文章编号：1000-5773(2013)01-0090-09

激波作用下 SF_6 气泡界面演化和射流发展的数值模拟*

邹立勇[1]，刘仓理[1]，庞　勇[1]，罗喜胜[2]，柏劲松[1]，杨基明[2]

（1.中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室，四川绵阳　621900；
2.中国科学技术大学近代力学系，安徽合肥　230027）

摘要：数值研究了平面激波冲击氮气环境中 SF_6 气泡界面的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性，重点关注其中的激波聚焦及射流的产生和发展过程。在入射激波马赫数为 1.23 的情况下，给出了压力、密度、数值纹影和涡量等物理量的演化图像，定量分析了流场中压力最大值、密度最大值、射流速度、环量和斜压力矩随时间的变化关系。计算结果表明，平面激波冲击 SF_6 气泡过程有很强的聚能效应，在气泡内部靠近下游极点处发生激波近似理想聚焦和点爆炸现象，直接导致出现二次波系以及向下游运动的细长射流结构。相比入射激波，二次波系产生斜压力矩和涡量的能力要弱得多。

关键词：射流发展；激波聚焦；界面演化；Richtmyer-Meshkov 不稳定性

中图分类号：O351.2；O354.5　　**文献标识码**：A

1　引　言

激波冲击氮气中密度较大的重气泡界面时，界面会逐渐演化发展，呈现 RM(Richtmyer-Meshkov)不稳定性现象[1-2]，最后诱发湍流混合。由于气泡内外两种气体的声阻抗不同，激波在重气泡界面上会发生波系折射，气泡内透射激波速度低于气泡外绕射激波速度，绕射激波和透射激波在气泡下游极点附近分别发生激波碰撞和聚焦，导致出现瞬间的高能量密度区域和射流结构。这种特殊的流动现象具有很多实际用途：在医学上，激波碰撞和聚焦可用于治疗肾结石和尿结石；在常规兵器方面，激波聚焦和高速射流可用于摧毁坦克和防空洞等军事目标。因此，开展相关研究具有重要的学术和实际意义。

自 20 世纪 60 年代初 Richtmyer 率先研究激波冲击小扰动界面过程中的 RM 不稳定性问题以来，至今已有半个世纪的历史，研究手段包括理论计算、实验和数值模拟，其中数值模拟以其投资小，可获得全流场、全过程的流动数据而受到广泛重视。关于重气泡界面 RM 不稳定性的数值模拟研究，早在 1987 年 Winkler 等人[3]就计算了马赫数 Ma 为 2 的激波冲击 R22 气泡界面，发现了波后流场中的超声速涡环。针对 Haas 和 Sturtevant[4]发表的经典实验结果，Picone 和 Boris[5]在数值模拟中，使用较稀疏的网格，捕捉到了实验中发现的涡特征，并进一步推导出激波与气泡相互作用的环量模型。Quirk 和 Karni[6]利用自适应程序，同样模拟了 Haas 和 Sturtevant 的实验，较好地再现了实验图像中复杂的涡特征流场和波系。Cowperthwaite[7]模拟了 Freon-12 气泡在空气和氦气中的发展过程，得到的波后密度和速度结果与理论吻合较好。Zabusky 和 Zeng[8]计算了在多种强度激波作用下 R12 球形气泡界面的演化过程。Giordano 和 Burtschell[9]计算并对比了柱形和球形重气泡的发展过程，应用理论模型估算

* **收稿日期**：2011-08-15；**修回日期**：2011-11-14
基金项目：国家自然科学基金(11172278，10972214)
作者简介：邹立勇(1975－)，男，副研究员，主要从事流体力学研究. E-mail：zly@caep.ac.cn

了后期气泡的体积。2008 年,Niederhaus 等人[10]利用 Raptor 程序,开展了 $1.1<Ma<5.0$ 范围内的计算参数研究,提出了一个环量模型。最近,Ranjan 等人[11]对激波与气泡的相互作用问题进行了总结评述。国内学者的相关工作也有许多[12-15]。从以往的工作来看,研究主要集中在气泡尺寸变化和混合问题,较少涉及激波聚焦和射流发展等现象。

基于上述考虑,本工作通过数值模拟,研究在 $Ma=1.23$ 的平面激波冲击作用下,N_2 环境中 SF_6 重气泡界面的演化过程,以期揭示气泡演化过程的内在机制,特别关注其中的激波碰撞和聚焦、射流结构的产生和发展等过程。

2　控制方程与数值方法

对于平面激波冲击 N_2 环境中球形 SF_6 气泡的界面问题,初始流场如图 1 所示。球形气泡为轴对称结构,流场控制方程采用多组分可压缩 Euler 方程,具体表述为

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial y}=-\frac{\boldsymbol{Q}}{y} \tag{1}$$

