

液体射流注入高温高速气流后的雾化特性

林烈 陆志云

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文叙述了为解决通讯中断问题而设计的平板雾化试验的实验方法、设备及初步的实验结果。讨论了液体射流注入高温高速气流后破碎的情况及破碎后液滴的运动轨迹、雾化区域。研究了液滴运动轨迹和气流参数、注入液体的压力及注入喷嘴的直径等参数的关系。最后介绍了液滴运动轨迹的计算方法,并和实验结果作了比较。

一、前言

当高速飞行器再入大气层时,由于它周围等离子体鞘的影响,产生了所谓“通讯中断”问题。解决此问题的方法之一是在再入流场中喷入一些亲电子液体,如水、四氯化碳、氟里昂等^[1-4],使得在飞行器的天线上方形成一定的雾化区域,在雾化区内,由于电子和正离子在液滴表面的复合及液滴对电子的吸附和蒸发,可将自由电子的密度下降2—3个数量级,从而为电波的顺利通过提供了一个窗口。为了深入了解液体注入高温高速气流后的雾化和穿透性能等问题,我们在H₁电弧风洞中做了一些初步的试验。

关于液体射流注入高速气流后的破碎条件、破碎机理和穿透性能等问题,国外已做了大量的实验和理论分析^[5-10]。但是这个问题是复杂的,它和许多具体因素有关,人们曾提出了许多方法来处理这些问题。根据电弧风洞的流场条件,本文采用了气动力破碎的模型,对液滴运动轨迹的计算,文中导出了一组关系式,它和文[11]中提供的方法的区别在于:这种方法考虑了液滴在高温高速气流中迅速蒸发这一重要因素。另外,文中也给出了液滴的蒸发因子和生存寿命的关系式。

二、实验方法及实验设备

此项试验是在H₁电弧风洞中进行的。试验所用的主要设备包括:喷射平板、亲电子液体供给系统、测量仪器和照相设备。见图1、2。

喷射平板安装于风洞试验段底部,在平板的中心线上排列着四个喷嘴,每个喷嘴可以选择1—3个小孔,小孔直径分0.5毫米及0.25毫米两种,注入方向垂直于气流。设

本文于1982年7月26日收到,12月13日收到修改稿。

计多喷嘴的目的是为了试验射流之间的屏障作用。

供给系统的作用是将液体输送到平板，然后喷入气流。液体在压缩氮气的推动下，经过过滤器、流量计、阀门输入到平板。试验时可以调节不同的压力和流量。

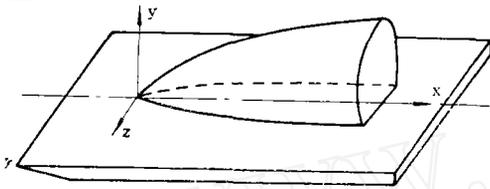


图1 喷射平板及雾化区示意图

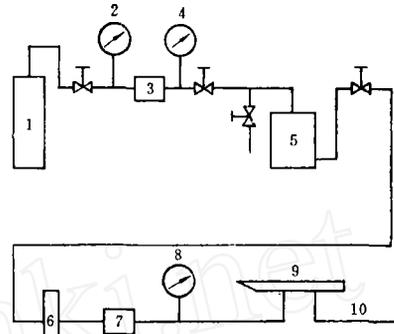


图2 供给系流程图

1—压缩氮气源；2、4、8—压力表；3—调压阀；5—贮液罐；6—转子流量计；7—过滤器；9—喷射平板；10—冷却水

试验中要测量的参数有：注入液体的压力、温度、流量、气流参数、加热器参数及雾化边界等有关数据。雾化区大小的数据通过照相获得。

在第一期试验中，选取单喷嘴、单孔，孔径为0.5毫米，注入液体为蒸馏水。实验中记录了不同压力下的有关数据，并照下了相应的雾化区照片。观察表明：射流在离开喷射孔后的一段距离内还保持挺直，距离增大，射流开始变得不稳定，并迅速破碎成液滴。注入压力增大，雾化区域相应变大。在本试验中由于平板置于风洞试验段底部，射流要穿过气流边界层才能进入气流的核心区，所以从照片上可以看到射流的破碎位置较高。蒸气压破碎现象不明显，主要以气动破碎为主。见图3。

