

УДК 532.529+541.126

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В НЕОДНОРОДНЫХ ПО КОНЦЕНТРАЦИЯМ ГАЗОВЗВЕСЯХ АЛЮМИНИЯ С ОБЛАКАМИ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ

Т. А. Хмель, С. А. Лаврук

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
khmel@itam.nsc.ru

На основе численного моделирования двумерных течений исследованы процессы ослабления и подавления детонации в газовзвесах алюминия протяженными облаками инертных частиц. Построены зависимости приведенной скорости детонации от концентрации инертных частиц. Определены условия срыва детонации в нестехиометрических кислородных смесях и при градиентах концентрации поперек канала. Показана ограниченность одномерного подхода для определения критериев срыва, так как поперечные волны ячеистой детонации способствуют реиницированию. Определены достаточные условия подавления детонации для частиц размером 1 мкм.

Ключевые слова: ячеистая детонация, газовзвесь алюминия, подавление детонации, математическое моделирование, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV20230305

ВВЕДЕНИЕ

Развитие порошковых технологий обуславливает необходимость обеспечения безопасности производства, а также хранения и транспортировки взрывоопасных порошков. Широкое применение алюминия в промышленности определяет повышенный научный интерес к характеристикам воспламенения и горения одиночных частиц, микродисперсных и нанодисперсных взвесей алюминия [1–5], а также к явлениям взрыва и детонации [6–9].

Предотвращение и гашение детонационно-го горения относятся к числу важных направлений исследований в данной области. Возможными способами подавления детонации являются создание пробок инертных газов [10–12], а также воздействие облаков инертных частиц [13–15] или капельных завес [16].

Задачи подавления детонации в газовзвесах микроразмерных частиц алюминия и кислорода исследовались ранее в [17–20], где, однако, были рассмотрены только однородные смеси стехиометрического состава. Реальные взвеси частиц, как правило, характеризуются неравномерным распределением концентрации в пространстве с возможным значитель-

ным отклонением от стехиометрии. Детонация в неоднородных по концентрации средах имеет свои особенности как в газовых [21, 22], так и в гетерогенных [23–25] смесях. В частности, в [24] установлено увеличение размера ячейки в однородных нестехиометрических смесях при приближении соотношений алюминия и кислорода к концентрационным пределам детонации, а также существенное изменение картины детонации в неоднородных смесях. В очень бедных или, напротив, насыщенных смесях возможно распространение детонации с единичной поперечной волной или при полном их отсутствии. При поперечном градиенте концентрации наблюдается распространение наклонного фронта с неравномерным распределением поперечных волн по ширине канала и формированием косоугольных ячеек. Данные свойства указывают на то, что полученные для стехиометрических составов условия гашения или ослабления детонации, возможно, не будут универсальными для широкого диапазона составов смеси или для неоднородных по концентрациям смесей.

Целью данного исследования является анализ взаимодействия детонационных волн в нестехиометрических и неоднородных взвесах частиц алюминия с облаками инертных частиц и определение критических условий подавления или достаточного ослабления детонации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 20-08-00295 (§ 2, 4)) и Российского научного фонда (проект 21-79-10083, <https://rscf.ru/project/21-79-10083/> (§ 3)).

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Математическая модель детонации частиц алюминия в кислороде основана на представлениях многоскоростного многотемпературного континуума, включает в себя уравнение приведенной кинетики, где интегральное тепловыделение определяется по известной из экспериментов скорости детонации [26]. В [27] получены картины ячеистой детонации, согласующиеся с данными экспериментальных наблюдений [28] как по масштабам, так и по соотношениям продольного и поперечного размеров ячейки. Расширенная модель детонационного горения субмикронных и наноразмерных частиц алюминия (с учетом переходного режима), включающая в себя также поправки на нестехиометрию, представлена в [24]. Модель согласуется с данными [29] по зависимости скорости детонации от концентрации частиц и верифицирована по кинетике горения наноразмерных частиц алюминия [30].

Уравнения двумерных нестационарных течений вытекают из законов сохранения массы, импульса и энергии каждой из фаз и каждого компонента и аналогичны приведенным в [24]. Для описания взаимодействия детонации с облаком инертных частиц используется модель бидисперсной гетерогенной среды, одна фракция которой реагирующая (индекс $i = 2$), а вторая инертная ($i = 3$). Для реагирующего компонента (алюминия) предполагается, что условием воспламенения является достижение частицей температуры плавления алюминиевого ядра. В связи с этим процесс плавления алюминия не выделяется и включается в процесс горения частицы. Для инертной фазы (оксида алюминия) плавление учитывается: calorические уравнения состояния имеют вид

$$E_2 = c_{v2}T_2 + \frac{u_2^2}{2} + Q(\zeta),$$

$$E_3 = c_{v3}T_3 + \frac{u_3^2}{2} + kQ_l, \quad (1)$$

$$\text{где } k = \begin{cases} 0, & T_3 < T_l = 2327 \text{ K}, \\ (E_3 - u_3^2/2 - c_{v3}T_l)/Q_l, & T_3 = T_l, \\ 1, & T_3 > T_l. \end{cases}$$

Здесь $Q(\zeta)$ — интегральное тепловыделение приведенной химической реакции горения алюминия, ζ — параметр концентрации, k — параметр плавления, $0 < k < 1$, Q_l — удельная теп-

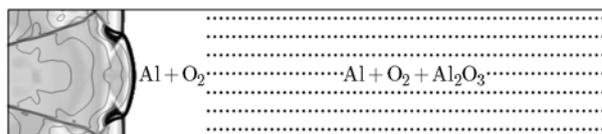


Рис. 1. Схема расчетной области

лота плавления оксида алюминия, T_l — температура плавления, c_v — удельная теплоемкость частиц при постоянном объеме, u — скорость. Расчеты показали, что для взвесей частиц алюминия размером меньше 3.5 мкм учет плавления в (1) имеет смысл только при размере инертных частиц менее 5 мкм. Время прогрева более крупных частиц до температуры плавления намного больше характерного времени детонационных течений, как и в аналогичных задачах газовой детонации [13]. Величина $Q(\zeta)$ определяется соответственно полученной в [23] зависимости, обеспечивающей соответствие данным [29] по скорости детонации. Для однородных взвесей $\zeta = \xi_0 = \rho_{20}/(\rho_{20} + \rho_{10})$ (индекс 1 относится к газу), для неоднородных взвесей ζ определяется в соответствии с уравнением переноса [24, 25].

Схема взаимодействия детонационной волны с облаком инертных частиц представлена на рис. 1. Предполагается, что канал полностью заполнен взвесью частиц алюминия в кислороде, в некоторой части канала также присутствует полубесконечное облако инертных частиц оксида алюминия (в смеси с реагирующими частицами алюминия). По каналу распространяется фронт развитой ячеистой детонации, детонационная волна набегаёт на облако. Расчеты проводились при следующих параметрах: расчетная длина канала 1 м, ширина 5 см, местоположение края облака, занимающего всю ширину канала, $x = 0.5$ м. Рассматривались однородные смеси с варьированием соотношения кислорода и алюминия (начальная массовая концентрация $\xi_0 = 0.1 \div 0.85$), а также смеси с поперечным градиентом концентрации частиц алюминия по ширине канала (от $\xi_{01} = 0.2$ до $\xi_{02} = 0.85$; от $\xi_{01} = 0.3$ до $\xi_{02} = 0.7$; от $\xi_{01} = 0.2$ до $\xi_{02} = 0.55$; от $\xi_{01} = 0.1$ до $\xi_{02} = 0.3$). Размер частиц алюминия $d_2 = 1$ мкм, инертных частиц $d_3 = 1$ мкм, начальная объемная концентрация инертных частиц в облаке $m_3 = \rho_{30}/\rho_{33}$, где ρ_{33} — собственная плотность, варьировалась от $1 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-3}$ (средняя плотность от 40 г/м³ до 4 кг/м³).

