

06

## Опико-акустические эффекты в тетранитрате пентаэритрита с включениями ультрадисперсных частиц алюминия при импульсном лазерном воздействии

© Б.П. Адуев<sup>1</sup>, Д.Р. Нурмухаметов<sup>1,2</sup>, Г.М. Белокуров<sup>1</sup>, Н.В. Нелюбина<sup>1</sup>, А.В. Тупицын<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр угля и углехимии Сибирского отделения РАН, 650000 Кемерово, Россия

<sup>2</sup> Кемеровский государственный университет, 650000 Кемерово, Россия

<sup>3</sup> Юргинский технологический институт Томского политехнического университета, 652057 Юрга, Россия

e-mail: lesinko-iuxm@yandex.ru

Поступила в редакцию 31.10.2017 г.

Приведены результаты исследования опико-акустических характеристик образцов тетранитрата пентаэритрита (тэна) с включениями ультрадисперсных частиц алюминия (100 nm). Установлены закономерности возрастания показателя экстинкции  $k_{ef}$  и амплитуды сигнала с пьезодетектора  $U$  с ростом плотности энергии лазерных импульсов  $H$ . Проведены оценочные расчеты и сделан вывод, что при  $H > 0.1 \text{ J/cm}^2$  во время импульса происходят нагрев включений алюминия и окружающей его оболочки до температуры газификации и образование кратеров на поверхности образца.

DOI: 10.21883/OS.2018.03.45661.255-17

### Введение

Изучение воздействия лазерного излучения на композитные энергетические материалы перспективно в плане разработки новых материалов для детонаторов на основе бризантных взрывчатых веществ (ВВ) и включений ультрадисперсных частиц металлов.

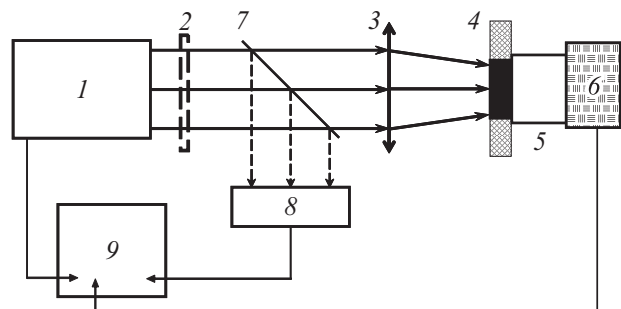
Импульсное оптическое излучение, поглощаясь в образце, вызывает упругие возмущения. Регистрация и анализ этих возмущений позволяют восстанавливать разнообразные физические параметры исследуемой среды и их распределения [1]. Для измерения опико-акустических (ОА) характеристик среды перспективно использование импульсного ОА метода с прямой регистрацией ОА сигнала с помощью пьезоакустического детектора [2,3]. В частности, возможно измерение амплитудных характеристик и показателя экстинкции в средах, содержащих как рассеивающие [2], так и поглощающие лазерные излучения частицы [4]. С применением фотометрического шара [5] было установлено, что ультрадисперсные частицы алюминия в матрице тетранитрата пентаэритрита (тэна) эффективно поглощают лазерное излучение. Этот результат позволил дискриминировать модель лазерного инициирования, согласно которой ультрадисперсные частицы металлов играют роль светорассеивателей, увеличивая вероятность поглощения излучения матрицей тэна [6]. В [5] показано, что поглощение света ультрадисперсными частицами подчиняется закону Бугера–Ламберта, при этом вклад рассеяния увеличивает показатель экстинкции [5,7]. Эти результаты свидетельствовали в пользу микроочаговой модели лазерного зажигания ВВ, согласно которой све-

топоглощающие частицы могут нагреваться до высоких температур и инициировать химическую реакцию в матрице ВВ, приводящую к взрыву.

В настоящей работе исследованы закономерности поглощения света ультрадисперсными включениями алюминия в зависимости от плотности энергии лазерных импульсов с использованием ОА метода в условиях, не приводящих к взрыву образцов.

