

О СТРУКТУРЕ ЗОНЫ РЕАКЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ СИСТЕМ ТИПА ГАЗ — ПЛЕНКА

А. В. Пинаев, В. А. Субботин

(Новосибирск)

Первой публикацией о детонации в гетерогенной системе типа газ — пленка (газообразный окислитель в объеме трубы, пленка горючего на ее стенках) следует считать работу [1], автор которой называл этот процесс дефлаграцией, распространяющейся с большой скоростью. В работах [2—5] сообщалось о возможности распространения детонации в таких системах и изучались закономерности и пределы распространения детонационной волны и ее свойства, а также структура и механизм детонации в трубах квадратного сечения. В [6] представлены результаты дальнейшего изучения зоны реакции, но наиболее существенный вклад в понимание механизма распространения детонации сделан в работах [7, 8] при исследовании структуры детонации в трубе квадратного сечения и характера течения за фронтом ударной волны, скользящей над пленкой жидкого горючего. Установлено, что вблизи ударного фронта в потоке газа возникают чередующиеся волны сжатия и разрежения, обусловленные развитием возмущений на поверхности жидкости [8]. Шероховатость жидкой поверхности значительно ускоряет переход от ламинарного течения к турбулентному и увеличивает тепловые потоки к жидкой пленке по сравнению с турбулентными течениями над гладкой поверхностью.

Исследование неустойчивости границы раздела газ — жидкость [9] показало, что возмущения на поверхности жидкой пленки в квадратном канале носят двумерный или трехмерный характер в зависимости от режима обтекания (соответственно дозвукового или сверхзвукового). После развития возмущений на поверхности жидкой пленки происходит ее разрушение за счет срыва мелких капель с гребней возмущений [10], что оказывается основным фактором, обеспечивающим образование горючей смеси, способной к воспламенению при пониженных скоростях детонации $D < 1100$ м/с. При $D \geq 1200 \div 1400$ м/с момент воспламенения хорошо совпадает со временем разогрева жидкой пленки горючего до температуры, при которой концентрация паров достаточна для образования горючей смеси в непосредственной близости от поверхности [11—13]. В отличие от чисто экспериментального подхода к измерению задержек воспламенения в системе газ — пленка [14] в работах [11, 12, 15] дополнительно проведен анализ влияния процессов тепло- и массообмена и химической кинетики на величину задержки воспламенения за фронтом волны детонации. В результате сделан вывод, что при $D \leq 1100$ м/с зона реакции распространяется уже не по механизму самовоспламенения горючей смеси за фронтом ударной волны, а за счет турбулентного продвижения пламени, когда горючая смесь зажигается горячими продуктами сгорания [12]. При этом определенную роль в зажигании смеси могут играть периодические пульсации давления в зоне реакции [7].

Распространение детонационной волны в системе газ — пленка обеспечивается зоной горения, начинающейся на расстоянии 1—5 см от переднего ударного фронта и утолщающейся при удалении от него [3—7, 11, 12]. Волны сжатия, периодически возникающие в зоне реакции и догоняющие фронт, способствуют увеличению скорости горения и наиболее существенны при пониженных скоростях детонации [5, 6, 7, 16], когда скорость химических реакций мала и происходит накопление горючей смеси и образование зон, в которых может возникать детонация.

Авторы работ [17—20], не принимая во внимание реальную картину тепловыделения за фронтом детонационной волны в гетерогенной системе, считают, что энергия полностью выделяется при периодических взрывах вдали от фронта (на нескольких диаметрах трубы), приписывая тем са-

мым вторичным волнам механизм передачи энергии к головной ударной волне. В моделях [21, 22] рассматривалась детонационная волна в системе с «тонкой» пленкой горючего и предполагалось, что сгорание испаряющегося со стенки горючего мгновенное, а положение плоскости Чепмена — Жуге совпадает с плоскостью полного испарения горючего.

В модели [23, 24] детонационной волны диффузионный пограничный слой сжимает поток газа, образуя эквивалентное сопло Лавала с точкой Чепмена — Жуге в минимальном сечении. В одномерной модели гетерогенной детонации [25, 26] скорость тепловыделения определяется с учетом скорости взаимной диффузии испаряющегося горючего и окислителя; учет потерь на участке между ударным фронтом и началом зоны горения позволил авторам этой модели получить критерии для оценки пределов распространения детонации в системе газ — пленка [27].

Наибольшее число экспериментов выполнено в трубках квадратного сечения. Среди работ [1, 4, 28—30], проведенных с трубами круглого сечения, структура гетерогенных детонационных волн исследовалась в [29, 30]. Отличия в структуре детонационной волны связаны с отсутствием выделенного поперечного направления в трубе круглого сечения, что позволило на некоторых горючих осуществить в системе газ — пленка спиновую детонацию с вращающейся за передним фронтом волной сжатия [29, 30].

