

[文章编号] 1001-246X(2001)04-0334-07

# 珠状凝结换热的数学物理模型及数值模拟

吴玉庭<sup>1</sup>, 杨春信<sup>1</sup>, 袁修干<sup>1</sup>, 马重芳<sup>2</sup>

(1. 北京航空航天大学, 北京 100083; 2. 北京工业大学, 北京 100022)

[摘 要] 首次应用随机分形模型建立了珠状凝结液滴的空间和尺度分布, 然后利用已有的单个液滴的传热规律, 得到了冷凝壁面的换热边界条件, 进而求解冷凝壁的温度分布, 最后得到了平均的珠状凝结换热系数. 应用上述模型对铜表面以水为介质的冷凝壁换热进行了直接数值模拟, 并与各种压力条件下的试验数据进行了比较.

[关键词] 珠状凝结; 传热; 分形; 数值模拟

[中图分类号] TK124 [文献标识码] A

珠状凝结具有比膜状凝结高得多的换热系数, 因而具有很重要的工程应用前景, 并引起了极大的研究兴趣. 要完全理解珠状凝结的换热机理, 必须首先能够预测珠状凝结的换热系数. 对给定大小的单个液滴的换热计算已经取得了很大的进展, 可以得到令人满意的结果<sup>[1]</sup>. 但要预测整个凝结表面的平均换热系数, 还需知道整个表面的液滴分布. 早期计算珠状凝结的换热量一般首先计算通过单个液滴的换热量, 然后求液滴大小的分布, 最后通过积分求出总换热量<sup>[1]</sup>. 这种方法假定液滴在表面上均匀分布, 没有考虑表面导热的不均匀性和冷凝壁面材料导热系数的影响, 因此计算结果与实验结果偏差很大.

Goese<sup>[2]</sup>, Tanaswa<sup>[3]</sup> 等人曾尝试通过计算机模拟液滴的生长和合并. 他们都试图模拟给定面积上整个大小范围内的液滴. 但由于受计算机内存的限制, 他们的模拟仅限于低凝结核心密度 (在  $10^4$  个/cm<sup>2</sup> 量级范围内). 试验观察表明凝结表面的实际凝结核心密度为  $10^7 \sim 10^8$  个/cm<sup>2</sup><sup>[4]</sup>. 因此, 他们的换热系数计算结果要比实际测定的低一个数量级. Glicksman 采用分阶段模拟方法, 解决了计算机内存的限制问题<sup>[4]</sup>. Glicksman 的模拟没有考虑液滴分布的随机性和热流分布不均匀的影响, 因此模拟结果仍存在较大的偏差.

珠状凝结表面的液滴分布从初始液滴到最大脱落液滴要跨 5~6 个数量级<sup>[1]</sup>. 被较小液滴覆盖的表面产生了较高的局部热流密度, 然而被较大液滴覆盖的表面则由于液滴的热阻较大造成较低的局部热

流密度. 表面热流的不均匀性限制了凝结表面附近的热流, 增加了换热热阻, 这个由于热流不均匀性引起的附加热阻, 称为限制热阻 (constriction resistance). 限制热阻对珠状凝结换热是否具有重要影响, 是一个长期争论未决的问题, 尽管已进行了众多的试验研究, 但得出了不同的结论. Tanner<sup>[5]</sup>、Wilkins<sup>[6]</sup>、Hannemann<sup>[7]</sup> 等人的试验结果表明, 珠状凝结蒸汽侧换热系数随凝结表面材料的传热系数降低而降低, 也就是说限制热阻对珠状凝结换热有重要影响; 而 Aksan<sup>[8]</sup>、Stylianou 和 Rose<sup>[9]</sup> 等人的试验结果却表明限制热阻对珠状凝结换热的影响很小. 由于凝结表面温度是根据表面材料内部温度梯度外推得到的, 这样就会产生误差, 特别是对于小过冷度更会对珠状凝结换热系数计算产生较大影响. 此外, 不凝性气体、蒸汽流过珠状凝结表面的速度等都会对珠状凝结换热产生影响. 因此, 单凭试验很难澄清这个问题.