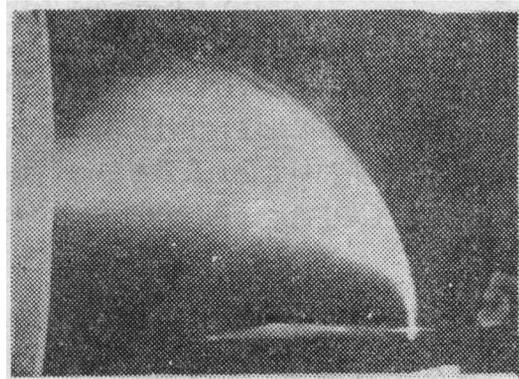


图3 雾化区照片

三、液体射流在高温高速气流中的破碎及破碎后液滴的运动轨迹

根据气动力破碎的观点，液体射流进入高速气流后，在气动力的作用下开始变形，最后射流破碎，散成液滴。假设射流破碎以前的流场不受射流的影响，那么破碎时间 t_b 为^[11]：

$$t_b = 0.536 \left(\frac{\rho_l}{\rho} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{1/3} \frac{d_0}{2u} \sqrt{\frac{Re_0}{1 + \frac{2We_0}{\sqrt{Re_0}}}} \quad (1)$$

上式中 ρ_l 、 ρ 分别为液体和气体的密度， μ_g 、 μ_l 分别为气体和液体的粘性系数， d_0 为喷射孔直径， u 为气流速度， Re_0 为基于喷射孔径的雷诺数， We_0 为韦伯数。

$$Re_0 = \frac{d_0}{2} u \frac{\rho}{\mu_g}, \quad We_0 = \frac{d_0}{2} u^2 \frac{\rho}{\sigma_l} \quad (2)$$

上式中 σ_l 为液体的表面张力。

这里取顺流向的坐标为 x ，垂直于平板的方向为 y ，这样射流破碎点的坐标为：

$$x_b = \frac{4}{3} \frac{\rho c_D' u^2 t_b^2}{\rho_l \pi d_0}, \quad y_b = v_{1l} \cos \theta t_b \quad (3)$$

上式中 c_D' 为射流的阻力系数， v_{1l} 为射流的出口速度， θ 为射流和平板表面法线之间的夹角。在超音速气流中，射流破碎后的平均液滴直径可用下式计算：

$$d_{30} = 48 d_0 We^{-\frac{3}{8}} \left(\frac{Re_0}{M} \right)^{-\frac{1}{4}} \quad (4)$$

上式中 M 为马赫数，

$$We = d_0 u^2 \frac{\rho_l}{\sigma_l}$$

破碎后液滴的尺寸遵从“Nukiyama-Tanasawa”分布^[7]。最大液滴直径可由下式得到：

$$d_{max} = 4.6 d_0 (d_{30}/d_0)^{0.16} \quad (5)$$

下面讨论液滴在气流作用下的运动轨迹，为了得到较简便的计算式，假设在风洞试验段的范围内，气流参数近似不变。因为在这范围内，气流参数的变化和液滴参数的变化相比要小得多，因此在导出计算式时将气流参数作为常量来处理。另外，计算中略去了液滴表面张力和负电位对蒸发潜热的影响，并认为液滴的形状是球形。

液滴在气流中沿 x 方向的加速运动可以用下式表示：

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{3(u-v_x)^2 \rho c_D}{8 \rho_l r} \quad (6)$$

上式中 v_x 是液滴在 x 方向的运动速度， r 为液滴半径， t 为时间， c_D 为液滴的阻力系数。如令气流和液滴之间的相对速度为：

$$v_{rel} = u - v_x$$

那么上式可以改写成：

$$\frac{dv_{rel}}{dt} = -\frac{3 v_{rel}^2 \rho c_D}{8 \rho_l r} \quad (7)$$

液滴在流场中的蒸发方程为^[12]：

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{(\Gamma_c + \Gamma_N) m_d}{\rho_l} \quad (8)$$

