

СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

В. В. Митрофанов (Новосибирск)

Исследованиями последних лет [1-5] обнаружено, что детонационный фронт в газах покрыт сеткой пересекающихся поперечных возмущений. Средний размер ячеек этой сетки зависит от реакционной способности смеси. Наличие возмущений во фронте свидетельствует о неустойчивости одномерного течения в детонационной волне, которая вытекает также из имеющихся теоретических рассмотрений [6, 7]. В настоящее время неясно, существуют ли самостоятельно распространяющиеся детонационные волны без поперечных возмущений. Поэтому представляет большой интерес изучение реальной структуры детонационного фронта.

Б. В. Войцеховским [1] высказано предположение, что возмущения во фронте детонации имеют такую же структуру, как и спиновая поперечная детонационная волна, которая была им подробно исследована [8-10].

Авторы работ [2-5] считают эти возмущения изломами переднего фронта в виде тройных ударных конфигураций.

Целью настоящей работы было экспериментальное изучение структуры поперечных возмущений.

Исследовалась детонация смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 3\%\text{H}_2$ в канале прямоугольного сечения 105×4.7 мм длиной 150 см. Стенки конечной секции были сделаны из оптического стекла толщиной 20 мм.

Иницирование производилось навеской азида свинца 0.1—0.2 г в расширенной начальной части канала.

При начальном давлении смеси 200—300 мм рт. ст. характерный размер неоднородностей во фронте детонации в несколько раз превышал расстояние между передней и задней стенками канала. Поэтому структура течения была практически плоской (двумерной), что представляло большие удобства для применения оптических методов, в частности, использовалась тепловеская съемка и другие виды фоторегистрации, представленные на фиг. 1—4.

При фоторегистрации детонационной волны на пленку, движущуюся перпендикулярно к оси канала, через широкую щель получены снимки, подобные приведенному на фиг. 1, где дана поперечная разверстка детонации в плоском канале при ширине щели 5 см. Поперечные возмущения, изображения которых движутся в одну сторону с пленкой, засвечивают на пленке четкие полосы. Следы встречных возмущений сильно размазаны. По наклону полос определяется средняя скорость v возмущений относительно фронта

$$v = (0.58 \pm 0.04) D$$

Здесь D — скорость детонации, равная 1710 м/сек при $p_0 = 250$ мм рт. ст. и 1730 м/сек при $p_0 = 350$ мм рт. ст. Указанный разброс значений поперечной скорости соответствует различным возмущениям.

Структура поперечных возмущений исследовалась при помощи установки Теплера ИАВ-451. Фотографирование производилось через щель шириной 1.5—2 мм, установленную под углом $30^\circ = \arctg 0.58$ к направлению распространения детонации. В этом случае щель пересекали поперечные возмущения только одного направления, причем все в одной фазе между столкновениями со встречными возмущениями, которые двигались параллельно щели. Направление и скорость движения пленки выбирались такими, чтобы изображения поперечных возмущений, пересекающих щель, покоились относительно пленки. Этот метод полной компенсации, позволяющий получать неискаженные снимки установившихся структур, был успешно применен для исследования спиновой детонации [8-12].

В рассматриваемом случае структура поперечных возмущений существенно меняется за время между последовательными соударениями, однако для скомпенсированных по скорости элементов детонационного фронта, размеры которых малы по сравнению с расстоянием между соседними возмущениями, искажения также малы. При этом необходимо учитывать, что разные участки фронта пересекают щель в разные моменты времени.

