

电荷作用对均质-非均质凝结流动的影响

崔 可, 刘华坪, 宋彦萍, 陈焕龙, 陈 浮
(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 基于 Fletcher 成核理论及均质-非均质凝结双流体模型, 讨论了电荷作用对凝结流动的影响, 结果表明: 有无电荷影响时, 成核率计算公式精度均较高, 流场参数的计算结果与实验结果吻合良好, 相对误差不超过 5%, 表明所建的均质-非均质凝结双流体模型具有较高精度. 不带电时, 加入颗粒半径为 5 nm 颗粒前后流场过冷度差别较小, 加入颗粒半径分别为 8 nm 和 10 nm 颗粒后过冷度峰值虽分别降低 2 K 和 7 K, 但均导致自发凝结向下游迁移. 当颗粒带电荷量为 $Q=1e$, 加入颗粒半径为 5 nm 颗粒情况下对减小成核自由能障、增加非均质成核率的作用最为明显, 这一作用在颗粒半径为 8 nm 时较弱, 颗粒半径为 10 nm 情况下最弱. 当带电量增加至 $Q=3e$ 时, 加入颗粒半径分别为 5 nm 和 8 nm 颗粒情况下峰值过冷度与均质凝结相比分别下降 10 K 和 6 K, 且较明显地抑制了自发凝结发生.

关 键 词: 电荷作用; 非均质凝结; 成核; 过冷度; 湿蒸汽

中图分类号: V231.1 **文献标志码:** A

Charge-effect on the homo-heterogeneous condensing flow

CUI Ke, LIU Hua-ping, SONG Yan-ping,
CHEN Huan-long, CHEN Fu

(School of Energy Science and Engineering,
Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: Based on the Fletcher's nucleation theory and the two-fluid model for homo-heterogeneous condensation, the effect of charge-effect on the condensing flow was discussed. The results show that the formula of the nucleation rate calculation with or without charge-effect both have high resolution. The calculated results are in good agreement with the experimented results and the relative error is not than 5%, indicating that the two-fluid model for homo-heterogeneous condensation has high precision. When the particle is not charged, the difference of supercooling in the flow field before and after the input of particles with 5 nm radius is small. Although the input of 8 nm and 10 nm radius particles reduces the peak value of the supercooling as 2 K and 7 K respectively, it also causes the downstream migration of spontaneous condensation. When the particles are charged with a unit of electrical charge, i. e. $Q=1e$, the input of 5 nm radius particles shows most obvious effect on decreasing the nucleation energy barrier and improving the heterogeneous nucleation rate. This effect becomes weaker and even weakest with the input of 8 nm and 10 nm radius particles respectively. As the charge rise up to three units of electrical charge, the input of 5 nm and 8 nm radius particles reduce the peak value of supercooling as 10 K and 6 K compared with homogeneous condensation respectively, which also obviously inhibit the occurrence of

homogeneous condensation.

Key words: charge-effect; heterogeneous condensation; nucleation; supercooling; wet steam

在大功率透平末级、次末级中由于非平衡凝结的存在,使得这一区域的流动成为一种典型的湿蒸汽两相流动.研究表明,这一凝结过程带来的热力损失及其他损失一方面会引起透平级的效率降低^[1];另一方面由于湿蒸汽中液滴存在还会导致动叶前缘的水蚀破坏,影响透平级的安全性^[2].

以往研究认为,在蒸汽动力循环中经过水处理后的透平进口蒸汽中包含的各种杂质已经极少,蒸汽可以视为纯净蒸汽^[3],基于这一假设,国内外研究者曾提出了众多研究方法,这种条件下的透平级内的凝结也称为自发凝结或者均质凝结(spontaneous condensation or homogenous condensation)^[4].在这一凝结模式下,受自由能障束缚,蒸汽在膨胀至饱和参数线时,并不会立即发生凝结,而是按照过饱和蒸汽性质继续膨胀,因而此时的蒸汽状态已经偏离了平衡态.随着膨胀过程的继续进行,蒸汽状态的这一不平衡性将继续增大并将在 Wilson 线达到极限,随后蒸汽中突然出现大量凝结核心(微小液滴),同时这一过程中伴随释放的大量凝结潜热将使得蒸汽参数逐渐回到平衡状态.

实际上,从电站锅炉出来的过热蒸汽由于溶解性携带,仍存在少量的盐分^[3].当蒸汽进行膨胀流动时,由于压力降低,这部分溶解在蒸汽中的盐分将由于溶解度降低而以结晶形式重新析出.受重力影响,大部分结晶颗粒将沉积在流道中,另有小部分未沉积的盐分颗粒则随着蒸汽流向下游,有部分研究者认为,这部分盐分颗粒的存在将改变原有的蒸汽凝结模式,而产生所谓的非均质凝结(heterogeneous condensation)^[5].由于盐分颗粒可以直接充当凝结核心,蒸汽凝结时所需的表面能降低,受自由能障限制相应减小,凝结过程较纯净蒸汽时更容易发生,因而此时的蒸汽参数的不平衡性以及引起的非平衡热力损失也将相应降低.

近年来,国内外已有许多研究者开始关注非均质凝结这一新的凝结模式,并提出了相应凝结模型与计算方法.需要注意的是,将非均质凝结作为一种主动控制手段应用于湿蒸汽膨胀流动中仍存在一些问题.例如,固体颗粒的存在本身将增加对固体壁面的磨蚀,同时固体颗粒沉积在流道中

也将改变流道形状从而影响体气动性能.然而,有部分研究者也认为,对这一凝结模式加以改进利用,可以作为一种减小透平级热力损失的有效途径^[6].文献[7-8]的研究结果均表明,外场作用将影响蒸汽分子在固体颗粒上的凝结.此外,众多文献及研究表明,汽轮机中湿蒸汽高速膨胀流动过程将产生游离电荷^[9-12].而文献[13]将这一现象形成原因总结为以下三方面:第一,高温条件下蒸汽分子随机碰撞;第二,电子在锅炉中与水分子发生分离;第三,高速蒸汽流从机匣及叶片表面捕获电子.当游离电荷附着于蒸汽中的固体颗粒表面时,其产生的静电场产生势必影响颗粒表面的非均质成核.因此讨论电场作用对非均质凝结过程的影响具有重要的理论研究价值和实践应用意义.

本文基于均质-非均质凝结双流体模型,首先讨论了不同杂质颗粒尺寸下,非均质凝结对自发凝结的影响.其次,在非均质成核公式中加入外场电荷影响,对经典非均质成核模型的临界自由能进行修正,提出了考虑电场作用下的非均质成核率计算公式.最后,对有无电场作用下非均质凝结流场进行对比,分析了外电场作用对非均质凝结流动的影响.

1 凝结模型

1.1 均质成核模型

本文的均质成核率 I_{hom} 采用经典的 Kantrowitz 的成核率表达式^[14]计算,其在经典成核理论的基础上考虑了液滴与周围蒸汽非等温效应的影响,表达式如下:

$$I_{\text{hom}} = \frac{q_c}{(1 + \alpha)} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma}{M_w^3 \pi}} \exp\left[-\frac{4\pi(r^*)^2 \sigma}{3K_b T_g}\right] \tag{1}$$

其中 q_c 为凝结系数,一般取为 1.0; r^* 为液滴临界半径; K_b 为玻尔兹曼常数; M_w 为水摩尔质量; σ 为表面张力系数; ρ_l 为液相密度; ρ_g 为气相密度; T_g 为气相温度.另外 α 为非等温修正系数,由式(2)给出

$$\alpha = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{h_{lg}}{RT_g} \left(\frac{h_{lg}}{RT_g} - \frac{1}{2} \right) \tag{2}$$

式中 h_{fg} 为凝结潜热; γ 为气相溶剂比热比; R 为气体常数.

