

ВЛИЯНИЕ ЗАЗОРОВ НА ПРОЦЕССЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАМЕРАХ СГОРАНИЯ.

II. ЗАПУСК ДЕТОНАЦИИ ВНУТРИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ

В. А. Субботин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

В цилиндрической камере с зазором на периферии методом скоростной шпирен-киносъемки исследованы режимы сгорания кислородных газовых смесей. Установлено, что пламя, проникающее из камеры в зазор, может ускоряться вплоть до детонационных скоростей. При этом волна реакции в зазоре опережает распространяющийся по камере первичный фронт горения, а истекающие из зазора продукты реакции создают в камере вторичные очаги горения. Реализован процесс, в котором детонационная волна, возникшая в зазоре вблизи одного фланга пламени, вошла в основной объем через его противоположный фланг, возбудив взрыв сначала в зоне турбулентного горения («взрыв внутри взрыва»), а затем детонационную волну в непрореагировавшем газовом заряде («стук» в двигателе). Расшифрована газодинамическая структура вторичного очага горения, создаваемого в цилиндрической камере сгорания распространяющейся в зазоре детонационной волной.

ВВЕДЕНИЕ

В первой части данной работы [1] показано, что зарегистрированный в эксперименте [2] квазистационарный вторичный очаг горения, вращающийся с постоянной угловой скоростью внутри цилиндрической камеры сгорания, не является, как это ранее считалось [2, 3], самовоспламенением нагретой ударными волнами (УВ) взрывчатой газовой смеси. В действительности смесь в камере поджигала распространявшаяся в зазоре детонационная волна (ДВ), поэтому данный процесс можно назвать волной детонационного псевдосамовоспламенения. Такая волна авторами обзора [3] представлена в качестве доказательства существования спонтанных режимов горения (градиентный механизм). В отличие от первоначальной трактовки [2], где предполагалось, что газ воспламеняется за косой ударной волной, в [3] обнаружен более ранний этап самовоспламенения. Считается, что сначала возникает не волна, а отдельные вторичные очаги горения, и лишь на завершающем этапе по исходной смеси, содержащей островки сгоревшего газа, проходит волна спонтанного самовоспламенения. Многоочаговый характер воспламенения не согласуется с механизмом спонтанного пламени [1], независимо от того, что горит: вся смесь или только «легковоспламеняющаяся до-

бавка», использовавшаяся в [4] для создания температурной неоднородности.

Скорость волны самовоспламенения обратно пропорциональна градиенту периода индукции в газе перед волной, и стационарная волна может возникнуть только в том случае, если величина и направление градиента температуры изменяются монотонно и по определенному закону. С возникновением очагов скачки температуры появляются не только на их границах, но и в несгоревшем газе, где интерферируют возмущения, генерируемые очагами горения. Это состояние можно назвать «градиентным хаосом». Очевидно, что в такой среде отсутствуют условия, необходимые для реализации механизма спонтанного пламени.

Спонтанное пламя используют для объяснения причин возникновения разнообразных взрывных явлений: в газоперекачивающих агрегатах магистральных трубопроводов, при иницировании детонации в газовзвесах инертных частиц, при гашении взрыва быстроиспаряющимися агентами и т. д. [3]. Первое место в этом ряду занимает гипотеза о градиентном механизме возникновения детонации в двигателях внутреннего сгорания, которая появилась одновременно с самим механизмом. Признаки зарождения детонационного режима реакции можно обнаружить на последнем кадре

процесса, который имеется в [3] и отсутствует в [2]. В верхней части кадра прослеживается неоднородность в форме полукруга, возникающая в области взаимодействия вершины волны псевдосамовоспламенения с турбулентной зоной первичного пламени и, вероятнее всего, являющаяся областью зарождения взрыва. На основе анализа приведенных в [5] фотографий детонационного горения в модельном двигателе внутреннего сгорания в [1] сделан вывод о том, что зарождение детонации здесь также происходит в результате взаимодействия сталкивающихся фронтов горения.

Эти наблюдения свидетельствуют, что взрыв зарождается внутри зоны турбулентного пламени, которую можно рассматривать как двухкомпонентную макроскопическую смесь, состоящую из фрагментов сгоревшего и несгоревшего газов (далее называем «смесь фрагментов»). В смеси фрагментов из-за градиентного хаоса нет условий для реализации механизма спонтанного пламени. Это явление можно считать «взрывом внутри взрыва» [6]. При знаки его реализации в эксперименте [2] остались не замеченными при обеих интерпретациях процесса [2, 3].

Согласно механизму инициирования взрыва смещением [7–9] причиной возникновения взрывных режимов реакции является гидродинамическая неустойчивость двухплотностной системы «продукты реакции — исходная газовая смесь», и зарождение взрыва происходит в местах наиболее интенсивного перемешивания компонентов системы. В новом подходе к проблеме стука в двигателях внутреннего сгорания [10] перемешивание также рассматривают в качестве ключевого механизма. Однако здесь не учтена важнейшая характеристика системы — разные плотности смешивающихся газов. Математическая модель, учитывающая влияние на процесс горения эффектов, связанных с перемешиванием разноплотных газов, должна быть двухскоростной. Теоретических исследований, удовлетворяющих этому критерию, пока немного, одно из них — работа [11], в которой предложена двухжидкостная модель горения.

Если наше предположение о том, что в эксперименте [2] зарегистрирован «взрыв внутри взрыва», верно, то данный процесс можно считать одним из возможных сценариев зарождения стука в двигателе внутреннего сгорания.

Цель данной работы — в цилиндрической камере сгорания, имеющей на периферии за-

зор определенной формы, осуществить детонационный режим догорания последней части газового заряда посредством «запуска» взрыва в зоне турбулентного пламени («взрыв внутри взрыва») в момент входа в нее распространяющейся по зазору ДВ.

СЦЕНАРИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА, МОДЕЛИРУЮЩЕГО МЕХАНИЗМ ЗАРОЖДЕНИЯ СТУКА

Выяснить причину появления очагов вторичного горения можно путем сравнения снимков, полученных в камере с зазором и без него. Этот же результат можно получить в одном эксперименте, если ДВ возбудить в соединенном с камерой («незамкнутом» [12]) участке зазора и через промежуток времени, достаточный для получения нескольких кадров процесса, перевести волну в изолированный от камеры («замкнутый») участок зазора. Распространяясь в изолированном от камеры зазоре, ДВ перестанет поджигать смесь в камере, и тангенциальная скорость волны вторичного горения резко уменьшится, что будет прямым доказательством высказанных в [1] предположений о механизме волны самовоспламенения [3]. Образование смеси фрагментов можно рассматривать как процесс сенсibilизации (повышения чувствительности) горючей смеси к зарождению в ней взрывных и детонационных процессов. В эксперименте [9] наблюдали самопроизвольное зарождение детонации в области сенсibilизации ацетиленокислородной смеси, созданной в камере волной горения, распространявшейся в зазоре со скоростью в два раза меньше детонационной. Поджигание газа истекающими из зазора продуктами реакции является очень эффективным, но не единственно возможным процессом, приводящим к сенсibilизации смеси. В турбулентном пламени постоянно генерируется смесь фрагментов, в которой также возможно самопроизвольное зарождение детонации. В цилиндрической камере сгорания имеется возможность принудительного возбуждения взрыва в зоне турбулентного пламени с помощью распространяющейся в зазоре ДВ. Для более эффективного запуска взрыва желательно, чтобы ДВ вошла непосредственно в зону первичного пламени. Это можно организовать, придав зазору форму, обеспечивающую плавный поворот ДВ от тангенциального направления распространения к радиальному. Чтобы встреча ДВ и первичного пламени

произошла у конца зазора, необходимо синхронизировать оба процесса. Это достаточно просто осуществить при раздельном инициировании горения в камере и детонации в зазоре и гораздо сложнее — в случае, когда смесь поджигается только в камере, откуда волна горения самопроизвольно проникает в зазор и там трансформируется в ДВ.

Для воспроизведения процесса, моделирующего механизм зарождения стука в двигателях внутреннего сгорания, смесь желательнее поджигать в одной точке. В отличие от раздельного инициирования в этом случае управление процессом менее эффективно, поскольку появился нестабильный этап: переход горения в детонацию в зазоре. На такой переход можно воздействовать подбором формы зазора, созданием искусственной шероховатости на его начальном участке и варьированием начального давления смеси и интенсивности поджигающего импульса. Для сокращения длины участка, на котором происходит переход горения в детонацию, следует уменьшать величину зазора. При этом граница области существования стационарных ДВ, которые могут распространяться в зазоре, смещается в сторону более высоких давлений.

Приведенный в [2, 3] процесс асимметричен: волна вторичного горения возникла вблизи одного фланга первичного пламени в момент времени, когда его фронт находился от точки инициирования на расстоянии, примерно равном радиусу камеры. Фронт первичного горения на приведенных в [2, 3] фотографиях достаточно симметричен и имеет форму, близкую к дуге окружности с центром в точке инициирования. Симметричны также и распространяющиеся перед фронтом пламени неоднородности, являющиеся элементами структуры отраженных волн [1], которые в [3] расшифрованы как вторичные очаги воспламенения.

Согласно модели спонтанного пламени его развитие полностью определяется предысторией процесса. Поэтому асимметричное завершение симметрично развивавшегося процесса, начавшееся после возникновения одной волны псевдосамовоспламенения, не согласуется с механизмом спонтанного пламени. В отличие от волн самовоспламенения у ДВ нет выделенного направления распространения, и в зазоре они могут распространяться в направлении как по, так и против часовой стрелки.

Среди режимов горения, которые могут реализоваться в незамкнутых каналах, дето-

национный является наиболее стабильным и воспроизводимым. Именно такой процесс зарегистрирован в [2], и поэтому его повторение вполне возможно. Область существования детонации в незамкнутых каналах определена в [12], функциональная зависимость ее границы в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ приведена в [1]. В эксперименте [2] вторичный очаг горения распространялся по газу, сжатому за отраженной УВ, и поэтому существовала возможность его трактовки как процесса самовоспламенения смеси. Эту возможность легко исключить, создав волну вторичного горения в невозмущенном газе.

Координата места встречи двух одновременно развивающихся процессов (детонационной волны внутри зазора и первичного пламени в камере) зависит от времени, в течение которого происходит переход горения в детонацию внутри зазора, и от скоростей детонации в зазоре и первичного пламени в камере. Несмотря на большой разброс значений первого из этих параметров, существует возможность усовершенствования процесса [2], с тем чтобы в одном эксперименте можно было:

- 1) создать волну псевдосамовоспламенения протяженностью не меньше, чем в работе [2], но распространяющуюся по невозмущенному газу,

- 2) осуществить распад волны детонационного псевдосамовоспламенения после входа детонации в изолированный участок зазора и тем самым сохранить часть свежей смеси для того, чтобы позднее она могла сгореть в ДВ,

- 3) синхронизировать моменты выхода детонации из изолированного участка зазора и прихода к этому месту первичного фронта горения, создав тем самым условия для зарождения взрыва в турбулентной зоне первичного пламени.

В предварительных экспериментах волны псевдосамовоспламенения были получены в смесях $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Оказалось, что в последней смеси первичный и вторичный фронты горения находятся на большем расстоянии друг от друга. Благодаря этому часть волны псевдосамовоспламенения, не подверженная влиянию создаваемых первичным пламенем возмущений, оказалась достаточно протяженной. Эта особенность смеси облегчает расшифровку и упрощает описание структуры возникающей в ней волны вторичного горения. После корректировки формы и размеров зазора в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ удалось получить запланированный процесс.

