

03

Моделирование гидродинамических явлений, сопровождающих распространение фронта пламени в трубе за поршнем

© М.М. Алексеев, М.В. Алексеев, В.П. Самсонов, О.Ю. Семенов

Сургутский государственный университет,
628412 Сургут, Россия
e-mail: svp@iff.surgu.ru

(Поступило в Редакцию 6 марта 2013 г.)

Экспериментально изучены закономерности распространения пропано-воздушного пламени в модельной камере внутреннего сгорания, представляющей собой трубу с одним или двумя поршнями. Смоделированы ситуации, в которых фронт пламени распространяется в полукрытой плоской или цилиндрической трубе, между двумя поршнями или между поршнем и закрытым концом трубы. Получены зависимости координат и ускорения фронта пламени и поршня от времени при изменении длины трубы и объема горючей смеси. Определены условия, при которых возникают автоколебания фронта пламени и поршня. Найдена связь амплитудно-частотных характеристик колебаний. Обнаружено, что эффект „парадокса“ поршня, заключающийся в движении поршня навстречу фронту пламени, зависит от длины трубы. Показана связь между явлениями формирования „тюльпанообразного“ пламени и „парадоксом“ поршня. Дано объяснение наблюдаемых гидродинамических явлений.

Введение

Гидродинамике горения в задачах внутренней баллистики, в том числе и двигателях внутреннего сгорания, посвящено большое число работ. Фундаментальные результаты исследований структуры и неустойчивости фронта пламени при распространении в каналах подробно представлены в работах [1,2]. Рассмотрены колебания столба газа и фронта пламени с малой амплитудой. Структура фронта пламени при автоколебаниях газа с большой амплитудой подробно изучена в более поздних работах, например, [3–7]. Из них следует, что инерционные колебания газа в ограниченном объеме камеры сгорания оказывают сильное влияние на форму пламени, время выгорания горючей смеси и развитие турбулентности. В частности, показано, что возможно образование глубокой „воронки“ на фронте пламени.

Автор обзорной работы [8] отмечает, что в исследованиях процессов горения в поршневых двигателях основные усилия сосредоточены на изучении влияния турбулентности в потоке топливно-воздушной смеси, вводимой в камеру сгорания. Во многих работах турбулентность считается главной причиной перехода от фронтального горения к объемному с образованием ударных волн и детонации. Одни исследователи, например авторы работ [9–11], основную роль в возбуждении детонации отводят явлениям самовоспламенения смеси перед фронтом пламени. Авторы работ [12–13] видят причину в структуре течения в канале за поршнем. Возникновение ударно-волнового движения газового столба при больших амплитудах может быть, согласно работе [12], обусловлено гармоническими колебаниями поршня на резонансной частоте. В работе [13] показано, что на структуру течения за поршнем оказывает влияние граничное условие, накладываемое на скорость потока на поверхности дна поршня.

Экспериментальных исследований, посвященных изучению структуры пламени при распространении за поршнем, в научной литературе сравнительно мало. Известны работы [14–16], посвященные применению теневых методов для визуализации структуры течения в каналах, по которым топливно-воздушная смесь подводится в камеру сгорания. Авторами работ предполагается, что переход к детонации связан с неустойчивостью фронта пламени в турбулентном потоке. Примером немногочисленных научных публикаций, в которых приводятся данные о скорости распространения фронта пламени в ограниченном объеме цилиндра двигателя внутреннего сгорания вблизи источника зажигания для ранних стадий после воспламенения смеси, являются работы [17,18].

Из анализа литературы следует, что основное внимание при исследовании гидродинамики горения в задачах внутренней баллистики сосредоточено на причинах возникновения детонации. Структура и закономерности распространения ламинарного фронта пламени за поршнем остаются мало изученными. Визуализация фронта пламени позволит получить новые данные об устойчивости и структуре фронта пламени и их влиянии на полноту сгорания горючей смеси.

Целью настоящей работы является физическое моделирование различных гидродинамических ситуаций, влияющих на распространение фронта пламени в трубе за поршнем. В одной из них фронт пламени распространяется от закрытого конца трубы, заполненной горючей смесью, к открытому концу. В другой фронт пламени отделен от открытого конца трубы подвижным поршнем. В третьей распространение фронта пламени происходит между двумя поршнями, выталкиваемыми продуктами сгорания к обоим открытым концам трубы. Зажигание горючей смеси производится либо на торцевой поверхности трубы, либо на поверхности движущегося поршня.

Задачи эксперимента включают в себя исследование изменения формы фронта пламени в зависимости от начального объема и состава горючей смеси, измерение зависимостей скорости движения поршня от скорости распространения фронта пламени и длины трубы и исследование влияния устойчивости и ячеистой структуры пламени на полноту сгорания горючей смеси.

1. Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Камерой сгорания являлась труба 1 с прозрачными стенками, которую устанавливали горизонтально или вертикально. Вертикальное расположение трубы позволяло выяснить влияние сил тяжести на симметрию и скорость распространения пламени при горении сравнительно небольших объемов горючей смеси. Использовали цилиндрические стеклянные трубы и трубы с прямоугольным поперечным сечением. Диаметр цилиндрических труб выбирали в интервале от $8 \cdot 10^{-3}$ до $150 \cdot 10^{-3}$ м. Размеры поперечного сечения прямоугольной трубы оставляли постоянными и равными $(15 \times 150) \cdot 10^{-3}$ м. Длина каждой трубы превосходила диаметр (большой размер поперечного сечения) в десятки раз. Стенки прямоугольных труб изготавливали из прозрачного плексигласа.

Заполнение трубы пропано-воздушной смесью осуществляли через газовый вентиль 2, расположенный в торцевой части трубы. Воспламенение горючей смеси осуществляли электрической искрой, возникающей при высоковольтном разряде между электродами 3. В качестве источника высокого напряжения использовали автомобильную катушку 4. Фронт пламени 5 распространялся по горючей смеси, выталкивая поршень 6 к открытому концу трубы. Для исследования распространения фронта пламени между двумя подвижными поршнями горючую смесь подавали через вентиль 2 в центральной части трубы. Высоковольтные электроды в этом случае вводили через стенку в центральной части трубы. В отдельных опытах электроды устанавливали на торцевой поверхности одного из поршней. Подводящие

электрические провода в этом случае изготавливали в виде гибкой легкой спирали с малым коэффициентом жесткости, что позволяло уменьшить силу сопротивления при движении поршня. В цилиндрической трубе использовали поршень в форме тонкостенного стакана, а в прямоугольной трубе — в виде повернутой буквы „Н“, чем добивались уменьшения массы поршня. Зазор между стенками поршня и трубы подбирали так, чтобы сила трения между стенками поршня и трубы была минимальной. Длина поршня превышала его диаметр (поперечный размер), а площадь поперечного сечения зазора между стенками поршня и трубы была примерно в 100 раз меньше площади поперечного сечения трубы. Выбранные размеры обеспечивали свободный ход поршней. При этом скоростью прохождения газа и падением давления в зазоре вдоль длины поршня можно было пренебречь. Днище поршня изготавливали из прозрачного плексигласа, что позволяло получить дополнительную информацию при визуализации фронта пламени в направлении оси трубы.

Коэффициент заполнения трубы горючей смесью, коэффициент расширения продуктов горения, нормальная скорость распространения пламени и величина зазора между боковыми стенками поршня и трубы являлись изменяемыми параметрами эксперимента, определяющими амплитуду, частоту и декремент затухания колебаний столба газа в трубе. Коэффициент заполнения трубы горючей смесью b задавали, выбирая необходимое отношение объема горючей смеси V к общему объему трубы V_0 : $b = V/V_0 = l/L$, где L и l — длина трубы и координата начального положения основания поршня, отсчитываемая от закрытого конца трубы. В опытах с двумя поршнями l — расстояние между ними. Коэффициент заполнения изменяли от 0.05 до 1.

Коэффициент расширения продуктов сгорания определяли как отношение давления продуктов сгорания P и давления воздуха P_0 , находящегося перед поршнем: $a = P/P_0 = T/T_0$, где T и T_0 — температура продуктов сгорания и температура окружающего воздуха. Коэффициент расширения и максимальное смещение (амплитуда колебаний) X_P поршня в трубе связаны очевидной зависимостью:

$$X_P = (a - 1)l. \quad (1)$$

В случае, если $L < X_P$, поршень вылетает из открытого конца трубы, и колебания в трубе совершает только газ в трубе и фронт пламени. Если $L > X_P$, то в колебания вовлекается поршень. Кроме того, из соотношения (1) следует, что коэффициент расширения продуктов сгорания определяет необходимые условия колебания столба газа в трубе. Физически это связано с тем, что при расширении малого объема газа упругие силы могут оказаться меньше сил вязкого трения. Действительно, из экспериментов следует, что при критических значениях $b > 0.05$ совместные колебания поршня и фронта пламени не возникают. К моменту времени, когда фронт пламени достигает торцевой поверхности

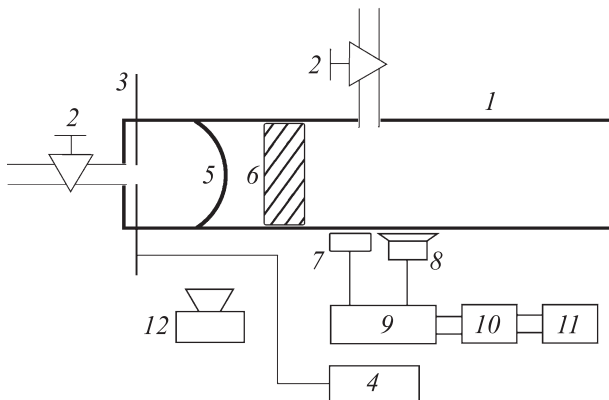


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

поршня, тот начинает возвращаться в исходное положение равновесия и останавливается. Уменьшение коэффициента b до критического приводит к возникновению согласованных колебаний поршня и фронта пламени. Колебания происходят до тех пор, пока не сгорит вся горючая смесь, поэтому число колебаний возрастает при увеличении длины трубы. С увеличением длины трубы возрастает и критическое значение коэффициента заполнения.

