

小韦伯数下小球入水的数值分析

叶阳辉, 孙金绢, 史小兵, 王焕然

(西安交通大学热流科学与工程教育部重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 为了能准确预测壁面湿润性对固体入水的影响, 使用二维轴对称模型和动网格技术模拟了疏水小球低速竖直入水实验, 使用用户自定义函数(UDF)加入动态接触角模型来处理壁面湿润性. 气液界面的捕捉采用流体体积(VOF)法, 界面重构应用 Compressive 方法. 首先模拟了小密度超疏水小球入水实验以验证小球受力计算的准确性, 然后针对 3 种不同空泡类型实验进行数值模拟, 模拟结果与实验符合较好, 并数值分析了入水初速度的改变对入水过程的影响, 对于 shallow seal 空泡, 无量纲闭合时间与韦伯数可用二次曲线精确拟合.

关键词: 入水; 动态接触角; 动网格; 数值模拟

中图分类号: O353.4 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2012)11-0040-04

Numerical Simulation of Hydrophobic Spheres Entering Water at Low Weber Numbers

YE Yanghui, SUN Jinjuan, SHI Xiaobing, WANG Huanran

(Key Laboratory of Thermo-Fluid Science and Engineering, Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: In order to analyze the influence of the wetting property on the water entry, a numerical simulation on the vertical water entry of small hydrophobic spheres at low impact speed was performed using the 2D axisymmetric grid and the dynamic mesh model. The dynamic contact angle model with UDFs was applied to handle the wetting property. In the numerical simulation, the VOF method and the compressive scheme were used to track and reconstruct the interfaces, respectively. The accuracy of the force calculation method was validated in the simulation by using a light superhydrophobic sphere. The simulation results for different cavity types agree reasonably with the experimental data. The influence of the impact speed was analyzed based on simulation results. For the shallow seal cavity, the dimensionless pinch-off time could be fitted well by the quadratic functions with an increase in the impact speed.

Keywords: water entry; dynamic contact angle; dynamic mesh; numerical simulation

固体入水问题在军事和生物学上都有广泛的应用, 如导弹入水和昆虫水上行走等问题. 自 Worthington 等^[1]利用当时出现的闪光摄影技术观察小球落入不同液体时出现的飞溅和空泡现象开始, 这方面的实验和理论研究不断开展. May^[2]对半径约为 1 cm、速度为 10~30 m/s 的小球入水问题较早地做了深入的实验研究, 分析了不同因素对空泡闭合时

间的影响. Duclaux 等^[3]同样针对半径约为 1 cm 的小球研究壁面湿润性、入水初速度及小球半径对空泡特性的影响. Aristoff 等^[4]对半径约为 1 mm 的疏水小球低速入水问题做了大量实验和理论研究. 近 20 年来, 数值计算开始应用于入水问题的研究. Yan 等^[5]同样在低弗劳德数下对小球和圆盘入水问题做了实验、理论和数值分析. Do-Quang 等^[6]使用相场

法进行数值模拟,研究壁面湿润性对小球入水过程的影响.

小球入水较之楔形物体入水更能体现出壁面湿润性对固体入水的影响,这是入水问题数值模拟的一大难点,也是本文的重点. 小球高速入水时,壁面湿润性对入水过程影响较小^[3],且入水后将溅起一层极薄的水膜较难精确捕捉,故本文主要针对文献[4]中的小韦伯数下小球入水实验进行数值模拟. 壁面湿润性的处理使用基于接触线速度的动态接触角模型,该模型常用于水滴碰撞壁面问题的数值模拟,还没有被用于固体入水问题模拟的研究. 本文介绍了3种不同动态接触角模型,还分析了小球入水初速度改变对入水过程的影响,小韦伯数下小球入水后极易发生偏斜,使得实验结果随机误差较大. 此外,本文还对小密度超疏水小球入水实验^[7]进行了数值模拟,以验证小球受力计算的准确性.

1 数值模拟计算模型及实验参数

本文主要针对文献[4]疏水小球入水实验中的 quasi-static、shallow seal 和 deep seal 这3种空泡类型进行数值模拟,它们随着韦伯数增大依次出现. quasi-static 空泡闭合时呈半月形,空泡体积很小. 随着韦伯数增大,shallow seal 空泡吸入较多的空气,且空泡闭合位置很浅,在水面附近. deep seal 空泡闭合位置较深,约为空泡闭合时小球入水深度的二分之一. 本文选取文献[4]中的两个入水实验进行了数值模拟,分别命名为实验1、实验2(实验参数见表1),并进行了详细的数值分析. 模拟中前进接触角和静态接触角分别为150°和125°.

