

ИЗМЕРЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА В ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин

(Новосибирск)

Экспериментальные данные по структуре детонационного фронта в газовых смесях при начальных давлениях больше 1 атм весьма ограничены [1—5]. Между тем неоднократно высказывались предположения, что с увеличением давления смеси неоднородности фронта становятся все менее существенны и фронт постепенно сглаживается [2, 3, 6].

В настоящей работе получены новые данные, свидетельствующие о том, что, по крайней мере, до давлений порядка 10 атм качественного изменения структуры фронта не происходит.

Постановка экспериментов

Эксперименты выполнены в металлических трубках диаметром 12 мм со смесями $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Рабочая смесь с давлением до 4 атм составлялась в предварительно откаченном баллоне из газов технической чистоты. Более высокие начальные давления в детонационном канале достигались поджатием смеси сжатым воздухом через поршень в параллельно подсоединенном цилиндре (дистанционно).

Для фиксации неоднородностей фронта использовался следовой метод [7] с предварительной обработкой закопченной поверхности детонационной волной при меньшем начальном давлении [5]. Стеклопластиковая пластинка $1,5 \times 11,5 \times 60$ мм с подготовленным слоем копоти соединялась с помощью клейкой ленты встык с обоих концов с пластинками из оргстекла того же сечения длиной 90 мм и вставлялась в середину измерительной секции детонационного канала. Установившаяся детонация подводилась одновременно с двух концов измерительной секции по симметрично изогнутым трубкам того же диаметра $d = 12$ мм. При обтекании торцов пластинок возникало небольшое местное пересечение детонации, однако к середине стеклянной пластины пересечение исчезало, что проверялось по измерению характерного размера сетки следов вдоль всех пластинок в контрольных опытах, проводившихся со смесями $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ при давлениях до 4 и 1 атм соответственно.

На закопченной пластинке отпечатывались следы движения поперечных волн во фронте детонации (рис. 1), а также линия столкновения встречных детонационных фронтов (рис. 2). Этот метод использовался впервые в работе [7] для более низких давлений. Благодаря усовершенствованию, найденному В. И. Манжалеем [5], здесь его удалось использовать при повышенных давлениях.

При давлениях более 3 атм стеклянная пластинка после опыта всегда оказывалась расколотой на куски, сохранявшие взаимное расположение благодаря клейкой ленте, наклеенной с незакопченной стороны. При давлениях меньше 1 атм в смесях $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ опыты проводились в трубе диаметром $d = 27$ мм.

Измерения и обработка результатов

По следовым отпечаткам на закопченном слое определялись:

1) среднее расстояние a между поперечными волнами одного направления, которое ниже будем называть «величиной ячейки»;

