论文

Richtmyer-Meshkov 不稳定的双椭圆气柱相互作用的 PIV 研究

廖深飞^{①*}, 邹立勇^①, 黄熙龙^①, 刘金宏^①, 张珂^{①②}, 王彦平^①^① 中国工程物理研究院流体物理研究所, 冲击波物理与爆轰物理国防科技重点实验室, 绵阳 621900;^② 浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州 310018

*联系人, E-mail: sfliao@caep.cn

收稿日期: 2015-09-07; 接受日期: 2015-11-23; 网络出版日期: 2016-01-18

国家自然科学基金(批准号: 11172278, 11472253, 11302201)和中国工程物理研究院科学技术发展基金(编号: 2014B0201017)资助项目

摘要 激波冲击双气柱既包含了激波与界面的相互作用又包含了界面之间的相互作用, 是探索实际应用中 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性演化的很好的桥梁. 利用高分辨率的粒子图像测速(PIV)技术获得了 4 种不同初始中心间距的双椭圆气柱在平面激波冲击下的速度场、涡量场和环量, 定量表征了界面相互作用对 RM 不稳定性演化的影响. 界面相互作用较弱时, 双椭圆气柱的演化由两对涡对结构主导, 内涡弱于外涡, 且随着中心间距的减小内涡的弱化愈加显著; 界面相互作用较强时, 双椭圆气柱演化模式发生转变, 内涡消失, 只由一对涡对结构主导, 外涡随中心间距的减小而增强. 界面相互作用导致双椭圆气柱的演化行为与单椭圆气柱的演化行为不同, 典型的特征是内涡的削弱及涡对结构的旋转运动. 双椭圆气柱演化行为与双圆气柱演化行为也存在差别, 表现为强界面相互作用时外涡随中心间距的减小而增强.

关键词 Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 激波, 双椭圆气柱, PIV, 环量

PACS: 47.54.De, 47.20.Ma, 47.40.-x

存在密度梯度的流体界面在激波冲击下, 由于密度梯度方向和压力梯度方向的不一致将产生 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性^[1,2]. 界面在斜压机制沉积的涡量诱导下变形, 流体之间发生混合并最终发展为湍流混合. RM 不稳定性不仅在流体动力学(激波动力学、涡动力学及湍流混合等)方面具有重要的学术意义, 在惯性约束聚变、高超声速燃烧和爆

燃转爆轰等实际应用中也具有重要的工程价值^[3-5].

激波冲击气柱是研究 RM 不稳定性非常有效的一类问题. 气柱构型简单, 易于提取基本的物理规律, 在激波作用下又能演化出高度的非线性行为. 实验研究中气柱的生成主要分有膜界面方法和无膜界面方法. Haas 和 Sturtevant^[6]利用硝化纤维薄膜生成了有膜气柱界面, 但高分子膜的破碎及支架会对流场

引用格式: 廖深飞, 邹立勇, 黄熙龙, 等. Richtmyer-Meshkov 不稳定的双椭圆气柱相互作用的 PIV 研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 034702
Liao S F, Zou L Y, Huang X L, et al. A PIV study on the interaction of double Richtmyer-Meshkov-unstable elliptic gas cylinders (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 034702, doi: 10.1360/SSPMA2015-00451

造成一定干扰. Chen 等人^[7]和 Wang 等人^[8]采用环约束肥皂膜的方法降低了生成气柱时破碎膜片及支架对流场的干扰. Jacobs^[9]首次利用层流射流方法生成了无膜气柱, 由于气柱气体与环境气体之间存在扩散, 气柱的边界并非间断面, 而是密度梯度连续变化的过渡层. 尽管如此, 由于其方法简便、流场干扰小且易于实现粒子图像测速(PIV)和平面激光诱导荧光(PLIF)等高精度的流场定量诊断技术, Jacobs 的无膜界面方法仍然被广泛采用^[10-12]. 气柱在激波冲击下经历短暂的线性增长阶段后迅速进入大尺度涡对结构主导的非线性增长阶段^[13], Kelvin-Helmholtz 等二次不稳定性在演化后期开始出现^[11], 大尺度结构逐渐分解为小尺度结构^[10], 伴随着质量、动量和能量的输运, 最终发展为湍流混合.

