

Для реактора вытеснения наибольший интерес представляют режимы с полным превращением вещества на выходе из реактора. Изображение процесса на фазовой плоскости  $T - \eta$  (см. рис. 3) позволяет видеть, что полнота превращения в стационарном режиме может быть обеспечена только при скорости подачи вещества, большей или равной скорости самораспространения фронта реакции  $u_0(T_r)$ . Предпочтителен последний вариант ( $u = u_0$ ), поскольку здесь градиент температуры на выходе обращается в нуль и для осуществления этого стационарного режима не требуется тепловой поток из окружающей среды, что необходимо при  $u > u_0$ . Однако такой режим не всегда устойчив. В зависимости от  $\alpha$  интегральная кривая уравнения (5), соответствующая  $u_0$  (кривая  $ODS$  на рис. 3), может пересекать прямую теплообмена (8) ( $T_1 = T_r$ ) либо в одной ( $\alpha = \alpha_1$ ), либо в двух ( $\alpha = \alpha_2$ ) точках. Как и в случае жесткого задания температуры ( $T(0) = T_1$ ,  $\alpha = \infty$ ), при наличии двух стационарных решений устойчивым является низкотемпературный режим (точка  $D$  на рис. 3). Для устойчивости режима полного сгорания вещества в реакторе необходимо обеспечить сверхкритическую интенсивность теплообмена покидающего реактор вещества с элементами конструкции выхода. Критическое значение  $\alpha$  определяется касанием интегральной кривой и прямой теплоотвода в точке  $S$

$$(c/Q) [1 + (\alpha_*/c\rho u_0)] = (d\eta/dT)_S.$$

- Наклон интегральной кривой в точке  $S$  можно вычислить из уравнения (5). Для реакции первого порядка ( $\varphi(\eta) = 1 - \eta$ ) получим

$$(d\eta/dT)_S = (c/Q) (1 + 2z), \quad z = (Q/c) (\partial \ln u_0 / \partial T_r),$$

при этом

$$\alpha_* = 2z c \rho u_0.$$

Стационарный режим горения в реакторе при  $\alpha > \alpha_*$  необходимо исследовать на устойчивость к малым возмущениям. Соответствующий расчет, выполненный в приближении бесконечно тонкой зоны реакции, показывает, что при  $z > 7$  в области параметров  $z$ ,  $Bi = \alpha/c\rho u_0$ , ограниченной линиями  $z = 1,5(1 + \sqrt{1 + 8Bi/9})$  и  $z = Bi/2$ , стационарный режим горения в реакторе колебательно неустойчив. Наиболее вероятный результат такой неустойчивости — регулярные пульсации зоны реакции вблизи выхода из реактора. Особенность таких колебаний по сравнению с известными автоколебаниями для бегущей волны [3] заключается в равенстве средней скорости распространения зоны реакции относительно свежей смеси стационарной скорости горения. Вместе с тем массовая скорость автоколебательного сгорания вещества в реакторе должна быть меньше, чем скорость подачи реагента, за счет того, что в период депрессии реакции реактор будет покидать не полностью прореагировавшее вещество.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1939, 9, 12, 1530.
2. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
3. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.

Поступила в редакцию 20/II 1986

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ШЕРОХОВОЙ ТРУБЕ С УЧЕТОМ ТОРМОЖЕНИЯ И ТЕПЛООТДАЧИ

Я. Б. Зельдович, Б. Е. Гельфанд, Я. М. Каждан, С. М. Фролов  
(Москва)

Разрушительное действие взрыва на протяжении почти двух столетий продолжает оставаться предметом разноплановых научных исследований. При изучении взрывов в каменноугольных шахтах М. Бертло и П. Виейлле открыли предельное по своей разрушительной способности

явление детонации. Чепмен и Жуге на основе законов сохранения с одним дополнительным условием нашли скорость, давление и другие параметры детонационной волны, которые оказались в хорошем согласии с лабораторными опытными данными. Свое завершение теория идеальной детонации получила в [1]. Однако уже на ранней стадии исследований не придавалось серьезного значения различию условий наблюдения детонации в идеализированных лабораторных установках и в натуральных объектах.

При постановке теоретических и некоторых экспериментальных работ из внимания ускользал тот факт, что в реальных условиях каналов с идеально гладкими стенками нет. Как правило, взрывной процесс развивается в канале с шероховатыми поверхностями или в запыленной среде. При этом частично меняются условия поджигания смеси за фронтом волны. Если температура ударно-сжатого волной газа недостаточна для его быстрого объемного самовоспламенения, то существует возможность локального воспламенения смеси при торможении на периферийных или объемных структурных неоднородностях. Однозначное свидетельство важной роли пристеночных неоднородностей получено в опытах К. И. Щёлкина [2].

