

5. Ершов А. П. Детонация в релаксирующем газе // Там же.— № 2.— С. 112—116.
6. Veysiere B., Bauriannes R., Manson N. Detonation characteristics of two ethylene-oxygen-nitrogen mixtures containing aluminum particles in suspension // Gasdynamics of Detonations and Explosions. AIAA Progr. Astron. Aeron.— N. Y., 1981.— V. 75.— P. 423—438.
7. Khasainov B. A., Veysiere B. Analysis of the steady double-front detonation structure for detonable gas laden with aluminum particles // Second Int. Coll. on Dust Explosions. Book of Abstracts.— Poland, 1986.— P. 76—78.
8. Воронин Д. В. О существовании двухфронтной детонации в газокapельных системах // Динамика многофазных сред.— Новосибирск, 1984.— Вып. 68.— С. 35—43.
9. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Детонационная динамика газовзвесей/СО АН СССР. ИТПМ.— Препр.— Новосибирск, 1987.
10. Копотев В. А., Кузнецов Н. М. К вопросу о существовании стационарных двухфронтных детонационных волн // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация и ударные волны.— Черноголовка, 1986.— С. 139—143.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 25/V 1991

УДК 534.222.2 + 536.46

*В. И. Манжалей*

## РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ ГАЗА В КАПИЛЛЯРАХ

Обнаружен и исследован низкоскоростной режим детонации газа в капиллярах. Структура детонации оказалась состоящей из ударного скачка и пламени, стабилизированного за ним на расстоянии в несколько диаметров канала за счет отсоса газа в погранслои на стенках трубы. Теоретические оценки основного параметра детонации — расстояния от ударного фронта до пламени — совпадают с экспериментом. Обсуждаются пределы и устойчивость низкоскоростной детонации. Приведены экспериментальные результаты и новая трактовка явления галолирующей детонации как автоколебаний между состояниями многофронтной детонации и низкоскоростной детонации вне областей их существования как стационарных объектов.

В классической теории фронт детонации в газах представляется как комплекс, состоящий из ударной волны (УВ) и зоны тепловыделения, разделенных зоной индукции [1]. В эксперименте найдено, что такая структура детонации не реализуется. Вследствие роста малых возмущений [2] возникает многофронтная [3, 4] квазипериодическая система ударных и дефлаграционных скачков, обнаруживаемая во всей области существования детонации [5].

В круглой трубе многофронтная (пульсирующая) структура на нижнем пределе по давлению вырождается в сливовую. Считалось, что при более низких начальных давлениях детонации в гладких трубах не существует [3], за исключением некоторых газовых смесей, в которых в узком диапазоне давлений вблизи предела наблюдался галолирующий режим детонации [6—11].

В поиске новых механизмов детонации обращено внимание на быстрое сгорание газов в узких трубках. Существовали некоторые данные, указывающие на возможность обнаружения новых явлений. Так, в опытах [12] со смесью  $\text{H}_2 - \text{O}_2$  в стеклянных капиллярах диаметром 0,25—0,7 мм и щели  $0,4 \times 36 \text{ мм}^2$  наблюдалась медленно затухающая детонация со значительно пониженной скоростью. В экспериментах [13] со смесью  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{ O}_2$  в плоском канале толщиной 0,5 и 1,0 мм свечение распространялось со скоростью, вдвое меньшей скорости самоподдерживающейся детонации в широкой трубе. Канал в [13] изготавливался фрезеровкой, поэтому до выполнения настоящей работы не было ясно, не относятся ли эксперименты [13] к впервые обнаруженной в [4] детонации в шероховатых трубках.

## Эксперимент

Опыты выполнены со смесью газов  $C_2H_2 + 2,5O_2$ . Детонация инициировалась искрой в трубе 1 диаметром 20 мм и длиной 40 см, а затем входила в капилляр 2 (рис. 1). Перед опытом труба вакууммировалась до  $p_0 = 0,1$  мм рт. ст. и заполнялась исследуемой смесью газов через отверстие вблизи электродов; при этом неоткаченные остатки газа вытеснялись в дополнительный объем 4.

