文章编号:1000-5773(2012)03-0266-07

入射和反射激波诱导重气泡变形和失稳的三维数值研究*

朱跃进,董 刚,刘怡昕,范宝春

(南京理工大学瞬态物理重点实验室,江苏南京 210094)

摘要:采用大涡模拟方法,对入射激波及其反射激波诱导球形重气泡的变形失稳过程进行了三维数值模拟,利用已有实验验证了计算模型的可靠性,重点考察了反射激波与已经失稳的气泡界面的再次作用,讨论了涡环的形成及其三维失稳的过程。研究结果显示:入射和反射激波与球形重气泡作用产生斜压效应,会在流场中产生旋转方向截然相反的多个涡环;反射激波诱导的涡环具有较小的强度,故更加容易失稳,甚至能完全形成具有流向涡量的复杂小尺度涡结构。

关键词:激波;斜压效应;涡量;涡环;方位角不稳定

中图分类号:O382 **文献标识码**:A

1 引 言

不同密度的流体分界面在运动激波的作用下,会发生 Richtmyer-Meshkov 失稳,从而在界面附近形成不断扩展的湍流混合层。这种复杂的非线性现象在超燃冲压发动机的混合燃烧[1]、爆轰[2]以及惯性约束聚变[3]等问题中有着重要的作用,因此开展流体界面不稳定性发展诱发湍流的研究具有十分重要的意义。Markstein[4]、Rudinger[5]于 20 世纪五六十年代就开展了激波与密度界面相互作用的实验研究。Haas 等[6]考察了弱激波($Ma<1.25$)与气泡的相互作用,指出环境气体中的轻气泡和重气泡在激波作用后有着不同的变形过程;Jacobs[7]研究了弱激波($Ma<1.15$)加速轻、重气体界面的动力学问题,获得了气泡中心随时间的位移数据,但该实验可重复性不佳;Layes 等[8-10]采用高速摄影方法,研究了激波对不同密度气泡的作用过程;邹立勇等[11]利用高速摄影测试技术,对弱激波冲击下空气中的 SF_6 气柱和气帘界面的演变过程进行了实验研究,对演变过程中涡产生和发展进行了初步解释。在数值模拟方面,Zhang 等[12]对 Jacobs 的实验进行了模拟,其计算结果和实验吻合较好;Giordano 等[13]数值模拟了 Layes 的实验;Layes 等[9]把流场近似成二维轴对称,对激波与球形气泡的相互作用进行了模拟;此外,严长林等[14]、程军波等[15]、柏劲松等[16]也对激波与重气界面的相互作用进行了数值研究。这些实验和数值计算的结果都表明,重气泡界面在激波作用下首先经历了压缩变形的过程,然后在斜压效应的作用下形成涡旋结构,并进一步促进界面的不稳定现象而发生变形。

上述激波与重气体作用的数值模拟主要集中于二维平面或二维轴对称的情况,但由于流体界面不稳定发展过程本质上是三维的,因此这些模拟仍不能完全揭示界面的三维失稳过程;此外,以上研究重点考察的是流体分界面在入射激波作用下发展变形以及与周围气体混合的过程,而反射激波与已经失

* **收稿日期**:2010-12-21;**修回日期**:2011-01-23

基金项目:国家自然科学基金(10972107)

作者简介:朱跃进(1986—),男,博士研究生,主要从事计算流体力学和化学反应流的数值模拟. E-mail:zyjwind@yahoo.cn

通讯作者:董 刚(1970—),男,博士,研究员,主要从事计算流体力学和化学反应流的数值模拟. E-mail:dgvehicle@yahoo.com

稳的密度界面再次发生作用的相关研究很少见到,而这可进一步加速界面失稳和混合。因此,本研究采用大涡模拟(LES)方法求解三维 Navier-Stokes 方程,对入射及反射激波诱导重气泡(密度大于环境密度)变形和失稳的过程进行数值模拟,以揭示涡环的形成、三维演化和小尺度失稳的机制。