1.2 非均质成核模型

非均质成核基于冠状液滴成核机理, 其成核率 I_{het} 计算公式^[15]与均质凝结成核率计算公式在形式上比较相似.

$$I_{\text{het}} = 4\pi r_p^2 N_p I_0 \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{K_b T_g}\right) \quad (3)$$

式中 I_0 为成核因子, 其值按照文献[15-16]中的处理方法取值为 $10^{29} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; r_p 为颗粒半径; N_p 为颗粒数密度; ΔG^* 为成核临界自由能.

本文在采用上述公式计算非均质凝结成核率时, 做了如下假设:

- 1) 固体颗粒为球形且颗粒表面光滑.
- 2) 固体颗粒不可溶且不考虑水的化学性质.

这里需要对 ΔG^* 的计算进行以下说明, Fletcher^[17]曾对于液滴在固体颗粒表面成核的自由能计算做过如下推导: 当凝结核生长于固体颗粒表面时, 如图 1 所示, 由于新生成的气-液界面与固-液界面, 与原系统相比, 原有的气-固界面减小, 这一过程的自由能变可用式(4)表达:

$$\Delta G = \Delta G_{g-1} V_1 + \sigma_{g-1} s_{g-1} + (\sigma_{l-s} - \sigma_{g-s}) s_{l-s} \quad (4)$$

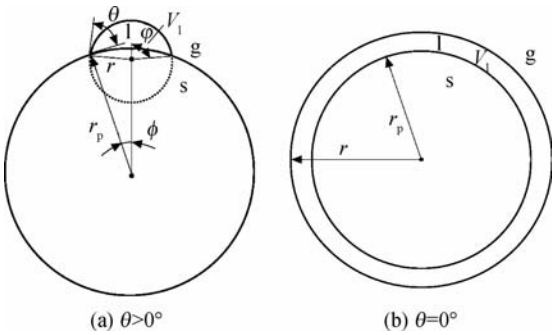


图 1 非均质成核

Fig. 1 Heterogeneous nucleation

式中 ΔG_{g-1} 为单位体积液态水与同体积水蒸气的自由能变, 其计算公式为 $\Delta G_{g-1} = -K_b T_g \ln S / V_1$, S 为过饱和度; V_1, s_{g-1}, s_{l-s} 分别为液相体积、气-液(g-l)界面面积、液-固(l-s)界面面积; $\sigma_{g-1}, \sigma_{l-s}, \sigma_{g-s}$ 则分别表示气-液(g-l)、液-固(l-s)以及气-固(g-s)界面表面张力. 另外, $V_1 = M_w / (\rho_l N_A)$, 其中 N_A 表示阿伏伽德罗常数.

文献[18]中关于这一过程中的自由能变化进行了详细推导. 事实上, 上述自由能变 ΔG 与凝结核半径 r 有关, 当 $\partial \Delta G / \partial r = 0$ 时, 此时的自由能变

ΔG 称之为临界自由能 ΔG^* , 而此时凝结核半径 r 即为液滴临界半径 r^* . 值得注意的是, 通过上述推导得到的液滴临界半径为

$$r^* = \frac{2\sigma}{\rho_l RT \ln S} \quad (5)$$

这一结果与自发凝结中的 Kelvin 临界半径公式是一致的. ΔG^* 的最终计算公式如下:

$$\Delta G^* = \frac{4\pi(r^*)^2 \sigma f(m, z)}{3} \quad (6)$$

其中 $z = r_p / r^*, \kappa = (1 + z^2 - 2mz)^{1/2}$, 而 $f(m, z)$ 是表述固-液两相接触的修正系数, 其计算公式如下:

$$f(m, z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - mz}{\kappa} \right)^3 + \frac{1}{2} z^3 \left[2 - 3 \left(\frac{z - m}{\kappa} \right) + \left(\frac{z - m}{\kappa} \right)^3 \right] + \frac{3}{2} m z^2 \left(\frac{z - m}{\kappa} - 1 \right) \quad (7)$$

式中 $m = \cos \theta, \theta$ 为接触角. 本文在计算时, 假设液相可完全润湿颗粒表面, 即接触角为零, 如图 1(b)所示, 且表面液相张力仅与温度有关, 这一假设与 Thomson 在计算非均质凝结时的假设是一致的. 因而此时的 ΔG^* 计算公式如下:

$$\Delta G^* = -\frac{4\pi \rho_l}{3M_w} RT \ln S [(r^*)^3 - r_p^3] + 4\pi \sigma [(r^*)^2 - r_p^2] \quad (8)$$

为验证上述非均质成核临界自由能计算公式的精度, 本节基于文献[18]中流动型云雾室实验测量结果进行了计算模型验证. 这里先简要介绍流动型云雾室的实验原理.

流动型云雾室的主要部分是长方体的工作区域, 如图 2 所示. 两端则加装漏斗形进气口. 实验时利用恒温循环水槽分别加热和冷却工作部分的上下板, 使得上下两板产生温差. 同时由于上板温度较高, 因此上板液膜液体水不断蒸发, 在工作区域产生了从上板至下板之间不断下降的蒸汽压力分布规律. 温度及压力分布规律如图 3 所示. 上述

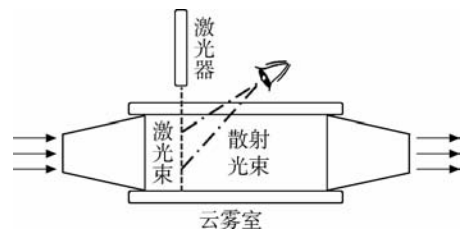


图 2 流动型云雾室

Fig. 2 Flow cloud chamber

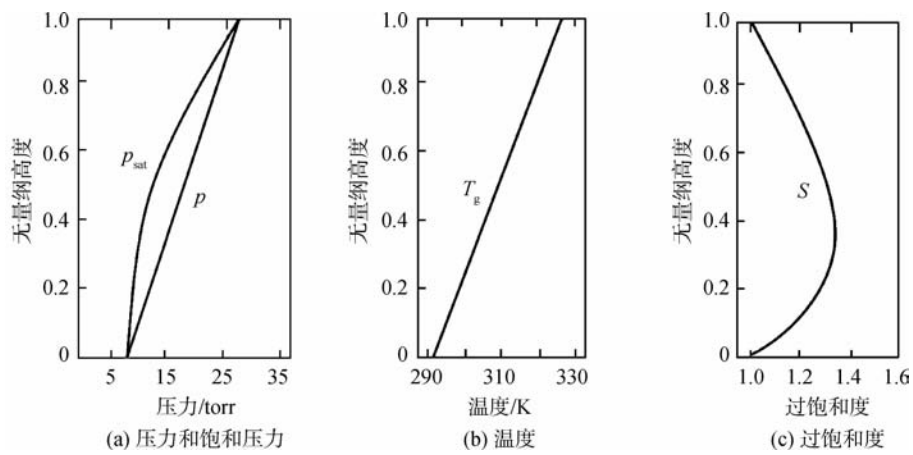


图 3 云雾室内不同参数沿高度分布示意图^[18]

Fig. 3 Distribution of different parameters along height in cloud chamber^[18]

两种分布规律使得在工作区域产生过饱和区. 当含氧化硅颗粒(接触角 $\theta=0^\circ$)的载流气体由漏斗形进口端进入工作区后,湿蒸汽逐渐扩散进载流气体中,且随着气体流动,温度及蒸汽颗粒数密度逐渐趋于稳定值. 在工作区某一位置设置测量点,由于气液两相折射率不同,通过激光测量固定位置处液滴掉落速率;同时在出口端处测量颗粒数密度,并对比进出口颗粒数密度差. 通过上述两方面措施测定得到一定尺寸、一定颗粒数密度下非均质成核的颗粒去除效率^[18]以及临界过饱和度.

临界过饱和度(S^*)定义为当成核率为 1 时一定温度和颗粒半径条件下过饱和度^[19]. 图 4 给出了临界过饱和度计算值与实验值^[18,20]的对比,可以看出,计算结果与实验结果总体吻合较好,表明上述临界自由能公式计算精度是可接受的.

