

文章编号: 1000-8055(2012)09-1979-09

横向气流中液体圆柱射流的破碎特性和表面波现象

王雄辉, 黄 勇, 王 方, 王少林, 刘志林

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院

航空发动机气动热力国家级重点实验室, 北京 100191)

摘 要: 采用高速摄像机对横向气流场中的圆形液体射流的圆柱破碎过程(低 Weber 数)进行了实验研究. 实验采用直射式喷嘴, 喷孔直径为 0.3 mm 和 0.5 mm, 喷嘴长径比均为 40. 实验工质采用水. Weber 数为 1.7~7, 液/气动量通量比为 3.4~83. 实验观察了表面波现象及射流破碎形成的液滴的尺寸及其速度. 观测发现, 表面波波长随着气流 Weber 数的对数的增加而线性减小. 破碎后形成的液滴直径 d_p/d_0 与 Weber 数的对数成正比. 液滴的初始 x 方向速度与 y 方向速度大小与液滴直径无关. 在实验范围内, 液滴 y 方向速度均不随 Weber 数和液/气动量通量比的变化, 约为初始射流速度的 0.94 倍; 而液滴 x 方向速度约为 0.085 倍的气流速度. 对表面波和破碎后形成的液滴尺寸及速度的研究有助于构建更精确的初始雾化模型.

关 键 词: 液体圆柱射流; 横向气流; 圆柱破碎; 表面波; 液滴直径; 液滴速度

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Breakup characteristics and surface wave phenomenon of round liquid jets in crossflows

WANG Xiong-hui, HUANG Yong, WANG Fang,
WANG Shao-lin, LIU Zhi-lin(National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine Aero-thermodynamics,
School of Jet Propulsion, Beijing University of Aeronautics and Astronautics,
Beijing 100191, China)

Abstract: An experiment was conducted to investigate column breakup process of round liquid jets in crossflow. High-speed camera was employed to observe surface wave phenomenon and the formation of droplets. The injectors used in the experiment were plain orifice nozzle and their diameters were 0.3 mm and 0.5 mm. The test liquid was tap water. Test Weber number covered the range of 1.7~7, and liquid-to-air momentum flux ratio varied from 3.4 to 83. Present results indicate that the surface wavelength, is in negative proportion to the logarithm of Weber number. With the increase of the logarithm of Weber number, the diameters of droplets increase linearly. Droplets' velocities, both streamwise direction and cross stream direction, are independent on their diameters. In the range of the experiment, droplets' cross stream velocity equals to about 0.94 v_j , and droplets' streamwise velocity is about 0.085 u_a . The results of surface wavelength and droplet's diameter and velocity can significantly improve the accuracy of primary breakup model.

收稿日期: 2011-10-12

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120921.1251.009.html>

作者简介: 王雄辉(1986—), 男, 浙江绍兴人, 硕士生, 主要研究方向为横向射流初始雾化机理. E-mail: wxionghui@gmail.com

Key words: round liquid jet; crossflow; column breakup; surface waves; droplets' diameter; droplets' velocity

符号表

d_0	射流初始直径	λ_s	表面波波长
σ	液体表面张力系数	d_p	液滴直径
v_j	液体射流速度	v_p	液滴速度
u_a	横向气流速度	v_{px}	液滴横向速度
q	液/气动量通量比 ($q = \rho_l v_j^2 / \rho_a u_a^2$)	v_{py}	液滴流向速度
Re_j	射流雷诺数 ($Re_j = \rho_l v_j d_0 / \mu_l$)	v_c	液柱射流方向速度
We_a	气流韦伯数 ($We_a = \rho_a u_a^2 d_0 / \sigma$)		

横向气流场中的液体射流雾化技术已广泛的应用到航空发动机、液体火箭发动机、柴油发动机等各种机械系统中,具有很高的应用价值。这些发动机的效率很大程度上由短距离快速燃烧效率决定,而液体雾化效率严重影响着快速燃烧效率的高低。此外,燃料雾化的好坏还影响着发动机,尤其是航空发动机的污染排放。所以研究液体射流在横向气流中的破碎过程非常必要。为了透彻理解其机理,国内外众多学者对其进行了大量的实验和理论研究。

为了构建高精度的初始雾化模型,需要知道横向射流轨迹、破碎位置、导致破碎的表面波波长以及破碎后形成的液滴的结构和运动参数,如液滴直径和液滴速度。研究初期,学者更关注横向射流破碎的宏观参数,如射流轨迹^[1]、射流穿透深度^[2-3]等。国内的朱英等人^[4-5]也对横向气流场中圆柱破碎模式进行了实验研究,总结了射流轨迹、射流摆动量的经验关系式,并提出了光滑段长度的概念。随着对破碎机理的进一步探究,发现表面波是引起液柱破碎的一个很重要的原因,得到了很多学者的关注。Ingebo^[6]将出现在射流上的波分为毛细波(capillary wave)和加速波(acceleration wave),并以 Weber-Reynolds 数($We \cdot Re$)为判断标准,两种波的临界转换数为 106。而 Mazallon 等人^[7]将横向射流上出现的波分为圆柱波和表面波,且两种波的波长均只随 Weber 数的变化,即 $\lambda_c/d_0 = 16.3We^{-0.79}$, $\lambda_s/d_0 = 2.82We^{-0.45}$ 。Ng 等人^[8]对上述结论分析后指出 Mazallon^[7]对不同破碎模式下的表面波波长用同一个拟合公式,造成拟合公式与实验点线性相关性不强。在此基础上 Ng 等人^[8]总结了袋式破碎模式下的表面波波长与 Weber 数的关系式,线性相关系数有所提高,达到 0.62。在理论推导上,

