

ЛИТЕРАТУРА

1. О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
2. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
3. К. К. Андреев. Докл. АН СССР, 1935, 1, 1, 220.
4. А. П. Глазкова, И. А. Терешкин. ИФХ, 1961, 35, 1622.
5. В. М. Мальцев, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1963, 2, 173.
6. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев. ЖФХ, 1965, 39, 4, 978.
7. M. Benneven, L. H. Caveny e. a. 16-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Comb. Inst., 1977.
8. M. Benneven, L. H. Caveny. AIAA J., 1981, 19, 10, 1276.
9. A. V. Robertson. Trans. Farad. Soc., 1949, 45, 85.
10. R. N. Rogers, G. W. Daub. Anal. Chem., 1973, 45, 3, 590.
11. F. H. Pollard, R. M. H. Wyatt. Trans. Farad. Soc., 1949, 45, 760.
12. R. A. Fifer, H. E. Holmes. J. Phys. Chem., 1982, 86, 2935.
13. О. П. Коробейничев, Л. В. Куйбида и др.— В кн.: Масс-спектрометрия и химическая кинетика. М., 1985.
14. О. П. Коробейничев, Л. В. Куйбида, В. Ж. Мадирбаев. ФГВ, 1984, 20, 3, 43.
15. B. S. Haynes. Comb. Flame, 1977, 28, 113.
16. T. Takagi, T. Tatsumi, M. Ogasawara. Comb. Flame, 1979, 35, 17.
17. D. Puschberty, M. J. Cottrean. Comb. Flame, 1983, 51, 299.
18. Н. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 61.
19. Н. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев и др. Хим. физика, 1982, 1, 12, 1711.
20. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Справочник/Под ред. В. П. Глушко, Т. 1. М.: ВИНТИ, 1971.
21. L. F. Phillips. Chem. Phys. Letters, 1978, 57, 538.
22. E. A. Albers, K. Hoyerman e. a. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Comb. Inst., 1974.
23. P. B. Davies, B. A. Thrush. Trans. Farad. Soc., 1968, 64, 1836.
24. J. N. Mulvihill, L. F. Phillips. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Comb. Inst., 1974.
25. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1970.
26. M. P. Hear, T. J. Tyson, J. E. Cichanowicz e. a. 16-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Comb. Inst., 1976.
27. B. S. Haynes. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Comb. Inst., 1974.
28. Taeko Sano. Comb. Sci. and Technology, 1982, 29, 261.
29. S. Salimian, R. K. Hanson, C. H. Kruger. Comb. Flame, 1984, 56, 83.
30. L. F. Phillips. Comb. Flame, 1976, 26, 379.
31. В. М. Веденеев, А. А. Кибкало. Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1972.
32. V. S. Engleman. Survey and evaluation of kinetic data on reactions in methane — air combustion. Report of US Environmental Protection Agency NO EPA-600/2-76-003. Washington, 1976.
33. Fr. Westlev. Tables of recommended rate constants for chemical reactions occurring in combustion. Report of National Bureau of Standards. Washington, 1980.

Поступила в редакцию 21/X 1985,
после доработки — 16/I 1986

О РЕЖИМАХ СГОРАНИЯ ГАЗОВ В ИНЕРТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Г. А. Лямин, А. В. Пинаев

(Новосибирск)

Процесс распространения зоны химической реакции по неподвижному газу, заполняющему свободный объем инертной пористой среды, представляет значительный научный и практический интерес в связи с проблемой обеспечения взрывобезопасности (применение огнепреградителей) при эксплуатации газовых систем. В последнее время опубликовано несколько работ, посвященных экспериментальному исследованию сгорания газовой смеси в пористой среде, однако многие вопросы остались невыясненными. В [1—3] получены квазистационарные режимы распространения пламени по воздушным смесям углеводородов в различных пористых средах (засыпки из металлических шаров, пенополиуретан) со ско-

ростями 0,1—5 м/с и представлены некоторые данные о структуре зоны реакции таких процессов. В экспериментах с более активными кислородсодержащими смесями [4—6] зарегистрированы сверхзвуковые (детонационные) режимы сгорания; скорость распространения фронта реакции D в этом случае превышает скорость звука в газе c_0 . Дальнейшее исследование [7, 8], проведенное в широком диапазоне начальных давлений газа p_0 и размеров частиц пористой среды δ , показало, что для таких активных смесей, как $C_2H_2 + 2,5O_2$ и $2H_2 + O_2$, существуют только детонационные режимы сгорания газа с $D = 500 \div 3000$ м/с (максимум D ограничен при этом значением скорости детонации Чепмена — Жуге в соответствующем газе без пористой среды) и ниже пределов детонации по p_0 пламя в среде не распространяется.