表 1 文献[4]中的实验参数及空泡类型

实验	半径 R_0/mm	入水初速度 $U_0/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	空泡类型	韦伯数
1	1.40	0.3	quasi-static	1.73
2	0.79	3.1	deep seal	104

1.1 数值模型

本文使用二维轴对称模型模拟小球竖直入水过程,在对小球进行受力计算后使用动网格技术实现小球壁面的下落. 气液界面的捕捉采用 VOF 方法,由于空泡闭合时内部压力可能很高,故将气相设置为理想气体以考虑其可压缩效应,其流动控制方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \tag{1}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = \\ &-\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \mathbf{f} + \mathbf{f}_s \tag{2} \\ &\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\mathbf{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_h \tag{3} \end{aligned}$$

式中: $\mathbf{f}$ 为体积力; $\mathbf{f}_s$ 为表面张力; S_h 为源项.

本文采用 FLUENT 流体力学软件进行模拟. 计算区域上下侧、左侧边界和小球壁面都设为壁面边界条件,计算区域底部使用长方形网格以减少计算量. 为减少数值模拟时左侧边界对入水过程的影响,该边界到对称轴的距离为小球半径的20倍. 表面张力和接触角采用 CSF 模型^[8]处理,该模型将表面张力看成是自由界面单元所受的体积力. 小球壁面使用无滑移边界条件. PISO 算法用于压力-速度耦合. 压力差分格式采用体积力加权(Body Force Weighted),动量和湍动能方程采用二阶迎风格式. 全局库朗特数设置为0.5,计算时间步长在 $10^{-8} \sim 5 \times 10^{-6}$ s 之间. 界面重构采用 Compressive 方法,使用 Geo-Reconstruct 与 CICSAM 方法的模拟结果与实验相差较大. 使用考虑低雷诺数修正的 SST $k-\omega$ 湍流模型,采用该模型模拟结果较之层流模型、Realizable $k-\epsilon$ 模型和 RSM 模型与实验符合最好.

1.2 动态接触角模型

图1所示是典型实际表面上动态接触角和接触线速度的关系. 数值计算中接触角由前进接触角向静态接触角的突变会导致接触线速度开始在0附近剧烈波动,接触角也会在前进接触角与后退接触角间不停波动. 为了增加数值稳定性,本文计算中将动态接触角从前进接触角向后退接触角线性过渡,接触线速度由0.03 m/s 减小到0 对应动态接触角由前进接触角减小到静态接触角.

Saha 等^[9]使用 VOF 方法研究了不同动态接触角模型对微通道流动的影响,本文选择其中效果较好的3个模型进行对比计算. Jiang 等^[10]提出的经验公式为

$$\cos \theta_d = \cos \theta_A - (1 + \cos \theta_A) \tanh(4.96 Ca^{0.702}) \tag{4}$$

式中: Ca 为毛细数, $Ca = \mu V / \sigma$, V 为接触线速度; θ_A 为前进接触角. Kistler 等^[11]提出的经验公式为

$$\begin{aligned} &\cos \theta_d = \\ &1 - 2 \tanh \left(5.16 \left[\frac{Ca + fHI}{1 + 1.31(Ca + fHI)^{0.99}} \right]^{0.706} \right) \end{aligned} \tag{5}$$

Bracke^[12]提出的经验公式为

$$\cos\theta_d = \cos\theta_A - 2(1 + \cos\theta_A)Ca^{0.5} \tag{6}$$

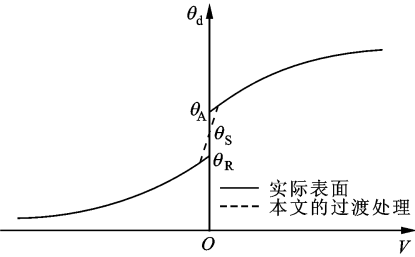


图 1 典型实际表面上动态接触角和接触线速度的关系

使用以上 3 种接触角模型时动态接触角与接触线速度的关系如图 2 所示. 本文使用 UDF 计算小球壁面上接触线速度及动态接触角. 模拟结果表明, 使用 Jiang 和 Bracke 模型模拟结果差别很小, 且较之 Kistler 模型与实验符合更好, 本文采用 Jiang 模型进行数值模拟.