При $L < X_p$ для смесей газа с недостатком воздуха в определенном интервале скоростей распространения фронта пламени возникал релаксационный режим горения газовой смеси в трубе. Релаксационное горение в отличие от колебаний фронта пламени, вызванных инерционным движением столба газа, обусловлено смешением горючей смеси и продуктов сгорания с воздухом, засасываемым в трубу. Иногда оно сопровождается формированием двух и более фронтов пламени в трубе. При горении смесей газа с избытком воздуха релаксационный режим возникает при увеличении координаты точки зажигания горючей смеси, отсчитываемой от закрытого конца трубы. Изменяя коэффициент заполнения трубы горючей смесью, коэффициент расширения продуктов сгорания и длину трубы, устанавливали необходимый режим горения. Опыты повторяли при различных значениях относительной величины зазора между боковыми стенками поршня и трубы $(R - r)/R$, где r и R — соответственно радиусы (размеры поперечного сечения) поршня и трубы. Это позволяло исследовать влияние присоединенной массы газа на амплитудно-частотные характеристики релаксационного горения в трубе. Относительная величина зазора $(R - r)/R$ определяет условия колебания поршня, так как от него зависит отношение силы трения между поршнем и стенками трубы к силе, действующей со стороны газа. Увеличение зазора между боковой поверхностью поршня и стенками трубы приводит к уменьшению амплитуды колебаний поршня и увеличению амплитуды колебаний фронта пламени.

Нормальную скорость распространения пламени и температуру продуктов сгорания изменяли путем изменения концентрации пропана в смеси с воздухом. Смеси пропана с воздухом готовили в газометре вытеснения. Относительная погрешность концентрации пропана при приготовлении смеси не превышала 0.1%. Для выяснения влияния диффузионно-тепловой неустойчивости на структуру пламени использовали горючие смеси как с избытком, так и с недостатком воздуха.

Распространение фронта пламени по горючим смесям, близким по составу к стехиометрическим, сопровождалось генерацией акустических колебаний. Их фиксировали пьезодатчиком 7 и микрофоном 8. Сигналы с пьезодатчика и микрофона поступали на микшерный пульт 9 марки XENYX 802 для усиления, после чего аналоговый сигнал поступал на аналого-цифровой преобразователь 10 марки TiePie5008 и на компьютер 11.

Изображения пламени и поршней фиксировали скоростной цифровой видеокамерой 12 модели AOS

Technologies AG X-PRI и цифровой автофокусной зеркальной фотокамерой Canon EOS 30D. Максимальная частота съемки равнялась 1000 fps. Для определения координат поршня и фронта пламени при обработке видеоизображений на стеклянной поверхности трубы наносили масштабные метки (насечки). Улучшения качества изображения поверхности поршня и трубы добивались их подсвечиванием лазерным лучом. Скорость распространения и ускорение пламени, а также амплитуду и частоту инерционных колебаний фронта пламени и поршней вычисляли по изменениям координат их изображений на последующих двух-трех кадрах видеофильма.

2. Результаты экспериментов

Моделирование распространения фронта пламени пропано-воздушной смеси в цилиндре двигателя внутреннего сгорания осуществляли при коэффициенте заполнения трубы $b \leq 0.05$. Это позволяло получить новые данные о форме и скорости распространения фронта пламени в небольшом объеме горючей смеси от момента воспламенения до гашения. На рис. 2 и 3 представлены типичные фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие распространение фронта пламени за поршнем в горизонтальной трубе при зажигании горючей смеси у закрытого конца трубы и на днище поршня. Движение поршня на рис. 2 происходит справа налево, а на рис. 3 слева направо. Обнаружено, что скорость распространения фронта пламени при воспламенении у закрытого конца трубы больше, нежели при воспламенении на поршне. Это объясняется тем, что видимая скорость распространения фронта пламени по горючей смеси при воспламенении на поршне уменьшается на величину скорости движения поршня. В завершающей фазе горения смеси фронт пламени принимает форму цилиндрической поверхности, которая, вплоть до гашения пламени, не достигает стенок трубы. Объем несгорающей горючей смеси в пристеночном слое составляет около 5% от объема всей смеси.

Из фотографий на рис. 2 и 3 видно, что на распространение фронта пламени оказывают значительное влияние силы тяжести. Сразу после воспламенения смеси фронт пламени искривляется и смещается вверх, поэтому толщина слоя несгоревшей смеси внизу больше, чем в верхней части трубы.

При горении смесей с избытком воздуха фронт пламени гладкий. Увеличение содержания пропана в горючей смеси сопровождается формированием на фронте пламени мелкомасштабных возмущений вследствие диффузионно-тепловой неустойчивости. Характерное расположение „складок“ на поверхности цилиндрического фронта пламени позволяет визуализировать его медленное вращение вокруг оси трубы. Угловая скорость вращения приблизительно равна 0.1–0.2 rad/s. Вращение фронта пламени связано, очевидно, с неустойчивостью радиального расширения продуктов сгорания.



Рис. 2. Фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие распространение фронта пламени за поршнем при зажигании у закрытого конца трубы.

