

УДК 533.6.011.72:539.91

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ГОРЮЧИМ ГАЗОВЫМ ПУЗЫРЕМ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ

П. Ю. Георгиевский, В. А. Левин, О. Г. Сутырин

НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119192 Москва, sutyurin@imec.msu.ru

На основе уравнений Эйлера проведено численное моделирование взаимодействия ударной волны в газе с горючим газовым пузырем повышенной плотности. Описаны три качественно различных режима инициирования детонации: прямое инициирование детонации в передней части пузыря при достаточно высоких числах Маха падающей волны и инициирование детонации в задней части пузыря в результате преломления волны и фокусировки вторичных скачков уплотнения при меньших числах Маха. Показано, что режим инициирования детонации существенно зависит как от интенсивности ударной волны, так и от плотности смеси в пузыре. На основе серии расчетов построена диаграмма режимов инициирования детонации и показано, что эффект фокусировки ударной волны позволяет достичь успешного инициирования детонации при многократно меньшей интенсивности падающей волны по сравнению с прямым инициированием.

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

DOI 10.15372/FGV20220509

ВВЕДЕНИЕ

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]. Удар-

ная волна распространялась по азоту, а газовый пузырь был заполнен водородокислородной смесью с добавлением ксенона для повышения плотности смеси. 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 ($M = 1.3 \div 2.0$). В последующих численных работах [4, 5] установлено, что в зависимости от интенсивности волны и начального давления в смеси может реализоваться как медленное дефлаграционное, так и быстрое детонационное горение.

В недавней работе [6] на основе моделирования плоского двумерного взаимодействия ударной волны с горючим пузырем (цилиндром) с одностадийной кинетикой горения показано, что пороговое число Маха волны, при котором происходит инициирование детонации, существенно зависит от формы пузыря.

В настоящей работе исследуется влияние плотности горючей газовой смеси, заполняющей газовый пузырь, на инициирование детонации. Численное моделирование взаимодействия ударной волны с горючим пузырем проводится на основе двухстадийной кинетики горения, более детально описывающей детонаци-

Работа выполнена в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М. В. Ломоносова при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 21-11-00307).

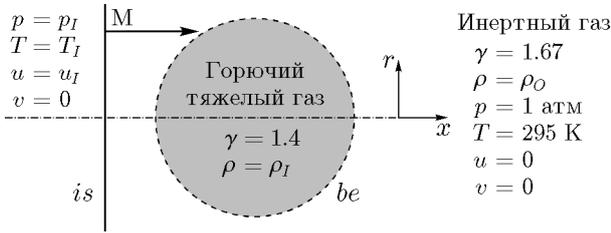


Рис. 1. Схема начального состояния задачи:
is — падающая ударная волна с числом Маха *M*;
 штриховая линия *be* — граница пузыря, штрих-
 пунктирная линия — ось симметрии задачи

онные процессы, а также в осесимметричной постановке, для которой эффект фокусировки ударной волны выражен сильнее, чем в плоском случае.

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 осесимметричный пузырь тяжелого горючего газа, т. е. эллипсоидальную область, заполненную газом повышенной плотности при тех же давлении и температуре. Диаметр пузыря равен 4 см, так же как в эксперименте [3]. Оба газа считаются совершенными с постоянной теплоемкостью. Термодинамические характеристики газов определяются показателями адиабаты: в инертном газе $\gamma_0 = 1.67$, что соответствует одноатомным газам, а в горючем газе $\gamma_I = 1.4$. 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 — Гюгонно. Плотность инертного газа при нормальных условиях равна 0.435 кг/м^3 , а плотность горючего газа задается отношением плотностей газов ρ_I/ρ_0 , варьирующимся от 2.0 до 4.0 (что соответствует числам Атвуда $At = (\rho_I - \rho_0)/(\rho_I + \rho_0)$ от 0.33 до 0.60). В этом диапазоне находятся экспериментальное значение [3] ($At \approx 0.47$), а также критические значения, при которых происходит переключение между различными режимами преломления и фокусировки ударной волны [2].

