

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Механизм формирования спиновоего фронта пламени

В.П. Самсонов, М.М. Алексеев, И.В. Смирнова

Обсуждаются возможные управляющие физические механизмы формирования спиновоего фронта газоз-воздушного пламени при условиях, близких к концентрационным пределам его распространения. Описаны обнаруженные авторами статьи условия наблюдения нового физического явления — распространения спиновоего фронта пламени в предельных смесях пропана с воздухом в открытой узкой щели. Предложены экспериментальные методики исследования спиновоего режима распространения пламени в газовой смеси при малых числах Рейнольдса. Сформулированы условия влияния явлений переноса на формирование спиновоего фронта газозвоздушного пламени, намечены перспективы исследований.

PACS numbers: 47.70.Pq, 51.10.+y

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109d.0965

Содержание

1. Введение (965).
 2. Роль ведущей точки при формировании спиновоего фронта пламени (966).
 3. Формирование спиновоего фронта пламени при распространении в газовой смеси с малыми числами Рейнольдса (967).
 4. Влияние критических условий диффузии и теплоотдачи (969).
 5. Возможности современных экспериментальных методик исследования спиновоего фронта пламени (970).
 6. Заключение (971).
- Список литературы (971).

1. Введение

Спиновая волна горения отличается от волны послыного горения тем, что после её формирования компонента вектора скорости, перпендикулярная выбранному элементу поверхности фронта, начинает непрерывно вращаться с постоянной или переменной угловой скоростью.

Закономерности распространения спиновоего горения при исследовании детонации в газах обсуждались в работах [1, 2]. Аналог спиновой детонации, полученный при распространении волны горения вдоль поверхности цилиндрического образца конденсированного топлива, рассматривался в работе [3]. Авторы работы [4] экспериментально доказали, что возможно получение спиновоего

фронта пламени при газозфазной химической реакции над поверхностью жидкого топлива. В работах [5, 6] показано, что неустойчивое пульсирующее горение газа в зазоре между двумя тонкими круглыми пластинами с центральной точечной подачей газа создаёт гидродинамическую ситуацию, при которой может быть осуществлён спиновый режим дефлаграционного распространения пламени. Автор работ [5, 6] отмечает, что при снижении скорости непрерывно подводимого газа происходит переход от обычной сплошной цилиндрической волны горения к очаговому распространению пламени перпендикулярно линиям тока газа. Достоверные данные о получении спиновоего фронта пламени при дефлаграционном распространении по горючей газовой смеси в литературе отсутствуют.

В настоящее время достигнуто общее понимание природы спиновоего горения, связанного с избытком энтальпии в прогретом слое впереди волны горения и формированием поперечных волн в тепловом канале [7, 8]. Очевидно, что построение отдельных моделей поведения спиновых волн горения в конкретных условиях может быть успешным. В работах [9, 10] делаются попытки развить общую теорию спиновых режимов горения в системах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС), основанную на формальном анализе решений феноменологического уравнения для функции, задающей положение фронта в системе координат, движущейся со средней скоростью горения.

Однако универсального описания управляющих физических механизмов спиновоего горения в нелинейных кинетических системах — детонации в газах, СВС-системах и дефлаграции в газах — добиться невозможно. Трудность построения общей теории объясняется многообразием механизмов химических реакций, процессов молекулярного и конвективного переноса, теплофизических свойств системы, масштабных факторов, а также геометрической и гидродинамической конфигурацией объектов исследования.

В.П. Самсонов, М.М. Алексеев, И.В. Смирнова.
Сургутский государственный университет,
просп. Ленина 1, 628412 Сургут, Тюменская обл.,
Российская Федерация
Тел. (3462) 76-29-05, (3462) 76-31-23
E-mail: svp@iff.surgu.ru, amm@iff.surgu.ru

Статья поступила 22 ноября 2010 г.,
после доработки 22 февраля 2011 г.

Дефлаграционное распространение пламени при горении газа обусловлено только конвективным и молекулярным переносом тепла и массы. Интенсивность и устойчивость тепло- и массообмена в значительной мере зависят от граничных условий и масштабных факторов, характерных для системы с горением. В связи с этим частные механизмы формирования спинового фронта при дефлаграционном горении газа, по нашему мнению, могут быть предложены на основании недостающих в настоящее время экспериментальных фактов, отражающих влияние критических явлений переноса на устойчивость горения.

Актуальность исследования спиновых режимов горения, с точки зрения фундаментальной науки, связана с получением новых сведений, необходимых для понимания механизмов и кинетики фронтальных химических реакций, выработки критериев устойчивости горения. В последнее десятилетие в промышленно развитых странах значительный интерес проявляется к разработке микрокамер сгорания и микродвигателей внутреннего сгорания как наиболее перспективных с точки зрения развития энергосберегающих технологий. Технические приложения спинового горения связаны с разработкой эффективных устройств зажигания топливных смесей, методов управления скоростью и устойчивостью горения, оценки пожарной опасности в отраслях добывающей промышленности.

