



液体爆炸分散过程中界面破碎的实验研究

李磊, 崔箭, 董玉才, 徐胜利, 任业军, 任晓冰, 刘庚冉

清华大学航天航空学院, 北京 100084;

中央民族大学传统医学研究院, 北京 100081;

中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230026

E-mail: rocksys07@bbn.cn

2008-09-28 收稿, 2008-12-25 接受

国家自然科学基金面上项目(批准号: 10572149)和中国工程物理研究院与国家自然科学基金委联合基金重点项目(批准号: 10676120)资助

摘要 设计了一种有上下平面约束的液体爆炸分散装置, 通过阴影照相获得气液界面破碎形态变化的时间序列, 并应用平面激光诱导荧光(PLIF)得到了径向膨胀液体环内诱导的荧光照片. 采用二维图像处理、分形几何和数值模拟相结合的方法, 较系统地分析了实验结果. 最后, 讨论了液体环及其气液界面运动数学模型建立中的问题.

关键词

液体爆炸分散

冲击波

反射稀疏波

界面破碎

图像处理

分形维数

液体在爆炸冲击波作用下的破碎、蒸发及与空气混合等现象是复杂的过程, 国内外的研究学者做了大量的工作, 并采用数值方法和实验等手段对液体燃料的爆炸分散过程进行了研究. Gardner^[1]提出了薄膜线性不稳定模型, 其基本思想为当液体环开始向外运动时, 在液体环内外表面各有一个相对液体环厚度和内外径小量的扰动, 随着运动的进行, 在环厚度不断减小的同时, 扰动得到发展. 当扰动幅值大于液体环厚度时, 则可判断液体环的破裂, 其中假定液体为无黏、不可压流体, 且作无旋、绝热、纯粹的径向运动. Samirant等人^[2]通过闪光X射线线得到的液体环运动的实验照片, 也间接地支持了Gardner的设想.

但是Samirant等人所得照片中液体环的界面形状既不规则又较杂乱, 很难断定是一个均匀的流体环面. Gardner也没有回答初始液体环在爆炸冲击波作用后, 为什么还会像环面一样膨胀? 而爆炸冲击波穿透液体环, 其传播、反射所形成的波系对液体环产生了什么样的作用效果? 完整的或连贯的液体环还是否存在? 这些基本问题一直都没有人回答. 有人认为可接受完整或连贯液体环存在的假定, 仅考

虑其膨胀过程中的Rayleigh-Taylor不稳定(RTI)或Richtmyer-Meshkov不稳定(RMI)^[3]机制, 即可有助于解释这一过程. 但RTI和RMI的研究重点是重流体向轻流体的运动、界面间存在密度差或界面有冲击波扰动等因素对界面不稳定的影响, 能否从整体上代表爆炸冲击波作用下液体分散的界面破碎复杂过程, 值得深入探讨.

本文考虑爆炸冲击波对液体环及其气液界面的相互作用, 设计了一种有上下平面约束的液体爆炸分散装置, 通过阴影照相获得气液界面破碎形态变化的时间序列, 进一步应用平面激光诱导荧光(PLIF)得到了径向膨胀液体环内诱导的荧光照片, 由此来分析液体环及其气液界面的破碎机制. 应用二维图像处理、分形几何和数值模拟相结合的方法, 较系统地分析了实验结果. 最后, 对如何建立分析求解液体环及其界面运动的微分方程组进行了讨论.

1 液体爆炸分散实验高速摄像阴影照相结果

1.1 实验装置和实验情况

实验装置及阴影照相光路示意图如图1所示, 在

引用格式: 李磊, 崔箭, 董玉才, 等. 液体爆炸分散过程中界面破碎的实验研究. 科学通报, 2009, 54: 1693-1700

Li L, Cui J, Dong Y C, et al. Experimental investigations to the interfaces breakup during liquid explosive disseminations process (in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2009, 54: 1693-1700, doi: 10.1360/972008-1348

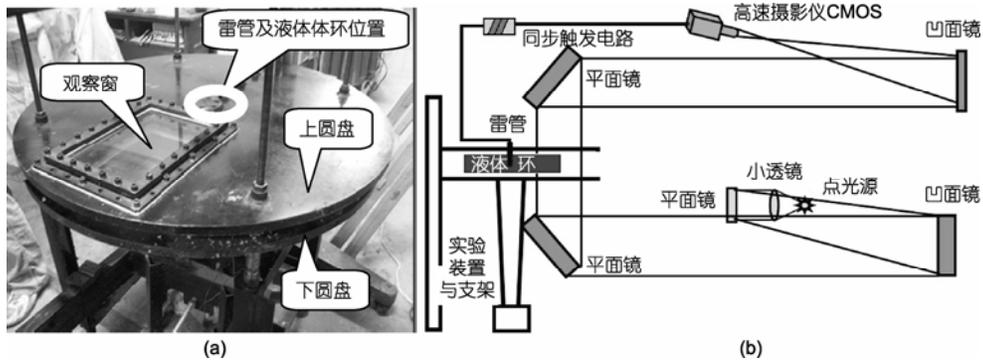


图1 液体爆炸分散实验装置(a)及阴影照相光路示意图(b)

