

УДК 535.341,544.454

## ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА С ВКЛЮЧЕНИЯМИ НАНОЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ ПРИ ПРИЛОЖЕНИИ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Г. М. Белокуров, А. А. Звекон,  
Н. В. Нелюбина

Институт углекислоты и химического материаловедения Федерального исследовательского центра  
угля и углекислоты СО РАН, 650000 Кемерово, lesinko-iuxm@yandex.ru

Экспериментально измерены пороги взрывчатого разложения тэна с включениями наночастиц алюминия (средний диаметр частиц 100 нм) при приложении к образцам статического давления  $0 \div 0.288$  ГПа при воздействии первой гармоники импульсного (14 нс) неодимового лазера. Измерены амплитуды оптоакустического сигнала в зависимости от концентрации включений в образце при фиксированной плотности энергии лазерного излучения. Наблюдается значительное снижение порога инициирования, что связано с блокированием газодинамической нагрузки и увеличением плотности образцов.

Ключевые слова: лазерное инициирование, тэн, взрыв, газодинамическая разгрузка, дислокации, наночастицы алюминия, оптоакустика.

DOI 10.15372/FGV20190213

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование лазерного инициирования бризантных взрывчатых веществ (ВВ) началось в 60-х годах прошлого века и продолжается по сей день [1–6]. Однако до настоящего времени не выработано единой точки зрения на механизм инициирования ВВ. Это связано с тем, что пределы инициирования зависят от многих факторов: дисперсности и плотности образцов, длины волны лазерного излучения, длительности импульса, наличия инородных включений, статического давления на образец, условий газодинамической разгрузки и т. д.

Известно, что лазерное инициирование ВВ достигается только в том случае, если облучаемая поверхность покрыта прозрачной подложкой, которая препятствует газодинамической разгрузке образца, создавая в области химической реакции повышенное давление [1]. Очевидно, что условия газодинамической разгрузки (толщина стекла, сила прижатия к образцу) должны оказывать значительное влияние на величину порога инициирования одинаково-

вых образцов. Как указывалось в [7], для корректного сравнения результатов разных авторов необходимо использовать данные для одинаковых образцов.

Пороги лазерного инициирования тэна в условиях приложения давления к облучаемой поверхности образца изучались в работах [8–11], а тэна с включениями ультрадисперсных частиц сажи — в работе [9].

В работах [8–11] выявлены следующие основные закономерности процесса:

- 1) для чистых и смесевых образцов (с сажей) тэна с увеличением давления прижатия входного окна (стекло, кварц) порог инициирования монотонно снижается;
- 2) в области низкого давления прижатия примесь сажи резко снижает порог инициирования;
- 3) в области высокого давления (газодинамическая разгрузка сведена к минимуму) примесь сажи не оказывает влияния на чувствительность ВВ.

В работе [12] нами были исследованы пороги взрывчатого разложения тэна в зависимости от массовой концентрации включений алюминия  $n$  в интервале  $0.025 \div 1.0$  % при воздействии первой и второй гармоник неодимового лазера с длительностью импульса  $\tau_i =$

Работа выполнена в рамках программы базового бюджетного финансирования по теме V.49.1.5 (регистрационный номер АААА-А17-117041910150-2).

© Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Белокуров Г. М., Звекон А. А., Нелюбина Н. В., 2019.

14 нс. Эксперимент проводился в условиях, когда облучаемая поверхность накрывалась сверху стеклянной пластиной, через которую вводилось излучение. Газодинамической разгрузке препятствовала только масса пластины. Получены кривые порога инициирования с резко выраженным минимумом  $H_{cr} = 0.7 \text{ Дж/см}^2$  при концентрации включений  $n = 0.2$  и  $0.1 \%$  в случае воздействия соответственно первой и второй гармониками излучения лазера. При уменьшении или увеличении  $n$  наблюдается резкий рост  $H_{cr}$ . Теоретическое моделирование показало, что такой вид зависимости возможен, если поверхность ввода излучения (стекло) не закреплена.