式中:$\boldsymbol{U}$ 为守恒变量,$\boldsymbol{F}$ 和 $\boldsymbol{G}$ 分别代表 x 方向和 y 方向的对流通量,$-\boldsymbol{Q}/y$ 为轴对称源项。

$$\boldsymbol{U}=(\rho,\rho u,\rho v,\rho e,\rho_s)^{\mathrm{T}} \tag{2}$$

$$\boldsymbol{F}=(\rho u,\rho u^2+p,\rho u v,(\rho e+p)u,\rho_s u)^{\mathrm{T}} \tag{3}$$

$$\boldsymbol{G}=(\rho v,\rho u v,\rho v^2+p,(\rho e+p)v,\rho_s v)^{\mathrm{T}} \tag{4}$$

$$\boldsymbol{Q}=(\rho v,\rho u v,\rho v^2,(\rho e+p)v,\rho_s v)^{\mathrm{T}} \tag{5}$$

(1)式～(5)式为混合气体的欧拉方程,ρ 为混合气体密度($\rho=\rho_n+\rho_s$,其中 ρ_n 和 ρ_s 分别为环境气体 N_2 和气泡内 SF_6 气体的密度),u、v 分别为 x 方向和 y 方向的气体速度,p 为压力,e 为混合气体的总能(内能和动能之和)。

$$\rho e=\rho_n e_n+\rho_s e_s+\frac{1}{2}\rho(u^2+v^2) \tag{6}$$

式中:e_n 和 e_s 分别为 N_2 和 SF_6 气体的内能;压力 p 和密度 ρ 满足理想气体方程 $p=\rho R T$,其中 R 为混合物的气体常数,T 为温度。

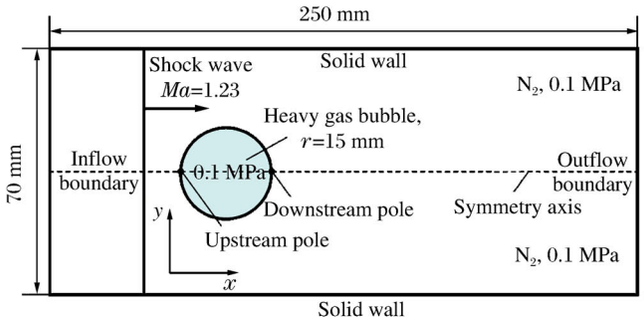


图 1　初始流场示意图

Fig. 1　Schematic of the initial computational configuration

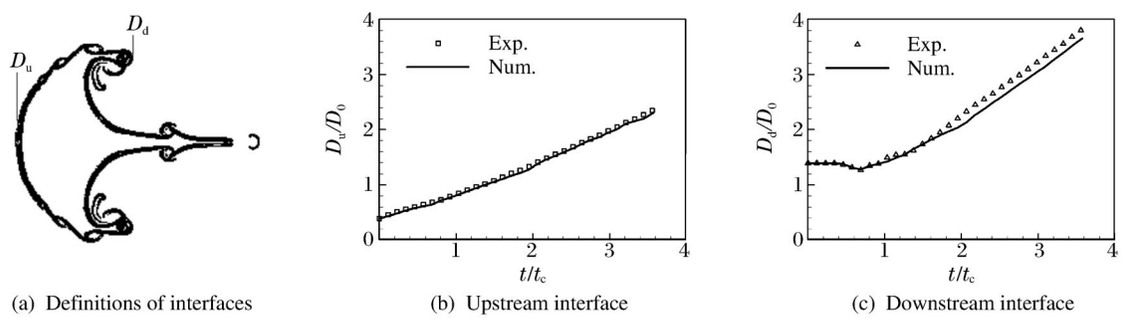
数值模拟采用基于 MUSCL 型的有限体积法计算程序,其中时间和空间均为二阶精度,可以模拟(非)定常、(无)粘性、(非)平衡可压缩流动问题,配合 MUSCL-Hancock 方法和 AUFS 数值通量格式,可求解 Euler 方程或 Navier-Stokes 方程。对于激波冲击气体界面这种强间断、大梯度、大变形问题,为提高求解精度,采用非结构自适应四边形网格,对激波、简单波、滑移线等流场大梯度区域进行局部加密,在平滑区域则进行网格稀疏,从而能够在合理的计算资源耗费下,较好地捕捉流场中的波系转变、间断面等典型特征,获得高分辨率流场图像和精细流场结构。该程序已在激波动力学诸多领域得到广泛验证,例如:激波沿凸角的绕射、定常超声速管道流、激波与方柱的相互作用、激波边界层相互作用、激波

在喷管中的运动、激波在圆形内壁面的反射和聚焦[16-19]、非定常高速可压缩流中的相变[20-21]以及气体界面不稳定性[22-23]等。

图 1 中，入射激波($Ma=1.23$)从左向右传播，x 轴为对称轴，上下壁面为固壁，前后壁面分别为自由边界。根据对称性，取上半部分流场进行计算，计算域大小为 250 mm×35 mm，SF_6 气泡半径 r 为 15 mm，计算域高度与气泡半径之比为 2.33。初始网格单元取为 0.8 mm×0.8 mm 的四边形，程序读入后，对全流场网格先整体加密 2 层(单元网格 0.2 mm×0.2 mm)，然后根据物理量的梯度进一步加密，最高加密至 4 层(单元网格 0.05 mm×0.05 mm)。初始压力为 0.1 MPa，初始温度为 25 ℃。N_2 和 SF_6 气体密度分别为 1.16 和 6.14 kg/m^3，比热比 γ 分别为 1.40 和 1.09，声速 c 分别为 348.9 和 133.9 m/s。