Hannemann<sup>[10]</sup> 和 Tsuruta<sup>[11]</sup> 等人曾对珠状凝结的限制热阻进行了理论分析, 但他们的分析, 都是首先对单个液滴的换热区域进行分析, 得到单个液滴的限制热阻后, 根据液滴大小分布再通过积分的方法得到整个表面的限制热阻. 这种方法未考虑液滴在壁面上的空间分布, 忽略了其它液滴对被研究液滴传热的影响, 具有其局限性. 事实上, 如果对珠状凝结换热进行直接数值模拟, 就可克服这些局限, 得出更具一般性的结论. 本文首次应用随机分形理论模拟了冷凝表面液滴的尺度分布和空间分布, 利用已

[收稿日期] 2000-02-25; [修回日期] 2000-08-07

[基金项目] 国家自然科学基金(59706007)资助项目

[作者简介] 吴玉庭(1970-), 男, 河北, 博士后, 从事热动力工程及空调制冷技术方面的研究.

有的单个液滴的传热规律,得到了冷凝壁换热边界条件,进而对铜表面以水为介质的冷凝壁换热进行了直接数值模拟,并与许多实验数据进行了比较。

## 1 液滴分布的分形模型

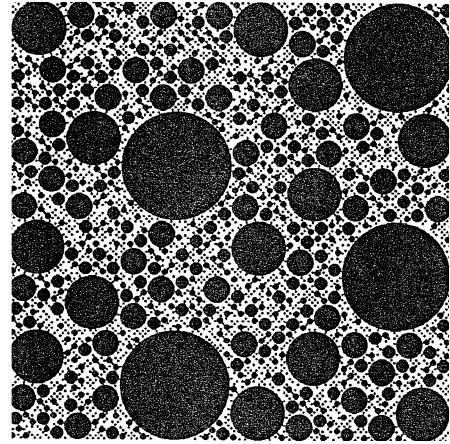
作者最近根据近三十年来在珠状凝结换热中积累的试验研究资料,提出珠状凝结是一种典型的分形生长过程,用随机分形模型构造了液滴的空间分布和尺度分布,在此基础上建立了液滴的尺度分布函数,并用重正化方法确定了液滴的尺度分布指数<sup>[12]</sup>。由随机分形模型和重正化方法得到的液滴尺度分布函数和尺度分布指数,跟现有的试验数据以及 Rose 和 Gicksman<sup>[13]</sup>的数值模拟结果具有很好的 consistency,从而验证了模型的可靠性<sup>[12]</sup>。这一部分的详细讨论见文[12]。

由上可知,可以应用随机分形模型来构造液滴的尺度分布和空间分布,构造方法如下:将冷凝壁面按最大液滴的直径作为网格的边长划分为  $m \times m$  个网格,从中随机选出  $P \times m^2$  个小正方形,然后用内切圆代替小正方形作为第 1 代液滴,这里  $P$  为液滴占据格点的概率。为了生成第 2 代液滴,把长度减小为  $m$ ,则有  $m \times m$  个边长为  $m$  的小正方形,从这些小正方形中随机选出一些(不能与第 1 代重复),然后仍用内切圆代替小正方形作为第 2 代液滴,并使其有效面积比为  $P$ ,这里有效面积比定义为该代液滴所覆盖的面积与未被以前各代元胞覆盖面积的比。重复以上过程直到液滴尺度达到最小液滴时为止,这样就构造出了冷凝壁液滴的空间分布和尺度分布(如图 1(a)所示)。为了便于对照,在图 1(b)中还给出了 Tanaka 试验得到的液滴分布放大照片<sup>[14]</sup>。为了显示清晰,图中只给出了 6 代液滴。另外,通过与实验结果比较发现,当  $P = 0.55$ ,  $\alpha = 0.189$  时比较符合实际情况,故在本文的数值模拟中也采用该组数值。

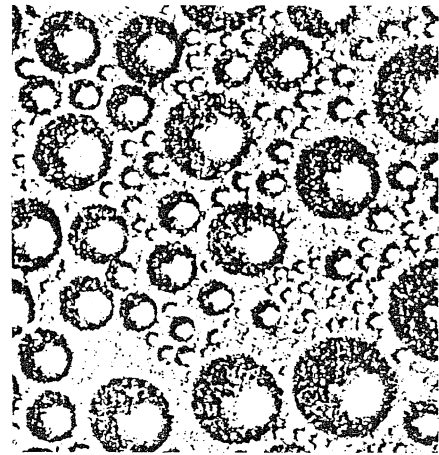
根据上述方法我们就构造出了珠状凝结表面液滴的空间分布和尺度分布,从而给出了珠状凝结壁换热的几何边界条件,为下面进行珠状凝结换热的数值模拟打下了基础。