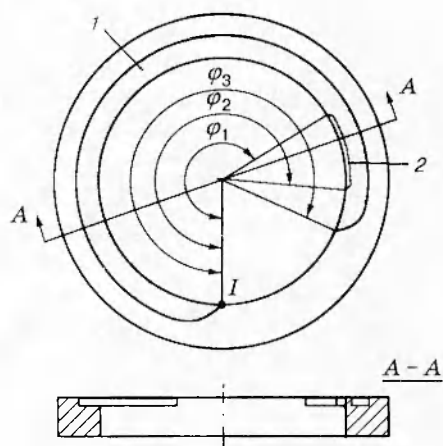


Рис. 1. Схема кольца (деталь камеры с зазором): 1 — поверхность зазора, 2 — перегородка, I — точка инициирования горения в камере; $\varphi_1 = 238^\circ$, $\varphi_2 = 275^\circ$, $\varphi_3 = 295^\circ$

ЭКСПЕРИМЕНТ

Размеры использовавшейся в эксперименте камеры практически те же, что и в [2]: диаметр 90,8 мм, глубина 10,2 мм, объем 66 см³. Добавлен зазор, объем которого в ≈ 50 раз меньше основного объема камеры. Величина зазора 0,7 мм, радиус его внешней границы 53,5 мм. Камера состояла из двух стеклянных пластин диаметром 120 мм, между которыми зажималось кольцо. Зазор (рис. 1) находился между плоскими поверхностями одной из пластин и более тонкой части кольца. Часть зазора отделялась от основного объема перегородкой. Смесь поджигали в точке I сформировавшейся вне камеры ДВ, затухавшей в момент выхода из отверстия диаметром 3,5 мм. Ось отверстия направлена вдоль радиуса и расположена посередине между плоскими поверхностями кольца. Для сокращения промежутка времени, в течение которого внутри зазора происходит переход горения в детонацию, и для уменьшения его разброса на поверхности кольца на длине 30 мм от начала зазора была создана искусственная шероховатость в виде конусообразных углублений диаметром ≈ 2 мм и глубиной $\approx 0,5$ мм. Осуществить инициирование детонации в заранее заданном месте камеры удалось с помощью зазора следующей формы: угол между направлением на точку инициирования I (см. рис. 1) и радиусом, проведенным к началу перегородки, $\varphi_1 = 238^\circ$; концам перегородки и зазора соответствуют углы $\varphi_2 = 275^\circ$ и $\varphi_3 = 295^\circ$.

На рис. 2 приведены характерные кадры

шлирен-кинограммы сгорания смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($p_0 = 0,28$ МПа) в цилиндрической камере с зазором. На них зарегистрированы три разных волновых режима горения: первичное пламя, волна псевдосамовоспламенения и ДВ, возникшая в заранее заданном месте.

Иницирующая ДВ в момент выхода из трубки в камеру затухла, поскольку диаметр трубки был в 2 раза меньше критического. Критический диаметр незатухающего выхода $d^* \approx 7$ мм для $p_0 = 0,28$ МПа получен экстраполяцией в область более высоких давлений приведенного в [13] значения $d^* = 20$ мм, соответствующего $p_0 = 0,114$ МПа.

ДВ в зазоре сформировалась у левого фланга первичного фронта горения в момент времени $t = 32$ мкс. Кадры $t = 40 \div 96$ мкс соответствуют первой фазе процесса — распространению квазистационарной волны вторичного горения по невозмущенному газу; кадр $t = 112$ мкс иллюстрирует ее распад. На рис. 3 схематически представлена структура кадров $t = 96$ и 112 мкс. Кадр $t = 112$ мкс примечателен тем, что в это время распространяющаяся за перегородкой ДВ подошла к концу зазора (см. рис. 3, б), вблизи которого в камере возникли благоприятные условия для возбуждения «взрыва внутри взрыва»: турбулентная зона (смесь фрагментов) на правом фланге первичного пламени находится у конца зазора. Смесь фрагментов «растеклась» вдоль стенки камеры, полностью перекрыв выходное отверстие зазора. В момент времени $t = 120$ мкс распространявшаяся в зазоре волна вышла в сенсублизованную смесь, и в ней без заметной задержки возникла ДВ.

Из смеси фрагментов детонационная волна переходит в несгоревший газ, сохранившийся благодаря распаду волны вторичного горения. Кадры $t = 120 \div 144$ мкс соответствуют распространению взрывной (детонационной) волны внутри камеры. При этом детонирует как несгоревший газ, находящийся в области A_1DE , так и частично прореагировавшая смесь фрагментов. Эта фаза процесса, соответствующая детонационному режиму догорания непрореагировавших остатков газового заряда, по нашим представлениям, воспроизводит явление стука в двигателе внутреннего сгорания.

На рис. 4 представлена зависимость угловой координаты φ распространяющегося у стенки возмущения от времени. До начала перегородки ($\varphi < \varphi_1$) φ является угловой координатой вершины волны вторичного горения.

