

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОЙНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ  
ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗАХ**

*Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева*  
(Москва)

Тройные конфигурации детонационных волн являются основными элементами, из которых состоит тонкая структура детонационного фронта. Тройные конфигурации возникают при взаимодействии детонационных волн с препятствиями. Различные двумерные конфигурации детонационных волн, возникающие при преломлении и отражении волн, экспериментально исследовались в работах [1, 2]. Предварительный расчет тройных конфигураций, проведенный методом ударных адиабат в предположении, что за детонационной волной осуществляется состояние Чепмена — Жуге, не дал удовлетворительных результатов. Было обнаружено, что при определенных углах падения, когда отражение должно происходить регулярным образом, возникала отчетливая конфигурация Маха. Наибольшие отличия конфигураций, рассчитанных в предположении применимости условия Чепмена — Жуге, были обнаружены в конфигурациях с волной разрежения. Скорость переднего фронта волн разрежения резко отличалась от расчетных. Возникло предположение, что состояние газа за волной отличалось от состояния Чепмена — Жуге вследствие потерь на стенки трубы и что имеются особенности в поведении веера волн разрежения, появляющегося в тройной конфигурации при преломлении детонационных волн.

Целью настоящей работы был расчет методом ударных поляр тройных конфигураций детонационных волн, возникающих при Маховском отражении и преломлении детонационных волн. Для правильного сопоставления результатов расчетов с данными работ [1, 2] были проведены дополнительные эксперименты, в которых определялось состояние газа за детонационной волной в смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ , в трубе квадратного сечения  $3 \times 3$  см.

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ТРУБАХ РАЗЛИЧНЫХ ДИАМЕТРОВ**

Эксперименты проводились в трех трубах с каналами различных размеров:  $3 \times 3$  см,  $5 \times 5$  см;  $7,2 \times 7,2$  см. Исследовались стехиометрические смеси метана с кислородом и водорода с кислородом. Начальное давление атмосферное. С помощью высокоскоростного регистра СФР-Л получались теплеровские фотографии детонационных волн (время

экспозиции 0,5 мксек) и временные развертки. По разверткам определялись скорость звуковых возмущений в сгоревшем газе и скорость детонационных волн. На рис. 1 приведены фотография детонационной волны в смеси  $\text{CH}_4+2\text{O}_2$  и развертка движения детонационной волны в трубе при ее преломлении на границе раздела двух смесей. На кадре

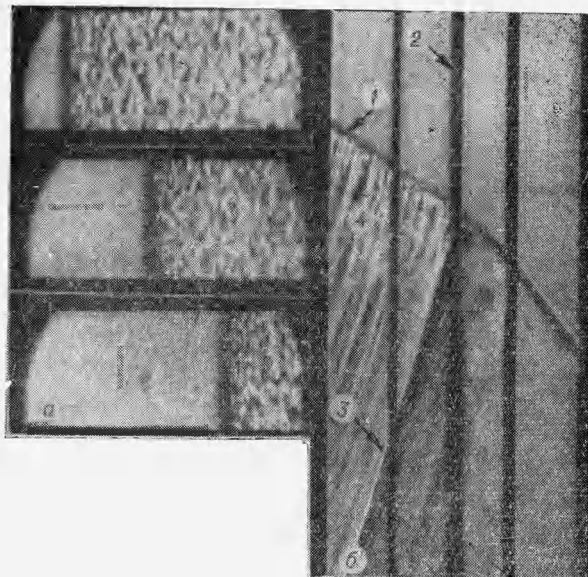


Рис. 1. Детонационная волна в смеси  $\text{CH}_4+2\text{O}_2$  в трубе  $3\times 3$  см начальное давление — атмосферное (а). Развертка преломления детонационной волны при нормальном падении (б):

1 — детонационная волна; 2 — след рамок, между которыми зажата пленка, разделяющая смеси; 3 — передний фронт отраженной волны разрежения; 4 — ретонационные волны.

ширина темной полосы соответствует ширине зоны реакции с поперечными ударными волнами.

Как видно из рис. 1, возмущения в потоке газа за фронтом распространяются от фронта в сгоревший газ с той же скоростью, с какой распространяется передний фронт волны разрежения в сгоревшем газе, т. е. со скоростью звука [2].

Такие звуковые ретонационные волны наблюдались неоднократно на развертках детонационных волн [3—6]. Измеряя скорость ретонационных волн и передних фронтов волн разрежения, можно получать значения величин  $(a_1 - v_1)$ , где  $a_1$  — скорость звука, а  $v_1$  — скорость газа за детонационной волной в лабораторной системе координат.