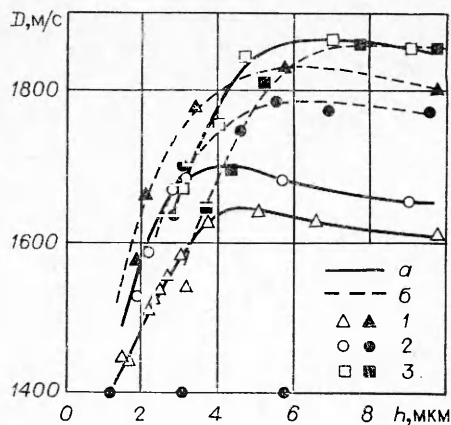
Цель настоящей работы — детальное изучение структуры зоны реакции и акустических процессов за фронтом волны в гетерогенной системе. Исследовалось влияние начального давления окислителя p_0 , давления насыщенных паров p_n и состава горючего.

Опыты проведены в горизонтальной ударной трубе диаметром $d = 50$ мм и длиной 5,4 м, состоящей из секций высокого и низкого давлений. Гетерогенная детонация инициировалась с помощью секции высокого давления длиной 0,9 м, отделявшейся от остальной части ударной трубы диафрагмой и заполнявшейся стехиометрической смесью ацетилена с кислородом при различном начальном давлении $p_{0н}$. Смесью поджигалась высоковольтным разрядом, момент поджигания задавался положением зеркала СФР.

Вблизи торца ударной трубы располагались две оптические секции со щелями шириной около 1,5 мм. В первой секции (длина щели 240 мм) производилась съемка камерой СФР в режиме развертки совместно с теневой установкой ИАБ-451; вторая секция, содержащая с обеих сторон щели длиной по 240 мм с расстоянием между ними 30 мм, предназначена для одновременного фотографирования самосвечения процесса барабанным фоторегистратором. Камера СФР и диск фоторегистратора установлены под углом 43° к оси трубы для фотографирования методом компенсации. С целью создания необходимого при этом направления вращения «головы» спина в большинстве опытов в начало трубы вставлялся отрезок спирали. Регистрация структуры детонационных волн иногда дополнялась следовым методом — вблизи торца по периметру трубы помещалась закопченная фольга.

Для фиксации относительного положения переднего ударного фронта и зоны горения поверхность одного стекла во второй секции смазывалась водным раствором желатина и подсвечивалась вспышкой лампы ИФП-500. Скорости детонационной волны на различных участках трубы измерялись шестью пьезодатчиками, расположенными вдоль всей секции низкого давления на расстояниях 0,3—1,2 м друг от друга и защищенными резиной от колебаний стенок трубы. Первый датчик, запускавший хронометр, находился на расстоянии 0,5 м от диафрагмы. 15-канальный хронометр позволял фиксировать в течение 10 мс интервалы времени с погрешностью 0,1 мкс. Исследования проводились при начальных температурах $t_0 = 17 \div 25^\circ\text{C}$. В качестве топлива использовались гексадекан $\text{C}_{16}\text{H}_{34}$ (давление паров $p_n \approx 10^{-3}$ мм рт. ст.), декан $\text{C}_{10}\text{H}_{22}$ и осветительный керосин (его свойства близки к декану), давление паров которых измерялось и в этом диапазоне температур составляло примерно 1—2 мм рт. ст.

Рис. 1. Скорость детонации при давлении кислорода 0,2 (1), 0,5 (2) и 1 атм (3). а) гексадекан (светлые точки); б) декан (темные точки).



Секция «низкого» давления перед опытом тщательно протиралась, смазывалась горючим с помощью войлочного цилиндрического кольца, заполнялась продувкой кислородом и откачивалась до необходимого начального давления p_0 . Количество нанесенного на стенку трубы горючего определялось по уменьшению массы пропитанного горючим войлочного кольца после его протягивания через трубу. Погрешность взвешивания при этом не превышала 1%.

Для получения более однородной пленки горючего кольцо протягивалось через трубу несколько раз в противоположных направлениях. Средняя толщина пленки определялась делением объема нанесенного горючего на площадь смазанной поверхности.

Установлено, что длина участка трубы, на котором достигается стационарная скорость детонации, минимальна при отношении давлений в секциях высокого и низкого давления $p_{0н}/p_0 = 2 \div 2,5$. В этом случае выход волны на стационарный режим детонации достигался на расстоянии от диафрагмы, не превышающем 2 м. С учетом этого большинство опытов выполнено при оптимальном отношении давлений. В сухой трубе скорость волны монотонно спадала к концу трубы до 600—800 м/с.