2　数学模型

不同密度(组分)气体的比热比(γ)不同,但对于非反应流问题,单组分假设所造成的误差可以忽略[17],故本研究采用单组分理想气体模型,并设气体的比热比(γ)为 1.4。因此,三维滤波后的控制方程形式如下

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j)=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j E+p u_j)=-\frac{\partial q_j}{\partial x_j}+\frac{\partial}{\partial x_j}(u_i \tau_{ij}) \tag{3}$$

式中:ρ 为密度;p 为压力;E 为单位质量总能;T 为温度;u_i 为 i 方向速度($i=1,2,3$);τ_{ij} 为粘性应力张量

$$\tau_{ij}=\mu_{\mathrm{eff}}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}-\frac{2\delta_{ij}}{3}\frac{\partial u_{\mathrm{k}}}{\partial x_{\mathrm{k}}}\right) \tag{4}$$

湍流有效粘性系数 $\mu_{\mathrm{eff}}=\mu_{\mathrm{lam}}+\mu_{\mathrm{sgs}}$;$\delta_{ij}$ 是 Kronecker 函数;q_j 为热通量,$q_j=-\lambda_{\mathrm{eff}}\partial T/\partial x_j$,$\lambda_{\mathrm{eff}}=\lambda_{\mathrm{lam}}+\lambda_{\mathrm{sgs}}=\mu_{\mathrm{lam}}c_p/Pr_{\mathrm{lam}}+\mu_{\mathrm{sgs}}c_p/Pr_{\mathrm{sgs}}$,角标"lam"、"sgs"分别表示表示层流和湍流亚网格,μ_{sgs} 用文献[18]中的方法表示,$\mu_{\mathrm{sgs}}=C\rho\Delta^2|\overline{S}|$,其中,常数 $C=0.01$,Δ 为空间滤波尺度,$|\overline{S}|=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$,$S_{ij}$ 为变形率张量,考虑到湍流的各向异性,对 C 作近壁修正[18]

$$C=0.01\left[1.0-\exp\left(-\frac{d^+}{25}\right)^3\right] \tag{5}$$

式中:$d^+=\rho d u_\tau/\mu$,$d=2yz/(y+z+\sqrt{y^2+z^2})$,$u_\tau$ 为摩阻速度。在控制方程(1)~方程(3)中,输运项采用二阶中心差分计算,对流项采用高精度五点 TVD 格式[19]计算,时间推进过程采用二阶 Runge-Kutta 方法求解。

3　计算结果与讨论

3.1　入射激波诱导重气泡变形的实验验证与分析

为考察本计算方法和所编制计算程序的可靠性,数值计算选择文献[10]中激波与氮气泡相互作用的实验结果进行验证,计算初始条件与实验条件相同,即采用氮气作为重质气体,气泡内氮气密度为 3.408 kg/m^3,初始直径 4.2 cm,外部空气密度为 1.163 kg/m^3,初始 Atwood 数为 0.491,气泡内外均为 0.1 MPa,入射激波马赫数 $Ma=1.43$。本研究计算区域为 0.3 m×0.08 m×0.08 m 的长方体,分别对应 x、y、z 方向,网格数量为 300×80×80,时间步长为 0.18 μs,长方体区域的前后(y 方向)、上下(z 方向)和 x 方向右端面均为绝热刚性壁面条件,x 方向左端面为速度入口条件。图 1 给出了初始激波和球形气泡的位置,初始入射激波从左往右传播。

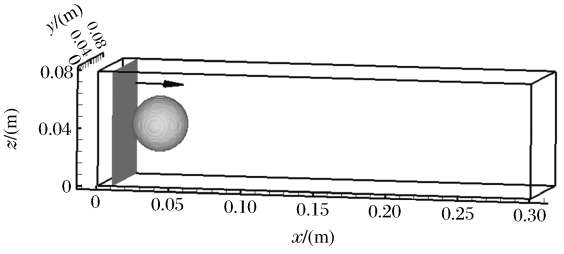


图 1　计算区域和初始流场

Fig. 1　Computational domain and initial flow field

图 2 给出了入射激波与氮气泡作用后的计算结果,并与文献[10]进行了对比,其中计算结果采用对称剖面的密度等值线表示。由图 2 可见,入射激波从左向右传播,开始时与气泡的迎风面作用,压缩氮

