

多射流喷射器的压电激励特性

陈鹏飞, 徐云飞, 孙 策, 洪 流, 李龙飞

(中国航天科技集团公司 西安航天动力研究所 液体火箭发动机技术重点实验室, 西安 710100)

摘 要: 采用数值模拟方法研究了多射流喷射器的压电激励特性, 获得了喷射器的压力、流量和速度波动特性。研究表明:多射流喷射器内的压力脉动主要受壁面运动特性影响, 压力振幅随激励频率增大而增大;而封闭腔内的压力脉动与壁面位移造成的容积变化有关, 压力振幅不随激励频率变化, 因此基于封闭腔假设的理论计算方法不能准确预测喷射器的压力脉动。在多射流喷射器内, 入口和出口的流量振幅不相同;不同位置的振幅分布不均匀导致了不同喷孔的速度振幅存在差异, 并对射流形态产生影响。

关 键 词: 多射流喷射器; 压电激励; 流量振幅; 压力振幅; 速度脉动

中图分类号: V434.24 **文献标志码:** A

Piezoelectric excitation property of multi-nozzle injector

CHEN Pengfei, XU Yunfei, SUN Ce, HONG Liu, LI Longfei

(National Key Laboratory of Science and Technology on Liquid Propulsion Rocket Engine,
Xi'an Aerospace Propulsion Institute,

China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China)

Abstract: The piezoelectric excitation property of multi-nozzle injector was studied by numerical simulation. Pressure, mass flow rate and fluctuation of velocity of the injector were obtained. The results showed that the pressure fluctuation was mainly influenced by wall motion characteristics, and the pressure amplitude increased with the increasing excitation frequency in multi-nozzle injector. But in the obturated cavity, the pressure fluctuation mainly depended on change of the cavity cubage, and the pressure amplitude didn't vary with the excitation frequency. Thus theoretical method of obturated cavity could not nicely forecast the pressure fluctuation in injector. In the multi-nozzle injector, the mass flow rate amplitude at inlet and outlet was different. The pressure amplitude distributed non-uniformly in different positions, resulting in different velocity amplitudes at multi-nozzle outlet, and also different jet shapes.

Key words: multi-nozzle injector; piezoelectric excitation; mass flow rate amplitude; pressure amplitude; velocity fluctuation

液滴发生器是一种均匀液滴生成装置, 主要通过喷射大量尺寸均匀的液滴来满足大型航天器的高效换热需求^[1];而压电陶瓷具有激励频率高、激励幅值大、可控性好等优点^[2], 是液滴发生器的理想激励源。美国南加利福尼亚大学的 Muntz 等人针对液滴发生器内的声学特性开展了理论分析, 在假设其喷射器为方形封闭腔的条件下, 采用格林公式推导了腔内压力脉动特性^[3], 并通过试

收稿日期:2016-01-09

作者简介:陈鹏飞(1984—),男,高级工程师,硕士,主要从事火箭发动机喷雾燃烧特性研究。

引用格式:陈鹏飞,徐云飞,孙策,等.多射流喷射器的压电激励特性[J].航空动力学报,2017,32(8):1815-1821. CHEN Pengfei, XU Yunfei, SUN Ce, et al. Piezoelectric excitation property of multi-nozzle injector[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(8):1815-1821.

验测量了喷射器内的压力振幅^[4]。根据射流表面波不稳定碎裂机理,当压电激励频率与射流破碎的最不稳定频率吻合时,较小的扰动能量就可以促使射流快速破碎成均匀液滴^[5]。Weierstall 等人^[6]深入研究了微米级液滴的生成技术并获得了粒径为 $8\mu\text{m}$ 的稳定液滴流。Tsuyoshi 等人在文献^[7]中展示了微重力环境对压电激励形成单股微小液滴流的影响。Bousfield 和 Hilbing 等人^[8-9]以压电陶瓷作为激励源,重点关注了外加激励对射流速度、液滴尺寸控制等方面的匹配关系。Brenn 和 Lacknermeier^[10]通过对压电陶瓷激励的波形进行调制,获得了形态各异的液滴流。Chen 等人^[11]基于 VOF (volume of fluid) 方法对压电式微喷头进行了数值分析和仿真,研究了驱动参数对微滴喷射的影响。周诗贵等人^[12]开展了压电驱动膜片式微滴喷射仿真与尺度一致性试验研究。上述研究侧重于单股微射流的液滴形成过程,对于喷射器内的压力和流量波动特性关注较少。当喷射器的喷孔数量较多、喷射流量较大时,封闭腔假设的适用性变差;同时,喷射器内不同位置的喷射速度、扰动幅值等参数的一致性将对液滴的均匀形成产生不可忽略的影响,有必要开展深入研究。

