

射流撞击雾化索太尔平均直径的计算*

石少平 庄逢辰

(国防科技大学航天技术系, 长沙, 410073)

摘 要: 针对射流撞击雾化初始形成液膜的特征, 推导出极坐标下自变量为极角的液滴尺寸分布函数的解析式, 这种形式的分布函数与经典的 $R \sim R$ 分布、上限对数正态分布等概率分布函数不同, 可以计算任意撞击角下两股相同射流撞击或一股射流撞击壁面边缘在任意极角区域雾化所产生液滴的索太尔平均直径。计算结果表明, 索太尔平均直径随撞击角增加而单调减小; 射流直径、射流速度、射流温度变化时, 索太尔平均直径也呈一定单调规律变化。本文还结合新一代液体火箭发动机层板式喷注器喷注单元雾化的特征进行了有关雾化机理的探讨。

主题词: 推进剂雾化, 液滴, 粒度分布, 液体推进剂火箭发动机

分类号: V434

CALCULATION OF THE SAUTER MEAN DIAMETER OF JET-IMPINGING ATOMIZERS

Shi Shaoping Zhuang Fengchen

(Dept. of Space Technology, National Univ. of Defense Technology, Changsha, 410073)

Abstract: According to the characteristics of the liquid film formed initially from jet-impinging atomization, a analytic formula of droplet size distribution function was deduced in a polar coordinate with polar angle as argument. Different from the typical Rosin-Rammler distribution and upperlog normal distribution, this kind of distribution function can be used to calculated the Sauter Mean Diameter of droplets in any polar angle regions produced by two impinging jets or splash atomization at any impinging angle. The calculation results show that the Sauter Mean Diameter decreases monotonically with the increasing of the impinging angle. The calculated curves of the Sauter Mean Diameter are given when one of the three factors, jet diameter, jet velocity and jet temperature, changes. Atomization mechanism of the injector element of a new generation of liquid rocket engine platelet injectors was also analyzed.

Subject terms: Propellant spray, Drop (liquid), Particle size distribution, Liquid propellant rocket engine

1 引言

索太尔 (Sauter) 平均直径是液体燃料雾化燃烧及传热传质研究中的重要参数。在索太尔

* 本文 1994 年 7 月 6 日收到

平均直径的计算公式⁽¹⁾

$$SMD = \frac{\int d_d^3 f(\phi) d\phi}{\int d_d^3 f(\phi) d\phi} \quad (1)$$

中, 液滴直径 d_d 为 ϕ 的函数, $f(\phi)$ 为液滴尺寸分布函数。通常假设 $f(\phi)$ 为某种形式的概率分布经验函数, 如著名的 Rosin-Rammler 分布、上限对数正态分布等。有关雾化液滴平均直径的理论计算几乎无一例外地应用了这些经验函数。毋庸置疑, 射流撞击雾化也可采用这种形式的液滴尺寸分布函数。本文根据射流撞击雾化初始形成液膜的特征, 在文献〔2〕的数学模型基础上, 由液滴尺寸分布函数的定义, 推导出自变量为极角的液滴尺寸非概率分布经验函数计算式, 并由此计算了索太尔平均直径。

2 液滴尺寸分布函数

图 1 为夹角 2θ 的两股等速、等直径射流撞击雾化形成液膜的物理模型, 对 ϕ 、 $\phi+d\phi$ 间的扇面微元体, 雾化产生液滴的直径相等。假设撞击前后液体的机械能守恒, n 为直径 d_d 的液滴数流率 (个/ S), V_e 为液体的容积流率, 则

$$dn = dV_e / (\pi d_d^3 / 6) \quad (2)$$

$$dV_e = u^* r_e d\phi^* h_e \quad (3)$$

式中, d_d 为 ϕ 的函数 (下节给出), u 取射流速度值, r_e 是心形线液膜的半径, h_e 是液膜边缘厚度之半。这里取液膜边缘厚度为 h_e 而非 $2h_e$, 以便与我们所做的射流撞击壁面雾化实验的测量结果进行比较。Taylor 指出⁽³⁾, 一股射流撞击光滑壁面产生的液膜厚度等于两股相同射流撞击形成液膜厚度的一半。由文献〔2〕:

$$h_e = \sigma / (\rho_1 u^2 \sin^2 \psi) \quad (4)$$

$$r_e = \frac{\beta e^{\beta(1-\psi/\pi)}}{2(e^\beta - 1)} \sin^2 \psi R^2 u^2 \rho_1 / \sigma \quad (5)$$

式 (4)、(5) 中 σ 、 ρ_1 分别为流体的表面张力和密度, β 为特定系数⁽²⁾, 其值由迭代法解方程

$$1 + (\pi/\beta)^2 - \left(1 + \frac{2}{e^\beta - 1}\right) / \cos \theta = 0 \quad (6)$$

求得, 波前角 ψ 可由几何关系数值求解常微分方程初值问题而得⁽²⁾。考虑到雾化计算只是燃烧过程计算的一小部分, 为简化计算, 这里取波前角^(4,5)

$$\psi = \frac{\pi}{2} \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)^{1-\psi/\pi} \quad (7)$$

