



## 論文



### 非定常空気力を考慮した着氷雪送電線のギャロッピング解析に関する研究

#### A study of galloping analysis of ice-accreted transmission line considering unsteady aerodynamic forces

岡 新一<sup>\*1</sup>

Shinichi OKA

石原 孟<sup>\*2</sup>

Takeshi ISHIHARA

### SUMMARY

In this study, the effect of unsteady aerodynamic force of ice-accreted transmission line on galloping analysis is investigated. First, unsteady aerodynamic coefficients of ice-accreted single conductor predicted by DES are validated by the wind tunnel test and verified by the galloping analysis based on the measured unsteady aerodynamic coefficients. The galloping analysis for ice-accreted 4-conductor transmission lines are then performed using steady and unsteady aerodynamic coefficients of single conductor, respectively. As a result, hysteresis of unsteady aerodynamic coefficient shows good agreement with the experiment. The mechanism of hysteresis is explained by the difference of pressure distribution on the ice-accreted conductor between positive and negative torsional directions. The galloping analysis using the unsteady aerodynamic forces improves the amplitudes of galloping predicted by the conventional quasi-steady approach.

*key words: Ice-accreted transmission line, unsteady aerodynamic forces, galloping analysis, DES*

#### 1. はじめに

架空送電線は都市を支える重要なインフラストラクチャーであるが、冬季に氷雪が付着することにより送電線に加わる空気力は変化し、空力減衰が負になればギャロッピングと呼ばれる大振幅自励振動が発生することが知られている<sup>1)</sup>。ギャロッピング振動は電氣的地絡事故や碍子・支持物等の損傷の原因となり、時には広範な停電に至ることや損傷物が車に直撃する被害が発生することもある。

したがって、これらの事故を未然に防ぐために、現象の解明、振幅予測および対策法の確立が必要不可欠である<sup>2)</sup>。

ギャロッピング現象の評価方法については多くの既往の研究がある<sup>3)4)</sup>。着氷雪による送電線のギャロッピング事故が起こったときや設計を行うときには、まず風予測を行い、着氷雪送電線の空気力特性を求め、最後に風応答解析を実施している<sup>2)</sup>。風応答解析の入力条件には、着

\* 1 NUMEC ジャパン株式会社 E-mail: shinichi.oka@numeca.com  
NUMECA Japan Co., Ltd.

\* 2 東京大学大学院工学系研究科 社会基盤学専攻 教授 E-mail: ishihara@bridge.t.u-tokyo.ac.jp  
Professor, Department of Civil Engineering, School of Engineering, The University of Tokyo  
(原稿受理年月日: 2019年6月3日, 採用決定年月日: 2020年12月17日)

氷雪送電線の空気力データが必要であり、風洞実験や数値流体解析等で求めた定常空気力から相対風速および相対迎え角を考慮した準定常理論により空気力を定式化する方法が一般的に用いられている<sup>4)</sup>。しかし、4 導体送電線などの大振幅振動においては準定常理論により空気力を厳密に表現できない問題が指摘されている<sup>5)</sup>。松宮と西原は 4 導体着氷雪送電線のギャロッピング解析を、素导体毎にねじれ速度に伴って発生する空気力の影響を考慮したモデルを提案し、従来モデルに比べ予測精度を改善した<sup>6)</sup>。しかし、実験結果と比較してねじれ振幅平均が  $30^\circ$  を越える辺りで水平方向およびねじれ方向の 4 導体着氷雪送電線の振幅を過大評価しており、その要因として非定常空気力の影響の可能性を示唆している<sup>6)</sup>。清水らは、単导体及び 4 導体着氷雪送電線について、強制加振実験により非定常空気力を求め、非定常空気力は迎え角の増加時と減少時との間の同一迎え角に対する空気力係数の差(ヒステリシス)として現れることを示した<sup>7)</sup>。しかし、非定常空気力特性がギャロッピング振動に与える影響については明らかにされていない。

風洞実験の代わりに、数値流体解析により空気力係数を求めている既往の研究もある。岡と石原<sup>8)</sup>は LES モデルを用いてスパン長  $L=10D$  でモデル化することにより乱流の 3 次元性を捉え、着氷雪送電線の定常空気力係数を精度良く予測した。しかし、強制振動のような非定常計算には膨大な計算量が必要であり、スパン長  $L=10D$  でモデル化することは実用的な観点から難しい。導体が振動している場合はスパン方向の乱流 3 次元性は弱くなると考えられるため、スパン長を短くすることが可能である。また、DES は壁面近傍の境界層を RANS で解き、壁から剥離した流れは LES による乱流モデルであることから、乱流の 3 次元性が弱い場合に適用が可能と考えられる。

以上のことを踏まえ、まず、本研究で参照した強制加振実験<sup>7)</sup>およびギャロッピング振動試験<sup>9)</sup>の概要を説明する。次に、本研究で用いた数値解析モデルについて述べ、強制加振時の素导体着氷雪送電線を短いスパン長でモデル化し、DES を用いて非定常空気力を再現する。また、导体周りの圧力分布からねじれ角速度の方向が非定常空気力特性に与える影響を調べ、失速領域付近のヒステリシス発生メカニズムを明らかにする。更に、ギャロッピング解析に用いるための非定常空気力係数テーブルを提案し、任意のねじれ角度とねじれ角速度から非定常空気力係数を求めるための内挿方法を示す。最後に、本解析手法を先端丸型导体および松宮と西原の着氷雪导体モ

デル<sup>9)</sup>に適用し、非定常空気力を考慮したギャロッピング解析の結果を風洞実験および準定常理論による結果と比較し、非定常空気力の影響を明らかにする。

## 2. 風洞実験の概要

準定常理論に基づく着氷雪导体のギャロッピング解析では、相対迎え角に対する导体の定常空気力係数を入力データとして用いる<sup>9)</sup>。一方、本提案による非定常空気力を考慮したギャロッピング解析では、素导体の強制加振実験や解析による非定常空気力係数を求め、それらを入力データとして用いる。

本研究では、強制加振による非定常空気力係数を数値流体解析により求め、精度検証のために清水ら<sup>7)</sup>の強制加振実験の結果を用いた。更に、数値流体解析により求めた非定常空気力係数を用いて、非定常空気力を考慮したギャロッピング解析を行い、その精度検証のため松宮と西原のギャロッピング振動試験<sup>9)</sup>の結果と比較した。

### 2. 1 強制加振実験の概要

清水ら<sup>7)</sup>は着氷雪送電線导体の非定常空気力を強制加振実験により求めた。試験体の外観を図 1 に示す。図に示す通り、試験体の両端には端板が取り付けられ、端板中心を回転中心として、試験体を导体軸方向回りに回転加振すると同時に空気力係数を測定する。导体部に取り付けられた模擬着氷雪の导体形状を図 2 に示す。図に示す通り、着氷雪形状は、先端丸型、导体径 30 mm、着氷雪高さは 30 mm である。非定常空気力の測定は、迎え角  $0^\circ$  を初期条件として、振幅  $\pm 5^\circ$ ,  $\pm 10^\circ$ ,  $\pm 20^\circ$ ,  $\pm 30^\circ$ ,  $\pm 40^\circ$  および  $\pm 55^\circ$  の 6 ケースについて試験体を振動数 0.3Hz で加振し、抗力  $D_F$ 、揚力  $L_F$  および空力モーメント  $M_F$  の時刻歴をロードセルにより計測した。

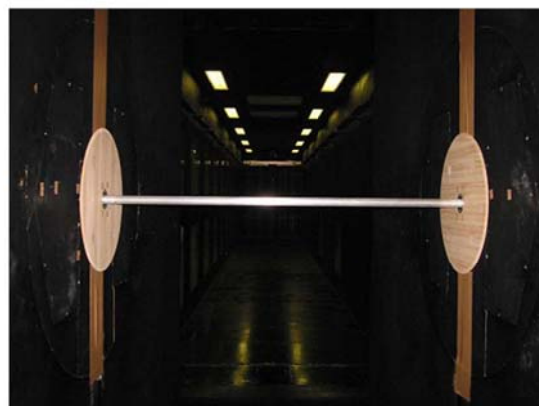


図 1 試験体の外観図<sup>7)</sup>

Fig. 1 View of the test model<sup>7)</sup>

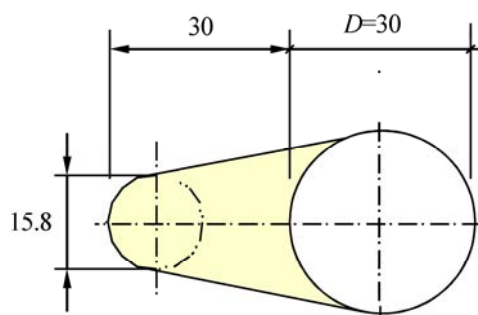


図2 先端丸型導体形状<sup>7)</sup>

Fig. 2 Geometry of the tip rounded shape conductor<sup>7)</sup>

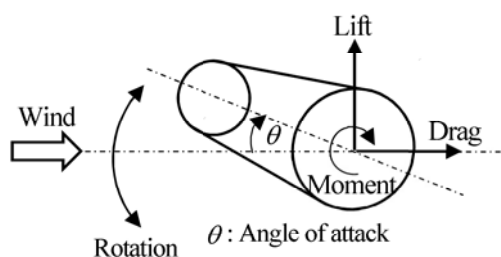


図3 先端丸型導体の空気力係数の正方向の定義<sup>7)</sup>

Fig. 3 Definition of positive direction of aerodynamic coefficients for the tip rounded shape conductor<sup>7)</sup>

図3に先端丸型導体の空気力係数の正方向の定義を示す。迎え角については、導体の前面が風に対して垂直になる状態を迎え角 $0^\circ$ と定義する。図において抗力係数 $C_D$ 、揚力係数 $C_L$ 、モーメント係数 $C_M$ は式(1)のように定義する<sup>7)</sup>。

$$C_D = \frac{D_F}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l}, \quad C_L = \frac{L_F}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l}, \quad C_M = \frac{M_F}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l B_l} \quad (1)$$

