

混合层流场中涡结构对流速度的特性

郭广明 刘洪 张斌 张忠阳 张庆兵

Characteristics of convective speeds of vortex structures in mixing layer

Guo Guang-Ming Liu Hong Zhang Bin Zhang Zhong-Yang Zhang Qing-Bing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 074702 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.074702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高聚物减阻溶液对壁湍流输运过程的影响

Influence of polymer additives on the transport process in drag reducing turbulent flow

物理学报.2015, 64(9): 094703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094703>

可压缩混合层光学传输效应理论分析与实验研究

Theoretical and experimental investigations on aero-optical effect at the second stage of the compressible mixing layer

物理学报.2014, 63(5): 054703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054703>

可压缩混合层流场光学效应分析与实验研究

Theoretical and experimental investigation on aero-optical effect for a compressible mixing layer

物理学报.2013, 62(18): 184701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184701>

一维短沟槽复合准晶结构减阻效应及模拟分析

Mechanism analysis of one-dimensional short groove quasicrystal structure drag-reduction

物理学报.2012, 61(19): 194702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.194702>

## 混合层流场中涡结构对流速度的特性\*

郭广明<sup>1)†</sup> 刘洪<sup>1)</sup> 张斌<sup>1)</sup> 张忠阳<sup>2)</sup> 张庆兵<sup>2)</sup>

1)(上海交通大学航空航天学院, 上海 200240)

2)(中国航天科工集团第二研究院, 北京 100854)

(2015年11月30日收到; 2016年1月11日收到修改稿)

基于大涡模拟和光线追踪方法, 对光线穿越流场后的光程分布与混合层流场中涡结构之间的关系进行了分析, 提出了一种基于涡核位置提取的涡结构瞬时对流速度定量计算方法, 并使用直接几何测量数据进行了验证. 通过对不同尺寸的涡结构、涡-涡配对及融合过程中的涡结构和强压缩性流场中涡结构瞬时对流速度的定量数值计算, 揭示了混合层流场中涡结构对流速度的特性: 对单个涡结构而言, 其瞬时对流速度具有脉动特性, 且脉动幅度随涡结构尺寸和流场压缩性而变化; 在涡-涡配对及融合过程中, 涡对中各个涡结构的瞬时对流速度都表现出类似正弦波动的特点. 针对混合层流场中涡结构对流速度的特性, 给出了其背后的物理原因.

**关键词:** 对流速度, 混合层, 气动光学, 大涡模拟

**PACS:** 47.27.Gs, 47.27.wj, 47.27.De, 47.27.ep

**DOI:** 10.7498/aps.65.074702

## 1 引言

红外成像制导是目前导弹实现精确打击的主流制导体制之一, 然而光学头罩周围复杂的流场结构会产生如目标图像偏移、模糊和抖动等现象的气动光学效应. 其中, 制冷剂喷流与外部来流形成的混合层流场结构是产生气动光学效应的一个重要来源<sup>[1]</sup>.

Rogers 和 Moser<sup>[2]</sup> 首次采用直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 方法证明了混合层流场中涡结构 (也称为相干结构或拟序结构) 的存在. Mungal 等<sup>[3]</sup> 研究表明无论初始边界层是层流还是湍流, 雷诺数在  $1.9 \times 10^5$  之内的混合层中仍然存在涡结构. Monkewitz 和 Heurre<sup>[4]</sup> 证明了 Kelvin-Helmholtz 不稳定性对混合层中复杂的流动确实起着主导作用, 使流动在流场下游逐渐形成了流向大尺度的涡结构. Brown 和 Roshko<sup>[5]</sup> 发现涡结构主导了所有混合层流动的动力学行为, 这些涡结构是混合层发展过程中的主要表现形式.

Winant 和 Browand<sup>[6]</sup> 通过流动显示技术对中等雷诺数下的混合层进行了研究, 结果表明流场中涡结构的卷起及随后相邻涡-涡之间配对和融合现象是混合层生长的根本原因. 朱杨柱等<sup>[7]</sup> 采用平面激光散射技术对后台阶流场结构进行了精细刻画, 证明超声速流场中涡结构具有运动快、变形慢的特点. 甘才俊等<sup>[8,9]</sup> 利用量级分析和风洞实验研究了可压缩混合层流动气动光学效应的规律性, 讨论了混合层流场中气动光学效应的一个重要特征, 即流场中大尺度结构引起的视线误差与混合层流场特征参数 (如对流马赫数) 之间呈现出复杂的非线性关系. 以上研究表明涡结构是混合层流场中最重要的流动结构, 它是流场中能量、动量和质量运输的载体. 光束通过混合层流场引起的气动光学效应强烈依赖涡结构的动力学特征, 涡结构对混合层流场的气动光学特性有着决定性的影响<sup>[10]</sup>.

为降低气动光学效应给光学成像系统带来的不利影响, 气动光学自适应校正技术已被越来越多的研究者关注, 其中, 动态实时的波前测量是实现

\* 国家安全重大基础研究计划 (批准号: 613276) 和国家自然科学基金重点项目 (批准号: 91330203) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoming20071028@163.com

气动光学自适应校正最重要的一环<sup>[11]</sup>. Ronald和Jumper<sup>[12]</sup>开发的小孔径光束技术 (small aperture beam technique, SABT) 通过减少系统所需的探测器数量, 其频率达到 100 kHz, 是当前能够应用于气动光学校正的连续波前测量方法, 其应用在弱可压缩流场时得到了较好的实验结果<sup>[13]</sup>. 然而, SABT 使用了单一对流速度假设, 即认为混合层流场中所有涡结构的对流速度在不同时刻都是相同的. 事实上, 流场中不同涡结构在相同时刻的对流速度也并不相同; 即使是同一个涡结构, 其对流速度在不同时刻也是不同的. 因此, 单一对流速度假设必然给波前测量带来误差, 进而影响气动光学自适应校正的效果.

在有关混合层流场涡结构对流速度的研究中, 自Bogdanoff<sup>[14]</sup>于1983年首次提出对流马赫数的概念以来, 学者们在研究混合层流动特性时通常按照等熵模型计算涡结构的对流速度<sup>[15]</sup>, 而等熵模型计算的理论值并不能反映涡结构运动的动态特性. 2008年, Thurow等<sup>[16]</sup>在《Physics of Fluids》上撰文介绍马赫数 2.0 的超音速自由射流中涡结构对流速度的研究情况. 他们分别使用平面多普勒测速仪和两点时空关联算法对涡结构的对流速度进行实验测量和数值计算, 结果表明流场中粒子布撒品质会显著影响测量和计算结果, 所得数据与理论值相比有较大偏差, 并指出在粒子布撒接近理想情况时, 所得到的涡结构对流速度的平均值比较接近理论值. 这表明在涡结构对流速度的特性方面, 当前并没有完全认识清楚.

本文从混合层流场的数值模拟和光线追踪入手, 讨论了光程 (optical path length, OPL) 分布与流场中涡结构之间的关系, 提出了一种基于涡核位置提取的涡结构瞬时对流速度定量计算方法. 通过对不同尺寸涡结构、涡-涡配对及融合过程中涡结

构和强压缩性流场中涡结构瞬时对流速度的定量数值计算, 揭示了混合层流场中涡结构对流速度的特性.

## 2 数值方法

### 2.1 大涡模拟 (large eddy simulation, LES)

LES是介于雷诺时均Navier-Stokes方程与DNS之间的一种数值模拟方法, 发展至今已比较成熟. 限于篇幅, 本文不对LES方法本身做介绍. 使用Goebel-Dutton<sup>[17]</sup>所做的超音速混合层试验数据对本文采用的LES方法进行验证, LES模拟的混合层流场长  $X = 300$  mm, 宽  $H = 48$  mm, 如图1所示, 其中  $U_c$  表示涡结构的对流速度, 即涡结构相对于当地的流动速度.

