论文

不同强度平面激波冲击下正方形 air/SF_6 界面演化的数值研究

张君鹏, 翟志刚*

中国科学技术大学近代力学系, 先进推进实验室, 合肥 230027

* 联系人, E-mail: sanjing@ustc.edu.cn

收稿日期: 2015-11-07; 接受日期: 2015-11-30; 网络出版日期: 2016-04-19

国家自然科学基金 (批准号: 11302219) 和自然科学基金委员会 - 中国工程物理研究院 NSAF 联合基金 (编号: U1530103) 资助项目

摘要 本文采用 VAS2D 数值研究了两种强度平面激波 ($Ma=1.18, 2.50$) 与 $\text{air}/\text{SF}_6/\text{air}$ 正方形界面作用后的 RM 不稳定性发展, 重点考察流场可压缩性对界面不稳定性发展的影响. 波系结构分析表明, 激波强度不同会导致复杂的激波-激波干扰发生的位置不同, 从而对界面形态, 尤其是射流结构的产生有重要影响. 低马赫数下复杂激波-激波干扰发生在界面内部, 诱导向外射流结构的产生; 而高马赫数下复杂激波-激波干扰发生在界面外部, 诱导向内射流结构的产生. 同时, 高马赫数下复杂的激波反射折射对界面发展有着重要的影响, 诱导多个射流结构的产生. 随着入射激波强度增大, 可压缩效应明显增强, 界面上产生涡量大小和分布有所不同. 强激波的冲击使得界面上累积更多的涡量, 涡结构增长迅速, 同时也观测到滑移面上有明显的涡量产生, 表明滑移面两侧流体的运动速度有较大差异. 强激波的压缩使得界面获得较高的运动速度, 界面宽度和高度同样具有较大的变化率. 此外, 强激波的冲击会导致两种气体之间混合速率增大, 极大地增强了气体之间的混合. 定性和定量结果表明, 可压缩性对流场的波系结构以及界面形态都有着重要的影响.

关键词 Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 方形界面, 混合面积, 数值模拟**PACS:** 47.20.-k, 47.20.Ma, 47.40.Nm

1 引言

当激波作用在两种不同密度流体的交界面时, 流场会呈现出复杂的流动现象, 这种由冲击加速度引起的流场不稳定性称为 Richtmyer-Meshkov 不稳定性 (简称 RMI)^[1,2]. RMI 是一种十分复杂的多尺度强非线性的物理问题, 是高能量密度物理研究的主要内容

之一, 不仅在流动稳定性、漩涡以及湍流形成机理方面有着重要的学术意义, 而且具有广泛的工程研究意义. 在惯性约束核聚变 (ICF) 中, 在冲击波压缩过程中一旦出现 RMI, 则 RMI 引起的湍流混合会降低靶的产额, 甚至影响其成败. 因此在 ICF 中应减弱或消除 RMI 的影响. 而在超燃中, 激波与火焰面相互作用引起的 RMI 会增大燃料与氧化剂的接触面积, 从

引用格式: 张君鹏, 翟志刚. 不同强度平面激波冲击下正方形 air/SF_6 界面演化的数值研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 064701

Zhang J P, Zhai Z G. Numerical investigation on air/SF_6 square block accelerated by planar shock with different strengths (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 064701, doi: 10.1360/SSPMA2015-00561

而提高燃料的燃烧效率. 在天体物理中, 超新星的坍塌与爆炸、射流、超新星反弹冲击波与外壳或周围非均匀星际云相互作用, 都与 RMI 密切相关. 自 1960 年 Richtmyer^[1] 对 RMI 问题进行严格的理论推导和分析预测以来, 科学工作者已对其做出了大量的研究, 主要表现在理论分析、实验研究和数值模拟 3 个方面^[3]. 由于实验研究存在界面生成、流场干扰与流场测量等方面的困难, 数值模拟则成为 RMI 研究的一个有效手段.

关于 RMI 的数值研究, 前人已经做了大量的工作^[4-8]. RMI 发展一般认为有两种机制: 一是压力扰动机制, 主要是由于激波汇聚、发散以及激波之间相互干扰在流场中产生压差, 进而导致界面的变形^[9]; 二是流场中产生涡量, 从而诱导界面不断发展演化. 涡量动力学方程为

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - \vec{\omega}(\nabla \cdot \vec{v}) + (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{v} + \nu \nabla^2 \vec{\omega} + \nabla \times \vec{f}, \quad (1)$$

其中, $\vec{\omega}$ 为涡量; $\nabla \rho$ 和 ∇p 分别为密度梯度和压力梯度; $\vec{v}$ 是速度; ν 是黏性系数; $\vec{f}$ 是体积力. 由该公式可知, 流场中有 5 个因素可以导致涡量的产生. 在本文研究的问题中, 激波与界面相互作用时间较短, 黏性效应可以忽略不计; 此外, 流场满足二维 (涡线的拉伸和扭曲导致涡量变化可以忽略) 及体积力有势 ($\nabla \times \vec{f}$ 对涡量的贡献可以忽略) 的条件, 故涡量输运方程可以简化为