WANG 等人^[9]用不稳定性理论方法推导出当波数为 0.7 时,表面波增长率达到最大值。

破碎后形成的液滴的性质,包括液滴直径及其速度,是初始雾化的一个重要研究内容。它决定着液滴空间的分布,液滴二次雾化能否进行以及二次雾化的破碎模式。这间接决定了最终的雾化结果。国内外不少学者在这方面进行了研究。Sal-lam 等人^[10]发现破碎后,液滴速度分布和它们的尺寸无关,其流向分速度约等于液体在喷嘴出口处的速度。而气流方向的分速度却比同方向的液相特征速度大。Aalburg 等人^[11]根据实验测量得到液滴速度 v_p 与初始射流速度 v_j 成正比,横向速度 u_p 与液柱横向特征速度 u_1 成正比,即

$$v_p/v_j = 0.6, \quad u_p/u_1 = 4.27$$

其中

$$u_1 = (\rho_g/\rho_l)^{1/2} u_\infty$$

虽然很多学者对表面波和液滴性质进行了研究,但结论仍不够完善。本文将对这两个问题进行研究探讨,旨在深化对它们的理解,从而构建高精度的初始雾化模型。

1 实验系统

本文实验采用的暂冲式风洞及供液系统如图 1 所示,与文献^[12-13]采用相同的实验台。气流所用高压气源为北京航空航天大学热动力工程研究所压气站储气罐,最高工作压力为 0.7 MPa,气罐容积为 250 m³。实验观测段尺寸为高 100 mm×宽 40 mm×长 600 mm,观测段四面均为有机玻璃,便于观测、实验拍摄及光源提供背景光。在观测段入口为 60 mm 处装有总静压 U 型差压计(测量误差为 ±5 Pa),用来测量气流速度。液路供液系统采用高压空气挤压式,高压空气储存在高压

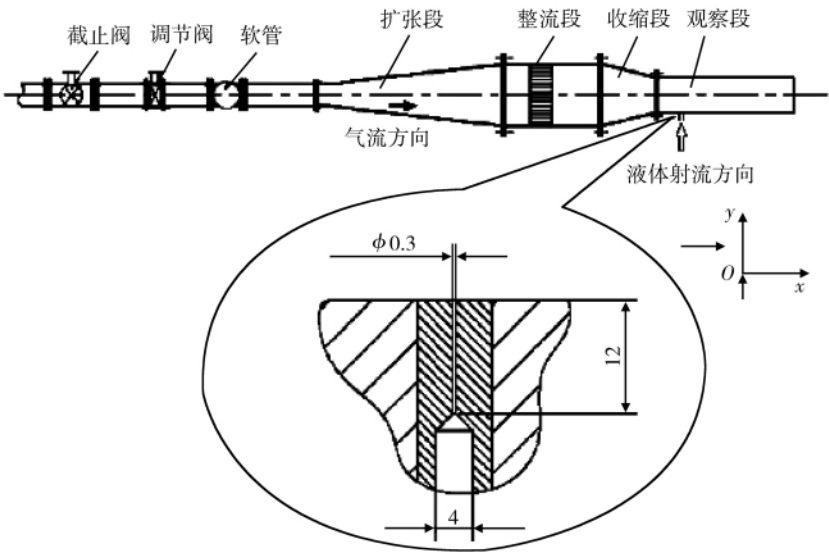


图 1 实验系统示意图 (单位:mm)
Fig.1 Experiment apparatus (unit:mm)

储气瓶中,提供稳定的压力.液体储存容积为 80 L 的储液罐中,经由直射式圆形喷孔的喷嘴喷出.喷嘴安装在观测段底面中线上,安装之后喷口平面与观测段内壁面平齐.本次实验所用喷嘴孔径分别为 0.3 mm 和 0.5 mm,长径比 $L/d=40$,从而使射流进入到充分发展湍流阶段,减小液体射流和气流的相对速度,即减小气流对射流的剪切作用^[11].喷嘴通道进口直径为 4 mm,其后接一个锥面,逐渐过渡到喷孔直径,从而有效防止空化作用^[14].实验观察所用光源为 300 W 碘钨灯.拍摄所用的高速摄像仪是美国 IDT 公司的 X-stream VISIONXS-3,其最大分辨率时的最大拍摄频率为 628 Hz,最短曝光时间 $5\text{ }\mu\text{s}$.实验拍摄所用频率为 2500~4100 Hz,曝光时间为 15~20 μs .

实验工况的主要参数见表 1,表中下标 j 表示射流参数,下标 a 表示气流参数.实验在常温常压下进行,射流工质为水,从而保持射流 Ohnesorge 数 Oh 为常数,等于 0.002 6.液体射流速度 v_j 为 1.6~8.15 m/s,横向气流速度 u_a 为 18.3~37.2 m/s,液/气动量通量比 q 为 3.4~83,气流 Weber 数 We_a 达到 1.7~7.0.

实验误差分析如表 2 所示.取点误差为绝对误差值,其他均为相对误差, $\Delta t/t$ 为时间尺度,它影响着液滴速度的精度. $\Delta h/h$ 为差压计中液柱高度的读数误差.表中各相对误差值都比较小,只有 $\Delta p/p$ 的误差上限达到 10%,但仍在实验允许范围内.

