

УДК 533.6.011.72: 539.91

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ГОРЮЧИМ ГАЗОВЫМ ПУЗЫРЕМ

© 2022 г. П. Ю. Георгиевский^{1,*}, О. Г. Сутырин^{1,**}

Представлено академиком РАН В.А. Левиным 24.11.2021 г.

Поступило 25.11.2021 г.

После доработки 25.11.2021 г.

Принято к публикации 06.12.2021 г.

На основе уравнений Эйлера проведено численное моделирование взаимодействия ударной волны в газе с эллипсоидальным горючим газовым пузырем повышенной плотности в двумерной плоской и осесимметричной постановках. Обнаружены три качественно различных режима инициирования детонации: прямое инициирование детонации в передней части пузыря при достаточно высоких числах Маха падающей волны и инициирование детонации в результате преломления волны и фокусировки вторичных скачков уплотнения в задней части пузыря при меньших числах Маха. Показано, что режим инициирования детонации существенно зависит как от интенсивности ударной волны, так и от формы пузыря. Удлинение пузыря приводит к уменьшению пороговых чисел Маха, умеренно в осесимметричном случае и существенно в случае плоской симметрии. Эффект фокусировки ударной волны позволяет достичь успешного инициирования детонации при принципиально меньшей интенсивности падающей волны по сравнению с прямым инициированием.

Ключевые слова: ударная волна, газовый пузырь, фокусировка ударной волны, кумуляция, детонация

DOI: 10.31857/S2686740022010072

В связи с интенсивным развитием высокоскоростных энергетических и двигательных систем в последние годы активно исследуются новые способы инициирования и управления горением, — в особенности детонационным, — газовых и капельно-газовых топливных смесей. Перспективным методом инициирования и стабилизации детонационного горения является фокусировка ударных волн в газах, сопровождающаяся чрезвычайно интенсивным повышением давления, плотности и температуры газа в локальных областях потока [1]. Один из путей организации фокусировки ударной волны основан на явлении “газодинамического линзирования” ударной волны при взаимодействии с пузырем газа повышенной плотности [2]. Первое экспериментальное подтверждение возможности инициирования горения в горючем газовом пузыре за счет эффекта фокусировки ударной волны получено в [3]. Ударная волна распространялась по азоту, а газовый пузырь был заполнен водородно-кислород-

ной смесью с добавлением ксенона, для повышения плотности смеси. Было обнаружено два режима возгорания смеси: прямое воспламенение в передней части пузыря, вызванное сильной волной (число Маха $M = 2.8$), и более медленное зажигание в задней части пузыря за счет преломления и фокусировки более слабых волн ($M = 1.3–2.0$). В последующих численных работах [4, 5] было показано, что в зависимости от интенсивности волны и начального давления в смеси может реализоваться как медленное дефлаграционное, так и быстрое детонационное горение.

Первое исследование влияния формы горючего газового пузыря (в плоской постановке — газового цилиндра) было предпринято в [6]. На основе одностадийной кинетики горения было показано, что пороговое число Маха волны существенно зависит от формы цилиндра и снижается от $M = 3.2$ для сплюснутого цилиндра до $M = 2.4$ для умеренно вытянутого цилиндра. Известно, что в осесимметричном случае фокусировка ударной волны намного более интенсивна [2], и поэтому эффект снижения порогового числа Маха волны в этом случае может быть выражен еще сильнее.

В настоящей работе численно исследуется взаимодействие ударной волны с эллипсоидальным горючим газовым пузырем повышенной плотности как в двумерной плоской, так и в осесиммет-

¹ Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: georgi@imec.msu.ru

**E-mail: sutyurin@imec.msu.ru

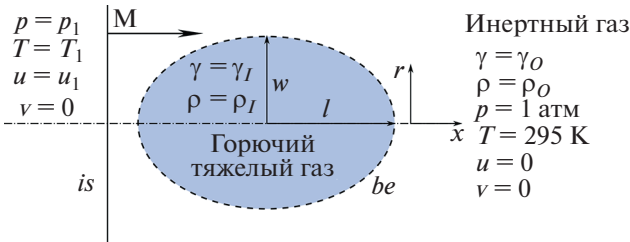


Рис. 1. Схема начального состояния задачи: *is* – падающая ударная волна с числом Маха *M*; пунктирная линия *be* обозначает границу пузыря; продольная и поперечная полуоси пузыря обозначены *l* и *w*. Плоскость или ось симметрии задачи показана штриховой линией.

