

曲体束腰型光声池的设计及性能分析

李泽昊¹, 杨春勇^{1*}, 唐梓豪¹, 彭苗苗¹, 倪文军², 郭连波³, 侯金¹, 陈少平¹

¹智能无线通信湖北省重点实验室, 中南民族大学电子信息工程学院, 湖北 武汉 430074;

²南洋理工大学电气电子工程学院, 新加坡 新加坡 639798;

³华中科技大学武汉光电国家研究中心, 湖北 武汉 430074

摘要 在基于光声光谱技术的痕量气体检测系统中, 光声池是决定系统性能的关键部件。针对传统柱形光声池受限于形状优化参数的问题, 本文提出并设计了一种母线为双曲线的曲体束腰型光声池方案, 该方案创新性地引入了母线离心率参数, 实现了三维立体优化。本文基于有限元分析方法, 利用 COMSOL 软件构建模型, 分析母线离心率为 7.14 的光声池结构, 得到了该结构在热黏性损耗作用下的前八阶声学模态值以及可视化振型。仿真结果表明, 所设计的光声池的品质因数高达 83.3; 对光声池进行形状优化, 发现光声池谐振腔长度对谐振频率敏感, 母线短半轴长对声压幅值敏感。通过调节母线离心率可以有效地调节谐振频率且不影响声压幅值。光声池的幅频响应特性表明, 较小的离心率易激发多谐振峰, 在离心率为 5 时, 激发的第一、第二谐振峰较强, 它们品质因数分别为 75.9 和 128.9。本研究表明, 此类曲体束腰型光声池具有优良的性能及较高的可设计度, 对新型光声检测技术具备多场景适应能力, 具有重要的理论和工程应用价值。

关键词 光谱学; 光声光谱; 痕量气体检测; 有限元方法; 光声池; 声学模态值

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.0111002

1 引言

自贝尔^[1]于 1880 年发现光声效应以来, 基于该原理的光声传感技术在农业、医学、污染等领域被广泛应用^[2-7]。其中, 微量气体检测是光声传感技术应用的主要方向, 而光声池是光声传感系统的核心部件, 目前该部件的研究备受关注。

所查资料显示, 已有关于声共振、差分、石英增强共振椭圆腔等光声池结构的相关研究。这些研究大多针对具体使用需求, 围绕改善信噪比进行讨论。柱形、Helmholtz 型、T 型是声共振型光声池的经典结构。柱形光声池易于检测和加工, 是较早出现的一种光声池, 但其受环境的影响较大^[8-10]。云玉新等^[11]在柱形光声池两端增设缓冲腔, 采用激光共振光声光谱技术对乙炔气体进行了检测, 检测精度约为 1.4 $\mu\text{L/L}$, 该光声池的理论品质因数 Q 为 62。

Helmholtz 型光声池在小体积尺寸下可以实现低频共振, 然而, 该光声池的品质因数通常较小^[12]。因此, 文献^[13-14]通过差分模式进一步提高了系统的信噪比。Zéninari 等^[15]采用双差分式 Helmholtz 型光声池对甲烷气体进行了检测, 检测灵敏度达到了 0.3 $\mu\text{L/L}$, 但该 Helmholtz 型光声池结构精密, 较难加工。Baumann 等^[16]等提出了一种新的 T 型光声池, 其谐振腔长度不受水平狭窄空间的影响, 具有可在有限空间中实现低频共振的特点。因为高品质因数的石英音叉可以减小环境噪声对系统的干扰, 于是赵彦东等^[17]提出椭圆腔光声池, 该光声池利用激光在腔体中的多次反射来增加气体的吸收过程, 通过结构优化可使其品质因数提高到 200 左右, 声波得到明显的二维增强。为了得到更高性能的光声池, 研究人员逐渐将目标转向非规则光声池。Kost 等^[18]在 H 型腔体光声池的基础上设计了具有喇叭

收稿日期: 2020-07-07; 修回日期: 2020-08-09; 录用日期: 2020-08-31

基金项目: 国家民委中青年英才计划(MZR20004)、湖北省科技支撑计划(2015BCE048)、中南民族大学中央高校基本科研业务费专项资金自科培育项目(CZP17026)

*E-mail: cyyang@mail.scuec.edu.cn

状末端的对称谐振腔,其可将光声信号强度提升 36%。2013 年, Ulasevich 等^[19]设计了一种工作在 32.9 kHz、品质因数为 16.3 的香蕉形光声池。2014 年, Ulasevich 等^[20]又设计了一种工作在 4.38 kHz、品质因数为 13.9 的 Π 型微腔光声池。Haouari 等^[21]利用有限元方法对柱形光声池进行了拓扑优化,结果发现,与优化前相比,优化后的光声池在 25 kHz 频点的增益提升了 2 倍。程刚等^[22]对带有缓冲腔的柱形光声池进行了优化,使光声池的品质因数提升了 34.4%。从目前可查阅的文献看,经典结构的光声池易加工,但优化参数存在一定局限性;以拓扑优化为代表的高设计性光声池又意味着较高的加工成本,因此还需要对新型光声池的结构展开进一步深入研究。

针对光声池设计中存在的困难,本文在传统缓

冲腔柱形光声池的基础上引入了母线离心率作为新的优化维度,提出并设计了一种曲体束腰型光声池。本文首先分析曲体束腰型光声池的声学模态,并以此为基础计算光声池的品质因数;接着讨论该型光声池参数变化对其谐振频率和幅度的影响,进一步分析光声池的频响曲线与母线离心率之间的关系。本文的工作表明,曲体束腰型光声池具有较强的场景适应特性。

2 基本理论

本文设计的曲体束腰型光声池结构如图 1 所示。该型光声池由一个母线为双曲线的谐振腔和两个对称的缓冲腔组成。图 1 中,谐振腔长度为 L_r ,双曲线母线由短轴长 a 和离心率 e 唯一确定, L_b 和 D_b 分别表示缓冲腔的腔长和直径。

