

5. В. Е. Накоряков, А. П. Бурдюков и др. Тепломассообмен в звуковом поле. Новосибирск: Наука, 1970.
6. В. Н. Вилунов. Докл. АН СССР, 1963, 136, 2.
7. E. H. Perry, F. E. C. Culick. Comb. Sci. Techn., 1974, 9.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ С АКУСТИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Д. И. Абугов, О. И. Обрезков, В. П. Пикалов

(Москва)

В проблеме неустойчивости горения в форсированных камерах сгорания особенно сложным и наименее изученным вопросом является определение механизмов обратной связи, т. е. воздействия акустических колебаний на скорость горения, определяющего возможность усиления колебаний давления [1, 2]. Хотя влияние среднего давления на скорости распространения ламинарного и турбулентного пламени известно [3], но в условиях быстроменяющегося давления квазистационарный подход к определению реакции процесса горения на колебания, не учитывающий конечных скоростей физико-химических процессов, может привести к ошибочным результатам. Наиболее правильное представление о взаимодействии горения с акустическими колебаниями может дать частотная характеристика отклика пламени на гармонические возмущения, позволяющая выяснить особенности механизма усиления колебаний давления при различных частотах. Некоторые теоретические исследования в этом направлении представлены в [2, 4]. В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования взаимодействия процесса горения газов с искусственно создаваемыми акустическими колебаниями и дан качественный анализ полученных результатов.

Эксперименты проводились в модельной камере сгорания квадратного сечения 50×50 и высотой 1000 мм (рис. 1). Через нижнее днище подавались газообразные горючие (пропан, аммиак) и окислитель (воздух, кислород). Компоненты топлива вводились как отдельно, так и предварительно перемешанными. В камере осуществлялись ламинарный и турбулентный режимы горения топлива. При горении неперемешанных газов горючее поступало в камеру через шесть трубок, а окислитель — через сорок два отверстия в днище (сгруппированные по семь у каждой трубки горючего). При ламинарном горении однородной смеси последняя поступала в камеру через шесть трубок. Турбулентное горение происходило в одиночных горелках на стабилизаторах — турбулизаторах пламени, выполненных в форме конусов и сеток. При горении на конусном стабилизаторе пламя имело торроидальную форму, а на сетке — форму конуса.

Во всех экспериментах высота пламени была значительно меньше четверти длины акустической волны. Для исключения влияния колебаний в камере на подачу газов в подводящих трубках устанавливались акустические разделители — пористые пластины толщиной 6 мм. У нижнего днища камеры располагался датчик давления и имелись окна для оптических измерений и наблюдений за пламенем. Горение протекало при атмосферном давлении, продукты сгорания отводились через два боковых отверстия диаметром 10 мм на половине высоты камеры. Акустические колебания создавались в камере электродинамическим излучателем, установленным у верхнего днища камеры. Мембрана излуча-

гарифм отношения двух амплитуд, разделенных во времени одним периодом.

Излучение пламени содержит важную информацию о протекании процессов в зоне горения. По данным [6] излучение в красной и ближней инфракрасной областях спектра несет до 20% всей энергии, освобождаемой при горении. Считая, что колебания излучения в рассматриваемой спектральной области связаны с возмущениями тепловыделения в пламени и что при колебаниях доля энергии, излучаемой пламенем, остается постоянной в общем энергетическом балансе, можно приближенно принять относительные возмущения излучения равными относительным возмущениям тепловыделения.

Таким образом, по результатам измерения колебаний излучения и давления на разных частотах можно получить амплитудно-частотную характеристику пламени по возмущениям тепловыделения

$$A_{\Phi} = (\Delta\Phi/\Phi_0)/(\Delta p/p_0), \quad (2)$$

где $\Delta\Phi$ и Δp — амплитуды колебаний излучения и колебаний давления на некоторой частоте; Φ_0 и p_0 — средние значения излучения пламени и давления.

Измеряя фазовый угол между колебаниями и строя фазово-частотную характеристику, можно судить о выполнении критерия Рэлея, усилении или демпфировании колебаний давления пламенем [2]. При оценке фазового угла учитывалось, что колебания излучения пропорциональны колебаниям тепловыделения, а относительно колебаний скорости тепловыделения они будут отставать по фазе на $\pi/2$.

