

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Ф. А. Быковский, С. А. Ждан, В. В. Митрофанов, Е. Ф. Ведерников

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Зарегистрировано регулярное самовоспламенение водорода и керосина при их перемешивании с обогащенным кислородом воздухом в вихревой проточной камере плоскорадиальной геометрии. Указанные топливные компоненты подавались в камеру из сосудов с комнатной температурой под давлением $4 \div 10$ МПа. Исследовано поле скоростей, давлений и температур в камере экспериментальными методами, а также численным моделированием на основе полных уравнений Навье — Стокса. Измерения и расчет показали возникновение области повышенных температур в вихревом нестационарном потоке. Расчет проводился при значениях числа Рейнольдса задачи до $5 \cdot 10^3$ и показал рост температуры с его увеличением. Однако как рассчитанные, так и измеренные температуры ниже известных температур самовоспламенения. Природа наблюдавшегося воспламенения осталась невыясненной.

ВВЕДЕНИЕ

Самовоспламенение при смешении горючего и окислителя в холодной камере известно для некоторых особо реакционноспособных топливных композиций, например при использовании фторокислителей [1]. Наиболее распространенные же смеси углеводородных горючих и водорода с воздухом и кислородом воспламеняются только в результате дополнительных внешних воздействий, таких как быстрое сжатие поршнем, сжатие ударной волной, искра, контакт с горячим телом. Самопроизвольное воспламенение остатков углеводородных горючих при контакте с кислородом известно из опыта эксплуатации кислородных, а также воздушных повышенного давления сосудов и трубопроводов [2]. В этих случаях явление обычно удовлетворительно объясняется возникновением искр за счет трения о стенку случайных твердых частиц или нагревом некоторых порций смеси при сжатии высокоскоростным нестационарным газовым потоком. В настоящей работе, по-видимому, впервые в контролируемых условиях получено самопроизвольное воспламенение широко используемых топливных смесей в ненагретой проточной камере вихревого типа. При этом явление вначале было обнаружено случайно в опытах по непрерывному детонационному сжиганию смесей, где инициирование детонации производилось электроразрядом или взрывом микроэлектродетонатора после заполнения каме-

ры смесью [3]. При просмотре фоторегистрограмм такого процесса было замечено, что в некоторых опытах свечение в камере появляется раньше подачи инициирующего импульса. Был обнаружен также случай возникновения детонации при отказе инициатора. Дальнейшие исследования были нацелены на выяснение условий и механизма наблюдавшегося самоинициирования смеси. Предварительные результаты опубликованы в сообщениях [4, 5].

УСЛОВИЯ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Эксперименты проводились в плоскорадиальной камере с истечением к центру, аналогичной использовавшейся в работе [3]. Ее схематический чертеж изображен на рис. 1. Внутренняя полость имела форму диска диаметром $d_1 = 204$ мм и высотой $H = 15$ мм. Центральный патрубок в одной радиальной стенке имел длину $H_1 = 42$ мм и служил для выпуска продуктов в атмосферу. Диаметр выходного отверстия d_2 в разных опытах менялся от 40 до 100 мм. Компоненты топлива поступали в камеру отдельно из двух коллекторов через кольцевые форсунки с равномерно распределенными по окружности отверстиями. Отверстия для вдува окислителя были наклонены под углом 30° к окружности (вариант А), что обеспечивало вращательное движение топливной смеси в камере. Для лучшего смесеобразования оси отверстий для вдува горючего име-

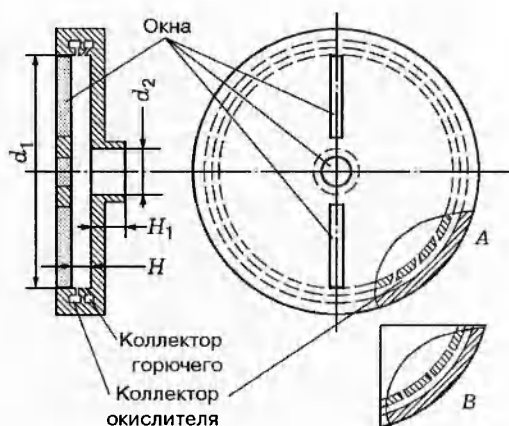


Рис. 1. Камера сгорания с тангенциальной (А) и радиальной (В) подачей окислителя

ли встречный наклон. Они располагались под углом 45° к образующим на конической поверхности, наклоненной под углом 45° к оси камеры. Направление подачи горючего слабо влияло на вращение смеси ввиду относительно малой массы горючего.

В разных сериях опытов использовались сменные форсунки, обозначенные ниже как F1, F2, F3, F4 (для горючего) и O1, O2, O3 (для окислителя). Сечения всех форсуночных отверстий имели прямоугольную форму, их размеры и количество приведены в табл. 1. Часть контрольных опытов проведена в камере с подачей окислителя через форсунку O1r, имеющую такие же отверстия, как у форсунки O1, но строго радиального направления (вариант В на рис. 1).

В качестве окислителя использовали воздух, технический газообразный кислород и их смеси, характеризующиеся относительным молярным содержанием кислорода β , меняв-

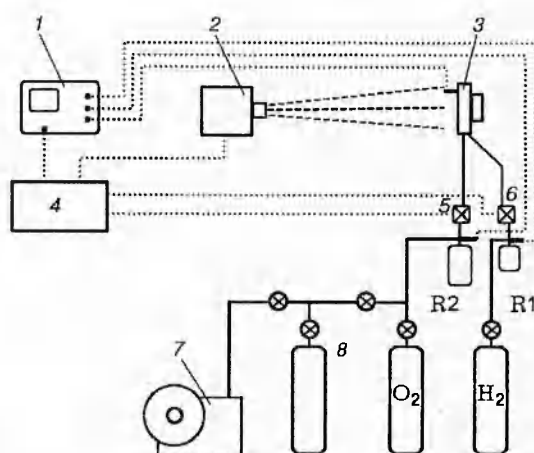


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

1 — многоканальный шлейфовый осциллограф, 2 — барабанный фоторегистратор, 3 — камера сгорания, 4 — блок управления, 5 — клапан окислителя, 6 — клапан горючего, 7 — воздушный компрессор, 8 — баллон для окислительной смеси или воздуха

шимся в пределах $21 \div 100 \%$, в качестве горючего — технический водород и керосин. Схема постановки эксперимента изображена на рис. 2. Водород и окислитель подавались в коллекторы камеры из ресиверов R1 и R2, где газы перед опытом находились под повышенным давлением $4 \div 12$ МПа при температуре $290 \div 298$ К. Окислительная смесь готовилась заранее в специальном баллоне, из которого перед опытом заполнялся ресивер R2. Концентрация кислорода в окислителе задавалась парциальными давлениями воздуха и кислорода. В ряде опытов окислительная смесь готовилась сразу в ресивере R2 за несколько минут до опыта, что ниже будет отмечаться при описании результатов. Объемы ресиверов R1 и R2 с учетом присоединенных трубопроводов составляли 1,6 и 3,6 л, коллекторов — 0,075 и 0,28 л соответственно. Керосин подавался в коллектор R1 из специального цилиндра с поршнем, толкаемым сжатым воздухом под давлением $4 \div 6$ МПа. Шток поршня выходил наружу, позволяя контролировать объем керосина в цилиндре. На выходе из цилиндра перед его наполнением устанавливалась рвущаяся диафрагма из металлической фольги. Начало подачи топливных компонентов задавалось открытием быстросрабатывающих электроуправляемых клапанов, установленных в газовых трактах после ресиверов. Время полного открытия клапанов составляло ≈ 1 мс. Секундный расход газов

Таблица 1

Параметры форсунок

Форсунка	Сечение отверстий, мм ²	Количество отверстий	Полное сечение, мм ²
F1	$0,3 \times 0,25$	180	13,5
F2	$0,3 \times 0,5$	180	27
F3	$0,3 \times 0,5$	90	13,5
F4	$0,3 \times 0,5$	4	0,6
O1	$0,5 \times 1,2$	300	180
O2	$2,5 \times 1,1$	60	165
O3	$2,5 \times 1,5$	60	225
O1r	$0,5 \times 1,2$	300	180

определялся по скорости изменения давления в ресиверах, керосина — по скорости перемещения штока поршня, регистрировавшейся с помощью датчика реостатного типа. Время заполнения коллектора керосином после открытия клапана определялось по резкому уменьшению расхода горючего и составляло ≈ 30 мс. В течение этого времени небольшая часть горючего могла попадать через отверстия коллектора в камеру самотеком. Давления водорода и окислителя в ресиверах в ходе каждого эксперимента падали и соответственно уменьшались их расходы на величину $\approx 1\%$ за 1 мс. Определяемый по расходам средний коэффициент избытка горючего образующейся смеси в большинстве опытов находился в пределах $0,5 \div 0,9$ для водорода (кроме опытов с форсункой F4, см. ниже) и $0,7 \div 2$ для керосина. Однако, ввиду наличия коллекторов, расходы газов на входе в камеру отличались от измеренных и могли оцениваться лишь расчетным путем. Кроме того, реальный коэффициент избытка горючего в камере существенно менялся во времени и по пространственным координатам за счет более позднего открытия одного из клапанов (см. ниже).