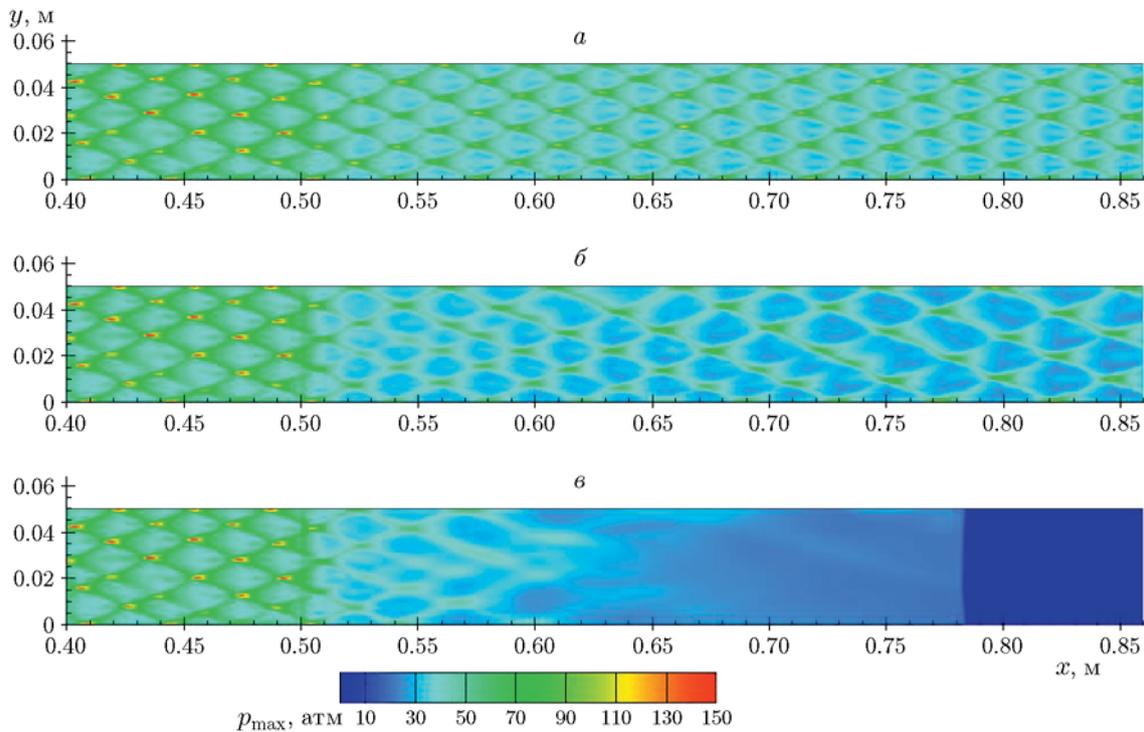


Рис. 2. Влияние инертных частиц на картины ячейистой детонации при $\xi_0 = 0.4$:
 a — $m_3 = 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.4 \text{ кг/м}^3$), b — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.19 \text{ кг/м}^3$), v — $m_3 = 4 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.58 \text{ кг/м}^3$)

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ОДНОРОДНЫХ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ СМЕСЯХ С ОБЛАКАМИ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ

2.1. Режимы взаимодействия

Перечислим типичные режимы взаимодействия волн регулярной ячейистой детонации с полубесконечными облаками инертных частиц: распространение детонации с сохранением структур в неизменном виде; ослабление детонации (снижение скорости распространения и перестройка ячейистой структуры); полный срыв детонации (развал детонационной структуры) [11, 14, 17, 18]. Примеры этих режимов в нестехиометрических смесях частиц алюминия и кислорода представлены на рис. 2–5 в виде картин истории максимального давления, выявляющих траектории тройных точек. Зависимость размера ячейки от концентрации частиц проявляется только при приближении к концентрационным пределам детонации (в очень бедных или насыщенных взвесах ячейка укрупняется), в среднем диапазоне концентраций $0.4 \div 0.6$ ячейки для частиц размером 1 мкм одинаковы [24]. Отметим, что в функци-

ональной зависимости скорости детонации кислородной взвеси алюминия от концентрации частиц максимум достигается в бедной смеси $\xi_0 \approx 0.25$, далее скорость детонации монотонно снижается с увеличением загрузки частиц. Поэтому с ростом концентрации частиц на условия гашения действуют два противоположных фактора — увеличение средних и пиковых значений давления и плотности газа и одновременно уменьшение скорости детонации.

На рис. 2, 3 показаны результаты для среднего диапазона концентраций реагирующих частиц $\xi_0 = 0.4$ ($\rho_2 = 0.85 \text{ кг/м}^3$) и $\xi_0 = 0.6$ ($\rho_2 = 1.92 \text{ кг/м}^3$). Средняя скорость установившейся ячейистой детонации до взаимодействия с облаком составляет 1.6 км/с при $\xi_0 = 0.4$ и 1.5 км/с при $\xi_0 = 0.6$. При взаимодействии с облаком инертных частиц низкой плотности (до $0.2 \div 0.4 \text{ кг/м}^3$) детонационные структуры сохраняются в неизменном виде с некоторым снижением давления за фронтом детонационной волны в тройных точках, а также средней скорости распространения детонации (рис. 2, a , рис. 3, a). С увеличением объемной концентрации инертных частиц до $3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.19 \text{ кг/м}^3$) происходит перестроение

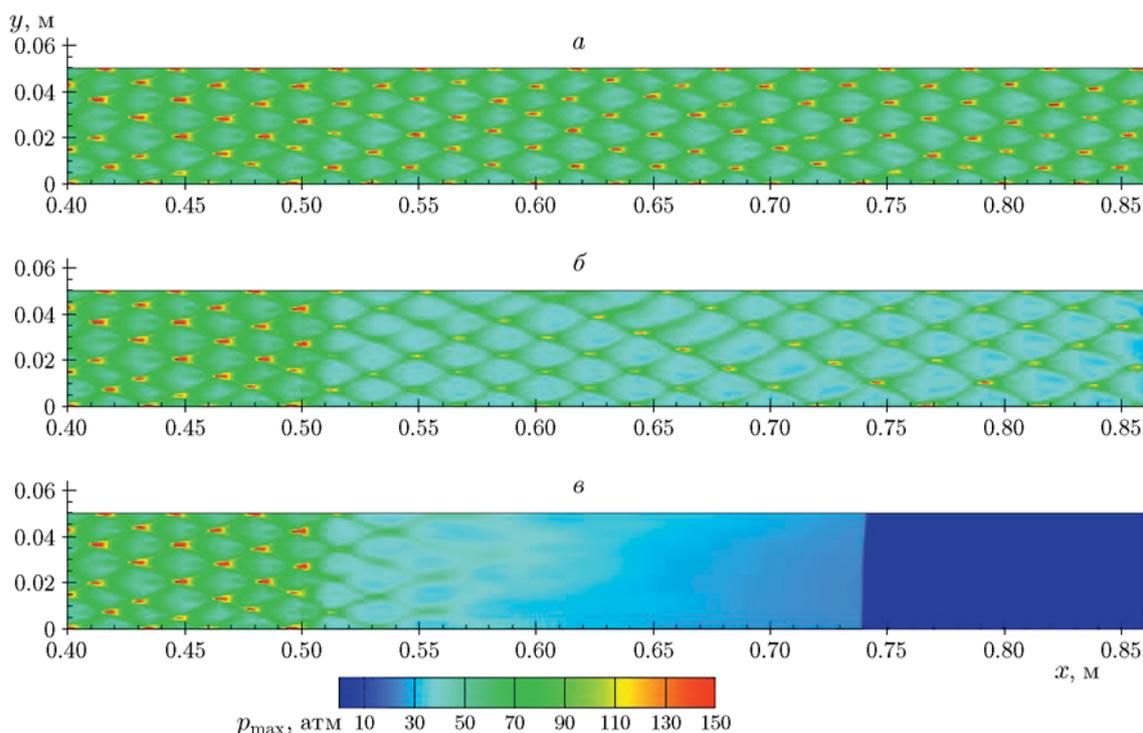


Рис. 3. Влияние загрузки инертных частиц на картины ячейистой детонации при $\xi_0 = 0.6$:

a — $m_3 = 5 \cdot 10^{-5}$ ($\rho_3 = 0.2$ кг/м³), *б* — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.19$ кг/м³), *в* — $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.98$ кг/м³)

ячейистой структуры — размер ячейки увеличивается (рис. 2, *б*, рис. 3, *б*). В установившемся внутри облака режиме средняя скорость фронта ячейистой детонации уменьшается более существенно — до 1.05 км/с при $\xi_0 = 0.4$ и до 1.12 км/с при $\xi_0 = 0.6$. Пиковые давления при столкновении поперечных волн снижаются от 155 до 120 атм при $\xi_0 = 0.4$ и от 190 до 130 атм при $\xi_0 = 0.6$.

