

文章编号: 1000-0887(1999) 10-0991_06

气流雾化问题中的流动稳定性研究^{*}

马 峥, 周哲玮

(上海大学 上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072)

摘要: 运用流动稳定性理论研究气流雾化的机理问题并与有关实验进行比较, 证明了界面波失稳引起的不稳定波增长是喷射雾化中液滴形成的主要原因。另外本文还研究了液滴粒径随各参数的变化规律, 理论和实验的结果在一定程度上是符合的, 因而它将对喷射成形工艺的研究起到一定的指导作用。

关键词: 气流雾化; 喷射成形; 界面波失稳

中图分类号: O358 文献标识码: A

引 言

本文研究的气流雾化(gas atomization)是指液体在气体的冲击作用下破碎成为液滴(雾滴)的过程, 它作为一个基本过程被广泛应用于各个领域, 如粉末冶金、喷射成形等。R. A. Castleman^[1]认为雾化的机理是由于液体和气体相互作用引起液体表面不稳定波的增长而导致射流的破碎, D. Bradley^[2]利用 Taylor 的“风生波”二维模型对这一过程进行了研究并取得了突破性的进展。另外 A. Lawley^[3,4]、J. B. See 和 G. H. Johnston^[5]、H. Lubanska^[6]、N. J. Grant^[7]、A. Unal^[8,9]等人从实验和实际工艺角度对气流雾化进行研究, 发现了气流雾化的三个阶段, 得到了雾化粒径变化的规律及经验公式。马峥和周哲玮^[10]利用能量原理研究了雾化粒径随各种参数的变化, 并与经验公式及实验数据进行了比较。中国上海钢铁研究所和北京科技大学也在进行这方面的研究。

马峥和周哲玮^[11]研究了气流作用下圆柱形液体射流不稳定问题, 使得理论模型在几何形状上较 Bradley 的模型更接近于实际的工艺过程。这一模型着重研究了射流周围高速气流对界面波稳定性的影响, 与传统高速射流射入静止或低速气体的模型有所不同。为了检验该理论模型的正确性和准确程度, 本文用这一理论模型对实际参数进行计算, 并将结果与相关理论和实验进行比较, 发现两者符合得很好, 证实了理论模型的正确性。本文得到的关于液滴直径随各种参数变化的规律将对实际工艺起到一定的指导作用。

1 理论公式

我们应用气流作用下圆柱形液体射流的稳定性模型, 射流为粘性不可压液体, 周围为高速

* 收稿日期: 1998_09_02; 修订日期: 1999_02_15

基金项目: 国家自然科学基金资助课题(19772026); 上海市科技发展基金资助项目(97XD14006)

作者简介: 马峥, (1968~), 男, 副研究员。

流动的无粘可压缩气体, 研究这两种流体相互作用下的界面不稳定性问题。液体的流动可视为一基本流和一波动形式的扰动的迭加, 通过理论模型^[11], 可得到关于界面波的波数 k 与频率 ω 的特征关系式为:

$$(\omega - U \cdot k)^2 + \frac{2}{Re} ik^2 (\omega - U \cdot k) \frac{I_1'(k)}{I_0(k)} \left[1 - \frac{2k\lambda_1}{\lambda_1^2 + k^2} \frac{I_1(k)}{I_1'(k)} \frac{I_1'(\lambda_1)}{I_1(\lambda_1)} \right] + We \cdot k \cdot (1 - k^2) \frac{\lambda_1^2 - k^2}{\lambda_1^2 + k^2} \frac{I_1(k)}{I_0(k)} + Q \cdot (\omega - k)^2 \frac{k}{\lambda_2} \frac{\lambda_2^2 - k^2}{\lambda_1^2 + k^2} \frac{I_1(k)}{I_0(k)} \frac{K_0(\lambda_2)}{K_1(\lambda_2)} = 0, \quad (1)$$

这里 $\lambda_1 = \sqrt{k^2 - i(\omega - U \cdot k)Re}$, $\lambda_2 = \sqrt{k^2 - Ma^2(\omega - k)^2}$, 量纲为一的参数为:

$$Re = \frac{Wa}{\nu}, Ma = \frac{W}{c}, Q = \frac{\rho_2}{\rho_1}, We = \frac{\sigma}{\rho_1 W^2 a}, U = \frac{W_1}{W},$$

其中, ν 为液体的粘性, c 为气体中的声速, a 为液柱半径, σ 为液体表面张力, W 为气体基本流的速度, W_1 为液体基本流的速度, ρ_1, ρ_2 分别为液体和气体的密度。

