

液滴冲击液膜问题的光滑粒子动力学模拟*

马理强^{1)†} 刘谋斌²⁾ 常建忠¹⁾ 苏铁熊¹⁾ 刘汉涛¹⁾

1) (中北大学机电工程学院, 太原 030051)

2) (中国科学院力学研究所, 北京 100190)

(2012年3月31日收到; 2012年6月5日收到修改稿)

本文对传统的光滑粒子动力学方法进行了改进. 改进的光滑粒子动力学方法对传统粒子方法中的核梯度进行了修正, 采用了一种新型的耦合边界条件, 添加了表面张力和人工应力的计算程序. 应用改进的光滑粒子动力学方法对液滴冲击液膜问题进行了数值模拟. 得到了不同时刻液滴内部的压力变化特征, 精细地捕捉了不同时刻的自由面, 从机理上分析了液滴产生飞溅的条件, 探讨了韦伯数, 表面张力对液滴冲击液膜问题的影响. 计算结果表明, 改进光滑粒子动力学方法能够有效地描述液滴冲击液膜的动力学特性和自由表面变化特征, 能够得到稳定精度的结果.

关键词: 液滴, 液膜, 光滑粒子动力学, 数值模拟

PACS: 47.11.-j, 47.85.-g

1 引言

液滴冲击固体表面液膜现象作为一种典型的不可压缩自由表面流动问题, 广泛存在于自然界和工业生产中, 如雨滴溅落、喷墨打印、轮机叶片腐蚀、燃油雾化、微纳米粒子合成以及药物运输, 高分子和蛋白质悬浮传输等^[1,2]. 此类问题的深入研究对环境工程、微纳米工程以及医药工程等有着十分重要的作用^[3].

国内外的许多研究人员通过各种方法对液滴冲击液膜问题进行了研究. 传统方法以理论分析和实验观察为主, Worthington^[4] 首先研究了液滴冲击问题. Walzel^[5] 通过实验研究了水和甘油混合物液滴冲击液膜发生飞溅的临界条件. Rein^[6] 采用实验观察的方法研究了液滴的反弹、铺展和飞溅过程. Thoroddsen等^[7] 通过实验观察研究了液膜厚度、液体黏性等参数对液滴冲击液膜产生的水花形态的影响. Cossali^[8] 研究了“皇冠”状水花的直径、高度等随时间变化的规律. Wang 和 Chen^[9] 通过实验观察的方法研究了临界 We 数与液膜厚度和流体黏性的关系. 郭加宏等^[10] 实验观察了不同直径、不

同冲击速度的液滴冲击液膜产生飞溅, 水花等物理现象, 首次观察到“钟形”水花产生的现象. 由于理论分析和实验研究的局限性, 近年来, 越来越多的研究者采用数值模拟的方法对此类问题进行研究.

液滴冲击液膜会产生液滴的铺展, 飞溅、产生水花等复杂的流动现象. 由于其存在运动边界和复杂的变形问题, 此类不可压缩自由表面流动问题的难点在于自由表面和运动界面的追踪和捕捉. 典型的自由表面和运动界面追踪及捕捉算法有: 1) PIC 方法^[11] 和 MAC 方法; 2) VOF 方法^[12]; 3) LS 方法^[13]; 以及介于纳微米之间的介观尺度模拟方法, 如 MPS 方法^[14]、LBM 方法^[15]、DPD 方法^[16] 等. Harlow 和 Shannon^[17] 采用 MAC 方法模拟了液滴溅落问题. Oguz 和 Prosperetti^[18] 采用 BEM 方法对重力和表面张力作用下液滴冲击液面的界面迁移现象做了数值研究. Xie 和 Koshizuka^[19] 采用移动粒子半隐式 (MPS) 方法研究了不同直径、不同冲击速度的液滴冲击液膜后产生的各种流动现象. 蒋涛和欧阳杰^[20] 采用 SPH 方法研究了黏性液滴变形自由表面问题. 常建忠等^[21] 应用改进的耗散粒子动力学 (DPD) 方法研究了微尺度下液滴的动力学特性.

* 国家自然科学基金 (批准号: 50976108, 11172306) 和山西省人才专项基金 (批准号: 20060403JJ) 资助的课题.

† E-mail: mailiqiang007@163.com

本文采用光滑粒子动力学 (smoothed particle hydrodynamics, SPH) 方法对液滴冲击液膜问题进行了数值模拟. SPH 方法^[22,23] 是一种自适应拉格朗日型无网格粒子方法. SPH 方法最早由 Lucy 和 Gingold^[24] 应用于求解三维开放空间天体物理学问题, 其理论基础是概率论和统计力学^[25]. 在 SPH 方法中, 系统的状态用一系列性质相同的粒子系统来描述, 这些粒子包含着各自的材料属性, 如密度、压力、速度等, 而且按照守恒控制方程的规律运动^[26]. SPH 作为一种粒子方法, 应用粒子代表所模拟的介质系统, 适合非连续介质的模拟, 可以避免大变形导致的网格畸变; 运动过程中粒子数量不变, 质量严格守恒; 作为一种拉格朗日方法, 能够自然地描述介质的运动过程, 避免计算对流或输运项; 可以在特定位置布置粒子, 通过跟踪粒子的运动确定物质的运动, 不需要复杂的算法来追踪诸如自由表面、移动边界及运动界面等运动特征. 因此, 特别适合模拟涉及自由表面、运动界面、变形边界和大变形问题.