Дальнейшее увеличение концентрации инертных частиц приводит к срыву детонации, который характеризуется разделением ударного фронта и фронта горения и затуханием поперечных волн. Примеры приведены на рис. 2, *в* ($\xi_0 = 0.4$, $\rho_3 = 1.58$ кг/м³) и 3, *в* ($\xi_0 = 0.6$, $\rho_3 = 1.98$ кг/м³).

Аналогичные режимы и картины взаимодействия детонационных волн с инертными облаками наблюдаются для бедных и богатых смесей, приближающихся по составу к концентрационным пределам детонации, которые находятся в интервалах $0.07 \div 0.08$ и $0.85 \div 0.9$ [24]. В бедной смеси с концентрацией $\xi_0 = 0.1$ ($\rho_2 = 0.14$ кг/м³) скорость лидирующего фронта составляет 1.45 км/с. При $m_3 = 1 \cdot 10^{-5}$ ($\rho_3 = 0.04$ кг/м³) она уменьшается

до 1.38 км/с, число поперечных волн при этом не меняется, давление уменьшается со 138 до 90 атм (рис. 4, *а*). При $m_3 = 8 \cdot 10^{-5}$ ($\rho_3 = 0.32$ кг/м³) скорость фронта составляет около 1 км/с, давление в тройных точках не превышает 70 атм и наблюдается существенная перестройка и нерегулярность ячейистой структуры (рис. 4, *б*). Срыв детонации достигается при $m_3 = 1 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.4$ кг/м³), картина представлена на рис. 4, *в*.

В богатой смеси с концентрацией $\xi_0 = 0.85$ ($\rho_2 = 7.24$ кг/м³) средняя скорость распространения лидирующего фронта 0.97 км/с [24], а в канале формируется нерегулярная ячейистая структура. При взаимодействии с облаком инертных частиц ($x = 0.5$ м) концентрации $m_3 = 5 \cdot 10^{-5}$ ($\rho_3 = 0.2$ кг/м³) качественных изменений в структуре течения не наблюдается, как и заметного снижения интенсивности лидирующей и поперечных волн (рис. 5, *а*). С увеличением m_3 до $1 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.4$ кг/м³) пиковые и средние давления уменьшаются, нерегулярность ячейистой структуры сохраняется, средняя скорость уменьшается до 0.97 км/с (рис. 5, *б*). Срыв детонации происходит при $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.19$ кг/м³) (рис. 5, *в*).

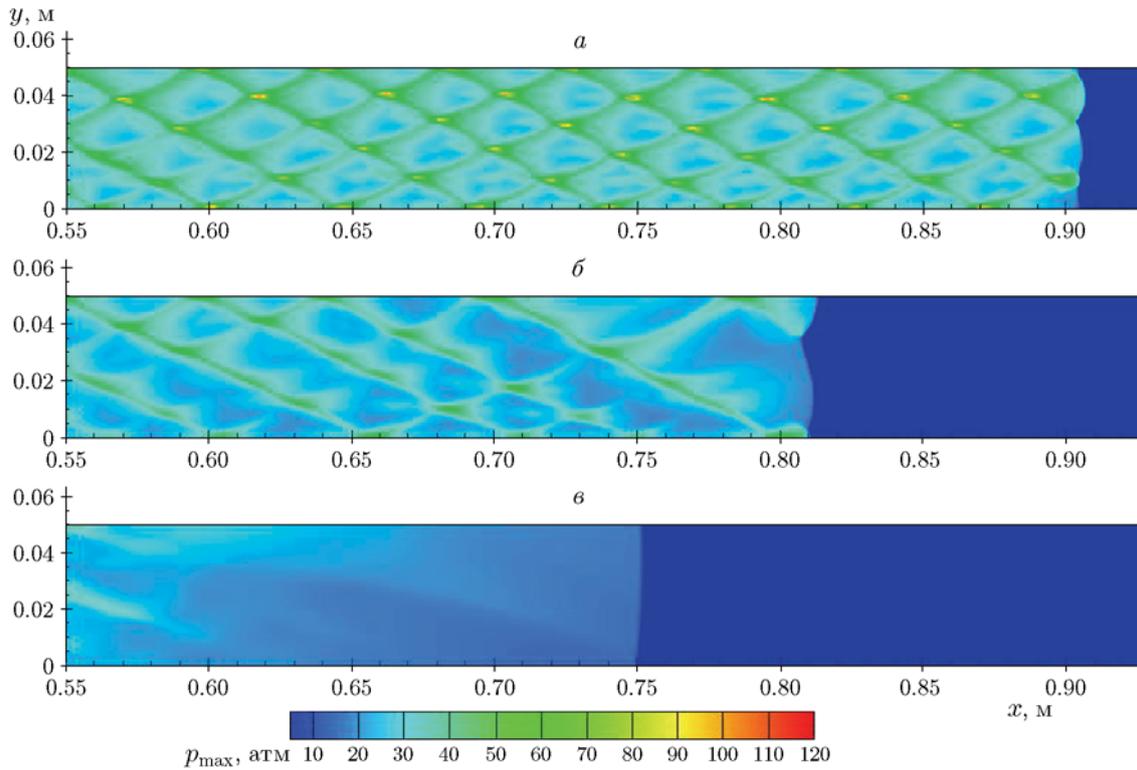


Рис. 4. Влияние загрузки инертных частиц на картины ячейистой детонации в бедной смеси, $\xi_0 = 0.1 (\rho_2 = 0.14)$:

a — $m_3 = 1 \cdot 10^{-5} (\rho_3 = 0.04 \text{ кг/м}^3)$, *б* — $m_3 = 8 \cdot 10^{-4} (\rho_3 = 0.32 \text{ кг/м}^3)$, *в* — $m_3 = 1 \cdot 10^{-4} (\rho_3 = 0.4 \text{ кг/м}^3)$

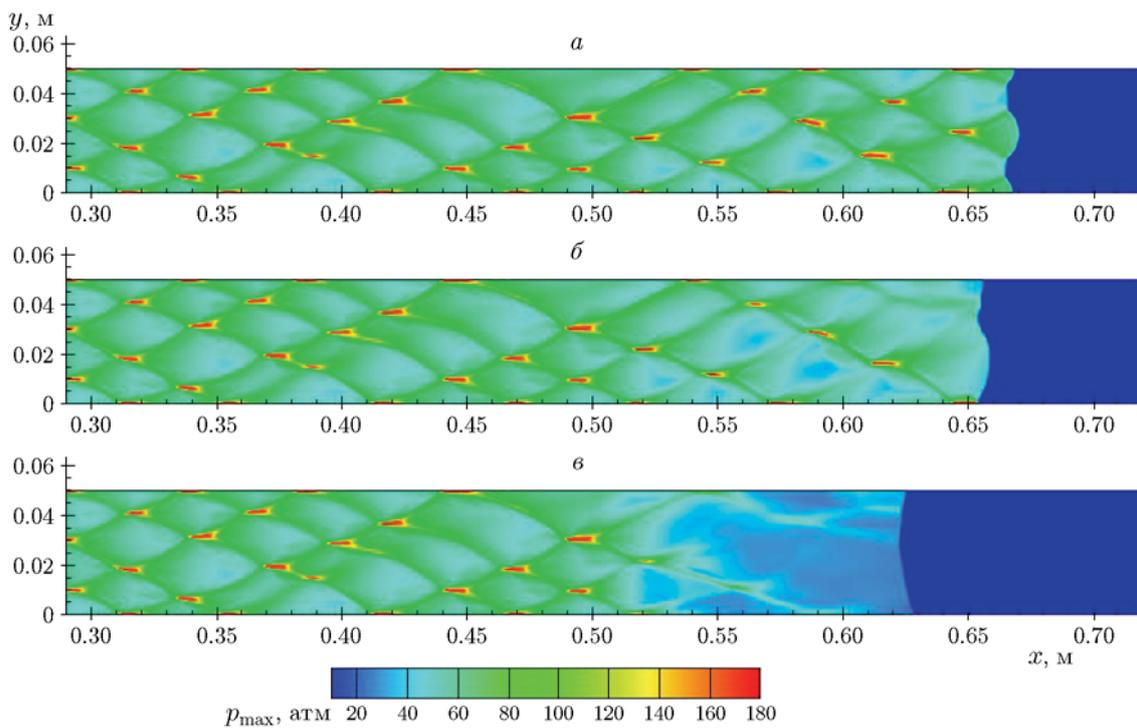


Рис. 5. Влияние загрузки инертных частиц на картины ячейистой детонации в богатой смеси, $\xi_0 = 0.85 (\rho_2 = 7.24 \text{ кг/м}^3)$:

a — $m_3 = 5 \cdot 10^{-5} (\rho_3 = 0.2 \text{ кг/м}^3)$, *б* — $m_3 = 1 \cdot 10^{-4} (\rho_3 = 0.4 \text{ кг/м}^3)$, *в* — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4} (\rho_3 = 1.19 \text{ кг/м}^3)$

