论文

平面激波冲击柱形气体界面的实验研究

陈模军, 王显圣, 翟志刚, 司廷, 罗喜胜*

中国科学技术大学近代力学系先进推进实验室, 合肥 230026

*联系人, E-mail: xluo@ustc.edu.cn

收稿日期: 2014-01-06; 接受日期: 2014-08-20

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11272308, 11302219)和中央高校基本科研业务经费专项资金(编号: WK2090050020)

摘要 采用高速纹影法实验研究了马赫数为 1.2 的平面激波冲击下柱形气体界面的演变发展过程. 采用环约束的方法, 利用肥皂膜技术形成了柱形界面. 在单次实验中得到了平面激波与柱形界面作用的全过程, 观测了波系发展以及气体界面的演化. 结果表明, 在激波冲击下 SF_6 气柱下游界面会产生射流结构并最终发展成蘑菇形状; 而氦气气柱受到激波冲击后会出现反相, 上游界面发展出射流结构并穿透下游界面, 最终界面发展成两个独立的涡结构. 通过测量比较界面尺寸的变化, 可以较清楚地了解界面变形的物理规律. 最后将 SF_6 气柱实验中获得的激波和气体界面的速度与一维气体动力学预测结果进行比较, 吻合较好, 从而验证了环约束方法在 Richtmyer-Meshkov 不稳定性实验研究中形成气体界面的可行性.

关键词 平面激波, 柱形气体界面, 环约束方法, Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 高速纹影

PACS: 47.54.De, 47.20.Ma, 47.40.-x

doi: 10.1360/SSPMA2014-00003

当不同密度的流体界面受到激波冲击作用时, 由于压力梯度与密度梯度的方向不重合(斜压机理), 界面上初始扰动会随着时间增长, 最终发展成一种不稳定的流动, 这种激波冲击作用下的界面不稳定性称为 Richtmyer-Meshkov (RM)不稳定性^[1,2]. 在初期扰动幅值远小于扰动波长的情况下, 扰动呈线性增长; 随着扰动幅值的增大, 扰动进入非线性增长阶段, 出现“尖钉”、“气泡”等结构, 最终进入湍流混合阶段. RM 不稳定性在涡动力学以及湍流形成机理等方面有着重要的学术意义, 同时在惯性约束核聚变以及超燃冲压发动机等方面也具有重要的工程意

义^[3-4]. 在 RM 不稳定性实验研究中, 形成精确可控的初始扰动界面是十分关键的, 目前形成的界面主要分为无膜界面和有膜界面. 无膜界面主要有通过射流技术形成的气柱^[5-9]、气帘^[10-13]界面、以及通过抽平板或者气体自然混合方法形成的单模或多模界面^[14-16]. 有膜界面主要有利用肥皂膜或其他膜形成的球形^[17-21]、柱形^[21]以及多边形^[22]等界面. 柱形界面是 RM 不稳定性研究中的基本结构之一, 在已有的研究中, 有膜气柱主要是利用支架支撑高分子膜形成^[21]. 有膜界面能较好地抑制初始界面两侧气体的交换, 有效地保证了实验气体的纯度, 但高分子膜的

引用格式: 陈模军, 王显圣, 翟志刚, 等. 平面激波冲击柱形气体界面的实验研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 024704

Chen M J, Wang X S, Zhai Z G, et al. Experimental investigation on the interaction of planar shock wave with cylindrical gaseous inhomogeneity (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 024704, doi: 10.1360/SSPMA2014-00003

