

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA FORMAÇÃO DE GELO COM MODELO DE RUGOSIDADE EM PERFIS AERODINÂMICOS

Carlos N. Donatti^{1*}, Clovis R. Maliska² e António F. C. Da Silva³

SINMEC – Departamento de Engenharia Mecânica
UFSC – Universidade Federal de Santa Catarina
Caixa Postal 476, 88040-000, Florianópolis-SC, Brasil
e-mail:

1: newmar@sinmec.ufsc.br

2: maliska@sinmec.ufsc.br

3: afabio@sinmec.ufsc.br

web: <http://www.sinmec.ufsc.br>

Palavras-chave: Formação de gelo, aerodinâmica, runback flow, drop formation, degradação aerodinâmica

Resumo. *A predição da formação de gelo em perfis aerodinâmicos é importante por dois aspectos técnicos. O primeiro, porque permite que análises de degradação aerodinâmica possam ser realizadas para verificar os limites de segurança nas forças de sustentação de um perfil. O segundo, para auxiliar no projeto de sistemas anti-gelo, projetados exatamente para evitar que os perfis aerodinâmicos sejam alterados pela presença do gelo. Neste trabalho é considerado o modelo termodinâmico clássico da literatura para a formação de gelo e contribui com um modelo de cálculo da rugosidade da superfície do gelo. A rugosidade afeta consideravelmente o coeficiente de transferência de calor que, por sua vez, afeta a formação de gelo. São apresentados resultados para a formação de gelo seco, misto e úmido comparados com os resultados disponíveis na literatura para a situação em que a rugosidade é mantida constante.*

1. INTRODUÇÃO

Quando uma aeronave atravessa uma nuvem na qual existem pequenas gotas de água super-resfriadas e, dependendo das condições atmosféricas, gelo pode se formar nas asas ou em qualquer outra superfície exposta. O fenômeno do crescimento de gelo pode ser modelado por um balanço de massa e de energia sobre a superfície. O modelo mais conhecido e aplicado na maioria dos códigos de formação de gelo foi proposto por Messinger [1]. Neste modelo, um parâmetro importante é a rugosidade da superfície de gelo, pois esta altera o coeficiente de transferência de calor por convecção e influi no acúmulo e no escoamento da água sobre a superfície.

Na maioria dos códigos conhecidos, a rugosidade sobre o gelo é calculada aplicando-se expressões empíricas. O presente trabalho emprega um modelo analítico para o cálculo da rugosidade sobre o gelo, considerando a formação de filme, gotas e filetes de água sobre a superfície. Esta consideração baseia-se em experimentos realizados por Olsen [2], em que é evidenciada a formação de grandes gotas de água estacionárias sobre a maior parte da superfície e a presença de um filme de água somente na região próxima ao ponto de estagnação, ao contrário do modelo usado na maioria dos códigos em que é considerada a formação de um filme de água sobre toda a superfície. Um dos objetivos do presente trabalho é, conhecendo-se a rugosidade da superfície de gelo, calcular o coeficiente de transferência de calor por convecção de forma mais realista, obtendo-se, conseqüentemente, formas de gelo mais próximas das experimentais, principalmente para as formações de gelo mais complexas, como é o caso do *glaze ice*.

Neste artigo é apresentado o modelo analítico para calcular a rugosidade sobre a superfície do gelo, que foi baseado nos trabalhos de Fortin [3], e o modelo termodinâmico empregado é semelhante ao usado em [4]. Para finalizar, os resultados obtidos com o modelo proposto são comparados com resultados experimentais e com os resultados obtidos com o código implementado em [4], em que é considerada rugosidade uniforme sobre todo o perfil.

2. MODELO TERMODINÂMICO

Como mencionado na introdução, o modelo termodinâmico empregado é fundamentado no modelo proposto por Messinger [1] e usado por Silveira [4] e pelo programa LEWICE [5]. O modelo básico é alterado para contemplar a existência de gotas sobre a superfície, como é o caso de uma massa de água líquida que permanece no volume de controle e um fluxo de calor sensível referente à mudança de temperatura desta massa. Os balanços de massa e de energia são realizados em volumes de controle criados sobre a superfície do perfil, conforme Figura 1. Estes balanços iniciam-se a partir do ponto de estagnação e são realizados em processo de marcha sobre a superfície superior e inferior, como ilustrado na Figura 1, pois considera-se que a massa de água entra no volume de controle adjacente ao ponto de estagnação apenas devido ao impacto das gotículas.

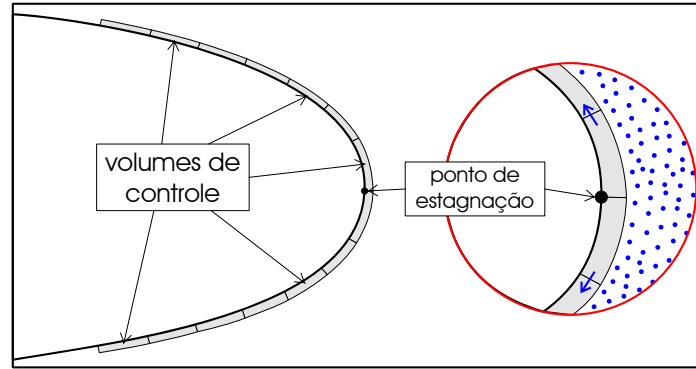
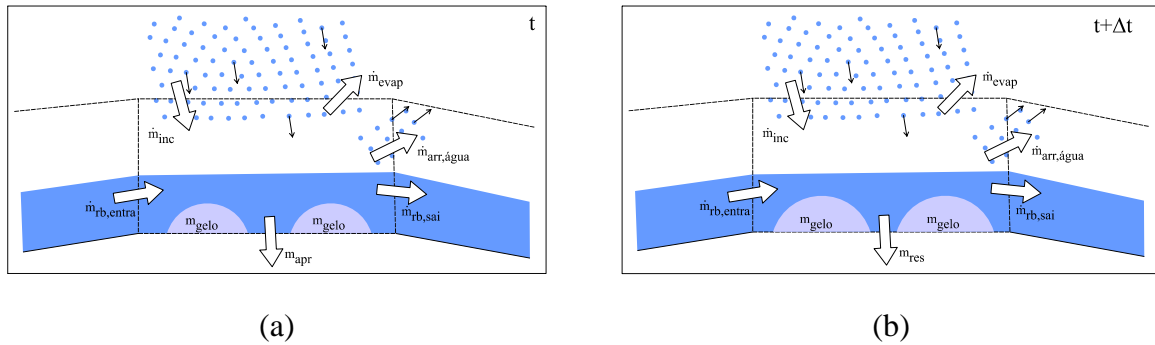


Figura 1 – Volumes de controle sobre a superfície.

