

水平冷凝管中分相流的传热

周继珠 吕志信

(国防科技大学航天技术系 长沙 410073)

摘要 本文对饱和蒸汽流经水平冷凝管时汽-液分相流的流动和传热模型进行了讨论,并给出有关方程。用该模型对饱和氨蒸汽流经水平铝管时的传热特性进行了计算,给出了流动参数和热学参数的轴向分布,并考察了有关因素对诸参数分布的影响。

关键词 冷凝,分相流动,传热

分类号 TK172.4

Heat Transfer Investigation of the Stratified Two-Phase Flow in Horizontal Tubes

Zhou Jizhu Lu Zhixin

(Department of Aerospace Technology, NUDT, Changsha, 410073)

Abstract The physical model and calculation methods for the stratified two-phase flow in a horizontal condensation tube are investigated in this paper. The action of gravity and the effect of mass transfer on the interfacial shear are considered in this model. The program were used to calculate the flow and heat transfer characteristics of NH_3 -Al horizontal condensation tube and to give the axial profiles of parameters. The effects of flow rates and cooling conditions on this profiles were examined.

Key words condensation, stratified two-phase flow, heat transfer

随着工业和航天技术的发展,汽-液二相流的传热研究已被人们关注。饱和蒸汽流经水平冷凝管时,可能出现多种流动结构:分相流、块状流、泡状流和纯液相流,其中分相流占有重要地位^[1~5]。本文根据实际情况,在分相模型中进一步考虑了重力对液膜流动的影响,并在汽、液界面处考虑了相变、传质对剪切应力的影响^[6]。

* 863 计划资助课题
1996年4月10日收稿

1 模型与方程

分相流动事实上是近环流动与分层流动的复合结构,工质的轴向流动分成三个区域:(1)蒸汽流动区,(2)周边液膜区,和(3)底层集液区,如图1所示。模型假定:(1)流动是稳定的;(2)同一截面上压力、温度分布均匀一致;(3)由于全长范围内温度变化不大,气相、液相工质的物性参考在流动中保持为常数。

1.1 液膜区的流动

液膜区的流动是层流,液膜厚度很小(小于0.1mm)由于 $\delta/D \ll 1$,曲率影响可略。图1中,给出液膜区的坐标系 x, y, z ,其对应方向的流速分别设为 u, v, w ,故有连续方程:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

在动量方程中,在 z 方向和 x 方向上分别有:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) - \frac{dp}{dz} = 0 \quad (2)$$

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + g \Delta \rho \sin \varphi = 0 \quad (3)$$

其中, $\Delta \rho = \rho_l - \rho_g$

由于液膜很薄,液膜内温度可视为线性分布,即

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (4)$$

给定坐标系中,边界条件为:

$$\begin{cases} y = 0 \text{ 时, } u = w = 0, T = T_w \\ y = \delta \text{ 时, } \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\tau}{\mu}, T = T_s \end{cases} \quad (5)$$

基于以上方程和边界条件,考虑界面处单位面积的凝结量,得液膜厚度的分布:

$$\frac{\partial \delta}{\partial \varphi} = (F_1 + F_2 + F_3 - F_4) / F_0 \quad (6)$$

式中,
$$F_1 = \left(\frac{1}{2} \frac{A}{\Delta z} - \frac{1}{3} \frac{g \Delta \rho \cos \varphi}{D} + \frac{C}{6} \right) \delta, F_2 = \frac{\tau \delta_L}{\delta \Delta z}$$

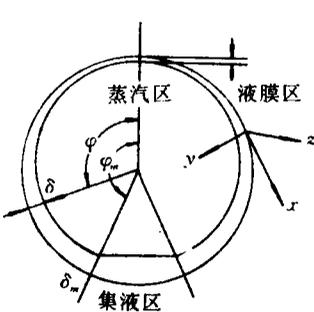


图1 分相截面

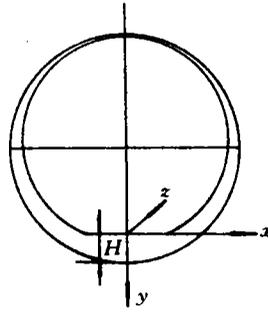


图2 集液区坐标系

$$F_3 = k\mu\Delta T / (h_{fg}\rho_l\delta^3), F_4 = \frac{1}{2}B + \frac{\tau}{\Delta z} + \frac{1}{2}\frac{A\delta_i}{\Delta z}, F_0 = g\Delta\rho\sin\varphi/D$$

