

文章编号:1000-8055(2011)02-0323-08

机翼结冰过程的数值模拟

杨胜华, 林贵平

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 为预测飞机机翼结冰的形状,建立了一套采用时间步进法进行结冰过程数值模拟的方法. 开发了一个软件框架用于使结冰模拟和网格更新全自动化. 基于 Messinger 的质量和能量守恒方程建立了结冰热力学模型. 采用了基于 Spalart-Allmaras 湍流模型在粗糙壁面的扩展模型来计算表面传热系数. 提出了一种新的结冰生长方式. 能预测霜冰、明冰及复杂双角冰冰形,并具有模拟长时间结冰的能力. 与 NACA 0012 翼型的冰形试验数据对比发现,计算结果令人满意.

关 键 词: 飞机结冰; 冰形; 对流传热; 粗糙壁面; 明冰

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Numerical simulation of ice accretion on airfoils

YANG Sheng-hua, LIN Gui-ping

(School of Aeronautics Science and Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: To predict ice shapes on airfoils, a methodology for time-stepping ice accretion simulation was created. A software framework was developed to realize automatic ice accretion calculation and mesh updating process. The ice accretion thermodynamic model was built on Messinger's conservation equations for mass and energy. The convective heat transfer coefficient was computed based on an extension of the Spalart-Allmaras turbulence model on rough wall. A new ice growth method was proposed. Test cases show that the present method is capable of simulating long-time rime, glaze ice accretion and the cases with two complex ice horns. Comparison with the experimental ice shape data of a NACA 0012 airfoil shows that the computed results are satisfactory.

Key words: aircraft icing; ice shape; convective heat transfer; rough wall; glaze ice

飞机结冰会危害飞行安全,因此运输机和客机等都需要分析和测试结冰后的气动性能. 分析的方法包括对结冰后的飞机进行气动性能数值计算、风洞试验、进行结冰试飞. 数值计算和风洞试验都需要预先通过数值模拟或试验的方法获得结冰的形状,而结冰试飞由于某些结冰气象条件不容易遇到,也需要计算出冰形,并贴在飞机上代替真实结冰来进行试飞.

美国、英国、法国、加拿大、意大利等各国都对结冰过程的数值模拟进行了研究. 开发的软件有

美国的 LEWICE^[1]、英国的 TRAJICE2^[2]、法国的 ONERA^[3]、加拿大的 CANICE^[4]等. 其中最著名的软件是美国的 LEWICE,它诞生于 1983 年,目前已发布了 3.2 的版本^[5]. LEWICE 采用时间步进的方式计算冰形,首先计算空气流场,然后根据流场计算出水滴的运动轨迹,继而得出水滴收集系数,再结合结冰热力学模型,可得出一个时间步长内结冰表面各离散点的结冰量,并以此更新离散点的坐标,重复这个过程直到达到了指定的时间为止. 加拿大的 FENSAP-ICE 是第二代结冰

收稿日期:2009-12-26; 修订日期:2010-03-03

作者简介:杨胜华(1981—),男,湖南道县人,博士生,主要研究方向为飞机防冰技术.

模拟软件^[6]的代表,它不同于上述软件的主要特点是:基于现代计算流体动力学(CFD)技术和全三维计算.国内易贤、陈维建、张强等^[7-9]等也做了结冰过程数值模拟方面的研究.

数值模拟结果一般与冰风洞试验生成的冰形来进行比较.但从目前公开的试验结果看,试验重复性并不理想.就 NACA 0012 翼型而言,Shin 等^[10]的试验结果与 Wright^[11]提供的试验数据,同一试验条件下,两者的冰形有较大差别.这给衡量数值模拟结果的优劣带来了不确定性,即究竟与谁的试验数据来对比的问题.笔者倾向于 Wright 的数据,因为它更新更全面,并且它被用来验证 LEWICE 软件.从验证结果来看^[11],LEWICE 对霜冰(rime ice)能模拟得比较准确,而明冰(glaze ice)在某些条件下的预测结果不太理想.这主要是由于明冰的结冰机理复杂,影响因素众多.FENSAP-ICE 虽然计算方法更先进,但并未见其预测结果比 LEWICE 准确^[12].

结冰计算大多基于 Messinger 的质量和能量守恒模型^[13],其中最主要的两项热流是周围空气对水滴(液膜)的对流换热冷却,以及水蒸发所带走的热量.对流项主要涉及表面传热系数的计算,蒸发项往往通过比拟理论,建立传质系数与表面传热系数的关系,最终转化为表面传热系数的求解.翼面在结冰后会变得粗糙,并会增强对流换热.因此粗糙表面的表面传热计算是冰形模拟的一个关键问题,表面传热系数的大小将直接决定最终的冰形.目前使用得较多的计算方法是边界层积分法^[1,14-15],但边界层积分法的缺点是不适合三维表面的计算,并且对于角冰等具有多个驻点的复杂外形处理起来较为复杂.近年来,使用 CFD 的方法来计算表面换热越来越普遍^[16].FLUENT 软件^[17]可以使用 $k-\epsilon$ 湍流模型结合粗糙壁面函数来计算表面传热系数,该方法计算简便,同时能适用于三维情况.但该方法的一个缺点是壁面函数与壁面网格疏密程度有很大关系,因此无法获得一个网格无关解,这对结冰模型进行完善调节是不利的.本文将基于 Spalart-Allmaras (S-A)湍流模型在粗糙壁面的扩展模型^[18]求解表面传热系数,该模型为低雷诺数的湍流模型.求解时使用较细密的网格,不断加密后能获得网格无关解.