На рис. 1 приведены данные по скоростям детонации в зависимости от концентрации горючего (толщины пленки) и начального давления кислорода. Скорость установившейся детонации измерялась в конце трубы на базе 1,2 м. Из шпирен-разверток найдено, что максимальная абсолютная ошибка в определении расстояния, которая может возникнуть за счет кривизны переднего фронта, не превышает 16 мм. Это соответствует максимальной ошибке в измерении скорости 1,5%. Максимальная толщина пленки горючего, когда еще не наблюдалось стекания со стенок, составляла 10—12 мкм. Точками по оси h помечены толщины пленок, соответствующие стехиометрическим концентрациям. Возрастание скорости волны с ростом давления при «толстых» пленках (рис. 1, а) типично для горючих с пренебрежимо низкой упругостью паров. Зависимость скорости детонации от давления кислорода для декана не является монотонно возрастающей в диапазоне $p_0 = 0,2 \div 1$ атм (рис. 1, б), что, по-видимому, объясняется влиянием паровой фазы. В области, переобогащенной горючим, скорость детонации при $p_0 = 0,2$ атм больше, чем при $p_0 = 0,5$ атм. Обращает на себя внимание зависимость скорости детонации от толщины пленки. При средней толщине $h \approx 1$ мкм (порядок размера шероховатостей трубы) слой горючего неравномерен и детонационная волна в трубе затухает, хотя для $p_0 = 0,2$ атм такая концентрация близка к стехиометрической.

Исследования показали существенное влияние на структуру волны давления паров горючего, толщины его пленки и начального давления кислорода в трубе.

Детонация в гетерогенной системе гексадекан — кислород с пренебрежимо малым давлением паров характеризуется относительно низкой контрастностью свечения поперечных акустических колебаний в зоне реакции и незначительным плавным искривлением переднего фронта. Ранее плавное искривление переднего детонационного фронта, вращающегося за фронтом волной сжатия в экспериментах не наблюдалось. Оно, по-видимому, возможно лишь в системах с протяженной зоной тепловыделения и слабой поперечной волной акустического типа. В газовой дето-

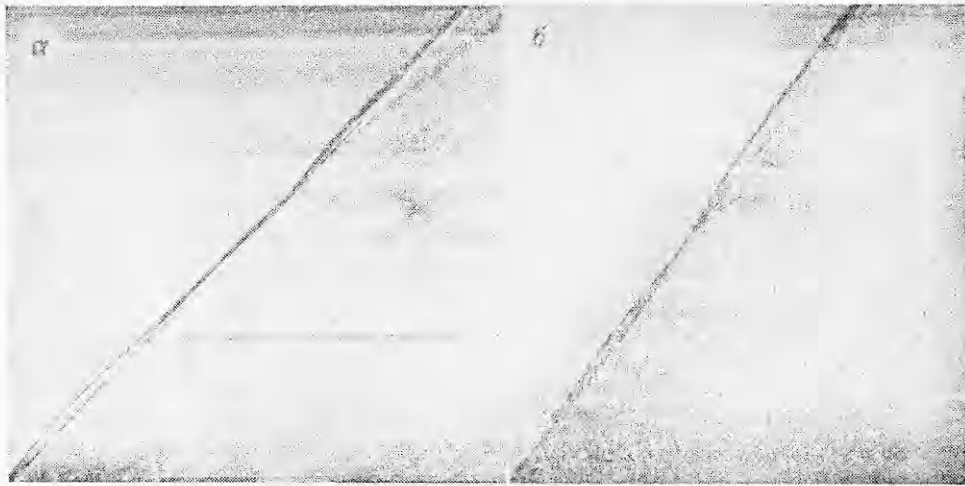


Рис. 2. Теплерограммы детонационных волн с двумя (а) и одной акустической волной (б) за фронтом.
 а) гексадекан, $D=1600$ м/с, $p_0=0,2$ атм, $h=2,3$ мкм; б) керосин, $D=1780$ м/с, $p_0=0,4$ атм, $h=6,2$ мкм.

