

文章编号: 1000-8055(2008)02-0208-07

液体圆柱射流破碎过程的实验

万云霞, 黄 勇, 朱 英

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083)

摘 要: 采用高速摄像机对圆柱射流的表面剥离现象和射流破碎长度进行了实验, 在低速射流下, 分析了 Rayleigh 模式下主液滴和卫星液滴形成过程及运动规律. 随着射流速度的增大, 射流表面开始出现了表面剥离小液滴. 并发现存在一个临界雷诺数, 当超过临界雷诺数时, 射流表面出现表面剥离现象. 通过对射流中表面剥离现象的实验和分析, 给出了两种射流破碎长度随雷诺数变化规律和破碎长度拟合关系式.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 圆柱射流; 高速摄影; 表面剥离; 卫星液滴; 破碎长度

中图分类号: V231.2

文献标识码: A

Experiment on the breakup process of free round liquid jet

WAN Yunxia, HUANG Yong, ZHU Ying

(School of Jet Propulsion,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: An experiment was conducted to investigate the surface stripping and breakup lengths of a round water jet. The process of the main and the satellite droplets in Rayleigh model was further studied under low jet velocity. With the increase of jet velocity, small droplets were stripped off from the jet surface. The surface striping did not appear on the jet surface until the Reynolds number exceeded a critical value. Two jet breakup lengths (the stripping length and the pinch length) were defined and the variations of the two breakup lengths with the jet Reynolds number were plotted, and the correlations fitted for the two breakup lengths were obtained.

Key words: aerospace propulsion system; round jet; high speed camera; surface stripping; satellite droplet; breakup length

圆柱射流的破碎作为射流雾化中最简单的一种, 已经在内燃机、航空燃气轮机及液体火箭发动机方面得到了广泛的应用. 由于圆柱射流破碎研究在液体燃料雾化领域的重要性, 近年来各国学者对圆柱射流的变形和破碎展开了深入的研究^[1-4].

关于圆柱液体射流破碎, 早在 1879 年 Rayleigh^[5]就对其进行了研究, 他对低 Re 数下圆柱液体射流轴对称变形和破碎进行了理论分析, 并预测了形成的液滴尺寸. Yang^[6]对同轴气流下液

体射流表面不同阶数的表面波(扰动波 Disturbance wave)增长率进行了理论研究, 得出了同轴射流非对称破碎的理论依据. Morozumi^[7]对同轴气流中的圆形射流表面波进行了实验观测和色散分析, 得出在高速下非对称的表面波对射流破碎起主导作用. Sallam^[8]对静止空气中高速圆柱射流破碎进行了实验研究, 分析了三种圆柱射流破碎: Rayleigh 模式、气动袋式及剪切破碎, 得到了破碎长度随韦伯数的变化关系. 朱英^[9]等人在对圆柱射流破碎下的射流破碎模式进行了详细的划

收稿日期: 2007-01-08; 修订日期: 2007-05-21

作者简介: 万云霞(1983), 女, 湖北襄樊人, 硕士, 主要研究方向为航空发动机燃烧.

分的基础上, 用实验证实了卫星液滴的存在, 得到了小尺寸喷嘴下射流破碎长度的变化规律.

在射流雾化过程中, 射流破碎的过程直接影响到雾化效果, 前人对圆柱射流破碎进行了深入的实验和计算研究, 而实际情况下在高速射流中, 表面剥离在整个雾化过程中起着主导作用. 虽然 Taylor^[10] 对表面剥离进行了实验观察, McCracken^[11] 对表面剥离进行了部分理论分析和理想情况下数学模拟, 但是目前仍然缺乏关于圆柱射流表面剥离现象深入的理论和实验研究. 本文主要从射流过程中的表面剥离现象出发, 对射流表面剥离进行了实验研究.

1 实验系统

本文实验系统如图 1, 包括气源、液罐、喷嘴、支架、光源、高速摄像机、采集计算机组成. 气源采用高压气瓶, 高压气作用下将液罐中的水压入管路经阀门控制由喷嘴喷出. 实验用喷嘴喷孔直径 d_0 为 2.0 mm. 长径比 $L/d_0 = 40$, 射流参数见表 1. 实验中使用美国产 IDT 高速摄像机, 实验采用曝光时间 5~ 50 μ s, 采集频率约 13 000 Hz, 实验光源采用 300 W 碘钨灯.

