反射激波诱导界面不稳定性研究进展

丛洲洋, 郭旭, 司廷*

中国科学技术大学工程科学学院近代力学系, 合肥 230027

*联系人, E-mail: tsi@ustc.edu.cn

收稿日期: 2020-03-27; 接受日期: 2020-05-12; 网络出版日期: 2020-08-04

国家自然科学基金(编号: 11722222, 91952205, 11621202)和基础科学挑战专题(编号: TZ2016001)资助项目

摘要 运动激波与流体界面相互作用能够引起复杂的流动现象, 包括激波反射折射、界面失稳以及湍流混合等, 在自然界和工程实际中具有重要的应用价值和研究意义. 入射激波冲击之后, 初始界面上的扰动在斜压涡量和压力扰动等机制下经历线性和非线性增长, 界面形态不断发生变化; 当反射激波再次冲击变形的界面时, 涡量的产生及输运将改变界面不稳定性的演化过程, 产生不同的物理现象和规律. 由于反射激波的生成及控制比单次激波要更加复杂, 开展与之相关的界面不稳定性研究工作具有极大的挑战性. 本文回顾了近年来学者们在反射激波诱导界面失稳和湍流混合方面取得的实验、数值和理论研究进展, 重点从平面和汇聚两种典型的初始激波形状出发, 讨论了界面形状、激波强度、反射距离等初始条件对反射激波再次作用下界面不稳定性影响规律, 并进一步展望今后的研究重点和方向.

关键词 激波, 界面, 反射激波, 界面不稳定性, 湍流混合

PACS: 47.20.Ma, 47.27.-i, 47.40.-x, 47.51.+a, 47.85.Gj

1 引言

激波诱导界面不稳定性, 又称为激波与界面相互作用或Richtmyer-Meshkov (RM)不稳定性, 最早是由Richtmyer^[1]在1960年做出理论预测, 并由Meshkov^[2]在1969年开展的激波管实验所证实, 可描述为: 当运动激波冲击两种不同属性流体的交界面时, 流场中将出现复杂的流动现象, 包括反射、透射、折射等波系结构以及界面失稳和湍流混合等. 在流动过程中, 初始界面上的扰动会很快增长, 从线性增长阶段进入非线性增长阶段, 各种谐波扰动和次谐波扰动逐渐被激发,

不同波长的扰动相互作用并耦合, 最终在一定条件下导致流体间的湍流混合. 这种激波诱导界面不稳定性在惯性约束核聚变(Inertial Confinement Fusion, ICF)、清洁能源^[3]、航天火箭发动机^[4]、天体物理^[5]等领域有着重要的研究和应用价值. 如, 它是惯性约束核聚变物理研究中至今掌握的最薄弱的技术环节之一, 是从物理层面上把握初级内爆动作过程的关键因素. 在初始时刻激波作用各种组合界面时, 靶丸表面光滑度的微小缺陷以及激波形状的微小非对称性都会引起RM不稳定性, 热核燃料和内爆推进层因烧蚀而产生界面扰动并不断增长, 并伴随空间几何效应、流场

引用格式: 丛洲洋, 郭旭, 司廷. 反射激波诱导界面不稳定性研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 104703

Cong Z Y, Guo X, Si T. Advances in interfacial instability induced by reshock (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 104703, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0099](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0099)

非均匀性、Rayleigh-Taylor (RT)效应、反射激波的二次作用等复杂过程,促使冷热流体之间混合加剧,严重降低热核燃料温度,从而影响热核反应甚至导致初级聚变点火失败.而在航天火箭发动机方面,燃烧室中发生的RM不稳定性极大提高了燃料和氧化剂的接触面积和燃烧效率,使燃烧距离缩短,还能够减小发动机容积,从而有效提高发动机的推进性能.在天体物理中,超新星的坍塌与爆炸、射流、超新星反弹冲击波等都会与周围非均匀星际云相互作用,相关机理也都与RM不稳定性及湍流混合密切相关.可以看出,上述自然界和工程实际中的物理现象都与激波诱导界面不稳定性密切相关,深入开展与之相关的基础科学问题研究至关重要.

目前单次激波与流体界面相互作用的研究已经得到国内外专家学者的广泛重视,美、日、法、英、俄、以色列等国家都一直在关注相关问题^[6-19],我国学者也开展了丰富的研究工作并取得一系列重要进展^[20-29].近年来,相关的专题综述已经4次在*Annual Review of Fluid Mechanics*上发表^[30-33].特别是随着高精度、大规模、强适应性数值算法的提出以及实际应用的需要^[34-37],更接近实际情况的汇聚激波和反射激波及其诱导的RM不稳定性逐渐得到重视^[38,39].罗喜胜等人^[40]对激波诱导下的气体界面不稳定性实验研究进行了系统的回顾,总结了激波的产生、界面的形成以及流场的诊断三个方面的进展,给出了汇聚激波和反射激波冲击流体界面、三维复杂激波和界面、湍流混合形成机理等未来研究的方向.翟志刚等人^[41]本着从简单到复杂的原则,按照入射激波形式从平面激波到汇聚激波和扰动激波,初始界面形状从单模界面到复杂的多模界面,空间维度从二维到三维的顺序,对激波管中开展的RM不稳定性实验进行了系统的介绍,并对RM不稳定性未来的研究方向进行了展望.丁举春等人^[42]系统分析了汇聚RM不稳定性问题,总结了不同汇聚激波管中实验研究进展,并考察了空间几何效应、RT效应、可压缩性等典型汇聚效应对扰动发展的影响.

反射激波诱导界面不稳定性比单次激波的相关研究要更加复杂,需要考察入射激波作用初始界面后,再次冲击已变形界面的发展过程.在已有的研究中,入射激波主要分为平面激波和汇聚激波.在平面激波情形,通过在激波管尾端设置反射壁即可形成反射激波,

其中反射激波形状和流场状态与反射距离密切相关^[43-45];在汇聚激波情形,激波在向心汇聚到中心后会发生反射,产生发散状反射激波^[46-48].在初始扰动界面生成方面,界面形状主要可分为平直/倾斜、气泡/气柱/气帘/双气层、单/多模界面等^[49-59].可见,反射激波与界面相互作用涉及激波形状和强度、反射距离、界面种类、流体性质等诸多参数.反射激波再次冲击已变形界面,将会产生额外的涡量及新的压力分布,从而引起界面的再次变形,产生复杂的流动现象.流场诊断技术的发展使学者们能够进一步了解界面演化后期向湍流混合的过渡,获取定量数据,深入研究相关的物理问题.例如,热线风速仪和激光多普勒仪能够测量流场中单点的湍流速度^[60,61],纹影、Mie散射技术等可以得到界面演化的大尺度信息^[49,53],粒子成像测速(Particle Image Velocimetry, PIV)-平面激光诱导荧光(Planar Laser Induced Fluorescence, PLIF)同步测试技术则同时表征了流场速度脉动和密度脉动^[50,56-58],为从统计学角度更深入地了解湍流混合奠定了基础.此外,大规模数值计算和模拟方法的发展,促进了反射激波相关研究的开展^[34-39].

本文从平面、汇聚两类入射激波出发,系统回顾反射激波诱导界面不稳定性的研究进展,给出波面迹线及界面运动的 $x-t$ 图,总结界面形态、反射距离、初始激波强度、Atwood数等初始条件效应对扰动发展的影响,并结合已有成果对反射激波冲击界面后的湍流转捩及湍流混合过程进行分析.最后,基于已有研究优势对未来的研究重点及方向进行展望.

2 平面激波情形

平面激波在实验室条件下容易生成,由平面激波诱导的界面不稳定性也受到了国内外研究人员的广泛关注.由此引起的反射激波再次冲击已变形界面,与之相关的研究也相对较多.

2.1 激波冲击界面的 $x-t$ 图分析

对于激波冲击界面问题, $x-t$ 图可以直观地反映波面迹线及界面的运动^[44,62-64].激波冲击重轻界面时会反射膨胀波,而遇到轻重界面时会反射激波,而透射波均为激波.当透射激波运动到端壁并反射,再次冲击已变形界面时,将产生新的波系结构.Lombardini等

人^[37]对平面激波冲击无扰动重轻和轻重平直界面两种情形绘出了不同波系与界面反复作用的 $x-t$ 图. 如图1(a)所示, 激波与重轻界面相互作用之后, 产生向端壁传播的透射激波和向重流体区域传播的反向膨胀波. 透射激波到达端壁后形成反射激波再次作用界面, 透射一道激波, 并再次向端壁方向反射一道激波. 由此产生的连续反射激波以类似的过程延续, 并且强度逐渐降低. 界面每次与反射激波作用后, 都会使向端壁的流向速度减小, 最终界面逐渐静止. 每一次反射激波冲击界面相当于一个脉冲, 它通过斜压力矩在混合区沉积涡量, 能够放大现有的涡量波动.

入射平面激波冲击轻重平直界面后, 反射一道激波, 透射波也是激波, 如图1(b)所示. 透射激波在端壁反射后与重轻界面再次作用, 透射一道激波穿过界面, 并在重流体区反射产生一系列的膨胀波. 膨胀波从端壁反射后, 再次与界面作用, 此时压缩波被反射到重流体区. 压缩波从端壁反射后与界面相遇, 在重流体区产生反射的膨胀波. 这样的往复过程造成强度逐渐降低的膨胀波和压缩波在壁面和界面之间交替反射, 使得界面的流向运动速度正负波动. 这些端壁反射的多道压缩波/膨胀波不断在界面处造成能量沉积, 这与图1(a)中由于连续减弱的多道反射激波产生脉冲式的能量沉积是不同的.

当平直界面替换为扰动界面时, $x-t$ 图将变得复杂, 一次作用后的透射激波和反射激波将不再是平直的, 产生的激波折射和绕射等将改变激波形状, 而界面形态也将不断演化^[62,63]. 到达端壁后形成的反射激波会

在运动过程中不断变化. 当反射距离足够大时, 再次作用已变形界面的反射激波将因为追赶效应而趋于平直结构. 此时界面扰动不断增长, 扰动振幅变大, 激波与界面再次作用将经历一个短暂的过程, 产生复杂的波系结构和界面形貌. 可见, 反射激波诱导界面不稳定性比单次激波的作用要更加复杂, 流场演化和波系结构也与更多的初始条件密切相关.

2.2 初始条件效应

初始条件包括初始界面形状、反射距离、马赫数和Atwood数等方面, 会直接造成反射激波诱导界面不稳定性在演化上的差异. 国际上已开展了一定的研究工作, 为便于叙述, 我们将其中代表性研究成果所涉及的初始条件列于表1. 下面对初始条件效应逐一进行介绍.

