

文章编号:1000-8055(2009)01-0091-07

翼型表面明冰的数值模拟

张 强, 曹义华, 胡 利

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 提出一种翼型表面明冰的数值模拟方法. 基于欧拉两相流理论, 建立空气、水滴两相流控制方程; 提出一种可穿透型壁面边界模拟水滴对翼型表面的撞击; 采用考虑了粗糙度影响的边界层积分法求解结冰表面的对流换热特性; 基于经典 Messinger 模型提出明冰数值模拟的热力学模型; 利用冰层时间推进法模拟积冰过程, 采用积冰法向生长假设生成积冰外形. 对 NACA 0012 翼型在不同环境温度下的明冰冰形进行了预测, 并与实验结果进行了对比.

关 键 词: 明冰; 数值模拟; 两相流; 水滴; 粗糙度

中图分类号: V244.1

文献标识码: A

Numerical simulation of glaze ice accretions on an airfoil

ZHANG Qiang, CAO Yi-hua, HU Li

(School of Aeronautic Science and Technology,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: An Eulerian method to numerically simulate glaze ice accretions on an airfoil has been presented. Based on two-phase flow theory, the governing equations of the airflow and droplets were established. A permeable wall was proposed to simulate the droplet impingement on the airfoil surface. An integral boundary layer method, modified to consider the roughness effect, was employed to evaluate the convective heat transfer coefficient. The thermodynamic model for glaze ice accretions was presented by performing the mass and thermal balances. The process of ice accretions was simulated with the assumption that ice accumulates layer-by-layer, and the ice shape was built with the assumption that ice grows in the direction normal to the airfoil surface. The glaze ice accretions on a NACA 0012 airfoil at different environmental temperatures were investigated, while the predicted results and experimental data were compared, indicating that the simulated method presented in this paper is feasible and effective.

Key words: glaze ice; numerical simulation; two-phase flows; droplet; roughness

飞机低速飞行过程中, 云层中的过冷水滴撞击在机翼表面, 会发生结冰现象. 不同的结冰条件下会形成不同的冰形, 如果环境温度较低, 过冷水滴在撞击翼面后立即冻结, 所形成的积冰不透明且形状较为规则, 称为霜冰 (Rime ice); 如果环境温度相对较高, 过冷水滴撞击翼型表面后只有部

分冻结, 其余的沿着翼面流动, 并逐渐冻结, 所形成的积冰透明且形状不规则, 称为明冰 (Glaze ice). 相比较而言, 明冰对机翼气动性能和飞机飞行安全的影响比霜冰更为严重.

国外对于明冰的数值模拟研究起步较早, 已经开发出了一些冰形计算软件, 如美国 NASA 的

收稿日期: 2007-12-18; 修订日期: 2008-03-17

作者简介: 张强 (1980 -), 男, 陕西延安人, 博士生, 主要从事空气动力学的研究.

LEWICE 软件^[1], 法国 ONERA 的积冰模拟软件^[2], 英国 DRA 的 TRAJICE 软件^[3], 加拿大的 FENSAP-ICE 软件^[4]等. 国内早期主要是针对霜冰进行数值模拟研究^[5-6], 近几年来对明冰的数值模拟日益受到人们的重视^[7-8].

结冰表面并不是光滑的, 存在一定的粗糙度, 而且这种粗糙度对积冰的数值模拟有着非常重要的影响, 应当对其进行考虑. 文献[4]所采用的方法是求解全套气体 N-S 方程, 在一方程湍流模型中加入对粗糙度影响的修正, 并且由壁面附近的温度分布得出结冰表面的对流换热特性; 文献[8]则是在处理 $k-\varepsilon$ 湍流模型近壁区的壁面函数法中加入了粗糙度的影响. 这种方法计算时间花费较大, 而且需要保证翼型壁面第一层网格的厚度大于粗糙高度, 否则第一层网格的解在物理上将失去意义, 因此对于网格的生成要求也较高.

