

# 冲击波作用下 Air/SF<sub>6</sub> 斜界面不稳定性 实验和数值模拟研究\*

王 涛, 刘金宏, 柏劲松,  
姜 洋, 李 平, 刘 坤

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

**摘要:** 开展了 Mach 数为 1.23 和 1.41 的冲击波作用下的 Air/SF<sub>6</sub> 斜界面不稳定性激波管实验, 并利用王涛等人发展的可压缩多介质粘性流体和湍流大涡模拟程序 MVFT(multi-viscous-fluid and turbulence), 对该激波管实验进行了数值模拟, 二者相比较一致性较好, 包括界面图像、湍流混合区 TMZ(turbulent mixing zone) 宽度、气泡和尖钉位移, 确认了该计算代码对界面不稳定性问题模拟的可靠性和有效性. 数值模拟再现了冲击波作用下, Air/SF<sub>6</sub> 斜界面的演化过程及流动中复杂波系结构的发展如冲击波的传播、折射和反射. 结果还显示冲击波 Mach 数较大时, 冲击波和界面相互作用时混合区获得的能量也较大, 扰动界面发展的也更快.

**关键词:** 界面不稳定性; 可压缩多介质粘性流体和湍流; 大涡模拟; 湍流混合区; 确认

**中图分类号:** O357      **文献标志码:** A

**DOI:** 10.3879/j.issn.1000-0887.2012.01.004

## 引 言

冲击波加速两种不同流体界面时会发生 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性<sup>[1-2]</sup>. RM 不稳定性发生的物理机理是由于界面上的斜压涡效应, 即界面上密度梯度和压强梯度不共线 ( $\nabla\rho \times \nabla p \neq 0$ ) 而导致的斜压涡沉积. 另一类不稳定性是由于界面两侧存在速度差而引起的, 称为 Kelvin-Helmholts (KH) 不稳定性<sup>[3]</sup>. 在 RM 不稳定性发展的后期, 尖钉两侧及气泡顶部会出现较大的速度差, 因此也会发生 KH 不稳定性. RM 不稳定性在许多领域, 如惯性约束聚变 (ICF)、超音速燃烧、燃烧转爆轰 (DDT)、天体物理等有着重要应用. 而 KH 不稳定性在等离子体流动、放射性冲击波、放射性驱动分子云等领域意义重大<sup>[4]</sup>. 所以界面不稳定性问题一直以来很受科学家的关注.

人们设计了多种实验来研究界面不稳定性问题<sup>[5-10]</sup>, 其中激波管实验<sup>[9-11]</sup>一种颇具魅力, 也是最常用的一种方法, 然而, 如何生成预想的分隔两种流体的高质量初始界面却是一个难题. 到目前为止, 应用的比较成功的初始界面生成方法就是薄膜技术, 采用薄膜按预设的形状

\* 收稿日期: 2011-01-18; 修订日期: 2011-11-08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11072228; 11002129)

作者简介: 王涛(1979—), 男, 陕西乾县人, 助理研究员, 硕士(联系人. Tel: +86-816-2485148; E-mail: wtaoxp@21cn.com).

将两种气体隔开<sup>[12]</sup>。但是这种薄膜技术有一个缺点,那就是冲击波破膜后产生的膜碎片会对流动产生影响。所以为了克服薄膜技术的缺点,人们又发明了一种无膜界面生成技术,就是在激波管测试段上下两个面上心对心各开一个孔,重气体在重力作用下从上面的孔流入测试段,再从下面相对的孔流出,这样重气体和周围轻气体之间就会形成一个和开孔形状相同的界面,如气帘<sup>[13-14]</sup>、气柱<sup>[15-17]</sup>。只是由于气体之间的扩散,无膜技术生成的初始界面是一个有一定厚度的扩散界面。

随着现代计算机技术的发展,数值模拟作为这一种重要的且行之有效的研究手段在界面不稳定性问题研究中的作用也越来越重要<sup>[18-21]</sup>,它可以获得一些在实验中无法获得的重要信息。本文中,我们基于 PPM (piecewise parabolic method) 方法<sup>[22]</sup>和 VOF (volume of fluid) 方法<sup>[23]</sup>,发展了一种可用于可压缩多介质粘性流体和湍流的大涡模拟程序 MVFT。利用 MVFT 对两发不同 Mach 数的冲击波作用下的 Air/SF<sub>6</sub>斜界面不稳定性激波管实验进行了详细的数值模拟,数值模拟再现了界面的演化过程和流动中复杂波系的演化。数值模拟得到的界面演化图像、湍流混合区宽度及气泡和尖钉的位移均和实验结果吻合较好。

## 1 实验和数值模拟方法

### 1.1 实验方法

本实验是在中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理和爆轰物理国防科技重点实验室 (LSD) 的横式激波管上完成的,该激波管长 5 m,内截面 5 cm×5 cm。流动显示采用高速纹影技术,其幅频根据需要可以在 50 Hz 至 250 000 Hz 之间进行调节,本实验中高速纹影仪的幅频设定为 10 000 Hz。初始的 Air/SF<sub>6</sub>斜界面由贴在支架上的消化纤维薄膜(厚度约为 1 μm)将两种气体隔开形成,初始界面法向和冲击波运动方向之间成 60° 夹角。实验中入射冲击波 Mach 数有 1.23 和 1.41 两种,当冲击波穿过界面时支架上的碳线网络将消化纤维薄膜切割成碎片,以尽量减少其对流动的影响。激波管装置和计算模型的示意图如图 1 所示。