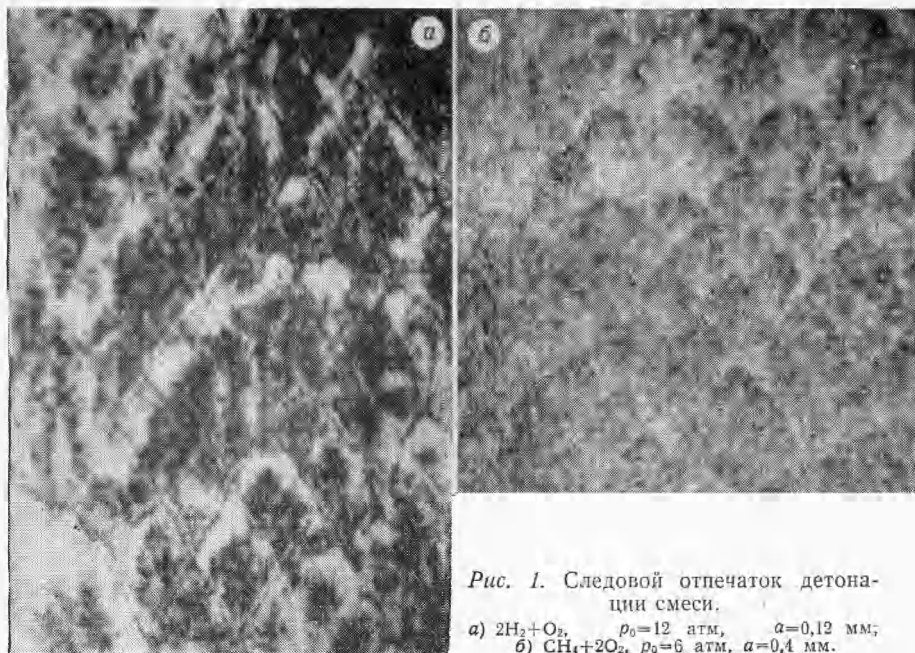


Рис. 1. Следовой отпечаток детонации смеси.

а) $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 12$ атм, $a = 0,13$ мм;
б) $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, $p_0 = 6$ атм, $a = 0,4$ мм.

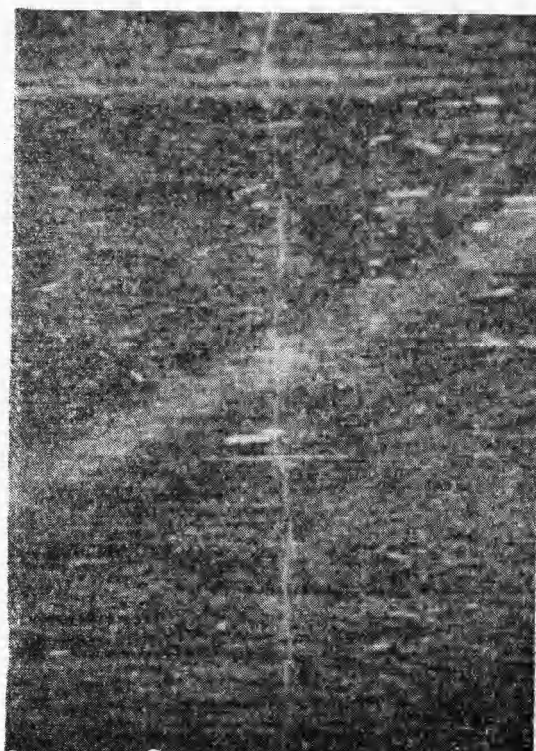


Рис. 2. Линия столкновения встречных детонаций в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 4$ атм. Светлая наклонная полоса — след одной из поперечных волн при подготовительном взрыве.

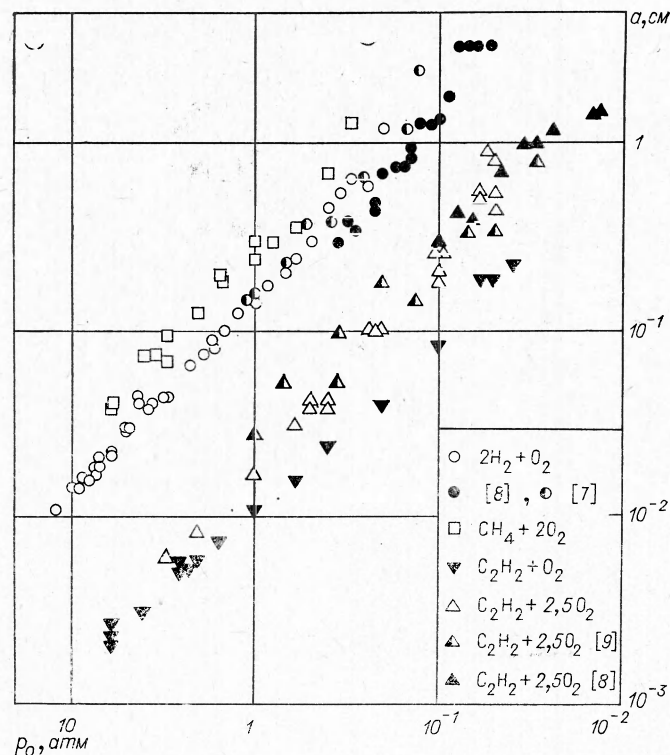


Рис. 3. Зависимость величины ячейки a от начального давления для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{O}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$.