保证平行光穿过实验段观察窗的光路条件下,应用高速摄像机记录了液体爆炸分散界面破碎的形态和过程.共进行了4次实验,4次实验相同的条件为:液体环高度相同为40 mm,抛撒药和起爆用8号纸壳雷管,分散装置的上下约束相同,观察窗口距离中心即雷管起爆点为108 mm处,实验用光源相同,且光路设计也相同.实验记录设备为MotionXtra HG-LE高速摄像机,采用10000帧/秒的拍摄频率记录液体界面破碎形态时间序列.

4次实验得到4组实验结果,其中第1,2和3次实验中,液体介质的外环(石蜡)直径相同为150 mm,第2,3次实验中液体介质的内环直径为50 mm.第1和第4次实验中液体介质没有内环,第4次外环直径只有50 mm.即第2次和第3次实验情况一致,第1次和第4次实验情况一致,但第4次所用的液体量太少,仅为第一次的11.1%.图2是第1组实验液体阴影穿过观察窗的状态,图3是第3组实验外部蜡环破裂后射流向外喷射的状态及液体环界面破碎的形态.

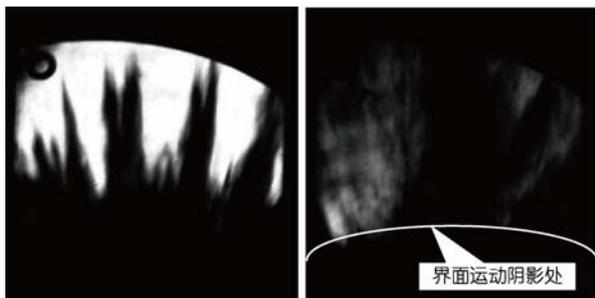


图2 第1组实验结果,液体阴影穿过观察窗的第7和32幅照片

1.2 液体喷射、界面形态与半径增长情况

选用第1和第3组实验结果为分析对象.

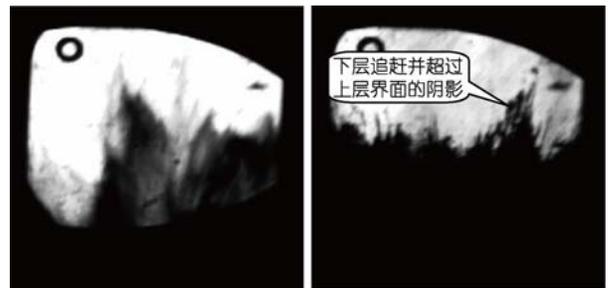


图3 第3组实验结果,液体阴影穿过观察窗的第15和150幅照片

首先,由图2和3可知,从时间上看液体破碎的过程分为两个阶段,早期是射流喷射阶段,其中第1次实验中的射流比较规则,其他3次实验中的射流形状都有点不规则.后来就是界面破碎阶段,几次实验都表明形态不规则,其中第2和第3次实验的结果较完整,易于清晰辨认.由于阴影照相得到的是平面结果,而实际液体界面运动是三维的,因此,得到的阴影是多层液体界面的投影和运动轨迹.在图3中就可看到可能是下层追赶并超过上层界面的阴影.液体界面破碎的形态,基本都是相对爆炸中心散开的针刺或尖顶状,并相互交错在一起,在向外运动中进一步破碎.

其次,液体射流喷射、界面运动半径变化的情况如图4所示.从图中可知,液体运动也基本分为两个阶段.第一阶段为射流喷射阶段,平均半径呈线性增大趋势,速度较高(第1次实验的平均值为173.58 m/s,第3次的平均值为48.89 m/s).经过气液混合飞散的过渡阶段,第二阶段为液体界面膨胀破碎阶段,平均半径同样也呈线性增大趋势,速度较小(第1次实验的平均值为112.78 m/s,第3次的平均值为19.16 m/s).