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - \vec{\omega}(\nabla \cdot \vec{v}). \quad (2)$$

当激波强度较弱时, 流场的可压缩性同样可以忽略, 此时只有斜压项对涡量的产生有明显的贡献. 当激波强度较大时, 尤其是当入射激波马赫数超过 2.1 时, 波后将达到超声速流场, 流体质点在流动过程中体积的变化同样会对涡量的产生有较大的影响. 因此强激波作用下, 可压缩性对流场的影响不可忽略. 前人的研究主要集中于弱激波与界面的相互作用, 而对于强激波加速下 RMI 的研究较少. 计算方面, Zabusky 和 Zeng^[10] 研究了 R12 重气泡在不同强度平面激波 ($Ma < 5$) 作用下的演化区别, 着重考察了流场中涡量变化. 结果显示强激波作用下激波会在界面内部多

次反射折射, 极大地改变了界面上的涡量分布. 此外在高马赫数下, 界面内激波的反射会在上游界面产生弱的射流结构. Bagabir 和 Drikakis^[11] 研究了球形氦气泡在不同强度激波 ($1.22 < Ma < 6$) 作用下的演化过程, 结果表明在高马赫数激波冲击下界面变形的速率更大, 而且流场中出现了低马赫数条件下不存在的二次反射激波. 实验方面, Ranjan 等人^[12] 采用片光技术实验研究了氦气泡在 $Ma=2.88$ 的强激波冲击下的演化过程, 第一次从实验上同时观测到主涡环和二次涡环结构. 类似地, Ranjan 等人^[13] 实验研究了氦气泡在 $Ma=2.95$ 激波冲击下的演化过程, 发现了在低马赫数下不存在的二次涡环和三次涡环. 这些结构的产生主要是由于强激波的各种反射和折射引起的. 除了球形界面以外, Rikanati 等人^[14] 采用实验、理论和计算方法研究了高强度激波冲击对单模界面演化的影响, 结果表明高马赫数激波对单模界面扰动增长的线性阶段产生了较大的影响. 通过调研发现, 关于高强度激波诱导的 RMI 研究中界面的形状主要针对单模和球形界面. 单模界面易于进行理论分析, 而球形这种多模界面虽然易于生成, 但由于界面上下游部分涡量产生的复杂性, 难以开展理论分析. 方形作为一种多模界面, 在平面激波冲击之后, 与激波面平行的竖直界面上没有涡量产生, 而与激波面垂直的水平界面上沉积的涡量则可以近似认为是一个常数, 这对于开展激波-多模界面相互作用前期的理论分析是十分有利的. 由于生成方形界面比较困难, 相关的实验和数值研究比较少. 范美如等人^[15,16] 对平面弱激波 ($Ma=1.20$) 与不同形状界面相互作用进行了数值研究, 考察了界面初始形状对不稳定性发展的影响. Bates 等人^[17] 采用网格约束的方式在实验中形成了无膜的四边形界面, 并开展了弱激波与四边形界面相互作用的实验和数值研究. 在我们前期的工作中利用细针约束肥皂膜方法, 成功生成长方形、三角形、菱形等多边形界面, 并进行了平面弱激波 ($Ma \sim 1.20$) 与多边形 SF_6 重气柱^[18,19] 和氦气及氮气轻气柱^[20,21] 相互作用的实验研究, 获得了波系发展和界面演化的规律, 这为后期开展强激波与多边形多模界面相互作用的实验研究提供了必要条件. 作为实验研究流场可压缩性效应的前期工作, 本文数值研究了正方形界面在两种不同强度 ($Ma=1.18$

和 $Ma=2.50$) 激波作用下的演化过程, 着重探讨激波强度对流场中波系结构和界面形态的影响, 为以后实验研究高强度激波与多模界面相互作用过程奠定了基础.

2 计算方法

本文研究的 RMI 问题时间较短, 流场中的黏性作用可以忽略, 因此流场可以用可压缩的欧拉方程来描述, 其控制方程为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} + \frac{\partial G(U)}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

其中, $U = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho Y_s)^T$; $F(U)$, $G(U)$ 分别为

$$F(U) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho E + p)u \\ \rho Y_s u \end{pmatrix}, G(U) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho E + p)v \\ \rho Y_s v \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中 ρ 表示密度, p 表示压力, u 和 v 分别表示水平和垂直方向的速度, E 表示内能. 由于界面内外气体之间相互渗透, 实验中方形界面体积较小, 受到空气的污染不能忽略, 而环境气体体积较大, 可认为是纯气体环境. 为了方便和本课题组之前的实验结果进行对比, 计算中界面内气体的质量分数设置和文献^[19] 相同, 即界面内部为 94% 的 SF_6 和 6% 空气的混合物 (质量分数). Y_s 是界面内气体 SF_6 在混合物中所占的质量分数, 则界面内 air 的质量分数为 $Y_a = 1 - Y_s$. 混合物的状态方程可以表示为: $p = \rho T(Y_s R_s + Y_a R_a)$, 其中 R_s 和 R_a 分别表示 SF_6 和 air 的气体常数, T 表示混合气体的温度, 混合物的总能 E 为 $E = Y_s e_s + Y_a e_a + (u^2 + v^2)/2$, 其中 e_s 和 e_a 分别表示两种气体的比内能.

