

УДК 662.612.31

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСЛАБЛЕНИЯ ГОМОГЕННЫХ И ГЕТЕРОГЕННЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ОБЛАКАМИ КАПЕЛЬ ВОДЫ

Д. А. Тропин, С. А. Лаврук

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
d.a.tropin@itam.nsc.ru, lavruks@mail.ru

Методами механики многофазных сред исследовано взаимодействие гомогенных и гетерогенных детонационных волн в смесях алюминия в кислороде и водорода в кислороде с облаком капель воды. Определены основные механизмы взаимодействия: распространение ослабленной детонационной волны со скоростью, меньшей скорости Чепмена — Жуге, и срыв детонации. Определены критические условия распространения детонации в водяных завесах. Проведено сравнение критических условий с результатами моделирования подавления детонации с помощью облаков инертных частиц.

Ключевые слова: гомогенная детонация, гетерогенная детонация, подавление детонации, облако капель.

DOI 10.15372/FGV20220308

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов управления детонационными течениями в газовых и гетерогенных смесях связано как с предотвращением техногенных катастроф или с уменьшением их воздействия, так и с применением новых типов двигателей, где в качестве движителя используется детонационная волна.

Работы, посвященные взаимодействию ударно-волновых и детонационных процессов с каплями, связаны, как правило, с задачами ослабления и срыва подобных явлений. В [1] представлен обзор имеющихся экспериментальных работ по срыву взрывных процессов в реагирующих газовых смесях (водород — воздух, метан — воздух и т. д.) с помощью водяного тумана, а также водяных спреев. Анализ показал, что более мелкие капли (размером порядка 50 мкм) позволяют эффективнее отводить энергию от пламени, а турбулентное перемешивание воды и воздуха может приводить к увеличению скорости фронта горения.

В [2] исследовалось подавление взрывов в метановоздушной смеси в трубе длиной 5 м водяной взвесью капель диаметром 200 ÷ 500 мкм. Обнаружено существова-

ние критического значения ускорения водяного спрея, при котором предотвращается распространение волн горения. В [3] показано, что большой объем водяного тумана в закрытой емкости позволяет эффективнее противостоять распространению фронта горения. При этом снижается пиковое давление, а также скорость распространения пламени.

Численное моделирование процессов взаимодействия взрывных и детонационных процессов рассмотрено в работах [4–7]. В [4] исследовалось предотвращение распространения ламинарного пламени в метановоздушных смесях водяными спреями. Показано, что увеличение плотности водяных капель приводит к уменьшению скорости распространения пламени и избыточного давления во взрывной волне. В [5] предложена подробная модель, учитывающая процессы дробления капель, изменения массы капли за счет срыва пограничного слоя с поверхности крупных капель либо за счет испарения капель. В работе [6] рассматривалась более простая численная модель, которая учитывала только испарение капель воды. По результатам моделирования были рассчитаны значения критической плотности водяной взвеси ($0.56 \div 3.22 \text{ кг/м}^3$), при которых происходит срыв детонации в различных горючих смесях при взаимодействии детонационных волн с капельной взвесью. В [7] предложена модель взаимодействия детонационных волн с водяной ка-

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер гос. регистрации 121030500163-4).

© Тропин Д. А., Лаврук С. А., 2022.

пельной завесой на основе подхода Эйлера — Эйлера в одномерном стационарном случае. В качестве модели испарения использовалась модель [6]. Рассматривалось взаимодействие трех фаз: газовой фазы, крупных капель и водяной пыли. Срыв детонации наблюдался при плотностях водяной завесы $2 \div 10 \text{ кг/м}^3$.

В работе [8] разработана и верифицирована модель испарения капель топлива в потоке горячих газов. Модель построена на основе метода Эйлера — Лагранжа, где для каждой из капель записывается уравнение движения, которое учитывает изменение массы частицы вследствие испарения, деформации, а также теплообмена с окружающей средой. В результате моделирования получены поля температур в капле, время испарения в зависимости от радиуса и другие характеристики испарения. Модель [8] в дальнейшем была использована в [9] для расчета испарения капель воды при взаимодействии с детонационными волнами. Авторами установлены режимы срыва детонации либо ее распространение в стационарном ослабленном режиме.

Кроме того, существует ряд работ, посвященных исследованиям горения газочапельных взвесей. В [10, 11] предложена модель, учитывающая деформацию и дробление реагирующих капель n -декана. В [10] исследовалось развитие детонации в каналах, заполненных полидисперсной взвесью капель горючего, и влияние неравномерного распределения капель на процессы перехода дефлаграции в детонацию.

Также в доступной литературе присутствуют работы, связанные с изучением влияния инертных частиц на воспламенение реагирующих газовых смесей [12–14], а в работах [15–18] представлены численные исследования по подавлению газовой детонации с помощью инертных частиц. Численное моделирование подавления распространения гетерогенной детонации инертными частицами исследовалось в [19–21]. В [22, 23] показана возможность применения газовых пробок для подавления распространения волн горения и газовой детонации.

Таким образом, основные исследования процессов срыва детонации инертными компонентами ограничивались изучением взаимодействия детонационных волн, как правило, с инертными твердыми частицами. Работ, посвященных подавлению детонации капельными завесами, не так много, и посвящены они в ос-

новном подавлению газовой детонации.

В данной работе представлено параметрическое исследование взаимодействия одномерных плоских гомогенных и гетерогенных детонационных волн с облаками водяных капель.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим ударную трубу, заполненную стехиометрической смесью водорода и кислорода либо частиц алюминия и кислорода, а также полубесконечным облаком капель воды (диаметром $50 \div 100 \text{ мкм}$), расположенным на некотором расстоянии от фронта детонационной волны (ДВ). Детонационная волна до взаимодействия с каплями распространяется в режиме Чепмена — Жуге, входит в завесу капель воды, в которой происходят ослабление ДВ либо срыв детонации.

Будем учитывать, что при взаимодействии ДВ с капельной завесой имеют место испарение капель, их деформация и дробление на более мелкие капли, срыв поверхностного слоя капли с образованием водяной пыли и испарение водяной пыли.

