

离心力对于旋转叶片表面积冰影响的数值模拟研究^{*}

陈宁立^{1,2}, 杜健民¹, 吉洪湖², 胡娅萍², 袁永青³

- (1. 西南石油大学 机电工程学院, 四川 成都 610500;
2. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016;
3. 中国航发四川燃气涡轮研究院, 四川 成都 610500)

摘要: 为了加深对旋转叶片表面积冰现象的认识, 发展了一种适用于旋转表面积冰预测的数学模型, 并采用该模型研究了离心力对于旋转叶片表面积冰的影响。通过对结冰控制体内的由于撞击水滴形成的薄水膜流动的质量、动量和能量守恒进行分析, 发展了旋转贴体非正交曲线坐标系下的结冰模型并给出了相应的计算方法。所发展模型的动量方程中考虑了离心力对水膜流动的影响, 并且在能量方程中考虑了净流出水带走的能量。采用文献中旋翼表面的结冰试验结果对所发展的模型和计算方法进行了验证, 所计算得到的冰厚与试验结果吻合较好, 计算得到的冰厚精度相比于LWICE软件有所提高。计算结果还表明, 离心力增大会导致水膜速度在叶片展向上的分量变大, 致使流出控制体的水质量增加, 最终导致冰厚在驻点附近略微变小。

关键词: 旋转叶片; 结冰; 离心力; 数值模拟; 控制体

中图分类号: V231.1 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2020) 06-1314-10

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 190292

Numerical Study of Effects of Centrifugal Force on Ice Accretion on a Rotor Blade

CHEN Ning-li^{1,2}, DU Jian-min¹, JI Hong-hu², HU Ya-ping², YUAN Yong-qing³

- (1. School of Mechatronic Engineering, Southwest Petroleum University, Chengdu 610500, China;
2. College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;
3. AECC Sichuan Gas Turbine Establishment, Chengdu 610500, China)

Abstract: In order to obtain a better understanding of ice accretion on a rotor blade, a mathematical model is developed for predicting ice accretion on a rotating surface, and the effects of centrifugal force on the ice accretion on a rotor blade are also studied. The icing model is developed in a rotating body-fitted non-orthogonal coordinate system, which is based on the analysis of mass, momentum, and energy conservation of the thin water film in the icing control volume which is caused by the impinged super cooled droplets. The calculation scheme was also given in this paper. The icing model developed in this paper considers the effect of centrifugal force on the movement of the water film in the momentum-conservation equation and the energy taken away by the water flowing out of the control volume in the energy-conservation equation. The model was validated by using the experimental data from literature, and the calculated results agree well with the experimental data, and the precision is better than that of LEWICE. The results also show that with the increase of centrifugal force, the velocity component of water film in the span direction becomes larger, and more water will flow out of the control volume which

^{*} 收稿日期: 2019-05-09; 修订日期: 2019-08-14。

通讯作者: 陈宁立, 博士, 讲师, 研究领域为航空发动机积冰、防冰以及综合热管理技术。E-mail: chen04@foxmail.com

引用格式: 陈宁立, 杜健民, 吉洪湖, 等. 离心力对于旋转叶片表面积冰影响的数值模拟研究[J]. 推进技术, 2020, 41(6): 1314-1323. (CHEN Ning-li, DU Jian-min, JI Hong-hu, et al. Numerical Study of Effects of Centrifugal Force on Ice Accretion on a Rotor Blade[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(6):1314-1323.)

leads a slight decrease of the ice layer thickness near the stationary point.

Key words: Rotor blade; Ice accretion; Centrifugal force; Numerical simulation; Control volume

1 引言

飞行器在穿过含有过冷水滴的云层时,其迎风表面会发生积冰现象。常见的积冰部件既包含静止部件如固定翼、挡风玻璃^[1-2]、进气道唇口等^[3],也包含旋转部件如旋转叶片(直升机旋翼、发动机风扇叶片、压气机转子)和旋转整流罩等^[4-7]。本文具体关注旋转叶片表面的积冰现象。旋转叶片表面积冰会对飞行器的安全产生非常不利的影响。比如直升机旋翼表面的积冰会导致旋翼的升力减小,阻力增大^[8-10],同时还会导致扭矩的急剧增加^[11-13],急剧增加的扭矩甚至会超过发动机所能够承受的极限,从而使飞行变得十分危险。更严重的是,在离心力的作用下,旋转叶片表面的冰更加容易脱落^[14-15]。脱落的冰块可能会撞击到飞行器的其它部件,从而造成非常严重的飞行事故^[16]。发动机风扇叶片表面的积冰会引起发动机流道的堵塞,可能导致发动机喘震,对发动机的安全造成危害。旋转叶片表面的积冰现象还会在民用设施比如风力发电中的风力涡轮叶片表面发生^[17-18]。风力涡轮叶片表面的积冰会导致发电效率下降,甚至对叶片造成损害。由此可见旋转叶片表面的积冰对航空、军事以及民用设施都会造成非常不利的影响。因此对旋转叶片表面积冰现象的研究是非常必要的。对于积冰现象的研究通常有飞行试验、风洞试验和数值模拟的方法。这其中数值模拟的方法具有成本低、周期短的特点,目前已经得到了越来越多的重视。积冰的数值模拟研究需要对积冰过程建立数学模型,并进行求解。

最早的积冰模型是 Messinger^[19]在1953年提出的,该模型是一个二维的积冰模型。该模型假设在驻点位置处的积冰控制体内,只有向下游流出的水,没有流进该控制体内的水。因此可以通过从驻点单元开始迭代求解质量守恒方程和能量守恒方程,求解得到整个部件表面上的冰形厚度。虽然 Messinger 模型是一个二维静止表面的积冰模型,且没有考虑离心力的影响,但是它也被用于旋转叶片表面积冰的数值模拟^[20-21]。Wang等^[22-24]对 Messinger 模型进行了改进,将其发展成为一个三维的模型,并且能够在积冰模拟中考虑离心力的影响。该改进模型采用剪切力和离心力的合力作为依据对旋转叶片表面的水膜进行分配。Habashi等开发的 FENSAP 软件也被应