其中, $A = \frac{d\rho}{dz}$, $B = \frac{\partial\tau}{\partial z}$, $C = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{d\rho}{dz}\right)$, D 为内径, k = 导热系数。在水平管的顶端, $\varphi=0$ 处的液膜厚度 δ_0 的分布:

$$\frac{\partial\delta_0}{\partial z} = \left[\frac{1}{2}B\delta_0 + \frac{1}{3}\left(g\Delta\rho/D - \frac{1}{2}C\right)\delta_0^2 - \mu k\Delta T / (h_{fg}\rho_l\delta_0^2) \right] / \left(\frac{1}{2}A\delta_0 - \tau \right) \quad (7)$$

由此可见, δ 是 φ, z 的函数, 而 δ_0 只为 z 的函数。

1.2 集液区的流动

集液区是二维流动。集液层坡度很小, 重力影响可略。在图 2 所示的坐标系中, 不可压流体的 N-S 方程简化为:

$$\mu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] = \frac{dp}{dz} \quad (8)$$

$$\text{令} \quad r = \frac{\partial^2 w / \partial x^2}{\partial^2 w / \partial y^2}$$

$$\text{则有,} \quad \mu[r+1] \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{dp}{dz} \quad (9)$$

由此可得集液区表观速度:

$$\begin{aligned} j_u = & \frac{D^2}{12\pi\mu} \{ [3\cos^2(\pi - \phi_m) - \cos^3(\pi - \phi_m) - 2] \frac{\sin(\pi - \phi_m)}{1+r} \frac{dp}{dz} \\ & + [\sin^3(\pi - \phi_m) + 3(\pi - \phi_m)\cos(\pi - \phi_m)] \frac{1 - \cos(\pi - \phi_m)}{1+r} \frac{dp}{dz} \\ & + \frac{\tau}{D} [6(1 - \cos(\pi - \phi_m))(\sin(\pi - \phi_m) - \pi\phi_m)] \} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{其中,} \quad r = [1 - \cos(\pi - \phi_m)]^2 / \sin^2(\pi - \phi_m) \quad (11)$$

另外, 集液层是由表面凝结和液膜流入所致,

$$j_u = j_{u0} + \frac{4h_l\Delta T\sin(\pi - \phi_m)\Delta z}{\pi Dh_{fg}\rho_l} + \frac{8g\Delta\rho\delta_m^3\sin\phi_m\Delta z}{3\pi\mu D^2} \quad (12)$$

j_{u0} 为计算段入口处集液层表现速度。由(6),(10)和(12)可确定 δ_m, ϕ_m, j_{u0}

集液层高度为

$$H = \frac{1}{2} [1 - \cos(\pi - \phi_m)] \cdot D \quad (13)$$

1.3 蒸气区的流动

蒸气区是一维紊流流动, 汽、液界面处有传质而无携带。已知计算段入口表观速度 j_{k0} 后, 用下式计算其出口处的表观速度,

$$j_k = j_{k0} + \frac{4h\Delta T[\phi_m + \sin(\pi - \phi_m)]\Delta z}{\pi Dh_{fg}\rho_g} \quad (14)$$

管中的空隙度和蒸汽干度分别为

$$\alpha = \frac{2\phi_m + \sin 2(\pi - \phi_m)}{2\pi} \quad (15)$$

$$\chi = \frac{\pi D^2 j_k \rho_g}{4m} \quad (16)$$

通过各截面的蒸汽流速和液体平均流速分别为：

$$W_k = \frac{j_k}{\alpha} \quad (17)$$

$$W_l = \frac{\dot{m}(1-\chi)}{\pi D^2 \rho_l (1-\alpha)} \quad (18)$$

1.4 流体压力梯度

压降只须考虑摩擦与惯性两项，即

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{4\tau}{D_{hg}} \Phi_k^2 + \rho_k (w_k - w_l) \frac{d(w_k - w_l)}{dz} \quad (19)$$

其中， Φ_k^2 为二相摩擦放大因子，可用洛克哈特——马蒂内里参数 X 表达：

$$\Phi_k^2 = 1 + 12X + X^2 \quad (20)$$

考虑传质对界面剪切影响， $\tau = \tau_0 [1 + 2h\Delta T / f_k h_{jk} \rho_k (W_k - W_l)]$ (21)

