

УДК 536.46

## ЗАЖИГАНИЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ ОБРАЗЦОВ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. А. Архипов<sup>1</sup>, Н. Н. Золоторёв<sup>1</sup>, А. Г. Коротких<sup>2</sup>, В. Т. Кузнецов<sup>1</sup>,  
О. В. Матвиенко<sup>1,3</sup>, И. В. Сорокин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет, 634050 Томск, leva@niipmm.tsu.ru

<sup>2</sup>Томский политехнический университет, 634050 Томск

<sup>3</sup>Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003 Томск

Представлены метод и результаты экспериментального исследования характеристик зажигания образцов высокоэнергетических материалов многомодовым лазерным излучением. Для получения равномерного распределения плотности потока излучения по торцевой поверхности цилиндрического образца используется его вращение вокруг оси симметрии с заданной угловой скоростью. Исключение влияния конвективного теплообмена торцевой поверхности образца с окружающей средой на характеристики зажигания обеспечивается размещением образца в цилиндрическом контейнере. Приведены результаты экспериментов по зажиганию образцов пироксилина излучением CO<sub>2</sub>-лазера с вращением и без вращением образца.

Ключевые слова: высокоэнергетический материал, зажигание, лазерное излучение, угловая скорость вращения, конвективный теплообмен, время задержки зажигания, экспериментальное исследование.

DOI 10.15372/FGV20210110

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование зажигания высокоэнергетических материалов (ВЭМ) — твердых топлив для ракетных двигателей и газогенераторов, взрывчатых веществ, полимерных материалов — широко используется в лабораторной практике для оценки их воспламеняемости, а также при определении количественных характеристик процесса (время задержки зажигания и макрокинетические параметры) [1–7].

Одним из основных допущений при обработке результатов экспериментов по зажиганию образцов ВЭМ высокоинтенсивным лазерным излучением является равномерность плотности теплового потока по поверхности образца. Распределение интенсивности излучения в выходной апертуре лазера определяется типом используемого резонатора и модовым составом возбужденных в нем колебаний. При генерации на модах высокого порядка распределение интенсивности излучения существенно неравномерно [8] (рис. 1). Неравномерность распреде-

ления теплового излучения приводит к появлению глубоких пор в горячих точках на облучаемой поверхности исследуемого образца. При этом процесс зажигания первоначально развивается в порах, где условия воспламенения существенно отличаются от условий на плоской поверхности образца. Этот эффект может привести к изменению физики процесса зажигания ВЭМ, к неопределенности результатов экспериментов, а также к погрешностям определения констант формальной кинетики зажигания из решения соответствующей обратной задачи, сформулированной для равномерного потока излучения на поверхности образца [9].

В настоящей работе представлен новый метод исследования характеристик зажигания ВЭМ лазерным излучением, основанный на осреднении потока излучения путем вращения цилиндрического образца вокруг его оси симметрии [10].

## 1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

### 1.1. Описание установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Зажигание образца 1, установленного на валу электродвигателя 2, проводи-

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10091-П).

© Архипов В. А., Золоторёв Н. Н., Коротких А. Г.,  
Кузнецов В. Т., Матвиенко О. В., Сорокин И. В.,  
2021.

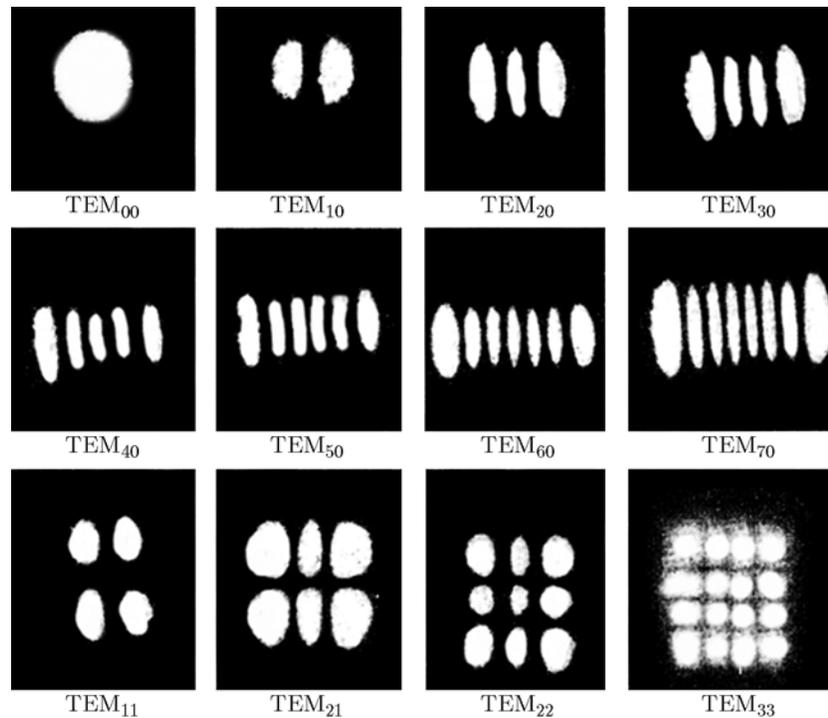


Рис. 1. Распределение энергии излучения в поперечном сечении лазерного луча:  $TEM_{mn}$  — поперечная электромагнитная мода,  $m, n$  — поперечные индексы моды