Оптическая регистрация воспламенения осуществлялась через окна из оргстекла в торцевой стенке камеры: два симметричных относительно центра радиальных окна длиной 68 и шириной 8 мм, заканчивавшихся перед цилиндрической стенкой, и центральное окно диаметром 24 мм против выходного отверстия (см. рис. 1). В опытах с керосином центральное окно отсутствовало. Свечение пламени снималось барабанным фоторегистратором (см. рис. 2) на пленку, движущуюся перпендикулярно оси окон. Давление на стенку камеры p на расстоянии $r = 80$ мм от центра, а также давление в ресиверах горючего и окислителя (p_1 и p_2) регистрировались полупроводниковыми тензодатчиками и шлейфовым осциллографом при временном разрешении измерительной системы не ниже 1 мс. Характерное время нарастания давления в камере до максимального уровня ($4 \div 5$ МПа) после открытия клапана окислителя составляло ≈ 15 мс. При этом регистрируемый рост давления начинался через ≈ 2 мс после открытия клапана, что связано с наличием промежуточного коллектора.

В опытах варьировались значения β , d_2 и времени t_1 , когда открывался клапан горючего. При этом в качестве начального момен-

Таблица 2

Задержки воспламенения водорода τ
при $t_1 \approx -0,02$ с, форсунки F1/O1,
 $p_{1,0} = 8,5 \div 10$ МПа, $p_{2,0} = 7,5 \div 10$ МПа

d_2 , мм	τ , мс			
	$\beta = 21\%$	25 %	29 %	37 %
100	∞	∞	∞	∞^*
70	∞	∞	∞	15
50	∞	∞	20	8
40	∞	18	15	11

Примечания. ∞ — нет воспламенения; ∞^* — воспламенение возникало только при использовании окислительной смеси, составленной непосредственно перед опытом в ресивере R2.

та времени принимался момент открытия клапана окислителя, поэтому величина t_1 в разных сериях опытов была положительной или отрицательной. В согласии с начальными результатами [4, 5] обнаружилось, что имеется область концентраций кислорода в окислителе (кислородно-азотная смесь) и диаметров выходного отверстия, в которой наблюдается регулярное самовоспламенение горючего в камере. Факт воспламенения подтверждался свечением, регистрируемым на фотопленке, а также увеличенной температурой стенок камеры после опыта. Некоторая исследованная часть области самовоспламенения характеризуется данными табл. 2, где приведены величины задержек воспламенения (τ) в камере после открытия кислородного клапана в случае опережающей подачи водорода.

Смена очередности открытия клапанов не устраняла воспламенение, но влияла на его условия. В опытах с открытием водородного клапана после окислительного с задержкой $t_1 \approx +0,02$ с и теми же форсунками F1/O1 при $p_{1,0} = (7 \pm 0,6)$ МПа, $p_{2,0} = (9 \pm 1)$ МПа и $d_2 = 40$ мм воспламенение наблюдалось при концентрации $\beta = 37\%$ (два случая из трех опытов). При этом в одном опыте воспламенение произошло с задержкой $\tau \approx 4$ мс после открытия клапана горючего, в другом — с необычно большой задержкой $\tau = 36$ мс и вызвало деформацию конструктивных элементов форсунки. При других значениях β из указанного в табл. 2 ряда воспламенение не происходило.

Способ приготовления окислительной смеси: заранее в промежуточном баллоне с хорошим перемешиванием или непосредственно перед опытом в ресивере R2, где хорошее пере-

мешивание не гарантировано, — также оказывал влияние на процесс воспламенения. В опытах с использованием второго способа область воспламенения расширялась (см. табл. 2). Это происходило независимо от очередности подачи воздуха и кислорода в ресивер R2. Существенными для воспламенения водорода оказались и характеристики используемых форсунок. В опытах, где форсунка F1 была заменена форсункой F2 с расширенными в два раза отверстиями при сохранении форсунки O1 для окислителя, в области значений β и d_2 , указанных в табл. 2, воспламенение прекратилось. Однако при уменьшенном до четырех числе таких же расширенных отверстий в форсунке F4 в сочетании с форсунками окислителя O1 и O2 при $\beta = 37\%$ и $d_2 = 40$ мм регистрировалось воспламенение как при $t_1 < 0$, так и при $t_1 > 0$.

Самовоспламенение водорода с воздухом зарегистрировано в единственном опыте при следующих условиях: $d_2 = 40$ мм, $p_{1,0} = 7,8$ МПа, $p_{2,0} = 9,4$ МПа, форсунки F2/O1, $t_1 = -20$ мс, давление в камере перед воспламенением $p_i = 5,2$ МПа, $\tau = 14$ мс. Далее воспламенение ни разу не повторилось в 10 опытах с сохранением начальных условий, а также с повышением давления в ресиверах до 12 МПа.

Опыты с керосином в качестве горючего проводились при использовании комбинаций форсунок F1/O2 и F3/O3 для значений $d_2 = 100, 70$ и 40 мм. При $p_{1,0} = 4 \div 6$ МПа и $p_{2,0} = 5 \div 10$ МПа обеспечивался расход горючего из коллектора $0,54 \div 0,67$ кг/с и средний в течение 30 мс расход окислителя из ресивера $1,5 \div 3,1$ кг/с. Вначале всегда открывался клапан вытеснения горючего, затем с задержкой от 0 до 35 мс — клапан окислителя. Поскольку время заполнения коллектора керосином составляло ≈ 30 мс, время t_1 подачи керосина в камеру под давлением менялось от положительных до отрицательных значений, хотя не исключалось, как уже было отмечено, попадание керосина в камеру и в период заполнения коллектора. Воспламенение керосиновоздушной смеси в проведенных опытах ни при каких значениях d_2 не получено. Однако замена воздуха кислородом или его обогащение кислородом приводили к самовоспламенению смеси при $t_1 < 0$ и $t_1 > 0$. Так регистрировалось самовоспламенение при $d_2 = 70$ мм для $\beta \geq 30\%$ и при $d_2 = 100$ мм для $\beta \geq 36\%$. Во всех опытах с керосином окислительная смесь составлялась в ресивере R2 непосредственно перед экспери-

ментом и полного перемешивания кислорода с воздухом в ресивере и подводящих трубопроводах не достигалось. На это указывало ускорение начала воспламенения и снижение необходимой доли кислорода в случае, когда кислород подавался в ресивер после воздуха. Указанные выше граничные доли кислорода соответствуют именно этому случаю. Замечена повышенная воспламеняемость керосина, насыщенного воздухом. Такая смесь возникала на стадии вытеснения керосином воздуха из коллектора, а также при вытеснении из коллектора воздухом остатков керосина (истечение «пены»). Например, задержка воспламенения керосинокислородной смеси при установившемся истечении керосина в камеру и $d_2 = 100$ мм составляла ≈ 13 мс, а при истечении «пены» — ≈ 1 мс после подачи кислорода.

На рис. 3 приведены фоторегистрограммы самовоспламенения для обоих горючих (а-в, е для водорода и г, д для керосина). Количественные данные опытов указаны в подписи. При вдуве окислителя наклонно к окружности камеры («тангенциальная подача» через форсунки O1–O3) первое пламя всегда регистрировалось в одном из радиальных окон, чаще всего вблизи цилиндрической стенки (снимки а-г). На снимках а, б начальный очаг пламени весьма яркий, небольших размеров. На снимке а пламя, появившееся в нижнем окне около стенки, через некоторое время выносится течением из зоны окна, затем с двумя интервалами по ≈ 100 мкс яркие локальные очаги появляются последовательно в средних зонах того же и верхнего окон; внутри последнего интервала почти одновременно появляется размытое свечение в центральном окне и у нижнего края верхнего окна. На снимке б яркий начальный очаг, появившийся в середине верхнего радиального окна, вызвал быстрое развитие волны детонационноподобного горения со скоростью вдоль окон ≈ 1500 м/с. После отражения такой квазидетонационной волны от противоположного участка стенки возникает обратная ударная волна, которая, затухая, совершает несколько пробегов вдоль диаметра. Первое отражение на некоторых аналогичных снимках сопровождается предварительным появлением трехударной маховской конфигурации, которая свидетельствует об опережающем движении одного из флангов падающей волны. Похожий на приведенные снимок, отличающийся меньшей яркостью и большей размытостью начального

