论文

平面激波与 V 形 air/SF₆ 肥皂膜界面相互作用的
研究

董平, 罗喜胜, 翟志刚*

中国科学技术大学近代力学系先进推进实验室, 合肥 230027

*联系人, E-mail: sanjing@ustc.edu.cn

收稿日期: 2014-12-10; 接受日期: 2015-01-19; 网络出版日期: 2015-02-06

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11302219, 11272308)

摘要 本文采用实验和数值方法研究了激波与 V 形 air/SF₆ 界面相互作用的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性问题. 实验采用细线约束肥皂膜技术形成顶角分别为 120°和 60°的 V 形界面, 并采用高速纹影法获得了界面的演变过程. 同时采用 VAS2D 程序对该过程进行了数值模拟, 并与实验结果进行了对比, 获得了较好的一致性, 验证了界面形成方法的可行性. 结果表明, 该方法能够生成清晰的 V 形界面. 对比两组结果发现, 激波作用过程中的波系结构相似, 界面边界及顶点处均有涡结构产生. 但由于不同角度界面上斜压性不同, 产生的涡量幅度不同, 进而诱导界面产生不同的演变速度. 定量测量了界面长度随时间的变化, 发现归一化的界面长度演变规律是一致的, 而涡心距的变化却呈现出较大的不同, 表明不同角度的界面对不稳定性的发展有一定影响.

关键词 Richtmyer-Meshkov 不稳定性, V 形界面, 高速纹影法, 数值模拟

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

doi: 10.1360/SSPMA2014-00474

1 引言

当激波作用于两种不同密度流体界面时, 界面上的初始扰动在激波诱导下会不断增长, 并最终导致两种流体之间的充分混合, 这种激波冲击下的界面失稳特性称为 Richtmyer-Meshkov 不稳定性(RMI)^[1,2]. 一方面, 由于界面存在一定的曲率, 激波会在界面上产生透射激波和反射波, 这些波系会在界面附近汇聚或发散, 从而导致界面附近压力不平

衡, 压力不平衡会驱动界面发生失稳. 另一方面, 根据涡量动力学方程可知, 当压力梯度(∇p)与密度梯度($\nabla \rho$)不重合时, 即 $\nabla \rho \times \nabla p \neq 0$, 会有涡量的产生. 当激波与界面相遇时, 激波引起的压力梯度与界面上存在的密度梯度在很大程度上是不重合的, 从而界面上会有涡量的累积, 涡量会进一步促进界面发生变形. 前者称为压力扰动机制, 后者称为斜压机制. 这两种机制目前认为是 RMI 产生的最主要的两种机制. RMI 问题自从被提出以后, 由于在许多工程

引用格式: 董平, 罗喜胜, 翟志刚. 平面激波与 V 形 air/SF₆ 肥皂膜界面相互作用的研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 044701
Dong P, Luo X S, Zhai Z G. Research on the interaction of planar shock with 'inverse chevron' air/SF₆ soap film interface (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 044701, doi: 10.1360/SSPMA2014-00474

领域,如超燃冲压发动机以及惯性约束核聚变中,都有着重要的应用价值,最近几十年得到了广泛的研究.

Meshkov 较早地开展了激波冲击界面的实验研究,验证了 Richtmyer 的相关理论,此后实验一直是研究小扰动增长规律的重要手段.在 RMI 实验研究中,界面作为密度梯度的来源一直是研究的重点和热点.流体界面可以分为连续型和间断型.连续型界面主要是利用不同密度流体的属性形成的具有一定扩散厚度的界面,具有代表性的有采用气体射流技术形成无膜气柱^[3]以及采用抽平板技术形成无膜单模界面^[4].而间断型界面主要是利用各种隔膜将不同气体隔开,如利用硝化纤维膜形成气柱界面^[5],利用肥皂膜形成球形界面^[5-7]、单模界面^[8]或多边形界面^[9,10].除了上述常见的界面外,Smith 等人^[11]采用网格支撑薄膜的方式形成了上游无扰动,下游具有 chevron 扰动的 air/SF₆/air 界面结构,SF₆ 气体处在上下游两道界面之间,两道界面两边均为空气.值得指出的是,实验中用于支撑界面的网格对流量具有一定的阻塞率(约为 1.25%),而且对界面的发展具有一定的拖曳作用.此外,chevron 界面的两侧均与壁面直接相连,导致壁面效应比较大.除了形成 chevron 界面外,Holder 和 Barton^[12]以及 Holder 等人^[13]采用相同的方法形成了下游具有 inverse chevron 以及 double-bump 扰动的界面结构,并进行了实验研究.在这些界面结构中,除了单模界面是直接隔开两种气体之外,其他均是为了在环境气体中加入另一种气体而形成的各种界面结构.