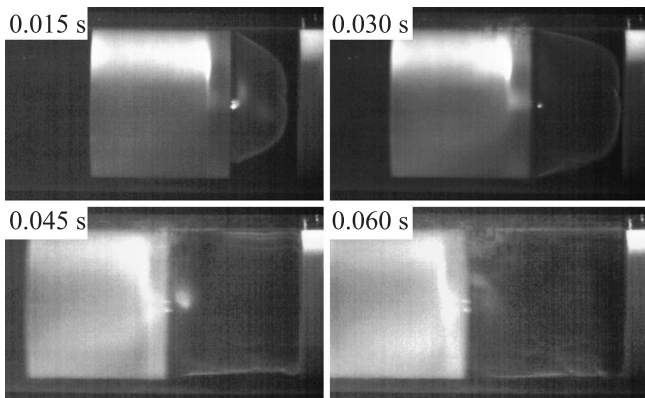


Рис. 3. Фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие распространение фронта пламени за поршнем при зажигании на поверхности поршня.

Вращательное движение быстрее развивается при воспламенении смеси на днище поршня. Вращательное движение фронта пламени наблюдали через прозрачное днище поршня в трубе диаметром 0.11 м. Фрагменты из видеофильма, представленные на рис. 4, позволяют обнаружить несимметричное распространение фронта пламени с вращением по часовой стрелке относительно точки воспламенения, находящейся на оси трубы. При увеличении скорости распространения фронта пламени в трубе большого диаметра становится заметным влияние гидродинамической неустойчивости. На рис. 4 видно, что увеличение амплитуды мелкомасштабных возмущений происходит в нижней части фронта пламени и обусловлено влиянием сил тяжести. При коэффициенте заполнения трубы $b \leq 0.01$ камера сгорания в начальный момент времени представляет собой плоскую щель, а возмущенный фронт пламени принимает форму скрученной спирали. Это наглядно проиллюстрировано на последнем кадре из видеофильма, представленном на рис. 4.

Скорость движения поршня зависит от видимой скорости распространения фронта пламени и от коэффи-

циента заполнения трубы. Если $b \leq 0.05$, фронт пламени распространяется с постоянной скоростью, большей скорости движения поршня. Достигнув днища поршня за время, приблизительно равное времени движения поршня вперед, пламя погасает. Поршень продолжает движение по инерции. Если скорость поршня невелика, то по мере уменьшения давления позади поршня, связанного с увеличением объема и остыванием продуктов сгорания, поршень медленно возвращается в исходное положение. Закономерности распространения фронта пламени и поршня иллюстрируются графиками зависимостей координат от времени, которые приведены на рис. 5.

Ситуация изменяется при горении горючих смесей, близких по составу к стехиометрическим. Увеличение

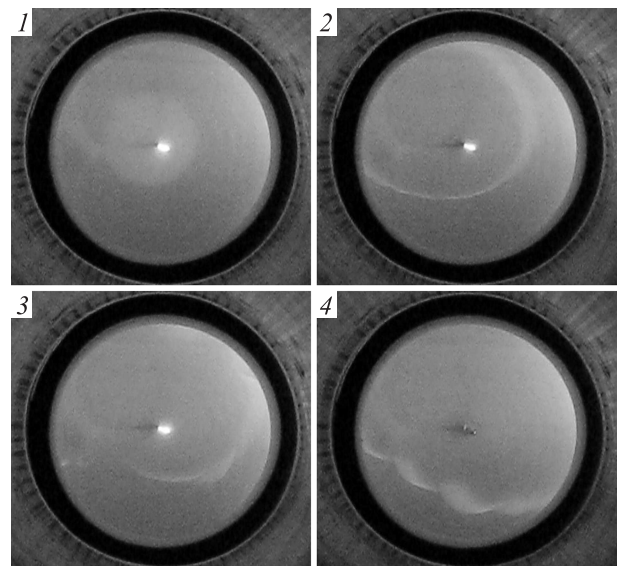


Рис. 4. Фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие визуализацию фронта пламени через прозрачное днище поршня. Труба расположена горизонтально. Смесь 6% пропана с воздухом. Коэффициент заполнения трубы $b \leq 0.01$.

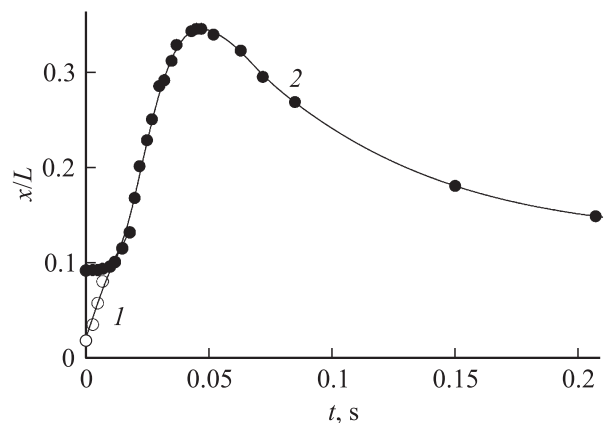


Рис. 5. Графики зависимости координат фронта пламени и поршня в канале от времени при распространении от закрытого конца трубы. Коэффициент заполнения трубы горючей смесью $b < 0.05$: 1 — фронт пламени, 2 — поршень.