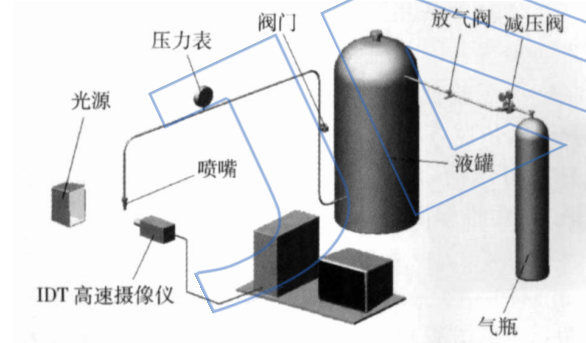


图 1 实验系统示意图
Fig. 1 Schematic of the experimental setup

表 1 实验中射流参数表
Table 1 Jet parameter in the experiment

射流参数	参数值
喷嘴出口射流平均速度 u_0 /单位 (m/s)	4.67~ 21.79
射流 Re 数 ($Re_L = \rho_L u_L d_0 / \mu_L$)	820~ 44 240
射流 Weber 数 ($We = U_L^2 \rho_L d_0 / \sigma$)	4~ 13 198
射流 Oh 数 ($Oh = \mu_L / (\rho_L \sigma d_0)^{1/2}$)	0.002 635

2 实验结果和分析

2.1 低速无表面剥离的 Rayleigh 模式分析

为了看清表面剥离发生的阶段, 本文从低速到高速对射流现象进行观察. 低速射流破碎, Rayleigh^[5] 进行了一些实验和理论分析, 他首先推导了非粘性层流射流稳定性方程, 对线性小扰动方程组进行了正则模求解, 得到了表面波波数和增长率 的色散方程, Rayleigh 的理论认为具有最大增长率的扰动表面波对射流破碎起主导作用, 其波长为

$$\lambda_{pt} = 4.51d_0$$

对应最大增长率的一个波长内的射流破碎后, 其体积形成一个球形液滴. 即

$$\frac{1}{6} \pi D^3 = \lambda_{pt} \frac{\pi}{4} d_0^2 = 4.51d_0 \frac{\pi}{4} d_0^2$$

估算出射流破碎后的平均直径为

$$D = 1.89d_0$$

Weber 后来完善了 Rayleigh 的理论, 加入了粘性的影响, 认为

$$\lambda_{pt} = 4.44d_0 (1 + 3Oh)^{0.5}$$

可以看出, 对于 Oh 数很小的射流, 两者很近似, 对于本文实验中射流 Oh 数, 实验结果验证了上述理论分析估算的破碎后主液滴的大小, 而且还发现小卫星液滴的形成类似于经典的 Rayleigh 分析. 图 2 所示为卫星液滴生成过程, 其图像摄像曝光时间是 50 μ s, 图像右端距喷嘴出口 $42d_0$, 图片按时间先后顺序从上到下编号 1~ 7, 每幅图片时间间隔为 1/1 000 s, 射流 Re 数为 943.

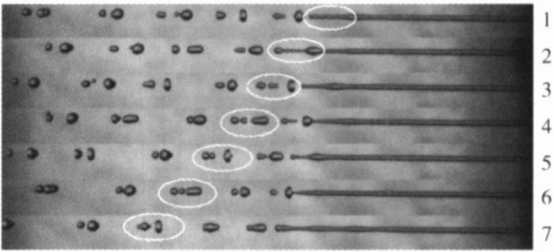


图 2 卫星液滴聚合形成图
Fig. 2 Photograph of the aggregation process of the satellite droplets

编号为 1~ 7 的图片中用白色线标识的地方即主液滴及卫星液滴的形成过程. 由于具有最大增长率的对称形表面波的主导作用, 使得下游射流表面上出现了对称形的扰动. 射流表面对称形的波峰位置的射流聚合形成尺寸相对较大的主液滴, 而射流表面对称形的表面波的波谷位置射流

的聚合(由于表面张力)形成尺寸较小的卫星液滴。在运动过程中,主液滴和卫星液滴发生聚合,朱英^[12]等人对其聚合过程做了详细的描述。

从图2中1号图片可以看出:当出现一个主液滴时,位于波谷位置的射流产生了较细的圆柱射流,实验测得其直径约为0.5 mm。接着在2~3号图片中,由于轴对称表面波的作用,在较细圆柱射流(即射流波谷位置)产生了三个位于波谷位置的主液滴(即相当于射流中的卫星液滴),实验测得所生成三个小卫星液滴的直径约为0.9 mm。从3~7号图片中白色线标识的地方可以看出,产生的三个卫星液滴逐渐聚合,形成了新的卫星液滴。