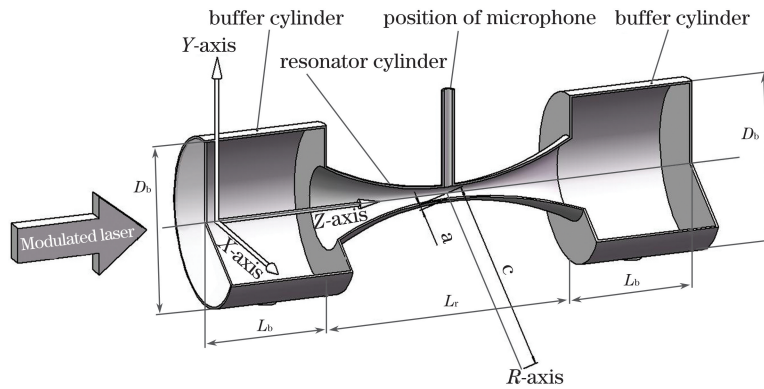


图 1 曲体束腰型光声池示意图

Fig. 1 Schematic of curved body beam waist photoacoustic cell

假设光声池内的气体是可压缩的理想均匀流体。激光输出调制脉冲作用于池内的气体,将池内气体吸收光所产生的热定义为 $H(\vec{r}, \omega)$,亦即为激励声波的热源,其中 \vec{r} 为柱坐标系下的径向坐标向量, ω 是角频率。腔内热源的能量分布与轴向坐标向量 \vec{z} 无关,仅由 \vec{r} 描述,则可用有源的 Helmholtz 方程来描述声压的变化规律,即

$$\nabla^2 P(\vec{r}, \omega) + k^2 P(\vec{r}, \omega) = i\omega \frac{\gamma - 1}{v^2} H(\vec{r}, \omega), \quad (1)$$

式中: $P(\vec{r}, \omega)$ 表示声压的傅里叶变换; k 为系数, $k = \omega/v$, v 为声速; γ 代表比定压热容 C_p 与比定容热容 C_v 之比。假设腔内气体分子吸收跃迁不饱和,且激光热源调制频率远小于气体分子跃迁的弛豫速率,则热源 $H(\vec{r}, \omega)$ 可写为

$$H(\vec{r}, \omega) = \alpha I(\vec{r}, \omega) = N\sigma c P_{\text{laser}} g(\vec{r}, \omega), \quad (2)$$

式中: $I(\vec{r}, \omega)$ 为入射光声池的激光的光强; α 为池

内气体的吸收系数; N 为池内气体的总分子数密度; σ 代表池内气体分子的吸收截面; c 为待测气体的体积浓度; P_{laser} 为激光器的输出功率; $g(\vec{r}, \omega)$ 表示光能分布的归一化函数。联立(1)式和(2)式,求解非齐次波动方程,其解可以表示为光声池各声学模态的叠加。定义 A 为振幅, j 代表阶数,则

$$P(\vec{r}, \omega) = \sum A_j(\omega) P_j(\vec{r}). \quad (3)$$

对于与(3)式相应的模态 $P_j(\vec{r})$ 和特征频率 $\omega_j = v k_j$,可以通过求解(4)式所示的齐次 Helmholtz 方程得到。

$$\nabla^2 P(\vec{r}) + k^2 P(\vec{r}) = 0. \quad (4)$$

假设光声池的内壁为声学硬边界,则边界条件可以表示为

$$\frac{\partial P}{\partial n} = 0. \quad (5)$$

其物理含义为声压的法向导数在光声池内壁为零。

利用(3)式对模态作声压幅值归一化,即

$$\int_{V_c} P_i^* \cdot P_j dV = V_c \delta_{ij}, \quad (6)$$

式中: i 代表阶数; P_i^* 为 P_i 的复共轭; V_c 为光声池的内体积; δ 为调节因子。根据(6)式可以确定声学模态 P , 则第 j 阶模态振幅可以表示为

$$A_j(\omega) = i \frac{A_j \omega}{\omega^2 - \omega_j^2 + i\omega\omega_j/Q_j}, \quad (7)$$

式中: Q_j 为第 j 阶模对应的品质因数; A_j 的表达式为

$$A_j = \frac{\alpha(\gamma - 1)}{V_c} \int_{V_c} P_j^* I dV, \quad (8)$$

其中 I 为入射激光的光强。因为非齐次方程(1)不包含损失项,与实际情况有一定差异,因此本文通过在振幅中引入 Q_j 来表征损耗。此处,定义第 j 阶模对应的品质因数 Q_j 为此处谐振频率与其谐振峰值半峰全宽(FWHM)的比值,即

$$Q_j = \frac{f_j}{\Delta f_j}, \quad (9)$$

式中: f_j 为谐振频率; Δf_j 为谐振峰值的半峰全宽。

3 数值仿真设计

光声池的设计往往取决于不同的应用场景需求。但是,在诸多设计方案中,确保其声压响应在一个可检测的量级是必须要考虑的关键因素。一般情况下,当谐振频率较低时,声压响应往往较大。然而,低频条件下微音器噪声的影响较大,因此,有必要将谐振频率保持在 1000 Hz 以上。由于光声池的

体积越大,品质因数越高,体积越小,检测的声压响应越大,所以在实际应用中常常需要在声压响应幅值与其他关键参数(如谐振频率和品质因数)之间进行适当的权衡。本文主要关注声压响应、谐振频率和品质因数。

光声信号在光声池中的传播由波动方程控制。由于光声信号的实际传播受到热损失和黏滞损失的影响,因而本文采用与实际相适应的 COMSOL Multiphysics 的热黏性声学接口。当考虑远离腔体内表面的区域时,可以认为声波的传输过程是近似绝热的,黏度损耗的影响也是有限的。然而,光声池边缘产生的热黏性损耗较大,这是导致光声信号衰减的主要原因。为便于较精确地调整计算模型,本文采用手动控制网格单元尺寸和边界层网格的混合控制剖分技术进行数值仿真设计。利用该技术,预定义普通物理场极细化网格,对边界层采用 10 层网格,其中第一层厚度设定为 0.01 mm,边界层拉伸因子设为 1。

若直接利用热黏性声学接口程序对三维光声池进行仿真,则需要剖分大量的网格,这样必然会投入较多的计算资源,不利于工程实现。为此,考虑到光声池中心对称的特点,将光声池的三维模型转化为二维模型进行求解,如此不仅可以保证求解精度,还可大大降低计算成本和时间开销。本文依据表 1 所示的几何参数在 COMSOL Multiphysics 中构建了曲体束腰型光声池的几何模型,如图 2 所示。