破碎会对流场产生一定的干扰,同时用于支撑高分子膜的支架也会对流场造成一定的干扰.图1给出了采用高分子膜以及支架支撑的方式形成的柱形界面在平面激波作用下的演化图片^[21].从图中可以看出,界面的演化受到膜片破碎的影响较大,而且靠近支杆附近的流场受到的扰动也较大.为了克服膜片破碎以及支杆的影响,无膜气柱技术逐渐发展起来.无膜气柱主要是通过射流的方法形成,形成的界面不会受到膜片以及支杆的影响,而且易于结合粒子图像测速(PIV)以及平面激光诱导荧光(PLIF)等片光技术进行流场显示,能够获得流场速度及涡量等定量信息,因此这种方法近些年来得到了广泛的应用.但这种方法形成的气柱沿射流方向具有一定的速度,并且实验气体与环境气体之间的混合严重,二者之间形成了一定的过渡区.图2为一无膜气柱的浓度场^[9],可以看到边界存在一定的过渡区.此外,这种方法形成的气柱界面气体浓度分布不易测量和控制,即界面初始条件的可重复性存在一定的限制.本文利用固定圆环约束肥皂膜的方法形成了柱形气体界面,相比于其它固体膜,肥皂膜的破碎对流场的演化影响较小;与无膜气柱相比,肥皂膜形成的有膜界面减小了界面处的气体交换.此外,本文采用圆环约束肥皂膜的方法消除了支杆对流场的影响,而且实验的初始条件精确可控.在形成柱形气体界面之后,采用高速纹影技术拍摄了马赫数为1.2的平面激波与柱形界面的作用过程,对波系发展以及界面演化过程进行了分析,同时将实验中 SF_6 界面内外激波速度以及界面速度与一维气体动力学理论模型预测的结果进行了对比.

1 实验方法

为了更好地解释界面的形成原理,首先引入肥

图1 平面激波与氦气气柱(a), R22 气柱(b)相互作用的结果^[21]

Figure 1 Experimental results of the interaction of a planar shock with a helium cylinder (a) and a R22 cylinder (b) [21].

图2 无膜气柱的截面形状(a)及实验气体的浓度场(b)^[9]

Figure 2 The shape of the cross section of the membraneless cylinder (a) and the concentration distribution of the test gas (b) [9].

皂膜形状控制方程 Laplace-Young 方程: $\Delta p = \gamma(1/R_1 + 1/R_2)$, 式中 Δp 为肥皂膜两边气压差, γ 为肥皂膜表面张力系数, R_1 , R_2 为肥皂膜的主曲率半径^[23].对于一柱形界面,沿轴向主曲率半径为无穷大,另一主曲率半径为 R ,则当 $\Delta p = \gamma/R$ 时 Laplace-Young 方程成立,即能形成肥皂膜界面.但在实验条件下,每次实验的环境并不是完全一样,即每次实验 Δp 不一定相同,进而引起气柱半径 R 的变化.为了解决上述问题,保证初始界面半径一致,实验中采用固定圆环对肥皂膜进行约束,形成半径一致的柱形界面.图3(a)为柱形界面形成示意图,为了对肥皂膜界面形成约束,在上、下厚为27 mm的光学玻璃上雕刻深度、宽度均为2 mm的圆形槽,然后在槽中嵌入高度为3 mm的亚克力圆环,使圆环凸出光学玻璃1 mm.在形成界面时,将沾有肥皂液的软管通过激波管侧壁上的小孔伸入实验段,并将管口放在圆环内侧贴近壁面处,然后向软管内通入实验气体(氦气或 SF_6).初始时刻气泡与壁面接触并延伸至圆环处,由于受到圆环约束,肥皂膜在水平方向不再膨胀而只在竖直方向膨胀并逐渐与另一壁面接触,最终形成直径为35 mm的柱形界面,如图3(b)所示.从界面初始图像中可以看出界面保持较好的二维性,在接下来的界面演化过程也没有表现出明显的三维性,因此本文忽略了对界面三维性的考虑.

实验在中国科学技术大学先进推进实验室的水平激波管内进行,激波管驱动段长1.7 m,被驱动段长2 m,实验段截面为140 mm×20 mm的矩形.初始时刻驱动段与被驱动段之间采用涤纶薄膜(厚度约0.026 mm)隔开,然后往驱动段充高压空气,直到驱动段中压力达到破膜压力,膜片破裂产生马赫数为

图 3 环约束肥皂膜技术形成气柱界面原理图(a)以及实验中形成的柱形肥皂膜界面(b)

Figure 3 Schematic of the interface formation with wire-restriction method (a) and the gas cylinder formed in experiment (b).

