

# 微尺度型腔内液态金属流动规律模拟研究\*

任明星<sup>1)†</sup> 李邦盛<sup>1)‡</sup> 杨 闯<sup>1)‡</sup> 傅恒志<sup>2)</sup>

1) 哈尔滨工业大学材料科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

2) 哈尔滨工业大学微米技术研究中心, 哈尔滨 150001)

(2007 年 11 月 6 日收到, 2008 年 2 月 29 日收到修改稿)

修正了传统的 Navier-Stoke 方程, 并利用修正后的方程与 Fluent 软件对微尺度型腔内 Zn-Al 合金微流动规律进行了数值模拟. 模拟结果表明, 液态金属在微尺度管道内的流动规律在管径为 0.5 mm 时出现临界状态, 管径越细, 速度附面层相对厚度就越大. 同时, 微管流动存在着宏观流动中没有的“凸进效应”, 且随着入口压力增大, 流动前沿自由液面的凸进效应减弱. 在流动前沿区域和上游区域之间出现负压力梯度区, 且管径越细越明显.

关键词: 微管道, 微流动, Zn-Al 合金

PACC: 4710, 6740H, 7520E

## 1. 引 言

高温液态金属铸造充型流动过程的数值模拟, 对于优化铸造工艺设计、降低铸件试制周期和费用、减少铸件缺陷、提高铸件质量具有重要意义. 另外, 借助充型流动过程的数值模拟结果, 还可以进一步为凝固过程的计算机数值模拟提供必需的初始条件, 这对于薄壁件铸造尤为重要. 近年来的研究成果表明, 用计算机数值模拟充型流动过程的流场和温度场分布, 方法可行, 数值模拟结果准确可靠<sup>[1-6]</sup>, 并在实际工程应用中起到了关键的作用. 但值得注意的是, 现有的模拟结果都是传统型腔内高温液态金属的充型情况, 即都是宏观尺度的研究结果. 而近年来, 一种称为微精密铸造技术的新的铸造方法在国内外已成为研究前沿<sup>[7-10]</sup>, 这就为铸造技术中液态金属充型流动过程的数值模拟提出了一个新的课题, 即微尺度型腔内液态金属充型流动规律模拟研究.

在微铸造成型工艺过程中, 诸多在传统铸造成形技术中从未出现的微尺度效应会非常显著. 为了能够借助微铸造工艺成形出高精度高品质的微构件, 并奠定微铸造成形模具设计和成形工艺

优化的理论基础, 必须系统深入地研究微铸造成形过程中液态金属在微尺度型腔内的流动行为<sup>[11]</sup>. 现有的微管道内常温流体(水、油、气等)的流动现象研究表明, 微管道中微流体的流动现象有其特有的机理和规律, 与常规尺寸管内流动规律有显著的差别<sup>[12-14]</sup>. 因此, 深入研究微铸造成形过程液态金属在微尺度空间内的微流动规律具有重要意义. 通过分析微尺度下液态金属的流动特性, 建立可表征其流动行为的数学模型, 借助计算机数值模拟技术再现液态金属在微尺度型腔内的充型流动过程. 通过实验验证检验数值模拟的准确性, 然后修正工艺参数, 两者相互检验实现对微流体流动行为的循环深入研究, 逐步深化对微流体流动行为的认知.

然而, 目前国内外尚未有针对高温液态金属在微尺度型腔内充型流动的研究结果, 有关其微流动的理论研究尚属空白. 本文利用计算流体力学中的 Fluent 软件, 通过建立适合于微尺度流动的数学模型, 对高温液态金属(以 Zn-Al 合金为例)在微尺度型腔内的微流动规律进行了数值模拟, 分析了微流动过程中的微尺度效应以及工艺参数对微流动的影响规律, 为制备高质量的三维复杂微铸件提供理论基础.

\* 国家自然科学基金(批准号 50475028)资助的课题.

† E-mail: hitmx@163.com

## 2. 数学模型

### 2.1. 微流体流动数学模型的建立

微铸造成形过程中,可认为液态金属的流动行为是非等温、牛顿流体的非稳态流动.因此,本文在传统的宏观流动模型的基础上,考虑微尺度空间对熔体黏度的影响,并考虑表面张力及气体反压力对微流体流动行为的作用,建立能够描述微尺度空间内液态金属微流动行为的物理和数学模型.

根据实际情况,对物理模型需做以下假设和简化(1)液态金属在整个流动过程中为连续的不可压缩流体(2)流体为纯黏性的牛顿流体(3)忽略重力的影响(4)表面张力系数不随温度变化.

一般而言,描述宏观尺度下液态金属充型流动的数学微分方程主要有质量守恒方程、Navier-Stokes(N-S)动量守恒方程和能量方程,可分别表示为

$$\nabla u = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho F_M - \nabla P + \mu \nabla^2 u, \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = k \nabla^2 T + \dot{q}. \quad (3)$$

为了确定自由表面的形状,采用流体体积(VOF)模型,得到体积函数方程

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

(1)–(4)式中, $u, v, w$ 为流速,单位为 m/s; $\rho F_M$ 为作用在单位体积流体上的质量力,单位为 N; $\mu$ 为流体动力学黏度系数,单位为 Pa·s; $P$ 为流场中( $x, y, z$ )点的压力,单位为 Pa; $c_p$ 为流体的比热容,单位为 J/kgK; $T$ 为流体的温度,单位为 K; $\dot{q}$ 为热量,单位为 J; $F$ 为体积分.

