

二维机翼防冰表面溢流水膜破裂数值模拟

卜雪琴, 马文涛, 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: 为了准确地预测机翼防冰系统热载荷,对二维机翼防冰表面溢流水流动状态进行了仿真计算。依据剪切力驱动模型,分别推导了水膜破裂前后的速度分布;引入能量最低原理,推导了溪状流模型,运用数值方法对水膜破裂的临界厚度进行了求解;使用基于 Fluent 软件的用户自定义函数方法编程并加载计算模块,分别以水膜模型和溪状流模型计算得到了溢流水的流动特性。结果表明:在一定结冰条件下,引入溪状流模型后,溢流水的溢流范围在两个不同算例中分别增大了 33% 和 17%,这会很大程度影响防冰系统热载荷的分布。

关 键 词: 水膜破裂; 溪状流; 临界厚度; 防冰; 二维

中图分类号: V244.1⁺5

文献标志码: A

Numerical simulation of runback film breakup on two-dimensional anti-icing airfoil surface

BU Xue-qin, MA Wen-tao, LIN Gui-ping

(School of Aeronautics Science and Engineering,

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

Abstract: In order to accurately estimate the heat-load of the anti-icing system of airfoil, the numerical simulation of runback flow state on the two-dimensional anti-icing airfoil surface was presented. Based on shear-driven model, the velocity distributions before and after film breakup were derived respectively. By introducing the minimum energy criteria, the rivulet model was established, and the critical thickness of film breakup was solved by numerical method. By using the user defined function method in Fluent software to program and load the calculation procedures, the flow characteristics of runback flow were obtained based on film model and rivulet model respectively. The results indicate that, under a certain icing condition, the ranges of the runback flow increase by 33% and 17% in two different examples respectively due to the rivulet model, thus largely affecting the distribution of the heat-load of the anti-icing system.

Key words: film breakup; rivulet; critical thickness; anti-icing; two-dimensional

飞机在结冰气象条件下飞行时,云层中的过冷水滴会撞击到其表面上往往发生结冰现象,飞机结冰会破坏其气动外形,影响飞行性能,严重时会导致飞行事故,为保证飞行安全,关键部件如机翼、发动机、传感器等均需要采取防/除冰措施^[1]。近年来,国内外相关机构都展开大量研究工作,其

中对于影响飞机结冰和防冰性能的部件表面的一些微观机理问题的研究越来越深入。防冰表面溢流水的流动形态变化受空气动力、表面张力、机翼表面浸润性等多方面因素的影响,从水膜过渡到溪状流,机翼表面润湿情况不同,这对防冰表面传热耦合特性影响较大^[2-3]。从查阅的文献来看,针

收稿日期:2013-09-05

基金项目:国家自然科学基金(51206008);航空科学基金(2012ZBN2016)

作者简介:卜雪琴(1982-),女,江西萍乡人,讲师,博士,主要从事飞机防/除冰技术研究。

对防冰表面溢流水膜破裂成为溪状流的研究较少,且多是国外研究成果^[3-6],国内的研究多是将防冰表面溢流水看成水膜来处理(以下称为水膜模型)^[7-11].

本文通过理论分析建立溢流水膜破裂成为溪状流的模型(以下称为溪状流模型),并基于通用计算流体力学(CFD)软件 Fluent 进行二次开发,对溢流水的流动过程进行仿真计算,进而分析了机翼防冰表面的润湿特性和溢流水的流动特性对防冰性能的影响,为后续的传热耦合特性计算打下基础,也为防冰系统的性能评估提供依据.

1 溢流水流动理论建模

过冷水滴撞击到机翼表面,形成连续水膜向后溢流,其外形受表面张力、机翼表面粗糙度、空气动力和体积力作用决定.撞击区域不停地有水滴撞击,持续润湿整个表面,形成连续水膜,但到下游区域,蒸发使溢流水质量流量不断减小,同时由于表面张力作用,使水膜表面状态变得不稳定,继而破裂形成溪状流.因此在溢流水膜破裂过程中,存在一个破裂临界厚度 h_0 ,当水膜厚度 δ_f 小于临界厚度 h_0 时,水膜遵循能量最低原理,发生破裂,这里假设形成多束形状相同的、等距的、相互独立的溪状流^[3-5].溢流水膜破裂成溪状流如图1所示.

