

О ДИСКРЕТНОМ ХАРАКТЕРЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ВОЛНЫ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин

(Москва)

Одной из особенностей пульсирующей детонации является показанная в [1,2] дискретность зависимости от начального давления p_0 шага пульсаций Δx вдоль образующей трубы, их частоты ω и других параметров, характеризующих структуру детонационной волны.

С целью выяснения закономерностей, которым подчиняется такая дискретность, исследовалась детонация в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Детонация возбуждалась в латунной трубе с внутренним диаметром $d = 16$ мм и длиной 4 м. В начальном участке этой трубы на длине около 1.5 м устанавливалась проволочная спираль для ускорения перехода горения в детонацию [3]. На остальном участке гладкой трубы не было изменения ее поперечного сечения. К другому концу трубы пристыковывалась на вакуумном уплотнении сменная стеклянная трубка длиной 1 м со строго калиброванным внутренним диаметром 16 ± 0.2 мм. Регистрация результатов экспериментов производилась фоторазверткой повышенной разрешающей способности при помощи ЖФР-1 [4] и следовым методом [1].

Особое внимание обращалось на обеспечение постоянных условий при варьировании лишь одного параметра p_0 . С этой же целью производилось тщательное составление смеси по объемному соотношению компонентов. Для возбуждения детонации использовался только пережог проволочки, вызывающей горение смеси, и последующий переход в самоподдерживающуюся детонацию.

Начальное давление смеси p_0 , измерявшееся ртутным манометром, в интервале от 100 до 300 мм рт. ст. изменялось через 10 мм рт. ст., а в интервале 300—900 мм рт. ст. — через 100—200 мм рт. ст. При каждом значении p_0 производилось 20—40 опытов. Результаты усреднялись для равных n . Число n , принимающее значения 1, 2, 3, ...,

Таблица 1

n	p_0 , мм рт. ст.	D , м/сек	Δx , мм	ω , кгц
1	137 ± 5	2333 ± 74	50 ± 1.7	46 ± 2
2	136 ± 6	2320 ± 174	32 ± 2	72 ± 6
3	137 ± 6	2375 ± 89	21 ± 2	112 ± 5
4	150 ± 9	2438 ± 50	16 ± 1	154 ± 9
5	165 ± 7	2484 ± 50	13.6 ± 0.8	186 ± 10
6	174 ± 8	2507 ± 86	11.8 ± 0.4	213 ± 9
7	194 ± 6	2540 ± 52	10.1 ± 0.3	252 ± 10
8	203 ± 8	2563 ± 90	9.1 ± 0.5	282 ± 16
9	220 ± 6	2572 ± 60	8.1 ± 0.3	320 ± 13
10	227 ± 10	2649 ± 51	7.4 ± 0.2	353 ± 15
11	242 ± 9	2680 ± 36	6.8 ± 0.2	390 ± 16
12	254 ± 10	2674 ± 33	6.2 ± 0.2	417 ± 15
13	271 ± 7	2678 ± 52	5.6 ± 0.1	461 ± 12
14	288 ± 8	2730 ± 40	5.2 ± 0.1	512 ± 14
15	300	2736 ± 46	4.75 ± 0.05	556 ± 12

удобно называть «порядком» детонационной волны [1,5,6]. Так как первый порядок имеют как спиновая, так и пульсирующая детонация с $n = 1$, то в отличие от пульсирующей введем для спиновой детонации обозначение $n' = 1$. По определенным из ряда измерений средним величинам $\langle n \rangle$, $\langle \Delta x \rangle$ и скорости детонации $\langle D \rangle$ вычислялись

$$\langle \omega \rangle = \langle D \rangle / \langle \Delta x \rangle$$

$$\langle \text{tg} \alpha \rangle = \pi d / \langle n \rangle \langle \Delta x \rangle \quad (1)$$

Здесь α — угол наклона линии следа излома к образующей трубы.

Экспериментальные значения ряда параметров детонации в стехиометрической водо-

родо-кислородной смеси даны в табл. 1 для интервала начальных давлений 130—300 мм рт. ст., в котором наиболее отчетливо проявляется дискретный характер изменения структуры волны газовой детонации. Было установлено, что при $p_0 = 100$ мм рт. ст. из десяти экспериментов не наблюдалось ни одного случая детонации — происходило лишь горение. При 110 и 120 мм рт. ст. из двадцати опытов в четырех наблюдалась спиновая детонация с $n' = 1$, в то время как в остальных случаях — горение. Минимальным давлением для возникновения самоподдерживающейся пульсирующей детонации с $n = 1$ оказалось $p_0^* = 130$ мм рт. ст. Эта величина была принята за нормирующую для шкалы измеряемых начальных давлений, а по шкале шага пульсаций откладывались величины $\pi d / \langle \Delta x \rangle$ с учетом того, что для детонации смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ с $n = 1$ шаг пульсаций $\langle \Delta x \rangle \approx \pi d$.