$\chi = 10/7$. Для краткости термин “пузырь” применяется ниже как для газового цилиндра, так и для осесимметричного пузыря.

Нестационарные течения неоднородных горючих газовых смесей моделируются на основе уравнений Эйлера, дополненных уравнениями переноса для показателя адиабаты и параметров полноты протекания химических реакций:

$$\frac{\partial r^\nu U}{\partial t} + \frac{\partial r^\nu F(U)}{\partial x} + \frac{\partial r^\nu G(U)}{\partial r} = S(U), \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \Gamma \\ \alpha \\ \beta \end{pmatrix}, \quad F(U) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \\ \Gamma u \\ \alpha u \\ \beta u \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$G(U) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \\ \Gamma v \\ \alpha v \\ \beta v \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$S(U) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \nu p \\ 0 \\ r^\nu \Gamma \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \nu \Gamma v \\ r^\nu \alpha \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \nu \alpha v + r^\nu \omega_\alpha \\ r^\nu \beta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \nu \beta v + r^\nu \omega_\beta \end{pmatrix},$$

где ρ, p и $\Gamma = \frac{1}{\gamma - 1}$ – плотность, давление и функция показателя адиабаты газа, u и v – компоненты скорости вдоль осей x и r , $e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{u^2 + v^2}{2} + \rho \beta Q$ – полная энергия единицы объема газа, α, β и Q – параметры полноты прохождения реакций и теплота сгорания единицы массы газа, а ω_α и ω_β – скорости протекания реакций. Параметр ν задает геометрию задачи: $\nu = 0$ для плоских течений и $\nu = 1$ для осесимметричных.

ричной постановке на основе двухстадийной кинетики горения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Схема начального состояния задачи приведена на рис. 1. Ударная волна (скачок уплотнения) распространяется вдоль оси x слева направо через газ при нормальных условиях. Область перед ударной волной содержит пузырь тяжелого горючего газа, т.е. эллиптическую область, заполненную газом повышенной плотности при том же давлении и температуре. Оба газа считаются совершенными газами с постоянной теплоемкостью. Интенсивность и скорость распространения начального скачка задаются числом Маха M , а параметры газа – давление p , температура T и скорость u за его фронтом – вычисляются с помощью соотношений Ренкина–Гюгонио. Плотность горючего газа составляет $\rho = 1.306 \text{ кг/м}^3$, а отношение плотностей газов равно $\rho_I/\rho_O = 3.0$ (число Атвуда $At = 0.5$). Такое значение близко к значению в эксперименте [3] ($At \approx 0.47$), а также характеризуется интенсивной фокусировкой волны и высокой чувствительностью к небольшим изменениям формы пузыря [2]. Термодинамические характеристики газов определяются показателями адиабаты γ_O и γ_I соответственно, в данном случае они равны $\gamma_I = 1.4$ и $\gamma_O = 1.67$.

Рассмотрены как двумерные плоские, так и осесимметричные течения, и соответствующая плоскость или ось симметрии на рис. 1 показана штрихпунктирной линией. Форма пузыря задается его полуосями l и w , либо его объемом (площадью сечения) и отношением полуосей $\chi = l/w$. В данном случае поперечное сечение имеет постоянную площадь 12.57 см^2 , что соответствует круглому пузырю диаметром 4 см, как в [3], а отношение полуосей варьировалось от $\chi = 0.7$ до

Горение газа описывается с помощью двухстадийной кинетики “индукция–реакция” Коробейникова–Левина [7]:

$$\omega_\alpha \equiv \frac{d\alpha}{dt} = -k_\alpha \rho \exp\left(-\frac{E_\alpha}{RT}\right),$$

$$\omega_\beta \equiv \frac{d\beta}{dt} = -H(-\alpha)k_\beta \rho^2 \left[\beta^2 \exp\left(-\frac{E_\beta}{RT}\right) - (1-\beta)^2 \exp\left(-\frac{E_\beta + Q}{RT}\right) \right],$$