为了将两种气体隔开,最直接的办法是在两种流体之间形成一道平面界面,如 Leinov 等人^[14]采用硝化纤维膜形成了与激波面平行的界面,并研究了界面混合宽度在激波作用下的增长规律.为了研究激波在界面上不同的折射现象以及初始扰动在激波作用下的发展过程,可以将平面界面倾斜一定的角度,这样激波冲击之后,由于激波角(激波面与界面之间的夹角)不同,流场会呈现不同的波系结构^[15].此外由于斜压性界面上会产生涡量,从而诱导界面发生变形.而且倾斜界面上斜压性是不变的(忽略由于气体重力可能引起的密度变化),这为研究界面不稳定性问题提供了一个重要的控制参数.Wang 等人^[16]利用硝化纤维膜在支撑结构的辅助下形成了 air/SF₆ 倾斜界面,并开展了相应的实验和数值研究.

然而生成的初始界面以及激波作用后的流场不够清晰,而且空气中的入射激波也难以观测.McFarland 等人^[17]采用倾斜的激波管研究了激波作用下倾斜界面的不稳定性问题.在倾斜激波管中,通过将轻重气体分别从激波管顶部和底部充入观测段,并在观测段某个位置预留小孔,排出多余的气体以减少气体混合.利用气体的属性可以在观测段形成与重力方向垂直的平面连续性界面,这样在倾斜激波管中就相当于形成了与激波有一定夹角的界面.而且可以通过改变激波管的倾角很容易地改变激波角.通过改变激波角发现倾斜界面的初始角度决定了界面的增长方式.但这种连续性的界面属性一方面不适合研究激波在界面上的反射折射现象,另一方面界面扰动的增长率也会受到一定的抑制.

由于生成的困难,间断型倾斜界面的 RMI 实验研究并不多见,多见于数值模拟工作^[18,19].而在已有的倾斜界面或者含有倾斜界面如 chevron 及 inverse chevron 的界面装置中,间断型的倾斜界面多依赖于网格支撑,而这种方法对流场的影响较大.此外,已有的研究多采用固体隔膜,如硝化纤维膜,来隔开两种气体.相比固体隔膜而言,肥皂膜厚度极薄(约 0.25–1 μm),在激波冲击之后易于破碎,对流场干扰较小,是生成气体界面的良好材料,但由于肥皂膜本身的张力作用,生成膜的形状具有很强的局限性.在本实验室,通过细针约束肥皂膜的方式成功地生成了多边形界面,如方形、三角形,并开展了多边形界面在激波冲击下的演化过程^[9,10].结果表明这种方法形成的间断型初始界面比较清晰,界面发展比较对称,而且细针的存在对流场的影响较小.在此基础上,本文尝试采用细线约束肥皂膜的方法形成不同角度的 V 形 air/SF₆ 界面,采用高速纹影方法研究不同角度的间断型 V 形界面在激波诱导下的发展过程与规律.

2 实验方法

2.1 界面形成

本文通过细线约束肥皂膜的方式形成两种不同顶角 θ 的 V 形界面,如图 1 所示.为了形成 V 形界面,我们首先利用有机玻璃板加工成实验所需的界面形状,并在如图 1 中 a, b, c 所示的位置引入细线.其中 a 与 c 处布置一根, b 处根据角度的不同线的数量不

图 1 界面形成示意图(a), (b)以及实物图(c), (d)

Figure 1 The schematic diagram of the interface formation (a), (b) and the experimental picture of the setup (c), (d).