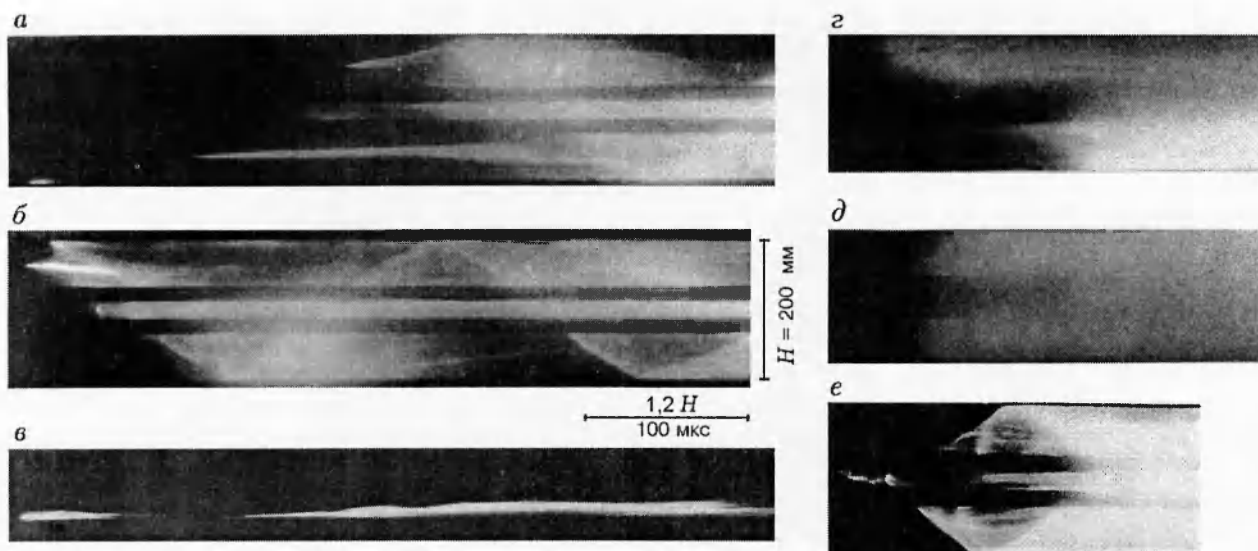


Рис. 3. Фоторегистрограммы воспламенения:

а-в, е — водород, *г, д* — керосин; *а-д* — тангенциальная подача окислителя, *е* — центральная;
а — $d_2 = 40$ мм, $\beta = 37\%$, $p_{1,0} = 7,1$ МПа, $p_{2,0} = 9$ МПа, форсунки F1/O1, $t_1 = -20$ мс, $p_i = 4,0$ МПа, $\tau = 11$ мс;
б — $d_2 = 50$ мм, $\beta = 37\%$, $p_{1,0} = 6,6$ МПа, $p_{2,0} = 9$ МПа, форсунки F1/O1, $t_1 = -20$ мс, $p_i = 1,1$ МПа, $\tau = 8$ мс;
в — $d_2 = 40$ мм, $\beta = 37\%$, $p_{1,0} = 7,5$ МПа, $p_{2,0} = 10$ МПа, форсунки F1/O2, $t_1 = 16$ мс, $p_i = 3,7$ МПа, $\tau = 19$ мс;
г — $d_2 = 100$ мм, $\beta = 68\%$, $p_{1,0} = 4$ МПа, $p_{2,0} = 6,1$ МПа, форсунки F3/O3, $t_1 = -11$ мс, $p_i = 0,6$ МПа, $\tau = 14$ мс;
д — $d_2 = 70$ мм, $\beta = 34\%$, $p_{1,0} = 6$ МПа, $p_{2,0} = 9,6$ МПа, форсунки F3/O3, $t_1 = 0$, $p_i = 0,5$ МПа, $\tau = 4$ мс;
е — радиальная подача окислителя, $d_2 = 40$ мм, $\beta = 100\%$, $p_{1,0} = 6,9$ МПа, $p_{2,0} = 8,9$ МПа, форсунки F1/O1r, $t_1 = -11$ мс, $\tau < 1$ мс

очага на краю камеры, получен в единственном зарегистрированном случае воспламенения водорода в воздухе (см. выше). На нем первое появившееся у края камеры пламя после задержки 0,2 мс быстро ускоряется и перемещается вдоль окон со скоростью, достигающей ≈ 2000 м/с.

Снимки *а, б* относятся к опытам, где клапан горючего открывался раньше клапана окислителя ($t_1 < 0$). Такое же быстрое ускорение пламени из начального очага до детонационных скоростей наблюдалось и в опыте с опережающим вдувом окислителя ($t_1 > 0$), когда воспламенение произошло с необычно большой задержкой ($\tau = 36$ мс) и в камере к этому времени, по-видимому, образовалась хорошо перемешанная смесь. В случае вдвое меньших задержек при $t_1 > 0$ пламя из первоначального очага распространялось по объему камеры относительно медленно, со скоростью ~ 50 м/с (снимок *в*), то появляясь в окне, то исчезая и меняя яркость. Представлен начальный фрагмент длительностью 1,1 мс временной развертки развития пламени. Первое пламя появилось

в нижнем радиальном окне у края камеры. В центральном окне первое свечение зафиксировано на 1,7 мс позже (на представленном фрагменте не уместилось). Спустя еще ≈ 15 мс свечение в радиальных окнах стало едва заметным на фотопленке, а в центральном окне оставалось видимым в течение ~ 100 мс, постепенно теряя яркость по мере уменьшения расхода горючей смеси.

На следующих далее снимках воспламенения керосина начальный очаг реакции, по-видимому, находился в стороне от окон и пламя ускорилось до детонационных скоростей весьма быстро. На снимке *г* расширяющееся пламя впервые коснулось окна в зоне $r \approx 8$ см и далее двигалось вдоль линии окон со скоростью ≈ 1500 м/с. На снимке *д* пламя распространяется симметрично вверх и вниз вдоль радиальных окон с очень высокой скоростью (≈ 3500 м/с). Это можно объяснить тем, что фронт пламени имеет приблизительно цилиндрическую форму и распространяется в камере с околдетонационной волновой скоростью из точки, лежащей на горизонтальной оси и

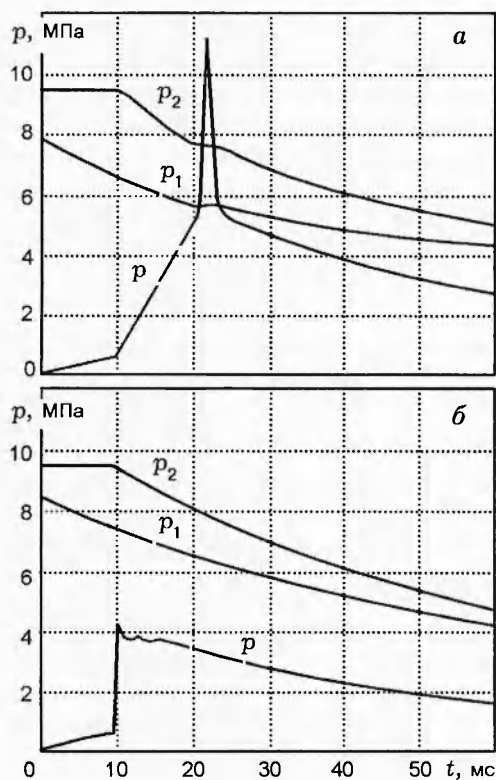


Рис. 4. Осциллограммы давления в камере (p) и ресиверах (p_1, p_2) в опытах с самовоспламенением водорода:

$d_2 = 40$ мм, $t_1 < 0$, $r = 8$ см; а — $\beta = 21$ %, тангенциальная подача окислителя, б — $\beta = 100$ %, радиальная подача окислителя

удаленной от центра на расстояние $\approx d_2/2$. В этом случае видимая скорость пламени вдоль окон есть фазовая скорость точек пересечения фронта волны с линией окон. Отметим, что после самовоспламенения керосина через время ≈ 1 мс в камере самопроизвольно возбуждался детонационноподобный режим горения смеси во вращающихся поперечных волнах, описанный в работе [3]. В опытах с водородом поперечные волны не регистрировались, возможно, из-за их более слабого свечения.

Осциллограммы давления p на стенку камеры в точке $r = 8$ см однотипны во всех случаях воспламенения. На рис. 4, а представлена такая осциллограмма, полученная в опыте с воспламенением водородовоздушной смеси, упомянутым выше. Здесь в течение первых 20 мс, когда в камеру подавался один водород, давление плавно выходит на уровень $\approx 0,5$ МПа. Последовавшая подача воздуха в камеру характеризуется более быстрым подъемом давления

до 5,2 МПа. Затем давление возросло скачком (за время $t < 1$ мс) до 11,5 МПа, что связывается с воспламенением смеси в камере, подтвержденным фоторегистрацией. Оно произошло с задержкой 14 мс после открытия воздушного клапана. При обогащении воздуха кислородом наблюдалось понижение связанных с воспламенением скачков давления на осциллограммах. При полной замене вдуваемого воздуха кислородом такие скачки исчезали практически полностью одновременно с уменьшением задержек воспламенения до $1 \div 3$ мс. Это можно объяснить тем, что к моменту воспламенения в камере находилось еще мало кислорода и далее реакционноспособная смесь выгорала со скоростью ее образования.

