适用于高黏度比两相流的流体体积法新型物性平均方案

Sucharitha Rajendran（美国机械工程师学会会员）

热流体与热处理实验室，

机械与材料工程系，

辛辛那提大学，俄亥俄州辛辛那提 45221

Raj M. Manglik（美国机械工程师学会会士）

热流体与热处理实验室，

机械与材料工程系，

辛辛那提大学，俄亥俄州辛辛那提 45221

Milind A. Jog[1]（美国机械工程师学会会士）

辛辛那提大学机械与材料工程系热流体与热处理
实验室，辛辛那提，俄亥俄州 45221

[1] 通讯作者。电子邮箱：Milind.Jog@uc.edu

摘要

为了预测气液两相流现象，需要准确追踪并预测不断演变的气液界面。文献中已采用流体体积法（VoF）对这类流动进行计算建模。在流体体积法中，对两个相求解一组统一的控制方程，同时求解体积分数的对流方程。每个计算单元中的物性根据两种流体的相分数，采用线性加权平均确定。虽然该方法能够很好地预测水-空气流动，但对于高黏度液体，其预测结果往往与实验数据存在显著偏差。本文提出了一种新的物性平均技术，结果表明，该技术能够准确模拟高黏度液体。本文将使用开源流体体积法求解器 interFoam（作为 OpenFOAM 计算工具的一部分提供）进行的计算预测，与采用所提出方法得到的结果，和多种两相应用的实验数据进行了比较。为全面验证新方法，研究了四种不同问题，即空气中的悬浮液滴、射流破碎、液滴撞击薄膜，以及液滴与液池相互作用时的空气卷入。采用水以及丙二醇和乙二醇的水溶液实验数据，涵盖表面张力（72–36 mN/m）和黏度（1–40 mPa.s）的不同范围。所有情况下，改进的流体体积法求解器均明显优于原始流体体积法。在悬浮于空气中的液滴模拟中，该方法减少了伪流。对于液滴撞击液池以及液体射流生成液滴的情况，该方法改善了表面张力主导的动力学随时间的演变预测，相比之下，interFoam 求解器给出的演变过程较慢。对于液滴撞击薄液膜的情况，准确捕捉表面张力与黏性力之间复杂的相互作用至关重要；原始方法夸大了表面张力的作用，而所提出的新方法则能够正确捕捉这一作用。

关键词：数值建模、流体体积法、两相流、界面现象

引言

我们多年的同事 Kirti “Karman” Ghia 教授毕生致力于推动计算流体力学基础理论与应用的发展。他早期关于顶盖驱动方腔流的研究就是一个例子[1]，该研究对多重网格方法作出了开创性贡献，并成为后续研究的基准（迄今引用次数已超过 5000 次！）。我们曾与他进行过许多技术讨论。这项工作谨以此文纪念 Ghia 教授，并探讨流体体积法（VoF）在两种流体的黏度比很大时准确预测两相流方面的局限性。

涉及射流、液滴和气泡的两相过程，例如液滴撞击干燥表面、薄液膜或液池，射流破碎与液滴形成，以及从浸没在液体中的孔口生成气泡等，广泛存在于各种工业应用中 [2]。此类现象的数值建模不断取得进展，并与实验相结合，为理解这些过程的潜在物理机制提供了见解。例如，Berberovic 等人 [3] 结合数值方法与实验观测，研究液滴撞击液体表面的动力学，并表征了撞击过程中表面波的形成与传播。Khodaparast 等人 [4] 对微通道层流中受限气泡动力学进行了广泛研究，其工作依托于两相流的实验与数值分析。同样，射流与雾化特性表征方面的研究 [5–7] 也借助数值方法取得了进展。除了流动特性表征之外，Trujillo 等人 [8] 还采用了耦合传热求解方法来研究液滴撞击传热。Sanjivan 等人 [9] 在其计算中纳入了界面表面活性剂吸附/解吸动力学，以研究

表面活性剂水溶液中的气泡增长模拟。这些研究以及许多其他类似研究均采用数值方法来预测多相（或两相）流动行为。

为了准确预测液体破碎、雾化、液体碰撞和夹带等应用中遇到的两相现象，精确捕捉液气界面至关重要。不可压缩流体中的界面追踪方法包括前沿追踪 [10–12] , 边界积分 [13], 流体体积法（VoF）[14] 和水平集（LS）[15,16]方法。过去十年中，最受关注的是后两种方法——VoF 和 LS，因为它们具有稳健性且易于实现。随着界面在固定的计算网格中演化，这两种方法都使用一个独立参数来标识计算域中每个单元内的不同相。这些方法的主要区别在于对该相参数的处理方式。在流体体积法中，界面随时间和空间移动时，由一个对流方程控制主相的体积分数。这会使界面呈不连续状态，因此需要重构计算得到的界面，以获得平滑曲线，从而估算每个界面位置处的曲率和法向。由于体积分数从一相变为另一相时会发生变化，界面通常会在几个单元范围内变得模糊。相比之下，水平集方法用一个平滑连续函数定义界面，该函数在一种流体中为正，在另一种流体中为负，并在界面处取值为零。这免去了重构的需要，得到的界面解也比流体体积法更清晰。然而，尽管水平集方法能够准确估算界面拓扑，但与流体体积法不同，它在对流步骤中并不天然守恒质量。流体体积法已应用于许多商业求解器中，因为它天然守恒质量。本研究考察的正是这一方法。由于界面追踪对重构非常敏感，人们发现流体体积法技术仅在某些应用

和工作液体中才能得到可接受的结果，因此人们已尝试改进该方法的界面追踪效果。下一节将对此进行讨论。

以流体体积法技术研究射流和液滴的早期数值研究，主要关注黏度与水相近的流体。这些研究针对水、烃类燃料和制冷剂 – 等黏度接近或低于水的液体，取得了有益的成果。然而，化学、制药和流程工业中使用的液体黏度可能高得多。在两种流体的黏度相差较大的情况下，研究发现流体体积法会导致数值解出现误差。工作流体的黏度越高，数值预测的误差也越大。已有少数研究将水平集与流体体积法技术结合起来，以改进界面追踪，同时确保计算域内的质量守恒 [17,18]。Ray 等人（2015年）的研究展示了水平集与流体体积法相结合（CLSVOF）方法精度的提升，其中对液滴撞击问题进行了建模。另有一些研究致力于改进动态网格方法，并将其与流体体积法的实现相结合，以提高界面处数值计算的精度 [7,19]。本研究对流体体积法进行了修正，以便准确预测高黏度液体的行为。研究利用现有实验数据，对所提出的流体体积法修正方案在四种不同物理过程中进行了全面验证。本研究用于对比的流体体积法基于 OpenFOAM 中提供的开源两相求解器®。该软件包非常适合处理复杂几何，易于并行化，且不受许可限制。它基于 C++，其方程形式与相应的数学表达式非常接近。该流体体积法界面追踪求解器于 1999年由 Ubbink 和 Issa 首次实现 [20]。Deshpande 等人对原始求解器作了详细总结 [21]。研究通过修正界面重构，以确保对黏性工作液体作出更准确的预测。

数值求解过程

本文介绍了本研究中用于求解两相不可压流动问题的数值求解过程，以及开源代码 OpenFOAM 2.2.1 中实现的相关方法。该代码提供的求解器为 interFoam；正如 Deshpande 等人所指出的 [21], ，该求解器已被可靠地用于求解多种问题。然而，人们发现，当工作流体的黏度较高时，这一原始求解器的精度会下降。该 VoF求解器在固定网格上对计算域内的控制方程进行有限体积离散。采用相应有限体积法时，所有流动变量均存储在单元中心。本文提出了一种修正版方法，并展示和阐明了其有效性及相对更高的精度。

控制方程

本研究采用的数值技术考虑两种由锐界面分隔的不互溶流体（一种气体和一种液体）。然而，并未根据两种流体各自不同的性质分别求解，而是针对整个流体区域求解一组方程，其中的性质从一种流体到另一种流体连续变化。通过相分数这一性质区分两种流体介质，其取值介于 0 和 1 之间：1 表示液体，0 表示气体。界面定义为相分数值从 0 过渡到 1 的区域。因此，在这种评估中，界面呈弥散状态，并非锐界面。相分数（α）定义如下：

$$\alpha = \frac{\text{Volume of primary phase}}{\text{Total control volume}} \tag{1}$$

$$\text{where, } \alpha = \begin{cases} 1 & \text{in primary fluid (liquid)} \\ 0 < \alpha < 1 & \text{in transition region (interface)} \\ 0 & \text{in secondary fluid (air)} \end{cases}$$