同: $\theta=120^\circ$ 时只需一根细线, 而 $\theta=60^\circ$ 时至少需要三根, 以保证相邻两道肥皂膜之间的夹角不小于 120° ^[20], 相邻两根细线的距离为 1 mm. 所采用的细线直径为 0.2 mm, 有机玻璃板的厚度为 3 mm, 两块有机玻璃板之间的距离, 即界面高度为 20 mm. 两种情况下界面宽度 W 均为 80 mm, 这样 $\theta=60^\circ$ 时, 界面初始长度 D_0 为 69.3 mm; $\theta=120^\circ$ 时, 界面初始长度 D_0 为 23.1 mm. 这里要注意的是 V 形界面的边界, 即图 1 中的 a 和 c 处并没有与激波管壁接触, 而是通过另一道界面与壁面接触, 而这道界面是我们不关心的, 这样就极大地避免了壁面对 V 形界面发展的影响. 在形成肥皂膜界面之前, 首先用配置好的肥皂液将 V 形界面的边缘润湿(注意肥皂液不能过多, 过多的肥皂液会对流场的观测产生较大的影响; 但同时也要保证界面边缘足够湿润, 肥皂液过少则界面易破碎). 之后, 将长 30 mm, 宽 12 mm 的矩形模型框架浸入到肥皂液中, 这样在矩形框架表面就会形成一层肥皂薄膜. 然后从界面模型的一端沿着 V 形界面的边缘拉动矩形框架, 即可生成所需要的 V 形界面. 值得注意的是为了形成 V 形界面而引入的模型对界面的演化会产生一定的影响, 尤其是靠近模型表面附近, 壁面效应的影响应该还是比较大的, 但本文采用纹影技术所获得的结果在研究的时间范围内没有出现明显的三维效应.

为了形成 air/SF₆ 界面, 需要在界面右侧充入 SF₆ 气体. 首先将实验段与低压段分开, 并将实验段倾斜一定角度($\sim 20^\circ$). 在实验段的尾部(较低端)开一个小

孔, 并通过该小孔向实验段充入 SF₆ 气体, 根据 SF₆ 与空气的密度大小可知, 实验段内的空气逐渐从另一端(较高端)被排出(此时实验段观察窗玻璃已安装). 采用气体浓度检测仪在出口处检测空气的浓度, 一旦空气浓度低于 1%, 我们即认为实验段内充满了 SF₆ 气体. 此后我们将产生界面的模型从实验段的较高端插入实验段, 在这个过程中, 仍不断地向实验段内充入 SF₆ 气体, 以尽量保证气体纯度, 同时在尾端开另一个小孔, 使得在插入界面模型的时候, 部分 SF₆ 气体能够从该小孔流出, 避免界面右侧气体压力过大导致界面破碎. 当界面模型放置到实验段设定位置后, 停止充气, 并将尾部两个小孔堵住, 同时将实验段观察窗玻璃加固, 以及将低压段与实验段连接. 从停止充气到低压段与实验段连接, 整个过程持续约 1 min, 不会导致界面两侧气体之间的严重混合. 这里要强调的是, 在激波冲击之前, 肥皂膜界面是没有破碎的, 两种气体是截然分开的. 肥皂膜在受到激波冲击之后会立即破碎. 如果在激波冲击之前肥皂膜界面就发生破碎, 两种气体就会发生微弱的混合, 这样界面就变为连续性的扩散界面, 受激波冲击后界面的演化会由于初始条件的不同而不同, 比如漩涡不会很强, 演变发展速度不同等.