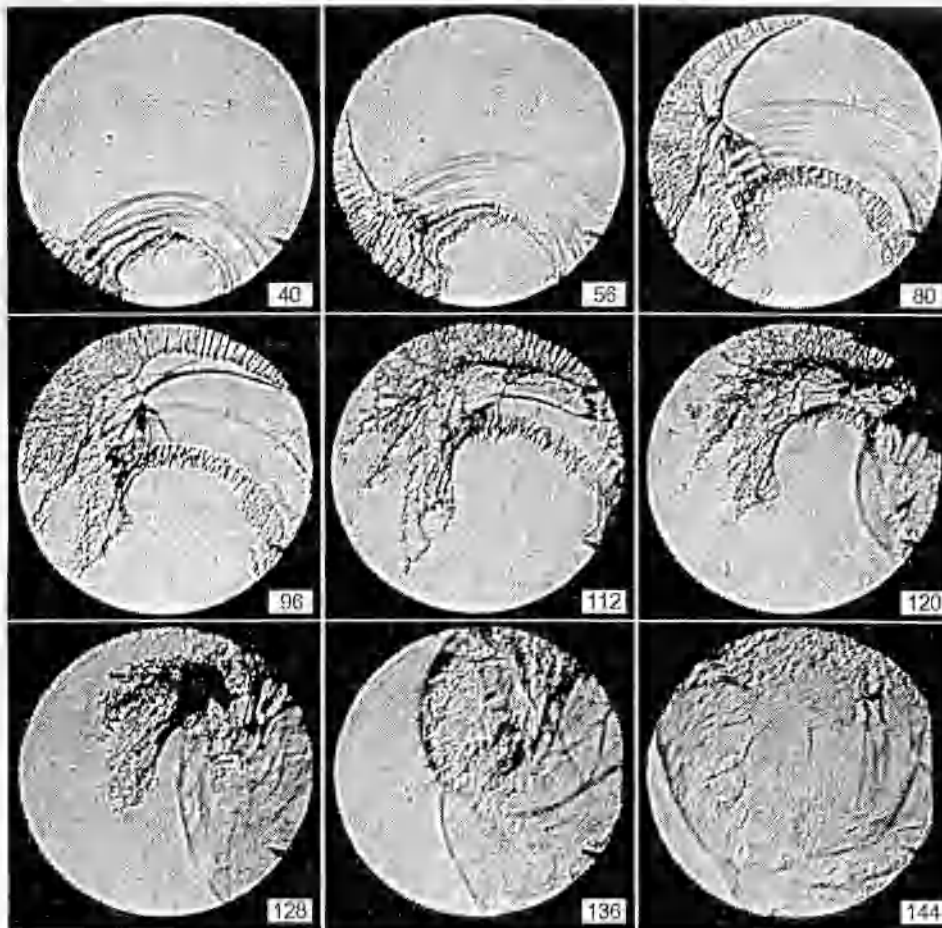


Рис. 2. Шлирен-фотографии процесса горения в камере с зазором:

смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 0,28$ МПа; на кадрах указано время t , мкс, от момента поджигания смеси в камере; $t = 40 \div 96$ — ДВ распространяется в зазоре, соединенном с камерой, $t = 112$ — в изолированном зазоре; $t = 120 \div 144$ — детонация («стук») в камере

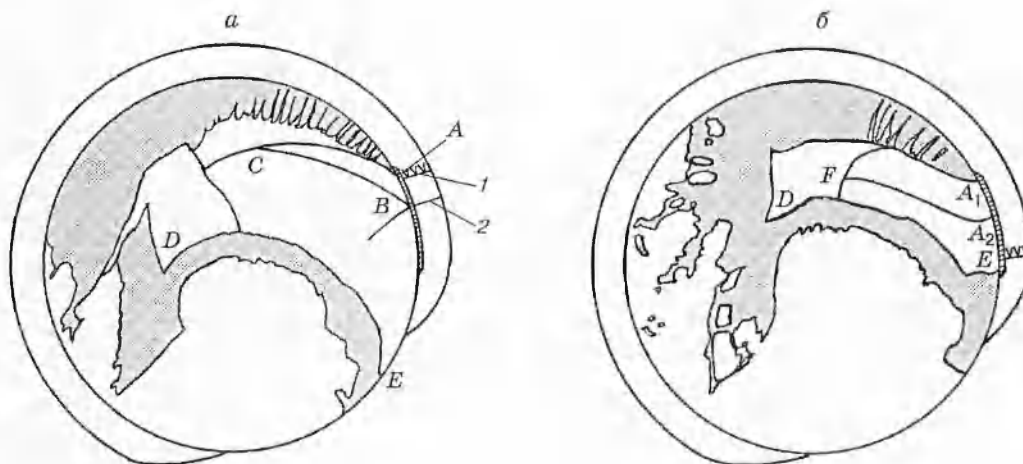


Рис. 3. Основные элементы структуры волны горения:

кадры: a — $t = 96$ мкс, b — $t = 112$ мкс; 1, 2 — предполагаемые положения детонационной и ударной волн в зазоре, затемненные области — смесь фрагментов; волна первичного горения: ED — фронт пламени, BC — ударный скачок; волна вторичного горения: AD , A_1D — фронты пламени, AC , A_2F — фронты УВ

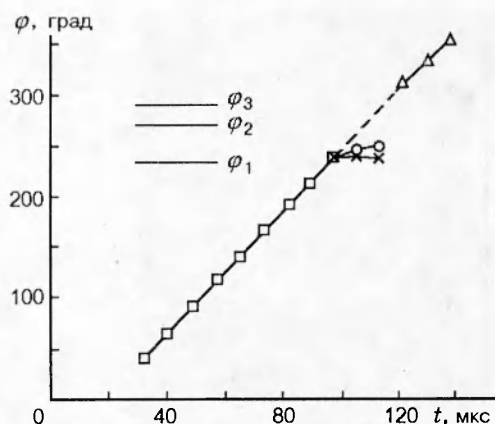


Рис. 4. Зависимость угловой координаты φ распространяющихся вдоль стенки возмущений от времени:

□ — вершина волны псевдосамовоспламенения; ×, о — фронты пламени и УВ, разделившиеся после распада волны; Δ — граница области взрыва

В интервале углов $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$, когда ДВ распространяется за перегородкой, на график нанесены координаты точек контакта со стенкой камеры ударного скачка и фронта горения, образовавшихся после распада волны псевдосамовоспламенения. За концом зазора ($\varphi > \varphi_3$) образуется расширяющаяся во всех направлениях область взрыва; координаты ее фронта, примыкающего к цилиндрической стенке камеры, также нанесены на график. Видно, что точка, соответствующая возникшей в камере взрывной волне, лежит на продолжении траектории волны псевдосамовоспламенения. Это означает, что взрыв в сенсibilизированной области («взрыв внутри взрыва») возникает практически мгновенно после выхода детонации из зазора. Формально можно считать, что ДВ переходит из зазора в камеру не затухая.