### 2.2. 微尺度下微流动的附加项

如上所述,一些宏观流动中忽略的表面力(气体反压力、表面张力)在微尺度下所占权重增加,不能简单忽略.此外,微尺度下黏性耗散的非线性影响增加,不能简单视作常数.

#### 2.2.1. 气体反压力

在微铸造成型过程中,由于微流体冷却速度极快,必须快速充型才能保证制备出完好的微铸件,所以允许的充型时间极为短暂.与宏观尺度流动相比,微尺度流动时,气体反压力的影响必然成为控制微

流动的一个显著影响因素,必须在数学微分方程中予以格外重视,需加入 N-S 方程中.

铸型内气体反压力定义为排气孔入口和出口两截面的压力差.推导时要考虑到铸型内气体质量随充型过程变化,液态金属对型腔内气体的超快压缩过程可简化为等温压缩来处理.气体反压力可由下式确定:

$$\Delta P_f = P_a - P_0 = \frac{8\mu l P_0 L R^2}{8\mu l (L_0 - L) R^2 + P_0 r^4}, \quad (5)$$

式中  $P_0$  为排气道出口处的压力,单位为 Pa; $P_a$  为型腔内部的压力,单位为 Pa; $L$  为金属液的充型长度,单位为 m; $L_0$  为型腔总长度,单位为 m; $l$  为排气道总长度,单位为 m; $R$  为铸型的当量半径,单位为 m; $r$  为排气孔半径,单位为 m.

#### 2.2.2. 流动前沿压力

本文中引入的表面张力模型是由 Brackbill 等<sup>[15]</sup>提出的连续表面力模型. VOF 模型计算中在动量方程中附加了表面张力项.

表面张力引起的反压力由下式确定:

$$P_\sigma = \frac{2\sigma_{LG} \cos\theta}{R} \quad (6)$$

式中  $\sigma_{LG}$  为金属液与气体的表面张力,单位为 N/m; $R$  为管道半径,单位 m.

#### 2.2.3. 黏度随温度变化函数的确定

液态金属在微尺度充型时,由于温度急剧降低,导致微流体的黏度迅速增大,成为时间的函数.由于目前尚无法确定黏度随时间的变化规律,所以本文中黏度定义为温度的函数,利用线性拟合各黏度数据,确定黏度与温度之间的关系,在 Fluent 程序中可直接选用.

综上所述,液态金属微尺度充型流动条件下, N-S 方程应修正为

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho F_M - \nabla P + \nabla^2 \mu u - \Delta P_f + P_\sigma. \quad (7)$$

### 2.3. 微流体流动模型边界条件

边界条件是在流体运动边界上控制方程应该满足的条件,边界条件的设定会对数值计算产生重要的影响.

运动边界条件如下:出口处

$$P = P_0;$$

入口处

$$P = P_m,$$

$$v_y = 0,$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial z} = 0;$$

壁面处

$$\frac{\partial P}{\partial z} = 0,$$

$$v_x = v_y = 0.$$

能量边界条件如下:入口处

$$T = T_{in};$$

几何中心( $z = 0$ )

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0;$$

壁面边界( $z = h$ )

$$T = T_{wall}.$$

### 3. 物理模型

为了对比液态金属在微尺度与宏观尺度两种情况下的流动规律,对管道直径  $D$  为 3, 2, 1, 0.5, 0.3, 0.1 mm 几种尺寸进行了数值模拟.

液态金属在微管中流动物理模型如图 1 所示,管道直径为  $D$ ,长度为  $L$ ,金属液体由图的左侧向右侧流动.并认为左端的入口处充满了金属液体,右端的排气出口处于大气环境.在入口端分别设定几种不同的入口压力  $P_{in}$ ,出口处压力  $P_0$  设为 0.1 MPa.在液体流动开始之前,管内充满了少量空气.

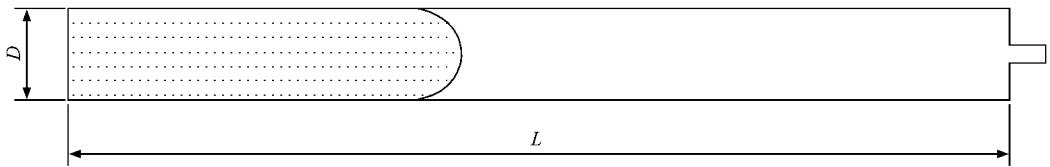


图 1 微流动物理模型示意图

采用 Gambit 软件对流动计算区域进行有限元网格划分.网格单元为 4 节点四边形网格.为获得流动准确过程,加速计算收敛速度,在靠近壁面处附近采用附面层划分方法,网格划分密度较大.靠近中心的区域网格划分密度较小,可有效减少计算量.图 2 即为网格划分情况,以直径 2 mm 的管径为例.