Таким образом, зависимость  $H_{cr}(n)$ , имеющая экстремум (минимум), наблюдается при незакрепленной (почти свободной) облучаемой поверхности, как это было, например, в наших экспериментах [12–14]. Вызывает интерес исследование зависимости  $H_{cr}(n)$  в образце с наночастицами алюминия в случае жестко закрепленной границы стекло — образец при следующих двух условиях: 1) блокирование газодинамической разгрузки производится прижатием стеклянной пластины к медной пластине с образцом так, чтобы давление непосредственно к образцу не прикладывалось; 2) внешнее давление непосредственно прикладывается к облучаемой поверхности образца, как и в [8–11]. Результаты таких исследований представлены в данной работе.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве источника инициирования использовалась первая ( $\lambda = 1064 \text{ нм}$ ) гармоника YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера, работающего в режиме модуляции добротности с длительностью импульса  $\tau_i = 14 \text{ нс}$ . Распределение интенсивности излучения по сечению пучка было близко к равномерному. Максимальная энергия в импульсе на основной частоте  $E = 1.5 \text{ Дж}$ . Изменение количества энергии, поступающей к поверхности образца, проводилось с помощью калиброванных нейтральных светофильтров.

Для изготовления образцов использовался порошок тэна с узким гранулометрическим распределением и размерами зерен в максимуме  $1 \div 2 \text{ мкм}$  и порошок алюминия ультрадисперсных размеров ( $\approx 100 \text{ нм}$ ). Образцы изготавливались методом прессования в медном держателе толщиной  $1 \text{ мм}$ , в центре которо-

го имелось отверстие диаметром  $3 \text{ мм}$ . Плотность образцов составляла  $1.7 \text{ г/см}^3$ . При изготовлении образцов давление ступенчато поднималось до  $1.8 \text{ ГПа}$  в течение  $30 \text{ мин}$ . Использовались образцы тэна с включениями алюминия ( $n = 0 \div 1.0 \%$ ). Методика изготовления и отбора образцов подробно изложена в работах [12–15].

В данной работе предпринята попытка разделить эффекты уменьшения газодинамической разгрузки при увеличении давления на стекло, прилегающее к образцу, и возможного изменения порога инициирования за счет увеличения статического давления на образец. Для этого изготавливались образцы двух типов. В первом типе облучаемая поверхность находилась на  $0.1 \text{ мм}$  ниже границы медный держатель — стекло. В этом случае блокирование газодинамической разгрузки осуществлялось за счет улучшения контакта стеклянной пластины с медным держателем, при увеличении внешнего давления, которое в данном случае не передается на образец. Во втором типе образцов облучаемая поверхность находилась на  $0.1 \text{ мм}$  выше границы медный держатель — стекло и внешнее давление прикладывалось непосредственно к образцу. Отметим, что плотность образцов первой и второй групп поддерживалась одинаковой за счет варьирования массы образцов.

На рис. 1 представлена схема механизма, позволяющая увеличить усилие прижатия стекла к поверхности ВВ. Усилие зависит от

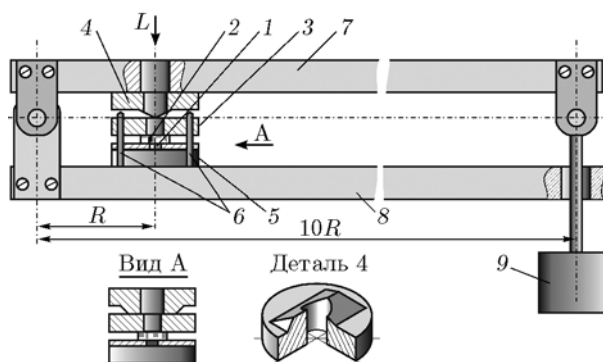


Рис. 1. Схема механизма, блокирующего газодинамическую разгрузку:

1 — образец, впрессованный в подложку, 2 — стекло, 3 — прижимная матрица, 4 — упор, 5 — опорная матрица, 6 — направляющие, 7 — рычаг, 8 — опора, 9 — подвешиваемый груз,  $L$  — лазерное излучение,  $R$  — плечо рычага

