

液体粘性对离心式喷嘴喷雾浓度分布 和喷雾锥角影响的理论与试验研究

张秀传 王兴甫 于守志

(航空航天部三院三十一所)

摘要: 本文从理论和试验上研究了液体粘性对离心式喷嘴喷雾浓度分布, 喷雾锥角和雾化粒度的影响, 建立了喷嘴后方液体浓度分布的物理数学模型。首次考虑了喷嘴出口空气涡的影响, 给出了浓度分布、喷雾锥角和索太尔平均直径的计算方法。运用激光散射测雾技术, 对喷嘴在静止空气中的雾化特性进行了研究, 给出了喷雾锥角和索太尔平均直径的经验公式, 并从试验上验证了所建立的数学模型。

主题词: 涡流式喷嘴, 燃料雾化, 燃料喷射, 粘性, 理论, 试验

符 号 表

B_p ——压力系数	SMD——索太尔平均直径
B_μ ——粘性系数	t ——时间
C_D ——阻力系数	t_s ——喷口处初始液膜厚度
D ——液滴直径	u_A ——气流速度
g ——重力加速度	u_x ——轴向速度
k ——修正系数	u_R ——相对速度
N ——液滴尺寸分布指数	u_r ——径向速度
Q ——累积分布	w_r ——径向相对速度
R ——径向初始位置	x ——轴向坐标
Re ——雷诺数	$\bar{x}$ ——特征直径
R_m ——喷口处空气涡半径	α ——半喷雾锥角
R_0 ——喷口半径	α_d ——喷嘴设计半喷雾锥角
r ——径向坐标	Δp_e ——液体喷射压力
r_m ——径向距离	δ ——液膜厚度
S ——轴向距喷口某一距离	ε ——损失系数

ε_v ——速度系数

μ_a ——空气粘度

μ_l ——液体粘度

ρ_A ——空气密度

ρ_l ——液体密度

σ ——表面张力

ω ——角速度

一、引言

目前冲压发动机上所使用的喷嘴，大都是离心式的。喷嘴下游燃油浓度分布将直接影响发动机的效率，并对点火、稳定极限和排烟都有很大影响。

试验发现，一定的喷嘴在一定的供油压力下，空气的速度、压力与温度不变时，雾化细度和喷雾锥角决定于燃料的粘度、密度和表面张力。粘度增加，雾化粒度分布曲线向大油滴方向移动。这时，不但油珠的平均直径增大，而且最大直径也急剧增加，大油珠的容积含量也显著增加。燃料粘性不仅对雾化粘度有影响，对喷雾锥角也有较大的影响。试验发现，某一喷嘴在1.6MPa供油压力下，粘度为 $1.0 \times 10^{-3} \text{Pa} \cdot \text{s}$ 时，喷雾角为 104° ，而粘度为 $13.0 \times 10^{-3} \text{Pa} \cdot \text{s}$ 时，喷雾角为 76° ，变化甚大。液体粘性对雾化粒度和锥角影响的综合结果使得喷嘴后方液雾浓度分布在不同粘度下有较大的差别。

本文先考虑单一喷嘴冷态下喷雾浓度的空间分布，给出此浓度的计算方法，以得到喷嘴的喷雾浓度分布特性。由浓度分布特性又可得到喷雾锥角特性，为进一步研究喷嘴环后方的浓度场打下基础。

二、喷嘴后方液体浓度分布的数学物理模型

1. 基本假设

- 1) 空气温度足够低，不考虑液体的蒸发过程；
- 2) 液体以固体颗粒的形式运动，其轨迹决定液体的浓度分布；
- 3) 液滴在喷嘴出口已形成，其直径沿喷口径向的分布为 $D = f(r)$ ；
- 4) 每个液滴具有相同的轴向初始速度；
- 5) 用Rosin-Rammler公式表示喷雾中液滴的尺寸分布