上式中 Γ_c 和 Γ_N 为负离子和中性粒子的蒸发通量， m_d 为液体的分子质量。

假设液滴处于沸腾蒸发状态，气流传给它的热量全部用于蒸发，那么气流和液滴之间的热交换关系式为^[12]：

$$\alpha_T \left(\frac{3}{2} K T_g + \frac{1}{2} m_g u^2 \right) (\Gamma_g 4\pi r^2) = (\Gamma_N H_N + \Gamma_c H_c) m_d 4\pi r^2 \times 4.186 \times 10^7 \quad (9)$$

上式中 α_r 为传热系数, T_g 为气体温度, m_g 为气体分子的质量, Γ_g 为气体中性粒子对液滴的随机碰撞通量, H_N 、 H_c 为中性粒子及负离子的蒸发潜热, $H_N = h_d + \Delta h_{sT}$, $H_c = h_d + \Delta h_{sT} + \Delta h_E$, h_d 为液滴的蒸发潜热, Δh_{sT} 为表面张力引起的潜热变化, Δh_E 为液滴电位引起的潜热变化, K 为玻耳兹曼常数。如前所述, 在本文的计算中略去了 Δh_E 、 Δh_{sT} 对蒸发潜热的影响, h_d 的单位为卡/克, 本文中其它参数都用厘米、克、秒制单位。

利用(8)、(9)两式可以导出液滴半径随时间的变化关系:

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{\alpha_r}{4.186 \times 10^7 h_d \rho_l} \left(\frac{3}{2} K T_g + \frac{1}{2} m_g u^2 \right) \Gamma_g \quad (10)$$

令:

$$K_1 = \frac{\alpha_r}{4.186 \times 10^7 h_d \rho_l} \left(\frac{3}{2} K T_g + \frac{1}{2} m_g u^2 \right) \Gamma_g$$

对(10)式积分并代入初始条件: $t=0$ 时 $r=r_0$ (r_0 为初始液滴半径)得:

$$r = r_0 - K_1 t \quad (11)$$

设蒸发因子为 f ,

$$f = 1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^3 \quad (12)$$

f 和 t 的关系式为:

$$f = 1 - \left(1 - \frac{K_1 t}{r_0} \right)^3 \quad (13)$$

液滴的生存寿命 t_l 为:

$$t_l = \frac{r_0}{K_1} \quad (14)$$

从(7)式可得:

$$\frac{d v_{rel}}{dt} = -K_2 \frac{v_{rel}^2}{r} \quad (15)$$

其中

$$K_2 = \frac{3 \rho c_D}{8 \rho_l}$$

解方程(15), 并考虑到初始条件:

$$t=0 \text{ 时, } v_{rel} = u - v_{1l} \sin \theta$$

当 $\theta=0$ 时, $v_{rel}=u$, 得:

$$v_{rel} = \left[\frac{1}{u} + \frac{K_2}{K_1} \ln r_0 - \frac{K_2}{K_1} \ln (r_0 - K_1 t) \right]^{-1} \quad (16)$$

因此液滴速度为:

$$v_x = u - v_{rel} = u - \left[\frac{1}{u} + \frac{K_2}{K_1} \ln r_0 - \frac{K_2}{K_1} \ln (r_0 - K_1 t) \right]^{-1} \quad (17)$$

射流的初始速度为^[5]:

$$v_{1i} = C_i \sqrt{\frac{2p_i}{\rho_i}} \quad (18)$$

上式中 C_i 为喷嘴的喷射系数, p_i 为液体的压力。本文略去了液滴在 y 方向所受的阻力, 这样就可以用射流的初始速度作为液滴在 y 方向的速度。 y 方向的距离和时间的关系为:

$$y = v_{1i} t \quad (19)$$

x 和时间的关系为:

$$x = \int v_x dt = \int \left\{ u - \left[\frac{1}{u} + \frac{K_2}{K_1} \ln \left(\frac{r_0}{r_0 - K_1 t} \right) \right]^{-1} \right\} dt$$