### Объекты и методика

Измерение ОА характеристик (показателя экстинкции  $k_{ef}$  и амплитуды ОА сигнала  $U$ ) исследуемых объектов импульсным ОА методом проводилось на установке, собранной по схеме с прямой регистрацией ОА

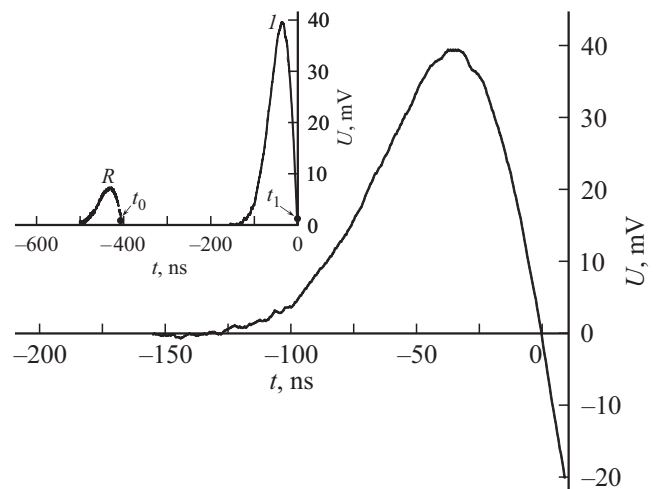


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 — лазер, 2 — нейтральные светофильтры, 3 — фокусирующая линза, 4 — образец в медном держателе, 5 — акустическая задержка, 6 — пьезопреобразователь, 7 — светоделительная пластина, 8 — фотодиод, 9 — осциллограф.

сигнала [2,3] (рис. 1). В качестве источника возбуждения использовалось излучение импульсного YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазера LQ929 (SOLAR Laser Systems, Минск) *I*, работающего в режиме модуляции добротности. Длительность импульса составляла величину  $\tau_i = 14$  ns. Использовалась первая (1064 nm) и вторая (532 nm) гармоники лазера. Максимальная энергия в импульсе составляла величину 1 J и варьировалась с помощью нейтральных светофильтров 2. Энергия лазерного излучения определялась с помощью пьезоэлектрического измерителя энергии PE50BF-C (Ophir® Photonics). Нестабильность энергии иницирующего импульса не превышала 3%. Основная часть излучения фокусировалась на образец в медном держателе 4 при помощи линзы 3. Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения на поверхности образца было близко к прямоугольному с характерным диаметром пучка 2.5 mm. Образец находился в акустическом контакте через дюралюминиевую задержку 5 с пьезопреобразователем 6, изготовленным из керамики ЦТС-19 (диаметр 8 mm, толщина 4 mm). Часть энергии лазерного излучения светоделительной пластиной 7 отводилась на калиброванный фотодиод для контроля энергии импульса. Воздействие излучения производилось на открытую поверхность образцов. Сигнал с пьезопреобразователя регистрировался цифровым осциллографом 9 LeCroy WJ332A (полоса пропускания 350 MHz, частота дискретизации 2 GHz). Синхронизация элементов установки осуществлялась внутренним генератором блока управления лазера.

Исследуемые объекты представляли собой композиты на основе порошка тэна с размерами зерен в максимуме распределения 1.5 μm. В качестве добавки использовался порошок алюминия, изготовленный методом газофазного синтеза в Институте физики металлов УрО РАН, с размером частиц в максимуме распределения 100–120 nm [8]. Возраст порошка на момент проведения экспериментов составлял 6 лет. Известно, что в результате хранения наночастицы Al покрываются окисной пленкой. Количественное содержание окиси алюминия (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), рассчитанное по результатам электронно-зондового микроанализа (рентгеновская флуоресценция), проведенное при помощи сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM63901A, оснащенного спектрометром JEOL JED2400, составило 27% по массе. Влияние окисной оболочки алюминия на взрывчатые характеристики тэна было исследовано в [9].

Проводилась следующая процедура подготовки образцов. В порошок тэна добавлялись частицы Al для получения концентрации 0.03% по массе. Смесь помещалась в гексан и перемешивалась в ультразвуковой ванне для получения равномерного распределения частиц в объеме смеси. После этого производилось испарение гексана, сушка смеси и навеска образца. Образцы прессовались с использованием специальной пресс-формы в медной пластине толщиной 1 mm, в центре которой имелось отверстие диаметром 3 mm. При прессовании давление поднималось в течение 30 min до величины 1.8 GPa.



**Рис. 2.** Типичный ОА сигнал. На вставке: *R* — реперный сигнал без образца. Длина волны лазерного излучения 1064 nm. Плотность энергии лазерного излучения 0.1 J/cm<sup>2</sup>.

Плотность образца рассчитывалась по формуле

$$\rho = \frac{4m}{\pi d^2 h},$$

где *m* — масса, *d* — диаметр, *h* — толщина образца. Масса образца измерялась на аналитических весах с точностью измерения 0.1 mg, диаметр — с помощью оптического микроскопа с точностью 1 μm, высота — с помощью микрометра с точностью 5 μm. Расчет погрешности однократного измерения  $\rho$  составил менее 1%. После прессования получались образцы с расчетной плотностью 1.65–1.76 g/cm<sup>3</sup>. Для эксперимента отбирались образцы с плотностью  $\rho = 1.73 \pm 0.03$  g/cm<sup>3</sup>.

