

郭维东, 张 杰, 李 翔, 等. 毫米级低速圆管自由射流的空中形态分析[J]. 沈阳农业大学学报, 2024, 55(5): 565–573.

GUO Weidong, ZHANG Jie, LI Xiang, et al. Aerial shape analysis of millimeter-scale low-speed free jets in circular tubes[J]. Journal of Shenyang Agricultural University, 2024, 55(5): 565–573.

毫米级低速圆管自由射流的空中形态分析

郭维东¹, 张 杰¹, 李 翔², 鲜鹏程³, 王冰欣¹

(1. 沈阳农业大学 水利学院, 沈阳 110161; 2. 中冶沈勘工程技术有限公司, 沈阳 110169;

3. 中国电建集团成都勘测设计研究院有限公司, 成都 611130)

摘 要:自由射流是各类机械设备和管路设施中的常见现象,对毫米级圆管低速射流空中形态的研究,可以为射流距离、水流入水姿态和相应消能及噪声的分析提供依据。为探索毫米级圆管低速射流空中形态,分别以4, 5, 6 mm圆管射流为对象,研究不同低速、圆管直径对射流连续及破碎的影响。采用高速摄像机捕捉射流破碎点和破碎水滴变化,测量并分析流速、连续长度和破碎水滴直径的特征以及无量纲雷诺数 Re 和韦伯数 We 的关系。结果表明:在管径相同时,射流连续长度随出口流速的增大而增长;随着管径变大,连续长度增加的幅度变小;在流速相同时,连续长度随着喷嘴内径增大而减小。射流连续长度随雷诺数 Re 、韦伯数 We 的增大而减小,在 $We=3\ 000\sim 3\ 500$ 附近由曲线关系变为直线关系,拟合出射流连续长度与 We 的关系式。具体描述破碎水滴的聚合过程,分析破碎后的主水滴与卫星水滴的大小、聚合方式及振动特点,其中,水滴大小与喷嘴内径存在线性关系,均随着喷嘴内径的增加而增大,卫星水滴的大小基本符合Rayleigh线性不稳定理论预测产生液滴尺寸,不同的聚合方式会导致射流掺气量的不同,为不同条件下的水流入水姿态及相应消能与降噪提供参考,并得到水滴平均振动周期为25.67 ms。

关键词:自由射流;低速射流;连续长度;破碎水滴;无量纲数

中图分类号:TV76

文章编号:1000-1700(2024)05-0565-09

文献标识码:A

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



Aerial Shape Analysis of Millimeter-scale Low-speed Free Jets in Circular Tubes

GUO Weidong¹, ZHANG Jie¹, LI Xiang², XIAN Pengcheng³, WANG Bingxin¹

(1. College of Water Conservancy, Shenyang Agricultural University, Shenyang 110161, China;

2. Metallurgical Prospecting Engineering Technology Co. Ltd., Shenyang 110169, China;

3. Power China Chengdu Survey, Design and Research Institute Co. Ltd., Chengdu 611130, China)

Abstract: Free jet is a common phenomenon in various types of mechanical equipment and pipeline facilities. The study on the air morphology of low-speed jet in millimeter round pipe can provide a basis for the analysis of jet distance, water inflow attitude, energy dissipation and noise. In this study, the aerial shape of low-speed jets in circular tubes with millimeter-level diameters was investigated. The effects of different low speeds and tube diameters on jet continuity and breakup were examined using 4, 5, and 6 mm round tube jets. A high-speed camera was utilized to capture changes in the jet breakup point and broken water droplets. The analysis included measuring and analyzing the flow velocity, continuous length, and broken water droplet diameter, as well as their relationship with the Reynolds number (Re) and the Weber number (We). The findings indicate that, when the pipe diameter is constant, the continuous length of the jet increases with the outlet flow rate. However, as the pipe diameter increases, the increase in the continuous length becomes smaller.

收稿日期:2024-05-23

基金项目:国家自然科学基金项目(41602247)

第一作者:郭维东(1969-),男,博士,教授,博士生导师,从事水力学及河流动力学研究,E-mail:1990500008@syau.edu.cn

Additionally, when the flow rate remains the same, the continuous length decreases as the inner diameter of the nozzle increases. Moreover, the continuous length of the jet decreases with increasing Re and We numbers. Notably, when We is in the range of 3 000 to 3 500, the relationship changes from a curve to a straight line. The polymerization process of broken water droplets is described in detail. A fitting relationship between the continuous length of the jet and We is provided. Furthermore, the study analyzed the size, aggregation method, and vibration characteristics of the broken main water droplets and satellite water droplets. A linear relationship exists between the size of water droplets and the inner diameter of the nozzle, both of which increase proportionally with an increase in the inner diameter of the nozzle. The size of the satellite water droplets is approximately in line with the size anticipated by Rayleigh's linear instability theory. Various polymerization methods result in different levels of air mixing, offering insights into water inflow posture, energy dissipation, and noise reduction under varying conditions. The vibration period of the water droplets was determined to be 25.67 ms.