Водородовоздушная смесь. Физико-математическая модель, описывающая данные процессы в водородовоздушной смеси имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} &= J_{2,vap} + J_{3,vap}, \\ \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2 + m_1 p)}{\partial x} &= \\ &= p \frac{\partial m_1}{\partial x} - (f_{12} + f_{13}) + J_{2,vap} \Delta u_{12} + J_{3,vap} \Delta u_{13}, \\ \frac{\partial(\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_1 u_1 (E_1 + m_1 p / \rho_1)]}{\partial x} &= -p \frac{\partial m_1}{\partial t} - \\ &- (q_{12} + q_{13}) - f_{12}(u_1 - u_2) - f_{13}(u_1 - u_3) - \\ &- q_{vap}(J_{2,vap} + J_{3,vap}) + c_{p,13} J_{2,vap} \Delta T_{12} + \\ &+ c_{p,13} J_{3,vap} \Delta T_{13}, \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial(n_2 u_2)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} &= -J_{2,vap} - J_{br}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2 + m_2 p)}{\partial x} = \quad (1)$$

$$= p \frac{\partial m_2}{\partial x} + f_{12} - (J_{2,vap} + J_{br}) \Delta u_{12},$$

$$\frac{\partial(\rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_2 u_2 (E_2 + m_2 p / \rho_2)]}{\partial x} =$$

$$= -p \frac{\partial m_2}{\partial t} + q_{12} + f_{12}(u_1 - u_2) + \\ + q_{vap} J_{2,vap} - c_{p,13} (J_{2,vap} + J_{br}) \Delta T_{12},$$

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_3 u_3)}{\partial x} = -J_{3,vap} + J_{br},$$

$$\frac{\partial(\rho_3 u_3)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_3 u_3^2 + m_3 p)}{\partial x} =$$

$$= p \frac{\partial m_3}{\partial x} + f_{13} - (J_{3,vap} - J_{br}) \Delta u_{13},$$

$$\frac{\partial(\rho_3 E_3)}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_3 u_3 (E_3 + m_3 p / \rho_3)]}{\partial x} =$$

$$= -p \frac{\partial m_3}{\partial t} + q_{13} + f_{13}(u_1 - u_3) + q_{vap} J_{3,vap} - \\ - c_{p,13} (J_{3,vap} - J_{br}) \Delta T_{13}.$$

Здесь индекс 1 относится к смеси газов, 2 — к водяным каплям, 3 — к водяной пыли; J — интенсивность массообмена; F — сила межфазного взаимодействия, $E_i = e_i + u_i^2/2$ — полная энергия фазы или компонента, ρ_i , u_i , e_i — средняя плотность, скорость и внутренняя энергия i -й фазы, $\rho_i = m_i \rho_{ii}$, где ρ_{ii} — истинная плотность i -й фазы, m_i — объемная концентрация i -й фазы, p — давление смеси, n_2 — количество капель в единице объема, q_{vap} — удельная теплота испарения капли, $c_{p,13}$ — удельная теплоемкость водяного пара при постоянном объеме, $\Delta u_{1i} = u_i - u_1$ — разность скоростей фаз, $\Delta T_{1i} = T_i - T_1$ — разность температур фаз. Внутренняя энергия реакционноспособной смеси определяется из соотношения

$$e_1 = c_{v,1} T_1 + \sum_{\alpha=1}^8 \xi_{\alpha} h_{0\alpha} - c_{p,1} T_{00},$$

где c_p , c_v — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении и при постоянном объеме, $c_v = \sum_{\alpha=1}^8 c_{v\alpha} \xi_{\alpha}$, ξ_{α} — относительная массовая концентрация компонента α , $h_{0\alpha}$ — энтальпия образования компонента. Величина α меняется от 1 до 8, $T_{00} = 298.15$ К. Внутренняя энергия капель и пыли такова: $e_i = c_{v,i} T_i$, $i = 2, 3$.

Система (1) замыкается уравнением состояния газовой смеси в целом

$$p = \rho_{11} T_1 R \sum_{\alpha=1}^8 \frac{\xi_{\alpha}}{M_{\alpha}} \quad (2)$$

и уравнениями детальной кинетики

$$\frac{d\xi_{\alpha}}{dt} = \frac{1}{\rho} M_{\alpha} \sum_{r=1}^l \rho^{m_r} (\nu'_{\alpha r} - \nu_{\alpha r}) \times \\ \times \left[k_{fr} \prod_{\beta=1}^8 \left(\frac{\xi_{\beta}}{M_{\beta}} \right)^{\nu_{\beta r}} - k_{br} \prod_{\beta=1}^8 \left(\frac{\xi_{\beta}}{M_{\beta}} \right)^{\nu'_{\beta r}} \right]. \quad (3)$$

Здесь $\alpha \in [1, 8]$ — номер компонента газовой смеси; M_{α} , M_{β} — молекулярные массы компонентов α , β ; m_r — порядок r -й реакции; $\nu_{\alpha r}$, $\nu_{\beta r}$ — стехиометрические коэффициенты, штрихом обозначены относящиеся к продуктам реакции r ; k_{fr} , k_{br} — скорости прямой и обратной реакций.

Газовзвесь частиц алюминия в кислороде. Физико-математическая модель, описывающая данные процессы в газовзвеси частиц алюминия в кислороде, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} = J_2 + J_{2,vap} + J_{3,vap},$$

$$\frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2 + p)}{\partial x} = \\ = -(f_{12} + f_{13} + f_{14}) - J_2 u_2 - J_{3,vap} u_3 - J_{4,vap} u_4,$$