Отметим, что аналогичные образцы использованы в работах [10,11] при изучении взрывчатого разложения при лазерном воздействии. Однако в отличие от [10,11] в настоящей работе образцы не накрывались стеклянной пластиной со стороны ввода лазерного излучения, блокирующей газодинамическую разгрузку. Поэтому при воздействии лазерных импульсов взрывчатое разложение не происходило, что позволило изучить ОА характеристики образцов, представленные ниже.

На рис. 2 представлена типичная осциллограмма импульса сжатия ОА сигнала для образца тэн-Al, регистрируемого после воздействия импульса лазера.

Согласно [2], временной профиль нарастания фронта ОА сигнала описывается выражением

$$U(t < 0) \sim \exp(t/\tau_{ac}), \tag{1}$$

где

$$\tau_{ac} = (k_{ef}c_0)^{-1}. \tag{2}$$

Здесь *c*<sub>0</sub> — скорость звука в образце, *k*<sub>ef</sub> — показатель экстинкции,  $\tau_{ac}$  — время акустической релаксации образца.

Скорость звука в образцах измерялась следующим образом. По данным, например, рис. 2 (вставка) измерялся временной интервал  $\Delta t$  между временем пересечения реперного импульса (импульс, возникающий в акустической задержке при непосредственном воздействии на нее лазерного излучения при отсутствии образца) (момент времени  $t_0$ ) и импульса образца (момент времени  $t_1$ ) с базовой линией [12]. Затем, зная толщину образца  $s$ , вычисляли скорость звука в образце  $c_0 = s/\Delta t$ . Согласно нашим измерениям, скорость звука  $c_0$  в образцах составила  $2500 \pm 200$  м/с. Таким образом, аппроксимируя фронт ОА сигнала зависимостью (1), находили  $\tau_{ac}$  и по (2) рассчитывали показатель экстинкции  $k_{ef}$  исследуемых образцов при различных плотностях энергии лазерных импульсов.

Измерения на тест-объекте с известными характеристиками (стекло СЗС-21) показали, что значение  $k_{ef}$  совпадает с табличными значениями из каталога и не зависит от плотности энергии лазерного излучения.

Согласно работе [2], в случае выполнения условия

$$k_{ef}c_0\tau_i \ll 1 \quad (3)$$

осуществляется режим мгновенного возбуждения ( $c_0$  — скорость звука в образце,  $\tau_i$  — длительность лазерного импульса). В этом случае акустическая релаксация за время импульса не успевает произойти и измерение  $k_{ef}$  будет корректным. Тогда в условиях нашего эксперимента необходимо, чтобы значения  $k_{ef}$  для образцов тэн-А1 лежали в пределах  $k_{ef} < 300 \text{ см}^{-1}$ .

## Результаты и обсуждение

В исследуемых образцах тэн-алюминий показатель экстинкции, измеренный на спектрофотометре Shimadzu UV-3600, составил величину  $k_{ef} = 20 \text{ см}^{-1}$ . При воздействии лазерных импульсов с плотностью энергии  $H < 0.05 \text{ Дж/см}^2$  ОА метод дает значения  $k_{ef}$ , совпадающие с измерениями на спектрофотометре.

При увеличении  $H$ , как будет показано ниже, наблюдается рост  $k_{ef}$  и амплитуды сигнала  $U$ .

При плотностях энергии  $H \sim 0.1 \text{ Дж/см}^2$  на поверхности образцов наблюдаются кратеры, размеры которых увеличиваются с ростом  $H$ . При  $H > 1 \text{ Дж/см}^2$  наблюдается макроразрушение образцов, поэтому количественные измерения ограничены интервалом плотностей энергий  $0-1 \text{ Дж/см}^2$ .

Были проведены измерения ОА сигналов при воздействии первой и второй гармониками лазера. Результаты измерений амплитуды сигнала в зависимости от  $H$  представлены на рис. 3.

При минимальных плотностях энергии наблюдается линейный рост амплитуды с увеличением плотности энергии  $H$  лазерного излучения (см. вставки на рис. 3), что находится в согласии с выводом о постоянстве  $k_{ef}$  при малых воздействиях  $H < 0.05 \text{ Дж/см}^2$ .

При дальнейшем увеличении  $H$  наблюдается сверхлинейная зависимость амплитуды сигнала  $U$  (рис. 3).