## 2 冷凝壁换热的数学模型

模拟珠状凝结换热的关键是应用上述的随机分形模型生成冷凝壁面液滴的空间和尺度分布,然后利用已有的单个液滴的传热规律,得到冷凝壁的换



(a) 随机分形模型生成的冷凝液滴分布



(b) 液滴分布的放大照片<sup>[14]</sup>

图 1 随机分形模型生成液滴分布与实际凝结表面液滴分布的对照

Fig. 1 Comparison of drop distribution between random fractal model and photography

热边界条件,进而求解冷凝壁的温度分布,最后得到平均的冷凝换热系数。

### 2.1 控制微分方程的建立

图 2 是珠状凝结系统示意图,其中珠状凝结换热过程包括凝结液滴和冷凝壁换热两部分组成,描述冷凝壁换热过程的能量方程为:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

式中  $a$  为热扩散系数,边界条件如图 2 所示。

珠状凝结实际上是由无数个瞬态过程组成的。在这一过程中,过热蒸气首先在冷壁上形成初始液滴,然后随着液滴的长大,邻近的液滴会合并,导致壁面上产生新一代液滴,当液滴通过合并成长到某一临界尺寸时就会脱落,开始新的周期。在珠状凝结换热过程中,由于主要是通过合并长大的,长大在瞬

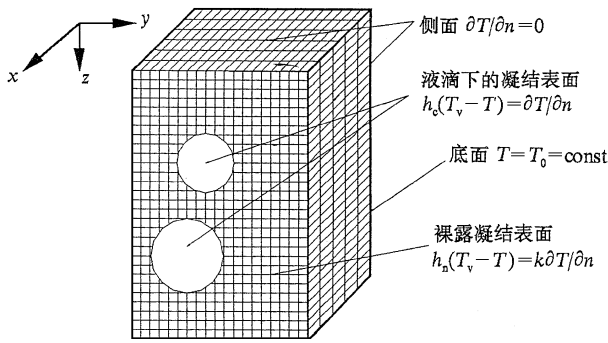


图 2 凝结系统及边界条件示意图

Fig. 2 Condensing cell and boundary conditions

间就能完成,因此珠状凝结换热系数可用平均液滴分布和稳态热传导方程来获得,稳态的热传导方程为:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (2)$$

### 2.2 通过单个液滴换热系数的计算

Rose<sup>[15]</sup>认为通过单个液滴的传热过程可以看成是液滴内部的二维稳态导热过程.他考虑了液滴的导热和气液分界面的传热过程,利用差分不等式求得了通过单个半球形液滴以气液分界面为基准的热流密度,其结果是一个包含勒让德多项式的复杂表达式.经过简化处理后,得到了以半球形液滴为基准的液滴换热系数表达式:

$$h_c = \frac{4k_l}{r} \left(1 - \frac{r_{min}}{r}\right) \ln \left[ 1 + \left[ 1.09 + \frac{|2 - 1.09|}{|5.7 - 1|} \right] \right], \quad (3)$$

式中  $h_c$  为单个液滴的换热系数;  $k_l$  为液滴的导热系数;  $r$  为液滴的半径;  $r_{min}$  为最小液滴半径;  $i$  为给定蒸汽压力下气液分界面上的换热系数,由分子运动论给出的下式计算<sup>[15]</sup>:

$$i = \frac{n - 1}{n + 1} \frac{\rho_v h_{fg}^2}{T_v} \sqrt{\frac{2}{RT_v}}, \quad (4)$$

式中  $\rho_v$  为蒸汽密度;  $h_{fg}$  为蒸发潜热;  $T_v$  为蒸汽温度;  $R$  为气体常数;  $n$  为比热容的比率,即:  $n = c_p / c_v$ . 最小液滴的半径可由下式计算<sup>[15]</sup>:

$$r_{min} = \frac{2 T_s}{\rho_l h_{fg} T}, \quad (5)$$

式中  $\sigma$  为表面张力系数;  $\rho_l$  为液体密度;  $T$  为过冷度.

### 2.3 裸露表面换热系数的计算

裸露表面的换热可看作是蒸汽掠过表面的强制对流换热,换热系数可通过下式计算<sup>[16]</sup>:

$$\begin{cases} Nu = 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3}, & Re < 5 \times 10^5 \\ Nu = (0.037 Re^{0.8} - 871) Pr^{1/3}, & Re > 5 \times 10^5. \end{cases} \quad (6)$$

这里  $Pr$  为普朗特数. 准则数  $Nu, Re$  定义为:  $Nu = h_f l / k_v$ ;  $Re = ul / \nu$ .  $h_f$  为裸露表面的换热系数;  $l$  为表面在气流流动方向上的长度;  $k_v$  为蒸汽的导热系数;  $u$  为蒸汽速度;  $\nu$  为蒸汽的运动粘度系数.

