

马赫反射波系冲击诱导平面界面失稳的演化规律与尺度效应*

梁正虹 张震 张恩来[†] 邹立勇[‡]

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 冲击波物理与爆轰物理全国重点实验室, 绵阳 621999)

(2025 年 8 月 6 日收到; 2025 年 9 月 30 日收到修改稿)

针对实际应用中由非均匀激波驱动的界面失稳问题, 开展了马赫反射波系与平面气体界面相互作用的机理研究, 重点探讨了马赫杆尺度效应对界面失稳演化和扰动增长的影响. 结果表明, 马赫反射波系冲击界面时, 通过复杂波系作用在界面上印刻速度扰动, 诱发了界面失稳. 随后, 在波后流场非均匀性的影响下, 界面进一步演化形成凹腔和“射流状气泡”结构, 显著区别于经典 Richtmyer-Meshkov 不稳定性中的尖钉与气泡. 扰动振幅的定量分析表明, 界面失稳演化可分为初期线性增长和后期非线性发展两个阶段. 其中, 滑移线弯曲和卷曲射流驱动的界面变形, 是界面演化向非线性阶段转变的关键物理机制. 马赫杆尺度决定了滑移线卷曲和射流形成的特征时间. 在线性阶段, 扰动增长由马赫反射波系的激波强度和入射角度主导, 与马赫杆尺度无关; 而在非线性阶段, 界面扰动增长率随着马赫杆尺度的增大而增大. 基于数值模拟结果对理论模型进行了考察, 结果表明, 现有理论模型可有效地预测马赫反射波系印刻的界面速度扰动, 但无法考虑马赫杆尺度效应和波后非均匀流场的影响. 本研究揭示了界面失稳演化与马赫反射波系激波强度、入射角度及马赫杆尺度之间的内在关系, 对界面扰动增长理论模型的建立具有重要意义.

关键词: Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 激波, 马赫反射, 射流

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

DOI: 10.7498/aps.74.20251054

CSTR: 32037.14.aps.74.20251054

1 引言

当不同密度流体的界面受到激波冲击时, 界面上的初始扰动随时间演化发展, 重流体侵入轻流体形成尖钉结构, 轻流体向重流体发展形成气泡区, 这种现象被称为 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性^[1,2]. 伴随着尖钉和气泡结构的演化, RM 不稳定性的界面扰动增长会先后经历线性和非线性阶段, 随后流动可能发生转捩, 从而诱发湍流混合. RM 不稳定性被认为是引起惯性约束聚变 (inertial

confinement fusion, ICF) 中靶丸外层壳体与气芯区物质发生混合, 并导致 ICF 点火失败^[3,4] 的主要因素之一. 此外, RM 不稳定性在冲击压缩工程^[5,6]、超燃冲压发动机^[7] 等领域也具有重要的应用价值. 另一方面, RM 不稳定性还涉及可压缩流体力学和湍流等基础科学问题^[8], 具有重要的学术意义.

入射激波和初始界面是决定 RM 不稳定性的两大因素, 根据入射激波是否均匀, RM 不稳定性可分为入射激波均匀的经典 RM 不稳定性 and 入射激波非均匀的非标准 RM 不稳定性^[9,10]. 自 20 世纪 60 年代经典 RM 不稳定性被提出以来, 国内外

* 国家自然科学基金 (批准号: 12102407, 12472397, 92052108)、冲击波物理与爆轰物理全国重点实验室基金 (批准号: JCKYS2023212003, JCKYS2022212006) 和挑战专题 (批准号: TZ2025016) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: zel0222@mail.ustc.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: zly@caep.cn

学者通过理论分析、实验和数值模拟等方法对其进行了广泛研究, 系统性揭示了其失稳机制和演化规律^[11-17]. 由于非标准 RM 不稳定性的演化机制更加复杂, 在对其物理机制和演化规律的认识把握方面, 较之经典 RM 不稳定性还存在明显差距. 近年来, 由于 ICF 等战略技术领域的需求牵引^[11], 非标准 RM 不稳定性逐渐引起重视. 例如, Zhou^[12,18] 在其流体力学不稳定性综述文章和专著中专门介绍了这种由非均匀激波诱导的非标准 RM 不稳定性. 此外, Thomas 和 Kares^[19] 通过数值模拟考察了激光非均匀辐照对 ICF 内爆过程的影响, 发现辐照非均匀性导致的球形非均匀汇聚激波与物质界面的相互作用是导致内爆晚期壳体与气芯区物质混合的重要因素. 这些研究表明, 探索非标准 RM 不稳定性的机理对于深入地认识 ICF 内爆物理机制并开展优化设计具有重要的参考价值.

相比于经典 RM 不稳定性, 非标准 RM 不稳定性引起的关注较少. Ishizaki 等^[20] 率先开展了正弦型非均匀激波冲击诱导平面界面失稳的数值模拟研究, 发现在非均匀激波振幅较大时, 界面会演化出有别于经典 RM 不稳定性中尖钉和气泡的界面凹腔或射流结构, 并推测该结构可能与入射激波波阵面的复杂波系结构有关 (后续研究表明^[10] 该结构为马赫反射波系^[21], 通常由入射激波、反射激波、马赫杆和滑移线组成). 刘金宏等^[22] 在垂直激波管中通过平面激波绕射刚性圆柱, 产生具有马赫反射波系的非均匀激波, 并通过高速阴影技术成功观测到了马赫反射波系诱导的界面凹腔结构. 随后, Zou 等^[23] 通过控制刚性圆柱与初始界面之间的距离调控非均匀入射激波, 并利用 Mie 散射技术观测到了界面凹腔和孔洞等不同的界面失稳结构. 进一步地, 采用与 Zou 等^[23] 相同的实验设置, Liao 等^[24] 考察了界面密度比对界面凹腔演化的影响. 结果表明, 随着界面密度比的增大, 界面凹腔的扰动增长率反而减小, 这与经典 RM 不稳定性的扰动增长规律截然相反. Wang 等^[25] 在高精度数值模拟中通过正弦型非均匀激波的振荡产生马赫反射波系, 也观察到了与 Ishizaki 等^[20] 研究中类似的界面“射流”结构. 随后, He 等^[26] 通过数值模拟探究了马赫反射波系诱发界面凹腔的物理机制, 认为界面凹腔由滑移线的剪切作用主导, 并发现马赫杆长度决定了凹腔的初始宽度. 近期, Zhang 等^[10] 通过激波极曲线理论求解马赫反射波系与界

面作用过程, 得到了马赫反射波系诱导的界面速度和环量分布的理论解. 结果表明, 凹腔结构的形成由马赫反射波系冲击界面时诱导的界面纵向速度扰动主导, 而该速度扰动由马赫反射波系的激波强度及入射角度决定.

综上所述, 近年来研究人员在马赫反射波系冲击诱导平面界面失稳机制的研究中取得了重要进展, 深化了对这类非标准 RM 不稳定性的机理认识. 然而, 该问题涉及多波系与界面相互作用、波后非均匀流动持续驱动界面变形等复杂物理过程, 导致现有的研究仍存在若干关键问题尚未解决. 在界面演化形态方面, 目前尚未阐明平面界面在马赫反射波系冲击下产生凹腔和射流两种不同物理图像的内在机制; 同时, 针对界面扰动增长规律的研究仍较为匮乏, 尤其尚未系统识别影响扰动增长率的主导物理参数. Zhang 等^[10] 研究指出, 马赫反射波系的激波强度与入射角度是决定界面失稳行为的关键参数, 然而其研究未进一步揭示失稳后的界面演化历程, 也未考虑马赫杆尺度对失稳过程的影响. 因此, 揭示马赫反射波系诱导界面失稳的完整演化规律, 并阐明马赫杆尺度在其中的作用机制, 具有重要的理论意义. 基于本课题组 Zou 等^[23], Liao 等^[24] 和 Zhang 等^[10] 的前期工作, 本文采用平面激波绕射刚体圆柱产生马赫反射波系. 由于圆柱绕射波系具有显著的非定常特征, 其传播过程中激波强度、入射角度与马赫杆尺度均随时间动态变化, 这些参数之间存在的耦合效应使得马赫杆尺度的独立影响难以剥离. 因此, 实现上述参数的有效解耦成为本研究面临的主要挑战. 针对这一问题, 本文利用激波圆柱绕射波系在传播过程中的自相似特性, 提出通过改变圆柱直径和圆柱与界面间距以调控入射马赫反射波系的方法, 实现了激波强度、入射角度与马赫杆尺度的解耦控制. 研究旨在系统揭示马赫反射波系冲击下界面失稳的完整演化图像与扰动增长规律, 重点阐明马赫杆尺度对界面失稳演化的影响机制, 以期为实际工程应用提供机理性认知和理论参考.

2 数值方法与计算模型

2.1 数值方法与程序验证

本文数值模拟采用基于 OpenFOAM 开发的可压缩流求解器 BlastFoam^[27], 该程序利用有限体

积法求解多组分非定常可压缩 Navier-Stokes 方程, 方程表达式如下:

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

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

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

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

式中, ρ 为流体密度; u_i 代表流体速度分量, x_i 表示空间坐标, $i = 1$ 和 $i = 2$ 分别代表 x 和 y 方向; p 为压力; δ_{ij} 为 Kronecker 符号; e_t 为单位质量流体内能; Y_s 为组分 s 的质量分数; q_j 为 j 方向热通量, $q_j = -k(\partial T/\partial x_j)$, k 是热传导系数, T 为温度; σ_{ij} 是黏性应力张量, 表达式为

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right). \quad (1e)$$

这里 μ 为动力学黏性系数, 根据 Sutherland 公式, 其与温度相关, 计算公式如下:

$$\mu = \mu_0 \times \left(\frac{T}{T_c} \right)^{1.5} \frac{T_c + T_s}{T + T_s}, \quad (1f)$$

式中, μ_0 为在一个标准大气压和温度 273.15 K 下的标准黏性系数; T_c 和 T_s 为公式相关参数. 控制方程中气体的热力学状态采用理想气体状态方程描述. 该程序采用 HLLC Riemann^[28] 求解器进行通量计算, 时间推进采用二阶 Runge-Kutta 格式. 此外, BlastFoam 程序还具有网格自适应功能, 能够在激波、流体界面等大密度梯度区域进行网格自适应加密.

