

激波与SF₆梯形气柱相互作用的数值模拟*沙莎^{1)2)†} 陈志华²⁾ 薛大文²⁾ 张辉²⁾

1)(北京电子工程总体研究所, 北京 100854)

2)(南京理工大学, 瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094)

(2013年11月16日收到; 2013年12月8日收到修改稿)

基于大涡模拟, 结合五阶加权基本无振荡格式以及沉浸边界法对平面入射激波与两种SF₆梯形重气柱的相互作用过程进行了数值模拟. 数值结果清晰地显示了激波诱导 Richtmyer-Meshkov 不稳定性所导致的两种梯形重气柱的变形过程, 详细分析了入射激波在两种梯形重气柱界面发生反射、折射、绕射以及折射激波与透射激波在气柱内部来回反射的过程, 并研究了该过程中所产生的复杂波系结构. 对两种梯形气柱变形过程中与周围空气的混合过程进行了分析; 通过记录气柱界面四个特征尺寸随时间的变化对两种梯形气柱界面的不同演化过程进行了定量分析.

关键词: Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 梯形气柱, 混合, 波系结构

PACS: 52.57.Fg, 47.35.Lf, 47.27.ep

DOI: 10.7498/aps.63.085205

1 引言

激波与两种不同密度的气体界面相互作用时, 会在界面附近发生反射、折射以及绕射等现象, 同时, 界面处还会产生 Richtmyer-Meshkov (R-M) 不稳定性现象和 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定性现象, 进而导致界面扭曲变形. 这些现象在高超声速飞行器中的超燃冲压发动机中的燃料混合^[1]、惯性约束核聚变^[2]、水中炸药爆炸^[3]以及天体物理中的超新星爆炸等工程应用领域有广泛的研究背景. 此外, R-M 不稳定性问题中包含流动稳定性、旋涡、激波与涡作用^[4]以及湍流产生等典型流动现象, 因而具有非常重要的学术价值.

R-M 不稳定性现象由 Markstein^[5] 首先提出, 1960 年 Richtmyer^[6] 对此首次进行了严密的理论推导和分析预测, 随后 Meshkov^[7] 对其进行了实验验证. 近几十年来, 国内外学者对激波与不同密度、不同形状的气体界面相互作用问题中的 R-M 不稳定性进行了大量的数值、实验以及理论研

究^[8-16]. Haas^[8] 对弱激波与 R22 重气柱、气泡以及 He 轻气柱、气泡的作用过程进行了实验研究, 对气柱、气泡变形过程进行了讨论分析. Zhai 等^[9] 采用 VAS2D (2-dimensional and axisymmetric vectorized adaptive solver) 方法对平面入射激波与 Kr 气泡以及 SF₆ 气泡作用过程进行了二维数值模拟, 着重分析了激波与重气泡作用诱导射流的过程. Bates 等^[10] 对马赫数为 1.26 的平面入射激波与 SF₆ 矩形气柱作用过程进行了实验和数值研究, 数值结果与实验结果相互映衬, 清晰地显示了在 R-M 不稳定性的作用下 SF₆ 方柱变形的过程, 并对气柱界面的变形进行了定量研究. Hoi 等^[11] 采用相同的初始条件, 利用 TCFC (thermodynamically consistent and fully conservative) 方法结合网格自适应加密技术对激波与 SF₆ 方柱的作用过程进行了数值研究, 相较于 Bates 等的数值模拟结果, 他们的数值模拟结果与实验结果^[10] 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 K-H 不稳定性作用下失稳卷起次级涡串的过程. Zou

* 国家自然科学基金 (批准号: 11272156) 和南京理工大学自主科研专项计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: shasha19890629@163.com

等^[12]利用高速摄影技术对平面入射激波与SF₆椭圆气柱作用过程进行了实验研究,并通过改变椭圆的纵横比,对气柱的初始形状对作用过程的影响进行了研究.结果表明,椭圆垂直于激波方向的轴线越长,气柱发生变形越快,且变形越剧烈.范美如等^[13,14]基于二维欧拉方程,结合VAS2D法、有限体积法、MUSCL-Hancock格式以及非结构化网格自适应加密技术对马赫数为1.2的平面激波与矩形、椭圆、菱形以及两种三角形五种不同形状的SF₆气柱相互作用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变.结果表明,不同形状界面的R-M不稳定性的发展各不相同,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,而在后期主要与斜压效应产生的涡量有关.

研究表明,激波与气体界面相互作用过程中的R-M不稳定性会受界面初始形状的影响,激波与不同形状的初始界面会产生不同的波系结构,同时由于不同形状的界面附近密度梯度方向不同,所导致的斜压也有所不同,因而诱导出的旋涡也有所不同.前人对激波与矩形、三角形、圆形及椭圆形界面相互作用的研究较多,而对激波与梯形气柱界面相互作用的研究则相对较少.本文基于五阶精度WENO (weighted essentially non-oscillatory) 格式,结合沉浸边界法对激波与两种梯形SF₆重气柱相互作用诱导的R-M不稳定性进行了数值研究.数值结果清晰地反映了激波在梯形气柱界面上发生反射、绕射、折射所产生的复杂波系结构,同时对两种形状的梯形气柱的变形过程进行了讨论分析.

2 计算方法与计算模型

2.1 计算方法

大涡模拟 (LES) 方法的基本思想是对湍流中大于网格尺度的涡进行直接数值计算,而对比网格尺度小的涡则通过建立模型的方法进行模拟.它结合了直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 能描述流场复杂精细结构和雷诺平均方法 (Reynold averaged numerical simulation, RANS) 对计算资源需求较小的优点,同时还规避了DNS方法对计算资源需求过高以及RANS方法因雷诺平均与湍流模型不精确导致结果不能反映流场细节的缺点,因而近年来得到了广泛应用.

可压LES控制方程在对可压N-S (Navier-Stokes) 方程进行Favre滤波后即可得到.本文采取与文献^[15]相同的数值计算方法,即用有限体积法对控制方程进行离散,而对流项则采用五阶WENO格式^[17,18],黏性项则用中心差分法进行离散.时间推进采用三阶精度的TVD Runge-Kutta法.