Результаты измерений  $(a_1 - v_1)$  вблизи детонационного фронта в трубах различного размера на различных расстояниях  $l$  от места поджига приведены в табл. 1. В наиболее узкой трубе измерения были сделаны на расстоянии 350 см от места поджига. При этом детонация возникала на расстояниях 40—60 см от места поджига, а на расстоянии 1,5 м скорость волны была больше установившейся. С расстояния 2,5 м скорость детонационной волны была постоянной в пределах ошибки эксперимента, но волна оставалась несколько пересжатой, как это показали опыты с дифракцией волны в тех же условиях [13]. Значения

Таблица 1

Смесь	Параметры опыта	$D$ , м/сек	$(a_1 - v_1)$ , м/сек
$\text{CH}_4+2\text{O}_2$	$3\times 3$ см, $l=400$ см	2290	$440 \pm 70$
	$7,2\times 7,5$ см, $l=800$ см	2350	$370 \pm 40$
	$l/d=0$	2400	320
$2\text{H}_2+\text{O}_2$	$5\times 5$ см, $l=500$ см	2750	$520 \pm 30$
	$7,2\times 7,2$ см, $l=800$ см	2820	$505 \pm 20$
	$l/d=0$	2850	450

$(a_1 - v_1)$  были получены как средние из 10—20 опытов. Приведенные значения ошибок — это разброс от опыта к опыту и неточности определения  $(a_1 - v_1)$  в каждом опыте. Ошибка в определении скорости детонации равна  $\pm 50$  м/сек. Значения  $(a_1 - v_1)$  были линейно экстраполированы к бесконечному диаметру трубы. Экспериментально полученные скорости детонационных и звуковых волн были сравнены с расчетными. Детонационная адиабата была определена по законам

Таблица 2

$D$ , км/сек	$p_1$ , атм	$T_1$ , °К	$\rho_0/\rho_1$	$v_1$ , км/сек	$a_{1e}$ , км/сек	$a_{1e} - v_1$ , км/сек	$p_1$
2,392	29,7	3725,7	0,541	1,097	1,295	0,198	21,09
2,392	30,0	3729,8	0,536	1,108	1,296	0,188	21,08
2,473	40,0	3829,8	0,417	1,441	1,320	-0,121	20,87
2,615	50,0	3917,8	0,345	1,712	1,340	-0,372	20,64
2,771	60,0	4005,8	0,298	1,946	1,363	-0,583	20,39
2,926	70,0	4082,3	0,263	2,156	1,387	-0,769	20,154
3,225	90,0	4234,3	0,218	2,523	1,432	-1,091	19,66

Примечание.  $D$  — скорость волны;  $p_1$ ,  $T_1$ ,  $\rho_1$ ,  $\mu_1$  — давление, температура, плотность и молекулярный вес продуктов сгорания;  $v_1$  — скорость газа за волной в лабораторной системе координат,  $a_{1e}$  — равновесная скорость звука в газе за волной.

сохранения для одномерного течения методом последовательных приближений без учета потерь. Значения энтальпий отдельных компонент смеси были взяты из таблицы работы [7]. Полученные результаты приведены в табл. 2 ( $p_0=1$  атм,  $T_0=293^\circ$ ).

В точке Чепмена — Жуге были вычислены замороженная скорость звука  $a_{1f}$ , когда при прохождении звуковой волны химическое равновесие заморожено, а колебания успевают возбуждаться и  $a_{1ff}$  — такая скорость звука, когда при прохождении звуковой волны нет смещения химического равновесия, нет и возбуждения колебаний.

Как известно, в непосредственной близости от источника скорость фронта возмущения определяется замороженной скоростью звука [11], затем происходит переход к равновесной скорости звука. На каком расстоянии будет происходить этот переход, зависит от соотношения между частотой звука и частотой релаксационных процессов в газе. Так, в работе [8] показано, что передний фронт волны разрежения в релаксирующем газе должен распространяться с замороженной скоростью относительно возбуждения колебаний скоростью в течение времени порядка времени релаксации колебаний. В работе [9] по исследованию централизованной волны разрежения в релаксирующем кислороде было показано, что экспериментально расстояния, на которых передний фронт волны разрежения движется с замороженной скоростью звука, на порядок больше расстояний, рассчитанных теоретически. В работе [10] при экспериментальном исследовании скорости распространения слабых возмущений в релаксирующем газе установлено, что в углекислом газе за ударной волной слабые возмущения распространяются в соответствии с  $\gamma=1,41$  на расстояниях, не меньших 2 см от источника возмущения, при числах Маха ударной волны 6—12. Расчет равновесной скорости звука был проведен по формуле

$$a_{1e} = \sqrt{\frac{\gamma R T_1}{\mu_1} \cdot \frac{1 + T_1 \frac{1}{N} \cdot \left( \frac{\partial N}{\partial T} \right)_v}{1 + T_1 \cdot \frac{1}{N} \left( \frac{\partial N}{\partial T} \right)_p}}$$

