

При вскрытии в трубе не обнаруживали остатков ВВ и бумажной оболочки, лишь на стенках был налет сажи. При отказе в трубе, как правило, оставалось более половины заряда ВВ, несколько уплотненного и прижатого к мембране. Оболочка сохранялась. В случае гранулированных ВВ на внутренней поверхности бумажной оболочки наблюдались следы от продуктов сгорания пороха и прилежащей к воспламенителю части ВВ, пропикающих в заряд практически на всю его длину.

Хотя результаты носят предварительный характер, но четко видно (см. таблицу), что воспламеняемость смесей селитры с сенсibilизатором (тротилом) значительно выше таковой для смесей селитры с инертным горючим. Для первой группы смесей она, по-видимому, определяется разложением тротила, для второй — разложением селитры. Полученные результаты показывают, что предлагаемая методика вполне пригодна для определения воспламеняемости низкочувствительных промышленных ВВ, она дает возможность проводить сравнение ВВ по их воспламеняемости. Одним из достоинств методики авторы считают то, что патрон «Гидрокс» и воспламенитель стандартизированы, что позволяет легко стандартизировать и методику.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория взрывчатых веществ.— М.: Оборонгиз, 1960.
2. Дубнов Л. В., Бахаревич Н. Г., Романов А. И. Промышленные взрывчатые вещества.— М.: Недра, 1988.
3. Поздняков З. Г., Росси В. Д. Справочник по промышленным взрывчатым веществам и средствам взрывания.— М.: Недра, 1977.
4. Перечень рекомендуемых промышленных взрывчатых материалов, приборов взрывания и контроля.— М.: Недра, 1987.

п. Черноголовка

Поступила в редакцию 16/VIII 1991

УДК 534.222.2

С. М. Фролов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Цыганов

СПОНТАННЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ

Представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований спонтанных режимов горения, возникающих в условиях, близких к самовоспламенению. Проанализированы методы инициирования детонации в газах. Показана важная роль спонтанных пламен в механизме зарождения детонации.

Введение

Режимы горения, возникающие в условиях, близких к самовоспламенению, начали изучаться сравнительно недавно. Однако первые упоминания о пламенах, распространяющихся с аномально высокими скоростями, даны в [1]. Ле-Шателье, наблюдавший самовоспламенение газовой смеси перед фронтом ускоряющегося пламени, предложил модель детонационной волны (ДВ) как распространение горения через адиабатическое самовоспламенение. На основе представлений [1] создана классическая теория детонации.

В 20—30-е годы в связи с развитием двигателестроения появилось множество работ о распространении пламени в двигателе внутреннего сгорания. Опытные данные свидетельствовали о существовании ограничений на допустимую степень сжатия двигателя, обусловленных появлением нерасчетных режимов («стука»). В первых фотографических исследованиях стука на завершающем этапе сгорания смеси наблюдали сверхбыстрые пламена [2]. Вследствие существующего в классической теории разделения режимов горения на нормальное пламя и детонацию возникновение быстрых пламен часто связывали с детонацией несгоревшей

части заряда. Однако имелись и другие теории. В [3] введено понятие волны взрыва, образующейся при «почти одновременном» самовоспламенении негоревшей смеси по всей своей массе. В [2] считалось, что скорость пламени прогрессивно возрастает в связи со сжатием свежей смеси. Детонация возникает, когда скорость пламени превысит скорость звука.

Для подавления стука в двигателях стали использовать антидетонационные присадки. Последующие исследования в этой области в основном сконцентрировались на кинетической стороне явления предпламенного самовоспламенения. Только после появления работы [4] быстрые пламена в условиях, близких к самовоспламенению, стали объектом теоретического и практического интереса. Главным образом, это связано с их важной ролью в процессе инициирования детонации.

Количество публикаций на эту тему стремительно возрастает. Достаточно отметить, что на представительном Международном научном форуме — Коллоквиуме по газодинамике взрыва и реагирующих систем (ICDERS) в 1991 г. было представлено более 20 докладов, так или иначе связанных с обсуждаемым вопросом. Задача настоящего обзора — систематизировать накопленный экспериментальный и теоретический материал и сформулировать основные проблемы исследований.

Экспериментальные свидетельства существования спонтанных пламен

Идея о существовании особых типов пламен принадлежит, по-видимому, А. П. Воинову [5] и А. С. Соколику [6]. Наблюдения процесса самовоспламенения последней части заряда в двигателе с искровым зажиганием методом многоцелевой фоторегистрации показали, что самовоспламенение всегда начинается в одном или нескольких очагах. «От этих очагов происходит распространение особого типа пламен с весьма высокими скоростями, достигающими на отдельных участках скорости звука, а иногда превосходящими последнюю... Наиболее вероятно, что здесь имеет место кажущееся распространение пламени, представляющее не что иное, как последовательное самовоспламенение смеси в смежных объемах» [5].

Механизм распространения столь быстрых пламен состоит в следующем: «Процесс может распространяться лишь в том случае, если для воспламенения смеси, уже прошедшей основную стадию предпламенной подготовки, т. е. смеси, которая через какой-то ничтожный промежуток времени воспламенилась бы без всякого воздействия ударной волны, оказывается достаточно небольшого дополнительного разогрева во фронте слабой ударной волны. Это означает, что волна самовоспламенения может распространяться лишь в тех частях заряда, где подготовка смеси близка к своему завершению, и этим легко объясняется наблюдаемый на фоторегистрациях как бы направленный, избирательный характер распространения этой волны... На отдельных участках самовоспламенение распространяется совместно с им же вызванной ударной волной... Именно распространение пламени со столь высокими скоростями и является непосредственной причиной возникновения в цилиндре двигателя ударных волн, переходящих при благоприятных условиях в детонационную волну» [5]. В [6] такой тип распространения пламени назван «детонационно-подобным».

В [7] описано фотографическое наблюдение процесса горения и детонации в поршневом двигателе. Анализ фотографий, сделанных сверхскоростной камерой с частотой 500 000 кадр/с, показал, что детонационное сгорание смеси состоит из двух явлений: 1) волна самовоспламенения (ВС), развивающаяся до волны типа детонации; 2) нормальная детонация или серия детонаций. Скорость ВС, измеренная в [7], близка к скорости детонации. При горении газовых смесей в замкнутых объемах [8] в конечной части заряда также наблюдались ВС. Современные методы волоконной оптики особенно наглядно свидетельствуют о существовании

быстрых спонтанных пламен [9, 10]. Имеется обширная литература по ВС в выхлопных газах ствольных систем [11]. При запуске двигателей на твердом топливе наблюдали пламена, распространяющиеся со скоростями ~ 200 м/с вдоль заряда [12]. По-видимому, природа таких пламен близка к ВС в газах. Аналогичные процессы наблюдаются при запуске жидкостных двигателей [13]. Высокоскоростные ВС отмечены в экспериментах [14, 15], где газовые смеси предварительно облучались УФ-светом и лазерным излучением.

Таким образом, экспериментальные наблюдения свидетельствуют о существовании ВС и о наличии тесной связи между ВС и зарождением ДВ. Последнее подтверждается фотографическими исследованиями. Проанализируем известные способы инициирования детонации в газах.

