

# 气泡引起的皇冠型水冢实验与数值研究\*

李帅 张阿漫<sup>†</sup> 王诗平

(哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

(2013年3月24日收到; 2013年7月1日收到修改稿)

气泡在近自由液面运动过程中与自由液面发生强烈的耦合作用, 自由液面会出现极其复杂的物理现象, 形成的水冢类型繁多. 本文将针对皇冠型水冢, 基于势流理论, 建立气泡与自由液面耦合作用的数值模型, 并在气泡完成射流向下运动时, 忽略气泡对自由液面的影响, 继续模拟自由液面的运动过程. 同时利用高速摄影对近自由面的电火花气泡进行实验研究, 数值结果与实验符合良好, 相对误差在10%以内. 通过数值计算, 发现了围裙卷缩和主峰珠化等特殊的物理现象, 研究了气泡初始条件与韦伯数对皇冠型水冢动态特性的影响, 旨在为皇冠型水冢的研究提供参考.

**关键词:** 气泡, 自由液面, 皇冠型水冢, 韦伯数

**PACS:** 47.55.dd, 47.55.dr, 47.20.Dr

**DOI:** 10.7498/aps.62.194703

## 1 引言

自然界中气泡广泛存在, 比如上浮常压气泡、螺旋桨空泡、水下爆炸气泡、气枪产生的高压脉动气泡等. 气泡在军事、舰船的减阻降噪、生物医药、化学等领域都有着大量的应用, 对气泡的研究具有很大的工程意义和学术价值. 看似简单的气泡却有着复杂的运动特性, 尤其是与自由液面相互作用时更为复杂, 而且自由液面本身也会出现各种各样的水冢现象.

自由液面上的压力始终保持为一个大气压, 若不考虑浮力, 在其附近运动的气泡在坍塌收缩阶段将远离自由液面, 并产生背离自由液面的射流, 自由液面形成向上的水冢, Gibson<sup>[1]</sup>最早通过实验观察到该现象. Blake 和 Gibson<sup>[2]</sup>最早通过数值计算研究了近自由液面气泡动态特性, 也发现了相同的物理现象. Wang 等<sup>[3]</sup>采用边界积分方法模拟了不同初始条件下气泡的动力学行为. Wang 等<sup>[4]</sup>还在气泡射流之后提出涡环模型来模拟环状气泡的运动特性, 环状气泡通常情况下还会撕裂成多个环状气泡, 使得数值方法上再次遇到严重阻碍. Pearson 等<sup>[5]</sup>在前人基础上模拟了两个轴对称气泡在自由

液面处的运动特性. 不过上述研究的主要关注对象是气泡, 对自由液面在气泡溃灭后的运动学特性关注较少, 尤其是对皇冠型水冢这类特殊的水面现象的相关研究十分罕见.

国内的相关研究起步较晚, 但是成果颇为丰富. 张阿漫和姚熊亮<sup>[6]</sup>基于边界积分法建立了气泡与自由液面耦合作用的三维数值模型, 研究了单个与多个水下爆炸气泡在自由液面附近运动规律. Zong 等<sup>[7]</sup>研究了两个竖直排列的三维气泡与自由液面的相互作用. 刘云龙等<sup>[8]</sup>研究了爆炸气泡与波浪的相互作用, 分析了波长和初始相位角对气泡动态特性的影响. 针对水面产生的各类水冢现象, 张阿漫等<sup>[9]</sup>利用高速摄影系统对气泡与自由液面的相互作用进行了实验观察和研究, 将水冢现象分成了破碎型、溅射型、皇冠型、冲天型、丘型和微鼓型, 如图1所示. 这几种水冢形态在数值上的研究甚少, 原因之一是气泡与自由液面的距离太近, 使得气泡膨胀过程中发生漏气和破碎现象, 该过程在数值上难以实现; 原因之二是这些特殊的物理现象都是在气泡射流之后较长时间之后发生的, 而目前的数值模型至多可以模拟环状气泡撕裂之前, 而且气泡射流完成到涡环撕裂所用时间很短, 水冢形态基本还处于简单的山峰形态, 如图2所示.

\* 优秀青年科学基金(批准号: 5122904)、国家自然科学基金重点项目(批准号: 50939002)和国家安全重大基础研究项目(批准号: 613157)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: amanzhang@gmail.com

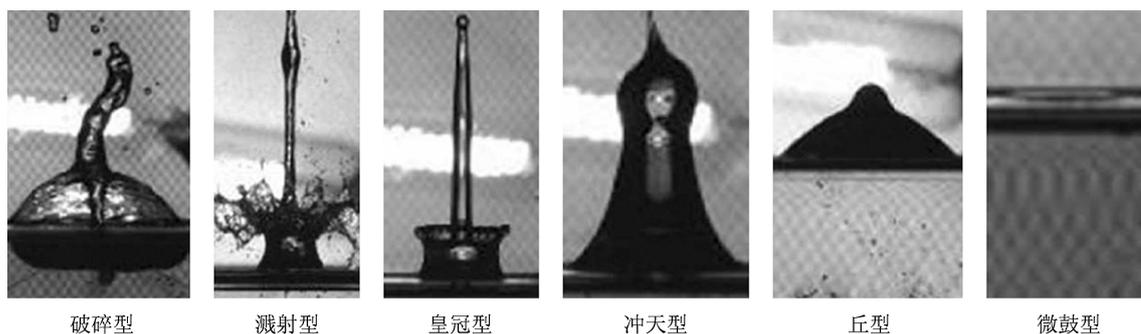


图1 六种典型的水冢形态 (来自文献 [9])

本文在前人基础上, 针对皇冠型水冢, 首先建立气泡与自由液面相互作用数值模型, 并在气泡射流之后继续模拟自由液面的运动, 并通过实验验证了该数值处理方法的可行性. 皇冠型水冢在后期可能会出现珠化现象, 如图3和图4所示. 边界元法在数值上不易处理水滴脱落问题, 所以本文将模拟皇冠型水冢出现珠化现象之前的典型过程, 旨在为研究皇冠型水冢提供一定的参考.

