

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ  
НА ПАРАМЕТРЫ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев, М. Е. Топчян, В. Ю. Ульяницкий  
(Новосибирск)

Важнейшей характеристикой многофронтной газовой детонации является размер элементарной ячейки. Зависимость поперечного размера ячейки детонационной волны  $a$  от начального давления  $p_0$  при постоянной температуре исходной смеси  $T_0$  исследовалась экспериментально в ряде работ, например в [1—4]. Почти все результаты получены при начальных температурах смеси  $T_0 \approx 295$  К. В литературе практически отсутствуют сведения о зависимости  $a$  от  $T_0$ . Подобные данные, однако, необходимы при решении ряда вопросов, например инициирования газовой детонации, поскольку энергия инициирования детонации пропорциональна продольному размеру элементарной ячейки  $b$  [5, 6].

Для выяснения вопроса о влиянии начальной температуры на размер ячейки рассмотрим результаты равновесного расчета параметров одномерной детонации Чепмена — Жуге (методика такого расчета изложена в [7]). Некоторые расчетные величины для наиболее часто используемых в экспериментах смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  приведены в таблице (эти величины соответствуют начальному давлению  $p_0 = 0,1$  атм). Из таблицы видно, что с увеличением  $T_0$  скорость одномерной детонации несколько уменьшается. При изменении  $T_0$  в 4 раза скорость детонации (для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ) уменьшается всего лишь на 8%, соответствующее число Маха детонационной волны ( $M_0$ ) падает примерно в 2,3 раза за счет роста начальной скорости звука  $c_0$ . Уменьшение  $M_0$  с ростом  $T_0$  приводит к заметному снижению давления в зоне индукции детонационной волны (отношение давлений  $\pi$  уменьшается примерно в 5,3 раза). Степень сжатия на ударном фронте  $\sigma$  уменьшается при этом в 1,5 раза, а температура в зоне индукции растет, но гораздо медленнее (примерно в 1,3 раза). Подобные закономерности поведения параметров одномерной детонации и ее зоны индукции в зависимости от начальной температуры характерны и для других смесей.

Для расчета параметров элементарной ячейки [5] исходными данными являются скорость одномерной детонации Чепмена — Жуге  $D_0$ , скорость звука  $c_0$  и показатель адиабаты взрывчатой смеси  $\gamma_0$  и продуктов детонации  $\gamma$ . В качестве этих данных использовались перечисленные выше расчетные параметры одномерной детонации при соответствующих  $p_0$  и  $T_0$ . Качественное поведение продольного размера ячейки  $b$  можно предсказать с помощью приведенной в [5] приближенной формулы

$$b \sim D_* / [\text{O}_2]_* \cdot E / RT_* \cdot \exp(E / RT_*) \sim D_* / \rho_* \cdot E / RT_* \cdot \exp(E / RT_*) \sim T_0 / p_0 \times \\ \times D_* / \sigma_* \cdot E / RT_* \cdot \exp(E / RT_*),$$

где звездочкой отмечены параметры в точке срыва химической реакции за нестационарной волной, образующейся при соударении поперечных волн;  $[\text{O}_2]$  — концентрация кислорода в смеси;  $E$  — эффективная энергия активации;  $\rho$  — плотность смеси;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Поскольку  $D_*(T_0) \sim D_0$ ,  $T_*(T_0) \sim T_{10}$  и  $\sigma_*(T_0) \sim \sigma_{10}$  (индексом 10 отмечены параметры в зоне индукции за стационарной плоской детонационной волной), а вблизи «комнатных» температур  $D_0$ ,  $T_{10}$  и  $\sigma_{10}$  существенно не меняются (см. таблицу), то при постоянном  $p_0$   $b \sim T_0$ , а при высоких температурах зависимость продольного размера ячейки от начальной температуры определяется в основном экспонентой (уменьшается с ростом  $T_0$ ). Если поддерживать постоянным  $\rho_*$ , то зависимость  $b$  от  $T_0$  во всем диапазоне начальных температур тоже определяется экспонентой (т. е. уменьшается с ростом  $T_0$ ).