表 1 曲体束腰型光声池的基本参数

Table 1 Basic parameters of curved body beam waist photoacoustic cell

Buffer chamber diameter D_b /mm	Buffer cavity length L_b /mm	Resonant cavity length L_r /mm	Semi-short axis length a /mm	Eccentricity e
40	50	100	2.5	7.14

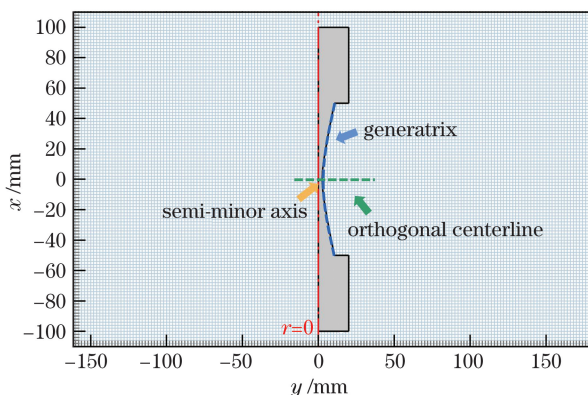


图 2 腔体模型的二维设计

Fig. 2 Two dimensional axisymmetric physical model of photoacoustic cell

接下来,本文以甲烷痕量气体为检测对象,分析基于表 1 参数所设计的曲面束腰型光声池的工作性能。假设光声池在标准大气条件下充满氮气和体积分数为 10^{-4} 的甲烷,氮气的气体参数见表 2。设置激励源为 4.5 mW 的激光,光束在光声池内的能量分布为高斯型,束腰半径为 0.5 mm,中心波长为 1653 nm,此波长对应 HITRAN 数据库中甲烷 2V3 带 R(3) 的吸收谱线的中心波长。根据 HITRAN 数据库确定该谱线的吸收截面积,然后通过(2)式计算热功率密度源 H 。考虑到一般情况下的声压响应较小,为简化计算,在光声池壁处施加无滑移边界条件速度场,以忽略声压与光声池壁的声固作用,同

时添加等温边界条件使光声池壁与外界温度保持一致。

准确了解光声池内的压力分布是优化光声系统的关键。因此,本文对光声池空腔结构进行了模态分析,即求解(3)式得到前八阶声学本征频率及模态,如图 3 所示,其中的激光调制频率即为光声池的声学本征频率。在仿真设计中,声压的相对强度通常用云图渐变颜色表示。图 3 中,深色处声压最小,比较适合设置进出口,因为该处能将流动气体对光声池的影响降到最小;浅色处声压最大,比较适合安放微音器,因为该处能获得最强的声信号。

表 2 大气条件下氮气的气体参数^[23] ($T=293\text{ K}, p=1013\text{ hPa}$)

Table 2 Gas parameters of N_2 under atmospheric conditions^[23] ($T=293\text{ K}, p=1013\text{ hPa}$)

Parameter	Value
Density/ $(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	1.15
Speed of sound/ $(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	343
Dynamic viscosity/ $(\text{Pa} \cdot \text{s})$	1.76×10^{-5}
Thermal conductivity/ $(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	2.56×10^{-2}
Constant volume specific heat capacity/ $(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	0.741×10^3
Constant pressure specific heat capacity/ $(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	1.038×10^3

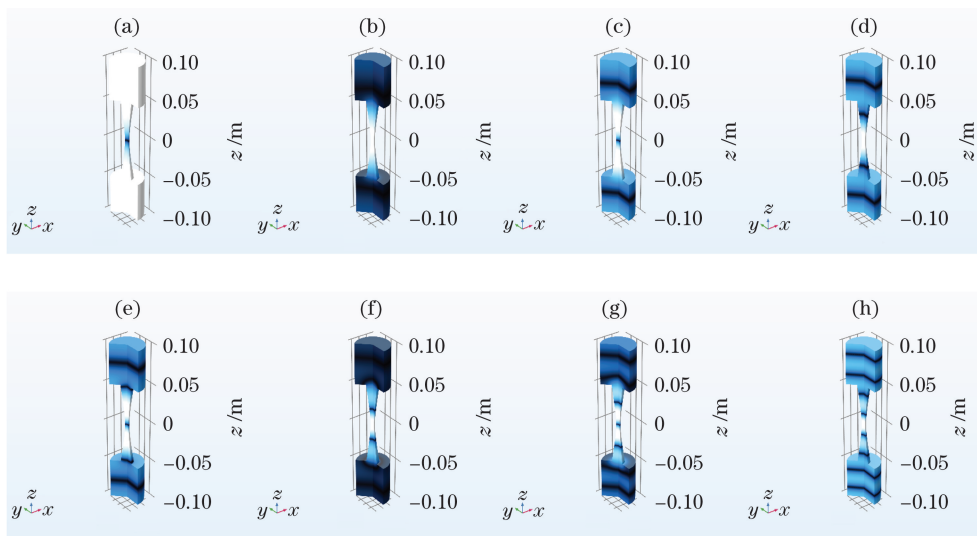


图 3 曲面束腰型光声池空腔的声学模态仿真云图。(a)第一模态(197 Hz);(b)第二模态(2459 Hz);(c)第三模态(3050 Hz);(d)第四模态(3503 Hz);(e)第五模态(3842 Hz);(f)第六模态(5161 Hz);(g)第七模态(6380 Hz);(h)第八模态(6923 Hz)

Fig. 3 Acoustic modal simulation cloud images of curved body beam waist photoacoustic cell. (a) The first mode (197 Hz); (b) the second mode (2459 Hz); (c) the third mode (3050 Hz); (d) the fourth mode (3503 Hz); (e) the fifth mode (3842 Hz); (f) the sixth mode (5161 Hz); (g) the seventh mode(6380 Hz); (h) the eighth mode (6923 Hz)

从图 3 中可以看出,前八阶声学模态均是纵向模态振型。随着模态阶数增加,光声池的模态振型愈加复杂。通过对比模态可以发现,第一阶模态振型的差异大。这是由于光声池两端的缓冲腔造成了

低频谐振,一般这一谐振频率通常不作为光声池的工作频率。第二、第四、第六、第八阶模态振型在谐振腔中点处均产生了较高的声压,因此可以作为相应模态振型的微音器安置点。然而,从图 3 仅可观