分析以上实验波谷位置较细圆柱射流直径与三个小卫星液滴直径的比值0.9/0.5,发现:在波谷产生的较细的圆柱射流表面由于表面波(见2号图中白色标识的地方)作用破碎成的三个小液滴,其破碎机理与Rayleigh理论中1.89 d_0 的液滴产生机理相似,而其破碎形式也很类似,都是轴对称表面波引起的扰动变形逐渐放大,最后在表面张力作用下收缩掐断形成球形液滴。

2.2 射流表面剥离分析

2.2.1 射流表面剥离临界 Re 数

当 Re 数超过一个临界值的时候,射流表面开始出现剥离液滴,以下的图3中标号1~6的图片分别显示了射流速度由低逐渐增大时的射流示意图。图片右端即为喷嘴出口处,射流方向为从右到左。

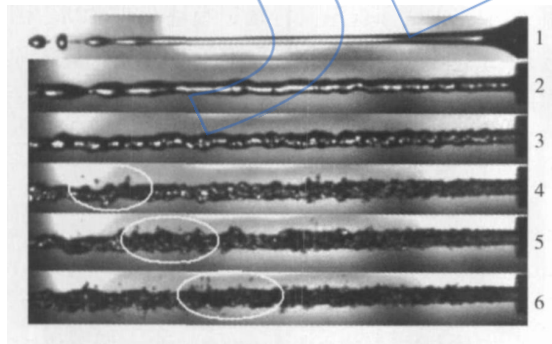


图3 由低速到高速下射流变化示意图

Fig. 3 Photograph of the changes of the jets from low Reynold numbers to high Reynold numbers

在图3中1号($Re=820$)图中,明显看出射流表面在喷嘴附近是没有表面波的,这时的射流表面光滑,在下游某处开始出现对称的表面波,随着往下游发展其振幅增大。随着射流速度增加,2号($Re=4350$)图中,射流表面波不再是对称的形式,而是以一种蛇形波出现。

从3号($Re=14885$)图中,可以观测到:射流

表面开始变得不光滑,而且表面波波长明显比一次风诱导模式(First wind induced breakup)下要小,其表面波形式也由一阶非对称蛇形波变为高阶非对称表面波,破碎模式属于二次风诱导模式(Second wind induced breakup)。但是通过实验观测所得,射流表面没有出现剥离小液滴,这主要是由于相对速度没有达到足够大,气动力的作用不足克服表面张力作用进而使得射流表面波峰变形拉长产生舌状液丝。

随着射流速度增加,在4号($Re=24321$)图中白色标识的地方可以看出,图中的射流表面开始出现很明显的舌状液冠,形成单个小液滴,在射流中下游已经出现了剥离小液滴。5号($Re=33928$)、6号($Re=40240$)图中的射流破碎均处于二次风诱导后期,核心射流表面已经出现剥离液滴。由于扰动加大,可以看出白色标识处在喷嘴出口附近几乎就出现了很小的剥离液滴。从6号图中白色标识的地方可以看出在下游剥离出来的小液滴逐渐变多,这时射流处于雾化模式时典型的表面剥离现象。

实验结果表明,存在一个临界 Re 数,当射流 Re 数高于临界 Re 数时,射流表明开始出现表面剥离,低于 Re 数时,不会出现表面剥离现象。对于本实验中所用尺寸的喷嘴,临界 Re 数大约为23600左右。

为了验证试验观察中得到的射流剥离临界 Re 数,依照Yang^[6]的理论,假设计算的流体是无粘不可压的,忽略非线性项,得到线性化扰动方程,进而推导出色散方程

$$(\alpha^*)^2_m = \gamma_m \beta_m Q (ka)^2 / (\gamma_m + \beta_m Q)^2 + (ka) \cdot [1 - m^2 - (ka)^2] / [We(\gamma_m + \beta_m Q)]$$