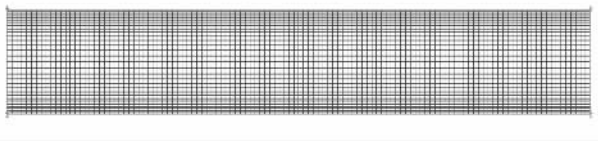


图 2 二维有限元网格

将微管道物理模型的节点与网格划分信息导入 Fluent 软件,进行数值求解.选择分离解算器,采用一阶隐式算法,压力速度耦合采取压力隐式分割算法,动量方程用 QUICK 格式离散.连续性方程和动量方程收敛残差标准均为  $10^{-3}$ .采用压力入口边界条件,从质量流入口为计算起始点展开计算.

## 4. 实验结果及分析

### 4.1. 微管道内液态金属流动情况

图 3 所示为  $t = 0.05$  ms 时刻的密度分布,入口

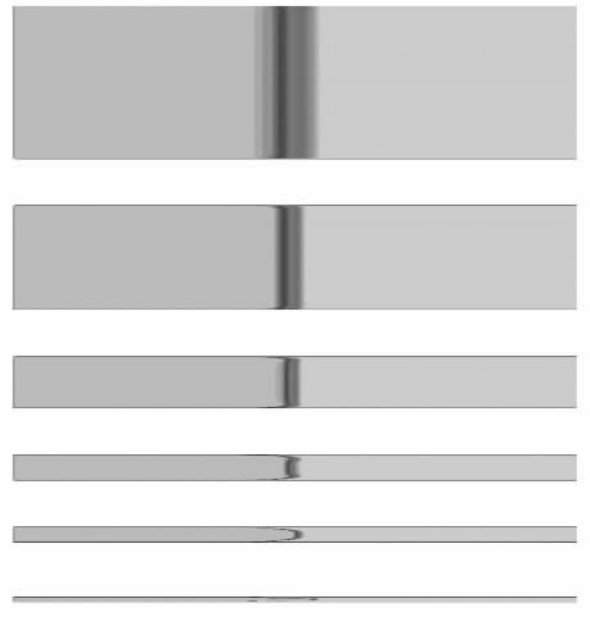


图 3 不同管径下液态金属微流动过程的密度分布

压力  $P_{in}$  为 5 MPa,出口压力  $P_0$  为 0.1 MPa,管道直径  $D$  由上至下分别为 3, 2, 1, 0.5, 0.3, 0.1 mm.图中以灰度表示金属液的充填流动情况,其中灰度较重的为液态金属,灰度较轻的为气体,如无特别说明,本文中的密度场都如此表征.由图 3 可以看出:当管径  $D = 3, 2, 1$  mm 时,合金流体的流动情况基本相同.但当管径  $D = 0.5$  mm 时,出现临界状态,管道内

合金液的流动状态与宏观尺度出现差异. 随着管径减小, 差异会更加明显. 因此, 本文主要就具有明显微流动特征的 1 mm 以下管径进行分析.

## 4.2. 微管道内 Zn-Al 合金流体流场模拟

### 4.2.1. 入口压力对充型长度的影响

图 4 给出了入口压力  $P_{in}$  为 1.5 MPa 下  $t = 0.16$  ms 时的密度场分布, 由上至下管径  $D$  分别为 1, 0.5, 0.3, 0.1 mm. 由图 4 可见, 当改变入口压力时, 液态合金的充型长度明显增加, 几乎与充型压力成正比, 充型的时间也明显缩短.

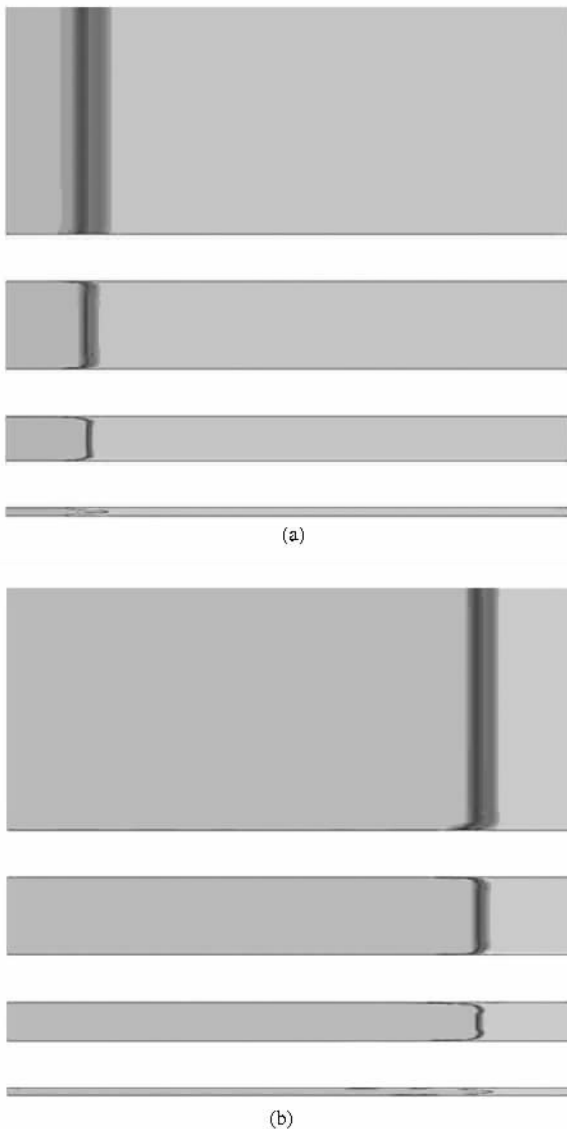


图 4 入口压力  $P_{in}$  为 1.5 MPa 下 0.16 ms 时的充型情况  
(a)  $P_{in} = 1$  MPa, (b)  $P_{in} = 5$  MPa

