

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

УДК 536.46:536.6+534.222.2

I. ОЧАГИ ПСЕВДОСАМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ И СПОНТАННЫЕ ПЛАМЕНА

В. А. Субботин

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

Для ряда описанных в литературе явлений, наблюдавшихся в горючих газовых смесях, предложен новый механизм их возникновения, в котором учтена возможность распространения зоны реакции по каналам, не предусмотренным при конструировании экспериментальных установок. Детально рассмотрен обнаруженный более 25 лет назад процесс, считавшийся самовоспламенением нагретого ударной волной газа и в последнее время использованный в качестве экспериментального доказательства существования спонтанных (градиентных, индукционных) пламен. Показано, что в нем зарегистрировано не самовоспламенение горючей смеси, а ее поджигание горячими продуктами реакции, которые истекали в камеру с фланга детонационной волны, распространявшейся по зазору.

ВВЕДЕНИЕ

Спонтанные пламена (режимы горения), возникающие в близких к самовоспламенению условиях, в настоящее время интенсивно изучаются и, как отмечено в обзоре [1], «количество публикаций на эту тему стремительно возрастает». Механизм спонтанного пламени используют для объяснения причин возникновения взрывных (в том числе детонационных) режимов горения в условиях «мягкого» (безударного) их возбуждения.

В работе [2] путем численного решения одномерной задачи впервые было показано, что тепловая неоднородность может служить источником взрыва горючей газовой смеси. Концепция зарождения взрыва из-за наличия неоднородностей температуры и концентрации в настоящее время общепринята. В отечественной литературе ее называют градиентным механизмом или спонтанным пламенем, а в иностранной — СВАЗЕР-механизмом (усиление ударной волны за счет когерентного выделения энергии). Первоначально [2] градиентный механизм был применен для объяснения причины возникновения нерасчетных режимов сгорания («стука») в двигателях внутреннего сгорания. Позднее область использования градиентного механизма оказалась расширенной до космических масштабов. Предполагается, что стадия спонтанного распространения фронта термоядерной реакции существует в сверхновых звездах [3].

На основе анализа описанных в литературе экспериментов в [1] сделан вывод о том, что «в настоящее время можно считать бесспорным существование спонтанных пламен и их связь с зарождением взрывных процессов». Однако некоторые из приведенных в [1] экспериментальных наблюдений не только могут быть объяснены без использования меха-

низма спонтанного пламени, но и противоречат этому механизму. Так, в одном из экспериментальных доказательств существования волн самовоспламенения представлены кадры процесса, ошибочно расшифрованного как самовоспламенение газа, нагретого ударной волной (УВ).

Подобные процессы возникают, когда сгоревший газ из области, расположенной за фронтом распространяющейся вдоль канала волны реакции, перетекает в граничащий с каналом объем, в котором находится свежая смесь. За счет принудительного поджигания смеси горячими продуктами реакции в объеме образуется фронт горения, «ведомый» идущей по каналу волной. Если о существовании канала и связанного с ним «канального» эффекта заранее неизвестно, то наблюдаемое в объеме явление может быть истолковано как самовоспламенение смеси. Воспроизведение в эксперименте [4] процесса, названного в [1] волной самовоспламенения, свидетельствует о том, что в данном случае смесь не самовоспламенилась, а была подожжена истекавшими из зазора продуктами детонации.

Поскольку данное явление лишь внешне похоже на самовоспламенение, назовем его псевдосамовоспламенением. Здесь под псевдосамовоспламенением подразумевается любой механизм поджигания смеси от внешнего по отношению к рассматриваемому объему источника, отличный от адиабатического самовоспламенения смеси в результате ее нагрева сжатием.

Цель первой части данной работы — анализ некоторых экспериментальных доказательств существования спонтанных режимов горения и возможности их альтернативной трактовки.

СПОНТАННЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ

Понятие «спонтанная скорость» впервые появилось в теоретической работе [5]. Суть его состоит в том, что при наличии в начальный момент времени градиента периода химической индукции фронт реакции может распространяться в пространстве за счет «причинно не связанного последовательного воспламенения одного слоя исходной смеси за другим» [1, 6] с локальной скоростью, модуль которой $|U_s| = |\text{grad}\tau_{ad}|^{-1}$, где τ_{ad} — адиабатический период индукции. Из приведенной формулы видно, что в расчете можно получить любую величину скорости спонтанного пламени.

В [7] установлено, что результаты моделирования процесса развития детонации за инициирующей УВ коренным образом зависят от кинетики химической реакции. Сравнивались две кинетические модели: одностадийный адиабатический тепловой взрыв (как в [1, 2, 5, 6]) и разветвленная цепная трехстадийная реакция. Здесь вместо уже существовавшего термина «спонтанное горение» предложен новый — «индукционное пламя». Этот термин, на наш взгляд, более точно отражает суть явления, поскольку в нем назван механизм распространения пламени. При переходе к трехстадийной модельной реакции само понятие «индукционное (спонтанное) пламя» не сохраняется в том виде, в каком оно существует в одностадийной модели. В обеих моделях воспламенение смеси происходит у поршня или отражающей стенки и распространяется вслед за нагревающей газ УВ (падающей или отраженной). В одностадийной модели возникающие волны реакции движутся со сверхзвуковой (относительно газа) скоростью, в трехстадийной — перед фронтом реакции образуется вторичная УВ и скорость пламени за ней дозвуковая.

