

заметного эффекта. Течение за время $\sim T_0$ возвращалось к исходному состоянию.

Таким образом, необходимая начальная стадия релаксационной неустойчивости не развивалась. Действительно, воздействия на течение со стороны ударного фронта (флуктуации плотности или скорости газа перед волной) порождают волны, распространяющиеся против течения. Квазистационарное же возмущение движется по течению и принадлежит к другому семейству характеристик. Для его появления нужно воздействие со стороны продуктов реакции. Поэтому волны сжатия за зоной реакции и наблюдаются только на стадии разгона, когда еще сказывается влияние поршня.

Применялся также подогрев некоторой области за зоной реакции. Возмущение (амплитудой $\sim 10\%$) расплывалось из-за дисперсии и в целом сносилось течением. Опережающая часть затухала и не оказывала заметного влияния на фронт. Таким образом, расчеты показали, что слабые локальные возмущения не приводят к значительному перемещению точки окончания реакции. Поэтому представляется вероятным, что и при неоднородных расчетах такие возмущения не приведут к развитию релаксационной неустойчивости. Вместе с тем колебательные режимы не исключены при достаточно жестком возбуждении.

Итак, численный эксперимент хорошо согласуется со стационарной теорией [1]. Получены, в частности, межзвуковые режимы, в которых скорость течения в системе волны — промежуточная между замороженной и равновесной скоростями звука. Однако предсказанная в [1] релаксационная неустойчивость для описанного класса возмущений не наблюдалась.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Н. М., Коптев В. А. ФГВ, 1986, 22, 5, 75.

*Поступила в редакцию 20/1 1988,
после доработки — 17/V 1988*

УДК 534.222.2

НЕИДЕАЛЬНАЯ ДЕТОНАЦИЯ В ГЛАДКОЙ ТРУБЕ

Д. В. Воронин

(Новосибирск)

Определение параметров и структуры детонационных волн (ДВ) в системах, где на течение среды оказывают существенное влияние внешние по отношению к потоку воздействия (потери) и (или) имеют место реакции с эндотермической стадией, представляет значительный интерес. Описанная ситуация встречается в ударных трубах, где взаимодействие потока со стенками трубы бывает значительным, и в гетерогенных системах, для которых параметры ДВ зависят от процессов межфазного взаимодействия. В этих случаях структура волны может существенно отличаться от принятой в рамках классической модели Зельдовича — Неймана — Деринга. В частности, зона реакции имеет конечные размеры, и поток в плоскости Чепмена — Жуке не находится в состоянии равновесия: механического (например, для скоростей фаз в гетерогенных системах), физического (по температуре среды и стенок канала), химического (скорости химических реакций отличны от нуля). Детонационные процессы такого рода известны как неидеальная детонация.

Реализация неидеальной детонации подтверждается экспериментами. Отмечено, например, значительное снижение скорости газовой детонации в трубах по сравнению с процессами в безграничной среде [1, 2]. Ско-

рость ДВ в распылах может оказаться существенно (до 25 %) ниже рассчитанной в предположении полного испарения конденсированной фазы (к-фазы) в зоне реакции [3—6]. В последнем случае установлена также зависимость скорости волны D от размера капель, что говорит о связи между характерными размерами зоны энерговыведения и параметрами детонации. Кроме того, существуют самоподдерживающиеся отраженные волны [4], указывающие на недогорание смеси в зоне реакции первичной ДВ.

Имеющиеся экспериментальные данные дали толчок теоретическому исследованию, выявлению определяющих параметров и условий реализации неидеальной ДВ. Существование неидеальной газовой детонации с потерями в шероховатой трубе теоретически обосновано в работе [7] и связано с наличием максимума суммарного энерговыведения внутри зоны реакции. Исследовались стационарные решения для простого вида кинетики химических реакций (скорость тепловыделения резко растет с повышением температуры, влияние других факторов не учитывалось). Обнаружены детонационные пределы в зависимости от отношения теплопотерь к тепловыделению. Показано, что уменьшение D связано преимущественно с потерями при взаимодействии со стенками трубы, недогорание же смеси в точке Чепмена — Жуге незначительно. Зависимость скорости и пределов газовой детонации от коэффициента сопротивления для шероховатой трубы исследована в [8] с учетом турбулентного горения газов в зоне реакции. Влияние потерь в широких трубах изучено в [9]. Задача решалась с учетом изменения молекулярной массы газовой смеси. Обосновано правило отбора стационарной скорости детонации, оценено расстояние до точки Чепмена — Жуге.