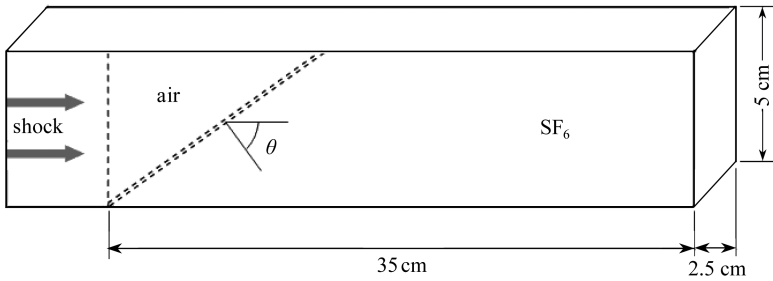


图 1 激波管装置和计算模型示意图

Fig. 1 Schematic of shock tube apparatus and computational model

### 1.2 数值模拟方法

大涡模拟控制方程组采用滤波后的可压缩多介质的 N-S 方程组,略去非线性项后可以写成如下的张量形式:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_j} = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{\sigma}_{ij} + \tau_{ij})}{\partial x_j}, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \bar{E} + \bar{p} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial (\bar{q}_j + Q_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\tilde{u}_i (\bar{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}))}{\partial x_j}, \quad (1c)$$

$$\frac{\partial \bar{Y}^{(s)}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{Y}^{(s)}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \tilde{D} \frac{\partial \bar{Y}^{(s)}}{\partial x_j} \right), \quad s = 1, 2, \dots, N-1, \quad (1d)$$

式中,  $\bar{\rho}, \tilde{u}_k (k = i, j), \bar{p}, \bar{E}$  是可解尺度流体密度、速度、压强和单位质量的总能量,  $N$  是流体种类,  $\bar{Y}^{(s)}$  是第  $s$  种流体的体积分数且满足  $\sum_1^N \bar{Y}^{(s)} = 1$ ,  $\tilde{D}$  是扩散系数,  $\tilde{D} = \nu / (Sc)$ ,  $\nu$  是流体运动粘性系数,  $Sc$  是 Schmidt 数,  $\bar{\sigma}_{ij}$  是 Newton 流体粘性应力张量:

$$\bar{\sigma}_{ij} = \mu_{\text{lam}} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left( \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \right), \quad (2)$$

$i, j$  分别代表  $x, y, z$  三个方向,  $\mu_{\text{lam}}$  是流体粘性系数,  $\tau_{ij} = \bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$  是亚格子尺度 (SGS) 应力张量, 通过 SGS 应力模型计算,  $\bar{q}_j$  和  $Q_j$  是单位时间单位空间的可解尺度和 SGS 能量流,  $\bar{q}_j = -\lambda_{\text{lam}} \partial \bar{T} / \partial x_j$ ,  $Q_j = -\lambda_{\text{SGS}} \partial \bar{T} / \partial x_j$ ,  $\bar{T}$  是温度,  $\lambda_{\text{lam}}$  和  $\lambda_{\text{SGS}}$  是可解尺度和 SGS 热传导系数,  $\lambda_{\text{lam}} = \mu_{\text{lam}} c_p / Pr_{\text{lam}}$ ,  $\lambda_{\text{SGS}} = \mu_{\text{SGS}} c_p / Pr_{\text{SGS}}$ ,  $c_p$  是比定压热容,  $\mu_{\text{SGS}}$  是 SGS 湍流粘性系数,  $Pr$  是 Prandtl 数, 状态方程采用理想气体状态方程。

通过算子分裂技术可将方程组 (1) 描述的物理过程分解为 3 个子过程进行计算, 即整个流量计算分解为无粘流量、粘性流量和热流量计算 3 部分。无粘性流量采用多介质的 PPM 方法, 利用维数分裂方法将三维无粘问题简化为多个一维问题, 采用两步 Lagrange-Remapping 算法在每个方向上求解一维问题。一个时间步的 Lagrange-Remapping 算法可以分 4 个步骤进行: ① 物理量的分段抛物插值; ② Riemann 问题近似求解; ③ Lagrange 方程组推进求解; ④ 将物理量映射到静止的 Euler 网格上。然后在无粘性流量的基础上, 采用二阶空间中心差分方法和两步 Runge-Kutta 时间推进方法求解粘性流量和热流量, 采用流体体积 VOF (volume of fluid) 方法计算多流体界面。数值方法的详细推导见文献 [24-25]。

SGS 应力通过以下的 Vreman SGS 应力模型计算<sup>[26]</sup>:

$$\mu_{\text{SGS}} = c\rho \sqrt{\frac{B_\beta}{\alpha_{ij} \alpha_{ij}}}, \quad (3)$$

式中

$$\begin{cases} \alpha_{ij} = \partial_i \tilde{u}_j = \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}, \\ \beta_{ij} = \Delta_m^2 \alpha_{mi} \alpha_{mj}, \\ B_\beta = \beta_{11} \beta_{22} - \beta_{12}^2 + \beta_{11} \beta_{33} - \beta_{13}^2 + \beta_{22} \beta_{33} - \beta_{23}^2, \end{cases} \quad (4)$$

模型常数  $c$  和 Smagorinsky SGS 模型常数  $C_s$  相关, 即  $c \approx 2.5 C_s^2$ , 对于各向同性湍流  $C_s$  的值为 0.17<sup>[27]</sup>。  $\alpha$  代表表的是速度导数的  $3 \times 3$  矩阵, 如果  $\alpha_{ij} \alpha_{ij}$  为 0,  $\mu_{\text{SGS}}$  定义为 0。实际上,  $B_\beta$  是矩阵  $\beta$  的变量, 而  $\alpha_{ij} \alpha_{ij}$  是  $\alpha^T \alpha$  的变量。如果滤波宽度在每个方向上都相同, 那么  $\Delta_i = \Delta$ ,  $\beta = \Delta^2 \alpha^T \alpha$ 。这个模型本质上并不比 Smagorinsky SGS 模型复杂, 但是在湍流转捩区和近壁区, 它的耗散相对较小。

## 2 结果和讨论

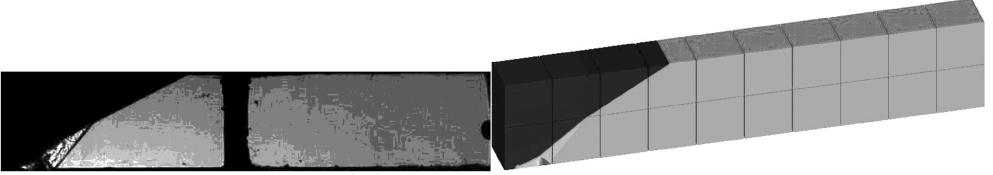
激波管展向 ( $z$  方向) 宽度为 2.5 cm, 数值模拟的计算域为

$$[-5 \text{ cm}, 35 \text{ cm}] \times [0 \text{ cm}, 5 \text{ cm}] \times [0 \text{ cm}, 2.5 \text{ cm}] \in (x, y, z),$$