用到旋转叶片表面的积冰模拟^[25-27]。该软件所采用的积冰模型是基于静止表面开发的。模型中采用牛顿剪切定律对积冰部件表面的薄水膜流动进行简化模拟,没有考虑压力、重力以及离心力和哥氏力对于薄水膜流动的影响。Chen等^[28]、陈希等^[29]也提出了一种旋翼表面的积冰模型。该模型认为在旋转部件表面离心力会对水膜的速度产生影响,并且离心力产生的加速度为 f_{cen}/m_f 。该加速度乘以时间则得到水膜在 dt 时间段内由离心力引起的速度增量。采用该速度增量加上文献[30]中提出的静止表面水膜流动的速度表达式,便得到旋转表面上的考虑离心力影响的水膜速度公式。Chen等^[31]提出了一种基于旋转贴体非正交曲线坐标系下的积冰模型。该模型首先通过积分求解旋转表面的薄水膜的动量方程得到水膜流动速度的解析解。然后采用数值计算的方法耦合求解薄水膜流动的连续方程和能量方程,从而得到旋转叶片表面积冰过程中的水膜厚度和冰厚。但是该模型中能量方程没有考虑水膜流入和流出控制体带来的能量变化。且没有仔细讨论离心力对旋转叶片表面积冰的影响。

本文在 Chen等^[31]提出的旋转贴体非正交曲线坐标系下的积冰模型的基础上,增加考虑了由于水膜流入流出控制体带来的能量变化,并给出了改进后模型的计算方法。此外,还对所建立的模型和计算方法进行计算程序的编写,以旋转叶片为研究对象,采用文献中的试验数据对所发展的模型和计算方法进行验证,并研究了离心力大小对旋转叶片表面积冰的影响。

2 数学模型与计算方法

积冰现象的数值模拟通常可以分为两个部分。首先是对积冰部件外部稀疏气液两相流的模拟,从而可以计算得到积冰部件表面的撞击水滴的质量、表面对流换热系数和气流剪切力等影响积冰过程的变量。然后根据计算得到的变量采用合适的积冰模型计算得到表面的积冰量的大小。

对于旋转叶片表面,为了建立模型和计算的方便,通常在旋转坐标系下进行建模和求解。旋转坐标系下可以将旋转的叶片看成静止,但同时也会引入由于坐标系旋转带来的哥氏力和离心力。

2.1 旋转叶片外部稀疏气液两相流

本文采用欧拉-欧拉法的两相流模型计算旋转叶片外部稀疏气液两相流。由于水滴相的体积分数通常较低,因此可以近似忽略水滴相对于空气运动的影响,可以将空气相看成单相流动进行模拟。

对于水滴相,欧拉-欧拉法也将其看成连续相,通过求解水滴相的连续方程和动量方程得到其在空间和积冰表面的体积分数和速度大小的分布。水滴相的连续方程为

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_w \alpha v_i) = 0 \quad (1)$$

式中 ρ_w 为水的密度, α 为水滴在控制体内的体积分数, v_i 为水滴相的速度在*i*方向上的分量。

对于水滴相的动量方程,由于水滴相的体积分数很低,可以近似忽略粘性扩散,并且将水滴相的运动看成层流流动,水滴相的动量方程具体表达形式为

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_w \alpha v_j v_i) = \rho_w \alpha K(v_{ai} - v_i) + \alpha F_i \quad (2)$$

式中 $\rho_w \alpha K(v_{ai} - v_i)$ 为空气相对水滴相的拖拽力。 F_i 为体积力在*i*方向上的分量,包含了重力、哥氏力以及离心力。

求解得到水滴相的速度和体积分数后,便可以计算得到壁面上的水收集量,水收集量的大小通常采用无量纲的局部水收集系数来表示,即

$$\beta = \frac{\rho_w \alpha v_{\text{normal}}}{C_{\text{LW}} \cdot U_{\infty}} \quad (3)$$

式中 v_{normal} 为水滴速度在壁面法向上的分量,其方向为指向壁面, C_{LW} 为进口来流中的液态水含量, U_{∞} 为进口来流中的水滴速度。

2.2 旋转叶片表面积冰数学模型

本文采用的旋转叶片表面的积冰数学模型是基于Chen等^[31]提出的旋转贴体非正交曲线坐标系下的积冰模型发展而来。在旋转叶片表面建立贴体非正交曲线坐标系如图1所示。该坐标系的三个方向分别为 S_1, S_2 和 S_3 ,其中 S_1 和 S_2 与表面相切(不一定相互垂直),而 S_3 垂直于表面。对于该坐标系,其坐标的基矢量为 e^1, e^2, e^3 ,且有坐标系系数 $e^{ij} = e^i \cdot e^j$ 。

积冰过程可以被视为由撞击水滴在表面形成的薄水膜流动与积冰的过程。通过耦合求解旋转叶片表面薄水膜流动的连续方程、动量方程和能量方程便可以得到旋转叶片表面的积冰量大小。

由于积冰部件表面的水膜厚度通常很小,可以

采用润滑理论对薄水膜流动的动量方程进行简化^[31]。简化得到非正交曲线坐标系下的薄水膜流动动量方程为

$$\begin{cases} -\left(\frac{1}{e^{11}} \frac{\partial p}{\partial S_1} + \frac{1}{e^{12}} \frac{\partial p}{\partial S_2}\right) + \mu \frac{1}{e^{33}} \frac{\partial}{\partial S_3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial S_3}\right) + F_1 = 0 \\ -\left(\frac{1}{e^{12}} \frac{\partial p}{\partial S_1} + \frac{1}{e^{22}} \frac{\partial p}{\partial S_2}\right) + \mu \frac{1}{e^{33}} \frac{\partial}{\partial S_3} \left(\frac{\partial u_2}{\partial S_3}\right) + F_2 = 0 \\ -\frac{1}{e^{33}} \frac{\partial p}{\partial S_3} + F_3 = 0 \end{cases} \quad (4)$$

式中 F_1, F_2, F_3 为体积力的源项在基矢量 e^1, e^2, e^3 下的分量,在这里体积力除了包含重力以外,还包含由于坐标系旋转引入的离心力以及哥氏力,即

$$F_i = \rho_w (g_i + \omega_j \omega_j r_i - 2e^{ji} \omega_j u_k) \quad (5)$$

式中 ω 为坐标系旋转的角速度, r 为旋转半径。

式中哥氏力和离心力的比值为 $\eta = \left| \frac{-2e^{ji} \omega_j u_k}{\omega_j \omega_j r_i} \right|$,其量