本文针对自主设计的多射流喷射器,考虑液体的可压缩性,利用动网格方法模拟压电陶瓷的往复运动,通过求解流体力学的基本方程^[13]获得喷射器内的压力变化,对比分析压电激励对喷射器和封闭腔内压力分布的影响,以及喷射器内的压力、流量和速度的脉动特性,为开展喷射器结构优化奠定基础。

1 计算模型和方法

多射流喷射器基本结构如图 1 所示。喷射器工作时,液体经喷射器入口进入上腔室,然后流过整流器进入下腔室,在压电陶瓷的激励下产生压力脉动,并由下腔室底部的 16 个喷孔喷出形成液滴。模拟区域的总容积约 $1.45\times 10^{-5}\text{m}^3$,采用四面体网格进行划分,网格总数量约 120 万。

仿真计算考虑液体的可压缩性,液体的压力和密度变化通过 Tait 方程^[14]描述

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^n = 1 + \frac{p-p_0}{K_0}n$$

(1)

式中 p_0 为标准大气压; ρ_0 , K_0 分别为液体在标准大气压下的密度和体积弹性模量; n 为密度系数; p , ρ 分别为喷射器内的液体压力和液体密度。本

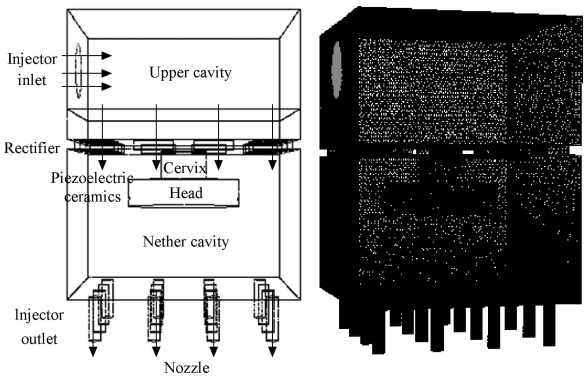


图 1 多射流喷射器结构及网格模型

Fig. 1 Multi-nozzle injector structure and grid model

文研究的液体为低黏硅油,其主要物性参数如表 1^[15]所示。

表 1 流体物性参数表^[15]

Table 1 Physical parameters of liquid^[15]

p_0/MPa	$\rho_0/(\text{kg}/\text{m}^3)$	K_0/GPa	n	$\mu/(\text{MPa}\cdot\text{s})$
0.1	930	0.84	4.57	5

压电陶瓷采用正弦波电压驱动,通过轴向膨胀收缩施加激励,其运动规律可以表示为^[16]

$$z = \epsilon \sin(2\pi ft)$$

(2)

式中 z 表示压电陶瓷轴向膨胀位移, ϵ 为位移振幅, f 为工作频率, t 为工作时刻。本文中,位移振幅取 $1.5\mu\text{m}$,激励频率为 $1\sim 6\text{kHz}$ 。

仿真计算时,压电陶瓷的位移通过动网格来实现,其颈部设为变形区域,头部为刚体运动区域,如图 2 所示,压电陶瓷通过颈部伸缩变形带动刚性的头部往复运动,其他非运动壁面设为刚性无滑移边界条件。喷射器工作时,喷孔出口压力为 101.325kPa ,入口表压为 30kPa ,射流平均流速约为 5.4m/s ,射流雷诺数为 1 205,因此,喷射器内流动状态为层流;入口和出口设为压力入口和压力出口边界条件。

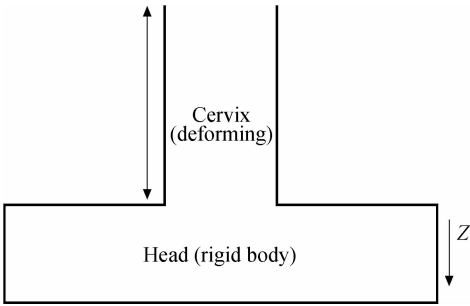


图 2 压电陶瓷的运动方式

Fig. 2 Moving method of piezoelectric ceramic

根据式(2)获得压电陶瓷头部的运动速度为

$$v = 2\pi f\epsilon \cos(2\pi ft)$$

(3)