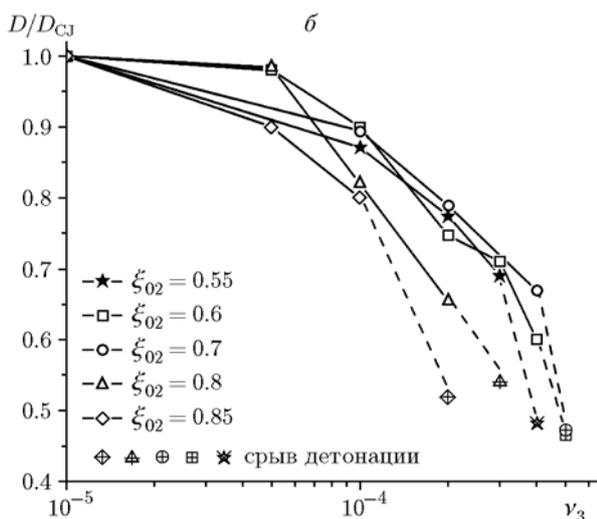
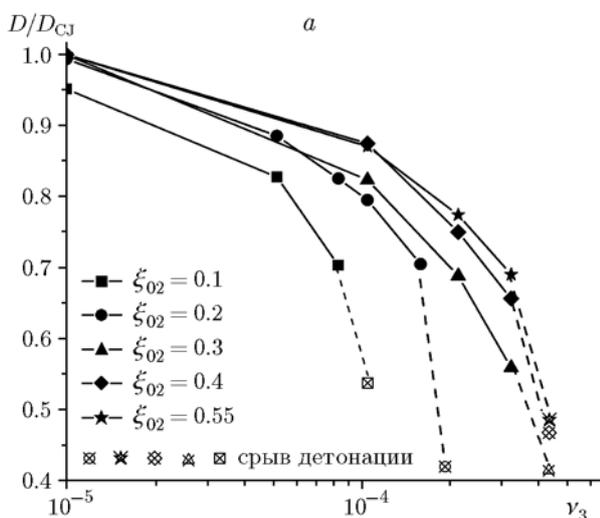


Рис. 6. Зависимости нормированной скорости детонации от концентрации инертных частиц в достехиометрических (а) и сверхстехиометрических (б) смесях

2.2. Карты режимов и критические условия срыва детонации

Зависимости нормированной средней скорости детонации в облаке (отнесенной к средней скорости распространения ячеистой детонации до входа в облако, которая близка к скорости Чепмена — Жуге) от концентрации инертных частиц для различных составов представлены на рис. 6. Стоит отметить, что в интервале концентраций $0.4 \leq \xi_0 \leq 0.7$ все кривые близки к полученной для стехиометрической смеси. Отклонение заметно в бедных смесях при $\xi_0 \leq 0.3$ (рис. 6,а) и вблизи верх-

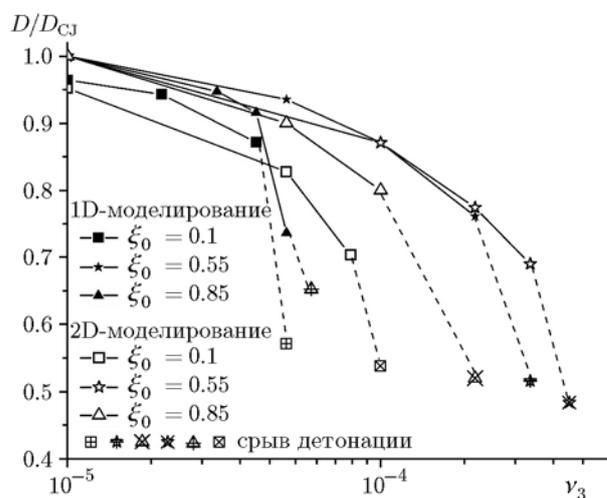


Рис. 7. Зависимости нормированной скорости детонации от концентрации инертных частиц. Сравнение одномерных и двумерных расчетов

него концентрационного предела при $\xi_0 \geq 0.8$ (рис. 6,б).

Критические значения загрузки инертных частиц различны для различных концентраций реагирующего компонента. При $\xi_0 = 0.3$ и 0.4 и стехиометрии $\xi_0 = 0.55$ загрузка составляет $m_3 = 4 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.58 \text{ кг/м}^3$). В смесях с $\xi_0 = 0.6$ и 0.7 при $m_3 = 4 \cdot 10^{-4}$ детонация развивается, а срыв наступает при $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.98 \text{ кг/м}^3$). Отметим, что и отношение плотностей инертного и реагирующего компонентов $\theta = \rho_3/\rho_2$ не является критерием срыва детонации даже в среднем диапазоне концентраций, так как при $\xi_0 = 0.4$ и $\theta = 1.4$ срыва детонации нет, а при $\xi_0 = 0.6$, но меньшем значении $\theta = 1.03$ срыв достигается. При $\xi_0 = 0.2$ и 0.8 критические значения m_3 совпадают (см. рис. 6), хотя скорости Чепмена — Жуге различаются более чем в полтора раза [24]. В богатых и бедных смесях вблизи концентрационных пределов детонации ($\xi_0 = 0.1$ и 0.85) критические условия срыва в значительной степени ослабевают.

Представляет интерес выяснить, будут ли настоящие критерии условий гашения детонации совпадать с оценками, полученными на основе одномерных расчетов без детализации картин ячеистой детонации. Рис. 7 иллюстрирует сравнение результатов одномерных и двумерных расчетов для разных типов стехиометрических составов. Видно, что при концентрациях инертной фазы, недостаточных для срыва

ва детонации, расхождения в дефиците скорости невелики. Однако критические условия подавления в зависимости от подхода к моделированию различаются существенно. Эти различия можно связать с влиянием поперечных волн ячеистой детонации на процессы реиницирования при частичном разделении фронтов горения и лидирующей ударной волны в облаке инертных частиц. Этот фактор учитывается в двумерных расчетах и не учитывается в одномерных. Таким образом, наличие поперечных волн расширяет условия возможного восстановления детонационного процесса при частичном срыве; соответственно, для определения адекватных условий срыва необходимо моделирование с учетом структур ячеистой детонации.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СМЕСЯХ С ОБЛАКАМИ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ

3.1. Картины течения в каналах с поперечным градиентом концентрации реагирующих частиц

При неоднородном распределении реагирующих частиц в пространстве условия срыва детонации могут зависеть от концентрации более сложным образом. Нами рассмотрены случаи детонации в канале при поперечном градиенте концентрации частиц алюминия. Детонационные течения в таких каналах характеризуются наклонным детонационным фронтом и косоугольными ячейками со сгущением поперечных волн в слое повышенной плотности частиц [24, 25]. В настоящей работе рассмотрены четыре диапазона концентраций: достехиометрические $0.2 \div 0.55$ и $0.1 \div 0.3$, средний $0.3 \div 0.7$ и расширенный $0.2 \div 0.85$. Принимается линейная зависимость концентрации от поперечной координаты, индексы 1 и 2 относятся соответственно к нижней и верхней стенкам канала. Облака инертных частиц предполагаются однородными.

Взаимодействие детонации в смеси с градиентом концентрации с однородным облаком инертных частиц происходит в тех же режимах: распространение детонации в неизменном виде, ослабление с перестроением ячеистой структуры, срыв детонации.

