文章编号:1000-8608(2019)05-0480-12

涡流管流动结构及能量分离性能 LDV 实验研究

郭向吉1,胡素锋2,张 博*1,刘 博1,付庭煌3

(1.大连理工大学 能源与动力学院 辽宁省复杂能源转换和高效利用重点实验室,辽宁 大连 116024;2.中国特种设备检测研究院,北京 100029;

3. 北廷测量技术(北京)有限公司,北京 100044)

摘要:设计了直径为 30 mm 的可组装式透明涡流管以实现主流道可视化,并采用二维激光 多普勒测速(LDV)技术得到子午面时均流场.研究了不同冷流比(0.1~0.9)、主流道长度 (360、600、900 和 1 200 mm)、入口压力(0.01、0.02 MPa)下的轴向速度和径向速度分布,特 别是折返流边界对能量分离性能的影响.LDV 结果表明,时均轴向速度分布具有较好的轴对 称性,不同压力下流动结构具有相似性,径向速度远小于轴向速度.增加冷流比会导致折返流 边界径向膨胀,揭示了在过短管和过长管中两种能量分离恶化机制——过短管中折返流面过 厚,过长管中轴向滞止点向冷端靠拢.该结果验证了以往所提出的优化准则,同时可以说明滞 止点并不是涡流管中的一种基本流动结构.

0 引 言

涡流管(Ranque-Hilsch vortex tube, RHVT)自1933年^[1]诞生以来,其特有的能量分 离现象一直被强烈的湍流所掩盖而无法得到一个 统一的解释.在没有任何运动部件的情况下,压缩 气体通过切向进口喷嘴,在涡流管的主流道内产 生强旋流.管内形成流动和能量分离后,远离入口 的热端出口温度升高,同时靠近入口的冷端出口 温度降低.涡流管作为一种能量分离或物质分离 装置[2],广泛地应用在天然气工业[3-5]以及各种热 力学系统中[6-8].能量分离现象诞生于气体流场, 因此,在涡流管内部得到一个明确的流动结构是 理解能量分离过程的关键.然而,复杂而强烈的旋 流阻碍了对流动结构和能量分离的观察和认识, 尤其在定量层面上.虽然以往关于能量分离的具 体机理研究没有达成一致,但对涡流管主流道内 部流动结构的研究越来越受到重视.

在 20 世纪 50 年代,有学者采用注入染料[9]

或烟气[10]的流场可视化技术对涡流管内部流场 进行初步研究,但粒子的示踪性差,获得的迹线往 往不稳定,且定量信息较少.后来,Revnolds^[11]、 Ahlborn 等^[12]、Gao 等^[13]、Xue 等^[14]采用皮托管、 热电偶和热线风速仪等仪器对主流道进行侵入式 实验测量,可以得到速度场、压力场和温度场的定 量信息.但是,这些侵入式探头在一定程度上干扰 了周围的流场:而且大部分工况都不丰富,无法分 析流动结构随工况变化的机制.此外,Xue 等^[15] 进行了流动可视化实验,研究了以水为工质的涡 流管流动结构,但由于液体的不可压缩性,不能产 生能量分离效应.值得注意的是,非侵入式激光流 场测量近年来已成功地应用于涡流管内部流场的 研究.Liew^[16]采用相位多普勒粒子分析仪分析了 两相流涡流管中的水滴运动性态,并且认为进动 涡核在不同层间的传热传质过程中可能起着关键 作用. Burow 等^[17]在 DLR(德国航空航天中心) 进行了只有一个工况的顺流型涡流管的二维 PIV 实验,涡流管中的 PIV 测量被证明是可行的,但

基金项目:国家自然科学基金资助项目(51876020).

收稿日期: 2019-04-08; 修回日期: 2019-07-22.

作者简介: 郭向吉(1992-),女,博士生, E-mail: xjguo@mail. dlut. edu. cn;张 博*(1974-),男,博士,教授,博士生导师, E-mail: zhangbo@dlut. edu. cn.

由于离心力的作用,在靠近热端的轴线附近存在 示踪粒子缺失的现象.

根据数值计算和实验观测,近年来普遍提出 了一种类似的流动结构^[16,18-20].在管内产生强旋 流后,部分气体在流向热端过程中脱离主流,由于 涡破碎作用在轴线附近形成朝向冷端的折返流. 然后通过构建轴向速度为零的等值面,这种虚构 的折返流边界可以看作内层和外层之间的能量传 递和传质过程的桥梁,并可以根据轴向滞止点的 轴向位置将主流道分为传热区和旋流衰减区两部 分,能量分离在传热区产生,在旋流衰减区没有折 返流,仅存在朝向热端的流动,并由于壁面和气体 间摩擦的作用速度不断衰减.