## 3 珠状凝结换热的数值模拟方法

### 3.1 控制方程的离散化

有限差分法是解决复杂导热问题的有效方法,因此在此我们采用有限差分法对珠状凝结换热进行数值模拟.在对传热问题进行数值计算时,首先要将计算区域离散化.区域离散化的方法有两种,即外节点法和内节点法.由于内节点法的离散方程可以包括全部控制容积的热容量的影响,结合凝结换热边界条件的复杂性,在此选用了内节点法,如图 3 所示.

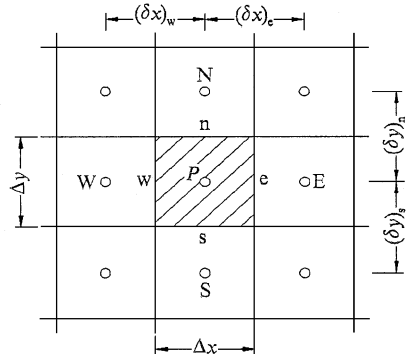


图 3 直角坐标的网格系统

Fig. 3 Grid system in rectangular coordinates

将式(1)在时间间隔  $t$  至  $t + \Delta t$ ,空间上沿  $x$  方向自  $w$  至  $e, y$  方向自  $s$  至  $n, z$  方向自  $b$  至  $m$ ,对控制容积  $P$  进行积分,并整理成通用形式的离散化方程:

$$\begin{aligned} a_P T_P &= a_E T_E + a_W T_W + a_N T_N + a_S T_S + a_M T_M + \\ &+ a_B T_B + a_P^0 T_P^0, \end{aligned} \quad (7)$$

式中:

$$a_E = \frac{y-z}{(\Delta x)_e}, \quad a_W = \frac{y-z}{(\Delta x)_w}, \quad a_N = \frac{x-z}{(\Delta y)_n},$$

$$a_S = \frac{x-z}{(\Delta y)_s}, \quad a_M = \frac{y-x}{(\Delta z)_m}, \quad a_B = \frac{y-x}{(\Delta z)_b},$$

$$a_P^0 = \frac{x-y-z}{t},$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_M + a_B + a_P^0.$$

对于稳态控制方程即式(2)的离散化方程,只需将式(7)中右边的最后一项和去掉系数  $a_p$  计算式中的  $a_p^0$  项即可。

3.2 边界条件的处理

本文采用附加源项法来处理边界条件.所谓附加源项法就是把由第二类或第三类边界条件所规定的进入或导出计算区域的热量,作为与边界相邻的控制容积当量源项.边界控制容积如图 4 所示。

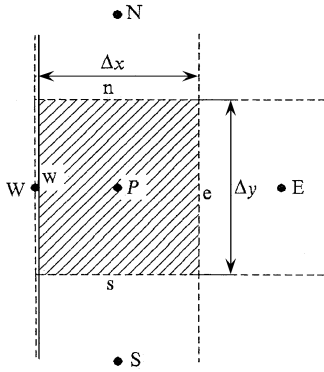


图 4 边界控制容积

Fig. 4 The control volume of boundary points

对于绝热边界条件,按  $T_B = T_p$  计算  $T_B$  值;对于对流边界条件,按

$$T_B = \frac{hT_s + \left[ \frac{k_B}{(z)_b} \right] T_p}{\left[ h + \frac{k_B}{(z)_b} \right]} \quad (8)$$

计算  $T_B$  值.然后求出该节点的边界热流值。

式(8)中的  $h$  为边界节点与蒸汽的对流换热系数.由于液滴的影响,各边界节点的换热系数各不相同.由于液滴的尺度跨几个数量级,如果按最小液滴尺度来划分网格,则节点数太多.例如,  $1 \text{ cm}^3$  的壁上需划分  $10^5 \times 10^5 \times 10^5$  个网格.在现有的计算机内存和计算速度条件下无法计算.因此本文首先按最小液滴划分网格,生成凝结表面的液滴分布,记下每个液滴的位置和半径.然后再用粗化网格计算凝结表面的换热.在这种情况下,一个网格内可能包含多个液滴,我们把网格内液滴的面积加权平均换热系数作为该边界节点的换热系数,即:

$$h = \left[ \sum_{i=1}^n h_i A_i + h_f A_f \right] / A_K, \quad (9)$$

式中  $h_i$  为第  $i$  个液滴的凝结换热系数;  $A_i$  为第  $i$  个液滴在控制容积内的面积;  $A_f$  为控制容积内裸露表面的面积;  $A_K$  为网格面积,  $n$  为网格内包含液滴的个数。