Key words: free jet; low-speed jet; continuous length; breakup droplet; dimensionless numbers

自由射流是各类机械设备和管路设施中的常见现象,如射流破岩、农业喷灌、液体燃料雾化、挑流消能、微丸滴制等^[1-4],其广泛应用于农业、工业、水利、医药、航空航天等诸多领域。国内外学者从未停止对射流的探索过程。

早在1878年,RAYLEIGH^[5]对非黏性圆射流进行理论分析,认为表面张力是射流破碎的主要原因。WEBER^[6]在进一步考虑黏性力的作用后,认为气动力是破碎的主要因素,并提出韦伯数来指导研究。OHNESORGE^[7]在此基础上,将喷嘴直径,液体密度等多种参数考虑在内,提出欧尼索数作为破碎参数之一。以上为成为现代射流理论发展的支撑。

自由射流主要是自身的射流行为,其演变行为的差异与射流喷嘴的构型有关^[8],且喷嘴直径显著影响着破碎时间和破碎长度^[9]。学者们常通过改变喷嘴构型来获取不同的射流破碎情况,圆管是其中常见的构型。蒋越等^[10]分析比较了正三角形、正四边形等异形喷嘴与圆形喷嘴射流破碎长度的差异,指出圆形喷嘴射流破碎长度介于三角形与四边形喷嘴之间。高亚斌等^[11]在分析圆形喷嘴水射流流场及形态结构特征时,将圆形喷嘴水射流结构分为初始段、过渡段、基本段和消散段。此外,ZHOU等^[12]利用数值模拟分析了添加不同扰动频率对圆射流表面波的演化过程。而在圆射流的破碎过程中,杨明慧^[13]认为液体可压缩性在射流的分裂与雾化过程中所起到的不稳定作用很小。ZHAN等^[14]则认为液体流速是射流破碎的主要条件。对于其破碎后的流场特征,李霄月^[15]利用数值模拟低速圆射流,发现随着 We 增大,气动力对破碎的影响更大,射流破碎由Rayleigh模式变为风生破碎模式。SALLAM等^[16]研究了高速圆柱射流破碎,得到了破碎长度随韦伯数的变化关系。在完整的概括方面,VAN HOUT等^[17]系统地阐述了同轴圆形射流的近场流动特性。曹建明等^[18]对液体喷射的不稳定性理论进行了系统的总结,并指出瑞利波在射流破碎中起主导作用。

而对于射流破碎后形成水滴的过程,学者们使用多种方法探究其运动规律以及流场特点。CHEN等^[19]在1964年对射流破碎进行研究,得到了破碎后的液滴尺寸会随着韦伯数和雷诺数的增大而增大的结论。GRANT等^[20]采用量纲分析法对圆射流进行研究,发现射流破碎后的液滴尺寸与射流破碎长度呈负相关关系。万云霞等^[21]借助高速摄像机分析了在Rayleigh模式下卫星液滴和主液滴形成过程及运动规律,指出小卫星水滴的形成类似经典的 $1.89 d_0$ 理论。赵若霖^[22]以甘油水溶液作为试验液体,探究射流中主水滴的形成,发现射流产生的主水滴与滴头孔径和液面高度成正相关,且滴头内径对其影响作用更大。此外,主液滴体积随着表面张力的增加而增加,伴随液滴(即卫星水滴)体积随表面张力增加而减小。

从现有的研究来看,探索射流破碎的完整演化过程包括射流振荡、断裂、产生液滴等对周围流场的变化对生产生活具有指导意义。本研究拟对Rayleigh模式下毫米级低速圆射流进行研究,着重分析其空中形态变化对流场的影响。一方面,空中形态变化直接关系着射流的入水姿态,不同入水姿态产生噪声各异;另一方面,射流破碎后,破碎水滴的聚合及振动方式会导致空气掺混程度不同,进而影响射流的紊动差异,对入水后噪声的影响不同。简而言之,探索空中形态可以为不同射流距离、水流入水姿态和相应消能及噪声的分析提供依据。本试验针对毫米级圆管,对其低速射流时空中形态进

行分析,通过改变出口流量,研究不同条件下低速射流破碎特性,并对连续长度与破碎后水滴形态特性进行分析,利用高速相机捕捉低速射流破碎过程,对其进行描述,探讨 We 、 Re 等特征参数对连续长度的影响,并对破碎后卫星水滴、主水滴的大小、聚合方式等加以说明。

1 材料与方 法

试验装置分为低速圆管射流系统、摄像系统两部分(图1)。

低速圆管射流系统由恒压水箱、固定钢支架、5 000 mL 受纳烧杯、刻度尺、米尺组成。恒压水箱底部安装射流喷嘴,喷嘴内设流量调节阀。试验使用3种不同尺寸的圆孔喷嘴,喷嘴孔径大小均匀、内表面光滑且无毛刺,内径 D 分别为4,5,6 mm,5种不同阀门开度 e 分别为0.2,0.4,0.6,0.8,1.0,为试验提供15种不同出口流量 Q_j (表1)。将10 L压力水箱注水至5 L位置,调节不同阀门开度保持3 s,使用体积法测得不同工况下的出流流量。

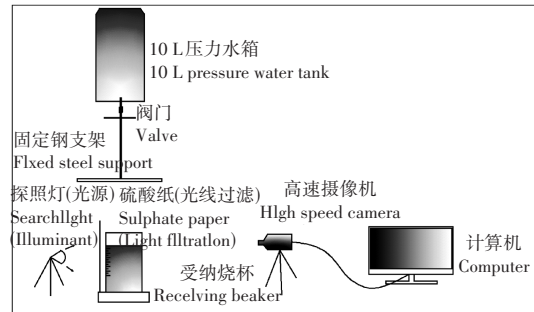


图1 低速圆管射流试验装置示意图

Figure 1 Schematic diagram of the low-speed jets in circular tubes test setup

表1 低速圆管射流试验工况

Table 1 Test condition of low-speed jets in circular tubes

喷嘴内径/mm Nozzle inside diameter	阀门开度 Valve opening degree				
	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
4	Q_{11}	Q_{21}	Q_{31}	Q_{41}	Q_{51}
5	Q_{12}	Q_{22}	Q_{32}	Q_{42}	Q_{52}
6	Q_{13}	Q_{23}	Q_{33}	Q_{43}	Q_{53}