где $H(\cdot)$ – функция Хевисайда, обеспечивающая запуск экзотермической реакции после реакции индукции. Температура газа T вычисляется из уравнения состояния совершенного газа $p = \rho RT$. Параметры кинетики соответствуют водородо-кислородной смеси разбавленной аргоном ($2H_2 + O_2 + 7Ar$) [7, 8]:

$$k_\alpha = 3.0 \times 10^8 \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{с},$$

$$k_\beta = 1.5 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}^2, \quad E_\alpha/R = 9800 \text{ К}, \quad (4)$$

$$E_\beta/R = 2000 \text{ К}, \quad Q = 1.52 \times 10^6 \text{ Дж}/\text{кг}.$$

Численный метод основан на конечно-разностной реализации классической консервативной схемы WENO [9] с реконструкцией потока 5-го порядка аппроксимации, расширенной на системы с уравнениями переноса согласно [10]. Для валидации численного метода был смоделирован классический эксперимент по взаимодействию ударной волны с газовым цилиндром повышенной плотности [11]. Численные результаты очень хорошо согласуются с экспериментальными данными в отношении положений и интенсивности основных скачков уплотнения и особенностей морфологии цилиндра.

ГАЗОДИНАМИКА ФОКУСИРОВКИ ВОЛНЫ И РЕЖИМЫ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Основные стадии взаимодействия ударной волны с газовым пузырем без учета химических реакций приведены на рис. 2 на примере расчета с плоской симметрией при $M = 2.8$, $\chi = 1.0$. На рисунке приведены изолинии давления с шагом 0.5 атм и распределение показателя адиабаты для дифференциации различных газов; плоскость симметрии проходит по нижней границе рисунков. Время в миллисекундах от начала взаимодействия указано в углу каждого изображения. От границы раздела газов отражается скачок уплотнения rs , а прошедший внутрь пузыря скачок ts приобретает вогнутую форму. Со временем его вогнутость усиливается, формируется поперечный скачок tss и тройная точка tp , движущиеся по диагонали к плоскости симметрии. Скачки и

тройная точка выходят из пузыря во внешний газ, образуя вышедший скачок rts и волну разрежения rew , а затем фокусируются на плоскости симметрии – отражаются, образуя скачок $rtss$, – дополнительно повышая давление и температуру газа в окрестности правого полюса пузыря. В зависимости от параметров задачи возможен иной режим фокусировки – внутренний – характеризующийся коллапсом нескольких скачков внутри пузыря [2]. Течение с осевой симметрией качественно совпадает с плоским, при этом интенсивность фокусировки оказывается многократно выше.

При моделировании химически реагирующих течений были обнаружены три различных режима инициирования детонации в зависимости от числа Маха падающей ударной волны и формы пузыря. Первый режим – прямое инициирование детонации – имеет место при высоких числах Маха; воспламенение происходит на левом крае пузыря с некоторой задержкой после начала взаимодействия ударной волны с пузырем (рис. 3а). Задержка воспламенения зависит от интенсивности волны и составляет 6–18 мкс при $M = 3.0$ – 2.8 . Сформировавшаяся детонационная волна dw догоняет прошедший скачок ts и далее распространяется как через невозмущенную, так и через ударно-сжатую части горючего газа (рис. 3б). Сначала она распространяется в режиме пересжатой детонации, а затем ослабевает до волны Чепмена–Жуге, в конечном итоге сжигая весь пузырь. Скорость волны детонации в несколько раз превышает скорость ударной волны, и поэтому газодинамический процесс фокусировки ударной волны нарушается.

При меньших числах Маха задержка прямого воспламенения сравнима со временем формирования поперечных скачков уплотнения, и реализуется второй режим инициирования детонации – при преломлении скачка. Экзотермическая реакция начинается в непосредственной близости от тройной точки tp , образовавшейся при опрокидывании прошедшей ударной волны. Сформированная детонационная волна (рис. 4а) распространяется через горючую смесь, сжатую прошедшим скачком ts , и через небольшую область невозмущенного горючего газа перед ней. Поскольку поперечные вторичные скачки уплотнения образуются после того, как падающая ударная волна проходит среднюю часть пузыря, такая картина воспламенения всегда локализуется в правой части пузыря. Вызванная детонацией ударная волна dds в этом случае образуется на подветренной кромке пузыря и распространяется по газу за выпуклым участком ударной волны bis . Как и в режиме прямого инициирования, детонационная волна нарушает процесс фокусировки ударной волны.

