

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-

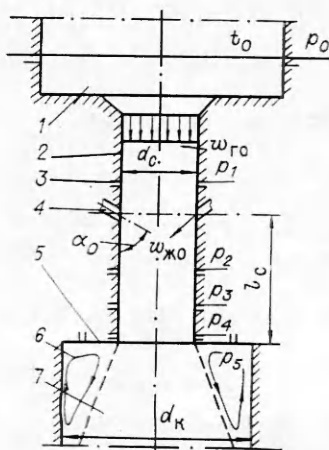


Рис. 1. Схема смесителя.

1 — ресивер; 2 — смеситель, $d_c = 21$ мм; 3 — дренажные отверстия для измерения статических давлений; 4 — отверстие для впрыска горючего; 5 — камера сгорания, $\alpha_0 = 70$ мм; 6 — зоны рециркуляции; 7 — горящий факел.

l_c , мм	α_0 , град	φ	$\mu_{г0}$	$\mu_{гх}$	$\mu_{ги}$	l_c , мм	α_0 , град	φ	$\mu_{г0}$	$\mu_{гх}$	$\mu_{ги}$		
5,5	45	0,4	0,75	0,81	—	17	90	1,0	0,5	0,7	—		
		0,6	0,76	0,825	—			1,4	0,52	0,73	—		
		1,0	0,8	0,85	—			28	45	0,6	0,6	0,75	—
		1,4	0,82	0,88	—					0,8	0,61	0,77	0,84
	60	0,4	0,68	0,78	—		1,1			0,62	0,79	0,86	
		1,0	0,75	0,84	—		1,4			0,63	0,8	0,86	
		90	0,4	0,57	0,68		—		0,4	0,48	0,69	—	
			0,6	0,6	0,71		—		0,6	0,51	0,71	—	
	1,0		0,65	0,76	—		0,8		0,54	0,73	—		
	1,4		0,68	0,8	—		1,0		0,57	0,74	0,84		
	17	45	0,6	0,64	0,75		—	90	0,4	0,4	0,63	—	
			1,0	0,67	0,79		0,84		0,6	0,42	0,65	—	
1,4			0,69	0,82	0,86	0,8	0,44		0,68	—			
90			0,6	0,46	0,68	—	1,0		0,45	0,7	—		
		0,8	0,47	0,69	—	1,4	0,47		0,72	—			

ний режим достигался срывом самовоспламенения в смесителях с $\alpha_0 = 45$ и 60° при больших φ и пониженной до 400°C температуре газа. Опыты с горением проводили при $t_0 = 600^\circ\text{C}$, $p_5 = 0,6 \div 1,0$ МПа, $w_{г0} = 100 \div 220$ м/с. Во всех смесителях было четыре отверстия для керосина с диаметром $d_0 = 2,01$ мм. Методическими опытами установлено незначительное влияние на $\mu_{г0}$ коэффициента избытка окислителя в пределах $\alpha = 0,4 \div 1,0$. Это позволяло широко варьировать φ за счет расхода керосина.

Из таблицы следует, что стабилизация или срыв пламени в смесителе значительно изменяют $\mu_{г}$, а $\mu_{г0}$ зависит существенно от φ , α_0 и l_c (расстояния от уступа до пояса впрыска). Отмечено также, что появление пламени возле устья отверстия, которое происходило при $\alpha_0 \rightarrow 90^\circ$, снижало коэффициент расхода отверстия в 1,1—1,2 раза вследствие изменения в распределении давления на стенке вокруг корня струи.

Изменение настройки смесителя сопровождается ростом ударных потерь потока и требует защиты стенок от прогара. Вместе с тем стабилизация пламени на струях перестраивает организацию процесса горения. Воспламенение и выгорание формирующегося топливного потока перестают зависеть не только от термического режима в зонах рециркуляции за уступом, размера и энергоемкости этих зон [7], но и от самого их существования, так как теперь струи выполняют роль стабилизатора и источника пламени. Затем в пространстве совмещаются процессы смесеобразования и выгорания, что сокращает длину камеры, необходимую для преобразования топлива в продукты сгорания. Расчеты, основанные на измерении статического давления на стенках [8, 9], показывают, что при $l_c = 28$ мм, $\alpha_0 = 60^\circ$ и $\varphi = 0,8 \div 1,2$ в пределах канала смесителя сгорает 40—50% керосина.

