文章编号：1000-5773(2012)05-0501-07

非球形水下爆炸气泡坍塌机制*

黄　超[1]，汪　斌[1]，刘仓理[1]，张阿漫[2]，姚熊亮[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.哈尔滨工程大学船舶工程学院，黑龙江哈尔滨　150001)

摘要：为研究非球形水下爆炸气泡的坍塌机制和射流特性，采用水下爆炸实验和数值模拟相结合的手段，研究了典型的柱形装药自由场水下爆炸气泡的运动过程。实验结果与数值模拟结果符合较好，通过对比发现，非球形水下爆炸气泡坍塌所形成的射流与球形气泡坍塌射流的行为存在差异。研究结果表明：非球形气泡的坍塌过程与气泡初始形态的局部曲率半径有关，初始气泡表面曲率半径大的区域的初始膨胀速度较曲率半径小的区域的小，坍塌时刻也较早，导致气泡产生非球形坍塌。

关键词：非球形气泡；气泡坍塌；射流；水下爆炸

中图分类号：O382.1　　**文献标识码**：A

1　引　言

在流场中处于静止的气泡本身并不对周围环境造成很大的影响，但由气泡运动所引发的一系列过程可能导致能量聚焦效应，从而产生很大的威力。例如，自然界中生存着一种手枪虾，其捕猎时将螯快速合上，射出一道时速高达100 km左右的水射流，射流在高速运动过程中产生空泡，空泡坍塌产生的冲击波能够将猎物如小鱼、小蟹震慑、击昏，甚至杀死，同时这个过程还以光的形式释放能量，研究人员将此现象戏称为“虾光现象”[1]。又如，在工程界，涡轮机中的微小蒸汽泡的坍塌产生的射流冲击往往使金属叶片表面遭受侵蚀和形成凹坑，从而导致机械效率降低，并产生机械噪声[2]。在诸如这些现象中，气泡的坍塌使能量在很短的时间内集中在一个很小的区域里，达到高能量密度状态，或以声光现象(Sonoluminescence)、或以流体射流(Liquid Jet)的形式释放，其物理力学机制引起了工程界极大的兴趣，例如水下爆炸气泡动力学及其产生的舰船冲击环境问题近年来受到了各国海军的广泛关注。

在人们通常的印象里，气泡总是展现出球形的形状，这是由于球形处于较低的能量状态，从而更加稳定。然而，在实际中由于受到各种因素的影响，气泡在其生命过程中并不总是具有球形对称性质。例如，在爆炸力学的应用领域，往往用到的不是球形药包，而是柱形或其它形状的药包，当装药形状偏离球形较大或采用不对称方式起爆时，爆炸形成的初始气泡形状相对于球形有较大偏离，流场的流动也更加复杂。气泡膨胀阶段的运动可能对气泡的坍塌过程和最终形成的射流产生较大影响[3]，非球形水下爆炸气泡的坍塌可能导致与球形气泡不同的现象，例如Menon[4]曾经计算过导爆索水下爆炸气泡的动态特性，得到了不同寻常的射流行为，但在他的研究中并未对此类现象的机制作出解释。本研究以柱形装药水下爆炸气泡为研究对象，结合水下爆炸实验和数值模拟方法，研究非球形水下爆炸气泡的坍塌机制及射流行为。

---

* **收稿日期**：2011-04-01；**修回日期**：2011-06-17

基金项目：国家安全重大基础研究项目(51335010202)；国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院NSAF联合基金(10976008)