为了验证数值程序在求解马赫反射波系与界面作用方面的可靠性, 对 Liao 等^[24] 圆柱绕射波系冲击平面 N₂-Kr 界面的激波管实验进行了模拟. 计算域示意图如图 1 所示, 计算域的 x 方向 (流向) 长度为 350 mm, y 方向 (展向) 宽度为 100 mm. 激波马赫数为 1.8 的入射激波从上往下传播, 在绕射直径 $d = 10$ mm 的刚体圆柱表面后, 冲击下游距离圆柱中心 $l = 40$ mm 的平面 N₂-Kr 气体界面. 流场初始温度设置为 293.15 K, 初始压力为 101325 Pa, 轻气体 (N₂) 和重气体 (Kr) 的密度分别为 1.164 kg·m⁻³ 和 3.491 kg·m⁻³, 气体比热比分别为 1.399 和 1.661. 计算边界条件设置为上方入

口边界条件, 下侧出口边界条件, 左右边界条件与实验一致. 计算域初始网格尺度为 0.125 mm, 在激波和流体界面等大密度梯度区域自适应加密两层后, 最小网格尺度为 31.25 μm. 课题组前期研究^[29,30] 表明, 在这样的网格分辨条件下, BlastFoam 程序能够较好地捕捉激波与界面相互作用的界面演化和波系结构.

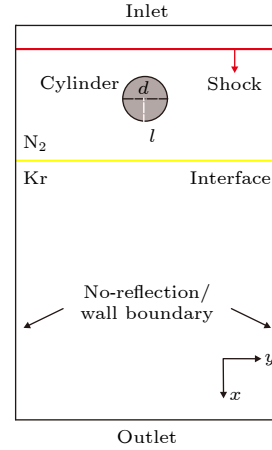


图 1 计算域示意图

Fig. 1. Schematic of the computational domain.

数值模拟与 Liao 等^[24] 平面激波圆柱绕射实验的波系对比如图 2(a) 所示, 可以看到, 数值纹影和实验阴影图像吻合良好. 圆柱绕射波系由平面入射激波 IS, 弯曲马赫杆 (MS₁, MS₂), 三波点 (TP₁, TP₂) 以及从三波点处产生的反射激波 (RS₁, RS₂) 和滑移线 (SL₁, SL₂) 组成. 图 2(b) 定量比较了提取自数值纹影图和 Liao 等^[24] 实验阴影图像中的三波点 TP₁ 和 TP₂ 的无量纲轨迹. 结果表明, 数值纹影和实验的三波点轨迹吻合良好, 验证了本文数值模拟结果的有效性. 图 3(a) 展示了数值模拟与 Liao 等^[24] 实验的界面演化图像. 可以看出, 数值模拟较好地捕捉到了界面演化的精细结构, 与实验图像吻合良好. 此外, 从图 3(a) 中提取界面高度 (h) 进行定量对比, 结果如图 3(b) 所示. 可以看到, 在采用与实验条件匹配的固壁边界条件时, 计算与实验结果具有良好的一致性, 进一步验证了本文模拟结果的可靠性.

2.2 参数设置

平面激波绕射刚性圆柱的示意图如图 4 所示. 根据 Bryson 和 Gross^[31] 的研究, 该绕射波系由入射激波马赫数、刚体圆柱直径以及激波绕射圆柱后

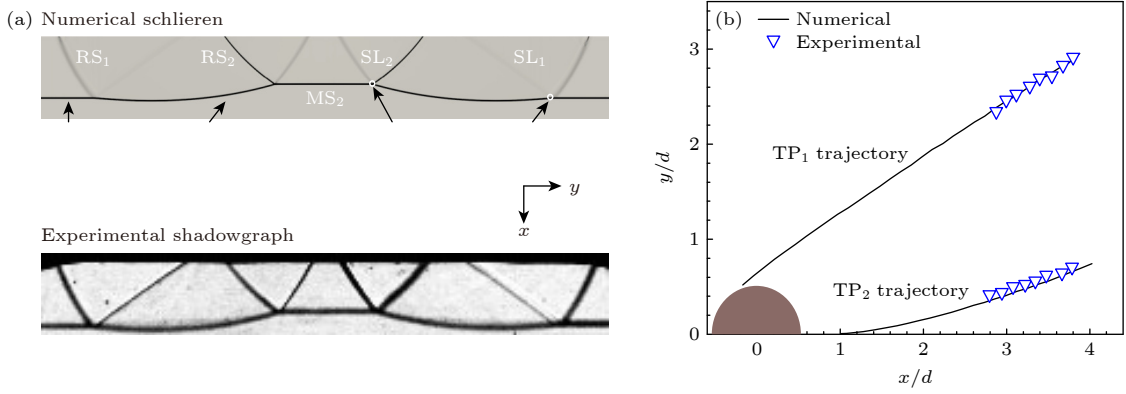


图 2 (a) 实验与数值模拟圆柱绕射波系结构对比; (b) 实验与数值模拟圆柱绕射波系三波点轨迹对比

Fig. 2. (a) Comparison of the wave configuration of the diffracted shock; (b) comparison of the triple point trajectories of the diffracted shock.

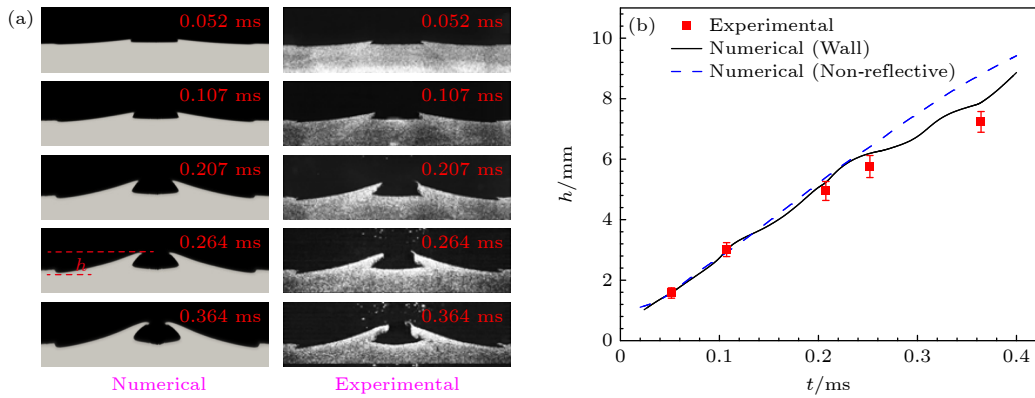


图 3 数值模拟和实验结果对比 (a) 界面演化图像; (b) 界面纵向高度 h

Fig. 3. Comparison of the numerical and experimental results: (a) The interface morphology; (b) the interface height h .

向下游传播的距离共同决定, 并且受雷诺数影响较小. 因此, 在保持无量纲参数 $\eta = l/d$ 不变的条件下, 通过改变刚体圆柱直径 d 和圆柱中心距界面距离 l , 可以获得在三波点 TP_2 附近具有相同激波强

度和入射角度, 但马赫杆尺度不同的马赫反射波系. 本文采用与验证算例相同的无量纲参数 $\eta = 4.0$, 并考虑了 $d = 5 \text{ mm}$, $d = 7.5 \text{ mm}$ 和 $d = 10 \text{ mm}$ 三种圆柱直径, 具体算例设置见表 1.

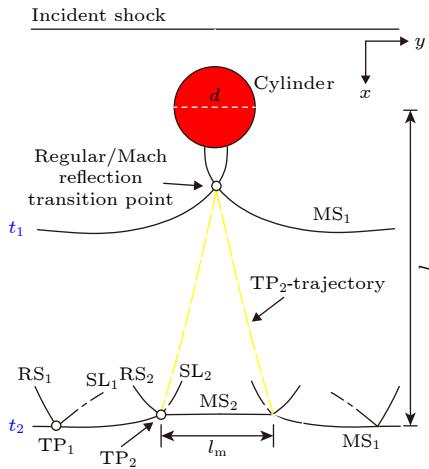


图 4 平面激波绕射刚体圆柱波系结构示意图

Fig. 4. Schematic diagram of the planar shock diffracting around the cylinder.

表 1 入射马赫反射波系参数

Table 1. Parameters of the incident Mach reflection wave configuration.

Case	d/mm	l/mm	η	Ms_i	Ms_m	$\alpha_i/(\text{^\circ})$	l_m/mm
I	5	20	4.0	1.62	1.82	14.2	7.12
II	7.5	30	4.0	1.61	1.82	14.3	10.56
III	10	40	4.0	1.62	1.82	14.6	14.04
Zhang ^[10]	10	40	4.0	1.62	1.83	14.4	/

数值模拟采用的计算域大小与验证算例保持一致, 仅改变圆柱直径和界面位置. 为了消除壁面反射波系对界面演化的影响, 数值模拟中将计算域左右边界设置为无反射边界条件. 图 3(b) 对比了采用固壁边界条件和无反射边界条件下的界面高度随时间的变化趋势. 由图 3(b) 可以看出, 在采用

固壁边界条件时, 界面振幅随时间的变化呈一定的振荡趋势, 这反映了侧壁面反射波系对界面演化的影响. 而采用无反射边界条件时, 界面振幅随时间的振荡消失, 这有利于界面扰动增长规律的研究. 因此, 在后续研究中, 数值模拟计算域左右边界均采用无反射条件.

2.3 入射马赫反射波系

为了验证本文算例设置的合理性, 图 5 比较了三种情形冲击界面前瞬时的圆柱绕射波系, 左侧为入射激波波形, 右侧为采用圆柱直径无量纲化后的激波马赫数 Ma (图中右侧上半部分) 和入射角度 θ (图中右侧下半部分) 沿波阵面的分布. 由图 5 可以看到, 三种情形的马赫杆尺度差异显著, 并且圆柱直径越小, 马赫杆尺度越短. 利用圆柱直径对空间尺度进行无量纲化, 可以看到, 三种马赫反射波系的激波强度和入射角度吻合良好. 这验证了本文算例设置的合理性, 即能够在保证激波强度和入射角度一致的前提下, 实现对马赫反射波系中马赫杆尺度的调控.