2) отношение средней скорости поперечных волн вдоль стенки к скорости детонации v/D ;

3) степень шероховатости фронта δ (см. ниже);

4) относительная высота наиболее крупных выступов на фронте h/a .

Измерения величины ячейки a производились с помощью микроскопа в нескольких местах вблизи середины пластинки, полученные данные осреднялись. Среднее значение a в каждом опыте нанесено в виде точки на рис. 3. Отметим, что a для смесей $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ измерялось по основным колебаниям без учета следов волн тонкой структуры [5].

Отношение v/D определялось как тангенс среднего значения половинного угла между наклонными следами поперечных волн встречных направлений (см. рис. 1). Для удобства измерений следы проектировались на экран с увеличением в 30—60 раз. Среди траекторий одного направления выбирали линию со средним наклоном и измеряли угол 2α между ней и всеми траекториями другого семейства. Такие измерения делались в нескольких местах вблизи середины пластинки. Все полученные углы усредняли и делили на 2. Если при одном и том же давлении было несколько опытов, то среднее значение находили по всем измеренным углам.

Результаты приведены на рис. 4 вместе с данными опытов в плоском ($96 \times 4,7$ мм) канале и данными работ [2, 10] для круглой трубы, диаметром 16 мм. Кроме того, были измерены углы α на фотографиях следов детонации в прямоугольной $\left(3 \frac{1}{4} \times 1 \frac{1}{2} \text{ дюйм}^2\right)$ трубе в работах [11—13].

Степень шероховатости детонационного фронта δ определялась через отношение измеренной длины линии столкновения l' к длине пря-

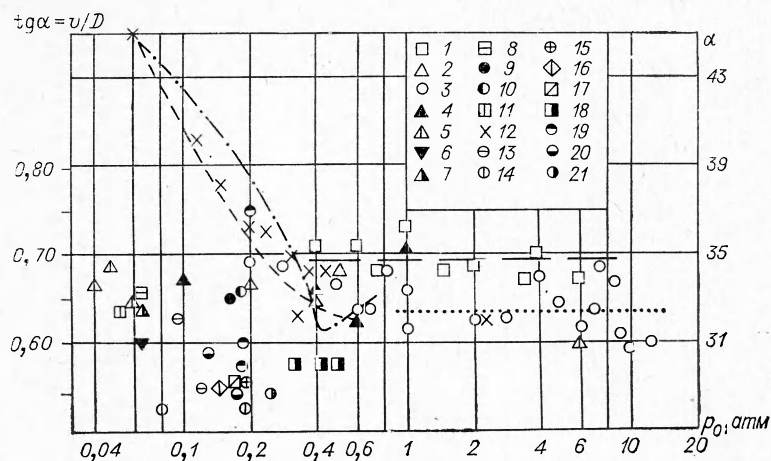


Рис. 4. Зависимость $\text{tg } \alpha = v/D$ от p_0 .

а) очень нерегулярные структуры: 1 — $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, 2 — $\text{C}_2\text{H}_6 + 3.5 \text{ O}_2 + 64.4\% \text{ Ar}$ [12]; б) нерегулярные структуры: 3 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, 4 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5 \text{ O}_2$, 5 — $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$, 6 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 4\text{O}_2$ [12], 7 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5 \text{ O}_2$ [12], 8 — $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ [12], 9 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ [11], 10 — 4,12 $\text{H}_2 + \text{O}_2 + 40\% \text{ Ar}$ [12], 11 — $2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$ [12], 12 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ — эксперимент [2] (— — — теория [2], — · — · — · — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ [11]); в) регулярные структуры: 13 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 70\% \text{ Ar}$ [11], 14 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 40\% \text{ Ar}$ [12, 13], 15 — $0.7 \text{ H}_2 + \text{O}_2 + 40\% \text{ Ar}$ [12], 16 — $\text{C}_2\text{H}_4 + 3 \text{ O}_2 + 75\% \text{ Ar}$ [12, 13], 17 — $\text{CH}_4 + 3\text{H}_2 + 3.5 \text{ O}_2 + 70\% \text{ Ar}$ [12]; г) детонация в плоском канале: 18 — $2\text{CO} + \text{O}_2 + (2-5)\% \text{ H}_2$ [9], 19 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5 \text{ O}_2$ [9], 20 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$, 21 — $\text{CH}_4 + 2 \text{ O}_2$.

