

基于火焰面波动机理的热释放模型 理论推导及其模态分析

王 昆^{1,2}, 房爱兵¹, 邢双喜¹, 崔玉峰¹, 聂超群¹

(1. 中国科学院 工程热物理研究所, 北京 100190;

2. 中国科学院大学 物理科学学院, 北京 100190)

摘 要: 针对一个中心体稳定的燃烧室通过 G 方程的方法推导建立了火焰面波动与声波速度波动之间的耦合关系, 并进而得到了燃烧热释放模型的数学函数。推导过程中考虑了燃烧膨胀效应对火焰面运动的影响, 弥补了前人研究中忽略了燃烧膨胀效应的不足。该函数表明在几何结构和燃料成分等参数保持不变的情况下, 湍流燃烧速度是影响热声振荡的关键参数, 能够同时强烈的影响燃烧热释放模型的振幅和相位, 当量比和入口空气温度等参数是通过改变湍流燃烧速度最终影响了热声振荡现象; 而只有当燃烧火焰传播速度相对较大时, 密度膨胀比才会对热释放幅值产生影响, 并且会对热释放的相位产生影响, 从而指出了各参数影响热声振荡的具体途径和相对大小。通过将推导的燃烧热释放波动模型与模态分析方法相结合, 系统连续地分析了压力振幅增长率、固有频率和声压模态等重要热声振荡特性参数随着当量比和入口空气温度的变化关系, 从而得到了热声振荡稳定区间和非稳定的区间的云图。对理解和控制热声振荡现象具有重要的实际指导意义。

关 键 词: 热声振荡; 火焰面波动; 热释放模型; 模态分析; G-方程

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Heat release model related to flame variation mechanism and modal analysis

WANG Kun^{1,2}, FANG Ai-bing¹, XING Shuang-xi¹,

CUI Yu-feng¹, NIE Chao-qun¹

(1. Institute of Engineering Thermophysics,

Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. School of Physical Sciences,

University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Coupling relationship between flame variation and acoustic velocity variation was established by G-equation method for combustor with the central body, the mathematical function of combustion heat release model was obtained. In early work, the heat release model was usually derived with the premise of ignoring the combustion expansion effect and the influence of equivalence ratio or temperature on thermo-acoustic instability was studied discretely. This model was developed invoking the combustion expansion effect, which is very different from early work. Result showed that it was the turbulent flame velocity but not the combustion expansion effect the response of heat release strongly. When turbulent flame velocity was fixed, the density expansion rate had very weak influence on the magnitude of the transfer between the heat release rate and acoustic perturbation, and no influence

收稿日期: 2015-07-26

基金项目: 国家自然科学基金(51476170)

作者简介: 王昆(1987—), 男, 河北昌黎人, 博士生, 主要从事燃气轮机燃烧室研究。

on the phase at all; but when the turbulent flame velocity was changed, both of the magnitude and phase of the transfer function were strongly influenced. Then acoustic modal analysis with the heat release model was carried out to determine the natural frequencies and their corresponding growth rate. At last the influence of the equivalence ratio and inlet air temperature on combustion instability was discussed successively. The cloud chart of stable zones and instable zones were developed, which is very useful to understand and control thermo-acoustic instability.

Key words: thermo-acoustic instability; flame variation; heat release model; modal analysis; G-equation

虽然贫预混燃烧具有传统扩散燃烧无法比拟的低污染排放优势,但是该燃烧方式却存在着对声波极其敏感的缺点,十分容易与声波耦合共振从而导致强烈的热声振荡现象.当热声振荡现象发生时,燃烧室内几乎所有的流场参数都会出现以燃烧室声场的固有频率做大振幅的周期性振荡现象.强烈的周期性振荡不仅会加强流体向燃烧室壁面的周期性对流传热而且会导致系统损坏,严重时甚至会酿成灾难^[1].

声波-火焰面波动机理作为一种可能导致热声振荡现象的发生机理得到了国际上众多知名学者的广泛研究和关注^[2-5].在声波-火焰面相互作用机理的研究中,建立火焰热释放率波动与速度波动之间的传递函数是其核心目标. Bloxside等^[3-4]通过对中心体稳定的火焰施加微弱的声压扰动,研究了声波速度波动与热释放率波动之间的耦合关系,并利用实验数据归纳出一个半经验关系式 $\frac{\hat{q}}{\bar{q}} = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \cdot \frac{\hat{u}}{\bar{u}} q$, 其中 $\tau = 2\pi a/\bar{u}$ 为时间延迟, a 为中心体的直径, $\bar{u}$ 为燃烧室平均流速.但是上式存在半经验性质,未能明确地解释声波速度波动导致燃烧热释放波动背后的发生机理. Fleifil等^[5]通过理论分析的方法研究了层流预混火焰对于速度波动的响应规律. Fleifil等假定除火焰面面积之外其余参数都是常数,基于热释放率波动与平均值之比等于火焰面面积波动与平均值之比,利用理论推导得到了热释放率波动和速度波动之间的传递函数,从而在理论上揭示了速度波动影响周期性热释放率的发生机理. Dowling^[6-8]根据 Fleifil等的方法,将湍流火焰传播速度代替层流火焰传播速度,研究了中心体稳定的湍流预混火焰的动力学模型,理论推导了燃烧动态热释放率与火焰上游速度波动的传递函数,并在此基础上研究了湍流火焰的非线性行为.