Наличие неоднородностей приводит к сильной турбулизации течения за фронтом детонационной волны (ДВ). В этих условиях после локального воспламенения смеси в зоне реакции развивается турбулентное горение, скорость которого слабо зависит от колебаний температуры газа. Высокий уровень температуры смеси в отраженных волнах и присоединенных скачках уплотнения, а также турбулентный характер течения обуславливают устойчивость взрывного процесса в широком диапазоне чисел Маха ударных волн. При этом становятся возможными квазистационарные взрывные процессы, распространяющиеся со сверхзвуковыми скоростями, отличными от скорости идеальной детонации.

В литературе чаще всего анализируются лишь два решения задачи о скорости горения: медленная дефлаграция или детонация. Ограничение анализа только двумя режимами связано с рассмотрением движения реагирующей смеси без учета теплопотерь и потерь на трение. Учет потерь меняет картину и приводит к появлению решений, соответствующих промежуточным по скорости взрывным процессам.

Торможение продуктов горения и теплоотвод из зоны реакции ДВ могут приводить к изменению скорости взрывного превращения, трансформации профилей важнейших газодинамических параметров, расширению пределов и т. д. Многие вопросы, связанные с особенностями распространения детонационно-подобных взрывных процессов в системах с потерями, не систематизированы. Такое положение затрудняет дальнейшее продвижение по пути решения различных прикладных задач.

Детальный анализ задачи о распространении волны детонации в шероховатой трубе до сих пор не проводился. Одномерная математическая модель структуры ДВ, распространяющейся в шероховатой трубе, предложена в [1], но из-за сложности приведенных уравнений анализ ограничен установлением некоторых важных критических условий. Дано объяснение расширения пределов детонации при переходе от гладкой трубы к шероховатой.

Несмотря на малую роль потерь на теплоотвод в стенку, их значение весьма велико при рассмотрении торможения и изменения знака скорости газового потока за ДВ. При этом принципиальна роль не только конвективного, но и кондуктивного тепловых потоков в стенку трубы. Отметим, что в [1] рассматривается только конвективная теплоотдача. Оказывается, этого фактора недостаточно для требуемого законами сохранения изменения направления движения продуктов детонации. Дело в том, что конвективный поток тепла обращается в нуль вместе со скоростью газа и при отказе от учета кондуктивной теплоотдачи в системе нет причин для изменения знака скорости вещества.

В [3] показано, что при турбулентном горении газовой смеси в зоне

реакции скорость детонации может снизиться почти вдвое по сравнению с термодинамической. Отмечена слабая зависимость низкоскоростного детонационного процесса от механизма турбулентного горения. Большое практическое значение имеет факт прекращения или невозможности детонации при определенном уровне потерь, впервые полученный в [1] для случая объемного самовоспламенения смеси и в [3] — для случая турбулентного горения.

В [4] возобновлено рассмотрение влияния торможения и охлаждения продуктов горения на скорость детонации при турбулентном механизме распространения пламени от элементов шероховатости на стенках трубы. В рамках модели [1] до сих пор не рассматривалась структура детонационной волны с поджиганием смеси от сжатия на переднем фронте, т. е. при объемном механизме горения. Мало исследовалась важная особенность детонации в системах с потерями, указанная в [1] и заключающаяся в том, что для самоподдержания взрывного процесса не требуется полного сгорания смеси в точке Чепмена — Жуге. В связи с этим термодинамические расчеты для систем с потерями уже не дают представления о реальной скорости детонации без учета действительной картины течения в зоне реакции. Для оценки ожидаемого недогорания следовало отказаться от ряда упрощающих предположений в [1, 3] и решать более сложную, хотя и сохраняющую модельный характер задачу.

В экспериментах обнаружены явления неоднозначности режимов детонации в шероховатой трубе [5], существование низкоскоростных и (или) высокоскоростных взрывных процессов в зависимости от сопротивления труб и состава смеси [6], повышение скорости детонации с ростом начального давления [2] и т. д. Все эти явления не нашли пока теоретического толкования.

В связи с тем, что величина потерь на трение определяет снижение скорости детонации, задает степень недогорания смеси в зоне реакции и влияет на критические размеры каналов, в которых еще возможна детонация, необходимо правильно рассчитывать эти потери. В литературе встречается подмена понятий местного сопротивления в начале движения смеси и сопротивления трубы в условиях стабилизированного потока.

Ниже приводятся результаты исследования структуры и параметров детонационных волн, распространяющихся в шероховатых трубах. В отличие от [4] здесь рассмотрены режимы детонации с воспламенением смеси от сжатия в лидирующей ударной волне, т. е. при объемном механизме горения.

#### Постановка задачи

В системе координат, движущейся вместе с волной, уравнения, описывающие структуру зоны реакции стационарной детонационной волны в шероховатой трубе, имеют вид [1]

$$\begin{aligned} (D - w)/v &= D/v_0, \\ d[p + (D - w)^2/v]/dx &= \Pi\sigma/\Phi, \\ d[(D - w)(H + (D - w)^2/2)/v]/dx &= \Pi(-q + \sigma D)/\Phi. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $D$  — скорость волны;  $w$ ,  $v$ ,  $p$  — соответственно скорость, удельный объем и давление продуктов горения;  $\Pi$  и  $\Phi$  — периметр и площадь поперечного сечения трубы, индекс 0 относится к начальному состоянию.