3 计算结果与分析

为进一步说明本计算结果的可靠性，图 2 给出了 SF_6 气泡演化过程中气泡上、下游界面位置与时间的关系曲线，其中实验结果来自文献[24]，其实验条件与本研究的计算条件完全相同。定义特征长度 L_c 为气泡的初始直径 D_0，特征时间为 $t_c=D_0/U_f$，其中 U_f 为波后气流速度。对于 $Ma=1.23$ 的激波，$L_c=30$ mm 时，$t_c=249$ μs。从图 2 中可以看到，在气泡演化过程中，气泡上游界面位置 D_u 和下游界面位置 D_d 的计算结果与实验结果均吻合较好，进一步说明本数值模拟的有效性。



(a) Definitions of interfaces (b) Upstream interface (c) Downstream interface

图 2 SF_6 气泡界面位置随时间的变化

Fig. 2 Evolutions of the SF_6 bubble interfaces

3.1 密度与压力分布

图 3 为 SF_6 气泡界面演化过程的密度云图(左)和压力云图(右)，从密度云图中可分析得到气泡界面的流场结构，从压力云图中可以观察流场的压力分布情况。将 $t=0$ μs 定义为激波与界面刚接触的初始时刻，此时 SF_6 气泡密度为初始密度，气泡左侧的 N_2 由于受到平面激波的冲击，密度和压力略有增加，见图 3(a)。$t=32$ μs 时，气泡内的密度和压力边界呈汇聚形状，见图 3(b)。$t=102$ μs 时，气泡内未受扰动的初始密度和压力区域表现为一个封闭体，其左外侧的密度和压力有所增加，右外侧的压力高于封闭体内压力，此后一段时间内，右外侧高压推动气泡下游极点向上游运动，见图 3(c)。$t=118$ μs 时，封闭体已缩小为很小的区域。直到 $t=126$ μs，封闭域在气泡内完全消失，封闭域消失位置对应的密度和压力是整个气泡演化过程中的最大值，分别约为 400 kg/m^3 和 10 MPa，见图 3(e)。在整个图 3(a)～图 3(e)过程中，由于激波压缩效应，气泡的尺寸不断减小，流场中的密度和压力峰值逐渐增加。

$t=132$ μs 时，气泡中深黑色所代表的高压高密度区域的体积有所增加，同时密度和压力峰值有所减小，见图 3(f)。$t=138$ μs 时，黑色区域的体积进一步增加，同时重气泡向下游伸出一个微小的射流头部，见图 3(g)。$t=165$ μs 时，向下游运动的射流结构已经非常明显，代表高压高密度的深黑色区域已不存在，不仅如此，图 3(e)中的最大压力位置的压力迅速降至 0.1 MPa 以下，出现负压现象，与经典的点爆炸非定常流动的负压过程类似[25]，见图 3(h)。$t=250$ μs 时，射流结构变得细长，头部发展为蘑菇形，中部出现二次涡环结构，整个气泡演化为主涡环，见图 3(i)。在图 3(j)～图 3(l)中，射流结构逐渐变得

更细更长,整个气泡的主涡环结构进一步演化,出现许多小尺度结构。$t=450\ \mu s$ 时,射流头部与射流本体之间出现颈缩现象,二次涡环有所弱化。$t=540\ \mu s$ 时,射流头部与本体之间断开,二次涡环进一步弱化。$t=750\ \mu s$ 时,射流头部最终消失,射流中部的二次涡环结构也不复存在。