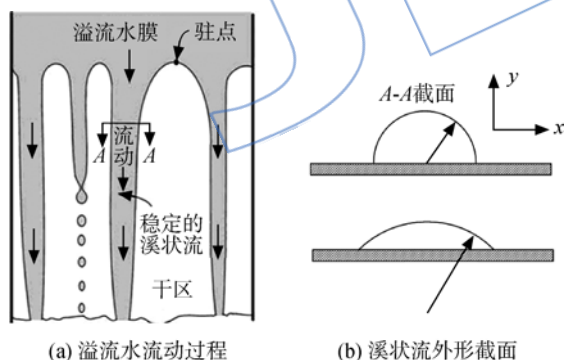


图1 溢流水膜破裂成溪状流示意图

Fig. 1 Schematic diagram of runback film breakup into rivulets

1.1 水膜模型速度分布

相比流动方向的尺寸,由于一般结冰条件下水膜厚度很小(量级一般不超过 10^{-4} m)^[3-5],认为其速度在壁面法向方向上的变化是接近线性的,故假设其流动为纯剪切力驱动,如图2所示.水膜上层为剪切力 τ 驱动,底层为无滑移边界条件. μ 为溢流水的黏度,则建立沿水膜厚度 δ_f 方向

上的速度分布为

$$v(y) = \frac{\tau}{\mu} \cdot y \quad (1)$$

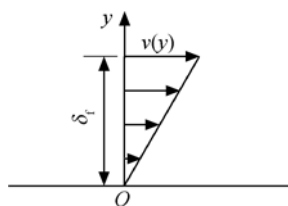


图2 水膜模型速度分布

Fig. 2 Velocity distribution of film model

1.2 溪状流模型速度分布

如图1(b)所示,由于表面张力是维持溪状流外形的主要作用力,认为溪状流外形为圆的一部分^[2-5,12],且认为机翼表面粗糙程度保持不变,则固-液界面有确定的接触角 θ_0 ,设相邻两溪状流间距为 λ .溪状流外缘为剪切力 τ 驱动,底层为无滑移边界条件. Al-Khalil 以数值方法通过求解泊松方程,得到了溪状流内部速度分布情况^[3],本文依据剪切力驱动模型,通过数学推导得到其速度分布的解析解,使计算过程方便简洁.

建立如图3所示坐标系,由于对称性,取 $\lambda/2$ 范围内进行分析,由于溪状流厚度很小,故可推导如下:

1) 溪状流外形轮廓线表达式为

$$y = \sqrt{R^2 - x^2} \quad (2)$$

式中 R 为溪状流半径.

2) 溪状流中心最高点处为速度最大值

$$v = \frac{\tau}{\mu} (1 - \cos \theta_0) R \quad (3)$$

3) 最高点速度沿溪状流气-液界面外形线性减小至零,可推导得

$$v(x) = \frac{\tau R}{\mu \theta_0} (1 - \cos \theta_0) \left[\theta_0 - \arcsin \frac{x}{R} \right] \quad (4)$$

4) 气-液界面上任意点在厚度 δ_f 方向上至壁面均线性减小到零速度,推导得出

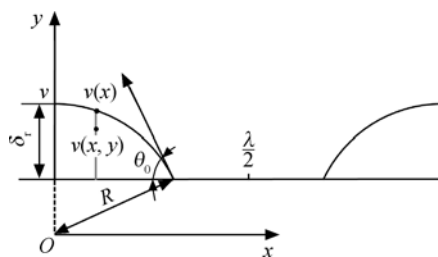


图3 溪状流模型速度分布

Fig. 3 Velocity distribution of rivulet model

$$v(x, y) = \frac{\tau R}{\mu \theta_0} \frac{(1 - \cos \theta_0) \left[\theta_0 - \arcsin \frac{x}{R} \right]}{\sqrt{R^2 - x^2} - R \cos \theta_0} (y - R \cos \theta_0) \quad (5)$$

1.3 水膜破裂模拟

由于蒸发,机翼表面溢流水质量流量不断减小,厚度不断减小,当水膜厚度 δ_i 小于临界厚度 h_0 时,水膜立即发生破裂,形成多束形状相同的、等距的、相互独立的溪状流。此过程建立的基础和关键在于破裂临界厚度 h_0 的确定,本文引入能量最低原理,联立溢流水膜破裂前后的质量守恒、能量守恒方程,对 h_0 进行求解,同时得到溪状流形成后的外形参数(包括半径 R 、间距 λ 、机翼表面润湿因子 F)。

水膜破裂时,简化分析,作如下假设:①由于截面尺寸很小,假定物性参数及表面张力为常数;②液体为不可压牛顿流;③流动为完全发展的稳态的自由表面的层流;④固-液界面为无滑移边界。因此,可推导水膜破裂时的质量守恒和能量守恒方程,得到解析解。

