

УДК 544.452+544.454

РЕЗОНАНС КОЛЕБАНИЙ В ПРОДУКТАХ РЕАКЦИИ И В ИСХОДНОЙ СМЕСИ КАК ПРИЧИНА ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

А. А. Васильев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gasdet@hydro.nsc.ru
Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Качественная трансформация низкоскоростного ламинарного пламени в турбулентное (за счет естественной или искусственной неустойчивости) и формирование уходящих вперед волн сжатия изучены достаточно подробно. Дискуссионным является вопрос о природе возникновения очага реакции в области между головной волной сжатия и следующим за ней на удалении фронтом пламени, а также вопрос о динамике взаимодействия этого очага с основными структурными элементами. Именно тип этого очага (медленное или взрывное сгорание) определяет его последующее взаимодействие с фронтом волны сжатия — безударное или ударно-волновое расширение, способное в итоге сформировать детонационную волну. В данной работе в качестве способа перевода очага реакции во взрывной тип обсуждается его усиление за счет возникающего при распространении пламени резонанса продольных акустических колебаний горячих продуктов реакции и исходной горючей смеси. Именно резонанс с его многократным увеличением амплитуд газодинамических параметров способен эффективно осуществить переход горения в детонацию. Обсуждены различные стадии перехода, сделаны соответствующие оценки, согласующиеся с экспериментами.

Ключевые слова: переход горения в детонацию, дозвуковые и сверхзвуковые течения, реагирующие среды, резонанс колебаний.

DOI 10.15372/FGV20220307

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей современной задачей науки о горении и взрыве является переход горения в детонацию (ПГД) — совокупность нестационарных и квазистационарных режимов в горючих системах, включающая в себя возбуждение медленных химических реакций, возникновение пламени, развитие его неустойчивости, ускорение фронта пламени вплоть до околосвуковых скоростей, переход на сверхзвуковой режим с образованием головной ударной волны (УВ), возникновение нового очага химической реакции в зоне сжатой и нагретой ударной волной смеси, динамика последующего развития этого очага, характер взаимодействия очага с головной УВ, включая ее усиление и последующее ускорение УВ до детонационной скорости.

Без четкого представления о динамике ПГД и знания на каждом этапе его определяющих параметров с учетом пространственно-временных параметров горючей смеси невозможно достоверное моделирование этого про-

цесса. Это особенно важно и актуально с точки зрения безопасности при чрезвычайных ситуациях, когда для оценки последствий аварийного возгорания или взрыва необходимо четко представлять возможные сценарии возникновения и развития очага горения в условиях реального объекта, чтобы максимально обезопасить людей и оборудование от воздействия горячих продуктов. В данной статье предпринята попытка привлечь внимание к проблеме учета резонансных явлений при моделировании ПГД.

ЗАПУСК ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ

Хорошо известно, что смешение газообразного топлива и окислителя и образование горючей смеси не сразу приводят к началу химической реакции между ними и смесь долгое время может храниться в таком состоянии [1–4]. Такая метастабильность смеси связывается с существованием потенциального барьера (энергии активации E_a), преодолев который частицы способны дать старт хи-

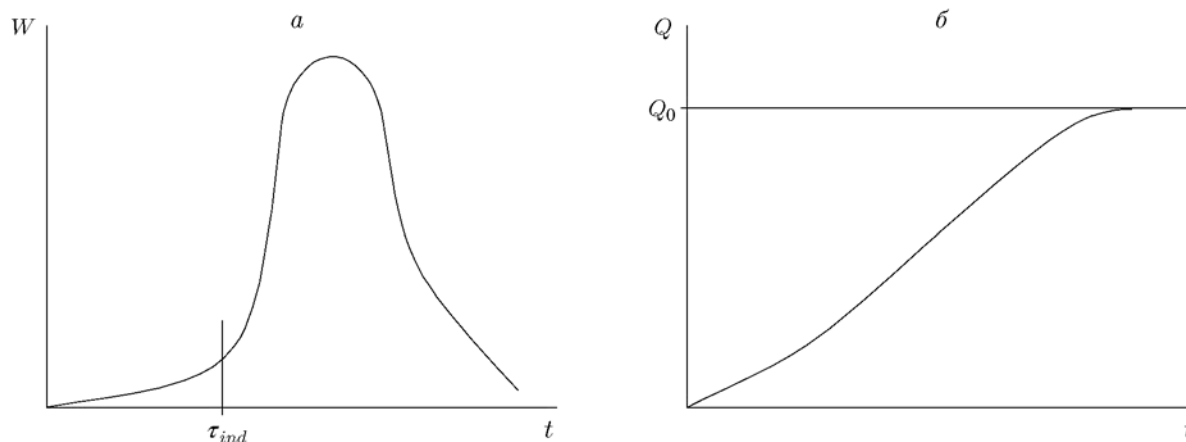


Рис. 1. Зависимости скорости химической реакции W (а) и энергосвечения Q (б) от времени