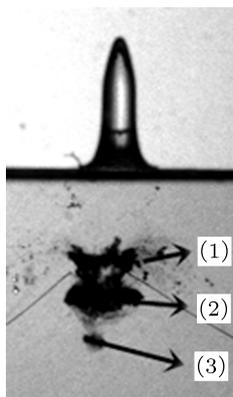


图2 环状气泡撕裂成三部分



图3 皇冠水冢围裙边缘的珠化现象

泡以及电火花气泡等) 在生成的初始时刻, 内部压力是周围静水压力的几十倍到几百倍, 而且气泡和水冢运动速度很大, 此时水的粘性作用影响相对较小, 所以假设气泡周围是无黏、无旋、不可压缩的理想流体是合理的. 速度势  $\Phi$  满足边界积分方程<sup>[10]</sup>

$$2\pi\Phi(i) = \iint_S \left[ \frac{\partial\Phi(j)}{\partial n} \frac{1}{r_{ij}} - \Phi(j) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r_{ij}} \right) \right] dS, \quad (1)$$

式中,  $S$  为气泡表面与自由液面等所有边界面,  $i$  和  $j$  分别是边界上的控制点和积分点, 法线  $\mathbf{n}$  指向流场外. 由于本文中所研究的皇冠型水冢具有高曲率的大变形情况, 如果采用三维数值模型, 则需要细密的网格, 造成计算量以及网格变形过程中的光滑处理难度较大. 因此本文采用轴对称模型进行计算. 对 (1) 式的详细的数值计算方法可参见文献 [3].

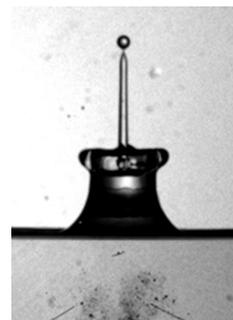


图4 皇冠水冢顶部的珠化现象

本文忽略气泡内部气体运动对气体压力的影响, 假设气体的压力只和气体的初始状态及其体积有关, 另外考虑表面张力的作用, 则气泡外表面的流场压力满足<sup>[11]</sup>

$$P_{\text{out}} = P_c + P_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^\gamma - \sigma \cdot \vartheta, \quad (2)$$

式中,  $P_c$  为可凝气体的饱和蒸汽压,  $P_{\text{out}}$  为气泡外表面压力,  $P_0$  和  $V_0$  为气泡初始压力和体积,  $\gamma$  为气体

## 2 基本理论与数值方法

### 2.1 基础理论

水中高压气泡 (包括爆炸气泡、气枪生成的气

的比热率,  $\sigma$  为表面张力系数,  $\vartheta$  为气泡表面局部曲率.

气泡表面与自由液面的动力学边界条件分别为<sup>[12]</sup>

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{(\nabla\Phi)^2}{2} + \frac{P_{ref}}{\rho} - \frac{P_{out}}{\rho} - gz, \quad (3)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{(\nabla\Phi)^2}{2} - g(z-h) + \sigma\vartheta, \quad (4)$$

式中,  $h$  为气泡中心初始位置的水深,  $P_{ref}$  为气泡中心初始位置水平方向无穷远处的环境压力,  $g$  为重力加速度. 气泡表面与自由液面的运动学边界条件为<sup>[12]</sup>

$$\frac{dX}{dt} = \nabla\Phi, \quad (5)$$

式中  $X$  为气泡表面位置. 为了描述初始条件, 引入几个无量纲参数: 距离参数  $\gamma = h/R_{max}$ , 式中  $R_{max}$  为气泡所能达到的最大半径; 强度参数  $\varepsilon = P_{ini}/P_{ref}$ , 式中  $P_{ini}$  为初始时刻气泡内压; 浮力参数  $\delta = \sqrt{\rho g R_{max}/P_{ref}}$ , 式中  $\rho$  为流体密度; 韦伯数  $We = P_{ref} \cdot R_{max}/\sigma$ ; 另外, 时间的特征量为  $R_{max} \sqrt{\rho/P_{ref}}$ .

## 2.2 模拟皇冠型水冢的数值途径

前人在用数值方法研究气泡与自由液面相互作用时, 水面会向上产生一股水柱, 称之为水冢. 当气泡射流之后, Wang 等<sup>[4]</sup> 提出涡环模型继续计算环状气泡与自由液面的相互作用, 但是环状气泡与十分不稳定, 很短时间内将发生撕裂等不稳定现象, 导致数值上再次遇到瓶颈, 多年以来始终没有太大进展.

由文献 [9] 可知, 对于弱浮力气泡, 当距离参数  $\gamma \in [0.6, 1]$  时, 气泡产生向下射流, 自由液面在后期将形成皇冠型水冢. 气泡向下射流后, 环状气泡快速向下运动, 文献 [13] 的研究表明自由场高压气泡的第二次脉动的能量仅为气泡第一次脉动能量的 30% 左右, 而且气泡向下运动过程中还会把一部分能量转化为势能, 再加上气泡撕裂过程中也会损失掉一部分能量. 综合以上几种因素的影响, 气泡对自由液面的影响迅速下降, 而此时自由液面由于惯性的作用将继续向上运动. 基于此实验中的物理现象, 本文在数值计算中将直接跳过模拟环状气泡这一难点, 在气泡射流后, 单独模拟自由液面的运动, 忽略远离自由液面的环状气泡的影响. 虽然忽略环状气泡的影响会引入一定的误差, 但是如果误差在

允许的范围内, 那么本文的简易处理方法不失为一种研究皇冠型水冢的有效手段, 本文的 3.1 节中实验与数值对比结果将详细说明这一点.

## 3 结果与讨论

前人所研究的水冢一般都是一股简单的山峰型水柱, 没有对皇冠型水冢作相关描述与研究, 下面先定义几个描述皇冠型水冢的参数, 如图 5 所示.

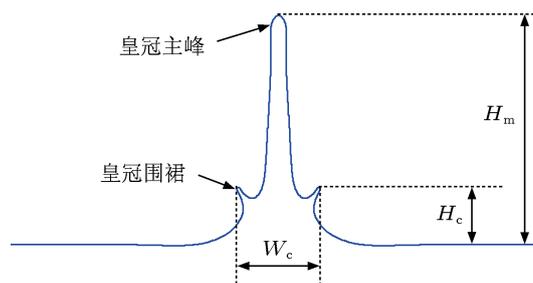


图 5 皇冠型水冢示意图

如图 5 所示, 皇冠型水冢中间的直立水柱称为皇冠主峰, 其周围形成的一圈水称为皇冠围裙. 皇冠主峰距离远方静水面的高度为主峰高度, 用  $H_m$  表示; 皇冠围裙最高点距离远方静水面的高度称为围裙高度, 用  $H_c$  表示; 皇冠围裙的水平宽度称为围裙宽度, 用  $W_c$  表示.