Обработка полученной в таких координатах совокупности экспериментальных точек методом выравнивания [7] позволяет получить формулу

$$\frac{\pi d}{\langle \Delta x \rangle} = \left[\left(\frac{\langle p_0 \rangle}{p_0^*} - c \right) a \right]^r \quad (2)$$

Результаты экспериментов приведены на фиг. 1, на которой точки 1 — соответствуют экспериментам данной работы, точки 2 — результатам работ [8,9], точки 3 —

приведенным для сравнения экспериментам из работы [10]. Экспериментальные точки с некоторыми отклонениями от средних величин $\langle p_0 \rangle$ и $\langle \Delta x \rangle$ соответствуют определенным числам n , причем в направлении оси $\xi = \lg \left(\frac{\langle p_0 \rangle}{p_0^*} - c \right)$ имеет место слияние экспериментальных данных, так как с разной вероятностью при одном и том же p_0 в разных опытах происходит детонация с различными n . В то же время по оси $\eta = \lg (\pi d / \langle \Delta x \rangle)$ наблюдается четкая дискретность результатов вплоть до сравнительно больших n . Определенные методом наименьших квадратов наиболее вероятные значения постоянных в уравнении (2) оказались равными $r = 0.663$, $a = 25.7$ при $c = 0.978$. Формула (2) для детонации смеси $2H_2 + O_2$ запишется в окончательном виде

$$\frac{\pi d}{\Delta x} = \left[\left(\frac{p_0}{130} - 0.978 \right) \cdot 25.7 \right]^{0.663} \quad (3)$$

где размерность d и Δx — в мм, а p_0 — в мм рт. ст.

Так же как и подобные формулы в работах [6, 10], уточненная формула (3) не выражает дискретного характера изменения Δx в зависимости от n . Однако на основе тех же экспериментальных данных табл. 1, анализируя последовательность разностей величин $\langle \Delta x \rangle$ для соседних n , можно получить формулу для спектра дискретности величины Δx в виде

$$\frac{\pi d}{\Delta x} = \frac{1}{n} + \zeta \left(1 + \frac{1}{n} \right) (n - 1) \quad (4)$$

где ζ — постоянная величина, определяемая из решений нормальных уравнений типа (4) с подстановкой числовых данных из табл. 1. При этом получаем $\zeta = 0.7$. Для достаточно больших n формула (4) сводится к

$$\pi d / \Delta x = \zeta n \quad (5)$$

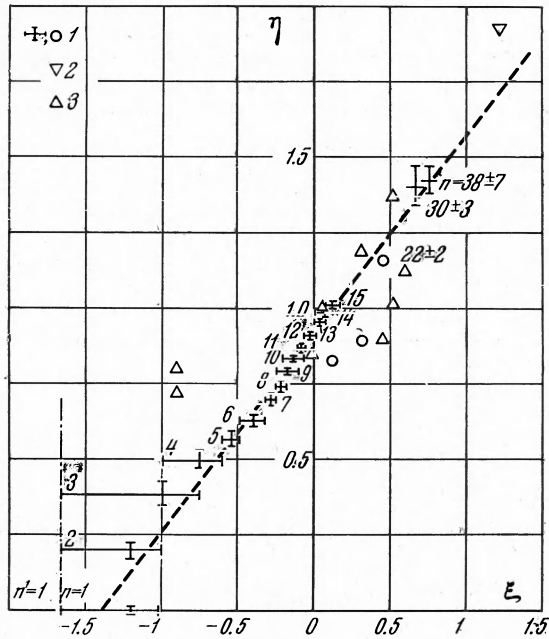
Формула (3) удобна для вычисления шага Δx пульсирующей детонационной волны и может быть использована для экстраполяции в область больших p_0 , где невозможно экспериментальное определение Δx и n . Так, в табл. 2 даны результаты вычислений по

Таблица 2

	p_0 , атм	D , м/сек	Δx , мм	$M_1 = \frac{D}{c_0}$	(3) Δx , мм	(5) n	(1) ω , Мгц	(6) τ , мксек	(7) T_1 , °К
[8,9]	3	2850	0.6	5.55	0.9	120	4.75	0.275	2010
[11]	420	3500	—	6.8	0.034	2120	100	0.013	2880
	500	3600	—	7.0	0.030	2400	120	0.011	3030
	760	4250	—	8.27	0.023	3130	185	0.007	4115
	800	4440	—	8.65	0.022	3270	200	0.0065	4280

формулам (1), (3), (5) и (6) параметров детонационных волн, полученных Я. К. Трошиным, К. И. Щелкиным [8,9] и А. Шмидтом [11] в смеси $2H_2 + O_2$ при $p_0 = 3, 420, 500, 760$ и 800 атм. С использованием вычисленных по формуле (3) Δx для этих величин p_0 , по формуле (5) рассчитаны соответствующие n . По этим данным с использованием полученной в [9] формулы

$$\tau = \frac{\Delta x (\gamma + 1) (1 - \sqrt{(\gamma - 1) / 2\gamma}) \operatorname{tg} \alpha}{2D (\gamma - 1)} \quad (6)$$