2.2.1 初始界面形状

已有研究考虑了气泡、气柱、气帘、倾斜界面等初始界面形状, 其生成方式主要包括有膜和无膜两种技术. 有膜技术主要采用固体膜或肥皂膜来形成界面. 硝化纤维膜是使用较多的一种固体膜, Erez等人^[64]探究了初始膜厚度对界面增长率的影响, 发现它仅影响入射激波冲击后的界面增长率, 而对反射激波冲击后的增长率无影响, 这与Vetter和Sturtevant^[65]的结论一致. Griffond等人^[66]改变了支撑硝化纤维膜网格的大小, 认为反射激波波后的混合区增长率对网格长度的依赖性较弱. 尽管纹影图像中可以观察到清晰的网格

图1 入射激波为平面激波时, (a)重轻和(b)轻重流体界面受多次冲击的 $x-t$ 图^[37]. 图片来自于文献^[37], 并取得授权

Figure 1 The $x-t$ wave diagrams for the interaction of an incident planar shock with (a) a heavy-light density interface and (b) a light-heavy density interface under reshock conditions ^[37]. Reproduced from ref. ^[37], with the permission of Cambridge University Press.

表1 文献中反射激波诱导界面不稳定性的代表性初始条件

Table 1 Typical initial conditions of reshock-induced instability in publications

文章	马赫数	组分	界面形态	反射距离 (mm)
Brouillette et al. (1989) ^[62]	1.12–1.68	空气/SF ₆ , He, R-22, CO ₂	固体膜-小扰动/无膜-连续界面	105
Brouillette et al. (1993) ^[63]	1.12–1.66	空气/SF ₆ , He, R-22, CO ₂	固体膜-小扰动/无膜-连续界面	700
Brouillette et al. (1994) ^[43]	1.12–1.66	空气/SF ₆ , R-22	无膜-连续界面	490–1020
Houas et al. (1996) ^[44]	1.28–4.2	CO ₂ /Ar, He; 空气/CO ₂ , Ar, He	固体膜-小扰动界面	800–1520
Lombardini et al. (2011) ^[37]	1.49–1.56	空气/CO ₂ , SF ₆ , H ₂	数值-小扰动界面	620
Mohaghar et al. (2019) ^[71]	1.55, 1.9	N ₂ /CO ₂	无膜-倾斜单模、多模界面	–
Leinov et al. (2009) ^[45]	1.15–1.45	空气/SF ₆	固体膜-小扰动界面	80–235
Hill et al. (2006) ^[34]	1.24, 1.50, 1.98	空气/SF ₆	数值-小扰动界面	490, 620, 1100
Vetter et al. (1995) ^[65]	1.18–1.98	空气/SF ₆	固体膜-小扰动界面	610
Erez et al. (2000) ^[64]	1.25	空气/SF ₆ 、空气/空气	固体膜-单模界面	140–240
Griffond et al. (2017) ^[66]	1.20	空气/SF ₆	固体膜-小扰动界面	100–300
Jacobs et al. (2013) ^[68]	1.20	空气/SF ₆	无膜-小扰动界面	–
McFarland et al. (2014) ^[69]	2.50	空气/SF ₆	数值-倾斜界面	–
McFarland et al. (2014) ^[49]	1.55	N ₂ /CO ₂	无膜-倾斜单模界面	–
Mohaghar et al. (2017) ^[50]	1.55	N ₂ /CO ₂	无膜-倾斜单模、多模界面	–
Reilly et al. (2015) ^[70]	1.55	N ₂ /CO ₂	无膜-倾斜单模界面	520, 1070, 1610
Balakumar et al. (2008) ^[56]	1.20	空气/SF ₆ /空气	无膜-气帘界面	137
Balasubramanian et al. (2012) ^[57]	1.20	空气/SF ₆ /空气	无膜-气帘界面	–
Gowardhan et al. (2011) ^[74]	1.20	空气/SF ₆ /空气	无膜-气帘界面	–
Shankar et al. (2014) ^[75]	1.21	空气/SF ₆ /空气	无膜-气帘界面	35
Si et al. (2012) ^[53]	1.21–1.25	空气/He、空气/SF ₆	肥皂膜-气泡界面	27–125
Liu et al. (2014) ^[73]	1.21, 1.37, 1.56	N ₂ /SF ₆	无膜-平面界面	305
Wang et al. (2012) ^[54]	1.20	空气/SF ₆	数值-气柱界面	4.5–90
Zhai et al. (2017) ^[67]	1.20	空气/SF ₆	肥皂膜-V型界面	181–293
He et al. (2014) ^[72]	1.23	空气/SF ₆ 、空气/Ar	无膜-气柱界面	90
Zhang et al. (2014) ^[55]	1.23	空气/SF ₆	无膜-气柱界面	90

间距印记, 但初始条件不同的网格间距没有明显改变反射前后混合层的宽度.

肥皂膜界面相比于固体膜界面有着污染小、界面薄、易于精确控制初始形状的优点. Zhai等人^[67]采用细针约束的方法形成了精确可控的V形肥皂膜初始界面, 利用高速纹影法获得了反射激波冲击后界面连续演化图像. 实验测量了反射激波作用后的混合宽度, 并与Mikaelian理论模型进行了对比, 发现存在一定差异. 原因在于反射激波作用后流场并没有完全达到湍流混合状态, 不满足理论模型的适用条件. 此外, Si等人^[53]对反射激波冲击下空气中球形SF₆、氦气肥皂膜界面进行了系统研究, 发现了完全不同的流场演化

结构.

在无膜气体界面实验中, Jacobs等人^[68]研究了竖直激波管中反射激波冲击空气/SF₆界面实验. 界面的初始扰动是通过振荡产生的三维短波长扰动, 入射激波马赫数为1.2. 实验形成了两组不同波长、振幅的随机初始扰动, 并通过Mie散射技术进行了拍摄, 得到了混合宽度随时间演化的定量数据. 结果发现, 尽管反射激波作用前, 两组实验的增长率遵循不同的幂次增长, 但在反射激波作用后, 两组实验均表现为线性增长, 且增长率的值相同. 而这一结果小于Leinov等人^[45]的硝化纤维膜界面实验结果, 原因可能是膜片的破碎混杂在流场中, 导致反射时混合加剧.

Balasubramanian等人^[57]研究了正弦扰动的无膜SF₆气帘界面在反射激波冲击后的演化, 提出以无量纲长度标度 $\eta=k\delta$ (振幅 δ 和波数 k)表征初始界面均方根斜率. 在三组不同的反射冲击时间 t_{RS} 的实验中(图2), 通过对速度脉动、功率谱密度等参量进行分析, 发现高 η 值会增强反射后的混合, 并实现向湍流的转变. McFarland等人^[49,69]通过实验与数值研究指出, 无膜倾斜界面可以用于研究初始沉积涡量为常数的界面不稳定性问题, 这种倾斜界面易于使用涡量方程加以预测. 在后续研究中, Reilly等人^[70]研究了倾斜界面在不同反射距离下反射激波冲击后的演化, 并得到了混合层中的涡量等信息. Mohaghar等人^[50,71]继续利用该倾斜激波管生成了单模及多模的无膜界面, 图3给出了多模初始条件下的浓度演化图. 值得一提的是, 这里并不是纯粹的单模界面, 实际上是一种倾斜界面, 只是界面的单模模态占据了主导地位. 实验结果表明多模情况在反射前后均表现出比单模情况更小的密度梯度和更高的混合度.

王显圣等人^[54]和何惠琴等人^[72]通过实验和数值模拟研究了反射激波作用下气柱界面的演化过程. 实验中采用无膜射流技术形成了SF₆重气柱, 在马赫数1.23的入射激波冲击下, 气柱界面产生了两个反向旋转的初始涡环结构. 而在反射激波作用下, 气柱上会出现与初始涡环旋转方向相反的次级涡对, 并发展成为后期流场的主要特征. 张赋等人^[55]对反射激波作用后SF₆重气柱的流场进行了PIV观测, 获得速度场和涡量场, 并将环量数据与Kelvin环量模型进行比较, 取得了较好的一致性. 此外, 刘金宏等人^[73]还研究了绕圆柱体后的扰动激波冲击N₂/SF₆平直界面以及反射激波的再次冲击过程. 结果表明, 反射激波与边界层、壁面、界面之间的作用, 导致壁面附近混合区的演化机理极其复杂, 同时壁面附近会发展出较大的壁面涡.

2.2.2 反射距离

反射距离的延长会导致初始界面在反射激波冲击前有更长的演化时间, 因此可以通过改变反射距离来

图2 马赫数1.2的三组不同工况实验^[57], 反射激波冲击界面时间 t_{RS} 分别为(a) 90 μ s, (b) 170 μ s, (c) 385 μ s. 图片来自于文献^[57], 并取得授权

Figure 2 Three different sets of experiments with $Ma=1.2$ shock that travels downward ^[57]. Reshock occurs at time t_{RS} of (a) 90 μ s, (b) 170 μ s, and (c) 385 μ s. Reproduced from ref. ^[57], with the permission of AIP Publishing.

图3 马赫数1.9初始平面激波冲击多模界面的浓度(ζ)场演化图. 反射激波 ≈ 4 ms时作用界面^[71]. 图片来自于文献[71], 并取得授权

Figure 3 Concentration (ζ) field evolution of multi-mode interface at $M \sim 1.9$ with experimental times. Reshock arrives at the interface at ≈ 4 ms^[71]. Reproduced from ref. [71], with the permission of Cambridge University Press.

研究演化至不同阶段的界面在反射激波作用下的演化特征. Balasubramanian等人^[57]在水平激波管上对反射激波冲击下的空气/SF₆/空气气帘界面进行了研究, 保持初始入射激波强度马赫数1.2不变, 改变反射壁面距离, 利用PIV-PLIF联合实验诊断方法得到密度场和速度场. 如图2所示, 三组的反射冲击时间 t_{RS} 分别为90, 170和385 μ s. PLIF获得的浓度场演化表明, 反射距离越大, 反射激波的冲击会导致结构以更快的速度混合并过渡到更小的尺度. Gowardhan和Grinstein^[74]以及Shankar和Lele^[75]的数值模拟结果也印证了这一结论.