在使用LES对混合层流场模拟时, 其初始条件与Goebel-Dutton实验条件完全一致, 具体参数列于表1.

表1中,  $M_\infty$ ,  $U$ ,  $T$ ,  $P$  和  $\theta$  分别表示来流马赫数、速度、静温、静压和入口处的边界层厚度. 取混合层流向距离  $X = 150, 200$  mm 位置处的时间平均速度剖面与Goebel-Dutton<sup>[17]</sup>的实验结果进行对比, 如图2所示.

表1 Goebel-Dutton 超音速混合层实验的来流参数  
Table 1. Inlet flow parameters of the Goebel-Dutton experiment.

混合层	$M_\infty$	$U/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$T/\text{K}$	$P/\text{kPa}$	$\theta/\text{mm}$
上层流体	1.36	399	215	49	2.5
下层流体	1.91	700	334	49	2.9

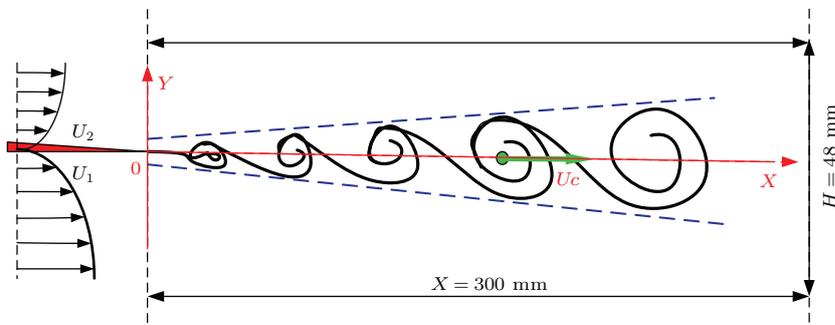


图1 混合层流场示意图

Fig. 1. Schematic of the mixing layer flowfield.

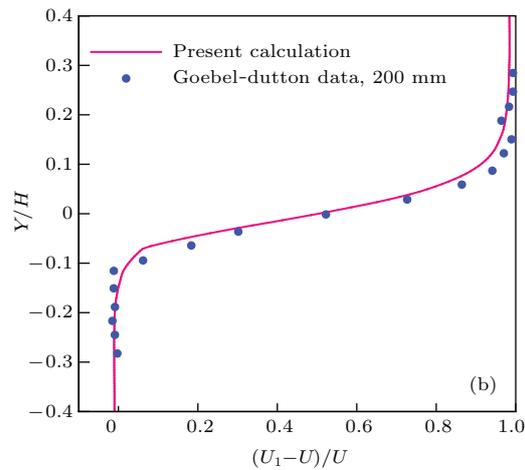
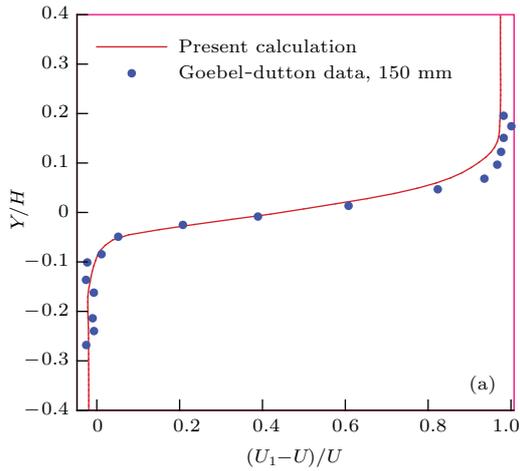


图2 流向 150 mm (a) 和 200 mm (b) 位置处的时均速度剖面

Fig. 2. Time-averaged velocity profiles at  $X = 150$  mm (a) and  $X = 200$  mm (b).

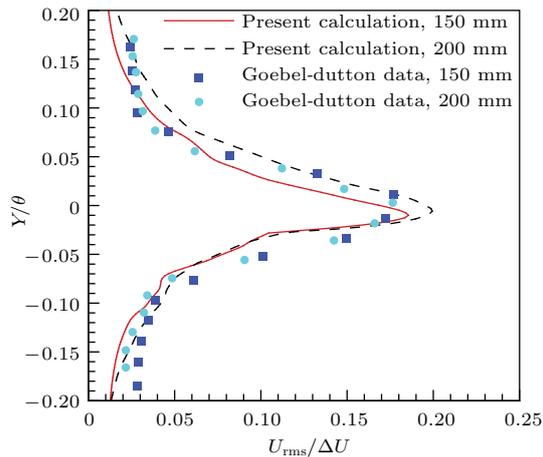


图3 (网刊彩色) 流向 150 和 200 mm 位置处的脉动速度时均剖面

Fig. 3. (color online) Time-averaged streamwise velocity fluctuation profiles at  $X = 150$  and  $200$  mm.

图2中,  $U_1$  表示下层流体速度,  $\Delta U = U_1 - U_2$ ,  $Y$  表示法向距离,  $H$  表示混合层流场宽度. 将

流向 150 和 200 mm 处的速度脉动时均统计量与 Goebel-Dutton<sup>[17]</sup> 的实验结果对比, 如图3所示.

图3中  $U_{rms}$  表示流向脉动速度强度. 由图2和图3可以发现, 不同流向位置处的时均速度剖面和流向脉动速度强度剖面与 Goebel-Dutton 的实验结果都具有较好的一致性, 验证了本文采用的 LES 方法在模拟混合层流场方面的有效性. 下文 2.3 节和第3部分使用的图片数据即是来自按照表1条件得到的混合层流场.

## 2.2 光线追踪

本文采用一种新的基于计算网格和直接模拟的光线追踪方法<sup>[18]</sup>, 以二维平面为例, 其示意图和计算流程见图4.

图4中的流程可概述为以下5个步骤: 1) 初始化计算, 在边界上布置虚拟光粒子; 2) 在给定时间步长内根据 Newton 定律迁移粒子; 3) 确定粒子是否离开原始网格, 如果是, 转至步骤4; 否则, 继续迁移; 4) 确定粒子是否穿越了计算域边界, 如果是, 停止; 否则, 计算网格面编号以及穿越的位置; 5) 根据折射率更新粒子速度, 并继续迁移粒子. 粒子穿越网格时, 折射或反射均有可能出现, 如图5所示. 粒子的反射或折射与粒子是从光密介质进入光疏介质还是从光疏介质进入光密介质有关, 具体而言, 取决于粒子历经的相邻两个网格的折射率大小.

根据下面的折射率公式判断粒子反射或折射.

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r, \quad (1)$$

由(1)式, 如果  $\sin r = n_1 \sin i / n_2 > 1.0$ , 光线发生反射; 否则, 光线发生折射. 当粒子穿越混合层流场之后, 沿着其历经的路径积分就可以得到该粒子的 OPL, 计算公式如下:

$$OPL = \int_0^N n_i \cdot dl_i, \quad (2)$$

(2)式中,  $n_i$  是第  $i$  个网格的折射率,  $dl_i$  是粒子在第  $i$  个网格中迁移的距离,  $N$  是粒子所历经的网格总数. 其中,  $n_i$  可由 LES 得到的混合层密度场经 Gladstone-Dale 公式换算获得, 即

$$n = 1 + k_{GD} \cdot \rho, \quad (3)$$

(3)式中,  $n$  和  $\rho$  分别表示折射率和密度,  $k_{GD}$  表示 Gladstone-Dale 常数.