где

$$\frac{1}{N} \left( \frac{\partial N}{\partial T} \right)_p = \sum_i^n \frac{1}{N} \left( \frac{\partial N_i}{\partial T} \right)_p;$$

$$\frac{1}{N} \left( \frac{\partial N}{\partial T} \right)_v = \sum_i^n \frac{1}{N} \left( \frac{\partial N_i}{\partial T} \right)_v;$$

$$\gamma_1 = \frac{c_p}{c_v}; \quad c_p = \frac{1}{\mu_1} \left[ \sum_i^n c_{p_i} X_i + \sum_i^n H_i \frac{1}{N} \left( \frac{\partial N_i}{\partial T} \right)_p \right];$$

$$c_v = \frac{1}{\mu_2} \left[ \sum_i^n c_{p_i} X_i - R + \sum_i^n H_i \frac{1}{N} \left( \frac{\partial N_i}{\partial T} \right)_v - RT \sum_i^n \frac{1}{N} \left( \frac{\partial N_i}{\partial T} \right)_v \right];$$

$H_i$  — молярная энтальпия компонент;  $N_i$  — число атомов данного типа;  $X_i = p_i/p = N_i/N$ . Расчет замороженной скорости звука проведен по формуле  $a^2 = \gamma \frac{RT}{\mu}$ , где были взяты соответствующие «замороженные» значения  $\gamma_f$  или  $\gamma_{ff}$ .

В табл. 3 приведены экспериментальные и расчетные значения  $(a - v)$ . Параметры состояния Чепмена — Жуге для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  взяты из работы [16], где условие Чепмена — Жуге предполагалось выполненным для равновесной скорости звука; экспериментальные значения постоянны на расстоянии до 2 см от фронта волны.

Сравнение расчетных и экспериментальных величин показывает, во-первых, что в узких трубах состояние Чепмена — Жуге не осуществлялось. Экспериментально определенная величина  $(a_1 - v_1)$  намного превышает все расчетные значения. Надо отметить, что этот факт не может быть следствием того, что волна в трубе, например,  $3 \times 3$  см была слегка пересжата. Как видно из расчетов, на пересжатой части адиабаты величина  $(a_1 - v_1)$  еще более уменьшается. Это значит, что точка, изображающая состояние за волной, не лежит на равновесной адиабате или, что тоже самое, для определения состояния нельзя пользоваться уравнениями сохранения без потерь. Иначе это мож-

но показать следующим образом. Если взять значения  $D$  и  $(a_1 - v_1)$ , полученные экспериментально для трубы  $30 \times 30$  см, и воспользоваться законами сохранения для одномерного течения, то можно определить эффективное значение показателя адиабаты, входящее в определение скорости звука. Оно получается равным  $\gamma = 1,57 \pm 0,1$ , что не соответствует логичным предположениям. Во-вторых, если справедлива линейная экстраполяция, то сравнение экспериментальных данных, приведенных к бесконечному диаметру, с расчетными показывает, что со-

Таблица 3

Расчетные и экспериментальные величины	Смесь	
	$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	$2\text{H}_2 + \text{O}_2$
$D$	2,392	2,839
$(a_{1e} - v_1)$	0,198	0,247
$(a_{1f} - v_1)$	0,239	0,307
$(a_{1ff} - v_1)$	0,331	0,411
$a_1 - v_1$ (при $1/d=0$ )	0,320	0,450
$(a_1 - v_1)_{\text{экс}}$ (размер трубы $7,2 \times 7,2$ см)	$0,370 \pm 40$	$0,505 \pm 20$
$(a_1 - v_1)_{\text{экс}}$ (размер трубы $5 \times 5$ см)	—	$0,520 \pm 30$
$(a_1 - v_1)_{\text{экс}}$ (размер трубы $3 \times 3$ см)	$0,440 \pm 70$	—

рость ( $a_1 - v_1$ ) для трубы бесконечного диаметра близка к скорости, рассчитанной в предложении о скорости звука, замороженной относительно диссоциации и возбуждения колебаний. Это соответствует величине эффективного показателя адиабаты  $\gamma = 1,39$  для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ .

Опыты по преломлению и отражению [1, 2] проводились в смеси метана с кислородом в трубе  $3 \times 3$  см. Для определения состояния газа за детонационной волной в такой трубе нельзя пользоваться одномерными законами сохранения без потерь. Для этого надо определить большее количество параметров экспериментально, поэтому были использованы проведенные в тех же условиях опыты по дифракции [13].

В работе [13] получены следующие значения параметров для волны детонации в  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ :  $D = 2300 \pm 100$  м/сек,  $v_1 = 1100 \pm 90$  м/сек,  $a_1 = 1540 \pm 160$  м/сек. Из этих данных следует  $a_1 + v_1 > D$ , т. е. волна пересжата. Большие значения ошибок в данном случае связаны с тем, что приведенные значения — результаты обработки нескольких экспериментов, проводимых на расстоянии 2500 и 3500 мм от торца. Вопрос о распространении детонационных волн в узких трубах был рассмотрен в работе [12], где учет потерь проводился в одномерном приближении. В этом случае учет потерь изменяет все уравнения сохранения, кроме уравнения неразрывности, применяя которое к настоящему случаю, получаем  $\rho_0/\rho_1 = 0,521$ . Для определения давления за волной можно использовать уравнение для определения скорости звука, если знать, какую именно скорость звука определили из опыта.

Величина  $a$ , полученная в работе [13], — это скорость распространения переднего фронта волны разрежения. Если считать, что волна разрежения распространяется со скоростью звука, замороженной относительно возбуждения колебаний и химического равновесия, то в выражении для скорости звука надо брать  $\gamma_{iff} = 1,39$  ( $p_1 = 35,6$  атм,  $T_1 = 3980^\circ \text{K}$ ). Равновесное значение показателя адиабаты  $\gamma_e = 1,245$ . Если скорость распространения волны разрежения определять скоростью звука, замороженной только относительно химического равновесия, то получим следующий режим:  $p_1 = 39,4$  атм,  $T_1 = 4140^\circ \text{K}$ ,  $\gamma_e = 1,265$ . В дальнейших расчетах используем оба полученных значения.

#### РАСЧЕТ ТРЕХУДАРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ОТРАЖЕНИИ МЕТОДОМ УДАРНЫХ ПОЛЯР

Метод ударных поляр, предложенный Курантом [14], неоднократно использовался для расчета тройных конфигураций многими авторами. Проведем этим методом расчет Маховских конфигураций, полученных в работе [1] (рис. 2). Построим ударные поляры в плоскости ( $p, \theta$ ), где  $p$  — давление за волной,  $\theta$  — угол отклонения потока при переходе через волну. Волна Маха — пересжатая детонационная волна в смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ; значения параметров такой волны приведены в табл. 1. Такие поляры представляют все возможные состояния, которые могут осуществиться за различными пересжатыми волнами, если заданы параметры газа до волны, скорость и направление набегающего потока. Для определения направления набегающего потока нужно знать угол движения тройной точки. Тогда при автомодельности движения картина течения в системе координат, связанной с тройной точкой, будет стационарна. Автомодельность движения проверялась экспериментально, угол движения тройной точки  $\chi_1$  определялся из опыта [1]. Поляра для отраженной ударной волны рассчитывалась методом последова-



тельных приближений с использованием данных по термодинамике продуктов сгорания смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ . Точки пересечения двух поляр представляют возможные решения трехволновой конфигурации Маха.

Были рассчитаны конфигурации, получающиеся при падении на клинья с углами при вершине  $\alpha_0 = 35^\circ$  и  $20^\circ$ , в предположении об осуществлении за падающей ударной волной состояния Чепмена — Жуге (Ч.—Ж.) и двух состояний, вычисленных с учетом потерь в предположении о распространении звуковых возмущений со скоростями звука полностью замороженной (состояние А) и замороженной только относительно смещения химического равновесия (состояние Б). Значения расчетов приведены в табл. 4.