试验开始前通过米尺和刻度尺量取来控制下落高度,其中米尺最小刻度为1 mm,量程为3.0 m,刻度尺最小刻度为1 mm,量程为30 cm。将恒压水箱放在可调节高度的固定钢支架上,下方放置5 000 mL受纳烧杯,调节阀门使连续水流沿竖直方向稳定下落至烧杯水面中心位置,方可进行拍摄。试验水温为6 °C,水的密度为1 000 kg·m⁻³,表面张力系数 σ 为3.64×10⁻³ N·m⁻¹,黏性系数 μ 为1.175×10⁻³ Pa·s。

摄像系统由奥林巴斯高速摄像机(10 000 帧·s⁻¹)、图像采集软件、硫酸纸、计算机以及1 000 W 钨丝探照灯构成。摄像机配备尼康F-mount 镜头并使用i-SPEED Suite 图像处理软件进行驱动,设置分辨率为1 280×1 024,最佳帧数为500 帧·s⁻¹,录制时间为4.67 s。探照灯为试验的摄像系统提供光源,以获取更加清晰明亮的视野。硫酸纸可汇聚探照灯的散射光线且减少烧杯的反射光线,提高摄像系统采集照片质量。

2 结果与分析

水流(由于是向下的竖直流动,可形象地称为水柱)从管口流出后,在到达受纳水体表面前,由于受到管口初始扰动和掺气扰动的作用,水柱表面会产生不规则的扰动波^[5]。随着射流沿着竖直方向下落,表面扰动波波幅将逐渐变大,形成波峰和波谷;波峰处水柱粗短,而波谷处水柱细长;当细长水柱表面张力不足以抵抗惯性和掺气扰动,会在其某处断裂,亦称破碎;通常波峰处破碎水滴的体积较大,称为主水滴;而波谷处破碎水滴的体积较小,称为卫星水滴。如上,连续密实的水柱在远离管口的某个位置发生断裂,破碎变为水滴,该位置称为初始破碎点,然后以破碎水滴的形态跌入受纳水体。从管口至初始破碎点,水流是连续的状态,这里称这段距离为连续长度,记作 L_c ;从初始破碎点至受纳水体表面,水流是断续、破碎的状态,称这段距离为破碎长度,记作 L_b ;而以往文献中对破碎长度、连续长度的定义与这里正相反,易引起歧义,多有不妥。当管口过于靠近水面时,距离过短,水流尚未破碎,即已射入受纳水体,这时水流只会表现出连续段,而没有破碎段^[23]。连续水流和破碎水滴入水时

形态各异,在空中掺混气体程度不同,对水噪声产生有不同影响^[24]。

低速圆管射流的流速大于滴流模式的临界流速时,射流运动进入RAYLEIGH模式。射流会保持相当长一段连续长度,一般受流量和出口直径影响,与射流速度近似呈线性关系,射流速度越大,连续长度越长。

2.1 水流连续长度分析

为避免混淆,在此分析过程中,GRANT等^[20]和李珍妮^[25]研究中的破碎长度即为本研究定义连续长度。

2.1.1 不同喷嘴内径(4,5,6 mm)对出口速度的影响 由图2可知,不同喷嘴内径4,5,6 mm下,出口速度为0.23~2.34 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$,水流连续长度为87.096~113.622 mm,连续长度随出口流速的增大而增长;喷嘴内径不同时,变化趋势一致。从能量的角度来看,水流本身具有惯性,与空气的相对速度差产生摩擦阻力,作用于周围静止的空气,造成气体流场的扰动使水柱产生波动。出口速度越大,水流获得的初始动能越大,同时,在重力作用下,势能转化为动能,抵挡破碎的能量越大,破碎点出现的越晚,连续长度增大。在相同流速下,连续长度随着喷嘴内径增大而减小。与李珍妮^[25]研究中的喷嘴内径0.3,0.6,0.9 mm比较,其连续长度偏大,且随管径的变化幅度也小。可以推断,在0.9~4.0 mm不符合正相关规律。

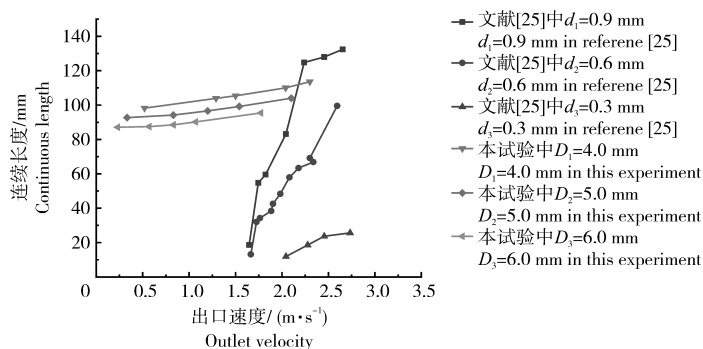


图2 不同喷嘴内径下连续长度与出口速度的变化规律

Figure 2 Changes of continuous length and outlet velocity under different nozzle inner diameters

随着出口速度增加连续长度增加,但连续长度增加的幅度,随管径增大而变小。在喷嘴内径0.6 mm和0.9 mm条件下,连续长度随出口速度变化趋势相似,而0.3 mm时却不同,说明在0.3~0.6 mm有转折突变点。