### 3.1 实验与数值结果的对比分析

本文实验设备包括高速运动分析系统、电火花气泡发生器、光源和水箱. 高速摄像机为 Phantom V12.1, 最高拍摄速率为 650000 f/s. 水箱为 500 mm × 500 mm × 500 mm 的方形透明水箱, 水深 400 mm. 数值模拟中采用轴对称模型, 自由液面半径<sup>[6]</sup> 取 6, 并将其离散成 500 个等间距节点, 将气泡表面离散成 50 个等间距节点, 计算过程中采用二阶的龙格-库塔法向前推进, 计算过程是稳定的.

皇冠型水冢的典型特点是具有皇冠围裙, 不过皇冠型水冢之间也会有一些区别, 有的整体形态较矮胖, 本文称其为矮胖型皇冠水冢; 有的皇冠型水冢特征刚好相反, 整体形态较瘦高, 本文称之为高瘦型皇冠水冢. 下面分别针对这两种典型的皇冠型水冢进行实验与数值对比分析.

#### 3.1.1 矮胖型皇冠水冢

一般来说, 当距离参数较大时, 皇冠型水冢偏于矮胖型, 下面的实验中, 气泡距离水面的距离

为 12.75 mm, 气泡最大半径为 12.76 mm, 距离参数  $\gamma \approx 1$ . 如图 6 所示是实验与数值结果的气泡与水冢的形态对比图.

如图 6 所示, (a) 表示 0  $\mu\text{s}$  时刻, 通电后铜丝燃烧, 气泡形成, 开始膨胀; (b) 表示 880  $\mu\text{s}$  时刻, 气泡膨胀到一定阶段, 气泡顶部被自由液面微微吸引, 所以气泡不是一个标准的球形, 自由液面微微隆起,

水冢形成; (c) 表示 1584  $\mu\text{s}$  时刻, 气泡体积达到最大, 水冢高度继续增大; (d) 表示 2288  $\mu\text{s}$  时刻, 气泡开始收缩, 且气泡上表面成下凹状, 即向下的射流开始形成, 该部位的收缩速度相对其他位置最快, 水冢高度进一步增加, 但是水冢宽度明显变小; (e) 表示 2904  $\mu\text{s}$  时刻, 气泡向下的射流撞击到气泡下表面, 射流完成, 此时水冢变得更高, 宽度更小; 在

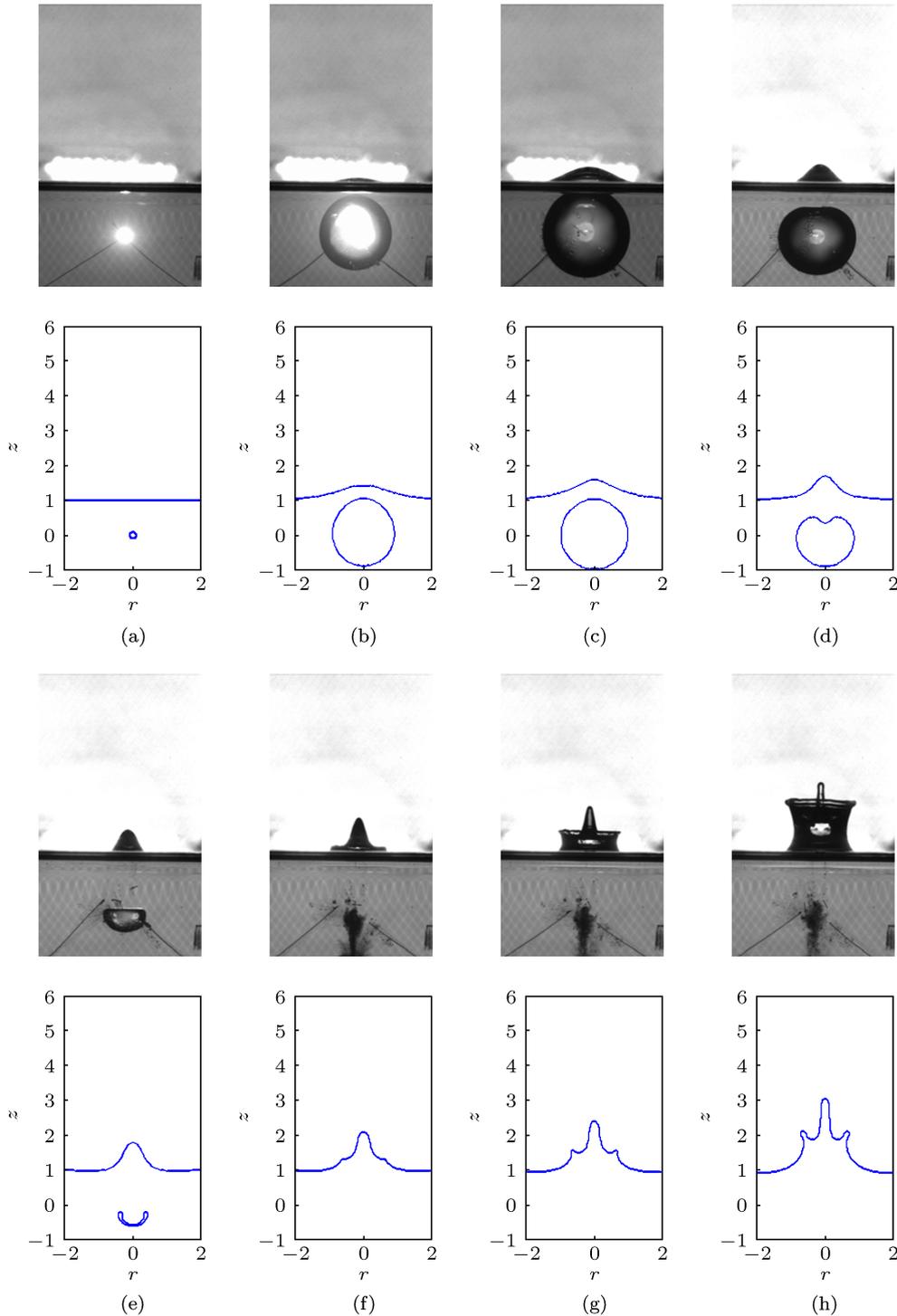


图 6 矮胖型皇冠水冢实验与数值结果对比

此之后, 气泡演变成一个环状气泡. (f) 表示 4664  $\mu\text{s}$  时刻, 皇冠围裙出现, 皇冠主峰更为高瘦; (g) 表示 6512  $\mu\text{s}$  时刻, 皇冠围裙更为明显, 其高度和宽度增大; (h) 表示 10912  $\mu\text{s}$  时刻, 水冢整体高度进一步增大. 如表 1 所示为 10912  $\mu\text{s}$  时刻的水冢参数以及气泡射流完成时间  $T_j$  的实验值与数值解的对比以及

相对误差.

