DOI: 10.11883/bzycj-2016-0238

文章编号: 1001-1455(2018)02-0241-09

水下爆炸冲击凹陷液面诱导射流研究*

张桂夫,朱雨建,杨基明

(中国科学技术大学近代力学系,安徽 合肥 230026)

摘要: 利用液滴坠落冲击直管中水平液面产生半球形凹陷,并以此凹陷液面作为初始界面进行水下爆炸冲击诱导射流的实验研究。以高速摄影为主要手段,结合 Fluent 数值模拟,揭示了凹陷液面在水下爆炸冲击作用下的变形过程和机理。实验结果表明,随着爆炸的发生,液面凹陷中心会汇聚形成纤细光滑的射流,同时在管壁附近会产生附加环状射流,这明显区别于冲击直管中水平液面诱导射流的现象。进一步研究发现,中心射流的产生主要源于液面凹陷对爆炸能量的汇聚作用,而附加射流的产生受到液面初始形状和管壁剪切阻力的共同影响,二者经历短暂的加速过程之后均以一个近似恒定的速度向上抬升。通过考察能量对射流的影响发现,中心射流与附加射流的速度均与充电电压(爆炸能量的 1/2 次方)呈线性正相关;中心射流形态特征基本不变,附加射流则随能量的变化呈现不同的形态。

关键词: 射流;水下爆炸;直管;液滴坠落;凹陷液面

中图分类号: O381;O358 **国标学科代码**: 13035;13025 **文献标志码**: A

冲击作用在凝聚态介质界面诱导出介质射流的现象广泛存在于爆炸与冲击相关的各类工程实践中,其复杂的现象、形成过程和机理被广泛研究。其中,金属材料在强冲击作用下,表面部分物质以微尺度颗粒和射流形态脱离自由表面并向外溅射的现象被称为金属微喷现象。材料表面微尺度的几何缺陷(凹坑/划痕、空洞、杂质等)在冲击作用下的动力学响应是金属微喷形成的重要机制[1]。为了研究微喷射的质量,速度分布以及射流过程,Asay 膜法[1],压电探针[2]等一系列实验手段被广泛研究和采用[3-4]。这些手段的应用确认了微喷射与材料表面缺陷间的密切关系,以及喷射量和速度与冲击强度和波形的相关性;然而这些技术对射流发展的基本过程特别是强冲击下熔融金属的微喷射现象很难进行清晰的观测。目前对于微喷射现象的运动细节基本通过数值模拟进行描述[5-8]。通过对模拟结果的观察发现,熔融金属微喷射的发展过程与冲击诱导的气液界面射流现象极为相似。因此通过对气液界面射流的研究可以为金属微喷现象的研究提供参考价值和突破方向。

气液界面射流的产生一般有 2 种机制:一种是爆炸在无限制的水域中产生,此时由于能量向四周发散,一般需要爆炸源距离液面较近或起爆能量较大,对此种现象的研究比较充分,如 Blake 等[9-11]、Dadvand 等[12]、A. M. Zhang 等[13-14]和 S. Zhang 等[15]都进行过大量的研究;另一种机制是将爆炸能量汇聚到特定的方向,如管道中或是液面有凹陷的冲击实验。通过对比发现,第 2 种机制产生的射流形态[16-20]与金属微喷的数值模拟结果[7]更相似,然而对这一类的研究还不够充分。对于此种产生机制,Antkowiak 等[16-17]采用直管坠落冲击台面的方法结合理论分析研究了直管中的射流现象。Tagawa 等[18]和 Peters 等[19]采用激光聚焦的方法研究了微米级毛细管中的射流规律并对结果进行了数值模拟和理论分析;之后的研究中也借鉴了 Antkowiak 的实验方法进行不同冲击高度的实验研究[20]。Koita 等[21]研究了二维方形直管中水下爆炸的射流发展和气泡运动过程。但以上研究中,液面凹陷和曲率均由管壁润湿效应和表面张力作用产生,缺乏对远离管壁的孤立液面凹陷的冲击研究,因此有必要寻找一种新的凹陷生成方法,使得凹陷不受管壁直接影响,并研究此种凹陷液面在冲击作用下的射流发展过程。

根据以上背景,本文中在以前直管中水下爆炸的研究[22-23]基础上进行改进,采用液滴坠落方法在直

* **收稿日期**: 2016-08-16; **修回日期**: 2017-01-18

基金项目: 国家自然科学基金项目(11572313,11621202)

第一作者: 张桂夫(1990—),男,博士研究生; **通信作者**: 朱雨建,yujianrd@ustc.edu.cn。

管中液面中心产生凹陷，并对凹陷在水下电爆炸冲击作用下的变形发展过程进行实验研究，同时结合 Fluent 模拟对实验结果进行深入分析。研究主要关注凹陷变形、射流发展的特征和机理，同时探究能量对其的影响以及射流速度的变化规律。