Свечение в капилляре снималось фоторегистратором на пленку АС-2 объективом с  $F = 50$  мм при диафрагме 1,5, а также через систему щелей 3, отстоящих на 20 мм друг от друга, регистрировалось через объектив 5 фотоумножителем 6 ФЭУ-18А на осциллограф С8-17. Длина коротковолнового свечения газа в зоне реакции оказалась значительно меньше расстояния между щелями. Это позволило обойтись одним ФЭУ при измерении скорости.

После входа детонации в капилляр наблюдались различные режимы дальнейшего распространения процесса (по мере понижения начального давления газа  $p_0$ ):

- 1) многофронтная детонация;
- 2) спиновая детонация;
- 3) галопирующий режим (капилляр длиной 1 м);
- 4) режим распространения с постоянной пониженной скоростью;
- 5) затухание детонации и прекращение горения газа, так что предельным режимом сгорания газа в капилляре оказалась низкоскоростная детонация.

## Скорость детонации

Зависимость скорости детонации  $D$  от  $p_0$  газовой смеси в капилляре диаметром  $d = 0,6$  мм и длиной  $L = 300$  мм приведена на рис. 2. Спиновый и многофронтный режимы детонации с  $D$  на 5–10% ниже скорости детонации без потерь  $D_{с-л}$  реализовались при  $p_0 > 0,15$  атм. В области  $0,11 < p_0 < 0,16$  атм наблюдался галопирующий режим детонации. При  $0,05 < p_0 < 0,11$  атм после начального затухания вошедшей в капилляр детонационной волны наблюдался выход снизу по скорости на почти стационарный режим распространения пламени с  $D = 1050 \div 1350$  м/с. При  $p_0 < 0,05$  атм пламя затухало.

В капилляре с  $d = 2,1$  мм и  $L = 40$  см обнаруживаются те же явления. Спиновая и многофронтная детонации существуют при  $p_0 > 0,04$  атм, галопирующая при  $0,028 < p_0 < 0,04$  атм, низкоскоростная детонация при  $0,016 < p_0 < 0,028$  атм. В последнем случае измеренная скорость оказалась заниженной, так как переходной участок занимал значительную часть длины капилляра.

В трубке с  $d = 5$  мм низкоскоростного и галопирующего режимов не обнаружено.

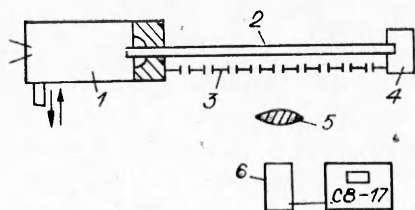


Рис. 1. Схема опыта.

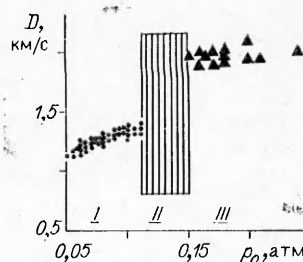


Рис. 2. Структуры детонации: низкоскоростная (I), галопирующая (II), спиновая и многофронтная (III).

## Структура низкоскоростной детонации

Расстояние от ударной волны до пламени измерялось двумя методами. В опытах с капилляром  $d = 0,6$  мм использовалось отражение волны от препятствия. За отраженной УВ резко сокращается задержка воспламенения, и в первом приближении можно по моменту вспышки и скорости волны определить расстояние от ударной волны до следующей за ней зоны горения.

В качестве препятствия использовался отрезок проволоки диаметром 0,5 мм с плоским торцом (рис. 3). Типичная осциллограмма приведена на рис. 4, а результаты эксперимента — на рис. 6. При обработке данных учтена задержка воспламенения  $\tau$  за отраженной УВ, рассчитанная по формуле [14]:

$$\tau[\text{O}_2] = 10^{-10,56 \pm 0,09} \exp[(17,6 \pm 1,12 \text{ ккал/моль})/RT].$$

В среднем расстояние от УВ до пламени оказалось  $\approx 4d$ .