мической реакции. В рамках модели идеального газа химическая реакция между топливом и окислителем осуществляется при соударениях частиц и начинается при условии, что этот потенциальный барьер преодолевает «необходимое» количество активных частиц. Максвелловские функции распределения частиц по скоростям задаются формулами $f(v) = (m/2\pi kT)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT)$ и $F(v) = 4\pi v^2(m/2\pi kT)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT)$, где m — масса частиц, k — постоянная Больцмана. При этом условие нормировки по абсолютным значениям скорости выглядит следующим образом:

$\int_0^\infty F(v)dv = 1$ [5, 6]. Верхний бес-

конечный предел интеграла является математической абстракцией, реальные скорости частиц не имеют таких значений. Подобная абстракция позволяет, тем не менее, оценить количество частиц с данной скоростью по формуле $dN = 4\pi N v^2 (m/2\pi kT)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT)$, а также оценить количество частиц, энергия которых превышает энергию активации, $mv^2/2 > E_a$.

В соответствии с максвелловскими функциями активные частицы есть всегда. А для объяснения метастабильности смеси при обычных условиях приходится предполагать, что при малом количестве активных частиц реакция при соударениях не развивается, а затухает (или идет чрезвычайно медленно). Для того чтобы реакция не затухала, нужно увеличивать количество активных частиц до некоторой минимально необходимой величины $N = N^*$, заранее неизвестной. Это можно сделать

с помощью внешнего инициатора. Тогда энергия E_{ign} , вводимая в смесь от данного инициатора, может быть оценена как $E_{ign} = N^* E_a$. При $E \geq E_{ign}$ в зоне активных частиц должно обеспечиваться возбуждение химической реакции, которая затем будет способна распространиться на весь объем горючей смеси не только в медленном, но и в ускоряющемся дозвуковом режиме.

Химическая кинетика определяет скорость реакции W как функцию, пропорциональную произведению концентраций реагирующих веществ $W(T, c) = \frac{dc}{dt} = k(T)F(c) > 0$, $F(c) = c_A^{n_A} c_B^{n_B} \dots c_G^{n_G} \dots$ [5]. Для температурной зависимости константы скорости реакции $k(T)$ известно эмпирическое правило Вант-Гоффа: при повышении температуры на каждые 10 градусов константа $k(T)$ возрастает примерно в 2–4 раза — $\delta = k_{T+10}/k_T = 2 \div 4$ или $W(T_2)/W(T_1) = \delta^{(T_2-T_1)/10}$. Это эмпирическое правило, позволяющее в первом приближении оценить влияние температуры на скорость химической реакции, экспериментально проверено в небольшом температурном интервале (обычно $0 \div 100$ °C). Позднее Аррениус для $k(T)$ использовал знаменитый предел $\lim_{n \rightarrow \infty} (1 + 1/n)^n = e$: $k(T) = k_0 \exp(-E_a/RT)$ (экспоненциальную функцию $e = \exp$ дифференцирование и интегрирование не меняют!). Термин «константа» для $k(T)$ оказался неудачным, поскольку и $k_0 = \varphi(T)$!

Качественный ход скорости реакции от времени представлен на рис. 1, а: медленное увеличение на начальном этапе (в течение периода индукции τ_{ind}) с постепенным на-

растанием и выходом на максимальную скорость, затем постепенное уменьшение скорости, обусловленное израсходованием реагирующих компонентов. Такому профилю скорости реакции соответствует энергосвечение смеси (рис. 1,б) как интеграл от скорости реакции, умноженный на удельное энергосвечение смеси.

ИНИЦИАТОРЫ ДЛЯ ПРЕОДОЛЕНИЯ АКТИВАЦИОННОГО БАРЬЕРА

Барьер надо преодолевать с помощью внешнего источника. Традиционно используемым источником для возбуждения в реагирующей смеси волн горения является тепловой воспламенитель (горячее тело, нагреваемая проволока, открытый огонь и т. д.). В технических устройствах для зажигания горючей смеси наиболее часто применяется электрическая искра.

Экспериментами по выявлению температурной зависимости $W(T)$ было установлено, что процесс воспламенения смеси характеризуется двумя температурами: вспышки — смесь вспыхивает при поднесении источника огня, но перестает гореть при удалении огня из смеси; воспламенения — вспыхивает при поднесении огня и продолжает гореть при его удалении из смеси. Как правило, температура вспышки отличается значительным разбросом и широко не используется [7]. Температура воспламенения T_{ign} является важным граничным параметром: при $T < T_{ign}$ смесь способна сгореть лишь вблизи воспламенителя и горение затухнет при удалении от него, а превышение $T > T_{ign}$ должно обеспечить распространение волны горения на весь объем смеси.

Начальная стадия воспламенения смеси определяется внешним инициатором, а энергосвечение смеси на этом этапе ничтожно мало. По мере удаления фронта горения роль инициатора уменьшается и энергия на поддержание волны горения должна поступать уже от самой смеси за счет теплового эффекта химической реакции Q . Отметим, что и температура воспламенения T_{ign} тоже характеризуется заметным разбросом, обусловленным слабой повторяемостью инициирующих импульсов в разных экспериментах и спонтанной динамикой энергосвечения смеси. Температуры вспышки и воспламенения обычно используются при описании медленно протекающих химических реакций.