Чтобы выяснить связь явления с вращением потока, провели эксперименты в камере с радиальными каналами для вдува окислителя, используя форсунки F1/O1r при $d_2 = 40$ мм. Воспламенение в этих условиях отсутствовало при $\beta = 21$ и 60 % и наблюдалось при $\beta = 100$ % (окислитель — кислород). При этом начальный очаг переместился в центральную зону камеры (см. рис. 3, е) и воспламенение происходило без регистрируемой задержки. Осциллограмма давления в камере для этого случая показана на рис. 4, б.

Проведены также контрольные опыты со съемкой закрученного потока в камере, в которой левая стенка (см. рис. 1) заменена полностью прозрачной из оргстекла. Фотографирование велось на неподвижную пленку фотокамерой с открытым объективом в затемненном помещении. Относительное отверстие объектива и светочувствительность пленки были такие же, как при описанных выше фоторегистрациях на движущуюся пленку. В камеру из ресивера R2 подавался кислород без добавки воздуха при $p_{2,0} = 10$ МПа в отсутствие подачи горючего. Цель опытов состояла в обнаружении треков каких-либо горячих, возгорающихся в кислороде твердых частиц, которые, в принципе, могли оказаться в системе газовых магистралей или ресивере и могли выбрасываться в камеру. Однако никакие светящиеся объекты в полости камеры в этих опытах не зарегистрированы.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В КАМЕРЕ

С целью получения количественной информации о динамике процессов, протекающих

в камере при тангенциальной подаче воздуха, проведено численное моделирование возникающего течения в нестационарной осесимметричной постановке.

Постановка задачи. Рассмотрим плоскорадиальную кольцевую камеру высотой H , радиусом r_1 , выходным отверстием радиуса r_2 и цилиндрическим патрубком высотой $3H$. В момент времени $t = 0$ вся камера заполнена воздухом с плотностью ρ_0 и давлением p_0 . При $t > 0$ от цилиндрической стенки $r = r_1$ начинается тангенциальная подача воздуха. Требуется определить скорость, давление, плотность и температуру газа в камере в зависимости от времени.

Динамика поведения воздуха в плоскорадиальной кольцевой камере описывалась нестационарными уравнениями Навье — Стокса для сжимаемой жидкости [6]:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} = \mathbf{G}, \quad (1)$$

где векторы $\mathbf{U}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{F}$ и $\mathbf{G}$ задаются выражениями

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} r\rho \\ r\rho u_r \\ r\rho u_\theta \\ r\rho u_z \\ rE \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} r\rho u_r \\ r(\rho u_r^2 + p - \tau_{11}) \\ r(\rho u_r u_\theta - \tau_{12}) \\ r(\rho u_r u_z - \tau_{13}) \\ r(E + p)u_r - rA_1 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} r\rho u_z \\ r(\rho u_r u_z - \tau_{13}) \\ r(\rho u_\theta u_z - \tau_{23}) \\ r(\rho u_z^2 + p - \tau_{33}) \\ r(E + p)u_z - rA_3 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = (0, \rho u_\theta^2 + p - \tau_{22}, -\rho u_r u_\theta + \tau_{12}, 0, 0),$$

а компоненты тензора сдвиговых напряжений имеют вид

$$\tau_{11} = (2/3)\mu(3e_{11} - \operatorname{div} \mathbf{V}), \quad \tau_{12} = \mu e_{12},$$

$$\tau_{22} = (2/3)\mu(3e_{22} - \operatorname{div} \mathbf{V}), \quad \tau_{13} = \mu e_{13},$$

$$\tau_{33} = (2/3)\mu(3e_{33} - \operatorname{div} \mathbf{V}), \quad \tau_{23} = \mu e_{23}.$$

Здесь $e_{11} = \partial u_r / \partial r$; $e_{22} = u_r / r$; $e_{33} = \partial u_z / \partial z$; $\operatorname{div} \mathbf{V} = e_{11} + e_{22} + e_{33}$; $e_{12} = \partial u_\theta / \partial r - u_\theta / r$; $e_{13} = \partial u_r / \partial z + \partial u_z / \partial r$; $e_{23} = \partial u_\theta / \partial z$; $A_1 = \tau_{11}u_r + \tau_{12}u_\theta + \tau_{13}u_z - k\partial T / \partial r$; $A_3 = \tau_{13}u_r + \tau_{23}u_\theta + \tau_{33}u_z - k\partial T / \partial z$; $E = \rho(e + q^2/2)$, $e = p/(\gamma - 1)\rho$, $q^2 = u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2$; r , z — цилиндрические координаты; вектор скорости имеет радиальную u_r , окружную u_θ и осевую u_z

компоненты; p , ρ , T , $\gamma = c_{p,1}/c_{v,1}$ — давление, плотность, температура, показатель адиабаты соответственно; μ , k — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа.

Граничные условия:

а) на плоских радиальных стенках камеры ($z = 0$, $0 < r < r_1$ и $z = H$, $r_2 < r \leq r_1$) условие прилипания газа

$$u_r = u_z = u_\theta = 0 \quad (2)$$

и теплоизолированности стенки $\partial T / \partial z = 0$ либо постоянство температуры газа на ней $T = T_0$;

б) на входе в камеру ($r = r_1$, $0 < z < H$):

$$p = p(r_1, z, t), \quad \rho = \rho(r_1, z, t), \quad (3)$$

$$u_z = 0, \quad u_\theta = u_\theta(r_1, z, t), \quad u_r = u_r(r_1, z, t);$$

в) на выходе ($z = z_2$, $0 \leq r \leq r_2$) — «мягкие» граничные условия (равенство нулю первых производных по z искомым функциям).

Все переменные из системы (1) обезразмерены на начальные параметры: $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Н/м², $\rho_0 = 1,22$ кг/м³, $r_1 = 0,1$ м, $u_0 = (p_0/\rho_0)^{1/2}$, r_1/u_0 .

Задача (1)–(3) содержит 8 безразмерных комбинаций:

$$H/r_1, \quad r_2/r_1, \quad z_2/r_1, \quad p_{res}/p_0,$$

$$\rho_{res}/\rho_0, \quad \gamma, \quad \operatorname{Pr} = c_{p,1}\mu/k, \quad \operatorname{Re} = \rho_0 r_1 u_0 / \mu,$$

где Pr и Re — характерные числа Прандтля и Рейнольдса.

Определение граничных условий (3). Во-первых, заметим, что в экспериментах подача воздуха в камеру осуществлялась из ресивера конечного объема V_r , т. е. расход газа из ресивера зависит от времени $Q_r(t)$; во-вторых, подача воздуха из ресивера осуществлялась через коллектор объемом V_c , т. е. расход газа из коллектора в камеру $Q_c(t)$ и параметры, фигурирующие в (3), будут зависеть от динамики процессов перетекания воздуха из ресивера в коллектор и из коллектора в камеру.

Для оценки времени установления параметров потока рассмотрим следующую схему истечения. Пусть газ вытекает из ресивера с расходом $Q_r(t)$, а из коллектора с расходом $Q_c(t)$, тогда давление и плотность в ресивере ($p_r(t)$, $\rho_r(t)$) и в коллекторе ($p_c(t)$, $\rho_c(t)$) будут удовлетворять системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\rho_r(t)}{dt} = -\frac{Q_r(t)}{V_r}, \quad \frac{d\rho_c(t)}{dt} = \frac{Q_r(t) - Q_c(t)}{V_c}, \quad (4)$$

$$\frac{dp_c(t)}{dt} = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{Q_r(t)v_{\max}^2(t) - Q_c(t)v_{c,\max}^2(t)}{V_c}, \quad (5)$$

с начальными условиями $\rho_r(0) = \rho_{res}$, $\rho_1(0) = \rho_0$, $p_r(0) = p_{res}$, $p_1(0) = p_0$. Здесь

$$Q_r(t) = \rho_*(t)v_*(t)S_r\psi_r,$$

$$Q_c(t) = \rho_{c*}(t)v_{c*}(t)S_c\psi_c,$$

$$v_{\max}^2(t) = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_r(t)}{\rho_r(t)}, \quad v_{c,\max}^2(t) = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_c(t)}{\rho_c(t)},$$

$$\rho_{c*}(t) = \rho_c(t)(2/(\gamma + 1))^{1/(\gamma-1)},$$

$$v_{c*}(t) = \sqrt{(\gamma - 1)/(\gamma + 1)}v_{c,\max}(t),$$

S_r , S_c и ψ_r , ψ_c — площади критических сечений и коэффициенты расхода ресивера и камеры соответственно. Если осуществляется критический режим истечения из ресивера, то

$$\rho_*(t) = \rho_r(t)(2/(\gamma + 1))^{1/(\gamma-1)},$$

$$v_*(t) = \sqrt{(\gamma - 1)/(\gamma + 1)}v_{\max}(t),$$

иначе

$$\rho_*(t) = \rho_r(t) \left(\frac{p_c(t)}{p_r(t)} \right)^{1/\gamma},$$

$$v_*(t) = v_{\max}(t) \left[1 - \left(\frac{p_c(t)}{p_r(t)} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]^{1/2}.$$

Истечение из коллектора в камеру здесь предполагалось критическим. Система (4), (5) решалась численно при значениях исходных параметров воздуха в ресивере $p_{res} = 100$ атм, $\rho_{res} = 122$ кг/м³ и констант $V_r = 3,6$ л, $V_c = 0,28$ л, $S_r = 4$ см², $S_c = 1,8$ см², $\psi_r = 0,735$, $\psi_c = 0,875$, соответствующих условиям опытов. Выполненный расчет описывает динамику спада давления в ресивере близко к эксперименту. Рост давления в коллекторе и расхода газа $Q_c(t)$ позволяют утверждать, что в экспериментальной установке время установления процесса истечения (достижение максимального расхода) $t \approx 6$ мс и при моделировании нестационарных вихревых процессов в камере им пренебрегать нельзя.

