

## САМОПОДДЕРЖИВАЮЩАЯСЯ ПУЛЬСИРУЮЩАЯ ДЕТОНАЦИЯ ПОТОКА ГАЗОВОЙ СМЕСИ

УДК 534.222.2:621.45

Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

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

*В камере радиальной кольцевой геометрии с истечением к периферии исследованы самоподдерживающиеся режимы детонации активных ацетиленокислородных смесей в пульсирующих радиальных волнах и определены условия существования этих режимов.*

Пульсирующее горение газа за ударной волной в сверхзвуковом потоке рассматривалось в работе [1]. Однако горение создавалось искусственно за счет внесения в сверхзвуковой поток цилиндрического тела, перед которым возникала ударная волна и воспламеняла смесь. Кроме того, для избежания преждевременного воспламенения на стенках трубы использовались малоактивные смеси. В данной работе исследованы самоподдерживающиеся пульсирующие режимы сжигания потока активных газовых смесей, реализованные в камере радиальной кольцевой геометрии с истечением к периферии.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились в радиальной кольцевой камере (рис. 1), представляющей собой полузамкнутое кольцевое пространство, ограниченное плоскими радиальными стенками длиной  $L_r = 40, 30$  или  $10$  мм и внутренней цилиндрической поверхностью диаметром  $d = 20$  мм. Зазор между радиальными стенками  $\delta$  менялся от  $1,5$  до  $18$  мм. Ряд экспериментов проводился в камерах с линейным (по  $r$ ) уменьшением  $\delta$  от  $5$  до  $2$  мм и менее. Смесевые компоненты подавались в камеру отдельно через ряд отверстий, расположенных на внутренней цилиндрической поверхности, и перемешивались в камере. В качестве горючего использовался ацетилен, окислитель — кислород. Расход ацетилена  $G_r = 9,9-30,7$  г/с, кислорода —  $G_o = 21,4-130$  г/с. Коэффициент избытка горючего  $\Phi$  изменялся при этом от  $0,57$  до  $4,18$ . Давление подачи ацетилена и кислорода  $p_r = (5,8 \div 14,5) \cdot 10^5$  Па и  $p_o = (4,8 \div 26) \cdot 10^5$  Па соответственно. Истечение продуктов происходило в емкость объемом  $V = 0,5$  м<sup>3</sup> с различными начальными давлениями  $(p_a)_0$  в интервале  $(0,01 \div 1,0) \cdot 10^5$  Па. Сразу же после поступления смеси в камеру инициировали процесс пережиганием проволоки током.

Опыт длился  $\sim 0,3$  с и полностью регистрировался на движущуюся широкую пленку с помощью фоторегистратора с падающим барабаном [2]. За время одного эксперимента фиксировалось до  $10$  тысяч циклов горения. Съемка велась через два диаметрально расположенных узких окна из плексигласа длиной  $30$  и шириной  $8$  мм. Движение пленки было перпендикулярно окнам. В этом случае светящиеся объекты, движущиеся вдоль ок-

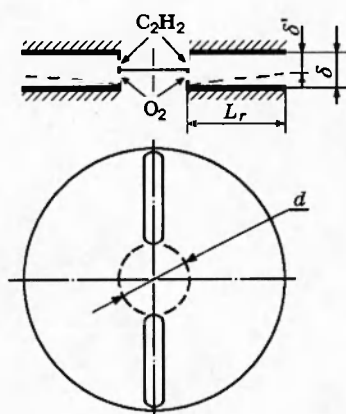


Рис. 1. Экспериментальная камера с двумя окнами для фоторегистрации

на, оставляли свои развертки в координатах  $x, t$ . Объекты, движущиеся по окружности, снимались либо с частичной компенсацией скорости, когда направления движения изображения и пленки совпадали, либо фиксировались размытыми, если не было совпадения. В ряде экспериментов для определения скорости волн  $D$ , их количества  $n$  и направления вращения по окружности выполнялись развертки через узкую щель длиной 8 мм, расположенную перпендикулярно радиусу.