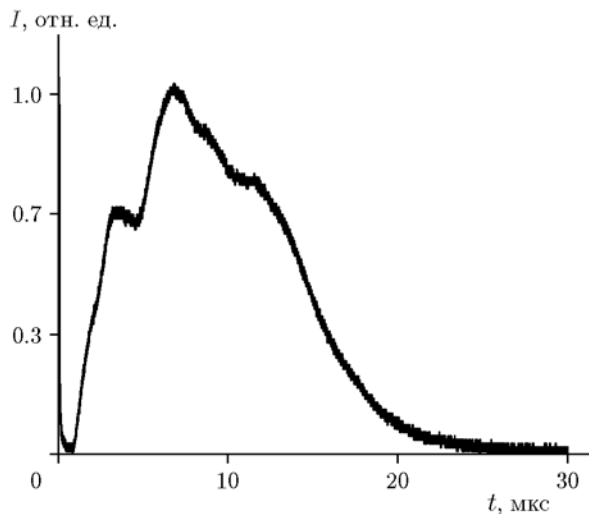


Рис. 2. Типичная кинетика свечения при лазерном инициировании с приложением статического давления на образцы тэна с включениями алюминия

величины груза, подвешиваемого на рычаг. Без груза масса рычага составляла 7.8 кг. Давление, создаваемое грузом, усиливалось десятикратно плечом рычага.

Пластина с образцом накрывалась стеклом размером  $7 \times 7$  мм. Диаметр пятна лазерного излучения, выводимого на образец, составлял 2.5 мм. За факт взрыва принимался громкий звуковой сигнал, отпечаток на пластине-свидетеле, равный диаметру образца, и световой сигнал с фотоумножителя, который представлен на рис. 2, измеренный при вероятности взрыва, близкой к 100 %. Измерялись кривые частоты взрыва при каждой концентрации включений. В качестве порога взрыва, как и в других наших работах [12–14], принималась критическая плотность энергии, соответствующая 50%-й вероятности взрыва.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На сборку с образцом первого типа накладывался рычаг и подвешивался груз массой 8 кг, что создавало давление на стеклянную пластину 17.5 МПа. Результаты эксперимента при использовании первой гармоники лазера представлены на рис. 3. Минимальный порог  $H_{cr} = 0.3$  Дж/см<sup>2</sup> наблюдался при массовой концентрации включений 0.2 %, что заметно ниже, чем при отсутствии нагрузки ( $H_{cr} = 0.7$  Дж/см<sup>2</sup> [12]). Это свидетельствует об ослаблении эффекта газодинамической раз-

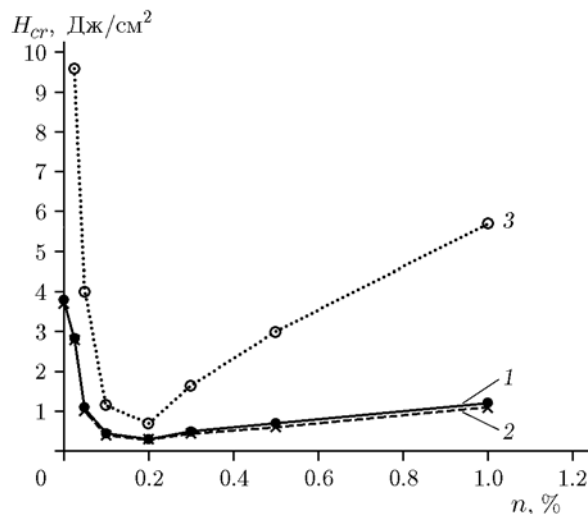


Рис. 3. Зависимость порога инициирования от содержания включений:

1 — масса груза 8 кг, 2 — 20 кг, 3 [8] — без дополнительной нагрузки; использовалась первая гармоника лазерного излучения

грузки за счет улучшения контакта покровного стекла и медной пластины, в которую запрессован образец. Оптимальная концентрация включений  $n = 0.2$  %, при которой получено минимальное значение  $H_{cr}$ , совпадает в экспериментах с нагрузкой и без нагрузки, однако при возрастании  $n$  поведение кривой 1 на рис. 3 и поведение кривой без нагрузки 3 [12] значительно отличаются. Если без дополнительной нагрузки наблюдается резкий рост порога с увеличением  $n$ , то при приложении нагрузки порог инициирования образцов с  $n > 0.2$  % возрастает слабо.