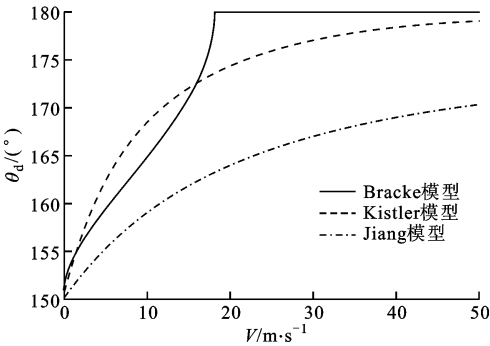


图 2 使用不同接触角模型时动态接触角与接触线速度的关系

1.3 动网格模型

动网格技术可用于计算运动边界问题, 本文采用动态层技术实现网格的增减. 在小球竖直下落过程中, 整个计算域网格随小球一同下移, 顶部网格层高度增大到一定程度时, 就在边界面与相邻网格层之间增加一层网格. 同样, 底部网格层压缩到一定程度时, 临近一层网格被删除. 这样全场都为四边形网格, 较之三角形网格能更精确地捕捉气液交界面. 小球运动使用 6 自由度(6DOF)模型计算, 使用 UDF 对小球壁面上每个网格所受压力和黏性力竖直方向上的分力进行求和, 并求出接触线上表面张力(图 3), 最后加上重力算出小球加速度, 进而得到小球当前时间步的速度和位移. 表面张力的计算式为

$$f_s = 2\pi R\sigma\sin\beta\sin\Psi, \quad \Psi = \theta_d + \beta - \pi \tag{7}$$

1.4 边界层网格

当使用无滑移壁面边界条件时, 模拟结果与边界层网格尺度相关. 本文取边界层网格高度为 3

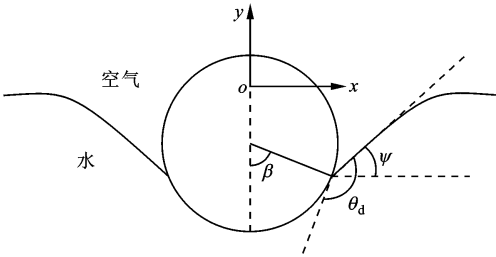
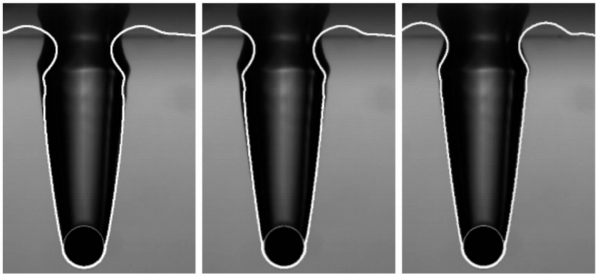


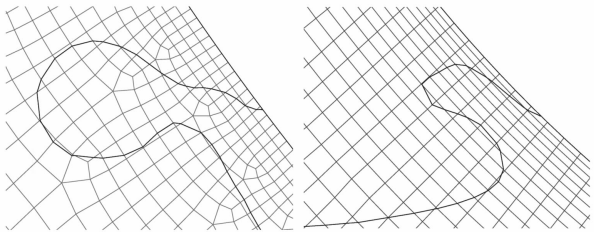
图 3 表面张力计算示意图

μm , 进一步减小该值对模拟结果影响很小. 接触线速度较大时, 边界层网格高宽比对模拟结果有很大影响. 图 4 表明使用大高宽比边界层网格无法准确模拟实验 2 入水过程. 实验 2 小球入水初始阶段动态接触角接近 180° , 由图 5 可见, 使用大高宽比边界层网格时接触角远小于 180° . 这可能是因为接触线速度较大时液相无法及时输运至接触线另一侧, 使得界面重构后接触角小于实际值, 而边界层网格高宽比对低速入水的实验 1 模拟结果几乎无影响. 针对文献[3]中较大韦伯数下小球入水模拟同样需要小高宽比边界层网格, 使用大高宽比边界层网格模拟结果与实验相差较大. 本文计算中边界层采用高宽比为 1 : 4 的网格.



