

文章编号: 1000-8055(2009)09-1966-06

溢流条件下飞机结冰过程的传热特性研究

杜雁霞, 桂业伟, 肖春华, 易 贤
(中国空气动力研究与发展中心 绵阳 621000)

摘 要: 基于液/固相变和液膜流动的基础理论,对飞机结冰过程的传热特性进行了研究,建立了溢流与液/固相变耦合的结冰传热模型,并采用该模型对来流各参数对冰层生长特性的影响进行了分析. 研究结果表明,结冰表面液态水的溢流将促进液/固相变过程,并进而提高冰层生长速率. 气动剪切力是影响溢流效应的主要因素,来流速度越高,气动剪切力越大,溢流效应也越明显;反之,则溢流效应越微弱. 在溢流条件下,来流参数中来流温度和速度是影响冰层生长速率的主要原因. 来流速度越高或温度越低,则冰层生长速率越大,反之则生长速率越小. 比较而言,液态水含量和水收集系数的变化对冰层生长速率的影响相对较小.

关 键 词: 飞机; 结冰; 溢流; 传热

中图分类号: V231.2⁺29

文献标识码: A

Investigation of heat transfer characteristics of aircraft icing under runback water

DU Yan-xia, GUI Ye-wei, XIAO Chun-hua, YI Xian

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

Abstract: The heat transfer characteristics of aircraft icing process were investigated based on the theories of liquid-solid phase change and film flowing. The heat transfer model which coupled runback water flowing with liquid-solid phase change was established and the influence of airflow parameters on the characteristics of icing growth was analyzed. The results indicate that the runback water on the icing surface will accelerate the liquid-solid phase change and speed up the icing process. The shear stress caused by the airflow is the key factor to the runback water flowing. The higher the airflow speed, the greater the shear stress and stronger the runback water flowing becomes, and vice versa. Under the condition of runback water flowing, the speed and temperature of the airflow are the main causes affecting the icing accretion. The higher the airflow speed or the lower the temperature, the greater the icing rate will be. The liquid water content and the collection efficiency have weak effect on the icing rate comparatively.

Key words: aircraft; icing; runback water; heat transfer

研究飞机表面结冰过程的传热特性,是准确预测不同条件下冰的形成和生长的规律特征,并进而进行防/除冰研究的前提和基础. 在飞机结冰过程中,冰层生长速率及不同冰型的形成不但受来流参数的影响,而且与固、液相区的内部传热相

关. 因此,对各相区的内部传热机制的深入研究是提高冰层生长预测准确性的重要途径. Myers等^[1]研究了固、液相区传热对飞机结冰过程的影响,但未考虑液相区的溢流效应. Lee 和 Miyata等^[2-3]的研究表明,结冰表面液膜的流动特性是影

收稿日期: 2008-09-12; 修订日期: 2008-12-08

基金项目: 国家自然科学基金(10672174); 中国博士后科学基金(20080430230)

作者简介: 杜雁霞(1974-),女,四川成都人,博士,主要从事传热传质研究.

响结冰微观形态和晶体生长并进而影响冰层生长速率的重要因素.因此,研究水的溢流与液/固相变耦合作用下的传热特性对于进一步改善结冰预测具有重要意义. Al- Khalil^[4-5] 及 Morency 等^[6] 对结冰表面溢流所形成的不同形态及传热特性进行了研究,但多数研究仅限于防/除冰过程中液膜内部的流动及传热特性,而对于结冰过程中溢流对液/固相变及冰层生长特性的影响方面的研究还较为缺乏.本文基于液/固相变和液膜流动的基本理论,对考虑液态水溢流条件下飞机结冰过程的传热特性进行了研究,并建立了溢流与液/固相变耦合的结冰传热模型.

1 模型的构建

结冰过程由于干模式向湿模式过渡是飞机结冰过程的共同特征^[7].在干模式结冰条件下,根据质平衡有

$$h_i = \omega \beta \pi / \rho \quad (1)$$

在湿模式条件下,冰层表面将出现固/液共存的现象,冰层表面未冻结的液态水在重力、表面张力和气动剪切力的作用下产生溢流,并对冰层生长特性产生影响.为简化分析作如下假设:①冰层表面的液态水呈均匀液膜状;②不考虑液膜的破裂和变形;③液膜的流动为稳态过程,忽略轴向压力梯度的影响.其物理模型如图 1 所示.