$$\frac{\partial(\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_1 u_1 (E_1 + p / \rho_1)]}{\partial x} = \\ = J_2 E_2 - (q_{12} + q_{13} + q_{14}) - \\ - (f_{12} u_2 + f_{13} u_3 + f_{14} u_4) - \\ - q_{vap} (J_{3,vap} + J_{4,vap}) + \\ + c_{p,13} J_{3,vap} T_3 + c_{p,13} J_{4,vap} T_4,$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} &= -J_2, \\
\frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2)}{\partial x} &= f_{12} + J_2 u_2, \\
\frac{\partial(\rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 E_2)}{\partial x} &= -J_2 E_2 - q_{12} - f_{12} u_2, \\
\frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_3 u_3)}{\partial x} &= -J_{3,vap} - J_{br}, \\
\frac{\partial(\rho_3 u_3)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_3 u_3^2)}{\partial x} &= f_{13} - (J_{3,vap} + J_{br}) u_3, \\
\frac{\partial(\rho_3 E_3)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_3 u_3 E_3)}{\partial x} &= \\
&= q_{13} + f_{13} u_3 + q_{vap} J_{3,vap} - c_{p,13} (J_{3,vap} + J_{br}) T_3, \\
\frac{\partial \rho_4}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_4 u_4)}{\partial x} &= -J_{4,vap} + J_{br}, \\
\frac{\partial(\rho_4 u_4)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_4 u_4^2)}{\partial x} &= f_{14} - (J_{4,vap} - J_{br}) u_{14}, \\
\frac{\partial(\rho_4 E_4)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_4 u_4 E_4)}{\partial x} &= \\
&= q_{14} + f_{14} u_4 + q_{vap} J_{4,vap} - c_{p,13} (J_{4,vap} - J_{br}) T_4.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь индекс 1 относится к газу, 2 — реагирующим частицам, 3 — крупным каплям, 4 — мелким каплям; p , $\rho_i = m_i \rho_{ii}$, u_i , T_i , m_i — давление газа, средняя плотность, скорость, температура, объемная концентрация фаз соответственно; ρ_{ii} — истинная плотность фаз; R — универсальная газовая постоянная. Полная энергия фаз:

$$E_i = e_i + \frac{u_i^2}{2},$$

где $e_1 = c_{v,1} T_1 + Q$, $e_i = c_{v,i} T_i$, $i = 2, 3, 4$ — внутренние энергии фаз, Q — тепловой эффект реакции горения частиц в рамках приведенной кинетики.

Система (4) замыкается уравнением состояния газа

$$p = \rho_{11} T_1 \frac{R}{M_{O_2}} \tag{5}$$

и уравнениями приведенной кинетики

$$J_2 = \frac{\rho_2}{\tau_\xi} (\xi_2 - \xi_{k2}). \tag{6}$$

Силовое и тепловое взаимодействие между фазами. Законы силового взаимодействия и теплообмена между газом и каплями выражаются известными формулами:

$$f_{1i} = \frac{3m_i \rho_{11}}{4d_i} C_{D,1i} |u_1 - u_i| (u_1 - u_i), \tag{7}$$

$$q_{1i} = \frac{6m_i \lambda_1}{d_i^2} \text{Nu}_{1i} (T_i - T_1).$$

При этом зависимость числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Прандтля принимается в виде $\text{Nu}_{1i} = 2 + 0.6 \text{Re}_{1i}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$. Для коэффициента сопротивления с учетом его зависимости от чисел Рейнольдса и Маха относительного движения фаз используем формулу

$$\begin{aligned}
C_{D,1i} &= \left[1 + \exp \left(- \frac{0.43}{M_{1i}^{4.67}} \right) \right] \times \\
&\times \left[0.38 + \frac{24}{\text{Re}_{1i}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}_{1i}}} \right], \tag{8}
\end{aligned}$$

где $\text{Re}_{1i} = \frac{\rho_{11} d_i |u_1 - u_i|}{\mu}$, $M_{1i} = \frac{|u_1 - u_i| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_{11} p}}$.

Модель испарения капель. Поток массы за счет испарения капель и пыли примем в виде [5]

$$J_{i,vap} = n_i \frac{dm_{i,vap}}{dt},$$

$$\begin{aligned}
\frac{dm_{i,vap}}{dt} &= \\
&= -(4\pi)^{2/3} \nu_3^{1/3} \rho_{ii}^{2/3} m_{d,i}^{1/3} K_v (1 + 0.27 \text{Re}_{1i}^{1/2}), \tag{9}
\end{aligned}$$

$i = 2, 3$ в водородокислородной смеси и $i = 3, 4$ в алюминиево-кислородной смеси. Здесь n_i — количество капель i -й фазы в единице объема, $m_{d,i} = (\pi d_i^3 / 6) \rho_{ii}$ — масса капли i -й фазы, $K_v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ — константа испарения.

При числе Вебера $\text{We} = \rho_1 (u_k - u_1)^2 d_k / 2\sigma > 10$ изменение массы капель описывается по модели срыва пограничного слоя [5, 7]:

$$J_{br} = \frac{\rho_i}{\tau_p}, \quad (10)$$

$$\tau_p = \frac{1}{6\sqrt{2}} \left(\frac{\rho_{ii}}{\rho_1} \right)^{1/3} \left(\frac{v_1}{v_{ii}} \right)^{1/3} \frac{d_k}{u_1 - u_i} \text{Re}_{1i}^{1/2},$$

где d_k — диаметр капель, σ — коэффициент поверхностного натяжения, $v_1/v_i = 11.9$ — отношение кинематических вязкостей газа и капель. Здесь $i = 2$ в водородокислородной смеси и $i = 3$ в алюминиево-кислородной смеси.

Деформация и дробление капель. В модели взаимодействия ДВ в алюминиево-кислородной смеси считалось, что происходит взрывное дробление капель на более мелкие капли диаметром 15 мкм.

В модели взаимодействия ДВ в водородокислородной смеси деформация и дробление капель учитывались согласно [7]. Для двух вспомогательных величин S (смещение навстречной границы капли) и φ (скорость смещения) решались уравнения

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{3\rho_1(u_1 - u_2)^2}{4\rho_{22}d_0} \left(1 - \frac{S}{d_0} \right), \quad \frac{dS}{dt} = \varphi. \quad (11)$$

Здесь d_0 — начальный диаметр капли. Начальные значения $S = 0$ и $\varphi = 0$. По величине S находили большую полуось деформированной капли: $a = \frac{d_2}{2} \left(1 - \frac{S}{d_0} \right)^{-1/2}$. Диаметр частиц определялся согласно формуле $d_2 = \left(\frac{6m_{d,2}}{\pi\rho_{22}} \right)^{1/3}$. При достижении значения $a = 1.5d_2$ исходная капля дробится на восемь сферических недеформированных капель диаметром $\tilde{d}_2 = 0.5d_2$. Дробление капель происходит вплоть до размеров капель пыли. Будем считать, что минимальный размер капель, на который они могут дробиться, составляет 15 мкм.