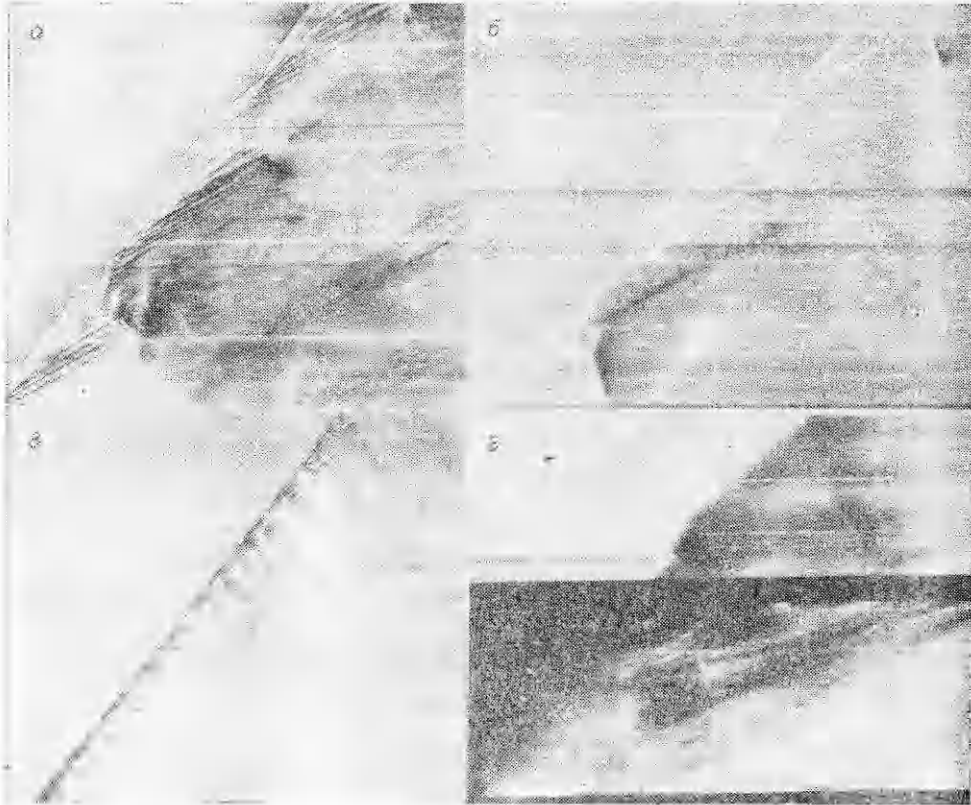


Рис. 3. Снимки детонационных волн.
 а) декан, $D=1600$ м/с, $p_0=0,2$ атм, $h=2,1$ мкм; б) $2H_2+O_2+3Ag$, $p_0=0,27$ мм рт. ст.; в) декан, $D=1800$ м/с, $p_0=0,2$ атм, $h=9,8$ мкм; г) керосин, $D=1680$ м/с, $p_0=0,2$ атм, $h=3,1$ мкм.

нации с малой протяженностью зоны реакции и сильными поперечными волнами всегда наблюдались изломы (тройные конфигурации) на переднем фронте. На рис. 2 представлены теплерограммы детонационных волн с плавным искривлением переднего фронта. На снимках самосвечения период акустических колебаний в зоне реакции таких волн увеличивается

в 2 раза при переходе детонации в участок с осевой заслонкой, закрывающей противоположную стенку трубы. Период искривлений переднего фронта на фоторазвертках с подсветкой водного раствора желатина лампой также в 2 раза больше периода акустических колебаний в трубе без осевой заслонки. Это свидетельствует о том, что искривление переднего фронта вращается с частотой акустических колебаний. На рис. 2 и 3 ось трубы примерно совпадает с нормалью к переднему фронту.

С уменьшением толщины пленки горючего, когда скорость детонационной волны и температура за ней падают (см. рис. 1), интенсивность колебаний и искривление переднего фронта возрастают. Это свидетельствует о том, что акустические возмущения начинают в этом случае играть существенную роль в увеличении скорости смесеобразования и химических реакций, поскольку параметры потока оказываются уже недостаточно высокими для обеспечения необходимой скорости выгорания со стенок трубы.