Переход горения в детонацию. Возможные причины ускорения ламинарного пламени в трубе связаны с такими факторами, как реакция в свежей смеси [16], зависимость скорости пламени от давления и температуры [17], автотурбулизация течения перед фронтом пламени [17], неустойчивость фронта пламени [18, 19], взаимодействие с волнами давления [17, 20], искусственная турбулизация течения [21]. В отличие от стабилизированного пламени (горелки разных типов), где скорость подачи смеси и уровень турбулентности можно регулировать независимо, пламя, распространяющееся от источника поджигания, само полностью определяет условия вниз по потоку. Это вызывает неустойчивое распространение пламени и, как правило, приводит к его ускорению. Ускорение пламени завершается либо установлением некоторой квазистационарной скорости, определяемой гидродинамической обстановкой в канале, либо внезапной сменой механизма распространения реакции на механизм согласованного распространения волны самовоспламенения за ударной волной, т. е. детонации [17].

Феноменологически процесс возникновения детонации описан еще в [1, 22]. Отмечалось, что детонация возникает внезапно в виде локальной взрывной реакции перед фронтом ускоряющегося пламени. Взрыв в стехиометрической ацетиленокислородной смеси возникает на расстояниях 0,3—1,0 м от места зажигания в зависимости от начального давления, длины и диаметра трубы [2, 22]. Образующаяся взрывная волна распространяется и в сторону несгоревшей смеси, и в сторону продуктов сгорания. Первая волна трансформируется в полностью развитую детонацию.

В [23, 24] выяснено, что очаг взрывной реакции может появиться в окрестности сильно турбулизированного пламени, чаще всего возле стенок трубы. От очага распространяется сферическая или полусферическая УВ, часть которой становится ретонационной волной, а часть — детонационной. В области между пламенем и лидирующей УВ существуют другие, более слабые УВ, и очаг взрыва может появиться за одной из них. Локальный взрыв вероятен и в месте столкновения таких УВ. ДВ имеет многофронтную ячеистую структуру. Существенно, что для разных источников инициирования основные особенности явления остаются неизменными: детонация всегда возникает от УВ, порождаемой локальным взрывным протеканием реакции в подготовленной смеси.

Ударное инициирование детонации. Особенности ударного инициирования детонации описаны в [17, 25, 26]. Ударное инициирование заключается в создании сильной взрывной волны, достаточной для возбуждения быстрой химической реакции в свежей смеси. Энергия, выделяющаяся в результате самовоспламенения смеси, идет на поддержание УВ и препятствует ее загуханию. В ситуации, когда для поддержания УВ достаточно химической энергии смеси и нет необходимости в каких-то дополнительных факторах (поршне), получаем самоподдерживающуюся детонацию Чепмена — Жуге. В качестве источников инициирования для топливовоздушных смесей (ТВС) используются заряды ВВ, а для топливокислородных смесей (ТКС) — электрические разряды или взрывающиеся про-

волочки. Это обусловлено сильным различием в реакционной способности этих смесей.

Экспериментально обнаружено, что для ударного инициирования детонации необходима определенная энергия, называемая критической энергией инициирования ($\sim 0,3$ Дж для смеси $C_2H_2 + O_2$ при $p_0 = 100$ Торр [26]).

При энергии источника, близкой к критической, отмечается ряд особенностей [26]. В начальные моменты времени инициирующая УВ и фронт самовоспламенения движутся согласованно. По мере ослабления УВ происходит рассогласование скачка давления и зоны реакции, так что фронт реакции отстает от УВ. Затем, начиная с некоторого момента, процесс рассогласования приостанавливается и комплекс УВ — фронт реакции движется с почти постоянной скоростью. Этот период называют периодом квазистационарного распространения взрывной волны. Его продолжительность приблизительно коррелирует со временем индукции смеси за квазистационарной УВ.

В конце периода квазистационарности происходит внезапное самоускорение реакции (самовоспламенение) в области между фронтом реакции и УВ. Это и есть зарождение детонации. УВ от очага взрыва охватывает еще не сгоревшую ударно-сжатую смесь, поджигает ее и весь комплекс выходит на параметры Чепмена — Жуке. Таким образом, процесс зарождения детонации при ударном инициировании во многом напоминает таковой при переходе горения в детонацию. Отличие состоит в том, что в первом случае условия для локального взрыва создаются инициирующей УВ, а во втором — самим фронтом пламени. В обоих случаях в зоне между фронтом реакции и УВ происходят локальное самоускорение реакции и взрыв.

Иницирование детонации турбулентной струей продуктов сгорания. Опыты по поджиганию горючих смесей турбулентными струями горячих продуктов сгорания описаны в [27—30]. Такой источник воспламенения можно считать сильным. Внутри каждого турбулентного вихря происходит подогрев вовлеченной в вихрь свежей смеси и турбулентная диффузия в свежую смесь активных радикалов, содержащихся в продуктах сгорания. В результате каждый вихрь может сгорать с большой скоростью, вызывая локальное повышение давления. Опыты с кислородными смесями [28] показали, что поджигание струей приводит к появлению пиков давления в сосуде. Наиболее наглядны опыты [29, 30], в которых доказано, что детонация зарождается внутри зоны смешения в результате локализованного взрывного протекания реакции. Взрыв приводит к полностью развитой ДВ на расстоянии ~ 3 см от основания струи. Таким образом, детонации предшествует локальный взрыв в подготовленной смеси.

Детальному изучению взаимодействия турбулентного вихря с пламенем посвящены эксперименты [31]. Установлено, что при смешении продуктов сгорания со свежей смесью внутри турбулентного вихря образуются протяженные зоны подготовленной смеси. Взрывы этих зон порождают ДВ.

Иницирование детонации струей высокоактивного окислителя. В [32—35] сообщается об экспериментальных исследованиях возможности инициирования детонации ТКС и ТВС впрыском струи высокоактивного окислителя. В [32] в сферическую взрывную камеру впрыскивали струю пропана или бутана и навстречу ей — струю смеси воздуха (O_2) с фтором. В [33] впрыскивали фтор во взрывную камеру, заполненную водородовоздушной смесью. В [34, 35] описаны результаты крупномасштабных экспериментов по химическому инициированию детонации в воздушных смесях водорода, этилена и бутана. Найдены условия, при которых инициировалась детонация. Внешне инициирование также происходит через стадию локального взрыва в зоне смешения с последующим формированием развитой ДВ.

Фотохимическое инициирование детонации. В [36, 37] впервые сообщено о возможности инициирования детонации в ацетиленокислородной смеси с добавкой NO_2 с помощью флэш-фотолиза. Известно, что химическую реакцию можно вызвать путем облучения реакционноспособного газа сильной вспышкой света. В результате фотодиссоциации в смеси появляются свободные активные радикалы, способные инициировать разветвленную цепную реакцию, переходящую во взрыв [38]. Фотографическое наблюдение процесса лучевого инициирования детонации в смесях $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$ выполнено в [39]. Анализ фотоснимков в [39] показывает, что детонация зарождается в результате локального взрыва в зоне, подверженной наибольшему облучению. В смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при $p_0 = 200$ Торр ДВ полностью формируется на расстоянии меньше 1 см.