Появление пламени в смесителе объясняется его проскоком в канал из камеры сгорания или самовоспламенением горючего. Из анализа его механизма для скоростных топливных потоков [10] следует, что классический проскок [11] в рассматриваемом случае не реализуется, если давление стационарно и диффузор отсутствует. Поэтому единственный путь для пламени — распространение через участки активного внедрения струй, где имеются зоны парового и мелкодисперсного горючего, движущиеся со скоростью менее 10 м/с и примыкающие к разрушающемуся ядру струи [12, 13]. Следовательно, такой механизм ограничен длиной цельного ядра струи, которой соответствуют значения $l_c \leq 5 \div 6$ [13].

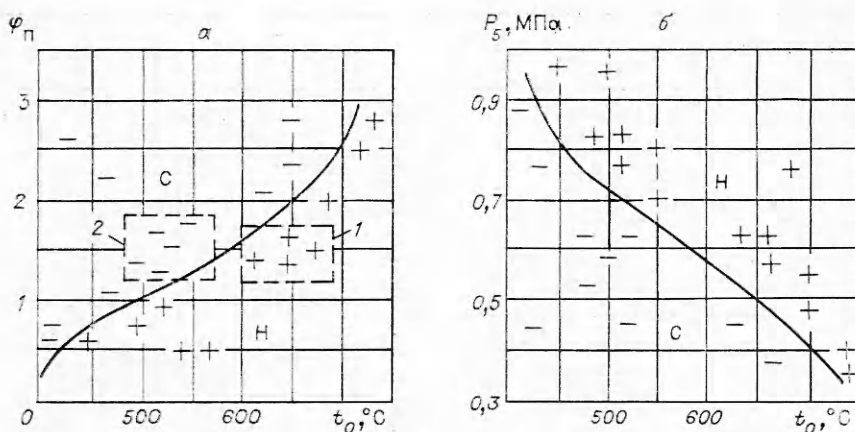


Рис. 2. Области нормального и срывного самовоспламенения (+ — стабилизация пламени; — срыв самовоспламенения).

Самовоспламенение в смесителе исследовали при скоростях газа 150—230 м/с, заведомо срывных для пламен как отдельных капель, так и их турбулентных совокупностей. Когда $t_0 \geq 700^\circ\text{C}$, а $p_5 \geq 0,4$ МПа, пламя стабилизировалось на струях при любых φ и конструктивных параметрах смесителя. Постепенное снижение температуры до 400°C за счет добавления холодного кислорода к газу в ресивере выявило целую область срывных режимов самовоспламенения у смесителей с $l_c = 28$ мм, $\alpha_0 = 45$ и 60° (рис. 2). При срыве самовоспламенения горение в камере также не происходило из-за снижения температуры газа в смесителе и в зонах рециркуляции — вследствие испарения керосина. Положение границы, разделяющей области срывного (С) и нормального (Н) самовоспламенения при противодавлении в камере сгорания $p_5 = 0,5 \div 0,6$ МПа, оказалось зависящим от значения φ_n в пусковой период, т. е. в период от момента появления горючего в канале до самовоспламенения или его срыва (рис. 2, а). Фиксация же φ_n в диапазоне 2—2,5 позволила обнаружить влияние пускового противодавления в камере (рис. 2, б).

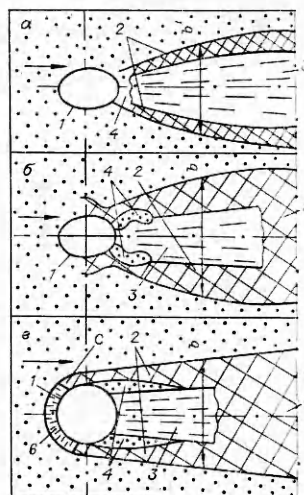
Зависимость результата процесса от φ_n , t_0 и p_5 может быть объяснена с помощью модели разрушения ядра струи [14]. Благоприятствующим самовоспламенению признано соотношение $\tau_p > \tau_c$, где τ_p — время разрушения ядра струи; τ_c — время задержки самовоспламенения горючего. Как следует из [12, 13], $\tau_p \approx \tau_b$, где τ_b — время активного внедрения струи, ограниченное ее выходом на асимптоту. Выполнению этого неравенства сопутствуют рост длины и поверхности ядра, тормозящего поток и активно взаимодействующего с ним, и создание множества низкоскоростных смесительных зон с широким спектром локальных значений α , температур, размеров капель и соотношений паровой и жидкой фаз. При $\tau_p < \tau_c$ вследствие уменьшения глубины внедрения, ускорения жидкости и снижения температуры газа происходит потухание очагов пламени, что влечет срыв самовоспламенения.

