

УДК 535.341,544.454

## ПРЯМОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ОКТОГЕНА МОЛНИЕЙ

К. С. Chen<sup>1</sup>, L. K. Warne<sup>1</sup>, R. E. Jorgenson<sup>2</sup>, J. H. Niederhaus<sup>1</sup><sup>1</sup>Национальная лаборатория Сандиа, Альбукерк, Нью Мехико 87185, США  
kcchen@sandia.gov, lkwarne@sandia.gov, jhniede@sandia.gov<sup>2</sup>Национальная лаборатория Сандиа, в отставке, jorge@swcp.com

Детонацию октогена можно инициировать взрывом проволочки. Прямого инициирования электрической дугой в литературе не обнаружено. В настоящей статье показано, что ударная волна от тока наиболее опасной молнии (200 кА и 500 нс фронт нарастания импульса) может вызвать инициирование детонации октогена стандартной плотности при повышенных температурах (т. е. октогена в наиболее чувствительной  $\delta$ -фазе при температуре выше 177 °С) и что ударная волна от импульса тока амплитудой 200 кА с фронтом нарастания 100 нс могла бы инициировать детонацию октогена при комнатной температуре. Эти утверждения основаны на двух необходимых условиях детонации. Соответствующая pop-plot диаграмма для детонации октогена стала основой для формулировки эмпирического критерия детонации, применимого для взрывчатых веществ, подверженных воздействию ударных волн переменного давления. В качестве другого критерия использовался минимальный размер пятна детонации, полученный из литературных данных по детонации. PBX-9501 и LX-04 имеют pop-plot диаграммы детонации, похожие на аналогичные графики для октогена, и, таким образом, результаты по октогену применимы напрямую. PBX-9404 и PBX-9407 производятся на основе октогена, тем не менее на pop-plot диаграммах детонации давление для этих ВВ несколько ниже, чем у октогена, и по сравнению с ним они более чувствительны к воздействию ударной волны, инициированной электрической искрой. Теплопроводность октогена низкая, и фазовый переход может протекать медленно, поэтому шанс получить достаточное количество октогена, преобразованного в  $\delta$ -октоген, во время аварии мал и, следовательно, угроза его детонации при ударе молнией минимальна. Рекомендовано проводить для  $\delta$ -октогена испытания с использованием имитации молнии. Следует отметить, что молния может привести к воспламенению октогена и тем самым к детонации посредством перехода горения в детонацию.

Ключевые слова: октоген, детонация, горение, молния, ударная волна.

DOI 10.15372/FGV20200609

## ВВЕДЕНИЕ

Детонация октогена с помощью взрыва проводника или взрывающейся фольги используется в детонаторах с взрывающимся мостиком или слэппер-детонаторах. Режим взрывающегося мостика использует ударную волну от взрывающейся проволочки для инициирования октогена, а режим слэппер — ударную волну от взорвавшейся фольги, которая ускоряет пластину, инициирующую октоген. Оба способа используются в коммерческих детонаторах при высоких температурах, когда температура прессования октогена выше пороговых температур обычных детонаторов с тэном.

© Chen K. C., Warne L. K., Jorgenson R. E.\*, Niederhaus J. H., 2020.

Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico 87185, USA. \*Retired from Sandia National Laboratories, USA.

В предыдущей статье [1] было продемонстрировано, что порог инициирования детонации ТАТБ имеет большой запас прочности при воздействии ударной волны от тока 99 % молний. Данная статья посвящена исследованию прямой детонации октогена ударной волной от молнии. Исследования в области безопасности остро нуждаются в ответе на вопрос, возможна ли детонация октогена непосредственно молнией. Отклик взрывчатого вещества (ВВ) на электростатическое воздействие определяется в испытаниях, при которых ВВ подвергается воздействию постоянного напряжения, достаточного для формирования электрической искры. Инициирование с помощью искры в искровом промежутке не приводит к детонации, если только речь не идет о крайне чувствительном ВВ. Небольшие размеры образца в искровой ячейке для тестирования чувствительности ок-

тогена приводят к горению, а не к детонации.

Тестирование октогена в искровой ячейке показывает, что для 50%-й вероятности инициирования необходимо, как минимум, 0.12 Дж [2]. Принимая во внимание использование свинцовой фольги толщиной 25 мкм для индикации того, «запустилось или не запустилось», маркировка ВВ означает горение или детонацию. Измеренная дистанция перехода горения в детонацию для октогена в строго ограниченной измерительной трубе составляет примерно 4.5 [3], 5.2 см при наличии вентиляции и 1.9 см в закрытой трубе [4]. Поэтому в тестовой искровой ячейке помещается недостаточно октогена и недостаточна прочность контейнера для полноценного перехода горения в детонацию. Прежде чем начнется детонация, свинцовая фольга уже будет разрушена. Тем не менее горение октогена, иницированное молнией, может привести к детонации в том случае, если количество октогена будет достаточно большим. Для  $\delta$ -октогена дистанция перехода может быть короче, что не было отражено в литературе. Такая возможность может возникнуть в силу индивидуальных сценариев зажигания октогена. Учитывая низкую теплопроводность октогена (приблизительно 0.5 Вт/(м·°C)) [5] и время (около 1 ч при температуре 190 °C), необходимое для превращения октогена в  $\beta$ -октоген и затем в  $\delta$ -октоген, непохоже, что при аварийной ситуации образуется достаточное количество  $\delta$ -октогена. Фазовый переход  $\beta$ -октогена в  $\delta$ -октоген в РВХ-9501 был исследован в [6]. Для рассмотрения наихудшего случая необходимо определить расстояние перехода горения в детонацию для  $\delta$ -октогена, и мы рекомендуем провести моделирование молнии на  $\delta$ -октогене.