其火焰传递函数的时间延迟 τ 表示为 $\tau = \frac{(2b+a)(b-a)}{3(b+a)S_t(1-S_t^2/\bar{u}^2)^{1/2}}$, 其中 a 与 b 分别为中心体火焰稳定器和燃烧室的半径, S_t 为湍流火焰传播速度.该传递函数揭示了动态热释放率与速度波动之间的关系主要由燃烧室几何尺寸、湍流火焰传播速度和平均主流速度决定的基本规律. Dowling的理论模型与 Bloxside等的实验结果十分一致. Ducruix等^[9]、Schuller等^[10]、You等^[11]利用相似的研究方法推导出不同燃烧室的火焰传递函数,并且与实验数据进行了对比,结果显示理论推导的火焰传递函数与通过实验方法测量得到的传递函数基本一致,从而证实了通过理论推导获得火焰传递函数的方法的可行性.

但是以上研究建立在忽略燃烧热膨胀的前提条件之下. Fliefl等认为当量比很低的情况下燃烧前后密度变化不大,因此可以忽略燃烧膨胀的影响; Dowling等认为化学反应十分剧烈,燃烧膨胀效应无法影响到火焰前沿,从而即使高当量比时燃烧前后密度比非常大,但是依然可以忽略燃烧膨胀效应的影响.但是大量历史研究表明随着燃烧前后密度比的改变,火焰运动规律受到了严重的影响.为了解决以上问题,需要建立一个考虑了燃烧热膨胀因素(密度比)的热释放模型,然而相关的工作几乎属于空白.为了研究燃烧热膨胀对于火焰面运动规律的影响,关键在于推导由于燃烧前后密度变化导致的流体速度表达式.因此本文在前人研究的基础上,通过经典的燃烧理论推导了适合于本文研究的燃烧热膨胀速度的表达式,从而通过 G 方程的方法,最终建立一个全面的考虑了密度比和湍流燃烧速度等参数的燃烧热释放模型,进而从火焰面波动机理的角度,阐明了密度比、湍流燃烧速度和几何尺寸等各个参数对热声振荡的影响途径和相对的大小.该热释放模型对理解和控制热声振荡问题具有一定的理论指

导意义。

声场模态分析方法已经被国内外众多的研究人员证明是一种研究热声振荡问题的强大工具,并且已经被国外几大著名的燃机制造商成功的应用到了现代先进贫预混燃烧器的设计过程当中^[13-15]。声场模态分析结合一定的热释放模型不仅能够预测热声振荡现象可能发生的固有频率和相应频率下的声压模态,而且能够计算相应频率的振幅增长率。因此本文通过将得到的燃烧热释放模型与模态分析方法相结合,针对研究的模型燃烧室对声场进行了模态分析。考虑到前人研究过程中存在着,为了与实验数据对比,都仅仅是对个别当量比和入口空气温度的下进行了模态分析的不足,因此其研究过程中并没有考虑当量比和入口温度连续变化对固有频率、声压模态和振幅增长率的影响,因此导致目前声波-火焰面波动机理的研究中缺少相应的研究成果,人们对当量比和入口空气温度对固有频率、声压模态和振幅增长率的规律依然认识不清。因此为了解决该问题,本文在保持空气流量不变的前提下,研究了当量比和入口温度空气温度连续变化对热声振荡可能发生的前三阶固有频率、相应频率下的声压模态分布和振幅增长率的影响规律,结果显示其中振幅增长率对当量比和入口温度参数的影响极其敏感,当量比和入口空气温度能够十分强烈的影响热声振荡现象的发生。

本文将按以下思路介绍相关内容:第1部分阐述研究的模型燃烧室结构及其相应的火焰面控制方程和边界条件;第2部分推导燃烧热膨胀速度表达式;第3部将燃烧膨胀速度与G方程结合,推导考虑燃烧热膨胀的热释放波动模型并对其进行讨论;第4部分将得到的燃烧热释放模型与模态分析方法相结合对声场进行模态分析,研究当量比和入口空气温度对热声振荡的固有频

率、相应声压模态和振幅增长率的影响规律;第5部分给出本文的结论。

1 燃烧室结构及其数学建模

本文研究的对象为一个二维中心体稳定的长方形管道燃烧室。如图1所示,图中 ρ_u 表示未燃物的密度, ρ_b 表示已燃物的密度,该燃烧室管道高度为 H ,利用高度为 h 的中心体稳定火焰。假设 z 方向的宽度尺寸非常大,因此该燃烧室结构可以简化为一个二维问题。