Zhang 等^[10]通过理论分析提出: 马赫反射波系三波点附近的激波参数 (以下称作三激波结构参数) 包括激波马赫数以及入射角度, 可以定量表征马赫反射波系的三激波结构. 基于此, 从数值模拟结果中提取了三波点 TP_2 附近马赫杆 MS_1 , MS_2 的激波马赫数 (Ms_1 , Ms_m), MS_1 的入射角 (α_i) 以及 MS_2 的马赫杆宽度 (l_m), 并在表 1 中进行了对比, 相关参数定义见图 4. 由表 1 可以看到, 三种情形

下马赫反射波系的激波马赫数和激波入射角均与 Zhang 等^[10]的数值模拟结果吻合良好. 上述参数设置成功地实现了马赫反射波系的激波强度和入射角度与马赫杆尺度的解耦, 为后续考察尺度效应对界面失稳演化的影响提供了契机.

3 结果分析与讨论

3.1 马赫反射波系与界面作用

首先, 以情形 I 为例介绍马赫反射波系与界面的相互作用过程, 定义马赫杆 MS_2 接触界面的时刻为初始时刻 ($t = 0 \mu s$). 图 6 通过数值纹影图和波系示意图相结合的方式, 展示了马赫反射波系与界面作用前后的流场结构变化.

如图 6 所示, 在 $t = -4 \mu s$ 时刻, 三波点 TP_2 附近的流场被马赫杆 MS_1 和 MS_2 、反射激波 RS_2 以及滑移线 SL_2 划分为四个特征区域 ((0)—(3) 区). 随后, 在 $t = -1 \mu s$ 时刻, 波阵面马赫杆 MS_1 率先冲击界面, 在界面上折射产生透射激波 TS_1 , 并形成反射激波 RS_3 . 随后, 在 $t = 0 \mu s$ 时刻, 马赫杆 MS_1 完成界面折射过程, MS_2 即将与界面发生作用. 此时, 波系结构演化处于临界状态, 三波点 TP_2 与界面接触, 并将界面分为内侧界面 I 和外侧界面 II. 随着流场的发展, 如图 6 中 $t = 5 \mu s$ 时刻的波系结构所示, 马赫杆 MS_2 完成了对内侧界面 I 的作用, 产生透射激波马赫杆 MS_3 和反射激波 RS_8 . 同时, 在入射激波波阵面后方, 反射激波 RS_2 与 RS_3 产生异侧规则干扰, 生成反射激波 RS_4 和

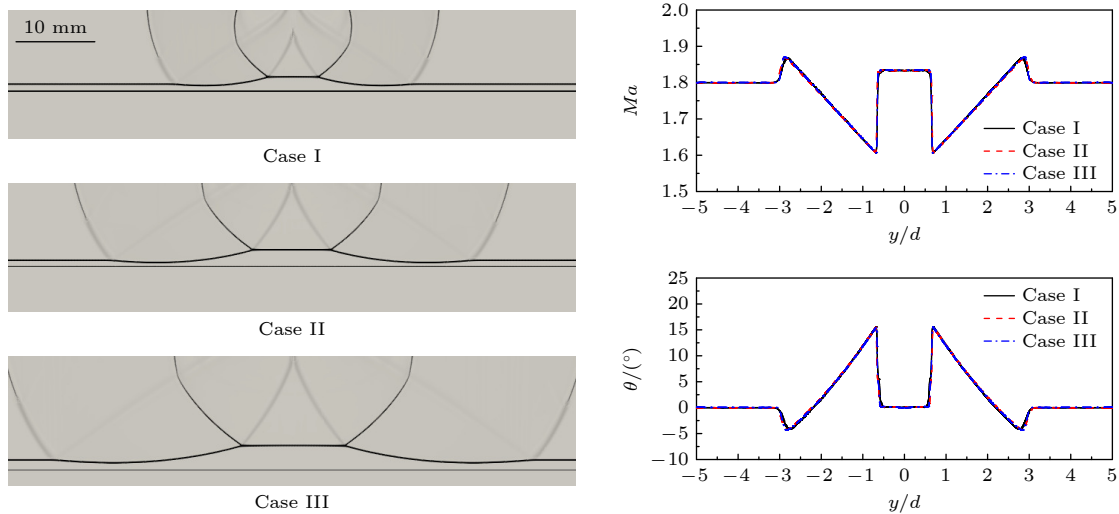


图 5 三种情形入射马赫反射波系

Fig. 5. Incident Mach reflection wave configuration for three cases.

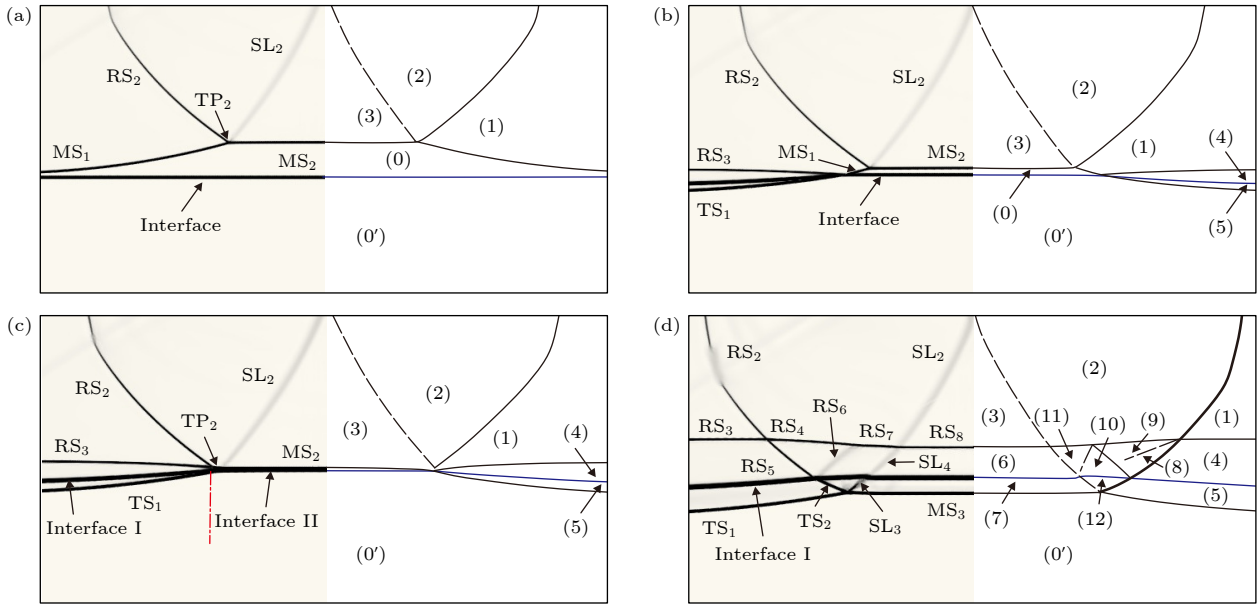


图 6 马赫反射波系与平面界面作用过程的数值纹影图(左)和波系示意图(右) (a) $t = -4 \mu\text{s}$; (b) $t = -1 \mu\text{s}$; (c) $t = 0 \mu\text{s}$; (d) $t = 5 \mu\text{s}$
 Fig. 6. Numerical schlieren images (left) and wave configuration diagrams (right) of the flow field resulting from the interaction between a Mach reflection wave configuration and an interface: (a) $t = -4 \mu\text{s}$; (b) $t = -1 \mu\text{s}$; (c) $t = 0 \mu\text{s}$; (d) $t = 5 \mu\text{s}$.

RS_5 . 随后, 反射激波 RS_5 对外侧界面再次作用, 生成反射激波 RS_6 和透射激波 TS_2 , 最终完成对外侧界面的二次冲击加速. 由于 MS_2 相较于 MS_1 具有更高的激波强度及更小的入射角度 (如表 1 所列), 内侧界面 II 获得显著高于外侧界面 I 的运动速度, 在界面上形成初始的速度扰动. 需要注意的是, 波后反射激波 RS_5 对外侧界面 I 的二次冲击, 导致了外侧界面的二次加速, 整体上抑制了由波阵面一次冲击印刻在界面的速度扰动.

根据课题组前期研究 [23,24], 激波冲击后印刻在界面上速度扰动是诱发界面失稳的关键因素. 由图 6 中 $t = 5 \mu\text{s}$ 时刻的波系结构可知, 马赫反射波系冲击界面后, 流场中形成了复杂的波系结构, 将流场划分为 12 个参数状态不同的子区域, 而界面最大速度扰动来源于三波点 TP_2 外侧界面 I 和内侧界面 II 之间的法向速度差. 因此, 为了定量表征马赫反射冲击后的速度扰动, 根据 Zhang 等 [10] 的研究思路, 以表 1 中情形 I 的波阵面激波强度和入射角度为输入参数, 采用激波极曲线理论求解马赫反射波系在界面上的折射问题, 可以求得流场各区域的流场参数, 并获得界面速度扰动的理论解. 采用与 Zhang 等 [10,32] 相同的定义, 速度扰动为 $V_p = V_{II} - V_I$, 其中 V_I 和 V_{II} 分别为外侧界面 I 和内侧界面 II 的法向速度.