为了节省计算时间并且克服网格生成的困难, 本文提出一种可考虑粗糙度影响的明冰数值模拟方法. 首先基于欧拉两相流理论, 建立空气、水滴两相流控制方程; 通过求解气体欧拉方程得到空气流场; 提出一种可穿透型壁面边界模拟水滴对翼型表面的撞击, 通过求解水滴控制方程得到翼型表面的水滴收集率; 采用考虑了粗糙度影响的边界层积分法求解结冰表面的对流换热特性; 基于经典 Messinger 模型提出明冰数值模拟的热力学模型; 利用冰层时间推进法模拟积冰过程, 采用积冰法向生长假设生成积冰外形; 最后对数值预测结果进行了分析.

1 两相流控制方程的数值求解

1.1 空气控制方程的求解

认为过冷水滴在流场中的体积含量很小, 不足以影响空气的流动, 因此空气控制方程同水滴控制方程不耦合, 可以单独求解. 对空气流场的求解进行无粘化处理, 通过计算欧拉方程来得到气流速度分布.

1.2 水滴控制方程

根据水滴的拟流体模型^[9], 可以将分布于空气中的过冷水滴看成与空气流体相互渗透的拟流体, 引入水滴流场的概念.

水滴的连续方程和动量方程为

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} v_i)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} v_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} v_i v_j)}{\partial x_j} = F_{Di} + F_{GBi} \quad (2)$$

$$(i, j = 1, 2)$$

其中 $\bar{\rho}$ 为水滴的表观密度, v_i 和 v_j 为水滴速度, F_{Di} 为空气阻力, F_{GBi} 为重力与空气浮力的合力.

F_{Di} 的表达式为

$$F_{Di} = \frac{0.75 \bar{\rho} \cdot C_D Re_d \cdot \mu}{\rho_{water} \cdot D^2} (u_i - v_i) \quad (3)$$

其中 u_i 为气流速度, ρ_{water} 为水密度, μ 为空气分子粘性系数, D 为水滴等效直径, C_D 为水滴阻力系数, Re_d 为水滴相对空气运动的雷诺数, 计算式为

$$Re_d = \frac{\rho_{air} \cdot D}{\mu} |u - v| \quad (4)$$

其中 ρ_{air} 为空气密度. 组合参数 $C_D Re_d$ 由下式确定^[10]:

$$C_D Re_d = 24 \times (1 + 0.197 Re_d^{0.63} + 2.6 \times 10^{-4} Re_d^{1.38}) \quad (5)$$

F_{GBi} 的表达式为

$$F_{GBi} = \bar{\rho} \cdot g_i \left(1 - \frac{\rho_{air}}{\rho_{water}} \right) \quad (6)$$

其中 g_i 为重力加速度.

1.3 水滴控制方程的求解

在已知空气流场速度分布的基础上, 求解水滴控制方程. 因为水滴控制方程和空气控制方程的求解所用的是同一套网格, 所以, 水滴流场的来流边界条件可以设置为: 水滴速度与自由来流速度相同, 水滴表观密度取为自由来流的液态水含量; 出流边界条件为: 所有变量法向一阶导数为 0.

对于水滴流场的壁面边界条件, 由于欧拉两相流法中水滴收集特性是由壁面边界上的水滴表观密度和速度决定的, 因此壁面边界条件的设置对于求解水滴流场非常重要.

文献[11]将壁面边界上水滴表观密度和速度的初值设为 0, 并且在计算过程中没有使用其他的措施来处理壁面边界, 导致在水滴流场的求解过程中可能出现数值振荡, 因此, 在水滴控制方程中必须添加附加稳定项以保证数值计算的稳定性.

本文提出一种可穿透型壁面边界模拟水滴撞击翼面. 首先将直角坐标系转换为计算坐标系, 为了阐述问题的方便, 取翼型前缘驻点处的控制容积 P 作为研究对象, 如图 1 所示.

