УДК 662.9+621.181.7

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КАМЕРЕ ГОРЕНИЯ ДОМЕННЫХ ВОЗДУХОНАГРЕВАТЕЛЕЙ

Е.В. Торопов, В.Ю. Шашкин

OSCILLATING PROCESSES IN COMBUSTION CHAMBERS OF BLAST FURNACE AIR HEATERS

E.V. Toropov, V.Yu. Shashkin

Рассмотрены различные механизмы возбуждения упругих колебаний в камерах горения доменных воздухонагревателей, когда отдельные элементы характеризуются сосредоточенными параметрами. Различия в частотном диапазоне связаны с конструктивными и режимными факторами.

Ключевые слова: доменный воздухонагреватель, камера горения, колебания, частота.

The work considers different excitation mechanisms of elastic vibrations in combustion chambers of blast furnace air heaters when individual elements are characterized with lumped parameters. Differences in frequency ranges are caused by constructive and operation conditions.

Keywords: blast furnace air heater, combustion chamber, oscillations, frequency.

В теплонапряженных камерах горения доменных воздухонагревателей возможно возникновение и развитие динамических процессов различного амплитудно-частотного диапазона, что сказывается на надежности и эффективности работы всей системы подготовки доменного дутья. Условия возбуждения колебаний в камере горения, соединенной с подкупольным объемом, определяется соотношением инерционных, упругих и диссипативных свойств среды в элементах системы горения топлива, а также наличием существенных акустических импедансов в отдельных участках тракта. Поддержание колебаний обеспечивается существованием обратной связи, действие которой подчиняется условию Рэлея: фазовое соотношение между пульсациями давления и колебательной составляющей тепловыделения должно подчиняться зависимости:

$$\int_T h \cdot \delta p \cdot d\tau > 0, \qquad (1)$$

где h - интенсивность тепловыделения при горении, Вт/м^3; δp - колеблющаяся компонента давления, П $d\tau$ - время, с; T - длительность цикла, с.

Условие Рэлея, не совсем точно называемое критерием Рэлея [1], дает удовлетворительное объяснение механизма перехода тепловой энергии в механическую при пульсирующем горении с точки зрения термодинамики. Но использование этого условия в качестве критерия устойчивости системы, как показал Б.В. Раушенбах [2], неправомерно: система горения в процессе развития колебательного процесса реализует такие амплитудно-фазовые соотношения и такой механизм обратной связи, которые обеспечивают в заданных условиях максимум акустической энергии, излучаемой областью горения. Самопроизвольное движение системы горения топлива к максимуму потерь акустической энергии отвечает поведению системы при увеличении энтропии.

При большой величине акустической емкости подкупольного объема $Ca_к = V_к / \rho c^2$ и большой относительной длине $L_{к.г} = l_{к.г} / d_{к.г}$ камеры горения, в последней устанавливается, при соблюдении условия Рэлея, режим пульсирующего горения. Как показано в монографии Б.В. Раушенбаха [2], в этом случае в камере горения теплоподводом возбуждаются устойчивые колебания давления δp, Па, и объемной скорости $\delta\upsilon$, м^3/с, которые можно описать системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial \bar{\upsilon}}{\partial \bar{\tau}} + M \frac{\partial \bar{\upsilon}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} = 0; \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{\tau}} + M \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{\upsilon}}{\partial \bar{x}} = 0, \qquad (3)$$

имеющей решения

$$\bar{\upsilon} = \left[A_\upsilon \varphi_1(\bar{x}) + A_p \varphi_2(\bar{x}) \right] e^{\beta \bar{\tau}}; \qquad (4)$$

$$\bar{p} = \left[A_\upsilon \varphi_2(\bar{x}) + A_p \varphi_1(\bar{x}) \right] e^{\beta \bar{\tau}}, \qquad (5)$$

где комплексная частота $\beta = \nu + i\omega$ определяется в соответствии с акустическими свойствами камеры горения $\omega = 0{,}5\pi c / l_{к.г}$.

