

# 喷管内水蒸气凝结相变的数值模拟研究

华枫, 廖国进

(辽宁工业大学 机械工程与自动化学院 辽宁 锦州 121001)

**摘要:** 引入水蒸气真实气体物性, 考虑相变、速度滑移等影响因素, 建立了超音速水蒸气非平衡凝结流动数值模型, 通过与实验数据对比, 验证了模型的正确性。随后对喷管内水蒸气超音速流动进行了数值模拟研究, 清晰的捕捉到了“X型”凝结激波, 并对其形态形成原因进行了分析。通过与理想蒸汽模拟对比, 结果表明: 水蒸气的非平衡凝结会形成凝结激波现象, 导致流场中压力和温度突然升高, 速度骤然降低; 随后对非平衡凝结现象发生后, 液滴半径、液滴数和湿度的增长趋势进行了计算分析。发现在喉部下游 0.1 m 处, 液滴数由 0 突跃至  $10^{14}$  数量级, 表明水蒸气发生非平衡凝结, 极短时间内产生了大量凝结核, 液滴半径和湿度也在短时间内迅速增加。

**关键词:** 双流模型; 水蒸气; 数值模拟; 非平衡凝结

中图分类号: TK125; TK211 文献标识码: A

DOI: 10.16146/j.cnki.rndlge.2016.08.004

## 引言

在自由能障的束缚下, 蒸汽在高速流动时, 并不是在到达饱和状态就立即发生凝结, 往往要在过饱和状态某一时刻 (Wilson 点) 才开始凝结, 这种现象称为水蒸气的非平衡凝结现象。凝结问题早在 19 世纪 40、50 年代蒸汽透平研究中就已被提及, 由于水蒸气自发凝结现象的存在, 造成低压机组中设备腐蚀以及生产效率的降低。问题被提出后, 便引起了大量学者的研究热潮。而非平衡凝结过程中涉及到相变的数学理论也被列为 21 世纪的 100 个科学难题之一<sup>[1]</sup>。可见, 对水蒸气非平衡凝结现象本质作出揭示, 是工业生产中的需要, 也是学术上急待解决的问题之一。

水蒸气在喷管内超音速流动, 在短时间内急剧膨胀, 极易发生非平衡凝结, 并形成凝结激波等现象。对该现象的研究, 实验方法繁琐复杂, 在精度要求较高的情况下难以获得满意的结果; 而数值模拟

成本低、易于操作已成为该领域的重要研究方法。文献 [2] 中, 通过引入水蒸气真实气体模型和非平衡凝结相变动力学模型建立了数值守恒模型, 捕捉到了水蒸气超音速流动下产生的 X 型分布特征的凝结激波 (X-shock), 并对凝结激波的两个分区: 起始区、交汇区和消退区的产生机理进行了研究分析, 指出边界层效应对凝结激波形态有重要的影响; 文献 [3~9] 中, 在对水蒸气非平衡凝结现象的研究中, 也都指出了由于凝结激波发生释放的凝结潜热会对流场产生重要的影响。

本文通过引入水蒸气真实气体物性, 考虑相变、速度滑移等影响因素, 建立了水蒸气超音速流动数值模型, 对凝结激波现象的产生及其对流动场产生的影响进行了深入的分析研究。

## 1 数值模型的建立

首先引入体积平均, 将单相流动控制方程扩展到多相宏观流场中, 并添加液滴数量守恒方程, 得到气液两相流动瞬态体积平均守恒方程组。对方程组进行雷诺平均, 忽略气相密度、质量变化率、混合密度和湿度等脉动项以及液滴数密度脉动—气相速度脉动关联项、与湿度脉动相关联的三阶脉动关联项等脉动关联项和某些非定常脉动关联项; 为使方程组封闭, 对其进行梯度模拟, 详细推导过程可参考文献 [10], 得到两相流动雷诺时均方程组如下:

(1) 连续性方程

气相:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_g u_j)}{\partial x_j} = -m \quad (1)$$

液相:

$$\frac{\partial (\rho_m Y)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m Y u_{pj})}{\partial x_j} = m \quad (2)$$

收稿日期: 2015-09-01; 修订日期: 2015-09-21

作者简介: 华枫 (1989-), 男, 山东潍坊人, 辽宁工业大学硕士研究生。

通讯作者: 廖国进 (1967-), 男, 辽宁工业大学教授。

式中:  $m$ —质量凝结率  $\text{kg}/\text{m}^3$ 。

$$m = \frac{4}{3} \pi \rho_l I r_c^3 + 4 \pi \rho_l N r^2 \frac{\partial r}{\partial t} \quad (3)$$