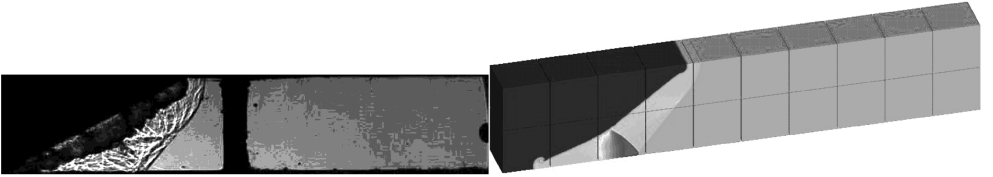
被分为 32 个子区域(16×2×1 CPUs)总共 800×100×50 个网格进行并行计算,空气和 SF<sub>6</sub> 的初始参数如表 1 所示。

表 1 空气和 SF<sub>6</sub> 初始参数  
Table 1 Initial properties of air and SF<sub>6</sub>

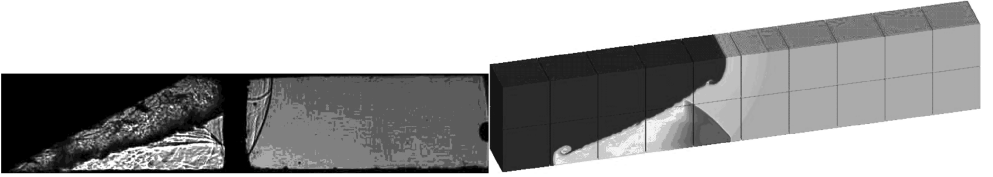
gas	$\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$	$p / (\text{Pa})$	$V / (\text{m}/\text{s})$	$\gamma$	$\mu_{\text{lam}} / (\text{Pa}\cdot\text{s})$
SF <sub>6</sub>	5.34	$1.0 \times 10^5$	0.0	1.09	$1.4746 \times 10^{-5}$
air	1.12	$1.0 \times 10^5$	0.0	1.40	$1.8526 \times 10^{-5}$



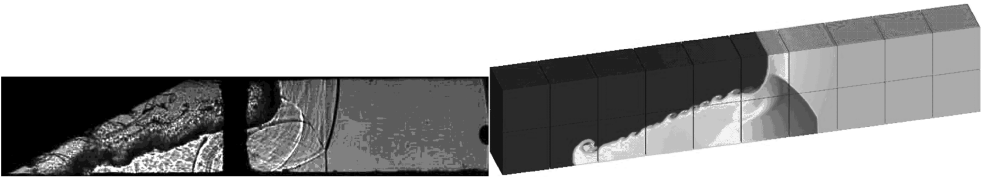
(a)  $t = 0.1 \text{ ms}$



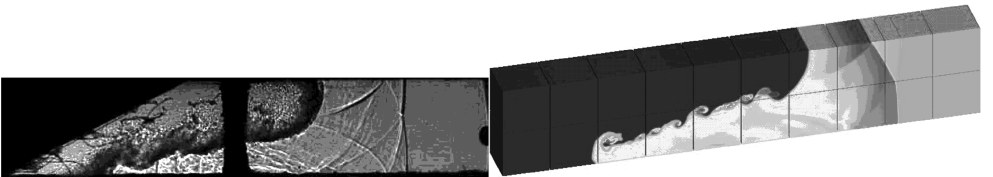
(b)  $t = 0.3 \text{ ms}$



(c)  $t = 0.5 \text{ ms}$



(d)  $t = 0.7 \text{ ms}$



(e)  $t = 0.9 \text{ ms}$

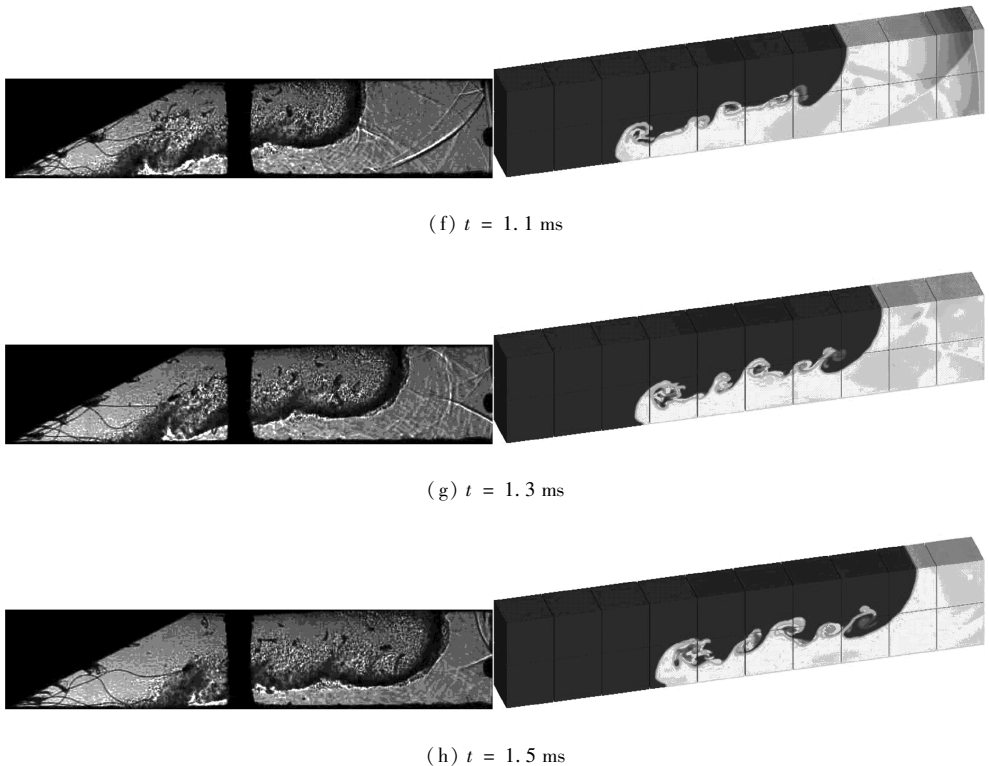


图2 界面和波系结构的实验和数值模拟图像比较 ( $Ma = 1.23$ , 左列: 实验结果; 右列: 数值模拟结果)