当存在外场影响时,成核临界自由能 ΔG^* 的计算亦有所不同. 关于颗粒带电时成核临界自由

能 ΔG^* 的计算,本文进行了如下推导. 经典热力学中把系统 $G=U-TS+pV$ 定义为吉布斯自由能,其中 U 为系统传统意义上的内能. 事实上,在通常研究的热力系统中,当存在其他一些能量形式,如电场能、磁场能时,系统的内能则不再是传统意义上的内能,而是包括其他能量形式在内的系统总能^[7],即

$$U' = U + \sum W_i \tag{9}$$

式中 W_i 为系统中第 i 种其他能量形式,因而此时的广义吉布斯自由能定义式可相应作如下改变:

$$G' = U' - TS + pV = G + \sum W_i \tag{10}$$

在下面讨论中,假设各带电颗粒相距较远,即带电颗粒的成核过程不受周围其余带电离子的影响. 同时假设带电颗粒为球形带电体,其带电量为 Q ,根据物理中电学知识,图 1(b)中 3 个不同区域电位移 D 分别为

$$\begin{cases} D = E = 0 & r_d \leq r_p \\ D_1 = \epsilon_g E_g = Q/(4\pi r_d^2) & r_d > r \\ D_2 = \epsilon_l E_l = Q/(4\pi r_d^2) & r_p < r_d \leq r \end{cases} \tag{11}$$

式中 ϵ_g 和 ϵ_l 分别为气相和液相的介电常数; E_g 和 E_l 分别为气相和液相的电场强度; r_d 为液滴半径. 因此成核后气液两相的电场能(亦称为静电能)分别为

$$\begin{cases} W_g = \frac{1}{2} \int_r^\infty \frac{Q^2 dr_d}{4\pi \epsilon_g r_d^2} = \frac{Q^2}{8\pi \epsilon_g r} \\ W_l = \frac{1}{2} \int_{r_p}^r \frac{Q^2 dr_d}{4\pi \epsilon_l r_d^2} = -\frac{Q^2}{8\pi \epsilon_l r} + \frac{Q^2}{8\pi \epsilon_l r_p} \end{cases} \tag{12}$$

而成核前由于不存在液相,因此液相电场能为零,气相的电场能如下:

$$W_g = \frac{1}{2} \int_{r_p}^\infty \frac{Q^2 dr_d}{4\pi \epsilon_g r_d^2} = \frac{Q^2}{8\pi \epsilon_g r_p} \tag{13}$$

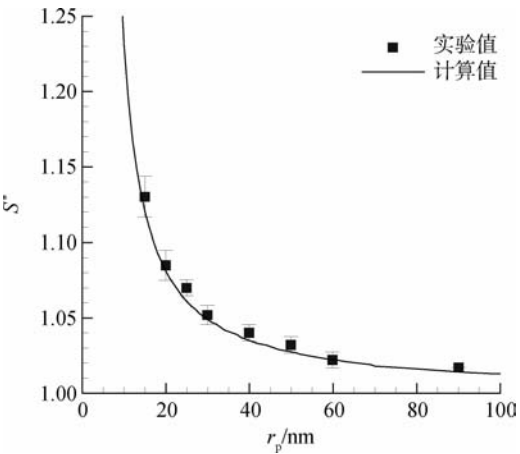


图 4 临界过饱和度($T=303.15\text{ K}$)

Fig. 4 Critical supersaturation ratio ($T=303.15\text{ K}$)

结合上述无电荷影响时成核临界自由能计算公式,可以得到此时成核临界自由能($r=r^*$)由如下两部分构成,其中 ΔG_v 可理解为由于成核后气液相间自由能差以及表面自由能之和, ΔG_q 则表示由于电荷加入增加的自由能:

$$\Delta G^* = \overbrace{-\frac{4\pi\rho_l}{3M_w}RT_g \ln S[(r^*)^3 - r_p^3] + 4\pi\sigma[(r^*)^2 - r_p^2]}^{\Delta G_v} + \overbrace{\frac{Q^2}{8\pi}\left(\frac{1}{r_p} - \frac{1}{r^*}\right)\left(\frac{1}{\epsilon_l} - \frac{1}{\epsilon_g}\right)}^{\Delta G_q} \quad (14)$$

同样地,为了验证这一理论公式的正确性,图 5 和图 6 分别给出了颗粒带电量 Q 为 1 个单位电荷($Q=1e$, $e=1.6\times 10^{-19}$ C)以及带电量为两个单位电荷($Q=2e$)时临界过饱和度计算值与实验值对比,实验数据取自于文献[18]. 整体而言,计算值与实验值吻合较好,并且颗粒半径越小,计算与实验值一致程度越高,其原因来自以下两方面:首先实验过程中要完全做到颗粒半径完全相同并

且全部颗粒带电甚至带多个单位电荷是比较困难的,事实上实验设备以及由于电荷的相互排斥作用,相当一部分颗粒的带电量未完全达到预想值,因此与计算结果相比,实验中所需的过饱和度较高;另外由上述自由能计算公式可以看出,受电荷影响的自由能变化项与颗粒半径大小近似成反比,因此随着颗粒半径的增大,这一项的绝对值将显著减小,因而在成核过程中电荷作用则明显减弱.

1.3 液滴生长模型

本文液滴生长模型的公式^[21]为

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{p}{\rho_l h_{fg} \sqrt{2\pi RT}} \cdot \frac{(\gamma + 1)}{2\gamma} c_p (T_d - T_g) \quad (15)$$

式中 c_p 为比定压热容; T_d 为液滴温度,由于与当地气相饱和温度 T_s 非常接近,因此上述方程中最后一项中 $(T_d - T_g)$ 可看作过冷度,而正是这个过冷度导致了液滴生长.

2 控制方程

对于本文采用均质-非均质凝结双流体模型而言,气相控制方程与仅存在均质凝结的双流体模型在形式上是基本一致的,其气体表达式可参考文献[22-23],下面给出了关于液相的控制方程组.

均质凝结液相连续性方程

$$\frac{\partial(\rho_m Y_{hom})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m Y_{hom} u_j)}{\partial x_j} = \dot{m}_{hom} \quad (16)$$

均质凝结液滴数量 N_{hom} 控制方程

$$\frac{\partial(\rho_m N_{hom})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m N_{hom} u_j)}{\partial x_j} = \rho_g I_{hom} \quad (17)$$

非均质凝结液相连续性方程

$$\frac{\partial(\rho_m Y_{het})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m Y_{het} u_j)}{\partial x_j} = \dot{m}_{het} \quad (18)$$

非均质凝结液滴数量 N_{het} 控制方程

$$\frac{\partial(\rho_m N_{het})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m N_{het} u_j)}{\partial x_j} = \rho_g I_{het} \quad (19)$$

其中 Y_{hom} 及 Y_{het} 分别表示自发凝结以及非均质凝结湿度; ρ_m 为湿蒸汽混合相密度; $\dot{m}_{hom}$, $\dot{m}_{het}$ 则为均质凝结与非均质凝结质量凝结速率($\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$); r_{hom} 和 r_{het} 则表示均质凝结以及非均质凝结液滴半径,分别由下式确定

$$\dot{m}_{hom} = \frac{4}{3} \pi \rho_l (r^*)^3 3\rho_g I_{hom} + 4\pi \rho_l r_{hom}^2 2\rho_m N_{hom} \frac{\partial r_{hom}}{\partial t} \quad (20)$$

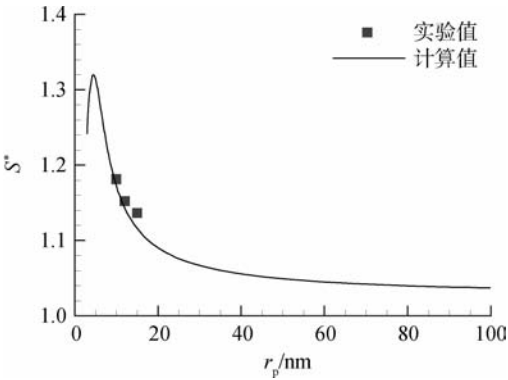


图 5 $Q=1e$ 时临界过饱和度 ($T=294.16$ K)
Fig. 5 Critical supersaturation ratio with $Q=1e$ ($T=294.16$ K)

