

激波冲击V形界面重气体导致的壁面与旋涡作用及其对湍流混合的影响

李俊涛 孙宇涛 胡晓棉 任玉新

Effect of vortex/wall interaction on turbulent mixing in the Richtmyer-Meshkov instability induced by shocked V shape interface

Li Jun-Tao Sun Yu-Tao Hu Xiao-Mian Ren Yu-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 235201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.235201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.235201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2017/V66/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

冲击加载下“V”形界面的失稳与湍流混合

Instability and turbulent mixing of shocked “V” shaped interface

物理学报.2016, 65(24): 245202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.245202>

激波与SF₆球形气泡相互作用的数值研究

Numerical investigations on the interaction of shock waves with spherical SF₆ bubbles

物理学报.2015, 64(1): 015201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.015201>

掺杂对CH样品Rayleigh-Taylor不稳定性增长的影响

Experimental investigation on the influence of the dopant ratio on ablative Rayleigh-Taylor instability growth

物理学报.2014, 63(23): 235203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.235203>

柱面内爆驱动金属界面不稳定性的数值模拟研究

Simulation study of interface instability in metals driven by cylindrical implosion

物理学报.2014, 63(15): 155201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.155201>

激波与SF₆梯形气柱相互作用的数值模拟

Richtmyer-Meshkov instability induced by the interaction between shock wave and SF₆ isosceles trapezoid cylinders

物理学报.2014, 63(8): 085205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.085205>

激波冲击V形界面重气体导致的壁面与旋涡作用及其对湍流混合的影响*

李俊涛¹⁾ 孙宇涛²⁾ 胡晓棉²⁾ 任玉新^{3)†}

1) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

3) (清华大学航天航空学院, 北京 100084)

(2017年6月18日收到; 2017年7月31日收到修改稿)

基于多组分混合物质量分数模型, 采用色散最小耗散可控的高分辨率有限体积方法, 数值模拟了弱激波冲击V形空气/SF₆界面后, 界面不稳定性生成的旋涡与固体壁面作用问题. 激波冲击V形界面之后, 因斜压效应诱导涡量沉积在界面附近, 形成沿界面规则排列的多个涡对结构. 旋涡的诱导作用使界面不断变形和卷起, 同时旋涡之间不断发生相互并对, 诱导更多更小尺度的旋涡产生. 旋涡诱导作用的叠加效应, 使界面尖端处的初始涡对向上下壁面发展. 随后, 涡结构开始与壁面发生复杂的相互作用. 旋涡与壁面作用后沿壁面加速, 使得物质界面沿壁面伸展, 随后, 旋涡从壁面回弹, 并诱导二次旋涡产生. 旋涡与壁面相互作用的过程, 能够明显加剧物质混合. 本文从物质混合的角度研究了该过程的机理, 分析了旋涡与壁面作用对物质混合的影响.

关键词: Richtmyer-Meshkov 不稳定性, V形界面, 旋涡/壁面相互作用, 湍流混合

PACS: 52.57.Fg, 47.32.cb, 47.27.Cn

DOI: 10.7498/aps.66.235201

1 引言

当激波冲击加速由不同物质组成的流体分界面时, 会产生 Richtmyer-Meshko 界面不稳定性 (RMI). Markstein^[1] 首先研究了这种界面失稳问题, Richtmyer^[2] 在1960年对该不稳定性现象提出了严格的理论分析和数值处理. 他的预测被 Meshkov^[3] 在1969年通过激波管实验所验证. RMI在许多物理问题中都有出现, 包括超新星的爆炸^[4]、壳体当中的惯性约束聚变^[5] 和超声速燃烧^[6] 等.

RMI是一种基础的流体不稳定性. 两种不同性质流体形成的物质界面上的扰动因激波扫过而增长, 不稳定性开始发展, 形成重流体向轻流体凸出的“气泡”结构和轻流体向重流体凸出的“尖钉”

结构. 同时, 密度梯度与压力梯度方向的不重合形成斜压效应, 诱导涡量沉积在界面附近, 这是初始不稳定性产生的主要机制. 以“气泡”和“尖钉”的距离定义的扰动振幅经历了线性和非线性增长的过程. 随后, 涡量沉积导致 Kelvin-Helmholtz 不稳定性 (KHI) 以及二次乃至高次不稳定性发展, 使非线性进一步加强, 流动不断发展出小尺度的结构, 如果初始注入流动中的能量足够大, 则流场将转捩为湍流. 大尺度和小尺度结构的运动使界面不断变形, 并加剧两种流体之间的扩散和混合.

研究 RMI 的一个基本目的就是理解界面不稳定性导致的物质间的混合. 一般来讲, 混合可以分为两部分, 第一部分与界面的演化有关, 第二部分与跨越界面的扩散有关. 因此, 可以通过很多方法来增强物质混合. 例如, 考虑增加界面区域, 流动将

* 国家自然科学基金 (批准号: U1430235) 和国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ryx@tsinghua.edu.cn

沿着界面伸展或者卷起, 这样随着二次不稳定和湍流的出现, 混合增长速率将随着小尺度结构的发展而得到增强. 再如, 通过增大界面附近的浓度梯度, 也能达到增强混合的效果. 本文讨论界面不稳定性导致的流动结构与固体壁面的作用对物质混合的影响.

