

旋风分离器不同排气管形状对性能影响研究

吴晓明 陈晓波

(厦门大学 航空航天学院,福建 厦门 361000)

摘要:目前针对旋风分离器排气管的研究主要围绕排气管圆管直径与内伸长度进行,而排气管内伸部分形状变化对分离器性能有着重要影响。在一个标准Stairmand型分离器基础上,建立了排气管圆管直径变化和圆管内伸部分进行“内缩型”及“内扩型”改变等3组共9个分离器模型,采用流体力学方法计算其分离效率和压降,讨论不同模型性能之间的关系:分离器分离效率会随着排气管圆管直径的减小而明显提高,但压降也随之大幅增加,提升分离效率和减小压降构成矛盾的优化目标;当排气管直径大于 $0.4D$ 后,排气管内伸部分“内缩型”改变可以提高分离效率,而“内扩型”改变会小幅度降低分离效率却较大幅度减小了压降。这为不同优化目标(提高效率或降低压降)的旋风分离器排气管结构设计提供参考依据。

关键词:旋风分离器;排气口形状;分离效率;压降

中图分类号:TQ051.8 **文献标识码:**A **文章编号:**1672-4801(2017)02-007-06

DOI:10.19508/j.cnki.1672-4801.2017.02.002

旋风分离器是一种利用离心力将固体颗粒从气固两相流体中分离出来的分离设备,因其结构简单,对环境适应性强而在工业领域得到了广泛的应用。气体在旋风分离器内部引起的旋流带动着固体颗粒旋转而获得径向加速度,较大直径的固体颗粒由于离心力作用碰撞分离器内壁面失去惯性能后在向下的外旋流的带动下被底部的灰斗收集分离,而小固体颗粒由于运动速度相对慢而容易被靠近几何中心的上旋流由排气管而带出。

排气管作为旋风分离器的一个重要组成部分决定着内部的流场分布,许多学者以排气管为研究对象分析其对旋风分离器性能的影响。常规的圆管型排气管直径变化对旋风分离器性能影响已有较多的研究文献。Hoekstra^[1]通过对3种不同直径排气管的旋风分离器在不同流速下进行实验研究发现随着排气管直径的缩小及流速的增大,压降呈非线性增大;Khairy Elsayed等^[2]使用大涡数值模拟9个不同排气管($0.3D$ 到 $0.5D$ 之间)旋风分离器,发现将排气管直径缩小40%会导致无量纲压降(欧拉数)有着175%的增长,在排气管直径的缩小过程中,轴向速度最大将增加73%而切向速度最大逐渐增加到1.6倍的进口速度值。

目前部分学者以排气管内伸部分形状作为分析对象,研究不同形状的排气管对旋风分离器分

离效率和压降的影响。Lim等^[3]以4个不同直径的圆管型、6个内伸部分为锥型排气管的旋风分离器分别在流量为30 L/min、50 L/min和70 L/min下进行实验研究,得到不同形状尺寸排气管的分离效率,其实验结果表明锥型排气管的旋风分离器的分离效率介于具有锥口直径圆管排气管分离器和锥底直径圆管排气管分离器的分离效率之间,采用锥型排气管的旋风分离器可以一定程度降低压降,锥型排气管的内伸长度对分离效率和压降没有明显的影响。Raoufi等^[4]运用数值方法模拟了Lim等^[3]实验中所采用的模型,目的是通过分析各组旋风分离器内部流场分布,用于解释排气管形状尺寸如何对旋风分离器性能产生影响。

本文以Stairmand^[5]型旋风分离器为原型,以文献[1]的实验数据验证仿真分析的准确性,计算旋风分离器在不同排气管圆管直径下的分离效率和压降值,并比较排气管内伸部分形状改变为“内缩型”和“内扩型”两种结构时对旋风分离器性能的影响,讨论排气管直径、形状改变所造成的分离效率和压降之间的变化规律。本文研究结果能够为提高效率或者降低压降两种不同需求导向的排气管结构优化设计提供参考依据。

1 几何模型

本文对如图1所示的3组共9个具有不同排

作者简介:吴晓明(1963—),男,副教授,博士,研究方向:结构优化。
陈晓波(1992—),男,硕士生,研究方向:结构优化。

气管配置的旋风分离器模型进行数值模拟。其中A组为常规圆管排气管、B组为“内缩”型、C组为“内扩”型；旋风分离器A2作为Stairmand型基准模型，与Hoekstra^[1]实验中所采用的标准Stairmand型一致。3组模型仅排气管尺寸存在差异，其余各几何尺寸列于表1中。