1 冰形模拟软件框架

结冰过程数值模拟一般包括以下几个步骤:

- 1) 空气外流场计算;
- 2) 水滴撞击特性计算;
- 3) 结冰热力学分析,得出结冰量,计算出新几何外形的位置;
- 4) 根据新几何外形坐标,重新生成网格供下一时间步计算.

如果把模拟的总时间当作一个时间步长来计算,即无需更新网格重复上述 4 步,叫做时间单步法.时间单步法无法模拟冰形推进过程,只能得出一个最终的冰形.

如果把模拟的总时间分成若干步,即每次计算完当前时间步长后,更新网格重复上述 4 个步骤直到达到总时间为止,这种方式叫做时间步进法或时间多步法.时间步进法可以模拟冰形的推进过程,由于结冰过程是一个非稳态过程,理论上时间步进法应该能更好地模拟这个过程,并且时间步长越短应模拟得越准确.但实际操作中由于存在计算误差,特别是为了划分网格需要,常需要对几何表面进行光顺处理,光顺的同时会抹去一些形状特征.因此在某些情况下,时间步进法不一定会比时间单步法获得更准确的冰形.尽管如此,本文在软件设计时,提供了时间多步法的能力.

在时间多步法冰形模拟中,由于需要重复上面 4 个步骤若干次,因此计算过程应能自动化,无需人工干预.本文空气外流场的计算通过 FLUENT 软件完成,欧拉法水滴撞击特性的计算和结冰热力学模型基于 FLUENT 编写用户自定义函数(UDF)实现^[19],而网格生成借助于前处理软件 GAMBIT 或 Gridgen 实现.为了将这些外部软件有机的组合起来,需要建立各软件之间的通信机制.本文编写了一个程序 ICE2D 用以与 FLUENT 通信^[20],程序运行流程图如图 1 所示.

2 结冰热力学模型

结冰热力学模型基于 Messinger 的质量和能量守恒模型^[13]建立.该方法对结冰表面划分若干个控制体,每个控制体内的质量项如图 2 所示,过冷水滴撞击后未结冰的部分往下流溢流.

根据控制体内的质量守恒,有

$$q_{m,im} + q_{m,in} = q_{m,va} + q_{m,out} + q_{m,so} \quad (1)$$

式中 $q_{m,im}$ 为撞击水滴的质量流量(单位: kg/s), $q_{m,in}$ 为从上一个控制体溢流过来的水滴质量, $q_{m,va}$ 为水蒸发所带走的质量, $q_{m,out}$ 为溢流到下一个控制体的水滴质量, $q_{m,so}$ 为结冰的水滴质量.

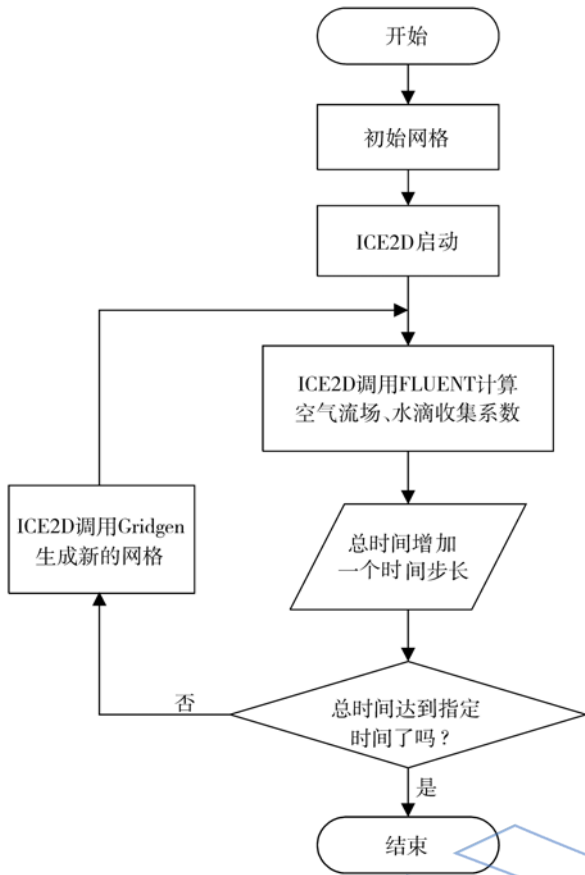


图1 程序运行流程图
Fig. 1 Flow chart for the program

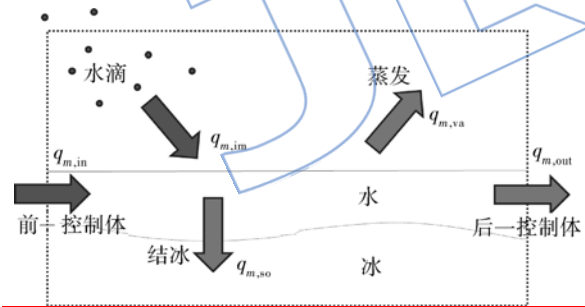


图2 控制体质量守恒示意图
Fig. 2 Sketch of mass conservation in a control volume

为计算需要,定义冻结系数 f 如下:

$$f = \frac{q_{m,so}}{q_{m,im} + q_{m,in}} \quad (2)$$

对于霜冰,由于所有撞击的水滴立即结冰,因此 f 应等于 1. 控制体内的能量守恒有

$$E_{so} + H_{im} + H_{in} = Q_c + H_{out} + H_{va} \quad (3)$$

式中 E_{so} 为水滴结冰释放的热量(单位:W),根据冻结系数 f 的不同,分为三种情况:

1) 若 $f=1$

$$E_{so} = q_{m,so} [c_{p,ice} (T_0 - T_s) + L_f] \quad (4)$$

2) 若 $0 < f < 1$

$$E_{so} = q_{m,so} L_f \quad (5)$$

3) 若 $f=0$

$$E_{so} = 0 \quad (6)$$

式中 T_0 为焓的参考温度,取为 273.15 K. $c_{p,ice}$ 为冰的比定压热容,本文取为常数 2102 J/(kg·K). T_s 为控制体能量平衡时达到的平衡温度. L_f 为冰的融化潜热,取为常数 333 kJ/kg.

H_{im} 为撞击水滴带来的焓,由于水滴在撞击后速度变为了 0,因此在此取滞止焓(总焓)

$$H_{im} = q_{m,im} \left[c_{p,w} (T_\infty - T_0) + \frac{V_\infty^2}{2} \right] \quad (7)$$

式中 $c_{p,w}$ 为水滴的比定压热容,本文取为了常数 4174 J/(kg·K). T_∞ 和 V_∞ 分别为水滴的温度和速度.

H_{in} 为前一个控制体溢流水带来的焓,由下式计算:

$$H_{in} = q_{m,in} c_{p,w} (T_{in} - T_0) \quad (8)$$

Q_c 为对流换热带走的热量,由下式计算:

$$Q_c = h_c A (T_s - T_\infty) \quad (9)$$

式中 h_c 为表面传热系数,计算方法详见第 4 节.

H_{out} 为水流出该控制体而带走的焓, H_{va} 为蒸发(对流传质)带走的热量,对流传质系数的计算基于 Chilton-Colburn 比拟^[14,21]. 最终对流传质的质量由下式计算:

$$q_{m,va} = \frac{h_c A}{c_{p,air}} \cdot \frac{M_{water}}{M_{air}} \cdot Le^{-2/3} \cdot \left[\frac{p_{v,s,sat}}{p_t} \cdot \frac{T_t}{T_s} \cdot \left(\frac{p_t}{p_e} \right)^{1/\gamma} - \frac{p_{v,\infty,sat} r_h}{p_\infty} \right] \quad (10)$$

式中 Le 为 Lewis 数, M 为相对分子质量, $p_{v,s,sat}$ 为壁面平衡温度下的饱和蒸汽压, p_t 和 T_t 分别为总压和总温, p_e 为边界层外边界的空气压力, r_h 为相对湿度,本文取为 1.

H_{va} 和 H_{out} 根据冻结系数 f 的不同,同样分为三种情况:

1) 如果 $f=1$,即所有水滴冻结

$$H_{out} = 0 \quad (11)$$

$$H_{va} = q_{m,va} [L_s + c_{p,ice} (T_s - T_0) - L_f] \quad (12)$$

2) 如果 $0 < f < 1$,部分水滴结冰

$$H_{out} = q_{m,out} V_\infty^2 / 2 \approx 0 \quad (13)$$

$$H_{va} = q_{m,va} L_{evap} \quad (14)$$

3) 如果 $f=0$,所有水滴都溢流到后面的控制体中

$$H_{out} = q_{m,out} c_{p,w} (T_s - T_0) \quad (15)$$

$$H_{va} = q_{m,va} [L_{evap} + c_{p,w}(T_s - T_0)] \quad (16)$$

式中 L_s 为升华潜热, 取为 2833 kJ/kg, L_{evap} 为蒸发潜热, 取为 2500 kJ/kg.