Расчет τ_p и τ_c для стабилизации и срыва подтвердил корректность упомянутой модели. Так, на рис. 2, а для группы точек 1 $\tau_p = 1,2 \div 1,5 \cdot 10^{-3}$ с, а $\tau_c = 0,8 \div 1,0 \cdot 10^{-3}$ с; для группы точек 2, находящихся за границей раздела, при тех же τ_p $\tau_c = 2 \div 3 \cdot 10^{-3}$ с. Время τ_p рассчитывалось исходя из измеренной длины ядра струи средней скорости ее движения [13], а τ_c — по формуле работы [15] в зависимости от p_5 и t_0 в условиях неограниченного подвода нагретого окислительного газа, поскольку $w_{г0} \gg w_{ж0}$. Стоит отметить, что неравенство $\tau_p > \tau_c$, необходимое для струи в сносящем потоке канала смесителя, парадоксально в контексте общей теории самовоспламенения, так как вместо обычного форсирования процесса дробления [16] рекомендуется его замедление.

Увеличение α_0 до 90° или сокращение l_c до 5 мм при $\alpha_0 = 45$ и 60° заметно расширяли зону Н без уменьшения φ_n или роста p_5 . Это сле-

Рис. 3. Коксотермические отпечатки при $\alpha = 60$ (а), 75 (б) и 90° (в).

1 — устье отверстия; 2 — сильное тепловыделение и науглероживание; 3, 6 — слабое тепловыделение и науглероживание; 4 — «холодные» участки; 5 — сплошной термический отпечаток горящего факела струи.



дует, по-видимому, связывать с компенсирующим влиянием глубины внедрения струй или с взаимодействием ядра струи с течениями за уступом. Физическая модель разрушения (внедрения) теряла силу в области многостадийного самовоспламенения керосина, т. е. при снижении t_0 до $200-300^\circ\text{C}$ [16]. Самовоспламенение становилось недетерминированным, а затем прекращалось вообще.

Стационарное горение в смесителе при $t \geq 400^\circ\text{C}$ и $p_3 \geq 0,5$ МПа оставалось устойчивым вплоть до $w_{r0} \approx 250$ м/с независимо от значений φ , α_0 и l_c . Срыв горения в канале смесителя с $l_c = 28$ мм, $\alpha_0 = 45^\circ$ произошел при $w_{r0} \approx 270$ м/с и $\varphi \approx 1,0$ (пристеночное положение потоков горючего). Ясно, однако, что и при $w_{r0} < 250$ м/с горение протекает в срывных условиях и не прекращается лишь благодаря стабилизации пламени в смесительных зонах, создаваемых внедряющейся струей горючего. Их «устройство» и способ влияния на горение требуют специального исследования, методическая сторона которого довольно сложна даже для водородно-кислородных пламен [17]. Поэтому положение этих зон и их связь с α_0 определяли по коксотермическим отпечаткам на тонкой охлаждаемой стенке смесителя (рис. 3). Отпечатки являлись плоской проекцией трехмерной картины процесса горения возле устья отверстия и получались как результат термического воздействия и науглероживания со стороны диффузионного пламени. Жидкая пленка на стенке, формирующаяся в сверхзвуковом потоке [18], при инжекции в дозвуковой поток отсутствует, что доказано микрофотографированием стенки возле отверстия. Отдельные капли, движущиеся возле стенки, отрывались от пограничного слоя корня струи при ее истечении [12, 13]. В результате картина рис. 3 допускала ясную трактовку, а четкость фиксации процесса объяснялась высокой температурой пламени ($\sim 2600^\circ\text{C}$) и близостью струи к стенке ($\varphi = 0,6 \div 0,8$).

Структура горячей струи возле устья неоднородна: участки сильного и слабого тепловыделения сочетаются с «холодными». Над стенкой, кроме того, присутствует жидкая фаза, не отражаемая картиной отпечатков. Ширина их b равна ширине распространения струи b_c в холодном воздушном потоке [13]. Области 2 примыкают изнутри к трассам внешних границ струи, постепенно расширяются и удаляются от оси. При увеличении α_0 пламя перемещается ближе к устью. Когда $\alpha_0 = 90^\circ$, оно конвертирует корень струи; область пламени перед струей 6 переходит непосредственно в 2.

