

旋转液体射流雾化的计算 理论与实验研究

郭金基

张康治 王国基 陈敏健

(中山大学应用力学与工程系, 广州 510275) (广东英龙水泥厂, 英德 51300)

摘要 采用 Navier-stokes 流体力学方程描述喷咀内部旋动流体和喷咀外部旋转射流的流动状态. 在微小单元段速度作某些假定的条件下, 求得速度和压力的分析解; 研究旋转液体射流的雾化理论, 讨论影响雾化的主要因素, 并通过实验方法观察雾化状态和测量雾化角; 最后给出实例.

关键词 旋转液体射流, 旋流, 喷咀, 雾化

分类号 TB12

1 旋动流体的动力学方程组

在喷咀内部旋动的流体和喷咀外部旋转的液体射流均是三维轴对称的流动. 假设流体是不可压缩, 忽略质量力并且是稳定的流动. 选取圆柱坐标 $O-r\theta z$, t 为时间变量; 在以上的假定条件下有: $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta} = 0$, 流体应满足如下动力学方程组^[1]

$$\text{连续性方程 } \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

Navier-stokes 方程

$$\left. \begin{aligned} u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - u_\theta^2/r &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - u_r/r^2 \right) \\ u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_r u_\theta}{r} &= \nu \left(\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} - u_\theta/r^2 \right) \\ u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中, u_r , u_θ , u_z 分别为 r , θ , z 方向的速度; p 为压力; ρ 为密度; ν 为运动粘性系数.

$$\text{当 } r=r_1 \text{ 时, } u_r=r_{r_1}, u_\theta=u_{\theta_1} \quad (3)$$

$$\text{当 } r=r_0 \text{ 时, } u_r=u_{r_0}, u_\theta=u_{\theta_0} \quad (4)$$

着重计算准自由涡区域, 并提出流体压力应满足的边界条件.

收稿日期: 1993-07-14

2 喷咀内、外旋流方程组的求解

旋流喷头结构及速度分解如图 1 所示, 当舌针调节接近喷口时, 流体经方形螺纹斜槽旋转进入锥形腔室 1-1 线至 0-0 截面. 由外向中心方向旋动. 采用有机玻璃的旋流喷头观察流动状况; 呈现由强制涡形成略带锥度的针状速度核心区. 首先计算喷咀内部 1-1 至 0-0 截面区域的流场, 在这区域截取小单元体, 可假设 u_z 为常量, u_r 及 u_θ 不随着 z 而变化, 即 $\frac{\partial u_r}{\partial z} = \frac{\partial u_\theta}{\partial z} = 0$; 相当于分析垂直于 z 的横截面上的流场. 现考虑流体粘性的影响, 并认为湍流运动粘性系数的影响是主要因素. 此时, (1) 及 (2) 式化为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_r/r &= 0 \\ u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - u_\theta^2/r &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_0 \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - u_r/r^2 \right) \\ u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_r u_\theta/r &= \nu_0 \left(\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - u_\theta/r^2 \right) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中 ν_0 表示湍流运动粘性系数; 边界条件采用 (3) 及 (4) 式, 但应将 u_r 改为 $-u_r$, 负号表示边界速度 u_{r1} 方向与矢径 r 的方向相反.

采用 (5) 式第一式 $\frac{d(ru_r)}{dr} = 0$ 及边界条件 (3) 可解得:

$$u_r = -r_1 u_{r1} / r \quad (6)$$

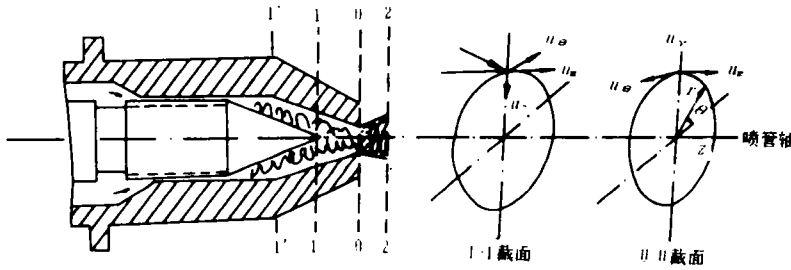


图 1 旋流喷咀的结构和速度分解

Fig. 1 The structure and velocities analysis of the swirl fluid sprayer

将 (6) 式 u_r 代入 (5) 式第 2 式, 易证右边第二项为 0, 于是该式可化简为

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = (r_1^2 u_{r1}^2 / r^3 + u_\theta^2 / r) \quad (7)$$

