

液滴撞击孔口附近壁面运动过程的模拟研究*

李大鸣[†] 王志超 白玲 王笑

(水利工程仿真与安全国家重点实验室, 天津大学, 天津 300073)

(2013年5月2日收到; 2013年6月27日收到修改稿)

采用光滑粒子流体动力学 (SPH) 方法模拟了液滴撞击带孔壁面的问题, 提出了随计算区域变化的链表搜索法. 结合实验进一步研究了不同物理条件下黏性、重力和内部压应力波动对铺展过程中液滴在孔口运动情况的影响, 详细分析了有限时间段内孔口断面处的压强变化. 结果表明: 液滴撞击表面后快速向两端铺展, 到达孔口上方时形成射流, 在极短暂时间内重力对射流的影响很小, 但是黏性会引起射流向孔内弯曲. 在内部压应力和惯性作用下射流下部产生有规律的波动, 使得孔口上方流体反复的膨胀和吸收将附近应力较高区域流体吸入孔内发生孔吸现象. 内部压应力是导致液滴被吸入孔内并撞击另一侧孔壁形成飞溅现象的主要原因, 模拟效果和实验结果符合良好.

关键词: 液滴, 带孔壁面, 光滑粒子流体动力学 (SPH), 链表搜索法

PACS: 47.85.-g, 47.11.-j, 81.05.Rm

DOI: 10.7498/aps.62.194704

1 引言

液滴撞击干燥或者湿润壁面的研究一直以来都是研究者的关注热点, 同时也是自然界中最常见的现象之一, 如下落的雨滴撞击地面、水面和植物表面. 此外液滴碰撞也是现代工业生产中不可或缺的环节之一, 例如喷射冷却、喷墨打印、材料表面加工等等, 涉及化工、冶金、航空、水利工程和工业制造等领域. 事实上关于液滴撞击的问题前人已经进行了大量的探索. Hitoshi 等^[1]在 2000 年借助实验研究分析了液滴撞击壁面过程中两者接触面积的变化情况, 并且提出液滴撞击后是会以类似于钟形铺展, 有部分空气滞留在液滴与壁面之间形成非接触区, 该区域面积会随着时间减小并逐渐趋于常数. 之后 Roisman 等^[2,3]的研究了液滴的韦伯数、雷诺数与其铺展半径的关系以及接触角对液滴撞击过程的影响. Lu 等^[4]研究了一系列不同韦伯数的液滴以不同入射角撞击干燥壁面的问题, 结果表明韦伯数越大液滴在水平方向的铺展越大. 李维仲等^[5]实验研究了液滴撞击水平壁面的问题并且定性和定量地分析了雷诺数 $Re = \rho v D / \eta_s$ 和韦

伯数 $We = \rho v^2 D / \sigma$ 对撞击动力过程的影响, 研究显示固体表面的润湿性和表面粗糙度对液滴铺展过程的后面阶段有很大的影响, 而液滴的大小的影响比较小. 权生林等^[6]使用 Lattice Boltzmann 方法研究了壁面的可润湿性、液滴撞击速度、黏性和表面张力等多种因素对液滴撞击壁面过程的影响. 2011 年 Li 等^[7,8]分析比较了不同自由表面追踪方法, 并且使用 SPH 方法分别模拟和研究了液滴撞击固壁和自由液面的问题. 同年 Yi 等^[9]利用高速图像采集系统分别研究了液滴对玻璃和石蜡表面撞击和铺展的初始湿润速度. 2012 年苏铁熊等^[10]的研究揭示了液滴碰撞固壁过程中内部压强变化过程. 毕菲菲等^[11]通过实验, 研究了一系列不同液滴撞击铝板后的铺展特征, 分析结果表明黏性和表面张力分别在铺展和回缩阶段起主要作用.

然而, 如上所述大部分液滴碰撞的研究都是围绕规则壁面展开的, 在现实生活生产当中遇到的几乎都是液滴和不规则壁面的碰撞问题. 2010 年 Roisman 等^[12]通过实验研究和分析了液滴撞击多孔壁面问题, 并且借助软件 OpenFOAM v1.6, 针对液滴撞击单孔附近壁面后的运动情况进行了一系列的模拟. Roisman 等人指出液滴撞击壁面后会以

* 国家自然科学基金 (批准号: 51079095)、国家自然科学基金创新研究群体科学基金 (批准号: 51021004) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: Lidaming@tju.edu.cn

较高的速度铺展形成薄流层, 而薄流层在经过孔口上方时被吸入孔内并产生向外飞溅现象. 本文主要借助 SPH 方法对液滴撞击单孔附近壁面问题进行模拟研究并与 Roisman 等^[12] 的成果进行对比分析. 分析比较了不同因素对孔口上方射流运动的影响并且解释了射流被吸入孔内的原因.

2 数值方法

光滑粒子流体动力学方法 (SPH) 是一种无网格的纯拉格朗日方法, 其核心内容是差值. 该方法是以一系列任意分布的粒子来模拟流体运动规律. 计算过程中每一颗粒子的密度、压强、速度等物理属性均由周围粒子差值得到, 所以 SPH 方法也是一种粒子方法. SPH 方法在处理高速撞击、大变形^[8,13,14] 问题时能够有效的消除计算过程中的数值发散, 而在处理自由表面或者多项流^[15,16] 问题时能较为精确的追踪交界面的运动. 此外 SPH 形式的控制方程计算不需要网格, 从而可以避免经典网格方法中的网格纠缠、扭曲和重构等问题. 因此近年来 SPH 方法已成为研究的热点并在不断被完善, 1999 年 Chen 等^[17] 提出了一种修正光滑粒子方法 (CSPM), 该方法对传统 SPH 方法的核近似式和粒子近似式进行了正则化处理, 由此来解决边界缺失问题. 2005 年 Liu 等^[18] 对传统 SPH 格式的精度问题进行了讨论并提出了具有高阶精度的 FPM (Finite particle method) 方法, 2011 年蒋涛等^[19] 在模拟黏性液滴变形时提出了 KGC-SPH (kernel gradient corrected SPH) 方法, 该方法修正了核函数的梯度项并且考虑了粒子间的相互作用, 从而提高了传统 SPH 格式的精度和稳定性. 随后 2012 年马理强等^[20] 对粒子的场变量核近似式进行正则化修正, 从而避免液滴冲击液面的过程中液滴和液面接触区域粒子密度、压强和速度等梯度变化很大所导致的局部非连续和间断.