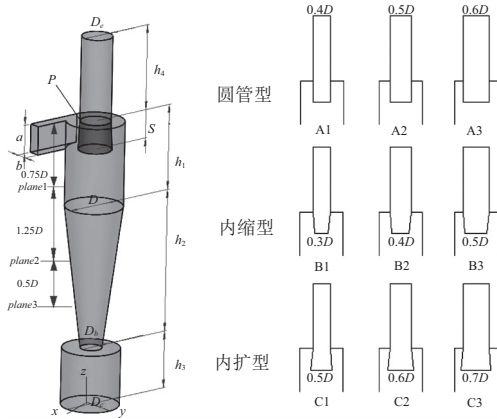


图1 旋风分离器几何模型

表1 旋风分离器尺寸参数

几何参数	比例(尺寸/筒体直径D)	长度/mm	几何参数	比例(尺寸/筒体直径D)	长度/mm
a	0.5	145	h ₄	1.5	435
b	0.2	58	D _c	1.0	290
h ₁	1.5	435	D _b	0.37	107.3
h ₂	2.5	725	S	0.5	145
h ₃	1.0	290	D	1.0	290

2 流动模拟

2.1 连续相的控制方程

旋风分离器内部流动是个高雷诺数的不可压的湍流，雷诺时均方程如下所示：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i' u_j'})$$

式中： u_i 为平均速度； p 为平均压力； x_i 为方向； ν 为运动粘度； ρ 为空气密度； $\overline{u_i' u_j'}$ 为雷诺应力张量。

2.2 湍流模型

选择一个合适的湍流模型对于准确模拟旋风分离器内部流场十分关键。本文采用RSM雷诺应力模型求解雷诺应力的输运和耗散方程。RSM

模型相比于单方程、两方程湍流模型能够更适应强旋流的旋风分离器内部流场。在诸多旋风分离器文献^[6,7]中也被普遍采用。RSM输运方程如下式：

$$u_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i' u_j'}) = D_{ij} + P_{ij} + \theta_{ij} - \varepsilon_{ij}$$

式中：输运扩散项 $D_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} \right)$ ；

$$\text{应力产生项 } P_{ij} = -\rho (\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j' u_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k})；$$

$$\text{压力应变项 } \theta_{ij} = \rho \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)；$$

$$\text{耗散项 } \varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}。$$

2.3 离散相的控制方程

为了计算颗粒轨迹，在Fluent中使用欧拉-拉格朗日方法，利用离散相模型(DPM)用于在连续相(气相)中追踪颗粒。由于颗粒作为离散相在旋风分离器内部流动中所占体积远远小于气相，因此可假设：颗粒的流动对于旋风分离器内部流场几乎没有影响，而只有气相的流场影响颗粒运动。在Fluent中这称为“单向耦合”。对于单个的离散相颗粒有如下的平衡方程：

$$\frac{du_{pi}}{dt} = F_D(u_i - u_{pi}) + \frac{(\rho_p - \rho)g_i}{\rho_p} + F_i$$

式中： u_{pi} 为颗粒速度； $F_D(u_i - u_{pi})$ 为单位颗粒质量的拖曳力； ρ_p 为颗粒密度； g_i 为重力加速度； F_i 为其他附加力，例如Brownian力、Saffman升力等。

对于球形颗粒：

$$F_D = \frac{18\nu C_D \text{Re}}{\rho_p d_p^2 24}$$

式中 d_p 为颗粒直径，且 Re 表示相对雷诺数，其定义为：

$$\text{Re} = \frac{\rho d_p |u_p - u|}{\nu}$$

2.4 求解设置

Fluent中对于连续相的求解设置列于表2。对于旋风分离器气相流动，采取的求解步骤为：先在稳态求解器中将各残差曲线值设为 10^{-5} ，迭代2000至2500次之间残差曲线图出现周期性波动后切换为瞬态求解，时间步长取0.0001s，总计算时间取为1s。收敛依据为各方程残差值达到设

定目标值,且对进口和图1所示P点处静压变化曲线达到稳定状态时可视为求解达到收敛。压降定义为进口截面的平均压力与P点的静压之差。

表2 连续相求解设置

求解选项	设置方案
Turbulent Model	RSM 雷诺应力模型
Solver type	压力基求解器
Scheme	SIMPLEC
Wall treatment	标准壁面函数
Pressure-velocity coupling	Presto!
Discretization scheme	二阶迎风格式
Reynolds Stress scheme	一阶迎风格式
Time step size	0.0001 s

