

不同界面组分分布对 Richtmyer-Meshkov 不稳定性的影响*

张升博¹⁾ 张焕好^{1)†} 陈志华¹⁾ 郑纯^{2)‡}

1) (南京理工大学, 瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094)

2) (南京理工大学机械工程学院, 南京 210094)

(2022 年 11 月 1 日收到; 2023 年 3 月 18 日收到修改稿)

基于二维非定常 Euler 方程, 对平面激波与不同界面组分分布下氦气气柱作用过程所引起的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性现象进行了数值模拟, 探讨了激波冲击轻质气柱后气柱界面形态的演变及流场波系结构, 定量分析了气柱特征尺度(气柱长度、高度和中轴宽度)和气柱体积压缩率随时间变化. 此外, 结合流场压强、速度、环量和气体混合率, 多角度分析了激波驱动界面气体混合的流动机制, 获得了不同界面组分分布对界面不稳定性的影响. 结果表明, 随着气柱界面从完全扩散界面向间断界面的过渡, 界面两侧的声反射系数随之增大, 使入射激波与气柱界面的作用由常规透射转变为非常规透射, 反射激波逐渐加强, 透射激波逐渐减弱, 使得 Richtmyer-Meshkov 不稳定性随之增强; 同时, 界面两侧阿特伍德数的增大, 加强了 Rayleigh-Taylor 不稳定性与 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的发展. 此外, 界面不稳定性的加强使得流场环量增大, 导致气体混合率的增长速率随之升高.

关键词: Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 间断界面, 扩散界面, 氦气柱, 激波

PACS: 52.57.Fg, 47.35.Lf, 47.40.Nm

DOI: 10.7498/aps.72.20222090

1 引言

激波冲击不同密度气体分界面过程中, 会在界面附近发生反射、透射及衍射等系列复杂的流动现象, 诱导界面扭曲变形, 导致涡的产生与合并, 最终向湍流转捩增强了界面两侧流体的混合^[1]. 该现象最早于 1957 年由 Markstein^[2] 提出, 而后 Richtmyer^[3] 基于 Taylor 线性理论对其进行了严格的理论推导和分析研究, 随后通过 Meshkov^[4] 的激波管试验对该预测进行了验证. 此后, 该现象被称为 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性^[3,4]. 此现象

常伴随着 Kelvin-Helmholtz (KH) 不稳定性^[5,6] 和 Rayleigh-Taylor (RT) 不稳定性^[7,8] 出现, 并广泛存在于兵器发射、航空航天、惯性约束核聚变^[9]、爆燃爆轰及天体物理中的超新星爆炸^[10,11] 等领域, 因而在学术和工程领域有着重要的研究价值.

自提出 RM 不稳定性以来, 国内外学者对激波冲击各种形状气体界面的过程进行了大量实验论证和数值研究^[12–15]. Haas 和 Sturtevant^[13] 利用火花阴影光学系统分别研究了平面激波与圆形有膜 (He 和 R₂₂) 气柱和球形有膜 (He 和 R₂₂) 气泡的相互作用过程, 并对流场发展与界面演化做出分析. Layes 等^[16–19] 首次利用高速摄影技术实验测

* 国家自然科学基金 (批准号: 12072162, 12102196)、江苏省自然科学基金 (批准号: BK20210322)、中国博士后科学基金 (批准号: 2022M711642) 和江苏省研究生科研与实践创新计划项目 (批准号: KYCX22_0492) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhanghuanhao@njsut.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: Chun9211@njust.edu.cn

量了界面不稳定性,并对平面激波与球形界面的相互作用开展了大量的实验研究工作,其中涉及到多种激波强度和多种气体(氩气、氮气和氦气)界面.近年来,许多激波与不同形状气柱的作用过程实验经过了深入的研究.王明虎等^[20]利用细针约束肥皂膜法形成了正方形、三角形和菱形重质(SF_6)气柱界面,并采用高速纹影方法和数值方法研究了多边形界面在激波诱导下不稳定性的增长过程.翟志刚等^[15]实验研究了激波与矩形、长方形、三角形、菱形轻质(He)气柱作用过程中复杂波系结构以及界面扰动发展过程,发现激波与轻气柱发生非常规透射,并出现非常规透射之间的转换.罗喜盛等^[21]对激波与矩形、长方形、三角形、菱形重质(SF_6)气柱进行研究,发现不同几何外形气柱具有不同的波系结构和射流现象.范美如等^[22]使用VAS2D (two-dimensional & axisymmetric vectorized adaptive solver) 程序对平面激波冲击长方形、三角形、椭圆形等多种形状的 SF_6 重气柱过程进行了数值模拟,通过波系结构、涡量和界面演变分析了不同形状界面导致界面演变差异的机理.王显圣等^[23]采用有限体积法结合网格自适应技术的VAS2D程序对入射激波以及反射激波与重气柱作用过程进行了二维数值模拟,通过改变激波管尾端与气柱之间的距离来调节反射激波作用已经变形的气柱的时间,对入射激波以及反射激波与气柱作用过程中气柱形态、界面尺寸以及环量演化过程进行了详细的分析.本课题组沙莎等^[24,25]对激波冲击圆形 R_{22} 重气柱和梯形 SF_6 重气柱进行了数值模拟,详细研究了射流形成的机理与界面演化过程,发现透射激波聚焦于气柱左侧内部而引导射流,同时气柱上下两侧大量环境气体被卷吸进涡核中.丁举春等^[26]对平面激波与二维圆柱体、三维凹凸圆柱体的 SF_6/N_2 轻气柱间的相互作用进行了实验和数值研究,并提出了一个通用的三维理论模型来预测不同气柱的上游界面运动.李冬冬等^[27]对激波冲击不同结构的椭圆氦气柱进行数值模拟,研究了几何构型对流动混合的影响.

Jacobs^[28]使用射流技术形成无膜(SF_6 和He)气柱界面,并利用平面激光诱导荧光测量系统(planar laser-induced fluorescence, PLIF)结合高速摄影,对平面弱激波与圆形无膜气柱相互作用过程进行了实验分析,获得了高质量的实验流场图,并在此基础上对气柱截面积的变化与气体混合率进行了定量研究. Tomkins等^[29]同样采用PLIF

技术对平面激波与圆形无膜 SF_6 重气柱的相互作用过程进行了实验研究,并分析了两种介质的混合机理. Shankar等^[30]采用相同的初始条件,通过局部人工扩散(localized artificial diffusivity, LAD)方法和紧致差分格式进行了数值模拟,并研究了Tomkins实验中使用的追踪粒子的比例对结果的影响.邹立勇等^[31]利用射流技术形成了不同长宽比的椭圆形无膜气柱,并采用粒子散射技术(乙二醇作为示踪粒子),研究了不同长宽比对扰动不稳定性发展的影响.翟志刚等^[32]利用同样的方法研究了 SF_6 单气柱界面在不同距离反射激波作用下的演化规律.柏劲松等^[32]利用多重动态技术在水平激波管中对激波与 SF_6 圆形、椭圆无膜气柱作用过程进行了实验研究,并结合MVFT2D (2D multi-viscous flow and turbulent) 程序对其进行了数值模拟,清晰地记录了无膜重气柱在激波作用下RM不稳定性演化过程.

前人常对肥皂膜形成的有膜间断界面或是通过射流形成的无膜扩散界面进行研究.但在工程实际应用中,不同气体间的界面不存在肥皂膜,所以并不是完全的间断面,气体间势必会在激波作用前有一定的气体扩散与混合.对比其他关于激波与有膜气柱和无膜气柱相互作用的实验结果^[13,28,29,33]可见,有膜和无膜气柱在受激波冲击后的发展过程差异明显.李冬冬等^[34]结合Tomkins的实验结果与Shankar的数值结果,分别对平面激波与间断界面(有膜) SF_6 重气柱与扩散界面(无膜) SF_6 重气柱相互作用过程进行了数值模拟.通过对比发现,间断界面会出现不规则的尾流区域,并伴有涡的脱落;而扩散界面会出现规则的涡对,削弱激波的聚焦能力.

然而,先前的工作中并没有对比研究过同形状、不同组分分布下的轻气柱受平面激波影响后界面不稳定性的发展.因此,本文基于Euler方程,结合能准确捕捉激波的二阶高精度Roe格式,分别对4种组分分布条件下的氦轻气柱进行了二维数值模拟,仿真结果与Haas等^[13]和Jacobs^[28]的实验结果完全相符,清晰地反映了入射激波与氦轻气柱作用后气柱的变形,同时揭示了入射激波以及透射、反射激波与氦轻气柱作用后的流动混合过程以及在斜压效应作用下气柱卷吸变形与周围空气混合的过程.还研究了氦气与空气的流动混合情况,并定量分析了初始轻气柱组分分布对各物理量变化趋势的影响.

2 数值方法

2.1 数值方法

对于激波与气柱作用过程, 由于本文所研究问题的空间尺度小且总时长很短 ($t_{\max} < 1.5$ ms), 而热导率和黏性系数的时标远大于此, 导致热导率和黏性系数对整体流动过程的作用不显著, 因此本问题的求解可忽略流体黏性、质量扩散以及热传导的作用 (即可认为是无黏流, 非定常可压缩 Navier-Stokes 方程可简化为 Euler^[27] 方程, 即

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

式中,

$$\mathbf{U} = [\rho, \rho u, \rho v, \rho E]^T,$$

$$\mathbf{F} = [\rho u, (\rho u^2 + p), \rho uv, (\rho E + p)u]^T,$$

$$\mathbf{G} = [\rho v, \rho uv, (\rho v^2 + p)(\rho E + p)v]^T.$$

这里 ρ 为气体密度, u 为流向速度, v 为法向速度, E 为单位质量气体总能量, 其表达式为

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2), \quad (2)$$

式中, γ 为理想气体绝热系数. 理想气体状态方程为

$$p = \rho RT, \quad (3)$$

式中, R 是通用气体常数. (1) 式—(3) 式组成一个封闭的方程组.