1 实验方法与数值模拟设置

1.1 实验装置与方法

实验采用电容储能瞬时放电驱动金属丝熔爆的方法产生爆炸，放电电路如文献[22]中图 1 所示。在本实验中储能电容 C 固定为 1 000 μF，以直流稳压电源供电，并通过改变充电电压调节爆炸能量，电源电压可调节范围为 100～400 V。电压监测发现，在不同充电电压下回路放电时间基本相同，约为 0.4 ms。

如图 1(a)所示，实验管道采用内径 32 mm、壁厚 4 mm 的圆截面石英管。爆炸丝为直径 0.05 mm 的镍铬合金丝。爆炸丝安装在管道底部中心配置的电极上，两电极间有效距离约为 2 mm。实验中在电极正上方放置直径与管内径相同，高 10 mm 的金属罩，以保证爆炸对液面的作用为平行于水平液面的一维冲击。实验中保持管中水深不变，为 50 mm(约 1.56 倍管内径)。以白幕散射卤素灯作为背景光，以高速摄影直接拍摄记录流场演变，并通过图像处理获得实验数据。拍摄频率为 4 000 s^{-1}，曝光时间为 10^{-4} s。

实验中液面凹陷由液滴坠落生成，液滴生成装置垂直悬挂于直管中心正上方，液滴下落过程中扰动光路产生信号，并经适当延时后触发爆炸，从而保证爆炸冲击与凹液面的同步相干。由于液滴冲击产生的凹陷大小和形状会随时间变化，通过调节延时长度实现在特定凹陷形状时产生爆炸冲击。

实验中所用液滴直径约 4 mm，由高处坠落冲击液面形成凹陷的典型变化过程如图 1(b)所示。可以看到，液滴接触水面之后迅速与液面融为一体，由于液滴下落到液面位置时具有向下的速度(实验中约 2.5 m/s)，与液面接触的位置向下运动形成凹陷。凹陷在表面张力作用下逐渐发展为半球形状。图 1(c)为凹陷底部位置随时间变化过程，可以看出随着时间增加，凹陷逐渐变大，界面向下发展速度逐渐减小；当 $t=20$ ms，凹陷深度达最大值，凹陷扩张速度减至 0，此时凹陷半径约 5～6 mm，深度约为 9 mm(圆管导致的横向光学畸变在测量时采用网格纸进行了矫正处理)。以上过程表明，凹陷发展的特征时间在 10 ms 量级，远高于爆炸冲击导致液面演变的特征时间(0.1 ms 量级)；特别是图 1(c)中 10～24 ms 之间，凹陷的发展更加缓慢，因此可将其作为冲击实验的准静态初始界面。

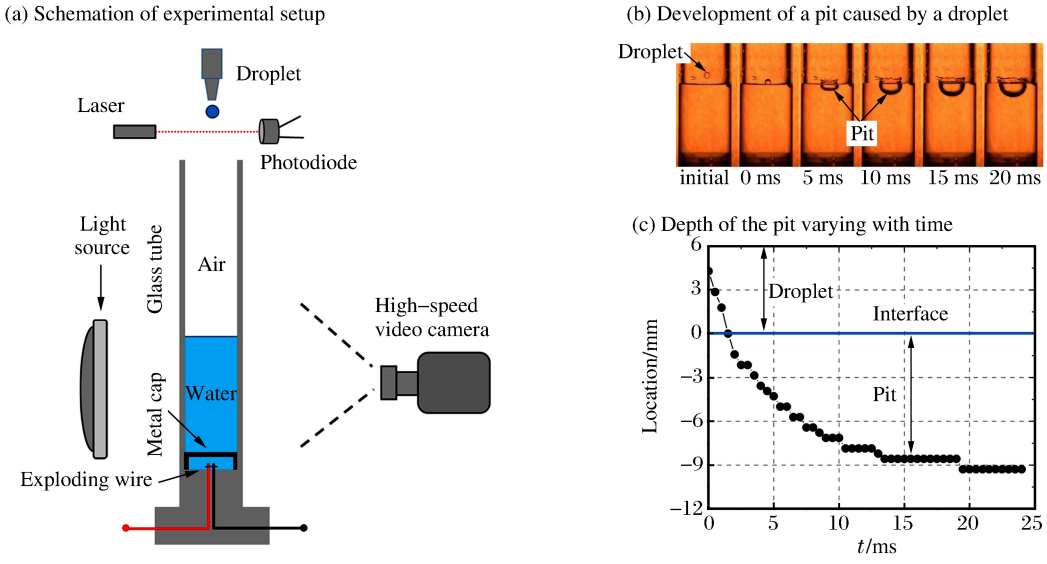


图 1 实验装置示意图以及液面凹陷随时间的变化过程

Fig. 1 Schematic of experimental setup and the evolution of a pit varying with time