对混合的研究在许多典型流动问题中都有细致讨论, 如湍流射流、剪切层问题等. 而在激波诱导混合的问题中, 对混合的物理机理的精细研究十分有限. Jacobs^[7]利用平面激光诱导荧光技术, 细致的研究了混合过程, 并对相关的物理机理进行了讨论. 他利用一个随时间变化的函数来跟踪被一簇等值线包围的区域, 并利用在该区域内函数随时间的变化来测量混合的情况. Zhang等^[8]对以SF₆为重气体的单圆柱问题进行实验和数值研究并将两者的结果进行了对比. 作者利用密度梯度 $|\nabla\rho|$ 的分布对混合过程进行描述. 结果表明, 在数值模拟的两个时间段, $|\nabla\rho|$ 不断增长. 他们指出理解这一现象对于理解混合过程至关重要. Kumard等^[9]对激波诱导混合进行了实验研究, 他利用平面激光诱导荧光(PLIF)技术观察了不同的非均匀气体的构形以及混合对初始不稳定性的敏感性. 这种敏感性通过跟踪界面物质线随时间的演化进行量测. 他们发现这些物质线的长度呈指数增长, 且在流动转捩之前就已出现. Tomkins等^[10]在激波加速流动中实验估计了标量耗散率, 对激波诱导混合过程进行了细致的定量分析. 利用PLIF得到了浓度场的高信噪比测量结果, 并以此计算混合率. 他们考虑了初始不稳定性 and 二次不稳定的相对贡献, 检测了不同区域对流动混合率的贡献, 并探究了激波穿过界面之后混合增强的机理.

文献^[11]研究了数值模拟激波冲击V形空气/SF₆界面的物理问题. 本文在文献^[11]工作的基础上, 对V形界面两侧存在壁面时, 界面不稳定性诱导的流动结构与壁面作用的过程及其对物质混合的影响机理进行了细致分析. 激波冲击界面后, 因斜压效应诱导涡量沉积在界面附近, 通过KHI形成沿界面规则排列的多个涡对结构, 同时界面扰动发展形成“气泡”和“尖钉”结构. 旋涡的诱导作用使界面不断变形和卷起, 物质开始发生混合. 同时旋涡之间开始发生相互诱导、合并等现象, 并逐渐聚集在几个区域, 而多尺度结构也因旋涡的诱导作用在这些区域中产生^[11]. 研究发现, 随着界面不稳定性的进一步发展, 流场中旋涡诱导的叠加

效应使界面尖端处的涡对向上下壁面发展, 并最终与壁面发生复杂的相互作用. 涡结构与壁面的相互作用使流场中产生更多的小尺度结构, 并极大地影响界面混合区域的分布, 从而影响物质的混合. 本文通过数值模拟的结果, 从物质混合的角度对该过程进行了细致的分析.

事实上, 涡结构与壁面的相互作用在许多流动情况中都有出现, 在工程应用当中是一个非常重要的现象. 例如, 飞机起落时产生的尾涡会与地面发生相互作用, 影响飞机起落的稳定性^[12]. 在分离/再附流动中, 形成的旋涡结构会在附点的下游与固壁表面发生相互作用, 这些涡结构会沿着固壁表面, 诱导二次分离和压力脉动^[13,14]. 又如, 在直升机空气动力学中, 上游桨叶产生的尾迹会与下游桨叶发生相互作用, 并产生复杂的桨叶振动^[15,16].

针对旋涡与壁面相互作用的研究, 目前主要是通过形成简单的涡环或涡对与无滑移的固壁相互作用, 采用实验和数值模拟的手段, 分析这一复杂过程. 人们发现, 向固壁运动的旋涡与壁面作用之后会向相反方向运动而远离固壁, 翼尖涡在地面附近的自由流动问题中发现了这种运动, 被称作旋涡回弹^[17]. Harvey和Perry^[18]通过实验研究单个翼尖涡向固壁的运动, 给出了回弹现象的一个解释. 初始涡接近壁面处产生了一个相反大小的涡层, 这个涡层会变得不稳定, 最后分离, 卷起形成二次涡. Boldes和Ferreri^[19]通过将一滴有色水滴作用于静止的自由水面来形成一个环, 研究了涡环朝固壁的运动和回弹. 随着涡环向着壁面接近, 发现了二次和三次涡环. 二次涡环围绕着初次涡环运动并进入它的中心, 同时在二次涡环上会有脉动波产生. Walker等^[20]指出, 这些脉动与二次涡环的可压缩性有关, 他们还发现二次涡环会从初次涡环的中心射出. Orlandi^[21]通过对Navier-Stokes进行二维数值模拟, 研究涡对与无滑移固壁的相互作用, 发现了远离壁面的二次涡对和三次涡对的形成. 这与Walker的实验中的二次涡环射流十分相似. 在随后的研究中, Orlandi和Verzicco^[22]在涡环的情况中发现了多种旋涡的形成. 他们总结二次涡对是二次涡环从初次涡环中心射出的原因. 他们的结果同样发现了二次涡环的方位不稳定性地增长, 这与Walker的实验结果相似.

本文在激波冲击V形空气/SF₆界面形成RM界面不稳定性诱导物质混合的过程中, 研究了旋涡与壁面的相互作用过程. 旋涡与壁面作用后沿壁面

加速, 使得物质界面沿壁面伸展, 随后旋涡从壁面回弹, 并诱导二次旋涡产生; 利用数值模拟的结果, 细致分析了该过程; 旋涡与壁面相互作用的过程能够明显加剧物质混合, 通过计算描述物质混合程度的物理量, 定量地分析了旋涡与壁面相互作用对物质混合的影响.

2 计算方法和计算模型

2.1 控制方程与计算方法

考虑黏性的多组分流体控制方程可以写为^[23]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j E + p u_j)}{\partial x_j} \\ &= -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial (u_i \sigma_{ij})}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (1c)$$

$$\frac{\partial Y_l}{\partial t} + u_j \frac{\partial Y_l}{\partial x_j} = 0, \quad l = 1, 2, \quad (1d)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = 0, \quad (1e)$$

式中 i 和 j 分别为 x 和 y 坐标方向; ρ , u 和 p 分别为密度、速度和压强; E 为单位质量的总能量; Y_l 为第 l 种介质的质量分数, 各介质的质量分数满足 $\sum Y_l = 1$; σ_{ij} 为牛顿流体黏性应力张量 $\sigma_{ij} = \mu[\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i - 2/3 \delta_{ij}(\partial u_k / \partial x_k)]$; μ 为流体的黏性系数; q_j 为热传导在单位时间单位空间的能量流, $q_j = -\lambda \partial T / \partial x_j$; T 为流体的温度; λ 为流体的有效导热系数; $\theta = 1/(\gamma - 1)$, γ 为比热

比. 控制方程中最后一个等式保证了压力在物质界面附近不产生非物理振荡^[24].

