

研究论文

限制热阻对珠状凝结换热的影响

吴玉庭 杨春信 袁修干 王安良

(北京航空航天大学飞行器设计与应用力学系, 北京 100083)

摘 要 应用作者提出的数值模拟模型, 对不同材料表面珠状凝结换热进行了数值模拟。计算结果表明: 珠状凝结换热系数随冷凝壁材料导热系数的降低而降低。

关键词 珠状凝结 换热 限制热阻 数值模拟 分形

中图分类号 TK 124

文献标识码 A

文章编号 0438-1157(2001)10-0896-06

引 言

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。尽管珠状凝结换热机理的研究已取得了极大的进步, 但凝结壁材料的热导率对珠状凝结换热系数是否有重要影响, 一直是一个争论未决的经典难题。在珠状凝结中, 凝结壁面上的液滴尺度分布跨度很大, 从当量直径只有 $10^{-2}\mu\text{m}$ 的初始液滴到当量直径有几个毫米的脱落液滴。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)^[1]。

尽管已对不同材料的珠状凝结进行了众多的实验研究, 但得出了不同的结论。Tanner 等人比较了大气压下铜和不锈钢表面的珠状凝结换热系数^[2]; Griffith 和 Lee 分别用铜、锌和不锈钢进行了水平向下表面的珠状凝结实验^[3]; Wilkins 和 Bromley 测量了 5 种垂直管上的珠状凝结换热系数^[4]。这些研究人员得出同样的结论: 珠状凝结换热系数随凝结壁材料热导率的降低而降低, 也就是说限制热阻对珠状凝结换热有重要影响。而 Aksan 和 Rose 仔细测量了铜和中碳钢表面的珠状凝结换热系数, 得出了相反的结论^[5]: 冷凝壁材料的热导率对珠状凝结换热系数几乎没有影响。上述

这些试验都是测定凝结壁温度变化梯度后外推表面温度, 外推法的误差对换热测定结果的影响随凝结壁材料热导率的降低而增大。另外, 凝结表面的表面化学特性也会影响凝结换热。为了排除这些影响因素, Hannemann 和 Mikić 在珠状凝结试验中用薄膜温度计精确测量了不锈钢表面温度^[6]; Tsuruta 和 Tanaka 也用薄膜温度计准确测量了不锈钢、石英玻璃表面的温度^[7], 他们得到了与 Tanner 等人同样的结论。然而 Stylianou 和 Rose 等人用铜、青铜和聚四氟乙烯表面进行了实验^[8], 给出了更多相反的实验证据。影响珠状凝结换热实验结果的因素很多, 如不凝性气体的含量、促进剂对不同材料有效性的不同以及凝结表面温度测量的精度, 这些因素又很难定量描述其影响程度, 这样就增加了实验的难度。

前人对珠状凝结换热计算的研究主要集中在根据珠状凝结表面液滴的尺度分布, 利用已有的单个液滴的换热规律, 通过积分得到珠状凝结换热量, 如 Rose 模型^[9]。但这种方法没有考虑表面热流的不均匀性和冷凝壁面材料热导率的影响, 从而也无法从理论上分析限制热阻对珠状凝结换热的影响。Hannemann^[10] 和 Tsuruta^[11] 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, 忽略了其他液滴对被研究液滴传热的影响, 具有局限性。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。

最近, 作者首次应用随机分形模型建立了珠状

2000-03-14 收到初稿, 2000-05-10 收到修改稿。

联系人及第一作者: 吴玉庭, 男, 31 岁, 博士。

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No. 59706007)。

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, 得到了冷凝壁的换热边界条件, 进而建立了珠状凝结换热的数值模拟模型. 通过对以水蒸气为介质的铜表面在不同压力条件下的珠状凝结换热试验数据相比较, 证明该模型的精度要高于 Rose 模型, 而且该模型能够反映壁面材料导热系数对珠状凝结换热的影响. 这就为从理论上分析这一经典问题提供了可能^[12].

本文应用上述模型, 对铜、不锈钢、钢和锌 4 种表面的水蒸气珠状凝结换热进行了数值模拟, 获得了各表面在不同压力下的珠状凝结换热系数, 进而对限制热阻对珠状凝结换热是否具有重要影响进行了理论分析.