В системах с деканом и керосином наблюдается ряд особенностей по сравнению с гексадеканом благодаря наличию небольшого количества паров горючего. Сравнение с расчетами равновесной детонации Чепмена — Жуге для керосина [30] показывает, что самоподдерживающийся детонационный процесс невозможен в бедной гомогенной смеси, образованной парами горючего при $p_0 = 1; 0,5$ атм. Для декана при $p_0 = 0,2$ атм и $t_0 = 17 \div 25^\circ\text{C}$ эквивалентная стехиометрическая концентрация газовой фазы $\bar{\kappa} = 0,12 \div 0,18$ ($\bar{\kappa} = \kappa/\kappa_{\text{ст}}$), где κ — отношение веса паров горючего к окислителю, $\kappa_{\text{ст}}$ — коэффициент стехиометрии ($\chi_{\text{ст}}^{\text{C}_{10}\text{H}_{22}} = 0,286$). Этим $\bar{\kappa}$ для декана и керосина, свойства которых примерно одинаковы, соответствует диапазон равновесной скорости детонации Чепмена — Жуге $D_{\text{ч.-ж}} \approx 1400 \div 1600$ м/с. С учетом изменения скорости гетерогенной детонации (см. рис. 1) для $p_0 = 0,2$ атм максимальная степень пересжатия гомогенной детонации ($\delta = D/D_{\text{ч.-ж}}$) за счет поршневого действия гетерогенной волны детонации достигала значений $\delta \approx 1,3$. Начальному давлению $p_0 = 0,5$ атм соответствует $\bar{\kappa} \approx 0,04 \div 0,07$ и $D_{\text{ч.-ж}} \approx 10^3$ м/с, при этом степень пересжатия достигает уже значений $\delta = 1,6 \div 1,8$. Разбавление смеси кислородом приводит к тому, что убывает тепловой эффект на единицу массы газа (Q) от сгорания паров горючего. Следствием этого является ослабление поперечных волн вплоть до полного их исчезновения. Устойчивость переднего фронта газовой детонации вблизи нуля Q предсказывалась ранее теоретически в работе [31] и на некоторых смесях обнаружена экспериментально [32].

При $p_0 = 0,2$ атм и давлении паров $p_{\text{п}} \approx 1$ мм рт. ст. на декане во всем диапазоне концентраций (h) осуществляется спиновый режим детонации (рис. 3, а), аналогичный по основным элементам структуры спину в газовых смесях (33) — излом переднего фронта, носик, поперечная волна, переходящая в шлейф. Для сравнения авторами получены термограммы спиновой детонации в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ на той же ударной трубе (рис. 3, б). На снимке ясно видна структура волны, полностью подтверждающая классическую схему, предложенную в [33]. С увеличением начальной температуры до $20\text{—}25^\circ\text{C}$ ($p_{\text{п}} \approx 1,5\text{—}2$ мм рт. ст.) спиновый режим детонационного сгорания газовой фазы сменяется многофронтным с числом голов до $10\text{—}12$ (рис. 3, в), при этом следовые отпечатки на копоти представляют собой ячейки соответствующих размеров. Обычно на фоторазвертках кроме шлейфов, характерных для детонации в газовой фазе, фиксируется одна акустическая волна (первая гармоника собственных колебаний). Эта волна имеет большую протяженность в гетерогенной зоне реакции и всегда видна на снимках самосвечения.

При $p_0 = 0,5$ атм передний фронт еще неустойчив — наблюдаются пересжатые спиновые режимы ($\delta \approx 1,6$) при скоростях детонации в системе декан — кислород $D = 1600 \div 1650$ м/с ($h \approx 2 \div 3$ мкм) и пересжатые многофронтные при $D \geq 1700$ м/с. Однако происходит вырождение структуры в горючей газовой фазе, картина на переднем фронте стано-

вится более размытой. Одновременно увеличивается амплитуда первой гармоники — волна создает плавное выпучивание переднего фронта, вращающееся на поверхности фронта с частотой акустической поперечной волны.

При $p_0 = 1$ атм разбавление смеси кислородом столь велико, что на переднем фронте не наблюдается многофронтная структура газовой фазы и фиксируется лишь вторичное возмущение (акустическая волна). В зависимости от интенсивности вторичной волны отмечаются изломы переднего фронта — в этом случае на копоти остается спиральный след от тройной точки. Гетерогенные детонационные режимы с вращающейся за фронтом волной сжатия, приводящей к изгибу переднего фронта (плавному или с изломом) и ускоряющей выгорание, будем называть спиновыми.

Детонация в системах керосин — кислород схожа с детонацией в системе декан — кислород, но при $p_0 = 0,2$ атм спиновая детонация менее регулярна и не наблюдается столь выраженной, как на декане, многофронтной структуры при давлениях 0,2—0,5 атм. Причина большей устойчивости фронта пересжатой детонации, вероятно, в том, что газовая смесь образована из легких фракций керосина и при том же давлении паров оказывается более бедной по величине $\bar{\kappa}$, а значит, и более пересжатой, чем для паров декана.

Фоторегистрограмма самосвечения спиновой детонации в системе керосин — кислород с подсветкой слоя желатина приведена на рис 3, г. Из подобных снимков выясняется, что фронт свечения незначительно (на 2—10 мм) отстает от переднего ударного фронта и практически совпадает с изломом переднего фронта и поперечной волной за фронтом.