Si等人^[53]以高速纹影法拍摄了反射激波冲击空气

中SF₆球形气泡界面的演化, 反射激波的作用使得界面上产生了新的涡量, 而且涡量的分布也发生了改变. 在27–125 mm的反射距离范围下, 反射激波产生的涡量对界面不同位置的发展有一定的促进或抑制作用. 在空气/SF₆界面中, 可以发现两种随反射距离变化而改变的现象. 在较小的反射距离下, 由于SF₆界面附近的折射和反射激波引起的压力扰动, SF₆气泡在激波作用下会形成两股相反方向的SF₆射流, 导致界面振荡(界面演化过程如图4所示). 而当端壁距离增大时, 反射激波增强了右侧SF₆射流表面的涡量, 进一步压缩了界面, 并最终导致了具有小尺度涡结构的界面卷曲扩张. 王显圣等人^[54]研究了反射激波冲击下SF₆柱形界面的演化, 发现随着反射距离的增大, 气柱的形变也逐渐增大, 与气泡界面不同的是, 此时反射激波沉积于界面的涡量减少, 对后期流场中形成的涡对影响也逐渐减小.

Leinov等人^[45]研究了在1.15–1.45马赫数范围内, 80, 172, 235 mm三组不同反射距离下反射激波作用后

图4 反射距离为27 mm时平面激波冲击下SF₆气泡演化纹影时序图^[53]. 数字表示演化顺序. 图片来自于文献[53], 并取得授权

Figure 4 Sequence of schlieren frames showing the evolution of a SF₆ bubble interacting with a planar shock wave and the reshock for an end wall distance of 27 mm [53]. The numbers in the figure indicate the evolution order. Reproduced from ref. [53], with the permission of AIP Publishing.

的RM不稳定性演变. 三组不同反射距离的实验和数值结果都可以看出, 尽管在反射激波到达前混合区已有不同宽度, 但反射激波经过后, 混合区增长率几乎相同. Reilly等人^[70]通过使用倾斜激波管装置进行了反射激波冲击倾斜界面的三组对照实验, 初始马赫数为1.55, 通过改变反射端壁距离, 研究反射激波作用界面时间、涡尺度对界面演化的影响. 通过Mie散射和PIV进行观测, 得到了混合宽度、界面长度、涡度场等信息. 结果表明, 反射激波放大了第一次激波冲击后界面演化的小尺度扰动, 导致混合加剧, 界面长度持续增加. 而反射距离越大、演化时间更充分的界面也会沉积更多的涡量和能量.

2.2.3 马赫数

单次激波冲击下, 马赫数越高, 界面增长率越大, 越容易进入混合状态. Vetter和Sturtevant^[65]进行了马赫数范围在1.18–1.98的反射激波冲击平直空气/SF₆界面实验, 结果发现反射激波波后界面增长率与膜结构无关. 而Hill等人^[34]以大涡模拟对Vetter的实验进行了同样初始条件的数值研究. 如图5所示, 激波马赫数为1.24, 1.50和1.98的情况下, 马赫数越高, 反射激波后的混合层宽度增长率越大.

图5 激波马赫数1.24 (Case II^b), 1.50 (Case VI^b), 1.98 (Case VII^b)下混合层演化^[34]. 图片来自于文献^[34], 并取得授权

Figure 5 The evolution of the mixing-layer width. The incident Mach numbers of the experiments are 1.24 (Case II^b), 1.50 (Case VI^b), and 1.98 (Case VII^b) [34]. Reproduced from ref. [34], with the permission of Cambridge University Press.

Mohaghar等人^[71]在倾斜激波管中采用单模及多模的N₂/CO₂无膜初始界面, 设计了入射激波马赫数分别为1.55和1.9的两种工况. 反射激波冲击之后, 混合宽度在马赫数1.9情况下的增长率高于马赫数1.55的情况, 这是由于前者反射后的密度跃变较大. 在对密度场的分析中发现, 高马赫数情况下反射后的分子混合度大于低马赫数情况, 这与反射前所得结论相反. 此外, 高马赫数情况下反射后界面拉伸卷曲增强, 界面曲率高于低马赫数情况.

除了改变初始激波马赫数来改变反射激波马赫数这一方法, Leinov等人^[45]设计了另一种方案, 即保持入射激波马赫数不变, 通过改变反射固壁的刚度来调节反射激波的强度. 这使得在反射激波冲击时, 界面演化因入射激波的强度一致而处于同一阶段. 当反射距离固定在80 mm时, 图6给出了三种不同的反射激波马赫数($M_{\text{ref}} = 1.21, 1.30, 1.47$)下的混合区增长率, 可见反射激波冲击后混合区增长率主要由反射激波马赫数决定, 而与反射激波冲击时的界面振幅无关.

2.2.4 Atwood数

在RM不稳定性发展过程中, 斜压涡量是导致界面演化的主要因素^[37]. 由于界面两侧密度梯度不同, 从

图6 三种不同激波马赫数下混合宽度随时间变化图^[45]. 图片来自于文献^[45], 并取得授权

Figure 6 Mixing zone width measurements as a function of shifted time for three different incident shock-wave Mach numbers [45]. Reproduced from ref. [45], with the permission of Cambridge University Press.

而激波作用后界面上产生的涡量大小不同, 使得界面演化有较大差异. 表述界面密度差异的参数是Atwood数, 定义为 $(\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$, 其中 ρ_1 和 ρ_2 分别表示界面两侧气体的密度. 与RT不稳定性不同, 无论激波的方向是由轻流体到重流体还是由重流体到轻流体, 均可能发生RM不稳定性. 通常, 反射激波冲击界面的方向与入射激波方向刚好相反, 这也导致了Atwood数在反射激波作用界面时的取值与入射激波异号. 许多学者研究了反射激波作用下Atwood数的影响, 如Brouillette和Sturtevant^[43,62,63]分别研究了两种初始扰动界面在不同气体组分下的RM不稳定性问题, Houas和Chemouni^[44]分别研究了两种气体界面在强激波下混合层的生长, Lombardini等人^[37]也用大涡模拟的方式研究了此类问题.

Houas和Chemouni^[44]在强入射激波下(最高马赫数4.2), 进行了反射激波冲击重轻界面的实验. 界面两侧气体为CO₂和不同比例的He和Ar等轻气体(相应的Atwood数范围约为-0.76~-0.14). 结果表明, Atwood数与混合区增长率正相关. 同时还研究了激波波后混合区的生长与壁面边界层发展的关系. Brouillette和Sturtevant^[43,62,63]研究了马赫数1.6左右的激波对空气/空气、空气/CO₂等结构的反射冲击(相应的Atwood数范围约为0~0.76), 测量了反射激波下的界面扰动增长率, 发现Atwood数减小时, 界面增长率明显降低. 但获得的增长率与Andronov等人^[76]和Zaitsev等人^[77]的实验结果存在差异. Brouillette与Bonazza^[78]将差异的原因归结为不同实验装置下反射激波与边界层内混合区相互作用在侧壁上产生的壁面涡.

Lombardini等人^[37]使用基于拉伸涡模型^[79,80]的大涡模拟, 对反射激波下Atwood数的影响进行了系统性的研究. 在该三维数值模拟中, 马赫数为1.5的入射激波冲击具有固定主波长和振幅的小扰动初始界面. 气体组合分别为空气/CO₂, SF₆/空气等重轻、轻重界面(Atwood数取值为±0.21, ±0.67和±0.87). 如图7所示, 随着Atwood数的增加, 反射激波后混合区宽度的不对称性变得越来越明显. 结果还表明Atwood数在湍动能沉积上有重要影响.

2.3 界面增长率的理论模型

激波诱导界面不稳定性研究中, 界面增长率一直备受关注, 目前单次激波作用下的理论模型比较丰富,

图7 不同气体界面反射激波后混合宽度 $(\delta - \delta_{\text{res}+})$ 随时间 $(t - t_{\text{res}})$ 变化图^[37]. 图片来自于文献^[37], 并取得授权

Figure 7 Post-resock mixing zone width $(\delta - \delta_{\text{res}+})$ versus $(t - t_{\text{res}})$ for various gas combinations ^[37]. Reproduced from ref. ^[37], with the permission of Cambridge University Press.

但反射激波作用下的增长率模型相对较少. 开展相关的理论研究将是一项具有挑战性的工作.

对单模界面的研究中, Brouillette和Sturtevant^[62]给出了广义Richtmyer模型, 在 $N+1$ 次激波加速作用下单模界面的增长为

$$\left(\frac{dh}{dt}\right)_N = 2k \sum_{i=0}^N \frac{a_i^+ A_i^+ \Delta V_i}{\varphi_i}, \quad (1)$$

其中, φ_i 是波后增长衰减因子^[81], a_i^+ 和 A_i^+ 为波后振幅和波后Atwood数, k 为初始扰动波数, ΔV_i 是第 i 次冲击后的速度阶跃.

Charakhch'yan^[82]在对2D反射的单模RM不稳定性数值研究的基础上, 提出了模型:

$$\frac{dh_2}{dt} = \beta_c A^+ \Delta V - \frac{dh_1}{dt}, \quad (2)$$

其中, dh_1/dt , dh_2/dt 分别为在反射冲击前后的瞬时增长率, 二者符号不同对应相反方向的扰动增长^[59]. A^+ 是入射激波冲击界面后的Atwood数, 而 ΔV 是由反射冲击引起的速度阶跃, 固定经验系数 $\beta_c = 1.25$ ^[83].

Mikaelian^[84]指出, 对于处于线性阶段的单模界面而言, 必须将反射前增长率 dh^-/dt 与Richtmyer提出的增长率 $h_0 k A \Delta V$ 相加, 才能得到反射后增长率 dh^+/dt , 并给出了如下关系:

$$\frac{dh^+}{dt} = h_0 k A \Delta V + \frac{dh^-}{dt}. \quad (3)$$

反射后增长率的增加或减少, 取决于上述两项的相对符号. 值得注意的是, 如果它们完全抵消, 反射冲击后增长率可能为零, 这称为“冻结”现象^[84].

对于多模三维扰动, Mikaelian^[85]给出了基于激波管中恒定加速度RT不稳定性实验^[86]得到的线性反射模型:

$$h = C_M A^+ \Delta V t, \quad (4)$$

其中, $C_M=0.28$ 是一个常数. 这里 h 是总的混合宽度.

Mikaelian^[87]在后续研究中指出, 1989年的反射冲击模型^[85]只能描述冲击或反射冲击的早期阶段. 他提出, 线性期之后的增长速率开始衰减, 混合宽度从早期的 $h \sim t$ 关系转变为 $h \sim t^\theta$ 关系, 其中 θ 是先前RT实验中测得的另一个常数^[88]. 从 t 到 t^* 的转变被认为是湍流在 $t=t^*$ 时刻附近变得各向同性的结果. 因此, 新的反射冲击模型为

$$h = h_0 + 2\alpha A \Delta V t, t \leq t^*, \quad (5)$$

$$h = h^* \left(1 + \frac{h^*}{\theta h^*} (t - t^*) \right)^\theta, t \geq t^*, \quad (6)$$

式中, h^* 和 h_0^* 分别指混合宽度及在 $t=t^*$ 时的混合宽度增长率, $t^* = (h_0^{b+s} / \Delta V) \beta_M, \beta_M \sim 6$.