表 1 矮胖型皇冠水冢数值结果误差

	$T_j/\mu\text{s}$	$H_m/\text{mm}$	$H_c/\text{mm}$	$W_c/\text{mm}$
实验值	2904	24.7	15.8	19.3
数值解	2928	26.1	14.3	18.0
相对误差/%	0.8	5.7	9.4	6.7

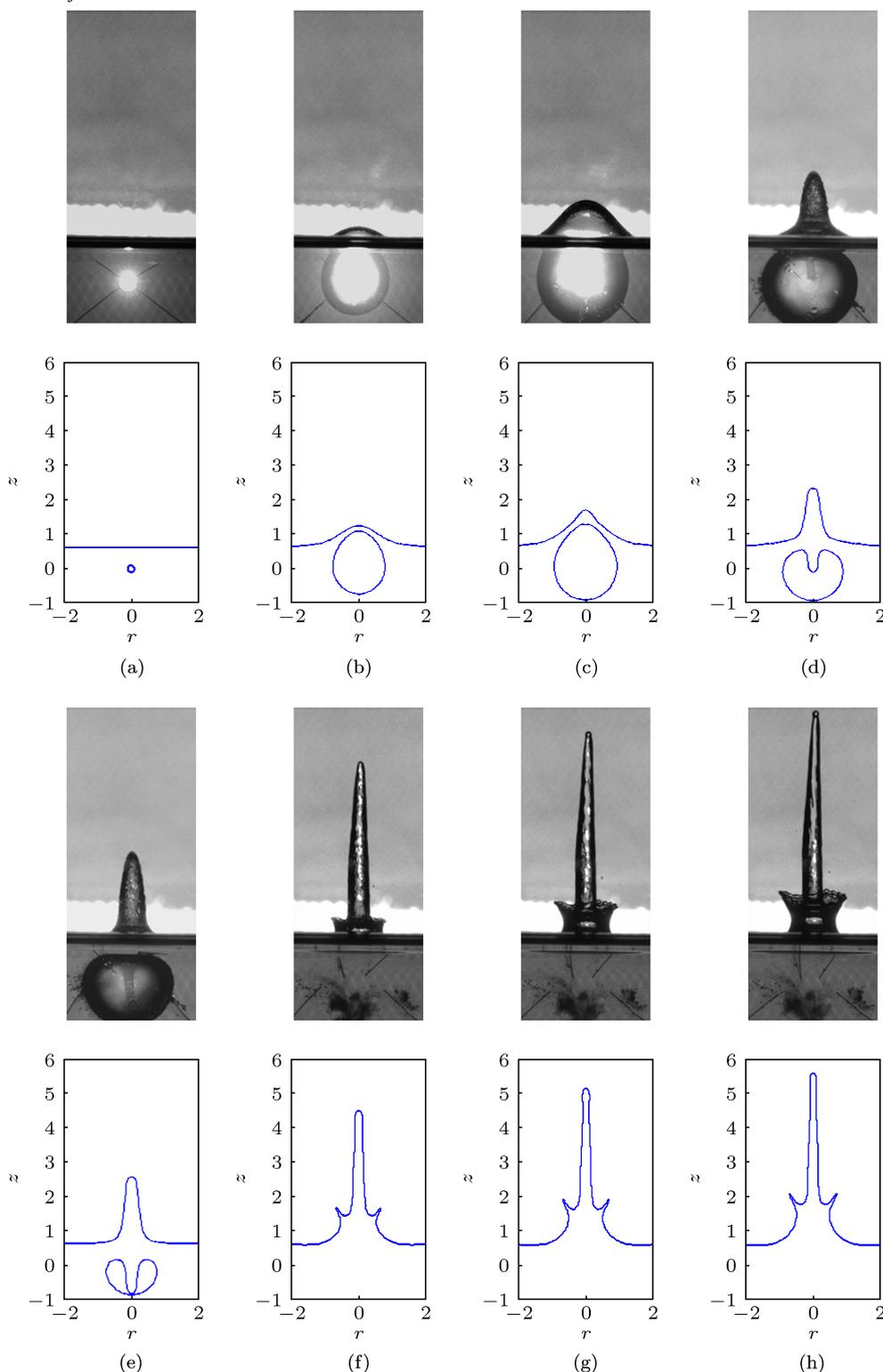


图 7 瘦高型皇冠水冢实验与数值结果对比

### 3.1.2 瘦高型皇冠水冢

当距离参数较小时, 皇冠型水冢偏于瘦高型, 下面的实验中, 气泡距离水面的距离为 8.1 mm, 气泡最大半径为 13.0 mm, 距离参数  $\gamma \approx 0.62$ . 图 7 为实验与数值结果的对比图, (a), (b), (c), (g), (h) 分别表示 0, 528, 1056, 5808 和 6424  $\mu\text{s}$  时刻.

该条件下, 距离参数相对高围裙皇冠实验更小, 气泡与自由液面的耦合作用更为强烈, 如图 7(b) 所示, 气泡在膨胀过程中被自由液面吸引现象更为明显, 气泡顶部被拽入水冢之中; (c) 中显示更为明显, 气泡呈“鸡蛋”状; (d) 表示 1936  $\mu\text{s}$  时刻, 气泡形成向下的射流, 水冢高度上升很快; (e) 表示 2376  $\mu\text{s}$  时刻, 气泡射流即将与气泡下表面碰撞, 之后形成环状气泡; (f) 表示 4928  $\mu\text{s}$  时刻, 皇冠围裙高度相对皇冠主峰高度相对较小; (g) 与 (h) 中, 主峰高度与围裙高度都进一步增大. 如表 2 所示为 6424  $\mu\text{s}$  时刻的水冢参数以及气泡射流完成时间的实验值与数值解的对比以及相对误差.

表 2 瘦高型皇冠水冢数值结果误差

	$T_j/\mu\text{s}$	$H_m/\text{mm}$	$H_c/\text{mm}$	$W_c/\text{mm}$
实验值	2420	53.3	15.3	16.6
数值解	2376	55.9	16.4	15.7
相对误差/%	1.9	4.9	7.2	5.4

通过以上两组实验与数值结果的对比可以发现, 实验现象与数值结果符合度良好, 而且气泡射流完成时间的实验值与数值解基本符合, 气泡射流完成时间的相对误差在 2% 以内, 说明本文的边界元模型在模拟气泡与自由液面的相互作用是十分准确的. 当气泡射流之后, 本文忽略了环状气泡对自由液面的影响, 继续模拟自由液面的运动. 虽然本文的处理方式较粗略, 但是该简化的计算模型能

够有效的模拟自由液面的运动趋势, 而且皇冠型水冢相关参数的计算误差均在 10% 以内, 说明该模型在模拟皇冠型水冢时也是可行有效. 本文将采用该简化模型对皇冠型水冢的运动规律进行探究, 主要研究几个特征参数对其影响.

