

4 導体送電線のギャロッピング現象の解明と制振対策に関する研究

松宮 央登

4 導体送電線のギャロッピング現象の解明と制振対策に関する研究

2016 年 2 月

松宮 央登

目 次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 既往の研究	3
1.2.1 実送電線および実規模試験線における観測	4
1.2.2 発生条件の究明のための理論的検討	5
1.2.3 数値計算による実送電線のギャロッピング応答解析	6
1.2.4 着氷雪電線に作用する空気力の把握	7
1.2.5 着氷雪電線模型を用いた風応答測定実験	8
1.2.6 対策品の開発およびその評価	9
1.3 研究目的および検討内容	11
1.4 本論文の構成	13
参考文献	14
第2章 実規模試験線で観測されたギャロッピングの特徴およびルーズスペーサの効果	19
2.1 観測システム	19
2.1.1 観測設備	19
2.1.2 観測機器	20
2.1.3 固有振動数と振動モード	22
2.2 観測されたギャロッピングの概要	23
2.2.1 2009年12月21日の観測事例概要	23
2.2.2 電線変位・ねじれ角の直接計測	25
2.2.3 C相における振動特性の分析	27
2.2.4 C相のスペーサカメラによる着氷高さの推定	31
2.3 送電線のギャロッピング発生条件に関する考察	32
2.3.1 平均風速に対するギャロッピングの発生特性	33
2.3.2 平均ねじれ角に対するギャロッピングの発生特性	33
2.3.3 平均風速に対するねじれ角の変化について	33
2.4 ルーズスペーサによるギャロッピング抑制事例	35
2.5 まとめ	37
参考文献	37
第3章 着氷雪電線に作用する空気力特性の解明	39
3.1 実験概要	39
3.1.1 測定ケース	39
3.1.2 模型	41
3.1.3 流入風の乱れの特性	43
3.1.4 天秤測定実験手法	43
3.1.5 圧力測定実験手法	44

3.1.6 事前確認試験（その1）—測定時の迎角履歴への依存特性—	45
3.1.7 事前確認試験（その2）—素線の撚りが空気力特性に与える影響—	46
3.2 着氷雪単導体電線の空気力特性	48
3.2.1 着氷雪単導体電線の抗力特性	49
3.2.2 着氷雪単導体電線の揚力特性	50
3.2.3 着氷雪単導体電線の空力モーメント特性	50
3.3 着氷雪4導体電線の空気力特性	50
3.3.1 天秤測定実験と圧力測定実験結果の違い	50
3.3.2 着氷雪単導体電線と着氷雪4導体電線の空気力特性の違い	52
3.3.3 各素導体に作用する空気力	53
3.3.4 風上側の素導体の後流域の影響	57
3.4 着氷雪電線の空気力係数の風速依存性	60
3.5 着氷雪電線の空気力係数の乱れ依存性	61
3.6 着氷雪電線周りの流れ場の考察	64
3.6.1 着氷雪電線を対象とした数値流体解析による失速現象の確認	66
3.6.2 模型表面の圧力分布測定結果に基づく流れ場の考察	68
3.7 まとめ	75
3.7.1 結論	75
3.7.2 今後の課題	76
参考文献	76
第4章 実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験手法の開発	79
4.1 部分模型の弾性支持方法	79
4.2 部分模型の運動方程式の誘導	80
4.3 各パラメータが部分模型の振動特性に与える影響	82
4.3.1 振動特性の分析方法	82
4.3.2 各パラメータによる振動数の変化	83
4.4 部分模型の固有振動数の調整方法	85
4.4.1 線形化した運動方程式の誘導	85
4.4.2 模型の固有振動数の調整方法	87
4.4.3 実送電線の固有振動数特性	87
4.5 弾性支持方法の検証実験手法およびその諸元	88
4.5.1 風洞設備	88
4.5.2 模型の仕様	90
4.5.3 風応答測定実験手法および実験条件	92
4.5.4 無風時における自由振動実験手法および実験条件	93
4.6 無風時における部分模型の振動特性	93
4.6.1 振幅に対する振動数特性および運動方程式の妥当性の確認	93
4.6.2 振幅に対する減衰特性および運動方程式における減衰力のモデル化	94
4.7 風応答測定実験による実送電線ギャロッピングの再現	97
4.7.1 再現されたギャロッピング特性	97

4.7.2 端部機構による応答特性の違い	99
4.8 まとめ	100
参考文献	101
第5章 4 導体電線のギャロッピングを対象とした空気力モデルの検討	103
5.1 準定常理論に基づいた空気力の定式化を用いた時刻歴応答解析	103
5.1.1 準定常理論に基づいた空気力の定式化	103
5.1.2 時刻歴応答解析手法	104
5.1.3 時刻歴応答解析結果の実験結果との比較	104
5.2 空気力の定式化の改良およびそれを用いた時刻歴応答解析	106
5.2.1 空気力の定式化の改良—素導体毎の準定常空気力の定式化—	106
5.2.2 時刻歴応答解析結果の実験結果との比較	107
5.3 定式化を改良した空気力モデルと従来の準定常空気力モデルとの差異	108
5.3.1 ねじれ速度に起因する線形化した空気力	108
5.3.2 ねじれ速度を考慮した空気力の定式化の一般化	110
5.3.3 素導体毎に準定常空気力を定式化する意味合いおよびその必要性	112
5.4 まとめ	113
5.4.1 結論	113
5.4.2 今後の課題	114
参考文献	114
第6章 4 導体電線のギャロッピングの発生要因および応答特性の解明	115
6.1 解析対象・条件および解析手法	115
6.1.1 解析対象・条件	115
6.1.2 線形不安定解析手法	117
6.1.3 時刻歴応答解析手法	117
6.2 線形振動系における振動発生要因	118
6.3 鉛直1自由度系における非線形振動特性	119
6.3.1 空気力が物体にする仕事による振動発生要因の分析	120
6.3.2 空気力の非線形性に起因するリミットサイクル振幅特性	122
6.3.3 リミットサイクル振幅の評価式	125
6.4 鉛直・水平・ねじれ3自由度系における振動発生要因	125
6.4.1 鉛直振幅に対する振動数の影響	125
6.4.2 鉛直振幅に対する自由度の影響	128
6.4.3 平均ねじれ角の範囲に応じた振動の発生要因の分析	131
6.4.4 着氷雪形状の違いによる応答特性の比較	135
6.5 風応答測定実験による応答特性の確認	138
6.6 まとめ	140
6.6.1 結論	140
6.6.2 今後の課題	141
参考文献	141

第7章 ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果に関する検討	143
7.1 ルーズ導体模型を用いた風応答測定実験・空気力測定実験の手法・条件	144
7.1.1 ルーズスペーサの回転機構を模擬した模型	144
7.1.2 ルーズ導体模型における実送電線のねじり剛性の再現方法	144
7.1.3 風応答測定実験手法・条件	146
7.1.4 標準模型の風応答測定実験結果	149
7.1.5 空気力測定実験手法・条件	151
7.2 ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果発現メカニズムの解明	153
7.2.1 ルーズ模型の風応答測定実験結果	153
7.2.2 ルーズ模型の空気力測定実験結果	155
7.2.3 ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果発現メカニズム	155
7.2.4 ルーズ導体がストッパーに作用しない風速域でのルーズ模型の挙動	159
7.3 片側配置と対角配置のギャロッピング抑制効果の比較	161
7.3.1 風向が着氷雪方向と一致する場合 (Setting1, 3)	161
7.3.2 風向が着氷雪後に反転する場合 (Setting2, 4)	164
7.3.3 各地域の気象特性に応じたルーズスペーサの配置の考え方	166
7.4 その他の配置におけるギャロッピング抑制効果	168
7.5 まとめ	168
7.5.1 結論	168
7.5.2 今後の課題	170
参考文献	170
第8章 実送電線におけるギャロッピング応答特性解明への展開	173
8.1 モード重ね合わせ法に基づく線形不安定解析手法およびその特徴	173
8.1.1 線形振動系におけるモードを考慮した定式化および不安定解析手法	173
8.1.2 空気力の寄与の評価方法	175
8.1.3 モードを用いた評価と2次元的な評価との関係	176
8.2 モード重ね合わせ法に基づく時刻歴応答解析手法およびその特徴	177
8.2.1 解析手法	177
8.2.2 解析手法の特徴	178
8.3 解析対象および解析条件	179
8.3.1 解析モデル	179
8.3.2 解析条件	180
8.4 解析結果およびモード重ね合わせ法の有効性評価	180
8.4.1 静的変形量および各風速での固有振動特性	180
8.4.2 複素固有値解析結果	182
8.4.3 直接積分法との比較	184
8.4.4 応答解析結果およびモード重ね合わせ法の利点	186
8.4.5 モード重ね合わせ法に用いるモード数による解析結果の比較	189
8.5 実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明に向けての検討事項	190
8.5.1 径間内の着氷雪の迎角および形状分布の影響の評価	191

8.5.2 送電線特有の構造非線形性や構造連成の影響の評価	193
8.5.3 風による乱れの影響や初期変位依存性を考慮した応答振幅の評価方法	197
8.5.4 今後の検討項目	198
8.6 まとめ	199
参考文献	200
第9章 結論	203
9.1 本研究の結論	203
9.2 今後の課題	208

謝辞

1. 序論

1.1 研究の背景

日々の生活を支える電気は、日本各地の発電所で作られ、送電線、変電所、配電線などを経て各需要家に供給される。遠隔地にある発電所で作られた電気を効率的に運ぶために、発電所から 27 万 5000V～50 万 V という超高電圧で送り出され、15 万 4000V、6 万 6000V へと変電所にて徐々に電圧を下げながら消費地まで届けられる。この間をつなぐ線が送電線であり、その大半は地上に鉄塔などの支持物を建ててそれに電線を張って電気を送る「架空送電線」である。日本国内では、亘長 8 万 km におよぶ架空送電線とそれを支える約 24 万基の鉄塔があり[1-1]、平野部をはじめ市街地、海岸付近、山岳地など様々な地形および自然環境下を經由している。電力を安定に供給するためには、厳しい自然環境の中でもその機能と健全性を維持することが必要となり、架空送電線において自然災害による被害を低減・防止することが極めて重要な課題である。

このうち、冬季には雪によって生じる「雪害」があり、自然災害による重大な被害の中では雷に次いでその件数が多い[1-2]。雪害は、雪や氷が電線・がいしなどへ付着することによって発生するが、着氷雪現象は気象条件に大きく依存する。着氷雪現象の種類として、氷点以上の気温で降雪が付着する「湿型（毛管型）着雪」、風が静穏な条件で非常に密度の低い着雪が生じる「乾型（焼結型）着雪」、過冷却の雨滴（降水）が付着して着氷が生じる「雨氷」、風に運ばれた雲や霧に含まれる過冷却状態の水滴が衝突することで生じる「雲中着氷」、などがある[1-3]。また、着氷雪が生じた結果、雪害につながる要因として、主に「重着雪」、「ギャロッピング」、「塩雪害」と呼ばれる 3 つの現象が挙げられる[1-2]。重着雪は、電線や鉄塔に過大に氷雪が付着することによって、電線の断線や支持物の損壊を引き起こすものである。また、設備損壊に至らずとも、電線が氷雪の重みで大きく垂下した際、もしくは電線に付着した氷雪が一斉に脱落して電線が跳ね上がった際（スリートジャンプと呼ばれる）に、他の電線と接近して短絡事故が生じることもある。ギャロッピングは、電線に雪や氷が付着することによって断面形状が変化し、その形状と作用する風の条件が揃ったときに発生する大振幅に至る電線振動である。その振幅が大きくなると、異なる相の電線が接近することによる短絡や、電線の張力変動によりがいし・鉄塔の疲労損傷などにつながる可能性がある。塩雪害は、塩分を含む雪ががいしに付着することにより、がいしの絶縁抵抗が下がって地絡事故へ至るものである。

わが国では、大半の地域で降雪が見られるため、北海道から九州までの広い範囲で雪害の発生事例がある。過去には、昭和 47 年北海道雪害、昭和 55 年東北雪害、昭和 56 年北陸雪害、昭和 61 年関東雪害など、鉄塔倒壊を含む甚大な設備被害と広域供給支障が発生している[1-4]。これらを受けて、耐雪強化および難着雪化対策が進み、重着雪による鉄塔などの支持物の被害は減少傾向にある。しかし、平成 17 年 12 月に、北陸・近畿・新潟下越地域で発生した広域供給支障[1-5]をはじめとして、国内全域で見ればギャロッピングが主要因とみられる雪害が、未だに例年有意な件数発生している。国内におけるギャロッピングの発生状況については、架線形態や気象条件別に、電気学会技術報告[1-6]に詳しく記載されている。また、それを含めて国際的なギャロッピングの発生状況が、CIGRE（国際大電力システム会議）の技術報告書[1-7]に取りまとめられている。

架空送電線においては、送電容量（電圧階級）に応じて、電線径や導体本数などが異なり、さらに径間長、相間距離なども異なる。比較的電圧階級が低い送電線では、1本の電線で送電する単導体送電線方式が多く採用されているのに対して、電圧階級が高い大規模送電線になると複数の導体を束ねた電線で電気を送る多導体送電方式となる。多導体送電線においては、重着雪による事故に比べギャロッピングによる事故の比率が高く、また、送電している電気容量が大きいため重要線路であり、事故発生時に社会に与える影響が大きい。日本国内における事故件数の調査[1-6]では、ギャロッピングによる事故の発生件数は、設備量の多い単導体送電線が多いが、設備量に対する事故発生率は、単導体送電線よりも2導体や4導体送電線が多いことが指摘されている。また、径間長が長いこと、複数の径間が懸垂鉄塔でつながる連続径間であること、などを事故発生比率が高くなる要因としている。さらには、4導体送電線では、それ以上の導体数の多導体送電線（6導体、8導体など）に比べて、ギャロッピングが発生しやすいとの報告もある[1-8, 1-9]。一方、気象条件としては、気象の厳しい高標高地域の山岳部での「雲中着氷」条件下のみではなく、平野部での「湿型（毛管型）着雪」、「雨水」条件下においても発生が確認されている。また、事故発生時の風速は、10分間平均風速で5-10m/s、瞬間最大風速で25-30m/sの時に件数が多いとされている[1-6]。送電線のギャロッピングは、古くから問題とされているが、その対策を検討する上では、様々な架線形態を対象にしなければならない点に加え、気象条件により風速や着氷雪状況などが時々刻々と変化することが問題を複雑にしている。

送電線は、線路を多ルート化・多重化することで、ある線路において事故が発生しても系統全体として著しい供給支障が生じないように構築されるのが一般的であるが、各線路においても事故が発生しないように努めることが前提となる。ギャロッピングによる短絡事故の対策方法としては、①電線への着氷雪の形成を防止する、②ギャロッピングの発生を防止する、③ギャロッピングが発生した場合においても大振幅に達することを防止する、④大振幅に達した場合においても電線が短絡することを防止する、などが考えられる。しかし、ギャロッピングは比較的少量の着氷雪の形成でも発生することから、それを完全に防止する①は困難である。また、着氷雪の形状は都度気象条件に応じて異なるため、その形状に応じてギャロッピングの発生を完全に防止する②も困難である。そのため、基本的には③、④の考え方に基づいて対策及び設備の設計が検討されている。ギャロッピングが発生する可能性がある地域の送電線では、建設時に④の考え方に基づき、あらかじめギャロッピングによる短絡を防止できる電線間隔を確保して鉄塔の形状を設計する方法も採用されている。当然ながら、過度な電線間隔の確保はコスト増につながり、ギャロッピング発生時の応答振幅の大きさを適切に予測することが要求される。建設後においても、新たな支持物（サイドポール）を設けることで、その離隔を確保する方法も取られているが、③の考え方に基づき、何らかの対策品を取り付けることで、ギャロッピングによる事故を防止する方法が取られることが多い。その際にも、架線形態や気象条件に応じた合理的に対策を選ぶ必要があり、ギャロッピングが発生しやすい場所から優先的に、的確な対策品を設置することが要求される。

現在、国内で一般的用いられているギャロッピング対策品として、「相間スペーサ」と「ルーズスペーサ」と呼ばれるものがあり、平成17年12月の雪害の再発防止策として、単導体送電線では前者が、多導体送電線では後者が有効であるとしている[1-5, 1-10]。相間スペーサは図 1.1.1 に示すように、相間をつなぐことでギャロッピング発生時においても

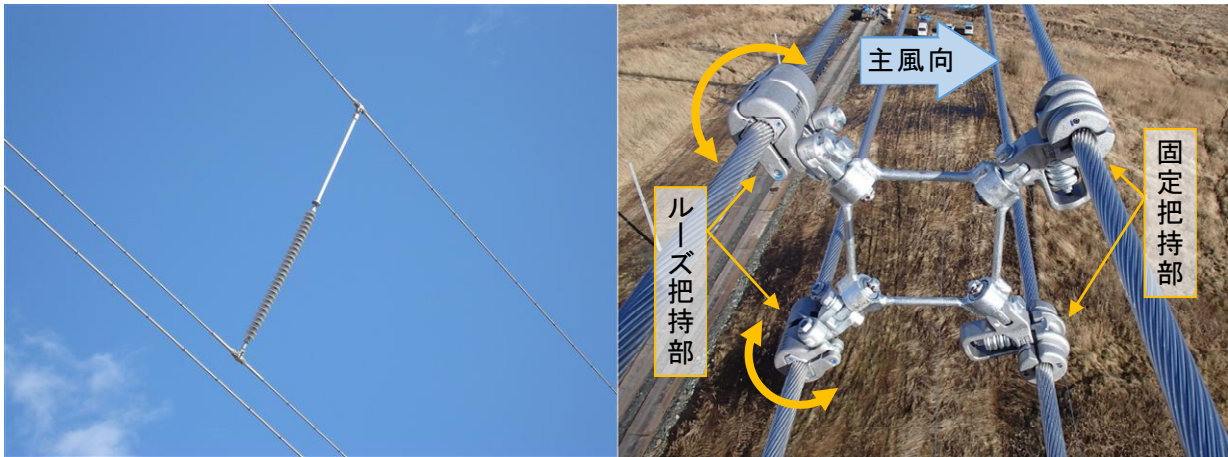


図 1.1.1 相間ペーサ（単導体送電線用） 図 1.1.2 ルーズスペーサ（4 導体送電線用）

線間の離隔を確保するものであり，従来，主に単導体送電線用の対策として用いられてきた．一方，多導体送電線用のものも開発されているが，多導体送電線ではギャロッピング発生時に相間スペーサに加わる応力が大きいため，折損などの事故が発生する懸念がある．そのため，4 導体以上の導体数の多導体送電線における導入事例は比較的限られている．一方，「ルーズスペーサ」は，図 1.1.2 に示すように，多導体送電線において電線を束ねるために設置する径間スペーサの，いくつかの素導体の把持部にヒンジ機構を設けて，素導体が軸周りに回転可能としたものであり[1-11, 1-12]，平成 17 年 12 月の雪害以降，近年広く普及されつつある．いずれの対策品も，対策品個々の有効性は述べられてきたものの，その最適な取付け方法や取付け箇所選定方法，対策効果が得られる条件や効果の定量的な評価が充分でない．対策の最適化を図る上では，ギャロッピング自体の特性解明を含め，対策品の効果発現メカニズムをより詳細に把握することが必要不可欠である．

以上のような背景を踏まえて，本研究では，4 導体送電線を対象として，ギャロッピングによる雪害の対策優先箇所を抽出することを目的に，ギャロッピングの発生条件および応答振幅特性の解明を行う．また，効果的な対策手法を確立することを目的に，ルーズスペーサの対策効果発現メカニズムの解明および適切な取り付け方法の検討を行う．

1.2 既往の研究

架空送電線におけるギャロッピングは古くから問題となっており，国内外において発生条件の究明や対策方法の検討，対策品の開発など，様々な研究が行われてきた．その中で，送電線のギャロッピングの特徴として，大振幅の振動であること，低振動数の振動であること，鉛直方向の振動に水平・ねじれ振動が伴うこと，が総じてよく挙げられる．研究成果を取りまとめたものとして，電気学会技術報告[1-6]や CIGRE の技術報告書[1-7]がある．また，2007 年以降，国内では電気事業全体で協力して「送電設備の雪害に関する研究」が進められており，その成果は電力中央研究所報告など[1-13, 1-14]に取りまとめられている．

以下では，既往の研究を次の通り分類して，その特徴・課題を述べる．

- ①実送電線および実規模試験線における観測
- ②発生条件の究明のための理論的検討
- ③数値計算による実送電線のギャロッピング応答解析

- ④着氷雪電線に作用する空気力の把握
- ⑤着氷雪電線模型を用いた風応答測定実験
- ⑥対策品の開発およびその評価

1.2.1 実送電線および実規模試験線における観測

国内では、大容量送電線の建設が進む 1970 年代頃から、ギャロッピングに関する研究が本格的に取り組み、各地で実規模試験線が建設され、ギャロッピングの観測が行われた。当時は、多導体送電線が山岳地域を越えるにあたって、着氷条件下におけるギャロッピングを対象とした設計手法の開発が必要とされていた。観測の方法としては、実際の自然着氷下におけるギャロッピングを観測する方法と、より短期間で多くのデータを取得するために、強風に晒されやすい場所の試験線において樹脂などで成形した人工的な模擬着氷雪を電線に取り付ける方法の、2 種類の方法が取られてきた。笠取山試験線では、主に模擬着氷雪による観測が行われ、多くのギャロッピングデータが取得された。ギャロッピング振動モードの分析・分類に大きく貢献し、ギャロッピング応答振幅を確率統計論的に扱う、いわゆる松林理論[1-6, 1-15]と呼ばれる経験的な振幅予測手法が提案された。敦賀試験線は、標高 700–800m という冬季は非常に厳しい自然環境の山岳地に設置されており、雪野ら[1-16, 1-17]により自然着氷下におけるギャロッピングデータが取得されている。また、Gurung et al. [1-18]は観測データの振動モード同定方法などを提案し、観測されたギャロッピングの発生モードおよび自由度間の連成特性を示した。最上試験線では、模擬着氷雪を用いて、多導体送電線のギャロッピング対策品である偏心重量錘やルーズスペーサの効果に関する観測を中心に実施してきた[1-19]。ルーズスペーサに関する観測の詳細については、1.2.6 項にて示す。

国外でも、模擬着氷雪などを用いた実規模観測が実施されている。国内では先端が風上側に尖った形状の模擬着氷雪が用いられることが多いのに対して、Tornquist & Becker [1-20]や Dyke & Laneville [1-21]の研究のように、国外では半円の直線側から風が当たる D 型形状の模擬着氷雪を用いた観測も多い。これは、風上側に尖った形状の場合には、その角度に対するギャロッピング応答特性の感度が高く、ギャロッピングが発生する角度に調整することが困難であるためとされる。ただし、実際の着氷雪形状は、1.2.3 項にて述べるよう、風上側に尖った形状になるため、D 型形状の模擬着氷雪で得られたデータの解釈については注意が必要である。

以上のように、実規模送電線を用いた観測によりギャロッピング現象が確認され、その特徴として、大振幅の振動であること、低振動数の振動であること、鉛直方向の振動に水平・ねじれ振動が伴うこと、などが述べられている。観測では、実際の気象条件下における、実送電線のギャロッピングを確認できるというメリットはあるものの、ギャロッピング発生時の応答振幅・振動モードや径間内の風速分布・着氷雪形状分布などのすべてを、同時かつ詳細に把握することは困難であり、これらに関しては十分なデータが取得されていない[1-22]。また、架線形態・対策品などの構造変更が容易でなく、観測期間中の気象条件が限定されるという難点もあり、各種解析および理論的検討と併せて、現象の分析を進める必要があると考えられる。

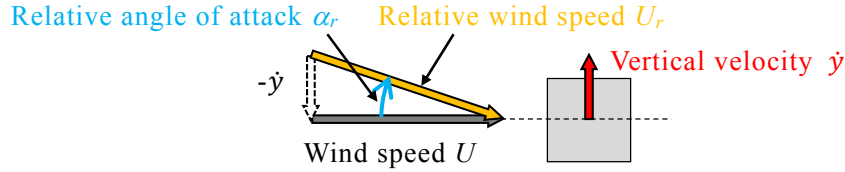


図 1.2.1 水平方向の風を受けて鉛直 1 自由度系で振動する物体

1.2.2 発生条件の究明のための理論的検討

送電線のギャロッピングに関する理論的検討としては、Den Hartog[1-23]による研究が第一に挙げられる。Den Hartog は、鉛直 1 自由度系におけるギャロッピングの発生条件を理論的に導いており、断面の揚力・抗力係数からその条件を簡易に判定できる式は Den Hartog の条件式[1-24]として、様々な流体関連振動の教科書[1-25, 1-26]などに詳しく記載されている。ここでは、振動中の物体に作用する空気力を、その瞬間の相対迎角と相対風速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する「準定常理論」に基づき定式化する（この空気力を準定常空気力と呼ぶ）。鉛直 1 自由度系における相対迎角 α_r 、相対風速 U_r の定義を図 1.2.1 に示す。

準定常理論で定式化された運動方程式を線形化することにより、鉛直 1 自由度系におけるギャロッピングの発生条件は以下のように表される。詳細は関連教科書を参照されたい。

$$2\zeta_y \omega_y + \frac{\rho U A_l}{2m} \left(C_D + \frac{dC_L}{d\alpha} \right) < 0 \quad (1.2.1)$$

ここで、 ζ_y は系の減衰定数、 ω_y は系の固有角振動数[rad/s]、 m は物体の単位長さあたりの質量[kg/m]、 ρ は空気密度[kg/m³]、 U は風速[m/s]、 A_l は空気力係数の代表長さ[m]である。 C_D 、 C_L が断面の抗力・揚力係数であり、迎角 α に対する関数として風洞実験などにより取得される。式(1.2.1)における第 2 項が空力減衰を表しており、

$$C_D + \frac{dC_L}{d\alpha} < 0 \quad (1.2.2)$$

の場合には、空力的に不安定になることを意味する。式(1.2.2)が Den Hartog の条件式と呼ばれ、鉛直 1 自由度系におけるギャロッピングの簡易判別式として用いられる。風工学の分野において、「ギャロッピング」とはこの Den Hartog の条件で説明できるものという印象が強いため、一般的に鉛直 1 自由度空力不安定現象を指す。一方、送電線においては、着氷雪時に発生する振動現象を慣例的に「ギャロッピング」と呼んでおり、鉛直振動に加えて水平・ねじれ振動を伴う 3 自由度振動現象となる。

そこで、Nigol & Buchan[1-27]は、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系において線形化した空気力を用いて、自由度間の振幅比・位相に応じた発生条件の判定を行っている。大月[1-28]は、3 自由度系における空気力の連成特性を線形系で誘導して、構造側の非線形性を考慮したリミットサイクル振幅の推定を行っている。中村ら[1-29, 1-30]は、送電線における水平・ねじれ振動が連成したギャロッピングを広義のフラッターと位置付けており、その分類として、鉛直振動とねじれ振動の連成項によって系が不安定になっている連成（クラシカル）フラッター型と、水平・ねじれ振動の連成が生じているものの、本質的には Den Hartog の条件式で表される鉛直 1 自由度振動系において系が不安定になっている Den Hartog 型があるとしている。また、鉛直・ねじれ 2 自由度系における運動方程式を用いて、減衰特性から Den Hartog 型、連成フラッター型の寄与を明らかにできる式を誘導した。また、CIGRE

の技術報告書[1-7]では、多くの研究も踏まえて、着氷雪電線の偏心や空力剛性の影響によりねじれ方向の振動数が変化する影響を含めた、鉛直・ねじれ2自由度系における線形化した運動方程式を取りまとめている。

以上のように、空気力を線形化した検討により、送電線のギャロッピングを対象とする発生条件（負減衰特性）が評価されてきた。一方、前述の準定常空気力による定式化を用いた場合、空気力は振幅に対して非線形となり、非線形振動系では定常応答振動（安定なリミットサイクル）や応答特性の初期振動依存（不安定なリミットサイクル）があることが知られている。Parkinson & Smith [1-31]は、鉛直1自由度系において正方形断面の空気力を準定常理論に基づいて多項式近似することで、空気力の非線形性に起因するリミットサイクル振幅を理論的に導出している。この評価法は、1自由度系を対象としたものであり、送電線のギャロッピングで対象とする3自由度系にはそのまま適用することはできない。そのため、非線形振動系を対象とした多自由度での連成特性の解明や、理論的な応答振幅の評価には、更なる研究が望まれている。

1.2.3 数値計算による実送電線のギャロッピング応答解析

実送電線のギャロッピング応答振幅を評価するためには、送電線の構造的特性も含めた応答振幅を評価する必要がある。計算機の発達に伴い、数値解析による時刻歴応答評価に関する研究が多く行われている。実送電線のギャロッピングを対象とした数値解析では、有限要素法を用いる方法が広く用いられている。Henghold & Russell [1-32]は幾何学的非線形性を考慮した並進3自由度を持つケーブル要素を開発し、Desai et al. [1-33]はその並進3自由度の要素に軸まわりの回転自由度として Saint-Venant のねじり要素[1-34]を加えた要素を開発した。この要素をベースとして、清水ら[1-35, 1-36]は、送電線の幾何学的非線形性を考慮した有限要素法解析プログラムを「CAFSS」としてソフトウェア化しており、国内では電力会社をはじめとして広く用いられている。他の特徴的な解析としては、山岡ら[1-37]、山口ら[1-38]、大熊ら[1-39]により、各素導体の相対的な位置が振動中も変化しないという仮定のもと、多導体送電線を等価的に単導体送電線のように扱う等価単導体モデルが開発されている。また、Desai et al. [1-33]は着氷雪の偏心重量を考慮できる要素を提案しており、坂口ら[1-40]はCAFSSにそれらの機能を追加して解析を実施している。これらの解析の多くは、時刻歴応答解析により応答特性を評価するものであり、様々な径間、着氷雪形状、風速、風の吹上角などを任意に設定した解析ができるため、ギャロッピングが発生しやすい場所の推定や事故が発生した際の再現計算などに活用される。一方で、様々な条件に対して計算を実施するには、多くの手間と時間がかかる。そのため、ギャロッピングの発生特性を解明して系統的な検討を実施するために、山口ら[1-38]、坂口ら[1-40]は複素固有値解析法による線形不安定解析を行っている。ただし、線形解析における減衰特性と応答振幅との関係については検討が必要とされている。

数値解析では様々な条件の設定が容易であるものの、その精度検証が非常に重要である。Desai et al. [1-33]や清水ら[1-36]は、模擬着氷雪を用いた観測データにより数値解析の精度検証を実施しているが、実規模設備でのギャロッピング観測では詳細に把握できない諸条件も多く、十分な検証は困難である。特に、空気力は一般的に準定常理論に基づき定式化されるが、1.2.4項でも述べるように、4導体電線においては大幅振動時に空力モーメントなどの空気力が、準定常空気力では厳密に表現できない可能性も指摘されており[1-41,

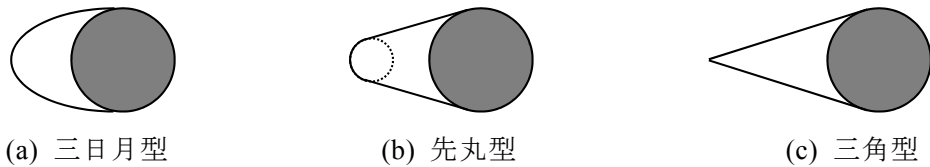


図 1.2.2 空気力測定実験で用いられる簡略化した着氷雪形状の種類

1-42], 準定常空気力の適用範囲および準定常空気力に基づく数値解析で算出される応答振幅の推定精度について評価する必要がある。

また、着氷雪形状や風速条件が都度異なる自然条件下において最大応答振幅を評価する場合には、ある径間（構造諸元）に対して、着氷雪形状（空気力係数）・迎角・風速などを様々に変化させて多くの計算を実施する必要がある。そのため、ギャロッピングの応答振幅が大きくなる条件をあらかじめ把握して、より系統的な評価が必要とされる。

1.2.4 着氷雪電線に作用する空気力の把握

ギャロッピングの応答を評価する理論的・解析的検討で用いられる準定常空気力では、静止断面における（定常）空気力係数を用いて定式化する。着氷雪形状は気象条件や着氷雪のタイプなどにより大きく左右されるため、様々な形状を対象として空気力係数を測定する風洞実験が実施されている。文献[1-6, 1-7, 1-43]などに各種測定データがまとめられているが、大別すると、観測や人工着氷雪実験などで得られた着氷雪形状をそのままシリコン樹脂などで再現した自然着氷雪形状型[1-44, 1-45, 1-46] や、図 1.2.2 に示されるように形状を簡略化した、三日月型[1-47, 1-48, 1-49], 先丸型[1-47, 1-49, 1-50, 1-51], 三角型[1-47, 1-49, 1-50, 1-51, 1-52]などの着氷雪形状を有する送電線断面の空気力係数が計測されている。ただし、自然着氷雪形状型をはじめ、着氷雪部の詳細形状が明らかでないものも多く、着氷雪形状の変化による空気力係数の変化を系統的に比較した事例は少ない。

また、清水ら[1-53]は空気力係数を取得する方法に数値流体解析を用いて、WEB ブラウザ経由で簡単な条件を設定することで、サーバで計算された空気力係数が得られるシステムを構築している。送電線のギャロッピング問題において、準定常理論に基づいて空気力を定式化する場合には、広い迎角範囲を網羅した解析が必要となり、計算コストの面から未だ風洞実験で空気力係数を取得する方法が主流である。ただし、数値流体解析では断面周りの流れ場など風洞実験では得られない情報を得られることもあり、計算機の更なる発達に伴い数値流体解析を用いる方法の有効性は高まると考えられる。

既往の研究において計測されている空気力係数は、その多くが単導体電線のものであり、多導体電線における応答解析でも各素導体に対して単導体電線の空気力係数を用いた解析が多く実施されてきた。しかし、大熊ら[1-52], 清水ら[1-50, 1-51]の 4 導体電線を対象とした空気力測定実験結果から、風下側素導体は風上側素導体の後流域の影響を受けるため、各素導体を受ける力は単導体電線と異なることを示している。更に、着氷雪の無い電線の抗力係数は、ギャロッピングの発生が想定される風速域で、風速に依存することが知られている[1-54]。これは、電線からはく離れた流れ（はく離せん断層）の乱流遷移に伴う電線周りの流れ場の変化に起因するものであり[1-26, 1-55], この現象は着氷雪電線の空気力係数にも少なからず影響を与えるものと考えられる。今後、ギャロッピング応答特性の精緻な把握のためには、空気力係数における、多導体電線での導体間の流れの干渉や、風速・

流入風の乱れ，などの影響を正しく評価する必要がある。

また，送電線のギャロッピングにおいては，大振幅振動に達することに加えて，ねじれ振動も生じるため，振動中に断面に作用する空気力が準定常理論で評価できるかという点について，議論の対象とされてきた[1-7]。そこで，森下ら[1-56, 1-57]は，鉛直・水平方向に全振幅 1.0m，ねじれ方向に全振幅 110 度の加振が可能な大振幅加振装置を開発して，木村ら[1-41, 1-42]や清水ら（Phuch et al.）[1-58, 1-59]は，着氷雪 4 導体電線における大振幅振動時の動的な（非定常）空気力係数を風洞実験により計測した。これらにより，着氷雪 4 導体電線では，大振幅鉛直加振時の空力モーメントや大振幅ねじれ加振時の揚力・空力モーメントにおいて，準定常理論では空気力を厳密には表現できないことを指摘した。また，木村らは，これらの結果に基づき，無次元ねじれ速度を用いた空気力の定式化を提案しているが，その適用範囲などは未解明な部分が多く，実送電線のギャロッピング応答解析に適用された例はない。

1. 2. 5 着氷雪電線模型を用いた風応答測定実験

送電線のギャロッピングの発生条件の解明や，準定常空気力の妥当性の検証のために，着氷雪電線の部分模型を風洞内に設置した，風応答測定実験が実施されている。他の空力振動現象も含めて，部分模型を用いた風応答測定実験では，一般的に，実際の構造物の断面形状を模擬した 2 次元の模型を風洞内にバネなどを用いて弾性支持し，各自由度の振動数を対象とする振動モードに合わせて，その応答特性の計測を行う。

木村ら[1-60]は，着氷雪 4 導体電線の部分模型を風洞内に鉛直・ねじれの 2 自由度で弾性支持し，ギャロッピング応答の計測を行った。また，Chabart & Lilien[1-61]や Keutgen & Lilien[1-62]は，着氷雪単導体電線の部分模型を風洞内に 3 自由度弾性支持し，その応答の計測を行った。これらの測定結果においては，応答特性はほぼ準定常空気力を用いて評価できるとされている。ただし，これらの実験で測定されたギャロッピングは，装置の制限から，鉛直・水平方向の全振幅は 10–20cm 程度，ねじれ方向の全振幅は 10 度程度というように，応答振幅は小さな範囲に限られる。一方で，径間長が数百 m 程度の架空送電線におけるギャロッピングでは，全振幅が数 m～十数 m 程度の鉛直振動となることに加えて，水平・ねじれ方向の振幅も非常に大きいなどの特徴がある。

そこで，Kimura et al.（田中ら）[1-63, 1-64] や清水ら[1-65]は，着氷雪 4 導体電線の部分模型を，模型の軸方向に離れた 2 点からワイヤーおよびバネで支持することにより，鉛直・水平・ねじれの 3 自由度で，鉛直・水平方向の全振幅は 50cm 程度，ねじれ方向の全振幅は 100 度程度の大振幅振動を対象とした実験が実施された。しかし，実送電線のギャロッピングを対象とするには，より大きな振幅を再現した実験が望まれる。また，実際の送電線においてギャロッピングが発生する振動モードの振動数は 1Hz 以下であることが多く，これらに相当するような低振動数での実験は実施されていない。