Fig. 2 Comparisons of experimental and simulated images of interface and waves structure ( $Ma = 1.23$ , left column: experiments; right column: simulations)

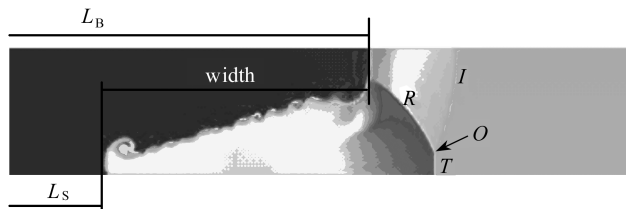
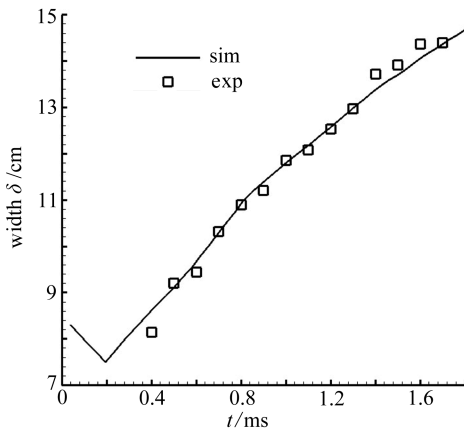
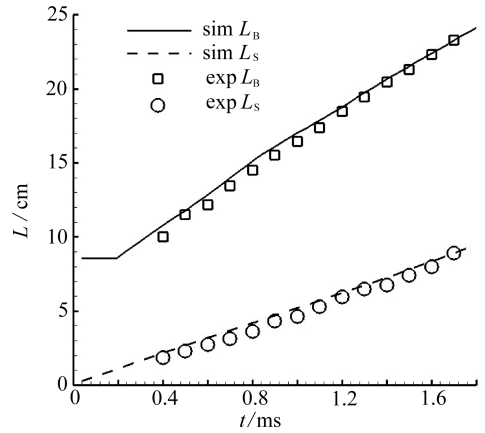
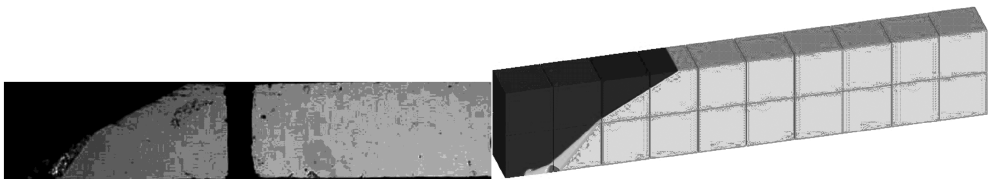
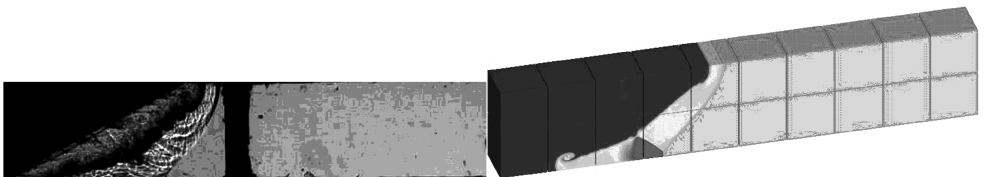


图3 折射波、反射波、Mach 杆、三波点、湍流混合区及气泡和尖钉位移示意图

Fig. 3 Schematic of the refracted wave, reflected wave, mach stem, triple point, width of TMZ, displacements of bubble and spike

图2给出的是 Mach 数为 1.23 的入射冲击波作用下,界面和流动中波系结构图像的实验结果和数值模拟结果的比较,左列为实验结果,右列为数值模拟结果,清晰地显示出了冲击波在激波管中的传播、在界面上的折射、在激波管上下壁上的反射、波阵面形状和位置及界面构型,二者吻合较好.除了发生 RM 不稳定性外,由于初始斜界面和入射冲击波之间有一夹角,所以界面两侧的速度差也导致 KH 不稳定性发生,使得界面出现较小的涡(见图 2(c)),这些涡由于吞并了周围更小的涡而使自身增大(见图 2(c)至图 2(g)).当入射冲击波和 Air/SF<sub>6</sub> 斜界面相互作用时,冲击波在界面上发生折射(见图 2(a)).由于冲击波在空气中比在 SF<sub>6</sub> 气体中传播得更快,因此折射波也是倾斜的,折射波后的界面也有所偏离.折射波在激波管下壁上发生 Mach 反射(见图 2(b)),我们称之为第一 Mach 反射.折射波(OI)、反射波(OR)和 Mach 杆(OT)均是冲击波,三者交于一点,称为三波点(O),见图 3 所示,相应地称之为第一反射波、第一 Mach 杆和第一三波点.如果折射波和激波管下壁之间的夹角小于某个临界值  $\theta_{cr}$ ,就会

(a)  $t = 0.9$  ms(b)  $t = 1.5$  ms图4 数值模拟得到的界面和波系结构的切片图像(左)和平均图像(右)的比较 ( $Ma = 1.23$ )Fig.4 Comparisons of slice (left) and average (right) of simulated images of interface and waves structure ( $Ma = 1.23$ )图5 湍流混合区宽度的时间历史 ( $Ma = 1.23$ )Fig.5 Width of the TMZ vs. time ( $Ma = 1.23$ )图6 气泡和尖钉位移的时间历史 ( $Ma = 1.23$ )Fig.6 Displacements of bubble and spike vs. time ( $Ma = 1.23$ )(a)  $t = 0.1$  ms(b)  $t = 0.3$  ms

