

文章编号: 1000\_0887(2000) 12\_1255\_10

# 含高浓度悬浮固粒运动射流稳定性研究\*

林建忠<sup>1, 2</sup>, 周泽宣<sup>1</sup>

(1. 浙江大学 力学系, 流体传动及控制国家重点实验室, 杭州 310027;  
2. 杭州应用工程技术学院, 杭州 310012)

(本刊编委林建忠来稿)

摘要: 首先用连续介质耦合模型推导出含高浓度悬浮固粒运动射流的空间稳定性方程, 然后借助渐进分析法和欧拉守恒差分格式, 用有限差分数值解法得到不同流向位置、流场雷诺数、固粒属性和喷射装置运动速度时流场的稳定性特征曲线, 说明喷射装置的反向运动使不稳定扰动频率范围扩大, 正向运动则相反。固粒抑制流场的不稳定性, 随着固粒等效斯托克斯数的减小, 这种效应增强。这些结论, 对于两相运动射流发展的认识有重要意义。

关键词: 悬浮固粒; 连续介质耦合模型; 稳定性; 运动射流; 数值计算  
中图分类号: O359 文献标识码: A

## 术 语 表

$\nabla$ : 梯度算子;  $\nabla^2$ : 散度算子;

$A \cdot \nabla = A_x \partial / \partial x + A_r \partial / \partial r + A_\theta \partial / r \partial \phi$ ;

$\Delta$ : 拉氏算子;  $\Delta'$ : 变形拉氏算子;

上标  $\bar{\cdot}$ : 平均量; 上标  $'$ : 表示扰动量;

上标 T: 矢量的转置; 下标 i: 射流区;

下标 o: 非射流区;  $\alpha$ : 特征容积系数;

$\alpha_j$ : j 相容积系数;  $u_j$ : j 相速度矢量;

p: 流场压力; P: 特征压力;

$U_j$ : j 相特征速度矢量;  $\beta$ : 实数频率;

$\alpha$ : 复数波数;  $-\alpha_i$  为空间放大因子,  
决定流场的空间稳定性;

$C_{ph}$ : 相速度,  $C_{ph} = \beta / \alpha_r$ ;

n: 扰动的阶数;  $P_o$  与  $P_\infty$ : 任意复常数;

$I_n$  和  $K_n$ : n 阶修正贝塞耳函数;

$\varepsilon$ : 扰动的初值;  $\rho_j$ : j 相物质密度;

$R_\rho$ : 气固密度比值,  $R_\rho = \rho_g / \rho_s$ ;

$R_\alpha$ : 固气平均容积系数比;  $R_\alpha = \alpha / \alpha_g$ ;

$\mu_g$ : 气体粘性系数; R: 剪切层厚度一半;

$\theta$ : 剪切层动量厚度,  $\theta = \int_0^\infty U(1-U) dr$ ;

$U_\infty$ : 喷射装置运动速度;  $U_o$ : 出口速度;

$\Delta U$ : 出口跳跃速度,  $\Delta U = U_o - U_\infty$ ;

Re: 流场雷诺数,  $Re = \rho_g \Delta UR / \mu_g$ ;

$T_0$ : 流场特征运动时间,  $T_0 = R / \Delta U$ ;

m: 固粒的阻力系数; Re( ): 取实部;

$f_k$ : 直径为  $d_k$  的固粒群修正系数;

$\tau_{sk}$ : 直径为  $d_k$  的固粒响应时间,

$\tau_{sk} = \rho_s d_k^2 / 18 \mu_g$ ;

$F_g$ : 气相方程中阻力系数,  $F_g = m / \rho_g$ ;

$F_s$ : 固相方程中阻力系数,  $F_s = m / \rho_s$ ;

$Re_{pk}$ : 粒径雷诺数,

$Re_{pk} = \frac{d_k R \rho \max(U'' + \dot{U}' / r)}{2(F_s + R \rho R_\alpha F_g)}$ ;

\* 收稿日期: 2000\_03\_14; 修订日期: 2000\_08\_21

基金项目: 教育部跨世纪优秀人才培养计划基金资助项目

作者简介: 林建忠(1958—), 男, 福建建阳人, 教授, 博导, 院长, 已出版专著 4 部, 发表论文 130 篇, 获奖 22 项。

$\text{th}(\ )$ : 双曲正切函数;  $\Delta r$ : 半径方向步长;

$St$ : 固粒等效斯托克斯数,

$$St = \frac{1}{T_0 \sum_{k=1}^{\infty} P_{kf_k} / \tau_{sk}}$$

## 引 言

含有悬浮固粒的运动两相射流场广泛存在于航空航天飞行器、消防、环卫以及工业过程中。这类流场的特性对设备运行过程的安全、效率和效益起着非常重要的作用,同时对周围的环境有着重大的影响,因而对其进行人工控制非常必要。而要有效地控制流场,就必须掌握流场的特性及固粒对流场的作用规律,由于流场的失稳过程对流场的后续发展有直接的影响,所以弄清固粒对运动射流稳定性的影响非常重要。