Инициирование детонации отражением и фокусировкой УВ. Недавно появились работы по изучению влияния отражения и фокусировки УВ на процесс самовоспламенения газовых и гетерогенных смесей [40, 41] и на процесс инициирования детонации [42]. Эксперименты и расчеты в [42] обнаруживают возможность инициирования детонации в стехиометрической $\text{H}_2 + \text{O}_2$ смеси путем отражения от фокусирующей поверхности УВ с числом Маха $M = 1,7 \div 2,6$. В качестве фокусирующей поверхности использовали поворотный уголок с углом раствора 90° . При отражении УВ образуется протяженный очаг самовоспламенения газа, в котором при определенных условиях зарождается ДВ.

Анализ описанных способов инициирования детонации обнаруживает общее свойство: детонация инициируется после локального самовоспламенения подготовленной смеси. Самовоспламенение, охватывая объем с конечной скоростью, порождает УВ, которая и инициирует детонацию.

В [39] предложен качественный механизм возникновения детонации, включающий две последовательные стадии. Сначала формируется локализованный центр (центры) самовоспламенения, взрыв которого (которых) приводит к образованию УВ. Далее УВ распространяется по смеси, подготовленной к самовоспламенению, в результате чего возникает ДВ. Как указано в [17], механизм усиления УВ «описывается критерием Рэлея или SWACER-механизмом» (SWACER — усиление УВ вследствие согласованного выделения энергии). По [39] для согласованного движения УВ и фронта реакции требуется наличие пространственных градиентов периода индукции.

Предложенная схема содержит существенный недостаток: в ней отсутствует реально существующий в начальной стадии безударный процесс спонтанного распространения фронта реакции. После самовоспламенения слоев газа с наименьшим периодом индукции (центра самовоспламенения по [17]) образуется не УВ, а волна давления чисто химической природы, порожденная выделением тепла реакции и никак не связанная со сжатием среды.

Волны самовоспламенения

Экспериментально установлено, что для каждой реагирующей смеси существуют некоторые предельные значения давления и температуры, начиная с которых реакция протекает взрывным образом [38, 43]. Для ряда газообразных горючих разделяют два кинетических типа самовоспламенения: высоко- и низкотемпературное. Для процесса первого типа характерны большие значения энергии активации (20—40 ккал/моль), соответствующие разрыву прочных внутримолекулярных связей с образованием активных начальных центров реакции. В результате самоускорения цепной реакции, возникающей от таких центров, скорость тепловыделения может превысить скорость теплоотвода. В смеси наступит прогрессирующее возрастание температуры, завершающееся взрывом. Процесс высокотемпературного самовоспламенения одностадийный. В силу высоких значений энергии активации незначительные флуктуации темпера-

туры в газе дают резкое отличие в скорости реакции. Следовательно, самовоспламенение возникает в точке с максимальной температурой, а затем распространяется по всему объему. Такие горячие точки наблюдались в установках адиабатического сжатия [44], в ударных трубах [45—47], перед фронтом пламени [48]. Ранее очаговый характер теплового взрыва в химическом реакторе отмечался Н. Н. Семеновым [38].

Низкотемпературное самовоспламенение многостадийно [38, 43]. В начале предпламенных процессов углеводородные молекулы автоокисляются с образованием перекисей. Накопление перекисей идет до тех пор, пока их концентрация не превысит некоторое критическое значение. Далее происходит их взрывное разложение с образованием холодного пламени. Энергия, выделяемая в холодном пламени, составляет 5—10 % теплоты сгорания топлива. В активных продуктах холодного пламени идет дальнейшее окисление смеси и, наконец, инициируется цепочечно-тепловой или «горячий взрыв», в результате которого промежуточные соединения превращаются в конечные продукты сгорания.

Горячий взрыв отличается от высокотемпературного воспламенения тем, что воспламеняется не исходная смесь, а продукты ее частичного превращения. После прохождения холодных пламен в газе создается высокая концентрация активных центров, и развитие горячего взрыва уже не требует большой энергии активации. Горячий взрыв, возникнув в наиболее подготовленной точке смеси, охватывает объем с некоторой скоростью. Различие в скорости горячего взрыва по объему определяется не столько колебаниями температуры, сколько неоднородностью концентрации активных центров.

Таким образом, процесс самовоспламенения является существенно неоднородным. Это связано с тем, что в реальных условиях всегда имеются флуктуации или неоднородности температуры и концентрации реагентов. Следует различать спонтанные флуктуации [49] и вынужденные. Последние обусловлены конкретной организацией процесса сгорания. При инициировании детонации самовоспламенение также неоднородно [17, 50—52]. В связи с этим возникает вопрос: каким образом реакция, начавшись в точке с наилучшей комбинацией температуры и концентрации реагентов, распространяется по объему.

Рассмотрим некоторую область реагирующей смеси и поставим в соответствие каждой точке величину $\tau(x, y, z, t)$, характеризующую время до воспламенения вещества [50, 53]. Эта величина определяется локальными характеристиками системы (температурой, концентрацией и т. д.) и является функцией координат x, y, z и времени t . Эквипотенциальные поверхности типа $\tau(x, y, z, t) = 0$ назовем фронтами воспламенения (ФВ). Локальная скорость ФВ определяется как

$$u_s = \text{grad } \tau / |\text{grad } \tau|^2, \\ u_s = |u_s| = |\text{grad } \tau|^{-1},$$

где $\text{grad } \tau$ — вектор-градиент τ . Согласно [53], можно выделить различные случаи.

1) $u_s \approx u_n$, где u_n — нормальная скорость пламени. Осуществляется режим нормального распространения пламени, контролируемый молекулярной теплопроводностью и диффузией активных центров. Распространение ламинарного пламени в среде с неравномерным распределением температуры и концентрации исследовалось в [54]. Показано, что пламя, распространяясь в сторону понижения температуры или концентрации топлива, замедляется.

2) $u_n < u_s \ll a_f$, где a_f — местная замороженная скорость звука. Скорость фронта реакции уже не зависит от свойств молекулярного переноса, но еще мала, чтобы давление в смеси успевало выравниваться. В [55, 56] исследованы структура и скорость теплового распространения пламени по смеси, реагирующей при начальной температуре. На базе [55] в [57]

пайдено условие, при котором распространение пламени уже не контролируется свойствами переноса:

$$(\text{grad } T)|_{T_1} = 0 \left[(RT_1^2/E) (\kappa t_{ip}(T_1))^{-1/2} \right],$$

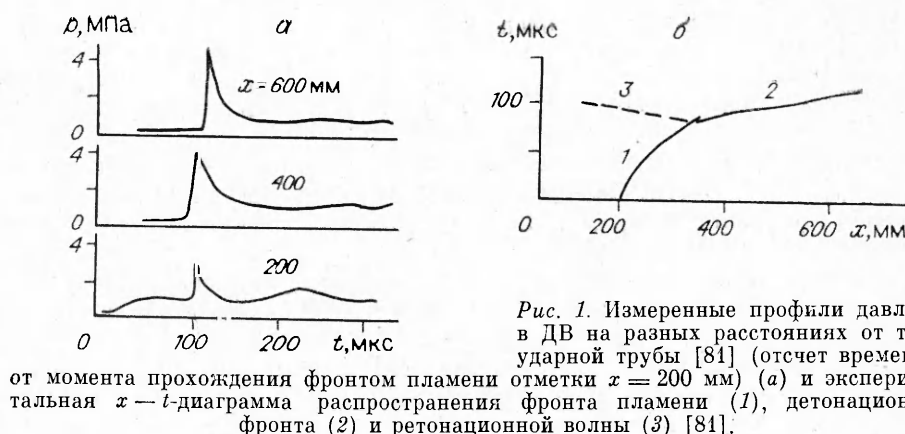
где T_1 — фиксированная температура в волне горения; κ — коэффициент температуропроводности; t_{ip} — адиабатический период индукции самовоспламенения при $T = T_1$. При повсеместном выполнении этого условия распространение реакции представляет собой последовательное самовоспламенение одного слоя исходной смеси за другим. На протекание реакции в соседних объемах влияют волны давления, непрерывно генерируемые пламенем. Такой режим распространения волны горения назовем режимом индуцированного самовоспламенения. Реакция в свежей смеси начинает заметно протекать по прошествии времени, близкого к $t_{ip}(T_0)$, где T_0 — температура перед пламенем. Поэтому стадия заметного ускорения пламени выглядит практически мгновенной по сравнению с длительной стадией распространения пламени по среде, медленно реагирующей [58]. Необходимость учета смены механизма распространения пламени при переходе горения в детонацию подчеркивалась в [59].