2.1.2 韦伯数 We 、雷诺数 Re 的影响 单束水流空中运动受惯性力、表面张力、空气阻力以及黏滞力共同作用而展现出不同的形态,可引入无量纲数韦伯数 We 、雷诺数 Re 对其空中破碎状态进行分析。韦伯数 We 代表惯性力与表面张力量级的比值,其值越大,则表面张力越小。由图3可知,随韦伯数 We 的增大,无量纲连续长度 L_c/d 逐渐减小,这是由于射流的表面张力越小,越难以维持其形态,表面张力对射流的稳定作用逐渐减弱。射流破碎点的位置随着 We 的增大逐渐提前,连续长度逐渐减小。在 We 处于3 000~3 500存在某一拐点区,该区左侧为二次曲线,而右侧为直线变化。其拟合关系式分别为: $L_c/d=28.05-0.0049We+4.562We^2, R^2=0.9854$;和 $L_c/d=19.114-7.136We, R^2=0.99693$ 。

由图4可知,无量纲连续长度 L_c/d 与雷诺数 Re 呈现负相关关系,且点据分布带宽较大。雷诺数为惯性力与黏滞力的比值,黏滞力在液体射流的破碎中起着稳定的作用。在相同的雷诺数 Re 下,无量纲连续长度随着管径的增加而增大。这是由于管径越大,射流所携带的能量越大,在黏滞力与惯性力保持相对稳定的情况下,能量被消耗完的时间越长,破碎点的位置相对靠后,连续长度较大。

2.2 破碎水滴形态特性分析

2.2.1 破碎水滴间的聚合方式 连续水流破碎成水滴后形成的主水滴与卫星水滴在运动过程中可能单独存在(图5),也可能相互聚合(图6)。由于重力、阻力和表面张力的不均衡作用^[26],聚合方式主要表现为后方追击(图6~图8)、前方吸附(图9)两种不同形式。聚合后的大水滴在形态、体积、质量、速度等方面会发生较大的变化,进而影响破碎水滴在空中的掺气过程以及入水过程。