表 1 实验工况参数
Table 1 Experiment parameter

实验参数	数值
温度 T/K	293~298
液体密度 $\rho_l/(\text{kg}/\text{m}^3)$	996
气流密度 $\rho_a/(\text{kg}/\text{m}^3)$	1.17
液体射流速度 $v_j/(\text{m}/\text{s})$	1.6~8.15
横向气流速度 $u_a/(\text{m}/\text{s})$	18.3~37.2
液体黏度 $\mu_l/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	854.4
表面张力系数 $\sigma/10^{-3}(\text{N}/\text{m})$	70.9
液/气动量通量比 $q=\rho_l v_j^2/\rho_a u_a^2$	3.4~83
射流 Reynolds 数 $Re_j=\rho_l v_j d_0/\mu_l$	933~2730
气流 Weber 数 $We_a=\rho_a u_a^2 d_0/\sigma$	1.7~7
射流 Ohnesorge 数 $Oh=\mu_l/(\rho_l \sigma d_0)^{0.5}$	0.002 6

表 2 误差分析表
Table 2 Experiment uncertainty

误差项	误差值/%
$\Delta h/h$	1.7
$\Delta p/p$	10
$\Delta u_a/u_a$	0.2~0.44
$\Delta v_j/v_j$	1.2~4.5
$\Delta q/q$	1.5~8.7
$\Delta We_a/We_a$	0.4~0.9
$\Delta Re_j/Re_j$	2.30
取点误差/mm	0.25~0.33

2 实验结果及分析

2.1 表面波波长

表面波是引起液体射流不稳定性的根本原因,因而它是高精度初始雾化模型的一个重要组成部分.研究表面波对射流不稳定性的本质理解有很大的帮助,并且表面波波长的实验结果也能检验理论推导结果的正确性.本文对非对称表面波波长进行了研究,表面波现象如图 2 所示.

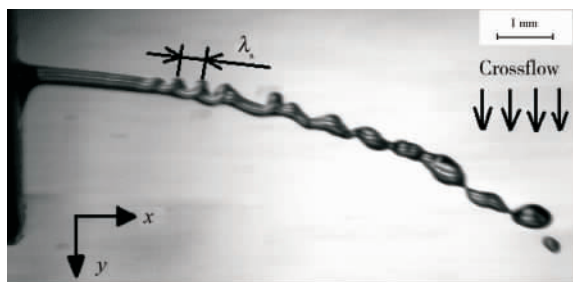


图 2 圆柱破碎模式下的典型表面波实验现象

($u_a = 25.2 \text{ m/s}$, $v_j = 3.8 \text{ m/s}$)

Fig. 2 Typical surface wave along liquid jet in column breakup mode

($u_a = 25.2 \text{ m/s}$, $v_j = 3.8 \text{ m/s}$)

在气动力的作用下,射流表面出现非对称表面波.表面波的幅值随着 y 坐标的增加而变大,如图 2 中所示.对非对称表面波现象可参照 Ng^[8]的方法,用 Rayleigh-Taylor (R-T) 不稳定性解释:包含了表面张力和黏性力的 R-T 扰动增长率^[15]为

$$\gamma^2 + \frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} (1 + A_t) k^2 \gamma - \left(A_t k g - \sigma k^3 \frac{1 + A_t}{2 \rho_l} \right) = 0 \quad (1)$$

由于扰动增长率 γ 大于零,所以

$$\gamma = -\frac{\mu_a + \mu_l}{2 \rho_l} (1 + A_t) k^2 + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} \right)^2 (1 + A_t)^2 k^4 + 4 \left(A_t k g - \sigma k^3 \frac{1 + A_t}{2 \rho_l} \right)} \quad (2)$$

因为 $\rho_l \gg \rho_g$, 上式可简化为

$$\gamma = -\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} k^2 + \sqrt{\left(\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} \right)^2 k^4 + k g - \frac{\sigma k^3}{\rho_l}} \quad (3)$$

而作用在射流上的气动力可写为

$$F = C_d \left(\frac{1}{2} \rho_a u_a^2 \right) (d_0 L) = \left(\rho_l \frac{\pi}{4} d_0^2 L \right) a \quad (4)$$

其中 C_d 为阻力系数,所以加速度 a 可表示为

$$a = \frac{2 C_d \rho_a u_a^2}{\pi \rho_l d_0} \quad (5)$$

将式(5)代入式(3),并令 $g = a$,得

$$\gamma = -\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} k^2 + \sqrt{\left(\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} \right)^2 k^4 + \frac{2 C_d \rho_a u_a^2}{\pi \rho_l d_0} k - \frac{\sigma k^3}{\rho_l}} \quad (6)$$

为了找到对应与最大增长率的波数,对式(6)求导

$$\frac{d\gamma}{dk} = -2k \frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} + \frac{4 \left(\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} \right)^2 k^3 + \frac{2 C_d \rho_a u_a^2}{\pi \rho_l d_0} - \frac{3 \sigma k^2}{\rho_l}}{2 \sqrt{\left(\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} \right)^2 k^4 + \frac{2 C_d \rho_a u_a^2}{\pi \rho_l d_0} k - \frac{\sigma k^3}{\rho_l}}} \quad (7)$$