2.2 计算模型

本文的计算模型如图1所示,计算域长×宽为0.2 m×0.1 m,两个梯形气柱宽度均为0.02 m,长端面和短端面的长度分别为0.06和0.02 m,梯形1和梯形2分别以短端面和长端面朝向来流方向.气柱内部采用SF₆作为重质气体,气柱外部介质为空气,气柱内外压力均为1 atm.平面入射激波从左向右传播,来流马赫数 $Ma = 1.26$,上下两侧均设为固体反射边界,右侧为出口条件.经网格收敛性检验后,两个算例中计算域初始网格数均取 2000×1000 .时间步长 $\Delta t = 8.67 \mu\text{s}$.所用气体具体参数如表1所示.

表1 本文所用气体参数

气体参数	SF ₆	空气
比热比 γ	1.09	1.40
密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	6.03	1.18
摩尔质量/ $\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$	146	29
当地声速/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	135	345

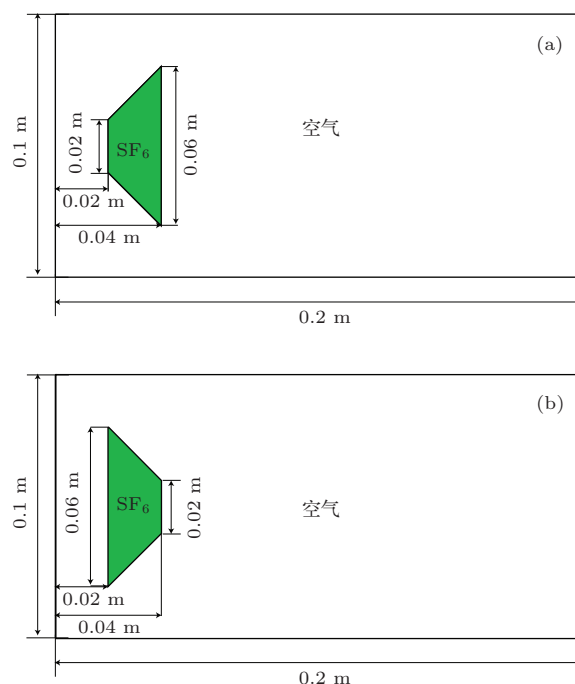


图1 计算模型 (a) 梯形1; (b) 梯形2

3 结果与讨论

3.1 验证算例

为了验证以上数值方法的可靠性,我们以平面入射激波与R22圆气柱相互作用过程作为验证算例,取初始条件与文献[8]一致,结果见图2.

对比可知,本文的模拟结果在各个时刻与文献[8]的实验结果均符合良好,清晰地反映了激波反射、绕射、透射产生的波系结构以及气柱变形的过程,并对气柱表面的次级涡表现得更为清晰,验证了本文所采用的数值方法的可靠性.

3.2 梯形气柱1

先前的研究^[19]表明,激波与气体界面作用过程中,斜压效应是旋涡产生的惟一原因.密度梯度与压力梯度之间的夹角越大,生成的涡量越大.图3为激波与两种梯形气柱作用过程中, ∇p 与 $\nabla \rho$ 的方向以及它们的叉积所产生的旋涡机理示意图.其界面变化与涡的演变过程可参见以下章节中的

讨论.

由于平面入射激波与梯形气柱相互作用过程中上下流场基本对称,本文以上半部分流场为例对激波与气柱相互作用过程中流场波系结构进行了标注.图4为激波与SF₆气柱(梯形1)相互作用过程中的两个时刻的流场典型波系结构.

图5为平面入射激波与SF₆气柱(梯形1)作用过程的计算阴影(上)以及涡量分布(下).首先,入射激波I与梯形气柱短端面碰撞,形成向上游传播的反射激波R, R由上下两段圆弧形反射激波以及中间一段竖直反射激波三部分组成.同时形成一道向气柱内部传播的竖直透射激波T,由于气柱内部为重质气体,因而透射激波T的传播速度低于外部入射激波I的传播速度.随后入射激波I在气柱上下斜面边界上发生折射,折射激波Z与透射激波T之间发生马赫反射,形成两道马赫杆以及4个三波点.在斜压机理的作用下,梯形气柱左侧边界两个钝角附近开始卷起旋涡,而气柱界面的上下边缘也开始产生涡量(图5(a)).

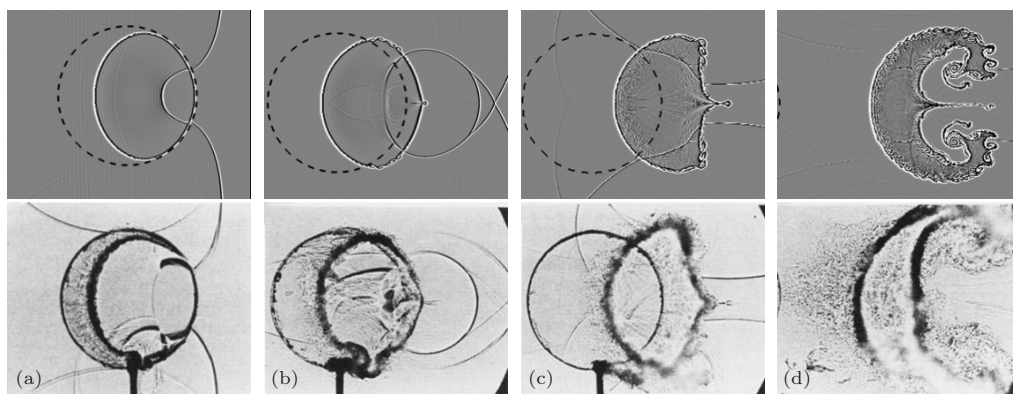


图2 激波与R22气柱作用过程本文计算阴影(上)与文献[8]实验阴影(下)对比 (a) $t = 165 \mu\text{s}$; (b) $t = 250 \mu\text{s}$; (c) $t = 450 \mu\text{s}$; (d) $t = 945 \mu\text{s}$