$$Q = 1 - \exp\left[-\left(\frac{D}{\bar{x}}\right)^N\right] \quad (1)$$

- 6) 喷雾分布轴对称；
- 7) 气流顺喷嘴轴向以匀速运动。

2. 基本方程

坐标选取如图。取微元面积 $2\pi r dr$ ，单位面积上 r 处液滴体积的百分数

$$dQ/dA = \frac{1}{2\pi r} \frac{dQ}{dD} \frac{dD}{dr} \quad (2)$$

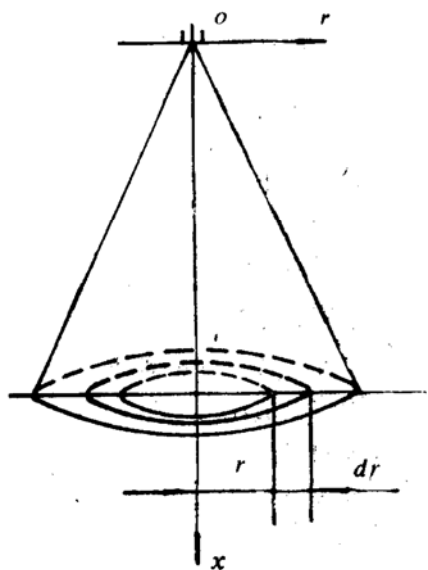


图1 坐标系

由(1)式得

$$dQ/dD = N \exp[-(D/\bar{x})^N] D^{N-1}/\bar{x}^N \quad (3)$$

式(2)中的 dD/dR 可以从液滴的运动方程中求出。

直径为 D 的液滴,我们取阻力系数

$$C_D = 24(1 + Re^{2/3}/6)/Re$$

x 向运动方程

$$\frac{\pi}{6} \rho_l D^3 \frac{dw_x}{dt} = \frac{\pi}{6} \rho_l D^3 g - \frac{24}{Re_x} \left(1 + \frac{1}{6} Re_x^{2/3} \right) \frac{1}{2} \rho_A w_x^2 \frac{\pi}{4} D^2 \quad (4)$$

r 向运动方程

$$\frac{\pi}{6} \rho_l D^3 \frac{dw_r}{dt} = - \frac{24}{Re_r} \left(1 + \frac{1}{6} Re_r^{2/3} \right) \frac{1}{2} \rho_A w_r^2 \frac{\pi}{4} D^2 \quad (5)$$

解方程(4)、(5)求出

$$w_x = w_x(t, D) \quad w_r = w_r(t, D)$$

液滴在 x 向和 r 向的速度分别为

$$u_x = w_x + u_A \quad u_r = w_r$$

进而求得

$$x = \phi(t, D) \quad (6)$$

$$r = \psi(t, D) \quad (7)$$

我们考虑 $x = s$ 截面上的情况

$$S = \phi(t, D)$$

上式两边对 D 求导有

$$0 = \partial\phi/\partial t \cdot \partial t/\partial D + \partial\phi/\partial D$$

由(7)

$$dr/dD = \partial\psi/\partial t \cdot dt/dD + \partial\psi/\partial D$$

所以

$$\frac{dD}{dr} = \frac{1}{-\frac{\partial\psi}{\partial t} \cdot \frac{\partial\phi/\partial D}{\partial\psi/\partial t} + \frac{\partial\psi}{\partial D}} \quad (8)$$

将式(3)、(8)代入(2)中,即可得到 (s, r) 处单位面积上的体积百分数,即液体浓度:

$$\frac{dQ}{dA} = \frac{1}{2\pi r} N \cdot \exp\left[-\left(\frac{D}{\bar{x}}\right)^N\right] \frac{D^{N-1}}{\bar{x}^N} \frac{1}{-\frac{\partial\psi}{\partial t} \cdot \frac{\partial\phi/\partial D}{\partial\psi/\partial t} + \frac{\partial\psi}{\partial D}} \quad (9)$$

那么,喷嘴后方 S 距离处横截面上任一面积 A 上的浓度为

$$Q = \int_A \frac{dQ}{dA} \cdot dA = \int_A \int \frac{1}{2\pi r} N \cdot \exp\left[-\left(\frac{D}{\bar{x}}\right)^N\right] \frac{D^{N-1}}{\bar{x}^N} \frac{1}{-\frac{\partial\psi}{\partial t} \cdot \frac{\partial\phi/\partial D}{\partial\psi/\partial t} + \frac{\partial\psi}{\partial D}} r d\theta dr \quad (10)$$