颗粒相求解设置:Saffman升力对于小直径颗粒的轨迹追踪有明显作用,因此在本文的模拟中添加Saffman升力而忽略其他附加力项。本文中假设的球形颗粒直径很小,气相流速波动对小直径颗粒带来的湍流耗散影响不能够被忽略,因此随机轨道模型(DRW)用于模拟气相速度波动。离散相的最大积分步数设定为500 000,追踪颗粒轨迹的长度单位为0.005 m。采用单向耦合即连续相稳定后加入颗粒源进行轨迹计算。

表3和表4分别为所用边界条件与旋风分离器操作参数。各旋风分离器模型均在相同的边界条件和操作参数下进行模拟。

表3 边界条件设置

边界名	边界条件
进口	Velocity-inlet(escape)
出口	Outflow(escape)
壁面	Wall(反射系数0.8)
底部bottom	Wall(trap)
湍流强度	10%

表4 操作参数

连续相			
介质	密度/(kg/m ³)	粘度	速度/(m/s)
空气	1.225	1.7894×10 ⁻⁵	16.1
离散相			
介质	密度/(kg/m ³)	质量流率/(g/m ³)	速度/(m/s)
煤颗粒	2700	5	16.1

2.5 合理性验证

图1中所示的A2模型为标准的Stairmand型旋风分离器,数值模拟获得压降值为615 Pa,文献[1]中实验压降值为630 Pa,模拟值与实验值误差在3%以内;在Y=0截面上的plane1观察沿径向分布的切向速度轮廓如图2所示,发现模拟得到的切向速度分布图与文献[1]实验测得趋势较为吻合。数值模拟的准确性得到验证。

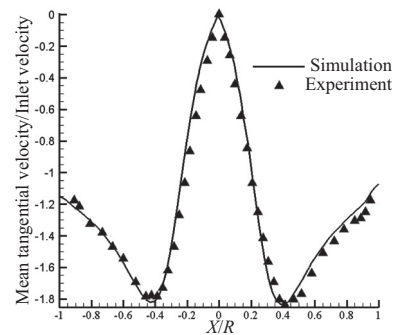


图2 A2模型在Plane1处沿径向分布的切向速度轮廓图

3 模拟结果分析

压降和分离效率通常用来衡量一个旋风分离器的性能。气相的切向速度是影响旋风分离器内部流场的主因,切向速度使得颗粒受到离心力而被分离,越大的切向速度可以使离心力越大,更多的颗粒会在离心力作用下甩向壁面而提高分离效率。轴向速度是上下旋流的成因,径向速度其数值由于相比于切向和轴向速度低一个数量级,而被认为是可忽略的。

3.1 压降

图3是3组不同排气管配置的旋风分离器在V=16.1 m/s下的压降情况。总体上来看对于具有相同管径D_e的旋风分离器而言,B组“内缩”型压降最大,C组“内扩”型压降最小,而常规的A组圆管型介于两者之间,原因是排气管内伸端缩紧会导致上升流速的增加,因而相应位置的压力减小,最终增大了进出口压降。

A1、A2、A3压降分别为1035 Pa、717 Pa、510 Pa,圆管型组的压降随着排气管直径的增大而平缓下降。C1、C2、C3压降分别为928 Pa、592 Pa、329 Pa,以内伸端直径与排气管径之比定义为“内扩”比例,则相应的“内扩”比例为1.25、1.2、1.17,图3中A与C曲线之间的压差值也随着“内扩”比例减少而逐渐增大,其中C1相对于A1压降减小10.34%,C2相对于A2压降减小17.44%,C3相对

于A3压降减小35.49%,可以得出“内扩”型的旋风分离器相比于A组的常规圆管型,能够减小压降损失,且随着排气管直径增大以及“内扩”比例的减小,压降减小的效果也更明显。B1、B2、B3压降分别为1955 Pa、1006 Pa、766 Pa,其“内缩”比例分别为0.75、0.8、0.83, B1与A1相比压降增大88.89%, B2与A2相比压降增大40.31%, B3与A3相比压降增大50.2%,“内缩”型大幅度增大了旋风分离器的压降损失,从能耗损失角度考虑,应避免“内缩”型排气管的结构设计。B1为所有模型中压降值最高,其原因是B1排气管所对应的直径 $0.4D$ 已是所有模型中最小值,而又由于“内缩”比例最小,导致上升流所流经的截面积过小,导致流速的急剧增大,导致相应区域压力减小,从上述可得出在“内缩”型排气管结构设计中,内缩比例0.8为一个临界值,当内缩比例小于0.8时可能导致压降异常增大。