假设该燃烧室结构为轴对称。如图1所示,根据G方程理论,火焰面的任意轴向位置表示为 $x=\zeta(y,t)$,最终任意位置的火焰面可以表示为

$$G(x, y, t) = x - \zeta(y, t) \quad (1)$$

假设火焰面相对于当地流体以速度 S_u 垂直于自身传播, S_u 表示燃烧产物垂直于火焰面方向的速度分量,则意味着火焰面在垂直与自身法向速度方向以绝对速度 $u \cdot n - S_u$ 传播,其中 $u = u(u, v)$ 为当地流体的绝对速度, n 为火焰面的法向量,沿流向向下为正,为当地火焰传播速度从物质导数的定义,可以得到著名的G方程为

$$\frac{\partial G}{\partial t} + u \cdot \nabla G = S_u |\nabla G| \quad (2)$$

将式(1)代入到上式可得

$$-\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u - v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = S_u \left[1 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

其中 u 和 v 是考虑了燃烧热膨胀效应之后当地流体速度在 x 和 y 方向的速度分量。

为了完整描述该物理问题,式(3)需要满足以下边界条件和初始条件:

$$\zeta\left(\frac{h}{2}, t\right) = 0 \quad (4)$$

$$\zeta(y, 0) = \bar{\zeta}(y) \quad (5)$$

由于前人研究中忽略了燃烧热膨胀效应,此时只考虑了火焰前沿火焰面运动规律,相应的

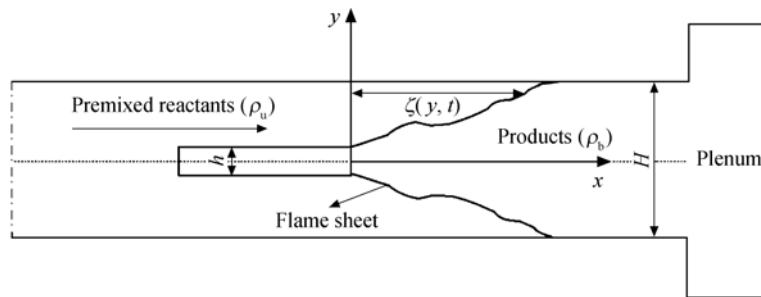


图1 二维平面火焰及燃烧室原理图

Fig. 1 Schematic diagram of 2-D plane flame and combustor

$$u_{ci} = u - U_0 = u - \frac{S_t}{\sin \alpha} \quad (20)$$

$$v_{cj} = \mu S_t \frac{1}{\sqrt{1 + (y')^2}} \quad (21)$$

由于存在 $y' \ll 1$ 的前提条件, 可以得到的最终燃烧膨胀速度表达式

$$u_{ci} = \frac{\mu S_t^2}{U_0} \quad (22)$$

$$v_{cj} = -\mu S_t \quad (23)$$

其中负号代表 y 方向的燃烧膨胀速度向下。

3 燃烧热释放模型

将式(11)、式(22)和式(23)带入到式(8)并化简可得

$$-\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[U_0 + \frac{\mu S_t^2}{U_0} \right] = S_t \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (24)$$

为了研究热声振荡问题, 需要获得火焰面的平均位置和波动位置. 因此将火焰面位置分解为只与空间坐标有关的平均位置和随时间变化的波动位置两部分 $\zeta(y, t) = \bar{\zeta}(y) + \hat{\zeta}(y, t)$. 当地流体速度同样表示成平均量与声波振动速度波动之和 $u = [U_0 + u_{ci} + \hat{u}(t)]i - v_{cj}j$. 其中 $\hat{u}(t)$ 为声波传播导致的速度波动. 则将式(1)进行线性化后将获得平均位置和波动位置的控制方程和边界条件。

3.1 平均位置的求解

如上所述, 进行线性化后平均位置需满足以下方程:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} = \frac{U_0}{S_t} + \mu \frac{S_t}{U_0} \quad (25)$$

$$\bar{\zeta}\left(\frac{h}{2}\right) = 0 \quad (26)$$

由此可得火焰面平均位置为

$$\bar{\zeta}(y) = \left[\frac{U_0}{S_t} + \mu \frac{S_t}{U_0} \right] \left(y - \frac{h}{2} \right) \quad (27)$$

对平均位置积分可以得到火焰面平均面积

$$\bar{A} = 2 \int_{h/2}^{H/2} \left[1 + \left(\frac{d\bar{\zeta}}{dy} \right)^2 \right]^{1/2} dy =$$

$$2\bar{\zeta}(H/2) = \left[\frac{U_0}{S_t} + \mu \frac{S_t}{U_0} \right] (H - h) \quad (28)$$

据平均热释放的定义 $\bar{q} = \rho_u S_t \Delta h \bar{A}$, 可得平均热释放为

$$\bar{q} = \rho_u \left[U_0 + \mu \frac{S_t^2}{U_0} \right] \Delta h (H - h) \quad (29)$$