Был проведен дополнительный эксперимент с увеличением нагрузки на стеклянную пластину до 42 МПа (масса подвешиваемого груза 20 кг). Полученная при этом зависимость 2 практически совпадает с кривой 1 (см. рис. 3).

Таким образом, в условиях данного эксперимента возможности уменьшения газодинамической разгрузки практически исчерпываются при давлении на стеклянную пластину  $p \geq 10$  МПа.

Для понимания хода зависимости  $H_{cr}(n)$  была проведена серия экспериментов с использованием пьезоакустического детектора. Облучаемая поверхность накрывалась стеклянной пластиной, и на образцы под нагрузкой воздействовали лазерными импульсами. Образцы

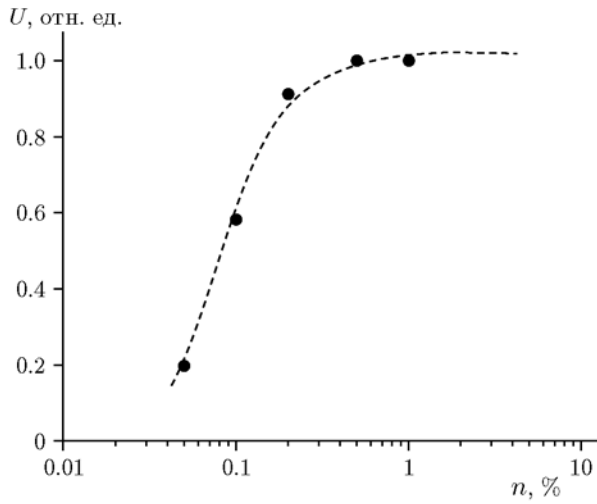


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала пьезопреобразователя от концентрации включений при накрытой стеклянной пластиной облучаемой поверхности образца при приложении к ней нагрузки  $p = 17.5$  МПа

находились в акустическом контакте с пьезопреобразователем, сигнал с которого, возникающий в результате воздействия лазерного импульса, регистрировался осциллографом LeCroy WJ332A. Отметим, что в этих экспериментах происходил взрыв образцов, однако первый по времени сигнал пьезопреобразователя от прошедшего через образец лазерного излучения позволил провести необходимые измерения. Результаты представлены на рис. 4. С ростом концентрации включений сигнал пьезоакустического преобразователя растет до значения, стремящегося к максимальному.

Для качественной интерпретации полученной зависимости, как и в [12], проведены расчеты амплитуды давления, возникающего при воздействии на вещество с теплофизическими параметрами тэна лазерными импульсами длительностью 14 нс при варьировании показателя поглощения излучения. В расчетах использовалась модель оптоакустического эффекта в жидкости [16], согласно которой кинетика изменения оптоакустического сигнала определяется выражением

$$p(t) = \frac{kc_s^2\beta H}{4c_v} \exp\left[\frac{(kc_s\tau_L)^2}{4}\right] \times \left\{ \frac{1-N}{1+N} \left[ 2 - \operatorname{erfc}\left(\frac{t}{\tau_L} - \frac{kc_s\tau_L}{2}\right) \right] \exp(-kc_s t) + \right.$$