对上述方程的进行离散, 模拟采用了有限体积法, 时间推进采用二阶精度的 Runge-Kutta 法, 对流项则选用二阶 Roe 格式. Roe 格式的离散方法为

$$U_j^{n+1} = U_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{j+\frac{1}{2}}^n - F_{j-\frac{1}{2}}^n), \quad (4)$$

$$F_{j+\frac{1}{2}}^n = \frac{1}{2} (F_j^n + F_{j+1}^n) - \frac{1}{2} \mathbf{A}_{\text{Roe}, j+\frac{1}{2}} (U_{j+1}^n - U_j^n). \quad (5)$$

其中 $\mathbf{A}_{\text{Roe}, j+\frac{1}{2}}$ 为 Roe 矩阵, $F_{j+\frac{1}{2}}^n$ 为 Roe 通量.

2.2 计算模型

图 1 为平面激波冲击圆形轻质气柱的计算模型. 计算域的大小为 0.25 m × 0.089 m (长 × 宽),

气柱半径 $R_0 = 0.025$ m, 坐标原点 (0, 0) 位于气柱圆心并与左边界距离 0.05 m. 初期时, 气柱内外温度和压强均为 $T_0 = 300$ K 和 $p_0 = 1$ atm (1 atm = 101.3 kPa); 气柱外部介质为空气, 而内部介质为轻质氦气, 具体的气体参数见表 1. 平面入射激波自左向右传播, 激波马赫数为 $Ma = 1.22$.

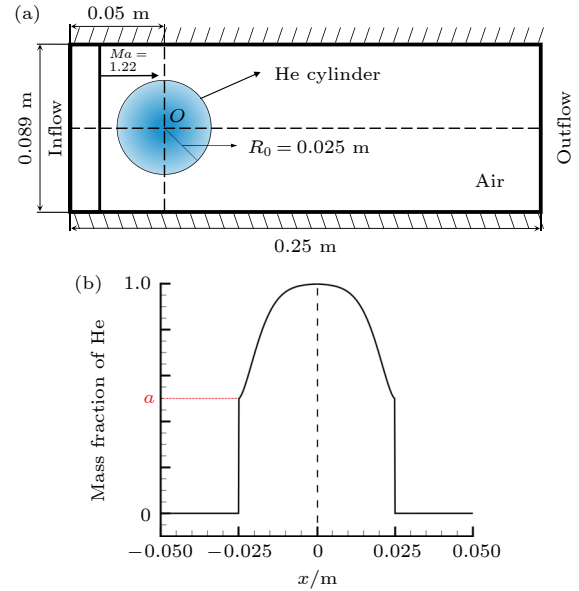


图 1 (a) 计算模型; (b) 氦气沿轴对称的组分分布

Fig. 1. (a) Schematic of the computational model; (b) the distribution of He mole fraction along the symmetry axis of cylinder.

表 1 气体参数

Table 1. Gas parameters.

气体	密度 $\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	比热比 γ	摩尔质量/ $(\text{g}\cdot\text{mol}^{-1})$	当地声速 $c_A/(\text{m}\cdot\text{s}^{-2})$
Air	1.176	1.40	28.96	347
He	0.162	1.67	4.00	1021

实验室形成气柱的方法不同会导致有膜气柱和无膜气柱的区别. 其中, 有膜气柱为利用肥皂泡形成气膜, 再将实验气体 (如氦气) 注入气柱内部, 进而将实验气体与外部空气进行间隔, 因此气柱边界为间断面, 即 $a = 1$. 无膜气柱则一般由射流喷射形成, 因射流形成过程中气柱边界会与外部空气发生混合, 使氦气组分自边界向圆心逐渐增大. 为了模拟有膜和无膜气柱情况, 本文气柱界面组分采用高斯分布, 如图 1(b) 所示, 其具体分布函数为

$$Y_{\text{He}}(r) = \begin{cases} a + (1 - a)[1.0 - \exp(-5.78||r|/R_0 - 1|^{1.54})], & |r| \leq R_0, \quad a \in [0, 1], \\ 0, & |r| > R_0, \end{cases} \quad (6)$$

式中, r 为与气柱中心 O 的径向距离, a 为最外侧界面的氦气组分. 因此, 通过改变 a 值即可修改气膜界面的扩散程度, 当 $a = 1$ 时为有膜气柱, 而 $a < 1$ 时为无膜气柱. 为了研究界面组分分布对 RM 不稳定性的影响, 本文分别对 $a = 1.0, 0.8, 0.5$ 和 0 四种工况进行对比分析. 另外, 计算域的上、下边界设为固体反射条件, 右边界为出口条件. 计算域网格采用均匀分布的笛卡尔网格, 经网格无关性测试后, 计算域网格总数为 2500×890 .

3 结果与讨论

3.1 算例验证

为了验证上述数值方法的可行性和准确性, 图 2 为激波冲击有膜 He 气柱过程的计算结果 (下) 与 Haas 和 Sturtevant^[13] 的实验结果 (上) 对比, 图中红色虚线为初始气柱界面位置. 计算所采用的激波马赫数 ($Ma = 1.22$) 与 Haas 和 Sturtevant^[13] 的实验条件一致, 界面最外侧组分 $a = 0.8$. 由于本文为二维数值模拟, 结果中只能反映一个方向 (z 轴) 的涡, 因而对其他两个方向的小尺度的涡无法体现. 此外, 由于实验过程中存在一些无法衡量的因素, 如肥皂泡破裂后出现的液滴现象等, 导致数值结果与实验结果存在一定差异. 以上原因导致了实验结果相比于仿真结果界面涡层稍厚. 对比图 2 可见, 激波与有膜气柱作用过程中界面形态及激波结构的演变均与实验结果相符. 此外, 图 3 为激波冲击无膜 He 气柱过程的计算结果 (下) 与 Jacobs^[28] 实验结果 (上) 的对比. 计算所采用的激波马赫数

($Ma = 1.095$) 与 Jacobs^[28] 的实验条件相同, 而此处界面最外侧组分为 $a = 0$. 同样, 由图 3 可知, 激波与无膜气柱作用过程中界面形态及激波结构的演变跟实验结果完全一致.

3.2 不同组分分布下氦气混合过程分析

3.2.1 界面混合流动及激波结构的演化

对 He 气柱界面以不同组分分布时, 激波冲击作用下的流场涡量和波系结构的演化规律开展研究. 图 4 给出 $a = 0.8$ 时, 平面激波冲击 He 气柱的计算纹影图, 整体流场结构呈现上下对称. 在入射激波 (incident shock wave, IS) 冲击气柱界面瞬间, 形成在气柱内传播的透射激波 (transmitted shock wave, T)、向气柱界面上游传播的反射激波 (reflected shock wave 1, R1) 与弧形反射稀疏波 (reflected rarefaction wave, R), 同时诱导界面出现 RM 不稳定性. 由于轻质气体的声阻抗小于空气, T 的传播速度大于 IS, 在界面处透射形成一道自由前体激波 (free-precursor shock wave, F). F 与 IS 的作用形成由马赫杆 (Mach stem, M)、三波点 (triple point, Tp) 和反射激波 R 组成的马赫反射结构 (图 4(a)).

当 T 穿过气柱的右边界后, 在 T 的左侧形成较弱的二次反射激波 R2; 同时, R1 与上下壁面的碰撞形成壁面反射激波 (图 4(b), wall reflected shock wave, WS). 随后, WS 在上下壁面间来回碰撞并反射, 形成的反射激波不断与气柱相作用, 加剧了界面不稳定性. 另外, 在激波的驱动下, 重质

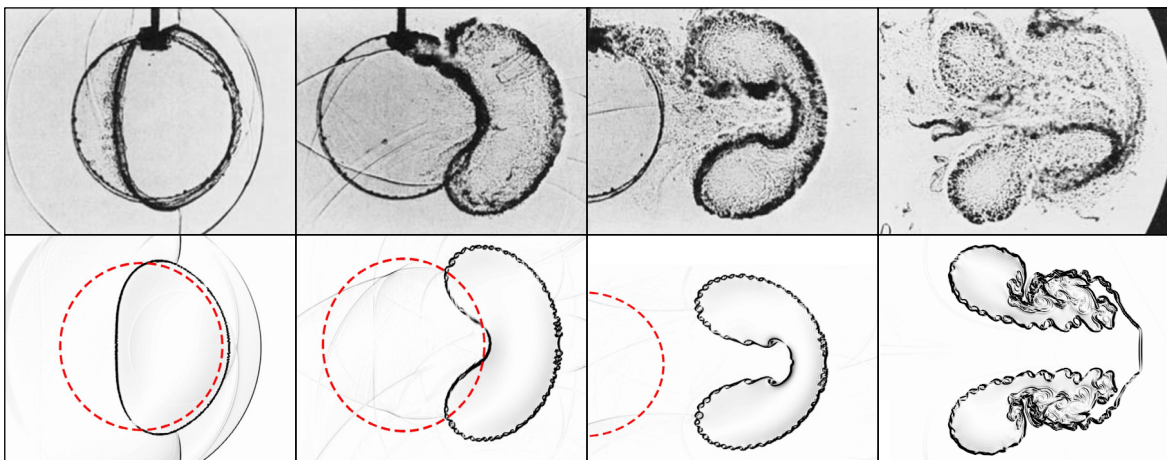


图 2 激波 ($Ma = 1.22$) 与有膜 He 气柱作用过程的流场结果 (下) 与 Haas 和 Sturtevant^[13] 的实验结果 (上) 对比
 Fig. 2. Comparison of Haas and Sturtevant^[13] related experimental results (up) with our numerical results (down) for the flow field structure during the interaction of the shock wave ($Ma = 1.22$) with a cylinder of He gas with a film.