В достехиометрическом диапазоне концентраций $\xi_{01} = 0.2$, $\xi_{02} = 0.55$ и $\xi_{01} = 0.1$, $\xi_{02} = 0.3$ ячеистые структуры несимметричны,

но отклонение от ромбовидных ячеек невелико (рис. 8, рис. 9, $x < 0.5$ м). При $\xi_{01} = 0.2$, $\xi_{02} = 0.55$ средняя скорость распространения лидирующего фронта составляет 1.7 км/с, пиковые давления достигают 220 атм вблизи верхней стенки канала. При взаимодействии с инертным облаком концентрации $m_3 = 1 \cdot 10^{-4}$ происходит перестроение ячеистой структуры (рис. 8,а, $0.5 < x < 0.65$ м). В установившемся далее квазистационарном режиме давление в тройных точках не более 128 атм, средняя скорость лидирующего фронта составляет 1.37 км/с.

При увеличении концентрации частиц до $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ скорость детонации снижается до 1.07 км/с, детонационная структура перестраивается на две ячейки (рис. 8,б). При $m_3 = 4 \cdot 10^{-4}$ реализуется пограничный режим. В момент времени 0.66 мс скорость лидирующего фронта снижается достаточно сильно (до 0.95 км/с), в структуре остается одна поперечная волна, некоторое время обеспечивающая реиницирование детонации (рис. 8,в). При дальнейшем распространении эта волна ослабляется, происходит разделение фронтов (ударного и фронта горения). Однако если длина облака конечна, возможно быстрое восстановление детонации при выходе из облака. Полный срыв детонации имеет место при $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ (рис. 8,г), здесь уже в момент времени 0.66 мс поперечная волна ослабла, в облаке произошло разделение ударного и детонационного фронтов, а скорость лидирующего фронта снизилась до 0.87 км/с. Аналогичные режимы и картины детонационных течений имеют место и при $\xi_{01} = 0.1$, $\xi_{02} = 0.3$ (рис. 9). Здесь срыв детонации наступает уже при $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.2$ кг/м³) и происходит с быстрым разрушением ячеистых структур и отсутствием хотя бы некоторой поддержки единичной поперечной волной (рис. 9,в).

В среднем диапазоне концентраций $\xi_{01} = 0.3$ ($\rho_{021} = 0.55$ кг/м³), $\xi_{02} = 0.7$ ($\rho_{022} = 2.99$ кг/м³) при загрузке инертных частиц в облаке $m_3 = 1 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.4$ кг/м³) детонация распространяется без существенных отклонений (рис. 10,а) и аналогична картинкам, представленным в [24]. Скорость фронта 1.62 км/с находится в промежутке между значениями скорости детонации в однородных смесях, соответствующих верхней и нижней концентрациям (1.71 и 1.43 км/с). Пиковые давления в тройных точках в верхней ча-

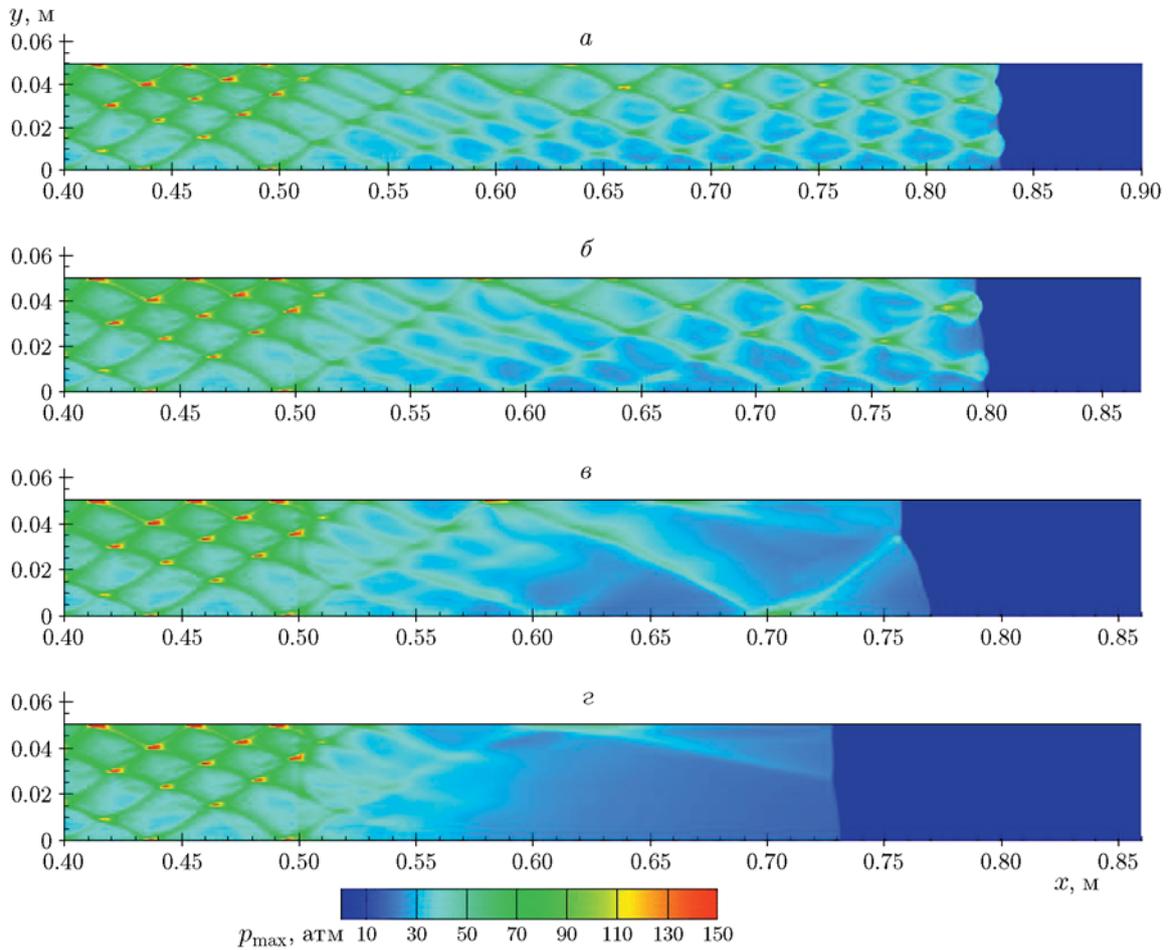


Рис. 8. Влияние загрузки инертных частиц на картины ячейистой детонации в неоднородной смеси в достехиаметрическом диапазоне концентраций $\xi_{01} = 0.2$, $\xi_{02} = 0.55$:

a — $m_3 = 1 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.4$ кг/м³), *б* — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.2$ кг/м³), *в* — $m_3 = 4 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.58$ кг/м³), *г* — $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.98$ кг/м³)

сти канала составляют около 220 атм, в нижней — 180 атм. В облаке инертных частиц с загрузкой $m_3 = 1 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.4$ кг/м³) они уменьшаются до 170 и 120 атм в верхней и нижней частях соответственно, а при $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.19$ кг/м³) — до 150 и 110 атм. При $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ средняя скорость распространения фронта уменьшается до 1.05 км/с, ячейистая структура несколько видоизменяется: хотя число поперечных волн остается тем же, размер ячейки у нижней стенки увеличивается (рис. 10, б). Срыв детонации в данном случае достигается при $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.98$ кг/м³) и сопровождается разрушением ячейистых структур (рис. 10, в).

В случае расширенного диапазона концентраций $\xi_{01} = 0.2$ ($\rho_{021} = 0.32$ кг/м³), $\xi_{02} = 0.85$ ($\rho_{022} = 1.56$ кг/м³) по каналу распространяет-

ся детонационная структура с искривленным фронтом без поперечных волн. Скорость распространения составляет 1.47 км/с. Соответствующие шпирен-фотографии в разные моменты времени до входа в облако инертных частиц представлены на рис. 11.