Поскольку продукты истекали в фиксированный объем  $V$ , за время эксперимента давление в нем  $p_a$  постепенно увеличивалось на величину  $(\Delta p_a)_{\max}$ , которая измерялась манометром, а также оценивалась по формуле  $(\Delta p_a)_{\max} = 15(V_r + V_o)/V$ . Коэффициент 15 взят из работы [3] и указывает на увеличение давления в объеме в долях атмосферы при полном сгорании в нем смеси,  $V_r$  и  $V_o$  — объемы вытекших горючего газа и кислорода при нормальных условиях, определяемые по изменению давления в ресиверах известной емкости до и после эксперимента, когда температура газа в них выравнивалась до окружающей. По изменению давления определялись и средние расходы компонентов. Так как падение давления в ресиверах не превышало 15%, то их текущие значения, а также величина  $\Delta p_a$  оценивались из предположения линейности изменения этих величин во времени, которое задавалось схемой управления и определялось по фоторегистрограммам.

После закрытия клапанов и прекращения подачи газов из ресиверов процесс в камере продолжался за счет вытекания газов из подводящих трубок. Давление подачи изменялось от значения в момент закрытия клапанов до значения  $p_a$ . Величина  $\Phi$  оставалась практически постоянной. Текущие расходы и давления подачи вычислялись по формулам, выведенным из законов сверхкритического истечения из емкостей конечного объема:  $G/G' = (1 + ct)^{-(\gamma+1)/(\gamma-1)}$ ,  $p/p' = (1 + ct)^{-2\gamma/(\gamma-1)}$ , где  $G/G'$  и  $p/p'$  — отношение текущих расходов и давлений к начальным,  $c$  — постоянный коэффициент, зависящий от геометрических параметров системы подачи и свойства газа,  $t$  — время,  $\gamma$  — показатель изэнтропы. Поскольку расходы газов при этом незначительны, считалось, что истечение продуктов происходило в среду с постоянным противодействием.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Первые исследования непрерывной детонации потока газовых смесей в камере кольцевой радиальной геометрии с истечением к периферии были проведены в [4]. При заданной геометрии камеры ( $\delta = 5$  мм,  $L_r = 30$  мм,  $d = 20$  мм) и истечении в атмосферу



Рис. 2. Фоторегистрограммы процесса с радиальными волнами через радиальные окна

Режим	$L_r$ , мм	$\delta$ , мм	$(p_a)_0 \cdot 10^{-5}$ , Па	$(\Delta p_a)_{\max} \cdot 10^{-5}$ , Па	$G_r$ , г/с	$G_o$ , г/с	$\Phi$	$f$ , кГц	$n$	$D$ , м/с
1	10	2,5	0,08	0,22	14,7	40,1	1,12	—	3	1395
2	10	5,0	0,07	0,19	14,7	30,9	1,46	10	—	—
	10	5,0	0,07	0,19	14,7	30,9	1,46	—	1	1047
3	30	5,0	0,01	0,31	19,8	58,7	1,03	8,3–12,5	—	—
	30	5,0	0,01	0,31	19,8	58,7	1,03	—	2	850
4	30	8,0	0,02	0,39	24,7	72,6	1,05	5,8–13,3	—	—
5	40	8,0	0,03	0,27	20,5	68,4	0,91	2–14	—	—

Примечание. Для режимов 2 и 3 показана смена процесса с радиальными волнами на процесс с поперечными волнами в течение одного опыта.

наблюдались режимы с вращающимися по окружности детонационными волнами. Последующие исследования показали, что изменение геометрии камеры, давлений внешней среды и подачи, а также изменение состава смеси приводят не только к перемене структуры вращающихся волн, но и к принципиально новым режимам детонации, в частности с пульсирующими радиальными волнами.

На рис. 2 приведены фоторегистрограммы самосвечения двух из нескольких тысяч циклов сгорания, снятые через два радиальных окна. Данные об эксперименте представлены в таблице (режим 4). Пленка движется перпендикулярно окнам слева направо. Цилиндрическая поверхность, через отверстия в которой поступает свежая смесь в камеру, отображается темной полосой между двумя развертками. Ее границы периодически высвечиваются продуктами горения вблизи этой поверхности. Четко прослеживаются траектории продуктов и развертки движущихся в радиальном направлении границ между свежей смесью и продуктами.