作者简介：黄　超(1984—)，男，博士，主要从事气泡动力学研究. E-mail：huangchao21cn@126.com

2 气泡射流成因的两种解释

气泡非球形坍塌的结果是形成射流，因此射流现象与气泡的非球形坍塌有着密切的联系。对于一个具有球形或类球形对称性的气泡，若不考虑静水压或周围压力梯度的影响，其形状在坍塌过程中保持不变，由于任意位置的坍塌都会阻碍其对称部位的收缩，因此这种坍塌不会产生射流。然而，实际情况中气泡的对称性完全可能由于周围边界产生的外力或小扰动的增长而破坏[5]。如果一个坍塌的气泡具有非对称结构或在其表面上存在凹陷、凸起，从而不再保持对称结构，非对称性要么减弱要么增强，直到流场中产生奇异，形成尖点。由于这个原因，一个发展中的非对称性通常会导致气泡的某个部位产生满足奇异条件的射流。很多因素都可能影响气泡的坍塌，在此引出射流产生原因的两种基本解释。

从气泡形态演变的角度出发，Lauterborn[6]定性分析了射流形成的原因，认为气泡表面的局部曲率很重要。根据球形气泡的 Rayleigh 坍塌规律，对于初始静止的气泡，曲率高的部位坍塌速度更快。若取无限流场中一个常压的非球形气泡，其最大曲率半径为 R_{max}，最小曲率半径为 R_{min}，由 Rayleigh 坍塌时间 t_c 与球形气泡的半径成比例可得

$$t_{c,min}/t_{c,max} = R_{min}/R_{max} \tag{1}$$

由(1)式可知，弯曲程度高的部位将首先坍塌。图 1 给出了半径为 R_{max} 和 R_{min} 的坍塌曲线，容易看到，在 $t_{c,min}$ 时刻，半径为 R_{min} 的部位已经坍塌，而半径为 R_{max} 的部位仍然很大，因此，产生一个向内的高速射流，直接冲击对面的气泡表面。从这个观点来看，射流的形成是成型装药效应，来自于与球形坍塌同样的剧烈本质，有限的能量将向奇点集中。

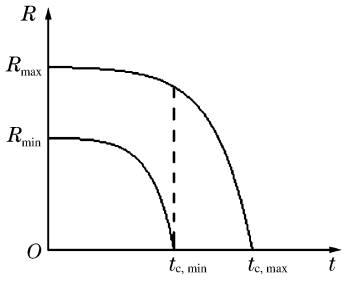


图 1 不同曲率半径的 Rayleigh 坍塌曲线[6]

Fig. 1 Rayleigh collapse for bubbles with different radius of curvature[6]

另一方面，Benjamin 等[2]通过 Kelvin 冲量来讨论射流的形成，以一个经历坍塌的迁移气泡开始，证明冲量守恒将导致迁移速度的增加，而随着坍塌气泡体积的减小，流体必须寻求其它方式来保持其冲量，例如改变形状。或者更形象地说，当近似为球形的气泡的迁移运动无法维持 Kelvin 冲量时，气泡将趋于形成环状，因为涡环的演化是唯一可能在体积减小的情况下维持冲量的流动形式，而涡环正是射流冲击的结果。基于这一理论，Blake 等[7]进一步发展了 Kelvin 冲量模型，并结合实验和数值模拟做了大量的工作，从计算结果可以看到，在膨胀过程中，靠近固体边界一侧的气泡表面将进入一个“阻抗”相对较高的区域(Blake 把这种阻抗解释为附加质量)，这样 Kelvin 冲量的方向直接指向边界，根据动量守恒，附加质量大的区域其速度必然减小。而坍塌将从低阻抗区域开始，因此在远离边界的一端产生射流。另外，根据流体的运动还可以分析压力场的分布：随着气泡开始坍塌，在远处的流体中将产生高压，推动流体朝气泡运动，由于固体边界的吸引作用，远离边界一侧的流体将率先靠近；随着气泡的继续坍塌，根据质量守恒，这部分流体的体积减小，从而在此处产生最大压力点，一方面阻碍外侧流体的继续运动，另一方面推动射流穿透气泡。