風応答測定実験では，構造特性（自由度，振動数など），風向・風速・乱れの強さ，着氷雪形状を任意に決定できる上，ギャロッピングの応答特性についても精度よく計測することができる。そのため，ギャロッピングの発生条件・応答特性に対する各因子の影響を詳細に解明する上で，非常に有用である。しかし，送電線のギャロッピングを対象とした風応答測定実験においては，それ以外の構造物の空力振動現象（橋桁のフラッター，斜長橋ケーブルのギャロッピング，煙突の渦励振，高層建物のパフェッティングなど）を対象と

した実験に比べて、模型のサイズ（導体直径など）に対する振動振幅が非常に大きく、振動数も非常に低い条件で実験を行う必要がある。そのため、相似則を用いても、実送電線のギャロッピングにおける、大振幅・低振動数の応答特性を再現する実験は困難であり、実験手法そのものを工夫する必要がある。

1.2.6 対策品の開発およびその評価

1.1節では、国内で一般的に用いられているギャロッピング対策品として、相間スペーサとルーズスペーサを挙げた。国内外において、それ以外にもギャロッピングの対策品が数多く存在する。本項では、国内外で開発されている対策品について簡単に述べた後、多導体送電線用対策品として主に国内で用いられているルーズスペーサの開発およびその評価状況について述べる。国内外のギャロッピング対策品については、文献[1-5, 1-6, 1-7, 1-14]に詳細に取りまとめられている。ギャロッピングの対策を主目的として開発されている対策品を大別すると、①構造的に相間距離を確保するもの、②空力的にギャロッピングを発生し難くする（着氷雪形状を変える、付加物により空力的に大きな減衰力を働かせる）もの、③ねじれ方向の振動数を鉛直方向の振動数から外すことで両自由度が連成し難くするもの、がある。代表的なものをいくつか以下で示す。

①による対策品は主に相間スペーサ（図 1.1.1）を指す。複数本の棒状の絶縁物を径間内に設置することにより、低次のモード（ループ）でギャロッピングが発生した際にも相間距離を確保するものであり、径間長により設置本数および設置位置が異なる。抑制対象とするモードの腹の位置近くに設置することが効果的であり、なるべく高次モードまで対象にできるよう、その設置位置が検討されている。国内で現在用いられている相間スペーサは、絶縁部（がいし）がポリマー製の場合に全体が弓状に弾性変形することはあるが、電線の把持部は基本的に固定されており、その間に可動部は無い。古くはがいしが磁器製であったため、ギャロッピング発生時にその折損などが問題となり、力の集中を避けるため可動部を設けるという考え方の下、把持部が柔軟に動くものや中間部にヒンジを設けたものも開発されている。

②による対策品として、Windamper（図 1.2.3, 文献[1-7]より参照）、スパイラルロッド（図 1.2.4, 文献[1-5]より参照）、ルーズスペーサ（図 1.1.2）などが挙げられる。Windamper は、電線に取り付けて抗力（主流方向の空気力）を増加させることにより、空力減衰効果を増すものである。また、開発当初は、ねじれ方向の振動を助長することで、着氷雪が電線周りに滑らかに生じて一方向に発達し難くさせるという点も着目されていた。スパイラルロッドは、電線にスパイラル状のロッドを巻きつけることにより、着氷雪形状を径間方向に分布させることで、一様な揚力が働き難いとしている。ルーズスペーサは、図 1.1.2 に示されるように、多導体送電線において電線を束ねるために設置する径間スペーサの、いくつかの素導体の把持部にヒンジ機構を設けることで「ルーズ把持」して、素導体が軸周りに回転可能としたものである。また、近年使用されているものについては、ルーズ把持された素導体での筒雪発達による過大な着雪防止を目的として、その回転範囲が ± 80 度の範囲に限定されるようストッパーが設けられている[1-66]。開発状況や対策効果の検討状況は、詳細に後述する。

③による対策品として、Detuning pendulum（図 1.2.5, 文献[1-7]より参照）、捻回抑制装置（図 1.2.6, 文献[1-5]より参照）、偏心重量錘（図 1.2.7, 文献[1-67]より参照）などが挙げ

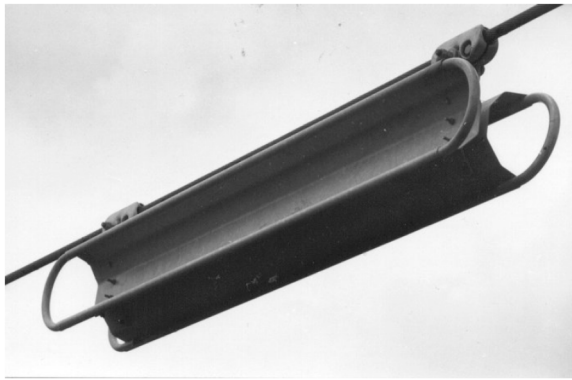


図 1.2.3 Winddamper [1-7]



図 1.2.4 スパイラルロッド [1-5]



図 1.2.5 Detuning Pendulum [1-7] 図 1.2.6 捻回抑制装置 [1-5] 図 1.2.7 偏心重量錘 [1-67]

られる。Detuning pendulum や捻回抑制装置は、ギャロッピングは鉛直方向とねじれ方向が連成する場合に大きな振動になる可能性に着目して、その両自由度の振動数をずらすことを目的として開発されたものである。偏心重量錘は、多導体送電線においてすべての把持部を自由回転としたスペーサと組み合わせて利用される。鉛直方向の振動に伴い、慣性力で素導体がねじられることで、ギャロッピングが抑制されるとしている。

以上のように、数多くの対策品が開発されており、現在使用されていないものも含めると非常に多くのアイデアが出されている。しかし、対策品の有効性は開発者の独自の検証に留まる場合が多い。対象線路におけるメンテナンスの考え方やその地域の気象条件などにも依存するため、どの対策品が優れているかという一般性を持たせた評価はあまり行われておらず、自然淘汰的に現在使用されている対策品の有効性は高いと考えられる。なお、国内における特徴としては、全般的に重着雪を防ぐことが前提となり、その上でギャロッピングを防ぐことができる対策品が選定される。難着雪化対策品については、文献[1-5, 1-14]に取りまとめられているため、参照されたい。

国内では、多導体送電線のギャロッピング対策品としてルーズスペーサが、平成 17 年 12 月の雪害の再発防止策として用いられるなど、近年広く普及されつつある。ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果に関する研究の多くは、最上試験線において着氷雪を模擬して成形された三角形の樹脂（模擬着氷雪）を電線に取付けて、対策品の有無による強風下の電線挙動を比較することで実施されてきた。大浦ら[1-68]は、風上側の 2 本の素導体をルーズ把持した 4 導体送電線を対象として、ルーズスペーサ設置径間で設置しない径間に比べてギャロッピングが抑制された事例を取得した。また、その抑制メカニズムとして、①「ルーズ把持導体が回転して着氷雪方向が一様にならないため、ギャロッピングが生

じる空力特性にならないこと」, ②「ルーズ把持導体が多導体電線全体の鉛直方向より高い振動数で回転振動するため, 同期した振動とならないこと」, を挙げている. 土師ら[1-69]や三塚ら[1-70, 1-71]は, 4 導体送電線において, 風下側 2 本の素導体をルーズ把持した場合や, 着氷雪後風向が変わったことを想定して各素導体に風下向きに模擬着氷雪を取付けた場合(風向反転型. 特に記述が無いものについては, 風上向きに模擬着氷雪を取付ける.)のいずれにおいても, ルーズスペーサを設置した径間でギャロッピングが抑制された事例を取得した. 穴戸ら[1-72, 1-73]は, 2 導体送電線を対象として, ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果が確認された事例を取得した. ここでは, ルーズ把持導体の位置(風上側導体もしくは風下側導体)により, 2 導体電線全体のねじれ角が大きく異なることから, ギャロッピング抑制メカニズムとして, ③「多導体電線全体に大きな空力モーメントが生じ, 振動が発生する迎角範囲から外れること」を挙げている. 菊池ら[1-74]や三塚ら[1-75, 1-76]は, 8 導体送電線を対象として, ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果が確認された事例を取得し, ルーズ把持された素導体の角度を計測することで, 上述の①~③のギャロッピング抑制メカニズムを確認した. また, ルーズ把持導体はストッパーが作用するほど大きく回転しており, ストッパーの角度がギャロッピング抑制効果に影響し得ることを示した. さらに, 風下向きに模擬着氷雪を取付けた場合には, ルーズ把持導体があまり回転しないことから, 風上向きに模擬着氷雪を取付けた場合と比べて, ルーズスペーサによるギャロッピング抑制効果が劣ることを示した.

以上の研究では, 模擬着氷雪を用いており, 径間内で一様の着氷雪形状を想定している. 一方で, 実際の自然着氷雪条件下では, 径間内の着氷雪形状に分布があり, さらにルーズ把持導体と固定把持導体で着氷雪形状が異なることが考えられる. また, ルーズ把持部が凍結する可能性などもあり, 自然着氷雪条件下におけるルーズスペーサのギャロッピング抑制効果の検証を目的とした観測が行われてきた. Mitsuzuka & Isozaki [1-67]は, 自然着氷条件下において, ルーズ把持導体の位置を変えた場合や径間内においてルーズ把持部の異なるスペーサを組み合わせ用いた場合の電線挙動を観測し, その配置によって対策効果が異なること, ルーズスペーサの効果が十分に得られない場合があることなどを示した.

以上のように, 実規模試験線を用いた観測において, ルーズスペーサの効果に関するデータが取得されているものの, 観測では事例毎に異なる結果が得られることがあり, 対策効果が確認された数事例のみでその特性を判断することは難しい. さらに, その抑制メカニズムも不明な部分が多く, 定量的な対策効果を示すためには, より詳細な検証が必要とされている. 特に, 観測においては風速分布(自然着氷雪条件下の観測では着氷雪形状の分布も)や応答変位の径間分布などの詳細な条件が不明なこともあり, 振動が抑制される条件などを定量的に明示することが困難である. 対策効果の検証においては, 様々な架線形態を対象にしなければならず, 上述の通り, ルーズ把持部の配置やストッパーの角度などもルーズスペーサのギャロッピング抑制効果に影響するため, より系統的な評価が必要となる.

1.3 研究目的および検討内容

本研究では, 国内において設備量に対するギャロッピングに伴う事故発生率が高く, 事故発生時の影響も大きい 4 導体送電線を対象として, ギャロッピングによる雪害の対策優

先箇所を抽出することを目的に、ギャロッピングの発生条件および応答振幅特性の解明を行う。また、効果的な対策手法を確立することを目的に、ルーズスペーサの対策効果発現メカニズムの解明および適切な取り付け方法の検討を行う。ここでは、それぞれの因子についてより精緻に評価するために、部分模型を用いた風洞実験や1質点系を対象とした応答解析に基づいた、2次元系における理論的検討を研究の主軸とする。具体的には以下の手順により研究を実施する。なお、風工学の分野では一般的に「ギャロッピング」は鉛直1自由度の空力不安定現象を指すが、本研究では「ギャロッピング」を着氷雪送電線において発生する自励振動を指す用語として用いるため、鉛直・水平・ねじれ3自由度系での空力不安定振動現象を意味することとする。また、一連の検討では、4導体送電線において最も設備数が多い、公称断面積410 mm²の鋼心アルミ撚り線(ACSR410 mm²電線)を対象線種とする。

送電線のギャロッピングに起因する被害は、国内全域で見れば有意な件数が例年発生しているが、ある地点での観測では一定期間内でギャロッピングが発生する気象条件となる機会が少ないため、観測事例は極端に少ない。また、応答振幅・振動モードや径間内の着氷雪形状など現象解明に必要な一揃いのデータはほとんど取得されていない。そこで、実験や解析に基づく理論的検討に先立ち、実送電線におけるギャロッピングの特徴およびルーズスペーサによるギャロッピング抑制状況を把握するために、敦賀試験線における自然着氷条件下での観測を実施した。また、近年の計測機器の発達に伴い、既往の観測では十分に把握できなかった諸条件の把握も可能となり、敦賀試験線の観測を通じて、ギャロッピング発生時の風速・気温などの気象条件に加えて、電線への着氷状況、電線の応答変位・振動モードに関する観測データを取得することができた。さらに、ルーズスペーサによるギャロッピング抑制状況も確認できた。これらの観測事例および分析結果を通じて、実送電線におけるギャロッピングの特徴およびルーズスペーサによるギャロッピング抑制状況を分析する(第2章)。

送電線のギャロッピングは、電線に着氷雪が生じることによって、断面形状が変化して発生する。着氷雪形状は気象条件などに依存して変化するため、各種形状に応じて作用する空気力特性を把握しておく必要がある。また、多導体電線における素導体間の流れの干渉や、風速・流入風の乱れなどが、空気力係数に影響することが明らかにされている。そのため、着氷雪高さおよび着氷雪先端形状、風速・流入風の乱れなどをパラメータとして、単導体電線および4導体電線の空気力係数を測定した。また、4導体電線模型においては、各素導体に圧力測定孔を設けて圧力測定実験を行い、4導体電線の各素導体に作用する空気力を示す。これらの計測結果に基づき、着氷雪4導体電線の空気力における各因子の影響を明らかにする。また、数値流体解析結果も参考にしながら、圧力測定実験結果に基づき、はく離せん断層の再付着の有無による失速現象などの断面周りの流れ場を推定し、空気力係数にそれぞれの変化が生じる要因を明らかにする(第3章)。

部分模型を用いた風応答測定実験では、構造特性(自由度、振動数など)、風速・乱れの強さ、着氷雪形状・迎角などのパラメータを任意に設定できる上、諸条件が明らかな条件下でのギャロッピングの応答特性を計測することができる。そのため、数値解析に用いる空気力モデルの検証、ギャロッピングの発生条件・応答特性に対する各因子の影響評価、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果の検証及びそのメカニズムの解明、において有効な手段である。しかし、送電線のギャロッピングの特徴として、応答振幅が電線径に対

して非常に大きいこと、その応答振動数が低いこと、鉛直・水平・ねじれの3方向の振動が連成すること、などが挙げられ、従来の実験手法では、実際の送電線におけるギャロッピングを再現した実験は実施できない。そこで、実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験のための、部分模型の新しい弾性支持方法を開発する(第4章)。また、本実験手法を用いて、4 導体電線のギャロッピングに対する準定常理論に基づく空気力モデルの適用性を評価し、大振幅振動時の応答を精度良く再現するために空気力の定式化を改良する(第5章)。さらに、ルーズスペーサの回転機構を模擬した4 導体電線部分模型を用いて、ルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムを解明し、ルーズ把持部の配置によるギャロッピング抑制効果の違いを検討する(第7章)。

ギャロッピングの発生要因および応答特性を把握し、ギャロッピングが発生し易い条件を明らかにすることで、実送電線において対策が必要な箇所の特定制や対策方法の検討につながる。しかし、送電線ギャロッピング特有の、鉛直・水平・ねじれ3自由度系において空気力の非線形性を考慮した検討は、既往の研究において十分に実施されていない。前述の通り、本研究では、4 導体電線の大振幅振動時の応答を精度良く再現するために空気力の定式化を改良し、各種条件下において計測された空気力係数も取得するため、それらを用いることで、様々な条件を対象として数値解析による応答特性の解明が可能である。そこで、1 質点系を対象として、着氷雪形状、迎角、自由度、振動数比をパラメータとして、線形不安定解析および時刻歴応答解析を行い、着氷雪4 導体電線におけるギャロッピングの発生要因および応答が大きくなる要因を特定する(第6章)。

以上の検討では、部分模型を用いた風洞実験や1 質点系を対象とした時刻歴応答解析に基づいており、現象を2次元系で評価して、ギャロッピングの応答特性および対策品の効果を示す。実送電線においても、本質的には上記で示された特性によりギャロッピングの応答特性が説明できると考えられるが、実送電線では着氷雪形状・迎角、風速、応答変位などが線路方向の3次元的に分布する。また、構造的に自由度間が連成する特性や振幅に対する構造非線形性などのように、送電線特有の構造特性があると考えられる。そのため、モード重ね合わせ法を用いた線形不安定解析、非線形時刻歴応答解析により、それらの影響を評価して、実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明に展開するための方向性および課題を示す(第8章)。

1.4 本論文の構成

第2章では、第3章以降の実験や解析に基づく理論的検討に先立ち、敦賀試験線における観測事例およびその分析結果を通じて、実送電線におけるギャロッピングの特徴およびルーズスペーサによるギャロッピング抑制状況を示す。

第3章では、空気力測定実験により着氷雪形状、風速、乱れに対する空気力係数の変化を明らかにする。また、圧力測定実験結果に基づき、断面周りの流れ場からそれぞれの変化が生じる要因、および、4 導体送電線における風上側素導体の後流の影響を明らかにする。

第4章では、実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験のための、部分模型の新しい弾性支持方法を開発し、4 導体電線部分模型を用いた実験により、その有効性を確認する。また、実験における部分模型の構造特性を表わす非線形運動方程式を誘導し、

風応答測定実験結果に基づき、数値解析を用いた空気力の評価などを可能にする。

第5章では、第4章で示した風応答測定実験手法を用いて、4 導体電線のギャロッピングへの準定常空気力モデルの適用性を評価し、大振幅振動時の応答を精度良く再現するために空気力の定式化を改良する。また、改良された空気力モデルの特徴を示す。

第6章では、第5章で改良された空気力モデルを用いて、1 質点系を対象に、着氷雪形状、迎角、自由度、振動数比をパラメータとした、線形不安定解析および時刻歴応答解析を行い、着氷雪4 導体電線におけるギャロッピングの発生要因および応答が大きくなる要因を特定する。

第7章では、ルーズスペーサの回転機構を模擬した4 導体電線部分モデルを用いて、第4章で示した風応答測定実験および空気力測定実験を行い、ルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムを解明し、ルーズ把持部の配置によるギャロッピング抑制効果の違いを検討する。

第8章では、モード重ね合わせ法を用いた線形不安定解析、非線形時刻歴応答解析により、実送電線における着氷雪形状・迎角、風速、応答変位などの3 次元的な分布や実送電線特有の構造特性がギャロッピング応答に与える影響を評価して、一連の2 次元系における応答特性に関する検討を、実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明に展開するための方向性および課題を示す。

第9章では、本研究で得られた結論および今後の課題についてまとめる。

参考文献

- [1-1] 電気事業連合会：電気事業のデータベース (INFOBASE 2014)，電気事業連合会 HP, <http://www.fepc.or.jp/library/data/infobase/index.html>, 2015.
- [1-2] 電気協同研究会：自然災害に対する架空送電技術，電気協同研究, Vol.65, No.3, 2009.
- [1-3] 日本雪氷学会：：架空送電線の氷雪害対策，雪氷の研究 No.5, 1973.
- [1-4] 電気協同研究会：送電用鉄塔の設計荷重 ～現状と将来展望～，電気協同研究, Vol.62, No.3, 2006.
- [1-5] 総合エネルギー調査会原子力安全・保安部会電力安全小委員会：今後の雪害対策のあり方について, <http://www.meti.go.jp/report/downloadfiles/g70125a01j.pdf>, 2007.
- [1-6] 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：架空送電線のギャロッピング現象解析技術，電気学会技術報告，第 844 号, 2001.
- [1-7] CIGRE: State of the art of conductor galloping, CIGRE Technical Brochure, No, 322, TF B2.11.O6, 2007.
- [1-8] S. Morishita, K. Tsujimoto, M. Yasui, N. Mori, T. Inoue, K. Shimojima, K. Naito: Galloping phenomena of large bundle conductors Experimental results of the field test lines, CIGRE, 22-04, 1984.
- [1-9] 吉岡正幸：送電線のギャロッピングと対策技術の現状，日本風工学会誌, No. 65, pp. 43-49, 1995.
- [1-10] 小田島達彦，池川豊年，坂田学：新潟下越雪害と再発防止に向けた研究の取り組み，日本風工学会誌, Vol. 33, No. 1, pp. 17-22, 2008.
- [1-11] 井上充男，小林政幸，栗栖聡，飯沢栄一：ギャロッピング対策用ルーズスペーサの開発，AEW 技報，第 28 号, pp. 54-58, 1999.

- [1-12] 中野純：ギャロッピング現象と対策用ルーズスペーサについて，AEW 技報，第 33 号，pp. 18-23，2004.
- [1-13] 電力中央研究所広報グループ：送電設備の雪害対策研究の現状，DEN-CHU-KEN TOPICS, Vol. 5, <http://criepi.denken.or.jp/research/topics/pdf/201101vol5.pdf>, 2011.
- [1-14] 西原崇，杉本聡一郎，清水幹夫，本間宏也，石川智己，屋地康平，松宮央登，大原信，木原直人，麻生照雄，渡邊真人，平口博丸：送電設備の雪害に関する研究－2007～2011 年度成果－，電力中央研究所報告，N19, <http://criepi.denken.or.jp/jp/kenkikaku/report/detail/N19.html>, 2013.
- [1-15] 菊池彬，永富和彦，北西光雄，藤井一幸，武田昌也：架空送電線の耐ギャロッピング設計について（装柱設計），住友電気，Vol.135, pp. 113-123, 1989.
- [1-16] T. Yukino, K. Fujii, I. Hayase: Galloping Phenomena of large bundle conductors observed on the full-scale test line, International Symposium on Cable Dynamics, Liege, Belgium, pp. 557-563, 1995.
- [1-17] 雪野昭寛，山口宏樹：敦賀試験線で観測された 4 導体 2 連続径間送電線のギャロッピング振動の解明，電気学会論文誌 B，電力・エネルギー部門誌，Vol. 122, No. 10, pp. 1120-1128, 2002.
- [1-18] C.B. Gurung, H. Yamaguchi, T. Yukino: Identification and characterization of galloping of Tsuruga test line based on multi-channel modal analysis of field data, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 91, pp. 903-924, 2003.
- [1-19] 武田浩三：最上試験線 30 年の歩み，AEW 技法，Vol.39, pp. 6-27, 2011.
- [1-20] E.L. Tornquist, C. Becker: Galloping Conductors and a Method for Studying Them, AIEE Transactions Paper, Vol. 66, pp. 1154-1161, 1947.
- [1-21] P.V. Dyke, A. Laneville: Galloping of a single conductor covered with a D-section on a high-voltage overhead test line, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, No. 96, pp. 1141-1151, 2008.
- [1-22] 雪野昭寛，澤田純，長谷祐児，武田浩三，太田吉彦，藤野陽三，山口宏樹：送電ケーブルのフィールド観測とフィールド実験，日本風工学会論文集，Vol. 26, No. 1, pp. 95-105, 2001.
- [1-23] J.P. Den Hartog: Transmission line vibration due to sleet, Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, vol. 51, pp. 1074-1076, 1932.
- [1-24] J.P. Den Hartog: Mechanical Vibrations, McGraw-Hill, New York, 1956.
- [1-25] 日本鋼構造協会：構造物の耐風工学，東京電機大学出版局，1997.
- [1-26] 日本風工学会：風工学ハンドブック－構造・防災・環境・エネルギー－，朝倉書店，2007.
- [1-27] O. Nigol, P.G. Buchan: Conductor Galloping, Part II: Torsional Mechanism, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-100, No.2, pp. 708-720, 1981.
- [1-28] 大月晃：架空送電線のギャロッピングに関する研究，日本機械学会論文集（C 編），Vol. 57, No. 536, pp. 1174-1181, 1991.
- [1-29] Y. Nakamura: Galloping of bundled power line conductors, Journal of Sound and Vibration, Vol. 73, Issue 3, pp. 363-377, 1980.
- [1-30] 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.
- [1-31] G.V. Parkinson, J.D. Smith: The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator, *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, Vol. 17, pp. 225-239, 1964.
- [1-32] W.M. Henghold, J.J. Russell: Equilibrium and Natural Frequencies of Cable Structures (a Nonlinear Finite Element Approach), *Journal of Computers and Structures*, Vol. 6, pp. 267-271, 1976.
- [1-33] Y.M. Desai, P. Yu, N. Popplewell, A.H. Shah: Finite element modeling of transmission line galloping, *Computer & Structures*, Vol. 57, No. 3, pp. 407-420, 1995.
- [1-34] 鷺津久一郎, 宮本博, 山田嘉昭, 山本義之, 河合忠彦: 有限要素法ハンドブック I 基礎編, 培風館, 1981.
- [1-35] 清水幹夫, 守護雅富, 佐藤順一: 送電線のギャロッピングの幾何学的非線形解析, *構造工学論文集*, Vol. 44A, pp. 951-960, 1998.
- [1-36] 清水幹夫, 佐藤順一: 4 導体送電線のギャロッピング観測およびシミュレーション, *構造工学論文集*, Vol. 47A, pp. 479-488, 2001.
- [1-37] 山岡勝, 長谷川淳: 等価単導体を用いたシミュレーション計算結果による架空送電線のギャロッピング基本特性, *電気学会論文集 B*, Vol. 114, pp.1091-1098, 1994.
- [1-38] 大熊武司, 加々見淳, 中内一志, 菊池武彦, 武田浩三, 丸川比佐夫: 風の乱れを考慮した架空送電線のギャロッピング解析, *電気学会論文誌 B 電力・エネルギー部門誌*, Vol. 118, No. 12, pp. 1386-1397, 1998.
- [1-39] 山口宏樹, 謝旭, 雪野昭寛: 多導体送電線のギャロッピング特性に関する考察, 第 15 回風工学シンポジウム論文集, pp. 563-568, 1998.
- [1-40] 坂口剛, 横山隆一: 数値解析に基づくカウンタウエイト付き単導体送電線のギャロッピング特性評価, *電気設備学会誌*, Vol. 32, No. 5, pp. 370-379, 2012.
- [1-41] K. Kimura, M. Inoue, Y. Fujino, T. Yukino, H. Inoue, H. Morishima: Unsteady forces on an ice-accreted four-conductor bundle transmission line, 10th International Conference of Wind Engineering, Balkema, Rotterdam, pp. 467-472, 1999.
- [1-42] 木村吉郎, 井上学, 藤野陽三, 雪野昭寛, 井上浩男, 森下弘吉: 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性, *構造工学論文集*, Vol. 46A, pp. 1055-1062, 2000.
- [1-43] M.J. Tunstall: Accretion of ice and aerodynamic coefficients, *Proceedings of the Association des Ingénieurs Montefiore (AIM) Study Day on Galloping*, 1989.
- [1-44] N. Popplewell: Quasi-steady aerodynamic data for moderate transition icing of a single conductor, 11th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures, 2005.
- [1-45] O. Chabart, J.L. Lilien: Galloping of electrical lines in wind tunnel facilities, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Volume 74-76, pp. 967-976, 1998.
- [1-46] L.T. Koutselos, M.J. Tunstall: Collection and Reproduction of natural ice shapes on overhead line conductors and measurement of their aerodynamic characteristics, 3rd International Workshop on Atmospheric Icing of Structures, 1986.
- [1-47] M.I. Kazakevitch, I.Y. Graftsky, A.G. Vasilenko: The interaction of wind with ice-covered structural elements, 8th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures, 1998.
- [1-48] Y.M. Desai, P. Yu, A.H. Shah, N. Popplewell: Perturbation-based finite element analysis of

- transmission line galloping, *Journal of Sound and Vibration*, No. 191(4), pp. 469-489, 1996.
- [1-49] 雪野昭寛, 森島弘吉: 各種着雪形状電線の空力特性測定結果, 平成 10 年電気学会電力・エネルギー部門大会, No. 470, pp. 449-450, 1998.
- [1-50] 清水幹夫, 石原孟, ファフックバン: 3 分力天秤実験に基づく着氷雪多導体および単導体送電線の定常空気力特性に関する検討, 構造工学論文集, Vol. 50A, pp. 647-656, 2004.
- [1-51] M. Shimizu, T. Ishihara, P.V. Phuch: A wind tunnel study of aerodynamic characteristics of ice accreted transmission lines, 5th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Application, Ottawa, Canada, pp. 369–372, 2004.
- [1-52] 大熊武司, 加々見淳, 中内一志, 菊池武彦, 武田浩三, 張衛東: 乱流中での架空送電線のギャロッピング解析 その 1. 4 導体の風力係数, 日本建築学会大会学術講演梗概集, PP. 207-208, 1998.
- [1-53] 清水幹夫, 岡新一, 石原孟: 着氷雪送電線の空気力特性予測システムの開発, 第 19 回風工学シンポジウム論文集, pp.477-482, 2006.
- [1-54] 西原崇, 江口譲, 上地正夫, 雪野昭寛, 菊池直志: 正多角形断面を有する新型電線の空力特性とその低風圧化メカニズムの解明, 日本風工学会論文集, Vol. 31, No. 2, pp. 25-34, 2006.
- [1-55] 日本流体力学会: 流体力学ハンドブック第 2 版, 丸善株式会社, 1998.
- [1-56] 森島弘吉, 井上浩男: 大振幅非定常空気力測定装置の開発 (第一報), 日本風工学会誌, No.78, pp.67-68, 1999.
- [1-57] 森島弘吉, 雪野昭寛, 木村吉郎, 井上浩男: 大振幅非定常空気力測定装置の開発 (第二報), 日本風工学会誌, No.79, pp.95-96, 1999.
- [1-58] 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力特性に関する研究, 第 18 回風工学シンポジウム論文集, pp.245-250, 2004.
- [1-59] P.V. Phuch, T. Ishihara, Y. Fujino, M. Shimizu: A wind tunnel study on unsteady forces of ICE accreted transmission lines, 5th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Application, Ottawa, Canada, pp. 373–376, 2004.
- [1-60] 木村吉郎, 田中伸英, 藤野陽三, 雪野昭寛: 着氷 4 導体送電線の 2 次元模型の風洞実験と解析, 第 14 回風工学シンポジウム, pp. 395-400, 1996.
- [1-61] O. Chabart, J.L. Lilien: Galloping of electrical lines in wind tunnel facilities, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76, pp. 967-976, 1998.
- [1-62] R. Keutgen, J.L. Lilien: Benchmark Cases for Galloping with Results Obtained from WInbd Tunnel Facilities—Validation of a Finite Element Model, *IEEE Transactions on power delivery*, Vol. 15, No.1, pp. 367-374, 2000.
- [1-63] K. Kimura, N. Tanaka, Y. Fujino, T. Yukino, H. Inoue: Wind tunnel and Analytical Study on a Section model of Ice-Accreted 4 Bundled Conductor Transmission Lines, The 6th East Asi1-Pacific Conference on Structural Engineering & Construction, Taipei, Taiwan, 1998.
- [1-64] 田中伸英, 木村吉郎, 藤野陽三, 雪野昭寛, 井上浩男: 着氷 4 導体送電線の大振幅対風挙動, 土木学会年次学術講演会講演概要集第 1 部(B), Vol. 53, pp. 114-115, 1998.
- [1-65] 清水幹夫, 石原孟, ファバンフック: 着氷雪 4 導体および単導体送電線のギャロッピング現象の解明 (その 1) —部分模型の風洞内ギャロッピング再現実験—, 電中

研報告, N04024, 2005.

- [1-66] 小澤明夫, 加々見淳, 安藤仁, 岡敏博, 中田正紀, 三戸雅隆: スペーサ構造による着雪特性の違いに対する検討(その1), 平成7年電気学会全国大会論文集, Vol. 7, pp. 10-11, 1995.
- [1-67] H. Mitsuzuka, M. Isozaki: A study of countermeasures against conductor galloping at full-scale test line, 12th International Workshop on Atmospheric Icing on Structures, Yokohama, 2007.
- [1-68] 大浦一隆, 横沢浩, 菅野浩, 菅野隆, 武田浩三: 最上試験線における観測結果 ルーズスペーサのギャロッピング停止抑止効果, AEW 技報, 第27号, pp. 89-93, 1998.
- [1-69] 土師弘敬, 武田浩三, 宍戸亮一: ルーズスペーサのギャロッピング抑止効果実証試験, 平成12年電気学会全国大会論文集, Vol. 7, pp. 3135, 2000.
- [1-70] 三塚洋明, 宍戸亮一, 武田浩三, 佐藤博男, 横沢浩, 菅野浩: ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果, AEW 技報, 第30号, pp. 7-11, 2001.
- [1-71] 三塚洋明, 武田浩三, 宍戸亮一: ルーズスペーサのギャロッピング抑止効果実証試験(その2), 平成13年電気学会全国大会論文集, Vol. 7, pp. 2842-2843, 2001.
- [1-72] 宍戸亮一, 中澤貞範, 武田浩三: 2 導体ルーズスペーサのギャロッピング実証試験, AEW 技報, 第32号, pp. 7-9, 2003.
- [1-73] 宍戸亮一, 中澤貞範, 武田浩三: 2 導体ルーズスペーサのギャロッピング実証試験, 平成15年電気学会全国大会論文集, Vol. 7, pp. 8-9, 2003.
- [1-74] 菊池武彦, 三塚洋明, 武田浩三, 宍戸亮一, 中澤貞範, 伊藤儀宝, 白岩岳治: 2 導体ルーズスペーサのギャロッピング実証試験, AEW 技報, 第32号, pp. 7-9, 2003.
- [1-75] 三塚洋明, 菊池武彦: ルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムに関する検討, 平成15年電気学会全国大会論文集, Vol. 7, pp. 6-7, 2003.
- [1-76] 三塚洋明, 菊池武彦, 武田浩三, 中澤貞範, 伊藤儀宝, 白岩岳治: 最上試験線における8 導体用ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果の分析, 平成16年電気学会電力・エネルギー部門大会論文集, Vol. 8, pp. 5-6, 2004.