图 7 展示了马赫反射波系冲击界面过程中, 波

阵面马赫杆 MS_1 , MS_2 首次冲击和反射激波 RS_5 二次作用后的界面速度分布, 鉴于流场具有对称性, 图中仅展示右侧区域. 其中, u_N 为从数值模拟中提取的界面速度分布, u_A 为激波极曲线理论求解得到的界面速度分布, $V_{P,st}$ 和 $V_{P,nd}$ 分别为激波阵面首次冲击和反射激波二次加载后的速度扰动. 由图 7 可以看到, 理论对激波冲击后的速度扰动求解准确, 反射激波的二次作用影响显著, 二次冲击抑制了约 75% 的速度扰动. 值得注意的是, Ishizaki 等 [20] 在求解小振幅扰动激波引起的非标准 RM 不稳定性的初始速度扰动时, 仅考虑了波阵面非均匀压力扰动的冲击效应, 忽略了波阵面后方横向传播的反射激波作用. 此外, 密度梯度和压力梯度不共

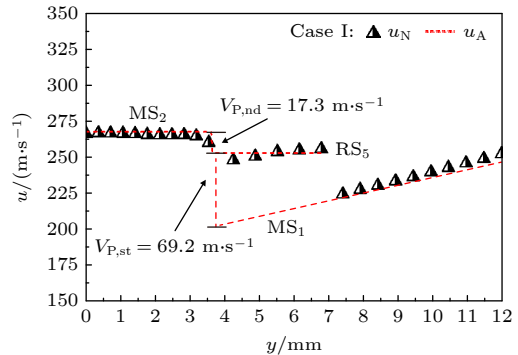


图 7 马赫反射波系冲击诱导的界面法向速度沿界面分布规律

Fig. 7. Longitudinal velocity along the interface imparted by the Mach reflection wave configuration.

线引起的斜压机制是经典 RM 不稳定性失稳演化的主导机制^[32]. 然而, 在马赫反射波系诱导的界面失稳过程中, 由于激波波阵面的入射角度较小^[23], 首次冲击在界面上沉积的初始斜压涡量相对有限. 同时, 波阵面后方横向传播的反射激波对界面二次冲击作用, 进一步抵消了大部分初始斜压涡量^[10]. 因此, 斜压机制的影响相对较弱.

3.2 界面失稳演化典型特征

图 8 通过 Kr 组分云图展示了情形 I 的界面失稳演化过程. 在演化的早期阶段 ($t = 70\text{--}150\ \mu\text{s}$), 界面凹陷结构的整体形态保持相对稳定, 但其深度随演化持续增大, 肩部横向宽度逐渐收缩. 随着流场持续演化, 凹陷底部在马赫杆 MS_2 非均匀冲击诱导的界面速度作用下发生弯曲变形. 此外, 在 $t = 200\text{--}250\ \mu\text{s}$ 时间段内, 凹陷肩部逐渐发生弯曲. 在随后的 $t = 300\ \mu\text{s}$ 时刻, 凹陷肩部弯曲程度增加, 底部出现明显的局部凸起. 流场进一步演化至 $t = 400\ \mu\text{s}$ 时, 凹陷肩部发生闭合, 界面演化为具有中心空腔的“ Δ ”形, 整体形态与 Zou 等^[23] 实验结果相似. 在 $t = 500\ \mu\text{s}$ 时刻, 轻气体凹陷深入重气体区域, 界面整体演化类似“射流”结构, 界面形态与 Wang 等^[25] 数值模拟结果较为吻合. 上述结果表明, 界面凹陷与类“射流”结构均是马赫反射诱导界面失稳演化的特征结构, 界面凹陷出现在演化早期, 而“射流”结构形成在凹陷闭合之后.

在经典 RM 不稳定性中, 将轻气体进入重气体定义为气泡. 因此, 可将凹陷闭合后的界面形态定义为“射流状气泡”, 凹陷底部则为“射流状气泡”头部, 闭合后的凹陷肩部为气泡尾部. 值得注意的是, 在 Liao 等^[24] 的激波管实验中, 并未观测到凹陷闭合过程. 究其原因, 由于实验观测受到激波管实验

段的尺寸限制, 导致有效实验时间不足, 在凹陷闭合发生前, 界面已受到激波管端壁反射激波的二次冲击干扰. 此外, He 等^[26] 和 Zhang 等^[10] 的数值模拟研究主要聚焦于凹陷形成初期的失稳机理, 尚未涉及界面的后期演化行为. 本研究通过全流场数值模拟, 首次完整揭示了马赫反射波系作用下界面失稳的完整演化图像. 此外, 在 Liao 等^[24] 的实验结果和 He 等^[26] 的模拟结果中, 均出现了凹陷肩部弯曲现象和底部凸起结构, 这与本文的模拟结果一致.

由于马赫反射波系诱导的界面凹陷、射流等失稳结构的形态显著区别于经典 RM 不稳定性的尖钉和气泡结构^[26], 目前还缺乏对其扰动振幅的严格定义. 为了量化界面失稳的扰动增长, 这里定义凹陷肩部顶点和底部最低点之间的纵向高度作为界面扰动振幅 a (定义见图 8 中 $t = 150\ \mu\text{s}$ 时刻组分云图). 图 9(a) 和图 9(b) 分别展示了界面扰动振幅及其增长率随时间的变化规律. 从图 9(a) 可以看到, 在初始阶段 ($t < 160\ \mu\text{s}$), 界面扰动振幅呈线性增长趋势; 当 $t > 160\ \mu\text{s}$ 时, 扰动增长呈现显著的非线性特征. 进一步分析界面扰动增长率演化曲线 (图 9(b)) 发现: 在线性阶段 ($t < 160\ \mu\text{s}$), 界面扰动增长率约为 $20.4\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$; 进入非线性阶段后, 界面扰动增长率先降低后升高. 值得注意的是, 界面扰动偏离线性增长阶段的时刻 (约 $t = 160\ \mu\text{s}$) 与图 8 中界面凹陷肩部发生弯曲变形的时间较为吻合, 两者具有一定的关联性. 此外, 图 9(c) 给出了“射流状气泡”头部 (即凹陷底部) 特征点在演化过程中的速度变化, 其中 A, B, C 分别对应 $y = 0\ \text{mm}$ (气泡头部中心)、 $y = -2\ \text{mm}$ (气泡头部左侧) 和 $y = 2\ \text{mm}$ (气泡头部右侧) 位置. 由图 9 可以发现, 在线性演化阶段, 特征点运动速度呈减小趋势, 这

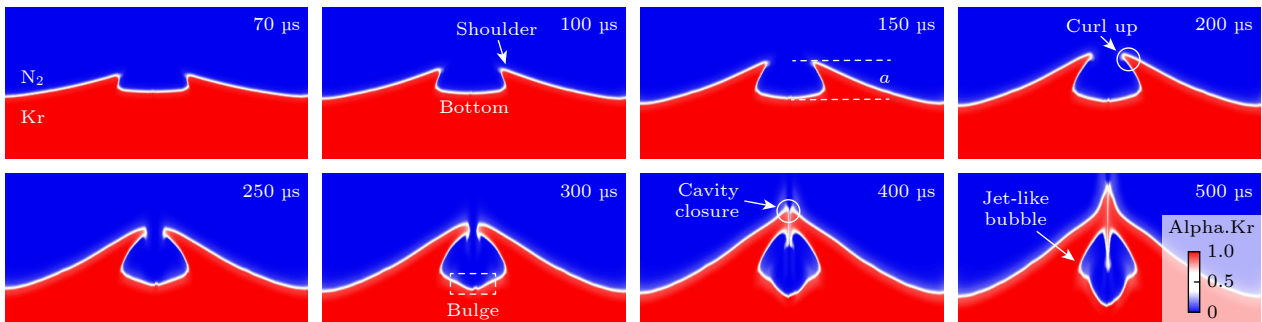


图 8 情形 I 界面演化图像
Fig. 8. Evolution of the interface for case I.

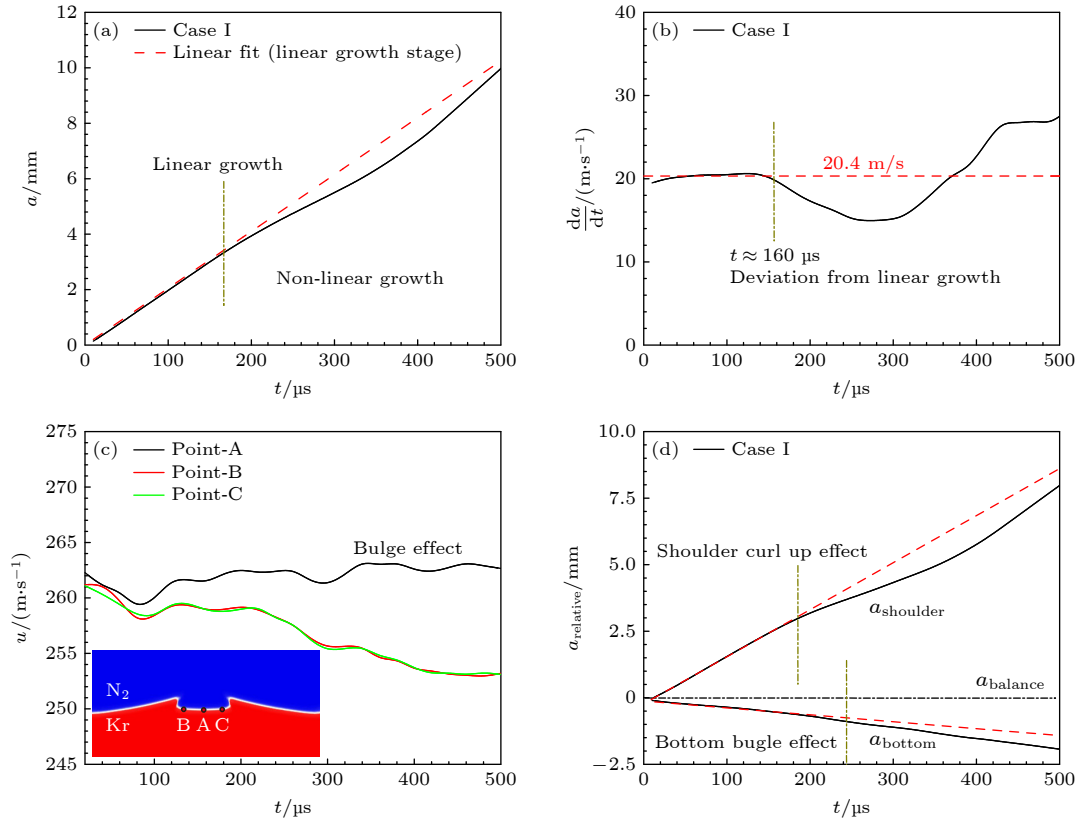


图 9 情形 I 界面演化定量分析 (a) 界面扰动振幅; (b) 界面扰动增长率; (c) 气泡头部速度; (d) 凹腔肩部和底部的高度

Fig. 9. Quantitative analysis of interface evolution for case I: (a) Interface perturbation amplitude; (b) interface perturbation growth rate; (c) the velocity of the bubble head; (d) the height of the cavity shoulder and cavity bottom.