2. Роль ведущей точки при формировании спинового фронта пламени

Известные спиновые фронты при детонации газов, в СВС-системах и газожидком горении жидких топлив [1–4] обладают общим свойством: они осуществляются в областях, ограниченных твёрдыми поверхностями. Направление распространения спинового фронта вдоль ограничивающих поверхностей задаётся пространственным распределением температур и концентраций реагирующих веществ перед ведущей точкой фронта. В связи с этим закономерности распространения спинового фронта во многом определяются геометрией ограничивающих областей горения поверхностей и их ориентацией относительно вектора ускорения свободного падения.

Понятие ведущей точки, под которой понимается наиболее выдвинутая по направлению распространения точка поверхности фронта, было введено авторами работы [11]. Скорость движения ведущей точки в лабораторной системе отсчёта равна сумме скорости горючего газа и нормальной скорости распространения пламени по газу. Скорость горючего газа определяется гидродинамической ситуацией в целом. Нормальная скорость распространения пламени зависит от состава горючей смеси и локальной температуры поверхности фронта пламени. Следовательно, траектория движения ведущей точки определяется нестационарными полями скоростей, давлений, концентраций и температур в потоке горючей смеси. Мгновенные распределения указанных физических параметров зависят от направления и устойчивости течения реагирующей среды, диффузионных потоков компонентов газовой смеси и тепла. Траектория движения ведущей точки наиболее выгодна с точки зрения производства избытка энтальпии в прогретом слое впереди волны горения. Поведение ведущей точки является определяющим для описания механизма фор-

мирования и распространения всех видов спиновых волн горения.

Так, например, условием формирования спинового детонационного фронта является воспламенение газа в ведущей точке, образующейся при соединении поперечной волны сжатия с ударным фронтом [1], обеспечивающим достижение максимальной температуры в соответствии с четырьмя механизмами газовой детонации. Первый из них — механизм нормального распространения с зажиганием смеси позади ударной волны. Второй — отражательный механизм, связанный с отражениями ударной волны от неровностей стенок сосуда. Третий механизм — конвективный, обусловленный не воспламенением вследствие адиабатического сжатия газа, а переносом зоны горения в соответствии с установившимся максимумом в профиле скорости. Максимум скорости газа в сумме со скоростью нормального распространения пламени равен скорости ударной волны. Четвёртый — спонтанный градиентный механизм — порождён пространственным распределением времени задержки воспламенения газа.

Каждый из упомянутых управляющих механизмов реализуется в зависимости от складывающихся граничных условий распространения волны горения, физических и кинетических свойств горючей газовой среды, определяемых показателем экспоненты E/RT , где E — энергия активации химической реакции, T — температура позади ударной волны, R — универсальная газовая постоянная. Совокупное действие четырёх механизмов газовой детонации обуславливает четыре режима распространения детонационной волны, один из которых — спиновая детонация, распространяющаяся вдоль стенок круглой трубы по спирали [7].

Аналогично, распространение очага горения СВС-системы определяется положением ведущей точки в наиболее прогретом слое вдоль фронта волны горения [3]. Разработанные в последние годы математические модели наглядно демонстрируют зависимость закономерностей распространения спиновой волны в СВС-системе от внешних условий. Автором работы [12] численным методом исследовано распространение спиновой волны с одним очагом горения по образцу цилиндрической формы с аксиальным внутренним каналом. Предполагалось отсутствие тепловых потерь от внутренней и внешней поверхностей образца. Показано, что характеристики спиновой волны (максимальная температура, продольная и окружная скорости, шаг "винта" и время оборота очага вокруг оси образца) изменяются при изменении радиуса канала.

В работе [13] построена трёхмерная математическая модель фильтрационного горения, фронт которого распространяется по спрессованному из порошка твёрдого реагента цилиндрическому образцу, помещённому в окислитель. Исследованы характеристики спиновых волн в зависимости от давления газа, окружающего образец. Показано, что поведение стационарных и нестационарных спиновых волн определяется ведущей точкой — точкой с максимальной температурой: при низких давлениях по образцу распространяются стационарные волны поверхностного горения, при более высоких давлениях — спиновые волны, характеристики которых с возрастанием давления могут изменяться немонотонно.

Автором работы [14] показано, что спиновый режим горения порошковых систем может быть обусловлен

эффектом капиллярного перераспределения легкоплавкого компонента на масштабе волны горения, обеспечивающим дополнительный перенос тепла и массы. Траектория ведущей точки и геометрия спиновых очагов определяются формой фронта фильтрации расплава в неизотермических условиях.

Авторы работы [4] отмечают, что в случае газовой реакции над поверхностью жидкого топлива ведущая точка располагается там, где создаются локальные условия горения, связанные с геометрией металлических подложек, аккумулирующих теплоту горения.

В упомянутых выше работах [1–4, 7, 12] показано, что ведущих точек может быть несколько, что приводит к формированию многоголового спина как при детонации газов, так и при горении конденсированного топлива. Особые условия для формирования одной или нескольких ведущих точек на фронте пламени создаются при медленном горении газовых смесей в узких каналах. В работе [15] исследована возможность одновременного образования двух фронтов химической реакции при нестационарном горении газа в прямой трубке и в зазоре между двумя дисками при радиальной подаче топлива с градиентом температуры в стенках. В обоих случаях характерный поперечный размер канала меньше критического диаметра, определённого для температуры окружающей среды, и горение газа происходит в области, где температура стенок превышает температуру окружающей среды. Один фронт соответствует нормальному пламени, распространяющемуся вверх по потоку от горячей к холодной части канала, а другой фронт движется по потоку и затухает по мере выгорания топлива.