3.2 火焰面波动量的求解

同样通过线性化可得火焰面波动量的控制方

程为

$$\frac{\partial \hat{\zeta}(t)}{\partial t} + S_t \frac{\partial \hat{\zeta}(t)}{\partial y} = \hat{u}(t) \quad (30)$$

$$\hat{\zeta}\left(\frac{h}{2}, t\right) = 0 \quad (31)$$

将波动位置表示为复变函数的形式 $\hat{\zeta}(y, t) = \hat{\zeta}(y) \exp(i\omega t)$ 代入到上式, 求解可得

$$\hat{\zeta}(y, t) = \frac{\hat{u}(t)}{i\omega} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{-i\omega \left(y - \frac{h}{2} \right)}{S_t} \right] \right\} \quad (32)$$

根据 Dowling^[8] 的方法, 波动面积为

$$\hat{A}(y, t) \approx 2\hat{\zeta}(H/2, t) \quad (33)$$

由火焰面波动机理可知

$$\frac{\hat{q}(t)}{\bar{q}} = \frac{\hat{A}(t)}{\bar{A}} = \frac{2\hat{\zeta}(H/2, t)}{2\bar{\zeta}(H/2)} = \frac{\frac{\hat{u}(t)}{i\omega} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{-i\omega \left(\frac{H}{2} - \frac{h}{2} \right)}{S_t} \right] \right\}}{\left[\frac{U_0}{S_t} + \mu \frac{S_t}{U_0} \right] (H - h)} \quad (34)$$

将声波振动速度表示为复变函数的形式 $\hat{u}(t) = \hat{u} \exp(i\omega t)$, 并令 $\tau = \frac{(H-h)}{2S_t}$, 则式(34)可表示为

$$\hat{q}(t) = \bar{q} \frac{\hat{u}}{i\omega} \left[\frac{1}{\left[\frac{U_0}{S_t} + \mu \frac{S_t}{U_0} \right] (H - h)} \right] \{ [\exp(i\omega t)] - \exp[i\omega(t - \tau)] \} \quad (35)$$

式(35)即为考虑了燃烧热膨胀效应的热释放模型. 为了更清晰地阐述其物理含义, 对式(35)取实部, 则有

$$\hat{q}(t) = \bar{q} \frac{2\hat{u}}{\left[\frac{U_0}{S_t} + \mu \frac{S_t}{U_0} \right] (H - h) \omega} \sin \left[\omega \frac{\tau}{2} \right] \cos \left[\omega \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right] \quad (36)$$

从式(36)可知, 当燃料成分和几何尺寸不变的情况下, 燃烧热释放波动是湍流燃烧速度 S_t 、声波传播的角频率 ω 和密度膨胀比 μ 的函数。

图3与图4所示为式(36)不同湍流火焰传播速度对应的传递函数(TF)的幅频特性和相频特性曲线. 由图可知以下规律:

1) 随着频率的增大, 传递函数的振幅(无量纲)逐渐的减小. 即火焰面对高频声波的响应较小, 相当于一个“低通滤波器”。

2) 随着频率的增大, 传递函数的相位呈现线性周期性振荡的规律. 相位在 $0^\circ \sim 180^\circ$ 之间变化。

3) 当湍流火焰传播速度较小时, 密度膨胀比

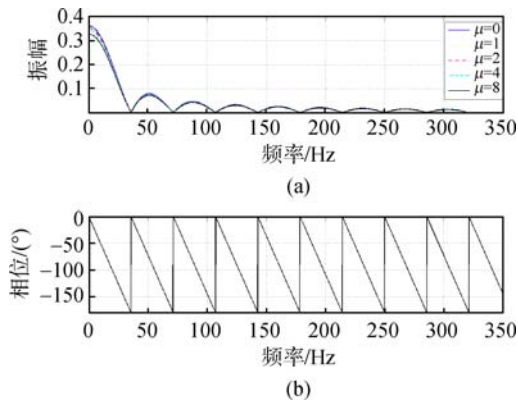


图3 传递函数频率特性随密度膨胀比变化曲线
($h/H=0.25, U_0=10\text{ m/s}, S_t=0.1U_0$)

Fig. 3 Magnitude and phase of normalized TF as a function of frequency under different combustion expansion rates ($h/H=0.25, U_0=10\text{ m/s}, S_t=0.1U_0$)

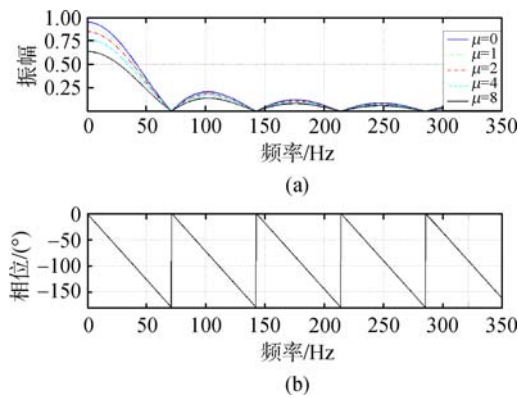


图4 传递函数频率特性随密度膨胀比变化曲线
($h/H=0.25, U_0=10\text{ m/s}, S_t=0.2U_0$)