$$\left. + \operatorname{erfc}\left(\frac{t}{\tau_L} + \frac{kc_s\tau_L}{2}\right) \exp(kc_s t) \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $k$  — показатель поглощения,  $c_s = 2500$  м/с — скорость звука при лазерном возбуждении [17],  $\beta = 2.32 \cdot 10^{-4}$  К $^{-1}$  — коэффициент термического расширения [14],  $c_v = 2.22$  Дж/см $^3$  — объемная теплоемкость [18],  $H = 0.1$  Дж/см $^2$  — плотность энергии импульса,  $\tau_L = 7.2$  нс — половина длительности импульса на уровне  $1/e$  амплитуды,  $N = (1-R_a)/(1+R_a)$  — акустический импеданс границы,  $R_a$  — коэффициент отражения акустической волны от границы (по амплитуде скорости или давления), определяемый выражением

$$R_a = \frac{c'_s\rho' - c_s\rho}{c'_s\rho' + c_s\rho}, \quad (2)$$

где  $\rho$  и  $\rho'$  — плотности тэна и стекла соответственно,  $c'_s$  — скорость звука в стекле.

В случае жесткой границы акустический импеданс нулевой ( $N = 0$ ) и в решении присутствует только волна сжатия. Рассчитанные амплитудные значения давления в зависимости от величины  $kc_s\tau_L$  показаны на рис. 5. В эксперименте  $c_s$  и  $\tau_L$  постоянны, поэтому характер зависимости  $p(kc_s\tau_L)$  определяется изменением показателя поглощения  $k$ .

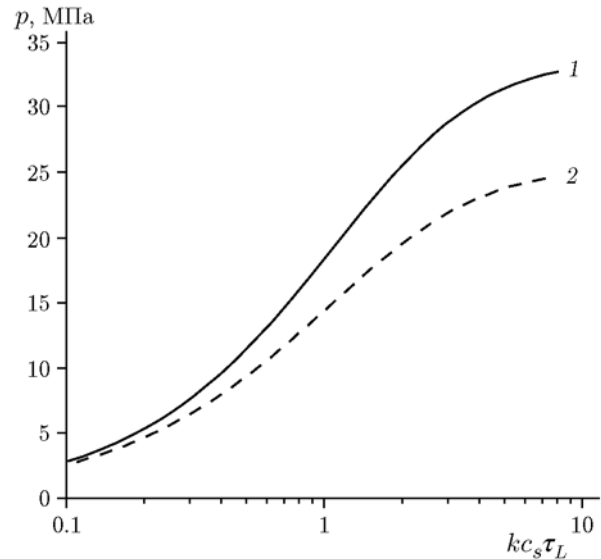


Рис. 5. Зависимость амплитуды давления в оптоакустической волне от безразмерного показателя поглощения, рассчитанная в случае жесткой закрепленной границы (1) и границы тэн — стекло (2)

При закрепленной границе происходит движение волны в глубь возбуждаемого вещества без его расширения, соответственно максимальное давление стремится к стационарному значению, которое диктуется процессом акустической релаксации слоя. В результате при безразмерном показателе поглощения  $kc_s\tau_L > 3 \div 4$  изменение амплитуды давления практически прекращается.

Контакт тэн — стекло относится к общему случаю границы с ненулевым конечным импедансом. В расчете в качестве типичных параметров (стекло пирекс по [19]) использовались значения  $c'_s = 5.64$  км/с и  $\rho' = 2.23$  г/см<sup>3</sup>, соответственно коэффициент отражения составлял  $R_a = 0.506$ , а импеданс границы —  $N = 0.328$ . Как и в случае абсолютно жесткой границы, амплитуда давления стремится к постоянной величине в пределе  $kc_s\tau_L \gg 1$  (см. рис. 5). Само предельное значение меньше, чем для жесткой границы, в  $1 + N$  раз. Необходимо отметить, что при моделировании в последнем случае использовалось приближение идеального акустического контакта, которое выполняется с точностью до шероховатости поверхностей.

