

冰晶粒子运动过程中的相变特性

黄平¹, 卜雪琴^{1,2}, 林贵平¹, 郁嘉¹

(1. 北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191;

2. 中国空气动力研究与发展中心 结冰与防除冰重点实验室, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 针对冰晶在温暖环境下运动时固液汽耦合的相变现象, 基于欧拉法建立了冰晶粒子的运动相变模型和计算方法。计算了冰晶粒子在强迫对流环境下的融化相变过程, 与实验结果对比验证了运动相变模型和计算方法的准确性。针对 NACA0012 翼型计算了冰晶绕流运动时的热力学特性, 得到了冰晶粒子到达撞击表面时的融化状态与收集系数。研究了冰晶粒径大小、初始球形度、气流相对湿度和温度对运动相变的影响。结果表明: 冰晶粒子运动相变模型可以有效地评估冰晶结冰风险, 冰晶粒子的融化速率主要取决于粒子直径、球形度、气流温度、湿度等因素, 环境温度为 288 K 时冰晶粒子的融化时间为 27.5 s, 而相同条件下环境温度为 302 K 时的融化时间仅有 5.2 s。

关 键 词: 冰晶结冰; 两相流; 融化; 相变; 欧拉法

中图分类号: V233.94

文献标志码: A

Phase transition characteristics of ice crystal particles in motion

HUANG Ping¹, BU Xueqin^{1,2}, LIN Guiping¹, YU Jia¹

(1. School of Aeronautic Science and Engineering,

Beihang University, Beijing 100191, China;

2. Key Laboratory of Icing and Anti/De-icing,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: In view of the phase transition phenomenon of solid-liquid-vapor coupling when ice crystals moved in a warm environment, the phase transition model and calculation method of ice crystals were established based on Eulerian method. The melting phase transition processes of ice crystals under forced convection were calculated, and the comparison with the experimental results verified the accuracy of the movement phase transition model and calculation method. The thermodynamic characteristics of ice crystals moving around the NACA0012 airfoil were calculated, and the motion characteristics of ice crystals in a warm environment and the melting ratio were analyzed when they reached the impact surface. The influences of initial particle size, initial particle sphericity, air relative humidity and temperature on the movement phase transition were studied. The results showed that the ice crystal particle movement phase transition model can effectively evaluate the ice crystal icing risk, and the melting rate of ice crystal particles mainly

收稿日期: 2021-09-02

基金项目: 结冰与防除冰重点实验室开放课题(IADL20210102); 国家重点研发计划(2021YFB2601700);

国家科技重大专项(2017-Ⅷ-0003-0114)

作者简介: 黄平(1997—), 男, 博士生, 研究方向为飞机和发动机结冰与防除冰。

通信作者: 卜雪琴(1982—), 女, 教授、博士生导师, 博士, 研究方向为飞机和发动机结冰与防除冰。E-mail: buxueqin@buaa.edu.cn

引用格式: 黄平, 卜雪琴, 林贵平, 等. 冰晶粒子运动过程中的相变特性[J]. 航空动力学报, 2022, 37(7): 1379-1391. HUANG Ping, BU Xueqin, LIN Guiping, et al. Phase transition characteristics of ice crystal particles in motion[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(7): 1379-1391.

counted on the particle diameter, sphericity, airflow temperature and humidity. When the air temperature was 288 K, the melting time of ice crystal particles was 27.5 s, while the melting time was only 5.2 s when the air temperature was 302 K under the same conditions.

Key words: ice crystal icing; two-phase flow; melting; phase transition; Eulerian method

飞机结冰一直是影响着飞行安全的重要因素,早前的相关研究主要集中在过冷水结冰方面。但是自 20 世纪 90 年代以来,越来越多的发动机结冰失效的事件表明,飞机结冰与高空环境中的冰晶也密切相关。2006 年 Mason 等^[1]对 90 年代以来发生的数起商业航空发动机的失效原因进行分析,发现这些事故多发生在热带地区的强对流层,事故的原因是冰晶结冰而不是通常的过冷水结冰。发动机核心机发生冰晶结冰现象后,推力会在短时间内下降,有时还会引起发动机喘振,发动机机械损坏等严重影响^[2-3],冰晶以及脱落的积冰进入发动机燃烧室,则可能引发熄火等后果。研究表明^[3],冰晶结冰的前提是必须有液态水的存在。液态水可以是混合相中含有的过冷水滴,也可以是冰晶融化生成的液态水。在发动机的压气机前段有一段总温介于 273.15~283.15 K 的较暖区域^[4],冰晶跟随气流进入该区域后会部分融化,部分融化的冰晶可以黏附在压气机叶片表面,降低叶片表面温度,形成积冰。加拿大国家研究委员会(National Research Council of Canada, NRC)的研究表明^[5-8],冰晶融化率在 10%~25% 时,冰晶结冰相对比较严重,当冰晶融化率低于或高于此范围时,结冰强度都会有所下降。由此说明,冰晶运动后到达结冰表面时的融化率对结冰有很大影响。大气中冰晶粒子存在各种不规则形状^[9],这些不同的冰晶粒子形状在运动中所受的空气阻力和与空气间的换热效率也不同,进而影响冰晶的运动轨迹和到达表面的相态。在发动机内部,冰晶的融化状态无法测量,因此对冰晶在温暖环境下运动过程中的融化相变开展研究就很有必要。

冰晶运动相变过程相关的研究主要分为实验模拟和数值模拟两个方面。关于冰晶融化相变的实验研究较少,目前只有 Hauk 等^[10-12]研究了球形和非球形冰晶粒子在强迫对流环境下的融化现象,得到了球形粒子和不规则粒子在融化过程中的融化时间和粒径变化数据。另外,冰晶运动轨迹的模拟都是沿用过冷水滴轨迹计算常用的拉格

朗日法和欧拉法。Ayan 等^[13]、Grift 等^[14]、Aouizerate 等^[15]采用拉格朗日方法分别针对翼型、发动机压气机叶片、三维发动机进气道以及压气机级内环境,开展了冰晶颗粒的运动和相变、表面结冰的模拟;卜雪琴等^[16]基于 FLUENT 自定义函数用欧拉法计算量冰晶粒子的撞击特性,但未考虑冰晶粒子在运动过程中的融化现象;Iuliano 等^[17]采用欧拉法分析了运动过程中不规则粒子形状对运动轨迹的影响,对比了采用不同阻力模型时的计算结果与实验值之间的误差,同时考虑了粒子形状对换热性能的影响。Villedieu 和 Trontin 等^[18-19]在现有的过冷水滴结冰模型的基础上,考虑了冰晶结冰相关的换热相变模型、阻力模型和撞击模型,对冰晶粒子的运动撞击和结冰过程进行了模拟。Norde 等^[20]分别基于欧拉法和拉格朗日法计算了冰晶在发动机结构中的运动轨迹,对比分析了压气机叶片处冰晶粒子质量流量的区别,但是其欧拉法控制方程中忽略了冰晶粒子在融化过程中的密度变化的影响。

本文针对冰晶结冰问题中冰晶在温暖环境下的运动融化相变问题开展研究,基于欧拉法建立了考虑冰晶融化相变的运动模型和计算方法,计算了冰晶粒子在强迫对流环境下的融化过程以及在 NACA0012 翼型绕流下的运动相变过程,得到了冰晶粒子运动相变时的温度、直径、融化率等变化结果,分析了冰晶粒子初始粒径大小、初始粒子球形度、气流相对湿度和温度对冰晶融化相变的影响规律。