式中， $\tau_0 = \frac{1}{2} f_k \rho_k (W_k - W_l)^2$ (22)

摩擦系数 f_k 与蒸汽流雷诺数 R_{ek} 有关，可按常规计算。

1.5 传热计算

前述公式中的换热系数 h 是液膜区换热系数 h_c 与集液区换热系数 h_l 的加权平均值，即

$$h = [h_c \phi_m + h_l (\pi - \phi_m)] / \pi \quad (23)$$

其中， $h_c = \frac{1}{\phi_m} \int_0^{\phi_m} \frac{k}{\delta} d\phi$ (24)

$$h_l = \phi_l \left(\frac{k}{d} \right) P_{rl} (8R_{rl})^{1/2} / [5P_{rl} + 5\ln(5P_{rl} + 1)] \quad (25)$$

而， $\Phi_l = \left[1 + \frac{12}{X} + \frac{1}{X^2} \right]^{1/2}$ (26)

在 dz 范围内，流体放出的热量包括显热与潜热两部分，即

$$\delta Q = m \{ [(1-\chi)C_{pl} + \chi C_{pk}] dT_s + h_{jk} d\chi \} \quad (27)$$

工质温度 T_s 将由蒸汽压方程确定：

$$T_s = 2132.5 / \left[16.9481 - \ln \left(\frac{P}{133.32} \right) \right] + 32.28 \quad (28)$$

热平衡的内外温差采用传热书籍中常规方法计算。对于长度为 L 的冷凝管，总的平均换热系数，

$$\langle h \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L h dz \quad (29)$$

总的换热量：

$$Q = \int_0^L \delta Q dz \quad (30)$$

2 计算结果与分析

应用本模型对铝管中氨饱和蒸汽冷凝换热过程进行了计算，计算的工质流量分别 1.0g/s 和 0.3g/s，而计算的冷却条件分别为： $T_c = 273K$ 、 $W_c = 0.05m/s$ 和 $T_c = 253K$ 、 $W_c = 0.15m/s$ 。

2.1 换热系数

沿轴向方向，截面平均换热系数 h 分布在两种流量和冷却条件下的计算结果，示于图 3。在不同流量和冷却条件下， h 的分布有一共同特点：沿管长方向有所增加。这是因为截面平均换热系数 h 是液膜区换热系数 h_c 和集液区换热系数 h_l 的综合结果。在液膜区中，液膜厚度取决于凝结量与轴向、周向的流失量。在流动进程中，凝结量沿轴向由于干度、压力和温差的变化，较快地减少；而流失量削弱则较慢，使轴向液膜厚度有所减小，使 h_c 逐渐增大。但是在集液层中由于集液层厚度沿轴向增大，而使 h_l 渐小。液膜区占据截面的大部分。总的效果仍然是 h 沿轴向有所增大。可见 h_c 对 h 的贡献是主要的。

在相同冷却条件下，小流量时 h 分布与大流量时 h 分布相比，是先小后大，这是因为在大流量时开始剪切力很大，轴向流失较大，而在后续流动中小流量时的凝结量更小，液膜更薄所致。在相同流量条件下，强冷必然带来液膜增厚，必然有较小的 h 值。反之亦然。

当考察全管平均换热系数与流量关系时，由(29)式计算的结果示于图 4。对整个冷凝管来说，换热系数随流量增大是单调下降的。

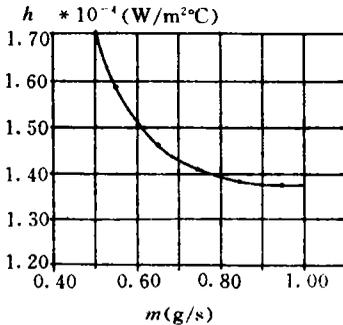


图 4 h 随流量的变化

2.2 热流量

热流量轴向分布的结果如图 5 所示。热流量不仅取决于换热系数，而且还取决于温差与凝结量，虽然轴向的 h 逐渐增大，但由轴向方向内外温差逐渐减小，热流量仍然减小。由图 5 还可看出，在相同的冷却条件下，大流量有大的热流量；在相同的工质流量，强冷时有较高的热流量分布。图 6 给出全管总换热量与工质流量的关系。