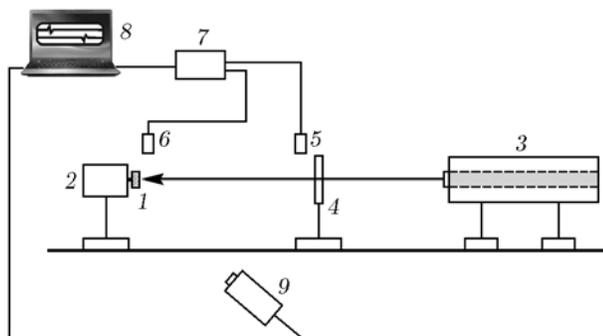


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — образец, 2 — электродвигатель, 3 —  $CO_2$ -лазер, 4 — электромагнитный затвор, 5, 6 — фотодиоды, 7 — преобразователь сигналов, 8 — компьютер, 9 — тепловизор

лось излучением  $CO_2$ -лазера 3 при открытии электромагнитного затвора 4. В качестве источника излучения использовался лазер РЛС-200 непрерывного излучения с длиной волны  $\lambda = 10.6$  мкм, мощностью  $W = 200$  Вт. Диаметр лазерного луча соответствовал диаметру образца ВЭМ ( $d = 10$  мм). При проведении экспериментов устанавливалось заданное значение мощности излучения лазера, кото-

рое измерялось термоэлектрическим датчиком Ophir EL400A с погрешностью  $\approx 5\%$ . После включения электродвигателя открывался электромагнитный затвор (время открытия  $\approx 5$  мс) и излучение лазера поступало на торцевую поверхность исследуемого образца ВЭМ. Момент открытия затвора фиксировался фотодиодом 5, а момент появления пламени (момент зажигания) — фотодиодом 6. Сигналы с фотодиодов 5, 6 поступали на аналого-цифровой преобразователь сигналов 7 типа L-card E14-440 и записывались в персональный компьютер 8. Обработка сигналов проводилась с помощью программного приложения L-Graph 2. Процесс нагрева и зажигания образца контролировался с помощью тепловизионной камеры 9 типа Jade J530 SB с частотой 50 Гц в диапазоне длин волн  $\lambda = 2.5 \div 2.7$  мкм.

## 1.2. Выбор угловой скорости вращения образца

Для того чтобы оценить распределение плотности потока излучения лазера РЛС-200 по сечению луча, с помощью тепловизионной камеры Jade J530 SB регистрировалось распределение температуры на облучаемой поверхности инертного материала (огнеупорного

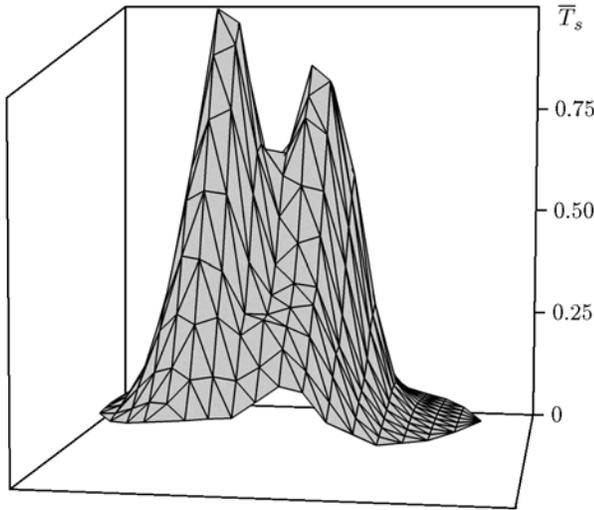


Рис. 3. Распределение температуры на облучаемой поверхности

кирпича) в процессе его нагрева. На рис. 3 приведены результаты измерений, полученные обработкой с использованием программного приложения Altair, в момент времени  $t = 0.8$  с. Распределение безразмерной температуры  $\bar{T}_s = T_s/(T_s)_{\max}$  и, следовательно, плотности теплового потока неравномерно и характеризуется наличием двух основных максимумов —  $\bar{T}_s = 1.0$  и  $0.83$ .

Для определения требуемой угловой скорости вращения образца ВЭМ рассмотрим нагрев его торцевой поверхности излучением непрерывного лазера с диаметром поперечного сечения луча, равным диаметру образца. Среднее значение плотности теплового потока определяется соотношением  $q_0 = W/S$ , где  $S$  — площадь торцевой поверхности образца.