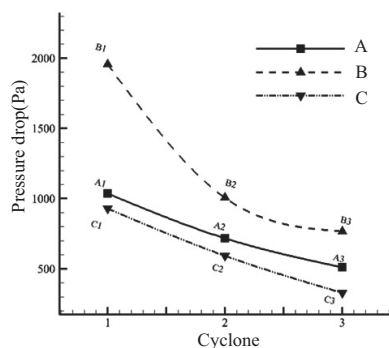


图3 9组模型在 $V=16.1$ m/s工况下的压降

3.2 分离效率

如图4所示为各组旋风分离器的分离效率曲线图,总体上看A、B、C各组分离器对直径在 $0 \sim 2 \mu\text{m}$ 的微小颗粒,其分离效率会随着颗粒直径的增大而迅速提高,分离效率对 $2 \sim 8 \mu\text{m}$ 的中等直径颗粒变化较不明显,而对于大于等于 $10 \mu\text{m}$ 的颗粒则几乎可完全捕获。在旋风分离器内部的旋流中,微小颗粒由于所受离心力相对较小,易被排气管附近的短路流携带到中心区域的上升流,使得在分离器内部的停留时间减少,故而更大概率从分离器内部逃逸而出,对于直径较大的颗粒,其所受到的离心力也越大,与壁面碰撞的机会也越多,在碰撞过程中颗粒所具有的能量得到衰减,而后在向下的轴向速度带领下到达底部的灰斗而被收集。

图4a为A组旋风分离器的分离效率图,分离

效率随着圆管排气管直径的减小而增大,且A1、A2、A3的分离效率差异较为均等;图4b为B组旋风分离器的分离效率图,由图中可以发现“内缩”型的B1、B2、B3分离效率差异较小,可认为较为趋近。图4c为“内扩”型旋风分离器的分离效率图,其分离效率具有明显差异,C1比C2总体上具有较高的分离效率,尽管C1内扩比例大于C2,但考虑到C1管径小于C2管径,因而C1内伸端管径实际小于C2,因而使得上旋流的流通截面积较小,使得短路流进入的概率降低,进而提高分离效率;而C3分离效率明显低于C1和C2,其原因是C3排气管直径较大,内伸端截面内扩后距离分离器壁面最近,而壁面附近的大量颗粒在碰撞反弹过程中极易被携带到排气管附近的上旋流中而逃逸,因而使得分离效率明显下降。

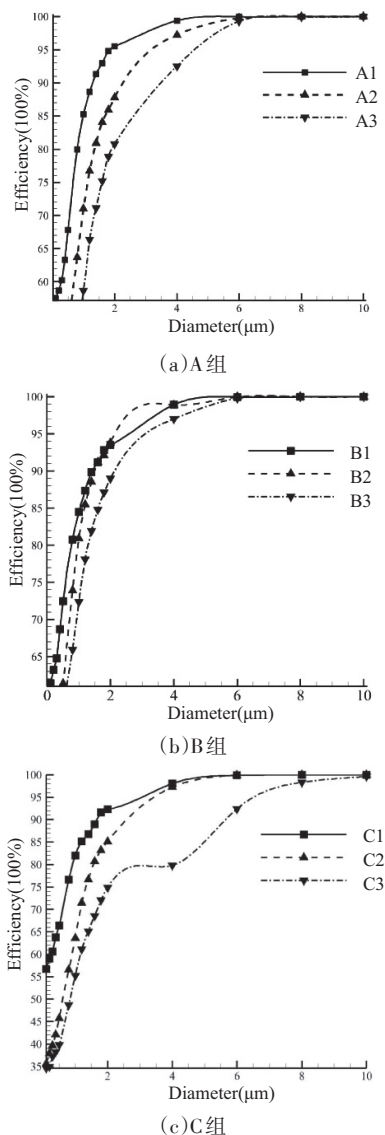


图4 3组旋风分离器分离效率曲线图

为了更直观的了解圆管型、“内缩”型、“内扩”型旋风分离器的性能差异,图5展示了当排气管直径分别为 $0.4D$ 、 $0.5D$ 、 $0.6D$ 时,不同排气管形状对分离效率的影响。如图5a当 $D_e=0.4D$ 时,A1圆管型旋风分离器的分离效率最高,且A1的压降为1035 Pa,仅略高于C1的928 Pa,远远小于B1的1955 Pa。如图5b当 $D_e=0.5D$ 以及 $D_e=0.6D$ 时,圆管型分离效率都会介于“内缩”和“内扩”型之间,可得出当排气管直径大于一定范围(本文中为 $D_e=0.4D$)时,“内缩”型排气管可以有效的提高分离效率。如图5c当 $D_e=0.5D$ 时,圆管型分离效率略高于“内扩”型,然而“内扩”型的压降相比于圆管型却降低了17.44%;对于 $0\sim 2\mu\text{m}$ 范围的颗粒,当 $D_e=0.6D$ 时,圆管型分离效率也略高于“内扩”,“内扩”型的压降相比于圆管型降低了35.49%。由此