最近Mikaelian^[89]再次对先前提出的反射冲击RM不稳定性模型进行了改进, 并提出:

$$t^* = \frac{(1 + 2\alpha \beta_M A) h_{\text{before}} - h_{\text{after}}}{2\alpha A \Delta V}, \quad (7)$$

其中, h_{before} 和 h_{after} 是反射激波前后总的混合宽度.

2.4 湍流混合

在单次激波作用下的RM不稳定性研究中, 界面扰动在经历早期的线性、非线性增长阶段后, 最终会进入湍流混合阶段. Dimotakis^[90]提出了湍流转捩的雷诺数 Re 和Taylor雷诺数 Re_T 的判据:

$$Re = \frac{U \delta}{\nu} \gtrsim (1 \sim 2) \times 10^4, \quad (8)$$

$$Re_T = \frac{u' \lambda_T}{\nu} \gtrsim 100 \sim 140. \quad (9)$$

但是, Robey等人^[91]的研究指出, 对于由激波驱动的变密度流, 临界雷诺数是充分但不是必要条件, 因为惯性子区也需要演化的时间. 由于雷诺数准则是基于湍流射流导出的, 为了便于进一步的分析, Robey等

人^[91]和Zhou等人^[92]提出了时间相关扩散长度尺度(λ_D)准则, 即

$$\lambda_D / \lambda_v \geq 1. \quad (10)$$

而Abarzhi^[93]指出, 非定常湍流混合表现出更多的阶数, 并且比传统意义上的湍流对初始条件更加敏感. Abarzhi也给出了湍流的定义, 即湍流是一种不规则的流动状态, 在此状态下, 物理量具有级联, 并且可以计算不同的平均值.

实验方面, 湍流相关统计量数据的获取依赖于诊断技术的不断进步. 早期人们使用热线风速仪测量流场速度. Jourdan等人^[60]运用热线风速仪测量了RM流动中的混合宽度. 而热线风速仪的侵入式测量方式, 特别是在有激波的情况下可能会对流场产生影响. 此外, 在具有热变化的可变密度流(如RM流)中, 热线风速仪的校准是一项挑战性的任务. Poggi等人^[61]采用了非侵入式的激光多普勒仪器(Laser Doppler Anemometry, LDA)进行了激波冲击空气/He、空气/Ar等轻重、重轻界面的RM不稳定性实验, 并用高采样率的LDA脉冲采样器实现了湍流混合区内的速度波动测量. 但是, LDA与热线风速仪都只能测量单点的湍流速度波动, 难以实现全场的流速测量. 此外, 在激波驱动的变密度流中, 密度数据也与速度同样重要, 因此需要一种能同时测量密度和速度波动的观测手段.

随着平面光学诊断技术的成熟, PLIF和PIV被联合使用, 以同时测量全流场的密度和速度信息, 这也为利用湍流统计理论深入研究湍流混合奠定了基础. 如, Balakumar等人^[56,94]得到了雷诺应力张量和质量通量等参数; Tomkins等人^[95]和Balasubramanian等人^[57]使用同步PIV-PLIF技术测量了混合率、功率谱密度等参数.

Balakumar等人^[56,94]在激波冲击气帘实验中获得的同时的PIV-PLIF测量. PLIF拍摄的有无反射激波冲击下的 SF_6 气帘演化实验表明, 相比于无反射激波情况, 在反射激波冲击下, 界面迅速失稳并进入湍流混合状态. 此外, 还研究了反射激波前后的涡量场变化. 反射激波冲击前有序的涡量在反射激波之后重新分布, 而且失去了展向对称性, 这表明反射激波作用后, 流场演变成更加混合的状态.

在后续的工作中, Balakumar等人^[58]利用PIV-PLIF对反射激波冲击下正弦扰动的 SF_6 气帘做了进一步的

分析. 速度场如图8所示, 与反射前的单排旋涡驱动情形不同, 反射后的流动是由两排旋涡对驱动. 后者结构是不稳定的, 因此反射后的小扰动会导致涡的错位, 而混合可能是由涡流诱导的流体运动和涡流本身的运动共同造成的. 与单次激波冲击情况相比, 反射激波作用后旋涡的驱动将使界面更快失稳并过渡到湍流状态.

Mohaghar等人^[50,71]利用PIV-PLIF对反射激波冲击下单模、多模的倾斜界面做了大量研究. 在重复多次同样初始条件的实验后得到了单模及多模界面的演化时序图, 对结构演化有了定性的认识. 图3展示了马赫数1.9情况下多模界面的浓度场演化. 反射激波冲击下($t \approx 4$ ms), 界面整体呈现逆时针旋转的特点. 多模情况比单模表现出更多小尺度特征, 更容易达到界面失稳和湍流混合的状态. 此外, Mohaghar等人^[50,71]还对密度自相关演化方程中的各项做了定量研究. 在流向上, 输运项和产生项比对流项大得多, 且输运项和产生项表现出互补行为. 这表明, 虽然密度自相关是在流动的中心产生的, 但它被输运到混合区域的边缘, 在边缘处发生更快的混合.

数值方面, Nelson和Grinstein^[96]利用隐式大涡模拟程序研究了扰动界面初始谱密度的影响. 当扰动的

初始谱密度很高时, 流动更容易建立起所需的湍流级联, 结构向小尺度演变. 此外, Grinstein等人^[97]发现如果界面扰动的初始谱密度是稀疏的, 湍流级联则需要额外的时间来填充建立惯性区间所需的谱模式. Thornber等人^[98]用高阶精度隐式大涡模拟方法对一个反射激波冲击宽频带和窄频带初始扰动界面进行了数值模拟, 给出了在反射前、反射后初期和反射后期的窄带和宽带扰动的变密度湍动能谱. 从图9可以清楚地看出, 反射后初期的动能极值超过反射前、反射后期一个数量级, 这在窄带情况下更为明显. 在反射激波离开气层后不久, 频谱中存在一个Kolmogorov尺度的 $k^{-5/3}$ 范围. 但在反射激波离开界面演化的后期, 湍流展现出自相似性时, 频谱已恢复到Zhou^[99]提出的 $k^{-3/2}$ 范围. Tritschler等人^[100]也采用大涡模拟方式计算了反射激波冲击多模界面前后的能量谱, 同样符合Zhou^[99]提出的 $k^{-3/2}$ 谱的自相似标度. 值得注意的是, 研究发现由反射引发的旋涡结构破坏导致了小尺度的形成, 从而迅速消除了对大尺度初始条件的记忆. 图10则显示出了由高密度横向分辨率参考网格下预测的转捩过程.

Thornber等人^[98]明确指出, 当流动处于反射冲击

图8 (网络版彩图)同步PIV-PLIF测试结果显示反射激波冲击后多个涡的相互作用^[58]. 图片来自于文献^[58], 并取得授权

Figure 8 (Color online) Simultaneous PIV-PLIF field showing multiple interacting vortices immediately after reshock ^[58]. Reproduced from ref. ^[58], with the permission of Cambridge University Press.

图9 (网络版彩图)窄频带(a)和宽频带(b)的动能谱演变图^[98]. 图片来自于文献[98], 并取得授权

Figure 9 (Color online) Evolution of the kinetic energy spectra for the narrowband (a) and broadband case (b) [98]. Reproduced from ref. [98], with the permission of AIP Publishing.

图10 (网络版彩图)高密度横向分辨率参考网格下Miranda程序(a)和INCA程序(b)预测的转捩过程^[100]. 图片来自于文献[100], 并取得授权

Figure 10 (Color online) The transition process predicted from Miranda code (a) and INCA code (b) by the finest grid in the transverse directions [100]. Reproduced from ref. [100], with the permission of Cambridge University Press.

后初期发展阶段时, 幂律斜率大于 $-5/3$. 在宽带扰动情况下为 -2 , 随着流动逐渐演化, 中后期发展可以达到 $-5/3$ 或 $-3/2$. 而Mohaghar等人^[71]利用倾斜界面进行的实验表明, 低马赫数($Ma=1.55$)情况下的幂律为 -1.8 ± 0.05 , 高马赫数($Ma=1.9$)情况下的幂律为 -2.1 ± 0.1 . 数

值上的差异可能与大尺度剪切产生的高能量和大的流向速度波动有关, 这也在流场中表现出了高度的各向异性.

可以看出, 当流动中的大尺度尚未完全分解, 且流动具有强烈的非均匀性和各向异性时, RM不稳定性流

动的尺度问题仍然没有得到很好的解决. 数值计算方面更为精确的模型和数值格式以及实验方面更高时间分辨率的连续速度-密度场观测是今后的发展方向.

3 汇聚激波情形

研究汇聚激波诱导的RM不稳定性比平面条件下更具有工程实际意义, 因为ICF中靶丸里面发生的就是汇聚条件下的RM不稳定性. 在汇聚激波条件下, 入射激波及反射激波的强度和波面大小都随时间发生变化, 给实验研究带来一定困难. 此外, 由于几何效应、RT效应等物理机制, 汇聚条件下的RM不稳定性更加复杂. 丁举春等人^[42]已经对汇聚RM不稳定性实验研究进行了系统总结, 这里将着重考虑反射激波再次作用的情况, 以及相关研究的最新进展.

3.1 激波冲击界面的 r - t 图分析

Lombardini等人^[38]运用数值模拟研究了汇聚激波冲击无扰动轻重(空气/ SF_6)和重轻(SF_6 /空气)界面的演化, 具体的 r - t 图(r 为汇聚半径, t 为时间)如图11所示. 汇聚条件下波系和界面随时间的运动过程与平面条件下的结果(图1)显然不同, 所有的曲线都不是直线(说明激波和界面的速度都在随时间连续变化).

在轻重界面中, 入射汇聚激波IS0在 t_0 时刻接触界面C, 随之形成透射激波TS0, 并向外反射一道激波RS0, 同时带动界面C向汇聚中心移动. 透射激波到达汇聚中心后向外反射, 形成反射激波Res1, 并在 t_{Res1} 时

刻再次冲击界面C, 这是反射激波第一次作用界面. 随后, 激波穿过界面, 形成透射激波TS1, 并向内反射稀疏波RR1. 与平面条件下反射激波作用界面不同的是, 在稀疏波波尾处会跟着形成一道激波sRS1. 这是因为在汇聚条件下, 由于几何扩张, 流体经稀疏波膨胀后所得到的压力比等效平面稀疏波作用的流体所达到的压力更低. 为了适应这种“过度膨胀”, 就需要一道激波sRS1来匹配透射激波TS1的波后压力与稀疏波波尾处的压力. sRS1会先向外传播, 直到稀疏波到达汇聚中心以后, sRS1才会向内传播, 并最终到达汇聚中心, 随后形成反射激波Res2. 界面在经过Res1冲击后, 会先向外运动, 然后再向内运动. 当Res2再次冲击界面后, 激波与界面随时间的移动过程与Res1冲击界面时的类似. 在重轻界面中, 反射激波Res1与界面在 t_{Res1} 时刻相遇后, 会形成一道向内传播的激波RS1, 这与平面条件下的情形是类似的. RS1到达汇聚中心后, 会形成反射激波RS2, 并再次作用界面. 界面在反射激波不断作用的过程中, 是一直向汇聚中心做减速运动的, 直到在某一位置停滞下来.