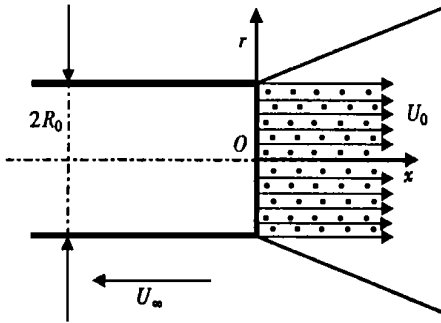


图 1 运动两相射流示意图

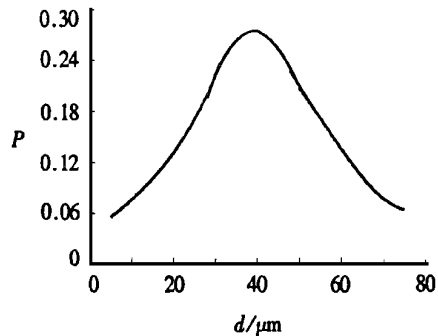


图 2 悬浮固粒粒径分布曲线

Chung & Troutt<sup>[1]</sup>和 Logmire & Eaton<sup>[2]</sup>等关于含有固粒的湍射流的研究,表明流场拟序结构对固粒扩散有影响。基于这些研究, Logmire & Eaton<sup>[3]</sup>证明了近喷射区固粒的扩散受到大尺度涡结构发展的影响,因此改变大尺度涡结构的发展可以控制固粒的扩散,而改变大尺度涡结构的发展可采用声激初始射流剪切层来获得。Peterson & Samet<sup>[4]</sup>研究了中等雷诺数的圆射流在声激条件下不稳定模态的空间演化,锁相的速度扰动图形和测量的锁相的剖面与 Orr-Sommerfeld 稳定性分析结果一致。因此,小固粒的出现对射流湍流的影响可以借助线性稳定性理论来研究。Yang 等<sup>[5]</sup>研究了气-固两相混合层的空间稳定性,忽略气体粘性和固粒速度扰动,发现固粒的存在增强了流动的稳定性。Sykes & Lyell<sup>[6]</sup>考虑了充满固粒的圆射流的空间稳定性,再次发现了固粒对流场的稳定作用。Ramkumar<sup>[7]</sup>研究了小扰动下充满固粒的静止圆射流的时间和空间稳定性,得到了关于固粒属性对小扰动影响的结论,但是其考虑的固粒浓度很低,容积系数的量级为  $10^{-4}$ ,且忽略气体粘性的影响。Alfons & Gunter<sup>[8]</sup>研究了具有外部流动的非粘圆射流的稳定性,得到了外部流动对流场稳定性的影响。LIN & ZHOU<sup>[9]</sup>研究了含高浓度悬浮固粒的帽顶射流(top-hat jet)的非粘时间稳定性,得到了关于固粒抑制流场的不稳定性、加快扰动的传播等结论。在实际中,近帽顶射流(nearly top-hat jet)比较普遍。Morris<sup>[10]</sup>研究了静止近帽顶射流的空间稳定性,得到了气体粘性抑制流场的不稳定性等结论。本文将研究含高浓度悬浮固粒的两相运动近帽顶射流的空间稳定性,揭示流场不同流向位置、流场粘性、喷射装置的运动速度及固粒属性对流场空间稳定性的影响。

## 1 数学模型和方程

根据 Ramkumar<sup>[7]</sup>和 LIN & ZHOU<sup>[9]</sup>的研究,对于图 1 所示的含有高浓度悬浮固粒的运动射

流, 气体和固粒均不可压, 考虑气体的粘性项, 有如下守恒方程组:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \dots \cdot (\alpha \mathbf{u}_j) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\alpha_g \mathbf{u}_g)}{\partial t} + \dots \cdot (\alpha_g \mathbf{u}_g \mathbf{u}_g) = - \alpha_g \frac{\dot{p}}{\rho_g} + \dots \cdot (\alpha_g \mathbf{V}_g \dots \mathbf{u}_g) + \alpha_s F_g (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g), \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\alpha_s \mathbf{u}_s)}{\partial t} + \dots \cdot (\alpha_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) = - \alpha_s R \rho \frac{\dot{p}}{\rho_g} + \alpha_s F_s (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_s). \quad (3)$$

引入扰动后, 可以定义:

$$\alpha = \alpha_j + \alpha', \quad \mathbf{u}_j = \mathbf{u}_j + \mathbf{u}', \quad p = p + p'. \quad (4)$$

显然存在  $\alpha_g + \alpha_s = 0$ . 在这里, 考虑近帽顶射流  $\mathbf{u}_g = [u_{gx}(r) \ 0 \ 0]^T$ , 同时设定简单工况  $\alpha_s = \text{常数}$ . 另外, 固粒的直径很小, 在喷射区附近, 固粒的沉降速度远比流场的特征运动速度小, 因此忽略固粒的沉降速度, 从而根据 Ramkumar 的研究假设固粒在层流中沿着流线运动, 即  $\mathbf{u}_s = [u_{sx}(r) \ 0 \ 0]^T$ .