传统的 SPH 方法精度和稳定性较差, 尤其是在边界区域以及粒子分布不均匀的区域, 因此, 传统的 SPH 粒子近似格式很难保证一阶甚至是零阶连续性, 因而不能精确再生线性函数甚至常数, 这也是导致传统 SPH 粒子近似格式精度低的根本原因. 为提高传统 SPH 方法粒子近似的插值精度, 对密度和核梯度形式进行了修正. 液滴冲击液膜过程中, 液滴和液膜接触区域粒子的材料性质 (如密度、压强、速度等) 在较大的冲击作用下梯度变化较大, 受冲击区域的流场存在较大的压力振荡, 这将导致局部的非连续和间断引起边界缺陷, 因此, 为避免边界缺陷, 本文采用一种新型的耦合边界条件, 既能提高 SPH 近似法在边界区域的插值精度, 又能有效防止粒子非物理穿透边界. 模拟中, 由于冲击波作用粒子容易产生非物理聚集从而导致张力失稳. 为克服张力不稳定性, 添加了人工应力程序, 有效的避免了张力失稳所导致的粒子聚集. 本文采用了粒子间相互作用的表面张力模型, 避免了界面的尖角以及边界处等粒子缺失和分布不均匀的地方曲率计算误差较大的问题. 应用改进的 SPH 方法对液滴冲击液膜问题进行了数值模拟研究.

2 光滑粒子动力学

SPH 方法使用一组粒子离散和代表所模拟的介质 (流体或固体), 并且基于粒子体系近似和估算

介质运动的控制方程.

2.1 SPH 方法核近似与粒子近似

在 SPH 方法中, 任一粒子的宏观变量 $f(x)$ 都可以表示为影响域内一组无序点上的值表示成积分插值计算得到

$$\langle f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(x')W(x-x',h)dx', \quad (1)$$

式中, Ω 为支持域, h 为光滑长度, W 为光滑函数 (smoothing function) 或核函数.

$f(x)$ 的离散形式的粒子近似是对相关粒子 i 支持域内所有粒子进行加权求和 (如图 1),

$$\langle f(x_j) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j)W_{ij}, \quad (2)$$

式中 N 为粒子 i 的支持域内所有粒子总数; ρ_j 和 m_j 为粒子 j 的密度和质量; W_{ij} 为粒子 j 对粒子 i 产生影响的光滑函数. (2) 式表明粒子 i 处的任一函数值可通过应用光滑函数对其紧支域内所有粒子相对应的函数值进行加权平均进行近似.

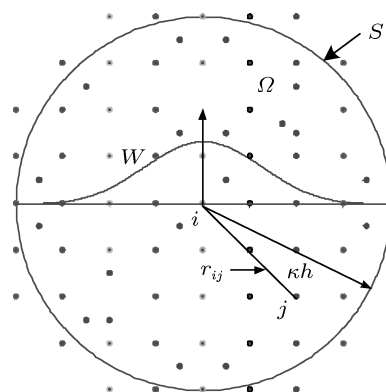


图 1 二维空间 SPH 粒子近似示意图 (W 为光滑函数, 支持域为 κh , S 为计算区域 Ω 的表面)

2.2 密度和核梯度修正

利用 SPH 方法对偏微分方程进行近似, 其精度最终取决于离散形式的粒子近似. 传统的 SPH 方法中, 随着计算的进行, 粒子分布由最初的均匀分布逐渐变得紊乱不规则, 每个粒子的密度会随着压力和应力的变化而逐渐变化. 因此, 传统的 SPH 粒子近似格式很难保证一阶甚至零阶的连续性, 不能精确再生线性函数甚至常数, 这也是导致传统 SPH 粒子近似格式精度低的根本原因.

为提高传统 SPH 方法的计算精度, 本文对密度

和核梯度进行修正

$$\rho_i^{\text{new}} = \sum_{j=1}^N \rho_j W_{ij}^{\text{new}} \frac{m_j}{\rho_j} = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij}^{\text{new}}, \quad (3)$$

$$W_{ij}^{\text{new}} = \frac{W_{ij}}{\sum_{j=1}^N W_{ij} \frac{m_j}{\rho_j}}. \quad (4)$$

对 (1) 式等号右边项基于泰勒级数展开, 可以得到

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} f(\mathbf{r}') \nabla W d\mathbf{r}' \\ &= f(\mathbf{r}) \int_{\Omega} \nabla W d\mathbf{r}' + \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial x} \int_{\Omega} (x' - x) \nabla W d\mathbf{r}' \\ & \quad + \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial y} \int_{\Omega} (y' - y) \nabla W d\mathbf{r}' + O(h^2), \end{aligned} \quad (5)$$

由于

$$\begin{aligned} \langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle &= \int_{\Omega} f(\mathbf{r}') \nabla W d\mathbf{r}' \\ & \quad - f(\mathbf{r}) \int_{\Omega} \nabla W d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (6)$$

可以得到一个新的核梯度表达式

$$\begin{aligned} \langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle &= \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial x} \int_{\Omega} (x' - x) \nabla W d\mathbf{r}' + \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial y} \\ & \quad \times \int_{\Omega} (y' - y) \nabla W d\mathbf{r}' + O(h^2). \end{aligned} \quad (7)$$

粒子近似方程为

$$\begin{aligned} \langle \nabla f(\mathbf{r}_i) \rangle &= \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial x_i} \sum_j (x_j - x_i) \nabla_i W_{ij} V_j \\ & \quad + \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial y_i} \sum_j (y_j - y_i) \nabla_i W_{ij} V_j, \end{aligned} \quad (8)$$