察到处于同一共振模式下的声压的相对分布,不能反映声压的绝对大小。

为了深入分析微音器可检测到的声压响应,本文以谐振腔中点处的声压为研究对象,设置扫频范围为 50~7500 Hz,以此覆盖所研究的八阶振型。若设置步长为 5 Hz,扫频可得如图 4 所示的频率响应曲线(FEM 即有限元分析方法)。在图 4 中可以明显发现:在 2450 Hz 和 3500 Hz 频点处出现了较大的声压峰值,分别对应第二、第四阶共振模式;而第六、第八阶模式对应的 5150 Hz 和 6925 Hz 处虽然也出现了较大的声压峰值,但其远远小于前述两处声压强度。通常,为了提高灵敏度,往往期望获得更强的光声信号,因此,一般选用第二阶共振模式对应的谐振频率作为工作频率。若以 2450 Hz 频点为中心,在 2400~2500 Hz 之间进行扫频,可以发现采用洛伦兹拟合的效果好($R^2=0.99$),如图 5 所示。根据(9)式计算可得本文光声池的品质因数 Q 为 83.3,对照文献[24]后发现,本文光声池属于高品质光声池。

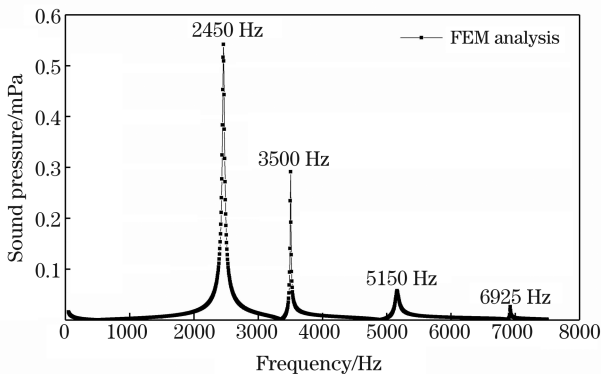


图 4 光声池的频率响应曲线

Fig. 4 Frequency response curve of photoacoustic cell

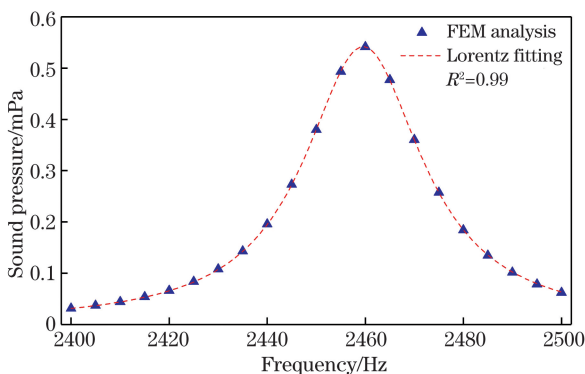


图 5 光声池的细频响应曲线

Fig. 5 Simulation curve of photoacoustic cell's fine frequency response

实际上,仅仅通过声学模态的仿真云图来确定微音器的位置还显得较为主观。因此,为了更加客观地确定设计方案,进一步研究曲体束腰型腔体母线上的声压分布与频率的关系就显得十分重要。现设置扫频范围为 2400~2500 Hz,步长为 10 Hz,获得了沿谐振腔母线的声压分布曲线,如图 6 所示。该曲线的特性反映了曲体束腰型光声池对光声信号的转化能力较强,当扫频至谐振腔的谐振频率 2460 Hz 时,声压值有较大增益。因此,若在检测中将光源的调制频率准确地设置在该谐振频率上,就可以有效提高系统的灵敏度。图 6 表明,在不同的频率下进行测扫,谐振腔母线上的声压随位置的变化基本一致,具体表现为中间声压大、两端缓降的规律。

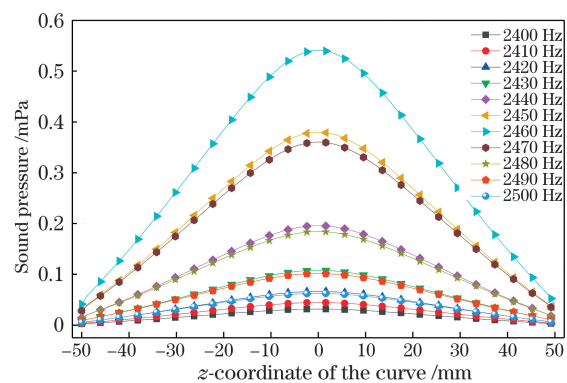


图 6 光声池母线的声压分布曲线

Fig. 6 Sound pressure distribution curves of photoacoustic cell generatrix

4 几何参数分析与讨论

光声池的工作性能较大程度上依赖于其几何尺寸。Bijnen 等^[25]认为缓冲腔的长度对谐振频率和品质因数 Q 的影响不大,将缓冲腔长度设置为 $1/4$ 声波长时可以较为理想地减小窗口噪声。基于此,本文接下来着重分析谐振腔的几何尺寸对光声池工作性能的影响。曲体束腰型光声池谐振腔的优化参数包括母线短半轴长 a 、离心率 e 和腔体长 L_r 。可以认为一般的柱形光声池是本文所提曲体束腰型光声池离心率 e 趋于无穷大时的一种特殊情况。进一步,本文通过调整离心率 e 在柱形光声池的基础上衍生出了工作性能更加优越的光声池。在此,本文会详细讨论离心率 e 趋于无穷大时,短半轴长和腔体长对谐振频率和声压幅值的影响,此时光声池的几何参数如表 3 所示。

表 3 光声池的基本参数

Table 3 Basic parameters of photoacoustic cell

Buffer chamber diameter D_b /mm	Buffer cavity length L_b /mm	Resonant cavity length L_r /mm	Semi-short axis length a /mm	Eccentricity e
40	50	100	2.5	Inf.

