

同轴环缝气流作用下锥形液膜线性稳定性分析*

康忠涛^{1,2,3}, 李清廉^{2,3}, 成鹏^{2,3}

1. 中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力研究所 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 四川 绵阳 621000;
2. 国防科技大学 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 湖南 长沙 410073;
3. 国防科技大学 空天科学学院, 湖南 长沙 410073)

摘要:为了分析气液同轴离心式喷嘴的雾化机理,对同轴气体作用下的锥形液膜进行时间稳定性分析,推导同轴气体作用下锥形液膜的色散方程,建立离心式喷嘴出口参数预测模型,用于数值求解色散方程。结果表明:喷嘴出口液膜厚度随着喷注压降的增加而减小,喷雾锥角、液膜速度和轴向速度随着喷注压降的增加而增大。同轴气体作用下液膜由正弦模式的表面波主导,因为正弦模式的表面波增长率远大于曲张模式的表面波增长率。当环缝气体喷注速度较小时,增加气体速度会减小气液相对速度,从而减弱气液相互作用,使得液膜主导表面波增长率和频率减小、破碎时间和破碎长度增加。而当环缝气体速度超过一个临界值后,随着气体速度的增大,液膜主导表面波增长率和频率迅速增大,破碎时间和破碎长度迅速减小。

关键词:锥形液膜;同轴环缝气流;线性稳定性分析

中图分类号:V235.21 **文献标志码:**A **文章编号:**1001-2486(2019)02-017-07

Linear stability analysis of conical liquid film with coaxial annular gas flow

KANG Zhongtao^{1,2,3}, LI Qinglian^{2,3}, CHENG Peng^{2,3}

1. Science and Technology on Scramjet Laboratory, Hypervelocity Aerodynamic Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;
2. Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;
3. College of Aeronautics and Astronautics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: In order to analyze the atomization mechanism of gas liquid swirl injector, a temporal linear stability analysis method was used to investigate the conical liquid film with coaxial annular gas flow. The dispersion equation of a conical liquid film with coaxial annular gas flow was derived and a prediction model was proposed to calculate the parameters needed in solving the dispersion equation. The results show that the film thickness at the injector exit decreases with the increase of pressure drop while the spray cone angle, liquid film velocity and liquid film axial velocity increase with the increase of pressure drop. The sinuous mode disturbance wave dominates the breakup process of conical liquid film with coaxial annular gas flow because the growth rate of sinuous wave is much larger than that of varicose wave. When the gas flow velocity is small, the increase of gas velocity reduces the relative velocity of gas and liquid, which weakens the gas liquid interaction and eliminates the growth rate and frequency of the dominant wave. Finally the breakup time and breakup length increases. However, when the gas velocity is larger than a critical value, the growth rate and frequency of the dominant surface wave increase rapidly with the increase of gas flow velocity, which in turn lowers the breakup time and breakup length immediately.

Keywords: conical liquid film; coaxial annular gas flow; linear stability analysis

由于具有良好的雾化性能和工况适应性,气液同轴离心式喷嘴在 RL10 - A、RD - 57、YF - 73、YF - 75 等发动机中得到了广泛应用。这种喷嘴由一个液体离心式喷嘴和同轴气体环缝组成。离心式喷嘴产生的锥形液膜在同轴环缝气体的作用下会迅速破碎成细小液滴。众所周知,液膜的

破碎是由气液界面上表面波的不断增长引起的^[1],因而液膜表面波产生机理及发展过程是液膜破碎雾化机理研究的重点。

对液膜表面波产生机理及发展过程的研究普遍采用线性稳定性分析方法。为了分析气液同轴离心式喷嘴的雾化机理,国内外众多学者对同轴

* 收稿日期:2016-10-09

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11472303,11402298);新世纪优秀人才支持计划资助项目(NCET-13-0156)

作者简介:康忠涛(1987—),男,四川内江人,助理研究员,博士,E-mail:kangzhongtao@126.com

气体作用下的环形液膜进行了线性稳定性分析。在同轴气体作用下, 环形液膜呈现出与平面液膜和圆柱射流显著不同的特征。首先, 气体的可压缩性具有促进液膜不稳定的作用^[2]; 其次, 气体流动也可以促进液膜的不稳定, 减小破碎长度和液滴粒径^[3]、增加表面波增长率和波数^[4-5]; 再次, 内侧气体对液膜不稳定的促进作用更明显^[6-8]。

对于锥形液膜, 其色散方程需要考虑喷雾锥角和液膜向下游逐渐变薄的特征^[9-10]。富庆飞等^[1, 11]推导了锥形液膜的色散方程并进行了数值求解, 结果表明: 主导表面波增长率和波数随喷注压降的增加而增加, 并且锥形液膜主要由正弦模式的表面波主导, 实际表面波中正弦模式的比例越大则液膜破碎时间越短。在同轴气体作用下, Hosseinalipour 等^[12]推导了锥形液膜的色散方程, 但仅考虑了喷雾锥角, 没有考虑液膜逐渐变薄的过程。