在汇聚条件下, 无论是轻重界面还是重轻界面, 都是从汇聚中心反射回一道激波冲击界面并沉积能量在界面上. 而在平面条件下, 如2.1节中所提及的, 若初始界面是轻重界面, 在反射激波初次作用界面后, 是膨胀波和压缩波在固壁和界面之间来回反射. 在汇聚条件下, 除去RM不稳定性外, 还会因界面在流场中的加减速状态引起RT效应, 这也是平面条件下所不具备的物理机制.

图11 (网络版彩图)汇聚激波冲击下(a)轻重和(b)重轻界面的 r - t 图^[38]. 图片来自于文献^[38], 并取得授权

Figure 11 (Color online) Sketch of the r - t wave diagram for the interaction of an incident converging shock with a light-heavy (a) and heavy-light (b) interface ^[38]. Reproduced from ref. ^[38], with the permission of Cambridge University Press.

3.2 汇聚激波管实验

3.2.1 气柱/气泡实验

早在1951年, Perry和Kantrowitz^[101]就设计了一套水平同轴汇聚激波管, 并成功将平面激波转换成柱形汇聚激波. 但由于需要引入支架来支撑激波管的锥形内核, 这使得形成的汇聚激波经过支架时, 受到了扰动, 扰动在传播过程中不断放大, 最终导致汇聚激波失稳, 反射激波形状也难以控制. 为了形成稳定的汇聚激波以开展相关RM不稳定性实验, Hosseini等人^[102]进行了原理改进, 消除了支架的干扰, 设计加工了一套竖直同轴环形汇聚激波管, 生成了较为理想的柱形汇聚激波. 随后, Hosseini和Takayama^[103]在该激波管中生成了含有不同密度气体的二维气柱, 研究了Atwood数对汇聚RM不稳定性的影响, 发现汇聚激波穿过界面时会引起自身扰动, 这限制了汇聚中心所能达到的最大压力. 当从汇聚中心传来的反射激波再次作用界面以后, 混合区获得了比平面条件下更快的增长速度. 之后Si等人^[104]对实验段进行了改进, 结合肥皂膜技术和细针约束法, 生成了正三角形、正四边形和正八边形SF₆气柱, 并采用高速片光技术, 利用肥皂液颗粒示踪, 开展了汇聚激波冲击下的相关实验. 研究表明, 多边形界面的演化在很大程度上取决于初始条件, 如界面形状和冲击特征. 界面早期变形主要是沉积在界面上的斜压涡量引起的. 实验获得了界面上的环量值, 同时也给出了界面位移和界面振幅随时间变化的定量数据. 当反射激波再次作用界面以后, 界面发生了反相. 由于反射激波多次作用于界面, 可压缩效应也在扰动演化中扮演了重要角色.

Zhai等人^[47,48,105,106]根据激波动力学理论, 设计了特殊形状的转换段, 在楔形汇聚激波管中成功将平面激波转换为柱形汇聚激波. 该方法可以获得柱状汇聚激波, 且波后几乎没有杂波干扰, 为开展汇聚激波及反射激波冲击下的RM不稳定性实验提供了很好的条件. Si等人^[107]在该激波管里用肥皂膜技术形成了SF₆气泡, 开展了汇聚激波冲击SF₆气泡的实验. 入射激波即将接触气泡时的马赫数约为1.3. 在反射激波到来以前, 激波聚焦和射流结构被拍摄到, 且射流结构的长度比平面情况下要长很多. 由于在汇聚条件下, 激波存在曲率, 马赫数也在变化, 并伴有复杂的反射激波结构, 这使得汇聚条件下界面演化的定量特征与平面条件下

相比出现了较大差异. Si等人^[108]进一步在该激波管里用射流技术形成了无膜SF₆气柱, 并用乙二醇作为示踪粒子, 利用高速片光技术进行拍摄, 获得了反射激波作用前后气柱演化的清晰图片. 在入射激波冲击之后, SF₆气柱受激波压缩变成椭圆形, 然后快速发展成弯月状, 并在下游界面形成一个尺度较小的射流结构, 最后界面演化成一队旋涡结构. 当反射激波作用界面以后, 界面上形成一对反向旋涡, 新形成的涡对与原来的涡对共同主导着界面的后期演化, 使得界面不断扭曲变形.

随后Liang等人^[109]研究了马赫数变化对汇聚激波冲击下SF₆气泡演化的影响, 这一工作在楔形汇聚激波管中开展, 初始马赫数更高. 在入射激波即将接触气泡时, 马赫数达到了1.76. 研究表明, 当汇聚激波冲击气泡后, 气泡下游出现了一个较宽且尖端向外分叉的射流结构, 这与低马赫数结果不同. Liang等人^[109]对气泡上游的移动进行了定量研究, 并与理论结果进行了对比, 但反射激波再次作用的情况仍有待研究.

3.2.2 单模界面实验

相比气泡、气柱界面而言, 单模界面是一种更加基础的界面, 因为其他复杂的界面可以通过单模界面叠加而成. 为了研究汇聚激波诱导下单模界面RM不稳定性的产生, Biamino等人^[110]利用气体透镜技术^[111]对常规平面激波管进行了改进, 并利用硝化纤维膜在平面激波管和汇聚段之间形成了一道椭圆形的空气/SF₆界面, 实验结果表明激波在穿过该气体界面以后成功形成了一道柱形汇聚激波. 随后, Biamino等人^[112]在激波管中又形成了SF₆/空气的单模界面, 当平面激波穿过第一层空气/SF₆界面时, 转化为汇聚激波向汇聚中心传播, 然后冲击第二层单模SF₆/空气界面, 诱导RM不稳定性的产生. Vandenboomgaerde等人^[113]也利用该激波管开展了汇聚条件下单模界面的RM不稳定性实验. 同时为了更好地辨识界面轮廓, 将数值模拟引入进来, 并将其与实验结果进行对比验证. Luo等人^[114,115]设计加工了一套半环形同轴汇聚激波管, 并设计了一套可移动的界面生成装置, 利用肥皂膜技术在该激波管中生成了初始条件精确可控的单模界面, 并利用传统的纹影技术对流场和波系进行了拍摄. Ding等人^[116]在这套激波管中成功开展了汇聚激波冲击空气/SF₆单模界面的实验, 并对反射激波作用前的

界面演化进行了详细刻画. 在实验中, 由于反射激波再次冲击界面后图像模糊, 定量研究尚未得到开展.

Lei等人^[117]采用环约束肥皂膜界面生成技术得到单模界面, 并将其引入到竖直同轴环形汇聚激波管中. 将 TiO_2 作为示踪粒子充入肥皂膜界面内层中, 并采用高速片光技术, 开展了汇聚激波冲击下单模界面的演化实验, 激波冲击后界面随时间的演化如图12所示. 研究发现, 在汇聚激波冲击界面以后, 由于激波压缩, 界面振幅先减小, 随后进入增长阶段, 在振幅达到极值后又减小. 反射激波随后作用界面, 界面先发生反相, 然后进入快速增长阶段. 该研究统计了反射激波作用后较长时间的界面演化数据, 并发现在反射激波作用

前, 波数对振幅增长的影响很小, 但在反射激波作用后, 波数的影响变得显著.

3.2.3 气层界面实验

在惯性约束核聚变中, 靶丸都是多层界面, 为了更贴近实际工程应用, Ding等人^[118]和Li等人^[119]分别利用半环形同轴汇聚激波管开展了汇聚激波冲击空气/ SF_6 /空气和空气/He/空气双层界面的实验, 其中外界面均为单模扰动界面, 而内界面为无扰动界面. 外扰动 SF_6 气层实验结果表明, 气层越厚, 界面耦合效应越弱, 外层界面的演化也越慢. 在扰动透射激波和界面耦合效应的诱导下, 内层界面振幅出现了缓慢增长, 而这

图12 (网络版彩图)柱形汇聚激波冲击下单模界面的演化结果^[117]. 图片来自于文献^[117], 并取得授权

Figure 12 (Color online) Evolution of a single-mode interface impacted by a cylindrical convergent shock wave ^[117]. Reproduced from ref. ^[117], with the permission of Cambridge University Press.

一增长率可以通过减小气层厚度进行有效抑制. 当反射激波再次作用气层以后, 内层界面首先经历了线性增长, 线性增长率与初始气层厚度和初始外扰动振幅及波长均无关. 在线性阶段过后, 振幅增长率持续下降, 并且由于尖钉和气泡的接连滞止, 内层界面振幅最终冻结为一个恒定值. 汇聚几何效应和后期弱流动可压缩性被认为是造成不稳定性冻结的主要原因.

外扰动He气层实验(实验的纹影结果如图13所示)结果表明, 在整个实验时间内(即使是反射激波再次作用界面以后), 内层界面几乎没有增长, 这与外扰动SF₆气层实验中内层界面演化的结果显著不同. Li等人^[119]认为主要是透射激波的扰动振幅在He气层中快速衰减以及RT稳定性造成的. 由于几何收缩效应, 外层界面在激波冲击后, 反相是加速的, 随后外层界面经历了一个持续的变形过程. 与单独的重轻界面演化相比, 当内外层界面相距较远时, 内界面会对外界面的演化产生抑制作用, 这是激波和内界面相互作用产生的波系

影响造成的; 但当内外层界面相距很近时, 由于界面耦合效应非常强, 外层界面获得了最快的增长率.