1 珠状凝结换热的数学物理模型

1.1 描述冷凝壁换热的控制微分方程

图 1 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

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

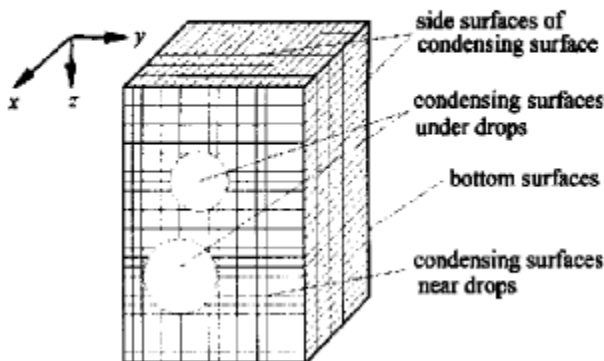


Fig. 1 Condensing cell

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, 过热蒸汽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

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

1.2 边界条件

控制方程的边界条件如下.

对于 4 个凝结侧面 $\partial T / \partial n = 0$

凝结底面 $T = T_0 = \text{const}$

液滴下的凝结表面 $h_c(T_v - T) = \partial T / \partial n$

裸露的凝结表面 $h_n(T_v - T) = k \partial T / \partial n$

1.3 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^[13]

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

式中 h_f 为裸露表面的换热系数.

1.4 通过单个液滴换热系数的计算

Rose^[9] 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 Legendre 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

$$h_c = \frac{4k_l}{\pi r} (1 - \frac{r_{\min}}{r}) \ln[1 + \sqrt{1.09 + \frac{\pi/2 - 1.09}{\sqrt{5.7 - 1}}}] \quad (4)$$

式中 $V = \alpha r / k_l$, α_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

$$\alpha_i = \frac{n-1}{n+1} \frac{\rho_v h_{fg}^2}{T_v} \sqrt{\frac{2\pi}{RT_v}} \quad (5)$$

式中 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^[9]

$$r_{\min} = \frac{2\sigma T_v}{\rho h_{fg} \Delta T} \quad (6)$$

1.5 冷凝液滴分布的分形模拟

模拟珠状凝结换热的关键是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. 以前由于无法模拟冷凝液滴的空间分布和尺度分布, 也就无法对珠状凝结换热进行直接模拟.

珠状凝结实际上是一种瞬态过程. 在这一过程中, 过热蒸汽首先在冷凝壁上形成初始液滴, 然后由于液滴之间的聚合而形成宏观液滴. 这一瞬态过程具有自相似的特点, 也就是说, 在任意瞬时形成的液滴的尺度分布是相似的. 无法区分在不同瞬时或按不同放大比例摄制的珠状凝结照片, 但可以适当放大一张局部照片来生成一张整个表面照片. 局部与整体相似又称为自相似, 而自相似是分形的最

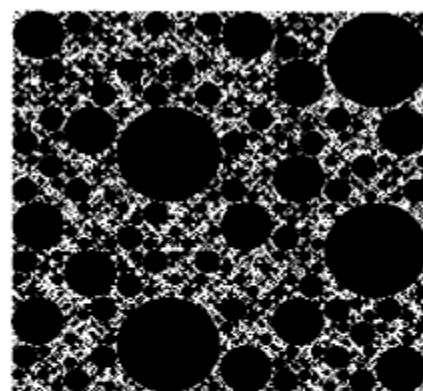
主要特征之一. 珠状凝结具有自相似的特点说明它是一种分形生长过程, 在这一过程中, 液滴的量纲尺度分布保持不变. 因此, 可以根据随机分形模型构造冷凝壁液滴的空间分布和尺度分布. 构造方法如下: 将冷凝壁面按最大液滴的直径作为网格的边长划分为 $m \times m$ 个网格. 从中随机选出 $P \times m^2$ 个小正方形, 然后用内切圆代替小正方形作为第 1 代液滴, 这里 P 为液滴占据格点的概率. 为了生成第二代元胞, 把长度减小为 $\frac{1}{2}m$, 则有 $2m \times 2m$ 个边长为 $\frac{1}{2}m$ 小正方形, 从这些小正方形中随机选出一些(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 2(a)所示]. 为了便于对照, 在图 2(b)中还给出了 Tanaka 试验得到的液滴分布放大照片^[12]. 从图 2 可以看出, 由分形模型构造出的冷凝表面液滴分布与试验得到的液滴分布十分相像, 另外, 根据分形模型得到的液滴分布指数也与实验值十分接近, 这充分证明了液滴分布分形模型的可靠性^[15].