由 (5) 式第 3 式可写成

$$\frac{u_r}{r} \frac{\partial (ru_\theta)}{\partial r} = \nu_0 \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial (ru_\theta)}{r \partial r} \right]$$

令 $\frac{\partial (ru_\theta)}{r \partial r} = \varphi$ 代入上式可得:

$$\frac{d\varphi}{\varphi} = \frac{u_r}{\nu_0} dr$$

将(6)式代入上式经过两次积分, 再利用边界条件(3)、(4)式, 并令 $\alpha = r_1 u_{r_1} / \nu_0$, 可解出

$$(ru_\theta) = \frac{r_1 u_{\theta_1} - r_0 u_{\theta_0}}{(r_1^{-\alpha+2} - r_0^{-\alpha+2})} r^{-\alpha+2} + \frac{r_0 r_1^{-\alpha+2} \cdot u_{\theta_0} - r_1 r_0^{-\alpha+2} \cdot u_{\theta_1}}{(r_1^{-\alpha+2} - r_0^{-\alpha+2})} \quad (8)$$

引入记号 $M_\theta = r \cdot u_\theta$, M_θ 称为旋动流体对轴的动量矩。当 $r_0 \rightarrow 0$ 时^D, $M_\theta = r_0 u_{\theta_0} \rightarrow 0$, 同时在旋流条件下, 径向速度 u_r 很微小, 有 $\alpha = r_1 u_{r_1} / \nu_0 < 2$, 即 $-\alpha + 2 > 0$ 的条件, 当 $r_0 \rightarrow 0$ 时, $r_0^{-\alpha+2} \rightarrow 0$, 将上述的条件代入(8)式可得

$$(ru_\theta) / (r_1 u_{\theta_1}) = (r/r_1)^{-\alpha+2} \quad (9)$$

当 $\alpha = 2$ 时, $M_\theta = M_{\theta_1} = \text{常量}$, 即相当于自由涡。

将(9)式代入(7)式积分, 并利用当 $r = r_1$ 时, $p = p_1$ 的条件, 可得

$$\frac{p_1 - p}{\rho} = \frac{u_{r_1}^2}{2} \left(\frac{r_1^2}{r^2} - 1 \right) + \frac{u_{\theta_1}^2}{2} \frac{1}{(-\alpha+1)} \left[1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^{(-2\alpha+2)} \right] \quad (10)$$

(7)、(9)及(10)式表示旋动流体在喷嘴内部小单元体的速度 u_r , u_θ 及压力 p 的分布。

流体从喷嘴 0-0 截面出口旋动流向半空间是三维流场。在不可压缩、忽略质量力和稳定流动的假设条件下仍可用(1)、(2)式描述其运动规律; 通常采用数值方法求解, 计算量较大。我们研究喷嘴外部小单元段 0-0 至 2-2 截面处旋流流动(见图1)状态, 在此微元段 u_z 仍近似为常量, u_r , u_θ 及 p 暂不考虑沿轴向 z 的变化, 它们仍满足方程(5)式, 边界条件采用(4)式(此处径向速度与矢径 r 方向相同不用加负号), 仿照上述的方法求解, 可得

$$\left. \begin{aligned} u_r &= r_0 u_{r_0} / r \\ \frac{ru_\theta}{r_0 u_{\theta_0}} &= \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\beta+2} \\ \frac{1}{\rho} (p - p_0) &= \frac{u_{r_0}^2}{2} (1 - r_0^2 / r^2) + \frac{u_{\theta_0}^2}{2(\beta+1)} \left[\left(\frac{r}{r_0} \right)^{2(\beta+1)} - 1 \right] \\ u_z &= Q / F_i \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中, $\beta = r_0 u_0 / \nu_0$; Q 为旋动射流的流量; F_i 为 0-0 截面的截面积。

(11)式表示旋动射流从内向外流动($r \geq r_0$)的速度、压力表达式, 它们在旋动射流的外边界仍应满足速度和压力的边条件。

流体质点在空间运动的合成速度为

$$u = \sqrt{\frac{r_0^2 u_{r_0}^2}{r^2} + u_{\theta_0}^2 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2(\beta+1)} + \left(\frac{Q}{F_i} \right)^2} \quad (12)$$