В [10] рассмотрены некоторые случаи образования критических условий для детонации за счет импульсного воздействия (например, стенок трубы). Указано предельное по импульсу снижение скорости детонации, найдена связь D с радиусом кривизны приосевого участка фронта волны. Работы [11—13] качественно развивают результаты [7], в них проведен расчет параметров газовой детонации для разных значений коэффициентов трения и теплопередачи. Определены предельные значения коэффициентов, при которых возможен стационарный режим. Рассчитан предсказанный в [7] второй неустойчивый детонационный режим. В [13] при построении модели учтена зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от толщины пограничного слоя в трубе.

Для гетерогенной детонации впервые в строгой постановке возможность неидеальной детонации для конкретных газочапельных смесей показана в [14, 15] (в том числе и для процессов в безграничной среде). В сформулированной стационарной модели учтены процессы диссоциации — рекомбинации в зоне реакции. Показано, что значительное недогорание смеси (в ряде случаев более 50 %) в первую очередь связано с кинетикой химических реакций. В [15—17] обосновано существование различных качественных структур неидеальной ДВ (недожженная и двухфронтная детонации, неединственность стационарного режима) вследствие максимума равновесного тепловыделения внутри зоны реакции и обмена импульсом между фазами (возможность многофронтного детонационного горения газов качественно продемонстрирована в [18]).

Для отбора скорости стационарной детонации в [11—13, 15—17] использовалось условие равенства суммарной интенсивности источников тепла интенсивности стоков в точке, где число Маха $M = (D - u)/c = 1$ (u — скорость газа в лабораторной системе координат, c — скорость звука). Отметим, что в предшествующих работах по газочапельной детонации не было необходимости вводить это условие, так как при правильном замыкании системы уравнений для принятых в них моделей кинетики и без учета влияния стенок трубы устойчивы решения только с полной газификацией к-фазы. В [14, 16] неидеальность исследовалась также с учетом потерь в трубе, показано существенное их влияние на параметры ДВ в углеводородно-кислородных смесях.

Настоящая работа посвящена исследованию неидеальной детонации газок капельных смесей в гладких трубах, изучению влияния потерь на параметры детонации и возможность реализации различных качественных структур волны. Под гладкой здесь и в дальнейшем понимается труба, где характерный размер шероховатости существенно меньше толщины пограничного слоя у стенки в зоне реакции. В таких трубах можно пренебречь влиянием шероховатости на коэффициент трения и считать, что он зависит только от числа Рейнольдса (для «идеально гладких труб» он полагается равным нулю, и процессы в таких системах аналогичны таковым в безграничной среде).

Постановка задачи. Рассмотрим стационарную ДВ, распространяющуюся по двухфазной среде в гладкой трубе диаметром L . Для теоретического исследования привлекаются аппарат и методы механики многофазных сред. Взвесь частиц в газе моделируется как многоскоростная и многотемпературная сплошная среда, состоящая из совокупности взаимопроникающих континуумов. Основные уравнения формулируются на основе физических законов сохранения массы, импульса и энергии. Предполагается, что распределение частиц по размерам аппроксимируется распределением по N фракциям, в каждой из которых содержатся частицы одинакового диаметра d_0 . При допущении о малости объемной концентрации k -фазы основные уравнения, описывающие течение за фронтом одномерной плоской стационарной ДВ в системе координат лидирующего фронта, примут вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[\rho(D-u) + \sum_{i=1}^N \sigma_i w_i \right] &= 0, \\ \frac{d}{dx} \left[p + \rho(D-u)^2 + \sum_{i=1}^N \sigma_i w_i^2 \right] &= 4\tau/L, \quad p/\rho = RT/\mu, \\ \frac{d}{dx} \left[\rho(D-u) \left(I_g + \frac{(D-u)^2}{2} \right) + \sum_{i=1}^N \sigma_i w_i \left(I_{ei} + \frac{w_i^2}{2} \right) \right] &= 4(\tau D - q)/L, \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь p , ρ , I_g , T , μ — давление, плотность, полная энтальпия (с учетом химической составляющей), температура, молекулярная масса вещества газовой фазы; σ_i , w_i , I_{ei} — средняя плотность, скорость относительно фронта ДВ, полная энтальпия частиц i -й фракции; τ — сила, действующая со стороны газа на единицу поверхности канала в направлении движения газа; q — плотность теплового потока через стенки трубы; L — гидравлический диаметр трубы (четверное отношение площади поперечного сечения к периметру); D — стационарная скорость детонации; R — газовая постоянная; x — пространственная координата, отсчитываемая от лидирующего фронта ДВ.