Модель Брагинского [7] с идеей Ли — Морэ для проводимости канала [8] использовалась в предыдущей работе [1] для того, чтобы продемонстрировать, что ударная волна от тока, как минимум, 99 % молний не может вызвать детонацию ТАТВ при комнатной или повышенной температуре. В этой статье используется та же самая методика, чтобы показать, что ударная волна от наиболее сильной молнии (99 % наихудшего воздействия по току) способна иницировать детонацию  $\delta$ -октогена и что пиковый ток молнии 200 кА должен иметь время нарастания всего 100 нс, чтобы обеспечить достаточную для детонации октогена при комнатной температуре ударную волну. В статье [9] мы

применяли модель к детонаторам с искровым промежутком на основе тэна и показали, что результаты модели согласуются с данными испытаний [10].

В статьях [1, 11] уже обсуждалось, что электрическая дуга описывается уравнениями непрерывности, движения, переноса энергии и состояния. Ключевыми неизвестными параметрами будут показатель адиабаты  $\gamma$  и проводимость канала искры в ВВ. Показатель адиабаты для ТАТВ и проводимость канала искры обсуждались ранее в [1] и их информационном файле поддержки. Эти параметры октогена рассматриваются в настоящей статье.

Применение кода ALEGRA-HEDP 1D [9, 12] для моделирования гидродинамики, возникающей на ранних этапах электрической дуги, показывает, что в момент быстрого нарастания приложенного тока может наблюдаться резкий пик давления, за которым следует его плавное падение. Расчет показывает, что ударная волна распространяется на фронте канала дуги [9]. На пике импульса тока давление в ударной волне хорошо описывается нульмерными уравнениями Брагинского, основанными на автотельном решении, при котором дифференциальные уравнения в частных производных редуцируются к обыкновенным дифференциальным уравнениям по времени (одномерная задача преобразуется в нульмерную [13]).

При комнатной температуре молния не может внедриться в ВВ с пластическим связующим (РВХ), поскольку электрическое поле пробоя РВХ совсем немного выше, чем поле пробоя воздуха (согласно таблице 5–1 в [14] наименьшая средняя критическая прочность РВХ-9404 равна 13.1 кВ/мм, а для РВХ-9501 — 14.3 кВ/мм). Тем не менее мы допускаем наихудший случай, когда электрическая дуга проходит через ВВ, замыкая электроды, при этом ВВ распределено цилиндрически-симметрично относительно канала дуги. Мы также рассматриваем наихудший случай, когда октоген оказывается преобразованным в  $\delta$ -фазу и находится при повышенной температуре.

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ В КАНАЛЕ В ОКТОГЕНЕ

Для описания вещества в канале использовалось уравнение состояния идеального газа. Показатель адиабаты ( $\gamma = c_p/c_v$ ) должен определяться на основании свойств канала. Давление в канале описывается уравнением

Таблица 1  
Наименьшие энергии ионизации для атомов молекулы октогена

Z	Степень ионизации							
	1 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	5 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>	7 <sup>+</sup>	8 <sup>+</sup>
1H	13.598	—	—	—	—	—	—	—
6C	11.260	24.383	47.887	64.492	392.077	489.981	—	—
7N	14.534	29.601	47.448	77.472	97.888	552.057	667.029	—
8O	13.618	35.116	54.934	77.412	113.896	138.116	739.315	871.387

$$p = (1 + \bar{m})nkT = (1 + \bar{m})\frac{\rho}{m_a}kT, \quad (1)$$

где  $\bar{m}$  — средняя степень ионизации,  $n$  — количество атомов в единице объема,  $T$  — температура,  $\rho$  — плотность,  $k$  — постоянная Больцмана. В работе используются единицы СИ. Уравнение идеального газа (1) описывает состояние вещества в канале. Плотность октогена равна  $1.8 \text{ г/см}^3$ .

Химическая формула октогена —  $\text{C}_4\text{H}_8\text{N}_8\text{O}_8$ . Приближенный метод вычисления  $\bar{m}$  приведен в работе [15]. В дополнение к энтальпии диссоциации молекул октогена на отдельные атомы в табл. 1 [16] приведены также наименьшие потенциалы ионизации атомов, входящих в молекулу октогена. Определяя  $\bar{m}_\text{C}$ ,  $\bar{m}_\text{N}$  и  $\bar{m}_\text{O}$  как средние степени ионизации углерода, азота и кислорода соответственно, можно записать среднее число ионизации:

$$\bar{m} = (\bar{m}_\text{C} + 2\bar{m}_\text{N} + 2\bar{m}_\text{O} + 2)/7. \quad (2)$$

Уравнение, из которого определяется  $\bar{m}$ , имеет вид

$$\begin{aligned} I\left(\bar{m}_\text{C} + \frac{1}{2}\right) &= I\left(\bar{m}_\text{N} + \frac{1}{2}\right) = \\ &= I\left(\bar{m}_\text{O} + \frac{1}{2}\right) = kT \ln \left[ A \frac{(T_{i,m,\text{К}})^{3/2}}{\bar{m}n} \right] = \\ &= kT \ln \left[ A \frac{(kT_{i,m,\text{эВ}})^{3/2}}{\bar{m}n} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} A &= 2 \left( \frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{3/2} = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{К}^{-3/2} = \\ &= 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-3/2}. \quad (4) \end{aligned}$$

Численный пример приведен в предположении, что плотность составляет 2 % плотности октогена  $1.8 \text{ г/см}^3$ ;  $n_0 = \frac{24 \cdot 1.8 \cdot 10^{-3}}{258 \cdot 1.67 \cdot 10^{-27}} \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и  $n = 1\%n_0 \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$  (для реального  $n$ , приведенного в табл. 2, получается с помощью (1)).