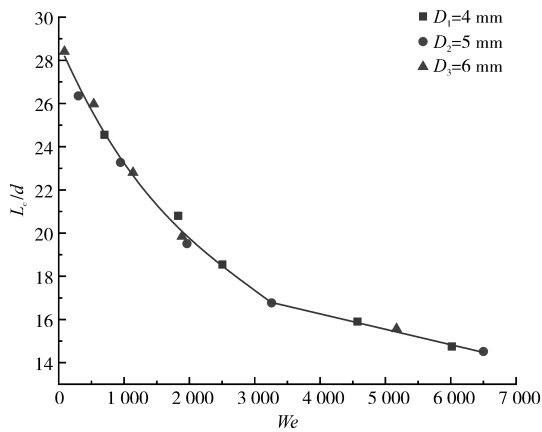


图3 无量纲连续长度随We的变化规律

Figure 3 Variation of dimensionless continuous length with We

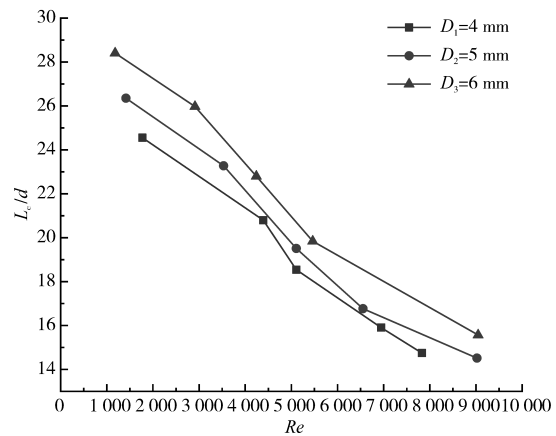


图4 无量纲连续长度随Re的变化规律

Figure 4 Variation of dimensionless continuous length with Re

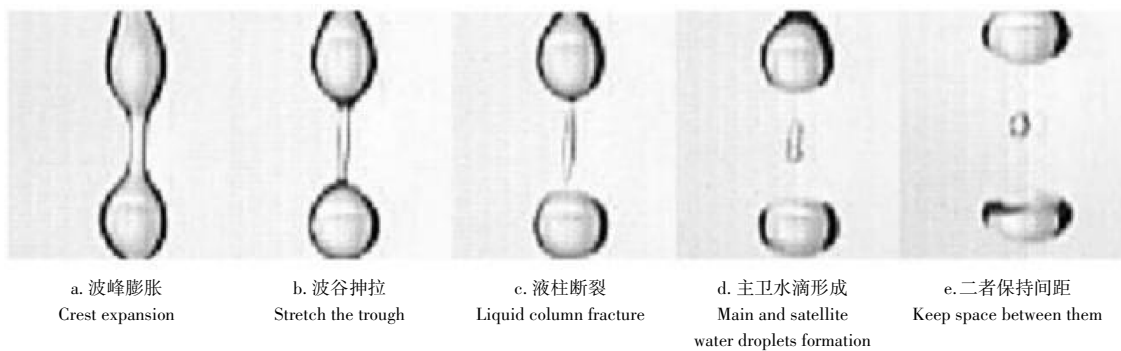


图5 主卫水滴不聚合

Figure 5 Main water droplets do not converge with the satellite water droplets

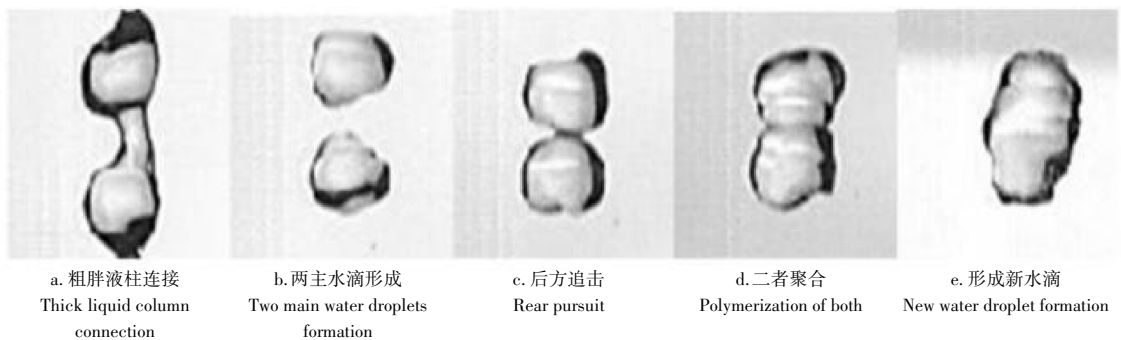


图6 主水滴后方追击聚合

Figure 6 Main water droplet pursues the polymer behind it

图5为主卫水滴不聚合,在多种力的共同作用下,射流波峰膨胀,在重力作用下拉成椭球形,波谷收缩变得细长,射流开始破碎,波峰脱落形成液滴后,又在表面张力作用下恢复为球形。波谷处抻拉出细长液柱,从中间断裂继而形成卫星水滴,二者之间保持在某个恒定的间距,速度差达到一个相对稳定的状态,以不聚合的方式继续向前运动。

图6为两主水滴聚合,射流两个波峰之间以一种相对粗胖的液柱连接,收缩断裂后受到抻拉较小,压力较小,未形成卫星水滴,而后两主水滴直接发生聚合。两液滴接触瞬间,接触点处的气液界面为凹液面,在表面张力和重力的共同作用下,两液滴内液体迅速向液滴接触点凹液面流动,液滴开始碰撞聚合,两液滴碰撞后产生的振荡将造成液滴内部的黏性耗散,其能量来自于液滴聚合后,气液界面总面积的减少而释放出的表面能。振荡停止后,两液滴聚合完毕,继续向下运动^[27]。

图7~图8为主卫水滴后方追击聚合,此种情况下,波谷处抻拉出的细长液柱相对前两种情况来说并不均匀,近似“漏斗形”,从尾端断裂,断裂后形成的卫星水滴靠近后方主水滴,由于受到空气阻力的作用,速度较慢,很快被后方主水滴追上完成聚合。

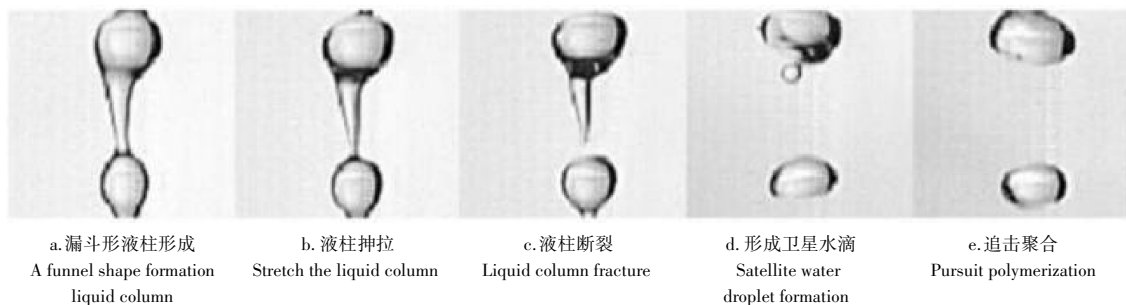


图7 主卫水滴后方追击聚合

Figure 7 Satellite water droplet is chased and aggregated by the rear main water droplet

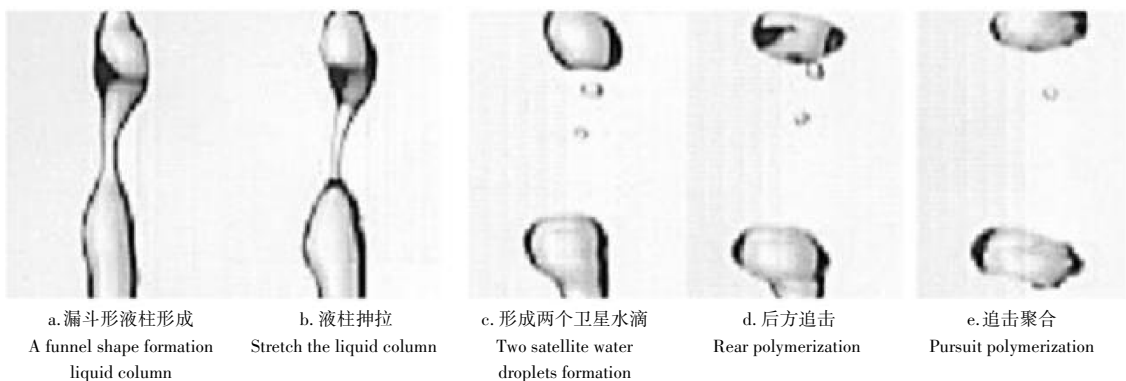


图8 一主二卫水滴后方追击聚合

Figure 8 Two satellite water droplet is chased and aggregated by the rear main water droplet

图9为主卫水滴前方吸附聚合,此种情况下,波谷处抻拉出的细长液柱近似为“蝌蚪形”,头部与前方主水滴快速吸附聚合,过程与两主水滴聚合过程类似,而尾部速度较慢,断裂形成卫星水滴,靠近前方主水滴。在重力与惯性力的作用下,卫星水滴迅速向主水滴侧靠近并被吸附完成聚合。