Массовое, тепловое и силовое взаимодействия фаз в расчетах газок капельной детонации, а также характер тепловыделения в зоне химических превращений описываются аналогично модели, изложенной в [14, 16]. Предполагается, что капли между собой и стенками трубы не взаимодействуют, несжимаемы, деформируются обтекающим потоком газа. По достижении критической стадии деформации капли разваливаются на конечное число осколков. Химические реакции протекают только в газе по истечении задержки воспламенения t_x , отсчитываемой в частице газа с момента прохождения ее через лидирующий фронт ДВ. В момент истечения задержки воспламенения испаренное к этому времени вещество k -фазы реагирует мгновенно («фронт пламени»). Течение реакций в зоне химических превращений полагается равновесным и поэтому определяется интенсивностью межфазного массообмена. Поскольку время релаксации температуры в капле на несколько порядков больше характерного времени ее испарения, то прогрев капли в модели не учитывался.

Для учета трения и теплоотвода в стенку канала воспользуемся моделью [19]. Для τ и q справедливы выражения

$$\tau = \lambda/8 \cdot \rho u^2, \quad (2)$$

$$q = \begin{cases} \frac{\lambda}{8} \rho u \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \frac{R(T - T_0)}{\mu}, & t_1 < t_x, \\ \frac{\lambda}{8} \rho u \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} R \left(\frac{T}{\mu} - \frac{T_0}{\mu_{\max}} \right) + E_d \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\max}} \right) \right], & t_1 > t_x, \end{cases}$$

где γ — показатель адиабаты; E_d — средняя энергия диссоциации продуктов реакции; μ_{\max} — молекулярная масса газа в рекомбинированном состоянии; t_1 — время пребывания частицы газа в зоне реакции ДВ. Индекс 0 относится к состоянию перед ДВ. Температура стенок трубы полагается постоянной и равной начальной T_0 .

Коэффициент гидравлического сопротивления λ для гладких труб, согласно [19], определяется формулами

$$\lambda \begin{cases} 64/Re, & Re < 1200, \\ 0,316/Re^{0,25}, & 1200 < Re < 10^5, \\ 0,00332 + 0,221/Re^{0,237}, & Re > 10^5, \end{cases} \quad (3)$$

($Re = Lu/\nu$ — число Рейнольдса; ν — коэффициент кинематической вязкости газа).

Скорость детонации определялась методом пристрелки по D с целью выполнения в точке Чепмена — Жуге (при $M = 1$) условия ограниченности градиентов параметров в зоне реакции. Особая точка (седло) обходилась по сепаратрисе аналогично [15—17]. Наклон сепаратрисы и координата звуковой точки определялись либо интерполяцией по четырем точкам одновременно из до- и сверхзвуковой зон при замороженных параметрах k -фазы, либо с помощью собственного вектора матрицы Якоби системы (1). Оба метода обеспечивали выполнение условия обращения в нуль суммарной интенсивности источников и стоков тепла (с учетом расходного, импульсного, теплового взаимодействия фаз и влияния стенок) при $M \approx 0,999$. Следует сказать, что содержащееся в некоторых работах утверждение, что для определения состояния в точке Чепмена — Жуге и параметров детонации достаточно достижения значения $M = 0,95$, в целом ошибочно. Для систем со сложным протеканием химических реакций (в частности, гетерогенных) возможна непостоянность изменения числа Маха в зоне реакции [15]. Это приводит к существенному увеличению длины зоны и реализации различных качественных структур стационарной ДВ. Недостаточная точность прохождения звукового состояния может дать неверную структуру волны и соответственно возникают ошибки в трактовке результатов. Кроме того, система (1) в окрестности точки Чепмена — Жуге приобретает свойства, характерные для жестких систем. Поэтому расчет траекторий здесь нужно проводить либо с очень мелким шагом, либо использовать неустойчивые методы.