设射流的加速度向外为正,进一步计算可知,在

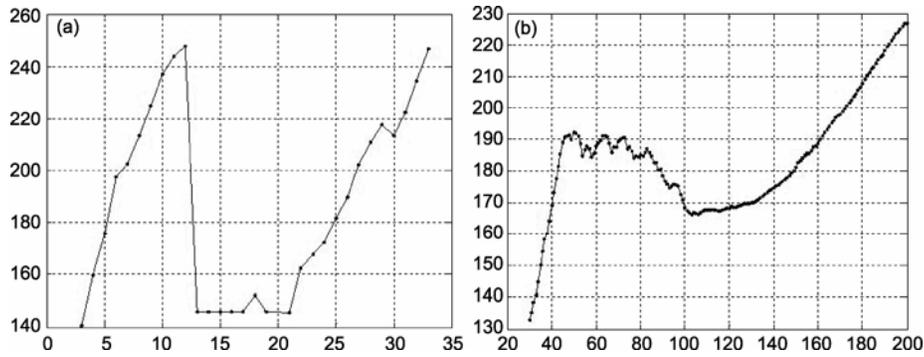


图4 第1组结果(a)和第3组结果(b)

(a) 第3~33幅图平均半径变化; (b) 第30~200幅图平均半径变化

起始段射流的喷射有正加速度的过程,但很快就转变为负加速度的过程,而处于破碎混合形态的界面运动速度基本上呈现负加速度的过程。

此外,通过4组实验结果的相互比较可知,没有内环的第1和第4次实验中液体飞散的速度大,而有内外环约束的第2和第3次实验中液体的飞散速度小。其原因是没有内环时爆炸冲击波直接撞击液体环,使其飞散的速度高,而有内环时,爆炸冲击波穿过一圈气体,衰减了一部分能量才撞击液体环,自然使其飞散的速度减小。

1.3 射流喷射和界面破碎形态的自相似性

由于第1、第4次实验的界面破碎第二阶段图像很少,也很难清晰辨认,因此,这里仅选择第3次实验得到的第3组结果来进行分析(与第2次实验结果相似)。

图5(a)为提取界面二维投影曲线的图像处理过程(以第3组实验第14ms的图像为例),以所得到的二维界面投影曲线为基础,应用分形几何方法进行分析,其中每个分形盒维数对应于每一幅图像曲线的维数。

对第3组实验结果的200幅界面投影曲线的分形维数计算,主要可分为两个阶段(图5(b)),一个是早期射流喷射阶段(7.1~11.5ms),另一个是液体环破碎阶段(11.6~20.0ms)。

第一个阶段,射流界面逐渐出现并趋于完整。当其前锋运动速度降低,界面呈现光滑趋势,使得界面曲线的分形维数在波动过程中呈下降趋势(从最高值1.78下降到最低值1.35)。

第二个阶段,液体环主体的出现使得整体界面变得复杂,界面曲线的分形维数增大。随着时间的推移(11.6~17.1ms),界面曲线的分形维数呈现起伏变化,分形维数在1.76~1.61之间波动。而后在(17.2~20.0ms)之间,分形维数呈现突然降低(17.2ms为1.51)和突然跳跃升高(18.8ms为1.83),最后又突然降至最小值(20.0ms为1.41)。此突变跳跃阶段恰好对应于图3所示的下层阴影追赶和超过上层阴影阶段。

第2次实验结果可以同样处理,得到的分形维数的变化基本一致(其中没有突变跳跃现象出现),从而说明液体飞散过程分为两个阶段,其界面破碎形态

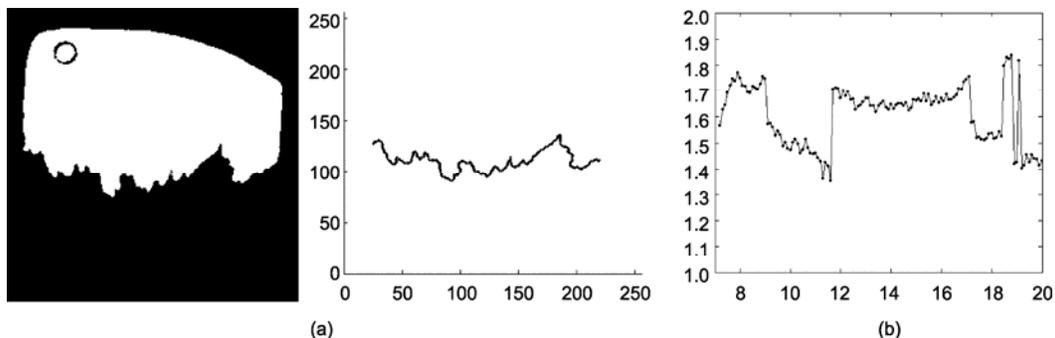


图5 提取界面二维投影曲线的图像处理过程(a)及第3组实验第7.1~20ms界面曲线分形维数变化(b)

具有相同的自相似性特征.