Из фоторегистрограмм следует, что волновая структура в целом не вращается вокруг оси камеры. Этот вывод подтверждается тремя признаками. Во-первых, четкость светящихся границ на верхней и нижней дорожках одинакова. При вращении на одной из дорожек волны фиксировались бы четко, а на другой размыто. Во-вторых, окружная скорость этих волн, вычисленная по времени появления около окон сразу двух волн одновременно, составляла бы  $300 \div 350$  м/с и соответствовала бы звуковым волнам в холодной смеси, но никак не детонационным. В-третьих, наблюдаемая структура заметно отличается от структуры волн, факт вращения которых сомнению не подлежит. Таким образом светящиеся границы являются развертками радиальных волн. Идущая вверх по потоку волна является детонационной, так как распространяется со скоростью от 1600 до 1200 м/с относительно потока или со скоростью от 900 до 800 м/с относительно стенок.

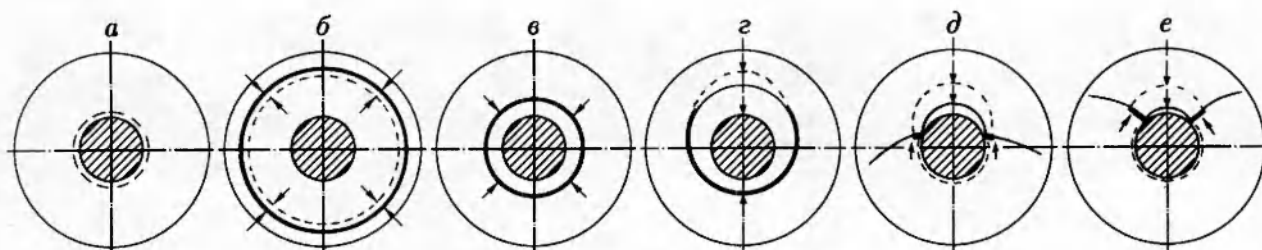


Рис. 3. Интерпретация фоторегистрограмм в плоскости канала:

--- фронты горения; — ударные волны; — детонационные волны; стрелками показаны направления движения фронтов горения, детонации и ударных волн

Граница свечения, сносимая потоком, — это радиальная волна горения. Она существенно нестационарна и, ослабляясь, сносится вниз по потоку со скоростью, возрастающей от нуля вблизи цилиндрической поверхности до  $\sim 500$  м/с на расстоянии  $(1/3)L_r$ . Ниже по потоку радиальная волна горения превращается в контактный разрыв. На фоторегистрограммах это вырождение отмечается уменьшением углов между границей свечения и траекториями продуктов вплоть до их полного слияния. Поступающая в эту волну смесь сгорает частично, на что указывают возникающие иногда вспышки продуктов за радиальной волной горения, замедляющие ее движение вниз по потоку (одна из вспышек видна на рис. 2,а).

По траектории контактного разрыва вычисляется скорость натекающей свежей смеси. К выходу из камеры она составляет  $\sim 700$  м/с и приближается к максимально возможной скорости истечения  $v_{\max} = a_0 \{2/(\gamma - 1)\}^{0,5}$ , где  $a_0$  — скорость звука в заторможенной смеси.

Скорость продуктов на выходе из камеры существенно изменяется за время цикла. При входе детонационной радиальной волны в канал продукты вовлекаются волной и течение меняется на обратное. Затем направление восстанавливается, и через половину периода цикла скорость истечения достигает максимума 1900 м/с, после чего она снова падает до скорости вырожденной радиальной волны горения — 700 м/с. В некоторых циклах сгорания, по-видимому, из-за частичного горения по поверхности слабо светилась и натекающая свежая смесь. В этих случаях скорость светящихся объектов могла быть определена по всему объему камеры. Более того, фиксировались ударные фронты, идущие по этой смеси.