2.2 流场观测

本文实验采用的激波管高压段长 1.7 m, 低压段长 3.9 m, 实验段尺寸为 280 mm×155 mm×26 mm. 激波作用界面之后的流场采用高速纹影系统观测^[9,10], 如图 2 所示. 该测试系统主要包括一个连续光源(DCRIII, SCHOTT North America Inc, 最大输出功率为 200 W), 两块焦距为 1.5 m, 直径为 200 mm 的纹影镜, 以及高速摄影相机(FASTCAM SA5, Photron Limited, 最大拍摄速率为 10^6 fps, 最大画幅 1024 pixel×1024 pixel)等. 为了减小气体重力的影响, 本文将实验段扁平放置, 并在观察窗上下方放置了两个直径为 200 mm 的平面反射镜以改变光路方向. 流场的控制系统包括两个压电式压力传感器, 用来测量入射激波强度, 延时器(DG645, Stanford Research System), 示波器以及电荷放大器等. 本文测得的实验激波马赫数 $Ma=1.21\pm0.02$. 实验中高速摄影相机拍摄速度为 46500 fps, 曝光时间为 1/437000 s, 空间分辨率为 576 pixel×264 pixel.

图 2 高速纹影光路示意图

Figure 2 The sketch of the high-speed schlieren system.

3 数值方法

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

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

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

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

ρ 表示密度, p 表示压力, u 和 v 分别表示水平方向和竖直方向的速度, E 表示内能, Y_s 是界面一侧气体 SF_6 在混合物中所占的质量分数; 界面另外一侧气体 air 的质量分数为: $Y_a=1-Y_s$. 混合物的状态方程可以表示为: $p=\rho(Y_s R_s + Y_a R_a)$, 其中 R_s 和 R_a 分别表示 SF_6 和 air 的气体常数, T 表示混合气体的温度, 混合物的总能 E 为: $E=Y_s e_s + Y_a e_a + (u^2 + v^2)/2$, 其中 e_s 和 e_a 分别表示两种气体的比内能. 本文没有考虑气体之间的混合, 界面两侧均认为是纯气体.

本文采用的 VAS2D(2-Dimensional & Axisymmetric Vectorized Adaptive Solver)程序^[21], 采用有限体积法, 基于 MUSCL-Hancock 格式, 能够在时间和空间上达到二阶精度; 采用非结构的四边形网格, 结合网格自适应技术对参数剧烈变化的复杂流程区域进行局部加密. 数值计算中采用密度的二阶泰勒展开与密度梯度变化的差别来当做判据, 当这个差大于

某数的时候, 则进行网格加密操作; 当这个差小于某数的时候, 则进行粗化操作. 该程序能够求解有黏或无黏, 定常及非定常, 平衡或非平衡问题, 在可压缩流动, 如激波-界面相互作用^[6,10,22], 超声速流场中的凝结^[23]等问题中都得到了验证. 数值模拟中的参数以及流场的初始条件和边界条件如图 3 所示, 计算区域长 260 mm, 高 75 mm, x 轴定义为对称轴, 左边界为开口条件, 上边界和右边界定义为固壁, 但本文仅考虑入射激波的作用, 并没有考虑从右边界产生的反射激波作用. 根据已有研究^[9,22], 本文计算初始网格为 0.2 mm, 在密度梯度变化较大的地方采用自适应加密至 0.05 mm. 由于问题的对称性, 数值计算中仅考虑了一半流场. 初始温度为 298 K, 环境压强为 101325 Pa. 由于之前的研究^[9,10]已表明, 细针或细线的存在对波系和界面的影响较小, 所以在本文的数值模拟中并没有考虑细线的影响.

4 结果分析与讨论

本文采用高速纹影法及 VAS2D 程序研究了平面激波与不同角度的 V 形 air/ SF_6 界面的相互作用过程, 得到了激波与界面作用过程中较为清晰的波系结构以及界面形态, 并将实验结果与计算结果进行了对比, 获得了较好的一致性. 在两组实验中, 由于高速摄影相机拍摄速度的限制, 并不能拍到激波刚与界面接触的时刻, 本文定义激波与界面相遇的前一刻为零时刻.