При равномерном распределении энергии излучения в поперечном сечении лазерного луча плотность теплового потока на поверхности образца в процессе зажигания не меняется:  $q(t) = q_0 = \text{const}$ . В случае многомодового излучения лазера плотность потока излучения неравномерна по поверхности образца ВЭМ (см. рис. 3). Ввиду сложности определения точного распределения плотности потока излучения, рассмотрим схематизированные диаграммы распределения энергии излучения в поперечном сечении лазерного луча для разного количества мод ( $m = 2, 3, 4$ ) (рис. 4). Участки 1 не облучаются, а в облучаемых участках 2 распределение энергии излучения принимаем равномерным. С учетом этого допущения при

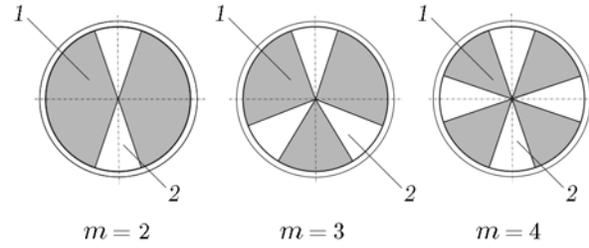


Рис. 4. Распределение энергии излучения в поперечном сечении лазерного луча:

1 — необлученные участки, 2 — облучаемые участки

вращении образца на каждую точку его торцевой поверхности будет действовать переменный тепловой поток в виде гармонических колебаний:

$$q(t) = q_0[1 + \sin(\omega t)], \quad (1)$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения образца, рад/с.

Из решения одномерного нестационарного уравнения теплопроводности [11, 12] с граничным условием второго рода (1) следует зависимость для температуры поверхности образца:

$$T_s(t) = \langle T_s(t) \rangle + \Delta T_s \sin(\omega t),$$

где ее среднее значение определяется соотношением

$$\langle T_s(t) \rangle = T_0 + 2q_0 \sqrt{\frac{t}{\pi \lambda_s \rho c}},$$

а амплитуда колебаний температуры — соотношением

$$\Delta T_s = \frac{q_0}{\sqrt{2\omega \lambda_s \rho c}}. \quad (2)$$

Здесь  $T_0$  — начальная температура образца,  $\lambda_s$ ,  $\rho$ ,  $c$  — теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость исследуемого образца.

При  $\omega \rightarrow \infty$  из (2) следует, что  $\Delta T_s = 0$  (пульсации температуры отсутствуют). Зададим ограничение на амплитуду колебаний (неравномерность нагрева):

$$\Delta T_s \leq \Delta T_*, \quad (3)$$

где  $\Delta T_*$  — некоторое заданное малое значение. Из (3) при заданном значении  $\Delta T_*$  следует условие для угловой скорости вращения образца:

$$\omega \geq \left( \frac{q_0}{\Delta T_*} \right)^2 \frac{1}{2\lambda_s \rho c}. \quad (4)$$

Для многомодового режима излучения соотношение (4) принимает вид

$$n \geq \frac{1}{4\pi m \lambda_s \rho c} \left( \frac{W}{S \cdot \Delta T_*} \right)^2, \quad (5)$$

где  $n = 30\omega/\pi$  — угловая скорость вращения образца, об/мин,  $m$  — количество мод лазерного излучения.

Результаты расчета угловой скорости вращения по формуле (5) при  $m = 4$ ,  $\Delta T_* = 5$  и  $10$  К и теплофизических характеристиках пироксилина [13] ( $\rho = 1500$  кг/м<sup>3</sup>,  $c = 1300$  Дж/(кг·К),  $\lambda_s = 0.126$  Вт/(м·К)) приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что с увеличением  $q_0$  требуемая угловая скорость вращения резко возрастает. Из соотношения (5) следует ограничение на плотность потока излучения. При  $n = 2800$  об/мин,  $\Delta T_* = 5$  К удельный тепловой поток  $q_0 \leq 12$  Вт/см<sup>2</sup>, а при  $\Delta T_* = 10$  К —  $q_0 \leq 24$  Вт/см<sup>2</sup>. Для исследования зажигания ВЭМ при более высоких значениях  $q_0$  необходимо увеличение угловой скорости вращения образца.

Предлагаемый метод приводит к осреднению плотности теплового потока только по угловой координате  $\alpha$ . Неравномерность радиального распределения  $q(r)$  и, соответственно,  $T_s(r)$  он не устраняет. Поэтому одним из допущений метода является предположение о равномерности распределения плотности потока излучения на облучаемых участках поверхности ВЭМ (см. рис. 4). Обоснование этого допущения следует из того, что угловая неравномерность распределений  $q(\alpha)$  и  $T_s(\alpha)$  намного

больше радиальной. В частности, для двухмодового излучения (см. рис. 4)  $\bar{T}_{s,\max} = 1$  (на облучаемых участках поверхности), а  $\bar{T}_{s,\min} = 0$ . Для радиальной неравномерности  $\bar{T}_s = 1$  (первый пик на рис. 3),  $\bar{T}_s = 0.83$  (второй пик),  $\bar{T}_s = 0.62$  («седло» в центральной области).