2. 実規模試験線で観測されたギャロッピングの特徴およびルーズスペーサの効果

送電線のギャロッピングに起因する被害は、国内全域で見れば有意な件数が例年発生しているが、ある特定の地点での観測では一定期間内でギャロッピングが発生する気象条件となる機会が少なく、観測事例は極端に少ない。また、応答振幅・振動モードや径間内の着氷形状など現象解明に必要なデータが一揃い取得できた事例はほぼない。既往の研究ではより観測機会を増やすために、模擬着氷雪を用いた観測も実施されているが、実送電線のギャロッピング現象の実態把握には、自然着氷雪条件下での観測データが必要である。

電力中央研究所で実施している「送電線の雪害に関する研究」[2-1]では、冬季に季節風が強まる際に着氷が発生しやすい敦賀試験線[2-2, 2-3]（関西電力（株）所有）に観測システムを構築し、4 導体送電線におけるギャロッピングの観測を実施している。また、ここでは標準スペーサ設置相とルーズスペーサ設置相（ルーズ把持部は対角配置）の応答特性を比較しており、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果の検証を実施している。2009 年 12 月 21 日には、冬型の西高東低の気圧配置のもと、日本海側地域において荒天が続き、電線への着氷およびそれに伴って標準スペーサ設置相においてギャロッピングが発生する観測データを取得することができた。本章では、第 3 章以降の実験や解析に基づく理論的検討に先立ち、2009 年 12 月 21 日の観測事例およびその分析結果を通じて、実送電線におけるギャロッピングの特徴およびルーズスペーサによるギャロッピング抑制状況を示す。

2.1 節では、観測対象および観測システムの概要を示す。2.2 節では、2009 年 12 月 21 日の気象条件およびギャロッピングによる電線振動の概要について示す。2.3 節では、観測事例に基づいて、実送電線におけるギャロッピングの発生条件に関する考察を行う。2.4 節では、ルーズスペーサ設置相においてギャロッピングが抑制されている様子について示す。

2.1 観測システム

本研究では、図 2.1.1 に示されるように福井県と滋賀県の県境に位置する敦賀試験線[2-2, 2-3]（関西電力（株）所有）において観測システムを構築し、ギャロッピングの観測を行った。以下に、観測設備および観測項目の概要を述べる。

2.1.1 観測設備

図 2.1.2 に示されるよう関西電力所有の敦賀試験線は山の尾根上に位置しており、No.2-No.3 鉄塔間の A, C 相に位置する 4 導体送電線で観測を実施している。観測対象の送電線は、導体直径が 28.5mm、導体間隔が 400mm の鋼心アルミ撚り線(ACSR, 公称断面積 410mm²) の 4 導体送電線である。C 相には標準スペーサ（ジェイ・パワーシステムズ製、ボルトレス方式）が取り付けられており、A 相にはルーズスペーサ（ビスキャス製、ルーズ把持部は北側の上側素導体および南側の下側素導体の対角配置）が取り付けられている。本観測で用いたスペーサを図 2.1.3 に示す。径間長は A, C 相それぞれ 346.4m, 343.9m であり、弛度はそれぞれ 10.8m, 10.5m（気温 25 度、無着氷雪・無風時の計算値）であり、線路は方位角 100 度方向を向いている。また、敦賀試験線は山の尾根上に位置しており、A, C 相のそれぞれに 93.4, 95.7m の支持点高低差がある。図 2.1.4 に観測径間における縦断図を示す。



図 2.1.1 敦賀試験線位置図

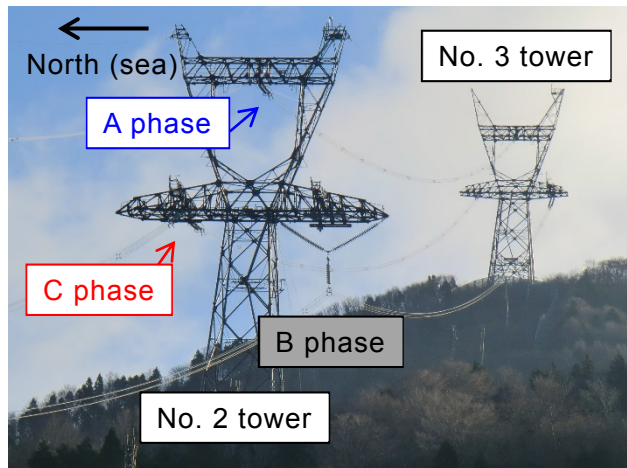
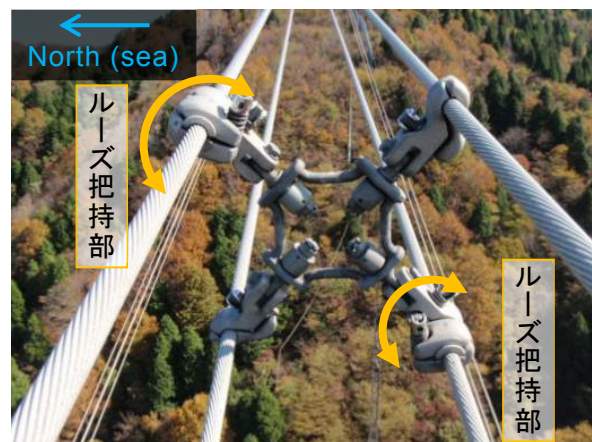


図 2.1.2 観測径間全景図



(a) 標準スペーサ (ボルトレスタイプ)



(b) ルーズスペーサ (対角配置)

図 2.1.3 観測径間で使用したスペーサ

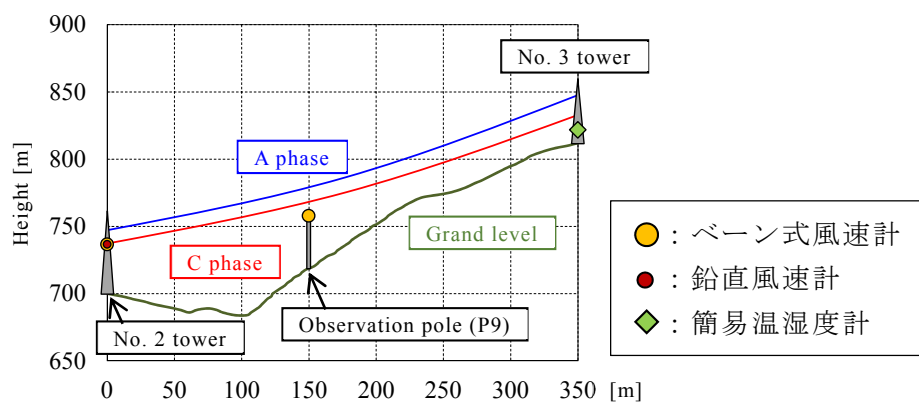


図 2.1.4 敦賀試験線縦断図および気象測器設置位置

2.1.2 観測機器

図 2.1.4 には気象測器の取り付け箇所を併記しており、No.2 鉄塔の地上高約 40m にはベーン式風速計、鉛直風速計が、径間内の観測柱 (P9 柱) の地上高約 40m にはベーン式風速計が設置されており、サンプリング周波数 20Hz で計測した。No.3 鉄塔には簡易温湿度計が設置されており、気温・湿度を 1 時間毎に計測した。図 2.1.5 に A, C 相それぞれの鉄塔および電線に設置された計測機器一覧を示す。図 2.1.5 に示すように、A, C 相の No.2 鉄

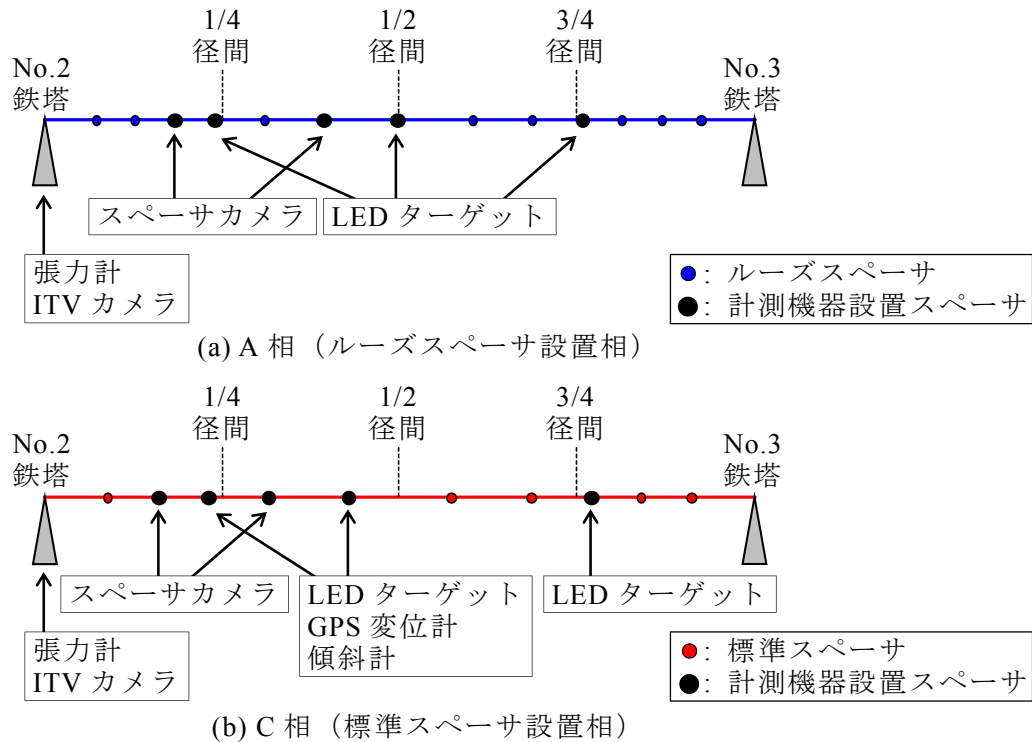


図 2.1.5 径間内の計測機器設置位置

塔側のがいし連には張力計が設置されており、サンプリング周波数 20Hz で計測した。

また、送電線のギャロッピング特性を把握するためには、電線張力に加えて径間内の電線変位を計測する必要がある。実規模送電線の観測においては、一般的に電線に取り付けた発光ターゲットをカメラで撮影し、画像トレースから変位を算出する方法が用いられてきた[2-3]。本観測においても、No.2 鉄塔には ITV カメラが、各相の 1/4, 1/2, 3/4 径間近傍のスペーサには LED ターゲットが取り付けられている。LED ターゲットは 4 つの素導体の中心から線路直角方向に±500mm の位置（北側および南側）に 2 つの LED が取り付けられている。画像トレースによって 2 点の変位を算出することで、鉛直・水平変位に加えて、ねじれ角も算出することができる。

一方で、送電線のギャロッピングが発生する際には、気象条件が厳しく視界不良によりターゲットが視認できないことも多くある。敦賀試験線では、実線路と違い課電されていないため、スペーサに様々な装置を取り付けての観測が可能であり、C 相の 1/4, 1/2 径間近傍のスペーサには LED ターゲットに加え、それぞれ 2 台の GPS センサー（Trimble 社製：BD950）を取り付け、GPS 測量による直接的な電線変位の計測を試みた。本計測においては、電線に取り付けた計測器のほかに基準局を設け、RTK（リアルタイムキネマティック）法[2-4]によって、高精度（誤差：数 cm 程度）の変位データをサンプリング周波数 20Hz で取得することが可能である。図 2.1.6 に LED ターゲットおよび GPS センサーを取り付けたスペーサの写真を示す。それぞれの設置点において 4 つの素導体の中心から線路直角方向に±200mm の位置に 2 つのセンサーが取り付けられている。

また、C 相の 1/4, 1/2 径間近傍のスペーサにおいては、半導体式（3D-MEMS）の傾斜計（VTI Technologiess 社製：SCA121T-D03）を取り付け、サンプリング周波数 5Hz で計測した。さらに、径間内複数のスペーサには、スペーサカメラが設置されており、径間内にお

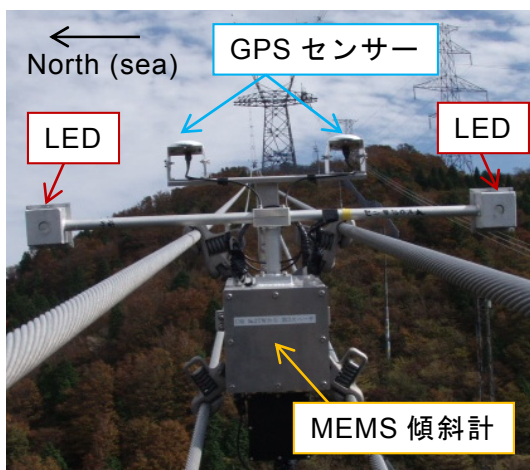


図 2.1.6 GPS センサー取り付け状況（C相）

表 2.1.1 敦賀試験線観測項目

観測項目	計測器	サンプリング
風速・風向	ベーン風速計	20 Hz
鉛直風速	鉛直風速計	20 Hz
気温・湿度	簡易気象測器	1 時間毎
張力	張力計	20 Hz
鉛直変位 ・水平変位	GPS 変位計 ITV カメラ	20 Hz 30 Hz
ねじれ変位	MEMS 傾斜計 ITV カメラ	5 Hz 30 Hz

表 2.1.2 加振実験から得た各モードの振動数

自由度	次数	モード形状	加振実験		固有値解析結果	
			A 相	C 相	A 相	C 相
鉛直	1 次	2 ループ	0.33 Hz	0.32 Hz	0.328 Hz	0.332 Hz
	2 次	疑似 1 ループ	不明	0.39 Hz	0.399 Hz	0.393 Hz
	3 次	3 ループ	不明	不明	0.563 Hz	0.564 Hz
ねじれ	1 次	1 ループ	不明	0.27 Hz	0.269 Hz	0.272 Hz
	2 次	2 ループ	不明	0.37 Hz	0.353 Hz	0.365 Hz
	3 次	3 ループ	不明	不明	0.529 Hz	0.546 Hz
水平	1 次	1 ループ	不明	不明	0.169 Hz	0.168 Hz
	2 次	2 ループ	不明	不明	0.329 Hz	0.333 Hz
	3 次	3 ループ	不明	不明	0.493 Hz	0.498 Hz

ける着氷雪状況を把握することができる。

気温・湿度・風速以外のデータは、5 秒毎にトリガー条件を満たすかを判断し、条件が満たされる場合に、その後 10 分間データが取得される。ここでは、トリガー条件を、平均風速が 8m/s 以上かつ、5 秒間の張力の変動値（最大値－最小値）が 2.94kN 以上（4 導体送電線の素導体 1 本当たり）に換算）とした。以上に示した計測機器から取得されるデータ一覧を表 2.1.1 に示す。

2.1.3 固有振動数と振動モード

観測に先立ち、電線の固有振動特性を把握するために、加振実験を実施した。加振実験では、電線から垂下させたロープを介して、各モードの振動が発生するように人力で電線を加振し、その後の自由振動波形から振動特性を把握する。ここでは、3/4 径間近傍のスペーサ（A 相では No.2 鉄塔から 9 つ目、C 相では No.2 鉄塔から 7 つ目）にホイールを取り付け、ホイールから垂下させたロープを用いて鉛直・ねじれ方向に加振を実施し、計測された張力データ・GPS 変位データから各モードの固有振動数を把握した。表 2.1.2 に加振実験で明らかになった各モードの固有振動数を示す。表に示す低次モードのうちいくつかは、加振実験の結果からは固有振動数が特定できなかった。そこで、有限要素法に基づく幾何学的非線形性を考慮した数値解析プログラム「CAFSS」[2-5]を用いて、対象径間を

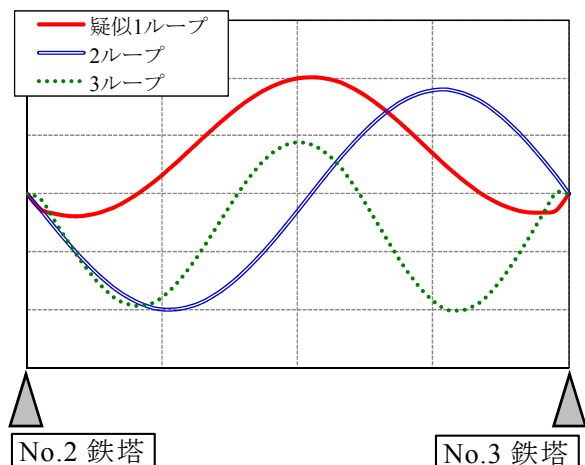


図 2.1.7 鉛直低次モードの形状 (C 相)

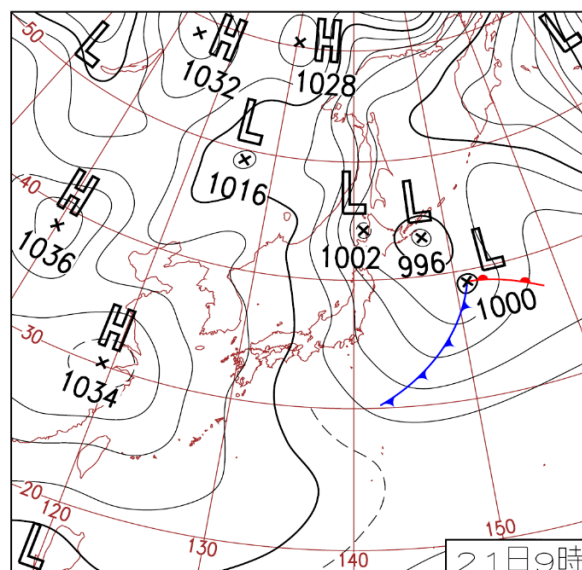


図 2.2.1 気象庁発表天気図 (2009/12/21 9 時)

モデル化して固有値解析により求めた固有振動数を併記する。実測結果および解析結果はほぼ一致しており、加振実験で得られなかった固有振動数もこれにより明らかになった。なお、モード形状に示す「ループ」は径間内のモード変位の腹の数を指し、奇数ループが対称モード、偶数ループが逆対称モードとなる。また、送電線のように弛度があるケーブル構造物においては、鉛直 1 ループの支持点付近の形状が変化し、固有振動数が高くなる [2-6]。そのモードは疑似 1 ループと呼ばれ、図 2.1.7 にそのモードも含めた C 相における鉛直低次モードの形状を示す。

2.2 観測されたギャロッピングの概要

2009 年 12 月 21 日 11-19 時ごろに平均張力の増加および大きな張力変動が生じ、トリガー起動によりデータが取得された。その時間、ITV カメラの映像から、C 相においてはギャロッピングが発生していたことが確認されている。以下では、2009 年 12 月 21 日に取得されたデータについて分析を行う。

2.2.1 2009 年 12 月 21 日の観測事例概要

図 2.2.1 に 2009 年 12 月 21 日 9 時の気象庁発表 [2-7] の天気図を示す。2009 年 12 月 21 日は、冬型「西高東低」の気圧配置のもと、日本海側地域において荒天が続いた。図 2.2.2 には No.3 鉄塔に設置された簡易気象測器の気温・湿度の 1 時間毎の瞬時値の時系列変化を、図 2.2.3 には No.2 鉄塔のベーン式風速計で計測された風速の 10 分毎の最大値・平均値の時系列変化を、図 2.2.4 には No.2 鉄塔のベーン式風速計で計測された風向の 10 分毎の平均値の時系列変化を、それぞれ示す。なお、ここで示した風速の最大値は、気象庁の定義にしたがった最大瞬間風速 (4Hz サンプリングの 3 秒移動平均の最大値) ではなく、20Hz サンプリングデータの最大値である。また、21 日の未明に落雷の影響により停電が発生したため、図 2.2.3, 2.2.4 に示される風速計のデータにおいては、一部の時間においてデータが欠測している。図 2.2.2 に示すように、2009 年 12 月 21 日は気温が -3°C 付近を推移して

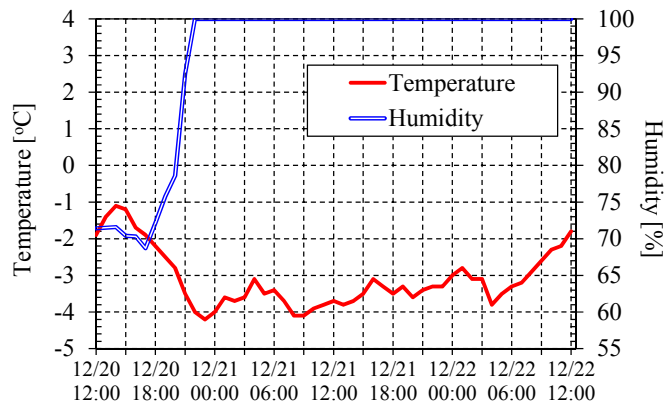


図 2.2.2 気温・湿度の 1 時間毎瞬時値 (No.3 鉄塔)

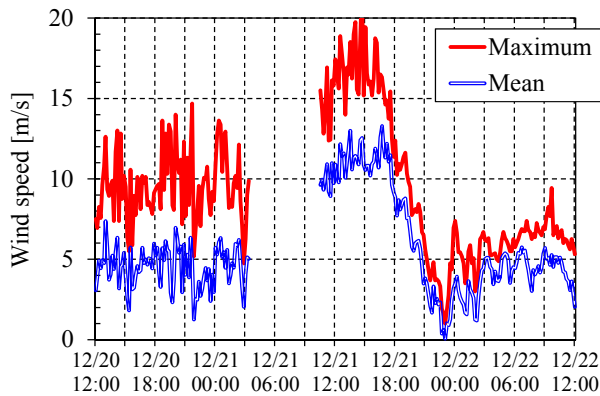


図 2.2.3 風速の 10 分毎最大・平均値
(No.2 鉄塔)

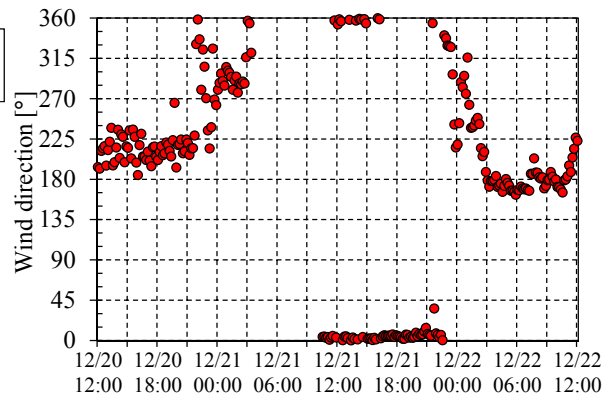


図 2.2.4 風向の 10 分毎平均値
(No.2 鉄塔)

おり、高標高地域においてみられる雲中着氷が発生したと考えられる[2-8]。風速は、21 日の未明から上昇したと考えられ、21 日の 11-19 時ごろでは平均 10m/s を越える風が吹いていた。また、風向は線路直角方向（方位角 10 度）と概ね一致していた。

2009 年 12 月 21 日は、電源が復旧して間もない 10:54:12 にトリガーが起動し、張力計・GPS 変位計・傾斜計・ITV カメラ映像などのデータが 10 分間記録された。その後 19:28:57 まで、計 46 回トリガーが起動し、データが収録されている。なお、21 日の未明に落雷による停電が発生しており、10:54:12 以前においてはデータが収録できない状況であった。そのため、その時間帯において、トリガー条件を満たしていたかは不明である。

図 2.2.5, 2.2.6 に、トリガーが起動した各 10 分間における風速の最大・平均値、平均吹上げ角をそれぞれ示す。平均風速においては、径間中央付近の P9 柱における風速計の値と No.2 鉄塔の風速計の値は概ね一致していることが分かる。また、No.2 鉄塔付近においては、平均 11~15 度の吹上げ角を持った風が吹いていたことが分かる。

図 2.2.7, 2.2.8 に、各 10 分間における張力の平均値、張力の変動値（最大値-最小値）をそれぞれ示す。各相において、張力は No.2 鉄塔の 2 組のがいし連それぞれの値が計測されている。ここでは、2 つのデータを合算して各相における張力値を求め、その値を 4（導体数）で除して、素導体 1 本あたりの値に換算した値を用いている。平均風速 10m/s 前後では、着氷による電線に働く抗力の増加を加味（第 3 章、図 3.1.2 で示すような形状を想定）しても、平均張力の増加は 1kN 以下であるため、本事例における張力の平均値の増加は主に着氷が生じたことによる荷重の増加に起因するものと考えられる。張力の平均値を比較

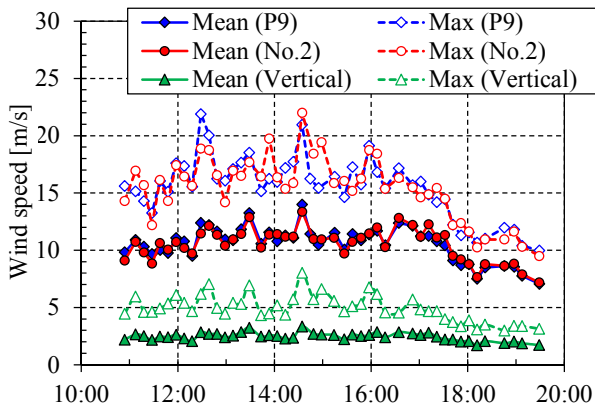


図 2.2.5 風速の比較 (2009/12/21, 10 分毎)

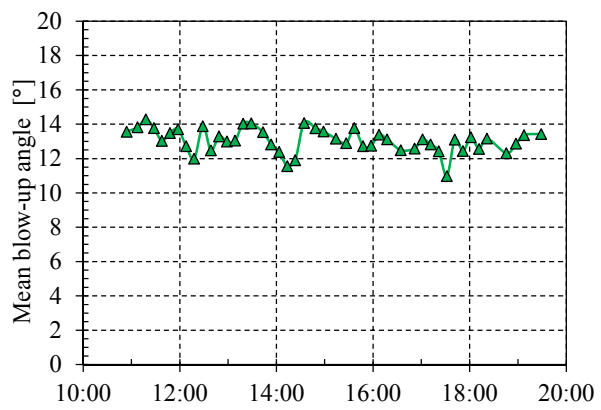


図 2.2.6 平均吹上げ角 (地上高約 40m)

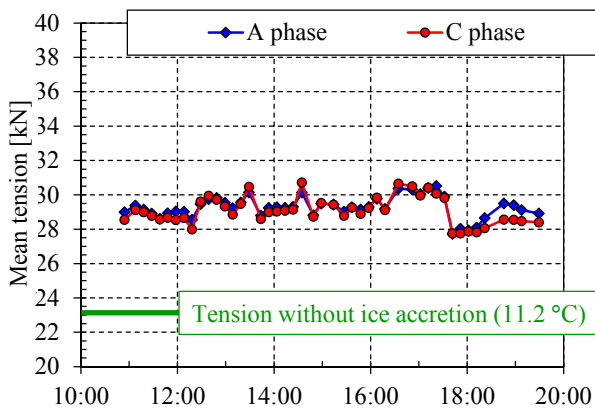


図 2.2.7 張力の平均値 (導体 1 本あたり)

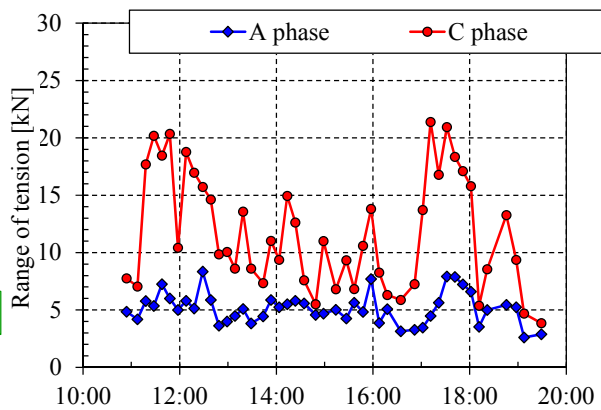


図 2.2.8 張力の変動値 (最大値 - 最小値)

すると、A 相と C 相で概ね一致しており、着氷の量はほぼ同じであったことがわかる。また、平均張力の変化が時間に対して小さく、わずかな変化も平均風速の変化に伴って生じていることから、データ取得がおこなわれる 11 時頃より前に着氷が発達し、その後着氷量はほとんど変化していないと考えられる。

図 2.2.8 に示されるように、C 相 (標準スペーサ設置相) において張力変動が大きく、A 相 (ルーズスペーサ設置相) においては張力変動が小さい。ITV カメラの映像から、C 相においては大きな振動が確認されており、ギャロッピングが発生していたと考えられる。一方で、A 相ではほとんど振動が生じていないことが確認されており、ルーズスペーサの効果により、ギャロッピングが抑制されていたと考えられる。A 相における振動特性、着氷雪状況の分析および、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果については、2.4 節にて示し、以下ではまず C 相における振動特性の分析および実送電線におけるギャロッピング発生メカニズムについての考察を行う。

2.2.2 電線変位・ねじれ角の直接計測

2.2.2.1 GPS 変位計による電線変位の直接計測

C 相 (標準スペーサ設置相) においては、1/4 径間近傍のスペーサ (No.2 鉄塔から径間長の 24.0% の位置。以下、1/4 径間と示す。) および 1/2 径間近傍のスペーサ (No.2 鉄塔から径間長の 44.3% の位置。以下、1/2 径間と示す。) には LED ターゲットに加え、GPS 変位計が取り付けられている。以下では、2009 年 12 月 21 日の観測結果から、画像トレースお

表 2.2.1 各 GPS 変位計におけるデータ取得状況
(各 10 分データの高精度解取得率に対する事例数)

データ取得率	1/4 径間・南側	1/2 径間・南側
20%未満	0 件	0 件
20%以上	1 件	1 件
40%以上	0 件	0 件
60%以上	0 件	0 件
80%以上	13 件	13 件
100%	32 件	32 件
合計	46 件	46 件

よび GPS 変位計により計測された変位を比較し、送電線のギャロッピング観測における GPS 変位計の適用性について検討する。ただし、21 日未明の落雷による停電以降、1/4、1/2 径間ともに、北側のセンサーにおいては、データがほとんど取得できていない。落雷による影響でシステムに不具合が発生した可能性が考えられ、以下では南側のセンサーのデータを用いて検討を行う。

RTK 法による GPS 測量においては、衛星が切り替わる場合や無線 LAN によるデータ送受信状況が悪化する場合などにおいて、数秒～数分（観測状況によって変化）データの精度が低下する時間帯がある。表 2.2.1 に 2009 年 12 月 21 日に取得された 46 事例における南側 GPS 変位計の高精度データ取得状況を示す。ここでは、各事例において高精度データの取得率を求め、その割合ごとの件数を示した。南側 GPS 変位計においては、多くの事例において、100%データが取得されていることがわかる。今回の事例のように、鉄塔に取り付けられた ITV カメラでは、霧や雲・降水の影響により、1/2 径間の LED ターゲットはほとんど視認できず、1/4 径間の LED ターゲットも視認できない時間帯が多くあったことを考えると、RTK 法を用いた GPS 測量によるギャロッピング計測は有効であると考えられる。ただし、大きなねじれ振動が生じた場合に、センサー部が傾き、データが取得できなくなっているケースなどもみられることから、その取り付け方法などに改良の余地があると考えられる。

図 2.2.9 に画像トレースから算出した鉛直・水平変位と、GPS 変位計から求めた鉛直・水平変位を比較した結果を示す。なお、画像トレースによって求められた画素値[pixel]は、2 つの LED 間の距離から換算値[m/pixel]を求め、変位[m]に換算している。また、GPS 変位計で計測された緯度経度データは、緯度 1 秒を 30.8m、経度 1 秒を 25.2m として変位に換算している。図 2.2.9 においては、ギャロッピングが発生していた 11:35-11:38 の 1/4 径間における変位を示した。画像トレースによる算出結果と GPS 変位計の計測結果は概ね一致していることが確認できる。

2.2.2.2 傾斜計による電線ねじれ角の直接計測

2009 年 12 月 21 日の観測事例においては、北側の GPS 変位計のデータが取得できなかったため、GPS 測量によるデータからはねじれ角を算出することができない。一方で、1/4、1/2 径間には傾斜計が設置されている。図 2.2.10 に、図 2.2.9 と同時刻の 1/4 径間における、画像トレースから算出したねじれ角と、傾斜計で測定されたねじれ角を比較した結果を示す。図 2.2.10 においては、それぞれ計測された時系列データと 1 分間の移動平均処理（前

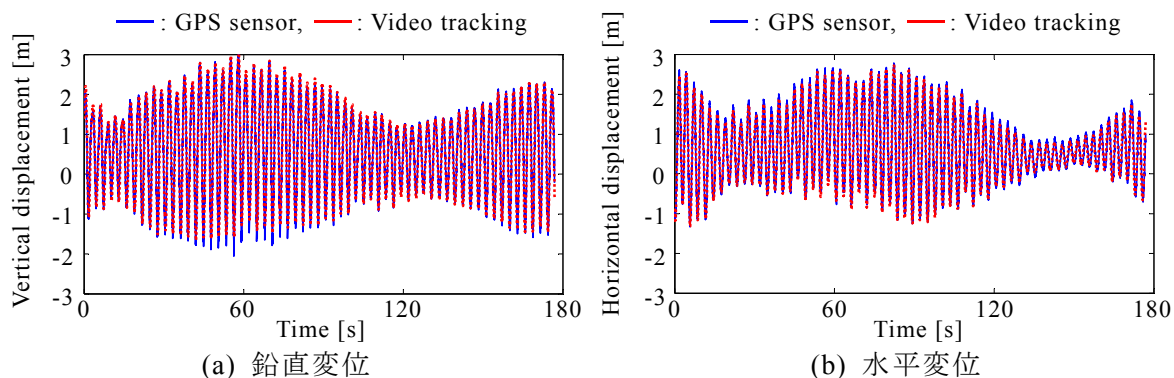


図 2.2.9 GPS 変位計と画像トレースによる変位の比較（径間 1/4 地点，11:35–11:38）

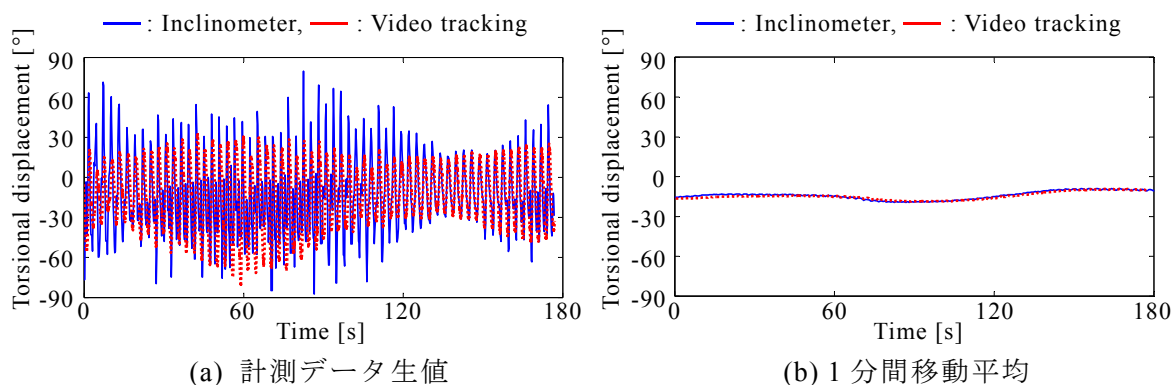


図 2.2.10 傾斜計と画像トレースによるねじれ角の比較（径間 1/4 地点，11:35–11:38）

後 30 秒間のデータを平均)を行った結果を示す. 図 2.2.10 (a)に示されるように時系列データにおいては, 両者に大きな差がみられる. これは, 傾斜計における測定誤差と考えられる. 傾斜計は力の作用する角度を検知しており, 静止時には重力のみが作用するため, その方向から傾斜角を算出することができる. しかし, 電線の振動が大きくなると慣性力を併せて検知するため, 正確に重力の方向を検知できないことが原因であると考えられる.

一方で, 図 2.2.10 (b)に示されるように, 画像トレースと傾斜計で測定されたねじれ角の 1 分間の移動平均値は概ね一致しており, 傾斜計においても, 平均的な特性は捉えられていると考えられる. 2.3 節においては, 傾斜計の 1 分毎の平均データを用いてギャロッピング発生条件に関する考察を行う.

2.2.3 C 相における振動特性の分析

図 2.2.11 に, トリガー収録された各 10 分間における南側 GPS 変位計で計測された変位の標準偏差を示す. 両計測点における鉛直方向の標準偏差を比較すると, 1/2 径間の値より 1/4 径間の値が大きい. 一方で, 水平方向の標準偏差においては, 1/2 径間の値が大きくなっている時間帯がみられる.

ここで, 図 2.2.12, 2.2.13 に, 0–0.1Hz 成分と 0.1Hz 以上の成分に分けて求めた標準偏差を示す. ギャロッピング振動においては, 送電線の固有振動モードで振動が生じるため, 最低次のモードの固有振動数以上における振動成分が卓越すると考えられる. 一方で, 送電線のバフティング振動においては, 固有振動モードでの振動も生じるものの, 風の変動に伴う強制振動によって, 最低次のモードの固有振動数より低い振動数での振動も卓

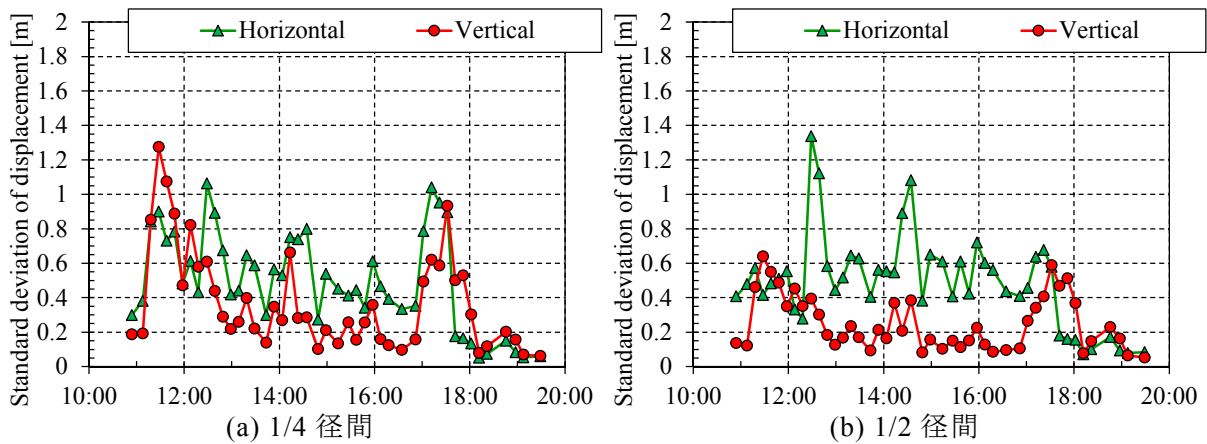


図 2.2.11 鉛直・水平変位の標準偏差 (10分毎統計値, 南側 GPS 変位計)

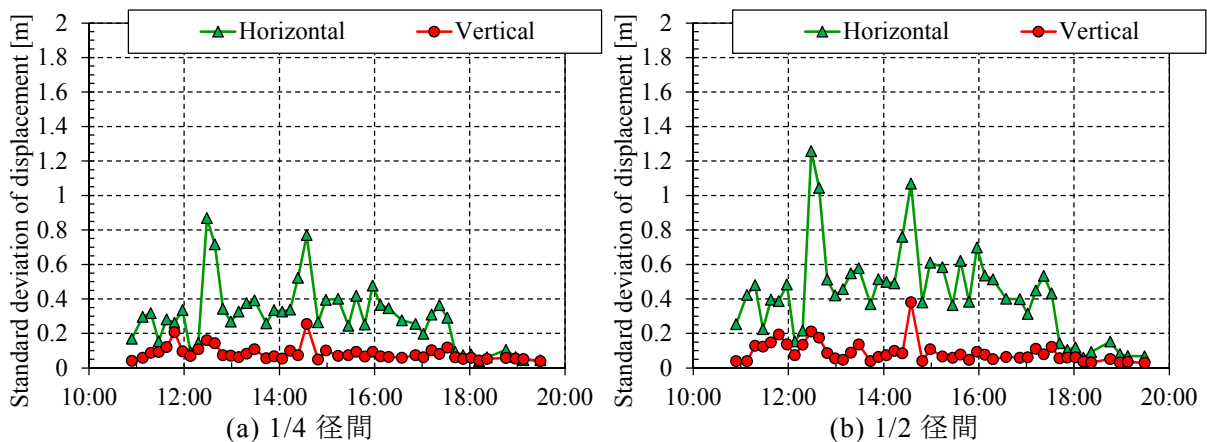


図 2.2.12 鉛直・水平変位の標準偏差 (0-0.1Hz 成分, 南側 GPS 変位計)

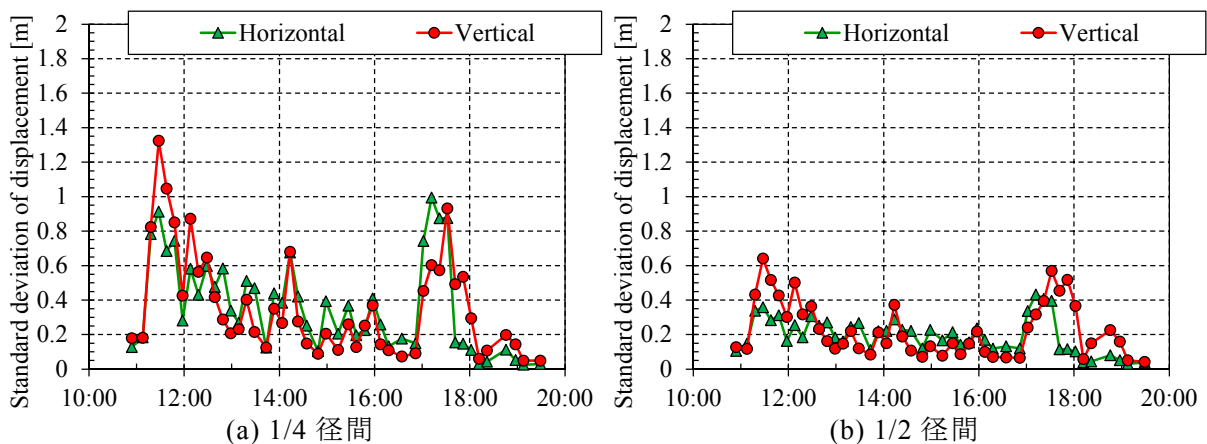


図 2.2.13 鉛直・水平変位の標準偏差 (0.1Hz 以上成分, 南側 GPS 変位計)