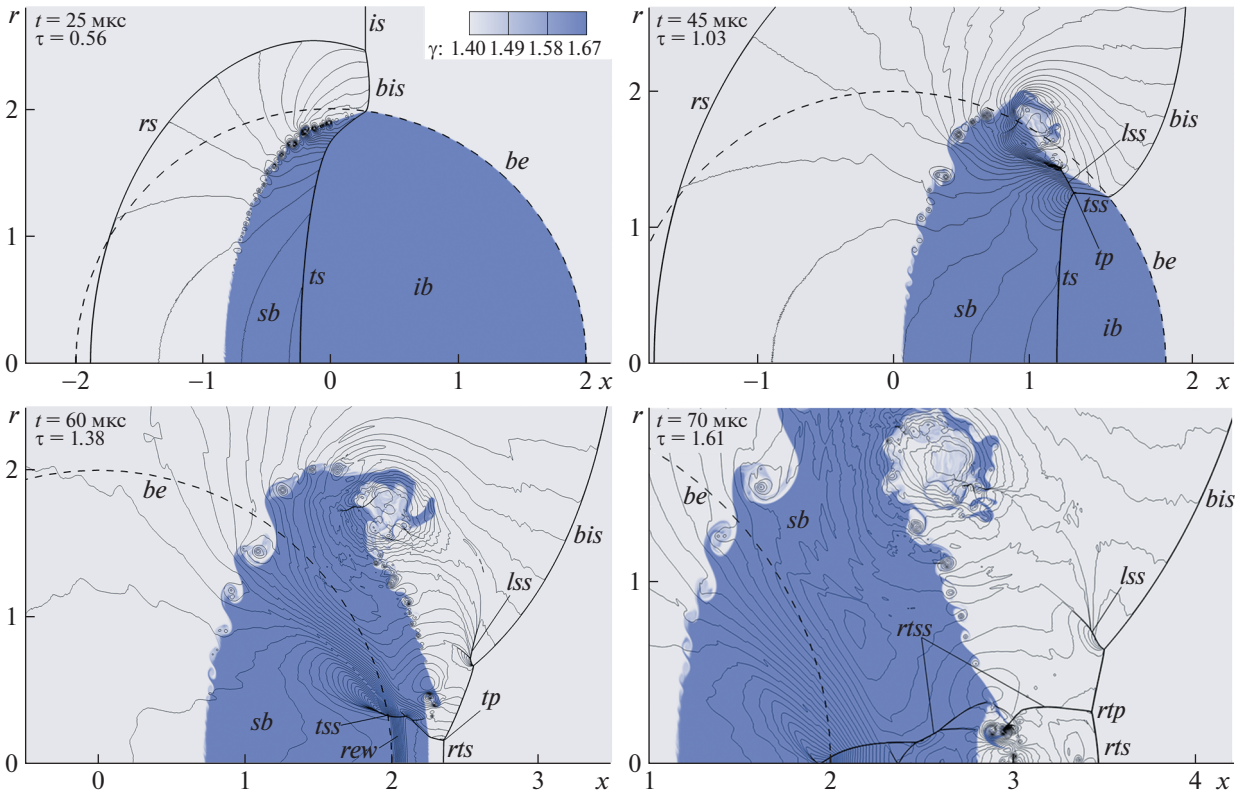


Рис. 2. Основные стадии взаимодействия ударной волны с газовым пузырем повышенной плотности при $M = 2.8$, $\chi = 1.0$, плоский случай. Изолинии давления, цветом показан показатель адиабаты газа; координаты в сантиметрах. *is* – Исходный скачок уплотнения, *be* – начальная граница пузыря, *rs* – отраженный скачок, *ib* и *sb* – невозмущенная и ударно-сжатая части пузыря, *ts* – прошедший скачок, *bis* – выпуклая часть падающего скачка, *tss* и *lss* – поперечный и продольный вторичные скачки, *tp* – тройная точка, *rts* – вышедший скачок, *reu* – отраженная волна разрежения, *rtp* и *rtss* – отраженные тройная точка и поперечный скачок.