式中:  $\rho_l$ —凝液滴密度  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;  $I$ —成核率  $1/\text{m}^3$ ;  $r_c$ —临界半径  $\mu\text{m}$ ;  $r$ —液滴半径  $\mu\text{m}$ ;  $\frac{\partial r}{\partial t}$ —液滴生长率  $\mu/\text{s}$ 。等式右边第一项描述的是成核所产生的液相质量, 而第二项为液滴生长或蒸发所产生或减少的液相质量。

### (2) 动量方程

气相:

$$\frac{\partial(\rho_g u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_i u_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial p_{\text{eff}}}{\partial x_i} + \Delta \rho_g g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \mu_i) \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) \delta_{ij} \right] \right\} + \frac{\rho_m Y}{\tau_{\text{rp}} G} (u_{\text{pi}} - u_i) - u_i m \quad (4)$$

液相:

$$\frac{\partial(\rho_m Y u_{\text{pi}})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m Y u_{\text{pi}} u_{\text{pj}})}{\partial x_j} = \frac{\rho_m Y}{\tau_{\text{rp}} G} (u_j - u_{\text{pi}}) + \rho_m Y g_i + (u_i - u_{\text{pi}}) m + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu_p \left( \frac{\partial u_{\text{pi}}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{\text{pj}}}{\partial x_i} \right) \right] \quad (5)$$

其中  $G$  为 Cunningham 修正因子, 计算式如下:

$$G = 1 + Kn \left[ 2.492 + 0.84 \exp \left( - \frac{1.74}{Kn} \right) \right] \quad (6)$$

式中:  $Kn$ —努森数, 为分子自由程和颗粒直径的比值;  $\rho_g$ —气相密度  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;  $\rho_m$ —水蒸气密度  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;  $u_i$ 、 $u_j$ —气相速度分量  $\text{m}/\text{s}$ ;  $u_{\text{pi}}$ 、 $u_{\text{pj}}$ —液相速度分量  $\text{m}/\text{s}$ ;  $p_{\text{eff}}$ —静压  $\text{Pa}$ ;  $g_i$ —重力加速度  $\text{m}/\text{s}^2$ ;  $Y$ —湿蒸汽中液相质量分数;  $m$ —水蒸气凝结形成的液相质量  $\text{kg}$ 。

### (3) 能量方程

$$\frac{\partial(\rho_g e)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_j e)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial [(\tau_{\text{kji}})_{\text{eff}} u_{\text{ki}}]}{\partial x_j} - m (h_t - h_{\text{fg}}) \quad (7)$$

### (4) 液滴数守恒控制方程

$$\frac{\partial(\rho_m N)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m N u_j)}{\partial x_j} = \rho_g I \quad (8)$$

式中:  $N$ —单位体积湿蒸汽中含有的液滴数量  $1/\text{m}^3$ ;  $e$ —水蒸气总量  $\text{kJ}$ ;  $h_t$ —水蒸气焓值  $\text{J}/\text{kg}$ ;  $h_{\text{fg}}$ —水蒸气凝结潜热  $\text{J}/\text{kg}$ ;  $m$ —水蒸气凝结形成的液相质量  $\text{kg}$ ;  $u_j$ —速度分量  $\text{m}/\text{s}$ 。

以上就是控制方程组, 其在流体力学计算软件

中以标准方程中瞬态项、对流项、扩散项和源项的形式实现。另外, 模型中涉及到的液滴成核模型采用 Kantrowitz 非等温修正模型, 液滴生长模型则采用 Hill 动力学生长模型, 蒸汽状态方程采用维里方程<sup>[11~13]</sup>。

液滴成核模型:

$$I = \frac{q_c \rho_g^2}{1 + \theta \rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi M_m^2}} e^{-\frac{4\pi r_c^2 \sigma}{3k_b T}} \quad (9)$$

式中:  $q_c$ —凝结系数, 无量纲;  $\theta$ —非等温修正因子, 无量纲;  $\sigma$ —液滴表面张力  $\text{N}/\text{m}$ ;  $M_m$ —单个水分子质量  $\text{kg}/\text{kmol}$ ;  $r_c$ —临界半径  $\mu\text{m}$ ;  $k_b$ —Boltzmann 常数, 无量纲;  $T$ —水蒸气温度  $\text{K}$ 。

液滴生长模型:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{p}{\rho_l h_{\text{fg}} \sqrt{2\pi RT}} \frac{k + 1}{2k} C_p (T_d - T) \quad (10)$$