ここで、 $\rho$ は:空気密度[kg/m<sup>3</sup>],  $U$ は流入風速[m/s],  $A_l$ は代表見付幅(=導体径 $D$ ) [m],  $B_l$ は代表径(= $D$ ) [m],  $l$ は模型スパン長[m]である。

清水ら<sup>7)</sup>は、風洞実験の結果により、加振振幅 $\pm 20^\circ$ のケースで現れたヒステリシスが加振振幅 $\pm 30^\circ$ 以上のケースで顕著になり、加振振幅が大きくなるほど、非定常性が強くなることを明らかにされている。

## 2. 2 ギャロッピング振動試験の概要

松宮と西原<sup>6)</sup>のギャロッピング振動試験に用いた部分模型の模式図を図4に示す。松宮と西原<sup>6)</sup>は、剛性の低い弾性ひもを用いて4導体送電線実寸部分模型の弾性支持

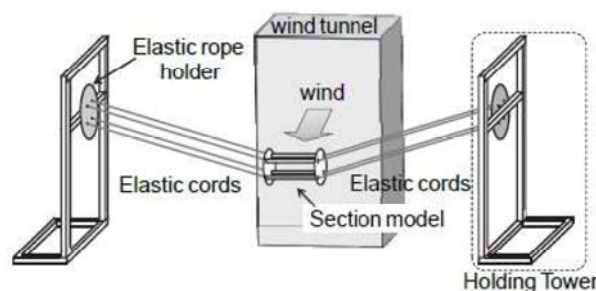


図4 部分模型の模式図<sup>6)</sup>

Fig. 4 Schematic view of the test equipment<sup>6)</sup>

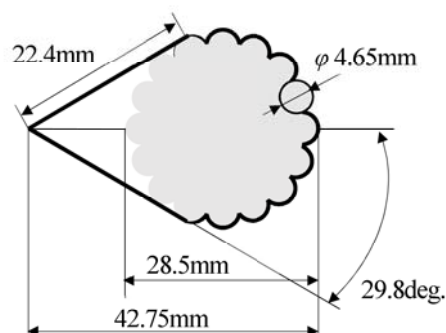


図5 先端三角型導体形状<sup>6)</sup>

Fig. 5 Geometry of the tip triangular shape conductor<sup>6)</sup>

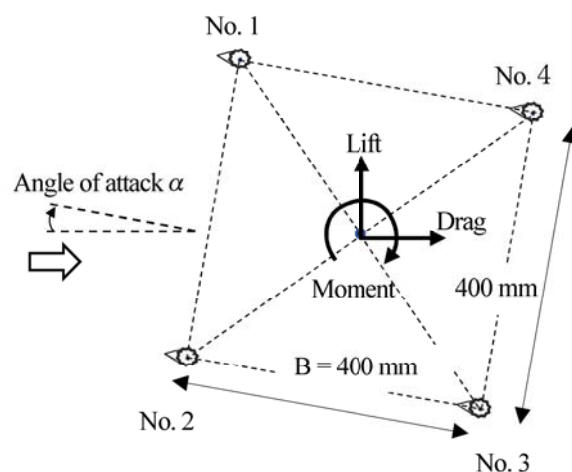


図6 着氷雪4導体の空気力係数の正方向の定義<sup>6)</sup>

Fig. 6 Definition of positive direction of aerodynamic coefficients for the ice-accreted 4-bundled conductor<sup>6)</sup>

方法を考案し、鉛直・水平・ねじれの3方向に対して大振幅・低振動数の振動を再現した。また、素導体毎の相対迎え角・相対風速を定式化して素導体毎の空気力を算出することで、ねじれ速度に伴って発生する準定常空気力



を導出し、その効果を明らかにした<sup>6)</sup>。図5に先端三角型導体形状、図6に着氷雪4導体の空気力係数の正方向の定義をそれぞれ示す。抗力係数 $C_D$ 、揚力係数 $C_L$ 、モーメント係数 $C_M$ の定義は、素導体については式(1)と同じである。また、図6に示される4導体送電線の空気力係数については、代表見付幅 $A_l$ および代表径 $B_l$ は、導体直径 $D$ および導体間隔 $B$  ( $=400\text{mm}$ ) を用いて、以下のように定義する<sup>9)</sup>。

$$A_l = 4D, \quad B_l = B \quad (2)$$

風洞実験で用いた構造パラメータの詳細については参考文献6を参照されたい。

### 3. 数値解析モデル

本章では、数値解析モデルについて述べ、数値流体解析と風洞実験から得られた非定常空気力係数を比較し、数値流体解析の精度検証を行う。

#### 3.1 流体解析モデル

本研究では、空間的なフィルタリング操作を施した非圧縮性ナビエ・ストークスの式を用いる。乱流モデルはDESを用い、壁面近傍についてはRANS (Realizable k- $\epsilon$ ) で解き、剥離領域ではLESを適用する<sup>9)</sup>。LESは格子サイズ以下の小さな渦はモデル化し、大規模渦については直接計算を行うため、乱流現象の非定常性を捉えることができる。式(3)および式(4)にLESの支配方程式を示す。本式は、非定常項を含むナビエ・ストークスの式に対しモデル空間 (物理的空間) においてフィルターをかけることで得られる。

$$\frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4)$$

ここで、 $\tilde{u}_j$ ,  $\tilde{p}$ はフィルター平均化された速度と圧力を表し、 $\rho$ は流体の密度、 $\mu$ は流体の粘性係数を表す。また、 $\tau_{ij}$ は式(5)で定義されるサブグリッドスケールのレイノルズ応力である。

$$\tau_{ij} \equiv \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (5)$$

サブグリッドスケールのレイノルズ応力は未知量であるため、式(6)に示す渦粘性モデルを用いて表す。

$$\tau_{ij} = -2\mu_t \tilde{S}_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (6)$$

ここで、 $\mu_t$ はサブグリッドスケールの乱流粘性係数、 $\tilde{S}_{ij}$ はひずみ速度テンソルであり、式(7)で定義される。

$$\tilde{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

サブグリッドスケールの乱流粘性係数 $\mu_t$ についてはSmagorinskyモデル<sup>10)</sup>を用いる。Smagorinskyモデルでは、渦粘性係数は式(8)でモデル化される。

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\tilde{S}| = \rho L_s^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \quad (8)$$

$L_s$ はサブグリッドスケールでの混合長さであり、式(9)を用いて計算する。

$$L_s = \min(\kappa \delta, C_s V^{1/3}) \quad (9)$$

ここで、 $\kappa$ はカルマン定数0.42、 $\delta_i$ は格子の中心から最も近い壁面までの距離、 $V$ は計算格子の体積を表し、 $C_s$ はSmagorinsky定数で0.032を用いた<sup>10)</sup>。

強制加振のように導体が動いているとき乱流の3次元性は弱まるため、スパン長を短くしDESを適用することが可能であると考えられる。導体表面の境界条件は、壁面のせん断応力として与える。壁面第一格子は、粘性低層に入っている場合には、壁面せん断応力は式(10)で示す層流の応力とひずみの関係から求める。

$$\frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (10)$$

壁面第一格子は粘性低層に入るように格子分割し迎え角 $0^\circ$ での試計算により確認しているが、壁面第一格子が粘性低層の外側になった場合には、式(11)の対数則を採用する。

$$\frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln E \left( \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \right) \quad (11)$$

ここで、 $\tilde{u}$ は壁面に平行な速度成分、 $u_\tau$ は摩擦速度、 $y$ は壁面からの距離、 $\kappa$ はカルマン定数を表し、定数 $E$ は9.8である。

本解析はコロケート格子に基づく有限体積法を用いた。支配方程式の離散化は対流項に2次精度中心差分、非定常項には2次精度陰解法をそれぞれ用い、離散化した方程式の数値解法には半陰解法のSIMPLE法を適用した<sup>12)</sup>。

着氷雪送電線導体の強制加振については、導体を含む回転領域とその外側の固定領域に別け、回転領域の格子をスライドさせ、領域の界面（インターフェース）を介し運動量の補間を行う<sup>12)</sup>。本流体解析にはAnsys Fluent ver. 15.0を使用した<sup>9)</sup>。

### 3.2 解析条件

本研究では、先端丸型導体<sup>7)</sup>および先端三角型導体<sup>6)</sup>それぞれの導体モデルについて、強制加振による流体解析を

行う。流体解析で用いる導体周りのメッシュをそれぞれ図7および図8に示す。また、数値流体解析における主なパラメータを表1に示す。計算領域は、いずれも導体を中心として流れ方向と直角の方向に $60D$ 、流れ方向に $120D$ とし、導体中心から風上側に $30D$ 、風下側には $90D$ の計算領域をとる。風の入口側は一様流を与え、出口側は自由流出とし、側面および上下面境界は対称境界条件を用いる。時間刻み幅は、無次元時間刻み幅 $\Delta t^*$ が $0.01$ となるように設定した。