对于水、汽油等黏性较小的液体, μ_l 为 10^{-4} 量级,而气体黏度一般为 10^{-5} 量级,因而 $(\mu_a + \mu_l)/\rho_l \sim 10^{-6}$,而当喷嘴孔径大于 0.1 mm 时, $k \leq 10^4$. 所以, $-2k \frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l}$ 是一个趋于零的小量,可以忽略.同时, σ 约为 10^{-1} 量级,那么 $4 \left(\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} \right)^2 k^3$ 相比 $\frac{3 \sigma k^2}{\rho_l}$ 是一个小量,也可以忽略.那么(7)简化为

$$\frac{d\gamma}{dk} = \frac{\frac{2 C_d \rho_a u_a^2}{\pi \rho_l d_0} - \frac{3 \sigma k^2}{\rho_l}}{2 \sqrt{\left(\frac{\mu_a + \mu_l}{\rho_l} \right)^2 k^4 + \frac{2 C_d \rho_a u_a^2}{\pi \rho_l d_0} k - \frac{\sigma k^3}{\rho_l}}} \quad (8)$$

当扰动增长率为最大值时, $d\gamma/dk = 0$, 即

$$k^2 = \frac{2 C_d}{3 \pi} \frac{\rho_a u_a^2}{\sigma} \frac{1}{d_0} \quad (9)$$

将波数 ($k = 2\pi/\lambda_s$) 和 Weber 数的定义式代入式(9),得

$$\frac{\lambda_s}{d_0} = C_\lambda \sqrt{\frac{6 \pi^3}{C_d}} We_a^{-0.5} \quad (10)$$

其中 C_λ 是实验常数.可见式(10)中不含黏性项,与无黏时相同,即对于黏性小的液体,黏性力几乎不影响表面波波长.同时根据上式可看出,表面波波长随着气动力的增大而减小,即气动力增大了扰动,使得小波长的表面波变的更为不稳定.相反

地,表面张力则起着稳定作用.表面张力越大,则最不稳定表面波波长越长.当 Weber 数小时,气动力引起的是低频扰动,对应的是长波长的表面波.长波长的表面波导致的是大幅震荡,使得液柱以类 Rayleigh 破碎的掐断方式破碎.而当 Weber 数大时,液柱上的扰动是高频扰动,即对应短波长的表面波.短波长的表面波则会引发剥离现象.

图 3 是实验测得的不同工况下的表面波波长.将实验点进行线性拟合,得到的拟合直线与实验点的相关性系数为 0.92.拟合得到的经验公式为

$$\lambda_s/d_0 = 2.3We_a^{-0.16} \quad (11)$$

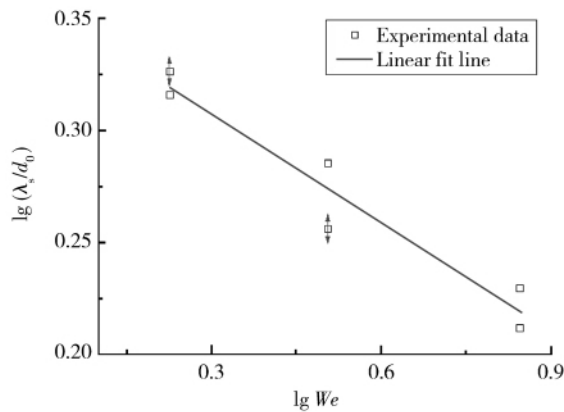


图 3 表面波波长与 Weber 数的关系

Fig. 3 Surface wavelength as a function of Weber number

实验拟合的经验公式中 Weber 数的指数为 -0.16 ,实际气动力对表面波波长的影响要小于理论预测.当破碎模式转换为袋式破碎模式后,Weber 数的指数减小为 $-0.26^{[8]}$.可见随着气动力的增加,它对表面波的影响也越来越大.

2.2 液滴直径

破碎后形成的平均液滴直径是喷嘴设计的一个重要指标,也是衡量液体雾化程度的重要参数.本文对圆柱破碎模式下破碎形成的液滴直径进行了测量.由于横向气流 We_a 较小,造成破碎后形成的液滴直径较大,与自由射流的 Rayleigh 破碎模式相似.气动力的变化影响着液滴直径变化.由于拍摄工具只能得到平面图形,因而本文用面积等效方法测量液滴直径,即测量出不规则形状液滴的面积,将其等效为圆面积,从而求出液滴等效平均直径.图 4 显示了破碎形成的平均液滴与 We_a 的关系.可见无量纲液滴直径 d_p/d_0 随着 We_a 的增加而减小.