При взаимодействии этой волны с облаком инертных частиц концентрации $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.19$ кг/м³) происходят переобразование структуры, формирование поперечных волн и выход на режим ячейистой детонации (рис. 12, а), хотя средняя скорость распространения снижается до 1.05 км/с. При этом давление при отражении поперечной волны от верхней стенки может быть даже выше (227 атм), чем максимальное давление в этой области до входа детонации в облако (189 атм). При $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.98$ кг/м³) проис-

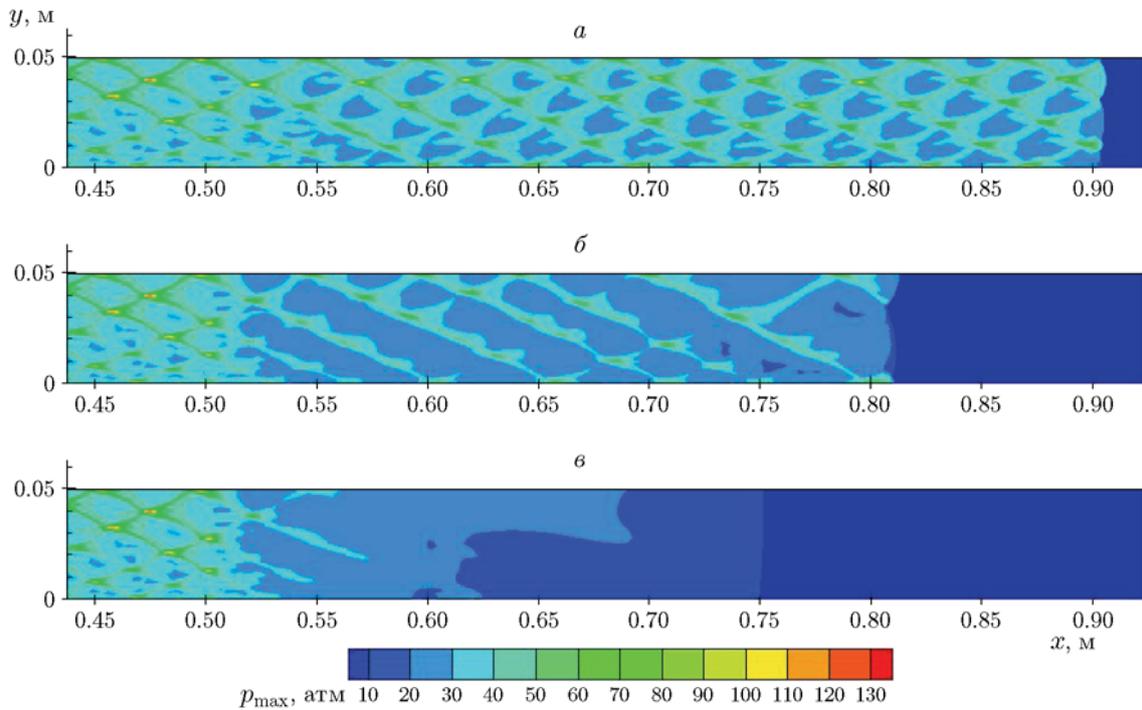


Рис. 9. Влияние загрузки инертных частиц на картины ячейистой детонации в неоднородной смеси в достехиометрическом диапазоне концентраций $\xi_{01} = 0.1$, $\xi_{02} = 0.3$:

a — $m_3 = 5 \cdot 10^{-5}$ ($\rho_3 = 0.2 \text{ кг/м}^3$), $б$ — $m_3 = 2 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.8 \text{ кг/м}^3$), $в$ — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.2 \text{ кг/м}^3$)

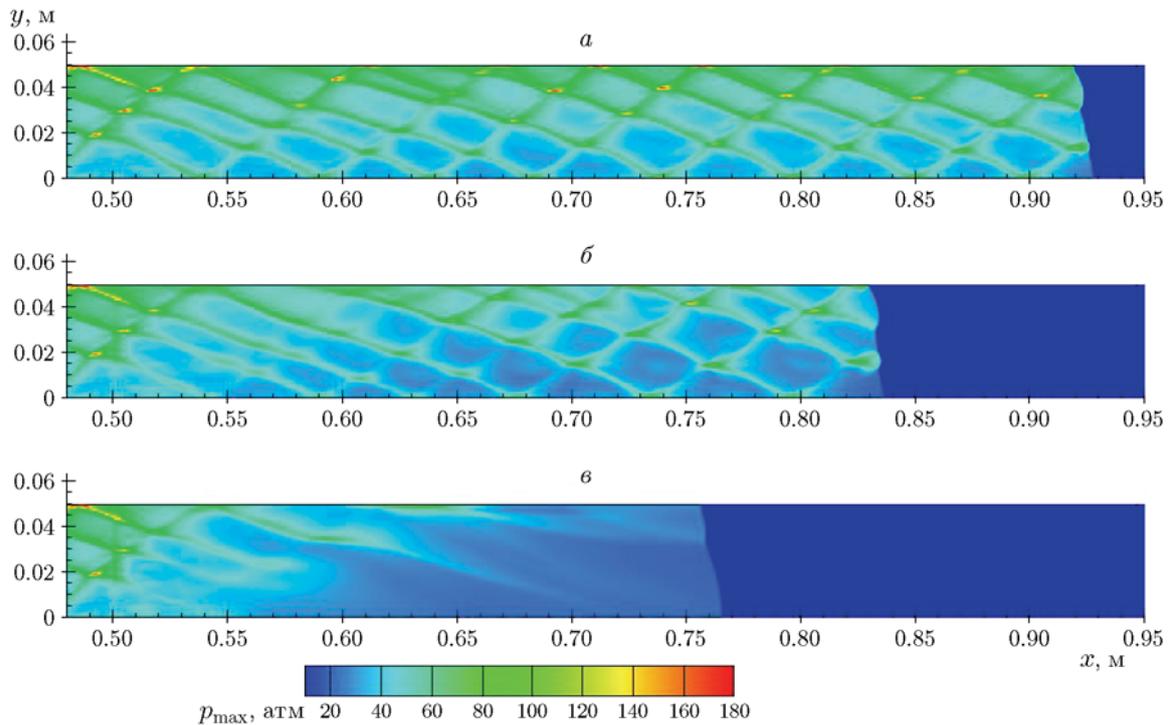


Рис. 10. Влияние загрузки инертных частиц на картины ячейистой детонации в неоднородной смеси в среднем диапазоне концентраций $\xi_{01} = 0.3$, $\xi_{02} = 0.7$:

a — $m_3 = 1 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 0.4 \text{ кг/м}^3$), $б$ — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.19 \text{ кг/м}^3$), $в$ — $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ ($\rho_3 = 1.98 \text{ кг/м}^3$)

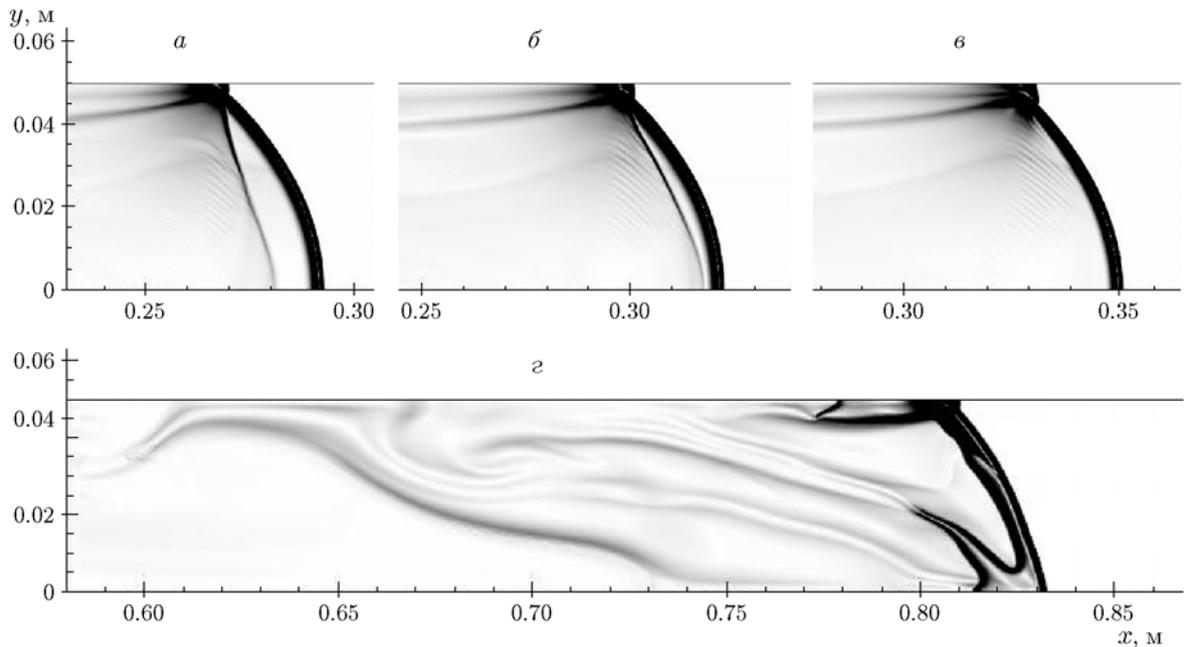


Рис. 11. Распространение и срыв детонации в неоднородной смеси: $\xi_{01} = 0.2$, $\xi_{02} = 0.85$, $m_3 = 5 \cdot 10^{-4}$. Мгновенные шпирен-фотографии в моменты времени 0.12 (а), 0.14 (б), 0.16 (в), 0.72 мс (з)