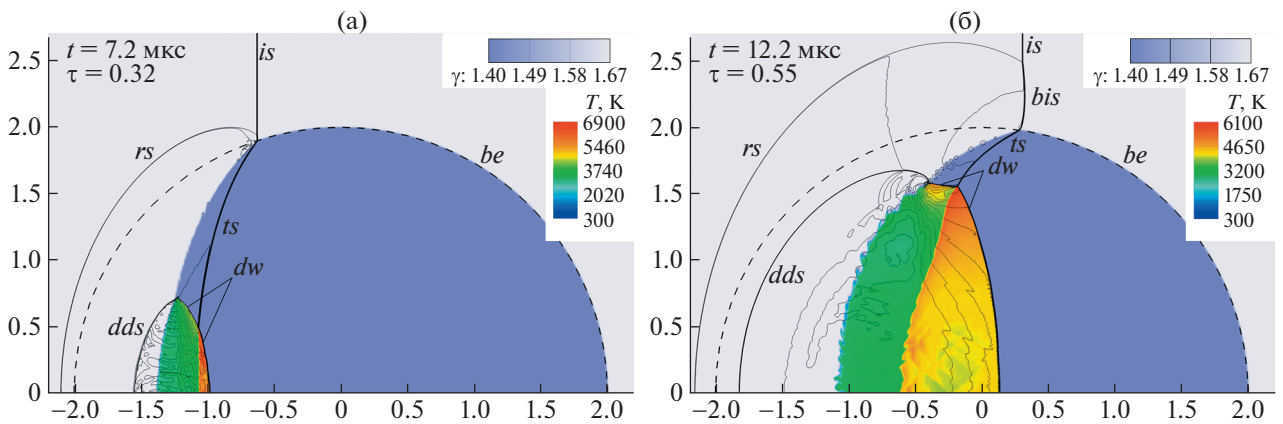


Рис. 3. Прямое инициирование детонации при $M = 3.0$ и $\chi = 1.0$, плоская симметрия. Изолинии давления, поле температуры (только при $\beta \leq 1.0$). *dw* – Детонационная волна, *dds* – вызванная детонацией ударная волна в инертном газе.

Третий режим инициирования детонации – при фокусировке ударной волны – наблюдается при еще меньших числах Маха падающей волны и, в плоском случае, только для вытянутых пузырей ($\chi > 1.0$). Возгорание происходит, когда отра-

женный от плоскости или оси симметрии скачок *rtss* проникает в горючий газ у заднего полюса пузыря (рис. 46). Для вытянутых пузырей во многих случаях воспламенение происходит сразу же, при фокусировке поперечных скачков внутри пузыря.

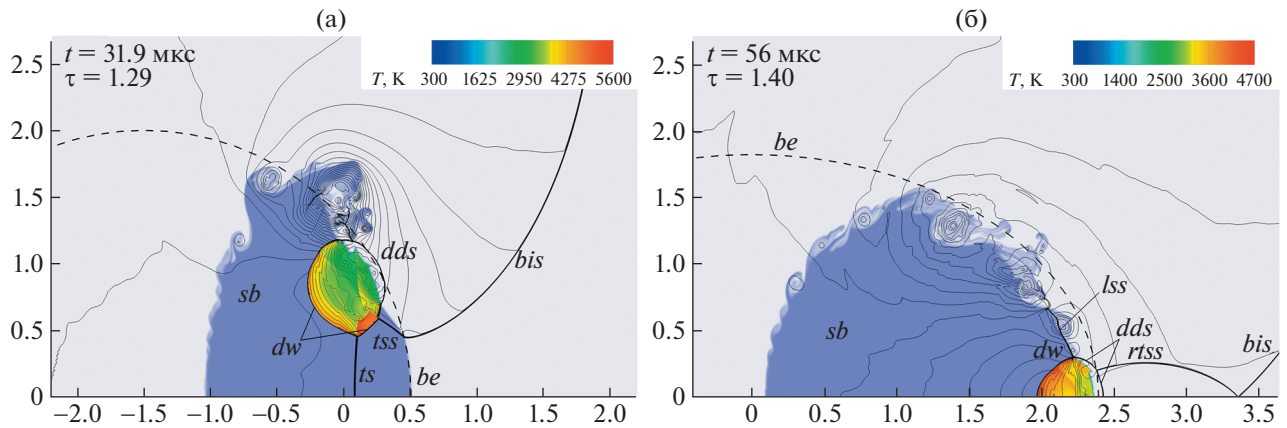


Рис. 4. Режимы непрямого инициирования детонации при взаимодействии ударной волны с горючим пузырем. Детонация при преломлении ударной волны при $M = 2.7$ и $\chi = 1.0$ (а) и детонация при фокусировке ударной волны при $M = 2.0$ и $\chi = 10/7$ (б).