При сравнении расчетных значений угла отражения  $\omega_2$  с экспериментальными видно, что для обоих углов клина расчет, основанный на предположении о выполнении условия Чепмена — Жуге, не дает совпадения с экспериментом в особенности в случае угла  $\alpha_0 = 35^\circ$ , где получается регулярное отражение. Результаты расчетов, проведенных в предположениях А и Б, близки между собой. Для угла  $\alpha_0 = 35^\circ$  экспериментально определенный угол  $\omega_2$  намного меньше обоих расчетных значений. Для угла  $\alpha_0 = 20^\circ$  значение  $\omega_{2\text{экс}}$  совпадает со значением, рассчитанным в варианте А. Несовпадение результатов расчетов с экспериментом в случае угла  $35^\circ$  и совпадение для угла  $20^\circ$  аналогично результатам, полученным Бликни [17], когда для волн слабого семейства при отражении ударных волн на-



Рис. 2. Маховское отражение детонационной волны в  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  от клина с углом при вершине  $35^\circ$ .

блюдались расхождения с экспериментом, а для сильных волн — хорошее совпадение.

В табл. 4 приведено число Маха потока  $M_2$  за отраженной ударной волной в системе координат, связанной с точкой пересечения. Действительно, в случае несовпадения результатов расчетов с экспериментом значение  $M_2 < 1$ . В опытах Бликни расхождение наблюдалось тогда, когда поток за отраженной волной был дозвуковым. Таким образом, расхождение результатов в случае  $\alpha_0 = 35^\circ$  не противоречит возможности применения трехударной теории для расчета тройных конфигураций сильных ударных и детонационных волн. Как известно [15], в некоторых случаях при отражении сильных ударных волн возникает двойное Маховское отражение с двумя тройными точками и двумя волнами Маха. В данном случае углы клина и интенсивности падающих волн были такие же, как в углекислом газе [15], когда возникали двойные конфигурации при отражении ударных волн, а углы отражения  $\omega_2$  бы-

Таблица 4

Параметры	А			Б		
	А	Б	Ч.—Ж.	А	Б	Ч.—Ж.
$\alpha_0$	35°	35°	35°	20°	20°	20°
$D$	2300	2300	2392	2300	2300	2392
$p_1$	35,6	39,4	29,7	35,6	39,4	29,7
$\frac{p_0}{p_1}$	0,521	0,521	0,541	0,521	0,521	0,541
$\rho_1$						
$\omega_1$	52°30'	52°30'	52°30'	63°	63°	63°
$\omega_2$	48°42'	49°12'	Регулярное	52°36'	55°18'	65°48'
$\omega_4$	87°00'	87°00'	Отражение	80°36'	78°36'	84°12'
$\theta_2$	6°00'	8°48'	—	14°42'	16°24'	11°24'
$p_2/p_1$	1,91	1,70	—	1,19	1,10	1,81
$M_2$	0,925	0,938	—	1,003	1,018	1,018
$\omega_{1\text{экс}}$	52°30' ± 1°	—	—	63° ± 1°	—	—
$\omega_{2\text{экс}}$	31° ± 2°	—	—	52° ± 3°	—	—
$\omega_{4\text{экс}}$	85° ± 2°	—	—	81° ± 2°	—	—

Примечание.  $\alpha_0$  — угол при вершине клина;  $D$ ,  $p_1$ ,  $p_0/p_1$  — скорость детонационной волны, давление за ней и отношение плотностей;  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_4$  — углы падений, отражения и угол волны Маха;  $\theta$  — угол отклонения потока на волне отражения;  $M_2$  — число Маха потока в область за отраженной волной в системе координат, связанной с тройной точкой;  $p_0=760$  мм рт. ст.,  $T_0=293^\circ\text{K}$ .

ли отрицательны. В настоящем случае углы  $\omega_2$  оказались положительными. Это произошло потому, что при той же скорости волны газ за фронтом ударной волны из-за эндотермичности протекающих реакций сжимается больше и скорость потока газа за ударной волной соответственно больше. Метод расчета по трехволновой теории справедлив для трехволновой конфигурации детонационных волн и позволяет предполагать, что при отражении сильных пересжатых детонационных волн будут возникать такие же двойные конфигурации Маха, как и для ударных волн.

#### РАСЧЕТ ТРОЙНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ПРЕЛОМЛЕНИИ, МЕТОДОМ УДАРНЫХ ПОЛЯР

Экспериментальные результаты по преломлению детонационных волн, падающих на границу раздела двух смесей, изложены в работе [2]. На рис. 3 приведены кадры преломления волны; наклонная черта на снимке — след рамок, между которыми зажата тонкая пленка, разделяющая смеси. Схема системы волн, получающаяся в этом случае, приведена на рис. 4. Осуществлялась конфигурация, состоящая из падающей волны, преломленной волны, отраженного веера разрежения и тангенциальной поверхности.