利用这一流体相分数标识符，可按如下方式确定每个计算单元中的相应热物理性质：

$$\varphi = \alpha\,\varphi_1 + (1-\alpha)\varphi_2 \tag{2}$$

其中，φ 是流体的性质，α 是单元中的相分数，下标 1 和 2 分别表示液体和空气。因此，在演化界面的计算过程中，方程 (2) 可用于计算每个时刻各单元中的性质。这个新定义的流体体积性质（相分数，α）的输运进一步由一个对流方程定义，

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla.(\bar{\mathrm{v}}\alpha) = 0 \tag{3}$$

此外，有限体积求解器利用连续性方程和动量方程计算流场。本研究关注不可压缩流动的解，因此不加入能量方程。

连续性：

$$\nabla.(\bar{\mathrm{v}}) = 0 \tag{4}$$

动量守恒：

$$\frac{\partial(\rho\bar{\mathrm{v}})}{\partial \mathrm{t}} + \nabla.(\rho\bar{\mathrm{v}}\,\bar{\mathrm{v}}) = -\nabla p + \nabla.\bar{\mathrm{T}} + f_s + \rho\bar{\mathrm{g}} \tag{5}$$

其中，$\bar{T}$ 是黏性应力张量，f_s 是由表面张力产生的体积力。这两个方程中的密度和黏度等性质根据相分数（α）进行计算。

方程（3）–（4）采用控制体积离散法进行数值求解。在这一过程中，动量方程中的表面张力项需要特别处理，因为它不像方程中的其他项那样本质上是体积项。一种解决方法是将该力作为自由表面的边界条件，并通过线性插值，在所需的表面压力与界面内部的流体压力之间求得表面压力。此方法需要多次迭代，使表面压力与上一时间步的表面压力之差落在一定的容差范围内。修正表面压力后，重新求解动量方程和连续性方程，再进入下一时间步。这就是 Hirt 和 Nichols 在 1981 [14] 中提出的原始流体体积法。除了迭代进行表面压力修正会增加计算时间外，该方法还要求事先近似了解界面形状，而界面形状需要根据上游和下游单元确定。

Brackbill 等人于 1992年 [22] 提出了一种方法，通过将表面张力转换为等效体积力，并将其作为额外的体积力项加入纳维-斯托克斯方程，从而解决与这种表面处理相关的问题。他们提出的方法称为连续表面力（CSF）法，其计算等效体积表面张力的公式为：

$$f_s = \sigma \kappa \boldsymbol{n} \delta_s \tag{6}$$

其中，σ 为表面张力系数，κ 为界面曲率，**n** 为表面法向量，而δ_s 为狄拉克δ函数，用于将此计算集中在界面上。在该

模型中，界面曲率κ 由表面法向量的局部梯度确定，而**n** 又是相分数（α）的函数，表示为

$$\kappa = \nabla . \hat{\boldsymbol{n}} \text{ and } \boldsymbol{n} = \nabla . \alpha \tag{7}$$

Tang 和 Wrobel [23] 展示了如何将这种表面张力模型写成跨界面的压降形式，并将其表示为动量方程中的体积力。他们使用体积平均密度（ρ）对界面曲率进行归一化，从而得到以下表面张力:

$$f_s = \sigma \kappa \frac{\rho}{0.5(\rho_1 + \rho_2)} \nabla . \alpha \tag{8}$$

需要注意的是，数值解取决于界面法向量 $\hat{\mathbf{n}}$ 的估算，而界面法向量又是相分数的函数。因此，准确估算这些因素决定了数值解的精度和性能。

对 VoF求解器的修改

界面曲率和法向估计不准确的一个重要原因，是弥散界面两侧流体性质估计存在偏差。反过来，界面计算不准确会导致表面张力估计不可靠，进而无法正确预测界面压力梯度。为解决界面追踪中的这一难题，过去的一些研究要么着眼于修正库朗数估计，例如 Beerners 等人的研究[24]，，要么提出其他方法来估计界面曲率，进而估计表面张力[25]，；另一些研究则致力于改进网格划分技术，以动态方式解析计算域 [26]。其他值得注意的

Puckett 等人[ ], 、Popinet 和 Zelenski [ ], 以及 Gerlach 等人 [ ]提出了能够准确预测表面张力主导流动的改进方法。我们在初步分析界面估计不准确这一复杂问题时发现，相关两相的相对黏度是造成误差的根本原因。因此，我们尝试通过改进界面属性平均技术来解决这一问题。

已采用多组实验测量来检验一个通用的指数属性平均方程，该方程定义如下:

$$\varphi = \varphi_2 + (\varphi_1 - \varphi_2)\alpha^{\mathbf{C}} \tag{9}$$

本分析采用的具体实验案例是液滴撞击同种液体薄液膜时冠状液膜的动态形成 [33]。该案例也进行了计算建模，并利用采用多种不同工作液体属性（表 1）所得、能够复现实验结果的数值解，确定式 (9) 中指数属性平均方程的常数 C 的正确表达式。随后，将所得结果与相对黏度比相关联，并将相应结果绘于图 1。因此，确定了一个取决于两种工作流体（1 和 2）黏度的属性估算方程，其表达式为

$$\varphi = \varphi_2 + (\varphi_1 - \varphi_2)\alpha^{\mathbf{1.5}(\boldsymbol{\nu_1}/\boldsymbol{\nu_2})+\mathbf{0.75}} \tag{10}$$

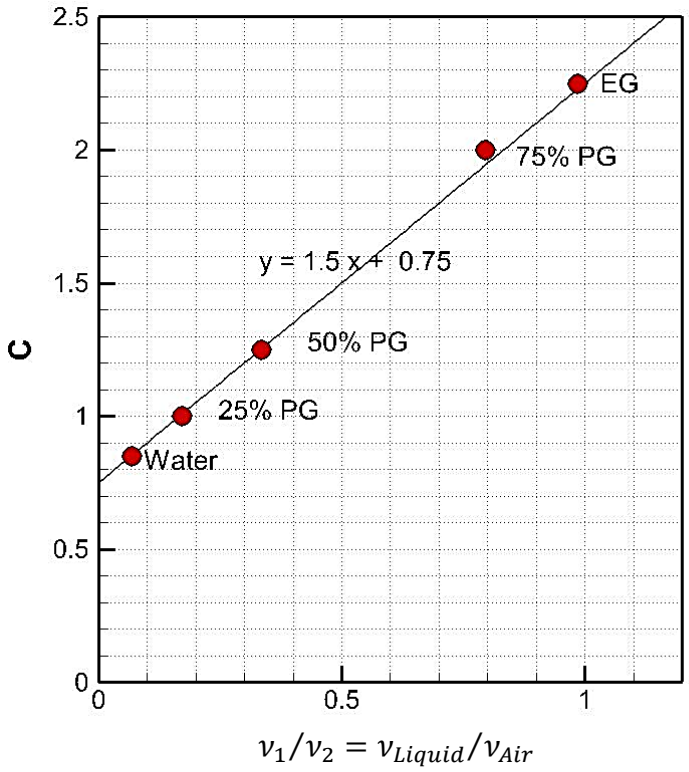
其中，ν 是所考虑流体的运动黏度。

表 1：用于确定公式 (9) 中指数 C 的牛顿流体性质

液体	密度 (kg/m^3)	黏度 (Pa.s)	表面张力（N/m）
水	998.0	0.0010	0.0728
按体积计25%的丙二醇（25% PG/ 75%水）	1007.5	0.00255	0.0541
按体积计 50% 的丙二醇（50% 丙二醇/50% 水）	1017.0	0.0050	0.0452
按体积计 75% 的丙二醇（75% 丙二醇/25% 水）	1026.5	0.0120	0.0411
乙二醇（EG）	1113.2	0.0161	0.0484

尽管文中提出的对流体体积法的修正（见式（9）和（10））是基于液滴撞击薄液膜的实验研究推导得出的，但其有效性和普适性已通过其他两相流问题进行了检验，相关讨论见下文。图2展示了属性估算方程的重要性。图中横轴表示界面密度的变化范围，从空气（ρ = 1.225 kg/m^3）到黏性液体（乙二醇，ρ = 1113.2 kg/m^3）。随着横轴上的相分数（α）从0变为1，界面从空气一侧移动到黏性液体一侧。如两条曲线所示，采用指数平均方程（红线）计算的密度变化并非单调线性，而算术平均（绿线）则呈线性变化。这确保了界面更加清晰，不会被涂抹开来