В капилляре с  $d = 2,1$  мм детонация проходила мимо двух щелей и попадала на датчик давления, использовавшийся как отметчик времени прихода УВ (см. рис. 3). Для устранения сигнала от волн в стекле датчик покрывался тонким слоем резины и не касался стенки капилляра. На осциллограмме рис. 5 показан случай, когда ударная волна (нижний сигнал) пришла на датчик давления одновременно с началом прохождения пламени мимо щели  $B$ . В этой серии экспериментов  $L/d \approx 5,5$ .

**Форма фронта и длина пламени.** Для качественного выяснения формы фронта пламени в некотором сечении капилляра вблизи его дальнего конца помещалось два отверстия диаметром 0,15 мм. Через одно излучение попадало с оси капилляра на ФЭУ, другое позволяло регистрировать свечение газа на периферии капилляра (рис. 7). На рис. 8 показаны сигналы фотоумножителей. В тех опытах, где край периферийного отверстия находился на расстоянии  $\approx 0,45d$  от оси, начало соответствующего сигнала запаздывало в среднем на 0,8 мкс. Для периферийного отверстия чувствительность канала регистрации (нижняя

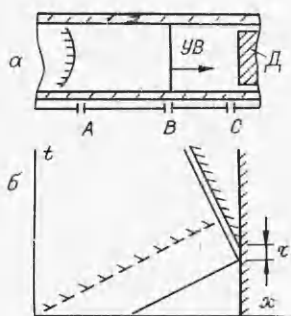


Рис. 3. Схема измерения расстояния от ударной волны до пламени; Д — датчик давления, А, В, С — щели.

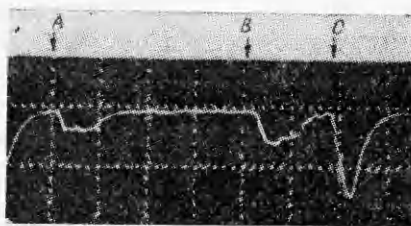


Рис. 4. Свечение пламени в щелях А, В и вспышка за отраженной ударной волной С.

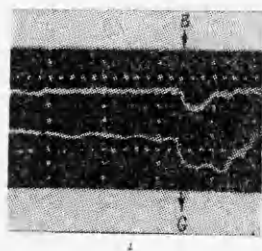


Рис. 5. Свечение пламени в щели В; G — начало сигнала датчика давления.

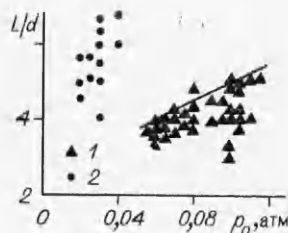


Рис. 6. Расстояние  $L$  от ударной волны до пламени,  $d = 0,6$  мм (1) и 2,1 мм (2).

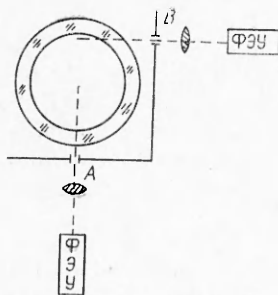


Рис. 7. Определение формы фронта пламени фотомножителями.

осциллограмма на рис. 8, а, б) устанавливалась на порядок больше, чем для осевого отверстия (верхняя осциллограмма на рис. 8, а, б). При дальнейшем смещении периферийного отверстия от оси капилляра от опыта к опыту сигнал становился слабее, начало сигнала все больше запаздывало (см. рис. 8, б).

Длительность сигнала с обоих ФЭУ составляла  $\approx 6$  мкс, что при скорости детонации  $\approx 1$  км/с соответствует длине пламени в 3 диаметра трубы. Из этих данных следует, что зона реакции на оси выпукла в сторону движения, а вблизи стенок отстает. Поскольку в условиях эксперимента расчетная задержка воспламенения газа больше времени движения частицы газа от ударного фронта до зоны реакции, следовательно, на расстоянии  $4-5d$  позади ударного фронта наблюдается выпуклое вытянутое на  $3d$  пламя, распространяющееся с той же скоростью относительно стенок трубы, что и УВ.