Рассмотрим более подробно количественные и качественные характеристики волн первичного и вторичного горения и перехода детонации из зазора в объем камеры.

ВОЛНА ПЕРВИЧНОГО ГОРЕНИЯ

Зависимости координат фронтов первичного пламени y_f и генерируемой им ударной волны y_s от времени приведены на рис. 5. Координаты измеряли вдоль диаметра камеры, проведенного через ось подводящей трубки. Скорости УВ и фронта пламени вблизи трубки равны скорости детонации, затем быстро уменьшаются. Скорость УВ (U_s) вначале ($t = 8 \div 24$ мкс)

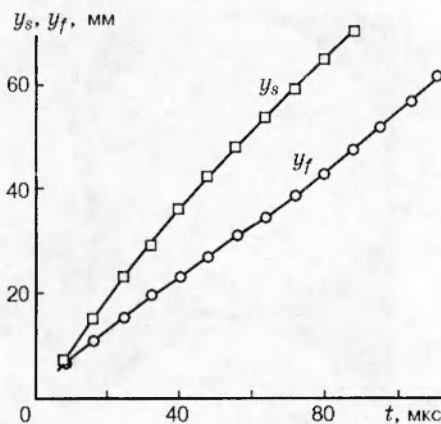


Рис. 5. Зависимости координат фронтов первичного пламени y_f и генерируемой им ударной волны y_s от времени

составляет около 1100 м/с, затем ($t > 45$ мкс, $y_s > 40$ мм) она уменьшается до 690 ± 30 м/с (число Маха $M \approx 1,3$) и в дальнейшем практически постоянна. Относительное сжатие газа в такой волне $\sigma = 1,5$, массовая скорость газа $U_p = 230$ м/с. После нормального отражения волны относительное сжатие возрастает до 2,15, температура — до 410 К.

На рис. 5 видны пульсации фронта горения. В начале процесса пульсации связаны с распространением по фронту крупномасштабных выпуклостей, возникших в момент распада ДВ. Последняя пульсация скорости наблюдается при $t = 64$ мкс ($y_f = 34$ мм). В этой точке скорость скачком возрастает от 460 ± 25 до 535 ± 25 м/с, затем еще несколько увеличивается и начиная с $t > 80$ мкс остается практически постоянной (585 ± 30 м/с). На снимках (см. рис. 2) в момент возникновения скачка скорости впереди фронта пламени появляется волна сжатия, которая позднее превращается в ударный скачок. На кадре $t = 80$ мкс темная серпообразная зона перед правым флангом пламени — волна сжатия, на кадре $t = 96$ мкс сформировавшаяся из нее УВ регистрируется в виде более темной дуги, расположенной посредине между фронтами первичного и вторичного пламен. Причина возникновения волны сжатия — выброс смеси фрагментов и продуктов реакции, образующихся в процессе ее сгорания, в глубь области, расположенной за первичным пламенем. Выброс происходит в результате взаимодействия вторичного и первичного пламен. Начало этого процесса видно на левом фланге первичного пламени (кадр $t = 56$ мкс),

где на внутренней границе турбулентной зоны первичного горения, примыкающей к стенке камеры, появляется выпуклость. Во внедряющейся в глубь области первичного горения выпуклости смесь фрагментов сгорает неравномерно. В результате образуется крупномасштабная неоднородность, представляющая собой расширяющуюся область сгоревшего газа, имеющую форму полумениска, внешней границей которой является дугообразная перемычка из фрагментов несгоревшего газа. Снимки этого явления (кадры $t = 64$ и 72 мкс) на рис. 2 не приведены; небольшую неоднородность, представляющую собой несгоревшие остатки перемычки, видно на кадре $t = 80$ мкс у стенки камеры несколько левее точки инициирования; ее угловая координата (согласно рис. 1) $\varphi \approx 20^\circ$. Таким образом, с появлением волны псевдосамовоспламенения интегральная скорость горения смеси в камере резко возрастает как за счет увеличения суммарной протяженности фронтов пламени, так и благодаря интенсификации горения во фронте первичного пламени.

Видимая скорость первичного пламени (U_f) в эксперименте [2] меньше, а расстояние между УВ и фронтом пламени больше, чем в данном процессе. По нашим оценкам в эксперименте [2] $U_f \approx 330$ м/с, что в $1,5 \div 1,8$ раза меньше, чем в представленном на рис. 2 процессе. В нашем эксперименте $(y_s - y_f)/y_s \approx 1/3$, а в работе [2] — $\approx 2/3$. Эти отличия являются следствиями более мощного инициирования (с помощью затухающей ДВ) и возникновения вторичного очага горения в более ранней фазе процесса.

На основании косвенных измерений в [1] получена оценка скорости УВ в эксперименте [2] ($U_s \leq 750$ м/с). В действительности скорость УВ в [2] была менее 690 м/с. Это уточнение подтверждает достоверность проведенных оценок, но принципиально ничего не меняет, поскольку и при завышенной скорости УВ точка, соответствующая параметрам газа за прямой отраженной волной, находится вне области воспламенения для данной смеси.