Fig. 4 Magnitude and phase of normalized TF as a function of frequency under different combustion expansion rates ($h/H=0.25, U_0=10\text{ m/s}, S_t=0.2U_0$)

μ 对振幅的影响有所差异,但是差异不大;当湍流火焰传播速度较大时,密度膨胀比 μ 对振幅的变化开始变大。

4) 密度膨胀比 μ 对相位无任何影响,相位只是湍流火焰传播速度的函数。

5) 湍流火焰传播速度能够同时影响传递函数的幅值和相位。

以上结论指出了湍流火焰传播速度 S_t 、密度膨胀比 μ 和频率等参数对热声振荡的影响途径和相对大小,解决了目前声波-火焰面波动领域对各个参数影响热声振荡的途径和大小不清的问题。值得指出的是,由于通常湍流火焰传播速度远远

小于主流速度,因此导致式(36)中 $\frac{U_0}{S_t} \gg \mu \frac{S_t}{U_0}$,从而密度膨胀比 μ 的影响可以忽略不计。这也是 Dowling 等的理论结果与实验结果十分吻合的原因。

当忽略密度膨胀比的影响时,即 μ 无限趋近于零时,有

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \hat{q}(t) = \bar{q} \frac{2\hat{u}S_t}{U_0(H-h)\omega} \sin \frac{\omega\tau}{2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right] \quad (37)$$

这与 Dowling 等的结果相一致,从而说明忽略密度膨胀比的影响是该燃烧热释放模型的极限情况。

根据瑞利准则,只有当 $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ 时热声振荡才能发生。由于式(36)表明,热释放与声波振动速度的相位差 $\theta = \omega\tau/2$ 只与湍流燃烧速度有关。因此当燃料成分和几何结构不变的条件下,一切影响热声振荡发生和消失的参数都是通过改变湍流燃烧速度才能发挥作用,湍流燃烧速度是影响热声振荡的关键参数。

4 当量比和入口空气温度对热声振荡的影响

4.1 声场模态分析的数学模型

假设燃烧室内流体为理想气体,因此黏性的影响可以忽略不计。通常燃烧室中的流体速度远远小于声速,因此其对声波的影响同样非常小。忽略了平均流速和黏性影响的声波方程如下:

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \bar{\rho} \nabla \cdot \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla p' = \frac{\gamma-1}{c^2} \cdot \frac{\partial q'}{\partial t} \quad (38)$$

其中 q' 为燃烧热释放项。式(38)表明对于声场而言,燃烧热释放的存在相当于给声场提供了一个单极子声源。正是由于燃烧过程的存在,才能导致声场能够源源不断的获得能量,从而使得声压逐渐增大,最终产生了热声振荡现象。

声场质点振动速度与声压之间存在以下关系式:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla p' = 0 \quad (39)$$

对于谐振情况,压力和速度都可以表示为复变函数的形式

$$p' = \text{Re}[\hat{p}(x)\exp(i\omega t)] \quad (40)$$

$$u' = \text{Re}[\hat{u}(x)\exp(i\omega t)] \quad (41)$$

其中角频率 ω 的实部给出热声振荡的频率

$$f = \text{Re}[\omega]/180^\circ \quad (42)$$

角频率 ω 的虚部给出热声振荡的振幅增长率

$$g = -\text{Im}[\omega] \quad (43)$$

如果增长率为正,则声压随着时间指数形式增长,热声振荡将产生.如果增长率为负,声压随着时间减小,热声振荡将不会发生.同样热释放也可以表示为复变函数的形式

$$q' = \text{Re}[\hat{q}(x)\exp(i\omega t)] \quad (44)$$

利用式(38)和式(40),声波方程最终可以表示为以下形式:

$$\frac{\lambda^2}{c^2} \hat{p} - \bar{\rho} \nabla \cdot \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \hat{p} \right) = -\frac{\gamma-1}{c^2} \lambda \hat{q} \quad (45)$$

其中 $\lambda = -i\omega$, c 为声速.式(45)实际上构成了一个特征值问题,可以通过迭代的方法进行求解.

本文通过有限元的方法对上式进行了求解.有限元方法允许将热释放式(44)表示为时间和空间的具体表达式,针对不同问题可以采取不同的热释放模型.本文由于关注于声波-火焰面波动机理的研究,因此采用了式(36)所示的燃烧热释放模型.