综上所述, 目前对同轴气体作用下锥形液膜的线性稳定性分析还很少, 没有充分考虑锥形液膜在向下游运动过程中逐渐变薄的特点, 而喷雾锥角和液膜变薄是锥形液膜最为重要的两个特征。本文推导了同轴气体作用下锥形液膜的色散方程, 通过建立离心式喷嘴出口参数预测模型对色散方程进行了数值求解。对同轴气体作用下变薄锥形液膜进行了时间稳定性分析, 以深入认识气液同轴离心式喷嘴的雾化机理。

1 色散方程

色散方程是在富庆飞^[11]推导得到的变薄锥形液膜色散方程基础上考虑同轴气体的作用而推导得到的。

1.1 模型与假设

同轴气体作用下锥形液膜向下游逐渐变薄的同时曲率半径逐渐增加, 液膜内侧没有气体喷注使得内侧气体速度远低于外侧气体速度。为了简化分析, 忽略液膜的离心力、重力, 不考虑气体的可压缩性和黏性, 雾化模型如图 1 所示。 h_0 为喷嘴出口液膜厚度, a_0 为喷嘴出口液膜内径, 液膜半锥角为 β 。在下游 x 位置处, 液膜厚度为 h 、内径为 a 。液体密度为 ρ_1 , 运动速度为 V_0 。内侧气体密度为 ρ_{g1} , 运动速度为 V_1 。外侧气体密度为 ρ_{g2} , 运动速度为 V_2 。离心式喷嘴旋流室半径为 R_s , 切向孔半径为 R_t , 切向孔个数为 n , 喷嘴出口等直段半径为 R_0 。

1.2 色散方程推导

在锥形液膜的表面, 存在正弦模式和曲张模式两种表面波形式, 如图 2 所示。这两种形式的区别在于液膜两侧表面波的相位是否相同, 同相的是正弦模式, 相差 180° 的是曲张模式。

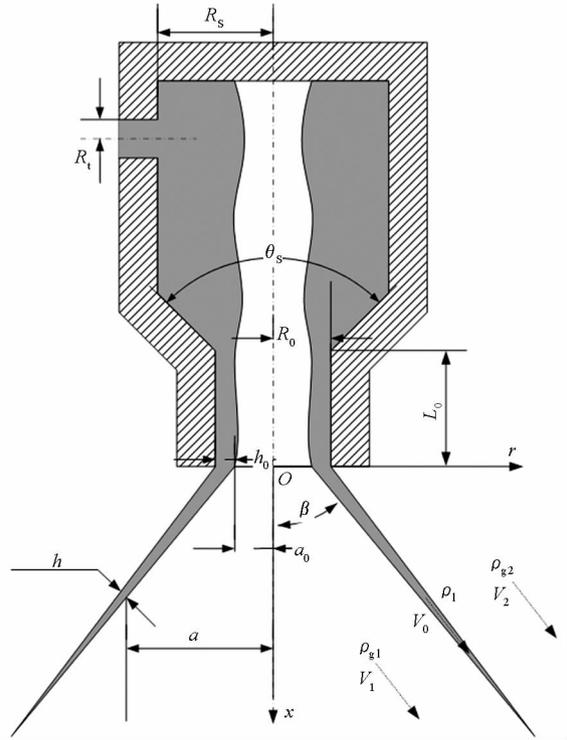
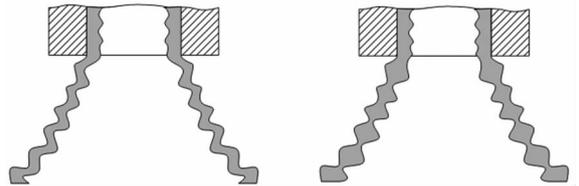


图 1 同轴气体作用下锥形液膜示意图

Fig. 1 Schematic of conical liquid film with coaxial gas flow



(a) 正弦模式 (a) Sinuous mode (b) 曲张模式 (b) Varicose mode

图 2 锥形液膜表面波模式

Fig. 2 Model of surface wave on conical liquid film

设锥形液膜内、外表面的表面波具有如式(1)所示的形式。

$$\begin{cases} \eta_1 = \bar{\eta}_{1,0} e^{i(kx - \omega t)} \\ \eta_2 = \bar{\eta}_{2,0} e^{i(kx - \omega t)} \end{cases} \quad (1)$$

其中: η 为表面波振幅, 下标 1、2 分别代表液膜的内、外表面, 下标 0 表示初始状态; $k = 2\pi/\lambda$ 代表表面波波数, λ 为表面波波长; $\omega = \omega_r + i\omega_i$, 实部 ω_r 表示表面波频率, 虚部 ω_i 表示表面波随时间的增长率, 当 ω_i 最大时认为表面波最不稳定。

无旋、不可压缩流动可以由 Laplace 方程定义:

$$\nabla^2 \phi_i = 0 \quad (2)$$

式中, ϕ_i 为扰动速度势函数, $i=0,1,2$ 分别表示液膜、液膜内侧气体和外侧气体。在柱坐标下, 扰动速度势函数可以定义为:

$$\phi_i = G_i(r) e^{i(kx - \omega t)}, i=0,1,2 \quad (3)$$

将式(3)代入式(2)可以得到:

$$r^2 G_i''(r) + r G_i'(r) - (kr)^2 G_i(r) = 0 \quad (4)$$

该方程为零阶 Bessel 方程, 其通解为:

$$G_i(r) = A_i I_0(kr) + B_i K_0(kr), i=0,1,2 \quad (5)$$

式中, I_0 和 K_0 是零阶 Bessel 函数。

由对称性可知, 喷嘴中心轴线径向扰动速度为0, 此外在无穷远处可以将径向扰动速度看作0, 即有:

$$V(r) = \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0, r=0, \infty \quad (6)$$