### 4.2.2. 微管直径对液态金属流动情况的影响

图 5 给出了入口压力  $P_{in}$  为 1 MPa 下  $t = 0.18$ ,

0.28, 0.5, 2.5 ms 时的密度分布, 图 6 给出了入口压力  $P_{in}$  为 1 MPa 下  $t = 0.5, 2.5$  ms 时的速度矢量和速度分布, 两图中管径  $D$  由上至下分别为 1, 0.5, 0.1 mm. 图 6 中的灰度值由浅入深代表了速度的增加.

通过观察和分析图 5、图 6 的模拟结果, 可以发现微管直径对液态金属流动情况的影响主要表现在以下三个方面.

1) 管径越小, 则流动前沿区域的推进速度越大. 由图 6 的速度矢量图和速度分布图可清晰地看到这种对比, 同时, 速度矢量很快就达到稳态, 表明金属流体已经达到了力平衡状态, 液态金属以稳定的速度向前推进.

2) 管径越细, 速度附面层相对厚度越大. 管径尺寸与附面层相对厚度在管径中所占比例关系如表 1 所列. 通常情况下, 宏观尺度流动时附面层厚度相对于主流区域非常小, 要相差若干个数量级. 因此, 宏观尺度下附面层都可以忽略不计. 而在特征尺寸达到 1 mm 以下的微管流动时, 附面层变得相对较大. 这主要是因为管径越细, 铸型对液态金属的激冷能力就越强, 在靠近壁面附近, 由于液态金属和壁面存在着非常强烈的强制对流换热, 致使其附近区域液态金属温度急剧降低(温度场分布如图 7 所示, 图中灰度由浅到深代表温度的增加), 导致液体黏性系数也随之变大, 黏性力对流动的影响也越来越大. 因此, 壁面附近的流体受到的流动摩擦阻力相对于流动主流区也要增大很多, 使得壁面附近低速流动区域即附面层变得更厚.

表 1 速度附面层相对厚度与管径的关系

管径尺寸/mm	5	1	0.5	0.1
附面层厚所占比例/%	0.1	1.5	4	12

3) 液态金属流股前沿区域的速度相对于上游主流区域的速度要大, 并且随着时间的推移, 两者速度相差越来越大, 而且管径越细, 速度差异就越明显. 在宏观流动中, 流股前沿的速度沿管径的速度分布差别不大, 层流时稍大一些, 紊流时基本相等. 在微流动中, 流股前沿的速度沿管径的速度分布差别很大, 流股前沿的速度随管径的减小增加很快, 形成典型的“凸进效应”, 从而在微流动中显示出宏观流动中所没有的强烈微尺度效应.

对“凸进效应”的成因可作如下解释: 型腔中的气体受金属液的推动加速流动, 在金属液对管内气体施加压力的初始流动时刻, 管内的气体可视为静止状态, 且液态金属流动前沿的形状还没有太大的