3. 初始条件

要解以上方程需给出适当的初始条件。

1) 轴向初始位置和初始速度 u_{x0}

$$x_0 = 0 \quad u_{x0} = \varepsilon_v \sqrt{2\Delta p_i / \rho_L}$$

2) 径向初始位置和初始速度

假设液滴在喷口截面形成, 用喷口处的尺寸来考虑 r_0 和 u_{r0} 。

液滴直径 D 随半径 R 的分布是空气涡半径 R_m 的函数:

$$D/D_{max} = f(R/R_0, R_m/R_0)$$

同时, R_m 也是 $\mu, \Delta p_i$ 的函数

$$R_m = R_m(\mu, \Delta p_i)$$

假设函数 f 是线性的, 并且最大液滴在 R_0 处形成, 最小液滴在 R_m 处形成。这样, 函数 f 可写成

$$D/D_{max} = (1 + B_\mu)R/R_0 - B_\mu$$

取 $D_{max} = 2\bar{x}$, 再考虑喷射压力的影响, 则

$$D/2\bar{x} = (1 + B_\mu)R/R_0 - B_\mu - B_p$$

式中:

$$B_\mu = 1.1181 \lg \frac{22}{\mu - 0.56}$$

$$B_p = 1 + \frac{1}{3.64} \lg \frac{\Delta p_i - 5.624}{3.326 \times 10^4}$$

对一个具体尺寸的喷嘴, 由动量矩守恒原理可得到

$$\omega R_0 = 0.05669 \varepsilon \sqrt{\Delta p_i}$$

式中 ε ——液体在旋流室运动时的损失系数, 是液体粘性的函数, 即:

$$\varepsilon = 0.8615 - 3.162 \times 10^{0.196\mu - 4}$$

这样, $u_{r0} = 0.05669 \varepsilon \sqrt{\Delta p_i} (D/2\bar{x} + B_\mu + B_p) / (1 + B_\mu)$

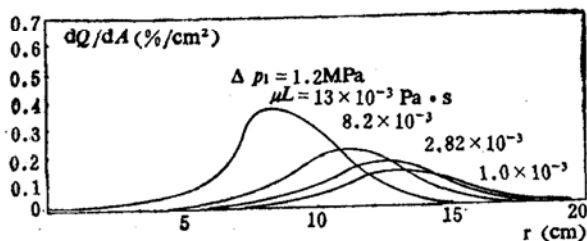


图2 不同液体粘度下浓度分布计算曲线

$$r_0 = R_0 (D/2\bar{x} + B_\mu + B_p) / (1 + B_\mu)$$

(在计算 B_μ 、 B_p 和 ε 时, μ 和 Δp_i 的单位应分别取 $10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 和 0.1 MPa)。

4. 计算结果

由2节给出的方程和3节给出的初始条件就可以计算任一工况下的喷嘴后方液体浓度。计算结果见图2。

二、喷雾锥角和索太尔平均直径的计算

1. 喷雾锥角

离心式喷嘴的喷雾锥角, 目前尚无统一定义。液体浓度分布在一定程度上能反映锥角的大小。本文中采用下式表示喷雾半锥角 (参见图3)。

$$\alpha = \text{tg}^{-1}(kr_m/s)$$

这样, 确定了要研究的距喷口 s 距离的截面后, 由上式可很方便地计算出半锥角 α 。不同粘度下锥角的计算值见图4。

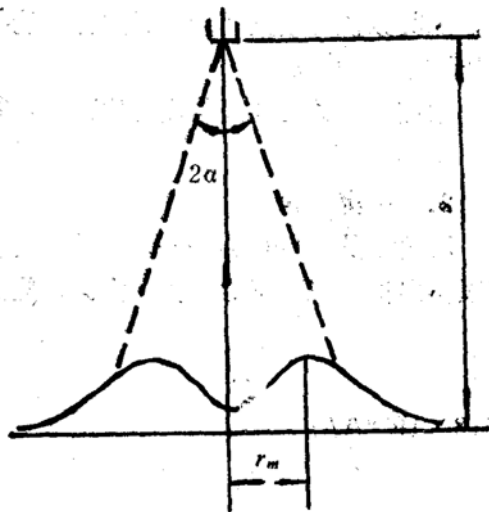


图3 半锥角

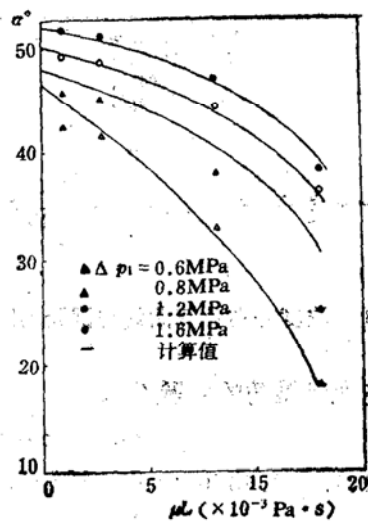


图4 喷雾锥角随液体粘性变化的与试验结果

2. 索太尔平均直径

将计算得到的 α 代入由后面试验得到的经验公式中

$$\text{SMD} = 0.105 \left(\frac{\sigma \mu^3}{\rho_A \Delta p_1^2} \right)^{0.1} \cdot (\delta \cos \alpha)^{1.8} - 9.8$$