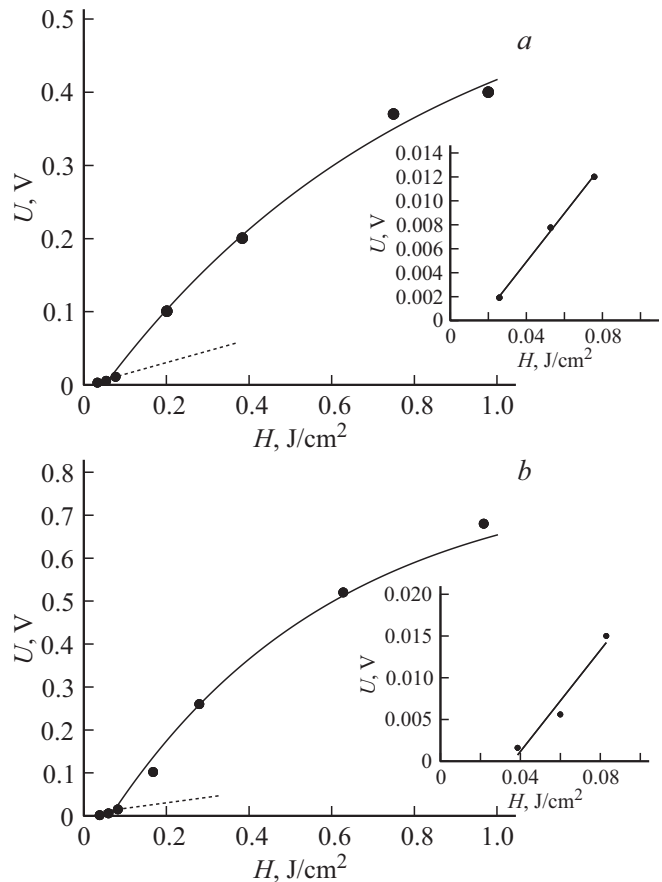


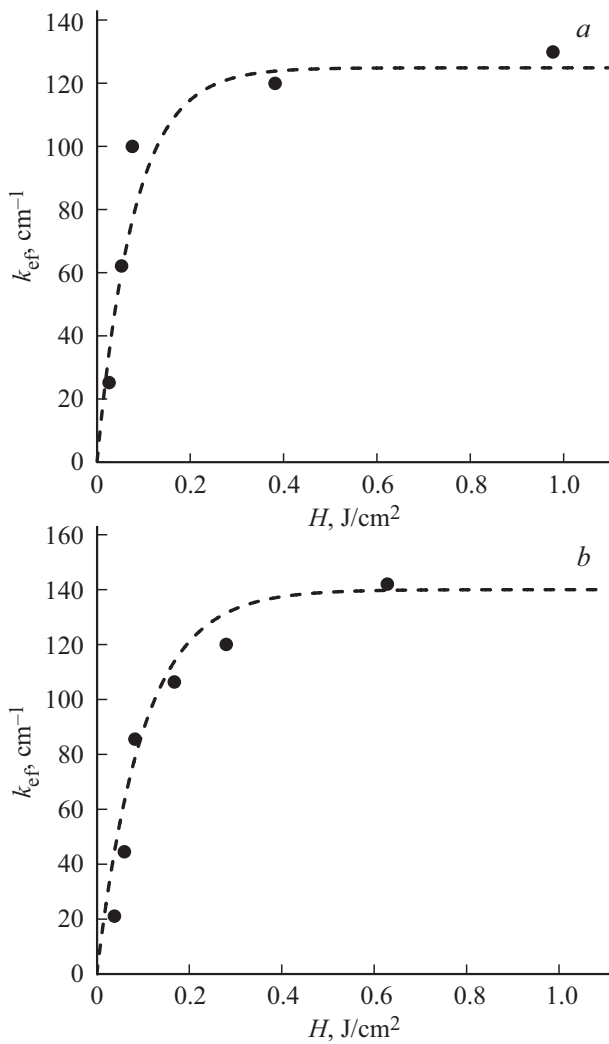
Рис. 3. Зависимость амплитуды ОА сигнала от плотности энергии лазерного импульса. Лазерное излучение:  $a$  — 1064 nm,  $b$  — 532 nm. На врезках указана зависимость в интервале энергий  $0-0.1 \text{ Дж/см}^2$ .