**Структура низкоскоростной детонации.** Так как расстояние от ударного скачка до пламени составляет несколько диаметров, то естественно предположить сильное влияние трения газа о стенки трубы на его течение. В системе координат, связанной с ударным фронтом, газ, попадая в погранслою, разгоняется, поэтому поток газа вне погранслоя должен тормозиться до тех пор, пока не выработается пуазейлевский профиль скоростей. Однако еще раньше будет достигнуто сечение, в котором расход газа через погранслою равен расходу газа через все сечение капилляра. Следовательно, в этом сечении газ в ядре потока неподвижен относительно фронта УВ. Расчет отсоса в погранслою по теории Майрса [15] для условий нашего эксперимента ( $D = 1050 \div 1350$  м/с,  $p_0 = 0,05 \div 0,12$  атм,  $d = 0,6$  мм, температура за ударной волной  $T = 723 \div 941$  К, вязкость  $\mu = \mu_0 (T/T')^{0,8}$ ,  $\mu_0 = 4 \cdot 10^{-5}$  кг/(м · с) — вязкость при  $T' = 883$  К) показал, что поток негоревшего газа останавливался бы на расстоянии  $x^* = 6,5d \div 11d$  от ударного фронта для нижней и верхней границ указанных параметров волны соответственно.

Расчет проводился для ламинарного пограничного слоя, так как при  $D = 1350$  м/с и  $x \approx 4d$ , число Рейнольдса погранслоя  $Re = D(\sigma - 1)^2 x \rho_0 / \mu \approx 2 \cdot 10^5$ , что меньше критического числа  $Re^* \approx 5 \cdot 10^5$  [15] для перехода ламинарного погранслоя на стенке за УВ в турбулентный пограничный слой ( $\rho_0$  — начальная плотность,  $\sigma$  — сжатие в УВ). Однако передний фронт пламени должен располагаться еще ближе к УВ, в точке, где нормальная скорость пламени  $v_n$  относительно газа перед ним равна скорости потока относительно ударного фронта  $v_n = u$ .

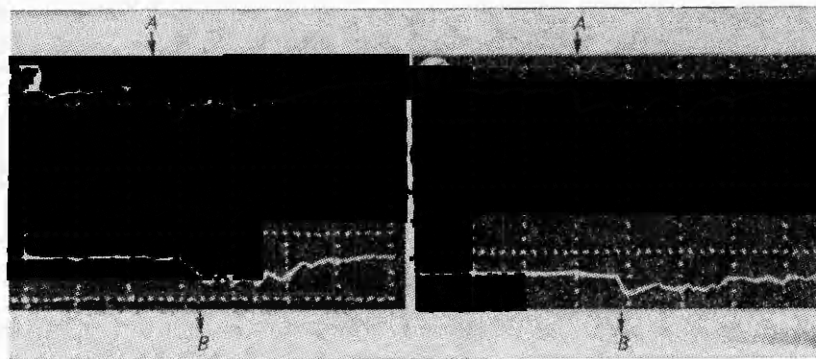


Рис. 8. Осциллограммы свечения пламени через отверстия А, В (см. рис. 7).

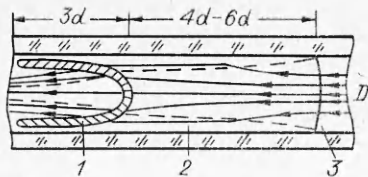


Рис. 9. Структура низкоскоростной детонации:

1 — пламя; 2 — ламинарный погранслои; 3 — ударная волна.