1.2 ± 0.01 的平面激波. 为了将重力对气柱的影响最小化, 实验段的高度设计为 20 mm. 流场观测采用高速纹影方法. 高速相机为 FASTCAM SA5(Photron Limited), 由实验段上游的压力传感器触发. 为了方便对流场进行显示, 本文将之前的 Z 字形纹影光路^[17,18]进行了改进, 在实验段的上下两侧分别放置一个平面反射镜, 以改变光路方向, 如图 4 所示.

2 实验结果与讨论

图 5 是采用高速纹影相机得到的马赫数为 1.2 的平面激波与氦气气柱相互作用的实验结果. 高速摄影拍摄速率为 30000 fps, 选取激波与界面左侧极点接触时间点为时间零点. 第一幅图给出了柱形界面的初始状态($t=-10 \mu\text{s}$); 第二幅图为激波与界面作用早

图 5 平面激波冲击下氦气气柱演化图

Figure 5 Schlieren sequences of the interaction of a planar shock wave with a helium cylinder.

期($t=20 \mu\text{s}$), 从中可以清晰地看到界面外部波系结构以及明显的界面压缩. 在激波作用界面约 $90 \mu\text{s}$ 后, 上游界面向内凹陷, 扰动发展呈现“反相”现象, 并逐渐发展成朝向下游的射流结构, 并追赶下游界面($t=140-230 \mu\text{s}$); 在 $t=340 \mu\text{s}$ 附近, 射流结构追上并“刺穿”下游界面. 后期气柱上下逐渐分离, 发展成两个独立的涡结构($t=390-600 \mu\text{s}$).

图 6 是马赫数为 1.2 的平面激波与 SF_6 柱形界面相互作用的实验结果, 高速摄影的拍摄速度为 50000 fps. 第一幅图为激波到来之前界面的初始状态; 第二幅图为激波与界面作用早期的形态($t=85 \mu\text{s}$), 从中可以明显看到界面内部折射激波以及外部绕射激波的产生. 随后折射激波在界面内部下游位置处聚焦, 形成高压区, 产生了向外的射流结构($t=285 \mu\text{s}$), 这与球形界面中射流形成机理是一致的^[17]. 同时由于涡量诱导作用, 气柱界面上、下位置处开始卷起, 形成涡结构. 此后射流进一步发展, 上游界面逐渐靠近下游界面($t=452-619 \mu\text{s}$). 随着时间的推移, 射流结

图 4 纹影光路图

Figure 4 The schematic of the schlieren system.

 图 6 平面激波冲击下 SF_6 气柱演化图

Figure 6 Schlieren sequences of the interaction of a planar shock wave with a SF_6 cylinder.

构逐渐消失, 上、下游界面融合在一起, 最终进入湍流混合阶段($t=785\text{--}1452\ \mu\text{s}$).

与已有的柱形界面实验结果相比, 本文得到的界面发展图像更加对称, 流场中扰动也非常少. 这是由于本文发展的环约束肥皂膜界面生成技术一方面没有支撑结构, 可以减少杂波的产生, 另一方面肥皂膜破碎对流场影响比高分子膜更小. 本文得到的清晰的实验图像说明了实验方法的可行性与优越性.

为了定量研究氦气和 SF_6 界面随时间的增长规律, 本文还测量了界面的长度与宽度, 如图 7 所示. 激波与氦气气柱作用初期, 气柱宽度受到压缩, 在 $t=100\ \mu\text{s}$ 附近, 压缩达到极限. 从激波与气柱作用开始到激波作用后 $100\ \mu\text{s}$ 这段时间内, 实际上是沉积的涡量诱导界面横向拉伸的作用(拉伸速率)逐渐趋近于激波对界面宽度压缩的过程(压缩速率), 激波作用后约

图 7 平面激波作用下气柱特征长度随时间演化关系: 氦气气柱的宽度和高度(a), SF_6 气柱的宽度和高度(b)

Figure 7 Time variation of the interface characteristics: helium (a) and SF_6 cylinder (b).