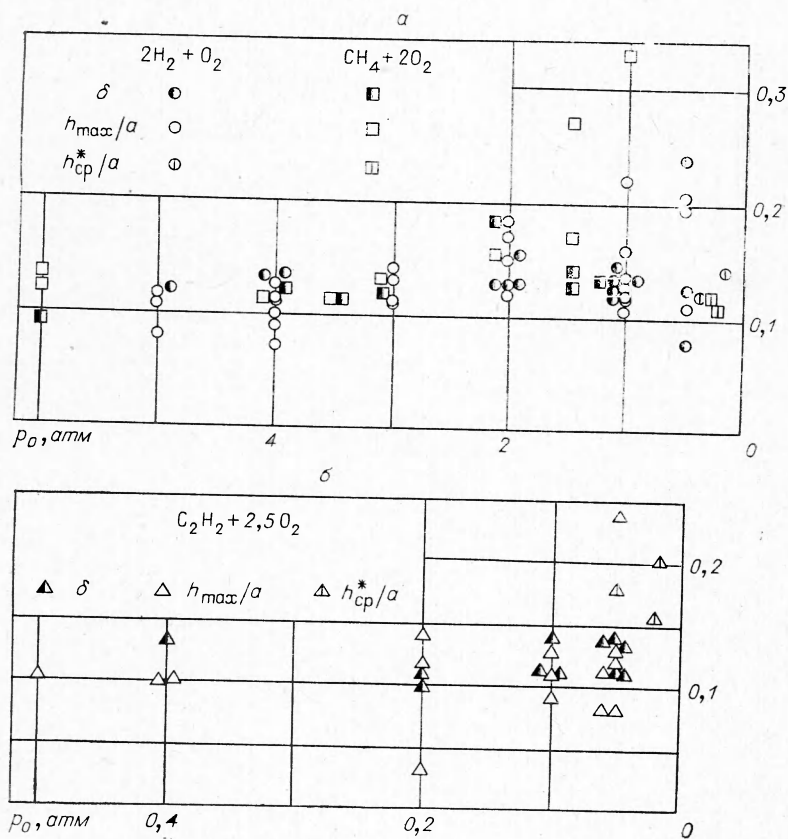


Рис. 5. Зависимость степени шероховатости детонационного фронта от p_0 .

а) $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$; б) $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5 \text{ O}_2$.

мой l , соединяющей ее концы, по формуле

$$\delta = \sqrt{\Delta}, \quad (1)$$

где $\Delta = \frac{l'}{l} - 1$.

Можно показать, что такое определение эквивалентно

$$\delta = \frac{2A}{a}, \quad (1')$$

где A — амплитуда синусоидальных профилей с периодом a , которые при столкновении в среднем (осреднение по всевозможным равновероятным фазовым сдвигам) дают ту же длину линии столкновения l' (при $A^2 \ll a$).

Если z, x — координаты точек профиля фронта в направлении оси канала и в поперечном направлении соответственно, то при

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)^2 \ll 1$$

$$\frac{l'}{l} = \frac{1}{l} \int_0^l \sqrt{1 + (z'_{\text{ст}})^2} dx \approx 1 + \frac{1}{2} \langle (z'_{\text{ст}})^2 \rangle = 1 + \langle (z')^2 \rangle,$$

где $z_{\text{ст}}$ — координата линии столкновения, угловыми скобками обозначены средние значения и в последнем равенстве предполагается обращение в нуль среднего произведения $\langle z'_1(x) z'_2(x) \rangle$ для сталкивающихся элементов фронтов. Таким образом, определенное равенством (1) δ при измерении Δ на достаточно длинном отрезке линии столкновения или усреднении Δ в большом числе одинаковых опытов совпадает также со среднеквадратичным значением тангенса угла отклонения элементов профиля фронта от прямой линии:

$$\delta = \sqrt{\langle (z')^2 \rangle}. \quad (1'')$$

Измерения l' производились на увеличенном изображении линии столкновения. Вычисленные по формуле (1) значения δ в каждом опыте приведены на рис. 5. Связанная с измерением l' погрешность в определении δ для верхних величин начального давления каждой смеси составляет около 25% и обусловлена в основном нечеткостью линий столкновения. Для более высоких давлений измерения δ по этой причине выполнить не удалось.