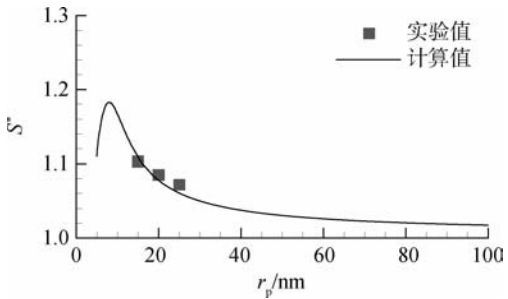


图 6 $Q=2e$ 时临界过饱和度 ($T=303.15$ K)
Fig. 6 Critical supersaturation ratio with $Q=2e$ ($T=303.15$ K)

$$\dot{m}_{\text{het}} = \frac{4}{3}\pi\rho_l(r^*)^3\rho_g I_{\text{het}} + 4\pi\rho_l r_{\text{het}}^2\rho_m N_{\text{het}} \frac{\partial r_{\text{het}}}{\partial t}$$

(21)

$$r_{\text{hom}} = \sqrt[3]{3Y_{\text{hom}}/(4\pi\rho_l N_{\text{hom}})}$$

(22)

$$r_{\text{het}} = \sqrt[3]{3Y_{\text{het}}/(4\pi\rho_l N_{\text{het}})} + r_{\text{p}}^3$$

(23)

数值计算采用 Fluent 软件,由于与液相相关控制方程及源项并不包含在 Fluent 求解器本身自带的方程中,因此本文通过 UDS(user defined scalar)模块接口以 C 语言编程方式将上述控制方程及源项加入到求解器中.

3 有无电荷影响时非均质成核对凝结流动的影响

在具体讨论非均质成核对凝结流动影响之前,先对本文的均质-非均质凝结双流体模型进行了数值验证.首先给出了仅存在均质凝结时的模型验证结果.实验数据取自 Moses 等^[24]的缩放喷嘴实验(见表 1).计算域采用结构化网格划分,同时对壁面及喉部附近进行了网格加密,总网格数为 13600.此外一共选取了 3 个工况,其中入口总压 p_{01} 约为 40 kPa,而入口总温 T_{01} 逐渐上升.

表 1 计算方案
Table 1 Calculation scheme

工况	193	252	424	411
p_{01}/kPa	43.0	40.0	41.9	42.3
T_{01}/K	366	374	376	385

图 7 和图 8 分别给出了 Moses 喷嘴几何模型及关于不同分组实验数据与计算结果对比,图中 x 为喷嘴轴向坐标, y 为喷嘴径向坐标.从上述计算结果可以看出,3 个工况下的喷嘴中心线压力计算值与实验值吻合,尤其对于大规模均质凝结出现后的凝结冲波^[2]引起的压力突升位置及压力增加幅度捕捉均体现了较高的精度,这表明本文的均质-非均质凝结双流体模型对于流场中气动参数的模拟具有较高的精度.

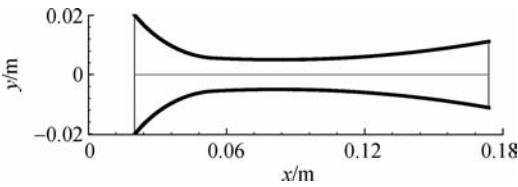


图 7 Moses 喷嘴几何模型

Fig. 7 Geometrical model of Moses's nozzle

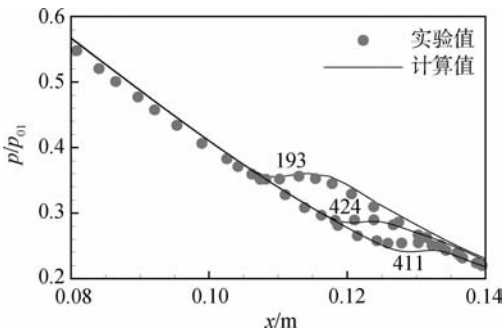


图 8 喷嘴中心线压力分布

Fig. 8 Pressure distribution on nozzle axis

关于非均质凝结的公开实验测量数据较少, Gerber 等^[15]曾针对 Moore 等的喷嘴实验组中的工况 E 进行了非均质计算与实验结果对比.本文这里也是选取了工况 E 的实验结果,几何模型见图 9.网格划分策略与 Moses 喷嘴一致,即整体为结构化网格,并对壁面及喉部附近进行了加密,最后总网格数为 16000.另外喷嘴入口总压 $p_{01} = 25$ kPa,入口包含一定过冷度(约为 5 K 左右),入口颗粒数为 $5 \times 10^{12} \text{ kg}^{-1}$,颗粒直径 $D_p = 1.25 \mu\text{m}$.图 10 给出了本文基于均质-非均质凝结双流体模型的工况 E 计算结果,一共进行了关于 3 个方面

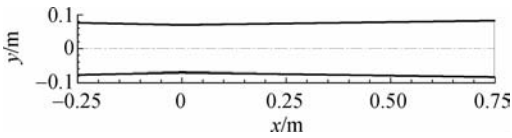


图 9 Moore 喷嘴几何模型

Fig. 9 Geometrical model of Moore's nozzle

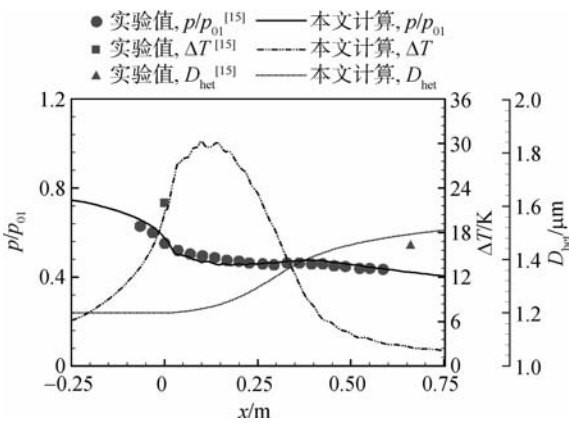


图 10 喷嘴中心线上压力、过冷度及非均质凝结液滴直径分布

Fig. 10 Distribution of pressure, supercooling and diameter of heterogeneous condensation on nozzle axis

的对比,分别为喷管中心线过冷度、中心线压力以及出口附近的液滴直径.整体而言,计算值与实验值吻合较好,尤其喷管中心线压力计算与实验吻合程度较高,尽管通过本文模型获得的过冷度 ΔT 与非均质凝结液滴直径 D_{het} 的计算结果($\Delta T=20.8\text{ K}$, $D_{het}=1.45\text{ }\mu\text{m}$)与实验测量得到的结果($\Delta T=22\text{ K}$, $D_{het}=1.49\text{ }\mu\text{m}$)略有差别,但其误差均不超过 5%,本文认为这种精度是可以接受的.

为具体讨论非均质成核的影响,本部分选取了 252 工况进行专门讨论,并按照文献[1]中结果将入口颗粒数密度设定为 10^{16} m^{-3} 不变,此外对不同方案进行简写标定.例如:仅存在均质凝结时的计算结果在图中以 252-original 表示. N16r5Q0 工况则表示该工况中初始固体颗粒数密度、半径以及带电荷量分别为 10^{16} m^{-3} ,5 nm 以及 0 C,其余工况可以以此类推.