在 RM 不稳定性的实际应用中, 除了激波与界面的相互作用, 往往还耦合界面之间的相互作用. 界面相互作用不但影响激波与界面初始作用时斜压涡量的产生和分布, 大尺度涡结构之间的相互作用也可能影响界面后期的演化行为. 激波冲击双气柱是研究这类耦合界面相互作用的 RM 不稳定性问题的最简单的构型. Tomkins 等人^[14,15]发现双圆气柱在激波作用下的演化行为高度依赖于气柱中心间距, 利用 PIV 技术对界面相互作用进行了量化研究. Kumar 等人^[16,17]进一步拓展到激波与三圆气柱的相互作用, 发现气柱数量、排列构型和取向均会影响界面的演化. 值得注意的是, 即使是初始条件的微小扰动, 也可能导致界面演化的显著差别. 目前针对激波冲击多气柱的研究仍然较少, 且多为几何构型为圆形的气柱. 气柱的几何构型直接决定了密度梯度方向和压力梯度方向的夹角, 即决定了斜压涡量的产生和分布, 对界面的演化行为具有显著影响^[12,18]. Zou 等人^[19]采用高速摄影方法定性观察到双椭圆气柱在激波冲击下的演化行为随中心间距的变化而发生演化模式的转变. 本文采用高分辨率的 PIV 技术, 对激波冲击双椭圆气柱问题进行拓展研究, 获取界面演化过程中的速度场、涡量场和环量, 定量表征界面相互作用对 RM 不稳定性演化的影响, 为探索 RM 不稳定性实际应用中几何构型复杂的界面的相互作用提供参考, 也为包含界面相互作用的物理模型的建立和数值程序的校验提供可靠数据.

1 实验方法

激波冲击双椭圆重气体(SF_6 , 密度约为空气的 5 倍)气柱的实验是在横截面为 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ 的水平激波管中进行的, 高压驱动段长 2.60 m , 低压被驱动段长 8.10 m , 试验段长 0.33 m . 实验前在破膜段中安装塑料薄膜将驱动段与被驱动段隔开, 实验时通过瞬时释放大电流加热电阻丝从而熔化薄膜, 使高压段气体进入低压段产生马赫数为 $Ma=1.211 \pm 0.004$ 的平面激波. 入射激波冲击气柱后将发生反射、透射和绕射, 并在界面上沉积斜压涡量, 产生 RM 不稳定性, 诱导界面变形. 激波管试验段示意图及激波管波系图如图 1 所示. 定义入射激波作用气柱的时刻为 $t=0 \text{ } \mu\text{s}$ 时刻, 以波后气流速度估算激波冲击后的气柱运动速度, 则反射激波作用气柱的时刻约为 $t=818 \text{ } \mu\text{s}$,

图 1 (网络版彩图)(a) 激波管试验段示意图; (b) 激波管波系图. $x=0$ 为膜片位置, IS 为入射激波, RS 为反射激波, RW 为稀疏波, RRW 为反射稀疏波, CS 为接触面. 垂直虚线代表气柱初始位置

Figure 1 (Color online) (a) Schematic of the test section in the shock tube; (b) wave diagram of the shock tube. $x=0$ is the location of the diaphragm. IS, incident shock; RS, reflected shock; RW, rarefaction wave; RRW, reflected rarefaction wave; CS, contact surface. The vertical dash line indicates the initial location of the cylinder.

因此实验中观测气柱时($t=700\ \mu\text{s}$)气柱既不受反射激波的影响,也不受高压驱动段反射的稀疏波的影响.

双椭圆气柱的生成采用层流射流的方法,通过更换不同构型的喷嘴即可生成不同构型的气柱,更详细的过程可参见文献[12,19].用以生成双椭圆气柱的喷嘴的构型如图2所示,两个椭圆的几何尺寸均为流向 $a=10\ \text{mm}$ 、展向 $b=2.5\ \text{mm}$.为了研究双椭圆气柱之间的相互作用,实验中共考虑了4种初始中心间距 s ,无量纲化后分别为 $\eta=s/b=4.0, 3.0, 2.0, 1.2$.

气柱垂直方向的流速($\sim 0.1\ \text{m/s}$)远小于激波速度($\sim 416\ \text{m/s}$)和波后气流速度($\sim 110\ \text{m/s}$),因此气柱界面在激波作用下的演化可认为是准二维的,可以采用基于激光片光的诊断技术对流场进行观测.本文采用双曝光 PIV 技术来诊断双椭圆气柱界面演化过程中的速度场信息.典型的双曝光 PIV 技术包括如下流程:向流场中加入示踪粒子、在极短时间间隔内照亮流场两次、记录流场中示踪粒子的散射光以及 PIV 图像的后处理.实验中通过商用烟雾发生器把液体乙二醇气化为白色乙二醇烟雾(粒子平均直径约为 $0.5\ \mu\text{m}$),加入 SF_6 中作为示踪粒子. Rightley 等人^[20]及 Prestridge 等人^[21]通过理论分析和实验已证实乙二醇烟雾具有很好的流场跟随性,是比较理想的示踪粒子.照亮流场的光源采用两个独立的 Nd:YAG 脉冲激光器,其中每个激光器发出的激光脉冲波长为 $532\ \text{nm}$,最大能量为 $200\ \text{mJ}$,历时为 $8\ \text{ns}$,因此两次照射流场的时间间隔在理论上最小可以为零,非常适合高速非定常流场的诊断.两个激光器发出的脉冲激光经过特定光路调节为共轴,经过片光透镜后形成厚度约为 $1\ \text{mm}$ 的片光,然后透过试验段尾端的 K9 玻璃照亮流场,如图 1(a)所示.片光平面距离喷嘴出口约 $20\ \text{mm}$.PIV 图像的记录采用 HiSense 4M 相机,其空间分辨率为 $2048\ \text{pixel}\times 2048\ \text{pixel}$ 、最小跨帧为 $200\ \text{ns}$,聚焦的流场区域约为 $26\ \text{mm}\times 26\ \text{mm}$.为降低噪声,镜头前加装了 $532\ \text{nm}$ 滤光片.