将图 4 中的实验点进行线性拟合,并得到半经验关系式

$$d_p/d_0 = -0.55\lg We_a + 1.97 \quad (12)$$

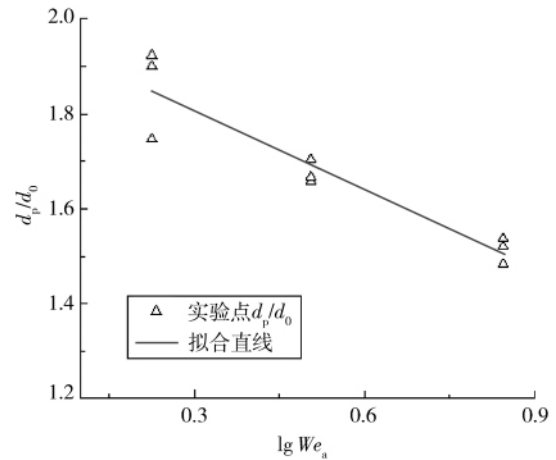


图 4 无量纲液滴直径与 Weber 数的关系

Fig. 4 Non-dimensional droplet diameter as a function of Weber number

实验点和拟合直线的线性相关系数为 0.87.圆柱破碎模式下, We_a 为 $0 \sim 8$,而液滴进行二次破碎所需的临界 Weber 数大约为 14.所以在圆柱破碎模式下破碎形成的液滴不会经历二次破碎.将 $We_a = 8$ 代入(12)得 $d_p/d_0 = 1.47$,即圆柱破碎模式下得到的液滴直径最小为 1.47 倍初始射流直径,小于自由射流 Rayleigh 破碎模式下形成的液滴直径(1.89 倍初始射流直径).但是该液滴直径仍然太大,离实际应用所需喷雾直径很远.即使要求其液滴直径等于初始射流直径,即令 $d_p/d_0 = -0.55\lg We_a + 1.97 = 1$,所需 We_a 已达到 46.8,该 Weber 数已远超过圆柱破碎模式.如果要改善雾化效果,即减小破碎液滴尺寸,则从该结果中可以看出圆柱破碎模式远不能达到要求.因而可以说圆柱破碎模式几乎不能用于实践.

2.3 液滴初始速度

2.3.1 液滴速度概述

液滴初始速度决定着其二次雾化的发生与否,

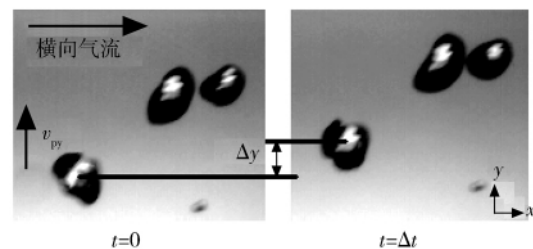
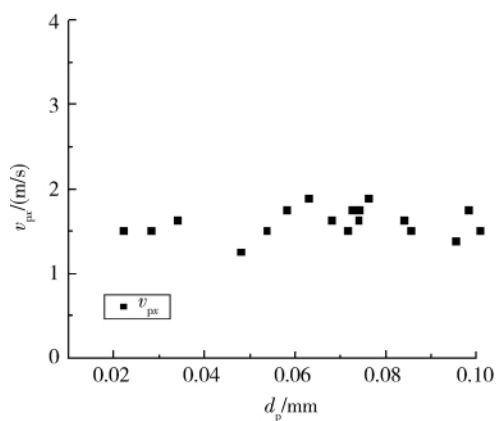


图 5 液滴速度测量方法示意图

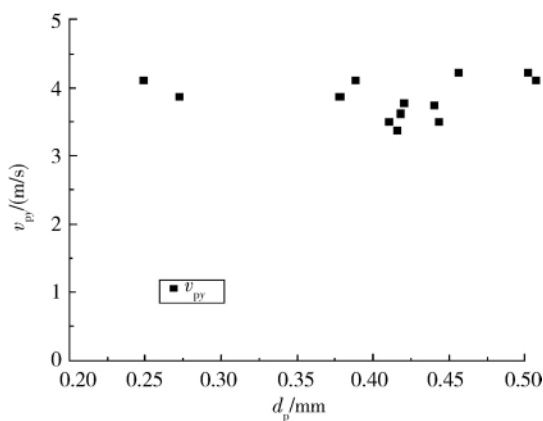
Fig. 5 Methodology of measuring droplets velocity

同时也决定着液滴的空间分布. 本文通过测量一个时间间隔内液滴移动的距离(包括射流方向和气流方向两个方向)来计算得到它的速度, 如图 5 所示. 由于本文只研究初始雾化, 因而所测的液滴速度均为破碎位置附近.

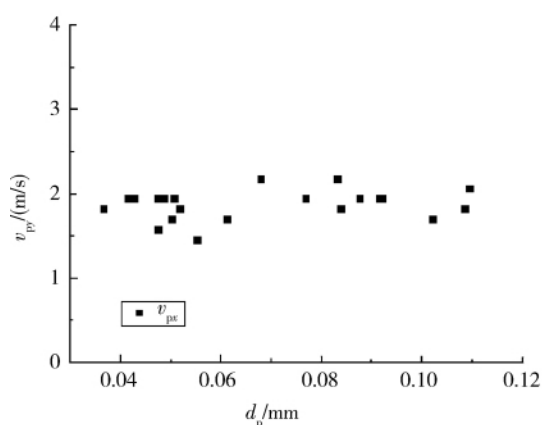
通过对实验结果的观察发现, 刚掐断形成的液滴速度都是一样的, 即液滴速度的大小与液滴尺寸无关, 如图 6 所示. 图 6 显示了 3 种工况液滴 x, y 两个方向速度与其直径的关系. 从图上可以清晰的看出随着直径的变化, 液滴速度没有太大



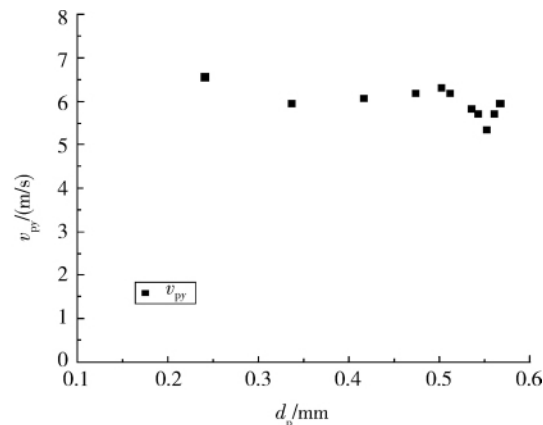
(a) $u_a=25.2$ m/s, $v_j=3.8$ m/s 液滴 x 方向速度分布