虽然数值模拟可以获得丰富的流场信 息[21-23],但是几乎所有的湍流模型验证仅仅依靠 在进口和两个出口之间的能量分离性能与实验结 果的比较来分析数值模拟的可靠性,而详细的流 场分布却未被实验所验证.课题组根据早期的数 值模拟研究及涡破碎理论在涡流管流场中的应 用,发现了大尺度涡结构主导了内外层之间的传 热传质过程,基于非定常流动结构解释了能量分 离机制,并提出了主流道优化准则[19-20,24].在现有 的速度测量中,LDV 的测量精度最高,其非侵入 式测试技术可以避免对气体流场的干扰;虽然是 单点测量,但可以通过足够多的测点来描述整个 主流道的时均流场分布情况,为了进一步了解流 动结构及其对涡流管能量分离性能的影响,并实 现多组工况下精确的流场测量,本文采用二维 LDV 技术对涡流管主流道进行非侵入式可视化 实验测量.

1 实验方案

涡流管的主要流动结构均分布在主流道内, 为了主流道的可视化(如图 1 所示),采用透明石 英制作主流道圆管,其他部件采用不锈钢加工,并 在周向四角上采用丝杠将各部分组装为一体,实 现可更换、可拆卸的组装模式.主流道直径 D=30 mm,进气道采用 4 个直径为 3 mm 的圆形等 值面切向喷嘴,冷端出口直径 $D_c=15$ mm,采用 L=360,600,900,1 200 mm 不同主流道长度,则 长径比 L/D=12,20,30,40,热端控制阀为 50°锥 角.

实验流程如图 2 所示,其他设备参数列于



图1 主流道可视化涡流管的三维组装图





Fig. 2 Flow diagram of the LDV experiment

表 1.采用空压机提供压缩空气作为流动工质,在 室温和常压下进行 LDV 实验研究.压缩气体经 过稳压和水分、油分过滤后,通过粒子发生器中的 4 个 Laskin 喷嘴,产生示踪粒子均匀混合的气 流.示踪剂为纯石蜡油,雾化后液滴平均粒径为 1 μm.示踪粒子产生后,微米级的液滴与空气均 匀混合,一起进入涡流管,在主流道内形成强旋 流.为了确保示踪粒子在气体流场中的跟随性,采 用下式计算弛豫时间:

$$\tau_{\rm oil} = \rho_{\rm p} d_{\rm p}^2 / 18\mu \tag{1}$$

其中 $\rho_{\rm p}=0.9 \text{ g/cm}^3$,为石蜡油密度; $d_{\rm p}$ 为示踪粒 子平均直径; μ 为空气黏度.

可得示踪粒子弛豫时间 $\tau_{oil} = \sigma(10^{-6})$ s,该量 级足够低,可以保证示踪粒子在空气流场中的跟 随性.

示踪粒子产生后,微米级的液滴与压缩空气 混合,一起喷入主流道中.采用 ILA 公司开发的 2D LDV 系统(FP 50 Shift)获取粒子速度信息, 探头由两种颜色组成(第一通道为 532 nm 绿光, 第二通道为 561 nm 黄光),透镜焦距为 160 mm. 通过 40 MHz 的 Bragg 频移,实现速度方向的判 别.得到时均速度的统计数据是基于最大采样周 期为 60 s,不同测点的采样率在 200~2 000 s⁻¹ 浮动.

表1 设备参数

Tab. 1	Measurement devices specifications
设备名称	设备信息
空压机	型号:W-1.05/12.5
	最大流量:1 050 L/min
	电机功率:7.5 kW
	最大工作压力:1.25 MPa
空气过滤器	型号:DBFC4000
	工作压力:0.1~1.5 MPa
	工作温度:5~60 ℃
	过滤精度:20 μm
压力变送器	型号:Danfoss AKS-33
	工作压力:-0.1~1.2 MPa
	工作温度:-40~85 ℃
	精度:0.3%
热电偶	型号:Omega TJ-36-CASS-116-U-12
	测温范围:-100~1 350 ℃
	精度:0.1℃
空气流量计 (低压)	型号:MF5712
	工作温度:-10~55 ℃
	流量范围:0~200 L/min
	压力损失:≪2 000 Pa
	精度:2%
空气流量计 (高压)	型号:LUGB-MIK-DN15
	工作温度:-40~260 ℃
	流量范围:4~60 m ³ /h
	工作压力:0~1.6 MPa
	精度:1.5%

当人口压力过大时,出现了粒子信息在轴线 位置附近缺失和壁面反光以及壁面上积聚液痕的 现象.从以往性能实验研究可以发现,在不同人口 压力下,能量分离性能曲线分布具有极大程度的 相似性,甚至冷流比拐点所处的位置都非常接 近^[25-27].除此之外,Rafiee 等^[28]得出了不同人口 压力下随冷流比变化的量纲一冷端温差分布情 况,不同人口压力下的量纲一冷端温差分布情 况,不同人口压力下的量纲一冷端温差 $\Delta T_c/\Delta T_{c.max}$ 分布几乎完全贴合.那么可以认为,不同人 口压力下,流动结构具有相似性.则LDV流场测 量过程中所采用的人口压力为 0.01 和 0.02 MPa (表压),以保证示踪粒子的跟随性和较好的粒子 信息.虽然在低入口压力下,涡流管能量分离效果 并不显著,为了耦合分析流动结构分布与能量分 离性能,本文采用结合低入口压力下的流动结构 分布情况与高入口压力下的能量分离性能进行分 析的办法,达到揭示流动结构如何影响能量分离 过程的目的.

