

冲击加载下“V”形界面的失稳与湍流混合

李俊涛 孙宇涛 潘建华 任玉新

Instability and turbulent mixing of shocked “V” shaped interface

Li Jun-Tao Sun Yu-Tao Pan Jian-Hua Ren Yu-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 245202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.245202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.245202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

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>

间接驱动的内爆不对称性随腔长和时间变化的研究

Variations of implosion asymmetry with hohlraum length and time in indirect-drive inertial confinement fusion

物理学报.2013, 62(22): 225204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.225204>

任意 Atwood 数 Rayleigh-Taylor 和 Richtmyer-Meshkov 不稳定性气泡速度研究

The bubble velocity research of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities at arbitrary Atwood numbers

物理学报.2012, 61(7): 075207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.075207>

冲击加载下“V”形界面的失稳与湍流混合*

李俊涛¹⁾ 孙宇涛^{2)†} 潘建华³⁾ 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)

(2016年7月19日收到; 2016年8月19日收到修改稿)

采用多组分混合物质量分数模型和最小色散可控耗散格式的高分辨率有限体积方法, 数值模拟了弱激波冲击不同角度的“V”形空气/SF₆界面的Richtmyer-Meshkov不稳定性问题. 激波冲击界面后, 在界面附近沉积涡量, 形成沿界面规则排列的旋涡结构, 同时界面扰动发展形成气泡和尖钉结构. 本文统计了界面左端移动速度和界面混合宽度增长率等特征量的演化规律, 并与已有的实验结果进行了对比, 两者符合较好. 讨论了物质界面处的流体向湍流混合发展的过程, 随着界面旋涡结构的演化, 涡结构之间开始发生相互诱导、并对等现象, 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. 通过对由雷诺数定义的惯性尺度进行分析, 发现了具有上下边界的惯性尺度区域的形成, 对动能能谱的分析发现了 $-5/3$ 对数率的出现, 这同样说明了惯性尺度区域的形成. 由于湍流混合转捩与惯性尺度区域的形成是一致的, 界面附近流场将发展为湍流.

关键词: Richtmyer-Meshkov 不稳定性, “V”形界面, 涡结构, 湍流混合

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

DOI: 10.7498/aps.65.245202

1 引言

当不同密度的流体分界面受到冲击作用时, 界面上的扰动会不稳定增长, 在经过线性和非线性增长、破碎、涡相互并对等过程后, 最终诱导物质间的湍流混合, 这种界面不稳定性称为Richtmyer-Meshkov (RMI) 不稳定性. 对RMI的研究, 在惯性约束核聚变(ICF)、天体物理学、海啸、火山爆发、航空航天及爆炸等众多的领域有重要应用. 比如, 在ICF内爆加速阶段, 整形驱动脉冲产生多个冲击波, 导致各个流体界面的扰动增长; 在ICF内爆减速阶段, 聚心冲击波在内界面多次反射, 使内界面扰动快速发展. 由此可见, RMI是影响ICF内爆压缩和成功点火的关键因素之一^[1]. RMI可以用来解释超新星1987A的爆炸产物层化缺失现象, 目前在恒

星演化模型中是一个必须考虑的因素. 在许多燃烧系统中, 冲击波与火焰的相互作用及其导致的不稳定性在燃烧转爆轰过程中也起着重要作用. 在超音速和高超音速空气冲压发动机中, RMI可以提高燃料和氧化剂之间的混合效率^[2]. 所以, RMI与实际应用密切相关, 在有些领域它是有害的, 甚至是致命的, 需要抑制, 而在有些领域它是有利的, 需要促进. 对RMI的控制, 在认识自然和改造自然方面具有重要价值, 对RMI的研究具有十分重要的理论和应用价值.

目前, 国内外学者主要通过形成激波和不同类型的界面相互作用, 采用理论分析、实验研究和数值模拟的手段, 对界面上扰动的增长以及流场的湍流特征等流动演化形态进行观测和分析, 对RMI的形成和发展机理进行讨论和研究^[3]. Rudinger和Somers^[4]采用电火花技术和射流技术形成各种

* 国家自然科学基金(批准号: U1430235)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sun.yu.tao@qq.com

气体气泡(氢气、氦气、SF₆), 并采用纹影方法观测了界面的发展, 发现气泡相对于波后气流的移动速度与气泡内外气体密度大小有关. Haas 和 Sturtevant^[5] 在水平激波管中采用肥皂膜分别形成了氦气和 R22 球形界面, 并利用火花阴影技术研究了界面在平面弱激波冲击下的演化过程. Zhai 等^[6] 采用高速摄影技术研究了平面弱激波冲击氦气和 SF₆ 球形界面的过程, 获得了两种球形气体界面在激波作用下的精细流场结构, 通过界面内部透射激波的聚焦运动解释了下游射流结构产生的原因. Bates 等^[7] 对马赫数为 1.26 的平面入射激波冲击 SF₆ 矩形气柱的过程进行了实验研究和数值模拟, 探讨了 RMI 作用下 SF₆ 方柱变形的过程. Hoi 等^[8] 在相同的初始条件下, 结合网格自适应加密技术对激波冲击 SF₆ 方柱的过程进行了数值研究, 他们的数值模拟结果与实验结果更为相符, 清晰地反映了气柱变形卷起主涡以及主涡滑移层在 Kelvin-Helmholtz 不稳定性 (KHI) 作用下失稳卷起次级涡串的过程. Zou 等^[9] 利用高速摄影技术对平面入射激波冲击 SF₆ 椭圆气柱的过程进行了实验研究, 探讨了椭圆的纵横比对界面演化的影响. Fan 等^[10] 对马赫数为 1.2 的平面激波冲击矩形、椭圆形、菱形以及两种三角形共五种不同形状的 SF₆ 气柱的过程进行了数值模拟, 分析对比了这几种形状界面的波系、涡量以及气体界面的演化过程. 结果表明, 不同形状界面的 RMI 的发展各不相同, 各种形状界面演化的差异主要受波系结构和涡量大小与分布的影响, 在前期受波系影响较大, 而后期主要与斜压涡量有关.