В настоящее время имеется большое количество данных, указывающих на нетермическую природу ионизации в зоне химического реагирования пламени [7, 8]. Повышенное содержание электронов в реакционной зоне связывают с химиоинициацией ряда промежуточных продуктов, образующихся при горении. Считая, что производство электронов dn_e/dt прямо пропорционально скорости химической реакции $W_{x,p}$, а ионизационный ток в пламени — концентрации электронов n_e , можно предположить, что относительные колебания тока приближенно равны относительным возмущениям концентрации продуктов сгорания или тепловыделения. Это позволяет определить амплитудно-частотную характеристику пламени путем регистрации колебаний ионизационного тока и давления и дальнейшим расчетом по зависимости, аналогичной (2).

Блок-схема измерений в описываемых экспериментах представлена на рис. 1. Колебания давления измерялись пьезоэлектрическим датчиком ЛХ-610. Излучение пламени регистрировалось фотоэлектрическим умножителем ФЭУ-22 (спектральный диапазон 0,4—1,1 мкм) и фоторезистором ФСА-1 (спектральный диапазон 0,8—3,2 мкм, постоянная времени $\sim 10^{-4}$ с). Колебания ионизационного тока регистрировались двухэлектродным зондом. Electroды зонда, выполненные из никелевой проволоки диаметром 0,7 мм, помещались в двухканальную керамику диаметром 3,5 мм. Зонд питался от электрической батареи ($V = 40$ В). Распределение амплитуд колебаний давления по высоте камеры, необходимое для расчетов N , определялось передвижным акустическим зондом. Декремент колебаний находился с помощью фоторазверток затухающих колебаний давления, получаемых при отключении излучателя.

Вторичная аппаратура обеспечивала усиление, регистрацию, измерение сигналов, согласование каналов и их калибровку. Стационарные составляющие сигналов измерялись ламповым вольтметром ВЗ-7, амплитуды колебаний — ламповым вольтметром Ф563. В ряде случаев для фильтрации измеряемых сигналов использовался анализатор гармоник С5-3, угол сдвига фаз между сигналами измерялся фазометром Ф2-5 с предварительной калибровкой фазовых сдвигов каналов. Фоторегистрация

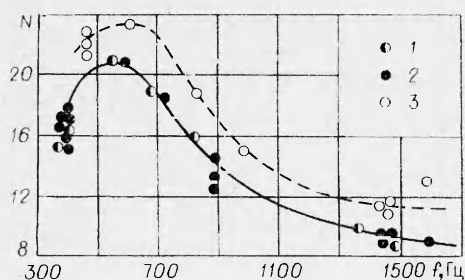


Рис. 2. Зависимость коэффициента стоячей волны от частоты колебаний (пучность давления); ламинарное диффузионное пламя $C_3H_8 + \text{воздух}$, $G_r = 3 \text{ см}^3/\text{с}$, $G_0 = 135 \text{ см}^3/\text{с}$.

1 — холодная камера без протока; 2 — холодная камера при продувке воздухом $G_B = 163 \text{ см}^3/\text{с}$; 3 — при наличии горения.

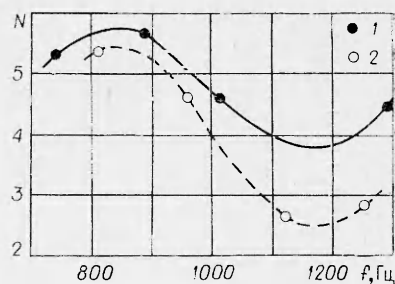


Рис. 3. Зависимость коэффициента стоячей волны от частоты колебаний (пучность скорости); ламинарное диффузионное пламя $NH_3 + O_2$, $G_r = 23 \text{ см}^3/\text{с}$, $G_0 = 60 \text{ см}^3/\text{с}$.

1 — холодная камера при отсутствии протока; 2 — при наличии горения.

сигналов проводилась с экрана осциллографа ОК-17 с помощью приставки, обеспечивающей непрерывную протяжку фотопленки. Скоростной кинокамерой СКС-1М16 с использованием прибора Теплера ИАБ-451 снималась теневая картина взаимодействия пламени с акустическим полем, скорость съемки составляла 4000 кадр/с. Электродинамический излучатель питался от звукового генератора 13-34 через усилитель мощности УМ-50. Эксперименты проводились на резонансных частотах камеры сгорания в диапазоне 350—2250 Гц, интенсивность звука достигала 125 дБ. Собственный уровень шума турбулентного пламени не превышал 70 дБ.