В формулах (2)–(5): A_υ, A_p – коэффициенты краевых условий, определяемые при $\bar{x} = 0$, $\bar{\tau} = 0$; $\bar{x} = x / l_{к.г}$ – безразмерная продольная координата; $\bar{\tau} = \tau c / l_{к.г}$ – безразмерное время; $M = \upsilon / c$ – число Маха; $\bar{\upsilon} = \delta\upsilon / c$ – безразмерная вариация объ-

емной скорости υ, м^3/с; $\bar{p} = \delta p / æ p_0$ – безразмерная вариация давления P, Па; $æ = c_p / c_v$ – показатель адиабаты.

Функции

$$\varphi_1(\bar{x}) = 0,5\left[\exp\left(-\frac{\beta\bar{x}}{M+1}\right) + \exp\left(-\frac{\beta\bar{x}}{M-1}\right)\right]; \quad (6)$$

$$\varphi_2(\bar{x}) = 0,5\left[\exp\left(-\frac{\beta\bar{x}}{M+1}\right) - \exp\left(-\frac{\beta\bar{x}}{M-1}\right)\right] \quad (7)$$

отражают изменение амплитуды колебаний вдоль координаты $\bar{x}$.

Решения (4) и (5) дают возможность определить качественную картину стоячих волн давления и скорости в камере горения воздухонагревателя высотой $l_{к.г}$ при условии $Ca_к \to \infty$ и $\omega = 0,5\pi c / l_{к.г}$ (рис. 1). Из рис. 1 можно определить, что пучность давления δp и узел скорости $\delta\upsilon$ расположены у закрытого конца камеры горения, а узел давления δp и пучность скорости $\delta\upsilon$ – у ее открытого конца. Расположение горелочного штуцера вблизи пучности давления, то есть у закрытого конца камеры горения, обеспечивает энергетический источник автоколебаний при пульсирующем горении.

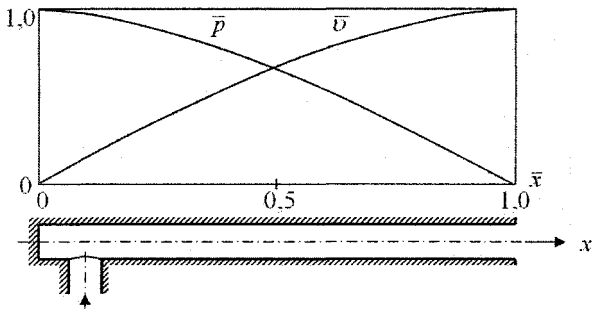

Рис. 1. Эпюра вариаций давления $\bar{p}$ и скорости $\bar{\upsilon}$ [2]

Модель Б.В. Раушенбаха весьма точно отражает действительный ход процесса при $Ca_к \to \infty$ и $\omega \cong 0,5\pi c / l_{к.г}$; в основу ее положено представление о камере горения как об элементе с распределенными параметрами: массовые и упругие свойства потока газов распределены по длине камеры горения.

Если представить камеру горения, составленной из сосредоточенной акустической емкости у закрытого конца и массы газов в горловине, то можно получить уравнение для возмущений давления δp, связанных с изменением объемного расхода продуктов сгорания $\delta G = s'\delta p$, отвечающее модели В.Б. Штейнберга [3]:

$$\frac{d^2}{d\tau^2}\delta p + (k-s)\frac{d}{d\tau}\delta p + \left(\omega_0^2 - ks\right)\delta p = 0. \quad (8)$$

В уравнении (8) величина k отвечает коэффициенту потерь на трение в горловине при колебаниях, который можно назвать «динамическим коэффициентом трения». Величину $s = s'æp/\upsilon$ можно определить как «коэффициент отрицательного трения», так как s через $s' = \delta\upsilon/\delta p$ связывает прямой пропорциональной зависимостью возмущения давления δp с возмущениями объемной скорости $\delta\upsilon$. Физического аналога «отрицательному трению» в природе нет, поэтому следует признать, что под видом параметра s в модель В.Б. Штейнберга введен механизм обратной связи, подчиняющийся условию Рэлея. Модели В.Б. Штейнберга отвечает камера сгорания сосредоточенного объема V с выходной горловиной длиной l и площадью поперечного сечения F. Привести камеру горения доменного воздухонагревателя, где обычно l/d = 10–12, к модели В.Б. Штейнберга весьма трудно, однако анализ этой модели весьма полезен с точки зрения изучения природы пульсирующего горения.