Кроме нахождения средней шероховатости детонационного фронта δ описанным способом, производились замеры высоты максимальных изгибов линии столкновения. Для этого линия столкновения разбивалась на участки длиной $10a$, на каждом из которых измерялась высота максимального выступа (или впадины) h_{max} по отношению к нижним (верхним) точкам ближайших впадин (выступов). При низких давлениях, когда ширина закопченной пластинки оказывалась меньше $10a$, максимальная высота выступа находилась в пределах длины линии столкновения. Полученные значения h_{max}/a также даны на рис. 5. Очевидно, что выступы на линии столкновения соответствуют столкновению выступа на одном фронте с впадиной на встречном фронте. При достаточной длине линии столкновения или при большом числе опытов наибольшие значения h_{max} должны быть близки к наибольшей высоте выступов (и впадин) на сталкивающихся фронтах. На длине линии столкновения $10a$ это условие не всегда выполнялось, с чем связан значительный разброс экспериментальных точек для h_{max}/a .

Действительную форму детонационного фронта иллюстрируют приведенные на рис. 6 ширен-снимки детонации в плоском канале, где течение двумерно. Здесь хорошо видно, что высота неровностей на

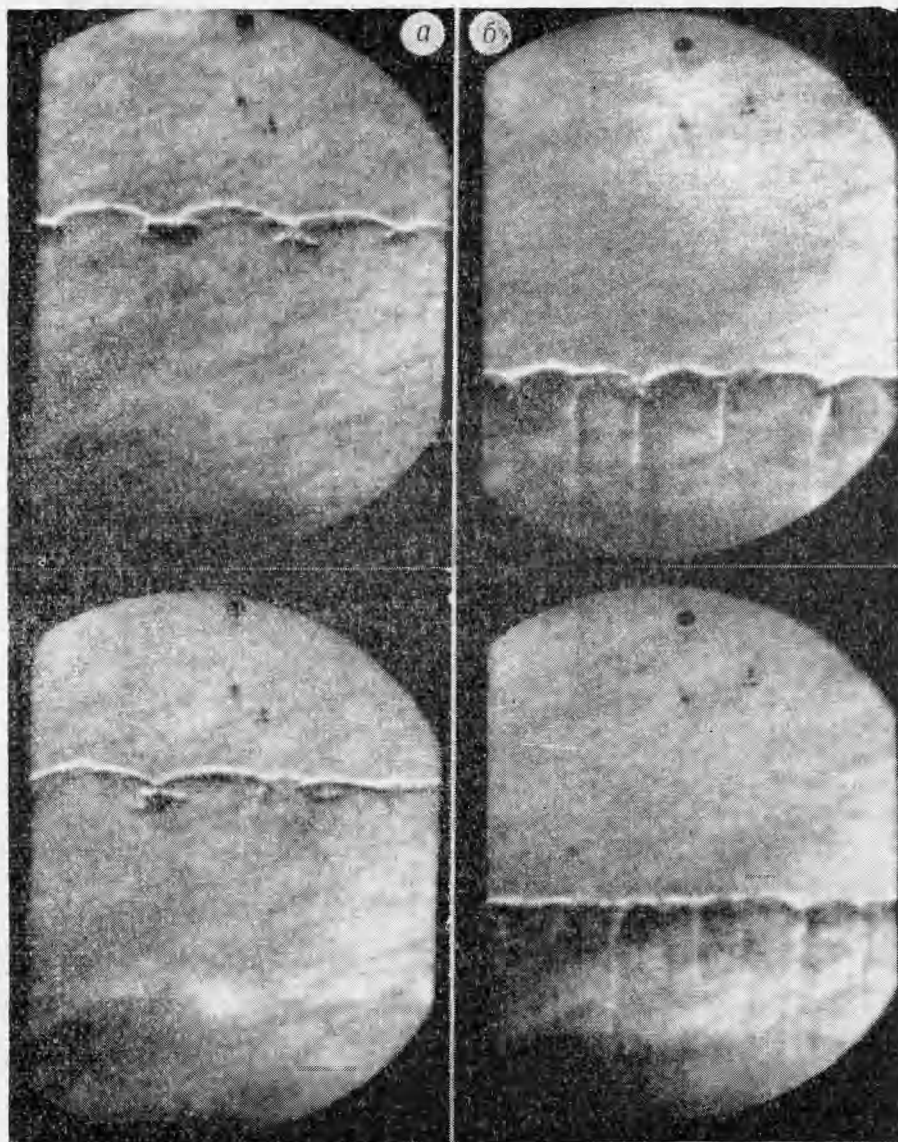


Рис. 6. Шлирен-фотографии детонации в плоском канале.
а) $C_2H_2 + 2,5 O_2$, $p_0 = 25$ мм рт. ст., б) $2H_2 + O_2$, $p_0 = 120$ мм рт. ст.

детонационном фронте зависит от фазы взаимного положения встречных поперечных волн и достигает наибольшей величины h^* между двумя соседними парами одновременно сталкивающихся поперечных волн. Измеренные по таким снимкам средние значения $h_{ср}^*/a$ для смесей $2H_2 + O_2$, $CH_4 + 2O_2$, $C_2H_2 + 2,5O_2$ нанесены на рис. 5 в виде значков с вертикальной чертой внутри.

Основные результаты и выводы

1. Описанные измерения высоты неровностей на детонационном фронте, отнесенной к «величине ячейки», дают в основном значения в интервале $0,12 \pm 0,03$ как при разных методах измерения, так и для разных смесей (см. рис. 5).