На рис. 4 представлены значения  $k_{ef}$ , рассчитанные по формуле (2) из измеренных  $\tau_{ac}$  для первой и второй гармоник лазера в зависимости от плотности энергии  $H$ . Расчетные точки удовлетворительно описываются зависимостью

$$k_{ef}(H) = k_{\infty}(1 - e^{-H/H_0})$$

(рис. 4, штриховые кривые), где  $k_{\infty} = 120 \text{ см}^{-1}$  и  $H_0 = 0.08 \text{ Дж/см}^2$  для первой гармоники (рис. 4,  $a$ ),  $k_{\infty} = 140 \text{ см}^{-1}$  и  $H_0 = 0.1 \text{ Дж/см}^2$  для второй гармоники. Параметры  $H_0 = 0.08 \text{ Дж/см}^2$  для первой гармоники и  $H_0 = 0.1 \text{ Дж/см}^2$  для второй гармоники с точностью до погрешности эксперимента близки и совпадают со значением  $H = H_{cr}$ , при которых на поверхности образцов наблюдаются минимальные кратеры.

Известно, что с ростом температуры поглощательная способность металлов увеличивается [13,14]. Данные рис. 3 и 4 позволяют сделать вывод, что в результате поглощения энергии включениями алюминия происходит их нагрев и рост  $k_{ef}$  при  $H > 0.1 \text{ Дж/см}^2$ . В окрестности включений происходит нагрев молекул тэна до температуры разложения, приводящий к газообразованию,



**Рис. 4.** Зависимость показателя экстинкции  $k_{\text{ef}}$  от плотности энергии лазерных импульсов. Лазерное излучение:  $a$  — 1064 nm,  $b$  — 532 nm.

что приводит к образованию кратеров на поверхности образцов. (Отметим, что если образцы накрыть стеклянной пластиной, то при  $H > 0.1 \text{ J/cm}^2$  через  $1 \mu\text{s}$  после лазерного воздействия происходит взрыв образца.)

По экспериментальным данным рис. 3 и 4 построены зависимости амплитуды сигнала детектора  $U$  от  $k_{\text{ef}}$ , представленные на рис. 5 для первой и второй гармоник лазера. Полученные зависимости удовлетворительно аппроксимируются формулой

$$U = U_t e^{k_{\text{ef}}/k_0}, \tag{4}$$

где  $k_0 = 20 \text{ cm}^{-1}$  и совпадает со значением  $k_{\text{ef}}$  при низких плотностях энергии, полученных при  $H < 0.05 \text{ J/cm}^2$  и измерениях на спектрометре. Величину  $U_t$  можно трактовать следующим образом. При  $k = 0$  (отсутствие включений частиц алюминия)  $U_t$  — это сигнал детектора от матрицы тэна, который весьма мал ( $< 0.1 \text{ cm}^{-1}$  [6]) и находится за пределами чувствительности измерительной аппаратуры.

Таким образом, увеличение плотности энергии лазерных импульсов  $H$  приводит к росту  $k_{\text{ef}}$ , что в свою очередь приводит к экспоненциальному росту амплитуды акустического сигнала  $U$  (и соответственно мгновенного давления) в зависимости от  $k_{\text{ef}}$ .

Согласно [4], амплитуда давления в образцах при воздействии лазерных импульсов

$$P \sim H k_{\text{ef}}. \tag{5}$$

С другой стороны, объемную плотность поглощенной энергии лазерного импульса можно представить следующим образом:

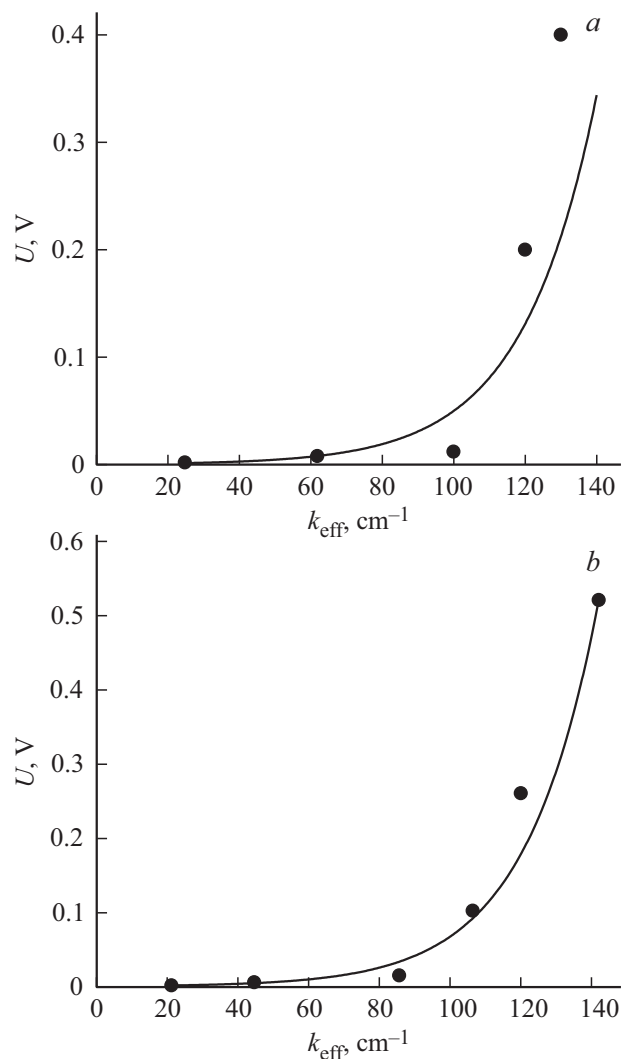
$$Q_v = (1 - R) H k_{\text{ef}}, \tag{6}$$

где  $R$  — коэффициент отражения.