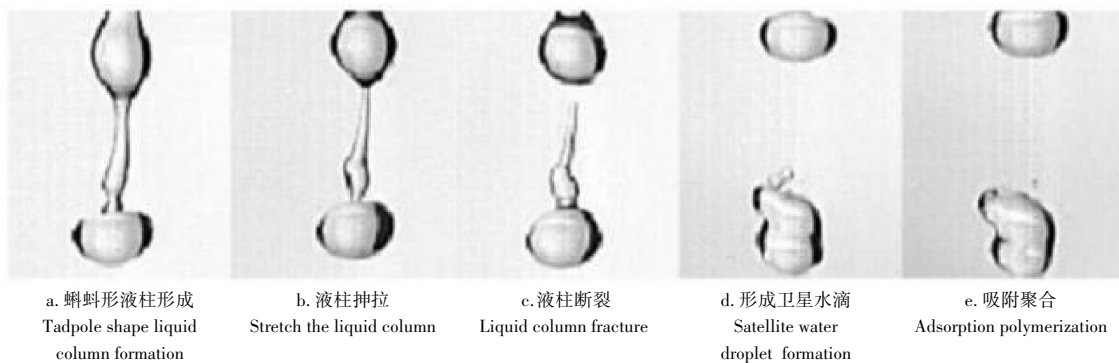


图9 主卫水滴前方吸附聚合

Figure 9 Satellite water droplets are adsorbed and polymerized by the main water droplets in front

2.2.2 破碎水滴的振动周期 不同喷嘴内径下的破碎水滴在重力、表面张力以及空气阻力的共同作用下会进行周期性振动^[15]。以主水滴为例,选取不同喷嘴内径下典型振动周期为例进行说明。由图10可知,水滴受到扰动破碎后,以竖向长轴椭球体、圆球、横向长轴椭球体、圆球、竖向长轴椭球体的形态进行周期性振动,振动周期分别为: $T_1=20\text{ ms}$, $T_2=26\text{ ms}$, $T_3=31\text{ ms}$ 。详细过程分析为:初始时刻,水

滴自波谷处断裂后,在惯性的作用下还保持着类似与波峰的形状,即竖向长轴椭球体的形状;待水滴轴向直径达到最大时,表面张力占主导作用,水滴恢复为球形形状;继续向下运动时,由于受到空气阻力的影响,表面张力不足以维持水滴球形形状,发生压缩变形,变形量增加,变为横向长轴椭球体;待水滴轴向直径达到最大时,在表面张力的影响下,水滴再次恢复为球形;在重力与空气阻力的作用下,水滴在竖直方向上发生压缩变形,呈竖向长轴椭球体,此后,开始新一轮的周期振动变化。

水滴振动周期随喷嘴内径增大而增大。这是由于喷嘴内径越大,破碎水滴粒径越大,水滴的动能与表面能越大,从而为水滴振动提供更多的能量,周期越长。试验结果显示,水滴平均振动周期为 25.67 ms,且随水滴粒径增大而增大。

2.2.3 破碎水滴大小分析 如上所述,射流受到不规则扰动后,形成一定的波动,波峰处水流粗胖,断裂后形成主水滴,波谷处水滴细长,掐断后形成卫星水滴。由图 11 可知,主水滴直径为喷嘴内径的 1.3 倍,与 Rayleigh 线性不稳定理论研究预测的射流破碎产生液滴尺寸大致符合。

由图 12 可知,卫星水滴平均直径为喷嘴内径的 0.16~0.22 倍。分析卫星水滴的形成需要进一步考虑破碎成卫星水滴前的细长圆柱射流尺寸。以喷嘴直径 $D=4$ mm 为例(图 13)。波峰波谷交错迭起,受到阻力、黏滞力、表面张力等多种力的作用,波谷处逐渐被抻拉的细长,由于轴对称表面波的作用,断裂形成细小的卫星水滴,经试验测得断裂后形成卫星水滴平均直径为 0.87 mm,波谷处细长圆柱射

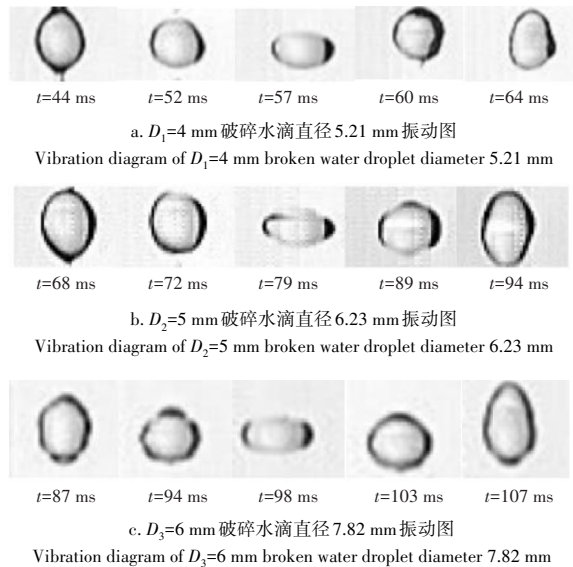


图 10 破碎水滴呈周期振荡过程

Figure 10 Periodic oscillation process of broken water droplets

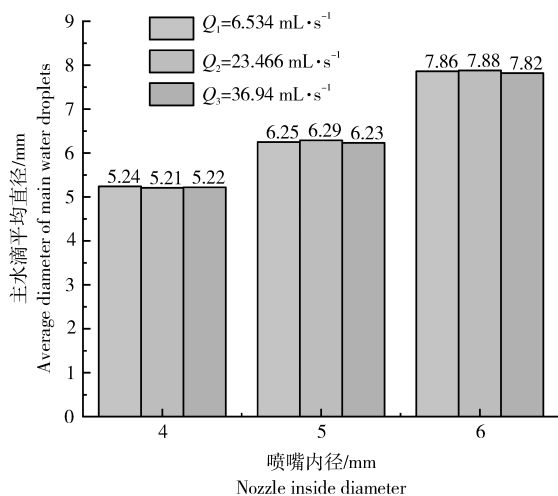


图 11 不同工况下主水滴平均直径变化规律

Figure 11 Change law of average diameter of main water droplets under different working conditions