PIV 图像的后处理采用双帧互相关算法^[22].查询窗口的大小采用自适应算法根据局部示踪粒子浓度和速度梯度自动调整,最小为 $16\ \text{pixel}\times 16\ \text{pixel}$,最大为 $64\ \text{pixel}\times 64\ \text{pixel}$,此时气柱的流向和展向尺度上均至少包含 40 个速度矢量.两次照亮流场的时间间隔 Δt 是 PIV 测量中的一个重要参数,一方面 Δt 必须足够长,这样才能从 PIV 图像中分辨流场位移,并降低测量误差对结果的影响^[22];另一方面 Δt 必须足够短,

图2 双椭圆气柱横截面的俯视示意图及初始几何参数.实验中共考虑了4种初始中心间距,无量纲化之后为: $\eta=s/b=4.0, 3.0, 2.0, 1.2$

Figure 2 Top-view cross-section schematic of the double elliptic gas cylinders and initial geometrical parameters. Four cases of normalized initial center-to-center spacing between cylinders are considered, i.e. $\eta=s/b=4.0, 3.0, 2.0, 1.2$.

以避免过多粒子进入或离开查询窗口,从而降低两帧图像的相关性.典型地, Δt 的选择需要满足四分之一法则^[22],即 Δt 时间内粒子最大位移应小于查询窗口宽度的四分之一,考虑到实验中的流场分辨率及气柱的对流速度($\sim 100\ \text{m/s}$),则 $\Delta t < 0.51\ \mu\text{s}$,本文实验中 Δt 设为 $0.5\ \mu\text{s}$.由互相关算法获得原始的速度场后,再利用 PIV 后处理中的通用验证算法和替换算法^[22]剔除无效矢量和伪矢量,并根据周围的矢量进行替换.

2 结果与讨论

激波冲击后双椭圆气柱界面形态的演化如图3所示^[19].气柱中心间距 $\eta=4.0$ 时,界面的演化由两对涡对结构主导,类似于两个椭圆气柱独立演化^[12],界面相互作用很弱; $\eta=1.2$ 时,界面的演化只由一对涡对结构主导,双椭圆气柱的演化退化为类似于单椭圆气柱的演化,此时界面之间具有很强的相互作用.因此,界面形态的演化和界面相互作用程度显著依赖于 η ,随着 η 的减小,演化发生了由弱相互作用至强相互作用的模式转变.对于激波与气柱的相互作用,斜压机制沉积在界面上的涡量诱导了界面的变形和演化^[9],因此有必要获得速度场、涡量场以量化双椭圆气柱的相互作用.

2.1 速度场和涡量场

双椭圆气柱在 $t=700\ \mu\text{s}$ 时刻的 PIV 图像如图4所示. PIV 图像不仅清晰地捕捉到了和图3高速摄影结果相吻合的大尺度结构,反映了实验良好的可重

图 3 高速摄影所得双椭圆气柱界面形态的演化: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$. 时间 t 单位为 μs

Figure 3 Morphology evolution of the double elliptic gas cylinders measured by high-speed photography: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$. The unit of time t is μs .

图 4 (网络版彩图)双椭圆气柱在 $t=700 \mu\text{s}$ 时刻的 PIV 图像: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$

Figure 4 (Color online) PIV images for double elliptic gas cylinders at $t=700 \mu\text{s}$: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$.

复性, 且具有更高的空间分辨率. 图 4 中白色矩形区域的速度场如图 5 所示. 为了更清晰地揭示流场中的涡结构, 速度场已经减去了气柱流向上的对流速度

($\sim 100 \text{ m/s}$), 相当于在随气柱平动的坐标系中观察气柱的运动. 从速度场中速度矢量的分布可以看到, 某些地方速度矢量形成封闭的圆或椭圆, 标志着涡结构的形成, 涡核的大致位置如图中红色圆点所示. 当 η 介于 3.0 和 2.0 之间时, 两对涡对结构中靠里的内涡消失, 证实了高速摄影观察到的演化发生由两对涡对结构主导至由一对涡对结构主导的模式转变的现象.