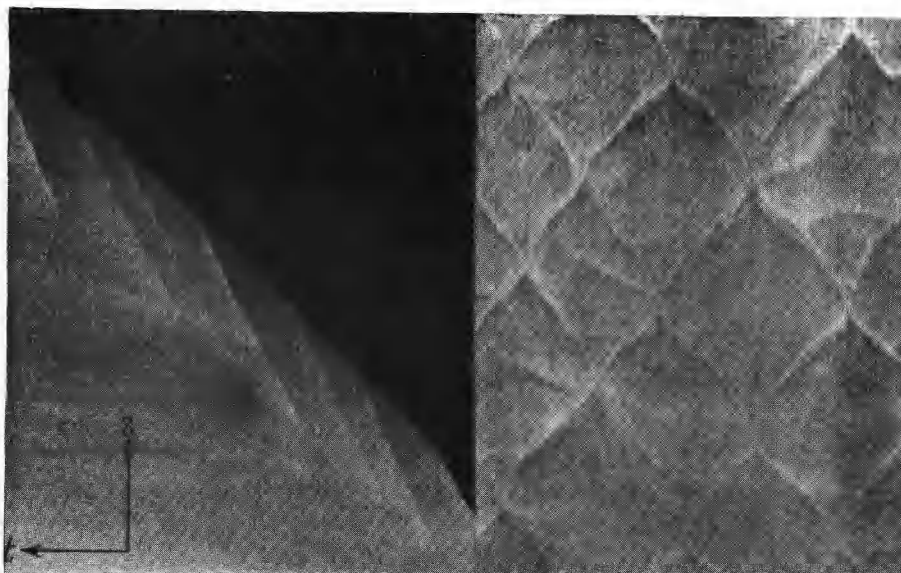
Типичные снимки приведены на фиг. 3. На снимке фиг. 3, а зафиксирована структура поперечных возмущений одного направления непосредственно перед столкновением со встречным возмущением.

Достаточно ясно видна конфигурация скачков, характерная для спиновой детонации, как и предполагалось в работах [1, 11]. За передним ударным фронтом движется сильная поперечная волна.

Смыкание между ними осуществляется не непосредственно в тройной точке, а через ключообразный выступ «надкритического обтекания» [8, 9].

Средний угол между фронтом поперечной волны и направлением распространения детонации около 20° . Вертикальные темные линии на снимках — примыкающие к поперечному фронту ударные волны в сгоревшем газе, «шлефы». Горизонтальные светлые линии — следы плейфов от встречных возмущений.

На снимке фиг. 3, б, справа виден другой иногда наблюдаемый тип структуры поперечного возмущения.

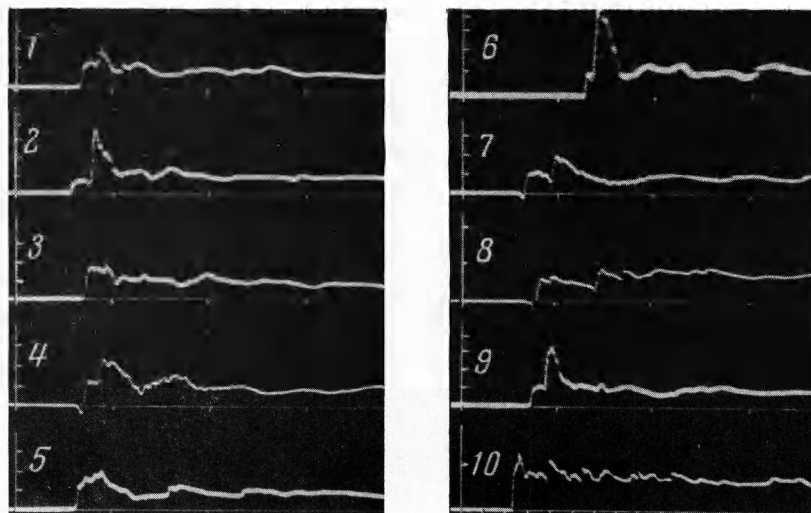
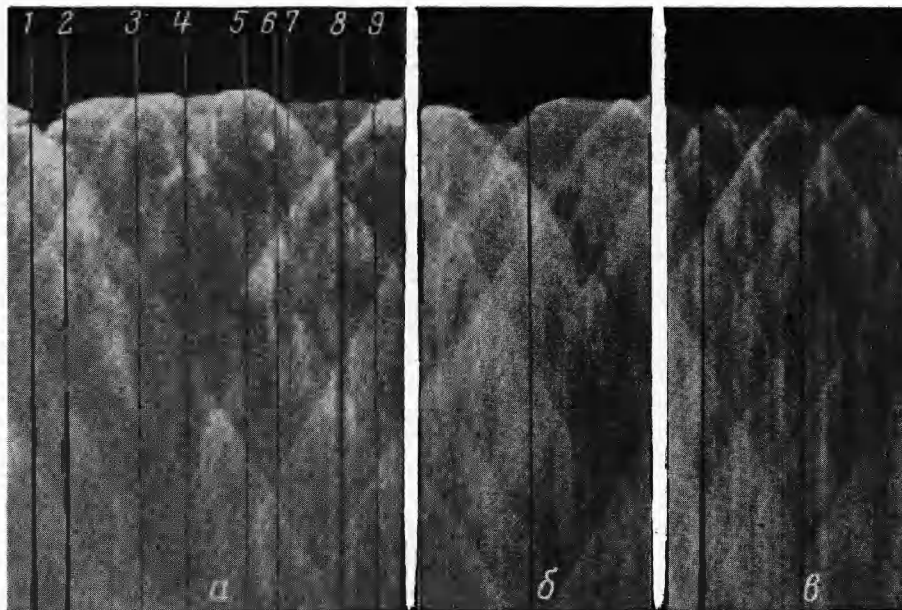