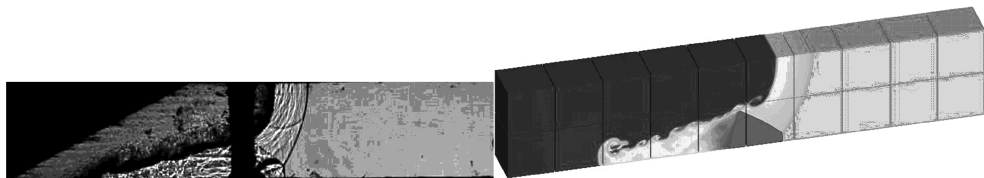
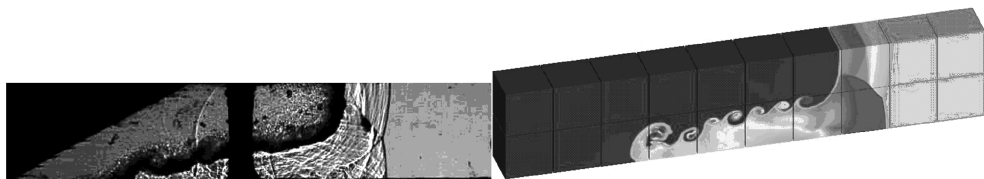
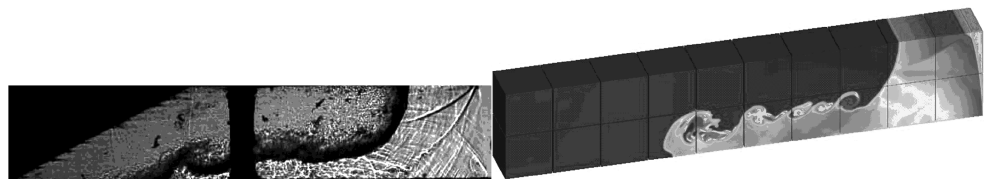
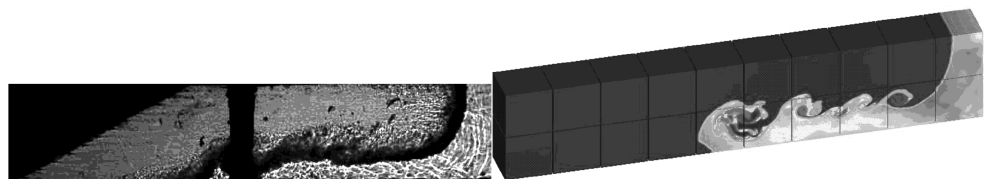
(c)  $t = 0.5 \text{ ms}$ (d)  $t = 0.7 \text{ ms}$ (e)  $t = 0.9 \text{ ms}$ (f)  $t = 1.1 \text{ ms}$ 图7 界面和波系结构的实验和数值模拟图像比较 ( $Ma = 1.41$ , 左列:实验结果;右列:数值模拟结果)

Fig.7 Comparisons of experimental and simulated images of interface and waves structure

(  $Ma = 1.41$ , left column: experiments, ; right column: simulations)

发生正规反射<sup>[28]</sup>,所谓正规反射指的是折射波和反射波相交于激波管下壁上一点,而且该点在激波管下壁上沿着激波管运动.第一反射波再次和界面相互作用,并产生一反射稀疏波.第一三波点向激波管斜上方运动,第一 Mach 杆逐渐变长,当第一反射波到达激波管上壁时,再次发生 Mach 反射(见图 2(e)),称之为第二 Mach 反射,第二反射波和第二 Mach 杆仍然是冲击波,只是强度有所减弱,第二反射波、第二 Mach 杆和第一反射波相交于第二三波点,此时出现第一和第二三波点共存现象(见图 2(e)).当第一反射波被完全反射后,第一三波点随之消失,第二三波点演化为第一 Mach 杆、第二 Mach 杆和第二反射波的交点——第三三波点(见图 2(f)).之后还会出现第三、第四 Mach 反射等,只是已经超出了观察窗口的范围,而且每次反射后反射波和 Mach 杆的强度会进一步减弱.

实际上,任何的初始扰动界面在冲击波作用下最终都会演化为湍流混合,初始斜界面也不例外.在我们的实验中,三维的初始斜界面可以看作是一个二维斜界面沿展向拉伸的结果.图 4 给出的是数值模拟得到的 Mach 数为 1.23 的入射冲击波作用下界面和波系结构的切片图像

和平均图像的比较(沿展向),可以看出二者之间还是有些差别,这也说明在这个时刻湍流混合在展向有一定程度的发展,然而波系结构却基本相同(见图4(a)).

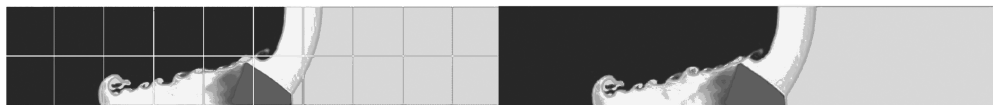
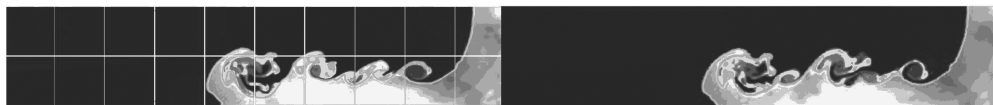
(a)  $t = 0.5$  ms(b)  $t = 1.1$  ms

图8 数值模拟得到的界面和波系结构的切片图像(左)和平均图像(右)的比较 ( $Ma = 1.413$ )

Fig. 8 Comparisons of slice (left) and average (right) of simulated images of interface and waves structure ( $Ma = 1.41$ )

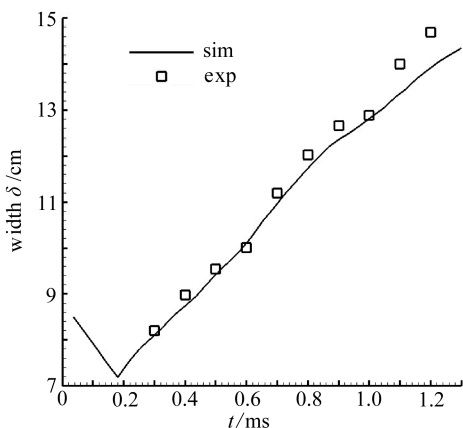


图9 湍流混合区宽度的时间历史 ( $Ma = 1.41$ )

Fig. 9 Width of the TMZ vs. time ( $Ma = 1.41$ )

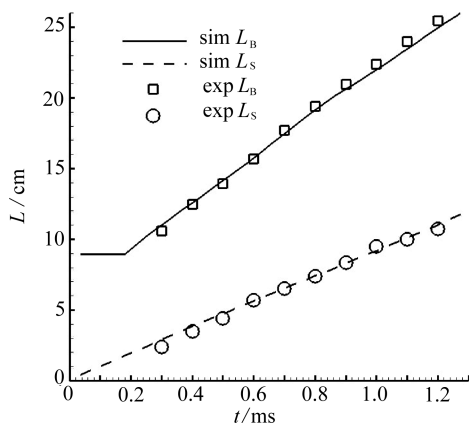


图10 气泡和尖钉位移的时间历史 ( $Ma = 1.41$ )