Функция ионизации в (3) может быть выбрана в виде

$$I(x) = (I_{m+1} - I_m)x + I_m, \quad m + 1 > x > m, \quad (5)$$

где  $I_0 = 0$  и оставшееся слагаемое  $I_m$  можно взять из табл. 1.

В качестве начального приближения возьмем  $\bar{m}_\text{C} = 1$ ,  $\bar{m}_\text{N} = 1$ ,  $\bar{m}_\text{O} = 1$  в (3) при  $kT = 10 \text{ эВ}$ . Первая итерация дает  $\bar{m}_\text{C} = 2$ ,  $\bar{m}_\text{N} = 2$ ,  $\bar{m}_\text{O} = 1$  (оценка). При  $kT = 16 \text{ эВ}$  первая итерация дает идентичные оценки в качестве предполагаемых значений:  $\bar{m}_\text{C} = 3$ ,  $\bar{m}_\text{N} = 3$ ,  $\bar{m}_\text{O} = 3$ .

В этих вычислениях мы не принимаем во внимание теплоту химической реакции и теплоту, необходимую для нагрева газа до высокой температуры, так как они значительно меньше энергии разложения октогена на отдельные атомы и энергии ионизации этих атомов. Для того чтобы перейти к получению закона идеального газа для описания дуги в октогене, нам необходимо вычислить энергию разложения октогена на отдельные атомы. Теплота разложения октогена на атомы равна [17, 18]

$$\begin{aligned} \Delta H_a^0 &= 8(473) + 4(218) + 8(249) + 8(718) - (75) = \\ &= 12317 \text{ кДж/моль} (127.6 \text{ эВ}). \quad (6) \end{aligned}$$

Внутренняя энергия октогена на единицу объема рассчитывается, как в [13]:

$$\epsilon\rho = \frac{3}{2}n(1 + \bar{m})kT + \frac{n}{28}\Delta H_a^0 + \frac{n}{7}[2Q(\bar{m}_\text{H}) +$$

Таблица 2

Ключевые параметры, характеризующие канал дуги в октогене при разных температурах

$T, \text{эВ}$	$n, 10^{20}/\text{см}^3$	$\bar{m}_C$	$\bar{m}_N$	$\bar{m}_O$	$\bar{m}$	$Q(\bar{m}_H)$	$Q(\bar{m}_C)$	$Q(\bar{m}_N)$	$Q(\bar{m}_O)$	$\gamma$	$\bar{Z}$
8	6	2	2	1	1.43	13.6	35.65	44.14	13.618	1.33	1.6
10	8.6	2	2	2	1.71	13.6	35.65	44.14	48.73	1.34	1.84
11	10	2	2	2	1.71	13.6	35.65	44.14	48.73	1.35	1.84
12	11	3	2	2	1.86	13.6	83.53	44.14	48.73	1.35	2.07
16	17	3	3	3	2.43	13.6	83.53	91.58	103.67	1.34	2.76
19	19	3	4	3	2.7	13.6	83.53	169	103.67	1.34	3.23
20	23	3	4	3	2.7	13.6	83.53	169	103.67	1.35	3.23

Примечание. Проводимость канала (11) обратно пропорциональна  $\bar{Z}$ .

$$+ Q(\bar{m}_C) + 2Q(\bar{m}_N) + 2Q(\bar{m}_O)], \quad (7)$$

где энергия ионизации каждого компонента равна (табл. 2)

$$Q(x) = (x - m)(I_{m+1} - I_m) + \sum_{p=0}^m I_p, \quad (8)$$

$$m < x < m + 1.$$

Тогда мы можем вычислить эффективный показатель адиабаты, используя [13]:

$$p/\varepsilon\rho = \gamma - 1. \quad (9)$$

Значение  $\bar{Z}$ , необходимое для расчета проводимости канала, вычисляется по формуле

$$\bar{Z} = (\bar{m}_C^2 + 2\bar{m}_N^2 + 2\bar{m}_O^2 + 2)/(7\bar{m}). \quad (10)$$

Параметры  $\bar{m}$ ,  $\gamma$  и  $\bar{Z}$  для дуги в октогене при надлежащих температурах приведены в табл. 2.

### ПРОВОДИМОСТЬ КАНАЛА ДУГИ

Ключевым параметром, определяющим порог детонации, является электрическая проводимость канала, так как она задает выделение энергии в дуге. Проводимость канала в октогене как функция температуры дуги несильно отличается от ранее определенной проводимости канала в ТАТВ. Это объясняется видом зависимости проводимости от параметров, которая в системе СИ записывается следующим образом [9]:

$$\sigma = \frac{2(4\pi\varepsilon_0)^2(2kT)^{3/2}}{\pi^{3/2}\bar{Z}e^2m_e^{1/2}\ln\Lambda}. \quad (11)$$

Рецепт Ли — Морэ заключается в том, что  $\ln\Lambda$  полагается равным 2, если этот множитель оказывается меньше 2. Так как в (11)  $\ln\Lambda < 2$  при температурах, приведенных в табл. 2, есть только одно отличие между октогеном и ТАТВ в (11), и это значение  $\bar{Z}$ . Значения  $\bar{Z}$  для октогена приведены в табл. 2, значения  $\bar{Z}$  для ТАТВ при тех же самых температурах — в работе [1, табл. 2, раздел «Вспомогательная информация»]. Эти значения отличаются менее чем на 5 %. Поэтому электрическая проводимость канала и соответствующие параметры дуги отличаются на 5 %.

