

# 温度梯度下液桥紧缩过程的模拟研究

肖翔域\*, 赵嘉毅#

上海理工大学, 上海

收稿日期: 2022年2月22日; 录用日期: 2022年3月11日; 发布日期: 2022年3月18日

## 摘要

带有温度梯度的液桥紧缩是自然界和工业生产中的常见现象, 液桥的断裂行为对于印刷、喷墨过程起着关键的影响。本文通过数值模拟分析了表面张力梯度和粘性力梯度对液桥在微重力环境下紧缩过程的作用。通过分析四个时刻的自由面轮廓、轴向速度和压强以及断裂时刻液桥速度和压强云图, 阐明了液桥的断裂点位于表面张力较大或粘性力较小一侧的形成机理。同时随着表面张力梯度的增大液桥的轴向速度和压强的梯度也增大。最后分析了在表面张力梯度和粘性力梯度同时作用下, 表面张力和粘性力的抗衡作用直接影响液桥的轮廓, 最后断裂时刻液桥形态结合了仅表面张力梯度作用下的长锥型和仅粘性力梯度作用下的细丝状。该研究为实际工业应用中液桥在温度梯度下的断裂问题提供了模拟基础。

## 关键词

温度梯度, 数值模拟, 表面张力, 粘性力

# Simulation of Liquid Bridge Contraction Process under Temperature Gradient

Xiangyu Xiao\*, Jiayi Zhao#

University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai

Received: Feb. 22<sup>nd</sup>, 2022; accepted: Mar. 11<sup>th</sup>, 2022; published: Mar. 18<sup>th</sup>, 2022

## Abstract

The shrinkage of liquid bridge with temperature gradient is a common phenomenon in nature and

\*第一作者。

#通讯作者。

**industrial production. The fracture behavior of liquid bridge plays a key role in the process of printing and inkjet. In this paper, the effects of surface tension gradient and viscous force gradient on the contraction process of liquid bridge in microgravity environment are analyzed by numerical simulation. By analyzing the free surface profile, axial velocity and pressure at four times and the cloud diagram of liquid bridge velocity and pressure at the time of fracture, the formation mechanism of the fracture point of liquid bridge on the side with large surface tension or small viscous force is clarified. At the same time, with the increase of surface tension gradient, the gradient of axial velocity and pressure of liquid bridge also increases. Finally, it is analyzed that under the simultaneous action of surface tension gradient and viscous force gradient, the counter-balance effect of surface tension and viscous force directly affects the profile of the liquid bridge. Finally, the shape of the liquid bridge at the time of fracture combines the long cone type under the action of surface tension gradient only and the filament type under the action of viscous force gradient only. This study provides a simulation basis for the fracture of liquid bridge under temperature gradient in practical industrial application.**

## Keywords

Temperature Gradient, Numerical Simulation, Surface Tension, Viscous Force

Copyright © 2022 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

## 1. 引言

近年来,随着太空科技的迅速发展,对微重力或零重力条件下各种热物理现象的研究愈来愈受到人们重视。其中对由表面张力梯度驱动的热毛细对流及其控制的研究逐渐成为一个受到特别关注的课题。其在工业生产中也有着广泛的应用前景,如材料加工、热毛细迁移[1]、农药喷洒、晶体生长、DNA阵列[2]、液封液桥[3]、数字微流体封装[4]等。

在微重力环境下,驱动对流的主要影响因素由重力场转换为表面张力。在实际工况中外场温度梯度普遍存在,使得界面温度不均匀形成界面的表面张力梯度,进而驱动热毛细对流的发生。对于热毛细对流过程,已有诸多学者进行了研究。张朔婷、胡良等人通过密度匹配方法,研究发现了非均匀温度场中液滴热毛细迁移速度随液滴直径增大而增大[5]。对于三维可变形液滴的热毛细迁移过程,Brady分析了液池壁面形状对于液滴迁移过程的影响[6]。除了液滴,液桥的演化与断裂行为同样也受到外场温度梯度的影响。吴勇强、段俐等人通过地面实验研究了大普朗特数液桥的浮力-热毛细对流,分析得出在液桥高度相同的情况下,体积比越小,受重力影响,表面变形越大[7]。

目前对存在温度梯度下液桥的研究普遍集中于固定界面条件下的液桥内部热毛细对流行为。然而液桥的断裂过程在印刷[8]、喷墨[9]等领域有着关键作用,如在印刷工艺中,印板间拉伸液桥的断裂过程是液体转移的关键[10]。液桥的断裂是惯性力、表面张力以及粘性力三者相抗衡的结果。在温度梯度作用下,由于表面张力和粘性力的不均匀分布,对液桥的轮廓演化以及断裂行为产生了明显的影响,但关于此方面的研究尚且不足。因此,本文以液桥为研究对象,对微重力条件下由温度梯度引起的热毛细对流进行数值模拟。通过分析自由面轮廓、轴向速度和压强分布阐述了液桥的紧缩过程,并分析了断裂位置的形成机理。

## 2. 理论模型与模拟参数

### 2.1. 模型几何参数

如图 1(a)所示, 建立一个含有余弦初始扰动  $r = r_{surf}(z)$  的液桥几何模型, 其自由面几何形状为:

$$r_{surf}(z) = 5 + 1 * \cos(z/8) \quad (1)$$

高度  $L = 50 \mu\text{m}$ , 最大半径为  $R_0 = 6 \mu\text{m}$ , 最小半径为  $R_{in} = 4 \mu\text{m}$ 。忽略重力作用且不考虑界面的相变效应。自由面取为圆柱曲面, 并采用二维轴对称柱坐标系。

计算采用动网格和有限元方法。利用自由三角形网格对模型进行划分, 将网格单元大小选择较粗化作为预定义。最大单元大小尺寸为  $0.522 \mu\text{m}$ , 最小单元尺寸为  $0.024 \mu\text{m}$ 。最大单元增长率为 1.25, 曲率因子设定为 0.6, 狭窄区域分辨率为 1。划分网格后模型如图 1(b)所示。

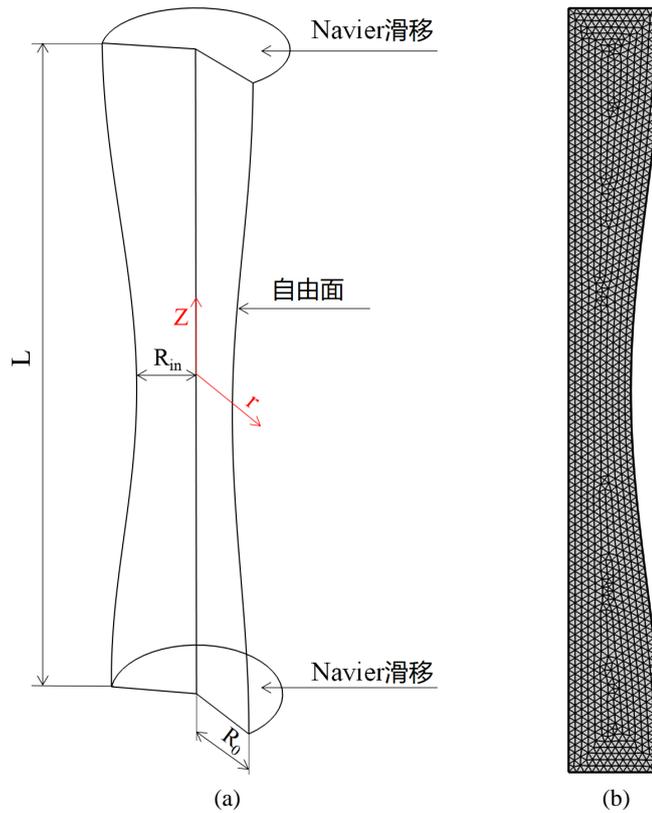


Figure 1. Liquid bridge model  
图 1. 液桥模型图

### 2.2. 基本控制方程

系统动力学由柱坐标下连续性方程、动量方程、能量方程所描述, 其中假设流体为不可压缩牛顿流体, 液体密度采用 Boussinesq 近似:

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r^2} \right) \quad (3)$$

$$u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) - g [1 - \alpha(T - T_0)] \quad (4)$$

$$u_z \frac{\partial T}{\partial r} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (5)$$

其中,  $\nu(T)$  是关于温度变化的运动粘度。

## 2.3. 边界条件

### 2.3.1. 上下壁面边界条件

上下壁面采用 *Navier* 滑移, 滑移长度最小单元长度因子  $f_h$  为 0.5。液桥表面选用自由表面, 上下接触角  $\theta_w = 90^\circ$ 。在此研究中, 设置  $T_{cold}$  为液桥下壁面的温度,  $T_{hot}$  为液桥上壁面的温度。

### 2.3.2. 自由面边界条件

界面的单位外法线和单位切线为:

$$e_n = \frac{(1, -r'_{surf})}{(1 + r'^2_{surf})^{1/2}} \quad (6)$$

$$e_s = \frac{(r'_{surf}, 1)}{(1 + r'^2_{surf})^{1/2}} \quad (7)$$

由于界面没有质量输运, 流体速度满足以下关系:

$$\frac{u_r}{u_z} = \frac{dr_{surf}}{dz} \quad (8)$$

在液桥的自由表面上需满足应力平衡条件, 即界面法线方向上表面张力和流体应力相平衡:

$$e_n \cdot \mathbf{T} = (2H) \sigma \cdot e_n \quad (9)$$

式中  $e_n$  是界面的单位法向量,  $\mathbf{T}$  是液体中的应力张量,  $2H$  是平均曲率的两倍,  $\sigma(T)$  是与温度相关的表面张力, 这里  $T$  表示温度。应力张量  $\mathbf{T}$  等于  $-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}$ , 其中  $\boldsymbol{\tau}$  为粘性应力张量。通过自由面的热量损失忽略不计, 因此自由面取为绝热条件。

## 3. 结果与分析

### 3.1. 无温度梯度情况下液桥的紧缩过程验证

液桥的紧缩是在粘性力、惯性力和表面张力相抗衡的作用下发生的。当粘性力较弱时, 液桥的紧缩处于惯性区, 在惯性力和表面张力相平衡的作用下发生紧缩。液桥的最小半径  $r_{\min}$  随无量纲时间  $\tau$  的变化规律为[11]:

$$\frac{r_{\min}}{r_0} \sim \tau^{2/3} \quad (10)$$

其中, 无量纲时间  $\tau$  为:

$$\tau = 1 - t/t_b \quad (11)$$

$t_b$  为液桥的断裂时间。当粘性力较强时, 液桥的紧缩处于粘性区, 在粘性力和表面张力抗衡作用下

液桥的最小半径  $r_{\min}$  随无量纲时间  $\tau$  的变化规律为[11]:

$$\frac{r_{\min}}{r_0} \sim \tau \tag{12}$$

仿真结果如图 2, 液桥在紧缩过程中前后经历了惯性区和粘性区。当无量纲时间  $\tau > 0.004$ , 此时粘性力较弱, 液桥处于惯性区。当  $\tau < 0.004$ , 此时惯性力较弱, 液桥处于粘性区。两区域内最小半径随时间的变化与理论结果基本一致。

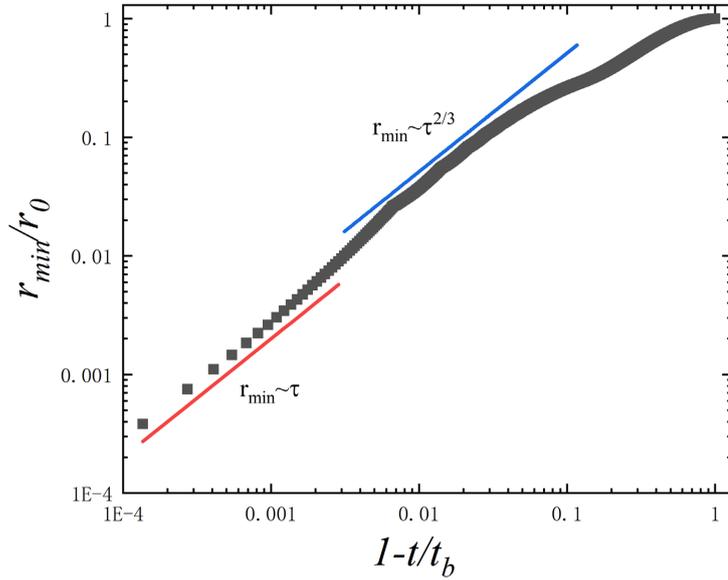


Figure 2. Variation diagram of minimum radius of liquid bridge with time  
图 2. 液桥最小半径随时间的变化图

### 3.2. 液桥的紧缩过程研究分析

本文通过五个算例研究液桥的紧缩过程, 其参数如表 1 所示, 其中表面张力和粘性力随温度的变化规律为:

$$\sigma = \sigma_T * (T - T_{cold}) + \sigma_0 \tag{13}$$

$$\mu = \mu_T * (T - T_{hot}) + \mu_0 \tag{14}$$

选取初始时刻  $t/t_b = 0$ , 中间时刻  $t/t_b = 0.33, 0.66$  和断裂时刻  $t/t_b = 1$  四个时刻液桥自由面的轮廓图、自由面轴向速度  $w$ 、压强  $p$  分布图和  $t/t_b = 1$  时刻液桥轴向速度  $w$ 、压强  $p$  的云图进行分析。