В численном эксперименте [8] впервые предложен новый способ создания температурной неоднородности с помощью низкокалорийной легковоспламеняющейся добавки, концентрация которой линейно изменяется по пространству. Период индукции и энергия актива-

ции добавки меньше, чем основного горючего компонента, и после быстрого ее выгорания в горючей смеси возникает тепловая неоднородность. Авторы [8] считают, что данный механизм описывает реальные процессы, происходящие в гетерогенной и гибридной детонациях систем с диспергированным горючим.

Дальнейшим развитием этого способа задания неоднородности является предложенное в [9] многостадийное самовоспламенение. В данном случае концентрация добавки постоянна, а температурная неоднородность создается волной разрежения, распространяющейся внутрь области с выгоревшей добавкой и непрореагировавшим основным компонентом. Здесь способ задания неоднородности с помощью добавки применен к гомогенной газовой системе. Формальным основанием для этого послужило наблюдаемое в эксперименте двустадийное воспламенение углеводородов, когда обычному (горячему) воспламенению предшествует холодное пламя [10].

Фронт обычного пламени легко визуализируется теньвым (шлирен) методом, поскольку градиент плотности (и показателя преломления) здесь достаточно велик. Во фронте спонтанного пламени при существенном росте температуры и изменении состава смеси увеличение плотности газа относительно невелико. Температурное изменение молекулярной рефракции мало, и при практических теньвых измерениях его невозможно зарегистрировать [11]. В стехиометрической водородокислородной смеси после полного завершения реакции при постоянном объеме изменение показателя преломления соответствует уменьшению плотности в исходном газе примерно на 10 %.

В расчетах по одно- и двустадийной моделям фронт волны определяют как поверхность, на которой скорость реакции максимальна [1]. По сравнению с обычным пламенем физическая ширина спонтанного пламени много больше, а изменение показателя преломления много меньше. Поэтому визуализировать волны самовоспламенения теньвым методом невозможно.

Отметим два характерных признака этих волн:

- 1) ориентированное распространение, обусловленное анизотропностью неоднородностей температуры или состава смеси [1],
- 2) невозможность визуализации теньвым методом.

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ ВОЛН САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ

В качестве доказательства существования волн самовоспламенения в [1] приведены заимствованные из [12] покадровые шлирен-регистрации процесса распространения пламени в плоской цилиндрической бомбе. Наиболее характерный снимок этого процесса (в [12] это кадр 8 рис. 6, в [1] — кадр 7 рис. 2) схематически изображен на рисунке (часть *a*). Здесь первичное турбулентное пламя расширяется от точки инициирования *A*. Впереди него распространяется вторичное возмущение серпообразной формы, вершина которого (точка *B*) движется вдоль стенки камеры с детонационной скоростью. Газодинамическая структура этого возмущения в [1, 12] не расшифрована.

Данный эксперимент является единственным не косвенным подтверждением существования волн самовоспламенения и исключение неоднозначности его трактовки имеет принципиальное значение.

Согласно [12] воспламенение возникает за косой отраженной волной. Новая расширенная трактовка этого эксперимента дана в [1]: «Светящиеся точки на левой стенке каме-

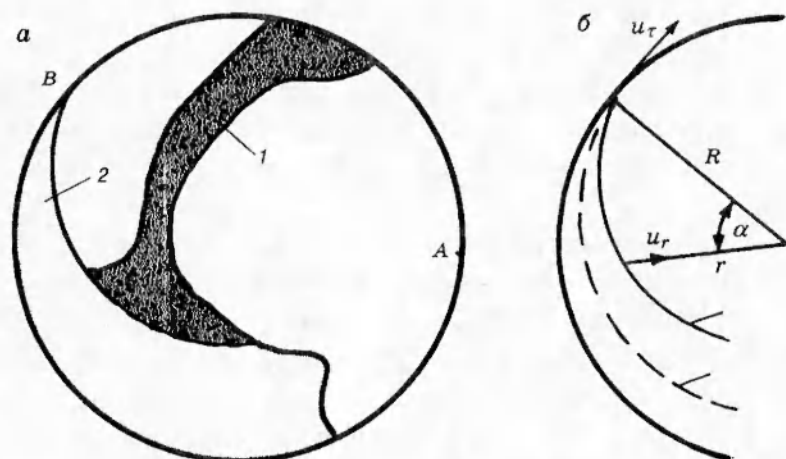


Схема одного из кадров полученного в [12] процесса, свидетельствующего о наличии зазора в камере (а), и границы вторичного возмущения (б):