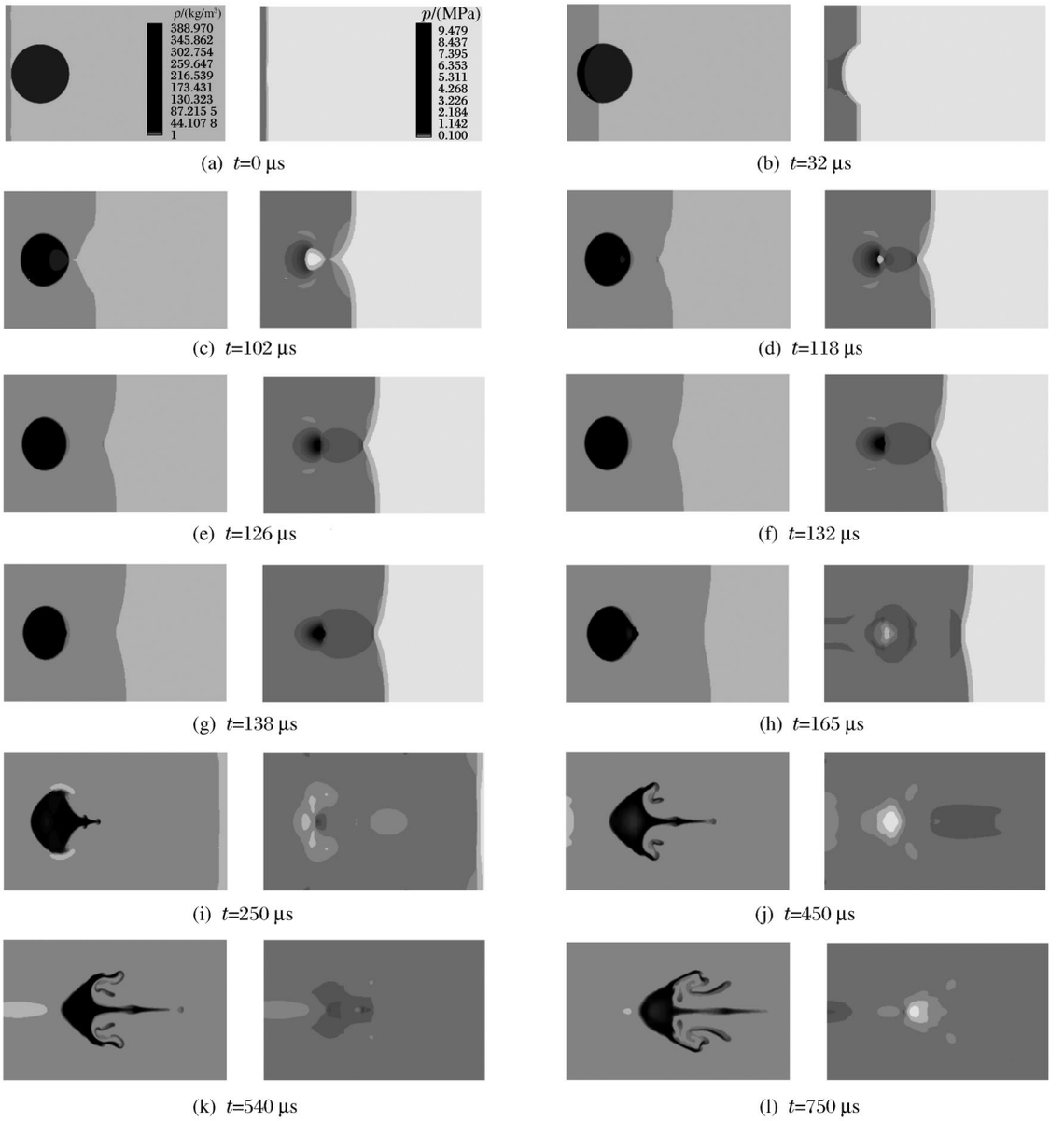


图 3　激波冲击 SF_6 气泡界面演化过程的密度云图(左)和压力云图(右)

Fig. 3　Density (left) and pressure (right) contours of the shock-accelerated SF_6 gas bubble

3.2　波系与涡量分布

为进一步深入分析重气泡演化过程的内在机制,在密度和压力云图的基础上,给出了数值纹影云图和涡量云图,如图 4 所示。图 4 中,左侧的数值纹影云图可用来观察流场中界面演化和波系结构的发展过程,其中 $|\nabla\rho|=[(\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}x)^2+(\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}y)^2]^{1/2}$,代表密度梯度的大小。在整个演化过程中,$|\nabla\rho|$ 的分布范围非常广,为更好地显示激波聚焦和射流等大密度梯度过程,图 4 实际显示的是 $\ln(|\nabla\rho|+1)$ 的分布图。从图 4 右侧的涡量云图可以看到流场中涡量 ω 的分布和涡运动情况,主要是由密度梯度和压力梯度不共线所形成的斜压源项 $\nabla\rho\times\nabla p$ 而产生。

如图 4(a)所示，初始时刻，只在激波波阵面和气泡界面处存在较大的密度梯度，其余位置的密度梯度值均为零，此时流场中还没有涡量，与实际情况相符。图 4(b)为激波在左半个气泡运动的图像，可见，气泡外未受扰动的入射激波保持为直线，气泡内出现汇聚形状的透射激波；与图 3(b)对比可知，透射激波明显比入射激波和反射激波运动得慢，这是由于相比 N_2，气泡中 SF_6 气体的声阻抗更大。在气泡界面上，斜压源项作用产生的斜压涡量的上半部分为负，下半部分为正。气泡内透射激波因方向和强度的不均匀性，波后流场产生了涡量。图 4(c)中，上下绕射激波在下游极点位置相遇，使气泡内的透射激波形成一个封闭域，与图 3(c)相符。图 4(d)中，上下绕射激波碰撞后互相交叉，演化出图中白色虚线区域所标示的 Winkler 涡对[3]，透射激波则继续向右运动，流场中呈现复杂的波系结构，气泡内的封闭域变得很小，密度梯度最大值越来越大，结合图 3(d)可知，由于气泡界面存在曲率，并且界面上的声阻抗不匹配，因此在封闭区域出现了激波和能量的聚焦现象。图 4(e)中，激波在气泡内的下游极点附近近似完全聚焦，形成一个极小的高能量密度区域，该区域的密度梯度达到 10^6 以上。