2 理论计算及与实验结果比较

A. Unal^[8,9] 通过实验详细地研究了气体雾化生成的液滴直径的大小及其随各种参数变化的趋势, 其测量得到的部分实验数据如下:

表 1 实验测量结果

实验序号	供气压力 P/MPa	气体流量 $Q_2/\text{kg}/\text{min}$	液铝流量 $Q_1/\text{kg}/\text{min}$	液铝速度 $W_1/\text{m}/\text{s}$	液滴直径 $D/\mu\text{m}$
151	1.56	3.41	0.376	0.200	22.83
110	1.56	3.41	0.378	0.201	22.42
109	1.56	3.41	0.416	0.221	20.17
152	1.56	3.41	0.540	0.287	21.89
89	1.56	3.41	0.690	0.366	25.46
88	1.56	3.41	0.982	0.521	28.42
112	1.56	3.41	1.205	0.640	30.97
114	1.56	3.41	1.421	0.755	31.86
128	2.12	4.68	0.545	0.289	27.27
127	2.12	4.68	0.703	0.373	26.17
133	2.12	4.68	0.920	0.489	26.28
129	2.12	4.68	1.090	0.579	29.13
135	2.12	4.68	1.214	0.645	26.85
134	2.12	4.68	1.607	0.853	30.86
131	1.05	2.33	0.678	0.360	39.15
138	1.05	2.33	0.850	0.451	42.47
137	1.05	2.33	1.080	0.573	51.08

我们参照 A. Unal 中各物理量数值进行计算。物理量数值如下: 铝在熔化时的体积膨胀率为 6.6%, 密度为 $\rho_l = 2.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 。液铝的表面张力为温度的函数: $\sigma = 0.866 - 1.5 \times 10^{-4}(T - 660) \text{ N/m}$, 取 $T = 860^\circ\text{C}$ 的值 $\sigma = 0.836 \text{ N/m}$ 。液铝的粘性也是温度的函数, 当温度在 $775^\circ\text{C} \sim 925^\circ\text{C}$ 之间时, μ_l 在 $0.99 \sim 0.81 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 范围变化, 取 $\mu_l = 0.9 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 。氮气温度应在室温与液铝温度之间, 取氮气 0°C 、 400°C 、 800°C 时的密度为 1.25 kg/m^3 、 0.5 kg/m^3 、 0.32 kg/m^3 。文献中液铝喷嘴半径为 2 mm, 液铝速度一般为 0.5 m/s , 气体马赫数为 2.0 左右。计算时取液铝速度为 0.544 m/s 、 1.088 m/s 、 1.632 m/s 3 个数值, 气体马赫数在 1.0 ~ 2.0 之间。通过以上物理量的数值可以得到量纲为一的参数的数值, 继而得到增长最快界面波的波长, 我们认为液滴的粒径与此波长是密切相关的。计算结果如表 2 所示。

表 2 不同氮气密度、马赫数及液铝速度下增长最快界面波的波长(μm) 计算结果

波 长 马 赫 数 液 铝 速 度 $W_1/\text{m/s}$	2.0	1.88	1.76	1.65	1.5	1.41	1.29	氮气密度 $\rho_g/\text{kg/m}^3$
0.544	12.7	13.1	13.5	13.8	14.0	13.9	13.2	1.25 $T_g = 0^\circ\text{C}$
1.088	12.2	12.5	12.9	13.2	13.4	13.3	12.6	
1.632	11.7	12.1	12.4	12.6	12.8	12.7	12.0	
0.544	26.6	27.4	28.3	28.8	29.3	29.2	28.1	0.5 $T_g = 400^\circ\text{C}$
1.088	24.7	25.4	26.1	26.7	27.1	26.9	25.9	
1.632	23.3	23.9	24.5	25.0	25.4	25.2	24.2	
0.544	37.8	37.8	40.0	40.9	41.7	41.5	39.9	0.32 $T_g = 800^\circ\text{C}$
1.088	34.5	35.5	36.4	37.1	37.8	37.5	36.1	
1.632	32.0	32.9	33.7	34.3	34.8	34.6	33.2	

从计算得到的最快增长波的波长与实验测量液滴粒径比较发现, 两者是在同一个量级上, 尤其当氮气取 400°C 时密度值时, 得到的数值非常接近。这足以说明用不稳定波的增长来解释液体射流破碎机理的合理性以及该模型的准确程度是恰当的。

另外, 从实验数据可见减少液体金属流量并不一定能够减小液滴的直径, 而我们的计算结果也反映了这一现象。当液气速度比增加时, 即液态金属速度或液态金属流量增加时, 液滴直径不是单调增加的。当液态金属速度较小时, 见实验序号 151、110、109 的数值, 粒径随液态金属速度