气泡，见图 2(a)；当激波穿越氮气泡，气泡背风面轴心位置出现轻微的尖钉结构，气泡上下对称两点发生失稳，见图 2(b)；到图 2(c)时刻，气泡变形加剧，氮气向上下两点变形部分集中，形成向内翻卷的旋涡，并且中间尖钉结构在流向被拉长；随着时间流逝，氮气泡上的旋涡结构得到发展、变大，并且在流向上逐渐被拉长，而轴心尖钉结构进一步被拉长，见图 2(d)。另一方面，与氮气泡作用后，由于气泡内密度大于空气密度，透射激波落后于入射激波，造成扫过气泡的激波发生变形。随着时间发展，最终激波会演变为平面激波。图 2 还表明，与激波作用后的变形气泡，在波后气流的作用下，会整体随着激波向右运动。图 2 结果反映了入射激波与氮气泡相互作用后，激波运动和氮气泡变形的过程，在各时刻模拟结果和实验结果符合较好，验证了本研究采用计算程序的可靠性。

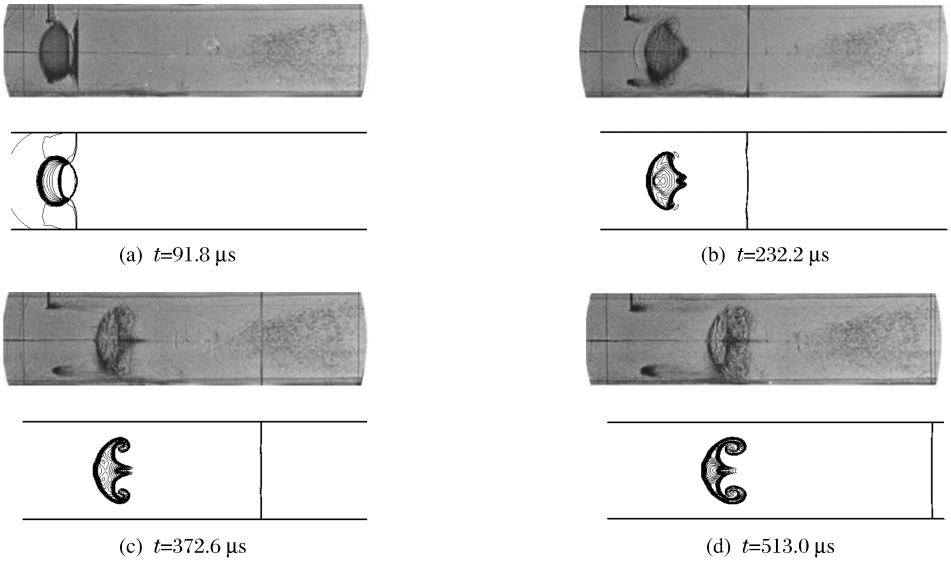


图 2 激波从左向右运动时实验和模拟结果对比

(上图为实验结果[10]，下图为计算密度等值线)

Fig. 2 Comparisons between experiment and simulation when shock wave moves from left to right

(Pictures above show the experimental results[10], below show the calculated density contours)

为进一步考察旋涡形成的机理，图 3 给出了入射激波与氮气泡相互作用过程中，不同时刻的剖面展向涡量图，其中白色表示正涡量，代表逆时针旋转，黑色表示负涡量，代表顺时针旋转。由于入射激波作用于气泡时产生与 x 轴平行的压力梯度(由高压区指向低压区)，而气泡与空气之间的密度界面产生沿其法向方向指向界面外的密度梯度，两者方向的不一致导致斜压效应而产生涡量，该涡量首先在界面附近产生，见图 3(a)。随着气泡进一步变形，涡量逐渐在气泡外缘集中并形成涡对，见图 3(b)和图 3(c)；同时，由于涡旋对环境流体(空气)的卷吸作用，该涡对也逐渐增长、变大，见图 3(d)。