При решении методом ударных поляр нужно учитывать все возможные комбинации волн, которые могут возникать. В сгоревшем газе может идти волна разрежения, а может — волна сжатия. Во второй среде может распространяться ударная волна без химической реакции, может распространяться пересжатая детонационная волна. Были рассчитаны случаи преломления детонационной волны из смеси  $\text{C}_2\text{H}_4 + 2\text{O}_2$  в смеси метана с кислородом различного состава. Скорость детонации в этих смесях была и меньше и больше скорости детонации в смеси

$\text{CH}_4+2\text{O}_2$  (рис. 5). Поляра для отраженной волны сжатия определялась так же, как в расчете Маховского отражения. При расчете волны разрежения в сгоревшем газе предполагалось, что в волне Прандтля — Майера  $\gamma$  постоянно и равно 1,39. Преломленные ударные волны, идущие по взрывчатым смесям [3, 4], рассчитывались методом последова-

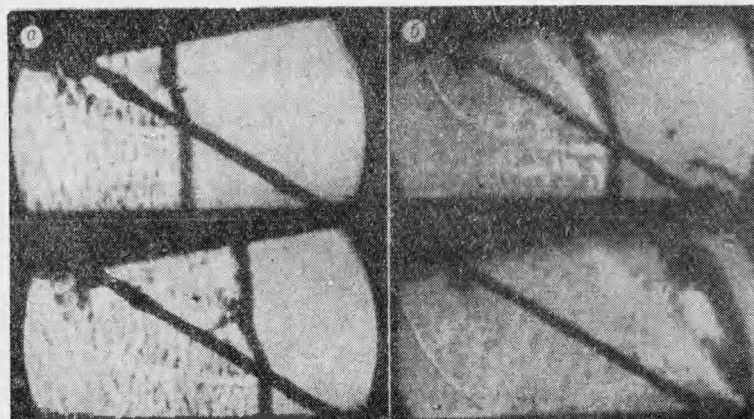


Рис. 3. Преломление детонационной волны при переходе из смеси  $\text{CH}_4+2\text{O}_2$  в смесь  $\text{CH}_4+4\text{O}_2$  (а) и  $\text{CH}_4+3\text{O}_2$  (б), (угол падения  $58^\circ$ ,  $p_0=1 \text{ атм}$ ).

тельных приближений в предположении, что за волнами прошли колебания молекул газа, но не прошла диссоциация.

Наибольшие допущения были применены при расчете пересжатых детонационных волн. Поляра для волны в смеси  $\text{CH}_4+2\text{O}_2$  была рассчитана точно с учетом термодинамических свойств продуктов сгорания при различных температурах и давлениях.

Из-за отсутствия таких данных для смесей другого состава параметры пересжатых волн были определены также,

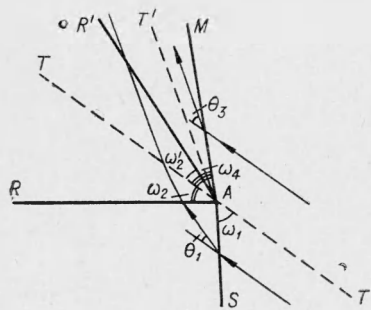


Рис. 4. Схема волн, возникающих при преломлении:

SA — падающая детонационная волна; AM — преломленная волна; RAR' — отраженная волна разрежения; TT' — первоначальная поверхность раздела; AT' — отклоненная поверхность раздела.

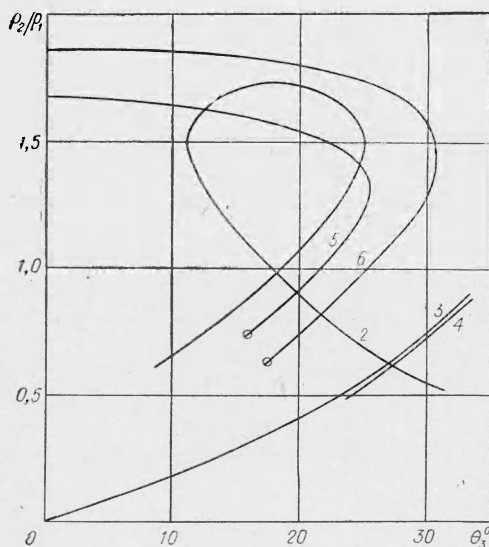


Рис. 5. Поляры, рассчитанные для преломления детонационной волны из смеси  $\text{CH}_4+2\text{O}_2$  в смеси  $\text{CH}_4+4\text{O}_2$  и  $\text{CH}_4+3\text{O}_2$  (угол падения  $58^\circ$ ,  $p_0=1 \text{ атм}$ ).