为了得到整个主流道在子午面上的轴向速度 分布,首先测量了L=900 mm 涡流管中轴向位置 Z=490 mm 处主流道切面不同径向线上(垂直于 管轴,在 X-Y 平面上,如图 3(a)所示)的粒子速度 分布.每一根线径向范围为一14~14 mm,由 17 个测点组成,每个测点之间间隔 1.75 mm. 根据 这4个不同测点分布策略:设置垂直线(LDV 探 测器沿着图 3(a)中 0°方向移动)为基准线,其他 3 根线分别为沿着逆时针方向 45°、90°和 135°,得到 了图 3(b)中这些直线上在入口压力 0.01 MPa、 $\epsilon = 0.1$ (冷流比 ϵ , cold mass fraction, 定义为冷端 出口质量流量与入口质量流量之比)工况下的轴 向速度(Z方向)分布,横轴上的值表示测点到管 中心的径向距离.结果表明,平均轴向速度分布在 这些不同角度的线上呈现类似的趋势,并且在同 一半径处轴向速度大小非常接近,这说明平均速



前,出现在 0.7 附近,然后迅速下降. 对该结构设计下的 D=30 mm

对该结构设计下的 D=30 mm 涡流管而言, 在选取的 4 组不同主流道长度的工况中,长径比 L/D=20(即 L=600 mm)的涡流管拥有最佳的 能量分离性能.主流道长度过短和过长均会导致 能量分离性能的恶化,但是主流道长度过短时较 主流道长度过长时,性能恶化更为剧烈.

2.2 速度场分布

在入口压力 $p_{in} = 0.01$ MPa 时,图 5 显示了 ε=0.1,0.3,0.5,0.7和0.9时3根不同主流道 长度 L=360,600 和 900 mm 涡流管在不同轴向 位置的时均轴向速度分布.对于L=360 mm 涡流 管,测点位于Z=30,60,120,180,250和330 mm 的 6 条径向线上;对于 L=600 mm 涡流管,测点 位于 Z = 30, 60, 120, 200, 270, 360, 450 和 560 mm的 8 条径向线上;对于 L=900 mm 涡流 管,测点位于 Z = 30,70,180,310,430,520,670和 850 mm 的 8 条径向线上. 为了更好地展示轴 向速度分布情况,所得不同轴向位置上相应测点 的轴向速度采用不同符号标记的曲线连接,可以 看出,所有曲线呈现一定的轴对称性,正向速度 (靠近管轴,为流向冷端的折返流)和负向速度(靠 近管壁,为流向热端的主流)几乎同时出现在所有 的同一轴向位置速度分布曲线上,这意味着涡破 碎在主流道中占主导地位.

在入口压力 $p_{in} = 0.01$ MPa 时,不同主流道 长度、不同冷流比工况在相同轴向位置处的轴向 速度大小分布差异较小,轴向速度分布范围为 $-12 \sim 12$ m/s.对于朝向热端出口流动的主流而 言,它在每个工况中轴向速度大小都在不断地降 低;而对于折返流而言(特别是靠近轴线附近的折 返流),它在流向冷端的过程中先经历加速然后再 减速.但是,在所有的这些工况中,最大折返速度 并不都出现于同一轴向位置处:对于 L=360 mm 涡流管而言,轴线上的最大折返速度几乎都出现 在 Z=250 mm 附近,该位置非常靠近热端出口; 随着主流道长度和冷流比的增加,轴线上出现最 大折返速度的位置逐渐向冷端出口移动.

对于入口附近的轴向速度分布而言,大部分 曲线呈现"凹"字形,在小冷流比工况时曲线扭曲 程度更为剧烈.对于L=360,600 mm的较短管而 言,如图 5(a)所示,在 $\epsilon=0.1$ 时"凹"字中心由正 向速度变为负向速度,即在冷端的折返流中央区 域出现了朝向热端运动的流体,意味着冷端出口

度场在一定程度上呈现轴对称(靠近壁面,向热端 流动的主流为负;靠近轴线,流向冷端的折返流速 度为正).根据图 2 所示的 LDV 和涡流管布置方 式,LDV 探头的轴线垂直于涡流管轴线,轴向速 度(测点位于 Z 方向)可以由探头的第一通道获 得,径向速度(测点位于 Y 方向)可以由探头的第 二通道获得(如果探测器沿着 0°方向移动),而切 向速度(测点位于 X 方向)也可以由探头的第二 通道获得(如果探测器沿着 90°方向移动).然而, 当探头沿着 90°方向移动,示踪粒子信号质量较 差,尤其对于第二通道信号而言.故而在本实验中 探头沿着 0°方向移动,可以获得测点的轴向速度 和径向速度.