2 珠状凝结换热的数值模拟方法及过程

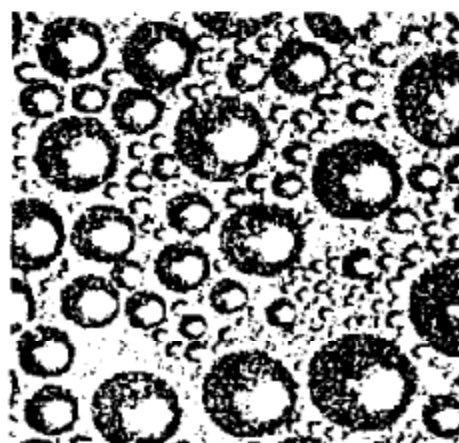
本文采用有限差分法对珠状凝结换热进行数值模拟. 区域离散化的方法选用了内节点法.

珠状凝结的稳态数值模拟可按以下步骤进行:

应用随机分形模型生成液滴的空间分布和尺度分布, 生成方法如 1.5 节所述. ④生成计算网格. 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, 1cm^3 的壁上需划分 $10^6 \times 10^6 \times 10^6$ 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. 在本文的数值模拟中, 计算网格划分为 $40 \times 40 \times 40$ 个(已进行了网格独立性考核, 详见文献[10]). ⑤计算凝结表面各边界节点的换热系数. 由于采用粗化网格计算, 1 个网格内可能包含有许多个不同大小的液滴. 在数值模拟计算中,



(a) drop distribution constructed using the random fractal model



(b) close-up photograph of condensing surface^[14]

Fig. 2 Comparison of drop distribution between random fractal model and photography

首先利用计算单个液滴换热系数的 Rose 模型(见 1.4 节)分别计算网格内所含各液滴的换热系数, 然后将各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. 求解冷凝壁的热传导方程, 计算各单元的温度值. 进行反复迭代计算, 直到达到精度要求. 计算蒸汽侧的平均热流和平均过冷度, 进而获得蒸汽侧的珠状凝结平均换热系数.

本数值模拟研究是在 64M 内存 K6-300CPU 的 586 计算机上进行, 计算区域为 $8\text{mm} \times 8\text{mm} \times 12\text{mm}$; 最大液滴半径在大气压下取为 2mm, 在低气压下取为 1.5mm. 这跟 Rose^[8] 的建议相一致. 计算液滴尺度范围一般为 $10^{-8} \sim 2\text{mm}$ 左右; 计算一个点所需时间为 15min.

3 不同材料表面珠状凝结换热的数值模拟结果及分析

尽管在表面材料的热导率是否影响珠状凝结换

热系数的问题上试验结果存在重大分歧, 但对于铜表面的珠状凝结换热系数各试验结果却有很好的 consistency. 因此作者首先应用该模型对铜表面以水蒸气为介质在不同压力下的珠状凝结换热进行了计算, 计算结果与前人在不同压力下所取得的大量实验数据甚为相符, 而精度要高于曾被广泛采用的 Rose 模型, 从而验证了该模型的可靠性^[10]. 图 3 为大气压下铜表面的珠状凝结计算结果与试验数据的比较. 其他压力下的结果见文献[10].