表明气泡速度整体上随时间衰减, 该现象与经典 RM 不稳定性中, 非线性阶段后期, 气泡运动速度饱和后速度减小的行为相似^[33]. 然而, 对于气泡头部中心的 A 点, 由于凹腔底部凸起结构的演化, 其速度先出现短暂加速, 随后速度保持相对稳定.

进一步分析界面扰动增长率变化的内在原因, 将扰动振幅拆为如下形式,

$$a_i = a_{bottom} + a_{shoulder} \\ = |x_{balance} - x_{bottom}| + |x_{balance} - x_{shoulder}|, \quad (2)$$

其中 a_{bottom} 和 $a_{shoulder}$ 分别代表凹腔肩部和底部相对于平衡位置的高度, 二者根据凹腔肩部最高处位置 (界面肩部坐标 x 方向最大值) 和凹腔底部最低处位置 (界面凹腔坐标 x 方向最小值) 与界面平衡位置 (根据一维激波动力学理论计算) 的差值计算, 结果如图 9(d) 所示. 由图 9(d) 可以看到, 在界面演化进入非线性阶段后, 凹腔肩部弯曲变形导致凹腔纵向高度减小, 降低了界面扰动增长率. 随后, 凹腔底部凸起结构的快速发展逐渐抵消了肩部弯曲的影响, 提高了界面扰动增长率. 因此, 扰动振幅增长率变化的物理机制, 可归因于凹腔几何形态

的动态演变. 基于上述演化规律, 可将情形 I 条件下马赫反射波系冲击诱导的界面失稳过程分为线性增长 ($t < 160 \mu s$) 和非线性发展 ($t > 160 \mu s$) 两个阶段, 并且凹腔的肩部弯曲是界面演化进入非线性阶段的主要标志.

为了进一步探究引起凹腔几何形态变化的物理机制, 图 10 展示了情形 I 在典型演化时刻的涡量分布 (图中红色实线代表界面位置). 由图 10(a) 可知, 界面凹腔的肩部形态由滑移线 SL_4 与界面交汇处的局部形态决定, 在演化初期 ($t < 160 \mu s$), 凹腔肩部始终与 SL_4 交汇于其未变形区域, 所以凹腔肩部形态也保持相对稳定. 随着流场演化, 滑移线 SL_4 在界面附近弯曲, 凹腔肩部也随之发生变形. 与此同时, 滑移线 SL_4 在流场对称轴附近发生卷起, 形成反向旋转的涡对结构, 如图 10(b) 所示. 随着流场进一步演化, 在图 10(c) 所示的 $t = 300 \mu s$ 时刻, 滑移线卷起形成的涡对结构接近凹腔底部. 从流场局部速度云图可以看出, 涡对诱导的高速射流逐渐向凹腔底部运动, 导致凹腔底部出现凸起结构. 该现象同样表明了高速卷曲射流是“射流状气泡”头部速度二次加速的原因. 由此可以看出, 滑

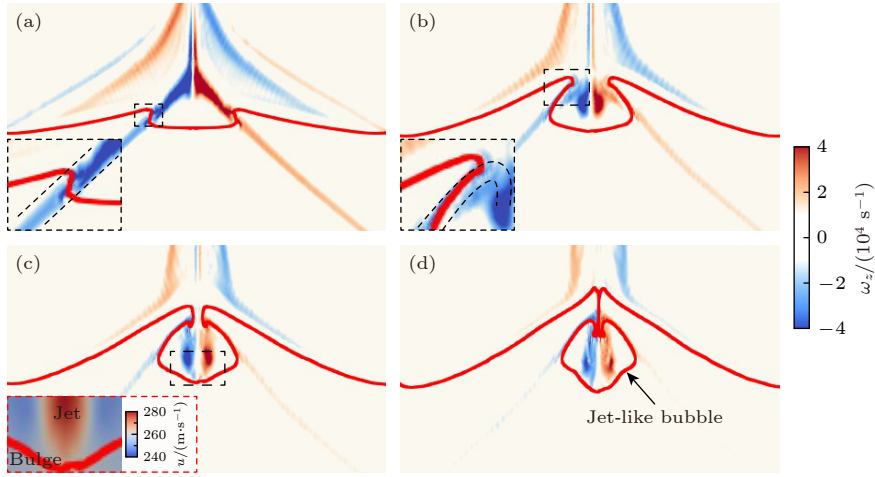


图 10 情形 I 不同时刻的界面涡量云图 (a) $t = 70 \mu\text{s}$; (b) $t = 200 \mu\text{s}$; (c) $t = 300 \mu\text{s}$; (d) $t = 400 \mu\text{s}$

Fig. 10. Contour of vorticity at different evolution time for case I: (a) $t = 70 \mu\text{s}$; (b) $t = 200 \mu\text{s}$; (c) $t = 300 \mu\text{s}$; (d) $t = 400 \mu\text{s}$.

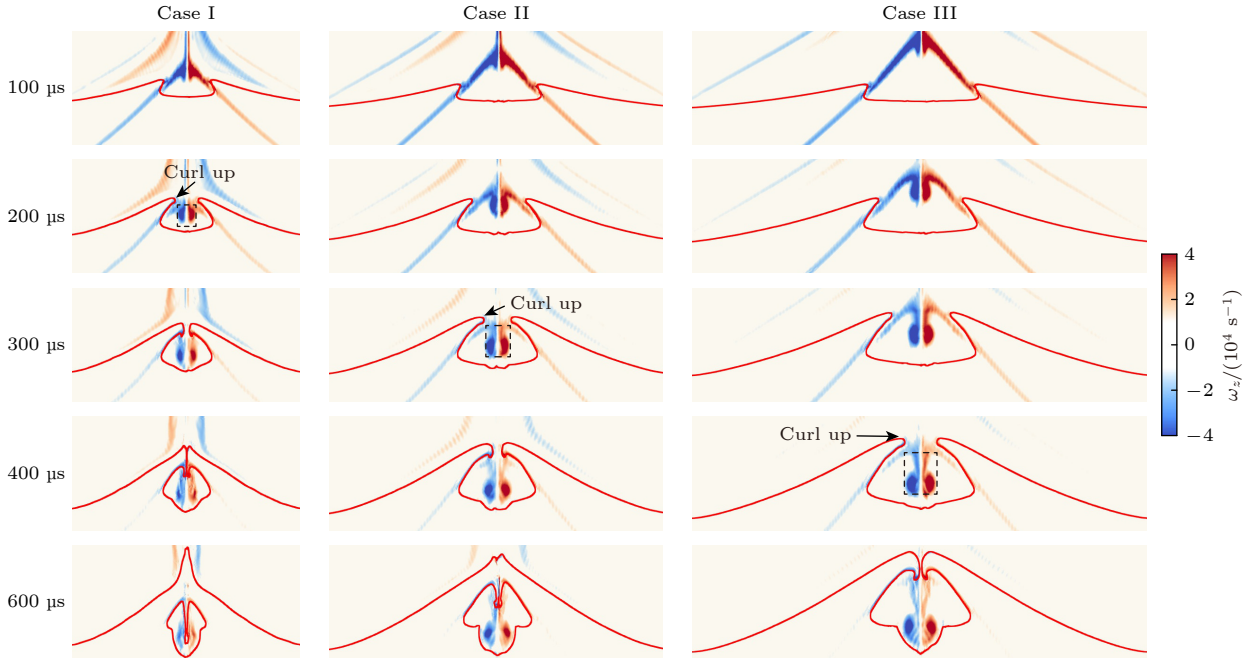


图 11 三种情形不同时刻的涡量云图

Fig. 11. Contour of vorticity at different evolution time for three cases.

移线弯曲引起的凹腔肩部变形和由滑移线卷曲射流驱动的凹腔底部局部凸起, 是导致界面非线性演化的关键物理机制. 值得注意的是, 类似的滑移线弯曲和卷曲射流现象也出现在其他激波动力学问题中, 例如运动激波马赫反射时形成的滑移线卷曲射流^[34], 以及高马赫数激波与气泡相互作用时诱发的 Winkle 涡对^[35]等. Henderson 等^[36]的研究表明, 在跟随滑移线与对称轴交点的运动坐标系中, 滑移线两侧流体在流场对称轴上的滞止压力差, 是造成滑移线弯曲和卷曲射流形成的关键因素.

3.3 马赫杆尺度效应

上述分析仅探讨了一种马赫反射波系诱导的界面演化过程, 而未涉及马赫杆尺度对界面演化的影响. 实际上, 马赫杆尺度不仅决定界面凹腔的初始宽度^[26], 还对凹腔后续演化有重要作用.

图 11 通过 Kr 组分等值线 (Kr 体积分 90% 等值线) 和流场涡量云图相结合的方式展示了情形 I, II 和 III 条件下, 平面界面在马赫反射波系冲击下的失稳演化过程. 由图 11 可以发现, 在界面失稳初期的线性演化阶段 (如 $t = 100 \mu\text{s}$ 时),

三种情形的凹腔宽度和整体尺寸已有显著的差异. 随着流场发展, 三种情形下的界面演化先后进入非线性演化阶段. 在 $t = 200 \mu\text{s}$ 时, 受滑移线弯曲影响, 情形 I 的凹腔肩部发生变形, 并率先进入非线性演化阶段. 随后, 情形 II 和 III 也分别在约 $t = 300 \mu\text{s}$ 和 $t = 400 \mu\text{s}$ 时进入非线性阶段. 该现象表明, 马赫杆尺度通过影响滑移线弯曲区域与凹腔肩部的作用时间控制着界面向非线性演化阶段转变. 此外, 随着马赫杆尺度增大, 滑移线卷曲射流与凹腔底部发生作用的时间也逐渐延迟, 凹腔底部发生局部凸起的时间也随之推迟.