以上两种对射流产生机制的论证都是容易理解的。尽管这两种理论所针对的研究对象不同，Lauterborn探讨的似乎是自由场中静止气泡的坍塌，而 Blake 等研究的则是固壁附近的膨胀气泡运动，但是通过进一步的比较可以发现，这两种理论是有共通性的。因为对于 Lauterborn 所指的气泡表面曲率半径大的部位，其附加质量自然也较大，这与 Blake 所说的“阻抗”高具有相似的含义，只是阻抗的成因不同，Blake 所指的阻抗主要为固壁对气泡产生的 Bjerknes 力引起，而 Lauterborn 所指的则与气泡的形状有关，最终气泡的坍塌将从低阻抗区域即曲率半径小的部位开始。从这个角度的分析来看，两种理论的解释是可以共存的。本文采用与 Lauterborn 相似的观点解释非球形水下爆炸气泡在自由场中的不对称坍塌现象。

3 实验与数值模拟结果

针对非球形水下爆炸气泡的基本现象,采用水箱实验与数值模拟相结合的方法,研究了非球形水下爆炸气泡的坍塌过程。实验选在 2 m×2 m×2 m 的水箱中进行,以不同长径比的 PETN 药柱和导爆索作为气泡产生源,采用 APX-RS 数字化相机进行高速摄影,采用 PCB-138 传感器测量水中压力。装药轴向水平安置于水箱中心,端面起爆,如图 2 中坐标系所示。数值模拟方法采用多物质 ALE 算法与边界积分法[8-9]相结合的联合数值模型进行计算,首先采用 LS-DYNA 计算得到水下爆炸生成的初始气泡,然后提取初始气泡的形状、膨胀速度和压力,将建立的边界元模型输入开发的边界元程序,计算非球形气泡的运动过程。由于射流冲击将导致气泡由单连通域过渡到多连通域,难于处理,因此计算只进行到射流冲击发生之前。

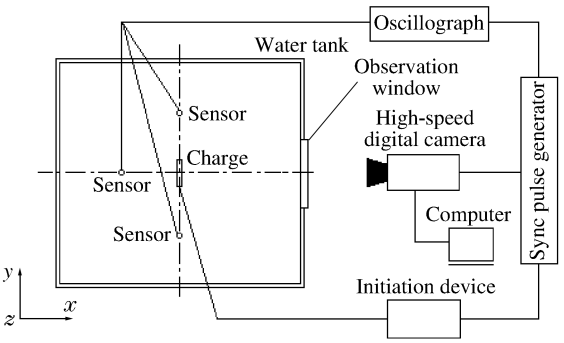


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Experimental provision scheme

图 3 和图 4 分别给出长径比(L/D)为 6.75 的 PETN 药柱水下爆炸气泡运动过程的实验与数值模拟结果。从实验结果中可以清楚地看到,水下爆炸形成的初始气泡具有柱形特征,但是由于气泡表面向各个方向的膨胀运动不均匀,因此柱形特征很快被掩盖。当气泡体积收缩至接近最小时,可以看到气泡内的固体颗粒由于惯性滞留在水中形成的轨迹是不对称的,在气泡回弹过程中,从气泡左侧斜上方表面穿出一片因不对称射流冲击而形成的"突触",从数值模拟结果中也能看到,气泡在接近最小时的形状是不对称的。然而,已有的对球形水下爆炸气泡的研究表明,当没有受到边界的作用时,只在浮力的作用下,气泡的坍塌是呈轴对称的,且射流的方向垂直向上。柱形装药水下爆炸气泡运动的特征说明,气泡经历的是不对称形式的坍塌,而且远离起爆端一侧的气泡表面的坍塌似乎超前于起爆端。