本文采用 Sun 和 Takayama 编制的 VAS2D 程序 (2-Dimensional & axisymmetric Vectorized Adaptive Solver^[22, 23]). 该程序采用自适应的非结构四边形网格和 MUSCL-Hancock 方法来求解 Euler 方程或 NS 方程, 在空间和时间上具有二阶精度. 该程序的可靠

性已经在非定常流动中相变^[24], 激波 - 气泡相互作用^[25], 以及多边形界面与平面激波相互作用^[18] 等研究中得到了广泛的验证, 可以准确捕捉激波面、接触面以及稀疏波等. 此外, 高温非平衡效应下的激波反射与激波干扰研究^[26] 验证了该程序在强激波条件下的可靠性.

为保证计算精度, 本文计算均采用: 最大 (比较光滑的区域) 网格间距 0.25 mm, 最小 (间断附近) 网格间距 0.0625 mm, 该网格尺度能够较好地捕捉间断面^[18, 25]. 由于研究问题的对称性, 本文的计算区域只取一半 275 mm × 77 mm, 以减少数据量以及计算时间. 计算的初始条件和边界条件如图 1 所示, 环境气体为空气, 实验气体实际上为 SF_6 和空气的混合物, 初始压力均为一个大气压, 初始温度为 298 K. 正方形界面边长 56.6 mm, 激波从左往右传播, 端壁为开口条件, 上壁面为固壁, 下壁面为对称固壁, 流场中的相关参数如表 1 所示.

3 数值结果与讨论

3.1 波系分析

图 2 是两种工况下平面激波与正方形 SF_6 界面作用前期的数值纹影云图. 在 $Ma=1.18$ 工况下, 如 (a) 组云图所示, 入射激波 (is) 冲击界面后, 由于入射角 θ 为 0, 激波在界面上的折射为规则折射, 在界面内外分别形成透射激波 (ts) 和反射激波. 由于空气声阻抗比 SF_6 声阻抗低, 入射激波运动速度快于界面内透射激波的运动速度 (如 (a) 中 145 μs 所示). 随着入射激波在上下界面运动, 生成的折射激波 (rs) 与界面的

图1 数值模拟的初始条件及边界条件

Figure 1 The initial and boundary conditions of the computation.

表 1 计算中相关物理参数 (根据一维气体动力学理论得到). Ma , 入射激波马赫数; V_i , 入射激波速度; U_{air} , 入射激波波后空气气流速度; a_{2air} , 入射激波波后声速; M_t , 界面内透射激波马赫数; V_t , 透射激波速度; U_{SF_6} , 透射激波波后 SF_6 气流速度; a_{2SF_6} , 透射激波波后声速. 速度单位为 m/s. 空气中的声速为 346 m/s, 界面内 SF_6 和空气混合物的声速为 152 m/s. 参考温度和压强分别为 298 K 和 101325 Pa

Table 1 Physical quantities obtained by one-dimensional gas dynamics theory. Ma , incident shock Mach number; V_i , incident shock velocity; U_{air} , flow velocity behind the incident shock; a_{2air} , sound speed of air behind the incident shock; M_t , transmitted shock Mach number; V_t , transmitted shock velocity; U_{SF_6} , SF_6 flow velocity behind the transmitted shock; a_{2SF_6} , sound speed of SF_6 behind the transmitted shock. Unit of velocity: m/s. The sound speed of unshocked air is 346 m/s, and the sound speed of unshocked mixture gas of SF_6 and air inside the volume is 152 m/s. The reference temperature and pressure are 298 K and 101325 Pa, respectively

Ma	V_i	U_{air}	a_{2air}	M_t	V_t	U_{SF_6}	a_{2SF_6}
1.18	409.1	96.1	366.1	1.26	192.7	67.7	156.8
2.50	866.8	607.4	506.6	3.29	502.8	428.6	191.6

交点滞后于入射激波, 入射激波在界面连接处变成一个弯曲的马赫杆 (ms), 规则折射演化为非规则折射. 从上下边界进入界面内的折射激波与透射激波相互作用, 生成 2 个马赫杆和 4 个三波点 (tp), 以及 4 个较弱的弧形激波 (s1, s2, (a) 中 205 μs). 随着时间的推移, 入射激波会沿着下游界面绕射, 形成绕射

激波 (ds). 由云图可见, 绕射激波的强度是比较弱的. 界面内部的激波逐渐向下游边界对称面处汇聚 (304 μs), 激波之间复杂的相互干扰 (SSI, shock-shock interaction, 如图 2 中圆形虚线框所示) 会在界面内部形成一个高压区, 从而影响界面的形态.