1 计算模型

冰晶粒子在温暖气流中运动的控制方程与过冷水的控制方程存在两点区别:一是有融化相变现象,冰晶在温暖环境下运动时,伴随着与环境之间的热量交换,有可能发生融化相变;二是冰晶粒子的形状不规则,非球形冰晶粒子在融化过程中随着液态水的增多,在表面张力作用下,粒子形状渐趋球形,如图 1 所示,而不同的粒子形状所受到的阻力会有所不同。综上,冰晶粒子运动的融化

相变模型需要在过冷水滴运动的控制方程基础上增加以下模型:①受冰晶粒子形状影响的阻力系数模型;②融化相变模型。通过求解冰晶粒子运动相变的控制方程,可以获得流场区域内冰晶的速度场、温度场、融化率场等参数,从而获得冰晶抵达撞击表面时的速度、温度、融化率等状态参数。

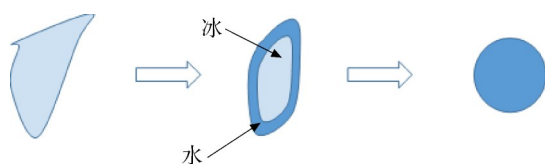


图1 非球形冰晶粒子融化过程中形状的演变

Fig.1 Shape evolution of non-spherical ice particle during melting process

1.1 阻力模型

冰晶粒子形状特征随大气和环境高度的改变而改变,在高空大气中存在大量不同尺寸和形式的冰晶,其形状复杂,有球形、圆柱形、圆盘形、树枝状等,这使得冰晶在运动中所受的空气阻力和过冷水滴不同,阻力的不同进而影响着冰晶的运动轨迹和到达表面时的物理状态。不规则粒子的形状通常采用粒子球形度 Φ 表示,球形度越接近1表示粒子形状越接近球形。粒子球形度的物理含义是等体积球体表面积与冰晶粒子实际表面积之比,定义式如下:

$$\Phi = \frac{\pi d_p^2}{A} \quad (1)$$

其中 d_p 为冰晶粒子的当量直径,表示与冰晶粒子具有相同体积球体的直径, A 为冰晶粒子的实际表面积。

粒子球形度不同,其在运动过程中的迎风面积也不同,导致受到气流的阻力不同。研究表明^[21],Ganser^[22]提出的阻力系数模型对不规则粒子的阻力系数模拟精度较高

$$C_d = \frac{24}{Re_p K_1} \left[1 + 0.1118 (Re_p K_1 K_2)^{0.6567} \right] + \frac{0.4305 K_2}{1 + \frac{3305}{Re_p K_1 K_2}} \quad (2)$$

其中 $K_1 = \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \Phi^{-1/2} \right)^{-1}$ 为斯托克斯形状因子, $K_2 = 10^{1.8148(-\lg \Phi)^{0.5743}}$ 为牛顿形状因子,均与粒子球形度相关, Re_p 为相对雷诺数。

$$Re_p = \frac{\rho_a |\mathbf{u}_a - \mathbf{u}| d_p}{\mu_a} \quad (3)$$

其中 ρ_a 为空气密度, $\mathbf{u}_a$ 为空气流场速度矢量, $\mathbf{u}$ 为冰晶粒子速度矢量, μ_a 为空气动力黏度。

1.2 相变模型

发动机内部温度高于冰晶的融化温度,所以冰晶粒子从进气道进入发动机内部的过程中,会发生融化相变。固态冰晶在吸收热量的情况下,会存在升华现象;当温度达到融化温度 T_m 后,冰晶粒子开始融化,冰晶融化过程中产生液态水的同时伴随着蒸发现象;当粒子完全融化成液态水后,温度进一步升高,液态水表面存在蒸发现象。整个过程中包含有固液汽三种相态,是一个复杂的热力耦合过程。

根据粒子温度 T 的变化,Mason^[23]将冰晶粒子的相变过程分为3个阶段,如图2所示。

1) 固态阶段:粒子温度 $T < T_m$,粒子为纯固态冰晶,冰晶粒子与外界环境进行对流换热,冰晶升华且温度上升,直至温度达到融化温度 T_m 。

2) 融化阶段:粒子温度 $T = T_m$,在进一步换热作用下,冰晶由外侧开始融化,水膜环绕内侧冰晶核,在此阶段部分融化冰晶粒子吸收的热量全部用来供给融化潜热和蒸发潜热,温度维持不变。

3) 液态阶段:粒子温度 $T > T_m$,冰晶粒子完全融化呈液滴状态,继续从外环境吸收热量,液态水滴蒸发,温度继续上升。

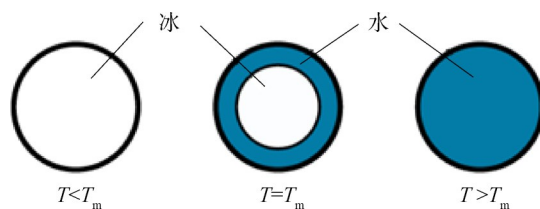


图2 冰粒子融化过程中三个阶段

Fig.2 Three stages of ice particle melting process

当冰晶粒子温度到达融化温度后,冰晶开始融化。根据能量守恒,相变过程中冰晶粒子从周围空气吸收的热量等于粒子表面液膜的蒸发潜热与冰晶粒子的融化潜热之和

$$\pi d_p \lambda_a Nu (T_a - T_m) = \dot{m}_{ev} L_{ev} + \dot{m}_m L_m \quad (4)$$

其中 λ_a 为空气热导率, T_a 为空气温度, T_m 为冰晶融化温度, $\dot{m}_{ev}$ 为蒸发质量流量, $\dot{m}_m$ 为融化质量流量, L_{ev} 为蒸发潜热, L_m 为融化潜热, Nu 为努赛尔数,采用Villedieu等^[18]提出的不规则粒子换热系数公式

$$Nu = 2\sqrt{\Phi} + 0.55Pr^{1/3}\Phi^{1/4}\sqrt{Re_p} \quad (5)$$

其中 Pr 为普朗特数。

在纯冰晶状态下,冰晶表面有升华现象,到达融化阶段后冰晶外表面覆盖有一层水膜,水膜表面有蒸发现象。蒸发和升华都采用了质扩散过程方程。质扩散现象是由冰晶表面和气流环境中蒸汽含量不同引起。根据 Crowe 等^[24]提出的蒸发模型,对于低蒸发率并应用于结冰条件下的质量流率为

$$\dot{m}_{ev} = \pi\rho_a D_v d_p Sh(Y_{v,s} - Y_{v,\infty}) \quad (6)$$

其中 Sh 为舍伍德数,其含义为对流传质与扩散传质之比,用 Chilton-Colburn 比拟推导得出

$$Sh = 2\sqrt{\Phi} + 0.55Re_p^{1/2}Sc^{1/3}\Phi^{1/4} \quad (7)$$

其中 Sc 为施密特数,其表达式为

$$Sc = \frac{\mu_a}{\rho_a D_v} \quad (8)$$

其中 D_v 为空气中的蒸汽扩散率,采用 Schirmer 提出的经验公式

$$D_v = D_0 \left(\frac{T_a}{T_0} \right)^{1.81} \frac{p_0}{p_a} \quad (9)$$

其中 $D_0 = 2.26 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $T_0 = 273.15 \text{ K}$, $p_0 = 10^5 \text{ Pa}$, p_a 为空气压力。

式(6)中的 $Y_{v,s}$ 和 $Y_{v,\infty}$ 分别代表粒子表面与自由流中的蒸汽所占的质量分数;蒸汽质量分数 Y_v 的表达式如下:

$$Y_v = \frac{m_v}{m_a + m_v} \approx \frac{m_v}{m_a} = \frac{M_v X_v}{M_a X_a} = \frac{M_v p_v}{M_a p_a} \quad (10)$$