1) 质量守恒

设 $\dot{m}_i$ 为水膜的质量流量,则依据速度分布式(1)进行积分,得到水膜质量速率为

$$\dot{m}_i' = \frac{\dot{m}_i}{\lambda} = \int_0^{h_0} \rho v(y) dy = \frac{\rho \tau h_0^2}{2 \mu} \quad (6)$$

同理设 $\dot{m}_r$ 为溪状流的质量流量,依据速度分布式(5),以 $\lambda/2$ 为研究范围,得到溪状流质量速率为

$$\dot{m}_r' = \frac{\dot{m}_r}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{R \sin \theta_0} \int_{R \cos \theta_0}^{\sqrt{R^2 - x^2}} \rho v(x, y) dy dx = \frac{\rho \tau}{\lambda \mu} \phi(\theta_0) R^3 \quad (7)$$

其中

$$\phi(\theta_0) = \frac{1 - \cos \theta_0}{\theta_0} \cdot \left[\frac{\theta_0^3}{6} + \frac{\sin^2 \theta_0}{4} + \cos^2 \theta_0 - \cos \theta_0 \right]$$

根据质量守恒有

$$\dot{m}_i' = \dot{m}_r' \quad (8)$$

2) 能量守恒

设 E_i 为水膜的能量流量(单位时间内通过流体的能量),则依据速度分布式(1)积分得到水膜动能,加上界面表面张力构成水膜能量密度为

$$E_i' = \frac{E_i}{\lambda} = \int_0^{h_0} \frac{\rho}{2} v^2(y) dy + \sigma_{iv} + \sigma_{is} = \frac{\rho \tau^2}{6 \mu^2} h_0^3 + \sigma_{iv} + \sigma_{is} \quad (9)$$

式中 σ_{iv} 为气-液界面表面张力, σ_{is} 为固-液界面表面张力,此处均取为常数,单位为 N/m。

同理设 E_r 为水膜的能量流量,依据速度分布式(5),以 $\lambda/2$ 为研究范围,推导溪状流能量密度为

$$E_r' = \frac{E_r}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{R \sin \theta_0} \int_{R \cos \theta_0}^{\sqrt{R^2 - x^2}} \frac{\rho}{2} v^2(x, y) dy dx + \frac{\theta_0 R \sigma_{iv}}{\frac{\lambda}{2}} + \left[\frac{\lambda}{2} - R \sin \theta_0 \right] \sigma_{sv} + \frac{R \sin \theta_0 \sigma_{is}}{\frac{\lambda}{2}} \quad (10)$$

引入三相接触面上的拉普拉斯-Young 方程

$$\sigma_{sv} = \sigma_{is} + \cos \theta_0 \sigma_{iv} \quad (11)$$

式中 σ_{iv} 为固-气界面表面张力。

由式(10)、式(11)推导可得

$$E_r' = \frac{\rho \tau^2}{3 \lambda \mu^2} g(\theta_0) R^4 + \left[\frac{2 R \theta_0}{\lambda} + \cos \theta_0 - \frac{2 R \sin \theta_0 \cos \theta_0}{\lambda} \right] \sigma_{iv} + \sigma_{is} \quad (12)$$

其中

$$g(\theta_0) = \left[\frac{1 - \cos \theta_0}{\theta_0} \right]^2 \cdot \left[\frac{\theta_0^3}{6} + \frac{\theta_0}{4} + \frac{7}{4} \sin \theta_0 \cos \theta_0 - 2 \theta_0 \cos \theta_0 \right]$$

根据能量守恒有

$$E_i' = E_r' \quad (13)$$

3) 溪状流外形关系式

由图3可得

$$F = \frac{2 R \sin \theta_0}{\lambda} \quad (14)$$

其中 F 为机翼表面润湿因子,即计算控制体内被溢流水润湿的面积与整个计算控制体面积之比。

4) 能量最低原理

$$\frac{\partial E_r'}{\partial F} = 0 \text{ 且 } \frac{\partial^2 E_r'}{\partial F^2} > 0 \quad (15)$$

最终联立式(8)、式(13)、式(14)、式(15)可以求解得到

$$\frac{\rho \tau^2 h_0^3}{6 \mu^2 \sigma_{iv}} = \frac{3}{2} [2 \theta_0 - \sin(2 \theta_0)]^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{\left[\frac{\rho \tau^2 h_0^3}{6 \mu^2 \sigma_{iv}} g(\theta_0) \right]^{\frac{2}{3}}}{\phi(\theta_0)} - (1 - \cos \theta_0) \quad (16)$$