Сила трения, действующая на единицу поверхности трубы,

$$\sigma = c_f w |w|/2v \quad (2)$$

( $c_f = c_f(x)$  — местный коэффициент сопротивления). Вид соотношения (2) обусловлен возможностью обращения знака скорости продуктов горения.

Тепловой поток в стенку рассчитывается по формуле

$$q = \alpha(T_\tau - T_c), \quad (3)$$

где  $\alpha = \alpha(x) - \kappa \text{Nu}/2r$  — местный коэффициент теплоотдачи;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности продуктов горения;  $r$  — радиус трубы;  $\text{Nu}$  — критерий Нуссельта;  $T_\tau$  и  $T_c$  — температура торможения потока и температура стенки.

Энтальпия продуктов детонации

$$H = Q\beta + \gamma p v / (\gamma - 1). \quad (4)$$

Здесь  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $Q$  — тепловой эффект реакции горения, описываемой законом

$$d\beta/dx = -k\beta^n e^{-E/RT} / (D - w). \quad (5)$$

В соотношениях (4) и (5)  $\beta$  характеризует полноту выгорания смеси в сечении  $x$ ;  $k$  — предэкспонент;  $n$  — порядок реакции;  $E$  — энергия активации. В (5) не учитывается тот факт, что часть вещества сгорает в пристеночном слое за отраженными от выступов шероховатости скачками уплотнения.

Решение системы уравнений (1), (4), (5) совместно с дополнительными соотношениями (2), (3) должно удовлетворять граничным условиям на переднем ударном фронте и на большом удалении от волны

$$\begin{aligned} x = 0: \quad v = v', \quad p = p', \quad \beta = 1, \\ x \rightarrow \infty: \quad v \rightarrow v_0, \quad p \rightarrow p_0. \end{aligned} \quad (6)$$

В условиях (6) предполагается, что реакция горения протекает с сохранением числа молей. Величины со штрихом берутся на фронте волны и получаются из соотношений Гюгонио.

Для замыкания задачи необходимо определить коэффициенты  $c_f(x)$  и  $\alpha(x)$ . Пренебрегая в первом приближении влиянием сжимаемости вещества и продольного градиента давления на торможение потока в начале движения и считая, что профиль скорости в пограничном слое имеет степенной вид, из соображений кинематического подобия получим  $c_f \sim (k_s/\delta)^{2m}$ , где  $k_s$  — эквивалентная шероховатость [7];  $\delta$  — толщина потери импульса;  $m$  — показатель степени в законе распределения скоростей. Если учесть, что  $c_f/2 = d\delta/dx$ , то  $c_f \sim (k_s/x)^{2m/(2m+1)}$ . В случае степенного профиля скорости с  $m = 1/8$   $c_f \sim (k_s/x)^{0,2}$ . Коэффициент пропорциональности можно оценить из сравнения с интерполяционной формулой Шлихтинга [7]:  $c_f = (1,39 + 1,62 \lg x/k_s)^{-2,5}$ , справедливой при  $10^2 < x/k_s < 10^6$ . При  $x/k_s = 10^3$

$$c_f \approx 0,03 (k_s/x)^{0,2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что  $c_f \rightarrow \infty$  при  $x \rightarrow 0$ . Здесь мы сталкиваемся с пределом применимости одномерной теории. Для упрощения будем рассматривать средний коэффициент сопротивления в зоне реакции длиной  $l$  (в зоне, где  $D - w \leq c$ ,  $c$  — местная скорость звука)

$$c_f = \bar{c}_f \approx 0,04 (k_s/l)^{0,2}. \quad (8)$$

Коэффициент  $k_s$  формально определяется из формулы [7]

$$\lambda^{-1/2} = 2 \lg r/k_s + 1,74, \quad (9)$$

где  $\lambda$  — коэффициент сопротивления трубы, измеряемый по падению давления изотермического потока на единице длины. При больших числах Рейнольдса, характерных для детонации,  $\lambda$  зависит только от радиуса  $r$  и геометрических размеров шероховатости. Соотношения (8) и (9) позволяют оценить потери на торможение продуктов горения по заданным характеристикам трубы.

В зоне реакции ДВ коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , входящий в (3), определяется из соотношения [8, 9]  $\text{Nu} \approx 0,029 \eta \text{Re}_x^{0,8}$ , справедливого при  $\text{Re}_x > 5 \cdot 10^5$ . Здесь  $\text{Re}_x = xw/v$  ( $v$  — коэффициент кинематической вязкости) — число Рейнольдса течения в шероховатом канале, а множитель  $\eta$  учитывает интенсификацию теплообмена за счет вихревых течений в окрестности элементов шероховатости и увеличение поверхности теплооб-

мена. Во избежание излишних усложнений примем, что  $Nu \sim Re_x$ , и запишем выражение для среднего безразмерного коэффициента теплоотдачи в зоне реакции ДВ

$$c_h = \bar{c}_h \approx 0,008\eta\kappa lv/vc_p r. \quad (10)$$

Здесь  $\bar{c}_h = \bar{\alpha}v/c_p|w|$ ;  $c_p$  — теплоемкость продуктов горения.