Таким образом, остается неясно, возможно ли при определенных условиях осуществление для одной и той же газовой смеси в пористой среде как дозвукового, так и сверхзвукового режима сгорания; отсутствию сведения о промежуточных режимах с $D = 5 \div 500$ м/с; практически не исследовано влияние состава газовой смеси на характер и параметры процесса. Нет ответа и на вопрос о характере изменения D при увеличении p_0 для случая дозвуковых скоростей распространения, т. е. неизвестно, будет ли D плавно расти или возможен внезапный переход скачком на детонационный режим, что может представлять опасность из-за возрастания давления в волне детонации.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование влияния p_0 , δ и состава газовой смеси (удельного тепловыделения на единицу массы смеси Q) на характер и параметры сгорания газа в пористой среде с целью ответа на упомянутые вопросы.

В экспериментах использовались смеси состава $\beta C_2H_2 + (1 - \beta)$ воздух. Объемное содержание ацетилена β меняли от 4 до 8% (стехиометрической смеси соответствует $\beta = 7,75\%$). Газовые смеси составляли в отдельном баллоне объемом 2 л при давлении до 100 атм, точность приготовления смеси контролировали манометром класса 0,4. Смесь перемешивалась за счет вынужденной конвекции от нагревателя, расположенного внутри баллона. В качестве пористой среды применяли засыпки из металлических шаров диаметром $\delta = 2$ и 4 мм или кварцевый песок с размером частиц $\delta = 0,6 \div 1,2$ мм. Пористость таких сред составляла 35—40%.

Эксперименты проводили в вертикально расположенной стальной трубе с внутренним диаметром $d = 20$ мм и длиной $L = 700$ мм. Иницирование осуществляли накаливанием или подрывом нихромовой проволоки электрическим разрядом от батареи конденсаторов непосредственно у верхнего конца трубы. Предварительные опыты показали, что для захода пламени в пористую среду в случае дозвуковых скоростей распространения необходимо оставлять в начале трубы свободный участок длиной 20—100 мм. В ряде опытов для этой же цели применяли заполнение начального участка трубы более активной газовой смесью, при этом пористая среда полностью заполняла объем трубы. Тем не менее проблема захода пламени в пористую среду во многом представляется авторам неясной и далекой от универсальной практической реализации. К сожалению, это явление не отмечается в литературе, хотя оно важно, поскольку вызывает частые отказы в опытах и может привести к неверной интерпретации экспериментальных результатов, например, при выяснении пределов распространения процесса.

В опытах регистрировали свечение и давление в распространяющейся вниз по трубе волне горения. В стенке трубы через каждые 100 мм вдоль оси были установлены гибкие световоды с диаметром светопроводящего волокна 0,3 мм. Запись свечения процесса вели при помощи ФЭУ-29 и осциллографа С8-1. Скорость процесса определяли по временному интервалу между сигналами с разных световодов. На расстояниях 400 и 600 мм от верхнего конца в стенке трубы устанавливали пьезодатчики давления, конструкция и тарировка которых описаны в [9]. Для



исключения записи паразитных сигналов, возникающих при тепловом контакте поверхности датчика с пламенем (время наблюдения $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ с), датчик защищали от теплового воздействия пленкой жидкости или вязкой смазки. Запись давления и свечения волны реакции осуществляли осциллографом С8-14. В ряде опытов стальную трубу заменяли прозрачной трубой из оргстекла с $L = 800$ мм и $d = 20$ мм, что позволяло наблюдать развитие процесса и регистрировать его скорость на всей длине трубы.