2.1 Balanço de massa

A quantidade de gelo que se forma sobre a superfície é obtida do balanço de massa. O balanço de massa aplicado a um volume de controle genérico durante um intervalo de tempo Δt , conforme é mostrado na Figura 2, é expresso por

$$\left(\dot{m}_{\text{inc}} + \dot{m}_{\text{rb,entra}} \right) \cdot \Delta t + m_{\text{apr}} = \left(\dot{m}_{\text{evap}} + \dot{m}_{\text{rb,sai}} + \dot{m}_{\text{arr,água}} \right) \cdot \Delta t + m_{\text{res}} + m_{\text{gelo}} . \quad (1)$$


 Figura 2 – Balanço de massas: (a) $t = t$ e (b) $t = t + \Delta t$.

Neste balanço, \dot{m}_{inc} é o fluxo de massa de água que incide sobre a superfície devido ao impacto das gotículas de água, e é dado por

$$\dot{m}_{\text{inc}} = \beta \cdot \text{LWC} \cdot U_{\infty} \cdot \Delta b \cdot \Delta s , \quad (2)$$

onde Δb é a largura do painel, na direção normal ao perfil 2D.

Parte da água que entra no volume de controle e não congela pode ficar aprisionada entre as gotas congeladas. Esta massa é igual à massa residual do passo de tempo anterior

$$m_{\text{apr}}^{(t)} = m_{\text{res}}^{(t-\Delta t)} . \quad (3)$$

e para $t = 0$, a massa aprisionada é nula. A massa residual depende da configuração da água sobre a superfície. Quando a água sobre a superfície se encontra na configuração de filme ou filete, a massa residual é nula.

Já para a configuração de gotas, a massa residual depende da quantidade de espaço disponível entre as gotas congeladas, considerando-se que as gotas estão distribuídas uniformemente sobre a superfície, conforme pode ser observado na Figura 3.

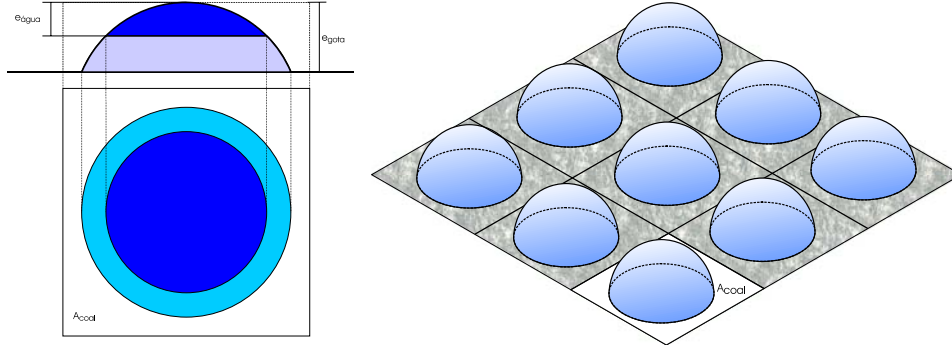


Figura 3 – Representação de uma gota parcialmente congelada e da área de coalescência.

A massa admissível é a massa de água que cabe neste espaço e é dada por

$$m_{\text{água,adm}} = \rho_{\text{água}} \cdot \left(e_{\text{gota}} \cdot \Delta b \cdot \Delta s - e_{\text{água}} \cdot \Delta b \cdot \Delta s - f \cdot \frac{\rho_{\text{gota}}}{\rho_{\text{gelo}}} \cdot V_{\text{gota}} \right) \cdot n_{\text{gotas}}, \quad (4)$$

onde ρ_{gota} é a densidade da gota, definida como

$$\rho_{\text{gota}} = \rho_{\text{gota}} \cdot f_c + \rho_{\text{água}} \cdot (1 - f_c). \quad (5)$$

e $e_{\text{água}}$ é a altura da parcela da gota que está em estado líquido, conforme Figura 3, expressa por

$$e_{\text{água}} = e_{\text{gota}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\text{gota}}}{\rho_{\text{água}}} \cdot (1 - f_c) \cdot \frac{(2 + \cos \theta_c)}{3}}. \quad (6)$$

Quando a quantidade de massa de água líquida presente no volume de controle não é suficiente para preencher o espaço disponível, ela própria é a massa residual do volume de controle. Caso contrário, a massa será dada pela massa admissível, assim a massa residual pode ser escrita como

$$m_{\text{res}} = \begin{cases} m_{\text{água,adm}} & \text{se } m_{\text{água}} = (1 - f_c) \cdot m_{\text{entra}} - (\dot{m}_{\text{evap}} + \dot{m}_{\text{arr,água}}) \cdot \Delta t > m_{\text{água,adm}} \\ m_{\text{água}} & \text{se } m_{\text{água}} = (1 - f_c) \cdot m_{\text{entra}} - (\dot{m}_{\text{evap}} + \dot{m}_{\text{arr,água}}) \cdot \Delta t \leq m_{\text{água,adm}} \end{cases}. \quad (7)$$

onde m_{entra} é a massa de água que entra no volume de controle, dada por

$$m_{\text{entra}} = (\dot{m}_{\text{inc}} + \dot{m}_{\text{rb,entra}}) \cdot \Delta t + m_{\text{apr}} \quad (8)$$

A outra parte da massa de água que não congela na superfície, escoo para o volume à jusante. Essa parcela é denominada massa de *runback*. A massa de *runback* que entra no volume ($\dot{m}_{\text{rb,entra}}$) é igual à massa de *runback* que sai do volume de controle à montante,

$$\dot{m}_{\text{rb,entra}}^{(s)} = \dot{m}_{\text{rb,sai}}^{(s-\Delta s)} \quad (9)$$

Nos volumes de controle do ponto de estagnação, a massa de *runback* que entra é considerada nula. A massa de *runback* que sai do volume de controle ($\dot{m}_{\text{rb,sai}}$) é dada por

$$\dot{m}_{\text{rb,sai}} = (1 - f_c) \cdot \left(\frac{m_{\text{entra}}}{\Delta t} \right) - \dot{m}_{\text{arr,água}} - \dot{m}_{\text{evap}} - \frac{m_{\text{res}}}{\Delta t} \quad (10)$$