最终, 核梯度修正模型为

$$\nabla_i^{\text{new}} W_{ij} = L(\mathbf{r}_i) \nabla_i W_{ij}, \quad (9)$$

$$L(\mathbf{r}_i) = \left(\sum_j \begin{pmatrix} x_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} & y_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} \\ x_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial y_i} & y_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial y_i} \end{pmatrix} V_j \right)^{-1}. \quad (10)$$

2.3 粒子间相互作用的表面张力模型

表面张力与所要研究问题的尺度及支持域内粒子数密切相关, 考虑到液滴冲击液膜飞溅过程中, 模拟液滴的尺度和支持域内粒子数较少, 因此,

表面张力的作用尤其重要. 在 SPH 方法中, 对于表面张力的计算, 研究学者提出了多种求解的模型 [27,28]. 在 SPH 方法中, 通常采用的是连续表面力 (continuum surface force, CSF) 模型, 即通过求解界面曲率来计算表面张力, 由于每一个时间步都需要求解界面曲率, 使得计算效率较低; 对于交界面的尖角以及边界处等粒子缺失和分布不均匀的地方曲率计算误差较大, 计算精度较差. 对于液滴冲击液膜问题, 由于存在尖锐的交界面, 使用 CSF 模型结果较差. 本文采用粒子间相互作用力 (inter-particle interaction force, IIF) 的模型来模拟表面张力的影响, IIF 模型不需要计算界面曲率, 对于交界面的尖角以及边界处等粒子缺失和分布不均匀的地方张力计算稳定高效. 为了模拟表面张力和流体固体相互作用的影响, 表面张力一般直接添加在动量守恒方程中.

本文采用 Tartakovsky 和 Meakin^[29] 提出的表面张力模型

$$\begin{aligned} \frac{dv_i}{dt} &= - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i W_{ij} \\ & \quad + g + \frac{1}{m_i} \cdot \mathbf{f}_i, \end{aligned} \quad (11)$$

\mathbf{f}_i 是粒子间相互作用施加在粒子 i 上的作用力,

$$\mathbf{f}_i = \sum_{j=1}^N \mathbf{f}_{ij},$$

\mathbf{f}_{ij} 的表达式为

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_{ij} &= s_{ij} \cos \left(\frac{1.5\pi}{3h} |\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i| \right) \\ & \quad \times \frac{\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i}{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|}, \quad |\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i| \leq h, \end{aligned} \quad (12)$$

式中, s_{ij} 是作用在粒子 i 和 j 间的张量系数, 本文中 s_{ij} 取值为 0.001. 根据作用力与反作用力原理, $\mathbf{f}_{ij} = -\mathbf{f}_{ji}$, 由于粒子间相互作用的精确形式不是数值模拟成功的关键, 考虑到运算效率. 当粒子间距小于 $1/3h$ 时, 粒子间作用力表现为排斥力, 当粒子间距大于 $1/3h$ 而小于 h 时, 粒子间作用力表现为吸引力, 当粒子间距大于 h 时, 粒子间作用力为零.

2.4 固壁边界处理

在 SPH 方法中, 边界条件的处理直接影响到 SPH 方法的精度和稳定性. 考虑到当前固壁边界处理方法 (solid boundary treatment, SBT) 的优

缺点^[30],如斥力边界涉及经验参数,计算精度较差,动力学边界不能完全保证边界无穿透,镜像边界计算精度较高,应用广泛,但不适合复杂情形.本文采用了一种新型的 SBT 算法,固壁边界采用两类固定的虚粒子构成:斥力粒子和镜像粒子(如图 2 所示).斥力虚粒子对邻近边界的粒子施加一个排斥力阻止邻近边界粒子的非物理穿透;镜像虚粒子通过插值获得其速度和压力,从而实现完全滑移或无滑移条件.

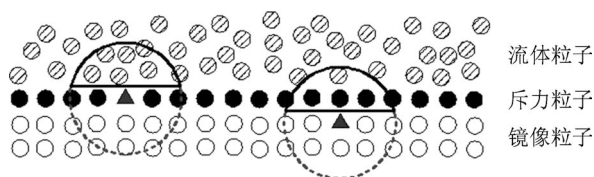


图 2 当前耦合 SBT 边界示意图

改进的斥力边界采用文献中 Kourosh^[31] 提出的斥力边界模型,对于靠近固壁边界的流体粒子这种改进的排斥力是一种有限距离的排斥力.斥力边界应用了核函数的一些性质,这样可以保证不会出现太大的不合理的边界斥力.

$$F_{ij} = 0.01c^2 \cdot \chi \cdot f(\eta) \cdot \frac{\mathbf{x}_{ij}}{r_{ij}^2}, \quad (13)$$

$$\chi = \begin{cases} 1 - \frac{r_{ij}}{1.5\Delta d}, & 0 < r_{ij} < 1.5\Delta d, \\ 0, & \text{其他}, \end{cases} \quad (14)$$

$$\eta = r_{ij}/(0.75h_{ij}), \quad (15)$$

$$f(\eta) = \begin{cases} 2/3, & 0 < \eta \leq 2/3, \\ (2\eta - 1.5\eta^2), & 2/3 < \eta \leq 1, \\ 0.5(2 - \eta)^2, & 1 < \eta < 2, \\ 0, & \text{其他}, \end{cases} \quad (16)$$

其中, Δd 为两个相邻粒子的初始距离.

新型耦合的边界中,斥力虚粒子仅对流体粒子的变量进行插值,而镜像虚粒子则对流体粒子和斥力虚粒子共同插值.在下一个时间步的流体粒子运算中,直接应用上一时间步边界粒子的变量信息,从而弥补了边界处粒子不足的缺点,达到改进精度的目的.整个计算过程中,边界的形状不会对修正产生任何影响,因此该修正的边界条件适合于复杂边界,计算精度和效率都能得到有效保证.