## 3.2 特征参数对皇冠型水冢的影响

正如 3.1 节中所述, 皇冠型水冢的形态因工况不同有较大差异. 为了研究影响皇冠型水冢动态特性的因素, 本节从距离参数  $\gamma$ , 强度参数  $\varepsilon$  以及韦伯数  $We$  入手, 研究它们对皇冠型水冢的影响规律.

### 3.2.1 距离参数的影响

为了研究气泡生成位置与自由液面之间的距离对皇冠型水冢的影响,  $\gamma$  分别取 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1, 其余的无量纲参数为  $R_0 = 0.1$ ,  $\delta = 0.05$ ,  $\varepsilon = 303.8$ ,  $We = 10000$ . 对五种不同工况进行数值计算, 气泡射流完成时间分别是为 1.173, 1.304, 1.407, 1.484 和 1.544, 可见射流完成时间随距离参数  $\gamma$  增大而逐渐增大. 如图 8 所示是在无量纲时间  $t = 6$  时刻, 不同  $\gamma$  对应的皇冠型水冢形态.

如图 8 所示, 易见  $\gamma$  越大, 即气泡初始位置离自由液面距离大, 气泡与自由液面的耦合作用相对更小一些, 自由液面被顶起的高度相对较矮, 皇冠型水冢整体相对肥胖;  $\gamma$  越小, 即气泡初始位置离自由液面距离越小, 气泡与自由液面的耦合作用更为强烈, 自由液面被顶起高度相对较大, 皇冠型水冢整体越瘦长.

图 9 所示为不同  $\gamma$  时主峰高度  $H_m$  的变化曲线, 在气泡射流之后一段时间内, 主峰高度  $H_m$  基本呈线性增长规律, 而且  $\gamma$  越小,  $H_m$  增长速度越快. 图 10 所示为不同  $\gamma$  时围裙高度  $H_c$  的变化曲线, 随

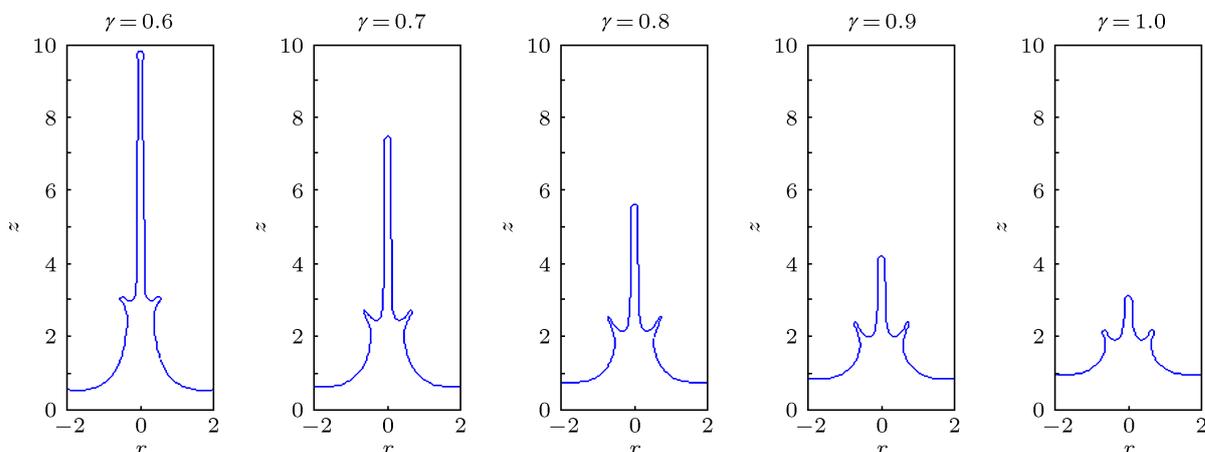


图 8 不同  $\gamma$  时皇冠型水冢形态 ( $t = 6$ )

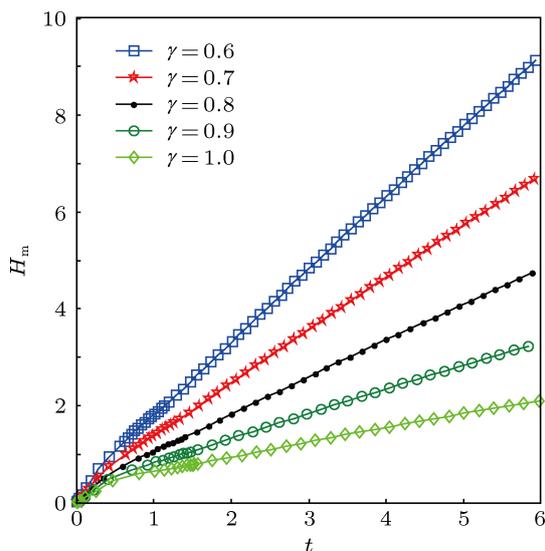


图9 不同  $\gamma$  时主峰高度变化

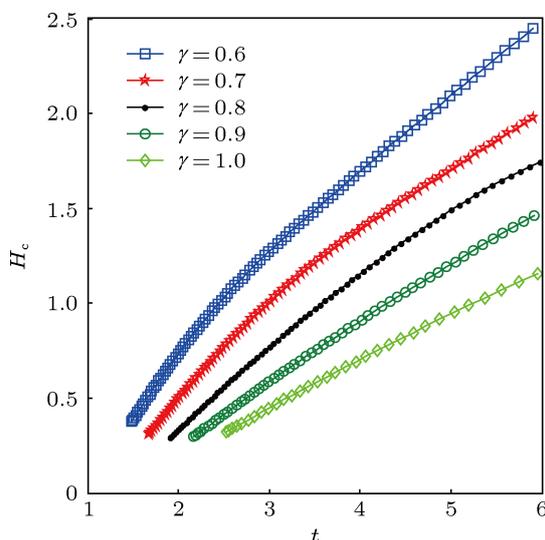


图10 不同  $\gamma$  时围裙高度变化

$\gamma$  增大, 围裙高度  $H_c$  逐渐减小, 而且围裙出现时间也逐渐变长. 图 11 所示为不同  $\gamma$  时围裙宽度  $W_c$  的变化曲线, 首先, 距离参数  $\gamma$  越大, 围裙的初始宽度  $W_c$  也就越大. 对于  $\gamma=0.6$  条件, 围裙宽度  $W_c$  在

$t < 2.9$  阶段逐渐增大, 在  $t = 2.9$  左右达到最大, 当  $t > 2.9$  阶段又逐渐减小, 本文将皇冠围裙宽度先增大后减小的现象称为围裙卷缩现象. 对于  $\gamma = 0.7$  与  $\gamma = 0.8$  条件, 同样有围裙卷缩现象, 只是围裙宽度达到最大的时刻不一样, 随  $\gamma$  增大, 围裙宽度达到最大的时刻会向后延迟. 对于  $\gamma = 0.9$  与  $\gamma = 1$  条件, 围裙宽度还没有在  $t = 6$  之前达到最大. 对于形成围裙卷缩现象的主要原因归咎于表面张力的作用, 将在 3.2.3 节中详细讨论.