4.2 模型燃烧室及其声学边界条件

本文研究的模型燃烧室如图1所示为二维平面燃烧室.该燃烧室利用中心体稳定火焰.燃烧室总长度为4m,中心体前1m,中心体后3m.燃烧室管道高度 H 为0.08m,中心体高度 h 为0.02m.燃烧过程中火焰平均位置由式(27)确定,火焰前施加未燃混合物的密度和声速,火焰后施加燃烧产物的密度和声速.模拟过程中假设火焰厚度为1mm.火焰对应的区域施加燃烧产物的密度和声速,并在其中施加式(36)所示的燃烧热释放波动模型.燃烧室入口为多孔平板,对应着声学硬边界全反射条件;燃烧室出口为一个无限大的容腔,对应着声学软边界条件.边界条件总结如下:

$$u'(x=-1) = 0, p'(x=3) = 0 \quad (46)$$

模拟过程中保持以甲烷和空气为燃料,保持空气流量为0.01kg/s不变,当量比变化范围为0.5~1.0,入口空气温度变化范围为323~523K.网格采用了平面网格,网格数为20000.模拟过程中利用Comsol软件进行了二次编程,实现了参数化计算过程中无需人为干扰,软件自动计算任意参数的密度、声速等模态分析的特性参数.

由于热声振荡本质上属于声学问题,因此获得燃烧室内声场的固有频率和声压模态随着运行参数的变化规律是一切研究热声振荡工作的前提.如图5所示为保持空气流量和入口空气温度不变的前提下,当量比 ϕ 连续变化对热声振荡的前三阶固有频率(f_1, f_2, f_3)和声压模态的影响规律,其中纵坐标 $|p'|$ 表示声压绝对值.由图可知,随着当量比 ϕ 从0.5变化到1.0,1阶固有频率从

49.53 Hz 增加到 57.40 Hz 逐渐增加;2阶固有频率从117.06 Hz 增加到 126.83 Hz;3阶固有频率从207.89 Hz 增加到 234.71 Hz.但是正如先前研究得出的结论,同样的阶数的固有频率极有可能对应着完全不同的声压模态,因此本文同样考虑了不同当量比下的声压模态分布,由图可知,所有

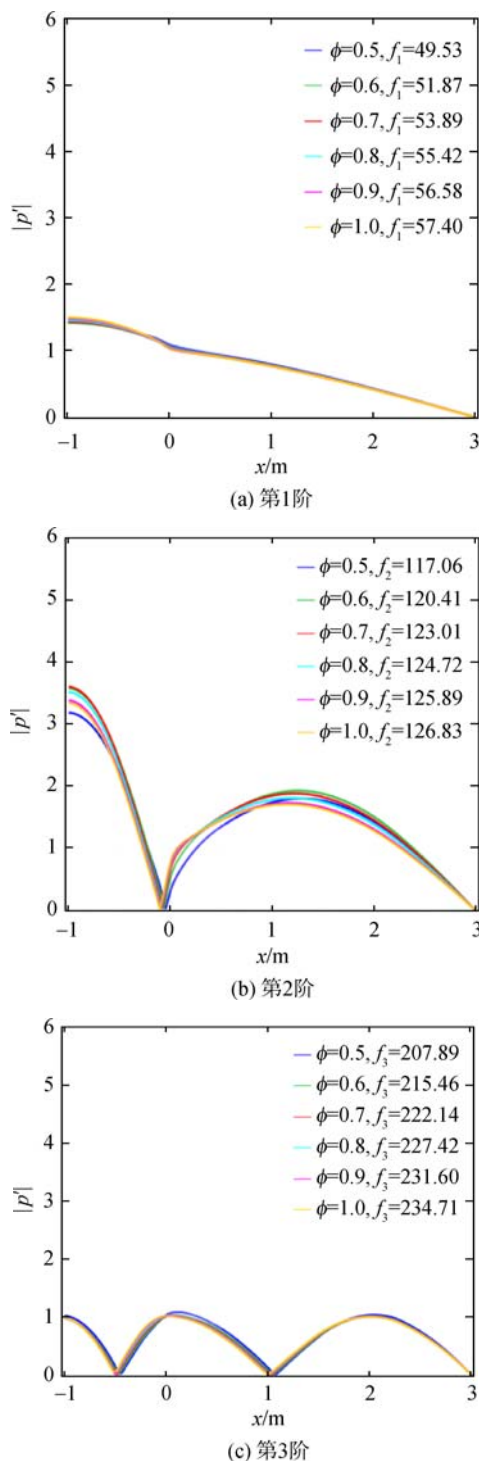


图5 前三阶固有频率的声压模态随当量比的变化关系
Fig. 5 Acoustic pressure mode of the first three order's frequencies for different equivalence ratios

当量比对应的1阶频率的声压模态全部为 $1/4$ 波长模态,所有2阶频率对应的声压模态为 $3/4$ 波长模态,所有3阶频率对应的声压模态为 $5/4$ 声压模态.因此相同的声压模态能够证明随着当量比的增加,燃烧室前三阶固有频率确实是逐渐增加的.该规律背后的深层次原因是,随着当量比的增加,燃烧产物的温度增加,导致整个燃烧室内的平均声速增加,而固有频率与声速是存在着正相关的规律,因此导致出现了上述规律.固有频率和声压模态随入口空气温度的变化规律非常相似,因此不再赘述.