Исследование разрушения струи на начальном участке траектории ($a/d_0 \leq 4$) с применением электроконтактного метода [13] помогает интерпретировать явления возле точки впрыска. Функции разрушения $f_p \approx R_c/R_0$ (рис. 4, а), определяемые для струи воды с $d_0 = 2,01$ и $\alpha_0 = 90^\circ$ в холодном потоке воздуха при статическом давлении $0,6-0,8$ МПа, позволяли с помощью методики [13] находить F/F_0 или $\Delta M = 1 - F/F_0$ (рис. 4, б), которые характеризовали степень разрушения ядра струи в зависимости от симплекса ϵ_n , служащего мерой деформации изгиба и сплющивания (R_c — активное электрическое сопротивление разрушаемой потоком струи; R_0 — активное сопротивление неразрушенной струи такой же длины; a — расстояние от устья до точки установки зонда; F — текущая площадь сечения разрушаемой струи; F_0 — площадь

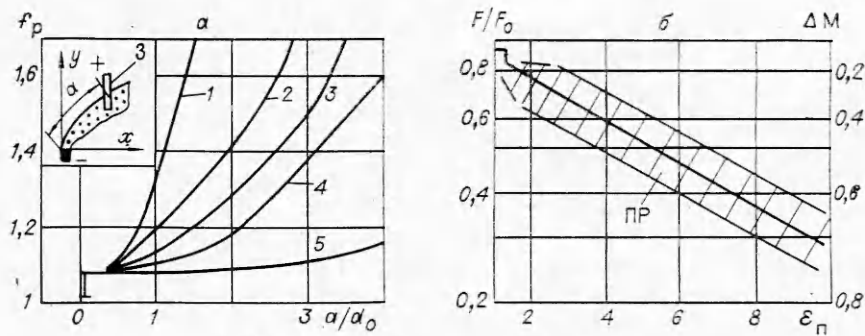


Рис. 4. Процесс разрушения струи.

φ : 1 — 0,85, 2 — 0,7, 3 — 0,5, 4 — 0,3; w_{r0} , м/с: 1 — 130, 2, 4 — 100, 3 — 120; 5 — истечение струи без сносящего потока; 3 — электроконтактный зонд; ПР — поле разброса экспериментальных точек.

отверстия для инъекции; $\epsilon_n = K_n (\rho_r / \rho_{ж}) (b_c / d_0) (a / d_0)$; K_n — постоянная изгиба [13]).

Из этих опытов следует, что первая потеря массы струей $\Delta M = 0,05 \div 0,1$ происходит вследствие отделения пограничного слоя при истечении из отверстия [12, 13, 19]. Затем изгиб и сплющивание ядра формируют поверхностные возмущения, размер и скорость разрушения которых зависят от степени деформации и скорости потока, если отношение плотностей газа и жидкости $\rho_r / \rho_{ж}$ постоянно (рис. 4, а). В среднем здесь $\Delta M \approx 0,5$, но в случае сильного изгиба ($\varphi \geq 0,8$) и $w_{r0} \geq 100$ м/с ΔM достигает 0,6—0,75 уже при $a/d_0 = 1,5 \div 2,0$. Изучение искровых фотографий модельной струи воды показало, что отделяющаяся жидкость концентрируется по бокам ядра в виде двух капельных потоков — «шлейфов», которые становятся многослойными по мере проникновения струи в поток.

При горении «шлейфы» дают отпечатки 2 (см. рис. 3). Условия горения здесь наиболее благоприятны, так как ядро тормозит и завихряет поток, форсируя смешение и воспламенение, а состав «шлейфов» (смесь пара и капель, множество капель-сателлитов с диаметром менее 5 мкм, являющихся результатом самого акта дробления [20]) и их положение в следе за телом струи способствуют стабилизации и распространению пламени. Отпечатки перед корнем струи ($\alpha_0 = 90^\circ$) оставяет форпламя, подобное пламени перед пористым цилиндром со вдувом [21]. Однако в данном случае источником горючего является отделяющийся при истечении слой струи, микронные капельки которого, испаряясь, образуют гомогенную оболочку вокруг корня, где в застойной точке и стабилизируется пламя. Трехмерность течения и растяжимость пламени приводят к его отрыву в точке С (см. рис. 3, в). Газ, обтекающий корень, закручивается и образует холодные вихревые зоны 4, примыкающие к корню струи и, возможно, интенсифицирующие горение в «шлейфах». Если $\alpha_0 < 90^\circ$, пламя сразу смещается в «шлейфы», что объясняется отсутствием застойной точки.