При адиабатическом или ударно-волновом сжатии смесь способна вспыхнуть без внешнего источника при температуре самовоспламенения $T_{self-ign}$. При горении реакции протекают достаточно быстро, потому более четко определяемая температура самовоспламенения используется чаще всего на практике для описания процесса возбуждения распространяющихся пламен. Эффект возбуждения горения в горючей смеси обычно носит «пороговый» характер (да-нет) для любого инициатора. Инициирование можно сравнить с передачей эстафеты подвода энергии от внешнего источника к выделению энергии горючей смесью.

Инициаторами детонации являются мощные электрическая или лазерная искры (пробой), взрывающаяся проволока, высокоскоростной поток горячих и активных частиц, заряд взрывчатого вещества и т. д. Все инициаторы имеют индивидуальные пространственно-временные характеристики ввода энергии в смесь и подразделяются на идеальные и неидеальные [8] в зависимости от соотношения пространственных и временных параметров инициатора и горючей смеси. При возбуждении детонации внешний инициатор должен создать УВ, за которой первоначально покоящаяся смесь трансформируется в газовый поток, при этом условия воспламенения движущейся смеси заметно усложняются. Определяющей становится температура самовоспламенения $T_{self-ign}$ и задержка воспламенения движущейся смеси. Инициатор должен обеспечить поддержание этой температуры в течение времени, достаточного для развития химической реакции настолько, чтобы уже за счет энергосвечения смеси Q поддерживать дальнейшее распространение детонационной волны. Возбуждение детонации, распространяющейся в самоподдерживающемся режиме на весь объем горючей смеси, также носит «пороговый» характер (да-нет) для любого инициатора.

ТИПИЧНЫЕ ПЛАМЕНА И СКОРОСТИ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Современная классификация наблюдаемых процессов в горючей смеси представляется следующим образом.

1. Горение:

- ламинарное — скорость распространения десятки см/с;

- турбулентное — скорость до нескольких десятков м/с;

- ускоряющиеся пламена (увеличение амплитуды неустойчивых гармоник дополнительно с переносом пламени потоком) — до околозвуковых скоростей.

2. Переходные режимы нестационарного распространения с формированием УВ и возможным переходом горения в детонацию — сверхзвуковые скорости.

3. Детонация — скорость км/с (например, $D_0 = 2.840$ км/с в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$).

В идеализированных моделях распространения пламени с плоским фронтом основной характеристикой считается скорость нормального пламени S_u [1, 3, 4]. В неподвижной среде она выводится с помощью законов Фурье и Фика о пропорциональности плотности потоков тепла и вещества (в единицу времени через единичную площадку) градиентам соответствующих параметров $q_T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_n}$ и $q_C = -\hat{D} \frac{\partial C}{\partial x_n}$, здесь λ — теплопроводность, Дж/(м·с·К); $\hat{D}$ — коэффициент диффузии, м²/с; T — температура; C — концентрация; индекс n отвечает нормали к данному элементу фронта пламени [6]. В движущейся со скоростью v смеси уравнения переноса трансформируются к виду $q_T = -\lambda \text{grad}T + \rho c_p TV$ и $j_C = -\hat{D} \text{grad}C + CV$, где ρ — плотность, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, V — объем. Если в неподвижной среде дополнительно идут химические реакции, то эти уравнения при наличии градиентов температуры T и концентрации C выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \text{div}(\hat{D} \text{grad}C) + q',$$

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \text{grad}T) + q''.$$

Здесь q' — скорость реакции, моль/с; q'' — плотность мощности энерговыделения смеси, Дж/(м³·с).

Минимальная скорость распространения, определяемая теплопроводностью и диффузией, характерна для ламинарного пламени [см/с]. В молекулярной физике для среднего квадрата смещения частицы при диффузии получена формула $\langle \Delta x^2 \rangle = 2\hat{D}t$, хотя среднее смещение частицы считается нулевым, $\langle \Delta x \rangle = 0$. В то же время хорошо известно броуновское движение частиц, когда частица со време-

нем «уходит» от исходной точки. Тогда величина среднего смещения частицы может быть определена через ее средний квадрат смещения: $|\langle x \rangle| = \sqrt{\langle \Delta x^2 \rangle} \approx \sqrt{2\hat{D}\tau} \cong \langle S_{diff} \rangle \tau$. Последнее равенство вытекает из классического определения, согласно которому за единичный интервал времени [1 с] частица смещается на расстояние, численно равное ее средней скорости. Это позволяет оценить скорость диффузии $S_{diff} = \sqrt{2\hat{D}/[1 \text{ с}]}$ (при размерности $\hat{D}$ см²/с размерность S_{diff} будет см/с). Например, для молекул кислорода при нормальных условиях $\hat{D} \approx 0.2$ см²/с, что дает $S_{diff} \approx 0.6$ см/с [9]. Скорость диффузии очень мала по сравнению с любой скоростью, введенной в молекулярной физике: $v \equiv v_{\max} = \sqrt{2kT/m} = \sqrt{2RT/\mu}$, $\langle v \rangle = \sqrt{8kT/\pi m} = \sqrt{8RT/\pi \mu}$, $\langle v^2 \rangle = \sqrt{3kT/m} = \sqrt{3RT/\mu}$, $c = \sqrt{\gamma RT/\mu}$, где μ — масса моля, c — скорость звука.