级近似与 $\frac{u}{\omega r}$ 即部件表面薄水膜流动的速度与部件旋转的线速度大小的比值在同一量级。

对于飞行器上的旋转部件,其转速一般较高(直升机旋翼转速在500r/min左右,发动机进口旋转整流罩可达3000r/min)且尺寸一般也较大(直升机旋翼旋转半径可达数米,旋转整流罩直径也在半米左右)。而由于积冰部件表面薄水膜厚度通常较小(100 μm 的量级),且流动速度也较小(一般小于0.1m/s),因此可以认为 $\eta \ll 1$,从而公式中哥氏力项相比于离心力项可以近似忽略。

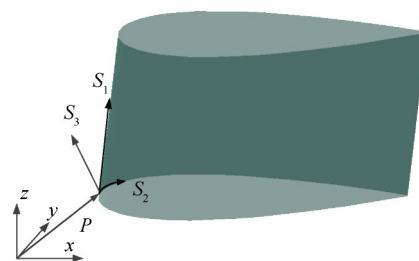


Fig. 1 Rotating body-fitted non-orthogonal coordinate

积冰部件表面的薄水膜与冰层接触的表面可以认为是无滑移边界,而水膜的上表面与空气接触可以采用黎曼边界条件。

对简化后的动量方程进行积分并带入边界条件,可以得到控制体中水膜速度的表达式^[31]

$$\begin{aligned}
u_1 &= \frac{\frac{\sqrt{e^{33}}}{\sqrt{e^{11}}} \tau_{(1)} - N_1 \frac{H_w}{\sqrt{e^{33}}}}{\mu} S_3 + \frac{N_1}{2\mu} (S_3)^2 \\
u_2 &= \frac{\frac{\sqrt{e^{33}}}{\sqrt{e^{22}}} \tau_{(2)} - N_2 \frac{H_w}{\sqrt{e^{33}}}}{\mu} S_3 + \frac{N_2}{2\mu} (S_3)^2 \\
p &= p_a + \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + e^{33} F_3 \left(S_3 - \frac{H_w}{\sqrt{e^{33}}} \right)
\end{aligned} \quad (6)$$

式中 H_w 为水膜的厚度; u_i 为水膜的速度; μ 为水膜的粘性系数; p_a 为空气对于水膜表面的压力; $\sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ 为表面张力引起的毛细压力; $\tau_{(1)}, \tau_{(2)}$ 为剪切力在标准化后的基矢量在下的分量。

$$\begin{aligned}
N_1 &= e^{33} \left[\left(\frac{1}{e^{11}} \frac{\partial p}{\partial S_1} + \frac{1}{e^{12}} \frac{\partial p}{\partial S_2} \right) - F_1 \right] \\
N_2 &= e^{33} \left[\left(\frac{1}{e^{12}} \frac{\partial p}{\partial S_1} + \frac{1}{e^{22}} \frac{\partial p}{\partial S_2} \right) - F_2 \right]
\end{aligned} \quad (7)$$

对如图2所示的积冰控制体中的薄水膜流动进行质量守恒分析,可以得到

$$\rho_w \frac{dV_w}{dt} + \rho_w \oint_A \mathbf{u} \cdot d\mathbf{A} = M_{\text{imp}} - M_{\text{ice}} - M_{\text{evp}} \quad (8)$$

式中 V_w 为控制体内水的体积, $\mathbf{u}$ 为水膜的速度矢量, M_{imp} 为撞击到控制体内的水的质量, M_{ice} 为水凝固成冰的质量, M_{evp} 为蒸发掉的水的质量。

将上述方程在控制体内离散可以得到

$$\begin{aligned}
\rho_w \frac{H_w^{n+1} - H_w^n}{\Delta t} + \frac{\sum_{i=1}^m (\rho_w \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}}) A_i}{A_{\text{sub}}} = \\
\dot{m}_{\text{imp}} - \dot{m}_{\text{evp}} - \rho_{\text{ice}} \frac{H_{\text{ice}}^{n+1} - H_{\text{ice}}^n}{\Delta t}
\end{aligned} \quad (9)$$

式中 A_{sub} 为控制体底面, 即 S_1OS_2 平面。 n 表示时间步, H_{ice} 为冰厚, $\dot{m}_{\text{imp}}$ 为单位面积上的撞击水滴的质量, 可以通过局部水收集系数计算得到, $\dot{m}_{\text{evp}}$ 为单位面积上的水蒸发速率, 可以采用文献[32]中计算方法进行计算。

对图2所示的积冰控制体内的薄水膜流动进行能量守恒分析,可以得到能量方程

$$\begin{aligned}
\frac{\partial (C_w m_w \bar{T}_w)}{\partial t} + \rho_w \int (C_w \bar{T}_w \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}}) dA = \\
\dot{Q}_{\text{evap}} + \dot{Q}_{\text{cond}} + \dot{Q}_{\text{conv}} - \dot{Q}_{\text{imp}} - \dot{Q}_{\text{ice}}
\end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\dot{Q}_{\text{evap}}$ 是由于水膜蒸发带走的热量, $\dot{Q}_{\text{cond}}$ 是冰层向基底传递的热量在防冰系统未开启的状态下, 可以近似认为是0, $\dot{Q}_{\text{conv}}$ 是水膜向空气中通过对流传

递的热量, $\dot{Q}_{\text{imp}}$ 是撞击水滴带入的能量, $\rho_w \int (C_w \bar{T}_w \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}}) dA$ 是由于水滴净流出水而带走的能量, 这在文献[31]中是没有考虑的。将该方程在控制体内离散可以得到

$$\begin{aligned}
\rho_w \frac{C_w (\bar{T}_w^{n+1} H_w^{n+1} - \bar{T}_w^n H_w^n)}{\Delta t} + \\
\frac{\rho_w \sum_{i=1}^m (C_w \bar{T}_w \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}}) A_i}{A_{\text{sub}}} = \dot{q}_{\text{evap}} + \dot{q}_{\text{cond}} + \\
\dot{q}_{\text{conv}} - \dot{q}_{\text{imp}} - \rho_{\text{ice}} L_f \frac{H_{\text{ice}}^{n+1} - H_{\text{ice}}^n}{\Delta t}
\end{aligned} \quad (11)$$