Полученные в экспериментах зависимости D от p_0 для разных δ и β приведены на рисунке. Значения D на графиках соответствуют установившимся режимам горения. Стационарность процесса при дозвуковых скоростях распространения обеспечивается относительно небольшим ($\leq 10\%$) изменением давления в системе при сгорании газа. Выход скорости на постоянное значение осуществляется на длине не более 200—300 мм для всех исследованных δ , p_0 и β , в дальнейшем отклонение локальных значений скорости от средней величины не превышало 10% и только при $D \geq 10 - 20$ м/с достигало 30—50%, однако и здесь тенденции к ускорению или замедлению пламени в среднем не замечено. В случае сверхзвуковой скорости распространения процесс устанавливался на длине не более 100 мм, и затем его скорость оставалась постоянной. Погрешность измерения скорости не превышала 5%.

Из опытных данных следует (см. рисунок), что в исследуемой системе осуществляются два принципиально различных стационарных режима распространения фронта реакции: дозвуковой с D до нескольких десятков метров в секунду и сверхзвуковой детонационный с $D \geq 500$ м/с. Переход от одного состояния к другому при изменении p_0 происходит скачком, устойчивых процессов с промежуточными скоростями не наблюдается. Существует некоторая область начальных давлений, для которой в зависимости от условий инициирования возможен тот или иной режим. В нескольких опытах зарегистрирован переход с одного режима на другой непосредственно в процессе распространения пламени. В этом случае значения D и интенсивность свечения волны горения изменялись на 1—2 порядка.

Для смесей с $\beta = 4\%$ (нижний концентрационный предел детонации ацетилена с воздухом, согласно [10], равен 4,2%) существует только дозвуковое горение, при котором D близка к скорости нормального пламени u_n и уменьшается с ростом p_0 . Для смесей с $\beta \geq 5\%$ $D > u_n$ и растет с увеличением p_0 и δ (турбулентное пламя), достигая ≥ 10 м/с; при дальнейшем повышении p_0 процесс переходит на сверхзвуковое горение. Участок p_0 , на котором возможно распространение пламени в

дозвуковом режиме, уменьшается с увеличением β или δ и для смеси с $\beta = 8\%$ в шариках с $\delta = 4$ мм практически отсутствует.

В сверхзвуковом режиме $D = 500 \div 550$ м/с вблизи области перехода и плавно растет с увеличением p_0 , достигая в данных экспериментах $\sim 10^3$ м/с. Исследование таких процессов в [7, 8] показало, что D может увеличиваться вплоть до значений, близких к скорости идеальной газовой детонации $D_{\text{ч-ж}}$ (см. рисунок, а, зависимости D от p_0 для смесей $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2$). Согласно [8], D достигает $D_{\text{ч-ж}}$, когда размер ячейки газовой детонации $a \leq 10^{-1} d_n$, где d_n — средний размер пор. Соответствующие оценки для $\beta = 8\%$ и $\delta = 4$ мм (наиболее активная смесь в самых крупных порах) показывают, что выход D на $D_{\text{ч-ж}} = 1860$ м/с [11] следует ожидать лишь для $p_0 > 100$ атм. Считалось, что $a = 10p_0^{-1}$ мм·атм и при $D = D_{\text{ч-ж}}$ отношение $\delta/a > 30 \div 100$.

Для дозвуковых процессов длительность свечения волны горения $t_b = 0,2 \div 1,5 \cdot 10^{-3}$ с (большим δ соответствуют большие t_b) и практически не зависит от p_0 . Оценки характерного времени охлаждения газа в порах t_r для кондуктивного теплообмена показывают, что во всех опытах $t_b \geq t_r$. Учет влияния конвекции должен только усилить это неравенство.

Записи давления, полученные при дозвуковом режиме сгорания, подобны аналогичным в [2] и показывают, что давление во всей трубе практически одинаково и во времени меняется незначительно ($< 10\%$ от p_0). Некоторое отличие наблюдается только при $D \geq 10-20$ м/с, когда скорость распространения пламени становится сравнимой со скоростью звука в пористой среде. При этом давление в системе может повышаться на 40—50% от p_0 и датчик, расположенный дальше от места иницирования, фиксирует такой рост давления с некоторым запаздыванием.