В статье Л. Д. Ландау [10] была теоретически предсказана абсолютная неустойчивость плоского фронта пламени, поскольку малые возмущения параметров (даже в линейном приближении) усиливались и приводили к нарушению плоскостности фронта пламени, в первую очередь — из-за определяющего влияния температуры на скорость химических реакций. Пламена с неустойчивой структурой фронта называются турбулентными (по аналогии с гидродинамическими течениями сплошной среды). Реально ламинарное горение реализуется в редких случаях, чаще всего горение идет в турбулентном режиме. Основная причина — конвективные потоки горячих продуктов реакции, направления которых редко совпадают с направлением распространения пламени. Немалую роль в трансформации ламинарного пламени в турбулентное играет то, что в турбулентном потоке его характеристики теплопередачи и диффузии активных частиц оказываются заметно большими по сравнению со случаем ламинарного пламени. Это также способствует развитию неустойчивости и турбулизации реакционной зоны.

Если источниковые члены q' и q'' выбрать пропорциональными аррениусовской зависимости скорости реакции $W(T, c)$, то при числе Льюиса $Le = \hat{D}/\zeta = \hat{D}\rho c_p/\lambda \approx 1$ (ζ — температуропроводность, м²/с) и определенных граничных и начальных условиях уравнения для распространения тепла и диффузии можно сде-

лать идентичными. Способ решения этих уравнений и используемые предположения достаточно подробно описаны во многих учебниках (например, [3, 4]).

Еще В. А. Михельсон [1], используя уравнение теплопроводности для плоской симметрии $\frac{\partial T}{\partial t} = \zeta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$, получил для стационарного пламени распределение температуры перед фронтом горения: $T = T_0 + A \exp(-S_u x / \zeta)$, тогда характерным масштабом зоны прогрева (изменение в e раз) является величина $\delta = \zeta / S_u$. Например, для стехиометрической смеси CH_4 —воздух $S_u = 40$ см/с, $\zeta \approx 0.22$ см²/с, тогда $\delta \approx 6 \cdot 10^{-3}$ см. Для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ с максимальной скоростью $S_u = 1000$ см/с имеем $\delta \approx 4 \cdot 10^{-4}$ см. Соответствующее время пребывания частиц в зоне прогрева в метановой смеси $t_\delta = \delta / S_u \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$ с, а в водородной — $t_\delta \approx 4 \cdot 10^{-7}$ с.

Теория размерности позволяет получить на основе уравнения теплопроводности $\frac{\partial T}{\partial t} = \zeta \Delta T$ функциональную связь характерного пространственного масштаба зоны реакции δ с температуропроводностью среды ζ и характерным временем сгорания смеси τ_r , $1/\tau_r \approx \zeta/\delta^2$, из которых нормальная скорость пламени оценивается как $u_n \approx \delta/\tau_r \approx \sqrt{\zeta/\tau_r} \ll c_0$. Скорость распространения ламинарного пламени $S_{lam} = \sqrt{\zeta/\tau_r}$ является собственным значением, где $\tau_r = [A \exp(-E/RT)]^{-1}$ — характерное время реакции. Зависимость скорости ламинарного пламени от давления и температуры выражается приближенной формулой $S_{lam} \approx p^{n/2-1} \exp(-E/RT_f)$ [7].

В классической термодинамике и молекулярной физике (например, [6]) в рамках модели идеального газа между температуропроводностью $\zeta = \lambda/\rho c_p$, кинематической вязкостью $\nu = \mu/\rho$ и коэффициентами диффузии $\hat{D}$ установлены следующие соотношения: $\zeta = \hat{D} = \nu = \text{const} \cdot \langle u \rangle$, здесь $\langle u \rangle$ — скорость теплового движения молекул. Особо подчеркнем, что нормальная скорость пламени всегда много меньше скорости звука исходной смеси: $u_n \ll c_0$, потому из равенства $\zeta = \hat{D} = \nu$ следует, что ни турбулентность, ни диффузия, ни теплопроводность не могут обеспечить разгон волны ламинарного горения до звуковых значений, тем более — перевести в область чрезвычайно важных при ПГД сверхзвуковых скоростей!