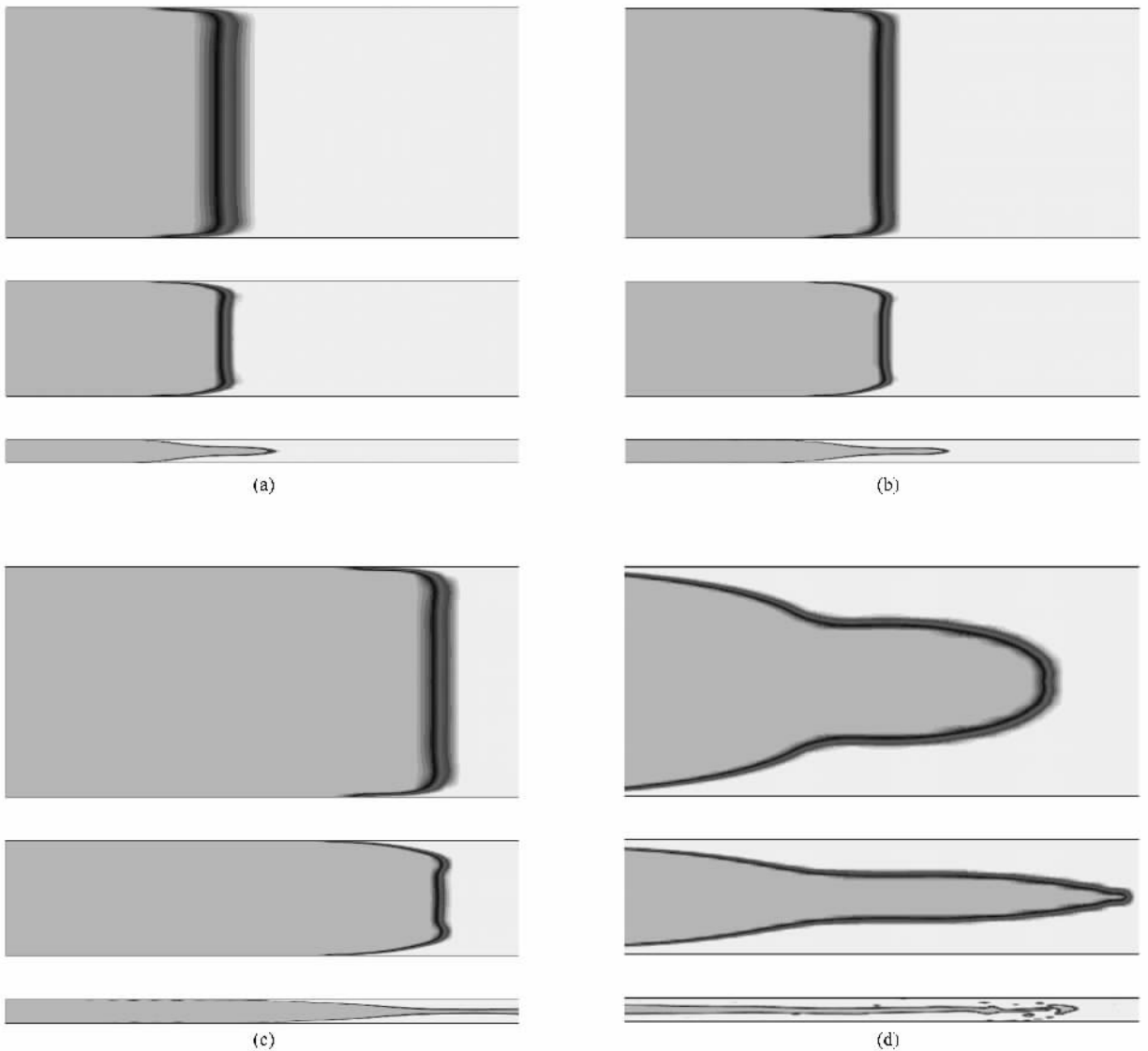


图5 入口压力  $P_{in}$  为 1 MPa 下液态金属充型过程的密度分布 (a) 0.18 ms, (b) 0.28 ms, (c) 0.5 ms (d) 2.5 ms

变化,即“凸进效应”还没有体现出来.当金属液体被进口端的压力不断地压入管中,并且金属液体的流动速度在进口压力的作用下快速增长,液体附面层厚度也随之增加,相当于管径不断缩小.由质量守恒原理可知,这将导致中心区域流速增加,造成液态金属前沿的速度分布随管径减小而更加增大,从而就会使流动前端自由液面向前凸进,形成微流动中非常强烈的微尺度效应——“凸进效应”.

由图6中的速度矢量分布可以看出,在液态金属的持续挤压下,处于固态铸型-液态金属-型腔气体三相点附近区域的气体分子,产生从壁面向流动中心加速流动的现象.由于气体分子在从壁面向流动中心加速流动过程中因为黏性力的作用带动其附近的金属液体流动前沿加速,使流动前沿区域金属

液体的速度更快,这种现象在图5(c)(d)中表现得非常明显.管径越细,这种现象出现得越早,并且越明显.相应地,从密度分布图中可以看出,管道越细,其中的自由液面形状向前凸出得越远.

#### 4.2.3. 入口压力对“凸进效应”的影响

图8(a)和(b)分别是入口压力  $P_{in}$  为 1 和 10 MPa 下流动了相同距离时流动前沿区域的密度分布.通过对比可以发现,入口压力越大,流动前沿自由液面越规整,即凸进效应越弱.

在宏观尺度下,由于附面层的相对厚度非常小,相对于管径而言可以忽略不计,另外像表面张力等也可以忽略不计.而在微观尺度下,由广义牛顿摩擦定律  $\tau = \mu \frac{du}{dy}$  可知,当管径很小的情况下速度梯度