在数值方法上, 本文基于有限体积方法对控制方程进行离散, 采用最小色散可控耗散 (MDCD) 方法^[25,26]进行重构, 求得界面左右状态量. 采用 HLLC 格式解 Riemann 问题, 再求通量. 时间推进采用三阶 Runge-Kutta 方法.

MDCD 是基于 WENO 方法的一种高精度数值方法, 相比于 WENO 具有更小的色散误差和可控的耗散误差, 从而能够更清晰地捕捉到陡峭的物质界面. 在本文中, 激波冲击形成界面不稳定性, 诱导多物质界面向湍流混合发展过程中, 流场中不断有小尺度的结构产生, 因此要求格式具有很小的数值耗散和色散误差. 因此, 该数值方法在处理本文的物理问题当中具有一定的优势.

2.2 计算模型

计算模型如图 1 所示, 计算域长为 1.28 m, 宽为 0.08 m. 由于篇幅限制, 图 1 只示出了计算域的前端. 平面入射激波从计算域左端向右端传播, 马赫数为 1.20. 初始时刻, 激波与 V 形界面的顶点均位于距计算域左端 0.05 m 的位置, V 形界面的顶角为 60°. 平面入射激波和 V 形界面将流场分为三块区域, 各区域内的流体从左到右依次为波后空气、波前空气和 SF₆ 气体. 波前空气和 SF₆ 气体的初始参数如表 1 所列, 波后气体参数由激波关系式可求得. 上下边界为黏性无滑移固壁条件, 左边界为入口边界条件, 右边界为出口边界条件. 经网格收敛性验证后, 本文所计算的算例网格数均取为 8192 × 512.

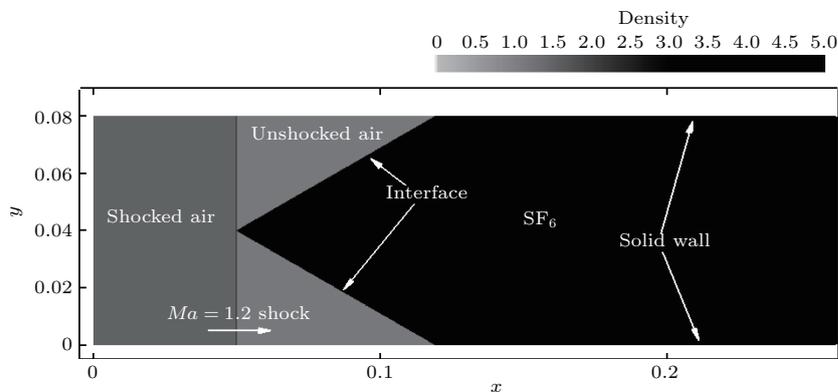


图 1 计算模型

Fig. 1. Computational domain.

表1 不同气体初始参数
Table 1. Initial states of gases.

气体参数	波前空气	SF ₆
密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	1.12	5.34
摩尔质量 $M/\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$	29	146
压力 $p/1 \times 10^5 \text{ Pa}$	1.0	1.0
比热比 γ	1.40	1.09
初始速度 $v/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	0.0	0.0

3 数值结果与讨论

3.1 界面演化

文献 [11] 对激波冲击 V 形界面之后的界面演化过程进行了细致的分析, 并与 Zhai 等 [27] 的实验

结果进行了对比, 两者符合较好. 但是, 在初始激波的冲击作用下, 界面整体结构会具有一个沿流向不断运动的速度, 因为实验条件等因素的限制, 实验只得到了前期阶段的流场演化结果 (0—2.0 ms), 而本文通过加长流向的求解域, 得到了流场从初始激波冲击到最后湍流混合的整个过程的流场演化结果 (0—6.0 ms).

图 2 和图 3 分别为不同时刻流动演化的密度和压力瞬时分布. 在激波扫过 V 形空气/SF₆ 界面之后, 由于初次不稳定性的作用, 界面扰动发展成为具有 RMI 特征的气泡-尖钉结构; 同时因斜压效应, 诱导涡量沉积在界面附近, 其中以 V 形界面前端的具有正负相反涡量的两个气泡最为明显. 涡量使气体不断变形, 结构不断伸展, 卷起形成一个个向相

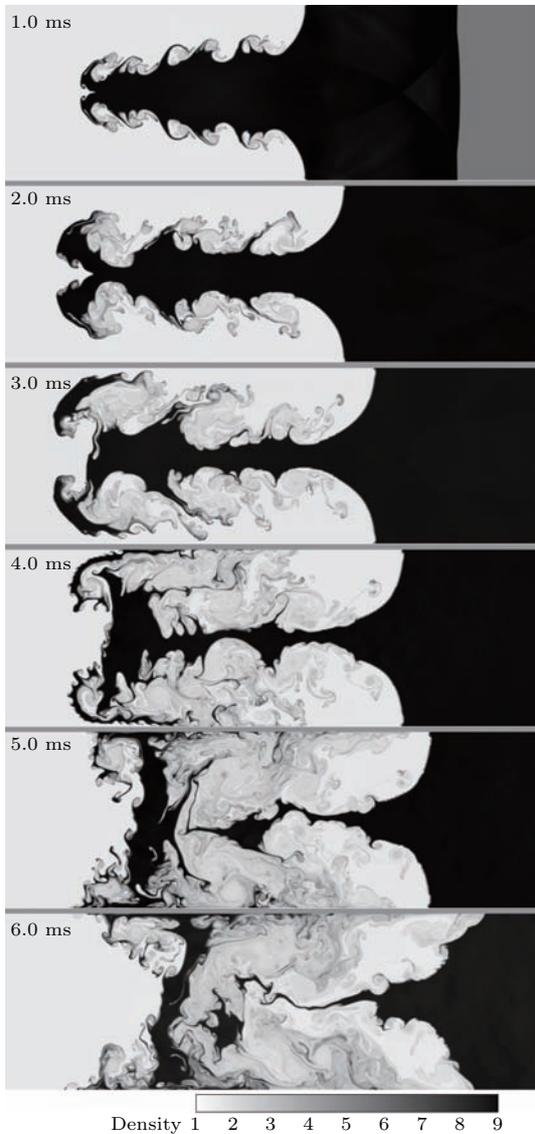


图2 流动演化中的密度分布
Fig. 2. Density contours during flow field evolution.