Авторы работы [16] в рамках диффузионно-тепловой двухкомпонентной модели теоретически предсказали, а затем экспериментально доказали существование двух фронтов реакции при горении газа в узком канале с подогревом стенок. Формирование ведущих точек пламени и разделение фронтов волн горения могут иметь сложный характер даже в камерах сгорания с самой простой геометрической формой. С помощью скоростной видеосъёмки авторами работы [16] получены экспериментальные данные, которые подтверждают возможность образования трёх пиков реакции и двух делений волны горения пропан-воздушной смеси за один цикл периодического воспламенения и затухания. Соответственно формируется несколько ведущих точек на фронте химической реакции.

В работах [1–6, 12–14] обращается внимание на внешний признак формирования спиновых фронтов: их траектории повторяют траектории движения ведущих точек. Ими являются плоские, серповидные или винтовые спирали с постоянным или переменным шагом на поверхностях, ограничивающих область горения.

3. Формирование спинового фронта пламени при распространении в газовой смеси с малыми числами Рейнольдса

Анализ характерных размеров, задающих величины тепловых и диффузионных потоков и, следовательно, возможные направления движения ведущей точки фронта пламени, позволил в работах [17, 18] выявить геометрию камеры сгорания, в которой реализуется спиновый режим горения предельной пропан-воздушной смеси. Характерную тепловую ширину фронта

пламени l_1 , ширину зоны диффузии компонент газовой смеси l_2 и толщину пограничного слоя l_3 оценивали по соотношениям

$$l_1 \approx \frac{a}{u_n}, \quad l_2 \approx \frac{D}{u_n}, \quad l_3 \approx \sqrt{\frac{\nu L}{u_n}}, \quad (1)$$

где a — коэффициент температуропроводности газа, u_n — нормальная скорость распространения пламени, D — коэффициент диффузии, ν — коэффициент кинематической вязкости, L — больший из характерных размеров камеры сгорания. Размерности параметров в соотношениях (1) определяют два безразмерных критерия подобия: число Льюиса $Le = D/a$ и число Пекле $Pe = u_f l/a$, где u_f — видимая скорость распространения фронта, l — ширина щели.

Порядок характерных размеров l_1 , l_2 и l_3 определяется порядком коэффициентов диффузии, кинематической вязкости и нормальной скорости распространения пламени в смесях углеводородов с воздухом при атмосферном давлении. При $L \approx 1$ м получим $l_1 = l_2 \approx 1 \times 10^{-3}$ м, $l_3 \approx 4 \times 10^{-3}$ м. Если $l = (2-6) \times 10^{-3}$ м, то ширина щели является предельной для стационарного распространения пламени. При $l < 2,0 \times 10^{-3}$ м происходит погасание пламени, а при $l > 6 \times 10^{-3}$ м влияние стенок многократно уменьшается. Следовательно, порядок характерных размеров l_1 , l_2 , l_3 и L выявляют наиболее простую форму камеры сгорания, в которой возможен выбор более чем одной ведущей точки и соответственно различных траекторий движения этих точек. Такой камерой сгорания является безграничная щель между двумя плоскими или криволинейными поверхностями. Половина ширины зазора между поверхностями не должна сильно превышать по порядку величины длину зоны прогрева газа перед фронтом пламени, равную примерно 10^{-3} м. Порядок величины минимального размера камеры сгорания породил в научной литературе термин "микрокамера сгорания".

Теплопроводящие стенки "микрощели" оказывают влияние на диффузионно-тепловую неустойчивость пламени. Кроме того, устойчивость фронта пламени зависит от устойчивости радиально расширяющегося потока продуктов горения. Потеря устойчивости радиального течения является одной из причин формирования локальных распределений температуры и концентрации горючего газа. Расположение областей с максимальной температурой и составом газовой смеси, близким к стехиометрическому, вызывает смещение к ним одной или нескольких ведущих точек вдоль цилиндрического фронта пламени.

Естественной причиной неустойчивости радиального течения является расширение линий тока. Требование выполнения закона сохранения массы приводит к появлению трансверсальной (поперечной относительно радиуса) компоненты вектора скорости потока, гидродинамическому растяжению фронта пламени и изменению температуры на отдельных участках поверхности фронта.

Влияние неустойчивости радиального течения горючего газа между двумя плоскими дисками на динамику пламени исследовано в работе [19]. Авторами работы проведён анализ устойчивости решений уравнений энергии и диффузии, описывающих распространение пламени в цилиндрической системе координат. Результаты

анализа показали, что радиальное течение газа устойчиво лишь при малых или больших скоростях течения для любых значений радиуса. Интервал скоростей, при которых радиальное течение неустойчиво, увеличивается при уменьшении числа Пекле. Это означает, что в условиях узкой щели и при минимальной скорости распространения пламени газ начинает вращаться в плоскости канала. Авторы работы [19] показали, что устойчивое пламя может быть получено в узком интервале скоростей на границах области неустойчивого течения газа. В области неустойчивости возможны негармонические колебания фронта пламени.