На рис. 2, 3 приведены зависимости коэффициента стоячей волны от частоты колебаний для диффузионных пламен. Величина N в камере без горения, заполненной горячими продуктами сгорания, и в «холодной» камере при протоке воздуха через смесительные элементы приблизительно одинакова. Это обстоятельство позволяет связать изменение N с результатами взаимодействия колебаний с пламенем. Пламя, помещенное в пучность давления, во всем диапазоне частот усиливает колебания (N увеличивается); в пучности скорости колебания демпфируются (N уменьшается). Эти результаты подтверждаются измерениями декремента колебаний: при горении в пучности давления он уменьшается, а в пучности скорости растет.

Амплитудно-частотная характеристика перемешанного пропано-воздушного пламени приведена на рис. 4. Характерное уменьшение A_ϕ с частотой наблюдалось как для перемешанных, так и для неперемешанных компонентов, для ламинарного и турбулентного режимов горения. В пропано-кислородных пламенах A_ϕ уменьшается с частотой медленнее, чем в пропано-воздушных. Турбулизация пламени несколько увеличивала A_ϕ , особенно при низких частотах, что наблюдалось при увеличении числа Рейнольдса и размера ячеек турбулизирующих сеток. Однако изменение режима горения не вызвало качественных изменений амплитудно-частотной характеристики. При варьировании коэффициента избытка окислителя обнаружена экстремальная зависимость A_ϕ с минимумом в области стехиометрии. Например, для пропано-воздушного турбулентного пламени в случае $Re = 2700$, $f = 1480 \text{ Гц}$, $\alpha = 1$ $A_\phi = 0,21$, а при $\alpha = 0,8$ и $1,4$ A_ϕ равна 0,3 и 0,25 соответственно.

Измерение пульсаций ионизационного тока при различных частотах также показало монотонное уменьшение A_ϕ с частотой. В этих экспериментах зонд вводился в ламинарное пламя так, что фронт горения находился на половине длины электродов, выступающих из керамики на 5 мм.

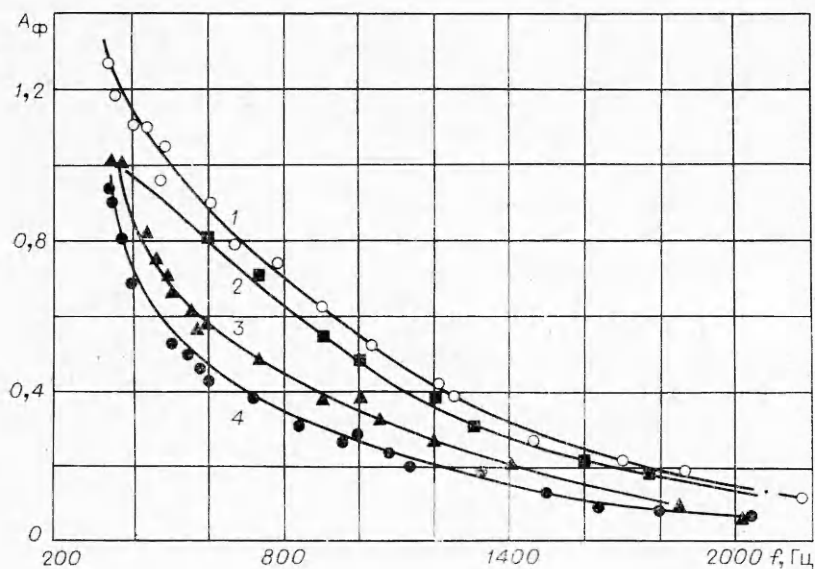


Рис. 4. Амплитудно-частотные характеристики пропано-воздушного пламени на конусном стабилизаторе.
Турбулентные пламена: 1 — $\alpha=0,7$, $G=290$ см³/с; 2 — $\alpha=1$, $G=290$ см³/с; 3 — $\alpha=1$, $G=120$ см³/с; 4 — ламинарное пламя, $\alpha=1$, $G=110$ см³/с.