观察方程式左边,分子、分母最终单位相同,

得到一个无量纲量,其中只包含 h_0 一个未知量,且可验证其对 F 的偏导数为零,因此引入无量纲临界厚度 h^+

$$h^+ = \frac{\rho \tau^2 h_0^3}{6 \mu^2 \sigma_w} \quad (17)$$

将式(17)代入式(16),可得

$$h^+ = \frac{3}{2} [2\theta_0 - \sin(2\theta_0)]^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{[h^+ g(\theta_0)]^{\frac{2}{3}}}{\phi(\theta_0)} - (1 - \cos \theta_0) \quad (18)$$

通过式(18)可以观察到, h^+ 只是关于 θ_0 的函数,将其作为计算的迭代公式,通过编程计算得到 h^+ 随 θ_0 变化的数值解曲线,如图4所示.可见, θ_0 越大,即防冰表面材料的浸润性越差,无量纲临界厚度 h^+ 越大,水膜越容易发生破裂.

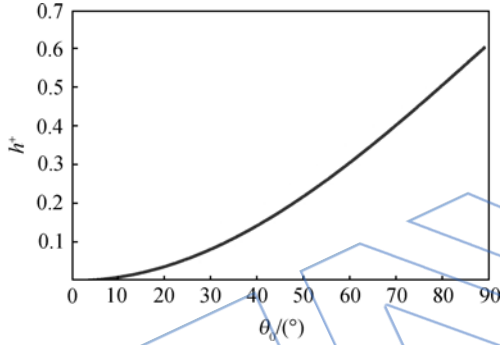


图4 不同接触角下无量纲临界厚度

Fig. 4 Non-dimensional critical thickness under different contact angles

当接触角 θ_0 已确定,根据式(18)计算无量纲临界厚度 h^+ ,然后结合当地剪切力大小,利用式(17)可计算水膜破裂临界厚度 h_0 .水膜溢流时,由于蒸发,厚度不断减小,当 $\delta_i \leq h_0$ 时,水膜发生破裂,形成半径为 R 的溪状流.

如果在撞击极限内,由于不停有水滴撞击,可以持续润湿整个表面,使得水膜即使达到临界厚度时也不会破裂,此情况下,水膜流至撞击极限处立即发生破裂,当地水膜厚度即为临界厚度($h_0 = \delta_i$).

综上,水膜破裂位置确定后,水膜破裂临界厚度 h_0 、无量纲临界厚度 h^+ 为已知,然后联立质量守恒方程式(8)、能量守恒方程式(13)、溪状流外形方程式(14),即可求解水膜破裂处溪状流参数如下:

机翼表面润湿因子

$$F = -\frac{h^+ g(\theta_0)}{\theta_0 - \sin \theta_0 \cos \theta_0} \left[\frac{\sin \theta_0}{\phi(\theta_0)} \right]^{\frac{3}{2}} F^{-\frac{1}{2}} + \frac{\sin \theta_0 (1 - \cos \theta_0 + h^+)}{\theta_0 - \sin \theta_0 \cos \theta_0} \quad (19)$$

溪状流半径

$$R = h_0 \sqrt{\frac{\sin \theta_0}{\phi(\theta_0) F}} \quad (20)$$

溪状流间距

$$\lambda = \frac{2R \sin \theta_0}{F} \quad (21)$$

溪状流高度

$$\delta_r = (1 - \cos \theta_0) R \quad (22)$$

其中式(19)为迭代方程,与式(18)相似,需要编程进行迭代求解.

1.4 水膜模型

如图5显示水膜模型控制体内传质,基于二维模型,水膜沿剪切力方向流动.

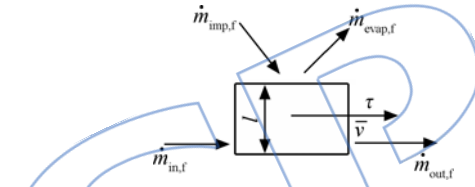


图5 水膜模型控制体内传质

Fig. 5 Mass transfer in control volume of film model

控制体内质量守恒,则

$$\dot{m}_{in,f} + \dot{m}_{imp,f} - \dot{m}_{evap,f} = \dot{m}_{out,f} \quad (23)$$