将 ϕ_1, ϕ_2 代入式(6)得到:

$$\begin{cases} A_1 I_1(kr) - B_1 K_1(kr) = 0, r=0 \\ A_2 I_1(kr) - B_2 K_1(kr) = 0, r=\infty \end{cases} \quad (7)$$

因为 $K_1(0) = \infty, I_1(0) = 0, K_1(\infty) = 0, I_1(\infty) = \infty$, 所以 $B_1 = 0, A_2 = 0$ 。于是式(5)变为:

$$\begin{cases} G_0(r) = A_0 I_0(kr) + B_0 K_0(kr) \\ G_1(r) = A_1 I_0(kr) \\ G_2(r) = B_2 K_0(kr) \end{cases} \quad (8)$$

由于气液界面没有质量交换, 结合伯努利方程可知, 在气液界面的运动学边界条件为:

$$\begin{cases} \frac{\partial \eta_1}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - \frac{\partial \phi_1}{\partial r} = 0, r=a \\ \frac{\partial \eta_1}{\partial t} + V_0 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - \frac{\partial \phi_0}{\partial r} = 0, r=a \\ \frac{\partial \eta_2}{\partial t} + V_2 \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - \frac{\partial \phi_2}{\partial r} = 0, r=a+h \\ \frac{\partial \eta_2}{\partial t} + V_0 \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - \frac{\partial \phi_0}{\partial r} = 0, r=a+h \end{cases} \quad (9)$$

由气液界面的法向应力连续可知, 动力学边界条件为:

$$\begin{aligned} & \rho_{g1} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right) - \rho_l \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial t} + V_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \right) \\ & = \sigma \left(\frac{\partial^2 \eta_1}{\partial x^2} + \frac{\eta_1}{a^2} \right), r=a \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \rho_l \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial t} + V_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \right) - \rho_{g2} \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + V_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right) \\ & = \sigma \left(\frac{\partial^2 \eta_2}{\partial x^2} + \frac{\eta_2}{a^2} \right), r=a+h \end{aligned} \quad (11)$$

其中, $\hat{a} = a/\cos\beta$ 。

将式(1)、式(3)、式(8)代入式(9)可以解得系数 A_1, A_0, B_0, B_2 , 再将扰动方程(3)、式(1)代入

动力学边界条件式(10)和式(11)并消去 $\eta_{1,0}$ 和 $\eta_{2,0}$, 便得到同轴气体作用下锥形液膜的色散方程(12)。

$$\begin{aligned} & \omega^4 \left[-\rho_l^2 FE + \left(\rho_l C + \frac{\rho_{g1} M}{k} \right) \left(\rho_l D + \frac{\rho_{g2} N}{k} \right) \right] + \\ & \omega^3 \left[4\rho_l^2 V_0 k FE - 2(CV_0 k \rho_l + MV_1 \rho_{g1}) \left(\rho_l D + \frac{\rho_{g2} N}{k} \right) - \right. \\ & \left. 2 \left(\rho_l C + \frac{\rho_{g1} M}{k} \right) (DV_0 k \rho_l + NV_2 \rho_{g2}) \right] + \\ & \omega^2 \left\{ \left[\rho_{g1} V_1^2 k M + \sigma \left(-k^2 + \frac{1}{\hat{a}^2} \right) + \rho_l V_0^2 k^2 C \right] \cdot \left(\rho_l D + \frac{\rho_{g2} N}{k} \right) + \right. \\ & \left. 4(CV_0 k \rho_l + MV_1 \rho_{g1})(DV_0 k \rho_l + NV_2 \rho_{g2}) + \left(\rho_l C + \frac{\rho_{g1} M}{k} \right) \cdot \right. \\ & \left. \left[\rho_{g2} V_2^2 k N + \sigma \left(-k^2 + \frac{1}{\hat{a}^2} \right) + \rho_l V_0^2 k^2 D \right] - 6\rho_l^2 V_0^2 k^2 FE \right\} + \\ & \omega \left\{ -2 \left[\rho_{g1} V_1^2 k M + \sigma \left(-k^2 + \frac{1}{\hat{a}^2} \right) + \rho_l V_0^2 k^2 C \right] \cdot \right. \\ & \left. (DV_0 k \rho_l + NV_2 \rho_{g2}) - 2(CV_0 k \rho_l + MV_1 \rho_{g1}) \cdot \right. \\ & \left. \left[\rho_{g2} V_2^2 k N + \sigma \left(-k^2 + \frac{1}{\hat{a}^2} \right) + \rho_l V_0^2 k^2 D \right] + 4\rho_l^2 V_0^2 k^3 FE \right\} - \\ & \rho_l^2 V_0^4 k^4 FE + \left[\rho_{g1} V_1^2 k M + \sigma \left(-k^2 + \frac{1}{\hat{a}^2} \right) + \rho_l V_0^2 k^2 C \right] \cdot \\ & \left[\rho_{g2} V_2^2 k N + \sigma \left(-k^2 + \frac{1}{\hat{a}^2} \right) + \rho_l V_0^2 k^2 D \right] = 0 \quad (12) \end{aligned}$$