多个计算单元，从而更准确地估算界面曲率，进而更准确地估算表面张力和界面压降。



其中，

x% PG：按体积计 x% 的丙二醇和水混合物

EG：乙二醇

图 1：用于确定物性平均表达式 I 中常数 C 的方程

方程 (9) 随相对黏度比的变化，以及根据以下测量结果得出的数据不同的气液体系 [注：EG – 乙二醇，x% PG – 按体积计 x% 的丙烯乙二醇和水溶液]。

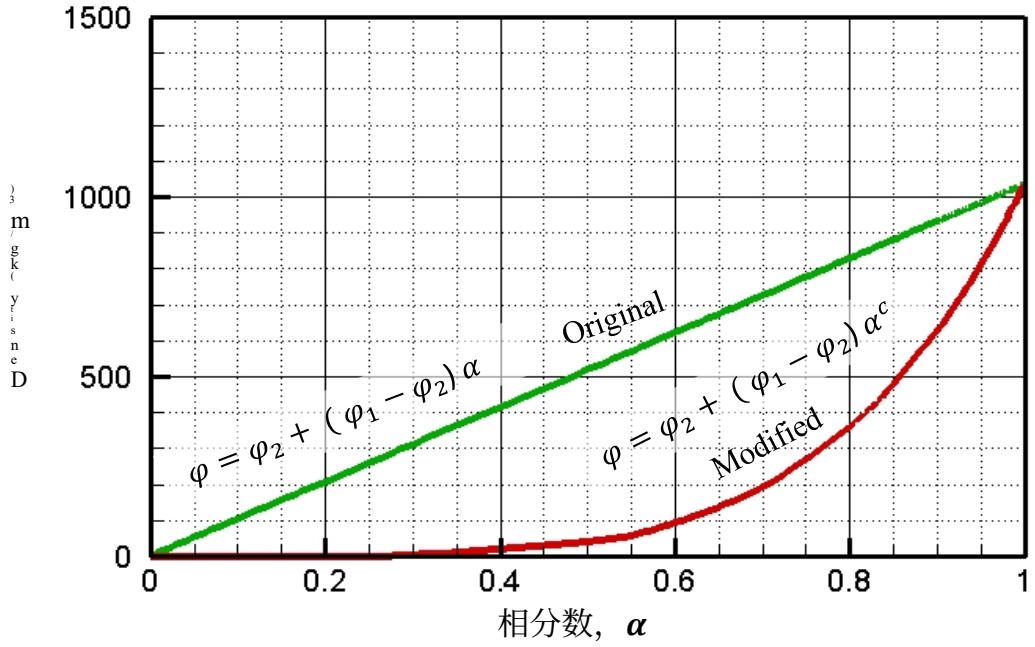


图2：由以下方法得到的界面处流体属性（密度）变化的比较：

公式（2）的算术加权平均（绿色线）方法，以及公式（10）给出的新提出的方法（红色线）。

除了改变属性估算方式外，还按照 Ubbink等人 [20] 提出的技术对曲率场进行平滑处理，其中通过修正相分数的平滑度来影响界面曲率的平滑度，因为二者由公式（7）关联。具体而言，对每个计算单元体积内的相分数进行平均，采用面积平均法，并依据各面上的值进行计算，如下所示：

$$\alpha[cell] = \frac{\sum \alpha[face]\, Area[face]}{\sum Area[face]} \tag{11}$$

因此，所提出的新型改进VoF方法最终求解的方程组包括连续性方程、动量方程和相输运方程，以及由表面张力产生的力

由公式（8）确定。在这种单流体数值方法（流体体积分数法）中，各项物性按公式（10）估算，并进一步通过对相分数进行面积平均平滑来平滑界面曲率，如公式（11）所示。

求解流程

上一节所述方程采用迎风格式离散空间项，并在计算网格上迭代求解。计算得到的变量平均值存储在单元中心。为求得后续求解迭代所需的单元界面值，需要根据这些平均值进行重构。重构时采用受限线性分段重构，以减小较大的变化。采用 PIMPLE 算法（结合 PISO 和 SIMPLE）作为质量守恒与动量守恒的耦合迭代方法。在这种耦合过程中，每个时间步内，该算法通过显式校正速度来求解压力方程。每个迭代步骤也可以选择从求解动量方程开始，这称为动量预测循环，并设置为每个步骤循环两次。PIMPLE 方法使用的线性求解器为：用于压力的预条件共轭梯度法，以及用于速度分量的预条件双共轭梯度法。

由于这些数值解的目标是获得瞬态解，因此采用隐式欧拉时间离散。相比显式格式，优先采用这种一阶隐式格式，因为它能保证有界性且无条件稳定。为获得良好的数值稳定性，采用自适应时间步进：在每个时间循环开始时，根据以下准则动态计算时间步 Δt：

$$\Delta t = \min\left\{\frac{\mathrm{Co}_{\max}}{\mathrm{Co}^{o}}\Delta t^{o};\ \left(1+\lambda_1\frac{\mathrm{Co}_{\max}}{\mathrm{Co}^{o}}\right)\Delta t^{o};\ \lambda_2\Delta t^{o};\ \Delta t_{max}\right\} \tag{12}$$

在上述准则中，Δt_{max}和 $\mathrm{Co}_{\max}$ 分别是预先设定的最大允许时间步长和最大库朗数。阻尼因子 λ_1 和 λ_2分别定义为 0.1 和 1.2。上标 o 表示前一时间步的数值。本次数值研究中，最大库朗数设为 0.1。

数值计算域与网格离散

本研究采用的数值问题均被视为轴对称问题，用于检验并确立改进的体积分数法对两相流的普适性。这一假设基于实验依据，有助于缩小计算域，从而加快数值求解。整个问题的物理域可视为圆柱体，其轴线即为对称轴。在 OpenFOAM 中，这些问题所用的计算域是该圆柱体的楔形薄片（夹角较小，< 5°）。该楔形薄片跨越 X-Y 平面，并沿中心对称轴延伸，如图 *3* (a) 所示。该计算域典型的正交结构化非均匀网格如图 *3* (b) 所示。在所研究的所有问题中，待考察的流动现象通常都发生在对称轴附近。因此，该区域的网格比远离对称轴的区域更密。同样，对于流体与目标表面相互作用的特定情况，为了确保准确捕捉这些区域内的现象，目标表面附近的网格也较为密集。在获得本文所示数值结果之前，通过改变网格密度，直至获得网格无关解。对于液池中的液滴撞击，采用穿透深度作为参数，比较 5厘斯液体的 interFoam方法所用的不同网格。对于液体射流

在静止环境中的破碎问题中，采用连续射流的破碎长度作为参数，比较 interFoam方法所用的不同网格。其他研究案例均采用相同的网格密度。在薄液膜上的液滴撞击模拟中，采用冠状液膜直径作为参数，比较 interFoam 所用的不同网格尺寸，以获得网格无关解。

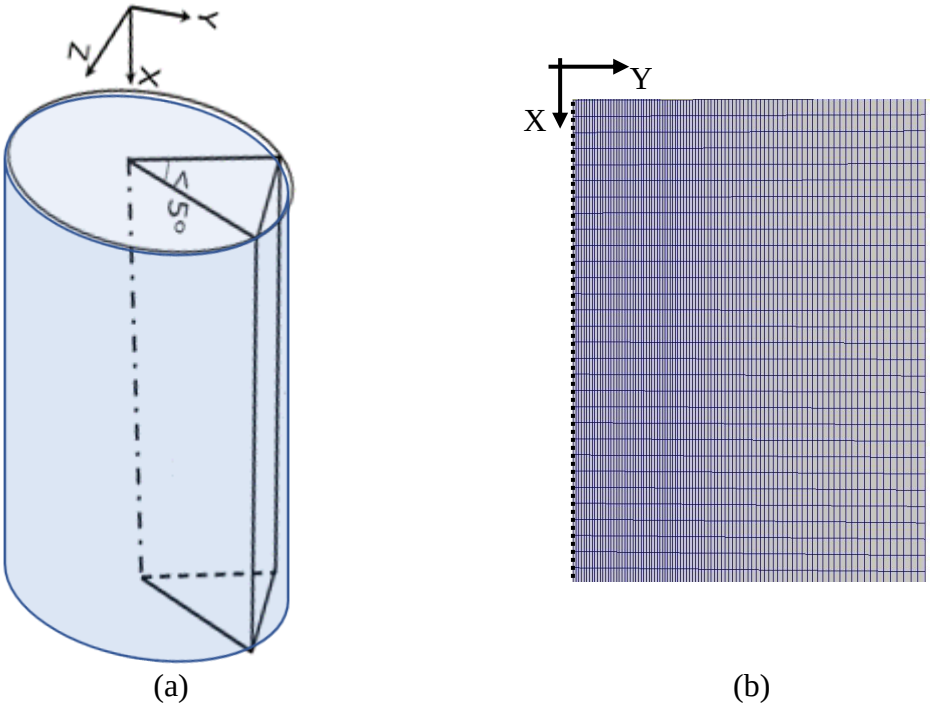


图 3：（a）楔形数值域（b）典型网格结构

改进的VoF方法性能测试

所有隐式多流体数值方法都依赖于界面捕捉技术，而这类技术容易产生数值不稳定性，并可能导致不真实的界面流动。当所研究的流动现象由惯性主导时，这些数值生成的界面流动不会导致不真实的结果。然而，当毛细效应（表面张力）占主导时，计算界面流动时的任何误差都可能导致解不准确。为比较和测试两种流体体积分数法数值求解器的效率，即，