其中 $\dot{m}_{in,f}$ 和 $\dot{m}_{out,f}$ 分别为水膜模型控制体内溢流水的流入、流出质量流量,而控制体内的撞击水质量流量 $\dot{m}_{imp,f}$ 与蒸发水质量流量 $\dot{m}_{evap,f}$ 按以下公式计算(单位面积上):

$$\dot{m}_{imp,f}'' = V_{\infty} \cdot C_{lw} \cdot \beta \quad (24)$$

$$\dot{m}_{evap,f}'' = \frac{\alpha}{c_{p,air}} \cdot \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{M_{water}}{M_{air}} \cdot \left[\frac{p_{v,sat}(T_s) - p_{v,l}}{p_l - p_{v,sat}(T_s)} \right] \quad (25)$$

式中 V_{∞} 为环境空气流速; C_{lw} 为空气的液态水含量(LWC); β 为机翼表面局部水滴收集系数; α 为表面传热系数; $c_{p,air}$ 为空气的比定压热容; Pr 和 Sc 分别为空气的普朗特数和施密特数; M_{water} 和 M_{air} 分别为水和空气的相对分子质量; $p_{v,sat}(T_s)$ 为壁面温度(T_s)下的饱和水蒸气压力, p_l 和 $p_{v,l}$ 分别为边界层边界外的空气压力和水蒸气压力^[13-14].

由式(1)计算水膜平均速度

$$\bar{v} = \frac{1}{\delta_i} \int_0^{\delta_i} v(y) dy = \frac{\tau \delta_i}{2\mu} \quad (26)$$

可计算水膜的质量流量

$$\dot{m}_f = \rho \bar{v} l \delta_i = \frac{\rho \tau l \delta_i^2}{2\mu} \quad (27)$$

式中 l 为水膜流动的宽度(即建立准三维模型的宽度). 取 $\dot{m}_f = \frac{1}{2}(\dot{m}_{in,f} + \dot{m}_{out,f})$, 则可以计算水膜厚度

$$\delta_f = \sqrt{\frac{2\mu\dot{m}_f}{\rho\tau l}} \quad (28)$$

1.5 溪状流模型

如图6显示溪状流模型控制体内传质, 由于水膜在撞击极限内不破裂, 破裂仅发生在撞击极限处或极限外, 故溪状流区域没有撞击水进入, 基于二维模型, 溪状流沿剪切力方向流动.

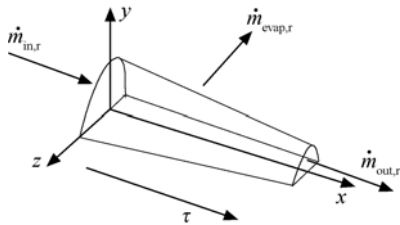


图6 溪状流模型控制体内传质

Fig. 6 Mass transfer model in control volume of rivulet

控制体内质量守恒, 则

$$\dot{m}_{in,r} - \dot{m}_{evap,r} = \dot{m}_{out,r} \quad (29)$$

其中 $\dot{m}_{in,r}$ 和 $\dot{m}_{out,r}$ 分别为溪状流模型控制体内溢流水的流入、流出质量流量, 水膜初始破裂时, 根据式(19)、式(20)、式(21)、式(22)计算溪状流参数 F, R, λ, δ_r . 考虑溪状流外形以及其与空气的接触面积, 则溪状流模型下溢流蒸发水质量流量 $\dot{m}_{evap,r}$ 按下式计算(单位面积上):

$$\dot{m}_{evap,r}'' = \frac{\theta_0 F}{\sin \theta_0} \dot{m}_{evap,f}'' \quad (30)$$

由式(7)计算溪状流的质量流量

$$\dot{m}_r = \frac{\rho\tau l}{\lambda\mu} \phi(\theta_0) R^3 \quad (31)$$

破裂完成后, 溪状流间距 λ 保持为常数, 由式(31)计算溪状流半径

$$R = \left[\frac{\lambda\mu\dot{m}_r}{\rho\tau l\phi(\theta_0)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (32)$$

可以分别由式(14)、式(22)计算机翼表面润湿因子 F 和溪状流高度 δ_r .

2 算例与计算结果

算例计算基于 Fluent 软件分以下步骤完成:

①计算区域网格划分(计算前处理); ②计算区域空气流场计算; ③防冰表面水滴撞击特性计算;

④防冰表面溢流水膜破裂成为溪状流计算(用户自定义函数(UDF)二次开发), 以下将进行详细介绍.

2.1 几何模型与计算条件

算例计算使用 NACA0012 翼型, 其外形与面网格如图7所示, 弦长 $c=0.914$ m, 驻点处为原点, 上表面为正, 下表面为负, 机翼表面弧长 s/c 范围为 $-1.0196 \sim 1.0196$, 其中前缘 ($s/c = -0.15 \sim 0.15$) 范围内为加热区. 使用前处理软件划分面网格 300 个, 前缘较密, 图8显示了整个计算区域的网格分布以及机翼前缘网格分布细节.