1 — первичное турбулентное пламя; 2 — вторичное возмущение; границы вторичного возмущения: 3 — реальная ($U_r \approx 800 \text{ м/с} \approx 0,32U_\tau$), 4 — соответствующая измеренной в [1] ($U_r \approx 300 \text{ м/с} \approx 0,12U_\tau$); U_τ , U_r — тангенциальная и радиальная скорости вторичного возмущения

ры — вторичные очаги воспламенения, вызванные отражением волн давления. На кадре 2 в нижней части фронта пламени возникает очаг самовоспламенения, от которого распространяется ВС¹ преимущественно вдоль стенки камеры (на кадрах 5–8 тангенциальная скорость ВС $\approx 2500 \text{ м/с}$, а радиальная $\approx 300 \text{ м/с}$). По-видимому, это связано с тем, что вблизи стенки смесь оказывается более подготовленной к самовоспламенению (вследствие отражения волн давления), чем в объеме».

Оригинальная трактовка эксперимента содержит одно ошибочное предположение — о самовоспламенении смеси за косой ударной волной. При вторичной интерпретации процесса к нему добавились новые необоснованные утверждения. Проанализируем некоторые из них и покажем возможность их альтернативной трактовки.

1. Светящиеся точки перемещаются, не оставляя за собой никаких следов, тогда как в реальных процессах за лидирующими выступами фронта горения всегда остаются «хвосты» сгоревшего газа. В действительности данные неоднородности освещенности представляют собой элементы структуры волн сжатия, сходящихся к фокусу после отражения падающей УВ от стенок камеры. Аналогичный процесс более полно зарегистрирован на рис. 4 в [12], где падающая и отраженные волны видны одновременно.

2. Радиальная скорость $U_r \approx 300 \text{ м/с}$ явно занижена, поскольку она в 1,8 раза меньше скорости звука в исходном газе. В стационарной сверхзвуковой структуре скорость возмущений не может быть меньше скорости звука. Кроме того, кривизна вогнутого фронта (границы) волны самовоспламенения, соответствующая отношению радиальной и тангенциальной скоростей $k = U_r/U_\tau = 0,12$, должна быть меньше, чем на представленных в [1, 12] снимках. Оценим величину U_r по кривизне фронта вторичного возмущения. Фронт возмущения при $U_r = kU_\tau$ описывается спиралью Архимеда и в полярных координатах может быть представлен в виде $r = R(1 - k\alpha)$, где R — радиус камеры; r — расстояние вдоль радиуса от границы возмущения до центра камеры; α — угол, отсчитываемый от направления на вершину возмущения. Из рисунка видно, что при $\alpha \approx \pi/2$ расстояние

¹ВС — волна самовоспламенения (прим. редакции).

$\tau \approx 0,5R$. Следовательно, $k \approx 1/\pi$ и $U_\tau \approx 800$ м/с. Спираль, соответствующая измеренной в [1] величине U_τ , приведена на рисунке (часть б).

При распространении детонации внутри «незамкнутого» канала [13] в окружающем газе образуется конусообразная УВ со следующим за ней фронтом горения. Легко показать, что вблизи вогнутой стенки кольцевого зазора фронт УВ будет иметь спиралевидную форму.

3. Возникновение протяженного очага самовоспламенения в зоне пламени не согласуется с механизмом спонтанного пламени. В турбулентном пламени самовоспламенение смеси может произойти лишь внутри горящих с поверхности макрообъемов (фрагментов) несгоревшего газа. На приведенных в [12] снимках размер неоднородностей первичного пламени ≈ 5 мм, а характерный размер фрагментов несгоревшего газа — еще меньше. В процессе реакции фрагменты прогреваются, вращаются, деформируются и дробятся, а $\text{grad } \tau$ хаотически изменяется во времени и пространстве. Поэтому в турбулентных пламенах условия для реализации градиентного механизма отсутствуют, по крайней мере на пространственных неоднородностях, размер которых больше характерного размера турбулентности.

Спиралевидная форма границы вторичного возмущения, равенство тангенциальной и детонационной скоростей ($U_\tau \approx D \approx 2500$ м/с), совпадение траектории вершины волны самовоспламенения со стенкой камеры — все эти факты свидетельствуют в пользу того, что процесс «ведет» детонационная волна, распространяющаяся внутри зазора.

Таким образом, в качестве экспериментальных доказательств существования волн самовоспламенения в [1] представлены элементы структуры известных явлений: фокусировки отраженных УВ и распространения детонации в незамкнутом канале.

Для сравнения конкурентоспособности альтернативных механизмов необходимы количественные оценки: возможно, волна самовоспламенения в камере не возникла только потому, что ее опередила детонационная волна в зазоре.