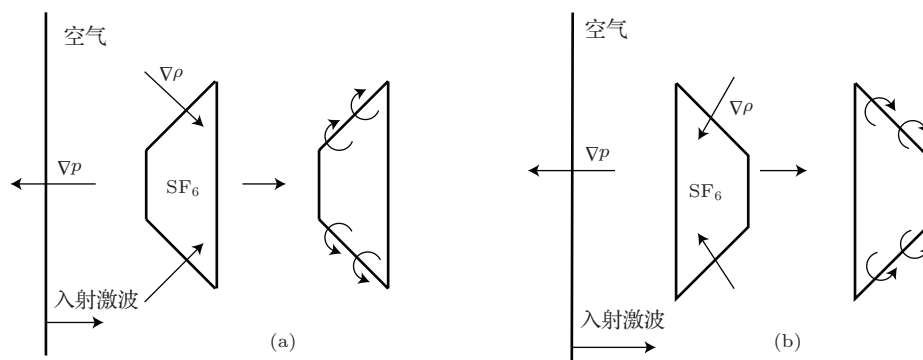


图3 平面激波与两种梯形气柱相互作用过程中主涡的形成机理 (a) 梯形1; (b) 梯形2

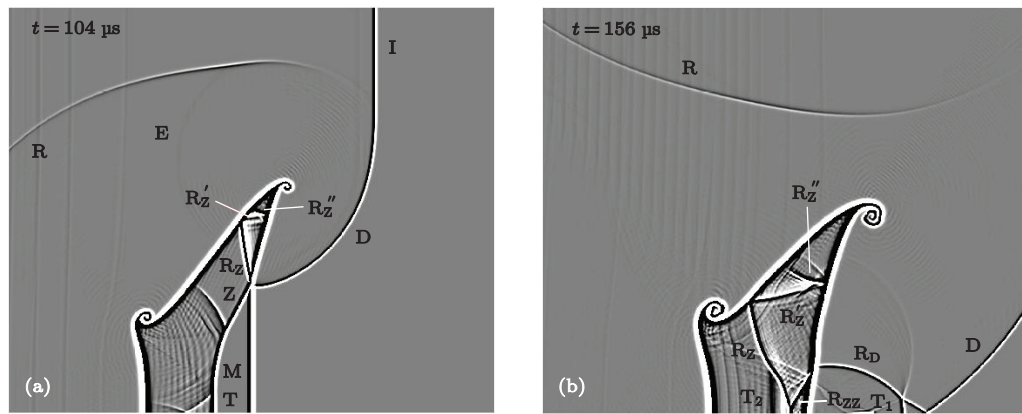


图4 激波与 SF_6 气柱 (梯形 1) 作用过程的典型波系结构 I, 入射激波; R, 初始反射激波; D, 绕射激波; E, 扇形膨胀波; M, 马赫杆; Z, 折射激波; R_Z , R'_Z , R''_Z , R_{ZZ} , 折射波反射波; T_1 , T_2 , T, 透射激波; R_D , 绕射波反射波

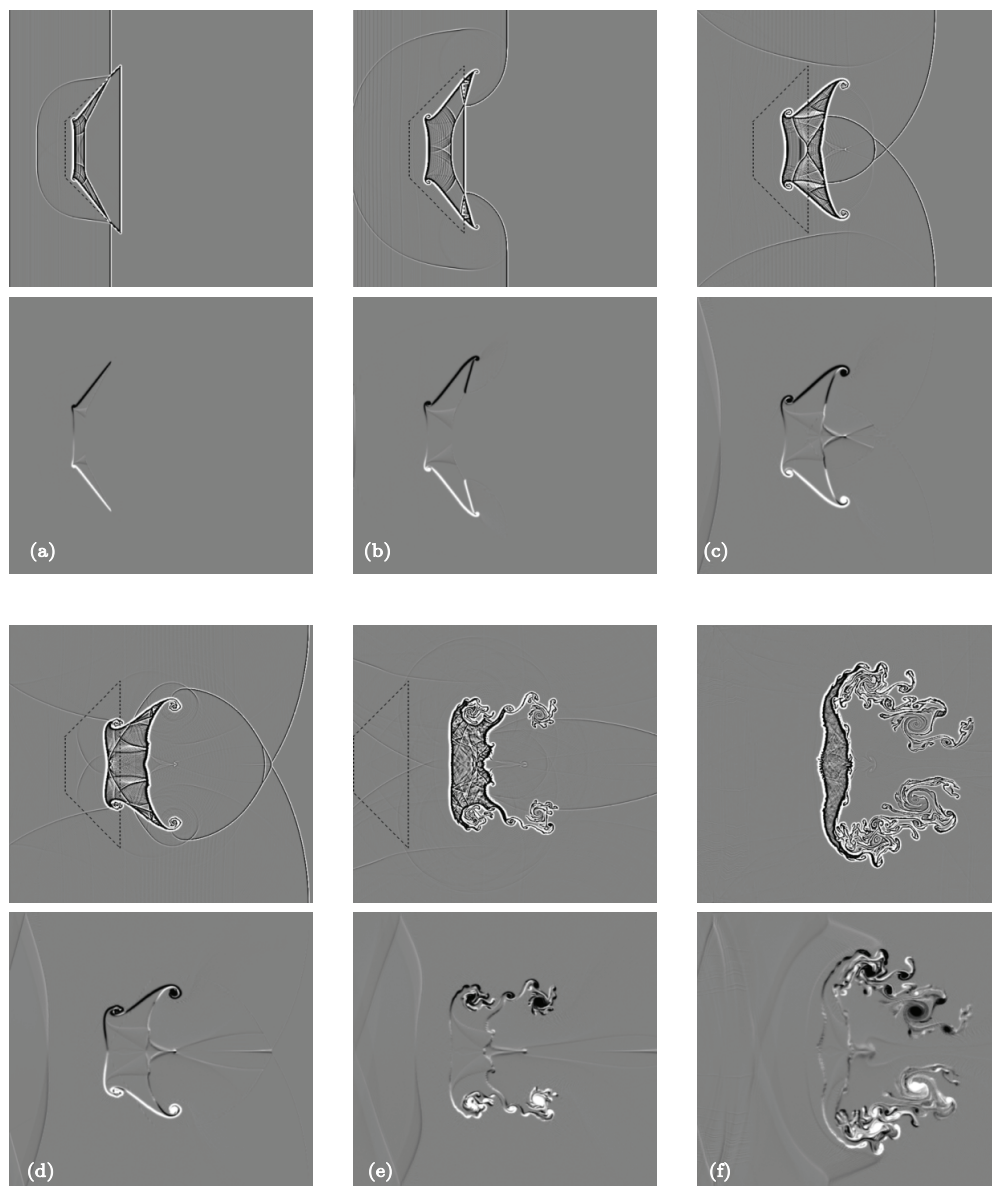


图5 激波与梯形气柱相互作用过程 (梯形 1) (a) $t = 61 \mu\text{s}$; (b) $t = 104 \mu\text{s}$; (c) $t = 173 \mu\text{s}$; (d) $t = 225 \mu\text{s}$; (e) $t = 459 \mu\text{s}$; (f) $t = 945 \mu\text{s}$

在激波的作用下, 梯形气柱在 x 轴方向不断被压缩. 随着入射激波 I 绕过梯形气柱右侧上下两角顶点, 入射激波开始发生绕射弯曲, 形成绕射激波 D , 同时在气柱上下两侧分别形成对应的膨胀波 E 向上游传播. 在斜压效应作用下, 气柱右侧两角也开始卷吸形成旋涡. 随着折射激波 Z 向下游传播, Z 在气柱右侧面发生反射, 产生内部反射的稀疏波 R_Z . R_Z 又在气柱上下两侧斜面上发生反射, 产生内部反射的压缩波 R'_Z , 随后又在气柱右侧边界反射产生内部反射的稀疏波 R''_Z (图 5(b)).