Устойчивость системы по уравнению (8) определяется по соотношению величин k и s: при $k > s$ колебания в системе затухают, при $k < s$ – растут, значению $k = s$ соответствует граница устойчивости. Зависимости подобного рода определяются для камер сгорания газотурбинных установок и напорных парогенераторов. Попытку применить подобные зависимости для камеры сгорания доменного воздухонагревателя нельзя признать удачной, так как в работе [4] и акустическая масса Ma, и акустическая емкость Ca определены по полной длине камеры горения $l_{к.г}$, таким образом, полная длина камеры горения входит и в упругий, и в массовый элемент, что лишено физического смысла.

При малых значениях параметров $s \to 0$, $k \to 0$ потеря устойчивости проявляется в виде колебательного процесса с частотой ω_0, которая приближается к собственной частоте резонатора Гельмгольца. Рассчитанные при этих условиях собственные частоты $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ изображены на рис. 2, где половина длины камеры горения отнесена к сосредоточенному объему, вторая половина – к сосредоточенной массе. На графике нанесена точка A, соответствующая камере горения высотой 33 м и гидравлическим диаметром d = 3,2 м (F = 8,1 м^2) при температуре 1200 °С. Расчетная частота для этих условий f_0 = 7,65 Гц, фактические частоты при пульсирующем горении f = 3,3–3,5 Гц [5]. Расчетные условия для кривых на рис. 2: 1 – $t_{ср}$ = 1500 °С, $L = 2l_{к.г}$ =23 м; 2 – $t_{ср}$ = 1300 °С, L = 28 м; 3 – $t_{ср}$ = 1100 °С, L =36 м; 4 – $t_{ср}$ = 900 °С, L = 40 м; 5 – $t_{ср}$ = 700 °С, L = 44 м. На рис. 2, кривая 6, также нанесены значения собственных частот для бесшахтных воздухонагревателей Калугина ВНК при температуре в зоне горения $t_{ср}$ = 1500 °С.

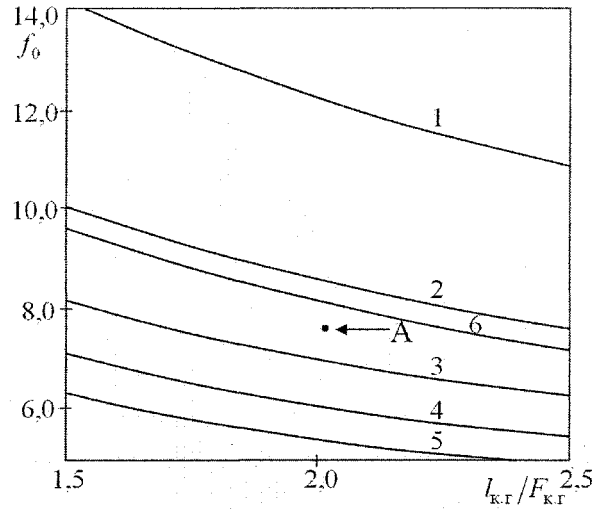

Рис. 2. Собственная частота f_0 (Гц) камеры горения с размерами $l_{к.г}$ и $F_{к.г}$ в приближении ее резонатором Гельмгольца (1–6 в тексте)