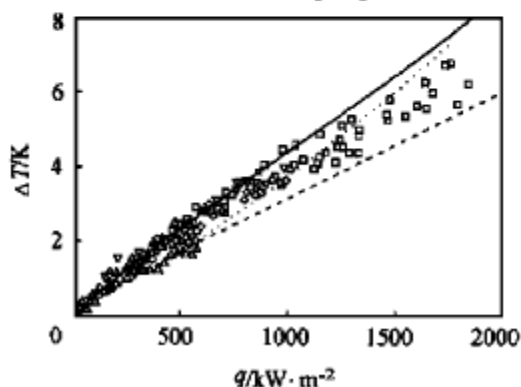


Fig. 3 Comparison between experimental and theoretical results on copper surface at atmosphere

□ ref. [16]; ○ ref. [2]; △ ref. [17]; ◇ ref. [5]; · ref. [18];
— steady-state results; ---- unsteady-state results; - · - Rose model

该模型通过冷凝壁换热的边界条件来考虑不同大小液滴换热的影响, 因此可以应用该模型从理论上分析限制热阻对珠状凝结换热的影响. 本文分别对铜 ($k_w = 386 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)、锌 ($k_w = 109 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)、钢 ($k_w = 45 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) 和不锈钢 ($k_w = 17.3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) 4 种材料表面的珠状凝结换热进行了数值模拟, 模拟结果见图 4 和图 5. 计算结果表明: 珠状凝结蒸汽侧换热系数与表面材料的热导率有很大关系. 铜表面的换热系数最高, 随着表面材料热导率的降低, 蒸汽侧珠状凝结换热系数也有显著降低. 同时从图 4 中还可以看到, 随系统压力的增高, 蒸汽侧珠状凝结换热系数受表面材料热导率的影响越显著. 通过上述计算可以充分说明, 表面材料热导率的降低增加了限制热阻, 降低了蒸汽侧的珠状凝结换热系数.

另外, 本文的结果与 Mikic、Tanner 等许多人在不同表面不同压力下的实验结果具有很好的一致性^[1~4, 6, 7]. 对于铜表面, 本文的计算结果与 Rose 等人实验结果也甚为相符. 但对于不锈钢和钢等低导热系数的材料表面, 本文的计算结果与 Rose 等

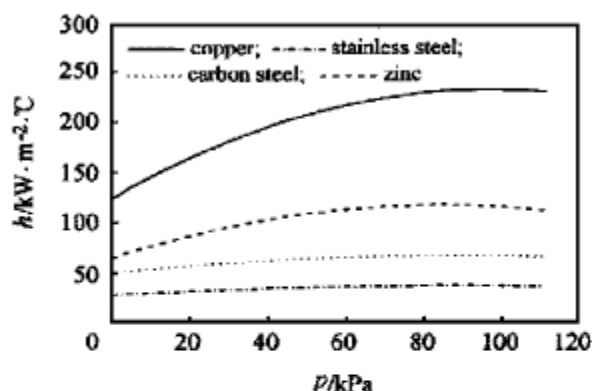


Fig. 4 Heat transfer coefficient on copper, zinc, carbon steel, stainless steel surfaces

人的实验结果相差很大^[5, 8]. 这是由于 Rose 等人采用热电偶测定冷凝壁材料内部温度差, 然后外推表面温度. 这种方法测定温度误差一般为 0.6 K 的量级. 在正常试验条件下, 对于不锈钢等具有低热导率的表面过冷度比较低, 最大达到 2~3 K, 这样 0.6 K 的误差就会导致很大的偏差. 而对于铜等具有高热导率的金属表面, 其过冷度较高, 其误差也相对影响不大. 另外不同的研究人员采用的凝结块厚度、凝结表面的表面化学特性以及促进剂的有效性不同, 所有这些都会对试验结果造成影响. 上述这些因素正是造成不同研究人员实验结果不同的主要原因. 本文的理论计算是在控制其他条件如表面化学, 凝结块厚度等不变的情况下, 只改变凝结材料的热导率而得到的不同材料表面的凝结换热系数. 因此可以根据计算结果分析凝结材料热导率对凝结换热的影响程度.

4 结 论

(1) 作者提出的珠状凝结换热模型通过冷凝壁换热的边界条件来考虑不同大小液滴换热的影响, 因此可以应用该模型来分析冷凝壁材料热导率对珠状凝结换热的影响, 得出更具一般性的结论.

(2) 计算结果表明, 冷凝壁蒸汽侧珠状凝结换热系数与冷凝壁材料的热导率有很大关系. 冷凝壁蒸汽侧的珠状凝结换热系数随材料热导率的降低而降低.

(3) 外推法测定表面温度的误差是造成具有低热导率表面珠状凝结换热实验结果不同的主要原因.