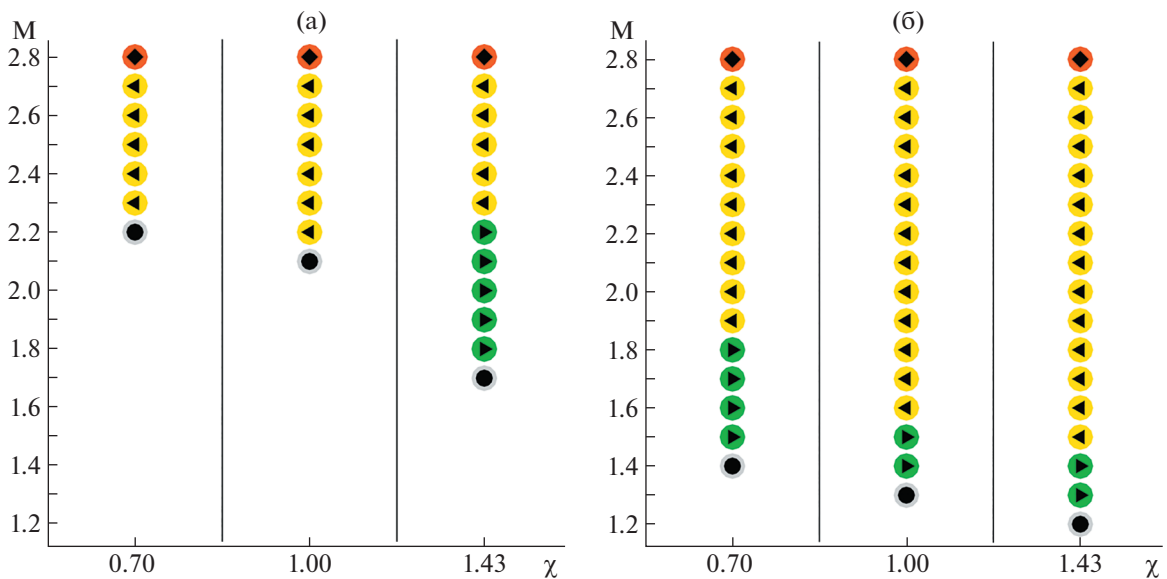


Рис. 5. Диаграммы режимов инициирования детонации при взаимодействии ударной волны с горючим газовым пузырем: плоские (а) и осесимметричные (б) течения. По горизонтали отложена форма пузыря – сплюснутый ($\chi = 0.7$), круглый ($\chi = 1.0$) и вытянутый ($\chi = 10/7 \approx 1.43$); по вертикали отложено число Маха падающей волны. Режимы инициирования детонации обозначены символами: ● – нет воспламенения; ◆ – прямое инициирование; ◀ – при преломлении волн; ▶ – при фокусировке волн.

На основе серии расчетов для различных чисел Маха и форм пузыря были составлены диаграммы режимов инициирования детонации в плоском и осесимметричном случаях (рис. 5). При $M \geq 2.8$ наблюдается только прямое инициирование детонации независимо от формы пузыря и типа симметрии потока, поэтому это значение можно рассматривать как верхнее пороговое число Маха. Ниже этого детонация инициируется при преломлении скачка, причем с уменьшением числа Маха точка воспламенения приближается к плос-

кости или оси симметрии. При еще меньших числах Маха повышения температуры вблизи тройной точки tp недостаточно, и детонация инициируется только при фокусировке поперечных скачков. При этом в плоском случае для сплюснутых и круглых пузырей не наблюдается инициирования детонации при фокусировке волны в силу того, что интенсивности отраженной волны $rtss$ недостаточно для воспламенения смеси в пузыре.

Параметры настоящего течения отличаются от условий в эксперименте [3], но основные соотношения между числами Маха и локализацией возгорания очень близки. Прямое инициирование в верхней части пузыря наблюдается при $M = 2.83$ в эксперименте и при $M \geq 2.8$ в расчетах. Для более низких чисел Маха воспламенение локализовано в нижней части пузыря как в эксперименте, так и в моделировании. Нижние пороговые числа Маха в расчетах — $M = 1.4$ для круглого и $M = 1.3$ для вытянутого пузыря — близки к предполагаемому в [3] нижнему порогу $M = 1.34$.