图 11~图 16 给出了颗粒半径分别为 5,8,10

nm 的计算结果.本文颗粒尺寸的选取主要是基于 Fletcher 的研究^[17].文献[17]曾指出,颗粒半径为 $0.01\sim0.1\text{ }\mu\text{m}$ 时,颗粒尺寸对成核率的影响明显;当颗粒半径大于 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 时,成核率几乎与颗粒尺寸无关;而对于颗粒半径小于 $0.01\text{ }\mu\text{m}$ 的颗粒,成核率随颗粒尺寸的减小急剧下降.由非均质成核率 I_{het} 分布可以看出当湿蒸汽越过饱和线后(约 0.07 m 左右),非均质成核现象大规模发生,蒸汽中液滴数 N_{het} 在较短时间内即达到 10^{13} m^{-3} 以上,随后 Y_{het} 逐渐增加.由于 3 组工况间液滴数 N_{het} 相差较大,随液滴生长不同工况间 Y_{het} 差别也逐渐增加,但此时释放的凝结潜热均不足以维持当地过冷度不变;随蒸汽逐渐膨胀,在下游某处 3 组工况过冷度达到峰值,其中颗粒半径为 5 nm 工况峰值过冷度最高($\Delta T\approx 42\text{ K}$),8 nm 次之($\Delta T\approx 40\text{ K}$),10 nm 最小($\Delta T\approx 35\text{ K}$).此时,均质凝结成核率 I_{hom} 也达到峰值,需要注意的是 3 组工况下除均质成核率 I_{hom} 大小不同外,成核过

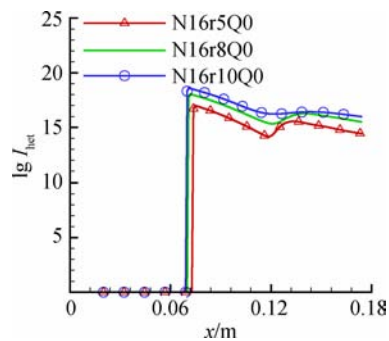


图 11 非均质成核率

Fig. 11 Heterogeneous nucleation rate

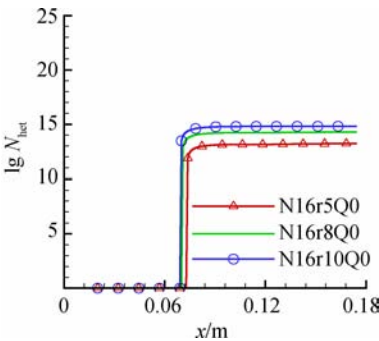


图 12 非均质成核液滴数

Fig. 12 Droplet production due to heterogeneous nucleation

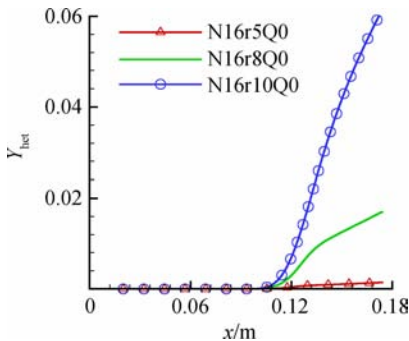


图 13 非均质凝结湿度

Fig. 13 Wetness production due to heterogeneous condensation

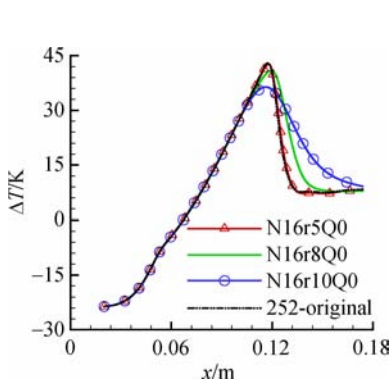


图 14 过冷度

Fig. 14 Supercooling

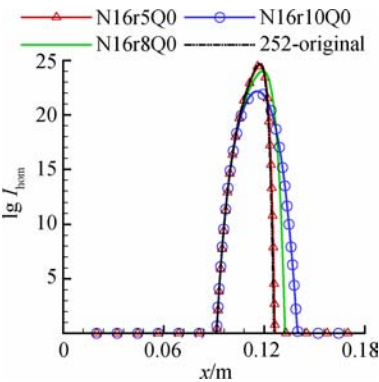


图 15 均质成核率

Fig. 15 Homogeneous nucleation rate

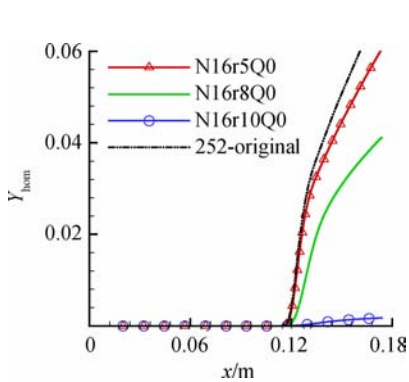


图 16 均质凝结湿度

Fig. 16 Wetness production due to homogeneous condensation

程结束位置也略有差别,其中颗粒半径为 5 nm 工况较早,颗粒半径为 10 nm 工况最晚. 结合过冷度分布可以发现,造成上述现象的原因在于过冷度沿流向梯度差别.

考虑到颗粒半径为 5 nm 工况下峰值过冷度基本与均质凝结时的过冷度基本一致,可以发现颗粒半径为 8 nm 工况与颗粒半径为 10 nm 工况与原型相比对过冷度的改善程度分别为 2 K 和 7 K,这表明当颗粒不带电时,随颗粒半径增加,非均质成核对于抑制非均质凝结的作用将有所上升. 另外,关于成核率分布出现波动结合图 17 中压力等值线分布可作如下解释:由于成核率计算与颗粒数密度 N_p 有关,在计算中考虑到随成核过程发生, N_p 应逐渐下降,同时非均质成核过程发生较早(刚过饱和和线),随蒸汽膨胀,过冷度仍继续增加,在这两方面因素共同影响下产生上述现象.

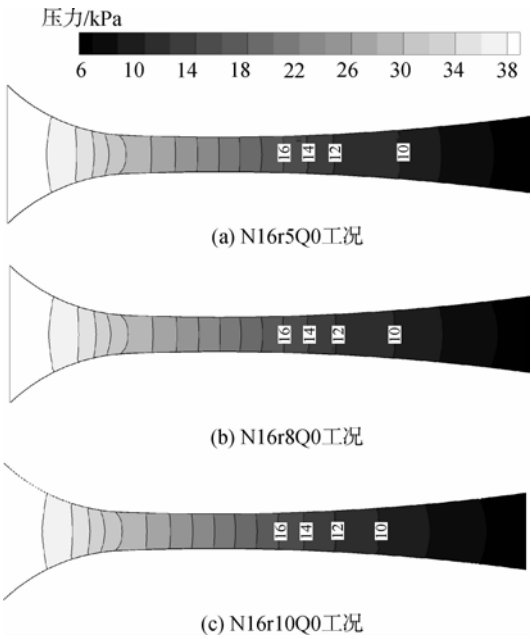


图 17 压力等值线
Fig. 17 Isolines of pressure

为与前述部分分析保持可比性,本部分计算工况依然选取前面 Moses 喷管实验中的 252 工况. 选取了带电量分别为 $Q=1e$ 及 $Q=3e$ 时的计算结果进行分析. 关于电荷量的选取,这里作如下说明:将 ΔG 关于凝结核半径 r 取偏导并令其为零得到如下关系式:

$$\frac{\partial \Delta G}{\partial r} = -\frac{4\pi\rho_l}{M}RT_g r^2 \ln S + 8\pi\sigma r + \frac{Q^2}{8\pi r^2} \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_g} \right) \quad (24)$$

引入 Rayleigh 半径定义式

$$r_R^3 = \frac{Q^2}{64\pi^2\sigma} \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_g} \right) \quad (25)$$