式中 $\dot{q}$ 表示单位面积上的热流, 为了能够求解公式(11), 需要知道水膜中温度的表达式。由于水膜厚度很薄, 可以近似假设水膜中的温度沿着厚度方向上呈线性分布, 即

$$\frac{\partial T}{\partial S_3} = \text{const} \quad (12)$$

对水膜的上下表面进行分析, 可以得到公式(12)边界条件

$$T|_{S_3=0} = T_f - \lambda_w \frac{1}{\sqrt{e^{33}}} \frac{\partial T}{\partial S_3} \bigg|_{S_3=H_w/\sqrt{e^{33}}} = \quad (13)$$

$$-\dot{Q}_{\text{imp}} + \dot{Q}_{\text{conv}} + \dot{Q}_{\text{evp}}$$

对式(12)进行积分并带入边界条件, 可以得到水膜中的温度表达式为

$$\begin{aligned}
T_w = T_f + \\
\frac{\dot{m}_{\text{imp}} [0.5 U_d^2 + c_{pw} (T_d - T_f)] + h (T_a - T_f) - \dot{m}_{\text{evp}} L_e}{\lambda_w + (h + \dot{m}_{\text{imp}} c_{pw}) H_w} z
\end{aligned} \quad (14)$$

将水膜的速度表达式(6)和温度表达式(14)带入质量守恒方程(9)和能量守恒方程(11), 可以得到两个方程形成的方程组。该方程组包含两个未知数 H_w 和 H_{ice} , 对这两个方程进行迭代耦合求解, 可以得到水膜厚度和冰形厚度的大小。求解过程采用Crank-Nicolson差分格式进行求解, 对于控制体界面上的变量则采用可以适用于非结构网格的二阶迎风

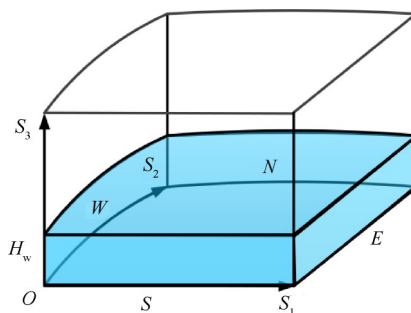


Fig. 2 Control volume for ice accretion calculation

格式进行计算。

3 结果与分析

3.1 模型验证

将所建立的两相流模型以及积冰计算模型采用 Fluent 中的 UDF 进行二次开发,得到相应的计算程序。本文首先采用文献中的实验结果对所发展的模型和计算方法进行验证,采用的模型是由文献[33]提供的 UH-60A 旋翼模型。该旋翼模型的截面为弦长 0.124m 的 NACA0012 翼型,旋翼截面沿着展向线性扭转 10° ,旋翼的旋转半径 $R=0.915\text{m}$ 。采用文献[33]中提供两个典型试验条件下的结果对本文所开发的程序进行验证,具体计算条件如表 1 所示。表中 Run 88 和 Run 94 为文献[33]中的试验编号, C_{LW} 为来流的液态水含量, MVD 为来流的平均水滴直径。

Table 1 Calculation conditions for validation

Run	r/R	$\omega/(r/\text{min})$	Temp/K	$C_{LW}/(\text{g}/\text{m}^3)$	$MVD/\mu\text{m}$	Time/s
88	0.82	2148	258.15	0.5	15	70
94	0.80	2148	247.65	0.5	15	70

计算域为 $1/4$ 的圆柱,圆柱体高度为 $2.5R$,圆柱的半径为 $1.5R$ 。 $1/4$ 圆柱的两个侧面采用周期性边界条件。为了减少网格量,同时保证计算的精度,采用了混合网格,如图 3 所示,对旋翼附近采用质量较好,密度较大的结构化网格。而在外部区域采用较粗的非结构化网格。

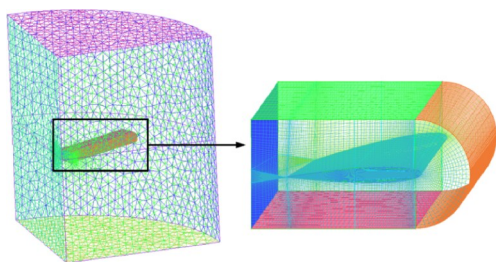


Fig. 3 Mesh used for validation cases

为了确保计算的可靠性,需要对所采用的网格进行无关性检测。采用不同节点数目的网格进行计算,以叶片壁面上的局部水收集系数 β 为判断变量。计算结果如图 4 所示,图中所取旋翼的截面为 $r/R=0.9$ 。对于所选择的四种不同数目的网格,旋转叶片表面的局部水收集系数 β 分布基本一致。图中 S 为壁面的弧长坐标,该弧长坐标的原点为翼型截面上的驻点位置,压力面上的弧长坐标大于零,吸力面上的弧长坐标值小于零。本文最终采用的网格节点数据为 190 万。

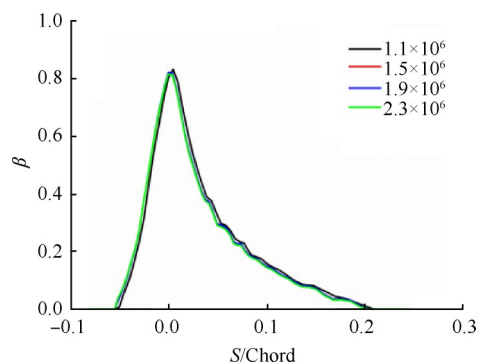


Fig. 4 Test of mesh independency

图 5 为 Run 88 的计算条件下,旋翼不同截面上的水收集系数分布曲线。从图中可以看出,旋转半径越大的截面,由于其对应的旋转线速度越大,其表面的水收集系数越大。从图中还可以看出,由于旋翼沿着展向扭转,旋翼不同旋转半径处的截面都具有一定的来流攻角,且旋转半径越大,来流攻角越大。因此水收集系数不是沿着 $S=0$ 呈对称分布, $S>0$ 的方向即旋翼的压力面的水撞击极限要远大于吸力面上的水滴撞击极限。且在 $S>0$ 的面上,旋转半径越大的位置上,水滴撞击极限越广。这是由于旋转半径越大的截面上的旋转线速度越大,来流水滴撞击速度越大,水滴惯性越大,水滴越容易撞击到旋翼表面。同时由于旋转半径越大的截面,来流攻角越大,水滴撞击到压力面上的范围越大,见图 5。