控制容积 4 个界面的水滴速度为计算坐标系中的逆变速度, 均垂直于界面, e 界面和 w 界面的水滴逆变流速 U_e 和 U_w 平行于壁面, 对于水滴撞击壁面没有贡献, 而 n 界面的逆变速度 V_n 指向控制容积内部, 说明水滴通过 n 界面流入控制容积. 如果将壁面边界 (与控制容积 s 界面重合) 上

的水滴流速设为 0,则 s 界面的水滴逆变速度 V_s 等于 0. 在利用有限容积法离散时,由于翼型表面的水滴净通量为 0,所以这种处理等同于水滴并没有同翼型表面发生碰撞,因而由 n 界面流入控制容积的大部分水滴滞留在控制容积内,不能到达壁面. 同理,如果将壁面边界上的水滴表观密度设为 0,则等同于没有水滴撞击在翼面上. 因此,这样处理水滴流场的壁面边界并不能有效地模拟水滴撞击翼面的物理现象.

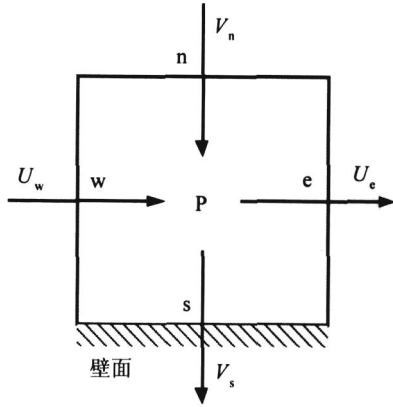


图 1 近壁面控制容积水滴逆变速度分布

Fig. 1 Droplet contravariant velocity distribution in the control volume

实际上,由于水滴撞击翼面问题的特殊性,过冷水滴在撞击翼面之后才附着在翼面上,而在接触翼面之前仍然具有较高的相对翼面的法向速度,水滴接触翼面的一瞬间,发生非弹性碰撞,水滴相对翼面的速度突降为 0,这样水滴才会附着到翼面上.

基于以上分析,同时考虑水滴不可能由壁面向内场流动的原则,壁面边界条件设置如下:

如果壁面第一层网格中心处的垂直于壁面的水滴逆变速度 V_p 指向壁面,则说明此处水滴可能撞击到壁面上,利用内场的水滴逆变速度插值得到壁面的水滴法向逆变速度,壁面处的水滴表观密度也由内场插值得出,作为下一层迭代此网格处的壁面边界条件.

如果壁面第一层网格中心处的水滴逆变速度 V_p 指向内场,则说明此处水滴不会撞击到壁面上,令壁面处的水滴法向逆变速度和水滴表观密度均为 0,作为下一层迭代此网格处的壁面边界条件.

水滴流场的壁面边界这样处理,可以更好地模拟水滴对翼型表面的撞击,提高计算结果的准确性,同时对于数值求解的收敛性也有较大的提升.

水滴控制方程组的未知量为水滴表观密度和水滴速度,方程组已经封闭. 在计算坐标系中利用有限容积法对控制方程进行离散,对流项离散采用 QUICK 格式^[12]的延迟修正,时间项采用一阶隐式格式离散. 第 n 个时间层的水滴表观密度和水滴速度由下列两式求解得出:

$$J \frac{\bar{\rho}^n - \bar{\rho}^{n-1}}{\Delta t} + \iint \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{\rho} U)^n + \frac{\partial}{\partial \eta} (\bar{\rho} V)^n \right] d\xi d\eta = 0 \quad (7)$$

$$J \frac{(\bar{\rho} v_i)^n - (\bar{\rho} v_i)^{n-1}}{\Delta t} + \iint \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{\rho} U v_i)^n + \frac{\partial}{\partial \eta} (\bar{\rho} V v_i)^n \right] d\xi d\eta = \iint J (F_{Di} + F_{CBi})^n d\xi d\eta \quad (8)$$

($i = 1, 2$)

其中 J 为坐标变换雅可比因子, U 和 V 为水滴逆变速度分量.

采用本文提出的计算方法求解水滴控制方程时,并没有发现文献^[11]中所提到的可能出现的振荡.

1.4 翼型表面的水滴收集率

水滴流场求解收敛后,计算出直角坐标系中翼型表面的水滴法向流速 $v_{\perp s}$ 和水滴表观密度 $\bar{\rho}_s$. 在采用欧拉两相流法进行积冰研究时,翼型表面局部水滴收集率的计算式为

$$\beta = \frac{\bar{\rho}_s \cdot v_{\perp s}}{LWC \cdot v_{\infty}} \quad (9)$$

其中 LWC 和 v_{∞} 分别为自由来流的液态水含量和水滴速度.