激波与不同形状的初始界面作用会产生完全不同的波系结构, 同时由于不同形状的界面附近密度梯度方向不同, 因斜压效应诱导出的旋涡也各不相同. 本文着重于研究斜压涡量的发展对界面演化的影响, 初始界面选择激波作用后波系结构较为简单的“V”形界面. 事实上, 任意形状的初始界面都可以看作不同角度的“V”形界面的组合, 弯曲的界面在一定尺度下也可以看作倾斜的平面, 对应“V”形界面的一半. 本文针对激波与不同角度“V”形界面的相互作用进行了研究.

在 RMI 研究中, 数值模拟作为一种重要的手段, 弥补了实验研究和理论分析的不足, 从而得到了广泛应用. 数值工具不仅可以对理论模型进行验证, 还可以对实验结果提供更细致的分析. 在界

面扰动发展过程中, 流场具有非常复杂的多尺度时空结构, 特别是对于后期非线性和湍流混合阶段的研究, 现有实验能力观测起来困难较大, 数值模拟方法则可以得到全流场全过程的流动数据, 能够为人类认识该现象提供很大的帮助, 所以越来越受到重视. 本文从数值模拟出发, 采用欧拉框架下的混合物模型, 将混合物看作一种流体, 基于浓度法, 多组分混合物质量分数模型和最小色散可控耗散 (MDCD) 格式^[11,12] 的高分辨率有限体积方法对平面弱激波冲击不同角度“V”形空气/SF₆ 界面的 RMI 问题进行了一系列的数值模拟和后处理分析, 探究不稳定性发展的机理. 通过与已有实验结果的对比, 验证了数值结果的正确性. 通过分析旋涡的运动, 我们总结了一些现象和规律. 湍流混合转捩的产生和惯性尺度区的形成是一致的, 本文基于此分析了流场向湍流混合发展的过程.

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^[13]

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

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

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

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

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

式中 i 和 j 分别为 x , y 和 z 三个坐标方向; 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^[14].

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 MDCD 方法进行重构, 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.

2.2 计算模型

本文的计算模型如图1所示, 计算域长为1.28 m, 宽为0.08 m. 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, 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, 波后气体参数可由激波关系式求得. 上下边界为滑移固壁条件, 左边界为入口边界条件, 右边界为出口边界条件. 本文主要针对“V”形界面顶角为60°的情况, 对界面不稳定性的发展进行了全流场、全过程的精细数值模拟和分析, 对顶角为120°和160°的情况也进行了一系列的数值模拟, 用以与实验结果进行对比, 同时验证程序的正确性. 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.

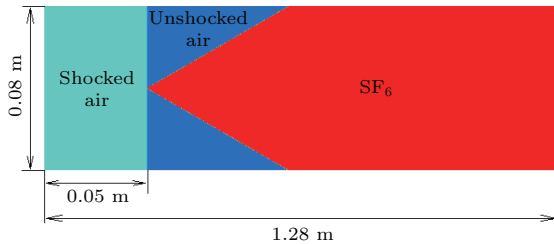


图1 (网刊彩色) 计算模型

Fig. 1. (color online) Computational model.

表1 不同气体初始参数

Table 1. Initial parameters of different gases.

气体参数	波前空气	SF ₆ 气体
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 $p/10^5 \text{ Pa}$	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

3 结果与讨论

3.1 前期界面演化结果与实验对比

Luo等^[15]利用皂膜技术形成了精确可控的“V”形空气/SF₆界面, 实验研究了激波冲击五种不同角度“V”形界面的RMI, 得到了界面演化的纹影

图, 探讨了张角大小对界面演化的影响和扰动振幅的增长规律等. 本文在相同的初始条件下数值模拟了激波冲击不同角度“V”形界面(60°, 120°和160°)的物理问题, 界面演化数值密度纹影图以及与实验纹影图的比较如图2所示. 平面入射激波(IS)首先与“V”形空气/SF₆界面相互作用, 产生复杂的波系结构. 其中在SF₆气体中产生一道折射激波(RS), 同时在空气中产生一道向相反方向传播的反射激波(RFS)(图2(a), $t = 64 \mu\text{s}$). 上下半平面的折射激波相互作用, 形成两道新的激波(S1)和两个三波点(TP), 同时由于入射激波的作用, 界面发生弯曲变形(图2(a), $t = 171 \mu\text{s}$). 入射激波冲击界面时, 由激波形成的压力梯度和由多物质界面形成的密度梯度的不重合, 导致在界面附近不断有斜压涡量沉积. 斜压涡量诱导界面两侧的物质相互混合并在界面附近形成沿“V”形界面规则排列的旋涡结构, 其中界面尖端的上下涡组成的涡对结构尤为明显可见, 这是因为界面尖端附近的旋涡已经发生了并对现象, 物质间的混合进一步加剧, 关于旋涡的并对过程, 在3.2节有详细的介绍(图2(a), $t = 408 \mu\text{s}$). 入射激波扫过界面后, 具有RMI特征的气泡尖钉结构明显可见, 气泡与尖钉的距离则定义为扰动振幅(图2(a), $t = 581 \mu\text{s}$). 对比不同角度的界面演化结果可以看到, 随着角度的增大, 界面附近沉积的涡量反而减小, 因为界面附近的混合宽度明显随角度的增加而减小, 这说明物质间的混合程度也在减弱.