Фиг. 1. Поперечная развертка

Фиг. 2. Следовой отпечаток волн



Фиг. 3. Теплеровские снимки поперечных волн



Фиг. 4, а, б, в — фоторегистрограммы детонационной волны через поперечную щель, нанесены траектории датчиков давления; 1, 2, ..., 10 — осциллограммы давления, масштаб одного деления по горизонтали 10^{-5} сек, по вертикали $20 p_0$ (при рассмотрении осциллограммы следует учесть вкравшуюся неточность: линия 1 на снимке а соответствует осциллограмме под номером 2, а линия 2 — осциллограмме 1).

Давление в детонационной волне промерено пьезодатчиками с высокой разрешающей способностью. Основным элементом датчика была пластинка из титаната бария диаметром 1 мм и толщиной 0,8 мм, напаянная на цинковый стержень того же диаметра. Конструкция близка к описанной в работе [13].

Датчики вставлялись в отверстия в стенке заподлицо с внутренней поверхностью детонационного канала. Запись давления производилась двумя датчиками при помощи осциллографа ОК-17 М, подключенного через катодные повторители. Постоянная времени RC входной цепи катодных повторителей вместе с датчиками составляла около $7 \cdot 10^{-4}$ сек. Датчики тарировались ударной волной в трубке. Тарировочная кривая одного из датчиков приведена на фиг. 5.

Одновременно с осциллографированием давления производилась фоторегистрация детонационной волны через узкую щель, параллельную фронту детонации. Скорость пленки совпадала со скоростью изображения детонационной волны. Щель была установлена против датчиков на противоположной стенке канала. Положение датчиков отмечалось метками на щели, которые давали на фоторегистраграммах темные линии.

Несколько фоторегистраграмм с набором наиболее характерных осциллограмм приведены на фиг. 4. Снимок фиг. 4, а интересен тем, что на нем зафиксированы поперечные волны в различных фазах между соударениями. Слева видны встречные поперечные волны перед столкновением, у правого края — сразу поле столкновения, в центре — промежуточная фаза.

На других снимках: фиг. 4, б — сформировавшиеся поперечные волны на более ранней стадии перед столкновением, фиг. 4, в — одновременное столкновение встречных волн вдоль всего фронта.