3.3 数值模拟

通过数值方法研究汇聚条件下的反射激波诱导RM不稳定性起步早, 近年来发展较快. Zhang和Graham^[120]通过界面追踪方法, 对柱形汇聚/内爆激波分别冲击轻重/重轻界面进行了数值模拟, 发现从汇聚中心多次反射的波系使得诱导的RM不稳定性变得更加复杂化. Tian等人^[121]采用三阶群速度控制格式, 结合自适应网格加密技术, 发展了一套高精度高分辨率的数值格式, 并用该求解器数值研究了柱形汇聚RM不稳定性中Atwood数变化对界面演化的影响. 研究发现, Atwood数越大, 界面振幅的增长也越大. 在反射激波作用前, 内层流体受压缩的程度与Atwood数无关, 但反射激波再次作用界面以后, Atwood数越大, 内层流体受压缩也越明显. Zheng等人^[122]将经典分段抛物法

图13 (网络版彩图)柱形汇聚激波冲击下外扰动He气层界面的演化结果, 其中Case 6为单模空气/He界面的演化结果^[119]. 图片来自于文献^[119], 并取得授权

Figure 13 (Color online) Evolution of perturbed helium layers impacted by a cylindrical convergent shock wave, except that Case 6 is the evolution of a sinusoidal air/He interface ^[119]. Reproduced from ref. ^[119], with the permission of Cambridge University Press.

(Piecewise Parabolic Method, PPM)推广到可压缩两相流, 模拟了柱形汇聚激波冲击单模轻重(空气/ SF_6)和重轻(SF_6 /空气)界面以及多模重轻(SF_6 /空气)界面的演化. 研究发现相比平面条件下单模界面的演化, 汇聚条件下的界面获得了更快的增长, 且由于从汇聚中心传来的反射激波多次作用界面, 使得界面增长率出现震荡. 而多模界面相比单模界面而言, 其进入非线性阶段要更早.

Lombardini等人^[38,39]采用大涡模拟数值研究了球形汇聚RM不稳定性中的扰动增长和后期的湍流混合问题, 图14展示了重流体质量分数等值面随时间的演化过程. 研究表明, 在低收缩比和小波长时, 斜压机制是影响混合层增长的主要因素; 而反射激波的二次冲击和后续的多次冲击会诱导混合层快速进入湍流混合阶段. Lombardini等人^[38,39]也获得了大量的湍流统计数据, 这有助于更好地理解物理机理, 同时为工程建模提供了数据. Wu等人^[123]通过经典分子动力学方法在微观尺度上数值研究了单模Cu/He界面在汇聚条件下的演化过程, 对初始振幅、波数和Atwood数对RM不稳定性增长的影响进行了细致研究. 研究发现大振幅初始界面后期的不稳定性发展不再取决于初始振幅, 而波数从8增加到12时, 反射激波作用后的界面增长率是逐渐下降的. 振幅和波数增加引起的独特现象表明, 微观RM不稳定性不能简单地通过振幅波长比来表征, 尤其是在反射激波作用以后.

4 结论与展望

在核聚变能源、航空航天发动机、国防尖端武器等重大工程中, 激波诱导界面不稳定性及湍流混合一直是共性难题及关键科学问题. 近半个多世纪以来, 学者们通过实验、理论和数值模拟方法, 对这类问题开展了深入的研究工作. 目前, 单次激波相关的研究层出不穷, 取得了丰富的研究成果; 而反射激波再次作用下的研究相对较少, 但因其具备的重要实际意义和学术价值而备受关注. 本文从平面、汇聚两类入射激波出发, 系统评述了反射激波诱导界面不稳定性及湍流混合的研究进展. 一方面, 平面入射激波运动近乎匀速, 波后流场均匀, 冲击流体界面后在斜压涡量和压力扰动机制下促使扰动界面变形, 透射激波从端壁反射之后与已变形界面再次作用, 产生额外的涡量

图14 (网络版彩图)三个不同时刻重流体质量分数的等值面(深蓝为25%, 绿色为50%, 红色为75%)和压力的等值面. (a)–(c)为空气 $\rightarrow\text{SF}_6$ 的情况, (a')–(c')为 $\text{SF}_6\rightarrow$ 空气的情况^[38]. 图片来自于文献^[38], 并取得授权

Figure 14 (Color online) Isosurfaces of the heavy-fluid mass fraction (cyan blue for 25%, green for 50% and red for 75%) and contours of pressure, at three different times. (a)–(c) Cases air $\rightarrow\text{SF}_6$; (a')–(c') $\text{SF}_6\rightarrow$ air ^[38]. Reproduced from ref. ^[38], with the permission of Cambridge University Press.

分布. 由于反射激波与变形界面相互作用与初始界面形态、反射距离、初始激波强度、Atwood数等初始条件密切相关, 因此扰动发展以及反射激波冲击界面后的湍流转捩及湍流混合都比单次激波作用下的情况复杂. 另一方面, 汇聚入射激波强度和波面大小都随时间不断变化, 作用界面后的演化过程和波系结构都比平面激波情形更加复杂. 从 $x-t$ 图可以清晰反映出激波的多次反射以及与界面的作用过程. 在汇聚激波情形下, 扰动界面在流场中的演化还受到汇聚几何效应、

RT效应和可压缩效应等影响, 这是平面激波情形下所不具备的物理机制. 反射激波再次作用流体界面后出现的界面反相、湍流混合增强等现象, 对理解实际工程中的物理过程至关重要.

通过对国内外反射激波诱导界面不稳定性的系统分析, 我们认为未来的研究重点和方向将从以下方面进行突破.

(1) 湍流混合问题. 单次激波作用流体界面后, 扰动增长率从线性阶段过渡到非线性阶段, 是否发生混合转捩除了取决于流动雷诺数, 还和初始条件(包括界面和激波条件)密切相关. 反射激波的二次作用被认为是一种增强湍流混合的重要方法, 容易触发混合转捩, 由此也会带来诸多科学问题: 后期湍流混合的频谱特性、能量传递特性等是否仍依赖初始条件? 在什么时间发生混合转捩? 临界参数是多少? 湍流混合特性及机理与以往研究有什么异同? 这些问题都将是未来关注的研究方向.

(2) 超高速界面流动问题. 弱激波诱导界面不稳定性的研究工作进展较快, 成果丰富, 但是相应的物理环境仍然与实际工程条件相差甚远. 当激波马赫数进一

步提高, 高温真实气体效应必须要考虑的时候, 相应的理论体系将发生变化, 与之相应的反射激波诱导界面流动也会变得更加复杂. 特别是在实验方面, 由于受到实验设备研制困难的限制, 目前强激波诱导界面不稳定性的实验结果非常有限, 反射激波相关的研究更少, 机理认识相当缺乏, 亟需精细且可靠的实验研究.

(3) 三维复杂界面流动问题. 在实际工程中, 三维性是复杂流场不可避免的重要特征. 无论是三维激波, 还是三维结构的界面, 在反射激波再次作用之后, 流场都会呈现复杂的三维结构. 即使是二维的初始界面或激波条件, 在界面演化后期, 流场仍然会呈现出三维性, 由此将带来曲率效应、耦合效应等新的物理问题. 开展与之相关的研究工作对实验测试技术和数值模拟方法都提出极高要求, 也对理论研究带来极大挑战, 这将是未来需要攻克的重要难题.

必须指出, 由于这些问题本身存在的研究难度和复杂性, 相关的基础研究将会一直持续下去, 迫在眉睫的问题是开发先进的科研仪器设备以及提出创造性的研究方法, 并最终为国家重大工程的实现提供有效数据和直接参考.

参考文献

- 1 Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Comm 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*, 1972, 4: 101–104
- 3 Lindl J, Landen O, Edwards J, et al. Review of the national ignition campaign 2009–2012. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 020501
- 4 Yang J, Kubota T, Zukoski E E. A model for characterization of a vortex pair formed by shock passage over a light-gas inhomogeneity. *J Fluid Mech*, 1994, 258: 217–244
- 5 Shimoda J, Inoue T, Ohira Y, et al. On cosmic-ray production efficiency at Supernova remnant shocks propagating into realistic diffuse interstellar medium. *Astrophys J*, 2015, 803: 98
- 6 Ranjan D, Anderson M, Oakley J, et al. Experimental investigation of a strongly shocked gas bubble. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 184507
- 7 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
- 8 Niederhaus J H J, Greenough J A, Oakley J G, et al. A computational parameter study for the three-dimensional shock-bubble interaction. *J Fluid Mech*, 2008, 594: 85–124
- 9 Jacobs J W. Shock-induced mixing of a light-gas cylinder. *J Fluid Mech*, 1992, 234: 629–649
- 10 Prestridge K, Vorobieff P, Rightley P M, et al. Validation of an instability growth model using particle image velocimetry measurements. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 4353–4356
- 11 Tomkins C, Kumar S, Orlicz G, et al. An experimental investigation of mixing mechanisms in shock-accelerated flow. *J Fluid Mech*, 2008, 611: 131–150
- 12 Orlicz G C, Balakumar B J, Tomkins C D, et al. A Mach number study of the Richtmyer-Meshkov instability in a varicose, heavy-gas curtain. *Phys Fluids*, 2009, 21: 064102
- 13 Mariani C, Vandenboomgaerde M, Jourdan G, et al. Investigation of the Richtmyer-Meshkov instability with stereolithographed interfaces. *Phys*