图 4 给出了 $\theta=120^\circ$ 时, 激波与 V 形 air/ SF_6 界面相互作用的实验和数值结果. 当入射激波与初始界面相遇时, 由于界面两侧气体声阻抗($Z=\rho c$, ρ 和 c 分别为气体的密度和声速)的不同, 激波会在界面上发生反射与折射现象. 对 $\theta=120^\circ$ 而言, 激波角为 30° , 从实验结果和数值结果可以看出, 激波在界面上发

图 3 数值模拟的初始条件及边界条件

Figure 3 The initial and boundary conditions of the computation.

图 4 $\theta=120^\circ$ 时 V 形界面演化的实验结果(a), (c)与计算结果(b), (d)对比

Figure 4 Comparison of experimental (a), (c) and numerical (b), (d) results of the ‘inverse chevron’ air/SF₆ interface induced by a planar shock wave for $\theta=120^\circ$, $Ma=1.22$.

生规则折射(入射激波、折射激波以及反射波相交于界面上的一点). 根据两种气体属性可知, 该种情况下反射波亦为激波. 由于空气的声速要大于 SF₆ 气体声速, 从图中可以明显看出折射激波的运动要滞后于入射激波($t=43-86 \mu\text{s}$). 入射激波在上下界面上均发生折射, 产生的折射激波在 SF₆ 气体中相互干扰, 形成了两个分支激波沿着界面运动, 并在传播过程中几乎与界面垂直, 整个波系结构类似于 χ 结构. 在激波穿过界面过程中, 界面并没有发生明显的变化, 仅仅是在激波的压缩下发生稍微的弯曲($t=323 \mu\text{s}$). 而在此后较长的时间内, 界面同样没有太大的变化, 仅仅是在界面顶端处逐渐产生了较小的涡结构($t=647 \mu\text{s}$). 由于界面上存在斜压性, 激波作用后界面上会有涡量的产生, 而界面上的涡结构直到激波作用约 1 ms 后才变得明显($t=1226 \mu\text{s}$). 此后, 界面上的涡结构逐渐发展, 但发展很慢. 斜压性使得上界面产生顺时针方向的涡量, 下界面产生逆时针方向的涡量, 导致上界面有顺时针旋转的趋势, 而下界面具有逆时针旋转的趋势, 宏观上表现为两道界面不断向中间压缩, 二者之间的垂直距离不断减小. 在本文研究中, 由于观察窗尺寸的限制, 仅捕捉到激波作用后约 2 ms 的时间, 在此时间内, 界面上的涡结构并没有得到充分的发展($t=1505-1871 \mu\text{s}$). 从实验结果和计算结果的比较可以看出, 二者在波系结构上吻

合较好, 界面发展也得到了定性的吻合, 包括界面上的涡结构, 而且实验结果较为清晰对称, 也说明了界面形成方法的可行性与优越性. 但到了界面发展中后期, 可以看到计算中斜界面与壁面之间的竖直界面在界面连接处涡结构的影响下也开始发生变形($t=1226 \mu\text{s}$), 而实验中竖直界面的变化并不明显. 此外, 在数值计算中, 下游界面发展速度稍快一些, 这可能是由于实验中界面内外气体发生扩散, 导致界面上的密度梯度减小, 从而减少了涡量的幅度和界面的运动速度.

图 5 给出了 $\theta=60^\circ$ 时, 平面激波与 V 形 air/SF₆ 界面相互作用的实验和数值结果. 与 $\theta=120^\circ$ 类似, 在 $\theta=60^\circ$ 情况中, 激波在界面上发生规则反射和折射, 激波在界面上的折射也产生了 χ 波系结构($t=64-408 \mu\text{s}$). 由于 $\theta=60^\circ$ 和 $\theta=120^\circ$ 两种情况下界面宽度一致, 使得 $\theta=60^\circ$ 条件下界面更长, 激波作用在界面上的时间更长, 界面上累积的涡量更多, 而且此种情况下界面上的斜压性更大, 进一步增加了涡量的产生. 同时, 由于角度的不同, 反射激波(这里主要指入射激波在界面上产生的反射激波遇到壁面后再次发生反射形成的壁面反射激波对界面的二次压缩作用)引起的二次压缩效应不同. 通常地, 激波与界面的夹角越大, 二次压缩效应就越明显, 这也会导致界面上产生的次级涡量较多. 当激波离开界面时($t=408 \mu\text{s}$), 可以