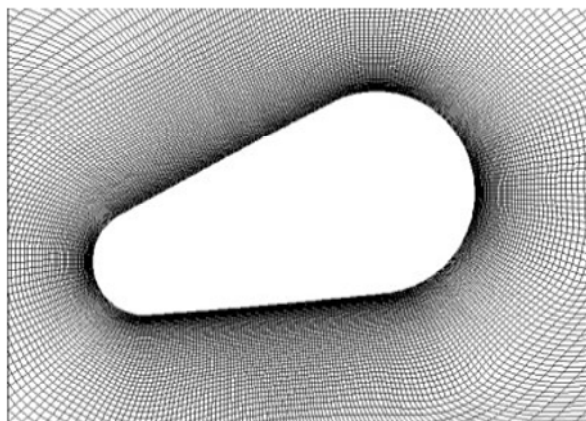


図7 先端丸型導体周りのメッシュ  
Fig. 7 Mesh around the tip rounded shape conductor

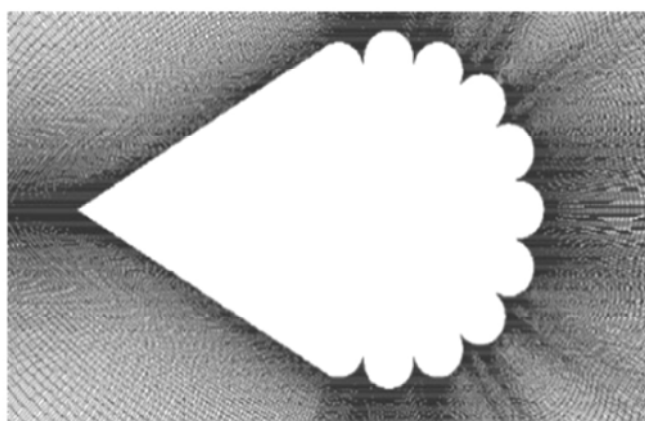


図8 先端三角型導体周りのメッシュ  
Fig. 8 Mesh around the tip triangular shape conductor

表1 数値流体解析における主なパラメータ  
Table 1 Main parameters for numerical simulations

| 導体の種類                                 |                             | 先端丸型導体形状                                        | 先端三角型導体形状                                               |
|---------------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|
| 導体径                                   | $D$ (mm)                    | 19                                              | 28.5                                                    |
| 代表径                                   | $B_l$ (mm)                  | $D$                                             | $D$                                                     |
| 着氷雪高さ                                 | $H$ (mm)                    | $1D$                                            | $0.5D$                                                  |
| 計算領域                                  |                             | $60D \times 120D$                               | $60D \times 120D$                                       |
| スパン長                                  | $l$ (mm)                    | $1D$                                            | $1D$                                                    |
| 総格子数                                  |                             | 465150                                          | 950000                                                  |
| スパン方向格子サイズ                            |                             | $0.1D$                                          | $0.1D$                                                  |
| 無次元時間刻み幅 $\Delta t^* = U\Delta t / D$ |                             | 0.01                                            | 0.01                                                    |
| 振幅(振動中心 $0^\circ$ )                   | $A$ ( $^\circ$ )            | $\pm 5, \pm 10, \pm 20, \pm 30, \pm 40, \pm 55$ | $\pm 5, \pm 10, \pm 20, \pm 30, \pm 40, \pm 50, \pm 60$ |
| 振動周波数                                 | $f$ (Hz)                    | 0.3                                             | 0.4                                                     |
| 流入風速                                  | $U$ (m/s)                   | 10                                              | 10.2                                                    |
| 空気密度                                  | $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> ) | 1.225                                           | 1.225                                                   |
| 粘性係数                                  | $\mu$ (kg/ms)               | $1.789 \times 10^5$                             | $1.789 \times 10^5$                                     |
| レイノルズ数                                | $Re (= \rho UD / \mu)$      | 13007                                           | 19995                                                   |

導体の強制加振については、初期条件を迎え角  $0^\circ$  とし、両振幅  $A$  で連続的に加振する。振動周波数は、先端丸型導体は風洞実験<sup>7)</sup>と同じ  $0.3\text{Hz}$ 、先端三角型導体は、固有振動数に近い  $0.4\text{Hz}$  とする<sup>9)</sup>。時刻歴  $t$  における角度は  $A\sin\omega t$ 、角速度は  $A\omega\cos\omega t$  である。ここで、 $A$  は表 1 に示す振幅 (deg)、 $\omega$  は角周波数 ( $=2\pi f$ ) である。計算は 2 周期分行い、最初の 1 周期のデータを除いた。

### 3.3 流体解析の結果

準定常理論に基づくギャロッピング解析では定常空気力係数を用いるが、本研究で提案する非定常空気力を考慮したギャロッピング解析でも同様に、予め素導体の強制加振解析により非定常空気力係数を計算し、それらを入力データとしてギャロッピング解析に適用する。

数値解析による非定常空気力係数の精度を検証するため、ここでは清水ら<sup>7)</sup>の素導体着氷雪送電線（先端丸型導体）の強制加振実験を数値解析により再現し、求めた非定常空気力係数を風洞実験の結果と比較する。表 1 に示す通り、解析ケースは  $\pm 5^\circ \sim \pm 55^\circ$  の 6 ケースであるが、ギャロッピングのねじれ発振角度は概ね  $0^\circ \sim 30^\circ$  であることから、ここでは加振振幅  $\pm 10^\circ$  および  $\pm 30^\circ$  の結果のみを示す。

図 9 および図 10 に加振振幅  $\pm 10^\circ$  および  $\pm 30^\circ$  のケースについて、それぞれ解析により予測した非定常空気力係数を風洞実験の結果と併せて示す。凡例の Exp. (steady) は風洞実験により測定した定常空気力係数、Exp. (unsteady) は風洞実験により測定した非定常空気力係数、Cal. (unsteady) は流体解析により予測した非定常空気力係数をそれぞれ示す。図に示す通り、加振振幅  $\pm 10^\circ$  については、 $C_D$  の解析結果は概ね一致している。 $C_L$  についてはねじれ角度の絶対値が大きくなるにつれて剥離の遅れによると思われるずれが僅かに観られるものの、概ね一致している。 $C_M$  については、風洞実験による準定常空気力と強制加振による非定常空気力の値はほぼ一致しており、非定常性は小さいことがわかる。

加振振幅  $\pm 30^\circ$  については、 $C_D$  の解析結果は概ね実験を再現している。 $C_L$  については  $10^\circ$  から  $20^\circ$  辺りの行き違いの膨らみはやや過小評価しているものの、行き違いによるヒステリシスを再現しており、風洞実験で観られるようにピーク付近はなだらかな曲線を描いている。両端の角速度の遅い領域については、 $C_L$  の絶対値は過小評価されており、実験値とのずれが現れているが、スパン長  $L=1D$  でモデル化したため、乱流の 3 次元性を十分に捉え

られていない可能性が考えられる。 $C_M$  についても同様に行き違いはやや過小評価しているが、失速領域付近のヒステリシスは現れている。 $C_L$  及び  $C_M$  のピークはややずれているが DES を用いたことによりやや剥離点がねじれ角度の絶対値の大きい側にずれたためと考えられる。

先端三角型導体については比較する風洞実験データが無いが、空気力の非定常性や行き違いの特性を調べるため強制加振による流体解析を行い、先端丸型導体の結果と傾向を比較する。表 1 に示す通り、解析ケースは  $\pm 5^\circ \sim \pm 60^\circ$  の 7 ケースであるが、ギャロッピングのねじれ発振角度は概ね  $10^\circ \sim 40^\circ$  であることから、ここでは加振振幅  $\pm 20^\circ$  および  $\pm 40^\circ$  の結果について述べる。

図 11 に振幅  $\pm 20^\circ$  における先端三角型導体における強制加振解析による非定常空気力係数と定常空気力係数の比較を示す。ここで、Exp. (steady) は風洞実験により測定した定常空気力係数、Cal. (unsteady) は流体解析により予測した非定常空気力係数を示す。振幅  $\pm 20^\circ$  の場合、行き違いによる差異がほとんど観られず、この範囲での非定常性は小さいことが分かる。 $C_L$  および  $C_M$  については定常に近い値を得た。 $C_D$  については定常の結果と比較して過小評価しているが、理由は解析と実験の両面から考えられ、今後調べる予定である。

図 12 に振幅  $\pm 40^\circ$  における着氷雪導体における強制加振解析による非定常空気力係数と定常空気力係数の比較を示す。振幅  $\pm 40^\circ$  になると、 $C_L$  および  $C_M$  の絶対値が  $10^\circ$  付近から  $35^\circ$  付近の間で行き違いによるヒステリシスが現れ、特に  $20^\circ$  から  $30^\circ$  付近の失速領域で大きく膨らみ非定常性が顕著であることがわかる。また、定常空気力に観られる  $20^\circ$  付近の鋭角のピークは鈍り滑らかな曲線を描いていることが示された。これらの結果は、清水ら<sup>7)</sup>の強制加振実験の結果と比べると、失速角の違いからピーク角度は異なるものの、振幅の大きいケースでヒステリシスがいずれも大きくなる傾向を示した。

上記の通り、いずれの導体形状においても強制加振振幅の大きいケースで  $C_L$  と  $C_M$  の行き違いによりヒステリシスが発生している。そこで、ヒステリシス発生メカニズムを圧力分布により調べる。

図 13 にねじれ角度  $20^\circ$  における先端丸型導体周りの圧力分布を示す。図に示す通り、導体が時計回りの方向に回転しているとき導体上面に渦が発生し、一方、導体が反時計回りの方向に回転しているときは渦が抑えられていることが圧力分布から示された。