积分上式, 并考虑到 $t=0$ 时, $x=0$, 得 x 的近似表达式:

$$x = u [k_1 t - k_2 \ln(1 - k_3 t)] \quad (20)$$

上式中的系数 k_1 、 k_2 、 k_3 分别为:

$$k_1 = \frac{3 \rho c_D u}{3 \rho c_D u - \frac{4 \alpha_T n_g}{4.186 \times 10^7 h_d} \left(\frac{3}{2} K T_g + \frac{1}{2} m_g u^2 \right) \sqrt{\frac{K T_g}{2 \pi m_g}}}$$

$$k_2 = \frac{3 \rho c_D u r_0}{2 \rho_i \left[\frac{\alpha_T n_g}{4.186 \times 10^7 h_d \rho_i} \left(\frac{3}{2} K T_g + \frac{1}{2} m_g u^2 \right) \sqrt{\frac{K T_g}{2 \pi m_g}} - \frac{3 \rho c_D u}{4 \rho_i} \right]^2}$$

$$k_3 = \frac{\alpha_T n_g}{8.372 \times 10^7 h_d \rho_i r_0} \left(\frac{3}{2} K T_g + \frac{1}{2} m_g u^2 \right) \sqrt{\frac{K T_g}{2 \pi m_g}} - \frac{3 \rho c_D u}{8 \rho_i r_0}$$

上式中 n_g 为气体分子的数密度。

利用关系式(19)、(20)就可以计算液滴在气流中的运动轨迹, 利用求最大液滴轨迹的方法, 可用来近似地计算在 xy 平面上的雾化区域。侧面雾化区的宽度 z 通常和马赫数 M 、孔径 d_0 、液体和气体的压比及 x 等参数有关^[11]。

$$z = f \left(M, d_0, \frac{p_l}{p}, x \right)$$

当 M 、 d_0 、 p_l/p 一定时, 通常可以用下面的经验公式来确定 z 和 x 的关系^[11]:

$$z = K' x \quad (21)$$

其中 K' 为系数。在 yz 平面上的雾化区可以用半个椭圆来近似。这样就已确定了空间的雾化区域。考虑到液滴蒸发后蒸气的扩散, 实际的雾化区域比这个范围还要大一些。

对于多孔喷射的情况, 计算比较复杂, 有些研究者建议用等效孔径来计算^[11]。当改变注入角度时, 主要影响雾化区的大小, 这在推导(16)式时可以看出, 当角度小于90度时, 雾化区高度略有减小。另外, 由于喷射角的变化还影响射流在 x 方向的分速度, 因此它也和去电子效果有关。上述的计算方法也可用于其它液体, 如 Cl_4 及氟里昂等。

四、 H_4 电弧风洞的试验条件及实验结果的分析计算

H_4 电弧风洞的流场特点是电子密度和温度都比较高, 气流速度大, 气流密度低。

风洞流场基于喷射孔径的努曾数近似等于3，因此流场处于过渡区。这样的条件大约可模拟50公里左右高空的情况。

液体注入高速气流后，产生气动力破碎的条件通常用临界韦伯数来衡量，在过渡区内，气动破碎的临界韦伯数大约为6。根据本项试验条件算得的韦伯数约为9，它大于临界值，能产生气动破碎，这和实验结果是一致的。

H₂电弧风洞气流的马赫数M为11，喷管出口处的电子密度为 8.11×10^{11} /厘米³。

计算中用到的几个主要系数为：

传热系数 $\alpha_T = 0.345$

阻力系数 $c'_D = 1.2$ (对圆柱体) $c_D = 2.0$ (对球体)

喷射系数 $c_l = 0.75$

水的蒸发潜热 $h_d = 579.9$ 卡/克 (在31°C时)

水的粘性系数 $\mu_l = 8.00 \times 10^{-3}$ 达因·秒/厘米² (在31°C时)

水的表面张力 $\sigma_l = 71.18$ 达因/厘米 (在31°C时)

实验中测得的注入液的压力和温度见下表。

序号	1	2	3	4	5	6	7	8
注入液体压力 (大气压)	2.5	2.6	3.7	3.9	5.8	4.9	3.8	2.6
注入液体温度 (°C)	31	31	31	31	31	31	31	31

