

# VOSET 方法计算膜态沸腾的不同流态

凌空 陶文铨

(西安交通大学能源与动力工程学院, 热流科学与工程教育部重点实验室, 西安 710049)

**摘要** 本文在 VOSET 界面捕捉方法的基础上对控制方程进行修正, 使其能够计算带相变的两相流问题, 然后用这种方法计算水平壁面上的膜态沸腾。模拟得到的平均  $Nu$  数与 Klimenko 的关联式的计算结果基本一致。计算结果表明, 在较低的壁面过热度下, 膜态沸腾呈现气泡状流动; 在较高的壁面过热度下, 膜态沸腾呈现气带状流动。

**关键词** VOSET; 膜态沸腾; 数值计算

**中图分类号:** TK02 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-231X(2014)11-2240-04

## Numerical Simulation on Film Boiling in Different Flow Pattern by VOSET

LING Kong TAO Wen-Quan

(Key Laboratory of Thermo-Fluid Science and Engineering of MOE, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

**Abstract** This paper presents a revision for VOSET, to make it applicable to two-phase flow with phase change. With this method, film boiling on horizontal surface is simulated.  $Nu$  number obtained by our simulation agrees well with Klimenko's correlation. The results show that in low heat flux, vapor departs from the wall in the form of bubbles, while in higher heat flux, vapor departs in shape of ribbon.

**Key words** VOSET; film boiling; numerical simulation

## 0 引言

沸腾换热是一种非常高效的换热形式, 在工业生产上有着广泛的应用。沸腾换热的直接数值模拟曾经是一个难题。在最近的二十年里, 随着数值方法的发展和计算机性能的提升, 许多人已经成功地实现了沸腾换热的直接数值模拟<sup>[1-4]</sup>。

除了传统的流动传热的数值计算方法之外, 沸腾的换热计算还需要处理另外两个问题。第一个问题是作为两相流动, 必须采用某种界面追踪方法。第二, 由于运动的界面上发生着相变, 必须在相界面上耦合求解流动、传热和相变的问题, 对此本文对控制方程进行了修正使其适用于带相变的问题。对于第一个问题, 本文采取了 VOSET 界面捕捉方法<sup>[5]</sup>。VOSET 方法<sup>[5]</sup>结合了 VOF 和 Level Set 优势互补的结合, 其基本过程是先求 VOF 函数  $c$ , 然后根据 VOF 函数计算距离函数  $\varphi$ 。在本文的研究中,  $c=1$  和  $\varphi > 0$  的区域表示气相。

## 1 数值方法

### 1.1 相变问题的求解

在本文的研究中, 假设两相流体均为不可压缩

流体, 而且液相区域的温度都等于饱和温度。采用有限容积法<sup>[6]</sup>求解。对于无相变, 不可压缩的两相流的计算, 控制方程<sup>[5]</sup>包括 VOF 方程、连续性方程和动量方程。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u})}{\partial t} \right) = -\nabla p +$$

$$\nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u} + \mu \nabla \mathbf{u}^T) + \rho \mathbf{g} + \sigma \kappa \nabla H(\phi) \quad (3)$$

本文采用投影算法<sup>[7]</sup>求解动量方程和连续性方程, 其中的对流项和扩散项分别采用 QUICK 格式<sup>[6]</sup>和中心差分。但为了考虑相变, 需要对连续性方程和 VOF 方程进行修正。

对于给定的体积, 如果其中包含相界面, 也就可能发生相变。体积膨胀速率应该由相变的速率决定。因此连续性方程应该表示为:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \dot{m} \left( \frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (4)$$

收稿日期: 2014-01-12; 修订日期: 2014-10-19

基金项目: 国家自然科学基金 (No.51136004); 国家重点基础研究 (973) 项目 (No.G2011CB707203)

作者简介: 凌空 (1987-), 男, 博士研究生, 主要从事相变换热的数值计算研究。通信作者: 陶文铨, 教授, Email: wqtao@mail.xjtu.edu.cn

其中,  $\dot{m}$  为相变速率。对于有限容积法中的控制单元, 如果包含相界面, 则需求解式 (4) 右边的部分。假设  $V$  是一个这样的控制单元,  $\Gamma$  是其中的相界面, 则满足:

$$\int_V \dot{m} dV = \frac{1}{\gamma} \int_{\Gamma} \dot{q} dS \quad (5)$$

其中,  $\dot{q}$  为相界面上的热流密度,  $\gamma$  为汽化潜热。由于假设液态处于饱和温度, 热量只从气态一侧导入, 因此:

$$\dot{q} = k_v \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_v \quad (6)$$

同时, VOF 方程也需要修改, 修改的 VOF 方程可以从通用的连续性方程导出:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (7)$$