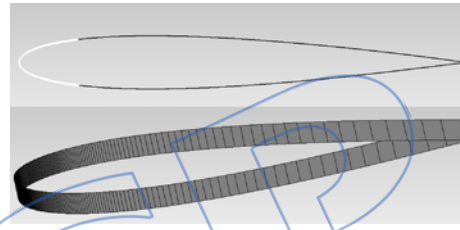


图7 机翼几何模型

Fig. 7 Geometrical model of airfoil

飞行与结冰气象条件设置如下: 攻角为 0° , 飞行马赫数为 0.3 (速度为 97.5 m/s), 环境压力为 75 kPa, 环境温度为 -10°C , 湿空气平均水滴直径为 $20\mu\text{m}$, 液态水含量为 0.425 g/m^3 .

机翼防冰表面加热区为定温边界条件, 分两种工况, 分别为 case 1 ($t=20^\circ\text{C}$) 和 case 2 ($t=25^\circ\text{C}$).

2.2 空气流场与水滴撞击特性计算

基于 Fluent 软件, 在上述飞行与结冰气象条件下, 利用 Spalart-Allmaras 湍流模型计算空气流场, 不同壁面温度对空气流场速度分布影响不大, 图9显示了其云图结果.

本文分别使用 Fluent 软件用户自定义标量 (user defined scalar, UDS) 基于欧拉法的输运方程^[8,15]和商业结/防冰软件 Fensap-ice 对机翼表面水滴撞击特性进行了求解. 不同加热区壁面温度对水滴撞击影响不大, 图10显示了机翼表面局部水滴收集系数沿机翼弧长的分布, 可见两者结果吻合较好, 撞击极限约为 $s/c = \pm 0.045$, Fensap-ice 计算的水滴撞击极限略大于 UDS 计算的结果.

2.3 水膜模型计算结果

本文应用 UDF 编程加载水膜模型, 以遍历网格的方法^[8,15]计算水膜厚度 δ_f , 同样与 Fensap-

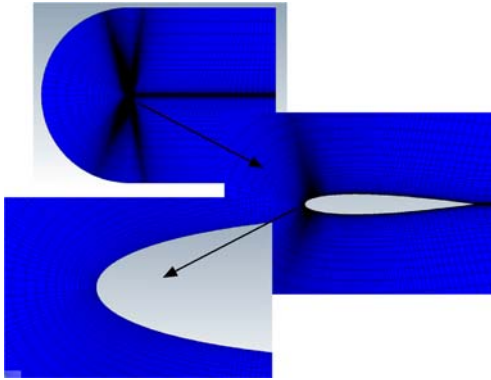


图8 计算区域网格

Fig. 8 Grid in computational region

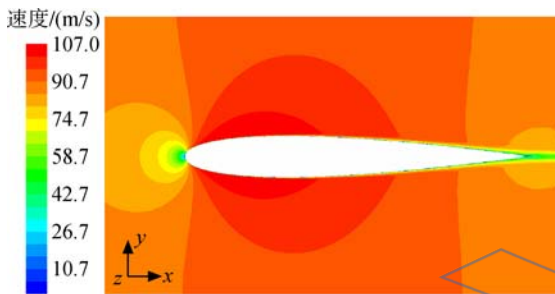


图9 空气流场速度分布云图

Fig. 9 Distributional contour of velocity in air flow field

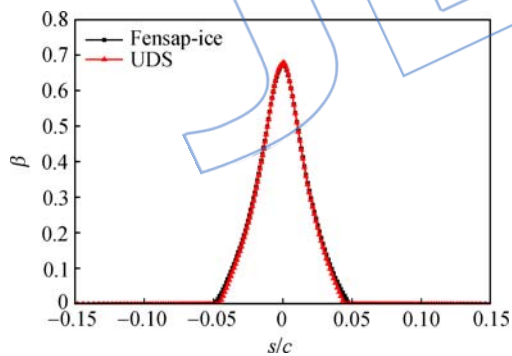


图10 机翼表面局部水滴收集系数分布

Fig. 10 Distribution of local water drop collection coefficient on airfoil surface

ice 软件计算结果进行了对比,如图 11 所示. 由此可见:①相同的工况下,本文 UDF 水膜模型的计算结果在数值和变化趋势上都与 Fensap-ice 计算的结果吻合良好. 驻点位置上,初始水膜厚度基本一致,沿流向由于两者蒸发水质量流量计算数据不同,导致本文结果略小于 Fensap-ice 计算结果,但从两者溢流极限(case 1 约为 $s/c = \pm 0.09$, case 2 约为 $s/c = \pm 0.06$)基本相同的情况看,两者计

算蒸发水质量流量的差别也很小. ②不同工况下,两种计算方法得到结果的变化趋势相同:提高加热区壁面温度,导致蒸发水质量流量增大,溢流极限减小.