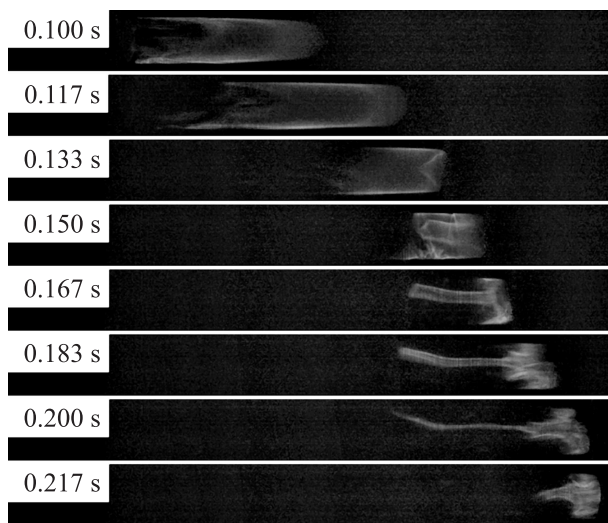


Рис. 6. Формирование „тюльпанообразного“ пламени в полуоткрытой цилиндрической трубе.

нормальной скорости распространения фронта пламени и уменьшение коэффициента заполнения трубы приводят к возникновению колебаний газа и фронта пламени. В трубе, открытой с одного конца (без поршня), при быстром тепловом расширении продукты сгорания вытекают из трубы с большой скоростью. В результате инерционного движения газа давление в трубе понижается. В последующий момент времени это является причиной возвращения остатков горючей смеси и окружающего воздуха в трубу с большой скоростью. Давление газа в трубе повышается повторно и следует второй цикл вытекания газа из трубы и т.д. Происходит возбуждение релаксационных колебаний газа. Распространение фронта пламени в трубе при релаксационных колебаниях газа сопровождается изменением его формы и формированием „тюльпанообразного“ пламени. Природа возникновения воронки связана с ускоренным течением газа и впервые была описана в работе [1]. На рис. 6 представлены фрагменты из фильма, иллюстрирующие этот процесс, в трубе диаметром 0.11 м и длиной 1.30 м. Видно, что распространение фронта пламени — колебательное. Частота колебаний примерно равна 1 Hz. Амплитуда колебаний фронта пламени пропорциональна амплитуде колебаний газа в трубе и глубине воронки. Характерно, что при распространении фронта пламени между двумя подвижными поршнями колебания поршня не возникают ни при каких скоростях распространения фронта пламени и независимо от начального объема горючей смеси.

При исследовании распространения фронта пламени в полуоткрытой трубе горючей смесью заполняли весь объем трубы. Введение поршня в трубу позволяло уменьшать коэффициент заполнения трубы горючей смесью. Уменьшение коэффициента заполнения позволило обнаружить амплитудно-частотные характеристики колебаний фронта пламени и поршня. Динамика дви-

жения поршня и распространения фронта пламени в цилиндрической трубе с внутренним диаметром, равным $8 \cdot 10^{-3}$ м, представлена на рис. 7. Труба заполнена смесью пропана с воздухом с объемной концентрацией пропана, равной 4.5%. Коэффициент заполнения трубы горючей смесью равен 0.05. Воспламенение газовой смеси производили у закрытого конца трубы. На фотографиях фронт пламени находится слева, а поршень — справа. Видно, что относительно масштабной метки скорости распространения фронта пламени и поршня меняются колебательным образом. Поршень, начиная с момента времени, равного 0.48 с, движется навстречу пламени. Ранее подобное явление в литературе не отмечалось. В этом проявляется „парадокс“ движения поршня. „Парадокс“ движения поршня наблюдали только при коэффициентах заполнения трубы, меньших 0.2–0.4. Из экспериментов следует, что при $b > 0.05$ и $(R - r)/R > 0.10$ совместные колебания поршня и фронта пламени не возникают. После того, как фронт пламени достигает днища поршня, поршень возвращается в исходное положение равновесия и останавливается. В длинных цилиндрических трубах, в которых внутренний объем трубы больше объема продуктов сгорания, „парадокс“ поршня проявляется сильнее. Это объясняется тем, что с увеличением длины трубы амплитуда колебаний поршня увеличивается пропорционально длине трубы и скорости распространения пламени.

Влияние поршня на „тюльпан“ проявляется в уменьшении глубины и формы воронки, что, очевидно, связано с изменением поля скоростей газа вблизи днища поршня. Кроме условия, налагаемого на амплитуду колебаний, для наблюдения „парадокса“ поршня необходимо выполнение фазовых соотношений между колебаниями скорости распространения фронта пламени и поршня. Для определения фазовых соотношений строили графики зависимости координат поршня и ведущей точки фронта пламени от времени.