3) $u_s \sim a_f \ll D$, где D — скорость детонации Чепмена — Жуге. Следует ожидать возникновения стационарной детонации Чепмена — Жуге после переходного периода. Этот важный качественный вывод, впервые полученный в [59], подтвержден расчетами [50, 60—76]. Расчеты в [50, 60—73] проведены без учета свойств молекулярного переноса, а в [74—76] численно интегрировались уравнения Навье-Стокса с детальной кинетикой химических реакций в смесях $\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{CO} + \text{H}_2 + \text{O}_2$. В рассматриваемом случае спонтанное пламя распространяется в режиме индуцированного самовоспламенения. Имеются попытки анализировать влияние волн давления на протекание химической реакции в смеси. Наиболее удачна теория [77] о распространении волны конечной амплитуды в первоначально однородном реагирующем газе. Анализ проведен на основе одномерных уравнений Навье-Стокса методом теории возмущений. Показано, что при числах Рейнольдса $\text{Re} = t_{ip} a_f^2 \rho / \eta \gg (E/RT_0)^2$ (η — вязкость) свойствами переноса при рассмотрении эволюции волны давления с амплитудой $\Delta p/p_0 \gg RT_0/E$ можно пренебречь.

4) $u_s > D$. Имеет место распространение недосжатой детонационной волны. В пределе $u_s \rightarrow \infty$ возникает адиабатический тепловой взрыв с равномерным подъемом давления по всему объему смеси. Детальному исследованию этого режима посвящены работы [67, 68, 78—80]. В первом приближении фронт реакции опережает газодинамические возмущения, и тепловое расширение воспламеняющихся объемов играет несущественную роль. Такой режим назовем адиабатическим самовоспламенением, которое начинается в точке с оптимальными температурой и концентрацией, а затем смещается по пространству со скоростью [67] $u_s = |\text{grad } t_{iv}|^{-1} = f[\lambda_T, \lambda_q, T^0(0), q^0(0)]$. Здесь λ_T и λ_q — градиенты температуры — $T^0(x)$ и концентрации — $q^0(x)$, реагентов в момент $t = 0$.

Определим фронт волны адиабатического самовоспламенения как поверхность, на которой скорость реакции максимальна. Если координата фронта $x = x_f$, то при $x < x_f$ устанавливается давление $p_s(x) \approx p_0(1 + Qq^0(x)/c_v T^0(x))$, где Q — тепловой эффект реакции, c_v — теплоемкость. При $x > x_f$ в приближении фронта $p \approx p_0$. По смеси будет распространяться волна давления интенсивностью $(p_s - p_0)/p_0 = \frac{Qq^0(x)}{c_v T^0(x)}$; причем тем

выше, чем выше q^0 и ниже T^0 . Рост давления обусловлен выделением тепла химического превращения при $dp/dt = 0$. Это отличает указанную волну от волны сжатия, в которой давление в лагранжевой частице возрастает вследствие уплотнения вещества. Газодинамические возмущения в волне с $u_s \gg 0$ могут только сглаживать «химический» профиль давления позади фронта реакции, не нарушая существенно его структуру и не



проникая в область перед ним. Однако при $u_s \approx D$ влияние эффектов сжимаемости увеличивается [79].

Возможность реализации недосжатой детонационной волны, по нашему мнению, продемонстрирована экспериментально в [81], где исследовано влияние начальной температуры на скорость детонации в смеси $C_3H_8 + 15O_2$. Смесь подвергали сжатию в отраженной ударной волне и поджигали искрой. Зарегистрированы детонационные волны, распространяющиеся стационарно со скоростью в 1,3—3,0 раза больше скорости детонации Чепмена — Жуге. На рис. 1 [81] показаны профили давления и $x-t$ -диаграмма для случая, когда ДВ распространяется по смеси с $T_0 = 653$ К, $\rho_0 = 2,1$ кг/м³ со скоростью ≈ 5400 м/с, что соответствует $M = 11,6$. Простые вычисления показывают, что пиковое давление в ДВ на рис. 1, а близко к давлению изохорического взрыва, наблюдалась в расчетах [4, 62] и классифицируются в [53] как недосжатая детонация.

Волны адиабатического самовоспламенения могут реализоваться в условиях, когда распространение нормального или турбулентного пламени невозможно, например, в узких щелях, зазорах, через малые отверстия. Эрозию стенок цилиндра двигателей можно объяснить проскоками ВС через зазор между поршнем и стенкой. Другая важная особенность ВС — их ориентированное распространение, обусловленное анизотропностью неоднородностей температуры и состава в смеси. На рис. 2, заимствованном из [48], показано распространение пламени (светящаяся полукруговидность на кадрах 1—5) в цилиндрической бомбе, заполненной пропанокислородной смесью.

Светящиеся точки на левой стенке камеры — вторичные очаги воспламенения, вызванные отражением волн давления. На кадре 2 в нижней части фронта пламени возникает очаг самовоспламенения, от которого

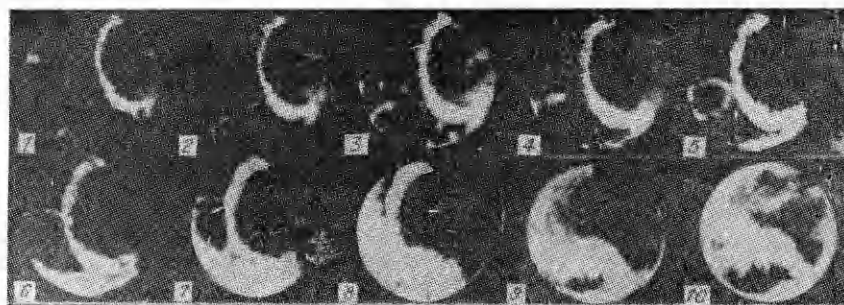


Рис. 2. Распространение пламени в цилиндрической бомбе с пропанокислородной смесью [48]. На кадрах 2—8 видно возникновение и тангенциальное распространение волн самовоспламенения перед фронтом пламени.

распространяется ВС преимущественно вдоль стенки камеры (на кадрах 5—8 тангенциальная скорость ВС ~ 2500 м/с, а радиальная ≈ 300 м/с). По-видимому, это связано с тем, что вблизи стенки смесь оказывается более подготовленной к самовоспламенению (вследствие отражения волн давления), чем в объеме.