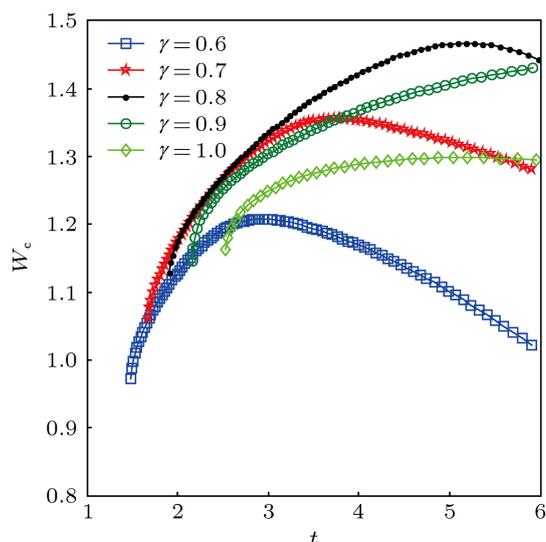


图11 不同  $\gamma$  时围裙宽度变化

### 3.2.2 强度参数的影响

为了考察气泡初始内压对自由液面的影响, 现  $\varepsilon$  分别取 20, 100, 1000, 其他参数取值为  $\delta = 0.05$ ,  $We = 10000$ ,  $\gamma = 0.8$ . 同样对三种不同工况进行数值计算, 气泡射流完成时间分别为为 1.509, 1.435 和 1.377, 可见射流完成时间随强度参数  $\varepsilon$  增大而逐渐减小. 如图 12 所示是在无量纲时间  $t = 6$  时, 不同  $\varepsilon$  时皇冠型水冢形态.

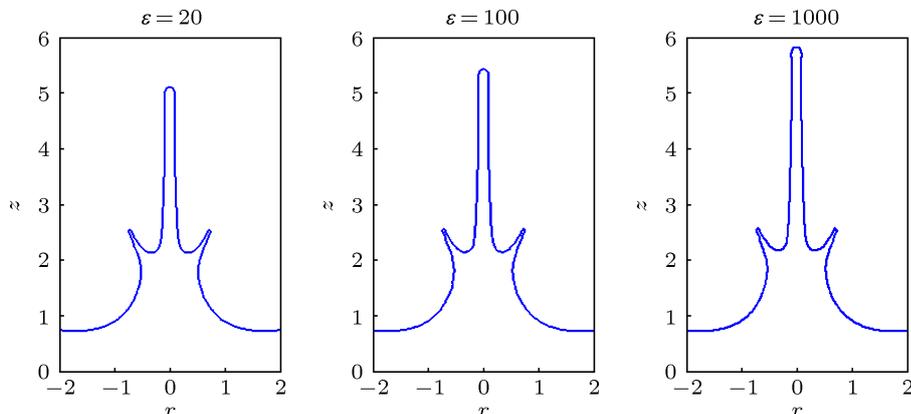


图12 不同  $\varepsilon$  时皇冠型水冢形态 ( $t = 6$ )

易见  $\varepsilon$  虽然从 20 变化到 1000, 但是水冢形态从视觉上变化不大, 其具体参数比较见图 13 至图 15.

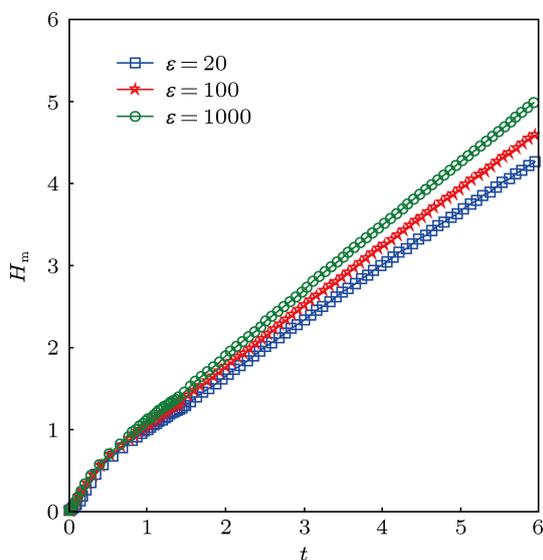


图 13 不同  $\varepsilon$  时主峰高度变化

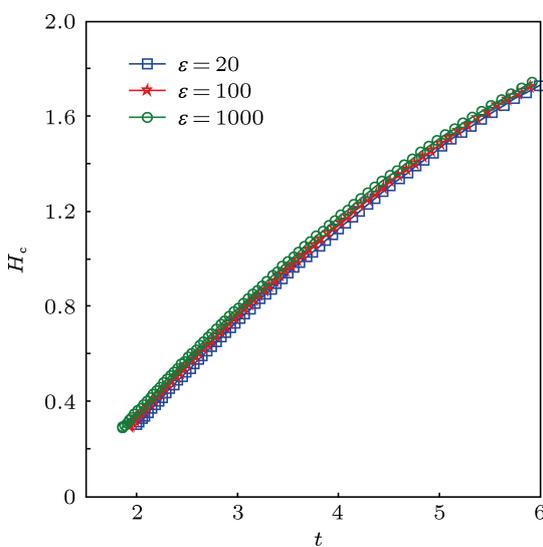


图 14 不同  $\varepsilon$  时围裙高度变化

如图 13 所示, 不同  $\varepsilon$  时主峰高度变化趋势完全一致,  $\varepsilon$  越大, 主峰高度  $H_m$  越大, 但是  $H_m$  随  $\varepsilon$  变化幅度较小, 可见  $\varepsilon$  对主峰高度的影响不大. 如图 14 所示, 不同  $\varepsilon$  时围裙高度变化曲线对比, 可见  $\varepsilon$  越大, 围裙高度  $H_c$  越大, 但是围裙高度变化曲线基本重合, 区别很小, 所以  $\varepsilon$  对围裙高度的影响也不大. 如图 15 所示, 为不同  $\varepsilon$  时围裙宽度变化曲线, 三组曲线变化趋势也基本一致, 而且可以看出三种

条件均出现了围裙卷缩现象, 随  $\varepsilon$  增大, 围裙宽度达到最大的时间稍有减小. 综上, 气泡初始时刻的强度参数  $\varepsilon$  在大范围内变化时, 皇冠型水冢的相关参数变化不大, 所以强度参数  $\varepsilon$  不是影响皇冠型水冢的主要参数.