Точное измерение распределения  $q(r)$  и, соответственно,  $T_s(r)$  является сложной задачей ввиду нестационарности распределений. В частности, на рис. 3 приведены результаты измерения температурного поля (огнеупорный кирпич) в момент времени  $t = 0.8$  с. В разные моменты времени это распределение существенно изменяется.

Отметим, что при условии точного измерения структуры лазерного луча  $q(r, \alpha)$  можно выбрать центральную точку (ось вращения образца), обеспечивающую максимально достижимую однородность радиального распределения плотности потока излучения.

### 1.3. Выбор высоты контейнера

При вращении образца ВЭМ возникает конвективный теплообмен облучаемой торцевой поверхности образца с неподвижной окружающей средой, интенсивность которого возрастает по мере нагрева поверхности лазерным излучением. Плотность конвективного теплового потока от равномерно нагретой торцевой поверхности в неподвижную среду определяется соотношением

$$q_s = \frac{\lambda_g}{R} (T_s - T_g) \text{Nu}, \quad (6)$$

где  $T_g$  — температура окружающей среды,  $R$  — радиус образца,  $\lambda_g$  — теплопроводность среды.

Число Нуссельта для ламинарного режима обтекания торцевой поверхности образца определяется соотношением [14]

$$\text{Nu} = 0.388 \sqrt{\text{Re}_\omega \text{Pr}}, \quad (7)$$

где  $\text{Re}_\omega = \rho_g \omega R^2 / \mu_g$  — число Рейнольдса,  $\text{Pr} = \mu_g c_p / \lambda_g$  — число Прандтля,  $\rho_g$ ,  $\mu_g$ ,  $c_p$  — плотность, динамическая вязкость и удельная изобарная теплоемкость окружающей среды.

Расчеты плотности конвективного теплового потока в зависимости от температуры поверхности и угловой скорости вращения образца проведены для теплофизических характеристик воздуха [15]:  $\lambda_g = 0.0244$  Вт/(м·К),

Таблица 1  
Результаты расчета требуемой скорости вращения

$q$ , Вт/см <sup>2</sup>	$n$ , об/мин	
	$\Delta T_* = 5$ К	$\Delta T_* = 10$ К
2	78	18
5	486	120
10	1950	486
15	4386	1098
20	7800	1950
25	12186	3048

$\rho_g = 1.205 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu_g = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ,  $c_p = 1008 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ ,  $T_g = 293 \text{ К}$ . Величина конвективного теплового потока может достигать  $q_s = 0.48 \div 2.65 \text{ Вт/см}^2$ .

Для исключения влияния конвективного теплообмена на характеристики зажигания исследуемый образец ВЭМ запрессовывался в цилиндрический контейнер (рис. 5), требуемую высоту которого определяли из численного решения уравнений Рейнольдса [16, 17], описывающих поле закрученного течения воздуха во вращающемся контейнере.

Вращение стенок инициирует закрутку примыкающих к ним слоев воздуха, что приводит к формированию поля центробежных сил. В приосевой зоне образуется область пониженного давления за счет движения воздуха в радиальном направлении. Воздух из окружающей среды инжектируется в приосевую зону и разворачивается в окрестности торцевой стенки с последующим истечением вдоль боковых стенок контейнера.

Результаты расчетов показали, что структура потока определяется частотой вращения  $n$  и высотой контейнера  $h$ . В частности, при  $n = 2800 \text{ об/мин}$  в контейнере высотой  $h/R > 6$  между торцевой поверхностью и местом разворота приосевого потока формируется застойная зона с вихревым движением малой интенсивности. При этом конвективный теплообмен торцевой поверхности образца, определяемый

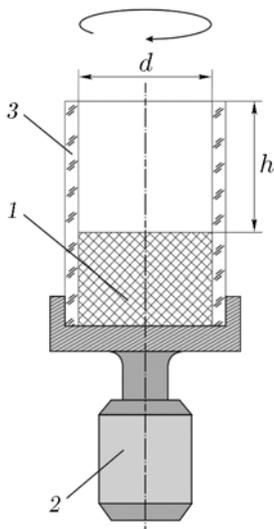


Рис. 5. Узел вращения исследуемого образца: 1 — образец ВЭМ, 2 — электродвигатель, 3 — цилиндрический контейнер

разностью скоростей вращения образца и среды, существенно снижается.