2 实验结果与分析

2.1 能量分离性能

采用入口压力 pin = 0.1 MPa 对 4 根不同管 长的涡流管在不同冷流比下的能量分离性能进行 评价,结果如图4所示,所有的涡流管均能产生能 量分离,其性能在较小冷流比时随着冷流比的增 大均有提高,达到拐点后,随着冷流比的增大而降 低. 主流道长度为 600、900 以及 1 200 mm 的涡 流管性能较为接近,L=600 mm 涡流管性能具有 微弱的优势,并且它在各冷流比下均表现最佳.然 而,L=360 mm 涡流管性能相较于其他 3 个长 管,差距非常明显,它的最大温差为13.5 K,且产 生在非常小的冷流比(ε=0.28)下,而其他长管的 最大温差出现在相对较大的冷流比($\epsilon = 0.8$)附 近.L=1 200 mm 涡流管的能量分离性能相较于 L=600,900 mm 涡流管的性能进一步削弱,在小 冷流比下性能同L=360 mm 涡流管几乎一致,而 在大冷流比时,拐点较L=900 mm 涡流管更为提



图 4 不同管长下的能量分离性能





图 5 入口压力 0.01 MPa、不同冷流比下不同管中不同轴向位置处的轴向速度分布 Fig. 5 Axial velocity distribution at various axial locations in different tubes with inlet pressure of 0.01 MPa under various cold mass fractions

产生了外部气体在轴线附近的回流现象,这主要 是由于在小冷流比时在主流道入口附近形成的负 压区压力梯度较大所致.

对于相同冷流比下的各管热端,较短管中的 折返速度大于较长管,这是因为在较长管中,流体 在流向热端的过程中需要克服更大的流动阻力, 使得下游流场的动能衰减尤为剧烈.值得注意的 是, $\epsilon = 0.9$ 时 L=900 mm 的涡流管 Z=850 mm 处的测点速度均为负值目非常接近 0 m/s, 这意 味着在热端附近存在一个区域,从该轴向位置到 控制阀之间没有出现折返流,即可以认为折返流 区尾部伴随着一个轴线滞止点的出现.此外,由于 L = 900 mm 主流道过长,从 Z = 430 mm 到 850 mm的轴向位置之间速度变化非常微弱,均接 近于 0 m/s. 而对于 L=360 mm 的短管而言, 在 所有冷流比工况下,各轴向位置处的轴向速度分 布均较为贴近,比较起来,对于L=600 mm 的中 管而言,其轴向速度场分布在整个主流道中则显 得更为均匀.

为了更清晰地比较不同工况下各管内的轴向 速度分布情况,选取了 L=360,600,900 mm 3 根 管内 $\epsilon=0.1,0.9$ 下 Z=30,330 mm 的两个轴向 位置的轴向速度分布结果进行比较,其结果如图 6 所示.显然,无论对于 $\epsilon=0.1$ 还是 $\epsilon=0.9$ 的工 况,在靠近入口附近的 Z=30 mm 处,3 根管内的 轴向速度分布趋于一致.然而,在主流道下游位置 Z=330 mm 处,虽然主流速度分布非常接近,但 是折返流速度分布却显现了较大差异:在 $\epsilon=0.1$ 时,折返流速度在 L=900 mm 涡流管内有最大 值,其次是 L=600 mm 涡流管,最后是 L=360 mm涡流管;然而,在 $\epsilon=0.9$ 时,上述结果正 好相反.这说明主流道长度的增加,对入口附近的 流场分布和流动结构影响较小,主要影响主流道 下游部分的流场分布情况.

总之,在所有工况下,外层的主流由于受管壁 面摩擦影响,在流向下游时速度幅值都会减小.然 而,在不同冷流比和主流道长度下,内层折返流的 速度场分布呈现更为丰富的变化.冷流比越大,轴 向逆压梯度越大,折返流在从热端到冷端的流动 过程中不断被加速,在靠近入口处又不断被减速, 轴线上的折返速度最大值所处的轴线位置在不同 冷流比和主流道长度工况下有所变化.