Água pode também sair do volume de controle por processo de difusão de massa devido à existência de um gradiente de concentração de vapor de água entre a superfície e a borda da camada limite. Essa massa perdida por evaporação é dada por

$$\dot{m}_{\text{evap}} = \frac{h_{\text{conv}}}{\rho_{\text{ar,e}} c_{p,\text{ar}} \text{Le}^{2/3} R_{\text{água}}} \cdot \left(\frac{P_{v,s}(T_s)}{T_s} - \phi \cdot \frac{P_e}{T_e} \cdot \frac{P_{v,\infty}(T_\infty)}{P_\infty} \right) \cdot (\Delta b \cdot \Delta s) \cdot \Delta t \quad (11)$$

A massa de gelo arrancada pelo escoamento externo é pequena e será considerada nula, enquanto que a massa de água arrancada pelo escoamento é obtida de uma correlação empírica [5] e depende do número de Weber, dada por

$$\dot{m}_{\text{arr,água}} = \left(\frac{\text{We} - \text{We}_c}{\text{We}} \right) \cdot \left(\frac{m_{\text{entra}}}{\Delta t} \right), \quad (12)$$

onde We_c é o número de Weber crítico, definido como 600 em [5]. Finalmente, a massa de gelo formado no volume de controle é

$$m_{\text{gelo}} = f_c \cdot m_{\text{entra}} \quad (13)$$

2.2. Balanço de energia

O balanço de energia permite calcular a temperatura da superfície. Conhecendo-se esta temperatura, pode-se calcular a fração de congelamento, que, aplicada ao balanço de massa, permite calcular a massa de gelo formado. O balanço de energia realizado no volume de controle é ilustrado na Figura 4 e escrito como

$$q_{\text{lat}} + q_{\text{sens}} + q_{\text{evap}} + q_{\text{ke,ar}} + q_{\text{ke,água}} + q_{\text{conv}} + q_{\text{cond}} = 0, \quad (14)$$

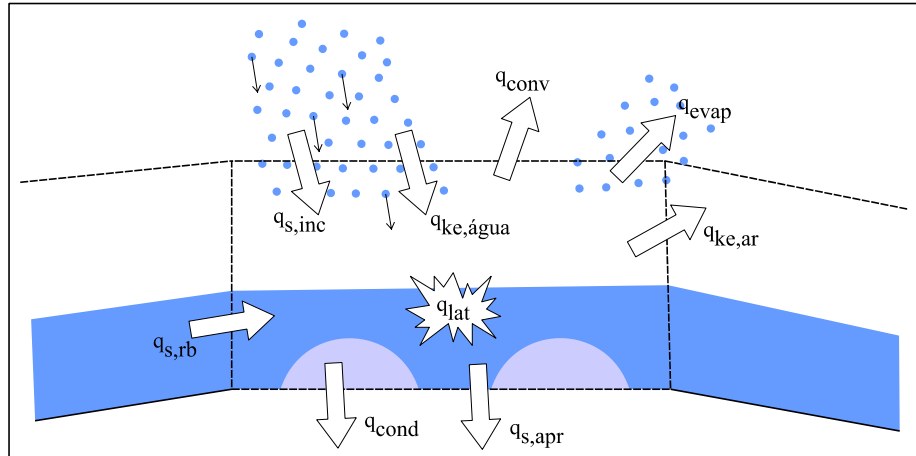


Figura 4 – Balanço de energia.

onde a taxa de transferência de calor latente de solidificação é dada por

$$q_{\text{lat}} = h_{\text{is}} \cdot \frac{m_{\text{gelo}}}{\Delta t}, \quad (15)$$

o calor perdido por evaporação é expresso como

$$q_{\text{evap}} = -h_{\text{lv}} \cdot \dot{m}_{\text{evap}}, \quad (16)$$

e calor ganho pelo aquecimento cinético do ar é representado por

$$q_{\text{k,ar}} = h_{\text{conv}} \cdot (T_{\text{rec}} - T_{\infty}) \cdot (\Delta s \cdot \Delta b). \quad (17)$$

A energia cinética da água é expressa por

$$q_{\text{k,inc}} = \dot{m}_{\text{inc}} \cdot \frac{U_{\text{gotículas}}^2}{2}, \quad (18)$$

enquanto que a taxa de transferência de calor por convecção é dada

$$q_{\text{conv}} = \bar{h}_{\text{conv}} \cdot (T_{\infty} - T_s) \cdot (\Delta s \cdot \Delta b). \quad (19)$$

Ainda é necessário especificar a taxa de transferência de calor perdida por condução de calor para o perfil. Esta é obtida considerando o perfil como um sólido semi-infinito

$$q_{\text{cond}} = -\frac{k_i}{\sqrt{\pi \cdot \alpha_i \cdot \Delta t}} (T_{\text{rec}} - T_s), \quad (20)$$

onde k_i e α_i são a condutibilidade e difusividade térmica do gelo, respectivamente.

E, por fim, a taxa de transferência de calor sensível é escrita para a mudança de temperatura das massas de água incidente, de *runback* que entra e aprisionada. Essas taxas são dadas por

$$\begin{aligned}
 q_{s,inc} &= \dot{m}_{inc} \cdot c_{p,\acute{a}gua} \cdot (T_{\infty} - T_f) + \dot{m}_{inc} \cdot c_{p,gelo} \cdot (T_f - T_S) \\
 q_{s,rb} &= \dot{m}_{rb,entra} \cdot c_{p,\acute{a}gua} \cdot (T_{rb} - T_f) + \dot{m}_{rb,entra} \cdot c_{p,gelo} \cdot (T_f - T_S), \\
 q_{s,apr} &= \dot{m}_{apr} \cdot c_{p,\acute{a}gua} \cdot (T_{apr} - T_f) + \dot{m}_{apr} \cdot c_{p,gelo} \cdot (T_f - T_S)
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

quando a temperatura da superfície é inferior a temperatura de solidificação da água, e

$$\begin{aligned}
 q_{s,inc} &= \dot{m}_{inc} \cdot c_{p,\acute{a}gua} \cdot (T_{\infty} - T_S) \\
 q_{s,rb} &= \dot{m}_{rb,entra} \cdot c_{p,\acute{a}gua} \cdot (T_{rb} - T_S), \\
 q_{s,apr} &= \dot{m}_{apr} \cdot c_{p,\acute{a}gua} \cdot (T_{apr} - T_S)
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

quando a temperatura da superfície for superior.

Observe-se que o único parâmetro não conhecido do balanço de energia é a temperatura da superfície. Este balanço pode então ser expresso como função da temperatura da superfície, $f(T_S) = 0$. Determinada a temperatura da superfície, pode-se determinar a fração de congelamento, por meio da equação [4]

$$f_c = \frac{T_f + \Delta T_f - T_S}{2 \cdot \Delta T_f}.
 \tag{23}$$

A principal diferença entre os balanços aqui apresentados e os empregados por Silveira [4] e pelo LEWICE [5] é a existência de uma massa aprisionada (m_{apr}) no balanço de massa, oriunda do modelo que prevê o aprisionamento de massa quando existem gotas sobre a superfície. Conseqüentemente, um calor sensível referente a essa massa é calculado no balanço de energia. Esse termo é adicionado ao modelo a fim de representar melhor o fenômeno físico que descreve a formação de gotas.