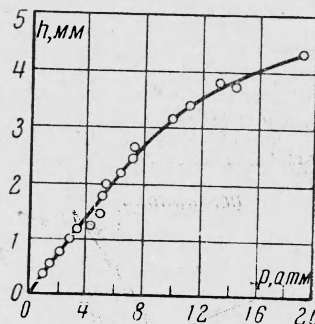
При рассмотрении фоторегистраграмм нужно учитывать, что все углы здесь искажены. Истинный вид поперечной волны можно получить, если ее изображение подвергнуть деформации сдвига так, чтобы шлейф вдали от фронта стал вертикальным. Ввиду того что помещение всех фоторегистраграмм, соответствующих приведенным записям давления, заняло бы много места большая часть осциллограмм привязана к снимку фиг. 4, а. Осциллограммы и траектории датчиков относительно детонационной волны обозначены одинаковыми цифрами. Линии 4 и 8 оставлены метками против датчиков в данном опыте, остальные нанесены после сравнения с соответствующими фоторегистраграммами.

Обозначим через a среднее расстояние между поперечными волнами одного направления. На расстоянии порядка a от переднего фронта амплитуды пульсаций давления резко уменьшаются и среднее давление практически совпадает с вычисленным по условию Жуге, которое с учетом поправки на потери близко к $17 \frac{1}{2} p_0$. Возможная ошибка измерений около 10%. В поперечной волне замерено максимальное давление около $100 p_0$, т. е. почти в 6 раз превышающее давление в точке Жуге (осциллограмма 6 на фиг. 4).

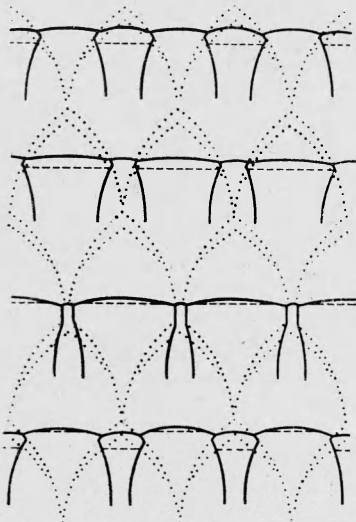
Чтобы уяснить общую картину детонации в плоском канале, представим идеализированный случай, когда все расстояния между соседними поперечными волнами обоих направлений одинаковы и встречные соударения происходят одновременно.

Такую упорядоченную структуру можно наблюдать на некоторых снимках (фиг. 4, в). Схема движения поперечных волн в рассматриваемом случае изображена на фиг. 6. Конфигурации скачков в четырех различных фазах между столкновениями вычерчены на основании тепле-

ровских снимков и фоторегистраграмм. Траектории поперечных фронтов относительно стенок канала взяты со следовых отпечатков в узком кольцевом зазоре между коаксиальными трубками ($d_1 = 30$ мм, $d_2 = 25$ мм), где условия детонации близки к плоскому каналу; на фиг. 2 приведена фотография одного из таких отпечатков.



Фиг. 5. Тарировочная кривая датчика давления



Фиг. 6. Идеализированная схема движения поперечных волн во фронте детонации; сплошные жирные линии — ударные волны, пунктир штрихами — контактные разрывы (граница между сгоревшим и несгоревшим газом), пунктир точками (траектории крайних точек поперечного фронта), сплошные линии со стрелками — линии тока

Рассмотрим более подробно структуру поперечной волны. Схема течения в окрестности поперечной волны при спиновой детонации построена Б. В. Войцеховским, М. Е. Топчиным и автором предлагаемой статьи [12]. Аналогичная схема для плоского канала приведена на фиг. 7.

Расчет состоял в следующем: по данным значениям углов α и β и скорости набегающего потока U_0 вычислены тройные конфигурации в точках A и B .

Выбранные исходные данные: $\alpha = 30^\circ$, $\beta = 18^\circ$, $v = D/\cos\alpha = 1.96 \cdot 10^5$ см/сек соответствовали экспериментальным значениям этих параметров для средней фазы между соударениями.

Результаты расчета содержатся в таблице. Для сравнения приведены измеренные величины давлений. Расстояние AB в проводимом приближенном расчете не определяется, но ясно, что оно может быть найдено при более точном решении задачи, учитывающем характер обтекания потоком 5 угла ADE . При этом линии AD , AB и другие несколько искривятся, так как давление вдоль AD должно расти, достигая в точке D давления полного торможения. Расчет течения в окрестности точки O не приводился, предполагаемая конфигурация скачков изображена на фиг. 7.