随着透射激波以及折射激波在气柱内传播, 折射激波 Z 不断缩短, 而相应的反射波 R_Z 则不断拉长, 最终在气柱对称轴线上碰撞反射, 产生反射激波 R_{ZZ} 向流场上下两侧传播, 并与压缩波 R'_Z 碰撞, 在气柱内部右侧边界附近产生局部高压区进而诱导两个尖钉结构. 上下绕射激波也在气柱对称轴线上碰撞反射, 反射激波 R_D 向流场上下两侧传播, 与梯形气柱右侧上下角的两个旋涡相互作用. 随着透射激波 T 向下游传播, 一部分透射激波穿透气柱右侧界面继续向下游传播 (T_1), 另一部分在气柱右侧边界发生反射在气柱内部向上游传播 (T_2) (图 5(c)–(e)).

在斜压机制的作用下, 梯形左侧两角以及右侧两角逐渐卷起形成 4 个主涡, 右侧的两个主涡逐渐脱离气柱向下游运动, 而左侧的两个主涡在向下游运动的同时还随着气柱的变形向流场上下两侧运

动, 随着气柱在 y 轴方向不断拉长, 气柱右侧面的两个尖钉结构逐渐消失. 4 个主涡的滑移层在 K-H 不稳定性^[20]的作用下逐渐失稳, 发展成小尺度的次级涡, 最终向湍流转捩 (图 5(f)).

3.3 梯形气柱 2

图 6 为激波与 SF_6 气柱 (梯形 2) 相互作用过程中的两个时刻的流场典型波系结构.

图 7 为平面入射激波与 SF_6 气柱 (梯形 2) 作用过程的计算阴影 (上) 以及涡量分布 (下). 首先, 入射激波 I 与梯形气柱长端面边界碰撞, 形成向上游传播的反射激波 R , 反射激波 R 同样由上下两段圆弧反射激波以及中间一段竖直反射激波三部分组成. 同时形成一道向气柱内部传播的竖直透射激波 T , 随后入射激波 I 在气柱上下斜面边界上发生折射, 折射激波 Z 与透射激波 T 之间发生规则反射. 透射激波 T 在左侧上下斜面上发生反射, 产生内部反射的稀疏波 R_T 向气柱内部传播, 而 R_T 随后又在气柱左侧边界上发生反射, 产生内部反射的压缩波 R'_T . 折射激波 Z 在气柱左侧边界发生反射, 产生内部反射的稀疏波 R_Z , R_Z 随后又在气柱上下斜面上发生反射, 产生内部反射的压缩波 R'_Z . 在激波的作用下, 梯形气柱在 x 轴方向不断被压缩. 在斜压机制的作用下, 梯形气柱左侧边界两个角附近开始卷起旋涡, 而气柱界面的上下边缘也开始产生涡量 (图 7(a)).

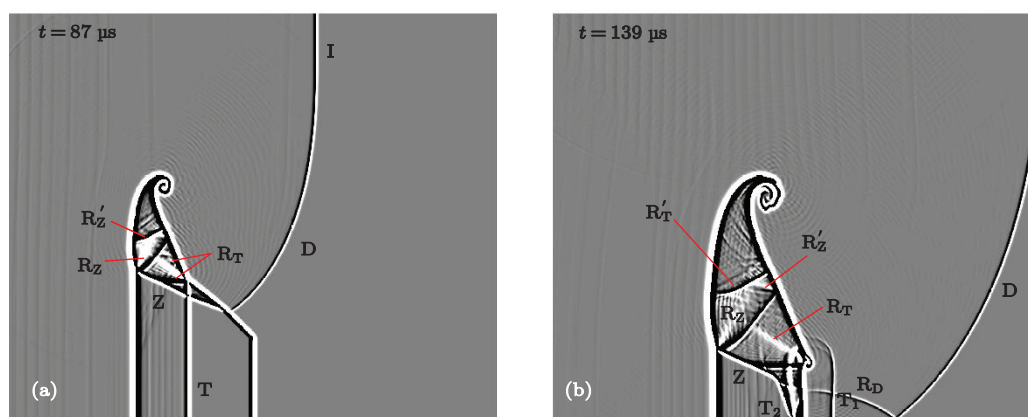


图 6 激波与 SF_6 气柱 (梯形 2) 作用过程的典型波系结构 I , 入射激波; R , 初始反射激波; D , 绕射激波; E , 扇形膨胀波; M , 马赫杆; Z , 折射激波; R_Z , R'_Z , 折射波反射波; T_1 , T_2 , T , 透射激波; R_T , R'_T , 透射波反射波; R_D , 绕射波反射波

随着入射激波 I 不断向下游传播, I 绕过气柱右侧上下两角顶点在气柱右侧发生绕射弯曲, 形成绕射激波 D . 气柱内部折射激波 Z 右端与绕射激波 D 相连, 随之逐渐发生弯曲变形, 最终在气柱对称轴

线上碰撞反射. 而气柱外部绕射激波 D 也同时在对称轴线上碰撞反射, 产生反射激波 R_D , 向流场上下两侧传播. 随着透射激波 T 向下游传播, 一部分透射激波穿透气柱右侧界面继续向下游传播 (T_1), 另

一部分在气柱右侧边界发生反射, 在气柱内部向上游传播 (T_2) (图 7(b)).

随着上下折射激波 Z 在气柱对称轴上碰撞反射, 其包围区域逐渐缩小, 最终在气柱内部左侧界面附近聚集形成局部高压区, 对气柱左侧界面造成冲击加速, 进而诱导单一射流结构 (图 7(c)–(f)).