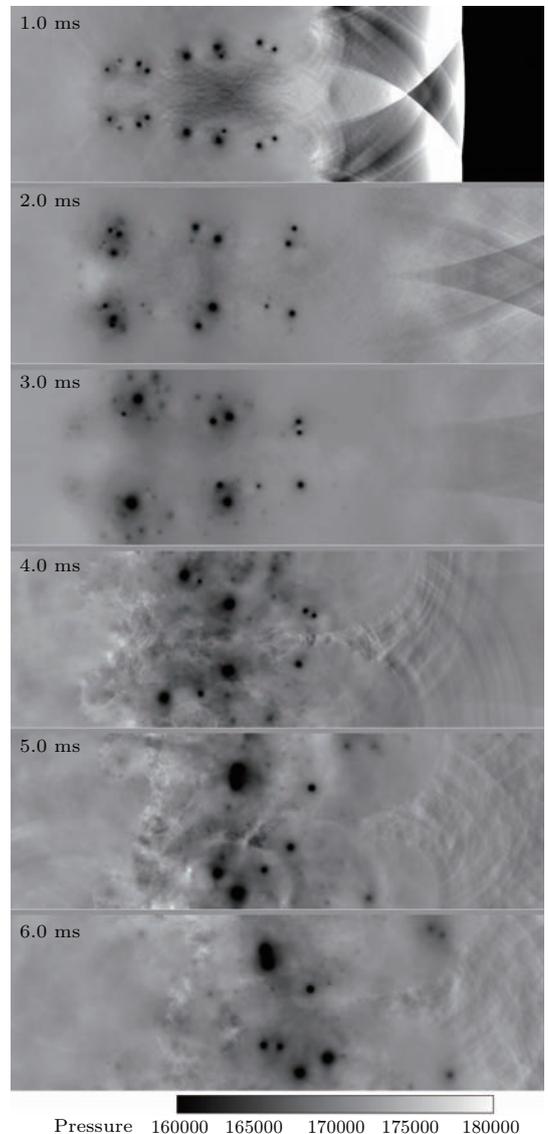


图3 流动演化中的压力分布
Fig. 3. Pressure contours during flow field evolution.

反方向旋转的涡对. 另外, V形界面的尖端在激波冲击作用之后会发生内凹, 并形成一个旋转方向与初始涡对相反的较小的涡对 ($t \leq 1.0$ ms). 流场中旋涡诱导作用的叠加效应使得涡对结构的宽度不断增长, 其中尖端初始涡对发展得最快, 这是因为旋涡的诱导作用在尖端的叠加效应最强. 与此同时, 涡结构之间会发生并对现象, 诱导更多小尺度的涡结构产生 (t 约为 2.0 ms). 随后, 剪切效应开始发挥作用, 在气泡结构的外缘, 从旋涡的混合区开始不断有 Kelvin-Helmholtz (KH) 涡产生并发展 (t 约为 3.0 ms). 当涡对结构发展至上下壁面处时, 结构外缘的由 KH 不稳定性产生的涡结构首先与壁面发生相互作用, 诱导产生更多的旋涡结构 (t 约为 4.0 ms). 随后, 界面尖端的反向小涡对也会发展到上下壁面处并与壁面发生相互作用 (t 约为 5.0 ms). 最后, 从涡结构的中心区域开始出现进一步的不稳定性以及湍流混合转换, 流场不断发展成为湍流混合的状态 (t 约为 6.0 ms).

3.2 旋涡与壁面相互作用

通过流场中 SF_6 的组分密度在全场的时空分布 $\rho_{\text{mfSF}_6}(x, y, t)$, 可以得到瞬时标量耗散率 (混合率) $\chi(x, t) \equiv D(\nabla \rho_{\text{mfSF}_6} \cdot \nabla \rho_{\text{mfSF}_6})$, 其中是气体的分子耗散率, 对于空气- SF_6 , 取为 $D = 0.98 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. 通过该物理量, 可以定量地分析不同时刻流场空间混合情况. 通过测量标量耗散率来探究有限尺度的混合在许多湍流流动中都有应用, 如湍流射流的有限燃烧模型 [28]、各向同性湍流中的负标量混合 [29,30] 等.

图 4 示出了不同时刻瞬时标量耗散率的空间分布, 并以此来分析流场的混合情况. 图 5 为对应时刻的速度场和涡量场, 用于进一步分析旋涡与壁面的相互作用对流动混合的影响, 其中的速度场是扣除来流速度后的相对速度. 在开始阶段, 由 KHI 产生的旋涡使物质界面卷起和变形, 物质开始发生混合. 随后, 涡结构之间不断发生相互并对, 诱导更多更小尺度的旋涡结构, 进一步增强这种混合. 对 KH 涡的合并现象及其机理已经有一些比较深入的研究 [31,32]. 在气泡结构的外缘, 高 χ 的区域, 二次的 KH 不稳定性开始发展, KH 涡结构逐渐变得明显. 二次不稳定性使外缘界面产生更小尺度的卷起和变形, 增加了界面区域, 从而使混合增强. 随着涡对宽度的不断增大, 涡对结构发展到上下壁

面处, 结构上下外缘的旋涡首先与壁面发生相互作用.