图 5 $\theta=60^\circ$ 时 V 形界面演化的实验结果(a), (c)与计算结果(b), (d)对比

Figure 5 Comparison of experimental (a), (c) and numerical (b), (d) results of the inverse chevron air/SF₆ interface induced by a planar shock wave for $\theta=60^\circ$, $Ma=1.22$.

看到界面尖点处已经产生了明显的涡结构, 而且界面上也开始有小涡结构的产生. 随着时间的推进, 界面上以及尖点处的涡结构都逐渐增长 ($t=537\text{--}1161\ \mu\text{s}$), 在较短的时间内, 界面上的涡结构发展已较充分 ($t=1161\ \mu\text{s}$). 与 $\theta=120^\circ$ 情况类似, 在 $\theta=60^\circ$ 的数值结果中, 下游界面的运动速度较快, 壁面附近的竖直界面发展较早, 同样可能由于界面内外气体相互污染引起的.

定量地, 我们首先比较了界面左侧顶点的速度变化, 如图 6 所示, 通过线性拟合得到的速度值列于图 6 中. 可以看到, 两种情况下实验值均比计算值稍大, 可能是由于实验中界面右侧气体受到空气污染, 导致密度减小, 从而速度稍快一些. 此外, 对比两种情况发现, 在 $\theta=60^\circ$ 的条件下, 界面左侧运动的更快一些. 由于两种情况下激波强度相同, 即激波的冲击加速作用是一致的, 但由于 $\theta=60^\circ$ 时, 界面上的斜压性更大, 顶点处产生的涡结构更大, 涡结构的运动会对顶点的运动产生一定的影响. 此外, 我们测量了界面的长度随时间的变化, 并进行无量纲处理, 如图 7 所示, 其中特征时间 $t_c=D_0/V_i$, V_i 为初始入射激波的速度 ($p_0=101325\ \text{Pa}$, $T_0=298\ \text{K}$, 声速为 $346\ \text{m/s}$, 当 $Ma=1.22$ 时, $V_i=422\ \text{m/s}$), 当 $\theta=60^\circ$, $t_c=164.2\ \mu\text{s}$; 当 $\theta=120^\circ$, $t_c=54.7\ \mu\text{s}$. 从图 7 中可以看出在界面发展前期 (无量纲时间 1 以内), 由于激波的压缩作用, 界

图 6 界面顶点位移随时间变化的比较

Figure 6 Comparison of the displacement of the vertex vs time between experiments and computations.

面的混合长度是一直减小的. 在激波离开界面之后, 由于界面上涡量的诱导加速作用, 界面长度逐渐增长, 并且大致符合线性增长规律. 从图 7 中可以看出, 虽然两种情况下初始角度不同, 但界面混合长度的增长规律在无量纲化之后具有一定的相似性. 在初始激波完全穿过界面之后, 界面混合长度的增长趋于一致, 这与一些理论分析和前人的结果比较吻合^[19].

涡的产生对界面不稳定性发展是极其重要的, 在本文的两种情况中, 界面尖点处均产生了明显的

涡结构, 在已有的理论模型中, 涡心间距 L_v , 如图 4 和 5 中定义, 对于计算界面上累积的环量至关重要. 本文对界面尖端涡结构的涡心间距随时间的变化进行了测量, 结果如图 8 所示, 涡心距 L_v 以界面初始宽度 W 进行无量纲. 从图中可以看出, 初始时刻, 两种情况下的涡心距均随时间增长而增大, 但增长速度差距较大. 由于 $\theta=60^\circ$ 条件下的斜压性更大, 尖端涡结构产生较早且发展较快, 而且 McFarland 等人^[19]

图 7 界面无量纲长度随时间变化的比较

Figure 7 Comparison of the normalized interface length vs normalized time between experiments and computations.