(a) 1 : 1 (b) 1 : 2 (c) 1 : 4

图 4 实验 2 使用不同边界层网格高宽比时界面形状的模拟结果(白线)与实验^[4]的对比



(a) 1 : 1 (b) 1 : 4

图 5 实验 2 使用不同边界层网格高宽比时界面形状对比

2 计算结果分析

2.1 小密度超疏水小球入水模拟

Lee 等^[7]使用小密度超疏水小球研究小球受力及入水后小球浸没、悬停和弹回 3 种不同状态. 图 6 为文献^[7]中小密度超疏水小球入水后弹回实验位移变化与本文模拟结果的对比,由图可见小球反弹前的受力计算较精确. 小球运动起初受压力支配,入水后受表面张力支配,由于对后退接触角只是粗略估算,小球反弹过程中表面张力的计算不准确,模拟得到的位移与实验有一定偏差.

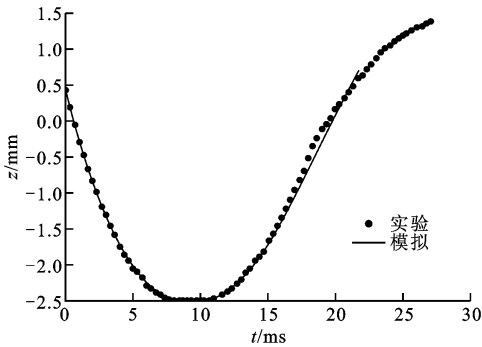


图 6 小密度超疏水小球实验的位移变化^[7]与模拟结果的对比

2.2 对文献^[4]中实验的模拟

实验 1 入水初速度很低,实验中空泡闭合时间为 21.3 ms,数值模拟结果为 20.5 ms,数值模拟界面形状与实验符合较好(见图 7). 小球刚入水时静压及动压最高点在接触线附近,接触线前部空气以较大速度(约为小球入水初速度的 10 倍)被挤出. 空泡闭合时闭合处空气速度超过 70 m/s,内部压力超过 5 kPa,之后空泡压力开始大幅波动. 本文未对声场进行模拟,而以界面融合处最大压强来衡量闭合时声音大小,以下称融合压强,实验 1 融合压强约为 30 kPa. 对于 quasi-static 空泡,小球所受黏性力在整个过程中都较小,而重力和表面张力相对较大,入水过程中小球速度变化较小.

对于实验 2,由图 8 可见,模拟结果中空泡闭合慢于实验,这可能是本文接触角模型中对前进接触角向静态接触角过渡的处理欠妥. 实验入水时间为 14.35 ms,模拟结果为 14.84 ms,两者相差约 3%. 小球刚入水时接触线上静压达 100 kPa,空气速度同样约为小球入水初速度的 10 倍. 空泡闭合时闭合处空气速度超过 100 m/s,融合压强高达 500 kPa. 小球运动受压力支配,黏性力和表面张力大小相近,

空泡闭合时小球速度减小了 45%.