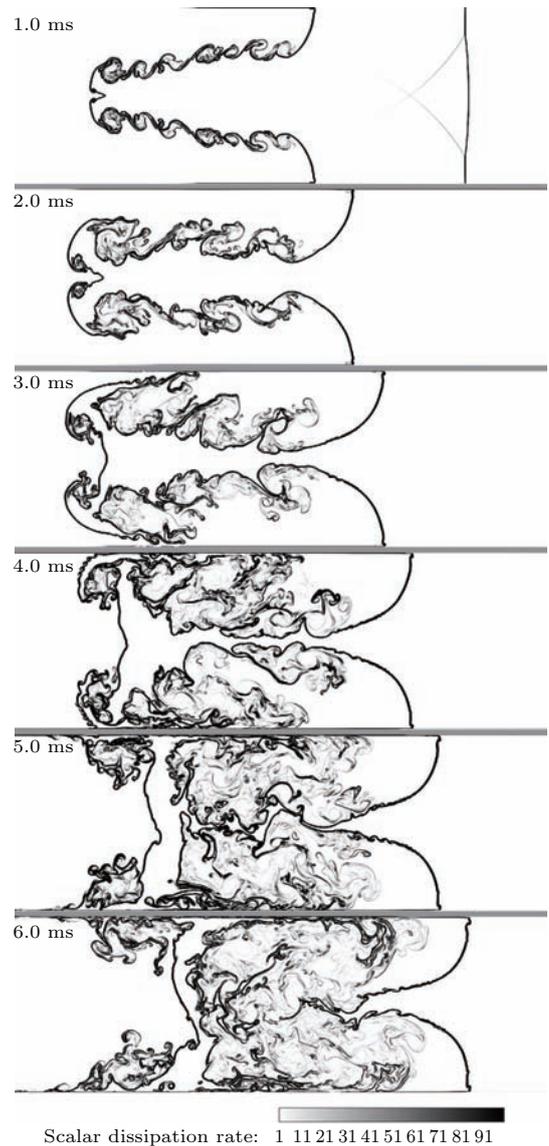


图 4 不同时刻标量耗散率分布结果

Fig. 4. Scalar dissipation rate at different instant of time.

在大约 3.0 ms 时刻, 旋涡发展到壁面处, 并开始与壁面发生相互作用. 考虑这一相互作用过程, 将每一个开始与壁面发生相互作用的旋涡称为初始涡. 初始涡在与壁面作用后, 首先在近壁区域产生一个涡层, 初始涡附着在涡层之上, 旋涡的自诱导速度使涡结构沿着壁面涡层不断加速 (t 约为 3.0—4.0 ms). 随后, 这个涡层会变得不稳定而分离、卷起, 形成一个方向与初始涡相反的旋涡, 称为二次涡. 同时二次涡使初始涡从壁面脱离, 形成回弹. 二次涡会环绕着初始涡的外缘运动, 并逐渐远离壁面, 进入流场中混合区域 [33] (t 约为

4.0—5.0 ms). 由于物质混合区域中其他不同尺度的涡结构的存在和影响, 初始涡与二次涡最终会分离. 从首个旋涡与壁面作用, 并从近壁涡层脱离完成回弹开始, 不断有旋涡以相同的方式诱导二次旋涡产生并从壁面脱离. 这些二次旋涡的产生同样能加速物质的混合, 但是二次旋涡从壁面脱离后进入的区域, 物质混合已经充分发展, 密度浓度梯度很小, 因此这种增混作用可能并不明显 (t 约为 6.0 ms).

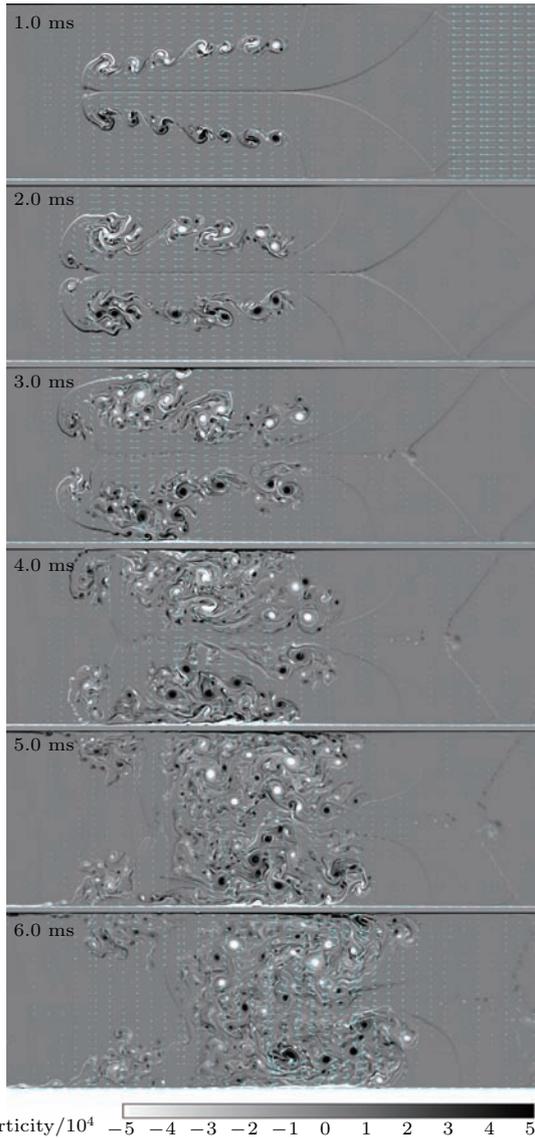


图5 不同时刻流场涡量分布和速度矢量图

Fig. 5. Vorticity and velocity vector at different instant of time.