1.2　Fluent 模拟方法与设置

由于液面凹陷的存在，射流的发展过程比较复杂，因此应用 Fluent 对液面凹陷在冲击作用下的变形过程进行模拟，以辅助分析其演变细节和机理。

本文采用轴对称方法对射流过程进行模拟，如图 2 所示。模型下半部分设置为水，上半部分设置为空气，模拟区域的设置与实验相同。在气液界面中心处设置液面凹陷，为简化模拟，应用半径为 5 mm 的半球形凹陷代替实际液滴坠落产生的凹陷。应用 volume of fluid (VOF)方法对两相界面进行追踪，上端边界设置为压力出口，考虑流体黏性，管道壁面设置为无滑移固壁边界，计算网格为边长 0.05 mm 的正方形均匀网格。

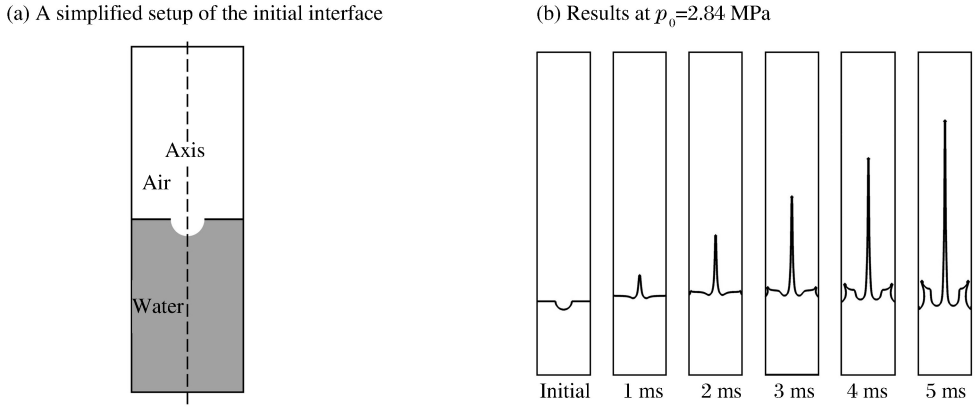


图 2　数值模拟中初始界面的简化设置方法和初始压力为 2.84 MPa 时的数值模拟结果

Fig. 2　Simplified setup of the initial interface in the numerical simulation and numerical simulation results at 2.84 MPa

根据实验中液柱底部金属帽的运动过程设置模拟的冲击条件。应用动网格方法模拟底部金属帽的运动，其运动速度和轨迹由一维气柱理论模型给出[22]。模型中取比热比 $\gamma=1.33$，初始气柱长度为 0.1 mm，通过匹配参考工况金属帽的最大高度得到理论模型中各个工况初始压力 p_0 与实验中充电电压 U_c 的对应关系，如表 1 所示。由此理论模型得到的不同冲击能量下气柱上沿运动轨迹和实验中金属罩的轨迹对比如图 3 所示。可以看出，无论是气柱的运动周期还是最大气柱高度，理论预测结果与实验结果均能较好吻合，说明采用此理论模型得到的气柱速度代替实验中金属罩的轨迹作为 Fluent 的初始动边界条件是可靠的。

表 1　各个工况的模拟压力和对应的实验充电电压

Table 1　Initial pressure of simulation corresponding to charging voltage of experiments

工况	p_0/MPa	U_c/V
1	1.60	150
2	2.84	200
3	4.44	250
4	6.40	300
5	8.70	350

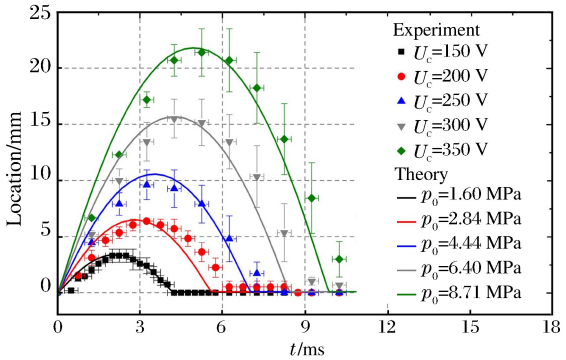


图 3　不同冲击能量下气柱上沿(金属罩)位置随时间变化

Fig. 3　Air length varying with time under different impact energy

2　结果与分析

本文中，主要研究直管内液滴坠落产生的凹陷液面在爆炸冲击下产生的射流现象和机理，同时考察充电电压 U_c(即爆炸能量 $E\propto 0.5CU_c^2$)的影响效应。

2.1　射流发展的基本过程

水下爆炸冲击液面凹陷会诱导出高速射流，这明显区别于直接冲击直管中液面诱导射流的现

象[23]。不同爆炸能量驱动下，典型的凹陷和射流随时间的演变过程如图 4 所示。

首先以图 4(b)所示中间状况(充电电压 U_c=200 V)来说明爆炸驱动射流的发展过程。从图中可以看出，在爆炸发生之前，液面凹陷呈现半球形。金属丝熔爆之后会发出明亮的辉光(t=0 ms)，同时在爆炸源处出产生高温高压的气泡，气泡在金属罩的约束下转为一维气柱，气柱膨胀驱动金属罩向上弹起。液面凹陷在冲击作用下，其底部加速向上运动，在中心位置会形成向上发展的细长射流(t>1 ms)；随着液面和中心射流的发展，液面临近管壁的区域会形成环形的附加射流向上运动；由图 4(b)可知，充分发展后的中心射流和附加射流速度均基本恒定，但附加射流的速度远小于中心射流的速度。底部气柱膨胀至一定尺度后转为坍缩，因此金属罩向上弹起一定高度后转为下降(t=3 ms)，而此时主射流和附加射流并不受坍缩过程影响，继续保持原速度向上发展。