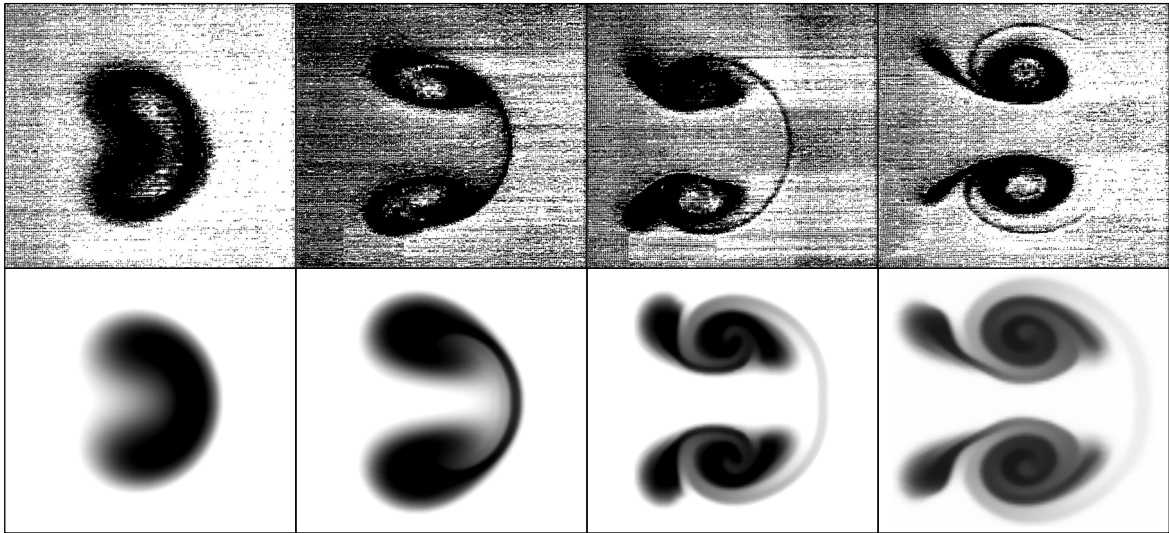


图 3 激波 ($Ma = 1.095$) 与无膜 He 气柱作用过程的流场结果 (下) 与 Jacobs^[28] 实验结果 (上) 对比

Fig. 3. Comparison of Jacobs^[28] related experimental results (up) with our numerical results (down) for the flow field structure during the interaction of the shock wave ($Ma = 1.095$) with a cylinder of He gas without a film.

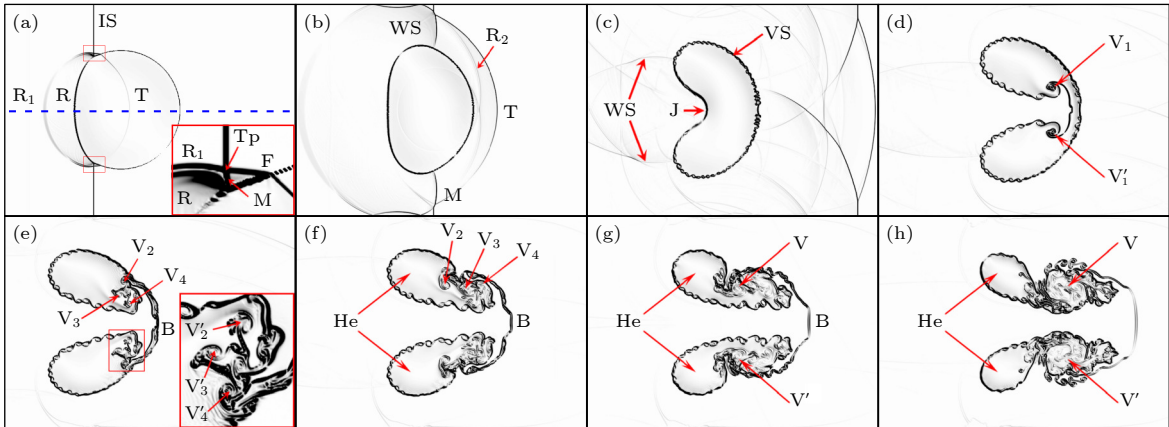


图 4 $a = 0.8$ 时, 激波与 He 气柱作用过程的计算纹影图 (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms

Fig. 4. Numerical schlieren image of the interaction between the shock wave and the He cylinder at $a = 0.8$: (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms.

空气向轻质 He 气运动并与之混合, 在气柱中轴上形成空气射流 (jet, J), 如图 4(c) 所示. 随后, J 对气柱界面的冲击作用, 使气柱界面形状逐渐呈现“月牙”状 ($t = 0.31$ ms), 并在 $t = 0.54$ ms 时演变为类似 RTI 偶极子涡对的“蘑菇形”涡结构 [vortex, $V_1(V'_1)$], 如图 4(d) 所示. 在 KH 不稳定性和 RM 不稳定性的共同作用下, 界面逐渐失稳, 形成“珠串”涡量层 (vortex sheet, VS). 此时, 上侧界面的涡量为逆时针, 而下侧为顺时针, 见图 4(c) 和图 8(c).

随着射流向气柱右侧界面的推进 (图 4(d), (e)), 气柱中轴被压扁而形成气桥结构 (bridge, B). 同时, $V_1(V'_1)$ 对右侧界面的卷吸作用, 加剧了界面的失

稳, 在偶极子涡对内形成了复杂的涡结构 (图 4(e)), 并伴随有涡合并现象, 且逐渐融合成主涡结构 (图 4(f), (g), $V(V')$). 随后, 在 $V(V')$ 的卷吸作用下, 外部的空气和氦气团被卷入 $V(V')$ 中, 使气桥 B 变细, 见图 4(f)—(h) 和图 8(g). 图 5—图 7 分别为不同界面组分情况下 [$a = 1$ (间断界面), 0.5 和 0 (扩散界面)], 平面激波冲击圆形 He 气柱过程的计算纹影图. 图 8 为相应情况下的流场涡量分布. 可见, 界面组分的改变对波系结构基本无影响, 但界面不稳定性呈现出明显的差异. 其中, 流场结构的发展速度随 a 的增大而变快, 且在 $a = 1$ 时达到最大值, 且 IS 在界面处的马赫反射结构最为明

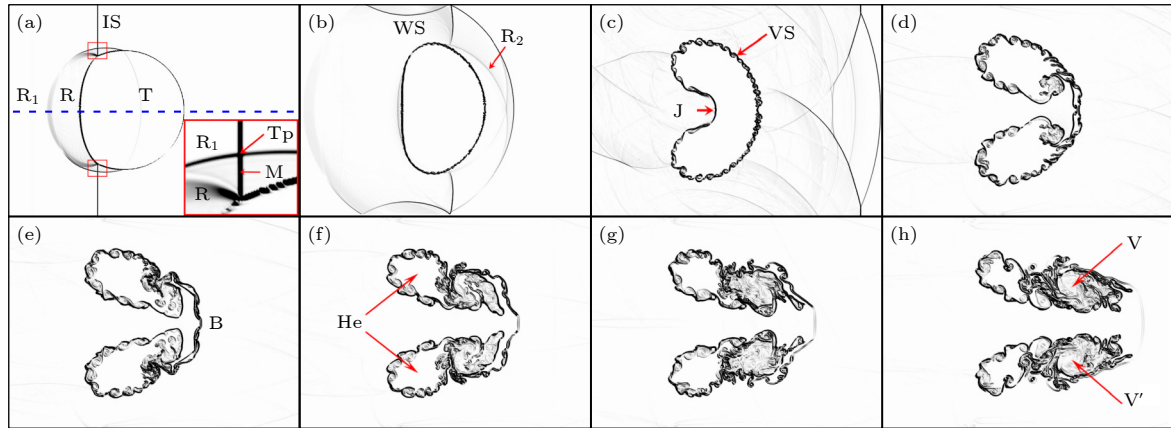


图 5 $a = 1$ 时, 激波 ($Ma = 1.22$) 与 He 气柱作用过程的计算纹影图 (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms

Fig. 5. Numerical schlieren image of the interaction between the shock wave ($Ma = 1.22$) and the He cylinder at $a = 1$: (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms.

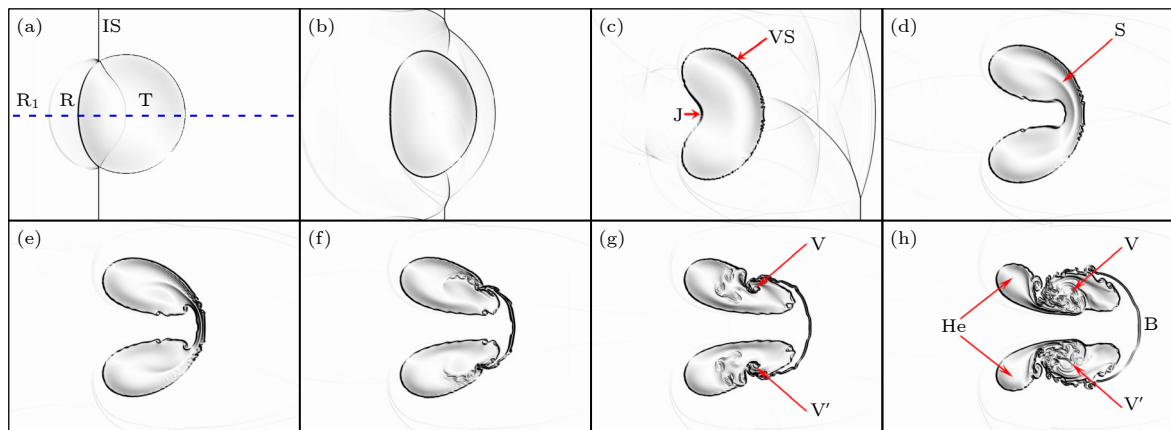


图 6 $a = 0.5$ 时, 激波与气柱作用过程的计算纹影图 (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms

Fig. 6. Numerical schlieren image of the interaction between the shock wave and the cylinder at $a = 0.5$: (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms.