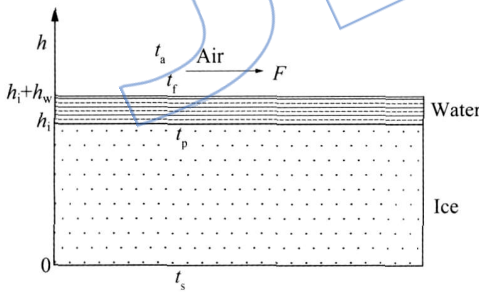


图 1 溢流条件下结冰表面的物理模型

Fig. 1 Physical model of icing surface including runback water

根据上述假设,液膜厚度与表面张力、重力及剪切力之间的关系可根据文献[8]中的模型予以描述

$$\frac{h_w^3}{3} \left[\sigma \frac{\partial^3 h_w}{\partial x^3} - \rho g \frac{\partial h_w}{\partial x} \cos a + \rho g \sin a \right] + \frac{h_w^2}{2} F = \mu W \quad (2)$$

其中 \$\sigma\$ 为表面张力, \$F\$ 为剪切力, \$W\$ 为单位液膜厚度质量流量.

由式(2)可知,在各种力的综合作用下,液膜将从入口处的厚度向一稳定值过渡^[8].如果仅将稳定段作为研究对象,当液膜厚度趋于稳定时有

$$\frac{\partial h_w}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial^3 h_w}{\partial x^3} = 0 \quad (4)$$

将式(3)、式(4)代入式(2),可得稳定区的液膜厚度与剪切力及重力的关系为

$$\frac{h_w^3}{3} \rho g \sin a + \frac{h_w^2}{2} F = \mu W \quad (5)$$

假设液膜表面为水平方向时,此时有 \$a = 0\$, 因而稳定条件下的均匀液膜厚度为

$$h_w = \sqrt{\frac{2\mu W}{F}} \quad (6)$$

由式(6)可知,剪切力越大,则平衡态的液膜厚度则越小,且有

$$W = \omega \cdot V_a \cdot \beta h_w / \rho_a \quad (7)$$

其中 \$h_w\$ 为液膜厚度.

在湿模式结冰过程中,作用于液膜表面的剪切力主要由来流空气和撞击到表面的水滴的共同作用形成,但研究发现,在飞机结冰过程的液态水含量范围内,后者一般比前者要小一个量级^[9].因此,本研究忽略水滴的撞击作用,仅考虑因来流空气形成的剪切作用,且剪切力为^[10]

$$F = f_i \frac{1}{2} \rho_a (V_a - c)^2 \quad (8)$$

其中 \$c\$ 为液膜表面水波的相位速度,且有 \$V_a \gg c\$.

$$f_i = 0.008 + 2 \times 10^{-5} Re_F \quad (9)$$

$$Re_F = \frac{\dot{u} \cdot h}{\nu_w} \quad (10)$$

$$\dot{u} = \frac{1}{h} \int_0^h u dy \quad (11)$$

由于液膜厚度相对于长度方向为一较小量, \$x\$ 方向的压强梯度近似为 0.因此,在气动力作用下的剪切流动可用一维 Couette 流^[11]模型进行描述.当同时考虑液/固相变与液膜流动的耦合作用时,传热模型可描述为

固相区

$$\frac{\partial t_i}{\partial \tau} = \frac{k_i}{\rho_i c_i} \frac{\partial^2 t_i}{\partial h^2} \quad (12)$$

液相区

动量方程

$$\mu \frac{d^2 u}{dh^2} = 0 \quad (13)$$

能量方程

$$k_w \frac{d^2 t_w}{dh^2} = - \mu \left(\frac{du}{dh} \right)^2 \quad (14)$$

液/固相界面

$$\rho_i L_f \frac{dh}{d\tau} = k_i \frac{\partial t_i}{\partial h} - k_w \frac{\partial t_w}{\partial h} \quad (15)$$

在水膜与空气的交界面,根据能量平衡有

$$-k_w \frac{\partial t_w}{\partial h} = (q_c + q_e + q_w) - (q_a + q_k) \quad (16)$$

其中 q_c 为气流与表面的对流换热; q_e 为蒸发带走的热量; q_w 为撞击在表面的水滴自身携带的能量; q_a 为气动加热量; q_k 为撞击在表面的水滴所具有的动能. 各能量项的计算参照文献[1].