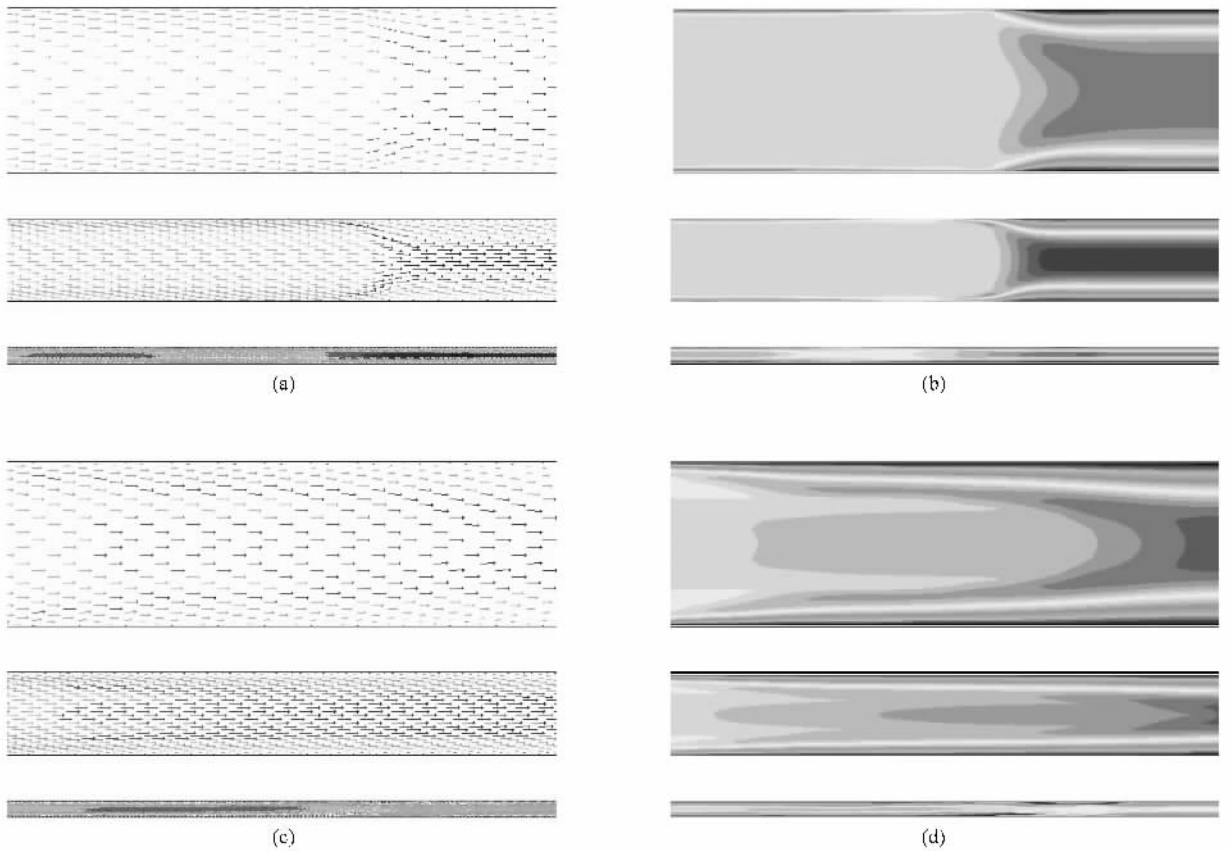


图6 入口压力  $P_{in}$  为 1 MPa 下的速度矢量图和速度分布 (a) 0.5 ms 速度矢量图 (b) 0.5 ms 速度分布 (c) 2.5 ms 速度矢量图, (d) 2.5 ms 速度分布

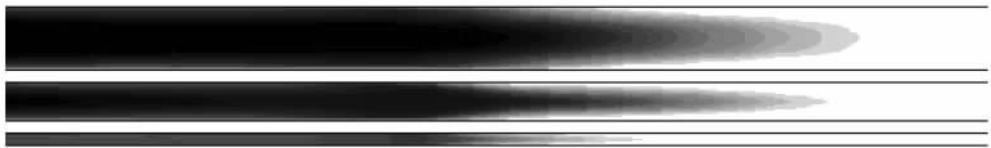


图7 在 0.21 ms 时的不同管径温度分布

变大,黏性应力  $\tau$  可以达到很高的数值,此时黏性摩擦阻力已经上升到与惯性力有相同的数量级,阻力增大会使流动速度降低.由附面层厚度公式  $\delta \propto \sqrt{\frac{\mu R}{\rho u}}$  知,在黏性系数  $\mu$  不变、管道半径不变的情况下,附面层厚度会因为流动速度的降低而增大,这时“凸进效应”也会随着附面层厚度的增大而变明显.当不断地加大入口压力,流动速度也会不断增大,附面层厚度随之减小,所以凸进效应也随之减小.这就是入口压力越大,流动前沿自由液面会变得越规整的原因.

由图5密度场的模拟结果可知,大管径内的金属液前端平直,整体向前推进,能很好排出型腔内的

气体,达到理想的充型效果.对小管径而言,由于凸进效应导致液态金属前段脱离固壁,并以较大的速度撞击对面的型腔壁后回流,这就很容易卷入气体,在铸件中留下气孔,影响铸件的质量.所以,在实际的铸造过程中应尽量减少凸进效应,可以考虑选用较大的充型压力.

#### 4.3. 微管道内液态金属流动压力场模拟

图9给出了1 MPa入口压力下  $t = 0.041, 0.18, 0.28, 0.5$  ms 时微管道内液态金属的压力分布,管径  $D$  由上至下分别为 1, 0.5, 0.1 mm,图中灰度由浅到深表示压力由低到高.