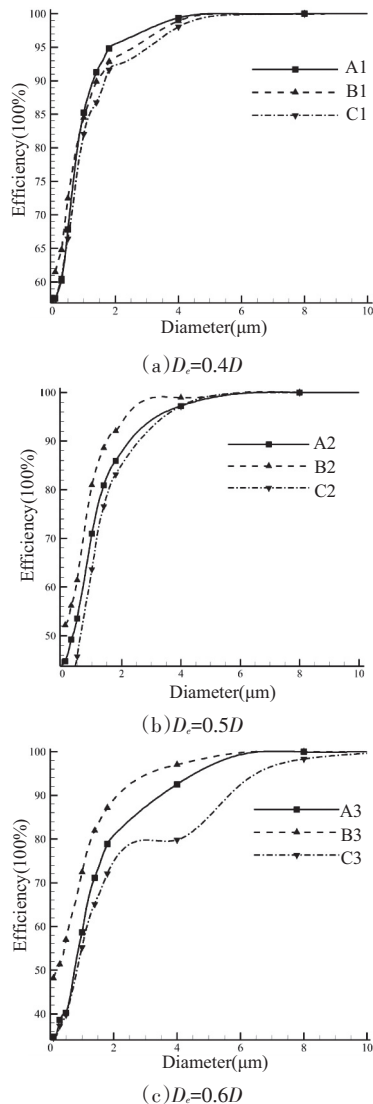


图5 不同排气管形状的分选效率曲线图

可得出“内扩”型能够有效的调和分离效率和压降这一矛盾目标,能在大幅度降低压降的同时,获得略小于圆管型的分离效率。

3.3 流场分布

颗粒在流场中所受到的离心力来源于所受到的切向速度,因而对切向速度进行分析尤为重要。旋风分离器A2、B2、C2在 $Y=0$ 截面和3个轴向截面(Plane1、Plane2、Plane3)的切向速度云图如图6所示,由云图数值可以看出不同旋风分离器的最大切向速度存在一定差异。对于同一个旋风分离器而言,不同轴向位置的切向速度分布仅有较小的差别^[4,8,9];因此下文仅以轴向位置Plane1的切向速度分布作为代表进行讨论。

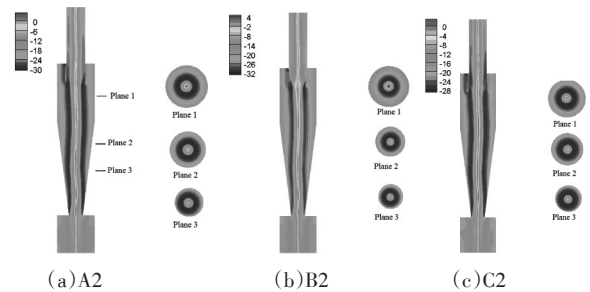


图6 旋风分离器A2、B2、C2在 $Y=0$ 截面和3个轴向截面切向速度云图

A2、B2、C2在Plane1上的沿一条直径分布的切向速度如图7所示,在该处的最大切向速度由大到小依次都为 $B2>A2>C2$ 。“内缩”型的最大切向速度数值最大,且最大切向速度发生的位置离排气管中心区域距离最近,使得该区域的颗粒具有更大的离心力,增加颗粒与壁面碰撞的概率,导致分离效率的提高;而“内扩”型最大切向速度最小,且最大切向速度位置发生位置最远离中心区域,因而可以解释出“内扩”型的分离效率会相对较低。

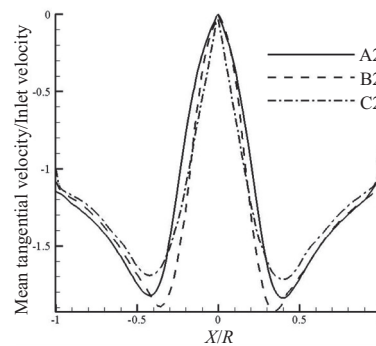


图7 A2、B2、C2在Plane1沿径向位置的切向速度分布

(下转第14页)