interFoam 和修正版求解器，本文求解了四个测试问题，并在下一节概述所得结果。这些问题包括经典的悬浮液滴问题，以及工程应用中常见的另外三种情况（射流破碎、液滴撞击薄液膜和液滴撞击液池）。在所有这些情况下，表面张力都具有显著影响，因此有助于辨别这两种方法在精度上的差异。

静止零重力环境中的静止液滴

原生流体体积分数法格式（在 interFoam 求解器中）得到的界面曲率计算具有较大的梯度，因此会导致界面扩散范围相对较大。因此，曲率误差会造成压力与表面张力之间失衡，进而在计算域内形成伪流。所提出的改进流体体积法求解器旨在形成更清晰的界面，从而改进曲率估算。为评估界面改进处理的影响，本文研究了无重力、空气介质中的静止轴对称液滴。该数值分析的初始条件和边界条件如图 *4*所示。一个直径为 4 毫米、表面张力为 72.8 mN/m、密度为 1000 kg/m^3 的液滴置于静止空气中。计算域采用均匀网格分布，网格间距为 0.001 毫米。测试了两种不同的液滴黏度（0.001 Pa.s 和 0.01 Pa.s），以考察黏度对数值产生的流动的影响。这些流动称为寄生流，表现为界面周围的涡旋；如图 *5*所示，即使计算域中没有外力作用，它们仍然存在。这种数值误差无法通过网格加密消除。事实上，正如 Brackbill [22], 指出的，采用更精细的网格可能会放大这些伪流的强度。 因此，为了对两种方法进行公平比较，采用相同的网格尺寸和时间步进来检验寄生流的强度。

图 5展示了无重力条件下空气中静止液滴周围的伪流。图中展示了 *interFoam* 和改进的流体体积法求解器对水滴及黏度更高（为水的 10 倍）的液滴所得到的流动。可以观察到，液体黏度增大时，静止液滴界面周围寄生流的强度也随之增加。 图 5 所示结果对应于 200毫秒。interFOAM 中的典型速度为 ~ 0.1 m/s，而改进求解器中的速度仅为其十分之一。改进的流体体积法求解器并未消除这些流动，但其强度显著降低。因此可以看出，改进的流体体积法求解器对界面进行更准确、更清晰的近似，有助于减少两相问题中的伪流。为估算这些数值诱导流动对计算域的影响，图 *6*给出了液滴界面周围的动能。可以看出，改进的流体体积法求解器所得数值解中，该黏性液滴界面处的动能比 *interFoam*求解器所得结果低一个数量级。

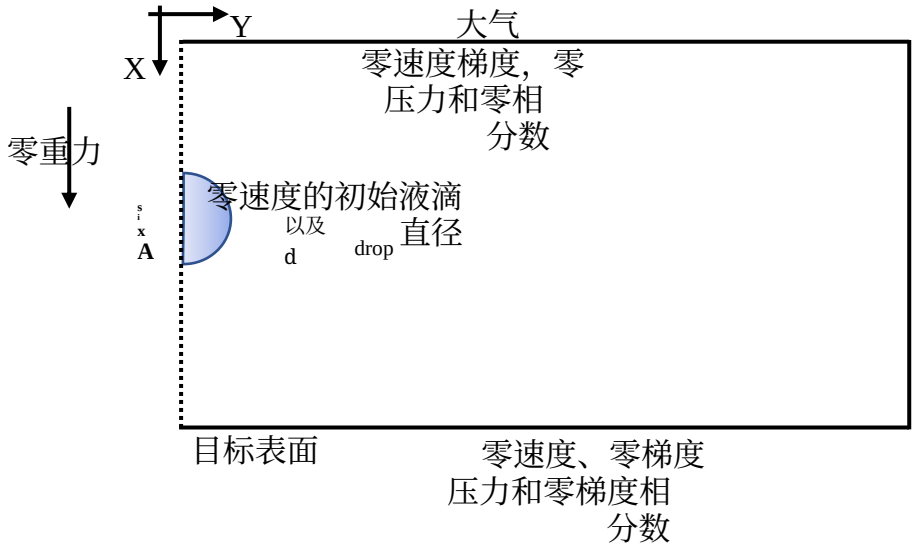


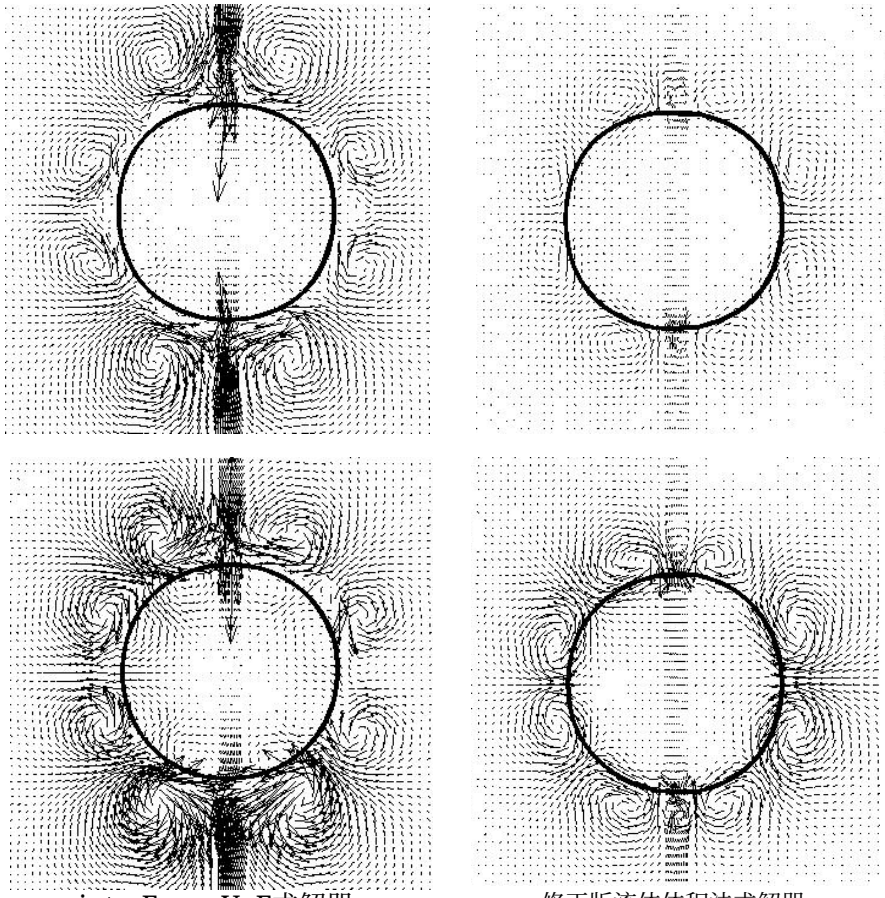
图4：静　　止液滴在无

外力。

$\frac{\nu_{liquid}}{\nu_{air}} = 0.07$

(水)