图 5(a)和(b)速度场显示, 随着 η 的减小, 内外涡涡核的连线沿逆时针方向旋转, 可见内涡的流向速度小于外涡的流向速度. 假如在随波后气流平动的坐标系中观察涡对结构的运动, 对 $\eta=3.0$ 时(图 5(b))的内涡和外涡分别进行速度平均, 可以发现内涡的流向和展向速度分别为 -11.3 和 -1.8 m/s , 外涡的流向和展向速度分别为 -7.8 和 -0.7 m/s . 涡对结构的旋转运动是双椭圆气柱演化区别于单椭圆气柱演化的一个典型特征. 为了考察涡对结构的运动, 假如把内外涡均近似为点涡, 如图 6 所示, 内涡和外涡环量分别为 Γ_i 和 Γ_o , 内涡与外涡的涡间距以及内涡与内涡之间的涡间距分别为 d_1 和 d_2 , 由点涡系动力学^[23]可知, 两对涡对结构中的每个点涡均是在其他 3 个点涡的诱导下运动, 内涡和外涡的流向速度分别为

$$v_i = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\Gamma_i}{d_2} - \frac{\Gamma_o}{d_1 + d_2} - \frac{\Gamma_o}{d_1} \right), \quad (1)$$

$$v_o = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\Gamma_i}{d_1 + d_2} - \frac{\Gamma_o}{2d_1 + d_2} - \frac{\Gamma_i}{d_1} \right), \quad (2)$$

可得内外涡的流向速度差 $\delta v = v_i - v_o$ 为

$$\delta v = \frac{2d_1^3\Gamma_i + d_2(3d_1^2 + 3d_1d_2 + d_2^2)(\Gamma_i - \Gamma_o)}{2\pi d_1d_2(d_1 + d_2)(2d_1 + d_2)}, \quad (3)$$

由于 $\Gamma_i, \Gamma_o, d_1, d_2 > 0$, 只有满足条件 $\Gamma_i < \Gamma_o$, 才有可能使得 $\delta v < 0$, 即内涡流向速度小于外涡流向速度. 因此, 由实验所得速度场(图 5(a)和(b))及点涡系动力学推测, 内涡强度应该小于外涡强度.

PIV 图像表明双椭圆气柱在 $t=700 \mu\text{s}$ 时已经充分发展成涡对. 对于激波冲击单气柱的情形, 当气柱充分发展成涡对时, 气柱左右界面基本以恒定速度运动^[8,13], Rudinger 等人^[24]发展了预测涡对速度 v_v 的不可压、无黏模型(RS 模型)

$$\frac{v_v}{v_c} = 1 - \frac{2}{\pi^2} \frac{\sigma - 1}{\sigma + k}, \quad (4)$$

其中, v_c 为波后气流速度, σ 为气柱气体与环境气体的密度比, k 为与气柱初始形状相关的附加质量系数(对

图 5 (网络版彩图)双椭圆气柱在 $t=700 \mu\text{s}$ 时刻的速度场, 对应于图 4 中的白色矩形区域. 涡核的大致位置如红色圆点所示: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$.
Figure 5 (Color online) Velocity fields for double elliptic gas cylinders at $t=700 \mu\text{s}$ corresponding to regions indicated by white rectangles in Figure 4. Approximate locations of vortex cores are indicated by red dots: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$.

图 6 (网络版彩图)点涡系的运动
Figure 6 (Color online) Motion of point vortex system.

于图 2 所示的椭圆界面^[25], $k=b/a$). 由速度场提取的双椭圆气柱左右界面的流向速度如图 7 所示. 由于涡对结构中旋转方向相反的两个涡的相互诱导, 界面速度小于波后气流速度. 随着 η 的减小, 左界面速度明显减小, 考虑到涡对结构的运动速度受自身涡的相互诱导的影响, 这应该是外涡强度随 η 的减小而增

强的缘故. 右界面速度大于左界面速度, 且左右界面

图 7 (网络版彩图)双椭圆气柱左右界面的流向速度 v 随中心间距 η 的变化. δv 为左右界面的流向速度差, 虚线为 RS 模型预测的涡对速度 v_v .

Figure 7 (Color online) Streamwise velocities of the left and the right interfaces of double elliptic gas cylinders, v , vs. the center-to-center spacing, η . δv is the streamwise velocity difference between the left and the right interfaces. The dashed line indicates the velocity of vortex pair, v_v , predicted by RS model.

速度差 δv 随 η 的减小而增大, 即气柱在流向上的尺度增长率随 η 的减小而增大, 这与 Zou 等人^[19]高速摄影观察到的结果是一致的. RS 模型预测的单椭圆气柱演化成涡对后的速度如图 7 所示, 其中初始参数与文献[18]相同. 假如以左右界面的平均速度近似涡对速度, 可以发现 $\eta=4.0$ 时的 PIV 实验结果与 RS 理论结果吻合较好.