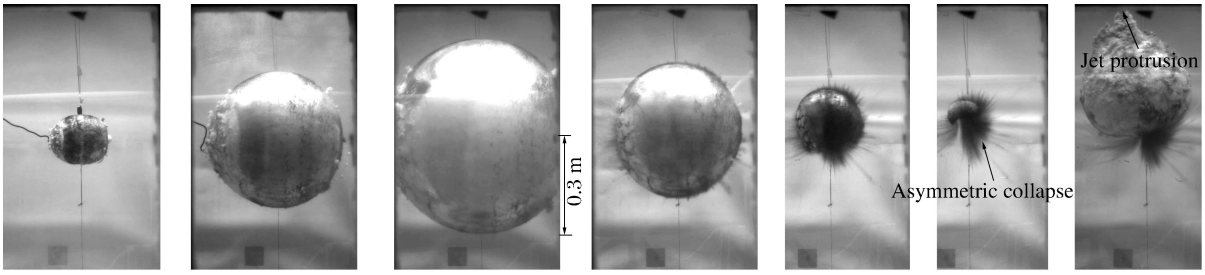
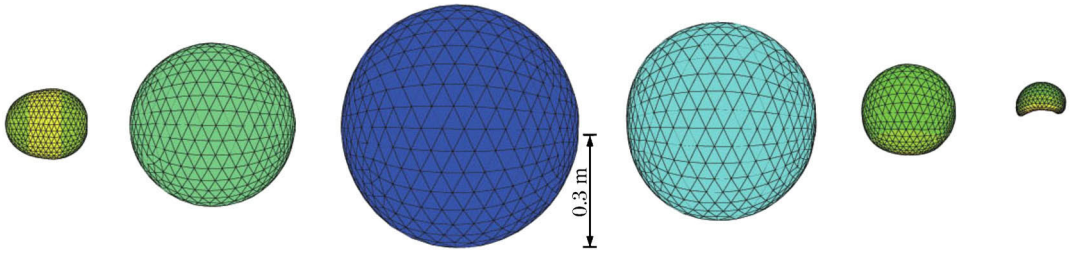


图 3 长径比为 6.75 的 PETN 药柱水下爆炸气泡运动过程的实验结果

Fig. 3 Experimental results of underwater explosion bubble for PETN cylinder with $L/D=6.75$

图 5 为长 100 mm、直径 5 mm 的导爆索水下爆炸气泡第一次脉动过程的实验图像,其中白色正交直线的交点处为导爆索的装药中心。实验测得气泡的第一次脉动周期为 29.6 ms,根据水下爆炸相似律可以估算出,导爆索的装药量与 1.2 g TNT 相当,据此建立的数值模型计算结果如图 6 所示。从实验和数值模拟结果的图像中均可以看到,当气泡膨胀到最大时,其形状接近于球形,相对不圆度小于 3%,而在气泡脉动的其它大部分时间里,其形状都明显偏离球形。在气泡膨胀的初始阶段,其右侧表面呈扁平状,而在收缩过程中气泡的形状逐渐变成头部朝左的"馒头"状,说明气泡右侧的坍塌比左侧来得早。最终由于爆炸的深度较浅,浮力的影响比较明显,气泡的下部也提前坍塌形成射流,与气泡右侧坍塌形成的射流相互冲击,因而在气泡回弹的初始阶段,可以看到气泡的形态呈不规则的"V"形。非球形