图 12(a) 定量对比了三种情形下界面扰动振幅随时间的变化规律, 图中特征点 A, B, C 分别对应情形 I, II, III 偏离线性阶段的临界时刻 ($t_A = 160 \mu\text{s}$, $t_B = 240 \mu\text{s}$, $t_C = 330 \mu\text{s}$). 值得注意的是, 在线性演化阶段, 三种情形的界面扰动振幅呈现高度一致性, 该现象表明马赫杆尺度对线性阶段扰动增长的影响较弱. 进一步分析发现, 线性阶段扰动增长率主要由入射波系冲击时印刻在界面的速度扰动影响 (由图 7 可知, 界面受冲击获得速度扰动为 $17.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 占数值模拟线性增长率 ($20.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) 的比重约为 84.8%). 当演化进入非线性阶段后, 三种情形的界面扰动振幅开始呈现显著差异. 值得注意的是, 非线性阶段的起始时间与马赫杆尺度呈正相关 ($t_C > t_B > t_A$), 该规律与图 11 中展示的界面演化特征高度一致. 为深入揭示马赫杆尺度效应的影响规律, 采用马赫杆宽度 (l_m) 作为特征尺度对界面扰动振幅进行无量纲化, 同时引入特征时间 l_m/D (其中 D 为入射激波速度) 对时间进行无量纲

化, 如图 12(b) 所示. 经过无量纲化处理后, 三种情形的界面扰动振幅偏离线性增长阶段的临界时刻趋于一致. 然而, 在非线性演化阶段, 无量纲界面扰动振幅呈现出明显的工况依赖性, 且幅值随马赫杆尺度的增大而增大. 该现象表明, 滑移线弯曲和卷曲射流对界面扰动振幅的相对贡献与马赫杆宽度正相关.

为了进一步分析马赫杆尺度的影响机制, 图 13 给出了 4 个无量纲时刻 (8.85, 17.70, 26.62 和 35.82) 的界面凹腔无量纲形态对比, 凹腔结构由 K_r 体积分数等值线给出, 并采用圆柱直径 d 为特征长度无量纲化. 由图 13 可以看到, 在界面演化线性阶段, 三种情形无量纲凹腔结构形态吻合良好 (如图 13(a) 所示); 演化进入非线性阶段后 (如图 13(b)、图 13(c) 和图 13(d) 所示), 凹腔结构整体上吻合较好, 但凹腔底部出现了差异. 特别是, 当凹腔闭合形成“射流状气泡”后, 其气泡头部的发展呈现出明显的尺度依赖性, 马赫杆尺度越大, 气泡头部增长越快. 这表明, 马赫杆引入了新的时间尺度, 通过影响“射流状气泡”头部的发展影响界面非线性阶段演化. 进一步地, 图 14 展示了图 13(b) 对应无量纲时刻凹腔内部流场对称面的速度分布情况. 由图 14 可以看到, 速度大小整体上呈现马赫杆长度越长, 速度越快的特点. 其原因在于, 随着马赫杆尺度的增大, 界面演化进入非线性阶段的特征时间相应延长, 这使得滑移线卷曲射流能够获得更充分的发展空间, 从而对凹腔底部产生更为显著的扰动效应, 对“射流状气泡”头部的促进作用更强, 最终导致界面扰动增长率的增大.

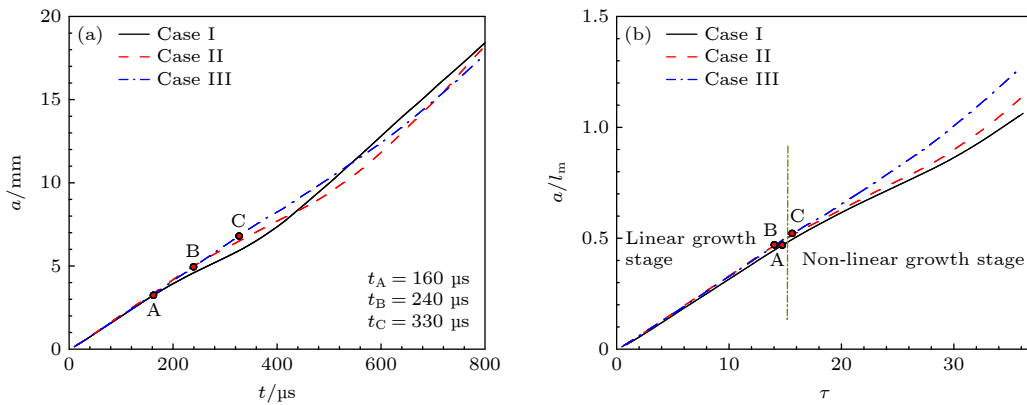


图 12 (a) 三种情形界面扰动振幅变化; (b) 三种情形无量纲扰动振幅变化

Fig. 12. (a) Time variations of amplitude for three cases; (b) time variations of dimensionless amplitude for three cases.

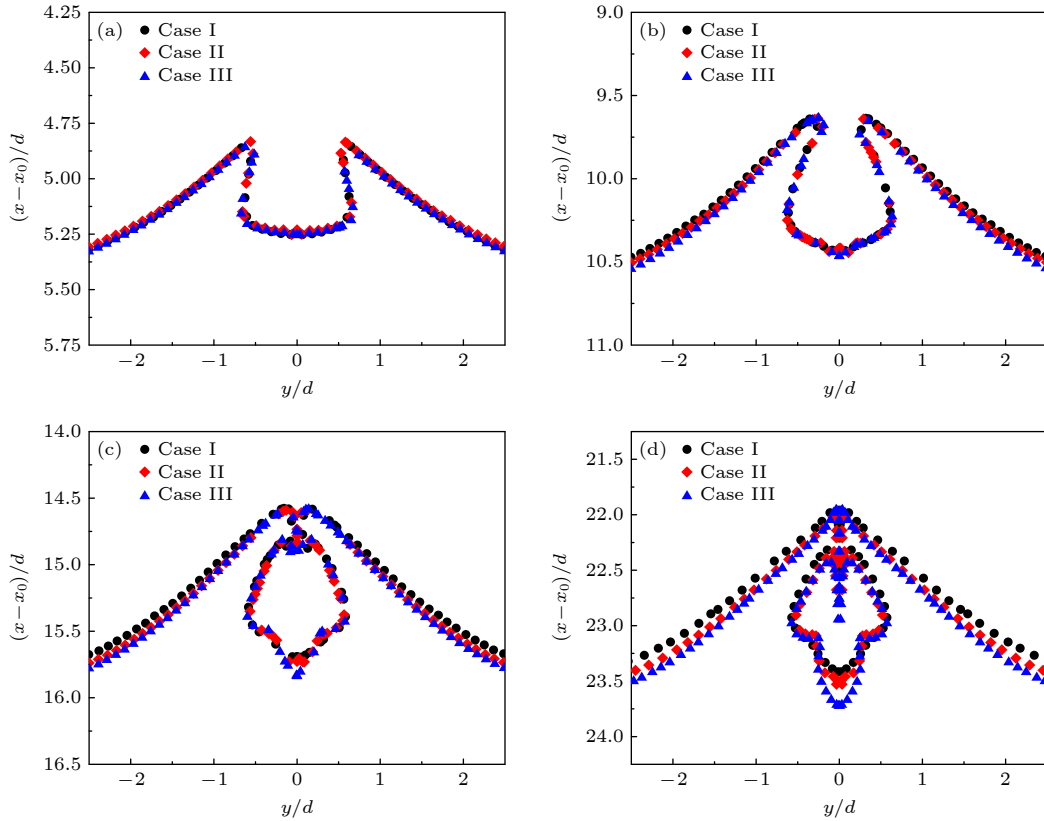


图 13 三种情形界面形态对比 (a) $\tau = 8.85$; (b) $\tau = 17.70$; (c) $\tau = 26.62$; (d) $\tau = 35.82$

Fig. 13. Comparison of the interface morphologies at different times for case I, II and III: (a) $\tau = 8.85$; (b) $\tau = 17.70$; (c) $\tau = 26.62$; (d) $\tau = 35.82$.

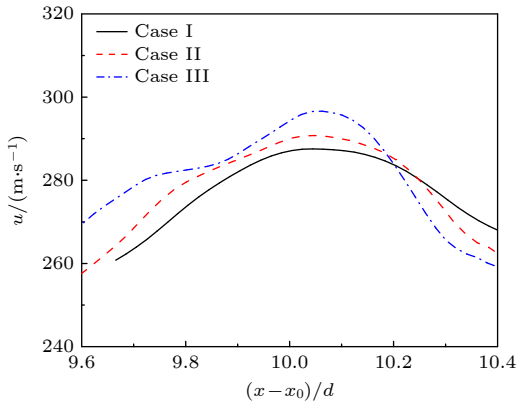


图 14 三种情形 $\tau = 17.70$ 时刻流场对称面速度分布

Fig. 14. Velocity distribution in cavity symmetric plane at $\tau = 17.70$ for three cases.

通过上述分析发现, 马赫杆尺度在马赫反射波系的激波强度和入射角度均相同的情况下, 主要从以下方面对界面演化产生影响. 其一, 马赫杆长度直接决定了界面凹腔的初始宽度以及界面失稳结构的整体尺寸; 其二, 马赫杆尺度对贯穿界面的滑移线的弯曲程度以及滑移线卷曲射流与界面相互作用的时间具有重要影响, 进而对界面进入非线性

演化阶段的临界时刻产生关键作用; 其三, 马赫杆引入新的时间尺度, 通过影响作用界面前卷曲射流的强度, 影响界面凹腔闭合以及“射流状气泡”头部发展.