Дополнительным подтверждением сделанного вывода могут служить следующие оценки. Исследования распространения пламени в трубах (горизонтальных и вертикальных, с закрытыми торцами или с открытыми, в том числе с одним) показали, что ламинарная скорость горения (индекс L) относительно неподвижной смеси (индекс u — unburned) может быть оценена из условия, что отношение объемной скорости потока vS [м³/с] к площади фронта пламени S_{flame} [м²] является постоянной величиной $S_L \equiv S_u = v \cdot S/S_{flame}$, здесь S — площадь сечения трубы, v — скорость потока [2, 7]. Относительно сгоревшего (индекс b) газа скорость пламени $S_b = S_L \cdot \rho_u/\rho_b > S_L$. Иногда скорость турбулентного пламени аппроксимируется выражением $S_{turb} = S_L \cdot \sqrt{\text{Re}} = S_L \cdot \sqrt{vd/\nu}$, здесь ν — кинематическая вязкость, м²/с, d — характерный масштаб течения, м.

Для большинства углеводородов численные значения максимальных скоростей пламени S_u для газовых смесей составляют $40 \div 60$ см/с, несколько большие значения зафиксированы у этилена (80 см/с) и ацетилена (160 см/с). Рекордсменом является водород, у которого скорости пламени почти на порядок более высокие по сравнению с углеводородами — $3 \div 10$ м/с. Значению скорости $S_u \approx 10$ м/с для стехиометрической водородно-кислородной смеси соответствует число Маха $M_n = S_u/c_0 \approx 10/540 \approx 1.8 \cdot 10^{-2}$. Для большинства углеводородных смесей число Маха на порядок меньше: $M_n = S_u/c_0 \approx 0.5/300 \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$. При столь низком числе Маха наклон прямой Михельсона — Рэлея (аналог законов сохранения массы и импульса смеси при переходе через фронт пламени) практически незаметен и конечное состояние продуктов сгорания мало отличается от состояния, полученного при сгорании в режиме $p = \text{const}$. Это позволяет привлечь для анализа хорошо разработанную и самосогласованную систему термодинамических данных теории детонации.

Оценим, насколько должна увеличиться площадь фронта турбулентного пламени по сравнению с площадью плоского пламени, чтобы достичь некоторых характерных скоростей, например, для смесей типичного углеводорода с кислородом $\text{C}_x\text{H}_y\text{—O}_2$. Используя закон площадей для ламинарно-турбулентных пламен $S_t = S_n \cdot \Omega_t/\Omega_n$, получаем, что для разгона от ламинарной скорости $S_n = 0.4$ м/с до де-

флаграционной $S_{df} = 60$ м/с требуется увеличить поверхность фронта в $\Omega_t/\Omega_n = 60/0.4 = 150$ раз. Для разгона до скорости звука $c_0 = 320$ м/с требуются уже заметно бóльшие значения $\Omega_t/\Omega_n = 320/0.4 = 800$ раз, а для разгона до детонационной скорости $D_0 = 2400$ м/с — $\Omega_t/\Omega_n = 2400/0.4 = 6000$ раз! Сведений о получении подобных величин за счет автотурбулизации фронта пламени в трубах постоянного сечения в научной литературе найти не удалось, хотя положительный эффект в ускорении пламени за счет искусственной турбулизации потока хорошо известен (например, знаменитая спираль Шелкина).

Подобное увеличение площади фронта можно достичь в расширяющемся цилиндрическом или сферическом пламени, но об экспериментальном достижении хотя бы звуковых скоростей распространения за счет автотурбулизации фронта достоверных сведений найти не удалось. Автотурбулизация фронта за счет развития неустойчивости способствует увеличению скорости и переходу к режиму турбулентного горения со скоростями на уровне десятков метров в секунду. При этом фронт ускоряющегося (но низкоскоростного!) пламени генерирует уходящие вперед волны сжатия. Каждая последующая волна, догоняя предыдущую, увеличивает крутизну головной волны (см. рис. 2). Начиная с какого-то момента головная часть волны приобретает неоднозначную форму, где верхушка волны обгоняет ее подошву (так называемое «опрокидывание» волны, см. штриховую линию на правом кадре рис. 2). Математики для упрощения расчетов заменяют такую «опрокидывающуюся» волну на поверхность разрыва (линия 2).

На рис. 3 представлена идеализированная схема одномерного течения при ускоренном движении поршня (линия 02), когда $C+$ характеристики, исходящие от поршня, будут представлять веер сходящихся прямых. В некоторых статьях эта точка пересечения характеристик даже интерпретируется как точка воз-

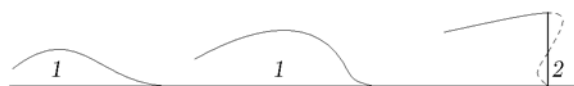


Рис. 2. Качественная схема обострения головной волны сжатия и возникновения на фронте волны неоднозначной складки (штриховая линия). Замена складки разрывом 2