1 — отраженная ударная волна; 2 — отраженная волна разрежения; 3, 4 — преломленные ударные волны; 5, 6 — пересжатые преломленные детонационные волны.



Таблица 5

Параметры	Воздух	CH <sub>4</sub> +4O <sub>2</sub>		CH <sub>4</sub> +3,5O <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub> +3O <sub>2</sub>		CH <sub>4</sub> +2,5O <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub> +1,5O <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub> +O <sub>2</sub>
		ударная волна	пересекающая волна		ударная волна	пересекающая волна			
$\omega_2$	37°15'	37°15'	37°15'	37°15'	37°15'	37°15'	37°15'	37°15'	37°15'
$\omega_2'$	-11°34'	-10°24'	-5°	-10°36'	-11°	-3°12'	-11°	-11°36'	-12°
$\omega_4$	35°36'	33°06'	52°36'	33°12'	33°12'	59°06'	33°24'	34°06'	34°48'
$\theta_3$	26°36'	26°48'	21°48'	27°	26°06'	19°48'	27°24'	28°	28°30'
$x = \frac{P_2}{P_1}$	0,61	0,645	0,845	0,64	0,635	0,915	0,63	0,61	0,58
$\omega_{1экс}$	58° ± 30'	—	—	—	—	—	—	58°30'	—
$\omega_{2экс}$	37° ± 3'	37°30' ± 2°	—	—	38°20' ± 1°	—	34° ± 3°	33°30' ± 3°	37° ± 2°
$\omega_2'$ экс	-15°30' ± 1°	-16° ± 3°	—	—	-15° ± 2°	—	-14°	-14°30' ± 1°	—
$\omega_{4экс}$	32°30' ± 1°	33°30' ± 1°30'	—	31°30' ± 2°	34° ± 2°	—	33° ± 1°	34° ± 1°	32°30' ± 2°
$\theta_{3экс}$	24° ± 1°	26°30' ± 30'	—	27° ± 1°	31° ± 1°	—	27° ± 1°	28° ± 1°	27°30' ± 2°

Примечание. Угол падения  $\omega_1=58^\circ$ ;  $P_2=760$  мм рт. ст. (обозначения углов см. на рис. 5);  $\omega_2$  и  $\omega_2'$  — углы, образованные с поверхностью раздела передним и задним фронтом разрежения;  $\theta_3$  — угол отклонения поверхности заряда.

как в работе [18]. По эффективной энтальпии и значениям в точке Чепмена — Жуге из уравнения Гюгоню определяется теплота реакции, которая затем используется в расчетах.

Сравнение определенной таким образом адиабаты для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  с рассчитанной по точным данным показало, что приближенный метод дает завышенные значения давлений при том же отношении плотностей и это завышение растет по мере увеличения давления. Однако из-за отсутствия термодинамических данных адиабаты для пересжатых волн в  $\text{CH}_4 + 3\text{O}_2$  [5] и  $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$  [6] были построены таким образом. Адиабаты для смесей с меньшим содержанием кислорода сдвигаются вверх и влево. Рассчитанная приближенным образом адиабата для  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  уже не пересекает поляру (см. рис. 5, 1), поэтому она не построена на графике. Возможно, что поляра для смеси  $\text{CH}_4 + 1,5\text{O}_2$  имеет точку пересечения с отраженной ударной волной. Для преломления в смеси с меньшей скоростью детонации метод ударных поляров дает два возможных решения. В обоих случаях отражается волна разрежения, но нельзя заранее сказать, какое решение осуществится. Во всяком случае, при переходе из среды более «быстрой» с большей скоростью детонации в более «медленную» можно ожидать, что реакция не прекратится на границе, а во второй среде пойдет пересжатая детонационная волна.