根据色散方程理论^[9]计算的关于不同模式下最大增长率 α_{max} 随 We 数变化曲线,如图4所示。

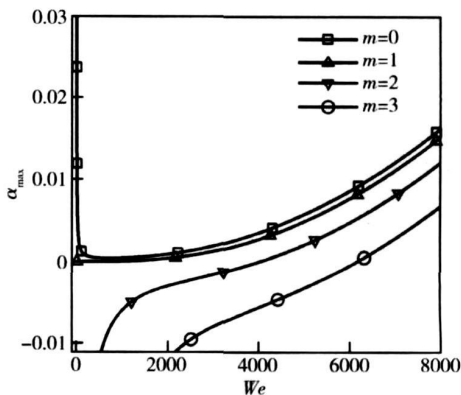


图4 表面波最大增长率 α_{max} 与 We 数对应关系

Fig. 4 Variation of growth rate of the surface wave with We

从图中可以看出, 当 We 数超过 4 000 左右时, 二阶模式($m=2$)的表面波增长率开始变为正的. 也就是说, 当 We 数大于 4 000 时, 二阶模式的非对称表面波开始影响射流表面的变形, 而一阶非对称表面波(即蛇形波)为主导的射流表面不会发生剥离, 只是在流向发生弯曲变形, 最后在下流某处掐断. 而二阶模式表面波的出现, 直接导致射流表面形状的变化, 因为射流表面将出现波数不止一个的周向表面波, 更有利于射流表面变形生成液丝, 进而形成表面剥离.

对于本实验中射流, We 数 4 000 对应 Re 数为 23 600, 而实验中射流也是在 Re 数 23 600 即 We 数 4 000 左右开始发生表面剥离, 与色散方程的理论结果相吻合.

2.2.2 表面剥离中的现象分析

实验中发现, 在射流的周围剥离出来的液滴个数不尽相同, 在射流周向舌状液冠最终脱落时, 其剥离液滴有可能是一个, 也有可能是两个, 或者是多个. 图 5 为 $Re=43\,595$ 时的射流的液冠分别剥离为两个和三个液滴过程示意图, 曝光时间是 $6\,\mu\text{s}$, 每幅图片时间间隔为 $3/13\,381\,\text{s}$, 图中按时间先后顺序从上到下编号 1~7, 射流方向为从右到左. 编号为 1~7 的图片则显示了液冠端部脱落时形成两个和三个小液滴的过程示意图, 位于射流液柱上表面的舌状液冠在气动力作用下, 其轴向也有表面波, 由于表面波的不稳定增长, 故射流表面的舌状液冠会继续脱落成多个小液滴.

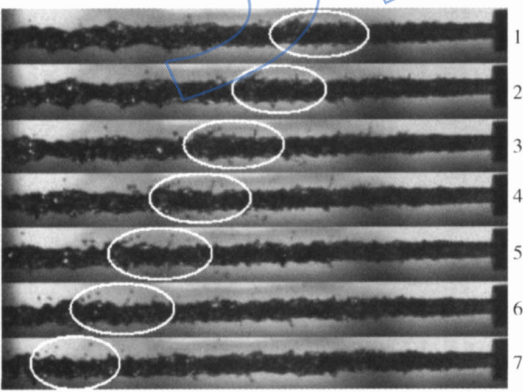


图 5 射流表面单个舌状液冠脱落成两个和三个小液滴示意图

Fig. 5 Photograph of two and three droplets falling off from the single wave crest on jet surface

不仅在射流表面产生的舌状液冠会被剥离成多个小液滴, 而且还发现在拍摄图片两侧同时出现舌状液丝. 图 6 则证实了这一现象, 其射流工况

与图 5 相同, 其中用白线标识的地方表示了射流液柱周向表面形成的舌状液冠端部同时脱落, 聚合成单个小液滴.

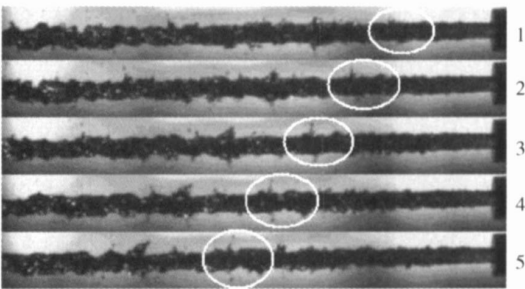


图 6 射流表面周向的舌状液冠同时脱落一个小液滴示意图

Fig. 6 Photograph of droplet shedding from the wave crests on the jet surface

关于射流表面液滴破碎, 美国普渡大学的 McCracken 和 Abraham^[11] 进行了数值计算, 用 Multiple Relaxation Time (MRT) 模型, 通过对高雷诺数下不同粘性系数的液体射流进行了初步研究. 图 7 所示为其模拟结果, 很明显, 图中的剥离小液滴是对称出现在液柱两侧, 但是实验中射流表面脱落小液滴并不一定是对称出现的, 而是出现了像图 5 和图 6 中的非对称现象, 分析认为, 造成这种差别的主要原因是射流表面中的不稳定的高阶表面波的作用.