其中 m_v 、 m_a 分别为空气中水蒸汽和空气的质量, M_v 、 M_a 分别为水蒸汽和空气的摩尔质量, X_v 、 X_a 分别为水蒸汽和空气的体积分数, p_v 表示蒸汽压力。

计算 $Y_{v,s}$ 时, p_v 为粒子表面的蒸汽压力 $p_{v,s}$, 可认为是粒子温度 T 对应的饱和蒸汽压, $p_{v,s} = p_{\text{sat}}(T)$, 根据 Sonntag^[25] 提出的饱和蒸汽压公式可得:

$$p_{\text{sat},i} = \exp(-6.024.528 \cdot 2T^{-1} + 29.327 \cdot 07 + 1.0614 \times 10^{-2}T - 1.3199 \times 10^{-5}T^2 - 0.4938 \ln T) \quad (11)$$

$$p_{\text{sat},w} = \exp(-6.096.9385T^{-1} + 21.2409642 - 2.7112 \times 10^{-2}T + 1.674 \times 10^{-5}T^2 + 2.4335 \ln T) \quad (12)$$

其中 $p_{\text{sat},i}$ 表示冰表面的饱和蒸汽压, $p_{\text{sat},w}$ 表示水表面的饱和蒸汽压。

计算 $Y_{v,\infty}$ 时, p_v 为自由流中的蒸汽压力 $p_{v,\infty}$,

其表达式如下:

$$p_{v,\infty} = R_h p_{\text{sat}}(T_a) \quad (13)$$

其中 R_h 为相对湿度, $p_{\text{sat}}(T_a)$ 为冰晶粒子周围气流环境温度 T_a 对应的饱和蒸汽压。

升华阶段中粒子的相变模型同蒸发模型形式相同,只是粒子球形度的处理有所区别,升华发生在相变过程的第一阶段,粒子一直都是固态,其球形度认为保持冰晶粒子的初始球形度不变;蒸发现象发生在相变过程的第二和第三阶段,由于融化过程中产生的液态水在表面张力的作用下会使得粒子渐渐趋向于球形,因此粒子球形度根据 Trontin 等^[18-19]提出了关于在融化过程中冰晶粒子的球形度模型,如下所示:

$$\Phi = \left(\frac{\alpha_i}{\alpha_i + \alpha_w} \right) \Phi_0 + \left[1 - \left(\frac{\alpha_i}{\alpha_i + \alpha_w} \right) \right] \quad (14)$$

其中 Φ_0 为冰晶粒子初始球形度, α_i 为冰晶粒子中固态冰的相对体积分数, α_w 为冰晶粒子中液态水的相对体积分数。

1.3 控制方程

本文基于欧拉法计算冰晶粒子的运动特性,通过在粒子的控制方程中添加源项来体现粒子的相变。在质量方程和能量方程的右边分别添加源项,以体现由于粒子体积分数变化而引起的粒子质量和能量的变化。由于冰晶粒子在相变过程中会同时以固态冰和液态水的形式体现,因此将冰晶粒子的总体积分数分为两部分,即固态冰的体积分数 α_i 和液态水的体积分数 α_w ,分别在各自的欧拉控制方程中描述。冰晶粒子总的体积分数 $\alpha = \alpha_i + \alpha_w$,表示单位体积中粒子所占的体积。

冰晶粒子的体积分数变化率与质量变化率关系式如下所示:

$$\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{d\alpha}{dt} = \frac{\dot{m}}{\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p} \quad (15)$$

其中 ρ_p 为冰晶粒子密度,其值随着融化过程的进行而变化,与冰晶粒子中固态冰和液态水的含量有关:

$$\rho_p = \frac{\alpha_i \rho_i + \alpha_w \rho_w}{\alpha_i + \alpha_w} \quad (16)$$

其中 ρ_i 为固态冰密度, ρ_w 为液态水密度。

式(15)中的 d_p 指冰晶粒子的当量直径,在运动过程中会随着相变的进行而变化。为求解融化过程中冰晶粒子的当量直径,引入冰晶粒子数密度 n ,其物理意义为控制单元内冰晶粒子的数量,

认为控制体中冰晶粒子不聚集、不消失,粒子数密度守恒。利用粒子数密度,计算得到运动相变过程中冰晶粒子的当量直径为

$$d_p = d_0 \times \left(\frac{\alpha n_0}{\alpha_0 n} \right)^{1/3} \quad (17)$$

其中 d_0 为粒子初始粒径大小, n_0 为初始的冰晶粒子数密度, α_0 为初始的总体积分数。

冰晶粒子在相变过程中三个阶段完整的欧拉控制方程如下所示。考虑到当气流相对湿度较小时,粒子的升华和蒸发量可能会相对较大,因此本文在动量方程中增加了由于粒子升华或蒸发带走的动量源项。

1) 第一阶段,冰晶粒子为固态,温度 $T < T_m$, $\alpha = \alpha_i$, $\Phi = \Phi_{00}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_i \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{u}) &= -\dot{\alpha}_{\text{sub}} \rho_i = \\ &- \frac{6 \rho_a D_v Sh}{\Phi \rho_i d_p^2} (Y_{v,s} - Y_{v,\infty}) \alpha \rho_i \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{\partial \alpha_w \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_w \rho_w \mathbf{u}) = 0 \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_p \rho_p \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p \mathbf{u} \mathbf{u}) &= \\ \frac{3 \mu_a C_d Re}{4 d_p^2} \alpha_i (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}) - \dot{\alpha}_{\text{sub}} \rho_p \mathbf{u} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_p T}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p T \mathbf{u}) &= \\ \frac{6 \kappa_a Nu}{\Phi c_{p,i} d_p^2} \alpha_i (T_a - T) - \dot{\alpha}_{\text{sub}} \rho_i \left(\frac{L_{\text{sub}}}{c_{p,i}} + T \right) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{u}) = 0 \quad (22)$$

2) 第二阶段,冰晶粒子逐渐融化,液态水膜环绕于冰核周围,固液混合态,此阶段温度 $T = T_m$, $\alpha = \alpha_i + \alpha_w$, $\Phi \in (\Phi_0, 1]$ 。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_i \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{u}) &= -\dot{\alpha}_m \rho_i = - \frac{6}{\Phi \rho_i d_p^2 L_m} \cdot \\ &[\kappa_a Nu (T_a - T_m) - \rho_a D_v L_{\text{ev}} Sh (Y_{v,s} - Y_{v,\infty})] \cdot \\ &\alpha \rho_i \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_w \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_w \rho_w \mathbf{u}) &= \frac{\rho_i}{\rho_w} \dot{\alpha}_m \rho_w - \\ \frac{6 \rho_a D_v Sh}{\Phi \rho_w d_p^2} (Y_{v,s} - Y_{v,\infty}) \alpha \rho_w \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_p \rho_p \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p \mathbf{u} \mathbf{u}) &= \\ \frac{3 \mu_a C_d Re}{4 d_p^2} \alpha (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}) - \dot{\alpha}_{\text{ev}} \rho_p \mathbf{u} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_p T}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p T \mathbf{u}) &= \\ \left(\frac{\rho_i}{\rho_w} - 1 \right) \dot{\alpha}_m \rho_p T_m - \dot{\alpha}_{\text{ev}} \rho_p \left(\frac{L_{\text{ev}}}{c_{p,w}} + T_m \right) \end{aligned} \quad (26)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{u}) = 0 \quad (27)$$

