

SLD 着氷における液滴変形と液滴分裂の影響に関する数値的研究

Numerical Investigation on Effect of Droplet Deformation and Breakup in SLD Icing

- 志村美樹, 東理大院, 東京都葛飾区新宿 6-3-1, E-mail: 4515626@ed.tus.ac.jp
山本誠, 東理大, 東京都葛飾区新宿 6-3-1, E-mail: yamamoto@rs.kagu.tus.ac.jp
守裕也, 東理大, 東京都葛飾区新宿 6-3-1, E-mail: mamori@rs.tus.ac.jp
Miki Shimura, Graduate School of Mechanical Engineering, Tokyo University of Science,
6-3-1 Niijuku, Katsushika-ku, Tokyo, 125-8585, Japan
Makoto Yamamoto, Department of Mechanical Engineering, Tokyo University of Science,
6-3-1 Niijuku, Katsushika-ku, Tokyo, 125-8585, Japan
Hiroya Mamori, Department of Mechanical Engineering, Tokyo University of Science,
6-3-1 Niijuku, Katsushika-ku, Tokyo, 125-8585, Japan

Icing on wings and sensors is a serious problem for aircrafts, because the icing reduces the aerodynamic performance and interferes with the accurate measurement of flight speed. Super-cooled droplets impinge and accrete on wings, resulting in the icing. In particular, super-cooled large droplets (SLD) icing is difficult to be predicted because the droplets deform and break up when they are flying. In the present study, we investigate the effect of the deformation and breakup of SLD in icing simulations. As a wing model, we employed a NACA0012 airfoil and compared the results with those of experiments performed in NASA. The numerical results indicate that the influence of deformation of SLD on the predicted ice shape is very small. However, the influence of breakup is remarkable in the predicted ice shape.

1. 緒言

着氷現象とは、大気中の過冷却液滴が固体に衝突し、固体表面に氷層を形成する現象である。航空機において着氷現象が発生すると、翼形状の変化による空力性能の低下や、離脱した氷片の衝突による機械的損傷が生じ、多くの事故が発生している。対策として様々な防氷・除氷装置が開発されているが、未だに着氷による事故が発生しており、現在までに様々な研究が行われている。特に地上実験で着氷気象条件を再現することは困難であるため、様々な気象条件の再現が容易な数値シミュレーションによる研究^(1,2)が広く行われている。

近年着氷問題の中でも、液滴径が 40 μm 以上の SLD (Super-cooled Large Droplet) による着氷現象が問題となっている。この SLD 条件では液滴径が大きい場合、液滴径が小さい場合には発生しない「スプラッシュ」「バウンド」「変形」「分裂」などの SLD 特有の現象が発生する。ここで「スプラッシュ」は壁面に衝突したときに付着する質量と跳ね返る質量に分裂する現象、「バウンド」は壁面に衝突したときに全質量が跳ね返る現象であり、これらは壁面に衝突したときに見られる。一方、「変形」は飛翔する液滴がせん断力によって球体から楕円体に変形する現象であり、「分裂」は液滴径のさらに小さな液滴に分裂する現象である。これらは液滴の飛翔中に発生する。このような SLD 特有の現象は防氷、除氷装置を設置していない場所への着氷の原因となる。そのため SLD 着氷シミュレーションがこれまでに多く行われているが、ほとんどが壁面衝突時の「スプラッシュ」「バウンド」のみを考慮したもの^(3,4)であり、飛翔中の現象である「分裂」「変形」を考慮した例は少ない。そこで本研究では、飛翔中の液滴の「変形」「分裂」を考慮した SLD 着氷シミュレーションをそれぞれ行い、効果を数値的に明らかにすることを目的とする。液滴の変形は抗力係数によって表現されるモデルが多数提案されており、本研究では変形を考慮した Clift モデル⁽⁵⁾及び Wiegand モデル⁽⁶⁾、変形を考慮しない Schiller モデル⁽⁷⁾について、翼に対する着氷シミュレーションを行い、モデルによる液滴変形効果の違いを評価検討した。