2.1 控制方程

本文使用 SPH 方法模拟黏性液滴的碰撞问题, 液滴的运动过程应该满足物体的质量、动量和能量守恒三大定律. 以下是 SPH 形式下的 Navier-Stokes:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}, \quad (1)$$

$$\frac{dv_i^\alpha}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha} + F_\alpha, \quad (2)$$

$$\frac{de_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i + p_j}{\rho_i \rho_j} + \Pi_{ij} \right) v_{ij}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}, \quad (3)$$

其中, ρ, m, P 分别是密度、质量和压强, v 是速度矢量, e, F 是流体内能和单位自量力, Π_{ij} 是黏性项. 本文黏性采用 Monaghan^[21,22] 提出的人工黏性, 该黏性项不仅考虑了动能向热能的转化, 提供了冲击波面必不可少的耗散, 而且可以防止粒子间相互靠近时的非物理穿透. 因此, Monaghan 所提出的人工黏性项被使用得十分广泛. 此外为了防止密度计算过程中可能出现的质量不守恒现象, 本文使用了正则化的方法对计算区域内粒子的密度进行了修正^[23].

2.2 有效的搜索方法

目前, SPH 常用的最近相邻粒子搜索方法 (NNPS) 大致有三种: 全配对搜索法、树形搜索法和链表搜索法. 其中全配对搜索算法相对其他搜索算法结构较为简单, 但是更耗费时间, 复杂度阶数为 $O(N^2)$, 更适用于模拟一维或二维条件下粒子较少的情况; 树形搜索算法结构形式较复杂, 目前常用于粒子光滑长度可变的情况, 复杂度阶数为 $O(N \log N)$; 链表式搜索算法专门针对粒子光滑长度不变的情况, 该算法具有很强的针对性, 粒子只需搜索其周围的 9 单元格而不是整个计算区域, 复杂度阶数为 $O(N)$.

Simpson^[24] 曾经提出一种有效的链表搜索算法, 它基于旧的链表算法考虑虚拟网格间的空间关系, 从而减少了网格的重复搜索, 因此该算法在当前仍被广泛采用^[23,25], 其二维结构如图 1 所示. 将搜索单元和被搜索单元分别命名为中心单元 (ik) 和目标单元 (NW, N, NE, E), 中心单元沿 X 方向逐层搜索整个区域. 中心单元中的粒子只需要搜索在自身单元和目标单元中搜索, 而不需搜索整个周围区域, 避免了搜索的重复. 例如, 当中心单元 ($i=5, k=3$) 时, 目标单元分别是 ($i=5, k=4$), ($i=4, k=4$), ($i=6, k=4$) 和 ($i=6, k=3$). 而周围其余的单元在之前的搜索过程中已被考虑 (如, 单元 ($i=5, k=3$) 和 ($i=5, k=2$) 中粒子的搜索已经在 ($i=5, k=2$) 作为中心单元时完成了). 该链表搜索算法将搜索的目标单元由最初的 8 个减少到 4 个, 从而优化了其计算效率.

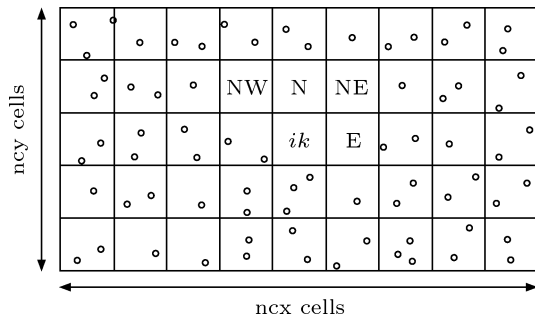


图1 链表搜索算法二维示意图 Simpson 的链表搜索算法

Simpson 链表搜索算法使用所有粒子的最大和最小边界来生成计算区域的虚拟网格, 但是所有粒子围成区域面积明显大于流体区域面积时, 生成的计算区域将包含大量的空白单元和无效的粒子对,

不仅消耗内存而且降低了运算速度. 因此本文提出直接通过流体区域的边界极值来生成虚拟网格, 该方法的实质是使得计算区域的虚拟网格随着流体运动并且跟随流体形状变化, 计算区域由流体决定, 与边界范围和形状基本无关. 如图 2(a) 所示在液滴的计算区域 D 周围加上区域 P . 由于网格的间距为 2 倍光滑长度, 所以只有进入 P 以内的边界粒子才考虑其对流体粒子的影响. 计算中 D 和 P 都随着液滴运动并随着其形状变化, 如图 2(b). 相对于将所有的边壁粒子都引入计算区域的一般链表搜索法, 如图 2(c), 图 2(b) 方案明显具有更少的空白单元和需要配对的粒子.