Table 1. Main parameters of the case

表 1. 案例的主要参数

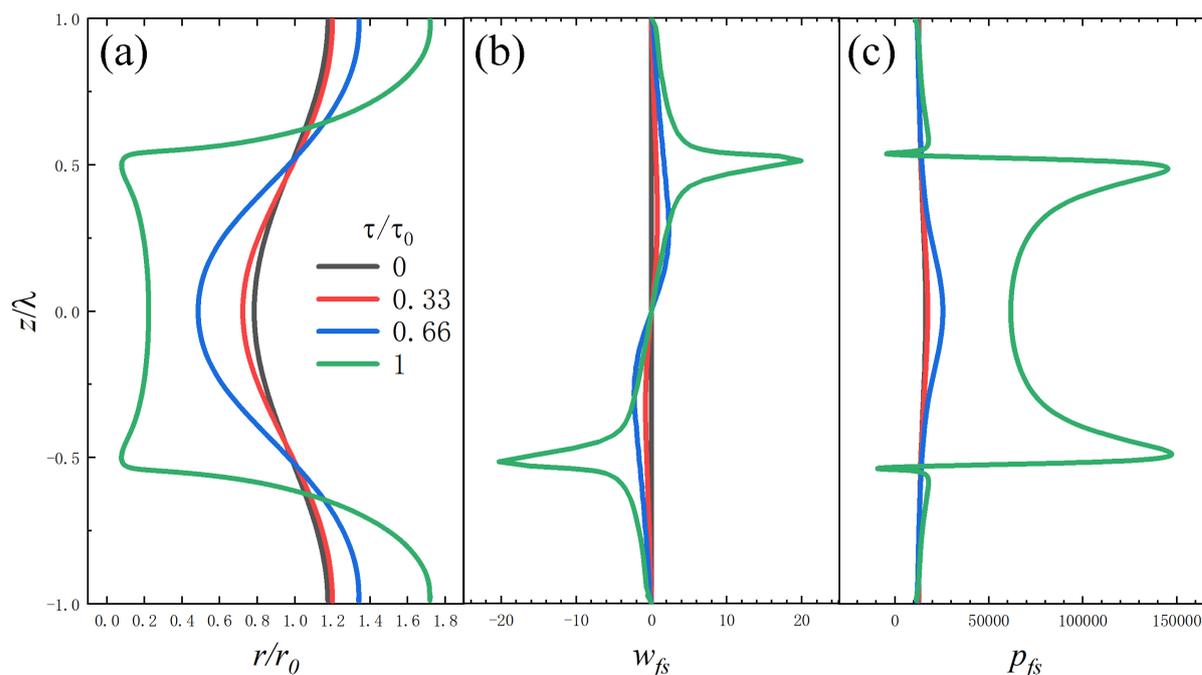
参数	$T_{cold}$ (K)	$T_{hot}$ (K)	$\sigma_0$ (N/m)	$\sigma_T$ [N/(m*K)]	$\mu_0$ (Pa*s)	$\mu_T$ [(Pa*s)/K]
算例 1	273.16	273.16	0.2186	0	1e-3	0
算例 2	273.16	298.16	0.2186	-8e-4	1e-3	0
算例 3	273.16	278.16	0.2186	-4e-3	1e-3	0

Continued

算例 4	273.16	298.16	0.2186	0	1e-3	-1.6e-4
算例 5	273.16	298.16	0.2186	-8e-4	1e-3	-1.6e-4

### 3.2.1. 无温差梯度情况下液桥的紧缩过程

在算例 1 由图 3(a)得: 在无温度梯度的情况下, 液桥的轮廓在每个时刻均呈现上下对称的特点, 并随着时间的推进, 液桥的最小半径位置从中间逐渐移动到两侧, 同时导致壁面附近流体沿径向发生延展。进一步分析液桥自由表面的轴向速度  $w$  分布如图 3(b), 可以看出: 速度  $w$  分布图每个时刻均呈现出中心对称的特点, 在液桥紧缩的初期, 速度  $w$  的变化并不明显, 随着时间的推进, 速度  $w$  出现两个等大反向的极值, 导致在极值附近的流体迅速向上下两端流动, 最终在速度  $w$  到达最大值  $w_{\max} = 20.352 \text{ m/s}$  的位置处液桥达到最小半径并发生紧缩。图 3(c)为液桥的自由表面上压强  $p$  轴向分布, 在  $t/t_b = 0 \sim 0.66$  时间内, 压强  $p$  的峰值位于液桥中间部分, 流体向两端流动。随着时间的推进, 压强的峰值逐渐移动到液桥的两侧, 最终  $t/t_b = 1$  时刻液桥在压强达到最大值  $p_{\max} = 158730 \text{ Pa}$  的位置发生断裂, 压强分布与自由面形状分布呈现同样的上下对称规律。



**Figure 3.** Liquid bridge contraction process at different times. (a) Free surface profile; (b) Free surface axial velocity distribution; (c) Free surface pressure distribution

**图 3.** 不同时刻液桥紧缩过程。(a) 自由面轮廓; (b) 自由面轴向速度分布; (c) 自由面压强分布

图 4(a)和图 4(b)分别为整个液桥在断裂时刻的轴向速度  $w$  和压强  $p$  分布。液桥内部  $w$ 、 $p$  分布与自由表面  $w$ 、 $p$  分布规律基本一致。图 4(b)断裂点放大区域中压强  $p$  由于自由面曲率的变化存在较大的梯度从而导致速度变化剧烈并最终导致发生断裂。

微重力环境下液桥发生紧缩过程中, 表面张力对液桥行为起到关键作用, 然而在工业应用中, 如印刷工艺, 温度场不均匀分布是普遍存在的, 导致表面张力的大小发生变化并直接影响液桥的紧缩过程。因此本文先针对温差导致的表面张力梯度对液桥紧缩过程的影响进行分析。定义初始  $Oh_0 = \bar{\mu} / \sqrt{\rho R \bar{\sigma}}$ 。

其中,  $\bar{\sigma} = \sigma_T * (\bar{T} - T_{cold}) + \sigma_0$ ,  $\bar{\mu} = \mu_T * (\bar{T} - T_{hot}) + \mu_0$ ,  $\bar{T} = (T_{cold} + T_{hot})/2$ 。

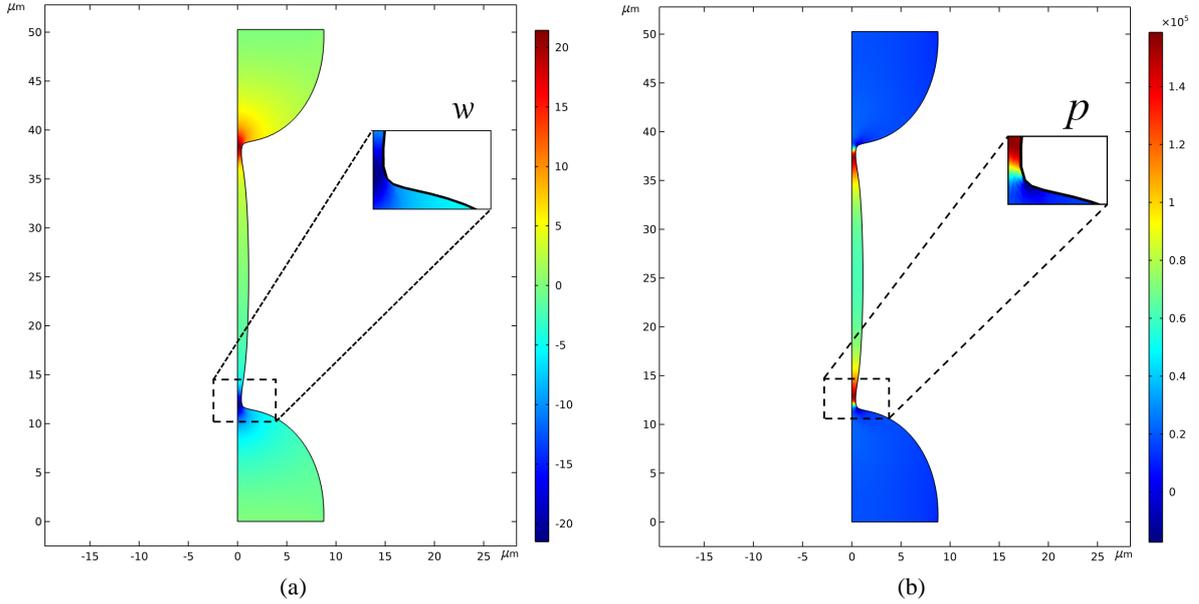


Figure 4. Cloud picture of liquid bridge at fracture time. (a) Axial velocity distribution of liquid bridge; (b) Pressure distribution of liquid bridge