1.4 界面破碎形态图像的灰度分析

应用图像处理中的灰度分析方法可进一步对实验结果进行分析. 下面以第1次实验中比较清晰的射流阶段和第3次实验中比较清晰的界面破碎阶段为例分别进行分析.

图6显示了射流喷射后气液混合过程的不均匀性. 图7还显示了下层液体追赶上层液体的过程, 表明了液体界面运动的三维特征. 两者内部封闭的灰

度等值线区域不同, 图6的面积大, 图7中要小得多, 表明射流喷射阶段后期密度的不均匀要远大于主液体界面内的不均匀.

1.5 界面阴影混合区的定性分析

界面阴影混合区是指液体界面边缘距离爆炸中心最远端及最近端所围成的区域为混合区(图8(a)). 由此, 通过计算液体界面边缘距离爆炸中心最远端及最近端距离的变化, 可知阴影混合区域宽度 h 基本呈递减的变化趋势:

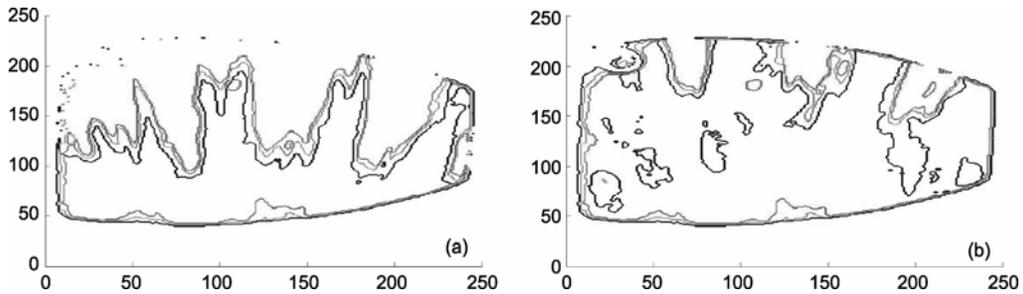


图6 第1组结果的三层灰度处理图

(a)为射流喷射的阴影分层; (b)为气液混合过程的阴影分层, 并显示了气液混合的不均匀

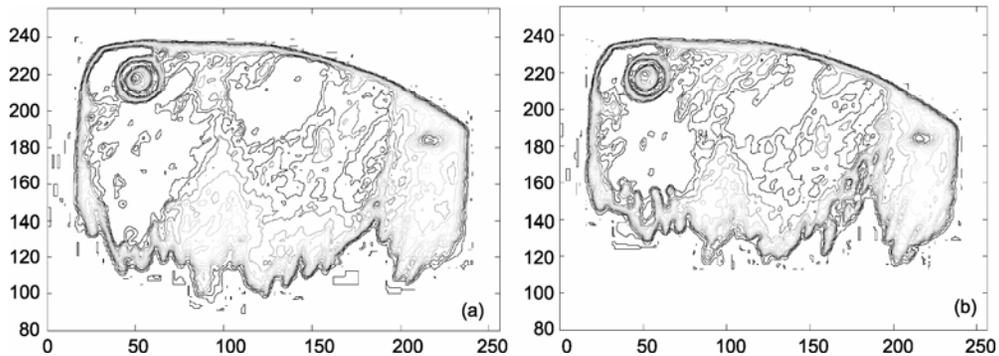


图7 第3组结果的多层灰度处理图

(a)为液体界面的阴影分层; (b)为液体界面破碎的阴影分层, 并显示了下层液体追赶上层液体的过程

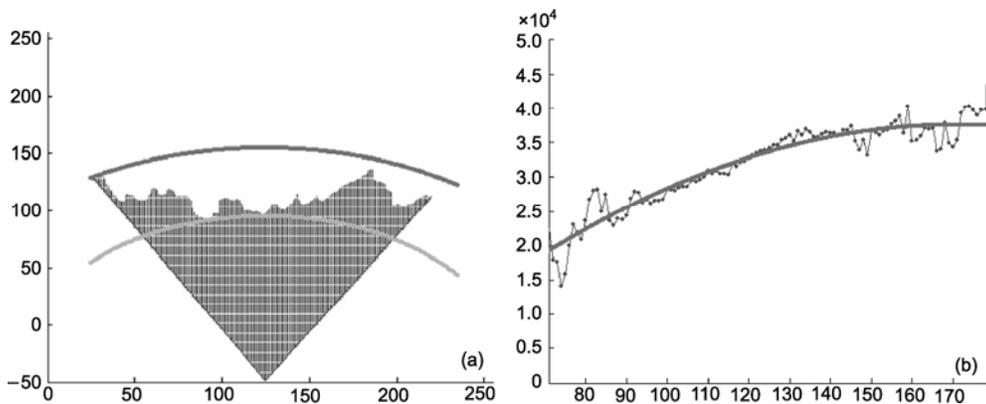


图8 阴影混合区的定义(a)及其面积变化二次拟合图(b)

$$h = -0.2159t + 177.4614, \quad (1)$$

式中 h 的单位为 mm, 其递减的速度为 0.2159 mm/ms.