当激波马赫数增大到 $Ma=2.50$ 时, 如图 2(b) 所示, 由云图比较可见, 入射激波强度增大, 透射激波、折射激波、绕射激波、马赫杆、弧形激波等强度也增大. 由于波后是超声速气流 (气流速度达到 600 m/s), 可以看到反射激波 (rls) 几乎静止不动, 说明反射激波的绝对速度与入射激波波后气流速度大小相当. 不同的是, 在 $Ma=1.18$ 中, 外部绕射激波首先在下流中心处相遇, 然后界面内部激波才在下流界面附近相遇. 而在 $Ma=2.50$ 中, 在外部绕射激波相遇之前, 以及内部激波相互干扰之前, 透射激波在未受干扰的情况下已经穿过下游界面 (126 μs), 形成二次透射激波. 之后在下游界面外部中心附近, 绕射激波以及各种二次透射激波相互作用, 形成一个较为复杂的波系结构 (132–142 μs). 激波的相互干扰 (SSI) 势必会在界面外部产生一个高压区, 这与 $Ma=1.18$ 中高压区在界面内部产生恰好相反. 从波系比较中可以看出, 低马赫数下, 波系之间的干扰发生在界面内部, 从而界面内部的压力变化较为复杂. 而高马赫数下, 波系之

图 2 平面激波与正方形 SF_6 界面作用前期的数值纹影云图. (a) $Ma=1.18$; (b) $Ma=2.50$. is: 入射激波; rs: 折射激波; ts: 透射激波; ms: 马赫杆; ds: 绕射激波; SSI: 激波 - 激波干扰. $Ma=2.50$ 工况中, 方形虚线框中的部分被放大显示, SSI 和 Winkler vortex pair 如圆形虚线框所示

Figure 2 The numerical schlieren pictures showing the early evolution of an SF_6 square impacted by a planar shock. (a) $Ma=1.18$; (b) $Ma=2.50$. is: incident shock; rs: refracted shock; ts: transmitted shock; ms: Mach stem; ds: diffracted shock; SSI: shock-shock interaction. In the case of $Ma=2.50$, the results denoted by square dashed lines are zoomed in for clear visualization, and SSI and Winkler vortex pair are indicated by circle dashed lines.

间的干扰发生在界面外部, 而界面内部, 尤其是对称面附近的压力变化相对简单. 此外, 在 $Ma=2.50$ 情况下, 在二次透射激波上游出现了 Winkle 涡对^[27], 如 $t=142 \mu\text{s}$ 中的矩形虚线框所示. Winkle 涡对只有超声速流场中才会出现, 是超声速流场的典型特征.

3.2 界面形态演化

图 3(a) 和 (b) 分别是正方形 SF_6 界面在 $Ma=1.18$ 和 $Ma=2.50$ 的平面激波冲击下的演化图像, 其中上半部分是数值涡量云图, 下半部分是数值纹影云图. 对于 $Ma=1.18$ 来说, 入射激波与界面作用后, 由于斜压效应, 上界面生成顺时针旋转负涡量, 上游两顶点在涡量作用下立即产生方向相反的上游涡对 (UVP) ($145\text{--}304 \mu\text{s}$). 激波经过下游顶点后同样会在下游两顶点处形成下游涡对 (DVP). 由波系分析可知, 界面内各个激波之间的相互干扰发生在界面内部靠近下游界面附近, 激波 - 激波干扰会产生一个高压区. 同时, 界面内的激波遇到下游界面再次发生透射, 产生的二次透射激波会在下游界面上产生逆时针旋转的正涡量, 如 $t=385 \mu\text{s}$ 所示. 在高压区以及涡量诱导下, 下游界面中心产生一个向外的射流结构, 如 $t=385\text{--}530 \mu\text{s}$ 所示. 随着时间的发展, 上下游涡结构以及射流结构不断增大, 上游涡结构逐渐追上并吞没下游涡结构 ($1400 \mu\text{s}$). 最终由于黏性耗散, 射流和

涡结构逐渐变得模糊不清. 本文的数值结果与已有的实验结果相比^[19], 无论在波系结构还是界面形态上, 都取得了定性的吻合.