На основании изложенного возникает физическая модель разрушающейся струи-стабилизатора, совмещающей в себе источник топливной смеси и поле распространения пламени, сущность которой формулируется так: внедрение струи в поток под углом сопровождается ее активным взаимодействием с потоком, разрушением и формированием зон распыленного горючего, благоприятно расположенных относительно ядра струи, что обуславливает ее надежное воспламенение и выгорание в срывных условиях.

Это успешно обеспечивается круглой струей при $t_0 \geq 400^\circ\text{C}$, $p_s \geq 0,5$ МПа и $w_{r0} \leq 250$ м/с. Однако не исключено, что и при меньших температурах и больших скоростях возможна стабилизация пламени за счет выбора α_0 , d_0 , φ , l_c , типа струи (плоская вместо круглой) или за счет принудительного начального воспламенения от постороннего источника энергии.

Полученные закономерности показывают, что стабилизация пламени в канале смесителя, оказывая сильное влияние на его практические характеристики и организацию всего процесса горения, в свою очередь зависит от первичных гидродинамических процессов внедрения и разрушения. Изучение этих процессов на «холодных» моделях смесителя значительно расширяет и углубляет представления о газожидкостном горении. Одновременность смесеобразования и горения позволяет воздействовать непосредственно на скорость преобразования топлива за счет характеристик струйной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М.: ГИТТЛ, 1955.
2. Г. Ф. Кнорре. Сравнительный анализ характеристик факельных топок. М., 1947.
3. М. Е. Рудяк. ФГВ, 1983, 19, 3, 77.
4. Дж. Э. Дрюри. РТК, 1978, 16, 4, 40.
5. G. C. Ogg, G. A. Scetz. AIAA-Paper, 1980, N 80—0298.
6. Эббот, Клайн. Тр. амер. об-ва инж.-мех. Серия Д. Техническая механика, 1962, 3, 20.
7. Б. С. Дубинкин, М. С. Натанзон, А. Э. Чальян. ФГВ, 1978, 14, 6, 3.
8. В. К. Баев, Е. А. Соловова, П. К. Третьяков.— В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск: ИТПМ, 1975.
9. Б. П. Леонов, С. В. Штейнман, А. В. Куликов. ФГВ, 1971, 7, 4, 572.
10. S. L. Plee, A. M. Mellor. Comb. Flame, 1978, 32, 2, 193.
11. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
12. В. К. Баев, Б. В. Бошенятов, Ю. А. Пронин и др. ФГВ, 1981, 17, 3, 72.
13. М. Е. Рудяк. Изв. вузов. Авиационная техника. 1983, 3, 32.
14. Р. Б. Эдельман, С. С. Шмотолоха, С. Слуцкий. РТК, 1971, 9, 7, 180.
15. В. Л. Зимонт, Ю. М. Трушин. ФГВ, 1967, 3, 1, 86.
16. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
17. В. Ф. Соколенко, Р. С. Тюльпанов, Ю. В. Игнатенко. ФГВ, 1971, 7, 4, 566.
18. С. И. Барановский.— В кн.: Исследование рабочего процесса в элементах двигателей и энергетических устройств с двухфазным рабочим телом/Под ред. Г. Н. Абрамовича, И. А. Лепешинского. М., 1980.
19. J. M. Hoyt, J. J. Taylor. Trans. of the ASME. J. fluids engineering, 1979, 101, 3, 304.
20. W. T. Pimbley, H. C. Lee. IBM J. of research and development, 1977, 21, 1, 21.
21. H. Tsuji, J. Yamaoka. Thirteenth Symp. (Interm.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.

Поступила в редакцию 25/III 1985

ДЕТОНАЦИЯ В РЕЛАКСИРУЮЩЕМ ГАЗЕ И РЕЛАКСАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Н. М. Кузнецов, В. А. Копотев
(Москва)

Теоретически исследуется одномерная детонация в газе, внутренние степени свободы которого (не связанные непосредственно с необратимым энерговыделением) характеризуются конечным временем релаксации τ . В предельных случаях малых или больших значений параметра $\alpha = \tau/\tau_q$ (где τ_q — характерное время тепловыделения) такой процесс переходит соответственно в классическую детонацию (теория Зельдовича — Неймана — Деринга) или детонацию с эндотермической стадией реакции [1, 2]. Релаксирующий газ является, по существу, вариантом системы с конечными скоростями реакций (системы с дисперсией скорости звука), детонация которой подробно изучалась в работах [3—5], где впервые был поставлен и рассмотрен вопрос отбора скорости детонации в такой среде.

Применив метод характеристик к реагирующим газовым смесям (при анализе использовался факт распространения характеристик с замороженной скоростью звука), авторы [3] показали, что в одномерном