由质量守恒和能量守恒方程提供的方程总数为 2 个, 而未知数有 3 个, 分别为结冰质量 $q_{m,so}$ 、流出当前控制体的质量 $q_{m,out}$ 和表面平衡温度 T_s 。值得说明的是, 对于当前控制体而言 $q_{m,in}$ 是已知的, 它是前一个控制体的 $q_{m,out}$ 。

3 结冰热力学模型的求解

但根据冻结系数的定义可知, $0 \leq f \leq 1$, 且

当 $0 < f < 1$ 时, 为冰水混合物, 于是 $T_s = T_0$;

当 $f = 0$ 时, 没有结冰, 于是 $q_{m,so} = 0$;

当 $f = 1$ 时, 所有水滴结冰, 于是 $q_{m,out} = 0$ 。

由上述约束可减少一个未知量, 另外在滞止点认为 $q_{m,in} = 0$, 从该控制体流出的水滴均分成两部分分别由上下表面溢流, 所以对下游的每个控制体而言 $q_{m,in}$ 均可由前一个控制体的 $q_{m,out}$ 得出, 因此方程是可解的。

具体的求解方法是: 从滞止点的控制体开始计算, 首先假设其壁面平衡温度 $T_s = T_0$, 求解质量守恒和能量守恒方程, 得出 $q_{m,so}$ 和 $q_{m,out}$, 然后计算冻结系数 f 。

如果 $0 < f < 1$, 则说明 $T_s = T_0$ 的假设是正确的, 这里得出的 $q_{m,so}$ 和 $q_{m,out}$ 就是该控制体最终的结冰质量和溢流质量。

如果 $f < 0$, 则说明没有结冰生成, 令 $q_{m,so} = 0$, 重新求解方程计算, 得出表面平衡温度 T_s 和溢流质量 $q_{m,out}$ 。

如果 $f > 1$, 则说明所有水滴均结冰, 没有水滴溢流到下一个控制体, 所以令 $q_{m,out} = 0$, 重新求解方程, 得出表面平衡温度 T_s 和结冰质量 $q_{m,so}$ 。

在求解完毕滞止点所在的控制体后, 把溢流水质量 $q_{m,out}$ 均分, 一半作为与之相邻的翼型下表面控制体的 $q_{m,in}$, 一半作为上表面的相邻控制体的 $q_{m,in}$, 然后分别各自采用类似的方法往下游计算。

4 表面传热系数的计算

本文对流换热的计算基于 Spalart-Allmaras 湍流模型在粗糙壁面的扩展模型。最初的基本(光滑)湍流模型^[22]输运方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{\nu} u_i) = C_{b1} \rho \tilde{S} \tilde{\nu} - C_{w1} \rho f_w \left[\frac{\tilde{\nu}}{d} \right]^2 + \frac{1}{\sigma_v} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \rho \left[\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right]^2 \right\} \quad (17)$$

湍动黏度 μ_t 再由下式求得:

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad (18)$$

式中 f_{v1} 为黏性阻尼函数, 定义如下:

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (19)$$

$$\chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (20)$$

式中 C_{v1} 为常数。雷诺应力由下式计算:

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = 2\mu_t S_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (21)$$

输运方程中 $\tilde{S}$ 定义为

$$\tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (22)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}$$

式中 d 为到最近壁面的距离, S 为涡度大小

$$S \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (23)$$

式中 Ω_{ij} 为时均旋转率张量, 定义为

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (24)$$

输运方程中 f_w 函数为

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (25)$$

其中

$$g = r + C_{w2}(r^5 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \quad (26)$$

模型中各常数的值为

$$C_{b1} = 0.1355, \quad C_{b2} = 0.622, \quad \sigma_v = \frac{2}{3},$$

$$C_{v1} = 7.1, \quad C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma_v},$$

$$C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2.0, \quad \kappa = 0.4187$$

壁面上边界条件为 $\tilde{\nu} = 0$ 。

粗糙壁面的扩展模型^[18]在基本模型的基础上, 作了如下改动:

首先是 d 加入了粗糙度的影响, 变为了

$$d = d_{\min} + 0.03k_s \quad (27)$$

式中 $d_{\min}$ 是到最近壁面的距离, k_s 为等效沙粒粗糙度高度。

其次, 壁面上的边界条件不再是 $\tilde{\nu} = 0$, 而是

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial n} = \frac{\tilde{\nu}}{d} \quad (28)$$

为了使粗糙度较小的情形模拟得更准确, 通过调整 χ 的值, 使黏性阻尼函数 f_{v1} 随之改变。即 f_{v1} 仍然由式(19)计算, 但

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} + C_{r1} \frac{k_s}{d} \quad (29)$$

式中常数 C_{r1} 取为 0.5.

最后, f_{v2} 函数做了相应改变

$$f_{v2} = 1 - \frac{\tilde{\nu}}{\nu + \tilde{\nu}f_{v1}} \quad (30)$$

求解表面传热系数需先求解温度场, 温度场通过求解能量的输运方程获得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(\rho E + p)] = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\kappa + \frac{c_p \mu_i}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i(\tau_{ij})_{\text{eff}} \right] \end{aligned} \quad (31)$$

式中 E 为总能, κ 为导热系数, 湍动 Prandtl 数 Pr_t 一般取为 0.85.

$(\tau_{ij})_{\text{eff}}$ 是偏应力张量, 定义如下:

$$(\tau_{ij})_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (32)$$

包含 $(\tau_{ij})_{\text{eff}}$ 的这一项代表了黏性加热的影响, 在高速流动时应该考虑.

在求解出温度场之后, 由于 Spalart-Allmaras 湍流模型是直接解析黏性底层的, 在贴壁处的对流换热热量等于导热热量, 并根据傅里叶定律求得

$$q = \kappa_i (\partial T / \partial n)_{\text{wall}} \quad (33)$$

式中 n 为垂直于壁面方向的局部坐标, κ_i 为流体的导热系数.