При атмосферном давлении с уменьшением толщины пленки декана и керосина до 2—4 мкм происходит усиление поперечной акустической волны и наблюдается изгиб переднего фронта (иногда с изломом) более сильный, чем в случае гексадекана с тем же h . Пучность поперечной волны сжатия резко усилена, и на снимках самосвечения и теплерограммах часто фиксируется акустическая волна с ударным скачком на ее гребне, внешне же структура гетерогенной детонационной волны схожа со структурой обычной спиновой детонации в газах. В данном случае из-за протяженной зоны реакции невозможно провести четкого разделения между поперечной волной, сжигающей смесь, и шлейфом.

Сравнительный анализ структур детонационных волн показывает, что поперечные волны и акустические колебания сильнее раскачиваются в гетерогенных системах, содержащих хотя бы небольшое количество паров горючего, а также при уменьшении толщины пленки на стенках трубы. Наличие небольшого количества паров горючего в гетерогенной системе (для кислорода $\bar{\kappa} \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$) может приводить к развитию на переднем фронте многофронтной или спиновой структуры пересжатой детонации газовой фазы, поддерживаемой за счет поршневого действия гетерогенного детонационного комплекса. При дальнейшем разбавлении кислородом ($\bar{\kappa} \leq 10^{-2}$) наличие паров горючего способствует более раннему воспламенению смеси и раскачиванию акустических колебаний — обычно первой моды. При больших амплитудах поперечной акустической волны наблюдается излом переднего фронта.

Качественное различие между спиновой детонацией в газах и в системах газ — пленка в том, что поперечная волна в первом случае ударного типа, а во втором акустического или ударно-акустического типа, (т. е. на гребне плавной акустической волны присутствует скачок давления). Плавное искривление переднего фронта отмечается при слабой поперечной акустической волне за фронтом.

Анализ теплерограмм и снимков самосвечения выявляет более сложное, чем в газовой детонации, поведение угла наклона (γ) акустической волны к образующей трубы. При удалении от фронта до $x \sim (4 \div 5)d$ наклон волны к оси постепенно убывает, и затем в небольшой области

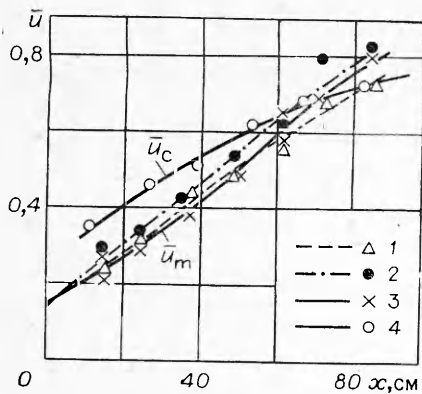


Рис. 4. Профили массовой скорости потока за фронтом детонационных волн в гетерогенной системе гексадекана — кислород при $p_0 = 1$ атм. 1 — $D=1750$ м/с, $h=4,1$ мкм; 2 — $D=1800$ м/с, $h=5,7$ мкм; 3, 4 — $D=1800$ м/с, $h=5,2$ мкм.

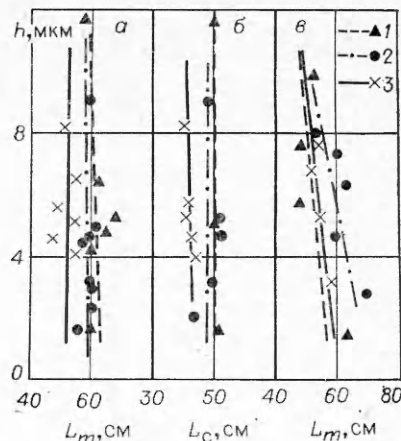


Рис. 5. Расстояния до плоскости Чепмена — Жуге для гексадекана (а, б) и декана (в) при различных концентрациях горючего. p_0 , атм: 1 — 0,2, 2 — 0,5, 3 — 1.

($\sim 2d$) волна почти параллельна оси. На расстояниях $x \gtrsim (6 \div 7)d$ наклон волны вновь возрастает и в дальнейшем остается почти постоянным и равным $\gamma \simeq 20 \div 30^\circ$. Такое поведение акустической волны есть следствие небольшого отличия частоты вращения «головы» от частоты собственных колебаний и наличия градиента параметров в протяженной зоне реакции. Влияние непостоянства параметров вдоль потока на колебательные процессы не рассматривается в существующих акустических теориях [34—36]. Вычисления с помощью акустической теории [33] по значениям h_c/d (h_c — шаг спина) эффективной относительной скорости звука ($\bar{c} = c/D$) в окрестности поверхности Чепмена — Жуге, которая дает равную наблюдаемой частоту вращения, позволяют оценить $\bar{c} \simeq 0,48 \pm 0,03$.