其中:

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{ka\Lambda} \\ F &= \frac{1}{k(a+h)\Lambda} \\ C &= \frac{K_1[k(a+h)]I_0(ka) + I_1[k(a+h)]K_0(ka)}{\Lambda} \\ D &= \frac{K_1(ka)I_0[k(a+h)] + I_1(ka)K_0[k(a+h)]}{\Lambda} \\ \Lambda &= k \{ I_1[k(a+h)]K_1(ka) - I_1(ka)K_1[k(a+h)] \} \\ M &= \frac{I_0(ka)}{I_1(ka)} \\ N &= \frac{K_0[k(a+h)]}{K_1[k(a+h)]} \end{aligned}$$

式(12)即为描述小扰动随时空发展变化的色散方程 $D(k, \omega) = 0$ 。

2 分析与讨论

2.1 模型验证

对于离心式喷嘴, 锥形液膜内侧和外侧气体均静止, 且内、外侧气体密度相同, 即有:

$$\begin{cases} \rho_{g1} = \rho_{g2} = \rho_g \\ V_1 = V_2 = 0 \end{cases} \quad (13)$$

将式(13)代入色散方程(12)可以得到锥形液膜在静止气体中失稳破碎的色散方程:

$$C_4\omega^4 + C_3\omega^3 + C_2\omega^2 + C_1\omega + C_0 = 0 \quad (14)$$

式中:

$$\begin{aligned} C_4 &= -\rho_1^2 FE + \left(\rho_1 C + \frac{\rho_g M}{k}\right) \left(\rho_1 D + \frac{\rho_g N}{k}\right) \\ C_3 &= \left[4\rho_1^2 V_0 k FE - 2CV_0 k \rho_1 \left(\rho_1 D + \frac{\rho_g N}{k}\right) - \right. \\ &\quad \left. 2\left(\rho_1 C + \frac{\rho_g M}{k}\right) DV_0 k \rho_1\right] \\ C_2 &= \left\{ \left[\sigma \left(-k^2 + \frac{1}{a^2} \right) + \rho_1 V_0^2 k^2 C \right] \left(\rho_1 D + \frac{\rho_g N}{k}\right) + \right. \\ &\quad \left. 4(CV_0 k \rho_1) (DV_0 k \rho_1) - 6\rho_1^2 V_0^2 k^2 FE + \right. \\ &\quad \left. \left(\rho_1 C + \frac{\rho_g M}{k}\right) \left[\sigma \left(-k^2 + \frac{1}{a^2} \right) + \rho_1 V_0^2 k^2 D \right] \right\} \\ C_1 &= \left\{ -2 \left[\sigma \left(-k^2 + \frac{1}{a^2} \right) + \rho_1 V_0^2 k^2 C \right] (DV_0 k \rho_1) - \right. \\ &\quad \left. 2(CV_0 k \rho_1) \left[\sigma \left(-k^2 + \frac{1}{a^2} \right) + \rho_1 V_0^2 k^2 D \right] + \right. \\ &\quad \left. 4\rho_1^2 V_0^3 k^3 FE \right\} \\ C_0 &= -\rho_1^2 V_0^4 k^4 FE + \left\{ \left[\sigma \left(-k^2 + \frac{1}{a^2} \right) + \rho_1 V_0^2 k^2 C \right] \cdot \right. \\ &\quad \left. \left[\sigma \left(-k^2 + \frac{1}{a^2} \right) + \rho_1 V_0^2 k^2 D \right] \right\} \end{aligned}$$

这与 Fu 等^[1]推导得到的锥形液膜色散方程形式相同,从而验证了同轴气体作用下锥形液膜色散方程的正确性。

2.2 色散方程求解

在真实的液膜表面,实际扰动的幅值同时随时间和空间变化,因此,色散方程的数值分析又分为时间稳定性分析、空间稳定性分析和时空稳定性分析。时间稳定性分析和空间稳定性分析可以判断流动是否线性不稳定,时空稳定性分析可以进一步分析不稳定是绝对不稳定还是对流不稳定。由于韦伯数较高时空稳定性分析的结果与时间稳定性分析的结果趋于一致^[13],采用时间稳定性分析方法分析同轴气体作用下锥形液膜的线性稳定性。

由于绝对不稳定只发生在液膜速度较小的情况下(对于环形液膜,Chauhan^[13]发现只有当液膜速度小于 1.77 m/s 时流动才是绝对不稳定的),而离心式喷嘴出口液膜速度较大,如果锥形液膜是线性不稳定的则一定是对流不稳定的。