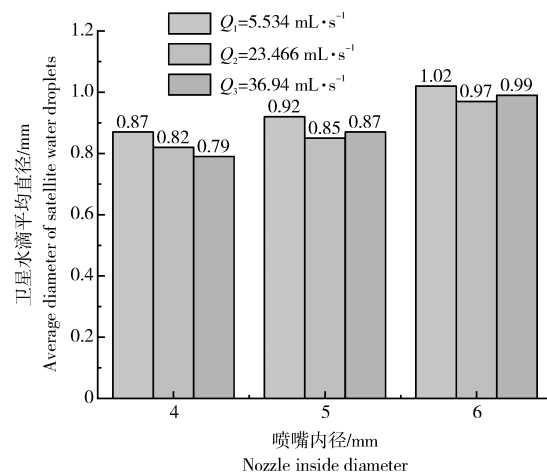


图 12 不同工况下卫星水滴平均直径变化规律

Figure 12 Change law of average diameter of satellite water droplets under different working conditions

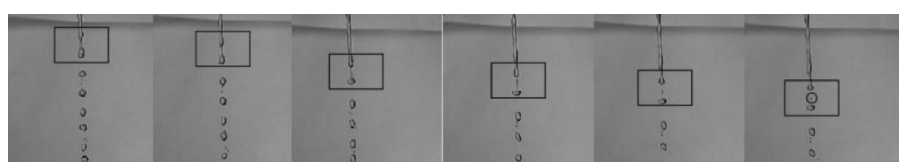


图 13 卫星水滴形成过程

Figure 13 Process of formation of satellites water droplets

流平均直径为0.503 mm,卫星水滴直径是其1.73倍。

主水滴直径是卫星水滴的5.9~8.2倍,主水滴、卫星水滴直径均随喷嘴直径的增大而增大。主水滴与卫星水滴的形成都是由于表面波扰动传播过程中,在表面张力作用下破碎形成,验证了在Rayleigh模式下,表面张力对圆柱液体射流的破碎起到了主要作用。

3 讨论与结论

关于射流的破碎是一个较为经典的流体力学问题。本研究着重分析内径分别为4,5,6 mm的低速射流破碎过程,从两方面入手:一方面,对射流破碎后产生的连续长度定量分析,引入特征参数韦伯数 We 、雷诺数 Re 等,探究其与连续长度的关系;另一方面,对破碎后形成主水滴、卫星水滴的运动聚合过程等进行定性描述,并对破碎水滴的振动周期、大小等深入剖析,为相应的入水消能、流场分析等提供参考。

在探究连续长度的变化时,本试验发现,随着内径的增加,射流连续长度减小,而在万云霞等^[21]的研究中连续长度随着内径的增大而增大,二者射流破碎都属于Rayleigh模式,推断管径为0.9~4.0 mm不符合正相关规律,且中间应存在着过渡区域。李珍妮^[25]的研究中3种管径对应连续长度变化明显,而本试验3种管径却不明显,说明出口速度对连续长度的作用影响程度受制于管径大小。引入 We 后,应用SALLAM等^[16]的研究中射流破碎长度公式计算,发现试验中无量纲连续长度与理论值变化趋势类似,但相差2~15倍,主要由于其射流速度相差较大。对于射流破碎的研究,还有一个较为经典的参数表征,即 Oh 数。一般研究表明, Oh 数小于0.1,破碎形态受 Oh 数影响较小, Oh 数大于0.1,破碎形态对破碎形态影响显著^[28]。经计算,本试验中 Oh 数为 $7.951 \times 10^{-3} \sim 9.738 \times 10^{-3} < 0.1$,对破碎形态影响不做过多分析。

关于探究破碎后的过程变化方面,靳自霞等^[29]在对低速液体射流Rayleigh模型下破碎的速度场与压力场进行数值模拟后发现:射流压力的最大、最小值随着破碎后液滴的脱落,始终在液滴的上部附近。这为水滴间的聚合提供了良好的压力场。而对于破碎后形成的水滴大小,RAYLEIGH^[30]在1879年对圆射流破碎进行了理论分析,并对于射流破碎形成破碎水滴的尺寸进行预测。对最大扰动波等进行推导后提出如下公式,估算射流破碎后的平均直径为: $D = 1.89d_0$,主水滴与预测尺寸稍有出入,这是由于喷嘴内径与射流破碎后的直径有所差异,射流从管嘴流出到产生主水滴之前,表面波的扰动会导致射流产生形变,射流破碎后的直径会变小。但破碎后形成的液滴尺寸与射流喷嘴半径为同一量级^[31],破碎机理相类似。卫星水滴与Rayleigh模型理论中 $1.89d_0$ 的液滴产生机理相似,预测尺寸基本一致。