Влияние на спиновую детонацию в гетерогенных системах акустических процессов свидетельствует, как и в газах, об автоколебательной природе спиновой гетерогенной детонации.

Существующая попытка описания спиновой детонации в гетерогенных системах [37] содержит искусственное предположение о наличии распространяющихся по спирали детонационных взрывов, возникающих периодически на расстоянии нескольких диаметров трубы от головной ударной волны и догоняющих передний ударный фронт. В более ранних работах [29, 30] выяснено, что такой детонационный процесс является стационарным в системе координат, связанной с «головой» спина, а не пульсирующим, как это предполагается в [37]. Более того, анализ теплерограмм показывает отсутствие взрывных процессов в глубине зоны реакции, которые введены в модели [37].

Из обработки большого числа опытов извлекались данные о массовой скорости потока за фронтом волны и о положении поверхности Чепмена — Жуге. Для каждого опыта по измерениям углов наклона треков на теплерограммах строились в системе фронта детонационной волны безразмерные кривые массовой скорости \bar{u}_m ($\bar{u} = u/D$), а по трекам на снимках самосвечения — профили массовой скорости \bar{u}_c . Пример такого построения приведен на рис. 4. Изменение массовой скорости за фронтом носит плавный характер. Обращает на себя внимание различие в величине скоростей \bar{u}_m и \bar{u}_c в одном и том же сечении x , связанное с неоднородностью течения по сечению. Значения \bar{u}_c соответствуют потоку в реагирующем диффузном слое и в начальный период выше \bar{u}_m , поскольку пламя еще расположено вблизи стенок. В дальнейшем ($x > 12 \div 14d$), когда пламя заведомо перекрывает все сечение трубы, ситуация изменяется на обратную — \bar{u}_c несколько ниже, чем \bar{u}_m . В первые моменты и при удалении от фронта до $x \simeq 8 \div 10d$ скорость, измеренная по теплерограммам, боль-

ше соответствует средней скорости потока и, следовательно, несет информацию также и о центральной части потока.

Оценку сверху расстояния до поверхности Чепмена — Жуге можно получить, если использовать критерий, применяемый в газовой детонации для средних скоростей потока и звука по сечению трубы $\bar{u} = \bar{c} = 0,54 \pm \pm 0,01$. Такие значения получены по кривым \bar{u}_m и приведены для гексадекана и декана на рис. 5, а, в. Расстояния L_c , на которых $\bar{u}_c = \bar{c} = 0,54 \pm \pm 0,01$, приведены для соответствующих опытов для гексадекана на рис. 5, б и составляют 8—10d. L_m для гексадекана убывает с ростом давления, для декана зависимость L_m от p_0 более сложная и объясняется влиянием паровой фазы горючего, способствующей сокращению зоны реакции при малых давлениях.

Нижнюю оценку расстояния до поверхности Чепмена — Жуге можно получить, если считать (как в работе [24]), что центральная часть потока сжимается диффузионным пограничным слоем и в минимальном его сечении осуществляется переход через скорость звука $\bar{u}^* = \bar{c}^*$. Расчеты с использованием свойств кислорода из [38] показывают, что для $D = = 1610 \div 1875$ м/с ($M_0 = 4,9 \div 5,7$) $\bar{u}^* = \bar{c}^* = 0,415 \div 0,4$ (здесь M_0 — число Маха фронта детонационной волны). С использованием этого критерия и экспериментального профиля скорости \bar{u}_c получим нижнюю оценку расстояния до поверхности Чепмена — Жуге для диапазона $p_0 = 0,2 \div 1$ атм: $L^* \sim 4d$. Реально из-за влияния перемешивания потока по сечению течение в центральном потоке нельзя считать таким, как это сделано при оценке L^* и в работе [24]. Поверхность Чепмена — Жуге, по-видимому, не является плоской, и истинное ее положение заключено между L_m и L^* . Так определять положение поверхности Чепмена — Жуге правомернее, чем по профилю тепловыделения, как это сделано в работах [21, 22].

В заключение авторы благодарят В. В. Зыкова за изготовление многоканального хронометра и В. В. Митрофанова за внимание к работе и ряд критических замечаний.