По сжатию за ударным скачком несгоревшему газу от фронта горения распространяется множество волн сжатия. Причина возникновения одной из них, наиболее интенсивной, рассмотрена выше. Волны сжатия лучше всего видны на кадре $t = 80$ мкс в области, расположенной на горизонтальном диаметре примерно на расстоянии одной трети его длины от левого конца. Данный эффект связан с настройкой

теневого прибора и виден на других снимках. Так, в левой половине кадра $t = 40$ мкс первичное пламя и продольные неоднородности в нем видны гораздо контрастнее, чем в правой.

Крупномасштабные возмущения достаточно регулярны и их характерный пространственный период составляет ≈ 7 мм, временной — ≈ 10 мкс. Возможная причина возникновения волн сжатия — периодические взрывы в глубине за фронтом смеси продуктов реакции и несгоревшего газа, перемешанных на микроскопическом уровне, но еще не сгоревших. Эта смесь образуется при деформации и дроблении фрагментов несгоревшего газа и турбулизации их поверхностного слоя.

ВОЛНА ДЕТОНАЦИОННОГО ПСЕВДОСАМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Приводимые ниже параметры волны вторичного воспламенения несколько отличаются от указанных в [14], однако расхождение не превышает погрешности измерения. В интервале $t = 48 \div 96$ мкс средняя угловая скорость волны псевдосамовоспламенения $\omega = 54,8 \pm 1 \cdot 10^3$ рад/с; скорость детонации у внутреннего контура зазора $D_i = 2490 \pm 50$ м/с, у внешнего — $D_o = 2925$ м/с; расчетная скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге $D_{CJ} = 2883$ м/с ($p_0 = 0,28$ МПа, $T_0 = 298$ К). Возмущение отходит от стенки под углом $35 \pm 5^\circ$; угол наклона практически не изменяется до точки разделения возмущения на ударный скачок и фронт горения. Эта точка отстоит от стенки на расстояние $\approx 2,5$ мм. Участок волны вторичного горения от вершины до точки разделения можно представить как своеобразную развертку во времени нестационарной стадии истечения, возникающей после включения источника сгоревшего газа. Протяженность начального участка (вдоль радиуса) составляет примерно четыре характерных размера канала, из которого истекает газ. Нормальная скорость УВ на этом участке $\approx 0,6 D_{CJ}$, и температура газа за УВ недостаточна для его самовоспламенения непосредственно за ударным скачком. Начиная от точки разделения, координаты которой $r = 0,94R$, $\alpha = 5^\circ$ (R — радиус камеры, α — угол, отсчитываемый от вершины возмущения), до точки с координатами $r = 0,6R$, $\alpha = 63^\circ$ форма ударного скачка достаточно хорошо аппроксимируется дугой окружности радиусом $R_1 = 0,76R$, центр которой находится на расстоянии $OO_1 = 0,33R$ от центра камеры (рис. 6). Максимальная абсолютная погреш-

ность такого приближения, измеренная вдоль радиуса, не превышает 0,5 мм.

Благодаря данной аппроксимации появилась еще одна возможность измерения угла поворота возмущения с использованием интегральной характеристики формы фронта волны псевдосамовоспламенения — путем измерения углов, соответствующих положению центров кривизны на окружности радиусом $0,33R$. Найденные двумя независимыми способами значения угловой скорости совпали с точностью до ошибки измерения.

С помощью аппроксимации можно получить зависимость нормальной скорости вторичного ударного фронта U_n от угла α . Вблизи точки разделения $U_n = 770 \pm 40$ м/с, и с увеличением α до 60° она почти линейно уменьшается до 630 ± 30 м/с. Радиальная скорость фронта волны в области применимости аппроксимации больше U_n примерно на 50 м/с. Скорость вторичного фронта горения при $\alpha = 5 \div 20^\circ$ составляет $600 \div 700$ м/с, затем скачком уменьшается примерно в 2 раза — до $300 \div 350$ м/с.

Вогнутая граница вторичного возмущения на кадре 8 рис. 6 из [2] представляет собой УВ, поскольку ее форма хорошо аппроксимируется дугой, параметры которой показаны в этой работе на рис. 6. Приведенное в [2] значение D_i также совпало с измеренным в нашем эксперименте, поэтому должны были совпасть и значения радиальной скорости (U_r) вторичной волны. Но этого не наблюдается: согласно [3] $U_r \approx 300$, по нашим измерениям — $U_r = 680 \div 820$ м/с. Ошибка допущена в [3], и она легко выявляется из качественных соображений, поскольку нормальная скорость ста-

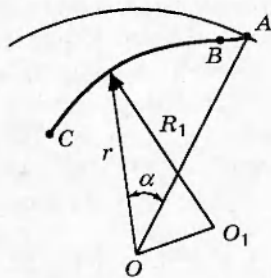


Рис. 6. Аппроксимация границы волны псевдосамовоспламенения:

A — вершина волны; $R = OA$ — радиус камеры; B ($r = 0,94R$, $\alpha = 5^\circ$) — начало, C ($r = 0,6R$, $\alpha = 63^\circ$) — конец дуги окружности радиуса $R_1 = 0,76R$; $OO_1 = 0,33R$

онарной сверхзвуковой волны не может быть в 1,8 ниже скорости звука в исходном газе [1]. Структура зоны вторичного горения на снимках, приведенных в [2], не видна.