2 边界层计算

2.1 结冰表面粗糙度的计算

结冰表面的粗糙度十分不规则,而且其形成机理相当复杂,在积冰数值模拟研究中很难对其进行精确地模拟. 本文利用等效沙粒粗糙高度来考虑粗糙度对积冰过程的影响,并使用下列公式对其进行估算^[13]:

$$k_s = 0.0008 \cdot c \cdot (0.047 \cdot T_{\infty} - 11.27) \cdot (0.5714 + 0.2457 \cdot LWC + 1.2571 \cdot LWC^2) \quad (10)$$

其中 k_s 为等效沙粒粗糙高度, c 为翼型弦长, T_{∞} 为环境温度.

2.2 边界层积分法

在对明冰的数值模拟中,一个重要的参数是对流换热系数,其主要依赖于边界层的属性,例如动量厚度、表面摩擦系数等. Mingione 等人^[14]提出一种考虑了粗糙度影响的边界层积分法计算对流换热系数,本文对其进行了一定的完善.

首先定义粗糙度雷诺数

$$Re_k = \frac{u_k \cdot k_s}{\nu} \quad (11)$$

其中 u_k 为等效沙粒粗糙高度处的气流速度, ν 为运动粘性系数.

当 $Re_k < 600$ 时,认为边界层为层流边界层,此时动量厚度为

$$\theta = \frac{0.45\nu}{u_e^6} \int_0^s u_e^5 ds \quad (12)$$

其中 u_e 为边界层边缘的气流速度. 层流边界层对流换热系数为

$$h_{cv} = \frac{0.293 \cdot \lambda \cdot u_e^{1.435}}{\sqrt{\nu \cdot \int_0^s u_e^{1.87} ds}} \quad (13)$$

其中 λ 为热传导系数.

当 $Re_k \geq 600$ 时,认为边界层已经转为湍流边界层,动量厚度为

$$\theta = \frac{0.0263 \cdot \nu^{0.2}}{u_e^{3.4}} \left(\int_0^s u_e^4 ds \right)^{0.8} + \theta_{tr} \quad (14)$$

其中 θ_{tr} 为转捩点处的动量厚度. 湍流边界层对流换热系数为

$$h_{cv} = \frac{\rho_{air} \cdot c_{pa} \cdot u_e \cdot \frac{1}{2} G_f}{Pr_t + \frac{1}{\sqrt{2}} G_f \cdot 0.52 \cdot \left(\frac{u_{tr} \cdot k_s}{\nu} \right)^{0.45} \cdot Pr^{0.8}} \quad (15)$$

其中 c_{pa} 为空气的比定压热容, Pr 为普朗特数, Pr_t 为湍流普朗特数; G_f 为表面摩擦系数, u_{tr} 为摩擦速度, 计算式分别为

$$\frac{1}{2} G_f = \frac{0.1681}{\left[\ln \left(\frac{864 \cdot \theta}{k_s} + 2.568 \right) \right]^2} \quad (16)$$

$$u_{tr} = u_e \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} G_f \quad (17)$$

3 积冰热力学模型

基于经典 Messinger 模型^[15]的基本思想,在结冰表面的控制体内建立质量平衡方程和热平衡方程,通过联立求解平衡方程获得结冰控制体的积冰量.

3.1 质量平衡

图2为控制体的质量平衡示意图.

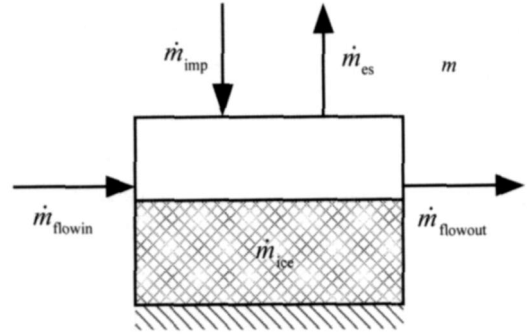


图2 控制体的质量平衡

Fig.2 Mass balance in the control volume

质量平衡方程可以写为

$$\dot{m}_{imp} + \dot{m}_{flowin} - \dot{m}_{ice} - \dot{m}_{flowout} - \dot{m}_{es} = 0 \quad (18)$$

其中 $\dot{m}_{imp}$ 为单位时间内控制体由水滴撞击而收集的水质量, 计算式为

$$\dot{m}_{imp} = LWC \cdot v_{\infty} \cdot \beta \cdot A \quad (19)$$

其中 A 为控制体的水滴撞击面积.