最后, 表面传热系数 h_c 可根据下式求得:

$$h_c = \frac{q}{T_w - T_\infty} \quad (34)$$

5 等效沙粒粗糙高度的计算模型

本文在翼面各处均采用了相同的等效沙粒粗糙高度 k_s , k_s 根据 Shin 等人^[23] 提出的经验公式计算

$$\begin{aligned} k_s = 0.6839 \left[\frac{k_s/c}{(k_s/c)_{\text{base}}} \right]_{C_{lw}} \left[\frac{k_s/c}{(k_s/c)_{\text{base}}} \right]_{T_\infty} \cdot \\ \left[\frac{k_s/c}{(k_s/c)_{\text{base}}} \right]_{D_{mv}} (k_s/c)_{\text{base}} \cdot c \end{aligned} \quad (35)$$

式中最后一项 c 为弦长, 其他项计算式如下:

$$\begin{aligned} \left[\frac{k_s/c}{(k_s/c)_{\text{base}}} \right]_{C_{lw}} = \\ 0.5714 + 0.2457 C_{lw} + 1.2571 C_{lw}^2 \end{aligned} \quad (36)$$

$$\left[\frac{k_s/c}{(k_s/c)_{\text{base}}} \right]_{T_\infty} = 46.8384 \left(\frac{T_\infty}{1000} \right) - 11.2037 \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{k_s/c}{(k_s/c)_{\text{base}}} \right]_{D_{mv}} = \\ \begin{cases} 1 & D_{mv} \leq 20 \\ 1.667 - 0.0333 D_{mv} & D_{mv} > 20 \end{cases} \end{aligned} \quad (38)$$

$$(k_s/c)_{\text{base}} = 0.00117 \quad (39)$$

式中 C_{lw} 为液态水含量 (g/m^3), D_{mv} 为平均容积直径 (μm).

6 结冰生长方式

本文提出了一种新的结冰增长方式, 如图 3 所示. 节点沿与之相邻的两壁面构成的夹角的角平分线方向增长, 即图中 AD 是 $\angle BAE$ 的平分线. 计算时, 首先确定驻点控制体增长的位置, 图中 CD 两点的位置满足: $AB \parallel CD$, 且梯形 $ABCD$ 所含冰的质量等于驻点控制体计算出来的结冰质量. 在确定完 CD 的位置后, 其他节点新坐标依次确定, 如 F 点的坐标应使得四边形 $AEFD$ 所含冰的质量等于 AE 所在控制体计算出来的结冰质量. 如果该控制体结冰质量太少, 不足以构成四边形, 则让 F 点取在 E 点位置构成三角形, 这种情况一般出现在上下表面的撞击极限位置.

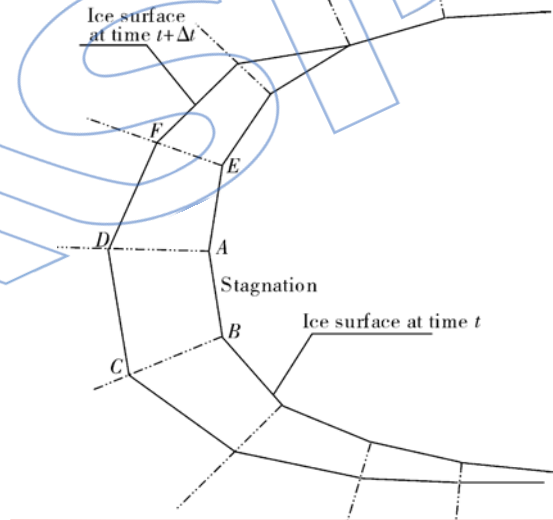


图 3 结冰生长方式示意图

Fig. 3 Demonstration of ice growth pattern

7 验证算例及结果分析

验证算例来自文献^[11], 文献中提供了若干种翼型的大量试验数据用于验证 LEWICE 2.0, 这里选取了其中 NACA 0012 翼型的部分数据来验证本文的计算结果. NACA 0012 翼型的弦长为 0.5334 m, 攻角为 3.5° .

7.1 环境温度的影响

算例 R401~R405 的空气速度为 102.8 m/s, 液态水含量 C_{lw} 为 $0.55 \text{ g}/\text{m}^3$, D_{mv} 为 $20 \mu\text{m}$, 结冰时间为 7 min, 环境温度从 265.37~250.37 K 依