Осциллограммы давления и свечения в волне реакции при сверхзвуковом режиме распространения совпадают с полученными в [7, 8]: резкий рост давления в момент прихода волны (перепад давления на фронте составляет от 3—4 p_0 при $D \approx 500$ м/с до 8—12 p_0 при $D \sim 1000$ м/с), затем давление и интенсивность свечения плавно спадают, время спада по порядку величины совпадает с t_r .

Найденные в экспериментах значения предельных давлений газа p_{0*} , ниже которых пламя в среде не распространяется, и скорость процесса на пределе D^* для разных β и δ сведены в таблицу. Здесь же указаны величины u_n , взятые из [12], и Q , рассчитанные без учета диссоциации, согласно [13]. Заметим, что в случае дозвукового горения Q наилучшим образом характеризует активность газовой смеси, так как из условия $t_b > t_r$ следует, что температура в зоне пламени относительно невелика для заметной диссоциации продуктов горения, и их состав для бедных углеводородно-воздушных смесей меняется незначительно. В таб-

δ , мм	β , %	Q , кал/г	u_n , м/с	D^* , м/с	p_{0*}^* , атм	p_{0p}^* , атм
0,6—1,2	4	414	0,35	—	—	—
	5	517	0,72	0,9	11,0	6,8
	6	621	1,00	2,0	5,5	4,7
	8	828	1,50	3,0	4,5	3,4
2	4	414	0,35	0,4	6,0	5,0
	5	517	0,72	1,0	2,3	2,6
	6	621	1,00	1,5	1,8	1,8
	8	828	1,50	2,0	1,3	1,3
4	4	414	0,35	0,5	3,0	2,5
	5	517	0,72	2,0	1,4	1,3
	6	621	1,00	2,0	0,7	0,9
	8	828	1,50	5,0	0,6	0,7

лице также приведены расчетные значения $p_{ор}^*$, полученные из критерия гашения нормального пламени в узких трубках диаметром, равным размеру максимальных пор d_m (для засыпки из шаров $d_m = 0,36 \delta$): $Re = 65$ [12]. Из таблицы видно, что несмотря на существенное отличие D^* от u_n , $p_{оз}^*$ и $p_{ор}^*$ достаточно близки и, следовательно, критерий $Re = 65$ можно применять для оценки предельных давлений распространения пламени в пористых средах.

На основании полученных результатов можно следующим образом представить процесс сгорания неподвижной газовой смеси в инертной пористой среде. Для очень бедных смесей, находящихся вне концентрационных пределов детонации (смесь с $\beta = 4\%$ в настоящей работе или $7\% \text{ CH}_4 + 93\% \text{ воздуха}$ из [1]), скорость распространения горения в пористой среде близка к скорости нормального пламени и слабо зависит от p_0 или δ .

В случае более активных смесей, концентрация горючего которых лежит внутри детонационных пределов, но тепловыделение относительно невелико, существуют два принципиально различных режима распространения пламени. Дозвуковой режим сгорания реализуется вблизи от предела $p_{оз}^*$, его скорость значительно превышает u_n и увеличивается с ростом p_0 или δ , достигая десятков метров в секунду. При дальнейшем увеличении p_0 (или δ) происходит переход на сверхзвуковой (детонационный) режим сгорания с $D \geq 500$ м/с. Переход происходит скачком, устойчивых режимов с промежуточными скоростями не существует, для некоторой области начальных давлений возможно распространение горения как в одном, так и в другом режиме (в зависимости от инициирования). Величина D при детонационном режиме растет с увеличением p_0 и δ и может достигать скорости идеальной газовой детонации Чепмена — Жуге, когда размер ячейки газовой детонации становится много меньше размера пор.

Участок p_0 , на котором возможно распространение горения в дозвуковом режиме, уменьшается с ростом Q и δ (см. рисунок и таблицу) и для очень активных смесей (например, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2$), характеризующихся большим энергосодержанием и малой задержкой воспламенения, исчезает совсем. В таких смесях для всех δ существует только детонационный режим сгорания, ниже предела детонации пламя в среде не распространяется.