进一步通过计算距离爆炸中心最近的液体界面与最远的液体界面之间所围区域的面积及其变化过程, 则可得到如下面积变化二次拟合图(图 8(b), 仅对第 3 次实验的结果)和拟合公式:

$$S = -2.0t^2 + 626t - 16125, \quad (2)$$

式中 S 的单位为 mm^2 , t 是以 ms 为单位计算的时间.

阴影混合区域宽度递减的规律(1)式表明, 穿过观察窗界面破碎阴影在向外冲出的过程中, 其前锋互相重叠, 后来的阴影前锋有可能赶上前面的阴影前锋, 致使其阴影混合区宽度越来越窄. 对阴影混合区拟合(2)式的计算表明, 虽然其宽度在变窄, 但其面积的变化却符合一个二次曲线. 根据 $dS/dt = -4.0t + 626$, 可知当 $t < 156.5$ 时, 阴影混合区的面积是增大的, 而当 $t > 156.5$ 时, 其面积是减小的. 图 8(b)反映了这个规律.

1.6 液体环膨胀穿越观察窗的状态

最后, 根据液体膨胀的体积不变性可知, 随着液体环的膨胀, 液体环的厚度逐渐减小, 可得到液体环厚度随液体环内径增大的变化曲线. Saminant 和 Gardner 曾建议, 液体破碎后的初始液滴直径约为 3~5 mm. 由此便可找出液体破碎时(膨胀的液体环厚度 3~5 mm)对应的液体环的内径, 即距离爆炸中心液体环破碎的位置.

由本文的 4 次实验情况可推知, 第 1 次实验液体量大, 破碎距离约 600 mm, 第 2, 3 次实验破碎距离约为 500 mm, 而第 4 次实验液体量太小, 破碎距离仅为 100 mm. 实验中平行光穿过观察窗的位置大约距爆炸中心 120~250 mm (与液体环半径之比大于

1.6).

结合前面的分析, 液体界面穿过观察窗已经在减速运动, 这样就得知在第 1, 2 和 3 次实验中, 液体环均穿越观察窗时, 界面处于失稳、破碎与混合状态, 穿过观察窗后才完全破碎. 而第 4 次实验中, 液体环穿过观察窗时已经完全破碎, 图像难以识别.

2 平面激光诱导荧光(PLIF)的实验结果

根据上述阴影照相实验及其处理结果, 为了进一步考核液体爆炸分散早期的情况, 我们又设计了应用平面激光诱导荧光(PLIF)技术的实验, 其中实验装置同上(图 1(a)), 而应用平面激光诱导荧光观测液体环界面破碎形态的光路和产生荧光的基本原理如图 9 所示.

实验条件: 液体介质为水, 抛撒药和起爆直接用 8 号雷管, 外环(石蜡)直径 150 mm, 高度 50 mm, 没有内环, 相当于前面第 1 次实验的情况, 上下约束方式与前面的实验相同, 液体中添加了丙酮作为荧光显示剂.

由于 PLIF 的激光为脉冲式, 必须准确设计触发增强 ICCD 启动的同步机构, 才能得到在液体中诱导荧光的测试结果. 本文采用了定点(为观察窗与爆心距离的相同半径)光纤感应液体喷射的方法, 直接触发 ICCD 的启动. 按照此方法进行实验, 得到了液体环破碎过程流动的荧光照片, 如图 10 所示, 液体射流喷射方向为从左上角冲向右下角. 可以认为两幅照片都为液体运动第一阶段射流的喷射情况, 其荧光的不均匀反映了液体射流喷射流动内的不均匀性.