在气柱右侧两个钝角附近, 由于压力梯度与密度梯度夹角较小, 因而卷起两个小涡. 而气柱左侧两角也在斜压机作用下逐渐卷起两个主涡, 在这两个主涡的卷吸作用下气柱在 y 轴方向不断拉长, 主涡的滑移层在 K-H 不稳定性的作用下逐渐失稳发展成小尺度的次级涡, 最终向湍流转捩.

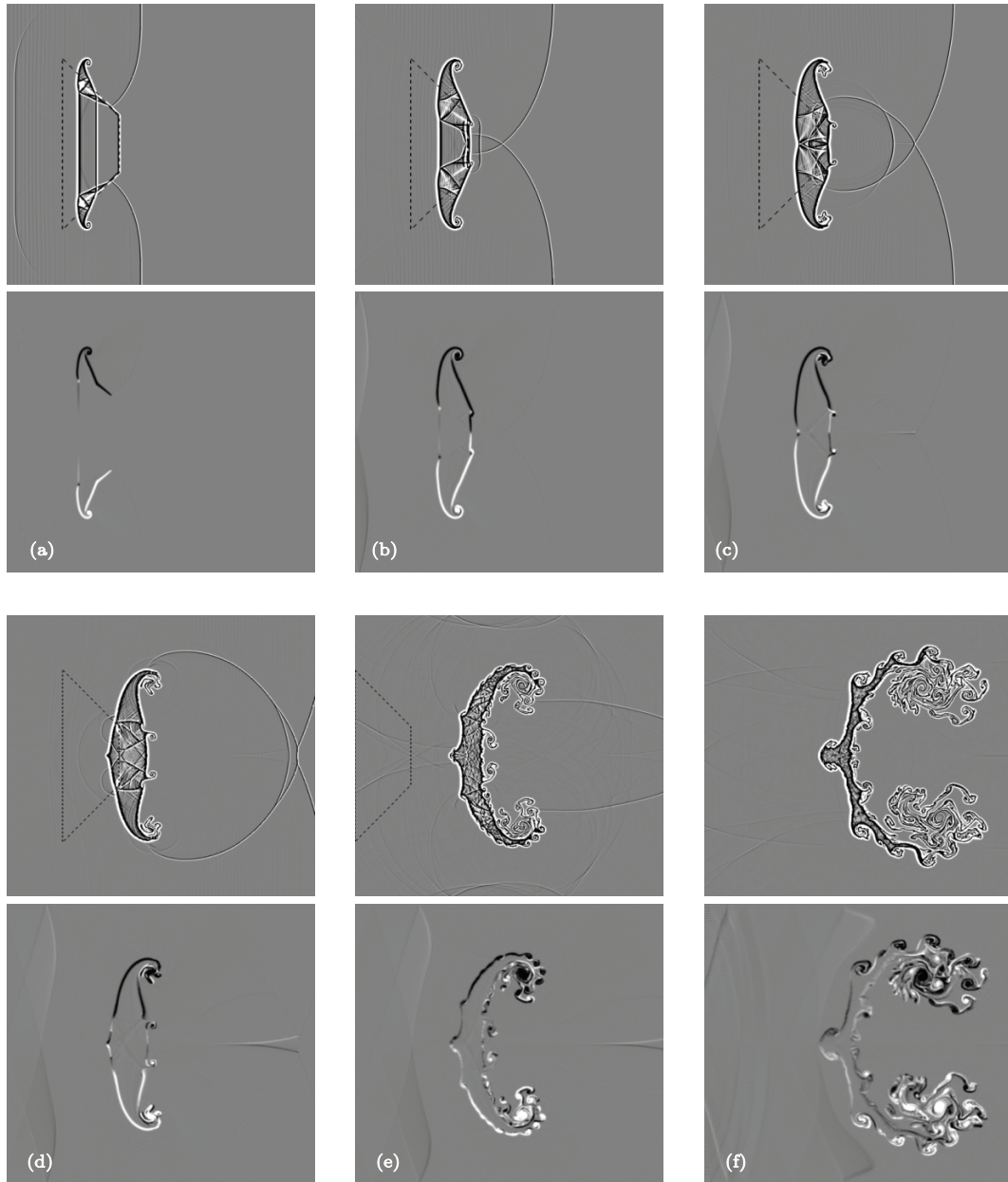


图 7 激波与梯形气柱作用过程 (梯形 2) (a) $t = 87 \mu\text{s}$; (b) $t = 139 \mu\text{s}$; (c) $t = 182 \mu\text{s}$; (d) $t = 243 \mu\text{s}$; (e) $t = 459 \mu\text{s}$; (f) $t = 945 \mu\text{s}$

3.4 气体混合

图 8 为不同时刻激波与梯形 1 气柱作用过程中气体混合分数的等势分布云图以及气柱左右两侧涡对位置的 SF_6 混合分数沿 y 轴分布. 由图 8 可知,

流场基本呈上下对称, 随着左右涡对的卷起, 旋涡位置分别有空气被卷吸进入涡内, 并在涡核内进行掺混. 在旋涡卷起初期, 旋涡内混合分数 Y 脉动较大, 旋涡内存在气泡 (混合分数 Y 接近于 0 或 1 的区域) (图 8(a), (b)). 随着旋涡的不断卷起, 旋

涡尺寸不断增加, 对周围环境气体的卷吸效应不断增强, 混合区域宽度不断增加, 涡内混合分数 Y 波动幅值也不断减小, 涡核内的气泡也逐渐消失(图8(c)—(d)). 气柱左侧的涡对的上下外侧与空气接触, 而中间内侧则与气柱主体部分相连, 因而涡核内 SF_6 的质量分数较高, 而气柱右侧涡对逐渐与气柱脱离, 旋涡卷入大量空气进入涡核掺混, 因而涡核内 SF_6 平均质量分数较低, 且随着涡对的不断卷吸不断降低.

图9为不同时刻激波与梯形2气柱相互作用过程中气体混合分数的等势分布云图以及气柱主涡对位置的 SF_6 混合分数沿 y 轴的分布. 梯形2中气柱右侧两个钝角位置压力梯度与密度梯度的夹角

较小, 卷起旋涡尺度很小. 气柱在斜压机制作用下主要形成一对主旋涡, 在旋涡卷起初期, 旋涡内混合分数 Y 脉动较大, 旋涡内存在气泡(混合分数 Y 接近于0或1的区域)(图9(a)). 随着旋涡的不断卷起, 旋涡尺寸不断增加, 对周围环境气体的卷吸效应不断增强, 混合区域宽度不断增加, 涡内混合分数 Y 波动幅值也不断减小. 由于主涡左侧与气柱主体相连, 随着气柱变形, 不断有 SF_6 气体卷入涡核内进行掺混, 因而主涡外侧与气柱主体相连部分 SF_6 气体质量分数一直较高. 随着旋涡不断卷吸, 旋涡外侧滑移层在K-H不稳定性的作用下不断卷起次级涡, 最终完全失稳形成湍流结构, 混合效果达到最好(图9(b)—(d)).