Типичные значения шероховатости стекол и металлов порядка нескольких микрометров. При прижатии стеклянной пластины к образцу контакт должен улучшаться, однако он будет оставаться неидеальным. Кроме того, изготовленные нами медные держатели также могли быть неплоскопараллельными. В случае идеального контакта следовало ожидать, что значения  $H$  на рис. 3 (кривые 1 и 2) будут минимальными при достижении условия  $p \approx \text{const}$  на рис. 4 и 5. Однако неидеальность контакта при проведении эксперимента, по-видимому, приводит к частичной газодинамической разгрузке и уменьшению амплитуды давления в области высоких значений показателя поглощения относительно рассчитанной кривой на рис. 5. В связи с этим на рис. 3 (кривые 1 и 2) при превышении некоторого оптимального значения  $n$  с ростом концентрации включений при высоких показателях поглощения вместо минимального стационарного значения  $H_{cr}$  наблюдается слабый рост  $H_{cr}$  после превышения оптимальной концентрации  $n = 0.2$  %. Таким образом, в этой группе экспериментов можно считать, что при приложении нагрузки граница стекло — держатель образца близка к жестко закрепленной. Минимальное значение  $H_{cr}$  и полное отсутствие газодинамической разгруз-

ки достижимы при идеальном контакте стекло — образец.

В следующей группе экспериментов использовались образцы второго типа. Отличие от предыдущих экспериментов состояло в том, что внешнее давление через стекло прилагалось непосредственно к поверхности образца диаметром 3 мм.

Экспериментальная процедура аналогична предыдущему случаю. На рис. 6 представлены зависимости  $H_{cr}(n)$  при различном внешнем давлении. Для наглядности все условия экспериментов в разной геометрии представлены в таблице, во второй графе даны результаты работы [12] для экспериментов с образцами без нагрузки на покрывное стекло.

Как видно из рис. 6 и таблицы, при непосредственном давлении на образец на каждой кривой с ростом концентрации включений порог инициирования уменьшается до постоянного значения, коррелируя с поведением амплитуды давления, следующей из теоретических расчетов для жестко закрепленной поверхности. Отметим, что полученные количественные результаты при внешнем давлении 100 ÷ 300 МПа практически не отличаются от результатов, полученных при внешнем давлении 200 ÷ 600 МПа в работах [9, 11]. Обращает на себя внимание тот факт (см. рис. 6), что при увеличении внешнего давления на образец по-

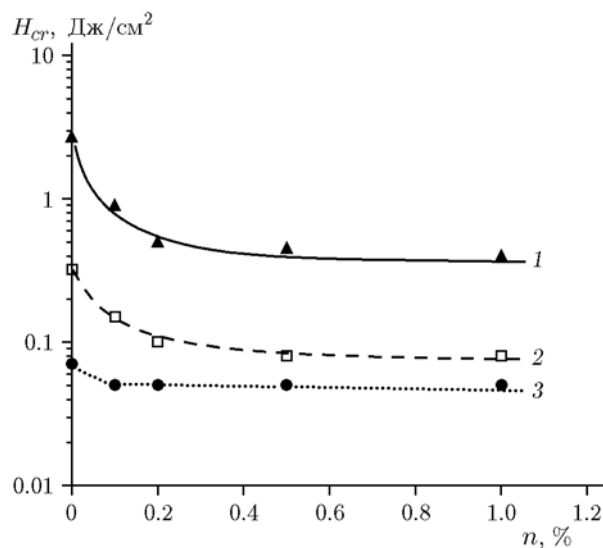


Рис. 6. Зависимости порога инициирования тэна от массовой концентрации включений алюминия при внешних статических давлениях 17 (1), 120 (2), 288 МПа (3)

$n, \%$	Образцы, накрытые стеклянной пластиной без нагрузки [12]	Давление на медный держатель		Давление на образец		
		8 кг 17 МПа	20 кг 42 МПа	0.5 кг 17 МПа	8 кг 120 МПа	20 кг 288 МПа
$H_{cr}, \text{Дж/см}^2$						
0	—	3.8	3.7	2.7	0.32	0.07
0.025	9.6	2.85	2.8	—	—	—
0.05	4	1.1	1	—	—	—
0.1	1.15	0.45	0.4	0.9	0.15	0.05
0.2	0.7	0.3	0.29	0.5	0.1	0.05
0.3	1.64	0.5	0.45	—	—	—
0.5	3	0.7	0.6	0.45	0.08	0.05
1	5.7	1.2	1.1	0.4	0.08	0.05

рог инициирования уменьшается, причем при давлении 288 МПа на образец с содержанием включений  $0.1 \div 1 \%$  значение  $H_{cr}$  составляет  $0.05 \text{ Дж/см}^2$  и отличается от  $H_{cr}$  для образца без включений всего лишь на  $25 \%$  ( $H_{cr} = 0.07 \text{ Дж/см}^2$ ).