双椭圆气柱在 $t=700 \mu\text{s}$ 时刻的涡量场如图 8 所示, 涡量的正方向定义为垂直纸面向外. $\eta=4.0$ 时(图 8(a)), 内涡主要分布负涡量, 外涡主要分布正涡量, 说明两者旋转方向相反, 数值上较大的涡量主要聚集在涡核(大致位置由速度场确定)附近. 外涡涡核附近涡量的最大值大于内涡涡核附近涡量绝对值的最大值, 这在 $\eta=3.0$ 时(图 8(b))更加明显. 当 $\eta=2.0$ 时(图 8(c)), 只有主要聚集正涡量的外涡, 没有聚集负涡量的内涡的迹象, 和 PIV 图像观察到的定性结果一致, 也从

定量上证实了强相互作用下内涡的消失. 图 8(c)和(d)中还可以看到呈带状分布的负涡量(如图中虚线所示), 这些负涡量出现在 SF_6 与空气的交界区域, 如图 9 中红色点所示, 因此带状分布的负涡量应该是气柱在卷曲过程中 SF_6 与空气之间由于速度差导致的剪切作用而形成的^[10,15].

2.2 环量

由速度场可以直接计算环量, 定量表征涡的强度. 环量 Γ 定义为速度沿某一封闭周线的线积分:

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{U} \cdot d\mathbf{l}. \quad (5)$$

图 8 所示涡量场表明, 数值上较大的涡量主要聚集在有限大小的涡核附近, 类似于 Rankine 涡, 因此我们定义包含涡核的椭圆作为计算环量的线积分路径. 考虑到实验中只有 SF_6 中包含示踪粒子, 为了提

图 8 (网络版彩图)双椭圆气柱在 $t=700 \mu\text{s}$ 时刻的涡量场. 结果由图 5 速度场计算而得: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$

Figure 8 (Color online) Vorticity fields for double elliptical gas cylinders at $t=700 \mu\text{s}$. Results are calculated from velocity fields in Figure 5: (a) $\eta=4.0$; (b) $\eta=3.0$; (c) $\eta=2.0$; (d) $\eta=1.2$.

图 9 (网络版彩图)带状分布的负涡量在 PIV 图像中的位置 (红色点所示, $\eta=1.2$)

Figure 9 (Color online) Location of the negative vorticity band in the PIV image (indicated by red dots, $\eta=1.2$).

高环量的计算精度, 积分路径的定义在满足足够大的同时尽量位于有示踪粒子分布的区域, 如图 10(a) 所示.

双椭圆气柱内涡和外涡环量 Γ 随中心间距 η 的变化如图 10(b) 所示, 其中内涡的环量取的是绝对值. 每种 η 情形下环量的分散性均较小, 定量说明了实验具有良好的可重复性. 内涡强度明显小于外涡强度, 且随着 η 的减小, 内涡的弱化程度愈加显著, 内外涡环量比在 $\eta=4.0$ 时为 0.79, 在 $\eta=3.0$ 时则下降为 0.57, 定量上证实了 Zou 等人^[19]通过高速摄影观察到的内涡弱化的现象, 也支持了上文关于涡对结构旋转运动的解释, 即涡对结构的旋转是由于强外涡和弱内涡相互诱导所致. 对比单椭圆气柱的演化行为^[12]可以看到, 界面相互作用导致的内涡削弱及由此引起的涡对结构的旋转运动是双椭圆气柱演化区别于单椭圆气柱演化的典型特征.

值得注意的是, $\eta=2.0$ 时, 双椭圆气柱在激波冲击后的演化早期仍然具有形成两对涡对结构的趋势, 如图 3(c) 中 $t=200 \mu\text{s}$ 和 $300 \mu\text{s}$ 时刻的高速摄影图像所示. 但随着外涡的逐渐形成, 原本聚集在要形成“内涡”位置的 SF_6 气体并没有卷起, 而是逐渐被卷吸至外涡, 如图 3(c) 中 $t=400 \mu\text{s}$ 至 $700 \mu\text{s}$ 时刻的高速摄影图像所示, 最终并没有形成“内涡”. $\eta=2.0$ 时“内涡”消

图 10 (网络版彩图)(a) 计算环量的线积分路径(品红色椭圆)在 PIV 图像(左)及速度场和涡量场(右)中的示意图; (b) 内涡和外涡的环量 Γ 随中心间距 η 的变化

Figure 10 (Color online) (a) Schematic of the path indicated by the magenta ellipses, along which the line integral for circulation is calculated, in the PIV image (left) and the velocity and vorticity fields (right); (b) circulations of the inner and the outer vortices, Γ , vs. the center-to-center spacing, η .

失在萌芽状态的现象也反映了沉积在界面上的涡量诱导 SF_6 气体形成外涡的能力显著强于诱导形成内涡的能力. 这同时也说明, 即使初始时刻 ($t=0 \mu\text{s}$) 具有独立的两个气柱, 激波冲击后每个气柱也具有形成涡对的趋势, 但是由于界面之间的相互作用, 双气柱后期的演化模式也可能发生改变.