На рис. 6,а приведены радиальные распределения относительной тангенциальной скорости потока  $\Delta w(r) = w(r) - \pi nr/30$  в приторцевой зоне ( $x/R = 0.4$ ) при частоте вращения  $n = 2800 \text{ об/мин}$ . Максимальное значение  $|\Delta w|$  реализуется при  $r/R = 0.5 \div 0.8$  и уменьшается от 20 до 2 см/с при увеличении высоты контейнера  $h/R$  от 5 до 20.

На рис. 6,б приведены радиальные распределения  $\Delta w(r)$  в приторцевой зоне при фиксированной высоте контейнера  $h/R = 10$ . С увеличением частоты вращения от 500 до 2800 об/мин максимальная относитель-

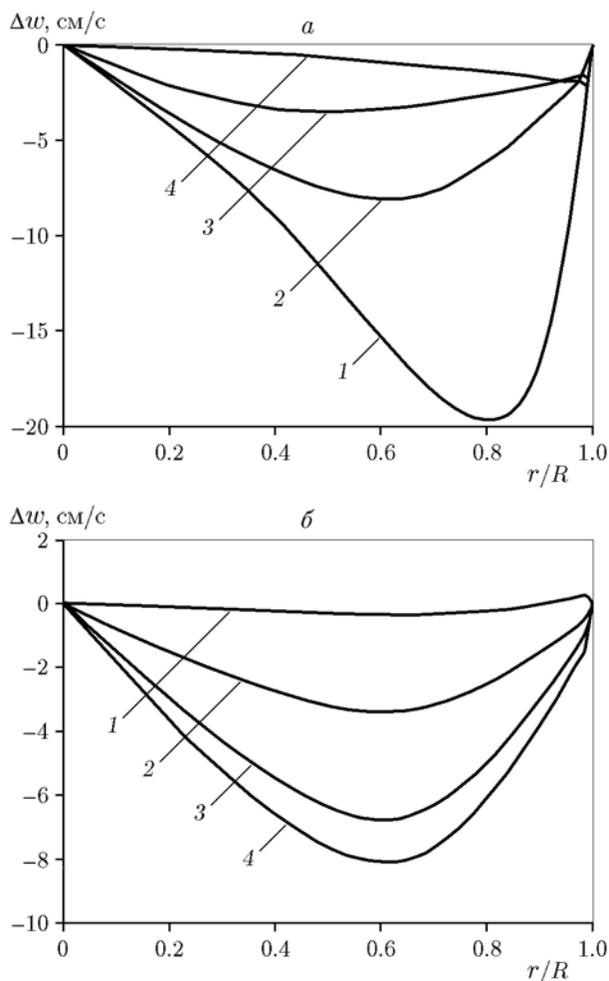


Рис. 6. Радиальные распределения относительной тангенциальной скорости:

а —  $n = 2800 \text{ об/мин}$ , 1 —  $h/R = 5$ , 2 —  $h/R = 10$ , 3 —  $h/R = 15$ , 4 —  $h/R = 20$ ; б —  $h/R = 10$ , 1 —  $n = 500 \text{ об/мин}$ , 2 —  $n = 1000 \text{ об/мин}$ , 3 —  $n = 2000 \text{ об/мин}$ , 4 —  $n = 2800 \text{ об/мин}$

ная скорость возрастает от нуля до значения  $|\Delta w| \approx 8$  см/с.

На основе анализа результатов численного моделирования получена аппроксимационная зависимость для выбора высоты контейнера, при которой обеспечивается разность тангенциальных скоростей воздуха и торцевой поверхности образца не выше 10 % при заданной частоте вращения

$$h/R \geq 2.14 \cdot 10^{-3} n. \quad (8)$$

При выполнении неравенства (8) между торцевой поверхностью и областью разворота потока формируется застойная зона, в которой взаимодействие инжектируемого потока с поверхностью незначительно. В приторцевой зоне течения угловые скорости вращения потока и торцевой поверхности образца практически равны. При этом в соответствии с (6), (7) исключается конвективный теплообмен.

Результаты расчетов аэродинамики во вращающемся контейнере с торцевой стенкой показали, что при достаточной высоте контейнера ( $h/R > 6$ ) в приторцевой области формируется зона радиально уравновешенного течения. При этом для любого распределения  $T_s(r)$  вращение контейнера приводит к оттеснению холодных слоев воздуха к боковым стенкам за счет центробежной силы Архимеда [16]. Таким образом, возникает устойчивая температурная стратификация воздушных масс, препятствующая конвекции в радиальном направлении.

Радиальная составляющая градиента давления уравновешивается центробежными силами, рассчитанными с учетом переменной  $\rho_g(r)$  за счет радиального перепада температур [16]:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho_g(r) \omega r.$$

Следовательно, при неравномерном распределении температуры торцевой стенки в приторцевой области контейнера формируется несколько измененный профиль давления  $p(r)$  (по сравнению с однородным распределением температуры). Этот фактор не оказывает существенного влияния на рассчитанную высоту прилегающей к торцевой стенке зоны квазитвердого вращения воздуха.