Таким образом, при $u_s > u_n$ реализуются спонтанные режимы горения. При $u_n < u_s < D$ реализуются волны индуцированного, а при $u_s > D$ — адиабатического самовоспламенения.

Изучению ВС в других средах посвящены работы [50, 71, 82—85]. В [82] рассмотрена задача о воспламенении тонкого слоя твердого горючего в потоке окислительной среды. В [50, 83] изучали роль ВС при иницировании детонации в газовзвеси инертных частиц. В [71] отмечена возможность спонтанного зарождения детонации при гашении взрыва струями быстроиспаряющегося агента. В [84] градиентному механизму отводится важная роль в процессе иницирования гетерогенной детонации облака капель керосина в воздухе. Стадия спонтанного распространения фронта термоядерной реакции в сверхновых звездах используется в [85] для устранения трудностей, связанных с наблюдаемым изотопным составом элементов железного пика и кривыми блеска звезд.

Численные эксперименты по реализации спонтанных режимов горения

Имеется обширная литература по теоретическому исследованию путей реализации спонтанных режимов горения в реакционноспособных газовых и гетерогенных смесях. Исследовались ВС, распространяющиеся в поле неоднородной температуры и концентрации реагентов или активных добавок [4, 61—69, 72—76], при впрыске смеси в горячую атмосферу [86], при многостадийном и многоточечном самовоспламенении [50, 70, 87, 88], при разгерметизации реакционных сосудов [89], в условиях двигателя внутреннего сгорания [57] и ствольных систем [64, 90].

Наиболее важное следствие появления ВС в той или иной системе — возможность самопроизвольного возбуждения детонации. Для иницирования детонации необходимо выполнение двух условий:

- самовоспламенение смеси в некоторой части заряда;
- наличие определенного градиента периода индукции в остальной части заряда.

Последнее условие необходимо для обеспечения «сцепления» между ВС и генерируемыми в процессе сгорания волнами давления. В силу важности этого условия весь механизм иницирования детонации получил название градиентного механизма. «Сцепление» приводит к формированию УВ, а затем и ДВ [50, 64]. Подчеркнем, что одного самовоспламенения смеси (хотя и являющегося необходимым условием детонационного взрыва) недостаточно для возбуждения детонации.

«Сцепление» химических и газодинамических процессов происходит при $u_s \approx a_i$ [50, 91]. В [50] это условие применено для анализа результатов [4, 62—68, 87, 90] и показано, что оно дает удовлетворительный прогноз для места зарождения УВ. Более точное общее условие получено в [79] на основе анализа определяющих уравнений методом теории возмущений.

Численное решение одномерной задачи о развитии взрыва в смеси с начальной неоднородностью температуры или концентрации реагентов послужило основой для следующей классификации взрывных процессов с $u_s \approx a_i \leq D$ [63—65]:

1) прямое иницирование детонации. Возникновение детонации наблюдается внутри неоднородности, за пределами неоднородности распространяется стационарная ДВ;

2) иницирование детонации с предвестником. Детонации формируется за пределами неоднородности вблизи контактной границы между

продуктами сгорания и свежей смесью, поджатой УВ — предвестником;

3) галопирующие взрывные процессы. Внутри неоднородности зарождается УВ, которая впоследствии затухает, в области за затухающей УВ возможны вторичные взрывы с образованием и усилением вторичных УВ.

В [50, 63—65] показано, что для каждой смеси существует критический размер неоднородности, при котором еще возможно прямое инициирование детонации. В связи с этим в [69] предпринята попытка ввести понятие критической энергии инициирования ДВ. Однако указанные выше необходимые условия детонационного взрыва и условие «сцепления» подразумевают существование двух значений критической энергии — нижнего и верхнего [4, 62]. Детонационный взрыв возможен при промежуточных значениях энергии инициирования.

Возможность инициирования детонации с предвестником существенно расширяет спектр потенциально опасных неоднородностей в смеси. Если принять во внимание возможность зарождения новых очагов взрыва при столкновении волн давления от нескольких неоднородностей [50] и при взаимодействии волн давления с контактными и ограничивающими поверхностями [42], то понятие критического размера неоднородности (и критической энергии) вырождается.

Интересной особенностью галопирующих взрывных процессов является факт затухания ДВ или УВ, которая ранее усиливалась [62—65, 68, 92]. Физически такое затухание обусловлено относительно невысокими числами Маха ДВ (в [4, 62, 63] $M = 2 \div 3$) в условиях, близких к самовоспламенению. При таких числах M скорость реакции за ДВ очень чувствительна к параметрам в невозмущенной смеси. Поэтому снижение температуры или концентрации горючего перед ДВ приводит к отставанию фронта реакции и рассогласованию комплекса УВ — фронт реакции.

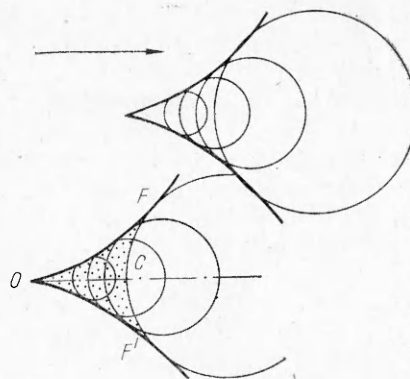
Отличительная черта явления состоит в возможности затухания ДВ, инициированной по градиентному механизму. Напомним, что при нормальных условиях в ТВС $M = 5 \div 6$, при этом начальная температура смеси практически не влияет на скорость взрывной реакции. Следовательно, детонационная волна, рожденная в результате неоднородного самовоспламенения части реагирующей смеси, может распространяться в нормальных условиях при наличии дополнительных факторов: УВ, сенсibilизаторов воспламенения, поршневого воздействия и др. Это связано с тем, что при атмосферном давлении температуры самовоспламенения углеводородов, как правило, выше 800 К и число M в этих условиях меньше, чем при нормальных. Тем не менее, сенсibilизация смеси, окружающей неоднородность, позволила бы такой волне инициировать ДВ.

Этот вывод косвенно подтверждается исследованиями [30]. Изучая влияние поперечных волн в механизме распространения газовой детонации, авторы [30] сравнивали пределы инициирования детонации турбулентной струей продуктов сгорания, истекающей через отверстие, и пределы перепуска сформировавшейся ДВ через то же отверстие в объем. Оказалось, что для инициирования ДВ турбулентной струей при критическом диаметре отверстия требовались гораздо более чувствительные смеси.

Роль волны самовоспламенения в реальной структуре детонационного фронта

В данном разделе обратим внимание на интересные исследования [93], которые, быть может, дополняют известную интерпретацию ячеистой структуры реальных детонационных фронтов [94]. В [93] ячеистая структура детонации исследуется с точки зрения очаговости самовоспламенения за УВ в детонационном фронте. Детальный статистический анализ следовых отпечатков ДВ позволил авторам [93] рассчитать вероятность образования «тройных» точек в зависимости от температуры и плотности смеси. Аналогичный анализ проведен для экспериментальных дан-

Рис. 3. Схема образования ячеистой структуры детонации по [93]. Стрелкой указано направление распространения детонационной волны.