Fig. 10 Displacements of bubble and spike vs. time ( $Ma = 1.41$ )

湍流混合区宽度、气泡和尖钉位移  $L_B$  和  $L_S$  示意图如图3. 图5给出了冲击波 Mach 数为 1.23 情况下的湍流混合区宽度的时间历史, 曲线为数值模拟结果, 符号为实验结果, 二者吻合很好. 在初始时, 由于冲击波的压缩效应, 湍流混合区宽度呈减小趋势. 当入射冲击波约在 0.2 ms 时穿过界面后, 冲击波压缩效应消失, 湍流混合区宽度开始增大. 图6给出的是气泡和尖钉位移的时间历史, 同样曲线为数值模拟结果, 符号为实验结果, 二者吻合很好.

图7给出的是 Mach 数为 1.41 的入射冲击波作用下, 界面和流动中波系结构图像的实验结果和数值模拟结果的比较, 左列为实验结果, 右列为数值模拟结果. 数值模拟再现了冲击波

-1.0E+5 5.0E+4

(a)  $t = 0.7$  ms



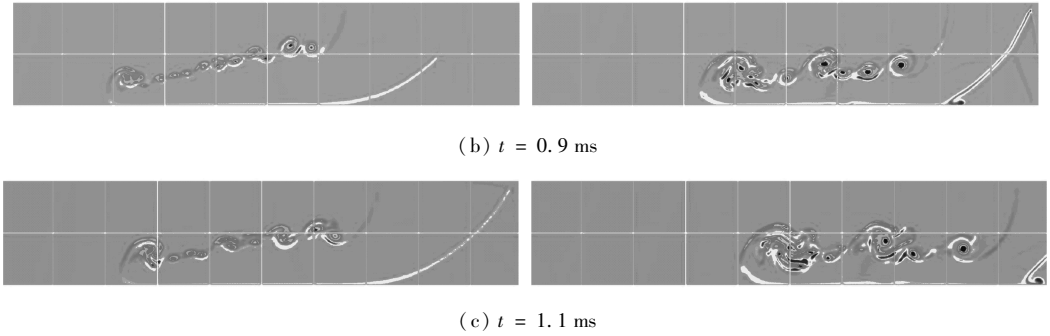
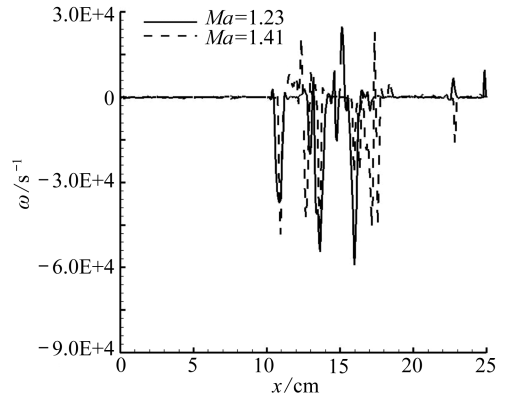
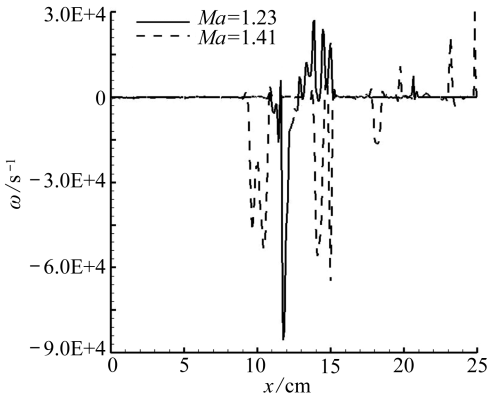
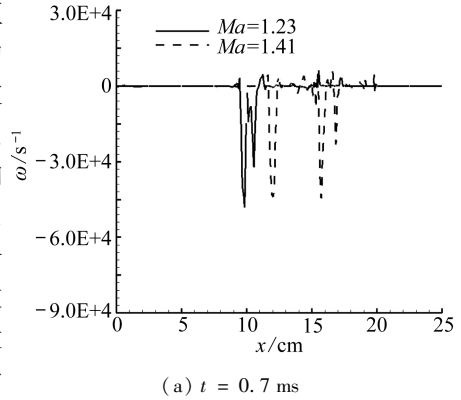


图 11 涡量沿展向切片图像的比较(左列:  $Ma = 1.23$  的结果;右列:  $Ma = 1.41$  的结果)

Fig. 11 Comparisons of slice contour of vorticities of two incident mach numbers at three times (left column:  $Ma = 1.23$ ; right column:  $Ma = 1.41$ )

的传播、折射、反射及界面的发展过程,实验结果和数值模拟结果一致性较好,界面发展规律和 1.23 Mach 数的冲击波情况相似,只是 Mach 数为 1.41 时,入射冲击波强度更大,湍流混合区获得的能量也更大,界面和波系结构发展也更快.图 8 也给出了数值模拟得到的界面和波系结构的切片图像和平均图像的比较(沿展向),可以看出在 0.5 ms 时,二者差别很小,说明此时刻湍流混合在展向还没有发展,但是到了 1.1 ms 时,二者之间存在比较明显的差别,说明湍流混合已经有一定程度的发展.图 9 给出的是湍流混合区宽度的时间历史,曲线为数值模拟结果,符号为实验结果,二者在 1.0 ms 之前吻



(b)  $t = 0.9$  ms

(c)  $t = 1.1$  ms

图 12 不同冲击波作用下沿冲击波运动方向中心线上的涡量分布

Fig. 12 Comparisons of vorticities at the centerline for the two incident mach numbers at three times

合很好,但是 1.0 ms 之后的最大相对误差大约也只有 5%.在入射冲击波穿过界面之前,界面受到更强的压缩,之后界面发展速度和湍流混合区增长速度要比 Mach 数为 1.23 时更快.图 10 给出的是气泡和尖钉位移的时间历史,同样曲线为数值模拟结果,符号为实验结果,可以看出二者吻合较好.