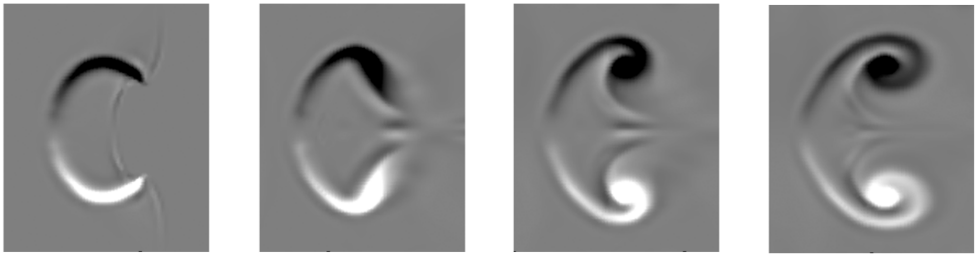


图 3 涡量变化图

Fig. 3 Evolution of vorticity variation

图 4 为入射激波与氪气泡作用后期(t=513.0 μs 时)三维密度等值面和涡结构图，其中涡结构采用速度梯度张量的共轭复数特征根虚部等值面[20]表征。由图 4(a)可以看出，氪气泡在空间变形为碗状结构，并且中心有一尖钉，而由图 4(b)可以发现，变形气泡外缘的涡对形成了一个圆形涡环，这是由涡量在变形气泡的圆形外缘集中所导致的。

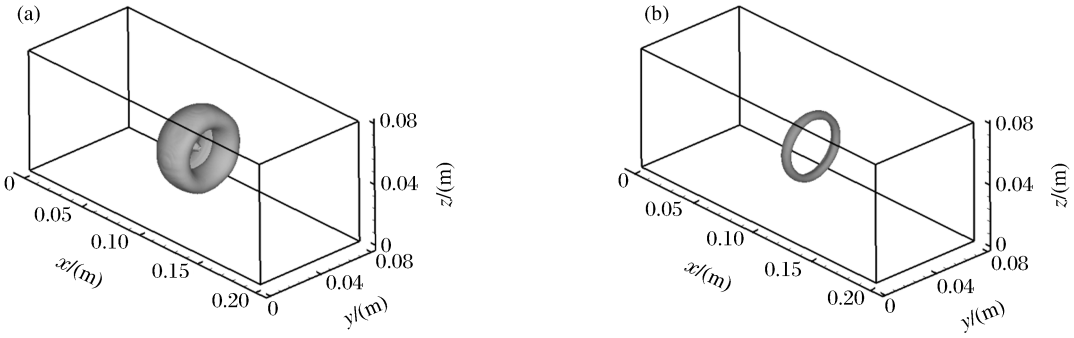
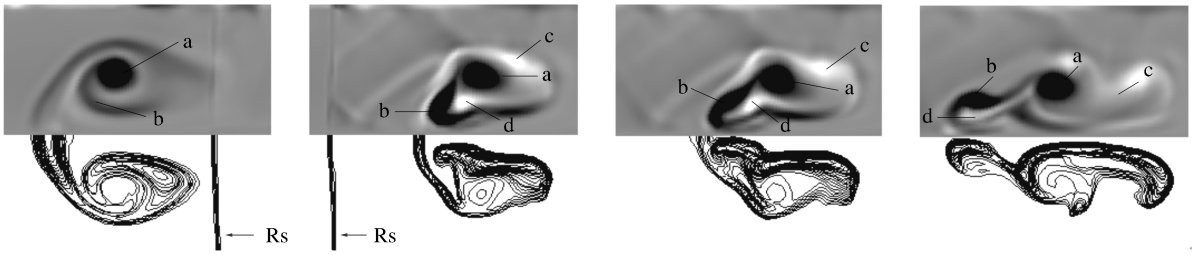