$\dot{m}_{flowin}$ 和 $\dot{m}_{flowout}$ 分别为单位时间内由上游流入控制体的水质量和控制体内未冻结而流入下一控制体的水质量, $\dot{m}_{ice}$ 和 $\dot{m}_{es}$ 分别为单位时间内控制体的结冰质量以及蒸发和升华所引起的质量损失.

3.2 热平衡

控制体的热量变化可以看作是由三部分组成: 动力热部分、潜热部分及显热部分.

3.2.1 动力热部分

动力热是由空气动能和水滴动能所引起的.

与空气动能相关的动力热的计算式为

$$\dot{Q}_{ca} = h_{cv} \cdot (T_{rec} - T_b) \cdot A \quad (20)$$

其中 T_{rec} 为恢复温度, T_b 为控制体最终达到的平衡温度.

与水滴动能相关的动力热的计算式为

$$\dot{Q}_{kin} = \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} \cdot v_{imp}^2 \quad (21)$$

其中 v_{imp} 为水滴撞击翼面的速度, 由水滴流场得到.

3.2.2 潜热部分

潜热部分的热量计算式为

$$\dot{Q}_{latent} = \dot{Q}_{freeze} + \dot{Q}_{es} \quad (22)$$

其中 $\dot{Q}_{freeze}$ 和 $\dot{Q}_{es}$ 分别为单位时间内控制体中结冰放出的热量以及蒸发和升华吸收的热量, 计算式分别为

$$\dot{Q}_{\text{freeze}} = L_f \cdot (\dot{m}_{\text{ice}} + \dot{m}_{\text{sub}}) \quad (23)$$

$$\dot{Q}_{\text{es}} = -(\dot{m}_{\text{evap}} \cdot L_e + \dot{m}_{\text{sub}} \cdot L_s) \quad (24)$$

其中 $\dot{m}_{\text{sub}}$ 和 $\dot{m}_{\text{evap}}$ 分别为 $\dot{m}_{\text{es}}$ 中的升华质量和蒸发质量; L_f , L_e 和 L_s 分别为单位质量冻结热、蒸发热和升华热。

3.2.3 显热部分

控制体内的热力学过程可以假设为:所有进入控制体的水先升温到冰点温度 T_f , 在 T_f 处发生结冰现象, 然后冻结形成的冰和未冻结的水最终达到控制体的平衡温度 T_b 。

显热部分的热量计算式为

$$\dot{Q}_{\text{sensible}} = \dot{Q}_{\text{simp}} + \dot{Q}_{\text{sflowin}} + \dot{Q}_{\text{sice}} + \dot{Q}_{\text{sflowout}} \quad (25)$$

其中 $\dot{Q}_{\text{simp}}$, $\dot{Q}_{\text{sflowin}}$, $\dot{Q}_{\text{sice}}$ 和 $\dot{Q}_{\text{sflowout}}$ 分别为 $\dot{m}_{\text{imp}}$, $\dot{m}_{\text{flowin}}$, $\dot{m}_{\text{ice}}$ 和 $\dot{m}_{\text{flowout}}$ 所对应的热量变化。各项的表达式为

$$\dot{Q}_{\text{simp}} = \dot{m}_{\text{imp}} \cdot c_{pw} \cdot (T_{\text{imp}} - T_f) \quad (26)$$

$$\dot{Q}_{\text{sflowin}} = \dot{m}_{\text{flowin}} \cdot c_{pw} \cdot (T_{\text{flowin}} - T_f) \quad (27)$$

$$\dot{Q}_{\text{sice}} = \dot{m}_{\text{ice}} \cdot c_{pi} \cdot (T_f - T_b) \quad (28)$$

$$\dot{Q}_{\text{sflowout}} = \dot{m}_{\text{flowout}} \cdot c_{pw} \cdot (T_f - T_b) \quad (29)$$