### НУЛЬМЕРНЫЕ УРАВНЕНИЯ БРАГИНСКОГО И ИХ ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Мы приведем только краткое описание основных уравнений, отсылая читателей, желающих ознакомиться с их выводом, к работе [1]. Снова используется система СИ.

Уравнение для энергии имеет вид

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} p \frac{dA}{dt} + \frac{A}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} = \frac{I^2}{\sigma A}, \quad (12)$$

где  $p$  — давление на стенке канала,  $A$  — площадь поверхности канала дуги,  $\sigma$  — электрическая проводимость канала дуги,  $I$  — ток в канале. Вторым слагаемым в левой части уравнения (12) можно пренебречь в последующих выводах. При получении уравнения (12) использовалось уравнение непрерывности.

Граничное условие с учетом излучения имеет вид

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} p \frac{dA}{dt} = 2\sqrt{\pi A} \sigma_s T^4, \quad (13)$$

где  $T$  — [K],  $\sigma_s$  — постоянная Стефана — Больцмана. Уравнение для импульса имеет вид

$$p = K_p \rho_0 \left( \frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{K_p \rho_0}{4\pi} \frac{1}{A} \left( \frac{dA}{dt} \right)^2, \quad (14)$$

где  $K_p$  — отношение скорости ударной волны к скорости течения. Уравнение (14) — приближение Брагинского.

Приближенное решение (12) с учетом (14) дано в [1]:

$$A = \left[ \frac{4\pi(\gamma-1)}{K_p \rho_0 \gamma \sigma_0} \right]^{1/3} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \int_0^t I^{2/3} d\tau, \quad (15)$$

$$T = \left[ \frac{K_p \rho_0 \gamma}{(\gamma-1)(4\pi \sigma_s)^2 \sigma_0 k^{3/2}} \right]^{2/19} \times I^{8/19} \left/ \left( \int_0^t I^{2/3} d\tau \right)^{6/19} \right., \quad (16)$$

$$p = \frac{K_p \rho_0}{4\pi} \frac{1}{A} \left( \frac{dA}{dt} \right)^2 = \frac{(K_p \rho_0)^{2/3}}{(4\pi)^{2/3}} \times (\gamma-1)^{1/3} I^{4/3} \left/ \left[ (\gamma \sigma_0)^{1/3} \int_0^t I^{2/3} d\tau (kT)^{1/2} \right] \right. \right. \quad (17)$$

Обнаружено, что формулы (15) и (16) хорошо согласуются с численными результатами. Тем не менее для давления (17) наблюдаются заметные расхождения в моменты времени  $t$ , превышающие  $\tau$ . Приближенное решение получено в предположении, что температура меняется мало. Отклонения в давлении учитываются следующим образом. Корректировка в (17) следует из уравнений

$$\frac{dA}{dt} = \left[ \frac{4\pi(\gamma-1)}{K_p \rho_0 \gamma \sigma_0} \right]^{1/3} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \times \left[ I^{2/3} - \frac{dT/dt}{2T} \int_0^t I^{2/3} d\tau \right], \quad (18)$$

$$p = \frac{K_p \rho_0}{4\pi} \frac{1}{A} \left( \frac{dA}{dt} \right)^2 = \left( \frac{K_p \rho_0}{4\pi} \right)^{2/3} \times \left[ \frac{\gamma-1}{\gamma \sigma_0} \right]^{1/3} I^{4/3} \left/ \left[ (kT)^{1/2} \int_0^t I^{2/3} d\tau \right] \right. \times \left[ 1 - \frac{dT/dt}{2T} \int_0^t I^{2/3} d\tau \right]^2, \quad (19)$$

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = \frac{8}{19} \frac{1}{I} \frac{dI}{dt} - \frac{6}{19} I^{2/3} \left/ \left( \int_0^t I^{2/3} d\tau \right) \right. = -\frac{6}{19} \frac{1}{(3/5)\tau + (t-\tau)}. \quad (20)$$

При получении (20) мы допускали, что при  $t > \tau$  ток спадает настолько медленно, что почти не меняется.

При  $t = \tau$  соотношение (19) дает

$$p \approx 1.34 \frac{(K_p \rho_0)^{2/3}}{(4\pi)^{2/3}} \times (\gamma-1)^{1/3} I^{4/3} \left/ \left[ (\gamma \sigma_0)^{1/3} \int_0^t I^{2/3} d\tau (kT)^{1/2} \right] \right. \right. \quad (21)$$

Приведем явные выражения для параметров электрической дуги при  $t > \tau$ , после того как ток достиг максимального значения:

$$T = \left[ \frac{K_p \rho_0 \gamma I_0^2}{(4\pi \sigma_s)^2 k^{3/2} \sigma_0 (\gamma-1)} \right]^{2/19} \times \frac{1}{[(3/5)\tau + (t-\tau)]^{6/19}}, \quad (22)$$

$$A = \left[ \frac{4\pi(\gamma-1)I_0^2}{K_p \rho_0 \gamma k^{3/2} \sigma_0} \right]^{1/3} \frac{1}{T^{1/2}} \left[ \frac{3}{5}\tau + (t-\tau) \right], \quad (23)$$

$$p = 1.34 \frac{K_p \rho_0}{4\pi} \left[ \frac{4\pi(\gamma-1)I_0^2}{K_p \rho_0 \gamma k^{3/2} \sigma_0} \right]^{1/3} \times \frac{1}{T^{1/2}} \frac{1}{(3/5)\tau + (t-\tau)}. \quad (24)$$