充电能量较低的结果，如图 4(a)所示。由于初始能量较小(充电电压 U_c=150 V)，气柱运动周期和射流速度都明显减小，中心射流的形态与 200 V 时较为相似，仍为纤细光滑的射流。伴随中心射流的发展，液面出现剧烈的波动，但是在管壁附近很难观察到明显的环状附加射流，只能在射流底部观察到附着在管壁上形状不规则的毛刺状射流。

图 4(c)为当充电能量增大时，充电能量为 300 V 的射流发展图像。可以看到，随着能量的升高，气

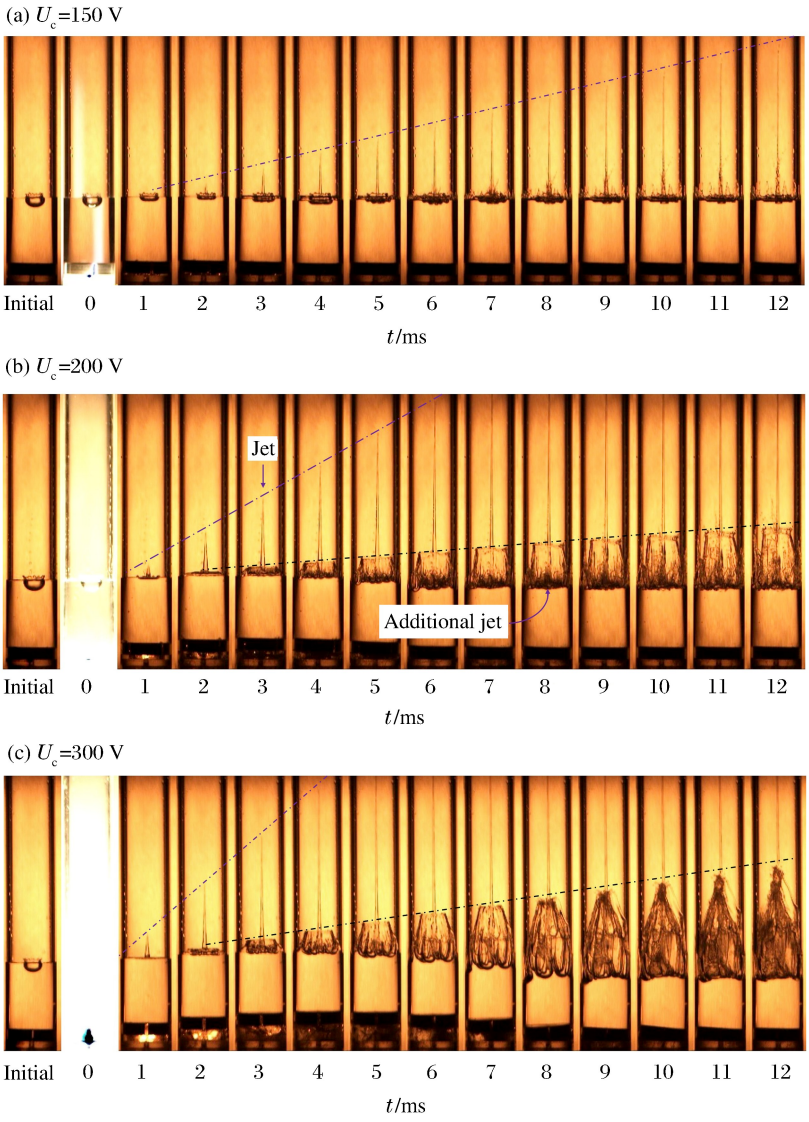


图 4 冲击直管中凹陷液面诱导射流发展的高速摄影图像

Fig. 4 Sequential images of the jetting flow in a straight tube with a pit on initial liquid surface

柱运动周期明显增大，中心射流和环状射流的速度也明显加快。可以看到，在附加射流向上发展的过程中，会分为上下两段，下段紧贴着管壁垂直向上抬升，而上段则向中心汇聚，当 $t=9$ ms 时，附加射流顶端完全汇聚，与中心射流交汇在一起。