Поперечные волны в плоском канале являются неустановившимися из-за встречных соударений. Рассмотренная структура образуется на расстоянии около $a/6$ от места столкновения, когда перед поперечным фронтом появляется слой несгоревшего газа; при дальнейшем движении качественный вид ее сохраняется до следующего столкновения (фиг. 6).

Приведенный расчет структуры выполнен в предположении квазистационарности течения, т. е. считалось, что в каждый момент времени течение мало отличается от стационарного, соответствующего заданным значениям α , β и U_0 . Для достаточно малой окрестности тройной точки A такое предположение всегда справедливо.

Сравнивая фиг. 7 и 2 видим, что AB много меньше $a/2$ — пути, на котором поперечная рассчитанная конфигурация разрывов должна также правильно отражать течение в окрестности точки B .

Перед симметричным столкновением исходные данные для расчета другие:

$\alpha = 42 \pm 2^\circ$, $\beta = 0$, $U_0 = U_{0n}/\cos 42^\circ = 1.7 \cdot 10^5$ см/сек, $U_{0n} = 1.26 \cdot 10^5$ см/сек,

где α измерена по следовым отпечаткам, β — из симметрии, \bar{U}_{0n} вычислено по среднему измеренному давлению в области I перед столкновением $p_1 = (16 \pm 4)p_0$.

Таблица

Область	$\frac{u}{\text{см/сек}} \cdot 10^5$	Т°К	M	$\frac{\rho}{\rho_0}$	p/p_0	
					вычисл.	измер.
0	1.96	293	5.75	1	1	
1	1.48	1060	2.35	4.85	17.5	18±2
2	0.43	1900	0.517	16.9	109	100±10
3	1.27	1310	1.82	8.83	39.5	
4	0.812	1705	1.18	18.6	109	
5	0.345	1920	0.41	6.06	39.5	
1'	1.17	1000	1.91	4.68		16±4
2'	0.43	1500	0.57	12.7	65.0	60±10
5'	0.30	1530	0.396	5.67	29.5	30±5

Расчитанные по этим данным и соответствующие экспериментальные величины даны в таблице. Номера областей течения перед соударением отмечены штрихом. Если считать, что за расходящимися после соударения скачками реакция проходит мгновенно, то давление в области соударения должно достигать $230 p_0$.

Скачки AF и BO в случае одноголового спина считались детонационными [11], здесь же в области I скорость течения меньше скорости детонации Жуге, поэтому

скачок BO , а вместе с ним и скачок AF , имеющий примерно ту же температуру за фронтом, при расчете пришлось считать ударным. Однако интенсивное свечение газа указывает на то, что за BO и AF проходит химическая реакция.

Кажущееся противоречие устраняется, если предположить, что ширина зоны реакции за скачками AF и BO больше расстояния AB . Тогда в тройных точках A и B фронты взаимодействуют как ударные, поток газа в области 5 поджимается из области 4 , а поток в области 2 расширяется в стороны до окончания реакции. Поэтому всю конфигурацию можно рассматривать как детонационный комплекс, скорость которого относительно состояния 1 меньше и относительно состояния 0 больше вычисленных по условию Жуге. Такой комплекс мы называем поперечной детонационной волной. Ясно, что исследование при помощи детонационных полей [3-5] в данном случае неприменимо.

Ю. Н. Денисов и Я. К. Трошин [2,3,5] структуру поперечных возмущений экспериментально не исследовали и ошибочно представляют ее в виде одной тройной конфигурации. Они считают, что ведущую роль в процессе распространения детонации играют встречные столкновения возмущений, создавая интенсивные очаги воспламенения.

На основании описанных выше оптических исследований можно заключить, что смесь сжигается непрерывно за скачками AF и BC поперечной детонационной волны, т. е. нет локализации очагов воспламенения в местах соударений. Этот вывод подтверждается также фотографиями фронта газовой детонации в трубах [1,11].