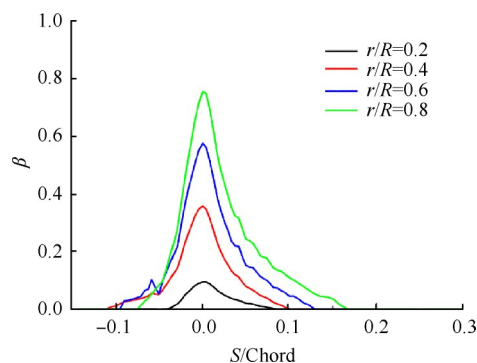


Fig. 5 Local water catch coefficient on the rotor for Run 88

图 6 为旋翼 $r/R=0.82$ 截面上,采用本文所开发的程序计算得到的冰形轮廓(见图中红线)与文献[33]中的结果对比图。从图中可以看出,本文计算结果与试验结果吻合较好,在冰形的上角区和下角区计算得到的冰形轮廓与试验结果都吻合较好。说明本文所开发的模型和计算方法有着较好的精度。

图 7 为采用所发展的模型计算得到旋翼 $r/R=0.82$ 截面上的冰厚与文献[33]中得到的冰厚的对比。从

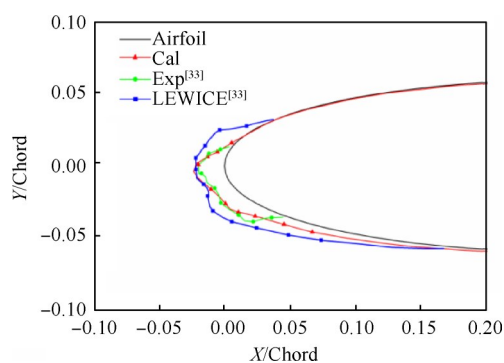


Fig. 6 Comparison of calculated ice profile with data for Run 88

图中可以看出,采用所开发的程序计算得到的旋翼表面的冰厚度大小以及变化趋势与试验的数值吻合较好,而 LEWICE 软件在 $Y < 0$ 的表面计算得到的厚度相比于试验值偏大。图 8 为采用所开发的程序以及 LEWICE 软件计算得到的冰厚与试验结果的相对误差,从图中可以看出,所开发的模型计算得到的冰厚误差整体都小于 20%,相比于 LEWICE 软件计算得到结果的精度有较好的提升。

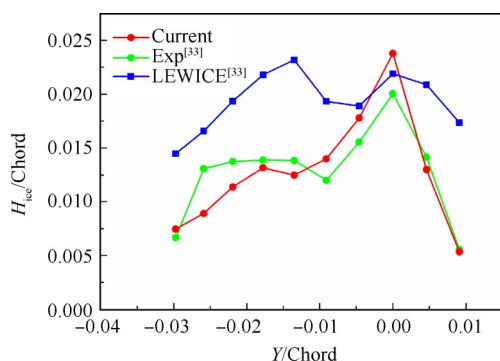


Fig. 7 Comparison of the calculated ice layer thickness with data for Run 88

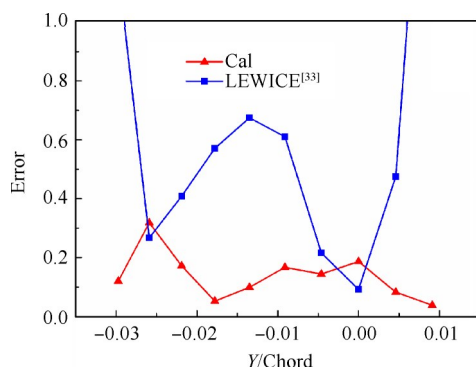


Fig. 8 Error analysis for the calculated ice layer thickness with reference to the experimental data for Run 88

图 9 为 Run 88 条件下计算得到的旋翼表面冰形的三维轮廓图,图中旋翼沿着 Y 轴负方向旋转。从图

中可以看出,旋翼表面的冰形有着明显的三维特征,从旋翼根部到旋翼端部,其上的冰形轮廓由流线型冰连续过渡到角状冰。旋翼不同位置上的冰形轮廓对比在图 10 中可以更清晰地看出。图 10 中所示的不同位置的截面本来有着不同的扭转角度,为了方便比较不同截面上的冰形轮廓,将这些截面都逆时针旋转一定的角度使得所有截面上的翼型的弦线都在水平位置 $Y=0$ 上。从图中可以看出, $r/R=0.8, 0.6$ 截面上的冰形轮廓具有明显的角状冰的特征,而 $r/R=0.2$ 截面上的冰则呈现明显的流线形冰的特征,这是由于旋转半径越小的位置撞击到表面的水量越少,其表面的换热能力足够使撞击到其上的水全部结冰而没有水膜的形成。

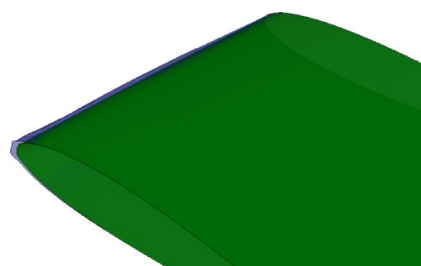


Fig. 9 Calculated ice profile on the rotor for Run 88

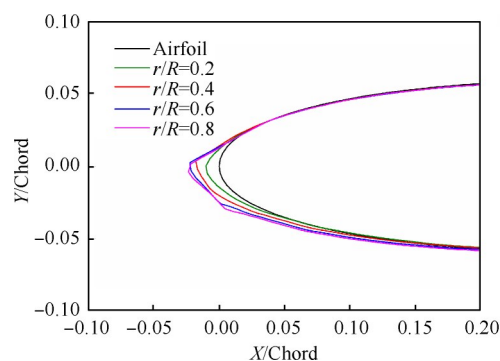


Fig. 10 Calculated ice profile on different sections of the rotor for Run 88

图 11 为 Run 94 条件下计算得到的旋翼表面冰形轮廓与文献[33]中的计算结果的对比,所选截面位置为 $r/R=0.8$ 处,同样将截面翼型和冰形轮廓逆时针旋转攻角的度数,使其水平放置。从图中可以看出,所计算得到的冰形轮廓与文献中的试验结果吻合较好。

图 12 为 Run 94 计算条件下,采用所发展的模型计算得到的 $r/R=0.80$ 截面上的冰厚与文献中计算得到的冰厚对比。从图中可以看出,相比于 LEWICE 软件,采用所开发的模型计算得到的结果能够更好地模拟截面上的冰厚度的变化趋势,并且在驻点附近,所计算得到的冰厚与试验结果更加接近。