また液滴の分裂は GlennIce が使用する LEWICE の液滴分裂モデル⁽⁸⁾を用い、このモデルの有無の影響と実験値との比較を行った。

2. 計算条件

本研究では、実験条件に合わせ、NACA0012 翼を対象とした二次元 SLD 着氷シミュレーションを行った。翼全体に十分な計算空間を持つメイングリッドの他に、着氷しやすい翼の前縁付近の計算精度を上げるため、重合格子を用いて密度の高いサブグリッドを配置した。図 1 に計算格子を示す。図 1 に示す計算格子の黒い格子がメイングリッド、赤い格子がサブグリッドであり、総格子点数は約 26000 点である。液滴は図 2 に示すように翼弦長の 7 倍上流側のランダムな位置から投入している。本研究では、表 1 に示す速度が異なる 2 つの実験条件を用いて、液滴変形・液滴分裂の効果を調査した。

3. 着氷計算手法

本研究で用いた着氷計算手法を以下に示す。

- (1) 翼周りの流れ場を計算する。
- (2) 液滴軌道計算により、翼面の液滴衝突特性を得る。
- (3) 熱力学計算により、氷層厚さを計算し着氷形状を得る。
- (4) 着氷した翼に対する格子を再生成する。
- (5) 以上の(1)から(4)の計算を着氷時間の間 4 回繰り返す。

液滴軌道計算時に、液滴変形/分裂モデルを用いることで翼への着氷形状の違いを考察する。なお、スプラッシュ・バウンドモデルにはいずれも同様のモデルを用いた(後述)。

3. 1. 流れ場計算

流れ場は二次元圧縮性乱流場と仮定する。支配方程式には連続の式、ナビエ・ストークス方程式、エネルギー式を用いる。これらは、非粘性項を Yee-Harten の二次精度風上型 TVD スキーム⁽⁹⁾、粘性項を二次精度中心差分によって離散化する。時間進行には LU-ADI 法⁽¹⁰⁾、乱流モデルには Kato-Launder の修正 $k-\epsilon$ モデル⁽¹¹⁾を用いる。

3. 2. 液滴軌道計算

翼面の衝突特性を得るために液滴軌道計算を行う。計算にはラグランジュ的手法を用いて、液滴は流れ場に影響を及ぼさない(One-Way Coupling)と仮定する。液滴に働く力が抗力のみであると仮定すると、液滴の運動方程式は以下の式ようになる。

$$\frac{d\bar{U}_p}{dt} = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{1}{d_p} \bar{U}_r |\bar{U}_r| \quad (1)$$

ここで、 U_p は液滴の速度、 U_r は液滴と気体の相対速度、 t は時間、 ρ_g 、 ρ_p はそれぞれ気体と液滴の密度、 d_p は液滴の直径である。 C_d は抗力係数であり、本研究では、3.4. で示す3つの抗力係数モデルを用いて液滴変形の影響を調査する。

3. 3. 熱力学計算

熱力学計算には、ステファン問題に基づいて構成された Extended Messenger モデル⁽¹²⁾を用いる。このモデルは以下に示す氷層と水膜の熱伝導方程式・質量保存式・氷層と水膜の界面における相変化の条件式から記述される。

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{k_i}{\rho_i C_{pi}} \frac{\partial^2 T_i}{\partial h^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{k_w}{\rho_w C_{pw}} \frac{\partial^2 T_w}{\partial h^2} \quad (3)$$

$$\rho_i \frac{\partial B_i}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial B_w}{\partial t} = m_{im} + m_{in} - m_{e,s} \quad (4)$$

$$\rho_i L_F \frac{\partial B_i}{\partial t} = k_i \frac{\partial T_i}{\partial h} - k_w \frac{\partial T_w}{\partial h} \quad (5)$$

ここで、 T_i 、 T_w は氷層と水膜の温度、 k_i 、 k_w は氷と水の熱伝導率、 ρ_i 、 ρ_w は氷と水の密度、 B_i 、 B_w は氷層と水膜の厚さ、 C_{pi} 、 C_{pw} は氷と水の比熱、 m_{im} 、 m_{in} 、 $m_{e,s}$ はそれぞれ、検査体積内における衝突液滴、ランバック、昇華(蒸発)における質量流束である。 L_F は凝固による潜熱、 h は壁面からの距離である。式(2)-(5)は四段階ルンゲ・クッタ法により時間積分される。各モデル・パラメータを表1に示す。