Таблица 3

Параметры электрической дуги в октогене

$I_0$ , кА	$\tau$ , нс	$\gamma$	$K_p$	$10^{32} \frac{\sigma_0}{\text{См}/(\text{м} \cdot \text{Дж}^{3/2})}$	$T$ , $10^3$ К	$A$ , м <sup>2</sup>	$a$ , мкм	$p$ , ГПа	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$10^{21} \frac{n}{\text{см}^{-3}}$
200	500	1.35	1.5	1.4	131	$1.56 \cdot 10^{-6}$	705	5.0	18	1
200	100	1.35	2	0.8	239	$2.54 \cdot 10^{-7}$	280	27.1	40.4	2.26

Примечания.  $I_0$  — максимум тока,  $\tau$  — время нарастания тока, параметры канала дуги:  $\gamma$  — показатель адиабаты ионизованного газа,  $\sigma_0$  — коэффициент электрической проводимости,  $A$  — площадь поперечного сечения,  $a$  — радиус канала,  $T$  — температура,  $p$  — давление в ударной волне,  $\rho$  — плотность вещества в канале,  $n$  — концентрация ионизованных атомов при максимуме тока.

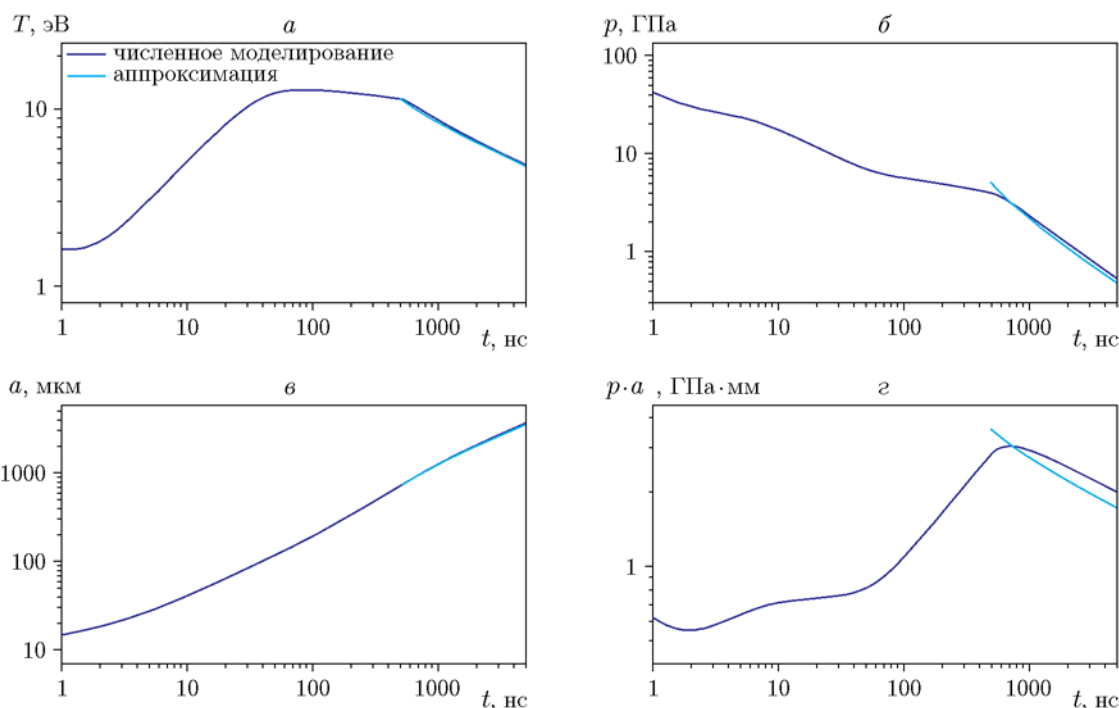


Рис. 1. Параметры дуги в октогене при пиковом токе молнии 200 кА и времени его нарастания 500 нс:

$a$  — зависимость температуры от времени,  $b$  — зависимость давления от времени,  $v$  — зависимость радиуса дуги от времени,  $z$  — зависимость произведения давления в ударной волне на радиус канала дуги от времени; параметры:  $\gamma = 1.35$ ,  $\sigma_0 = 1.4 \cdot 10^{32} \text{ См}/(\text{м} \cdot \text{Дж}^{3/2})$ ,  $m_a = 1765.43 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ ,  $K_p = 2$ ; начальные условия:  $a = 10 \text{ мкм}$ ,  $\rho = 1800 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $T = 2 \text{ эВ}$

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В табл. 3 суммированы параметры при пиковом значении тока ( $t = \tau$ ). Плотность октогена равна  $\rho_0 = 1800 \text{ кг}/\text{м}^3$ . Выбор значения  $K_p$  определяется соответственно работе [19]. Обнаружено, что показатель адиабаты для октогена  $\gamma$  и проводимость канала дуги (см. обсуждение после формулы (11)) очень близки к соответствующим параметрам для ТАТВ. Показатель адиабаты принят равным 1.35 (см. табл. 2). Давление в поздние моменты времени (24) при-

ведены в табл. 3. В следующем параграфе оно используется для рор-plot диаграммы в более поздние моменты времени. Преобразование из кельвинов в электрон-вольты происходит согласно формуле

$$1 \text{ К} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23}}{1.6022 \cdot 10^{-19}} \approx 8.614 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}.$$

Другие параметры указаны в подписях к рисункам.