式中:  $p$ —水蒸气压力  $\text{Pa}$ ;  $h_{\text{fg}}$ —蒸汽比焓  $\text{J}/\text{kg}$ ;  $R$ —水蒸气气体常数  $R = 461.51 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ;  $k$ —水蒸气热容比;  $C_p$ —定压比热容  $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ;  $T_d$ —凝结液滴的温度  $\text{K}$ , 此处按水蒸气压力  $p$  所对应的饱和蒸汽压力计算。

水蒸气高速流动产生的非平衡凝结现象下的复杂流动过程中, 水蒸气的真实物性与理想气体状态方程描述的气体性质有很大偏差。考虑到这一点, 蒸汽状态方程采用维里状态方程:

$$p = \rho RT (1 + B\rho + C\rho^2) \quad (11)$$

式中:  $B$ —二阶 Virial 系数;  $C$ —三阶 Virial 系数

## 2 模型的验证

为了验证所建数值模型的准确性, 文中喷管模型和操作工况均取自文献[14]。并分别采用了上节所建立的数值模型(以下简称 Cal.1 模型)和理想蒸汽数值模型(指不考虑凝结、相间滑移等影响因素的理想蒸汽模型, 以下简称 Cal.2 模型)在喷管内进行了数值模拟计算。数值计算结果和实验结果(Exp)对比如图1所示。模拟操作工况设置如压力入口边界条件: 入口总压  $P_{\text{in}} = 25 \text{ kPa}$ 、总温(驻点温度)  $T_{\text{in}} = 357.6 \text{ K}$ ; 压力出口边界条件: 出口静压  $P_{\text{out}} = 6 \text{ kPa}$ 。

图1给出了喷管沿中心线的压力比( $P/P_{\text{in}}$ )。从中可以看出, 压力比从喷管入口到喷管出口总体上呈现下降的趋势。高速蒸汽在进入喷管后, 压力比

逐渐减小,说明蒸汽在喷管内做膨胀减压流动。在喷管喉部位置,压力比曲线斜率绝对值最大,说明在喷管喉部位置处蒸汽膨胀速率最快。在喷管喉部 ( $X=0.0$  位置) 之前, Cal. 1 模型和 Cal. 2 模型计算得到压力分布是重合的, 模拟结果与文献中的实验数据也吻合的较好, 证明所建立的凝结模型和所采用的计算方法在流场的计算方面是准确和可靠的。在喷管喉部下游  $X \approx 0.1$  m 处, Cal. 1 模型计算结果与 Cal. 2 模型计算结果出现明显偏离, 用 Cal. 1 模型计算得到的压力出现跃升, 这是由于水蒸气急速膨胀, 热力学不平衡度达到极限而突然发生了凝结, 凝结释放的凝结潜热使周围流场温度突然升高, 导致压力跃升, 压力跃升现象表现出了明显的凝结激波特性。凝结激波发生后, 压力比继续减小, 蒸汽继续做减压膨胀流动。从图中还可看出, 在凝结发生处以及凝结发生后, Cal. 2 模型压力分布与实验数据发生了分离, 而本文所建 Cal. 1 模型计算的压力分布与实验数据仍有较好的吻合, 这说明凝结现象的发生, 会对流场下游参数分布产生重要影响, 而文中所建立的凝结数值模型中用到的成核模型、液滴生长模型和真实气体模型能够对凝结现象以及凝结后的流动进行准确可靠地描述。

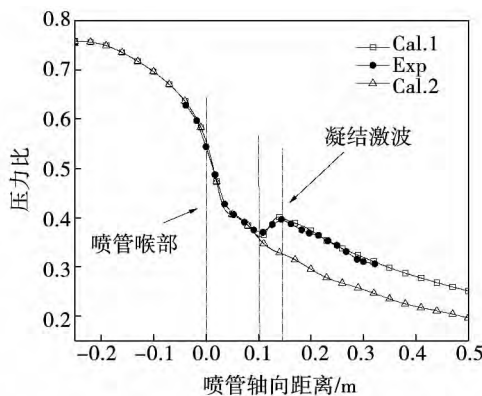


图 1 沿喷管中心线的压力比  $P/P_{in}$   
Fig. 1 Pressure ratio  $P/P_{in}$  along the centre line of the jet