Скорость нормального горения смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  в условиях, соответствующих нашим опытам, существующими методами измерить невозможно. Ее можно оценить по следующим известным результатам. Во-первых, средняя, по данным<sup>1</sup> [16—20],  $v_n(T_0) = 12,2$  м/с при  $T_0 = 293$  К; во-вторых, по данным [21], зависимость  $v_n(T)$  от температуры газа перед пламенем для углеводородкислородных смесей выражается степенной функцией  $v_n(T) = v_n(T_0) (T/T_0)^n$ , где  $n = 1,5$  в интервале  $293 < T < 650$  К (с этим согласуются расчеты [22] для смеси ацетилена с кислородом,  $n = 1,57$ ). Тогда  $v_n(T) = 47,3 \div 70,2$  м/с в интервале температур 723—941 К,  $u = 217 \div 223$  м/с соответственно.

Не исключено, что добавочное увеличение нормальной скорости горения при высоких начальных температурах может происходить из-за предшествующего (между УВ и пламенем) накопления активных центров, т. е. истечения части задержки воспламенения. Если это явление имеет место, то оно дополнительно стабилизирует положение пламени относительно УВ.

Поскольку отсос газа в ламинарный пограничный слой пропорционален  $x^{0,5}$ , то расстояние от ударного фронта до пламени  $x \approx x^* (1 - v_n \sigma / D)^2 = 3,7d - 5,5d$  (расчетная кривая на рис. 6), что близко к результатам эксперимента. К полному совпадению расчета  $x$  с экспериментом приводит замена  $n = 1,5$  в формуле для  $v_n(T)$  на  $n = 1,6$ . Это изменение примерно равно обычной ошибке эксперимента при измерении зависимости скорости пламени от начальной температуры. В большинстве газовых смесей  $n$  лежит в интервале 1,4—2,0 [27]. Таким образом, оценки показывают, что схема низкоскоростной детонации с отсосом в погранслои (рис. 9) не противоречит экспериментальным результатам.

Отметим, что похожая модель предлагалась Я. Б. Зельдовичем для объяснения низких скоростей детонации в шероховатых трубах [1], но, по-видимому, не получила экспериментального подтверждения; в последних работах по шероховатым трубам Я. Б. Зельдович о ней не упоминал.

В экспериментах [24, 25] и в работе Пайярда (цитируется по [26]) детонация на пределе имела скорость  $D \approx 0,5 \div 0,7 D_{с-г}$ . Можно полагать, что и в этих случаях также реализуется модель низкоскоростной детонации с отсосом в турбулентный [24, 25] или ламинарный (Пайярд, 1973) пограничный слой.

**Устойчивость низкоскоростной детонации.** Расстояние от ударного фронта до пламени  $x$  существенно больше диаметра канала  $d$ , поэтому поперечная неустойчивость низкоскоростной детонации не возникает, хотя, не исключено, может проявляться в плоских каналах, где один из размеров  $> x$ . Наблюдавшиеся в опытах небольшие колебания скорости (одного порядка длительности с периодом галопа и проявляющиеся наиболее ясно при приближении к области его существования) можно отнести к продольной неустойчивости, сильно демпфированной из-за особенностей структуры течения. Другая причина малости амплитуды колебаний состоит в том, что зависимость  $x(D)$  гораздо менее резкая, по сравнению с аналогичной зависимостью для детонации, распространяющейся по механизму самовоспламенения.

<sup>1</sup> Работы [17, 18, 22] цитируются по [23].

## Пределы низкоскоростной детонации. Галолирующая детонация

Верхний предел низкоскоростной детонации рассчитывается из следующих соображений. Величина  $D$  — монотонно растущая функция  $p_0$ , а вычисленная по этой скорости задержка воспламенения будет резко убывающей функцией  $p_0$ . При  $p_0 = 0,12$  атм ( $D = 1380$  м/с) расчетная длина зоны индукции оказывается близкой к измеренному расстоянию от ударного фронта до пламени. Поэтому в капилляре с  $d = 0,6$  мм при  $p_0 > 0,12$  атм низкоскоростная детонация распространяться не может, так как при этом будет происходить «вспышка» газа вследствие окончания задержки воспламенения еще до фронта пламени.