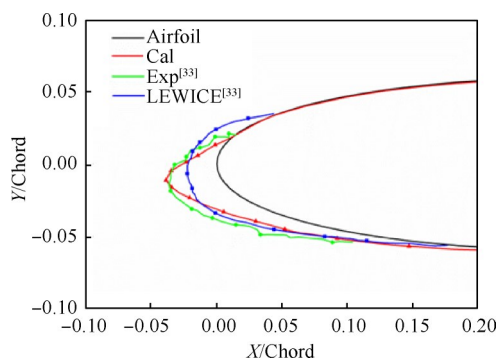


Fig. 11 Comparison of calculated ice profile with data for Run 94

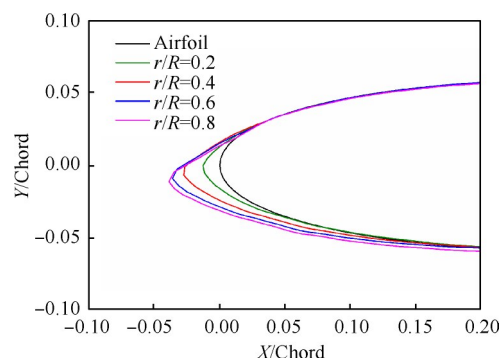


Fig. 14 Calculated ice profile on different sections of the rotor for Run 94

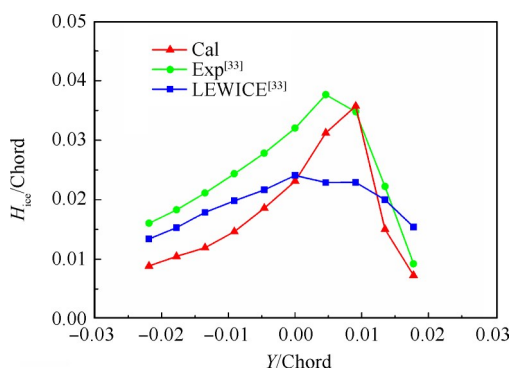


Fig. 12 Comparison of the calculated ice layer thickness with data for Run 94

图 13 为采用所开发的程序计算得到的旋翼表面的三维冰形轮廓图,从图中可以看出,在 Run 94 条件下,整个旋翼表面所结的冰都是流线型的冰。这是由于 Run 94 条件下的来流温度比较低(247.65K),从而撞击到旋翼表面的水滴全部都结成冰,整个表面为霜冰积冰。旋翼表面不同位置上的冰形对比如图 14 所示,从图中可见,各个截面上的冰形都呈流线型,且旋转半径越大的位置处,冰形的厚度越大。这是由于旋转半径越大的位置上撞击水的量越多,Run 94 条件下计算得到的水收集系数与 Run 88 相同。撞击到旋翼表面的水滴全部结成冰,因此水撞击量越大,冰形越厚。

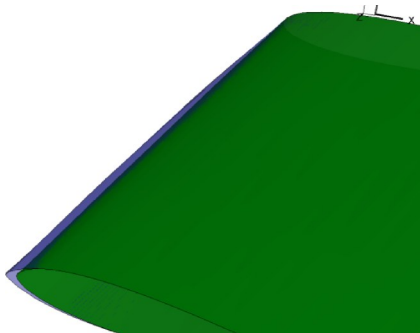


Fig. 13 Calculated ice profile on the rotor for Run 94

3.2 离心力的影响

在旋转叶片表面,离心力会对表面的薄水膜流动有影响,有可能会影响到旋转叶片表面的冰形。因此有必要研究离心力对于旋转叶片表面积冰的影响。

对于不同转速叶片,在相同位置的截面上,虽然由于转速不一样,导致这些截面上的离心力不一样。但同时由于相同截面位置上的旋转线速度也不同,会导致剪切力、对流换热系数、水收集系数也不一样。因此不能够通过取截面的方法研究离心力对于旋转叶片表面积冰的影响。

为了能够独立地研究离心力对于旋转叶片表面积冰过程的影响,需要保证其他变量比如截面上的局部水收集系数、对流换热系数和剪切力等与积冰相关的变量相等。因此可以考虑研究不同转速叶片表面上,具有相同旋转线速度的截面上的积冰规律。并且为了使得这些截面上有相同攻角,需要选取没有扭转的旋转叶片。

图 15 为所采用的旋翼模型,该旋翼模型的截面是 NACA0015 翼型,其弦长为 $C=0.15\text{m}$ 。旋翼的旋转半径为 $R=D/2=1.24\text{m}$ 。该旋翼截面在展向上没有任何扭转(任一截面上来流无攻角)。该计算域为一个半圆柱体。圆柱体的高度为 4 倍的旋转半径,圆柱体的底面半径为 1.5 倍的旋转半径。所采用的网格也是结构化与非结构化网格相结合的混合网格。

为了研究离心力对于旋转叶片表面的积冰影响,计算了三种不同的转速,具体计算条件如表 2 所示。如图 16 所示,对于所研究的三种不同转速下的叶片,转速为 400r/min 时,选取 0.8R 处的截面,转速为 500r/min 时,选取 0.64R 处的截面,转速为 600r/min 时,选取 0.53R 的截面。如此选择的这三个截面上具有相同的旋转线速度,都为 41.5m/s。

图 17 和图 18 分别为在图 16 所示的三个不同的截面位置上的对流换热系数和局部水收集系数的对比

图。从图 17 和图 18 可以看出,所选取的这些截面上具有相同的对流换热系数和水收集量。从而确保这些截面上的冰形轮廓的对比可以反映离心力的影响。

图 19 为在三种不同转速下旋翼表面的冰厚的对比图。从图中可以看出,这些具有相同旋转线速度的截面上的冰形轮廓很接近,但在驻点附近的冰形厚

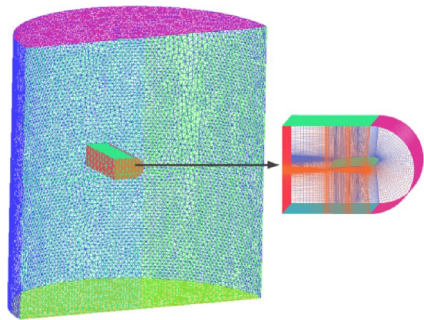


Fig. 15 Mesh used for the calculation of ice accretion on NACA0015

Table 2 Calculation conditions for NACA0015

Case number	$\omega/(r/min)$	Temp/ $^{\circ}C$	$C_{LW}/(g/m^3)$	MVD/ μm	Time/s
1	400	-10.5	1.6	25	180
2	500	-10.5	1.6	25	180
3	600	-10.5	1.6	25	180