Граничные условия (3) на входе ($r = r_1$, $0 < z < H$) задают связь параметров вдува газа из коллектора с расходом $Q_c(t)$ в камеру с противодавлением $p(r_1, z, t)$:

$$u_r = 0, \quad u_\theta = v_{c*}(t) \cos \theta_0, \quad \rho u_r S = -Q_c(t),$$

$$p = \begin{cases} p(r_1, z, t), & \text{если } p' < p(r_1, z, t) < p_c(t), \\ p', & \text{если } p(r_1, z, t) < p', \end{cases}$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u_r^2}{2} + \frac{u_\theta^2}{2} = \frac{v_{c,\max}^2(t)}{2}, \quad (6)$$

$$v_{c*}(t) = v_{c,\max}(t) \times$$

$$\times \begin{cases} [(\gamma - 1)/(\gamma + 1)]^{1/2}, & \text{если } p < p'', \\ (1 - (p/p_c(t))^{(\gamma-1)/\gamma})^{1/2}, & \text{если } p'' < p < p_c(t), \end{cases}$$

где θ_0 — угол наклона отверстий к касательной цилиндрической стенки, S — площадь цилиндрической поверхности камеры, p' и p'' — верхние предельные давления сверхзвукового и критического режимов истечения соответственно. Заметим, что граничные условия (3) в каждый момент времени определялись подобно работе [7].

Численный алгоритм решения двумерной нестационарной задачи (1)–(3) основан на методе Мак-Кормака (см. [6]), который обеспечивает второй порядок аппроксимации производных по пространству и по времени.

Результаты расчетов. Расчеты выполнены при следующих геометрических масштабах камеры и начальных данных воздуха в ресивере: $H/r_1 = 0,15$, $z_2/r_1 = 0,6$, $r_2/r_1 = 0,2$, $p_{res}/p_0 = 100$, $\rho_{res}/\rho_0 = 100$, $\gamma = 1,4$. Значения чисел Прандтля и Рейнольдса полагались равными $Pr = 1$, $Re = 10^2$, 10^3 , $5 \cdot 10^3$.

На рис. 5 для варианта с $Re = 10^3$ представлены профили давления ($P = p/p_0$), температуры (T/T_0), окружной ($U_\theta = u_\theta/u_0$) и радиальной ($U_r = u_r/u_0$) компонент вектора скорости в зависимости от радиального расстояния (r/r_1) в центральном сечении камеры ($z = H/2$) для ряда моментов времени. Видно, что давление в камере неоднородно по пространству (наибольшие значения при $r = r_1$) и монотонно растет со временем в охваченный расчетом период до 15 мс; профили окружной и радиальной компонент вектора скорости в ядре потока существенно отличаются от профилей, получаемых по модели стационарного адиабатического течения идеального газа в закрученном потоке [3]. Причем радиальная скорость в ядре потока через 3 мс после начала истечения воздуха из ресивера практически равна нулю.

Интересно поведение температуры (см. рис. 5, б) закрученного при тангенциальной подаче воздуха. В значительной части камеры ($0,2 < r/r_1 < 0,8$) температура газа растет в

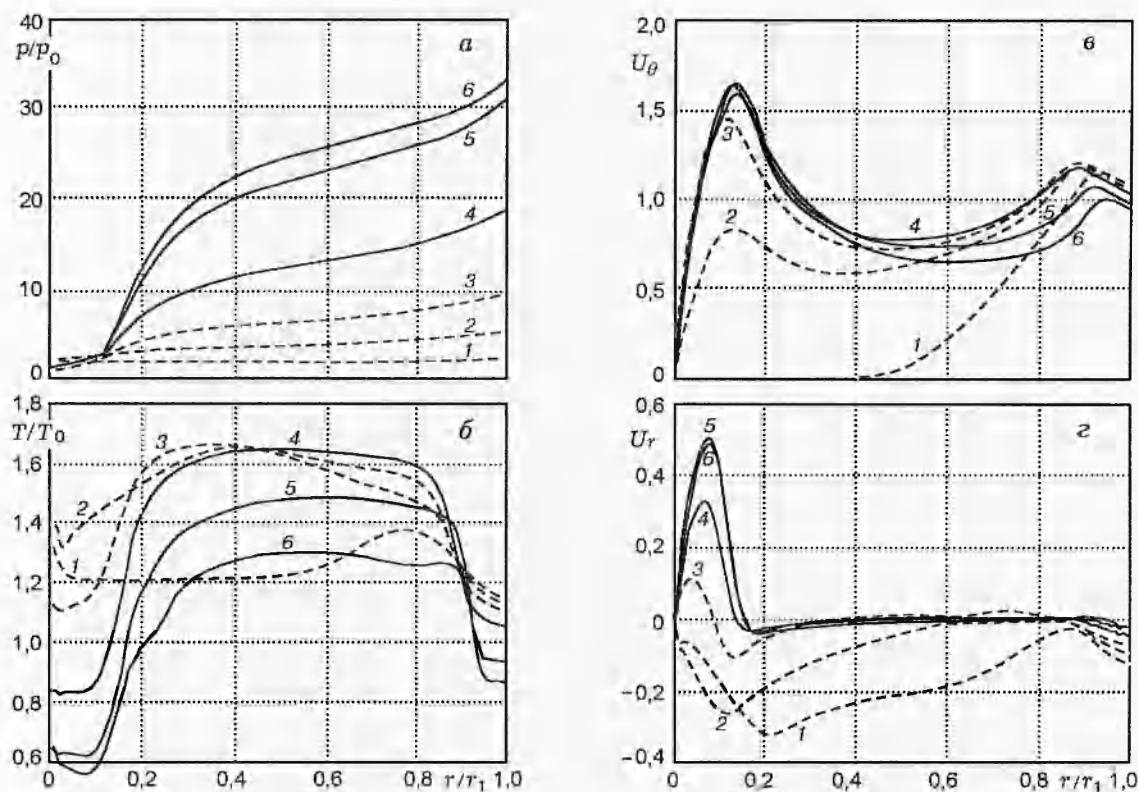


Рис. 5. Распределение давления (а), температуры (б), окружной скорости (в) и радиальной скорости потока (г) по радиусу камеры в среднем сечении ($z = 7,5$ мм) в различные моменты времени t (численная модель):

1 — 1 мс, 2 — 2 мс, 3 — 3 мс, 4 — 5 мс, 5 — 10 мс, 6 — 15 мс

течение первых 3 мс, затем постепенно начинает уменьшаться. В этой области температура имеет пологий максимум, положение которого со временем перемещается. К моменту времени 15 мс (кривая 6) на температурном профиле образуется второй локальный максимум. Было установлено, что температура в ядре потока практически не меняется при увеличении высоты камеры H в два раза и замене граничного условия теплоизоляции радиальных стенок условием постоянства температуры газа.

На рис. 6 приведены профили окружной U_θ и радиальной U_r компонент вектора скорости ($t = 7$ мс) вдоль координаты z для ряда значений r/r_1 . Видно, что профиль окружной скорости приблизительно соответствует закону сохранения момента импульса ($U_\theta r = \text{const}$) только в относительно узкой области $0,14 < r/r_1 < 0,4$ и в окрестности цилиндрической стенки ($r/r_1 = 1$), резко отличаясь от этого закона в остальном пространстве камеры. При

этом величина U_θ в первой области в 3–4 раза ниже, чем следует из указанного закона при распространении его действия на всё пространство. Понижение скорости обусловлено вязким трением между вращающимися слоями газа. Похожие профили окружных скоростей получены ранее для стационарного течения в вихревой камере [8]. Представленные далее профили $U_r(z)$ (см. рис. 6, б) показывают, что истечение газа из камеры происходит только вблизи радиальных стенок (область скоростей $U_r < 0$), поскольку в ядре потока ($0,2 < z/H < 0,8$) радиальная компонента вектора скорости практически равна нулю.