若将固相区的导热视为准稳态过程,则

$$\frac{\partial^2 t}{\partial h^2} \approx 0 \quad (17)$$

边界条件

$$h=0, t=t_s \quad (18)$$

$$h=h_i, u=0, t=t_p \quad (19)$$

$$h=h_i+h_w, u=U, t=t_i \quad (20)$$

其中 t_s 为飞机蒙皮温度; t_p 为液/固相变温度; t_i 为液膜表面温度, 且为未知量.

根据方程(17)及边界条件式(18)、式(19), 可得某时刻固相冰层内的温度分布为

$$t_i = \frac{t_p - t_s}{h_i} h + t_s \quad (21)$$

在剪切力的作用下, 液膜层内一维 Couette 流的速度分布为^[11]

$$u = \frac{F \cdot h}{\mu_w} \quad (22)$$

因而液膜表面的速度为

$$U = \frac{F \cdot h_w}{\mu_w} \quad (23)$$

将速度在液膜层厚度内进行积分, 可得平均液膜速度

$$\bar{u} = \frac{1}{h_w} \int_0^{h_w} u dy = \frac{F \cdot h_w}{2\mu_w} \quad (24)$$

将速度关系式(22)代入能量方程(14)可得

$$\frac{d^2 t}{dh^2} = - \frac{F^2}{k_w \mu_w} \quad (25)$$

对上式进行积分可得

$$\frac{dt}{dh} = - \frac{F^2}{k_w \mu_w} h + C_1 \quad (26)$$

$$t = - \frac{F^2}{2k_w \mu_w} h^2 + C_1 h + C_2 \quad (27)$$

由边界条件式(19)、式(20)可得液膜层内的温度分布为

$$t_w = t_p + \frac{h - h_i}{h_w} (t_i - t_p) +$$

$$\frac{F^2}{2k_w \mu_w} [(h_i^2 - h^2) + (h - h_i)(2h_i + h_w)] \quad (28)$$

从式(28)可以看出, 当考虑溢流效应时, 液膜层内的温度并非线性分布. 在液膜表面, $h = h_i + h_w$, 将上式对 h 求导, 可得液膜层表面的温度梯度为

$$\left. \frac{dt}{dh} \right|_{h=h_i+h_w} = \frac{t_i - t_p}{h_w} - \frac{h_w F^2}{2k_w \mu_w} \quad (29)$$

根据能量平衡方程(16), 液膜层表面的温度梯度又可表示为

$$\left. \frac{dt}{dh} \right|_{h=h_i+h_w} = \frac{q'_{\text{source}} - \bar{q}(t_i - t_a)}{k_w} \quad (30)$$

其中 $q'_{\text{source}} = q_a + q_k$; $\bar{q}$ 为单位温差放热量, 并定义为

$$\bar{q} = \alpha + \omega \cdot v \beta_{c_w} + \gamma_e L_e \quad (31)$$

其中 α 为液膜表面的对流传热系数; c_w 为水的比热容; γ_e 为当量蒸发系数; L_e 为蒸发潜热.

联立(29)、(30)两式, 可得液膜表面的温度为

$$t_i = \frac{(q'_{\text{source}} + \bar{q} t_a) h_w + k_w t_p + \frac{h_w^2 F^2}{2\mu_w}}{k_w + \bar{q} h_w} \quad (32)$$

在液/固相界面, 液相区流向固相区的热流量为

$$q_{wi} = -k_w \left(\frac{\partial t_w}{\partial h} \right)_{h=h_i} = -k_w \frac{t_i - t_p}{h_w} + \frac{h_w F^2}{2\mu_w} \quad (33)$$

其中式(33)右端第一项表征静止液膜内的纯导热热量, 第二项则为 Couette 流对传热的贡献. 将相界面的热流表达式代入式(15), 可得考虑液膜流动条件下的冰层生长特性关系式为

$$\frac{dh}{dt} = \left[\frac{k_i (t_p - t_s)}{h_i} - k_w \frac{t_i - t_p}{h_w} + \frac{h_w F^2}{2\mu_w} \right] / \rho_i L_f \quad (34)$$