При уменьшении акустической емкости подкупольного объема $Ca_к$ упругие силы, вызываемые сжатием газов в объеме $V_к$, влияют на динамические процессы в камере горения; эти процессы могут быть описаны однородным уравнением второго порядка в вариациях [6]

$$\frac{d^2}{d\tau^2}\delta p+\left[\frac{k_т}{Ca_к\beta}+\frac{2k_т G_{вх}}{Ma_{к.г}}\right]\frac{d}{d\tau}\delta p+$$

$$+\left[\frac{2k_1k_т G_{вх}}{Ma_{к.г}Ca_к\beta}+\frac{1}{Ma_{к.г}Ca_к}\right]\delta p=0. \qquad (9)$$

Здесь $Ma_{к.г}=\rho l_{к.г}/F$, кг/м^4 – сосредоточенная акустическая масса потока газа в камере горения длиной $l_{к.г}$ и с площадью поперечного сечения $F_{к.г}$; $Ca_к=V_к/\rho c^2$, м^{4}с^2/кг – сосредоточенная акустическая емкость объема $V_к$ при скорости звука c, м/с, в этом объеме; k_1 – коэффициент потерь давления в камере горения; β – крутизна напорной характеристики камеры горения в рабочей точке. Величина $k_т$ связывает объемный расход газовой среды на входе в камеру горения $G_{вх}$ с расходом на выходе $G_{вых}$ $k_т=G_{вх}/G_{вых}$ в равновесном режиме.

Частота колебаний в этом случае определяется по формуле

$$\omega=\left[\frac{1}{Ma_{к.г}Ca_к}+\frac{2k_1k_т G_{вх}}{Ma_{к.г}Ca_к\beta}\right]^{0,5}=$$

$$=\frac{1}{\sqrt{Ma_{к.г}Ca_к}}\left[1+\frac{2k_1k_т}{\beta}G_{вх}\right]^{0,5}; \qquad (10)$$

передаточная функция колебательного звена - камеры горения в области изображений по Лапласу будет иметь вид

$$W^p_{к.г}(s)=\frac{D_{к.г}}{s^2+2\delta s+\left(\delta^2+\omega^2\right)}. \qquad (11)$$

Коэффициент затухания колебаний δ определяется по формуле

$$\delta=\left[\frac{k_т}{2Ca_к\beta}+\frac{k_1G_{вх}}{Ma_{к.г}}\right]. \qquad (12)$$

Перенос возмущений звеньями «к.г» (камера горения) и «к» (подкупольный объем) в этом случае можно описать зависимостями:

$$P''_{к.г}(s)=W^p_{к.г}(s)\cdot P'_{к.г}(s);$$

$$P''_к(s)=W^p_к(s)\cdot P'_к(s); \qquad (13)$$

$$V''_{к.г}(s)=W^v_{к.г}(s)\cdot V'_{к.г}(s);$$

$$V''_к(s)=W^v_к(s)\cdot V'_к(s). \qquad (14)$$

Здесь переносные свойства звеньев отражены их передаточными функциями $W^p_{к.г}(s)$; $W^p_к(s)$; $W^v_{к.г}(s)$; $W^v_к(s)$, определяемыми по зависимостям, подобным (11).

В уравнении (10) принято, что камера горения обладает сосредоточенной акустической массой $Ma_{к.г}$ без учета ее упругих свойств, что справедливо при небольшой длине $l_{к.г}$. С увеличением $l_{к.г}$ становится существенной сжимаемость газа, это приводит к появлению стоячей волны в камере горения с узлом давления у выхода в подкупольный объем и пучностью в начале камеры горения. Учет влияния сжимаемости газа в камере горения в этом случае можно произвести введением в $Ma_{к.г}$ приведенной длины $l_{пр}=0,5l_{к.г}$ и в $Ca_к$ приведенного объема $V_{пр}=V_к+0,5l_{к.г}F_{к.г}$.