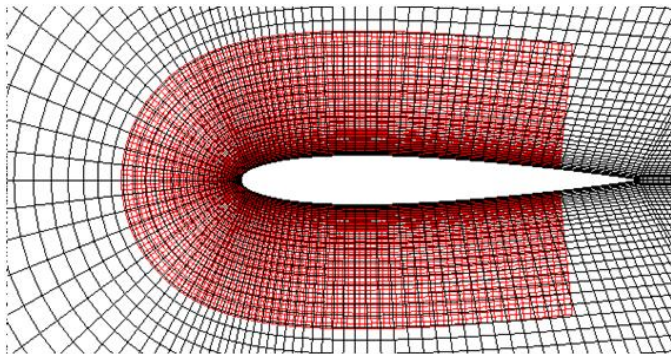


Figure 1 Computational grid: black, main grid; red, sub grid.

Table 1 Parameter of Extended Messenger Model

| Parameter | Unit | Value |
|-------------------------------------|----------------------|---------------------|
| Specific heat of ice C_{pi} | [J/kg K] | 2050 |
| Specific heat of water C_{pw} | [J/kg K] | 4218 |
| Thermal conductivity of ice k_i | [W/m K] | 2.18 |
| Thermal conductivity of water k_w | [W/m K] | 0.571 |
| Latent heat of solidification L_F | [J/kg] | 3.344×10^5 |
| Density of rime ice ρ_r | [kg/m ³] | 880.0 |
| Density of glaze ice ρ_g | [kg/m ³] | 917.0 |
| Density of water ρ_w | [kg/m ³] | 1000 |

3. 4. SLD モデル

本研究で対象とする SLD 着氷は液滴径が大きいため、液滴飛翔中の変形、分裂、衝突時のスプラッシュ、バウンドを考慮する。以下、検証に用いたモデルを示す。

3. 4. 1. 液滴変形

液滴の変形の効果を明らかにする為に3種類のモデルについて着氷計算を行い、それぞれの着氷形状について調査した。いずれも変形は液滴の抗力係数 C_d をモデル化しており、それぞれのモデルについて詳細を下記に示す。

3. 4. 1. 1. Schiller モデル⁽⁷⁾

Schiller らが提案したモデルを式(6)に示す。ここで C_d は球体の抗力係数とし、液滴径と周囲流体と液滴の相対速度で定義されるレイノルズ数 Re で表される。

$$C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad (6)$$

このモデルは液滴が変形しないと仮定した着氷シミュレーションで広く用いられている。本研究では、下記に示す液滴変形を考慮した場合のモデルとの比較の為に使用した。

3. 4. 1. 2. Clift モデル⁽⁵⁾

Clift らは球と円盤の抗力係数の比から変形した液滴の抗力係数をモデル化した。この比はウェーバー数によって決定され、ウェーバー数が小さいときは球、ウェーバー数が大きいときは円盤の割合が大きくなる。

$$C_d = e C_{d,disk} + (1 - e) C_{d,sphere} \quad (7)$$

ここで、 e は球と円盤の比率、 $C_{d,disk}$ は円盤の抗力係数、 $C_{d,sphere}$ は球の抗力係数を示しており、本研究では球の抗力係数に前述の Schiller モデルを用いた。

$$e = 1 - \frac{1}{(1 + 0.007 \sqrt{We})^6} \quad (8)$$

$$C_{d,disk} = 1.1 + \frac{64}{\pi Re} \quad (9)$$

3. 4. 1. 3. Wiegand モデル⁽⁶⁾

Wiegand は、高ウェーバー数の場合の変形した液滴の挙動を評

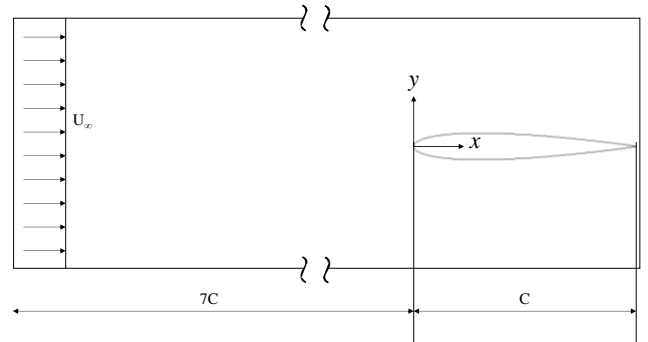


Figure 2 Schematics of flow around the wing (not to scale)

