

4 導体電線における相対迎角・相対風速・無次元ねじれ速度を用いた空気力の定式化

電力中央研究所 正会員 ○松宮 央登
電力中央研究所 非会員 西原 崇
京都大学 正会員 八木 知己

1. はじめに

着氷雪が生じた送電線に風が作用すると、ギャロッピングと呼ばれる大振幅の電線振動が発生することがある。応答特性を評価するためには時刻歴応答解析が有効な手法であり、送電線のギャロッピング応答解析では一般的に空気力を準定常理論に基づいて定式化する。筆者ら¹⁾は、大振幅・低振動数の鉛直・水平・ねじれ3自由度風応答測定実験を実施し、4導体電線の大振幅のギャロッピングを再現するためには、準定常空気力を4導体電線全体で定式化するのではなく、素導体毎に定式化する必要性を指摘した。また、2通りの定式化の違いとして、後者でのみねじれ速度に伴う空気力が考慮されることを述べた。

本報では、素導体毎に定式化した準定常空気力の式を変形することで、異なる断面でも適用可能な無次元ねじれ速度に応じた空気力を考慮できる一般化した式を導出し、前述の違いを定量的に評価する。

2. 素導体毎に定式化する準定常空気力

準定常理論では、振動中の物体に作用する空気力を、その瞬間の相対迎角 ϕ と相対風速 U_r で静止物体に風が作用する場合に生じる定常空気力と等しいと仮定し、無次元風速が十分に大きい時に成り立つとされる。4導体電線が鉛直・水平・ねじれ3自由度系で振動する場合（鉛直変位 y 、水平変位 z 、ねじれ角 θ 、素導体毎の独立した動きは考慮しない）に、4導体電線全体の準定常空気力は、4導体電線中心の相対迎角・相対風速および4導体電線全体の空気力係数を用いて、鉛直・水平速度、ねじれ変位の関数として算出される。

一方、4導体電線のように中心軸から離れた位置に断面があるものでは、中心軸周りのねじれ速度に伴って各断面（素導体）に鉛直・水平速度が生じる。つまり、図1に定義されるように、素導体毎($i=1\sim 4$)の相対迎角 ϕ_i ・相対風速 U_{ri} を定式化して素導体毎の空気力係数（抗力係数 C_{Di} 、揚力係数 C_{Li} 、空力モーメント係数 C_{Mi} ）を用いて準定常空気力を算出することで、ねじれ速度に伴う空気力が導出される。ここで、各素導体に作用する準定常空気力（揚力 L_{si} 、抗力 D_{si} 、空力モーメント M_{si} ）は、以下のように定式化される。

$$L_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D l (C_{Li}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri} + C_{Di}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri}), \quad (1)$$

$$D_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D l (-C_{Li}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri} + C_{Di}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri}), \quad (2)$$

$$M_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D^2 l C_{Mi}(\phi_{ri}) \quad (3)$$

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表される。

$$L_s = \sum_{i=1}^4 L_{si}, D_s = \sum_{i=1}^4 D_{si}, M_s = \sum_{i=1}^4 M_{si} + \frac{B}{\sqrt{2}} (L_{s1} - D_{s2} - L_{s3} + D_{s4}) \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + \frac{B}{\sqrt{2}} (D_{s1} + L_{s2} - D_{s3} - L_{s4}) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) \quad (4)$$

以上、式(4)に式(1)～(3)を代入して準定常空気力を定式化することで、ねじれ速度に伴う空気力が含まれた定式化となる。なお、ねじれ速度が0の場合には、4導体電線全体で定式化した準定常空気力と一致する。

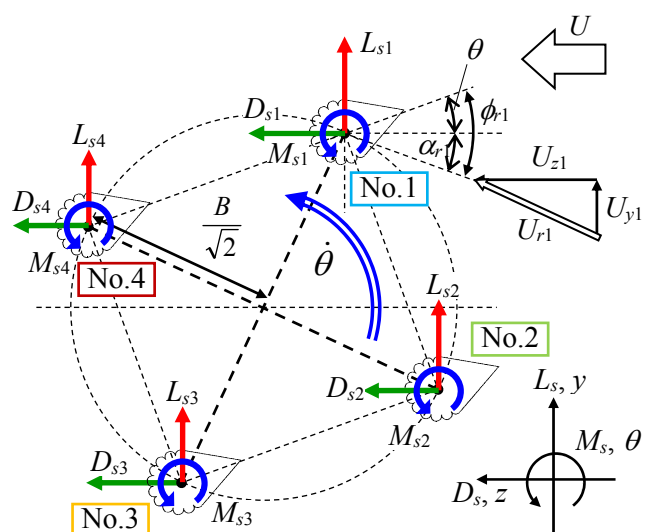


図1 ねじれ速度がある場合に素導体毎に定義される相対迎角・相対風速および準定常空気力

キーワード 4導体電線, ギャロッピング, 準定常空気力, 無次元ねじれ速度

連絡先 〒270-0021 千葉県我孫子市我孫子 1646 一般財団法人電力中央研究所 地球工学研究所 TEL 04-7182-1181

3. 相対迎角と無次元ねじれ速度の二変数で定義される 空気力係数を用いた空気力の定式化

素導体毎に定式化した準定常空気力は、以下のように、従来の準定常空気力と同様の形に式変形できる。

$$L_s = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4Dl \left(C_{L_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \cos \alpha_r + C_{D_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \sin \alpha_r \right), \quad (5)$$

$$D_s = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4Dl \left(-C_{L_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \sin \alpha_r + C_{D_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \cos \alpha_r \right), \quad (6)$$

$$M_s = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4BDl C_{M_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right), \quad (7)$$

$$\phi_r = \theta + \alpha_r, \quad \alpha_r = \tan^{-1} \left(\frac{-\dot{y}}{U - \dot{z}} \right), \quad U_r^2 = (U - \dot{z})^2 + (-\dot{y})^2 \quad (8)$$