在压电陶瓷位移离散求解时, $t-\Delta t$ 时刻到 t 时刻的平均速度为

$$\bar{v} = 2\pi f \epsilon \cos[2\pi f(t - 0.5\Delta t)] \quad (4)$$

为获得相对精确的解, 时间步长 Δt 取为 $1/(30f)$, 即 1 个运动周期采用 30 个离散点进行描述。在每一个时间步内, 先求解动量方程和连续性方程, 计算完成之后, 再更新边界网格, 进行下一个时间步的计算。

2 计算结果及分析

2.1 激励频率对压力振幅的影响

Muntz 等人^[3]通过理论分析认为, 当激励频率远小于腔体固有频率(本文模拟的腔体固有频率超过 30 kHz)时, 封闭腔内压电激励的压力振幅可以表示为

$$p_a = \frac{\rho A_i \epsilon c^2}{V} \quad (5)$$

式中 A_i 为压电陶瓷膨胀端的面积, V 为封闭腔的容积, c 为液体声速。

在假设计算域为封闭腔的情况下, 本文在 1~6 kHz 频率范围内对腔内压电激励产生的脉动压力进行了仿真计算。计算压力振幅时, 统计了整个计算域在不同时刻的平均压力, 获得封闭腔内整体压力振幅为 1 684 Pa, 并且在不同频率下的压力振幅几乎完全一致。而根据式(5)进行理论计算获得封闭腔的压力振幅为 1 688 Pa, 仿真计算值与理论计算值的相对误差约为 0.2%, 两者吻合良好。

当喷射器工作时, 在不同频率下对喷射器内的压力振幅进行了仿真计算和试验验证, 结果如图 3 所示。图中计算值和试验值的测点均位于喷射器侧壁的不同位置, 试验值由 kistler6052c 型脉动压力传感器获得。从图中可以看出, 多射流喷射器工作时, 腔内的压力振幅随频率增大而增大, 计算值与试验值的变化趋势一致。图中还给出了在不同激励频率下计算值和试验值的相对误差, 在频率较低时相对误差较大, 这可能与低频时压力振幅的数值较小有关。

计算结果表明, 对于本文模拟的多射流喷射器而言, 腔内的压力振幅随激励频率增大而增大; 而封闭腔的整体压力振幅几乎不随频率改变。这表明式(5)对于多射流喷射器并不适用, 据此估算多射流喷射器工作时射流入口的压力振幅将与实际情况存在较大差异, 因此针对多射流喷射器开展数值模拟研究也是非常必要的。

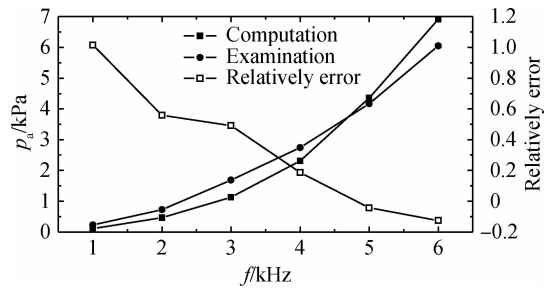


图 3 喷射器内压力振幅随频率的变化规律

Fig. 3 Changing rule of pressure amplitude with frequency in the injector

2.2 压电陶瓷运动过程对压力脉动的影响

通过仿真计算, 对比了封闭腔和多射流喷射器在脉动压力测点位置的压力波动情况, 如图 4 所示。计算结果表明, 在喷射器和封闭腔内, 测点位置的压力均随着压电陶瓷位移相位的变化近似呈三角函数变化, 然而两种情况下的压力相位有所差异, 这与压电陶瓷运动产生的作用力有关。