由于实验在形成初始条件时, 界面右端的气体是通过向空气中充入SF₆气体来获得, 其纯度并不能保证, 所以实验中, 界面右端重气体实际上是空气和SF₆的混合物. 本文考虑到这一实验因素, 所以界面右端的气体取为空气和SF₆按体积分数2 : 3混合. 从实验结果和数值结果的对比可以看到, 由于右端重气体的纯度不确定, 激波的运动速度有所偏差, 导致界面加速后的演化速率有所偏差, 但从整体的界面演化形态, 波系结构等来看, 两者依旧符合较好. 同时数值结果对波系结构、界面附近多物质混合情况等更有更加清晰、精细的显示.

另外, 数值结果与实验结果还有一些差异, 从图2的对比图可以看到, 在激波冲击作用之后, 整个结构会有一个流向的运动速度, 而数值结果的涡结构在展向不断发展的同时, 相对于尖端在流向也有所发展, 从而在尖端附近形成一个凹陷的结构,

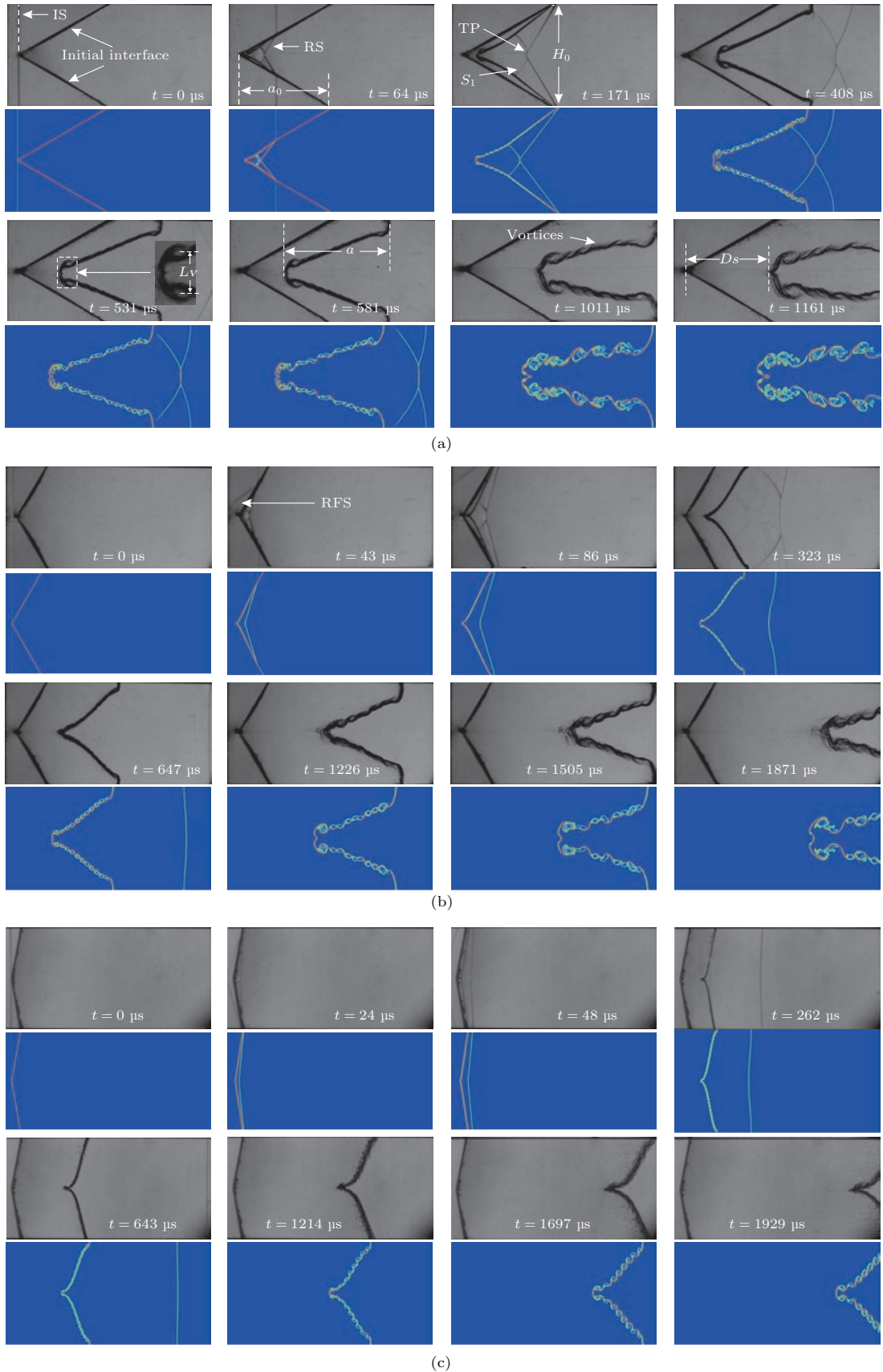


图2 (网刊彩色) 激波冲击“V”形空气/SF₆界面的数值密度纹影图以及与实验纹影图对比 (a) $\theta = 60^\circ$; (b) $\theta = 120^\circ$; (c) $\theta = 160^\circ$

Fig. 2. (color online) Comparison between numerical density schlieren sequences and experimental schlieren sequences of shocked “V” shaped air/SF₆ interface: (a) $\theta = 60^\circ$; (b) $\theta = 120^\circ$; (c) $\theta = 160^\circ$.