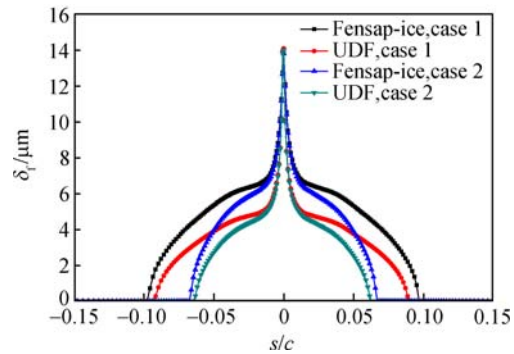


图11 水膜厚度分布

Fig. 11 Distribution of film thickness

2.4 溪状流模型计算结果

1) 定义接触角. 根据 Schmuki 和 Laso 的试验测量,得到温度为 22°C 时水与钢铁之间的动态接触角(dynamic contact angle)为 $(68 \pm 8)^\circ$ [4]. 由于防冰表面溢流水膜实际流动情况与试验条件较为接近,溪状流模型计算时选取接触角 $\theta_0 = 68^\circ$.

2) 本文利用 UDF 编程加载溪状流模型,计算了机翼防冰表面溢流水膜破裂成为溪状流的参数,结果如图 12 所示,依照图例:图中空心圆点线为 Fensap-ice 计算所得水膜厚度,实心圆点线为 UDF 水膜模型计算得到的水膜厚度,实心三角线为 UDF 溪状流模型计算得到的溪状流高度,前三者数据对应于左侧纵坐标轴;图中单虚线为外流场计算得到的水滴收集系数,单实线为 UDF 计算得到的机翼表面润湿因子,后两者数据对应于右侧纵坐标轴.

可以看出,水膜破裂前,溪状流参数中 $F=1$ (图中单实线),溪状流高度保持为水膜厚度(图中表现为两条曲线在 $F=1$ 区域内重合);由于计算条件下水滴撞击区内的水膜厚度已经小于临界厚度,故水膜在撞击极限处(约为 $s/c = \pm 0.045$)发生破裂,溪状流高度(图中实心三角线)突变增大,同时 F 突变减小,之后蒸发不断进行,溪状流高度不断减小,伴随着 F 以相同的趋势平稳减小,直至为零.

对比 case 1 与 case 2 可以看出,提高加热区壁面温度,导致蒸发水质量流量增大,溢流极限减小.

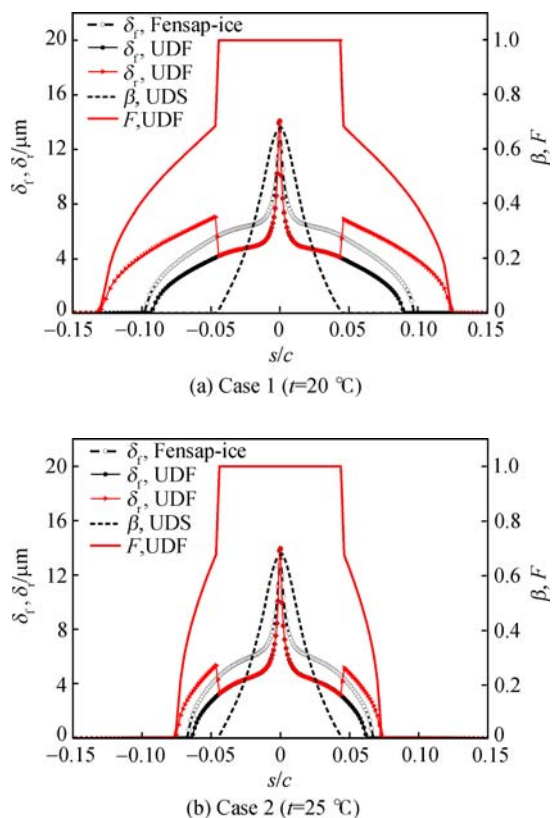


图12 溪状流参数计算结果

Fig. 12 Calculation results of rivulet parameters

由此可得到:加入水膜破裂过程后,溪状流模型在机翼展向的润湿面积比水膜模型中减小(表现为 F 减小),形成干区和湿区,由于水和空气呈现不同的与壁面间的换热量,导致蒸发水质量流量减小(水与壁面的换热量大于空气与壁面的换热量),使得溪状流沿弦向的溢流范围增大(case 1 中由 $s/c = \pm 0.09$ 增大至 $s/c = \pm 0.12$,增大约为 33%;case 2 中由 $s/c = \pm 0.06$ 增大至 $s/c = \pm 0.07$,增大约为 17%). 这些都会很大程度上影响防冰热载荷的计算和防冰表面温度的预测,因此引入溪状流模型后的防冰表面热力学模拟将是下一步研究重点。