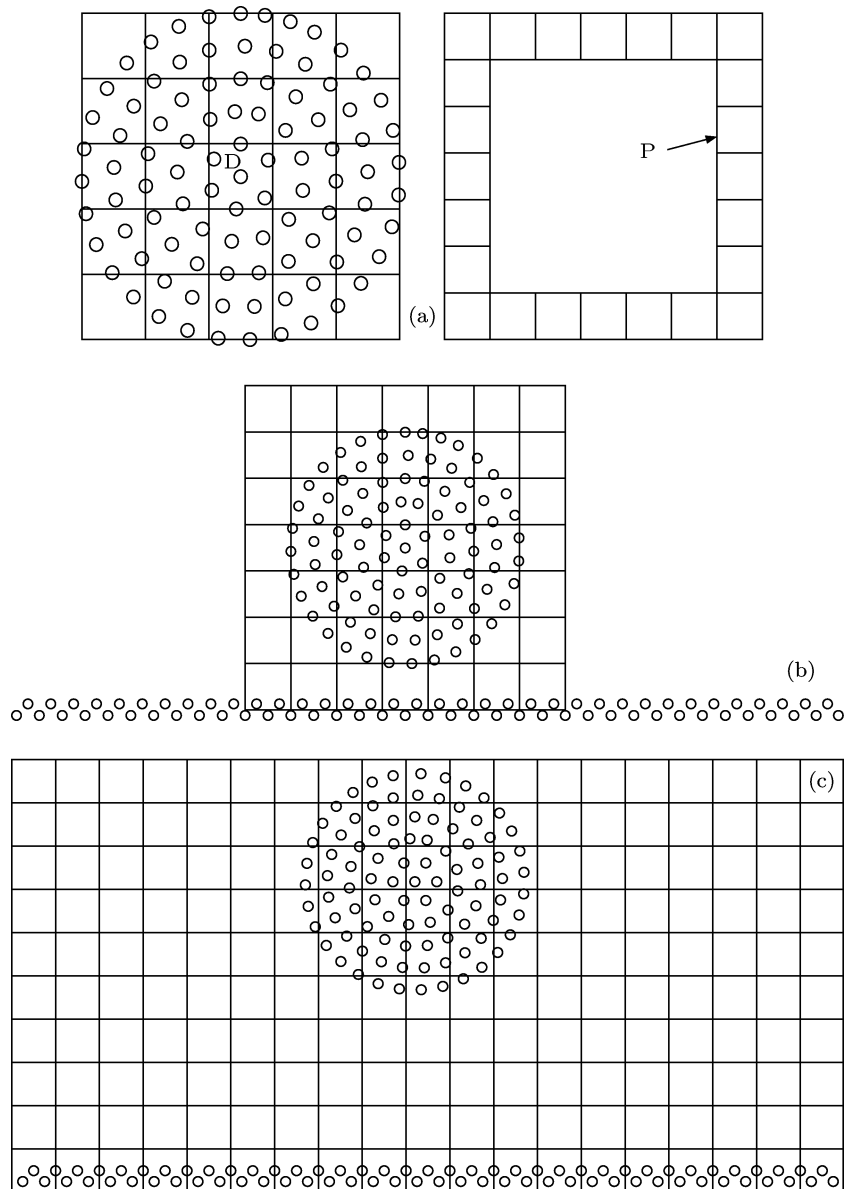


图2 改进的链表搜索算法原理 (a); 算法改进后 (b) 与改进前 (c) 的比较

2.3 状态方程

SPH 方法假设所有流体都是微可压的, 由此假设使得可以通过粒子的密度直接计算压强, 而不需要繁琐的解泊松方程. Monaghan^[22] 在求解具有自由表面流动情况问题时, 提出了以下形式的状态方程:

$$p = \frac{c_0^2 \rho_0}{\gamma} \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right) + p_{\text{atm}}, \quad (4)$$

其中, P 是各项同性的压强项, γ 是常数 $\gamma = 7$, ρ_0 是参照密度, 一般取 $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$, p_{atm} 是大气压强, c_0 是初始人造声速对应于参照密度 ρ_0 , 计算方法如下:

$$c_0 = V_{\text{max}} / (\Delta\rho/\rho)^{1/2}, \quad (5)$$

c_0 通常取最大预估流速 V_{max} 的 10 倍, 从而确保流体密度变化率小于 0.01, $V_{\text{max}} \approx \sqrt{gh}$, g 是重力加速度, h 是水深 (研究液滴撞击壁面问题时取液滴到壁面的距离), $\Delta\rho/\rho$ 是密度压缩率, 对于不可压缩流体通常取 0.01, 粒子声速的计算可以参照声速公式

$$c = \sqrt{dp/d\rho}. \quad (6)$$

将 (4) 式代入 (6) 式能得到粒子声速计算式

$$c/c_0 = (\rho/\rho_0)^3. \quad (7)$$

粒子声速可用于计算人工黏性和确定时间步长, 当计算不考虑人工黏性且采用给定时间步长时, 则可以忽略 (7) 式.

2.4 粒子位移积分

将以上状态方程应用于不可压缩流体时, 可以采用 Monaghan^[21] 提出的 XSPH 方法来求解粒子的位移. 它不仅能够使得不可压缩流体粒子的排列更加均匀, 而且能有效的较少可压缩流体粒子间的非物理穿透, 方程式为

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i + \varepsilon \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_{ij}} \mathbf{v}_{ji} W_{ij}, \quad (8)$$

其中, ε 是常数, $0 < \varepsilon < 1$, 不可压缩流体一般取 $\varepsilon = 0.3$, 平均密度 $\bar{\rho}_{ij} = (\rho_i + \rho_j)/2$, r 和 v 分别是矢量位移和速度, 很显然 XSPH 方法计算位移时考虑了周围粒子的影响使计算更加稳定.

2.5 边界条件

在流体数值模拟中选择合适的边界处理方法十分重要, SPH 方法常用的边界条件有三种: 1) 排

斥力边界条件; 2) 镜像粒子反射边界条件; 3) 动力边界条件.

排斥力边界条件由 Monaghan^[22] 1994 年提出, 用以防止流体粒子穿透边界. 当流体粒子到边界粒子的距离小于 kh_i 影响域, 边界粒子将会沿粒子间连线方向对流体粒子施加一个强排斥力, 排斥力的大小可由类似于分子力的计算方法得到. 随后 Monaghan 等^[26] 在 1999 年对该边界条件进行了修正, 通过引入了差值过程, 减小了边界粒子空隙作用的影响. 该边界条件适用于模拟光滑壁面, 但是如果需要考虑边界的无滑移条件, 可以将边界粒子同流体粒子一起带入运动方程中的黏性项.

镜像粒子反射边界条件最先由 Libersky 等^[27,28] 提出, 用于反射对称的表面边界条件. 之后 2001 年 Liu 等^[29] 使用了镜像粒子来模拟固定边界条件. 当流体粒子到边界粒子的距离小于 kh_i 时, 在该实粒子关于边壁对称处将产生一个镜像粒子, 且属性与流体粒子相同, 但是速度方向相反. 每一次经过连续方程式 (1) 和状态方程式 (4) 后镜像粒子的密度和压强都要及时的更新以保持跟对应的流体粒子一致. 镜像粒子反射边界条件非常适用于模拟强冲击问题. 但是由于镜像粒子的产生需要边界粒子作为参照, 因此镜像粒子通常是结合的固定边界粒子使用的.