2 计算结果及分析

在结冰的整个过程中, 当处于干模式结冰时, 冰层生长速率由式(1)予以确定; 当进入湿模式时, 冰层生长速率根据式(34)予以确定, 干、湿模式的过渡则根据文献[7]进行确定. 当来流速度一定时, 气动剪切力 F 和液膜厚度 h_w 及表面温度 t_i

均可由计算获得,方程(34)为一非线性微分方程,可采用 Runge-Kutta 法进行数值求解.采用该模型对 $\omega=1.2\text{ g/m}^3$, $V=60\text{ m/s}$, $\beta=0.5$, $t_a=-10\text{ }^\circ\text{C}$, $t_s=-15\text{ }^\circ\text{C}$, t_p 取 $0\text{ }^\circ\text{C}$ 条件下的结冰过程进行计算,可得固/液相区的温度分布及冰层生长特性.

2.1 温度分布特性

图 2、图 3 分别为结冰过程某一时刻及不同时刻固/液相区的温度分布曲线.可以看出,在湿模式结冰过程中,固相区冰层内的温度值介于蒙皮温度 t_s 和相变温度 t_p 之间,而液膜层内的温度则介于相变温度 t_p 和来流温度 t_a 之间,该结论与采用导热模型^[7]的计算结果一致.不同之处在于,在固相区,由于将冰层内的导热视为准稳态过程,其温度分布为线性分布;但在液相区,由于 Cour-ette 流的影响,温度分布为一上凸的曲线,而非准稳态导热条件下的直线.在结冰过程的不同时刻,固相区温度分布线的斜率因冰层厚度的变化而相应变化,但由于液膜厚度及液膜表面温度在来流速度一定的条件下相对恒定,因而液膜层内的温度在不同时刻均有着相似的分

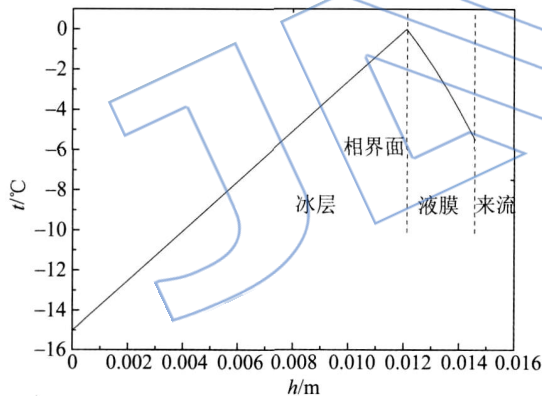


图 2 540 s 时固、液相区的温度分布

Fig. 2 Temperature distribution at 540 s

为了验证所建模型的有效性,将上述条件下液相区的温度分布与文献[9]的计算值进行比较(如图 4).可以看出,采用所建模型获得的液相区温度分布与 Karev 等人的研究结果有着较好的一致性,即当考虑液相区的流动时,温度分布为一上凸的曲线,且从液/固相界面到液膜表面,温度梯度呈逐渐增加趋势.

为了获得气动剪切力对温度分布的影响规律,变换不同来流速度进行计算,图 5 即为不同来流速度下固/液相区的温度分布.可以看到,当来流速度改变时,作用于液膜表面的剪切力相应发生变化,在其它条件不变的情形下,液膜厚度及表

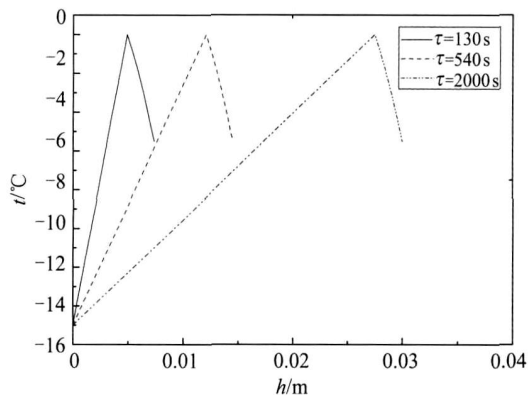


图 3 不同时刻固、液相区的温度分布

Fig. 3 Temperature distribution at different time

面温度均发生变化,因而固、液相区的温度分布均有所不同,且来流速度越高,剪切作用越大,相应液膜厚度越薄,液膜层内的温度梯度也相应越大.