Для экспериментального исследования зависимости размера ячейки от начальной температуры в данной работе использовалась установка, схема которой приведена на рис. 1. Детонационная труба 1 диаметром 21 мм и длиной 2,5 м окружена «рубашкой» 2, по которой циркулировало масло, нагретое с помощью термостата 3 до заданной температуры. Труба откачивалась вакуумным насосом до давления менее 1 мм рт. ст. и затем наполнялась исследуемой смесью. Откачка трубы и напуск смеси

Смесь	Начальные параметры			Параметры за ударной волной				Параметры в точке Чепмена-Жуге				
	$T_0$ , К	$c_0$ , м/с	$\gamma_0$	$M_0$	$\pi$	$\sigma$	$T$ , К	$D_0$ , м/с	$\pi$	$\sigma$	$T$ , К	$\gamma$
$2H_2+O_2$	223,15	465	1,401	5,889	41,05	5,687	1611	2740	23,42	1,856	3319	1,118
	298,15	537	1,398	5,051	30,12	5,455	1646	2713	17,32	1,844	3278	1,116
	373,15	600	1,393	4,481	23,64	5,236	1684	2688	13,70	1,831	3248	1,116
	600	757	1,379	3,466	14,00	4,640	1810	2624	8,31	1,790	3189	1,114
	1000	968	1,354	2,602	7,74	3,776	2049	2519	4,81	1,712	3136	1,112
$C_2H_2+2,5O_2$	223,15	287	1,347	8,075	78,75	8,749	2015	2319	41,56	1,858	3740	1,137
	298,15	329	1,326	6,982	58,04	8,495	2037	2300	30,74	1,852	3685	1,136
	373,15	366	1,307	6,243	45,80	8,273	2066	2284	24,34	1,845	3645	1,134
	600	456	1,265	4,927	27,68	7,612	2182	2249	14,87	1,824	3569	1,132
	1000	577	1,225	3,805	16,02	6,535	2451	2206	8,79	1,784	3506	1,131
$CH_4+2O_2$	223,15	308	1,362	7,500	68,75	8,670	1770	2308	36,60	1,868	3369	1,120
	298,15	355	1,360	6,441	50,74	8,447	1791	2290	27,10	1,861	3327	1,118
	373,15	394	1,338	5,766	40,07	8,231	1817	2274	21,48	1,853	3297	1,118
	600	488	1,272	4,588	24,24	7,575	1920	2238	13,13	1,828	3239	1,116
	1000	615	1,214	3,584	14,04	6,466	2171	2192	7,77	1,782	3195	1,114

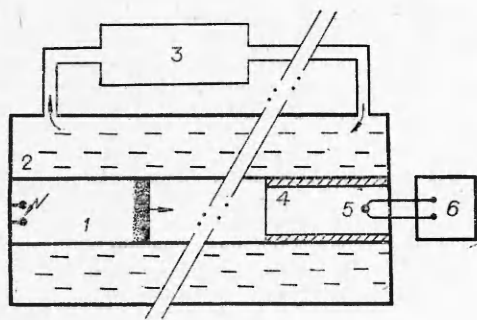
осуществлялись со стороны измерительной секции. Смесь инициировалась искровым разрядом после достижения теплового равновесия между исходной смесью и детонационной трубой ( $\approx 1$  мин). Температура смеси контролировалась хромель-копелевой термопарой 5, подключенной к цифровому милливольтметру 6 (точность измерения  $T_0$  не хуже 1%). Ячейки регистрировались с помощью закопченной фольги 4 (длина фольги  $\approx 150$ , толщина 0,1 мм). Поперечный размер ячейки  $a$  определяется как среднее расстояние между траекториями поперечных волн одного направления в плоскости, перпендикулярной оси детонационной трубы. Продольный размер ячейки  $b = a/\operatorname{tg} \varphi_0$ , где  $\varphi_0$  — средний угол между траекторией поперечных волн и образующей детонационной трубы.

Исследование полученных отпечатков показало неизменность среднего размера ячеек на длине измерения, что указывает на отсутствие существенных градиентов температуры и постоянство параметров детонационной волны вдоль измерительной секции. Эксперименты проводились со смесями  $2H_2+O_2$  и  $2H_2+O_2+3Ar$  при  $T_0 = 298, 373, 473$  и  $563$  К.