越する．ここでは、0-0.1Hz と 0.1Hz 以上における振動成分に分けることにより、観測された振動の様相を調べる．バフティング振動が卓越的と考えられる 0-0.1Hz 成分においては、1/2 径間における水平振動が大きく、特に大きかった時間帯として、12:28:47 と 14:34:27 の事例がみられる．図 2.2.5 に示されるように、この時間帯において、大きな最大風速が観測されており、それによって水平方向に大きな振動が発生したと考えられる．

一方、図 2.2.13 に示される 0.1Hz 以上の成分においては、1/2 径間より 1/4 径間の値が大きい．特にその鉛直方向の値が大きな時間帯として、11:27:57 の事例がみられる．本時間

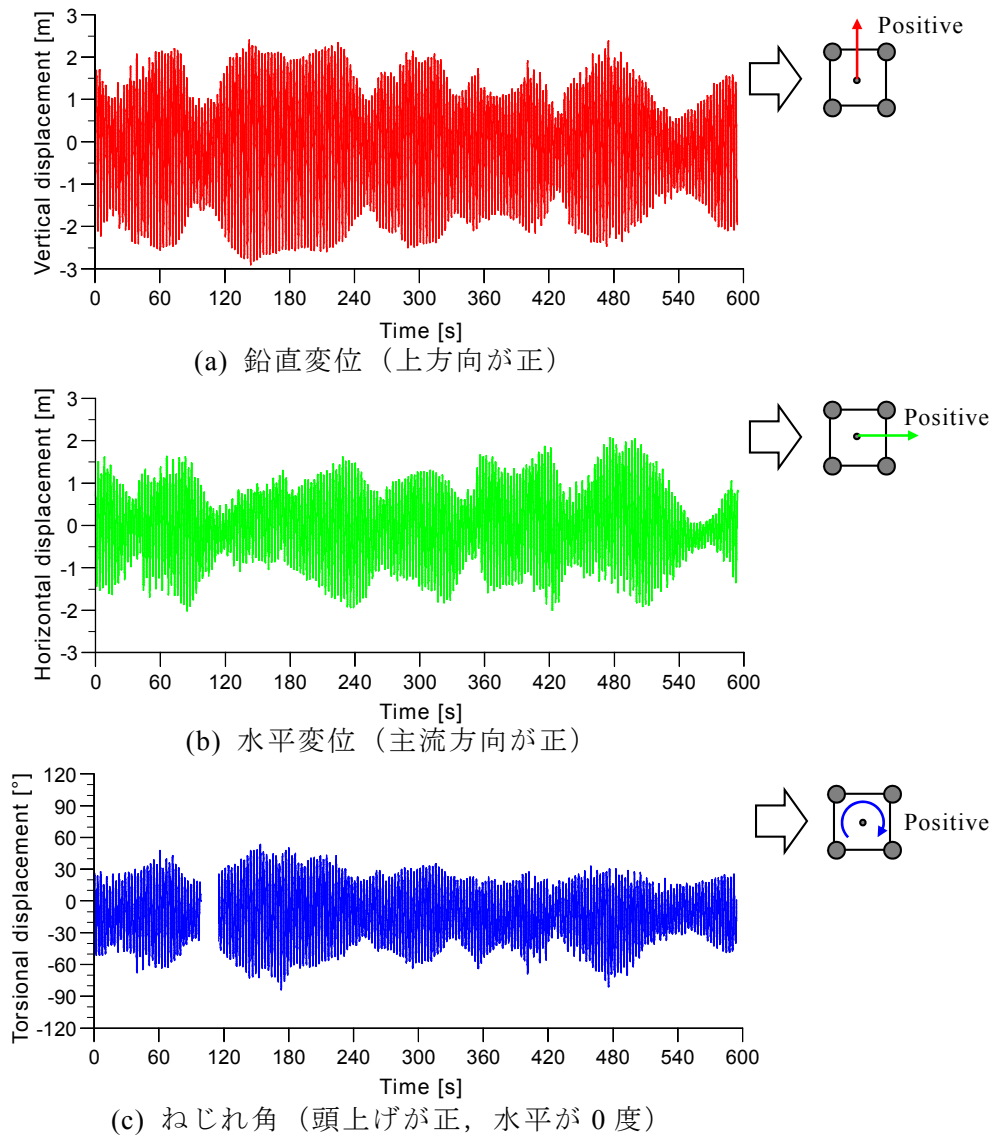


図 2.2.14 変位波形（画像トレース結果，1/4 径間，11:27:57–11:37:57）

帯における 1/4 径間の鉛直・水平変位，ねじれ角の時系列波形を図 2.2.14 に示す．ここでは，画像トレースによって算出した変位を示し，それぞれの変位の正方向の定義を併記した．振幅の増減があるものの，全振幅 5m 程度の鉛直振動が継続して発生しており，ギャロッピングが発生していたと考えられる．また，全振幅 90 度程度の大きなねじれ振動や全振幅 3m 程度の水平振動を伴って発生していたことがわかる．なお，ITV カメラで撮影された映像からは，2 ループで大きな振動が生じていることが確認されている．これにより，図 2.2.13 においては，2 ループ振動の腹の位置に近い 1/4 径間における振幅が大きくなっている．

1/4 径間の各変位及び張力のスペクトル解析結果を図 2.2.15 に示す．鉛直・水平・ねじれの各変位において，0.35Hz の成分が卓越している．この振動数が，2 ループのギャロッピングの固有振動数であると考えられる．また，張力においては，鉛直・水平・ねじれの各変位でみられた卓越振動数の倍成分の 0.7Hz 付近の振動数が卓越していることがわかる．偶数ループでは，振動中心位置（つり合い中心）に対して，正負のいずれの方向に変位し

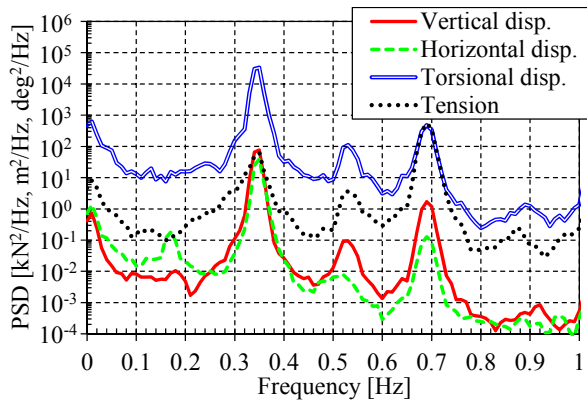


図 2.2.15 1/4 径間変位と張力の PSD
(画像トレース結果, 11:27:57-11:37:57)

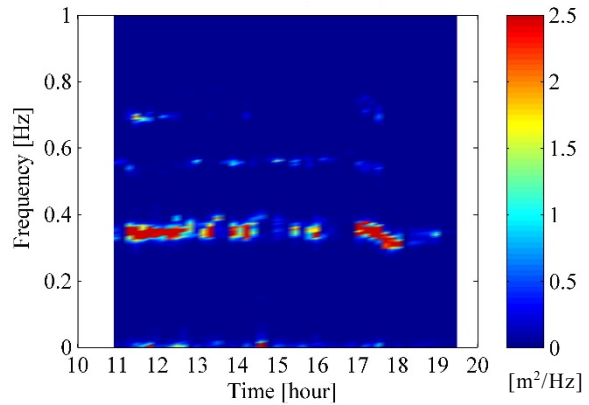
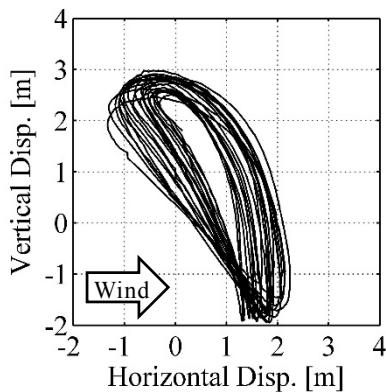
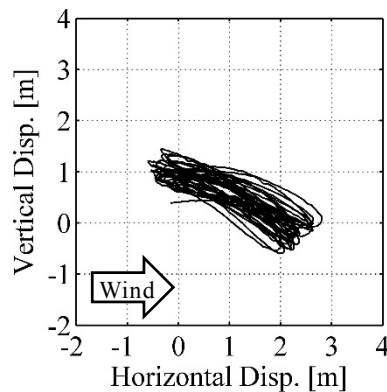


図 2.2.16 鉛直変位 PSD の時間変化
(GPS 変位計, 1/4 径間南側)



(a) 11:31:00-11:32:00



(b) 17:23:00-17:24:00

図 2.2.17 1/4 径間の変位軌跡 (画像トレース結果)

た場合でも張力が増加し、1 周期の間に 2 回張力の変動が生じるため、倍成分の変動が卓越すると考えられる。ここで、図 2.2.16 に、全 46 事例の毎 10 分間において算出した 1/4 径間の鉛直変位 (GPS 変位計) のパワースペクトル密度を時系列に並べてコンター図として表したものを示す。11:27:57 以外の事例においても、同様に 0.35Hz 付近の振動数が卓越しており、今回観測されたギャロッピングは、2 ループの振動が支配的であったと考えられる。

一方、図 2.2.13 に示される 17:21:42 の事例などのように、水平方向の標準偏差が鉛直方向の値を上回っている時間帯もある。11:31:00-11:32:00 および 17:23:00-17:24:00 における 1/4 径間の画像トレースによって算出した軌跡を図 2.2.17 に示す。図に示されるように、両者の軌跡は大きく異なっており、同じ 2 ループ振動においても、鉛直変位と水平変位の位相差・振幅比などが異なっていることがわかる。

また、図 2.2.14 に示されるギャロッピングにおいても、時間に伴って振幅が増減する。そこで、ある時間内における平均的な波形を求めるため、特徴的な時間帯として、下記の時間における位相平均処理を行った。

① 11:31:00-11:32:00

② 11:34:00-11:35:00

ここでは、画像トレースによるノイズを除去するため、2Hz のローパス処理を行った後、鉛直変位が最大となる時間から次に最大となる時間までの間を 1 周期とし、その時間にお

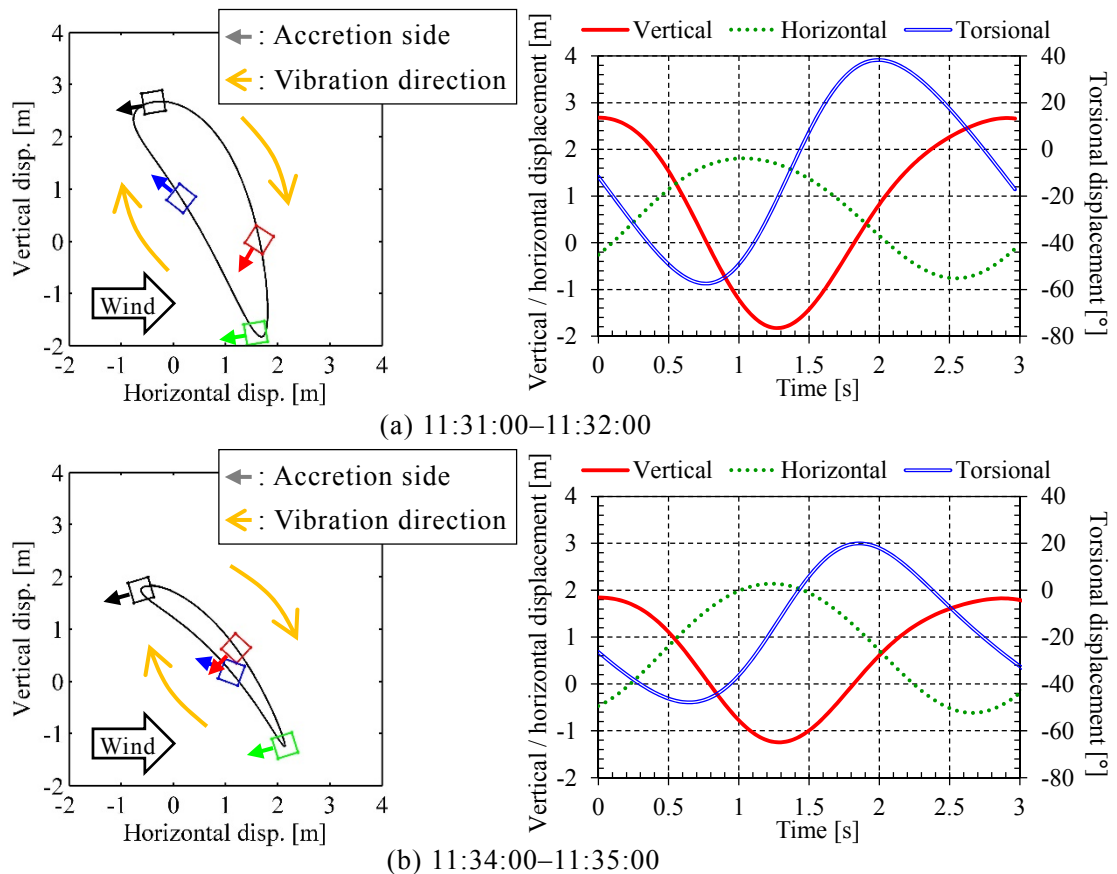
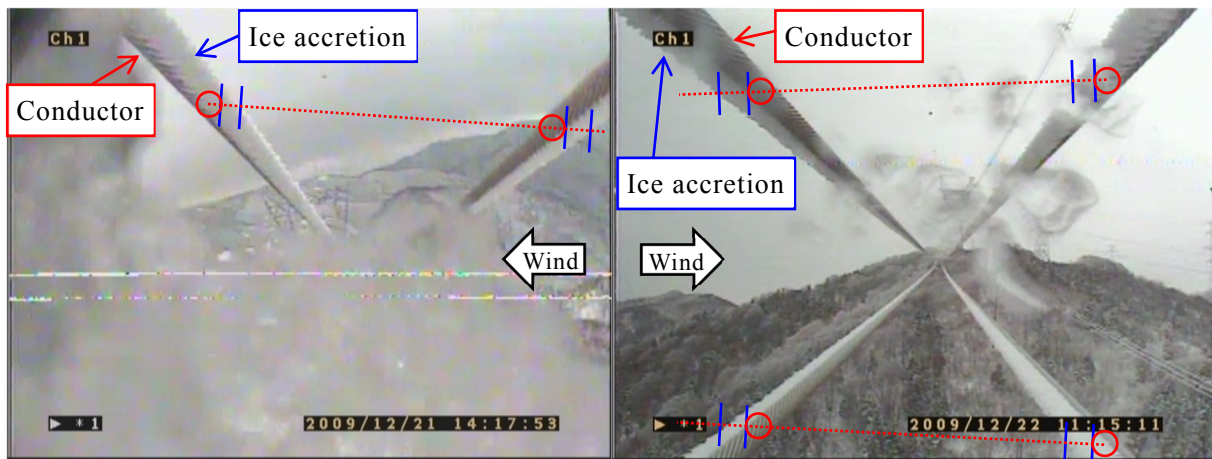


図 2.2.18 位相平均処理を行った軌跡・時系列波形（1/4 径間，画像トレース結果）

ける波形を切り出す．各変位において，ある時間内で切りだされた複数の波形を足し合わせることで，その時間内における平均的な波形を求める．図 2.2.18 に，位相平均処理を行うことによって算出した各時間における平均的な軌跡および波形をそれぞれ示す．それぞれの時間において，鉛直・水平方向の振幅比や位相差が異なるものの，ねじれ角と鉛直変位の位相は概ね 1/4 周期ずれていることがわかる．つまり，ねじれ角が平均値（振動中心）より大きいとき（頭上げのとき）に電線は上方向に移動し，小さいときに電線は下方向に移動していることがわかる．

2.2.4 C 相のスペーサカメラによる着氷高さの推定

敦賀試験線では，スペーサ部にカメラが取り付けられており，電線の着氷状況の観察を行っている．スペーサカメラの映像を図 2.2.19 に示す．図 2.2.19 (a) に示される第 4 スペーサから No.2 鉄塔側を向いて設置されているスペーサカメラは，12 月 21 日においても着氷状況を確認することができたが，図 2.2.19 (b) に示される第 2 スペーサから No.3 鉄塔側を向いて設置されているスペーサカメラは，12 月 21 日においてカメラ前面に氷が付着しており視認不可能であったため，翌 12 月 22 日の朝の着氷状況を示す．12 月 21 日夜～12 月 22 日朝にかけて平均風速は 5.0m/s 以下で，気温は氷点下を推移しているため，融解による形状の変化は小さかったと考えられる．これらの着氷映像から着氷部分の高さは，それぞれ図 2.2.19 に示されるように推定することができる．ここでは，着氷は 4 導体電線における風上と風下の素導体の中心線を結ぶ方向に発達し，映像で確認される着氷の端部が先端



(a) 第4スパーサ, NO.2鉄塔向き (b) 第2スパーサ, NO.3鉄塔向き
 図 2.2.19 径間内の着氷状況 (C相, 標準スパーサ設置相)

であると仮定した。また、線路直角方向の電線切断面は斜めから電線を捉えているため本来楕円形状に見えるが、その断面が円断面であると仮定し、電線の中心を求めている。その結果、着氷部分の高さは $0.85\text{--}1.23D$ (D :電線直径) と推定される。ただし、本観測地点では図 2.2.6 に示されるように、吹き上げ角を有する風が吹いており、過冷却水滴は水平方向から電線に衝突するとは限らず、着氷の発達方向が風の吹き上げてくる方向に傾いている可能性がある。また、4 導体電線自体が、風により横振れすることで、やや傾斜した状態で着氷が発達することもある。本映像からは、概ね風上と風下の素導体の中心線を結ぶ方向に着氷が発達しているように思われるが、着氷の発達角度を詳細に把握することはできない。着氷の発達角度や着氷高さがより正確に把握できる観測手法や着氷形状の推定方法については、今後検討する必要がある。

ここで、送電線の着氷雪現象においては、着氷雪の質量や着氷雪部に作用する空気力により、電線がねじられながら成長することが知られている[2-1, 2-8]。そのため、単導体電線においては、電線が回転し易い径間中央部は筒状の着氷雪形状に発達し、支持点近くは電線が回転し難いため一方に翼状の着氷雪形状に発達するなど、径間内においても着氷雪形状が大きく異なる場合がある。一方で、把持部が固定されたスパーサが取り付けられた4 導体電線においては、各素導体の回転がスパーサ毎に抑制されているため、径間内においても着氷形状が比較的一様に生じやすく、図 2.2.19 において観測された着氷雪形状が径間内の着氷形状をある程度代表していると考えられる。

2.3 送電線のギャロッピング発生条件に関する考察

2.2.1 項に示すように、12月21日に観測された事例においては、平均張力の変化が時間に対して小さいことから、着氷の量はほとんど変化しておらず、着氷形状の変化は小さかったと考えられる。一方で、2.2.3 項に示すように、時間によって振動の大きさや様相が変化していた。本章では、本観測で得られた全 46 データを統計処理することによって、送電線のギャロッピングの発生機構に関する考察を行う。

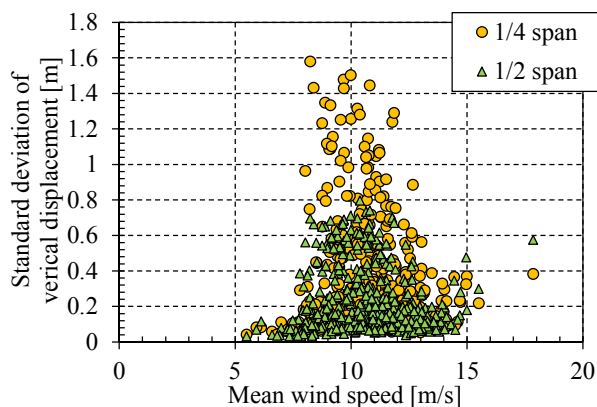


図 2.3.1 平均風速に対する鉛直変位標準偏差

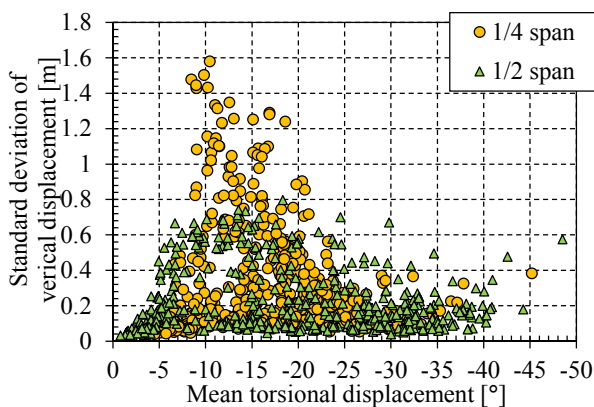


図 2.3.2 平均ねじれ角に対する鉛直変位標準偏差

2.3.1 平均風速に対するギャロッピングの発生特性

本観測で得られた事例において1分毎の平均風速および鉛直変位（GPS変位計）の標準偏差を求め、平均風速に対する鉛直変位の標準偏差をプロットしたものを図2.3.1に示す。図2.2.14に示されるように、10分間においても振動の様相が変化することから、評価時間を1分として統計値を求めた。図2.3.1に示されるように、1分毎の平均風速においては、主に5–15m/s程度の間で分布しているが、鉛直変位の標準偏差は10m/s付近において大きな値を取り、前後の風速では値が小さくなっている。特に、今回観測されたギャロッピングは主に2ループで発生しているため、1/4径間において、その特徴は顕著である。このように、今回観測されたギャロッピングにおいては、発生する風速域が限定されていると考えられる。

2.3.2 平均ねじれ角に対するギャロッピングの発生特性

図2.3.1と同様に、1分毎の統計値を求め、ねじれ角の平均値（静的なつり合い位置に相当）に対する鉛直変位の標準偏差を図2.3.2に示す。図2.2.10(b)に示されるように、傾斜計においても平均的な特性は捉えることができるため、ねじれ角は傾斜計によって計測されたデータを用いた。図2.3.2に示されるように、ねじれ角の平均値は負の値（頭下げ）で分布しており、1/4径間において-10度から-20度付近の場合に大きな振動が発生している。これは、着氷形状が同じ条件下においては、ギャロッピングが発生するねじれ角範囲が限定されていることを示唆している。本事例においては、2ループでギャロッピングが生じていたため、その腹に位置する1/4径間近傍の空気力が支配的になる。そのため、図2.3.2において1/4径間のねじれ角がギャロッピングを発現する迎角範囲になる時に、大きな振動が生じていたと考えられる。ただし、図2.3.2に示されるねじれ角は、4導体電線の水平面に対する角度である。本観測地点では吹き上げ角を持った風が吹いているため、風に対する4導体電線の角度とは異なる。一方で、着氷の発達角は、着氷が発達するときの風の吹き上げ角や電線の傾斜によって変わるため、今回の事例では着氷の方向と風のなす迎角は図2.3.2に示されるねじれ角と異なる可能性がある点に注意が必要である。

2.3.3 平均風速に対するねじれ角の変化について

平均風速に対するねじれ角の平均値を図2.3.3に示す。図に示されるように、風速に対し

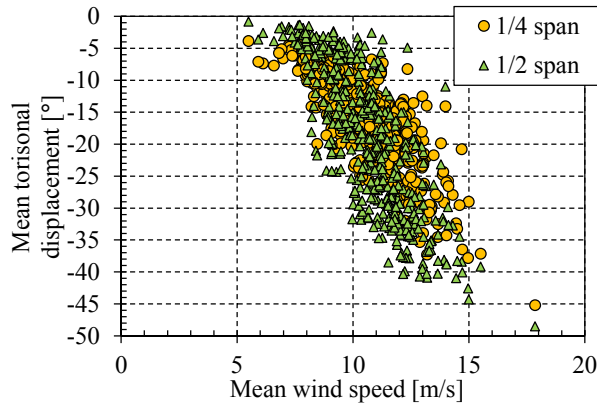


図 2.3.3 平均風速に対する平均ねじれ角

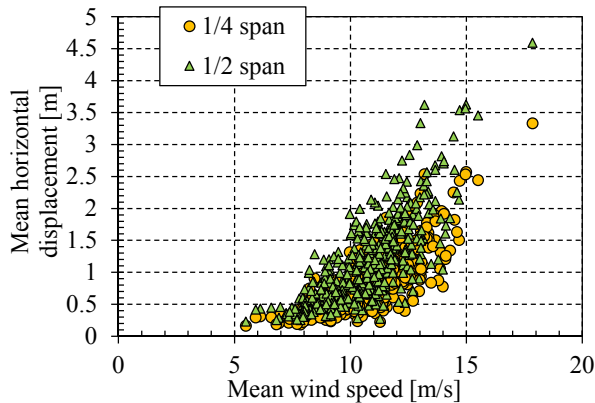


図 2.3.4 平均風速に対する平均水平変位

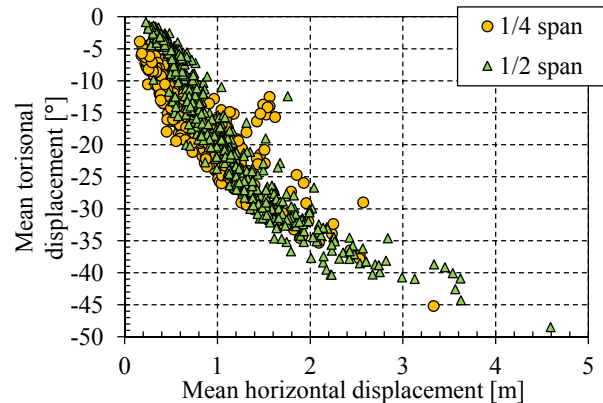


図 2.3.5 平均水平変位に対する平均ねじれ角

てねじれ角の絶対値が単調に増加している．ここで，平均風速に対する水平変位の平均値を図 2.3.4 に，水平変位の平均値に対するねじれ角の平均値を図 2.3.5 に示す．水平変位は風速に対して単調に増加し，水平変位に対してねじれ角の絶対値はほぼ単調に変化している．これは，電線が水平方向に変位する（横振れが生じる）ことによって，構造的な連成作用により電線がねじられていることが考えられる．前述のように，今回観測されたギャロッピングが発生する迎角範囲が限定されており，ねじれ角の平均値は，風速に対してその絶対値が単調に増加していたことから，その発生風速も限定的であったと考えられる．

そこで，今回観測された事例においては，風速が増加すると，下記のようなメカニズムでギャロッピングが発生していると考えられる．

- ①風速が上がると，空力モーメントの増加，および，抗力の増加に伴う水平変位の増加による構造的な連成作用によって，つり合い状態の（静的な）ねじれ角が増加する．
- ②ギャロッピングの発生条件は迎角に対して限定的であり，あるねじれ角に達したところで，ギャロッピングが発生する．
- ③さらに風速が上がると，ねじれ角がさらに増加することによりギャロッピングの発生条件を満たす迎角範囲から外れ，振動が生じなくなる．

以上のように，風速に対してねじれ角が変化することが送電線のギャロッピングが発生する一因となっており，着氷形状が同じ条件下においては，ギャロッピングが発生する風速が限定されていると考えられる．ただし，ギャロッピングが発生するには構造減衰を上回る負の空力減衰（励振力）が必要になるため，ねじれ角がギャロッピングの発生条件を満たす迎角範囲であったとしても，ある程度の風速がなければ，ギャロッピングは発生し

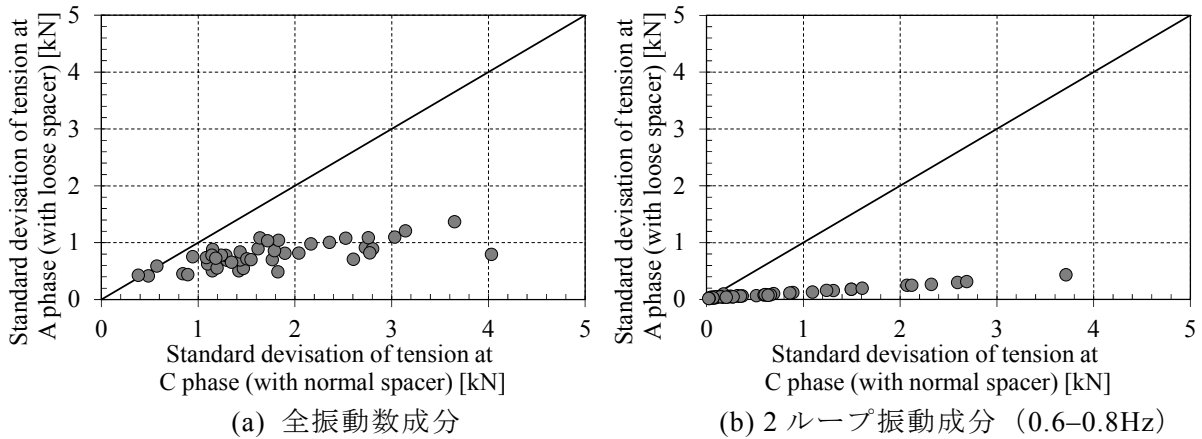


図 2.4.1 張力の標準偏差の比較 (2009/12/21)

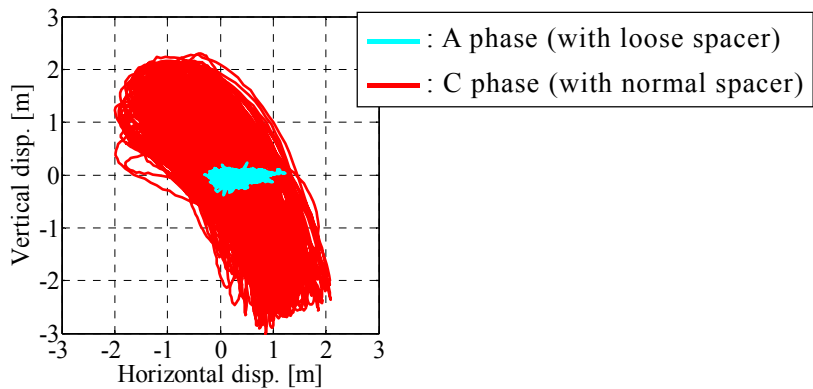
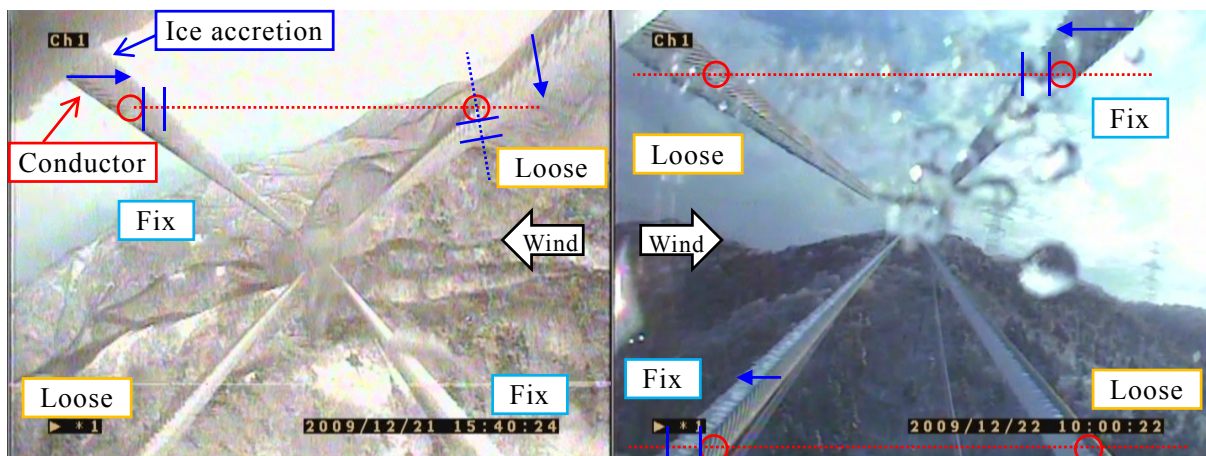


図 2.4.2 1/4 径間の変位軌跡の比較 (画像トレース, 11:27:57-11:37:57)

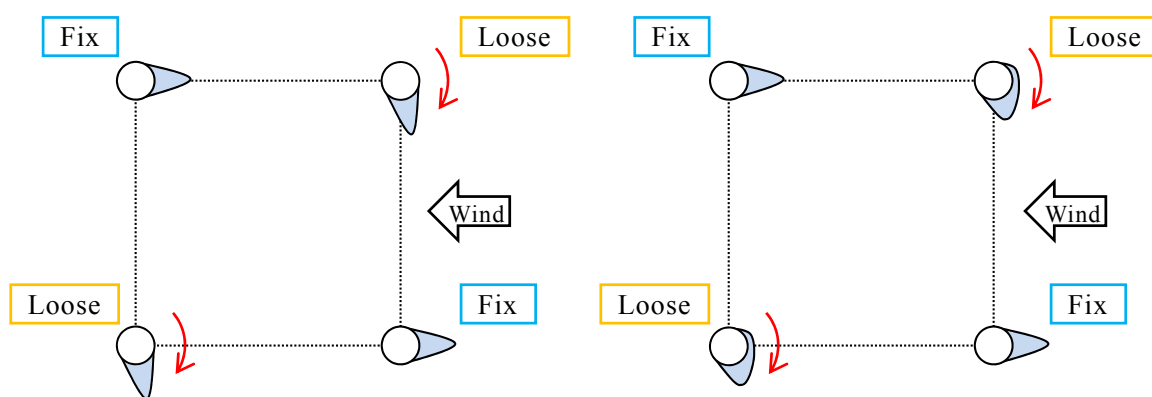
ない。一方で、③の条件においては、風速が十分に強い場合においても、ねじれ角がギャロッピングの発生条件を満たす迎角範囲になれば、ギャロッピングが発生しないことを意味する。他の構造物の空力不安定振動現象においても、迎角の変化によって振動特性が変化することが一般的であるが、送電線は非常に柔軟な構造物であるため、風が作用した場合にねじれ角の変化も大きい。そのため、顕著にその影響が確認されたと考えられる。

2.4 ルーズスペーサによるギャロッピング抑制事例

図 2.2.8 に示されるように、C 相（標準スペーサ設置相）において張力変動が大きく、A 相（ルーズスペーサ設置相）においては張力変動が小さい。図 2.4.1 に、C 相と A 相の張力の 10 分毎の標準偏差を比較したものを示す。ここでは、全振動数成分の標準偏差で比較したものに、観測された 2 ループのギャロッピングが発生した際の張力変動成分として 0.6-0.8Hz の振動成分のみを取り出して求めた標準偏差を比較したものを示す。ルーズスペーサ設置相において、顕著に振動が抑制されていることが確認できる。また、C 相において顕著なギャロッピングが確認された 11:27:57-11:37:57 における両径間の 1/4 径間の変位の軌跡を両相で比較したものを、図 2.4.2 に示す。C 相（標準スペーサ設置相）においては、鉛直方向に 5m 近い振動が生じているのに対して、A 相（ルーズスペーサ設置相）ではほとんど振動が生じていないことが確認されており、ルーズスペーサの効果により、ギャロッピングが抑制されていると考えられる。



(a) 第6スパーサ, NO.2鉄塔向き (b) 第3スパーサ, NO.3鉄塔向き
 図 2.4.3 径間内の着氷状況 (A相, ルーズスパーサ設置相)



(a) 着氷発達後に空力モーメントで回転 (b) 着氷が回転しながら発達
 図 2.4.4 ルーズスパーサ径間における着氷形状 (イメージ)

A相においても径間内の2箇所のスパーサ部にカメラが取り付けられており、電線の着氷状況の観察を行っている。図 2.4.3 に第6スパーサのスパーサカメラ (No.2鉄塔向き)、第3スパーサのスパーサカメラ (No.3鉄塔向き) の映像を示す。第3スパーサのスパーサカメラ (No.3鉄塔向き) は、12月21日においてカメラ前面に氷が付着しており視認不可能であったため、翌12月22日の朝の着氷状況を示す。図 2.4.3 (a)において、固定把持された素導体は、水平方向に着氷が発達しているとする、2.2.4項に示した方法と同様に、着氷高さを推定することができる。また、翌12月22日の朝においても着氷形状は変化していないとする、固定把持された素導体の着氷高さは、 $0.88-1.30D$ (直径) となり、C相における着氷高さと概ね一致している。

一方、ルーズ把持された素導体については、着氷の発達角が水平でない可能性が高い。図 2.4.3 (a)の右上の導体については、着氷の発達角が下を向いていることがわかる。ここで、図 2.4.4 に想定されるルーズスパーサ径間における着氷形状を2パターン示す。1つ目は、着氷が発達した後に、ルーズ把持された素導体が、その素導体に働く空力モーメントで回転したものである。もう一方は、ルーズ把持された導体において、導体が回転しながら着氷が発達した場合の形状である。いずれの場合にしても、ルーズ把持された導体は ± 80 度の範囲で可動するという特性から、風速がある程度の強さになると、空力モーメントの効果により、着氷が最も発達している方向が ± 80 度付近になると考えられる。そこで、図

2.4.3 (a)の右上の素導体については、その先端が-80度方向（頭下げ）にあるとして、着氷高さを求めた。その結果、着雪高さは、 $0.77D$ （直径）となる。

以上のように、ルーズスペーサが取り付けられた径間においては、素導体に作用する空力モーメントによりルーズ把持された素導体が回転している様子が確認された。2本のルーズ把持された素導体の着氷雪の発達方向が他の素導体と異なることによってギャロッピングが発生し難くなっていると推測される。

2.5 まとめ

本章では、4 導体実規模試験線で観測された、電線への着氷現象およびそれに伴うギャロッピング事例について示した。また、ルーズスペーサ（対角配置）のギャロッピング抑制事例について示した。以下に、本章の結論を示す。

- ・標準スペーサ設置相において、鉛直振動に水平・ねじれ振動を伴う2ループ（逆対称1次モード）のギャロッピングが確認された。鉛直振動は全振幅5m程度、ねじれ振動は全振幅90度程度、水平振動は全振幅3m程度に達していた。
- ・着氷形状が同じ条件下では、送電線のギャロッピングが発生する風速域およびねじれ角が限定される可能性が示された。風速が上がると、空力モーメントの増加、および、抗力の増加に伴う水平変位の増加による構造的な連成作用によって、つり合い状態の（静的な）ねじれ角が増加する。ギャロッピングの発生条件が迎角に対して限定的であり、あるねじれ角に達したところで、ギャロッピングが発生する。さらに風速が上がると、ねじれ角がさらに増加することによりギャロッピングの発生条件を満たす迎角範囲から外れ、振動が生じなくなると考えられる。以上のように、送電線のギャロッピングの発生に関しては、つり合い状態のねじれ角が大きく寄与すると考えられる。
- ・標準スペーサ設置相においてギャロッピングが発生している時刻では、ルーズスペーサ設置相でほとんど振動が生じていないことが確認された。また、観測された事例では、ルーズスペーサ設置相の張力変動は標準スペーサ設置相に比べて大幅に小さく、ルーズスペーサの効果により、ギャロッピングが抑制されていると考えられる。また、着氷状況から、ルーズ把持された素導体においては、着氷の向きが変化していることが確認され、このことがギャロッピングの抑制に寄与していると推測された。

ここで示した結論は、あくまで1事例の観測データに基づくものであり、今後より多くの観測データの取得により検証していく必要がある。ただし、観測で得られるデータには限りがあり、詳細が把握できないことも多くある。そのため、ギャロッピングの発生特性の分析、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果の検証には、実験・数値解析や理論的な検討が必要となる。本研究では、本章で示された実際の送電線における現象を念頭に置きながら、第3章以降において、1質点系を対象とした風洞実験や応答解析に基づき、それぞれの事項について詳細に検討を実施する。

参考文献

[2-1] 電力中央研究所広報グループ：送電設備の雪害対策研究の現状，DEN-CHU-KEN

- TOPICS, Vol. 5, <http://criepi.denken.or.jp/research/topics/pdf/201101vol5.pdf>, 2011.
- [2-2] T. Yukino, K. Fujii, I. Hayase: Galloping Phenomena of large bundle conductors observed on the full-scale test line, Proceeding of International Symposium on Cable Dynamics, pp. 557-563, 1995.
- [2-3] 雪野昭寛, 澤田純, 長谷祐児, 武田浩三, 太田吉彦, 藤野陽三, 山口宏樹: 送電ケーブルのフィールド観測とフィールド実験, 日本風工学会論文集, Vol. 26, No. 1, pp. 95-105, 2001.
- [2-4] 石田亘: RTK - GPS の利用に関する研究, 日本測量調査技術協会, 先端測量技術 APA No.75-11, 2000.
- [2-5] 清水幹夫, 守護雅富, 佐藤順一: 送電線のギャロッピングの幾何学的非線形解析, 構造工学論文集, Vol. 44A, pp. 951-960, 1998.
- [2-6] M. Irvine: Cable Structures, Dover Publications, Inc., 1992.
- [2-7] 気象庁 HP: 日々の天気図, <http://www.data.jma.go.jp/fcd/yoho/hibiten/index.html>, 2010.
- [2-8] 日本雪氷学会: 架空送電線の冰雪害対策, 科学図書印刷株式会社, 1973.