Расчет торможения и охлаждения продуктов горения за пределами зоны реакции (в зоне, где  $D - w > c$ ) затруднен. С одной стороны, здесь происходит гидродинамическая стабилизация течения, а с другой — средняя скорость вещества уменьшается, что приводит к ламинаризации течения. В такой ситуации целесообразно пользоваться разумными физическими приближениями, отражающими основные качественные стороны явления. В рассматриваемом случае влияние теплоотдачи и трения на скорость распространения ДВ «локализовано» в зоне реакции. Поэтому использование тех или иных соотношений для расчета торможения и охлаждения продуктов горения в сверхзвуковой зоне течения приведет лишь к изменению протяженности этой зоны. По этой причине коэффициент сопротивления  $c_f$  в рассматриваемой области наиболее удобно считать постоянным и равным среднему коэффициенту  $\bar{c}_f$  в зоне реакции.

При малых скоростях течения критерий Нуссельта стремится к постоянному значению  $Nu_0 \approx 3,66$ . Поскольку полное торможение потока ( $v \rightarrow v_0$ ) может произойти при конечной разности температур продуктов горения и стенки, то для выполнения второго граничного условия ( $p \rightarrow p_0$ ) необходимо учесть упомянутую тенденцию. Наиболее просто допустить, что в сверхзвуковой зоне при  $Re_x < 5 \cdot 10^5$  справедливо  $Nu = Nu_0$ , т. е. пренебречь областями перемежаемости режимов течения и ламинарного движения вещества с повышенным теплообменом.

В описанной постановке задача полностью определена. Граничные условия (6) позволяют рассчитать не только структуру зоны реакции ДВ, но и собственное значение скорости детонации  $D$ . Записанные соотношения не требуют никаких дополнительных условий отбора величины  $D$ , какие вводились Д. Чепменом и Е. Жуге. Впервые на это указано в [1].

Из системы (1) получим уравнения для производной давления в зоне реакции

$$\frac{dp}{dx} = \frac{(\gamma - 1)u^2}{\gamma p v - u^2} \frac{Q}{v} \frac{d\beta}{dx} + \frac{\Pi}{\Phi} \sigma \left[ 1 - \frac{(\gamma - 1)u(D - \gamma u/(\gamma - 1))}{\gamma p v - u^2} \right] - \frac{\Pi}{\Phi} q \frac{(\gamma - 1)u}{\gamma p v - u^2}, \quad (11)$$

где принято  $u = D - w$ . В отсутствие потерь максимальное давление достигается на фронте волны. При учете потерь ситуация может меняться. Соотношение (11) показывает, что при

$$\frac{\Pi}{\Phi} \sigma \left[ 1 - \frac{(\gamma - 1)u(D - \gamma u/(\gamma - 1))}{\gamma p v - u^2} \right] > \frac{\Pi}{\Phi} q \frac{(\gamma - 1)u}{\gamma p v - u^2} - \frac{(\gamma - 1)u^2 Q}{(\gamma p v - u^2)v} \frac{d\beta}{dx} \quad (12)$$

реализуется структура детонации с повышением давления в зоне реакции. При детонации в шероховатой трубе потери на торможение больше теплоотдачи, следовательно, вместо (12) можно приближенно записать

$$8 \frac{\Pi}{\Phi} \frac{c_f}{\gamma^2 - 1} > |d\beta/dx|', \quad (13)$$

где все величины в (12) взяты на фронте волны. Поскольку зона индукции химической реакции за волной при  $d\beta/dx \rightarrow 0$  имеет конечные размеры, то одномерный учет потерь на стенке трубы может приводить к невозможности реализации химического пика в детонационной волне. Однако на рассматриваемых расстояниях потери на торможение нельзя распространять на все сечение. По этой причине условие (13) является достаточно приближенным.