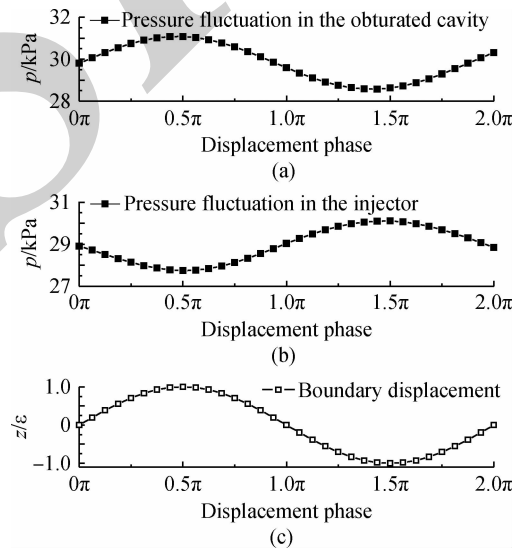


图 4 脉动压力与压电陶瓷位移的关系

Fig. 4 Relation between pressure fluctuation and displacement of piezoelectric ceramic

根据式(2)和式(3)获得压电陶瓷头部壁面的加速度为

$$a = -(2\pi f)^2 z \quad (6)$$

式(6)表明, 压电陶瓷头部壁面的加速度相位与位移相位相反。当压电陶瓷达到最大位移时, 其加速度刚好处于波谷位置, 壁面施加给流体的压力将达到最小值。

根据式(5)可以推断: 在封闭腔内, 当压电陶瓷位移增大时, 封闭腔容积减小, 腔内液体受到挤压导致其压力整体升高。因此, 当压电陶瓷达到

最大位移时,封闭腔内的流体被压缩,封闭腔内压力整体升高并达到最大值。而对于多喷孔、大流量的喷射器而言,压电陶瓷的微小变形难以产生显著的挤压效应,喷射器内的压力脉动则主要受壁面运动特性影响,测点压力与位移相位相反。

在喷射器内,当压电陶瓷位移相位分别处于 0π , 0.5π , 1.0π 和 1.5π 四个典型相位时,压力分布云图如图 5 所示。从图中可以看出,上腔室的

压力分布相对均匀,受位移相位变化的影响很小;下腔室的压力在不同的位移相位下变化较明显,在 0.5π 和 1.5π 相位时,下腔室内压力分布不均匀。对比不同相位的压力分布可以发现,喷射器工作时的最大压力振幅位于压电陶瓷头部正下方,距离激励源越远,压力振幅越小;在 0.5π 相位(最大位移)时,腔内整体压力没有显著升高,这表明压电陶瓷对流体的挤压作用不明显。