2.5 人工应力方法

液滴冲击液膜过程中,界面粒子在较大的冲击波作用下容易产生非物理聚集从而导致应力失真,计算结果失真.为克服应力不稳定性,本文采用了 Monaghan 和 Gray^[32] 提出的人工应力方法,其基本思想是在相互靠近的粒子间施加一个排斥力,避免其过于靠近甚至聚集.

在离散的动量守恒方程中,为消除应力不稳定性,用

$$\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + R_{ij}^{\alpha\beta} f_{ij}^n + \Pi_{ij} \quad (17)$$

替代

$$\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij}, \quad (18)$$

其中, $f_{ij} = \frac{W(r_{ij})}{W(\Delta p)}$, Δp 是粒子空间,在 SPH 计算中, $h/\Delta p$ 是常量,因此 $W(\Delta p)$ 是常量.

$$R_{ij}^{\alpha\beta} = R_i^{\alpha\beta} + R_j^{\alpha\beta}. \quad (19)$$

θ_i 表示粒子 i 的旋转角,

$$\tan 2\theta_i = \frac{2\sigma_i^{xy}}{\sigma_i^{xx} - \sigma_i^{yy}}. \quad (20)$$

在旋转后的坐标系下,粒子 i 的应力分量是

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_i^{xx} &= c^2\sigma_i^{xx} + 2sc\sigma_i^{xy} + s^2\sigma_i^{yy}, \\ \bar{\sigma}_i^{yy} &= s^2\sigma_i^{xx} + 2sc\sigma_i^{xy} - c^2\sigma_i^{yy}, \end{aligned} \quad (21)$$

其中 c 表示 $\cos\theta_i$, s 表示 $\sin\theta_i$.

$$\bar{R}_i^{xx} = \begin{cases} -\varepsilon \frac{\bar{\sigma}_i^{xx}}{\rho^2}, & \bar{\sigma}_i^{xx} > 0, \\ 0, & \text{其他}. \end{cases} \quad (22)$$

\bar{R}_i^{yy} 亦然.

$R_i^{\alpha\beta}$ 和 $R_j^{\alpha\beta}$ 由散射方程求出,

$$\begin{aligned} R_i^{xx} &= c^2\bar{R}_i^{xx} + s^2\bar{R}_i^{yy}, \\ R_i^{yy} &= s^2\bar{R}_i^{xx} + c^2\bar{R}_i^{yy}, \\ R_i^{xy} &= sc(\bar{R}_i^{xx} - \bar{R}_i^{yy}). \end{aligned} \quad (23)$$

本文的计算中, ε 取值 0.3, n 取值 4.

人工黏性项和人工应力项添加在离散的动量方程中

$$\begin{aligned} \frac{dv_i}{dt} &= - \sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + R_{ij}^{\alpha\beta} f_{ij}^n + \Pi_{ij} \right) \\ &\quad \times \nabla_i W_{ij} + g. \end{aligned} \quad (24)$$

3 结果及分析

3.1 初始参数及计算模型

液滴冲击液膜的计算模型如图 3 所示. 液滴和液膜采用相同的流体 (甘油和水的混合物). 与液滴撞击液膜问题相关的物理量主要包括: 液膜厚度 H , 液滴直径 D , 液滴冲击速度 U , 液体的密度 ρ , 液体的黏性系数 μ , 以及表面张力系数 σ , 韦伯数 $We = \rho U^2 D / \sigma$, 奥内佐格数 $Oh = \mu / (\sigma \rho D)^{1/2}$. 为了准确得到冲击过程中液滴内部及界面压力的波动情况, 在数值模拟中, 设置了三个监测点, 监测点 2 如图 3 所示, 监测点 1 设置在液滴与液膜的接触点, 监测点 3 设置在液滴的圆心.

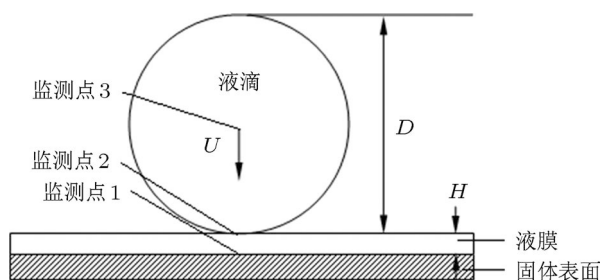


图 3 液滴冲击液膜过程的模型图

3.2 数值算例及结果分析

数值模拟中液滴的直径为 4.2 mm. 液滴和液膜的密度是 1200 kg/m^3 . 黏性系数 μ 是 $0.022 \text{ N}\cdot\text{s/m}^2$. 表面张力系数 σ 为 0.0652 N/m . 奥内佐格数 Oh 为 0.0384, 无量纲参数 H^* 为 0.05, 韦伯数 We 分别取值 137 和 381 (对应算例 A 和 B).