图 4. 断裂时刻液桥云图。(a) 液桥轴向速度分布; (b) 液桥压强分布

### 3.2.2. 低表面张力梯度情况下液桥的紧缩过程

算例 2 的温度场、表面张力和粘性力如表 1 所示, 表面张力  $\sigma$  会因温度的不同分布而产生差异从而导致液桥形状相较无温差情况的时发生明显改变, 初始  $Oh_0 = 0.034$ 。

通过图 5(a)得: 在液桥紧缩初期, 表面张力的变化对液桥影响并不明显。随着时间的推移, 在  $t/t_b = 1$

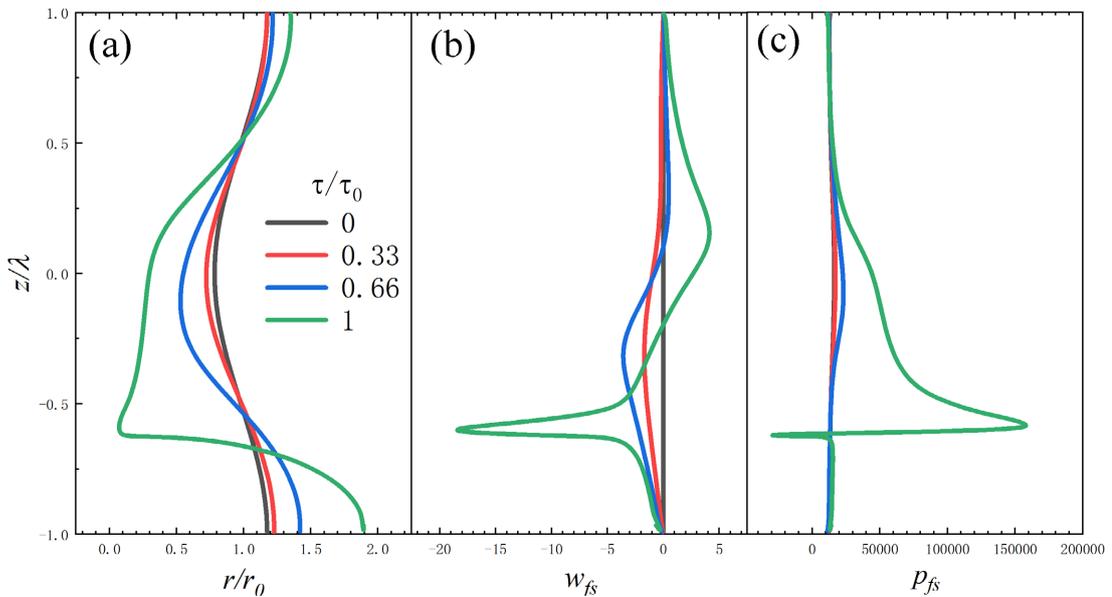
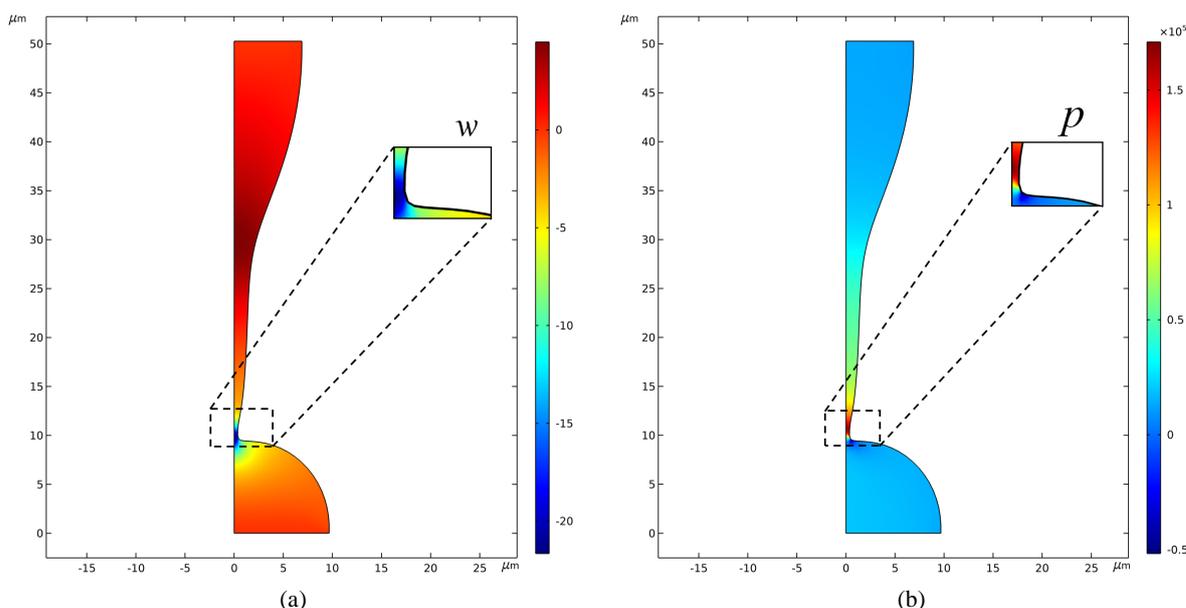


Figure 5. Liquid bridge contraction process at different times. (a) Free surface profile; (b) Free surface axial velocity distribution; (c) Free surface pressure distribution

图 5. 不同时刻液桥紧缩过程。(a) 自由面轮廓; (b) 自由面轴向速度分布; (c) 自由面压强分布

时刻液桥的轮廓不再上下对称, 与图 3(a)明显不同, 紧缩位置由中间向下移动, 同时液桥下端由于液体挤压沿径向明显延展。图 5(b)为液桥自由表面的轴向速度分布, 可以发现速度  $w$  受表面张力的影响较为明显, 随着时间的推进, 仍然存在正负两个方向的峰值, 由于温度自下而上逐渐增大时, 表面张力逐渐减小, 导致更多流体向冷端流动形成更高的轴向速度。在  $t/t_b = 1$  时刻速度达到最大值  $w_{\max} = 20.541 \text{ m/s}$  处形成图 5(a)中的紧缩。进一步分析自由面  $w$  压强分布可知在液桥紧缩初期压强  $p$  的分布受表面张力影响并不明显, 与图 3(c)中的压强分布基本一致。在之后的时间内压强分布变化显著, 不再呈现上下对称而是只存在一个峰值, 最终在  $t/t_b = 1$  时刻达到最大值  $p_{\max} = 160730 \text{ Pa}$ , 巨大的压强梯度使得此位置速度  $w$  达到最大值同时导致液桥发生断裂。