Построение достоверного решения невозможно без анализа расположения траекторий системы уравнений, разрешенной относительно производных. В некоторых работах анализ особенностей проводится качественными методами, пригодными лишь для автономных динамических систем на плоскости. Системы типа (1)—(3) неавтономны, положение и характер особых точек здесь — функции координаты x . Поэтому точность такого анализа проблематична. Поведение траекторий можно устанавливать, например, методом изоклин. Так, особые точки, соответствующие полному выгоранию горючего в безграничной среде, для пересжатой и недосжатой ДВ являются узлами. При детонации в трубе такого рода особенность отсутствует. Для идеальной детонации Чепмена — Жуге особая точка имеет тип седло-узла. Для меньшего по D детонационного

режима в случае неединственности [15] кроме точки Жуге в сверхзвуковой зоне существует еще одна особенность типа фокус. Поэтому для устойчивости такого решения в безграничной среде необходима достаточно интенсивная волна разрежения в сверхзвуковой зоне.

Траектории системы (1)–(3) расположены в фазовом пространстве $(p, D-u, x)$. Учитывая, что в данном случае приращению Δx всегда соответствуют отличные от нуля $\Delta p, \Delta u$, построим фазовый портрет в проекции на плоскость $p, D-u$. Исследование методом изоклин показывает, что точка Чепмена — Жуге находится при пересечении линий $M=1$ и двух изоклин, где градиенты давления и скорости газа обращаются в нуль (везде кроме точки Жуге — состояние J на рис. 1). Вдоль одной изоклины давление на траектории имеет экстремум: максимум с левой стороны от линии $M=1$, минимум с правой (может быть и наоборот). Вдоль другой изоклины касательная к траектории имеет вертикальный наклон. Поскольку правые части кусочно-непрерывны (они могут иметь, например, разрыв первого рода на поверхности дробления капель) и в окрестности J — аналитические (что характерно для процессов межфазного взаимодействия), то изоклины делят окрестность точки Жуге на четыре области, в каждой из которых траектории имеют расходящийся характер при приближении изображающей точки к звуковому состоянию. Направление движения изображающей точки вдоль траектории на рис. 1 при возрастании x показано стрелкой (тип изменения давления и скорости соответствует детонации в криогенных смесях H_2-O_2). На линии $M=1$ направление меняется, и непрерывный переход через нее возможен лишь в точке J (вдоль $M=1$, исключая состояние Жуге, производные по x газодинамических параметров обращаются в бесконечность). Видно, что лишь одна траектория в каждой из указанных областей (сепаратриса) проходит через точку Жуге. Следовательно, особая точка J при неидеальной детонации, как правило, является седлом.

Соотношения (1)–(3), описывающие детонацию с потерями на трение и теплоотвод в стенки трубы, пригодны для анализа стабилизированного течения, тогда как в действительности за фронтом ДВ формируется пограничный слой, толщина которого становится равной радиусу трубы на расстояниях, существенно превышающих длины зон реакции большинства исследуемых смесей. Однако, как показано в [7], одномерное приближение дает качественно правильные результаты, касающиеся определения скорости волны D , ее зависимости от L и λ .

Для газок капельных систем не представляется обособленным вводить эмпирические распределения гидродинамических параметров по сечению трубы для определения потерь, поскольку массовое, силовое и тепловое взаимодействия фаз искажают течение в пограничном слое. Введение неоднородности по газодинамическим параметрам требует учета неоднородности по параметрам k -фазы, к настоящему времени эта задача не решена.

Результаты расчетов. Проведен численный эксперимент для газок капельных смесей $\chi_{10}C_7H_{16} + 11O_2$ (горючее — капли, окислитель — газ, $T_0 = 298$ К) и $\chi_{20}O_2 + 2H_2$ (горючее — газ, окислитель — капли, $T_0 = 80$ К) при $p_0 = 1$ атм. Здесь $\chi_{i,0}$, $i = \overline{1, 2}$, — стехиометрический коэффициент для гетерогенной смеси перед ДВ. Значения характерных констант брались аналогично [15–17].