图 4 给出了液滴冲击液膜 (算例 A) 的压力场演变过程. 从图 4 中我们可以清楚的观察到液滴冲击固壁面薄膜过程中液滴内部压力的整个波动情况, 随着液滴开始冲击静止的液膜, 接触区域的压力瞬间增大, 这一点可以从监测点的压力曲线图 5 中看出. 冲击波一部分沿着固体壁面向两侧传递, 一部分在液滴内部沿着冲击方向反方向传播. 在接触区域由于强烈的冲击波作用, 液滴粒子一部分会径向高速运动, 原先静止的液膜粒子一部分由于受到冲击波的作用会和部分液滴粒子融合, 沿着固体壁面向两侧运动. 当这部分流体所具有的能量足以克服表面张力跃出液膜表面时, 在接触区域会产生

斜向上的射流. 在接触区域形成两个边沿. 压力值在 0.1 ms 的时候达到峰值, 之后压力值急剧减小, 随后整个压力场出现波动. 冲击波传播的整个过程中, 在液滴内部出现了压力振荡, 压力值出现 4 次峰值, 由于冲击的速度较小, 压力振荡的幅度不大, 大概在 1.5 ms 的时候, 冲击波导致的压力振荡完全消失, 之后液滴在惯性力的作用下运动, 直至趋于静止.

算例 B 的结果如图 6 (左) 所示. 从图中可以看出, 液滴以一定的速度开始冲击固体壁面的静态液膜, 在接触区域, 液滴中的部分粒子将和受冲击液膜的部分粒子融合向两侧涌起产生射流, 形成两个边沿. 随着更多的粒子冲击液膜, 在图 7 中能清楚的观察到液膜由于液滴的冲击作用一部分向两侧沿着固体壁面铺展, 另一部分和液滴中的粒子融合过程, 两个边沿逐步扩展和运动, 形成类似皇冠状的液柱, 在图中能清楚的观察到两个连续边沿的扩展过程, 这与实验观察和物理现象都很符合. 边沿的扩展运动导致边缘更加尖锐, 曲率加大, 因此, 表面张力逐步加大, 从而阻止边沿的继续扩展, 在流体粘性力和表面张力的作用下, 随着能量的逐渐减少, 皇冠状液柱向下运动和液膜融合. 在运动的后期, 皇冠状液柱顶部的一些粒子会从边缘脱落成小液滴, 从而产生飞溅. 数值模拟的结果与文献 [19] 中模拟的结果很符合, 与实验 [9] 观察到的结果基本一致.

从图中能够看出: 皇冠形液柱形成于液滴碰撞的两侧, 并且在未对附近液膜造成大的影响之前就立刻喷射出来. 随着冲击的增强, 液柱逐渐向两侧延伸, 当其所具有的能量达到一定值时, 在液柱的顶端会有一部分粒子脱落, 形成小液滴, 从而发生飞溅.

由于冲击速度的增大, 液滴的动能增大, 在整个冲击过程中, 就会产生更大的能量变化. 比较图 8 与图 5, 可以看出, 图 8 中射流产生的更快, 由于冲击速度加大, 射流的长度和厚度相比较图 5 都有增加, 同时, 皇冠状水花的直径变得更大, 液滴的径向高度下降很快. 与图 5 同时刻相比, 射流的顶端更容易发生粒子脱落, 从而产生飞溅. 整个变化过程中, 图 8 比图 5 中的压力振荡幅度要大. 比较图 8 和图 5 可以看出, 在监测点位置, 图 5 中的压力峰值大约为 40000 Pa, 而图 8 中的压力峰值达到 80000 Pa 以上, 0.0002 s 时的压力值虽然比峰值有所减小, 但是, 压力值仍然是图 5 中峰值的 3 倍左右. 这种情况出现的主要原因是由

于 We 数的变化使得速度增大, 从而导致动能的增加. 大概运行到 1.5 ms 时, 监测点的压力波动逐渐

消失, 随后, 液滴在惯性力的作用下继续运动, 直至静止.