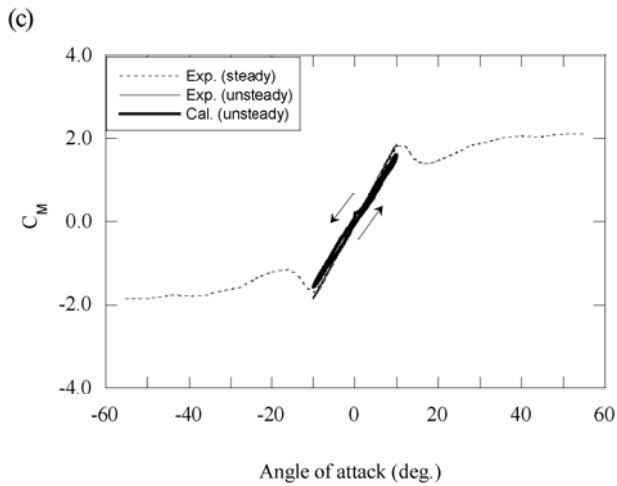
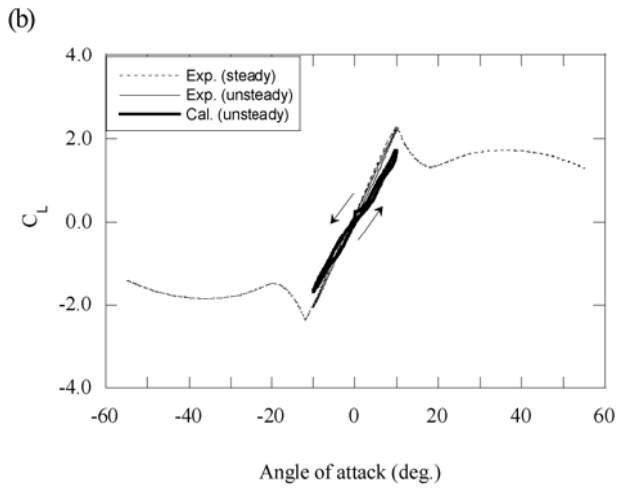
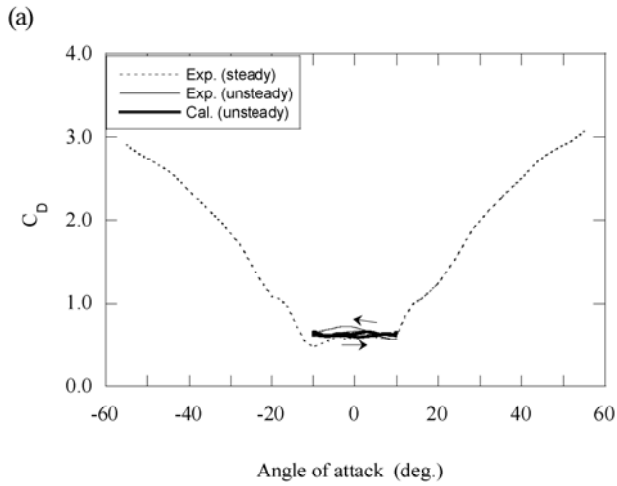


図9 先端丸型導体における強制加振による非定常空気力係数（振幅 $\pm 10^\circ$ ）と定常空気力の比較: (a) 抗力係数, (b) 揚力係数, (c) モーメント係数

Fig. 9 Comparison of unsteady and quasi-steady aerodynamic coefficients of the tip rounded shape conductor (amplitude  $\pm 10^\circ$ ): (a) drag coefficient, (b) lift coefficient and (c) moment coefficient.

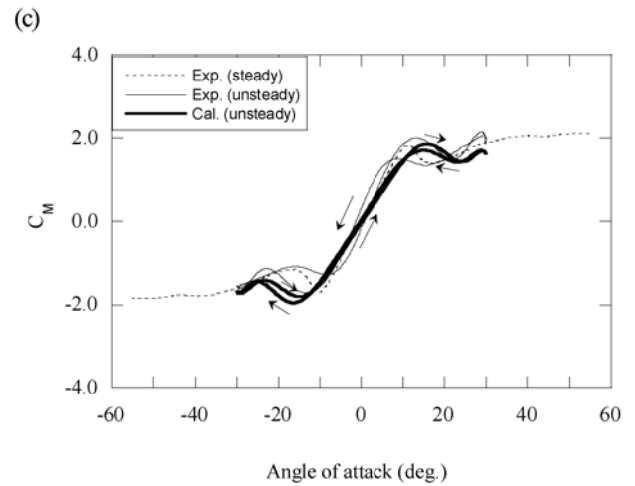
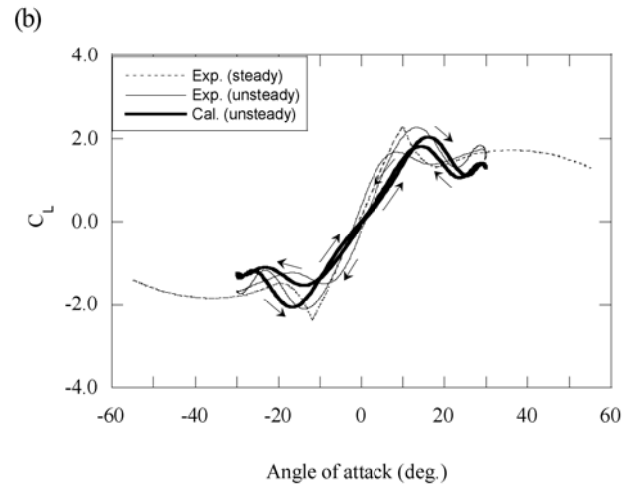
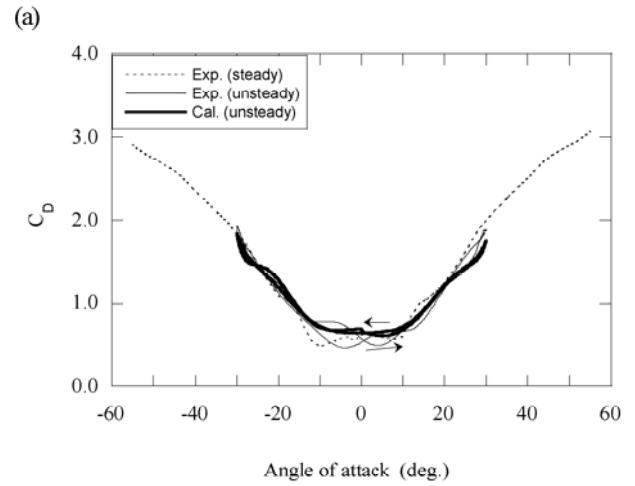


図10 先端丸型導体における強制加振による非定常空気力係数（振幅 $\pm 30^\circ$ ）と定常空気力の比較: (a) 抗力係数, (b) 揚力係数, (c) モーメント係数

Fig. 10 Comparison of unsteady and quasi-steady aerodynamic coefficients of the tip rounded shape conductor (amplitude  $\pm 30^\circ$ ): (a) drag coefficient, (b) lift coefficient and (c) moment coefficient.

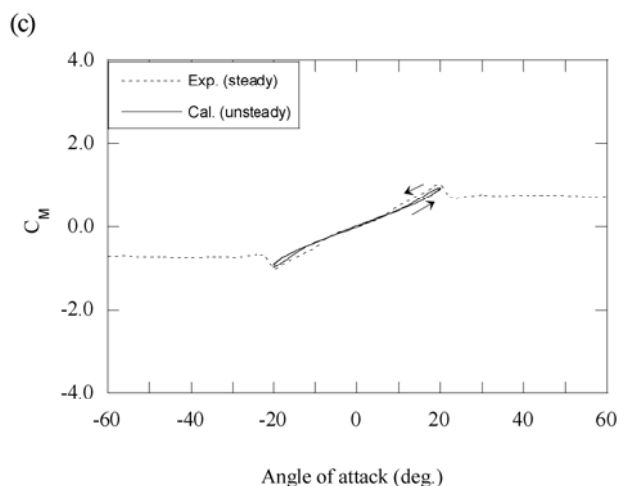
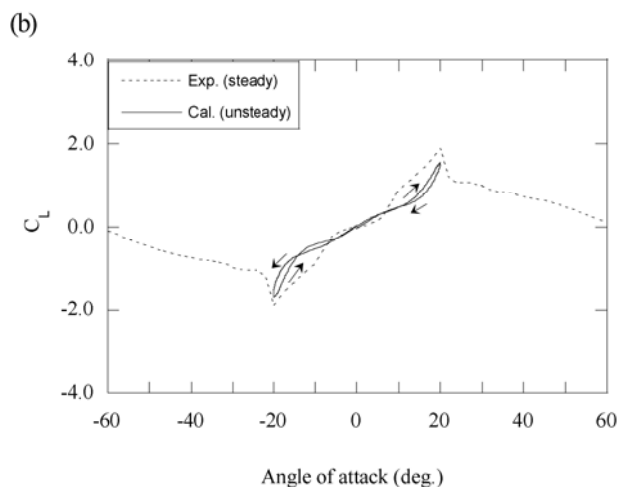
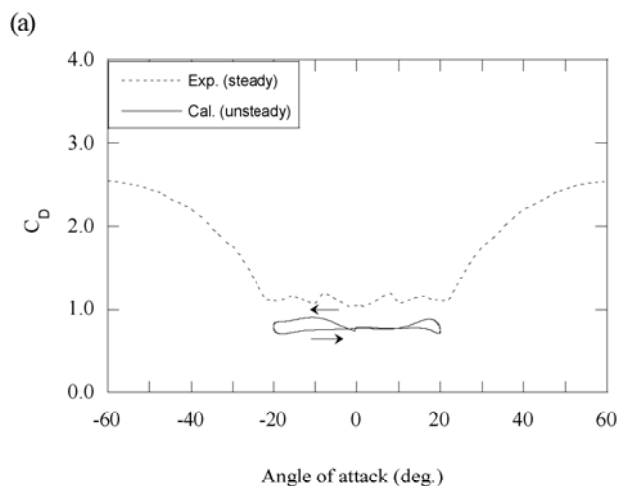


図 11 先端三角型導体形状における強制加振による非定常空気力係数 (振幅 $\pm 20^\circ$ ) と定常空気力の比較: (a) 抗力係数 (b) 揚力係数, (c) モーメント係数

Fig. 11 Comparison of unsteady and quasi-steady aerodynamic coefficients of the tip triangular shape conductor (amplitude  $\pm 20^\circ$ ): (a) drag coefficient, (b) lift coefficient and (c) moment coefficient.