На рис. 2 представлена зависимость скорости детонации от диаметра капель d_0 в моносферных распылах капель гептана в кислороде при $L = 4$ см. Как видно из системы уравнений (1), уровень потерь определяется отношением коэффициента гидравлического сопротивления к диаметру трубы: $\psi = \lambda/L$. Рассчитанные зависимости справедливы и для других значений L при пропорциональном варьировании λ . На рис. 2 приведены также экспериментальные значения D для углеводородно-кислородных распылов [6] для тех же значений d_0 . Видно, что числен-

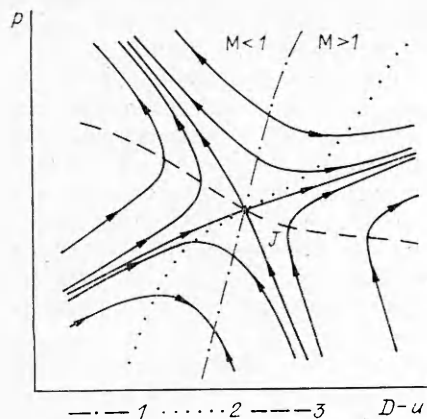


Рис. 1. Расположение траекторий в фазовой плоскости $p, D-u$ вблизи точки Чепмена — Жуге при неидеальной детонации.

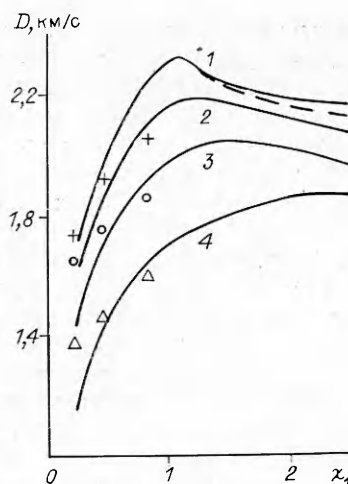


Рис. 2. Влияние потерь импульса и энергии в стенке трубы на величину скорости детонации в смеси $\chi_{10}C_7H_{16} + 11O_2$. d_0 , мкм: 2 — 290, 3 — 940, 4 — 2600. 1 — детонация в безграничной среде.

ные зависимости качественно соответствуют экспериментальным и по значениям D , и по динамике ее изменения при варьировании состава. Это говорит о достоверности полученных результатов и о допустимости использования модели (1) — (3) для описания потерь в трубе.

Из расчета следует, что зависимость $D(d_0)$ имеет существенные различия при изменении χ_{10} . Если $\chi_{10} < 1,25$, то в безграничной среде реализуется идеальная детонация, и тогда D не зависит от d_0 . Если же рассматривать детонацию в трубе, то D значительно уменьшается при увеличении d_0 (см. рис. 2). Это связано с ростом длины зоны реакции и соответственно с повышением уровня потерь в трубе. Последние оказывают двойное воздействие: они понижают значение параметров в зоне реакции, а также приводят к недогоранию смеси до точки Чепмена — Жуге, которое может быть значительным. В таблице приведены значения χ_1 для газовой смеси в точке Жуге при изменении χ_{10} . Видно, что величина недогорания смеси здесь сильно зависит от диаметра капели. При $d_0 = 290$ мкм и меньше неполная газификация капели в зоне за счет влияния стенок трубы становится незначительной.

Если $\chi_{10} > 1,25$, то в безграничной среде реализуется неидеальная детонация вследствие максимума равновесного тепловыделения внутри зоны реакции, скорость волны при этом становится выше идеальной (см. рис. 2, штриховая линия, недосжатая детонация, подробнее см. [17]). Длина зоны реакции таких смесей оказывается менее протяженной, чем для смесей, бедных к-фазой, при одинаковом значении d_0 . Поэтому влияние потерь на параметры детонации становится незначительным.