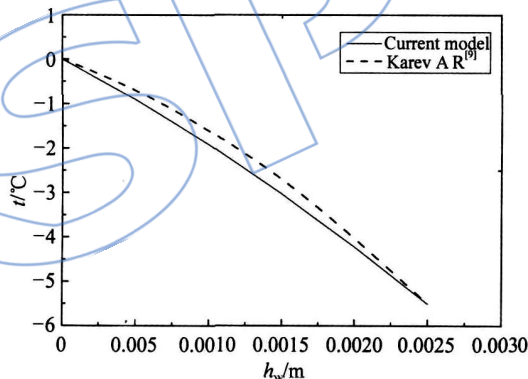


图 4 液相区温度分布与文献值的比较

Fig. 4 Comparison of film temperature distribution with literature value

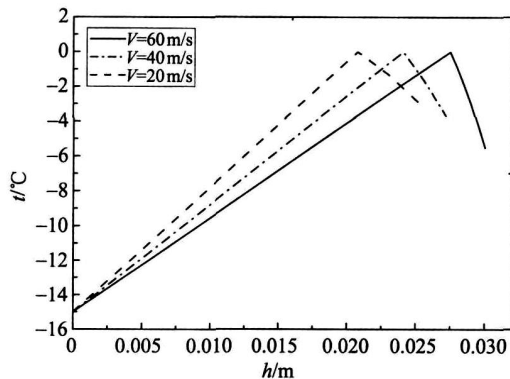


图 5 2000 s 时固、液相区的温度分布比较

Fig. 5 Effect of effect of aerodynamic shear stress on temperature distribution

2.2 来流对冰层生长特性的影响

为了研究不同来流参数对溢流条件下液/固相变传热特性的影响,采用几种不同来流温度、来

流速度、液态水含量及收集系数等来流条件分别进行计算,并比较各参数对冰层生长特性的影响。

图6、图7分别为来流速度和温度对冰层生长特性影响规律的比较。可以看出,来流速度越高或温度越低,则冰层生长速率越大,反之则生长速率越小。这是由于来流速度是影响气动剪切力的主要因素,而气动剪切力又是影响液膜厚度的主要原因,因此当来流速度提高,由式(6)可知,液膜质量流量和表面剪切力均增加,但由于剪切力的增长幅度大于液膜质量流量的增加,因而液膜厚度随来流速度的增加呈下降趋势。液膜厚度的下降使通过液相区的热量输运得到了加强,从而加快了液/固相变过程,提高了冰层生长速率。同样,当来流温度降低时,液膜表面温度相应下降,使液相区的传热温差增大,因而促进了潜热的释放,并进而提高了冰层生长速率。