界面相互作用导致内涡削弱的可能机制包括斜压效应和压力扰动效应. 斜压效应来源于压力梯度和密度梯度的变化. 相比于单气柱, 激波绕射双气柱将形成更加复杂的波系结构, 且随中心间距的变化而变化. Chaudhuri 等人^[26]在数值研究激波绕射双矩形和双圆形固体障碍物时, 发现透射激波、反射激波和横波之间的相互作用将导致障碍物之间复杂的波系结构, 甚至产生二次激波. 对于激波冲击双气柱问题, 双气柱的可变形性无疑会进一步加剧波系结构的复杂性, 因此, 激波作用双椭圆气柱时, 椭圆气柱

内边界附近的压力梯度可能与外边界附近的压力梯度不同, 导致沉积在内边界的斜压涡量少于外边界, 从而造成内涡的削弱. Yang^[27]开展了激波与双圆气柱相互作用的数值模拟研究, 在不考虑气柱之间气体扩散的情况下发现了涡对结构旋转运动的现象, 也可用内涡的削弱进行解释, 这说明气柱内外边界压力梯度的不同确实可能造成内涡的削弱. 密度梯度的变化是影响斜压涡量沉积的另一个重要因素. 无膜气柱的气体扩散可能导致两个椭圆气柱内边界附近的密度梯度小于外边界附近的密度梯度, 造成沉积在内边界的斜压涡量少于外边界. 由于高速摄影图像捕捉的是 SF_6 气体中示踪粒子的散射光, 因此图像的灰度值与气体的密度成正比. 图 11 为双椭圆气柱在 $t=0 \mu\text{s}$ 时刻沿展向的灰度值分布. 可以看到, $\eta=4.0$ 和 3.0 时气体扩散对双椭圆气柱之间区域的影响甚微, 而随着中心间距的进一步减小, 气体扩散的影响逐渐变得显著, 如 $\eta=2.0$ 和 1.2 时, 此时气体扩散将会降低内边界附近的密度梯度, 进而减小斜压涡量的沉积. 因此, 对于斜压效应, $\eta=4.0$ 和 3.0 时主要是复杂波系结构导致的压力梯度变化影响了斜压涡量的沉积; 而 $\eta=2.0$ 和 1.2 时复杂波系结构导致的压力梯度变化和气体扩散导致的密度梯度变化共同影响了斜压涡量的沉积. 压力扰动效应是导致内涡削弱的另一种可能机制. 基于 Chaudhuri 等人^[26]的数值模拟结果可以预想, 激波绕射双椭圆气柱后, 双椭圆气柱之间仍然存在反射波的来回传播, 导致气柱内边界与外边界压力梯度及变形行为的不同, 最终可能导致内涡的削弱.

采用 PLIF 技术诊断界面在激波冲击前的浓度分布以及采用高速纹影捕捉激波冲击界面后的波系结构将是后续实验研究中有意义的尝试. 尽管如此, 从实验上要彻底阐述清楚内涡弱化的内在机理是非常困难的, 面临着复杂波系结构导致的压力梯度变化及界面扩散导致的密度梯度变化的表征, 以及压力梯度变化和密度梯度变化的解耦分析. 因此, 需要采用高精度的数值模拟手段开展进一步的研究.

图 10(b)中外涡环量随 η 的变化表明, 当双椭圆气柱演化模式由弱相互作用转变至强相互作用后, 外涡随 η 的减小而增强, $\eta=2.0$ 和 1.2 时的外涡环量分别是 $\eta=3.0$ 时外涡环量的 1.2 和 1.6 倍. 在强相互作用模式下, 假设主导双椭圆气柱演化的涡对结构是由两个点涡构成的, 则由涡动力学可知涡对的速度为: $v_v = v_c - \Gamma / (2\pi d)$, 其中 d 为涡对的涡核间距. 由实验所得环量和涡核间距可得 $\eta=2.0$ 时涡对速度为: $(104.2 \pm 0.3) \text{ m/s}$, $\eta=1.2$ 时涡对速度降为: $(99.9 \pm 0.4) \text{ m/s}$, 这与图 7 所示界面运动速度随 η 的变化趋势是一致的. 与双椭圆气柱的演化行为不同, Tomkins 等人^[15]发现双圆气柱的外涡环量随 η 的减小基本不变, 造成两者演化行为不同的原因可能是气柱几何构型的差别及无膜气柱的气体扩散. 从图 3(d)中可以看到, $\eta=1.2$ 时的双椭圆气柱在 $t=0 \mu\text{s}$ 时刻类似于长轴为 a , 短轴为 $s+b$ 的单椭圆气柱, 相比于构成双椭圆气柱中的长轴为 a , 短轴为 b 的单椭圆, 边界的长度增加了, 而由 Samtaney 和 Zabusky^[28]根据激波极线理论推导的环量模型可以发现, 环量正比于气柱的边界长度, 因此由于气体扩散导致的边界长度增加可能导致外涡环