利用上述的有关数据及第三部份中给出的关系式，本文计算了不同压力下的最大液滴运动轨迹，并画出曲线和实验作了比较。见图4—7。从图中可以看出，计算曲线略高于实验值，当x方向的距离增大时，这个偏差也增大。这除了在推导关系式时所作的各种假设引起的误差外，忽略了液滴在y方向所受到的阻力是主要原因之一。液滴在y方向的运动，也受到气流的阻力，因此实际上它在y方向是作减速运动。由于液体射流的初

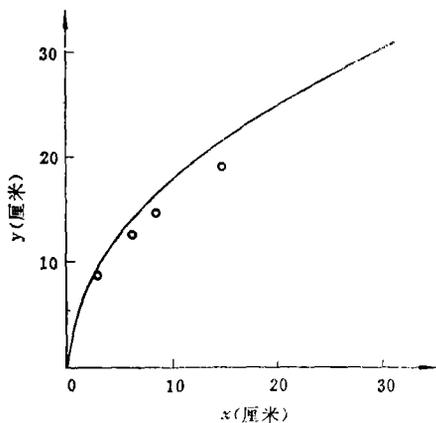


图4 液滴轨迹曲线， $p_l = 5.8$ 大气压
(实线为计算值， \circ 为实验点)

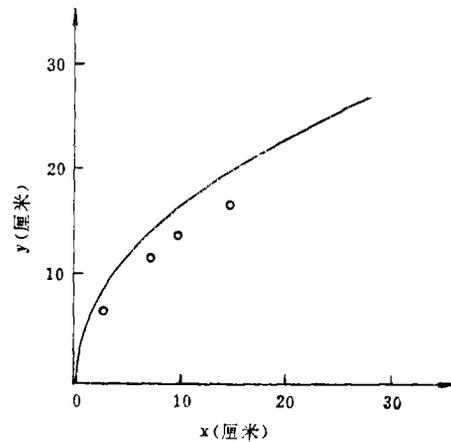


图5 液滴轨迹曲线， $p_l = 4.9$ 大气压
(实线为计算值， \circ 为实验点)

速较大, 因此在他离开喷射孔后的较小范围内, 忽略阻力, 误差不太明显, 但随距离的增加, 液滴在 y 方向的速度也逐渐减小, 偏差也就逐渐明显。如要计算较大范围内的液滴运动轨迹, 最好要考虑液滴在 y 方向的减速运动。本文还计算了不同半径的液滴在 H_1 电弧风洞气流条件下的生存寿命及蒸发因子。见图 8、9。

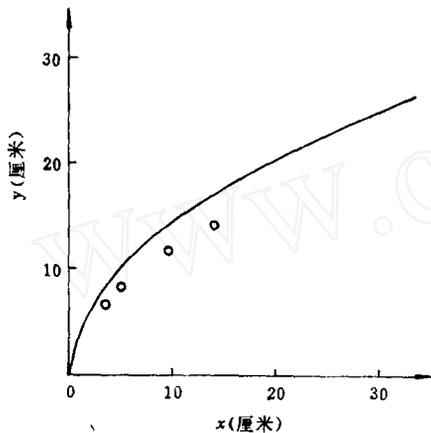


图 6 液滴轨迹曲线, $p_1 = 3.9$ 大气压
(实线为计算值, \circ 为实验点)

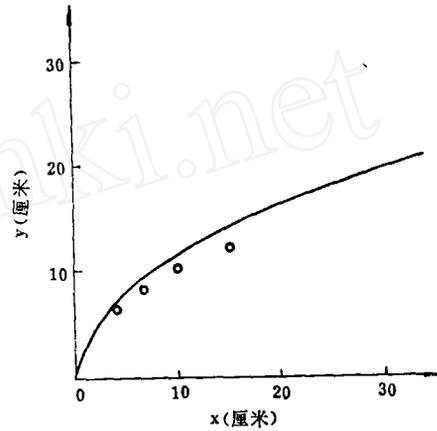


图 7 液滴轨迹曲线, $p_1 = 2.6$ 大气压
(实线为计算值, \circ 为实验点)