动力边界条件是由 Dalrymple 等^[30] 在 2001 年提出的, 该方法认为边界是一层不变形的流体, 即利用一系列固定的流体粒子来组成固体边界. 边界粒子与流体粒子一起参与方程 (1), (2), (4) 的计算, 但是在方程 (8) 中边界粒子的速度不被更新. 当流体粒子与边界粒子的距离小于 kh_i 时, 根据 (1) 式流体粒子和边界粒子的密度变大, 之后经过 (4) 式粒子压强升高, 再根据 (2) 式中的压力项 $p_i/\rho_i^2 + p_j/\rho_j^2$ 粒子间的作用力增加, 产生相互排斥的作用. Dalrymple 等人还提出使用固体边界采用两行交错布置粒子的方法效果最佳, 如图 3. 但是在计算时采用以上边界处理方法将导致边界粒子压强偏大, 使得流体和边壁间产生间断区. 固体的压缩性明显会小于流体, 对于固体边界粒子采用流体的状态方程的密度压缩率 $\Delta\rho/\rho$ 将导致压强偏大. 这样虽然可以有效的防止流体粒子的非物理穿透, 但是边壁的黏性效果会明显减小. 于是在 2007 年 Crespo 等^[25] 对这一边界条件进行了修正, 即通过流体粒子的入射能量来决定边界粒子对流体粒子产生影响的距离. 本文模拟采用动力边界条件, 其

优势在于结构简单不需要额外的添加边界处理步骤并且使用灵活不需要预先判断壁面形状,适用于任意不规则壁面。

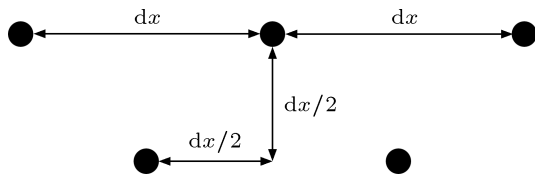


图3 动力边界条件粒子分布示意图

3 数值模拟

本文分别采用了改进前后的两种链表搜索法模拟了液滴撞击带孔壁面过程的运动机理,液滴直径为 2.5 mm,壁面圆孔直径 1 mm,圆孔中心到液滴的距离是 2.5 mm,液滴的撞击速度是 3.1 m/s. 对比改进前后的链表搜索法,如图 4(a) 和 (b) 所示,由于模拟中后者计算区域的大小和形状只与流体有关,所以后者单元总数和计算粒子总数随着时间而缓慢增加,但是始终小于前者. 单元总数和计算粒子总数的减小不仅会提升搜索效率,同时也减少了方程组中的粒子对数,从而也优化了模型的计算效率,如图 4(c) 所示.

本次模拟的液滴撞击带孔壁面过程可分为铺展、射流、飞溅三个阶段,即: 1) 液滴撞击水平壁面并铺展; 2) 液滴到达孔壁边缘形成射流; 3) 射流撞击孔壁形成飞溅. 第一阶段液滴的运动情况如图 5, 等同于液滴撞击水平壁面,液滴底部粒子受到挤压流速减小,压强迅速增大导致两端粒子流速增加并分别向两端运动,液滴变化规律类似于 2011 年 Li 等^[8] 和 2012 年苏铁熊等^[10] 的研究.

图 6 描述了第二、三阶段液滴的运动情况,展示了从液滴铺展、形成射流再到撞击孔壁产生飞溅过程的部分时刻模拟效果与实验图片,其中实验图片参照 Roisman 等^[12] 2010 年的研究成果. 当液滴铺展到达孔壁边缘,由于壁面边界条件的变化,液滴在孔口上方形成射流,如图 6 中 $t = 0.18$ ms,液滴最大流速主要集中于左右两端的射流部分,

射流进入孔的上方微微向下倾斜. 随着射流撞击另一侧孔壁液滴的运动进入第三阶段,如图 6 中 $t = 0.18$ ms 到 0.9 ms,受到强剪应力的影响射流被分割成两部分高速流体,一部分向孔外飞溅,另一部分沿着壁面向孔内流动. 液滴的铺展使得其内部压强得到释放,而且在壁面阻力和黏性力的作用下液滴流速逐渐减小,通过比较模拟数据和实验结果符合较好.