Анализ нескольких десятков тысяч фоторегистрограмм циклов позволяет сконструировать картину сгорания в плоскости камеры (рис. 3). После сгорания всей смеси, поступившей в канал за время предыдущего цикла, она продолжает поступать и загораться в радиальной волне горения вблизи цилиндрической поверхности. Некоторое время эта волна остается неподвижной, а затем сносится вниз по потоку. Когда из камеры начинает вытекать смесь, частично сгоревшая в волне горения, возникает детонационная волна, которая заходит в канал и начинает двигаться вверх по потоку частично сгоревшей смеси. Встречаясь со сносимой потоком радиальной волной горения, детонационная волна ведет себя неоднозначно. Она может и дальше распространяться по свежей смеси в виде детонационной волны и достигнуть цилиндрической поверхности (симметричный случай, см. рис. 2,а и 3,а-в). Скорость волны при этом снижается до 1200 м/с, что составляет примерно половину скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге. По-видимому, причиной

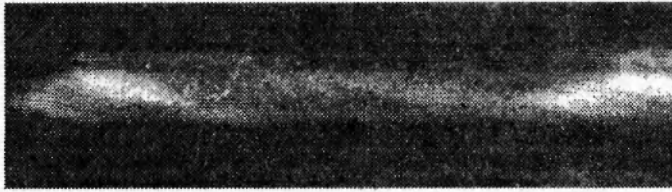


Рис. 4. Зарождение детонационной радиальной волны и ее проникновение внутрь канала

такой низкой скорости является нестационарность детонационной радиальной волны, которая не успевает усилиться при подходе к внутренней цилиндрической поверхности, так как вверх по потоку степень перемешивания компонентов уменьшается.

Режимы с симметричными детонационными радиальными волнами наблюдаются редко. Обычно при входе волны в свежую смесь на каком-то участке фронта ее интенсивности не хватает для воспламенения смеси, и детонационная волна расслаивается на два фронта — ударный и горения. Скорость ударной волны при этом понижается до  $\sim 1000$  м/с относительно потока (несимметричный случай, см. рис. 2, б и 3, з-е). Детонационная часть волны раньше подходит к цилиндрической поверхности и поддерживает горение поступающей смеси. В точках касания ударной волны с цилиндрической поверхностью возникают встречные детонационные поперечные волны. На фоторегистраграммах (см. рис. 2, б) они видны четкими или размытыми в зависимости от того, какая из волн быстрее достигнет окна камеры. Развертки через тангенциальную щель подтвердили встречное движение детонационных волн. В зависимости от фазы развития их скорость находится в пределах  $D = 700 \div 1800$  м/с. После столкновения поперечные волны затухают, и остается фронт горения. Последний по мере спада давления вблизи цилиндрической поверхности в виде радиальной волны горения сносится вниз по потоку, и цикл повторяется. По медленной периодической смене картины процесса на верхней и нижней дорожках фоторегистраграммы можно заключить, что рассматриваемая волновая структура плавает по окружности камеры. Несмотря на то, что процесс сгорания смеси нестационарен по времени и пространству, частота циклов сгорания  $f$  очень стабильна.

Какова же причина возникновения детонационных радиальных волн? Из фоторегистраграмм (см. рис. 2) видно, что они заходят в канал уже сформировавшимися. В данном случае  $L_r$  равна длине окна и процессы, происходящие вне камеры, не фиксировались. При  $L_r = 10$  мм и длине окна 30 мм процессы фиксировались и вне камеры (см. рис. 4, в таблице режим 2). Видно, что поток продуктов начинает ярче светиться примерно в 10 мм от среза канала, а затем светящийся фронт, ускоряясь, заходит в канал. Свечение сверхзвукового потока продуктов возможно в скачках уплотнения, которые всегда существуют при нерасчетном истечении из канала. Другая возможная причина возникновения свечения — воспламенение объемов недогоревшей смеси по истечении задержек воспламенения. Однако последнее наблюдается редко даже в более благоприятных случаях течений в длинных каналах ( $L_r = 30 \div 40$  мм) и в целом не меняет картины процесса. Поэтому можно утверждать, что воспламенение недогоревшей смеси происходит в скачках, которые усиливаются и в виде детонационных радиальных волн заходят в канал.