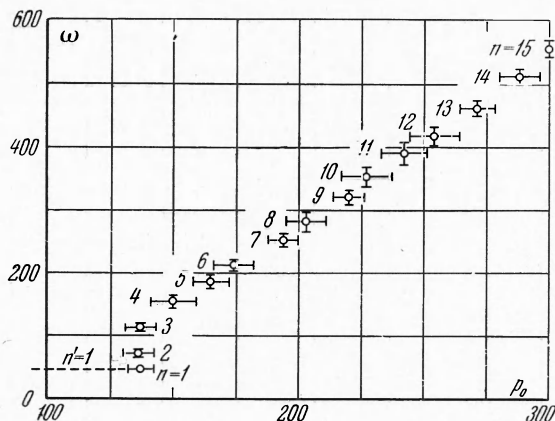
Фиг. 1. График дискретной зависимости шага пульсаций в волне детонации от начального давления смеси $2H_2 + O_2$ в трубе с внутренним диаметром 16 мм

и измеренных в [11] величин скорости детонации D легко определить эффективные периоды индукции воспламенения τ при температурах T_1 , оцениваемых по формуле

$$T_1 = T_0 \left[\frac{4\gamma - (\gamma - 1)^2}{(\gamma + 1)^2} - \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} + \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} M_1^2 \right] \quad \left(M_1 = \frac{D}{c_0} \right) \quad (7)$$

Здесь M_1 — число Маха, T_0 — начальная температура взрывчатой смеси, γ — показатель политропы. При этом получаются величины периода индукции менее 10^{-8} сек, приближающиеся к предельному времени химических реакций, определяемому временем возбуждения колебательных степеней свободы в молекулах.

Сравнивая вторую формулу (1) и формулу (5), видим, что ζ — коэффициент, который имеет простой физический смысл, — это величина $(\operatorname{tg} \alpha)_{\min}$. Действительно, в



Фиг. 2. Спектр детонационных частот $\omega(p_0)$

рассматриваемом случае для $n \geq 6$ величина $\operatorname{tg} \alpha$, вычисляемая по формуле (1) по измеренным $\langle \Delta x \rangle$ и $\langle n \rangle$, достигает значения $(\operatorname{tg} \alpha)_{\min} \approx 0.7$.

Явно выраженной дискретностью обладает зависимость частоты ω от p_0 . Спектр детонационных частот в интервале $n = 1-15$ показан на фиг. 2, где ω в кГц, а p_0 в мм рт. ст.

Из фиг. 2 виден ступенчатый характер изменения частоты ω в зависимости от начального давления p_0 с линейным распределением функции $\omega(\langle p_0 \rangle)$. Отклоняются от этого линейного распределения лишь экспериментальные точки для $n = 1$ и 2, являющиеся режимами, переходными к спиновой детонации с $n' = 1$, и относя-

щиеся вместе с ней к околопредельной области распространения детонационных волн.

Полученные результаты подтверждают, что изменения структуры детонационной волны при изменении начальных условий носят дискретный характер. Это, наряду с полученными данными об упорядоченности такой структуры, может служить еще одним из доказательств пульсирующего механизма распространения детонационной волны в газах. Полученные эмпирические соотношения позволяют производить экстраполяционные оценки эффективного периода индукции воспламенения при высоких температурах.

Поступила 13 V 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. Доклады АН СССР, 1958, т. 125, № 1.
2. Денисов Ю. Н. Исследование механизма газовой детонации в трубах. Диссертация. Институт химической физики АН СССР, Москва, 1966.
3. Щелкин К. И. Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах. Ж. техн. физ., 1947, т. 17, выи 5.
4. Дубовик А. С., Чурбаков А. И. Высокоскоростной фоторегистратор непрерывного действия ЖФР. Оптико-механическая промышленность, 1959, № 1.
5. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Механизм детонационного сгорания. ПМТФ, 1960, № 1.
6. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Структура газовой детонации в трубах. Ж. техн. физ., 1960, т. 30, № 4.
7. Бродский А. Д., Кан В. Л., Краткий справочник по математической обработке результатов измерений, Госстатиздат, 1960.
8. Shchelkin K. I., Troshin Ya. K., Non-Stationary Phenomena in the Gaseous Detonation Front. Comb. and Flame, 1963, vol. 7, No. 2.
9. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. Изд-во АН СССР, 1963.
10. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Структура фронта детонации в газах, Изд. СО АН СССР, 1963.
11. Schmidt A. Über den Nachweis der Gültigkeit der hydrodynamisch-thermodynamischen Theorie der Detonation für feste und flüssige Sprengstoffe. Z. Phys. Chem., A, 1941, B. 189.