Сравнение экспериментальных данных с расчетными показывает, что осуществляется случай, соответствующий нижней точке пересечения с преломленной ударной волной. В табл. 5 приведены данные экспериментов и расчетные значения для преломления детонационной волны из смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  в смеси различного состава, если во второй среде распространяется ударная волна. Для преломления в смесях  $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 3\text{O}_2$  приведены также результаты расчета вариантов с пересжатой детонационной волной во второй смеси. Для преломления в смеси  $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 3\text{O}_2$  расчет дает хорошее совпадение с экспериментом только в том случае, когда в ближайшей окрестности точки пересечения в преломленной волне нет химической реакции. Из двух

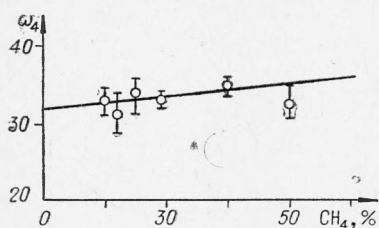


Рис. 6. Зависимость угла преломления  $\omega_4$  от процентного состава метана во второй смеси при преломлении волны детонации из смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  в смесь метана с кислородом (угол падения  $58^\circ$ ).

возможных случаев осуществляется тот, когда во вторую смесь переходит волна с давлением, меньшим давления в точке Чепмена — Жуге во второй смеси. Затем во второй среде происходит переход к детонации путем воспламенения смеси за ударной волной. Воспламенение происходит тогда, когда за ударной волной толщина слоя нагретого газа становится сравнимой с величиной задержки воспламенения при данной температуре и давлении (см. рис. 4, б). Процесс воспламенения приводит к увеличению угла  $\omega_4$ . Если преломленная волна отражается от стенки нерегулярно, то процесс увеличения угла происходит быстрее (см. рис. 4, а).

Эксперименты показали, что в рассматриваемом случае преломление в смеси любого состава происходит так, как преломление в инертную среду. На рис. 6 приведена расчетная кривая и экспериментальные точки зависимости угла  $\omega_4$  от процентного содержания метана в смеси. Во всех смесях за преломленной волной химическая реакция не происходит.

При рассмотрении преломления ударных волн методом ударных поляр Хендерсон [17] показал, что экспериментально осуществляются всегда конфигурации, соответствующие наиболее слабому решению из возможных, где интенсивность преломленной волны наименьшая.

В случае преломления детонационных волн также осуществляется более слабое решение. Это является, вероятно, следствием известной внутренней неустойчивости детонационной волны и сложного строения ее фронта. При резком изменении параметров происходит распад детонационной волны, аналогичный распаду волны при ее дифракции.

Поступила в редакцию  
8/IV 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Г. Гвоздева. Сб. «Физическая газодинамика и свойства газов при высоких температурах. М., «Наука», 1964.
2. Л. Г. Гвоздева. ЖТФ, 1961, 31, 6, 731.
3. D. H. Edwards, T. G. Jones. Brit. J. Appl. Phys., 1960, 11, 190.
4. B. Greifer, I. C. Cooper. a.o. J. Appl. Phys., 1965, 28, 3, 289.
5. I. P. Toennis, H. G. Wagner. Electrochemie, 1955, 59, 1.
6. Y. N. Denisov, Ya. K. Troshin. X-th Symposium on Combustion, Pittsburgh, 1965, 600.
7. А. В. Гурвич и др. Таблицы термодинамических свойств вещества. М., Изд-во АН СССР, 1962.
8. I. Glass, A. Takano. Progress in Aeron. Sci. Pergamon Press, London, 1965, 6, 163.
9. I. E. Drewry. Utias Report, 1967, 124.
10. И. М. Набоко. Сб. «Исследования по физической газодинамике». М., «Наука», 1966.
11. Д. А. Спенс. Механика, 1962, 6, 76.
12. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1940, 10, 542.
13. Л. Г. Гвоздева. ПМТФ, 1961, 5, 53.
14. Г. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
15. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева. Докл. АН СССР, 1965, 163, 5.
16. C. L. Eisen, R. A. Gross, T. J. Rivlin. Combustion and Flame, 1960, 4, 2, 137.
17. W. Bleakney, A. H. Taub. Rev. Mod. Phys., 1949, 21, 584.
18. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. Гостехиздат, 1959.
19. L. E. Henderson. J. Fluid. Mech., 1966, 26, 3, 607.

УДК 662.215.1+534.222.2

#### ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРЕДЕТОНАЦИОННЫХ РЕЖИМОВ В ПОРИСТЫХ ВВ

*А. В. Обменин, А. И. Коротков,  
А. А. Сулимов, В. Ф. Дубовицкий  
(Москва)*

Переход горения пористых ВВ в детонацию можно представить схемой (рис. 1), которая включает следующие стадии: I — послыное горение; II — конвективное горение, характеризующееся неровным («рваным») фронтом; III — конвективное горение с достаточно гладким фронтом; IV — низкоскоростной режим; V — детонация. Послыное горение распространяется теплопроводностью, конвективное горение —