3.3 凝结表面平均热流密度和平均过冷度的计算  
由下式计算凝结表面的平均热流密度

$$q = \frac{1}{A} \sum_{j=1}^{n_x} \sum_{k=1}^{n_y} h_{jk} (T_s - T_{jk0}) A_{jk}, \quad (10)$$

式中  $h_{jk}$  为节点的凝结换热系数;  $A_{jk}$  为控制体在凝结表面内的面积;  $T_{jk0}$  为节点处温度;  $A$  为计算区域的总面积;  $n_x$  为沿  $x$  方向划分的网格数;  $n_y$  为沿  $y$  方向划分的网格数。

平均过冷度  $T$  可通过下式计算:

$$T = \frac{1}{A} \sum_{j=1}^{n_x} \sum_{k=1}^{n_y} (T_s - T_{jk0}) A_{jk}. \quad (11)$$

3.4 瞬时最大液滴直径的计算

要进行凝结换热的数值计算,必须首先在凝结表面模拟液滴分布.液滴分布的模拟可用前述的随机分形模型来实现,但要模拟液滴分布还需知道最大液滴的直径.对于非稳态数值模拟,在某一瞬时最大液滴半径  $r_{\max}$  可通过下式计算<sup>[11]</sup>:

$$\frac{r_{\max}}{r_{\max 0}} = 1.53 \left[ \frac{t}{t_0} \right]^{1/1.3}, \quad (12)$$

式中  $r_{\max}$  为液滴的脱落直径;  $t_0$  为液滴的刷新周期,可通过下式计算<sup>[11]</sup>:

$$q_0 = 1100 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-2}. \quad (13)$$

对于稳态计算,取平均脱落直径为最大液滴直径。

3.4 数值模拟方法及过程

根据珠状凝结液滴的瞬时分布,可以对珠状凝结换热进行非稳态数值模拟,非稳态数值计算的初始条件为凝结表面未产生液滴时,然后按以下步骤进行数值模拟: 计算初始条件下的初始温度分布; 增加一个时间步长,计算该时刻最大液滴半径,生成该时刻液滴分布; 计算该时刻各边界节点换热系数; 对该时刻的凝结壁换热进行数值模拟,得到该时刻的平均热流和平均过冷度; 重复、、步,计算各时刻的平均热流和平均过冷度; 对各时刻的平均凝结热流密度和平均过冷度再进行时间平均,得到凝结表面的时间平均热流密度和时间平均过冷度。

如果采用珠状凝结表面液滴的平均分布(即将刷新周期内各瞬态液滴分布),也可以把珠状凝结看作是准稳态换热过程,因此可以采用稳态热传导方程进行数值模拟,得到珠状凝结表面的热流密度和过冷度(相当于非稳态数值模拟的时间平均热流密度和平均过冷度).在稳态数值模拟中,最大液滴半径在大气压下取为  $2 \text{ mm}$ ,在低气压下取为  $1.5 \text{ mm}$ 。

这跟 Rose<sup>[15]</sup> 的建议相一致.

本数值模拟研究是在 64 M 内存 K6-300CPU 的 586 计算机上进行, 计算区域为 8 mm × 8 mm × 12 mm; 计算液滴尺度范围一般为 10<sup>-2</sup> μm ~ 2 mm 左右. 网格划分的过细, 会增加计算时间, 划分的过少, 又影响计算精度. 为此, 我们对网格稳定性进行了研究 (图 5). 根据图 5 的结果, 网格划分为 40 × 40 × 21. 由于铜表面上水蒸汽的珠状凝结试验数据比较一致, 因此计算首先选用铜表面作为凝结表面、水作为凝结工质. 对于非稳态数值模拟计算一个点需要 14 个小时, 而稳态数值计算计算一个点需要 15 分钟.