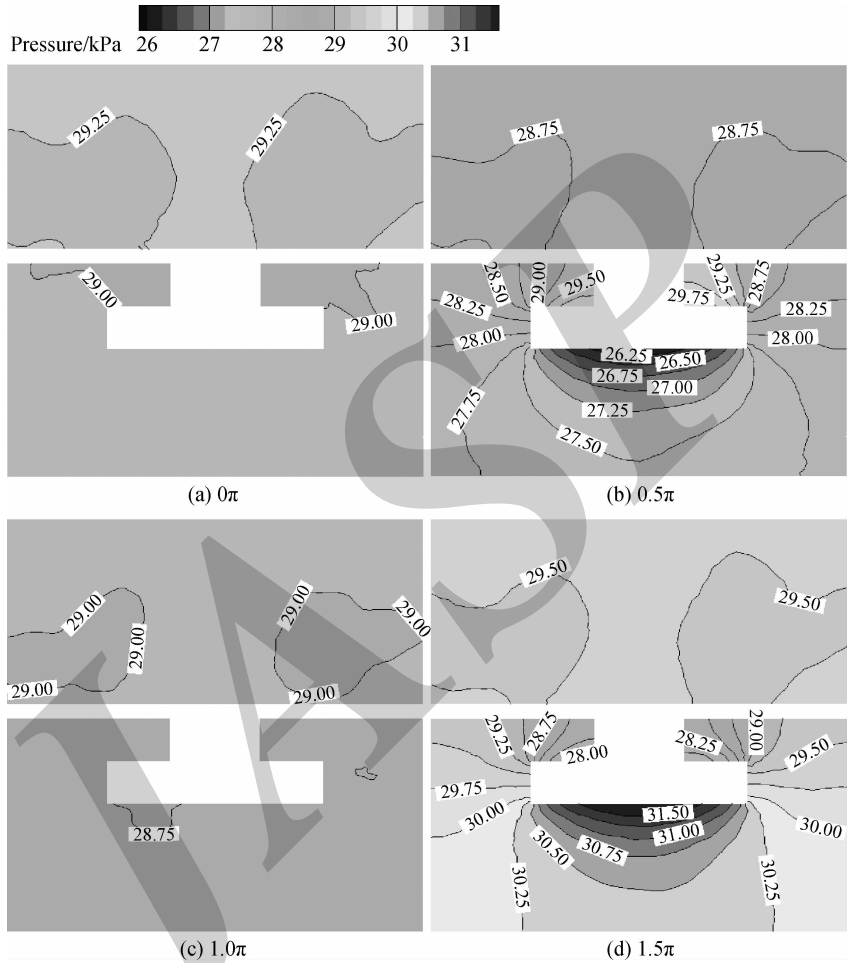


图 5 喷射器内的压力分布云图(单位: kPa)

Fig. 5 Pressure distribution in the injector (unit: kPa)

在封闭腔内,当位移相位为 0.5π 和 1.5π 时,压力分布云图如图 6 所示。从图中可以看出,上腔室的压力分布均匀,下腔室的压力分布不均匀;在位移相位为 0.5π 时,受挤压效应的影响,封闭腔内的整体压力较高;封闭腔的最大压力振幅位于压电陶瓷颈部,而在压电陶瓷头部正下方的压力振幅趋于零,这可能是壁面运动特性和挤压作用双重影响的结果。

在 0.5π 相位,压电陶瓷位移最大,封闭腔内的液体被挤压,腔内压力整体较高;而在压电陶瓷头部,受壁面运动特性的影响,头部正下方的流体

压力处于波谷位置,壁面运动特性和挤压作用产生的压力脉动相互抵消,导致该区域的压力振幅很小。在远离激励源的区域,壁面运动特性产生的影响减弱,压力脉动几乎随着位移相位变化呈正弦波动。值得注意的是,在压电陶瓷颈部区域,由于运动壁面对流体作用力的方向改变,近壁流体的运动加速度和壁面位移的相位一致,壁面运动特性和挤压作用产生的压力脉动相互叠加,导致该区域在封闭腔内的压力振幅最大。

2.3 喷射器内的压力和流量脉动特性

针对多射流喷射器内的压力脉动开展了量化

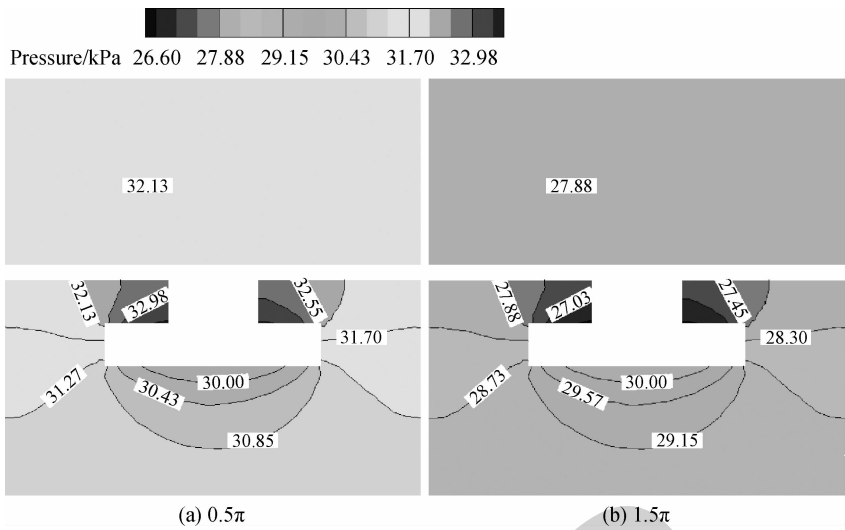


图 6 封闭腔内的压力分布云图(单位:kPa)

Fig. 6 Pressure distribution in the obturated cavity (unit:kPa)

分析。以 3 kHz 的激励频率为例,多射流喷射器内不同位置的压力波动特性如图 7 所示。图中, P_1 位于上腔室中心, P_2 位于压电陶瓷头部正下方, P_3 位于喷孔入口平面的中心, P_4 位于压力测点位置。从图中可以看出, P_2 点的压力振幅最大, P_1 点压力振幅最小, P_3 和 P_4 压力振幅相差不大; P_2 点振幅为 2.65 kPa, P_1 , P_3 和 P_4 的振幅分别为最大振幅的 13%, 55% 和 44%。对于该喷射器而言,在喷孔入口平面附近的压力振幅仅为激励源位置压力振幅的一半左右。