图 7 显示了更高的入口压力 *p*_{in}=0.02 MPa 下,*L*=360,600,900 mm 3 根管在不同轴向位



- 图 6 入口压力 0.01 MPa、ε=0.1 和 0.9 时 不同管中 Z=30 和 330 mm 处的轴向 速度分布对比
- Fig. 6 Comparison of axial velocity distributions at Z = 30 and 330 mm in different tubes with inlet pressure of 0.01 MPa under $\varepsilon = 0.1$ and 0.9

置、ε=0.1时的轴向速度分布,从图中可以发现, 其对应管内的轴向速度分布形状在很大程度上类 似于图 5(a)中 *p*_{in}=0.01 MPa 时的分布形状,这 意味着流动结构在不同入口压力下具有相似性. 一个明显的特征是较高的入口压力带来了相应测 点上较大的速度;图 7 中最大主流速度可以超过



図7 八口広力 0.02 IMI a c=0.1 阿小问音 中小问抽问也且又的抽问还反为"仰 Fig. 7 Axial velocity distribution at various axial locations in different tubes with inlet pressure of 0.02 MPa under c=0.1

16 m/s,而图 5 中最大主流速度小于 12 m/s.需 要注意的是,在 L=360 mm 涡流管内,入口压力 的提高带来了入口附近更大的切向速度,形成了 较强的负压区,对于短管而言这一负压区会影响 轴线附近的下游区域,甚至是热端附近的流场,使 得几乎所有曲线均呈现出"凹"字形.轴向速度场 分布出现了这样一种扭曲的形状,无疑对能量分 离性能也会造成一定的影响,但是在较长的管中 则没有出现这种现象,这也反映了主流道长度过 短时对流场分布形成的一种不利因素.

选取 *p*_{in}=0.01 MPa、ε=0.9 和 *L*=900 mm 工况,得到该管中不同轴向位置的径向速度分布 如图 8 所示.与相同工况下的轴向速度分布相比, 径向速度较小,几乎均接近于零,径向速度分量在 3 个速度分量中幅值最小,这在其他实验和数值 模拟中都有体现.放大图中可以发现径向速度分 布不具有轴对称性,也不具备良好的规律性.

2.3 流动结构分布

涡破碎和进动涡核被认为决定了主流道内不 同层间传热、传质过程,是形成流动分离和能量分 离的关键因素.在本研究中,采用 LDV 技术测量 得到的时均流场无法直接捕捉进动涡核. 通过不同轴向位置的轴向速度分布,在ε=0.1,0.5,0.9 时,得到4根不同主流道长度下管内折返流边界 的近似形状,如图9~12所示. 采用实线连接不同 轴向位置的零轴向速度点用以拟合绘制曲线,并 依据轴向速度分布发展趋势采用虚线得到冷热两 端的趋势曲线同实线相连(包括推测滞止点在主 流道中的大概位置),得以完整绘制出折返流边界 的分布情况.

整体而言,所有的边界都在一定程度上呈现 圆柱或圆锥的形状.在较长的主流道工况中,中央 回流区在向热端延伸时变得更薄,呈现圆锥状,而 短管中的折返流边界形状更接近于圆柱状.随着 冷流比的增大,中央回流区的等效直径变大,呈现 出膨胀的趋势,这与数值计算结果一致.此外,除 L=360 mm的管外,其余 3 根较长管的能量分离 性能随着冷流比的增大而提高(拐点均出现在 ϵ = 0.7 以后),在 ϵ >0.3 后,L=360 mm涡流管能量 分离性能迅速恶化,从图 9 中的折返流边界分布 情况可以看出,由于管长较短,轴向空间受限,提 高冷流比后涡核膨胀,中央回流区无法在轴向空



图 8 入口压力 0.01 MPa、ε=0.9 时 L=900 mm 管中不同轴向位置处的径向速度分布 Fig. 8 Radial velocity distributions at various axial locations in tube of L=900 mm with inlet pressure of 0.01 MPa under ε=0.9



图 9 入口压力 0.01 MPa 时 L=360 mm 管中不同冷流比下折返流边界分布情况 Fig. 9 Reverse flow boundary distribution under different cold mass fractions and p_{in}=0.01 MPa in L=360 mm tube



图 10 入口压力 0.01 MPa 时 L=600 mm 管中不同冷流比下折返流边界分布情况 Fig. 10 Reverse flow boundary distribution under different cold mass fractions and p_{in}=0.01 MPa in L=600 mm tube

间上得到充分的膨胀,只能在径向上扩大区域,并 挤压外层热流空间,导致能量分离性能恶化.