$\frac{\nu_{liquid}}{\nu_{air}} = 0.7$



interFoam VoF求解器　　修正版流体体积法求解器

图5：　两种流体体积分数法求解器的比较：界面周围的伪流　　a

静　　无重力条件下环境空气中的液滴在模拟时间为200毫秒时。

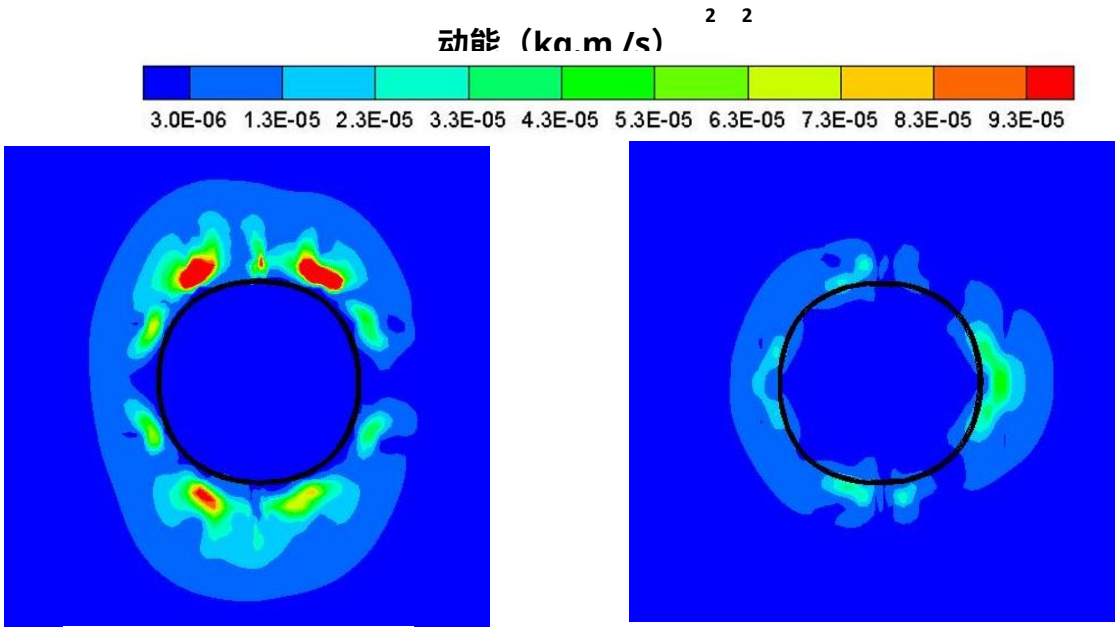


图6：比较 interFoam 与修正版流体体积分数法求解器在黏性（$\frac{\nu_{liquid}}{\nu_{air}} = 0.7$）静止液滴界面周围的动能

液池中的液滴撞击

对于第二项测试，本文考察了Tran等人[27] 关于黏性液滴撞击深液池的实验结果，重点关注滞留空气层。针对实验中使用的不同黏性液体，研究了这些撞击条件下的初始瞬态动力学。在低撞击速度下，撞击液滴下方的空气层会阻止液滴与液池表面合并，液滴可能会反弹[28]。研究发现，提高撞击速度有助于滞留空气层的形成。研究了液滴与液池合并时的中心线深度（穿透深度）随破裂所需时间的变化，发现其随时间线性增加。此外，研究发现黏度会延迟破裂

时间越长，黏度越高，夹带空气上升并使界面破裂所受到的阻力就越大。这些实验结果见图7。

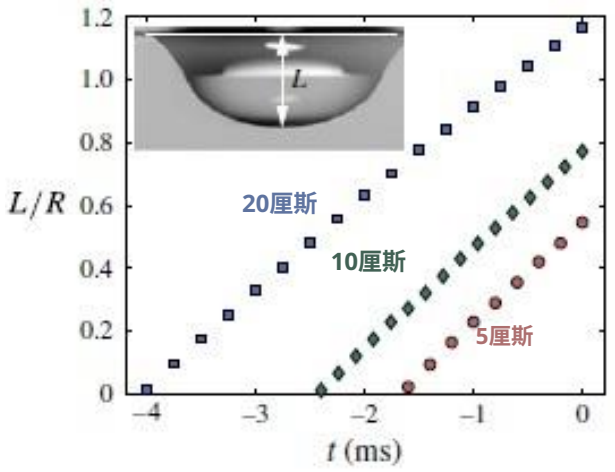


图7： 实验数据，显示无量纲穿透深度（L/R）随.....变化

相同撞击速度（0.55 m/s）下，3 种不同黏度的液滴的撞击时间 [27]

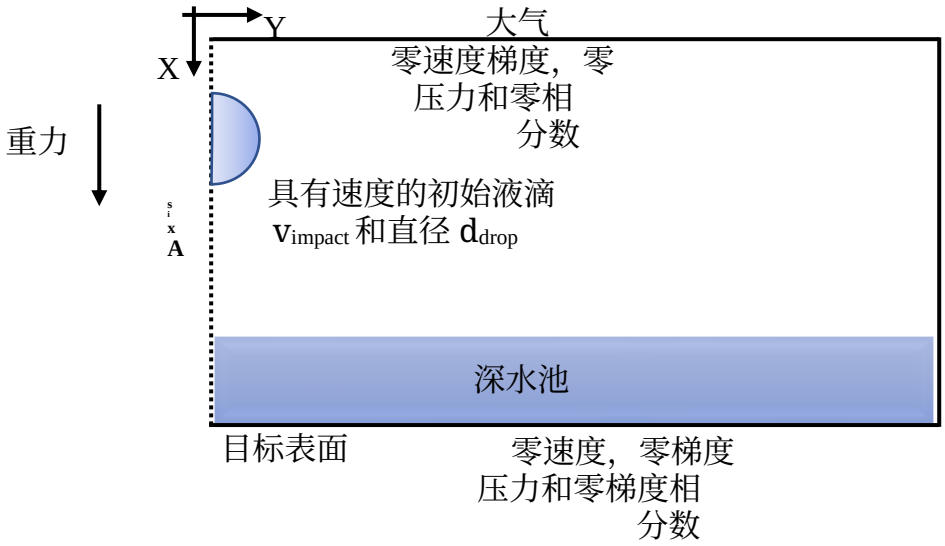


图8：液滴撞击深水池数值解的初始条件和边界条件。

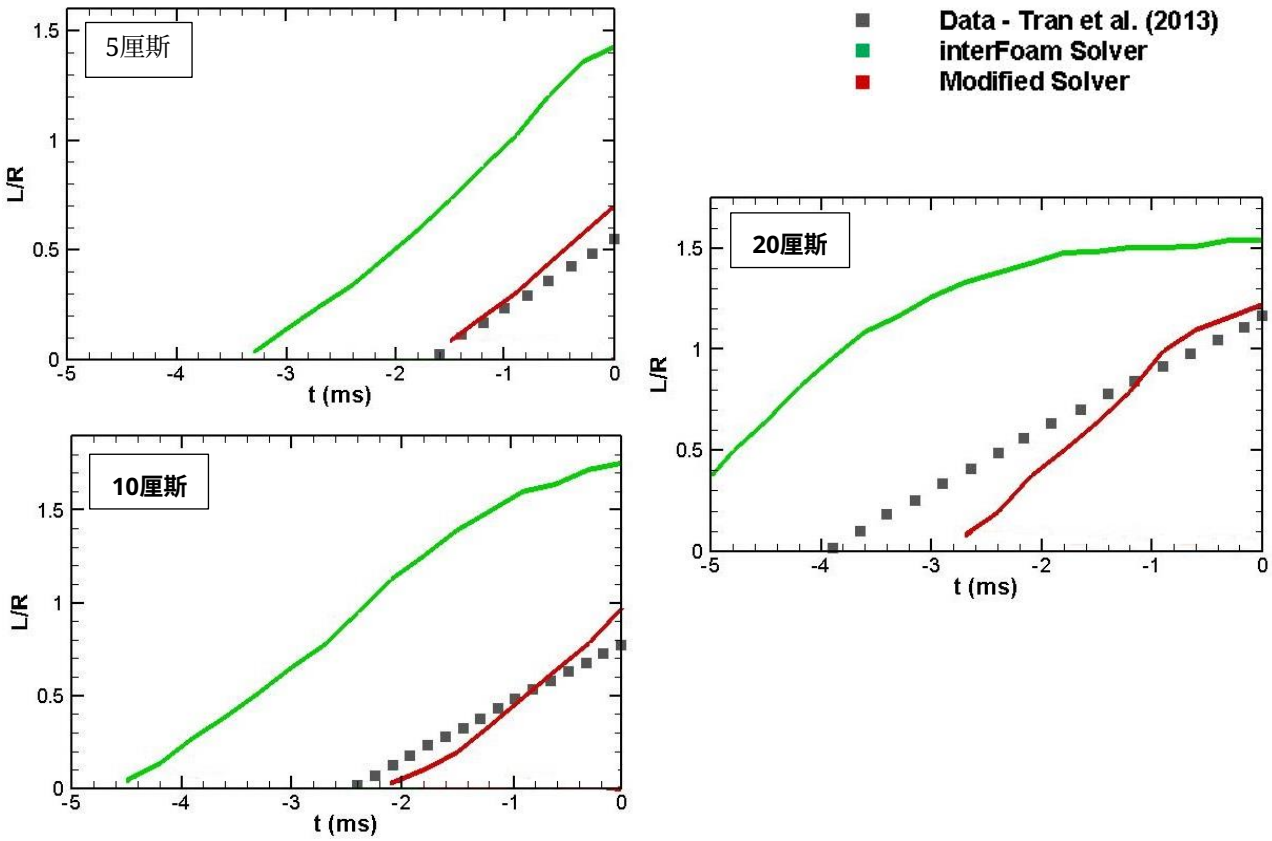


图 9：interFoam 和改进求解器在黏性液滴撞击深水池过程中对夹带空气破裂时间的预测与实验结果对比 [27]