在断裂时刻整个液桥轴向速度  $w$  分布和压强  $p$  分布云图分别如图 6(a)和图 6(b)所示, 可以发现液桥轮廓及断裂点数量相较于图 2 发生明显改变。由于粘性力为常数, 液桥紧缩处于液桥下半部分表面张力较大的区域且只有一处, 失去了原有的对称性。图 6(a)放大图中可以明显看出液桥上部锥型与下部液滴的连接点为断裂点, 基本成  $110^\circ$  角。在紧缩位置速度  $w$  最大并具有较大的梯度, 与自由表面速度  $w$  分布保持一致。在自由表面压强  $p$  分布图 5(c)中最大值与最小值之间仍跳跃式变化是由在紧缩位置处, 如图 6(b)断裂点放大图中压强  $p$  具有较大的梯度所导致的。



**Figure 6.** Cloud picture of liquid bridge at fracture time. (a) Axial velocity distribution of liquid bridge; (b) Pressure distribution of liquid bridge

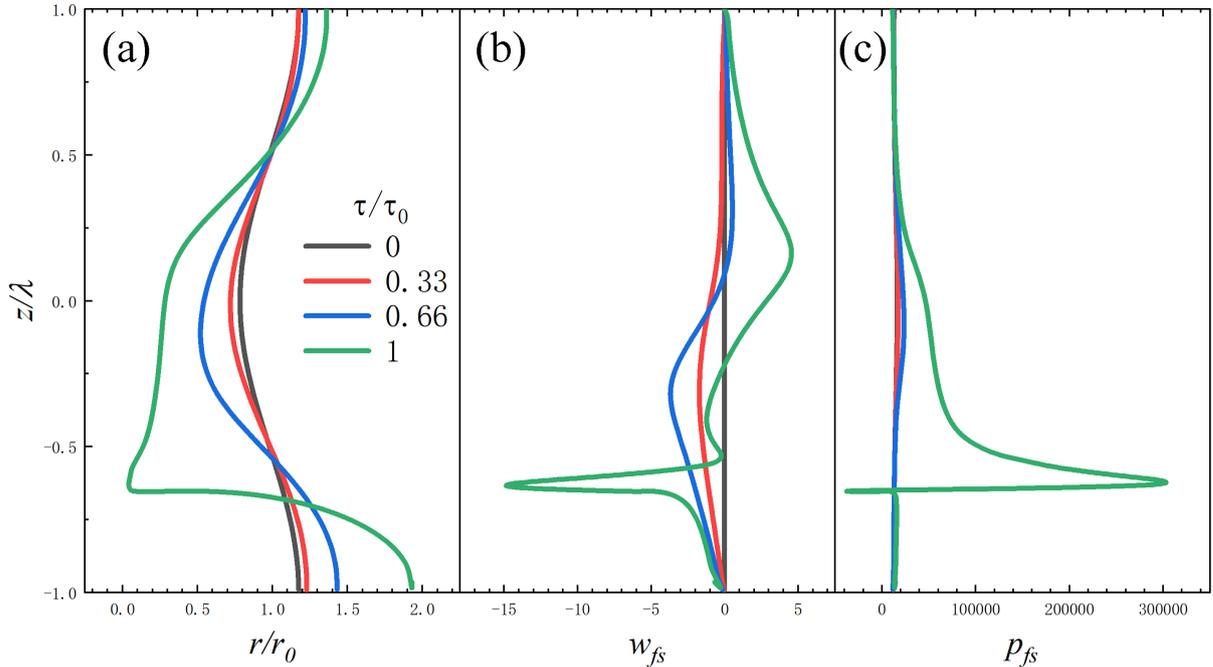
**图 6.** 断裂时刻液桥云图。(a) 液桥轴向速度分布; (b) 液桥压强分布

### 3.2.3. 高表面张力梯度情况下液桥的紧缩过程

算例 3 中表面张力的梯度进一步增大, 初始  $Oh_0 = 0.0153$ 。对比图 5(a)与图 7(a)可以发现, 表面张力梯度的增大使液桥轮廓沿轴向变化更快, 最小半径更小。流体的挤压作用变强, 导致液桥下壁面的延展变长。图 7(b)为自由面轴向速度  $w$  分布, 在液桥紧缩初期速度  $w$  已经明显受到表面张力梯度增大的影响, 在  $t/t_b = 1$  时刻影响进一步加剧, 相较于图 5(b)出现多个峰值, 最大值仍沿  $z$  轴负方向。图 7(c)中压强分布规律与图 5(c)基本一致, 但由于表面张力的主导作用变强, 使压强  $p$  的最大值  $p_{\max} = 364560 \text{ Pa}$  相较于低表面张力梯度的压强最大值  $p_{\max} = 160730 \text{ Pa}$  明显增大, 所处位置依然是速度  $w$  的最大值和液桥的紧缩处。

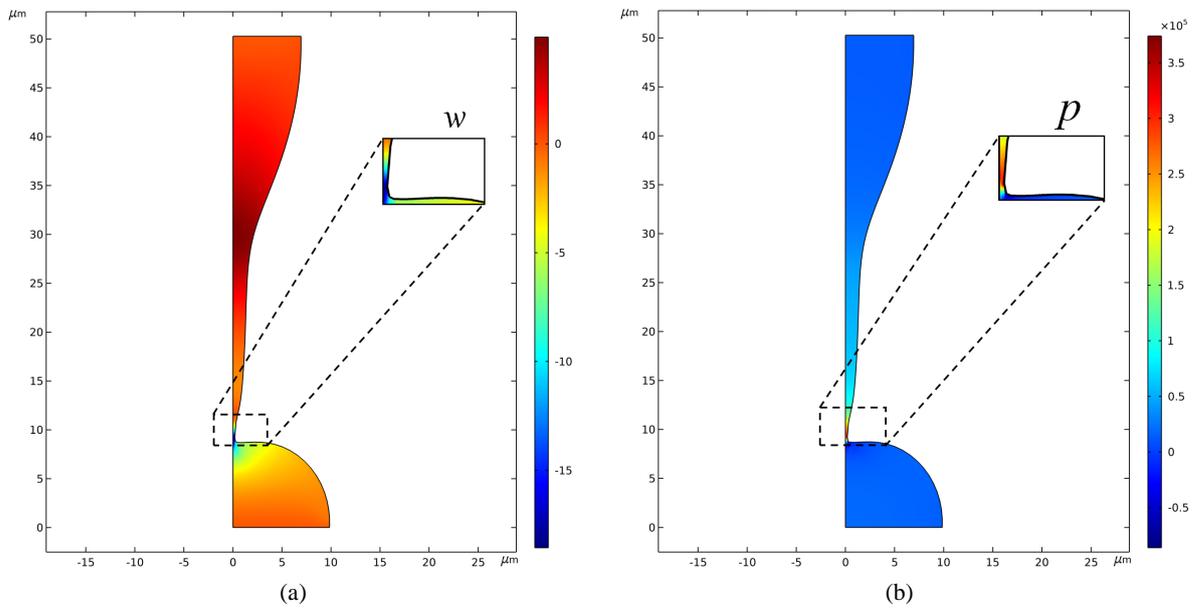
图 8(a)和图 8(b)分别为整个液桥的轴向速度  $w$  分布和压强  $p$  分布云图。在断裂点放大图中, 由于表