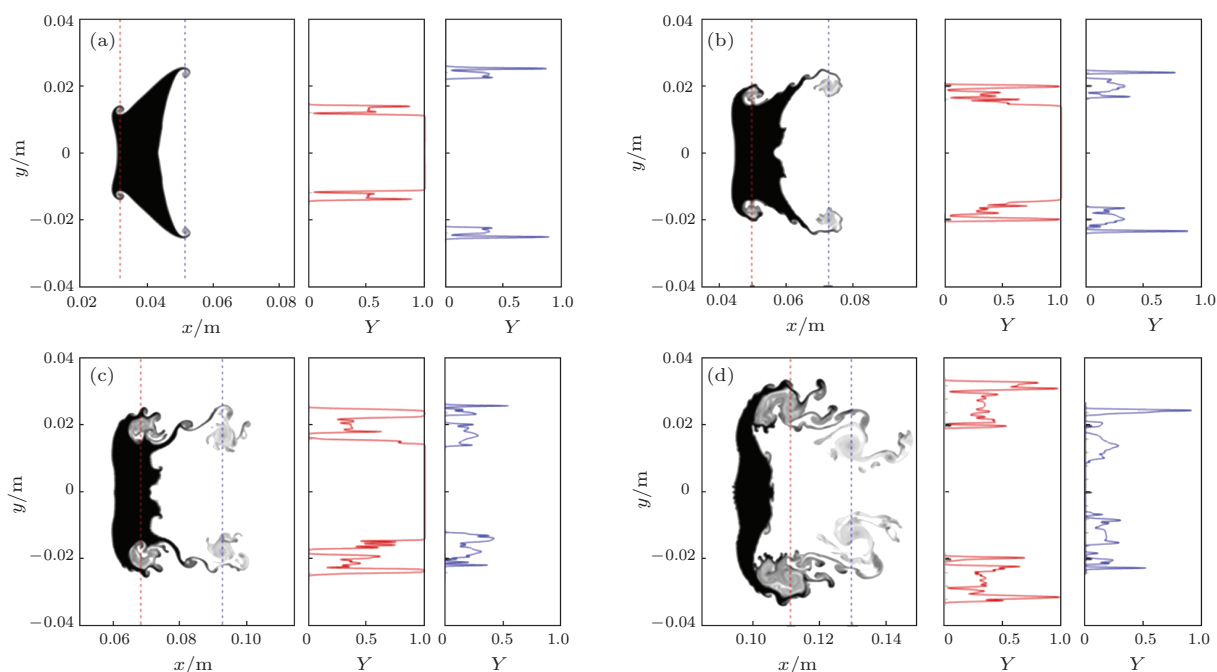


图8 不同时刻 SF_6 混合分布(梯形1) (a) $t = 164 \mu\text{s}$; (b) $t = 338 \mu\text{s}$; (c) $t = 511 \mu\text{s}$; (d) $t = 858 \mu\text{s}$

3.5 界面演变

图10(a)为两个梯形 SF_6 气柱变形过程中气柱左侧极值点位置 X_L 随时间变化曲线, 由图可知, 两种梯形界面 X_L 随时间呈近似线性增长. 在气柱变形初期, 由于入射激波强度相同, 梯形2中梯形迎风面面积大于梯形1中的梯形, 因而梯形2左侧界面运动比梯形1快. 在气柱变形后期, 梯形2中气柱左侧界面产生一道向左传播的反向射流, 左侧极值点位置对应于该反向射流头部, 因而 X_L 增长速度降低.

图10(b)为两个梯形 SF_6 气柱变形过程中气柱

右侧极值点位置 X_R 随时间变化曲线, 由图可知, 在入射激波与气柱作用初始阶段, 气柱右侧极值点位置对应于气柱右侧界面位置, 在激波传播至气柱右侧面之前, 梯形1和梯形2中右侧极值点位置 X_R 均保持为0.04 m不变. 对于梯形1中的梯形气柱, 随着气柱右侧涡对的卷起, 右侧极值点位置对应于右侧涡对的最右端边缘. 随着气柱的整体右移以及涡对尺寸不断增加, X_R 随之迅速增加. 由前文可知梯形2中右侧两角附近由于密度梯度与压力梯度夹角很小, 因而卷起的旋涡尺寸非常小, 气柱变形主要体现在左侧卷起的主涡对. 因而在左侧主涡对充分卷起之前, 气柱右侧极值点位置始终对应于气