2.2.1 离心式喷嘴参数计算

在色散方程求解过程中还需要知道喷嘴出口液膜厚度 h_0 、喷嘴出口液膜内径 a_0 、喷雾半锥角 β

和液膜运动速度 V_0 。采用康忠涛^[14]提出的离心式喷嘴喷雾参数预估模型:

$$\begin{cases} h_0 = 1.44 \left(\frac{D_0 \dot{m}_1 \mu_1}{\rho_1 \Delta P_1} \right)^{0.25} \left(\frac{L_0}{D_0} \right)^{0.6} \\ \dot{m}_1 = C_d \pi R_0^2 \sqrt{2\rho_1 \Delta P} \\ \varphi = \frac{R_0^2 - a_0^2}{R_0^2} \\ a_0 = R_0 - h_0 \\ \tan\beta = \frac{2\sqrt{2}(1-\varphi)}{\sqrt{\varphi}(1+\sqrt{1-\varphi})} \\ V_a = \frac{\dot{m}_1}{\rho_1 \pi (R_0^2 - a_0^2)} \\ V_0 = \frac{V_a}{\cos\beta} \end{cases} \quad (15)$$

其中, h_0 为喷嘴出口液膜厚度, D_0 为喷嘴出口直径, R_0 为喷嘴出口等直段半径, L_0 为喷嘴长度, φ 为修正的喷嘴出口有效截面系数, V_a 为喷嘴出口液膜轴向速度, V_0 为液膜运动合速度。

从上述模型可以看出,喷嘴出口参数与喷嘴的结构和工况参数有关。这里采用一个已知流量系数 $C_d = 0.27$ 的离心式喷嘴,喷嘴结构参数为 $D_0 = 4.7$ mm, $L_0 = 40.05$ mm, $D_s = 10.2$ mm, $L_s = 10.2$ mm, $R_1 = 1$ mm, $\theta_s = 90^\circ$ 。其中, D_s 为旋流室直径, L_s 为旋流室长度。

该离心式喷嘴出口液膜厚度和喷雾锥角随喷注压降的变化曲线如图 3 所示。从图中可以看出,随着喷注压降的增大,喷嘴出口液膜厚度逐渐减小,从 1230 μm 减小到 920 μm 。与液膜厚度变化趋势相反,喷雾锥角随着喷注压降的增大而增大,从 52° 增加到 78° 。相同工况下液膜的轴向速度和合速度在图 4 中给出。随着喷注压降的增大,喷嘴出口液膜轴向速度从 4.94 m/s 增大到 19.13 m/s,与之对应的合速度从 5.51 m/s 增加

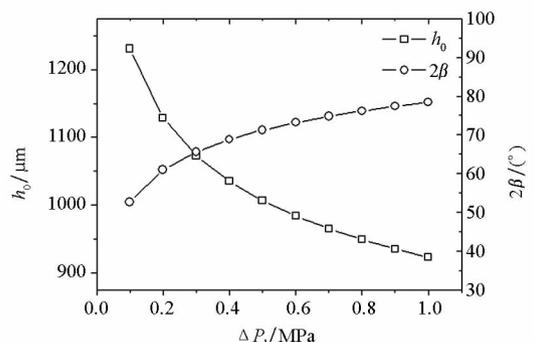


图 3 喷注压降对喷嘴出口液膜厚度和喷雾锥角的影响

Fig. 3 Effects of pressure drop on the film thickness at the injector exit and spray cone angle

到 24.70 m/s。合速度的增长快于轴向速度,是因为喷注压降的增大使得喷雾锥角增大。

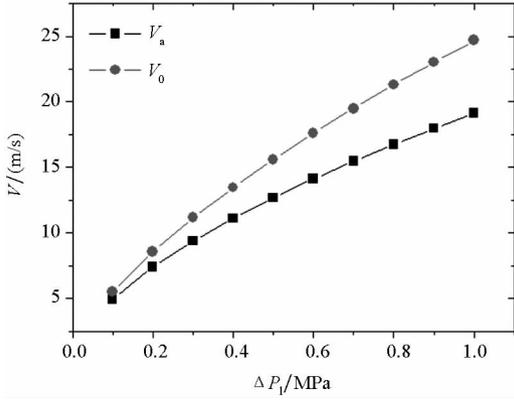


图4 喷注压降对喷嘴出口液膜合速度和轴向速度的影响

Fig.4 Effects of pressure drop on the resultant velocity and axial velocity of the liquid film

2.2.2 环缝气流参数计算

对于气液同轴离心式喷嘴,求解色散方程还需要知道锥形液膜外侧气体速度,如图5所示。

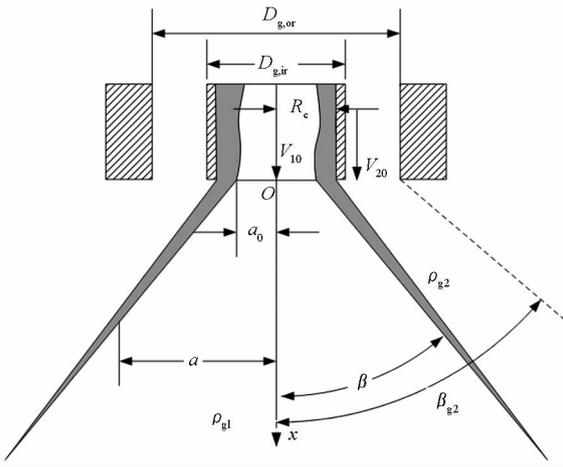


图5 环缝气流示意图

Fig.5 Schematic of annular gas flow

在火箭发动机燃烧室的高温高压条件下,喷嘴出口处气流速度通常为亚声速,向下游运动过程中气体进一步膨胀减速。为了简化分析,假设气流密度 ρ_{g2} 在喷嘴出口下游保持不变,气体膨胀角 β_{g2} 保持不变。在喷嘴出口下游液膜半径为 a 处气体速度 V_2 可以由质量守恒定律计算得到。