几乎所有位于冷端壁面上的折返流边界其等 效直径均为 21 mm 左右,尤其是比较在 $\epsilon = 0.1$ 工况下,L = 360,600,900 mm 中折返流边界分布 形状可以发现,随着主流道长度的增加,在主流道 下游部分,折返流边界呈现出拉长、变细的趋势, 但是对位于冷端壁面上的折返流边界其等效直径 并无影响,这说明改变主流道长度和冷流比对入 口附近的折返流分布影响不大,对主流道下游的 流动结构分布影响更为剧烈.然而,本文设计涡流 管冷端出口直径为15 mm,折返流边界等效直径 远大于冷端出口直径,根据 Behera 等在数值模拟 中的发现^[29],在本文所采用的涡流管流场中应该 会在冷端形成二次环流结构.然而,二次环流结构 不能被 LDV 测试所捕获,因为 LDV 这种单点测



图 11 入口压力 0.01 MPa 时 L=900 mm 管中不同冷流比下折返流边界分布情况 Fig. 11 Reverse flow boundary distribution under different cold mass fractions and p_{in}=0.01 MPa in L=900 mm tube



图 12 入口压力 0.01 MPa 时 L=1 200 mm 管中不同冷流比下折返流边界分布情况 Fig. 12 Reverse flow boundary distribution under different cold mass fractions and p_{in}=0.01 MPa in L=1 200 mm tube

速技术使得流线无法被分析.

轴线滞止点结构应该出现在 LDV 测试结果 中,虽然这种流动结构不能直接被 LDV 所捕获, 但是可以根据轴向速度分布情况推测轴线滞止点 位于主流道中的大致位置.随着主流道长度的增 加,在相同的冷流比工况下,折返流边界被拉伸, 并且在热端附近不断变细,呈类圆锥形分布.直到 $\epsilon=0.9$ 时,L=900 mm 涡流管的热端出现了清晰 的滞止点结构(在 $\epsilon=0.5$ 时 L=900 mm 涡流管 的控制阀附近也可能出现滞止点).然而,对于 L=900 mm 涡流管在 $\epsilon=0.9$ 时,虽然中央回流 区在上游轴向位置表现出膨胀趋势,但在热端附 近,折返流形状呈现出在轴向方向向冷端收缩的 趋势,出现这种现象可以从轴向速度分布中发现 其产生的原因:由于L=900 mm涡流管的主流道 过长,沿程流动损失较大,并且可以发现从Z=430 mm 到热端出口这一区域,无论是正向速度 还是负向速度都几乎接近于零,轴向逆压梯度过 大,导致了中央回流区的收缩.并且需要注意的 是,在图 11 中,L=900 mm涡流管能量分离曲线 中拐点出现在 $\varepsilon=0.7 \text{ 左右}$,随后能量分离性能迅 速下降.

而在图 12 的 L=1 200 mm 涡流管中,即使 在非常小的冷流比 $\epsilon = 0.1$ 时,滞止点也非常清晰 地出现在了主流道内,随着冷流比的增大,虽然折 返流边界等效直径仍然不断增大,但是滞止点的 轴向位置却不断收缩,向冷端靠近.同样可以看 到,从滞止点出现位置到热端控制阀的这一段距 离,无论对于正向速度还是负向速度而言,其值都 非常接近于零.随着冷流比的增大,轴向逆压梯度 也随之提高,但是在这种情况下,涡核在轴向上膨 胀的驱动力无法匹配旋流衰减所带来的阻力,导 致了在讨长管中折返流边界随着冷流比增大呈现 向冷端收缩的结果.综上所述,滞止点并不是涡流 管的一种基本流动结构,在过长的主流道中较易 出现滞止点结构,但是这种结构的出现意味着该 工况下能量分离性能并不处于最优状态,同时也 可以说明 Xue 等^[18]提出的滞止点制热效应的能 量分离模型是不成立的.并且值得注意的是,L= 1 200 mm 涡流管滞止点在较大冷流比工况下不 断回缩,同时伴随了图4中其能量分离性能在较 大冷流比工况下的削弱,这种滞止点回缩现象的 产生也解释了为何 L=1 200 mm 涡流管的性能 拐点较 L=900 mm 涡流管的性能拐点更为提前 出现(曲线峰值点向冷流比减小方向移动).

无论是主流道过短的涡流管(L=360 mm) 中出现的折返流边界的过度膨胀,还是主流道过 长的涡流管(L=900,1 200 mm)中出现的滞止点 向冷端移动的现象,这些现象的出现都伴随着能 量分离性能的恶化,且过短管中出现的过度膨胀 在大冷流比时对性能的恶化更加严重.在性能最 好的L=600 mm涡流管流动结构中,其折返流边 界在各冷流比工况下均覆盖至热端,既没有出现 滞止点结构,也没有出现折返流边界过厚的现象 (除入口附近的折返流边界分布情况),充分地说 明了能量分离性能得到优化时存在其相对应特定 的流动结构.当然,在所有的这些工况中,入口附 近的折返流边界等效直径均大于冷端出口直径, 在今后的优化工作中对该涡流管增大冷端出口直 径以匹配折返流边界等效直径有望进一步提升能 量分离性能.