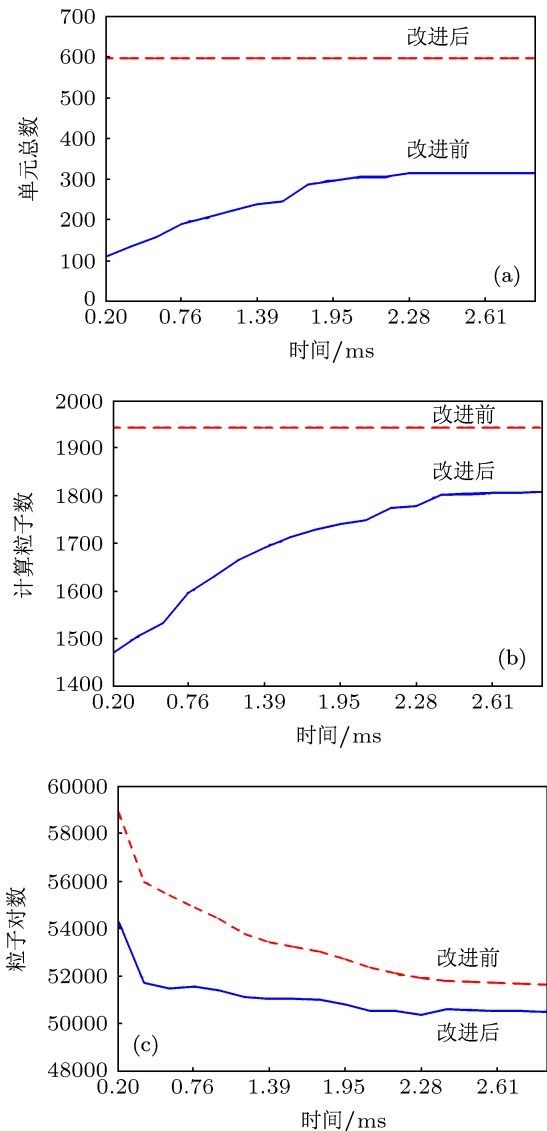


图4 对比改进前后两种链表搜索法对模拟的影响

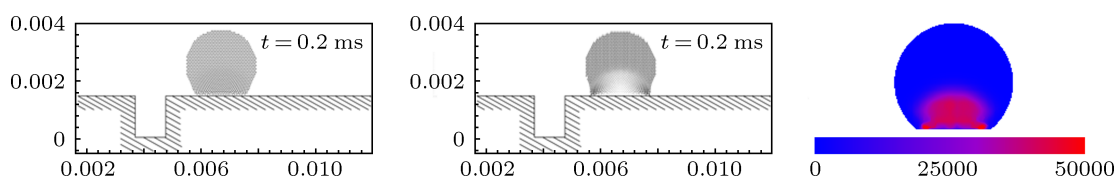


图5 $t = 0.2$ ms 时液滴的形状, 流场和压强分布图

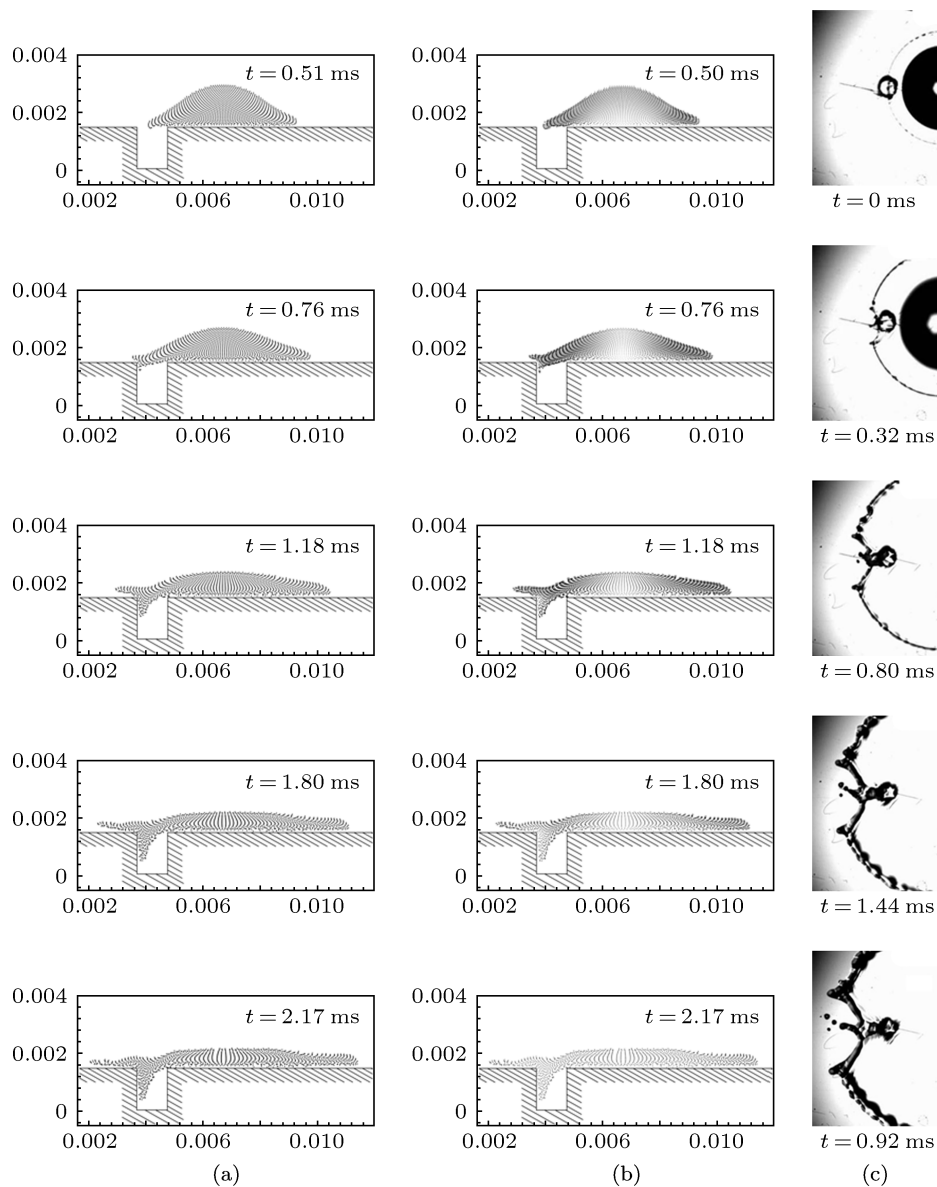


图6 (a) 第二、三阶段液滴粒子分布图; (b) 流场图; (c) 实验图片

4 成果分析

如图7所示, 撞击后液滴的以较高速度铺展在 0.31 ms 时突然增加到 6 m/s 以上, 随后受到壁面阻力和黏性力的影响铺展速度逐渐减小, 大约在 0.4 ms 时运动到孔口形成射流进入第二阶段. 在 0.70 ms 之后射流撞上另一侧孔壁, 进入第三阶段并随着飞溅现象的产生流速发生短暂的波动. 值得注意的是第二阶段射流向孔内弯曲现象, Roisman 等人的研究曾显示铺展速度和韦伯数较高的情况下壁面的可湿性会对射流向孔内倾斜角度产生影响. 射流具有向孔内运动的趋势是导致第三阶段产生的前提, 因此研究射流的运动特征对于了解整个

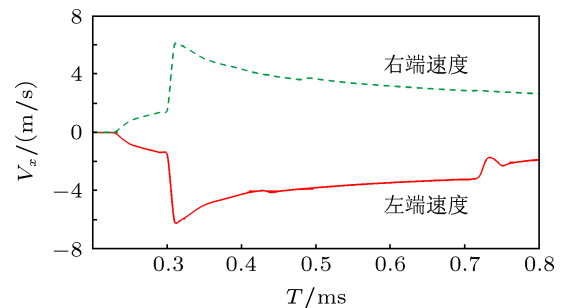


图7 液滴两端流速 (孔口在左侧)

液滴撞击过程尤为重要. 射流进入孔口上方时刻主要受到重力、黏性应力以及压应力的影响, 其中压应力是由边界突然缺失而引起的内部压应力失衡所导致. 由于第二阶段内液滴两端的流速几乎都达到了 3 m/s 以上, 射流由最初形成到达另一侧孔壁

时间不会超过 0.3 ms 因此在极短暂的时间内重力作用的影响很小, 而主要影响因素是黏性应力和压应力. 前者表现为由黏性导致的底部低速流体对其上部的拖拽作用, 后者表现为壁面缺失所引起的内部压应力失衡.

要进一步研究和区分两者对射流在孔口附近运动的影响, 需要将影响因素分开单独分析. 如图

8 分别为考虑黏性 (a) 和忽略黏性 (b) 两种条件下射流的弯曲模拟结果. 考虑到减小重力因素的影响模拟液滴的撞击速度增加到 11 m/s, 液滴直径为 1.5 mm. 比较图 8(a) 和 (b) 考虑黏性比起不考虑黏性条件下射流向孔内发生明显的弯曲. 这也类似于 Roisman 等人提出的关于壁面可湿性对射流弯曲的影响规律.