Эти результаты позволяют предположить, что в образцах, находящихся под внешним давлением, образуются дефектные места, в окрестности которых возможно инициирование химической реакции. При этом с ростом внешнего давления их число может превзойти число включений алюминия и последние под воздействием лазерного излучения вносят относительно небольшой вклад в развитие химической реакции.

О природе таких центров можно высказать следующее предположение. Во-первых, исходные образцы прессуют до высокой плотности. Они практически прозрачны и представляют собой поликристалл с границами зерен и с высокой концентрацией дислокаций. Так, в работе [20] приведено значение концентрации дислокаций в гексогене до  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Это соответствует  $\approx 8.5 \cdot 10^{16}$  молекулам, расположенным около дислокационного ядра в образце объемом  $1 \text{ мм}^3$  [21]. Можно ожидать, что в тэне наблюдается аналогичная ситуация. После изготовления образца концентрация дислокаций частично релаксирует. В экспериментах под давлением число таких дефектов снова растет. В их окрестностях облегчены ионизация молекул тэна и инициирование химической реакции. Такой механизм предложен в расчетах

работы [21] для гексогена, где в качестве доминирующего дефекта фигурируют дислокации. Косвенным аргументом в пользу дислокационной модели служат результаты работ [9, 11], где с увеличением внешней нагрузки на образец тэна в интервале  $50 \div 500 \text{ МПа}$  порог инициирования падает с  $10\,000$  до  $160 \text{ мДж/см}^2$ . Однако при обратном ходе (при понижении давления от максимального) возрастание порогов  $H_{cr}$  идет в меньшей степени, т. е. наблюдается гистерезис [11]. Это выглядит правдоподобно, так как концентрация наведенных дислокаций релаксирует не до первоначального значения. Однако эта модель нуждается в экспериментальной проверке.

## ВЫВОДЫ

1. При приложении внешнего давления к стеклянной пластине без передачи давления на образец газодинамическая разгрузка блокируется и понижается критическая энергия инициирования взрыва до  $H_{cr} = 0.3 \text{ Дж/см}^2$ . Если давление на стеклянную пластину отсутствует, то  $H_{cr} = 0.7 \text{ Дж/см}^2$ . При этом в обоих случаях минимальные значения  $H_{cr}$  наблюдаются при одинаковых массовых концентрациях включений алюминия —  $0.2 \%$ . При этом минимум на кривой  $H_{cr}$  слабо выражен. Рост  $H_{cr}$  при  $n > 0.2 \%$  незначителен и связан с шероховатостью соприкасаемых поверхностей стекло — медный держатель. В случае идеального контакта значение  $H_{cr}$  при  $n > 0.2 \%$  должно оставаться постоянным.

2. При приложении внешнего давления к стеклянной пластине с передачей давления образцу в качестве возможного объяснения наблюдаемых закономерностей можно предположить следующую модель. При непосредственном давлении на образец газодинамическая разгрузка блокируется, одновременно в образцах генерируются дефекты, в окрестностях которых возможно инициирование химической реакции. При внешнем давлении  $\approx 300$  МПа число таких дефектов может превышать число центров, образуемых включениями алюминия, и порог инициирования обусловлен в основном собственными реакционными дефектами. Такими центрами могут быть дислокации или границы зерен.