图 4　入射激波诱导氪气泡形成的三维密度图(a)和三维涡环结构(b)(t=513.0 μs)

Fig. 4　Pictures show (a) three-dimensional density variation, and (b) vortex ring structure of Kr bubble induced by incident shock wave (t=513.0 μs)

3.2　反射激波诱导重气泡变形的过程

当入射激波到达 x 方向右端壁面后，会从壁面反射向左传播，并再次与已经变形的氪气泡作用，过程如图 5 所示，其中，每幅图的上半部分对应涡量分布，下半部分对应密度等值线。从图 5(a)中可以看到，当反射激波尚未与变形的氪气泡作用时，变形气泡旋涡结构在流向被进一步拉长、变大，由入射激波与气泡界面作用时引起的斜压效应产生涡量 a 和 b。当反射激波与已变形的氪气泡作用后，由于产生与入射激波相反的斜压效应，会产生旋转方向完全相反的涡量 c 和 d，见图 5(b)。随着反射激波继续向左传播，涡量会发生复杂的运动变形现象，见图 5(c)和图 5(d)。涡量 a 顺时针旋转，而涡量 c 逆时针旋转，两者的互诱导效应使得两涡逐渐远离；涡量 b 顺时针旋转，涡量 d 逆时针旋转，涡量 b 在与涡量 d 的互诱导效应下，逐渐在轴心附近沿流向拉长，在图 5(d)中，涡量 d 的拉伸已将涡量 b 分为两段，而整个重气泡此时已完全扭曲变形成为复杂结构。



(a) t=907.2 μs　(b) t=1 117.8 μs　(c) t=1 177.2 μs　(d) t=1 355.4 μs

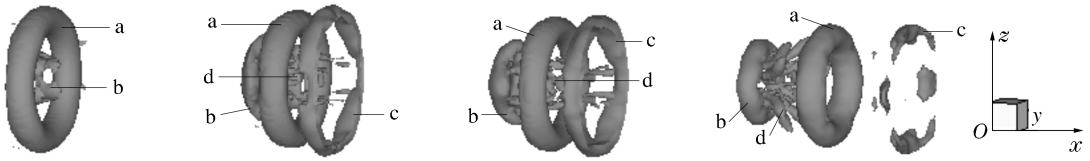
图 5　密度等值线和涡量变化图(Rs 代表反射激波)

Fig. 5　Evolution of density contour and vorticity variation(Rs denotes the reflected shock wave)

3.3　涡环的三维失稳过程

为考察氪气泡在反射激波作用下复杂结构的演变过程，图 6 给出了对应于图 5 各时刻的三维涡结构，其中涡结构采用与图 4(b)相同的方式表征。图 6(a)中两个涡环 a 和 b 相应于图 5(a)中的两个涡量，它们均由入射激波与气泡作用产生的斜压效应形成。当反射激波与涡环 a 和涡环 b 作用后，由于反斜压效应，形成具有相反旋转方向的新涡环 c 和 d，见图 6(b)。根据上节分析的涡量的互诱导效应，各个涡环在空间呈现出复杂的运动状态，尤其值得注意的是，当 t=1 355.4 μs 时，涡环 b 已经出现一定的