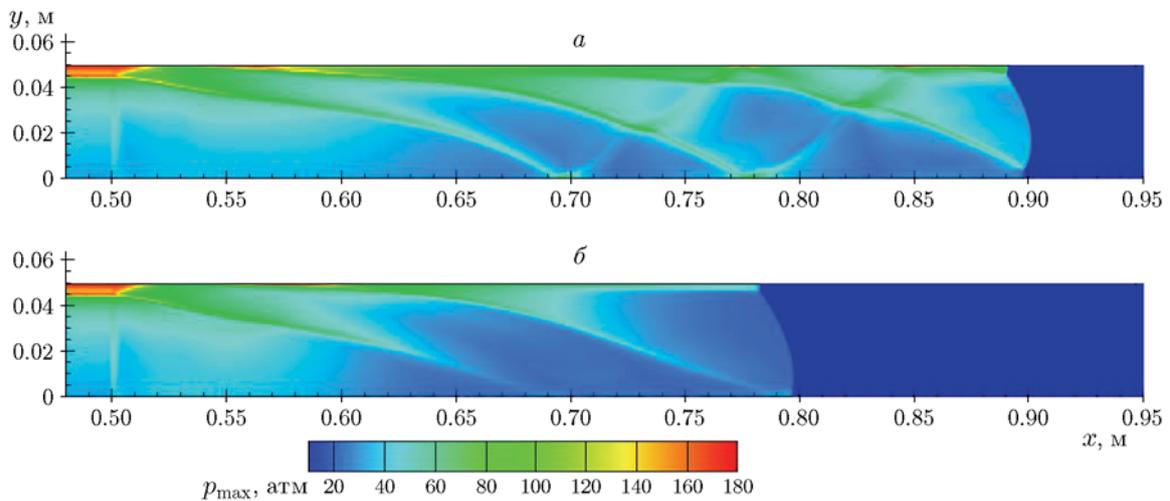


Рис. 12. Влияние загрузки инертных частиц ($m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$ (а), $5 \cdot 10^{-4}$ (б)) на картины ячейистой детонации в неоднородной смеси в расширенном диапазоне концентраций $\xi_{01} = 0.2$, $\xi_{02} = 0.85$

ходит срыв детонации (рис. 12,б). На первой стадии взаимодействия с облаком здесь также образуются поперечные волны, но они достаточно слабы для поддержания и реинициирования детонации. Разделение лидирующего ударного фронта и фронта горения хорошо видно на шпирен-фотографии в момент $t = 0.72$ мс (рис. 11,з), когда скорость лидирующего ударного фронта снизилась до 0.5 км/с.

На рис. 13 представлены зависимости нормированной средней скорости распространения детонационной волны от объемной концентрации инертных частиц для рассмотренных выше случаев градиентного распределения концентрации в сравнении с кривыми для однородных смесей. Видно, что при условиях сохранения детонации кривые зависимости нормированной скорости распространения волны

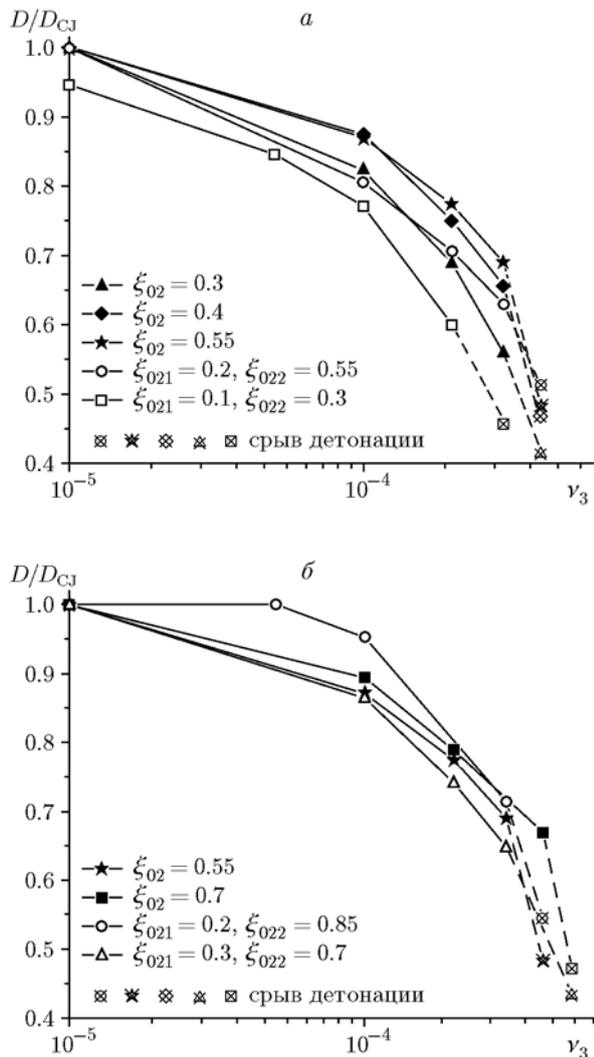


Рис. 13. Зависимости нормированной скорости детонации в неоднородных взвешах от загрузки инертных частиц в достехиометрических (а) и расширенных (б) диапазонах концентраций

от загрузки инертных частиц расходятся. Особенно заметно отклонение от однородных смесей для достехиометрических градиентов концентрации (рис. 13,а) и в расширенном диапазоне $[0.2, 0.85]$ (рис. 13,б). Наиболее близко к однородной стехиометрической смеси проходит кривая при $\xi_{01} = 0.3, \xi_{02} = 0.7$. Что касается критических условий распространения, то при $\xi_{01} = 0.2, \xi_{02} = 0.85$ условия срыва соответствуют однородной смеси с $\xi_0 = 0.55$, а при $\xi_{01} = 0.3, \xi_{02} = 0.7$ достаточными являются условия, полученные для однородной смеси с $\xi_0 = 0.7$. Для достехиометрических ин-

тервалов при $\xi_{01} = 0.2, \xi_{02} = 0.55$ они соответствуют условиям в однородных смесях со средними значениями концентрации $\xi_0 = 0.3$ или 0.4 , а при $\xi_{01} = 0.1, \xi_{02} = 0.3$ находятся в промежутке между условиями для однородных смесей с $\xi_0 = 0.2$ и 0.3 (рис. 6,а). В целом, максимальное значение концентрации инертных частиц, рассчитанное для однородной смеси с $\xi_0 = 0.7$, будет достаточным критерием подавления детонации в каналах как с однородным распределением, так и с поперечными градиентами концентрации. Соответствующее значение объемной концентрации частиц оксида алюминия размером $1 \mu\text{м}$ для подавления детонации в кислородных взвешах частиц алюминия размером $1 \mu\text{м}$ составляет $5 \cdot 10^{-4}$.

Данные условия будут также достаточными для взвесей частиц алюминия размером более $1 \mu\text{м}$ [19]. Что касается субмикронного диапазона, то зависимость длительности горения уменьшается с размером частиц как $d^{0.3}$, но усиливается влияние кинетического механизма горения (аррениусовской зависимости скорости горения от температуры), повышающей чувствительность к факторам подавления. Поэтому можно предположить, что достаточные условия срыва детонации, определенные для размера частиц $1 \mu\text{м}$, сохранятся и для субмикронного диапазона реагирующих частиц, однако вопрос требует дополнительных исследований.