Table 2 Computational conditions

| Condition | 1 | 2 |
|-------------------------|-------|-------|
| Static Temperature [°C] | -18.0 | -14.0 |
| Exposure Time [s] | 672 | 876 |
| Inflow Velocity [m/s] | 50.93 | 77.16 |
| MVD [μm] | 165 | 190 |
| LWC [g/m ³] | 1.45 | 0.73 |
| Chord Length [m] | 0.914 | 0.914 |
| Attack Angle [deg.] | 0.0 | 0.0 |

値し、下記の経験式を提案した。

$$C_d = C_{d,def} + C_{d,Sphere} \quad (10)$$

ここで、 $C_{d,def}$ は、変形の抗力係数であり、以下の式で表される。また、 $C_{d,sphere}$ は球の抗力係数を示しており、球の抗力係数には前述の Schiller モデルの抗力係数を用いた。

$$C_{d,def} = We(0.2319 - 0.1579 \log Re) + 0.0471 \log^2 Re - 0.0042 \log^3 Re \quad (11)$$

3. 4. 2. 液滴分裂

GlennIce が使用する LEWICE の液滴分裂モデル⁸⁾を用いると分裂した液滴の直径は以下の式で示される。ここで、液滴分裂はウェーバー数が 13.0 以上の場合に発生し、分裂前の液滴と同じ速度で同じ方向に飛んでいくと仮定している。

$$d_{after} = 6.2d_{before} \left(\frac{\rho_p}{\rho_g} \right)^{1/4} Re^{-1/2} \quad (12)$$

ここで、 d_{after} は分裂後の液滴の直径、 d_{before} は分裂前の液滴の直径であり、 ρ_p 、 ρ_g はそれぞれ液滴と気体の密度である。

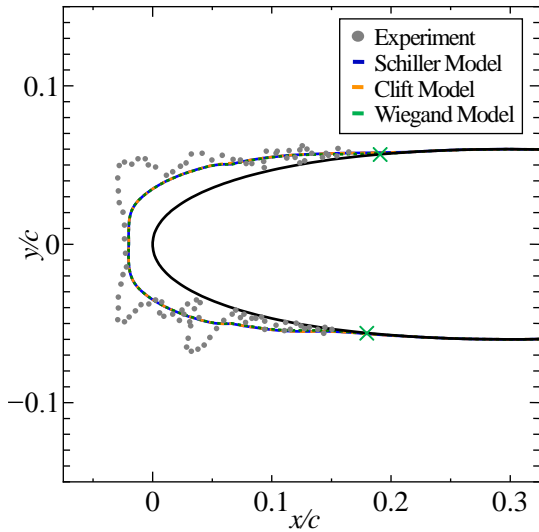


Figure 3 Ice accretion shape at Condition 1 (Deformation)

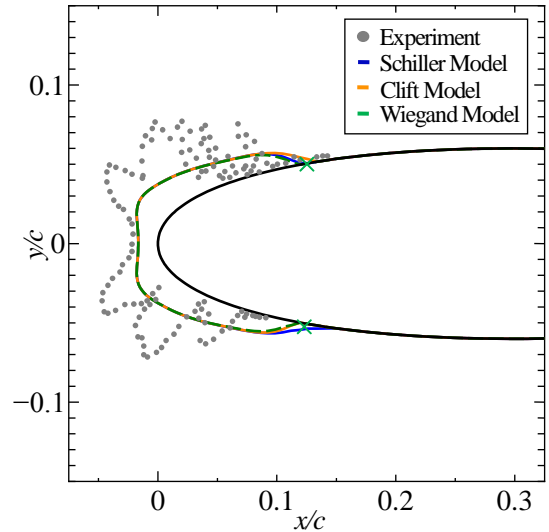


Figure 4 Ice accretion shape at Condition 2 (Deformation)