3. Минимально достигнутый порог в эксперименте при внешнем давлении  $p = 288$  МПа  $H_{cr} = 50$  мДж/см<sup>2</sup>, что всего лишь на порядок выше порогов для инициирующих ВВ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Быстрое инициирование ВВ. Особые режимы детонации: сб. науч. ст. / под ред. В. И. Таржанова. — Снежинск.: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1998.
2. Ng W. L., Field J. E., Hauser H. M. Thermal, fracture, and laser-induced decomposition of pentaerythritol tetranitrate // J. Appl. Phys. — 1986. — V. 12. — P. 3945.
3. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н., Сбитнев Е. А., Татаринцев Л. В. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора // Физика горения и взрыва. — 1966. — Т. 2, № 3. — С. 132–133.
4. 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.
5. Иоффе В. Б., Долголаптев А. В., Александров В. Е., Образцов А. П. Воспламенение алюминийсодержащих конденсированных систем лазерным моноимпульсным излучением // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 3. — С. 51–55.
6. Кригер В. Г., Каленский А. В., Зевков А. А., Зыков И. Ю., Адуев Б. П. Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включений в прозрачных средах // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 6. — С. 54–58.
7. Александров Е. И., Вознюк А. Г., Ципилев В. П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 3–9.
8. Карабанов Ю. Ф., Афанасьев Г. Т., Боболев В. К. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ // Горение конденсированных систем. — Черногоровка, 1977. — С. 5–8.
9. Skripin A. S., Ovchinnikov V. A., Tsipilev V. P., Yakovlev A. N. Dependence of explosion initiation threshold of PETN with absorptive additives on the uniform compression pressure of the sample // Изв. вузов. Физика. — 2012. — № 11/3. — С. 217–219.
10. Ципилев В. П. Лазерное инициирование тэна // Физико-химические процессы в неорганических материалах: тез. докл. конф. — Кемерово, 2001. — С. 113–114.
11. Скрипин А. С., Ципилев В. П., Морозова Е. Ю. Лазерное инициирование порошков тэна в условиях объемного сжатия // Изв. Том. политехн. ун-та. Энергетика. — 2010. — Т. 317, № 4. — С. 149–155.
12. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Зевков А. А., Никитин А. П., Каленский А. В. Особенности лазерного инициирования композитов на основе тэна с включениями ультрадисперсных частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 6. — С. 104–110.
13. 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.
14. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Фурегга Р. И., Зевков 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.
15. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Белокуров Г. М., Зевков 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.
16. Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. — М.: Наука, 1991.
17. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Фурегга Р. И., Лисков И. Ю. Исследование поглощения света компаундами на основе тэна и наночастиц алюминия при воздействии лазерных импульсов // Хим. физика. — 2014. — Т. 33, № 12. — С. 29–32.
18. Олинджер Б., Кейди Г. Ударная сжимаемость ТЭНа, ТАТБ, СО<sub>2</sub> и Н<sub>2</sub>О при давлениях до 10 ГПа, рассчитанная на основании экспериментальных данных по гидростатическому сжатию // Детонация и взрывчатые вещества / под ред. А. А. Борисова. — М.: Мир, 1981. — С. 203–219.

19. **Tables of Physical & Chemical Constants** (16th ed. 1995). Kaye & Laby Online. Version 1.0 (2005). — www.kayelaby.npl.co.uk.
20. **Sharma J., Coffey C. S., Ramaswamy A. L., Armstrong R. W.** Atomic Force microscopy of hot spot reaction sites in impacted RDX and laser heated AP // *Decomposition, Combustion and Detonation Chemistry of Energetic Materials* / T. B. Brill, T. P. Russel, W. C. Tao, R. B. Warde (Eds). — MRS, Pittsburgh, Pennsylvania, 1996. — P. 257–264. — (Math. Res. Soc. Symp. Proc.; V. 418).
21. **Kuklja M. M., Stefanovich E. V., Kunz A. B.** An excitonic mechanism of detonation initiation in explosives // *J. Chem. Phys.* — 2000. — V. 112, N 7. — P. 3417–3423.

*Поступила в редакцию 21.12.2017.*

*После доработки 07.02.2018.*

*Принята к публикации 11.04.2018.*

---