次降低。

图4显示了其中三个算例,在第一个时间步

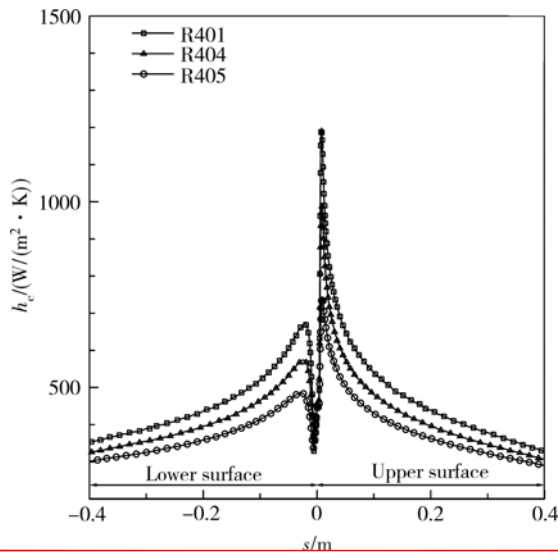
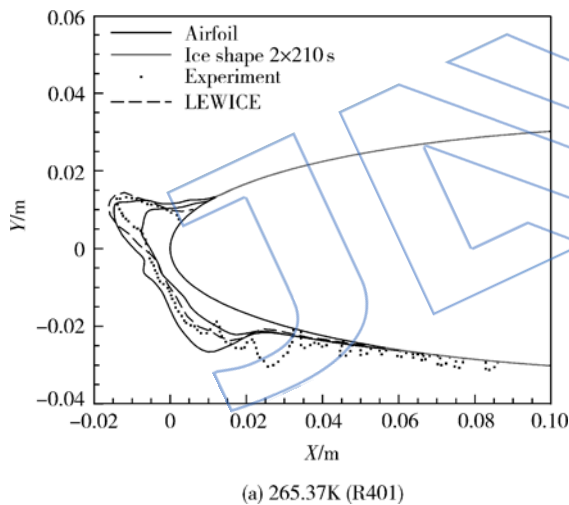
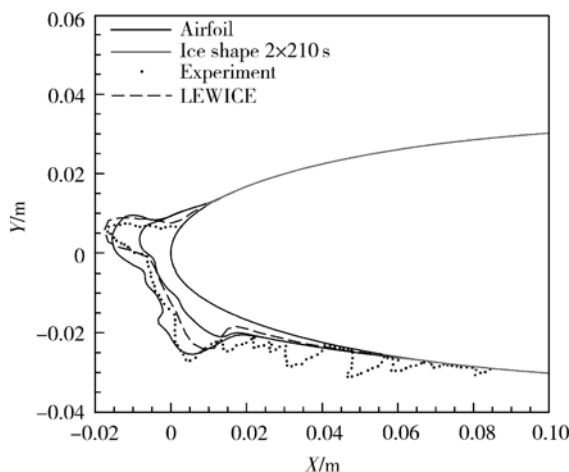


图4 表面传热系数计算结果

Fig. 4 Computational results of convective heat transfer coefficient



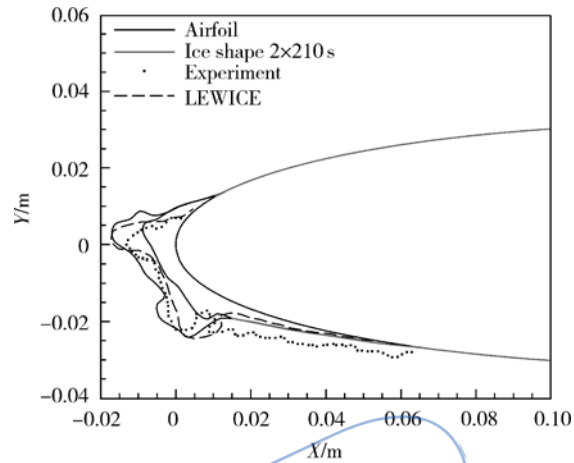
(a) 265.37K (R401)



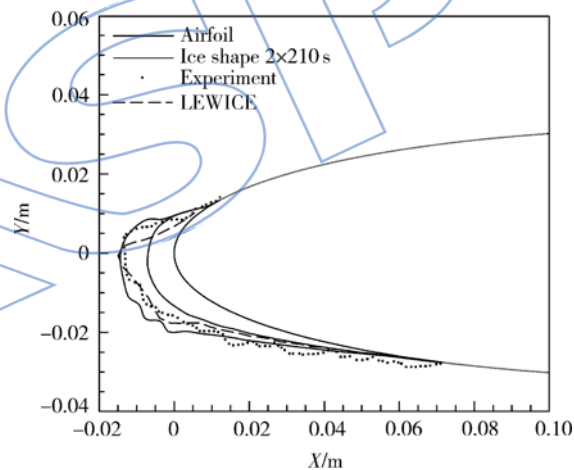
(b) 263.71K (R402)

时的表面传热系数. 这三个算例具有不一样的表面传热系数计算值, 主要是由于表面粗糙高度的计算值不同, 见公式(35).