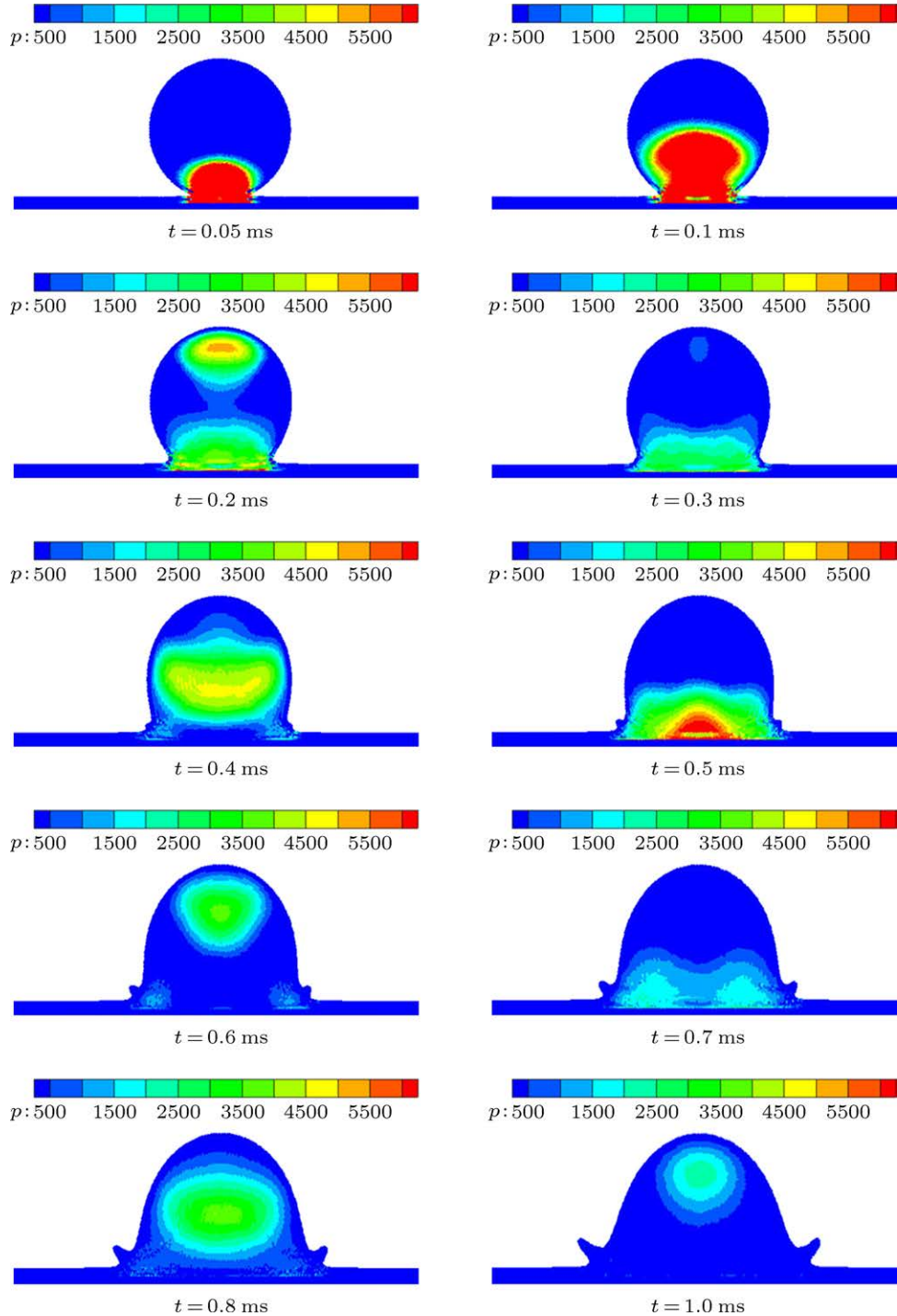


图 4 压力场的演变过程 ($We = 137$)

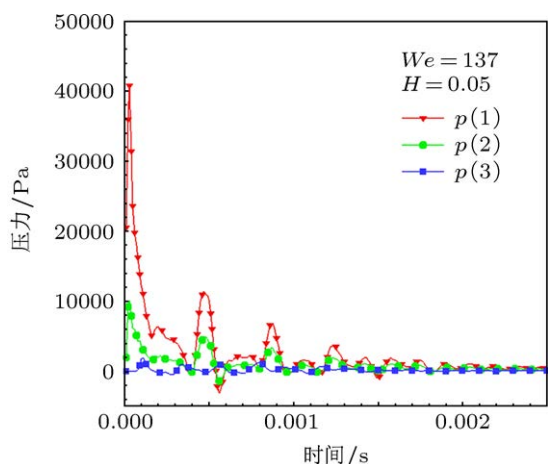


图5 监测点的压力分布图 ($We = 137$)

由于压力振荡得比较剧烈,在边界区域容易产生压力波动从而导致边界缺陷,从数值模拟结果来看,本文采用的耦合边界模型能够很好的避免边界

缺陷.液滴冲击薄膜过程中,液滴内部的粒子由于压力振荡容易产生张力失稳,随着压力的波动,在液滴径向区域很容易因为张力失稳形成空腔,从本文的数值结果来看,添加了人工应力的程序,虽然会在一定程度上对数值计算的精度带来一些负面的影响,但能够有效的避免张力不稳定情况的发生.

在 Wang 和 Chen 的实验研究中,流体分别采用了 60%, 70%, 80%的甘油-水混合物,流体的 Oh 数在 0.01—0.1 左右,并得到了三种不同黏性液滴冲击的临界 We 数.由于实验设备的原因,他们没有对黏性更小如 Oh 数在 0.001 左右的流体进行研究,因此,低 Oh 数的液滴冲击液膜的临界 We 数没有被研究.在本文中,对 Oh 数在 0.001 左右的黏度小的流体进行了研究,结果如图 9 所示.对 60%, 70%, 80%的甘油-水混合物的流体冲击产生飞溅的临界 We 数的实验和数值模拟结果进行了对比研究,并数值模拟了 Oh 数为 0.0018 和 0.0026 的液滴冲击,得到了产生飞溅的临界 We 数随无量纲的液