3. MODELO DE RUGOSIDADE

Como mencionado na introdução, o modelo de rugosidade empregado no código do presente trabalho foi baseado nos trabalhos de Fortin [3]. Para definir a configuração da água sobre a superfície – filme, gota ou filete – são comparados dois parâmetros: espessura do filme de água e altura mínima. Considerando que exista um filme de água sobre a superfície, sua espessura [6] é dada por

$$e_f = \sqrt{2,0 \cdot \frac{\mu_{\acute{a}gua}}{\rho_{\acute{a}gua} \tau_{yx}} \cdot \frac{m_{entra}}{\Delta b \cdot \Delta t}}.
 \tag{24}$$

A altura mínima é a espessura mínima para que possa existir um filme de água. Este parâmetro é obtido de um balanço de massa, considerando que a massa do filme de água sobre a superfície é igual à soma das massas das gotas [3], sendo expresso em função da altura de movimento da gota (e_{gota}),

$$e_{f,\min} = \sqrt{\frac{\theta_c - \sin \theta_c \cdot \cos \theta_c}{2 \cdot \sin \theta_c}} \cdot e_{\text{gota}} \quad (25)$$

A altura de movimento de uma gota é a altura que uma gota atinge antes de entrar em movimento. Esta é obtida realizando-se um balanço de forças na gota na direção do escoamento. A Figura 5 mostra as forças, consideradas no balanço, que atuam sobre uma gota deformada.

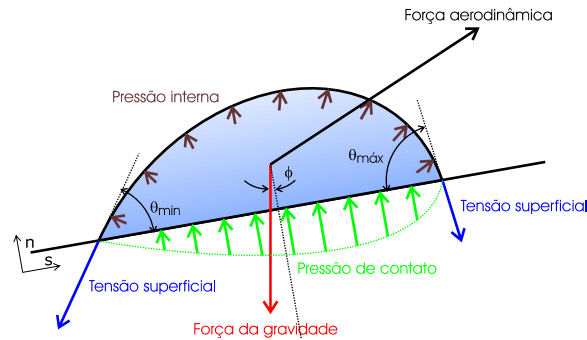


Figura 5 – Forças atuantes sobre uma gota deformada.

O balanço de forças é realizado somente na direção do escoamento e as forças consideradas são: gravitacional, de arrasto e de rigidez. O balanço de forças na direção normal ao escoamento não é levado em conta, pois considera-se que as forças normais ao escoamento não são suficientes para arrancar as gotas da superfície e, no balanço de massa, esse efeito já é considerado por meio de uma correlação empírica, dada pela Equação (11).

Quando a gota se deforma em consequência das forças que atuam sobre ela, seu ângulo de contato varia ao longo do perímetro da área de contato. A diferença entre o ângulo de contato máximo e mínimo da gota deformada é denominada deformação do ângulo de contato ($\Delta\theta_c$). Ao atingir a altura máxima de movimento ($e_{\text{gota,máx}}$), a gota alcança a deformação máxima do ângulo de contato ($\Delta\theta_{c,\text{máx}}$) que é definida como

$$\Delta\theta_{c,\text{máx}} = \theta_{\text{máx}} - \theta_{\text{mín}} \quad (26)$$

Esta deformação máxima do ângulo de contato é um parâmetro obtido experimentalmente [7]. Conforme mostra a Figura 5, existem diversas forças que atuam na forma da gota que se deposita sobre a superfície. Elas são agora detalhadas.

3.1. Força gravitacional

A força gravitacional é a componente da força do peso da gota na direção s . Esta atua sobre a gota quando a superfície está inclinada. A força gravitacional é expressa por

$$F_{g,s}(\mathbf{e}_{\text{gota}}) = \frac{\pi}{3} \cdot \rho_{\text{água}} \cdot g \cdot \frac{(2 + \cos \theta_c)}{(1 - \cos \theta_c)} \cdot |\sin \varphi| \cdot e_{\text{gota}}^3 \cdot \quad (27)$$

3.2. Força de rigidez

A força de rigidez é a força que impede que a gota entre em movimento, sendo a componente da força de tensão superficial na direção \mathbf{s} . A força de tensão superficial é dada por

$$F_{\sigma} = \int_0^{2\pi} \sigma_{\text{água}} \cdot r \cdot d\varphi, \quad (28)$$

e sua componente na direção do escoamento é obtida considerando-se que o ângulo de contato da gota deformada seja uma função co-senoidal, assim a força de rigidez é dada por

$$F_{\sigma,s}(\mathbf{e}_{\text{gota}}) = \frac{\pi}{2} \cdot \sigma_{\text{água}} \cdot (1 - \cos \theta_c) \cdot \mathbf{e}_b \cdot \Delta \theta_{c,\text{máx}} \cdot \quad (29)$$

3.3. Força de arrasto

A força de arrasto é a força aerodinâmica exercida sobre a gota na direção do escoamento e é dada por

$$F_D = \frac{1}{2} \cdot \rho_{\text{ar}} \cdot C_D \cdot A_{f,\text{gota}} \cdot \bar{U}_{\text{gota}}^2, \quad (30)$$

onde o coeficiente de arrasto da gota é aproximado pelo de uma esfera, sendo calculado por meio das expressões propostas por Chow [8]

$$\begin{aligned} C_D &= \frac{24}{\text{Re}} \rightarrow \text{Re} \leq 1 \\ C_D &= \frac{24}{\text{Re}^{0,646}} \rightarrow 1 < \text{Re} \leq 400, \\ C_D &= 0,5 \rightarrow 400 < \text{Re} \leq 3 \times 10^5 \end{aligned} \quad (31)$$

com o número de Reynolds da gota, equivalente ao da esfera, dado por

$$\text{Re}_{\text{gota}} = \frac{\rho_{\text{ar}} \cdot \bar{U}_{\text{gota}} \cdot d_{\text{gota}}}{\mu_{\text{ar}}}, \quad (32)$$

onde d_{gota} é o diâmetro que a gota possuiria caso não estivesse em contato com a superfície. Este diâmetro é dado por

$$d_{\text{gota}} = \frac{2 \cdot e_{\text{gota}}}{(1 - \cos \theta_c)}. \quad (33)$$

A Equação (30) e o número de Reynolds requerem a velocidade média sobre a gota.