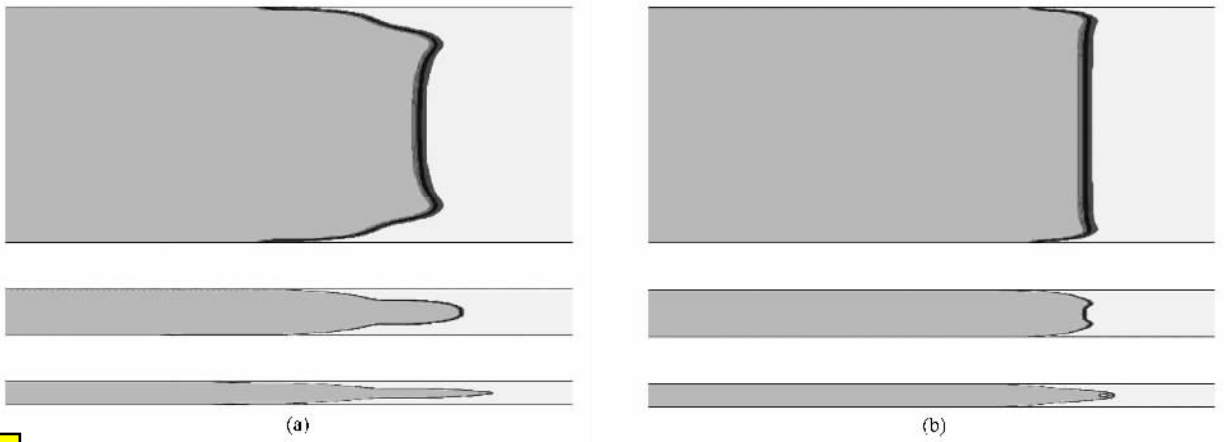


图 8 2.5 ms 时不同入口压力下液态金属微流动密度分布 (a) 1 MPa (b) 10 MPa

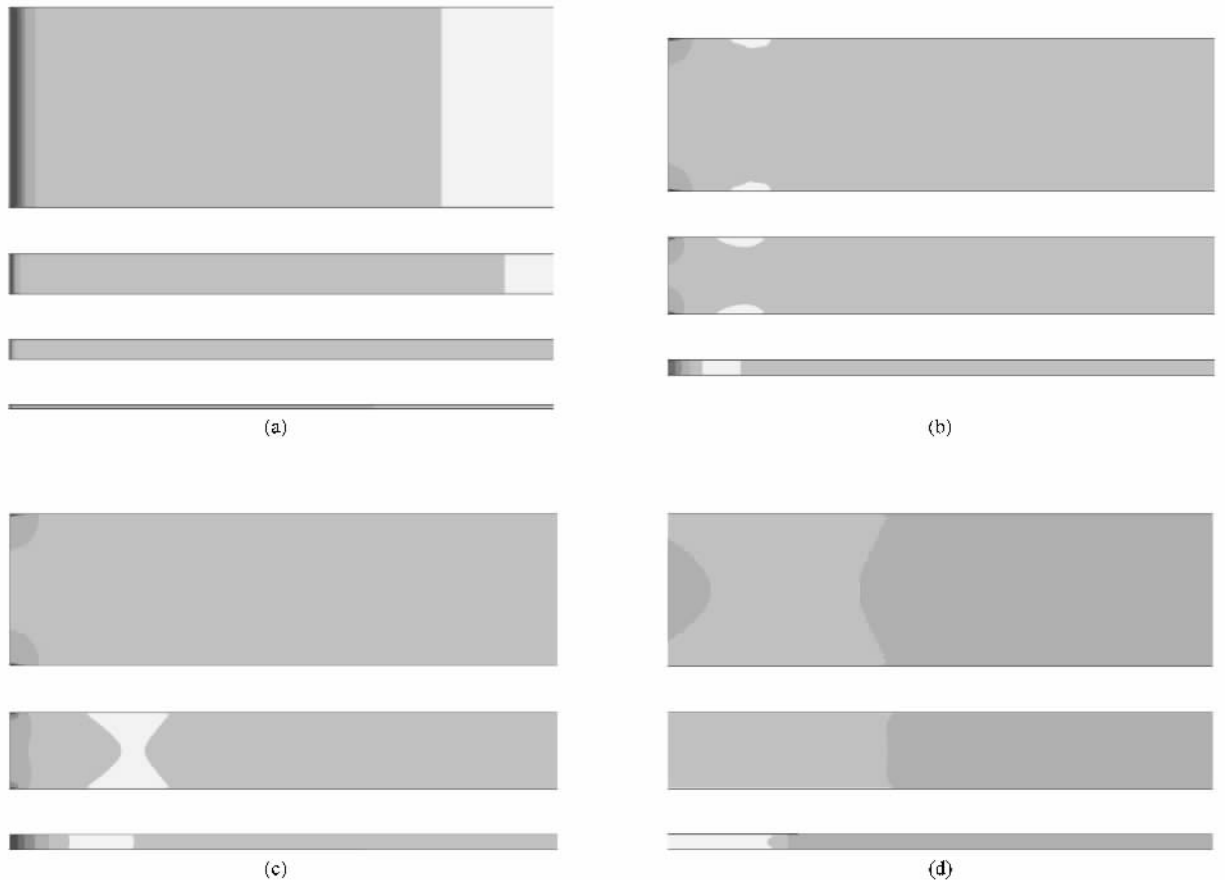


图 9 不同时刻液态金属微流动压力分布 (a) 0.041 ms (b) 0.18 ms (c) 0.28 ms (d) 0.5 ms

流动初期,压力梯度呈正向分布,由图 9(a)可见,流动初期压力由入口端向出口端方向传递,并逐渐递减.在流动的中后期,流动前沿区域和上游之间开始产生负压力梯度区,且管径越细越明显.