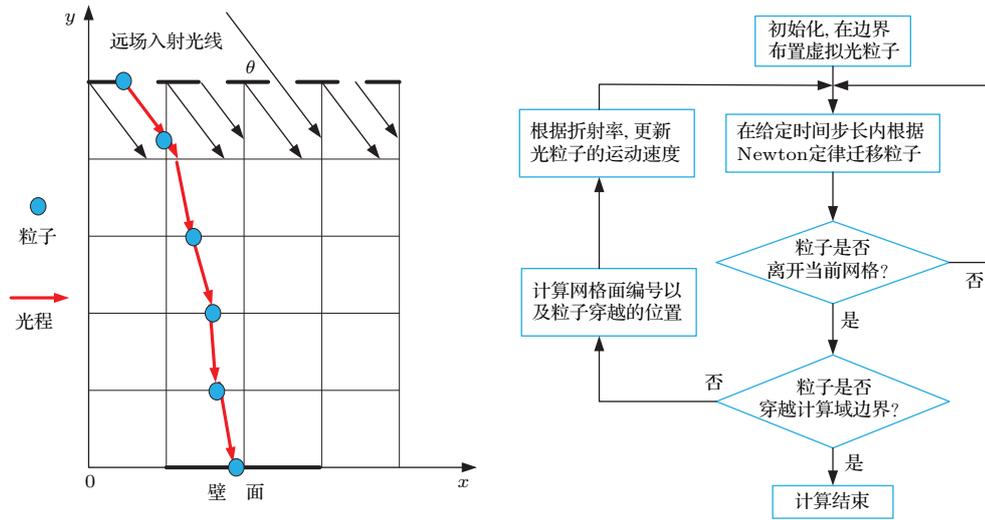


图4 (网刊彩色) 基于网格和直接模拟的二维平面光线追踪法示意图(左)和流程图(右)

Fig. 4. (color online) The ray tracing method in a 2-D plane based on grid and direct simulation: schematic diagram (left) and flow chart (right).

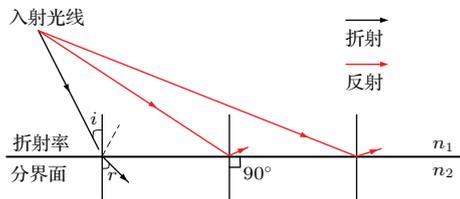


图5 (网刊彩色) 粒子穿越网格时的折射与反射

Fig. 5. (color online) Refraction and reflection of the particle when traverses grid.

### 2.3 涡核位置提取算法

在对混合层研究的过程中人们逐渐认识到: 流场中不同尺寸的涡结构支配了混合层流场, 涡结构是引起气动光学效应的根本原因<sup>[19]</sup>. 有学者对光束穿越混合层之后的气动光学畸变进行频谱分析<sup>[20]</sup>, 但由于功率谱没有包含相位信息<sup>[21]</sup>, 导致从频谱分析中并不能辨识混合层中涡结构的几何特性.

然而, 光束穿越混合层流场的OPL分布却能够揭露混合层流场中涡结构的几何特性, 因为光束波前在物理上即是OPL的等值面<sup>[22]</sup>, 对OPL分布进行分析能够得到涡结构的一些细节信息. 图6展示了混合层的瞬时涡量等值面和相同时刻光束穿越流场之后的OPL分布.

图6中, A—F表示流场中几个涡核的位置, 垂线经过涡核中心. 容易发现, 涡核位置总是对应OPL分布曲线中的局部最小值, 这个规律对流场中所有涡核而言都是成立的. 其物理原因是: 在混合层流场中, 涡结构中的涡核部分的流体密度总是小

于其周围和涡结构边缘的流体密度. 根据(2)和(3)式, 涡核位置处的OPL必然较小. 反之而言, OPL分布中的局部最小值却并不总是对应着流场中的涡核位置, 如图6中蓝色圆圈所示. 进一步观察发现, 蓝色圆圈中局部最小值的振幅相对它前后两个局部最小值的振幅要明显小很多, 可以把它当作干扰, 而采用滤波的方法能够去除这种干扰. 经过滤波处理之后, 流场中涡核位置与OPL分布的局部最小值之间就建立起一一对应的关系, 通过提取OPL分布中局部最小值的流向位置坐标, 即可得到混合层流场中各涡核的位置信息. 我们把这种获取流场中涡核位置信息的方法称为涡核位置提取.

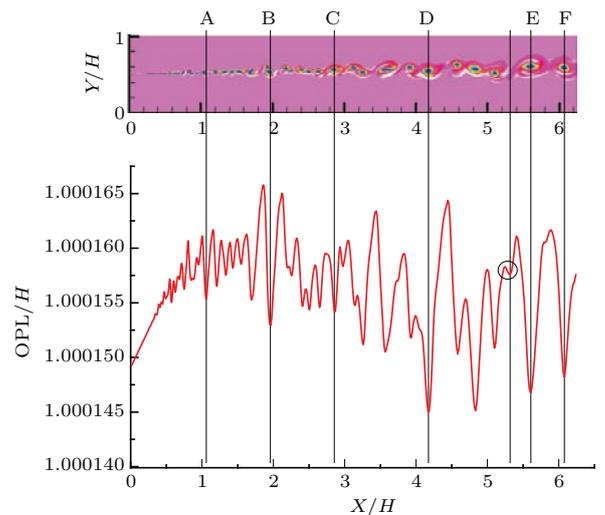


图6 (网刊彩色) 混合层流场中涡核位置与相同时刻流场OPL分布中局部最小值之间的关系

Fig. 6. (color online) Relationship between local minimum of OPL in OPL profile and site of vortex core.

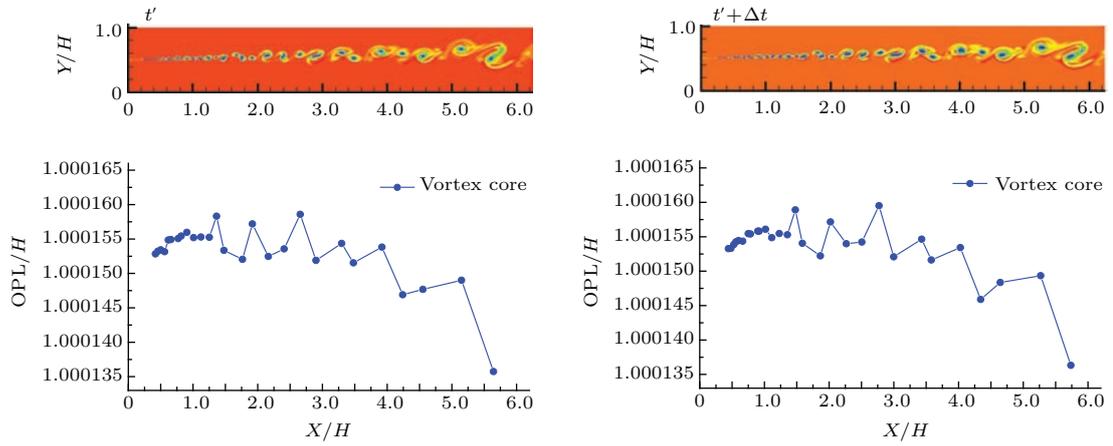


图7 (网刊彩色) 涡核流向位置坐标(下)与相同时刻流场涡量分布(上)的对比 ( $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ )

Fig. 7. (color online) Comparison between instantaneous vorticity contours (top) and coordinate of each vortex core (bottom) at two adjacent time instants ( $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ ).

为验证涡核位置提取方法的有效性, 提取相邻两个时刻混合层流场中涡核的位置信息, 并与对应时刻的流场瞬时涡量分布进行对比, 结果如图7所示.

比较图7中的涡核流向位置坐标与流场瞬时涡量分布能够发现, 通过涡核位置提取方法获得的涡核位置信息与流场涡量分布中的涡核位置是一致的, 表明涡核位置提取方法能够用于获取流场中涡核的位置信息.