2.2　射流形成过程分析

借助 Fluent 数值模拟，对冲击作用诱导凹陷液面射流的发展过程与机理进行分析，如图 5 所示。液面凹陷在冲击作用下的汇聚过程是中心射流产生的根本原因。当冲击开始时，直管底部由于爆炸作用产生较大压强，因此液面和爆源之间存在较大压力梯度。在距离凹陷较远的位置，压力梯度呈均匀分布，等压线几近水平；而在液面位置，等压线与界面形状相同，这使得等压线在凹陷底部附近出现堆积，产生更大的压力梯度（如图 5(a)所示，$t=0.1$ ms），此时压力梯度方向基本垂直于液面，从而在凹陷液面附近诱导出垂直于液面的速度。随着气柱的膨胀，底部压力急剧下降，平均压力梯度减小，等压线变稀疏，但此时凹陷附近位置由于汇聚作用仍保持较大的压力梯度（$t=0.2$ ms）。随着汇聚作用的持续进行，液面附近的压力梯度逐渐增大，以致在液面附近出现压力的极大值点，此时液面处表压为零，极大值点出现在凹陷液面下方附近（$t=0.3$ ms）。极值压力随着汇聚作用逐渐增大，极值点与液面之间的压力梯度也随之增大（如图 5(b)所示，$t=0.22\sim0.36$ ms），从而导致中心流动速度急剧增加。当 $t=0.36$ ms 时，极值点压力达到最大值，此时会聚作用对中心射流的影响开始减弱。随后极大值点的压力逐渐减小，虽然极值点与射流顶点液面之间压力梯度仍较大，但压力极大值点与射流顶点之间的距离也逐渐增大（如图 5(c)所示，$t>0.36$ ms），导致射流顶点液面两端的压力梯度迅速减小。而与此同时，射流顶点曲率半径逐渐减小，表面张力逐渐加强，因此射流顶点与液面两端的压力梯度相互竞争，当二者平衡时射流加速停止，射流速度达到最大值，之后主要在惯性作用下，射流以几乎不变的速度向上运动（$t>0.5$ ms）。对射流速度的定量描述将在 2.3 节进行。

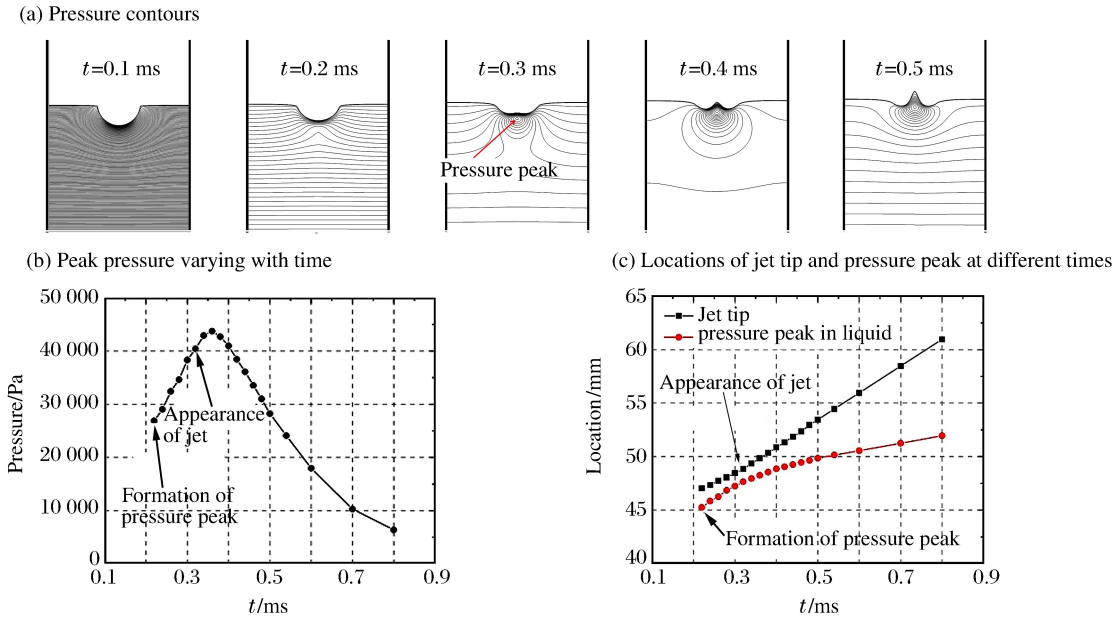


图 5　不同时刻压力及射流顶点位置模拟结果（$p_0=2.84$ MPa）

Fig. 5　Pressure and location of jet tip at different times ($p_0=2.84$ MPa)

对于附加射流，为进一步详细观察其产生过程，实验中将高速摄影向下倾斜一定角度对液面进行拍摄，结果如图 6 所示。从图 6 中可以看出，在中心射流产生之后不久（约 1 ms），管壁和凹陷边界之间的液体形成环台状液柱向上抬升，这是由中心射流和管壁共同作用导致。凹陷汇聚产生的中心射流速度远超过液柱整体速度，支撑中心射流的径向向心流动使得射流周围液体的上升速度比液柱整体速度低[16]；而在管壁附近，由于管壁边界层的阻滞作用，管壁附近液体速度很低，如此构成了管壁到凹陷边

界之间的一个环状速度峰值区，因此产生环状附加射流。为了揭示管壁边界层对附加射流的贡献，将图 2(b)对应计算条件中的管壁设置为滑移边界，所得结果如图 7 所示。两者对比可以看出，当壁面完全滑移时，壁面附近液体不会从壁面剥离，而是贴着壁面运动，此时环状射流不会出现。