3. 着氷雪電線に作用する空気力特性の解明

送電線のギャロッピングは、電線に着氷雪が生じることによって、断面形状が変化して発生する。着氷雪形状は気象条件などに依存して変化するため、各種形状に応じて作用する空気力特性を把握しておく必要がある。そこで、着氷雪4導体電線に作用する空気力特性を明らかにするために、国内における一般的な線種の一つである、公称断面積410mm²の鋼心アルミ撚り線（以下、ACSR 410mm²電線）の電線径・導体間隔などを実寸サイズで模擬した着氷雪電線部分モデルを製作し、風洞実験において着氷雪単導体・4導体電線の定常空気力係数（以下、本章では単純に空気力係数と示す）を計測した。更に、4導体電線モデルにおいては、各導体に圧力測定孔を設けて圧力測定実験を行い、4導体電線の各素導体に作用する空気力を明らかにした。

着氷雪形状は、その詳細形状の決定が容易である先丸型・三角型とし、着氷雪高さが異なる複数の着氷雪形状を用いることにより、着氷雪形状が変化した際の空気力係数の変化の特性について議論する。また、着氷雪の無い送電線の抗力係数は、ギャロッピング発生が想定される風速域では一定でなく、風速に依存することが知られている[3-1]。これは、電線からはく離れた流れ（はく離せん断層）の乱流遷移に伴う電線周りの流れ場の変化に起因するものであり[3-2,3-3]、この現象は、着氷雪電線の空気力係数にも少なからず影響を与えるものと考えられる。また、流入風に乱れが含まれる場合にも、はく離せん断層の乱流遷移に影響を与えるため、着氷雪電線の空気力係数は流入風の乱れにも影響を受けると考えられる。そのため、着氷雪電線の空気力係数における風速や流入風の乱れに対する依存性を把握することを目的として、単導体電線および4導体電線モデルについて、風速や流入風の乱れをパラメータとした着氷雪電線の空気力測定を行った。また、着氷雪電線の空気力の風速や乱れに対する依存性を理解する上で着氷雪電線周りの基本的な流れ場を把握することが不可欠であり、数値流体解析結果も参考にしながら、模型表面の圧力分布から、迎角変化に対する模型周りの流れ場の変化と空気力係数の関係について考察した。その上で、風速や流入風の乱れによって生じる流れ場の変化と、実際に測定した空気力係数の特性が整合するかを検討した。

3.1節では、実験概要を示す。3.2節では、単導体電線における空気力係数の特性を示す。3.3節では、4導体電線における空気力係数の特性を示す。3.4節では、着氷雪電線の空気力における風速の依存特性を示す。3.5節では、着氷雪電線の空気力における流入風の乱れの依存特性を示す。3.6節では、数値流体解析結果も参考にしながら、模型表面の圧力分布に基づき着氷雪電線周りの流れ場の考察を示す。

3.1 実験概要

3.1.1 測定ケース

本研究では、鹿島技術研究所内の汎用境界層風洞を用いて実験を実施した。この風洞の性能を表3.1.1に、概観を図3.1.1に示す。実験では、3分力天秤（ロードセル）を用いて直接模型に作用する力を測定する「天秤測定実験」と、模型に設けた圧力測定孔に加わる圧力から全体に作用する力を計算する「圧力測定実験」の2種類の実験を行った。着氷雪形状として、先端が丸い「先丸型」と、鋭い「三角型」を用いた。詳細形状については、

表 3.1.1 汎用境界層風洞の概要

形式	水平密閉式単帰回流型
全長	周長 77.4m, 長軸 31.4m, 短軸 7.3m
測定胴幅	幅 1.83m (空気力実験時)
	高さ 2.0m, 長さ 18.1m
縮流比	4.0
風速範囲	0.5 ~ 50m/sec
風速分布	± 2.0%以内
乱れ強さ	1.5%以下
送風機	軸流送風機
直径	3.9m
最大風量	15,000m ³ /min, 1,670Pa (170mmAq)
電動機	直流電動機 550kW, 516rpm

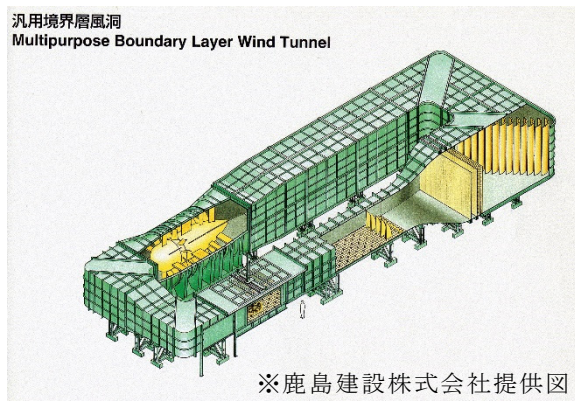


図 3.1.1 汎用境界層風洞の概観図

表 3.1.2 実験ケース (その 1, 風速: 10m/s, レイノルズ数: 2.0×10⁴)

名称	導体数	先端形状	着冰雪高さ	天秤測定	圧力測定
TH1	1	三角 (Sharp, Triangular)	高: 1.0D	O	---
TM1			中: 0.5D	O	---
TL1			低: 0.25D	O	---
CH1	1	先丸 (Round, Circular)	高: 1.0D	O	O
CM1			中: 0.5D	O	---
TH4	4	三角 (Sharp, Triangular)	高: 1.0D	O [#]	O
TM4			中: 0.5D	O	O
TL4			低: 0.25D	---	O
CH4		先丸 (Round, Circular)	高: 1.0D	O [#]	O
CM4			中: 0.5D	O	O

#: 模型が振動した範囲で、一部データ欠落

3.1.2 項に示すが、着冰雪高さ S が異なる 3 つのケース考慮し、導体直径 D に対し、

「高」: $S = 1.0D$

「中」: $S = 0.5D$

「低」: $S = 0.25D$

と定めた。

表 3.1.2 に、着冰雪形状および導体数による空気力特性の違いを評価するための実験ケースを示す。本実験では実寸模型を用いたため、実験風速は実風速に対応する。ここでは、ギャロッピングの発生がよくみられる風速域[3-4]の風速 10 m/s (一様流中) を計測対象とした。このとき、レイノルズ数 Re の値は 2.0×10^4 である。なお、 Re は導体直径 D を用いて、次式のように表される。

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} = \frac{U D}{\nu} \quad (3.1.1)$$

ここで、 ρ は空気密度 [kg/m³]、 U は風速 [m/s]、 μ は粘性係数 [Ns/m²]、 ν は動粘性係数 (15°C, 標準気圧で 1.46×10^{-5} [m²/s]) である。

表 3.1.3 に、風速および乱れによる空気力特性を評価するための実験ケースを示す。ここでは、着冰雪形状「三角中」を対象として、異なる風速条件および格子乱流による異なる乱流強度における空気力係数を測定した。気流条件については、3.1.3 項に示す。

表3.1.3 実験ケース（その2，着氷雪形状：三角中）

名称	導体数	風速	レイノルズ数	気流特性	天秤測定	圧力測定
TM1	1	5 m/s	1.0×10^4	一様流	O	---
		10 m/s	2.0×10^4	一様流	O	---
				格子乱流 1	O	---
		15 m/s	2.9×10^4	一様流	O	---
				格子乱流 2	O	---
		20 m/s	3.9×10^4	一様流	O	---
格子乱流 1	O			---		
TM4	4	5 m/s	1.0×10^4	一様流	O	---
		10 m/s	2.0×10^4	一様流	O	O
				格子乱流 1	O	---
		15 m/s	2.9×10^4	一様流	O	---
				格子乱流 2	O	---
		20 m/s	3.9×10^4	一様流	O	O
格子乱流 1	O			---		
格子乱流 2	O	---				
25 m/s	4.9×10^4	一様流	O	---		

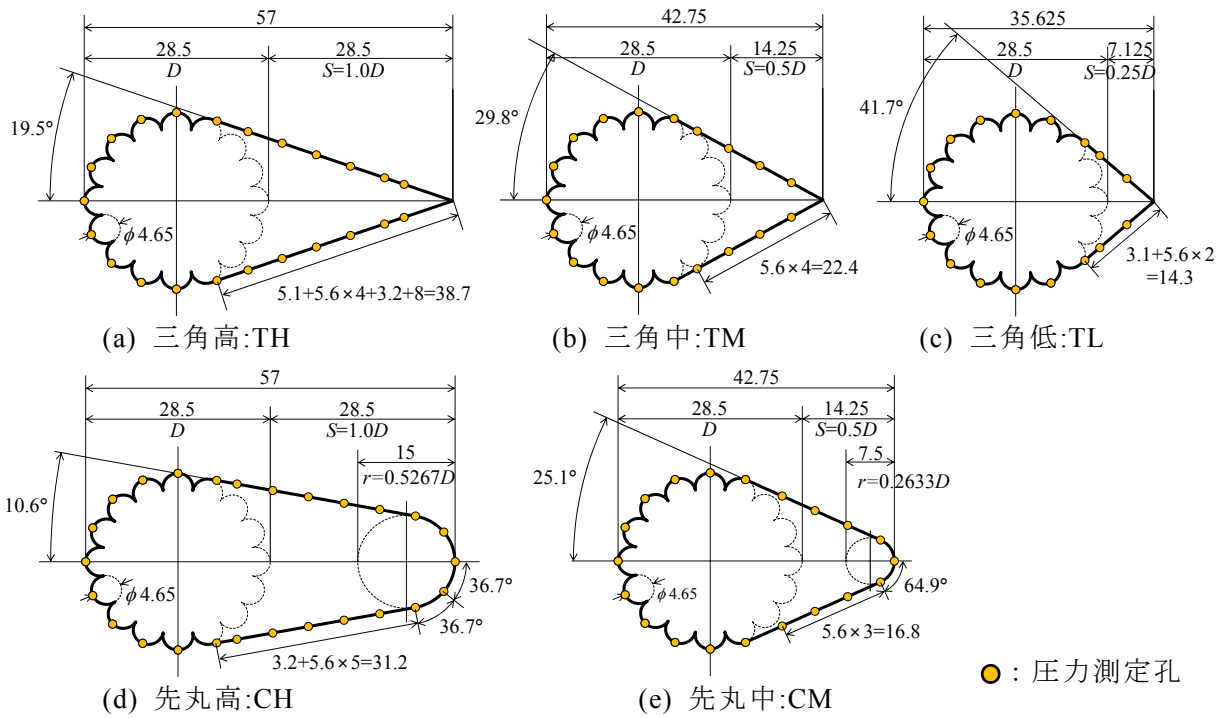


図 3.1.2 導体模型断面寸法および圧力測定孔位置（単位：mm）

3.1.2 模型

本実験では、ACSR 410mm²電線を実寸サイズで模擬した模型を用いた。天秤測定と圧力測定の種類を計測を行うため、それぞれに対して模型を製作した。実験で用いた模型断面の寸法を図 3.1.2 に示す。図には、圧力測定用模型のスパン中央に設けた圧力測定孔の位置を併記した。4 導体電線模型では、ACSR 410mm²電線の一般的な導体間隔を模擬し、導体中心間隔 $B = 0.400\text{m}$ で設置している。スパン長 l は、以下に示すとおりである。

天秤測定実験用模型： $l = 1.800\text{ m}$

圧力測定実験用模型： $l = 1.792\text{ m}$



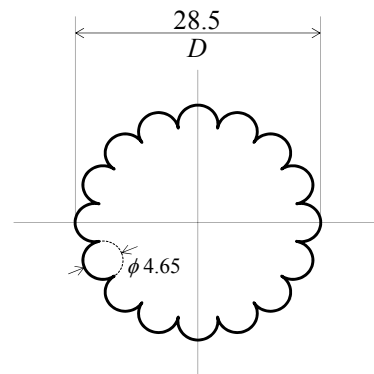
(a) 単導体電線，先丸高，天秤測定用 (b) 4導体電線，三角高，圧力測定用
 図 3.1.3 模型写真



(a) 単導体電線，天秤測定実験 (b) 4導体電線，圧力測定実験
 図 3.1.4 風洞内での模型設置状況



図 3.1.5 圧力測定孔の状況（三角中）



(単位:mm)

図 3.1.6 検証用「無着氷雪」電線模型形状

模型の写真を図 3.1.3 に，風洞内での模型の設置状況を図 3.1.4 に，圧力測定用模型のスパン中央に設けた圧力測定孔の状況を図 3.1.5 に，それぞれ示す．模型に作用する気流の二次元性を確保するため，風洞内には側壁を設け，模型両端には端板を取り付けた．端板の直径 R_p および肉厚 t_p は，以下に示すとおりである．

単導体電線用端板： $R_p = 400 \text{ mm}$ ， $t_p = 8 \text{ mm}$

4導体電線用端板： $R_p = 800 \text{ mm}$ ， $t_p = 8 \text{ mm}$

本実験で用いた模型は，電線部分は素線を考慮した凹凸のある断面を用いている．ただし，断面の二次元性を確保するために，実際の電線にみられるような素線の撚りは設けていない．撚りが無い模型の空気力特性と，撚りがある実際の着氷雪電線の空気力特性との

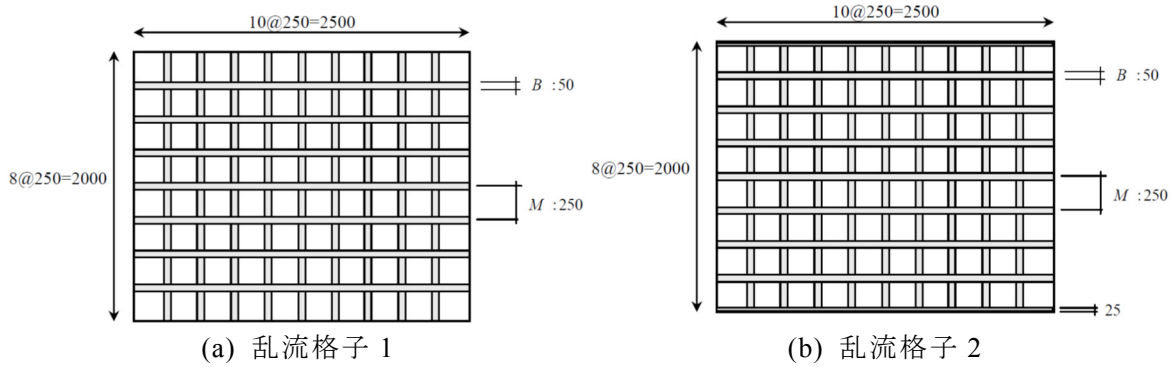


図 3.1.7 使用した乱流格子の寸法

表 3.1.4 気流の乱れ特性

	格子の種類	格子の距離	主流方向乱れ強さ I_u	鉛直方向乱れ強さ I_w
一様流	無し	---	0.17%	(未計測)
格子乱流 1	格子 1	6765mm	3.7%	3.2%
格子乱流 2	格子 2	2000mm	10.7%	9.8%

対応を把握する上で、導体表面の素線による凹凸の軸方向のねじれが空気力に及ぼす影響を把握する必要がある。そこで、図 3.1.6 に示す断面形状を有する凹凸だけを模擬した「無着氷雪」電線模型を対象とした実験を行い、撚りのある電線の空気力測定実験結果と比較した。結果については、3.1.7 項に示す。

3.1.3 流入風の乱れの特性

本実験では、風洞の性能の範囲で乱れが最も小さい「一様流」条件に加え、空気力係数に対する乱れの影響を把握するため、測定胴上流側に格子を設置して乱れを発生させる「格子乱流」条件の実験を実施した。乱れ強さは、以下のように定義する。

$$I_u = \frac{\sigma_u}{U}, I_w = \frac{\sigma_w}{U} \quad (3.1.2)$$

ここで、 I_u, I_w は主流方向、鉛直方向乱れ強さであり、 σ_u, σ_w は主流方向、鉛直方向の風速変動成分の標準偏差である。

「一様流」条件では、特に作為的な乱れを発生させず、I 型熱線風速計によって測定した風路中心における主流方向の乱れ強さ I_u は、0.2% 以下であった。「格子乱流」条件では、乱れ強さが 2 種類の乱流条件を設定して実験を行った。図 3.1.7 に乱れを発生されるために使用した乱流格子の寸法を示す。乱流格子 1, 2 ともに、格子バーの幅 B は 50mm、格子中心間隔 M は 250mm であり、乱流格子 1 は模型設置位置より上流側に 6765mm、乱流格子 2 は 2000mm の位置に設置した。各設置条件において、模型設置面での気流分布が概ね一様となっていることを確認している。表 3.1.4 に、上述の気流特性の一覧を示す。

3.1.4 天秤測定実験手法

天秤測定実験では、着氷雪形状を設けた電線部分模型に作用する全体力を 3 分力天秤で測定した。測定した空気力は、図 3.1.8 に示す空気力の定義に従い、抗力 *Drag*、揚力 *Lift* および空力モーメント *Moment* として整理した。迎角の設定は、自動迎角制御システムを用いて行い、0-40、140-180 度の範囲では 2 度間隔、40-140 度の範囲では 4 度間隔で計測

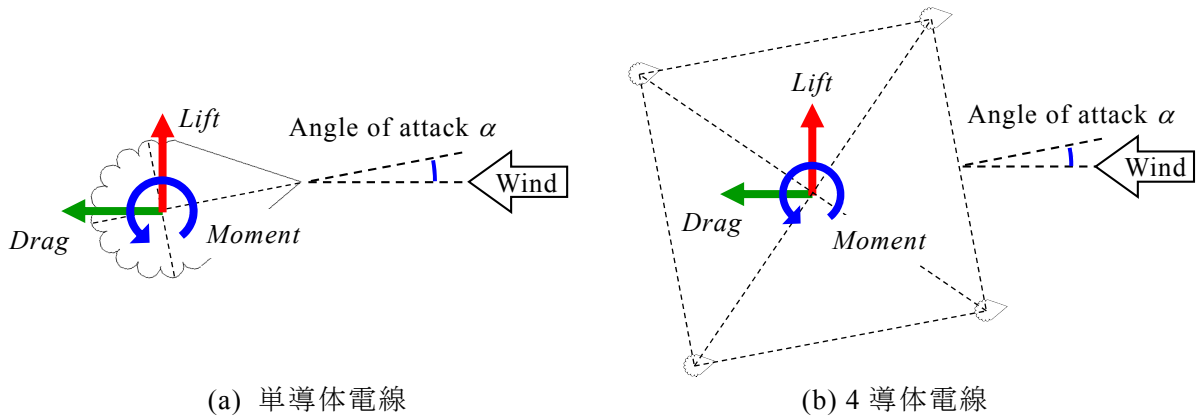


図 3.1.8 迎角および空気力の定義

を行った。本実験では、サンプリング周波数 1000Hz, データ取得個数 32768 個 (32.768 秒) とした。実験に先立ち、サンプリング周波数を 1000, 500, 400Hz (データ取得個数はいずれも 32768 個) と変化させて予備実験を行い、サンプリング周波数や計測時間によるデータの統計値への影響は小さく、本実験で行う計測時間が平均化時間として十分であることを確認している。

本研究では、空気力係数 (抗力係数 C_D , 揚力係数 C_L , 空力モーメント係数 C_M) を、以下のように定義する。

$$C_D = \frac{Drag}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l}, \quad C_L = \frac{Lift}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l}, \quad C_M = \frac{Moment}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l B_l} \quad (3.1.3)$$

ここで、 $Drag, Lift, Moment$ は、抗力[N], 揚力[N]および空力モーメント[Nm]の時間平均値、 A_l, B_l は以下で定義される代表長[m], l は模型スパン長[m]である。

単導体電線 : $A_l = D = 0.0285$ m, $B_l = D = 0.0285$ m

4 導体電線 : $A_l = 4D = 0.1140$ m, $B_l = B = 0.400$ m

3.1.5 圧力測定実験手法

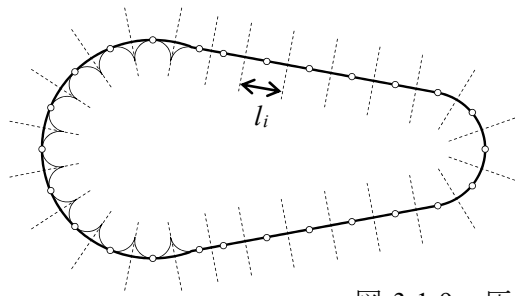
圧力測定実験では、図 3.1.5 に示される模型のスパン方向中央部に設けられた内径 1.0mm の圧力測定孔により模型表面圧力を測定した。模型表面に設けた各測定孔に作用する風圧は、測定孔からビニールチューブによって多点風圧測定システムに導き計測した。本実験における迎角の設定およびサンプリング周波数・個数は天秤測定実験と同様とした。

模型表面の測定点 i における圧力係数 C_{P_i} は、表面に作用する圧力 P_i を、模型に作用する基準速度圧 q で除したものであり、以下のように定義される。

$$C_{P_i} = \frac{P_{di} - P_s}{\frac{1}{2}\rho U^2} = \frac{P_i}{q} \quad (3.1.4)$$

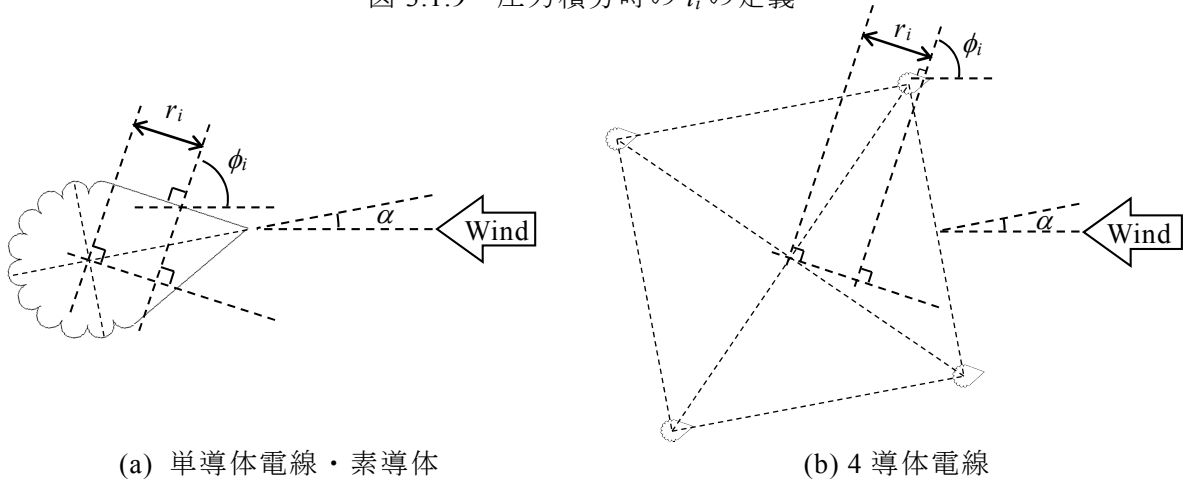
ここで、 P_{di} は測定点 i に加わる全圧、 P_s は風洞内静圧である。また、圧力測定実験における空気力係数は以下のように導く。

$$C_D = \frac{\sum_i \bar{C}_{P_i} l_i \cos \phi_i}{A_l}, \quad C_L = \frac{-\sum_i \bar{C}_{P_i} l_i \sin \phi_i}{A_l}, \quad C_M = \frac{-\sum_i \bar{C}_{P_i} l_i r_i}{A_l B_l} \quad (3.1.5)$$



○ : 圧力測定孔, — : 圧力測定孔の負担範囲
 ---: 隣接する圧力測定孔との負担範囲の境界

図 3.1.9 圧力積分時の l_i の定義



(a) 単導体電線・素導体

(b) 4 導体電線

図 3.1.10 圧力積分時の r_i, ϕ_i の定義

ここで、 \bar{C}_{pi} は圧力係数の平均値、 l_i は圧力測定孔 i の負担幅[m]、 r_i は圧力測定孔 i のモーメント長[m]、 ϕ_i は圧力測定孔 i の圧力作用線と水平軸のなす角である。代表長 A_l および B_l の定義は天秤測定実験と同様とした。また、4 導体電線において素導体毎の空気力係数を表す場合には、単導体電線と同じ定義とした。 l_i の定義を図 3.1.9 に、 r_i, ϕ_i の定義を図 3.1.10 に、それぞれ示す。図 3.1.9 に示すとおり、素線を模擬した凹凸部の圧力測定孔の負担幅 l_i は、導体全体を包絡する外接円の円弧の長さとして定義した。

3.1.6 事前確認試験（その 1）—測定時の迎角履歴への依存特性—

天秤測定実験・圧力測定実験共に、各ケースにおいて、定められた風速に固定したまま、迎角を段階的に変化させて、空気力を測定した。本実験で対象とするような曲面を有する断面の場合、周辺流れ場の変化がその前の状況に影響し、迎角を段階的に「増加させた場合」と「減少させた場合」とで、その迎角における空気力が異なるような、迎角履歴への依存特性がみられることがある[3-5]。そこで、この迎角履歴依存特性の有無を確認するため、「先丸高」の 4 導体電線模型を用いて、風速 10m/s において、迎角を段階的に「増加」と「減少」させた場合において圧力測定実験を実施した。

測定された空気力係数の結果を図 3.1.11 に示す。両測定結果には有意な差がないことから、本断面においては、本風速で迎角履歴依存特性はないと考えられる。図 3.1.2 に示すように、本実験で用いる断面の中では、「先丸高」が最も曲線部が多い断面である。本断面で迎角履歴依存特性がみられなかったことから、他の断面においても迎角履歴依存特性はないものとして、全て迎角を段階的に「増加」させながら計測を行った。

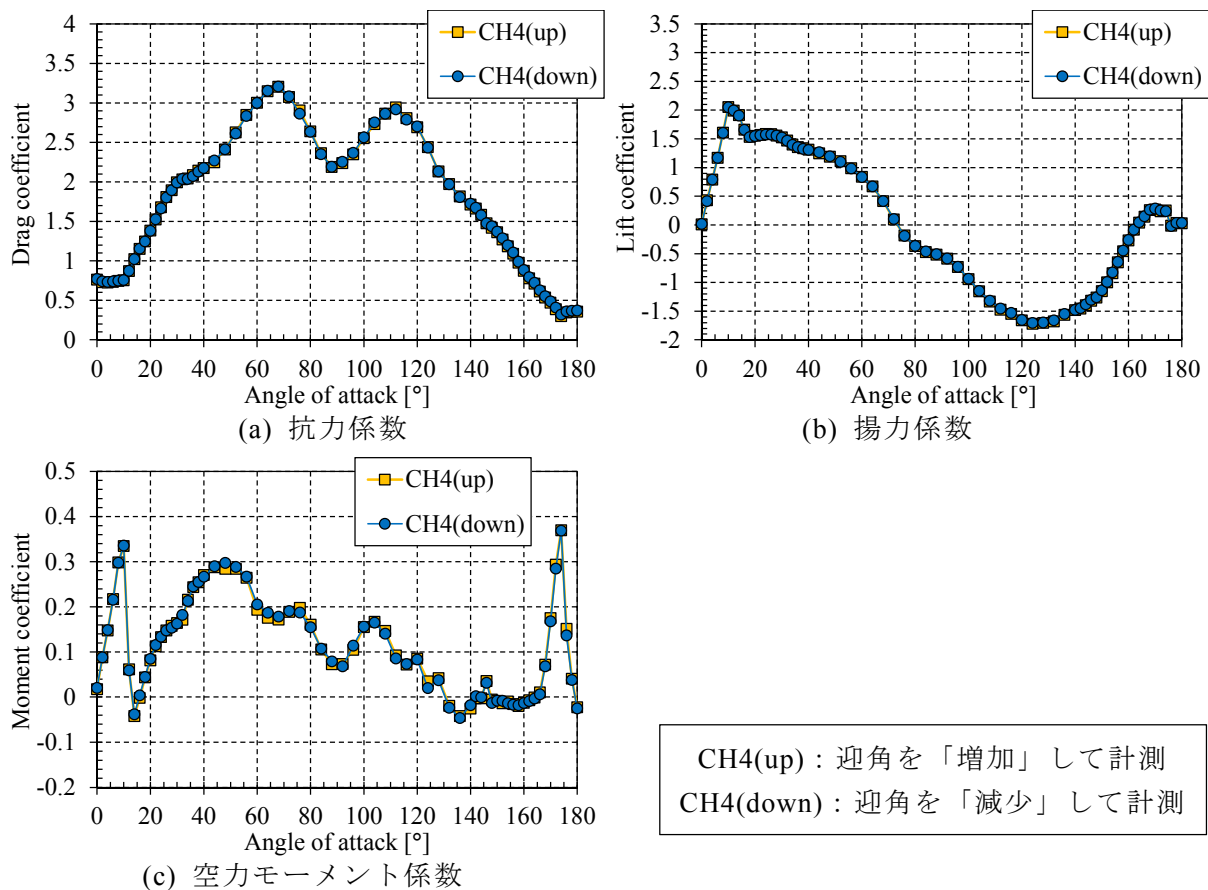


図 3.1.11 測定時の迎角履歴依存特性（圧力測定，先丸高，4 導体，風速 10m/s）

3.1.7 事前確認試験（その 2）—素線の撚りが空気力特性に与える影響—

実際の電線は撚り線構造であるため，表面の素線による凹凸が電線軸方向にねじれを有するのに対して，本研究で用いた着氷雪電線模型は，表面の素線による凹凸が軸方向に真っ直ぐな二次元断面模型である．そのため，着氷雪を設けない「無着氷雪」の単導体電線模型を用いて天秤測定実験を実施し，導体表面の素線による凹凸の軸方向のねじれが空気力に及ぼす影響を確認した．ここでは，空気力の風速依存特性を確認するため，一様流中において風速を 5–40m/s と変化させて計測を実施した．また，素線の撚りを模擬していない二次元断面であることから，空気力は僅かながらも模型迎角に依存するため，-1–12 度の範囲で迎角を変化させて空気力係数を測定した．

測定された空気力係数の結果を図 3.1.12 に示す．代表的な迎角として，0 度（素線を模擬した凸部の中央が上流よどみ点），11 度（素線間の凹部の中央がほぼ上流よどみ点），6 度のケースを選んでグラフに示した．抗力係数はやや迎角に依存するが，いずれの迎角でも，風速 15m/s を超えると急激に減少し，風速 20m/s では値が 1.0 を下回る．風速が 25m/s または 30m/s で最小となり，さらに風速が増加すると，わずかに値が増加し，約 1.0 に漸近する．このような抗力係数の低下は，はく離せん断層の乱流遷移とそれに伴うはく離点の風下側への移動に起因するものと考えられる[3-2,3-3]．また，揚力係数は，「無着氷雪」電線の場合，基本的に小さいが，気流に対して模型形状が非対称となる迎角（図中では 6 度のケースが該当）では，風速 25m/s で 0.2 程度の値が見られる．さらに，上述の乱流遷移に伴うはく離点の移動の過程では，気流に対して物体形状が対称であっても，はく離点

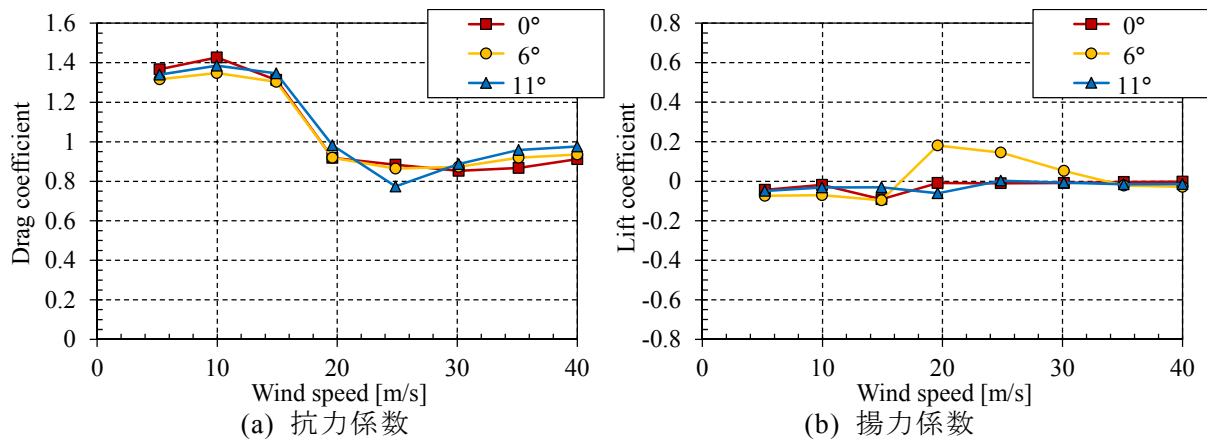


図 3.1.12 無着氷雪電線模型の空気力係数（天秤測定，単導體）

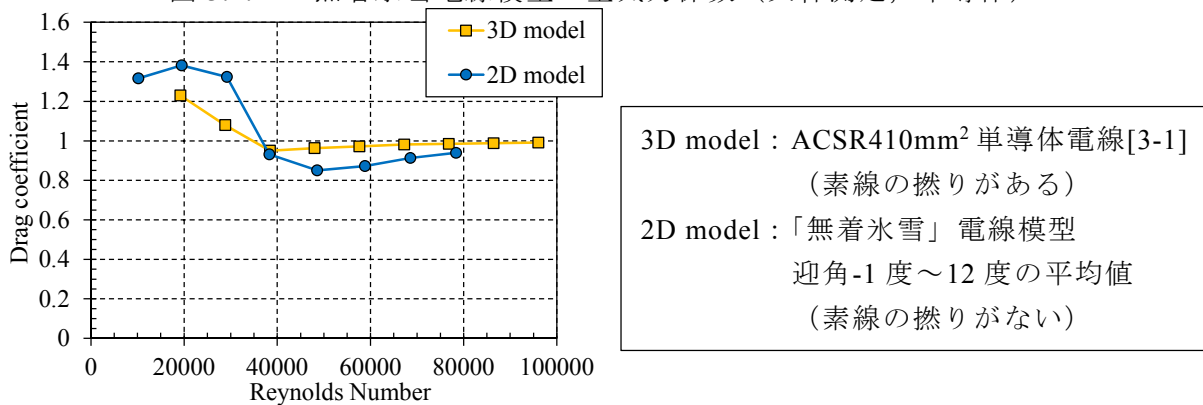


図 3.1.13 撚りの有無による抗力係数の違い

位置が非対称となるために，ある程度の揚力が生じることが知られている．本計測においても，迎角 0 度の場合に風速 15m/s の条件で揚力係数が約-0.1 となっている．なお，空力モーメント係数は，天秤の精度上，測定が困難な 5m/s 時のデータを除き，風速 10m/s 以上では 0.01 以下と非常に小さいことが確認されている．

図 3.1.13 に，ACSR410mm² 単導體電線の抗力係数を測定した既往の結果[3-1]と本測定結果との比較を示す．既往の測定データは，中実シャフトに実電線最外層アルミ素線を巻き付けた長さ約 1m のサンプル電線（軸方向の撚りが模擬されている）を用いて風洞で測定された値である．一方，本測定結果は，それぞれの風速における迎角-1～12 度の間を 1 度ピッチで測定したデータの平均値である．本測定と既往測定データでは測定時の気温や気圧に違いがあるために動粘性係数が異なることを考慮して，横軸には実風速ではなく，式 (3.1.1) で定義されるレイノルズ数 Re を用いた．本測定では， $Re=2.9 \times 10^4$ のデータが風速 15m/s に相当する．両者を比較すると，いずれの結果も， Re の増大につれて抗力係数が低下して最小値をとった後，風速の増加につれてわずかに増加する様子が見られ，風速に対する抗力係数の増減の傾向はよく一致している．しかしながら，軸方向の撚りがある既往の測定データの方が，低レイノルズ数側の値が小さめであり，抗力係数が低下するレイノルズ数も低めであるなど，定量的にはやや差が見られる．この結果は，軸方向の撚りを模擬していない二次元模型の方が，はく離せん断層の遷移に伴う流れ場の変化が，風速の増加に対して，より急激かつ顕著に生じやすいことを示唆するものと考えられる．すなわち，二次元模型では，模型からの流れのはく離点は軸方向に一様となりやすいのに対し，軸方

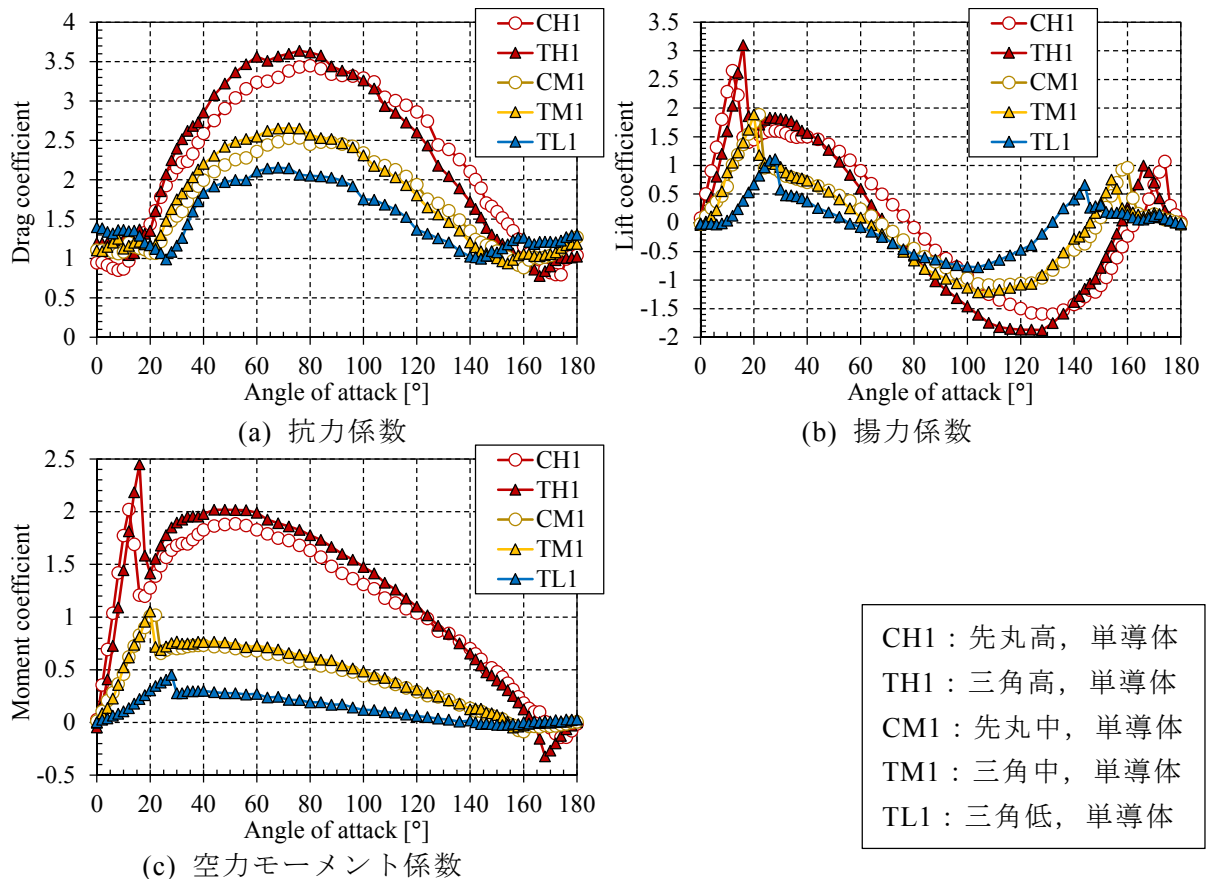


図 3.2.1 単導体電線の空気力係数の比較 (天秤測定, 風速 10m/s)

向の撚りがある場合, はく離点の位置が軸方向に分布をもつと考えられる. このため, 軸方向に撚りがある方が, 上述の遷移現象がなだらかに発現しやすく, 両測定結果にこのような違いが生じることは妥当な結果と考えられる.