Граница устойчивости системы, состоящей только из звеньев «к.г» и «к» может быть определена при $\delta=0$ из (12); так как все величины в правой части (12) существенно положительны, за исключением β, то при $\beta>0$ система безусловно устойчива. При $\beta<0$ граница устойчивости определяется равенством

$$\left|\frac{k_т}{2Ca_к\beta}\right|=\left|\frac{k_1G_{вх}}{Ma_{к.г}}\right|, \qquad (15)$$

таким образом, полное условие устойчивости имеет вид

$$\beta>-\frac{k_т Ma_{к.г}}{2k_1Ca_к G_{вх}}. \qquad (16)$$

При уменьшении $Ca_к\to 0$ возрастает акустический импеданс выходного конца камеры горения до величины, соответствующей «акустически закрытому» концу.

На рис. 3 приведены кривые зависимости частоты f_0 собственных колебаний в камере горения от ее длины $l_{к.г}$ при различных условиях возбуждения. Чисто акустическому возбуждению, когда

$f_0 = 0,25c/l_{к.г}$, соответствуют кривые 5, 6, 7 при разной средней температуре в камере горения $\bar{t} = 1100–1500$ °С.

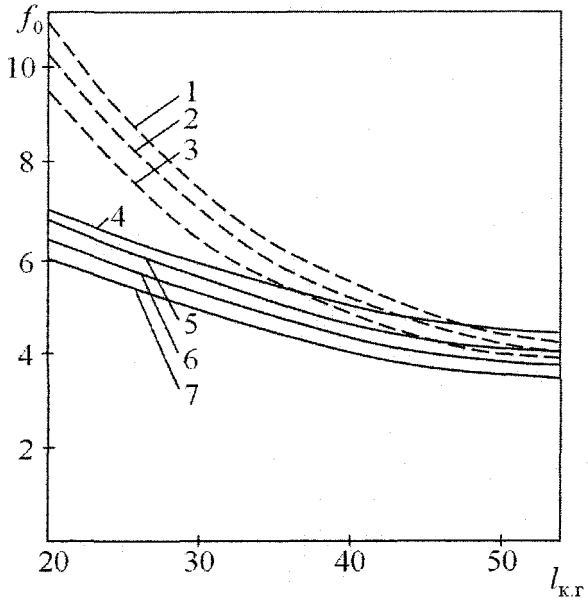

Рис. 3. Собственные частоты f_0 (Гц) камеры горения длиной $l_{к.г}$ при различных условиях возбуждения (1–7 в тексте)

Кривая 4 рассчитана для условий возбуждения камеры горения совместно с подкупольным пространством как системы с сосредоточенными параметрами по формуле (9). Как показали расчеты, частота собственных колебаний в этом случае для камеры горения длиной $l_{к.г}$ = 35м составляет f_0 = 5,3 Гц и на 12 % выше соответствующей частоты для чисто акустического возбуждения. В расчетах принято: $k_1 = 100$; $k_т = 0;2$; $G_{вх} = 10^5$ м^3/ч.

Эксперименты с установкой датчиков пульсаций давлений в поднасадочном пространстве и в подкупольном объеме показали, что возбуждение часто распространяется на массу газов, находящихся в насадке. Величина акустической массы $Ma_н \cong 1,2$, то есть соизмерима с $Ma_{к.г}$, и «подключение» $Ma_н$ к колебаниям существенно снижает частоту примерно в отношении $1/\sqrt{2} = 0,708$. При этом частота колебаний для случая кривой 4 рис. 3 снизится с 5,3 до 3,75 Гц.

Представлению о камере горения как о системе, имеющей акустические емкость и массу, определяемые по приведенным значениям $V_{пр}$ и $l_{пр}$, отвечают кривые 1, 2, 3 рис. 3. Здесь приведенные величины определяются по формулам:

$$V_{пр} = V_к + \frac{0,5 l_{к.г} F_{к.г}}{\frac{V_к}{l_{к.г} F_{к.г}} + 1};$$

$$l_{пр} = l_{к.г} \frac{0,5 + \frac{V_к}{l_{к.г} F_{к.г}}}{1 + \frac{V_к}{l_{к.г} F_{к.г}}}.$$

На рис. 4 представлены результаты расчетов собственной частоты при возбуждении камеры горения с подкупольным объемом при повышении тепловой нагрузки, что соответствует увеличению $G_{вх}$. Снижение f_0 при увеличении $G_{вх}$ приводит к тому, что при повышенных тепловых нагрузках частота колебаний согласно (9) становится равной частоте акустических колебаний. Этим частично объясняется тот факт, что режим пульсирующего горения наступает при повышенных тепловых нагрузках.