图 8 涡间距随时间变化的比较

Figure 8 Comparison of the normalized vortex spacing vs normalized time between experiments and computations.

在其工作中也指出, 当 θ 较小时, 流场中由于反射激波引起的二次压缩效应也更明显, 会导致涡量不断增大, 因此, 一直到本文研究时间的后期, 涡心距才几乎趋于稳定. 对于 $\theta=120^\circ$ 而言, 涡心距增长速度一直较慢. 从涡心距的发展情况中可以明显看出初始界面角度的不同对涡量产生的影响.

5 结论

本文利用细线约束肥皂膜技术形成了较为清晰整洁的 V 形界面, 克服了以往研究中需要网格支撑才能形成间断倾斜界面的缺陷. 并在激波管中采用高速纹影方法研究了不同角度的 V 形 air/SF₆ 界面在激波冲击下的演化过程, 获得了较为清晰的波系结构和界面形态. 同时基于 VAS2D 程序对该过程进行了数值模拟, 并与实验结果进行了对比, 获得了较好的一致性, 验证了实验方法的可行性. 对于本文研究的两种角度 θ , 激波在界面上均发生类似的规则折射现象, 且界面右侧均产生了 χ 波系结构. 而界面在激波作用之后, 由于斜压效应, 界面顶点处产生了一个较明显的涡结构, 界面上产生了许多小的涡结构, 且在涡量诱导下, 界面有向对称轴处运动的趋势, 导致界面宽度在逐渐减小. 不同的是, 由于激波角不同, 斜压效应也不同, 导致界面上产生的涡量幅度不同, 进一步导致了界面顶点的运动速度以及界面上涡结构的尺寸以及发展速度都是不同的. 通过定量测量界面长度随时间的变化发现, 归一化之后的界面长度表现出了一致性, 这与人的一些结果是吻合的. 而涡心的行为却差距较大, 无论是涡心形成时间, 还是涡心距的变化都有一定的差距, 表明不同角度的界面对不稳定性的发展有一定的影响. 此外, 通过实验结果与计算结果对比发现, 数值模拟中的下游界面以及界面宽度发展较快, 这可能是实验中由于气体扩散效应导致界面两侧气体不纯, 从而降低了界面上的密度梯度和产生的涡量幅度. 在接下来的工作中, 将研究不同角度以及不同气体组分的轻/重型界面情况, 同时采用类似的方法研究重/轻型界面, 探讨激波在不同界面上的折射现象以及揭示 V 形界面中的角度对不稳定性发展的影响.

参考文献

- 1 Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. Commun Pure Appl Math, 1960, 13: 297–319