根据瑞利准则,声压波动与热释放波动之间存在时间延迟,当时间延迟满足相位关系时,会导致热声振荡的发生.因此当量比和入口空气温度对时间延迟的影响非常重要.如图6所示为时间延迟 τ 随着当量比和入口空气温度 T_{in} 变化的曲线.由图6可知,随着当量比和入口空气温度的增加,由于湍流燃烧速度逐渐增加,时间延迟逐渐减小.其中在低当量比区间曲线导数绝对值更大,这与当量比对燃烧速度的影响非常敏感的结论一

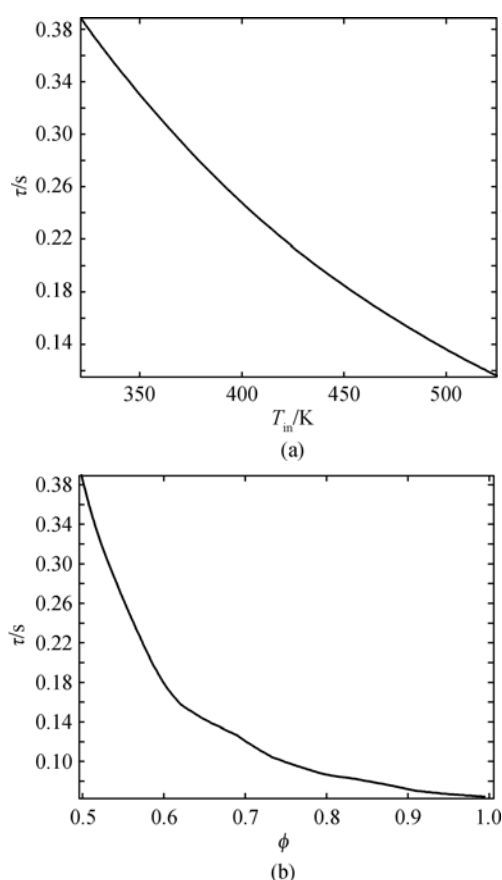


图6 时间延迟随入口空气温度和当量比变化关系曲线
Fig. 6 Time delay for different equivalence ratios and inlet air temperatures

致^[2].首先由于时间延迟直接影响热释放与声压时间的相位差,因此时间延迟的变化会强烈的影响热声振荡的发生;其次由于同样的时间延迟对于不同阶的频率,其相位差复杂多变,从而决定了热声振荡现象注定存在随着当量比和温度变化频繁的发生和消失的现象.

图7所示为前三阶固有频率对应的不同当量

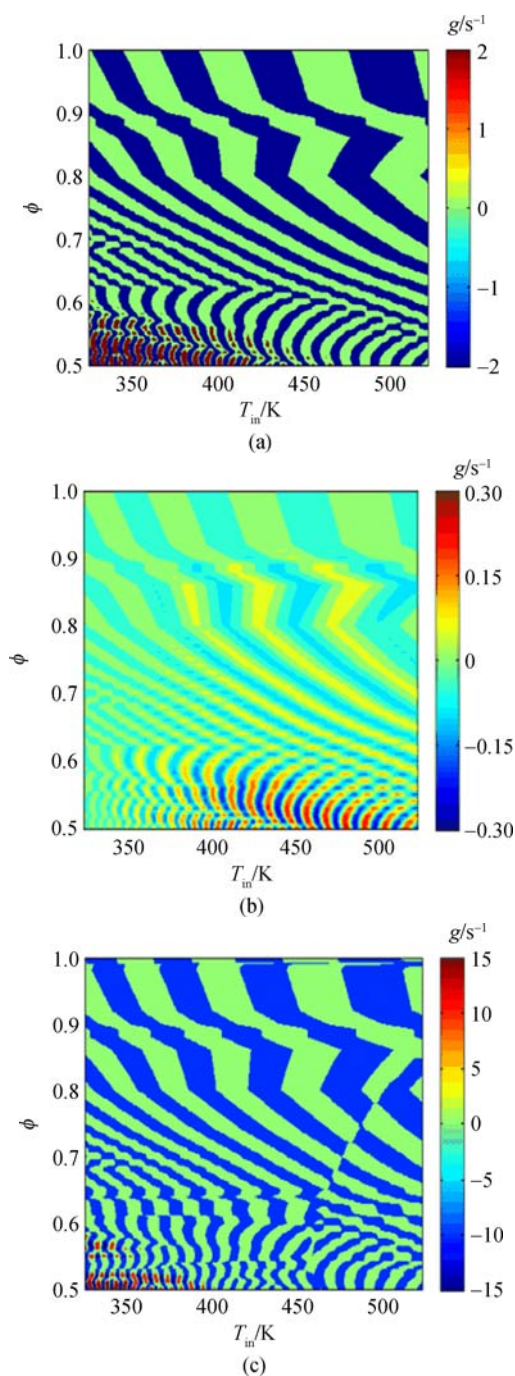


图7 不同当量比和入口空气温度对应的前三阶固有频率的压力增长率云图

Fig. 7 Growth rate of pressure of the first three order's frequencies for different equivalence ratios and inlet air temperatures