首先分析在短半轴长 a 不变时, 谐振频率和声压幅值随着谐振腔长 L_r 从 50 mm 增大到 150 mm 的变化规律。为了保证规律的一致性, 本文以 $a = 5$ mm 为中心分别减小 50% 和增加 50% 设置了三组平行对照实验, 仿真结果分别对应图 7(a)~(c)。在短半轴长为 5 mm 时, 谐振频率随谐振腔长的增大而减小。当短半轴长为 2.5 mm 和 7.5 mm 时, 规律大致趋同, 但频率变化范围有一定差异, 如: 在短半轴长为 2.5 mm 时, 频率变化范围最大, 并均大

于短半轴长为 5 mm 和 7.5 mm 时的频率变化范围。此规律表明, 在较小的短半轴长下, 谐振腔长的变化对谐振频率的影响更为明显。但是, 声压幅值的变化和共振频率的变化规律却相反, 其与谐振腔长的变化呈正相关。在短半轴长为 7.5 mm 时, 声压幅值的变化范围最小, 均小于短半轴长分别为 5 mm 和 2.5 mm 时的变化范围。这一规律表明, 在短半轴较大时, 通过改变谐振腔长来调节声压幅值是十分有限的。

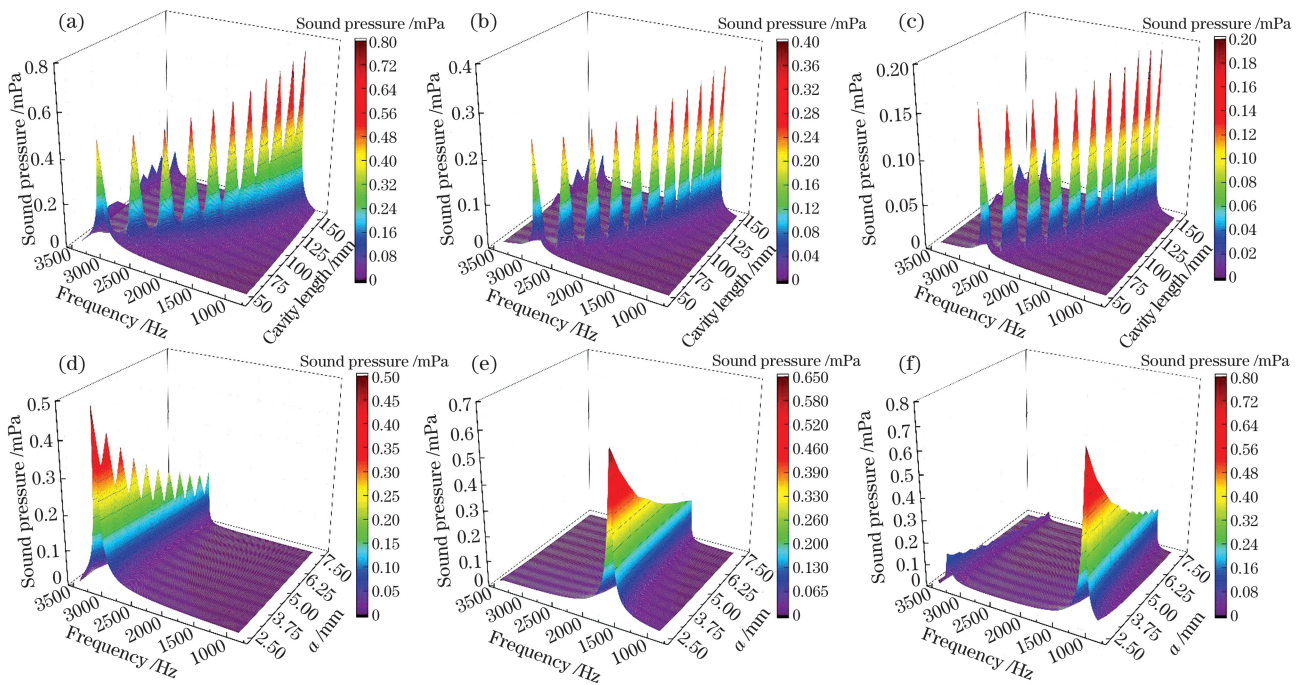


图 7 谐振腔长 L_r 和母线短半轴长 a 对谐振频率及声压幅值的影响。(a)短半轴长 2.5 mm; (b)短半轴长 5 mm; (c)短半轴长 7.5 mm; (d)谐振腔长 50 mm; (e)谐振腔长 100 mm; (f)谐振腔长 150 mm

Fig. 7 Influences of resonant cavity length L_r and semiminor axis length a on resonance frequency and sound pressure amplitude. (a) Semiminor axis length is 2.5 mm; (b) semiminor axis length is 5 mm; (c) semiminor axis length is 7.5 mm; (d) resonant cavity length is 50 mm; (e) resonant cavity length is 100 mm; (f) resonant cavity length is 150 mm

此外, 本文分析了短半轴长 a 从 2.5 mm 增加到 7.5 mm 时, 谐振频率和声压幅值的变化规律。设置谐振腔长度分别为 50, 100, 150 mm 的三组平行对照实验, 仿真结果分别如图 7(d)~(f) 所示。当谐振腔长为 100 mm 和 150 mm 时, 短半轴长从 2.5 mm 增加到 7.5 mm, 谐振频率无明显变化; 当谐振腔长为 150 mm 时, 谐振频率随着短半轴长增加而略有减小。

这表明, 谐振频率对短半轴长的依赖较弱。仿真结果表明, 无论谐振腔长度是大还是小, 增大短半轴的长度, 声压幅值都会明显减小。因此, 相对于谐振腔长度, 声压幅值对短半轴长有更强的依赖。所以, 通过减小短半轴长可以有效提高声压强度。

接下来本文再以表 3 所示的参数为基础, 分析谐振频率、声压幅值与谐振腔母线离心率 e 的关系。

首先设置离心率在 5~25 之间变化,变化的间隔为 2,以无穷大时为参照。图 8 反映了谐振频率和声压幅值随离心率 e 的变化规律。可以看出,谐振频率与离心率变化成正比。离心率越大,谐振频率的变化越缓慢。因此,需要在小范围内调整工作频率时,调整离心率会比调整谐振腔长有更高的控制精度。进一步观察声压幅值的变化还可以得出:在离心率大于 10 的情况下,声压幅值对离心率的变化不敏感,可保持在较高水平上。当离心率 $e=5$ 时,光声池的谐振频率为 2550 Hz,虽然其声压幅值明显降低(约为 e 趋于无穷大时的 3/4),但仍具有较高的可检测性。因此,引入离心率作为新优化参数,可以在谐振腔长度较为固定的情况下有效调节光声池的谐振频率。