3) 第三阶段,冰晶粒子完全融化为球形水滴,为液态,温度 $T > T_m$, $\alpha = \alpha_w$, $\Phi = 1$ 。

$$\frac{\partial \alpha_i \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{u}) = 0 \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_w \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_w \rho_w \mathbf{u}) &= -\dot{\alpha}_{\text{ev}} \rho_w = \\ - \frac{6 \rho_a D_v Sh}{\Phi \rho_w d_p^2} (Y_{v,s} - Y_{v,\infty}) \alpha \rho_w \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_p \rho_p \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p \mathbf{u} \mathbf{u}) &= \\ \frac{3 \mu_a C_d Re}{4 d_p^2} \alpha_w (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}) - \dot{\alpha}_{\text{ev}} \rho_p \mathbf{u} \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_p T}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p T \mathbf{u}) &= \\ \frac{6 \kappa_a Nu}{\Phi c_{p,w} d_p^2} \alpha_w (T_a - T) - \dot{\alpha}_{\text{ev}} \rho_w \left(\frac{L_{\text{ev}}}{c_{p,w}} + T \right) \end{aligned} \quad (31)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{u}) = 0 \quad (32)$$

其中 μ_a 为空气黏度, $\dot{\alpha}_{\text{sub}}$ 为升华的体积分数变化率, $\dot{\alpha}_m$ 为融化的体积分数变化率, $\dot{\alpha}_{\text{ev}}$ 为蒸发的体积分数变化率, $c_{p,i}$ 为固态冰的比定压热容, $c_{p,w}$ 为液态水的比定压热容。

通过控制方程的计算,得到冰晶粒子中液态水和固态冰的体积分数、粒子当量直径后,可以进一步计算冰晶粒子的融化率 η 。冰晶粒子融化率是指冰晶粒子中液态水质量与总冰晶粒子质量的比值。

$$\eta = \frac{\alpha_w \rho_w}{\alpha_i \rho_i + \alpha_w \rho_w} \quad (33)$$

2 计算方法

计算采用两相欧拉方法,此方法在水滴运动计算中经常使用^[26-27],同样可以运用到冰晶运动相变的计算中。在结冰气象条件下,空气相是载体相,冰晶相是离散相,冰晶的体积分数相对较低,为了简化计算,这里认为是单向耦合,即仅考虑空气对冰晶粒子的流阻和传热过程,不考虑冰晶粒子对空气流场的影响。冰晶粒子融化模拟主要有以下两个步骤:

1) 空气流场计算。采用CFD方法求解Navier-Stokes方程,获得环境流场分布,得到空气的压力、速度、温度、切应力等物理量的分布。空气流场的计算采用Spalart-Allmaras湍流模型,基于压力的求解器,速度压力耦合采用SIMPLEC (semi-implicit method for pressure linked equations consistent)算法,压力插值格式选择标准格式,能量、动量、密度等其他参数空间离散采用二阶迎风格式。

2) 运动相变过程的计算。在空气流场的基础上,求解冰晶粒子运动的欧拉控制方程,得到粒子的运动相变特性。求解过程通过FLUENT及其用户自定义函数(user defined functions,UDF)实现。定义了7个用户自定义标量,分别是:固态冰的体积分数、液态水的体积分数、冰晶粒子3个方向的速度、冰晶粒子温度和粒子数密度。通过自定义标量输运方程,根据阻力和相变模型增加各方程的源项,将冰晶粒子运动相变的控制方程加入FLUENT求解器进行计算,最后得出冰晶粒子在整个计算域的热力学状态。迭代计算过程中自定义标量的空间离散格式采用二阶迎风

格式。

冰晶含量采用无量纲体积分数进行衡量。以入口处空气中的冰晶含量作为基准对冰晶粒子体积分数无量纲化,即入口处冰晶粒子的体积分数(无量纲体积分数)为1,流场区域内其他位置处的冰晶含量均是与入口处冰晶粒子体积分数的比值,称为相对体积分数。如需求得流场区域内任一位置的固态冰晶(或液态水)含量,只需要用该位置的固态冰晶(或液态水)相对体积分数乘以流场入口处的冰晶含量即可。如不加声明,下文中所称体积分数均为相对体积分数。

3 模型及计算方法的验证

关于冰晶融化相变的实验数据很少,可查资料仅有Hauk等^[10-12]开展的研究工作。为了验证本文冰晶粒子运动相变模型和计算方法,鉴于目前公开发表的实验数据有限,本文选取2016年Huak等^[11]开展的冰粒子在强迫对流环境下的融化实验结果进行对比。

3.1 计算条件说明

Hauk^[11]的实验条件见表1。

表1 Hauk实验条件
Table1 Hauk's experimental conditions

算例	气流速度/(m/s)	气流温度/K	相对湿度/%	环境压力/Pa	初始温度/K	粒子球形度	粒径/ μm
1	1	293.2	4	94 900	256.4	1	715
2	1	293.2	4	94 900	256.4	1	994
3	1	292.8	4	95 870	255.5	0.7	551
4	1	293.1	4	94 900	257	0.84	1 071
5	1.25	293.2	4	97 200	257	1	915
6	0.75	288.2	64	95 100	256.4	1	775
7	0.75	288.2	64	95 100	256.9	1	591
8	0.75	288.3	61	95 300	256	0.49	690
9	1	293.2	75	94 900	256.2	1	1 013
10	1	293.2	75	94 900	256.5	1	978
11	1	293.2	78	95 600	257.9	0.78	1 013

计算验证区域为二维方形区域,大小 $0.05 \times 0.05 \text{ m}$,网格划分见图3,共10 000个网格单元。左边入口边界条件为速度入口,右边出口边界条件为出流出口,上下边界条件为对称边界。由于气流和冰晶粒子考虑为单向耦合,故先将空气流场计算收敛,然后在稳定的空气流场的基础上,计

算冰晶粒子的融化过程。

融化过程采用瞬态计算,比较时间步长0.01 s和0.001 s的计算结果,融化时间的相对误差在0.3%以内,因此本文选取0.01 s为计算时间步长。

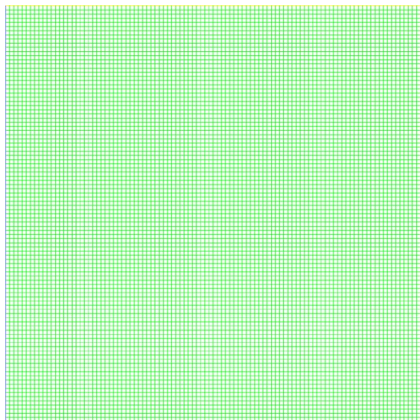


图 3 计算域网格
Fig.3 Computational domain mesh

3.2 验证结果及分析

图 4 和图 5 分别是计算的冰晶粒子融化时间和完全融化时粒径与实验值的对比。从图中可以看出:在不同来流温度、来流速度、相对湿度、冰晶粒径大小和初始球形度的条件下,融化时间和融化后粒径的计算结果都与实验结果较为接近。冰晶粒子融化时间的计算结果和实验结果的最大误差为 22.7%;冰晶融化后粒径的计算结果和实验值的最大误差为 3.3%。整体数值计算结果同实验结果吻合较好,表明本文采用的物理模型和计算方法可以较好地模拟冰晶粒子在温暖气流环境下的运动相变过程。

为了进一步理解冰晶粒子融化过程中其物理状态的变化,对冰晶粒子温度和体积分数随时间变化的结果进行分析。以算例 1 为例,图 6 是冰晶粒子温度随时间的变化。温度的变化分为三个阶段,与融化相变的三阶段对应。第一阶段时粒子