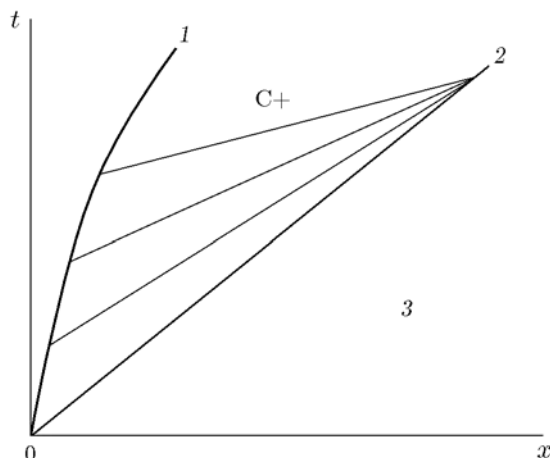


Рис. 3. Математическая идеализация возникновения неоднозначности 2 как пересечение $C+$ характеристик, исходящих от ускоренно вдвигаемого поршня (его траектория 01) в область 3 горючей смеси



Рис. 4. Фотография водной волны и ее «обрушение» (никакого намека на сверхзвуковое распространение)

никновения ударной волны(?). На обязательное для УВ свойство ее сверхзвукового распространения относительно покоящегося газа внимание не обращается. Ярким примером «опрокидывающейся» волны является водная волна, выкатывающаяся на берег (рис. 4): четко видно опрокидывание волны, но никакого сверхзвука при этом еще никто не фиксировал (даже при шторме)!

КАКОЙ ПАРАМЕТР СМЕСИ ОПРЕДЕЛЯЕТ ПГД?

Как отмечалось выше, ни турбулентность, ни диффузия, ни теплопроводность не могут обеспечить разгон волны ламинарного горения до звуковых значений, тем более — перевести на сверхзвук. Обратим внимание на дру-

гие параметры. Так, в рамках идеализированной теории предполагается, что режимы горения и детонации описываются адиабатой Гюгонио с условием $Q = \text{const}$ («замороженная» адиабата). Это означает, что при этом конечный состав продуктов реакции и температура при горении и детонации будут одинаковы. Учитывая, что скорости горения и детонации различаются на несколько порядков, следует сделать вывод о том, что удельное энерговыделение Q и температура продуктов не могут служить определяющими параметрами для ПГД. Ситуацию не спасают отказ от условия $Q = \text{const}$ и замена условием химического равновесия продуктов, при котором $Q = Q(p, T) \neq \text{const}$ («равновесная» адиабата, менее крутая, чем «замороженная»).

Генерация пламенем уходящих вперед акустических волн сжатия не приводит к созданию потока частиц в направлении распространения фронта пламени вдоль трубы. Эту роль не могут обеспечить классические теплопроводность и диффузия. Старт движению частиц может обеспечить относительно мощный внешний инициатор (простейший пример — автомобильная свеча зажигания), способный при своем срабатывании не только воспламенить смесь, но и привести образовавшиеся продукты сгорания в движение в прилегающей к инициатору области (радиально расходящееся при точечном инициировании или направленное вдоль трубы при инициировании у закрытого торца трубы). Эти движущиеся продукты сгорания, расширяясь как «поршень», создают затем убегающую от инициатора ударную волну. Если параметры за такой волной способны воспламенить новые порции горючей смеси, то процесс будет распространяться дальше.

Если же внешний инициатор маломощен (например, нить накаливания), то привести смесь в движение может термодиффузионная конвекция. Суть эффекта термодиффузионной конвекции в том, что горячие продукты сгорания в поле тяжести будут стремиться переместиться вверх, а на их место будут перемещаться молекулы исходной холодной смеси, т. е. в системе наряду с хаотическим движением молекул смеси возникнет направленное движение (в том числе — вихревое). Именно движение и его основная характеристика — массовая скорость потока выдвигаются на роль основных параметров ПГД. Дополнительным аргументом является известный факт, что наибо-

лее быстро возбуждаемыми являются поступательные степени свободы частиц.

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ПОТОКАХ

Следует особо подчеркнуть, что при воспламенении смеси возникающие потоки будут заведомо дозвуковыми, потому в соответствии с законами газодинамики [11] выделяющаяся при сгорании смеси химическая энергия будет разгонять дозвуковой поток в трубе постоянного сечения, усиливая тем самым «поршневое» воздействие на свежую смесь. Одновременно с увеличением массовой скорости дозвукового потока будет расти и температура за счет тепла реакции, а вместе с ней — и скорость звука. Массовая скорость и скорость звука будут сближаться, поток превратится в трансзвуковой. Однако, опять же в соответствии с законами газодинамики, в трубе постоянного диаметра трансзвуковой поток невозможно перевести в сверхзвуковой режим либо (а) без изменения сечения трубы (например, с помощью сопла Лаваля), либо (б) (при неизменном сечении трубы) за счет смены подвода энергии на ее отвод (смена знака энергообмена). Последнее особенно важно для ПГД, где энергия сгорания смеси является эффективной на стадии разгона низкоскоростного потока до трансзвукового, но практически неэффективна на последующих стадиях, поскольку, продолжая выделяться, энергия не может перевести дозвуковой поток на сверхзвук.