Еще одним подтверждением данного вывода является изменение частоты циклов сгорания  $f$  при уменьшении расхода смеси  $G$  от начального  $(G_0 + G_r)_0$  до полного истечения компонентов во время одного эксперимента: сначала при истечении компонентов смеси из ресиверов, когда  $p_a$  плавно повышается на величину  $(\Delta p_a)_{\max}$ ; затем при истечении из трубопроводов и практически при постоянном  $p_a$ , когда отношение давлений на срезе ка-

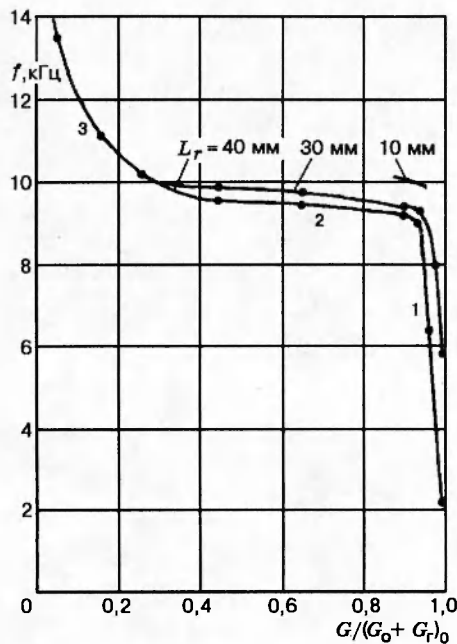


Рис. 5. Зависимость частоты циклов сгорания от расхода смеси

нала изменяется пропорционально  $G/G'$  (рис. 5, в таблице режимы 2, 4, 5). Видно, что существуют три характерные области. По оценкам, выполненным с помощью расчетной модели [4], области 1 и 2 соответствуют истечению недорасширенной и перерасширенной сверхзвуковых струй, а область 3 — входу скачка уплотнения в канал. В области 1 скачок находится далеко от среза канала и величина  $f$  имеет пониженное значение. В режиме истечения перерасширенной струи скачки уплотнения находятся вблизи канала. Изменяется лишь их структура [5]. Поэтому в области 2 величина  $f$  остается практически постоянной в интервале  $G \approx (0,9 \div 0,3)(G_0 + G_r)_0$ . Резкий изгиб кривой между областями 1 и 2 соответствует среднему расчетному истечению струи из камеры, когда давления на срезе канала и среды выравниваются и скачки исчезают. Следовательно, не должно быть и условий возникновения радиальных волн. Однако в зазоре  $\delta = 8$  мм этого не наблюдалось, по-видимому, из-за сильной нестационарности течения. В канале  $\delta = 5$  мм, где происходит преимущественное сжигание смеси в встречных поперечных волнах, в расчетном режиме радиальные волны пропадали и оставались две встречные поперечные волны (в таблице режим 3). В области 3 происходит быстрое нарастание  $f$  по мере приближения скачка уплотнения к цилиндрической поверхности. Из рис. 5 следует, что величина  $f$  растет с уменьшением  $L_r$  (сокращаются радиальные перемещения волн). В области 3 величина  $f$  практически не зависит от  $L_r$  и определяется особенностями течения в канале.

Наиболее стабильные режимы с радиальными волнами наблюдались в каналах с  $\delta = 8$  мм, при стехиометрическом соотношении компонентов и сверхкритическом истечении в камеру. Изменение каких-либо из этих параметров выше определенных пределов приводило к усилению детонационных поперечных волн и, в конечном счете, к вращающимся в одном направлении детонационным волнам или к прекращению детонации.

Показательно в этом отношении уменьшение  $\delta$  до 2,5–1,5 мм, а также уменьшение размера  $\delta$  на выходе (см. рис. 1) на эту же величину. Вследствие повышения давления в камере при тех же расходах структура детонационных поперечных волн становилась более мелкой и их количество увеличивалось до трех и более. При этом частично сгоревшая в

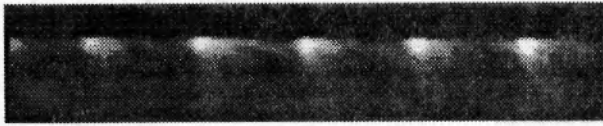


Рис. 6

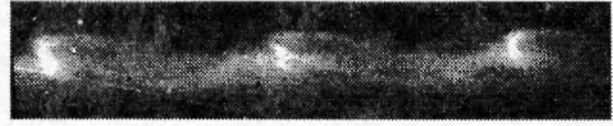


Рис. 7

Рис. 6. Детонационные поперечные волны одного направления без радиальных волн

Рис. 7. Детонационные поперечные волны одного направления с косыми «приходящими» волнами