图 11 (网络版彩图)双椭圆气柱在 $t=0 \mu\text{s}$ 时刻沿展向的灰度值分布. 红色细线代表提取灰度值的路径, 灰度值由提取值的最大值进行了归一化

Figure 11 (Color online) Distributions of gray value of double elliptic gas cylinders at $t=0 \mu\text{s}$ in the spanwise direction. The path for extracting the gray value is indicated by the fine red line, and all values are normalized by the maximum value.

量的增加. 相比于双椭圆气柱, 双圆气柱的几何构型受气体扩散的影响较小, 如文献[15]中的图 8(b)所示.

3 结论

本文采用高分辨率的 PIV 技术实验研究了界面相互作用对 RM 不稳定性演化的影响. 利用层流射流方法在水平激波管试验段的空气环境中生成了 4 种不同中心间距 η 的 SF_6 双椭圆气柱, 定量表征了双椭圆气柱在平面激波冲击后的速度场、涡量场和环量, 速度矢量的空间分辨率达到 200 μm . 结果表明, 界面相互作用显著影响双椭圆气柱的演化行为, $\eta=4.0$ 和 3.0 时, 界面相互作用较弱, 双椭圆气柱的演化由两对涡对结构主导, 内涡弱于外涡, 且随着 η 的减小内涡的弱化愈加显著, 内外涡环量比由 0.79 降至 0.57; $\eta=2.0$ 和 1.2 时, 界面相互作用较强, 双椭圆气

柱演化模式发生转变, 此时内涡消失, 只由一对涡对结构主导, 外涡随着 η 的减小而增强.

界面相互作用导致双椭圆气柱的演化行为与单椭圆气柱的演化行为不同, 典型的特征是内涡的削弱及由此引起的涡对结构的旋转运动. 通过分析本文实验结果和文献的数值模拟结果, 内涡削弱的可能机制包括斜压效应和压力扰动效应, 更加细致的机理挖掘需要辅以高精度的数值模拟开展进一步的研究. 双椭圆气柱演化行为与双圆气柱演化行为也存在差别, 外涡环量随着 η 的减小不是基本不变而是增大, 可能的原因是双椭圆气柱在激波冲击前的几何构型受气体扩散的影响较大.

本文的 PIV 实验中只在气柱气体中播撒了示踪粒子, 后续研究中可以考虑在气柱气体和环境气体中同时播撒示踪粒子, 避免处理速度场时在边界处的不连续问题, 更好地表征气柱演化过程中诸如不同气体之间的剪切作用等细节信息.

参考文献

- 1 Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Commun Pure Appl Math*, 1960, 13: 297–319
- 2 Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*, 1969, 4: 101–104
- 3 Ranjan D, Oakley J, Bonazza R. Shock-bubble interactions. *Ann Rev Fluid Mech*, 2011, 43: 117–140
- 4 Brouillette M. The Richtmyer-Meshkov instability. *Ann Rev Fluid Mech*, 2002, 34: 445–468
- 5 Luo X S, Zhai Z G, Si T, et al. Experimental study on the interfacial instability induced by shock waves (in Chinese). *Adv Mech*, 2014, 44: 201407 [罗喜胜, 翟志刚, 司廷, 等. 激波诱导下的气体界面不稳定性实验研究. *力学进展*, 2014, 44: 201407]
- 6 Haas J, Sturtevant B. Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities. *J Fluid Mech*, 1987, 181: 41–76
- 7 Chen M J, Wang X S, Zhai Z G, et al. Experimental investigation on the interaction of planar shock wave with cylindrical gaseous inhomogeneity (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2015, 45: 024704 [陈模军, 王显圣, 翟志刚, 等. 平面激波冲击柱形气体界面的实验研究. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2015, 45: 024704]
- 8 Wang X S, Yang D G, Wu J Q, et al. Interaction of a weak shock wave with a discontinuous heavy-gas cylinder. *Phys Fluids*, 2015, 27: 064104
- 9 Jacobs J W. Shock-induced mixing of a light-gas cylinder. *J Fluid Mech*, 1992, 234: 629–649
- 10 Vorobieff P, Mohamed N G, Tomkins C, et al. Scaling evolution in shock-induced transition to turbulence. *Phys Rev E*, 2003, 68: 065301
- 11 Tomkins C, Kumar S, Orlicz G, et al. An experimental investigation of mixing mechanisms in shock-accelerated flow. *J Fluid Mech*, 2008, 611: 131–150
- 12 Zou L Y, Liu C L, Tan D W, et al. On interaction of shock wave with elliptic gas cylinder. *J Visual*, 2010, 13: 347–353
- 13 Jacobs J W. The dynamics of shock accelerated light and heavy gas cylinders. *Phys Fluids A*, 1993, 5: 2239–2247
- 14 Tomkins C, Prestridge K, Rightley P, et al. Flow morphologies of two shock-accelerated unstable gas cylinders. *J Visual*, 2002, 5: 273–283
- 15 Tomkins C, Prestridge K, Rightley P, et al. A quantitative study of the interaction of two Richtmyer-Meshkov-unstable gas cylinders. *Phys Fluids*, 2003, 15: 986–1004
- 16 Kumar S, Orlicz G, Tomkins C, et al. Stretching of material lines in shock-accelerated gaseous flows. *Phys Fluids*, 2005, 17: 082107
- 17 Kumar S, Vorobieff P, Orlicz G, et al. Complex flow morphologies in shock-accelerated gaseous flows. *Physica D*, 2007, 235: 21–28
- 18 Bai J S, Zou L Y, Wang T, et al. Experimental and numerical study of shock-accelerated elliptic heavy gas cylinders. *Phys Rev E*, 2010, 82: 056318
- 19 Zou L Y, Huang W B, Liu C L, et al. On the evolution of double shock-accelerated elliptic gas cylinders. *J Fluids Eng*, 2014, 136: 031204