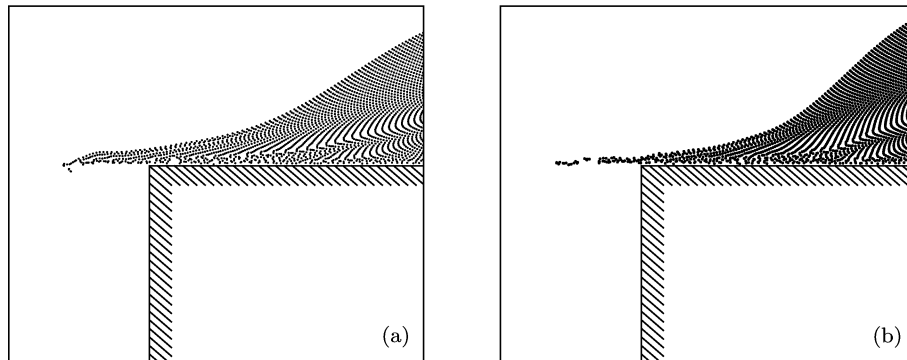


图 8 模拟结果 (a) 考虑黏性; (b) 不考虑黏性

图 9 为忽略黏性条件下, 第二阶段左侧孔口边缘断面 a 以及其关于液滴中心对称位置断面 b 的压强分布图. 断面 b 上的压强相对断面 a 上分布更均匀且接近大气压强, 可以推断液滴是以较均匀条件铺展的. 越靠近流体上表面 a 和 b 断面压强分布越接近, 而越靠近下表面压强分布差别越大. 液滴高速撞击壁面后向两端铺展形成薄流层, 当薄流层运动到达断面 a 时形成射流. 由于底部壁面约束的突然消失, 使得过流断面增加, 射流下表面在受压力梯度的作用发生膨胀. 膨胀后射流的下部密度减小, 根据状态方程式 (4) 压强随之减小甚至在惯性作用下达到负值, 如 $t = 0.189$ ms 时 a 断面压强分布. 随后在压力梯度作用下, 射流和薄流层内部压强较高区域的流体被射流底部负压区吸收, 使该区压强增加并且在惯性作用下震荡恢复, 如 $t = 0.2$ ms 时 a 断面下部压强较上一时刻时增大并且超过了 b 断面压强, $t = 0.203$ ms 时断面 a 压强恢复到接近断面 b. 比较各时刻两断面压强分布图, a 断面负压主要集中在靠近射流下表面处, 该区域压强变化较大并且呈现出有规律的振荡现象, 幅度随时间逐渐减小.

第二阶段 a 断面处压强差峰值主要集中在 0.1 MPa 左右, 射流形成初始时刻压强差在 0.2 MPa 以内, 中间时期较大甚至超过 0.35 MPa, 末尾时期

随着液滴内部压强的整体减小断面压强差逐渐减弱到 0.1 MPa 以下, 如图 10 所示. 整个第二阶段压强差均值约为 0.05 MPa, 根据牛顿运动定律压强差提供的竖直方向瞬时加速度 $\Delta p / (\Delta x \times \rho)$ 是重力加速度的数万倍以上. 随着压强的有规律震荡, 射流呈现出反复的膨胀和吸收现象将流体吸入孔内产生孔吸现象, 并最终撞击另一侧孔壁产生飞溅. 如图 11 模拟结果与 Roisman 等^[12] 的研究符合良好并合理地解释了研究中指出的关于液滴铺展过程中经过圆孔表面时会被吸入孔内的现象.

本文采用了传统的 SPH 方法, 模拟的运动过程与实验记录过程基本符合. 文中对密度的求解已做正则化修正, 而粒子的压强也主要是依赖于状态方程中密度的变化, 因此使用 CSPM 方法, FPM 方法或 KGC-SPH 方法等高精度的格式对液滴压强的分布可能会有影响, 但是效果应该不明显. 而在求解速度梯度时采用高精度的格式可能会产生一定的影响, 但液滴的总体运动过程应当与实验记录过程一致. 本文是通过分析的液滴断面压强来推测液滴被吸入孔内现象的主要原因, 因此更高精度的计算格式可能会对流体的速度梯度分布产生影响, 但对本文得出的液滴总体运动规律不会产生较大影响.