Влияние стенок трубы сказывается и на величине максимума скорости волны и соответствующем ему значении χ_{10}^* . Если для детонации в безграничной среде максимальная скорость 2310 м/с отвечает $\chi_{10}^* = 1,125$, то при $d_0 = 2600$ мкм в трубе с $L = 4$ см $D_{max} = 1860$ м/с для $\chi_{10}^* = 2,32$. Влияние потерь здесь также проявляется через растущую неполноту газификации к-фазы в точке Чепмена — Жуге.

d_0 , мкм	χ_1 при χ_{10}						
	0,25	0,5	0,75	1	1,5	2	2,5
900	0,184	0,377	0,574	0,738	1,011	1,335	1,332
2600	0,12	0,209	0,335	0,453	0,676	0,875	1,017

Из всего изложенного выше следует, что потери имеют решающее влияние на параметры и структуру ДВ в углеводородно-кислородных смесях, бедных к-фазой (для капель гептана — при $\chi_{10} < 1,25$), для богатых смесей их влияние менее заметно. Существенно иная картина характерна для детонации в трубе криогенных смесей $\chi_{20}\text{O}_2 + 2\text{H}_2$: если $\chi_{20} > 3/8$, то параметры детонации и скорость волны отличаются менее чем на 1 % от рассчитанных для безграничной среды вплоть до диаметров трубы, сравнимых по величине с размерами капель кислорода. Лишь при $\chi_{20} < 3/8$, когда резко увеличивается длина зоны индукции, уровень потерь становится определяющим и параметры волны начинают отличаться от идеальных. Уменьшение параметров в зоне реакции вследствие потерь приводит к росту тепловыделения за счет сдвига химического равновесия, и потери в трубе при $\chi_{20} > 3/8$ компенсируются. В углеводородно-кислородных распылах компенсация мала.

Рассмотрим влияние стенок трубы на профили параметров в зоне реакции. При фиксированном D изменение величин непосредственно за фронтом ДВ слабо зависит от потерь в стенку. На длительность периода индукции определяющее влияние оказывает рост давления, плотности и температуры газа вследствие обмена импульсом между фазами в зоне реакции. Лишь при небольших концентрациях к-фазы в смесях $\chi_{20}\text{O}_2 + 2\text{H}_2$ ($\chi_{20} < 2/9$) и когда скорость ДВ в распылах $\chi_{10}\text{C}_7\text{H}_{16} + 11\text{O}_2$ $D \leq 1250$ м/с влияние стенок становится решающим и в зоне индукции (в этих диапазонах значительно более протяженной). В первом случае это соответствует полному испарению капель до воспламенения, во втором — скорости фаз выравниваются при $t_1 < t_x$. Отсюда становится ясным воздействие потерь на возможность реализации различных качественных структур ДВ в распылах, описанных в [15—17].

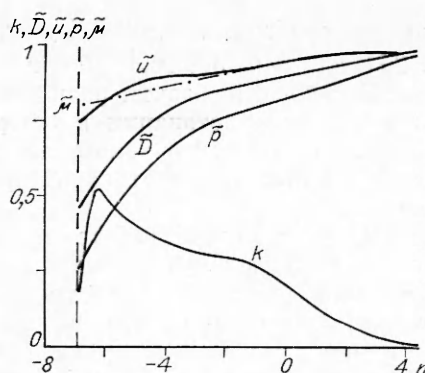
Неединственность стационарного режима осуществляется реже. Меньший по скорости стационарный режим, соответствующий неидеальной детонации в безграничной среде и неустойчивый за счет существования источника постоянных возмущений в сверхзвуковой зоне, при введении потерь обладает областью устойчивости. Величина D_1 при этом меняется незначительно. Для большего по скорости режима в безграничной среде, соответствующего практически полному испарению к-фазы в зоне реакции, величина D_2 значительно уменьшается. Как только она становится при определенном уровне потерь достаточно малой ($D_2 < D_1$), неединственность исчезает. Это особенно характерно для двухфракционных распылов с резко различающимися по d_0 фракциями. Тогда длины зон реакции в обоих случаях могут отличаться на порядок. Так, для двухфракционного распыла смеси $\text{C}_7\text{H}_{16} + 11\text{O}_2$ (начальная доля крупной фракции $\beta_0 = 0,5$, $d_{10} = 2$ мм, $d_{20} = 200$ мкм) в безграничной среде реализуются два стационарных режима с $D_1 = 1987$ и $D_2 = 2310$ м/с. В гладкой трубе диаметром 4 см решение единственное и устойчивое, $D = 1928$ м/с. Практически вся крупная фракция испаряется в сверхзвуковой зоне, а выделяющаяся при этом энергия компенсируется потерями за счет стенок трубы.