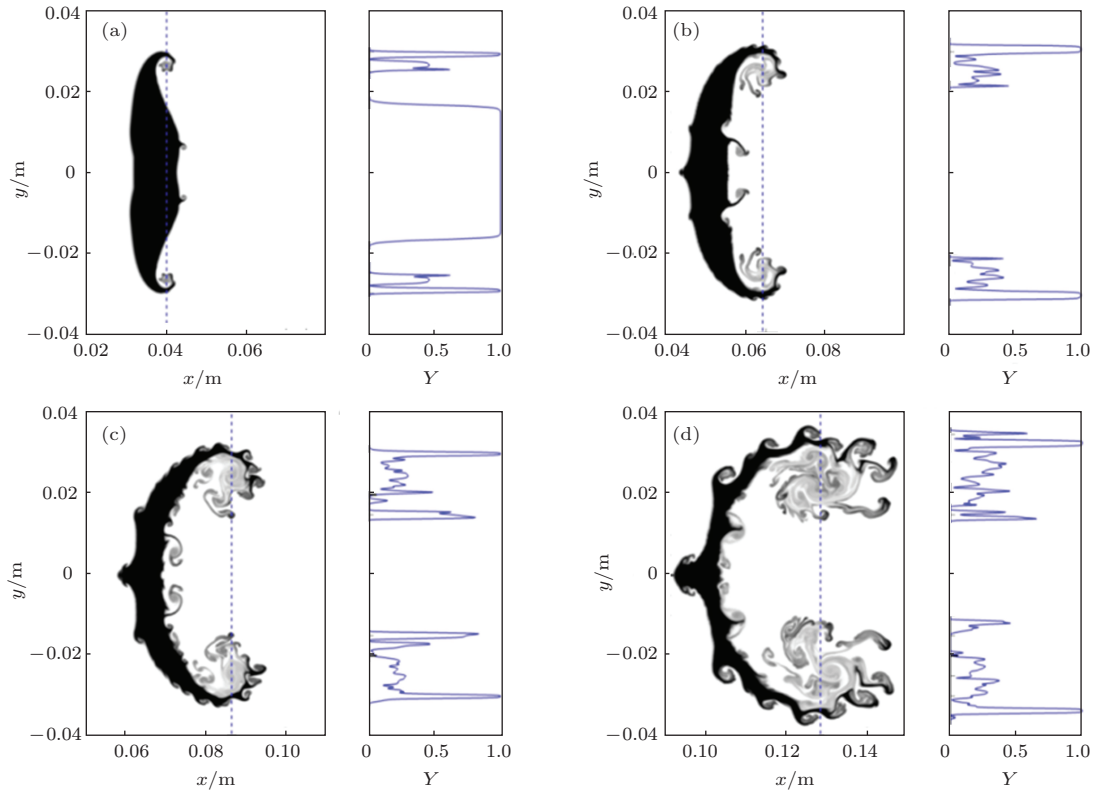


图9 不同时刻 SF_6 混合分布 (梯形2) (a) $t = 164 \mu\text{s}$; (b) $t = 338 \mu\text{s}$; (c) $t = 511 \mu\text{s}$; (d) $t = 858 \mu\text{s}$

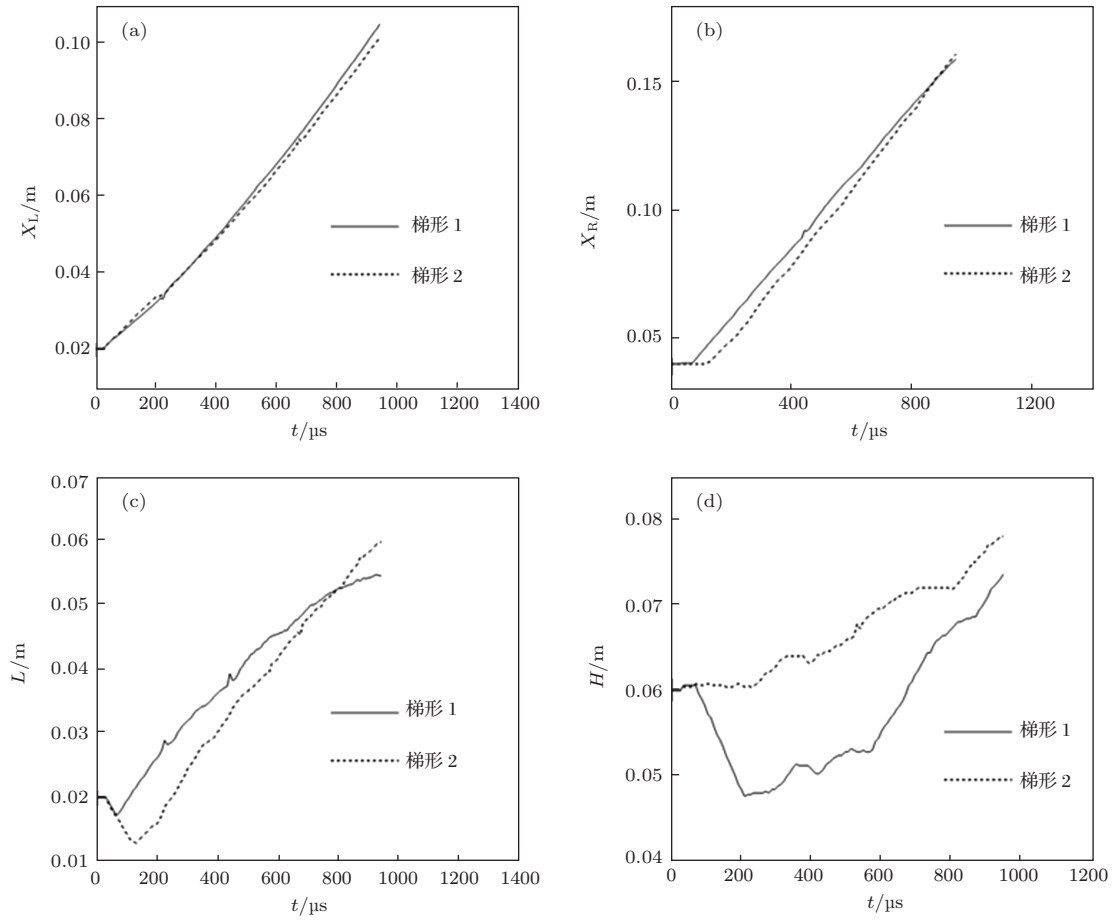


图10 两个梯形气柱的 (a) X_L , (b) X_R , (c) L , (d) H 随时间的变化

柱右侧界面位置, 因而梯形2中 X_R 维持在初始值 0.04 m 的时间比梯形1长. 随着左侧主涡对的充分卷起, 气柱右侧极值点位置转移到主涡对最右端边缘位置, 随着气柱整体右移以及涡对尺寸的增加而迅速增加, 由于梯形2中气柱迎风面面积大于梯形1, 因而梯形2中的气柱整体右移速度要略高于梯形1, 因而梯形2中气柱右侧极值点位置 X_R 增长速度明显高于梯形1.

图10(c)为气柱宽度 L 随时间的变化曲线. 在气柱变形初期, 入射激波对气柱进行压缩, 气柱宽度 L 随之降低, 由于梯形2中气柱迎风面面积大于梯形1, 因而梯形2中气柱压缩量高于梯形1. 对于梯形1中的梯形气柱, 在气柱变形前期, 随着气柱右侧涡对的卷起, 气柱宽度 L 迅速增加. 到气柱变形后期, 气柱宽度 L 的增加主要来源于气柱左侧涡对的卷起, 因而右侧涡对尺寸增加减缓. 对于梯形2中的梯形气柱, 气柱右侧卷起的涡对尺寸可忽略, 气柱宽度主要取决于左侧涡对, 且在气柱变形后期, 气柱左侧边界形成一道向左传播的反向射流, 使得气柱宽度进一步增加. 图中可见梯形2中的气柱宽度 L 增加速度远高于梯形1.

