

哑铃形热声谐振器的谐振频率

胡忠军¹, 张宁², 李正宇¹, 周刚¹

(1. 中国科学院理化技术研究所, 中国科学院低温工程重点实验室, 北京 100190; 2. 华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074)

摘要: 热声自激振荡模式取决于声学谐振器结构形式和特征尺度。级联型热声热机依靠哑铃形谐振器来调制所需要的局部高阻抗行波声场, 谐振管通常由几段不同横截面的管段组成。哑铃形热声谐振器的谐振频率由共鸣腔容积、谐振管截面和长度共同决定。根据哑铃形谐振器不同截面管段内的声传播规律、共鸣腔声学边界条件以及管段间的声压和体积流率连续条件, 利用行波叠加的方法, 建立均匀管模型、变截面模型和热声网络模型, 得到了系统谐振频率随共鸣腔容积变化和管段特征尺寸变化的规律。系统谐振频率的变化将引起最佳听音点的位置的移动, 进一步起到调节回热器声阻抗的作用。实际热声热机实验研究中, 通过改变谐振器特征尺度或结构形式调节系统的谐振频率, 也是热声热机调试过程中实现自激振荡的主要手段。

关键词: 热声; 谐振频率; 声阻抗; 回热器

中图分类号: TB511

文献标识码: A

文章编号: 1000-3630(2012)-03-0233-06

DOI 编码: 10.3969/j.issn1000-3630.2012.03.001

Thermoacoustic resonant frequency of a dumbbell resonator

HU Zhong-jun¹, ZHANG Ning², LI Zheng-yu¹, ZHOU Gang¹

(1. Key Laboratory of Cryogenics, Technical Institute of Physics and Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. School of Energy and Power Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: The resonant mode of thermoacoustic self-excited oscillation is determined by the configuration and character dimensions of acoustic resonators. Cascade thermoacoustic devices use a dumbbell resonator to modulate a local traveling wave sound field with high impedance. Thermoacoustic resonant tube is often consisted of several segments with different sections. The cavity volume, tube sections and the tube length determine the resonant frequency of a dumbbell resonator. According to the propagation rule in resonant tubes, the acoustic boundary condition and the condition of continuous volume velocities at the interfaces of different sections, a uniform tube model, a varying section tube model and a thermoacoustic network model are all built and discussed. These models reveal how the resonant frequency varies when the characteristic dimensions of the resonator vary. The regenerator impedance would be adjusted by the sweet spot transfer due to the change of resonant frequency. It is also an important way to realize self-excited oscillation in experiments of thermoacoustic engines by changing the characteristic dimensions or configuration of the resonator.

Key words: thermoacoustic; resonant frequency; acoustic impedance; regenerator

0 引言

热声学是研究声能与热能之间相互转换的新兴学科。由于热声热机的潜在热效率可以达到传统内燃机的水平, 并且完全消除了机械运动部件, 因此各种热声热机的开发已成为现代能源领域的研究热点和前沿。

现代热声热机的基本雏形是 Sondhauss 管和 Rijke 管^[1], 分别为 1/4 和 1/2 波长谐振器。现代热

声热机依赖于各种声学谐振器来调制回热器的声阻抗, 特别是行波相位, 以实现接近可逆的热力学循环。由环形回路并联驻波管的复合型热声谐振器是热声斯特林热机的基础^[2]。近年来, 为避免环形回路的声直流损失, 依赖于哑铃形谐振器的级联型热声热机得到了一定的发展, 该机型在实现高效率热声转换的同时可以输出更多的声功率^[3]。

级联型热声热机是在一个哑铃形谐振器内根据声场特征依次布置驻波级和行波级热声换能单元。这种哑铃形谐振器, 由一段类似 Rijke 管的细长谐振管两端各自衔接一个球形或椭球形共鸣腔组成, 类似一个颈部被拉长的双亥姆霍兹谐振器。为了在谐振管中间调制出局部高阻抗行波区, 谐振管长度在 1/4~1/2 波长之间, 故不能将哑铃形谐振器集总

收稿日期: 2011-01-09; 修回日期: 2011-04-12

基金项目: 国家自然科学基金(50906094)