Кинетика горения водородокислородной смеси.

При моделировании течений с ДВ, как и в любой задаче с химическими реакциями, возникает проблема выбора кинетической схемы для адекватного описания процесса горения. В данной статье будем рассматривать детальную кинетику горения газовой смеси. Такая кинетика позволяет достаточно точно воспроизводить такие параметры, как время задержки воспламенения смеси, распределение компонентов газовой смеси в структуре ДВ. Для описания химических реакций в водородокислородной сме-

си будем использовать модель [24], включающую в себя 38 реакций с участием 8 компонентов. В наших предыдущих исследованиях эта модель позволила описать экспериментально наблюдаемое время задержки воспламенения водородокислородной смеси [25, 26], рассчитать концентрационные пределы детонации [16, 27] и определить геометрические пределы детонации [28, 29].

Кинетика горения алюминия. Горение алюминия описывается в рамках приведенной кинетики с учетом неполного сгорания частиц и температурного критерия воспламенения:

$$J = \frac{\rho}{\tau_\xi} \max(0, (\xi - \xi_k)) \exp(-E_a/(RT_2))$$

при $T_2 \geq T_{ign}$, (12)

$$J = 0 \text{ при } T_2 < T_{ign}.$$

Учитывается переходный характер горения частиц алюминия при уменьшении их размера менее 3.5 мкм. В работах [19, 20] процесс горения частиц описан как переходный от диффузионного к кинетическому с аррениусовской зависимостью от температуры, при этом, как и в диффузионном режиме, время горения принималось пропорциональным квадрату диаметра частиц ($t \sim d^2$). В [30] представлены многочисленные данные экспериментов, из которых видно, что в интервале размеров 1 ÷ 10 мкм происходит переход к режиму горения с более низким значением показателя степени n в зависимости $t \sim d^n$. Для наноразмерных частиц n меняется в пределах 0.29 ÷ 0.33 [30], что учитывалось при построении полуэмпирической модели детонации наноразмерных частиц алюминия в [31, 32]. В настоящей работе для частиц в диапазоне 1 ÷ 3.5 мкм используется уравнение приведенной кинетики аррениусовского типа с энергией активации 32 кДж/моль [33, 34]. Однако зависимость характерного времени горения частиц от их диаметра для частиц диаметром менее 3.5 мкм в соответствии с данными [30] принимается в виде

$$\tau_\xi = \tau_0(d/d_0)^{0.3} \exp(E_a/RT_2), \quad (13)$$

где $d_0 = 3.5$ мкм, $\tau_0 = 0.294$ мс.

Для описания горения субмикронных частиц (от 135 нм до 1 мкм) использовалась следующая интерполяционная формула [32], в которой учитывалось увеличение энергии активации с 32 кДж/моль для микронных частиц

(E_{micro}) до 60 кДж/моль для наноразмерных частиц диаметром менее 100 нм (E_{nano}):

$$\tau_{\xi i} = \tau_0 (d_i/d_0)^{0.3} \exp(E_{ai}/RT_1) (p/p_*)^{-m_i},$$

$$m_i = -0.25 \ln(d_i \text{ [мкм]}), \quad (14)$$

$$E_{ai} = 0.5 \{ E_{micro} (2 + \ln(d_i \text{ [мкм]})) - E_{nano} \ln(d_i \text{ [мкм]}) \}.$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Водородокислородная смесь. С использованием модели (1)–(3), (7)–(11) были проведены расчеты взаимодействия ДВ в стехиометрической водородокислородной смеси с завесой каплей воды начального диаметра 50, 75 и 100 мкм. В наших предыдущих работах [16, 28, 29] при моделировании взаимодействия ДВ с облаками инертных частиц с использованием детальных кинетических механизмов было обнаружено, что реализуются несколько режимов детонационных течений. Первый из них — это распространение ослабленной ДВ по газозвеси со скоростями, меньшими скорости Чепмена — Жуге, при концентрации инертных частиц меньше некоторой критической. Второй — срыв детонации, при котором ДВ распадается на замороженную ударную волну и отстающий от нее фронт горения при концентрациях частиц, больших или равных критической. В случае взаимодействия ДВ с завесами каплей воды данные режимы сохраняются. Так, на рис. 1 представлены распределения давления в ударной трубе при взаимодействии ДВ с каплями начального диаметра 100 мкм при их объемной концентрации $m_2 = 5 \cdot 10^{-4}$. Левая граница завесы каплей располагается в координате $x = 0.5$ м. Видно, что ДВ после входа в капельную завесу ослабляется. В дальнейшем ДВ распространяется по капельной завесе в стационарном ослабленном режиме со скоростью $D = 2352$ м/с. При этом на фронте волны наблюдается продольная неустойчивость, проявляющаяся в колебаниях давления в пике Неймана. На рис. 2 представлены распределения давления в ударной трубе при взаимодействии ДВ с каплями начального диаметра 100 мкм при их объемной концентрации $m_2 = 2 \cdot 10^{-3}$. В данном случае после входа ДВ в капельную завесу наблюдаются срыв детонации и распространение затухающей ударной волны по капельной завесе.