### 3 涡结构瞬时对流速度

涡结构的对流速度是表征混合层流场中涡结构动力学特性的一个重要物理量, 根据混合层流场中压力匹配条件和等熵假设<sup>[15]</sup>, 有

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{\gamma_1 - 1}{2} Mc_1^2\right)^{\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}\right)} \\ &= \left(1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} Mc_2^2\right)^{\left(\frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1}\right)}, \end{aligned} \quad (4)$$

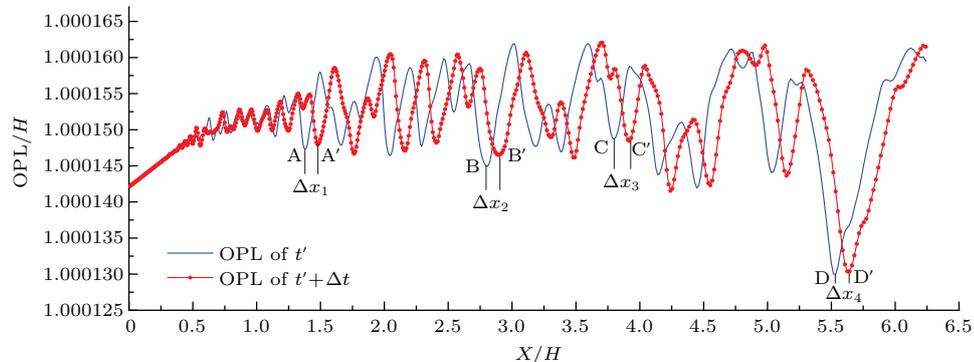


图8 (网刊彩色) 混合层流场中涡结构瞬时对流速度的计算原理图

Fig. 8. (color online) Schematic for calculating the convective speed of a vortex in mixing layer flowfield.

其中,

$$Mc_1 = (U_1 - U_c) / a_1,$$

$$Mc_2 = (U_2 - U_c) / a_2;$$

$a_1$  和  $a_2$  分别为混合层高低速层流体的音速. 如果混合层两股流体的比热比相等, 即  $\gamma_1 = \gamma_2$ , 则混合层流场中涡对流速度  $U_c$  可表示为

$$U_c = \frac{a_2 U_1 + a_1 U_2}{a_1 + a_2}. \quad (5)$$

(5) 式就是当前被普遍采用的计算混合层中涡结构对流速度的等熵公式, 而由该公式得到的对流速度为一个常值, 不能体现流场中涡结构对流速度的动态特性. 此外, 对不同尺寸的涡结构在不同时刻都采用相同的对流速度, 必然会给高频的波前测量带来误差, 影响基于波前测量的气动光学自适应校正效果.

基于上文提出的涡核位置提取算法, 能够得到流场中不同涡结构的瞬时对流速度的定量结果, 计算原理如图8所示.

图 8 中的两条 OPL 曲线分别是在相隔  $\Delta t$  的两个时刻, 光束穿越混合层流场时采用光线追踪方法得到的流场 OPL 分布. 根据上文的分析, 对 OPL 分布进行滤波处理之后, OPL 分布上局部最小值的流向位置坐标即可用来表示该时刻流场中涡核的位置. 也就是说, 滤波之后 OPL 分布中的每个局部最小值都对应流场中的一个涡结构. 混合层流场中涡结构瞬时对流速度的计算方法可阐述如下: 以图 8 中 A, B, C 和 D 点分别表示  $t'$  时刻 OPL 分布中不同流向位置处的局部最小值点, 它们的流向位置坐标依次记为  $x_A(t')$ ,  $x_B(t')$ ,  $x_C(t')$  和  $x_D(t')$ , 这些坐标值可通过涡核位置提取算法获得; 根据图 6 揭示的 OPL 局部最小值与混合层流场中涡核位置之间的关系, 以 A 点为例, 则  $x_A(t')$  即为 A 点所对应涡结构的涡核在  $t'$  时刻的流向位置坐标; 同理, A 点在  $t' + \Delta t$  时刻运动至 A' 点的流向位置坐标  $x_{A'}(t' + \Delta t)$  即为 A 点所对应涡结构的涡核在  $t' + \Delta t$  时刻的流向位置坐标. 因此, A 点所对应的涡核在  $t'$  时刻的瞬时对流速度可表示为

$$Uc'(t') = \frac{x_{A'}(t' + \Delta t) - x_A(t')}{\Delta t} = \frac{\Delta x_1}{\Delta t}. \quad (6)$$

按照相同的方法可计算出混合层流场中其他涡核在  $t'$  时刻的瞬时对流速度. 需要指出, 本文研究的涡结构瞬时对流速度即是指由 (6) 式计算得到的涡核瞬时对流速度. 在计算瞬时对流速度时, 相邻两个时刻的间隔  $\Delta t$  不能过长, 以保证对流速度

的瞬时特性. Papamoschou<sup>[23]</sup> 建议  $\Delta t$  不超过 20  $\mu\text{s}$ , 下文计算时取  $\Delta t$  等于 5  $\mu\text{s}$ , 满足对瞬时特性的要求. 由于 LES 模拟流场使用的网格流向空间分辨率为 0.05 mm, 因此下文按照 (6) 式计算的瞬时对流速度有 10 m/s 以内的随机误差.

## 4 涡结构对流速度的特性

### 4.1 不同尺寸涡结构的瞬时对流速度

流场的初始参数列于表 2, 各参数的含义与表 1 一致, 该混合层流场的对流马赫数为 0.3, 属于弱压缩性流场. 采用 LES 方法对该混合层流场进行数值模拟, 待流场计算稳定后, 得到两个瞬时的流场涡量分布如图 9, 其中  $t_1$  和  $t_2$  时刻的间隔为 80  $\mu\text{s}$ . 图中彩色区域显示的是流场中不同尺寸的涡结构, 不妨称之为小涡、中涡和大涡. 从图 9 容易发现,  $t_1$  时刻的各涡经过 80  $\mu\text{s}$  的生长之后, 尺寸均有所增加. 由表 2 条件按照 (5) 式计算涡结构的理论对流速度  $Uc = 706.5 \text{ m/s}$ .

表 2 弱压缩混合层来流的物理参数

Table 2. Inlet flow parameters of weakly compressible mixing layer.

混合层	$M_\infty$	$U/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$T/\text{K}$	$P/\text{kPa}$	$\theta/\text{mm}$
下层流体	1.8	605.6	281.6	89.8	1.3
上层流体	2.4	807.4	281.6	89.8	1.6

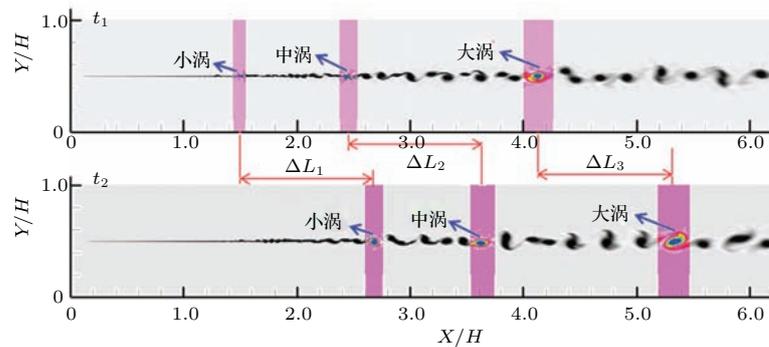


图 9 (网刊彩色) 混合层流场中不同尺寸涡结构的运动

Fig. 9. (color online) The motion of vortex with different sizes in the mixing layer flowfield.

采用涡核位置提取算法, 对图 9 中  $t_1$  至  $t_2$  时刻的流场每隔 5  $\mu\text{s}$  提取一次小涡、中涡和大涡的涡核位置坐标, 随后根据 (6) 式计算各涡的瞬时对流速度, 具体结果见图 10.