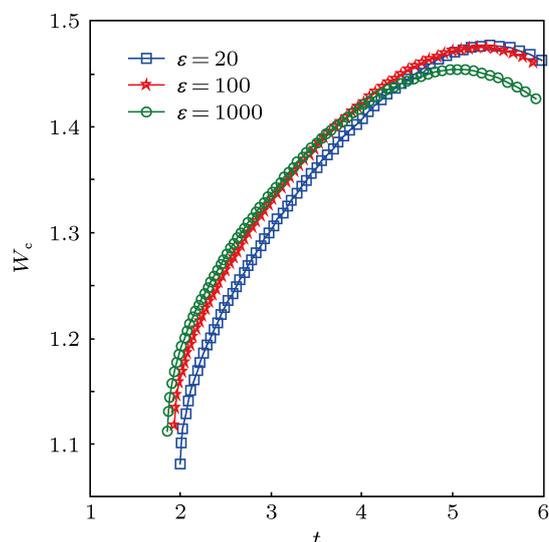


图 15 不同  $\varepsilon$  时围裙宽度变化

### 3.2.3 韦伯数的影响

为了考察韦伯数  $We$  对皇冠型水冢的影响, 现  $We$  分别取 1000, 2000, 5000, 10000, 其他参数为  $\delta = 0.05$ ,  $\varepsilon = 100$ ,  $\gamma = 0.9$ . 同样对该四种条件进行计算, 气泡射流完成时间分别是为 1.518, 1.518, 1.519 和 1.520, 可见韦伯数  $We$  对射流完成时间影响很小, 基本可以忽略不计, 这是因为表面张力相对于气泡内部高压只是一个很小的量. 如图 16 所示是在无量纲时间  $t = 6$  时, 不同  $We$  时皇冠型水冢形态差异较大, 可见表面张力对皇冠型水冢的影响是不能忽略的.

如图 16 所示, 可见随  $We$  增大, 主峰高度逐渐增大, 主峰的宽度相对更细. 一个明显的差别是皇冠围裙边缘形状, 对于较小的  $We$ , 围裙边缘越粗越圆滑, 对于较大的  $We$ , 围裙边缘越扁越尖. 此区别就是因表面张力的作用所引起的. 对于较小的  $We$  数, 即表面张力相对更大, 那么由于形状较尖细的围裙边缘处曲率较大, 该处的表面张力也就很大, 所以该处在较大的表面张力作用下变得更加圆滑, 若  $We$  变大, 则围裙边缘更容易保持较尖细的形态. 另外,  $We = 1000$  的条件, 主峰顶部开始出现珠化现象.

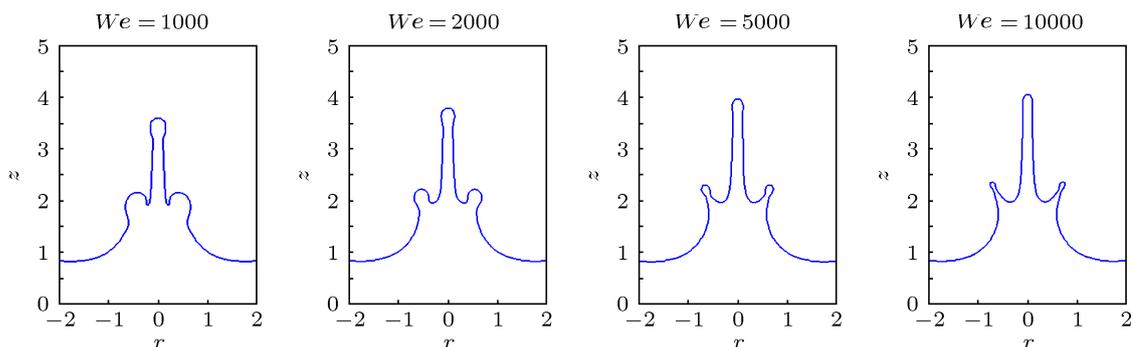


图 16 不同  $We$  时皇冠型水冢形态 ( $t = 6$ )

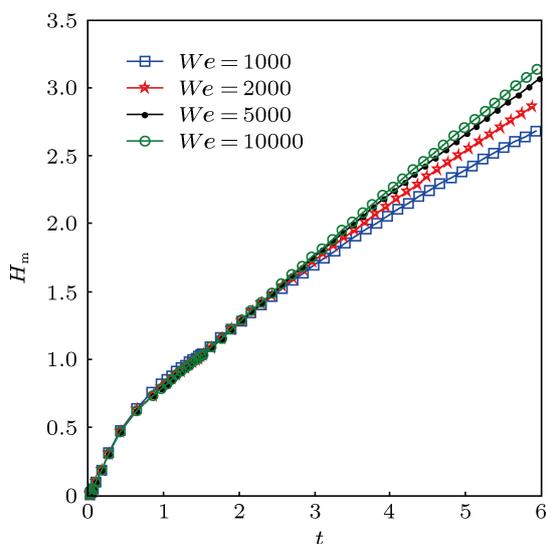


图 17 不同  $We$  时主峰高度变化

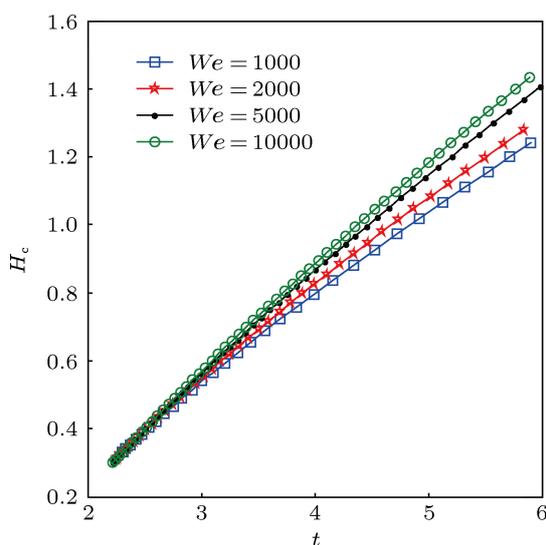


图 18 不同  $We$  时围裙高度变化

如图 17 所示, 为不同  $We$  时主峰高度变化曲线, 可见  $We$  越大, 则主峰高度越大. 这是由于表面张力对于主峰顶部的作用是向下的张力, 所以不难理解为什么表面张力越大, 主峰高度越小的现象.