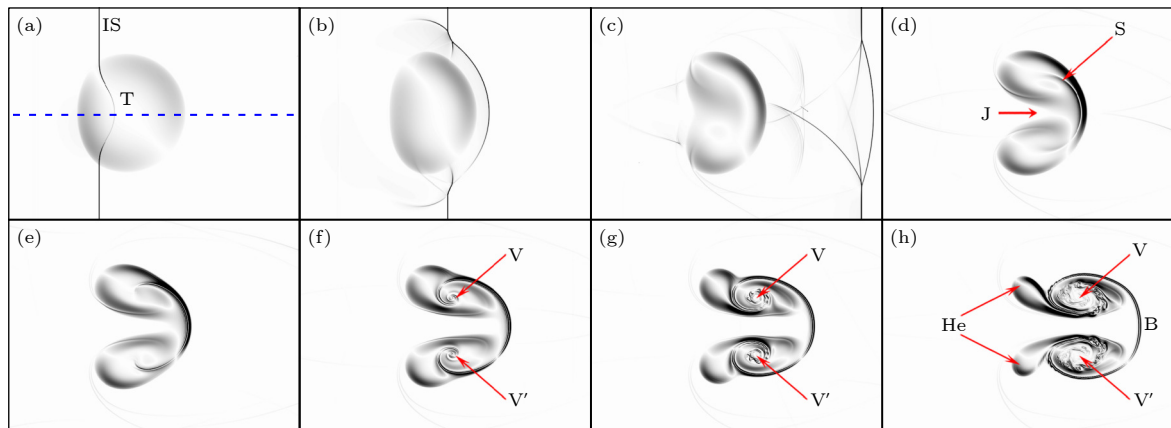


图 7 $a = 0$ 时, 激波与气柱作用过程的计算数值纹影图 (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms

Fig. 7. Numerical schlieren image of the interaction between the shock wave and the cylinder at $a = 0$: (a) $t = 0.09$ ms; (b) $t = 0.15$ ms; (c) $t = 0.31$ ms; (d) $t = 0.54$ ms; (e) $t = 0.65$ ms; (f) $t = 0.80$ ms; (g) $t = 0.96$ ms; (h) $t = 1.25$ ms.

显(图 5(a)). 随后, 在 RM 不稳定性, KH 不稳定性和 RT 不稳定性的共同作用下, 界面失稳加速, 使卷起的“珠串”及主涡的尺度增大并全部聚集于气柱边界上(图 5(c)—(h), 图 8(h)).

随着 a 的减小, T 的强度增强, 而 R 的强度减弱, IS 在界面处的马赫反射转为常规反射(图 6(a), (b)); 由于界面处的气体密度逐渐增大, 气柱中轴上的气体受 J 的压缩, 形成滑移层 (slip line, S). 同时, RM 不稳定性形成的涡量层 VS 变薄, 甚至在 $a = 0$ 时界面光滑且无“珠串”形成, 如图 7 所示. 此时, RT 不稳定性“偶极子涡对”的发展变慢(图 6(d)), 且当 RT 不稳定性涡、滑移层 S 与界面接触后, S 失稳而逐渐卷起形成主涡对 V 和 V' (图 6(e)—(g), 图 8(f)). 相较于 $a = 0.8$ 与 1.0 情况, 右端界面 B 更贴近于圆弧状(图 6 和图 7(h)).

图 9 为不同界面组分时, 轴向速度 u 与压强 p 沿气柱中轴线(图 4—图 7 蓝线)的分布. 结合界

面形态与波系结构的分析可见, 界面组分的改变明显使中轴线上的 u 和 p 发生变化. 随着气柱界面从扩散界面向间断界面过渡, T 的发展速度变快, R_1 与 R 的间距变短, 而 u 和 p 的变化曲线则由曲线向直线转变.

另外, 界面两侧气体声阻抗系数的不同, 导致其所受激波的影响也不同. 声阻抗系数 Z 为

$$Z = \rho c, \quad (7)$$

界面处声反射系数 R_c (reflection coefficient) 为

$$R_c = \frac{Z_{in} - Z_{out}}{Z_{in} + Z_{out}} = \frac{[aZ_{He} + (1-a)Z_{Air}] - Z_{Air}}{[aZ_{He} + (1-a)Z_{Air}] + Z_{Air}} = 1 - \frac{2Z_{Air}}{2Z_{Air} + a(Z_{He} - Z_{Air})}, \quad (8)$$

式中, 界面内外气体声阻抗系数 Z 分别用 $Z_{in} = [aZ_{He} + (1-a)Z_{Air}]$ 和 Z_{out} 表示. 可见, R_c 随着 a 的升高而升高, 由于声阻抗的不匹配导致激波反射强度升高.

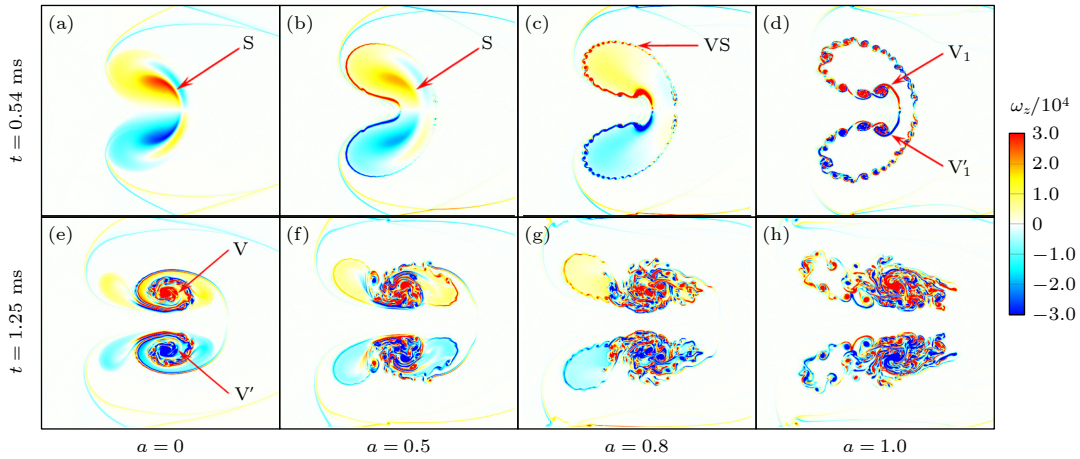


图 8 $t = 0.54$ ms (上) 和 1.25 ms (下) 时, 流场涡量分布图 (a) $a = 0$; (b) $a = 0.5$; (c) $a = 0.8$; (d) $a = 1.0$; (e) $a = 0$; (f) $a = 0.5$; (g) $a = 0.8$; (h) $a = 1.0$

Fig. 8. Vorticity distribution at $t = 0.54$ ms (up) and 1.25 ms (down): (a) $a = 0$; (b) $a = 0.5$; (c) $a = 0.8$; (d) $a = 1.0$; (e) $a = 0$; (f) $a = 0.5$; (g) $a = 0.8$; (h) $a = 1.0$.

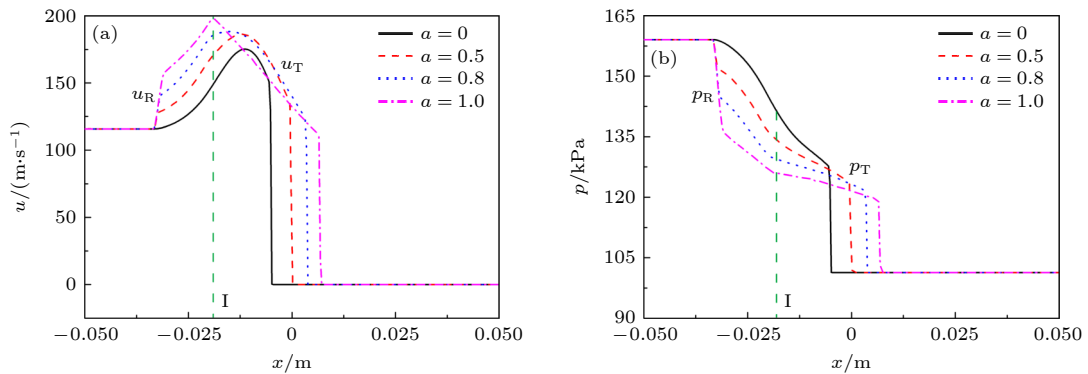


图 9 $t = 0.09$ ms 时, 气柱中轴线上流向速度 u (a) 与压强 p (b) 的分布

Fig. 9. Distribution of streamwise velocity u (a) and pressure p (b) along the axis of the cylinder at $t = 0.09$ ms.

对于右侧界面, 受 T 的冲击作用, u 和 p 呈阶跃式升高, 波后速度 u_T 和波后压强 p_T 随 a 的减少而升高. 由于左侧界面同时存在向左传播的 R_1 与 R, 其对空气的再次压缩, 导致速度下降和压强上升, 并在 R 处形成转折点, 波后速度 u_R 随 a 的减少而降低, 波后压强 p_R 则随 a 的减少而升高. 当 $a = 0$ 时, R_c 趋近于 0, 阻抗匹配导致未形成 R_1 , 且反射波弱化成一条不明显的膨胀波 R. 此时, u 和 p 在 T—R 之间呈光滑过渡. 因此随着 a 的增大, IS 在界面处的反射强度增大, 而透射强度减小. 同时, 界面 I 处的速度也随着 a 的增大而升高 (图 9(a)).