### 3 喷管内水蒸气凝结流动模拟研究

验证了模型的正确性后, 用所建立的 Cal. 1 模型对喷管内超音速水蒸气非平衡凝结流场进行了计算, 并与 Cal. 2 模型计算结果进行了对比分析。

图 2 为 Cal. 1 模型和 Cal. 2 模型计算得到的沿喷管中心线马赫数分布对比情况, 从中可以看出, 马赫数整体上呈现上升的过程, 说明蒸汽在进入喷管后作减压增速流动。在喷管喉部上游, 两者计算结果吻合较好。蒸汽进入喷管后, 马赫数逐渐增加, 水蒸气流速不断加快, 在喷管喉部位置马赫数增加至 1, 此时, 水蒸气从亚音速流动增加到音速流动, 随后马赫数继续增加, 蒸汽作超音速流动。马赫数曲线斜率绝对值在接近喷管喉部时最大, 说明在喷管喉部位置处, 膨胀速率明显增快, 速度变化率最大, 实现了在短时间内迅速减压增速的过程。

在喉部下游约 0.1 m 处, 两者计算结果发生了分离, Cal. 2 模型马赫数继续增加直到喷管出口处, 而 Cal. 1 模型马赫数则经历了先减小随后继续增加的过程, 在凝结发生位置处, 马赫数约从 1.28 降低到了 1.13, 随后又逐渐增加。这一极短时间内的马赫数突变过程是由于伴随凝结现象的发生, 瞬间释放的凝结潜热造成的“热壅塞现象”而导致的。两模型的马赫数曲线在凝结点处发生分离后, 差值逐渐增大。从图 2 中可以看出, 水蒸气以亚音速进入喷管进口, 在喷管喉部达到音速, 随后速度继续增加作超音速流动, 在喷管出口位置处, 不考虑凝结影响比考虑凝结影响的速度大, 马赫数约大 0.26。这也说明, 在伴随有凝结现象发生的蒸汽流动中, 应考虑凝结现象对流场造成的影响。

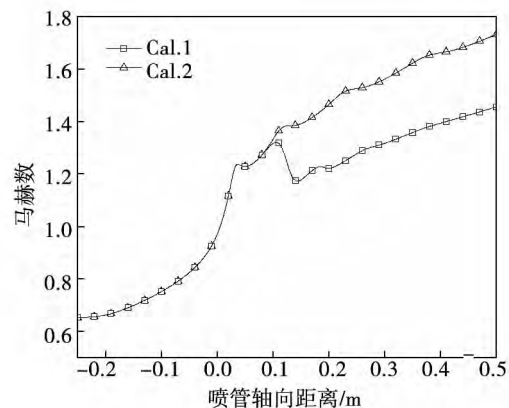


图 2 沿喷管中心线的马赫数  
Fig. 2 Machnumber along the centre line of the jet

为了更直观的展现凝结对流场的影响, 图 3(a) 和图 3(b) 分别给出了 Cal. 1 模型和 Cal. 2 模型计算的马赫数和温度分布云图对比图。通过比较可以看

出 在发生凝结以前 ,两者计算结果各参数分布规律基本一致 ,说明凝结对流场的上游基本没有影响。而在喷管喉部下游约 0.1 m 处以后 ,两模型计算结果发生了较大分歧 ,Cal. 1 模型的参数分布在凝结位置发生突跃变化 ,并有“X 型”激波产生如图 4 所示 随后流场又趋于稳定变化 ,这也与文献 [2] 中的结论是一致的。水蒸气在喷管内超音速流动 ,急速减压膨胀 ,热力学非平衡达到极限状态而突然发生凝结 ,凝结产生大量凝结核的同时释放出大量凝结潜热 ,这部分凝结潜热释放到周围流场对处于超音速流动状态的水蒸气起到加热作用 ,使超音速流动状态朝着音速流动状态发展 ,流场发生热壅塞 ,导致产生了凝结激波。凝结激波产生后 ,流场得到调整 ,过饱和度迅速降低 ,不再具备成核条件 ,之后的流动趋势与 Cal. 2 模型流动趋势基本相同。相比之下 ,Cal. 2 模型参数的分布变化则一直比较缓和。在喷管出口处 Cal. 1 模型较 Cal. 2 模型马赫数降低了约 0.26 ,温度升高了约 68 K。通过两模型结果对比 ,可以看出 ,水蒸气在喷管内超音速流动状态下发生了非平衡凝结 ,并形成了凝结激波现象 ,该现象会对流场下游参数分布产生重要的影响。

从图 3 中还可以看出 ,在喷管同一径向截面上 ,喷管中心轴线位置与边界处马赫数、温度值并不相等 ,这是由于边界层效应导致的 ,蒸汽在边界处的膨胀速率高于喷管中心轴线处。这也是凝结激波呈现“X 型”形态分布的主要原因 [2] 。