$$V_2 \frac{\pi D_{e,a}^2}{4} = V_{20} \frac{\pi D_{e,o}^2}{4} \quad (16)$$

式中, V_{20} 为喷嘴出口的气流速度, $D_{e,o}$ 为喷嘴出口处气体环缝的等效直径, $D_{e,a}$ 为喷嘴下游液膜半径为 a 处气体流动的等效直径。

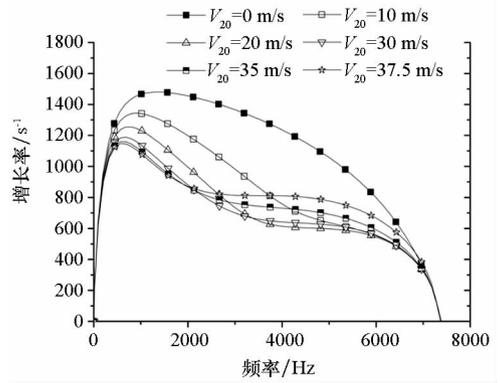
$$D_{e,o} = \sqrt{D_{g,or}^2 - D_{g,ir}^2} \quad (17)$$

$$D_{e,a} = \frac{a - a_0}{\tan \beta} \tan \frac{\beta_g}{2} + D_{e,o} \quad (18)$$

式(18)中, β_g 为等效的圆柱气体射流喷注时的膨胀角。Rogers 等^[15]研究了氢气和天然气的喷注结构,在试验中测量得到自由射流的膨胀角在 $20^\circ \sim 28^\circ$ 范围内波动。这里取 $\beta_g = 24^\circ$ 。

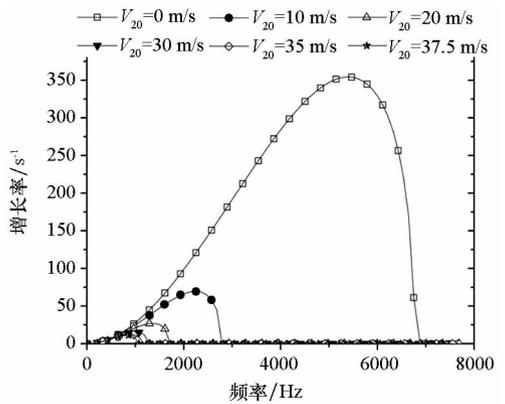
2.3 同轴气体对表面波发展过程的影响

不同气体喷注速度下表面波增长率随频率变化的曲线如图6和图7所示。从图中可以看出,对于每个环缝气体速度,均存在一个表面波增长率最大的频率,这个频率对应的表面波发展最快,最终主导液膜的破碎成为主导表面波。从图中可以提取主导表面波的频率和增长率随喷注速度的变化情况,如图8和图9所示。从图中可以看出,当气流速度小于 37.5 m/s 时,随着气体喷注速度的增加,主导表面波频率和增长率都呈减小趋势,这表明气体速度从零逐渐增加时对表面波的发展



(a) 正弦模式

(a) Sinuous mode



(b) 曲张模式

(b) Varicose mode

图6 同轴气体喷注速度较低时表面波增长率随频率的变化关系 ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

Fig.6 Growth rates of surface waves with the increase of disturbance frequency when the velocity of gas flow is low ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

呈现不利影响。因为气体喷注速度的增加会使得气液之间的速度差减小,气液相互作用减弱。Ibrahim^[16]也发现环形液膜表面波增长率随外侧气体速度增加呈现先减小后迅速增加的趋势,外侧气体速度存在一个临界值。从图 8 中还可以看出,不论是正弦模式还是曲张模式,当气体喷注速度超过一个临界值后主导表面波频率都存在一个跳跃。这个参数跳跃可以从图 7 中看出,当气体喷注速度 $V_{20} = 39$ m/s 时,液膜表面存在增长率基本相同,频率一大一小的两个主导表面波。随着气体喷注速度的增加,液膜逐渐由“小频率”表面波主导跳跃到“大频率”表面波主导。当气体喷注速度超过临界值后,进一步增加气体喷注速度,正弦模式主导表面波频率逐渐增加,而曲张模式主导表面波频率逐渐减小,这个变化趋势从图 7 中可以得出。虽然两种模式的主导表面波频率在气体速度超过临界值后呈现不同的变化规律,但是两种模式的主导表面波增长率都随着气体速度