В работах [17, 18] экспериментально доказано, что уменьшение ширины щели до критической величины, равной примерно $2,5 \times 10^{-3}$ м, приводит к абсолютной диффузионно-тепловой неустойчивости симметричного цилиндрического фронта. Фронт пламени неустойчив во всём диапазоне концентраций газовой смеси — от нижнего концентрационного предела воспламенения до верхнего. Сразу после зажигания газовой смеси на фронте пламени развиваются возмущения в виде ячеек. В узком интервале малых скоростей распространения фронта пламени, соответствующих предельным составам газовых смесей, из всех возмущений "выживают" только два, которые образуют два очага горения — ядра спина, движущиеся по симметричным спиральным траекториям в плоскости щели.

На рисунке 1 представлены фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие типичную картину формирования и эволюции спинного фронта пламени при горении пропан-воздушной смеси с избытком воздуха в горизонтально расположенной щели. Видно, что из ядра спина вытягиваются "усы" серповидной формы. Их происхождение, очевидно, связано с установлением мгновенных распределений нестационарных полей температур, концентраций и скоростей и геометрического

места точек, в котором возможно распространение фронта пламени после воспламенения в ядре спина. Траекториями ядра спина являются спирали Архимеда, переходящие в логарифмические спирали по мере увеличения ширины щели. Это объясняется увеличением нормальной скорости распространения пламени при уменьшении теплоотдачи из зоны горения в стенки камеры сгорания.

Изменение внешних условий формирования локальных распределений указанных физических параметров ведёт к изменению траекторий и скоростей движения ведущих точек, а также длины и формы "усов". В работе [11] в качестве примера приведено влияние сил тяжести на положение ведущей точки при распространении фронта пламени в горизонтальной трубе. Для выяснения роли сил тяжести в создании неоднородных распределений скорости, температуры и концентрации в вертикальной щели оценим число Фруда $Fr = u_f^2 / (gl)$, g — ускорение свободного падения. Согласно результатам измерений, представленных в работах [17, 18], средняя скорость распространения фронта пламени $u_f \approx 10^{-1}$ м с⁻¹. Следовательно, $Fr \approx 1$, что свидетельствует о значительном влиянии сил тяжести, приводящих к свободной конвекции.

Рисунок 2 иллюстрирует типичное распространение спинного фронта пламени по горючей газовой смеси того же состава в щели, расположенной вертикально. Обращает на себя внимание тот факт, что размер ядра спина и радиус кривизны траектории ведущей точки в вертикальной щели значительно уменьшаются. Уменьшение радиуса кривизны "уса" и угловой скорости движения ядра спина обусловлено изменением формы ядра спина и его расположением относительно "уса".

Течение газа вблизи спинного фронта пламени существенно неоднородно. Оно состоит из вихревого течения, порождённого скачком температуры в зоне

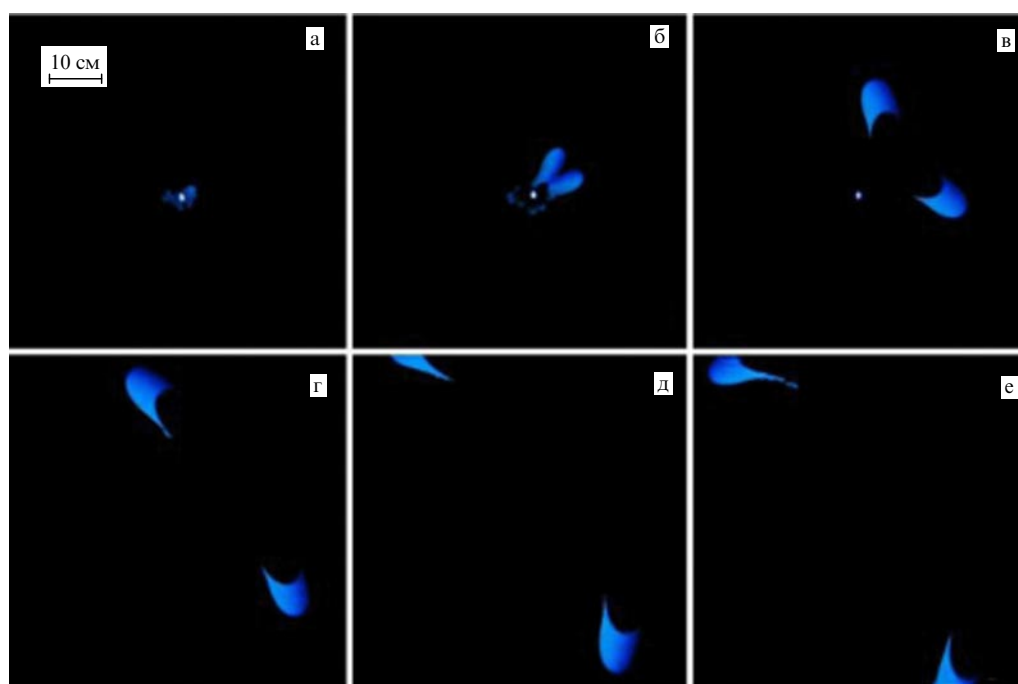


Рис. 1. (а–е) Фрагменты видеофильма — фотографии свечения фронта пламени в различные моменты времени, иллюстрирующие вращение двух ядер спина и образование "усов" в горизонтальной щели. Смесь 3,0 % C_3H_8 + 97,0 % воздух.