从图 4 中可以看出 ,蒸汽在喷管内急剧膨胀 ,首先是在喷管边界处达到极限过冷状态 (Wilson 点) 发生凝结 ,边界处的激波强度最高 ,液相质量增加最快 ,喷管边界处是凝结发生的起始区。随后凝结激波产生的热扰动向喷管下游及中心区域扩散 ,此时 ,喷管内的流场受激波的影响 ,热力学参数和动力学参数短时间内急剧变化 ,流场参数变得非常复杂 ,喷管中心处由于凝结潜热的作用 ,凝结率受到了一定的影响 ,成核速率较边界处低 ,但仍然具有较高的成核率 ,形成了凝结的交汇区。随着凝结区域扩展 ,释放的凝结潜热随之增加 ,周围流场温度升高 ,导致过冷度迅速降低 ,成核率随之迅速降低最后减小为零 ,凝结不再发生 ,但低过冷度状态下 ,蒸汽分子在化学势作用下向凝结核聚集 ,使得液滴半径迅速增加 ,液

相质量也随之增加。蒸汽在喷管内发生这种非平衡凝结 ,从起始区到交汇区最后消退的发展过程 ,形成了这种“X 型”凝结激波。

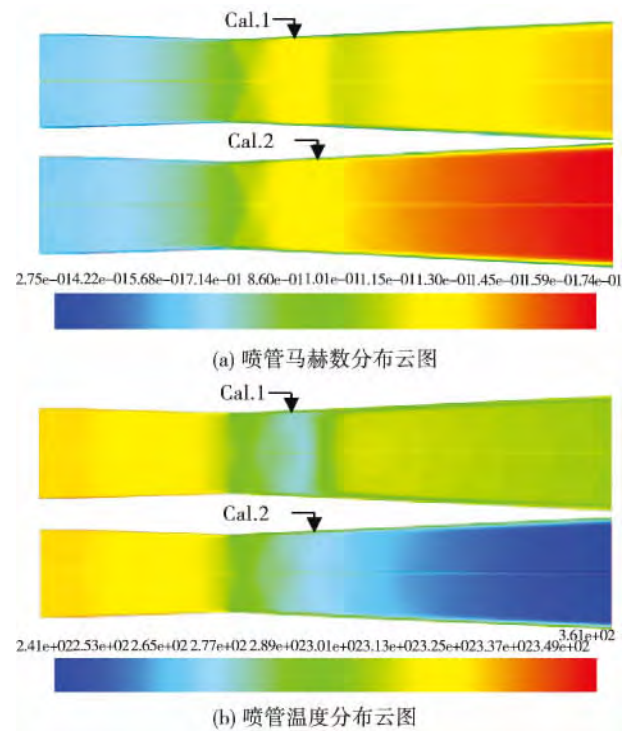


图 3 喷管马赫数温度分布云图

Fig. 3 Temperature distribution

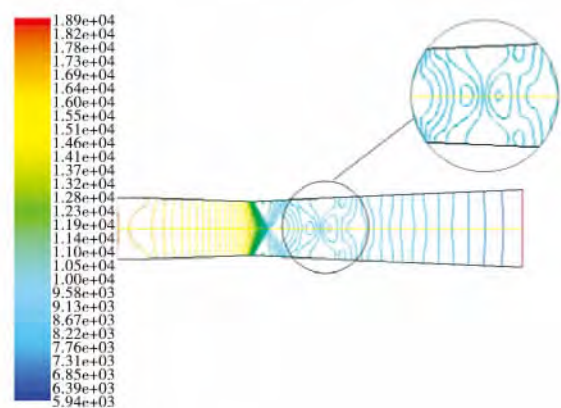


图 4 “X 型”凝结激波

Fig. 4 “X-shock”

为进一步研究水蒸气发生非平衡凝结现象后液滴的分布和生长情况 ,图 5 (a)、图 5 (b) 和图 5 (c) 分别给出了沿喷管中心线上 ,液滴数、液滴半径和湿度曲线。