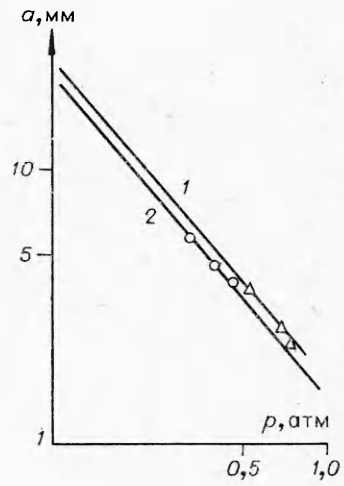
Известно, что экспериментальная зависимость  $a$  (или  $b$ ) от  $p_0$  в логарифмических координатах при комнатной (постоянной) температуре практически линейна для всех исследованных газовых смесей. Подобная же линейная зависимость обнаружена в вышеописанных экспериментах и для других начальных температур. На рис. 2 приведены несколько экспериментальных точек, полученных в смеси  $2H_2+O_2$  при  $T_0 = 563$  К (1) и  $T_0 = 373$  К (2). Линейная зависимость  $\lg a$  от  $\lg p_0$  получена также и в расчетах (на рис. 2 сплошными линиями указаны соответствующие расчетные зависимости размера ячейки от начального давления). Более того, при изменении  $T_0$  наклон расчетных линий для определенной смеси постоянен, меняется лишь их взаимное расположение: при фиксированном  $p_0$  с ростом  $T_0$   $a$  (или  $b$ ) вначале возрастает, а затем начинает уменьшаться.

На рис. 3 приведены такие зависимости относительного увеличения размера ячейки  $b$  с ростом  $T_0$  при  $p_0 = \text{const} = 0,1$  атм для ряда смесей: 1 —  $CH_4+2O_2$ ; 2 —  $C_2H_2+2,5O_2+10Ar$ ; 3 —  $C_2H_2+2,5O_2$ ; 4 —  $2H_2+O_2$  (полученные расчетом размеры ячеек для каждой смеси при различных  $T_0$  отнесены к соответствующим величинам при  $T_0 = 298$  К). Для всех кривых рис. 3 характерно наличие максимума, сдвигающегося в область более высоких температур при разбавлении смеси аргоном. Как указывалось выше, при  $T_0 < 600$  К изменение начальной плотности оказывает более существенное влияние на размер ячейки, чем изменение температуры за ударной волной, поэтому в этой области с ростом  $T_0$  увеличивается и размер ячейки. Затем зависимость от температуры становится более сильной (экспонентальной), что приводит к уменьшению  $b$ . Следует отметить довольно резкое уменьшение размера ячейки в смеси  $CH_4+2O_2$  при  $T_0 > 600$  К.

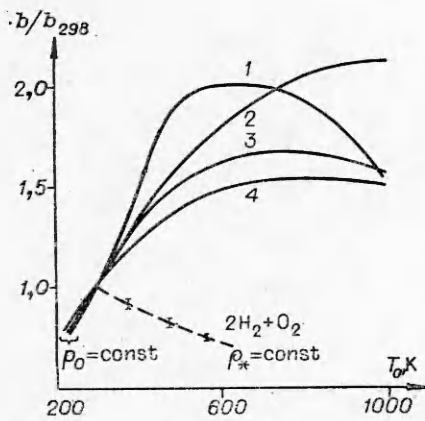
На рис. 3 приведены также экспериментальные данные по размеру ячеек в зависимости от начальной температуры исходной смеси для случая, когда постоянной поддерживается плотность смеси за ударной волной (это достигалось соответствующим изменением начального давления смеси при изменении  $T_0$ ). Видно, что эксперимент подтверждает уменьшение  $a$  с ростом  $T_0$ . Расчет параметров элементарной ячейки также показал, что с ростом  $T_0$  точка срыва  $r^*/b$  слегка сдвигается к концу ячейки, увеличи-



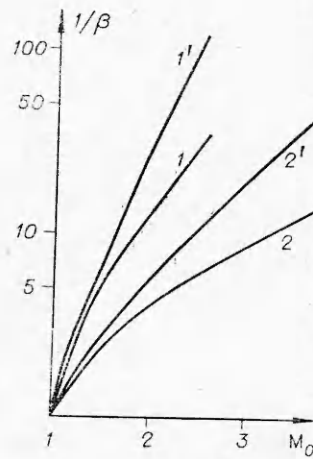
Puc. 1.



Puc. 2.



Puc. 3.



Puc. 4.

ваются относительный размер поперечной волны  $\lambda/b$ , несколько уменьшается  $\operatorname{tg} \varphi_0 = a/b$ . Остальные параметры ячейки от  $T_0$  зависят слабо.