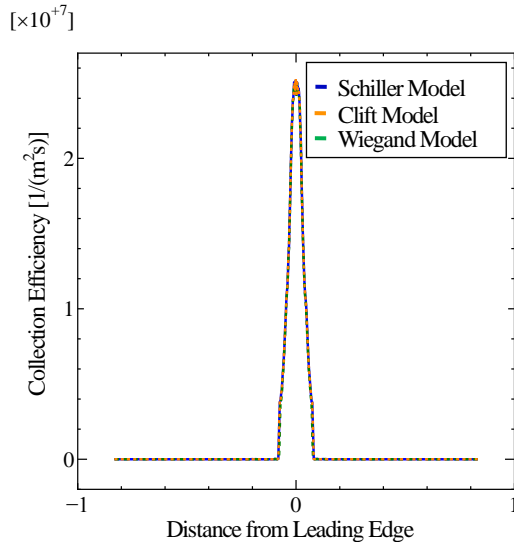


Figure 5 Collection efficiency (Deformation)

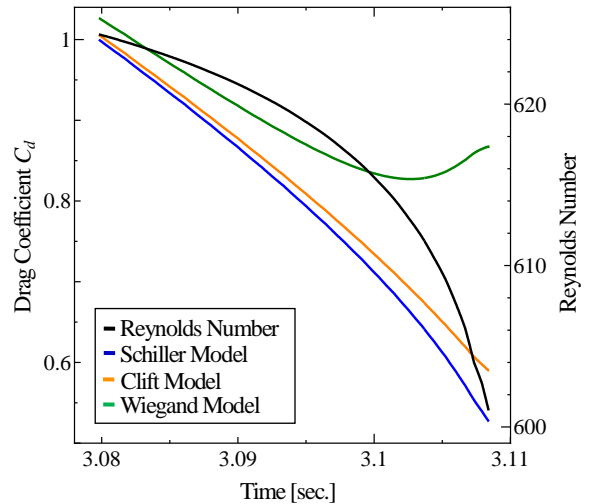


Figure 6 Time trace of C_d and Re at Condition 1.

3. 4. 3. スプラッシュ・バウンドモデル

本研究では、Wright らが修正したモデル¹³⁾を用いて、壁面に衝突した液滴の挙動を評価する。液滴が翼に衝突したとき、液滴の挙動は以下に示すスプラッシュパラメータ K_L によって決定され、壁面衝突後の液滴の直径は以下の通りである。

$$K_L = \frac{0.859 \times \sqrt{Oh_w Re_w^{5/4}} \left(\frac{\rho_w}{LWC} \right)^{1/8}}{(\sin \alpha)^{5/4}} \quad (13)$$

$$\frac{d_{after}}{d} = 8.72 \times \exp(-0.0281 \times Oh_w Re_w^{5/4}) \quad (14)$$

ここで、 $Oh_w = \mu_w / (\rho_w \alpha d)^{1/2}$ であり、 $Re_w = dV_w \rho_w / \mu_w$ である。 σ 、 μ 、 d 、 V_w 、 α はそれぞれ、表面張力、粘性係数、液滴径、壁面に垂直方向の速度、壁面に対する衝突角度を示している。

式(13)に示したスプラッシュパラメータが 200 以上になる場合、スプラッシュまたはバウンドが発生する。式(14)で示した壁面衝突前後の直径比が 1.0 よりも小さい場合、スプラッシュが発生したと判定し、衝突前後の液滴の質量比、速度比を以下の式から求

めた。

$$\frac{m_{loss}}{m} = 0.7(1 - \sin \alpha) \times \{1 - \exp[-0.0092026(K_L - 200)]\} \quad (15)$$

$$\frac{V_{t,after}}{V_t} = 1.075 - 0.0025\alpha \quad (16)$$

$$\frac{V_{n,after}}{V_n} = 0.3 - 0.002\alpha \quad (17)$$

ここで、 m は衝突質量、 m_{loss} はスプラッシュによって失われる質量、 V は液滴の速度であり、添え字の t, n はそれぞれ接線方向、垂直方向を示し、*after* は衝突後を示している。一方、式(14)で示した壁面衝突前後の直径比が 1.0 より大きい場合は、バウンドと判定され衝突した時の速度で全質量が跳ね返る。