Методика расчета координаты для вычисления скорости распространения и ускорения „тюльпанообразного“ фронта пламени основана на том, что фронт не имеет ведущей точки. Координату фронта пламени на фотографии определяли по координате плоскости, проведенной в поперечном сечении трубы и равноудаленной

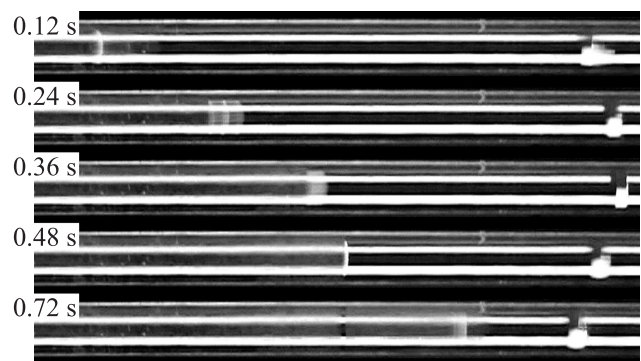


Рис. 7. Фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие „парадокс“ движения поршня.

от наиболее выдвинутой вперед части фронта пламени и линии его касания стенок трубы. Начало системы отсчета связывали с закрытым концом трубы.

Результаты расчета зависимостей координат фронта пламени и поршня от времени представлены на рис. 8. Обращает на себя внимание тот факт, что колебания поршня происходят вокруг некоторого положения равновесия. Положение равновесия поршня определяется геометрическим центром объема горячих продуктов сгорания и недогоревшей горючей смеси за поршнем. Оно смещается вследствие остывания продуктов горения и влияния сил трения между поверхностью поршня и трубы. Положение равновесия фронта пламени является функцией координаты самого фронта пламени. Точка касания графиков относится к моменту времени, когда пламя „догоняет“ поршень. Видно, фронт пламени и поршень совершают три полных цикла колебаний. В течение первых двух колебаний амплитуда постоянна, а фазы колебаний поршня и фронта пламени не совпадают. Несовпадение фаз колебаний является причиной движения поршня навстречу пламени. Максимальный сдвиг фаз наблюдается к концу последнего колебания и достигает четверти периода колебаний. Это становится очевидным при увеличении диаметра и длины трубы, когда число колебаний возрастает с увеличением времени полного сгорания горючей газовой смеси.

На рис. 9 представлены графики зависимости ускорения фронта пламени и поршня от времени, описывающие силовое воздействие продуктов сгорания на поршень. Из них следует, что сдвиг фаз между колебаниями ускорений поршня и фронта пламени устанавливается равным четверти периода колебаний, начиная с первого. На основании этого можно предположить, что значительная масса поршня по сравнению с массой газа является причиной начального отставания поршня от фронта пламени.

Графики зависимости координаты фронта пламени от времени получали для разных значений видимой скорости распространения фронта пламени. Было обнаружено, что при некоторой минимальной видимой скорости

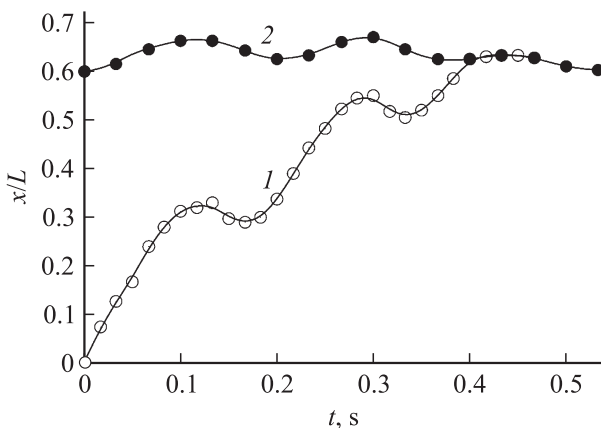


Рис. 8. Графики зависимости координат фронта пламени и поршня в канале от времени при колебательном движении: 1 — фронт пламени, 2 — поршень.

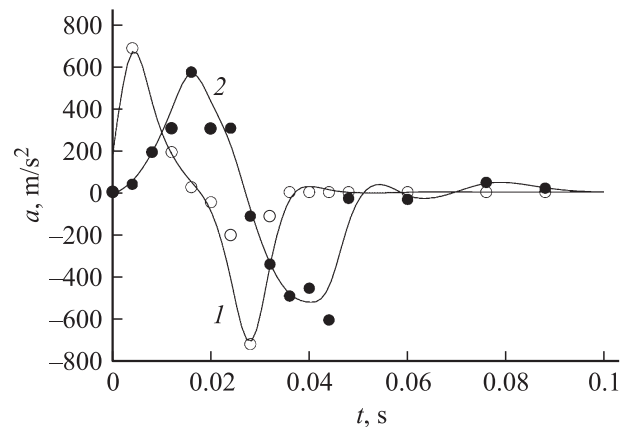


Рис. 9. Графики зависимости ускорения поршня и фронта пламени от времени. 1 — фронт пламени, 2 — поршень.

распространения пламени, зависящей от диаметра и длины трубы, колебания фронта пламени прекращаются. Они компенсируются большей скоростью расширения остатков горючей смеси за поршнем.