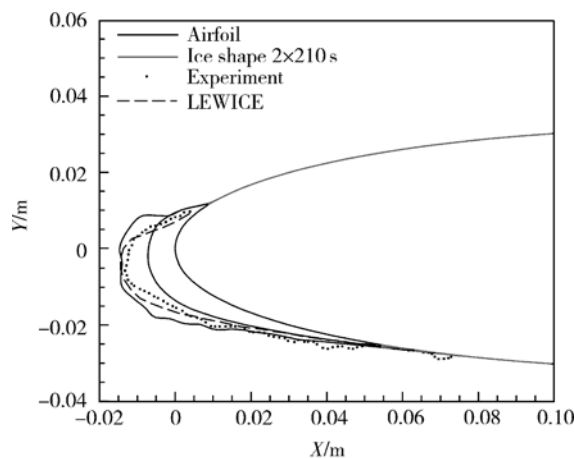
图5显示了冰形预测结果, 计算使用的时间



(c) 262.04K (R403)



(d) 256.49K (R404)



(e) 250.37K (R405)

图5 算例 R401~R405 的计算结果

Fig. 5 Computational results for cases R401~R405

步长为 3.5 min,分两步推进.可以看到预测的冰形基本反映出了形状特征.在环境温度较高时,形成角冰,本文预测的角冰方向及长度均与试验值或 LEWICE 的预测结果吻合.在环境温度较低时,预测为外形较为规则的霜冰,也基本符合试验冰形.

7.2 推进步骤的影响

图 6 显示了 R403 算例以 1 步和 7 步推进的结果,而图 5(c)是 2 步推进的结果,从对比可以看出,1 步推进的结果是最差的,因为它直接基于光滑翼面流场数据计算,不能反映结冰后外形改变带来的影响.而 7 步推进又要稍优于 2 步推进,特别是在上表面冰角方位及下表面冰形的预测上得更符合试验值.

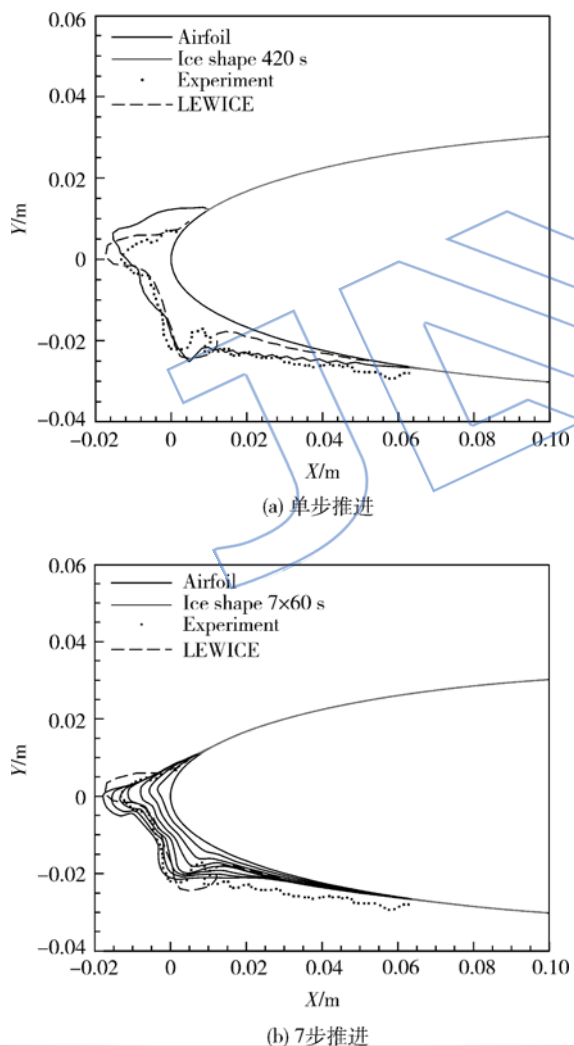


图 6 算例 R403 以不同时间步数推进的比较
Fig. 6 Comparison of case R403 with different advancing steps

7.3 结冰时间的影响

算例 R411 的计算条件与 R403 相同,但结冰时间为 14 min.图 7 显示了分两步推进和 14 步推进的计算结果.由于结冰时间长,结冰量较大,外形改变也较大.可以看到采用 14 步推进的结果要明显优于 2 步推进,因为 14 步推进的方式更能反映结冰过程中外形改变的影响.虽然预测的上角冰方位与试验值有所偏差,但基本反映了双角的外形,结果是令人满意的.对于这种复杂角冰的预测是一个世界性的难题,LEWICE 也无法预测准确.同时这个算例也说明了本文的方法具有模拟长时间复杂角冰结冰过程的能力.