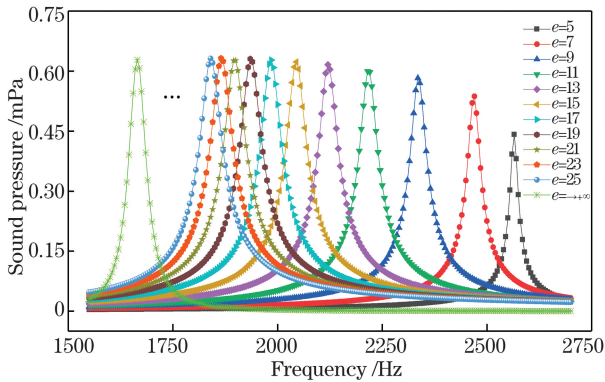


图 8 离心率 e 对谐振频率和声压幅值的影响

Fig. 8 Effects of eccentricity e on resonance frequency and sound pressure amplitude

一般情况下,较小工作频率往往意味着较大的声压幅值。因此,前述工作主要考察光声池声压在第一处谐振峰时随谐振腔参数的变化规律。

为了更加全面地掌握曲体束腰型光声池的性能,有必要详细分析离心率对谐振峰的影响。接下来以 $e \rightarrow +\infty$ 以及 $e=20, 10, 5$ 为例设置四组平行对照实验,重点分析光声池母线中点频率响应的演变,仿真结果如图 9(a)~(d)所示。为了清晰地观察此频率响应规律,本文特将纵坐标设置为指数坐标。由图 9(a)可知,在离心率趋于无穷大时,在扫频范围内可以观察到两个明显的谐振峰,它们的谐振频率分别为 1665 Hz(A 点)和 5020 Hz(B 点),其中 A 点的谐振强度远大于 B 点的谐振强度。由图 9(b)可以看出:当离心率调整至 20 时,频率响应曲线同样出现了两个明显的谐振峰,它们的谐振频率分别为 1915 Hz(A 点)和 5035 Hz(C 点)。与图 9(a)所示的谐振峰相比,此两峰对应的谐振频率均略有增大;此外,在该曲线上还可见 3500 Hz(B 点)处有谐振峰正在形成。继续调整离心率为 10,仍出现了两个谐振峰,如图 9(c)所示,其中 A 点谐振峰对应的频率是 2275 Hz, B 点谐振峰对应的频率为 3480 Hz。与图 9(b)进行对比,可推知图 9(c)中 B 点的谐振峰是由离心率为 20 时新生成的谐振峰演化而来的。图 9(c)中谐振频率位于 5070 Hz 的 C 点谐振峰的声压值远低于 0.1 mPa,趋于消失。当离心率设

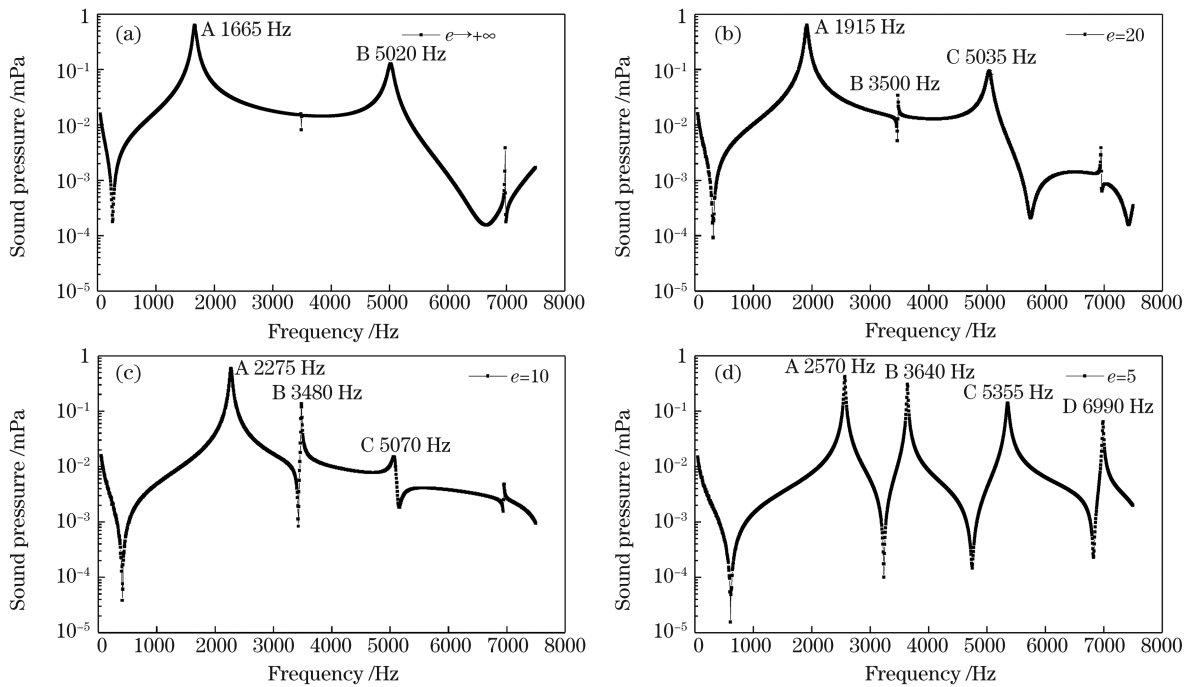


图 9 不同离心率 e 下,曲体束腰型光声池频率响应曲线的演化图。(a) $e \rightarrow +\infty$; (b) $e=20$; (c) $e=10$; (d) $e=5$

Fig. 9 Evolution of frequency response curve of curved beam waist photoacoustic cell. (a) $e \rightarrow +\infty$; (b) $e=20$; (c) $e=10$; (d) $e=5$

置为 5 时,在扫频范围内激发出了 4 个较为明显的谐振峰,如图 9(d)所示,这些谐振峰对应的谐振频率分别为 2570,3640,5355,6990 Hz,相比离心率趋于无穷大时激发出了更多的谐振峰。此外,在图 9(d)中可观察到 D 点的谐振峰声压值最小,A、B、C 点谐振峰的声压均处于同一量级。其中,A 点谐振峰的声压幅值最大,B 点谐振峰的次之,其强度约为 A 点的 80%,C 点谐振峰的最小。若选择 A、B 两点谐振峰所对应的频率作为工作频率,则根据(9)式计算可得 A、B 两点谐振峰的品质因数分别为 75.9 和 128.9,远高于文献[24]所述的高品质光声池的最低要求。综上分析和讨论,可认为本文引入离心率作为优化参数为设计新型光声池提供了一种新思路。