毫米级低速圆管射流的破碎,主要由于不规则的初始扰动使其产生表面波,扰动变形放大后在表面张力作用下水流破碎产生主水滴和卫星水滴。单束水流连续长度随出口流速的增大而增大,但作用影响程度受制于管径大小,增加幅度随管径增大而减小;相同流速下,圆孔喷嘴内径对单束水流连续长度影响较大,连续长度随喷嘴孔径增大而减小;无量纲连续长度 L_c/d 与 We 、雷诺数 Re 呈现负相关关系。连续水流在空中破碎成主水滴和卫星水滴,破碎水滴间表现为后方追击和前方吸附两种不同聚合方式。破碎水滴常进行周期性振动,其平均振动周期为25.67 ms,且振动周期随着水滴粒径增大而增大。主水滴、卫星水滴直径均随喷嘴直径的增大而增大,主水滴直径为喷嘴内径的1.3倍,属于同一量级;卫星水滴直径是其破碎前细长圆柱直径的1.73倍,主水滴直径是卫星水滴的5.9~8.2倍。

参考文献:

- [1] 冯清,王国荣,钟林,等.非成岩水合物组合喷嘴射流破碎规律研究[J].中国造船,2023,64(4):106-119.
- [2] 张锐,刘一川,朱德兰,等.考虑射流破碎和液滴形状的喷灌水运动轨迹改进模型构建及验证[J].农业工程学报,2023,39(5):43-52.
- [3] 尹涛.射流液滴连续撞击壁面二次飞溅分析[D].杭州:杭州电子科技大学,2023.
- [4] 秦利.Rayleigh振动破碎式滴丸机的研制[D].天津:天津大学,2009.
- [5] RAYLEIGH L.On the instability of jets[J].Proceedings of the London Mathematical Society,1878(1):4-13.

- [6] WEBER C M. Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles[J]. Zamm-zeitschrift Fur Angewandte Mathematik Und Mechanik, 1931,11(2):136-154.
- [7] OHNESORGE W. The formation of drops at nozzles and the dissolution of liquid jets[J]. ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics, 1936,16(6):355-358.
- [8] 邱发成,张昊,贺世豪,等. 液体射流及其破碎特性研究进展[J]. 重庆理工大学学报(自然科学), 2022,36(6):240-246.
- [9] WU S Q, MEINHART M, PETERSEN B, et al. Breakup characteristics of high speed liquid jets from a single-hole injector[J]. Fuel, 2021,289:119784.
- [10] 蒋跃,李红,向清江,等. 异形喷嘴自由射流破碎长度及射程的实验研究[J]. 灌溉排水学报, 2014,33(增刊1):149-153.
- [11] 高亚斌,郭晓亚,向鑫,等. 圆形喷嘴水射流流场及形态结构特征分析[J]. 中国安全科学学报, 2021,31(10):82-88.
- [12] ZHOU C L, ZOU J F, ZHANG Y. Effect of streamwise perturbation frequency on formation mechanism of ligament and droplet in liquid circular jet[J]. Aerospace, 2022,9(4), DOI:10.3390/aerospace9040191.
- [13] 杨明慧. 高速圆射流的非线性稳定性分析[D]. 北京:华北电力大学, 2022.
- [14] ZHAN Y, KUWATA Y, MARUYAMA K, et al. Effects of surface tension and viscosity on liquid jet breakup[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2020,112, DOI:10.1016/j.expthermflusci.2019.109953.
- [15] 李霄月. 液体射流首次破碎的直接数值模拟研究[D]. 杭州:浙江大学, 2018.
- [16] SALLAM K A, DAI Z, FAETH G M. Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2002,28(3):427-449.
- [17] VAN HOUT R, MURUGAN S, MITRA A, et al. Coaxial circular jets: A review[J]. Fluids, 2021, 6(4), DOI: 10.3390/fluids6040147.
- [18] 曹建明,彭畅. 射流碎裂过程的不稳定性理论研究[J]. 新能源进展, 2021,9(1):55-61.
- [19] CHEN T, DAVIS J R. Disintegration of a turbulent water jet[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 1964,90:175-206.
- [20] GRANT R P, MIDDLEMAN S. Newtonian jet stability[J]. AIChE Journal, 1966,12(4):669-678.
- [21] 万云霞,黄勇,朱英. 液体圆柱射流破碎过程的实验[J]. 航空动力学报, 2008,23(2):208-214.
- [22] 赵若霖. 射流中主液滴形成机理与伴随液滴消除方法研究[D]. 天津:河北工业大学, 2020.
- [23] KUMAGAI M, ENDOH K. A note on the relationship between gas entrainment curve and its starting velocity[J]. Journal of Chemical Engineering of Japan, 1983,16(1):74-75.
- [24] 王煜,石敏,卢晓春. 过水设施水流噪声的形成机理及影响因子研究综述[J]. 水利水电科技进展, 2023,43(1):9-14.
- [25] 李珍妮. 纵向扰动控制下液体射流破碎机理的研究[D]. 天津:天津大学, 2016.
- [26] ZHANG D F, STONE H A. Drop formation in viscous flows at a vertical capillary tube[J]. Physics of Fluids, 1997,9(8):2234-2242.
- [27] 邢淑敏. 均质表面上液滴聚合的可视化实验研究[D]. 重庆:重庆大学, 2006.
- [28] 陈连华. 亚声速气流中液体横向射流雾化数值模拟研究[D]. 太原:中北大学, 2022.
- [29] 靳自霞,董宇红,周哲玮,等. 低速液体射流 Rayleigh 模式破碎的数值模拟[J]. 上海大学学报(自然科学版), 2008,14(2):161-167.
- [30] RAYLEIGH L. On the capillary phenomenon of jets[J]. Proceedings of the Royal Society of London, 1879,29:71-97.
- [31] 李帅兵,司廷. 射流破碎的线性不稳定性分析方法[J]. 空气动力学学报, 2019,37(3):356-372.
- [32] 鲜鹏程. 单束水流下落入水过程及其水噪声试验研究[D]. 沈阳:沈阳农业大学, 2023.

[责任编辑 李薇]