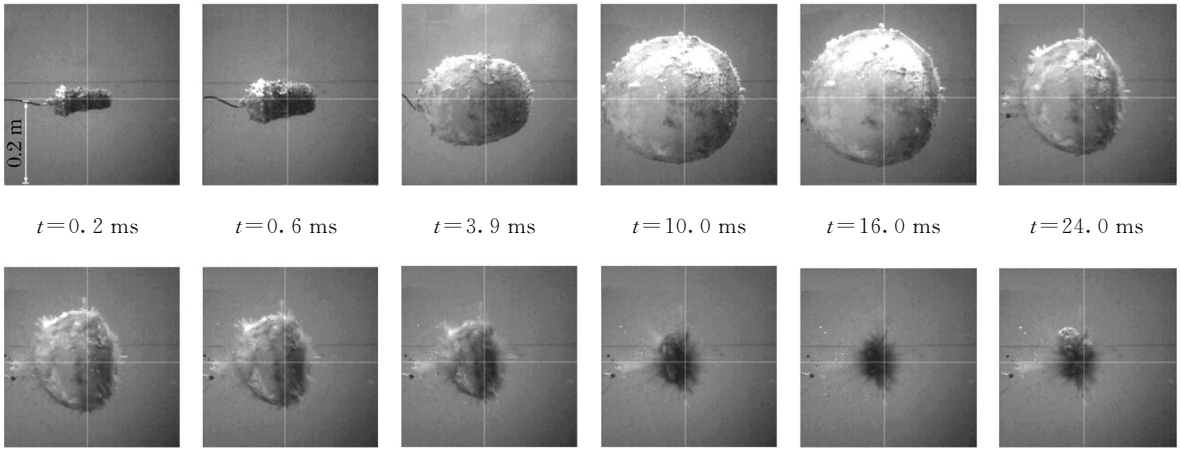
初始气泡的运动特性说明其可能存在不同于球形气泡的坍塌机制。



t=0.7 ms t=6.5 ms t=27.8 ms t=47.0 ms t=52.4 ms t=55.7 ms

图 4 长径比为 6.75 的 PETN 药柱水下爆炸气泡的数值模拟结果

Fig. 4 Numerical results of underwater explosion bubble for PETN cylinder with L/D=6.75

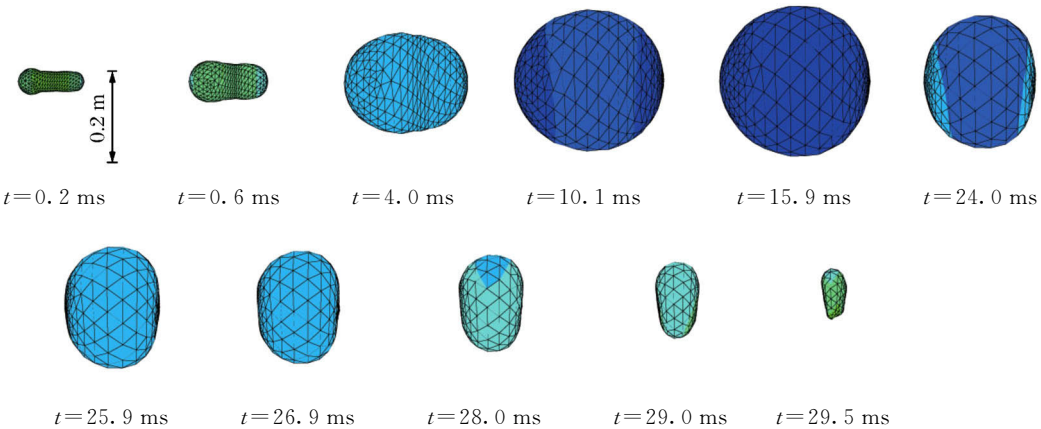


t=0.2 ms t=0.6 ms t=3.9 ms t=10.0 ms t=16.0 ms t=24.0 ms

t=26.0 ms t=27.0 ms t=28.0 ms t=29.0 ms t=29.6 ms t=30.0 ms

图 5 导爆索水下爆炸气泡脉动过程的实验结果

Fig. 5 Experimental results of a detonation cord underwater explosion bubble



t=0.2 ms t=0.6 ms t=4.0 ms t=10.1 ms t=15.9 ms t=24.0 ms

t=25.9 ms t=26.9 ms t=28.0 ms t=29.0 ms t=29.5 ms

图 6 导爆索水下爆炸气泡运动的数值模拟结果

Fig. 6 Numerical results of a detonation cord underwater explosion bubble

4　非球形水下爆炸气泡的坍塌机制

凝聚态炸药水下爆炸时,化学反应将炸药迅速转变为高温、高压、高密度的爆轰产物,产物分子之间的相互作用类似于固体或液体的性态;随着产物的膨胀,其体积迅速增大,压力迅速减小,产物分子之间的相互作用又呈现出气体性态,意味着爆轰产物对周围水的做功能力发生了转变。为了区分爆轰产物性态上的变化,可以将水下爆炸气泡历程分成形成和发展两个阶段:第一个阶段是装药爆轰及其完成后,产物在其内部波系作用下形成初始"均匀"气泡的过程,包括炸药的爆轰过程、冲击波的传播以及产物与流场初始运动的耦合过程;第二个阶段是气泡形成后在水中运动和发展的演化阶段,包括气泡近似绝热过程的膨胀和收缩运动。