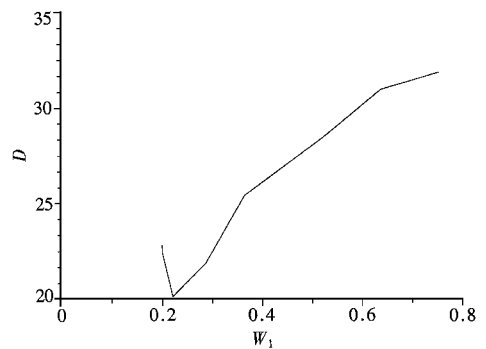


图 1 关于液滴直径随液体速度变化趋势实验

增大而减小; 而当液态金属速度达到某一临界值时, 见实验序号 152、89、88、114 的数值, 粒径才随液态金属速度增大而增大(如图 1 所示)。我们的结果(如图 2 所示)也有同样的趋势, 但临界点的位置和数值与实验结果有较大的差别。总之, 计算结果说明在实际工艺中不能仅靠

减小金属流量来增加液滴精细程度, 只有选择合适的金属流量才能使得液滴粒径达到最小。

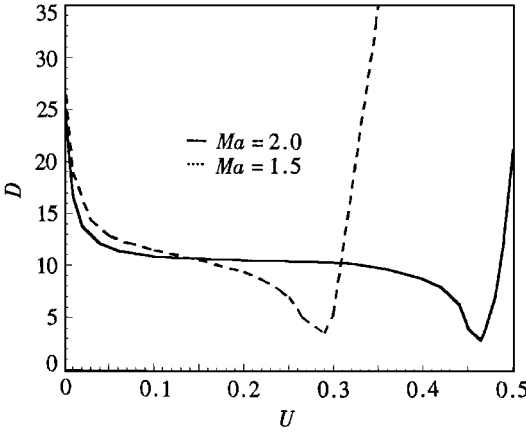


图 2 关于最快增长界面波波长随液气速度比理论变化趋势

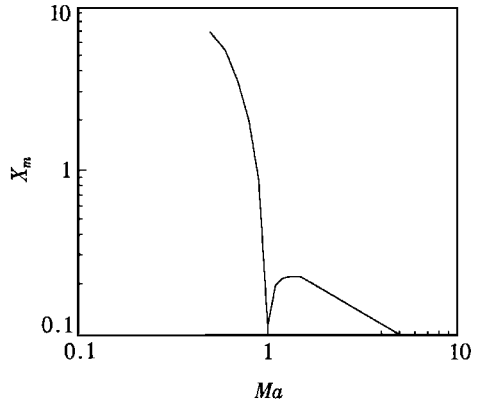


图 3 D. Bradley 液态金属粒径随气体马赫数变化的通用曲线

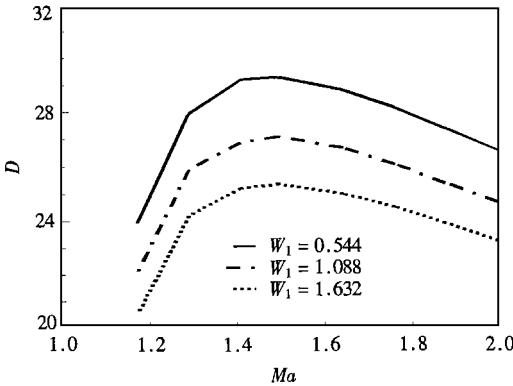


图 4 在不同液体速度下液滴直径随气体马赫数变化规律

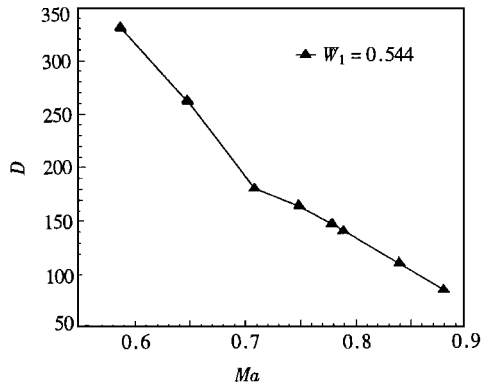


图 5 产生绝对不稳定的界面波波长随亚音速气体马赫数变化规律

D. Bradley^[2]在其理论模型的基础上经过与实验进行校合得到了液态金属粒径通用曲线, 它包含了超音速和亚音速两种情况, 如图 3 所示。这里 X_m 是正比于液滴直径的量纲为一的数。从图 3 中可以看到, 当气体为亚音速流动时, 液滴的粒径随气体速度的增加而单调减小; 而当气体为超音速流动时, 液滴直径随气体速度并不是单调变化, 当气流速度较小时, 液滴直径随气流速度的增加而增加, 当气流的速度大到一定程度时, 液滴直径将随气流速度的增加而减小。其中, 存在一个临界位置, 即液滴粒径的极大值点, 或为最不利于液滴细化的工况, 该点的气体马赫数约为 1.5 左右。