Более высокие значения $h_{\text{ср}}^*/a$ получены при обмере покадровых фотографий двумерной детонации смеси $\text{C}_2\text{H}_2+2,5\text{O}_2$ в плоском канале. Также весьма высокие значения для h_{max}/a , измеренных на линии столкновения встречных детонаций, получаются в некоторых опытах со смесью CH_4+2O_2 при низких давлениях, когда на диаметре трубы укладываются 2—3 размера ячейки a . Видимо, вблизи пределов детонации, когда в сечении канала остается лишь несколько поперечных волн, интенсивность пульсаций фронта увеличивается. При выполнении же условия $\frac{d}{a} \gg 1$ (вдали от пределов детонации) из результатов описанных опытов можно сделать вывод, что с увеличением начального давления газовой смеси существенного изменения степени шероховатости фронта не происходит.

2. Измерения характерного размера неоднородностей вдоль детонационного фронта — размера ячейки a выполнены в смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2$ до $p_0=12$ атм, в CH_4+2O_2 до 6 атм, в $\text{C}_2\text{H}_2+2,5\text{O}_2$ до 3 атм и в $\text{C}_2\text{H}_2+\text{O}_2$ до 6 атм абсолютного начального давления. При этом величина a при наибольшем давлении в смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2$ составила 0,12 мм и в $\text{C}_2\text{H}_2+\text{O}_2$ — 0,02 мм (возможно последняя величина завышена, так как при больших начальных давлениях в смеси $\text{C}_2\text{H}_2+\text{O}_2$ не все поперечные волны оставляли след).

Согласно сопоставлениям [9, 14, 15], делавшимся для более низких давлений, можно предполагать, что порядка a будет также протяженность эффективной зоны химического превращения в неоднородном детонационном фронте. Полученные данные для каждой смеси весьма хорошо укладываются на прямые в координатах ($\lg p_0$, $\lg a$) во всем диапазоне давлений, пока диаметр трубы $d \gg a$.