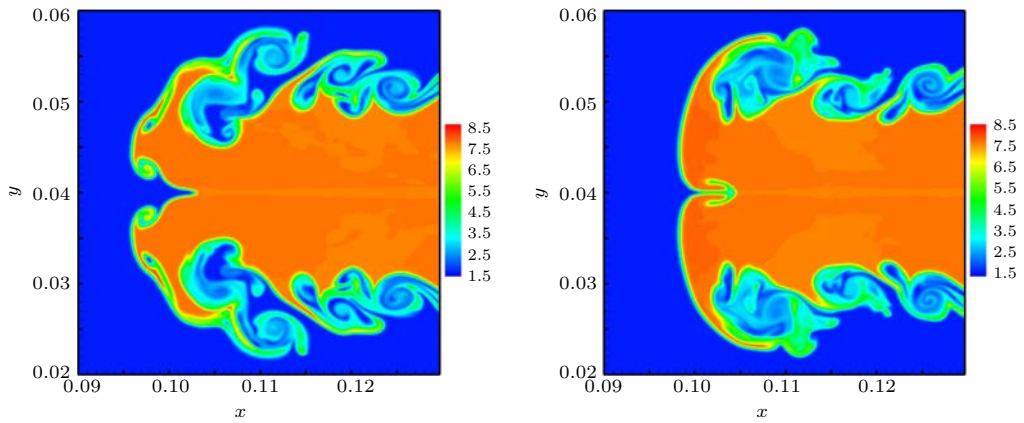


图3 (网刊彩色) 尖端尖角(左图)与尖端圆弧(右图)数值结果对比(1.0 ms时刻)

Fig. 3. (color online) Comparison of numerical results between sharp tip (left) and round tip (right) (1.0 ms).

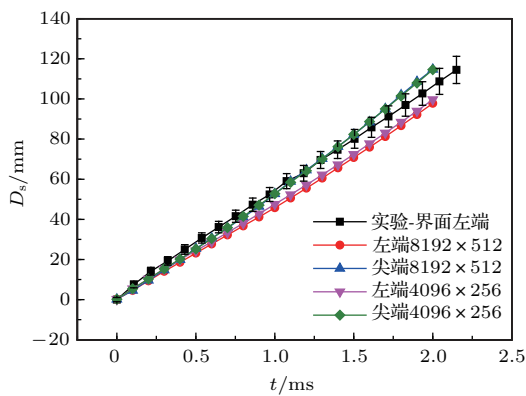


图4 (网刊彩色) 界面左端与尖端的运动规律(黑色矩形为界面最左端相对“V”形界面初始尖端的距离 D_s 随时间变化的实验结果, 其他均为本文数值结果: 红色圆形为 8192×512 网格下的界面左端运动规律, 蓝色三角形为 8192×512 网格下的界面尖端运动规律, 紫色倒三角形为 4096×256 网格下的界面左端运动规律, 绿色菱形为 4096×256 网格下的界面尖端运动规律)

Fig. 4. (color online) Movement of the leftmost interface and the vertex (black rectangles represent experimental results of the time-variation of displacement D_s from initial interface vertex to leftmost interface, others are numerical results: red circulars represent the movement of leftmost interface on mesh 8192×512 , blue triangles represent the movement of interface vertex on mesh 8192×512 , purple inverted triangles represent the movement of leftmost interface on mesh 4096×256 , green diamonds represent the movement of interface vertex on mesh 4096×256).

这是实验结果所没有的. 这是因为实验中的“V”形尖端并不是一个绝对的尖角, 在一定的小尺度下, 因为表面张力等作用, 它应是一个圆弧. 不同的初始形状, 在激波作用后将产生完全不同的波系结构, 界面的演化形态也会有很大的差异, 本文将初始界面的尖角改为半径 1 mm 的圆弧, 继续对 60°

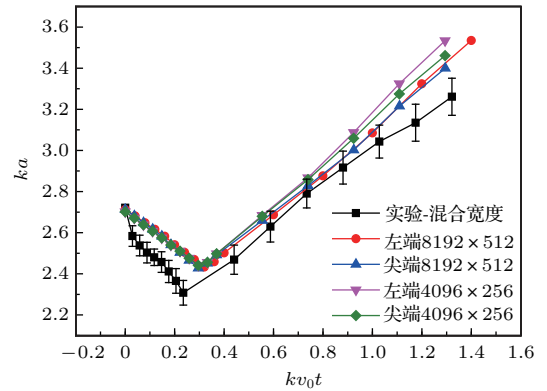


图5 (网刊彩色) 界面混合宽度增长规律(黑色矩形为界面左端与右端的距离随时间变化的实验结果, 其他均为本文数值结果: 红色圆形为 8192×512 网格下的界面左端与右端距离增长规律, 蓝色三角形为 8192×512 网格下的界面尖端与右端距离增长规律, 紫色倒三角形为 4096×256 网格下的界面左端与右端距离增长规律, 绿色菱形为 4096×256 网格下的界面尖端与右端距离增长规律)

Fig. 5. (color online) Growth of interface width (black rectangles represent experimental results of the time-variation of distance between leftmost and rightmost interface, others are numerical results: red circulars represent the growth of distance between leftmost and rightmost interface on mesh 8192×512 , blue triangles represent the growth of distance between vertex and rightmost interface on mesh 8192×512 , purple inverted triangles represent growth of distance between leftmost and rightmost interface on mesh 4096×256 , green diamonds represent the growth of distance between vertex and rightmost interface on mesh 4096×256).

张角的情况进行了数值模拟, 如图3所示. 可以看到, 尖端处的凹陷现象得到了抑制.