为检验改进的流体体积法求解器与实验数据的一致性，使用两种求解器（interFoam 和改进的流体体积法）对相似条件下液滴撞击液池的过程进行了数值模拟。该问题的初始条件和边界条件如图8所示。Tran等人 [27] 提供的直径为 1.9 mm、速度为 0.55 m/s 的液滴撞击了同种液体构成的液池（深 10 mm），如图 8 所示。所研究区域的网格约包含 390000 个单元。分析两种求解器的有效性时发现，与改进求解器相比，interFoam 预测的空气卷入和破裂过程发展得慢得多。两种求解器的结果与

Tran等人提供的实验数据[27] 见图 9。对于测试的三种黏度，改进的流体体积法求解器在预测夹带空气的动力学方面表现更好。与实验测量相比，在较低黏度（5厘斯）下，改进求解器对穿透深度发展过程的预测比在较高黏度（20厘斯）下更精确。对于三种黏度，破裂时的穿透深度（$\tau = 0$）均与实验数据相当。表 2 展示了两种求解器对三种液体的无量纲穿透深度比较。

表 2：将所考虑的三种情况的无量纲穿透深度与 interFoam 和改进的流体体积分数法求解器进行比较。

液体**的**黏度（厘斯）	**L/R** 实验	**L/R** interFoam	**L/R** 修正版	**%** 差异（interFoam）	**%** 差异（修正版）
5	0.54	1.43	0.68	165	26
10	0.77	1.75	0.92	127	19
20	1.16	1.55	1.22	34	5

对于 5厘斯和 10厘斯液滴，破裂发展时间非常接近；但对于 20厘斯液滴撞击，破裂总时间比实验测得的时间短。正如前一个关于静止液滴中数值诱发伪流的案例研究所观察到的，黏度越高，寄生流越强。因此，随着黏度增加，压力与表面张力平衡以及界面的预测误差相对更大。据推测，这使得黏度较低时，数值分析会更加准确

。然而，与实验数据相比，其偏差明显小于原始流体体积分数法求解器。

静止环境中的液体射流破碎

要精确地数值表征液体射流破碎等毛细驱动现象，需要正确估算界面上的表面张力和压力。考虑低速液体射流时，这一点尤为重要。静止环境中的圆形射流破碎，受惯性、重力、空气动力、毛细力和黏性力之间的相互作用支配。当射流运动速度较快时，尽管表面张力（毛细力）是表面不稳定性产生和发展的主要原因，但在相互作用中，惯性力和空气动力占主导地位 [29–31]。不过，当射流运动较慢时（韦伯数较小），这种平衡会发生变化。

为研究两种求解器捕捉表面不稳定性随时间增长的准确性，本文采用了我们关于牛顿流体低速黏性液体射流破碎的研究实验数据 [32]。初始直径为 1.499 mm 的丙二醇射流从圆形喷嘴中喷出，在 We = 5 条件下，在重力作用下于静止环境中破碎并形成液滴。实验观察结果表明，该现象关于轴线对称，因此本研究采用轴对称楔形网格，该网格为非均匀结构化网格，包含约 160000 个单元。该问题的初始条件和边界条件如图 10 所示。

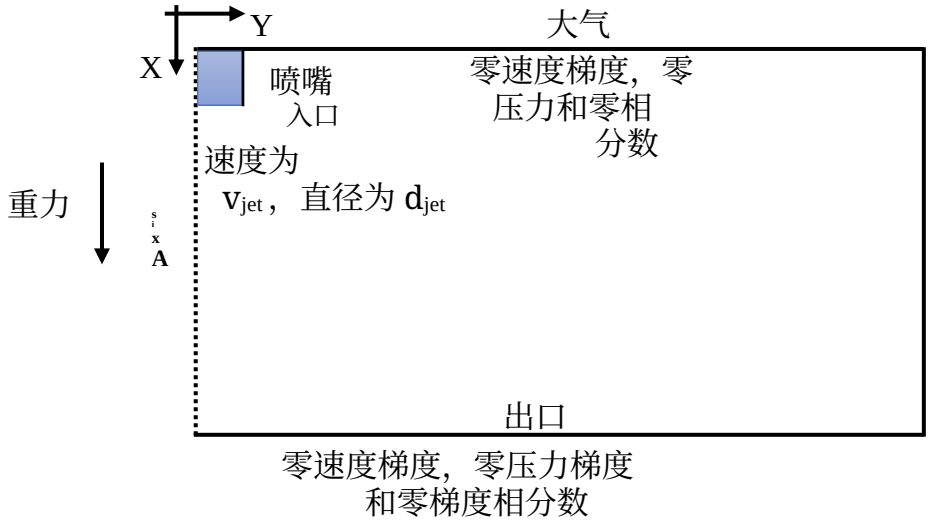


图 10：射流破碎数值解的初始条件和边界条件。

喷嘴壁采用无滑移边界条件。为模拟实验测试条件，入口采用均匀速度入口条件，其速度根据实验研究中注射泵设定的入口速度确定 [32, 33]。出口处假定压力为大气压，并指定零表压边界条件。实际运行 0.2 s 后，进行破碎长度计算及其他结果分析。这段时间可使数值不稳定性（若存在）逐渐消退。

图11展示了所研究的丙二醇射流表面不稳定性的时间演变。将高速实验图像与所测试数值求解器的预测结果进行了比较。可以看到，原始求解器（interFoam）无法捕捉表面不稳定性的产生和传播，而改进的高黏度液体射流流体体积法求解器则能够做到这一点。不过，对于水，情况并非如此，两种求解器的结果均与实验观察结果一致。由于丙二醇的黏度是水的40倍，而流体体积分数法求解器

预测的未受扰动射流表面远长于实验观测结果。物性平均的修正有助于改善界面计算，可以看出，改进求解器的结果与实验数据吻合良好。随着外部流体黏度增加，射流破碎会呈现不同的行为（例如，参见 Borthakur等（2017）[ ]）。所提出的方法也有助于处理这些情况。

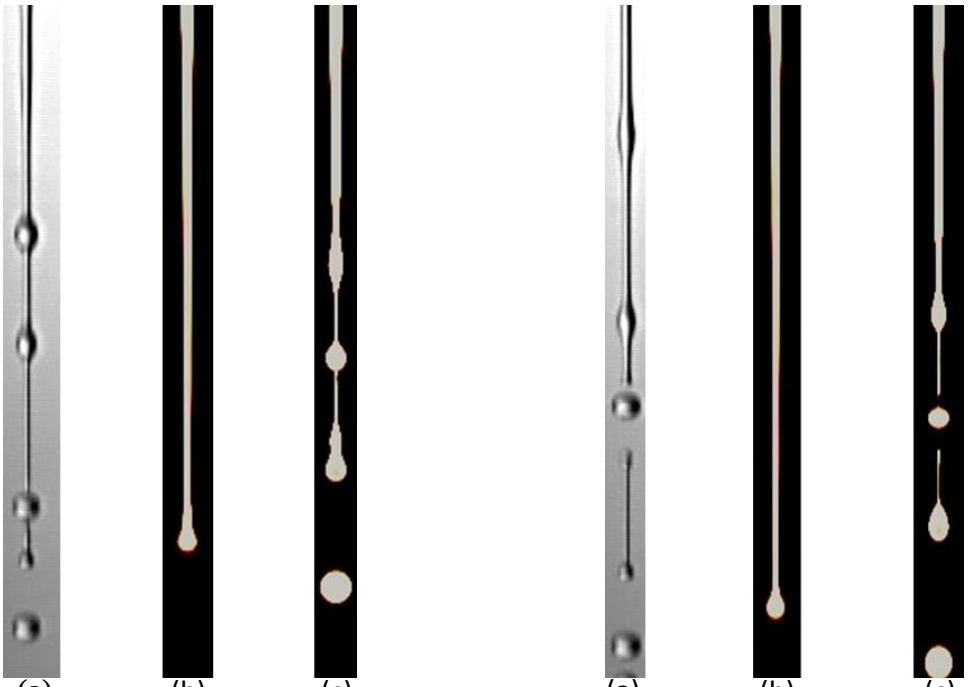


图11：实验结果与数值预测的对比：(a) [32, 33], 与(b)

interFoam 和 (c) 改进的体积分数法用于预测直径为 1.499 mm、We = 5 的丙二醇射流发生圆形射流破碎时表面不稳定性的发展。这两幅图像的时间间隔为 2.5 ms。