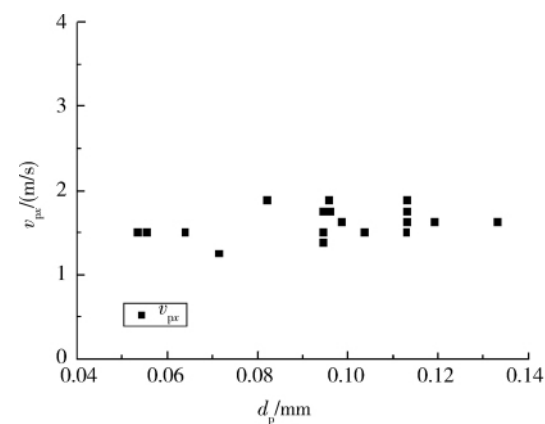
(b) $u_a=25.2$ m/s, $v_j=3.8$ m/s 液滴 y 方向速度分布



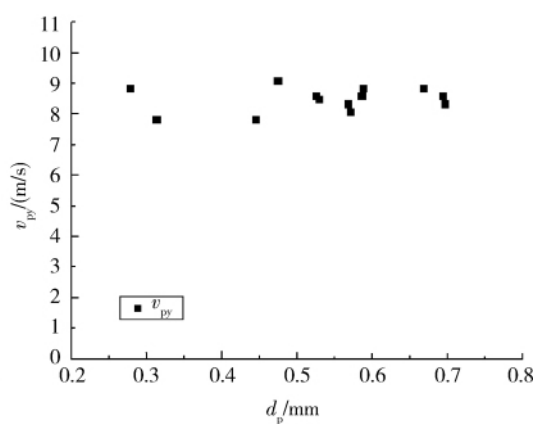
(c) $u_a=25.2$ m/s, $v_j=5.8$ m/s 液滴 x 方向速度分布



(d) $u_a=25.2$ m/s, $v_j=5.8$ m/s 液滴 y 方向速度分布



(e) $u_a=25.2$ m/s, $v_j=8.15$ m/s 液滴 x 方向速度分布



(f) $u_a=25.2$ m/s, $v_j=8.15$ m/s 液滴 y 方向速度分布

图 6 液滴速度与直径的关系

Fig. 6 Droplet velocity as a function of droplet diameter

的变化,而是在平均值附近波动.在下游较远处由于小液滴质量小,即它的惯性小,易于被气流加速.所以在下游较远处,小液滴的 x 方向分速度就明显地大于大液滴的 x 方向分速度.相反,在 y 方向,相对于大液滴,小液滴更易在气体摩擦阻力的作用下被减速,从而小液滴的穿透深度较大液滴要小.

2.3.2 液滴初始射流方向速度

本文所指液滴射流方向速度即为图1中 y 方向速度,以下将用 y 方向指代射流方向.液滴的 y 方向速度在很大程度上决定着液滴的穿透深度,因而有必要研究液滴 y 方向速度.并且破碎后形成的液滴的初始 y 方向速度与射流的初始速度相关.前人许多研究都做了如下假设:射流在沿着喷射方向上(y 方向)的速度衰减很少,破碎后形成的液滴也继承了射流的速度,也应该和射流速度近似相等.为了验证这种假设,本文对射流破碎生成液滴的 y 方向初速度进行了研究.

如图7所示,当 $q > 12$ 时,液滴的 y 方向速度基本等于初始射流速度, $v_p/v_j = 0.9 \sim 1.0$. 当 $q < 12$ 时,液滴 y 方向速度则明显小于初始射流速度,且 q 越小, v_p/v_j 也越小.对 $q < 12$ 的实验点进行线性拟合,得

$$v_p/v_j = 0.03q + 0.436 \quad (13)$$

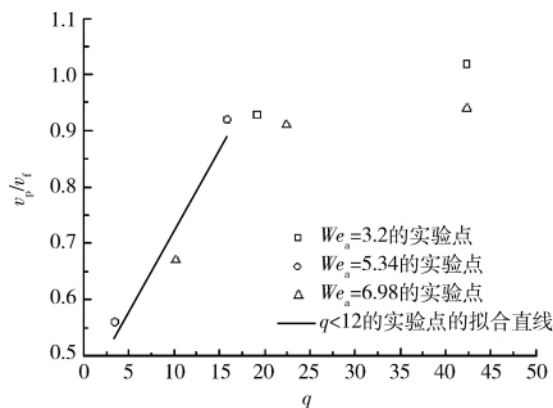


图7 液滴 y 方向速度与液/气动量通量比的关系

Fig. 7 Droplet velocity in y axis direction as a function of liquid-to-air momentum ratio

从这点上考虑, q 对液滴的 y 方向速度有着很大的影响.当 $q < 12$ 时,分析工况下的实验现象时不能假设液滴速度等于初始射流速度.