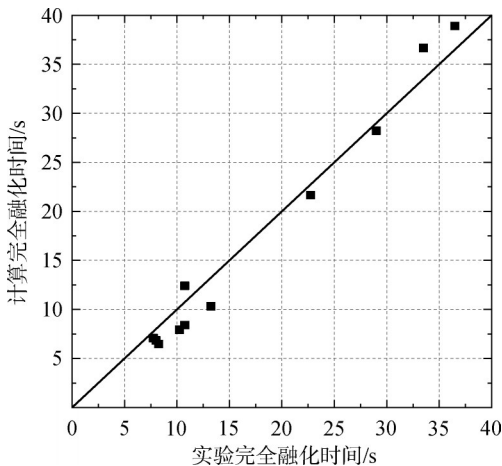


图 4 融化时间计算值和实验值的对比
Fig.4 Comparison between computation and experiment values of melting time

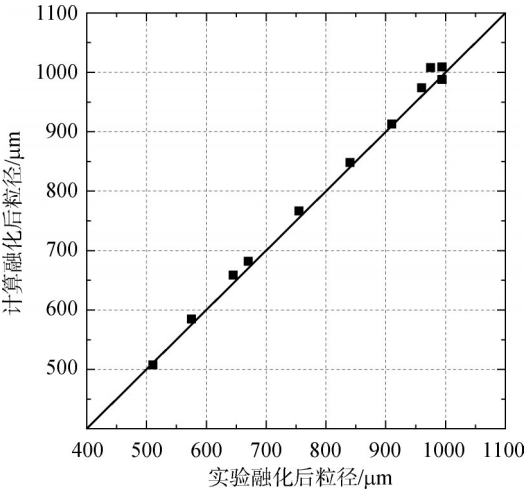


图 5 完全融化后粒径计算值与实验值的对比
Fig.5 Comparison between computation and experiment values of particle size after complete melting

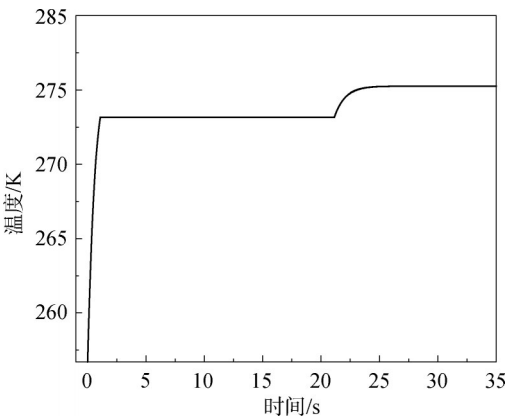


图 6 粒子温度随时间的变化
Fig.6 Variation of particle temperature with time

初始温度 256.4K 升温到融化温度 273.15 K,此时冰晶粒子为纯固态;第二阶段是冰晶粒子的融化阶段,温度维持在融化温度 273.15 K,此时冰晶粒子为部分融化状态;第三阶段是液滴的升温阶段,当冰晶粒子完全融化为液滴之后,液滴从温暖环境中吸收热量继续升温,最终液滴达到一个稳态温度 275.26 K,此时液滴从环境中吸收的热量与其蒸发效应带走的热量达到动态平衡。

图 7 是冰晶在相变过程中,固态冰和液态水的体积分数。冰晶粒子初始状态的固态冰体积分数为 1,液态水体积分数为 0,从图中可以看出冰晶粒子很快进入融化阶段,这和图 6 一致。也就是说,纯固态冰晶的第一个阶段很快就过渡到了冰晶融化阶段。在冰晶融化阶段,冰晶继续吸热逐渐融化,固态冰的体积分数逐渐减少,液态水的体积分数逐渐增加。当冰晶完全融化为液滴时,

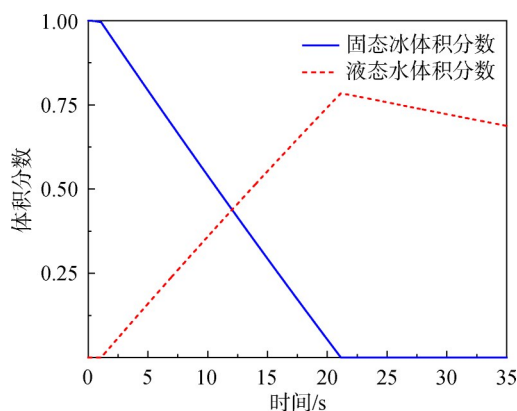


图7 固态冰和液态水的体积分数随时间的变化

Fig.7 Variation of volume fraction of solid ice and liquid water with time

固态冰的体积分数变为 0, 此时液态水的体积分数为 0.784。此后液滴在温暖气流中继续运动并伴随蒸发现象, 液态水的体积分数进一步缓慢减少。

4 NACA0012翼型冰晶绕流相变计算

将冰晶运动相变的计算模型和方法, 运用到翼型绕流区域内的冰晶运动相变过程的计算。模型选用 NACA0012 翼型, 弦长为 1 m, 流场区域为 $6\text{ m} \times 10\text{ m}$ 。计算状态如下: 气流环境温度为 293 K, 压力为 94 900 Pa, 速度为 67 m/s, 相对湿度为 4%, 机翼攻角为 2° ; 冰晶平均当量直径为 $70\text{ }\mu\text{m}$, 初始温度 270 K, 初始粒子球形度为 1。计算网格划分见图 8, 共 7 300 个网格单元, 在机翼附近进行网格加密, 计算区域入口边界条件为速度入口, 出口边界条件为压力出口, 上下边界条件为对称边界。网格无关性结果见图 9, 综合考虑计算时长和结果精确度, 最终选用底层网格高度为 0.001 mm , $y^+ \approx 0.23$ 。

固态冰和液态水的总体积分数见图 10, 总体积分数反映了冰晶粒子的数量密度, 总体积分数

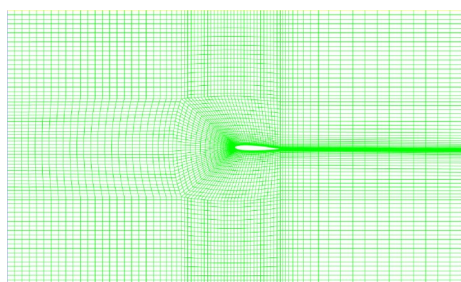


图8 计算域网格划分

Fig.8 Computational domain mesh

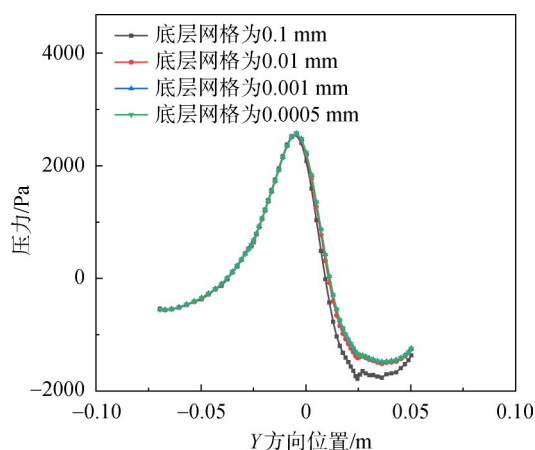


图9 不同底层网格厚度时表面压力结果对比

Fig.9 Comparison of pressure results with different bottom mesh thickness

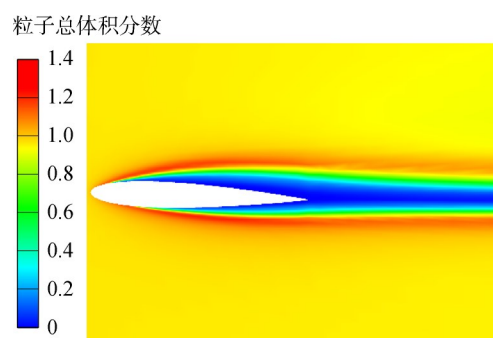


图10 粒子总的体积分数云图

Fig.10 Contours of particle total volume fraction

越大说明粒子数量越多。从图中可以看出, 在机翼的后部有一粒子遮蔽区, 该区域内没有冰晶到达, 所以总体积分数为 0, 这与过冷大水滴运动规律是一致的。

固态冰和液态水体积分数的计算结果分别见图 11 和图 12。随着冰晶粒子向后运动, 粒子不断从外界环境中吸收热量, 融化过程持续进行, 导致固态冰的体积分数逐渐减小, 液态水的体积分数