图 10 中  $\Delta t$  表示涡核位置坐标提取的时间间

隔, 即 5  $\mu\text{s}$ . 从图 10 可以发现, 不管涡结构的尺寸大小如何, 其对流速度都不是恒定的, 而是一个变化量, 且表现为在理论值附近脉动的特性. 同时也揭示出: 采用等熵公式 (5) 计算的理论对流速度无法体现流场中涡结构对流速度的瞬时特性.

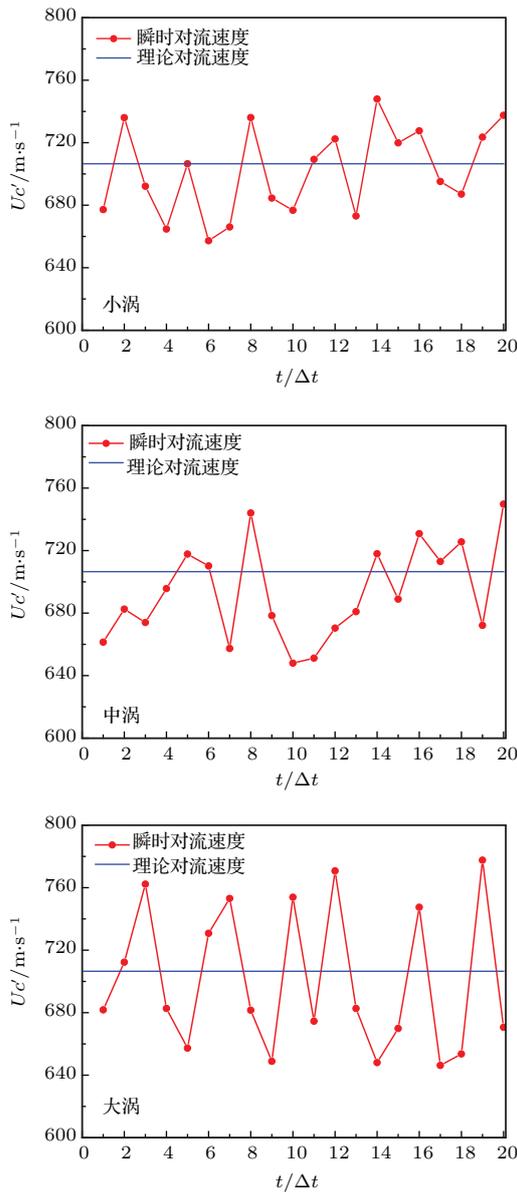


图 10 不同尺寸涡结构的瞬时对流速度

Fig. 10. The instantaneous convective velocity of vortex with different sizes.

如图 9 所示, 采取直接几何测量的方法分别测量小涡、中涡和大涡在  $(t_1 \rightarrow t_2)$  时间内移动的流向距离, 以无量纲流向距离计, 依次约为  $\Delta L_1 = 1.172$ ,  $\Delta L_2 = 1.169$  和  $\Delta L_3 = 1.171$ , 则直接几何测量方法得到的小涡、中涡和大涡对流速度的平均值依次为 703.2, 701.4 和 702.6 m/s. 使用图 10 中不同尺寸涡的瞬时对流速度数据计算各涡瞬时对流速度的平均值  $\overline{Uc'}$  和方差, 结果列于表 3. 经对比发现,  $\overline{Uc'}$  与由直接几何测量方法得到的对流速度平均值十分接近, 表明基于涡核位置提取的涡结构瞬时对流速度计算方法是有效的.

由表 3 中方差的变化发现, 随着涡尺寸的增加,

瞬时对流速度的方差也随之增加, 表明涡结构瞬时对流速度的脉动强度增加. 结合图 9 发现,  $t_2$  时刻的大涡已从涡列中脱离, 此时的涡结构如同“漂浮”在混合层上下两股高低速来流中的“孤岛”, 较易受上层高速或下层低速来流的影响, 引起涡结构的瞬时对流速度在高低速来流间较剧烈的变化.

表 3 不同尺寸涡结构的瞬时对流速度平均值和方差

Table 3. Mean and variance of instantaneous convective velocity of vortex with different sizes.

	小涡	中涡	大涡
$\overline{Uc'}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	702.1	693.5	699.8
方差	28.2	30.9	45.6

## 4.2 涡-涡配对及融合过程中涡结构的瞬时对流速度

对混合层的发展而言, 涡-涡之间的配对与融合是推动混合层生长的内在动力, 也是涡演化过程中的一个典型环节, 研究该过程中涡结构瞬时对流速度的变化特性对于深入认识混合层的生长过程具有重要的理论意义.

流场的初始参数列于表 4, 该混合层流场的对流马赫数为 0.5, 属于中等压缩性流场. 采用 LES 方法对该混合层流场进行数值模拟, 待流场计算稳定后, 得到 5 个瞬时的流场涡量分布如图 11, 其中  $t_1, t_2, t_3, t_4$  和  $t_5$  时刻的间隔均为 50  $\mu\text{s}$ . 自上而下, 彩色区域显示的是流场中两个涡结构之间的配对与融合过程, 不妨称之为 A 涡和 B 涡.

表 4 中等压缩性混合层来流的物理参数

Table 4. Inlet flow parameters of a moderate compressible mixing layer.

混合层	$M_\infty$	$U/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$T/\text{K}$	$P/\text{kPa}$	$\theta/\text{mm}$
下层流体	0.6	201.9	281.6	89.8	0.5
上层流体	1.6	538.3	281.6	89.8	1.2

从图 11 可见, A 涡和 B 涡在  $t_1$  时刻已完成配对, 两涡相互“抱”在一起, 形成 A-B 涡对.  $t_2$  时刻, A-B 涡对围绕虚拟中心点做类似圆周运动的高速旋转, 且两涡之间的距离相比  $t_1$  时刻有所减小, 表明 A 涡和 B 涡之间进行了融合过程. 至于 A-B 涡对的顺时针方向旋转, 其原因是混合层的上层来流速度较高而下层的来流速度较低.  $t_3$  时刻, 两涡继续顺时针旋转, A 涡已越过 A-B 涡对的空间最高点,

B 涡也已越过 A-B 涡对的空间最低点. 两涡之间的距离相比  $t_2$  时刻进一步减小, 表明 A 涡和 B 涡的融合程度在不断加深. 进入  $t_4$  时刻, A 涡和 B 涡已相互连接在一起, 涡核之间也开始进行物质和动量交换, 新涡的雏形正逐步形成.  $t_5$  时刻, A 涡和 B 涡的融合过程完成, 产生一个新的且尺寸更大的 AB 融合

合涡.

采用涡核位置提取算法, 对图 11 中  $t_1$  至  $t_5$  时刻的流场每隔  $5 \mu\text{s}$  提取一次 A 涡和 B 涡的涡核位置坐标, 随后根据 (6) 式计算各涡的瞬时对流速度, 具体结果如图 12, 其中由表 4 条件按照 (5) 式得到的涡结构理论对流速度  $Uc = 370.1 \text{ m/s}$ .