2.3 压力降

不同工况下流动的压力坡度示于图 7。大流量有较大的压力坡度，但不同的冷却条件对压力坡度的分布影响不大。另外，除管入口段有较大变化外，在较长范围内，压力坡度近于恒定，这说明冷凝管在很大范围内压力呈线性跌落。计算中还发现由于大流量情况

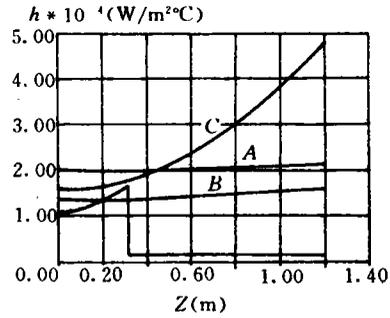


图 3 h 的轴向分布

	AM(g/s)	TF(K)	WF(m/s)
A	1.0	273	0.05
B	1.0	253	0.15
C	0.3	273	0.05
D	0.3	253	0.15

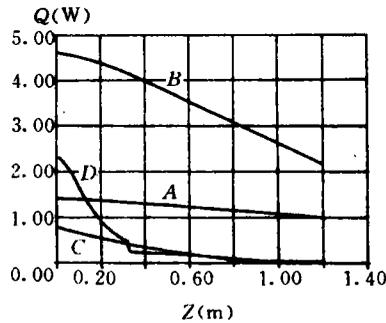


图 5 热流量的分布

下蒸汽流动的惯性力远大于工质表面张力，压力坡度的变化是稳定的；而在小流量下惯性力与表面张力可比时，液膜厚度与压力坡度出现了波动。流量越小，波动的起始点出现得愈早，波幅愈大，周期愈短。

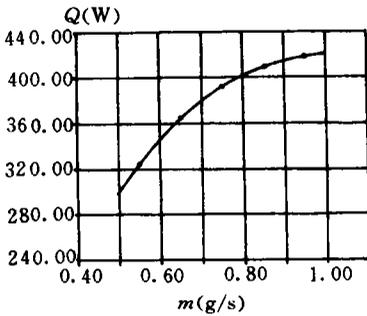


图6 总换热量与流量关系

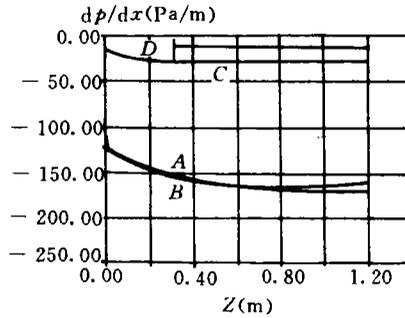


图7 压力坡度轴向分布

3 结 论

(1) 液膜区的换热系数对截面平均换热系数的贡献是主要的，因而使截面换热系数沿轴向有所增大。加剧冷却和增大流量都将使换热系数减小。全管的总平均换热系数随流量的增大而减小。

(2) 冷凝管向外传递的热量顺流动方向逐渐变小。加大流量和加剧冷却，无论对热流量的分布还是总换热量都将有所提高。冷凝管设计中，管径、管长、流量和冷却条件应作匹配选择。

(3) 水平冷凝管中，压力坡度开始变化较快，但很快在较大范围内趋于恒定。流量大小对压力坡度影响较大，大流量对应大压降。冷却条件对压力坡度的影响较小。不同流型的压力坡度变化较大。

(4) 在分相流动中，流量的大小和冷却条件对流动的稳定性有影响。在小流量和深冷条件下容易出现波动流动，甚至使分相流动的结构遭到破坏。

参 考 文 献

- 1 科利尔 J G. 对流沸腾与凝结. 魏宪莫等译. 北京: 科学出版社, 1982
- 2 柏实义. 二相流动. 施宇光等译. 北京: 国防工业出版社, 1985
- 3 陈之航等编. 气液双相流动和传热. 北京: 机械工业出版社, 1983
- 4 Blangetti F, Naushahi M K. Influence of mass transfer on the momentum transfer in condensation and evaporation. Int. J. heat and mass transfer, 1980
- 5 Moalem D, Sideman S. Condensation inside near horizontal tube in Co-current and counter-current flow, Int. J. heat and mass Transfer, 1982
- 6 Zhou J Z, Nie W S. Condensation heat transfer studies for looped heat pipe with CP. 9th IHPC, 1995

(责任编辑 石少平)