Для определения влияния направления вдува воздуха в камеру проведен расчет с чисто радиальной подачей воздуха. Установлено, что в этом случае никакого подъема температуры газа в камере в области $r/r_2 > 1$ не происходит, а радиальная составляющая скорости никогда не обращается в ядре потока в нуль. Лишь в окрестности оси камеры ($r \approx 0$)

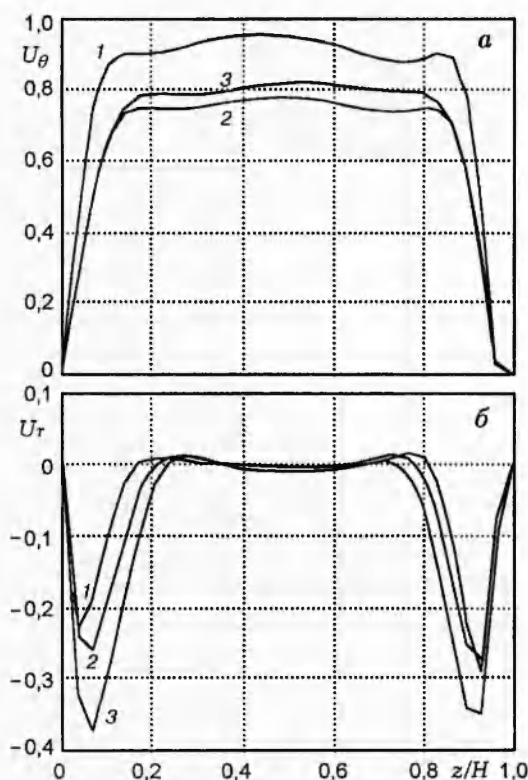


Рис. 6. Расчетное распределение окружной (а) и радиальной (б) скоростей газа по осевой координате камеры z в момент времени $t = 7$ мс при $r = 8$ см (кривые 1), $r = 6$ см (кривые 2) и $r = 4$ см (кривые 3)

расчет дал кратковременный всплеск температуры выше 1000 К в результате схождения в центр ударной волны.

При численном решении определялось поле температур газа в различные моменты времени. Представляет интерес выяснение вопроса о влиянии числа Рейнольдса на изменение максимальной температуры газа $T_{\max}$ и ее местоположения со временем в нерасширяющейся части камеры ($r_2 < r \leq r_1$, $0 < z < H$). На рис. 7 приведены зависимости $T_{\max}/T_0$ от времени для $Re = 10^2$, 10^3 , $5 \cdot 10^3$. Видно, что в течение первых $2 \div 2,5$ мс $T_{\max}$ монотонно растет до $1,6 \div 1,7 T_0$, проходит (кривые 1 и 2 при $t \approx 2,5$ мс) через максимум и затем монотонно убывает со временем, причем скорость падения максимальной температуры уменьшается с ростом числа Re . Для варианта 3 рост максимальной температуры продолжается по крайней мере до 4,5 мс, когда $T_{\max} \approx 600$ К. Отметим, что координата максимальной температуры перемещается со временем от входа

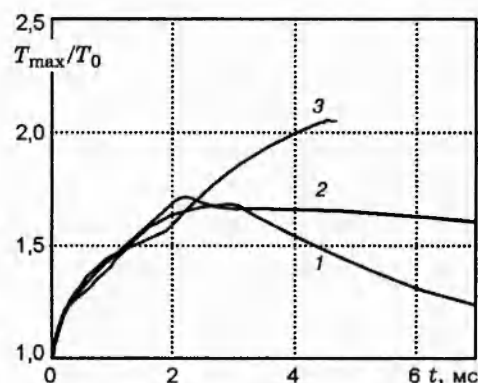


Рис. 7. Изменение во времени максимальной расчетной температуры внутри камеры в области $r_1 < r < r_2$ при различных значениях числа Рейнольдса:

Re : 1 — 10^2 , 2 — 10^3 , 3 — $5 \cdot 10^3$

в камеру к оси симметрии, останавливается на расстоянии $r/r_1 = 0,25$ при $t \approx 2,2$ мс (кривая 2) и $r/r_1 = 0,6$ при $t \approx 1,5$ мс (кривая 3), затем начинает удаляться от оси (r/r_1 : 2 — 0,6 при $t \approx 10$ мс, 3 — 0,75 при $t \approx 4,5$ мс).

Расчеты показали, что повышение температуры газа наблюдается на начальной стадии ($t < 10$ мс) нестационарного процесса заполнения радиальной камеры воздухом. При этом с ростом числа Рейнольдса достигаются более высокие температуры и давления в камере при сохранении других заданных безразмерных параметров задачи.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В КАМЕРЕ

Проведены измерения параметров потока в стационарном и переходном режимах при $d_2 = 40$ мм и вдуве в камеру воздуха из ресивера R2 (см. рис. 2) через форсунку O1 под давлением $p_{2,0} = 10$ МПа в отсутствие горючего. Статическое и полное давления измерялись специальными тензодатчиками, которые воспринимали давление через металлические трубки, имеющие наружный диаметр 1 или 1,5 мм при длине 8 мм. Конструкция датчиков позволяла вести измерения обоих давлений в различных точках (r, z) за счет поворота и перемещения трубок. Разрешающая способность датчиков была лучше 0,1 мс по времени и ≈ 1 мм по пространству. Чувствительным элементом датчика температуры была плоская хромель-алюмелевая термопара толщиной 5 мкм и шириной 0,5 мм, размещенная над

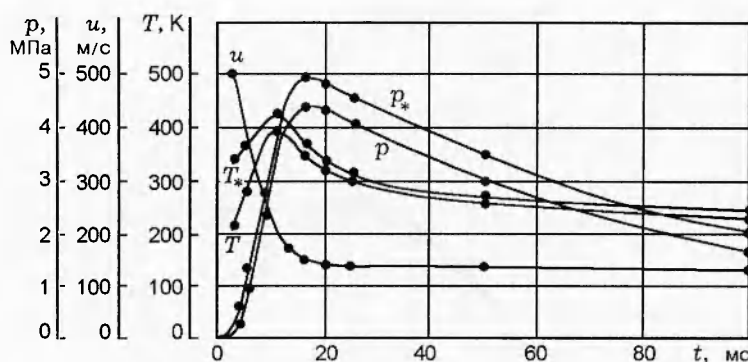


Рис. 8. Измеренное изменение полной скорости, статического и полного давлений, температуры и температуры торможения потока в среднем сечении камеры $z = 7,5$ мм при $r = 80$ мм

концом трубки диаметром 2 мм, что позволяло измерять температуру торможения потока с разрешением $\approx 0,1$ мс по времени и ≈ 2 мм по пространству. Показания датчиков давления и температуры записывались двухлучевым электронным осциллографом С9-16. Наиболее вероятная ошибка измерений составляла 5 % для температуры и 3 % для давлений. Скорость течения и термодинамическая температура определялись расчетом по данным трех непосредственно измеряемых параметров. Был разработан также метод измерения окружной и радиальной компонент скорости потока по трекам светящихся микрочастиц, которые фотографировались одновременно на движущуюся и неподвижную пленку. Частицы получались при электровзрыве мостика из алюминиевой фольги и вводились через тонкие трубки в поток в выбранной последовательности точек (r, z). Более полное описание конструкций датчиков, а также методик и результатов измерений скоростей опубликовано в работах [9, 10]. Ниже представлены данные, полученные с помощью датчиков давления и температуры без использования трековых измерений.

На рис. 8 показано изменение во времени полного и статического давлений (p_* и p соответственно), термодинамической температуры T , температуры торможения T_* и полной скорости течения u в точке $r = 80$ мм, $z = 7,5$ мм. Измеренные температуры в этой точке проходят через максимум, близкий к 400 К при $t = 9,5$ мс. Максимумы обоих давлений достигаются несколько позже, при $t \sim 15$ мс. Полная скорость потока, быстро уменьшаясь, выходит на постоянный уровень при $t = 15$ мс. Необходимо указать, что электросигналы с термопарных датчиков содержали дополнительно высокочастотную хаотическую составляющую, которая не связана с колебаниями температуры

и не принималась во внимание при измерении, так как сохранялась при замене термопары мостиком из одного металла.

Распределения измеренных параметров потока в момент времени $t = 9,5$ мс по координате r при $z = 7,5$ мм и по координате z при $r = 80$ мм показаны на рис. 9, а и б соответственно. Обращают на себя внимание два температурных максимума по r и несимметричность в распределении температуры относительно средней плоскости камеры (на обеих стенках температура одинакова, но датчик позволял измерять температуру лишь в точках z , лежащих дальше 0,5 мм от стенок). Абсолютный максимум измеренной температуры торможения потока составляет 450 К в точке $r = 50$ мм, $z = 7,5$ мм при $t = 7,7$ мс.

Проведены контрольные измерения параметров течения в камере при стационарном потоке воздуха, для чего объем ресивера R2 был увеличен до 80 л. При истечении из большого ресивера параметры потока в камере становились практически стационарными через 30 ÷ 40 мс. Измерения проводились при $t = 100$ мс. В стационарном режиме величина T_* оказалась постоянной во всем объеме камеры, повышения температуры газа выше температуры ресивера не обнаружено.

ИТОГИ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные эксперименты однозначно доказывают существование области воспламенения водорода и керосина в смеси с обогащенным кислородом воздухом при их нестационарном вдуве под давлением 4 ÷ 10 МПа в проточную плоскорадиальную камеру описанного типа.