空间扭曲变形，产生方位角不稳定(Azimuthal Instability)[21]，而涡环 d 则失稳变成以流向涡量为主的复杂小尺度涡结构。



(a) t=907.2 μs (b) t=1 117.8 μs (c) t=1 177.2 μs (d) t=1 355.4 μs

图 6 涡环的三维结构变化

Fig. 6 Evolution of three-dimensional vortex ring structures

为进一步分析涡环的三维失稳现象，计算了图 6 中 4 个时刻各涡环的强度，其中，涡环截面上(此处统一取 x-z 截面)涡通量的绝对值表示涡环强度，如表 1 所示。以图 5 上半部分涡量变化为例，反射激波与涡量 a 作用后(t=1 117.8 μs)，产生和入射激波相反的一对涡量，上面为逆时针旋转的正涡量，下面为顺时针旋转的负涡量，其中正涡量与入射激波诱导产生的负涡量相互抵消，而负涡量和已经存在的负涡量叠加，前者形成了强度较小的逆时针旋转的涡量 c，而后者则形成更强的顺时针旋转的涡量 a，如表 1 所示；同理，反射激波与涡量 b 作用后(t=1 117.8 μs)，也产生一对涡量，流场中同样存在正负涡量的相互抵消和负涡量的叠加，因此，形成了图 5 中不对称涡量 b 和 d，对应表 1，其中，涡环 b 的强度得到增强，而涡环 d 强度较小。无论是入射激波诱导产生的涡环，还是由反射激波诱导产生的新涡环，其强度随着时间发展都出现一定程度的降低，这是因为涡环都受到流场中粘性耗散的影响。当 t=1 355.4 μs 时，涡环 d 的强度为零，意味着涡环 d 不再具有展向涡量，而是变成具有其它方向涡量的涡结构。图 6 的三维涡结构和表 1 提供的涡环强度值表明：强度越低的涡环抗扰动能力越差，越容易出现不稳定。

表 1 涡环强度变化表

Table 1 Vortex ring strength variations

Vortex ring	Vortex ring strength/(m^2/s)			
	t=907.2 μs	t=1 117.8 μs	t=1 177.2 μs	t=1 355.4 μs
a	2.840	3.130	3.140	2.870
b	0.258	3.900	3.310	2.300
c		0.656	0.649	0.575
d		0.309	0.312	0.000

4 结 论

对入射和反射激波诱导重质气泡的变形和失稳过程进行了三维数值模拟，得出如下主要结论：

(1) 含有重质气体的球形气泡与入射激波作用后，由于斜压效应，会形成涡环结构；当反射激波与其再次作用，由于反斜压效应，所产生的涡量一部分强化了原有的涡环，另一部分则会产生旋转方向相反的新涡环。

(2) 强度越小的涡环越容易失稳，甚至能完全形成具有流向涡量的复杂小尺度涡结构。

References:

[1] Marble F E, Hendrics G J, Zukoski E E. Progress towards shock enhancement of supersonic combustion progress, AIAA 87-1880 [R]US: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1987.

[2] Oran E S, Gamezo V N. Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phrase combustion [J]. Combust Flame, 2007, 148: 4-47.

[3] Lindl J D, McCrory R L, Campbell E M. Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion [J]. Phys Today, 1992, 45(9): 32.

[4] Markstein G H. Flow distrubance induced near a slightly wavy contact surface or flame front traversed by a shock wave [J]. J Aerosp Sci, 1957, 24: 328.

[5] Rudinger G, Somers L. Behavior of small regions of different gases carried in accelerations flows [J]. J Fluid Mech, 1960, 7: 161.

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

[7] Jacobs J W. The dynamics of shock accelerated light and heavy gas cylinders [J]. Phys Fluids A, 1993, 5: 2239.

[8] Layes G, Jourdan G, Houas L. Distortion of a spherical gaseous interface accelerated by a plane shock wave [J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(17): 174502.

[9] Layes G, Metayer O L. Quantitative numerical and experimental studies of the shock accelerated heterogeneous bubbles motion [J]. Phys Fluids, 2007, 19: 042105.

[10] Layes G, Jourdan G, Houas L. Experimental study on a plane shock wave accelerating a gas bubble [J]. Phys Fluids, 2009, 21: 074102.

[11] 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 [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2010, 24(4): 241-246. (in Chinese)
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 [J]. 高压物理学报, 2010, 24(4): 241-246.

[12] Zhang S, Zabusky N J, Peng G, et al. Shock gaseous cylinder interactions: Dynamically validated initial conditions provide excellent agreement between experiments and numerical simulations to late-intermediate time [J]. Phys Fluids, 2004, 16(5): 1203-1215.