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

$$\frac{\partial rU}{\partial t} + \frac{\partial rF(U)}{\partial x} + \frac{\partial rG(U)}{\partial r} = S(U), \quad (1)$$

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

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

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

где ρ , *p* и $\Gamma = 1/(\gamma - 1)$ — плотность, давление и переносимая функция показателя адиабаты газа, *u* и *v* — компоненты скорости вдоль осей *x* и *r*, $e = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2)/2 + \rho\beta Q$ — 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.

Горение газа описывается двухстадийной кинетикой «индукция — реакция» Коробейникова — Левина [7]:

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

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

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 водородокислородной смеси, разбавленной аргоном ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$) [7, 8]:

$$k_\alpha = 3.0 \cdot 10^8 \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}), \quad k_\beta = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}^2,$$

$$E_\alpha/R = 9800 \text{ К}, \quad E_\beta/R = 2000 \text{ К}, \quad (4)$$

$$Q = 1.52 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}.$$

Такие значения при $At = 0.5$ обеспечивают число Маха одномерной детонационной волны Чепмена — Жуге $M_{CJ} = 4.75$, ширину зоны индукции $\Delta_I = 0.54$ мм, полноту сгорания 76.5 % и ширину зоны реакции $\Delta_R = 0.68$ мм.

Численный метод основан на конечно-разностной реализации классической консервативной схемы WENO [9] с реконструкцией потоков 5-го порядка аппроксимации, расширенной на системы с уравнениями переноса согласно [10]. Для обеспечения повышенной устойчивости численной схемы, необходимой для расчета задач с резкими границами раздела газов и сильными ударными волнами, вместо предлагаемого в [10] покомпонентного локального расщепления потоков Лакса — Фридрихса применяется глобальное расщепление потоков с общей для всех уравнений максимальной характеристической скоростью. 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 положения и интенсивности основных скачков уплотнения и особенностей морфологии цилиндра.

Моделирование проводилось на равномерной квадратной расчетной сетке с шагом 20 мкм, обеспечивающей подробное разрешение структуры детонационной волны (≈ 25 ячеек на зону индукции и ≈ 30 ячеек на зону реакции).

ГАЗОДИНАМИКА ФОКУСИРОВКИ ВОЛНЫ И РЕЖИМЫ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Основные стадии взаимодействия ударной волны с газовым пузырем без учета химических реакций приведены на рис. 2 на приме-

ре расчета при $M = 2.8$, $At = 0.5$. На рисунке представлены изолинии давления с шагом 0.5 атм и распределение показателя адиабаты для дифференциации различных газов; ось симметрии проходит по нижней границе рисунков. Время от начала взаимодействия указано в углу каждого изображения. Дополнительно приведено безразмерное время $\tau = (Ma_0/d)t$, где d — диаметр пузыря, а $a_0 = \sqrt{\gamma_0(p_0/\rho_0)}$ — скорость звука в окружающем пузырь газе. Такое безразмерное время удобно для выделения стадий течения независимо от числа Маха падающей ударной волны; в частности, значение $\tau = 1$ соответствует прохождению ударной волной расстояния, равного диаметру пузыря.

От границы раздела газов отражается скачок уплотнения rs , а прошедший внутрь пузыря скачок ts приобретает вогнутую форму. Со временем его вогнутость усиливается, формируются 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 оси 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]. Фокусировка скачков на оси симметрии сопровождается резким повышением давления, плотности и температуры газа в локальной области, особенно сильно выраженным во внутреннем режиме фокусировки.