3.4 讨论

在马赫反射波系冲击平面界面诱导的非标准 RM 不稳定性中, 界面在不同演化阶段依次显现凹腔、卷曲射流以及“射流状气泡”等几何特征. 这些特征与经典 RM 不稳定性演化中的尖钉、气泡有着本质区别. 例如, 在经典 RM 不稳定性中, 气泡速度先增长后趋于饱和 [33]. 然而, “射流状气泡”的速度在入射波系作用后即达到极值, 并且在卷曲射流的作用下出现二次加速. 因此, 马赫反射波系诱导的非标准 RM 不稳定性更为复杂, 对这些特征的描述与预测超出了经典 RM 不稳定性的理论范畴. 研究表明, 当将界面凹腔肩部顶点与底部最低点之间的纵向高度定义为界面扰动振幅时, 界面演化可划分为初期线性增长阶段和后期非线性发展两个阶段, 这与经典 RM 不稳定性存在相似之处.

在经典 RM 不稳定性中, 入射激波马赫数、界面两侧流体的热力学参数以及初始界面扰动的振幅和波长决定了界面的后续失稳演化; 而对于马赫反射波系诱导的非标准 RM 不稳定性, 其物理机制尚不清晰, 理论模型匮乏, 究竟哪些参数决定界面失稳演化, 仍是亟待研究的开放性科学问题。

在过去的研究中, 预测界面扰动振幅增长的理论模型大多是基于 Richtmyer 冲击模型修正的经验公式^[37-39], 缺乏严格的理论支持. Ishizaki 等^[20]将扰动激波冲击平面界面看作无穷多个长度无限小的斜激波冲击界面过程的叠加, 得到冲击瞬时界面扰动振幅增长率与扰动激波增长率之间的关系, 其本质为扰动激波冲击后印刻在界面的速度差. 然而, Ishizaki 模型^[20]仅适用于小振幅扰动激波, 对于入射激波波阵面携带奇点的马赫反射波系并不适用. Zhang 等^[10]从三激波结构在平面界面的折射过程出发, 根据激波极曲线理论和气体动力学理论得到马赫反射波系冲击界面的理论解析解, 得到入射波系印刻在界面的速度扰动. 图 15 给出了凹腔肩部、底部高度与 Ishizaki 模型^[20]和 Zhang 等^[10]理论预测结果的比较. 由图 15 可以发现, Ishizaki 模型^[20]与 Zhang 等^[10]理论凹腔底部预测一致, 凹腔肩部存在很大差异. 原因在于, Ishizaki 模型^[20]仅考虑扰动激波阵面的一次冲击作用, 未考虑马赫反射波系波阵面后方横向反射激波对界面二次冲击的影响.

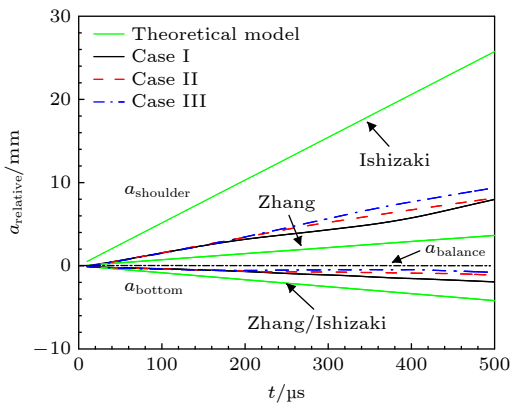


图 15 凹腔肩部、底部的高度变化与理论模型预测对比
Fig. 15. Comparison of the height variations of the cavity shoulder and cavity bottom with the theoretical model predictions.

需要注意的是, Zhang 等^[10]的理论也无法完全预测界面后续的扰动增长, 激波冲击时的速度扰

动低估了凹腔肩部的扰动增长, 高估了凹腔底部. 这与马赫反射波系波后流场的非均匀性有关, 即界面扰动增长还受马赫杆与滑移线形成的高速质量流三角区速度非均匀的影响^[32]. 图 16(a) 展示了 Case I 的入射波系在冲击界面约 3 μs 的滑移线内外侧流向速度分布. 由图 16(a) 可以发现, 当滑移线远离三波点靠近流场对称轴时, 三角区外侧流向速度减小, 滑移线内外侧速度差增大. 由于凹腔肩部沿滑移线速度剪切层发展, 当肩部发展至滑移线顶部, 受增大的滑移线内外侧速度差的影响, 凹腔肩部发展快于入射激波冲击界面时, 这导致了凹腔肩部增长大于理论预测值. 图 16(b) 给出了马赫反射波系波阵面后方高速质量流三角区中心对称面的压力分布. 由图 16(b) 可以看出, 波后压力随着远离波阵面而减小, 进而导致速度降低. 随着马赫反射波系穿过界面向下传播, 界面逐渐远离激波阵面, 运动速度小于激波作用时界面获得的冲击速度, 这导致理论模型高估了凹腔底部发展.

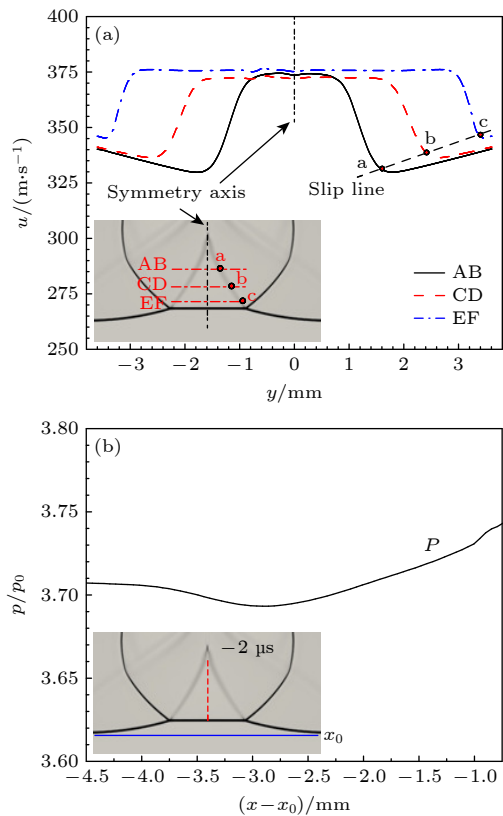


图 16 情形 I 波后流场的速度非均匀性 (a) 滑移线内外侧速度分布; (b) 波后高速三角区对称面压力分布

Fig. 16. Velocity non-uniformity in the post-wave flow field for case I: (a) Velocity distribution on both sides of the slip line; (b) pressure distribution on the symmetry axis of the high-speed triangular area.

通过上述分析可知, 当下的具备理论基础的预测模型仅能对马赫反射波系冲击时印刻在界面的速度扰动做出准确预测, 无法预测波后流场非均匀性对界面演化的影响. 在后续研究中, 波后流场非均匀性的量化是一个关键难点, 亟需开展相关工作.

4 结 论

在数值模拟中, 利用平面激波绕射刚性圆柱产生的马赫反射波系的自相似传播特征, 通过改变圆柱直径实现了马赫反射波系的强度和入射角度参数与马赫杆尺度的解耦控制, 研究了马赫杆尺度对马赫反射波系冲击诱导平面气体界面失稳的影响, 得到以下结论:

1) 在马赫反射波系的非均匀冲击下, 通过复杂的波系作用在平面界面印刻了初始速度扰动, 诱导界面失稳; 随后, 在波后流场非均匀性的影响下, 界面演化为凹腔, 并沿滑移线发展逐渐闭合直至形成含中心空腔的“ Λ ”形态; 最后, 随着中心空腔侵入重气体, 界面形态演化为“射流状气泡”.

2) 通过对界面扰动振幅的定量分析发现, 界面演化可划分为线性增长和非线性发展两个阶段. 在线性增长阶段, 界面扰动近似线性增长; 在非非线性发展阶段, 界面扰动增长率先减小后增长. 涡量场的分析表明, 贯穿界面的滑移线弯曲和卷曲射流驱动的界面变形是影响界面演化非线性阶段的关键物理机制. 在非非线性阶段, 界面扰动增长率先因凹腔肩部发生弯曲而减小, 随后又因凹腔底部局部凸起结构的快速发展而增大. 此外, 值得注意的是, 滑移线卷曲射流是导致“射流状气泡”二次加速的主要原因.

3) 马赫杆尺度对界面失稳演化的影响主要体现在以下方面: 首先, 马赫杆的长度直接决定了凹腔的初始宽度和整体尺寸. 其次, 马赫杆尺度决定了滑移线卷曲和射流形成演化的特征时间, 控制界面演化进入非线性阶段的时间节点. 此外, 马赫杆尺度还引入新的时间尺度, 在线性演化阶段, 界面凹腔增长率受马赫杆尺度影响较小, 主要由马赫反射波系的激波强度和入射角度控制; 在非非线性阶段, 通过影响作用界面前卷曲射流的强度, 影响凹腔闭合以及“射流状气泡”头部发展, 界面扰动增长率随马赫杆尺度的增大而增大.

4) 马赫反射波系对界面失稳演化的作用可以

分为两部分, 一是波系结构冲击界面印刻初始速度扰动, 二是波后非均匀流场持续驱动界面演化. 目前具备良好理论基础的理论模型, Ishizaki 模型^[20]仅考虑了波阵面前沿的非均匀激波冲击效应, 但未考虑波后横向传播的反射激波影响, 对马赫反射波系诱导的界面失稳不适用. 而 Zhang 等^[10]提出的激波极曲线理论模型虽然较完整地考虑了马赫反射波系与界面作用复杂的波系演化, 能够对激波冲击界面时印刻的速度扰动做出合理的预测, 但无法对波后流场非均匀性影响做出量化, 后续亟需开展相关量化工作.