Дополнительной иллюстрацией сказанного является график соотношения массовой скорости потока u (сплошные линии) и скорости звука c (пунктирные) в зависимости от числа Маха M ударной волны на рис. 5 (стехиометрические смеси водорода с кислородом и воздухом, при $M = 1$ — $u = 0$, $c = c_0$). Видно, что трансзвуковой режим за UB $u \approx c$ (вертикальная штриховая линия) достигается при небольшом числе Маха — $M \approx 2$. При $M > 2$ поток за UB становится сверхзвуковым, тогда продолжающаяся выделяться энергия при сгорании смеси будет тормозить этот сверхзвуковой поток. А следовательно, нет оснований осуществлять переходу горения в детонацию — от $M \approx 2$ до детонационного $M \approx 5$. Необходимо также заметить (см. рис. 5), что в трансзвуковой области дозвуковая ламинарная или турбулентная скорость фронта горения относительно неподвижных частиц (классическая) складывается со скоростью потока, которая составляет

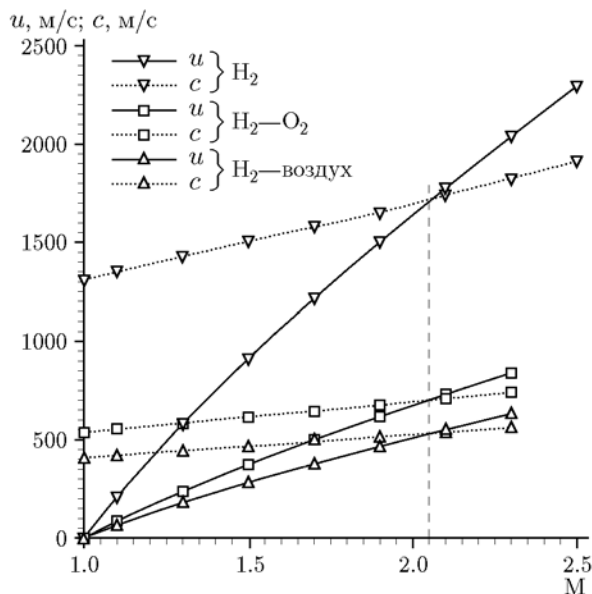


Рис. 5. Зависимости массовой и звуковой скоростей за фронтом ударной волны, распространяющейся в чистом водороде, в стехиометрических водородно-кислородной и водородно-воздушной смесях: при $M = 2.05$ поток за УВ из дозвукового режима переходит в сверхзвуковой

Смесь (стех.)	c_1 , м/с	c_3 , м/с	c_1/c_3
H_2-O_2	537	1342	0.4
H_2 —воздух	409	943	0.43
CH_4-O_2	355	1110	0.32
CH_4 —воздух	354	860	0.41
$C_2H_4-O_2$	328	1091	0.3
C_2H_4 —воздух	347	867	0.4
$C_2H_2-O_2$	330	1103	0.3
C_2H_2 —воздух	347	883	0.39

несколько сот метров в секунду. Такая суммарная скорость относительно неподвижной трубы имеет физический смысл видимой скорости фронта пламени, а не классической. Видимая скорость как нефизическая величина может даже превысить скорость звука в исходной смеси. И второе: число Маха по видимой скорости фронта пламени, регистрируемое экспериментально при ПГД, близко к вышеприведенному значению $M \approx 2$.

Вышесказанного недостаточно, чтобы ответить на вопрос, как дозвуковыми процессами теплопроводности и диффузии, а так-

же акустическими возмущениями от «поршня» сформировать мощную ударную волну и разогнать поток до сверхзвука. Экспериментаторы используют различные искусственные ускорители ПГД (спираль Шелкина, сетки, диски с отверстиями, стержневые конструкции, профилирование канала). Теоретики бьются над «улучшением» очередной модели турбулентности.

ОБ АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ И ЕЕ ПРОДУКТОВ. РЕЗОНАНС

Автору хочется обратить внимание на еще один важный аспект — роль акустических колебаний продуктов горения. Важность этого хорошо известна специалистам на примере выявления природы спиновой детонации в трубе круглого сечения, где вращательная скорость поперечной волны в точности совпала со скоростью главной моды аксиальных акустических колебаний продуктов детонации [7].

Рассмотрим простейшую схему распространения пламени вдоль трубы длиной L_0 , постоянного сечения (диаметр d), с открытыми торцами (чтобы исключить отражения). Пусть пламя переносится от одного конца трубы к другому в потоке смеси (скорость u), распространяясь относительно движущихся частиц смеси с некоторой турбулентной скоростью S_t : 1 — исходная смесь, 2 — фронт пламени, 3 — продукты сгорания. В исходной смеси длина волны радиальных колебаний λ_{1n} определяется диаметром трубы $\lambda_{1n} = 2d/n$, а частота $\nu_{1n} = c_{10}/\lambda_{1n} = nc_{10}/2d$. В продуктах горения $\lambda_{3n} = \lambda_{1n}$ и $\nu_{3n} = c_{30}/\lambda_{3n}$, тогда $\nu_{3n}/\nu_{1n} = c_{30}/c_{10}$. Из аксиальных колебаний наиболее важной является мода с $\lambda_\varphi = \pi d$, для которой $\nu_{3\varphi}/\nu_{1\varphi} = c_{30}/c_{10}$. Учитывая малую вероятность целочисленного отношения скоростей звука в продуктах горения и в исходной смеси (данные для некоторых смесей приведены в таблице), можно сделать вывод о невозможности резонанса в рассматриваемых областях ни для радиальных колебаний, ни для аксиальных.