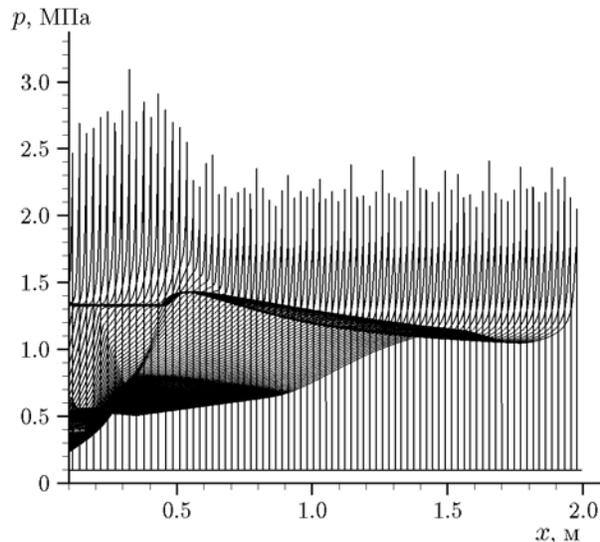


Рис. 1. Распределение давления в ударной трубе при взаимодействии детонационной волны с каплями диаметром 100 мкм при их докритической объемной концентрации $m_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ (ослабление детонационной волны)

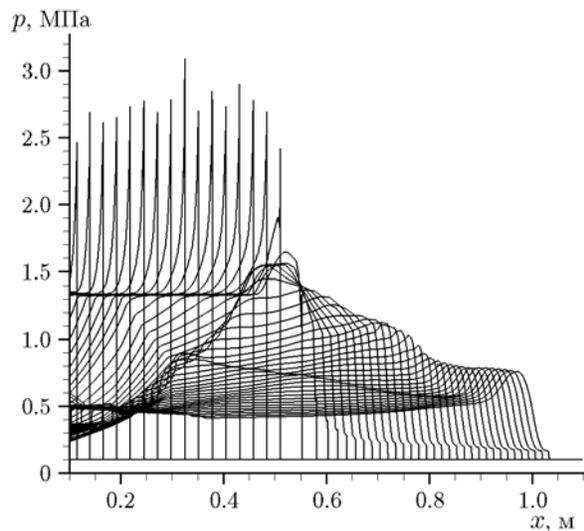


Рис. 2. Распределение давления в ударной трубе при взаимодействии детонационной волны с каплями диаметром 100 мкм при их критической объемной концентрации $m_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ (срыв детонации)

На рис. 3 представлены зависимости нормированной скорости детонации D/D_{CJ} (где D — скорость детонации в системе газозвесь / капельная завеса, $D_{CJ} = 2735$ м/с — скорость детонации Чепмена — Жуге в чистой водородокислородной смеси) от объемной концентра-

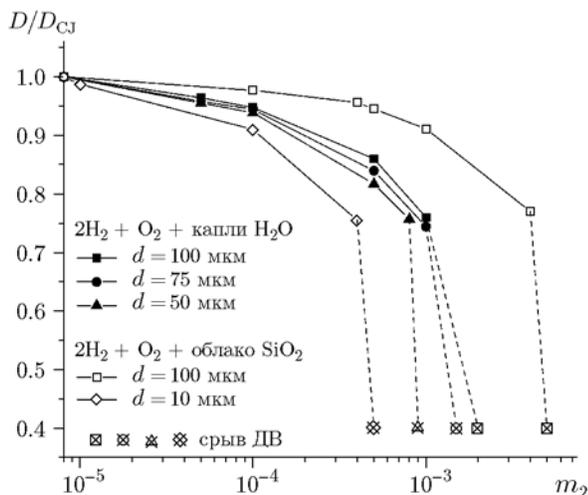


Рис. 3. Зависимость нормированной скорости детонации от объемной концентрации. Сравнение с расчетами взаимодействия детонационной волны с облаком инертных частиц [28]

ции частиц (диаметром 10 и 100 мкм [28]) и капель (диаметром 50, 75 и 100 мкм). Из рисунка видно, что нормированная скорость детонации в каплях диаметром 100 мкм с увеличением объемной концентрации уменьшается быстрее по сравнению с инертными частицами диаметром 100 мкм. Кроме того, концентрационные пределы детонации в газокпельной взвеси меньше, чем в газозвеси инертных частиц при соответствующих диаметрах. Концентрационные пределы детонации имеют следующие значения:

– инертные частицы: $d = 100$ мкм — $m_2^* = 5 \cdot 10^{-3}$, $d = 10$ мкм — $m_2^* = 5 \cdot 10^{-4}$;

– инертные капли: $d = 100$ мкм — $m_2^* = 2 \cdot 10^{-3}$, $d = 75$ мкм — $m_2^* = 1.5 \cdot 10^{-3}$, $d = 50$ мкм — $m_2^* = 9 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, эффективность подавления детонации жидкими каплями выше, чем инертными частицами.

Также можно видеть, что чем меньше диаметр капель, тем меньше нормированная скорость детонации при соответствующих объемных концентрациях. Однако данные различия небольшие, что вызвано тем, что капли за фронтом ДВ достаточно быстро дробятся до состояния пыли.

Газозвесь частиц алюминия в кислороде.

Рассмотрим одномерную задачу о подавлении плоской гетерогенной детонации стехиометрической смеси реагирующих частиц алюминия

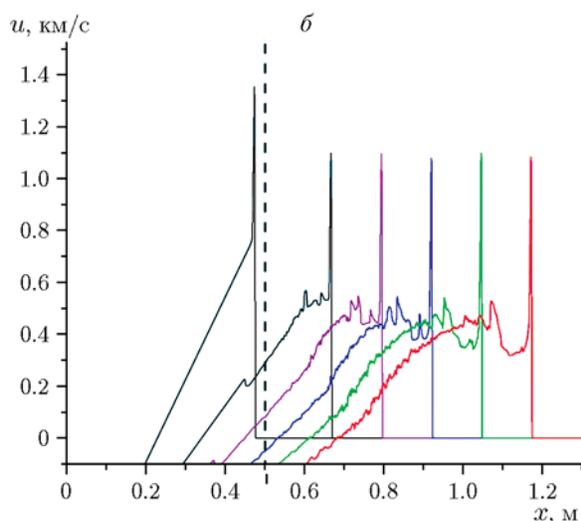
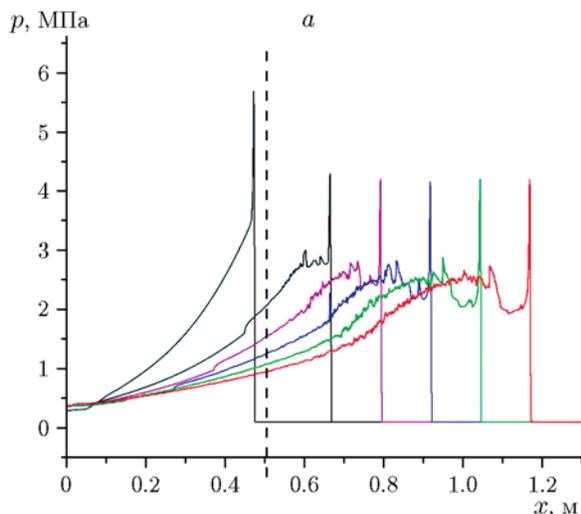