Поступила в редакцию 25/XI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Loison, Comptes Rendus, 1952, 234, 5.
2. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов и др. Промышленная энергетика, 1964, 24, 12.
3. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
4. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
5. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
6. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA, 1969, 7, 5.
7. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
8. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.
9. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк и др. Докл. АН СССР, 1976, 227, 4.
10. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк и др. Докл. АН СССР, 1976, 230, 2.
11. С. А. Лесняк, Я. К. Трошин. ФГВ, 1970, 6, 4.
12. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. ФГВ, 1975, 11, 6.
13. В. М. Гендугов, Т. В. Ромаданова. Вестн. МГУ, 1975, 3.
14. K. W. Ragland, C. F. Garcia. Comb. Flame, 1972, 18, 1.
15. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк и др. Докл. АН СССР, 1976, 231, 1.
16. И. Н. Зверев, В. М. Гендугов, Н. И. Зверев. ФГВ, 1975, 11, 6.
17. Г. П. Черепанов. ПМТФ, 1965, 4.
18. В. М. Гендугов. ФГВ, 1973, 9, 2.
19. И. Н. Зверев, Н. И. Зверев. Тр. кафедры газовой и волновой динамики, МГУ, 1975.
20. И. Н. Зверев, Н. И. Зверев, Н. И. Смирнов. — В сб.: Газовая и волновая динамика. Вып. 2. М.: МГУ, 1979.
21. M. Sichel, C. S. R. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1970.
22. C. S. R. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. and Techn., 1972, 4, 5.
23. Y. Fujitsuna, S. Tsuge. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1973.
24. Y. Fujitsuna. Acta Astronautica, 1979, 6, 7—8.
25. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
26. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий, Я. К. Трошин. ФГВ, 1975, 11, 4.
27. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ФГВ, 1977, 13, 5.
28. J. R. Bowen, K. W. Ragland et al. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1970.
29. А. Р. Пинаев, В. В. Митрофанов. Докл. АН СССР, 1975, 225, 3.
30. А. В. Пинаев. ФГВ, 1977, 13, 3.
31. J. J. Eggenbeck. Phys. Fluids, 1964, 7, 5.

32. В. И. Манжалей, В. А. Субботин. ФГВ, 1976, 12, 6.
 33. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Наука, 1963.
 34. N. Manson. Compt. Rendus, 1946, 222, 46.
 35. J. A. Fay. J. Chem. Phys., 1952, 20, 6.
 36. Chu Boa — Teh. Proceeding of Symposium Aerothermochem, 1955. Evanston, 1956.
 37. Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ, 1980, 2.
 38. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Ред. В. П. Глушко, Т. II. М.: Изд-во АН СССР, 1962.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В КОНИЧЕСКИХ ТРУБАХ

С. А. Губин, С. М. Когарко, В. Н. Михалкин
(Москва)

Детонация горючих газовых смесей находит все более широкое применение в различных технологических процессах. Встречаются случаи, когда необходимо перепустить детонационную волну из трубы малого диаметра в трубу большого диаметра. Обычно такой перепуск осуществляется через конические трубки. Переход детонационной волны из трубы постоянного сечения в коническую сопровождается ее ослаблением или полным разрушением. На величину ослабления детонационной волны при таком переходе влияют угол раствора и диаметр отверстия при вершине конической трубы [1]. Для смесей одинакового состава и начального давления условия перехода детонационной волны сохраняются в установках с различными геометрическими размерами, если остается постоянным отношение $l \frac{\operatorname{tg}(\alpha/2)}{r}$, где l — ширина зоны реакции; α , r — угол раствора и радиус входного отверстия конической трубы.

В случае расходящейся детонационной волны происходит постоянное увеличение поверхности фронта детонационной волны, а следовательно, изменение внутренней структуры волны.

Изучение структуры фронта детонационной волны позволило установить, что детонационная волна представляет собой трехмерный газодинамический процесс [2—6], в котором главную роль в распространении самоподдерживающейся детонации играют столкновения поперечных волн. В работе [7] экспериментально исследовался механизм возникновения дополнительных поперечных волн во фронте расходящейся детонационной волны в плоском расширяющемся канале.

В [8] изучалось поведение ячеистой структуры, полученной по отпечаткам на боковой поверхности плоского расширяющегося канала, для водородно-кислородной стехиометрической смеси, разбавленной различными количествами аргона. В зависимости от разбавления аргоном смеси и угла раствора расширяющейся секции обнаружено, что при распространении расходящейся цилиндрической волны происходит ее ослабление с частичным исчезновением поперечных волн и последующее восстановление волны на некотором расстоянии. Средний размер неоднородности или поперечный размер ячейки зависит от средней скорости волны, температуры сжатого газа за пей и кинетики реакции [9—11]. Поэтому размер ячейки многофронтной детонации — важная характеристика структуры детонационной волны.

В связи с перечисленными выше фактами значительный научный интерес представляет изучение поведения многофронтной газовой детонации в конических трубах.

В настоящей работе изучались следующие вопросы:

- 1) изменение структуры многофронтной газовой детонации при переходе из трубы постоянного сечения в коническую трубу;