Вторичное пламя на начальном участке (до $\alpha \approx 60^\circ$) имеет характерную «полосатую» структуру, наблюдавшуюся ранее в [8, 9, 12] и представляющую собой «хвосты» несгоревшего газа, простирающиеся в глубь за фронт горения. Смесь фрагментов здесь анизотропна, достаточно регулярна и состоит из чередующихся полос сгоревшего и несгоревшего газов. Период полосатой структуры при $\alpha < 50^\circ$ остается постоянным, а продольный размер фрагментов растет в радиальном направлении со скоростью, близкой к скорости фронта горения. Тангенциальная скорость фрагментов близка к нулю. При $\alpha > 50 \div 60^\circ$ структура смеси фрагментов резко изменяется: полосы исчезают, смесь становится мелкодисперсной и изотропной. Скорость фронта горения в этой области скачком возрастает до ≈ 600 м/с. В дальнейшем ($\alpha > 90^\circ$) прослеживается тенденция к самоорганизации достаточно однородной смеси: возникают ячейки, в основном ромбовидной формы, в середине которых находится сгоревший газ, а на границах — несгоревший. Появление более крупных областей сгоревшего газа связано с тем, что смесь фрагментов интенсивнее сгорает в местах наиболее быстрых деформаций, в частности, вдоль контактных разрывов.

В смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при $p_0 = 15$ кПа наблюдалось зарождение ДВ в области взаимодействия первичного и вторичного фронтов горения. Здесь размер детонационной ячейки $\approx 1,2$ мм, а нормальная скорость пламени ≈ 11 м/с. В условиях этого эксперимента смесь следует считать менее активной, чем в представленном на рис. 2 процессе, где эти величины равны $\approx 0,5$ мм и ≈ 14 м/с. Это означает, что таких характеристик смеси, как скорость нормального пламени и размер детонационной ячейки, недостаточно для описания ее способности к зарождению «взрыва внутри взрыва».

Особенностью водородокислородной смеси, проявившейся в данном и других наших экспериментах по инициированию взрыва посредством смешения продуктов реакции и несгоревшего газа, является ее большая устойчивость (по сравнению с углеводородными смесями) к зарождению «взрыва внутри взрыва». Благодаря этой особенности стали возможны возникновение процесса [2] и его повторение

в нашем эксперименте.

Кадры $t = 96 \div 112$ мкс соответствуют прохождению детонацией изолированной секции зазора, и на них видна трансформация вторичного возмущения, обусловленная прекращением истечения продуктов детонации из зазора. На кадре $t = 96$ мкс форма фронта волны псевдосамовоспламенения существенно не изменилась. Но на оригинальных снимках при большом увеличении видно, что ударный скачок и фронт горения разделяются непосредственно у стенки камеры, а не на расстоянии 2,5 мм от нее, как это было до входа ДВ в изолированный участок зазора.

К моменту $t = 112$ мкс фронт горения сместился примерно на 2 мм назад по сравнению с предыдущим кадром (на рис. 2 не приведен), ударный скачок вырожден в звуковое возмущение, скорость которого в лабораторной системе координат ≈ 500 м/с, т. е. меньше скорости звука. Ударный скачок и фронт горения развернулись почти перпендикулярно стенке и расстояние между ними увеличилось до 10 мм. Перемещение фронта горения в обратном направлении и дозвуковая скорость скачка объясняются существованием у стенки встречного (в направлении против часовой стрелки) потока газа, созданного первичной УВ. Внутри зазора навстречу ДВ движется УВ, что приводит к появлению возмущения, выходящего из смеси фрагментов вблизи вершины вторичного пламени, остановившейся у начала перегородки.

ЗАПУСК «ВЗРЫВА ВНУТРИ ВЗРЫВА»

Новым в данном эксперименте по сравнению с [2] является этап выхода ДВ в сенсibilизированную область. Насколько известно, возможность возникновения ДВ в турбулентной зоне горения ранее никем не рассматривалась. При распространении ДВ по зоне горения число Маха, определенное по скорости звука в сгоревшем газе, $M \approx 2$. Считая, что холодные ($T = 410$ К) фрагменты нагреваются за счет адиабатического сжатия до давления за УВ, соответствующего $M = 2$, можно показать, что температура несгоревшего газа явно недостаточна для его самовоспламенения ($T_{\min} = 680$ К [1]).

Из φ, t -диаграммы процесса распространения волны псевдосамовоспламенения следует, что ДВ не затухает, а практически мгновенно переходит в зону турбулентного пламени (смесь фрагментов). В зазоре ДВ распространяется во встречном потоке газа, создан-

ном проникшей из камеры в зазор первичной УВ. Покажем, что ДВ в случае ее выхода в область несгоревшего газа, сжатого за первичной ударной волной, затухнет. Размер детонационной ячейки в ДВ, распространяющейся в условиях, соответствующих параметрам смеси за падающей УВ, можно определить из приведенных в [15] расчетных данных: $a = 0,33$ мм, при $U_0 = 690$ м/с ($M = 1,28$) и $p_0 = 0,28$ МПа. Детонация выходит из зазора размером 0,7 мм, который прилегает к плоской стенке, поэтому характерный размер канала l^* , от которого зависит незатухающий выход, в два раза больше и $l^*/a = 4,3$. При выходе детонации из круглой трубы $l^*/a = 10 \div 13$, из плоского канала — $5 \div 6$ [16]. Меньшее значение $l^*/a = 3$ получено при исследовании передачи детонации через щель в диафрагме толщиной 10 мм, разделявшей трубу и объем [17]. Расчет [15] соответствует ДВ, распространяющейся со скоростью идеальной детонации. В нашем случае скорость детонации у внутреннего контура зазора 2490 м/с; ей соответствуют размер ячейки $a = 1,1$ мм и отношение $l^*/a = 1,3$. Из всех приведенных выше оценок следует, что ДВ при выходе в смесь, сжатую перед фронтом первичного пламени, должна затухнуть. Единственный недостаток данных оценок заключается в том, что из предположения о стационарности ДВ внутри зазора следует, что ее скорость у внешнего контура зазора на 1% выше скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге. Этой скорости соответствует значение $l^*/a = 4,5$, что в 1,5 раза выше критерия [17]. Применительно к данному эксперименту приведенный анализ не совсем корректен. Здесь более вероятен следующий процесс: распространяющаяся в зазоре ДВ сначала сталкивается с вошедшим через конец зазора пламенем и, пройдя по частично или полностью сгоревшему газу, выходит в турбулентную зону первичного пламени.