结合不带电时临界半径 Kelvin 计算公式,式(24)转化为如下形式:

$$1 - \frac{r_R^3}{r^3} = \frac{r}{r^*} \quad (26)$$

定义无量纲半径 r_{nor} 以及过饱和度 S_{nor} , 则式(26)具有如(29)所示的无量纲形式:

$$r_{nor} = \frac{r}{r_R} \quad (27)$$

$$S_{nor} = \frac{r_R}{r^*} = \frac{r_R \rho_l R_g T_g}{2\sigma} \ln S \quad (28)$$

$$1 - r_{nor}^{-3} = S_{nor} r_{nor} \quad (29)$$

图 18 中给出了无量纲过饱和度 S_{nor} 以及无量纲半径 r_{nor} 的关系. 从图中可以看出,当 S_{nor} 存在一极大值 $S_{nor}^* = 0.472$, 当 $S_{nor} < S_{nor}^*$, 式(29)存在两个解: $r_{nor} < 1.587$, $r_{nor} > 1.587$. 其中 $r_{nor} = 1.587$ 时 $S_{nor}^* = 0.472$. 研究表明^[25], 当无量纲半径 $r_{nor} < 1.587$ 时,成核临界条件为 $S_{nor}^* = 0.472$, 即此时蒸汽的无量纲临界过饱和度必须达到 0.472, 由于 $r > r_p$, 因而成核现象的发生的与颗粒尺寸无关;而当无量纲半径 $r_{nor} > 1.587$ 时,成核过程则取决于当地过饱和度大小, 对比有无电荷影响下的无量纲分布曲线可以发现,两者在 $r_{nor} > 1.587$ 时之后逐渐接近, 且随着 r_{nor} 值增大, 两者逐渐重合在一起, 这表明当颗粒半径本身较大或者颗粒带电量较小时, 电荷诱导非均质液滴临界半径计算也可以采用 Kelvin 公式, 且这一误差将随着颗粒半径增大(或带电量减小)而逐渐降低. 从图中可以看出, 当 $r_{nor} > 2.48$ 时(即 $r >$

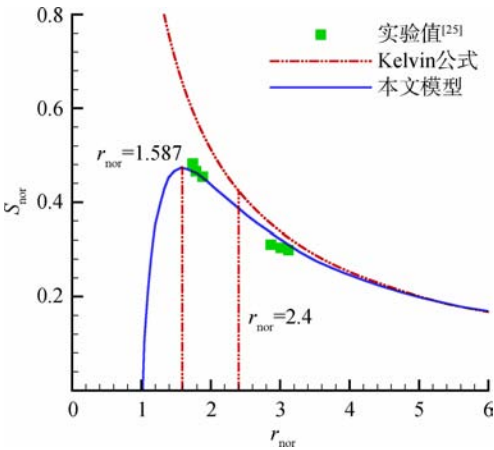


图 18 过饱和度与无量纲半径之间关系
Fig. 18 Relationship between supersaturation ratio and dimensionless radius

$2.48r_R$),发现两者 S_{nor} 计算值最大误差不超过 9%。例如,当 $r_p \geq 5 \text{ nm}$ 时,只要 $Q \leq 3e$,带电荷时的非均质液滴临界半径可用 Kelvin 公式计算得到的临界半径代替.另外,图 18 中实验值来自于文献[25].

事实上,关于带电荷时液滴临界半径 r^* 的计算,本文也曾按照不带电荷时液滴临界半径的推导方法进行类似讨论,发现方程 $\partial \Delta G / \partial r = 0$ 为关于 r 的四次方程,由于方程中大部分系数与流场参数有关,虽然可以根据通解公式求解方程,但不能确定各个解的物理意义,因此本文进行相应简化处理,将不带电时非均质液滴临界半径 r^* 带入式(14)中并定义此时求得的自由能为临界自由能变,由上述分析可以看出这样一种简化措施是合理的.

图 19~图 26 分别给出了颗粒带电量分别为

1 个单位以及 3 个单位时的计算结果.当带电量为 1 个单位时($Q=1e$),不同颗粒半径下的成核率分布规律与不带电时比较相似,即颗粒半径越大成核率越高.当带电量进一步增大时($Q=3e$),颗粒半径越小,电荷效应则越明显.由图中可以看出,带 3 个单位电荷量时,由于非均质凝结发生更早,因而在初始阶段,3 个不同颗粒半径条件下在非均质凝结成核开始后均迅速达到峰值,且大小基本接近,对比此时 N16r5Q3 工况与 N16r10Q3 工况的 I_{het} 大小可以发现两者相差约一个数量级,这表明电荷量的增加确实显著增加了颗粒的成核率;随后,当流场过冷度达到某值时(约 10 K 左右)3 组工况下流场中同时发生自发凝结(起始点位置相同),此时自发凝结与非均质凝结相互影响,受高电荷量影响,不同工况下自发凝结均得到一定程度抑制:从均质凝结成核率可以看出,颗粒

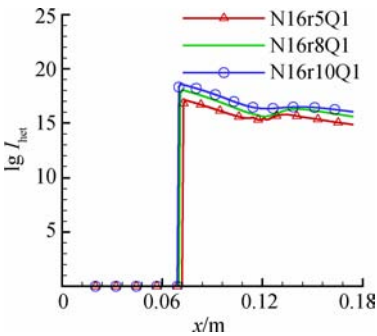


图 19 非均质成核率($Q=1e$)
Fig. 19 Heterogeneous nucleation rate ($Q=1e$)

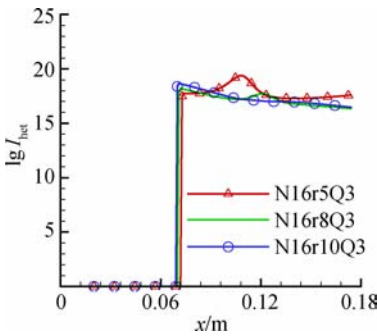


图 20 非均质成核率($Q=3e$)
Fig. 20 Heterogeneous nucleation rate ($Q=3e$)

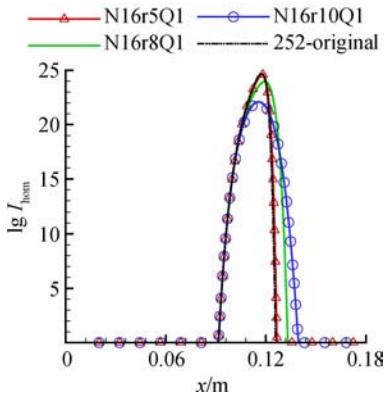


图 21 均质成核率($Q=1e$)
Fig. 21 Homogeneous nucleation rate ($Q=1e$)

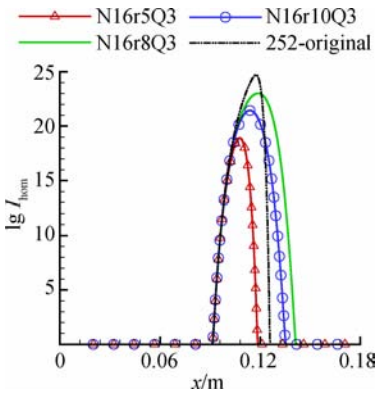


图 22 均质成核率($Q=3e$)
Fig. 22 Homogeneous nucleation rate ($Q=3e$)

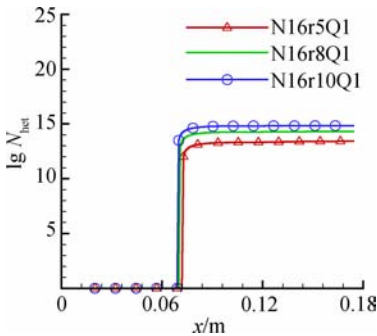


图 23 非均质成核液滴数($Q=1e$)
Fig. 23 Droplet production due to heterogeneous nucleation ($Q=1e$)

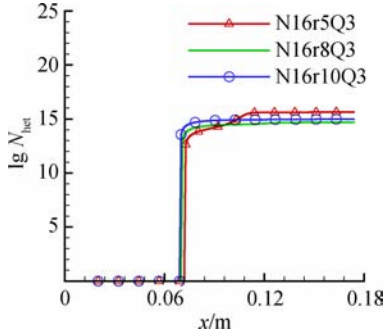


图 24 非均质成核液滴数($Q=3e$)
Fig. 24 Droplet production due to heterogeneous nucleation ($Q=3e$)