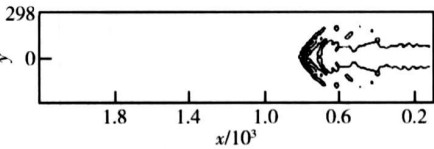


图 7 液体射流破碎数值模拟结果

Fig. 7 Simulation results of the liquid jet breakup

2.3 两种射流破碎长度的分析

2.3.1 两种射流破碎长度变化趋势分析

实验结果表明: 随着速度的增加, 射流破碎长度不断变化. 根据实验结果, 本文定义两种射流破碎长度便于研究射流中的表面剥离现象: 掐断破碎长度(Pinch length)和剥离破碎长度(Stripping length).

(1) 射流掐断破碎长度 L_p , 即核心射流维持连续液柱时, 喷孔出口到连续液柱断裂时的射流距离. 从图 8 中的掐断破碎长度随射流 Re 数的变化规律可以看出: 当射流为 Rayleigh 模式时, 破碎长度都是从 0 开始近似线性增加, 随着射流速

度继续增加,破碎长度的增长开始缓慢,直到增加到第一个峰值,这时的射流 Re 在 2 700 左右. 然后射流破碎长度急剧下降,直到 $Re > 4\,200$ 左右,射流破碎长度开始持续增加,而这时的核心射流液柱连续,掐断破碎长度一直增长,但是估计当射流速度增大到一定值时,射流出口就开始雾化.

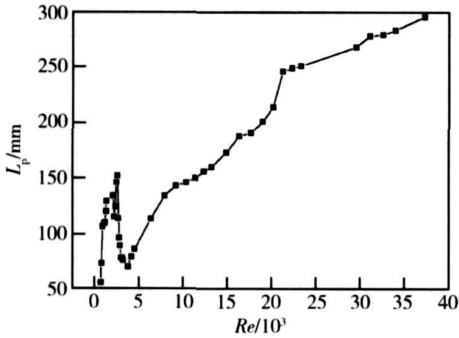


图 8 掐断破碎长度 L_p 随射流 Re 的变化规律
Fig. 8 Variation of pinch length with Re

图 9 中标号 1~ 6 的图片即显示了这个阶段中射流掐断破碎长度变化的过程,其图像摄像曝光时间是 50 μs ,右端距喷嘴出口 $30d_0$.

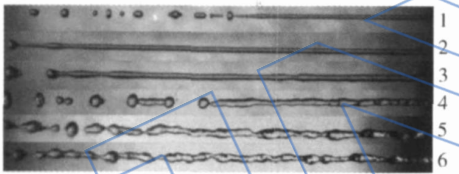


图 9 掐断破碎长度减小过程
Fig. 9 Photograph of decreasing process for the pinch length

编号为 1 ($Re = 820$) 和 2 ($Re = 2\,752$) 的图为典型的 Rayleigh 模式,这种状态下射流的速度较低,表面波为逐渐增长的轴对称表面波,发展到下游某处其波动振幅值足够大时,该处射流直径小到不足以克服表面张力的作用而收缩断开,而由于这个过程轴对称表面波增长速率相对较缓慢,断开位置主要取决于射流的速度,射流掐断破碎长度近乎线性增长. 随着流速的进一步增加,射流表面波逐渐过渡到非对称模式,如编号为 3 ($Re = 3\,026$) 的图所示,在断开点位置上游某处,射流直径已经开始出现表面波作用下的收缩变细现象,非对称表面波的出现直接导致了掐断点的提前出现,掐断破碎长度也相应的变小. 射流速度继续增加到编号为 5 ($Re = 16\,356$) 的图时,射流的速率超过了射流表面非对称表面波的增长速率,射流掐断破碎长度受射流速度影响更大,于是随着射

流速度的增加,掐断破碎长度也相应增加.