在通常的水下爆炸气泡研究中,人们研究的是第二个阶段的气泡运动过程,但是应当注意,此阶段的气泡运动是以第一阶段形成的初始气泡的状态作为初始条件的。对于非球形装药,其水下爆炸产生的气泡也具有非球形特征,这种气泡的坍塌可能导致与球形气泡完全不同的射流,气泡的形状和运动也难以用数学语言进行准确地描述。这里采用与 Lauterborn[6] 相似的观点解释非球形水下爆炸气泡在自由场中的坍塌机制。

图 7 为柱形装药水下爆炸形成的初始气泡形状,从图中通过比较可以看出,在装药的起爆端,即 180°方位角方向,初始气泡表面的曲率半径较小;而在远离起爆端,即 0°方位角方向,初始气泡表面的曲率半径较大。通过 Rayleigh 坍塌曲线,能够进一步了解初始形状上的差异对气泡的坍塌过程所产生的影响。图 8 给出了初始半径分别为 $R_{0°}$ 和 $R_{180°}$ 的气泡半径随时间变化的曲线,从图中容易看到,在 $t_{c0°}$ 时刻,初始半径为 $R_{0°}$ 的气泡已经坍塌至最小,而初始半径为 $R_{180°}$ 的气泡则仍然很大。这时有限的能量将集中在一个很小的区域内,使流场中产生奇异,在 0°方位角方向产生高速运动的射流,并指向与其相对运动的气泡表面,直到发生撞击。

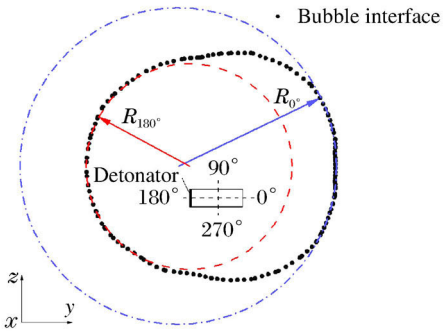


图 7　初始气泡局部表面的曲率半径

Fig. 7　Radius of curvature for local bubble interface

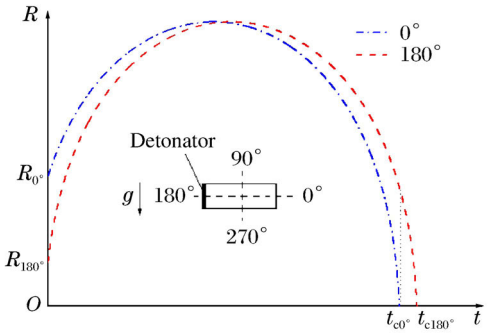


图 8　气泡局部表面的不同坍塌

Fig. 8　The different collapse for local bubble interface

为了说明图 8 中气泡半径的演化规律,采用 Rayleigh-Plesset 方程。考虑无限流场中的气泡,忽略重力的影响,气泡的运动可以描述为

$$R\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}t^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=\frac{p_\mathrm{g}-p_\infty}{\rho} \tag{2}$$

式中:p_∞ 为无穷远处压力,在此取为常数;p_g 为气泡表面的压力;ρ 为水的密度。

假设气泡内的气体经历绝热过程,由于水下爆炸气泡为大气泡,且若取最大半径为特征长度,则气泡运动的雷诺数很高[8],考虑到雷诺数的惯性力比粘性力的物理本质,可以忽略粘性和表面张力的影响,得到气泡表面的压力[10]