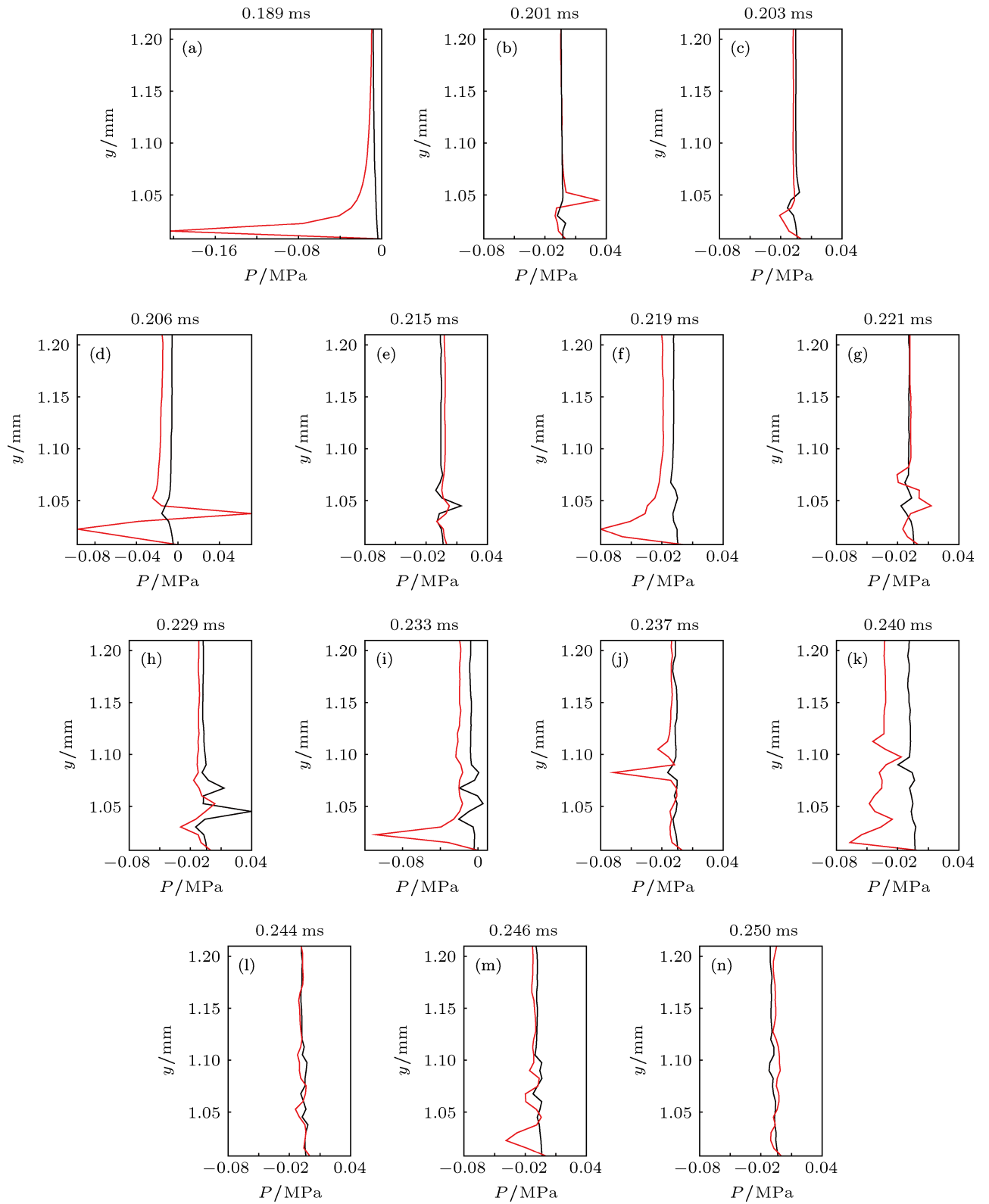


图9 断面压强分布图 (红色曲线表示孔口断面 a, 黑色曲线表示 a 的对称断面 b)

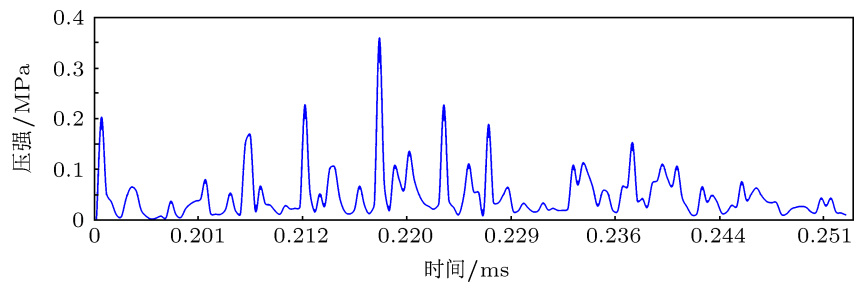


图 10 第二阶段内各时刻 a 断面最大压强差

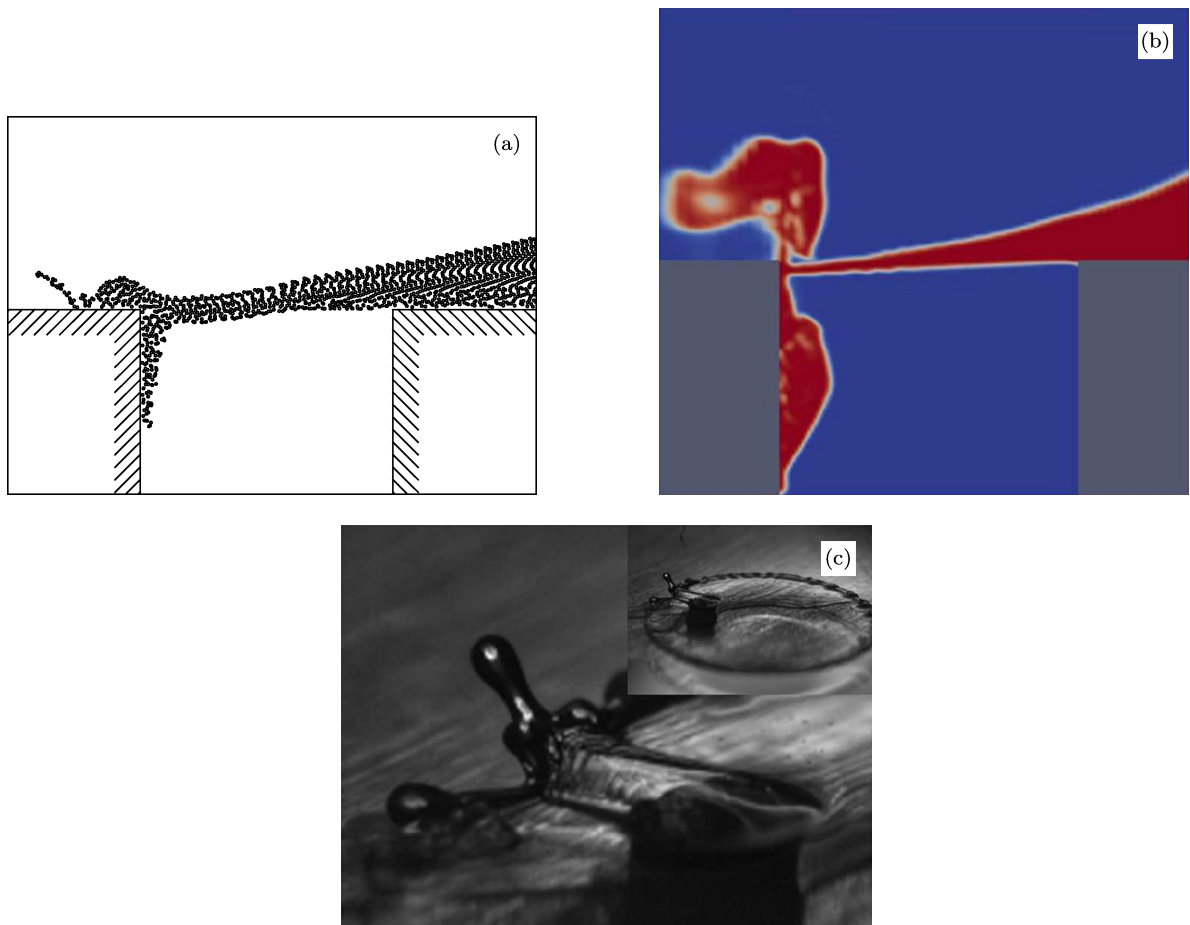


图 11 (a) 本文 SPH 模拟结果; (b), (c) 文献 [12] 的模拟和实验结果

5 结 论

本文应用 SPH 方法模拟了二维情况下液滴撞击圆孔附近壁面后的运动情况, 提出了随计算区域变化的链表式搜索法. 液滴整个撞击过程一共分为三个阶段: 液滴撞击水平壁面铺展形成薄流层、薄流层到达孔口边缘形成射流、射流撞击另一侧孔壁发生飞溅. 结合前人研究成果, 进一步模拟研究了黏性、重力、内部压力分别对孔口表面射流运动的影响. 结论显示在极短暂时间内重力对高速铺展

流体的影响很小, 而黏性会引起射流向孔内的弯曲, 通过分析第二阶段射流形成断面的压强特征, 内部压力的反复波动会将附近压强较高区域流体吸入孔内产生孔吸现象. 此外对于形状越是复杂的边壁改进的链表搜索法的优势则越是明显. 本文不仅详细的研究和分析了液滴铺展经过孔口时产生的孔吸现象和飞溅现象, 同时也为进一步研究流体与多孔壁面的相互作用提供了可行的参照方法, 特别是孔隙水压力和超疏水表面等领域.