为了表征界面的演化速率, 本文统计了界面最左端和尖端相对初始尖端的距离随时间的变化, 如图4所示. 其中, 尖端的初始移动速度为 53.4 m/s, 最左端的初始移动速度为 41.4 m/s, 而实验中最左

端的移动速度为52.1 m/s. 另外, 气泡尖钉结构的大小, 即扰动界面最左端与最右端的距离定义为界面混合宽度, 本文统计了无量纲形式的界面混合宽度随无量纲时间的变化, 如图5所示. 界面混合宽度在激波的冲击作用下, 首先因激波压缩而短暂减小, 随后经历了线性和非线性增长的过程. 为了验证网格的收敛性, 图4和图5给出了网格数为 8192×512 和 4096×256 两套网格的结果, 可以看

到结果差别较小, 说明采用较密网格的计算足以描述流场的主要物理特征.

3.2 旋涡并对过程

激波冲击界面后, 由于斜压效应, 在界面附近会沉积涡量, 形成沿“V”形初始界面规则排列的旋涡结构. 如图6(a), $t = 0.5$ ms时刻的压力分布图所示. 随后, 随后, 由于KHI的作用, 旋涡尺度持续

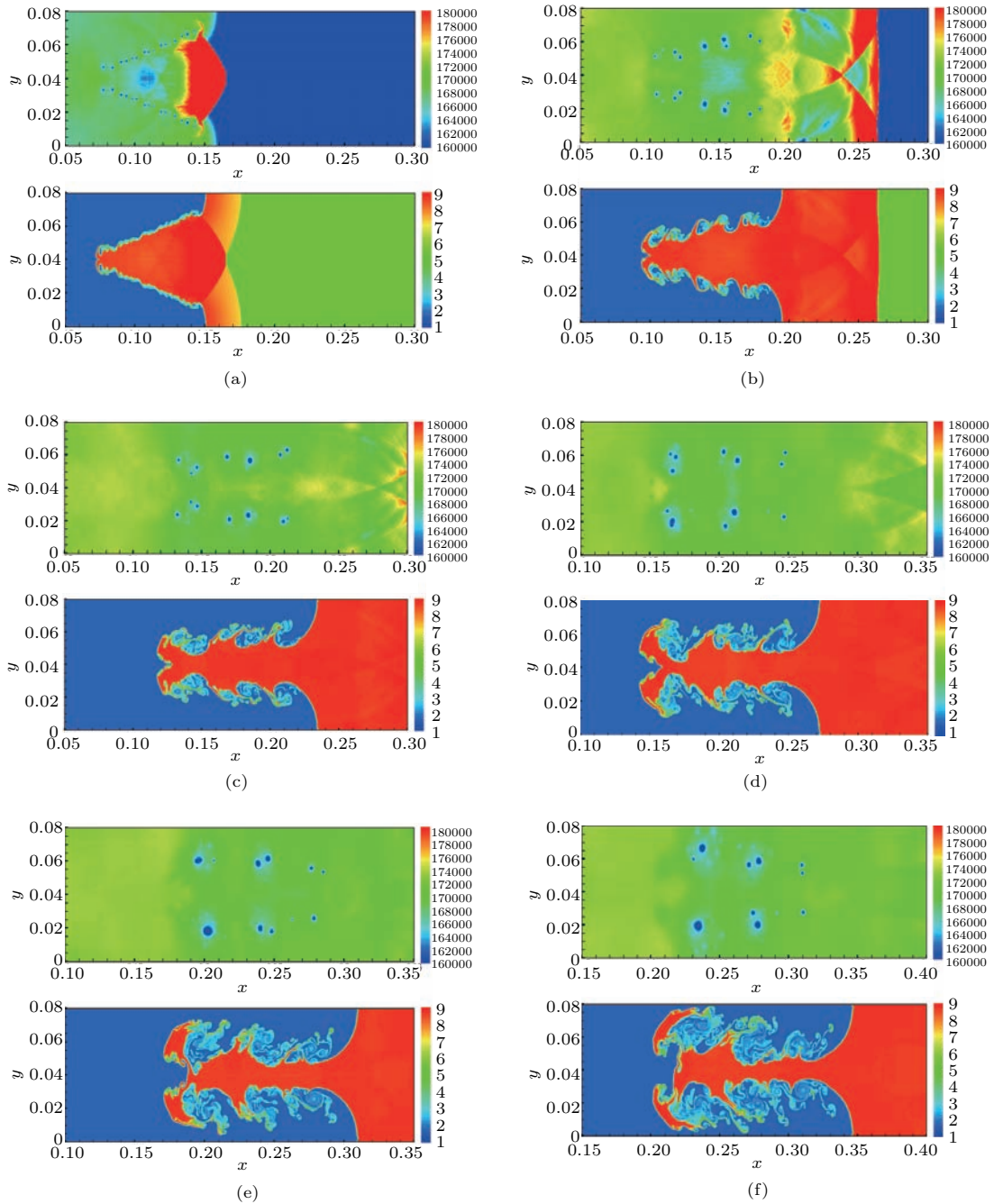


图6 (网刊彩色) 流场演化过程中的压力分布(上)和密度分布(下) (a) $t = 0.5$ ms; (b) $t = 1.0$ ms; (c) $t = 1.5$ ms; (d) $t = 2.0$ ms; (e) $t = 2.5$ ms; (f) $t = 3.0$ ms

Fig. 6. (color online) Pressure distribution (up) and density distribution (down) on the process of evolution of flow field: (a) $t = 0.5$ ms; (b) $t = 1.0$ ms; (c) $t = 1.5$ ms; (d) $t = 2.0$ ms; (e) $t = 2.5$ ms; (f) $t = 3.0$ ms.