Критерий $Re = 65$ носит более универсальный характер, чем просто критерий гашения нормального пламени в узких трубках, и пригоден для оценки нижних предельных давлений распространения пламени в пористой среде независимо от скорости процесса на пределе. Так как в этом случае $D^* \gg u_n$ и механизм распространения горения существенно отличается от нормального горения в узких трубках (особенно для активных смесей из [7, 8], где $D^* \approx 500 \div 700$ м/с и потери импульса из зоны реакции значительно превышают тепловые), то в применении к пористой среде критерий $Re = 65$ является скорее эмпирическим, как он фактически и получен в [12] при анализе большого числа экспериментов по просоку пламени через узкие каналы и поры.

Возможность стационарного распространения пламени при дозвуковом режиме достигается благодаря слабому изменению давления в системе при сгорании в ней газа. В этом случае необходимо выполнение двух условий: сохранение (или незначительное изменение) числа молей газа в результате химической реакции и достаточно быстрое охлаждение продуктов горения ($t_r \ll T$, где $T = L/D$ — характерное время горения газа в системе).

Стационарность сверхзвуковых режимов достигается автоматически, так как процесс является сверхзвуковым относительно газа как перед фронтом, так и за фронтом волны химической реакции.

Структура зоны реакции при дозвуковых режимах исследовалась в [2]. Показано, что распространение горения происходит по турбулент-

ному механизму с сильно протяженной зоной пламени, в которой присутствуют как продукты реакции, так и еще не прореагировавшая смесь. Из условия $t_r \ll t_b$ следует, что процессы горения и охлаждения идут одновременно в каждом сечении зоны, приводя к существенному недогоранию газа.

Для расшифровки механизма распространения пламени при сверхзвуковом режиме следует обратиться к результатам опытов по сгоранию газа в плоских каналах периодически меняющейся ширины [14], которые до некоторой степени моделируют процесс горения в порах. Здесь в зависимости от p_0 существуют два сверхзвуковых режима распространения фронта пламени: низкоскоростной с $D \approx 300 \div 900$ м/с и высокоскоростной с $D \approx 1100 \div 1200$ м/с. Непосредственное наблюдение процесса в ячейках плоского канала показало, что при низкоскоростном режиме газ воспламеняется не в результате адиабатического сжатия во фронте УВ (так как при столь низких скоростях процесса температура и впадающей и в отраженной УВ мала, чтобы обеспечить воспламенение смеси за короткое время), а в результате распространения турбулентного пламени по спутному потоку за лидирующим ударным фронтом, т. е. по конвективному механизму.

Переход на высокоскоростной режим связан с включением механизма адиабатического самовоспламенения в проходящей УВ, при этом в ячейках частично сохраняется конвективный механизм распространения пламени, характеризующийся разделением фронтов: ударного и горения. С увеличением p_0 доля газа, сгорающего по адиабатическому механизму, возрастает, а по конвективному — падает, пока не достигается условие незатухающего выхода детонации из сужения в расширение и в канале не устанавливается режим обычной многофронтной детонации.

Подобные процессы должны иметь место и в пористой среде, однако в этом случае, вследствие некоторого разброса в размерах пор и хаотичности их расположения, переход от низкоскоростного сверхзвукового режима к высокоскоростному осуществляется не скачком, а плавным образом, когда в одних порах горение распространяется по конвективному механизму, а в других, более крупных, — по адиабатическому, и изменение p_0 приводит только к изменению относительного вклада обоих механизмов в сжигание смеси.

Таким образом, в проведенном исследовании прослежено влияние p_0 , δ и Q (через изменение β) на характер и параметры сгорания газов в инертных пористых средах; определены пределы горения и детонации по p_0 , обнаружено, что при повышении p_0 процесс скачком переходит с дозвукового режима на сверхзвуковой; на основании имеющихся и полученных опытных данных предложена качественная картина явления.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, В. А. Бунев, А. А. Коржавин. — В кн.: Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
2. А. А. Коржавин, В. А. Бунев, Р. Х. Абдуллин, В. С. Бабкин. ФГВ, 1982, 18, 6.
3. В. С. Бабкин, В. А. Бунев и др. ФГВ, 1985, 21, 5.
4. Г. М. Мамонтов, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. — В кн.: Детонация. Черноголовка, 1980.
5. О. Е. Попов, С. М. Когарко, В. А. Фотеенков. Докл. АН СССР, 1974, 219, 3.
6. С. W. Kauffman, Chua-jan Yan, J. A. Nicholls. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1982.
7. Г. А. Лямин, А. В. Пинаев. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 68. Новосибирск, 1984.
8. Г. А. Лямин, А. В. Пинаев. Докл. АН СССР, 1985, 283, 6.
9. А. В. Пинаев. ФГВ, 1983, 19, 1.
10. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
11. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.