(2) 射流剥离破碎长度 L_s ,即为喷口到射流出现第一个液滴的距离. 本文认为在发生表面剥离之前射流剥离破碎长度的变化规律等同于掐断破碎长度,不同的是直到增加到第二个峰值后(即 $Re = 23\,600$ 左右),在射流下游开始出现射流表面剥离,随着下游剥离小液滴的出现,剥离的破碎长度开始急剧减小,直到 $Re = 26\,000$ 左右,破碎长度的减小开始缓慢,当射流为雾化模式(即 $Re = 40\,000$ 左右)时,射流喷孔就出现了射流剥离小液滴. 在图 10 中,值得注意的是第二个破碎长度峰值,即发生表面剥离的转折点,这时的射流 Re 数大约为 23 600 左右.

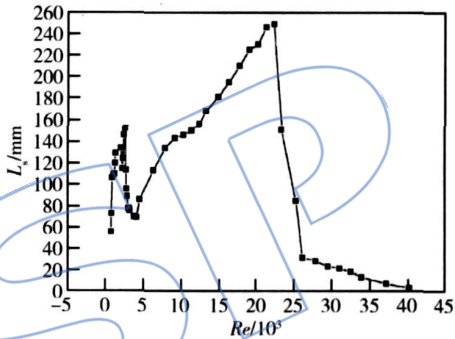


图 10 剥离破碎长度 L_s 随射流 Re 的变化规律
Fig. 10 Variation of stripping lengths with Re

对于破碎长度的研究,在 Lin^[3] 的结论中,其给出了破碎长度与射流速度关系示意图. 对比 Lin 的图,可以看出,对于破碎长度在低速(即低雷诺数)下的变化趋势,本文的实验结果与其结论达到了很好的吻合,但是对于高速下,即发生表面剥离后的破碎长度变化趋势,Lin 并没有进行精确的划分,而本文却给出了图 10 较为完整的变化曲线.

2. 3. 2 破碎长度经验关系式讨论

对于破碎长度经验关系,前人给出了部分射流破碎长度与韦伯数的经验关系式. 从 Sallam^[8] 的经验关系式中可以看出,并没有对 $Re < 5\,000$ 的破碎长度变化进行详细的拟合.

Sallam 给出的破碎长度经验关系式为

$$L/D = 5.0 \sqrt{We}, We < 300, Re < 5\,000$$

而本实验得出的两种射流破碎长度随 Re 数的变化规律,涵盖了较宽的雷诺数范围. 在不同的雷诺数范围内,其破碎长度变化规律不尽相同. 故本文给出了两种破碎长度的拟合关系式.

(1) 掐断破碎长度 L_p : 根据雷诺数范围给出

以下拟合关系式.

$$L_p = -5.67 + 0.09Re \quad 820 \leq Re < 2700$$

$$L_p = 620.9 + (-0.18)Re \quad 2700 \leq Re < 4200$$

$$L_p = 0.74Re^{0.57} \quad 4200 \leq Re < 40240$$

图 11 即显示了掐断破碎长度的拟合关系式和实验结果的对比图, 在 $820 \leq Re < 2700$ 时, 线性增加, 拟合曲线得到的最大值高于实验结果; 而当 $2700 \leq Re < 4200$, 线性减小; 当 $4200 \leq Re < 40240$, 呈指数增加. 实验结果与拟合曲线比较吻合.

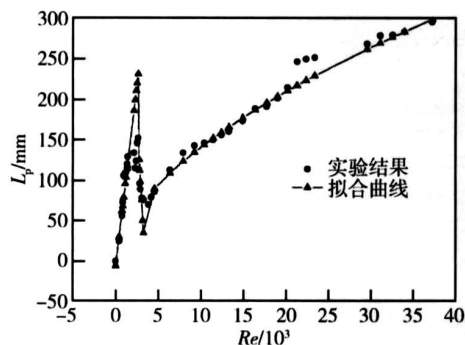


图 11 掐断破碎长度实验结果与拟合曲线对比图

Fig. 11 Comparison of the experimental results and the curve fitting for pinch lengths