- [Rev Lett](#), 2008, 100: 254503
- 14 Layes G, Jourdan G, Houas L. Distortion of a spherical gaseous interface accelerated by a plane shock wave. [Phys Rev Lett](#), 2003, 91: 174502
- 15 Layes G, Jourdan G, Houas L. Experimental investigation of the shock wave interaction with a spherical gas inhomogeneity. [Phys Fluids](#), 2005, 17: 028103
- 16 Layes G, Le Métayer O. Quantitative numerical and experimental studies of the shock accelerated heterogeneous bubbles motion. [Phys Fluids](#), 2007, 19: 042105
- 17 Layes G, Jourdan G, Houas L. Experimental study on a plane shock wave accelerating a gas bubble. [Phys Fluids](#), 2009, 21: 074102
- 18 Sadot O, Erez L, Oron D, et al. Studies on the nonlinear evolution of the Richtmyer-Meshkov instability. [Astrophys J Suppl S](#), 2000, 127: 469–473
- 19 Sadot O, Erez L, Alon U, et al. Study of nonlinear evolution of single-mode and two-bubble interaction under Richtmyer-Meshkov instability. [Phys Rev Lett](#), 1998, 80: 1654–1657
- 20 Bai J S, Liu J H, Wang T, et al. Investigation of the Richtmyer-Meshkov instability with double perturbation interface in nonuniform flows. [Phys Rev E](#), 2010, 81: 056302
- 21 Bai J S, Zou L Y, Wang T, et al. Experimental and numerical study of shock-accelerated elliptic heavy gas cylinders. [Phys Rev E](#), 2010, 82: 056318
- 22 Zou L Y, Liu C L, Tan D W, et al. On interaction of shock wave with elliptic gas cylinder. [J Vis](#), 2010, 13: 347–353
- 23 Shi H H, Zhuo Q W. Evolution of the fluid mixing zone in Richtmyer-Meshkov instability at gas/liquid interface (in Chinese). [Chin J Theoret Appl Mech](#), 2007, 39: 417–421 [施红辉, 卓启威. Richtmyer-Meshkov不稳定性流体混合区发展的实验研究. [力学学报](#), 2007, 39: 417–421]
- 24 Jiang Y, Zhao N, Tang W J. Numerical simulation of fluid interface instabilities using ghost fluid method (in Chinese). [Chin J Computat Phys](#), 2003, 20: 549–555 [姜洋, 赵宁, 唐维军. 界面不稳定性数值模拟中的虚拟流动方法. [计算物理](#), 2003, 20: 549–555]
- 25 Guo X, Ding J, Luo X, et al. Evolution of a shocked multimode interface with sharp corners. [Phys Rev Fluids](#), 2018, 3: 114004
- 26 Liang Y, Zhai Z, Ding J, et al. Richtmyer-Meshkov instability on a quasi-single-mode interface. [J Fluid Mech](#), 2019, 872: 729–751
- 27 Liu L, Liang Y, Ding J, et al. An elaborate experiment on the single-mode Richtmyer-Meshkov instability. [J Fluid Mech](#), 2018, 853: R2
- 28 Luo X, Dong P, Si T, et al. The Richtmyer-Meshkov instability of a ‘V’ shaped air/interface. [J Fluid Mech](#), 2016, 802: 186–202
- 29 Luo X, Liang Y, Si T, et al. Effects of non-periodic portions of interface on Richtmyer-Meshkov instability. [J Fluid Mech](#), 2019, 861: 309–327
- 30 Zabusky N J. Vortex paradigm for accelerated inhomogeneous flows: Visiometrics for the Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov environments. [Annu Rev Fluid Mech](#), 1999, 31: 495–536
- 31 Brouillette M. The Richtmyer-Meshkov instability. [Annu Rev Fluid Mech](#), 2002, 34: 445–468
- 32 Dimotakis P E. Turbulent mixing. [Annu Rev Fluid Mech](#), 2005, 37: 329–356
- 33 Ranjan D, Oakley J, Bonazza R. Shock-bubble interactions. [Annu Rev Fluid Mech](#), 2011, 43: 117–140
- 34 Hill D J, Pantano C, Pullin D I. Large-eddy simulation and multiscale modelling of a Richtmyer-Meshkov instability with reshock. [J Fluid Mech](#), 2006, 557: 29–61
- 35 Schilling O, Latini M, Don W S. Physics of reshock and mixing in single-mode Richtmyer-Meshkov instability. [Phys Rev E](#), 2007, 76: 026319
- 36 Latini M, Schilling O, Don W S. High-resolution simulations and modeling of reshocked single-mode Richtmyer-Meshkov instability: Comparison to experimental data and to amplitude growth model predictions. [Phys Fluids](#), 2007, 19: 024104
- 37 Lombardini M, Hill D J, Pullin D I, et al. Atwood ratio dependence of Richtmyer-Meshkov flows under reshock conditions using large-eddy simulations. [J Fluid Mech](#), 2011, 670: 439–480
- 38 Lombardini M, Pullin D I, Meiron D I. Turbulent mixing driven by spherical implosions. Part 1. Flow description and mixing-layer growth. [J Fluid Mech](#), 2014, 748: 85–112
- 39 Lombardini M, Pullin D I, Meiron D I. Turbulent mixing driven by spherical implosions. Part 2. Turbulence statistics. [J Fluid Mech](#), 2014, 748: 113–142
- 40 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]
- 41 Zhai Z, Zou L, Wu Q, et al. Review of experimental Richtmyer-Meshkov instability in shock tube: From simple to complex. [P I Mech Eng C-J Mech Eng Sci](#), 2018, 232: 2830–2849
- 42 Ding J C, Zhai Z G, Si T, et al. Progress in experiments of converging Richtmyer-Meshkov instability (in Chinese). [Chin Sci Bull](#), 2018, 63:

- 618–628 [丁举春, 翟志刚, 司廷, 等. 汇聚 Richtmyer-Meshkov 不稳定性实验研究进展. 科学通报, 2018, 63: 618–628]
- 43 Brouillette M, Sturtevant B. Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability: Single-scale perturbations on a continuous interface. *J Fluid Mech*, 1994, 263: 271–292
- 44 Houas L, Chemouni I. Experimental investigation of Richtmyer-Meshkov instability in shock tube. *Phys Fluids*, 1996, 8: 614–627
- 45 Leinov E, Malamud G, Elbaz Y, et al. Experimental and numerical investigation of the Richtmyer-Meshkov instability under re-shock conditions. *J Fluid Mech*, 2009, 626: 449–475
- 46 Hosseini S H R, Takayama K. Implosion of a spherical shock wave reflected from a spherical wall. *J Fluid Mech*, 2005, 530: 223–239
- 47 Zhai Z G, Liu C L, Qin F H, et al. Generation of cylindrical converging shock waves based on shock dynamics theory. *Phys Fluids*, 2010, 22: 041701
- 48 Zhai Z G, Si T, Luo X S, et al. Parametric study of cylindrical converging shock waves generated based on shock dynamics theory. *Phys Fluids*, 2012, 24: 026101
- 49 McFarland J, Reilly D, Creel S, et al. Experimental investigation of the inclined interface Richtmyer-Meshkov instability before and after reshock. *Exp Fluids*, 2014, 55: 1640
- 50 Mohaghar M, Carter J, Musci B, et al. Evaluation of turbulent mixing transition in a shock-driven variable-density flow. *J Fluid Mech*, 2017, 831: 779–825
- 51 Haehn N, Weber C, Oakley J, et al. Experimental investigation of a twice-shocked spherical gas inhomogeneity with particle image velocimetry. *Shock Waves*, 2011, 21: 225–231
- 52 Haehn N, Weber C, Oakley J, et al. Experimental study of the shock-bubble interaction with reshock. *Shock Waves*, 2012, 22: 47–56
- 53 Si T, Zhai Z G, Yang J, et al. Experimental investigation of reshocked spherical gas interfaces. *Phys Fluids*, 2012, 24: 054101
- 54 Wang X S, Si T, Luo X S, et al. Numerical study on the RM instability of a heavy-gas cylinder interacted with reshock (in Chinese). *Chin J Theoret Appl Mech*, 2012, 44: 664 [王显圣, 司廷, 罗喜胜, 等. 反射激波冲击重气柱的 RM 不稳定性数值研究. 力学学报, 2012, 44: 664]
- 55 Zhang F, Zhai Z G, Si T, et al. Experimental study on the evolution of heavy gas cylinder under reshock condition by PIV method (in Chinese). *J Exp Fluid Mech*, 2014, 28: 13–17 [张赋, 翟志刚, 司廷, 等. 反射激波作用下重气柱界面演化的 PIV 研究. 实验流体力学, 2014, 28: 13–17]
- 56 Balakumar B J, Orlicz G C, Tomkins C D, et al. Simultaneous particle-image velocimetry-planar laser-induced fluorescence measurements of Richtmyer-Meshkov instability growth in a gas curtain with and without reshock. *Phys Fluids*, 2008, 20: 124103
- 57 Balasubramanian S, Orlicz G C, Prestidge K P, et al. Experimental study of initial condition dependence on Richtmyer-Meshkov instability in the presence of reshock. *Phys Fluids*, 2012, 24: 034103
- 58 Balakumar B J, Orlicz G C, Ristorcelli J R, et al. Turbulent mixing in a Richtmyer-Meshkov fluid layer after reshock: Velocity and density statistics. *J Fluid Mech*, 2012, 696: 67–93
- 59 Ukai S, Balakrishnan K, Menon S. Growth rate predictions of single- and multi-mode Richtmyer-Meshkov instability with reshock. *Shock Waves*, 2011, 21: 533–546
- 60 Jourdan G, Schwaedler L, Houas L, et al. Hot-wire method for measurements of turbulent mixing induced by Richtmyer-Meshkov instability in shock tube. *Shock Waves*, 2001, 11: 189–197
- 61 Poggi F, Thorembey M H, Rodriguez G. Velocity measurements in turbulent gaseous mixtures induced by Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 1998, 10: 2698–2700
- 62 Brouillette M, Sturtevant B. Growth induced by multiple shock waves normally incident on plane gaseous interfaces. *Physica D*, 1989, 37: 248–263
- 63 Brouillette M, Sturtevant B. Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability: Small-scale perturbations on a plane interface. *Phys Fluids A-Fluid Dyn*, 1993, 5: 916–930
- 64 Erez L, Sadot O, Oron D, et al. Study of the membrane effect on turbulent mixing measurements in shock tubes. *Shock Waves*, 2000, 10: 241–251
- 65 Vetter M, Sturtevant B. Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability of an air/SF₆ interface. *Shock Waves*, 1995, 4: 247–252
- 66 Griffond J, Haas J F, Souffland D, et al. Experimental and numerical investigation of the growth of an air/SF₆ turbulent mixing zone in a shock tube. *J Fluids Eng*, 2017, 139: 091205
- 67 Zhai Z G, Dong P, Luo X S. Experimental investigation on Richtmyer-Meshkov instability of a “V” shaped interface subjected to shock wave (in Chinese). *Chin J High Pressur Phys*, 2017, 31: 718–726 [翟志刚, 董平, 罗喜胜. 激波冲击 V 形界面的 RM 不稳定性实验研究. 高压物理学报,