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСИ

Для реализации спонтанных режимов в численном эксперименте по одностадийной модели требуется, чтобы начальная неоднородность удовлетворяла двум условиям [14]:

1) «обеспечивала развитие химической реакции, т. е. содержала одну или несколько зон с периодом индукции меньшим, чем в остальной смеси»,

2) создавала «не хаотическое расположение поверхностей постоянной задержки воспламенения $\tau_{ad}(x, y, z) = \text{const}$, а распределенное таким образом, чтобы в одном или нескольких направлениях происходило нарастание (или убывание) величины τ_{ad} ».

В камерах сгорания по движущемуся перед фронтом пламени газу распространяется множество возмущений. Величина и направление $\text{grad } \tau$ здесь постоянно изменяются, и поэтому за волнами сжатия, создаваемыми пламенем, условие 2 вряд ли выполнимо на длинах, превышающих характерный размер пульсаций параметров потока.

Определив период индукции химической реакции смеси за прямой отраженной УВ, можно оценить достоверность предположения [1, 12] о самовоспламенении газа за косой отраженной волной. Для оценки величины τ необходимо знать скорость падающей УВ u_i , состав смеси и начальное давление p_0 . Скорость u_i в [1, 12] не дана, и непосредственно по снимкам ее невозможно измерить, поскольку начало процесса соответствует моменту времени, когда первичная УВ дошла до противоположной (относительно точки иницииро-

вания) стенки камеры. Однако косвенно ее величину можно оценить двумя способами: по скоростям отраженных волн и фронта пламени.

На кадрах 1–4 рис. 6 в [12] у левой стенки камеры видны две сближающиеся слегка изогнутые короткие светлые полоски, соответствующие элементам структуры волн сжатия, отраженных от стенок камеры; на кадре 5 они сливаются в одну полосу, затем начинают расходиться. Скорость перемещения неоднородностей u_1 вдоль траектории постоянна, и по нашим оценкам $u_1 \approx 600$ м/с.

Минимальная скорость распространения возмущений в газе равна скорости звука, поэтому $u_1 \geq c_1$, где c_1 — скорость звука за падающей УВ. Это соотношение позволяет получить верхнюю оценку величины u_i . Предварительно необходимо уточнить состав смеси: согласно [12] использовали смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, а согласно [1] — $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$. В этих смесях значению $c_1 = 600$ м/с соответствуют УВ с числами Маха $M = 1,4$ и $5,7$. В последнем случае плотность за падающей УВ возрастает примерно в 9 раз и расстояние между фронтами УВ и пламени должно быть почти в 6 раз меньше, чем на рис. 6 в [12]. Методом исключения приходим к выводу, что смесь была водородокислородной. В ней не наблюдали холодных пламен, и поэтому здесь нет оснований для использования двустадийной модели самовоспламенения [9]. Все дальнейшие оценки относятся к смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$.

Скорость фронта пламени, распространяющегося вслед за УВ, не может быть меньше массовой скорости потока. Измеренная по кадрам 1–6 рис. 6 из [12] скорость первичного фронта горения $u_f \approx 330$ м/с, откуда следует, что $M \leq 1,45$. Два разных способа оценки дают практически один и тот же результат.

Таким образом, на основе анализа кинограммы процесса, представленной в [12], достаточно надежно установлено, что число Маха падающей УВ $M \leq 1,45$, а ее скорость $u_i \leq 750$ м/с.

При нормальном отражении УВ с $M = 1,45$ и $p_0 = 0,45$ МПа давление и температура газа за отраженной волной равны $p_r = 1,9$ МПа, $T_r = 455$ К. Минимальная температура воспламенения смеси в районе мыса полуострова воспламенения $T_{\min} \approx 650 \div 670$ К [10]. Из расчетной зависимости для третьего предела [15] следует, что при давлении 1,9 МПа предельная температура воспламенения равна 680 К. Таким образом, интенсивность УВ в эксперименте [12] была недостаточна для поджигания смеси за отраженными волнами.

В исследовании воспламенения водородокислородной смеси за отраженными УВ [16, 17] минимальная температура воспламенения была ~ 850 К. Диаметр цилиндрической камеры сгорания [12] в 30 раз меньше длины ударной трубы [16]. Размер пробки сжатого газа и время ее существования в камере примерно на два порядка меньше, чем в ударной трубе. Поэтому минимальная температура, при которой возможно самовоспламенение смеси в камере, должна быть существенно больше 850 К. Следует отметить, что даже в расчетах по двустадийной модели [8] развитие детонации наблюдали при температуре в начале неоднородности $1000 \div 1200$ К. При этом надо учесть, что после сгорания добавки температура возрастала на 60 %.

Таким образом, в эксперименте [12] температура даже за прямой отраженной волной почти в 2–3 раза ниже величины, необходимой для возникновения протяженных (порядка диаметра камеры) областей способного к самовоспламенению газа.

В относительно небольших локализованных объемах смесь может самовоспламениться за волнами Маха и в местах фокусировки УВ. Но в действительности самовоспламенение смеси в камере не было зарегистрировано. Следовательно, параметры падающей УВ явно недостаточны даже для поджигания смеси в локальных объемах.