4. 結果及び考察

4.1. 液滴変形

ここでは、表 2 に示した計算条件下において異なった三種類の液滴変形モデルを用いた場合の結果の違いを考察する。比較には Anderson らによる 2008 年の実験結果⁽¹⁴⁾を用いる。

図 3 と図 4 にそれぞれの液滴変形モデルを用いた場合の着氷形状を示す。ここで、前縁を原点とし、 x, y 座標は翼弦長で無次元化している。主流の流入速度が低い条件(Condition 1, 図 3)では、各モデルによる着氷形状の違いは見られず、液滴変形の効果は着氷形状に影響を及ぼさないと考えられる。また、いずれのモデルについても実験値と比較して前縁での氷層厚さを正確に捉えられている。また、図中の×で示した着氷限界位置も正確に捉えられているが、実験結果に見られるホーンが再現できていない。これは、氷上における粗さを過小に評価したため、粗さに残って凍る水が後縁側へ流れることで着氷量が減り、ホーンが再現できないと考える。また、格子生成のためのスムージングによる平滑化も

原因として考えられる。他方、図 4 に示す速度が速い条件 (Condition 2)では、液滴変形モデルによって着氷限界位置の違いが見られるが、この差は翼弦長に対して 1.2%程度であり、その影響は小さいと考える。また、表 7 にそれぞれにおける投入液滴量に対する液滴付着量及びスプラッシュ・バウンドする液滴量の割合を示す。どちらの条件においても液滴変形を考慮した場合に液滴付着量がわずかに減少したが、大きな差は見られなかった。

図 5 に収集効率を示す。収集効率とは、単位時間・単位面積当たりの液滴の衝突量であり、着氷シミュレーションにおいて重要なパラメータの一つである。

縦軸に収集効率、横軸に前縁からの距離を示し、正の領域が翼の上側、負の領域が翼の下側を示す。表 7 で示したように液滴の付着量は減少したが、液滴の衝突領域は液滴変形を考慮した場合も一致した。

ここで、Condition 1 における 1 つの液滴に着目し、翼に衝突する直前までの抗力係数の時間変化を図 6 に示す。図 6 より、液滴変形を考慮した場合の抗力係数は変形を考慮しない場合よりも大きくなった。液滴が変形することで球体と仮定した場合よりも抗力係数が大きくなるため、流れ場に追従しにくくなることで翼に衝突しにくくなったと考えられる。

以上から、液滴変形を考慮した場合、液滴が翼に衝突しにくくなることで液滴付着量の減少が期待されたが、その減少はわずかであり、今回の計算条件では液滴変形モデルによる着氷形状への影響は見られなかった。

4.2. 液滴分裂

ここでは、表 2 で示した 2 つの計算条件下において、3.4.2. で示した液滴分裂モデルの有無の結果と、実験結果を比較する。

図 7 に Condition 1 における着氷形状を示す。分裂モデルがある場合と無い場合の着氷形状は一致したが、これはこの条件では、We 数が 13.0 以上にならず液滴分裂が発生しなかったためである。また実験結果と比較して、前縁での氷層厚さと図中の×で示す着氷限界位置をよく捉えられている。実験結果に見られるホーンの

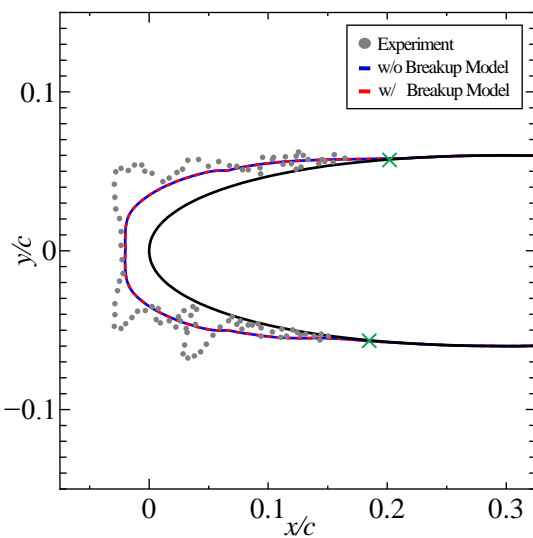


Figure 7 Ice accretion shape at Condition 1 (Breakup)