В это же время в системе исходная смесь — продукты реакции с подвижной границей раздела (на фронте горения) существуют продольные колебания газа. Обозначим протяженность областей сгоревшей и исходной смеси как $x_3(t) = (u + S_t)t = wt = n\lambda_{3x}/2$ и $x_1(t) = L_0 - x_3(t) = n\lambda_{1x}/2$ соответственно.

Тогда соответствующие частоты будут равны $\nu_{3x}(t) = c_3/\lambda_{3x} = nc_3/2wt$ и $\nu_{1x}(t) = c_1/\lambda_{1x} = nc_1/2(L_0 - wt)$, т. е. частота продольных колебаний в продуктах горения будет уменьшаться со временем $\left(\frac{\partial \nu_{3x}}{\partial t} < 0\right)$, а в исходной смеси будет увеличиваться $\left(\frac{\partial \nu_{1x}}{\partial t} > 0\right)$. При совпадении частот — $\nu_{3x}(t^*) = \nu_{1x}(t^*)$ — наступит резонанс всей системы. Это произойдет в момент времени, определяемый из соотношения $2c_1wt^* = c_3 \cdot 2(L_0 - wt^*)$, откуда $t^* = [c_3/(c_3 + c_1)][L_0/w] < L_0/w$, т. е. раньше, чем фронт пламени пробежит по всей длине трубы. Из последней формулы следует, что чем больше видимая скорость фронта пламени $w = u + S_t$, тем быстрее наступит резонанс. А увеличенная видимая скорость фронта пламени может быть обусловлена либо повышенными скоростями нормального пламени S_u (как у водорода), либо естественными или искусственными турбулентными пульсациями потока и турбулентной скоростью S_t , либо повышенными массовыми скоростями потока u . В последнем случае скорость потока определяется инициатором: чем мощнее инициатор, тем он создаст более сильный поток смеси. Особо отметим, что ПГД относится к промежуточному режиму иницирования смеси между ее воспламенением «слабым» источником и «прямым» возбуждением детонации в непосредственной близости от инициатора [8]. Разница в критических энергиях воспламенения смеси и иницирования детонации составляет несколько порядков [8]. Подчеркнем, что приведенные закономерности, касающиеся момента ПГД, подтверждаются экспериментально. Координата, в которой наступит резонанс, определяется соотношением $x_3^* = c_3/(c_3 + c_1)L_0 < L_0$, т. е. линейно зависит от длины трубы. Поскольку $c_3 > c_1$, то резонанс наступит во второй половине трубы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итогом совпадения акустических частот колебаний в исходной смеси и в продуктах сгорания смеси является резонанс с резким нарастанием амплитуды колебаний во всей трубе. Этот резонанс и может привести к переходу обычного горения во взрывное (мгновенное сгорание в постоянном объеме) со значительным увеличением давления в зоне взрыва. В

свою очередь, резкий подъем давления будет способствовать образованию мощной ударной волны, выход которой на фронт головной волны сжатия приведет к существенному увеличению параметров на фронте, заметному увеличению числа Маха ударной волны и ее переходу на сверхзвуковой режим распространения.

Такова картина перехода горения в детонацию, где базовым является резонанс продольных акустических колебаний исходной смеси и продуктов горения, разделенных движущимся фронтом горения в потоке горючей смеси. Простейшие оценки резонансного механизма перехода согласуются с известными экспериментальными закономерностями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михельсон В. А. О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей // Учен. зап. Императорского Моск. ун-та. Отдел физ.-мат. — Вып. 10. — М.: Университет. типография, 1893.
2. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
3. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Теория теплового распространения пламени // Теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1981.
4. Варнатц Ю., Маас У., Дибл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. — М.: Физматлит, 2003.
5. Бажин Н. М., Иванченко В. А., Пармон В. Н. Термодинамика для химиков. — М.: Химия, «КолосС», 2004.
6. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. II: Термодинамика и молекулярная физика. — М.: Наука, 1975.
7. Физика взрыва: в 2 т. / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Физматлит, 2002.
8. Васильев А. А. Ячеистые структуры многофронтной ДВ и иницирование (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 9–30.
9. Таблицы физических величин: справочник / под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
10. Ландау Л. Д. К теории медленного горения // ЖЭТФ. — 1944. — Т. 14, № 6. — С. 240–244.
11. Станюкович К. П. Неустойчивости движения сплошной среды. — М.: Наука, Физматлит, 1971.

Поступила в редакцию 10.12.2021.

Принята к публикации 12.01.2022.