Такое расположение позволило обеспечить постоянный контакт электродов с фронтом, поэтому зарегистрированные колебания ионизационного тока не могли быть вызваны перемещениями фронта пламени. Анализ теневых фотографий ламинарного пламени, помещенного в пучность акустического давления, колеблющегося с частотой 820 Гц, при скорости съемки 6 кадров за период показал отсутствие заметных изменений структуры и формы пламени. Все эти результаты позволяют сделать вывод о том, что колебания излучения и ионизации пламени, измеряемые в опытах, связаны с пульсациями концентраций возбужденных молекул в зоне горения и имеют химическую природу, т. е. обусловлены возмущениями скорости химической реакции при колебаниях давления.

На рис. 5 представлена фазово-частотная характеристика турбулентного пламени на конусном стабилизаторе. Колебания излучения отстают от колебаний давления. Наличие положительных фазовых углов при низких частотах наблюдалось лишь для турбулентных пламен и может быть объяснено влиянием турбулентных флуктуаций излучения на точность измерения фазы; при высоких частотах эти флуктуации были незначительны [9]. Во всем исследованном диапазоне частот отставание колебаний излучения от колебаний давления не превышало 90° для всех исследованных пламен.

При исследовании взаимодействия пламени с акустическими колебаниями скорости также имели место колебания излучения, частота которых совпадала с частотой возмущений. В качестве примера на рис. 6 представлены амплитудно- и фазово-частотные характеристики диффузионных пламен. Увеличение частоты влекло за собой быстрое уменьшение A_ϕ . При определении ϕ измерялся фазовый угол между колебаниями излучения пламени, расположенного в пучности акустической скорости, и колебаниями давления. Как следует из экспериментов, фазовый угол отрицателен, но меньше 90°. Поскольку в описываемых опытах пламя располагалось несколько выше сечения, где амплитуда колебаний давления была минимальной (срезы топливно-подводящих трубок находились в этом сечении), то по отношению к колебаниям давления в пла-

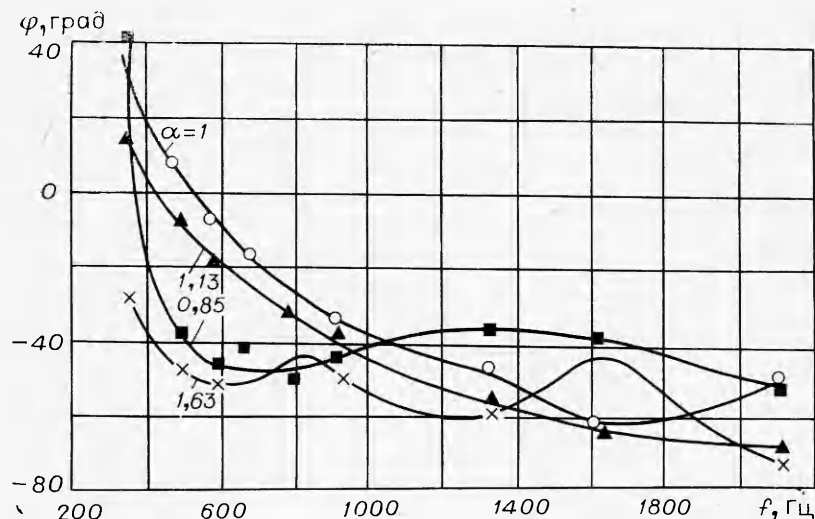


Рис. 5. Фазово-частотные характеристики пропано-воздушного пламени на конусном стабилизаторе. Топливо-воздушная смесь предварительно перемешана, $G=230 \text{ см}^3/\text{с}$.

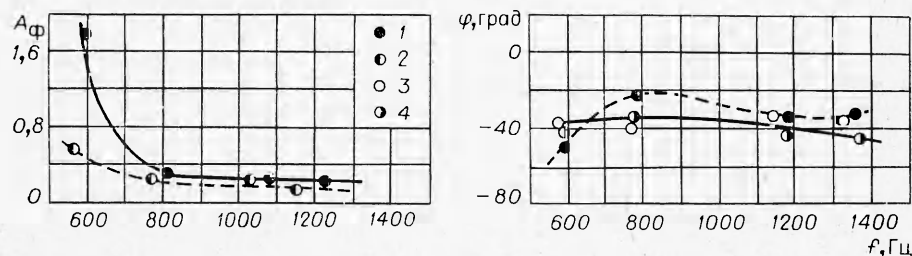


Рис. 6. Амплитудно- и фазово-частотные характеристики ламинарных диффузионных пламен в пучности скорости.