$$p_\mathrm{g}=p_{\mathrm{g}0}(V_0/V)^\gamma \tag{3}$$

式中:V_0 为初始气泡体积;V 为气泡体积;γ 为产物气体的比热;$p_{\mathrm{g}0}$ 为初始气泡表面的压力,可由炸药的

性质得到。

将(3)式代入(2)式积分,取 $R=R_m$ 时 $dR/dt=0$ 的定解条件,可得气泡表面运动速度的表达式

$$\frac{dR}{dt}=\sqrt{\frac{2}{3\rho}\left\{p_\infty\left[\left(\frac{R_m}{R}\right)^3-1\right]-\frac{p_{g0}}{\gamma-1}\left(\frac{R_0}{R_m}\right)^{3\gamma}\left[\left(\frac{R_m}{R}\right)^{3\gamma}-\left(\frac{R_m}{R}\right)^3\right]\right\}} \tag{4}$$

在真实爆轰条件下,第二阶段初始气泡的膨胀速度不为零,因此不必满足 $R=R_0$ 时 $dR/dt=0$ 的定解条件。对(4)式的计算表明,当初始气泡半径大于药包半径的 1.6 倍时,气泡表面的膨胀速度与其初始曲率半径成反比关系。以最大半径 R_m 和 $R_m(\rho/p_\infty)^{1/2}$ 分别作为长度和时间的特征量,作出气泡表面速度随半径的变化曲线,如图 9 所示。从图 9 中可以看到,在不同深度下,初始半径小的气泡其膨胀速度比初始半径大的高,与图 8 中的规律是一致的。由前面的实验结果已知,气泡膨胀到最大时其形状接近于球形,可认为初始半径不同的气泡膨胀的最大半径相差很小。因此,图 8 中的气泡脉动规律能够准确地反映气泡两端的运动特性。

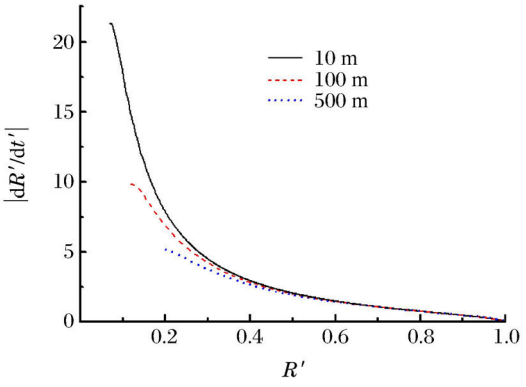


图 9 不同深度气泡表面运动速度随半径的变化

Fig. 9 Bubble interface velocity as a function of radius for different depths

气泡动力学问题的本质是力学问题,爆炸气泡与空泡有相似的力学本质。然而,实际上这两种气泡形成的物理过程存在重大区别,由于炸药的爆轰过程远比脉冲空泡的成核过程剧烈,因此对于水下爆炸气泡来说,爆炸初期受外界的影响很小,主要的影响因素来自于装药本身的性质,如药包形状、起爆方式等。与球形装药的瞬时爆轰情形不同,柱形装药端面起爆后,爆轰波沿药包的轴向传播,因此各个位置爆轰产物的运动不是同时开始,产物的飞散方向和运动规律也不相同[11]。在药柱的起爆端,产物作反向飞散,对流体做功的时间最长,且在产物反向飞散的瞬间,存在常数区的持续作用,使得运动和压力的衰减相对较慢,而在远离起爆端,不仅产物做功的时间最短,且产物的正向飞散从一开始就不能维持,速度和压力的衰减最快。从定性角度看,可能出现起爆端介质获得的能量比远离起爆端介质获得的能量更多的现象。Sternberg[12]对柱形 Pentolite 水中爆炸的有效能量输出研究即得出这种规律,药柱在水中爆炸后,起爆端附近的流场获得了最多的动能,远离起爆端则最少,水中的有效能量在起爆端最大,而在远离起爆端由于能量耗散很大,从而有效能量最小。因此,非球形装药爆轰产物不均匀的能量输出结构可能才是爆炸初始气泡呈现非球形形状的本质原因,进而影响到气泡的坍塌和射流性质。