3 结 论

(1)不同工况下的轴向速度分布变化丰富.外 层的主流在朝向热端运动过程中不断衰减,而内 层的折返流在从热端到冷端的运动过程中先加速 然后再减速.增大冷流比使轴线附近的折返流速 度增大,由于轴向逆压梯度增大,轴向最大折返速 度向冷端移动;不同入口压力下的流动结构具有 相似性,入口附近的负压区对周围流场的影响较 大,在小冷流比时发现冷端回流,入口压力越大、 管长越短,该现象越明显;径向速度远小于轴向速 度.

(2) 折返流边界在一定程度上呈现圆柱或圆 锥形状,当冷流比增大时,折返流等效直径在不同 管长中均呈现变大的趋势,这同涡破碎理论分析 一致^[20],冷流比增大导致了涡核的变大.但是在 过短或过长管中呈现两种相反的变化趋势,并对 应着不同的能量分离恶化机制:在L=360 mm 的 过短管中,折返流面不断变厚,导致了冷端二次环 流结构的产生,冷热流体发生混合后使得能量分 离性能恶化;而在L=1 200 mm 的过长管中,越 大的冷流比导致轴向速度衰减更加迅速,滞止点 出现在所有的冷流比工况中,并逐渐向冷端靠近, 导致换热区减小,能量分离效果降低.总之,这些 折返流面变化趋势验证了以往所提出的主流道优 化准则^[24].

(3)由于轴线附近滞止点结构并没有出现在 所有不同主流道长度工况中,可以认为滞止点不 是涡流管中的一种基本流动结构,并且只出现在 主流道过长管中,滞止点的出现意味着位于流场 下游的旋流衰减区的产生,对应的涡流管结构所 产生的能量分离性能并不处于最优状态.

参考文献:

[1] RANQUE G J. Experiments on expansion in a vortex with simultaneous exhaust of hot air and cold air [J]. Journal de Physique et le Radium (Paris), 1933, 4: 112-114.

[2] ZHANG Bo, GUO Xiangji. Prospective

applications of Ranque-Hilsch vortex tubes to sustainable energy utilization and energy efficiency improvement with energy and mass separation [J]. Renewable & Sustainable Energy Reviews, 2018, 89: 135-150.

[3] 唐 艳. 轻烃回收新技术探讨 [J]. 科技展望, 2016, 26(20): 166.

TANG Yan. Discussion on new technology of light hydrocarbon recovery [J]. Science and Technology, 2016, **26**(20): 166. (in Chinese)

[4] 熊长征,陈 川,尹克江,等.涡流管加热技术在天 然气工业中的应用 [J].油气储运,2009,28(6): 69-72.

> XIONG Changzheng, CHEN Chuan, YIN Kejiang, et al. Application of vortex tube heating technique in gas industry [J]. Oil & Gas Storage and Transportation, 2009, 28(6): 69-72. (in Chinese)

- [5] GHEZELBASH R, FARZANEH-GORD M, SADI M. Performance assessment of vortex tube and vertical ground heat exchanger in reducing fuel consumption of conventional pressure drop stations [J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 102: 213-226.
- [6] 龚迪澜,毛军逵,邓 明,等.进气温度与压力对涡流管性能影响的实验[J].航空动力学报, 2017(3):599-606.

GONG Dilan, MAO Junkui, DENG Ming, *et al.* Experiment on influences of inlet temperature and pressure on vortex tube's performance [J]. Journal of Aerospace Power, 2017 (3): 599-606. (in Chinese)

 [7] 任丽影,任广跃,杨晓童,等.涡流管制冷常压冷冻 干燥 怀山药技术分析 [J]. 食品科学,2015, 36(20):7-12.
 REN Liying, REN Guangyue, YANG Xiaotong,

et al. Atmospheric freeze-drying of Chinese yam based on vortex tube refrigeration [J]. Food Science, 2015, **36**(20): 7-12. (in Chinese)

- [8] KUKIS V S, OMELCHENKO E A, RAZNOSHINSKAIA A V. Results of vortex tube usage in diesel exhaust gas recirculation system [J]. Procedia Engineering, 2015, 129: 151-155.
- [9] MACGEE J R. Fluid action in the vortex tube [J].Refrigerating Engineering, 1950, 58: 974-975.
- [10] LAY J E. An experimental and analytical study of vortex-flow temperature separation by superposition of spiral and axial flows: part 2 [J]. Journal of Heat Transfer, 1959, 81(3): 213-222.