根据 VOF 函数的定义:

$$\rho = c\rho_v + (1 - c)\rho_l \quad (8)$$

代入式 (7) 中, 可得:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (c\mathbf{u}) = \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (9)$$

再将式 (4) 代入可得到包含相变的 VOF 方程

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (c\mathbf{u}) = \frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad (10)$$

式 (10) 右边的部分相当于 VOF 方程的源项, 表示由于相变而导致气相体积的增加。

对于温度场的求解, 本文采用了文献 [3] 中的方法, 将计算网格分为三类, 第一类为纯液态的网格, 给定温度  $T = T_{sat}$  ( $T_{sat}$  表示饱和温度); 第二类为纯气态网格, 求解能量方程 (11); 第三类网格为包含相界面的网格, 其中的温度通过插值求得。

$$\frac{\partial (\rho_v c_{pv} T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_v c_{pv} T \mathbf{u}) = \nabla \cdot (k_v \nabla T) \quad (11)$$

### 1.2 贴近壁面的网格的处理

膜态沸腾的特点是加热壁面与液体之间隔着一层气膜。但这层气膜一般比较薄, 因此贴着壁面的一层网格中往往包含相界面。为了准确地计算这层气膜对沸腾的影响, 对于这样的网格需要做特殊的处理。事实上, 对于膜态沸腾, 如果部分相界面距离壁面非常近, 那么这部分相界面与壁面几乎是平行的。因此可以近似的认为贴近壁面的网格内的相界面都是平行于壁面的。本文采用的处理的方法就是基于这样一个假定。方法如下:

**1.2.1 界面温度梯度的方法** 图 1 表示了这样情形的一个网格, 假设相界面与加热壁面平行, 则该单元的温度和界面上的热流密度的计算方法为

$$T_{i,j} = \begin{cases} T_{sat} & (0 < c_{i,j} \leq 0.5) \\ \frac{c_{i,j} - 0.5}{c_{i,j}} (T_w - T_{sat}) + T_{sat} & (0.5 < c_{i,j} < 1) \end{cases} \quad (12)$$

$$\dot{q} = k_v (T_w - T_{sat}) / (c_{i,j} h) \quad (13)$$

其中,  $h$  为一个网格的宽度

**1.2.2 距离函数的计算方法** 壁面外侧一个节点的距离函数也需要计算, 这将用于表面张力的计算。由于假设相界面平行于壁面而且相界面以下的部分为气相, 因此

$$\varphi_{i,j-1} = \varphi_{i,j} - h \quad (14)$$

这样相当于在壁面上设置了  $180^\circ$  接触角的条件, 使得液体都不会与壁面直接接触。

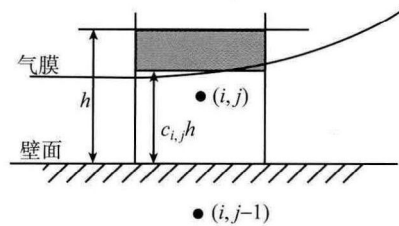


图 1 贴近壁面的网格的近似处理  
Fig. 1 Approximation in a cell touching the wall

## 2 计算条件

对于膜态沸腾, 理论上普遍认为气膜呈波动状 [3], 其中的波长被称为 Taylor 不稳定性波长:

$$\lambda_0 = 2\pi \sqrt{3\sigma / [(\rho_l - \rho_v) g]} \quad (15)$$

Reimann 和 Grigull 的实验发现, 膜态沸腾在不同的过热度下会呈现不同的流态 [3]。在低热流密度的条件下, 气泡从气膜的波峰处上按照顺序一个一个的脱离。但壁面过热度上升到一定程度时, 气泡不会从气膜上直接脱离, 相界面会转换为气带状。Esmaeeli 和 Traggavason 的数值计算结果中也出现了这一现象 [6]。

本文研究采用的气体、液体物性如下:

汽化潜热  $\gamma = 10000 \text{ J/kg}$ ;

表面张力系数  $\sigma = 0.1 \text{ N/m}$ ;

重力加速度  $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ ;

壁面过热度  $T_w$  从  $1 \sim 5 \text{ K}$  变化。

计算区域选择  $\lambda_0 \times 3\lambda_0$  的区域, 计算中左右边界设为对称边界条件, 初始气膜的界面方程为  $y = \frac{\lambda_0}{128} (4 + \cos(2\pi x/\lambda_0))$ , 初始液面高度为  $2.4\lambda_0$ .

表 1 气液两相的物性

Table 1 Properties of gas and liquid phases

	液体	气体
密度/kg·m <sup>-3</sup>	200	5
运动黏度/Pa·s	0.1	0.005
导热系数/W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	40	1
比热容/J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	400	200

### 3 计算结果

为了考核网格独立性, 对  $T_w=5\text{ K}$  的情况在网格尺寸分别为  $h=\lambda/32$ ,  $h=\lambda/64$  的两套网格下计算. 图 2 为两套网格下计算得到  $t=0.5\text{ s}$  时的相界面. 可以看出, 网格独立性的要求已经基本达到. 后面的计算均采用第二套网格的尺寸 ( $h=\lambda/64$ ).