把气流和固粒的平均速度矢量式代入方程(2)和(3), 整理可得:

$$\mathbf{u}_{sx} = \left[ 1 - R \rho \mathbf{V}_g \frac{1}{F_s + R \rho \alpha F_g} \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right) \right] U. \quad (5)$$

由于式(4)满足式(1)、(2)和(3), 故代入并减去相应的平均方程, 线化后经整理可得到关于扰动量的方程.

射流中心处存在扰动有限条件, 远场点存在扰动无限小条件. 考虑如下的三维扰动:

$$\xi = \exp\{i[\alpha x + n\phi - \beta t]\}, \quad (6a)$$

$$\mathbf{u}'_j = \text{Re}\{[U_{jx}(r) \ iU_{jr}(r) \ U_{j\phi}(r)]^T \xi\}, \quad (6b)$$

$$\alpha_s = \text{Re}\{\alpha(r) \xi\}, \quad (6c)$$

$$p' = \rho_g \text{Re}\{P(r) \xi\}. \quad (6d)$$

将上述扰动函数代入扰动量的方程, 整理可得:

$$\alpha_s \frac{\beta - U\alpha}{\beta - u_{sx}\alpha} \frac{\alpha}{(\beta - u_{sx}\alpha + iF_s)^2} \left( iF_s U_{gr} - R\rho \frac{dP}{dr} \right) \frac{du_{sx}}{dr} - \alpha_s \frac{\beta - U\alpha}{\beta - u_{sx}\alpha} \left[ \frac{\alpha R \rho}{(\beta - u_{sx}\alpha + iF_s)^2} \frac{du_{sx}}{dr} \frac{dP}{dr} + \frac{R \rho \Delta P}{\beta - u_{sx}\alpha + iF_s} \right] + \left[ \alpha_g + \alpha_s \frac{\beta - U\alpha}{\beta - u_{sx}\alpha} \frac{iF_s}{\beta - u_{sx}\alpha + iF_s} \right] \left( \alpha U_{gx} + \frac{dU_{gr}}{dr} + \frac{U_{gr}}{r} + \frac{n}{r} U_{g\phi} \right) = 0; \quad (7)$$

$$(\beta - U\alpha) U_{gx} - U_{gr} \frac{dU}{dr} = \alpha P + i\mathbf{V}_g \Delta U_{gx} - i \frac{R \alpha F_g}{\beta - u_{sx}\alpha + iF_s} \left[ (\beta - u_{sx}\alpha) U_{gx} - \alpha R P - \frac{(iF_s U_{gr} - R \rho dP/dr) du_{sx}/dr}{\beta - u_{sx}\alpha + iF_s} \right], \quad (8a)$$

$$(\beta - U\alpha) U_{gr} = - \frac{dP}{dr} + i\mathbf{V}_g \left( \Delta U_{gr} - \frac{U_{gr}}{r^2} - \frac{2n}{r^2} U_{g\phi} \right) - i \frac{R \alpha F_g}{\beta - u_{sx}\alpha + iF_s} \left[ (\beta - u_{sx}\alpha) U_{gr} + R \rho \frac{dP}{dr} \right], \quad (8b)$$

$$(\beta - U\alpha) U_{g\phi} = \frac{n}{r} P + i\mathbf{V}_g \left( \Delta U_{g\phi} - \frac{U_{g\phi}}{r^2} - \frac{2n}{r^2} U_{gr} \right) -$$

$$i \frac{R_0 F_g}{\beta - u_{sx} \alpha + i F_s} \left[ (\beta - u_{sx} \alpha) U_{g\phi} - R \rho \frac{n-P}{r} \right] \cdot \quad (8c)$$

采用如下能够很好模拟圆射流的势核区的速度剖面<sup>[8]</sup>:

$$U = U_\infty + \frac{U_0 - U_\infty}{2} \left\{ 1 - \text{th} \left[ \frac{R_0}{4} \left( \frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right] \right\}, \quad (9)$$

其中  $R_0 = 100/(3x/R + 4)$ 。

于是就得到了含高浓度悬浮固粒运动近帽顶射流的稳定性方程和边界条件。

## 2 计算数据、数值方法及结果

### 2.1 计算数据

悬浮固粒群采用煤粉,其粒径如图2中所示。根据悬浮体剪切理论和前面的推导过程,结合文献[9],可知阻力系数为  $m = \rho_s \sum_{k=1}^{\infty} P f_k / \tau_{sk}$ 。对于修正系数  $f_k$ ,当固粒的容积系数接近5%时,其形式为:

$$f_k = 1 + 15.834 \frac{\alpha_s P_k}{(1 - \alpha_s P_k)^2} + 0.1368 Re_{pk}^{2/3} - 25.4139 \frac{(\alpha_s P_k)^2}{(1 - \alpha_s P_k)^4} + 0.0065644 Re_{pk}^{4/3} + 0.6975 Re_{pk}^{2/3} \frac{\alpha_s P_k}{(1 - \alpha_s P_k)^2}, \quad (10)$$