在流场演化的后期, V形界面尖端的反向小涡对也将发展到上下壁面处, 与壁面发生相互作用 (t 约为 5.0 ms). 有趣的是, 界面前缘的涡结构首先与壁面发生相互作用并一直附着在近壁涡层上, 直到

最后 (t 约为 6.0 ms), 边界层分离和二次旋涡都未产生. 但是, 这个壁涡作用使重流体沿着壁面反向加速伸展, 同样增加了界面区域, 从而增强混合.

通过上述分析可以看到旋涡与壁面相互作用的增混机理主要有两个方面. 1) 向壁面发展的涡对和壁面形成了类似拉伐尔喷管的形状 (t 约为 3.0 ms), 造成壁面附近流体的加速运动, 这个运动使 V 形界面通过初始的 RMI 和随后 KHI 产生的旋涡, 以及旋涡对并产生的涡团沿壁面向下游迅速扩展, 从而导致轻重流体界面长度的增加; 由于界面存在固有的不稳定性, 界面长度越大, 不稳定性的发展越快, 混合也越迅速; 尤其是在界面不稳定性发展的后期, 由于不稳定性的发展及旋涡的合并等, 界面处于湍流状态, 其迅速扩展进一步加速了流体的混合. 2) 沿壁面运动的旋涡会诱导二次涡, 二次涡最终会脱离壁面, 进入壁面和 V 形重流体之间的区域, 直接加速混合. 下面将通过混合过程的定量研究, 进一步分析这两个机制中哪一个是增混的主要原因.

3.3 混合量

为了进一步分析流场的物质混合过程, 以及旋涡与壁面的相互作用过程对混合过程的影响, 引入一些描述流场中物质混合程度的物理量, 通过这些物理量来进行定量地分析.

重流体的摩尔分数 $X(x, y, t)$ 可由质量分数 $Y(x, y, t)$ 导出, 即

$$X(x, y, t) = \frac{M}{M_i} Y(x, y, t),$$

其中 M_i, M 分别是重流体和混合物的当量摩尔质量. 为了定量地分析流体的混合情况, 假定轻、重流体在混合的同时发生快速化学反应, 那么可以利用化学反应生成的产物的多少来量化流体的混合情况 [34]. 快速化学反应产物的摩尔分数为

$$X_p(X) = \begin{cases} X/X_{st}, & X \leq X_{st}, \\ (1 - X)/(1 - X_{st}), & X > X_{st}, \end{cases}$$

这里 X_{st} 是化学当量混合的重流体摩尔分数, 取 $X_{st} = 1/2$. 将每个网格单元中反应产物的摩尔分数沿 x 和 y 方向积分, 可得到流场中化学反应产物的总量

$$P_t = \int_H \langle X_p(X) \rangle_y dx,$$

其中

$$\langle X_p(X) \rangle_y = \frac{1}{L} \int_L X_p(X) dy,$$

H, L 分别为求解域在 x, y 方向的尺度. 如果在每一个 y 平面上, 流体都完全混合, 那么这个面上摩尔分数处处为 $X(x, y) = \langle X(x) \rangle_y$. 这样, 完全混合时, 单位面积的化学反应产物数量将达到最大值, 为

$$\langle X_p(X) \rangle_y = \frac{1}{L} \int_L X_p(X(x, y)) dy.$$

再沿 x 方向积分, 就能得到流场混合区域在 y 方向完全混合后的化学反应产物总量

$$P_m = \int_H X_p(\langle X \rangle_y) dx.$$

利用上述两个化学反应产物量的比值 $\Xi \equiv P_t/P_m$ 可以定量地描述混合区域物质混合情况^[35]. 注意, 这里只是借用快速化学反应的思路描述物质混合程度, 化学反应是虚拟的. 该物理量与 Youngs^[36] 定义的用以描述混合区域内流体分子混合的相对数量的“分子混合分数”

$$\Theta \equiv \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \langle X(1-X) \rangle dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \langle X \rangle \langle 1-X \rangle dx}$$

在对混合程度的度量上十分相似, 下面的结果也证明了这一点.

图6为不同时刻混合区域内产生的化学反应产物总量 P_t 随时间的变化, 它表现为简单的随时间不断增大, 这并不难理解, 因为流场中不断发生不同尺度的混合, 流场整体是在逐渐向湍流混合发展. 图7为假定在 y 方向完全混合后, 混合区域能达到的最大化学反应产物总量 P_m 随时间的变化. 在前期阶段, 流场中的涡结构诱导重流体整体向前端输运, 混合区域内轻重流体的分布逐渐趋于平均, 所以 P_m 也表现为不断增大. 随着尖端初始涡对和尖端反向小涡对的发展, 重流体在旋涡的诱导作用下, 输运并聚集在尖端初始涡对和反向小涡对之间的区域, 混合区域内轻重流体的分布反而不再平均, 所以 P_m 也开始减小. 随后, 旋涡与壁面的相互作用开始起主导作用, 重流体从聚集区域沿壁面加速伸展, 最终从壁面脱离进入混合区域, 使混合区域内轻重流体的分布再次趋于平均, P_m 也再次增大. 综合考虑图6和图7, 可以看到随着混合过程持续进行, P_t 单调增加; 而完全混合时的产物, 则与界面及旋涡结构有关, 可能不是单调的. 二者

比值 Ξ 是实际混合程度占完全混合状态的比例, 因而反映了两种流体的混合率.

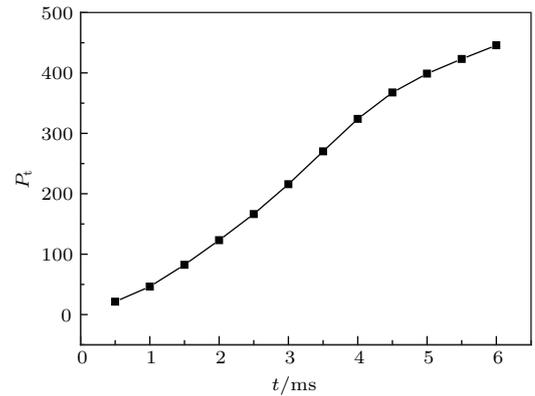


图6 反应产物总量随时间的变化

Fig. 6. Total chemical product vs. time.