Однако это не приведет к формированию стационарной многофронтной детонации, так как интервал давлений  $0,12-0,16$  атм ниже предела спиновой детонации. Поэтому при  $p_0 = 0,12 \div 0,16$  атм формируется своеобразный режим распространения — галолирующий, являющийся в начале очередной пульсации многофронтной затухающей детонацией, а в конце пульсации — низкоскоростной детонацией, ускоряющейся к присущему ей (для данного  $p_0$ ) значению стационарной скорости, которое не достигается из-за очередной «вспышки». В наших экспериментах (рис. 10) протяженность фазы затухания была на порядок меньше фазы разгона низкоскоростной детонации от минимума скорости до скорости, соответствующей «вспышке». Следовательно, теория галолирующего режима в тонких трубах должна содержать в себе, как основной элемент, описание фазы разгона низкоскоростной детонации к ее стационарной (по недостижимой) скорости. Этот элемент (появляясь с учетом скорости пламени в фазе затухания многофронтной детонации) должен присутствовать и в теории галола в более широких трубах, где, по данным, например [10], протяженности фаз затухания и разгона одного порядка.

Вопрос о нижнем пределе низкоскоростной детонации более сложен. Скорее всего он связан с поведением пламени в пограничном слое. В тепловой модели пламени толщина прогрева  $\varphi \approx \alpha/v_n$ , где  $\alpha$  — температуропроводность, толщина пламени  $\delta \sim \varphi$ . Подставляя сюда  $v_n \sim T^{1,5}$  [21],  $\alpha \sim T^{0,5}/\rho$ , получим  $\rho\delta = \text{const}$ , т. е. толщина пламени растет с уменьшением давления заметно сильнее, чем погранслоем. Оценки показывают, что толщина пламени в области существования низкоскоростной детонации на порядок меньше диаметра капилляра. В центральной части потока пламя имеет вид слегка выпуклого диска, а в погранслое расположены длинные «крылья». На нижнем пределе, в месте расположения диска, толщина пограничного слоя  $\approx 0,1d$ , а  $\delta = 0,06d \div 0,08d$  (пересчет данных [23] по формуле  $\rho\delta = \text{const}$ ). Пламя не может подойти к стенке на расстояние, меньшее своей толщины из-за теплоотдачи в стенку, поэтому из этих оценок следует, что пламя в погранслое гаснет на нижнем пределе.

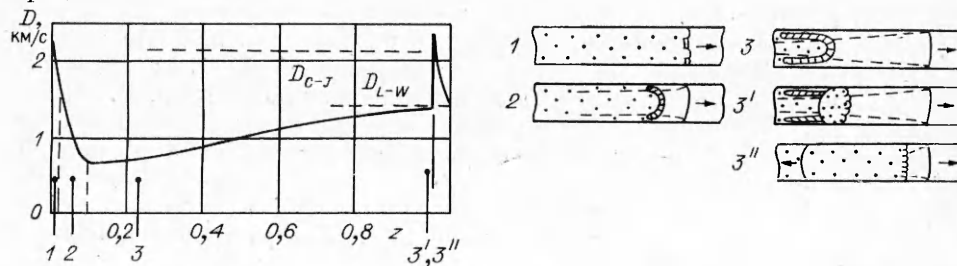


Рис. 10. Скорость пламени вдоль одного периода пульсации галолирующей детонации и ее фазы.

1 — затухающая многофронтная, а затем спиновая детонация,  $D = 2300 \div 1800$  м/с; 2 — формирование низкоскоростной структуры,  $D = 1800 \div 750$  м/с; 3 — ускорение низкоскоростной структуры к ее стационарной скорости  $D_L$  м/с,  $D = 750 \div 1350$  м/с; 3', 3'' — «вспышка» — образование детонационной волны в ударно-сжатом газе и ее слияние с лидирующим ударным скачком,  $D \geq 1400$  м/с.