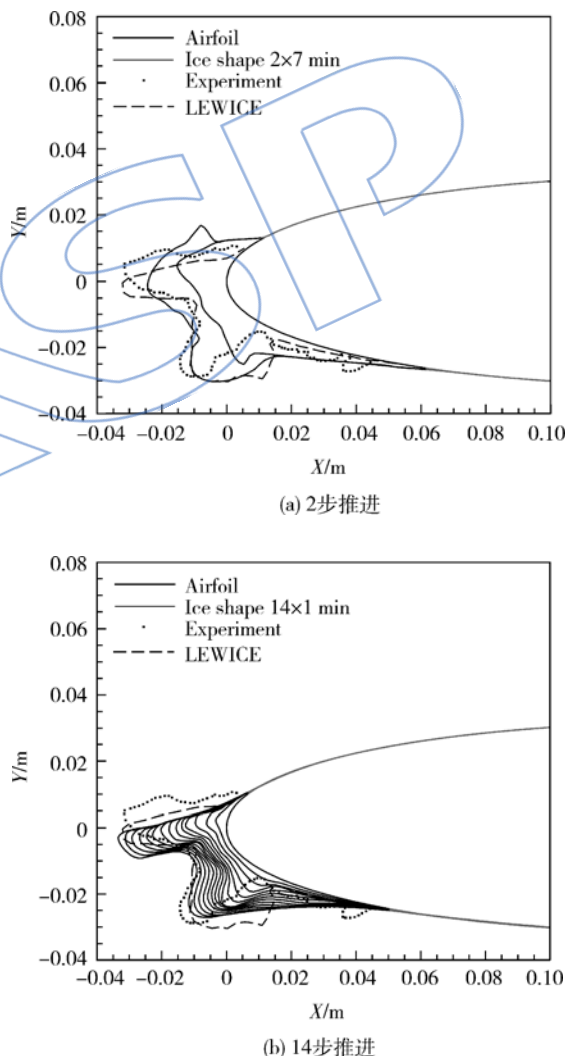


图 7 算例 R411 的结冰过程模拟结果
Fig. 7 Predicted ice accretion results of case R411

8 结 论

本文建立了一套采用时间多步法预测飞机机

翼结冰过程的方法及程序,经验证冰形预测结果令人满意.能够进行霜冰、混合冰及明冰的预测,也能够进行长时间复杂双角冰的预测.对于结冰量不太大的情况,能够以较少的推进步骤获得较为合理的冰形.

本文对比的试验数据主要是 NACA 0012 翼型的,下一步要做的工作是建立量化评价冰形预测优劣的参数体系,便于在广泛对比其他试验数据的基础上,对模型中的一些参数进行调节,使预测结果更为合理.

参考文献:

- [1] Ruff G A, Berkowitz B M. Users manual for the NASA Lewis ice accretion prediction code (LEWICE) [R]. NASA/CR—1990-185129, 1990.
- [2] Gent R W. TRAJICE2—a combined water droplet trajectory and ice accretion prediction program for aerofoils[R]. Royal Aerospace Establishment. Technical Report 90054, 1990.
- [3] Hedde T, Guffond D. ONERA three-dimensional icing model[J]. AIAA Journal, 1995, 33(6): 1038-1045.
- [4] Morency F, Tezok F, Paraschivoiu I. Anti-icing system simulation using CANICE[J]. Journal of Aircraft, 1999, 36(6): 999-1006.
- [5] Wright W B. Further refinement of the LEWICE SLD model[R]. NASA/CR—2006-214132, 2006.
- [6] Beaugendre H, Morency F, Habashi W G. Development of a second generation in-flight icing simulation code [J]. Journal of Fluids Engineering, 2006, 128(2): 378-387.
- [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. 飞机机翼结冰过程的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2005, 20(6): 1010-1017.
CHEN Weijian, ZHANG Dalin. Numerical simulation of ice accretion on airfoils[J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(6): 1010-1017. (in Chinese)
- [9] 张强, 曹义华, 胡利. 翼型表面明冰的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2009, 24(1): 91-97.
ZHANG Qing, CAO Yihua, HU Li. Numerical simulation of glaze ice accretions on an airfoil[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(1): 91-97. (in Chinese)
- [10] Shin J, Bond T H. Experimental and computational ice shapes and resulting drag increase for a NACA 0012 airfoil [R]. NASA TM 105743, 1992.
- [11] Wright W B. Validation results for LEWICE 2.0 [R]. NASA/CR—1999-208690, 1999.
- [12] 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.
- [13] Messinger B L. Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of air speed [J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1953, 20(1): 29-42.
- [14] Wright W B. Users manual for the improved NASA Lewis ice accretion code LEWICE 1.6 [R]. NASA/CR—1995-198355, 1995.
- [15] Stefanini L M, De Silveas O M, Silva G A L D, et al. Boundary-layers integral analysis-airfoil icing [R]. AIAA 2008-474, 2008.
- [16] Wang Q. On the prediction of convective heat transfer coefficients using general-purpose CFD codes [R]. AIAA 2001-0361, 2001.
- [17] Fluent Inc. FLUENT 6.3 user's guide [M]. Penn., USA: Fluent Inc., 2006.
- [18] Aupoix B, Spalart P R. Extensions of the Spalart-Allmaras turbulence model to account for wall roughness [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2003, 24(4): 454-462.
- [19] 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. Water droplet impingement prediction for three-dimensional complex surfaces [J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(2): 284-290. (in Chinese)
- [20] 杨胜华, 林贵平. 霜冰生长过程的数值模拟 [J]. 计算机工程与设计, 2010, 31(1): 191-194.
YANG Shenghua, LIN Guiping. Numerical simulation of rime ice accretion [J]. Computer Engineering and Design, 2010, 31(1): 191-194. (in Chinese)
- [21] Welty J R, Wicks C E, Wilson R E, et al. Fundamentals of momentum, heat, and mass transfer [M]. 4th Ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2001.
- [22] Spalart P R, Allmaras S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows [R]. AIAA 92-0439, 1992.
- [23] Shin J, Berkowitz B, Chen H H, et al. Prediction of ice shapes and their effect on airfoil drag [J]. Journal of Aircraft, 1994, 31(2): 263-270.