пых по задержкам воспламенения той же смеси за отраженными УВ. Сравнение результатов показало, что образование «тройных» точек в ДВ подчиняется тем же статистическим закономерностям, что и самовоспламенение смеси за отраженными УВ.

Дополнительными экспериментами показано, что при наличии на стенках трубы чередующихся закопченных участков и с покрытием из частиц окиси кальция (2—30 мкм) следовые отпечатки ДВ образуются лишь на закопченных участках. Поскольку сажа — горючий материал, то на основании полученных результатов в [93] сделан вывод, что ячеистая структура ДВ обусловлена локальным самовоспламенением смеси за ударными волнами, как в [45].

Образование ячеистой структуры по [93] показано на рис. 3. Сначала с некоторой вероятностью, зависящей от состояния смеси, происходит ее очаговое самовоспламенение. В каждом очаге в результате почти изохорического выделения энергии образуется сферическая взрывная волна. Она распространяется в сносящем потоке и сжигает сажу в секторе $OF CF'$, оставляя несгоревшей ту часть закопченной поверхности, которая находится за пределами образующих OF и OF' . В результате возникает ячеистая картина со сгоревшей и несгоревшей сажой. В рассматриваемой схеме важная роль отводится очаговому характеру самовоспламенения за ДВ. Появление взрывной волны в схеме [93] может быть тесно связано с градиентным механизмом.

На важную роль самовоспламенения (адиабатического теплового взрыва) в формировании ячеистой структуры ДВ в газах и жидких ВВ указывалось также в [95].

Выводы

В настоящее время можно считать бесспорным существование спонтанных пламен и их связь с зарождением взрывных процессов. Однако существующие экспериментальные свидетельства носят скорее качественный характер. Для проверки теоретических моделей необходимы дальнейшие экспериментальные исследования спонтанных пламен в предварительно перемешанных смесях в условиях, не осложненных турбулентностью и геометрическими факторами.

Ключевой момент градиентного механизма инициирования детонации — неоднородное пространственное распределение периода индукции самовоспламенения. Поскольку методы современной диагностики быстропротекающих процессов позволяют измерять локальные характеристики смеси, полезно получить количественную информацию о структуре очагов самовоспламенения при инициировании детонации. Такая информация важна для верификации существующих представлений и моделей развития взрыва.

В теоретических исследованиях спонтанных пламен наметился прогресс, связанный с переходом к рассмотрению реагирующих течений с учетом свойств переноса и детальной кинетики химического превращения. Однако при моделировании явления еще остаются в стороне такие вопросы, как формирование очагов самовоспламенения и связь этого процесса с характеристиками системы. Существующие модели рассматривают развитие взрыва в отрыве от предыстории системы, что снижает прогнози-

рующие возможности моделей. Первые попытки учесть предысторию возникновения очага взрыва предприняты в работах [57, 73, 87, 96]. Для придания теории прогнозирующей силы необходим переход к многомерным задачам с учетом турбулентных пульсаций параметров. В этой связи представляются важными работы [96—98]. В [97] в двумерной постановке моделировали самовоспламенение турбулизованной газовой смеси. Оказалось возможным наблюдение очагового характера этого процесса. В [98] рассчитывали распределение времени индукции в двумерной детонационной ячейке.

Важный вопрос теории — критический размер очагов — неоднородностей, инициирующих детонацию, и его зависимость от эксплуатационных параметров технических устройств сжигания. Наличие в спектре неоднородностей таких очагов делает рабочий процесс устройства потенциально опасным.

Авторы признательны В. П. Карпову за полезное обсуждение работы и предоставление оригинальных фотоснимков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mallard E., Le Chatelier H. On the propagation velocity of inflammation in gaseous explosive mixtures // *Compt. Rend. Acad. Sci., Paris, France.*— 1881.— 93.— P. 145.
2. Соколик А. С. Горение и детонация в газах.— Л.: ГТТИ, 1934.
3. Рикардо Г. Ф. Двигатели внутреннего сгорания.— М.: ОГИЗ, 1932.
4. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б. и др. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // *ПМТФ.*— 1970.— № 2.— С. 76.
5. Воинов А. П. Экспериментальное исследование детонации в двигателях // *Сгорание в транспортных поршневых двигателях/Под ред. Е. А. Чудакова.*— М.: Изд-во АН СССР, 1951.— С. 212.
6. Соколик А. С. Основы теории детонации в двигателях // Там же.— С. 185.
7. Мэйль Т. Фотографирование процесса горения и детонации в поршневом двигателе с частотой 500000 кадр/с // *Вопросы горения.*— М.: ИЛ, 1953.— С. 85.
8. Gabano J. D., Kageyama T. et al. Experimental simulation of engine knock by means of a preheated static combustion chamber // *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust., The Combust. Inst.*, 1988.
9. Spicher U., Kollmeier H. P. Detection of flame propagation during knocking combustion by optical fiber diagnostics // *SAE Techn. Pap. Ser.*, 1986, 861532, 12.
10. Spicher U., Schmitz G. et al. Application of a new optical fiber technique for flame propagation diagnostics in IC engines // *Ibid.*, 1988, 881637, 10.
11. Klingenberg G. Gun muzzle blast and flash // *Propellants, Explosives, Pyrotechn.*— 1989.— N 14.— P. 57.
12. Peretz A., Kuo K. K. et al. The starting transient of solid propellant rocket motors with high internal velocity // *AIAA J.*— 1973.— N 11.— P. 1719.
13. Хауэмен Дж., Ли А. Микровзрывы при смешении компонентов топлива азотный тетроксид — гидразин // *ВРТ.*— 1974.— № 10.— С. 38.
14. Суетинов А. П., Месквин Ю. П. Распространение пламени в смесях $\text{Cl}_2 - \text{H}_2$ и $\text{CH}_4 - \text{Cl}_2 - \text{H}_2$, предварительно облученных импульсом УФ-света // *Горение гетерогенных и газовых систем.*— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1986.— С. 3.
15. Kozlov G. I., Kuznetsov V. A. et al. Explosive combustion of propane — air mixtures in focused powerful radiation field of CO_2 -laser // *Proc. 13th ICDERS*, 1991, Nagoya, 8.
16. Lee J. H. S., Guirao C. Gasdynamic effects of fast exothermic reactions // *Fast reactions in energetic systems/Ed. by C. Capellos, R. F. Walker.*— N. Y.: D. Reidel Publ. Co., 1981.— P. 245.
17. Lee J. H. S., Moen I. O. The mechanism of transition from deflagration to detonation in vapor cloud explosions // *Progr. Energy Combust. Sci.*— 1980.— 6, № 4.— P. 359.
18. Ландау Л. Д. К теории медленного горения // *ЖЭТФ.*— 1944.— 14, № 6.— С. 240.
19. Markstein G. H. Flow disturbances induced near a slightly wavy contact surface or flame front, traversed by a shock wave // *J. Aeron. Sci.*— 1957.— 24.— P. 238.
20. Когарко С. М., Скобелкин В. И. и др. Взаимодействие ударных волн с пламенным фронтом // *Докл. АН СССР.*— 1958.— 120.— С. 1346.
21. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Физматгиз, 1963.
22. Egerton A., Gates S. On detonation of acetylene and of pentane // *Proc. Royal Soc. A.*— 1927.— 114, N 137.— P. 152.
23. Солоухин Р. И. Переход горения в детонацию в газах // *ПМТФ.*— 1961.— № 4.— С. 128.
24. Urtiew P. A., Oppenheim A. K. Experimental observations of the transition to detonation in vapor cloud explosions // *Proc. Royal Soc.*— 1966.— A295.— P. 13.
25. Зельдович Я. Б., Когарко С. М. и др. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // *ЖТФ.*— 1956.— С. 1744.