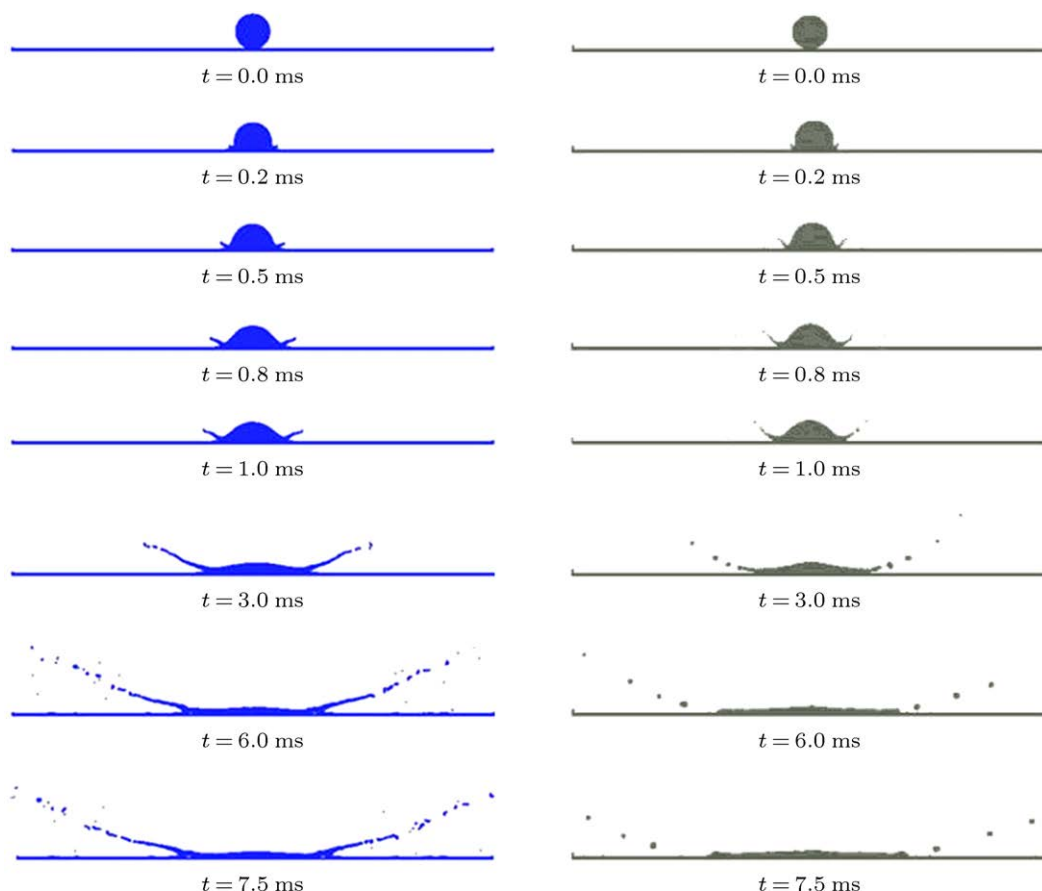


图6 相同时刻 SPH 方法(左)与 MPS 方法(右)得到的结果对比

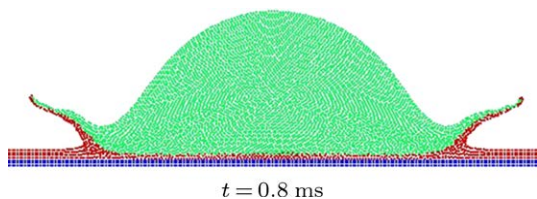


图7 液滴与液膜的界面粒子分布

膜厚度 ($H^* = H/D$) 的关系曲线. 从结果来看, 数值模拟得到的结果接近实验得到的结果, 从图 9 中可以看出: 液滴冲击产生飞溅的临界 We 数几乎不受液膜厚度的影响, 临界韦伯数与流体的黏性或者 Oh 数有关, 黏性越大, 临界 We 数越大.

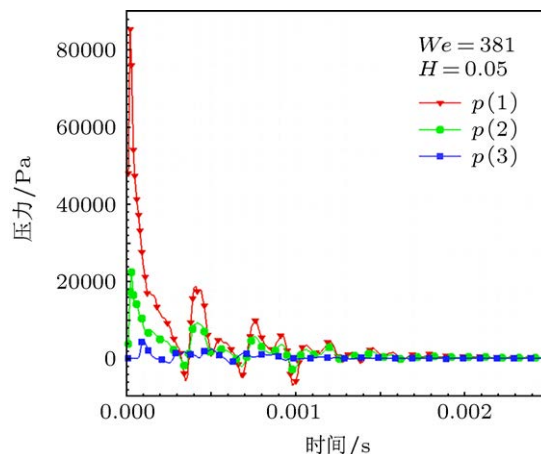


图8 监测点的压力分布图 ($We = 381$)

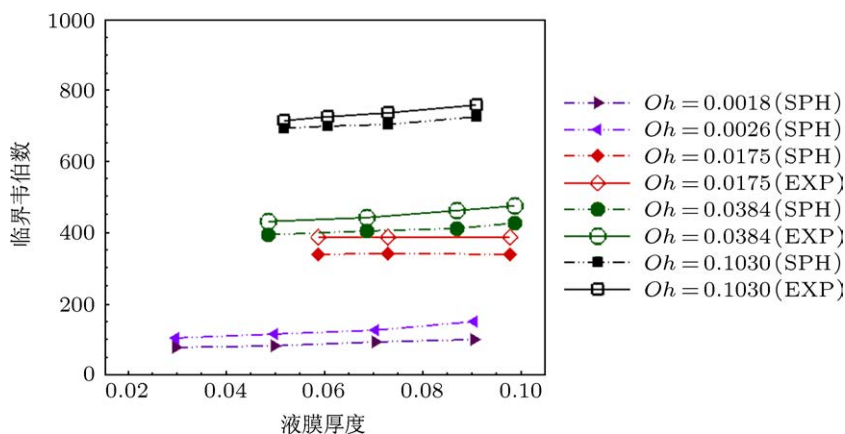


图9 临界韦伯数与液膜厚度的变化曲线

4 结论

本文应用改进的 SPH 方法对液滴冲击液膜问题进行了数值模拟. 为提高传统 SPH 方法的精度和稳定性, 对密度和核梯度形式进行了修正, 保证粒子相互作用过程中总动量始终守恒. 固体壁面处理采用一种新型的 SBT 算法, 提高了 SPH 近似法在边界区域的插值精度, 防止了粒子非物理穿透边界. 为克服由于冲击波作用粒子产生局部聚集从而导致张力失稳的现象, 添加了人工应力程序. 采用粒子间相互作用力的模型来模拟表面张力的影响, 提高了计算的效率和精度. 应用改进的 SPH 方法对液滴冲击液膜问题进行了数值模拟研究.