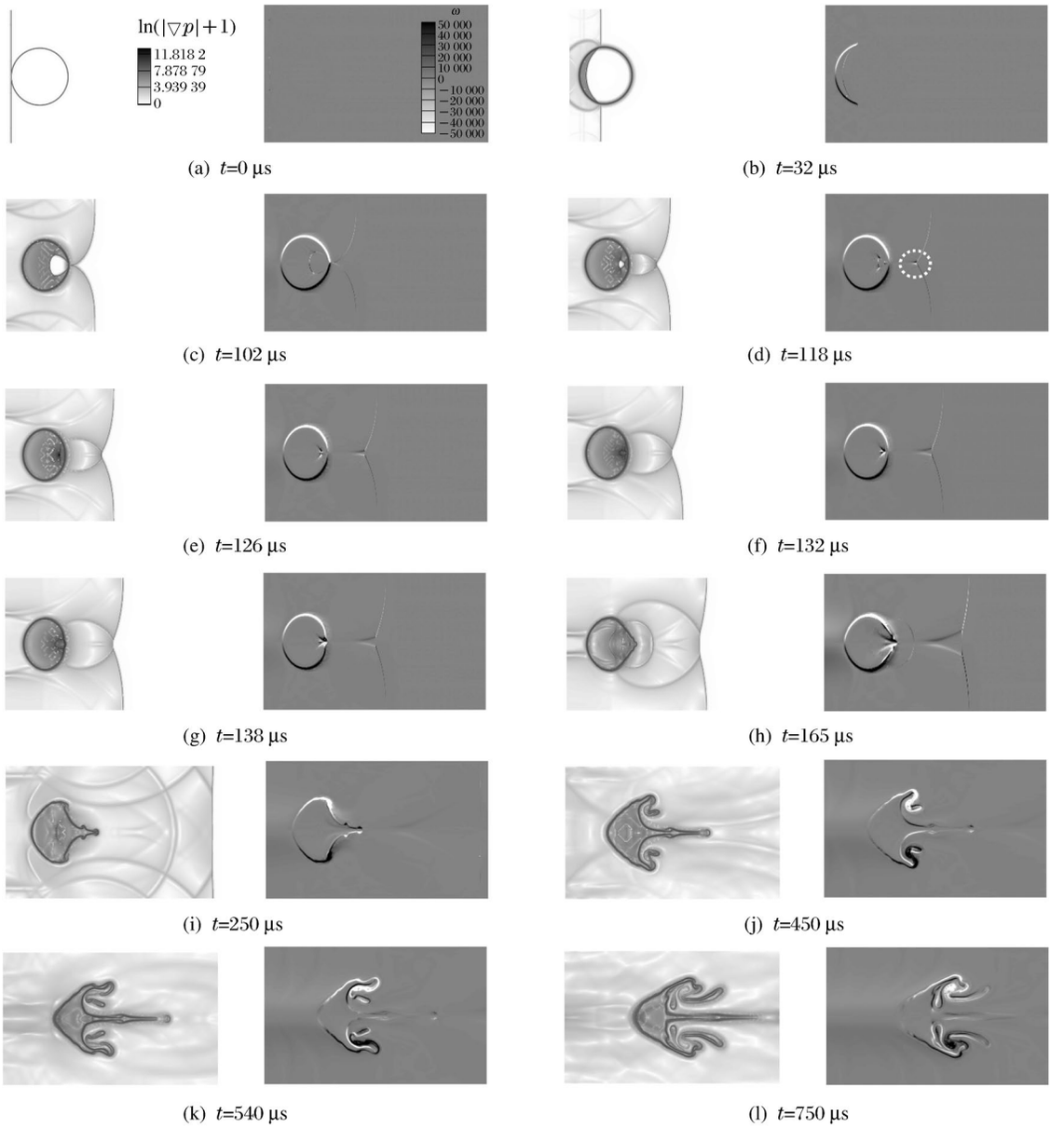


图 4 激波冲击 SF_6 气泡界面演化过程的数值纹影云图(左)和涡量云图(右)

Fig. 4 Numerical schlieren ln(|∇ρ|+1)(left) and vorticity (right) contours of the shock-accelerated SF_6 gas bubble

从图 4(f)开始,出现了类似于激波聚焦后点爆炸的发散激波过程。图 4(g)中,气泡内的发散激波呈"枣"形分布,其波阵面向外运动到气泡的下游极点,导致出现微小的射流头部,这与图 3(g)对应。图 4(h)中,向右运动的射流结构已经十分清晰,发散激波进入 N_2 后,比气泡内的激波明显运动得更快。此时,激波聚焦产生的二次激波诱导产生了新的斜压涡量,这种效应与激波管 RM 不稳定性研究中的反射激波现象类似[26]。在图 4(a)～图 4(h)中,激波冲击压缩和非线性声速效应导致的波系振荡机制起主要作用,界面形状变化不大。在此后的图 4(i)～图 4(l)演化过程中,逐步出现了大涡环、二次涡环、射流蘑菇头、射流颈缩、小尺度结构、射流断开等现象,与图 3(i)～图 3(l)所示的流场结构一致,这段时间界面的形状发生了很大变化,涡量的产生输运和涡运动主导了不稳定性发展过程。在演化后期,由于界面和射流结构的滑移面上存在切向速度差,Kelvin-Helmholtz 不稳定性起重要作用,粘性效应不可忽略。由于粘性作用,气泡界面和射流边界上的密度梯度逐渐减小,与环境气体 N_2 相互扩散渗透,界面破碎和强烈的剪切速度导致出现许多小尺度结构和二次涡现象,界面不稳定性进一步增强,最终出现湍流混合。