当我们研究液体射流在不同速度下增长最快的界面波波长随超音速气体马赫数变化规律时也发现了这样的规律, 即超音速气体在马赫数较小时, 增长最快的界面波波长随气体速度增加而增加, 当气体速度大到一定程度时, 增长最快的界面波波长随马赫数增加而减小(如图 4 所示)。而且临界位置的气体马赫数也在 1.5 左右。这与图 3 中超音速的部分吻合得很好。

当气体为亚音速时, 射流表现出绝对不稳定性, 这时, 扰动将在空间和时间都增长。我们

将绝对不稳定性产生时界面波的波长作为衡量液滴粒径的尺度,发现绝对不稳定性产生时界面波的波长随气体速度增加单调减小(如图5所示)。这一趋势也与图2中亚音速的部分变化规律相吻合。

在研究中还发现,当气流为超音速时,最快增长波所对应的频率在 10^5 Hz 的量级上(当气体马赫数为 2.0 时,最快增长波所对应的频率为 2×10^5 Hz)。当为使气体产生高频压力脉动在超音速雾化设计中加入的 Hartman 效应装置产生的频率也在 10^5 Hz 左右。这也说明了计算中采用的参数值的合理性。

3 结 论

本文通过对气流中液体射流稳定性模型的计算并与喷射成形的实验进行比较,发现两者得到的液滴直径在数值上是非常接近的,计算得到的液滴直径变化趋势也与实验在一定程度上符合。从而说明液体与气体相互作用引起的不稳定波增长是喷射雾化发生的主要原因。该模型虽然不能直接应用于喷射成形实验过程的计算,但它能较好地反映喷射雾化的本质,因而可以对喷射成形的工艺研究起到一定的指导作用。

致谢 本文得到了上海钢铁研究所章靖国同志及其科研小组的热情帮助,在此表示衷心的感谢。

[参 考 文 献]

- [1] Reitz R D, Bracco F V. Mechanism of atomization of a liquid jet [J], *Phys Fluids*, 1982, **25**(10): 1730.
- [2] Bradley D. On the atomization of liquid by high velocity gases (I) & (II) [J]. *Phys Fluids*, 1973, **6**(6): 1724, 2267.
- [3] Lawley A. Atomization of specialty alloy powder [J]. *J Metals*, 1981, **33**(1): 13.
- [4] Lawley A. Atomization ——The Production of Metal Powders [M]. Princeton, New Jersey: Metal Powder Industries Federation, 1993.
- [5] See J B, Johnston G H. Interactions between nitrogen jets and liquid lead and tin streams [J]. *Powder Technology*, 1978, **21**(5): 119.
- [6] Lubanska H. Correlation of spray ring data for gas atomization of liquid metals [J]. *J Metals*, 1970, **22**(2): 45.
- [7] Grant N J. Rapid solidification of metallic particulates [J]. *J Metals*, 1983, **35**(4): 20.
- [8] Unal A. Effect of processing variables on particle size in gas atomization of rapidly solidified aluminium powders [J]. *Material Science and Technology*, 1987, **3**(12): 1029.
- [9] Unal A. Influence of nozzle geometry in gas atomization of rapidly solidified aluminium alloys [J]. *Material Science and Technology*, 1988, **4**(10): 909.
- [10] 马峥, 周哲玮. 喷射雾化最小等效直径的能量判断准则[J]. *应用数学和力学*, 1999, **20**(8): 771~775.
- [11] Ma Zheng, Zhou Zhewei. Mechanisms of the breakup of a liquid jet in a gas stream[A]. In: Zhuang Fenggan Ed. *Proceedings of the Third International Conference of Fluid Mechanics (ICFM - III)* [C]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1998, 514~ 519.

On the Instability in Gas Atomization

Ma Zheng, Zhou Zhewei

(Shanghai University, Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics,
Shanghai 200072, P R China)

Abstract: The instability theory of fluid flow is applied in gas atomization and the results show that the instability of interfacial wave is the main cause of gas atomization. The size of the droplets and its change with parameters are also studied, the results are compatible with the experiments.

Key words: gas atomization; spray forming; instability of interfacial wave