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

[14] Yan C L, Sun D J, Yin X Y, et al. Numerical simulations of richtmyer-meshkov instability [J]. Chinese J Comput Phys, 2001, 18(1): 29-31. (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): 29-31.

[15] Cheng J B, Tang W J, Li D Y, et al. Simulation of interaction of shocks with a cylinder interface by means of ghost fluid method [J]. Chinese J Comput Phys, 2003, 20(3): 219-225. (in Chinese)
程军波,唐维军,李德元,等. 利用 Ghost Fluid 方法模拟激波与柱形界面相互作用 [J]. 计算物理, 2003, 20(3): 219-225.

[16] Bai J S, Li P, Zou L Y, et al. Two-dimensional simulation of the mixing induced by interface instabilities [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2008, 40(4): 464-469. (in Chinese)
柏劲松,李　平,邹立勇,等. 界面不稳定性引起混合过程的二维数值计算 [J]. 力学学报, 2008, 40(4): 464-469.

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

[18] Bui T T. A parallel, finite-volume algorithm for large eddy simulation of turbulent flows [J]. Computers & Fluids, 2000, 29(8): 877-915.

[19] Chakravarthy S R, Osher S. A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws, AIAA 85-0363 [R]. US: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1985.

[20] Zhou J, Adrian R J, Balachandar S, et al. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow [J]. J Fluid Mech, 1999, 387: 353-396.

[21] Shariff K, Leonard A. Vortex rings [J]. Annu Rev Fluid Mech, 1992, 24: 235-279.

Three-Dimensional Numerical Investigation of Deformation and Instability of High-Density Bubble Induced by Incident and Reflected Shock Waves

ZHU Yue-Jin, DONG Gang, LIU Yi-Xin, FAN Bao-Chun

(*Science and Technology on Transient Physics Laboratory, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *China*)

Abstract: The three-dimensional deformation and instability of high-density spherical bubble induced by incident shock wave and its reflected wave were studied numerically by using large eddy simulation method. The computational model was validated by the experimental results. The emphasis was placed on the interaction of reflected shock wave with the deformed high-density bubble. The formation and three-dimensional instability of vortex rings were discussed. The results show that the high-density spherical bubble can form the vortex rings with the different rotating directions along the streamwise direction induced by incident and reflected shock waves due to the baroclinic effect. The vortex rings induced by reflected shock wave have the less strength, and therefore are more likely unstable, and even can form a complicated small-scale structure dominated by the streamwise vortices.

Key words: shock wave; baroclinic effect; vorticity; vortex ring; azimuthal instability

第六届亚洲高压科学会议暨国际高压科学论坛通知

第六届亚洲高压科学会议暨国际高压科学论坛定于 2012 年 8 月 8～12 日在中国北京召开。自布里奇曼教授开创性研究以来，高压在物理学、化学、生物学、材料科学、地球和行星科学、食品科学等领域起到越来越重要的作用。本次联合会议为世界范围的广大高压科学研究者，特别是年轻科学家和研究生进行面对面交流及开展国际合作提供了难得机遇，欢迎广大从事高压科学和技术及相关领域研究的科研工作者积极报名参加会议。会议主要包括以下 19 个专题的内容：

(1) 结构与相变
(2) 电磁性能
(3) 光学与声学特性
(4) 分子和有机固体
(5) 液态和非晶态材料
(6) 流体的热物理性质
(7) 地球物理和行星科学
(8) 计算材料科学
(9) 化学反应动力学
(10) 新材料合成
(11) 超硬材料
(12) 超导材料
(13) 动高压和冲击波
(14) 生命科学和食品技术
(15) 高压设备和仪器
(16) 新能源材料
(17) 高压技术
(18) 大型设施平台
(19) 其它

有关会议详情请登录网址 http://achpr6.iphy.ac.cn 查看。

第六届亚洲高压科学会议暨国际高压科学论坛组委会
中国科学院物理研究所
2012 年 4 月