作者简介: 胡忠军(1977—), 男, 山东滕州人, 博士, 副研究员, 研究方向为热声技术和大型低温技术。

通讯作者: 胡忠军, E-mail: huzhongjun@gmail.com

类比为双氢姆霍兹谐振器。由于哑铃形谐振器两端共鸣腔的容积有限,与两端开口(相当于无限大容腔)的 Rijke 管不同,同时两端共鸣腔常常不对称,谐振管也往往不是均匀管,带来求解哑铃形谐振器谐振频率的复杂性。根据流体网络理论,频率是流体管路产生谐振的重要参数,也是影响系统性能的重要因素。频率影响阻抗、节点相位和谐振条件。对级联型热声热机而言,谐振频率决定了如何设计各级热声回热器的位置、回热器的流道设计以及系统的激振温度等关键技术问题,是级联型热声热机设计的首要问题。特别是级联型热声热机实验研究的经验表明,因为哑铃形谐振器的局部高阻抗区相对狭窄,微小的初始设计误差将造成系统无法实现自激振荡。通过改变谐振器局部特征尺度进而调节系统的谐振频率,可成功解决热声起振问题^[3]。

在众多热声文献中,关于热声谐振器谐振频率研究的文章很少。日本学者富永昭采用热力学方法分析热声现象,试图探明回热器中各种不可逆因素对泵送热量的影响,以提高回热器的效率。他的研究表明,回热器中的主要损失并非来自有温差情况下的传热损失,而是由不合理的流体工作频率或填料结构所引起的,通过频率匹配可以提高回热器的效率^[4]。浙江大学把哑铃形谐振器两端的共鸣器作为气库缓冲器处理,系统尺寸处于 $\lambda/4 \sim \lambda/2$ 之间,由于共鸣器的容积不是很大,管路谐振频率接近于半波长^[5]。

流体管路谐振频率不仅取决于谐振管长度和声学边界条件,还与谐振管沿程横截面变化有关。变截面 Rijke 型脉动燃烧器,通过变截面设计可以有效减少长径比,由 10 减小到 3.5~6^[6]。近年来,热声发动机方面的研究利用变截面谐振管的共振强声特性来抑制高次谐波,在很大程度上提高了压比。Oberst 管可以获得大振幅低畸变纯净声波, Lucas 等对不同结构空腔内的驻波场进行了研究,指出通过设计空腔的几何形状来抑制基波的饱和,以将极高的能量转移到管内的波动能量中去,称为共振强声合成器^[7]。中国科学院声学研究所刘克研究员等对变截面闭管中的非线性驻波场进行了详细的实验研究,提出将一阶反共振频率设计在接近共振频率的倍频处来抑制二次谐波,获得高声压、低畸变的声波^[8]。研究表明,管段间截面比和各管段的长度共同决定系统的谐振频率。日本大阪大学的杉本信正提出用稳定性分析,将两支 Sondhauss 管合成一个哑铃形谐振器,得到了谐振器的反对称模态和对称模态^[9]。

根据声传播规律和声波叠加原理,本文详细推导了哑铃形谐振器的几种数学模型,包括均匀管模型、变截面模型和网络模型。

1 均匀管模型

考察如图 1 所示的一种哑铃形谐振器,由一根细长的均匀谐振管在其两端分别串联一个有限大共鸣腔组成。由于谐振管直径远小于其轴向长度,因此具有很高的截止频率。根据声波导管理论,管内声波的传输特性可假设为一维平面波传播。共鸣腔尺度也远小于波长,因此可以作为集总参数近似。热声源声压与充气压力的比值一般在 10% 以内(空气环境下 174 dB),小振幅声波不会产生显著的非线性效应,满足叠加原理。为简化模型,谐振管内壁面的声阻和两端共鸣腔的辐射声阻均忽略,因为系统的谐振频率只取决于声抗,而且谐振管半径也远大于粘性附面层厚度。热声系统工质采用氮气、氦气等惰性气体,假设为理想气体。