Можно представить детонационный фронт, например, в зазоре между двумя коаксиальными трубками, когда сжигание смеси происходит в поперечных волнах одного направления вращения и соударений совсем нет. Такую детонацию мы пытались осуществить, устанавливая в зазоре под углом $30-40^\circ$ к образующей трубки ряд направляющих ребер.

Характер движения поперечных волн регистрировался по следам на закопченной поверхности внешней трубки. Удалось получить четыре поперечные волны одного направления, но после прохождения каждой волной около $3/4$ оборота начали отвлекаться слабые поперечные возмущения противоположного направления вращения, затем они усилились, и вся картина следов приняла обычный характер.

По-видимому, в плоском случае установившиеся поперечные волны невозможны. Причина может быть как в газодинамической неустойчивости плоской поперечной волны в целом, так и в неустойчивости фронта горения за скачком AF , порождающей более мелкие возмущения разных направлений (фиг. 3, б). С этой точки зрения роль соударений существенна, так как они периодически «обновляют» поперечную волну.

Установившаяся поперечная волна наблюдается лишь при спиновой детонации в круглых трубах, где существенно третье измерение, а также в особых условиях «стационарной детонации», полученной Б. В. Войцеховским [11].

Реальная структура детонационной волны не такая правильная, как изображено на фиг. 6. Расстояния между соседними поперечными волнами обычно не одинаковы, поэтому соударения происходят неодновременно (фиг. 4). Однако всегда имеется тенденция к упорядочению ввиду следующего обстоятельства. Поперечная волна подпитывается за счет энергии проходящей в ней химической реакции. Поэтому, если расстояние между какими-то двумя соседними поперечными волнами увеличивается по сравнению со средним, то задняя волна сжигает более широкий слой непрореагировавшей смеси, усиливается и начинает догонять переднюю. Это соображение остается в силе с учетом встречных соударений.

Среднее расстояние a между поперечными возмущениями одного направления зависит от начального давления и реакционно-кинетических характеристик смеси [1-5]. Поэтому правильная структура в плоском канале возможна лишь тогда, когда ширина канала равна целому числу $a/2$ (фиг. 4, в).

При обычном неупорядоченном движении наблюдается и другой тип структуры поперечного возмущения, как видно, например, на фиг. 3, б справа. Формально такая структура может рассматриваться как предельный случай схемы, изображенный на фиг. 7, когда $BO \rightarrow 0$. Но при этом появляется также качественное различие: исчезает область 2 с высокой температурой, поэтому зона реакции растягивается в длинный турбулентный хвост.

Переход к такой структуре может произойти в результате ослабления поперечной волны. При этом тройные точки B и O смещаются вниз по потоку до слияния. Одновременно меняются углы между скачками и «носик» BAF сильно увеличивается. Образующаяся конфигурация отличается от предложенной Ю. Н. Денисовым и Я. К. Трошиным наличием второй особой точки.

Важную роль в распространении поперечной волны играет шлейф, ясно видимый на фиг. 3 и 4. Вблизи фронта (участок MN на фиг. 7) шлейф является ударной волной со скачком давления до половины среднего. С удалением от фронта амплитуда давления падает и ударная волна постепенно переходит в акустическую волну. Изменение давления в шлейфе можно проследить по осциллограмме 10 на фиг. 4, снятой при более длинной развертке.

При отсутствии потерь и волны разрежения средняя температура газа должна несколько расти при удалении от фронта за счет необратимого нагрева в ударных

скачках. Этим можно объяснить одинаковую поперечную скорость участков шлейфа с различными перепадами давлений. Акустическая часть шлейфа перпендикулярна к фронту детонации, поэтому средняя скорость поперечной волны относительно фронта близка к скорости звука в сгоревшем газе.

Поперечные детонационные волны во фронте детонации и акустические волны в продуктах реакции образуют в совокупности своеобразную автоколебательную систему, получающую энергию за счет химической реакции в поперечных волнах. Однако причина этих явлений лежит в неустойчивости плоского фронта детонации.