同理可以解释围裙高度变化规律, 如图 18 所示. 如图 19 所示, 对于不同的  $We$  数, 围裙宽度变化趋势有很大的区别, 对于  $We = 1000$  情况, 围裙宽度增加阶段用时很短, 之后的围裙宽度逐渐下降; 对于  $We = 2000$  情况, 围裙宽度增加阶段的时间有所增加, 对于  $We = 5000$  和  $We = 10000$  的情况, 还没有出现明显的围裙卷缩现象. 由于围裙边缘一般是朝斜上方, 所以表面张力在围裙边缘处不仅在竖直方向上有向下的分量, 而且在水平方向上还有朝向皇冠主峰的分量, 所以后期在较大表面张力的作用下, 皇冠围裙宽度会逐渐减小, 边缘逐渐圆滑, 这就是围裙卷缩现象出现的根本原因.

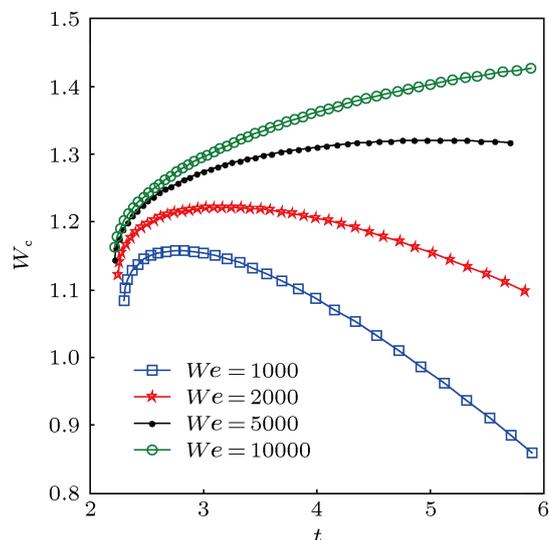


图 19 不同  $We$  时围裙宽度变化

## 4 结论

本文针对皇冠型水冢进行了实验与数值研究. 在数值上基于势流理论建立了气泡与自由液面耦合运动的数值模型. 在气泡射流之后, 忽略环状气泡对自由液面的影响, 继续模拟自由液面的运动特

性. 经过与实验对比分析, 不同类型的皇冠型水冢的数值误差均在 10% 以内, 说明该数值模型不失为一种有效的模拟皇冠型水冢的方法. 利用编写的程序, 本文研究了距离参数、强度参数和韦伯数对皇冠型水冢的影响规律, 现总结如下:

1. 距离参数是影响皇冠型水冢动态特性的主要因素, 当距离参数  $\gamma \in [0.6, 1]$  时,  $\gamma$  越小, 气泡与自由液面耦合作用越强烈, 皇冠型水冢的主峰高度和围裙高度越大, 水冢整体形态偏于“瘦高型”; 相

反,  $\gamma$  越大, 水冢整体形态偏“矮胖型”.

2. 气泡的强度参数  $\varepsilon$  不是影响皇冠型水冢运动特性的主要因素,  $\varepsilon$  只是对主峰高度等参数的幅值大小有微弱的影响.

3. 表面张力虽然对气泡的动力学行为影响很小, 但是对皇冠型水冢的运动特性影响较大.  $We$  数越小, 主峰高度与围裙高度也就越小, 而且由于表面张力的存在, 还会引起围裙卷缩以及主峰珠化等特殊的物理现象.

- 
- [1] Gibson D C 1968 *The Third Australasian Conference on Hydraulic and Fluid Mechanics Sydney Australia*, November 25–29, 196 p210
- [2] Blake J R, Gibson D C 1987 *J. Fluid Mech.* **19** 99
- [3] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, Lam K Y 1996 *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* **8** 73
- [4] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, Lam K Y 1996 *Comput. Fluids* **25** 607
- [5] Pearson A, Cox E, Blake J R, Otto S R 2004 *Eng. Anal. Bound. Elem.* **28** 295
- [6] Zhang A M, Yao X L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 339 (in Chinese) [张阿漫, 姚熊亮 2008 物理学报 **57** 339]
- [7] Li Z R, Sun L, Zong Z, Dong J 2012 *Acta Mech. Sin.* **28** 51
- [8] Liu Y L, Zhang A M, Wang S P, Tian Z L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 224702 (in Chinese) [刘云龙, 张阿漫, 王诗平, 田昭丽 2012 物理学报 **61** 224702]
- [9] Zhang A M, Wang C, Wang S P, Cheng X D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 084701 (in Chinese) [张阿漫, 王超, 王诗平, 程晓达 2012 物理学报 **61** 084701]
- [10] Newman J N 1977 *Marine Hydrodynamics* (1st Ed.) (London: MIT Press) p131
- [11] Klaseboer E, Manic R, Khoo B C, Derek Y C C 2011 *Eng. Anal. Bound. Elem.* **35** 489
- [12] Wang C, Khoo B C 2004 *J. Comput. Phys.* **194** 451
- [13] Lee M, Klaseboer E, Khoo B C 2007 *J. Fluid Mech.* **570** 407

# Experimental and numerical studies on “crown” spike generated by a bubble near free-surface\*

Li Shuai Zhang A-Man<sup>†</sup> Wang Shi-Ping

(School of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

(Received 24 March 2013; revised manuscript received 1 July 2013)

## Abstract

Strong interaction between bubble and free-surface will cause complex phenomena, producing many different types of spike. Based on potential flow theory, a numerical model was established to simulate the crown spike. A downward jet was formed during the bubble's collapsing, and simulation of the free-surface was continued regardless of the ring bubble's effect on it. Simulation results show good agreement with the experiment conducted with a high speed camera and a spark-generated device, and the relative error was less than 10%. Some special phenomena were found through numerical calculation, such as apron-shrink and peak-dropped. Finally, the effects of initial condition and Weber number on crown-type water column were studied.

**Keywords:** bubble, free-surface, crown spike, Weber number

**PACS:** 47.55.dd, 47.55.dr, 47.20.Dr

**DOI:** 10.7498/aps.62.194703

---

\* Project supported by the Excellent Young Scientists Fund (Grand No. 51222904), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50939002), and the National Basic Research of China (Grant No. 613157).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: amanzhang@gmail.com