图10(d)为气柱高度 H 随时间的变化曲线. 梯形1中气柱在变形初期, 气柱最高点和最低点均位于气柱右侧. 气柱右侧两角在激波作用下开始卷起涡对, 两个旋涡的涡核在 y 轴方向均向气柱中心移动, 因而气柱高度 H 不断降低. 直至气柱变形后期, 随着气柱左侧涡对不断卷起, 气柱左侧在 y 轴方向不断拉伸, 气柱最高点和最低点移动至气柱左侧, 气柱高度 H 随着左侧涡对的卷吸不断增加. 梯形2中气柱最高点和最低点始终位于气柱左侧, 随着气柱上下两个主涡的卷起, 气柱在 y 轴方向不断拉伸, 气柱高度 H 也随之不断增加.

4 结 论

基于LES方法, 结合五阶WENO格式以及沉浸边界法, 本文对激波与两种梯形 SF_6 重气柱作用过程进行了数值模拟, 主要结论如下.

1) 平面入射激波与两个梯形 SF_6 重气柱作用, 在气柱左侧界面和上下界面分别发生透射和折射, 透射激波与折射激波又在气柱界面上发生来回反射. 短端面面向来流方向的梯形气柱(梯形1)中, 折射激波在气柱上下对称轴上反射碰撞产生的反射激波与折射激波在气柱界面二次反射产生的压

缩波碰撞, 在气柱内部右侧界面附近产生两个局部高压区, 进而诱导两个尖钉结构. 长端面面向来流方向的梯形气柱(梯形2)中, 折射激波在气柱内部左侧边界附近聚焦弯曲, 形成一个局部高压区, 对当地界面造成瞬间冲击进而产生一道向来流方向传播的射流.

2) 两种梯形气柱变形过程不同, 因而其特征尺寸 X_L , X_R , H , L 随时间变化各不相同. 在斜压机作用下, 短端面面向来流方向的梯形气柱(梯形1)在梯形的4个角附近形成4个主涡结构, 因而该气柱界面宽度较大而高度较小. 而长端面面向来流方向的梯形气柱(梯形2)右侧两角附近密度梯度和压力梯度夹角较小, 因而产生的涡尺寸很小, 其左侧两角卷起形成两个主涡结构, 因而该气柱界面宽度较小而高度较大.

3) 在气柱变形演化过程中, 气柱中间 SF_6 质量分数分布变化不大, 气柱上下两侧随着主涡不断卷吸, 卷入大量环境流体涡核中进行混合, 混合区宽度不断增加. 在K-H不稳定性的作用下, 随着次级涡串的形成, 混合效果不断加强.

参考文献

- [1] Marble F E, Hendrics G J, Zukoski E E 1987 *AIAA* **87** 1880
- [2] Lindl J D, McCrory R L, Campbell E M 1992 *Phys. Today* **45** 32
- [3] Oran E S, Gamezo V N 2007 *Combust Flame* **148** 4
- [4] Sha S, Chen Z H, Zhang H H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064702 (in Chinese)[沙莎, 陈志华, 张焕好 2012 物理学报 **61** 064702]
- [5] Markstein G H 1957 *J. Aerosol. Sci.* **24** 238
- [6] Richtmyer R D 1960 *Commun. Pure Appl. Math.* **13** 297
- [7] Meshkov E E 1969 *Fluid Dyn.* **4** 101
- [8] Haas J F 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 41
- [9] Zhai Z G, Si T, Zou L Y, Luo X S 2013 *Acta Mech. Sin.* **29** 24
- [10] Bates K R, Nikiforakis N, Holder D 2007 *Phys. Fluids* **19** 036101
- [11] Hoi D N, Hamid A, Kevin R B, Nikos N 2011 *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* **16** 4158
- [12] Zou L Y, Liu C L, Tan D W, Huang W B, Luo X S 2010 *J. Vis.* **13** 347
- [13] Fan M R, Zhai Z G, Si T, Luo X S, Yang J M 2011 *Sci. China G: Phys. Mech. Astron.* **41** 862 (in Chinese) [范美如, 翟志刚, 司廷, 罗喜胜, 杨基明 2011 中国科学 G 辑: 物理学, 力学, 天文学 **41** 862]
- [14] Fan M R, Zhai Z G, Si T, Luo X S, Zou L Y, Tan D W 2012 *Sci. China G: Phys. Mech. Astron.* **55** 284

- [15] Sha S, Chen Z H, Xue D W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144701 (in Chinese)[沙莎, 陈志华, 薛大文 2013 物理学报 **62** 144701]
- [16] Tao Y S, Wang L F, Ye W H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075207 (in Chinese)[陶烨晟, 王立峰, 叶文华 2012 物理学报 **61** 075207]
- [17] Liu X D, Osher S, Chan T 1994 *J. Computat. Phys.* **115** 200
- [18] Jiang G, Shu C W 1996 *J. Computat. Phys.* **126** 202
- [19] Ranjan D, Oakley J, Bonazza R 2011 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **43** 117
- [20] Ye W H, Fan Z F, Wang L F 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 074704

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

Sha Sha^{1)2)†} Chen Zhi-Hua²⁾ Xue Da-Wen²⁾ Zhang Hui²⁾

1) (*Beijing Institute of Electronic System Engineering, Beijing 100854, China*)

2) (*Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)

(Received 16 November 2013; revised manuscript received 8 December 2013)

Abstract

Based on the large eddy simulation, combined with the 5th order weighted essentially non-oscillatory scheme and the immersed boundary method, the interaction between planar shock wave and two isosceles trapezoid SF₆ cylinders is numerically simulated. Our numerical results clearly show that the deformations of isosceles trapezoid cylinders are induced by the Richtmyer-Meshkov instability due to the interaction of shock wave with them. The reflecting, refracting and diffracting process of incident shock are discussed in detail, and the complex wave structures induced during these processes are revealed. In addition, the mixing mechanism of SF₆ gas and air is expatiated. Furthermore, the efforts are made to understand the difference in the evolution of the interface between these two isosceles trapezoid cylinders by analyzing the variation of four characteristic scales.

Keywords: Richtmyer-Meshkov instability, isosceles trapezia cylinder, mixing, wave structure

PACS: 52.57.Fg, 47.35.Lf, 47.27.ep

DOI: 10.7498/aps.63.085205

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11272156) and the Specialized Fund for Science Research of Nanjing University of Science and Technology, China.

† Corresponding author. E-mail: shasha19890629@163.com