Considerando escoamento turbulento, essa velocidade média é obtida da hipótese de comprimento de mistura. Segundo [10] essa velocidade é expressa por

$$\bar{U}_{\text{gota}} = 2,5 \cdot \sqrt{\frac{\tau_{xy}}{\rho_{\text{ar}}}} \cdot \left[\ln \left(\sqrt{\frac{\tau_{xy}}{\rho_{\text{ar}}}} \cdot \frac{e_b}{\nu_{\text{ar}}} \right) + 1,2 \right]. \quad (34)$$

Com essas considerações, a força de arrasto sobre a gota pode ser escrita em função da altura da gota como

$$F_D(e_b) = \frac{1}{2} \cdot \rho_{\text{ar}} \cdot C_D(e_b) \cdot \bar{U}_{\text{gota}}^2(e_b) \cdot \frac{\theta_c - \sin \theta_c \cdot \cos \theta_c}{1 - \cos \theta_c} \cdot e_b^2. \quad (35)$$

3.4. Balanço de forças

O balanço de forças sobre a gota pode apresentar três configurações diferentes dependendo da inclinação da superfície e da intensidade das forças de arrasto e gravitacional. A Figura 6 mostra essas três configurações.

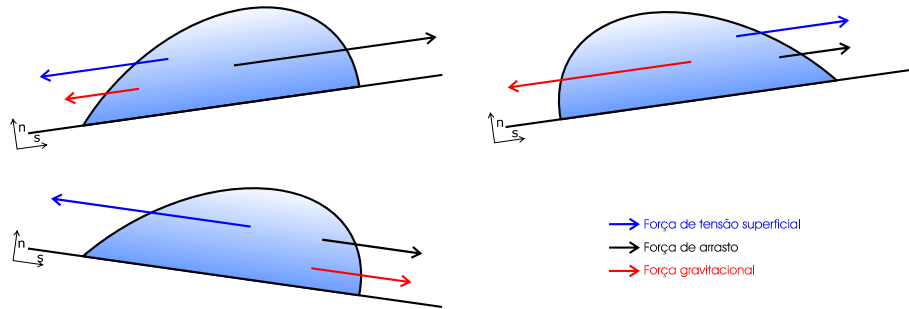


Figura 6 – Configurações do balanço de forças.

Estas três configurações podem ser resumidas em

$$\begin{cases} \text{se } \varphi \geq 0 \rightarrow F_{\sigma,s} - F_D - F_{g,s} = 0 \\ \text{se } \varphi < 0 \rightarrow F_{\sigma,s} + \alpha \cdot (F_D - F_{g,s}) = 0 \end{cases}, \quad (36)$$

onde φ é a inclinação da superfície e α , um fator que determina qual força, entre a gravitacional e a de arrasto, apresenta maior magnitude, sendo definido como

$$\alpha = \frac{F_{g,s} - F_D}{|F_{g,s} - F_D|}. \quad (37)$$

O balanço de forças, dado pela Equação (36), fornece a altura de movimento da gota. Com esta altura, por meio da Equação (25), obtém-se a altura mínima de filme e, conseqüentemente, a configuração da água sobre a superfície. A seguir é definida a

rugosidade da superfície para cada uma das configurações que podem acontecer.

3.5. Filme

Filme de água ocorre quando a altura deste é maior que a altura mínima de filme, lembrando que a altura mínima de filme é aquela em que as gotas não conseguem mais existirem independentemente e formam um filme. Para este caso a rugosidade é igual à altura das ondas que se formam sobre o filme devido ao escoamento atuando sobre este [9], sendo dada por

$$\kappa = \frac{3}{4} \cdot \frac{\tau_{yx}}{\mu_{\text{água}}} \sqrt{\frac{e_f^3}{g}}. \quad (38)$$

3.6. Gotas

Gotas de água se formam sobre a superfície quando a espessura ocupada pela água é menor que a altura mínima de filme e a superfície encontra-se na região de incidência de gotículas de água. A rugosidade da superfície depende da altura da gota e da quantidade de gotas sobre a superfície, conforme ilustrado na Figura 7.

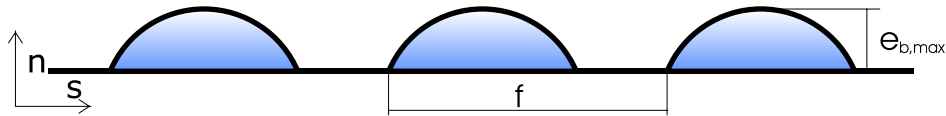


Figura 7 – Altura e distribuição das gotas sobre a superfície.

A rugosidade para essa configuração é então expressa por

$$\kappa = \frac{f^2}{8 \cdot e_{\text{gota}}} \rightarrow f < 2,83, \quad (39)$$

$$\kappa = e_{\text{gota}} \rightarrow f > 2,83$$

onde f é a distancia entre as gotas, dada por

$$f = \frac{\Delta s}{n_{\text{gotas}}}. \quad (40)$$

3.7. Filetes

Filetes existem quando a espessura do filme de água é menor que a altura mínima de filme e a superfície se encontra na região onde não há incidência de gotículas de água. Sua rugosidade é expressa pela altura do próprio filete

$$\kappa = e_{\text{filete}}. \quad (41)$$

4. RESULTADOS

Em primeiro lugar, para verificar a influência da rugosidade no coeficiente de transferência de calor por convecção são apresentados resultados para três rugosidades diferentes em um perfil limpo. As condições do escoamento são as mesmas apresentadas na Tabela 1, para a temperatura de 67,05K, com o comportamento mostrado na Figura 8. Nota-se que o aumento da rugosidade sobre a superfície faz com que a transição do escoamento de laminar para turbulento seja antecipada, além de aumentar o coeficiente de transferência de calor por convecção.

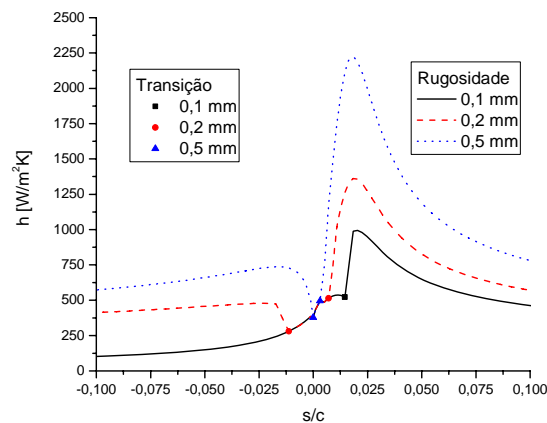


Figura 8 – Influência da rugosidade no coeficiente de transferência de calor por convecção.