В образцах ВЭМ, горение которых описывается в рамках модели Беляева — Зельдовича (баллиститные пороха), в прогретом слое

к-фазы толщиной  $\approx 20 \div 60$  мкм происходит реакция газификации (пиролиза) без образования расплава [18, 19]. Для плавящихся систем вращение образца ВЭМ может привести к сносу жидкостной пленки на боковые стенки контейнера под действием центробежных сил (образование параболоида вращения [20]) по мере проплавления образца в процессе нагрева. К таким системам относятся вторичные взрывчатые вещества (в частности, тетрил [2]), перхлорат аммония [21] и др. Для таких систем основная химическая реакция происходит, как правило, в к-фазе — в жидком слое на поверхности образца, поскольку температура плавления образца ниже температуры его зажигания ( $T_{melt} < T_{ign}$ ) [2, 21]. Снос пленки может при этом существенно изменить процесс зажигания. Для таких систем предлагаемый метод применим при условии  $T_{melt} > T_{ign}$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для отработки представленного метода была проведена серия экспериментов по зажиганию излучением CO<sub>2</sub>-лазера модельного ВЭМ — пироксилина. Для данного вещества известны теплофизические характеристики [13, 22], а также экспериментальные данные по времени задержки зажигания лучистым тепловым потоком ксеноновой лампы в среде воздуха [13] и при зажигании тепловым излучением графитовой пластины в среде азота [22]. Результаты [13, 22] получены для равномерного распределения энергии излучения на облучаемой поверхности образца.

Исследовались образцы пироксилина диаметром 10 мм и высотой 5 мм, бронированные негорючим составом по боковой поверхности. Образцы пироксилина с добавлением 1 % сажи изготавливали методом прессования (плотность образцов  $\rho = 1500$  кг/м<sup>3</sup>). Для исключения влияния конвективного теплообмена образцы, в соответствии с оценкой (8), размещались в контейнере из кварцевого стекла высотой  $h = 50$  мм. Исследуемый образец вместе с контейнером вращался с угловой скоростью  $n = 2800$  об/мин.

Для оценки влияния вращения образца ВЭМ на качественную картину зажигания проводился визуальный анализ структуры поверхности погашенных образцов. Гашение осуществлялось путем отключения лазерного из-

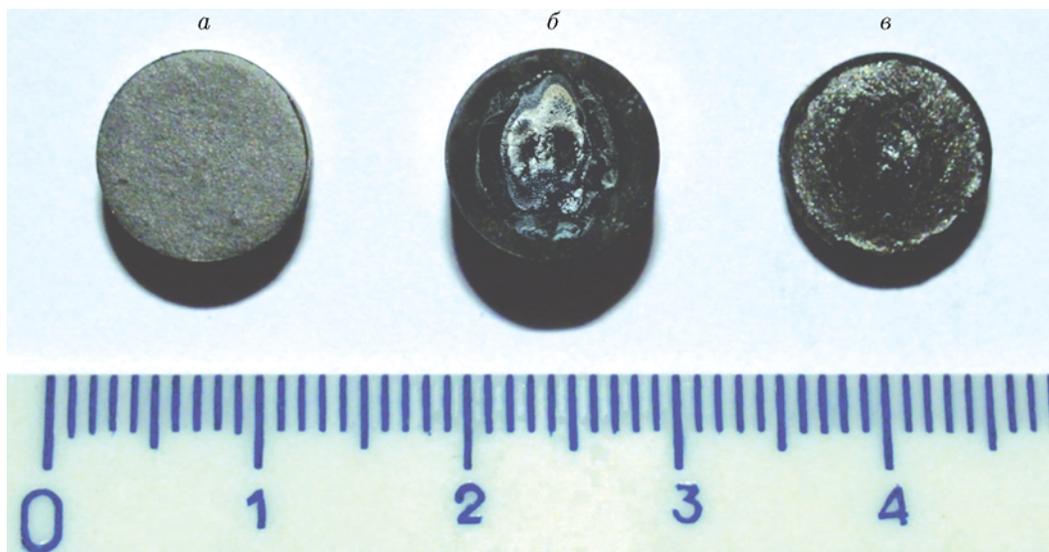


Рис. 7. Фотографии торцевой поверхности образцов:

*a* — исходный образец, *б* — погашенный образец без вращения, *в* — погашенный образец с вращением

лучения затвором (см. рис. 2) после появления пламени у поверхности образца. Из фотографий, представленных на рис. 7, следует, что при зажигании неподвижного образца  $\text{CO}_2$ -лазером в моноимпульсном режиме на поверхности образца образуется неравномерная структура в виде глубоких пор (рис. 7, *б*). При зажигании вращающегося образца торцевая поверхность сглаживается (рис. 7, *в*) и ее структура подобна поверхности исходного образца (рис. 7, *а*).