其中  $Re_{pk} \leq 50$  和  $0 < \alpha_s P_k < 0.2$ 。

基于上面的公式,可以得到固粒等效斯托克斯数

$$St = \frac{1}{T_0 \sum_{k=1}^{\infty} P f_k / \tau_{sk}}$$

### 2.2 数值方法

为了得到一阶微分方程组,令

$$t_1 = U_{gx}, \quad t_2 = U_{gr}, \quad t_3 = U_{g\phi}, \quad t_4 = P, \\ t_5 = \frac{dU_{gx}}{dr}, \quad t_6 = \frac{dU_{gr}}{dr}, \quad t_7 = \frac{dU_{g\phi}}{dr}, \quad t_8 = \frac{dP}{dr}.$$

将这些定义式代入式(7)和式(8),整理可得:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dt_1}{dr} &= t_5, \quad \frac{dt_2}{dr} = t_6, \quad \frac{dt_3}{dr} = t_7, \quad \frac{dt_4}{dr} = t_8, \\ \frac{dt_5}{dr} &= f_5, \quad \frac{dt_6}{dr} = f_6, \quad \frac{dt_7}{dr} = f_7, \quad \frac{dt_8}{dr} = f_8, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

其中:

$$f_5 = -\frac{1}{r} t_5 + \left( \alpha^2 + \frac{n^2}{r^2} \right) t_1 - \frac{i}{V_g} \left\{ (\beta - U\alpha) t_1 - t_2 \frac{dU}{dr} - \alpha P + \frac{i R_0 F_g}{\beta - u_{sx} \alpha + i F_s} \left[ (\beta - u_{sx} \alpha) t_1 - \alpha R \alpha_4 - \frac{i F_s U_{gr} - R \alpha_8}{\beta - u_{sx} \alpha + i F_s} \frac{du_{sx}}{dr} \right] \right\}, \\ f_6 = -\frac{1}{r} t_6 + \left( \alpha^2 + \frac{n^2 + 1}{r^2} \right) t_2 + \frac{2n}{r^2} t_3 - \frac{i}{V_g} \left\{ (\beta - U\alpha) t_2 + i \frac{R_0 F_g}{\beta - u_{sx} \alpha + i F_s} [(\beta - u_{sx} \alpha) t_2 + R \alpha_8] + t_8 \right\},$$

$$f_7 = -\frac{1}{r}t_7 + \left[ \alpha^2 + \frac{n^2 + 1}{r^2} \right] t_3 + \frac{2n}{r^2} t_2 - \frac{i}{V_g} \left\{ (\beta - U\alpha) t_3 - \frac{n}{r} t_4 + i \frac{R\alpha F_g}{\beta - u_{sx}\alpha + iF_s} \left[ (\beta - u_{sx}\alpha) t_3 - R\rho \frac{n}{r} t_4 \right] \right\},$$

$$f_8 = -\frac{1}{r}t_8 + \left[ \alpha^2 + \frac{n^2}{r^2} \right] t_4 + \alpha(iF_s t_2 - R\alpha_8) \frac{du_{sx}}{dr} \left[ R\rho(\beta - u_{sx}\alpha + iF_s) \right] + \left[ \frac{(\beta - u_{sx}\alpha + iF_s)(\beta - u_{sx}\alpha)}{R\alpha(\beta - U\alpha)} + i \frac{F_s}{R\rho} \right] \left( \alpha_1 + t_6 + \frac{t_2}{r} + \frac{n}{r} t_3 \right) - \frac{\alpha}{(\beta - u_{sx}\alpha + iF_s)} \frac{du_{sx}}{dr} t_8.$$

由文献[10]可以知道  $r = 0$  和  $r = \infty$  处  $P$  满足两个贝塞耳方程。再根据射流中心的扰动有限条件和远场点的扰动无限小条件, 可以定义:

$$P_0 = P_0 I_n(\alpha r) \quad (r \rightarrow 0), \tag{12a}$$

$$P_\infty = P_\infty K_n(\alpha r) \quad (r \rightarrow \infty). \tag{12b}$$

由于在  $r = 0$  和  $r = \infty$  处, 式(9) 定义的平均速度的导数为零, 因此可以认为在这两个点附近粘性不起作用, 根据 Alfons & Gunter<sup>[8]</sup> 的研究, 有:

在  $r = 0$  附近:

$$t_1 = P_0 \left[ \frac{\alpha I_n(\alpha r)}{\beta - U\alpha} - \frac{\alpha I_n'(\alpha r)}{(\beta - U\alpha)^2} \right], \quad t_2 = -P_0 \frac{\alpha I_n'(\alpha r)}{\beta - U\alpha}, \quad t_3 = \frac{n}{r} P_0 \frac{I_n(\alpha r)}{\beta - U\alpha} \tag{13a}$$

$$t_4 = P_0 I_n(\alpha r), \quad t_5 = P_0 \alpha^2 \left[ \frac{I_n(\alpha r)}{\beta - U\alpha} - \frac{I_n''(\alpha r)}{(\beta - U\alpha)^2} \right], \quad t_6 = -P_0 \frac{\alpha^2 I_n''(\alpha r)}{\beta - U\alpha}, \tag{13b}$$

$$t_7 = \frac{P_0}{\beta - U\alpha} \left[ \frac{n}{r} I_n(\alpha r) - \frac{n}{r} \alpha I_n'(\alpha r) \right], \quad t_8 = P_0 \alpha I_n'(\alpha r). \tag{13c}$$