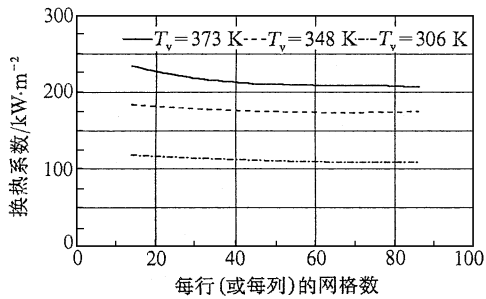
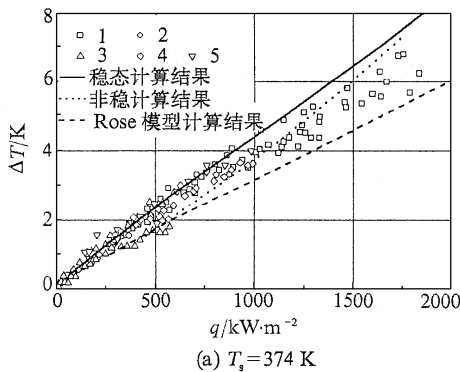
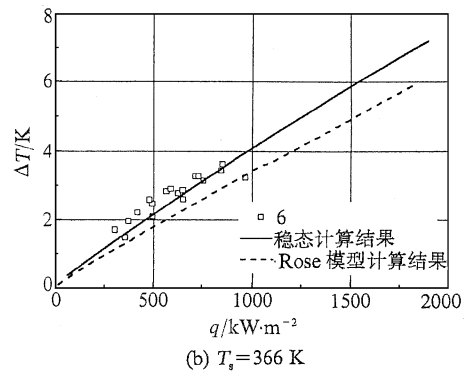


图 5 网格数不同时计算的换热系数

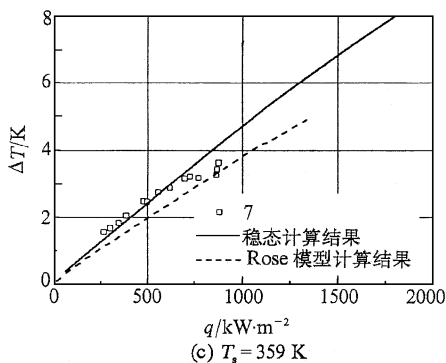
Fig. 5 Effect of grid size on the simulating results of the dropwise condensation heat transfer coefficients



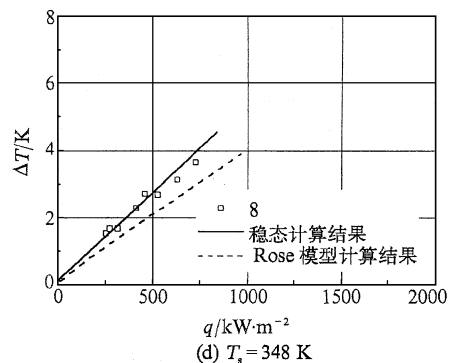
(a)  $T_s = 374$  K



(b)  $T_s = 366$  K



(c)  $T_s = 359$  K



(d)  $T_s = 348$  K

### 4 结果与分析

根据前述模型, 我们对不同压力条件下铜表面的珠状凝结换热进行了数值模拟, 并进行了比较, 如图 6 所示. 为了说明本文模型的计算精度, 我们还给出了曾被广泛采用的 Rose 模型<sup>[15]</sup> 的计算结果. 图 6 中所引用的试验数据情况见表 1.

表 1 图 6 中的图标说明

Table 1 Meanings of the icons in figure 6

序号	作者	年代	表面材料	压力 (bar)	凝结工质
1	Fevre, et al. <sup>[17]</sup>	1965	铜	1.02	水
2	Tanner, et al. <sup>[5]</sup>	1965	铜	1.02	水
3	Graham, et al. <sup>[18]</sup>	1973	铜	1.02	水
4	Aksan, et al. <sup>[8]</sup>	1973	铜	1.02	水
5	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	1.02	水
6	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	0.78	水
7	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	0.60	水
8	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	0.40	水
9	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	0.30	水
10	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	0.20	水
11	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	0.11	水
12	Graham, et al. <sup>[18]</sup>	1973	铜	0.05	水
13	Stylianou, et al. <sup>[9]</sup>	1980	铜	0.05	水
14	Wilmshurst, et al. <sup>[19]</sup>	1970	铜	0.05	水