5 结 论

本文提出了一种曲体束腰型光声池,并以母线离心率 7.14 为例,计算了所设计的腔体的品质因数,其值为 83.3,达到了高品质光声池的要求。进而,本文通过引入母线离心率作为新优化维度,对曲体束腰型光声池的谐振频率及声压振幅随离心率 e 变化的漂移情况进行了仿真,研究了曲体束腰型光声池母线离心率分别为 5、10、20 以及趋于无穷大时的频率响应。通过观察离心率对谐振峰的影响发现,在母线离心率较小时,可激发出更多模式。以母线离心率 $e=5$ 为例,其在谐振频率为 3640 Hz 时的品质因数为 128.9,远高于其第一谐振峰的品质因数 75.9。有理由认为,本研究不仅可以克服传统柱形光声池优化受限的难题,还可以实现光声池多频点工作,增强了光声池的场景适应性,为工程优化提供了新方向。

参 考 文 献

- [1] Bell A G. On the production and reproduction of sound by light [J]. American Journal of Science, 1880, 20(118): 305-324.
- [2] Durry G. Balloon-borne near-infrared diode laser spectroscopy for *in situ* measurements of atmospheric CH₄ and H₂O [J]. Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 2001, 57(9): 1855-1863.
- [3] Webber M E, AacDonald T, Pushkarsky M B, et al. Agricultural ammonia sensor using diode lasers and photoacoustic spectroscopy[J]. Measurement Science and Technology, 2005, 16(8): 1547-1553.
- [4] Chen K, Yuan S, Gong Z F, et al. High sensitive detection for SF₆ decomposition component of H₂S based on laser photoacoustic spectroscopy [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(9): 0911012.
- [5] Menzel L, Kosterev A A, Curl R F, et al. Spectroscopic detection of biological NO with a quantum cascade laser[J]. Applied Physics B, 2001, 72(7): 859-863.
- [6] Liu X, Zhang T, Zhang G, et al. Carbon monoxide detection based on photoacoustic spectroscopy [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(1): 0111002. 刘新, 张婷, 张刚, 等. 基于光声光谱技术的 CO 气体探测[J]. 中国激光, 2020, 47(1): 0111002.
- [7] Zha S L, Ma H L, Zha C L, et al. Application of broadband photoacoustic spectroscopy in methane concentration detection[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(4): 043001. 查申龙, 马宏亮, 查长礼, 等. 宽带光声光谱技术在甲烷浓度探测中的应用[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(4): 043001.
- [8] Brand C, Winkler A, Hess P, et al. Pulsed-laser excitation of acoustic modes in open high-Q photoacoustic resonators for trace gas monitoring: results for C₂H₄ [J]. Applied Optics, 1995, 34(18): 3257-3266.
- [9] Schilt S, Thévenaz L, Niklès M, et al. Ammonia monitoring at trace level using photoacoustic spectroscopy in industrial and environmental applications [J]. Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 2004, 60(14): 3259-3268.
- [10] Thöny A, Sigrist M W. New developments in CO₂-laser photoacoustic monitoring of trace gases [J]. Infrared Physics & Technology, 1995, 36(2): 585-615.
- [11] Yun Y X, Zhao X X, Chen W G, et al. Acetylene detection by laser resonant photoacoustic spectrometry[J]. High Voltage Engineering, 2009, 35(9): 2156-2162. 云玉新, 赵笑笑, 陈伟根, 等. 采用激光共振光声光谱技术检测乙炔气体[J]. 高电压技术, 2009, 35(9): 2156-2162.
- [12] Shi B X, Hu K. Design of Helmholtz resonant photoacoustic cell [J]. Journal of Zhejiang University, 1985, 19(2): 79-89. 施柏煊, 胡凯. 亥姆霍兹共振光声池的设计[J]. 浙江大学学报, 1985, 19(2): 79-89.
- [13] Zeninari V, Kapitanov V A, Courtois D, et al. Design and characteristics of a differential Helmholtz resonant photoacoustic cell for infrared gas detection [J]. Infrared Physics & Technology, 1999, 40(1):

- 1-23.
- [14] Guo H, Wang X B, Zuo D L, et al. Research of SF₆ detection by means of differential photoacoustic spectroscopy with tunable CO₂ laser [J]. Laser Technology, 2018, 42(5): 593-598.
郭红, 王新兵, 左都罗, 等. 基于可调谐 CO₂ 激光器的 SF₆ 差分光声检测研究 [J]. 激光技术, 2018, 42(5): 593-598.
- [15] Zéninari V, Parvitte B, Courtois D, et al. Methane detection on the sub-ppm level with a near-infrared diode laser photoacoustic sensor[J]. Infrared Physics & Technology, 2003, 44(4): 253-261.
- [16] Baumann B, Kost B, Wolff M, et al. Numerical shape optimization of photoacoustic sample cells: first results[C]//Proceedings of the European COMSOL Conference. Grenoble, France: [s.n.], 2007: 1-6.
- [17] Zhao Y D, Fang Y H, Li Y Y, et al. Theoretical research on quartz enhanced photoacoustic spectroscopy base on the resonance in an elliptical cavity[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(19): 190701.
赵彦东, 方勇华, 李扬裕, 等. 基于椭圆腔共振的石英增强光声光谱理论研究 [J]. 物理学报, 2016, 65(19): 190701.
- [18] Kost B, Baumann B, Germer M, et al. Numerical shape optimization of photoacoustic resonators [J]. Applied Physics B, 2011, 102(1): 87-93.
- [19] Ulasevich A L, Gorelik A V, Kouzmouk A A, et al. A miniaturized prototype of resonant banana-shaped photoacoustic cell for gas sensing [J]. Infrared Physics & Technology, 2013, 60: 174-182.
- [20] Ulasevich A L, Gorelik A V, Kouzmouk A A, et al. A compact resonant Π-shaped photoacoustic cell with low window background for gas sensing[J]. Applied Physics B, 2014, 117(2): 549-561.
- [21] Haouari R, Rochus V, Lagae L, et al. Topology optimization of an acoustical cell for gaseous photoacoustic spectroscopy using COMSOL multiphysics [C]//Proceedings of the COMSOL Conference. [S.l.]:s.n., 2017: 1-6.
- [22] Cheng G, Cao Y, Liu K, et al. Numerical calculation and optimization of photoacoustic cell for photoacoustic spectrometer[J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68(7): 074202.
程刚, 曹渊, 刘锬, 等. 光声光谱检测装置中光声池的数值计算及优化 [J]. 物理学报, 2019, 68(7): 074202.
- [23] VDI-Gesellschaft V C, Verein D I. VDI-Wärmeatlas: berechnungsblätter für den Wärmeübergang [M]. Berlin: Springer, 2002: 13-27.
- [24] Miklós A, Hess P, Bozóki Z. Application of acoustic resonators in photoacoustic trace gas analysis and metrology [J]. Review of Scientific Instruments, 2001, 72(4): 1937-1955.
- [25] Bijnen F G C, Reuss J, Harren F J M. Geometrical optimization of a longitudinal resonant photoacoustic cell for sensitive and fast trace gas detection [J]. Review of Scientific Instruments, 1996, 67(8): 2914-2923.