增长, 相邻的涡之间逐渐发生相互诱导和并对 [16,17], 其中尖端位置的涡首先发生并对, 形成最为明显的第一涡对, 如图 6(a), $t = 0.5$ ms 时刻的涡量分布图所示. 并对之后的涡依旧会与相邻的涡发生相互诱导, 逐渐接近, 继续发生并对过程, 流场逐渐发展成为 5 个明显的涡团, 如图 6(b), $t = 1.0$ ms 时刻的结果所示. 涡团内的旋涡相互诱导、接近、最后并对, 涡团与涡团之间也发生相互诱

导、并对, 流场从 5 个涡团逐渐发展成 3 个明显的涡团, 如图 6(d), $t = 2.0$ ms 时刻的结果所示. 随着涡团之间的相互作用继续发展, 所有的涡将聚集在一起, 形成一个大的涡团, 并继续向湍流混合发展.

为了分析旋涡并对过程对流场的影响, 本文在每一个流向网格坐标处, 沿展向求平均动能和脉动动能, 并对脉动动能做傅里叶变换, 得到全场的湍动能能谱, 如图 7 所示. 在激波作用完界面后的初

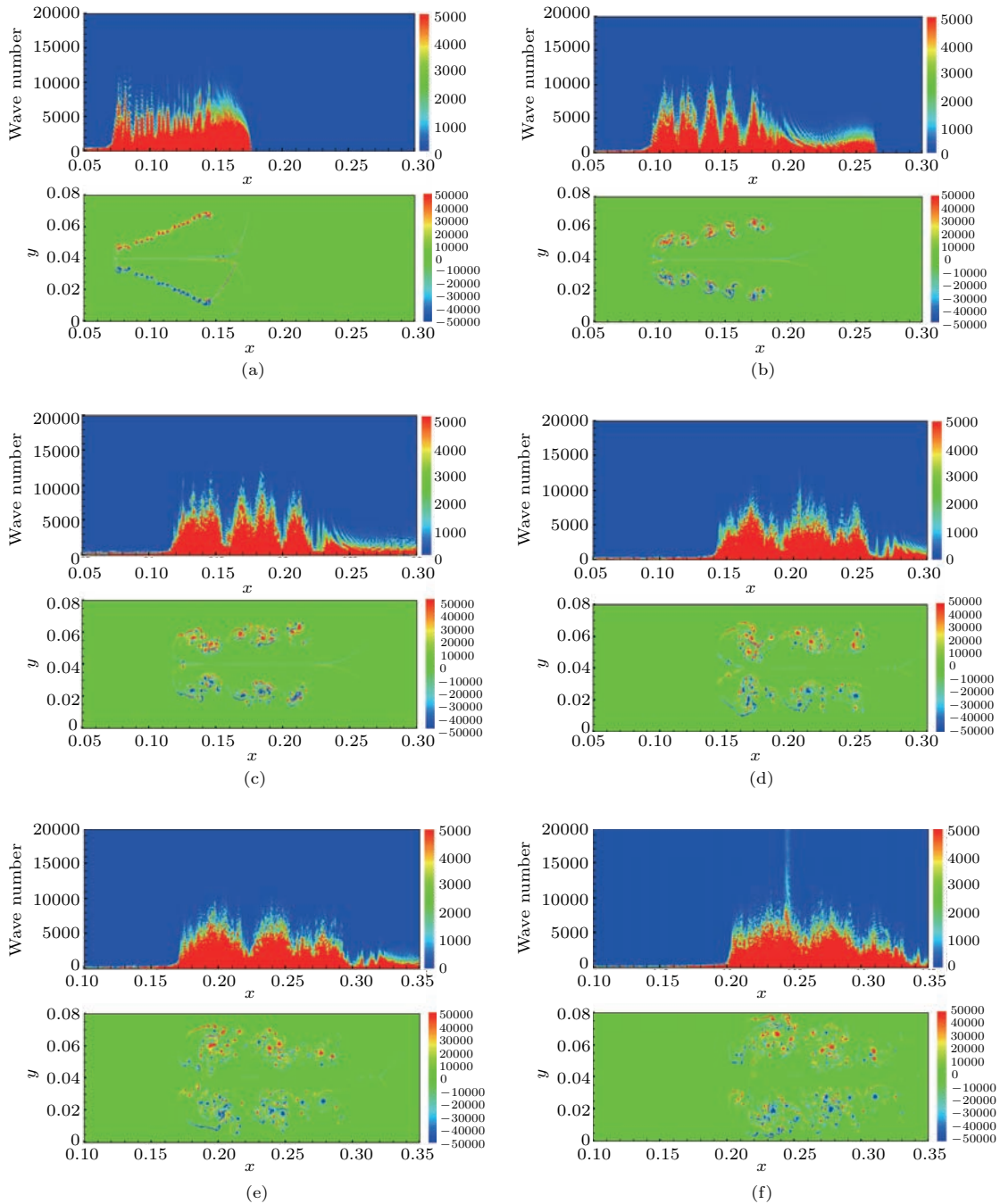


图7 (网刊彩色) 流场演化过程中的湍动能能谱(上)和涡量分布(下) (a) $t = 0.5$ ms; (b) $t = 1.0$ ms; (c) $t = 1.5$ ms; (d) $t = 2.0$ ms; (e) $t = 2.5$ ms; (f) $t = 3.0$ ms

Fig. 7. (color online) Turbulent kinetic energy spectrum (up) and vorticity distribution (down) at different time: (a) $t = 0.5$ ms; (b) $t = 1.0$ ms; (c) $t = 1.5$ ms; (d) $t = 2.0$ ms; (e) $t = 2.5$ ms; (f) $t = 3.0$ ms.