3.3　定量分析

由涡量动力学方程可知,流场中密度梯度方向与压力梯度方向不一致的位置存在斜压源项 $\nabla\rho\times\nabla p$,是流场中涡量 ω 产生的主要原因。涡运动会导致两种气体的混合,因此计算域 A 中总涡量的大小,即环量 Γ,可用来分析 SF_6 和 N_2 之间的总体混合效应。另外,由图 4 可知,在演化过程中,涡量主要在气泡和射流界面以及激波波阵面上产生,因此斜压力矩 B 作为环量对时间的导数,可以反映流场中激波冲击气泡界面和激波碰撞聚焦等现象。

$$\Gamma=\int_s\omega\,\mathrm{d}A \tag{7}$$

$$B=\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}t}=\int\frac{1}{\rho^2}(\nabla\rho\times\nabla p)\mathrm{d}A \tag{8}$$

根据对称性,这里给出上半个气泡的计算结果。环量随时间的变化曲线如图 5 所示。从图 5 中可以看出,环量为负值,环量的绝对值总体上随时间延长逐渐增加,表明两种气体的总混合程度随时间不断增强。图 6 为斜压力矩随时间的变化曲线,其中虚线区域Ⅰ代表入射激波冲击气泡界面产生的负斜压力矩,虚线区域Ⅱ代表激波碰撞、波系聚焦和射流等二次波系现象产生的正斜压力矩。可见,二次波系现象产生斜压力矩和涡量的能力明显低于入射激波。

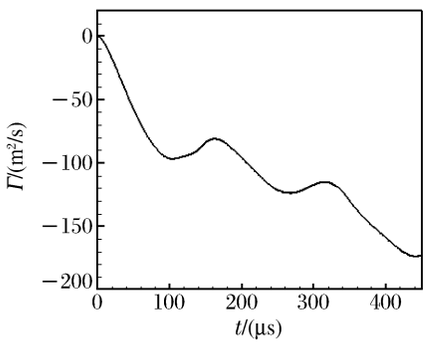


图 5　环量与时间的关系曲线

Fig. 5　Circulation curve versus time

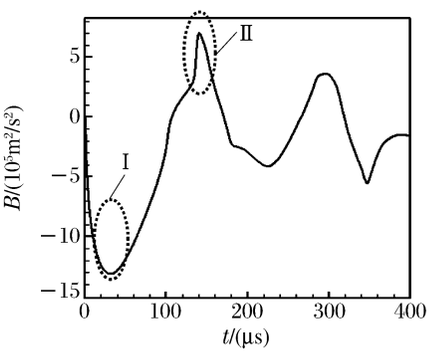


图 6　斜压力矩与时间的关系曲线

Fig. 6　Baroclinic torque curve versus time

图 7、图 8 分别为流场中压力和密度最大值随时间的变化曲线。可以看到,压力和密度的最大值都只存在于激波近似为理想聚焦这一瞬间,此前和此后流场中的压力最大值均要小得多。$t=126\ \mu$s 时,压力最大值达 10.6 MPa,是初始气体压力的 104.4 倍,相应的密度最大值为 405.8 kg/m^3,是 SF_6 初始密度(5.97 kg/m^3)的 70 倍。在本计算中,输出时间步长取为 1 μs,单元网格最高加密至 0.05 mm×

0.05 mm，考虑到压力和密度峰值与使用的网格和时间步长有关，故实际的压力和密度最大值很可能更大。这表明平面激波冲击 SF_6 重气泡演化过程具有很强的聚能效应，在气泡内部会形成一个时间短暂、体积很小的高能量密度区域，此后出现类似点爆炸的发散激波，直接导致后期产生向下游运动的射流结构。