В расчетах по одностадийной модели [6, 14] детонация возникала на неоднород-

ности размером 0,1 м при постоянной величине градиента температуры $dT/dx = -1,18 \cdot 10^4$ град/м и при температуре в начале неоднородности $T_b = 2000$ К и в конце $T_e = 820$ К. Исследование воспламенения за УВ при $T = 2000$ К провести невозможно: для состояний за падающей и отраженной УВ это значение достигается при скоростях ≈ 3100 и 2100 м/с соответственно. Первый случай соответствует пересжатой детонационной волне, второй относится к прямому (ударному, сильному) инициированию, поскольку здесь скорость УВ лишь на 25 % ниже детонационной. Верхняя граница диапазона достижимых в эксперименте температур не превышает 1700 К [16, 17].

При $T > 1200$ К реализуется режим резкого (сильного) воспламенения [17]. В этом случае после самовоспламенения смеси детонационная волна возникает практически мгновенно, и характерный размер, на котором происходит переход горения в детонацию, много меньше 0,1 м. Отсюда следует, что в диапазоне значений температур, использовавшихся в расчетах, зарождение детонационных режимов сгорания газовых смесей в эксперименте происходит намного интенсивнее, чем в модели спонтанного пламени.

В расчетах с понижением T_b пространственно-временные характеристики очага взрыва должны возрастать приблизительно пропорционально времени индукции. Для температур $T < 1500$ К нет расчетных данных, полученных по одностадийной модели. Можно лишь предполагать, что при $T \approx 450$ К размер температурной неоднородности будет нереально большим. Это свидетельствует об отсутствии какого-либо количественного соответствия между теорией и экспериментом, использованным для ее подтверждения.

Таким образом, механизм спонтанного пламени качественно и количественно не согласуется с экспериментом [12]. Посредством качественного анализа явления уже показано, что наиболее вероятной причиной его возникновения могла быть детонационная волна, прошедшая по соединенному с основным объемом камеры зазору. Поэтому оценим характерные размеры канала, в котором такой процесс может реализоваться.

РАЗМЕРЫ ЗАЗОРА, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПСЕВДОСАМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ в области существования стационарных детонационных волн выполняется эмпирическая зависимость [18] между глубиной канала δ (мм) и начальным давлением p_0 (Па): $\delta \geq 0,23 \cdot 10^6 p_0^{-1,2}$. Это соотношение получено в геометрически подобных каналах с $l/\delta = 6$, где l — ширина канала. В канале глубиной 0,1 мм детонационную волну наблюдали при $p_0 \geq 0,2$ МПа. В эксперименте [12] $p_0 = 0,45$ МПа и $\delta \geq 0,04$ мм. Поскольку детонация распространялась по смеси с параметрами, соответствующими состоянию за отраженной волной, процесс псевдосамовоспламенения мог реализоваться и при меньшей глубине канала.

В действительности зазор соединялся с объемом камеры, что должно привести к уменьшению области существования детонационных режимов. В плоском незамкнутом (без боковых стенок) канале [13] детонация распространяется при $\delta \geq 7,7a(l/\delta + 0,5)^{-1} + 0,5a$; $1,85 < l/\delta < 45$, где a — поперечный размер детонационной ячейки, мм.

Если канал открыт только с одной стороны, то берется его удвоенная ширина. В этой экспериментальной зависимости для водородокислородной смеси использовано соотношение $a = 0,26 \cdot 10^6 p_0^{-1,05}$.

При $p_0 = 0,45$ МПа $a = 0,3$ мм и $\delta \geq 2,3(l/\delta + 0,5)^{-1} + 0,15$. Отсюда следует, что детонация в исходной смеси могла пройти по открытым с одной стороны каналам с поперечным сечением от $8 \times 0,15$ мм ($l/\delta \approx 100$) до 1×1 мм ($l/\delta = 2$).

Глубина канала при большом l/δ , определенная по последней зависимости, оказалась почти в 4 раза больше, чем вычисленная по приведенной в [18] формуле. Для рассматриваемого явления расхождение не имеет существенного значения, поскольку в любом случае можно утверждать, что наличие в камере зазоров глубиной $\sim 0,1$ мм может коренным образом изменить процесс горения смеси. Более важно обратить внимание на то, что детонация могла пройти по канавке размером 1×1 мм. Эта оценка кажется неправдоподобной, поэтому рассмотрим экспериментальные данные, на которых она основана.