Рис. 4. Распределения давления (а) и мгновенной скорости (б) в ударной трубе при ослаблении гетерогенной детонационной волны в облаке с каплями воды объемной концентрации $2 \cdot 10^{-3}$ в моменты времени 0.45, 0.6, 0.75, 0.9, 1.05, 1.2 мс

диаметром 1 мкм в кислороде. На рис. 4 представлены распределения давления и скорости газа в моменты времени 0.45, 0.6, 0.75, 0.9, 1.05 и 1.2 мс при взаимодействии ДВ частиц алюминия диаметром 1 мкм с полубесконечным облаком водяных капель диаметром 50 мкм, объемной концентрацией $2 \cdot 10^{-3}$, занимающим всю ширину канала. Считаем, что при взаимодействии детонационной волны с водяными каплями происходит их дробление на более мелкие капли диаметром 15 мкм. Видно, что в результате взаимодействия происходит частичное снижение давления (рис. 4,а) и ско-

рости (рис. 4, б) газа в капельной завесе и волна выходит на некоторый стационарный ослабленный режим. Как и в газовой детонации, в данном случае также наблюдается продольная неустойчивость фронта ДВ, колебания давления в пике Неймана. Давление за фронтом ДВ снижается с 57 до 42 атм (см. рис. 4, а), скорость газа падает с 1.45 до 1.2 км/с (см. рис. 4, б). При этом скорость ДВ уменьшается от скорости Чепмена — Жуге 1.54 до 1.25 км/с. Происходит это вследствие отбора импульса и энергии (за счет трения и теплообмена с капельной завесой) у реагирующей газовзвеси. Однако данные потери недостаточны для разрушения ДВ, и в данном случае наблюдается режим распространения ослабленной ДВ.

При увеличении объемной концентрации водяной взвеси до $5 \cdot 10^{-3}$ потери импульса и энергии реагирующей газовзвеси увеличиваются и становятся достаточными для срыва детонации. Под срывом детонации, как и в [26, 29], будем понимать распад ДВ на затухающую ударную волну и отстающий от нее фронт воспламенения и горения. На рис. 5 представлены распределения давления газа и плотности капель в ударной трубе в моменты времени 0.45, 0.6, 0.75, 0.9, 1.05 и 1.2 мс при взаимодействии ДВ с водяной завесой объемной концентрацией $5 \cdot 10^{-3}$. Из рис. 5, а видно, что в момент взаимодействия ДВ с водяной завесой происходит резкое снижение давления газа с 57 до 32 атм. Здесь же наблюдается расщепление ДВ на затухающую ударную волну и фронт воспламенения и горения. Далее по мере распространения данного волнового комплекса по водяной завесе давление на ударном фронте уменьшается с 32 до 12 атм. Также по расположению лидирующего фронта в различные моменты времени видно, что скорость его распространения снижается. Из рис. 5, б видно, что пиковое значение плотности капель на лидирующем фронте возрастает в два раза от первоначального значения — до величины порядка 10 кг/м^3 , за счет сжатия облака капель детонационной волной. В дальнейшие моменты времени начинается дробление и испарение капель и постепенно их плотность снижается.

Кроме того, было проведено сравнение наших результатов с расчетами подавления детонационного течения частиц алюминия диаметром 1 мкм с помощью инертных частиц оксида алюминия из работы [35]. Для этих результатов были построены зависимости нормирован-

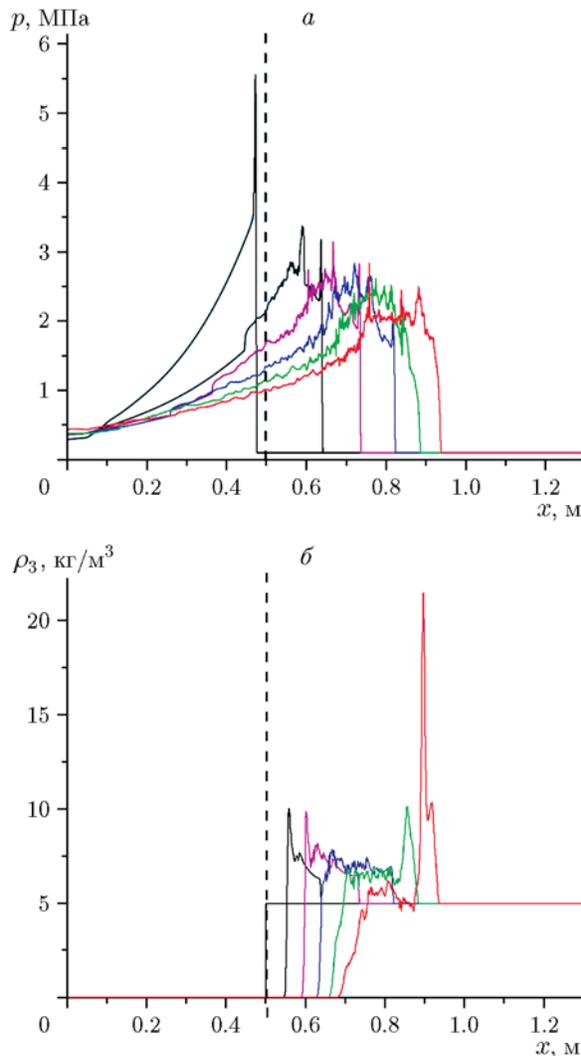


Рис. 5. Распределения давления (а) и плотности (б) потока в ударной трубе при срыве детонации в водяной завесе объемной концентрации $5 \cdot 10^{-3}$ в моменты времени 0.45, 0.6, 0.75, 0.9, 1.05, 1.2 мс