面张力梯度的增大, 使断裂点处的角度相较图 4 减小, 同时断裂点位置下移。速度  $w$  在云图中呈现出具有较大的梯度, 从而导致了自由表面上速度  $w$  出现多个峰值。在图 8(b) 的断裂点放大图中, 相对较低表面张力梯度时压强  $p$  具有更大的梯度, 进而形成了在自由表面上压强  $p$  从最大值到最小值更显著的跳跃式变化。



**Figure 7.** Liquid bridge contraction process at different times. (a) Free surface profile; (b) Free surface axial velocity distribution; (c) Free surface pressure distribution

**图 7.** 不同时刻液桥紧缩过程。(a) 自由面轮廓; (b) 自由面轴向速度分布; (c) 自由面压强分布



**Figure 8.** Cloud picture of liquid bridge at fracture time. (a) Axial velocity distribution of liquid bridge; (b) Pressure distribution of liquid bridge

**图 8.** 断裂时刻液桥云图。(a) 液桥轴向速度分布; (b) 液桥压强分布

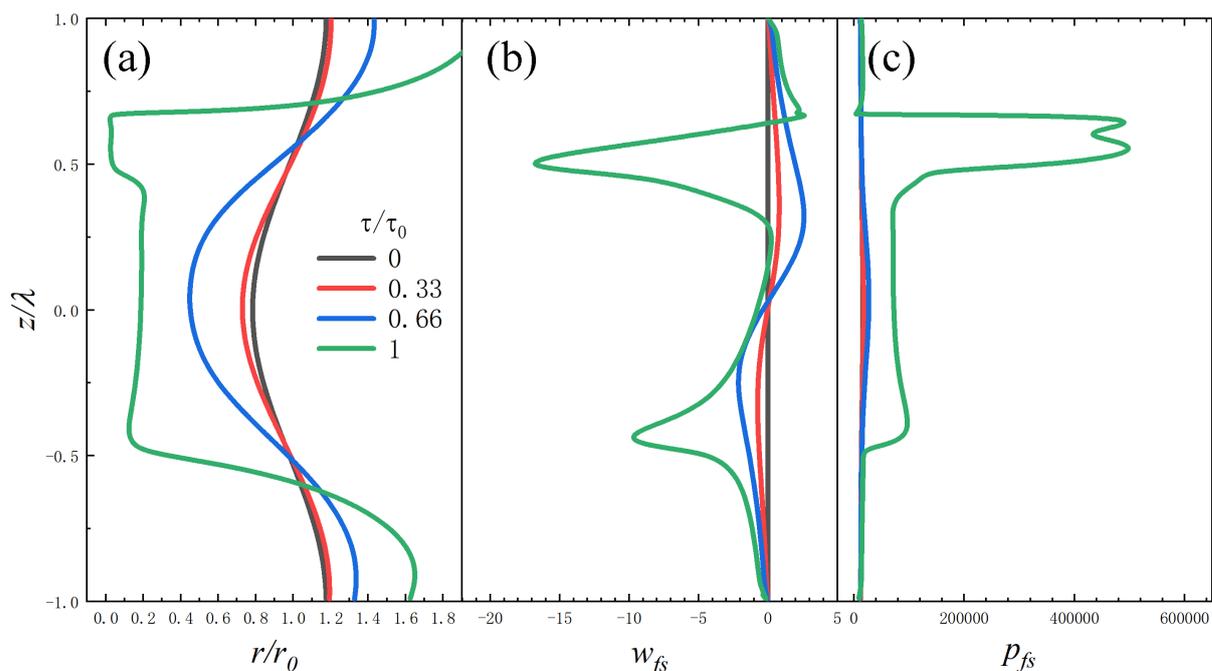
### 3.2.4. 粘性力梯度情况下液桥的紧缩过程

Suryo & Basaran 的模拟表明, 相对于粘度保持恒定或略有变化的情况, 粘度随温度变化显著的情况下, 液滴破裂也更容易[9]。算例 4 初始  $Oh_0 = 0.102$ , 动力粘度  $\mu$  会因温度的不同分布而产生差异从而导致液桥形状较无温差情况下发生改变。

通过对比图 9(a)与图 3(a)可以明显看出施加粘性梯度作用后液桥轮廓的影响较为显著, 紧缩位置也发生明显改变且紧缩段变成细条状。同时由于流体向两侧的流动与挤压, 使上下壁面处流体沿径向发生延展。进一步分析自由表面轴向速度  $w$  和压强  $p$  分布, 在  $t/t_b = 0 \sim 0.66$  时间内, 图 9(b)和图 9(c)中轴向速度  $w$  和压强  $p$  的分布相较无温差情况下基本不变, 在  $t/t_b = 1$  时刻差异较为明显。由于流体在流动过程中会发生粘性耗散, 导致速度降低, 因此在液桥下半部分温度较小粘性较大的区域内, 动能损失大, 速度  $w$  较小; 反之, 在液桥上半部分区域内速度  $w$  较大, 呈现出图 9(b)中速度  $w$  出现两个大小不同的峰值, 且均沿  $z$  轴负方向。在液桥紧缩初期, 施加粘性力梯度对压强  $p$  的影响较小, 由于粘性梯度的作用, 最终在  $t/t_b = 1$  时刻压强达到最大值且出现“双峰”现象, 同时在该位置速度  $w$  同样达到最大值并形成液桥的紧缩段。

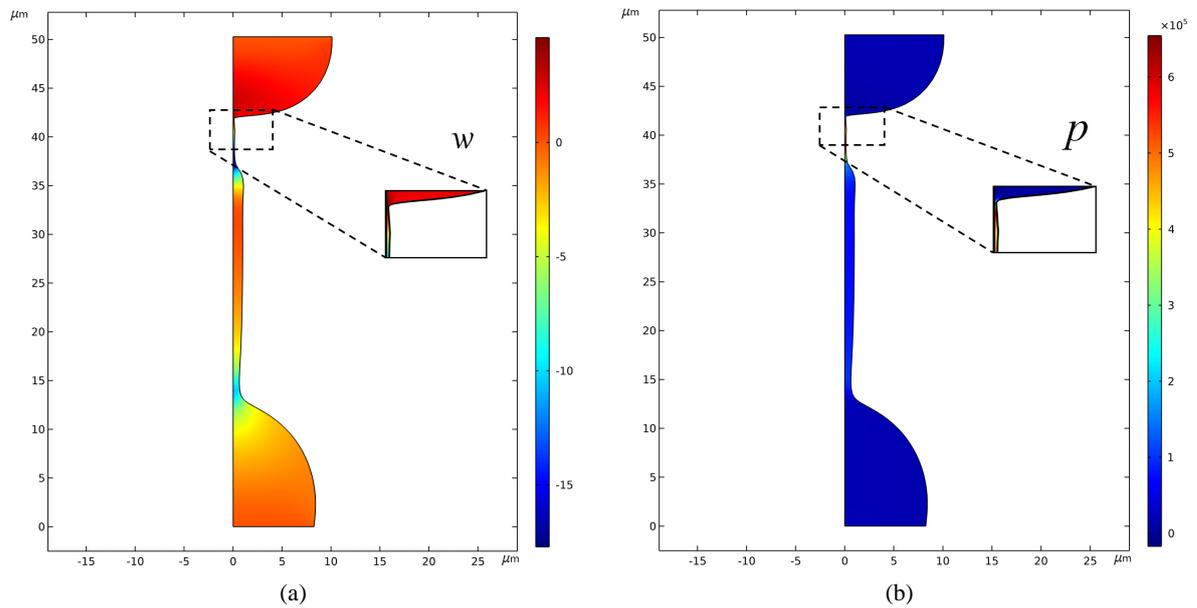
通过云图可以发现在断裂点内速度  $w$  和压强  $p$  都具有较大的梯度, 断裂点连接液滴和紧缩段, 基本成直角。粘性梯度的作用下, 液桥半径存在由粗到细的突变且紧缩段呈细丝状, 同时紧缩段内半径变化平缓, 这是由于在图 10(a)中的断裂段放大图中, 速度  $w$  在紧缩段的方向基本一致, 流体同方向运动造成的。从图 10(b)中放大区域可以看出压强  $p$  存在较大的不均匀梯度, 因此自由表面上压强分布呈现出“双峰”的特点。与图 3 和图 4 相比, 在图 9 和图 10 中速度  $w$  和压强  $p$  出现较长的变化平稳段, 这是由于粘性的增大造成的。