(12)式可决定旋动射流空间运动的轨迹。

3 旋流雾化理论的探讨

旋流雾化的传统理论认为: 当高压液流在喷头内旋转流动, 经喷嘴向半空间喷射; 旋

^D 从实验观察发现, 强制涡区域呈线状很微小锥体, 因而可令 $r_0 \rightarrow 0$ 接近于中心轴

转射流喷射的离心力将克服液体表面的张力,在半空间按一定的锥角形成一个旋动圆锥膜流动.随着旋转射流锥膜断面直径的增大,旋转锥膜厚度便不断减薄,直至外层锥膜旋动流体的离心力与锥膜表面的收缩张力相平衡为止;此时射流直径不再扩大,锥膜厚度不再减薄了,但在外界雾化力(例如液-气分子的冲击力、空气介质的阻力等)作用下,锥膜将被破碎,形成许多细小的球形液滴而分散流动,达到雾化作用.这种雾化理论以旋转离心力作为雾化的决定因素,仍属转圈理论^[2,3]的范畴,未考虑流体径向速度、压力变化等的影响.由于旋转射流三维流场的复杂性,该理论未能真实反映雾化的机理.

本文重新探讨旋流雾化理论,首先研究喷头内部流场的结构:由外向中心方向旋动,在中心附近出现锥形线状的强制涡,在喷口中心附近流体得到充分的加速,然后从喷口形成旋动射流向前喷射,运动轨迹是从内向外作空间螺旋运动,考察了喷头外部的流场结构.其次建立旋动流体的运动微分方程,在喷头内、外部微元段计算速度和压力,充分考虑了离心力($\rho u_{\theta}^2/r$),径向速度动压力 ρu_r^2 ,Magnus力及流体压力沿 r 向变化对动力学方程的影响.第三,从喷咀出口0-0—2-2截面微元段计算的旋流速度和压力表达式(11)表明:径向速度 u_r 随着 r 的增加而减小;环向速度 u_{θ} 随着 r 而增大,即旋流对中心轴的动量矩(ru_{θ})增大,射流半径不断增大;另一方面,流体压力 p 随着 r 增大而升高,当到达旋转射流外层边界时,应满足 $p=P_a$ (P_a 为大气压力)受到此条件的限制.由此可以决定旋流外边界半径 r 和旋动流体的雾化角.因此旋动流体雾化理论应该建立在流场结构分析及动力学方程基础上,旋动流体在离心力、径向速度的动压力,Magnus力,压力梯度变化和液体与气体分子的冲击力以及气体的阻力使液体充分破碎,形成无穷多的分散小液珠流动,达到雾化效果.

4 实验测试及应用

根据上述的理论分析,对设计的旋流喷头进行了一系列试验,研究结果如下:

(1) 喷咀内部旋流流场对雾化作用影响很大.选取如图1所示的喷头结构,当舌针接近喷口时,1-1至0-0截面锥形腔室减小,雾化效果好,出现所谓“软雾”;液体被充分雾化如图2所示.当舌针至喷口的距离增加时,1-1至0-0截面锥形腔室增大,雾化效果稍差,出现所谓“硬雾”状况(见图3);当舌针远离喷咀时,喷头内部旋流流场消失,出现普通的射流水柱^[1].我们选取 $\varnothing 1.2$ 喷咀,在2.0 MPa水压力进行的试验,实测“软雾”、“硬雾”及“水射流”的张角及射程,见表1.

表1 旋转液体射流雾化和水射流的工况

Tab.1 Working case of the water jet and atomisation of swirl-liquid jet

工 况	张角	射程/m	水滴粒径/ μm	备 注
软 雾	42°06'	4.0	80	
硬 雾	33°18'	6.5	150	
水射流	3°24'	8.5	/	

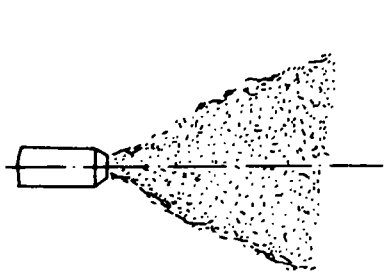


图2 “软雾”状态

Fig. 2 The state of minute droplet (fog)

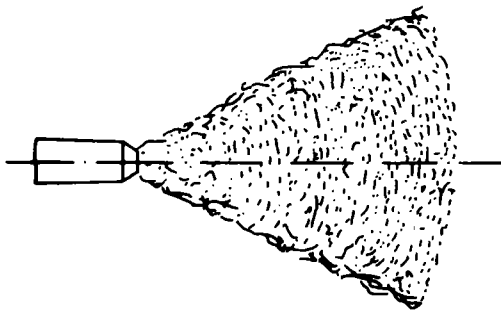


图3 “硬雾”状态

Fig. 3 The state of very small droplet (fog)