观察图7发现有个别工况下,液滴 y 方向速度大于初始射流速度.这是因为液滴从射流上断

碎断裂的时候会经历一个收缩过程,如图8所示.图8所示工况的气流速度和液体射流速度分别为 $u_a = 25.2 \text{ m/s}$, $v_j = 5.8 \text{ m/s}$.在液滴未从射流上断裂时(即为从图8(a)到图8(b)的过程),图中箭头所指的射流速度为 5.3 m/s (相比初始射流速度,该工况下的破碎位置附近的射流速度已有些衰减).当射流断裂形成液滴后(即为图8(b)到图8(c)的过程),液滴速度变为 5.8 m/s ,等于初始射流速度.可见这个收缩过程给液滴一个冲量(即瞬时的加速作用),加速了液滴.当射流速度衰减很少或几乎没有衰减时,该加速作用甚至能使得液滴 y 方向的速度大于液柱初始射流速度.对于射流速度的衰减情况本文将在2.4节中论述.

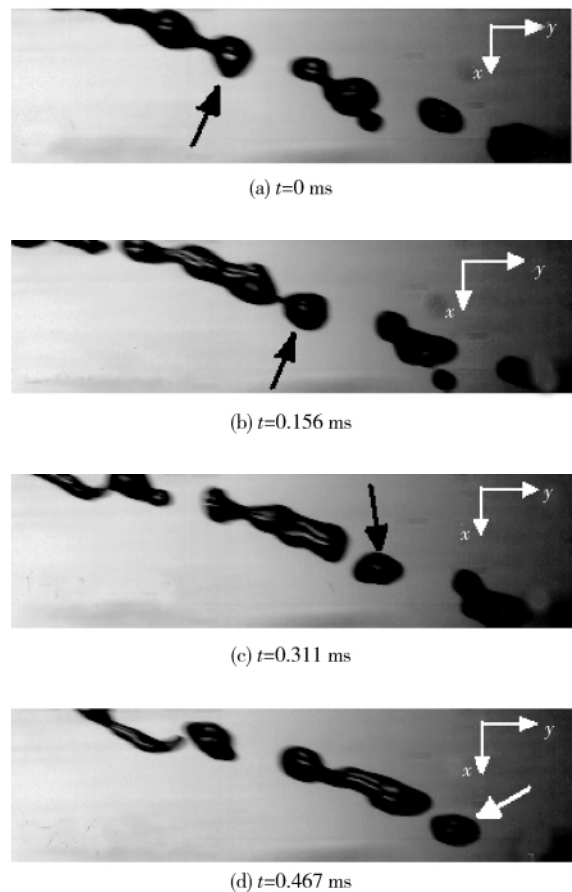


图8 液滴形成时的收缩作用

Fig. 8 Contraction during droplets forming

2.3.3 液滴初始气流方向速度

在气流场中,由于射流的存在,气流受到阻碍.气流和射流进行动量交换,导致气流被减速,而液体在气流方向被加速.本文所指的气流方向速度为图1中所示的 x 方向速度,以下用 x 方向速度指代气流方向速度.由于液滴是从射流上断

裂形成的, 因而其 x 方向动量是从射流中继承来的. 而射流的 x 方向动量是在气流的加速作用下产生的. 由此可见液滴的 x 方向速度在很大程度上是由气流速度决定的.

实验结果如图 9 所示. 随着 q 的变化, 液滴 x 方向速度 u_p/u_a 几乎没有变化, 在 0.085 上下波动. We_a 的变化也未引起液滴 x 方向速度 u_p/u_a 的变化. 可见在本实验范围内, 无量纲的液滴平均 x 方向速度是一个常值 0.085 ± 0.02 .

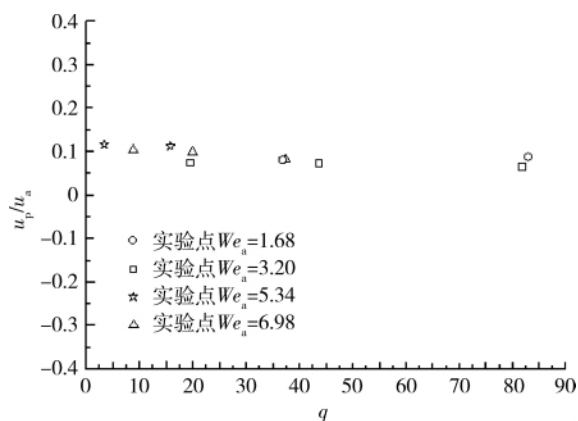


图 9 液滴 x 方向速度与 q 及 We_a 的关系

Fig. 9 Droplet velocity in x axis direction as a function of q and We_a

2.4 射流速度的变化

为了明确液滴流向速度随工况变化的原因, 本文研究了射流速度随射流方向坐标的变化关系. 各工况射流流向速度随射流方向坐标 y 的变化如图 10 所示. 可见随着射流方向坐标 y/d_0 的变化, 射流的速度 v_c/v_j 几乎保持定值 1. 其中当 $u_a = 37.2 \text{ m/s}$, $v_j = 3.82 \text{ m/s}$ 时, 射流速度的衰减明显大于其他工况. 这是由于该工况的 q 较小 ($q < 12$), 因而射流在横向气流作用下会很弯, 射流方向速度在横向气流作用下明显衰减, v_c/v_j 在很短的距离内衰减到约 0.7, 并保持不变一直到射流破碎. 同时可以看出 q 小时 ($q < 40$), 射流速度总体上衰减, 而小于初始射流速度. 这是由于液体射流在气流作用下弯曲幅度很大, 增加了射流在 y 方向的投影面积, 导致 y 方向的气体阻力增加, 使得射流速度有更多的衰减. 但此时射流速度的脉动较小, 随时间变化的分布比较平均. 这是由于 q 小, 使得射流更弯曲, 加强了不同层之间的动量交换. 当 q 大时 ($q > 40$), 射流方向速度 v_c/v_j 随着 y/d_0 坐标的变化而在 1 附近摆动. 但此时速度