Автор благодарит Д. В. Воронина и В. В. Митрофанова за полезные обсуждения. Работа выполнялась по гранту ИГиЛ СО АН СССР.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
2. Erpenbeck J. J. Stability of idealized one-reaction detonation // *Phys. Fluids*.— 1962.— 5, N 5.— P. 604.
3. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Структура фронта детонации в газах.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
4. Щёлкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
5. Манжалей В. И. О пределе существования многофронтной структуры в пересажатых детонационных волнах в газах // *ФГВ*.— 1979.— 15, № 4.— С. 107.
6. Mooradian A. J., Gordon W. E. Gaseous detonation — initiation of detonation // *J. Chem. Phys.*— 1951.— 19.— P. 1166.
7. Daff R. E., Knight H. T., Wright H. R. Some detonation properties of acetylene gas // *Ibid.*— 1954.— 9.— P. 1618.
8. Manson N., Brochet Ch. et al. Vibration phenomena and instability of self sustained detonation in gases // 9th Symp. (Int.) on Combustion.— N. Y., 1963.— P. 461.
9. Michels H. J., Munday G., Ubbelohde R. W. Detonation limits in mixtures of oxygen and homologous hydrocarbons // *Proc. Roy. Soc.*— 1970.— A319.— P. 461.
10. Saint-Cloud J. P., Guerraud Cl. et al. Quelques particularities des detonations tres instables dans les melanges gazeux // *Astron. Acta.*— 1972.— 17.— P. 487.
11. Ульяницкий В. Ю. Исследование галопирующего режима газовой детонации // *ФГВ*.— 1981.— 17, № 1.— С. 118.
12. Цуханова О. А. Передача взрыва через капилляры // 3-е Всесоюз. совещ. по теории горения.— М.: Изд-во АН СССР.— 1960.— С. 187.
13. Васильев А. А. О геометрических пределах распространения газовой детонации // *ФГВ*.— 1982.— 18, № 2.— С. 132.
14. Glass G. P. et al. Mechanism of acetylene-oxygen reactions in shock waves // *J. Chem. Phys.*— 1965.— 42, N 2.— P. 608.
15. Майрлс Г. Затухание в ударной трубе, обусловленное действием неустановившегося погранслоя // *Ударные трубы*.— М.: ИЛ.— 1962.— С. 286. Mirels H. Test time in low-pressure shock tubes // *Phys. Fluids*.— 1963.— 6, N 9.— P. 1201.
16. Gaydon A. G., Wolfhard H. G. The influence of diffusion on flame propagation // *Proc. Roy. Soc. (Lond.)*.— 1949.— A196, N 1044.— P. 105.
17. Bruckner H., Becher W., Mathey E. // *Schweissen und Schneiden*.— 1937.— 12.— S. 92.
18. Bartholome E. // *Elektrochem. Z.*— 1950.— 54.— S. 169.
19. Волков А. Е., Ланидус А. С. Техника безопасности при производстве ацетилена из природного газа.— М.: Химия, 1964.
20. Алиев А. А., Розловский А. И., Шаулов Ю. X. О нормальных скоростях пламени ацетилено-кислородных смесей // *Докл. АН СССР*.— 1954.— 99, № 4.— С. 559.
21. Трушин Ю. М. Исследование горения в потоке при высоких начальных температурах // 3-е Всесоюз. совещ. по теории горения.— М.: Изд-во АН СССР.— 1960.— С. 79.
22. Manson N. // *Fuel*.— 1950.— 29.— P. 13.
23. Иванов Б. А. Физика взрыва ацетилена.— М.: Химия, 1969.
24. Ubbelohde A. R., Munday G. Some current problem in the marginal detonation of gases // 12th Symp. (Int.) on Combustion, Comb. Inst., Pittsburgh (Pennsylvania), 1969.— P. 809.
25. Dupre G., Knystautas R., Lee J. H. Near-limit propagation on detonation in tubes // 10th Int. Coll. on Dynamics of Exp. and Reactive Systems.— Berkeley (Calif.), 1985.
26. Paillard C., Dupre G. et al. A study of hydrogen azide detonation with heat transfer at the wall // *Acta Astronautica*.— 1979.— 6, N 3—4.— P. 227.
27. Основы теории горения углеводородных топлив.— М.: ИЛ, 1960.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 13/XII 1991