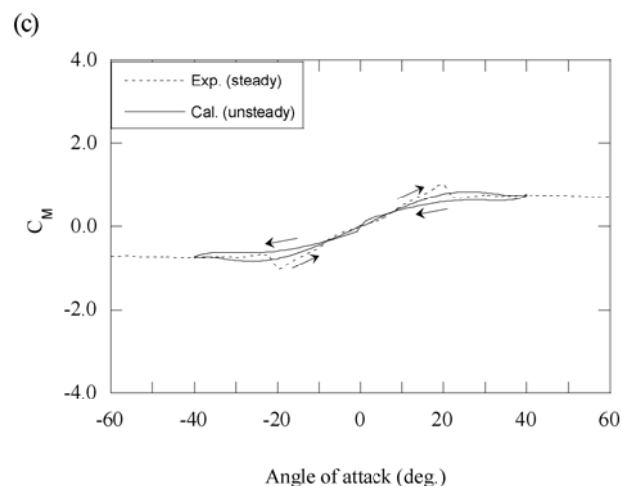
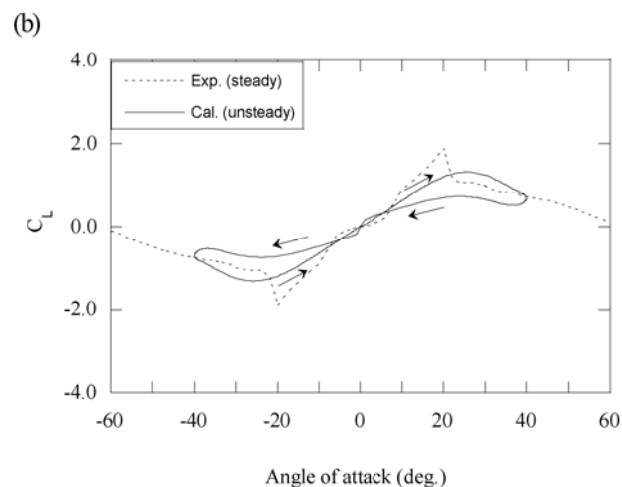
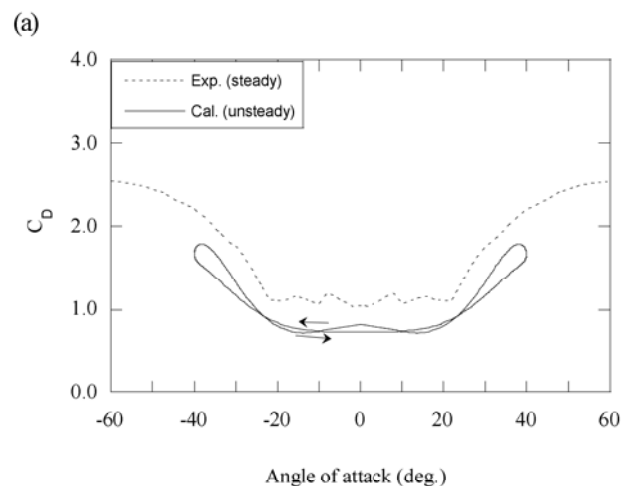


図 12 先端三角型導体形状における強制加振による非定常空気力係数 (振幅 $\pm 40^\circ$ ) と定常空気力の比較: (a) 抗力係数 (b) 揚力係数, (c) モーメント係数

Fig. 12 Comparison of unsteady and quasi-steady aerodynamic coefficients of the the tip triangular shape conductor (amplitude  $\pm 40^\circ$ ): (a) drag coefficient, (b) lift coefficient and (c) moment coefficient.



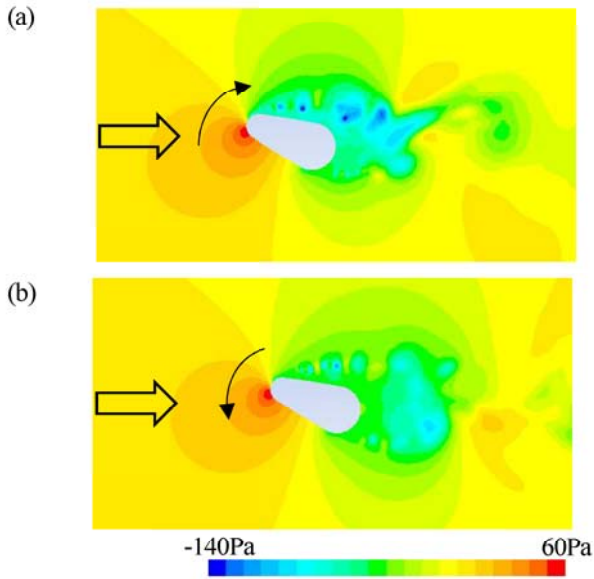


図 13 先端丸型導体における導体周りの圧力分布 (20°)  
(a) 導体が時計回りの方向に回転しているとき, (b) 導体が反時計回りの方向に回転しているとき

Fig. 13 Pressure distribution around the conductor of the tip rounded shape conductor (at 20°) (a) the conductor is rotating in the clockwise direction, (b) the conductor is rotating in the counterclockwise direction

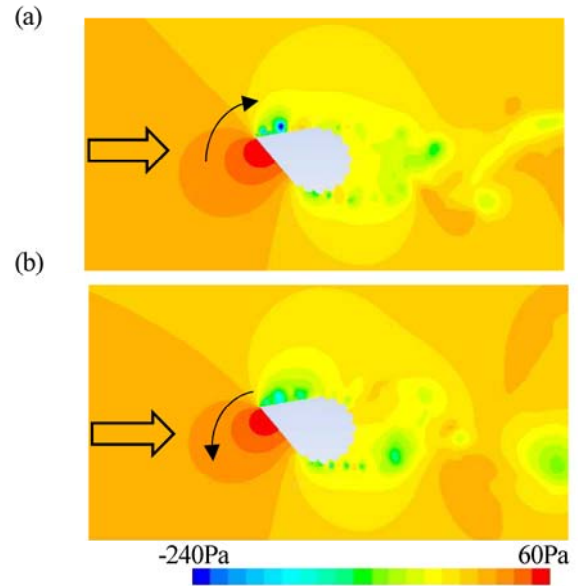


図 14 先端三角型導体における導体周りの圧力分布 (20°)  
(a) 導体が時計回りの方向に回転しているとき, (b) 導体が反時計回りの方向に回転しているとき

Fig. 14 Pressure distribution around the tip triangular shape conductor (at 20°) (a) the conductor is rotating in the clockwise direction, (b) the conductor is rotating in the counterclockwise direction

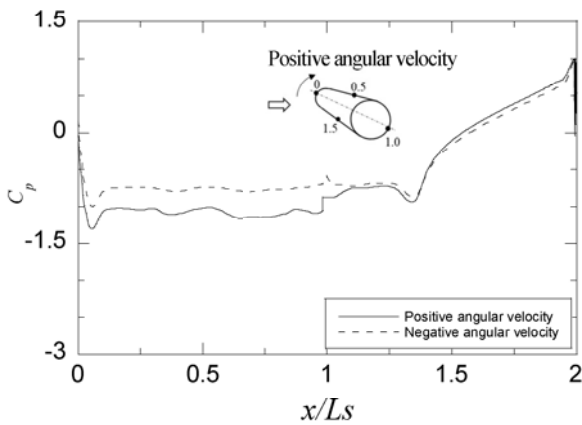


図 15 先端丸型導体周りの圧力係数(導体角度 20°)  
Fig. 15 Pressure coefficients around the tip rounded shape conductor (angle of attach at 20°)

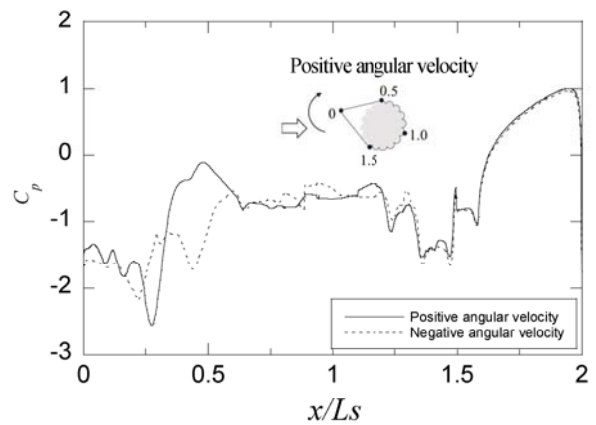


図 16 先端三角型導体周りの圧力係数(導体角度 20°)  
Fig. 16 Pressure coefficients around the tip triangular shape conductor (angle of attach at 20°)

図 14 にねじれ角度 20° における先端三角型導体周りの圧力分布を示す。図に示す通り、先端三角型導体についても、導体が時計回りの方向に回転しているとき導体上面に強い渦が発生し、導体が反時計回りの方向に回転しているときは渦が抑えられており、先端丸型導体の場合と同様であることがわかる。

圧力係数については、導体周り表面の  $i$  番目の格

子における圧力係数  $C_{pi}$  の定義を式 (12) に示す。

$$C_{pi} = \frac{p_i - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (12)$$

ここで、 $p_{ref}$  は基準圧力であり、流入境界左下隅のスパン方向中心点の圧力値を用いた。 $\rho$  は空気密度、 $U$  は基準風速であり流入風速  $U$  を用いる。

図 15 に先端丸型導体におけるねじれ角度  $20^\circ$  付近での導体周りの圧力係数を示す。横軸の  $x/L_s$  は導体断面周りの位置（無次元）を表す。 $L_s$  は導体断面周りの先端から導体後端までの半周分の長さを示し、 $x$  は先端からの時計周りの任意の点迄の長さを表す。図に示す通り、導体が時計回りの方向に回転する場合、前縁付近に強い負圧領域が存在し、一方、ねじれ速度が反時計回りの方向に回転する場合、導体壁面の負圧分布は弱くなっていることがわかった。

図 16 に先端三角型導体におけるねじれ角度  $20^\circ$  付近での導体周りの圧力係数を示す。ここで、捻線部分の凹凸がある箇所における導体断面周りの位置については、 $x/L_s = 0.5 \sim 1.5$  となるように規格化した。ねじれ速度が時計回りに回転する場合、前縁付近 ( $x/L_s = 0.25 \sim 0.3$ ) に強い負圧が存在している。一方、ねじれ速度が反時計回りの方向に回転する場合、導体壁面の負圧は弱くなっており、先端丸型導体の場合と同様の傾向を示していることがわかる。