Na seqüência, para avaliar o modelo de rugosidade descrito na formação de gelo, três casos-testes utilizando o perfil NACA 0012 foram resolvidos. Cada caso representa um regime e um tipo diferente de formação de gelo: regime seco (gelo do tipo *rime*), regime misto (gelo do tipo misto) e regime úmido (gelo do tipo *glaze*). A Tabela 1 apresenta as condições ambientais para essas formações de gelo.

As formas de gelo obtidas com a formulação proposta serão comparadas com resultados experimentais e com resultados obtidos pelo código AeroIcing [10], baseado no trabalho de Silveira [4], que utiliza rugosidade uniforme. Também serão analisadas as curvas do coeficiente de transferência de calor por convecção e da fração de congelamento obtidas em ambos os códigos, além do perfil de rugosidade obtido sobre a superfície do gelo.

Perfil	NACA 0012
Corda	0,5334 m
Ângulo de ataque	4°
Velocidade	67,05 m/s
Pressão atmosférica	101,3 kPa
Temperatura	253,75 K – regime seco 263,15 K – regime misto 267,05 K – regime úmido
LWC	1 g/m ³
MVD	20 μm
Tempo de exposição	360 s

Tabela 1. Condições de formação de gelo.

4.1. Caso em regime seco

O primeiro caso mostrado é de formação de gelo do tipo *rime*. Este tipo de gelo é o mais simples e, geralmente, o mais bem reproduzido pelos códigos de formação de gelo, pois toda a água que incide contra a superfície congela ao impacto e, segundo Olsen [2], para este tipo de formação de gelo o modelo proposto por Messinger representa bem o fenômeno. A Figura 9 mostra as formas de gelo obtidas para o regime seco. Para ambos os códigos os resultados obtidos foram bastante semelhantes e concordantes com o resultado experimental.

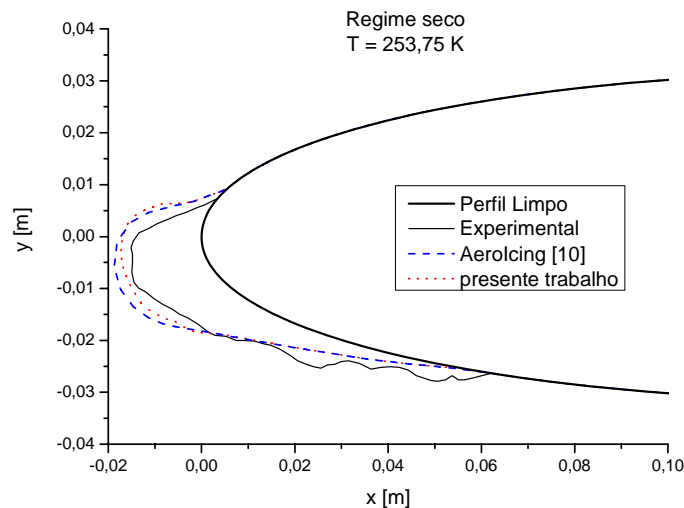


Figura 9 – Formas de gelo do tipo *rime* – regime seco.

Como mencionado, para este caso toda a massa de água incidente congela ao impactar

contra a superfície, como pode ser observado na Figura 10. Logo as vazões mássicas de *runback* e residual são iguais a zero. No regime seco, a fração de congelamento é igual à unidade ao longo de toda a superfície e, conseqüentemente, mesmo com a acentuada diferença nas curvas do coeficiente de transferência de calor por convecção, conforme mostrado na Figura 11, os gelos obtidos em ambos os códigos são semelhantes.

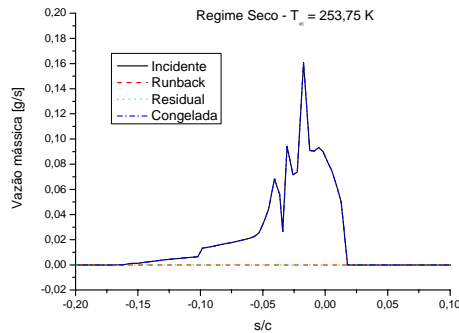


Figura 10 – Vazões mássicas para o regime seco.

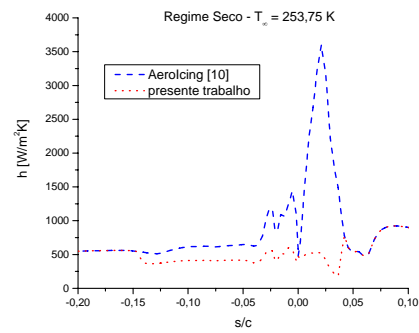


Figura 11 – Coeficiente de transferência de calor por convecção para o regime seco.

A rugosidade ao longo da superfície de gelo obtida com os resultados para este caso pode ser vista na Figura 12.

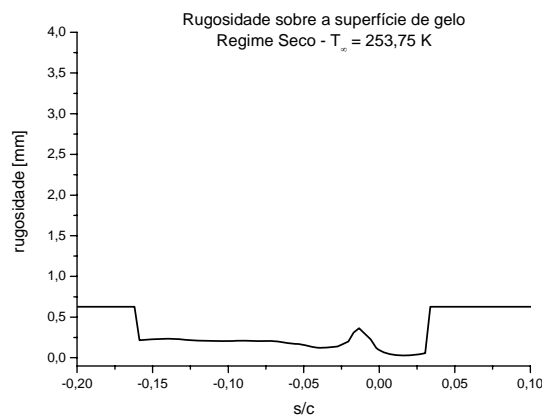


Figura 12 – Rugosidade no regime seco.

4.2. Caso em regime misto

Para o regime misto, o perfil da forma do gelo obtido com o código do presente trabalho, conforme observado na Figura 13, é sensivelmente melhor do que o obtido pelo AeroIcing [10]. Neste caso, o AeroIcing obteve fração de congelamento igual à unidade ao longo de toda superfície, enquanto que no presente trabalho há uma pequena região próxima ao bordo de ataque em que a fração de congelamento é menor que a unidade, como ilustrado

na Figura 14.