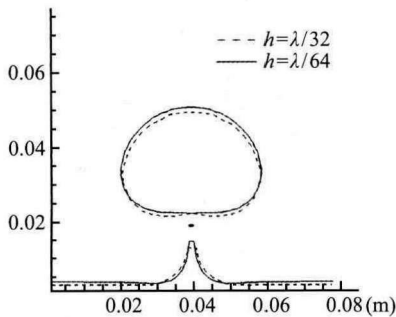


图 2 网格独立性验证

Fig. 2 Test of grid independence

#### 3.1 平均 $Nu$ 数

膜态沸腾的局部  $Nu$  数可以定义为

$$Nu' = \frac{\lambda'}{T_{\text{wall}} - T_{\text{sat}}} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (16)$$

其中,  $\lambda'$  为特征长度,  $\lambda' = \sqrt{\sigma/[(\rho_l - \rho_v)g]}$  空间平均  $Nu$  数可以按照以下公式计算:

$$Nu = \frac{1}{\lambda_0} \int_0^{\lambda_0} Nu' dx \quad (17)$$

在计算了空间平均  $Nu$  之后, 再在时间上求平均值就能得到时间空间平均  $Nu$  数, 时间空间平均  $Nu$  数能够反映膜态沸腾的总体换热能力.

$$\overline{Nu} = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} Nu dt \quad (18)$$

其中,  $t_s$  为计算终止的时间.

1981 年, Klimenko 提出了一个膜态沸腾的关联式<sup>[9]</sup>, 能够同时适用于层流和湍流. 本文模拟得到的  $\overline{Nu}$  比 Klimenko 的公式预测的结果总体偏小. 最大的偏差为 25.1%, 最小偏差为 9.1%. Klimenko 的关联式本身有大约 25% 的误差, 因此本文的计算结果总体比较满意.

#### 3.2 低过热度下的计算结果

图 3 为  $T_w=2\text{ K}$  时空间平均  $Nu$  数随时间的变化, 可以看出, 随着气泡周期性的产生和脱离,  $Nu$  也在周期性的上下波动. 图 4 显示了几个当  $Nu$  达到峰值时的相界面. 从这些图中可以看出  $Nu$  达到了峰值都发生在气泡即将脱离的时刻. 这是由于气泡脱离前会从气膜中带走大量的气体, 使得气膜变薄. 图 3 中  $Nu$  的每一个峰值代表一个气泡从气膜上脱离. 因此图 3 表明一共有 9 个气泡脱离. 在  $T_w=1\text{ K}$  和  $T_w=3\text{ K}$  的条件下气泡脱离的数量分别为 6 和 13.

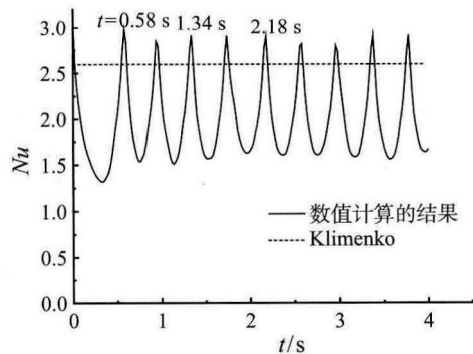


图 3 空间平均  $Nu$  数 ( $T_w=2\text{ K}$ )

Fig. 3 Spatial average  $Nu$  number ( $T_w=2\text{ K}$ )

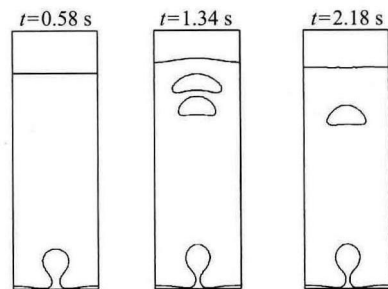


图 4 空间平均  $Nu$  数达到峰值时的相界面 ( $T_w=2\text{ K}$ )

Fig. 4 Interfaces positions when spatial average  $Nu$  number reaches its peak ( $T_w=2\text{ K}$ )

#### 3.3 高过热度下的计算结果

壁面温度上升到  $4\text{ K}$  时, 流态开始发生变化, 气泡不再周期性脱离. 图 5 为  $T_w=4\text{ K}$  的条件下相界面发展过程. 初始阶段, 气泡脱离的方式与前面的类似. 几个气泡脱离之后, 气膜的波峰处开始形成

气带状界面, 随后气带延长。当气带延长到一定长度, 在一定的扰动下, 气带断裂。在  $T_w=4\text{ K}$  的条件下, 气泡与气带两种流动形态同时存在。