始时刻, 旋涡沿“V”形界面规则排列, 而高波数段的含能区就位于旋涡所在的位置, 并且越接近涡心, 能量越往高波数段传递, 这说明旋涡的自诱导作用使得流场在旋涡处产生了小尺度的结构, 如图7(a)所示. 随后, 相邻旋涡两两之间相互诱导并逐渐接近, 它们之间的区域能量也在不断往高波数段传递, 这说明旋涡的相互诱导作用同样使流场中产生小尺度的结构, 如图7(b)所示. 并对之后的涡会继续与相邻的涡发生相互诱导, 形成涡团, 整个涡团所在的区域都是高波数段的含能区域, 如图7(c)和图7(d)所示. 在旋涡诱导、并对的过程中, 旋涡同时会在周围的流场区域诱导更小的旋涡产生, 在能谱图上则表现为在涡团所在的位置不断有能量向高波数段传递, 产生小尺度的结构, 如图7(e)和图7(f)所示.

3.3 湍流混合过程

Dimotakis^[18]提出了针对稳定状态流体流动的“混合转捩”的概念, 流体在向湍流状态转捩的过程中, 同时也在迅速地向分子尺度的混合发展. 混合转捩的演化要求一个宽广的尺度范围的形成. 与最大的涡对应的外尺度 δ , 是产生混合所需能量的尺度, 也是“被激起”的尺度, 如KH涡结构和RMI的气泡尖钉结构. 与最小的涡对应的尺度是Kolmogorov微尺度 λ_K , 在该尺度上湍动能通过黏性耗散成热量. Kolmogorov微尺度可以写成 $\lambda_K = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} = \delta Re^{-3/4}$, 这里 ν 是运动黏性系数, ε 是耗散率. 当雷诺数足够高时将会出现一个具有上下边界的惯性区域, 该惯性区域的上边界即Lipemann-Taylor尺度, 是与能量产生无关的最大尺度, 定义为 $\lambda_L = 5\lambda_T$, 其中 $\lambda_T = \delta Re^{-1/2}$ 是Taylor惯性尺度, 下边界称作内黏性尺度 λ_ν , 是与黏性耗散无关的最小尺度, 定义为 $\lambda_\nu = 50\lambda_K$. 湍流混合转捩与惯性尺度区域的形成是一致的, 当雷诺数足够大时, 上下边界分开, 即出现尺度分离, 则认为惯性区形成, 流动具有向湍流混合发展的趋势^[19].

雷诺数定义为 $Re = |\Gamma|/\nu$, 其中 Γ 为环量, ν 为运动黏性系数. 因为最大尺度 δ 并不会影响惯性区域的形成, 不考虑此因素后惯性区的形成, 如图8所示. 激波冲击“V”形界面, 导致涡量逐渐沉积, 雷诺数不断增大, 最终上下惯性尺度边界稳定, 惯性区域形成, 流场具有发展为湍流混合的趋势.

RMI流动在沿平面激波冲击的方向即流向是各向异性和非均匀的, 但在展向界面外侧存在均匀流区域, 于是沿垂直平面激波运动的方向定义了波数 k . 沿展向对密度变换的速度做傅里叶变换并求密度变换的动能, 在波数空间对其做积分即得到密度变换动能能谱. 为了更好地观察不同时刻能谱结果的变化, 在整个流场区域沿流向对密度变换动能能谱做求和处理, 得到全场的密度变换动能能谱, 如图9所示. 随着流场演化, 能谱的整体量级在增大, 这是因为动能不断沉积进入流体当中. 在3.0 ms和4.0 ms时刻, 能谱逐渐有 $-5/3$ 的对数斜率形成, 这说明惯性区形成, 流场将会发生湍流混合转捩, 即界面附近流场发展为湍流.

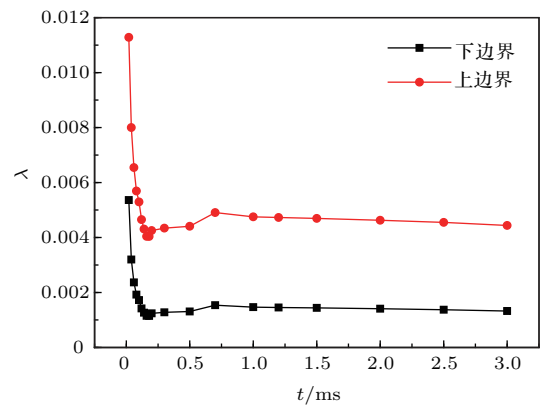


图8 惯性区域的形成

Fig. 8. Formation of inertial region.

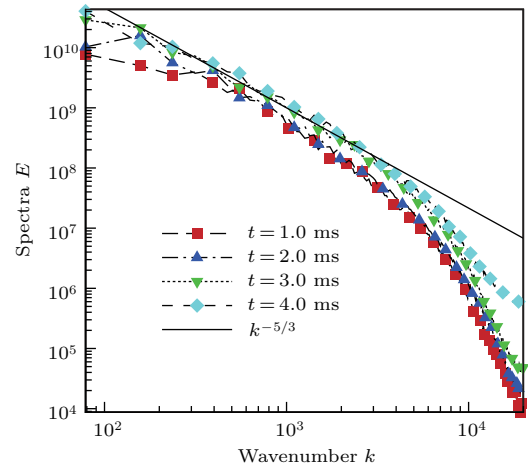


图9 (网刊彩色) 全场密度变换动能能谱的演化

Fig. 9. (color online) Evolution of variable-density kinetic energy spectra of the whole flow field.

4 结 论

基于多组分混合物质量分数模型和MDCD格式的高分辨率有限体积方法, 本文数值模拟了弱激

波冲击不同角度的“V”形空气/SF₆界面的RMI问题,将数值结果与实验结果进行对比之后,对流场演化的各个阶段进行了细致的后处理和分析,得到了一些结论.