3 液体爆炸分散实验流动工况的数值模拟

为了进一步解释上述实验, 根据第 1 节设计的高

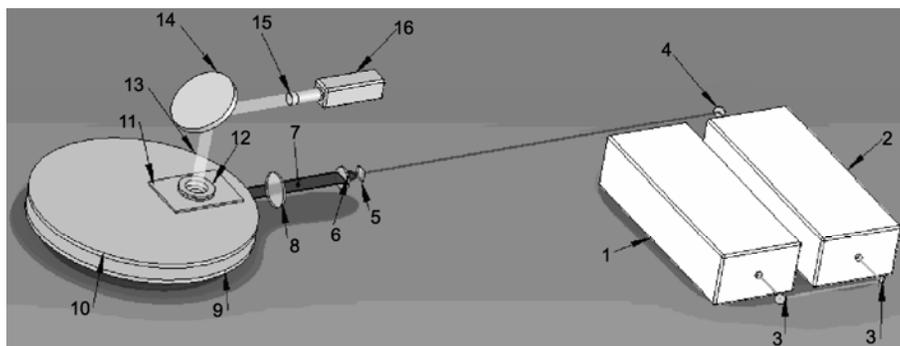


图 9 PLIF 侧面进光示意图

1, YAG 激光器; 2, 燃料激光器; 3, 532 mm 反射镜; 4, 284 mm 反射镜; 5, 柱透镜; 6, 石英凸透镜; 7, 片光; 8, 防护石英玻璃; 9, 下圆盘; 10, 上圆盘; 11, 方形玻璃框; 12, 圆形玻璃框; 13, 荧光; 14, 反射镜; 15, 滤光片; 16, ICCD

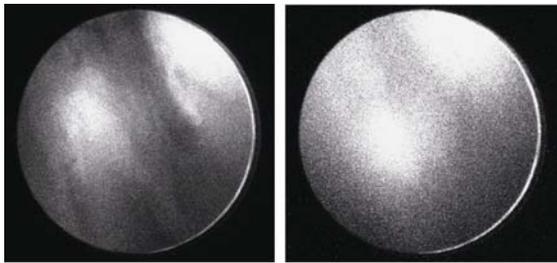


图 10 液体环破碎混合复杂流动过程的荧光照片

速 CCD 阴影照相实验和第 2 节的 PLIF 实验工况, 本文利用 DYTRAN 软件冲击动力学中的 Euler 方法进行了数值模拟. 假设某炸药为雷管的起爆药, 其状态方程为 JWL 型方程, 但忽略雷管纸壳的影响. 由雷管爆炸产生的气体产物, 就是驱动液体分散的冲击动力源. 液体(水)在可压缩阶段的状态方程采用多项式模型, 其表达式为

$$p = c_1\lambda + c_2\lambda^2 + (c_3 + c_4\lambda)e, \quad \lambda = \frac{\rho}{\rho_0} - 1, \quad (3)$$

式中 e 为液体的内能, ρ_0 和 ρ 分别为液体初始密度和密度, c_1, c_2, c_3, c_4 为常数.

图 11(a)为仿真第 2、第 3 次实验的模型, 图 11(b)为等压线云图, 可以看出冲击波在钢板的 Mach 反射和液体外表面的反射稀疏波. 图 12 为等密度云图, 从图(a)可以看出液体的拉伸破碎和空化区域的产生, 图(b)为整个液体环在两个钢板之间破碎的情况, 出



图 11

(a) 实验装置实验段侧向二维投影模型, 标示了雷管、液体环和空隙位置; (b) 等压线局部图, 显示了冲击波在液体内环上的反射与在钢板面上的 Mach 反射; (c) 等压线局部图, 显示了冲击波在液体外环面的反射稀疏现象和二次冲击波位置

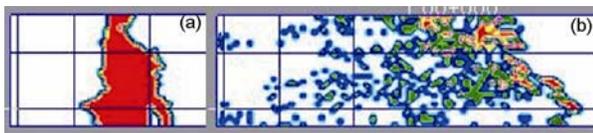


图 12 液体的拉伸破碎和空化区域的产生(a)及整个液体环在两个钢板之间破碎的情况(b)

现内环界面破碎比外环界面破碎快的现象.

对第 1 次实验工况或 PLIF 实验工况, 图 13(a)给出了仿真模型, 图 13(b)给出了等压线, 图 14 给出了等密度线和破碎情况. 由此可以得知, 阴影照相实验中, 穿过观察窗的实际上是各层界面前沿的投影. 液体环沿径向向外的运动过程中底部有密度稀疏区, 有可能产生空化区, 因而破碎飞散得较快, 可能是由于受到冲击强度较大的 Mach 杆作用的结果. 而液体环内界面破碎比外界面快, 可能是内界面受冲击波撞击较早, 向内拉伸的 Taylor 稀疏波作用较大, 而且流系的来回传播、反射及其与界面的相互作用等所致.