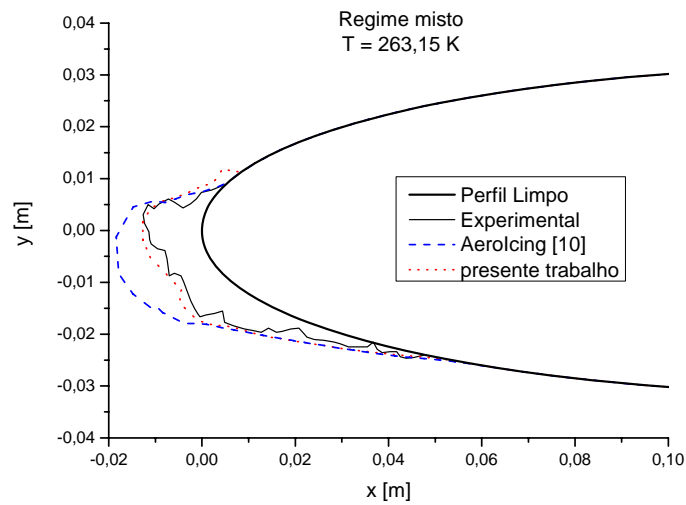


Figura 13 – Formas de gelo do tipo misto – regime misto.

Essa fração de congelamento menor que a unidade, na região próxima ao ponto estagnação, é consequência do balanço de energia, influenciado pelo baixo coeficiente de transferência de calor por convecção, mostrado na Figura 15. Como na região próxima ao ponto de estagnação parte da água não congela, uma parcela fica presa entre as gotas congeladas e a outra escoava para o volume à jusante, conforme ilustra a Figura 16, podendo vir a congelar. Esta região onde existe água no estado líquido é a região onde o gelo obtido com o código do presente trabalho apresenta maior concordância com o experimental. A Figura 17 mostra a rugosidade sobre o gelo obtida para este caso.

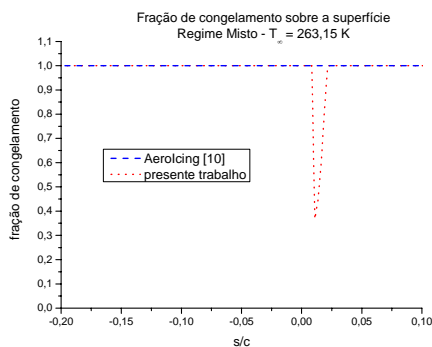


Figura 14 – Fração de congelamento no regime misto.

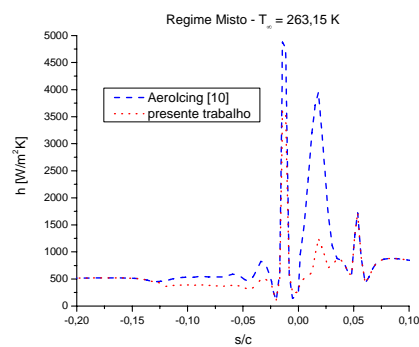


Figura 15 – Coeficiente de transferência de calor por convecção para o regime misto.

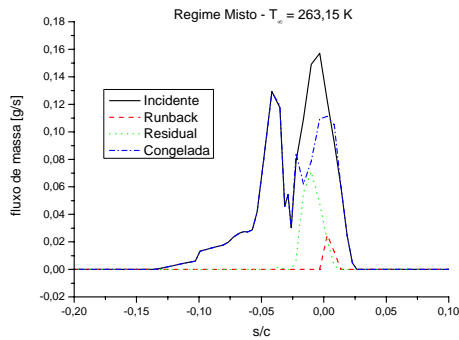


Figura 16 – Vazões mássicas para o regime misto.

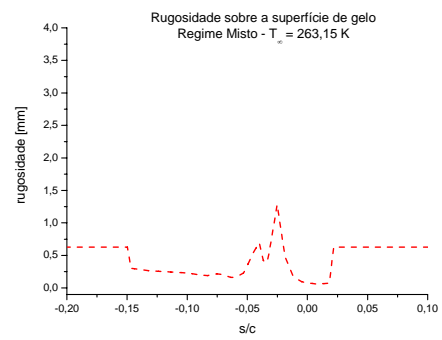


Figura 17 – Rugosidade no regime misto.

4.3. Caso em regime úmido

Por fim são comparados os resultados para o regime úmido, regime mais complexo de formação de gelo e que origina o gelo do tipo *glaze*. A principal dificuldade deste tipo de formação ocorre devido à presença dos “chifres” de gelo. Como mostrado na Figura 18, o AeroIcing obteve um resultado melhor para a posição do gelo de máxima espessura, porém não caracterizando a existência de um “chifre” de gelo. Neste trabalho, a forma do perfil apresenta as características de um chifre, mas não na posição correta, porém prevê muito bem o perfil do gelo para o restante da superfície.

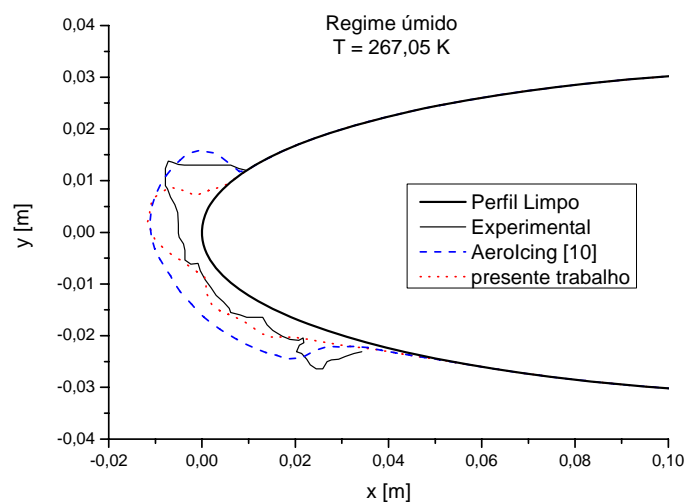


Figura 18 – Formas de gelo do tipo *glaze* – regime úmido.

No regime úmido, a principal diferença entre os resultados é consequência da fração de

congelamento obtida com os códigos, conforme pode ser observado na Figura 19. Essa diferença na fração de congelamento ocorre principalmente devido ao coeficiente de transferência de calor por convecção, mostrado na Figura 20, que é um parâmetro de significativa importância no balanço de energia.

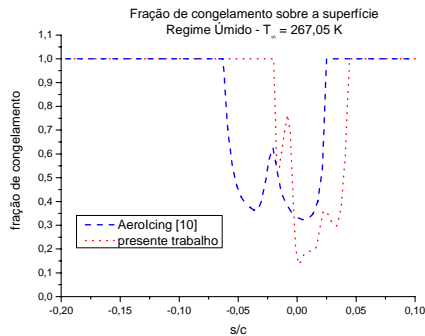


Figura 19 – Fração de congelamento no regime úmido.

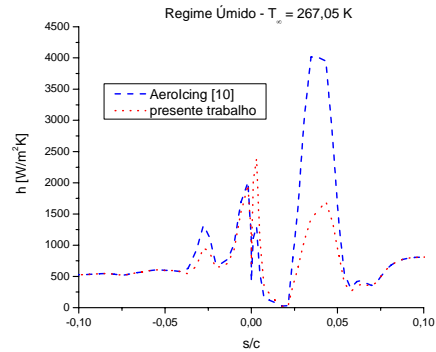


Figura 20 – Coeficiente de transferência de calor por convecção para o regime úmido.