ВЫВОДЫ

Методами численного моделирования двумерных течений в однородных и неоднородных по концентрациям газовзвешах частиц алюминия исследованы процессы взаимодействия ячеей детонации с протяженными облаками инертных частиц.

Построены и проанализированы картины течения в различных режимах распространения при взаимодействии детонации с облаком инертных частиц. Описаны сценарии ослабления и срыва детонации при различных концентрациях частиц в однородной смеси и при поперечных градиентах концентрации. Определено влияние наличия поперечных волн, обеспечивающих реиницирование при частичном срыве детонации в облаке, на критерии подавления детонации. Показана недостаточность одномерного подхода для анализа механизмов и условий подавления детонации.

Построены зависимости приведенной скорости ослабленной детонации от концентрации инертных частиц. Определены критические условия распространения детонации в нестехиометрических смесях и в смесях с градиентным распределением концентрации по ширине канала. Установлено, что достаточным критерием подавления детонации в однородных и неоднородных взвесах частиц алюминия в кислороде можно считать условия, полученные для однородной смеси с концентрацией 0.7 (для частиц размером 1 мкм при взаимодействии с облаком частиц оксида алюминия размером 1 мкм критическая объемная концентрация составляет $5 \cdot 10^{-4}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекстед М. В. Анализ данных по времени горения частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 5. — С 55–69.
2. Starik A. M., Kuleshov P. S., Sharipov A. S., Titova N. S., Tsai C. J. Numerical analysis of nanoaluminum combustion in steam // Combust. Flame. — 2014. — V. 161, N 6. — P. 1659–1667. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.12.007.
3. Moussa R. B., Proust C., Guessasma M., Saleh K., Fortin J. Physical mechanisms involved into the flame propagation process through aluminum dust-air clouds: A review // J. Loss Prev. Process Ind. — 2017. — V. 45. — P. 9–28. — DOI: 10.1016/j.jlp.2016.11.010.
4. Yu W., Li S., Liu M., Han L., Song R., Wang N., Deng Z. Effect of oxidant concentration on the combustion characteristics of aluminum particle-laden flow // Powder Technol. — 2021. — V. 389. — P. 235–242. — DOI: 10.1016/j.powtec.2021.05.035.
5. Zou X., Wang N., Wang J., Feng Y., Shi B. A numerical investigation on heterogeneous combustion of aluminum nanoparticle clouds // Aerospace Sci. Technol. — 2021. — V. 112. — P. 106604. — DOI: 10.1016/j.ast.2021.106604.
6. Taveau J., Hochgreb S., Lemkowitz S., Roekaerts D. Explosion hazards of aluminum finishing operations // J. Loss Prev. Process Ind. — 2018. — V. 51. — P. 84–93. — DOI: 10.1016/j.jlp.2017.11.011.
7. Jing Q., Wang D., Liu Q., Ren L., Wang Y., Liu C., Shen Y., Wang Z. Study on transient reaction mechanism and explosion intensity parameters of micron-sized flake aluminum dust in air // Chem. Eng. Sci. — 2021. — V. 246. — P. 116884. — DOI: 10.1016/j.ces.2021.116884.
8. De Lucia F. C., Jr, Giri L., Pescerodriguez R. A., et al. Commercial aluminum powders, Part I: Particle size characterization and slow heating rate thermal analysis // Powder Technol. — 2022. — V. 399. — P. 117162. — DOI: 10.1016/j.powtec.2022.117162.
9. Федоров А. В., Хмель Т. А. Проблемы замыкания моделей при описании детонации ультрадисперсных газозвесей алюминия (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2019. — Т. 55, № 1. — С. 3–20. — DOI: 10.15372/FGV2019.01.01.
10. Zhang S., Bi M., Jiang H., Gao W. Suppression effect of inert gases on aluminum dust explosion // Powder Technol. — 2021. — V. 388. — P. 90–99. — DOI: 10.1016/j.powtec.2021.04.073.
11. Tropin D. A., Bedarev I. A. Physical and mathematical modeling of interaction of detonation waves with inert gas plugs // J. Loss Prev. Process Ind. — 2021. — V. 72. — P. 104595. — DOI: 10.1016/j.jlp.2021.104595.
12. Zhang S., Bi M., Jiang H., Gao W. Inhibition evaluation of gas inhibitors in micron-sized aluminum dust explosion // J. Hazard. Mater. — 2020. — V. 393. — P. 122524. — DOI: 10.1016/j.jhazmat.2020.122524.
13. Bedarev I. A. Micro-level modeling of the detonation wave attenuation by inert particles // Thermal Sci. — 2019. — V. 23. — P. S439–S445. — DOI: 10.2298/TSCI19S2439B.
14. 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.
15. Bu Y., Li C., Amyotte P., Yuan W., Yuan C., Li G. Moderation of Al dust explosions by micro- and nano-sized Al_2O_3 powder // J. Hazard. Mater. — 2020. — V. 381. — P. 120968. — DOI: 10.1016/j.jhazmat.2019.120968.
16. Тропин Д. А., Лаврук С. А. Физико-математическое моделирование ослабления гомотенных и гетерогенных детонационных волн облаками капель воды // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 3. — С. 80–90. — DOI: 10.15372/FGV20220308.
17. Федоров А. В., Кратова Ю. В. Расчет распространения детонационной волны в газозвеси алюминиевых и инертных частиц // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 88–101.
18. Кратова Ю. В., Федоров А. В. Взаимодействие волны гетерогенной детонации, распространяющейся в ячеестом режиме, с облаком инертных частиц // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 2. — С. 68–76.
19. Lavruk S. A. Investigation of detonation suppression in aluminum suspensions of micro- and nanoparticles by inert particle clouds // AIP Conf. Proc. — 2019. — V. 2125, N 1. — P. 030082. — DOI: 10.1063/1.5117464.

20. **Lavruk S. A., Tropin D. A.** Mathematical model of the interaction of a heterogeneous detonation wave with a suspension of water droplets // AIP Conf. Proc. — 2020. — V. 2288, N 1. — 030021. — DOI: 10.1063/5.0028287.
21. **Luan Z., Huang Y., Gao S., You Y.** Formation of multiple detonation waves in rotating detonation engines with inhomogeneous methane/oxygen mixtures under different equivalence ratios // Combust. Flame. — 2022. — V. 241. — 112091. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2022.112091.
22. **Zhang T., Sun W., Ju Y.** Multi-scale modeling of detonation formation with concentration and temperature gradients in n-heptane/air mixtures // Proc. Combust. Inst. — 2017. — V. 36, N 1. — P. 1539–1547. — DOI: 10.1016/j.proci.2016.06.192.
23. **Khmel T. A., Tolkacheva S. I.** Model of reduced kinetics for describing heterogeneous detonation in gas particle mixtures with non-uniform concentration distribution // J. Phys.: Conf. Ser. — 2019. — V. 1382. — 012102. — DOI: 10.1088/1742-6596/1382/1/012102.
24. **Khmel T. A., Lavruk S. A.** Detonation flows in aluminium particle gas suspensions, inhomogeneous in concentrations // J. Loss Prev. Process Ind. — 2021. — V. 72. — 104522. — DOI: 10.1016/j.jlpi.2021.104522.
25. **Хмель Т. А., Лаврук С. А.** Моделирование ячеистой детонации в газовзвесах субмикронных частиц алюминия с различными распределениями концентрации // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 3. — С. 3–18. — DOI: 10.15372/FGV20220301.
26. **Федоров А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.
27. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 84–98.
28. **Veysiére B., Ingignoli W.** Existence of the detonation cellular structure in two-phase hybrid mixtures // Shock Waves. — 2003. — V. 12, N 4. — P. 291–299. — DOI: 10.1007/s00193-002-0168-8.
29. **Veysiére B., Khasainov B. A., Briand A.** Investigation of detonation initiation in aluminium suspensions // Shock Waves. — 2008. — V. 18, N 4. — P. 307–315. — DOI: 10.1007/s00193-008-0136-z.
30. **Хмель Т. А., Федоров А. В.** Моделирование плоских волн детонации в газовзвеси наноразмерных частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 2. — С. 71–81. — DOI: 10.15372/FGV20180208.

*Поступила в редакцию 19.07.2022.
Принята к публикации 07.09.2022.*