在  $r = \infty$  附近:

$$t_1 = P_\infty \left[ \frac{\alpha K_n(\alpha r)}{\beta - U\alpha} - \frac{\alpha K_n'(\alpha r)}{(\beta - U\alpha)^2} \right], \quad t_2 = -P_\infty \frac{\alpha K_n'(\alpha r)}{\beta - U\alpha}, \quad t_3 = \frac{n}{r} P_\infty \frac{K_n(\alpha r)}{\beta - U\alpha}, \tag{14a}$$

$$t_4 = P_\infty K_n(\alpha r), \quad t_5 = P_\infty \alpha^2 \left[ \frac{K_n(\alpha r)}{\beta - U\alpha} - \frac{K_n''(\alpha r)}{(\beta - U\alpha)^2} \right], \quad t_6 = -P_\infty \frac{\alpha^2 K_n''(\alpha r)}{\beta - U\alpha}, \tag{14b}$$

$$t_7 = \frac{P_\infty}{\beta - U\alpha} \left[ \frac{n}{r} K_n(\alpha r) - \frac{n}{r} \alpha K_n'(\alpha r) \right], \quad t_8 = P_\infty \alpha K_n'(\alpha r). \tag{14c}$$

这样, 上面的微分方程组和两组边界条件就构成稳定性解问题。

为了求解上述一阶微分方程组, 采用欧拉守恒差分格式<sup>[11]</sup>。流场的划分如图 3 所示。由于整个流场是连续的, 所以在任意一点有连续条件。由于边界条件是用扰动压力提出的, 所以为了简单起见, 选择  $r = R$  点的压力连续条件, 即  $t_{8i}(R) t_{4o}(R) = t_{8o}(R) t_{4i}(R)$ 。当然, 该等式数值上不可能绝对满足, 可以把该式转化成误差形式为  $\text{Diff} = \frac{t_{8i}(R)}{t_{4i}(R)} - \frac{t_{8o}(R)}{t_{4o}(R)}$ 。在计算中, 变换特征值  $\alpha$ , 直到使该误差  $\text{Diff}$  满足需要的精度。

### 2.3 数值结果

图 4 和图 5 为喷射装置静止时单相流场的空间放大因子曲线和相速度曲线随着  $R_0$  变化的情况。图 6 和图 7 为喷射装置静止时, 单相流场的空间放大因子曲线和相速度曲线随着  $Re$  变化的情况。图 8 和图 9 为喷射装置静止时, 两相流场的空间放大因子曲线和相速度曲线随固粒等效斯托克斯数变化的情况。图 10 和图 11 为运动装置不同运动速度时, 两相流场的空

间放大因子曲线和相速度曲线的变化情况·

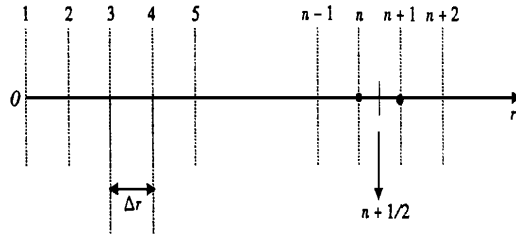


图 3 流场划分示意图

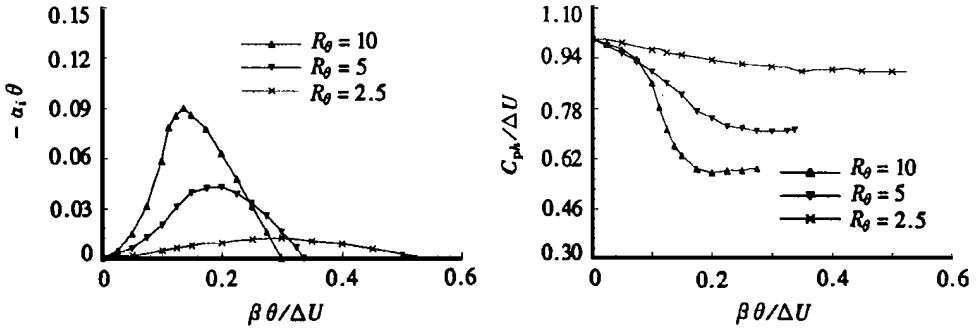


图 4 放大因子曲线和相速度曲线 ( $Re = \infty, n = 0$ )