- [1] Hitoshi F, Hiroaki S, Natsuo H 2000 *Int. J. Heat Transfer* **43** 1673
- [2] Roisman I V, Rioboo R, Tropea C 2002 *P. Roy Soc. Lond. A* **458** 1411
- [3] Roisman I V, Opfer L 2008 *Colloids and Surfaces A* **322** 183
- [4] Lu J J, Chen X L, Cao X K, Liu H F, Yu Z H 2007 *Chem. React. Eng. Tech.* **23** 505 (in Chinese) [陆军军, 陈雪莉, 曹显奎, 刘海峰, 于遵宏 2007 化学反应工程与工艺 **23** 505]
- [5] Li W Z, Zhu W Y, Quan S L, Jiang Y X 2008 *J. Therm. Sci. Tech-Jpn.* **7** 155 (in Chinese) [李维仲, 朱卫英, 权生林, 姜远新 2008 热科学与技术 **7** 155]
- [6] Quan S L, Li S, Li W Z, Song Y C 2009 *Chinese. Jo.* **26** 627 (in Chinese) [权生林, 李爽, 李维仲, 宋永臣 2009 计算力学学报 **26** 627]
- [7] Li D M, Xu Y N, Li L L, Lu H J, Bai L 2011 *Journal of Hydrodynamics* **4** 447
- [8] Li D M, Li X Y, Lin Y 2011 *Science China-Technological Sc.* **54** 1873
- [9] Yi L H, Meng J W, Yu C L, Shi Y L 2011 *Colloids and Surfaces A: in Physicochem. Eng. Aspects* **384** 172
- [10] Su T X, Ma L Q g, Liu M B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 064702 (in Chinese) [苏铁熊, 马理强, 刘谋斌, 常建忠 2013 物理学报 **62** 064702]
- [11] Bi F F, Guo Y L, Shen S Q, Chen J X, Li Y Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184702 (in Chinese) [毕菲菲, 郭亚丽, 沈胜强, 陈觉先, 李煜桥 2012 物理学报 **61** 184702]
- [12] Roisman I V, Weickgenannt C M, Lembach A N, Tropea C 2010 *23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* Brno, Czech Republic: ILASS-Europe. 2010 1
- [13] Xu X Y, Jie O Y, Yang B X 2013 *Comput. Methods Appl. Meth. Eng.* **256** 101
- [14] Nishio N, Yamana K, Yamaguchi Y 2010 *Int. J. Numer. Methods. Heat Fluid Flow.* **63** 1435
- [15] Monaghan J J, Rafiee A 2013 *Int. J. Numer. Meth. FL.* **71** 537
- [16] Qiang H F, Liu K, Chen F Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 204701 (in Chinese) [强洪夫, 刘开, 陈福振 2012 物理学报 **61** 204701]
- [17] Chen J K, Beraun J E, Carney T C 1999 *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **46** 231
- [18] Liu M B, Xie W P, Liu G R 2005 *Appl. Math. Model.* **29** 1252
- [19] Jiang T, Ouyang J, Zhao X K, Ren J L 2011 *Acta Phys. Sin.* **61** 054701 (in Chinese) [蒋涛, 欧阳洁, 赵晓凯 2011 物理学报 **61** 054701]
- [20] Ma L Q, Chang J Z, Liu H T, Liu M B 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054701 (in Chinese) [马理强, 常建忠, 刘汉涛, 刘谋斌 2012 物理学报 **61** 054701]
- [21] Monaghan J J 1989 *J. Comput. Phys.* **82** 1
- [22] Monaghan J J 1994 *J. Comput. Phys.* **110** 399
- [23] Gesteira M G, Rogers B D, Dalrymple R A, Crespo A J C, Narayanaswamy M 2010 *Manchester, UK: University of Manchester*
- [24] Simpson J C 1995 *Astrophys. J.* **488** 822
- [25] Crespo A J C, Gómez-Gesteira M and Dalrymple R A 2007 *Cmc-Comput. Mater. Con.* **5** 173
- [26] Monaghan J J, Kos A 1999 *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.* **125** 145
- [27] Libersky L D, Petscheck A G, Carney T C 1993 *J. Comput. Phys.* **109** 67
- [28] Randies P W, Libersky L D 1996 *Comput. Methods. Appl. Meth. Eng.* **138** 375
- [29] Liu M B, Liu G R, Lam K Y 2002 *Shock Waves* **12** 181
- [30] Dalrymple R A, Knio O Proceedings of Coastal Dynamics, Lund, Sweden: ASCE, 2001 779

Investigations on the process of droplet impact on an orifice plate^{*}

Li Da-Ming[†] Wang Zhi-Chao Bai Lin Wang Xiao

(State Key Laboratory of Hydraulic Engineering Simulation and Safety, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

(Received 2 May 2013; revised manuscript received 27 June 2013)

Abstract

To investigate the process of droplet impact on an orifice plate, a two-dimensional SPH model is established. An improved linked-list search algorithm with improvement of computational domain changing with fluid is described. By analyzing the numerical results with the experimental data, influences of viscosity, gravity, and internal pressure on the spreading of droplet over the orifice are studied. It is demonstrated that spreading will change to jet flow after the droplet reaches the orifice, and then the jet will pass it rapidly and in this rather short time the effect of gravity contributes very little to the motion. However, viscosity can induce the jet to move in a curve into the orifice. Besides, with the internal pressure and inertial effect, the lower part of the jet will fluctuate regularly. The fluctuations make the jet repeat inflation and absorption to absorb the fluid from higher pressure area, resulting in Hole Suction phenomenon. Through analyzing the pressure of the vertical section of orifice edge, we find that internal pressure plays a significant role to the droplet which is absorbed into the orifice and finally leads to splashing. Numerical results are in good agreement with the experimental data.

Keywords: droplet, orifice plate, smoothed particles hydrodynamics, linked list searching method

PACS: 47.85.-g, 47.11.-j, 81.05.Rm

DOI: 10.7498/aps.62.194704

^{*} Project supported by the National Natural Science foundation of China (Grant No. 51079095), and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51021004).

[†] Corresponding author. E-mail: Lidaming@tju.edu.cn