3. Обсуждение результатов

3.1. Инерционные и акустические колебания газа в трубе

Частота автоколебаний фронта пламени и поршня, как следует из результатов экспериментов, по порядку величины в 2 раза меньше частоты акустических колебаний. Это объясняется тем, что при большой амплитуде колебаний газа изменение давления и плотности газа в трубе обусловлено скоростью инерционного движения сжатого газа. Оно определяется выражением $u_0 = \sqrt{dP/d\rho}$. Здесь ρ и u_0 — плотность газа и скорость его вытекания из трубы. Тогда оценка периода инерционных колебаний газа по порядку величины может быть сделана так же, как в работе [19] для акустических колебаний в резонаторе Гельмгольца. Уравнение инерционных колебаний газа имеет вид

$$\frac{d^2\Delta P}{dt^2} = -\frac{u_0^2}{L^2} \Delta P, \quad (2)$$

где $\Delta P = (P - P_0)$ — перепад давления сжатого газа между закрытым и открытым концами трубы, а собственная частота равна $f_{in} = u_0/L$.

Минимальную скорость вытекания газа u_0 , при которой возможны колебания газа, оценим, приравнявая силы инерции и вязкого трения:

$$F_{in} = u \frac{du}{dx} \approx u_0^2/L, \quad F_{fr} = \nu \frac{d^2u}{dy^2} \approx u_0\nu/\delta^2,$$

поэтому $u_0 = Lv/\delta^2$. Здесь ν — коэффициент кинематической вязкости, δ — толщина динамического пограничного слоя на стенке трубы. Коэффициент кинематической вязкости продуктов горения равен

$v \approx (250-300) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, толщина пограничного слоя в трубе длиной 1–2 м равна $\delta \approx 5 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-2} \text{ m}$. Тогда получим $u_0 \approx 6-10 \text{ m/s}$, а частота инерционных колебаний газа $f_{in} = 3-10 \text{ Hz}$, что согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 8, 9. Различие между сделанными оценками и экспериментальными результатами можно объяснить большим временем нарастания давления, обусловленным конечной видимой скоростью распространения фронта пламени по горючей смеси.

Коэффициент заполнения трубы горючей смесью и длина трубы определяют собственную частоту упругих колебаний газа, закрытого в трубе поршнем. Коэффициент упругости столба газа k найдем из условий $F = kX_p$ и $F = S\Delta P$, где S — площадь поперечного сечения трубы. Тогда

$$k = \frac{S\Delta P}{l(a-1)}. \quad (3)$$

При изотермическом расширении газа $P_0 = P(V/V_0)$, поэтому $\Delta P = P_0(a-1)$. Соотношение (3) примет вид $k = P_0S/l$. Частота колебаний столба газа с поршнем в трубе равна

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_0}{m+M}}, \quad (4)$$

где M — масса поршня, а масса сжатого газа за поршнем и газа, находящегося при атмосферном давлении перед поршнем, равна $m = l\rho S + (K-l)\rho_0 S$. Тогда (4) примет вид

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_0}{bL^2[b\rho + (1-b)\rho_0] + M}}. \quad (5)$$

Частота колебаний газа без поршня ($M = 0$), рассчитанная по формуле (5), равна собственной частоте акустических колебаний трубы. При $L = 1.0 \text{ m}$, $b = l/L = 0.1$, $\rho = 0.3 \text{ kg/m}^3$, $\rho_0 = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $P_0 = 10^5 \text{ Pa}$ получим $f_a \approx 170 \text{ Hz}$. Из условия, что на длине трубы укладывается половина длины волны, также следует $f_a = c/2L \approx 170 \text{ Hz}$, где c — скорость звука. Очевидно, что устойчивость фронта пламени определяется как инерционными, так и акустическими колебаниями газа в трубе.

Оценка частоты инерционных колебаний газа и поршня сделана в предположении, что повышение давления происходит мгновенно при полном сгорании горючей смеси. В действительности время сгорания по порядку величины сравнимо с характерным временем движения газа в трубе и зависит от нормальной скорости горения, направления скорости распространения фронта пламени и скорости движения газа. Конечное время повышения давления является еще одной причиной, влияющей на сдвиг фаз колебаний поршня и фронта пламени. Из результатов экспериментов следует, что в течение двух-трех колебаний не успевает установиться обратная связь между колебаниями скорости газа и скорости распространения фронта пламени. Это объясняет тенденцию к увеличению сдвига фаз к предельному значению, равному четверти периода, характерному для установившихся

колебаний при вибрационном распространении пламени в трубе [1,2].