以上のように, 「無着氷雪」の単導体電線模型の空気力係数特性を述べた. 本研究における一連の着氷雪電線模型の空気力測定実験では, 導体部(素線部)表面形状について撚りを模擬しない二次元模型が用いられている. 上述の結果を考慮すると, 撚りがある実電線周りの流れ場と比較した場合, 撚りが無い二次元模型では, 模型表面からの流れのはく離と再付着がかかわる現象の影響が顕著に現れやすい傾向があるものと考えられる. すなわち, 二次元模型では, 導体部が風上側となる迎角条件で, 風速増大時のはく離せん断層の乱流遷移による流れ場変化や, 迎角変化に対する流れのはく離と再付着状況の変化が急激に生じて, これに伴う空気力係数の変化もやや過大になる傾向があるのではないかと考えられる.

3.2 着氷雪単導体電線の空気力特性

図 3.2.1 に, 風速 10m/s で測定された着氷雪単導体電線の天秤測定実験結果を示す. 図に示されるとおり, 着氷雪形状に応じて空気力係数は大きく変わる. その中でも着氷雪部先端形状より, 着氷雪高さの方が空気力特性に大きく寄与することがわかる. これは, 着氷雪高さが高いものの方が, 迎角の変化に応じた受風面積の変化が大きいため原因の一つ

表 3.2.1 抗力係数の最大値およびその迎角（天秤測定，単導体電線，風速 10m/s）

名称	着氷雪高さ	最大時迎角	C_D
TH1（三角高）	1.0D	76°	3.64
TM1（三角中）	0.5D	72°	2.66
TL1（三角低）	0.25D	68°	2.15
CH1（先丸高）	1.0D	80°	3.45
CM1（先丸中）	0.5D	72°	2.53

表 3.2.2 失速角およびその揚力係数（天秤測定，単導体電線，風速 10m/s）

名称	着氷雪先端角	着氷雪部が風上		導体部が風上	
		失速角	C_L	失速角	C_L
TH1（三角高）	19.5°	16°	3.10	166°	1.00
TM1（三角中）	29.8°	20°	1.89	154°	0.75
TL1（三角低）	41.7°	28°	1.11	150°	0.31
CH1（先丸高）	10.6°	12°	2.66	174°	1.07
CM1（先丸中）	25.1°	22°	1.88	160°	0.96

表 3.2.3 空力モーメント係数の最大値およびその迎角（天秤測定，単導体電線，風速 10m/s）

名称	着氷雪高さ	最大時迎角	C_M
TH1（三角高）	1.0D	16°	2.45
TM1（三角中）	0.5D	20°	1.05
TL1（三角低）	0.25D	28°	0.45
CH1（先丸高）	1.0D	12°	2.02
CM1（先丸中）	0.5D	22°	1.02

であると考えられる。抗力係数の最大値およびそのときの迎角を表 3.2.1 に，着氷雪部および導体部がそれぞれ風上側になる場合の揚力係数のピーク値を取る迎角（失速角）を表 3.2.2 に，空力モーメント係数の最大値およびそのときの迎角を表 3.2.3 に，それぞれ示す。以下では，抗力特性・揚力特性・空力モーメント特性のそれぞれに着目して考察を行う。

3.2.1 着氷雪単導体電線の抗力特性

一般的に，流れの中に物体があるとき，その物体の表面では，粘性の影響により流速が 0 になる。物体から少し離れると，この粘性の影響は急速に弱まる。つまり，物体表面付近では，粘性の影響により流速が減少する層があり，これを境界層と呼ぶ。また，Bluff Body（非流線形物体）では，境界層内の流れが物体表面近傍で減速しせき止められ，ついには逆流することがある。この現象を流れのはく離と呼ぶ。また，はく離した境界層をせん断層と呼び，この層を境に流れが急変する。流れのはく離すると，物体表面の圧力分布は，前面では正圧，後面では負圧となり，圧力の合力は流れ方向に働き，抗力が発生する。つまり，抗力は流れのはく離によって発生し，はく離が大きい（せん断層が断面から離れる）ものほど抗力が大きくなる[3-3]。

図 3.2.1(a)に示される抗力係数に着目すると，ある角度を越えたあたりから，迎角が増加するに従い，抗力係数は大きくなる。これは，迎角が増加するに従い，受風面積が大きくなること，模型からの流れのはく離が大きくなることが原因であると考えられる。表 3.2.1 に示されるように，着氷雪高さが高いものの方が，抗力係数の最大値は大きく，その時の迎角は 68–80 度付近である。

3.2.2 着氷雪単導体電線の揚力特性

一般的に、翼などの流線形状を有する断面に流れが作用すると、物体上下の流れの非対称性により、物体に上下方向の力、すなわち、揚力が発生する。迎角の絶対値が小さい時には、揚力はほぼ迎角に比例する。迎角の絶対値が大きくなると、物体表面から流れがはく離して揚力は急激に小さくなる。この現象を失速と呼び、その角度を失速角と呼ぶ。Bluff Body（非流線形物体）でも、断面辺長比（断面流れ方向の長さを断面直角方向の高さで除したもの）がある値（矩形断面では約 2.5 程度）以上の断面では、翼などの流線形状を有する断面同様の失速現象が見られる。失速角より小さい迎角範囲では、断面前縁で一度はく離した流れ（境界層）が再び断面に付着する。つまり、はく離点と再付着点の間で、閉じた流体領域（はく離せん断層）が生成されている。一方、失速角以上では、断面前縁ではく離した流れは再付着しない（完全にはく離する）[3-2, 3-3]。

図 3.2.1 (b)に示される揚力係数に着目すると、揚力係数は迎角が 0 度からある角度までは概ね線形に増加し、その角度を越えると急激に減少する。この角度は前述の失速角であり、ここで模型上面での流れが完全にはく離したと考えられる。表 3.2.2 に示されるように、着氷雪高さが高く、着氷雪先端の角度が小さいものの方が失速角は小さく、その時の揚力係数は大きいことが分かる。なお、着氷雪部が風上側にある場合の失速角は 3.2.1 項に示した、抗力係数が大きくなり始める迎角にも対応している。また、揚力係数は、導体部が風上側にある場合に、150 度付近においてもピーク値を持ち、この角度は着氷雪高さが高いものの方が大きく、ここでも失速現象が生じていると考えられる。

3.2.3 着氷雪単導体電線の空力モーメント特性

空力モーメントは、断面に作用する圧力の合力の作用中心と、断面の回転中心の位置関係で、その正負が決定される。本実験で用いているような断面では、着氷雪部分に作用する空気力が支配的であり、迎角を正にした場合には、一部の迎角範囲を除いて、基本的に正の空力モーメントが働く。

また、図 3.2.1 (c)に示される空力モーメント係数は、失速角で最大値を示し、その後急激に減少する。表 3.2.3 に示されるように、空力モーメント係数の最大値は着氷雪高さが高いものの方が大きな値を示す。

3.3 着氷雪 4 導体電線の空気力特性

図 3.3.1, 3.3.2 に、風速 10 m/s で測定された着氷雪 4 導体電線の天秤測定実験結果、圧力測定実験結果をそれぞれ示す。4 導体の天秤測定実験では、一部の迎角範囲で目視にて模型の振動が確認されたため、データを欠測扱いとした。これは、模型スパン長が 1800 mm と長いこと、および、天秤測定実験では模型を軽く作ったため、剛性が小さくなったことが原因であると考えられる。以下では、天秤測定実験と圧力測定実験結果の違い、単導体電線と 4 導体電線の空気力の違い、導体毎の空気力特性について、それぞれ示す。

3.3.1 天秤測定実験と圧力測定実験結果の違い

「先丸高」の 4 導体電線模型における天秤測定実験結果と圧力測定実験結果の比較を図 3.3.3 に示す。図 3.3.3 に示されるように、全体的に両実験結果はよく一致しているが、抗

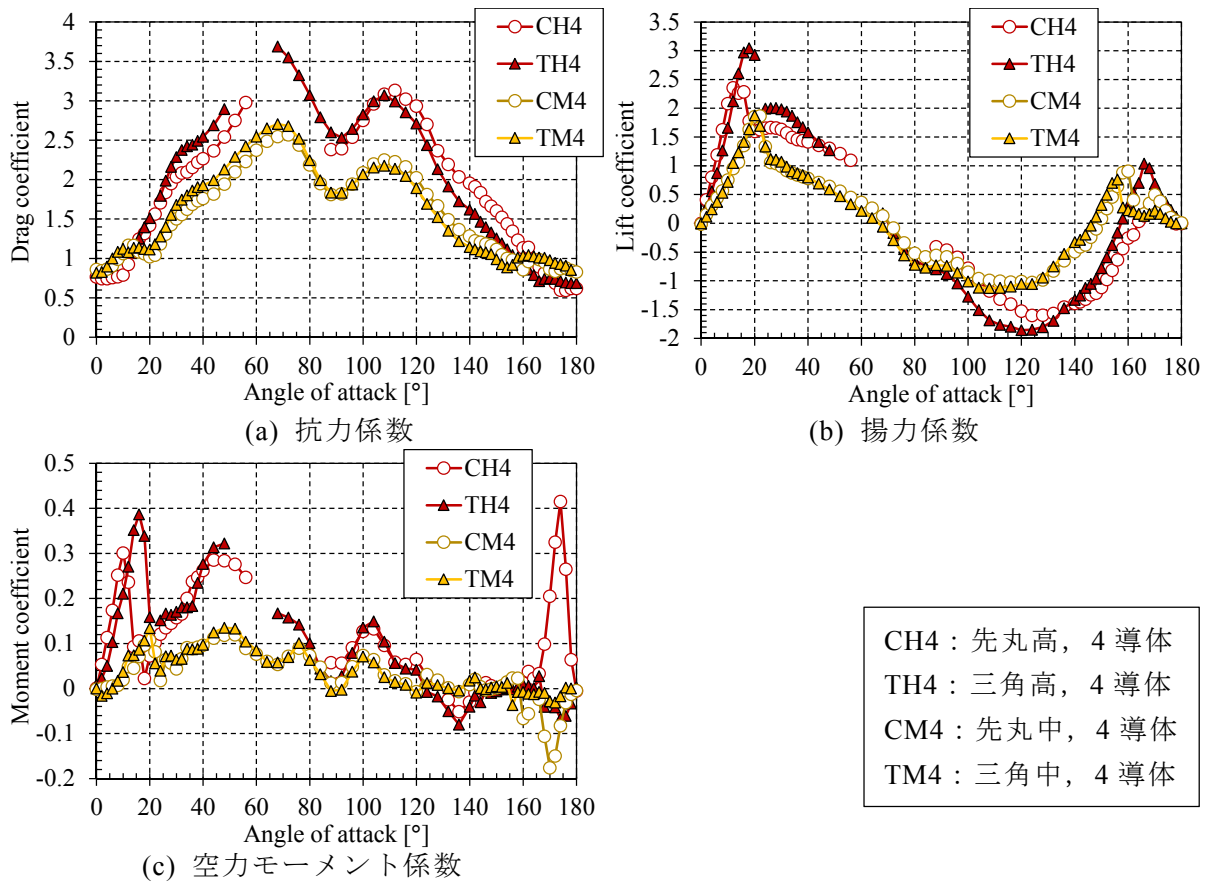


図 3.3.1 4 導体電線の空気力係数の比較 (天秤測定, 風速 10m/s)

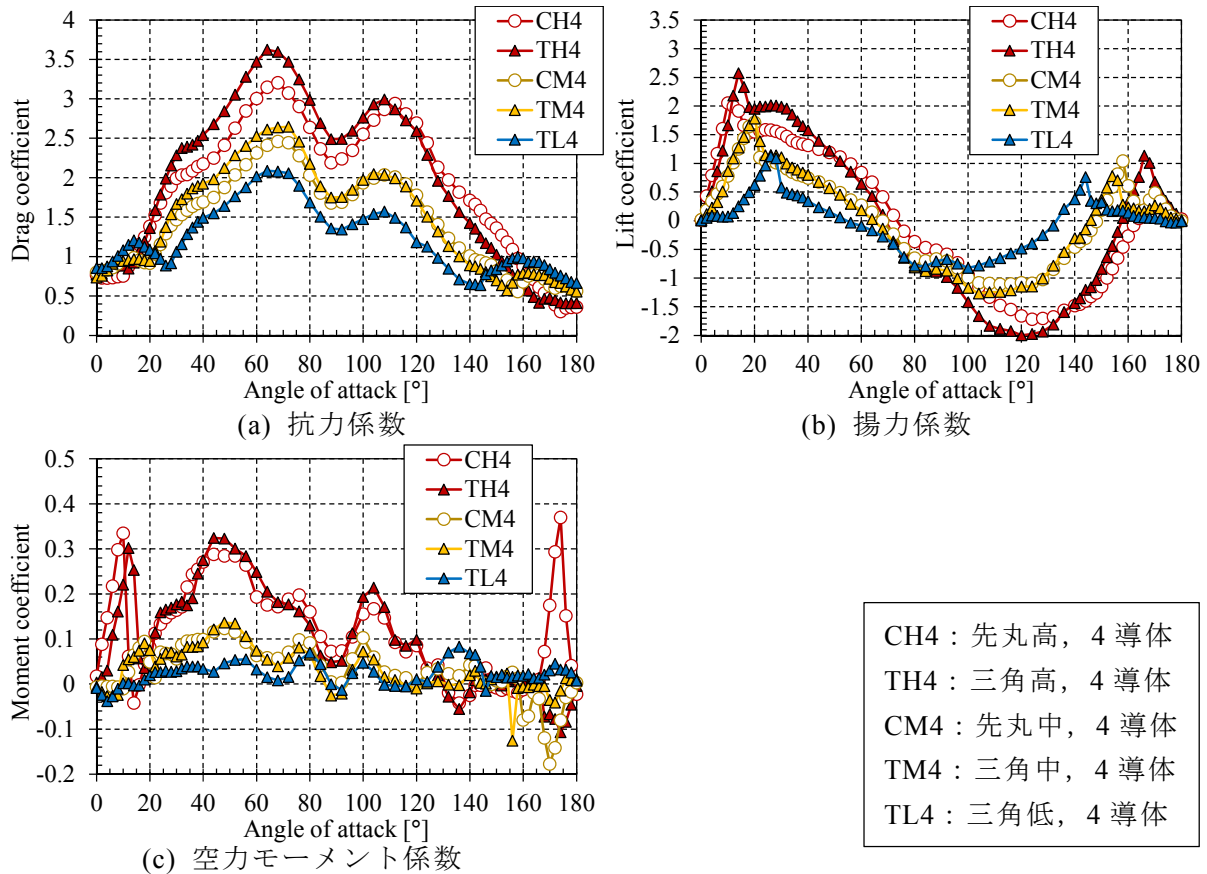


図 3.3.2 4 導体電線の空気力係数の比較 (圧力測定, 風速 10m/s)

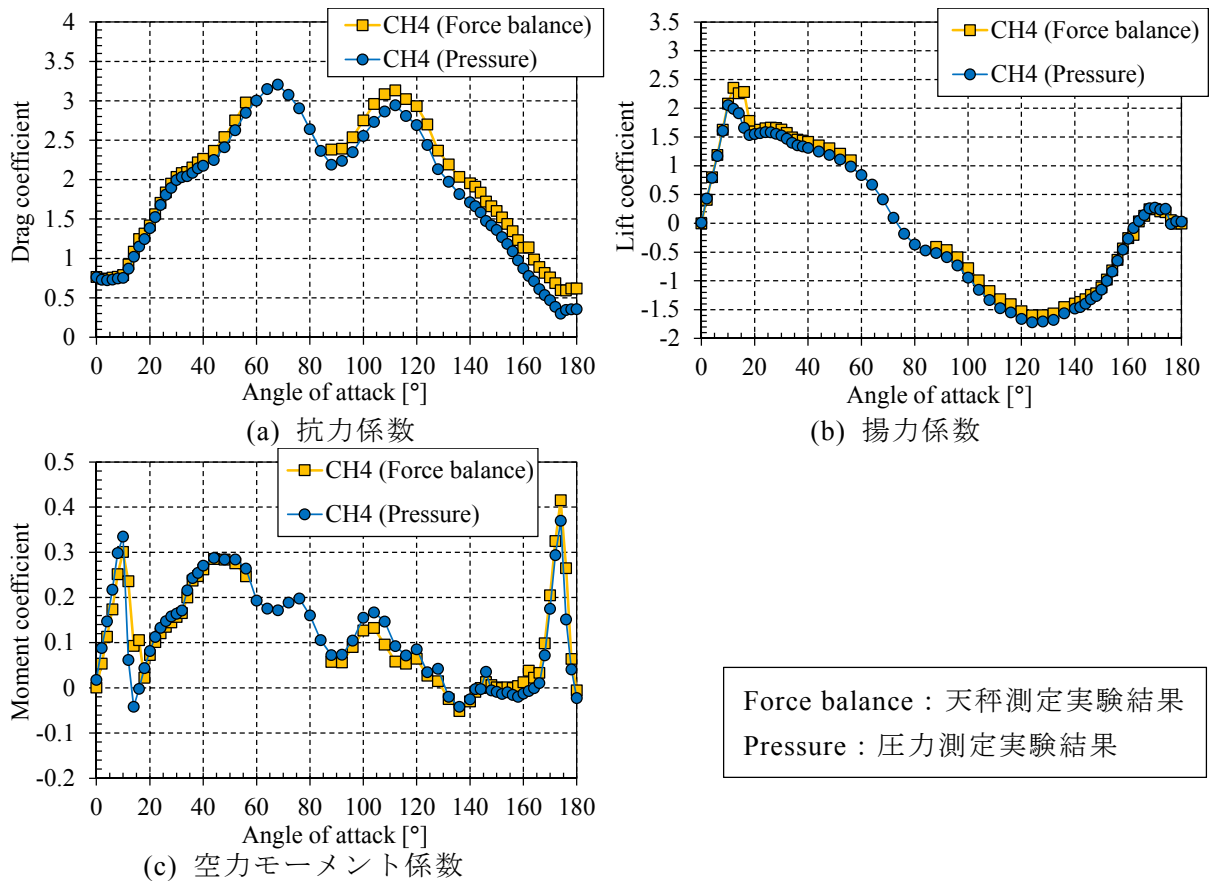


図 3.3.3 測定方法による空気力係数の比較（先丸高，4 導体，風速 10m/s）

力係数においては迎角が大きくなるにつれて、わずかに差がみられる。この傾向は他の着氷形状の結果でも同様にみられる。迎角が大きくなるに従い、素線を模擬した凹凸部分が風上側に位置する。つまり、凹凸部に大きな空気力が作用するとき、抗力係数の差は大きくなっている。この差は凹凸部の圧力評価方法によるものであると考えられ、本実験では凸部の先端にのみ圧力孔を設けており、凸部の斜面での圧力が上手く代表できていないことが原因と考えられる。したがって、今後厳密に圧力測定を実施するためには、凹部において計測するなど圧力測定法の検討が必要である。

以上のように、圧力測定実験結果は基本的な特性は捉えていられているものの、厳密には天秤測定実験の結果とわずかな差が見られることに注意が必要である。

3.3.2 着氷雪単導体電線と着氷雪4導体電線の空気力特性の違い

表 3.3.1, 3.3.2 にそれぞれの実験結果で得られた着氷雪4導体電線の空気力係数の失速角の値を示す。表 3.3.1, 3.3.2 と表 3.2.2 を比較すると、単導体電線と4導体電線における失速角の値は概ね一致していることが分かる。また、4導体電線の揚力係数の増減傾向は、単導体電線のものと同様である。一方、4導体電線の抗力係数は単導体電線のものとは異なる特性を示し、90度付近で小さくなる特性を示している。また、空力モーメント係数においては、単導体電線では比較的単調に増減しているのに対し、4導体電線では全く異なった増減傾向を示している。これらの単導体電線と4導体電線の空気力係数の違いは、4導体電線において、風下側の素導体が風上側の素導体の後流の影響を受けることが原因であると考えられ、詳細については、3.3.4 項にて検討を行う。

表 3.3.1 失速角およびその揚力係数（天秤測定，4 導体電線，風速 10m/s）

名称	着氷雪先端角	着氷雪部が風上		導体部が風上	
		失速角	C_L	失速角	C_L
TH4（三角高）	19.5°	18°	3.04	166°	1.04
TM4（三角中）	29.8°	20°	1.88	156°	0.76
CH4（先丸高）	10.6°	12°	2.36	170°	0.25
CM4（先丸中）	25.1°	22°	1.86	160°	0.91

表 3.3.2 失速角およびその揚力係数（圧力測定，4 導体電線，風速 10m/s）

名称	着氷雪先端角	着氷雪部が風上		導体部が風上	
		失速角	C_L	失速角	C_L
TH4（三角高）	19.5°	14°	2.57	166°	1.13
TM4（三角中）	29.8°	20°	1.78	154°	0.78
TL4（三角低）	41.7°	26°	1.12	144°	0.76
CH4（先丸高）	10.6°	10°	2.05	170°	0.27
CM4（先丸中）	25.1°	20°	1.71	158°	1.04

3.3.3 各素導体に作用する空気力

図 3.3.4–3.3.9 に，圧力測定実験で得られた素導体ごとの空気力係数を示す．それぞれの素導体に加わる空気力係数は，図 3.1.8 (a)に示される単導体の定義を用いて算出している．また，それぞれに単導体の天秤測定実験で得られた結果（図中：F）も併記したが，前述の通り，迎角が大きくなった範囲では圧力測定実験結果と多少の差異があることに注意が必要である．図 3.3.4–3.3.9 に示されるように，4 本の素導体それぞれに着目すると，すべての着氷雪形状において，他の素導体に比べて，空気力の絶対値が低減している素導体がある．これらの素導体およびその迎角を表 3.3.3 に示す．また，その迎角においては，これらの素導体が，流れに対して他の素導体の後ろ側に位置する．この風上側に位置する素導体についても，表 3.3.3 に併記した．このように，他の素導体が風上側に位置することによって，風下側の素導体の空気力が低減している．

ここで，それぞれの素導体の空気力係数と，4 導体電線全体の空気力係数との関係は，導体直径 D と，導体間隔 B を用いて，以下のように表される．

$$C_{Df} = \frac{1}{4}(C_{D1} + C_{D2} + C_{D3} + C_{D4}) \quad (3.3.1)$$

$$C_{Lf} = \frac{1}{4}(C_{L1} + C_{L2} + C_{L3} + C_{L4}) \quad (3.3.2)$$

$$C_{Mf} = \frac{D}{4B}(C_{M1} + C_{M2} + C_{M3} + C_{M4}) \\ + \frac{1}{4\sqrt{2}}(C_{D1} - C_{D3})\sin\left(\frac{\pi}{4} + \alpha\right) - \frac{1}{4\sqrt{2}}(C_{D2} - C_{D4})\cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha\right) \\ + \frac{1}{4\sqrt{2}}(C_{L1} - C_{L3})\cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha\right) + \frac{1}{4\sqrt{2}}(C_{L2} - C_{L4})\sin\left(\frac{\pi}{4} + \alpha\right) \quad (3.3.3)$$

ここで，添え字 f は 4 導体電線全体の空気力係数，添え字 1–4 はそれぞれの素導体の空気力係数， α は迎角である．

式(3.3.1), (3.3.2) に表されるように，抗力・揚力係数は，4 導体電線と素導体電線の空気力係数の定義の差の換算は必要であるが，各素導体の空気力係数を足し合わせが 4 導体電

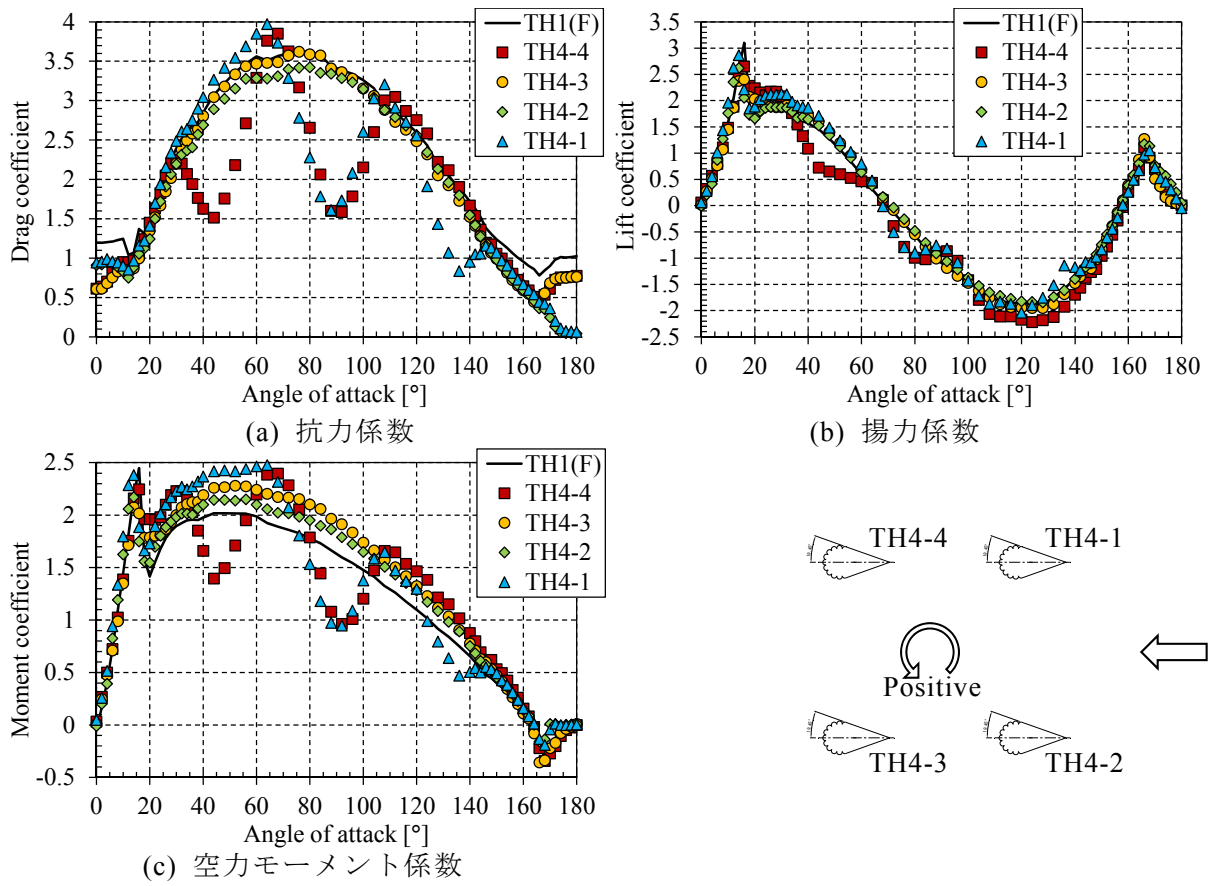


図 3.3.4 4 導体電線の各素導体の空気力係数 (圧力測定, 三角高, 風速 10m/s)

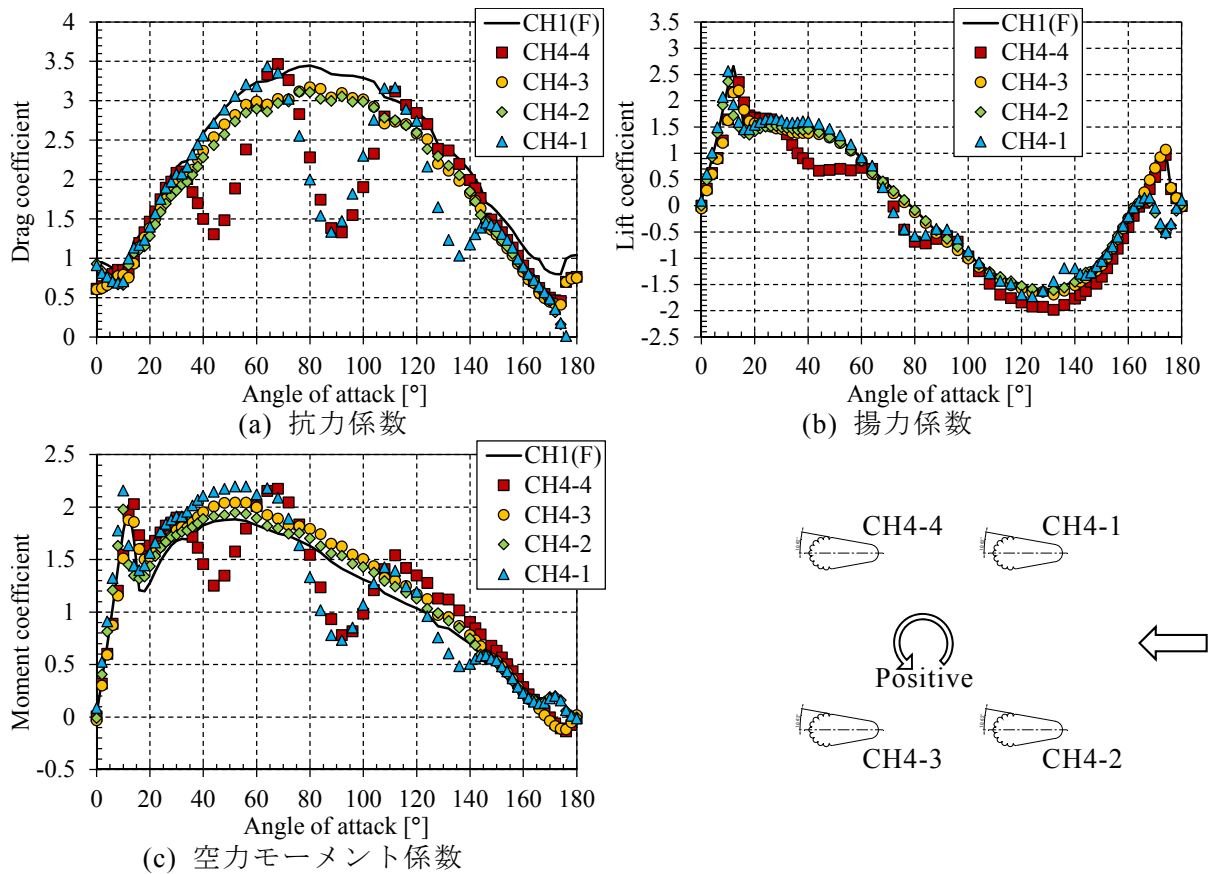


図 3.3.5 4 導体電線の各素導体の空気力係数 (圧力測定, 先丸高, 風速 10m/s)

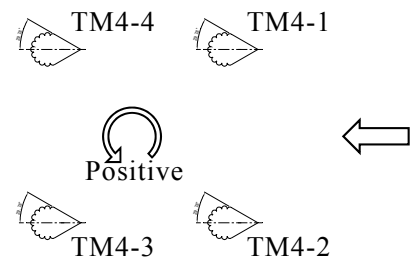
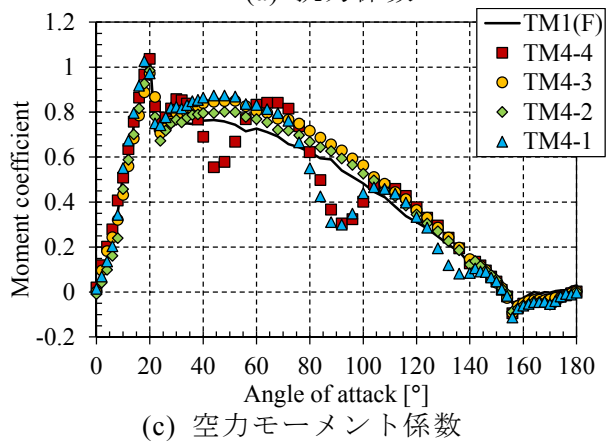
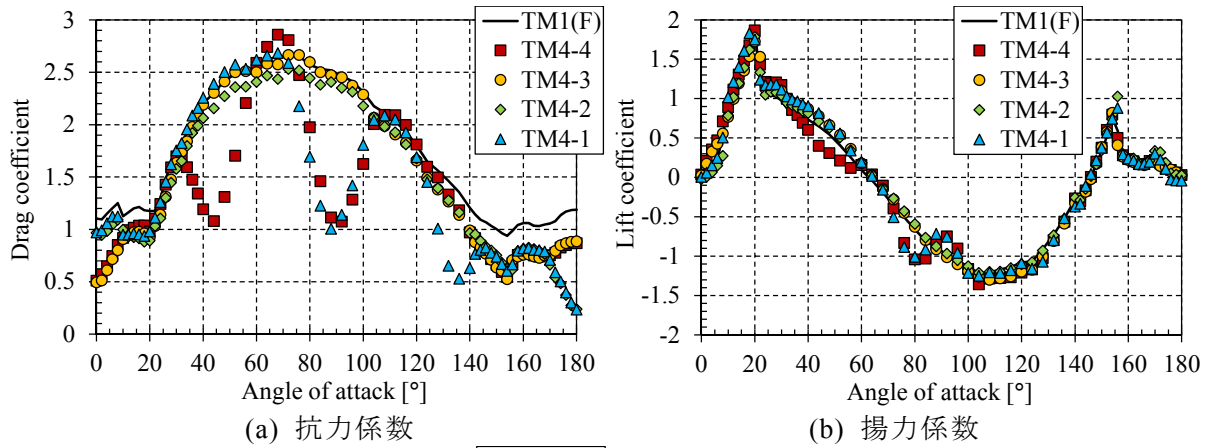