Аналогичные режимы инициирования детонации наблюдались ранее при моделировании плоской задачи с одностадийной кинетикой горения пропана Вестбрука–Драйера [6]. В настоящей работе детонация инициируется легче благодаря параметрам кинетики, соответствующим более легковоспламеняющейся смеси, и соответствующие пороговые значения числа Маха оказываются ниже: верхний предел ниже на 0.4, а нижний на 0.6. Тем не менее, основные особенности зависимости формы пузыря одинаковы: для сплюснутых и круглых пузырей наблюдаются только прямое инициирование и воспламенение при преломлении, а для вытянутых пузырей достигается значительное уменьшение нижнего порогового числа Маха с появлением внутренней фокусировки. Ключевое же значение имеет тип симметрии задачи: за счет осесимметричной фокусировки пороговое число Маха снижается вплоть до $M = 1.3$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе двухстадийной кинетики горения проведено численное моделирование инициирования детонации в горячем газовом пузыре при падении на него ударной волны. Обнаружены три различных режима инициирования детонации: прямое инициирование детонации сильной волной в передней части пузыря и инициирование детонации в задней части пузыря в результате преломления более слабой волны и фокусировки вторичных скачков уплотнения. Помимо интенсивности падающей волны, режим инициирования детонации существенно зависит от формы пузыря: удлинение пузыря приводит к уменьшению порогового числа Маха, умеренному в осесимметричном случае и значительному в случае плоской симметрии. За счет осесимметричной фокусировки волны пороговое число Маха снижается вплоть до $M = 1.3$. Столь существенное снижение пороговой интенсивности ударной волны при взаимодействии с пузырем может быть положено в основу разработки новых методов газодинамического инициирования детонации в перспективных системах высокоскоростного сгорания.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2020-806).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Apaizidis N., Eliasson V.* Shock focusing phenomena. Springer, 2018
2. *Georgievskiy P.Y., Levin V., Sutyurin O.* Interaction of a shock with elliptical gas bubbles // *Shock Waves*. 2015. V. 25. № 4. P. 357–369.
3. *Haehn N., Ranjan D., Weber C., Oakley J., Rothamer D., Bonazza R.* Reacting shock bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2012. V. 159. № 3. P. 1339–1350.
4. *Diegelmann F., Hickel S., Adams N.A.* Shock mach number influence on reaction wave types and mixing in reactive shock-bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2016. V. 174. P. 85–99.
5. *Diegelmann F., Tritschler V., Hickel S., Adams N.* On the pressure dependence of ignition and mixing in two-dimensional reactive shock-bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2016. V. 163. P. 414–426.
6. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А., Сутырин О.Г.* Детонация горючего газового цилиндра при фокусировке падающей ударной волны // *Письма в Журнал технической физики*. 2019. Т. 45. № 23. С. 43–46.
7. *Левин В.А., Коробейников В.П.* Сильный взрыв в горючей смеси газов // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1969. Т. 6. С. 48–51.
8. *Matsuo A., Fujiwara T.* Numerical simulation of shock-induced combustion around an axisymmetric blunt body // In: 26th Thermophysics Conference. 1991. P. 1414.
9. *Jiang G.-S., Shu C.W.* Efficient implementation of weighted eno schemes // *J. Comp. Phys*. 1996. V. 126. № 1. P. 202–228.
10. *He Z., Li L., Zhang Y., Tian B.* Consistent implementation of characteristic flux-split base finite difference method for compressible multi-material gas flows // *Computers & Fluids*. 2018. V. 168. P. 190–200.
11. *Haas J.-F., Sturtevant B.* Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. V. 181. P. 41–76.

**DETONATION INITIATION UPON INTERACTION
OF A SHOCK WITH COMBUSTIBLE GAS BUBBLE****P. Yu. Georgievskiy^a and O. G. Sutyurin^a**^a *Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS V.A. Levin

Based on Euler's equations, an interaction of a shock in a gas with ellipsoidal combustible heavy gas bubble is numerically studied in two-dimensional plane and axisymmetric formulations. Three qualitatively different detonation initiation patterns are found: direct detonation initiation within front part of the bubble for sufficiently high Mach numbers and detonation initiation due to shock refraction and secondary shocks focusing within back bubble part for lower Mach numbers. Detonation initiation patterns is shown to significantly depend on shock intensity as well as on bubble shape. Bubble elongation result in a decrease of threshold Mach numbers, moderately in the axisymmetric case and significant in the case of plane symmetry. The effect of focusing the shock wave makes successful initiation of detonation possible at substantially lower intensity of the incident wave compared to direct initiation.

Keywords: shock wave, gas bubble, shock focusing, cumulation, detonation