Акустическая теория, изложенная в работах [14-16] не рассматривает явлений в самом фронте детонации, но весьма точно предсказывает среднюю скорость поперечных волн. Как отмечено в работе [17], этот факт противоречит гипотезе Чепмена — Жуге, согласно которой возмущения в продуктах горения не могут влиять на зону химической реакции. Основным подтверждением гипотезы Чепмена — Жуге является, как известно, исключительное постоянство скорости детонации, т. е. независимость ее от волны разрежения. Противоречие снимается, если учесть, что скорость звука в продуктах реакции зависит от частоты колебаний.

Теория [18], а также расчет скорости детонации из принципа минимума [19], показывают, что условие Жуге выполняется для равновесной скорости звука

$$v_2 = c_{2e}$$

Расчет для различных смесей [19] дает $c_{2e} \approx 0.54 D$. Скорость звука для очень быстрых колебаний, соответствующая «замороженной» реакции, $c_{2f} \approx 0.57 D$.

Спад давления в волне разрежения обычно очень медленный, поэтому она распространяется со скоростью c_{2e} и не может проникнуть в зону реакции. Для поперечных не акустических колебаний в продуктах реакции, соответствующих значительно большим частотам, плоскость Жуге оказывается «прозрачной»; однако они не влияют на скорость детонационной волны в целом.

Экспериментальные результаты предлагаемой работы относятся к частному случаю детонации в плоском канале, когда течение в детонационной волне можно считать двумерным. В трехмерном случае качественная структура поперечных волн должна быть та же, так как радиус кривизны волны в плоскости фронта порядка a , а ее поперечные размеры значительно меньше; третье измерение существенно лишь в области пересечения поперечных волн. При детонации в трубах вдали от пределов часто наблюдается очень правильная сетка следовых отпечатков на стенках. Это обстоятельство необъяснимо, если движение поперечных волн считать беспорядочным. По-видимому, в результате отражения поперечных волн от стенок образуются устойчивые маховские конфигурации [17], движущиеся вдоль стенки, как это имеет место при спиновой детонации. Течение вблизи пересечения маховской «ножки» со стенкой можно считать плоским и его структура должна быть аналогична рассмотренной нами.

Автор благодарит Б. В. Войцеховского, Р. И. Солоухина, М. Е. Топчиюна за обсуждение работы и В. А. Субботина за помощь при выполнении экспериментов.

Поступила 12 III 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Войцеховский Б. В., Котов Б. Е., Митрофанов В. В., Топчиюн М. Е. Оптические исследования поперечных детонационных волн. Изв. СО АН СССР, 1958, № 9.
2. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. ДАН СССР, 1959, т. 125, № 1, стр. 110.
3. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Механизм детонационного сгорания. ПМТФ, 1960, № 1.
4. Волин Б. П., Трошин Я. К., Филатов Г. И., Щелкин К. И. О реакционно-кинетической природе неоднородностей в ударном фронте и роли их в процессе распространения газовой детонации. ПМТФ, 1960, № 2.
5. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Структура газовой детонации в трубках. ЖТФ, 1960, т. XXX, вып. 4, стр. 450.
6. Щелкин К. И. Два случая неустойчивого горения. ЖЭТФ, 1959, т. 36, стр. 600.
7. Зайдель Р. М. Об устойчивости детонационных волн в газовых смесях. ДАН СССР, 1961, т. 136, № 5.
8. Войцеховский Б. В. О спиновой детонации. ДАН СССР, 1957, т. 114, № 4.
9. Войцеховский Б. В. Исследования структуры фронта спиновой детонации. Тр. МФТИ, т. I, Оборонгиз, 1958.
10. Войцеховский Б. В., Котов Б. Е. Оптические исследования фронта спиновой детонационной волны. Изв. СО АН СССР, 1958, № 4.
11. Войцеховский Б. В. Спиновая и стационарная детонация. Ученый совет по народнохозяйственному использованию взрыва. Новосибирск, 1960, № 10 и 13.
12. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиюн М. Е. О структуре течения в спиновой детонационной волне. ПМТФ, 1962, № 3.