Околопредельная область в данных опытах достаточно тщательно не обследовалась, однако заметно, что влияние стенок трубы приводит к более быстрому росту a при уменьшении p_0 , что отмечалось и ранее [8—10]. Расхождение наших данных с данными из работ [7—9], приведенными на рис. 3, по-видимому, лежит в пределах влияния чистоты компонент смеси и диаметра трубы.

Примененная следовая методика регистрации поперечных возмущений на детонационном фронте, по мнению авторов, может работать, по крайней мере, для легких газовых смесей (например, $2\text{H}_2+\text{O}_2$) до $p_0 \approx 20$ атм. При более высоких давлениях перспективны, по-видимому, для этих целей металлические покрытия, успешно использованные авторами работ [16, 17] для конденсированных ВВ.

3. Результаты наших измерений среднего угла α между траекториями точки контакта поперечной волны со стенкой и направлением распространения детонации, равного $\arctg v/D$ (см. рис. 4), для смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2$ хорошо стыкуются с данными работ [2, 10], полученными в трубах диаметром 16 мм в примыкающей области низких давлений. При этом характерно, что в круглых трубах при приближении к пределу детонации по давлению (уменьшается отношение d/a) наблюдается существенный рост углов α , вытекающий из акустической теории поперечных колебаний в детонационной волне (см., например, [2] или [9]).

При $p_0 > 0,4$ атм как на стенках труб $d=16$ мм, так и на плоской пластине внутри трубы $d=12$ мм в условиях наших опытов для смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2$ значение $\lg \alpha = 0,63 \pm 0,04$. Периодическое изменение $\lg \alpha$ на величину $\pm 0,04$ при увеличении давления, обнаруженное в наших опытах, осталось необъясненным, возможно оно связано с незатухшими крупномасштабными колебаниями в детонационной волне, возникшими при обтекании торцов пластинок.

Для смеси CH_4+2O_2 средние значения углов α лежат заметно выше ($\lg \alpha = 0,69$), чем для смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2$, а для смесей ацетилена с кислородом приблизительно совпадают с водородно-кислородной смесью.

Самые низкие значения углов α оказываются для двумерной структуры в плоском канале [9] и очень регулярных структур в прямоугольном канале [11—13], для них $\operatorname{tg} \alpha = 0,56 \pm 0,03$ (из этого интервала выпадает лишь одна точка с $\operatorname{tg} \alpha = 0,63$). Указанное различие в углах α для разных смесей не объясняется изменениями относительных скоростей звука c_f/D или c_e/D , где c_f и c_e соответственно «замороженная» и «равновесная» скорости звука в точке Чепмена-Жуге для одномерной детонации, так как эти отношения для смесей водорода с кислородом, в особенности, разбавленных аргоном, больше, чем для метано-кислородной смеси. Однако имеющееся различие может быть качественно объяснено в рамках акустической теории, если привлечь данные по регулярности многофронтной структуры детонации [12, 18].

Очень регулярные структуры в прямоугольных каналах образованы двумя системами плоских поперечных волн [13], движущихся в плоскостях (x, z) и (y, z) соответственно, где x и y — оси прямоугольных декартовых координат, направленные параллельно стенкам канала, а z — вдоль оси канала. Каждая из систем синхронизуется с прямоугольными модами акустических колебаний в плоскости (x, y) типа $\psi_{n,0}$ и $\psi_{0,m}$ соответственно, где n и m — число акустических полуволн, укладывающихся на стенках канала вдоль осей x и y , а ψ — например, функция тока. Фазовая скорость таких акустических волн вдоль осей x и y не зависит от n и m , равна скорости звука c и из-за синхронизации должна совпадать со средней скоростью поперечных волн v . Среднее экспериментальное значение v для полностью регулярных структур близко к c_f , хотя имеются и отклонения в обе стороны. Причины этих отклонений не выяснялись, можно лишь предполагать, что они связаны с неидеальностью детонационного режима (местные небольшие пережатия или, наоборот, замедление скорости детонации, турбулентность, неоднородность состояния вблизи поверхности Чепмена-Жуге, влияние стенок и т. д.), а также с изменением механизма детонации от смеси к смеси.