$100\ \mu\text{s}$ 拉伸速率与压缩速率相等. $100\ \mu\text{s}$ 后, 激波的压缩效应减弱, 涡量诱导的拉伸效应增大, 导致界面宽度逐渐增大. 由于氦气声阻抗小于空气声阻抗, 折射激波速度大于入射激波速度, 因此气柱内折射激波作用形成的高压区发展总是超前于气柱外入射激波波后的高压区发展, 形成内外压差, 导致高度增加. 在折射激波穿过气柱之前($t=20\ \mu\text{s}$), 波后高压区一直会对入射激波与其之间的区域有增加高度的作用, 从图中也可以看出在 $0\text{--}20\ \mu\text{s}$ 区间界面高度增长速率

很大. 当折射激波穿过界面之后, 界面高度增长速率略有减小, 在 $t=350\ \mu\text{s}$ 附近高度达到峰值.

激波与 SF_6 气柱作用初期, 气柱宽度也受到压缩, 如图 7(b)所示. 由于 SF_6 密度较大, 相比氦气界面而言在相同压力作用下更不易被压缩, 从图中可以看到氦气气柱宽度在初期的压缩速度明显大于 SF_6 气柱的压缩速度. 由于 SF_6 声阻抗大于空气声阻抗, 折射激波速度小于入射激波和绕射激波速度, 则气柱内折射激波作用形成的高压区发展总是滞后于气柱外入射激波和绕射激波的高压区发展, 形成内外压差, 导致高度减小, $t=150\ \mu\text{s}$ 附近压缩达到极限. 在 $t=150\text{--}450\ \mu\text{s}$ 间宽度增长呈现“山峰”状规律, 主要是因为在此期间由于折射激波聚焦在 SF_6 界面下游产生射流结构且射流迅速增长, 导致界面宽度迅速增加, 在 $t=300\ \mu\text{s}$ 附近射流增长达到极限, 界面宽度开始减小. 随着界面上下两端涡结构不断发展, 逐渐赶上并超过射流结构($t=450\ \mu\text{s}$), 导致气柱宽度再次增长. 实验照片捕捉到了清晰的界面演化过程并反映了界面增长规律.

为了进一步验证实验结果, 对激波作用气柱界面的过程用一维气体动力学理论进行分析^[24]. 由于氦气界面中的折射激波强度较弱, 而且速度较快, 实验中很难对氦气界面中的折射激波进行捕捉和速度测量, 因此本文只对激波- SF_6 气柱相互作用过程采用理论分析. 理论中采用经典的“三明治”界面结构与实际的气柱界面有一定的差别, 但对于激波-气柱相互作用过程中各个激波速度以及界面速度仍能提供一个较好的预测. 图 8 给出了上下游界面位置随时间的变化规律, 理论值是根据 Rankine-Hugoniot 关系获得的. 激波与界面速度的理论值与实验值列于表 1 中, 从中可以看出除了 air/SF_6 界面上的折射激波速度, 即 V_{t1} 之外, 其他几个速度理论值与实验值均吻合地较好, 因此理论预测能够对实验起到一定的指导作用. 而理论与实验之间折射激波速度的差别较大, 一方面可能是由于实验中环境气体和实验气体之间有一定的混合, 增大了实验气体的声速; 另一方面界面内折射激波由于聚焦效应速度也会增大, 这两个因素可能是导致实验和理论折射速度差别的主要原因.

3 总结

本文采用环约束方法形成柱形肥皂膜气体界面,

图 8 SF_6 气柱界面上下游位移随时间的变化

Figure 8 Time variation of the displacement of SF_6 upstream and downstream interfaces.