26. Bach G. G., Knystautas R. et al. Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosions // Proc. 12th Symp. (Int.) Combust., The Combust. Inst., 1967.
27. Когарко С. М., Попов О. Е., Шепарнев С. М. О возможности возбуждения сферических волн давления в жидкости при быстром горении газообразных топливно-воздушных смесей // Докл. АН СССР.— 1975.— 222, № 4.— С. 813.
28. Kogarko S. M. The generation of a spherical detonation in gaseous mixtures // Proc. EuroMech Symp., Warsaw, 1976.
29. Knystautas R., Lee J. H. S. et al. Direct initiation of spherical detonation by a hot turbulent jet // Proc. 17th Symp. (Int.) Combust., The Combust. Inst., 1979.
30. Inada M., Lee J. H. S. et al. Photographic study of the direct initiation of detonation by a turbulent jet // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991.— P. 25.
31. Radford D. D., Chan C. K. et al. Initiation of detonation by vortex flame interaction // Ibid.— P. 28.
32. Lee J. H. S., Moen I. O. Fundamental mechanisms of unconfined detonation of fuel-air explosions // AFOSR-78-1426, 1979.— P. 22.
33. Berman M. A critical review of recent large scale experiments of H₂-air detonations // Nucl. Sci. Eng.— 1986.— 93, N 3.— P. 321.
34. Murray S. V., Moen I. O. et al. Initiation of hydrogen-air detonations by turbulent fluorine-air jets // Prog. Astr. Aeron., 133: Dynamics of Detonations and Explosions: Detonations.— N. Y.: AIAA inc., 1989.— P. 91.
35. Murray S. B., Thibault P. A. Chemical initiation of detonation in hydrocarbon-air mixtures // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991.— P. 22.
36. Thrush B. A. The homogeneity of explosions initiated by flash photolysis // Proc. Royal Soc.— 1956.— A233.— P. 439.
37. Wadsworth J. Use of flash photolysis to initiate detonation in gaseous mixtures // Nature.— 1961.— 190.— P. 623.
38. Семенов Н. Н. Цепные реакции.— Л.: ГХТИ, 1934.
39. Lee J. H. S., Knystautas R. et al. Photochemical initiation of gaseous detonation // Acta Astronaut.— 1978.— 5, N 11—12.— P. 971.
40. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. Воспламенение горючих газовых смесей при фокусировке отраженных ударных волн // Хим. физика.— 1988.— 7.— С. 1387.
41. Gelfand B. E., Frolov S. M. et al. Three cases of shock wave focusing in a two-phase combustible medium // Proc. 18th Symp. (Int.) Shock waves, 1991.— F43.
42. Chan C. K., Lau D. et al. Ignition and detonation initiation by shock focusing // Proc. 16th Symp. (Int.) Shock tubes and waves, 1987.— BН5.
43. Соколик А. С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
44. Ливенгуд Дж., Лири У. Самовоспламенение при быстром сжатии // Вопросы горения.— М.: ИЛ, 1953.— № 2.— С. 66.
45. Зайцев С. Г., Солоухин Р. И. К вопросу о воспламенении адиабатически нагретой газовой смеси // Докл. АН СССР.— 1958.— 122, № 6.— С. 1039.
46. Воеводский В. В., Солоухин Р. И. О механизме и пределах цепного самовоспламенения водорода с кислородом в ударных волнах // Там же.— 1964.— 154, № 6.— С. 1425.
47. Meyer J. W., Cohen L. M. et al. Study of exothermic processes in shock ignited gases by the use of laser shear interferometry // Comb. Sci. Techn.— 1973.— 3, N 4.— P. 185.
48. Карпов В. П., Соколик А. С. О механизме усиления ударных волн при взаимодействии с пламенем «ячеистой» структуры // ФГВ.— 1969.— 5, № 2.— С. 200.
49. Зельдович Я. Б. Флуктуации периода индукции разветвленной цепной реакции // Докл. АН СССР.— 1981.— 257, № 5.— С. 1173.
50. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М. и др. Критерий возбуждения ударных и детонационных волн в реагирующей среде // Хим. физика.— 1989.— 8, № 5.— С. 655.
51. Васильев А. А., Митрофанов В. В. и др. Детонационные волны в газах // ФГВ.— 1987.— 23, № 5.— С. 109.
52. Aksamentov S. M., Mitrofanov V. V. Numerical simulation of galloping detonations // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991.— P. 9.
53. Зельдович Я. Б. Классификация режимов экзотермической реакции в зависимости от начальных условий.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978.
54. Mikolaitis D. W. The unsteady propagation of premixed flames through nonhomogeneous mixtures and thermal gradients // Combust. Flame.— 1984.— 57.— P. 87.
55. Зельдович Я. Б. Распространение пламени по смеси, реагирующей при начальной температуре.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978.
56. Алдушин А. П., Зельдович Я. Б. и др. Распространение пламени по реагирующей газовой смеси.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1979.
57. Фролов С. М., Липатников А. И. и др. Возникновение детонации в двигателе внутреннего сгорания // Докл. АН СССР.— 1991.— 318, № 2.— С. 389.
58. Kaufmann D., Roth P. Numerical simulation of one-dimensional laminar flames propagating into reacting premixed gases // Combust. Flame.— 1990.— 80.— P. 385.
59. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации.— М.: ГИТТЛ, 1955.
60. Thibault P., Yoshikawa N. et al. Shock wave amplification through coherent energy release // Proc. Techn. Meet. East. Sect. Comb. Inst., Miami Beach, 1978.
61. Barthel H. O., Strehlow R. A. Direct detonation initiation by localized enhanced