Прежде всего, отметим, что в [13] не использовали квадратные каналы, открытые с одной стороны. Каналы, наиболее близкие к квадратным, имели поперечное сечение $5,5 \times 3$ и 11×5 мм, и в них отсутствовали две более узкие стенки. В таких не замкнутых с двух сторон (двусторонних) каналах детонация в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ устойчиво распространялась при $p_0 \geq 0,12 \cdot 10^5$ и $\geq 0,07 \cdot 10^5$ Па соответственно. При этом вне канала с обеих его сторон возникали две конусообразные волны псевдосамовоспламенения, представлявшие собою комплексы: ударная волна — фронт горения. Несмотря на то, что две приведенные выше экспериментальные точки получены при значениях p_0 , в 37 и 64 раза меньших, чем в эксперименте [12], их можно использовать для оценки минимального размера канала. Критерием подобия в незамкнутых каналах является размер детонационной ячейки [13]. Для оценок будем считать, что $a \sim p_0^{-1}$ и в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ значение a в 10 раз меньше, чем в смеси $2H_2 + O_2$. С учетом этого получим, что в последней смеси при $p_0 = 0,45$ МПа детонация могла пройти по двусторонним незамкнутым каналам сечением $1,5 \times 0,8$ и $1,7 \times 0,8$ мм. Непосредственно в смеси $2H_2 + O_2$ наименьшему значению l/δ соответствовал открытый с обеих сторон канал сечением 11×3 мм, в котором детонация существовала при $p_0 \geq 1,1 \cdot 10^5$ Па. Экстраполяция до вчетверо более высокого давления дает канал сечением $\sim 3 \times 0,8$ мм. Отметим, что при малых l/δ детонацию в открытом с двух сторон канале возбуждали с помощью промежуточного канала, в котором отсутствовала только одна стенка. Существует область начальных давлений, в которой детонационная волна устойчиво распространяется только при наличии промежуточного канала. Затухание детонации происходит в месте соединения каналов (обычного и открытого с двух сторон).

Таким образом, на основании приведенных данных можно достаточно обоснованно утверждать, что в водородокислородной смеси при $p_0 \sim 0,5$ МПа детонация может распространяться в открытом с двух сторон канале сечением $\sim 3 \times 1$ мм. В канавке шириной 1 мм и глубиной 2 мм заведомо может пройти детонационная волна, которая создаст в окружающем газе волну псевдосамовоспламенения.

Приведенные оценки справедливы для случая, когда уже сформировавшаяся детонационная волна входит в зазор. В процессе [12] внутри зазора произошел переход горения в детонацию. Оценить длину перехода в зазоре не представляется возможным, тем более что его размеры неизвестны. Поэтому ограничимся ссылкой на экспериментальный результат [4], который более подробно будет описан во второй части работы: в водородокислородной смеси при $p_0 = 0,28 \cdot 10^5$ Па и поперечном сечении зазора $8 \times 0,7$ мм волна горения, перешедшая из камеры в зазор, стала детонационной на расстоянии 40 мм от начала зазора. Волны псевдосамовоспламенения возникали и при меньших давлениях, но волна реакции в зазоре не была стационарной.

Таким образом, в эксперименте [12] существовала возможность возникновения и распространения детонации в зазоре достаточно малого размера. В литературе описаны и другие явления, которые можно считать процессами псевдосамовоспламенения. Некоторые из них, наблюдавшиеся в цилиндрических камерах сгорания, рассмотрены ниже.

ПРОЦЕССЫ ПСЕВДОСАМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ

В эксперименте псевдосамовоспламенение наблюдается достаточно часто и избавиться от него в легкодетонирующих смесях, особенно при повышенных начальных давлениях, непросто. Во многих случаях зазоры невозможно выявить и тем более определить их размеры. Наличие зазоров достаточно надежно фиксируется, если уплотнение камеры создается поверхностями двух пластин с очень тонким слоем вакуумной смазки Рамзая между ними. При прозрачной внешней пластине можно контролировать качество уплотнения: сплошной слой смазки свидетельствует об отсутствии зазора между пластинами. Если зазор существует в течение малого промежутка времени, связанного с повышением давления в камере в момент взрыва, то индикатором такого события является нарушение сплошности слоя смазки.

С помощью покадровых шлирен-регистраций сгорания смеси можно контролировать качество конструкции и сборки камеры: появление очагов псевдосамовоспламенения на периферии камеры и особенно вблизи размещенных внутри нее вставок достаточно надежно свидетельствует о существовании зазоров или их возникновении в момент взрыва. Отметим, что на шлирен-развертках выявить области псевдосамовоспламенения практически невозможно.

В [19] возможность передачи горения обходным путем также не рассматривали. При анализе результатов исследования горения в камере с небольшими (по объему) углублениями в стенке в [19] осталась невыясненной причина возникновения пятен вторичного воспламенения впереди основного фронта пламени. Углубления представляли собой отверстия, просверленные в помещавшейся внутрь камеры вставке. Здесь существовал обходной путь распространения зоны реакции: из основного объема пламя могло войти в зазор между цилиндрической стенкой камеры и вставкой, и пройдя последовательно зазор и отверстие, возвратиться в основной объем.