A Figura 21 ilustra as vazões mássicas na superfície para este caso. Nota-se que há a presença de uma massa de água considerável que não congela, contribuindo para a diferença entre os perfis de gelo obtidos. Na Figura 22 é mostrada a rugosidade sobre a superfície do gelo para o caso em regime úmido.

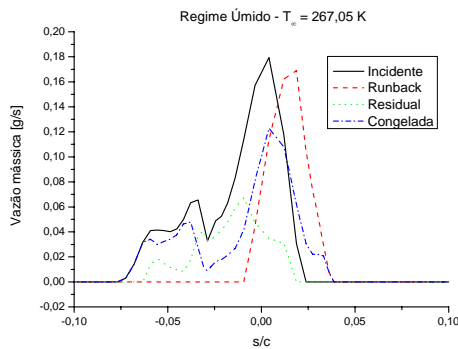


Figura 21 – Vazões mássicas para o regime úmido.

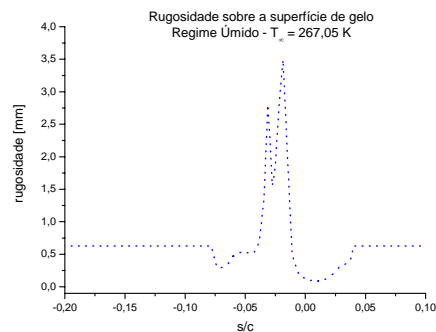


Figura 22 – Rugosidade no regime úmido.

4.4. Rugosidade

A Figura 23 apresenta a rugosidade do perfil de gelo para os três casos apresentados. A rugosidade para o gelo do tipo *rime* é a menor de todos os casos. Este resultado concorda com esse tipo de formação de gelo, que tem como característica a presença de uma superfície suave. Para o caso do gelo do tipo *glaze*, a rugosidade apresentou valores mais

elevados, reproduzindo a característica de superfície rugosa para este tipo de formação. Já para o gelo do tipo misto, a rugosidade possui valor elevado em uma pequena região e pequenos valores para a maior parte da superfície do gelo, o que pode caracterizar a formação de gelo do tipo *glaze* na região próxima ao ponto de estagnação e do tipo *rime* nas regiões mais à jusante.

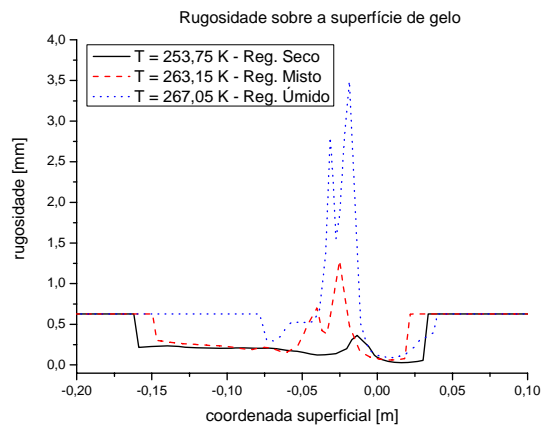


Figura 23 – Rugosidade sobre a superfície do gelo para os três regimes de formação de gelo.

5. CONCLUSÕES

O presente trabalho apresentou um modelo para calcular a rugosidade sobre a superfície do gelo e a respectiva alteração nos balanços de massa e de energia, considerando a possível formação de gotas sobre a superfície. Nos resultados observou-se a importância de conhecer a rugosidade sobre a superfície do gelo, pois este parâmetro influencia o cálculo do coeficiente de transferência de calor por convecção, que, por sua vez, altera os balanços de massa e de energia e, conseqüentemente, a forma final do gelo. Para o caso de formação de gelo seco, a rugosidade não influencia na forma do gelo, e em ambos os códigos considerados os resultados obtidos concordam bem com os resultados experimentais. Para o gelo do tipo misto, a inclusão do modelo de rugosidade foi essencial, pois permitiu prever a formação de gelo com grande concordância com o resultado experimental e sensivelmente melhor que o código AeroIcing. Para a formação de gelo tipo úmido, a inclusão do modelo de rugosidade permitiu uma melhor captura da forma de “chifre”, mas em uma posição não de acordo com os resultados experimentais, entretanto prevendo muito bem a espessura e forma de gelo para grande extensão da superfície.

REFERÊNCIAS

- [1] B. L. Messinger, *Equilibrium Temperature of an Unheated Icing Surface as a Function of Air Speed*, Journal of the Aeronautical Sciences, pp. 29-42., Janeiro de

- 1989.
- [2] W. Olsen e E. Walker, *Experimental Evidence for Modifying the Current Physical Model for Ice Accretion on Aircraft Surfaces*, NASA CR 87184, 47 pp., 1986.
 - [3] G. Fortin, J.-L. Laforte e A. Ilinca, *Heat and mass transfer during ice accretion on aircraft wings with an improved roughness model*, International Journal of Thermal Sciences, setembro de 2005.
 - [4] R. A. Silveira, *Simulação Numérica da Formação de Gelo na Borda de Ataque de Perfis Aerodinâmicos*, Dissertação de Mestrado, 155 f., Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, Brasil, 2001.
 - [5] W. B. Wright, *Users Manual for the Improved NASA Lewis Ice Accretion Code Lewice 1.6*, NASA CR – 198355, May 1995.
 - [6] R. A. Silveira, *Previsão Tridimensional da Formação de Gelo em Perfis Aerodinâmicos*, Tese de Doutorado, 129 f., Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, Brasil, 2006.
 - [7] G. Fortin, *Simulation de l'accrétion de glace sur un obstacle bidimensionnel par la méthode des bissectrices et par la modélisation des ruisselets et des gouttes de surface*, Tese de Doutorado, 248 f., Université du Québec à Chicoutimi, março de 2003.
 - [8] C.-Y. Chow, *An Introduction to Computational Fluid Mechanics*, New York. Wiley, 1980.
 - [9] F. M. White, *Viscous Fluid Flow*, Mechanical Engineering, Second Edition, McGraw-Hill, 1991.
 - [10] A. Bejan, *Convection heat transfer*, New York: Wiley, c1984. 477p.
 - [11] *AeroIcing – A Computer Code for Predicting Ice Formation in Aerodynamic Profiles*, SINMEC (Computational Fluid Dynamics Lab), Mechanical Engineering Department, Federal University of Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brazil.