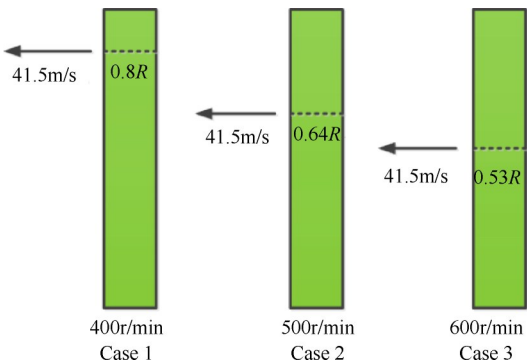


Fig. 16 Diagram of different sections that has the same tangential velocity

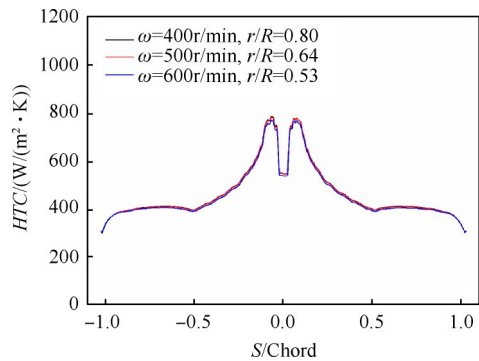


Fig. 17 Comparison of heat transfer coefficient on the three sections

度仍然可以看出差异,转速越大的截面上的冰形厚度越小。这是因为虽然这些截面上水收集系数、对流换热系数以及空气剪切力相同,但是由于确保了这些截面上的旋转的线速度 ωr 相同,使得这些截面上水膜所受到的离心力大小 $\rho\omega^2 r$ 不同,转速越大,离心力越大。离心力会驱动水膜沿着螺旋桨展向方向流动,使得流出控制体的水膜的质量增加,从而导致积冰量的减小。

图 20 为三种不同转速下,螺旋桨表面驻点位置上的水膜的速度在旋翼展向上分量,沿着展向(z 轴方向)的分布图。从图中可以看出,转速越大,相同位置上水膜速度在展向上的分量越大,说明会有更多

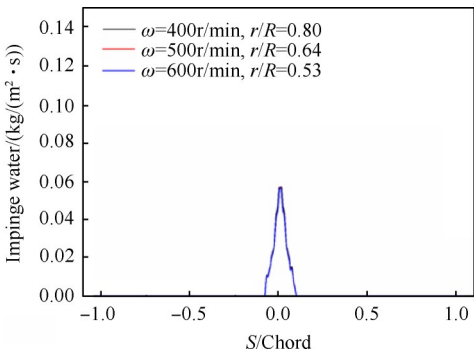


Fig. 18 Comparison of the mass of impinging water on the three different sections

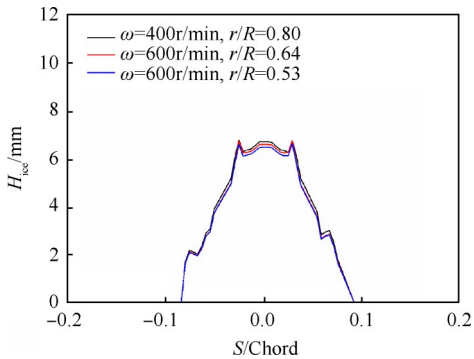


Fig. 19 Comparison of ice profiles on the three sections

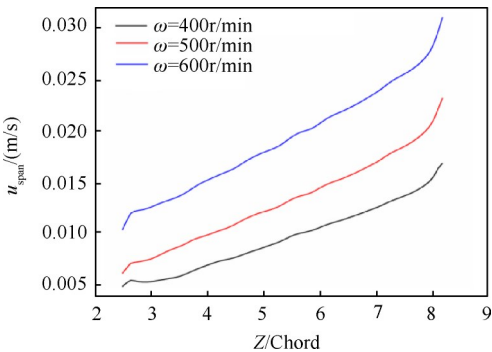


Fig. 20 Velocity component in the span direction of the water film at the stationary point

的水会沿着展向流出控制体从而使得积冰量减小。

4 结 论

通过本文研究,得到以下结论:

(1)所发展的模型能够很好地模拟旋转叶片表面的积冰,模拟结果与试验结果吻合较好。并且针对文献中所提供的条件,模拟结果相比于 LEWICE 软件模拟得到的冰厚的精度有所提高。