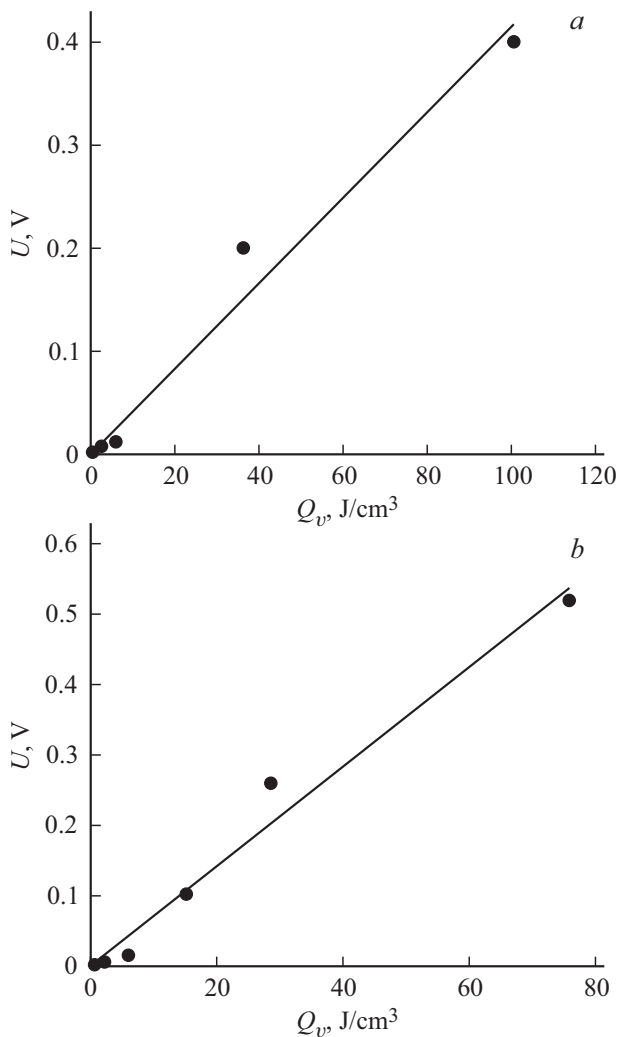
Кроме того, известно, что давление  $P$  и объемная плотность поглощенной энергии  $Q_v$  связаны соотношением

$$P = \Gamma Q_v, \tag{7}$$

где  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена.



**Рис. 5.** Зависимость амплитуды ОА сигнала от показателя экстинкции. Лазерное излучение:  $a$  — 1064 nm,  $b$  — 532 nm.



**Рис. 6.** Зависимость амплитуды ОА сигнала от объемной плотности поглощенной энергии лазерного излучения. Лазерное излучение: *a* — 1064 nm, *b* — 532 nm.

С помощью методики фотометрического шара измерены коэффициенты отражения  $R$  образцов для первой и второй гармоник, которые составили величину  $R = 15\%$ .

По формуле (6) рассчитаны величины  $Q_v$  и найдены амплитуды сигнала ОА приемника  $U$  в зависимости от  $Q_v$ , которые представлены на рис. 6.

Так как амплитуда сигнала соответствует мгновенному давлению, то линейная зависимость соответствует выражению (7). Из данных рис. 6 возможно нахождение коэффициента Грюнайзена  $\Gamma$  при условии абсолютной калибровки амплитуды пьезокерамического ОА приемника от давления  $P$ . Это является достаточно сложной задачей в условиях изменяющейся длительности сигнала, поэтому в рамках настоящей работы значения  $\Gamma$  не рассчитаны.

Как следует из вышепредставленных результатов, абляция образцов начинается при  $H_{cr} \approx 0.08-0.1 J/cm^2$ . Это соответствует объемной плотности энергии  $Q_v = 6-8 J/cm^3$ . Мы предполагаем, что этот эффект

связан с фазовыми переходами в результате нагрева включений.