由方程 (2—7) 可求得自变量为 ϕ 的液滴尺寸分布函数:

$$f(\phi) = dn/d\phi \quad (8)$$

3 索太尔平均直径

液滴直径的计算可按文献〔2, 6〕提供的公式:

$$d_d = \left(\frac{3\pi}{(2)^{1/2}} \right)^{1/3} d_L \left[1 + \frac{3\mu}{(\rho_1 \sigma d_L)^{1/2}} \right]^{1/6} \quad (9)$$

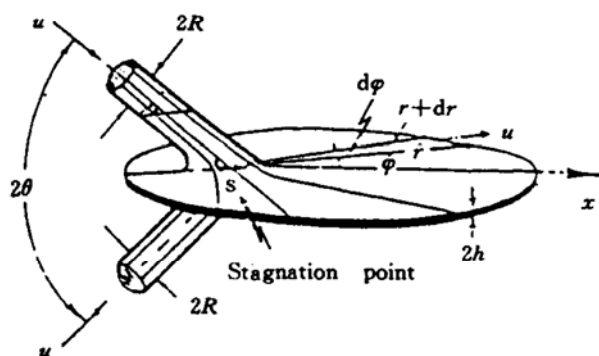


Fig. 1 Liquid sheet formed by two impinging jets

$$d_L = 0.9614 \left[\frac{k^2 \sigma^2}{\rho \rho_1 u^4} \right]^{1/6} \left[1 + 2.60 \mu \left(\frac{k \rho^4 u^7}{72 \rho_1^2 \sigma^5} \right)^{1/3} \right]^{0.2} \quad (10)$$

$$k = h * r = R^2 \frac{\beta e^{\beta(1-\pi/2)}}{2(e^\beta - 1)} \quad (11)$$

式中, 所有参量采用 cm、g、s 制单位, ρ 为边界气体密度, μ 为液体的动力学粘度。

由于 $f(\phi)$ 、 d_a 的计算式都只是 ϕ 的函数, 式 (1) 可计算索太尔平均直径。选取不同的积分区间, 可得到不同区域液膜分裂形成液滴的平均直径。本文取对称区间 $\phi=0 \sim \pi$, 计算结果适合于整个雾化场的平均直径。显然, 选取不同的积分区间, 可得到不同区域雾化产生液滴的索太尔平均直径。

4 计算结果及讨论

算例选择的参数: $u=5 \sim 30 \text{ m/s}$, $d=0.05 \sim 0.4 \text{ mm}$, 工质温度 $t_w=20 \sim 80^\circ \text{C}$, 环境介质温度为 20°C , 工质为水, 介质为空气。

图 2 给出了射流直径 $d=0.2 \text{ mm}$ 时索太尔平均直径随撞击角变化的曲线。 SMD 随着 θ 的增加而单调减小, 且 $\theta < \pi/6$ 时 SMD 随 θ 增加而减小的幅度较大, 射流速度较小时更如此; $\theta > \pi/3$ 时 SMD 随 θ 增加而减小的幅度较小, 射流速度较大时更如此。 $\theta = \pi/2$ 对应两股同轴射流对撞或一股射流垂直撞击壁面, 这时的 SMD 值最小。对于在自由空间两股射流撞击的传统喷注器, 如采用 $\theta = \pi/2$ 的方案, 虽然能获得最小的液滴索太尔平均直径, 但这时各有一半液滴分布在撞击点的上下游, 这是液体火箭发动机喷注器和燃烧室综合设计所不允许的。新一代空间飞行器液体火箭发动机采用的层板式喷注器⁽⁷⁾, 射流撞击设计发生在喷注器内出口处, 就是试图使雾化所获得的液滴索太尔平均直径最小的同时又使雾化区限制在撞击点下游。

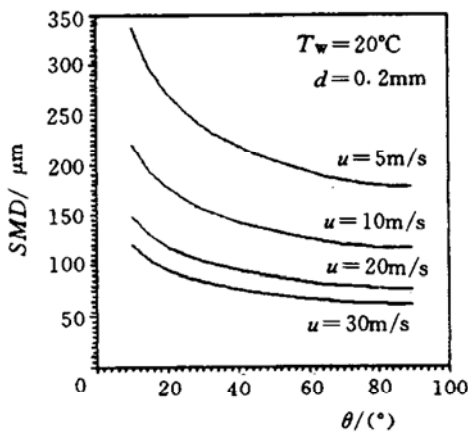


Fig. 2 Variation of SMD with impinging angle at different jet velocity

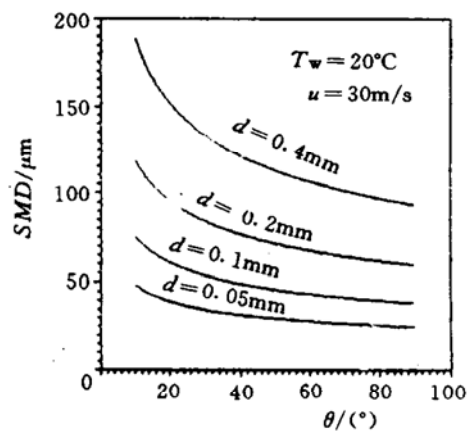


Fig. 3 Variation of SMD with impinging angle at different jet diameter

图 3 是以射流直径为参量、射流速度 $u=30 \text{ m/s}$ 时 SMD 随撞击角变化的曲线。类似图 2, $\theta < \pi/6$ 时 SMD 随 θ 增加而减小的幅度较大, 射流直径较大时更如此; $\theta > \pi/3$ 时 SMD 随 θ 增加而减小的幅度较小, 射流直径较小时更如此。