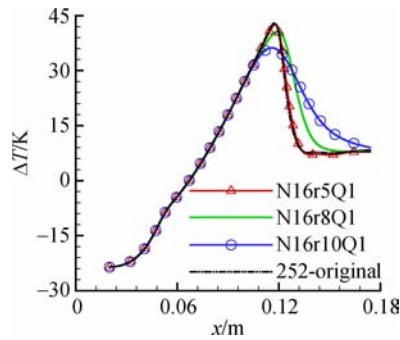


图 25 过冷度 ($Q=1e$)
Fig. 25 Supercooling ($Q=1e$)

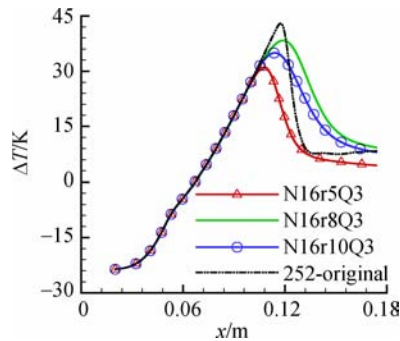


图 26 过冷度 ($Q=3e$)
Fig. 26 Supercooling ($Q=3e$)

半径为 5 nm 工况下,自发凝结成核率确实明显减小($<10^{20} \text{ s}^{-1}$),颗粒半径为 8 nm 与 10 nm 工况下,自发成核也在一定程度上减弱(8 nm 是 0 单位电荷为 $>10^{24} \text{ s}^{-1}$,而 3 个单位电荷 $<10^{23} \text{ s}^{-1}$,10 nm 时,0 单位电荷约为 10^{22} s^{-1} ,1 单位电荷 $<10^{22} \text{ s}^{-1}$).

此外,由图 25~图 26 可以看出当颗粒带电量 $Q=1e$ 时,其过冷度分布与不带电时相比并与显著差别,而当带电量达到 3 个单位时,与 252-o-riginal 工况相比,N16r5Q3 工况以及 N16r8Q3 工况峰值过冷度分别减小 10 K 和 6 K,这表明电荷量增加对于减小过冷度具有比较显著作用.此外,颗粒半径为 5 nm 工况峰值过冷度位置向入口前移且出口过冷度降低至 4 K 左右;8 nm 工况则略滞后但出口过冷度与带低电荷量($Q=0$ 或者 $Q=1e$)时相比略有增加;而颗粒半径为 10 nm 工况峰值位置及出口过冷度大小则基本不变.对于这一现象形成的原因解释如下:在成核开始后,颗粒半径为 5 nm 工况和颗粒半径为 10 nm 工况在较短时间内流场中液滴数密度即迅速增加至接近 $10^{16} / \text{m}^3$,这一过程释放大质量凝结潜热,与 8 nm 工况相比自发凝结得到较为明显抑制;而 8 nm 工况

下,受电荷影响成核率与不带电时相比得到一定增加,但这一过程释放的凝结潜热并不足以使流场回归近平衡态,自发凝结没有得到有效抑制,随气流膨胀过冷度仍将继续增加,因而此时自发凝结过程与完全自发凝结时相比结束更晚.上述解释从图 18~图 19 分布亦可得到印证.

综上所述,有(无)电荷影响下的非均质成核对自发凝结的影响可分为如下两种情况:第 1 种,非均质成核未能明显抑制自发凝结的发生,仅降低了流场当地过冷度,自发凝结区向下游迁移,出口过冷度基本不变或略有提升;第 2 种,非均质成核较为明显抑制自发凝结的发生,流场整体过冷度下降,出口基本接近平衡态.

为了更清楚说明不同工况下电荷作用的影响,图 27~图 29 给出了 ΔG_v 以及 ΔG_q 分布.由于过冷度小于零时不发生成核,因此图中 $\Delta T < 0 \text{ K}$ 范围内曲线分布无意义,重点在于 $\Delta T \geq 0 \text{ K}$ 范围内自由能分布规律.由图中可以看出,不同颗粒半径下 ΔG_v 基本符合先急剧减小(当 $\Delta T \geq 0 \text{ K}$)至某一值然后缓慢增加的规律.关于这一分布规律可以做如下解释:考虑到过冷度大小与液滴临界半径的反比关系,当蒸汽越过饱和线之后,随气流膨胀蒸汽过冷度迅速增加,按照 Kelvin 公式计算得到的液滴临界半径则急剧减小,因此 ΔG_v 相应急剧减小;而当临界半径减小至接近颗粒半径大小时,按照 Fletcher 的理论^[17],此时 ΔG_v 计算公式中 r^* 值应保持不变, ΔG_v 大小仅与过冷度及表面张力有关. ΔG_q 整体分布规律与 ΔG_v 比较相似,即当 $\Delta T \geq 0 \text{ K}$ 之后,先急剧下降再缓慢上升,所不同的是在后一阶段存在一定波动,关于这一现象产生的原因已在前面给出.

值得注意的是不同颗粒半径工况下 ΔG_q 差

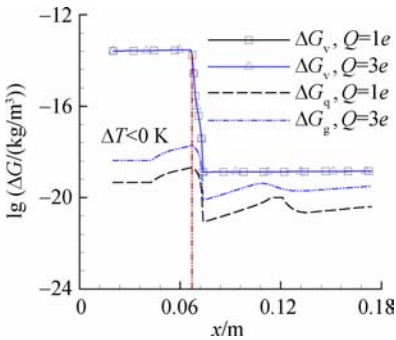


图 27 ΔG_v 与 ΔG_q 沿喷管中心线分布
($r_p=5 \text{ nm}$)
Fig. 27 Free energy distribution of ΔG_v and ΔG_q on nozzle axis ($r_p=5 \text{ nm}$)

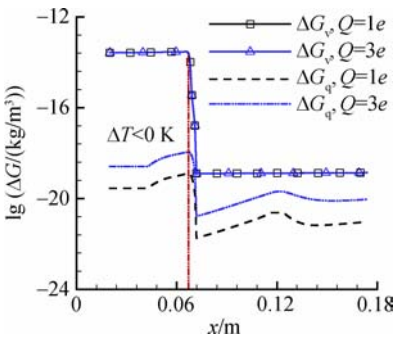


图 28 ΔG_v 与 ΔG_q 沿喷管中心线分布
($r_p = 8\text{ nm}$)

Fig. 28 Free energy distribution of ΔG_v and ΔG_q on nozzle axis ($r_p = 8\text{ nm}$)

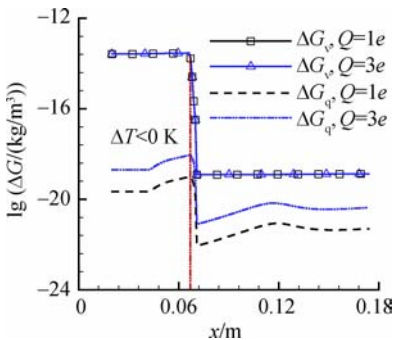


图 29 自由能 ΔG_v 与 ΔG_q 沿喷管中心线分布
($r_p = 10\text{ nm}$)

Fig. 29 Free energy distribution of ΔG_v and ΔG_q on nozzle axis ($r_p = 10\text{ nm}$)

别比较明显。由图 27~图 29 中可以看出,当颗粒半径减小时, ΔG_q 逐渐增加,这将使得成核自由能($\Delta G_v + \Delta G_q$)逐渐减小。因此,在相同带电荷量情况下,颗粒半径越小,电荷作用对减小成核自由能障的作用相对更明显,反之亦然。此外,随电荷量增加, ΔG_q 亦将显著增加,这一规律符合 ΔG_q 计算公式的描述。

4 结 论

本文基于 Fletcher 经典成核理论以及均质-非均质凝结双流体模型,讨论了非均质成核对凝结流场的影响。同时提出了考虑外电场作用时的非均质成核临界自由能计算公式并讨论了带电量大小对非均质成核的影响,结论如下:

1) 颗粒不带电时的临界过饱和度计算值与实验值吻合良好,另外针对 Moses 喷管以及 Moore 喷管的数值模拟中心线压力结果与实验测量结果比较一致,过冷度分布与液滴尺寸略有差

别,但误差不超过 5%,表明本文的均质-非均质凝结双流体模型具有较高精度

2) 不带电荷情况下,初始颗粒半径为 5 nm 时非均质流场过冷度分布与均质凝结相比基本不变,初始颗粒半径为 8 nm 以及 10 nm 时,过冷度峰值改善分别为 2 K 和 7 K,但会导致自发凝结区向下游迁移,且出口过冷度基本不变或略有提升。

3) 不同带电量情况下的基于本文计算公式得到的临界过饱和度与实验测量值误差较小,表明本文提出的考虑电荷作用的非均质成核自由能计算公式具有较高精度。

4) 当颗粒带电量 $Q = 1e$,初始颗粒半径为 5 nm 情况下,电荷作用对减小成核自由能障、增加非均质成核率的作用最为明显,初始颗粒半径为 8 nm 情况次之,初始颗粒半径为 10 nm 工况最弱;当带电量增加至带电量 $Q = 3e$,初始颗粒尺寸为 5 nm 和 8 nm 情况下峰值过冷度与均质凝结相比分别下降 10 K 和 6 K,且较为明显地抑制自发凝结的发生,出口基本接近平衡态。

参考文献:

[1] 陈红梅,李亮,丰镇平,等.透平级中自发凝结及叶栅中非均质凝结流动的初步研究[J].工程热物理学报,2005,26(增刊 1):65-68.
CHEN Hongmei, LI Liang, FENG Zhenping, et al. Preliminary studies on wet steam flow with homogenous condensation in a turbine stage and heterogeneous in cascade[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2005, 26 (suppl. 1): 65-68. (in Chinese)
[2] 李亮,丰镇平,李国君.平面叶栅中湿蒸汽两相凝结流动数值模拟[J].工程热物理学报,2002,23(3):309-311.
LI Liang, FENG Zhenping, LI Guojun. Numerical simulation of wet steam flow with spontaneous condensation in turbine cascade[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2002, 23(3): 309-311. (in Chinese)
[3] 牛凤仙,蔡小舒,宋廷勇,等.300 MW 汽轮机内异质均质凝结的实验研究[J].中国电机工程学报,2009,29(29):1-6.
NIU Fengxian, CAI Xiaoshu, SONG Tingyong, et al. Experimental study of heterogeneous and homogeneous condensation in a 300 MW turbine[J]. Proceedings of the CSEE, 2009, 29(29): 1-6. (in Chinese)
[4] Moore M J, Sieverding C H. Two-phase steam flow in turbines and separator[M]. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1972: 174-202.
[5] Hanzal V. Experimental determination of size and number of heterogeneous condensation nuclei in steam [D]. Prague, Czech Republic: Czech Technical University, 2005.
[6] 李亮,丰镇平,陈红梅,等.凝结理论在汽轮机设计中应用的探讨[J].热力透平,2005,34(1):36-40.

LI Liang, FENG Zhenping, CHEN Hongmei, et al. Study on application of condensation theory to design of steam turbine[J]. Thermal Turbine, 2005, 34(1): 36-40. (in Chinese)

[7] 郭平生, 刘海力. 电离子作为凝结核时电量对液滴生长的影响[J]. 科学通报, 2010, 55(34): 3340-3345.

GUO Pingsheng, LIU Haili. Effect of charge on growth of droplets with ionic condensation nuclei[J]. Chinese Science Bulletin, 2010, 55(34): 3340-3345. (in Chinese)

[8] 任宇航, 许祝安. 水表面张力的磁化效应[J]. 浙江大学学报: 自然科学版, 1997, 31(2): 142-146.

REN Yuhang, XU Zhu'an. The magnetic effect on the surface tension of water[J]. Journal of Zhejiang University: Natural Science, 1997, 31(2): 142-146. (in Chinese)

[9] Hesler S, Maurer R. Electrostatic charge measurement on the turbine-condenser connection of salt river project's Navajo generating station unit 3[R]. Electric Power Research Institute Project Report RP-3849-01, 1998.

[10] Rieger N F, Dooley R B. Electrostatic charge and its influence on the condensation of steam in a turbine[R]. Palo, US: Electric Power Research Institute Report 1001332, 2001.

[11] Tarelin A O, Skliarov V P. Investigation of electrophysical effects in the turbine exhaust upon flow and power output [R]. Palo, US: Electric Power Research Institute Report TR113091, 1999.

[12] Hesler S, Herzog J. Preliminary results for charge test in turbine exhaust conesville unit [R]. Palo, US: Electric Power Research Institute Report WO8309-06, 2000.

[13] Buckley J R. A study of heterogeneous nucleation and electrostatic charge in steam flows[D]. Birmingham, UK: The University of Birmingham, 2003.

[14] Guha A, Young J B. Time-marching prediction of unsteady condensation phenomena due to supercritical heat addition [R]. London: Proceeding of Turbomachinery: Latest Development in a Changing Scene, 1991.

[15] Gerber A G, Mousave A. Representing poly-dispersed droplet behavior in nucleating steam flow[J]. Journal of Fluids Engineering, 2007, 129(11): 1404-1414.

[16] Starzmann J, Schatz M, Casey M V, et al. Modelling and validation of wet steam flow in a low pressure steam turbine[R]. ASME Paper GT2011-45672, 2011.

[17] Fletcher N H. The physics of rain cloud[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1969.

[18] 周明翰. 水蒸气在带高电量 SiO₂ 纳米微粒上之非均匀核凝现象[D]. 台南: 国立成功大学, 2009.

CHOU Minghan. Heterogeneous nucleation of water vapor on highly charged nanoparticles of SiO₂ [D]. Tainan: National Cheng Kung University, 2009. (in Chinese)

[19] 凡凤仙, 杨林军, 袁竹林, 等. 水汽在燃煤 PM_{2.5} 表面异质核化特性数值预测[J]. 化工学报, 2007, 58(10): 2561-2566.

FAN Fengxian, YANG Linjun, YUAN Zhulin, et al. Numerical prediction of water vapor nucleation behavior on PM_{2.5} from coal combustion[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2007, 58(10): 2561-2566. (in Chinese)

[20] Chen C C, Chen H C. Effects of charge and size on condensation of supersaturated water vapor on nanoparticles of SiO₂ [J]. Journal of Chemical Physics, 2007, 126(3): 526-540.

[21] Hill P G. Condensation of water vapor during supersonic expansion in nozzles[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1966, 25(3): 593-620.

[22] 崔可, 付云峰, 陈焕龙, 等. 考虑相间滑移影响的湿蒸汽自发凝结流动数值研究[J]. 中国科学: 技术科学, 2014, 44(4): 417-424.

CUI Ke, FU Yunfeng, CHEN Huanlong, et al. Numerical investigation of wet steam spontaneous condensing flow with considering the velocity slip[J]. Scientia Sinica Technologica, 2014, 44(4): 417-424. (in Chinese)

[23] CUI Ke, CHEN Huanlong, SONG Yanping, et al. Research on wet steam spontaneous condensing flows considering phase transition and slip[J]. Journal of Thermal Science, 2013, 22(4): 320-326.

[24] Moses C A, Stein G D. On the growth of steam droplets formed in a Laval nozzle using both static pressure and light scattering measurements[J]. Journal of Fluids Engineering, 1977, 77(3): 311-322.

[25] Nasibulin A G, de la Mora J F, Kauppinen E I. Ion-induced nucleation of dibutyl phthalate vapors on spherical and non-spherical singly and multiply charged polyethylene glycol ions[J]. Journal of Physical Chemistry A, 2008, 112(6): 1133-1138.

(编辑: 陈 越)