Отметим, что неоднозначность скорости ДВ, обнаруженная в [15], отличается от [7]. В последнем случае второй низкоскоростной режим всегда неустойчив относительно перехода в первый (см. [7]). Решение [15], отвечающее меньшей скорости детонации, будет в этом смысле устойчивым, если в сверхзвуковой зоне расположена достаточно интенсивная волна разрежения. В [12] указано на неоднозначность скорости ДВ в трубах вследствие изменения механизма воспламенения при уменьшении числа Маха волны (определяющим становится воспламенение у стенок за счет трения о шероховатости), т. е. для разных моделей движения среды здесь получены разные скорости. В [15] неединственность решения определена в рамках одной модели.

Двухфронтная детонация имеет место и в трубе. Напомним, что необходимый фактор реализации двухфронтной структуры с двумя точ-

Рис. 3. Зависимость параметров детонации от уровня потерь для смеси $C_7H_{16} + 11O_2$ ($d_0 = 900$ мкм).

1 — $M = 1$; 2 — градиент давления; 3 — скорость газа.



ками Чепмена — Жуге в безграничной среде — наличие максимума равновесного тепловыделения внутри зоны реакции [16]. В трубе максимум также имеет место, но смещается в более богатые испарившимся конденсированным компонентом смеси, поскольку температура газа в зоне начинает падать по мере увеличения потерь. Возможность двухфронтной детонации в трубе определяется соотношением между импульсным воздействием неиспаренной к-фазы на газ и суммарным тепловыделением (в отличие от ситуации [17], включающей в себя потери). Недогорание за счет влияния стенок препятствует возникновению такой структуры в смесях, как в безграничной среде. В смеси $5/4 C_7H_{16} + 11O_2$ для двухфракционного распыла с $d_{10} = 1$ мм и $d_{20} = 100$ мкм отмечена двухфронтная детонация при $D = 2274$ м/с и $\beta_0 = 0,2454$. В трубе диаметром 4 см в указанном распыле структура с двумя ДВ, следующими друг за другом с постоянной скоростью, возникает при $D = 2010$ м/с и $\beta_0 = 0,59$.

Все детонационные волны в трубах являются недосжатыми по отношению к адиабате, соответствующей полной газификации капель в зоне реакции. Варьирование диаметра капель в целом эквивалентно изменению уровня потерь, поскольку длина зоны испарения жидких частиц пропорциональна d_0 при фиксированном значении D .

На рис. 3 представлены рассчитанные значения параметров в точке Чепмена — Жуге при варьировании уровня потерь. Здесь $\tilde{D} = D/D_n$, $\tilde{u} = \frac{D-u}{\Gamma_n - u_n}$, $\tilde{p} = p/p_n$, $\tilde{\mu} = \mu_n/\mu$. Параметры с индексом соответствуют детонации в безграничной среде: $D_n = 2310$ м/с, $p_n = 38,16$ атм, $u_n = 985$ м/с, $\mu_n = 25,6$ кг/кмоль, $n = \log_2(\psi_0/\psi)$, $\psi_0 = \lambda/L$ при $L = 4$ см, параметр $k = \sum_{i=1}^N \delta_i w_i / \delta_0 D$ соответствует недогоранию в точке Жуге. Если $n > n_1 = -6,3$, то k увеличивается по мере падения n и скорости D . При $n < n_1$ зона индукции резко увеличивается и начинает влиять на параметры детонации, которая приобретает характер псевдогазовой: k резко убывает до нуля с ростом t_r . Критическому значению n_* соответствуют $D_* = 1124$ м/с, $n_* = -6,8$. Если $n < n_*$, то вся к-фаза испаряется в зоне индукции, и уровень потерь резко увеличивается. Хотя система (1) — (3) допускает такие стационарные решения, температура воспламенения смесей достигается при больших длинах зоны индукции. Поэтому даже не очень интенсивные волны разрежения, возникающие при инициировании детонации, могут привести к затуханию волны. Стационарное распространение ДВ в этом случае становится проблематичным.