和压力脉动相位相差约 $\pi/2$ 。当喷射器工作时,入口和出口压力趋于恒定值,腔内压力在 0.5π 相位达到最小值时,此时喷射器入口流量逐渐增大,出口的流量逐渐减小,流量变化率达到最大值。

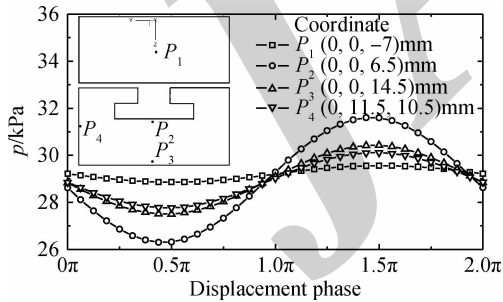


图 7 喷射器内不同位置的压力脉动

Fig. 7 Pressure fluctuation at different positions in the injector

图 8 给出了喷射器在压电激励作用下的流量脉动特性。从图中可以看出,喷射器入口流量 ($\dot{m}$) 脉动振幅约 0.49 g/s; 出口流量振幅约 0.25 g/s。振幅的差异可能与喷射器入口和出口尺寸有关,喷射器入口直径约为 10 mm,出口当量直径约为 4.8 mm,入口尺寸较大、流阻较小,腔内压力脉动更容易引起该位置的流量脉动。由于流场内的速度变化率与压力梯度相关^[17],因此流量脉动

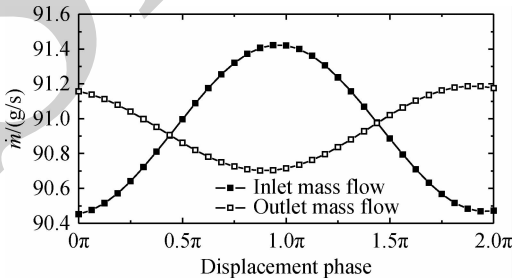


图 8 喷射器入口和出口的流量脉动

Fig. 8 Mass flow rate fluctuation at inlet and outlet of the injector

2.4 喷孔附近的压力和速度脉动特性

喷孔附近的压力和速度脉动可以作为射流表面波发展的初始扰动量^[18],将对液滴的生成效果产生较大影响。在压电陶瓷产生的正弦波激励作用下,喷射器内的瞬时压力可以描述为

$$p = \bar{p} + p' = \bar{p} - p_a \sin(2\pi ft) \tag{7}$$

式中 $\bar{p}$, p' 分别为压力平均值和脉动值。将压电陶瓷在不同相位时的瞬时压力代入式(7)并作变换后可得

$$p_a = p_{1.5\pi} - \left(\frac{p_{0\pi} + p_{1.0\pi}}{2} \right) \tag{8}$$

式中 $p_{0\pi}$, $p_{1.0\pi}$, $p_{1.5\pi}$ 分别为压电陶瓷处于 0π , 1.0π 和 1.5π 相位时的瞬时压力。

采用式(8)的计算方法,在 3 kHz 激励频率下

获得了喷孔入口平面上的压力振幅分布,如图 9 所示。从图中可以看出,喷孔入口平面上的压力振幅呈同心圆分布,中心高、四周低;中心最高压力振幅约 1465 Pa,边角区域的压力振幅约为最大振幅的 72%。图中喷孔位置的的压力振幅较低可能与该位置的压力脉动逐渐转化为流量脉动或速度脉动有关。

受压力脉动和流量脉动的影响,喷孔出口的速度也表现出一定的脉动特性,如图 10 所示。图中,不同喷孔的流体平均速度差异不超过 0.1 m/s,流动均匀性相对较好;位于中心区域的 6#, 7#, 10# 和 11# 喷孔的出口速度振幅较大,最大振幅为 0.0158 m/s;位于边角区域的 1#, 4#, 13#

和 16# 喷孔的出口速度振幅较小,最小振幅为 0.0124 m/s。对速度振幅进行无量纲化处理后可得

$$\xi = \frac{u_a}{\bar{u}}$$

(9)