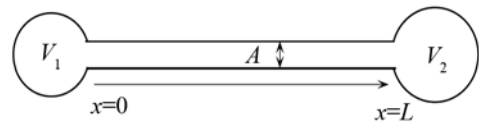


图 1 均匀管哑铃形谐振器
Fig.1 The uniform tube plus dumbbell resonator

根据绝热过程,在两端共鸣腔内,气体容积变化引起压力变化,可以得到共鸣腔声阻抗,共鸣腔声顺记做 C_A , 见式(1):

$$\frac{p_1}{u_1 A} = \frac{\gamma p_m}{j \omega V}$$

$$C_A = \frac{V}{\gamma p_m}$$
(1)

式中: p_1 是当地声压, u_1 是气团振荡速度, γ 是工质比热比, p_m 是谐振器内平均充气压力, ω 是角频率, V 是共鸣腔容积, A 是共鸣腔内谐振管开口的横截面积。

声波在均匀谐振管中的传播方程可近似分解为两列沿相反方向传播的行波, 见式(2):

$$p_1(x, t) = p_A e^{i(\omega t - kx + \phi_A)} + p_B e^{i(\omega t + kx + \phi_B)}$$

$$u_1(x, t) = \frac{1}{\rho_0 c_0} [p_A e^{i(\omega t - kx + \phi_A)} - p_B e^{i(\omega t + kx + \phi_B)}]$$
(2)

式中 x 是沿谐振管轴向坐标, t 是时间, 角标 A 和 B 分别代表两列相反方向传播的行波, p_A 是前行波声压振幅, p_B 是后行波振幅, k 是波数, ϕ 是初始相位, ρ_0 是工质密度, c_0 是自由场声速。

定义谐振管开口处横截面积与共鸣腔体积之

比为 $\varepsilon=A/V$ ，代入左边界条件得到：

$$\frac{p_B}{p_A} e^{i(\phi_B-\phi_A)} = \frac{i\varepsilon_1+k}{i\varepsilon_1-k} = e^{i[2\alpha \tan(\varepsilon_1/k)-\pi]} \quad (3)$$

代入右边界条件，得到：

$$\frac{i\varepsilon_2+k}{i\varepsilon_2-k} = e^{i(2\alpha \tan(\varepsilon_1/k)-\pi+2kL)} = e^{i(2\alpha \tan(\varepsilon_2/k)-\pi)} \quad (4)$$

式(4)中的 L 是谐振管的长度。

式(3)和式(4)联立，得到波矢量的表达式：

$$k = \frac{1}{L} [a \tan(\varepsilon_2/k) - a \tan(\varepsilon_1/k) + n\pi], \quad n=1, 2, \dots \quad (5)$$

如果两端声边界条件完全对称，则有：

$$k = \frac{n\pi}{L}, \quad f = n \frac{c_0}{2L}, \quad n=1, 2, \dots \quad (6)$$

此时与 Rijke 两端完全开口的谐振频率完全一样。如果两边声学条件不对称，则频率与半波长谐振(基频)必然有偏移。

图 2 是以氮气为工质，某种典型哑铃形热声谐振器，保持两端共鸣腔容积不变时，自激振荡谐振频率随末端谐振管开口横截面的变化规律，从图中可见，随着开口直径的增大，谐振频率趋于升高。为验证上述模型，进行了改变下游谐振管横截面的实验，实验结果显示与式(6)的最大相对误差为 11%。如果下游共鸣腔容积增大，谐振频率减小；图 3 为根据式(6)计算的谐振频率随下游共鸣腔容积增大而降低的情况。

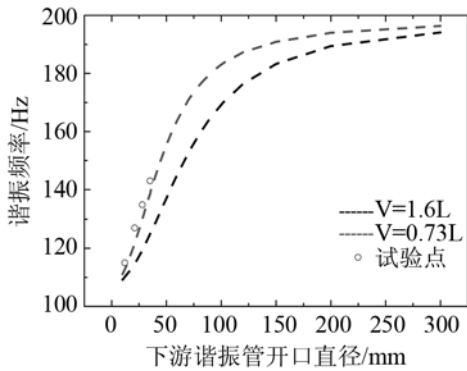


图 2 谐振频率随下游谐振管开口截面变化规律
Fig.2 Variation of resonant frequency with different lower tube sections