其中 c_{pw} 和 c_{pi} 分别为水和冰的比定压热容, T_{imp} 和 T_{flowin} 分别为水滴撞击翼面之前所具有的温度和由前一控制体流入的水所具有的温度。

热平衡方程最终表达为

$$\dot{Q}_{\text{ca}} + \dot{Q}_{\text{kin}} + \dot{Q}_{\text{latent}} + \dot{Q}_{\text{sensible}} = 0 \quad (30)$$

4 积冰热力学模型的求解

定义控制体的冻结系数

$$f = \frac{\dot{m}_{\text{ice}}}{\dot{m}_{\text{imp}} + \dot{m}_{\text{flowin}} - \dot{m}_{\text{es}}} \quad (31)$$

则

$$\left. \begin{aligned} \dot{m}_{\text{ice}} &= f \cdot (\dot{m}_{\text{imp}} + \dot{m}_{\text{flowin}} - \dot{m}_{\text{es}}) \\ \dot{m}_{\text{flowout}} &= (1 - f) \cdot (\dot{m}_{\text{imp}} + \dot{m}_{\text{flowin}} - \dot{m}_{\text{es}}) \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

将式(32)代入热平衡方程(30),可以得到一个未知量为 f 和 T_b 的方程。

因为 $\dot{m}_{\text{ice}}$ 满足: $0 \leq \dot{m}_{\text{ice}} \leq (\dot{m}_{\text{imp}} + \dot{m}_{\text{flowin}} - \dot{m}_{\text{es}})$, 所以对于冻结系数 f , 有 $f \in [0, 1]$, 这为求解提供了一个约束条件。

从翼型驻点位置开始分别沿上、下翼面进行计算, 认为驻点两侧的控制体 $\dot{m}_{\text{flowin}} = 0$, 且流出控制体的水均向着远离驻点的方向流动。在某一控制体中, 假定平衡温度 T_b 等于冰点温度 T_f , 即控制体处于冰、水共存状态, 求解所得方程可以得到

冻结系数 f , 如果 $f \in (0, 1)$, 则说明假设 T_b 等于 T_f 是正确的, 控制体内只有部分水冻结; 如果 $f < 0$, 则表明 T_b 大于 T_f , 此时控制体内没有水冻结, 令 $f = 0$ 可解出平衡温度 T_b ; 如果 $f > 1$, 则表明 T_b 小于 T_f , 此时控制体内的水全部冻结, 令 $f = 1$ 可解出平衡温度 T_b 。

当控制体的冻结系数确定后, 根据式(32)就可以计算出 $\dot{m}_{\text{ice}}$ 和 $\dot{m}_{\text{flowout}}$ 。

5 积冰形状预测

求出翼面所有结冰控制体的 $\dot{m}_{\text{ice}}$ 后, 一个时间步内各控制体的积冰体积为

$$V_{\text{ice}} = \frac{\dot{m}_{\text{ice}} \cdot \Delta T}{\rho_{\text{ice}}} \quad (33)$$

其中 ΔT 为时间步长, ρ_{ice} 为冰密度。

根据翼型表面积冰量, 采用积冰法向生长假设进行积冰外形的生成。当翼型外形发生改变后, 空气绕流场随之改变, 因此需要对结冰翼型的绕流场重新计算, 在此基础上求解水滴控制方程, 得到翼型表面水滴收集率, 再由积冰热力学模型计算翼面积冰量, 得到新的冰形。如此反复迭代直到研究时间结束。

6 计算结果与分析

本文预测了环境温度为 -3.9°C 和 -6.1°C 时 NACA 0012 翼型在 4° 攻角下明冰的积冰形状。

6.1 环境温度为 -3.9°C 的冰形预测

计算条件: 自由来流的速度为 58.1 m/s , 压力为 101300 Pa , 液态水含量为 1.3 g/m^3 , 水滴平均等效直径为 $20\mu\text{m}$, 积冰时间为 480 s 。