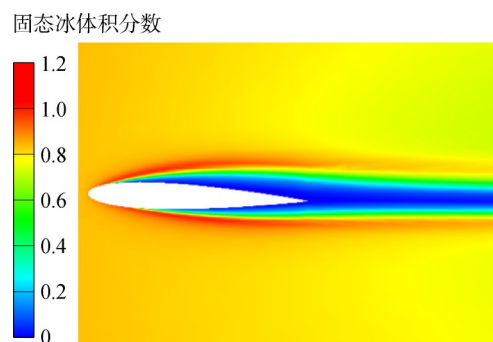


图11 固态冰的体积分数云图

Fig.11 Contours of solid ice volume fraction

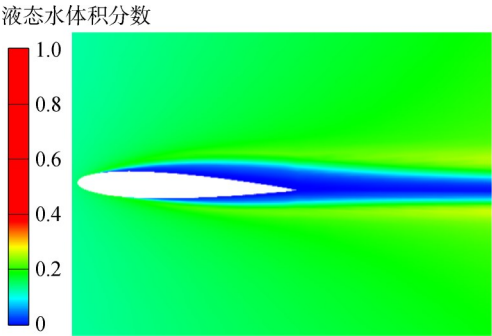


图 12 液态水的体积分数云图

Fig.12 Contours of liquid water volume fraction

逐渐增加。在机翼后缘水滴遮蔽区内不存在冰晶粒子,所以固态冰和液态水的体积分数都为 0。

冰晶粒子的局部收集系数见图 13,机翼前缘局部收集系数最大,沿着弦向往后逐渐减少。冰晶到达撞击表面时的状态会极大地影响冰晶的黏附效率,机翼前缘的粒子融化率如图 14 所示。在

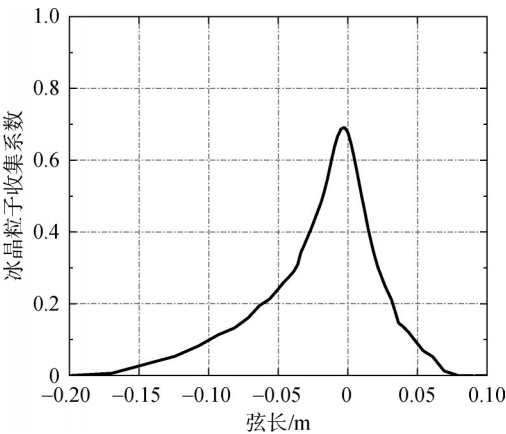


图 13 冰晶粒子局部收集系数

Fig.13 Local collection coefficient of ice crystals

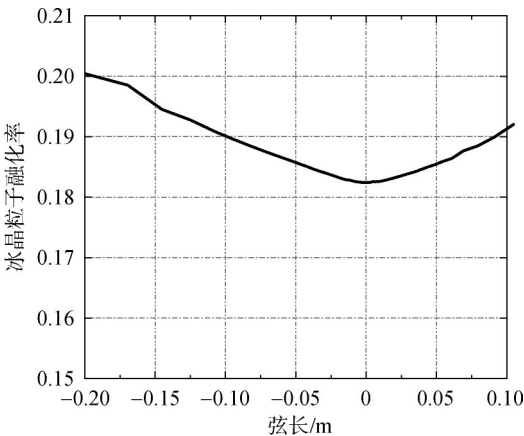


图 14 机翼前缘冰晶融化率

Fig.14 Melting rate of ice crystals at the leading edge of the wing

前缘位置处粒子的融化率为 0.182,沿着弦向往后移动,粒子运动时间更长,吸收热量更充分,所以融化率有所升高。前缘附近冰晶融化率范围是 0.18~0.2。NRC^[6]的研究表明,冰晶融化率在 5%~25% 范围时,冰晶的结冰能够达到一个相对高的平台期。说明此条件下,机翼前缘易发生结冰。通过冰晶粒子的收集系数和冰晶到达机翼前缘的融化率,可以计算得到撞击到机翼表面的固态冰和液态水的含量,为后续冰晶的撞击模型和结冰热力学模型计算提供精确的冰晶物理状态数据。

5 冰晶运动相变的影响因素分析

冰晶运动融化过程是一个多物理场耦合的问题,其中的影响因素众多,包括气流环境的温度、相对湿度,冰晶粒子的速度、粒径大小、形状和初始温度等,不同的物理条件会不同程度地影响冰晶的运动相变过程。研究各影响因素对冰晶融化相变过程的影响,可以加深对运动相变这一过程的认识。下面分别研究冰晶初始粒径大小、初始球形度、气流相对湿度和温度对冰晶粒子完全融化时间和蒸发占比的影响。冰晶粒子完全融化时间主要反映冰晶粒子融化的快慢,蒸发占比指冰晶粒子完全融化时蒸发的质量与开始融化时冰晶粒子总质量的比值,主要反映冰晶粒子融化过程中蒸发质量的大小。

基准算例计算条件如下:气流温度为 293.15 K,相对湿度为 4%,速度为 1 m/s,粒子球形度为 1,粒径为 500 μm。研究某因素的影响时,保持其他条件不变。

5.1 冰晶粒径的影响

冰晶粒子的初始粒径对完全融化时间的影响见图 15。从图中可看出随着粒径的增加,冰晶粒子的融化时间呈指数式增加。一方面,随着粒径增加,冰晶粒子体积会越大,融化所需的热量增加;但另一方面,随着粒径增加,粒子表面的换热面积也会增加,因此从环境中吸收的热量会有所增加。由于体积增长的速率大于面积增长速率,粒径越大时相对表面积就越小,所以由体积增加导致需要的热量增加量要大于面积增加引起的吸收热量的增加量;而且冰晶融化吸收的热量为潜热,冰晶粒子表面换热是显热,融化潜热比表面换热显热要大很多。所以粒径增加会导致需要的能量大大增加,虽然从环境中吸收的热量也有所增

加,但远不足以抵消融化潜热的增加量,最终完全融化时间随着粒径呈指数式增加。粒径与蒸发占比的关系见图 16,由图可知在外部环境保持不变的情况下,粒径的变化对蒸发占比影响很小。