值得注意的是，谐振频率的变化将引起最佳听音点移动(向小腔方向移动)。最佳听音点定义为声压与振荡速度相位相同的点，热声热机的回热器需要布置在最佳听音点附近，才能实现接近斯特林热力学循环。因此，设计热声谐振器不仅需要掌握其谐振频率随特征尺度的变化规律，还需要精确定位最佳听音点。由于振荡速度的沿程分布近似为余弦规律： $u_1(x) \sim u_0 \cos kx$ ，最佳听音点出现在速度波节处，即 $x_s = \pi/2k$ 。图 4 是最佳听音点相对于回热器

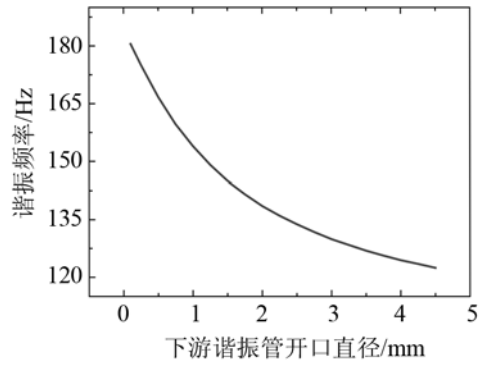


图 3 共鸣腔的容积变化引起谐振频率的变化
Fig.3 Variation of resonant frequency with cavity change

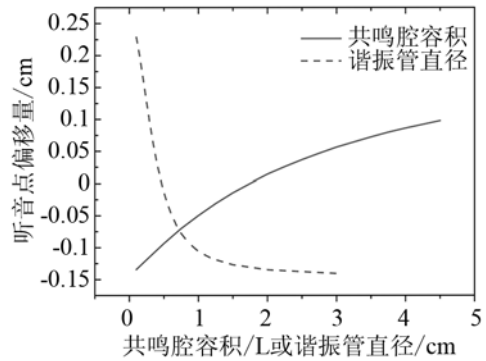


图 4 听音点位置随共鸣腔边界条件的变化
Fig.4 Sweet spot transfer under different acoustic boundary conditions

入口位置的变化情况，谐振管横截面减小或下游共鸣腔容积增大都将引起谐振频率的降低，使得最佳听音点向上游方向移动。

3 变截面谐振管模型

在实际热声热机的声学谐振器设计中，为尽量降低声波导管的沿程损耗和提高热声核处的声阻抗率(降低振荡速度)，一般热声核段的横截面比辅助谐振管截面大很多。如图 5 所示，考察一个由三种不同横截面构成的谐振管，从左到右依次称为上游谐振管、热声核段和下游谐振管，横截面积分别为 A_A 、 A_0 、 A_B ，长度分别为 L_A 、 L_0 、 L_B 。

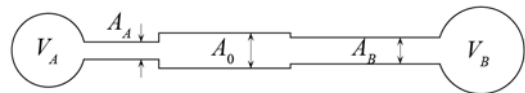


图 5 变截面的哑铃形谐振器
Fig.5 Dumbbell resonators with varying cross-section

与均匀谐振管内声传播模型类似，上游谐振管内的声波为，角标 A 和 B 代表上下游共鸣腔及其连接的谐振管，角标 i 和 r 分别代表两列相反方向传播的行波：

$$\begin{aligned} p_1 &= p_{Ai} e^{i(\alpha x - kx)} + p_{Ar} e^{i(\alpha x + kx)} \\ u_1 \rho_0 c_0 &= p_{Ai} e^{i(\alpha x - kx)} - p_{Ar} e^{i(\alpha x + kx)} \end{aligned} \quad (7)$$

代入上游谐振管的左边界条件, 得到

$$\frac{p_{Ai} + p_{Ar}}{p_{Ai} - p_{Ar}} = -i \frac{A_A}{V_A} \frac{1}{k} \quad (8)$$

令

$$\frac{p_{Ar}}{p_{Ai}} = -\frac{1+i \frac{A_A}{V_A} \frac{1}{k}}{1-i \frac{A_A}{V_A} \frac{1}{k}} = \xi_1 \quad (9)$$