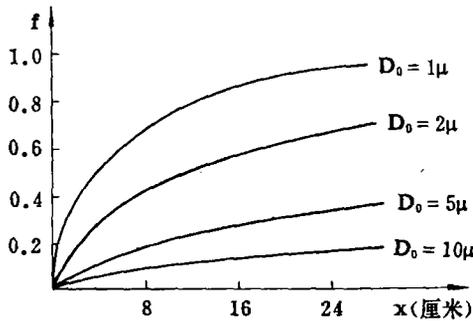


图 8 不同直径液滴的蒸发因子 f 顺流向的变化

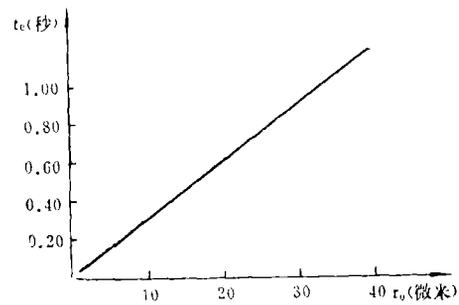


图 9 不同直径液滴的生存寿命

五、结 论

从以上的实验结果和计算可以得到以下的结论:

1. 在一定的再入流场条件下, 当亲电子液体注入后, 可以在气动力的作用下被破碎成液滴, 并形成一定的雾化区域, 它可为飞行器的电波提供一个有效的穿透窗口。
2. 雾化区的大小和注入液体的压力、喷射孔直径等参数有关, 压力越高, 雾化区越大, 利用计算最大液滴轨迹的方法可以近似地确定射流在 xy 平面上的穿透区域。这种计算方法基本上和实验结果相符合。
3. 从蒸发因子 f 的计算可看出, 液滴被破碎得越小, 它蒸发得越快, 从消除电子

的角度来考虑，液滴小一些有利，但要兼顾到它的生存寿命，所以实际应用中应选择一个合理的尺寸。

4. 为了进一步了解液体射流在气流中的破碎机理及注入液体的电子消除机理，还必须测量液滴直径、运动速度及电子密度等参数。这是今后准备进一步开展的工作。

本项工作是在吴承康教授指导下进行的，参加实验工作的还有组内一部份同志。

参 考 文 献

- [1] J.F.Lennon, et al., AD-780510 (1974).
- [2] J.P.Rybak, et al., *IEEE Transaction on Aerospace and Electronic System.*, 7, 5(1971), 879.
- [3] S.Aisenberg, NASA SP-252 (1971), 617.
- [4] Dallas T.Hayes, AIAA Paper, 75-181.
- [5] W.L.Weaver, NASA TM X-2486(1972).
- [6] M.A.Kolipin, et al., *AIAA J.* 6, 5 (1968), 853.
- [7] R.D.Ingobo, NACA TN-4087 (1957).
- [8] P.B.Gooderum, *J. of Spacecraft & Rockets*, 7, 8(1970), 1014.
- [9] W.L.Weaver, NASA TN D-5739 (1970).
- [10] P.B.Gooderum, NASA TN D-6747 (1972).
- [11] H.S.Pergament, AIAA Paper, 72-670.
- [12] S.Aisenberg, et al., AD-694437 (1969).
- [13] K.P.Horn, *AIAA J.* 7, 2 (1969), 358.

ATOMIZATION AND PENETRATION FOR CROSS-STREAM LIQUID INJECTION INTO A SUPERSONIC STREAM

Lin Lie Lu Zhiyun
(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

Experimental method, apparatus and data are presented for the liquid injection through a single orifice from a flat plate into the supersonic stream. Break-up of the liquid jet, and the motion track of the liquid drop are discussed. The flat plate tests in the arc wind tunnel are made at Mach 11. Reynolds number are 6.4×10^4 per meter, and liquid injection pressure are varied from 2.0 atm. to 6.0 atm. Finally, a method is given for estimating the motion track of the liquid drop, and comparison between the estimated value and the experimental data is indicated in this report.