研究表明:

1. 新型 SBT 算法, 能够提高 SPH 近似法在边界区域的插值精度和防止粒子非物理穿透.
2. 皇冠形液柱形成于液滴碰撞接触区域的两侧, 并且在未对附近液膜造成大的影响之前就立刻喷射出来, 形成射流.
3. 冲击波传播的整个过程中, 在接触区域出现压力振荡, We 数越大, 振荡的幅度越大.
4. 飞溅产生的临界 We 数与流体的黏性或者 Oh 数有关, 黏性越大, 临界 We 数越大; 液膜厚度对其影响不大.

总之, 改进的 SPH 方法能够有效地对液滴冲击液膜问题进行数值模拟, 数值模拟结果与文献 [19] MPS 方法得到的结果符合得较好, 与实验 [9] 观察到的结果也基本一致.

- [1] Wright A C 1986 *Earth. Surf. Proc. Land.* **11** 351
- [2] Fedorchenko A I, Wang A B 2004 *Phys. Fluids.* **16** 1349
- [3] Yarin A L 2006 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **38** 159
- [4] Worthington A M 1876 *Proc. R. Soc. Lond.* **25** 261
- [5] Walzel P 1980 *Chem-ing-tech.* **52** 338
- [6] Rein M 1993 *Fluid. Dyn. Res.* **12** 61
- [7] Thoroddsen S T, Etoh T G, Takehara K, Ootsuka N, Hatsuki A 2005 *J. Fluid. Mech.* **545** 203
- [8] Cossali G E, Coghe A, Marengo M 1997 *Exp. Fluids.* **22** 463
- [9] Wang A B, Chen C C 2000 *Phys. Fluids.* **12** 2155
- [10] Guo J H, Dai S Q, Dai Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2601 (in Chinese) [郭加宏, 戴世强, 代钦 2010 物理学报 **59** 2601]
- [11] Sulsky D, Zhou S J, Schreyer H L 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 236
- [12] Hirt C W, Nichols B D 1981 *J. Comput. Phys.* **39** 201
- [13] Sussman M, Smereka P, Osher S 1994 *J. Comput. Phys.* **114** 146
- [14] Koshizuka S, Nobe A, Oka Y 1998 *Int. J. Numer. Meth. Fl.* **26** 751
- [15] Lee T, Lin C L 2005 *J. Comput. Phys.* **206** 16
- [16] Liu M B, Meakin P, Huang H 2006 *Phys. Fluids.* **18** 017101
- [17] Harlow F H, Shannon J P 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 3855
- [18] Prosperetti A, Oguz H N 1993 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **25** 577
- [19] Xie H, Koshizuka S, Oka Y 2004 *Int. J. Numer. Meth. Fl.* **45** 1009
- [20] Jiang T, Ouyang J, Zhao X K, Ren J L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 054701(in Chinese) [蒋涛, 欧阳洁, 赵晓凯, 任金莲 2011 物理学报 **60** 054701]
- [21] Chang J Z, Liu M B, Liu H T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3954 (in Chinese) [常建忠, 刘谋斌, 刘汉涛 2008 物理学报 **57** 3954]
- [22] Liu M B, Liu G R, Zong Z, Lam K Y 2003 *Comput. Fluids.* **32** 305
- [23] Liu M B, Liu G R, Zong Z 2008 *Int. J. Comp. Meth-Sing* **5** 135
- [24] Lucy L B 1977 *Astron. J.* **82** 1013
- [25] Monaghan J J 2005 *Rep. Prog. Phys.* **68** 1703
- [26] Liu M B, Liu G R 2010 *Arch. Comput. Method. E* **17** 25
- [27] Zhang S, Morita K, Fukuda K, Shirakawa N 2007 *Int. J. Numer. Meth. Fl.* **55** 225
- [28] Liu M B, Liu G R 2005 *Comput. Mech.* **35** 332
- [29] Tartakovsky A, Meakin P 2005 *Phys. Rev. E* **72** 026301
- [30] Liu M B, Shao J R, Chang J Z 2012 *Sci. China Ser. E* **55** 1
- [31] Kourosh 2011 *ASME 2011 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE2011)*
- [32] Monaghan J J 2000 *J. Comput. Phys.* **159** 290

Numerical simulation of droplet impact onto liquid films with smoothed particle hydrodynamics*

Ma Li-Qiang^{1)†} Liu Mou-Bin²⁾ Chang Jian-Zhong¹⁾
Su Tie-Xiong¹⁾ Liu Han-Tao¹⁾

1) (*School of Mechatronic Engineering, North University of China, Taiyuan 030051, China*)

2) (*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 10 March 2012; revised manuscript received 5 June 2012)

Abstract

In this paper, we present a modified smoothed particle hydrodynamics (SPH) method. In order to well predict the morphology change of liquid drop, the presented SPH method employs a kernel gradient correction and a coupled solid boundary treatment algorithm. An inter-particle interaction force is used to model surface tension, and an artificial stress model is used to deal with tensile instability. The process of droplet impacting on liquid film is numerically simulated by the modified SPH method, which can well predict the pressure field evolution process of the drop impacting onto the liquid film and capture the variation of the free surface at different instants. Effects of Weber number and surface stress on droplet impacting are also investigated, and mechanism of droplet splashing is analyzed. It is clearly demonstrated that the modified SPH method can effectively describe the dynamics of droplet splashing and the variation of the free surface. The obtained liquid drop morphology accords well with the results from other sources.

Keywords: droplet impact, liquid film, smoothed particle hydrodynamics, numerical simulation

PACS: 47.11.-j, 47.85.-g

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50976108, 11172306), and the Shanxi Provincial Foundation for Talent, China (Grant No. 20060403JJ).

† E-mail: mailiqiang007@163.com