式中 $\xi, u_a, \bar{u}$ 分别为无量纲振幅、速度振幅和平均速度。

在式(9)中代入计算数据得到喷孔出口的 ξ 约为 $2.3 \times 10^{-3} \sim 2.9 \times 10^{-3}$ 。 ξ 可用于表征射流表面波的初始振幅,不同喷孔的 ξ 存在差异会导致射流状态不一致。图 11 是一个五孔喷射器工作时形成的射流形态,图中 d 为喷孔直径。从图中可以看出,在下游相同位置,中间喷孔的射流表面波幅值较大,约为 $1.86d$;两侧喷孔的射流表面波幅值较小,最小约为 $1.14d$,试验结果得到的变化趋势与仿真计算结果一致。

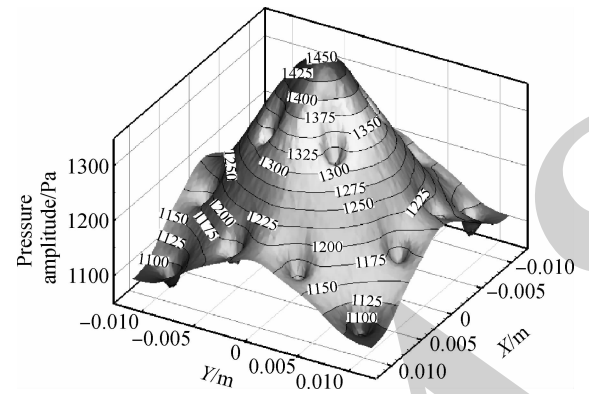


图 9 喷孔入口平面上的压力振幅分布
Fig. 9 Pressure amplitude on the plane of nozzle inlet

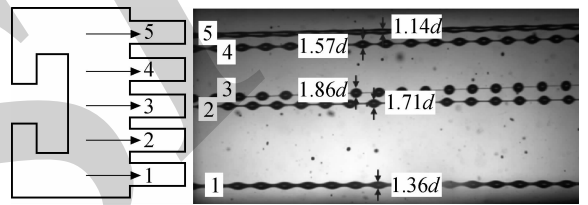


图 11 多射流喷射器内不同喷孔的射流状态
Fig. 11 Jet shape of different nozzles in the multi-nozzle injector

3 结 论

- 1) 多射流喷射器内的压力振幅随激励频率增大而增大,数值模拟和试验结果的变化趋势一致,数据吻合较好。
- 2) 多射流喷射器和封闭腔内的压力脉动特性存在显著差异。喷射器内的压力脉动主要受壁面运动特性影响,挤压作用产生的影响不太明显;而在封闭腔内,壁面运动特性和挤压作用对压力脉动的形成和分布均有不容忽视的影响。
- 3) 在多射流喷射器内,最大压力振幅位于激励源正下方,距离激励源越远,压力振幅越小;在正弦波激励作用下,流量脉动和压力脉动相差约 0.5π 相位;由于喷射器入口尺寸大、流阻小,入口的流量振幅大于出口流量振幅。
- 4) 在喷孔入口平面上,压力振幅中心高、四周低,呈同心圆分布;不同喷孔的速度一致性较好,然而速度振幅存在一定的差异,这对射流状态产生了较大影响。

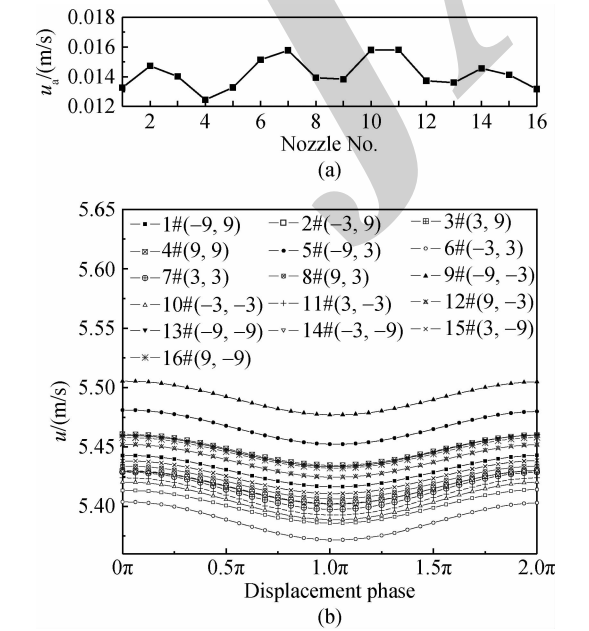


图 10 喷孔出口的速度脉动特性
Fig. 10 Velocity fluctuation at nozzle outlets

参考文献:

[1] 侯曾祺,胡金刚. 航天器热控制技术:原理及其应用[M]. 北京:中国科学技术出版社,2007:314-316.