На рис. 8 приведены осредненные по пяти дублирующим опытам результаты измерения времени задержки зажигания  $t_{ign}$  исследуемых образцов излучением  $\text{CO}_2$ -лазера в диапазоне плотности теплового потока  $q = 7.5 \div 143 \text{ Вт/см}^2$ . Относительная погрешность измерения  $t_{ign}$  не превышает  $7 \div 8 \%$  при доверительной вероятности 0.95. Для экспериментов без вращения образцов зависимость времени задержки зажигания от плотности теплового потока аппроксимируется формулой

$$t_{ign} = 16.08q^{-1.46}, \quad (9)$$

а для вращающихся образцов — формулой

$$t_{ign} = 26.41q^{-1.45}, \quad (10)$$

где  $t_{ign}$  — [с],  $q$  — [ $\text{Вт/см}^2$ ]. Коэффициенты детерминации равны  $R^2 = 0.977$  для формулы (9) и  $R^2 = 0.995$  для формулы (10).

Из рис. 8 следует, что при зажигании вращающихся образцов время  $t_{ign}$  существенно возрастает (примерно в  $1.7 \div 2.0$  раза) по сравнению с неподвижными образцами. Это связано с более равномерным распределением энергии излучения по поверхности вращающегося образца. При этом плотность теплового потока излучения равна среднему значению  $q_0$ . Это подтверждается сравнением результатов измерения времени задержки зажигания вращаю-

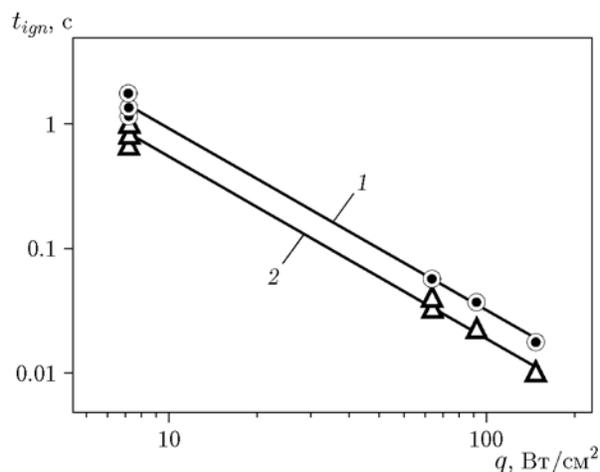


Рис. 8. Зависимость времени задержки зажигания образцов пироксилина от плотности теплового потока:

1 — образец с вращением, 2 — образец без вращения

Таблица 2  
Результаты измерения времени задержки зажигания

$q$ , Вт/см <sup>2</sup>	$t_{ign}$ , с		
	СО <sub>2</sub> -лазер		«Уран-1»
	без вращения	с вращением	
7.5	0.840	1.427	1.470
67.7	0.037	0.059	0.057
93.2	0.022	0.038	0.035
143	0.010	0.018	0.019

щихся образцов СО<sub>2</sub>-лазером с результатами измерения  $t_{ign}$  на установке «Уран-1» [13] с равномерным распределением энергии излучения (табл. 2). Расхождение полученных результатов не превышает погрешности измерений.

Снижение времени задержки зажигания неподвижных образцов излучением СО<sub>2</sub>-лазера связано с локализацией нагрева участков облученной поверхности образцов тепловым потоком  $q > q_0$  и очаговым механизмом зажигания ВЭМ.

## ВЫВОДЫ

1. Предложен новый метод исследования характеристик зажигания торцевой поверхности цилиндрического образца ВЭМ лазерным излучением, обеспечивающий равномерное распределение плотности лучистого теплового потока по угловой координате на облучаемой поверхности за счет вращения образца вокруг оси симметрии. Одним из допущений метода является предположение об однородности плотности потока излучения по радиальной координате, которая намного меньше угловой неоднородности.

2. Из решения нестационарного одномерного уравнения теплопроводности в нагреваемом образце получено соотношение для выбора угловой скорости вращения образца, при которой обеспечивается осреднение с заданной погрешностью плотности потока излучения на поверхности образца.

3. Проведена численная оценка степени охлаждения торцевой поверхности цилиндрического образца во вращающемся контейнере в зависимости от угловой скорости вращения и высоты контейнера. Определены условия снижения конвективного теплообмена при зажигании вращающегося образца.

4. Проведено экспериментальное исследование зажигания излучением СО<sub>2</sub>-лазера модельного ВЭМ — пироксилина с вращением и без вращения образца. Экспериментально подтверждена возможность снижения неравномерности излучения СО<sub>2</sub>-лазера на торцевой поверхности исследуемого образца за счет его вращения с заданной угловой скоростью.