代入上游谐振管右边界条件, 得到

$$\begin{aligned} p_{1L_A} &= p_{Ai} \left[e^{i(\omega t - kL_A)} + \xi_1 e^{i(\omega t + kL_A)} \right] \\ u_{1L_A} \rho_0 c_0 &= p_{Ai} \left[e^{i(\omega t - kL_A)} - \xi_1 e^{i(\omega t + kL_A)} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

下游谐振管声波为

$$\begin{aligned} p_1 &= p_{Bi} e^{i(\omega t + kx)} + p_{Br} e^{i(\omega t - kx)} \\ u_1 \rho_0 c_0 &= -p_{Bi} e^{i(\omega t + kx)} + p_{Br} e^{i(\omega t - kx)} \end{aligned} \quad (11)$$

代入下游谐振管左边界条件, 得到

$$\frac{p_{Br} + p_{Bi}}{p_{Br} - p_{Bi}} = -i \frac{A_B}{V_B} \frac{1}{k} \quad (12)$$

令

$$\frac{p_{Bi}}{p_{Br}} = -\frac{1+i \frac{A_B}{V_B} \frac{1}{k}}{1-i \frac{A_B}{V_B} \frac{1}{k}} = \xi_2 \quad (13)$$

代入下游谐振管右边界条件, 得到

$$\begin{aligned} p_{1L_B} &= p_{Br} \left[e^{i(\omega t - kL_B)} + \xi_2 e^{i(\omega t + kL_B)} \right] \\ u_{1L_B} \rho_0 c_0 &= p_{Br} \left[e^{i(\omega t - kL_B)} - \xi_2 e^{i(\omega t + kL_B)} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

考虑没有发生热声效应的时候, 热声振荡频率为谐振器固有频率之一, 则热声核段内的声波动方程为

$$\begin{aligned} p_1 &= p_{0i} e^{i(\omega t - kx)} + p_{0r} e^{i(\omega t + kx)} \\ u_1 \rho_0 c_0 &= p_{0i} e^{i(\omega t - kx)} - p_{0r} e^{i(\omega t + kx)} \end{aligned} \quad (15)$$

热声核段左边界应与所衔接的上游谐振管右边界声压和体积流率连续, 得到

$$\begin{aligned} p_{1L_0} &= p_{Ai} \left[e^{i(\omega t - kL_A)} + \xi_1 e^{i(\omega t + kL_A)} \right] \\ u_{1L_0} \rho_0 c_0 &= \frac{A_A}{A_0} p_{Ai} \left[e^{i(\omega t - kL_A)} - \xi_1 e^{i(\omega t + kL_A)} \right] \end{aligned} \quad (16)$$

热声核段右边界应与所衔接的下游谐振管左边界声压和体积流率连续, 得到

$$\begin{aligned} p_{1L_0} &= p_{Br} \left[e^{i(\omega t - kL_B)} + \xi_2 e^{i(\omega t + kL_B)} \right] \\ u_{1L_0} \rho_0 c_0 &= -\frac{A_B}{A_0} p_{Br} \left[e^{i(\omega t - kL_B)} - \xi_2 e^{i(\omega t + kL_B)} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

由热声核段左边界声压和体积流率连续, 得到

$$\frac{1 + \frac{p_{0r}}{p_{0i}}}{1 - \frac{p_{0r}}{p_{0i}}} = \frac{A_0}{A_A} \frac{1 + \xi_1 e^{i(2kL_A)}}{1 - \xi_1 e^{i(2kL_A)}} = \xi_A \quad (18)$$

则热声核段的反射系数为

$$r_0 = \frac{p_{0r}}{p_{0i}} = \frac{\xi_A - 1}{\xi_A + 1} \quad (19)$$

根据最佳听音点的定义, 可以求得热声核段中最佳听音点的位置为

$$x_{sp} = \text{Real} \left[-\frac{\ln r_0}{i2k} \right] \quad (20)$$

同理, 由热声核段右边界声压和体积流率连续, 得到

$$\frac{1 + \frac{p_{0r}}{p_{0i}} e^{i(-2kL_0)}}{1 - \frac{p_{0r}}{p_{0i}} e^{i(-2kL_0)}} = -\frac{A_0}{A_B} \frac{1 + \xi_2 e^{i(2kL_B)}}{1 - \xi_2 e^{i(2kL_B)}} = \xi_B \quad (21)$$