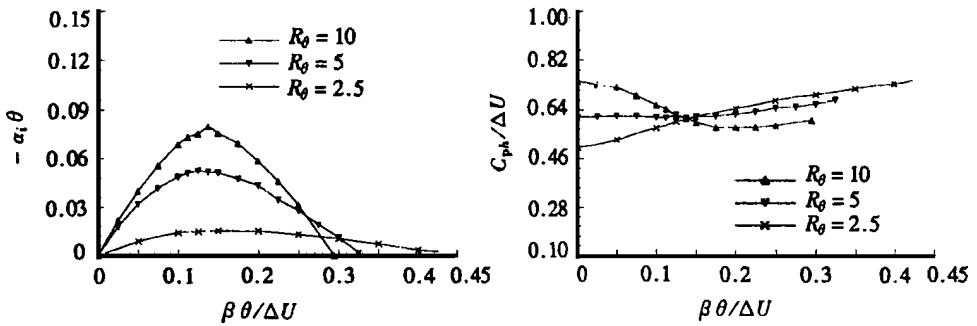


图 5 放大因子曲线和相速度曲线 ( $Re = \infty, n = 1$ )

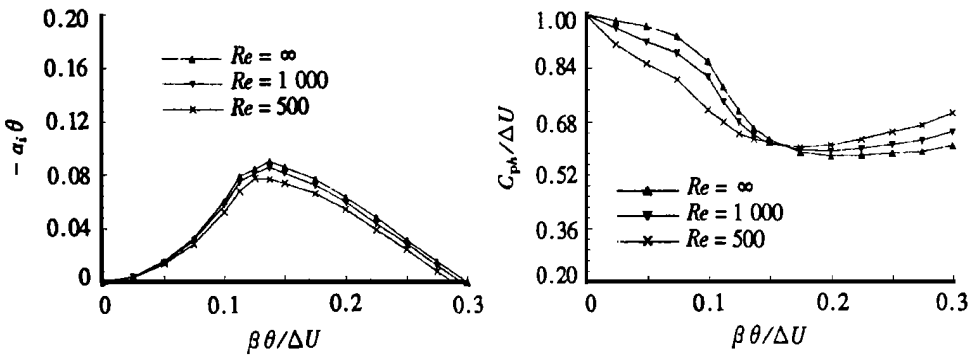


图 6 放大因子曲线和相速度曲线 ( $R_0 = 10, n = 0$ )

### 3 讨 论

(1) 由图4到图7可见,对于单相无粘射流,本文结果与 Alfons & Gunter<sup>[8]</sup>的对应结果基本一致;对于单相粘性射流,与 Morris<sup>[10]</sup>的对应结果基本一致,说明本文的理论分析和数值解法是合理的。

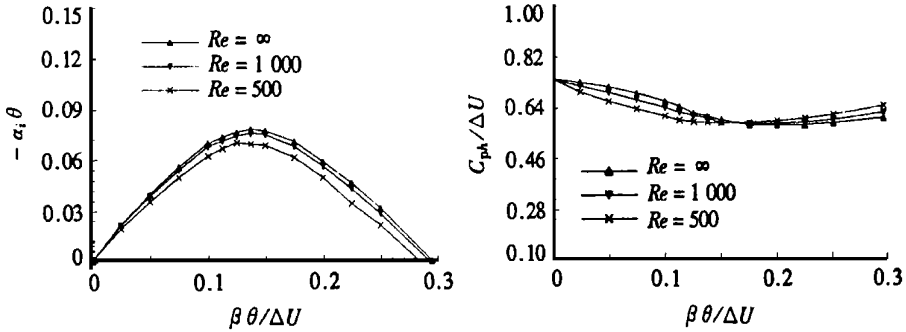


图7 放大因子曲线和相速度曲线 ( $R_0 = 10, n = 1$ )

(2) 图4和图5表明,不管扰动性质如何,随着  $R_0$  的变小,离射流出口越远,低频扰动的增长和传播越慢,但高频扰动的增长和传播越快,流场的不稳定频率范围扩大。这与 Alfons & Gunter<sup>[8]</sup>的结论是一致的。

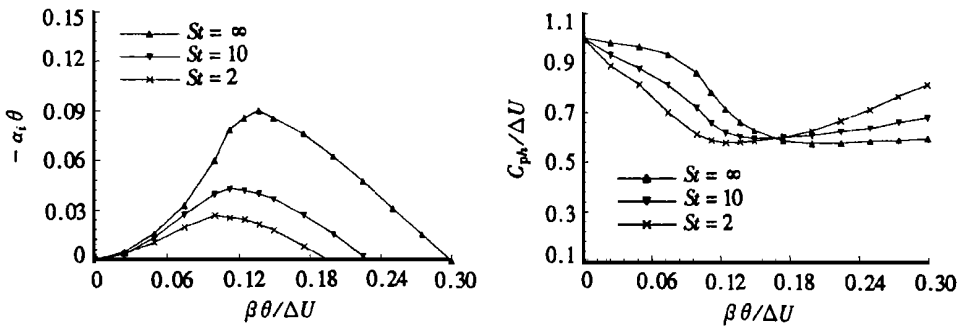


图8 放大因子曲线和相速度曲线 ( $\alpha_s = 0.01, Re = 8000, R_0 = 10, n = 0$ )