На рис. 1 показаны температура дуги, давление и радиус канала дуги в октогене при то-

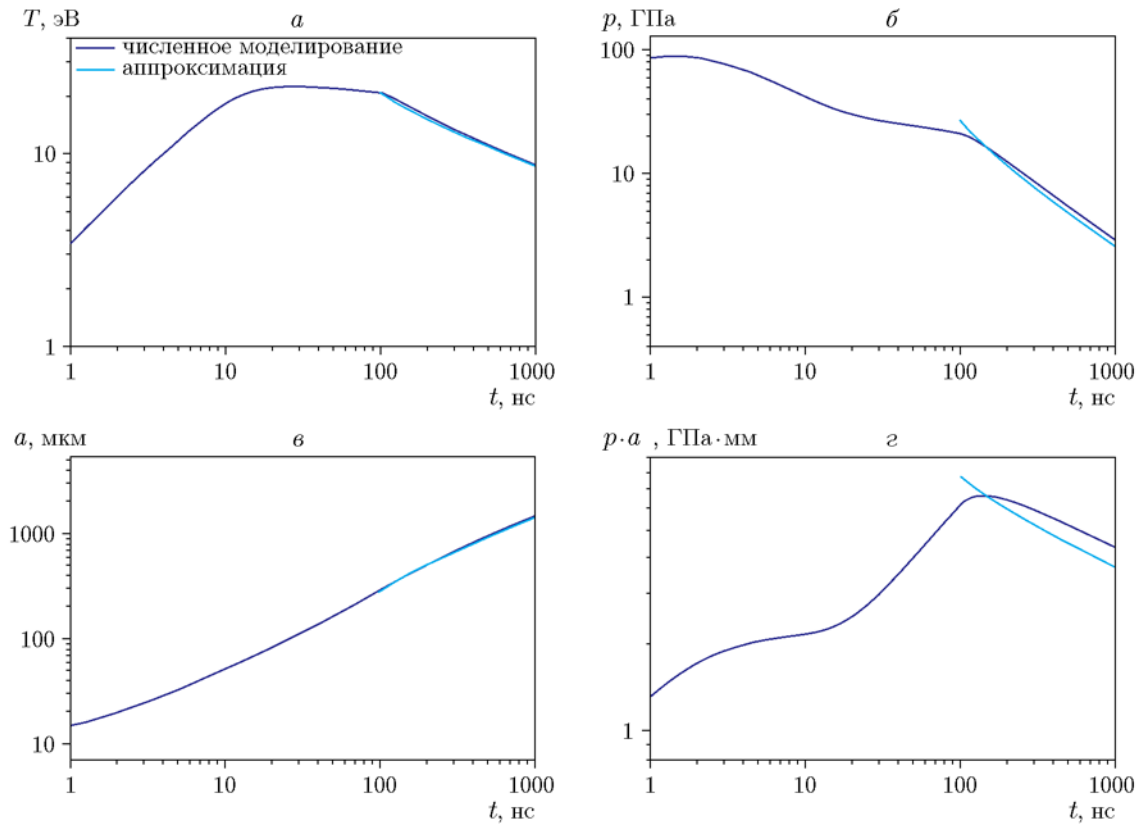


Рис. 2. Параметры дуги в октогене при пиковом токе молнии 200 кА и времени его нарастания 100 нс:

$\gamma = 1.35$ ,  $\sigma_0 = 1.4 \cdot 10^{32}$  см/(м·Дж)<sup>3/2</sup>,  $m_a = 1765.43 \cdot 10^{-27}$  кг,  $K_p = 2$ ; начальные условия:  $a = 10$  мкм,  $\rho = 1800$  кг/м<sup>3</sup>,  $T = 2$  эВ

ке молнии амплитудой 200 кА и времени нарастания импульса 500 нс. Светлыми линиями представлены графики приближенных формул (22)–(24), темными линиями — результаты решения нелинейного обыкновенного дифференциального уравнения нульмерной модели, обсуждаемого в приложении В работы [1].

На рис. 1,2 видно, что произведение давления в ударной волне на радиус канала дуги для тока амплитудой 200 кА при времени нарастания 500 нс быстро падает после достижения током максимального значения. Следовательно, давление падает быстрее, чем  $1/a$ . Этот график подтверждает предположение о том, что давление в ударной волне постоянно за пределами одного радиуса дуги вскоре после того, как ток достигает пикового значения, соответствующего пиковому давлению (см. табл. 3). Мы покажем, что ударная волна от импульса 200 кА при 500 нс может вызвать детонацию  $\delta$ -октогена.

Аналогичные результаты на рис. 2 для тока с амплитудой 200 кА и временем нарастания 100 нс показывают, что полученное давление в ударной волне может инициировать детонацию в октогене при комнатной температуре.

### ЭМПИРИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ ДЕТОНАЦИИ ВВ ДЛЯ ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ УДАРНОЙ НАГРУЗКИ

Для того чтобы вызвать детонацию ВВ ударной нагрузкой, необходимо, чтобы (1) она превышала значение на рор-plot диаграмме и чтобы (2) площадь ударного фронта была достаточно большой. Последняя должна соответствовать линейному размеру  $0.5 \div 1$  мм, длина дуги должна быть равной  $0.5 \div 1$  мм [20]. Остальная дискуссия относится к рор-plot диаграмме.