Введем безразмерные функции

$$v = v_0 V, \quad p = D^2 P/v_0.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \sigma &= D^2 S / v_0, \quad q = D^2 W / v_0, \\ S &= c_f (1 - V) |1 - V| / 2V; \\ W &= \gamma c_h D |1 - V| \left[ PV + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} (1 - V)^2 \right] / (\gamma - 1) V. \end{aligned}$$

Пренебрежем давлением и температурой исходной смеси  $(p_0, T_0)$  и перепишем систему (1), взяв в качестве независимой переменной величину  $\beta$ :

$$\begin{aligned} dV/d\beta &= (F_1 - F_2) (1 - \gamma P/V)^{-1}, \\ dP/d\beta &= (F_2 - \gamma P F_1/V) (1 - \gamma P/V)^{-1}, \\ dx/d\beta &= -DV \exp(E/D^2 VP) / k\beta^n. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь

$$\begin{aligned} F_1 &= -2SDV \exp(E/D^2 VP) / rk\beta^n; \\ F_2 &= -2(\gamma - 1)DV[S(1 - V)/V - W/DV] \times \\ &\quad \times \exp(E/D^2 PV) / rk\beta^n - (\gamma - 1)Q/D^2 V. \end{aligned}$$

Начальное состояние смеси:

$$V = (\gamma - 1)(\gamma + 1)^{-1}, \quad P = 2(\gamma + 1)^{-1}, \quad \beta = 1. \quad (15)$$

Конечному состоянию продуктов горения после полного торможения и охлаждения соответствуют условия

$$V = 1, \quad P = 0. \quad (16)$$

При некотором значении химической переменной  $\beta = \beta_*$  скорость детонации относительно продуктов горения равна местной скорости звука, т. е.

$$1 - \gamma P/V = 0. \quad (17)$$

При этом одновременно должно выполняться условие

$$F_1 = F_2, \quad (18)$$

иначе решение нельзя продолжить в область, где  $\beta < \beta_*$ . Из соотношений (17), (18) следует, что недогорание в зоне реакции

$$\begin{aligned} \beta_* &= -D^3 \exp(\gamma E/D^2 V_*) \{c_f (1 - V_*)^2 (\gamma - 1 - \gamma V_*) - c_h (1 - V_*) \times \\ &\quad \times [V_*^2 + (\gamma - 1)(1 - V_*)^2/2]\} / (\gamma - 1) k Q r. \end{aligned} \quad (19)$$

Индекс \* относится к величинам в сечении, где выполнены условия (17) и (18). Особая точка  $(\beta_*, V_*, P_*)$  — типа обобщенного седла. Значение  $D$  определяется методом проб, т. е. путем интегрирования (14) при разных величинах  $D$  до тех пор, пока не выполняются условия (17), (18). Для контроля правильности определения  $D$  проводится интегрирование уравнений (14) из особой точки в направлении фронта ударной волны. На фронте должны достигаться значения (15). Выход из особой точки, во избежание потери точности, осуществляется после перехода к новым переменным

$$\beta_1 = \beta - \beta_*, \quad V_1 = V - V_*, \quad P_1 = P - P_*.$$

При  $\beta < \beta_*$   $P(\beta)$  — монотонная функция  $\beta$ , поэтому при  $\beta \rightarrow 0$  в качестве независимой переменной при интегрировании (14) выбирается  $P$ .

Расчет структуры зоны реакции ДВ проводится численным интегрированием дифференциальных уравнений (14) с краевыми условиями (15) и (16). Для этих целей использован метод Рунге — Кутты 4-го порядка аппроксимации.

#### Обсуждение результатов

Расчеты распространения в шероховатой трубе стационарной ДВ с объемным воспламенением смеси проводились при следующих значениях определяющих параметров:  $c_f = 0 \div 0,8$ ,  $c_h = 0 \div 0,05$ ,  $r = 2,5 \cdot 10^{-3} \div 1,5 \cdot 10^{-1}$  м,  $n = 0, 1, 2$ ,  $E = 25 \div 40$  ккал/моль,  $Q = 13 \div 15$  ккал/моль,

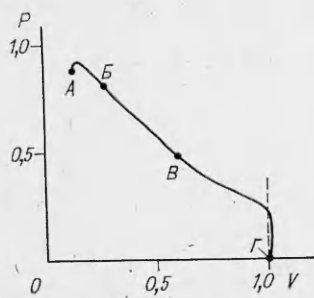


Рис. 1.  $P-V$ -диаграмма превращения вещества в детонационной волне.

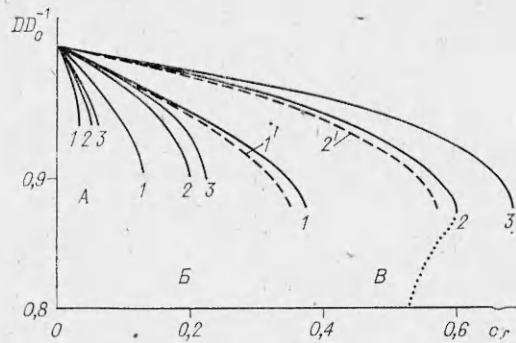


Рис. 2. Зависимость скорости детонации в шероховатой трубе от потерь на трение.  $c_h = 0$ ;  $E$ , ккал/моль: А — 30, Б — 27,5, В — 25; 1 —  $n=2$ ; 2 —  $n=1$ ; 3 —  $n=0$ ; 1' —  $n=2$ ,  $c_h = 0,02$ ,  $r = 0,01$  м; 2' —  $n=1$ ,  $c_h = 0,02$ ,  $r = 0,01$  м.