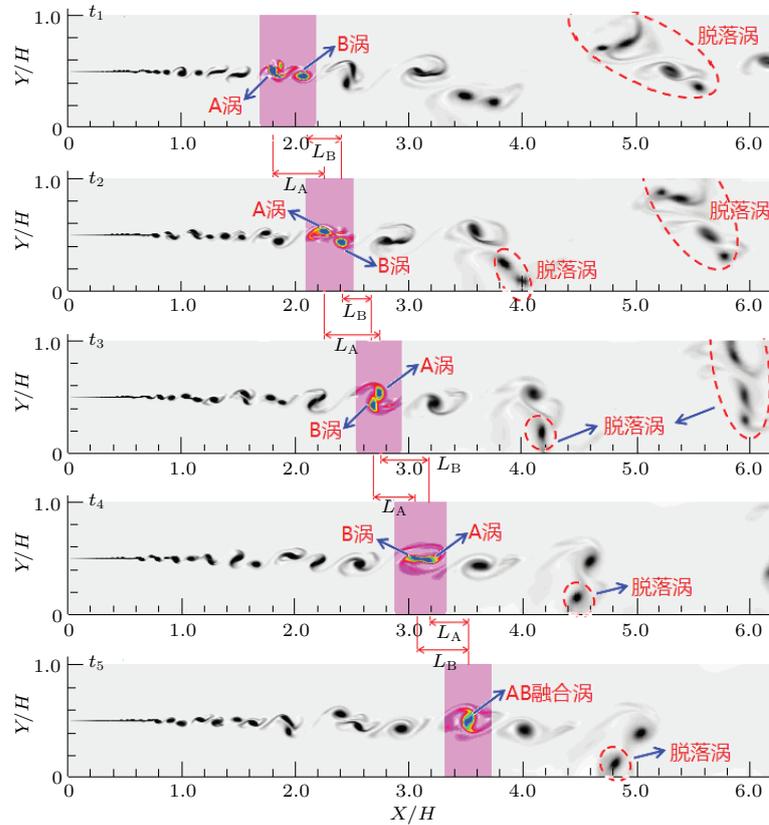


图 11 (网刊彩色) 混合层中涡-涡配对与融合过程

Fig. 11. (color online) The process of pairing and merging of two adjacent vortices in the mixing layer flowfield.

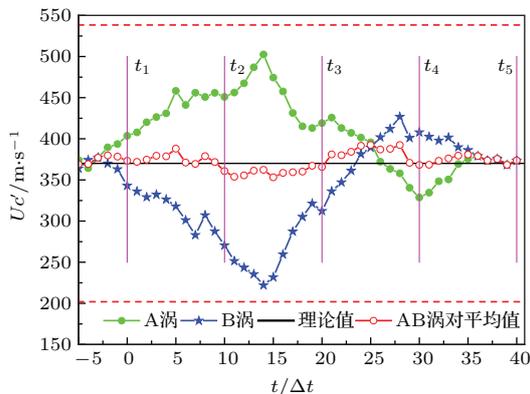


图 12 (网刊彩色) A 涡和 B 涡在配对及融合过程中的瞬时对流速度变化历程

Fig. 12. (color online) The instantaneous convective velocities of vortex A and B during the process of pairing and merging of the two adjacent vortices.

图 12 中,  $\Delta t$  表示涡核位置坐标提取的时间间隔, 即  $5 \mu\text{s}$ ; 标注为  $t_1, t_2, t_3, t_4$  和  $t_5$  的粉色垂线所对应的时刻与图 11 中的瞬时流场时刻一致; 两条水平红色虚线分别表示混合层流场中上层高速和下层低速来流的速度; 为完整表现 A 涡和 B 涡的瞬时对流速度在配对及融合过程中的变化历程, 把  $t_1$  时刻 (涡配对) 之前的瞬时对流速度也一并展示了出来, 即图 12 中横坐标  $-5 \rightarrow 0$  区间所对应的数据.

从图 12 能够发现, A 涡和 B 涡在起始 (横坐标  $-5$  位置) 时刻的瞬时对流速度都在理论值附近, 两者的差异很小, 表明两涡之间还没有进行配对, 各自“独立”地在混合层流场中运动. 随后 A 涡瞬时对流速度开始增加, 而 B 涡的瞬时对流速度开始

减小, 对流速度差异在  $t_1$  时刻已比较明显, 结合图 11 可知两涡在  $t_1$  时刻已完成配对. 配对完成之后, A-B 涡对开始围绕虚拟中心顺时针旋转并进入融合阶段, 顺时针旋转使 A 涡往混合层的上层高速来流区域运动, 而 B 涡往混合层的下层低速来流区域运动, 因而导致 A 涡瞬时对流速度逐渐增加, B 涡瞬时对流速度逐渐减小. 在  $t_2$  时刻, A 涡瞬时对流速度仍处于增加阶段, B 涡瞬时对流速度仍处于减小阶段. 由图 11 可知, 这是由于 A 涡还没有“翻越”A-B 涡对旋转的空间最高点, 仍在往上层高速流体运动; 而 B 涡也没有“抵达”A-B 涡对旋转的空间最低点, 仍在往下层低速流体运动. 直到横坐标约 14 的位置, A 涡瞬时对流速度达到最大值, 约 503 m/s, 接近混合层中的高速来流速度 538.3 m/s; B 涡瞬时对流速度达到最小值, 约 224 m/s, 接近混合层中的低速来流速度 201.9 m/s. 此后, A 涡瞬时对流速度开始减小, B 涡瞬时对流速度开始增加, 这是由于顺时针旋转把 A 涡从当前高速位置往相对低速的混合层中心位置“拉回”, 把 B 涡从当前低速位置往相对高速的混合层中心位置“拉回”, 这个过程大约持续到  $t_4$  时刻. 由于 A 涡和 B 涡的不断融合, 两涡的分界逐渐被打破, A 涡和 B 涡之间的距离也逐渐减小, 因而使两涡的瞬时对流速度差异也逐渐减小. 例如, 在 A 涡瞬时对流速度逐渐减小的过程中, 其最小值约为 329 m/s; 在 B 涡瞬时对流速度逐渐增加的过程中, 其最大值约为 407 m/s, 都没有达到之前(横坐标约 14 的位置)的极值. 随着融合的进一步加深, A 涡和 B 涡的瞬时对流速度逐渐趋于相同, 至横坐标约 36 的位置, 两涡的对流速度已完全相同, 表明 A 涡和 B 涡之间的融合完成, 形成了一个新的 AB 融合涡, 如图 11 中的  $t_5$  时刻所示.

如果把配对及融合过程中的 A 涡和 B 涡看成一个整体(即 A-B 涡对), 计算它们瞬时对流速度的平均值, 结果如图 13 “—○—” 曲线所示, 发现 A-B 涡对的瞬时对流速度平均值在理论值上下小幅变化. 经计算, A-B 涡对在配对及融合过程中的瞬时对流速度平均值约为 373.3 m/s (方差 12.1), 十分接近理论对流速度 370.1 m/s. 这个有趣的现象表明, 尽管 A 涡和 B 涡在配对及融合过程中的瞬时对流速度变化幅度较大, 且表现出类似正弦曲线的大幅度波动, 但 A-B 涡对的瞬时对流速度变化幅度却较小, 且其平均值接近理论值.

采取直接几何测量方法, 对各时刻之间 A 涡和

B 涡的流向移动距离进行测量, 如图 11 中  $L_A$  和  $L_B$  所示, 以无量纲流向距离计, 具体测量结果如表 5.

由表 5 中的数据计算 A 涡和 B 涡在各时间间隔内的平均对流速度, 为进行对比, 同时使用图 12 中 A 涡和 B 涡的瞬时对流速度数据求取在相同时间间隔内的平均对流速度, 对比结果如图 13.

表 5 直接几何测量得到的 A 涡和 B 涡流向移动距离  
Table 5. Streamwise moving distance of vortex A and B that obtained by direct measurement.