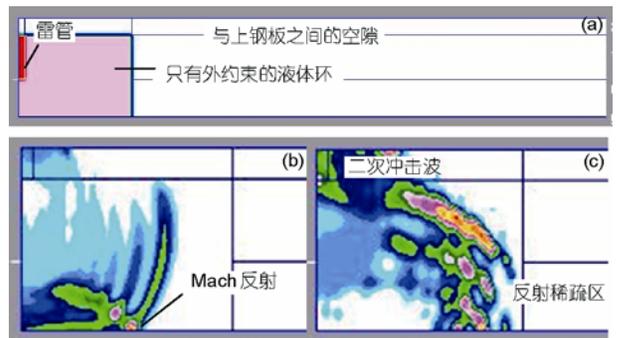


图 13

(a) 实验装置实验段侧向二维投影模型, 标示了雷管、液体环和空隙位置; (b) 等压线局部图, 显示了冲击波在液体内的传播与在钢板面上的 Mach 反射; (c) 等压线局部图, 显示了冲击波在液体外环面的反射稀疏现象和二次冲击波位置

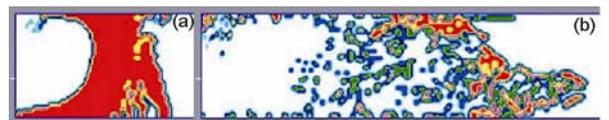


图 14 液体的拉伸破碎和空化区域的产生(a)及整个液体环在两个钢板之间破碎的情况(b)

PLIF 实验得到的照片应该是液体环底部向外破碎分散较快区域的荧光, 因此, 它们确实反映了液体环早期射流喷射流动的不均匀情况.

对于距爆炸中心 120~250 mm 观察窗处的液体飞散速度, 可将数值模拟结果与实验结果进行对比. 数值模拟中得到的液体穿过观察窗的平均速度在量级上与实验结果一致, 对第 1 次工况数值模拟得到的液体飞散速度是第 3 次工况的 2~3 倍, 比实验结果稍小(第 1 次实验的液体射流速度约为第 3 次实验的 3.5 倍). 由此, 基本可认为数值模拟反映了实验中的基

本现象.

4 液体环及界面破碎过程数学建模中的问题

根据实验可知,在爆炸波(冲击波和稀疏波)作用下,液体环及其界面的破碎混合过程比较复杂,有膨胀(爆炸产物的推动)、有RTI(界面破碎的针刺尖顶状形态),还有稀疏波拉伸作用导致的空化和不均匀区等.因而,整体上不能仅按Gardner的膨胀破碎机制^[1]、经典Rayleigh-Taylor不稳定(RTI)或Richtmyer-Meshkov不稳定(RMI)^[3]机制来解释.本文的建议如下:

首先,可借鉴的就是近水面水下爆炸波与液体自由液面的作用机理研究,文献^[4,5]给出了经典的一维分析.文献^[6]也给出了初期扰动的二维解析分析.文献^[7]给出了一些相关的实验研究结果,文献^[8]还应用Level-Set方法结合NND格式对近水面水下爆炸问题进行了数值模拟研究.近来,文献^[9,10]还进一步给出了高精度的二维数值模拟结果.但是这些研究并没有对界面的破碎机制有所回答,因而只能对爆炸冲击的早期作用给出解释.

其次,在爆炸波与液体自由表面相互作用的机制前提下,主要应回答:(i)冲击作用和稀疏波的拉伸作用下使液体环变形,其形成的不均匀形态和分布是什么样的?(ii)变形后和不均匀形态的液体进一步破碎雾化的机制是什么?是否以RTI机制为主?(iii)液体的其他物性,如表面张力和黏性等,对破碎雾化过程有多大影响?这里,是否可借鉴高压液体圆射流初次雾化机理的研究^[11],如圆射流先有表面波的Kelvin-Helmholtz不稳定,不稳定波形成凸台后重流体向轻流体方向运动,在减加速状态下引起RTI产生,然后在RTI的作用下,液体被拉伸成韧带,最后韧带破碎成液滴.

进一步,如果空化可能是液体环不均匀形态和分布的一种模式,则可借鉴空化初生理论,如经典气泡产生的压力判据(pressure criterion)和Joseph系统提出的总应力判据(total stress criterion)来进行计算和判别^[12].最大拉伸应力的判据是其大于负的临界压力时产生气泡,如

$$T_{11} > -p_c, \quad (4)$$

其中 $T = \mu[(\nabla u) + (\nabla u)^T] - pI$ 为总应力张量, T_{11} 即为最大拉伸应力, p_c 为临界压力(液体蒸汽压), u 为流体微团速度矢量, p 为液体压力.该判据经过数值模拟

和实验验证^[13], (3)式确实较好地给出了初生的空化气泡优于传统的压力判据,而且还给出了空化与液体黏性的关系.

最后,整个液体环及其气液界面破碎过程的基本数学模型,除了质量守恒、能量守恒方程外,其动量守恒的微分方程可考虑黏性和表面张力作用的Navier-Stokes方程,如

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + u \cdot \nabla(\rho u) = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu D) + \sigma \kappa \delta(d)n, \quad (5)$$

$$D = \frac{1}{2}[(\nabla u) + (\nabla u)^T], \quad (6)$$

式中 μ 为液体黏度, σ 为自由表面的表面张力, κ 为表面的曲率, δ 为Dirac函数, d 为离开自由表面的距离, n 为表面的单位法向矢量.