[2] 杜青,孙清池,付晓梅,等. 利用压电陶瓷改善液体燃料雾化质量的研究[J]. 压电与声光,2002,24(2):125-129. DU Qing, SUN Qingchi, FU Xiaomei, et al. The study of improvement of liquid fuel atomization by using piezoelectric ceramics[J]. Piezoelectrics and Acoustooptics, 2002, 24 (2):125-129. (in Chinese)

[3] MUNTZ E P, ORME M, FARNHAM T, et al. Liquid droplet generation[R]. NASA-CR-182246, 1989.

[4] ORME M, MUNTZ E P. New technique for producing highly uniform droplet streams over an extended range of disturbance wavenumbers[J]. Review of Scientific Instruments, 1987, 58(2):279-284.

[5] LEFEBVRE A H. Atomization and sprays [M]. New York:Emisphere Publishing Corporation, 1989:37-48.

[6] WEIERSTALL U, DOAK R B, SPENCE J C, et al. Drop-let streams for serial crystallography of proteins[J]. Ex- periments in Fluids, 2008, 44(5):675-689.

[7] TSUYOSHI T, TAKUYA K, HARUNORI N, et al. Ther- mal design of liquid droplet radiator for space solar-power system[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2005, 42 (3):493-499.

[8] BOUSFIELD D W, STOCKEL L H, NANIVADEKAR C K. The breakup of viscous jets with large velocity modula- tions[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1990, 218(9):601- 618.

[9] HILBING J H, HEISTER S D. Droplet size control in liquid jet breakup[J]. Physics of Fluids, 1996, 8(6):1574-1581.

[10] BRENN G, LACKERMEIER U. Drop formation from a vi- brating orifice generator driven by modulated electrical sig- nals[J]. Physics of Fluid, 1997, 9(12):3658-3669.

[11] CHEN Y S, HUANG Y L, KUO C H. Investigation of de- sign parameters for droplet generators driven by piezoelec- tric actuators[J]. International Journal of Mechanical Sci- ences, 2007, 49(6):733-740.

[12] 周诗贵, 习俊通. 压电驱动膜片式微滴喷射仿真与尺度一 致性试验研究[J]. 机械工程学报, 2013, 49(8):178-185. ZHOU Shigui, XI Juntong. Simulation and experiment study on piezoelectric actuated diaphragm-driven microdro- plet jetting[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2013, 49(8):178-185. (in Chinese)

[13] 张鸣远, 景思睿, 李国君. 高等工程流体力学[M]. 西安:西 安交通大学出版社, 2006:43-61.

[14] POLING B E, PRAUSNITZ J M, O'CONNELL J P. The properties of gases and liquids[M]. 5th ed. New York: McGraw-Hill Companies, 2001:104-106.

[15] 刘光启, 马连湘, 刘杰, 等. 化学化工物性数据手册:有机卷 [M]. 北京:化学工业出版社, 2002:544-613.

[16] 王社良, 刘敏, 樊禹江. 新型压电陶瓷驱动器的特性分析 [J]. 材料导报, 2012, 26(11):153-156. WANG Sheliang, LIU Min, FAN Yujiang. Analysis on charac- teristics of new type piezoelectric ceramic actuators[J]. Materi- als Review, 2012, 26(11):153-156. (in Chinese)

[17] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬, 等. 声学基础[M]. 南京:南京大 学出版社, 2001:168-180.

[18] 李莉. 均匀液滴喷射过程的理论建模与数值模拟[D]. 西 安:西北工业大学, 2006. LI Li. Theoretical modeling and numerical simulation of uni- form droplet spray process[D]. Xi'an: Northwestern Poly- technical University, 2006. (in Chinese)

(编辑:陈 越)