Выводы

1. Проведенный анализ возможных механизмов возникновения колебательных процессов в системе горения топлива доменных воздухонагревателей позволил определить частотный спектр

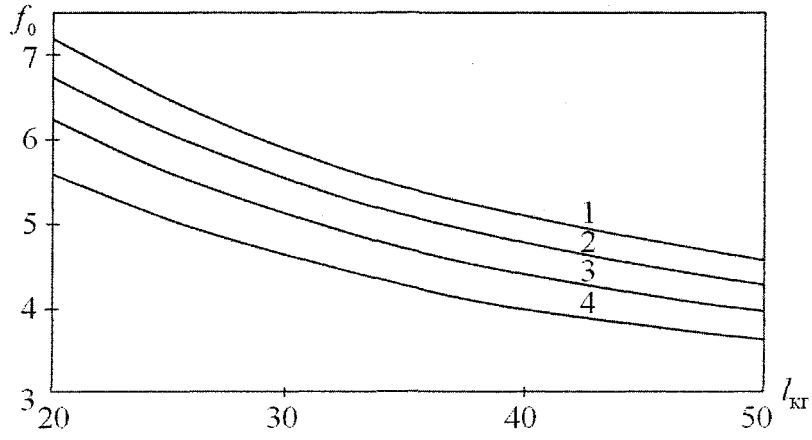

Рис. 4. Собственные частоты f_0 (Гц) при возбуждении камеры горения длиной $l_{к.г}$ (м) совместно с подкупольным объемом: 1 – $G_{вх}$ = 0,7·10^5 м^3/ч; 2 – $G_{вх}$ = 0,8·10^5 м^3/ч; 3 – $G_{вх}$ = 0,9·10^5 м^3/ч; 4 – $G_{вх}$ = 10^5 м^3/ч

собственных колебаний при различных конструктивных и режимных параметрах.

2. Реализация конкретного механизма зависит от сигнала обратной связи по каналам подачи компонентов горения и движения продуктов сгорания; для развития и поддержания колебаний требуется выполнение условия Релея.

3. Фактически наблюдаемый спектр частот при пульсирующем горении топлива в доменных воздухонагревателях является результатом взаимодействия сигнала обратной связи с рассмотренными в работе механизмами возникновения колебательных процессов.

Литература

1. Нестационарное распространение пламени / под ред. Дж. Г. Маркштейна. — М.: Мир, 1968. — 438 с.

2. Раушенбах, Б.В. Вибрационное горение / Б.В. Раушенбах. — М.: Физматгиз, 1961. — 500 с.

3. Теория топочных процессов / Г. Ф. Кнорре, КМ. Арефьев, А.Г. Блох и др.; под ред. Г.Ф. Кнорре, И.И. Палеева. - М ; *Л.: Энергия, 1966. -491 с.*

4. Казанцев, Е.И. Исследование пульсирующего горения газа в доменных воздухонагревателях / Е.И. Казанцев, А.Т. Яковенко // Сталь. — 1976. - №> 6. - С. 498-500.

5. Торопов, Е.В. Динамика тепломассообмена в процессах получения и применения в доменном производстве высокотемпературного дутья: дис. ... д-ра. техн. наук. / Е.В. Торопов. — Свердловск, 1980. - 318 с.

6. Торопов, Е.В. Динамика тепломассообмена в слоевых процессах и камерах сгорания / Е.В. Торопов //Наука и технологии: тр. XXIII Рос. шк. - М., 2003. - С. 600-608.

Поступила в редакцию 2 сентября 2010 г.