对于超声速流, 在忽略黏性效应和低阶小量后, 涡量方程可简化为

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{1}{\rho^2} (\nabla\rho \times \nabla p) = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial\rho}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial\rho}{\partial y} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) \mathbf{k}. \quad (9)$$

由于 IS 与界面的作用导致压力梯度与密度梯度方向不一致, 使斜压源项 $(\nabla\rho \times \nabla p)$ 不为 0, 导致流场涡量 ω 的产生. 图 10 为流场密度梯度 $\nabla\rho$ 和压力梯度 ∇p 在各方向上的分量. 可见, 随着 a 的增大, $\nabla\rho$ 的分布区自气柱内向气柱界面汇聚, 而界面处的 ∇p 变得更为明显, 导致涡量沉积外移至气柱界面上 (图 8). 另外, 由于 IS 的反射波系 (R, R_1 和 F) 随 a 的增大而增强 (图 9), 它们与上下壁面间碰撞所形成的壁反射激波 WS 也随之增强, 因后续壁反射激波会多次作用在气柱界面上, 使不同界面组分时流场 ∇p 的差异变大, 加剧了 RM 不稳定性 (图 10).

流场总能 E 由内能 $E_p = p/(\gamma-1)$ 和动能 $E_k = E_{kx} + E_{ky} = \rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})/2$ 组成,

$$E = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{1}{2}\rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = E_p + (E_{kx} + E_{ky}). \quad (10)$$

为了探讨气柱界面组分对界面不稳定性的影响, 图 11 给出流场上半区域的总能量 E 和内能 E_p (图 11(a)), 横向总动能 E_{kx} (图 11(b)) 及纵向总动能 E_{ky} (图 11(c)) 随时间的变化. 随着 IS 向右传播, E , E_p 和 E_{kx} 发展趋势相同 (图 11(a), (b)), 且随时间呈线性增加, 且在 IS 流出流场后 ($t > 0.055$ ms) 快速趋于稳定. 当 $t > 0.055$ ms 时, E_{kx} 随 a 的增加而减小. 对于 E_{ky} , 其值相对于其他三项值偏小, 但随时间呈明显的周期性变化, 且总体上随 a 的增大而增大, 如图 11(c) 所示.

图 12 分别为 $a = 1$ (上) 和 0(下) 时, 流场纵向动能 E_{ky} 的分布图. 以间断界面 ($a = 1$) 为例, 在 IS 与界面作用前 ($t < 0.055$ ms), $E_{ky} = 0$; 当 IS 冲击界面后 (图 12(a)), E_{ky} 主要集中在平面激波与气柱界面的左侧, 使 E_{ky} 开始快速上升 (0.055 ms $< t < 0.18$ ms), 并在壁反射激波 WS 与气柱界面作用前 ($t = 0.18$ ms) 达到最大值; 当 WS 反向作用于气柱界面时, 降低 E_{ky} (图 12(b)), 因此 E_{ky} 在 0.18 ms $< t < 0.29$ m 时开始下降. 由于壁反射激波 WS 在上、下壁面间来回反射, 使 E_{ky} 呈现上下波动 (0.29 ms $< t$), 且随着 WS 强度的减弱, E_{ky} 的波动幅度也随之变小. 此外, 反射激波 WS 和 R 的强度随着 a 的减少而降低 (图 9), 使 E_{ky} 在 $a = 0$ 时的分布区域变小 (图 12(e)), E_{ky} 也随之减小.

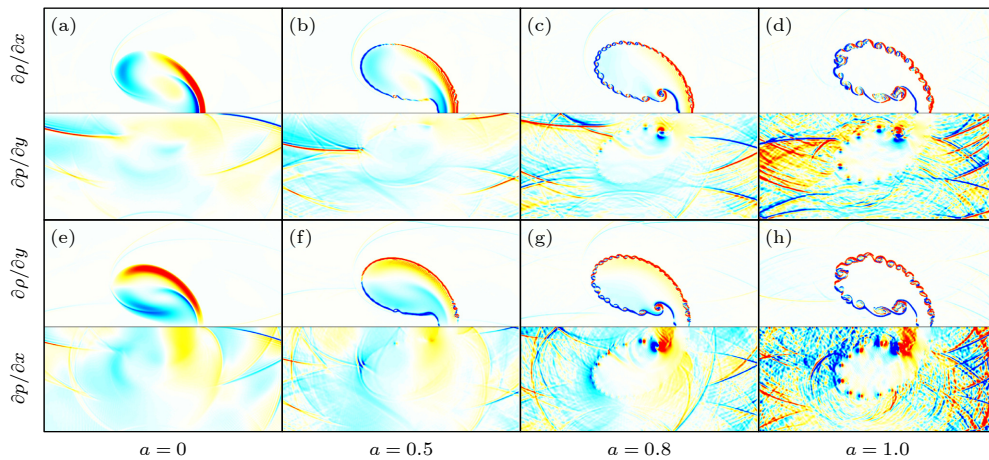


图 10 不同界面组分下, 密度梯度(上)与压强梯度(下)在不同方向的分量

Fig. 10. Different directional components of the density gradient (up) and pressure gradient (down) for the different component distributions.

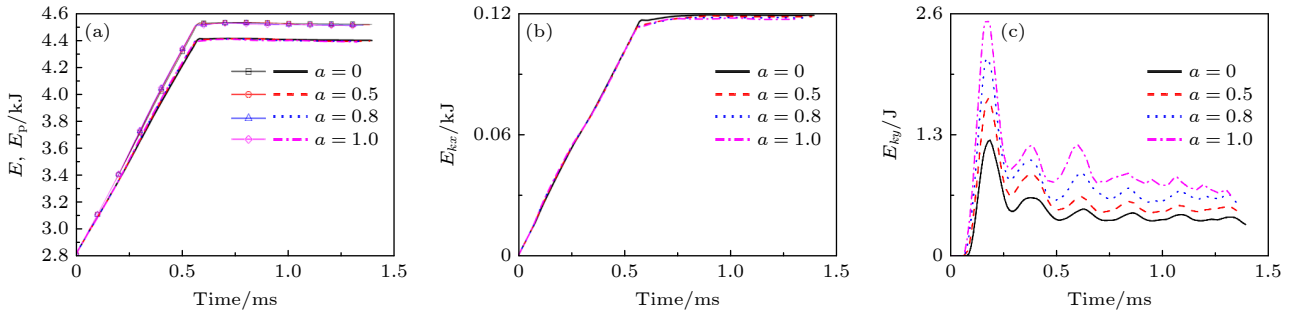

 图 11 流场能量随时间的变化 (a) 总能量 E 和内能 E_p ; (b) 横向总动能 E_{kx} ; (c) 纵向总动能 E_{ky}

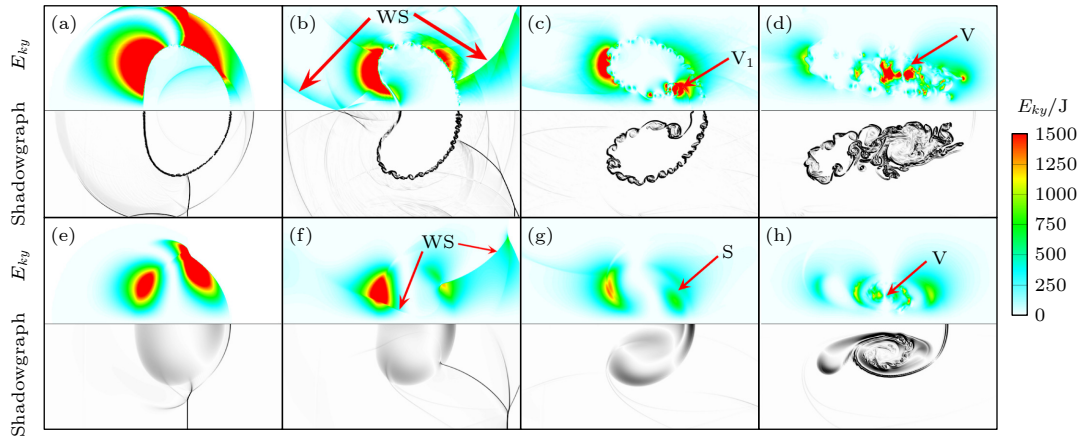
 Fig. 11. Change of flow energy with time: (a) Total energy E and internal energy E_p ; (b) transverse total kinetic energy E_{kx} ; (c) longitudinal total kinetic energy E_{ky} .

 图 12 $a = 1$ (上) 和 0 (下) 时, 流场纵向动能 E_{ky} 分布图 (a) $t = 0.14$ ms; (b) $t = 0.25$ ms; (c) $t = 0.46$ ms; (d) $t = 1.25$ ms; (e) $t = 0.14$ ms; (f) $t = 0.25$ ms; (g) $t = 0.46$ ms; (h) $t = 1.25$ ms

 Fig. 12. When $a = 1$ (up) and 0 (down), cloud plot of the longitudinal kinetic energy E_{ky} of the flow field: (a) $t = 0.14$ ms; (b) $t = 0.25$ ms; (c) $t = 0.46$ ms; (d) $t = 1.25$ ms; (e) $t = 0.14$ ms; (f) $t = 0.25$ ms; (g) $t = 0.46$ ms; (h) $t = 1.25$ ms.