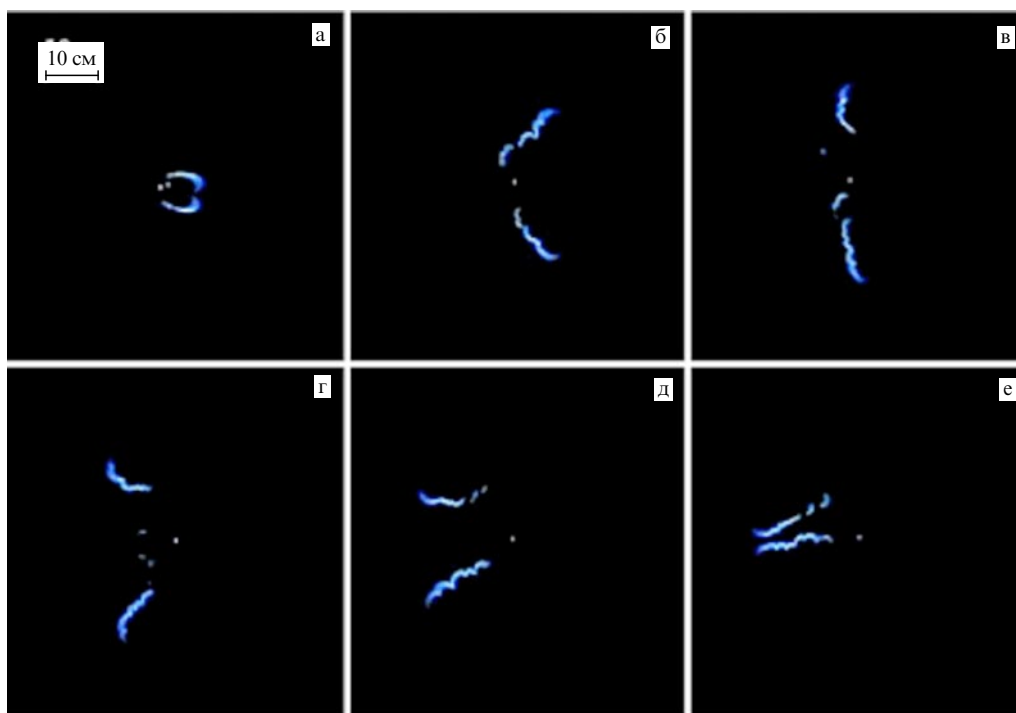


Рис. 2. (а–е) Фрагменты видеофильма — фотографии свечения фронта пламени в различные моменты времени, иллюстрирующие вращение двух ядер спина и образование "усов" в вертикальной щели. Смесь 3,0 % C_3H_8 + 97,0 % воздух.



Рис. 3. Винтовая структура "уса", вытягивающегося из ядра спина.

горения, и касательного течения, обусловленного кривизной фронта пламени. На рисунке 3 представлена увеличенная в несколько раз фотография "уса", из которой видно, что "ус" скручивается в винтовую поверхность, образованную вихревым движением газа во фронте пламени. Шаг винта увеличивается, а его диаметр уменьшается по мере удаления от ведущей точки в ядре спина. Это объясняется увеличением скорости гидродинамического растяжения фронта пламени и уменьшением скорости вращательного движения газа, связанным с понижением температуры горения.

4. Влияние критических условий диффузии и теплоотдачи

Из результатов работ [17, 18] следует, что первичной причиной формирования ядра спина медленного газозавоздушного пламени является абсолютная диффузия УФН, т. 181, № 9

зионно-тепловая неустойчивость, развивающаяся под влиянием близко расположенных стенок щели. В узкой щели диффузионно-тепловая неустойчивость развивается не только из-за различия коэффициентов диффузии и температуропроводности недостающего компонента смеси. Она усугубляется ещё и тем, что результирующие направления диффузионного и теплового потоков не параллельны друг другу. Диффузия вещества происходит перпендикулярно поперечному сечению щели, а потеря тепла из зоны горения — перпендикулярно стенкам щели. Уменьшение ширины щели приводит к изменению соотношения между величинами теплового и диффузионного потоков: теплоотдача из зоны пламени увеличивается, а диффузия недостающего компонента газовой смеси, наоборот, уменьшается. Известно [20], что среднее расстояние диффузии молекулы в симметричной задаче определяется выражением

$$\bar{r} = \sqrt{6Dt}, \quad (2)$$

где $t = l_1/u_n \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ с — время химического превращения в зоне горения. Подставляя $D \approx 3 \times 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, получим $\bar{r} \approx (1-4) \times 10^{-3}$ м. Видно, что среднее расстояние, которое проходит молекула из свежей горючей смеси в зону горения, в зависимости от состава газовой смеси может быть меньше или больше критической ширины щели, при которой начинается формирование спина ядра. Это означает, что вблизи искривлённого фронта пламени диффузионный поток — расходящийся. В этом случае создаются критические условия для диффузии, проявляющиеся в том, что плотность диффузионного потока может принимать экстремальное значение при изменении ширины щели.