(4) 本文的计算结果与 Mikic、Tanner 等人在不同材料表面的实验结果具有很好的一致性, 进一

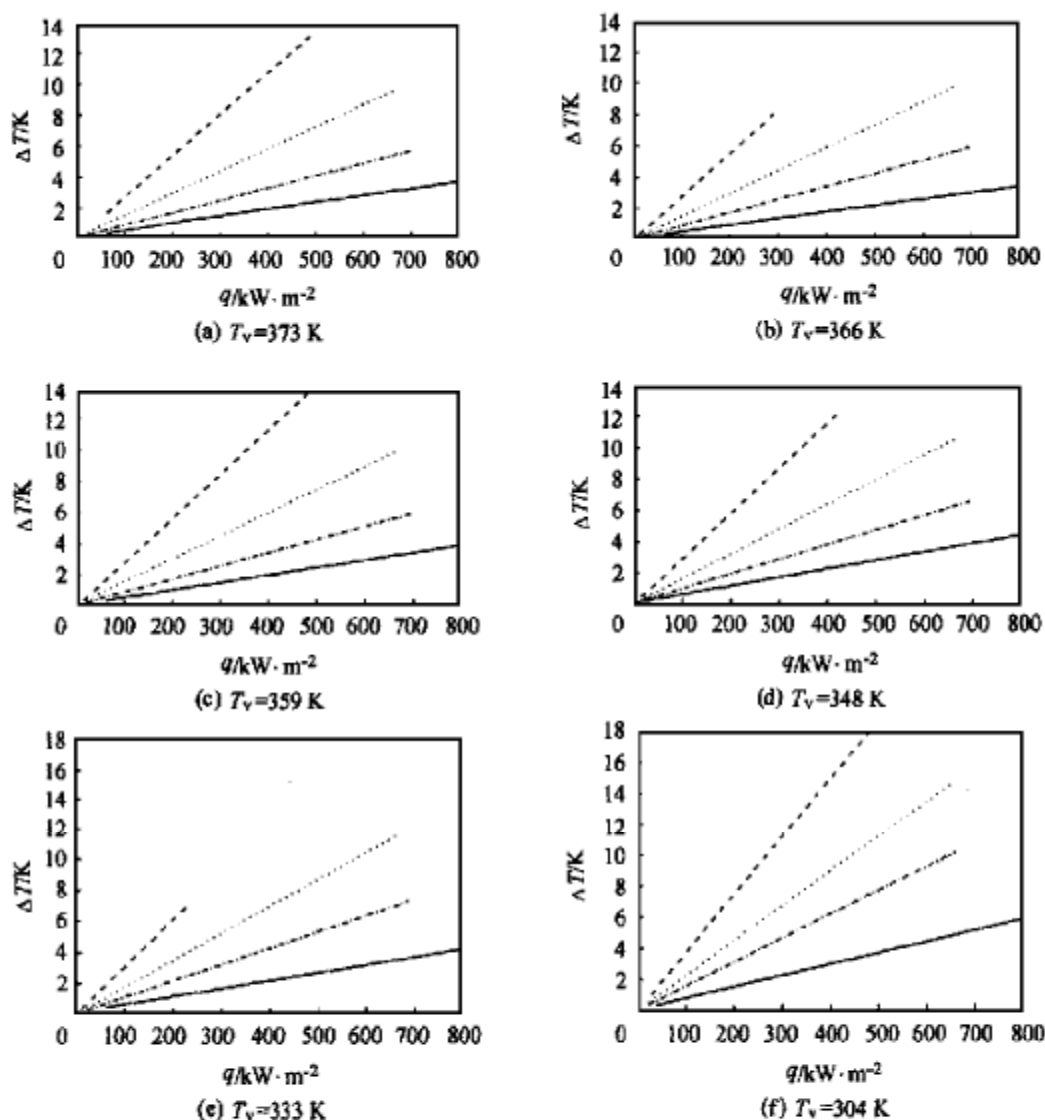


Fig. 5 Theoretical results of dropwise condensation heat transfer on copper, zinc, carbon steel, stainless steel surfaces