参考文献

- [1] Richtmyer R D 1960 *Commun. Pure. Appl. Math.* **13** 297
- [2] Meshkov E E 1969 *Fluid Dyn.* **4** 101
- [3] Sniyaluk V A, Weber C R, Landen O L, et al. 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 014007
- [4] Chen Z, Yuan Y T, Wang L F, Tu S Y, Miao W Y, Wu J F, Ye W H, Deng K L, Hou L F, Wei M X, Li Y J, Yin C S, Dai Z S, Han X Y, Li Y S, Li Z Y, Zhang C, Pu Y D, Dong Y S, Yang D, Yang J M, Zheng W D, Zou S Y, Wang M, Ding Y K, Zhu S P, Zhang W Y, He X T 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 135101
- [5] Sun J S 2009 *Adv. Mech.* **39** 460 (in Chinese) [孙锦山 2009 *力学进展* **39** 460]
- [6] Wang P, He A M, Shao J L, Sun H Q, Chen D W, Liu W B, Liu J 2018 *Sci. Sin. -Phys. Mech. Astron.* **48** 094608 (in Chinese) [王裴, 何安民, 邵建立, 孙海权, 陈大伟, 刘文斌, 刘军 2018 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **48** 094608]
- [7] Ren Z, Wang B, Xiang G, Zhao D, Zhang L 2019 *Prog. Aeronaut. Sci.* **105** 40
- [8] Dimotakis P E 2005 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **37** 329
- [9] Zou L Y, Wu Q, Li X Z 2020 *Sci. Sin. -Phys. Mech. Astron.* **50** 104702 (in Chinese) [邹立勇, 吴强, 李欣竹 2020 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **50** 104702]
- [10] Zhang E L, Liao S F, Zou L Y, Zhai Z G, Liu J H, Li X Z 2024 *J. Fluid Mech.* **984** A49
- [11] Zhou Y, Sadler J D, Hurricane O A 2025 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **57** 197
- [12] Zhou Y 2017 *Phys. Rep.* **720-722** 1
- [13] Sun B B, Ye W H, Zhang W Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 194701 (in Chinese) [孙贝贝, 叶文华, 张维岩 2023 *物理学报* **72** 194701]
- [14] Zhang S B, Zhang H H, Chen Z H, Zheng C 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 105202 (in Chinese) [张升博, 张焕好, 陈志华, 郑纯 2023 *物理学报* **72** 105202]
- [15] Zhai Z G, Zou L Y, WU Q, Luo X S 2018 *Proc. Inst. Mech. Eng., Part C* **232** 2830
- [16] Xu A G, Zhang D J, Gan Y B 2024 *Front. Phys.* **19** 42500
- [17] Yuan Y T, Tu S Y, Yin C S, Li J W, Dai Z S, Yang Z H, Hou L F, Zhan X Y, Yan J, Dong Y S, Pu Y D, Zou S Y, Yang J M, Miao W Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 205203 (in Chinese) [袁永腾, 涂绍勇, 尹传盛, 李纪伟, 戴振生, 杨正华, 侯立飞, 詹夏宇, 晏骥, 董云松, 蒲昱东, 邹士阳, 杨家敏, 缪文勇 2021 *物理学报* **70** 205203]
- [18] Zhou Y 2024 *Hydrodynamic Instabilities and Turbulence:*

- Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov, and Kelvin-Helmholtz Mixing* (Cambridge: Cambridge University Press) pp242–246
- [19] Thomas V A, Kares R J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 075004
- [20] Ishizaki R, Nishihara K, Sakagami H, Ueshima Y 1996 *Phys. Rev. E* **53** R5592
- [21] Wang H, Zhai Z G, Luo X S 2022 *J. Fluid Mech.* **947** A42
- [22] Liu J H, Zou L Y, Cao R Y, Liao S F, Wang Y P 2014 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **46** 475 (in Chinese) [刘金宏, 邹立勇, 曹仁义, 廖深飞, 王彦平 2014 力学学报 **46** 475]
- [23] Zou L Y, Liu J H, Liao S F, Zheng X X, Zhai Z G, Luo X S 2017 *Phys. Rev. E* **95** 013107
- [24] Liao S F, Zhang W B, Chen H, Zou L Y, Liu J H, Zheng X X 2019 *Phys. Rev. E* **99** 013103
- [25] Wang Z, Wang T, Bai J S, Xiao J X 2019 *J. Turbul.* **20** 481
- [26] He Y F, Peng N F, Li H F, Tian B L, Yang Y 2023 *Phys. Rev. Fluids* **8** 063402
- [27] Synthetik Applied Technologies LLC 2020 *BlastFoam: A Solver for Compressible Multi-Fluid Flow with Application to High-Explosive Detonation* [2020-4-13]
- [28] Toro E F, Spruce M, Speares W 1994 *Shock Waves* **4** 25
- [29] Li L F, Jin T, Zou L Y, Luo K, Fan J R 2023 *Phys. Fluids* **35** 026104
- [30] Chen Y F, Jin T, Liang Z H, Zou L Y 2023 *Phys. Fluids* **35** 114103
- [31] Bryson A E, Gross R W 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 1
- [32] Zhang E L, Liao S F, Zou L Y, Liu J H, Li X Z, Liang Z H 2024 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron* **54** 104704 (in Chinese) [张恩来, 廖深飞, 邹立勇, 刘金宏, 李欣竹, 梁正虹 2024 中国科学: 物理学 力学 天文学 **54** 104704]
- [33] Huo X H, Wang L F, Tao Y S, Li Y J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144705 (in Chinese) [霍新贺, 王立锋, 陶焯晟, 李英骏 2013 物理学报 **62** 144705]
- [34] Gao Y L, Jiang Z L 2009 *Explosion and Shock Waves* **29** 143 (in Chinese) [高云亮, 姜宗林 2009 爆炸与冲击 **29** 143]
- [35] Winkler K A, Chalmers J W, Hodson S W, Woodward P R, Zabusky N J 1987 *Phys. Today* **40** 28
- [36] Henderson L F, Vasilev E I, Ben-Dor G, Elperin T 2003 *J. Fluid Mech.* **479** 259
- [37] Liang Y, Ding J C, Zhai Z G, Si T, Luo X S 2017 *Phys. Fluids* **29** 086101
- [38] Zhai Z G, Liang Y, Liu L L, Ding J C, Luo X S, Zou L Y 2018 *Phys. Fluids* **30** 046104
- [39] Zou L Y, Al-Marouf M, Cheng W, Samtaney R, Ding J C, Luo X S 2019 *J. Fluid Mech.* **879** 448

Evolution dynamics and scale effects on the instability of a planar interface subjected to a Mach reflection wave configuration*

LIANG Zhenhong ZHANG Zhen ZHANG Enlai[†] ZOU Liyong[‡]

(National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics,
China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, China)

(Received 6 August 2025; revised manuscript received 30 September 2025)

Abstract

In order to better understand and predict the complex interface instability phenomena induced by non-uniform shock waves in practical engineering and scientific applications, a detailed investigation has been conducted on the interaction between a Mach reflection wave configuration and a planar gas interface. Particular attention is paid to the role of the Mach stem scale in governing the evolution of interface instability and the associated mechanisms of perturbation growth. Numerical simulations show that when the Mach reflection wave configuration interacts with the interface, the complex wave structures impart initial velocity perturbations onto the interface, thereby triggering instability. This process is further influenced by the non-uniform post-shock flow field, under which the initially perturbed interface gradually evolves into a concave cavity and subsequently into jet-like bubble structures. These patterns are notably different from the spike and bubble morphologies observed in classical Richtmyer-Meshkov instability. A systematic quantitative analysis of the perturbation amplitude reveals that the instability growth can be divided into two different stages: an

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12102407, 12472397, 92052108), the Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, China (Grant Nos. JCKYS2023212003, JCKYS2022212006), and the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2025016).

[†] Corresponding author. E-mail: zel0222@mail.ustc.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zly@caep.cn

initial linear growth stage and a nonlinear development stage. The transition between these stages is governed by interface deformation mechanisms, particularly the bending of the slip line intersecting the interface and the subsequent formation of the curl-up jet. When the shock strength and incidence angle of the Mach reflection configuration are kept constant, the Mach stem scale emerges as the decisive parameter controlling the characteristic time of slip line curling and jet development. The results show that during the linear stage, perturbation growth is primarily determined by shock strength and incidence angle, and is insensitive to the Mach stem scale. In contrast, during the nonlinear stage, the perturbation growth rate increases with the augmentation of Mach stem scales, highlighting the scale-dependent nature of the nonlinear stage. Furthermore, theoretical models are critically examined against numerical simulation results. While existing models can reasonably capture the initial velocity perturbations imprinted on the interface by the Mach reflection configuration, they are unable to combine the effects of Mach stem scale and the sustained driving influence of post-shock flow non-uniformities. This limitation underscores the need for improved theoretical descriptions. Overall, these findings provide new insights into the intrinsic coupling among shock strength, incidence angle, and Mach stem scale in determining the evolution of shock-induced interface instability. These insights not only deepen the fundamental understanding of the non-stand RM instability but also provide valuable references for the development of predictive theoretical models and the engineering applications such as inertial confinement fusion and high-speed propulsion systems.

Keywords: Richtmyer-Meshkov instability, shock wave, Mach reflection, jet

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

DOI: [10.7498/aps.74.20251054](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251054)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251054](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251054)

马赫反射波系冲击诱导平面界面失稳的演化规律与尺度效应

梁正虹 张震 张恩来 邹立勇

Evolution dynamics and scale effects on the instability of a planar interface subjected to a Mach reflection wave configuration

LIANG Zhenghong ZHANG Zhen ZHANG Enlai ZOU Liyong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 245201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251054

CSTR: 32037.14.aps.74.20251054

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251054>

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

不同界面组分分布对Richtmyer–Meshkov不稳定性的影响

Influence of different interface component distributions on Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2023, 72(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222090>

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>

金属锡Richtmyer–Meshkov不稳定性的高应变率强度行为

High strain rate strength behavior of Richtmyer–Meshkov instability in Tin metal

物理学报. 2025, 74(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250699>

密度扰动的类Richtmyer–Meshkov不稳定性增长及其与无扰动界面耦合的数值模拟

Numerical simulation study on growth of Richtmyer–Meshkov-like instability of density perturbation and its coupling with unperturbed interfaces

物理学报. 2023, 72(19): 194701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230928>

激波与轻质气柱作用过程的磁场抑制特性

Magnetic field suppression characteristics in interaction process between shock wave and light gas cylinder

物理学报. 2024, 73(8): 084701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231916>

二维平面激波折射的理论计算方法

On theoretical calculation method for two-dimensional planar shock wave refractions

物理学报. 2023, 72(6): 064701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222042>