1 — $\text{NH}_3 + \text{O}_2$, $G_{\Gamma} = 3 \text{ см}^3/\text{с}$, $G_0 = 80 \text{ см}^3/\text{с}$; 2 — $\text{C}_3\text{H}_8 + \text{O}_2$, $G_{\Gamma} = 23 \text{ см}^3/\text{с}$, $G_0 = 70 \text{ см}^3/\text{с}$; 3 — $\text{C}_3\text{H}_8 + \text{воздух}$, $G_{\Gamma} = 1,7 \text{ см}^3/\text{с}$, $G_0 = 185 \text{ см}^3/\text{с}$; 4 — $\text{C}_3\text{H}_8 + \text{воздух}$, $G_{\Gamma} = 1,2 \text{ см}^3/\text{с}$, $G_0 = 175 \text{ см}^3/\text{с}$.

мени колебания излучения были сдвинуты на угол $(180 - \varphi)^\circ$, т. е. больше, чем на 90° .

Скоростная киносъемка теневых картин взаимодействия пламени с акустической скоростью показала заметные изменения структуры факела. При горении предварительно перемешанных компонентов конус ламинарного пламени периодически (с частотой возбуждающего звука) вытягивался и поверхность горения несколько увеличивалась. Это, по-видимому, и явилось причиной колебаний излучения пламени. При диффузионном горении в пучности акустической скорости на срезе топливно-подводящей трубки периодически, с частотой несколько десятков герц, возникали возмущения поверхности пламени, которые, перемещаясь к вершине, росли и, достигнув определенных размеров, превращались в срывающиеся вихри. Скорость перемещения вихрей совпадала со средней скоростью потока. Частота образования вихрей была значительно меньше частоты акустических колебаний, взаимодействующих с пламенем, поэтому этим эффектом нельзя объяснить наблюдаемые в экспериментах колебания излучения пламени. Когерентные акустическим возмущениям колебания излучения можно объяснить воздействием звука на процесс перемешивания реагирующих газов и на поверхность горения. Таким образом, из проведенных экспериментов следует, что при взаимодействии пламени с акустической скоростью претерпевает возмущения поверхность горения.

Проанализируем полученные результаты. Величина A_Φ пламени по тепловыделению в пучности давления с увеличением частоты уменьшается, стремясь к нулю, а отставание колебаний тепловыделения от колебаний давления не превышает 90° , поэтому приближенно можно принять, что пламя реагирует на колебания как инерционное звено, частотная характеристика которого имеет вид [10]

$$\Pi(i\omega) = B/(1 + i\omega\tau), \quad (3)$$

где B — коэффициент передачи звена; τ — постоянная времени процесса; ω — круговая частота колебания. Тогда частотная характеристика отклика пламени на колебания давления по скорости тепловыделения будет аналогична характеристике дифференцирующего звена с замедлением

$$M(i\omega) = Bi\omega\tau/(1 + i\omega\tau). \quad (4)$$

При низких частотах модуль такой частотной характеристики стремится к нулю, а при высоких частотах — к постоянной величине, равной B .

Эксперименты показали, что в рассматриваемом случае наиболее вероятен механизм усиления колебаний давления, связанный с изменениями скорости химической реакции, которая описывается аррениусовской зависимостью $W_{x,p} = k_0 c_r^{\nu_1} c_o^{\nu_2} T^\beta \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$ [3] и при изохронических малых возмущениях давления претерпевает изменения

$$W'_{x,p}/(W_{x,p})_0 = [\nu + (\kappa - 1)/\kappa (\beta - \nu + E/RT)] \cdot p'/p_0,$$

где $\nu = \nu_1 + \nu_2$ — суммарный порядок реакции; $\beta = 0,5$ — показатель степени; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; T — температура горения; κ — показатель изохроны; c_r , c_o — концентрации горючего и окислителя; k_0 — предэкспоненциальный множитель.