これらのことから、導体が迎え風に対して反時計まわりのとき渦の発生が抑えられ、揚力係数が弱くなることが行き違いによる  $C_L$  と  $C_M$  のヒステリシスの発生原因である。

### 3. 4 非定常空気力係数のモデル化

非定常空気力は、ねじれ角度  $\theta$  とねじれ角速度  $\dot{\theta}$  の関数で表される。本節では、ギャロッピング解析の入力データとなる素導体の非定常空気力係数のモデル化を清水らの風洞実験の結果を用いて示す<sup>7)</sup>。清水らの風洞実験では、上記の通り加振振幅  $\pm 5^\circ$  から  $\pm 55^\circ$  迄の 6 ケースについて非定常空気力係数を実験により求めた<sup>7)</sup>。時間  $t$  に対するねじれ角度  $\theta$  およびねじれ角速度  $\dot{\theta}$  は式 (13) の通り表される。

$$\theta = A \sin 2\pi ft, \quad \dot{\theta} = 2\pi f A \cos 2\pi ft \quad (13)$$

ここで、 $A$  は振幅、 $f$  は振動数で  $0.3\text{Hz}$  である。時間  $t$  は  $0.01\text{sec}$  で刻み、1 周期のデータ点数は 333 個である。

図 17 に非定常空気力係数のコンターを示す。図に示す通り、各データ点は、 $(\theta, \dot{\theta}) = (0, 0)$  を中心として円を描く。したがって、内挿を容易にするため、 $\theta$  と  $\dot{\theta}$  を式(14) および式 (15) に示す通りそれぞれ  $10, 10\omega$  で無次元化し、 $r$ - $\phi$  の円筒座標系 ( $r=0 \sim 5.5, \phi=0^\circ \sim 360^\circ$ ) に変換し、 $r$ 、 $\phi$  に対する非定常空気力係数 ( $C_D, C_L, C_M$ ) のテーブルを作成する。ここで、 $\omega$  は角周波数 ( $=2\pi f$ ) である。した

角速度  $\pm 10\text{deg/s}$  未満の範囲は定常空気力係数の値(実験値)を使用

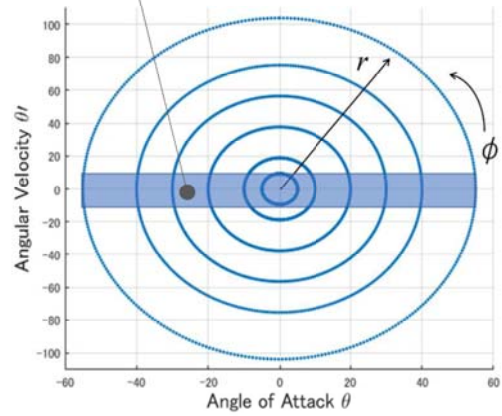


図 17 非定常空気力係数のコンター

Fig. 17 Contour of unsteady aerodynamic coefficients

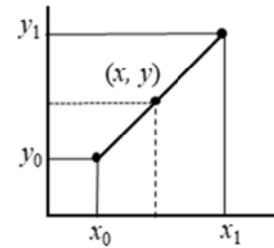


図 18 線形補間の記号説明

Fig. 18 Schematic description of linear interpolation

$$r = \sqrt{\left(\frac{\theta}{10}\right)^2 + \left(\frac{\dot{\theta}}{10\omega}\right)^2} \quad (14)$$

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{\dot{\theta}}{\theta\omega}\right) \quad (15)$$

がって、任意の  $\theta$  と  $\dot{\theta}$  における非定常空気力係数は、式(13)～式 (15) を用いて  $r, \phi$  を算出し、式(16)に示す線形補間を使って  $r$  方向と  $\phi$  方向の内挿により求める。

$$y = y_0 + \frac{(y_1 - y_0)(x - x_0)}{x_1 - x_0} \quad (16)$$

ここで、 $y$  は内挿により求める非定常空気力係数 ( $C_D, C_L, C_M$ )、 $x$  は  $r$  もしくは  $\phi$  である。添え字 0 および 1 は、図 18 に示す通り近傍の点を表す。

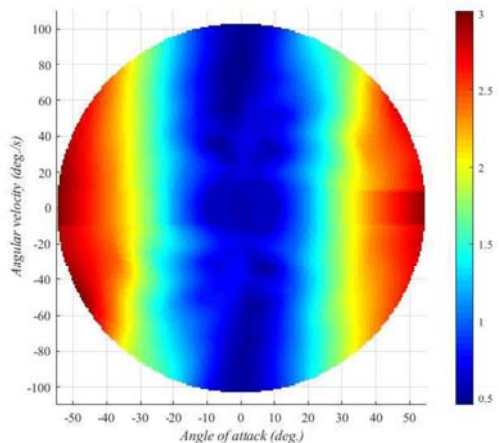
ただし、ねじれ角速度  $\dot{\theta}$  の絶対値が  $10 \text{ deg/sec}$  より小さい領域においては風洞実験による定常空気力係数を用いるものとする。 $10 \text{ deg/sec}$  の閾値についてはこの角速度領

域の風洞実験の結果はほぼ定常に近いことから決定した。また、 $\dot{\theta}=10\text{deg/s}$  の値は、不連続を回避するため定常空気力係数と非定常空気力係数の値の平均値を用いた。

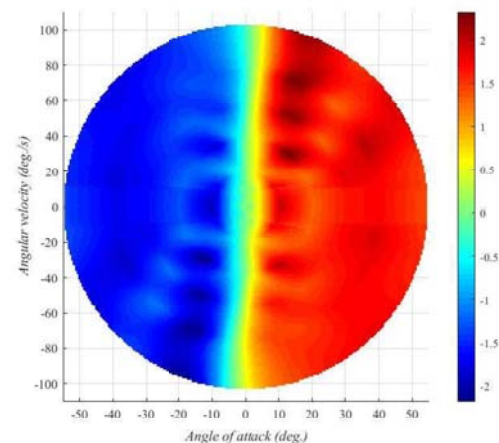
図 19 および図 20 に清水らの風洞実験<sup>7)</sup>および流体

解析の結果から内挿により求めた非定常空気力係数をそれぞれ示す。図に示す通り、両端のねじれ角度の絶対値が大きいところで風洞実験の結果との差異が観られるが、両者の結果は概ね一致しており、流体解析の結果は妥当であると判断した。

(a)



(b)



(c)

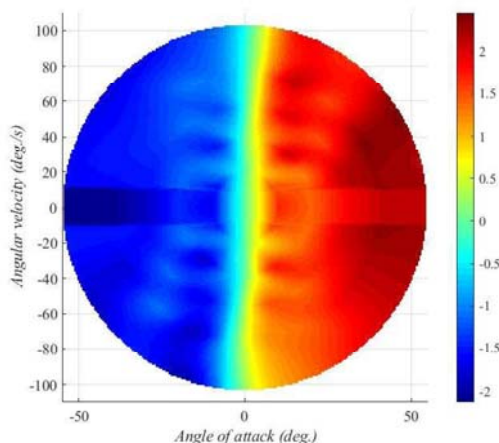
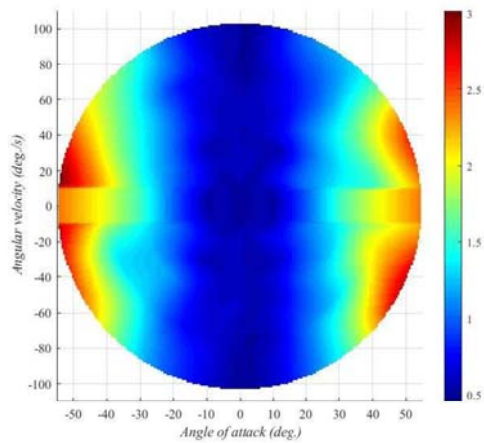


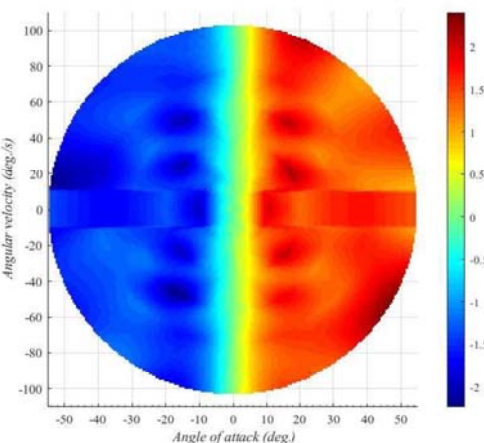
図 19 非定常空気力係数（実験値）：(a) 抗力係数, (b) 揚力係数, (c) モーメント係数

Fig. 19 Unsteady aerodynamic coefficients (Experiment): (a) drag coefficient, (b) lift coefficient and (c) moment coefficient

(a)



(b)



(c)

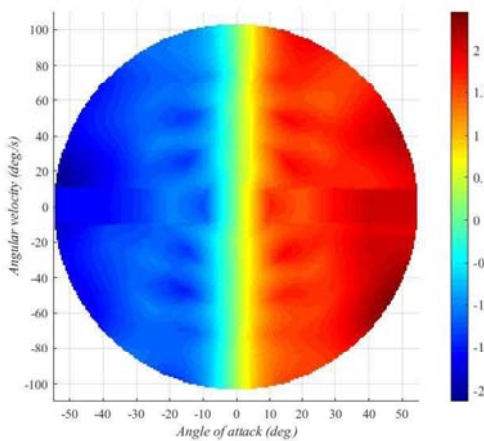


図 20 非定常空気力係数（CFD）：(a) 抗力係数, (b) 揚力係数, (c) モーメント係数

Fig. 20 Unsteady aerodynamic coefficients (CFD): (a) drag coefficient, (b) lift coefficient and (c) moment coefficient