На приведенных в [10] высокоскоростных шлирен-фотографиях горения гептановоздушной смеси в модельном двигателе внутреннего сгорания в зоне несгоревшего газа перед фронтом пламени зарегистрированы неоднородности освещенности, которые интерпретированы как холодные пламена. Поскольку предположение авторов о возможности регистрации холодных пламен в дальнейшем не было подтверждено, вторичный очаг горения можно считать обычным (горячим) пламенем, образовавшимся благодаря псевдосамовоспламенению смеси. Зазор мог существовать между цилиндром и стеклом, через которое проводилась съемка. Кроме этого в камере двигателя всегда имеется зазор между поршнем и цилиндром, и этот путь распространения зоны реакции также следует учитывать при анализе явления.

В этом процессе наиболее существенным является то, что возникновение детонации (стука) происходит во второй стадии процесса после того, как два двигавшихся во встречных направлениях фронта пламени соединились и образовалась обширная зона турбулентного горения. Хотя из-за хаотических изменений величины и направления градиента периода химической индукции в зоне турбулентного горения механизм спонтанного пламени не работает, именно здесь возникает мощная волна давления. Процессы зарождения детонации (взрыва внутри взрыва) в результате взаимодействия сталкивающихся фронтов горения наблюдали в кислородных смесях, и причиной их возникновения является гидродинамическая неустойчивость системы, состоящей из продуктов реакции и несгоревшего газа [20].

О НОВОМ МЕХАНИЗМЕ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Справедливость гипотезы о существовании спонтанных пламен доказывается в [1] с помощью второй гипотезы, предложенной в [21] и заключающейся в том, что ячеистая структура детонационной волны является следствием очагового характера самовоспламенения, впервые обнаруженного в работе [16] при исследовании воспламенения за отраженными УВ. Авторы [1] предполагают, что в каждом очаге воспламенения развивается сферическая волна самовоспламенения.

В такой интерпретации ячеистая структура следовых отпечатков образуется за счет того, что на первой половине ячейки сажа сгорает при контакте сферического очага горения с закопченной поверхностью. Центр очага горения неподвижен относительно газа и находится непосредственно на чувствительной к температуре поверхности. В лабораторной системе координат центр перемещается со скоростью, равной массовой скорости потока несгоревшего газа за фронтом детонационной волны. При таких предположениях форме реальной детонационной ячейки соответствует очаг горения, фронт которого ускоряется. В начале ячейки скорость фронта меньше скорости звука в несгоревшем газе, в середине — близка к детонационной. Новая модель ячеистой структуры детонационного фронта противоречит характерному признаку спонтанного пламени — его анизотропности. Кроме того, скорость спонтанного пламени в момент его зарождения должна быть много больше скорости звука, так как только в этом случае волны разрежения не влияют на скорость тепловыделения.

Отметим некоторые противоречия между новой моделью ячейки и экспериментальными фактами. Механизм образования следовых отпечатков предложен в [22] и состоит в том, что на копоти фиксируется след, оставляемый неоднородностями динамического давления. Более 100 лет назад аналогичный метод был использован Махом [23] для регистрации столкновений УВ, в которых сажа заведомо не могла гореть. В [24] предложен и успешно апробирован способ регулирования «чувствительности» сажевого покрытия путем смачивания его растворителями с очень малыми добавками клея или без них. После испарения растворителя теплофизические характеристики покрытия и его способность к выгоранию остаются прежними, а сцепление частиц с подложкой меняется в широком диапазоне.

В работе [1] очаговый характер самовоспламенения используется в качестве доказательства существования спонтанных пламен дважды — непосредственно и как одно из обоснований нового механизма образования ячеистой структуры следовых отпечатков. Но очаги визуализируются теневым методом, что противоречит второму признаку волн самовоспламенения. Начальная фаза развития очагов соответствует дозвуковому горению, тогда как сопровождающаяся ростом давления волна самовоспламенения — сверхзвуковой процесс.

Таким образом, механизм спонтанного пламени противоречит очаговой структуре процесса самовоспламенения и новой модели детонационной ячейки.

Отметим неточность, не относящуюся непосредственно к спонтанным режимам, но существенную для интерпретации экспериментальных наблюдений. Иницирование детонации турбулентной струей продуктов сгорания авторы обзора [1] связывают с вовлечением более плотной свежей смеси в горячий вихрь. При гидродинамическом подходе к проблеме зарождения взрывных процессов [20] необходимо, чтобы легкий газ находился на периферии вихря. Такой вихрь будет неустойчивым, а процесс перемешивания — эффективным. Авторы включенной в обзор [1] работы [25] необходимым условием иницирования дето-

нации по СВАЗЕР-механизму считают наличие в несгоревшем газе, движущемся перед фронтом пламени, крупномасштабных вихрей, внутрь которых может проникать сгоревший газ. Иными словами, направление течения разноплотных газов в вихревых структурах должно соответствовать эффекту «центрифуги».

ВЫВОДЫ

1. Достоверные экспериментальные доказательства существования спонтанных режимов горения отсутствуют.