- reactivity // 17th Aerospace Sciences meeting, New Orleans, La., 1979, AIAA 79-0286.
62. Гельфанд Б. Е., Поленов А. П. и др. К вопросу о возникновении детонации в неравномерно нагретой газовой смеси // ФГВ.—1985.—21, № 4.—С. 118.
63. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М. и др. Возникновение детонации в системах с неоднородным распределением температуры и концентрации // Хим. физика.—1986.—5, № 9.—С. 1277.
64. Zeldovich Ya. B., Gelfand B. E. et al. Concentration and temperature nonuniformities (CTN) of combustible mixtures as a reason of pressure waves generation // Dynamics of explosions.—N. Y.: AIAA Inc., 1988.—114.—P. 99.
65. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М. и др. Возникновение детонации в областях с неоднородным распределением температуры и концентрации // ФГВ.—1988.—24, № 6.—С. 101.
66. Гельфанд Б. Е., Махвиладзе Г. М. и др. Спонтанное возникновение взрывных режимов реакции в областях с неоднородностями температуры и концентрации.—М., 1988.—(Препр./АН СССР. ИПМ; № 358).
67. Гельфанд Б. Е., Махвиладзе Г. М. и др. Критерий спонтанного возникновения взрывных режимов реакции на неоднородностях распределения периода задержки самовоспламенения.—М., 1989.—(Препр./АН СССР. ИПМ; 424).
68. Махвиладзе Г. М., Рогатых Д. И. Начальные неоднородности температуры и концентрации — причина взрывного протекания химической реакции в горючем газе // Хим. физика.—1989.—8, № 2.—С. 281.
69. Dorofeev S. B., Kochurko A. S. et al. Detonation onset conditions in spatially nonuniform combustible mixtures // Prepr. IAE-4871/13.—Moscow, Atominform, 1989.
70. Frolov S. M., Gelfand B. E. et al. Initiation of a detonation wave due to multistage self-ignition // Prog. Astr. Aeron., 133: Dynamics of Detonations and Explosions: Detonations.—N. Y., AIAA Inc., 1989.—P. 133.
71. Frolov S. M., Timmler J. et al. The effect of inert particle evaporation on the chemical reaction in a combustible medium // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991.—P. 63.
72. Smirnov N. N., Demyanov A. Yu. et al. Numerical modeling of deflagration-to-detonation transition in gas mixtures // Ibid.—P. 34.
73. Yoshikawa N., Lee J. H. Formation and propagation of photochemical detonations in hydrogen-chloride mixtures // Ibid.—P. 6.
74. Maas U., Warnatz J. Detailed numerical modeling of $H_2 - O_2$ ignition by hot spots // Prog. Astr. Aeron., 133: Dynamics of Detonations and Explosions: Detonations.—N. Y., AIAA Inc., 1989.—P. 3.
75. Goyal G., Warnatz J. et al. Numerical studies of hot spot ignition in $H_2 - O_2$ and CH_4 -air mixtures // Proc. 23rd Symp. (Int.) Combust., The Combust. Inst., 1990.—P. 1767.
76. Weber H. J., Mack A. et al. Numerical simulation of ignition process and combustion wave propagation in H_2/O_2 reaction systems // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991.—P. 110.
77. Clarke J. F. // The mathematics of combustion/Ed. by J. D. Buckmaster.—SIAM, Philad., 1985.—P. 183.
78. Dold J. W. // Fluid dynamical aspects of combustion theory/Ed. by A. Tesei, M. Onofri.—Longman, 1991.
79. Dold J. W., Short M. Compressibility corrections to Zeldovich's spontaneous flame and the onset of an explosion in a non-uniformly preheated medium // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991.—P. 77.
80. Kidin N. I., Filimonov I. A. Spontaneous propagation of exothermic reaction fronts and shock wave generation in nonuniformly heated gas mixtures // Ibid.—P. 151.
81. Terao K., Motoyama Y. Propagation velocity of detonation waves in a high temperature mixture // Proc. 18th Symp. (Int.) Shock Waves, Sendai, Tohoku Univ., 1991, F22.
82. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Распространение волн воспламенения в макронеоднородных системах.—Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1986.
83. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М. и др. К вопросу о прямом инициировании детонации в газовых смесях // Хим. физика.—1989.—8, № 11.—С. 1547.
84. Alekseev V. I., Dorofeev S. V. et al. Investigation of blast wave transformation to detonation in two-phase unconfined clouds // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991.—P. 80.
85. Блинные С. И., Хохлов А. М. Стадия спонтанного распространения пламени в сверхзвуковых // Письма в АЖ.—1987.—13, № 10.—С. 868.
86. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М. и др. К механизму взрывов в газоперекачивающих агрегатах магистральных газопроводов // ФГВ.—1988.—24, № 3.—С. 101.
87. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М. и др. Возникновение детонации при многостадийном самовоспламенении // Там же.—1989.—25, № 4.—С. 93.
88. Frolov S. M., Gelfand B. E. et al. Initiation of a detonation wave due to multistage self-ignition // Dynamics of detonations explosions: Detonations.—N. Y., AIAA Inc., 1989, 133.
89. Frolov S. M., Gelfand B. E. et al. A possible mechanism for the onset of pressure oscillation during venting // J. Loss Prev. Process Ind.—1990.—3, N 1.—P. 64.
90. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М. и др. Задача Лагранжа с постепенным выделением

- энергии в реакции аррениусовского типа // Хим. физика.— 1988.— 7, № 2.— С. 263.
91. Cheng R. K., Short J. M. et al. Diagnostics of the exothermic process // Progr. Astr. Aeron.— N. Y., AIAA Inc., 1977.— 53.— P. 641.
 92. Аксаментов С. М., Киселев И. А. и др. Численное исследование условий распада детонации в области с неоднородным распределением температуры и концентрации // ФГВ.— 1991.— 27, № 5.— С. 130.
 93. Terao K., Azumatei T. Cellular pattern formation in detonation waves as a stochastic phenomenon // Jap. J. Appl. Phys.— 1989.— 28, N 4.— P. 723.
 94. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчий М. Е. Структура фронта детонации в газах.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.— 168 с.
 95. Дремин А. Н. Пульсирующий детонационный фронт // ФГВ.— 1983.— 19, № 4.— С. 159.
 96. Takano Y. Simulations for detonation initiation behind reflected shock waves // Proc. 13th ICDERS, Nagoya, 1991, 27.
 97. Hasegawa T., Arai A. et al. Autoignition of a turbulent premixed gas // Ibid.— P. 158.
 98. Lefebvre M. M., Oran W. S. et al. Simulation of cellular structure in a detonation wave // Ibid.— P. 4.

г. Москва

Поступила в редакцию 2/III 1992

УДК 662.611

Н. А. Силин, Л. Я. Кашипов, Ю. Е. Шелудяк,
З. Э. Асмагулло, А. Г. Распопин, Р. А. Гринеева

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ СМЕСЕЙ $Mg + NaNO_3$ ОТ МНОГИХ ПЕРЕМЕННЫХ

На основании анализа экспериментальных данных построены функциональные зависимости скорости горения смесей магния с нитратом натрия от начальной температуры, пористости, дисперсности компонентов, содержания магния в смеси и давления.

Смеси магния с нитратом натрия используются в качестве основы различных гетерогенных конденсированных систем (ГКС) [1], и поэтому исследованию процессов воспламенения и горения этих смесей посвящено большое число экспериментальных работ [2—10]. Однако во многих случаях результаты этих исследований плохо согласуются между собой, что обусловлено не только погрешностями эксперимента и некорректностью фиксации параметров, влияющих на процесс горения, но и отсутствием единого, физически обоснованного подхода к интерпретации экспериментальных данных.

В настоящей работе предпринята попытка получения функциональной зависимости скорости горения u смесей магния с нитратом натрия от начальной температуры T_n , давления p , пористости P , дисперсности компонентов d_i и содержания компонентов в смеси x_i с учетом установленных в работах [11—13] закономерностей стационарного горения.

В основе анализа экспериментальных данных лежит уравнение для массовой скорости горения

$$u\rho = \frac{q_m}{h_{\max} - h(T_n)}, \quad (1)$$

являющееся интегральной формой закона сохранения энергии на условной границе зоны химических реакций и прогретого слоя. В (1): ρ и $h(T_n)$ — плотность и энтальпия горючей системы при T_n ; q_m — тепловой поток на условной границе зоны химических реакций и прогретого слоя; $h_{\max}$ — максимальное количество тепла, которое можно ввести в реакционноспособную систему при условиях нагрева, соответствующих установившемуся режиму горения. Анализ экспериментальных данных о скорости горения различных горючих систем показывает, что параметры