При моделировании химически реагирующих течений были обнаружены три режима инициирования детонации в зависимости от числа Маха падающей ударной волны. Первый режим — прямое инициирование детонации — имеет место при высоких числах Маха; воспламенение происходит на левом краю пузыря с некоторой задержкой после начала взаимодействия ударной волны с пузырем (рис. 3,а). Задержка воспламенения зависит от интенсивности волны и составляет $6 \div 18$ мкс при $M = 3.0 \div 2.8$ и $At = 0.5$. Сформировавшаяся детонационная волна dw догоняет прошедший скачок ts и далее распространяется как через невозмущенную, так и через ударно-сжатую часть горючего газа (рис. 3,б). Сначала она распространяется в режиме пересжатой детонации, а

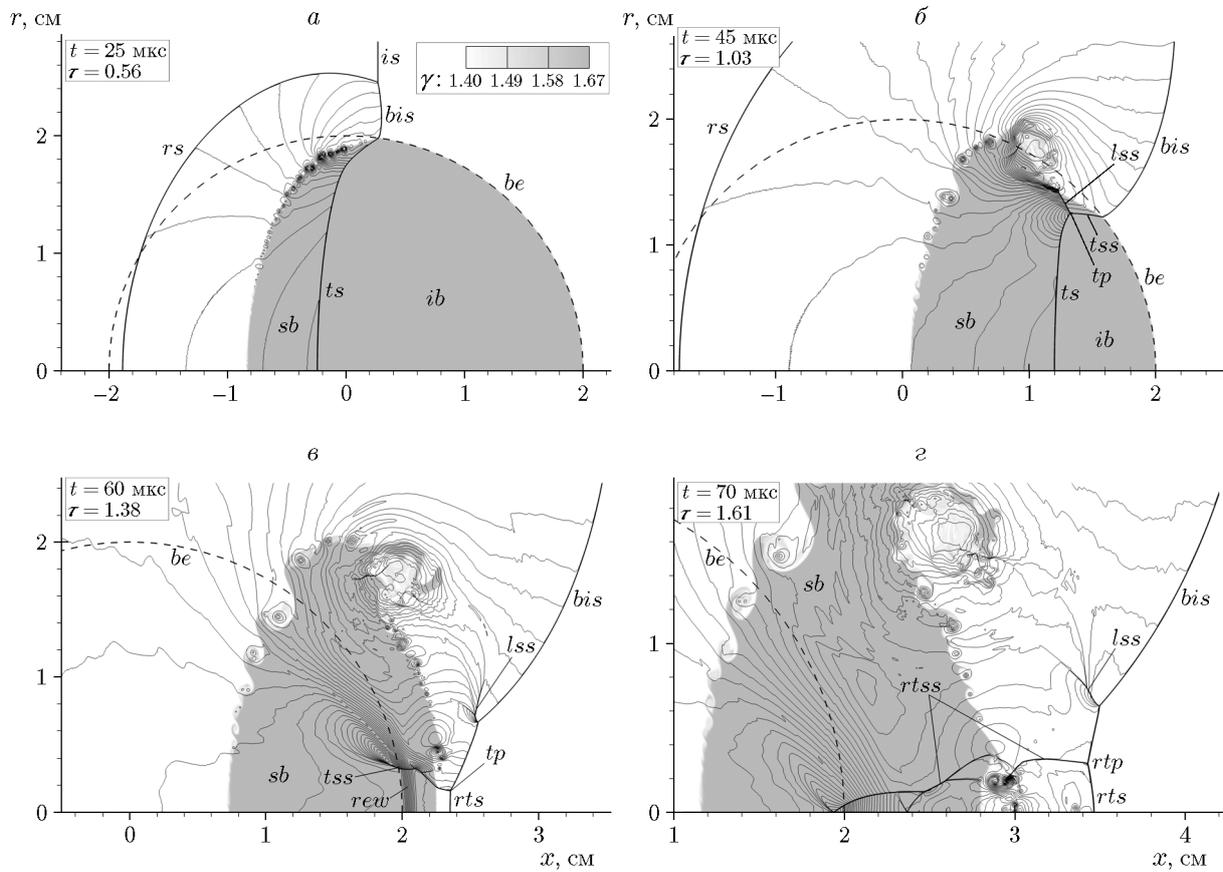


Рис. 2. Основные стадии взаимодействия ударной волны с газовым пузырем повышенной плотности при $M = 2.8$, $At = 0.5$. Изолинии давления:

светло-серым цветом выделен горючий газ, *is* — исходный скачок уплотнения, *be* — начальная граница пузыря, *rs* — отраженный скачок, *ib* и *sb* — невозмущенная и ударно-сжатая части пузыря, *ts* — прошедший в пузырь скачок, *bis* — выпуклая часть падающего скачка, *tss* и *lss* — поперечный и продольный вторичные скачки, *tp* — тройная точка, *rts* — вышедший из пузыря скачок, *rew* — отраженная волна разрежения, *rtp* и *rtss* — отраженные тройная точка и поперечный скачок

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 с 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. Сформировавшаяся детонационная волна (рис. 4,а) 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, за счет чрезвычайно высокой скорости распространения детонационная волна нарушает процесс фокусировки ударной волны.

Третий режим инициирования детонации — при фокусировке ударной волны — наблюдается при еще меньших числах Маха па-

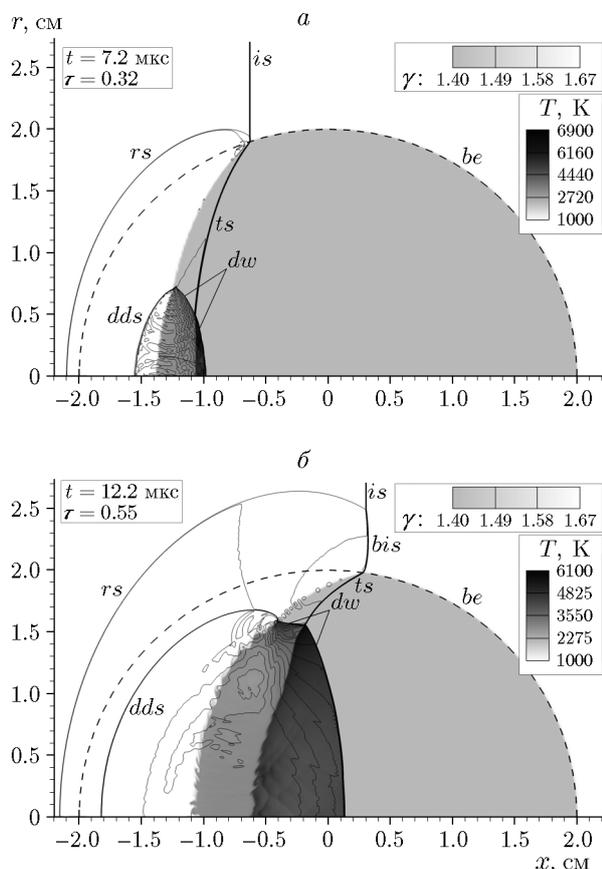


Рис. 3. Прямое инициирование детонации при $M = 3.0$ и $At = 0.5$. Изолинии давления, поле температуры (только при $\beta \leq 1.0$):

dw — детонационная волна, dds — вызванная детонацией ударная волна в инертном газе

дающей волны (рис. 4, б). Возгорание происходит вскоре после проникновения отраженного от оси симметрии скачка $rtss$ в горючий газ у заднего полюса пузыря. При относительно больших значениях числа Атвуда ($At \geq 0.43$) и низких числах Маха ($M \leq 1.4 \div 1.5$) реализуется внутренний режим фокусировки и воспламенение происходит непосредственно при коллапсе нескольких скачков уплотнения внутри пузыря.

На основе серии расчетов с различными числами Маха и плотностями газа в пузыре была составлена диаграмма режимов инициирования детонации (рис. 5). Верхнее пороговое значение числа Маха падающей волны, при котором происходит только прямое инициирование детонации, снижается с 3.1 до 2.7 при увеличении числа Атвуда с 0.33 до 0.60 за счет сопутствующего увеличения плотности и тем-