В случае радиальной подачи кислорода в камеру с начальной атмосферой водорода воспламенение происходит в центре камеры и при-

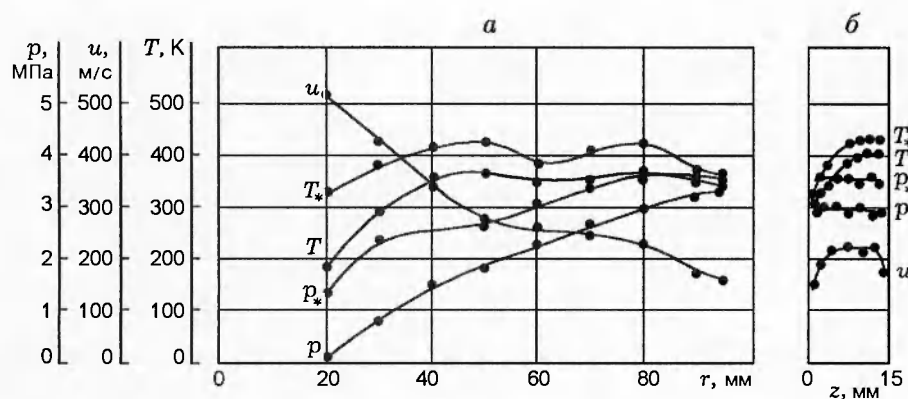


Рис. 9. Измеренное распределение температур, давлений и полной скорости потока в момент времени $t = 9,5$ мс вдоль радиуса камеры при $z = 7,5$ мм (а) и вдоль координаты z при $r = 80$ мм (б)

чина его ясна: после открытия кислородного клапана образуется сходящаяся к центру ударная волна, которая кумулирует энергию и вызывает подъем температуры свыше 1000 К в окрестности оси камеры. Это подтверждается численным моделированием. Но воспламенение исчезает, когда в качестве окислителя радиально подается кислородно-азотная смесь 60/40 (мольные проценты), полученная добавлением воздуха к кислороду. В последнем случае кумулируемая в центре энергия и пространственно-временные параметры горячего очага, очевидно, оказываются ниже критических для воспламенения.

При тангенциальной подаче окислителя начальный очаг воспламенения перемещается в периферийную зону камеры ($r > 0,5r_1$), а область воспламенения по концентрациям кислорода и диаметрам выходного отверстия значительно расширяется для обоих горючих. На ряде фоторегистрограмм очаг воспламенения оказывается в поле радиального окна, имея малые размеры и высокую начальную яркость (см. рис. 3, а–в). Далее пламя расширяется с различной скоростью, зависящей от условий, иногда быстро ускоряясь вплоть до перехода в детонацию. Фоторегистрограммы другого вида вполне объяснимы начальным воспламенением в стороне от окон. Повышенная яркость начальных очагов пламени естественно объясняется высоким давлением реакционноспособной смеси в камере перед воспламенением, а последующее уменьшение свечения на некоторых снимках — выходом очага из поля зрения окна или, на поздней стадии, снижением общего давления в камере после сгорания накопленной смеси [3].

Самовоспламенение в камере с закрученным течением сохраняется при смене очередно-

сти подачи горючего и окислителя, в частности при подаче водорода на 0,02 с позже окислителя, т. е. после момента достижения максимума давления и температуры в камере (согласно расчетам и измерениям). Но критические условия воспламенения зависят от такой очередности: область воспламенения шире при опережающей подаче горючего. Критические условия зависят также от характеристик используемых форсунок, качества окислительной смеси, наличия или отсутствия аэрации керосина. Задержки воспламенения после начала подачи в камеру второго компонента смеси (окислителя или горючего) меняются от 2–3 мс до 35 мс в зависимости от условий и имеют естественный случайный разброс в пределах примерно двукратного изменения при сохранении условий. При опережающей подаче водорода наиболее типичны задержки $8 \div 16$ мс, которые одного порядка с временем достижения максимальной температуры в камере.

Анализ результатов численного моделирования выявил существование следующего механизма нагрева газов в камере. При тангенциальной подаче воздуха или других газов через цилиндрическую стенку частицы газа в ядре потока в области $0,2 < r/r_1 < 0,8$ движутся по траекториям, близким к окружностям, и относительно долго находятся в камере. На первой нестационарной стадии процесса расход газа из коллектора значительно превышает его расход через выходное отверстие камеры и происходит заполнение камеры вращающимся газом. Зона максимальных градиентов угловых скоростей с наиболее интенсивной диссипацией энергии в ядре потока перемещается от периферии камеры к выходному отверстию, оставляя «след» повышенной температуры. Одновременно за счет увеличения массы

газа и центробежных сил нарастает давление в камере и происходит сжатие ранее вошедшего газа с дополнительным ростом температуры. При этом рост температуры за счет сжатия оказывается основным, вклад диссипативного нагрева составляет не более 5 %. Диссипация же у стенок, где градиенты скоростей выше, практически не влияет на нагрев ядра потока, поскольку выделяемое здесь тепло выносится из камеры быстрым радиальным пристеночным течением и частично уходит в стенки. При подходе к максимуму давления и после него, а также при установлении стационарного течения температура в ядре потока быстро уменьшается, так как исчезает вторичное сжатие газа, а продолжающееся низкими темпами тепловыделение за счет диссипации компенсируется теплоотводом.

Согласно результатам численного моделирования, максимальная температура газа в нестационарной стадии, как и давление, растет с увеличением числа Рейнольдса и при $Re = 5 \cdot 10^3$ близка к 600 К. Казалось бы, это дает надежду получить для реальных значений $Re \sim 10^6$, соответствующих условиям экспериментов, температуры $\approx 800 \div 900$ К, достаточные для самовоспламенения, согласно данным [11, 12]. Но развитие турбулентности в реальном течении при достаточно больших числах Re усилит тепло- и массоперенос, что может существенно понизить максимум температуры. К сожалению, провести расчеты с числами $Re > 5 \cdot 10^3$ не удалось, во-первых, из-за аппроксимационной вязкости схемы, которая для расчетной сетки 100×30 была сравнима с физической вязкостью, во-вторых, из-за неустойчивости счета по конечно-разностной схеме Мак-Кормака при больших значениях Re . Вынужденное занижение величины Re может объяснить то обстоятельство, что расчетные давления в камере оказались на 25 ÷ 30 % ниже измеренных при совпадающем расходе газа (см. рис. 5 и 8). Кроме того, расчеты показывают увеличение времени достижения максимальной температуры в камере с ростом числа Re (см. рис. 7). Но величина этого времени оказалась при $Re = 5 \cdot 10^3$ почти в два раза меньше измеренной, что дополнительно указывает на заниженное значение числа Re в расчетах.

Прямые измерения термопарами, как и расчеты, показали существование в камере зоны повышенных температур на нестационарной стадии процесса. Но получены более низ-

кие, чем в модельных расчетах, максимальные температуры — около 400 К. Эта величина совпадает, кстати, с простой оценкой средней температуры в камере без истечения после перетекания в нее небольшой части газа из ресивера с комнатной температурой: при относительно малой кинетической энергии удельная внутренняя энергия газа в камере равна его удельной энтальпии в ресивере, т. е. при перетекании температура увеличивается в $\gamma = 1,4$ раз за счет убыли удельной энергии оставшегося в ресивере газа (хорошо известная закономерность). Заметим также, что в приведенной оценке игнорируется влияние коллектора, который производит дополнительную дифференциацию температур перетекающего газа и учитывается в численной модели (аналогичная оценка подъема температуры при нестационарном последовательном перетекании из ресивера в коллектор, затем в камеру дает рост температуры в $\gamma^2 \approx 2$ раза, что близко к результату численного расчета). В распределении температуры ядра закрученного потока по радиусу камеры зафиксированы два максимума. Второй максимум появлялся и в расчетах, но несколько позже. При стационарном потоке газа через камеру повышенные температуры не обнаружены, что также согласуется с расчетами. Практически одинаково при измерениях и расчетах время достижения максимума давления (15 мс). Имеющиеся отличия результатов измерений и численного моделирования могут быть обусловлены нереальными значениями Re , а также неполной адекватностью использованной модели, которая не учитывает трехмерность реального течения и турбулентность.

На основании полученных данных можно заключить, что механизм нагрева газов в наших опытах отличается от известного эффекта Ранка в вихревых камерах большого удлинения, где воздух или другой газ продуваются через камеру в стационарном режиме, разделяясь на два потока с разными температурами [13]. Представляется, что механизм нагрева, выявленный при численном моделировании и описанный выше, в основных чертах действует и в реальном процессе, отличаясь лишь в количественных показателях.