平面激波冲击“V”形界面后,形成轻流体向重流体凸出的气泡结构和重流体向轻流体凸出的尖钉结构,同时因斜压效应在界面附近沉积涡量,形成沿“V”形界面规则排列的旋涡结构.以具有最大特征尺度的气泡-尖钉结构作为边界,它们之间的距离定义为扰动振幅,随着流场的演化,扰动振幅经历了线性和非线性增长的过程.本文通过与实验结果对比,发现两者在扰动振幅的增长规律、界面尖端移动速度上符合较好.同时,具有较小特征尺度的旋涡结构之间会发生相互诱导、并对、形成涡团,同时在并对的旋涡附近诱导更小尺度的涡结构产生.本文通过分析流场的涡量分布和湍动能能谱,发现在旋涡并对的位置,能量向高波数段传递,形成了小尺度的结构.

如果激波冲击作用产生的初始能量足够,流场将会发生湍流转捩,形成不同流体间的湍流混合.湍流混合转捩与惯性尺度区域的形成是一致的,而利用雷诺数定义的惯性区上下边界满足尺度分离则表明惯性区形成.另外,本文积分求解了全场的密度变换动能能谱,发现流场在演化到一定阶段,在高波数段有 $-5/3$ 次方的对数斜率形成,同样表明惯性区形成,湍流混合转捩将会发生,流场具有发展为湍流的趋势.

参考文献

- [1] Lindl J D, McCrory R L, Campbell E M 1992 *Phys. Today* **45** 32
- [2] Marble F E, Hendrics G J, Zukoski E E 1987 *AIAA* **87** 1880
- [3] Luo X S, Zhai Z G, Si T, Yang J M 2014 *Adv. Mech.* **44** 201407 (in Chinese) [罗喜胜, 翟志刚, 司廷, 杨基明 2014 力学进展 **44** 201407]
- [4] Rudinger G, Somers L M 1960 *J. Fluid Mech.* **7** 161
- [5] Haas J F, Sturtevant B 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 41
- [6] Zhai Z, Si T, Luo X, Yang J M 2011 *Phys. Fluids* **23** 084104
- [7] Bates K R, Nikiforakis N, Holder D 2007 *Phys. Fluids* **19** 036101
- [8] Hoi D N, Hamid A, Kevin R B, Nikos N 2011 *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* **16** 4158
- [9] Zou L Y, Liu C L, Tan D W, Huang W B, Luo X S 2010 *J. Vis.* **13** 347
- [10] Fan M R, Zhai Z G, Si T, Luo X S, Zou L Y, Tan D W 2012 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **55** 284
- [11] Sun Z S, Ren Y X, Larricq C, Zhang S Y, Yang Y C 2011 *J. Comput. Phys.* **230** 4616
- [12] Wang Q J, Ren Y X, Sun Z S, Sun Y T 2013 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **56** 423
- [13] 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]
- [14] Shyue K M 1998 *J. Comput. Phys.* **142** 208
- [15] Luo X, Dong P, Si T, Zhai Z G 2016 *J. Fluid Mech.* **802** 186
- [16] Rikanati A, Alon U, Shvarts D 2003 *Phys. Fluids* **15** 3776
- [17] Miura A 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2871
- [18] Dimotakis P E 2000 *J. Fluid Mech.* **409** 69
- [19] Zhou Y, Remington B A, Robey H F, Cook A W, Glendinning S G, Dimits A, Cabot W 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1883

Instability and turbulent mixing of shocked “V” shaped interface*

Li Jun-Tao¹⁾ Sun Yu-Tao^{2)†} Pan Jian-Hua³⁾ Ren Yu-Xin³⁾

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

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

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

(Received 19 July 2016; revised manuscript received 19 August 2016)

Abstract

Based on the mass fraction model of multicomponent mixture, the interactions between weak shock wave and “V” shaped air/SF₆ interface with different vertex angles are numerical simulated. The numerical scheme used in the simulation is the high-resolution finite volume method with minimized dispersion and controllable dissipation scheme, in which the dissipation can be adjusted without affecting the already optimized dispersion property of the scheme. The grid sensitivity study is performed to guarantee that the resolution is sufficient in the numerical simulation. After the shock wave interacts with the interface, the baroclinic vorticity is deposited near the interface due to the misalignment of the density and pressure gradient, which is the manifestation of the Richtmyer-Meshkov instability, leading to the vortical structures forming along the interface. The interface perturbations lead to the bubbles and spikes appearing. The predicted leftmost interface displacement and interface width growth rate in the early stage of interface evolution agree well with the experimental results. The process of transition to turbulence at the material interface is studied in detail. The numerical results indicate that with the evolution of the interfacial vortical structure due to Kelvin-Helmholtz instability, the array of vortices begins to merge. As a result, the vortices accumulate in several distinct regions. It is in these regions that the multi-scale structures are generated because of the interaction between vortices. It is shown clearly that in the regions where vortices are accumulated, the fluctuation energy spectrum has many large and smallscale elements, which indicates there may be turbulent structures in these regions. To further examine if there is mixing transition in these regions, the characteristic length scales of the flow fields are calculated. The separation between the Lipemann-Taylor scale and inner viscous scale is observed based on the circulation-based Reynolds number, leading to the appearance of an uncoupled inertial range. The classical Kolmogorov $-5/3$ power law is also shown in the fluctuation energy spectrum, which means that the inertial range is developed. The appearing of this inertial range confirms that the mixing transition does occur, and the flow field near the material interface will develop into turbulence.

Keywords: Richtmyer-Meshkov instability, “V” shaped interface, vortical structure, turbulent mixing

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

DOI: 10.7498/aps.65.245202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1430235).

† Corresponding author. E-mail: sun.yu.tao@qq.com