比和入口空气温度对应压力的增长率 g 的云图。该云图呈现出以下规律:

首先,随着当量比和入口空气温度的增加,前三阶频率的增长率都呈现出周期性振荡的特征,热声振荡现象频繁的发生和消失。从图7可以从声波-火焰面机波动机理的角度给出热声振荡现象极为复杂和难以解决的一种认识,对于研究热声振荡现象具有一定的意义。

其次,前三阶频率的增长率都呈现出在低当量比区间增长率振幅较大,高当量比区间振幅逐渐减小的趋势;振幅增长率随着入口温度的变化较为复杂,1阶频率和3阶频率的增长率在低温度区间较大,高温区间逐渐减小,2阶频率的增长率恰恰相反,呈现在低温度区间增长率较小,高温区间增长率逐渐增大的趋势。

再次,3阶频率的增长率远远大于前两阶频率的增长率,因此更易发生热声振荡现象,这与人研究中认为入口是声学应边界条件,出口时声学软边界条件时,更易出现 $5/4$ 波长模态的热声振荡现象的观点是一致的。

最后,如果固定当量比或入口空气温度中的任何一个变量,可以从云图中得到该当量比或温度下的振幅增长率变化规律曲线。因此该云图实际上描述了火焰面机理对应的稳定区间和非稳定区间。

5 结 论

本文通过推导得到了考虑了燃烧热膨胀的效应的燃烧热释放模型,不仅定量描述了湍流火焰传播速度和燃烧热膨胀对热释放的影响,更重要的是揭示了各参数影响的途径和原因。本文具体得到了以下结论:

1) 湍流火焰传播速度较小时,密度膨胀比 μ 对振幅的影响有所差异,但是差异不大;当湍流火焰传播速度较大时,密度膨胀比 μ 对振幅的变化开始变大;影从而弥补了前人研究中忽略燃烧热膨胀效应的不足。

2) 密度膨胀比 μ 对相位无任何影响,相位只是湍流火焰传播速度的函数。

3) 湍流火焰传播速度是影响热释放的关键参数,能够同时影响传递函数的振幅和相位。

4) 通过模态分析不仅得到了声场频率随当量比增加而增加的规律,而且得到增长率随当量比和入口空气温度变化的云图。对理解和控制热

声振荡重要的理论指导意义。

参考文献:

- [1] Anuradha M A, Ahmed F G. Active control of combustion instability: theory and practice[J]. IEEE Control System Magazine, 2002, 22: 37-54.
- [2] Campos-Delgado D U, Zhou K. Active control of combustion instabilities using model-based controllers[J]. Combustion Science and Technology, 2003, 175(1): 27-53.
- [3] Bloxsidge G J, Dowling A P, Langhorne P J. Reheat buzz: an acoustically coupled combustion instability: Part 2 theory[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 193: 445-473.
- [4] Langhorne P J. Reheat buzz: an acoustically coupled combustion instability: Part 1 Experiment[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 193: 417-443.
- [5] Fleifil M, Annaswamy M, Ghoniem A F. Response of a laminar premixed flame to flow oscillations: a kinematic model and thermoacoustic instability results[J]. Combustion and Flame, 1996, 106(4): 487-510.
- [6] Dowling A P. Nonlinear self-excited oscillations of a ducted flame[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 346: 271-290.
- [7] Dowling A P. Vortices, sound and flames: a damaging combination[J]. The Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society, 2000, 104, 105-116.
- [8] Dowling A P. A kinematic model of a ducted flame[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1999, 394: 51-72.
- [9] Ducruix S, Durox D, Candel S. Theoretical and experimental determinations of the transfer function of a laminar premixed flame[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2000, 28(1): 765-773.
- [10] Schuller T, Durox D, Candel S. A unified model for the prediction of laminar flame transfer functions: comparisons between conical and V-flame dynamics [J]. Combustion and Flame, 2003, 134(1/2): 21-34.
- [11] You D, Huang Y, Yang V. A generalized model of acoustic response of turbulent premixed flame and its application to gas-turbine combustion instability analysis[J]. Combustion Science and Technology, 2005, 177(5/6): 1109-1150.
- [12] Dowling A P, Stow S R. Acoustic analysis of gas turbine combustors[J]. Journal of Propulsion and Power, 2003, 19(5): 751-764.
- [13] Krebs W, Walz G, Flohr P, et al. Modal analysis of annular combustor: effect of burner impedance[R]. ASME Paper 2001- GT-0042, 2001.
- [14] Camporeale S M, Fortunato B, Campa G. A finite element method for three-dimensional analysis of thermo-acoustic combustion instability[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2013, 175: 27-53.
- [15] De Zilwa S R N, Uhm J H, Whitelaw J H. Combustion oscillations close to the lean flammability limit[J]. Combustion Science and Technology, 2000, 160(1): 231-258.

(编辑:王碧珺)