	$\Delta L_1$ ( $t_1 \rightarrow t_2$ )	$\Delta L_2$ ( $t_2 \rightarrow t_3$ )	$\Delta L_3$ ( $t_3 \rightarrow t_4$ )	$\Delta L_4$ ( $t_4 \rightarrow t_5$ )
A 涡	0.46	0.47	0.42	0.36
B 涡	0.33	0.27	0.38	0.41

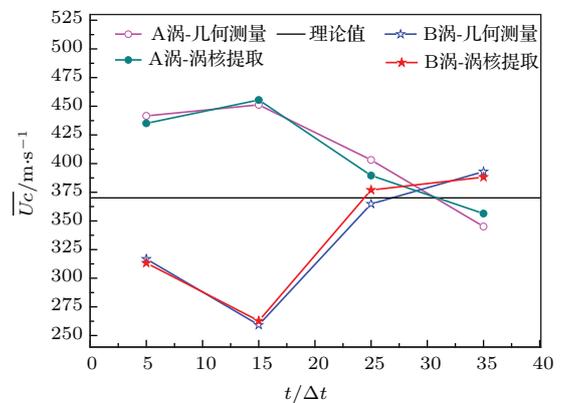


图 13 (网刊彩色) 不同方法得到的 A 涡和 B 涡平均对流速度

Fig. 13. (color online) The mean convective velocities of vortex A and B that obtained from two methods.

图 13 表明, 几何测量方法和涡核位置提取算法在刻画 A 涡和 B 涡在配对及融合过程中的对流速度变化方面具有较好的一致性, 都清晰地展示了 A 涡和 B 涡的对流速度在配对及融合过程中的变化趋势.

### 4.3 强压缩性流场中涡结构的瞬时对流速度

混合层流场的压缩性对涡结构的生长有着重要的影响, 一般而言, 较强的压缩性会抑制流场中涡结构的生长. 本节考虑强压缩性流场中涡结构瞬时对流速度的特性, 流场的具体初始参数列于表 6, 其中混合层流场的对流马赫数为 1.1, 属于强压缩性流场. 采用 LES 方法对该流场进行数值模拟, 待流场计算稳定后, 得到两个瞬时的流场涡量分布如图 14, 其中  $t_1$  和  $t_2$  时刻的间隔为 100  $\mu$ s,  $t_1$  表示研究的起始时刻,  $t_2$  表示研究的结束时刻.

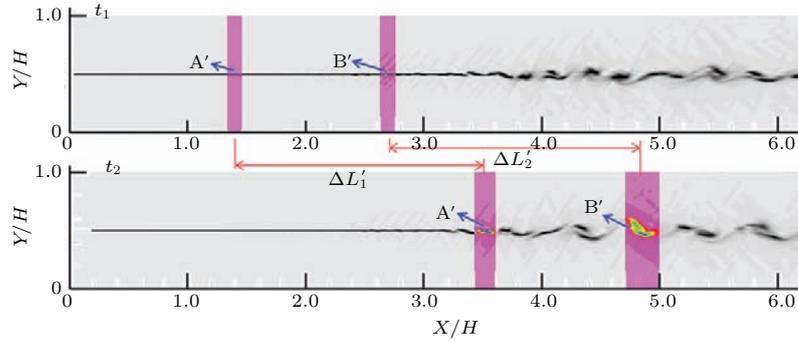


图 14 (网刊彩色) 强压缩性流场中涡的运动

Fig. 14. (color online) Movement of vortex in the strongly compressible flowfield.

由图 14 可以看到, 相比弱和中等压缩性流场, 强压缩性流场中涡结构的形状已不再呈现较规则的圆形, 涡结构在流向被拉伸, 法向尺寸被压缩, 形似“压扁”的长条状. 以图中彩色区域显示的结构为研究对象, 分别以 A' 和 B' 表示. 在  $t_1$  时刻, A' 表示卷起前的涡结构而 B' 表示卷起后的涡结构; 在  $t_2$  时刻, A' 和 B' 代表的涡结构都已从涡列脱离.

表 6 强压缩性混合层来流的物理参数

Table 6. The inlet flow parameters of a strongly compressible mixing layer.

混合层	$M_\infty$	$U/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$T/\text{K}$	$P/\text{kPa}$	$\theta/\text{mm}$
下层流体	2.0	672.9	281.6	89.8	1.4
上层流体	4.2	1413.3	281.6	89.8	2.9

采用涡核位置提取算法, 对图 14 中  $t_1$  至  $t_2$  时刻的流场每隔  $5 \mu\text{s}$  提取一次 A' 涡和 B' 涡的涡核位置坐标, 随后根据 (6) 式计算各涡的瞬时对流速度, 具体结果如图 15. 按照表 6 条件, 由 (5) 式计算得到强压缩性流场中涡结构的理论对流速度  $U_c = 1043.1 \text{ m/s}$ .

图 15 中,  $\Delta t$  表示涡核位置坐标提取的时间间隔, 即  $5 \mu\text{s}$ ; 两条水平红色虚线分别表示混合层流场中上层高速和下层低速来流的速度. 容易看到, 在强压缩性流场中, 涡结构的瞬时对流速度仍表现为随时间脉动的特性, 且这种特性与涡卷起的时刻、涡是否与涡列脱离等无关. 也就是说, 涡卷起前后及涡与涡列脱离前后, 涡的瞬时对流速度都具有脉动特性. 对图 15 中 A' 涡和 B' 涡的瞬时对流速度进行数值分析, 得到 A' 涡的平均对流速度约为  $1013.4 \text{ m/s}$ , 方差为 83.6; B' 涡的平均对流速度约为  $1078.8 \text{ m/s}$ , 方差为 117.9.

由以上分析得出, 涡结构是否与涡列脱离决定了其对流速度脉动特性的强弱. 具体而言, 与涡列

脱离的涡结构瞬时对流速度的脉动特性强于未与涡列脱离的涡结构; 或者在相同时间内, 先与涡列脱离的涡结构瞬时对流速度的脉动特性强于晚与涡列脱离的涡结构. 另外, 与表 3 弱压缩性流场中的数据对比发现, 压缩性增大导致涡结构瞬时对流速度的脉动特性增强.

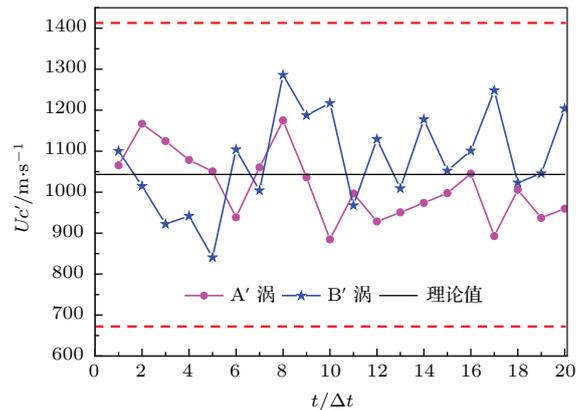


图 15 (网刊彩色) 强压缩性流场中涡结构的瞬时对流速度

Fig. 15. (color online) The instantaneous convective velocity of vortex in strongly compressible flowfield.

采用几何测量方法, 对 ( $t_1 \rightarrow t_2$ ) 时间内 A' 涡和 B' 涡的流向移动距离进行直接几何测量, 如图 14 所示, 其中 A' 涡的无量纲移动距离  $\Delta L_1' \approx 2.12$ , B' 涡的无量纲移动距离  $\Delta L_2' \approx 2.17$ , 对应 A' 涡和 B' 涡的平均对流速度依次为  $1017.6 \text{ m/s}$  和  $1041.8 \text{ m/s}$ , 该结果与基于涡核位置提取算法得到的平均对流速度接近.

## 5 结 论

基于 LES 和光线追踪方法, 提出了一种基于涡核位置提取的混合层涡结构瞬时对流速度定量计算方法, 并使用直接几何测量的数据进行了验证.

通过对不同尺寸涡结构、涡-涡配对及融合过程中涡结构和强压缩性流场中涡结构瞬时对流速度的定量数值计算, 揭示了混合层流场中涡结构对流速度的一些特性, 并得到以下主要结论.