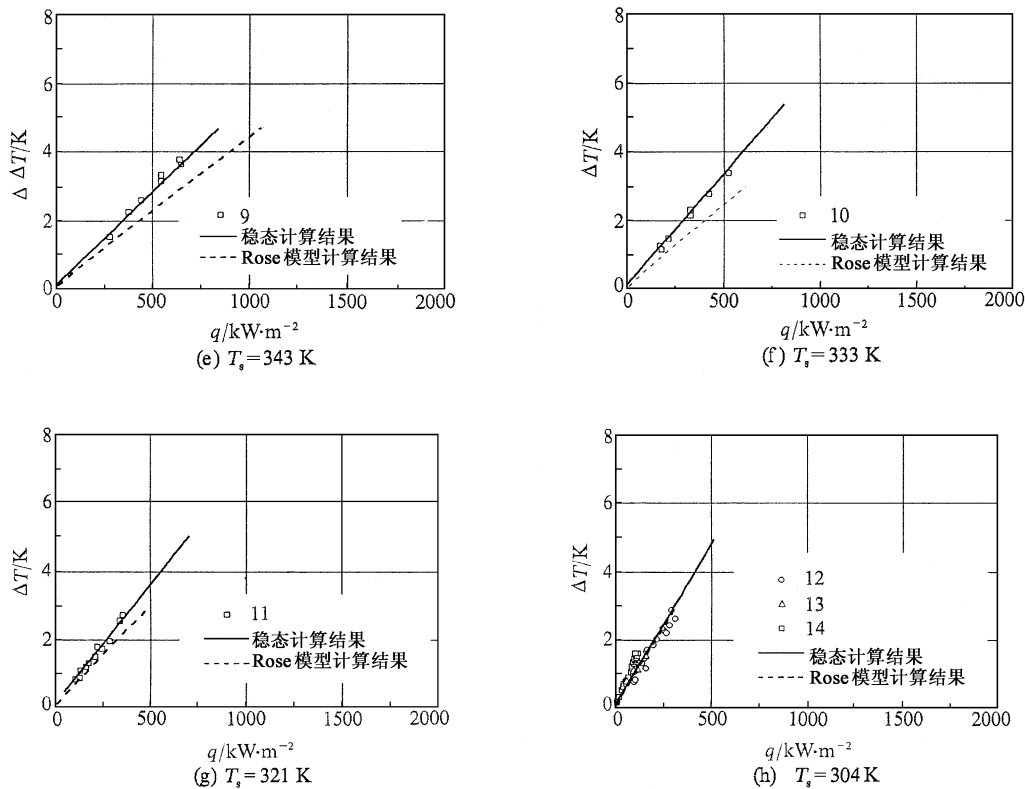


图 6 不同压力条件下珠状凝结换热计算结果与试验结果的比较

Fig. 6 Comparison of experiment and simulation results of dropwise condensation heat transfer

在图 6(a)中可以看出,稳态数值模拟的结果与非稳态数值模拟结果基本一致,甚至稳态结果更好一些.这是由于在本文的数值模拟中采用的刷新周期及某一瞬时的最大液滴计算公式都是经验公式,具有很大的误差.非稳态计算能够分析珠状凝结换热随时间的变化规律,具有其特殊意义.但在本文中,主要关心珠状凝结的平均换热,而不关心珠状凝结换热的瞬态特性,因此稳态计算就能满足本文的计算要求.从图 6 中可以看出,数值模拟结果在宽广的压力条件下与试验数据甚为相符,精度要高于 Rose 模型<sup>[15]</sup>.图 7 为通过本文计算所得到的珠状凝结表面的温度分布.从图 7 中可以看出大液滴底下的温度比较低,而小液滴底下的温度比较高,存在着很大的不均匀性.这也反映了珠状凝结表面液滴分布的不均匀性. Rose 模型没有考虑液滴空间分布对传热的影响,因此也不可能得到精度很高的计算式.

### 5 结论与说明

根据本文的研究,可得到如下结论:

1) 应用随机分形模型,可以模拟珠状凝结表面液滴的大小分布.这就为珠状凝结换热的数值模拟提供了可能.

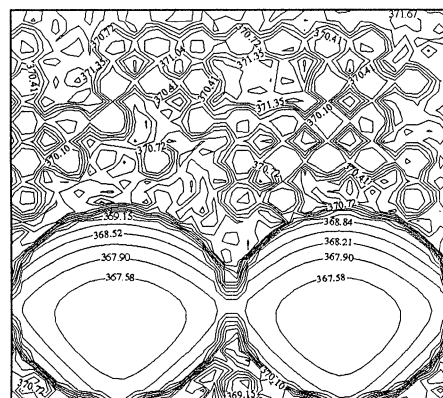


图 7 珠状凝结表面的温度分布

Fig. 7 Temperature spatial distribution on the condensing surface

2) 本文提出的珠状凝结换热模型,考虑了液滴分布的随机性和壁面材料导热系数对珠状凝结换热的影响,克服了 Rose 模型的局限性.本模型具有较高的计算精度,计算速度也较快.

3) 在宽广的压力范围内,本文的结果与试验数据具有较好的一致性,证明了该模型具有广泛的通用性,为以后定量分析珠状凝结换热奠定了理论基础.