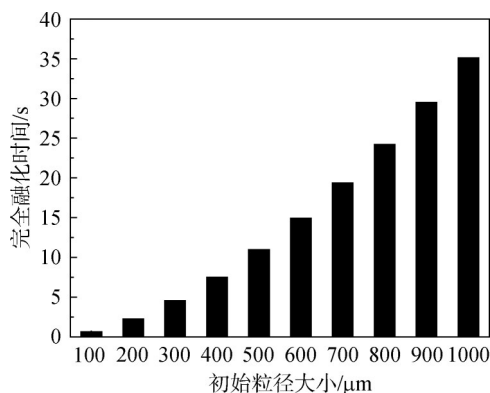


图 15 融化时间与初始粒径大小的关系

Fig.15 Relationship between melting time and initial particle size

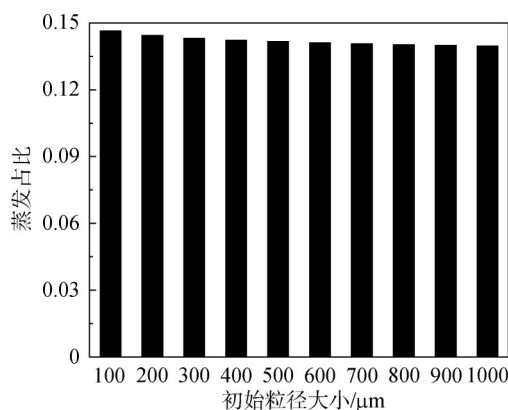


图 16 蒸发占比与初始粒径大小的关系

Fig.16 Relationship between evaporation ratio and initial particle size

5.2 冰晶球形度的影响

粒子初始球形度对粒子完全融化时间的影响见图 17。由图可知,粒子初始球形度越小,融化时间越短。粒子球形度越小,说明粒子的形状越不规则,相同体积下粒子的表面积越大,蒸发换热更明显。随着融化过程的进行,粒子会逐渐融化成球形,粒子球形度逐渐趋向于 1 变化。粒子初始球形度对蒸发占比的影响见图 18,由图可知在外部环境保持不变的情况下,粒子初始球形度的变化对蒸发占比基本没有影响。其原因是从环境中吸收的热量和蒸发带走的热量都与粒子表面积成正比,而粒子球形度的不同只是改变的粒子表面积大小,所以在其他条件不变的条件下,粒子球

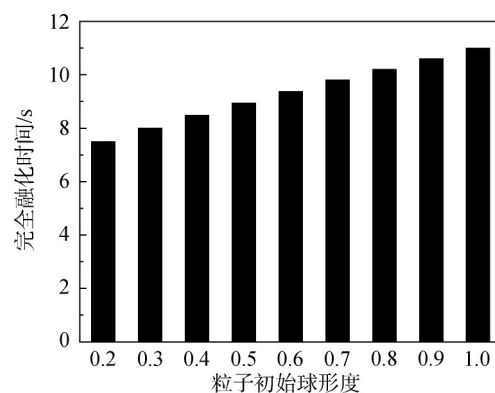


图 17 融化时间与粒子球形度的关系

Fig.17 Relationship between melting time and particle sphericity

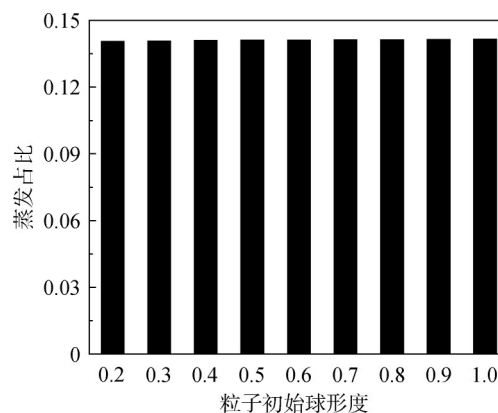


图 18 蒸发占比与粒子球形度的关系

Fig.18 Relationship between evaporation ratio and particle sphericity

形的变化对蒸发占比影响很小。

5.3 气流相对湿度的影响

气流相对湿度对冰晶完全融化时间的影响见图 19。在其他条件相同的情况下,气流环境的相对湿度越高,粒子融化时间越短。从能量平衡的角度来看,冰晶粒子从空气中吸收的热量一部分用来提供蒸发潜热,一部分用来提供融化潜热。气流相对湿度越低,说明气流中的水分含量越少,粒子的蒸发效应会越明显,用于提供蒸发潜热的能量就越多,融化的质量就越少,导致融化时间变长;反之气流相对湿度越高,粒子融化时间则越短。气流相对湿度对蒸发占比的影响见图 20,气流相对湿度越低,蒸发效应越明显,冰晶粒子的蒸发占比越高。由传热传质理论可知,气流相对湿度越高,气流中蒸汽的粒子数密度越大,冰晶粒子的蒸发传质会越少。

结合图 19 和图 20 来看,发现当气流相对湿度高于 24% 以后,冰晶粒子蒸发占比很小,几乎

不蒸发,融化时间也基本趋于不变,说明空气在冰晶粒子温度时达到了饱和,若继续增加气流相对湿度到 25% 以上,气流中的水蒸气将会冷凝到冰晶粒子表面。

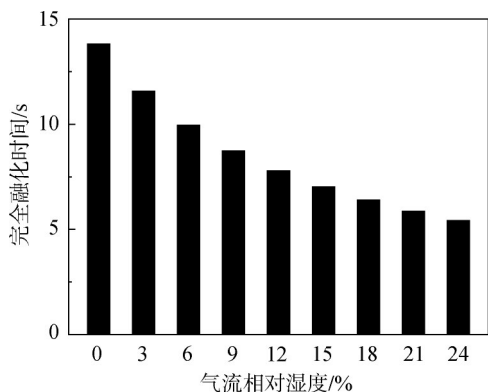


图 19 融化时间与气流相对湿度的关系

Fig.19 Relationship between melting time and air relative humidity

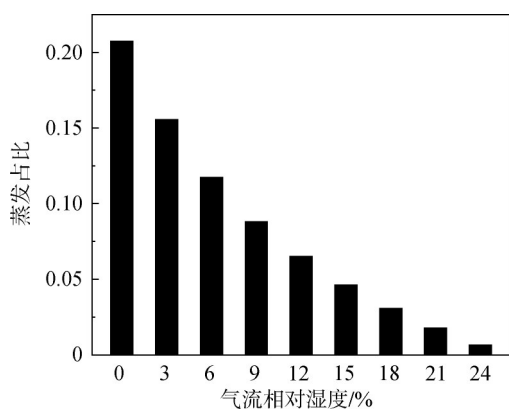


图 20 蒸发占比与气流相对湿度的关系

Fig.20 Relationship between evaporation ratio and air relative humidity

5.4 气流温度的影响

气流温度对冰晶完全融化时间的影响见图 21,气流温度越高,冰晶粒子的完全融化时间越短。气流温度越高,冰晶粒子与气流环境对流换热越多,相同时间内融化的固态冰的质量越多,粒子的融化时间就越短。气流温度对蒸发占比的影响见图 22,气流温度越高,粒子饱和蒸气压越大,在相同相对湿度条件下,蒸汽质量分数降低,导致蒸发效应减弱,蒸发占比就越低。

另外,环境温度 288 K (15 °C) 时冰晶粒子的融化时间为 27.5 s;环境温度为 302 K (29 °C) 时的融化时间仅 5.2 s。发动机在低压压气机第 1 级温度通常在 283~293 K (10~20 °C) 左右,粒子运动