5. Сравнение результатов по времени задержки зажигания вращающихся образцов СО<sub>2</sub>-лазером с данными, полученными на установке «Уран-1» [13], показали их совпадение. Следовательно, длина волны излучения ( $\lambda = 10.6$  мкм для СО<sub>2</sub>-лазера;  $\lambda \approx 0.8$  мкм для ксеноновой лампы, что соответствует максимуму интенсивности ее излучения) практически не влияет на характеристики зажигания.

6. Результаты проведенного исследования показали, что при расчете кинетических параметров процесса зажигания ВЭМ необходимо учитывать условия проведения экспериментов, в частности модовый состав излучения используемого лазерного источника излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кондриков Б. Н., Олемиллер Т. Дж., Саммерфильд М. Воспламенение и газификация баллиститного пороха под действием излучения СО<sub>2</sub>-лазера // Вопросы теории взрывчатых веществ: тр. МХТИ. — 1974. — Вып. 83. — С. 67–78.
2. Страковский Л. Г., Фролов Е. И. Особенности зажигания полупрозрачных летучих ВВ монохроматическим световым потоком // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 5. — С. 140–147.
3. Maggi F., Bandera A., Galfetti L., de Luca L. T., Jackson T. L. Efficient solid rocket propulsion for access to space // Acta Astronaut. — 2010. — V. 66. — P. 1563–1573.
4. Akhmetshin R., Razin A., Ovchinnikov V., Skripin A., Tsipilev V., Oleshko V., Zarko V., Yakovlev A. Effect of laser radiation wavelength on explosives initiation thresholds // J. Phys.: Conf. Ser. — 2014. — V. 552, N 1. — 012015.
5. Коротких А. Г., Архипов В. А., Слюсарский К. В., Сорокин И. В. Исследование зажигания высокоэнергетических материалов с бором и диборидами алюминия и титана // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 3. — С. 109–115. — DOI: 10.15372/FGV20180312.
6. Бачурин Л. В., Колесов В. И., Коновалов А. Н., Ульянов В. А., Юдин Н. В. Нагрев энергетических материалов непрерывным лазерным излучением ближнего ИК-диапазона // Физика горения и взрыва. —

2018. — Т. 54, № 4. — С. 84–95. — DOI: 10.15372/FGV20180410.
7. **Шейков Ю. В., Батъянов С. М., Калашникова О. Н., Луковкин О. М., Мильченко Д. В., Вахмистров С. А., Михайлов А. Л.** О механизме инициирования алюминизированных бризантных взрывчатых веществ лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 5. — С. 57–64. — DOI: 10.15372/FGV20180508.
  8. **Жаботинский М. Е.** Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. — М.: Сов. энцикл., 1969.
  9. **Вилюнов В. Н.** Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984.
  10. **Arkhipov V. A., Goldin V. D., Zolotarev N. N., Korotkikh A. G., Kuznetsov V. T., Matvienko O. B.** New method of condensed systems ignition by laser radiation // 14th Int. Conf. «Gas Discharge Plasmas and Their Applications» GDP-2019. — Tomsk: TPU Publ. House. — 2019. — P. 70.
  11. **Лыков А. В.** Тепломассообмен: справочник. — М.: Энергия, 1978.
  12. **Карслоу Г., Егер Д.** Теплопроводность твердых тел. — М.: Наука, 1964.
  13. **Вилюнов В. Н., Кузнецов В. Т., Скорик А. И.** Воспламенение пироксилина световым потоком высокой интенсивности // Горение и взрыв. — М.: Наука, 1977. — С. 278–281.
  14. **Шевчук И. В.** Влияние температуры стенки на ламинарный теплообмен вращающегося диска: приближенное аналитическое решение // Теплофизика высоких температур. — 2001. — Т. 39, № 4. — С. 682–685.
  15. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
  16. **Гупта А., Лилли Д., Сайред Н.** Закрученные потоки. — М.: Мир, 1987.
  17. **Матвиенко О. В.** Исследование теплообмена и формирование турбулентности во внутреннем закрученном потоке жидкости при низких числах Рейнольдса // Инж.-физ. журн. — 2014. — Т. 87, № 4. — С. 908–918.
  18. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.
  19. **Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б.** Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.
  20. **Самойлович Г. С.** Гидрогазодинамика. — М.: Машиностроение, 1990.
  21. **Лисицкий В. И., Прибыткова К. В.** О зажигании конденсированных веществ при наличии фазового перехода в прогревом слое // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т. 4, № 4. — С. 501–512.
  22. **Михеев В. Ф., Хлевной С. С.** О зажигании пироксилина // Физика горения и взрыва. — 1970. — Т. 6, № 2. — С. 176–181.

*Поступила в редакцию 12.12.2019.*

*После доработки 05.02.2020.*

*Принята к публикации 19.02.2020.*

---