Использованный в данном эксперименте способ запуска детонации в сенсibilизированной среде является одним из множества возможных. В данных экспериментах возникновение взрыва наблюдали также при взаимодействии волны псевдосамовоспламенения с отраженной от стенок камеры УВ, с встречной волной псевдосамовоспламенения и с первичным пламенем. С ростом начального давления смесей вероятность самопроизвольного возникновения детонации в камере с зазором значительно возрастала. Это подтверждает наше предположение о том, что на последнем кадре при-

веденного в [3] процесса зарегистрировано зарождение ДВ.

Приведенный выше процесс иллюстрирует все основные режимы горения, которые могут наблюдаться в камере с зазором, но по сути он является лишь более информативным вариантом явления [2], обнаруженного в конце 60-х годов и дважды неверно расшифрованного. Благодаря усовершенствованию процесса удалось исключить некоторые ложные трактовки явления и одновременно получить количественные характеристики первичного и вторичного очагов горения и их взаимодействия. Но принципиально новых результатов, относящихся к газодинамике процесса и механизму воспламенения, отличных от описанных в работах [7–9, 12], здесь, как и предполагалось, не было получено.

Свидетельства не наблюдавшегося ранее явления в данных экспериментах были обнаружены не на кадрах процесса, а на стеклах камеры. Суть его состоит в том, что после проведения отдельных экспериментов на поверхности стекол появлялись эрозионные пятна, состоящие из микротрещин, ориентированных преимущественно в одном направлении. Более подробное описание процессов зарождения детонации в «незапланированных» местах камеры и структуры возникающих при этом эрозионных пятен выходит за рамки данной работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что процессом возбуждения детонации (стука) можно управлять посредством целенаправленного выбора области для запуска «взрыва внутри взрыва» и способа воздействия на нее.

Получены качественные и количественные характеристики волны вторичного горения (псевдосамовоспламенения), создаваемого в объеме камеры детонационной волной, распространяющейся по расположенному на периферии камеры кольцевому зазору.

Смесь фрагментов перетекает из волны вторичного горения в глубь области, расположенной за зоной первичного пламени, что приводит к увеличению скорости первичного пламени и возникновению волн сжатия, выходящих в несгоревший газ.

Способность смесей к инициированию взрыва посредством смешения не совпадает с их детонационной активностью: при равных размерах детонационной ячейки в углеводородных и водородокислородных смесях последняя

смесь более устойчива к зарождению «взрыва внутри взрыва».

Осуществлен один из возможных способов локализации области зарождения «взрыва внутри взрыва», что создает предпосылки для более детального изучения как самого явления, так и связанной с ним эрозии стенок камеры.

Автор признателен В. В. Митрофанову за полезные замечания, высказанные по поводу данной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Субботин В. А. Влияние зазоров на процессы возбуждения детонации газовых смесей в цилиндрических камерах сгорания. I. Очаги псевдосамовоспламенения и спонтанные пламена // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 86–97.
2. Карпов В. А., Соколик А. С. О механизме усиления ударных волн при взаимодействии с пламенем ячеистой структуры // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 2. С. 200–207.
3. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. Спонтанные режимы горения // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 13–27.
4. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Цыганов С. А. Возникновение детонации при многостадийном самовоспламенении // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 4. С. 93–100.
5. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968. С. 592.
6. Meyer J. W., Urtiew P. A., Oppenheim A. K. On the inadequacy of gasdynamic processes for triggering the transition to detonation // Combust. Flame. 1970. V. 14, N 1–2. P. 13–20.
7. Субботин В. А. Гидродинамическая неустойчивость двухплотностной системы продукты реакции — исходная газовая смесь как причина возникновения взрывных процессов // Детонация: Тез. докл. X симп. по горению и взрыву. Черногловка, 1992. С. 90–91.
8. Субботин В. А., Мосунов О. Б. Иницирование взрыва смешением продуктов реакции с несгоревшим газом // Докл. РАН. 1993. Т. 328, № 3. С. 352–354.
9. Субботин В. А. Смешение свежей газовой смеси с продуктами реакции как механизм развития взрыва // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 154–158.
10. Ohta Y. Initiation of engine knock: traditional and modern // Proc. 3th (Intern.) Seminar on Flame Structure. Alma-Ata, 1989, Novosibirsk: Nauka, 1991. V. 2. P. 372–375.

11. Spalding D. B. The two-fluid model of turbulence applied to combustion phenomena // AIAA J. 1986. V. 24, N 6. P. 876-884.
12. Митрофанов В. В., Субботин В. А., Феоктистов А. И. Детонация газа в незамкнутых каналах. Фундаментальные проблемы физики ударных волн: Тез. докл. Черногловка, 1987. Т. 1, ч. 1. С. 155-157.
13. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Влияние состава смеси на параметры инициирования детонации в газах // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 1988. Вып. 88. С. 23-30.
14. Subbotin V. A. The physical factors favoring the development of explosion in the reaction products-unburned gas systems // Proc. Intern. Conf. on Combustion (Zel'dovich Memorial). Moscow, 1994. V. 2. P. 403-405.
15. Васильев А. А., Валишев А. И., Васильев В. А. и др. Характеристики детонационных волн при повышенных давлениях и температурах // Химическая физика процессов горения и взрыва: XI симп. по горению и взрыву. Т. 2. С. 33-35
16. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчий М. Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 109-131.
17. Liu Y. K., Lee J. H., Knystautas R. Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice // Combust. Flame. 1984. V. 56, N 2. P. 215-225.

*Поступила в редакцию 3/VI 1997 г.,
в окончательном варианте — 29/X 1997 г.*