速度很快,一般不会全部融化,冰水混合的冰晶粒子容易黏附在发动机静子上而结冰,因此低压压气机前几级结冰风险很大。

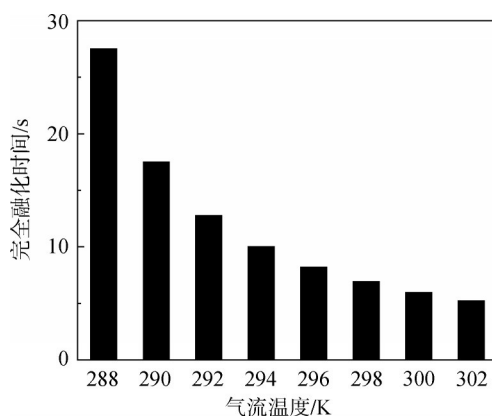


图 21 融化时间与气流温度关系

Fig.21 Relationship between melting time and air temperature

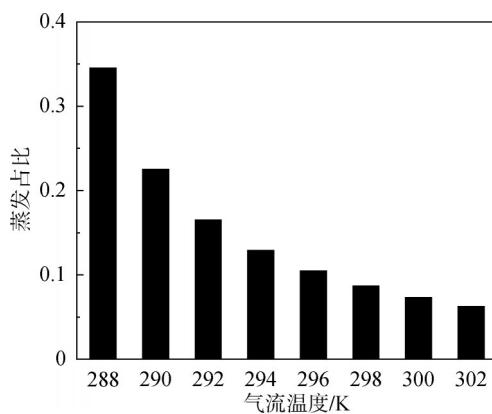


图 22 蒸发占比与气流温度关系

Fig.22 Relationship between evaporation ratio and air temperature

6 结 论

本文发展了冰晶粒子运动相变的计算模型,基于欧拉法建立了三阶段冰晶相变控制方程和计算方法,在冰晶动量方程中引入了由于冰晶升华或蒸发导致的动量损失,并对计算模型和方法进行了验证。针对 NACA0012 翼型计算了冰晶绕流时的运动相变特性。进一步对冰晶运动相变过程的影响因素进行了计算和分析。

1) 在本文 NACA0012 翼型扰流冰晶运动相变的计算条件下,前缘附近冰晶粒子的融化率范围为 0.18~0.2,正好处于冰晶结冰严重程度较高的平台期。冰晶融化率的计算结果可以有效地应用于冰晶结冰风险评估。

2) 冰晶粒子融化时间随粒子直径成指数增长,随粒子球形度成线性增长。

3) 环境温度 293 K 时,当气流相对湿度达到 24% 以后,冰晶粒子蒸发占比很小,几乎不蒸发;气流相对湿度高于 25% 后,水蒸气会冷凝到冰晶粒子表面。

4) 本文条件下,环境温度 288 K (15℃) 时冰晶粒子的融化时间为 27.5 s,而环境温度为 302 K (29℃) 时的融化时间仅有 5.2 s,可见冰晶粒子的融化快慢对环境温度十分敏感。

参考文献:

- [1] MASON J G, STRAPP J W, CHOW P. The ice particle threat to engines in flight[R]. AIAA 2006-206, 2006.
- [2] 陈光. GEnx 发动机结冰问题初探[J]. 国际航空, 2014(2): 72-73.
CHEN Guang. Discussion on GEnx engine icing[J]. International Aviation, 2014(2): 72-73. (in Chinese)
- [3] MASON J G, CHOW P, FULEKI D M. Understanding ice crystal accretion and shedding phenomenon in jet engines using a rig test[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2011, 133(4): 1-8.
- [4] 刘增承. 关于发动机内部结冰的探讨[R]. 北京: 全国飞行技术和飞行安全研讨会, 2000.
- [5] CURRIE T C, STRUK P M, TSAO J C, et al. Fundamental study of mixed-phase icing with application to ice crystal accretion in aircraft jet engines[R]. AIAA 2012-2035, 2012.
- [6] CURRIE T C, FULEKI D, MAHALLATI A. Experimental studies of mixed-phase sticking efficiency for ice crystal accretion in jet engines[R]. AIAA 2014-3049, 2014.
- [7] STRUK P M, BARTKUS T, TSAO J C, et al. Ice accretion measurements on an airfoil and wedge in mixed-phase conditions[R]. SAE Paper 2015-01-2116, 2015.
- [8] CURRIE T C, FULEKI D. Experimental results for ice crystal icing on hemispherical and double wedge geometries at varying mach numbers and wet bulb temperatures[R]. AIAA 2016-3740, 2016.
- [9] LIBBRECHT K G. The physics of snow crystals[J]. Reports on Progress in Physics, 2005, 68(4): 855-895.
- [10] HAUKE T, ROISMAN I V, TROPEA C D. Investigation of the melting behaviour of ice particles in an acoustic levitator [R]. AIAA 2014-2261, 2014.
- [11] HAUKE T, BONACCURSO E, VILLEDIEU P, et al. Theoretical and experimental investigation of the melting process of ice particles[J]. Journal of Thermophysics & Heat Transfer, 2016, 30(4): 946-954.
- [12] HAUKE T. Investigation of the impact and melting process of ice particles[D]. München, Germany: Technische Universität Darmstadt, 2016.
- [13] AYAN E, OZGEN S, MURAT C, et al. Prediction of ice crystal accretion with TAICE[R]. SAE Paper 2015-01-2148, 2015.
- [14] GRIFT E, NORDE E, DER E, et al. Computational method for ice crystal trajectories in a turbofan compressor[R]. SAE Paper 2015-01-2139, 2015.
- [15] AOUIZERATE G, CHARTON V, BALLAND M, et al. Ice crystals trajectory calculations in a turbofan engine[R]. AIAA 2018-4130, 2018.
- [16] 卜雪琴, 李皓, 黄平, 等. 二维机翼混合相结冰数值模拟[J]. 航空学报, 2020, 41(12): 200-210.
BU Xueqin, LI Hao, HUANG Ping, et al. Numerical simulation of mixed phase icing on two-dimensional airfoil[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2020, 41(12): 200-210. (in Chinese)
- [17] IULIANO E, MONTREUI E, NORDE E, et al. Modelling of non-spherical particle evolution for ice crystals simulation with an Eulerian approach[R]. SAE Paper 2015-01-2138, 2015.
- [18] VILLEDIEU P, TRONTIN P, CHAUVIN R. Glaciated and mixed phase ice accretion modeling using ONERA 2D icing suite[R]. AIAA 2014-2199, 2014.
- [19] TRONTIN P, BLANCHARD G, VILLEDIEU P. A comprehensive numerical model for mixed-phase and glaciated icing conditions[R]. AIAA 2016-3742, 2016.
- [20] NORDE E, SENONER J M, VAN D, et al. Eulerian and Lagrangian ice-crystal trajectory simulations in a generic turbofan compressor[J]. Journal of Propulsion and Power, 2019, 35(1): 26-40.
- [21] NORDE E. Eulerian method for ice crystal icing in turbofan engines[D]. Enschede, The Netherlands: University of Twente, 2017.
- [22] GANSER G H. A rational approach to drag prediction of spherical and nonspherical particles[J]. Powder Technology, 1993, 77(2): 143-152.
- [23] MASON B J. On the melting of hailstones[J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1956, 82(352): 209-216.
- [24] CROWE C T, SOMMERFELD M, TSUJI Y. Multiphase flows with droplets and particles[M]. Boca Raton, US: CRC Press, 2011.
- [25] SONNTAG D. Important new values of the physical constants of 1986, vapour pressure formulations based on the ITS-90, and psychrometer formulae[J]. Zeitschrift für Meteorologie, 1990, 40(5): 340-344.

[26] 杨胜华,林贵平,申晓斌.三维复杂表面水滴撞击特性计算[J].航空动力学报,2010,25(2):284-290.
YANG Shenghua,LIN Guiping,SHEN Xiaobin.Calculation of water droplet impact characteristics on three-dimensional complex surface[J].Journal of Aeronautical power,2010,25(2):284-290.(in Chinese)

[27] 申晓斌,林贵平,杨胜华.三维发动机进气道水滴撞击特性分析[J].北京航空航天大学学报,2011,37(1):1-5.
SHEN Xiaobin,LIN Guiping,YANG Shenghua.Analysis of water droplet impact characteristics in three-dimensional engine inlet[J].Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2011,37(1):1-5.(in Chinese)

(编辑:张 雪)