进一步的工作包括考虑运用上述模型对不同壁材料、不同介质的珠状凝结换热进行数值模拟, 研究限制热阻对珠状凝结换热的影响. 另外, 珠状凝结换热的固-液和气-液界面特性会影响液滴的形状、长大以及脱落, 在本文的数值模拟模型中并未考虑这些因素的影响. 因此进一步的研究工作还包括补充适当的方程来考虑这些因素的影响.

### [参 考 文 献]

- [ 1 ] 施明恒, 甘永平, 马重芳. 沸腾和凝结 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1995.
- [ 2 ] Gøse E E, Mucciardi A N, Baer E. Model for Dropwise Condensation on Randomly Distributed Sites [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1967, **10**:15 - 22.
- [ 3 ] Tanasawa I, Tachibana F. A synthesis of the total process of dropwise condensation using the method of computer simulation [A]. Proc 4th International Heat Transfer Conference [C], 1970.
- [ 4 ] Gicksman L R, Hunt A W. Numerical simulation of dropwise condensation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1972, **15**:2251 - 2269.
- [ 5 ] Tanner D W, Potter C J, Pope D, West D. Heat transfer in dropwise condensation (part and ) [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1965, **8**:419 - 436.
- [ 6 ] Wilkins D G, Bromley L A. Dropwise condensation phenomena [J]. A I Ch E Journal, 1973, **19**:839 - 845.
- [ 7 ] Hannemann R J, Mikic B B. An experimental investigation into the effect of surface thermal conductivity on the rate of heat transfer in dropwise condensation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976, **19**:1309 - 1317.
- [ 8 ] Aksan S N, Rose J W. Dropwise condensation: the effect of thermal properties of the condenser material [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1973, **16**:461 - 467.
- [ 9 ] Stylianou S A. Heat transfer during dropwise condensation of steam and ethanediol [D]. London University, 1980.
- [ 10 ] Hannemann R J, Mikic B B. An analysis of the effect of surface thermal conductivity on rate of heat transfer in dropwise condensation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976, **19**:1299 - 1307.
- [ 11 ] Tsuruta T, Tanaka H. A theoretical study on the constriction resistance in dropwise condensation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1991, **34**:2779 - 2786.
- [ 12 ] 杨春信, 王立刚, 等. 珠状凝结是一种典型的分形生长 [J]. 航空动力学报, 1998, **13**(3):272 - 276.
- [ 13 ] Rose J W, Gicksman L R. Dropwise condensation: the distribution of drop sizes [J]. Int J Heat and Mass Transfer, 1973, **16**:411 - 424.
- [ 14 ] Tanaka H. Measurements of Drop-Size Distributions during Transient Dropwise Condensation [J]. Transfer ASME J Heat Transfer, 1975, **97**(3):341 - 346.
- [ 15 ] Rose J W. Dropwise condensation theory [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1981, **24**:191 - 194.
- [ 16 ] 程尚模等编. 传热学 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1990.
- [ 17 ] Fevre E J L, Rose J W. An Experimental Study of Heat Transfer by Dropwise Condensation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1965, **8**:1117 - 1133.
- [ 18 ] Graham C, Griffith P. Drop size distributions and heat transfer in dropwise condensation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1973, **16**:337 - 346.
- [ 19 ] Wilmshurst R, Rose J W. Dropwise condensation: further heat transfer measurements [A]. Proc 4th International Heat Transfer Conference [C], 1970.

## MATHEMATICAL AND PHYSICAL MODEL AND NUMERICAL SIMULATION OF DROPWISE CONDENSATION HEAT TRANSFER

WU Yir-ting<sup>1</sup>, YANG Chur-xin<sup>1</sup>, YUAN Xiur-gan<sup>1</sup>, MA Chong-fang<sup>2</sup>

(1. Department of Flying Vehicle Design and Applied Mechanics,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, P R China;

2. College of Environmental and Energy Engineering, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022, P R China)

[Abstract] A random fractal model of the drop size and space distribution in dropwise condensation is presented. The boundary conditions of heat conduction through the condensate wall are defined by use of the heat transfer model through a single drop proposed by Rose. Thus, the mathematical model of dropwise condensation heat transfer is established. A numerical simulation of dropwise condensation heat transfer of water on the copper wall has been performed. The results agree well with the bulk of existing experimental data and the precision is higher than that of the model proposed by Rose.

[Key words] dropwise condensation; heat transfer; fractal; numerical simulation

[Received date] 2000 - 02 - 25; [Revised date] 2000 - 08 - 07