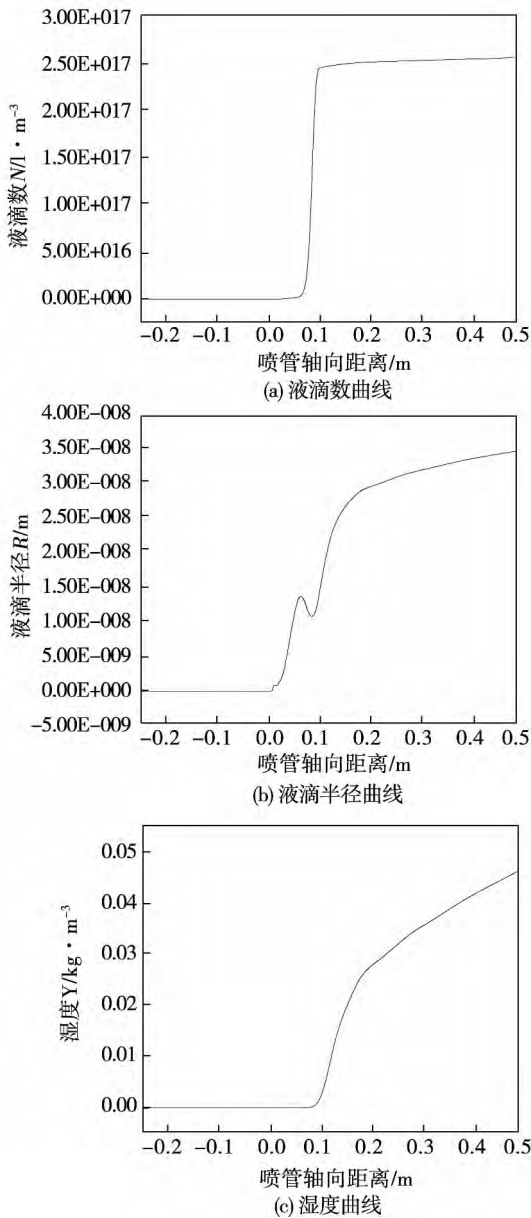


图 5 沿喷管中心线液滴数、液滴半径及湿度曲线

Fig. 5 Droplet number and radius and Humidity along the center line of the nozzle

从图 5 (a) 中可以看出,在发生非平衡凝结以前,液滴数为零,即此时喷管内只有水蒸气作快速膨胀流动,并未有液滴存在。在喉部下游位置 0.1 m 处,液滴数由零突跃至  $10^{14}$  数量级,说明此时出现了大量凝结核。这与前面的分析也是相一致的,水蒸气在越过喷管喉部后作超音速流动,由于短时间内急剧膨胀,达到了较高的过冷度并凝结生成了大量的水蒸气凝结核。液滴数曲线随后保持不变,说明在发生非平衡凝结后液滴并未蒸发也未凝结生成新

液滴。而图 5 (b) 液滴半径曲线则展现了液滴在发生凝结后,虽然液滴数量保持不变,但液滴半径呈不断增长的趋势,这是由于在流动过程中,周围蒸汽向液滴凝聚使液滴半径不断增加出现液滴的生长现象。液滴增长曲线上的两次突跃是由于极短时间内热力学参数变化剧烈导致热阻塞,发生凝结激波现象造成的,随后流场得到调整,流场参数变化又立刻趋于平稳。液滴半径曲线第一次突跃时,液滴数曲线显示液滴数为零,这可能是由于此时的成核率较低、液滴数太小所致,该现象有待进一步深入研究。图 5 (c) 展现了沿喷管中心线湿度变化情况,从图中可以看出,在喉部下游 0.1 m 处以前,湿度为零,随后湿度在短时间内迅速增加,之后增速有所减缓。湿度的增加主要是由于成核和液滴的生长导致的。

结合图 5 (a) ~ 图 5 (c) 可以看出,湿度曲线的增长规律与液滴数曲线和液滴半径曲线所反映的凝结成核和液滴生长规律也是基本一致的:在喉部下游 0.1 m 处,水蒸气发生非平衡凝结,极短时间内产生了大量凝结核,液滴半径也在短时间内迅速增加,导致湿度在短时间内迅速升高;随后由于过饱和度迅速减小,不再具备凝结条件,蒸汽不再凝结成液滴,液滴半径增长速率也减慢,湿度的增加速率也跟随减慢。

### 4 结 论

- (1) 引入水蒸气真实气体物性,考虑速度滑移、凝结等因素建立了高速流动下水蒸气非平衡凝结模型。通过与试验结果对比,验证了模型的正确性;
- (2) 用所建数值模型对喷管内水蒸气超音速流场进行了模拟研究,准确捕捉到了“X 型”凝结激波,并对非平衡凝结现象和凝结激波产生的原因以及激波形态的形成原因进行了分析;
- (3) 通过与理想蒸汽模型结果对比,发现水蒸气凝结现象会对流场产生显著的影响:考虑凝结较不考虑凝结时,喷管出口马赫数降低了约 0.26,温度升高约 68 K,压力也明显的提高,这也与相关研究保持一致<sup>[15~16]</sup>。由此可见在对水蒸气超音速流