当入射激波马赫数增大到 2.50 时, 由于此时波后是超声速气流, 流场的压缩效应明显增强. 由图可见, 上界面在激波压缩下弯曲程度十分明显, 由于激波强度增大引起压力梯度增大, 由斜压效应引起的涡量也明显增大, 上游两顶点处的涡结构比低马赫数下要明显很多 ($69 \mu\text{s}$), 方形界面的体积在激波冲击之后急剧减小 ($126 \mu\text{s}$). 在上游涡中, 同时有正负涡量的累积. 由于在界面内部发生激波 - 激波干扰, 气流经过不同激波的扰动产生的熵增不一样, 从而产生滑移面. 虽然滑移面两侧气流压力相等, 速度方向一致, 但气流速度大小不同, 从而诱导剪切涡量的产生. 从 $t=69 \mu\text{s}$ 时刻的放大图可以看到, 在折射激波与马赫杆相交处的滑移面上产生正涡量, 在透射激波、马赫杆以及激波 s_2 相交处的滑移面上产生负涡量, 涡量的正负与波后气流速度大小是密切相关的. 在 $Ma=1.18$ 工况下, 上半平面内的正涡量是不明显的, 主要是因为激波强度较弱, 滑移面两侧速度差异不明显, 产生的剪切涡量幅值较小. 对比两种工况还可以发现, 上游界面中心在激波冲击后相比上游涡结构而言均有不同程度内凹的趋势. 对于内部是重气体的界面而言, 产生的涡量主要是抑制界面运动的. 因此, 在激波冲击界面之后, 上游涡结构附近

图 3 平面激波与正方形 SF_6 界面相互作用的数值涡量云图 (上半部分) 和数值纹影云图 (下半部分). (a) $Ma=1.18$; (b) $Ma=2.50$. UVP, 上游涡结构; DVP, 下游涡结构; HPZ, 高压区

Figure 3 The numerical vorticity contour (upper) and schlieren contour (lower) of an SF_6 square impacted by a planar shock. (a) $Ma=1.18$; (b) $Ma=2.50$. UVP, upstream vortex pair; DVP, downstream vortex pair; HPZ, high pressure zone.

图4 $t=132 \mu\text{s}$ 时, 对称面上的压力分布, $Ma=2.50$. a, b 所在的位置分别为 $x=71 \text{ mm}$ 和 $x=76 \text{ mm}$

Figure 4 The pressure profile along the symmetry plane at $t=132 \mu\text{s}$ for $Ma=2.50$ planar shock. a and b are located at $x=71 \text{ mm}$ and $x=76 \text{ mm}$, respectively.

的界面运动是受到抑制的, 从而导致上游中心处界面的运动超前于涡结构. 入射激波强度越大, 涡量对界面运动的抑制作用就越大, 涡结构与上游界面中心之间的速度差异也就越大, 在高马赫数下表现为上游界面中心内凹的更明显 ($126\text{--}171 \mu\text{s}$). 随着涡结构的发展以及界面内部复杂波系对上游界面的多次扰动, 这种内凹趋势逐渐消失 ($225 \mu\text{s}$).

在波系分析中指出, 高马赫数下, 复杂的激波干扰发生在下游界面外部. 即使如此, 界面内部靠近下游界面附近仍存在折射激波、激波 s_1 以及马赫杆之间的相互干扰, 从而在界面内部对称轴上下部分产生两个高压区 (high pressure zone: HPZ), 诱导两个向外射流的产生 ($132\text{--}171 \mu\text{s}$). 在 $t=171 \mu\text{s}$, 我们可以看到在下游界面对称轴处产生一个向内的射流 (reversed jet), 这个射流在 $t=225 \mu\text{s}$ 时刻变得更加明显. 前面介绍过, 界面外部会发生复杂的激波 - 激波干扰, 同样会在界面外部产生高压区, 导致向内的射流产生. 为了定量地说明产生的高压, 图4给出了 $t=132 \mu\text{s}$ 时刻, 沿着界面对称轴处的压力变化曲线, 提取压力的范围如图中的 a, b 所示, a, b 对应的位置分别为 $a=71 \text{ mm}$, $b=76 \text{ mm}$. 透射激波与下游界面作用后, 由于向上游反射稀疏波, 压力沿轴线有所下降 (如 $x=73\text{--}74.5 \text{ mm}$ 段所示). 可以看出, 激波 - 激波干扰在界面外部产生了较高的压力, 致使向内射流的产生. 激波相互

干扰后产生的发散激波的强压缩作用极大地改变了下游涡结构 (DVP) 的形态, 如 $t=171 \mu\text{s}$ 时刻所示. 激波的压缩作用使得下游涡结构经历了先减小后增大的过程. 此后, 在对称轴处同样也产生了一个向外的射流结构 ($225 \mu\text{s}$), 这与高强度激波复杂的反射、折射产生的压力是相关的. 与低马赫数情况类似, 激波冲击界面之后, 界面顶点处均产生了涡结构, 且上游涡结构逐渐吞并下游涡结构. 不同的是, 在高马赫数激波冲击下, 界面上沉积的涡量较多, 诱导涡结构快速发展, 导致两种流体之间的混合速度加快. 同时, 流场中的二次不稳定性的发展明显加剧, 产生许多小尺度的涡结构 ($t=225\text{--}268 \mu\text{s}$).