Для выяснения этого вопроса сделаем приближенную оценку нагрева включений до значений  $Q_v \approx 6 J/cm^3$ . Учтем, что за время длительности лазерного импульса  $\tau_i$  тепло, поглощенное включением Al, в результате теплопроводности нагревает окружающую матрицу до расстояния

$$L = (\chi_i \tau_i)^{1/2}, \quad (8)$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности матрицы. Таким образом, под „горячей точкой“ мы понимаем включение металла и окружающую его оболочку толщиной  $L$  (рис. 7). Поэтому будем вести расчет нагрева двуслойной сферы (рис. 7), в центре которой находится частица Al радиусом 50 nm, окруженная сферической оболочкой. Используя значение  $\chi = 1.1 \cdot 10^{-7} m^2/s$  для тэна [15], рассчитали  $L_{PETN} = 36 nm$ .

Концентрация включений оценивается по формуле [16]

$$n = \frac{1}{V_d} \frac{\rho_0}{\rho_d} \frac{\alpha}{[1 - \alpha(1 - \frac{\rho_0}{\rho_d})]}, \quad (9)$$

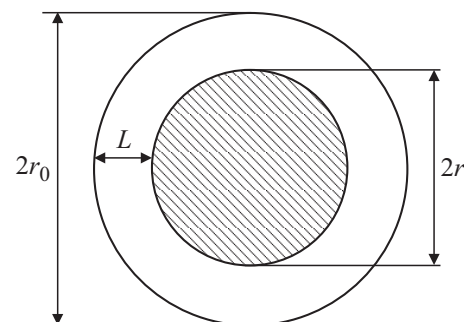
где  $V_d$  — объем включения,  $\rho_0$  — плотность образца ( $\rho_0 = 1.73 g/cm^3$ ),  $\rho_d$  — плотность частицы включения ( $\rho_d = 2.7 g/cm^3$ ),  $\alpha = 0.3 \cdot 10^{-3}$  — массовая доля добавки включений. Считая частицы Al сферическими с радиусом  $r = 50 nm$ , сделали оценку концентраций включений  $n \approx 0.35 \cdot 10^{12} cm^{-3}$ .

В этом случае при поглощенной объемной плотности энергии  $Q_v = 6 J/cm^3$  можно сделать оценку поглощенной объемной плотности энергии отдельной частицей:  $Q_i = Q_v/n \sim 2 \cdot 10^{-11} J$ .

Далее проведем оценочные расчеты нагрева включения с окружающей оболочкой (рис. 7) за время импульса облучения.

Рассмотрим процессы в двуслойной сфере ( $r = 50 nm$ ,  $r_0 = 86 nm$ ) при поглощении лазерного излучения.

Согласно справочным данным, температура плавления тэна  $T_m = 414 K$ , температура кипения  $T_k = 453 K$  [16]. Поэтому при нагреве двуслойной сферы целесообразно рассматривать нагрев до температур  $T \sim 500 K$ , поскольку при более высоких температурах возможно самовоспламенение тэна. (Температура



**Рис. 7.** Схема „горячей точки“:  $r$  — радиус частицы алюминия,  $r_0$  — радиус сферической области матрицы,  $L$  — толщина прогретого слоя.

вспышки  $T_v = 528 \text{ K}$  с задержкой в  $1 \text{ s}$  [18]. При более быстром подводе энергии эта цифра увеличивается, но данных в литературе нет). Поэтому в оценку нагрева включим следующие последовательные процессы.

1. Нагрев двуслойной сферы до температуры плавления тэна  $T_m$ .

2. Плавление тэна ( $\lambda_m^{\text{PETN}} = 0.318 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ ) [17].

3. Нагрев до температуры кипения.

4. Испарение тэна ( $c_p = 1.67 \cdot 10^3 \text{ J/kg}$ ,  $\lambda_m^{\text{PETN}} = 0.27 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ ) [17].

5. Нагрев до  $T \approx 500 \text{ K}$ .

Очевидно, что уже при таком нагреве за счет испарения тэна в очагах будет увеличиваться давление, поэтому возможны выход паров из очагов и наблюдаемая деструкция образца.

Отметим также, что изменение давления ведет к изменению теплофизических параметров, которое здесь не учитываются. Поэтому оценка является приближенной.

Рассчитаем необходимое количество тепла  $Q_i$ :

$$Q_i = (c_p m_p + c_{Al} m_{Al})(T_m - T_0) + \lambda_m m_p + \lambda_e m_p. \quad (10)$$

Расчет по формуле (10) дает величину  $Q_i \sim 10^{-11} \text{ J}$ .