根据式(21)得到的反射系数为

$$\frac{p_{0r}}{p_{0i}} e^{i(-2kL_0)} = \frac{\xi_B - 1}{\xi_B + 1} \quad (22)$$

式(18)和式(21)联立, 得到

$$\frac{\frac{A_0}{A_A} \frac{1 + \xi_1 e^{i(2kL_A)}}{1 - \xi_1 e^{i(2kL_A)}} - 1}{\frac{A_0}{A_A} \frac{1 + \xi_1 e^{i(2kL_A)}}{1 - \xi_1 e^{i(2kL_A)}} + 1} e^{i(-2kL_0)} = \frac{-\frac{A_0}{A_B} \frac{1 + \xi_2 e^{i(2kL_B)}}{1 - \xi_2 e^{i(2kL_B)}} - 1}{-\frac{A_0}{A_B} \frac{1 + \xi_2 e^{i(2kL_B)}}{1 - \xi_2 e^{i(2kL_B)}} + 1} \quad (23)$$

根据式(23)可求得谐振器本身的声学谐振频率和各管段声压幅值的相对比值:

$$\frac{p_{Br}}{p_{0i}} = \frac{A_0}{A_B} \frac{[e^{ikL} - r_0 e^{i(-kL)}]}{[e^{i(-kL_B)} - \xi_2 e^{i(kL_B)}]} \quad (24)$$

$$\frac{p_0}{p_{Ai}} = \frac{e^{i(-kL_A)} + \xi_1 e^{i(kL_A)}}{1 + r_0} \quad (25)$$

如果各段横截面面积 A 处处均等, 则有

$$\frac{1}{\xi_2 e^{i(2kL_B)}} \frac{1}{\xi_1 e^{i(2kL_A)}} - e^{i(-2kL_0)} = 0 \quad (26)$$

得到

$$\begin{aligned} \xi_1 \xi_2 e^{i(-2k(L_B + L_A - L_0))} &= 1 \\ k &= \frac{\ln(\xi_1 \xi_2)}{i2(L_B + L_A - L_0)} \end{aligned} \quad (27)$$

图6是各段均匀管为直径35mm的谐振管的氦气工质的模拟声场, 图中 $\text{Real}[P_1]$ 为声压幅值的实

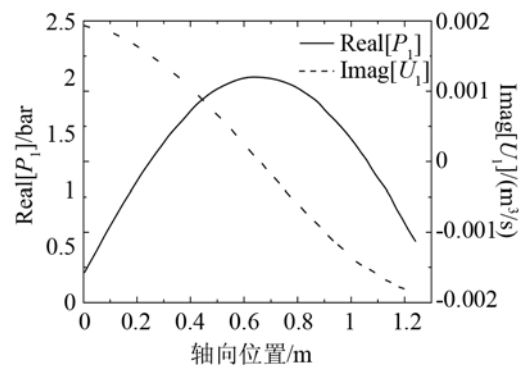


图6 均匀管谐振器的声场模拟
Fig.6 Sound field simulation of uniform tube resonator

部, $\text{Imag}[U_1]$ 为振动体积流率幅值的虚部, 谐振频率为 124.1Hz, 听音点位于热声核段入口 40%处。实验表明, 变截面模型计算值与实验测量值的误差在 5%以内, 这将在另外的论文中报道。