Уровень потерь, соответствующий $n = n_*$, можно трактовать как предел высокоскоростных стационарных детонационных режимов в трубах. Здесь структура волны должна значительно измениться. Детонация может приобретать характер спиновой или галолирующей. Кроме того, открытым остается вопрос о существовании низкоскоростных ДВ с дальнейшим ростом уровня потерь. «Критические» структуры ДВ, аналогичные возникающим при $n \leq n_*$, появляются также при некоторых малых концентрациях χ^* одного из реагирующих компонентов. При $L = 4$ см и $d_0 = 900$ мкм расчетным путем найдено значение $\chi_{10}^* = 0,13$,

которое слабо зависит от L (для $L = 2$ см $\chi_{10}^* = 0,143$). В смесях $\chi_{20}\text{O}_2 + 2\text{H}_2$ для $d_0 \in [30, 1000]$ мкм и $L \in [0,5; 8]$ см $\chi_{20}^* \simeq 0,2$.

Как показал расчет, решение (1)–(3) равномерно сводится к решению задачи о детонации в безграничной среде при $\psi \rightarrow 0$. Это можно видеть по поведению кривых на рис. 3. Уже для $n \geq 4$ решение практически не отличается от параметров идеальной детонации смеси $\text{C}_7\text{H}_{16} + 11\text{O}_2$.

Итак, в данной работе по замкнутой модели исследовано влияние потерь на параметры детонации в гладкой трубе. Показано, что скорость ДВ, соответствующая пределу высокоскоростной детонации двухфазных смесей, существенно меньше предельной для газовых смесей того же атомарного состава. Обнаружено, что влияние потерь значительно уменьшает параметры двухфазной детонации смеси $\chi_{10}\text{C}_7\text{H}_{16} + 11\text{O}_2$ при $\chi_{10} < 1,25$ и $\chi_{20}\text{O}_2 + 2\text{H}_2$ при $\chi_{20} < 0,375$. В других диапазонах влияние потерь менее существенно за счет компенсирующего роста теплового эффекта химических реакций с падением температуры, а также сокращения длины зоны реакции при переобогащении смеси к-фазой (увеличивается площадь испаряемой поверхности капель и один и тот же состав газовой фазы достигается на более коротких расстояниях от фронта ДВ). Потери уменьшают возможность неоднозначности скорости ДВ, сдвигают границы области существования двухфронтной детонации. Любая ДВ в трубе является педосжатой по отношению к точке касания на идеальной адиабате, соответствующей полному испарению капель. Численно определены пределы высокоскоростной стационарной детонации в трубах. Показана сходимости решений при стремлении уровня потерь к нулю.

В заключение автор выражает благодарность В. В. Митрофанову и Ю. А. Николаеву за ряд ценных замечаний, а также инициативу в проведении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щелкин К. И. ЖЭТФ, 1940, 10, 7, 823.
2. Попов О. Е., Когарко С. М., Фотеенков В. А. Докл. АН СССР, 1974, 219, 3, 592.
3. Dabora E. K., Ragland K. W., Nicholls J. A. // 12th Symp. (Intern.) on Combustion.—Pittsburg, 1969.
4. Пинаев А. В. ФГВ, 1978, 14, 1, 81.
5. Nicholls J. A., Van-Or R., Gabrijel Z. et al. AIAA J., 1980, 18, 5, 605.
6. Гельфанд Б. Е. // Детонация.—Черноголовка, 1977.
7. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С. Теория детонации.—М.: Гостехиздат, 1955.
8. Рыбанин С. С. ФГВ, 1969, 5, 3, 395.
9. Николаев Ю. А. ФГВ, 1979, 15, 3, 142.
10. Митрофанов В. В. ФГВ, 1983, 19, 4, 169.
11. Зельдович Я. Б., Гельфанд Б. Е., Борисов А. А. и др. Хим. физика, 1985, 4, 2, 279.
12. Фролов С. М., Поленов А. П., Гельфанд Б. Е. и др. Хим. физика, 1986, 5, 7, 978.
13. Зельдович Я. Б., Гельфанд Б. Е., Каждан Я. М. и др. ФГВ, 1987, 23, 3.
14. Николаев Ю. А., Фомин П. А. ФГВ, 1984, 20, 4, 97.
15. Воронин Д. В. ФГВ, 1984, 20, 4, 105.
16. Воронин Д. В. // Динамика многофазных сред.—Новосибирск, 1984.—Вып. 68.
17. Воронин Д. В., Митрофанов В. В. ФГВ, 1985, 21, 5, 77.
18. Афанасьева Е. А., Левин В. А. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 2, 126.
19. Гинзбург И. П. Прикладная гидрогазодинамика.—Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.

Поступила в редакцию 17/XI 1986,
после доработки — 8/VII 1988