図 3.3.6 4 導体電線の各素導体の空気力係数 (圧力測定, 三角中, 風速 10m/s)

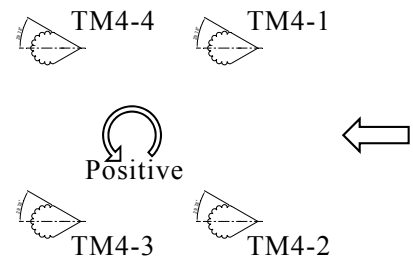
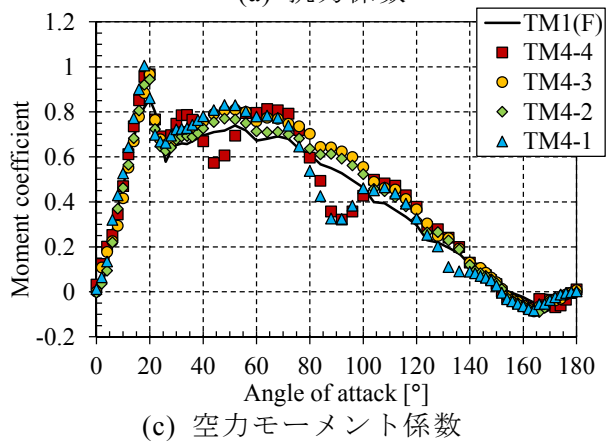
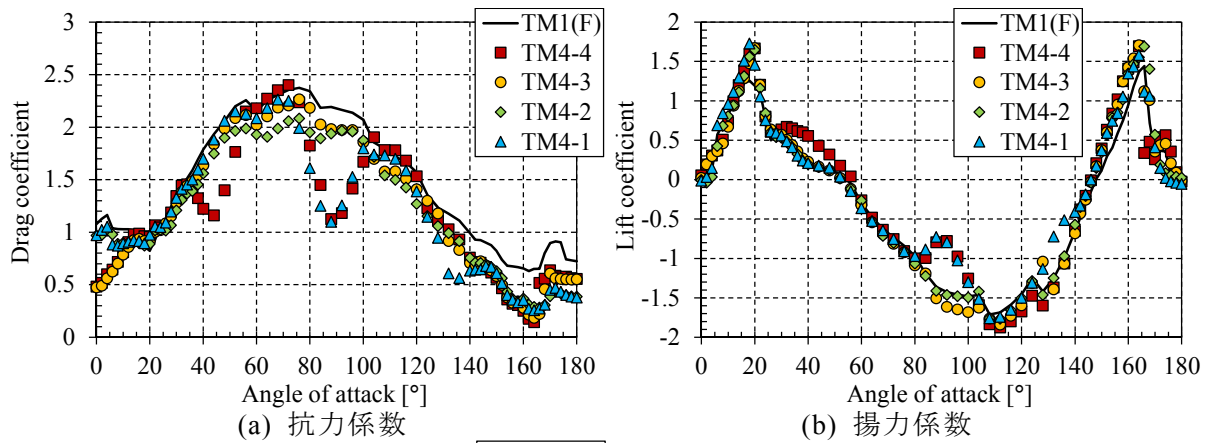
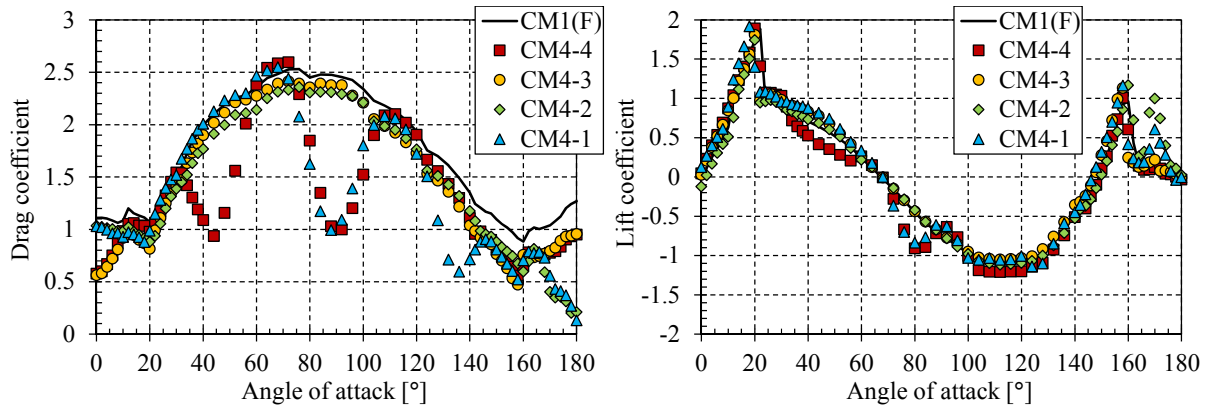
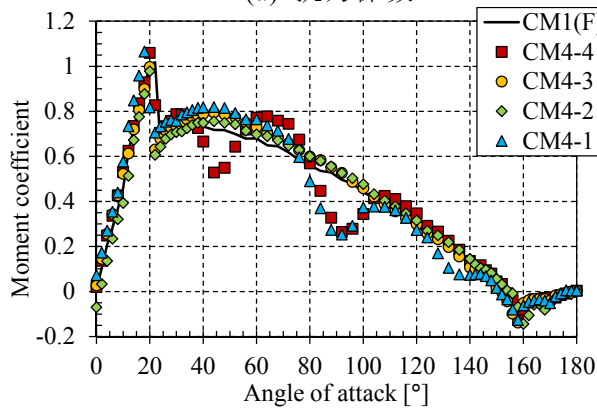


図 3.3.7 4 導体電線の各素導体の空気力係数 (圧力測定, 三角中, 風速 20m/s)



(a) 抗力係数

(b) 揚力係数



(c) 空力モーメント係数

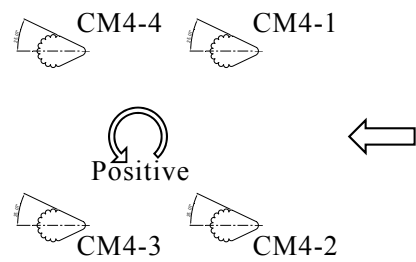
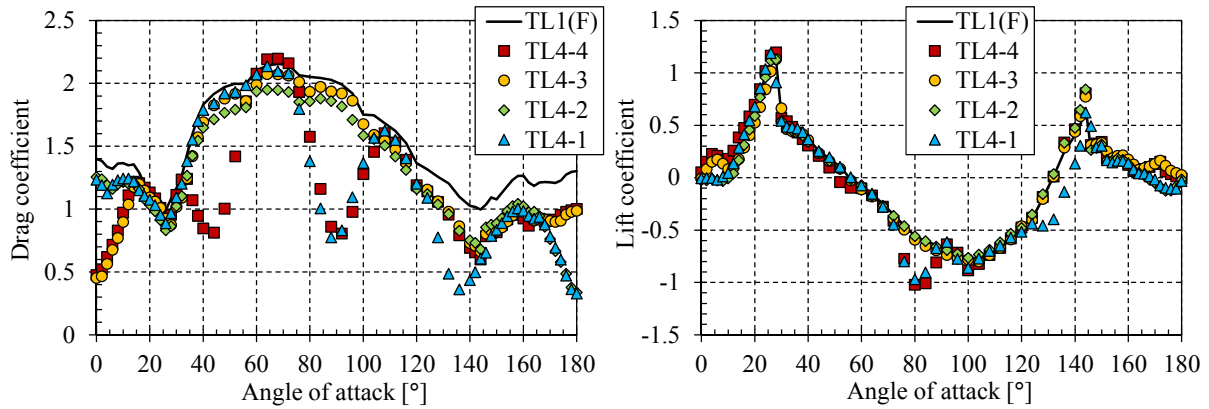
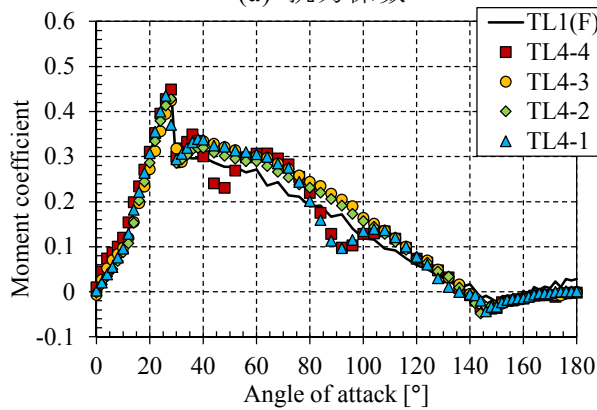


図 3.3.8 4 導体電線の各素導体の空気力係数 (圧力測定, 先丸中, 風速 10m/s)



(a) 抗力係数

(b) 揚力係数



(c) 空力モーメント係数

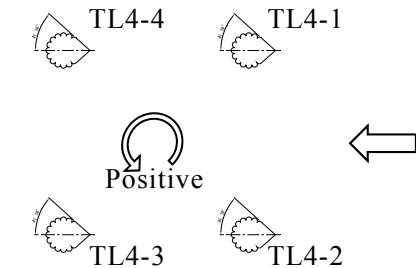


図 3.3.9 4 導体電線の各素導体の空気力係数 (圧力測定, 三角低, 風速 10m/s)

表 3.3.3 空気力が低減する迎角範囲・素導体および風上側に位置する素導体

低減する迎角	低減する素導体	風上側にある素導体
0°付近	導体 3, 4	導体 1, 2
45°付近	導体 4	導体 2
90°付近	導体 1, 4	導体 2, 3
135°付近	導体 1	導体 3
180°付近	導体 1, 2	導体 3, 4

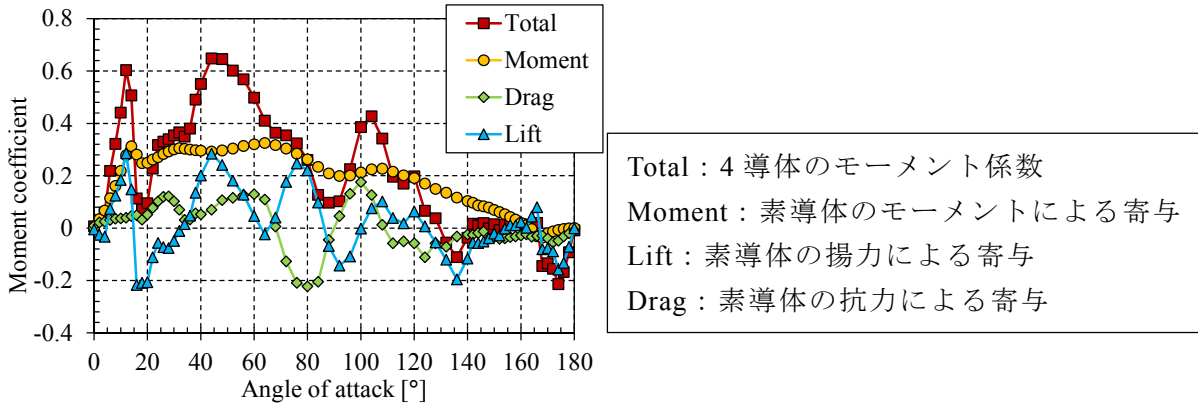


図 3.3.10 4 導体モーメント係数の寄与（圧力測定，三角高，風速 10 m/s）

線の空気力係数となる。また、前述の通り、表 3.3.3 に示される迎角付近では、風下側の素導体の空気力が低減していた。この特性は、絶対値が大きい抗力係数において最も顕著に表れており、特に、90 度付近では、4 本中 2 本の素導体が他の素導体の後ろ側に位置するため、4 導体電線全体の抗力係数は大きく低減する。一方、揚力係数においては、表 3.3.3 に示される迎角付近では、絶対値が比較的小さいため、4 導体電線全体の揚力係数の変化はわずかである。

各素導体の空力モーメント係数においては、抗力係数同様に、比較的顕著に空気力係数の絶対値が低減している。また、式(3.3.3)に表されるように、4 導体電線全体のモーメント係数は、それぞれの素導体の空力モーメント係数に、対角方向の導体の抗力・揚力係数の差が加わる複雑な形をしている。ここで、図 3.3.10 に、「三角高」を例に、4 導体電線全体の空力モーメント係数における、各素導体の空力モーメントの寄与(式(3.3.3)右辺第 1 項)・抗力の寄与(式(3.3.3)右辺第 2,3 項)・揚力の寄与(式(3.3.3)右辺第 4,5 項)を示す。図 3.3.10 に示されるように、4 導体電線の空力モーメント係数における、各素導体の抗力・揚力係数の差の寄与は大きく、これにより単導体電線に比べ 4 導体電線の空力モーメント係数が複雑な特性を示していると考えられる。

3.3.4 風上側の素導体の後流域の影響

前述の通り、4 導体電線においては、他の素導体が風上側に位置することによって、風下側の素導体の空気力が低減している。この主な原因として、風上側の素導体によって流れ場が変化する領域（後流域）に、風下側の素導体が位置していることが考えられる。ここで、各空気力係数における各素導体の単導体電線に対する増減比率を以下のように定義する。

$$\gamma_{Di} = C_{Di}/C_{Ds}, \gamma_{Li} = C_{Li}/C_{Ls}, \gamma_{Mi} = C_{Mi}/C_{Ms} \quad (3.3.4)$$

ここで、添え字 i は導体番号 ($i=1-4$) であり、添え字 s は代表値とする単導体電線を表

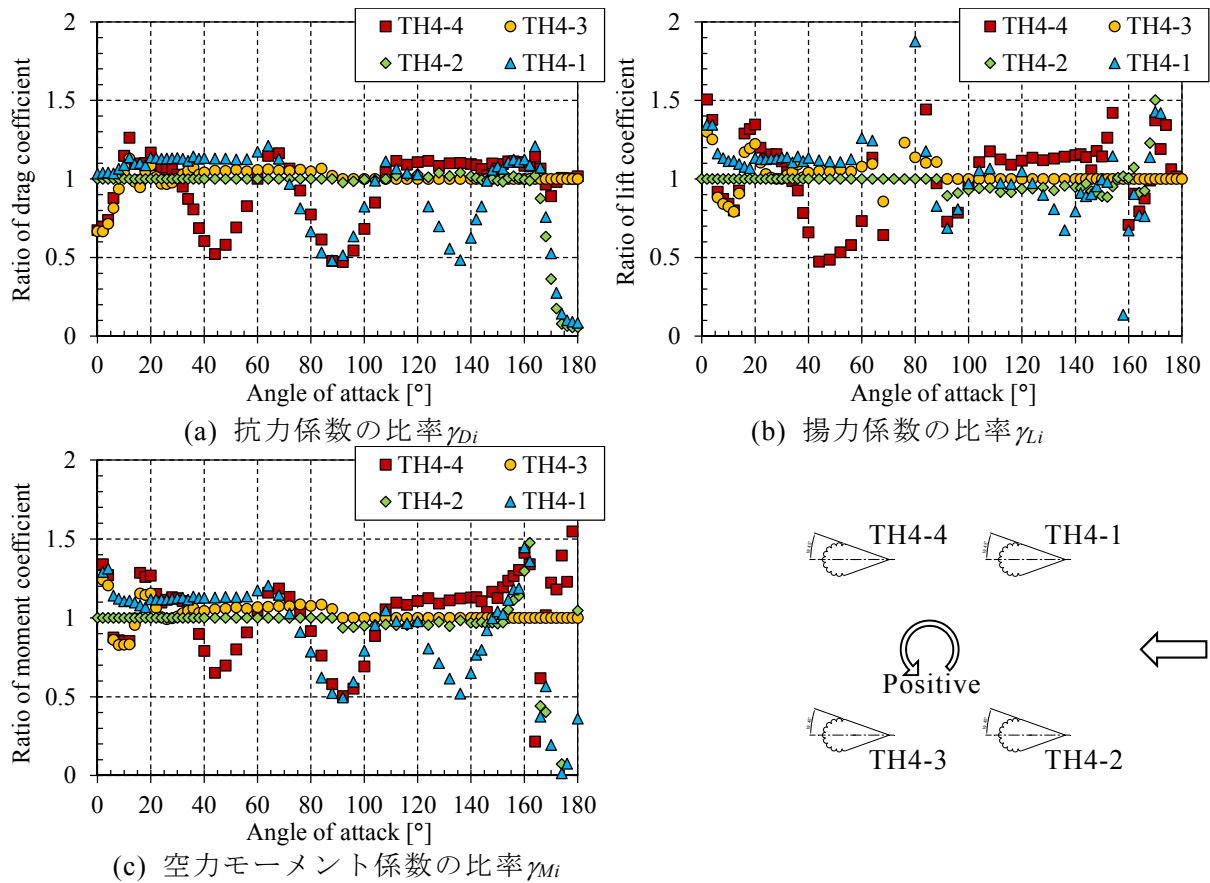


図 3.3.11 各素導体の空気力係数の単導体電線に対する比率（三角高，風速 10 m/s）

す。ここでは，圧力測定実験と天秤測定実験の結果に差が見られることから，圧力測定実験で得られた最も風上側の素導体（0–90 度：導体 2，90–180 度：導体 3）の空気力係数を単導体電線の値とする。なお，「先丸高」断面を用いて 4 導体電線模型のうち 3 つの素導体を取り外して圧力測定することにより，圧力測定で計測された単導体電線の空気力係数は，最も風上側の素導体のものとほぼ一致していることを確認している。

図 3.3.11 に，「三角高」の 4 導体電線の圧力測定実験結果を用いて，それぞれの素導体の空気力係数の単導体電線の値に対する比率を示す。図に示されるように，各素導体の抗力係数と空力モーメント係数の増減比率は良く似ている。揚力係数の増減比率においては，単導体電線の揚力係数の絶対値が小さく正負が反転するような範囲（0, 70, 160, 180 度付近）においては差があるものの，それ以外の範囲では抗力係数と空力モーメント係数の増減比率と類似した特性を示している。ここで，次式のとおり，抗力係数における各素導体の単導体電線に対する増減比率 γ_{Di} を用いて，各素導体の揚力係数，空力モーメント係数の計算値 C_{Li}^* , C_{Mi}^* を導出する。

$$C_{Li}^* = C_{Ls} \times \gamma_{Di}, C_{Mi}^* = C_{Ms} \times \gamma_{Di} \quad (3.3.5)$$

「三角高」の 4 導体電線において，式(3.3.5)で計算された素導体ごとの揚力係数，空力モーメント係数の計算値と，圧力測定実験で測定された結果との比較を図 3.3.12 に示す。図に示されるように，揚力係数の導体 1, 4 の 90 度付近など，本来その絶対値が小さい領域において差がみられる以外は，それぞれの素導体の揚力係数，空力モーメント係数の計算値は実験結果と概ね一致していることがわかる。この傾向は他の着氷雪形状の結果でも

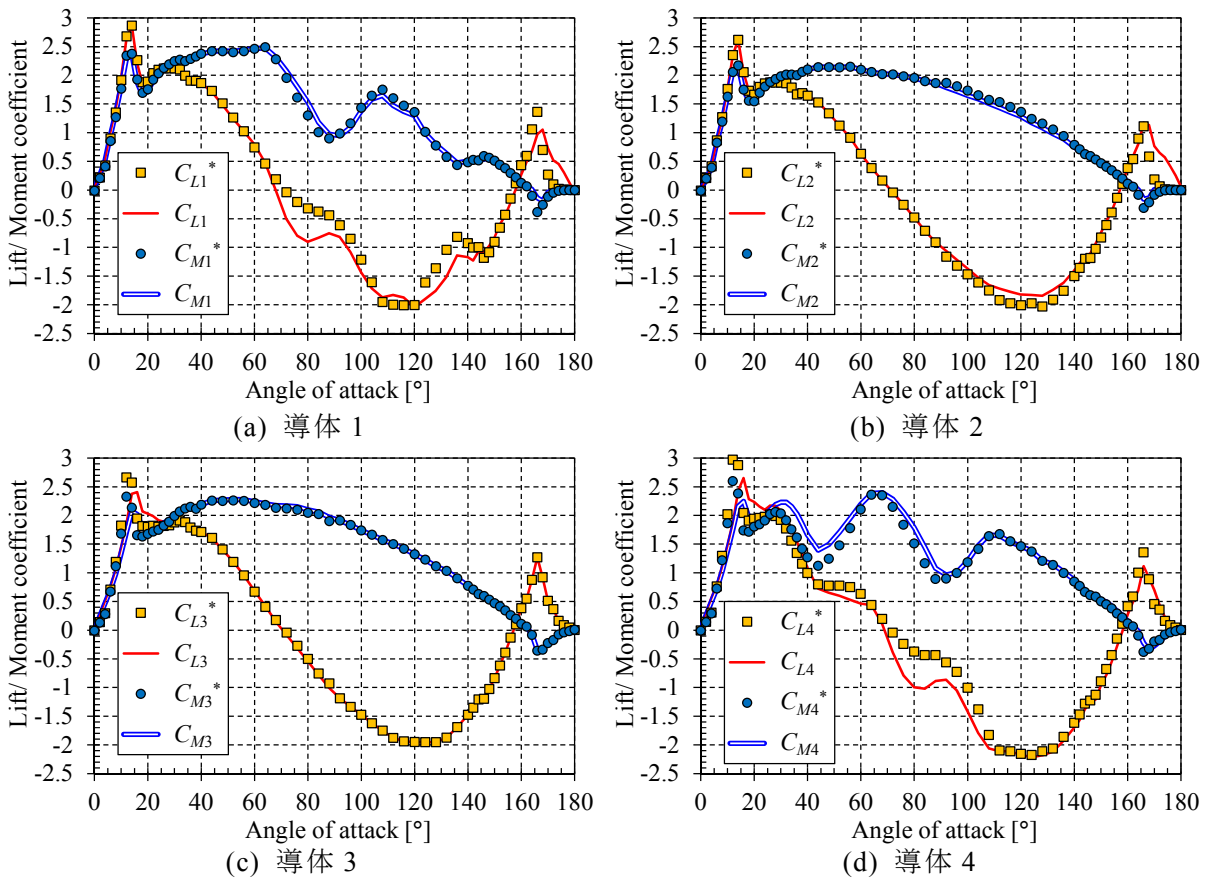


図 3.3.12 各素導体の揚力・空力モーメント係数の推定値（三角高，風速 10 m/s）

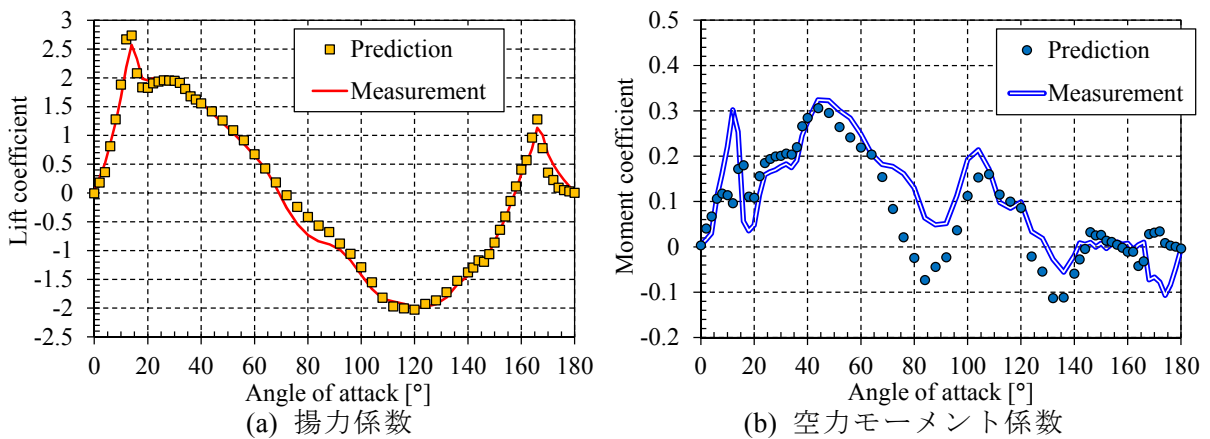


図 3.3.13 4 導体電線全体の揚力・空力モーメント係数の推定値（三角高，風速 10 m/s）

同様にみられる．また，図 3.3.12 で計算された各素導体の空気力係数から，4 導体電線全体の揚力・空力モーメント係数を算出した結果を図 3.3.13 に示す．90 度付近において，空力モーメント係数に差がみられるが，4 導体電線全体の揚力係数・空力モーメント係数の算出値は圧力測定実験で測定された結果と比較的よく一致している．以上のことから，風下側の素導体の 3 つの空気力（揚力・抗力・空力モーメント）係数は，概ね一様に低下していると考えられる．

ここで，風上側の素導体の後流域では，「流れの方向の変化」，「流速の低下」，「乱れの生成」などの流れ場の変化が考えられるが，3 つの空気力係数は概ね一様に低下していることから，それぞれの素導体位置においては「流れの方向の変化」は非常に小さいと考えら

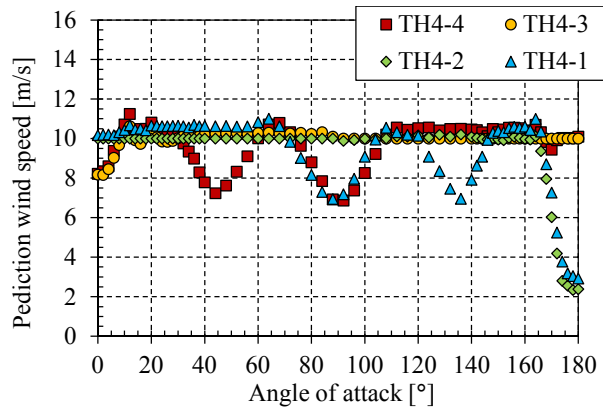


図 3.3.14 抵抗力係数の比率から算出した各素導体位置における平均風速推定値 U_i^*
(三角高, 流入風速 10 m/s)

れる。また、既往の研究において、着氷雪していない送電線において、流入風に乱れが生じると、抵抗力が低下するレイノルズ数が小さくなることが明らかにされている[3-1]。つまり、流入風に乱れが生じると、より低い風速域において、レイノルズ数が亜臨界域から超臨界域へと遷移する。このことから、乱れの効果によって、同じ平均風速においても空気力係数が低下する可能性があると考えられる。しかし、断面周りの流れ場が大きく変わるため、「乱れの生成」の影響で3つの空気力係数が一様に低下するとは考えられない。流入風の乱れの影響については、3.5節にて実験結果を用いて詳細に示す。

式(3.1.3)に示されるように、各空気力係数は、代表風速で無次元化されている。そのため、断面に作用する風速が代表風速より小さくなると、3つの空気力係数は一様に小さくなる。このことから、「流速の低下」が風下側の素導体の空気力係数を低減させる大きな一因であると考えられる。各空気力係数の低下が「流速の低下」にのみに起因していると仮定すると、以下のように各素導体位置での風速 U_i^* が算出される。

$$\gamma_{Di} = C_{Di}/C_{Ds} \equiv (U_i^{*2} C_{Ds}) / (U^2 C_{Ds}) = (U_i^*/U)^2 \quad (3.3.6)$$

図 3.3.14 に式(3.3.6)で算出された各素導体位置での風速を示す。後流域の影響が「流速の低下」が支配的であると考え、単導体電線まわりの平均風速分布から図 3.3.14 に示されるような各素導体位置における風速を把握することができれば、風下側素導体の空気力係数を単導体の空気力係数から、簡易的に推定することが可能であると考えられる。これにより、様々な導体間隔・導体数の多導体電線の空気力係数を、単導体電線の空気力係数を用いて推定することができると考えられる。平均風速分布の推定には、実験における風速分布測定に加えて、数値流体解析を用いた単導体電線周りの流れ場の解析も有効であると考えられる。ただし、3.4, 3.5節で後述するように、風速の強さや乱れの影響により、空気力係数が変化するような条件（レイノルズ数）もあるため、平均風速分布から多導体電線の空気力係数を推定する方法について、より詳細に適用性の検討が必要である。

3.4 着氷雪電線の空気力係数の風速依存性

着氷雪単導体電線模型を用いて、一様流中の風速 5–20m/s で天秤測定実験により計測した空気力係数を図 3.4.1 に示す。風速 5m/s と風速 10m/s の測定結果を比較すると、迎角が 0 度から 20 度付近で抵抗力係数に最大で 0.4 程度の違いがみられるものの、その他の迎角範

囲では抗力係数の違いは小さく、その差は最大でも 0.1 程度である。また、揚力係数および空力モーメント係数については、風速 5m/s と風速 10m/s のデータがほぼ重なっている。一方、風速 20m/s では風速 10m/s 以下の値と比較して、いずれの空気力係数においても有意な差がみられる。

風速 20m/s では、全ての迎角範囲で、抗力係数が風速 10m/s 時に比べて小さめの値をとっており、最大で 0.4 程度の違いが見られる。また、着氷雪部が風上に位置する場合の失速角付近では、風速 10m/s の揚力係数のピーク値が 1.9 に対して、風速 20m/s のピーク値は 1.3 まで低下している。一方、導体部が風上に位置する場合の揚力係数は、失速角が 154 度から 166 度へ大きく変化し、失速角における揚力係数は 0.8 から 1.5 へと増大している。迎角が 30–150 度では、揚力係数が風速 10m/s 以下の場合に比べて全体的に 0.5 程度小さめの値をとっている。空力モーメント係数は、風速の違いによる変化はわずかであるが、迎角 20–40 度付近では、風速 20m/s ではその値がやや低下している。風速 15m/s では、いずれの空気力係数も、全般的に風速 10m/s と風速 20m/s の値の中間程度の値をとっており、導体部が風上に位置する場合の失速角における揚力係数は、風速 20m/s の場合とほぼ一致している。このような着氷雪電線模型の風速の違いによる空気力係数の差異は、基本的には、無着氷雪単導体で見られるはく離せん断層の乱流遷移とそれによる抗力係数の変化と同様の理由によるものと考えられる。これについては、模型の表面圧力分布とそれから推測される断面周りの流れ場に基づき、3.6 節にて後述する。

着氷雪 4 導体電線模型を用いて、一様流中の風速 5–25m/s で天秤測定実験により計測した空気力係数を図 3.4.2 に示す。着氷雪 4 導体電線の抗力係数および揚力係数における風速に対する変化の傾向は、単導体電線における傾向と概ね一致する。風速 5m/s と風速 10m/s の空気力係数はほぼ一致しており、それより風速が高い条件では、抗力係数がやや小さめの値をとり 20 度付近の失速角における揚力係数が小さくなること、150 度付近の失速角が 160 度以上へ増加しつつ失速角における揚力係数が大きくなること、30–150 度付近の揚力係数が小さめの値をとることなど、単導体電線と同様の風速依存性をもつことがわかる。

一方、空力モーメント係数は、単導体電線の場合には風速による差異は小さかったが、4 導体電線では、風速 20, 25m/s の値が、風速 10m/s 以下の値と比較して、迎角 45 度前後、90 度前後、135 度前後と、いずれかの素導体が風上側素導体の後流に位置する条件で有意な差が見られる。また、風速 15m/s では、迎角 160 度付近で -0.3 程度の大きな負の値が見られる。4 導体電線の空力モーメントは、単導体電線とは異なり、4 つの素導体に作用する揚力・抗力のわずかな差に起因するものが支配的である。4 導体電線で見られる空力モーメントの風速依存性は、風上側素導体からの流れのはく離状況が風速によって変化し、後流を受ける風下側素導体の揚力・抗力が変化することが主な原因と考えられる。

3.5 着氷雪電線の空気力係数の乱れ依存性

着氷雪単導体電線模型を用いて、格子乱流中の風速 10, 20m/s で天秤測定実験により計測した空気力係数を図 3.5.1, 3.5.2 に、それぞれ示す。風速 10m/s では、乱れ強さが 3.7% の測定結果は、一様流条件での測定結果とほぼ一致しており、空気力係数に対して流入風の乱れがほとんど影響を与えていないことがわかる。一方、流入風の乱れ強さが 10.7% の測定結果は、風速を増大させた場合と同様の変化が空気力係数に生じている。抗力係数は、

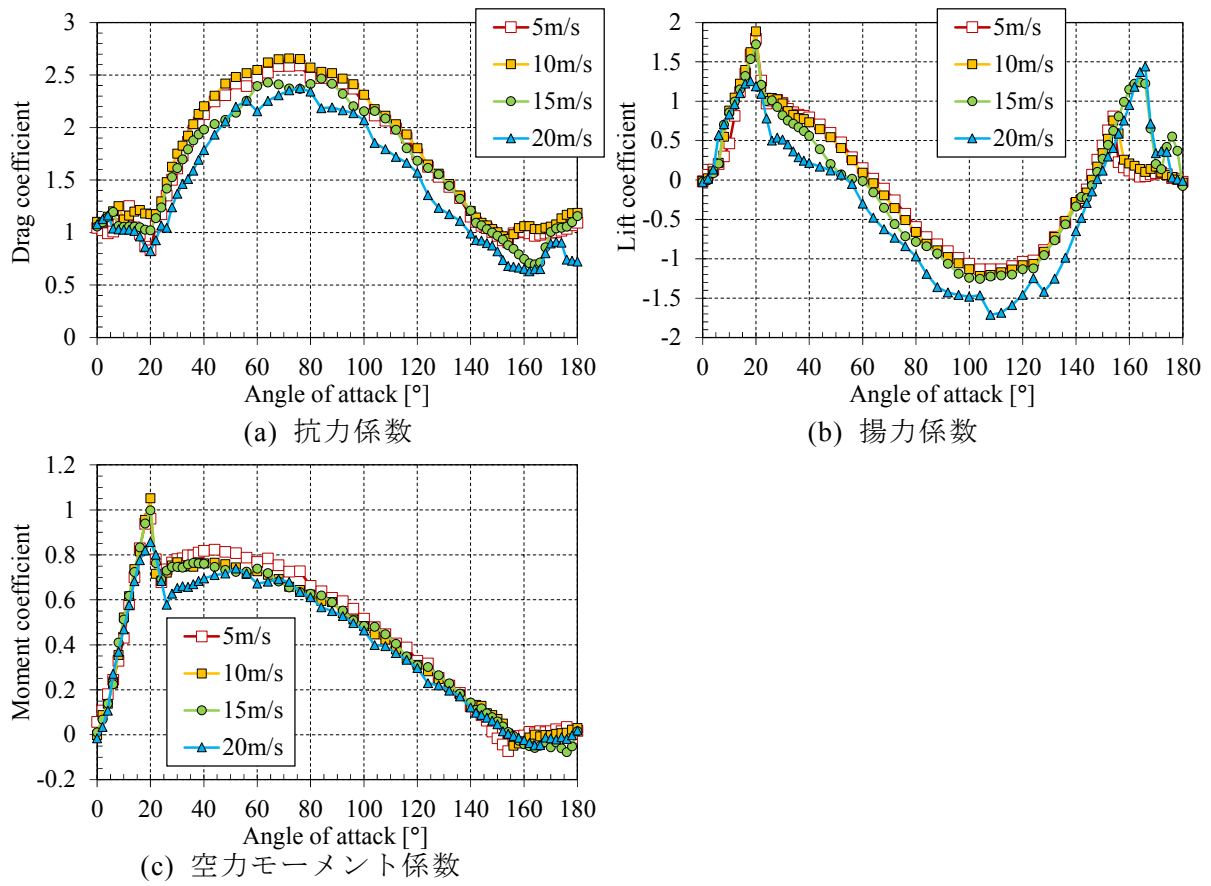


図 3.4.1 着氷雪単導体電線の空気力係数の風速依存性 (天秤測定, 三角中, 一様流)