表 1 激波与 SF_6 气柱界面作用过程中激波与界面速度实验和理论值的比较, 其中理论采用一维气体动力学模型 ($T_0=298\ \text{K}$, $p_0=101325\ \text{Pa}$). V_{inc} 为空气中入射激波速度; V_{t1} 为 air/SF_6 界面折射激波速度; V_{t2} 为 SF_6/air 界面折射激波速度; V_U 为 air/SF_6 界面速度; V_D 为 SF_6/air 界面速度. 速度单位: m/s

Table 1 Comparison of experimental and theoretical velocities for both the shocks and the interfaces, where one-dimensional gas dynamics theory is adopted ($T_0=298\ \text{K}$, $p_0=101325\ \text{Pa}$). V_{inc} : the incident shock speed; V_{t1} : the transmitted shock speed at air/SF_6 interface; V_{t2} : the transmitted shock speed at SF_6/air interface; V_U : the velocity of air/SF_6 interface; V_D : the velocity of SF_6/air interface. Speed unit: m/s

	V_{inc}	V_{t1}	V_{t2}	V_U	V_D
实验	414.2	192.6	404.6	72.7	92.9
理论	415.1	174.9	405.9	69.1	92.6

并采用高速纹影技术记录了平面激波与氦气气柱和 SF_6 气柱界面作用过程, 获得了清晰的波系结构以及界面的演化过程. 实验结果表明, SF_6 气柱在激波冲击下压缩并加速, 气柱右侧界面发展出射流结构, 界面在涡量诱导下开始卷曲变形, 发展成蘑菇形状, 并最终进入湍流混合阶段. 氦气气柱受到激波冲击后加速运动并出现反相, 上游界面发展出射流结构并逐渐穿透下游界面, 最终界面发展成两个独立的涡结构. 与已有的柱形界面实验结果相比, 本文结果中界面发展更加对称, 流场中扰动更少, 说明了本文实验方法的可行性与优越性. 根据实验结果得到了界

面特征长度与宽度随时间的变化关系, 结果表明界面特征长度的变化与激波的作用和涡结构的产生紧密相关. 最后将实验中 SF_6 界面内外激波的速度以及

上下游界面的速度与一维气体动力学预测结果进行对比, 符合较好, 在一定程度上验证了环约束方法在 RM 不稳定性实验研究中形成气体界面的可行性.