Выберем систему координат, в которой ось x направлена по центру вдоль щели, а ось y перпендикулярна

стенкам. Начало системы координат свяжем с поверхностью фронта пламени. Считая источник диффузии точечным, для плотности диффузионного потока вблизи фронта пламени получим

$$\Phi = \frac{I}{r^2} \cos \alpha,$$

где I — диффузионный поток в единице телесного угла, r — расстояние от источника до выбранного элемента поверхности пламени, α — угол между направлением диффузионного потока и нормалью к элементарной площадке. Определим расстояние и косинус угла через координаты x и y источника, тогда

$$\Phi = \frac{Ix}{(x^2 + y^2/4)^{3/2}}.$$

В полученном выражении y изменяется от нуля до l , а масштабом для координаты x служит среднее расстояние диффузии $\bar{r}$. Найдём производную функции $\Phi(x)$ и, приравняв её нулю, увидим, что максимального значения плотность диффузионного потока достигает при $x = y/\sqrt{8}$. В масштабных единицах длины критическое условие для плотности диффузионного потока получим в виде $\bar{r} = l/\sqrt{8} \approx 10^{-3}$ м. Здесь $l = 2,0 \times 10^{-3}$ м соответствует ширине щели, использованной в работах [17, 18]. Сравнивая полученное значение с оценками, сделанными по соотношению (2), можно убедиться в том, что они совпадают и соответствуют критическим для процесса диффузии.

Сделаем несколько оценок критических условий теплоотдачи для выявления их роли в формировании ведущей точки и ядра спина при распространении возмущённого фронта пламени в узкой щели.

Оценка абсолютного изменения температуры пламени следует из решения уравнения теплового баланса при теплообмене слоя газа со стенками щели:

$$\chi(T - T_w) = \frac{c_p \rho_b l}{2} \frac{dT}{dt}, \quad (3)$$

здесь χ — коэффициент теплоотдачи, T и T_w — температура пламени в текущий момент времени и постоянная температура стенки камеры сгорания, c_p — удельная теплоёмкость продуктов горения при постоянном давлении, ρ_b — плотность продуктов горения. Начальным условием для уравнения (3) является равенство $T = T_{\max}$ при $t = 0$, где $T_{\max}$ — максимальная температура пламени в момент начала процесса теплопередачи. Интегрируя уравнение (3) и вычисляя константы интегрирования, получим

$$T - T_w = (T_{\max} - T_w) \exp\left(-\frac{2\chi t}{c_p \rho_b l}\right). \quad (4)$$

Подставим в (4) экспериментально определяемое по кадрам из видеофильма время формирования ядра спина $t \approx 0,15 - 0,20$ с. Примем $T_{\max} \approx 1200$ К, отсюда получим оценку текущей температуры пламени $T \approx 1100$ К. Понижение температуры пламени из-за теплоотдачи в стенки щели по порядку величины составит $T - T_{\max} \approx 100$ К. Скорость теплоотдачи возрастает с увеличением площади соприкосновения ячеистого фронта пламени со стенкой. Следовательно, мелкошабные ячейки исчезают вследствие быстрого охлаждения газа на относительно большой поверхности, а ядро спина формируется из крупномасштабных возмущений.

Получим выражение для критерия неустойчивости, при которой скорость переноса тепла из зоны пламени в стенки узкой бесконечной щели в результате теплопроводности превышает скорость тепловыделения, так же как это сделано в работе [20]. Используем уравнение баланса тепла в виде

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + QW(T) = 0, \quad (5)$$

здесь λ — коэффициент теплопроводности газа, Q — величина теплового эффекта реакции, $W(T)$ — скорость реакции горения, x — координата в направлении, перпендикулярном стенке щели. Используя преобразование Франка-Каменецкого, скорость химической реакции представим в виде $W(T) = W(T_b) \exp(\Delta T/\theta)$, где $\Delta T = T - T_b$, $\theta = RT_b^2/E$, T и T_b — текущая температура и температура горения. Интегрируя уравнение (5) с граничными условиями $T = T_w$ при $x = l/2$ и $T = T_b$ при $x = 0$, получим критерий возникновения тепловой неустойчивости в виде

$$\frac{l^2 EQW(T_w)}{RT_b^2} = 4e^2 \lambda, \quad (6)$$

где T_w — температура стенки щели. Из выражения (6) видно, что тепловая неустойчивость в наибольшей степени определяется температурой стенок и расстоянием между ними. Для вычисления характерной ширины щели l , при которой начинается неустойчивость горения вследствие потерь тепла из-за теплопроводности, подставим в (6) приближённые значения входящих в него величин: $E \approx 4 \times 10^3$ Дж моль⁻¹, $Q \approx 36,6 \times 10^9$ Дж м⁻³, $W \approx 4 \times 10^{-4}$ кг м⁻³ с⁻¹, $R \approx 8,3$ Дж моль⁻¹ К⁻¹, $T_b \approx 1200$ К. Тогда $l \approx 1,3 \times 10^{-3}$ м. Полученная величина, согласующаяся с данными работ [17, 18] с относительной погрешностью 5 %, соответствует ровно половине ширины щели, при которой наблюдалось формирование ядра спина.