5 结 论

通过水下爆炸实验和数值模拟方法,研究了柱形装药水下爆炸气泡的坍塌过程和射流行为,发现水下爆炸气泡运动形成射流的过程与气泡的非球形坍塌有着密切的联系,特别是对于非球形装药水下爆炸形成的非球形气泡,其坍塌所形成的射流与球形气泡坍塌形成的射流行为存在一定差异。对气泡坍塌机制的分析表明,非球形气泡的坍塌过程与初始气泡表面的局部曲率半径有关,曲率半径大的区域其初始膨胀速度较小,坍塌的时刻较超前,而曲率半径小的区域其初始膨胀速度较大,坍塌的时刻相对滞后,气泡表面坍塌时间的不一致导致气泡产生非球形坍塌。初始气泡表面局部曲率的差异可能与药包形状和起爆方式引起的爆炸能量输出结构不均匀性有关。

References:

[1] Lohse D, Schmitz B, Versluis M. Snapping shrimp make flashing bubbles [J]. Nature, 2001, 413: 477-478.

[2] Benjamin T B, Ellis A T. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries [J]. Proc R Soc Lond A, 1966, 59: 221-240.

[3] Blake J R, Taib B B, Doherty G. Transient cavities near boundaries: Part 1 Rigid boundary [J]. J Fluid Mech, 1987, 170: 479-497.

[4] Menon S. Experimental and numerical studies of underwater explosions, ADA317378 [R]. Atlanta, Georgia: Office of Naval Research, 1996.

[5] Katz J I. Jets from collapsing bubbles [J]. Proc R Soc Lond A, 1999, 455: 323-328.

[6] Lauterborn W. Cavitation bubble dynamics—New tools for an intricate problem [J]. Appl Sci Res, 1982, 38: 165-178.

[7] Blake J R, Gibson D C. Cavitation bubbles near boundaries [J]. A Rev Fluid Mech, 1987, 19: 99-123.

[8] Wilkerson S A. A boundary integral approach to three dimensional underwater explosion bubble dynamics [D]. Baltimore: Johns Hopkins University, 1990.

[9] Huang C, Zhu F, Wang B, et al. Numerical simulation for dynamic behavior of non-spherical underwater explosion bubble [J]. Acta Armamentarii, 2011, 32(Suppl 2): 51-56. (in Chinese)
黄　超, 朱　枫, 汪　斌, 等. 非球形水下爆炸气泡动态特性的数值模拟 [J]. 兵工学报, 2011, 32(增 2): 51-56.

[10] Geers T L, Hunter K S. An integrated wave-effects model for an underwater explosion bubble [J]. J Acoust Soc Am, 2002, 111(4): 1584-1601.

[11] Huang C, Wang B, Liu C L, et al. On the shape evolution of underwater explosion bubbles by cylindrical charges [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2011, 25(3): 236-241. (in Chinese)
黄　超, 汪　斌, 刘仓理, 等. 柱形装药水中爆炸气泡的形态演变 [J]. 高压物理学报, 2011, 25(3): 236-241.

[12] Sternberg D. Underwater detonation of pentolite cylinders [J]. Phys Fluids, 1987, 30(3): 761-769.

On the Mechanism of Non-spherical Underwater Explosion Bubble Collapse

HUANG Chao[1], WANG Bin[1], LIU Cang-Li[1], ZHANG A-Man[2], YAO Xiong-Liang[2]

(1. *National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*;
2. *School of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin* 150001, *China*)

Abstract: Experiment and simulation of cylindrical charge underwater explosion bubble motion has been conducted to investigate the collapse mechanism of non-spherical bubble and the behavior of its jet. The experimental results were compared against the numerical results for different configurations of charge. Results show that jet generated by a non-spherical bubble behaves different from that of a spherical bubble, which could be attributed to the variance of radius of curvature on the bubble interface. The collapse time for an initial bubble surface with bigger radius of curvature is earlier than that with smaller radius of curvature. As a result, the water jet may exhibit an asymmetric form.

Key words: non-spherical bubble; bubble collapse; water jets; underwater explosion