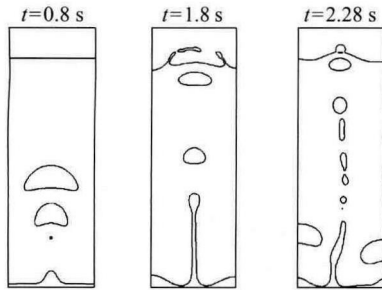


图 5  $T_w=4\text{ K}$  条件下的相界面  
Fig. 5 Interfaces for  $T_w=4\text{ K}$

图 6 为  $T_w=4\text{ K}$  的条件下空间平均  $Nu$  数随时间的变化。可以看出, 初始阶段  $Nu$  周期性上下波动。但在前面几个气泡脱离之后, 由于气泡的脱离方式不再是单纯的从气膜上直接脱离,  $Nu$  数不再呈现周期性的变化。壁面温度继续升高时, 气带能够延伸

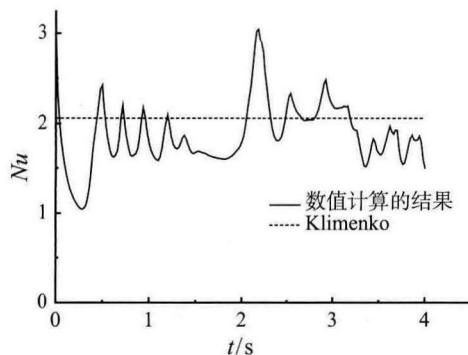


图 6 空间平均  $Nu$  数 ( $T_w=4\text{ K}$ )  
Fig. 6 Spatial average  $Nu$  number  $T_w=4\text{ K}$

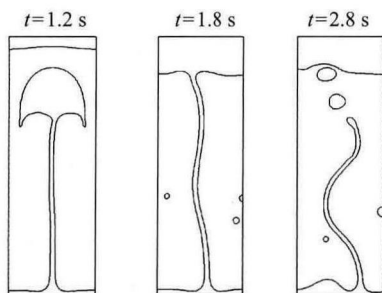


图 7  $T_w=5\text{ K}$  条件下的相界面  
Fig. 7 Interfaces for  $T_w=5\text{ K}$

到的长度会增大。图 7 为  $T_w=5\text{ K}$  的条件下的相界面, 在这个壁面温度条件下, 膜态沸腾已经完全进入了气带状流动。

## 4 结 论

本文在 VOSET 方法的基础上, 对控制方程进行修正, 实现了膜态沸腾的计算, 得出以下结论:

1) 在壁面过热度较低的条件, 膜态沸腾呈现气泡状流动, 空间平均  $Nu$  数周期性的上下波动。壁面温度越高, 气泡脱离的频率越快。

2) 随着壁面过热度继续升高, 膜态沸腾的形态逐渐由气泡状转换为气带状, 空间平均  $Nu$  数不再周期性地波动。壁面温度越高, 气带延伸长度越长。

## 参 考 文 献

- [1] Wetch S, Wilson J. A Volume of Fluid Based Method for Fluid Flows With Phase Change [J]. Journal of Computational Physics, 2000, 160: 662-682
- [2] Gibou F, Chen L, Nguyen D, et al. A Level Set Based Sharp Interface Method for the Multiphase Incompressible Navier-Stokes Equations With Phase Change [J]. Journal of Computational Physics, 2007, 222: 536-555
- [3] 郭东之. 基于 VOSET 方法的二维水平膜态沸腾研究 [D]. 西安: 西安交通大学, 2010  
Guo Dongzhi. Research of Two Dimensional Horizontal Film Boiling Based on VOSET Method [D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 2010
- [4] Guo Dongzhi, Sun Dongliang, Li Zengyao, et al. Phase Change Heat Transfer Simulation for Boiling Bubbles Arising from a Vapor Film by the VOSET Method [J]. Numerical Heat Transfer, Part A, 2011, 59: 857-881
- [5] Sun Dongliang, Tao Wenquan. A Coupled Volume-of-Fluid and Level Set (VOSET) Method for Computing Incompressible Two-Phase Flows [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53: 645-655
- [6] 陶文铨. 数值传热学 [M]. 第 2 版. 西安: 西安交通大学出版社, 2001  
Tao Wenquan. Numerical Heat Transfer [M]. 2nd Edition. Xi'an: Xian Jiaotong University Press, 2001
- [7] Tryggvason G, Scardovelli R, Zaleski S. Direct Numerical Simulations of Gas-Liquid Multiphase Flows [M]. New York: Cambridge University Press, 2011
- [8] Esmaeili A, Tryggvason G. Computations of Film Boiling. Part II: Multi-Mode Film Boiling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47: 5463-5476
- [9] Klimentov V V. Film Boiling on a Horizontal Plate-New Correlation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1981, 24: 69-79