3.2. Связь „тюльпанообразного“ фронта пламени и „парадокса“ поршня

Образование воронки на фронте пламени и „парадокс“ поршня — два взаимосвязанных явления, обусловленные возрастанием амплитуды колебаний и скорости газа. Критическим условием возникновения колебаний фронта пламени является равенство видимой скорости его распространения и скорости встречного движения газа. Определяя видимую скорость u_b как величину, пропорциональную отношению амплитуды и периода колебаний поршня, с учетом выражения (1) получим

$$u_b \approx \left(\frac{T}{T_0} - 1\right) \frac{lv}{2\pi d^2}, \quad (6)$$

где d — диаметр трубы. Определим число Рейнольдса через видимую скорость фронта пламени $Re = u_b d/v$. Тогда из (6) следует $Re \approx A_p/2\pi$, где $A_p = X_p/d = (T/T_0 - 1)l/d$ — безразмерная амплитуда колебаний поршня. Максимальной амплитудой колебаний фронта пламени является амплитуда колебаний в полуоткрытой трубе, равная длине трубы при коэффициенте заполнения, равном 1. Поэтому, заменяя в (6) l на L , получим связь числа Рейнольдса с амплитудой колебаний фронта „тюльпанообразного“ пламени (глубиной воронки) $A_f \approx (T/T_0 - 1)L/d$: $Re \approx A_p b/2\pi$. Экспериментальные зависимости безразмерных амплитуд колебаний поршня и фронта пламени от числа Рейнольдса представлены на рис. 10. Очевидна линейная зависимость между амплитудой колебания и видимой скоростью распространения фронта пламени. Область, ограниченная графиками зависимостей $A_f(Re)$, $A_p(Re)$ и прямыми $Re = 1000$ и $Re = 2500$, определяет условия, при которых возможен „парадокс“ поршня.

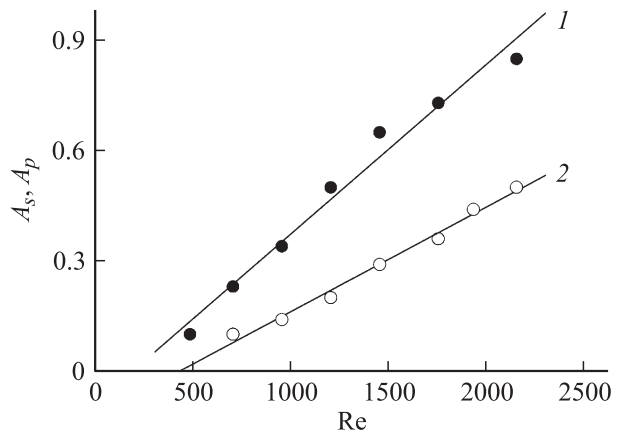


Рис. 10. Графики зависимости безразмерных амплитуд колебаний фронта пламени и поршня от числа Рейнольдса: 1 — фронт пламени, 2 — поршень.

Заключение

Получены, новые экспериментальные данные о форме и скорости распространения фронта газоздушного пламени в модельной камере внутреннего сгорания. Показано, что влияние поршня на устойчивость и структуру фронта пламени опосредовано через амплитуду и частоту инерционных и акустических колебаний газа. Обнаружено, что колебания поршня и фронта пламени происходят с запаздыванием по фазе, максимальное значение которой равно четверти периода колебаний. Увеличение амплитуды колебаний позволяет наблюдать явление „парадокса“ поршня, заключающееся в движении поршня навстречу фронту пламени. Показано, что формирование „тюльпанообразного“ пламени и „парадокс“ поршня — взаимосвязанные явления.

Список литературы

- [1] Маркштейн Дж.Г. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968. 437 с.
- [2] Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961. 500 с.
- [3] Bates S.C. // Exp. Fluids. 1989. Vol. 7. N 5. P. 335–343.
- [4] Clanet C., Searby G. // Combust. Flame. 1996. Vol. 105. N 1. P. 225–238.
- [5] Petchenko A., Vychkov V., Akkerman V. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 164501–164504.
- [6] Истратов А.Г., Кидин Н.И., Федоров А.В. // Прикладная механика и техническая физика. 2003. Т. 44. № 3. С.122–116.
- [7] Dold J.W., Joulin G. // Comb. Flame. 1995. Vol. 100. N 3. P. 450–456.
- [8] Lumley J.L. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2001. Vol. 33. P. 319–338.
- [9] Bradley D., Kalghatgi G.T. // Comb. Flame. 2009. Vol. 156. N 12. P. 2307–2318.
- [10] Сеначин А.П., Сеначин П.К. // Ползуновский вестник. 2010. № 1. С. 1–12.
- [11] Воинов А.Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. М.: Машиностроение, 1977. 277 с.
- [12] Булович С.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 11. С. 44.
- [13] Nietubicz C.J., Sahu J. // Int. J. Energ. Mater. Chem. Propul. 1991. Vol. 1. N 1–6. P. 93–105.
- [14] Бычков Ю.М. Визуализация течения в каналах и выбор их оптимальных форм. Механика турбулентных потоков. М.: Наука, 1980. 375 с.
- [15] Ивин В.И., Васильев Л.А., Возчиков С.М. // Изв. вузов. Машиностроение. 1975. № 12. С. 81–85.
- [16] Никитин Е.А., Драганов Б.Х. // Изв. вузов. Машиностроение. 1974. № 2. С. 115–118.
- [17] De Soete G.C. // IMECUE Conf. Trans. 1983. Vol. 1. P. 93–100.
- [18] Шайкин А.П., Бобровский И.Н., Дурманова Н.А., Понизов Н.А. // Вектор науки ТГУ. 2010. № 2(12). С. 52–55.
- [19] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. 731 с.