3.3 流场特征

为了进一步研究入射激波马赫数对界面 RM 不稳定性演化的影响, 我们对界面在演变过程中的特征尺寸的变化进行定量测量, 包括界面的位移、宽度和高度的变化以及涡心位移的变化, 如图5和6所示. 图5(a)中给出了界面几何特征的说明, 其中 X_{left} 和 X_{right} 分别代表界面左边界和右边界, 界面宽度 L 定义为 $L=X_{\text{right}}-X_{\text{left}}$, 界面高度为 H . 从图5(a)中可以看出, 由于入射激波强度的差异, 界面在激波的冲击作用下运动速度有较大区别, 相差7倍左右.

界面宽度的发展体现了激波对界面流向尺寸变化的影响. 由于激波的压缩作用, 界面宽度在激波冲击早期都是减小的. 不同强度激波的冲击使得上游界面运动速度不同, 导致宽度在早期呈现不同的减小率. 如图5(b)所示, 当 $Ma=2.50$ 时, 界面宽度迅速下降, 下降速率 (约为 210 m/s) 比 $Ma=1.18$ 工况下 (约为 47 m/s) 快得多. 压缩阶段过后, 界面宽度开始增长, 增长速度与上下游界面速度差相关. 高马赫数下, 二者速度差异较大, 下游界面运动速度较大, 从而使得界面宽度增长迅速. 由于界面上各种涡的运动速度不一样, 而下游界面的位置总是以运动速度最快的涡结构边缘为准. 也就是说在不同时刻, 下游界面的测量位置可能来源于不同的涡结构, 从而会使得宽度的变化出现震荡.

界面高度的发展体现了激波对界面展向压缩效应的影响. 两种工况下 H 都是由上游涡的边界决定.

图5 (网络版彩图) 两种工况下左右界面位移随时间变化 (a), 界面宽度和界面高度随时间变化 (b)

Figure 5 (Color online) Time-variation of upstream and downstream interface displacements (a) and variations of width and height with time (b) between two cases.

图6 (网络版彩图) 两种工况下涡心位移随时间变化

Figure 6 (Color online) Time-variation of vortex core displacement with time between two cases.

由于上游涡结构在自诱导作用下不断发展, 使得界面高度随时间一直呈增长趋势. 由于 $Ma=2.50$ 的激波作用产生的涡量更多, 大部分涡量均集中在上游涡结构中. 因此上游涡结构发展更快, 使得高马赫数下的界面高度增长速率更大. 尤其是到了界面发展后期, 对于低马赫数而言, 上游涡中存储的涡量随着时间逐渐耗散, 使得涡结构的发展速度变缓, 从而影响界面高度的发展. 而对于高马赫数而言, 由于涡量幅值较大且涡量较为集中, 使得涡结构的发展能够持续较长时间, 从而持续影响界面高度的发展.

除了界面的宽度、高度变化外, 我们还测量了上游涡心位移随时间的变化, 如图 6 所示. 涡心速度能够反映涡量的大小, 是描述流场的一个重要物理量. 由图可见, 高马赫数下涡心速度要大的多. Rudinger 和 Somers^[28] 曾提出一个理论模型 (简称 RS 模型) 来预测涡的速度: $V_v = U_{\text{air}}(1 - 0.203A^+)$, 其中 V_v 是涡的速度; A^+ 是波后 Atwood 数, 定义为 $A^+ = (\rho_2^+ - \rho_1^+)/(\rho_2^+ + \rho_1^+)$, ρ_1^+ 和 ρ_2^+ 分别是入射激波波后空气密度以及界面内透射激波波后混合气体密度. 在他们的模型中假设气柱在激波冲击之后已充分发展为一个涡对. 本文的界面主要是由上游涡结构主导, 因此可近似满足 RS 模型的假设. 由 RS 模型预测的涡速度以及从计算结果中得到的涡速度列于表 2 中. 可以发现 RS 模型可以在一定程度上预测涡结构的速度, 激波强度越大时, 理论和数值结果之间的相对误差越小, 可能是因为在高强度激波冲击下, 下游涡结构的发展受到了极大的抑制, 流场中的涡量主要存储在上游涡结构中, 这与 RS 模型的假设更为接近.

为了定量比较不同强度入射激波冲击下界面内外两种气体的混合程度, 图 7 给出了混合区域面积随

表 2 涡速度理论和数值结果的对比. V_v —RS, RS 模型预测值; V_v —num, 数值结果

Table 2 Comparison of vortex velocity between numerical and theoretical results. V_v —RS, vortex velocity predicted from RS model; V_v —num, vortex velocity from numerical simulation

Ma	V_v —RS	V_v —num
1.18	79	90
2.50	520	510

图7 (网络版彩图) 混合区面积随时间变化

Figure 7 (Color online) Time-variation of mixing area between two cases.