图 4 是以射流温度为参量、射流速度 $u=30 \text{ m/s}$ 、射流直径 $d=0.2 \text{ mm}$ 时 SMD 随撞击角变化的曲线。 SMD 随着射流温度增加而单调减小。液体射流温度增加时, 它的粘度和表面张

力都减小,两者都使雾化产生液滴的直径变小,这是雾化液体燃料所希望的。

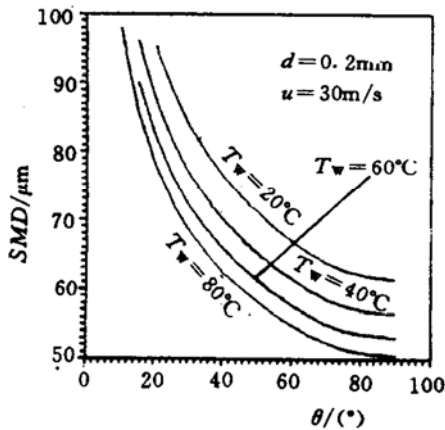


Fig. 4 Variation of SMD with impinging angle at different liquid temperature

图5是 $\theta = \pi/2$ 时以射流直径为参量的SMD随射流速度变化的曲线。由图5显然可见,较小的射流直径和较高的射流速度都能获得较小的SMD,尤其是小射流直径更是如此,这一性质从图6也明显表现出来。层板式喷注器良好的雾化特性在很大程度上归于采用了较小水力直径的喷孔和流道。

从以上算例可以看出,本文推导液滴尺寸分布函数的方法可用于计算任意撞击角下两股相同射流撞击或一股射流撞击壁面边缘在任意区域 $\Delta\phi$ 雾化所产生的液滴的索太尔平均直径。

参 考 文 献

- [1] 刘子超, 赵云惠. 液雾及颗粒的激光测量原理. 北京: 宇航出版社, 1988
- [2] 石少平, 庄逢辰. 低 Weber 数射流撞击雾化的数学模型. 航空动力学报, 1994, 9 (2): 1
- [3] Taylor G. Oblique Impact of a Jet on a Plane Surface. Philos. Trans. Royal Soc. London Ser. A260, 1966: 96
- [4] Ibrahim E A, Przekwas A J. Impinging Jets Atomization. Phys. Fluids A, 1991, 3: 2981
- [5] 石少平, 庄逢辰. 低 Weber 数射流撞击雾化液膜厚度和形状的数值模拟. 见: 程尚模等编著. 热能转换理论与应用. 长沙: 国防科技大学出版社, 1993: 166
- [6] Dombrowski N, John W R. The Aerodynamic Instability and Disintegration of Vicious Liquid Sheets. Chemical Engineering Science, 1963, 18: 203
- [7] 石少平, 陆政林, 庄逢辰. 层板式喷注器在空间飞行器发动机中的应用综述. 中国空间科技技术, 1994, 11 (1): 34

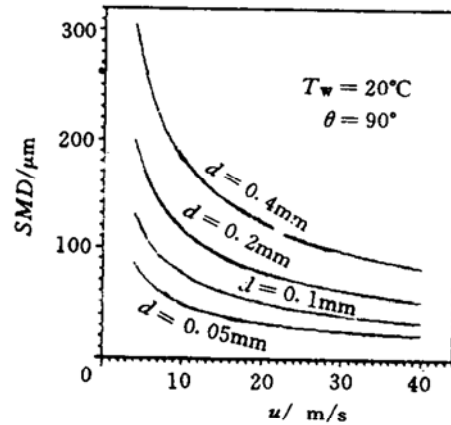


Fig. 5 Variation of SMD with jet velocity at $\theta = \pi/2$

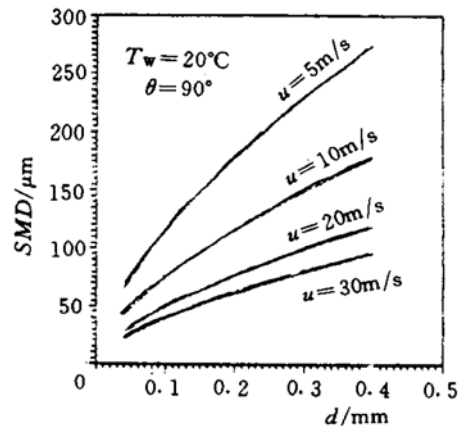


Fig. 6 Variation of SMD with jet diameter at $\theta = \pi/2$