Design and Performance Analysis of Curved Body and Girdled Waist Photoacoustic Cells

Li Zehao¹, Yang Chunyong^{1*}, Tang Zihao¹, Peng Miaomiao¹, Ni Wenjun²,
Guo Lianbo³, Hou Jin¹, Chen Shaoping¹

¹ Hubei Key Laboratory of Intelligent Wireless Communications, College of Electronics and Information Engineering, South-Central University for Nationalities, Wuhan, Hubei 430074, China;

² Institute of Electrical and Electronics Engineers, Nanyang Technological University, Singapore 639798, Singapore;

³ Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract

Objective In a trace gas detection system based on photoacoustic spectroscopy technology, the photoacoustic cell is a key performance component of the system. More and more high-performance photoacoustic cells have been designed, and many of them have a variety of specially-shaped photoacoustic cells. However, heterogeneous photoacoustic cells with high design properties represented by topology optimization often mean greater processing costs, while traditional photoacoustic cells are often limited by shape optimization parameters and low design freedom. Therefore, research on the photoacoustic cell must be thorough and in-depth. In this paper, a curved beam waist photoacoustic cell with a hyperbolic generatrix is proposed and designed. This scheme introduces innovative

generatrix eccentricity parameter, realizes three-dimensional optimization, and effectively fills the gap between traditional photoacoustic cells and highly-designed specially-shaped photoacoustic cells.

Methods Based on the finite element method, we use COMSOL software to construct a two-dimensional model of a curved beam waist photoacoustic cell with a generatrix eccentricity of 7.14. To ensure the accuracy of the solution, this paper considers the influence of thermal viscosity loss on the simulation model. The first eight acoustic modal values of the structure and the visual mode shape are analyzed with respect to thermal viscosity loss. On this basis, the amplitude-frequency response curve of the photoacoustic cell was analyzed and the quality factor Q was calculated via Lorentz fitting, and the rationality of the microphone placement position was verified. To study the designability of the photoacoustic cell, we optimized the parameters of the photoacoustic cell. When eccentricity trended toward infinity, the effects of the length of the resonant cavity of the curved beam waist photoacoustic cell and the eccentricity of the generatrix on the resonance frequency and the sound pressure amplitude were analyzed in detail. To alleviate the design distress caused by too few parameters, generatrix eccentricity was introduced as the third optimization parameter, and its influences on the resonance frequency and sound pressure amplitude were analyzed in detail. Finally, further study of the influence of the variation of generatrix eccentricity on the resonance peak of the photoacoustic cell was analyzed.

Results and discussions Simulation results show that the quality factor of the photoacoustic cell in the preliminary design is as high as 83.3, indicating that the photoacoustic cell is a high-quality photoacoustic cell. Analyzing the optimized photoacoustic cell parameters, it was found that the length of the resonant cavity is more sensitive to the resonant frequency, while the semiminor axis length of the generatrix is more sensitive to the sound pressure amplitude. Further analysis of the simulation results shows that when the semiminor axis length of the generatrix is large, it is very limited to adjust the sound pressure amplitude by changing the length of the resonant cavity, while adjusting the semiminor axis length of the generatrix hardly changes the resonance frequency. Therefore, only relying on these two parameters to optimize the design will be limiting and provide challenges meeting the design requirements of special photoacoustic cells. After the introduction of the generatrix eccentricity parameter, by changing and adjusting the generatrix eccentricity, the resonance frequency can be adjusted within a certain range without affecting the sound pressure amplitude. In the evolution graph of the frequency domain response curve with the eccentricity of the generatrix, it can be seen that two resonance peaks are excited when the eccentricity trends toward infinity, and four resonance peaks are excited when the eccentricity of the generatrix is five. Among the four resonance peaks with an eccentricity of 5, the first and second resonance peaks are stronger, and the quality factors reach 75.9 and 128.9, respectively.

Conclusions The quality factor Q of the designed photoacoustic cell is higher than 50, so this kind of curved beam waist photoacoustic cell can be designed with a higher quality factor, which can effectively improve the sensitivity of the trace gas detection system. After adding the optimized parameter of generatrix eccentricity, three-dimensional optimization was realized, which has a higher degree of designability than traditional cylindrical photoacoustic cells. The amplitude-frequency response characteristics of the photoacoustic cell show that a small eccentricity can excite multiple resonance peaks, and a resonance peak with a high quality factor can be obtained by adjusting the generatrix eccentricity. This shows that multi-peak resonance can be achieved by adjusting the eccentricity of the generatrix, so that the same photoacoustic cell has two or more effective working frequencies, which greatly improves the designability of the photoacoustic cell. This curved beam waist photoacoustic cell design has important theoretical and engineering application value for the multi-scene adaptability of novel photoacoustic trace gas detection technology.

Key words spectroscopy; photoacoustic spectrum; trace gas detection; finite element method; photoacoustic cell; acoustic modal value

OCIS codes 110.5125; 280.4788; 120.6200; 010.1120