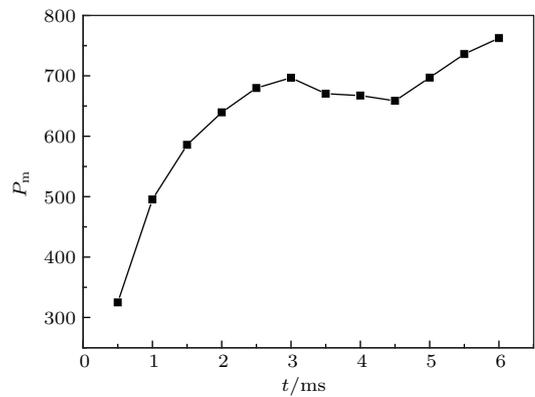


图7 完全混合时的反应产物总量随时间的变化

Fig. 7. Maximum chemical product vs. time.

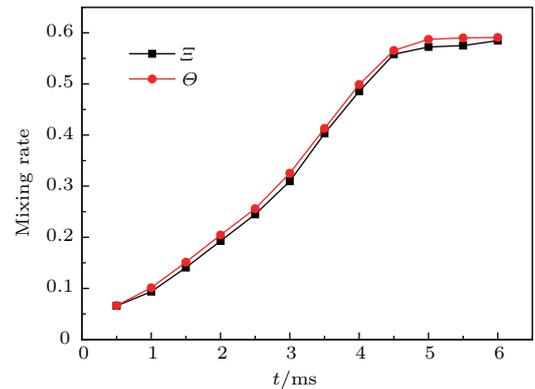


图8 混合率随时间的变化

Fig. 8. Mixing parameters vs. time.

图8示出了混合率随时间的变化, 其中方形实线为混合率 Ξ 随时间的变化, 圆形虚线为分子混合分数 Θ 随时间的变化, 可以看到两者的结果十分接近. 从混合率的结果, 能够更加清楚地看到旋涡与壁面相互作用对流动混合的影响. 在旋涡与壁面作用 (3.0 ms) 之前, 流场主要通过旋涡的诱导

作用使物质混合, 混合率基本随时间呈线性增长, 通过线性拟合得到其增长速率为 0.058 ms^{-1} . 在 3.0 ms 之后, 流场中的旋涡开始与壁面发生相互作用, 到 4.0 ms 为止的这一阶段, 混合率依旧呈线性增长, 同样可通过线性拟合得到混合增长速率为 0.140 ms^{-1} . 在这个阶段, 处于旋涡与壁面作用后沿壁面加速扩展的阶段. 这个阶段, 和旋涡与壁面作用之前相比, 混合率增加了超过一倍; 因此旋涡沿壁面的加速扩展造成轻重流体界面长度的增加, 是增混的主要机制. 在 4.0 ms 后, 壁面二次涡进入流场. 在 $4.0\text{--}5.0 \text{ ms}$ 之间, 增长速率也显著大于旋涡与壁面作用之前, 因此二次涡进入流场也有较为显著的增混效果; 在 5.0 ms 以后, 由于整体混合已经比较充分, 其增混的效果并不十分明显.

4 结 论

基于多组分混合物质量分数模型, 采用色散最小耗散可控的高分辨率有限体积方法, 数值模拟了弱激波冲击V形空气/ SF_6 界面后与固体壁面作用问题. 在该类激波冲击诱导物质混合的问题中发现并关注了旋涡与壁面的相互作用过程, 并着重分析了该过程对物质混合的影响.

从数值结果可以看到, 激波扫过V形界面后, 通过斜压效应诱导涡量沉积在界面附近, 形成反向旋转的多个涡对, 使界面不断伸展和变形. 旋涡诱导作用的叠加效应使尖端初始涡对向上下壁面发展, 并最终与壁面发生复杂的相互作用. 旋涡在近壁区域诱导产生一个涡层, 同时初始涡附着在涡层之上, 依靠旋涡的自诱导速度沿着壁面涡层不断加速. 涡层最终会分离, 卷起形成二次涡, 环绕初始涡从壁面脱离, 完成回弹过程. 从流场中涡量分布的结果来看, 壁涡作用诱导产生的二次旋涡使流场混合区域的旋涡结构明显增多.

通过对数值计算结果的系统分析, 发现了旋涡与壁面相互作用的两个增混机理, 即旋涡与壁面作用造成壁面附近流体的加速运动, 使涡团沿壁面向下游迅速扩展, 轻重流体界面长度增加, 从而加速界面不稳定性的发展, 使混合加速; 沿壁面运动的旋涡会诱导二次涡, 二次涡最终脱离壁面, 进入壁面和V形重流体之间的区域, 直接加速混合. 通过对混合过程的定量研究, 发现两种机制都有显著增混效果, 但第一种机制是增混的主要原因.