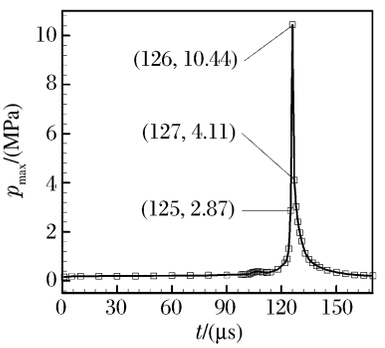


图 7 压力最大值与时间的关系

Fig. 7 Maximal value of pressure versus time

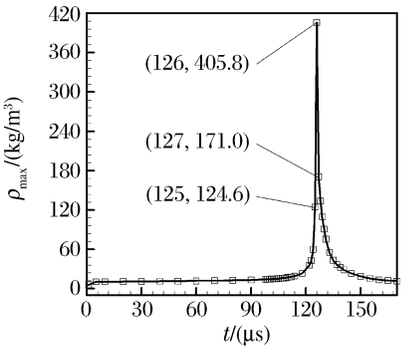


图 8 密度最大值与时间的关系

Fig. 8 Maximal value of density versus time

图 9 为射流头部位置 D_j 与时间 t 的关系曲线，其中坐标原点定义为 $t=0$ μs 时刻气泡的上游极点。在 $t_0=138$ μs 时刻，由于点爆炸产生的发散激波的冲击作用，在气泡下游极点开始出现射流结构，直到 $t_1=200$ μs 以前，射流头部运动速度的平均值约为 160 m/s。此后，一方面，射流头部由于环境气体 N_2 的阻力而减速，另一方面，射流头尖的涡环由于自诱导效应而获得更快的速度，在二者共同作用下，射流头部的运动速度基本为常数，约为 132 m/s。在 $t_2=540$ μs，由于此前射流头部运动速度一直高于射流本体速度，射流颈部出现的颈缩效应使其头部与射流本体断开。

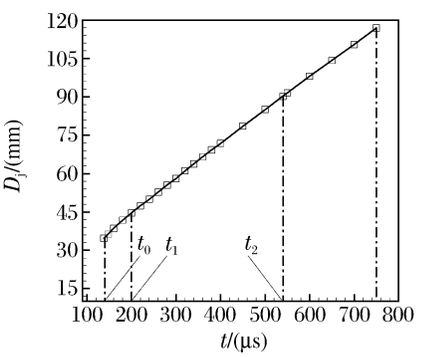


图 9 射流头部位置与时间的关系

Fig. 9 Displacement of jet head versus time

4 结 论

通过数值计算 $Ma=1.23$ 的入射激波冲击 N_2 环境中 SF_6 重气泡界面的 RM 不稳定性，研究了界面演化和射流发展问题，获得了演化过程中界面、波系、压力、密度和涡量等物理图像，定量分析了环量、斜压力矩、压力及密度最大值和射流头部速度随时间的变化过程，认识了射流现象的产生和发展规律。

界面演化图像表明，在本研究条件下，$t=102$ μs 时刻绕射激波在气泡下游极点碰撞，$t=126$ μs 时刻透射激波在气泡内近似完全聚焦，此时出现整个演化过程中压力和密度的最大值。此后，在近似点爆炸发散激波的驱动作用下，$t=138$ μs 时刻出现向气泡下游运动的射流结构，后续演化发展中还有主涡环和二次涡环出现。伴随着射流越来越细，演化后期射流蘑菇头因颈缩效应而与射流本体断开。同时，二次涡环结构也逐渐弱化。涡量主要存在于气泡界面和激波波阵面上，绕射激波碰撞后会演化出现 Winkler 涡对。在界面演化前期，激波压缩和波系振荡主导界面的变形发展，这段时间涡量产生较少，界面形状变化不大，界面发展过程是线性的。在射流和主涡环结构形成之后，出现了更多的涡量和涡运动，相比前期，这段时间更长，波系振荡效应较弱，涡量和涡运动主导不稳定性发展过程，界面形状发生了很大变化，是界面发展的非线性阶段。主涡环和射流结构的形成可以看作是气泡演化从线性阶段到非线性阶段的分界线。

定量分析得出，演化过程中压力最大值达到初始气体压力的 104.4 倍，密度最大值则达到初始密度的 70 倍，实际的压力和密度最大值可能更大，表明平面激波冲击 SF_6 重气泡界面演化过程具有很强的聚能效应，在气泡内部会形成一个很小的、瞬间的高能量密度区域，出现类似点爆炸的发散激波，直接导致产生向下游运动的射流结构。环量和斜压力矩结果表明，两种气体的总混合程度随时间不断增强，二次波系现象产生斜压力矩和涡量的能力明显低于入射激波。

后续工作将针对不同入射激波强度、不同气体种类和不同半径的情况下，重气泡的界面演化和射流发展过程进行进一步研究。

衷心感谢司　廷、程　万、翟志刚、范美如及李　康的有益讨论。

References：

[1] Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids [J]. Commun Pur Appl Math, 1960, 13(2): 297-319.

[2] Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave [J]. Fluid Dyn, 1969, 4(5): 101-104.

[3] Winkler K H A, Chalmers J W, Hodson S W, et al. A numerical laboratory [J]. Phys Today, 1987, 40(10): 28-37.

[4] Haas J F, Sturtevant B. Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities [J]. J Fluid Mech, 1987, 181: 41-76.

[5] Picone J M, Boris J P. Vorticity generation by shock propagation through bubbles in a gas [J]. J Fluid Mech, 1988, 189: 23-51.

[6] Quirk J J, Karni S. On the dynamics of a shock-bubble interaction [J]. J Fluid Mech, 1996, 318: 129-163.

[7] Cowperthwaite N. The interaction of a plane shock and a dense spherical inhomogeneity [J]. Phys D, 1989, 37(1/2/3): 264-269.

[8] Zabusky N J, Zeng S M. Shock cavity implosion morphologies and vortical projectile generation in axisymmetric shock-spherical fast/slow bubble interactions [J]. J Fluid Mech, 1998, 362: 327-346.