RM 不稳定性发生的物理机理是界面上的斜压涡效应,所以任何初始扰动界面在冲击波

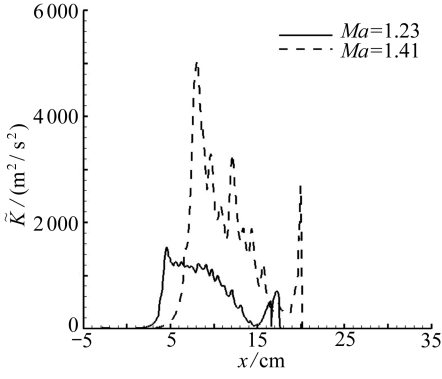
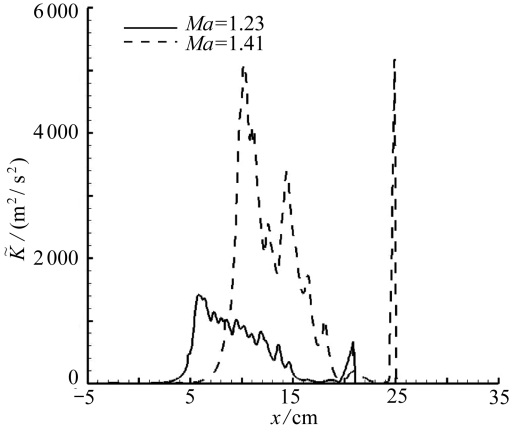
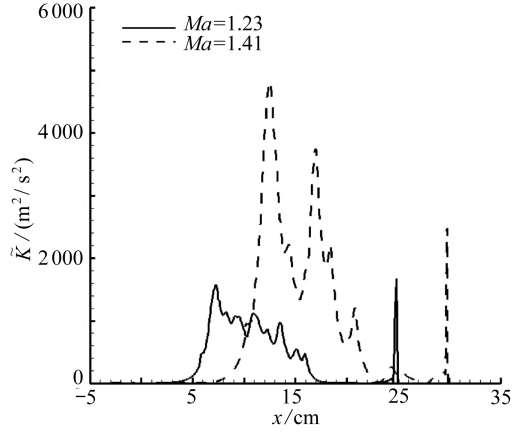
(a)  $t = 0.7 \text{ ms}$ (b)  $t = 0.9 \text{ ms}$ (c)  $t = 1.1 \text{ ms}$ 

图 13 不同 Mach 数冲击波作用下的湍动能分布比较

Fig. 13 Comparisons of the turbulent kinetic energy profiles of two incident mach numbers at three times

宽范围内涡量存在多个较大的峰值,也证明入射冲击波较强时涡量发展更充分,涡面也更宽。

上文中说当入射冲击波强度较大时,湍流混合区会获得更多的能量,因此界面发展会更快,下面我们通过湍动能来分析。湍动能定义如下:

$$\tilde{K} = \overline{u_i u_i} / 2, \quad (6)$$

$\overline{u_i u_i}$  是速度  $\mathbf{u}$  的湍流脉动量。图 13 给出的是不同 Mach 数冲击波作用下湍动能分布的比较,可以看出当冲击波 Mach 数为 1.41 时,其湍动能要大得多,几乎是 Mach 数为 1.23 时的 3 倍。

### 3 结 论

开展了两种不同 Mach 数冲击波加速 Air/SF<sub>6</sub>斜界面的不稳定性激波管实验,结合我们所发展的可压缩多介质粘性流体和湍流大涡模拟程序 MVFT 的数值模拟,对该斜界面不稳定性问题进行了细致地分析。数值模拟清晰地再现了流动中界面发展、波系结构(Mach 杆、三波点等)的演化(传播、折射、反射)过程。斜界面上的 RM 不稳定性 and KH 不稳定性相互作用,并诱

作用后都会发展为涡面。对于可压缩粘性流体的 RM 不稳定性问题,涡量方程可以简化为如下的形式:

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \frac{\nabla\rho \times \nabla p}{\rho^2}, \quad (5)$$

$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$  是涡量,右端就是斜压项。较强的冲击波加速物质界面会产生较强的涡,涡面发展也更快。图 11 给出的是数值模拟得到的两个冲击波作用下的涡量沿展向切片图像的比较,左列为  $Ma = 1.23$  的结果,右列为  $Ma = 1.41$  的结果,可以看出较强的冲击波加速界面确实产生了较强的涡,而且涡发展更快更充分。图 12 给出的是沿冲击波运动方向中心线上的涡量分布比较,可以看出在较强冲击波作用下,中心线上较

发湍流混合. 数值模拟得到的界面演化图像、湍流混合区宽度、气泡和尖钉位移均和实验结果一致. 透射波在激波管上下壁上的多次 Mach 反射导致单三波点和双三波点交替出现. 最后通过涡量和湍动能分析, 解释了较强入射冲击波加速物质界面时湍流混合区为何发展更快.