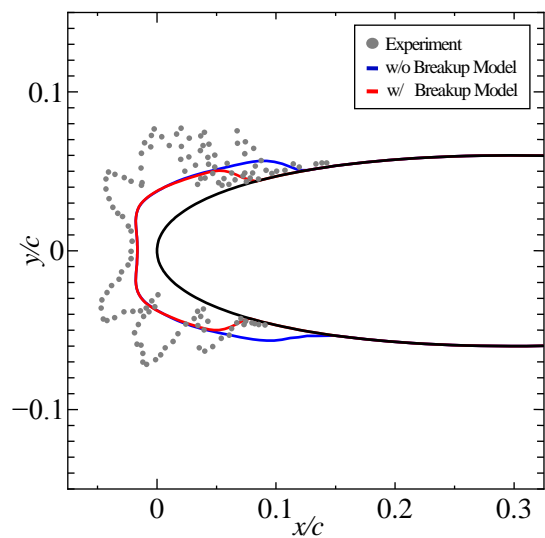


Figure 8 Ice accretion shape at Condition 2 (Breakup)

Table 3 Property of Impingement (Deformation)

| Condition | 1 | | | 2 | | |
|-----------------|----------|-------|---------|----------|-------|---------|
| | Schiller | Clift | Wiegand | Schiller | Clift | Wiegand |
| Adhere Mass [%] | 22.3 | 22.2 | 21.8 | 25.0 | 24.8 | 24.6 |
| Splash [%] | 5.42 | 5.41 | 5.29 | 3.54 | 3.31 | 2.97 |
| Bounce [%] | 5.07 | 5.04 | 5.01 | 3.71 | 3.81 | 3.87 |

再現ができていないのは、前述の通りである。

一方、図 8 に示す速度が遅い条件(Condition 2)では、赤線で示した分裂を考慮した場合の着氷限界位置は、考慮しない場合の青線と比べて翼弦長に対して約 5.0%前縁側へ移動した。この時投入した液滴の約 30.6%で分裂が発生しており、分裂の効果が表れたと考えられる。表 4 に Condition 2 での投入液滴量に対する液滴付着量、スプラッシュ・バウンドする液滴量の割合を示す。液滴分裂を考慮した場合は、スプラッシュする液滴が約 159%、バウンドする液滴が約 179.2%にそれぞれ増加し、その結果液滴付着量が約 2.2%減少した。

図 9 に収集効率を示す。液滴分裂を考慮しない場合に比べて、液滴分裂を考慮した場合は前縁から離れた位置で収集効率が減少している。このことから、分裂の効果によりスプラッシュやバウンドする液滴が増え、前縁から離れた位置には液滴が付着しないため、着氷限界位置が前縁側へ移動したと考えられる。

以上から、主流速度が遅い条件下では液滴分裂は生じなかったが、主流速度が速い条件下では液滴の分裂により衝突特性が変化し、スプラッシュ・バウンドが増加するため着氷限界位置が前縁側へ移動することが分かった。

5. 結論

SLD 着氷条件における、液滴変形と液滴分裂の効果をそれぞれ数値的に調査した。

液滴変形モデルの影響に関して、変形モデルにより抗力係数が増加し液滴が翼に衝突しにくくなると期待されたが、今回の計算条件下では着氷形状に影響を及ぼす程の大きな液滴付着量の減少は見られなかった。

液滴分裂モデルの影響に関して、スプラッシュ・バウンドする液滴が増え、前縁から離れた位置での収集効率が減少したため、着氷限界位置が前縁側へ移動した。

いずれの場合も前縁での氷層厚さと着氷限界位置は捉えられているが、ホーンの再現が出来ていない。これは、2 つ理由が考え

[$\times 10^{-7}$]