即可得到各种工况下的SMD值(图5)。

三、喷雾试验及试验结果

1. 液体浓度分布

不同粘度下浓度分布试验曲线见图6。图中示出了粘性对浓度分布的影响。在相同的液体喷射压力下,随粘度增大,喷嘴所产生的喷雾锥变窄,且液体在喷雾锥内的分布趋于集中。由图中还可看出,在液体粘度较大时,粘性对浓度分布的影响也大。在前部分浓度计算中,同样有类似的变化规律。

不同喷射压力下的浓度分布曲线见图7。试验结果表明, Δp_1 对液体浓度分布有明显的

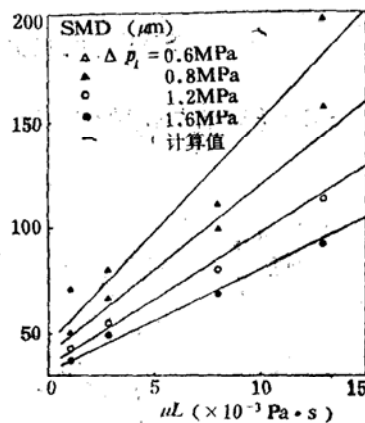


图5 SMD随液体粘性变化的计算与试验结果

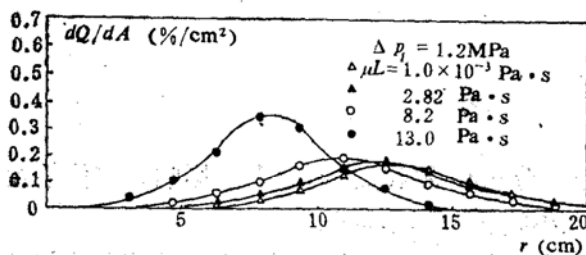


图6 不同液体粘性下浓度分布试验曲线

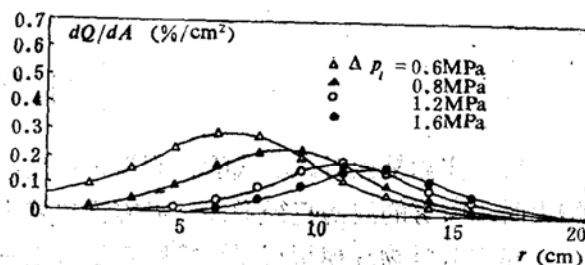


图7 不同液体喷射压力下浓度分布试验曲线

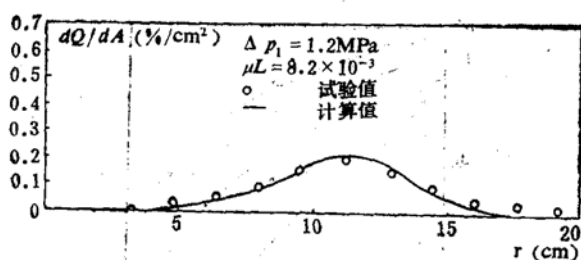


图8 浓度分布计算曲线与试验的比较

验数据, 整理出锥角的经验公式

$$\alpha/\alpha_d = c - a10^{0.073\mu}$$

式中: $c = 15.12 - 0.4376 \times 10^{-0.0053\Delta p_1}$, $a = 0.088 - 3.8 \times 10^{-3}\Delta p_1$
 $\Delta p_1 = 0.1 \text{ MPa}$, $\mu = 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$

锥角计算值与试验值的比较见图9。

3. 喷雾粒度

利用马尔文激光粒度仪对雾化粒度进行研究, 得到如下索太尔平均直径经验公式

$$\text{SMD} = 0.105 \left(\frac{\sigma \mu_1^2}{\rho_A \Delta p_1^2} \right)^{0.1} (\delta \cos \alpha)^{1.8} - 9.8 \quad (3-2)$$