#### 4. 着氷雪送電線のギャロッピング解析

本章では、強制加振による素導体の流体解析から求めた非定常空気力係数を考慮したギャロッピング解析を行い、清水らの風洞実験（先端丸型導体）<sup>7)</sup>による非定常空気力係数テーブルを用いた場合との比較、および、松宮と西原<sup>6)</sup>の準定常理論に基づくギャロッピング解析結果と比較し、非定常空気力係数の影響を明らかにする。

先端丸型導体のギャロッピング解析の構造パラメータについては比較するため、松宮と西原<sup>6)</sup>によるギャロッピング解析で用いたパラメータと同じ値を使用した。

松宮と西原<sup>6)</sup>のギャロッピング解析では4導体の定常空気力における素導体毎の後流の影響と素導体毎のねじれ速度の影響がそれぞれ考慮されているが、本研究では導体が振動するときに、後流の影響が小さいと考え、後流の影響を考慮しないものとし、素導体毎のねじれ速度の影響のみを考慮した。

##### 4. 1 ギャロッピング解析の定式化

ギャロッピング解析に用いる非定常空気力係数については、表1に示す振幅のケースについてそれぞれ流体解析を行い、3.4節で述べた方法により非定常空気力係数テーブルを作成し、 $\theta$ と $\dot{\theta}$ から内挿により求める。

導体の振動特性を表す運動方程式は式(17)で表される<sup>6)</sup>。

$$m_q \ddot{q} + K_q(y, z, \theta) = F_q(\theta, \dot{\theta}) \quad (17)$$

ここで、 $q$ は $y, z, \theta$ のいずれかを表し、 $y$ は模型の鉛直座標[m]、 $z$ は水平座標[m]（流れ方向正）、 $\theta$ はねじれ角[rad]、 $m_q$ は質量 $m$ [kg]（ $q=y, z$ のとき）もしくは慣性モーメント $I$ [kgm<sup>2</sup>]（ $q=\theta$ のとき）、 $K_q$ は弾性ひもおよび重力による復元力である<sup>6)</sup>。 $F_q$ は外力であり、角速度 $\dot{\theta}=0$ ときは定常空気力、 $\dot{\theta} \neq 0$ のときは非定常空気力を用いる。ただし、導体が静止またはねじれ角速度が小さい領域では3.4節で述べた通りねじれ角速度の絶対値が10deg/sより小さい場合は定常空気力係数を用いるものとする。準定常理論によるギャロッピング解析の場合は角速度 $\dot{\theta}=0$ （定常空気力）を仮定する。

鉛直、水平、ねじれ角の初期加振はそれぞれ0.5m, 0.5m, 45°を与える<sup>6)</sup>。運動方程式は4次のルンゲ・クッタ法により時刻歴応答解析を行う。時間刻みは0.01秒として600秒間の計算を行い、過渡応答の時間を除いて概ね定常的な応答が得られた480～600秒の120秒間のデータを用いて応答特性を評価する<sup>6)</sup>。解析結果は、風洞実験の結果お

よび準定常理論による解析結果と比較する。

松宮と西原<sup>6)</sup>は、素導体毎の相対迎角・相対風速を算出し、ねじれ速度に伴って発生する4導体の準定常空気力を次の様に導出した<sup>6)</sup>。

素導体番号および各変数を図6に示される通りに定義すると、各素導体における相対迎角 $\phi_{ri}$ 相対風速 $U_{ri}$ （ $i=1 \sim 4$ ）は式(18)のように求めることができる<sup>6)</sup>。

$$\phi_{ri} = \theta + \alpha_{ri}, \quad \alpha_{ri} = \tan^{-1} \left( \frac{U_{yi}}{U_{zi}} \right), \quad U_{ri} = \sqrt{U_{yi}^2 + U_{zi}^2} \quad (18)$$

$$U_{y1} = -\dot{y} - Br \dot{\theta} \cos \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right), \quad U_{z1} = U - \dot{z} - Br \dot{\theta} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right)$$

$$U_{y2} = -\dot{y} - Br \dot{\theta} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right), \quad U_{z2} = U - \dot{z} + Br \dot{\theta} \cos \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right)$$

$$U_{y3} = -\dot{y} + Br \dot{\theta} \cos \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right), \quad U_{z3} = U - \dot{z} + Br \dot{\theta} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right)$$

$$U_{y4} = -\dot{y} + Br \dot{\theta} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right), \quad U_{z4} = U - \dot{z} - Br \dot{\theta} \cos \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right)$$

ここで、 $Br$ は中心軸から素導体の距離（=400/ $\sqrt{2}$  mm）である。各素導体に作用する準定常空気力（揚力 $L_{Fsi}$ 、抗力 $D_{Fsi}$ 、空力モーメント $M_{Fsi}$ （ $i=1 \sim 4$ ））は、次のように式(19)～式(21)で定式化される<sup>6)</sup>。

$$L_{Fi} = 1/2 \rho U_{ri}^2 D l (C_{Lsi}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri} + C_{Lsi}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri}) \quad (19)$$

$$D_{Fi} = 1/2 \rho U_{ri}^2 D l (-C_{Lsi}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri} + C_{Lsi}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri}) \quad (20)$$

$$M_{Fi} = 1/2 \rho U_{ri}^2 D^2 l C_{Msi}(\phi_{ri}) \quad (21)$$

ここで、 $C_{Dsi}$ ,  $C_{Lsi}$ ,  $C_{Msi}$ （ $i=1 \sim 4$ ）は各素導体の抗力・揚力・空力モーメント係数である。

また、4導体全体の空気力は、各素導体に作用する空気力を用いて以下のように式(22)～式(24)で表される<sup>6)</sup>。

$$L_{Fi} = L_{F1} + L_{F2} + L_{F3} + L_{F4} \quad (22)$$

$$D_{Fi} = D_{F1} + D_{F2} + D_{F3} + D_{F4} \quad (23)$$

$$M_{Fi} = M_{F1} + M_{F2} + M_{F3} + M_{F4} \quad (24)$$

$$+ Br (L_{F1} - D_{F2} - L_{F3} + D_{F4}) \cos \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right) \\ + Br (D_{F1} + L_{F2} - D_{F3} - L_{F4}) \sin \left( \frac{\pi}{4} + \theta \right)$$

以上、式(22)～式(24)に式(19)～式(21)を代入して、準定常空気力を定式化する<sup>6)</sup>。

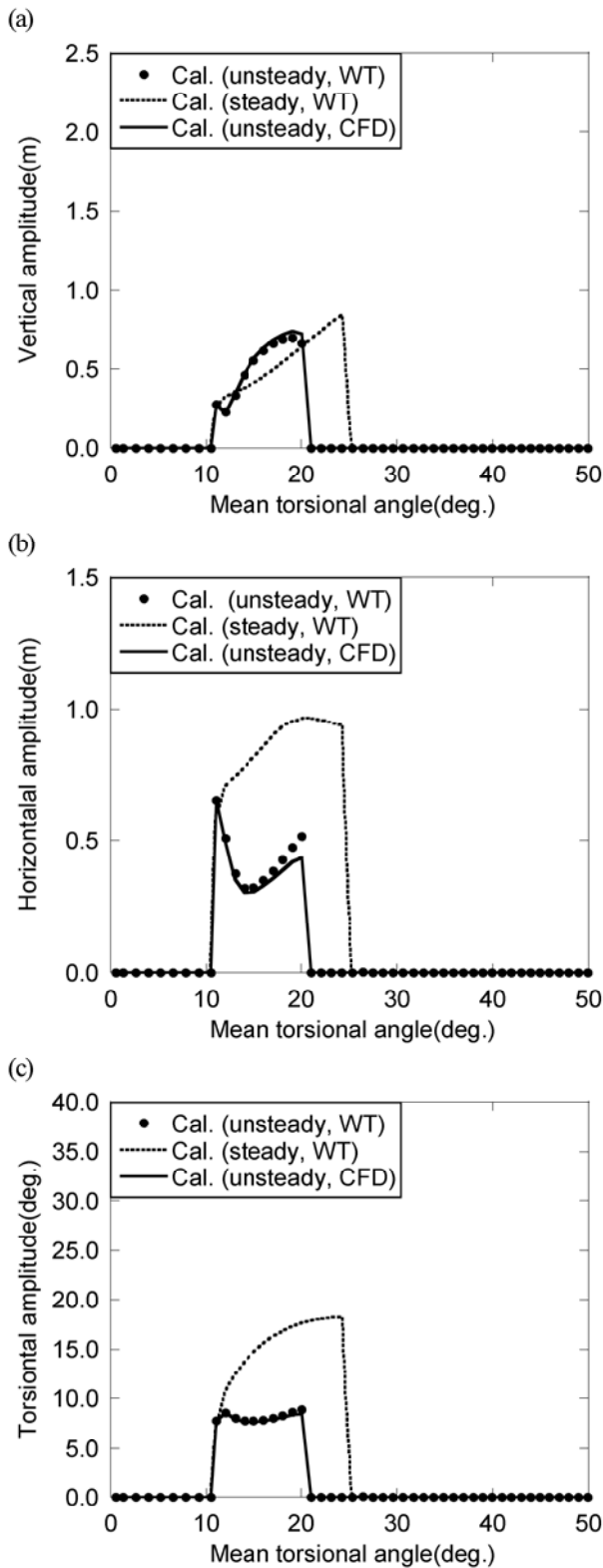


図21 先端丸型導体における振幅の平均ねじれ角による変化 (初期振動有り,  $U=10.2$  m/s): (a) 垂直方向の振幅, (b) 水平方向の振幅, (c) ねじれ方向の振幅