К сожалению, результаты исследования пока не позволяют однозначным образом объяснить природу воспламенения в закрученном потоке, так как замеренные максимальные тем-

пературы в камере оказались существенно ниже тех, при которых обычно происходит самовоспламенение водорода и керосина [11]. Поэтому далее обсуждается лишь возможность тех или иных факторов вызывать воспламенение в условиях проведенных опытов. Прежде всего, следует заметить, что в опытах имели место чисто газодинамические процессы, в принципе способные генерировать достаточные для воспламенения локальные горячие очаги. Датчики могли их не зарегистрировать, ввиду недостаточного временного разрешения или малой вероятности пространственного совмещения такого события с датчиком. Такими процессами являются сжатие первых порций газа в коллекторе сразу после открытия соответствующего клапана, реверберация образующихся там ударных волн и впрыск в камеру горячих порций воздуха из коллектора. Ударные волны в коллекторе окислителя регистрировались датчиками давления в специальных опытах. Характерное время их затухания ≈ 10 мс, начальная амплитуда ≈ 10 МПа, период пульсаций ≈ 1 мс. Приведем элементарные количественные оценки достигаемых температур. Изэнтропическое сжатие в коллекторе некоторой порции двухатомного газа в 50 раз по давлению (характерная для опытов величина) увеличивает температуру в три раза, наличие ударных волн даст еще большие температуры. За начальную температуру первой заторможенной в коллекторе порции окислителя можно взять 400 К (в $\gamma = 1,4$ раз больше температуры ресивера, см. оценку выше), тогда после сжатия получим не менее 1200 К. Далее эта температура при перетекании рассматриваемой порции газа в камеру в режиме сверхкритического истечения вначале уменьшается за счет изэнтропического расширения, затем практически восстанавливается в ударном скачке торможения струи. В результате данная (небольшая) порция газа будет иметь в камере температуру не ниже 1100 К и может обеспечить воспламенение. Но время действия такого механизма ограничивается характерным временем наполнения коллектора и обмена газа в нем, т. е. во всяком случае не превышает 5 мс. Поэтому такой механизм может объяснить только случаи воспламенения с достаточно короткими задержками, имевшими место в ряде опытов. Очевидно, действовали и другие механизмы воспламенения.

Причиной воспламенения смеси, в принци-

пе, могли быть и автоколебания, приводящие к рождению фокусирующихся ударных волн в самой камере. Однако никаких фактов, указывающих на развитие таких явлений до воспламенения, не замечено. Причиной воспламенения, по-видимому, не были какие-либо горячие или горящие частицы, вдуваемые в камеру вместе с газами. Такие частицы с большой вероятностью давали бы светящиеся треки при подаче в камеру кислорода без горючего, чего не обнаружено на фотоснимках течения через прозрачную стенку. Кроме того, в случае воспламенения смеси такими частицами трудно объяснить сильное влияние характеристик форсунок. На аналогичном основании представляется маловероятным прямое воспламенение топливной смеси искрами от разрядов статического электричества, образующегося на микрокаплях, пылинках, непроводящих поверхностях окон. Достаточно энергетичные для прямого воспламенения искры должны были также фиксироваться на упомянутых фотоснимках. Отметим, что все детали камеры, кроме окон, изготовлены из металла, имели электрический контакт между собой и были заземлены, поэтому накопление зарядов на них исключалось.

Вместе с тем заряженные твердые и жидкие микрочастицы и ионы несомненно присутствовали в потоке. Невидимые микрочастицы, конечно, попадали вместе с газом в камеру из трубопроводов и какая-то их часть имела электрический заряд. Известно, что заряды могут разделяться и накапливаться при высокоскоростном обтекании газом твердых поверхностей, при срыве и дроблении капель и в других подобных процессах; имеется упоминание о регистрации ионизации конкретно в вихревых камерах [13]. Присутствием зарядов в потоке и невидимыми разрядами можно объяснить хаотические высокочастотные электрические сигналы на термопарах и простых проводниках, которые регистрировались в описанных опытах. Сопутствующая этим явлениям даже слабая ионизация газов могла резко увеличивать скорости начальных химических реакций, приводящих к воспламенению. Это одна из вероятных причин воспламенения, действовавших в дополнение к нагреву газов. Влияние же нагрева подтверждается близостью времен достижения максимума температуры и задержек воспламенения в большинстве опытов. Для воспламенения же с задержкой более 30 мс в од-

ном упоминавшемся опыте авторы пока не находят другой причины, кроме достаточно интенсивного электростатического разряда, по видимому, редко происходящего. Максимальная температура в камере к этому моменту, как по расчетам, так и по измерениям, мало отличалась от комнатной.

Наконец, нельзя не заметить, что постановки опытов при исследовании условий воспламенения и при измерении полей температур и давлений не были полностью идентичными. В первом случае в камеру вдувались два потока (горючее и окислитель) с встречной закруткой и неодновременным началом вдува, во втором — вдувался только один вращающийся газовый поток в первоначально покоившийся воздух. Взаимодействие встречных вихрей вызывало более интенсивную диссипацию кинетической энергии. И хотя массовый расход горючего был на порядок меньше, чем окислителя, не исключено, что за счет такого взаимодействия максимальная температура в камере в нестационарной стадии течения оказывалась существенно больше измеренной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Установлено существование области самовоспламенения водорода и керосина, смешиваемых без предварительного нагрева с воздухом, обогащенным кислородом, в проточной плоскорадиальной вихревой камере. Границы воспламенения по концентрации кислорода и размерам выходного отверстия камеры зависят от очередности срабатывания клапанов горючего и окислителя и временного интервала между ними, от направления вдува окислителя, от характеристик форсунок.

2. Проведено численное моделирование вихревого течения воздуха в камере в рамках полных уравнений Навье — Стокса для сжимаемой среды в нестационарной осесимметричной постановке при числах Рейнольдса $Re \leq 5 \cdot 10^3$. На основе анализа результатов расчетов дано объяснение роста температуры в ядре закрученного потока, который определяется в основном сжатием ранее вошедшего газа при заполнении камеры. Установлен рост максимума расчетных температур и давлений с ростом числа Re .

3. Измерены температуры, давления и скорости закрученного потока воздуха (без горючего) с разрешением $\sim 0,1$ мс по времени и ≈ 2 мм по пространству во всем объеме ка-

меры в переходном и стационарном режимах.

4. Моделирование и прямые измерения показали, что существенный разогрев вихревого потока происходит только на нестационарной стадии течения, во время заполнения камеры газом. При этом измеренные максимальные температуры оказались ниже найденных при численном расчете (400 К вместо 600 К).

5. Хотя измеренные и расчетные максимальные температуры закрученного потока оказались ниже известных температур самовоспламенения, наиболее частые задержки воспламенения коррелируют с временем достижения максимума температуры в камере.

6. Природа воспламенения в закрученном потоке окончательно не установлена. Помимо температурного фактора предполагается промотирующее влияние на воспламенение слабой ионизации газа, которая может возникать за счет испарения заряженных микрокапель и пограничных явлений при обтекании твердых микрочастиц, а также, быть может, за счет невидимых электроразрядов.

7. При радиальной подаче окислителя осуществлено воспламенение смеси около оси камеры за счет нагрева газа сходящейся ударной волной.

Авторы полагают, что выяснение природы воспламенения в закрученных потоках представляет интерес для дальнейших исследований. Вероятно, оно позволило бы объяснить некоторые аварийные газовые взрывы. Явление может быть также использовано для неэлектрического воспламенения топлива в технических устройствах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19121).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мелькумов Т. М., Мелик-Пашаев Н. И., Чистяков П. Г., Шиуков А. Г. Ракетные двигатели. М.: Машиностроение, 1968.
2. Охрана труда в научных учреждениях Академии наук СССР. Раздел второй. Техника безопасности при эксплуатации сосудов, работающих под давлением. М.: Наука, 1972.
3. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В., Ведерников Е. Ф. Непрерывное детонационное сжигание топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 3. С. 120–131.
4. Bykovskii F. A., Mitrofanov V. V., Vedernikov E. F. Autoignition in rotational flow of combustible mixture // 16th Intern.

- Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, August 3-8, 1997: Conference Proc. Krakow: Akapit, 1997. P. 297-298.
5. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В., Ведерников Е. Ф. Самовоспламенение в потоках топливных смесей // Докл. РАН. 1998. Т. 358, № 4. С. 487-489.
 6. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. М.: Мир, 1990. Т. 1, 2.
 7. Ждан С. А., Мардашев А. М., Митрофанов В. В. Расчет течения спиновой детонации в кольцевой камере // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 91-95.
 8. Гольдштик М. А. К теории эффекта Ранка (закрученный поток газа в вихревой камере) // Изв. АН СССР, ОТН. Механика и машиностроение. 1963. № 1. С. 132-137.
 9. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Течение в вихревой плоскорadiaльной камере. I. Экспериментальное исследование поля скоростей в переходном и стационарном режимах // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6.
 10. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Течение в вихревой плоскорadiaльной камере. II. Вихревая структура течения // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 1.
 11. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
 12. Баев В. К., Бошняков Б. В., Пронин Ю. А., Шумский В. В. Экспериментальные исследования воспламенения водорода, вдвухаемого в сверхзвуковой поток горячего воздуха // Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979. С. 53-64.
 13. Меркулов А. П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1969.

Поступила в редакцию 25/XII 1998 г.