通过以上分析可以看出在表面张力梯度和粘性力梯度单独作用下对液桥紧缩都有很明显的影 响, 主要表现为液桥发生紧缩的相对位置以及轴向速度  $w$  和压强  $p$  分布明显不同。



**Figure 9.** Liquid bridge contraction process at different times. (a) Free surface profile; (b) Free surface axial velocity distribution; (c) Free surface pressure distribution

**图 9.** 不同时刻液桥紧缩过程。(a) 自由面轮廓; (b) 自由面轴向速度分布; (c) 自由面压强分布



**Figure 10.** Cloud picture of liquid bridge at fracture time. (a) Axial velocity distribution of liquid bridge; (b) Pressure distribution of liquid bridge

**图 10.** 断裂时刻液桥云图。(a) 液桥轴向速度分布; (b) 液桥压强分布

### 3.2.5. 表面张力梯度与粘性力梯度情况下液桥的紧缩过程

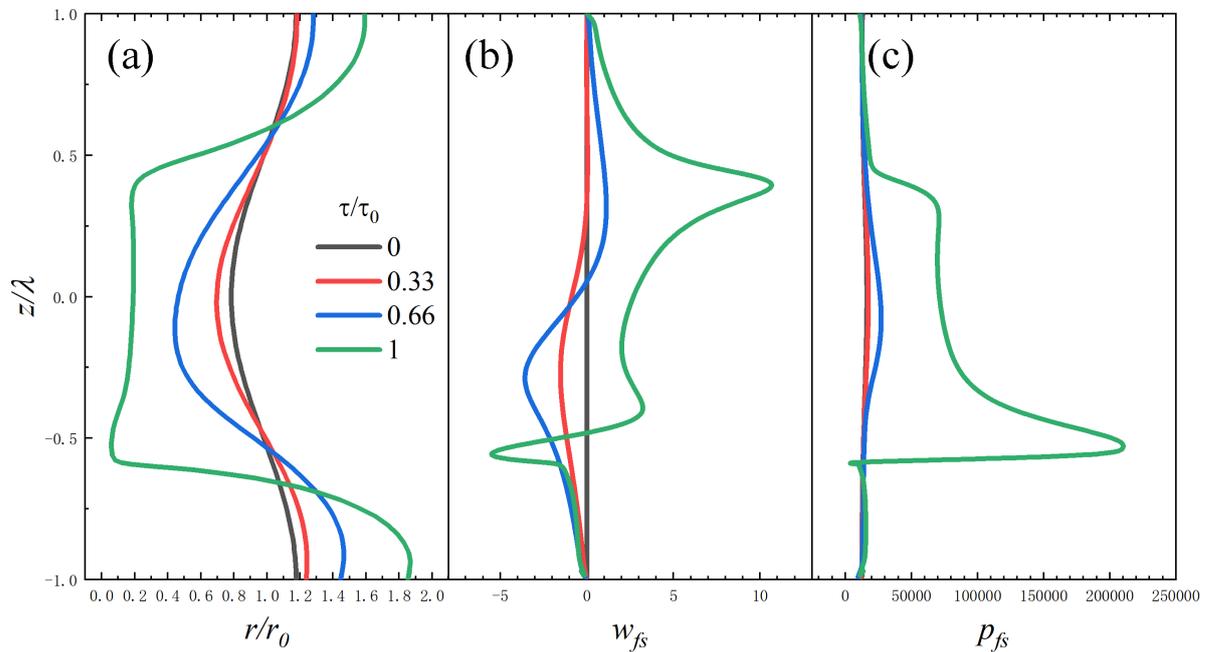
由上述分析可知, 表面张力梯度与粘性力梯度对于液桥紧缩过程均有明显影响, 在实际应用中流体在温差下同时存在表面张力与粘性梯度, 因此结合二者对液桥断裂的影响具有重要意义。

算例 5 中液桥表面张力  $\sigma$  和动力粘度  $\mu$  均会因温度的不同分布而产生差异, 初始  $Oh_0 = 0.1$ 。

液桥的形状受表面张力和粘性力抗衡的直接影响。当表面张力为常数时, 在液桥下半部分内表面张力和粘性力抗衡中粘性力占主导, 液桥紧缩段处于上半部分粘性作用较弱的区域; 当粘性力为常数时, 在液桥下半部分内表面张力和粘性力抗衡中表面张力占主导, 液桥紧缩段处于下半部分表面张力占主导的区域。当温度场为自下而上逐渐增大分布时, 表面张力和粘性力均为自下而上逐渐减小的分布。在液桥下半部分温度较低的区域, 表面张力和粘性力都较大, 因此成为两种力相抗衡的主要区域。