радиальной волне горения смесь не успевала уноситься за пределы камеры. Она попадала в следующую детонационную волну и там догорала (рис. 6, в таблице режим 1). Исчезали условия зарождения детонационных радиальных волн, и они не возникали несмотря на то, что скачки уплотнения вне канала продолжали существовать. Режим в камере полностью определялся внутренними процессами. Истечение продуктов становилось более равномерным при скорости  $1600 \div 1900$  м/с. Уменьшение  $\delta'$  до 1 мм приводило к исчезновению детонационных поперечных волн и возникновению турбулентного горения с равномерным истечением продуктов из камеры.

Укрупнение структуры детонационных поперечных волн, связанное с увеличением  $\delta$  (уменьшением давления в камере) и  $\Phi$  (уменьшением активности смеси), не исключало попадания наружу частично сгоревшей смеси. Поэтому скачки уплотнения усиливались и заходили в канал (рис. 7, в таблице режим 2). Поскольку поперечные волны перемещаются по окружности, в ту же сторону перемещаются и вошедшие в канал волны. В системе волны они выглядят как косые, «приходящие» извне на фронты детонационных поперечных волн.

Смена режима с радиальными волнами на режим с поперечными при подходе к критическому истечению компонентов в камеру с дальнейшим переходом к дозвуковому истечению из трубопроводов связана, по-видимому, с меньшим влиянием скользящей поперечной волны на систему подачи по сравнению с воздействием нормально падающей волны на цилиндрическую поверхность детонационной радиальной волны. Важно заметить, что в канале с  $\delta = 2,5 \div 1,5$  мм режимы с поперечными волнами существовали до полного истечения компонентов из трубопроводов (т. е. до очень низких докритических перепадов давления на отверстиях в камеру).

В заключение отметим, что рассмотренные пульсирующие режимы с радиальными волнами расширили ряд известных самоподдерживающихся режимов детонации газовых смесей таких, как многофронтная детонация и спин [6], спиновая детонация в кольцевых цилиндрических камерах [7], «галоп» [8, 9], низкоскоростная детонация в узких каналах [9] и пористых средах [10, 11]. В силу нестационарности режимов с радиальными волнами их расчет требует использования компьютера. Оценка параметров режима с детонационными поперечными волнами на основе приближенной модели имеется в работе [4].

## ВЫВОДЫ

1. В каналах радиальной кольцевой геометрии с истечением к периферии впервые обнаружены и исследованы самоподдерживающиеся режимы непрерывного детонационного сжигания ацетиленокислородных смесей в пульсирующих радиальных волнах, а также с дожиганием в тангенциальных волнах.

2. Показано, что радиальные волны инициируются скачками уплотнения в потоке продуктов на выходе из камеры при попадании в них недогоревшей смеси.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Солоухин Р. И. Пульсирующее горение газа за ударной волной в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 1961. № 5. С. 57–60.
2. Быковский Ф. А. Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематографии. 1981. № 2. С. 85–89.
3. Николаев Ю. А., Топчиян М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
4. Быковский Ф. А., Васильев А. А., Ведерников Е. Ф., Митрофанов В. В. Детонационное горение газовой смеси в радиальных кольцевых камерах // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 111–118.
5. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
6. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
7. Быковский Ф. А., Клопотов И. Д., Митрофанов В. В. Спиновая детонация газов в цилиндрической камере // Докл. АН СССР. 1975. Т. 224, № 5. С. 1038–1041.
8. Mooradian A. J., Gordon W. E. Gaseous detonation-initiation of detonation // J. Chem. Phys. 1951. V. 19. P. 1166–1172.
9. Манжалей В. И. Режимы детонации газа в капиллярах // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 93–100.
10. Попов О. Е., Когарко С. М., Фотеенков В. А. О быстром горении газовой смеси в средах с высокой пористостью // Докл. АН СССР. 1974. Т. 219, № 3. С. 592–595.
11. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации газовой смеси в жесткой пористой среде // Материалы VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Алма-Ата, 1980. С. 106–110.

*Поступила в редакцию 24/1 1996 г.*

---