2. На кинограммах процессов горения в камерах впереди первичного пламени часто наблюдаются очаги псевдосамовоспламенения, возникающие в результате поджигания исходной смеси горячими продуктами реакции, истекающими из зазоров. Такой очаг, образовавшийся в результате прохождения детонации внутри зазора, имевшегося на периферии камеры сгорания, зарегистрирован в эксперименте, ранее считавшемся доказательством существования спонтанных режимов горения.

3. При анализе причин возникновения нерасчетных режимов работы (стука) двигателей внутреннего сгорания необходимо учитывать влияние зазоров, существующих в камере сгорания.

Автор благодарит В. В. Митрофанова за критические замечания, высказанные при обсуждениях работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. Спонтанные режимы горения // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 13–27.
2. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М., Сивашинский Г. М. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // ПМТФ. 1970. № 2. С. 76–84.
3. Блинников С. И., Хохлов А. М. Стадия спонтанного распространения пламени в сверхзвуковых // Письма в «Астроном. журн.» 1987. Т. 13, № 10. С. 868.
4. Subbotin V. A. The physical factors favoring the development of explosion in the reaction products-unburned gas systems // Proc. Int. Conf. on Combust. (Zel'dovich Memorial). Moscow, 1994. V. 2. P. 403–405.
5. Зельдович Я. Б. Классификация режимов экзотермической реакции в зависимости от начальных условий. Черноголовка, 1978. (Препр. / АН СССР. ОИХФ).
6. Махвиладзе Г. М., Рогатых Д. И. Начальные неоднородности температуры и концентрации — причина взрывного протекания химической реакции в горючем газе // Хим. физика. 1989. Т. 8, № 2. С. 272–285.
7. Dold J. W., Kapila A. K. Comparison between shock initiations of detonation using thermally-sensitive and chain-branching chemical models // Combust. Flame. 1991. V. 85, N 1–2. P. 185–194.
8. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Поленов А. Н., Цыганов С. А. Возникновение детонации в системах с неоднородным распределением температуры и концентрации // Хим. физика. 1986. Т. 5, № 9. С. 1277–1284.
9. 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.

10. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
11. Васильев Л. А. Теневые методы. М.: Наука, 1968.
12. 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.
13. Митрофанов В. В., Субботин В. А., Феоктистов А. И. Детонация газа в незамкнутых каналах // Фундаментальные проблемы физики ударных волн: Тез. докл. Черноголовка, 1987. Т. 1, ч. 1. С. 155–157.
14. Гельфанд Б. Е., Махвиладзе Г. М., Рогатых Д. И., Фролов С. М. Спонтанное возникновение взрывных режимов реакции в областях с неоднородностями температуры и концентрации. М., 1988. (Препр. / АН СССР. ИПМ; № 358).
15. Kordylewski W., Scott S. K. The influence of self-heating on the second and third explosion limits in the $O_2 + H_2$ reaction // Combust. Flame. 1984. V. 57, N 1. P. 127–139.
16. Зайцев С. Г., Солоухин Р. И. К вопросу о воспламенении адиабатически нагретой газовой смеси // Докл. АН СССР. 1958. Т. 122, № 6. С. 1039–1041.
17. Voevodsky V. V., Soloukhin R. I. On the mechanism and explosion limits of hydrogen-oxygen chain self-ignition in shock waves // Proc. 10th Symp. (Int.) on Combust. Pittsburgh, 1965. P. 279–283.
18. Васильев А. А. О геометрических пределах распространения газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 2. С. 132–136.
19. Girard A., Fisson F., Leyer J. C. Vibratory combustion triggered by a small cavity in the wall of constant volume combustion chamber // Proc. 9th ICDERS, Poitiers, France. 1984. P. 433–442. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 95).
20. Субботин В. А. Гидродинамическая неустойчивость двухплотностной системы продукты реакции — исходная газовая смесь как причина возникновения взрывных процессов // Детонация: Тез. докл. Черноголовка, 1992. С. 90–91.
21. Terao K., Azumatei T. Cellular pattern formation in detonation waves as a stochastic phenomenon // Jap. J. Appl. Phys. 1989. V. 28, N 4. P. 723.
22. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах // Докл. АН СССР. 1959. Т. 125, № 1. С. 110–113.
23. Mach E., Sommer J. Über die fortpflanzungsgeschwindigkeit von explosionschallwellen // Akademie der Wissenschaften, Wien, Math. Naturw. Klasse Sitzungsberichte. 1877. Bd 11. S. 101–134.
24. Субботин В. А. Усовершенствование следовой методики // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 5. С. 136–137.
25. Knystautas R., Lee J. H., Moen I. O., Wagner H. G. Direct initiation of spherical detonation by a hot turbulent gas jet // Proc. 17th Symp. (Int.) on Combust. Pittsburgh, 1979. P. 1235–1245.

*Поступила в редакцию 31/VII 1995 г.,
в окончательном варианте — 26/VII 1996 г.*