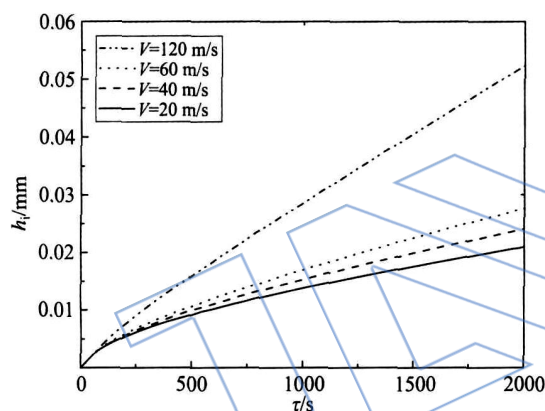


图6 来流速度对冰层生长特性的影响

Fig. 6 Effects of airflow velocity on ice growth

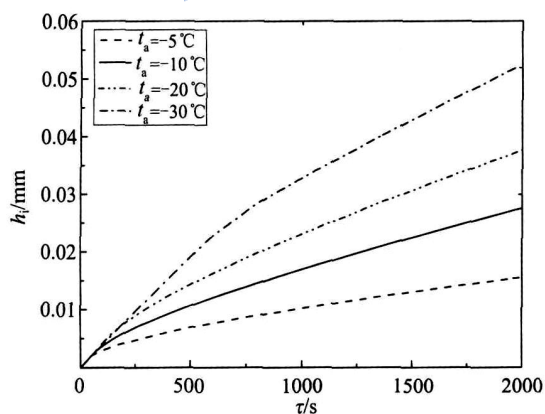


图7 来流温度对冰层生长特性的影响

Fig. 7 Effects of airflow temperature on ice growth

图8、图9分别为液态水含量和水收集系数对冰层生长特性影响规律的比较。

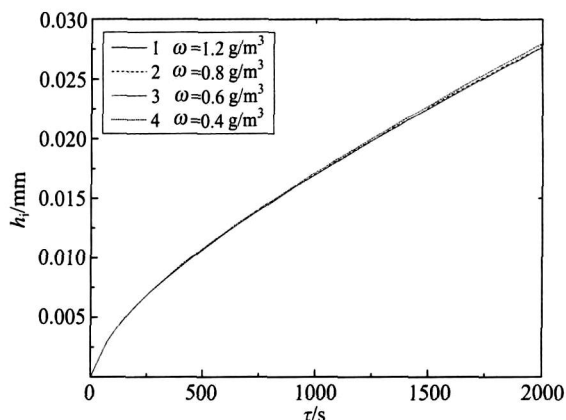


图8 液态水含量对冰层生长特性的影响

Fig. 8 Effects of ω on ice growth

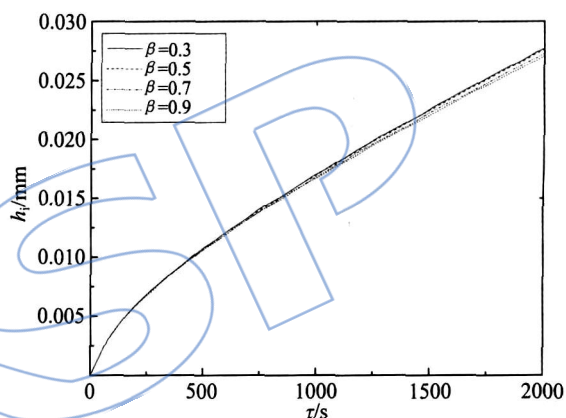


图9 水收集系数对冰层生长特性的影响

Fig. 9 Effects of collection efficiency on ice growth

可以看出,不同液态水含量和水收集系数条件下的冰层生长速率仅有较小的差别,且液态水含量和水收集系数越大,冰层生长速率相对越小。这是由于当液态水含量和水收集系数增加时,稳定液膜厚度相应增大,相界面所释放出的潜热在向外传递的过程中受到的阻力增加,因而延缓了热量的传递,降低了冰层生长速率。但在气动剪切力不变的条件下,液态水含量和水收集系数的变化对液膜厚度的影响相对较小,因而对冰层生长速率的影响也相对较小。因此,对于考虑液态水溢流条件下的湿模式结冰过程,相比较而言,来流温度和速度是影响冰层生长速率的主要原因,而液态水含量和水收集系数的变化对冰层生长速率的影响相对较小。

2.3 溢流效应对冰层生长特性的影响

为了研究溢流对冰层生长特性的影响,图10比较了不同来流速度下考虑与不考虑溢流效应时的冰层生长特性。可以看出,在不同来流参数下,考虑溢流效应时的计算冰层生长速率均要大于不

考虑溢流效应时的工况,说明冰层表面液态水的溢流强化了液/固相变传热过程.来流速度越高,溢流效应越强烈,冰层生长速率相对越快,同时导热与溢流模型的计算差值也相对越大,说明溢流所产生的传热强化作用也越明显;反之则生长速率越慢,导热与溢流模型的计算差值相对越小.这是由于在考虑溢流的条件下,由于气动剪切力的作用使液膜厚度不能无限制地生长,从而降低了液相区的传热热阻.同时,液膜的流动作用促进了液相区的扰动,使液相区的传热较单纯的导热过程得到了加强,促使液/固相界面处液态水的潜热释放过程加快,从而提高了冰层的生长速率.当来流速度接近于0时,冰层生长特性也逐渐趋于导热模型^[7]计算值,这说明,纯导热工况是当溢流速度趋于0时的极限情形.