(2) 对于剥离破碎长度 L_s : 当 $Re < 4200$, 其与掐断破碎长度有着相同的规律, 但是当 $Re > 4200$ 以后, 存在以下的变化关系

$$L_s = -53.92 + 0.0088Re \quad 4200 < Re \leq 23600$$

$$L_s = 1399.48 + (-0.05)Re \quad 23600 < Re \leq 26163$$

$$L_s = 85.07 + (-0.002)Re \quad 26163 < Re \leq 40240$$

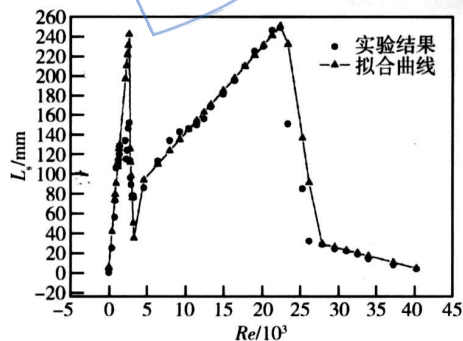


图 12 剥离破碎长度实验结果与拟合曲线对比图

Fig. 12 Comparison of experimental results and the curve fitting for stripping lengths

图 12 显示了剥离破碎长度的拟合关系曲线与实验结果的对比图, 当 $Re < 4200$, 其规律同掐断破碎长度; 当 $4200 \leq Re < 23600$, 线性增加; 当 $23600 < Re \leq 26163$, 线性减小; 当 $26163 < Re \leq$

40240, 其仍线性减小, 不过斜率变小.

3 结 论

由上述实验及理论分析, 可得以下几点结论:

(1) 进一步分析了在 Rayleigh 模式下卫星液滴和主液滴形成及运动规律.

(2) 发现了射流表面剥离发生的临界 Re 数, 并且用色散方程理论计算出了表面剥离发生的临界 We 数 4000, 射流发生表面剥离的临界 We 数 4000 恰好对应为 Re 数 23600, 实验结果与色散方程的理论结果相吻合.

(3) 通过实验观察, 描述了表面剥离过程中的现象. 射流周向舌状液冠最终脱落时, 其剥离出来的液滴有可能是一个, 也有可能是两个, 或者是多个.

(4) 根据表面剥离的发生阶段, 定义了两种剥离破碎长度和掐断破碎长度, 并得出了两者随 Re 数变化的规律.

(5) 给出了不同 Re 数下掐断破碎长度 L_p 和剥离破碎长度 L_s 的拟合关系式. 对两种破碎长度, 当 $Re \leq 4200$, 拟合得到破碎长度最大值高于实验结果; 但是当 $Re > 4200$ 时, 拟合关系曲线与实验结果吻合.

参考文献:

- [1] Arai M, Amagai K. Surface wave transition before breakup on a laminar liquid jet [J]. Int. J. Heat and Fluid Flow, 1999, 20: 507-512.
- [2] Liu H M. Science and engineering of droplets: fundamentals and applications [M]. Norwich, New York: NOYES Publications, 2000.
- [3] Lin S P. Breakup of liquid sheets and jets [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
- [4] Varga C M. Atomization of a small diameter liquid Jet by a high speed gas stream [D]. Ph. D Thesis, UC San Diego, 2002.
- [5] Rayleigh L. On the instability of jets [J]. Proc. London Math. Soc., 1879, 10(4): 351-371.
- [6] Yang H Q. Asymmetric instability of a liquid jet [J]. Phys. Fluids A, 1992, 4: 681-689.
- [7] Morozumi Y, Fukai J. Growth and structure of surface disturbances of a round liquid jet in a coaxial airflow [J]. Fluid Dynamics Research, 2004, 34: 217-231.
- [8] Sallam K A, Dai Z, Faeth G M. Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases [J]. Inter. J. Multiphase Flow, 2002, 28: 427-449.
- [9] ZHU Ying, WAN Yunxia, HUANG Yong, et al. Study on the breakup lengths of free round liquid jets [R]. Kurng: The First International Symposium on Jet Propul

- sion and Power Engineering, 2006: 112-116.
- [10] Hoyt J W, Taylor J J. Waves on water jets [J]. Fluid Mechanism, 1977, 83: 119-127.
- [11] McCracken M E, Abraham J. Simulations of liquid breakup with an axisymmetric, multiple relaxation time, index function lattice boltzmann model [J]. International Journal of Modern Physics, 2005, 16(11): 1671-1692.
- [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: 462-465.
- ZHU Ying, HUANG Yong, GUO Zhihui. Experimental study on round liquid jet deformation and breakup length [R]. Jilin: Symposium of Ramjet Engine Technology, 2005: 462-465.

JALSP