图 13 为同一阶段, 流场密度与速度矢量图, 矢量颜色按速度值分布. 阿特伍德数 (Atwood number, A_t) 是影响 RTI 发展的重要参数, 其值为

$$A_t = \frac{\rho_{\text{out}} - \rho_{\text{in}}}{\rho_{\text{out}} + \rho_{\text{in}}} = \frac{\rho_{\text{Air}} - [a\rho_{\text{He}} + (1-a)\rho_{\text{Air}}]}{\rho_{\text{Air}} + [a\rho_{\text{He}} + (1-a)\rho_{\text{Air}}]}$$

$$= \frac{2\rho_{\text{Air}}}{2\rho_{\text{Air}} + a(\rho_{\text{He}} - \rho_{\text{Air}})} - 1, \quad (11)$$

式中, $\rho_{\text{out}} = \rho_{\text{Air}}$ 为界面外部空气密度, $\rho_{\text{in}} = [a\rho_{\text{He}} + (1-a)\rho_{\text{Air}}]$ 为界面内部氦气密度. 结合 (8) 式可见, A_t 和 R_c 具有相同的变化趋势.

在先前关于 KH 不稳定性的研究中发现^[35], 在低速情况下, KH 不稳定性会随剪切速度差的增大而增强, 但在超声速剪切流情况下, 因可压缩效应会随速度差增大而增大, 反而会对 KH 不稳定性起抑制的作用. 本文由于氦气气柱在受 $Ma = 1.22$ 的激波冲击过后, 波后速度小于声速, 如图 13 所

示, 因此界面上的 KH 不稳定性仍处于随剪切速度差增大而增强阶段. 由图 13(a) 可见, 在 $a = 0$ 时, A_t 和 R_c 趋近于 0, 此时气柱内外速度差最小, 因此 KH 不稳定性和 RT 不稳定性引起的涡量强度最弱, 而剪切层 S 处速度差较高, 流体随 S 在气柱内部卷起涡 (图 13(a) 和图 8(a)). 随着 a 的增加, 中轴界面处的速度随之增大 (图 9(a)), 使气柱内外速度差增大, 且中轴射流 J 的速度也加快. 同时, A_t 的增大会使同等激波驱动条件下的 RT 不稳定性加强. 因此, 流线形成的涡量自气团内向气柱中轴移动 (图 8(a)—(d)), 加快了诱导 RT 不稳定性“偶极子涡对” $V_1(V'_1)$ 形成 (图 13(b), (c)); 在 $a = 1$ 时, A_t 达到最大值, KH 不稳定性和 RT 不稳定性达到最强, 界面内外速度差也最大, 直接导致了界面的失稳以及涡结构的卷起. 由此可见, 纵向总动能 E_{ky} 的增加有利于促进了界面上涡的卷起 (图 12(c), (g)).

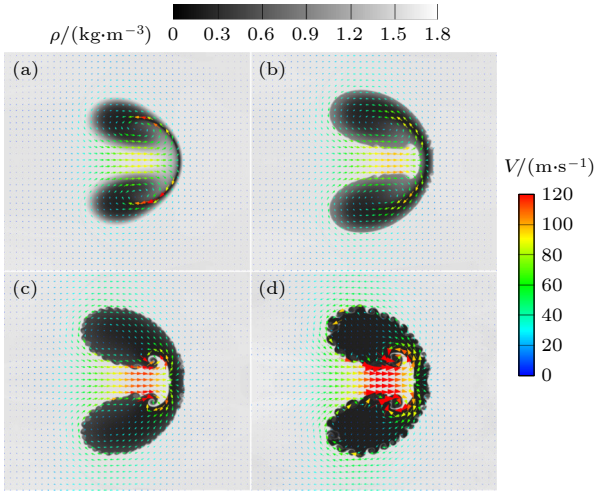


图 13 同一阶段, 流场密度分布及速度矢量图 (a) $a = 0$, $t = 0.6$ ms; (b) $a = 0.5$, $t = 0.59$ ms; (c) $a = 0.8$, $t = 0.51$ ms; (d) $a = 1.0$, $t = 0.46$ ms

Fig. 13. At the same development stage, flow field density distribution and velocity vector diagram: (a) $a = 0$, $t = 0.6$ ms; (b) $a = 0.5$, $t = 0.59$ ms; (c) $a = 0.8$, $t = 0.51$ ms; (d) $a = 1.0$, $t = 0.46$ ms.

由于流场涡量上下对称 (图 8), 选取上半部分计算域 $[-0.05, 0.2] \times [0, 0.0445]$ 进行分析, 流场总环量 Γ 为

$$\Gamma = \Gamma_+ + \Gamma_- = \int_{-0.05}^{0.2} \int_0^{0.0445} \omega dx dy, \quad (12)$$

式中, ω 为涡量, Γ_+ 和 Γ_- 分别为流场上半区的正负环量.

图 14 为流场环量随时间的变化曲线. 可见, 不同界面组分情况下环量的发展趋势基本一致, Γ_+ 和 Γ_- 的变化规律基本相似, 且正环量 Γ_+ 起主导作用. 在作用初期, RMI 使正环量 Γ_+ 迅速增加, 而负环量 Γ_- 呈缓慢增加; 当 IS 与气柱界面作用结束后, 环量增加变缓 (图 8(a)–(d)), 随后, 在 KH 不稳定性和 RT 不稳定性共同作用下, Γ_+ 和 Γ_- 以基

本相同的趋势上升; 当气桥 B 与主涡 V 形成后 (图 8(e)–(h)), Γ_+ 和 Γ_- 基本趋于稳定.

对于总环量 Γ (图 14(c)), 在 IS 与界面接触瞬间 ($t = 0.055$ ms) 开始线性增加 (0.055 ms $< t < 0.12$ ms); 当 IS 在右侧界面中心汇聚后 ($t = 0.12$ ms), Γ 达到极值. 随后, WS 与 VS 的反向作用降低了 Γ 值, 并在与 WS 反复作用过程中呈现上下波动 (0.12 ms $< t < 0.3$ ms). 当主涡 (V, V') 形成后 ($t > 0.55$ ms), Γ 趋于稳定. 由于 KH 不稳定性和 RT 不稳定性随 a 的增大而增强 (图 13), Γ 的稳定值也随之增大. 因此, a 的增大加剧了界面涡量的沉积 (图 8), 加剧了气体的混合.

图 15 为不同时刻, 氦气质量分数 f_{He} 分布图. 受 J 和 RTI 作用, 偶极子涡对 $V_1(V'_1)$ 形成过程中, 在有膜氦气柱界面上形成涡层, 卷吸外围空气并发生混合 (图 15(a₁)–(d₁)). 随后, 在主涡 V(V') 的作用下, 界面上小涡被卷入气柱内, 加剧混合效果 (图 15(a₂)–(d₂)). 空气与和氦气的混合率可表示为

$$\xi = 1 - \frac{\int_D f(x, y, t) \rho(x, y, t) ds}{\int_D \rho(x, y, t) ds} \quad (13)$$

式中, $f(x, y, t)$ 和 $\rho(x, y, t)$ 分别为氦气的质量分数和密度, D 区域为包含氦气 ($f > 0$) 的流体差分单元集.

图 16 为气体混合率 ξ 随时间的变化曲线. 对于无膜气柱, 因初始时刻气柱内部已存在部分空气, 且在 IS 与气柱作用前 (0 ms $< t < 0.055$ ms), 还存在一定的气体扩散效应, 因此 ξ 呈现出缓慢上升. 在 IS 冲击气柱过程中 (0.055 ms $< t < 0.2$ ms), RM 不稳定性作用加速了气体的掺混过程, 使 ξ 快

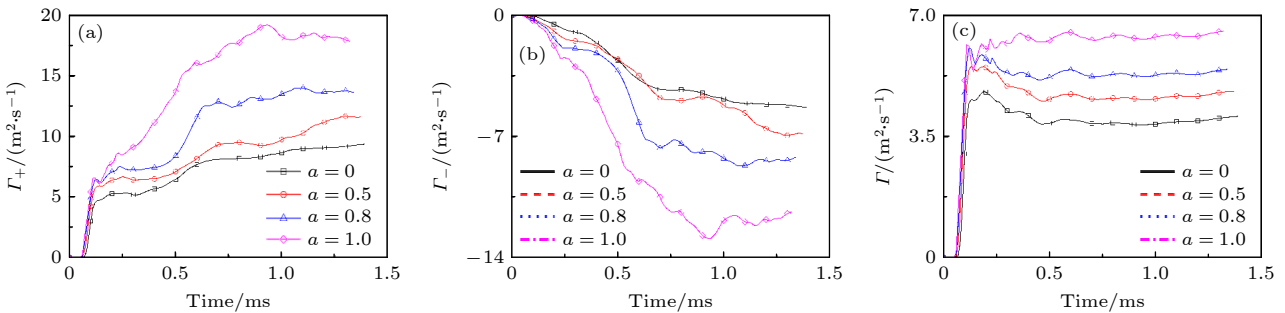


图 14 上半部分流场环量随时间的变化 (a) 正环量 Γ_+ ; (b) 负环量 Γ_- ; (c) 总环量 Γ

Fig. 14. Variation of circulation versus time in the upper half of the flow field: (a) Positive circulation Γ_+ ; (b) negative circulation Γ_- ; (c) total circulation Γ .