[9] Giordano J, Burtschell Y. Richtmyer-Meshkov instability induced by shock-bubble interaction: Numerical and analytical studies with experimental validation [J]. Phys Fluids, 2006, 18(3): 036102.

[10] Niederhaus J H J, Greenough J A, Oakley J G, et al. A computational parameter study for the three-dimensional shock-bubble interaction [J]. J Fluid Mech, 2008, 594: 85-124.

[11] Ranjan D, Oakley J, Bonazza R. Shock-bubble interactions [J]. Annu Rev Fluid Mech, 2011, 43: 117-140.

[12] Li Q B, Fu S, Xu K. A compressible Navier-Stokes flow solver with scalar transport [J]. J Comput Phys, 2005, 204(2): 692-714.

[13] Tian B L, Fu D X, Ma Y W. Effects of adiabatic exponent on Richtmyer Meshkov instability [J]. Chin Phys Lett, 2004, 21(9): 1770-1772.

[14] Bai J S, Zou L Y, Wang T, et al. Experimental and numerical study of shock-accelerated elliptic heavy gas cylinders [J]. Phys Rev E, 2010, 82: 056318.

[15] Yan C L, Sun D J, Yin X Y, et al. Numerical simulations of Richtmyer-Meshkov instability [J]. Chinese Journal of Computation Physics, 2001, 18(1): 27-32. (in Chinese)
严长林，孙德军，尹协远，等. Richtmyer-Meshkov 不稳定性的数值模拟 [J]. 计算物理，2001，18(1)：27-32.

[16] Sun M, Takayama K. Conservative smoothing on an adaptive quadrilateral grid [J]. J Comput Phys, 1999, 150(1): 143-180.

[17] Sun M. Numerical and experimental studies of shock wave interaction with bodies [D]. Sendai, Japan: Tohoku University, 1998.

[18] Sun M, Yada K, Jagadeesh G, et al. A study of shock wave interaction with a rotating cylinder [J]. Shock Waves, 2003, 12(6): 479-485.

[19] Sun M, Takayama K. A holographic interferometric study of shock wave focusing in a circular reflector [J]. Shock

Waves,1996,6(6):323-336.

[20] Luo X. Unsteady flows with phase transition [D]. Eindhoven, Netherlands: Eindhoven University of Technology, 2004.

[21] Luo X, Prast B, van Dongen M E H, et al. On phase transition in compressible flows: Modelling and validation [J]. J Fluid Mech, 2006, 548: 403-430.

[22] Fan M R, Zhai Z G, Si T, et al. Numerical simulations of interface with different shape accelerated by a planar shock [J]. Scientia Sinica G, 2011, 41(7): 862-869. (in Chinese)
范美如,翟志刚,司 廷,等. 激波与不同形状界面作用的数值模拟 [J]. 中国科学 G 辑, 2011, 41(7): 862-869.

[23] Zhai Z, Si T, Luo X, et al. On the evolution of spherical gas interfaces accelerated by a planar shock wave [J]. Phys Fluids, 2011, 23: 084104.

[24] Zhai Z G, Si T, Luo X S, et al. On the evolution of SF_6 spherical gas interface accelerated by planar shock wave [C]//Proceedings of the 14th Chinese National Symposium on Shock Waves, Huangshan, 2010: 371-376. (in Chinese)
翟志刚,司 廷,罗喜胜,等. 平面激波作用下 SF_6 球形界面变形与发展的研究 [C]//第 14 届全国激波与激波管学术会议论文集,黄山, 2010: 371-376.

[25] Sedov L I. Similarity and Dimensional Methods in Mechanics [M]. New York: Academic Press, 1959.

[26] Schilling O, Latini M, Don W S. Physics of reshock and mixing in single-mode Richtmyer-Meshkov instability [J]. Phys Rev E, 2007, 76(2): 026319.

A Numerical Study on Interface Evolution and Jet Development of a Shocked SF_6 Gas Bubble

ZOU Li-Yong[1], LIU Cang-Li[1], PANG Yong[1],
LUO Xi-Sheng[2], BAI Jin-Song[1], YANG Ji-Ming[2]

(1. *National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*;
2. *Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*)

Abstract: The Richtmyer-Meshkov instability occurring on a heavy gas (SF_6) bubble surrounded by N_2 is numerically investigated in the present work. The interface evolution, shock focusing and jet development are emphasized. Numerical schlieren images and distributions of pressure, density and vorticity are exhibited for an incident shock wave of Mach number 1.23. The jet velocity, circulation and baroclinic torque versus time as well as peak values of pressure and density in the flow field are quantitatively analyzed. The results indicate that SF_6 gas bubble accelerated by a planar shock wave has a strong cumulative energy effect so that it produces nearly ideal shock focusing and point source explosion phenomenon near the downstream pole within the bubble interface, which directly results in a secondary wave pattern and a slender jet moving in the streamwise direction. Compared with the secondary wave pattern, the incident shock wave brings on more intense baroclinic torque and vorticity.

Key words: jet development; shock focusing; interface evolution; Richtmyer-Meshkov instability