动的数值模拟研究中,不应忽略凝结现象产生的影响。

### 参考文献:

- [1] 21 世纪 100 个科学难题组委会. 21 世纪 100 个科学难题 [M]. 长春: 吉林人民出版社, 1998: 817 - 823.  
The organizing committee of 100 scientific problems in twenty-first Century. 100 scientific problems in twenty-first Century [M]. Changchun: Jilin Science & Technology Publishing House, 1988: 817 - 823.
- [2] 杨 勇, 沈胜强. 水蒸气超声速非平衡凝结流动中凝结激波的形态特征 [J]. 工程热物理学报, 2013, 34(1): 110 - 114.  
YANG Yong, SHEN Sheng-qiang. Morphological characteristics of Condensation Shock Wave in supersonic non-equilibrium condensation flow of water vapour [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2013, 34(1): 110 - 114.
- [3] 孙秀玲, 李 亮, 吴联为, 等. 跨音速湿空气非平衡凝结流动的数值研究 [J]. 应用力学学报, 2011, 28(5): 493 - 498.  
SUN Xiu-ling, LI Liang, WU Lian-wei, et al. Numerical study of transonic non-equilibrium condensation of moist air flow [J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2011, 28(5): 493 - 498.
- [4] 廖国进, 张军强, 华 枫. 喷管内水蒸气非平衡凝结流动数值模拟研究 [J]. 应用力学学报, 2015, 32(1): 95 - 100.  
LIAO Guo-jin, ZHANG Jun-qiang, HUA Feng. Simulation research on non-equilibrium condensation flow of vapor in the nozzle [J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2015, 32(1): 95 - 100.
- [5] 崔 可, 付云峰, 陈焕龙, 等. 考虑相间滑移影响的湿蒸汽自发凝集流动数值研究 [J]. 中国科学 技术科学, 2014, 44(4): 417 - 424.  
CUI Ke, FU Yu-feng, CHEN Huan-long, et al. Numerical study on the spontaneous condensation flow of wet steam considering the effect of phase slip [J]. Scientia Sinica Technologica, 2014, 44(4): 417 - 424.
- [6] 吕孝飞, 张 锋, 曹洪贵, 等. 非平衡凝结流动的多流体模型 [J]. 机械工程学报, 2014, 50(22): 165 - 170.  
LV Xiao-fei, ZHANG Feng, CAO Hong-gui, et al. Multi-fluid model for non-equilibrium condensation flow [J]. Journal of Mechanical Engineering, 2014, 50(22): 165 - 170.
- [7] 韩中合, 陈柏旺, 刘刚, 等. 湿蒸汽两相凝结流动中水滴生长模型研究 [J]. 中国电机工程学报, 2011, 31(29): 79 - 84.  
HAN Zhong-he, CHEN Bai-wang, LIU Gang, et al. Droplets growth model in wet steam two-phase condensation flow [J]. Proceedings of The CSEE, 2011, 31(29): 79 - 84.
- [8] 程 万, 罗喜胜, 杨基明, 等. 超超声速喷管中水蒸气凝结的数值研究 [J]. 中国科学, 2009, 39(9): 1330 - 1337.  
CHENG Wan, LUO Xi-sheng, YANG Ji-ming, et al. Numerical study of water vapor condensation in hypersonic nozzles [J]. Science in China Press Phys, 2009, 39(9): 1330 - 1337.
- [9] 吴晓明, 李国君, 李 亮, 等. 湿蒸汽凝结流中自激振荡模式的数值模拟 [J]. 动力工程, 2009, 29(8): 747 - 751.  
WUXiao-ming, LI Guo-jun, LI Liang, et al. Numerical simulation of self excited oscillation mode in wet steam condensation flow [J]. Journal of Power Engineering, 2009, 29(8): 747 - 751.
- [10] 于新峰. 基于双流体模型的湿蒸汽两相流动数值模拟. 硕士学位论文. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2011: 1 - 83.  
YUXin-feng. A numerical simulation of wet steam flow based on dual fluid model [D]. Harbin Institute of Technology, 2011: 1 - 83.
- [11] YOUNG J. B.. Two-dimensional nonequilibrium wet-steam calculations for nozzles and turbine cascades [J]. Journal of Turbomachinery, 1992, 114: 569 - 579.
- [12] YOUNG J. B.. The spontaneous condensation of steam in supersonic nozzles [J]. Physicochemical Hydrodynamics, 1982, 3(2): 57 - 82.
- [13] YOUNG J. B.. An equation of state for steam for turbomachinery and other flow calculations [J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 110: 1 - 7, 1988.
- [14] MOORE M. J., WALTERS P. T., CRANE R. I., DAVIDSON B. J.. Predicting the fog drop size in wet steam turbines. Wet Steam 4 Conference, Institute of Mechanical Engineers (UK), University of Warwick, 1973, Paper C37/73.
- [15] 刘兴伟, 刘中良, 李艳霞, 等. 超声速分离管中水蒸气凝结相变的数值研究 [J]. 热科学与技术, 2014, 13(3): 198 - 204.  
LIUXing-wei, LIU Zhong-liang, LI Yan-xia. Numerical study on the condensation phase transformation of water vapor in supersonic separation tube [J]. Journal of Science and Technology, 2014, 13(3): 198 - 204.
- [16] 杨 勇, 于 欢, 沈胜强, 等. 水蒸气跨声速流动中非平衡凝结相变与激波的耦合作用 [J]. 工程热物理学报, 2013, 34(7): 1347 - 1351.  
YANG Yong, YU Huan, SHEN Sheng-qiang. Coupling effect of shock and non-equilibrium phase change of transonic steam flow [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2013, 34(7): 1347 - 1351.