Неустойчивость переноса тепла в горизонтальной щели, обусловленная теплопроводностью, усугубляется одновременным развитием бенаровской конвекции, критические условия развития которой определяются минимальным значением числа Рэлея [21]

$$Ra_{\min} = \frac{g\beta(T_b - T_w)(l/2)^3}{\nu a} \approx 1708,$$

где β — температурный коэффициент расширения, ν — коэффициент кинематической вязкости, a — коэффициент температуропроводности. Для условий опытов, описанных в работах [17, 18], $Ra_{\min} \approx 1700$.

Сравнение экспериментальных данных работ [17, 18] с приведёнными оценками говорит о том, что формирование спинового фронта пламени происходит в условиях, близких к критическим для явлений теплообмена и диффузии.

5. Возможности современных экспериментальных методик исследования спинового фронта пламени

Феномен спинового фронта пламени при горении предельных газовых смесей в узких каналах — физическое явление, исследование которого находится на ранней

стадии. Управляющие процессы тепло- и массообмена и кинетики химических реакций требуют детального изучения с использованием современных методов диагностики и измерений.

Современные программные средства обработки цифровых изображений позволяют получать фотометрические изображения светящегося фронта пламени в видимом диапазоне. Фотометрические изображения весьма удобны и эффективны при исследовании критических тепловых явлений, сопровождающих распространение фронта пламени. Они представляют собой совокупность изолиний результирующей энергетической светимости. При выполнении закона теплового излучения Стефана – Больцмана для абсолютно чёрного тела фотометрическое изображение фронта пламени может быть использовано для расчёта с большой точностью мгновенных пространственных распределений температуры.

Нами с помощью метода цифровой фотометрии были измерены температуры в различных точках фронта пламени сразу после воспламенения газовой смеси в узкой щели. Оказалось, что температура на соседних участках фронта пламени, разделённых расстоянием $5l - 10l \approx 5 \times 10^{-3} - 1 \times 10^{-2}$ м, на этапе формирования ядер спина различается на 50–100 К. Измерения температуры, сделанные с помощью тепловизора, приводят к тому же результату. Понижение температуры соответствует температурной чувствительности пламени $E(T_a - T_b)/(2RT_a^2) > 10^{-1} - 10^{-2}$. Здесь T_a — адиабатическая температура горения, T_b — температура пламени, E — энергия активации. Превышение указанного критического порога температурной чувствительности приводит, согласно данным работы [11], к гашению отдельных участков пламени.

Сочетание метода цифровой фотометрии со скоростной видеосъёмкой позволяет изучить зависимость скорости охлаждения фронта пламени от тангенциальной скорости отдельных элементарных участков фронта пламени и выявить роль эффекта гидродинамического растяжения в механизме формирования ядра спина.

Винтовое вращение, которое приобретает газ в спиновом фронте пламени под влиянием гидродинамического растяжения, изменяет время пребывания элементарного объёма реагирующей смеси в зоне горения. Температура и время пребывания определяют кинетику промежуточных реакций химического превращения и состав конечных продуктов горения. Для получения дополнительных сведений перспективным представляется метод лазерно-индуцированной флуоресценции.

Обнаружение явления спинового распространения газозвездного пламени в узких каналах порождает необходимость постановки ряда исследований, связанных с управлением режимами спинового горения. Среди них:

- установление закономерности изменения кинематики распространения спинового фронта в зависимости от изменения ширины канала, его формы и состава газовой смеси;

- определение возможности одновременного образования более двух ядер спина;

- изучение влияния препятствий на формирование ядер спина;

- изучение влияния внешних массовых сил — сил тяжести, акустических колебаний столба газа в микроканале и т.д.;

— исследование явления распада спинового фронта пламени, сопровождающегося образованием нескольких десятков мелких очагов горения.

Перечисленные задачи представляют научный интерес и являются актуальными с точки зрения технических приложений.

6. Заключение

Из экспериментальных данных следует, что при уменьшении ширины щели до критической величины наблюдается абсолютная гидродинамическая неустойчивость ламинарного фронта пламени, которая проявляется при горении газовых смесей от нижнего до верхнего концентрационного предела воспламенения. В узком интервале скоростей распространения пламени происходит образование ядер спина, траектории движения которых определяют кинематику распространения спинового фронта пламени. Спиновое распространение фронта газозвездного пламени в узкой щели сопровождается неоднородным по структуре вихревым движением газа.

На основании проведённых оценок можно сделать вывод о том, что управляющими физическими механизмами формирования спинового фронта пламени являются критические явления диффузии и теплоотдачи из зоны горения в стенки камеры сгорания.

Камера сгорания в виде безграничной щели обеспечивает наиболее простой тип спинового фронта пламени, распространяющегося вдоль ограничивающих движение газа поверхностей. Использование сложных поверхностей стенок камер сгорания (например, поверхностей коаксиально расположенных цилиндрических труб, каналов переменного поперечного сечения и т.д.), очевидно, даст возможность получить большее разнообразие форм спинового фронта пламени.