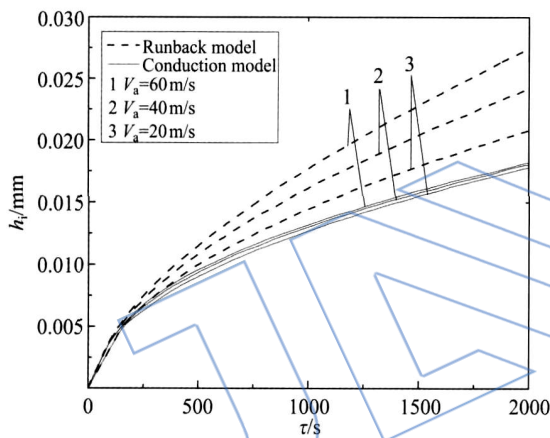


图10 溢流对冰层生长特性的影响

Fig. 10 Effects of runback water on ice growth

3 结 论

本文基于液/固相变及液膜流动的基础理论,对湿模式飞机结冰过程的传热特性进行了研究,建立了溢流与液/固相变耦合条件下的结冰传热模型,并采用该模型对来流各参数对冰层生长特性的影响进行了研究.研究结果表明:

1) 在飞机结冰过程中,由于重力、表面张力及气动剪切力的综合作用,结冰表面液态水产生的溢流效应将促进液/固相变过程,从而提高冰层生长速率.

2) 在溢流作用下,来流参数中来流温度和速度是影响冰层生长速率的主要原因,在其它条件

不变的条件下,来流速度越高或温度越低,则冰层生长速率越大,反之则生长速率越小.液态水含量和水收集系数越大,冰层生长速率越小,但比较而言,液态水含量和水收集系数的变化对冰层生长速率的影响相对较小.

3) 气动剪切力是影响溢流效应的主要因素,来流速度越高,气动剪切力越大,溢流效应也越明显;反之,则溢流效应越微弱.在极限情形下,当来流速度接近于0时,冰层生长特性接近于固、液相区均为导热控制的传热过程.该结果说明,在来流速度相对较低的条件下,忽略溢流效应并采用导热模型进行计算是相对合理的,而在来流速度较高的情况下,则应考虑溢流对传热的影响以提高结冰预测的准确性.

参考文献:

- [1] Myers T G. Extension to the messinger model for aircraft icing[J]. AIAA Journal, 2001, 39(2): 211-218.
- [2] Lee Y W, Ananth R, Gill W N. Selection of a length scale in unconstrained dendritic growth with convection in melt[J]. J. Cryst. Growth, 1993, 132: 226-230.
- [3] Miyata Y, Tanaka H. Dendritic growth in undercooled melt with forced convection: experiment for pure succinonitrile[J]. ISI J. Internat, 1995, 35: 596-599.
- [4] Al-Khalil K M, Keith T G, De Witt K J. New concept in runback water modeling for anti-iced aircraft surfaces[J]. Journal of Aircraft, 1993, 30(1): 41-49.
- [5] Al-Khalil K M, Keith T G, De Witt K J. Development of an improved model for runback water on aircraft surfaces[J]. Journal of Aircraft, 1994, 31(2): 271-278.
- [6] Morency F, Brahimi M T, Tezok F, et al. Hot air anti-icing system modelization in the ice prediction code CANICE[R]. AIAA-98-0192, 1998.
- [7] 杜雁霞,桂业伟,肖春华,等.飞机结冰过程的传热研究[R].郑州:工程热物理年会,2008.
- [8] Myers T G, Thompson C P. Modelling the flow of water on aircraft in icing conditions[J]. AIAA Journal, 1998, 36(6): 1010-1013.
- [9] Karev A R, Farzaneh M, Lozowski E P. Character and stability of a wind-driven supercooled water film on an icing surface I—Laminar heat transfer[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2003, 42: 481-498.
- [10] Cheremisinoff N P, Davis E J. Stratified turbulent-turbulent gas-liquid flow[J]. AIChE Journal, 1979, 25: 48-56.
- [11] 周光炯,严宗毅,许世雄,等.流体力学[M].北京:高等教育出版社,2003.