- 2017, 31: 718–726]
- 68 Jacobs J W, Krivets V V, Tsiklashvili V, et al. Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability with an imposed, random initial perturbation. *Shock Waves*, 2013, 23: 407–413
- 69 McFarland J A, Greenough J A, Ranjan D. Simulations and analysis of the reshocked inclined interface Richtmyer-Meshkov instability for linear and nonlinear interface perturbations. *J Fluids Eng*, 2014, 136: 071203
- 70 Reilly D, McFarland J, Mohaghar M, et al. The effects of initial conditions and circulation deposition on the inclined-interface reshocked Richtmyer-Meshkov instability. *Exp Fluids*, 2015, 56: 168
- 71 Mohaghar M, Carter J, Pathikonda G, et al. The transition to turbulence in shock-driven mixing: Effects of Mach number and initial conditions. *J Fluid Mech*, 2019, 871: 595–635
- 72 He H Q, Zhai Z G, Si T, et al. Experimental study on the reshocked RM instability of two kinds of heavy gas cylinder (in Chinese). *J Exp Fluid Mech*, 2014, 28: 56–60 [何惠琴, 翟志刚, 司廷, 等. 反射激波作用下两种重气柱界面不稳定性实验研究. *实验流体力学*, 2014, 28: 56–60]
- 73 Liu J H, Zou L Y, Cao R Y, et al. Experimentally study of the Richtmyer-Meshkov instability at N_2/SF_6 flat interfaces by diffracted incident shock waves and reshock (in Chinese). *Chin J Theoret Appl Mech*, 2014, 46: 475–479 [刘金宏, 邹立勇, 曹仁义, 等. 绕射激波和反射激波作用下 N_2/SF_6 界面 RM 不稳定性实验研究. *力学学报*, 2014, 46: 475–479]
- 74 Gowardhan A A, Grinstein F F. Numerical simulation of Richtmyer-Meshkov instabilities in shocked gas curtains. *J Turbul*, 2011, 12: N43
- 75 Shankar S K, Lele S K. Numerical investigation of turbulence in reshocked Richtmyer-Meshkov unstable curtain of dense gas. *Shock Waves*, 2014, 24: 79–95
- 76 Andronov V A, Bakhraev S M, Meshkov E E, et al. Turbulent mixing at contact surface accelerated by shock waves. *J Exp Theor Phys*, 1976, 44: 424
- 77 Zaitsev S V, Lazareva E V, Chernukha V V, et al. An experimental investigation and numerical modeling of turbulent mixing in one-dimensional flows. *Sov Phys Dokl*, 1985, 30: 579
- 78 Brouillette M, Bonazza R. Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability: Wall effects and wave phenomena. *Phys Fluids*, 1999, 11: 1127–1142
- 79 Kosović B, Pullin D I, Samtaney R. Subgrid-scale modeling for large-eddy simulations of compressible turbulence. *Phys Fluids*, 2002, 14: 1511–1522
- 80 Pullin D I. A vortex-based model for the subgrid flux of a passive scalar. *Phys Fluids*, 2000, 12: 2311–2319
- 81 Duff R E, Harlow F H, Hirt C W. Effects of diffusion on interface instability between gases. *Phys Fluids*, 1962, 5: 417–425
- 82 Charakhch'yan A A. Reshocking at the non-linear stage of Richtmyer-Meshkov instability. *Plasma Phys Control Fusion*, 2001, 43: 1169–1179
- 83 Charakhch'an A A. Richtmyer-Meshkov instability of an interface between two media due to passage of two successive shocks. *J Appl Mech Tech Phys*, 2000, 41: 23–31
- 84 Mikaelian K O. Richtmyer-Meshkov instabilities in stratified fluids. *Phys Rev A*, 1985, 31: 410–419
- 85 Mikaelian K O. Turbulent mixing generated by Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities. *Physica D*, 1989, 36: 343–357
- 86 Read K I. Experimental investigation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability. *Physica D*, 1984, 12: 45–58
- 87 Mikaelian K O. Extended model for Richtmyer-Meshkov mix. *Physica D*, 2011, 240: 935–942
- 88 Dimonte G, Schneider M. Density ratio dependence of Rayleigh-Taylor mixing for sustained and impulsive acceleration histories. *Phys Fluids*, 2000, 12: 304–321
- 89 Mikaelian K O. Testing an analytic model for Richtmyer-Meshkov turbulent mixing widths. *Shock Waves*, 2015, 25: 35–45
- 90 Dimotakis P E. The mixing transition in turbulent flows. *J Fluid Mech*, 2000, 409: 69–98
- 91 Robey H F, Zhou Y, Buckingham A C, et al. The time scale for the transition to turbulence in a high Reynolds number, accelerated flow. *Phys Plasmas*, 2003, 10: 614–622
- 92 Zhou Y, Remington B A, Robey H F, et al. Progress in understanding turbulent mixing induced by Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities. *Phys Plasmas*, 2003, 10: 1883–1896
- 93 Abarzhi S I. On fundamentals of Rayleigh-Taylor turbulent mixing. *Europhys Lett*, 2010, 91: 35001
- 94 Balakumar B J, Orlicz G C, Tomkins C D, et al. Dependence of growth patterns and mixing width on initial conditions in Richtmyer-Meshkov unstable fluid layers. *Phys Scr*, 2008, T132: 014013
- 95 Tomkins C D, Balakumar B J, Orlicz G, et al. Evolution of the density self-correlation in developing Richtmyer-Meshkov turbulence. *J Fluid*

- Mech, 2013, 735: 288–306
- 96 Nelson N J, Grinstein F F. Effects of initial condition spectral content on shock-driven turbulent mixing. *Phys Rev E*, 2015, 92: 013014
- 97 Grinstein F F, Gowardhan A A, Wachtor A J. Simulations of Richtmyer-Meshkov instabilities in planar shock-tube experiments. *Phys Fluids*, 2011, 23: 034106
- 98 Thornber B, Drikakis D, Youngs D L, et al. Growth of a Richtmyer-Meshkov turbulent layer after reshock. *Phys Fluids*, 2011, 23: 095107
- 99 Zhou Y. A scaling analysis of turbulent flows driven by Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities. *Phys Fluids*, 2001, 13: 538–543
- 100 Tritschler V K, Olson B J, Lele S K, et al. On the Richtmyer-Meshkov instability evolving from a deterministic multimode planar interface. *J Fluid Mech*, 2014, 755: 429–462
- 101 Perry R W, Kantrowitz A. The production and stability of converging shock waves. *J Appl Phys*, 1951, 22: 878–886
- 102 Hosseini S H R, Onodera O, Takayama K. Characteristics of an annular vertical diaphragmless shock tube. *Shock Waves*, 2000, 10: 151–158
- 103 Hosseini S H R, Takayama K. Experimental study of Richtmyer-Meshkov instability induced by cylindrical shock waves. *Phys Fluids*, 2005, 17: 084101
- 104 Si T, Long T, Zhai Z G, et al. Experimental investigation of cylindrical converging shock waves interacting with a polygonal heavy gas cylinder. *J Fluid Mech*, 2015, 784: 225–251
- 105 Luo X S, Si T, Yang J M, et al. A cylindrical converging shock tube for shock-interface studies. *Rev Sci Instrum*, 2014, 85: 015107
- 106 Zhai Z G. Experimental Investigation on the Gaseous Interfacial Instability Induced by Moving Shock (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Hefei: University of Science and Technology of China, 2012 [翟志刚. 运动激波作用下气体界面不稳定性演化的实验研究. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2012]
- 107 Si T, Zhai Z G, Luo X S. Experimental study of Richtmyer-Meshkov instability in a cylindrical converging shock tube. *Laser Part Beams*, 2014, 32: 343–351
- 108 Si T, Zhai Z G, Luo X S, et al. Experimental study on a heavy-gas cylinder accelerated by cylindrical converging shock waves. *Shock Waves*, 2014, 24: 3–9
- 109 Liang Y, Zhai Z G, Luo X S. Interaction of strong converging shock wave with SF₆ gas bubble. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 064711
- 110 Biamino L, Mariani C, Jourdan G, et al. Planar shock focusing through perfect gas lens: First experimental demonstration. *J Fluids Eng*, 2014, 136: 091204
- 111 Dimotakis P E, Samtaney R. Planar shock cylindrical focusing by a perfect-gas lens. *Phys Fluids*, 2006, 18: 031705
- 112 Biamino L, Jourdan G, Mariani C, et al. On the possibility of studying the converging Richtmyer-Meshkov instability in a conventional shock tube. *Exp Fluids*, 2015, 56: 26
- 113 Vandenboomgaerde M, Rouzier P, Souffland D, et al. Nonlinear growth of the converging Richtmyer-Meshkov instability in a conventional shock tube. *Phys Rev Fluids*, 2018, 3: 014001
- 114 Luo X, Ding J, Wang M, et al. A semi-annular shock tube for studying cylindrically converging Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 2015, 27: 091702
- 115 Ding J C. Experimental and Numerical Study on Converging Richtmyer-Meshkov Instability (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Hefei: University of Science and Technology of China, 2016 [丁举春. 汇聚Richtmyer-Meshkov不稳定性的实验与数值研究. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2016]
- 116 Ding J C, Si T, Yang J M, et al. Measurement of a Richtmyer-Meshkov instability at an air-SF₆ interface in a semiannular shock tube. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 014501
- 117 Lei F, Ding J C, Si T, et al. Experimental study on a sinusoidal air/SF interface accelerated by a cylindrically converging shock. *J Fluid Mech*, 2017, 826: 819–829
- 118 Ding J, Li J, Sun R, et al. Convergent Richtmyer-Meshkov instability of a heavy gas layer with perturbed outer interface. *J Fluid Mech*, 2019, 878: 277–291
- 119 Li J, Ding J C, Si T, et al. Convergent Richtmyer-Meshkov instability of light gas layer with perturbed outer surface. *J Fluid Mech*, 2020, 884: R2
- 120 Zhang Q, Graham M J. A numerical study of Richtmyer-Meshkov instability driven by cylindrical shocks. *Phys Fluids*, 1998, 10: 974–992
- 121 Tian B, Fu D, Ma Y. Numerical investigation of Richtmyer-Meshkov instability driven by cylindrical shocks. *Acta Mech Sin*, 2006, 22: 9–16
- 122 Zheng J G, Lee T S, Winoto S H. Numerical simulation of Richtmyer-Meshkov instability driven by imploding shocks. *Math Comput Simul*,

2008, 79: 749–762

- 123 Wu Z H, Huang S H, Ding J C, et al. Molecular dynamics simulation of cylindrical Richtmyer-Meshkov instability. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2018, 61: 114712

Advances in interfacial instability induced by reshock

CONG ZhouYang, GUO Xu & SI Ting*

Department of Modern Mechanics, School of Engineering Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China

The interactions of a moving shock wave with fluid interface lead to complex flow phenomena, including shock reflection and refraction, interface evolution, and even turbulent mixing at its late stage. These phenomena are of great significance in nature and engineering applications. When an incident shock wave sweeps over the interface, the interface morphology varies, making the interface perturbations grow from linear to nonlinear stages due to the baroclinic and pressure disturbance mechanisms. When a reshock wave passes the already distorted interface, the generation and transportation of vorticity will change the original developing mode of interface instability, resulting in different physical phenomena and developing rules. As the generation and control of the reshock waves are more complicated than those of the single shock scenarios, it is a great challenge to investigate the reshock-induced interface instabilities. In this article, progresses of experimental, numerical, and theoretical studies on the interface instability and turbulent mixing under reshock are reviewed. The effects of initial conditions, such as interface shape, shock strength, and reflection distance, on the reshock-induced interface instability are discussed in both planar and converging shock scenarios. The future research priorities and directions are finally proposed.

shock wave, interface, reshock, interface instability, turbulent mixing

PACS: 47.20.Ma, 47.27.-i, 47.40.-x, 47.51.+a, 47.85.Gj

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0099](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0099)