Fig. 21 Peak-to-Peak amplitude with respect to mean torsional angle for the rip rounded shape conductor (with initial vibration,  $U=10.2$  m/s): (a) vertical amplitude, (b) horizontal amplitude, (c) torsional amplitude

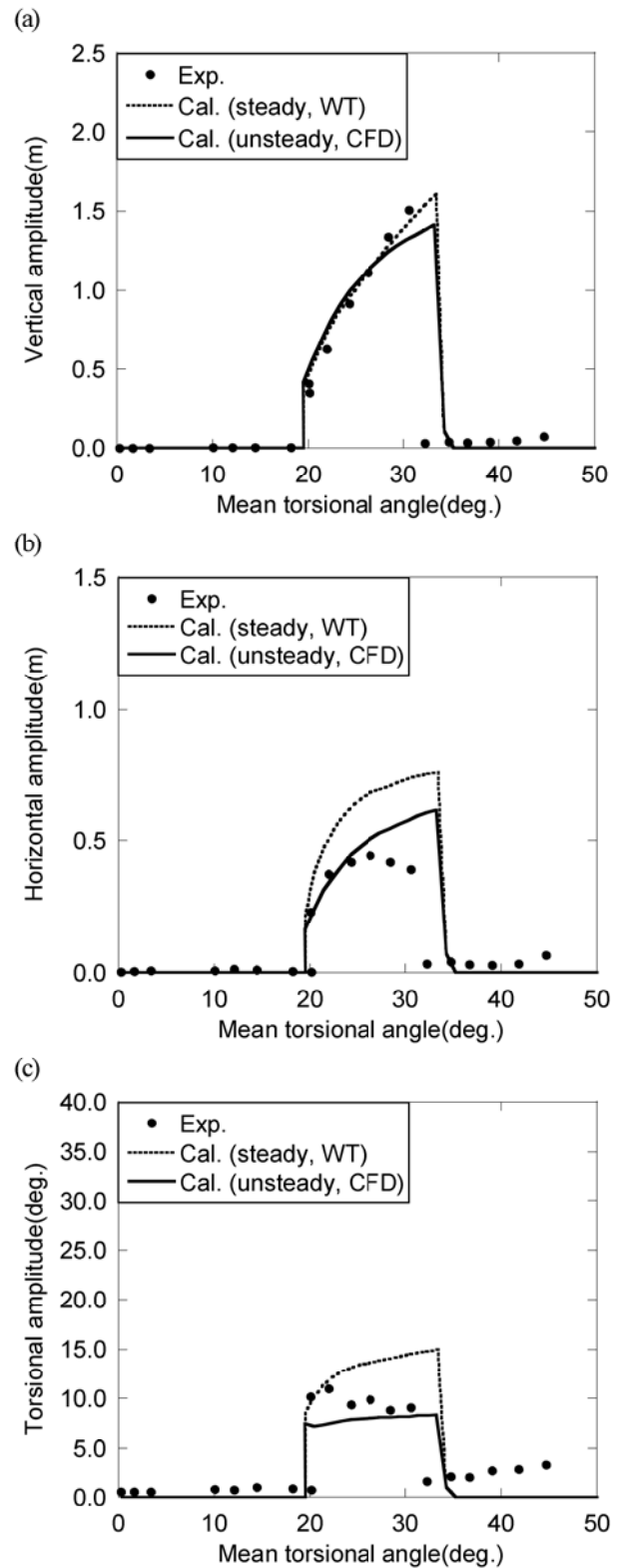


図22 先端三角型導体の振幅の平均ねじれ角による変化 (初期振動有り,  $U=10.2$  m/s): (a) 垂直方向の振幅, (b) 水平方向の振幅, (c) ねじれ方向の振幅

Fig. 22 Peak-to-Peak amplitude with respect to mean torsional angle for the tip triangular shape conductor (with initial vibration,  $U=10.2$  m/s): (a) vertical amplitude, (b) horizontal amplitude, (c) torsional amplitude

本研究では、素導体のねじれ速度の影響を考慮するため、松宮と西原<sup>9)</sup>と同様に、式(18)により求めた相対角度とねじれ角速度から3.4節で示した方法による非定常空気力係数テーブルを使って内挿により非定常空気力係数を求め、式(22)～式(24)を用いて4導体の非定常空気力を求めた。

#### 4. 2 ギャロッピング解析の結果

本節では、先端丸型導体および先端三角型導体のギャロッピング解析結果をそれぞれ示す。

図21に先端丸型導体形状における振幅の平均ねじれ角による変化を示す。凡例のCal. (unsteady, WT)は風洞実験で測定した非定常空気力係数を用いたギャロッピング解析の結果、Cal. (steady, WT)は風洞実験で測定した定常空気力係数を用いたギャロッピング解析の結果、Cal.(unsteady, CFD)は流体解析により予測した非定常空気力係数を用いたギャロッピング解析の結果をそれぞれ示す。図に示す通り、風洞実験で得た非定常空気力係数と数値流体解析から得た非定常空気力係数を用いた結果は一致しており、数値流体解析から予測した非定常空気力係数はギャロッピング解析を行う上で妥当な精度を有することを確認した。また、準定常理論による結果と比較して、非定常空気力の影響を考慮した場合、ギャロッピング振動は小さく抑えられ、振動が止まるときの平均ねじれ角度も小さいことが示された。

図22に先端三角型導体の振幅の平均ねじれ角による変化を示す。凡例のExp.は風洞実験によるギャロッピングの実験結果を示す<sup>7)</sup>。図に示すとおり、垂直方向の振幅については準定常および非定常空気力係数を考慮したギャロッピング解析結果のいずれも概ね実験値を再現している。水平方向とねじれ方向の振幅については、定常空気力係数を用いた予測結果は振幅を過大評価している。一方、非定常空気力係数を考慮した場合、ねじれ方向の立ち上りの振幅は風洞実験に対してやや過小評価されているが、準定常の結果に観られる振幅中心が20°から30°付近の過大評価は大きく改善され、風洞実験の結果を良く再現している。これは、図12の強制加振による非定常空気力係数で示す通り、20°から30°の間で $C_L$ の行き違いによるヒステリシスが大きく膨らみ非定常性が顕著になる領域と一致している。従って、非定常空気力の効果として、迎え風に対して反時計まわりの時に揚力係数が小さくなり、その結果ねじれ振幅の過大評価が大きく改善されることによるものと考えられる。図22で示さ

れた非定常空気力によるねじれ振幅の過大評価の改善は、図21で明らかになった先端丸型導体モデルによる非定常空気力係数を考慮したギャロッピング解析の結果でも同様に示されており、傾向は一致していることがわかる。

#### 5. まとめ

着氷雪送電線の非定常空気力を数値流体解析により予測し、それらの空気力係数を用いて着氷雪4導体送電線のギャロッピング解析を行ない、以下の結論を得た。

- 1) 強制加振時の着氷雪送電線導体周りの流れをCFDにより解析し、 $C_L$ と $C_M$ の行き違いで発生する非定常空気力係数のヒステリシスを再現した。更に、CFDから得られた非定常空気力係数を用いたギャロッピング解析の結果は風洞実験から得られた非定常空気力係数を用いたギャロッピング解析の結果と一致し、CFDにより得られた非定常空気力係数はギャロッピング解析を行うために十分な精度を有することを明らかにした。
- 2) CFDにより導体周りの圧力分布を調べ、導体が迎え風に対し時計回りに回転するとき導体上面に強い渦が発生し、一方、導体が迎え風に対し反時計回りに回転するとき渦の発生が抑えられ、揚力係数が小さくなったことを示した。これが行き違いによる $C_L$ と $C_M$ のヒステリシス発生の原因であることを明らかにした。
- 3) 非定常空気力を考慮したギャロッピング解析を行うことにより、定常空気力によるねじれ振幅の過大評価が大きく改善された。これは非定常空気力の効果により、揚力係数の勾配が小さくなるためである。

謝辞: (財)電力中央研究所松宮央登博士の御厚意により、定常空気力係数に関する実験データをご提供頂きました。ここに記して謝意を表します。

#### 参考文献

- 1) 中村泰治, 坂本雄吉, 「ケーブルの風による振動」, 日本風工学会誌第20号 pp.129-140, (1984)
- 2) 架空送電線のギャロッピング現象・解析技術調査専門委員会, 「電気学会報告」, 第844号, (2001)
- 3) Den, Hartog, J. P.: Mechanical Vibrations, McGrawHill, (1956)
- 4) Parkinson, G. V.: Phenomena and modeling of



flow-induced vibrations of bluff bodies, Prog. Aerospace Sci. Vol. 26, pp. 169-224, (1989)

- 5) 木村吉郎, 井上学, 藤野陽三, 雪野昭寛, 井上浩男, 森島弘吉: 大振幅加振時に着氷 4 導体送電線に作用する非定常空気力の特性, 構造工学論文集 Vol. 46A, (2000)
- 6) 松宮央登, 西原崇: 4 導体送電線の大振幅ギャロッピング振動時における空気力モデルの検討, 日本風工学会論文集, Vol. 38, No. 4, pp. 87-100, (2013)
- 7) 清水幹夫, 石原孟, ファバンフック: 風洞実験による着氷雪送電線の定常および非定常空気力特性に関する研究, 第 18 回風工学シンポジウム, (2004)
- 8) 岡新一, 石原孟: 着氷雪送電線の空気力特性に関する数値予測, 日本風工学論文集, Vol.40. No.2, pp.19-29, (2015)
- 9) ANSYS Fluent theory guide, Release 15, Section 4.11, (2015)
- 10) Smagorinsky, J.: General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment, Month. Wea. Rev., Vol. 91, pp. 99-164, (1963)
- 11) 石原孟, 岡新一, 「一様流中に置かれた正方形角柱の空気力特性の数値予測に関する研究」, 土木学会論文集, Vol62. No.1, pp.78-90, (2006)
- 12) Ferziger, J.H. and Peric M.: Computational Method for Fluid Dynamics, 3rd Edition, Springer, (2002)