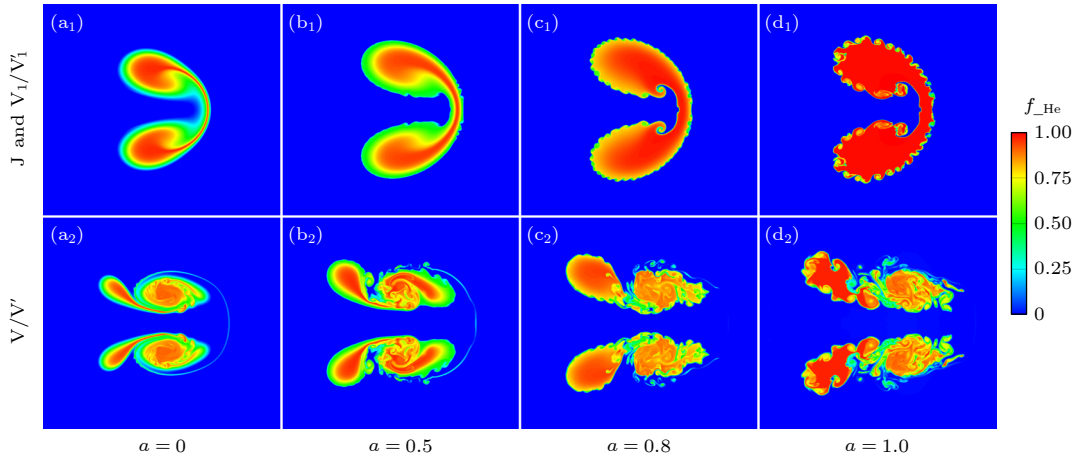


图 15 不同时刻, 氦气质量分数 f_{He} 分布 (a₁) $a = 0, t = 0.6$ ms; (b₁) $a = 0.5, t = 0.59$ ms; (c₁) $a = 0.8, t = 0.51$ ms; (d₁) $a = 1, t = 0.46$ ms; (a₂) $a = 0, t = 1.25$ ms; (b₂) $a = 0.5, t = 1.25$ ms; (c₂) $a = 0.8, t = 1.25$ ms; (d₂) $a = 1, t = 1.25$ ms

Fig. 15. Cloud plot of the distribution of helium mass fraction f_{He} in the flow field at different moments under different initial conditions: (a₁) $a = 0, t = 0.6$ ms; (b₁) $a = 0.5, t = 0.59$ ms; (c₁) $a = 0.8, t = 0.51$ ms; (d₁) $a = 1, t = 0.46$ ms; (a₂) $a = 0, t = 1.25$ ms; (b₂) $a = 0.5, t = 1.25$ ms; (c₂) $a = 0.8, t = 1.25$ ms; (d₂) $a = 1, t = 1.25$ ms.

速增大, 且其增长率随 a 的增加而增大. 当 IS 穿过气柱后, 气体混合主要受 RT 不稳定性和 KH 不稳定性作用, ξ 上升速率变缓. 因此, 氦气与空气的混合程度虽在 $a = 0$ 时最强, 但 a 的增加会强快空气与氦气的混合速率.

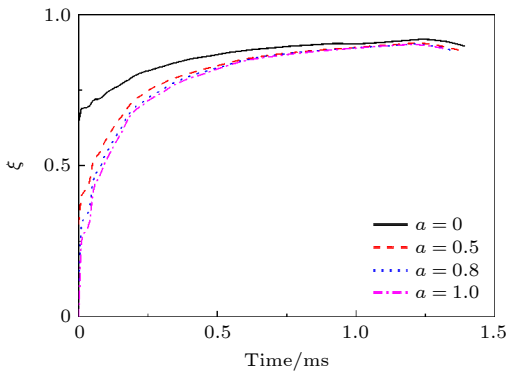


图 16 气体混合率 ξ

Fig. 16. Mixing rate of the gases ξ .

3.2.2 界面特征尺寸及气柱体积压缩率变化

图 17 为激波与 He 气柱作用过程中气柱特征尺寸随时间的变化曲线. 可见, 不同界面组分分布下的气柱特征尺寸变化具有相似的发展趋势. 在激波冲击气柱界面瞬间 ($t = 0.055$ ms), 气柱长度 L (图 17(a)) 开始下降, 并在 $t = 0.2$ ms 时达到最低值 ($L = 0.034$ m). 随后, 在 WS 与 RT 不稳定性作用下, 减慢了气柱左侧界面向右移动速度, L 被逐渐拉长. 由于 R 与 WS 的强度随 a 的增大而增强 (图 9 和图 10), 其对界面的作用也越明显, 导

致 L 的增长速率随 a 的增加而增大.

在 IS 与 M 绕过界面上下端后 ($x = 0, t = 0.09$ ms), 气柱高度 H 开始增加 (图 17(b)), 其增长速率同样随 a 的增加而增大. 随 WS 在壁面间的来回反射并作用于气柱界面上, 使 H 在 0.09 ms $< t < 0.6$ ms 时间内呈现振荡上升. 同理, 由于 a 的增加导致 WS 的增强, 使 H 的波动幅度随 a 的增加而增大. 当 B 形成后, 气柱尾端气体受 RT 不稳定性作用而向主涡内卷入, H 开始下降. 对于 $a = 0.5$, 由于 B 是因 S 诱导而成 (图 13), 因此 B 显得更圆且发展速度更快, B 的高度分别于 $t = 1.28$ ms 和 1.18 ms 时超过气柱尾端气体高度, 使 H 开始上升. 对于无膜气柱 ($a = 0$), 由于其发展过程中受 WS 扰动影响最小 (图 10(a), (e)), 相比于其他气柱, 前期增幅最小, 并在主涡形成后 H 迅速下降, 使得其后期低于初始值.

对于中轴宽度 W (图 17(c)), 其随着时间的发展趋势与 L 和 H 不同, 其值总体随 a 的增大而减小. 在激波冲击作用下, W 开始减小. 由于 J 和 RT 不稳定性会随 a 的增加而增强 (图 13), 导致在 $t > 0.2$ ms 时, W 会因 a 的增加而减小. 当 B 形成后, a 越大, B 形成的越快且厚度变得越薄. 由于气柱体积的变化可以直观地显示出激波驱动不同介质气体的混合效果, 并宏观的展现出不稳定性的演化过程. 本文按 Giordano 和 Burtschell^[36] 于 2006 年所定义的气体体积关系来对当前气柱体积 $V_s(t)$ 进行计算,

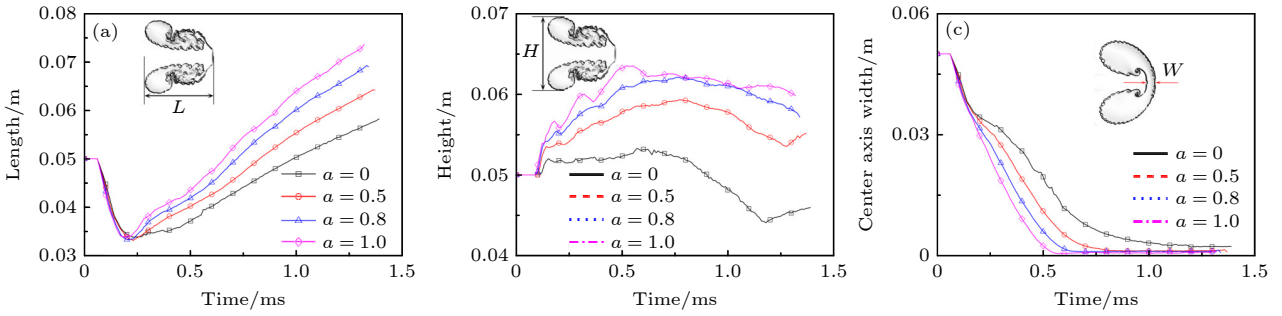


图 17 激波与 He 气柱作用过程中气柱特征尺寸随时间的变化 (a) 气柱长度 L ; (b) 气柱高度 H ; (c) 中轴宽度 W

Fig. 17. The development of gas cylinder characteristic during the shock wave impacting on the cylinder: (a) Length L ; (b) height H ; (c) width of the center axis W .

$$V_s(t) = \sum_{i=1}^{\text{cells}} \chi_s(i, t) V_{C_i} \quad (14)$$

式中, $\chi_s(i, t)$ 为 t 时刻该网格内氦气所占体积分数, V_{C_i} 为单网格体积^[27].

图 18 为氦气柱受激波扰动后的体积压缩率 V/V_0 随时间的变化曲线. 在受 IS 冲击前, $V/V_0 = 1$; 当 IS 与气柱作用后 ($0.055 \text{ ms} < t < 0.24 \text{ ms}$), 体积快速下降; 随着流场发展, 在 $t > 0.24 \text{ ms}$ 时, 体积逐渐趋于常值, 且 V/V_0 的下降速率随着 a 的增加而减小, 因此稳定后的气体体积值越大.

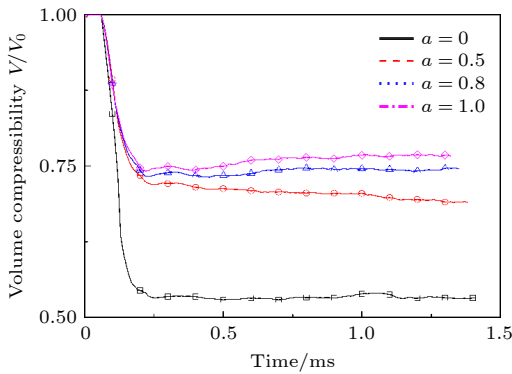


图 18 不同组分分布下, 氦气柱体积压缩率变化

Fig. 18. Volume compressibility of He cylinder for different component distributions.

4 结 论

本文通过求解二维非常 Euler 方程, 对 4 种不同界面组分分布情况下的激波冲击氦气气柱过程进行了数值模拟, 激波与有膜及无膜界面作用过程中界面的演化及流场波系结构与实验结果相吻合. 另外, 通过对比分析不同界面组分分布对作用过程中界面不稳定性、波系及涡结构、环量、气体

混合率、界面特征尺寸、气柱体积压缩率等的影响, 得到以下结论.