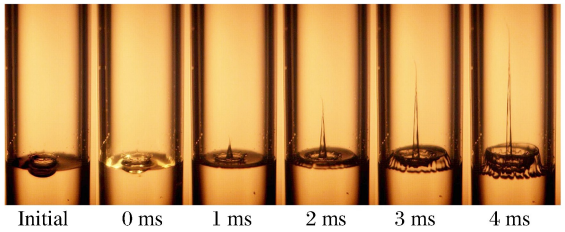


图 6 倾斜拍摄的射流发展过程图像(U_c=200 V)

Fig. 6 Experimental result of upper oblique view of the jetting flow (U_c=200 V)

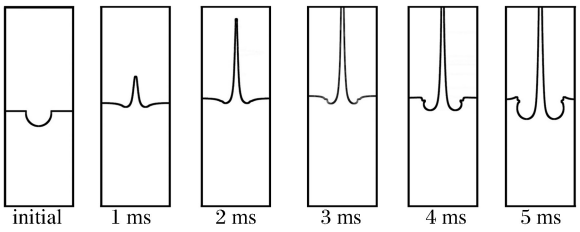


图 7 滑移边界模拟结果(p_0=2.84 MPa)

Fig. 7 Numerical simulation results with slip wall (p_0=2.84 MPa)

2.3 射流速度

射流速度是研究射流现象所关注的重要参数之一。结合初始压力 p_0=2.844 MPa(对应实验中充电电压 U_c=200 V)的模拟结果，对射流速度的发展和规律进行分析。

中心射流顶点速度 v_{jet} 随时间变化的模拟结果如图 8 所示。从图中可以看出，中心射流速度的演变过程主要分为三个阶段。在冲击开始之后，凹陷整体在冲击作用下加速上升(0～0.22 ms)，由于底部压力逐渐降低，导致加速度逐渐减小。根据 2.2 节的研究结果，在 t=0.22 ms 之后，凹陷底部正下方出现压力极值点，随着汇聚作用的持续进行，压力极值逐渐增大，凹陷曲率逐渐减小，射流进入到第二个加速阶段(0.24～0.44 ms)。在此阶段，压力极值只对凹陷底部小区域产生局部加速作用，进而使得凹陷底部曲率反转，即射流尖点出现。结合图 5(a)可以看出，当 t=0.44 ms 时射流顶点到达水平液面附近，加速阶段结束，之后射流在惯性作用下基本保持匀速上升。另外可以观察到，射流速度在 t=0.44 ms 之后稍有下降趋势，这主要是由于气液表面张力所导致[19]。由于射流的加速阶段很短，因此实验中得到的恒定速度为稳定之后的射流速度。

数值模拟得到不同充电电压下稳定后的中心射流速度与实验结果的对比如图 9 所示。可以看到，射流速度与充电电压呈线性正相关，Fluent 模拟结果与实验结果呈现较好的一致性。

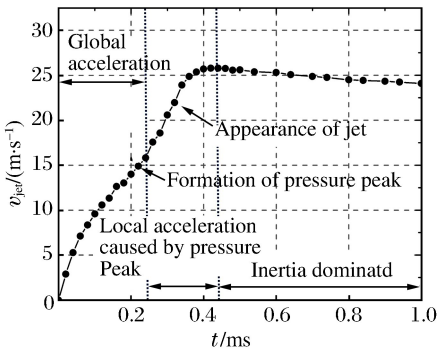


图 8 中心射流顶点速度随时间变化

Fig. 8 Central jet velocity varying with time

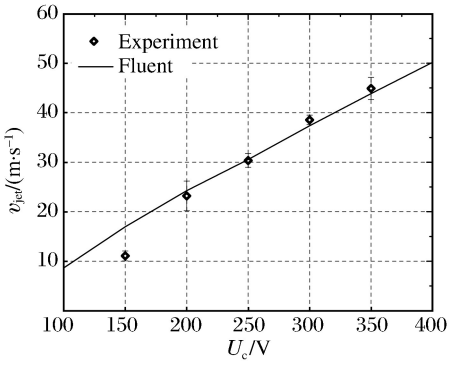


图 9 稳定后的中心射流速度随充电电压 U_c 的变化

Fig. 9 Velocity of central jet versus charging voltage

已有研究中[22]得到的爆炸源处气柱顶端最大速度也与冲击电压呈线性正相关，因此气柱顶端最大速度与中心射流的速度之间的关系值得进一步关注，图 10(a)为实验中中心射流速度随对应工况中理论模型得到的气柱最大速度的变化规律。从图 10(a)中可以看出除了速度最小的工况，中心射流速度与气柱最大速度也呈线性关系，对结果进行线性拟合可以得到中心射流速度大约是气柱最大速度的 6 倍左右，需要指出的是这个比率关系会随着凹陷形状和管径的共同影响而变化，但仍然可以根据前文