12. А. И. Розловский. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия, 1980.
 13. Е. С. Щетников. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
 14. В. А. Субботин, А. Я. Кузнецова.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 68. Новосибирск, 1984.

Поступила в редакцию 9/XII 1985

ОТДЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ РАБОТЫ ГАЗОЖИДКОСТНОГО СМЕСИТЕЛЯ С ГОРЕНИЕМ СТРУЙ В КАНАЛЕ

М. Е. Рудяк

(Ленинград)

Стабилизация пламени в турбулентном потоке топливной смеси, текущей по трубе постоянного сечения, сокращает ее расход и увеличивает скорость истечения [1, 2]. Аналогичное явление в смесителе при раздельной подаче в него компонентов топлива и диффузионном выгорании жидкого горючего также изменяет газодинамический режим течения, что подтверждается, в частности, таким специфическим эффектом, как «холодное» блокирование газового тракта смесителя горящими струями горючего [3].

Смесители, в которых горючее впрыскивается под углом α_0 к дозвуковому потоку нагретого окислительного газа, движущемуся по каналу с внезапным расширением (рис. 1), широко применяются [4—6]. Однако сведения о работе этих смесителей при стабилизации пламени в зоне инъекций струй, условиях стабилизации и процессах, ей благоприятствующих, в литературе отсутствуют. Этим вопросам и посвящена настоящая статья.

Исследование проводили на установке, работавшей на генераторном кислороде и керосине ТС-1 [3]. Измерения расходов компонентов, полного давления и температуры (p_0, t_0) в ресивере и статических давлений $p_1 - p_5$ (см. рис. 1) позволяли определить коэффициент расхода газового канала $\mu_g = G_{гн}/G_{гт} \cdot \mu'_g$ при различных $\varphi = \rho_g w_{г0}^2 / \rho_{ж} w_{ж0}^2$. Здесь $G_{гн}$ — действительный расход кислорода из ресивера; $G_{гт}$ — теоретический расход из ресивера, рассчитанный по измеренному перепаду давления $\Delta p = p_0 - p_5$ с учетом сжимаемости потока; μ'_g — коэффициент расхода собственно канала (без подачи жидкости), определенный продувками газом по перепаду Δp с учетом роста числа Маха M при горении; $\rho_g w_{г0}^2 / 2$ — скоростной напор газа выше пояса впрыска горючего; $\rho_{ж} w_{ж0}^2 / 2$ — скоростной напор керосина при истечении из отверстий.

Наличие горения регистрировалось измерением статических давлений на стенках и оптическими температурными измерениями [3]. Результаты опытов сведены в таблицу, где $\mu_{г0}, \mu_{гх}, \mu_{гн}$ — коэффициенты расхода газового канала при горении, холодных продувках (воздух + керосин) и при испарении керосина соответственно. Послед-

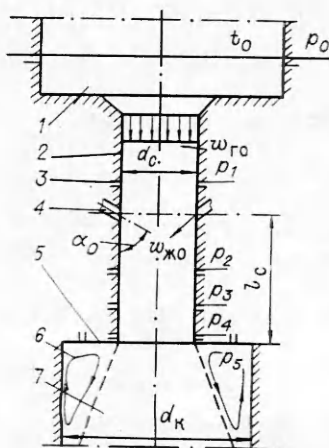


Рис. 1. Схема смесителя.

1 — ресивер; 2 — смеситель, $d_c = 21$ мм; 3 — дренажные отверстия для измерения статических давлений; 4 — отверстие для впрыска горючего; 5 — камера сгорания, $\zeta_1 = 70$ мм; 6 — зоны рециркуляции; 7 — горящий факел.