1) 对于单个涡结构而言, 混合层流场中涡结构的瞬时对流速度随时间变化, 且表现为在理论值上下脉动的特性, 脉动的幅度与流场的压缩性和涡的尺寸等相关. 对于相同的流场, 大尺寸涡结构瞬时对流速度的脉动幅度要强于小尺度涡结构. 随着流场压缩性的增强, 涡结构瞬时对流速度的脉动强度也会相应增加.

2) 涡-涡配对及融合过程是涡结构瞬时对流速度变化幅度最大的阶段, 且涡对中每个涡结构的瞬时对流速度变化历程都表现出类似正弦波动的特点. 在这个过程中, 涡对中往混合层高速来流运动的涡结构的最大瞬时对流速度接近该高速来流的速度, 而涡对中往混合层低速来流运动的涡结构的最小瞬时对流速度接近该低速来流的速度; 涡对融合完成后, 形成的新融合涡结构的瞬时对流速度特性与流场中其他单个涡结构相同.

3) 通常来说, 与涡列脱离的涡结构瞬时对流速度脉动强度大于未与涡列脱离的涡结构, 这是由于与涡列脱离的涡结构如同“漂浮”在混合层高低速来流中的“孤岛”, 更易受到混合层高速或低速来流的影响.

4) 混合层流场中涡结构的瞬时对流速度平均值与基于等熵模型计算的理论对流速度值并不完全相同, 且两者之间的偏差随流场的压缩性和涡结构尺寸而变化. 这表明理论对流速度只能近似表征混合层流场中涡结构对流速度的平均特性, 而不能刻画混合层流场中涡结构对流速度的瞬时和脉动特性.

## 参考文献

- [1] Yin X L 2003 *Principle of Aero-Optics* (Beijing: China Astronautics Press) p2 (in Chinese) [殷兴良 2003 气动光学原理 (北京: 中国宇航出版社) 第2页]
- [2] Rogers M M, Moser R D 1992 *J. Fluid Mech.* **243** 183
- [3] Mungal M G, Hermanson J C, Dimotakis P E 1985 *AIAA J.* **23** 1418
- [4] Monkewitz P A, Huerre P 1982 *Phys. Fluids* **25** 1137
- [5] Brown G L, Roshko A 1974 *J. Fluid Mech.* **64** 775
- [6] Winant C D, Browand F K 1974 *J. Fluid Mech.* **63** 237
- [7] Zhu Y Z, Yi S H, Kong X P, He L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 064701 (in Chinese) [朱杨柱, 易仕和, 孔小平, 何霖 2015 物理学报 **64** 064701]
- [8] Gan C J, Li L, Ma H D, Xiong H L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 054703 (in Chinese) [甘才俊, 李焱, 马汉东, 熊红亮 2014 物理学报 **63** 054703]
- [9] Gan C J, Li L, Ma H D, Xiong H L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184701 (in Chinese) [甘才俊, 李焱, 马汉东, 熊红亮 2013 物理学报 **62** 184701]
- [10] Dimotakis P, Catrakis H 2001 *J. Fluid Mech.* **433** 105
- [11] Xie W K, Ma H T, Gao Q, Jiang W J 2014 *Laser Optoelectron. Prog.* **51** 090001 (in Chinese) [谢文科, 马浩统, 高穹, 江文杰 2014 激光与光电子学进展 **51** 090001]
- [12] Jumper E J, Ronald J H 1995 *AIAA J.* **33** 2151
- [13] Hugo R J, Jumper E J 1997 *AIAA J.* **35** 671
- [14] Bogdanoff D W 1983 *AIAA J.* **21** 926
- [15] Papamoschou D, Roshko A 1988 *J. Fluid Mech.* **197** 453
- [16] Thurow B S, Naibo Jiang, Kim J H, Lempert W, Samimy M 2008 *Phys. Fluids* **20** 066101
- [17] Goebel S G, Dutton J C 1991 *AIAA J.* **29** 538
- [18] Ren W, Liu H 2012 *Proceedings of the 42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit 2012* New Orleans, USA, June 25, 2012 p1
- [19] Wang M Mani A, Gordeyev S 2012 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **44** 299
- [20] Dimotakis P E, Catrakis H J, Fourgrette D L 2001 *J. Fluid Mech.* **433** 105
- [21] Catrakis H J, Aguirre R C, Ruiz-Plancarte J 2002 *J. Fluid Mech.* **462** 245
- [22] Aguirre R C, Catrakis H J 2004 *AIAA J.* **42** 1973
- [23] Papamoschou D 1991 *AIAA J.* **29** 680

# Characteristics of convective speeds of vortex structures in mixing layer\*

Guo Guang-Ming<sup>1)†</sup> Liu Hong<sup>1)</sup> Zhang Bin<sup>1)</sup> Zhang Zhong-Yang<sup>2)</sup> Zhang Qing-Bing<sup>2)</sup>

1) (*School of Aeronautics and Astronautics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Institute No. 2, China Aerospace Science and Industry Corporation, Beijing 100854, China*)

( Received 30 November 2015; revised manuscript received 11 January 2016 )

## Abstract

Convective speed of a vortex structure in mixing layer is an important physical quantity for correcting aero-optics caused by the flowfield as a beam passes; however, knowledge about the dynamic characteristics of convective speed of a vortex structure in mixing layer is limited because the convective speed calculated from isentropic model, which is widely used at present, is a constant. Based on the large eddy simulation and ray tracing method, the optical path length (OPL) profile over the mixing layer flowfield as beams pass through the flowfield is calculated and compared with the instantaneous vorticity contours at the same time instant. The analysis of the relationship between the local minimum of OPL in the OPL profile and the position of vortex core shows that the point of the local minimum of OPL just corresponds to the center of the vortex core. Based on this corresponding relation, the position extraction of vortex core, which is a quantitative method of calculating the instantaneous convective speed of a vortex structures in mixing layer, is proposed and validated with the data obtained from direct geometry measurement. Using this quantitative method, the instantaneous convective speeds of vortex structures with different sizes, two vortexes in the process of vortex pairing and merging, and vortex structures in the strongly compressive flowfield are calculated quantitatively and analyzed. Our quantitative results clearly present the characteristics of convective speed of vortex structures in mixing layer as follows. 1) The instantaneous convective velocity of a single vortex structure in the mixing layer flowfield varies with time, that is the fluctuation characteristics, and the fluctuation amplitude also varies with the size of a vortex structure and the compressibility of the flowfield. Specifically, the amplitude is proportional to the size of a vortex and the compressibility of the flowfield. 2) In the process of vortex pairing and merging, the variation ranges of instantaneous convective speeds of the two vortex structures are large. Specifically, the maximum value of instantaneous convective speed is close to the speed of the high-speed layer, and the minimum value of instantaneous convective speed is close to the speed of the low-speed layer, and the profile of instantaneous convective speed of each vortex structure in this process approximately shows a shape of sinusoidal curve. 3) The mean value of instantaneous convective speed of a vortex structure in mixing layer is not consistent with the theoretical convective speed of vortex structure, which is calculated from the isentropic model, and the deviation between instantaneous convective speed and theoretical convective speed varies with the size of a vortex structure and the compressibility of the flowfield. In addition, the physical reasons for explaining the characteristics of instantaneous convective speed of the vortex structures in mixing layer are also presented.

**Keywords:** convective speed, mixing layer, aero-optics, large eddy simulation

**PACS:** 47.27.Gs, 47.27.wj, 47.27.De, 47.27.ep

**DOI:** 10.7498/aps.65.074702

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 613276) and the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91330203).

† Corresponding author. E-mail: [guoming20071028@163.com](mailto:guoming20071028@163.com)