的一维理论模型近似得到中心射流在不同能量下的速度值。

同时，气柱最大速度与附加射流的速度的对比如图 10(b)所示，图中黑色实心点代表实验得到的附加射流速度 v_a，黑色直线代表理论得到的气柱最大速度 v_{bmax}。可以看到附加射流的速度也与爆炸能量的开方(充电电压)呈线性正相关。在能量较低时，附加射流的速度低于气柱的最大速度，而随着能量的增加，二者差距逐渐减小，从而可以得出，附加射流的速度来源主要是液柱本身的速度(即气柱顶端的速度)，在液柱速度降低之后，附加射流由于本身的惯性作用继续向上运动。

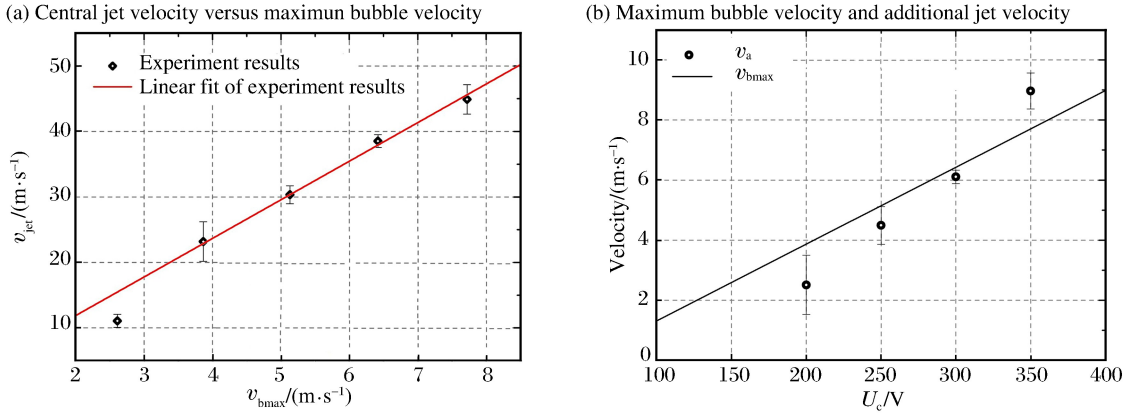


图 10　气柱最大速度与中心射流速度和附加射流速度对比

Fig. 10　Maximum bubble velocity versus central jet velocity and additional jet velocity

3　结　论

利用高速摄影结合 Fluent 模拟对直管中凹陷液面在水下爆炸作用下产生的射流发展过程进行了详细分析，并研究了爆炸能量对射流发展过程及射流速度的影响，结论如下。

(1) 提出一种利用液滴自由坠落冲击液面在水平液面生成凹陷的方法，用于研究缺陷液面在冲击作用下形成射流的现象。此种方法产生的凹陷液面近似成半球状；凹陷发展特征时间在 10 ms 量级，远高于爆炸冲击导致液面演变的特征时间(0.1 ms 量级)；滴液冲击诱导的速度远低于爆炸冲击诱导的射流速度，尤其在凹陷发展的拐点附近液体流动趋于静止。以上对比特征表明该方法生成的界面可作为冲击实验的准静态初始界面。

(2) 凹陷液面在水下爆炸的冲击作用下汇聚形成纤细光滑的中心射流，同时，受液面初始形状和管壁边界层的共同影响，管壁附近会形成环状的附加射流。，爆炸能量对中心射流的形状影响较小，但对附加射流的形状影响较大。

(3) 应用一维理论模型得到爆炸源处气柱(即金属帽)的运动过程，并将理论得到的气柱运动过程作为初始条件进行 Fluent 数值模拟，模拟结果与实验中的发展过程相吻合。结合数值模拟所得数据发现，凹陷部位发展为中心射流的过程经历 2 个明显的加速过程，第 1 次加速为初始冲击下的凹陷液面的整体加速，第 2 次则与积聚在凹陷底部小区域的极值压力的形成密切相关，同时对应于凹陷底部曲率的反转，即射流尖点的出现；加速过后，惯性力占据主导，射流速度迅速趋于平缓，并在表面张力作用下略有下降；中心射流内部速度呈单调分布，极值位于射流定点。

(4) 中心射流(顶点)的速度远高于附加射流的速度以及相同冲击作用下无凹陷液面的射流速度。中心射流与附加射流的速度均与爆炸能量的 1/2 次方(充电电压)呈线性正相关；在本实验中，中心射流的速度约为爆炸产生气柱最大速度的 6 倍。

参考文献：

[1]　ASAY J R. Material ejection from shock-loaded free surfaces of aluminum and lead[R]. Albuquerque, NM, USA: Sandia Labs, 1976.

[2] VOGAN W S, ANDERSON W W, GROVER M, et al. Piezoelectric characterization of ejecta from shocked tin surfaces[J]. Journal of Applied Physics, 2005,98(11):113508.

[3] ZELLNER M B, GROVER M, HAMMERBERG J E, et al. Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces[J]. Journal of Applied Physics, 2007,102(1):013522.

[4] CHEN Y, HU H, TANG T, et al. Experimental study of ejecta from shock melted lead[J]. Journal of Applied Physics, 2012,111(5):053509.