## СТАНДАРТНЫЙ ОКТОГЕН ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Когда давление от приложенной ударной нагрузки меняется, подходящее использование pop-plot диаграммы для ВВ заключается в подборе по ней показательной зависимости методом наименьших квадратов в логарифмическом масштабе. Экспериментально установлено, что pop-plot условие является достаточным для детонации. Например, для октогена (см. [21, табл. 22.4]) pop-plot диаграмма описывается функцией

$$\lg p = 1.18 - 0.59 \lg x, \quad 4.4 < p < 9.6 \text{ ГПа}, \quad (25)$$

где  $x$  дано в миллиметрах. Приближенное уравнение имеет вид  $p^{1.6949} x \geq 100$  ГПа. Несмотря на то, что эмпирический критерий получен для ограниченного диапазона давлений ударной нагрузки, он будет использоваться и за пределами этого диапазона давлений, так как необходимые данные по давлению в других диапазонах недоступны.

Допуская, что давление в ударной нагрузке падает как  $1/r$ , получим pop-plot критерий в виде

$$\int_a^\infty p^n dr = \int_a^\infty \left(\frac{ap_p}{r}\right)^n dr = \frac{p_p^n}{n-1} a \geq p^n x, \quad (26)$$

где  $(p, x)$  — произвольная точка на pop-plot. Решение уравнения (26) относительно  $p_p$  дает

$$p_p \geq p(0.6949x/a)^{0.59}. \quad (27)$$

В правой части уравнения (26) можно использовать любую точку на pop-plot диаграмме. Для  $p = 6.5$  ГПа имеем  $x \approx 4.2$  мм. Ударная нагрузка от импульса 200 кА, 100 нс соответствует радиусу канала дуги  $a = 0.28$  мм. Таким образом,

$$p_p \geq 9.6(0.6949 \cdot 2.16/0.28)^{0.59} \approx 25.9 \text{ ГПа}. \quad (28)$$

Вычисление давления ударной нагрузки при максимальном токе дает значение 27.1 ГПа, что больше, чем в (28). Измеренный размер пятна октогена составил 1.2 мм, в то время как оценки размера пятна находятся в диапазоне 0.5 ÷ 1 мм. Допуская, что линейный (характерный) размер канала дуги равен  $2\pi a \approx 1.76$  мм, этот радиус канала дуги, вычисленный при пиковом значении тока, соответствует требованию для размера пятна октогена [18]. Согласно pop-plot диаграмме перед максимумом тока,

условие по глубине возникновения детонации будет выполнено. В этом случае инициирование детонации весьма вероятно.

## ОКТОГЕН ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Приближенную pop-plot диаграмму для LX-4 (85 %  $\delta$ -октогена и 15 % Viton, выдерживался 80 мин при  $T = 190$  °С) можно выразить следующей формулой:

$$\log p = 0.5686 - 0.52 \log x, \quad (29)$$

$$2.4 < p < 6.8 \text{ ГПа},$$

которая получена для точек (6.8 ГПа, 0.3 мм) и (3.2 ГПа, 1.4 мм) на pop-plot диаграмме в работе [22, рис. 11]. Мы будем по инерции использовать (29) для  $\delta$ -октогена.

Согласно (29)  $n \approx 1/0.52 \approx 1.9231$  и приближенное эквивалентное уравнение имеет вид

$$p^n x \geq 10^{1.0935}. \quad (30)$$

Применяя критерий детонации к профилю давления в канале дуги, можно заменить критерий его интегральной формой:

$$\int_a^\infty p^n dr = \int_a^\infty \left(\frac{ap_p}{r}\right)^n dr = \frac{p_p^n}{n-1} a \geq p^n x. \quad (31)$$

Соответствующее максимальное давление ударной нагрузки, необходимое для детонации, составит

$$p_p \geq p(0.9231x/a)^{0.52}, \quad (32)$$

где выбрана точка на pop-plot диаграмме  $(p, x) = (2.9, 1.6)$ . Применение pop-plot диаграммы в (32) допускает, что минимальный размер пятна соответствует  $p_p$ . Необходимый пик давления, соответствующий  $a \approx 0.705$  мм, будет

$$p_p \geq 2.9(0.9231 \cdot 1.6/0.735)^{0.52} \approx 4.17 \text{ ГПа}. \quad (33)$$

Максимальное давление от импульса 200 кА с временем нарастания 500 нс равно примерно 5.0 ГПа, что больше, чем значение, приведенное в (33), и радиус канала равен  $a \approx 0.705$  мм (см. табл. 3). Экспериментальные данные для октогена дают размер пятна 1.2 мм, хотя по оценкам размер пятна