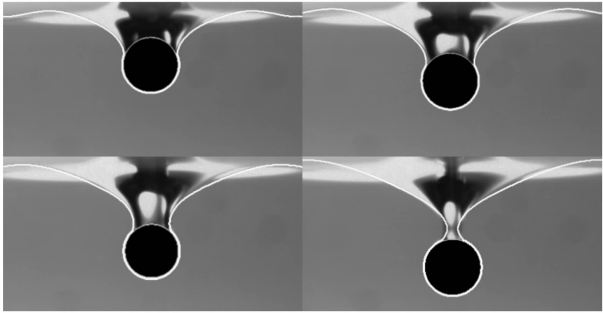


图 7 实验 1 小球入水^[4]与模拟结果(白线)的对比

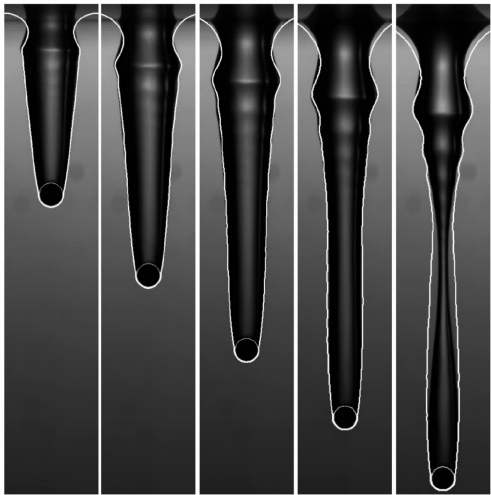


图 8 实验 2 小球入水^[4]与模拟结果(白线)的对比

2.3 入水初速度改变对入水过程的影响

对半径为 0.79 mm 的小球数值模拟的结果表明:随着入水初速度增大,小球撞击水面时底部最大压强与韦伯数($We = \rho U_0^2 R_0 / \sigma$)成正比;融合压强起初随着韦伯数的增大而增大,当界面融合前空泡内出现高压时融合处产生高速气流,该气流使得融合处界面向空泡外倾斜,而融合压强相应减小. 由图 9 可见,空泡类型在韦伯数约为 75 时由 shallow seal 转变为 deep seal. 对于 shallow seal 空泡,数值模拟得到的无量纲闭合时间(tU_0/R_0)与韦伯数的关系可用二次曲线精确拟合. 文献^[4]中的拟合曲线为无量纲闭合时间与韦伯数的 1.25 次方成正比,由于小球入水后发生偏斜,文献中拟合曲线的拟合度较低. 对于 deep seal 空泡,空泡闭合时间大于实验值而闭合处深度(z/R_0)较实验偏小,在本文计算范围内无量纲闭合时间与韦伯数的关系可用一次函数拟合.

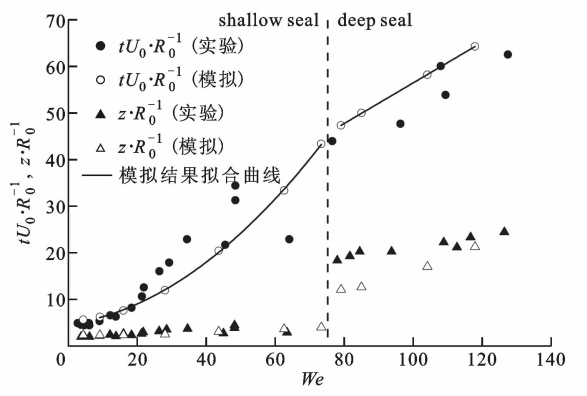


图9 无量纲闭合时间和闭合处深度的实验与模拟结果对比

3 结论

(1)对于本文中小尺度入水问题的数值模拟,界面重构采用 Compressive 方法优于 Geo-Reconstruct、CICSAM 和 Modified HRIC 方法. 对于小球刚入水时接触线速度较大的入水问题应使用小高宽比的边界层网格.

(2)本文采用 Jiang 等提出的动态接触角模型的模拟结果与实验符合较好,但前进接触角向后退接触角过渡的处理有待改进. 对小密度超疏水小球入水的模拟结果表明,本文使用的动网格技术及 6 自由度模型能较精确预测小球的运动.

(3)随着入水初速度增大,小球撞击水面时底部最大压强与韦伯数成正比,融合压强受闭合处界面形状影响较大. 对于 shallow seal 空泡,无量纲闭合时间与韦伯数可用二次曲线精确拟合.

参考文献:

- [1] WORTHINGTON A M, COLE R S. Impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography[J]. Phil Trans R Soc Lond, 1897, 189(A): 137-148.
- [2] MAY A. Vertical entry of missiles into water[J].

Journal of Applied Physics, 1952, 23 (12): 1362-1372.

- [3] DUCLAUX V, CAILLE F, DUEZ C, et al. Dynamics of transient cavities[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 591: 1-19.
- [4] ARISTOFF J M, BUSH J W M. Water entry of small hydrophobic spheres[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 619: 45-78.
- [5] YAN H M, LIU Y M, KOMINIARCZUK J, et al. Cavity dynamics in water entry at low Froude numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 641: 441-461.
- [6] DO-QUANG M, ANBERG G. The splash of a solid sphere impacting on a liquid surface: numerical simulation of the influence of wetting[J]. Physics of Fluids, 2009, 21(2): 022102.
- [7] LEE D G, KIM H Y. Impact of a superhydrophobic sphere onto water[J]. Langmuir, 2008, 24(1): 142-145.
- [8] BRACKBILL J U, KOTHE D B, ZEMACH C. A continuum method for modeling surface-tension[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2): 335-354.
- [9] SAHA A A, MITRA S K. Effect of dynamic contact angle in a volume of fluid (VOF) model for a microfluidic capillary flow[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2009, 339(2): 461-480.
- [10] JIANG T S, OH S G, SLATTERY J C. Correlation for dynamic contact angle[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 1979, 69(1): 74-77.
- [11] SIKALO S, WILHELM H D, ROISMAN I V, et al. Dynamic contact angle of spreading droplets: experiments and simulations[J]. Physics of Fluids, 2005, 17 (6): 062103.
- [12] BRACKE M. The kinetics of wetting the dynamic contact angle[J]. Progr Colloid Polym Sci, 1989, 79:142-149.

(编辑 荆树蓉)