4 网络模型分析

网络模型为热声热机的理论分析和工程设计提供了很大方便。根据克希荷夫定律, 只要是相同拓扑性质的网络, 无论是怎样的物理过程, 势和流之间存在内在的正交关系。利用网络本构方程可以得到定量描述热声效应的势方程和流方程, 由势方程可以得到惯性声感和粘性声阻造成的压降, 由流方程反映声顺和热声源对体积流率的贡献。对于图 1 所示的均匀管谐振器, 其精确的分布参数网络模型如图 7(a)所示, 各微元段具有的声感和声顺分别为 dL 和 dC , 可利用 Runge-Kutta 方法进行积分计算, 可以得到声场呈弦函数分布。DeltaE 模型也是对谐振管进行离散的一种网络模型, 并根据打靶法求解系统的谐振频率^[10], 利用 DeltaE 模型计算的频率与我们的实验测量值的相对误差小于 5%。哑铃形谐振器谐振的本质是由于两端共鸣腔声压的相位相反, 而振荡速度的相位沿谐振管存在由 $+90^\circ$ 到 -90° 的变化。因此可以利用如图 7(b)和图 8 所示的近似网络模型计算谐振频率, 谐振管中间 1/3 的部分因接近速度波节而视为一个声顺 C , 两端的谐振管则视为声感(L_A 和 L_B), 两端的共鸣腔集总为声顺(C_A 和 C_B), 这种处理方法与双亥姆霍兹谐振器不同。简化的热声网络法虽然经过大量的简化近似, 但物理意义十分明确, 可以定性地对热声系统及其部件进行分析。根据热声网络理论, 系统的谐振频率出现在系统的总声阻抗虚部为 0 时, 可以得到式(28)和式(29):

$$\frac{1}{\left(-i\frac{1}{\omega C_A} + i\omega L_A\right) + \left(-i\frac{1}{\omega C_B} + i\omega L_B\right)} - i\frac{1}{\omega C} = 0 \quad (28)$$

$$CL_A L_B \omega^4 - (L_A + L_B) \omega^3 - (L_A/C_A + L_B/C_B) C \omega^2 + (1/C_A + 1/C_B) \omega + \frac{C}{C_A C_B} = 0 \quad (29)$$

中间谐振管的声顺 C 通常约为下游末端共鸣腔声顺 C_B 的 1%, 所以方程中可近似只保留三次幂项和一次幂项, 式(29)可以简化为式(30)。如对于某对称共鸣腔的哑铃形谐振器, 充气压力为 2.5MPa 的氮气, 经求解谐振管声顺 $C=1.02 \times 10^{-11} \text{m}^3/\text{Pa}$; 共鸣腔的声顺 $C_A=C_B=8.38 \times 10^{-10} \text{m}^3/\text{Pa}$; 则根据式(30)求

解的谐振频率为 101.7Hz。

$$\omega \approx \sqrt{\frac{1/C_A + 1/C_B}{L_A + L_B}} = \sqrt{\frac{C_A + C_B}{(L_A + L_B) C_A C_B}} \quad (30)$$

进一步如果 $L_A=L_B$, $C_A=C_B$, 可以得到一个与双亥姆霍兹谐振系统的谐振频率相似的公式:

$$\omega \approx \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (31)$$

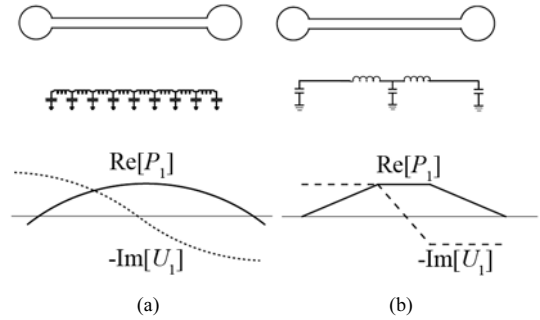


图 7 哑铃形谐振器网络模型
Fig.7 Network model of a dumbbell resonator

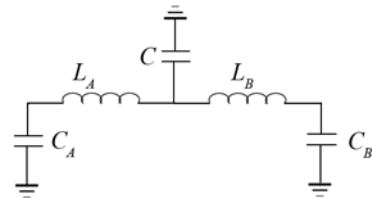


图 8 哑铃形谐振器近似网络模型
Fig.8 Approximate network model of a dumbbell resonator

式(30)和式(31)具有很高的近似度, 例如根据式(31), 对于某具有对称谐振管和对称共鸣腔的哑铃形谐振器的谐振频率计算值为 106.4 Hz, 比四次方程式(29)的计算值相对偏高约 4%。如果下游共鸣腔减小为上游共鸣腔容积的 1/3, 则谐振频率升高为 $f=143.9\text{Hz}$ 。可见, 可以通过改变共鸣器的容积、谐振管的长度或直径都可以实现对谐振频率的调节, 从而起到调节最佳听音点的位置, 使得回热器处于接近行波相位的区域。