предполагается равным  $0.5 \div 1$  мм [18]. Если принять, что линейный размер канала дуги  $2\lambda_a$ , вычисленный радиус дуги при максимуме тока будет соответствовать требованию к размеру пятна октогена. Заметим, что мы применяем требование к размеру пятна, полученное из данных для плоской геометрии, к цилиндрической геометрии. Поскольку радиус дуги при максимуме тока достаточно велик, вклад pop-plot до того, как ток достигнет максимума, обеспечит давление, достаточное для детонации  $\delta$ -октогена.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нульмерная модель Брагинского с использованием модели Ли — Морэ для дуги применялась для оценки величины импульсного тока и времени его нарастания, которые требуются для достижения уровня ударной нагрузки, достаточной для прямого инициирования детонации октогена при комнатной температуре и при повышенной температуре. Существует достаточный запас прочности по уровню ударной нагрузки для ВВ по сравнению с нагрузкой при ударе молнии, поэтому молния не может непосредственно вызвать детонацию октогена при комнатной температуре. Ударная нагрузка от 99 % молний в худшем случае превышает требования pop-plot диаграммы и минимального размера пятна для детонации  $\delta$ -октогена. Несмотря на то, что, как оказалось, можно инициировать детонацию  $\delta$ -октогена с помощью удара молнии, вероятность того, что количество  $\delta$ -октогена при этом окажется достаточным, мала. Экспериментальная проверка детонации  $\delta$ -октогена ударом наиболее сильной молнии могла бы улучшить наше понимание того, как наиболее безопасно использовать ВВ, основанные на  $\delta$ -октогене, в аномальных условиях. Скорее всего, механизм детонации октогена является воспламенение октогена молнией с последующим переходом горения в детонацию. Это возможно, но не обсуждается в настоящей статье.

Работа выполнена при поддержке компании «Национальные технологические и инженерные решения Сандия» (LLC), принадлежащей компании Honeywell International Inc., по заказу Департамента энергии Национальной администрации по ядерной безопасности США в рамках контракта DE-NA0003525. В статье описаны объективные технические результаты

и анализ. Любые субъективные взгляды и мнения, которые могут быть представлены в статье, не обязательно отражают точку зрения Департамента энергии или Правительства США.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Chen K. C., Warne L. K., Jorgenson R. E., Niederhaus J. H.** TATB sensitivity to shocks from electrical arcs // *Propell., Explos., Pyrotech.* — 2019. — V. 44, N 7. — P. 1000–1009. — DOI: 10.1002/prop.201800286.
2. **LASL Explosive Property Data** / T. R. Gibbs, A. Popolato (Eds). — Univ. of California Press, 1980.
3. **Asay B. W.** Shock Wave Science and Technology Reference Library. V. 5: Non-Shock Initiation of Explosives. — Springer, 2010.
4. **Griffiths N., Grocock J. M.** The burning to detonation of solid explosives // *J. Chem. Soc.* — 1960. — Article N 814. — P. 4154–4162.
5. **LLNL Explosives Reference Guide.** — LLNL-WEB-758418, 2018.
6. **Asay B. F., Smilowitz L., Asay B. W., Dickson P. M.** The  $\beta$ - $\delta$  phase transition in the energetic nitramine octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine: Thermodynamics // *J. Chem. Phys.* — 2002. — V. 117, N 8. — P. 3780–3788. — DOI: 10.1063/1.1495399.
7. **Брагинский С. И.** К теории развития канала искры // *Журн. эксперим. теорет. физики.* — 1958. — Т. 34, № 6. — С. 1548–1557.
8. **Lee Y. T., More R. M.** An electron conductivity model for dense plasmas // *Phys. Fluids.* — 1984. — V. 27, N 5. — P. 1273–1286. — DOI: 10.1063/1.864744.
9. **Chen K. C., Warne L. K.** PETN spark-gap detonators // *J. Energ. Mater.* — 2020. — DOI: 10.1080/07370652.2020.1956986.
10. **Tucker T. J., Kennedy J. E., Allensworth D. L.** Secondary explosive spark detonators // 7th Symp. on Explosives and Pyrotechnics, Franklin Institute, September 8–9, 1971.
11. **Warne L. K., Jorgenson R. E., Lehr J. M.** Resistance of a water spark // SAND2005-6994. — 2005. — DOI: 10.1080/07370652.2020.1956986.
12. **Brunner T. A., Cochran K. R., Garasi C. J., Hail T. A., Mehlhorn T. A., Robinson A. C., Summers R. M.** ALEGRA-MHDP: Version 4.6 // SAND2004-5996. — 2004.
13. **Whitham G. B.** Linear and Nonlinear Waves. — N. Y.: John Wiley and Sons, 1974. — P. 191–192.
14. **Lee Richard J.** Static dielectric breakdown strength of condensed heterogeneous high explosives // NSWC TR 85-380. — 1987.
15. **Zel'dovich Ya. B., Raizer Yu. P.** Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena. — N. Y.: Dover Publ., 2002. — V. 1, 2.

16. **Handbook of Physics** / W. Benenson, J. W. Harris, H. Stoker, H. Lutz (Eds). — N. Y.: Springer-Verlag, Inc., 2002.
17. **Pauling L.** General Chemistry. — N. Y.: Dover Publ., 1988.
18. **Dobratz B. M., Crawford P. C.** LLNL Explosives Handbook: Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. — 1985.
19. **Niederhaus J. H. J., Jorgenson R. E., Warne L. K., Chen K. C.** Radiation-MHD simulators for the development of a spark discharge channel // SAND2017-4461. — 2017.
20. **Wright M.** Development of the floret test for screening the initiability of explosive materials // AIP Conf. Proc. — 2012. — V. 1426. — P. 693. — <http://dx.doi.org/10.1063/1.3686373>.
21. **Cooper P. W.** Explosives Engineering. — N. Y.: Wiley-VCH, 1996.
22. **Уртъев П. А., Гарвер К. М.** Ударное инициирование энергетических материалов при различных начальных температурах (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 6. — С. 181–192.

*Поступила в редакцию 17.09.2019.*

*После доработки 10.01.2020.*

*Принята к публикации 19.02.2020.*

---