$C_{L_f}^*, C_{D_f}^*, C_{M_f}^*$ は新たに定義する揚力, 抗力, 空力モーメント係数であり, 相対迎角 ϕ_r と $B\dot{\theta}/U_r$ の二変数関数となる. $B\dot{\theta}/U_r$ は無次元ねじれ速度を表す. 各係数は, 式(1)~(4)より以下のように導かれる.

$$C_{L_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 C_{L_i}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right), \quad C_{L_i}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = U_{ri}^{*2} \{ C_{Li}(\phi_{ri}) \cos(\phi_{ri} - \phi_r) + C_{Di}(\phi_{ri}) \sin(\phi_{ri} - \phi_r) \}, \quad (9)$$

$$C_{D_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 C_{Di}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right), \quad C_{Di}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = U_{ri}^{*2} \{ -C_{Li}(\phi_{ri}) \sin(\phi_{ri} - \phi_r) + C_{Di}(\phi_{ri}) \cos(\phi_{ri} - \phi_r) \}, \quad (10)$$

$$C_{M_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = \frac{D}{4B} \sum_{i=1}^4 U_{ri}^{*2} C_{Mi} + \frac{1}{4\sqrt{2}} (C_{L1}^* - C_{D2}^* - C_{L3}^* + C_{D4}^*) \cos \phi_r + \frac{1}{4\sqrt{2}} (C_{D1}^* + C_{L2}^* - C_{D3}^* - C_{L4}^*) \sin \phi_r \quad (11)$$

ここで, 素導体毎の相対迎角 ϕ_{ri} ・相対風速 U_{ri} も, 相対迎角 ϕ_r と無次元ねじれ速度 $B\dot{\theta}/U_r$ の関数で定義される.

式(5)~(11)より, 素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルでは, 空気力が 4 導体電線全体の相対迎角 ϕ_r , 相対風速 U_r に加えて, 無次元ねじれ速度 $B\dot{\theta}/U_r$ の関数として定義される. 木村ら²⁾は, 4 導体電線部分模型を用いて大振幅ねじれ加振時に作用する動的な空気力を測定し, 空気力が迎角と無次元ねじれ速度の関数として評価できる可能性を指摘している. ここでは, 式(9)~(11)に示されるように, 4 導体電線において, 相対迎角と無次元ねじれ速度の二変数関数となる空気力係数を理論的に導出することができた. 式(11)を用いて算出された空力モーメント係数 $C_{M_f}^*$ の一例 (着氷雪形状: 三角中¹⁾) を図 2 に示す. $C_{M_f}^*$ は無次元ねじれ速度に伴い値が大きく変化し, 応答解析においてねじれ速度に伴う空気力の影響を加味する必要性があることが分かる. 一方, 揚力係数 $C_{L_f}^*$, 抗力係数 $C_{D_f}^*$ においては, 無次元ねじれ速度による値の変化はあまり大きくない.

また, 式(5)~(8)および空気力係数 $C_{L_f}^*, C_{D_f}^*, C_{M_f}^*$ を用いることで, 各時間ステップにおいて相対迎角 ϕ_r に加えて無次元ねじれ速度 $B\dot{\theta}/U_r$ の二変数で空気力係数を定義することを出いて, 従来の準定常空気力を用いた解析と同様の手順で時刻歴応答解析を行うことができる. 従来, 準定常理論ではねじれ速度の影響が考慮できないことが適用上の制約の一つと考えられていた. 他の異なる断面形状を有する構造物においても, 迎角と無次元ねじれ速度に依存する空気力係数を実験で直接計測することや, 4 導体電線と同様に理論的に算出することができれば, 式(5)~(8)を用いてねじれ速度に伴う空気力を考慮した応答特性評価につながる可能性がある.

4. まとめ

4 導体電線において素導体毎に準定常空気力を定式化することは, 相対迎角・相対風速・無次元ねじれ速度を用いてその瞬間の空気力を評価することと等価なことを示した. 相対迎角と無次元ねじれ速度の二変数関数で定義される空気力係数を用いた応答解析は, 他の構造物にも適用可能と考えられ今後更なる検討を行う.

参考文献

- 1) 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」, 日本風工学論文集, Vol. 38, No.4, pp. 87-100, (2013)
- 2) 木村 吉郎ら「大振幅加振時に着氷雪 4 導体送電線に作用する非定常空気力の特徴」, 構造工学論文集, Vol. 46A, pp. 1055-1062, (2000)

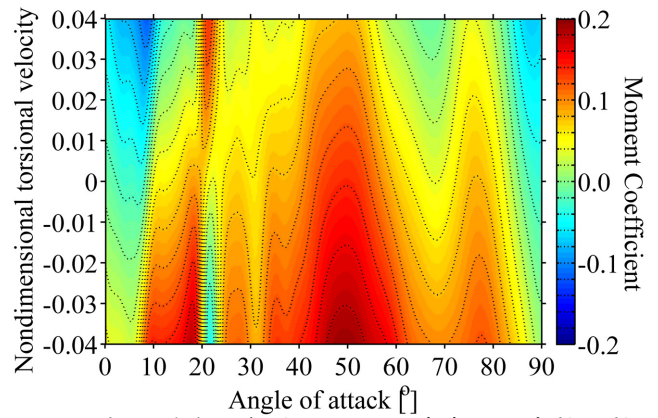


図 2 相対迎角と無次元ねじれ速度の二変数関数として定義される空力モーメント係数 (4 導体電線, 着氷雪形状: 三角中¹⁾)