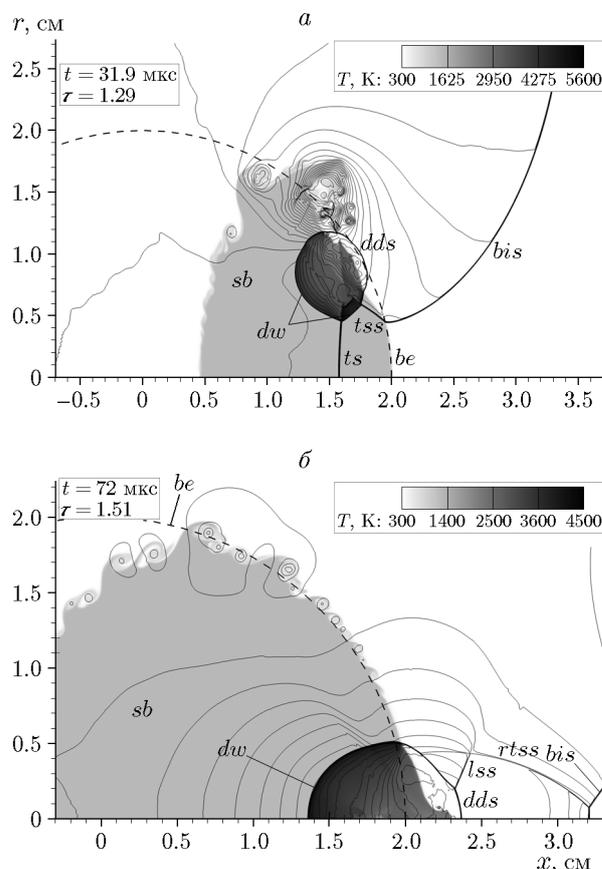


Рис. 4. Режимы непрямого инициирования детонации при взаимодействии ударной волны с горючим пузырем при $At = 0.5$. Детонация при преломлении ударной волны при $M = 2.7$ (а) и детонация при фокусировке поперечных скачков при $M = 1.4$ (б)

пературы газа за прошедшим в пузырь скачком уплотнения.

При уменьшении числа Маха на 0.1 ниже верхнего порогового значения задержка прямого воспламенения газа сравнима с временем преломления волны и реализуются два режима инициирования детонации одновременно — прямой и при преломлении волны. При дальнейшем уменьшении интенсивности падающей волны наблюдается только инициирование при преломлении волны. Промежуточное пороговое число Маха, при котором температура вблизи тройной точки tp становится недостаточной и имеет место переход к инициированию детонации при фокусировке волны, также уменьшается с увеличением плотности горючего газа. Наибольший скачок — на 0.7 единиц — наблюдается при увеличении числа Атвуда с 0.33 до 0.43, а при дальнейшем повышении плотно-

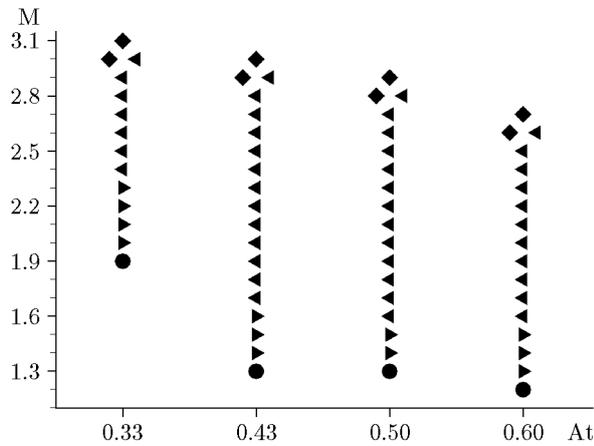


Рис. 5. Диаграмма режимов инициирования детонации при взаимодействии ударной волны с горючим газовым пузырем:

режимы инициирования детонации: ◆ — прямое инициирование; ◀ — при преломлении волны; ▶ — при фокусировке волны; ● — нет воспламенения

сти горючего газа изменение составляет около 0.1 единицы.

Наибольший интерес представляет нижнее пороговое число Маха, при котором вообще достижимо инициирование детонации за счет эффекта фокусировки ударной волны при взаимодействии с тяжелым газовым пузырем. Переход от $At = 0.33$ к $At \geq 0.43$ является решающим фактором: пороговое значение числа Маха снижается с $M = 2.0$ до $M = 1.4$ за счет повышения интенсивности поперечных скачков уплотнения и приближения точки их фокусировки на оси симметрии к горючему газу. Дальнейшее уменьшение порогового значения при увеличении плотности газа заметно при $At = 0.60$.