的

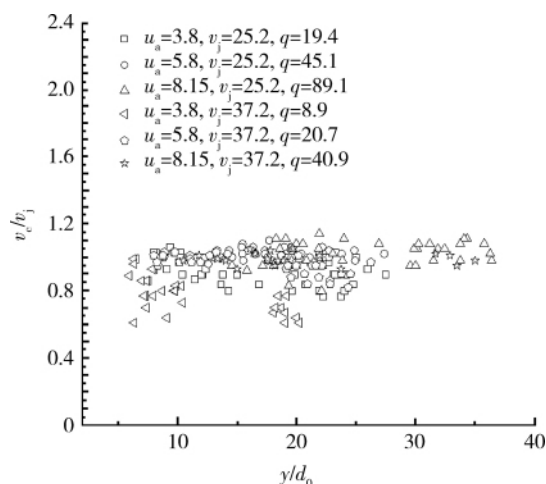


图 10 液柱流向速度随 y 坐标的变化

Fig. 10 Variation of liquid column velocity along y axis direction

脉动量较小动量通量比的情况会更大. 这是由于 q 大, 射流弯曲程度小, 造成不同层之间的动量交换小, 因而会显示出初始射流速度的脉动.

3 结 论

本文通过实验研究, 用高速摄影仪拍摄了横向气流场中液体射流的圆柱破碎模式, 得到以下结论:

- 1) 表面波波长 λ_s/d_0 随着气流 Weber 数对数 $\lg We_a$ 的增加而线性减小.
- 2) 无量纲液滴直径 d_p/d_0 随着 We_a 的对数 $\lg We_a$ 增加而线性减小, 且圆柱破碎模式下得到的液滴直径最小为 1.47 倍初始射流直径.
- 3) 液滴的初始速度与液滴大小无关; 当 $q > 12$ 时, 液滴初始 y 方向速度与 q 及 We_a 均无关; 当 $q < 12$ 时, 液滴初始 y 方向速度随着 q 的减小而线性减小; 液滴初始 x 方向速度 u_p/u_a 与 q 及 We_a 均无关, 为常数 0.085. 并且液滴成形时的收缩过程会造成暂时的液滴加速现象.
- 4) 射流速度随着 y 方向坐标 y/d_0 变化几乎保持不变. q 小 ($q < 40$), 液柱在流向的速度分布更平均; $q > 40$, 液柱流向的速度脉动大.

参考文献:

- [1] Tambe S B, Jeng S M, Mongia H, et al. Liquid jets in subsonic crossflow[R]. Reno: 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005.
- [2] Wu P K, Kirkendall K A, Fullern R P. Spray structures of liquid fuel jets atomized in subsonic crossflows[J]. Journal

- of Propulsion and Power, 1998, 14(2): 173-182.
- [3] Becker J, Hassa C. Breakup and atomization of kerosene jet in crossflow at elevated pressure [J]. Atomization and Sprays, 2002, 12(1/2/3): 49-67.
- [4] ZHU Ying, HUANG Yong, WANG Fang, et al. Experiment on breakup processes and surface waves of round liquid jets in crossflows[R]. Glasgow: Proceedings of ASME Turbo. Expo., 2010.
- [5] 朱英, 黄勇, 王方, 等. 横向气流中的液体圆形射流破碎实验[J]. 航空动力学报, 2010, 25(10): 2261-2266.
ZHU Ying, HUANG Yong, WANG Fang, et al. Experiment on the breakup of round liquid jets in cross airflows [R]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(10): 2261-2266. (in Chinese)
- [6] Ingebo R D. Capillary and acceleration wave breakup of liquid jets in axial flow airstreams[R]. Cleveland: National Aeronautics and Space Administration, 1981.
- [7] Mazallon J, Dai Z, Faeth G M. Aerodynamic primary breakup at the surface of nonturbulent round liquid jets in crossflow[R]. Reno, 36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1998.
- [8] Ng C L, Sankarakrishnan R, Sallam K A. Bag breakup of nonturbulent liquid jets in crossflow [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2008, 34(3): 241-259.
- [9] WANG Shaolin, HUANG Yong, WANG Xionghui, et al. Theoretical analysis of surface waves on the jet in crossflow with deformation[R]. Shanghai: The 4th Asia-Pacific Power and Energy Engineering Conference, 2012.
- [10] Sallam K A, Aalburg C, Faeth G M. Breakup of round nonturbulent liquid jets in gaseous crossflows[J]. AIAA Journal, 2004, 42(12): 2529-2540.
- [11] Aalburg C, Faeth G M, Sallam K A. Primary breakup of round turbulent liquid jets in uniform crossflows[R]. Reno, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005.
- [12] 朱英, 黄勇, 郭志辉. 液体圆形射流变形破碎及破碎长度实验[R]. 吉林: 冲压发动机技术交流会, 2005.
- [13] 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(1): 208-214.
WAN Yunxia, HUANG Yong, ZHU Ying. Experiment on the breakup process of free round liquid jet[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(1): 208-214. (in Chinese)
- [14] Reitz R D, Bracco F V. Mechanism of atomization of a liquid jet[J]. Physics of Fluids, 1982, 25(10): 1730-1742.
- [15] Piriz A R, Cortazar O D, Cela J J L, et al. The Rayleigh-Taylor instability[J]. American Journal of Physics, 2006, 74(12): 1095-1098.