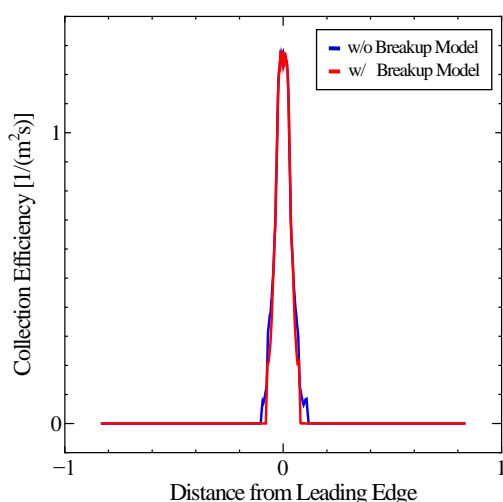


Figure 9 Collection efficiency (Breakup)

Table 4 Property of impingement (Breakup)

| Condition | 2 | |
|-----------------|------|------|
| Breakup Model | OFF | ON |
| Adhere Mass [%] | 25.0 | 22.8 |
| Splash [%] | 3.54 | 5.53 |
| Bounce [%] | 3.71 | 6.65 |

られ、氷上における粗さの過小評価により粗さに残り凍る水が後縁側へ流れてしまうことと、格子生成のためのスムージングによる平滑化による影響と考えられる。

参考文献

- (1) Currie, T. C., Fuleki, Dan., Knezevici, D. C., and MacLeod, J. D., "Altitude Scaling of Ice Accretion," Proc. 5th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, (2013), pp. 1-26.
- (2) Norde, E., and Hospers, J. M., "Splashing Model for Impact of Supercooled Large Droplets on a Thin Liquid Film," Proc. 52nd AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2014), pp. 1-15.
- (3) Kelly, D., Fouladi, H., and Fossati, M., "ASSESSMENT OF ICE ACCRETION EFFECTS ON ROTOR DYNAMICS VIA MULTI-BODY AND CFD APPROACHES," Proc. AHS 70th Annual Forum, (2014), pp. 1-12.
- (4) Villedieu, Ph., Trontin, P., Guffond, D., and Bobo, D., "SLD Lagrangian modeling and capability assessment in the frame of ONERA 3D icing suite, Proc. 4th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, (2012), pp. 1-15.
- (5) Clift, R., Grace, J. R., and Weber, M. E., "Bubbles, Drops and Particles," Academic Press, (1978), pp. 1-380.
- (6) Wiegand, H., "Die Einwirkung eines ebenen Strömungsfeldes auf frei bewegliche Tropfen und ihren Widerstandsbeiwert im Reynoldsbereich von 50 bis 2000," Fortschrittberichte VDI Nr. 120, (1987).
- (7) Schiller, L. and Naumann, Z., "A drag coefficient correlation," VDI Zeitung, 77 (1993), pp. 318-320.
- (8) Wright, W. B., Potapczuk, M. G. and Levinson L.H., "Comparison of LEWICE and GlennICE in SLD Regime," NASA-TM-215174, (2008), pp. 1-24.
- (9) Yee, H. C., "Upwind and symmetric Shock-Capturing Schemes," NASA-TM-89464, (1987), pp. 1-127.
- (10) Fujii, K. and Obayashi, S., "Practical Application of Improved LU-ADI Scheme for the Three-dimensional Navier-Stokes Computations of Transonic Viscous Flows," AIAA Paper, (1987), 25, pp. 369-370.
- (11) Kato, M. and Launder, B. E., "The Modeling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Square Cylinder," Proc. 8th Turbulent Shear Flows Symp., (1993), Paper Np. 10-4, 6 pp. (12) Ozgen, S. and Canibek, M., "Ice Accretion Simulation on Multi-Element Airfoils using Extended Messinger Model," J. Heat Transfer, 45 (2009), pp. 305-322.
- (13) Wright, W. B., Potapczuk, M. G., and Levinson L.H., "Comparison of LEWICE and GlennICE in SLD Regime," NASA-TM-215174, (2008), pp. 1-24.
- (14) Anderson, D. N. and Tsao, J. C., "Ice Shape Scaling for Aircraft in SLD Conditions," NASA-CR-215302, (2008), pp. 1-35.