图 3 为本文预测冰形与相同结冰条件下的实

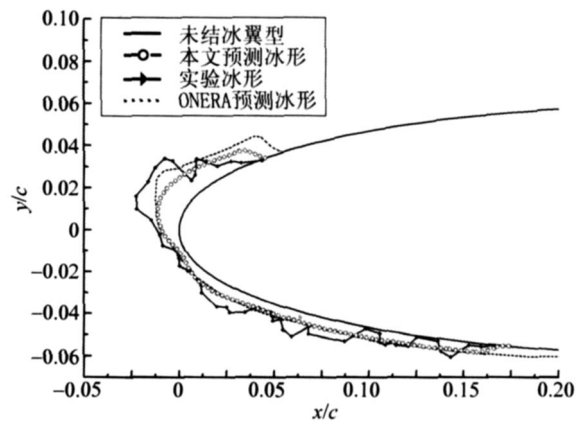


图 3 环境温度为 -3.9°C 时的冰形对比

Fig. 3 Comparison of ice shapes at -3.9°C

验冰形^[16]以及 ONERA 的积冰模拟软件预测冰形^[17]的对比。

由图 3 可以看出,本文预测冰形和 ONERA 软件预测冰形均与实验冰形有所偏差。其中在结冰区域方面,本文预测冰形的结冰上、下限略大于实验冰形,而 ONERA 软件预测冰形的结冰下限则远大于实验冰形;两种预测冰形对于冰角位置的预测基本与实验冰形吻合,只是冰角的厚度均小于实验冰形。

6.2 环境温度为 $-6.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的冰形预测

计算条件:自由来流的速度为 67.05 m/s ,压力为 101300 Pa ,液态水含量为 1.0 g/m^3 ,水滴平均等效直径为 $20\text{ }\mu\text{m}$,积冰时间为 360 s 。

图 4 为本文预测冰形与相同结冰条件下的实验冰形^[13]以及 LEWICE 软件预测冰形^[13]的对比。

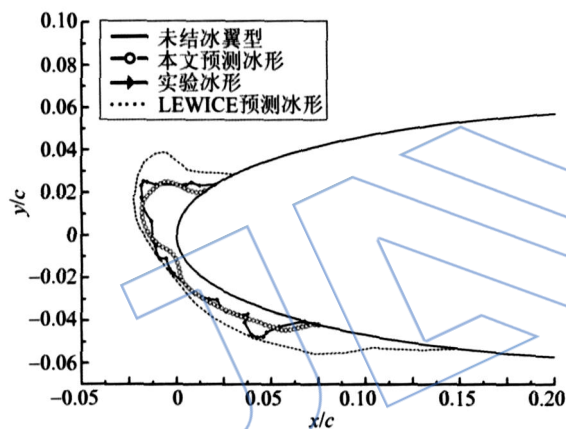


图 4 环境温度为 $-6.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时的冰形对比

Fig. 4 Comparison of ice shapes at $-6.1\text{ }^{\circ}\text{C}$

由图 4 可以看出,本文预测冰形的结冰上、下限与实验冰形较为接近,而且冰角厚度及冰角位置也与实验冰形较为一致;而 LEWICE 软件预测冰形的结冰上、下限均大于实验冰形,冰角厚度也大于实验冰形,而且位置较为靠后。

6.3 冰形预测结果分析

由图 3 和图 4 可以看出,在明冰的结冰条件下,撞击到翼型表面的过冷水滴在撞击处只能部分冻结,未冻结的水沿着翼型表面回流,并逐渐冻结;随着环境温度的升高,回流现象加剧,因此, $-3.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时的结冰区域明显大于 $-6.1\text{ }^{\circ}\text{C}$;翼型驻点附近积冰很少,在驻点两侧会形成上、下两个冰角。

通过预测冰形与实验冰形的对比可以看出,三种预测冰形均预测出了明冰生长的大致趋势,

但在现阶段,数值模拟手段对于明冰的预测还不能取得令人十分满意的结果。造成这种情况的原因在于:目前还很难对结冰表面的粗糙度进行精确的模拟,而且对于结冰表面水膜的流动机理也缺乏深入的理解,另外积冰热力学模型还有待进行加强和完善,这也是明冰数值模拟在未来阶段的研究方向所在。