的进一步增加而增加。这表明当气体速度超过临界值后进一步增加气体速度会增强气液相互作用,促进表面波的发展和液膜的失稳破碎。

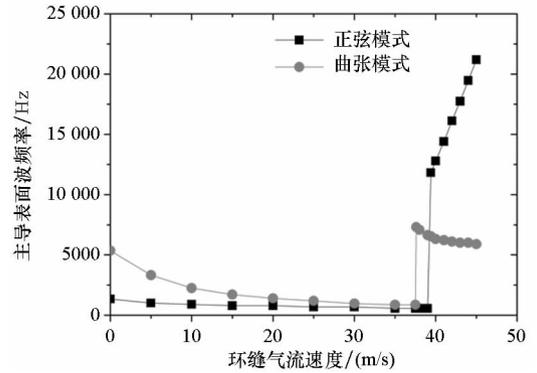


图 8 主导表面波频率随环缝气体喷注速度的变化关系 ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

Fig. 8 Dominant frequency of surface wave with the increase of gas flow velocity ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

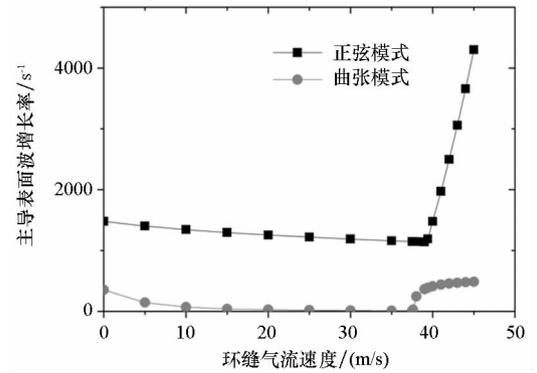


图 9 主导表面波增长率随环缝气体喷注速度的变化关系 ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

Fig. 9 Dominant growth rate of surface wave with the increase of gas flow velocity ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

2.4 同轴气体对液膜破碎过程的影响

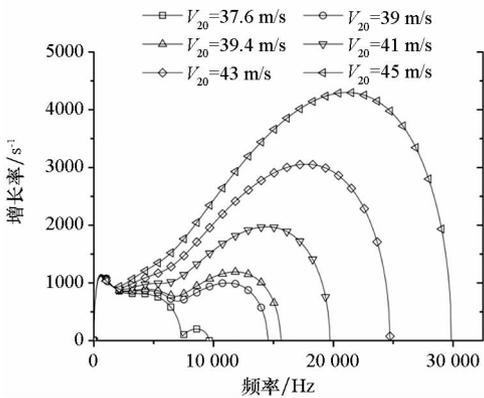
通过前面的分析可以得到液膜主导表面波的增长率 ω_s ,若表面波振幅 $\eta_{bu} = \eta_0 e^{\omega_s \tau_{bu}}$ 时液膜破碎,那么液膜的破碎时间可以表示为:

$$\tau_{bu} = \ln(\eta_{bu}/\eta_0)/\omega_s \quad (19)$$

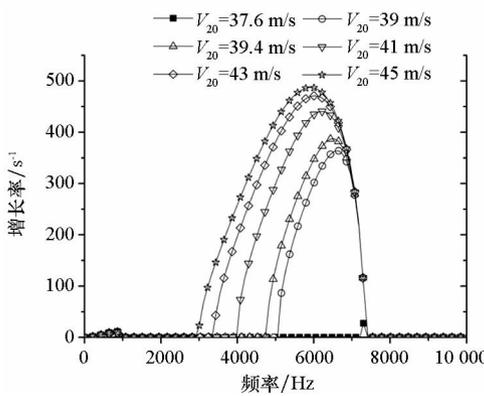
根据液膜破碎时间可以计算液膜的破碎长度:

$$L_{bu} = V_a \tau_{bu} = V_a \ln(\eta_{bu}/\eta_0)/\omega_s \quad (20)$$

液膜破碎时表面波振幅 η_{bu} 与初始振幅 η_0 之间的数值关系 $\ln(\eta_{bu}/\eta_0)$ 需要由试验给出,取 $\ln(\eta_{bu}/\eta_0) = 2.5$ ^[1]。计算得到同轴气体作用下锥形液膜的破碎时间和破碎长度如图 10 所示。随着气体速度的增加,破碎长度和破碎时间都呈先增加后减小的趋势。这进一步验证了前文得出的小气体速度对雾化不利的结论。当气体喷注速



(a) 正弦模式
(a) Sinusoidal mode



(b) 曲张模式
(b) Varicose mode

图 7 同轴气体喷注速度较高时表面波增长率随频率的变化关系 ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

Fig. 7 Growth rates of surface waves with the increase of disturbance frequency when the velocity of gas flow is high ($\Delta P_1 = 0.4$ MPa)

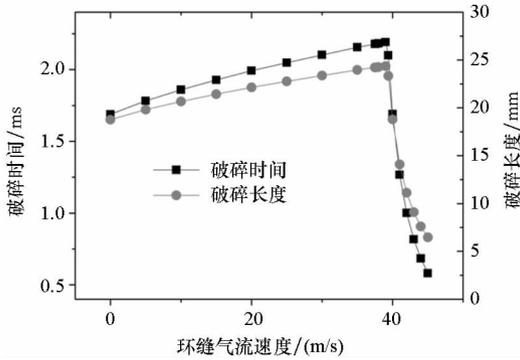


图10 液膜破碎长度和破碎时间随环缝气体喷注速度的变化关系($\Delta P_1 = 0.4 \text{ MPa}$)