高速流动的液态金属会持续强烈地压缩流股前

沿的气体分子,由作用力与反作用力定律可知,气体分子对流动产生阻滞作用的集合会造成气体反压.通过压力分布(图 9(b)(c))观察到,负压力梯度区最先出现在气、液、壁面的三相交汇点附近.正是由于该交汇点的奇异性导致其附近区域的压力呈现出不连续

性 随着时间的推移,负压力梯度区域不断扩大.

由以上的速度场分析可知,管径越小,管道中气体反压力和表面张力等阻力的相对作用就变得越大,对流体前沿流体的减速越大.由伯努利方程知,这会使压力随之升高,从而在流体中游导致负压力梯度区的发生.

## 5. 结 论

1)在添加了气体反压力和毛细管力等微流动时必须考虑的附加项之后,对描述流体宏观流动的宏观 N-S 方程进行了修正,建立了适合微尺度下液态

金属微流动的 N-S 方程以及物理和数学模型.利用 Fluent 软件实现了液态金属微流动的计算机数值模拟.

2)微细管道中流动前沿区域的推进速度明显要比大尺寸管道推进速度快,并且随着时间的推移,这种现象也会更加明显.微细管道管径越小,速度附面层相对厚度就越大.

3)微管流动中存在着宏观流动中所没有的非常显著的“凸进效应”,且入口压力越大,流动前沿自由液面的凸进效应就越弱.

4)在流动前沿区域和上游区域之间会产生负压力梯度区,且管径越细越明显.

- 
- [ 1 ] Hertz H 1881 *J. Reine. Angew. Math.* **92** 156
- [ 2 ] Li F J, Shen H F, Liu B C 2003 *Acta Metall. Sin.* **39** 686 ( in Chinese ) [ 李峰军、沈厚发、柳百成 2003 金属学报 **39** 686 ]
- [ 3 ] Sulaiman S, Hamouda A M S, Abedin S, Osman M R 2000 *J. Mater. Proc. Technol.* **100** 224
- [ 4 ] Zi B T, Yao K F, Xu G M, Cui J Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 115 ( in Chinese ) [ 訾炳涛、姚可夫、许光明、崔建忠 2003 物理学报 **52** 115 ]
- [ 5 ] Upadhyaya G, Paul A J 1994 *AFS Trans.* **102** 69
- [ 6 ] Xu J F, Wei B B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1909 ( in Chinese ) [ 徐锦峰、魏炳波 2004 物理学报 **53** 1909 ]
- [ 7 ] Baumeister G, Mueller K, Ruprecht R, Hausselt J 2002 *Microsyst. Technol.* **8** 105
- [ 8 ] Chung S, Park S, Lee L, Jeong H, Cho D 2005 *Microsyst. Technol.* **11** 424
- [ 9 ] Noguchi H, Abe S 2003 *J. Jpn. Soc. Precis. Eng.* **69** 125
- [ 10 ] Li B S, Ren M X, Fu H Z 2007 *Foundry* **56** 673 ( in Chinese ) [ 李邦盛、任明星、傅恒志 2007 铸造 **56** 673 ]
- [ 11 ] Ruprecht R, Benzler T, Hanemann T, Muller K, Konysset J 1997 *Microsyst. Technol.* **3** 28
- [ 12 ] Pfahler J, Harley C, Bau H, Zemel J 1991 *ASME* **32** 49
- [ 13 ] Ding Y T, Yao Z H, Shen M Y 2002 *Chin. Phys.* **11** 869
- [ 14 ] Yao Z H, Yoder G L, Culbertson C T, Ramsey J M 2002 *Chin. Phys.* **11** 226
- [ 15 ] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C 1992 *J. Comp. Phys.* **100** 335



# Simulation research on the law of flow of liquid metal in micro-channels<sup>\*</sup>

Ren Ming-Xing<sup>1,2)†</sup> Li Bang-Sheng<sup>1,2)</sup> Yang Chuang<sup>1,2)</sup> Fu Heng-Zhi<sup>2)</sup>

1) *School of Materials Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

2) *Micro/Nano Technology Research Center, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

( Received 6 November 2007 ; revised manuscript received 29 February 2008 )

## Abstract

We modified the traditional Navier-Stokes equation, and used the Fluent software to simulate the microscopic law of flow of Zn-Al alloy melt in the micro-channel. The simulation results show that when the diameter of the channel is 0.5 mm, the liquid metal in the micro-channel is in a critical state. Relative thickness of boundary-velocity layer increases with the decrease of diameter of the channel, and micro-channel flow shows obvious convex-front effect, which has not been observed in the macroflow. The convex-front effect weakens when the inlet pressure increases. Between the flow front and upstream region, there exist negative pressure gradient zones, which become more outstanding in finer channels.

**Keywords :** micro-channel, microflow, Zn-Al alloy

**PACC :** 4710, 6740H, 7520E

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50475028 ).

<sup>†</sup> E-mail: hitmx@163.com