(陈 滨 编辑)

na ,Post Code: 310027) //Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. -2016 31(8). -12 ~ 17

Inspired by the unique properties of gradient porous material ( GPM) ,the authors proposed a novel design to enhance the heat transfer in pipes by filling them with GPMs. When  $R_p$  ( GPM filling ratio) is 0.8 ,the effects of gradient pore-size and gradient porosity on the flow and heat transfer performance were studied by examining velocity distribution ,friction factor and averaged Nusselt number. The flow and heat transfer performances of GPM filled pipes were also compared with the ones filled by homogeneous porous materials ( HPM) . Moreover ,a tradeoff analysis between the GPM and HPM design on the thermal and flow properties was also conducted. The results showed that the pipes with GPM configuration can effectively enhance heat transfer and reduce the flow resistance in comparison with conventional HPM design. **Key words:** gradient-porous materials ,fluid flowing ,heat transfer enhancement ,numerical simulation

喷管内水蒸汽凝结相变的数值模拟研究 = **Numerical Study on the Condensation Phase Transformation of Water Vapor in Supersonic Nozzle** [刊 ,汉]HUA Feng ,LIAO Guo-jin ( Faculty of Mechanical Engineering and Automation ,Liaoning University of Technology ,Jinzhou ,Liaoning ,China ,Post Code: 121001) //Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. -2016 31(8). -18 ~ 23

With the real thermodynamic properties of water vapor and the consideration of the effects of the phase transformation and velocity slip ,a numerical model for the non-equilibrium supersonic water vapor condensation flow was established. This numerical model was first verified by the comparison with the experimental data. Then it was used to simulate the vapor flow in a supersonic nozzle. The “X-type” condensation shock was clearly captured ,and its morphology and formation causes were analyzed. In comparison with the simulation with ideal vapor ,it shows that the non-equilibrium steam condensation forms condensation shock ,leading to the sudden increase in flow field pressure and temperature ,and in turn ,abrupt decrease in flow velocity. The droplet radius ,droplet number ,growth trends and humidity after non-equilibrium condensation occurs ,were also calculated and analyzed. **Key words:** double-fluid model ,water vapor ,numerical simulation ,non-equilibrium condensation

压气机静叶栅流场畸变试验可行性探索及流场分析 = **Feasibility Research of Compressor Stator Cascade Test with Distorted Inlet and Flow Field Analysis** [刊 ,汉]XU Jia-hui ,SUN Peng ,TENG Li-zhi ,ZHONG Jing-jun( Marine Engineering College ,Dalian Maritime University ,Dalian ,China ,Post Code: 116026) //Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. -2016 31(8). -24 ~ 30

In order to study the effects of total pressure distortion on compressor stator by cascade experiments ,a test method for a non-uniform stator inlet by changing the installation angle of some adjustable guide vanes ( AGV) was presented in this paper. Numerical simulation was adopted to study the stator flow field with different inlet conditions. Study shows that it is feasible to achieve the goal of non-uniform inlet flow angle with the method of AGV. Inlet flow angle and flow density becomes non-uniform in circumference with the decrease of installation angle ,and the type of