Fig. 10 Breakup length and breakup time of liquid film with the increase of gas flow velocity ($\Delta P_1 = 0.4 \text{ MPa}$)

度超过临界值后破碎时间和破碎长度显著减小,表明气液相互作用得到显著增强,即大气体喷注速度对雾化过程有利。

3 结论

采用线性稳定性分析方法对同轴气体作用下的锥形液膜进行时间稳定性分析。推导出同轴气体作用下锥形液膜的色散方程,该方程可用于分析气液同轴离心式喷嘴和气体中心式喷嘴中的液膜失稳破碎过程。得到主要结论如下:

1) 喷嘴出口液膜厚度随着喷注压降的增加而减小,喷雾锥角、液膜速度和轴向速度随着喷注压降的增加而增大;

2) 同轴气体作用下液膜由正弦模式的表面波主导,因为正弦模式的表面波增长率远大于曲张模式的表面波;

3) 当环缝气体喷注速度较小时,增加气体速度会减小气液相对速度,从而减弱气液相互作用,使得液膜主导表面波增长率和频率减小、破碎时间和破碎长度增加;

4) 当环缝气体速度超过一个临界值后,液膜主导表面波增长率和频率迅速增加,破碎时间和破碎长度迅速减小。

参考文献 (References)

[1] Fu Q F, Yang L J, Qu Y Y, et al. Linear stability analysis of a conical liquid sheet[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, 26(5): 955–968.

[2] 严春吉, 解茂昭. 可压缩气体中的三维粘(黏)性液体空心柱射流稳定性分析[J]. *上海交通大学学报*, 2008, 42(1): 128–132.

YAN Chunji, XIE Maozhao. Three-dimensional stability of an annular viscous liquid jet in compressible gas[J]. *Journal of*

Shanghai Jiaotong University, 2008, 42(1): 128–132. (in Chinese)

[3] Herrero E P, Del Valle E M M, Galán M A. Instability study of a swirling annular liquid sheet of polymer produced by airblast atomization[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2007, 133(1/2/3): 69–77.

[4] Liao Y, Jeng S M, Jog M A, et al. Instability of an annular liquid sheet surrounded by swirling air streams [C]// *Proceedings of 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1998; AIAA–98–3832.

[5] Liao Y, Jeng S M, Jog M A, et al. Instability of an annular liquid sheet surrounded by swirling airstreams [J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(3): 453–460.

[6] Shen J H, Li X G. Breakup of annular viscous liquid jets in two gas streams[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1996, 12(4): 752–759.

[7] Cao J. Theoretical and experimental study of atomization from an annular liquid sheet [J]. *Journal of Automobile Engineering*, 2003, 217(8): 735–743.

[8] Panchagnula M V, Sojka P E, Santangelo P J. On the three-dimensional instability of a swirling, annular, inviscid liquid sheet subject to unequal gas velocities[J]. *Physics of Fluids*, 1996, 8(12): 3300–3312.

[9] 岳明, 杨茂林. 锥形液膜空间稳定性分析[J]. *航空动力学报*, 2003, 18(6): 794–798.

YUE Ming, YANG Maolin. On the spatial instability of a conical sheet [J]. *Journal of Aerospace Power*, 2003, 18(6): 794–798. (in Chinese)

[10] 王中伟. 锥形液膜的 Kelvin-Helmholtz 扰动波[J]. *国防科技大学学报*, 2008, 30(3): 32–36.

WANG Zhongwei. Kelvin-Helmholtz perturbative wave on hollow conical liquid sheets [J]. *Journal of National University of Defense Technology*, 2008, 30(3): 32–36. (in Chinese)

[11] 富庆飞. 液体火箭发动机同轴喷嘴稳/动态特性研究[D]. 北京: 北京航空航天大学, 2012.

FU Qingfei. Investigation of the steady/dynamic characteristics of the coaxial injectors in liquid rocket engine[D]. Beijing: Beihang University, 2012. (in Chinese)

[12] Hosseinalipour S M, Ghorbani R, Karimaei H. Effect of liquid sheet and gas streams characteristics on the instability of a hollow cone spray using an improved linear instability analysis[J]. *Asia-Pacific Journal of Chemical Engineering*, 2016, 11: 24–33.

[13] Chauhan A. Capillary instability of jets [D]. USA: City University of New York, 1998.

[14] 康忠涛. 气液同轴离心式喷嘴非定常雾化机理和燃烧特性研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2016.

KANG Zhongtao. The unsteady atomization mechanism and combustion characteristics of gas-liquid swirl coaxial injector[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2016. (in Chinese)

[15] Rogers T, Petersen P, Koopmans L, et al. Structural characteristics of hydrogen and compressed natural gas fuel jets [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2015, 40(3): 1584–1597.

[16] Ibrahim A A. Comprehensive study of internal flow field and linear and nonlinear instability of an annular liquid sheet emanating from an atomizer [D]. USA: University of Cincinnati, 2006.