В соответствии со сделанными предположениями о механизме усиления колебаний давления $B = \nu + [(\kappa - 1)/\kappa](\beta - \nu + E/RT)$. Постоянная времени τ определяется характерным временем процесса горения. Расчет для пропано-воздушного пламени с параметрами $E = 1,67 \cdot 10^5$ кДж/кмоль, $T = 2200$ К, $\kappa = 1,4$, $\nu \approx 2$ дает значение $B \approx 2,9$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами. Коэффициент B определялся с помощью формулы (3) по двум значениям A_Φ при различных частотах; в исследованном диапазоне режимов горения он равнялся 1,2—2,4. Связь параметра B с температурой горения качественно объясняет поведение амплитудно-частотной характеристики при изменении коэффициента избытка окислителя, так как T имеет экстремальную зависимость от α и максимальна в области стехиометрических смесей.

Из зависимости (4) можно видеть, что в пучности давления пламя усиливает колебания, так как действительная часть частотной характеристики $M(i\omega)$, равная $B(\omega\tau)^2/[1 + (\omega\tau)^2]$, всегда положительна. Следовательно, пламя является широкополосным усилителем колебаний давления, более эффективным в области высоких частот. Эти результаты анализа удовлетворительно согласуются с изменениями коэффициента стоячей волны и декремента колебаний для пламени, находящегося в пучности давления.

Эксперименты, касающиеся взаимодействия пламени с акустическими колебаниями скорости, проведены в ограниченном размере и их результаты следует рассматривать как предварительные. Анализ скоростной киносъемки и частотных характеристик пламени в пучности акустической скорости позволяет приближенно считать, что возмущение поверхности горения есть инерционный динамический процесс. Акустические смещения вызывают возмущения поверхности горения, изменяют объем зоны химической реакции и пропорционально тепловыделению и излучение пламени. Демпфирование колебаний пламени в пучности скорости

объясняется неблагоприятными фазовыми соотношениями между колебаниями скорости тепловыделения и давления, так как пламя находилось несколько выше узла давления и скорость тепловыделения изменялась практически в противофазе с колебаниями давления во всем исследованном диапазоне частот [1].

Эксперименты с турбулентными пламенами проводились при невысоких значениях чисел Рейнольдса и интенсивности турбулентности. При таких условиях режим турбулентного горения был поверхностным. Этим объясняется слабое отличие частотных характеристик ламинарных и турбулентных пламен. Наблюдаемое влияние турбулентности можно объяснить изменением характерного времени процесса горения.

Поступила в редакцию
6/VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961.
2. Нестационарное распространение пламени. Под ред. Дж. Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
3. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
4. В. И. Фурлетов, В. И. Скляр. ПМТФ, 1974, 1.
5. Е. Скучик. Основы акустики. М.: Мир, 1976.
6. А. Гейдон. Спектроскопия пламен. М.: ИЛ, 1959.
7. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
8. Н. Н. Иноземцев. Изв. АН СССР, ОТН, сер. Энергетика и автоматика, 1960, 2.
9. Д. И. Абугов, О. И. Обрезков. ФГВ, 1978, 14, 5.
10. В. А. Бессекерский, Е. И. Попов. Теория систем автоматического регулирования. М.: Наука, 1972.

РЕЖИМЫ НЕУСТОЙЧИВОГО ГОРЕНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ

Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов, А. Т. Пак,
М. Н. Кучкин
(Томск)

В теоретических и экспериментальных исследованиях процессов самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [1—6] обнаружены и описаны интересные явления неустойчивого горения — автоколебательное и спиновое. Автоколебательное горение наблюдалось в безгазовых системах, спиновое — в гибридных (металл — азот). В работе [6] предложен единый теоретический подход к описанию обоих явлений, основанный на представлениях о тепловой неустойчивости процесса к продольным и поперечным возмущениям, и впервые проведено математическое моделирование спинового горения. Авторами [7] обнаружено спиновое горение в безгазовых системах.

В данной работе в развитие результатов, полученных в [7], проведено подробное экспериментальное исследование режимов неустойчивого горения в безгазовых системах с легкоплавкой добавкой и высказано предположение о стабилизирующей роли локальной кристаллизации расплава.

В качестве объекта исследования выбраны системы Ti—B, Ti—C, Hf—B, (Fe—B)—Ti, где (Fe—B) — сплав железа с 50% (по массе) бора. Детальные исследования проводились на системе Ti—B. В опытах ис-