液滴撞击薄液膜

同种液体的液滴撞击薄液膜时，黏度和表面张力会影响液滴在薄液膜上的铺展以及冠状液膜的生长。了解这两种作用力之间的正确相互关系，有助于深入认识撞击液滴的生长与铺展，并根据涂层和农药分散液等应用的需求，增强或抑制飞溅。数值分析采用带结构化网格的楔形轴对称域（图3 (a)）来研究这一问题。在静止环境中，根据实验观测结果，将具有已知撞击速度和直径的液滴与静止液膜高度一同初始化，相关示意图见图12。图13展示了直径为 4.56 mm 的乙二醇液滴以 1.89 m/s 的速度撞击薄液膜时随时间的变化。相邻图像的时间间隔为 2 ms，并将两个求解器预测的撞击动力学随时间的变化与文献 [33] 报道的实验观测结果进行了比较。液滴在液膜表面的初始铺展看起来相似（2 ms 和 4 ms 时），但使用 interFoam 得到的数值解中，冠状液膜尖端更薄。这种较薄的冠状液膜尖端会使冠状液膜边缘移动得更快，从而预测撞击后 6、8 和 10 ms 时次级液滴从冠状液膜边缘夹断。改进的流体体积法求解器能够正确预测液滴与液体相互作用的时间和空间动力学，如图13所示。通过测量液滴与薄液膜合并时（图13中的 10 ms）的冠状液膜直径，对空间动力学进行比较。表3比较了求解器预测值与实验结果之间的最大差异，所涉及的液体为不同的牛顿黏性液体。表中还列出了工作液体和撞击液滴的性质。改进求解器的预测结果与最终冠状液膜直径以及

以及图中所示冠状液膜生长的时间演变*13*。我们注意到，本文讨论的液滴撞击动力学状态中，实验观测显示冠状液膜的生长和破碎过程都非常对称。因此，我们采用轴对称三维模拟。这与文献中其他研究类似液滴撞击动力学的研究相似（例如，参见文献[3]）。

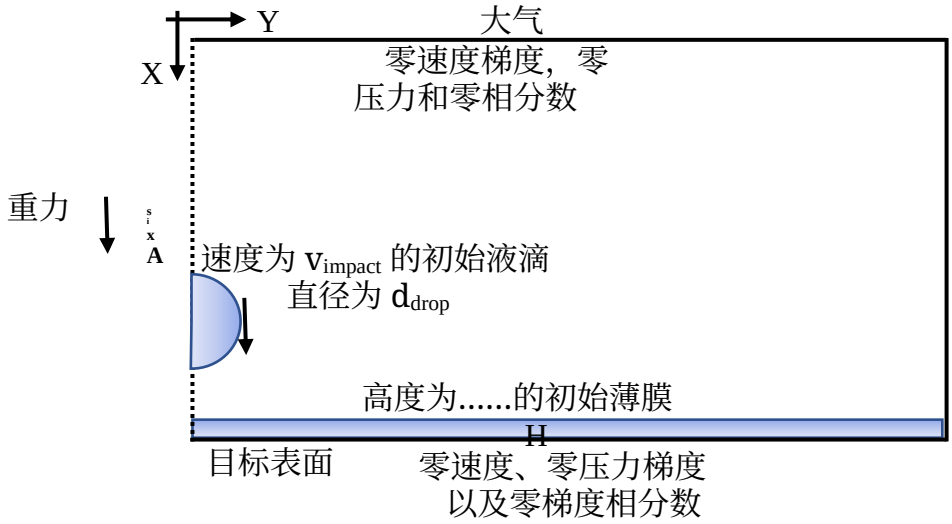


图12：液滴撞击动力学数值解的初始条件和边界条件。

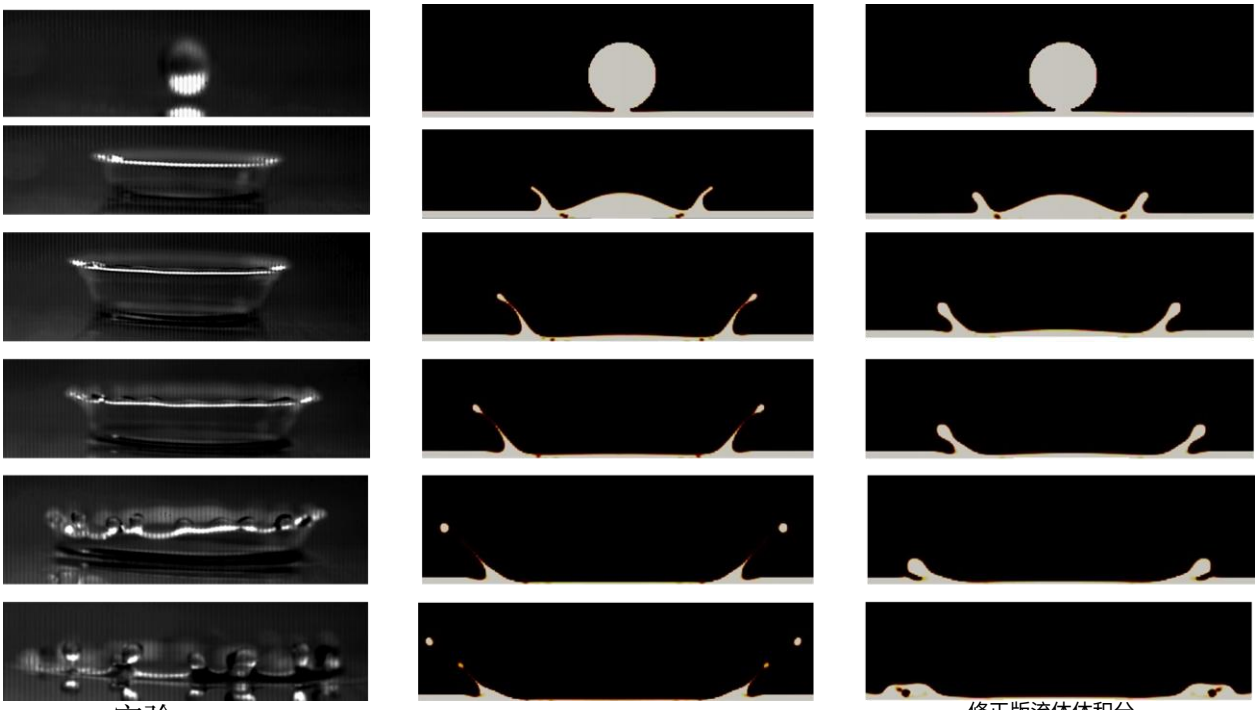


图13：两个求解器的数值预测与实验时间的比较

液滴撞击动力学的演变过程（连续图像间隔 2 毫秒）

表3：百 分比差异（实验冠状液膜直径与数值冠状液膜直径之间） *er*

液体	密度 （kg/m³）	黏度 (Pa.s)	表面张力 (mN/m)	V_{impact} （米/秒）	D_{drop} **(mm)**	**%** 差值 （interFoam）	**%** 差值 （修正版）
乙烯乙二醇	1113.2	0.0161	48.4	1.89	4.56	7.67	1.26
25%丙二醇和水	1007.5	0.00255	54.1	1.87	3.79	13.53	1.92
50%丙	1017.0	0.005	45.2	1.91	4.68	9.61	0.89