- 20 Rightley P M, Vorobieff P, Benjamin R F. Evolution of a shock-accelerated thin fluid layer. *Phys Fluids*, 1997, 9: 1770–1782
- 21 Prestridge K, Rightley P, Vorobieff P, et al. Simultaneous density-field visualization and PIV of a shock-accelerated gas curtain. *Exp Fluids*, 2000, 29: 339–346
- 22 Raffel M, Willert C E, Kompenhans J. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. 2nd. Berlin: Springer, 2007
- 23 Tong B G, Yin X Y, Zhu K Q. *Vortex Motion Theory* (in Chinese). Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2012 [童秉纲, 尹协远, 朱克勤. 涡运动理论. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2012]
- 24 Rudinger G, Somers L M. Behaviour of small regions of different gases carried in accelerated gas flows. *J Fluid Mech*, 1960, 7: 161–176
- 25 Zhuang L X, Yin X Y, Ma H Y. *Fluid Mechanics* (in Chinese). Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2012 [庄礼贤, 尹协远, 马晖扬. 流体力学. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2012]
- 26 Chaudhuri A, Hadjadj A, Sadot O, et al. Numerical study of shock-wave mitigation through matrices of solid obstacles. *Shock Waves*, 2013, 23: 91–101
- 27 Yang J. *An Analytical and Computational Investigation of Shock-Induced Vortical Flows with Applications to Supersonic Combustion*. Dissertation for Doctoral Degree. Pasadena: California Institute of Technology, 1991
- 28 Samtaney R, Zabusky N J. Circulation deposition on shock-accelerated planar and curved density-stratified interfaces: Models and scaling Laws. *J Fluid Mech*, 1994, 269: 45–78

A PIV study on the interaction of double Richtmyer-Meshkov-unstable elliptic gas cylinders

LIAO ShenFei^{1*}, ZOU LiYong¹, HUANG XiLong¹, LIU JinHong¹,
ZHANG Ke^{1,2} & WANG YanPing¹

¹ *National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China;*

² *College of Mechanical Engineering and Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China*

The interaction of a shock wave and double gas cylinders provides a good way to study the Richtmyer-Meshkov (RM) instability in practical applications, since it includes not only the interaction of a shock wave with interface but also the interface-interface interaction. The velocity and vorticity fields as well as circulations of four cases of double-elliptic-cylinders with different center-to-center spacing impacted by a planar shock are obtained using high-resolution particle image velocimetry (PIV). These results quantitatively characterize the effect of interface-interface interaction on the evolution of the RM instability. It is demonstrated that when the interaction is weak, two vortex pairs dominate the evolution of the double elliptic gas cylinders. The inner vortices are weaker than the outer ones and become significantly weaker as the center-to-center spacing decreases. When the interaction is strong, a mode transition of the evolution of the cylinders occurs. The inner vortices disappear and only one vortex pair dominates the evolution. The outer vortices appear stronger as the center-to-center spacing decreases. As a result of the interface-interface interaction, the evolution of the double elliptic gas cylinders differs from that of the single elliptic gas cylinder and has two typical features, i.e. the weakening of the inner vortices and the rotation of the vortex pair. The evolution of the double elliptic gas cylinders also differs from that of the double circular gas cylinders and shows that the outer vortices become stronger as the center-to-center spacing is reduced in the strong interaction case.

Richtmyer-Meshkov instability, shock wave, double elliptic gas cylinders, PIV, circulation

PACS: 47.54.De, 47.20.Ma, 47.40.-x

doi: 10.1360/SSPMA2015-00451