13. Топчийн М. Е. Экспериментальные исследования спиновой детонации датчиками давления. ПМТФ, 1962, № 4.
14. Manson N. Propagation des detonations et des deflagrations dans les melanges gazeux. L'office National d'Etudes et des Recherches Aeronautiques, Paris, 1947.
15. Fay J. A. A mechanical theory of spining detonation. J. Chem. Phys., 1952, vol. 20, No 6.
16. Солоухин Р. И., Топчийн М. Е. Исследование шлейфа спиновой детонации. ДАН СССР, 1959, т. 127, стр. 772.
17. Russell E. Duff. Investigation of spining Detonation and Detonation Stability. The Physics of Fluids, 1961, № 11.
18. Вуд В. В., Залсбург З. В. Исследование установившегося состояния поддерживаемых детонационных и ударных волн. Механика, Изд-во иностр. литры, 1961, № 5.
19. Эйзен, Гросс и Ривлин. Теоретический расчет газовой детонации. Вопросы ракетной техники. Изд-во иностр. лит., 1961, № 1, стр. 73.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕПЛА МЕЖДУ ЗОНАМИ ПОДОГРЕВА И РЕАКЦИИ В СФЕРИЧЕСКИХ ПЛАМЕНАХ

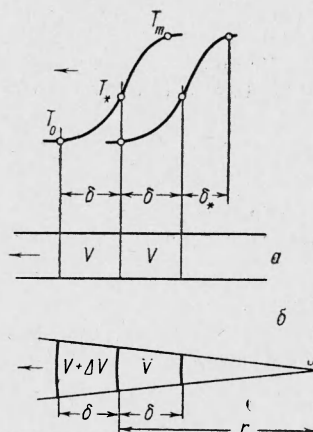
Е. С. Семенов

(Москва)

Как было отмечено Михельсоном [1], в искривленном фронте пламени с радиусом кривизны r , сравнимым с шириной зоны подогрева δ , т. е. $r/\delta \approx 1$, повышенный теплоотвод в зону подогрева должен приводить к заметному снижению температуры горения и соответственно скорости горения по сравнению с плоским пламенем. Это было подтверждено опытами, в которых наблюдалось прогрессирующее расширение зоны реакции и снижение скорости распространения в сферическом очаге горения по мере уменьшения его радиуса с приближением к точке зажигания.

Ниже приводится примерный расчет, показывающий как в адиабатическом сферическом пламени пропана изменяются с радиусом распределение тепла между зонами тепловыделения и подогрева и связанные с ним основные характеристики пламени — температура и скорость горения.

Фиг. 1. Схемы пламен — плоского (а) и сферического (б) в двух последовательных положениях фронта; верхние кривые — профиль температуры; δ — ширина зоны подогрева; δ_* — ширина зоны реакции; V и $V + \Delta V$ — объемы зон подогрева на единицу поверхности фронта; J — точка зажигания сферического пламени



На фиг. 1 приведены схемы пламен — плоского и сферического. При перемещении фронта пламени на ширину зоны подогрева в первом случае не происходит изменения объема; во втором — объем газа в зоне подогрева возрастает на величину ΔV , так что относительное изменение объема является функцией безразмерного радиуса

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{2}{r/\delta} + \frac{d\delta}{dr} \quad (1)$$

График этой функции изображен на фиг. 2 в виде двух кривых: кривая 1 дает первое приближение $\Delta V/V$, когда пренебрегается изменением δ с радиусом. Кривая 2 дана с учетом члена $d\delta/dr$, непосредственно отражающего специфические свойства данной смеси. Это иллюстрируется на примере приводимого ниже расчета.

Распределение тепла между зонами подогрева и реакции в плоском и в сферическом пламенах описывается равенством

$$Q + Q_* = m_* E \quad (Q = c_p m (T_* - T_0), \quad Q_* = c_p m_* (T_m - T_*)) \quad (2)$$

Здесь E — теплотворная способность смеси; Q — тепло, идущее в зону подогрева, Q_* — тепло, остающееся в зоне реакции; T_* — условная температурная граница