Таким образом, приведенная выше оценка показывает, что за время импульса при поглощении энергии с объемной плотностью  $Q_v = 6 \text{ J/cm}^3$  возможен нагрев двуслойной сферы как минимум до температуры испарения оболочки тэна в двуслойной сфере (рис. 7) и, вероятно, до более высоких температур, что может привести к наблюдаемой абляции образца.

Таким образом, рост коэффициента экстинкции  $k_{ef}$  в композите тэн + Al с ростом плотности энергии лазерного излучения позволяет сделать вывод о нагреве включений Al и окружающей его оболочки тэна до высоких температур, возможно до температуры вспышки в горячей точке.

Для более точных оценок необходимо проведение теоретических расчетов, учитывающих зависимость теплофизических параметров от температуры.

## Заключение

1. Установлено, что при воздействии лазерных импульсов на образцы тэна с включениями Al при плотности энергии  $H > 0.1 \text{ J/cm}^2$  возрастает коэффициент экстинкции  $k_{ef}$  за счет поглощения света наночастицами Al.

2. Амплитуда акустического сигнала возрастает экспоненциально с ростом  $k_{ef}$ .

3. Мгновенное давление, пропорциональное амплитуде акустического сигнала, линейно зависит от плотности поглощенной энергии.

4. Оценочные расчеты показывают, что при  $H > 0.1 \text{ J/cm}^2$  в результате поглощения и нагрева включений Al во время импульса облучения нагревается прилегающая к частице сфера толщиной  $\sim 40 \text{ nm}$  вплоть до температуры испарения, что приводит к газификации слоя и образованию кратера на поверхности образца. При блокировании облучаемой поверхности стеклянной пластиной, уменьшающей газодинамическую разгрузку,

в диапазоне используемых плотностей энергии лазерных импульсов, как показано ранее в [10,11], происходит взрыв образца.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема V.49.1.5).

## Список литературы

- [1] Egerev S.V., Lyamshev L.M., Puchenkov O.V. // Sov. Phys. Uspekhi. 1990. V. 33. N 9. P. 739.
- [2] Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е. // Квант. электрон. 1999. Т. 29. № 3. С. 215.
- [3] Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е. // Письма ЖЭТФ. 1999. Т. 70. № 3. С. 187.
- [4] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991.
- [5] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Звекоев А.А., Каленский А.В., Никитин А.П., Лисков И.Ю. // ЖТФ. 2014. Т. 84. № 9. С. 126; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Звекоев А.А., Каленский А.В., Никитин А.П., Лисков И.Ю. // Technical Physics. 2014. V. 59. N 9. P. 1387. doi: 10.1134/S1063784214090023
- [6] Aluker E.D., Krechetov A.G., Mitrofanov A.Y., Nurmukhametov D.R., Kuklja M.M. // J. Phys. Chem. C. 2011. V. 115. N 14. P. 6893. doi: 10.1021/jp1089195
- [7] Звекоев А.А., Каленский А.В., Адуев Б.П., Ананьева М.В. // Журн. прикл. спектр. 2015. Т. 82. № 2. С. 219.
- [8] Yermakov A.E., Uimin M.A., Galakhov V.R. et al. // J. Metastab. Nanocryst. Mater. 2005. V. 24–25. P. 43. doi: 10.4028/www.scientific.net/JMN.24-25.43
- [9] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Звекоев А.А., Нелюбина Н.В. // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50. № 5. С. 87; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Звекоев А.А., Нелюбина Н.В. // Comb., Expl., and Shock Waves. 2014. V. 50. № 5. P. 578. doi: 10.1134/S001050821405013X
- [10] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Звекоев А.А., Никитин А.П., Каленский А.В. // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52. № 6. С. 104.
- [11] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Звекоев А.А. // Хим. физ. 2014. Т. 33. № 6. С. 37; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Звекоев А.А. // Rus. J. Phys. Chem. B. 2014. V. 8. N 3. P. 352. doi: 10.1134/S1990793114030178
- [12] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Лисков И.Ю. // Хим. физ. 2014. Т. 33. № 12. С. 29; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Лисков И.Ю. // Rus. J. Phys. Chem. B. 2014. V. 8. N 6. P. 852. doi: 10.1134/S1990793114110128.
- [13] Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. Учебное руководство. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.
- [14] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд. 2-е. М.: Наука, 1973.
- [15] Шелудяк Ю.Е., Капторов Л.Я., Калинин Л.А., Цалков В.Н. Теплофизические свойства компонентов горючих систем. М., 1992.
- [16] Физика взрыва / Под ред. Орленко Л.П. Т. 1. М.: Физматлит, 2004.
- [17] Орлова Е.Ю. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз., 1960.
- [18] Bowden F.P., Yoffe A.D. Fast Reaction in Solid. London: Butterworths Scientific Publications, 1958.