- 2 Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*, 1969, 4: 101–104
- 3 Jacobs J W, Sheely J M. Experimental study of incompressible Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 1996, 8: 405–415
- 4 Brouillette M, Sturtevant B. Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability: Single-scale perturbations on a continuous interface. *J Fluid Mech*, 1994, 263: 271–292
- 5 Haas J F, Sturtevant B. Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities. *J Fluid Mech*, 1987, 181: 41–76
- 6 Zhai Z, Si T, Luo X, et al. On the evolution of spherical gas interfaces accelerated by a planar shock wave. *Phys Fluids*, 2011, 23: 084101
- 7 Ranjan D, Oakley J, Bonazza R, et al. Shock bubble interactions. *Annu Rev Fluid Mech*, 2011, 43: 117–140
- 8 Luo X S, Wang X S, Si T, et al. The Richtmyer-Meshkov instability of a three-dimensional air/SF₆ interface with a minimum-surface feature. *J Fluid Mech*, 2013, 722: R2
- 9 Wang M H, Si T, Luo X S, et al. Generation of polygonal gas interfaces by soap film for Richtmyer-Meshkov instability study. *Exp Fluids*, 2012, 54: 1427
- 10 Zhai Z, Wang M, Si T, et al. On the interaction of a planar shock with a light polygonal interface. *J Fluid Mech*, 2014, 757: 800–816
- 11 Smith A V, Holder D A, Barton C J, et al. Shock tube experiments on Richtmyer-Meshkov instability across a chevron profiled interface. In: *The Proceedings of the 8th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing*. Cambridge, 2001
- 12 Holder D A, Barton C J. Shock tube Richtmyer-Meshkov Experiments: inverse chevron and half height. In: *The Proceedings of the 9th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing*. Cambridge, 2004
- 13 Holder D A, Smith A V, Barton C J, et al. Shock-tube experiments on Richtmyer-Meshkov instability growth using an enlarged double-bump perturbation. *Laser Part Beams*, 2003, 21: 411–418
- 14 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
- 15 Abd-EL-Fattah A M, Henderson L F. Shock waves at a fast-slow gas interface. *J Fluid Mech*, 1978, 86: 15–32
- 16 Wang T, Liu J H, Bai J S, et al. Experimental and numerical investigation of inclined air/SF₆ interface instability under shock wave. *Appl Math Mech*, 2012, 33: 37–50
- 17 McFarland J, Reilly D, Creel S, et al. Experimental investigation of the inclined interface Richtmyer-Meshkov instability before and after reshock. *Exp Fluids*, 2013, 55: 1640
- 18 Hahn M, Drikakis M. Richtmyer-Meshkov turbulent mixing arising from an inclined material interface with realistic surface perturbations and reshocked flow. *Phys Fluids*, 2011, 23: 046101
- 19 McFarland J A, Greenough J A, Ranjan D, et al. Investigation of the initial perturbation amplitude for the inclined interface Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Scr*, 2013, 2013: 014014
- 20 Isenberg C. *The Science of Soap Films and Soap Bubbles*. New York: Dover Publications, 1992
- 21 Sun M. *Numerical and Experimental Studies of Shock Wave Interaction with Bodies*. Tohoku: Tohoku University, 1998
- 22 Fan M, Zhai Z, Si T, et al. Numerical simulations of interface with different shape accelerated by a planar shock. *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2011, 41: 862–869
- 23 Luo X, Prast B, Dongen M E H, et al. On phase transition in compressible flows: Modelling and validation. *J Fluid Mech*, 2006, 548: 403–430

Research on the interaction of planar shock with 'inverse chevron' air/SF₆ soap film interface

DONG Ping, LUO XiSheng & ZHAI ZhiGang^{*}

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

The interaction of a planar shock wave with an 'inverse chevron' air/SF₆ soap film gaseous interface is investigated experimentally and numerically in this work. In experiment, two initial interfaces with vertex angles of 120° and 60° are formed by the soap film technique, in which the thin wires are introduced to connect adjacent sides of soap films as angular vertexes. Then the flow field after the shock impact, illuminated by a DC regulated light source, is captured by a high-speed video camera. Moreover, the numerical method VAS2D is adopted to simulate the shock-interface interaction, and a satisfactory agreement is obtained between the experimental and numerical results, which demonstrates the feasibility and reliability of the experimental method. The results show that the interface formation method can provide a clear initial condition of the interface which is suitable for shock-interface interaction study. From the comparison of the two cases, it can be found that the wave patterns and the interface morphologies after shock impact for two cases are similar. Due to the baroclinic mechanism, the vortical structures are generated along the interface boundary and a vortex pair is formed at the vertex. However, the difference of the shock angle will result in the difference of the vorticity amplitude on the interface, and subsequently the growth rate of the interface. Quantitatively, the velocity of the vertex is found to be related to the vorticity generated. In addition, the normalized interface length is measured and compared, and the results are found to be coincident. The vortex spacing at the vertex, however, behaves differently for two cases, showing the effect of the interface shape on the instability development.

Richtmyer-Meshkov instability, 'inverse chevron' interface, high-speed schlieren, numerical simulation

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

doi: 10.1360/SSPMA2014-00474