当液体可压缩时,其状态方程仍可采用(3)式的多项式型方程.

5 结论

实验研究和分析表明,在液体爆炸分散过程中,爆炸波与液体环的相互作用非常重要,致使液体破碎形态、演化和发展过程呈现比较复杂的现象.主要结论如下:

(1) 实验通过观察窗,主要反映了液体环及其界面失稳后的破碎和混合阶段的形态和运动过程.由于观察窗位置的限制,没有得到液体环界面被冲击扰动、加速运动的早期过程.

(2) 液体飞散过程基本分为两个阶段,即一个是射流喷射阶段,一个是界面破碎混合阶段,其中界面破碎混合阶段存在自相似特征,阴影混合区随时间的变化规律拟合为一个二次曲线.

(3) 液体射流和界面破碎过程,既有液体环的膨胀机制,也存在大量流动的不均匀区,而界面破碎阶段的形态为径向针刺或尖顶状特征,又反映出不均匀的界面扰动增长后,失稳和破碎的Rayleigh-Taylor不稳定(RTI)机制.

(4) 液体环及界面破碎过程的数学建模,一方面应分阶段考虑不同的作用过程和不同机制,另一方面应考虑液体的状态特性、液体的各种物性参数、分散装置的尺度效应和爆炸条件的影响,逐渐深入探索.

最后,实验装置的观察窗需要改进,实验中应尽量避免点爆炸带来的复杂波系的干扰.在测量技术方面需要借鉴其他领域的新技术和新方法,如PIV的应用等^[14].

参考文献

- 1 Gardner D R. Near-field dispersal modeling for liquid fuel-air-explosive. DE91000079 (SAND-90-0686), 1990
- 2 Samirant M, Smeets G, Baras Ch, et al. Dynamic measurements in combustible and detonable aerosols. Propell Expl Pyrotech, 1989, 14: 47—556[doi]
- 3 王继海. 二维非定常流和激波. 北京: 科学出版社, 1994
- 4 Cole R H. Underwater Explosions. Princeton, New Jersey: Princeton University Press, 1948
- 5 鲍姆 Φ A. 爆炸物理学. 北京: 科学出版社, 1963
- 6 Ballhaus W F, Holt M. Interaction between the ocean surface and underwater spherical blast waves. Phys Fluid, 1974, 17: 1068—1079[doi]
- 7 钱胜国, 张伟林, 徐光耀. 近自由水面爆炸时水中激波特性. 爆炸与冲击, 1983, 3: 53—63
- 8 付松, 王智平, 张兆顺, 等. 近水面水下爆炸的数值研究. 力学学报, 1995, 27: 265—276
- 9 柏劲松, 陈森华, 李平, 等. 水下爆炸过程的高精度数值计算. 应用力学学报, 2003, 20: 103—106
- 10 杨刚, 韩旭, 龙述尧, 等. 应用 SPH 方法模拟近水面爆炸. 工程力学, 2008, 25: 204—208, 213
- 11 Marmottant P, Villermaux E. On spray formation. J Fluid Mech, 2004, 498: 73—111[doi]
- 12 Joseph D D. Cavitation and the state of stress in a flowing liquid. J Fluid Mech, 1998, 366: 367—378[doi]
- 13 Dabiri S, Sirignano W A, Joseph D D. Cavitation in an orifice flow. Phys Fluid, 2007, 19: 072112[doi]
- 14 姚朝晖, 侯倬洲, 郝鹏飞. 超声速冲击射流的 PIV 实验研究. 实验流体力学, 2007, 21: 32—35

Experimental investigations to the interfaces breakup during liquid explosive disseminations process

LI Lei¹, CUI Jian², DONG YuCai¹, XU ShengLin³, REN YeJun¹, REN XiaoBing¹
& LIU GengRan³

¹School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

²Traditional Medical Center, The Central University for Nationalities, Beijing 100081, China;

³Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

An experimental device for the liquid explosive disseminations with constraints formed by up and down plains was set up. Applying the shadow photograph technology, the time series about the breakup shape of liquid-air interfaces were recorded. And using the PLIF (planar laser induced fluorescence) technology, the fluorescence photos about liquid shell expanding in radial direction were obtained. By means of digital image processing, fractal geometry and numerical simulation methods, systematic analyses to the experimental results were made. Finally some problems about how to establish the mathematical models for describing the unsteady motion of liquid shell and liquid-gas interfaces were discussed.

liquid explosive disseminations, shock wave, reflective rarefaction wave, interfaces breakup, image processing, fractal dimensions

doi: 10.1360/972008-1348