$k = 10^{10} \text{с}^{-1}$ ,  $\gamma = 1,3$ . Дефицит скорости детонации в проведенных расчетах не превышал  $\Delta D = (D_0 - D) = 0,13D_0$ , где  $D_0 = [2(\gamma^2 - 1)Q]^{1/2}$  — скорость идеальной детонации.

На рис. 1 изображена расчетная  $P-V$ -диаграмма для режима детонации с  $c_f = 0,5$ ,  $c_h = 0,02$ ,  $E = 25$  ккал/моль,  $n = 1$  и  $DD_0^{-1} = 0,92$ . В соответствии с (12) в одномерном расчете наблюдается повышение давления за фронтом ударной волны, обусловленное работой сил трения. (Отметим, что при относительно малых потерях на торможение, т. е. при  $c_f \leq 0,2$ , для тех же кинетических параметров смеси химический пик в расчетах реализуется.) На рис. 1 точка А характеризует ударно-сжатое состояние исходной смеси ( $\beta = 1$ ). В точке В прореагировала половина вещества ( $\beta = 0,5$ ); В — точка Чепмена — Жуге, в которой выполнены условия (17) и (18) ( $\beta = \hat{\rho}_* = 6 \cdot 10^{-4}$ ); Г соответствует конечному состоянию полностью заторможенных и охлажденных продуктов горения, достигаемого на расстояниях в десятки диаметров трубы. Из рис. 1 видно, что в процессе расширения происходит изменение знака скорости вещества и наклон кривой АВВГ меняет знак на участке правее штриховой линии. Объяснение этого эффекта впервые дано в [1].

Недожог смеси в точке Чепмена — Жуге во всех рассчитанных вариантах мал и практически не влияет на скорость детонации. Наибольшие значения  $\hat{\rho}_*$  наблюдались в расчетах с  $n = 2$ . Например, при  $c_f = 0,5$  и  $n = 2$  недожог составил немногим более 2%. С ростом  $c_f$  и  $c_h$  недогорание увеличивается. Для смесей с большей энергией активации при  $D = \text{idem}$  величина  $\hat{\rho}_*$  меньше. В отсутствие потерь на трение величину недогорания можно рассчитать по формуле (19), поскольку в этом случае  $V_* = \gamma(\gamma + 1)^{-1}$ .

На рис. 2 показаны зависимости скорости детонации от коэффициента сопротивления. Пунктиром на одной из кривых показана неустойчивая ветвь решения системы (14), существование которой предсказано в [1]. Из рис. 2 видно, что при некотором значении  $c_f$  наблюдается резкий провал кривой  $DD_0^{-1}(c_f)$ . Такое поведение типично для экспериментальных зависимостей скорости детонации от состава смеси, начального давления, диаметра трубы, шероховатости и т. д. и связано с наличием пределов детонации. Вблизи предела ДВ неустойчива, и единственно возможный режим детонации здесь спиновый.

В соответствии с оценками [1, 10] скорость детонации снижается на величину

$$\Delta DD_0^{-1} = \varepsilon RT'/E, \quad (20)$$

где  $T'$  — температура на ударном фронте волны;  $\varepsilon$  — коэффициент. На-

Горючее	$E$ , ккал/моль	$k$	$n$
$H_2$	22	—	1,1
$C_2H_2$	21,7÷24,1	$10^{+10}$	1
$C_3H_{10}$	28,0	—	—
$C_6H_{14}$	31,0	$10^{+11,55}$	1
$C_7H_{16}$	32,2	$10^{+10}$	1,12
$C_8H_{18}$	38,5	$10^{+10,3}$	1
$C_4H_{10}$	39,6÷40,4	$10^{+11,9}$	1
$C_6H_6$	52,4	$10^{+13,6}$	—
$CH_4$	52,3÷60,1	$10^{+14}$	1,35

помним, что при оценке допустимой величины  $\Delta D$  в [10] учитывались только тепловые потери, а потери на трение для простоты не рассматривались;  $\varepsilon = 0,5$ .

Трение приводит к дополнительному разогреву смеси, который может расширить пределы детонации. Аналогично [10], можно показать, что при  $\omega = (\gamma + 1)^2 \times E/2\gamma^2(\gamma - 1)D_0^2 \gg 1$   $\varepsilon = 0,5$ . Однако для кривых семейств  $A$ ,  $B$  и  $B$  (см. рис. 2)  $\omega = 8,0; 7,3; 6,6$  соответственно, а  $\varepsilon = 0,9; 1,5$  и  $1,8$ .

Таким образом, для смесей с меньшей энергией активации торможение приводит к большему расширению пределов. Как и следовало ожидать, с ростом энергии активации ( $E > 30$  ккал/моль) рассчитываемые значения  $\Delta D$  уменьшаются и  $\varepsilon \rightarrow 0,5$ .