7 结 论

本文基于欧拉两相流理论提出了一种翼型表面明冰的数值模拟方法。通过对 NACA 0012 翼型表面明冰的预测研究,得出以下结论:

1) 利用考虑了粗糙度影响的边界层积分法计算结冰表面的对流换热特性,避免了求解全套 N-S 方程,节省了计算时间,所采用的积冰热力学模型可以有效地对明冰进行预测,而且模型建立较为简便;

2) 环境温度对于明冰的冰形有着重要的影响,环境温度越接近冰点温度,结冰表面液态水的回流现象越严重,相应地,结冰区域和积冰生长趋势也随之发生变化;

3) 相比较形状较为规则的霜冰,明冰对翼型气动外形的破坏性更强,而且现实中明冰的冰形比数值预测的冰形更为不规则(如图 3 和图 4 所示),因此翼型气动性能的损失情况将比数值预测结果更为严重。

参考文献:

- [1] Ruff G A, Berkowitz B M. User's manual for the NASA lewis ice accretion prediction code (LEWICE) [R]. NASA-CR-185129, 1990.
- [2] Hedde T, Guffond D. ONERA three-dimensional icing model [J]. AIAA Journal, 1995, 33(6): 1038-1045.
- [3] Gent R W. TRAJICE2 - A combined water droplet trajectory and ice accretion prediction program for aerofoils [R]. RAE-TR-90054, 1990.
- [4] Beaugendre H, Morency F, Habashi W G. FENSAP - ICE's three-dimensional in-flight ice accretion module: ICE3D [J]. Journal of Aircraft, 2003, 40(2): 239-247.
- [5] 易贤, 朱国林, 王开春, 等. 翼型积冰的数值模拟 [J]. 空气动力学学报, 2002, 20(4): 428-433.
YI Xian, ZHU Guolin, WANG Kaichun, et al. Numerical simulating of ice accretion on airfoil [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2002, 20(4): 428-433. (in Chinese)
- [6] 张大林, 陈维建. 飞机机翼表面霜状冰结冰过程的数值模拟 [J]. 航空动力学报, 2004, 19(1): 137-141.
ZHANG Dalin, CHEN Weijian. Numerical simulation of rime ice accretion process on airfoil [J]. Journal of Aero-

- space Power, 2004, 19(1):137-141. (in Chinese)
- [7] 易贤, 朱国林. 考虑传质传热效应的翼型积冰计算 [J]. 空气动力学学报, 2004, 22(4): 490-493.
- YI Xian, ZHU Guolin. Computation of glaze ice accretion on airfoil [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2004, 22(4): 490-493. (in Chinese)
- [8] 陈维建, 张大林. 瘤状冰结冰过程的数值模拟 [J]. 航空动力学报, 2005, 20(3): 472-476.
- CHEN Weijian, ZHANG Dalin. Numerical simulation of ice accretion on airfoils [J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(3): 472-476. (in Chinese)
- [9] Zhou L X. Theory and numerical modeling of turbulent gas-particle flows and combustion [M]. New York: Science Press and CRC Press, 1993.
- [10] Snellen M, Boelens O J, Hoeijmakers H W M. A computational method for numerically simulating ice accretion [R]. AIAA-1997-2206.
- [11] Bourgault Y, Habashi W G, Dompierre J. An Eulerian approach to supercooled droplets impingement calculations [R]. AIAA-1997-0176.
- [12] Leonard B P. A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1979, 19: 59-98.
- [13] Shin J, Bond T H. Experimental and computational ice shapes and resulting drag increase for a NACA 0012 airfoil [R]. NASA-TM-105743, 1992.
- [14] Mingione G, Brandi V, Esposito B. Ice accretion prediction on multi-element airfoils [R]. AIAA-1997-0177.
- [15] Messenger B L. Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of airspeed [J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1953, 20(1): 29-42.
- [16] Olsen W A, Shaw R J, Newton J. Ice shapes and the resulting drag increase for a NACA 0012 airfoil [R]. NASA-TM-83556, 1984.
- [17] Wright W B. DRA/ NASA/ ONERA collaboration on icing research, Part II- Prediction of airfoil ice accretion [R]. NASA-CR-202349, 1997.