乙二醇和水							
75% 丙二醇 乙二醇和水	1026.5	0.012	41.1	2.38	4.93	8.12	1.50

结论

流体体积法（VoF）已用于对许多惯性主导和表面张力主导的两相问题进行数值分析。然而，本研究发现，对于高黏度液体，现有方法对两相流现象的预测往往与实验数据存在显著偏差。为解决这一不足，本文提出了一种新的指数性质平均技术。本文将开源 VoF 求解器 interFoam（作为 OpenFOAM 计算工具的一部分提供）的计算预测结果与采用所提方法得到的结果，与多个两相应用的实验数据进行了比较。为全面验证新方法，研究考虑了四种不同的问题，即空气中的悬浮液滴、射流破碎、液滴撞击薄膜，以及液滴与液池相互作用时的空气卷入。对于所有情况，改进的 VoF 求解器均显著优于原始流体体积法。对于悬浮液滴问题，与以往数值研究的发现一致，伪流被认为是数值误差的主要来源。所提方法减少了空气中悬浮液滴模拟中的伪流。对于液滴撞击液池以及液体射流生成液滴的情况，相较于 interFoam 求解器较慢的预测，表面张力主导动力学的时间演化得到了改善。对于液滴撞击薄液膜的情况，准确捕捉.....至关重要

表面张力与黏性力之间复杂的相互作用；原始方法夸大了表面张力的前一种作用，而所提出的新方法则能正确捕捉这一作用。

参考文献

[1] Ghia, U., Ghia, K. N. 和 Shin, C. T., 1982, “使用纳维–斯托克斯方程和多重网格法求解不可压缩流动的高雷诺数解,” J. Comput. Phys., 48(3), 第 387–411 页。

[2] Sadhal, S. S., Ayyaswamy, P. S. 和 Chung, J. N., 1996, “液滴与气泡的传递现象,” Springer-Verlag New York, (978-1-4612-8470–3), 第 522–527 页。

[3] Berberović, E., Van Hinsberg, N. P., Jakirlić, S., Roisman, I. V. 和 Tropea, C., 2009, “撞击有限厚度液层的液滴：空腔演化动力学,” Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys., 79(3)。

[4] Khodaparast, S.、Magnini, M.、Borhani, N. 和 Thome, J. R.，2015年，“圆形微通道中液体流动内孤立受限气泡的动力学：实验与数值研究”，Microfluid. Nanofluidics，19(1)，第209–234页。

[5] Srinivasan, V.、Salazar, A. J. 和 Saito, K.，2011年，“使用流体体积法（VOF）研究调制液体射流的破碎建模”，Appl. Math. Model.，35(8)，第3710–3730页。

[6] Lewis, S. R.、Anumolu, L. 和 Trujillo, M. F.，2013，“液滴列与自由表面射流冲击的数值模拟”，Int. J. Heat Fluid Flow，44，第610–623页。

[7] Liu, J., Vu, H., Yoon, S. S., Jepsen, R. a. 和 Aguilar, G., 2010，《液滴撞击过程中的飞溅现象》，At. Sprays，20(4)，第 297–310 页。

[8] Trujillo, M. F., Alvarado, J., Gehring, E. 和 Soriano, G. S., 2011年，《液滴周期性撞击传热的数值模拟与实验表征》，J. Heat Transfer，133(12)，第 122201 页。

[9] Manoharan, S., Deodhar, A. M., Manglik, R. M., 和 Jog, M. A., 2019年，“表面活性剂水溶液中浸没式毛细管管口处绝热气泡生长动力学的计算建模”，《传热学报》，141(5)。

[10] Unverdi, S. O., 和 Tryggvason, G., 1992年，“一种前沿 -追踪法，用于黏性、不可压缩多流体流动”，《计算物理学杂志》，100(1)，第 25–37 页。

[11] Tryggvason, G., Bunner, B., Esmaeeli, A., Juric, D., Al-Rawahi, N., Tauber, W., Han, J., Nas, S., 和 Jan, Y.-J., 2001年，“一种用于多相流计算的前沿追踪法”，《计算物理学杂志》，169，第 708–759 页。

[12] Zhang, J., Eckmann, D. M., 和 Ayyaswamy, P. S., 2006年，《采用前沿追踪法研究可溶性表面活性剂输运中的管内可变形血管内气泡》，J. Comput. Phys., 214(1), 第366–396页。

[13] Swedlow, J. L., 和 Cruse, T. A., 1971年，《三维弹塑性流动的边界积分方程构造》，Int. J. Solids Struct., 7(12), 第1673–1683页。

[14] Hirt, C. ., 和 Nichols, B. ., 1981年，《自由边界动力学的流体体积法（VOF）》，J. Comput. Phys., 39(1), 第201–225页。

[15] Herrmann, M., 2005年，《用于界面追踪的改进的水平集网格法》，Annu. Res. Briefs-2005。

[16] Li, Z., Jaberi , F. A. 和 Shih, T. J. P., 2008，“一种混合拉格朗日-欧拉粒子水平集 el

方法，用于双流体湍流的数值模拟”，《国际流体数值方法杂志》，56(12)，第2271–2300 页。

[17] Desjardins, O., Moureau, V. 和 Pitsch, H., 2008，“一种用于模拟湍流雾化的精确守恒水平集/虚拟流体方法”，J. Comput. Phys., 227(18), pp. 8395–8416。

[18] Ménard, T., Tanguy, S. 和 Berlemont, A., 2007，“水平集/VOF/虚拟流体方法的耦合：验证及其在液体射流初级破碎三维模拟中的应用”，Int. J. Multiph. Flow, 33(5), pp. 510–524。

[19] Farvardin, E. 和 Dolatabadi, A., 2013，“静止空气中椭圆液体射流破碎的数值模拟”，J. Fluids Eng., 135(7), p. 071302。

[20] Ubbink, O. 和 Issa, R. I., 1999年，“一种在任意网格上捕捉尖锐流体界面的方法”，J. Comput. Phys., 153(1), pp. 26–50。

[21] Deshpande, S. S., Anumolu, L., 和 Trujillo, M. F., 2012年，《两相流求解器 interFoam 性能评估》，Comput. Sci. Discov., 5(1), p. 014016。

[22] Brackbill、Kothe 和 Zemach，1992年，《一种用于模拟表面张力的连续介质方法》，J. Comput. Phys., 100, pp. 335–354。

[23] Tang, H. 和 Wrobel, L. C., 2005年，《混合过程中两种不相溶液体的界面流动建模》，Int. J. Eng. Sci., 43(15–16), pp. 1234–1256。

[24] Beerners, J. C., 2013，《重质油的润滑输送》，代尔夫特理工大学。[25]

Bohacek, J., 2010，《高黏度比下的表面张 力模型及其在流体体积分数法中的实现模型”，液体雾化与喷雾系统年度会议，（9月），第1–8页。

[26] Mooney, K., Menon, S. 和 Schmidt, D. P., 2010, “黏弹性液滴碰撞的计算研究”, 美国液体雾化与喷雾系统第22届年度会议, （5月）。

[27] Tran, T., de Maleprade, H., Sun, C., and Lohse, D., 2013, “液滴撞击液面过程中的空气卷吸”, 《流体力学杂志》, 726, R3 页。

[28] Thoraval, M.-J., Takehara, K., Etoh, T. G., and Thoroddsen, S. T., 2013, “液滴撞击捕获气泡环”, 《流体力学杂志》, 724, 第 234–258 页。

[29] Lin, S. P., and Reitz, R. D., 1998, “液体射流形成液滴与喷雾”, Annu. Rev. Fluid Mech., 30, 第 85–105 页。

[30] Eggers, J., and Villermaux, E., 2008, “液体射流物理学”, Reports Prog. Phys., 71(3)。

[31] van Hoeve, W.、Gekle, S.、Snoeijer, J. H.、Versluis, M.、Brenner, M. P. 和 Lohse, D., 2010, 《微小瑞利射流破碎》, 《Phys. Fluids》, 22(12), 第 1–11 页。

[32] Rajendran, S.、Jog, M. A. 和 Manglik, R. M., 2017, 《低韦伯数下射流破碎的实验研究》, 《At. Sprays》, 27(9), 第 821–834 页。

[33] Rajendran, S., 2017, 《低速液体射流的液滴生成研究及其对薄液膜的撞击动力学》, 博士学位论文, 辛辛那提大学（http://rave.ohiolink.edu/etdc/view?acc_num=ucin1512038966865923）。