Исследование закономерностей распространения спинового фронта пламени и управляющих режимов горения с помощью современных методов диагностики и измерений позволит найти пути развития новых технических приложений.

Список литературы

1. Солоухин Р И *УФН* **80** 525 (1963) [Soloukhin R I *Sov. Phys. Usp.* **6** 523 (1964)]
2. Шелкин К И, Трошин Я К *Газодинамика горения* (М.: Изд-во АН СССР, 1963) [Shchelkin K I, Troshin Ya K *Gasdynamics of Combustion* (Baltimore: Mono Book Corp., 1965)]
3. Мержанов А Г, Руманов Э Н *УФН* **151** 553 (1987) [Merzhanov A G, Rumanov É N *Sov. Phys. Usp.* **30** 293 (1987)]
4. Коржавин А А и др. *Докл. РАН* **375** 355 (2000) [Korzhavin A A et al. *Dokl. Phys. Chem.* **375** 239 (1987)]
5. Замашчиков В В *ФГВ* **39** (2) 9 (2003) [Zamashchikov V V *Combust. Explosion Shock Waves* **39** 124 (2003)]
6. Замашчиков В В *ФГВ* **42** (3) 23 (2006) [Zamashchikov V V *Combust. Explosion Shock Waves* **42** 264 (2006)]
7. Mitrofanov V V, in *Proc. of the Zel'dovich Memorial: Intern. Conf. on Combustion, Combustion, Detonation, Shock Waves* Vol. 1 (Eds A G Merzhanov, S M Frolov) (Moscow: ENAS, 1995) p. 328
8. Истратов А Г, Маршаков В Н, в сб. *Концепция развития горения и взрыва как области научно-технического прогресса* (Отв. ред. А Г Мержанов) (Черноголовка: Территория, 2001) с. 37
9. Самойленко А М, Белан Е П *Докл. РАН* **406** 738 (2006) [Samoilenko A M, Belan E P *Dokl. Math.* **73** 134 (2006)]
10. Самойленко А М, Белан Е П *Докл. РАН* **421** 749 (2008) [Samoilenko A M, Belan E P *Dokl. Math.* **78** 612 (2008)]

11. Зельдович Я Б и др. *Математическая теория горения и взрыва* (М.: Наука, 1980) [Zeldovich Ya B et al. *The Mathematical Theory of Combustion and Explosions* (New York: Consultants Bureau, 1985)]
12. Ивлева Т П *ФГВ* **42** (4) 41 (2006) [Ivleva T P *Combust. Explosion Shock Waves* **42** 403 (2006)]
13. Ивлева Т П, Мержанов А Г *ФГВ* **45** (5) 33 (2009) [Ivleva T P, Merzhanov A G *Combust. Explosion Shock Waves* **45** 534 (2009)]
14. Китлер В Д, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Томск: Томский гос. ун-т, 2009)
15. Минаев С С и др. *ФГВ* **45** (2) 12 (2009) [Minaev S S et al. *Combust. Explosion Shock Waves* **45** 119 (2009)]
16. Фан А и др. *ФГВ* **45** (3) 12 (2009) [Fan A et al. *Combust. Explosion Shock Waves* **45** 245 (2009)]
17. Алексеев М М и др., в сб. *Математическое и физическое моделирование опасных природных явлений и техногенных катастроф* (Под ред. А М Гришина) (Томск: Изд-во Томского ун-та, 2010) с. 7
18. Алексеев М М, Смирнова И В, Самсонов В П *Письма в ЖТФ* **37** (7) 80 (2011) [Alekseev M M, Smirnova I V, Samsonov V P *Tech. Phys. Lett.* **37** 330 (2011)]
19. Bakirova N D et al., in *Proc. of 13rd Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research* Vol. 5 (Ed. V M Fomin) (Novosibirsk: Parallel, 2007) p. 9
20. Смирнов Б М *Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями* (М.: Наука, 1978) [Smirnov B M *Physics of Weakly Ionized Gases: Problems and Solutions* (Moscow: Mir Publ., 1981)]
21. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986) [Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)]

Mechanism of spin flame front formation

V.P. Samsonov, M.M. Alexeev, I.V. Smirnova

Surgut State University,

prosp. Lenina 1, 628412 Surgut, Tyumen' region, Russian Federation

Tel. (7-3462) 76-29 05, (7-3462) 76-31 23

E-mail: svp@iff.surgu.ru, amm@iff.surgu.ru

Possible physical mechanisms for the formation of the spin flame front in deflagrating gas mixtures are discussed. Conditions for the observation of a new physical phenomenon — the propagation of the spin flame front in a limiting propane-air mixture in an open narrow slot — are identified. Experimental techniques for investigating the spin mode of flame propagation in a low Reynolds number gas mixture are suggested. The conditions when transport can affect the formation of spin front in a gas-air mixture are formulated, and prospects for future research are outlined.

PACS numbers: 47.70.Pq, **51.10.+y**

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109d.0965

Bibliography — 21 references

Received 22 November 2010, revised 22 February 2011

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **181** (9) 965–972 (2011)

Physics—Uspekhi **54** (9) (2011)