С уменьшением величин  $n$  и  $E$  предельное сопротивление  $c_{fl}$  (или  $\lambda_l$ ), при котором детонация еще возможна, возрастает. При фиксированном  $c_f$  (или  $\lambda$ ) скорость детонации больше для смесей с меньшей энергией активации и меньшим порядком реакции. С увеличением  $E$  ослабевает влияние  $n$  на изменение  $D$  в шероховатой трубе.

Указанные особенности отражают результаты экспериментальных наблюдений. В таблице приведены приближенные значения  $E$ ,  $k$  и  $n$  некоторых горючих. Наибольшие величины  $E$  для метановоздушных смесей. На рис. 2 смесям с такими значениями  $E$  будут соответствовать весьма низкие  $c_{fl}$  (или  $\lambda_l$ ). Это означает, что детонация метановоздушных смесей с рассматриваемым механизмом воспламенения будет распространяться неустойчиво даже в гладких трубах. Действительно, при опытах в гладких трубах круглого и прямоугольного сечения сложно вызвать детонацию таких смесей [11—14]. Для ее возбуждения нужны мощные инициаторы, широкие каналы и выполнение требования попадания в узкие пределы по концентрации метана в воздухе [13].

Для водородовоздушных составов, напротив, характерно распространение детонации даже в условиях загроможденного сечения. Согласно рис. 2, в широком диапазоне сопротивлений трубы ДВ в смеси с низкой энергией активации распространяется со скоростью, близкой к термодинамической. Расчетные зависимости, приведенные на рис. 2, можно привлечь для объяснения опытных данных [6]. Наблюдения детонации ацетилено- и пропанокислородных смесей в шероховатой трубе, выполненные в [6], показывают, что в  $C_2H_2 + O_2$  при некотором уровне потерь ДВ распространяется со скоростью  $D \approx D_0$ . В смеси  $C_3H_8 + O_2$ , характеризующейся большей величиной  $E$ , при том же уровне потерь реализовалась только низкоскоростная детонация, при которой смесь может воспламеняться лишь за отраженными от выступов шероховатости ударными волнами. По нашим представлениям, такое отличие связано с тем, что в опытах с  $C_3H_8 + O_2$   $\lambda > \lambda_l$  для режима детонации с объемным воспламенением и  $\lambda < \lambda_l$  для режима с пристеночным горением [4].

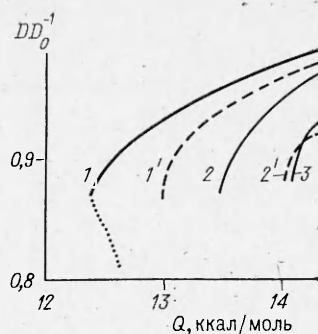
Потери на теплоотдачу оказывают слабое влияние на скорость детонации и существенны лишь вблизи предела (см. кривые  $1'$  и  $2'$  на рис. 2).

Анализ расчетов показал, что рис. 2 имеет более общий смысл, чем отмечалось выше. По оси абсцисс рис. 2 можно откладывать не коэффициент сопротивления  $c_f$ , а величину  $(c_f/r) \cdot 10^{-2}$ . При этом все кривые (кроме  $1'$  и  $2'$ ) сохраняют свое положение. Это связано с тем, что в уравнении (11) радиус трубы при  $c_h = 0$  входит только в комбинации  $c_f/r$ . Таким образом, условие  $c_f/r = \text{idem}$  для смеси заданного состава позволяет перенести закономерности распространения высокоскоростных режимов в трубах малого диаметра на трубы больших размеров.



Рис. 3. Зависимость скорости детонации от теплового эффекта реакции горения.

$c_h = 0$ ,  $n = 1$ :  $c_j/r = 10$  (1), 31 (2), 50 (3);  $c_h = 0,02$ ,  $n = 2$ :  $c_j/r = 10$  (1'), 31 (2'),



На рис. 3 показаны зависимости скорости детонации от теплового эффекта реакции при различных значениях параметра  $c_j/r$ . Изображенные кривые в некоторой степени отражают зависимость скорости  $D$  от состава смеси и находятся в качественном согласии с опытными данными [15].

Проведенные исследования показывают, что при переходе к трубам большого диаметра для подавления детонации необходимо увеличивать сопротивление  $\lambda$ . Напомним, что в случае низкоскоростной детонации с воспламенением смеси в пристеночной области предельное сопротивление в широком диапазоне  $r$  не зависит от размера трубы [4]. Учет потерь на торможение и теплоотдачу позволяет правильно интерпретировать опытные данные. В начале движения  $Re_x$  невелико, поэтому автомодельный закон сопротивления (7), вообще говоря, не реализуется. По-видимому, этим объясняется в эксперименте рост скорости детонации с увеличением начального давления [2].