时间变化的曲线, 混合区面积 A 定义如下:

$$A = \sum a_i, 0.1 \leq \eta_i \leq 0.9, \quad (5)$$

其中 η_i 表示第 i 个网格的 SF_6 的质量分数, a_i 表示网格 i 的面积. 从图中可以看出, 两种工况下, 混合区域面积增长速度基本都呈线性增长, 但相差很大, 增长速率分别约为 $124.97 \text{ mm}^2/\mu\text{s}$ 和 $14.33 \text{ mm}^2/\mu\text{s}$, 比值为 8.72:1, 说明了强度更大的入射激波冲击气体界面时, 会导致气体之间的混合速度急剧上升, 气体间混合更加剧烈.

4 结论

本文采用 VAS2D 程序数值研究了两种强度平面激波 ($Ma=1.18, 2.50$) 与正方形 SF_6 界面作用后的 RM 不稳定性的发展, 重点考察气体可压缩性对不稳定性发展的影响. 对波系、涡量、界面演化及混合区域面积随时间的变化进行了对比分析, 得到了以下结论:

1. 随入射激波马赫数增大, 透射激波、折射激波、绕射激波、马赫杆、弧形激波等强度增大. 由于透射激波、折射激波和衍射激波运动速度不同, 复杂

的激波-激波干扰发生的位置也不同. 在低马赫数下, 复杂激波-激波干扰发生在界面内部靠近下游界面对称面附近, 产生的高压区促进了向外射流的产生. 在高马赫数下, 复杂激波-激波干扰则发生在界面外部对称面附近, 促进了向内射流的产生. 此外, 在界面内部上下半平面内, 同样会发生相对简单的波系干扰. 由于激波强度较大, 简单的波系干扰引起的压力足以诱导向外射流的产生. 高强度激波下复杂的激波反射折射给流场注入足够能量, 引起流场中压力的变化也较为复杂. 在马赫数 2.50 工况下, 同样观测到只有超声速流场中才会产生的 Winkler 涡对.

2. 激波强度增大, 波系对界面和气体的压缩效应更加明显. 由于斜压机制, 不同强度的平面激波作用于界面后产生的涡量幅值不同, 使得涡结构的尺寸差异较大. 激波强度越大, 滑移面两侧流体速度差异越大, 从而滑移面上产生的涡量也就越多. 由于压力扰动的不同, 在低马赫数下只看到一个明显的外向射流. 而在高马赫数下则观测到四个较为明显的射流, 其中包括反向射流结构, 说明不同马赫数下流场中的压力分布及压力幅值有较大的不同. 入射激波强度越高, 界面获得的运动速度越大, 上下游界面的速度差异越大, 导致界面宽度变化幅度较大. 界面位移以及界面尺寸的定量数据表明, 本文两种工况下界面速度相差 7 倍左右, 界面宽度变化率相差 4 倍左右. 同样地, 强激波诱导的涡结构发展较快, 使得界面高度增长速率增大. 数值中得到的涡速度与已有的理论模型进行了对比, 获得了一致性. 此外, 气体的混合面积变化表明, 激波强度越大, 气体之间的混合速率越快, 本文两种工况下气体之间的混合速率相差 9 倍左右.

定性和定量结果表明, 高强度激波冲击下, 流场中复杂的波系干扰以及复杂的激波反射折射对界面的演化产生了较大的影响. 流场的可压缩性不能忽略. 此外这些现象充分说明了斜压机制和压力扰动机制共同影响着 RM 不稳定性的发展.