3 结论

1) 分别使用 Fluent 软件 UDF 自编程序和 Fensap-ice 商用软件计算了水膜模型的水膜厚度,两者吻合良好,说明本文所研究的方法用于计算二维机翼防冰表面溢流水膜的水膜厚度结果合理。

2) 本文使用 UDF 自编程序计算溢流水膜破裂成为溪状流模型,得到的溢流水流动在防冰表面展向的润湿面积减小,减小了防冰表面的表面传热系数,从而减小了局部溢流蒸发水质量流量,

增加了溪状流在机翼弦向的溢流范围,影响防冰热载荷的预测. 因此基于溪状流模型的防冰表面热力学模拟成为下一步研究重点。

参考文献:

- [1] 裴燮纲,韩风华. 飞机防冰系统[M]. 北京:航空专业教材审编组,1985.
- [2] Mikielewicz J, Moszynski J R. Minimum thickness of a liquid film flowing vertically down a solid surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976, 19(7): 771-776.
- [3] Al-Khalil K M. Numerical simulation of an aircraft anti-icing system incorporating a rivulet model for the runback water[D]. Toledo: University of Toledo, 1991.
- [4] Silva G A L, Silveiras O M, Zerbini E J G J. Water film breakdown and rivulets formation effects on thermal anti-ice operation simulation[R]. AIAA-2006-3785, 2006.
- [5] Silva G A L, Silveiras O M, Zerbini E J G J, et al. Differential boundary-layer analysis and runback water flow model applied to flow around airfoils with thermal anti-ice[R]. AIAA-2009-3967, 2009.
- [6] Giulio C, Erika D C, Wagdi G H, et al. FENSAP-ICE: analytical model for spatial and temporal evolution of in-flight icing roughness[J]. Journal of Aircraft, 2010, 47(4): 1283-1289.
- [7] 卜雪琴. 热气防冰系统数值仿真研究[D]. 北京:北京航空航天大学, 2009.
BU Xueqin. Numerical simulation of the hot-air anti-icing system[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2009. (in Chinese)
- [8] 杨胜华. 二维飞机结冰过程仿真[D]. 北京:北京航空航天大学, 2010.
YANG Shenghua. Two-dimensional in-flight ice accretion simulation[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2010. (in Chinese)
- [9] 卜雪琴,林贵平,郁嘉. 机翼电加热防冰表面内外传热的耦合计算[J]. 航空动力学报, 2010, 25(7): 1491-1496.
BU Xueqin, LIN Guiping, YU Jia. Coupled heat transfer calculation on an airfoil electro-thermal anti-icing surface[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(7): 1491-1496. (in Chinese)
- [10] 常士楠,苏新明,邱义芬. 三维机翼结冰模拟[J]. 航空学报, 2011, 32(2): 212-222.
CHANG Shinan, SU Xinming, QIU Yifen. Ice accretion simulation on three dimensional wings[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2011, 32(2): 212-222. (in Chinese)
- [11] 杜雁霞,桂业伟,肖春华,等. 溢流条件下飞机结冰过程的传热特性研究[J]. 航空动力学报, 2009, 24(9): 1966-1971.
DU Yanxia, GUI Yewei, XIAO Chunhua, et al. Investigation of heat transfer characteristics of aircraft under run-

- back water[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(9): 1966-1971. (in Chinese)
- [12] El-Genk M S, Saber H H. Minimum thickness of a flowing down liquid film on a vertical surface [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2001, 44(15): 2809-2825.
- [13] Croce G, Beaugendre H, Habashi W G. CHT3D: FENSAP-ICE conjugate heat transfer computations with droplet impingement and runback effects [R]. AIAA-2002-0386, 2002.
- [14] Kays W M, Crawford M E, Weigand B. 对流传热与传质 [M]. 4 版. 赵镇南, 译. 北京: 高等教育出版社, 2007.
- [15] 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 surface [J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(2): 284-290. (in Chinese)

JALSP