Наблюдающаяся в экспериментах [5] неоднозначность режимов детонации в смеси  $H_2 +$  воздух в некотором интервале процентного содержания водорода обусловлена существованием двух возможных механизмов горения в зоне реакции. Если сопротивление трубы меньше предельных значений для высоко- и низкоскоростного режимов, то заранее неизвестно, какой из взрывных процессов будет реализован на практике. Сравнение рис. 2 и результатов [4] показывает, что для трубок с  $r \approx 1$  см предельные коэффициенты сопротивления  $c_{fl}$  в модели объемного и пристеночного горения близки по порядку величины. При этом длина зоны реакции в модели с пристеночным горением значительно больше, чем в модели с воспламенением от сжатия в ударной волне. Из соотношений (8) и (9) следует, что высокоскоростной режим детонации может реализоваться только при относительно малых сопротивлениях труб.

При больших размерах труб коэффициент  $c_{fl}$  велик (см. рис. 2), поэтому в таких трубах сечение может быть сильно загроможденным, а высокоскоростной режим тем не менее будет распространяться.

В заключение следует отметить, что полученные результаты носят в основном качественный характер. Это связано с весьма приближенным допущением об одномерной структуре течения в детонационной волне. Тем не менее использованная модель позволяет прогнозировать сравнительную детонационную способность различных взрывчатых смесей в загроможденных объемах. В процессе дальнейшего уточнения теории в модель необходимо включать двумерные эффекты, связанные со скоростной и температурной неоднородностью течения за ДВ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1940, 10, 5, 542.
2. К. И. Шелкин. Быстрое горение и спиновая детонация газов. М.: Воениздат, 1949.
3. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1969, 5, 3, 395.
4. Я. Б. Зельдович, Б. Е. Гельфанд, А. А. Борисов и др. Хим. физика, 1985, 4, 2, 279.
5. J. H. S. Lee, R./Knystautas, A. Freiman. Comb. Flame, 1984, 56, 2, 227.
6. P. Laffite, J. Genoshe. Compt. rend. acad. Sci., 1947, 224, 1224.

7. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М.: ИЛ, 1954.
8. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
9. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике/Под ред. М. К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1975.
10. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
11. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖЭТФ, 1956, 26, 8, 1744.
12. А. Г. Абинов, А. М. Чеховских.— В кн.: Детонация. Черногоровка, 1978.
13. D. I. Bull. Trans. Amer. Inst. Chem. Eng., 1978, 57, 219.
14. W. V. Benedick. Comb. Flame, 1979, 35, 1, 87.
15. Matsui. 19-th Japan. Symp. on Combust., 1981.

*Поступила в редакцию 10/VII 1986*

### ВЗРЫВНЫЕ ИНЖЕКТОРЫ ПЛАЗМЫ В ИССЛЕДОВАНИИ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

*Ю. Я. Ружин, В. С. Скомаровский, И. А. Стадниченко,  
В. М. Титов, Г. А. Швецов  
(Троицк, Новосибирск)*

Среди проводимых в настоящее время активных экспериментов в космосе важные результаты получены с помощью экспериментов с инъекцией различных химических веществ. Эксперименты с инъекцией используются для трассирования химических или физических процессов, позволяя проводить диагностику естественного состояния космической среды. С помощью инъекции можно вызвать возмущение среды, стимулировать естественные или искусственные процессы геофизического характера. Кроме того, такие эксперименты позволяют проводить изучение фундаментальных свойств космической плазмы [1].

В качестве инжектируемых материалов в зависимости от задач применяются различные реагенты: натрий, калий, литий, стронций, барий, окись азота, этилен, вода, триметилалюминий и др. Инъекция металлов с низким потенциалом ионизации позволяет создавать плазменные облака с концентрацией плазмы ( $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ ) и температурой (несколько электрон-вольт), превышающими на порядок или более фоновые. Инъекция воды или водородсодержащих веществ в ионосфере приводит к образованию области с пониженным содержанием электронной концентрации, своеобразной «дыры» в ионосфере.

Каждое из этих веществ само излучает или, взаимодействуя со средой, приводит к свечению в видимой области спектра или вызывает заметное изменение, модификацию фонового свечения. Механизм свечения искусственных облаков может быть резонансным, например при инъекции бария, стронция, натрия, или хемолуминесцентным при инъекции окиси азота, этилена. Барий оказался наиболее подходящим для таких экспериментов элементом, так как легко испаряется, быстро фотоионизируется, резонансно рассеивает солнечный свет в линиях оптического диапазона. Наличие ярких линий позволяет вести наблюдения за инжектированными облаками бария с помощью оптических средств с поверхности Земли.

Первоначально испарение и выброс бария производились в результате термичного горения барийсодержащих смесей. В первых экспериментах выбрасывалось небольшое количество (менее 1 кг) нейтрального пара бария для изучения электрических полей [2]. В 70-х годах начали использовать кумулятивные заряды для создания плазменных струй. Благодаря большой скорости направленного движения (более 10 км/с) бариевая струя может «высветить» силовую линию геомагнитного поля до больших высот. В результате оказывается возможно проследить как форму силовой линии, так и изменение напряженности электрического поля вдоль силовой линии по движению отдельных участков струи. Для этого