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: 151–157
- 3 Lindl D L, McCrory R L, Campbell E M. Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion. *Phys Tod*, 1992, 45: 32–40
- 4 Yang J, Kubota T, Zukoski E E. Applications of shock-induced mixing to supersonic combustion. *AIAA J*, 1993, 35: 854–862
- 5 Jacobs J W. The dynamics of shock accelerated light and heavy gas cylinders. *Phys Fluids A*, 1993, 5: 2239–2247
- 6 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
- 7 Zhai Z G, Zhang F, Si T, et al. Evolution of heavy gas cylinder under reshock conditions. *J Vis*, 2014, 17: 123–129
- 8 Zou L Y, Liu J H, Tan D W, et al. Experimental study on the membraneless heavy gas cylinder and gas curtain interfaces impacted by a weak shock wave (in Chinese). *Chin J High Pressure Phys*, 2010, 24: 241–247 [邹立勇, 刘金宏, 谭多望, 等. 弱激波冲击无膜重气柱和气帘界面的实验研究. *高压物理学报*, 2010, 24: 241–247]
- 9 Tomkins C D, Kumar S, Orlicz G C, et al. An experimental investigation of mixing mechanisms in shock-accelerated flow. *J Fluid Mech*, 2008, 611: 131–150
- 10 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
- 11 Tomkins C D, Balakumar B, Orlicz G C, et al. Evolution of the density self-correlation in developing Richtmyer-Meshkov turbulence. *J Fluid Mech*, 2013, 735: 288–306
- 12 Balakumar B, 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
- 13 Balasubramanian S, Orlicz G C, Prestridge K P, et al. Experimental study of initial condition dependence on Richtmyer-Meshkov instability in the presence of reshock. *Phys Fluids*, 2012, 24: 034103
- 14 Jacobs J W, Krivets V V. Experiments on the late-time development of single-mode Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 2005, 17: 034105
- 15 Chapman P R, Jacobs J W. Experiments on the three-dimensional incompressible Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 2006, 18: 074101
- 16 Long C C, Jacobs J W. Shock tube experiments and numerical simulation of the single-mode, three-dimensional Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 2009, 21: 114104
- 17 Zhai Z G, Si T, Luo X S, et al. On the evolution of spherical gas interfaces accelerated by a planar shock wave. *Phys Fluids*, 2011, 23: 084104
- 18 Si T, Zhai Z G, Yang J M, et al. Experimental studies of reshocked spherical gas interfaces. *Phys Fluids*, 2012, 24: 054101
- 19 Guo W C, Liu C L, Tan D W, et al. Experimental investigation on spherical bubble evolution loaded by a weak planar shock wave (in Chinese). *Chin J High Pressure Phys*, 2009, 23: 460–466 [郭文灿, 刘仓理, 谭多望, 等. 平面弱激波加载下球形气泡演化的实验研究. *高压物理学报*, 2009, 23: 460–466]
- 20 Wang X S, Si T, Luo X S, et al. Experimental investigation on a spherical heavy-gas interface accelerated by a cylindrical converging shock wave (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2012, (3): 473–480 [王显圣, 司徒, 罗喜胜, 等. 柱形汇聚激波冲击球形重气体界面的实验研究. *力学学报*, 2012, 44: 473–480]
- 21 Haas J F, Sturtevant B. Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities. *J Fluid Mech*, 1987, 181: 41–76
- 22 Wang M H, Si T, Luo X S. Generation of polygonal gas interfaces by soap film for Richtmyer-Meshkov instability study. *Exp Fluids*, 2013, 54: 1427–1435
- 23 Isenberg C. *The Science of Soap Films and Soap Bubbles*. New York: Dover Publications, 1992
- 24 童秉纲, 孔祥言, 邓国华. *气体动力学*. 北京: 高等教育出版社, 1996

Experimental investigation on the interaction of planar shock wave with cylindrical gaseous inhomogeneity

CHEN MoJun, WANG XianSheng, ZHAI ZhiGang, SI Ting & LUO XiSheng^{*}

Advanced Propulsion Laboratory, Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

The interaction of a planar shock wave (Mach number of 1.2) with a gas cylinder (helium cylinder or SF₆ cylinder) is experimentally studied using the high-speed schlieren photography. Because the soap film has less influence on the interface evolution than the solid diaphragm and the soap film cylinder can effectively suppress the gas exchange at the interface compared with the diaphragm-less cylinder, a circular wire-restriction method of using the soap film technique is introduced to generate the interface separating the experimental gas from the ambient gas. Illuminated by a DC source, the evolution of the gas cylinder accelerated by a shock wave is captured by the high-speed video camera in a single test run and the wave patterns are also observed. It is shown from the results that the SF₆ cylinder is firstly compressed and accelerated by the shock, and then a jet is formed at the downstream interface due to the transmitted shock focusing. Subsequently, induced by the vorticity, the cylinder is developed into a mushroom shape and finally the turbulent mixing occurs. After the impact of the shock wave, the helium cylinder is firstly accelerated and the reversal phase occurs at the upstream interface. Afterwards, a jet is generated from the upstream interface and gradually tears through the downstream interface. Eventually, the interface is developed into two independent vortices. Compared with the previous studies, the results in this work behave more symmetry and fewer disturbances are generated in the flow field due to the absence of the holder. Moreover, the variation of the interface scales with time is measured from which the changes of the interface can be well interpreted. At last, the shock and interface velocities in SF₆ case obtained in the experiment are found to have a satisfactory agreement with the theoretical prediction from one-dimensional gas dynamics, which verifies the interface formation method to some extent.

planar shock, gas cylinder, circular wire-restriction method, Richtmyer-Meshkov instability, high-speed schlieren photography

PACS: 47.54.De, 47.20.Ma, 47.40.-x

doi: 10.1360/SSPMA2014-00003