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 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]
- 4 Meyer K A, Blewett P J. Numerical investigation of the stability of a shock accelerated interface between two fluids. *Phys Fluids*, 1972, 15: 753–759
- 5 Latini M, Schilling O, Don W S. High-resolution simulations and modeling of reshocked single-mode RMI comparison to experimental data and to amplitude growth model predictions. *Phys Fluids*, 2007, 19: 024104
- 6 Baltrusaitis R M, Gittings M L, Weaver R P, et al. Simulation of shock-generated instabilities. *Phys Fluids*, 1996, 8: 2471–2483
- 7 Bai J S, Wang T, Zou L Y, et al. Numerical simulation for shock tube and jelly interface instability experiments (in Chinese). *Chin J Appl Mech*, 2009, 26: 418–425 [柏劲松, 王涛, 邹立勇, 等. 激波管实验和果冻实验界面不稳定性数值计算. *应用力学学报*, 2009, 26: 418–426]
- 8 Yan C L, Sun D J, Yin X Y, et al. Numerical simulation of Richtmyer-Meshkov instability (in Chinese). *Chin J Comput Phys*, 2001, 18: 27–32 [严长林, 孙德军, 尹协远, 等. Richtmyer-Meshkov 不稳定性的数值模拟. *计算物理*, 2001, 18: 27–32]
- 9 Haas J F, Sturtevant B. Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities. *J Fluid Mech*, 1987, 181: 41–76
- 10 Zabusky N J, Zeng S M. Shock cavity implosion morphologies and vortical projectile generation in axisymmetric shock-spherical fast/slow bubble interactions. *J Fluid Mech*, 1998, 362: 327–346
- 11 Bagabir A, Drikakis D. Mach number effects on shock-bubble interaction. *Shock Waves*, 2001, 11: 209–218
- 12 Ranjan D, Anderson M, Oakley J, et al. Experimental investigation of a strongly shocked gas bubble. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 184507
- 13 Ranjan D, Niederhaus J, Motl B, et al. Experimental investigation of primary and secondary features in high-Mach-number shock-bubble interaction. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 024502
- 14 Rikanati A, Oron D, Sadot O, et al. High initial amplitude and high Mach number effects on the evolution of the single-mode Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Rev E*, 2003, 67: 026307
- 15 Fan M R, Zhai Z G, Si T, et al. Numerical simulation of interface shape with different shape accelerated by a planar shock (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2011, 41: 862–869 [范美如, 翟志刚, 司廷, 等. 激波与不同形状界面作用的数值模拟. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2011, 41: 862–869]
- 16 Fan M, Zhai Z, Si T, et al. Numerical simulations of interface with different shape accelerated by a planar shock. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2012, 55: 284–296
- 17 Bates K R, Nikiforakis N, Holder D. Richtmyer-Meshkov instability induced by the interaction of a shock wave with a rectangular block of SF₆. *Phys Fluids*, 2007, 19: 036101
- 18 Wang M, Si T, Luo X. Generation of polygonal gas interfaces by soap film for Richtmyer-Meshkov instability study. *Exp Fluids*, 2013, 54: 1427
- 19 Luo X, Wang M, Si T, et al. On the interaction of a planar shock with an SF₆ polygon. *J Fluid Mech*, 2015, 773: 366–394
- 20 Wang M, Si T, Luo X. Experimental study on the interaction of planar shock wave with polygonal helium cylinders. *Shock Waves*, 2015, 25: 347–355
- 21 Zhai Z, Wang M, Si T, et al. On the interaction of a planar shock with a light polygonal interface. *J Fluid Mech*, 2014, 757: 800–816
- 22 Sun M, Takayama K. Conservative smoothing on an adaptive quadrilateral grid. *J Comput Phys*, 1999, 150: 143–180
- 23 Sun M. Numerical and Experimental Studies of Shock Wave Interaction with Bodies. Dissertation for the Doctoral Degree. Sendai: Tohoku University, 1998
- 24 Luo X, Prast B, Dongen M E H, et al. On phase transition in compressible flows: modelling and validation. *J Fluid Mech*, 2006, 548: 403–430
- 25 Zhai Z, Si T, Luo X, et al. On the evolution of spherical gas interface accelerated by a planar shock wave. *Phys Fluids*, 2011, 23: 084104
- 26 Li J, Zhu Y, Luo X. On type VI-V transition in hypersonic double-wedge flows with thermo-chemical non-equilibrium effects. *Phys Fluids*, 2014, 26: 086104
- 27 Winkler K H, Chalmers J W, Hodson S W, et al. A numerical laboratory. *Phys Today*, 1987, 40: 28–37
- 28 Rudinger G, Somers L M. Behaviour of small regions of different gases carried in accelerated gas flows. *J Fluid Mech*, 1960, 407: 161–176

Numerical investigation on air/SF₆ square block accelerated by planar shock with different strengths

ZHANG JunPeng & ZHAI ZhiGang*

*Advanced Propulsion Laboratory, Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China,
Hefei 230027, China*

Evolution of an SF₆ square block accelerated by a planar shock with different Mach numbers ($Ma=1.18, 2.50$) is numerically investigated using VAS2D algorithm, focusing on the compressible effect on the flow instability development. The wave patterns show that different shock strengths will result in the difference in location of shock-shock interaction occurring, and consequently have a prominent influence on interface morphology, especially on the jet structure. The results indicate that for a low Mach number, complicated shock-shock interaction occurs inside the volume, causing an outward jet formation. For a high Mach number, on the contrary, complicated shock-shock interaction occurs outside the volume, inducing an inward jet formation. Meanwhile, the shock reflection and refraction at interface for the high Mach number are so complicated that several additional jets generate and the interface is disturbed heavily. As shock Mach number increases, the compressible effect increases and vorticity amplitude and distribution also behave differently. More vorticity will deposit at the interface after impacted by a stronger shock wave, resulting in the vortex pair growing faster. Besides, vorticity is also clearly observed at the slip surface for the stronger shock wave, indicating that the obvious difference in velocity amplitude occurs at both sides of slip surface. Compressed by the stronger shock wave, the interface acquires a larger velocity, and the interface width and height also change greatly. Furthermore, the impact of the stronger shock wave greatly increases the mixing between two gases. Qualitative and quantitative results in this work demonstrate that the compressible effect has a significant influence on wave pattern and interface evolution.

Richtmyer-Meshkov instability, square, mixing area, numerical simulation

PACS: 47.20.-k, 47.20.Ma, 47.40.Nm

doi: 10.1360/SSPMA2015-00561