При нерегулярной структуре во фронте возникают поперечные волны всевозможных направлений, сталкивающиеся со стенкой также под всевозможными углами (в спектре акустических поперечных колебаний за фронтом им соответствуют моды типа $\psi_{n,m}$). Однако стенка всегда оказывает регулирующее воздействие, благодаря перпендикулярным ей Маховским волнам, возникающим при отражении от стенки поперечных волн в некотором весьма широком интервале углов падения. Но скорость таких Маховских волн вдоль стенки повышается с уменьшением угла между падающей волной и стенкой, и в среднем будет больше, чем скорость поперечных волн при регулярной структуре, где имеются лишь волны перпендикулярные и параллельные стенкам прямоугольного канала. Видимо, чем менее регулярна структура фронта (регулярность можно характеризовать степенью корреляции размеров и фаз развития поперечных волн между встречными столкновениями на различных участках фронта, она связана с устойчивостью гладких участков фронта к малым поперечным возмущениям [5, 18]), тем меньше расстояние от стенки Δr , на которое распространяется ее упорядочивающее влияние, тем больше число волн, падающих на стенку под острыми углами, и больше измеряемое среднее значение углов α .

Из этих соображений ясно также, что если Δr значительно меньше радиуса кривизны стенки r , то средний угол α не будет зависеть от r , что подтверждается совпадением углов для нерегулярных структур в круглых трубах при $d \gg a$ и в прямоугольных каналах.

В целом проведенное исследование детонационного фронта в газах при повышенных давлениях и сопоставление с ранее имевшимися данными для более низких давлений позволяют заключить, что в исследованном интервале начальных давлений основные геометрические и

кинематические характеристики неоднородностей в детонационном фронте существенно не меняются и есть основание полагать, что и при повышенных давлениях хорошими моделями деталей структуры фронта служат явления, наблюдаемые недалеко от пределов детонации в каналах.

Поступила в редакцию
19/VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Волин, Я. К. Трошин и др. ПМТФ, 1960, 2.
2. R. E. Duff. The Phys. of Fluids, 1961, 4, 11.
3. B. Levett, D. F. Hornig. J. Chem. Phys., 1962, 36, 1.
4. L. M. Sastry, B. F. Schwartz a. o. 9-th Intern. Symposium on Combustion. Acad. Press, 1963.
5. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
6. D. H. Edwards, D. J. Parry, A. F. Jones. J. Appl. Phys., 1966, 17, 11.
7. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1959, 125, 1.
8. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AIAAJ., 1969, 7, 3.
9. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
10. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ЖТФ, 1960, 30, 4.
11. R. A. Strehlow. Comb. & Flame, 1968, 12, 2.
12. R. A. Strehlow. Astron. Acta, 1969, 14.
13. R. A. Strehlow. Astron. Acta, 1970, 15.
14. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. Сб. «Динамика сплошной среды». Вып. 9. Новосибирск, Изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
15. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко и др. ФГВ, 1972, 8, 1.
16. P. H. M. Howe. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 7.
17. B. V. Dunn. Science, 1970, 167, 3921.
18. V. I. Mandzelei, V. V. Mitrofanov, V. A. Subbotin. Докл. на VI Международном коллоквиуме по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Сан-Диего, США, 1973.

УДК 662.215.1

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОДИСПЕРСНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ И СТРУКТУРУ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ГАЗЕ

А. М. Гладилин

(Ленинград)

Данная работа является непосредственным продолжением [1], где рассматривался вопрос о некоторых особенностях протекания детонационного процесса в смеси газообразного взрывчатого вещества с мелкодисперсными частицами. В работе [1] было показано, что добавление в газообразное ВВ химически активных твердых частиц определенного начального радиуса может привести к существенному усилению параметров детонационной волны и изменению ее структуры.

В данной работе основное внимание уделяется изучению влияния агрегатного состояния частиц (твердые, жидкие), их начального радиуса и механизма массообмена (испарение, обдирка поверхностного слоя жидкой частицы высокосортным потоком газа) на параметры и структуру детонационной волны в газе, а также проводится более подробное обсуждение полученных результатов.