(2)在本文所选取的计算条件下,离心力对于旋转叶片表面的积冰总体影响较小,但是在驻点附近由于离心力较大的截面上更多的水膜流出,会导致冰形的厚度略微偏小。

参考文献

- [1] 林贵平,卜雪琴,申晓斌,等. 飞机结冰与防冰技术[M]. 北京:北京航空航天大学出版社,2016.
- [2] Kind R J, Potapczuk M G. Experimental and Computational Simulation of In-Flight Icing Phenomena [J]. *Progress in Aerospace Science*, 1998, 34(1): 275-345.
- [3] 屈靖国,吉洪湖,胡娅萍,等. 蛇形进气道影响下发动机进口部件水撞击特性的数值研究[J]. 推进技术, 2016, 37(12): 2251-2260. (QU Jing-guo, JI Hong-hu, HU Ya-ping, et al. Numerical Study on Water Droplets Impingement on Aero-Engine Entry Components with a Serpentine Inlet[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2016, 37(12): 2251-2260.)
- [4] 胡娅萍,吉洪湖,吴铁鹰,等. 旋转整流罩表面球形脱落冰运动轨迹的数值模拟[J]. 推进技术, 2016, 37(9): 1609-1616. (HU Ya-ping, JI Hong-hu, WU Tie-ying, et al. Numerical Simulation of Spherical Shed Ice Trajectory from Rotating Spinner[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2016, 37(9): 1609-1616.)
- [5] Chen Ning-li, Ji Hong-hu, Hu Ya-ping, et al. Experimental Study of Icing Accretion on a Rotating Conical Spinner [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, 51(12): 1717-1729.
- [6] 张丽芬,张美华,吴丁毅,等. 旋转帽罩结冰相似准则的研究[J]. 推进技术, 2015, 36(8): 1164-1169. (ZHANG Li-fen, ZHANG Mei-hua, WU Ding-yi, et al. Research on Icing Scaling Law for Rotating Cone [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2015, 36(8): 1164-1169.)
- [7] 张丽芬,刘振侠,张 斐,等. 航空发动机旋转帽罩结冰表面换热系数研究[J]. 推进技术, 2017, 38(4): 853-859. (ZHANG Li-fen, LIU Zhen-xia, ZHANG Fei, et al. Numerical Simulation of Heat Transfer Coefficient on Icing Surface of Rotating Cone in Aero-Engine [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2017, 38(4): 853-859.)
- [8] Cao Y, Li G, Hess R A. Helicopter Flight Characteristics in Icing Conditions [J]. *The Aeronautical Journal*, 2012, 116: 963-979.
- [9] Liu Y, Li L, Ning Z, et al. Experimental Investigation on the Dynamic Icing Process over a Rotating Propeller Model [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2018, 34(4): 933-946.
- [10] Korkan K D, Dadone L, Shaw R J. Helicopter Rotor Performance Degradation in Natural Icing Encounter [J]. *Journal of Aircraft*, 1984, 21(1).
- [11] Korkan K D, Cross E J, Miller T L. Performance Degradation of a Model Helicopter Rotor with a Generic Ice Shape [J]. *Journal of Aircraft*, 1984, 21(10): 823-830.
- [12] Korkan K D, Dadone L, Shaw R J. Performance Degradation of Helicopter Rotor in forward Flight Due to Ice [J]. *Journal of Aircraft*, 1985, 22(8): 713-718.
- [13] Seifert H. Technical Requirements for Rotor Blades Operating in Cold Climate [J]. *Borevs VI*, 2003, (24): 50-55.
- [14] Schneeberger Grant M, Jared Soltis, Jose L Palacios. Rotor Blade Shed Ice Projectile Length Prediction [J]. *Journal of the American Helicopter Society*, 2018, 63(4): 1-8.
- [15] Korkan K D. Experimental Study of Performance Degradation of a Model Helicopter Main Rotor with Simulated Ice Shapes [R]. NASA-CR-190684, 1984.
- [16] Brouwers E W, Palacios J L, Smith E C, et al. The Experimental Investigation of a Rotor Hover Icing Model with Shedding [C]. *Phoenix: Proceedings of American Helicopter Society 66th Annual Forum*, 2010.
- [17] Blasco P, Palacios J, Schmitz S. Effect of Icing Roughness on Wind Turbine Power Production [J]. *Wind Energy*, 2017, 20(4): 601-617.
- [18] Shu L, Li H, Hu Q, et al. Study of Ice Accretion Feature and Power Characteristics of Wind Turbines at Natural Icing Environment [J]. *Cold Regions Science and Technology*, 2018, 147: 45-54.
- [19] Messinger B L. Equilibrium Temperature of an Unheated Icing Surface as a Function of Airspeed [J]. *Journal of Aeronautical Science*, 1953, 20(1): 29-42.
- [20] 钟 国,曹义华,赵 明. 直升机旋翼积冰的数值模拟[J]. 北京航空航天大学学报, 2012, 38(3): 330-334+339.
- [21] 李国知,胡 利,张瑞民,等. 直升机旋翼桨叶翼型积冰的数值模拟[J]. 直升机技术, 2008, (3): 78-81.
- [22] Wang Z, Zhu C. Numerical Simulation of Three-Dimensional Rotor Icing in Hovering Flight [J]. *Aerospace Engineering*, 2016, 232(3): 545-555.
- [23] Wang Z, Zhu C. Numerical Simulation for In-cloud Ic-

- ing of Three-Dimensional Wind Turbine Blades[J]. *Simulation*, 2018, 94(1): 31-41.
- [24] Wang Z, Zhu C. Study of the Effect of Centrifugal Force on Rotor Blade Icing Process[J]. *International Journal of Aerospace Engineering*, 2017, (3): 1-9.
- [25] Aliaga C N, Aubé M S, Baruzzi G S, et al. FENSAP-ICE-Unsteady: Unified in-Flight Icing Simulation Methodology for Aircraft, Rotorcraft, and Jet Engines [J]. *Journal of Aircraft*, 2011, 48(1): 119-126.
- [26] Yassin M, Nathoo M, Zhan Z, et al. Modeling of Iced Rotor Dynamics Via CFD-CSD Coupling [C]. *Atlanta: Applied Aerodynamics Conference*, 2018.
- [27] Kelly D, Habashi W G, Quaranta G, et al. Ice Accretion Effects on Helicopter Rotor Performance, Via Multi-body and CFD Approaches [J]. *Journal of Aircraft*, 2017, 54(3): 1165-1176.
- [28] Chen Xi, Zhao Qi-jun. Numerical Simulations for Ice Accretion on Rotors Using New Three-Dimensional Icing Model[J]. *Journal of Aircraft*, 2017, 54(4): 1428-1442.
- [29] 陈 希, 招启军, 赵国庆. 计入离心力影响的直升机旋翼翼型结冰数值模拟[J]. *航空动力学报*, 2014, 29(9): 2157-2165.
- [30] Kong W, Liu H. Development and Theoretical Analysis of an Aircraft Supercooled Icing Model [J]. *Journal of Aircraft*, 2014, 51(3): 975-986.
- [31] Chen Ning-li, Ji Hong-hu, Cao Guang-zhou, et al. A Three-Dimensional Mathematical Model for Simulating Ice Accretion on Helicopter Rotors [J]. *Physics of Fluids*, 2018, 30(8).
- [32] 苏长明, 胡娅萍, 曹广州, 等. 考虑水膜蒸发的三维明冰积冰数值研究[J]. *推进技术*, 2018, 39(7): 1540-1548. (SU Chang-ming, HU Ya-ping, CAO Guang-zhou, et al. Numerical Investigation on Glaze Ice Accretion with Evaporation of Water Film [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2018, 39(7): 1540-1548.)
- [33] Britton R K. A Review of Ice Accretion Data from a Model Rotor Icing Test and Comparison with Theory [R]. *AIAA 91-0661*.

(编辑:张 贺)