Интересным является вопрос о зависимости размера ячейки при одновременном изменении температуры и давления смеси по какому-либо закону, например, как за ударной волной при ее распространении и нормальном отражении от твердой стенки. На рис. 4 приведены зависимости величины  $1/\beta$  от числа  $M_0$  ударной волны, где  $\beta$  — отношение размера ячейки многофронтной детонации, распространяющейся по смеси с параметрами  $p_1, T_1$  за падающей (2) или с параметрами  $p_2, T_2$  за отраженной волной (1), к размеру ячейки детонационной волны, распространяющейся по исходной смеси с параметрами  $p_0, T_0$ . Данные рис. 4 относятся к смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при  $T_0 = 298 \text{ K}$  и  $p_0 = 0,1 \text{ атм}$ . Параметры  $p_1, T_1, p_2, T_2$  в зависимости от  $M_0$  определялись из соответствующего расчета с использованием термодинамических таблиц [8]. Видно, что при  $p_2, T_2$  размер ячейки меньше и уменьшается он с ростом  $M_0$  значительно сильнее по сравнению с величиной ячейки при  $p_1, T_1$  за счет более сильного нагрева и сжатия.

Как показано в [5, 6], энергия соударения поперечных волн с точностью до некоторого коэффициента равна энергии инициирования цилиндрической детонации. Величина энергии соударения при различных  $p_0$  и  $T_0$  может быть рассчитана с помощью модели ячейки [5]. Предполагая, что коэффициент между энергией соударения и энергией инициирования не зависит от  $p_0$  и  $T_0$ , можно рассчитать относительное уменьшение критической энергии инициирования цилиндрической многофронтной детонации при повышении  $p_0, T_0$  (или увеличении  $M_0$ ). На рис. 4 линии  $2'$  и  $1'$  характеризуют отношение энергии инициирования исходной смеси при параметрах  $p_0, T_0$  к энергии инициирования смеси с начальными параметрами  $p_1, T_1$  (как за падающей волной) и  $p_2, T_2$  (как за отраженной) соответственно. Отметим, что для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  увеличение  $M_0$  до 2,5 приводит к уменьшению энергии инициирования детонации за отраженной волной на два порядка. В сферическом случае, где зависимость энергии соударения поперечных волн от размера ячейки более сильная, энергия инициирования с ростом  $M_0$  должна снижаться еще более заметно. Экспериментально уменьшение энергии инициирования с помощью предварительного нагрева и сжатия смеси в ударной волне показано в [9].

В диапазоне низких температур (до  $-50^\circ\text{C}$ ) при  $p_0 = \text{const}$  размер ячейки уменьшается (см. рис. 3), а вместе с ним уменьшается и энергия инициирования по сравнению с нормальными условиями ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ).

Таким образом, в работе представлены экспериментальные и расчетные данные о размере ячейки многофронтной детонации при различных начальных  $p_0$  и  $T_0$ . Расчетные данные хорошо согласуются с полученными в эксперименте. Расчетами подтверждено, что энергия инициирования детонации может быть существенно уменьшена за счет предварительного нагрева и сжатия взрывчатой смеси.

Поступила в редакцию  
12/1 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Газодинамика горения. М., «Наука», 1963.
2. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
3. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AIAA J., 1969, 7, 3.
4. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. И. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
5. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
6. А. А. Васильев. ФГВ, 1978, 14, 3.
7. Ю. А. Николаев, М. Е. Тоичийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
8. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. Т. II. М., Изд-во АН СССР, 1962.
9. В. Ф. Климкин, Р. И. Солоухин. Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1977.

#### К РАСЧЕТУ НУЛЕВЫХ ИЗОТЕРМ ВЕЩЕСТВ ИЗ УДАРНЫХ АДИАБАТ

В. Ф. Анисичкин  
(Новосибирск)

Приближенно изотерму вещества при  $T=0$  можно рассчитать из его ударной адиабаты, если известна зависимость коэффициента Грюнайзена от объема [1]. Коэффициент Грюнайзена, однако, зависит и от температуры, что необходимо учитывать в случае сильных ударных волн (УВ) и при рассмотрении ударного сжатия пористых тел [2]. Но и в случае невысоких температур за ударным фронтом теорию коэффициента Грюнайзена нельзя считать разработанной [3]. Прохождение УВ по