ной скорости распространения ДВ от объемной концентрации инертных частиц и капель воды (рис. 6). Из рисунка видно, что при взаимодействии с облаком крупных инертных частиц (50 мкм) срыв детонации происходит при объемной концентрации около $m_3 = 5 \cdot 10^{-3}$. При уменьшении диаметра инертных частиц до 10 мкм критическая объемная концентрация снижается до $m_3 = 1 \cdot 10^{-3}$. Уменьшение размера инертных частиц меньше 5 мкм не приводит к значительному снижению критической объемной концентрации частиц. Из сравнения эффективности подавления детонации инертными частицами и каплями видно, что капли диа-

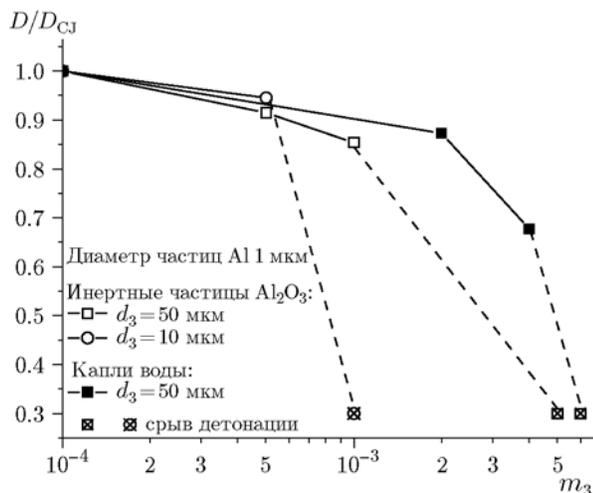


Рис. 6. Зависимость дефицита скорости детонационной волны в облаке инертных частиц и капель воды от объемной концентрации инертной фазы

метром 50 мкм немного менее эффективны в данном процессе по сравнению с инертными частицами диаметром 50 мкм, т. е. критические объемные концентрации капель незначительно выше. В свою очередь, уменьшение диаметра капель в водяной завесе зависит от эффективности форсунок и размера капель, которые они могут создать. В результате в данных исследованиях рассматриваются капли достаточно крупного размера (от 50 мкм).

ВЫВОДЫ

Предложены физико-математические модели взаимодействия детонационных волн в стехиометрической водородокислородной и стехиометрической алюминиево-кислородной смесях с завесами водяных капель, учитывающие детальную кинетику химических превращений в водородокислородной смеси и приведенную кинетику горения алюминия, испарение капель, их деформацию и дробление на более мелкие капли, срыв поверхностного слоя капли с образованием водяной пыли и испарение водяной пыли.

С использованием данной модели рассчитано взаимодействие детонационной волны с полубесконечными завесами инертных капель воды. Выявлено, что в результате этого взаимодействия реализуются два типа детонационных течений: стационарное распространение ослабленной детонационной волны со скоростями, меньшими скорости Чепмена — Жу-

ге, при докритических концентрациях инертных капель; срыв детонации при критических и сверхкритических концентрациях инертных капель.

Рассчитаны интегральные зависимости нормированной скорости детонационной волны от объемной концентрации и диаметра капель. Из сопоставления данных зависимостей с подобными зависимостями при взаимодействии детонационной волны с облаком инертных частиц выявлено, что эффективность подавления детонации жидкими каплями немного выше, чем инертными частицами. Получены критические объемные концентрации и соответствующие диаметры капель, приводящие к срыву детонационной волны. Установлено, что чем меньше диаметр капель, тем меньше нормированная скорость детонации при соответствующих объемных концентрациях и меньше критические объемные концентрации капель, приводящие к срыву детонации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mawhinney J. R., Darwin R. Protecting against vapor explosions with water mist // Halon Options Tech. Work. Conf. — 2000. — P. 215–226.
2. Brenton J. R., Thomas G. O., Al-Hassan T. Small-scale studies of water spray dynamics during explosion mitigation tests // Inst. Chem. Eng. Symp. Ser. — 1994. — N 134. — P. 393–403.
3. Ren J.-J., Zhang P.-P., Zhou Y.-H., Bi M.-S. The suppression effect of ultra-fine water mist on methane/air explosion in the closed Vessel // 25th ICDERS. — 2015. — P. 5–8.
4. Thomas G. O. On the conditions required for explosion mitigation by water sprays // Process Saf. Environ. Prot. — 2000. — V. 78, N 5. — P. 339–354. — DOI: 10.1205/095758200530862.
5. Николаев Ю. А., Фомин П. А. Модель стационарной гетерогенной детонации в газопылевой среде // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 4. — С. 97–105.
6. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е. К вопросу о подавлении детонации завесами и пенами // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 6. — С. 116–124.
7. Беликов В. В., Беликова Г. В., Головин В. М., Семенов В. Н., Стародубцева Л. П., Фокин А. Л. Подавление детонации в водородовоздушных смесях // Теплофизика высоких температур. — 1995. — Т. 33, № 3. — С. 452–457.
8. Abramzon B., Sirignano W. A. Droplet vaporization model for spray combustion calculations // Int. J. Heat Mass Transfer. — 1989. — V. 32, N 9. — P. 1605–1618. — DOI: 10.1016/0017-9310(89)90043-4.