参考文献

- [1] Markstein G H 1957 *J. Aerosol Sci.* **24** 238
- [2] Richtmyer R D 1960 *Commun. Pure Appl. Math.* **13** 297
- [3] Meshkov E E 1969 *Fluid Dyn.* **4** 101
- [4] Arnett W, Bahcall J, Kirshner R, Woosley S 1989 *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **27** 629
- [5] Lindl J, McCrory R, Campbell E 1992 *Phys. Today* **45** 32
- [6] Yang J, Kubota T, Zukowski E 1993 *AIAA J.* **31** 854
- [7] Jacobs J 1992 *J. Fluid Mech.* **234** 629
- [8] Zhang S, Zabusky N, Peng G, Gupta S 1992 *Phys. Fluids* **16** 1203
- [9] Kumar S, Orlicz G, Tomkins C, Goodenough C, Prestridge K, Vorobieff P Benjamin R 1992 *Phys. Fluids* **17** 082107
- [10] Tomkins C, Kumar S, Orlicz G Prestridge K 2006 *J. Fluid Mech.* **131** 150
- [11] Li J T, Sun Y T, Pan J H, Ren Y X Acta Phys Sin 65 245202 in Chinese 2016 **65** 245202 (in Chinese) [李俊涛, 孙宇涛, 潘建华, 任玉新 2016 物理学报 **65** 245202]
- [12] Zheng Z C, Ash R L 1996 *AIAA J.* **34** 580
- [13] Tafti D K, Vanka S P 1991 *Phys. Fluids A* **3** 1749
- [14] Luton J A, Ragab S A, Telionis D P 1995 *Phys. Fluids* **7** 2757
- [15] Koromilas C, Telionis D P 1980 *J. Fluid Mech.* **97** 347
- [16] Booth E R, Yu Y C 1986 *AIAA J.* **24** 1468
- [17] Dee F S, Nicholas O P 1968 *British Aeronautical Research Council CP* 1065
- [18] Harvey J K, Perry F J 1971 *AIAA J.* **9** 1659
- [19] Boldes U, Ferreri J C 1973 *Phys. Fluids* **16** 2005
- [20] Walker J D A, Smith C R, Cerra A W, Doligalski T L 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 99
- [21] Orlandi P 1990 *Phys. Fluids A* **2** 1429
- [22] Orlandi P, Verzicco R 1993 *J. Fluid Mech.* **256** 615
- [23] Wang T, Bai J S, Li P, Tao G, Jiang Y, Zhong M 2013 *Chin. J. High Pressure Phys.* **2** 18 (in Chinese) [王涛, 柏劲松, 李平, 陶钢, 姜洋, 钟敏 2013 高压物理学报 **2** 18]
- [24] Shyue K M 1998 *J. Comput. Phys.* **142** 208
- [25] Sun Z S, Ren Y X, Larricq C 2011 *J. Comput. Phys.* **230** 4616
- [26] Wang Q J, Ren Y X, Sun Z S 2013 *Sci. China: Ser. G* **56** 423
- [27] Luo X, Dong P, Si T, Zhai Z G 2016 *J. Fluid Mech.* **802** 186
- [28] Su L, Clemens N 2003 *J. Fluid Mech.* **488** 1
- [29] Eswaran V, Pope S 1988 *Phys. Fluids* **31** 506
- [30] Girimaji S 1992 *Phys. Fluids A* **4** 2529
- [31] Rikanati A, Alon U, Shvarts D 2003 *Phys. Fluids* **15** 3776
- [32] Si T, Zhai J, Yang J, Luo X 2012 *Phys. Fluids* **24** 054101
- [33] Ahmed M N, Manoochehr M K 2004 *Phys. Fluids* **16** 2613
- [34] Linden P F, Redondo J M, Youngs D L 1994 *J. Fluid Mech.* **265** 97
- [35] Cook A W, Dimotakis P E 2001 *J. Fluid Mech.* **443** 69
- [36] Youngs D L 1994 *Lasers and Particle Beams* **12** 725

Effect of vortex/wall interaction on turbulent mixing in the Richtmyer-Meshkov instability induced by shocked V shape interface*

Li Jun-Tao¹⁾ Sun Yu-Tao²⁾ Hu Xiao-Mian²⁾ Ren Yu-Xin^{3)†}

1) (Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

3) (School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 18 June 2017; revised manuscript received 31 July 2017)

Abstract

An important effect of the interfacial instability occurring at the interfaces of gases is to enhance the mixing of gases. In the present paper, the vortex/wall interactions at the late stage of the evolution of V shaped air/ interface accelerated by weak shock wave in a duct is numerically simulated using high-resolution finite volume method with minimized dispersion and controllable dissipation (MDCD) scheme. The objective of the present paper is to study the mechanism of mixing enhancement due to the vortex/wall interactions. Because of the shock impingement, the Richtmyer-Meshkov instability is first developed. As a result, the baroclinic vorticity is deposited near the interface due to the misalignment of the density and pressure gradient right after the interaction of shock wave with V shaped interface, leading to the formation of vortical structures along the interface manifested by the Kelvin-Helmholtz instability. The vortices induce the rolling up and deformation of interface, and multi-scale vortical structures are generated because of the interaction and merging between vortices. This process eventually causes the turbulence mixing transition. The vortex induced velocity field drives the vortices to move to the lower/upper walls of the duct, leading to the complicated interaction between vortex and wall. It is observed in the numerical results that during the vortex/wall interaction, vortex is accelerated along the wall, leading to the stretching of material interface. Then the primary vortex will lift off from the wall and forms a second vortex. These two phenomena are the two main mechanisms of the mixing enhancement. Because of the inherent instability at the interface, the stretching of the interface will spread the area of instability. Furthermore, at the late stage of the interfacial instability, the flow near the interface is turbulent because of the rolling and pairing of the vortices. Therefore, the stretching of the interface will speed up the development of the interfacial turbulence and enhance the mixing. The vortex lifting off from the wall can directly speed up the mixing since it makes the heavy gas move directly into the light gas. To further determine which mechanism is dominant, we study the evolution of the mixing parameter derived from a fictitious fast chemical reaction model. It is shown that during the acceleration of the vortices along the wall and the stretching of the interface, the slope of the mixing parameter increases by a factor of 2, which indicates a significant mixing enhancement. And the vortices lifting off from the wall also shows considerable mixing enhancement but it is not so strong as the first mechanism.

Keywords: Richtmyer-Meshkov instability, V shaped interface, vortex/wall interaction, turbulent mixing

PACS: 52.57.Fg, 47.32.cb, 47.27.Cn

DOI: 10.7498/aps.66.235201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1430235) and the National Basic Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0401200).

† Corresponding author. E-mail: ryx@tsinghua.edu.cn