- [11] REYNOLDS A J. A note on vortex-tube flows [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1962, 14(1): 18-20.
- [12] AHLBORN B, GROVES S. Secondary flow in a vortex tube [J]. Fluid Dynamics Research, 1997, 21(2): 73-86.
- [13] GAO C M, BOSSCHAART K J, ZEEGERS J C, et al. Experimental study on a simple Ranque-Hilsch vortex tube [J]. Cryogenics, 2005, 45(3): 173-183.
- XUE Y, ARJOMANDI M, KELSO R.
 Experimental study of the flow structure in a counter flow Ranque-Hilsch vortex tube [J].
 International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(21/22): 5853-5860.
- [15] XUE Y, ARJOMANDI M, KELSO R. Visualization of the flow structure in a vortex tube [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2011, 35(8): 1514-1521.
- [16] LIEW R. Droplet behaviour and thermal separation in Ranque-Hilsch vortex tubes [D]. Eindhoven: Eindhoven University of Technology, 2013.
- [17] BUROW E J, DOLL U, KLINNER J, et al. Development of laser-optical measurement techniques on the vortex tube: Taking PIV to its limits [C] // 18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon: Springer-Verlag, 2016.
- [18] XUE Y, ARJOMANDI M, KELSO R. The working principle of a vortex tube [J]. International Journal of Refrigeration, 2013, 36(6): 1730-1740.
- [19] ZHANG Bo, GUO Xiangji, YANG Zhuqiang. Analysis on the fluid flow in vortex tube with vortex periodical oscillation characteristics [J].
 International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 103: 1166-1175.
- [20] GUO Xiangji, ZHANG Bo. Computational investigation of precessing vortex breakdown and energy separation in a Ranque-Hilsch vortex tube [J]. International Journal of Refrigeration, 2018, 85: 42-57.
- [21] MANIMARAN R. Computational analysis of energy separation in a counter-flow vortex tube based on inlet shape and aspect ratio [J]. Energy, 2016, 107: 17-28.
- [22] MANIMARAN R. Computational analysis of flow features and energy separation in a counter-flow vortex tube based on number of inlets [J]. Energy, 2017, 123: 564-578.

- [23] RAFREE S E, SADEGHIAZAD M M. Experimental and 3D CFD investigation on heat transfer and energy separation inside a counter flow vortex tube using different shapes of hot control valves [J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 110: 648-664.
- [24] GUO Xiangji, ZHANG Bo. Analysis of the unsteady heat and mass transfer processes in a Ranque-Hilsch vortex tube: Tube optimization criteria [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 127: 68-79.
- [25] AYDIN O, BAKI M. An experimental study on the design parameters of a counter flow vortex tube [J]. Energy, 2006, 31(14): 2763-2772.
- [26] DINCER K, BASKAYA S, UYSAL B Z. Experimental investigation of the effects of length to diameter ratio and nozzle number on the performance of counter flow Ranque-Hilsch vortex tubes [J]. Heat and Mass Transfer, 2008, 44(3):

367-373.

- [27] KORKMAZ M E, GÜMÜŞEL L, MARKAL B. Using artificial neural network for predicting performance of the Ranque-Hilsch vortex tube [J].
 International Journal of Refrigeration, 2012, 35(6): 1690-1696.
- [28] RAFIEE S E, RAHIMI M. Experimental study and three-dimensional (3D) computational fluid dynamics (CFD) analysis on the effect of the convergence ratio, pressure inlet and number of nozzle intake on vortex tube performance-Validation and CFD optimization [J]. Energy, 2013, 63: 195-204.
- [29] BEHERA U, PAUL P J, KASTHURIRENGAN S, et al. CFD analysis and experimental investigations towards optimizing the parameters of Ranque-Hilsch vortex tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005, 48(10): 1961-1973.

Experimental investigation of flow structure and energy separation performance of Ranque-Hilsch vortex tube with LDV measurement

GUO Xiangji¹, HU Sufeng², ZHANG Bo^{*1}, LIU Bo¹, FU Tinghuang³

- (1. Key Laboratory of Complex Energy Conversion and Utilization, Liaoning Province, School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;
 - 2. China Special Equipment Inspection and Research Institute, Beijing 100029, China;
 - 3. Beiting Measurement Technique Co. Ltd., Beijing 100044, China)

Abstract: Diameter of 30 mm assembling transparent vortex tubes are designed for visualization of the main runner and a 2D laser Doppler velocimetry (LDV) technique is adopted to investigate the time-averaged flow field on the meridian plane. Various operation conditions with different cold mass fractions (0.1-0.9), tube lengths (360, 600, 900 and 1 200 mm), and inlet pressures (0.01 and 0.02 MPa) are studied to obtain the distributions of the axial and radial velocities and reveal how the reverse flow boundary affects the energy separation performance, particularly. The LDV results show that the time-averaged axial velocity distribution presents good axial symmetry, and the flow structure presents similarity under different pressures. Radial velocity is far less than the axial velocity. Increasing cold mass fraction leads to the radial expansion of reverse flow boundary. Two deterioration mechanisms in the energy separation performance of an excessively short or long tube are revealed; the over thick reverse flow boundary in the short tube, and the movement of the stagnation point toward to the cold end in the long tube. The proposed tube optimization criteria are proved. Meanwhile, it also shows that stagnation point is not a basic flow structure inside vortex tube.

Key words: Ranque-Hilsch vortex tube; laser Doppler velocimetry (LDV); flow structure; energy separation performance; reverse flow boundary