9. **Watanabe H., Matsuo A., Chinnayya A., Matsuoka K., Kawasaki A., Kasahara J.** Numerical investigation on characteristic lengths for gaseous detonation with dilute water spray // *AIAA Propul. Energy Forum.* — 2019. — DOI: 10.2514/6.2019-4132.
10. **Betelin V. B., Smirnov N. N., Nikitin V. F., Dushin V. R., Kushnirenko A. G., Nerchenko V. A.** Evaporation and ignition of droplets in combustion chambers modeling and simulation // *Acta Astronaut.* — 2012. — V. 70. — P. 23–35. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2011.06.021.
11. **Smirnov N. N., Nikitin V. F., Dushin V. R., Filippov Yu. G., Nerchenko V. A., Khadem J.** Combustion onset in non-uniform dispersed mixtures // *Acta Astronaut.* — 2015. — V. 115. — P. 94–101. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.04.021.
12. **Roth D., Häber T., Bockhorn H.** Experimental and numerical study on the ignition of fuel/air mixtures at laser heated silicon nitride particles // *Proc. Combust. Inst.* — 2017. — V. 36, N 1. — P. 1475–1484. — DOI: 10.1016/j.proci.2016.05.054.
13. **Coronel S. A., Melguizo-Gavilanes J., Mével R., Shepherd J. E.** Experimental and numerical study on moving hot particle ignition // *Combust. Flame.* — 2018. — V. 192. — P. 495–506. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.02.027.
14. **Boczek B., Glinka W., Wolanski P.** Ignition of a combustible mixture by a burning metal particle // *Oxid. Commun.* — 1983. — V. 5. — P. 157–173.
15. **Tropin D. A., Bedarev I. A.** Problems of detonation wave suppression in hydrogen-air mixtures by clouds of inert particles in one- and two-dimensional formulation // *Combust. Sci. Technol.* — 2021. — V. 193, N 2. — P. 197–210. — DOI: 10.1080/00102202.2020.1763323.
16. **Tropin D. A., Fedorov A. V.** Physical and mathematical modeling of interaction of detonation waves in mixtures of hydrogen, methane, silane, and oxidizer with clouds of inert micro- and nanoparticles // *Combust. Sci. Technol.* — 2019. — V. 191, N 2. — P. 275–283. — DOI: 10.1080/00102202.2018.1459584.
17. **Chen Z., Fan B., Jiang X.** Suppression effects of powder suppressants on the explosions of oxyhydrogen gas // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2006. — V. 19, N 6. — P. 648–655. — DOI: 10.1016/j.jlp.2006.03.006.
18. **Tropin D. A., Fedorov A. V.** Mathematical modeling of detonation wave suppression by cloud of chemically inert solid particles // *Combust. Sci. Technol.* — 2014. — V. 186, N 10–11. — P. 1690–1698. — DOI: 10.1080/00102202.2014.935637.
19. **Федоров А. В., Кратова Ю. В.** Расчет распространения детонационной волны в газозвезе алюминиевых и инертных частиц // *Физика горения и взрыва.* — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 88–101.
20. **Кратова Ю. В., Федоров А. В.** Взаимодействие волны гетерогенной детонации, распространяющейся в ячеистом режиме, с облаком инертных частиц // *Физика горения и взрыва.* — 2014. — Т. 50, № 2. — С. 68–76.
21. **Lavruk S. A., Tropin D. A.** Investigation of the heterogeneous detonation suppression by clouds of inert particles and droplet suspension // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2019. — V. 1404. — 012062. — DOI: 10.1088/1742-6596/1404/1/012062.
22. **Tropin D., Bedarev I.** Physical and mathematical modeling of interaction of detonation waves with inert gas plugs // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2021. — V. 72. — 104595. — DOI: 10.1016/j.jlp.2021.104595.
23. **Yang H.-N., Lin Y.-J., Liu C.-H., Chin M.-G., Wang C.-C., Tsai H.-Y., Chen J.-R.** Suppression of flame propagation in a long duct by segregation with inert gases // *Chem. Eng. Trans.* — 2019. — V. 77. — P. 247–252. — DOI: 10.3303/CET1977042.
24. **Tien J. H., Stalker R. J.** Release of chemical energy by combustion in a supersonic mixing layer of hydrogen and air // *Combust. Flame.* — 2002. — V. 131, N 3. — P. 329–348. — DOI: 10.1016/S0010-2180(02)00371-1.
25. **Бедарев И. А., Федоров А. В.** Сравнительный анализ трех математических моделей воспламенения водорода // *Физика горения и взрыва.* — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 26–33.
26. **Федоров А. В., Тропин Д. А., Бедарев И. А.** Математическое моделирование подавления детонации водородокислородной смеси инертными частицами // *Физика горения и взрыва.* — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 103–115.
27. **Тропин Д. А., Федоров А. В.** Ослабление и подавление детонационных волн в реагирующих газовых смесях облаками инертных микро- и наночастиц // *Физика горения и взрыва.* — 2018. — Т. 54, № 2. — С. 82–88. — DOI: 10.15372/FGV20180209.
28. **Федоров А. В., Тропин Д. А.** Моделирование прохождения детонационной волны через облако частиц в двухскоростной двухтемпературной постановке // *Физика горения и взрыва.* — 2013. — Т. 49, № 2. — С. 61–70.
29. **Федоров А. В., Тропин Д. А.** Определение критического размера облака частиц, необходимого для подавления газовой детонации // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 100–108.
30. **Сандарам Д., Янг В., Зарко В. Е.** Горение наночастиц алюминия (обзор) // *Физика горения и взрыва.* — 2015. — Т. 51, № 2. — С. 37–63.
31. **Хмель Т. А.** Моделирование ячеистой детонации в газозвезях субмикронных и наноразмерных частиц алюминия // *Физика горения и взрыва.* — 2019. — Т. 55, № 5. — С. 73–82. — DOI: 10.15372/FGV20190509.

32. **Хмель Т. А., Федоров А. В.** Моделирование плоских волн детонации в газозвеси наноразмерных частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 2. — С. 71–81. — DOI: 10.15372/FGV20180208.
33. **Федоров А. В., Хмель Т. А., Лаврук С. А.** Выход волны гетерогенной детонации в канал с линейным расширением. I. Режимы распространения // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 5. — С. 104–114. — DOI: 10.15372/FGV20170513.
34. **Федоров А. В., Хмель Т. А., Лаврук С. А.** Выход волны гетерогенной детонации в канал с линейным расширением. II. Критические условия распространения // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 1. — С. 81–90. — DOI: 10.15372/FGV20180111.
35. **Lavruk S.** Investigation of detonation suppression in aluminum suspensions of micro- and nanoparticles by inert particle clouds // AIP Conf. Proc. — 2019. — V. 2125. — 030082. — DOI: 10.1063/1.5117464.

Поступила в редакцию 20.12.2021.

Принята к публикации 12.01.2022.