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 легко воспламеняющейся смеси, и в этом случае пороговые значения числа Маха при $At = 0.5$ оказываются ниже: верхний предел ниже на 0.4, а нижний — на 0.6.

Параметры расчетного течения отличаются от условий в эксперименте [3], но основные соотношения между числами Маха и локализацией возгорания очень близки. Прямое инициирование в верхней части пузыря наблю-

дается при $At = 0.47$, $M = 2.83$ в эксперименте и при $At = 0.50$, $M \geq 2.8$ в расчетах. Для более низких чисел Маха воспламенение локализовано в нижней части пузыря как в эксперименте, так и в моделировании. Нижнее пороговое число Маха в расчетах — $M = 1.4$ при $At = 0.5$ — близко к предполагаемому в [3] нижнему порогу $M = 1.34$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе двухстадийной кинетики горения проведено численное моделирование инициирования детонации в горючем газовом пузыре при падении на него ударной волны. Описаны три 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 в результате фокусировки вторичных скачков уплотнения. Помимо интенсивности падающей волны, режим инициирования детонации существенно зависит от плотности горючей смеси в пузыре: увеличение плотности смеси приводит к уменьшению пороговых чисел Маха, особенно выраженному при переходе от $At = 0.33$ к $At = 0.43$ (отношение плотностей газов 2.0 и 2.5 соответственно). За счет эффективной фокусировки волны при $At \geq 0.43$ нижнее 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Apazidis N., Eliasson V. Shock Focusing Phenomena. — Springer Int. Publ., 2019.
2. Georgievskiy P. Yu., Levin V. A., Sutyurin O. G. Interaction of a shock with elliptical gas bubbles // Shock Waves. — 2015. — V. 25, N 4. — P. 357–369. — DOI: 10.1007/s00193-015-0557-4.
3. Haehn N., Ranjan D., Weber C., Oakley J., Rothamer D., Bonazza R. Reacting shock bubble interaction // Combust. Flame. — 2012. — V. 159, N 3. — P. 1339–1350. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.10.015.
4. Diegelmann F., Hickel S., Adams N. A. Shock Mach number influence on reaction wave types and mixing in reactive shock-bubble interaction // Combust. Flame. —

2016. — V. 174. — P. 85–99. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2016.09.014.
5. **Diegelmann F., Tritschler V., Hickel S., Adams N.** On the pressure dependence of ignition and mixing in two-dimensional reactive shock-bubble interaction // *Combust. Flame.* — 2016. — V. 163. — P. 414–426. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.10.016.
 6. **Георгиевский П. Ю., Левин В. А., Сутырин О. Г.** Детонация горючего газового цилиндра при фокусировке падающей ударной волны // *Письма в ЖТФ.* — 2019. — Т. 45, № 23. — С. 43–46. — DOI: 10.21883/PJTf.2019.23.48719.18022.
 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 // 26th Thermophysics Conf., 24–26 June, 1991, Honolulu, HI, USA. — DOI: 10.2514/6.1991-1414.
 9. **Jiang G.-S., Shu C.-W.** Efficient implementation of weighted ENO schemes // *J. Comput. Phys.* — 1996. — V. 126, N 1. — P. 202–228. — DOI: 10.1006/jcph.1996.0130.
 10. **He Z., Li L., Zhang Y., Tian B.** Consistent implementation of characteristic flux-split based finite difference method for compressible multi-material gas flows // *Comput. Fluids.* — 2018. — V. 168. — P. 190–200. — DOI: 10.1016/j.compfluid.2018.04.007.
 11. **Haas J.-F., Sturtevant B.** Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities // *J. Fluid Mech.* — 1987. — V. 181. — P. 41–76. — DOI: 10.1017/S0022112087002003.

Поступила в редакцию 15.02.2022.

После доработки 03.03.2022.

Принята к публикации 25.05.2022.