SMD计算值与试验值的比较见图10。

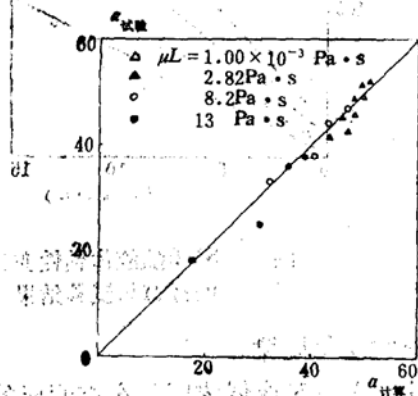


图9 喷雾锥角计算值与试验值的比较

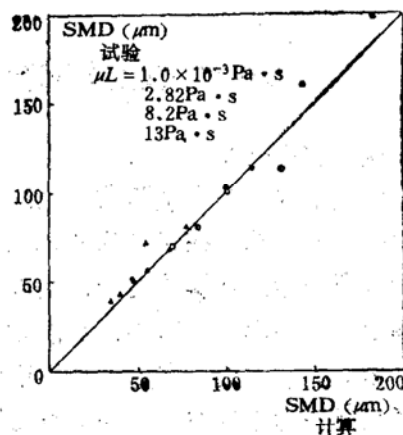


图10 SMD计算值与试验值的比较

四、结 论

1. 液体粘性对离心式喷嘴的雾化特性, 浓度分布和喷雾锥角有显著的影响。液体粘性增大时, 喷雾的液滴直径增大, 喷雾锥角减小, 浓度分布靠近轴线。

建立数学物理模型可以计算喷嘴后方任一点处的液体浓度。本文所提供的计算方法与试验得到的结果相符。

(下转第18页)

和周向速度合成形成如图所示的速度矢量图,在主燃进气的左右两侧各有一个小的旋流区;图4所示为该截面上的速度分布,沿轴向壁面速度为零。由图可见,在主燃区内靠近轴线附近区域, u 速度值为负;在下游, u 速度值为正,沿截面速度分布趋于均匀。上述结果与文献〔3〕报导的计算和实验结果具有良好的一致性。

六、结 论

1. 利用所发展的三维内流不可压计算机程序,对一种模型燃烧室的冷流流场进行了数值模拟。所得结果同已有的计算和实验结果相比具有良好的一致性。

2. 获得了模型燃烧室在不同流动条件下流场参数的分布。结果表明,当只存在主进气时,燃烧室头部附近存在一个弱回流区,回流中心在主进气口下游。当有主燃进气时,燃烧室头部附近的回流得到加强,且回流中心上移;在主燃孔附近的 $r-\theta$ 截面上,主燃进气两侧各存在一个小的回流区。冷却槽进气使燃烧室内壁附近轴向速度增加,由于进气的温度较低,可起到保护内壁的作用,但对其他区域内的流动影响很小。

3. 三维内流场的数字模拟对各种燃烧室的设计具有重大工程意义,但实际燃烧室内的流动要比本文研究的问题复杂,存在诸如湍流、热交换和有化学反应等。作为对燃烧室内流数字模拟研究的第一步,本文的工作可以为进一步的研究和发展提供一个良好的基础。

参 考 文 献

- 〔1〕 Novick, A.S., Miles C. A. and Lilley, D.C.: J. Energy, Vol. 3, No. 2, March/April, 1979.
- 〔2〕 Patankar, S.V.: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, 1980.
- 〔3〕 严传俊:中国工程热物理学会第六届年会,编号:884039,1988,11.
- 〔4〕 Patankar, S.V. and Spalding, D.B.: Int.J. Heat Transfer, Vol. 15, 1972.

(上接第24页)

本文中的数学物理模型和计算方法可以作为发展燃烧室中燃料浓度分布计算技术的基础。

2. 利用本文提出的喷雾锥角表示法和试验结果得出了计算喷雾锥角的经验公式(3-1)式中反映了液体粘性对锥角的影响。

3. 利用本文的试验结果得到了SMD的经验公式(3-2)。

参 考 文 献

- 〔1〕 Wang, X.F. and Lefebvre, A.H.: Atomization Performance of Pressure-Swirl Nozzles, AIAA-86-1728.
- 〔2〕 Wang, X.F. and Lefebvre, A.H.: Influence of Ambient Air Pressure on Pressure-Swirl Atomization, Presented at the Gas Turbine Conference and Exhibition, May 31-June 4, 1987.