—stainless steel; carbon steel; - · - · - zinc; ——copper

步证明了该模型具有广泛的适用性。该模型可进一步应用到珠状凝结换热的工程设计计算中。

符 号 说 明

a ——热扩散系数, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
 c_p ——比定压热容, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$
 c_v ——比定容热容, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$
 h ——换热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$
 h_c ——液滴换热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$
 h_n ——强制对流换热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$
 h_{fg} ——蒸发潜热, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
 k_l ——液滴的热导率, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
 k_s ——凝结材料的热导率, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
 k_v ——蒸汽的热导率, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

l ——长度, m
 Nu ——Nusselt 数
 n ——液滴尺度分布指数
 P ——有效面积比
 Pr ——Prandtl 数
 q ——平均换热量, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
 R ——气体常数, $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
 Re ——Reynolds 数
 r ——液滴半径, m
 $r_{\min}$ ——最小液滴半径, m
 T ——温度, K
 ΔT ——过冷度, K
 T_s ——饱和温度, K
 T_v ——蒸汽温度, K
 T_0 ——凝结块底部温度, K

u —— 蒸汽速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
 ν —— 运动黏度系数, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
 ρ_l —— 液体密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
 ρ_v —— 蒸汽密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
 σ —— 表面张力, $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
 τ —— 时间, s
 τ_0 —— 液滴扫描周期, s

References

- 1 Mikic B B. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1969, **12**: 1311—1323
- 2 Tanner D W, Potter C J, Pope D, West D. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1965, **8**: 419—436
- 3 Griffith P, Lee M S. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1967, **10**: 697—707
- 4 Wilkins D G, Bromley L A. *AIChE. Journal*, 1973, **19**: 839—845
- 5 Aksan S N, Rose J W. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1973, **16**: 461—467
- 6 Hannemann R J, Mikic B B. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1976, **19**: 1309—1317
- 7 Tsuruta T, Tanaka H. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1991, **34**: 2787—2796
- 8 Stylianou S A, Rose J W. *Trans. ASME J. Heat Trans.*, 1980, **102**(3): 477—482
- 9 Rose J W. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1981, **24**: 191—194
- 10 Hannemann R J, Mikic B B. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1976, **19**: 1299—1307
- 11 Tsuruta T, Tanaka H. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1991, **34**: 2779—2786
- 12 Wu Yuting (吴玉庭), Yang Chunxin (杨春信), Yuan Xiugan (袁修干), Ma Chongfang (马重芳). *Chinese Journal of Computational Physics* (计算物理), 2001, **18**(4): 334—340
- 13 Cheng Shangmo (程尚模), Huang Suyi (黄素逸), Bai Caiyun (白彩云), Wei Bingwu (魏秉武). *Heat Transfer* (传热学). Beijing: Higher Education Press, 1990
- 14 Tanaka H. *Transfer ASME J. Heat Transfer*, 1975, **97**(3): 341—346
- 15 Yang Chunxin (杨春信), Wang Ligang (王立刚), Yuan Xiugan (袁修干), Ma Chongfang (马重芳). *Journal of Aerospace Power* (航空动力学报), 1998, **13**(3): 272—276
- 16 Fevre E J L, Rose J W. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1965, **8**: 1117—1133
- 17 Graham C, Griffith P. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1973, **16**: 337—346
- 18 Wilmshurst R, Rose J W. *Proc. 4th International Heat Transfer Conference*, 1970, 6. Paper Cs. 1.4

EFFECT OF CONSTRICTION RESISTANCE ON DROPWISE CONDENSATION HEAT TRANSFER

WU Yuting, YANG Chunxin, YUAN Xiugan and WANG Anliang

(Department of Flight Vehicle Design and Applied Mechanics,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract The effect of the thermal conductivities of condenser materials on dropwise condensation heat transfer has not been resolved yet. Numerical simulation of dropwise condensation heat transfer of steam on copper, stainless steel, zinc, mild steel surfaces are performed in this paper by using a model of dropwise condensation heat transfer proposed by the present authors. The results indicate that dropwise condensation heat transfer coefficient is greatly dependent upon the surface thermal conductivity, and decreases with decreasing surface thermal conductivity.

Keywords dropwise condensation, heat transfer, constriction thermal resistance, numerical simulation, fractal

Received date: 2000-03-14.

Corresponding author: WU Yuting.

Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 59706007).