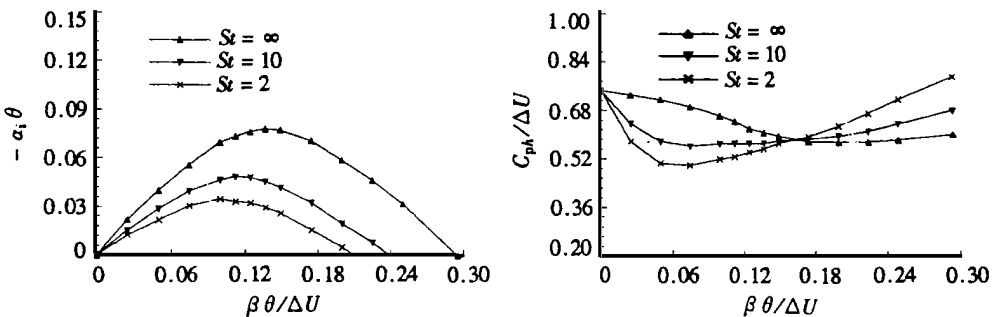


图9 放大因子曲线和相速度曲线 ( $\alpha_s = 0.01, Re = 8000, R_0 = 10, n = 1$ )

(3) 图6和图7显示,粘性射流与对应的无粘射流相比,说明气流的粘性抑制流场中扰动

的增长,即抑制流场的不稳定性、缩小不稳定频率的范围,减慢低频扰动的传播,加快高频扰动的传播。随着流场雷诺数的变小,这种效应增强,这与 Morris<sup>[10]</sup>的结论一致。

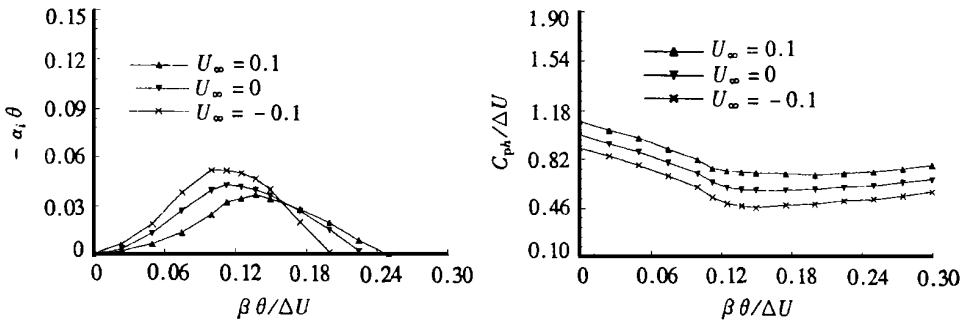


图 10 放大因子曲线和相速度曲线 ( $\alpha_s = 0.01, R_0 = 10, St = 10, Re = 8000, n = 0$ )

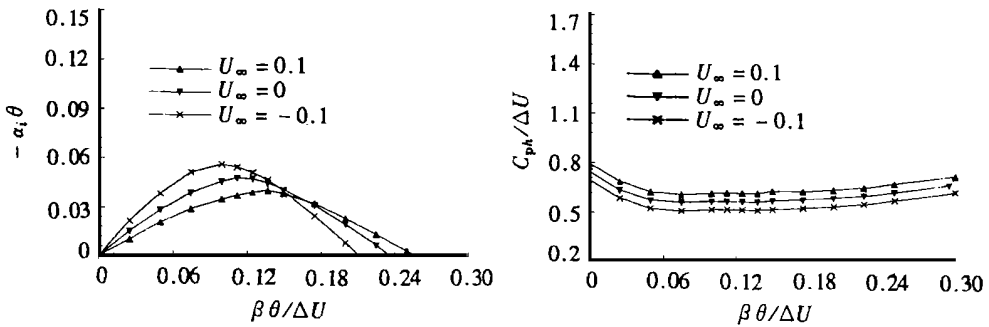


图 11 放大因子曲线和相速度曲线 ( $\alpha_s = 0.01, R_0 = 10, St = 10, Re = 8000, n = 1$ )

(4) 由图 8 和图 9 可以看到,不管扰动性质如何,固粒的等效斯托克斯数变小时,流场中扰动的增长被不断地减弱,流场的不稳定性被抑制,固粒对流场中扰动传播的影响越大,不稳定频率范围变窄。这可以从两方面得到解释,一方面固粒的等效斯托克斯数越小,意味着流场的特征时间越大,在喷射装置不变的情况下,气流的喷射速度越小,流场的不稳定性越弱,而固粒的相对作用变大,从而偏离纯气流情形。另一方面,从式(13)可以看出,固粒的等效斯托克斯数的变小,表明方程中固粒的作用项变大,从而两相流必然偏离纯气流情形。这一结论与 Ramkumar<sup>[7]</sup>在固粒为稀相条件下得到的结论一致。