(2) 液体压力(高压水泵或液泵的压力)对雾化作用有重要的影响。当液流压力较低时(小于0.1 MPa),旋转射流在喷咀出口出现鼓泡麻花状的流动;随着压力的升高(达到0.3 MPa以上),呈现低压射流喷雾,雾化角小,分散成雾粒粒度大,射程较短;离开喷咀一段距离很快进入衰减区。当液体压力超过2.0 MPa时,旋转射流离开喷咀很短的距离就分散成微细的雾珠,并与周围的空气介质剧烈地进行动量交换,具有卷吸作用形成一股雾粒气流。随着流体压力继续升高,例如超过6 MPa,卷吸作用更加强烈,可将含尘的气体从旋流外边界吸入雾化区,未明显出现低压时所出现的衰减区。随着旋流压力的不同,射流的雾化角也有所改变。旋转射流外边在空间形成回转对称的曲面,投影到平面上为与中心轴对称的曲线,并且由于雾化通常是不连续曲线,但在出口很小微元段呈现圆锥状,投影到平面上为与中心轴对称的倾斜直线,两直线的交角,即为需要测量的雾化角。表2给出喷咀 $\varnothing 1.0\text{mm}$,倒角 45° ,不同的流体压力下测量得到的雾化角。

表2 旋转液体射流的压力和雾化角的关系

Tab. 2 Relationship between pressure and atomisation angle of the swirl-liquid jet

流体压力 (MPa)	2	2.5	5	7.5	10	12.5
雾化角	$34^\circ 58'$	$36^\circ 52'$	$40^\circ 16'$	$45^\circ 14'$	$46^\circ 51'$	$47^\circ 40'$

(3) 旋流喷头的喷咀直径对雾化效果有明显的影响,表3给出3种不同直径的喷咀,液体压力为2.0 MPa条件下实测的雾化角及射程。

表3 喷咀直径对雾化角的影响

Tab. 3 The influence of different nozzle diameter on the atomisation angle

喷咀直径/mm	雾化状况	雾化角	有效距离/m	雾粒最远距离/m
1.2	软雾	$42^\circ 06'$	>3	4.2
1.0	软雾	$34^\circ 58'$	>3	3.7
0.8	软雾	33°	>2.8	3.5

通过上述的理论分析与实验研究,作为流体工程上的应用我们设计了1PQ微型喷雾清洗机,计算喷咀出口旋转射流及水射流的速度,计算旋流流量和流体压力,用数值模

拟法计算雾化角、雾化指标和水射流的技术指标, 决定喷咀的几何尺寸及喷头结构(计算过程从略)。我们设计的图纸, 已制造样机投入生产使用。1992年1月, 经国家教委委托中山大学主持, 进行了技术鉴定, 认为: “该喷雾清洗机具有体积小, 移动灵活, 重量轻, 能耗小, 水射流集中, 清洗能力强, 雾化性能良好, 具有雾化和清洗两全功能的特点, 填补了国内微型喷雾清洗机的空白”。并已成功地应用于园林、农田、蔬菜、果园的喷洒农药的喷淋灌溉; 应用于各种机动车辆的清洗; 应用于化工、食品行业各种容具和生产线设备的清洗等, 用途十分广泛。

本文对液体旋流雾化的理论与实验研究, 还可以应用于水泥厂沸腾炉烘干机烟囱的除尘装置; 应用于燃油工业炉的燃烧喷咀的设计, 具有重要的实用价值。

参 考 文 献

- 1 Guo Jinji, Zhan Sheng. Fluid Field Numerical Simulation of the Jet System. Chinese Journal of System Engineering and Electronics. 1993, 3 (3): 62~69
- 2 冯伯华主编. 化学工程手册, 第5卷21篇, 北京: 化工出版社, 1989. 21~84
- 3 郭金基, 张应元, 扬宗炼. 液-气(固)旋流器流场的测定和分离粒径的计算. 水动力学研究与进展, A辑, 1991, 6 (增刊): 89~94

The Calculating Theory and Experimental Studies of the Atomisation with Swirl—liquid Jet

Guo Jinji* Zhang Kangzhi Wang Guoji Chen Minjian

Abstract The paper presents flow states of the swirl fluid inside the sprayer and swirl—liquid jet outside the sprayer with Navier—stokes hydromechanics equations. Using some hypothetic condition for velocities in the small element bodies, the analytical solutions of the velocities and pressure have been obtained. The atomisation theory of the swirl—liquid jet is studied and influence spraying main factors are discussed. We observe spraying states and measure atomisation angle by an experimental method. Examples are also given.

Keywords swirl—liquid jet, swirl fluid, sprayer, atomisation

* Department of Mechanics, Zhongshan University, Guangzhou 510275