[5] 王裴,秦承森,张树道,等. SPH 方法对金属表面微射流的数值模拟[J]. 高压物理学报,2004,18(2):149-156.
WANG Pei, QIN Chengsen, ZHANG Shudao, et al. Simulated microjet from free surface of aluminum using smoothed particle hydrodynamics[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2004,18(2):149-156.

[6] 刘超,王裴,秦承森,等. 冲击压力及加载速率对沟槽微射流的影响[J]. 计算物理,2010,27(2):190-194.
LIU Chao, WANG Pei, QIN Chengsen, et al. Effect of pressure and shock wave risetime on material ejection[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2010,27(2):190-194.

[7] SHAO J L, WANG P, HE A M, et al. Atomistic simulations of shock-induced microjet from a grooved aluminium surface[J]. Journal of Applied Physics, 2013,113(15):153501.

[8] DURAND O, SOULARD L. Large-scale molecular dynamics study of jet breakup and ejecta production from shock-loaded copper with a hybrid method[J]. Journal of Applied Physics, 2012,111(4):044901.

[9] BLAKE J R, TAIB B B, DOHERTY G. Transient cavities near boundaries: Part 1: Rigid boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986,170:479-497.

[10] BLAKE J R, TAIB B B, DOHERTY G. Transient cavities near boundaries: Part 2: Free surface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987,181:197-212.

[11] BLAKE J R, Gibson D C. Cavitation bubbles near boundaries[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1987,19(1):99-123.

[12] DADVAND A, KHOO B C, SHERVANI-TABAR M T. A collapsing bubble-induced microinjector: an experimental study[J]. Experiments in Fluids, 2009,46(3):419-434.

[13] ZHANG A M, CUI P, WANG Y. Experiments on bubble dynamics between a free surface and a rigid wall[J]. Experiments in Fluids, 2013,54(10):1-18.

[14] ZHANG A M, CUI P, CUI J, et al. Experimental study on bubble dynamics subject to buoyancy[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2015,776:137-160.

[15] ZHANG S, WANG S P, ZHANG A M. Experimental study on the interaction between bubble and free surface using a high-voltage spark generator[J]. Physics of Fluids, 2016,28(3):032109.

[16] ANTKOWIAK A, BREMOND N, LE DIZES S, et al. Short-term dynamics of a density interface following an impact[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007,577(577):241-250.

[17] ANTKOWIAK A, BREMOND N, DUPLAT J, et al. Cavity jets[J]. Physics of Fluids, 2007,19(9):91112-91700.

[18] TAGAWA Y, OUDALOV N, VISSER C W, et al. Highly focused supersonic microjets[J]. Physical Review X, 2012,2(3):031002.

[19] PETERS I R, TAGAWA Y, OUDALOV N, et al. Highly focused supersonic microjets: numerical simulations[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013,719(1):587-605.

[20] KIYAMA A, TAGAWA Y, ANDO K, et al. Effects of a water hammer and cavitation on jet formation in a test tube[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2016,787(2):224-236.

[21] KOITA T, ZHU Y, SUN M. Experimental study of the water jet induced by underwater electrical discharge in a narrow rectangular tube[J]. Shock Waves, 2016,27(2):1-14.

[22] 张桂夫,朱雨建,李元超,等. 狭长直管约束条件水下电爆炸所产生的气泡运动和界面射流[J]. 爆炸与冲击,2015,35(5),609-616.
ZHANG Guifu, ZHU Yujian, LI Yuanchao, et al. Bubble and jet induced by underwater wire explosion in narrow tube[J]. Explosion and Shock Waves, 2015,35(5),609-616.

[23] ZHANG G, ZHU Y, YANG J, et al. Liquid jets produced by an immersed electrical explosion in round tubes[J]. Physics of Fluids, 2017,29(6):062102.

A study on jet flow induced by underwater explosion at a pit-interface

ZHANG Guifu, ZHU Yujian, YANG Jiming
(*Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *Anhui, China*)

Abstract: In this study we conducted an experiment on the jetting flow induced by underwater wire explosion at an interface with a quasi-static hemispherical pit, in which the interfacial pit was created by the dripping of a liquid drop. Further, using high-speed video photography and Fluent numerical simulation, we revealed the development and features of the jetting flow, tested and verified the applicability of the pit creation method. The experimental results show that the explosion induces a slim and smooth central jet that arises from the bottom of a pit, and a circular side jet arises from the boundary region of the tube, which differs from the known jetting phenomenon without a pit at the surface. Further study reveals the central jet is a result of the energy concentration effect of the pit under impact and the circular side jet is caused by a combined effect of the disturbed initial interface and the friction of the tube wall. Both jets rise with an early constant velocity after a short acceleration process. Examination of the explosion energy indicates that the velocities of the two jets increase linearly with the charging voltage (or equivalently the square root of the explosion energy). The explosion energy barely affects the general feature of the central jet but has a significant influence on the appearance of the side jet.

Keywords: jet; underwater explosion; straight tube; falling droplet; pit

（责任编辑　王小飞）