5 结论

哑铃形热声谐振器, 不同于 Rijke 管和双亥姆霍兹谐振器, 其谐振频率由两端共鸣腔的容积、中间谐振管的直径和长度共同决定。通过变截面分析和网络分析, 解决了哑铃形谐振器的谐振模态问题。两端共鸣腔内声压相位相反, 振荡速度在谐振管中部存在相位翻转, 造成局部高阻抗的行波区, 这正是热声回热器实现高效热声转换的必要条件。系统的谐振频率决定了声场特征, 即决定了最佳听音点的位置。调节系统谐振频率的主要目的是实现

实际最佳听音点的位置处于回热器内部,达到调节回热器相位和声阻抗的目的。通过变截面谐振管设计或非对称共鸣腔的设计可以有效调节级联型热声系统的谐振频率,实现调节回热器相位和系统起振条件的作用。改变下游谐振管开口面积或共鸣腔容积是实际热声工程中最容易采用的手段,随着谐振管开口尺寸的增大或共鸣腔容积的减少,系统的谐振频率趋于升高。

参 考 文 献

- [1] Swift G W. Thermoacoustics: a unifying perspective for some engines and refrigerators[J/OL]. Los Alamos national laboratory, 2001. Fifth draft, Available at <http://www.lanl.gov/thermoacoustic>.
- [2] Backhaus S, Swift G W. A thermoacoustic-Stirling heat engine: Detailed study[J]. J. Acoust. Soc. Am. (S0162-1459), 2000, **107**(6): 3148-3166.
- [3] D Gardner L, Swift G W. A cascade thermoacoustic engine[J]. J. Acoust. Soc. Am., 2003, **114**(4): 1905-1919.
- [4] Akira Tominaga. Progress in the pulse-tube refrigeration and the thermoacoustic theory in Asia[J]. J. Acoust. Soc. Am., 1996, **100**(4): 2814.
- [5] 蒋建平, 陈国邦, 金滔, 等. 缓冲器对热声机谐振频率的影响[J]. 低温工程, 2001, **120**(2): 17-22.
JIANG Jianping, CHEN Guobang, JIN Tao, et al. Influence of buffer on resonance frequency of thermoacoustic engines[J]. Cryogenics, 2001, **120**(2): 17-22.
- [6] 陈福连, 史祖龄, 钟英杰, 等. 变截面里克型声振燃烧器[P]. 中国专利: CN1144897, 1997.
CHEN Fulian, SHI Zulin, ZHONG Yingjie, et al. Rijke oscillation combustion with varying section[P]. China: CN1144897, 1997.
- [7] Lawrenson C C, Lipkens B, Lucas T S, et al. Measurements of macrosonic standing waves in oscillating closed cavities[J]. J. Acoust. Soc. Am. (S0162-1459), 1998, **104**(2): 623-636.
- [8] 刘丹晓, 刘克, 彭锋, 等. 变截面闭管对谐波的抑制作用的研究[J]. 声学技术, 2007, **26**(5): 11-12.
LIU Danxiao, LIU Ke, PENG Feng, et al. Investigation on the suppressive effects on the harmonic waves in closed tube with varying cross-section[J]. Technical Acoustics, 2007, **26**(5): 11-12.
- [9] Nobumasa Sugimoto and Ryota Takeuchi. Marginal conditions for thermoacoustic oscillations in resonators[J]. Proc. R. Soc. A, 2009, **465**(2111): 3531-3552.
- [10] Ward W C, Swift G W. Design environment for low amplitude thermoacoustic engines (DeltaE)[J]. J. Acoust. Soc. Am. (S0162-1459), 1994, **95**(6): 3671-3672.