(5) 图 10 和图 11 显示,与喷射装置静止时相比,当喷射装置反向运动时,抑制低频扰动的增长,加快高频扰动的增长,扩大流场的不稳定频率范围,加快不稳定扰动的传播;当喷射装置正向运动时,加快低频扰动的增长,抑制高频扰动的增长,缩小流场的不稳定频率范围,减慢不稳定扰动的传播。显然,Alfons & Gunter<sup>[8]</sup>在单相无粘条件下得到的结论在两相粘性流条件下也成立。

(6) 由图 4 到图 11 借助进一步的计算可以看到,轴对称扰动情形与非轴对称扰动情形相比,当  $R_0$ 、 $Re$ 、喷射装置的运动速度和固粒的等效斯托克斯数中任一因素变化时,轴对称扰动放大因子的变化率大于非轴对称扰动,但是轴对称扰动相速度的变化率小于非轴对称扰动,说明  $R_0$ 、流场雷诺数、喷射装置的运动速度和固粒的等效斯托克斯数等因素对轴对称扰动增长的影响强于对非轴对称扰动增长的影响,但是对轴对称扰动传播的影响弱于对非轴对称扰动传播的影响。



## 4 结 论

离喷射出口越远, 低频扰动的增长和传播越慢, 但高频扰动的增长和传播越快, 流场的不稳定扰动频率范围扩大。气流粘性抑制流场的不稳定性, 缩小不稳定频率的范围、减慢低频扰动的传播、加快高频扰动的传播。这种效应随着流场雷诺数的变小而增强。喷射装置的反向运动使低频扰动的增长减慢、高频扰动的增长加快、流场的不稳定扰动频率范围扩大、不稳定扰动的传播加快; 喷射装置正向运动的效果正好相反。存在于流场中的固粒抑制流场的不稳定性、缩小不稳定频率的范围、低频扰动的传播减慢、高频扰动的传播加快, 随着固粒等效斯托克斯数的减小, 这种效应增强。流向位置、流场雷诺数、喷射装置的运动速度和固粒等效斯托克斯数等因素对轴对称扰动增长的影响强于对非轴对称扰动增长的影响, 但是对轴对称扰动传播的影响弱于对非轴对称扰动传播的影响。这些结论有益于对两相运动粘性射流的认识。

### [参 考 文 献]

- [1] Chung J N, Troutt T R. Simulation of particle dispersion in an axisymmetric jet[J]. *J Fluid Mech*, 1998, **186**: 199—222.
- [2] Lognire E K, Eaton J K. Structure of a particle\_laden round jet[J]. *J Fluid Mech*, 1992, **236**: 217—257.
- [3] Lognire E K, Eaton J K. Active open\_loop control of particle dispersion in round jets[J]. *J AIAA*, 1994, **32**: 555—563.
- [4] Peterson R A, Samet M M. On the preferred mode of jet instability[J]. *J Fluid Mech*, 1988, **194**: 153—173.
- [5] Yang Y, Chung J N, Troutt T R, et al. The influence of particles on the spatial stability of two\_phase mixing layers[J]. *Physics of Fluids A*, 1990, **2**: 1839—1845.
- [6] Sykes D, Lyell M J. The effect of particle loading on the spatial stability of a circular jet[J]. *Physics of Fluids A*, 1994, **6**: 1937—1939.
- [7] Ramkumar N P. Stability of particle\_laden round jets to small disturbances[J]. *J ASME*, 1995, **228**: 427—433.
- [8] Alfons M, Gunter H. On the instability of a circular jet with external flow[J]. *J Fluid Mech*, 1982, **114**: 343—359.
- [9] LIN Jian\_zhong, ZHOU Ze\_xuan. Effect of suspended solid particles on stability of interface of moving jet[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 1999, **11**(4): 60—66.
- [10] Morris P J. The spatial viscous instability of axisymmetric jets[J]. *J Fluid Mech*, 1976, **77**: 511—529.
- [11] KONG Kang, QIN Meng\_zhao. Hamilton algorithm of Hamilton dynamic system[J]. *Progress in Natural Science*, 1991, **2**: 102—112.

# Research on Stability of Moving Jet Containing Dense Suspended Solid Particles

LIN Jian\_zhong<sup>1,2</sup>, ZHOU Ze\_xuan<sup>1</sup>

(1. Department of Mechanics, State Key Laboratory of Fluid Power

Transmission and Control, Zhejiang University, Hangzhou 310017, P R China;

2. Hangzhou Institute of Applied Engineering, Hangzhou 310017, P R China)

**Abstract:** The spatial stability equation of moving jet containing dense suspended solid particles was derived out by means of the continuum phase\_coupled model. The stability curves of moving jet for different downstream distances, Reynolds number of flow\_field, particle properties and velocities of jetting device are got by the finite difference method based on the asymptotic method and the Eulerian conservative difference scheme. Founded on the analyses of the obtained stability curves it is found that the positive velocity of jetting device widens the unstable frequency range of flow\_field but the effect of the negative one is contrary. In addition, particles existing in the flow\_field curb the instability of flow\_field and the effect enhances with the decrease of Reynolds number of flow\_field. These conclusions benefit learning the development of moving two\_phase jet.

**Key words:** suspended solid particles; continuum phase\_coupled model; stability; moving jet; numerical computation