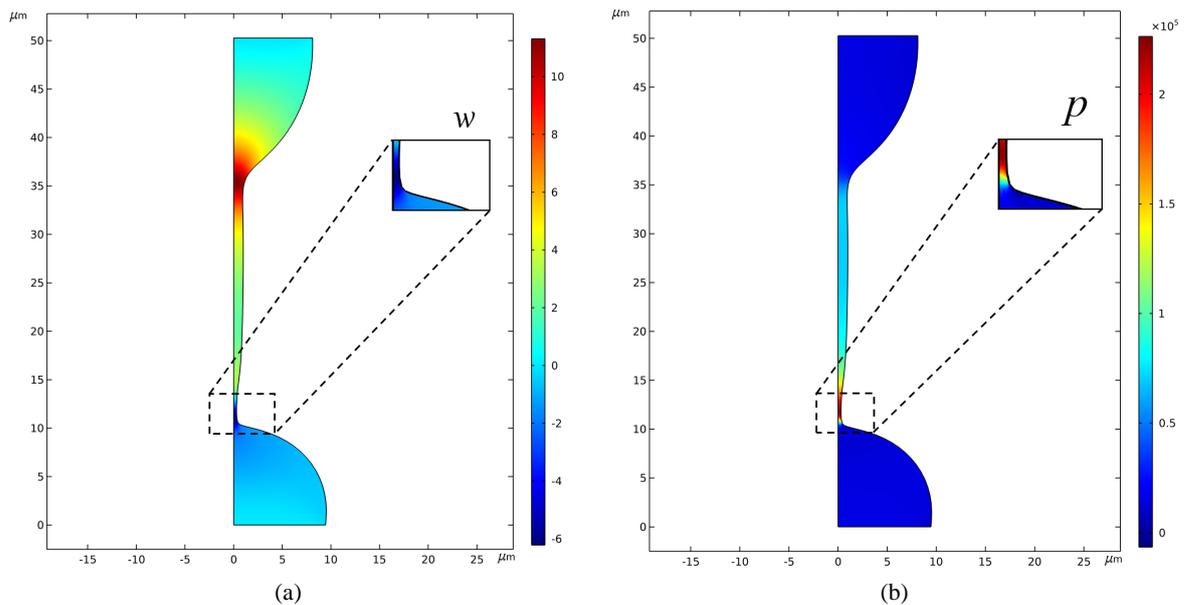
将图 11(a)~(c)与图 5(a)~(c)和图 9(a)~(c)对比发现, 即使在液桥紧缩前期, 表面张力和粘性力的抗衡作用对液桥影响已经较显著, 并在  $t/t_b = 1$  时刻确定了液桥的最终形状。液桥同时受到表面张力梯度和粘性力梯度的情况下, 与仅有表面张力梯度情况下相类似。但由于流体在流动过程中发生粘性耗散, 相较于粘性力为常数时, 自由面轴向速度  $w$  总体有所减小, 且由于液桥下半部分粘性力较大, 因此在断裂位置的速度不是最大值, 速度  $w$  最大值出现在液桥上半部分粘性较小的区域。图 11(c)中压强分布与在表面张力梯度作用下图 5(c)压强  $p$  分布类似, 但变化率不如表面张力梯度下的大与图 9(c)压强  $p$  分布平缓的原因相同, 均是由粘性力增大造成的。压强最大值  $p_{\max} = 211080 \text{ Pa}$  出现在表面张力主导的区域, 由于流体从高压流向低压的特点此位置同样是速度  $w$  峰值和液桥紧缩处。

与图 8 相比, 在云图断裂点放大图中液桥无突变, 但仍存在细丝段, 紧缩段形状介于锥型和细丝状之间, 变化平稳, 且断裂点位置相较仅表面张力梯度情况下时上移。同时由于粘性的影响, 液桥速度  $w$  的最大值并未在图 12(a)断裂点内。自由表面压强在最大值和最小值之间的跳跃变化是由于在图 12(b)放大区域内压强具有很大的梯度所导致。整个液桥的速度  $w$  和压强  $p$  分布与自由表面基本一致。同时, 由于粘性的作用, 液桥的形状相较于表面张力梯度情况下变化更平缓, 与粘性力梯度情况下的变化相类似。



**Figure 11.** Liquid bridge contraction process at different times. (a) Free surface profile; (b) Free surface axial velocity distribution; (c) Free surface pressure distribution

**图 11.** 不同时刻液桥紧缩过程。(a) 自由面轮廓; (b) 自由面轴向速度分布; (c) 自由面压强分布



**Figure 12.** Cloud picture of liquid bridge at fracture time. (a) Axial velocity distribution of liquid bridge; (b) Pressure distribution of liquid bridge

**图 12.** 断裂时刻液桥云图。(a) 液桥轴向速度分布; (b) 液桥压强分布

#### 4. 结语

本文通过数值模拟研究温度梯度下液桥的紧缩过程, 主要分析了表面张力和粘性力梯度的影响。首先对在微重力环境下液桥发生热毛细对流时最小半径随时间的变化进行了验证, 模拟结果与理论结果一致。分析了液桥的紧缩过程和流场结构, 并得到了紧缩过程和流场结构随表面张力梯度和粘性力梯度的

变化关系。

数值结果表明：一、在无温度梯度情况下，液桥存在上下两个断裂点，同时液桥的轮廓和压强分布均为上下对称，压强分布呈现中心对称。二、在表面张力梯度作用下，液桥的断裂点位于表面张力较大的一侧，轴向速度和压强具有较大的梯度且液桥轮廓呈现锥型形态，当增大表面张力梯度时液桥的轴向速度梯度和压强梯度也随之增大。三、在粘性力梯度作用下，液桥的轮廓变化平缓呈现细丝状，断裂点位于粘性力较小的一侧。四、在表面张力梯度和粘性力梯度同时作用下，液桥的紧缩过程结合了两种梯度单独作用下的特点，表面张力和粘性力的抗衡作用使轮廓呈现出既有锥型又有细丝状的混合形态。通过本文的模拟，可以为实际工业生产过程中不均匀温度场作用下液桥的紧缩过程提供借鉴，具有一定的工程价值。

## 参考文献

- [1] 钟源. 液滴撞击不同固体表面动力学特性及热毛细迁移研究[D]: [硕士学位论文]. 南昌: 南昌大学, 2019.
- [2] Mateos, A., Dopazo, J. and Jansen, R. (2002) Systematic Learning of Gene Functional Classes from DNA Array Expression Data By Using Multilayer Perceptrons. *Genome Research*, **12**, 1703-1715. <https://doi.org/10.1101/gr.192502>
- [3] 彭岚, 李友荣, 曾丹苓, 王忠. 液封液桥内热毛细对流[J]. 力学学报, 2006, 38(5): 593-598.
- [4] Sun, S., Yang, M. and Kostov, Y. (2010) Elisa-Loc: Lab-on-a-Chip for Enzyme-Linked Immunodetect-Ion. *Lab on a Chip*, **10**, 2093. <https://doi.org/10.1039/c003994b>
- [5] 张朔婷, 胡良, 段俐, 康琦. 多液滴热毛细迁移的研究[J]. 力学学报, 2014, 46(5): 802-806.
- [6] Brady, P.T., Hermann, M. and Lopez, J.M. (2011) Confined Themocapillary Motion of a Three-Dimensional Deformable Drop. *Physics of Fluids*, **23**, Article ID: 022101. <https://doi.org/10.1063/1.3529442>
- [7] 吴永强, 段俐, 李永强, 康琦. 大普朗特数大液桥浮力-热毛细对流地面实验[J]. 力学学报, 2012, 44(6): 981-989.
- [8] Kumar, S. (2014) Liquid Transfer in Printing Processes: Liquid Bridges with Moving Contact Lines. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **47**, 67-94. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010814-014620>
- [9] Basaran, O.A., Gao, H.J. and Bhat, P.P. (2013) Nonstandard Inkjets. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **45**, 85-133. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-120710-101148>
- [10] Zhao, J.Y., Zhou, N., Zhang, K.X. and Liu, Y. (2020) Study on Stretching Liquid Bridges with Symmetric and Asymmetric Surface Wettability. *Physical Review Fluids*, **5**, Article ID: 064003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.5.064003>
- [11] Castrejon-Pita, J.R., Castrejon-Pita, A.A., Thete, S.S., Sambath, K., Hutchings, L.M., Hinch, J., Lister, J.R. and Basaran, O.A. (2015) Plethora of Transitions during Breakup of Liquid Filaments. *PNAS*, **112**, 15. <https://doi.org/10.1073/pnas.1418541112>