1) 气柱界面组分变化会直接影响激波与界面作用过程中激波的透射与反射强度. 随着气柱界面从完全扩散界面向间断界面的过渡, 界面两侧的声反射系数随之增大, 激波在界面上的透射由常规透射转变为非常规透射, 透射效果逐渐减弱, 而反射效果逐渐增强. 增强后的反射激波随后会与上下壁面作用, 形成壁面反射激波并多次作用在气柱界面上, 加速了 RM 不稳定性的发展, 导致流场纵向总动能与无膜气柱情况存在明显的差异. 另外, 界面两侧阿特伍德数也随 a 的增大而增大, 加快了中轴受激波作用后的运动速度, 其所形成的射流加快了偶极子涡对的形成并加强了 RT 不稳定性的发展. 由于界面内外速度差的增大, 速度剪切而形成的 KH 不稳定性随之加强.

2) 通过对流场涡量与环量的分析可见, 因密度梯度随 a 的增加而增大, 导致了斜压涡量的增加, 因此加剧了 RM 不稳定性、KH 不稳定性与 RT 不稳定性的发展. 另外, 上半部分流场的环量以正环量为主, 环量值以及环量峰值均随 a 的增加而增大. 对于无膜气柱 ($a \neq 1$), 因初始时即存在氦气与空气的混合, 因此气体混合程度会随着 a 的降低而升高, 但 a 的增大会加强界面不稳定性, 导致涡量和环量均会随 a 的增加而增大, 使气体混合率的增幅随之加大.

3) 通过对不同界面组分分布下气柱特征尺寸的分析可见, 受激波的压缩作用, 气柱的长 L 和高 H 随 a 的增大而减少, 而中轴宽度 W 的受压缩程度则会随 a 的增大而加强. 对比体积压缩率可见, 无膜气柱体积减小的最快, 受压缩程度最高. 随着 a 的升高, 体积压缩率下降速率越小, 而后稳定值越高.

参考文献

- [1] Lin Z Y, Zhang H H, Chen Z H, Liu Y 2017 *Explosion and Shock Waves* **37** 748 (in Chinese) [林震亚, 张焕好, 陈志华, 刘迎 2017 *爆炸与冲击* **37** 748]
- [2] Markstein G H 1957 *J Aero Sci.* **24** 238
- [3] Richtmyer R D 1960 *Commun. Pure. Appl. Math.* **13** 297
- [4] Meshkov E E 1969 *Fluid Dyn.* **4** 101
- [5] Kelvin L 1871 *Philos Mag.* **150** 405
- [6] Helmholtz H V 1868 *Monthly Reports of the Royal Prussian Academy of Philosophy in Berlin* **23** pp215-288
- [7] Rayleigh L 1882 *Proc. R. Math. Soc.* **s1-14** 170
- [8] Taylor S G 1950 *Proc. R Soc. London Ser. A* **201** 192
- [9] Lindl J D, Mccrory R L, Campbell E M 1992 *Phys. Today* **45** 32
- [10] Balakrishnan K, Menon S 2011 *Flow Turbul. Combust.* **87** 639
- [11] Ji S Q, Peng Oh S, Ruszkowski M, Markevitch M 2016 *Mon. Not. R Astron. Soc.* **463.4** 3989
- [12] Rudinger G, Somers L M 1960 *J. Fluid Mech.* **7** 161
- [13] Haas J F, Sturtevant B 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 41
- [14] Zhai Z G, Si T, Luo X S, Yang J M 2011 *Phys. Fluids.* **23** 084104
- [15] Zhai Z G, Wang M H, Si T, Luo X S 2014 *J. Fluid Mech.* **757** 800
- [16] Layes G, Jourdan G, Houas L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 174502
- [17] Layes G, Jourdan G, Houas L 2005 *Phys. Fluids.* **17** 028103
- [18] Layes G, Métayer O Le 2007 *Phys. Fluids.* **19** 042105
- [19] Layes G, Jourdan G, Houas L 2009 *Phys. Fluids.* **21** 074102
- [20] Wang M H, Si T, Luo X S 2013 *Exp Fluids.* **54** 1427
- [21] Luo X S, Wang M H, Si T, Zhai Z G 2015 *J. Fluid Mech.* **773** 366
- [22] Fan M R, Zhai Z G, Si T, Luo X S, Yang J M 2011 *Sci. Sin. Phys. Mech Astron.* **41** 7 (in Chinese) [范美如, 翟志刚, 司廷, 罗喜盛, 杨基名 2011 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **41** 7]
- [23] Wang X S, Si T, Luo X S, Yang J M 2012 *Acta Mech Sin.* **4** 664 (in Chinese) [王显圣, 司廷, 罗喜盛, 杨基明 2012 *力学学报* **4** 664]
- [24] 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]
- [25] Sha S, Chen Z H, Zhang Q B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 15201 (in Chinese) [沙莎, 陈志华, 张庆兵 2015 *物理学报* **64** 15201]
- [26] Ding J C, Si T, Chen M J, Zhai Z G, Lu X Y, Luo X S 2017 *J. Fluid Mech.* **828** 289
- [27] Li D D, Wang G, Zhang B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 184702 (in Chinese) [李冬冬, 王革, 张斌 2018 *物理学报* **67** 184702]
- [28] Jacobs J W 1993 *Phys. Fluids A* **5** 2239
- [29] Tomkins C, Kumar S, Orlicz G, Prestridge K 2008 *J. Fluid Mech.* **611** 131
- [30] Shankar S K, Kawai S, Lele S K 2011 *Phys. Fluids.* **23** 024102
- [31] Zou L Y, Liu C L, Tan D W, Huang W B, Luo X S 2010 *J. Vis.* **13** 347
- [32] Zhai Z G, Zhang F, Si T, Luo X S 2014 *J. Vis.* **17** 123
- [33] Bai J S, Zou L Y, Wang T, Liu K, Huang W B, Liu J H, Li P, Tan D W, Liu C L 2010 *Phys. Rev E.* **82** 056318
- [34] Li D, Wang G, Guan B 2019 *Acta Mech. Sin.* **35** 750
- [35] Wan W C, Malamud G, Shimony A, Di Stefano C A, Trantham M R, Klein S R, Shvarts D, Kuranz C C, Drake R P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 145001
- [36] Giordano J, Burtshell Y 2006 *Phys. Fluids.* **18** 036102

Influence of different interface component distributions on Richtmyer-Meshkov instability*

Zhang Sheng-Bo¹⁾ Zhang Huan-Hao^{1)†} Chen Zhi-Hua¹⁾ Zheng Chun^{2)‡}

1) (*Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China*)

2) (*School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China*)

(Received 1 November 2022; revised manuscript received 18 March 2023)

Abstract

In this paper, the Richtmyer-Meshkov instability is studied numerically by using the high-resolution Roe scheme based on the two-dimensional unsteady Euler equation, which is caused by the interaction between shock wave and the helium circular light gas cylinder with different component distributions. The numerical results are used to further discuss the deformation process of the gas cylinder and the wave structure of the flow field, and also to quantitatively analyze the characteristic dimensions (length, height and central axial width) of the gas cylinder, the time-dependent volume compression ratio of the cylinder. In addition, the flow mechanism of shock-driven interface gas mixing is analyzed from multiple perspectives by combining the flow field pressure, velocity, circulation and gas mixing rate. Then the effects of different initial component distribution conditions on interface instability are investigated. The results show that when the diffusion interface transforms into the sharp interface, the reflection coefficient gradually increases on both sides of interface. When the incident shock wave interacts with the cylinder, the transmission of the shock wave will transform from conventional transmission into unconventional transmission. At the same time, the reflected shock wave is gradually strengthened and the transmitted shock wave is gradually weakened, which leads the Richtmyer-Meshkov instability to be strengthened. Moreover, the Atwood numbers on both sides of the interface also increase as the diffusion interface transforms into the sharp interface, which leads the Rayleigh-Taylor instability and the Kelvin-Helmholtz instability to be strengthened. Therefore, the increase of instability will cause the circulation to increase, resulting in the increase of the growth rate of gas mixing rate.

Keywords: Richtmyer-Meshkov instability, sharp interface, diffusive interface, Helium cylinder, shock wave

PACS: 52.57.Fg, 47.35.Lf, 47.40.Nm

DOI: 10.7498/aps.72.20222090

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12072162, 12102196), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province (Grant No. BK20210322), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2022M711642), and the Postgraduate Research & Practice Innovation Program of Jiangsu Province, China (Grant No. KYCX22_0492).

† Corresponding author. E-mail: zhanghuanhao@njsut.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: Chun9211@njust.edu.cn



不同界面组分分布对Richtmyer–Meshkov不稳定性的影响

张升博 张焕好 陈志华 郑纯

Influence of different interface component distributions on Richtmyer–Meshkov instability

Zhang Sheng-Bo Zhang Huan-Hao Chen Zhi-Hua Zheng Chun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 105202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222090

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222090>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纵向磁场抑制Richtmyer–Meshkov不稳定性机理

Mechanism of longitudinal magnetic field suppressed Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2020, 69(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200363>

不同磁场构型下Richtmyer–Meshkov不稳定性的数值研究及动态模态分解

Numerical investigations of Richtmyer–Meshkov instability in different magnetic field configurations and the corresponding dynamic mode decomposition

物理学报. 2019, 68(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190410>

冲击波波后辐射效应对Richtmyer–Meshkov不稳定性增长影响的实验研究

Understanding effects of radiation from radiative shock on Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2021, 70(20): 205203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210653>

界面动力学参数对深胞晶界面形态整体波动不稳定性的影响

Influence of interface kinetics parameters on the overall fluctuation instability of the interface morphology of deep cell crystal

物理学报. 2022, 71(16): 168101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220322>

经典瑞利–泰勒不稳定性界面变形演化的改进型薄层模型

Improved thin layer model of classical Rayleigh–Taylor instability for the deformation of interface

物理学报. 2018, 67(9): 094701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172613>

耦合界面张力的三维流体界面不稳定性的格子Boltzmann模拟

Lattice Boltzmann simulation of three-dimensional fluid interfacial instability coupled with surface tension

物理学报. 2022, 71(4): 044701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212061>