### 参考文献 (References) :

- [1] Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids[J]. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 1960, **13**(2): 297-319.
- [2] Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave[J]. *Soviet Fluid Dynamics*, 1969, **4**(5): 101-104.
- [3] Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*[M]. London: Oxford University Press, 1961: 480-514.
- [4] Committee on High Energy Density Plasma Physics, Plasma Science Committee, Board on Physics and Astronomy, Division on Engineering and Physical Science. *Frontiers in High Energy Density Physics*[M]. Washington D C: the National Academies Press, 2001.
- [5] Dimonte G, Schneider M B. Turbulent Rayleigh-Taylor instability experiments with variable acceleration[J]. *Physical Review E*, 1996, **54**(4): 3740-3743.
- [6] Kucherenko Y A, Pylaev A P, Murzakov V D, Popov V N, Komarov O R, Savelev V E, Cherret R, Hass J F. Experimental study into the asymptotic stage of the separation of the turbulentized mixtures in gravitationally stable mode[C]//Young R, Glimm J, Boston B. *Proceedings of Fifth International Workshop on Compressible Turbulent Mixing*. New York: Stony Brook University Press, 1996: 221-229.
- [7] Jacobs J W, Sheeley J M. Experimental study of incompressible Richtmyer-Meshkov instability[J]. *Physics of Fluids*, 1996, **8**(2): 405-415.
- [8] Meshkov E E, Nevmerzhitsky N V, Pavlovskii V A, Rogatchev V G, Zhidov I G. Jelly technique applications in evolution study of hydrodynamic instabilities on unstable plane and cylindrical surfaces[C]//Young R, Glimm J, Boston B. *Proceedings of Fifth International Workshop on Compressible Turbulent Mixing*. New York: Stony Brook University Press, 1996: 243-250.
- [9] Houas L, Jourdan G, Schwaederlé L, Carrey R, Diaz F. A new large cross-section shock tube for studies of turbulent mixing induced by interfacial hydrodynamic instability[J]. *Shock Waves*, 2003, **13**(5): 431-434.
- [10] Hosseini S H R, Takayama K. Experimental study of Richtmyer-Meshkov instability induced by cylindrical shock waves[J]. *Physics of Fluids*, 2005, **17**(8): 084101-1-17.
- [11] Holder D A, Barton C J. Shock tube Richtmyer-Meshkov experiments: inverse chevron and half height[C]//Dalziel S B. *Proceedings of Ninth International Workshop on Compressible Turbulent Mixing*. Cambridge: Cambridge University Press, 2004: 365-373.
- [12] Jones M A, Jacobs J W. A membraneless experiment for the study of Richtmyer-Meshkov instability of a shock-accelerated gas interface[J]. *Physics of Fluids*, 1997, **9**(10): 3078-3085.
- [13] Rightley P M, Vorobief P, Martin R, Benjamin R F. Experimental observations of the mixing transition in a shock-accelerated gas curtain[J]. *Physics of Fluids*, 1999, **11**(1): 186-200.
- [14] Balakumar B J, Orlicz G C, Tomkins C D, Prestridge K P. Simultaneous particle-image ve-

- locimetry-planar laser-induced fluorescence measurements of Richtmyer-Meshkov instability growth in a gas curtain with and without reshock[J]. *Physics of Fluids*, 2008, **20**(12): 124103-1-20.
- [15] Jacobs J W. The dynamics of shock accelerated light and heavy gas cylinders[J]. *Physics of Fluids A*, 1993, **5**(9): 2239-2247.
- [16] Tomkins C D, Prestridge K P, Rightley P M, Marr-Lyon M, Vorobieff P, Benjamin R. A quantitative study of the interaction of two Richtmyer-Meshkov-unstable gas cylinders[J]. *Physics of Fluids*, 2003, **15**(4): 986-1004.
- [17] Kumar S, Vorobieff P, Orlicz G, Palekar A, Tomkins C, Goodenough C, Marr-Lyon M, Prestridge K P, Benjamin R F. Complex flow morphologies in shock-accelerated gaseous flows [J]. *Physica D*, 2007, **235**(1/2): 21-28.
- [18] Mügler C, Gauthier S. Two-dimensional Navier-Stokes simulations of gaseous mixtures induced by Richtmyer-Meshkov instability[J]. *Physics of Fluids*, 2000, **12**(7): 1783-1798.
- [19] Zoldi C A. Simulations of a shock-accelerated gas cylinder and comparison with experimental images and velocity fields[C]//Schilling O. *Proceedings of Eighth International Workshop on Compressible Turbulent Mixing*. California: California Institute of Technology Press, 2002: 1-24.
- [20] Cohen R H, Dannevik W P, Dimits A M, Eliason D E, Mirin A A, Zhou Y, Porter D H, Woodward P R. Three-dimensional simulation of a Richtmyer-Meshkov instability with a two-scale initial perturbation[J]. *Physics of Fluids*, 2002, **14**(10): 3692-3709.
- [21] Bates K R, Nikiforakis N, Holder D. Richtmyer-Meshkov instability induced by the interaction of a shock wave with a rectangular block of SF<sub>6</sub>[J]. *Physics of Fluids*, 2007, **19**(3): 036101-1-16.
- [22] Colella P, Woodward P R. The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations[J]. *Journal of Computational Physics*, 1984, **54**(1): 174-201.
- [23] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries [J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, **39**(1): 201-225.
- [24] Wang T, Bai J S, Li P, Liu K. Large-eddy simulations of the Richtmyer-Meshkov instability of rectangular interface accelerated by shock waves[J]. *Science in China Series G*, 2010, **53**(5): 905-914.
- [25] Bai J S, Liu J H, Wang T, Zou L Y, Li P, Tan D W. Investigation of the Richtmyer-Meshkov instability with double perturbation interface in nonuniform flows[J]. *Physical Review E*, 2010, **81**(5): 056302-1-5.
- [26] Vreman A W. An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow; algebraic theory and applications[J]. *Physics of Fluids*, 2004, **16**(10): 3670-3681.
- [27] Lilly D K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments [C]//Goldstine H H. *Proceedings of IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*. New York: Yorktown Heights, 1967: 195-210.
- [28] 王继海. 二维非定常流和激波[M]. 北京: 科学出版社, 1994: 74. (WANG Ji-hai. *Two-Dimensional Nonsteady Flow and Shock Waves*[M]. Beijing: Science Press, 1994: 74. (in Chinese))

# Experimental and Numerical Investigation of the Inclined Air/SF<sub>6</sub> Interface Instability Under Shock Wave

WANG Tao, LIU Jin-hong, BAI Jing-song,

JIANG Yang, LI Ping, LIU Kun

(*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics,  
Mianyang, Sichuan 621900, P. R. China*)

**Abstract:** Shock tube experiments of inclined Air/SF<sub>6</sub> interface instability under shock wave with mach numbers 1.23 and 1.41 were conducted, and were numerically simulated by the parallel algorithm and code MVFT (multi-viscous-fluid and turbulence) of large-eddy simulation (LES). The developing process of interface accelerated by shock wave was reproduced by simulations, the complex waves structure, e. g. the propagation, refraction and reflection of shock wave were revealed clearly in flows. The simulated evolving images of interface are consistent with experimental ones. The simulated width of turbulent mixing zone (TMZ), the displacements of bubble and spike also agree well with the experimental data. And the reliability and effectiveness of MVFT to simulate this problem of interface instability are validated. The more energy is injected into the TMZ when the shock wave has a larger mach number, the perturbed interface is developing faster.

**Key words:** interface instability; MVFT; large-eddy simulation; turbulent mixing zone; validation