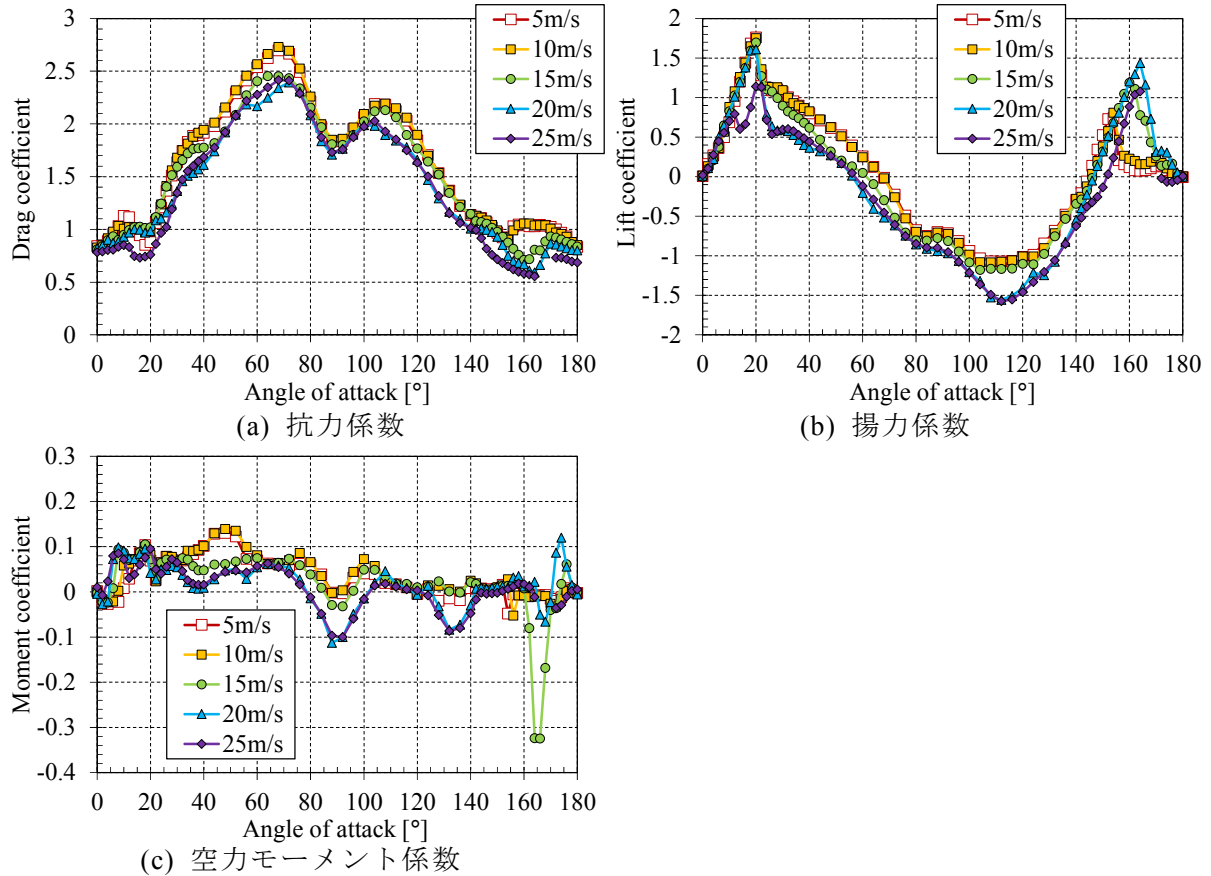
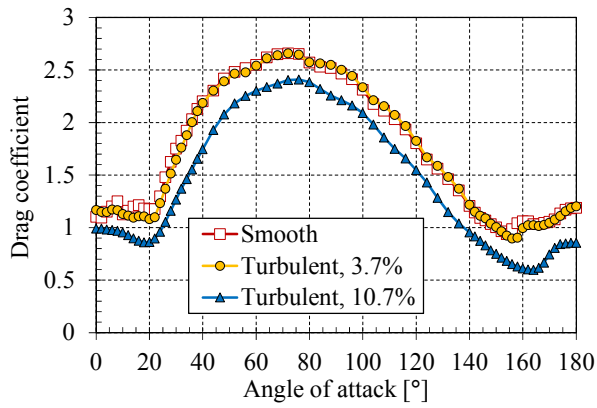
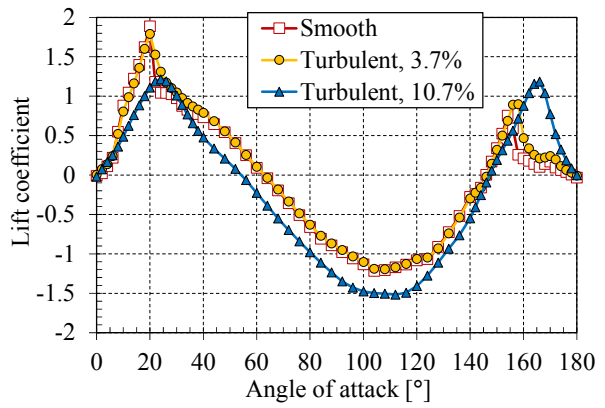


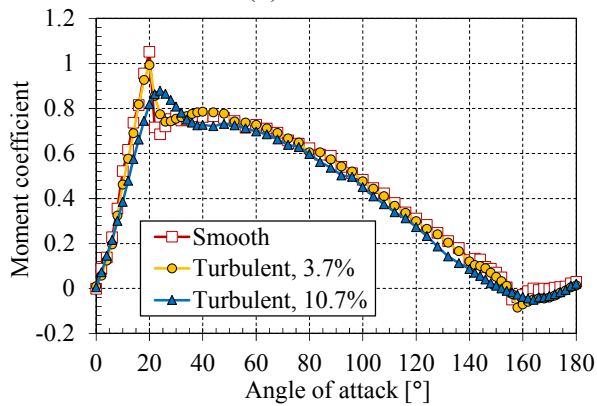
図 3.4.2 着氷雪4導体電線の空気力係数の風速依存性 (天秤測定, 三角中, 一様流)



(a) 抗力係数



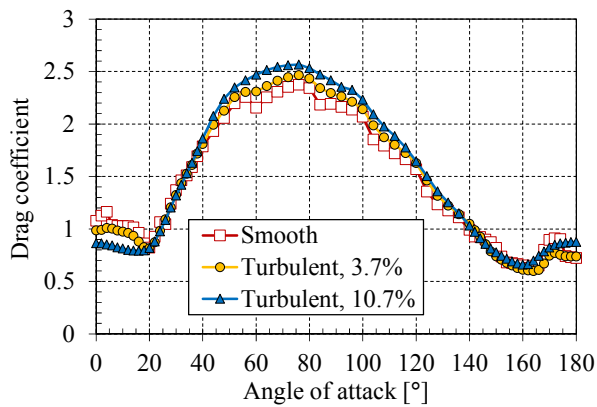
(b) 揚力係数



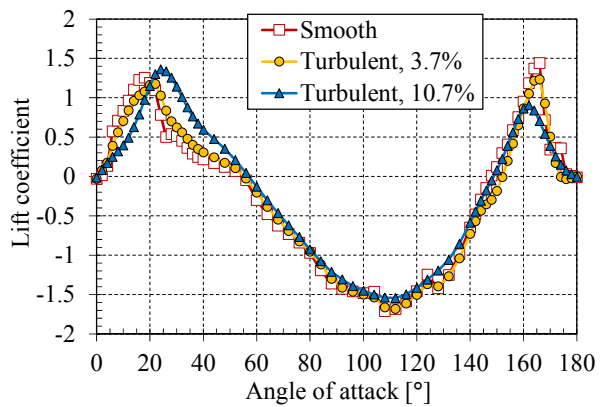
(c) 空力モーメント係数

Smooth : 一様流で計測
 Turbulent, 3.7% : 格子乱流 1 で計測
 (乱れ強さ 3.7%)
 Turbulent, 10.7% : 格子乱流 2 で計測
 (乱れ強さ 10.7%)

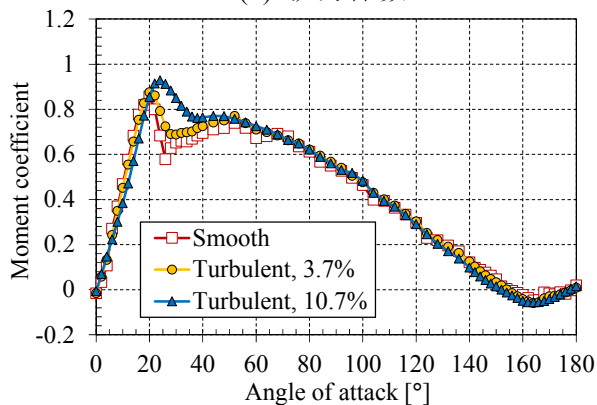
図 3.5.1 着氷雪単導体電線の空気力係数の乱れ依存性 (天秤測定, 三角中, 風速 10m/s)



(a) 抗力係数



(b) 揚力係数



(c) 空力モーメント係数

Smooth : 一様流で計測
 Turbulent, 3.7% : 格子乱流 1 で計測
 (乱れ強さ 3.7%)
 Turbulent, 10.7% : 格子乱流 2 で計測
 (乱れ強さ 10.7%)

図 3.5.2 着氷雪単導体電線の空気力係数の乱れ依存性 (天秤測定, 三角中, 風速 20m/s)

全ての迎角にて 0.1–0.4 程度の低下が見られる。また、着氷雪部が風上に位置する場合の失速角を見ると、失速角が 20 度から 24 度へ移動し、揚力係数のピーク値も 1.9 から 1.2 へ低下している。導体部が風上に位置する場合の失速角付近では、失速角が 166 度へ移動し、失速角における揚力係数も増大している。

風速 20m/s では、乱れ強さが 3.7%の測定結果は一樣流条件と比較して、空気力係数にほとんど変化は見られない。一方、流入風の乱れ強さが 10.7%の測定結果は、有意な変化が見られる。乱れ強さが 10.7%の場合、それより乱れが小さい場合に比べて迎角 45–120 度付近で抗力係数が増大している。また、着氷雪部が風上に位置する場合の失速角が 24 度へ増大して、揚力係数のピーク値が増大するのに対して、導体部が風上に位置する場合の失速角が 162 度へ低下して、揚力係数のピーク値も低下している。このように、風速 20m/s では、風速 10m/s で乱れ強さを 10.7%とした場合と逆の傾向が見られる。

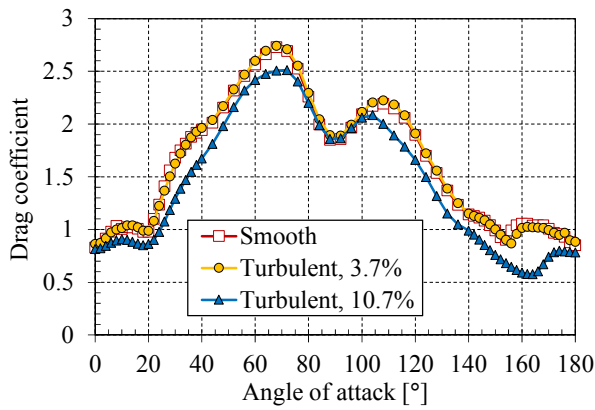
着氷雪 4 導体電線模型を用いて、格子乱流中の風速 10, 20m/s で天秤測定実験により計測した空気力係数を図 3.5.3, 3.5.4 に、それぞれ示す。風速 10m/s では、空気力係数に対する流入風の乱れの影響は、着氷雪 4 導体電線においても着氷雪単導体電線に対する影響とほぼ同様の結果が得られている。流入風の乱れ強さが 3.7%の測定結果は、一樣流条件での測定結果とほぼ一致しているのに対し、乱れ強さ 10.7%の測定結果は、空気力係数に風速を増大させた場合と同様の変化が見られる。

風速 20m/s では、風速 10m/s と同様に、乱れ強さが 3.7%の測定結果は一樣流の空気力係数とほぼ一致するが、乱れ強さが 10.7%の測定結果は一樣流のそれと有意な差が見られる。しかし、図 3.5.2 に示した着氷雪単導体電線の実験結果と同様、風速 10m/s 条件で乱れ強さ 10.7%を付加した場合と逆の傾向が見られる。すなわち、乱れ強さ 10.7%では、乱れがそれより小さい場合に比べ、迎角 30–135 度付近で抗力係数が最大で 0.5 程度増大しており、また、素線部が風上側の場合の揚力係数のピーク値が 1.5 から 1.0 へ低下している。

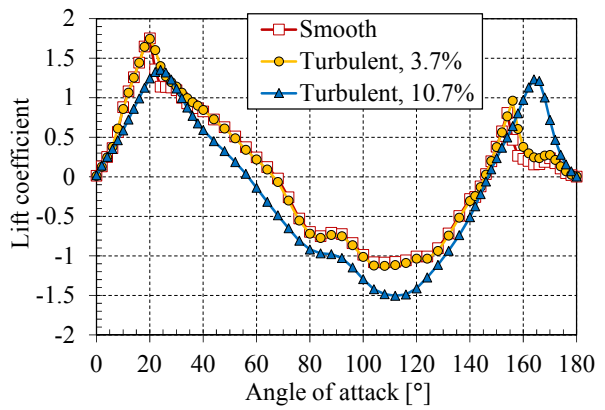
空力モーメント係数においては、着氷雪単導体電線では、着氷雪部が風上に位置する場合の失速角付近においてのみ乱れによる影響が確認され、その影響は揚力係数の傾向と似ている。一方、着氷雪 4 導体電線では、前述の通り、4 つの素導体に作用する揚力・抗力のわずかな差に起因するものが支配的であるため、乱れによる影響も単導体電線に比べて少し複雑な傾向を示す。

3.6 着氷雪電線周りの流れ場の考察

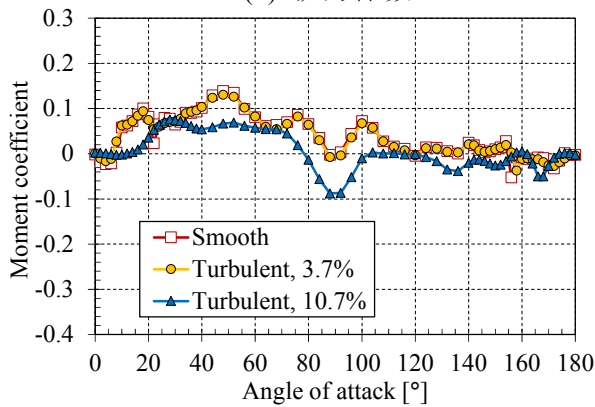
3.4, 3.5 節では、着氷雪単導体・4 導体電線の空気力係数の風速依存性、および流入風の乱れ依存性に関する実験結果を示した。その結果、風速 15m/s 程度を超えると、空気力係数に有意な差が生じることが明らかになった。このような着氷雪電線の風速および乱れの違いによる空気力係数の差異は、基本的には無着氷雪電線で見られるはく離せん断層の乱流遷移とそれによる抗力係数の変化と同様の理由によるものと考えられる。ここでは、まず、着氷雪電線を対象とした数値流体解析に基づき、失速角付近における断面周りの流れ場と表面圧力分布の関係について示す。続いて、風洞実験で得られた着氷雪電線の表面圧力分布に基づき、迎角変化に対する断面周りの流れ場の変化と空気力係数の関係について述べた上で、流れのはく離状況が風速の増大に伴う乱流遷移によってどのような変化を生じるか、およびそれによって空気力係数にどのような変化が生じるかについて考察する。



(a) 抗力係数



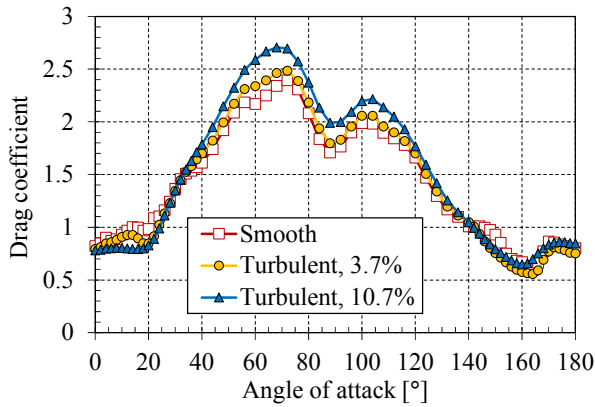
(b) 揚力係数



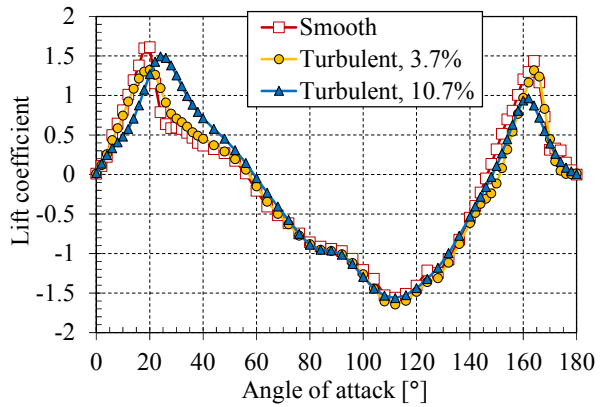
(c) 空力モーメント係数

Smooth : 一様流で計測
 Turbulent, 3.7% : 格子乱流 1 で計測
 (乱れ強さ 3.7%)
 Turbulent, 10.7% : 格子乱流 2 で計測
 (乱れ強さ 10.7%)

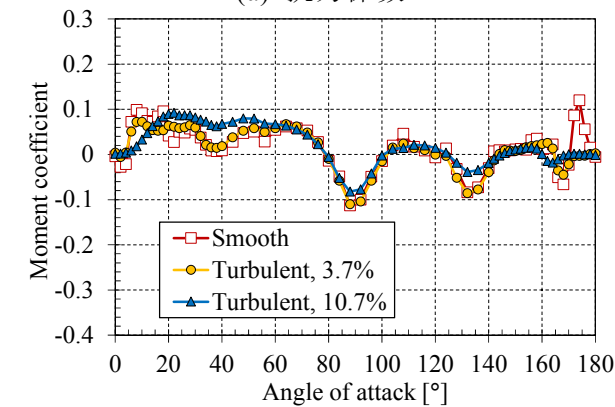
図 3.5.3 着氷雪 4 導体電線の空気力係数の乱れ依存性 (天秤測定, 三角中, 風速 10m/s)



(a) 抗力係数



(b) 揚力係数



(c) 空力モーメント係数

Smooth : 一様流で計測
 Turbulent, 3.7% : 格子乱流 1 で計測
 (乱れ強さ 3.7%)
 Turbulent, 10.7% : 格子乱流 2 で計測
 (乱れ強さ 10.7%)

図 3.5.4 着氷雪 4 導体電線の空気力係数の乱れ依存性 (天秤測定, 三角中, 風速 20m/s)

表 3.6.1 数値流体解析における解析諸元および解析条件

電線直径 D	19 mm	Smagorinsky 係数 C_s	0.15
着氷雪高さ S	19 mm (=1 D)	断面奥方向距離	114 mm (=6 D)
流体密度 ρ	1.176 kg/m ³	断面奥方向分割数	60 分割
流体動粘性係数 ν	1.580×10 ⁻⁰⁵ m ² /s	全節点数	1,189,500 点
主流流入速度 U	10 m/s	時間刻み	0.00001s
レイノルズ数 Re	1.20×10 ⁴	平均化ステップ	21001~61000step

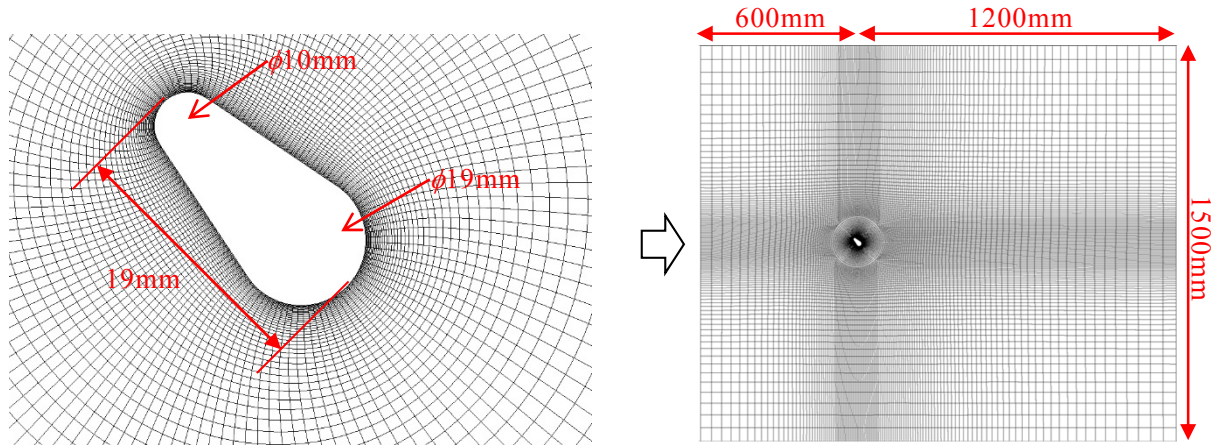


図 3.6.1 数値流体解析における解析格子

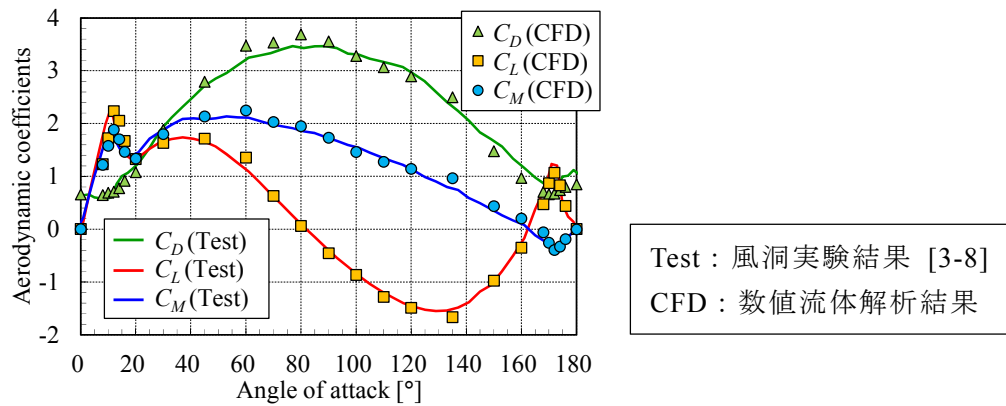


図 3.6.2 数値流体解析結果と風洞実験結果の比較（着氷雪単導体電線）

3.6.1 着氷雪電線を対象とした数値流体解析による失速現象の確認

本研究では、風洞実験により着氷雪電線の空気力係数の測定を実施しているが、数値流体解析を用いて空気力係数を算出することも可能である。数値流体解析を用いることで、断面に働く空気力の算出に加えて、断面周りの流れ場や後流の影響などについて詳細に把握することができる。そこで、電力中央研究所で開発された LES (Large-eddy simulation) 乱流解析コード SMART-fem[3-6, 3-7]を用いて、着氷雪単導体電線および着氷雪 4 導体電線を対象とした数値流体解析を実施した。ここでは、表 3.6.1 および図 3.6.1 に示される解析条件および解析格子を用いて実施した着氷雪単導体電線周りの流れ場解析結果を示す。本解析では、素線の凹凸を模擬していない既往の風洞実験[3-8]と断面形状を一致させて解析を実施した。解析条件の詳細やその他の解析結果については、報告書[3-9]を参照されたい。

数値流体解析によって算出された着氷雪単導体電線の空気力係数と既往の実験結果[3-8]を比較したものを図 3.6.2 に示す。空気力係数は全迎角にわたって、両者が概ね一致しており、数

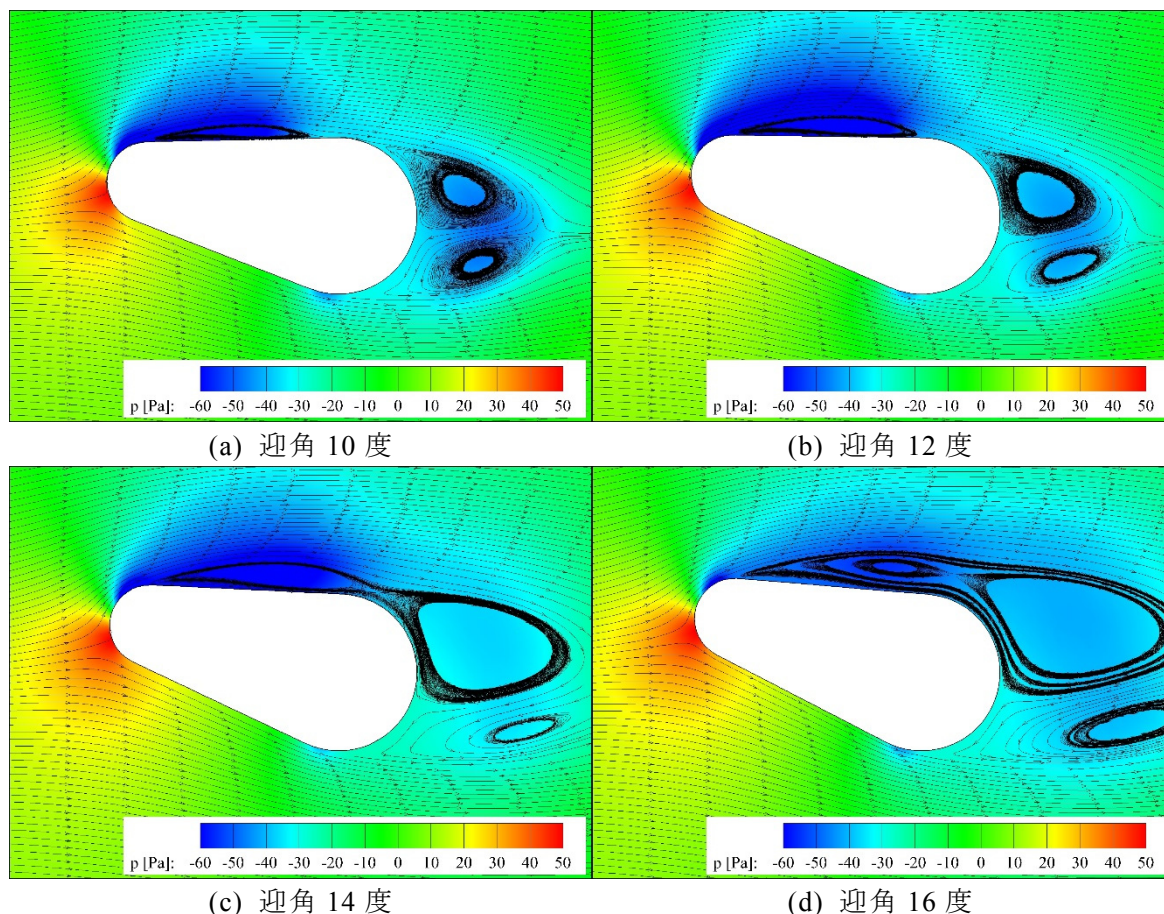


図 3.6.3 平均流線および平均圧力分布（数値流体解析結果，着氷雪部が風上）

値流体解析結果の妥当性が示された．特に，10–16 度付近および 170–176 度付近における急激に空気力が変化する特性も，数値解析により再現されている．ここで，10–16 度および 170–176 度における時間平均された流線および圧力分布を図 3.6.3, 3.6.4 にそれぞれ示す．なお，これらの図においては，断面奥方向の各節点における値を平均して記載された平面上に二次元化した値を示している．図 3.6.3 において，10, 12 度では断面上面の前縁から一度はく離した流れ（はく離せん断層）が再び断面に付着し，はく離点と再付着点の間で，閉じた流体領域（はく離泡）が生成されている様子が確認される．はく離泡の生成に伴って，大きな負圧が発生し，ある迎角までは迎角の増加に伴いはく離泡が大きくなるため，上方向の力（揚力）が増加する．一方で，14, 16 度でははく離せん断層が断面上面に再付着しないため，はく離泡が形成されない．その結果，急激に揚力が低下し，失速現象が生じる．図 3.6.4 に示される 170–176 度の迎角領域でも，時間平均された流れ場において，170, 172 度では断面上面からのはく離せん断層が断面に再付着しているが，174, 176 度では再付着がみられない．その結果，172 度において揚力が最も大きな値を示し，それ以上の迎角では失速現象が生じ，揚力は小さくなる．

以上のように，迎角が 0 度付近や 180 度付近において揚力係数が急激に変化する範囲において，はく離せん断層の再付着の有無によって生じる失速現象が生じていることが数値流体解析により確認できた．本解析で対象とした断面は，図 3.1.2 に示す着氷雪形状のうち「先丸高」とほぼ同じ形状であるが，いずれの着氷雪形状においても，概ね同じような失速現象が生じていると考えられる．また，はく離せん断層が再付着している際には，はく

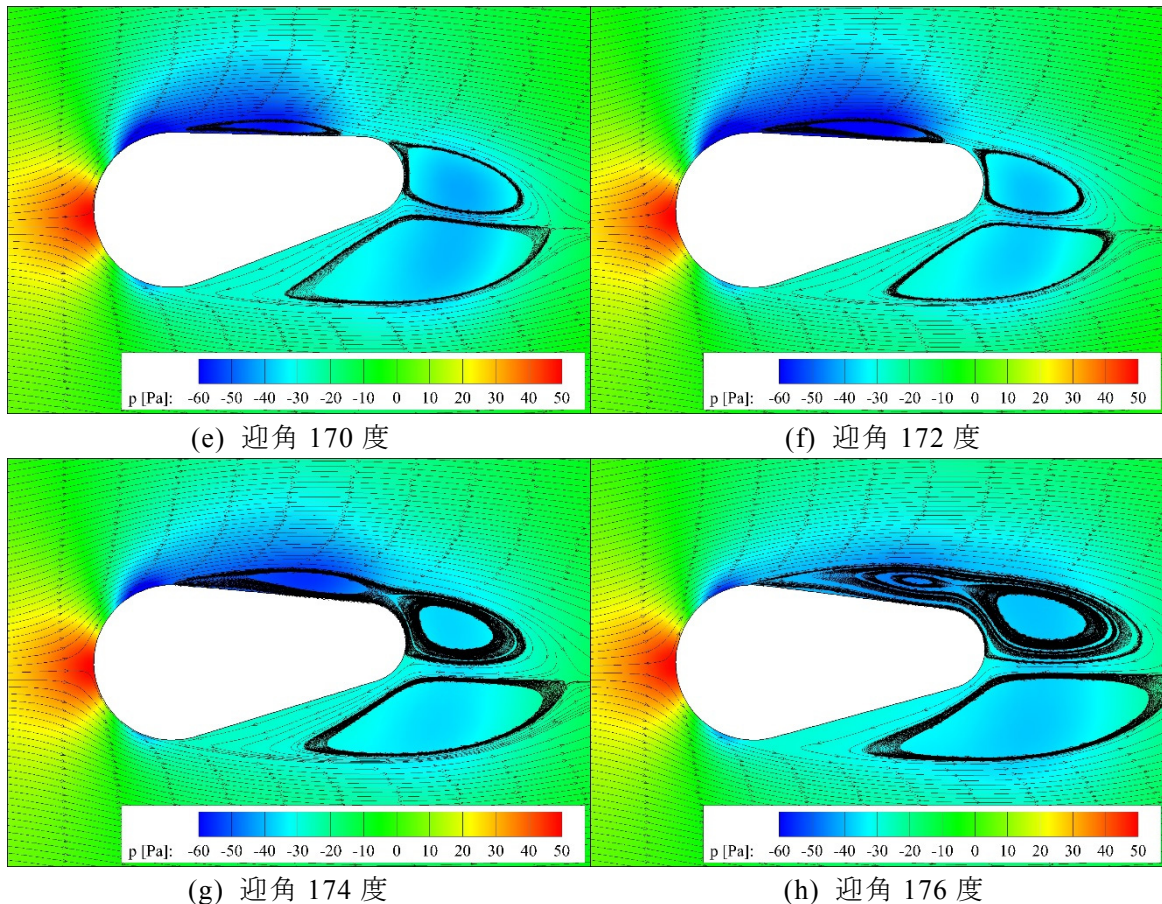


図 3.6.4 平均流線および平均圧力分布（数値流体解析結果，導体部が風上）

離泡が生成され，その部分の断面表面の圧力は大きな負値を示す．一方，失速が生じると，その部分の断面表面の圧力の絶対値が小さくなる．このように，断面の表面圧力特性により，概ね断面周りの流れ場を推定できる．3.6.2 項では，風洞実験で計測された模型表面の圧力分布に基づき，迎角の変化に伴う流れ場の変化およびそれに伴う空気力係数の変化について考察を行う．さらに，風速に依存した流れ場の変化について考察を行う．

3.6.2 模型表面の圧力分布測定結果に基づく流れ場の考察

「三角中」の着氷雪 4 導体電線を対象に計測された模型表面圧力に基づき，断面周りの流れ場を考察する．以下の考察で用いる「三角中」断面における圧力孔番号を図 3.6.5 に示す．風速 10m/s で計測された平均圧力係数の分布を図 3.6.6 に，風速 20m/s で計測された平均圧力係数の分布を図 3.6.7 に，それぞれ示す．横軸は前述の圧力孔番号で，縦軸は式(3.1.4)に示される圧力係数の平均値である．また，4 導体電線のうち最も風上側にある素導体（0-90 度：導体 2，90-180 度：導体 3）における表面圧力を模型断面に重ねて表示し，併せて圧力分布から推測される模型周りの流れ場を模式的に表したものを併記する．着氷雪電線周りの流れ場と空気力係数の迎角変化に対する基本的な特性は以下のように説明できる．

迎角 0 度の条件は，気流に対して模型形状は対称であり，図 3.6.6 (a) に示されるように，くさび状の着氷雪部によって気流が上下均等に分配される．圧力分布では，導体部（素線部）にさしかかる圧力孔 No.5, 15 で圧力係数が最小となっており，圧力孔 No.5, 15 を過ぎた付近で流れがはく離していると考えられる．このため，模型には主に抗力のみが作用す

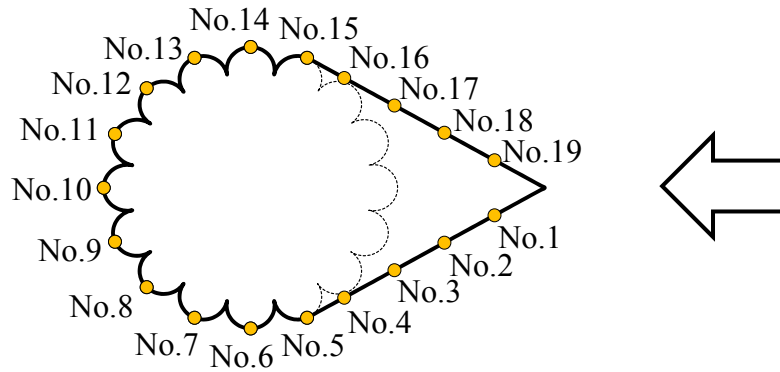


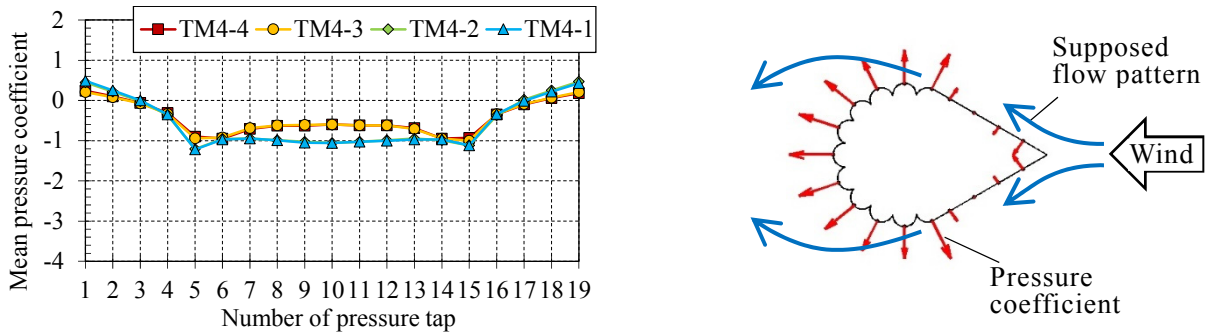
図 3.6.5 圧力測定実験における各素導体の圧力孔番号（三角中）

る．迎角が増加して失速角に至るまでの間は，3.6.1 項で述べたように，模型上面では着氷雪部先端で一旦はく離した流れが再付着する．そして，素線部にさしかかるあたりで再度はく離すると考えられる．実際，図 3.6.6 (b)に示されるように，迎角 20 度の場合，着氷雪部先端付近上面側（圧力孔 No.17-19）は大きな負圧が計測されており，再付着流れによるはく離泡の形成が示唆される．一方，着氷雪部下面側（圧力孔 No.1-4）では，気流を受けて圧力上昇が生じている．この結果，着氷雪部上下面の圧力差によって，大きな揚力とともに，図中で反時計回りの空力モーメントも生じることとなる．

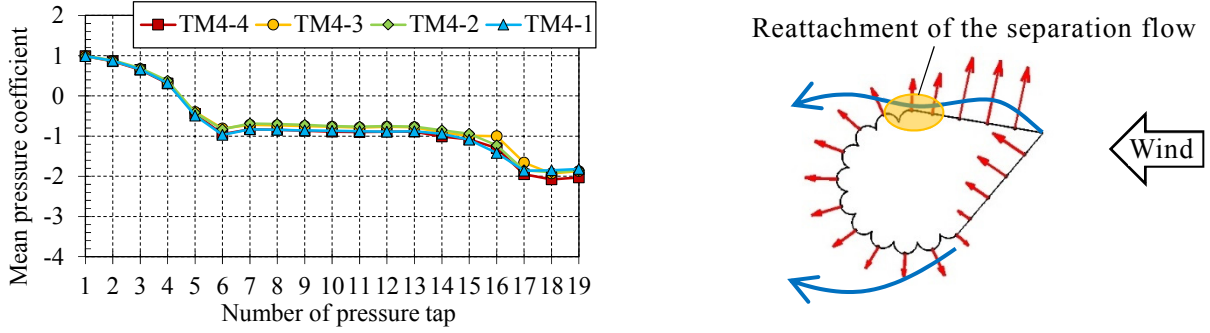
失速角を超えた迎角 22 度の場合，図 3.6.6 (c)に示されるように，着氷雪部先端上面の大きな負圧は見られず，着氷雪部先端ではく離した流れは再付着することはないと考えられる．その結果，揚力は減少する．また，迎角が大きくなるに従い，気流に直角な面への模型投影面積，すなわち正味の受風面積が増大することにより，大きな抗力が生じる．模型下面では，図 3.6.6 (d), (e)を見る限り，迎角 88 度で圧力孔 No.8 を，迎角 120 度で圧力孔 No.10 を，それぞれ過ぎたあたりから流れがはく離する．迎角 120 度では模型上面に位置する圧力孔 No.1-4 に比べて，模型下面に位置する圧力孔 No.11-14 の圧力が低い結果，大きな負の揚力が作用する．

迎角が 154 度では，着氷雪部は風下側へ隠れる．また，図 3.6.6 (f)に示される圧力分布を見ると，模型上面の素線部と着氷雪部の境界付近の圧力孔 No.3-6 で大きな負圧が見られる．これは，はく離した流れが再付着してはく離泡が形成されることによるものと考えられ，再び大きな揚力が生じる．しかしながら，迎角 150 度付近では，迎角が 20 度付近と異なり，素線体周りの空力モーメントはほとんど発生していない．これは，揚力を生み出す負圧の発生箇所が，迎角 20 度付近では着氷雪部先端に近いのに対し，迎角 150 度付近では，素線体の中心に近いと考えられる．図 3.6.6 (g)に示されるように，迎角が 156 度では，風上側の素線体（導体 3, 4）では再びはく離した流れは再付着しなくなるが，風下側の素線体（導体 1, 2）では再付着しており，風上・風下の素線体間で揚力の差が生じることで，4 導体電線全体の空力モーメントが発生する．完全に風向が反転する条件では，図 3.6.6 (j)に示されるように，素線部の上下面から流れがはく離して，主に抗力のみが生じることとなる．圧力分布では，圧力孔 No.7, 13 で圧力係数が最小となっており，圧力孔 No.7, 13 を過ぎた付近で流れがはく離していると考えられる．

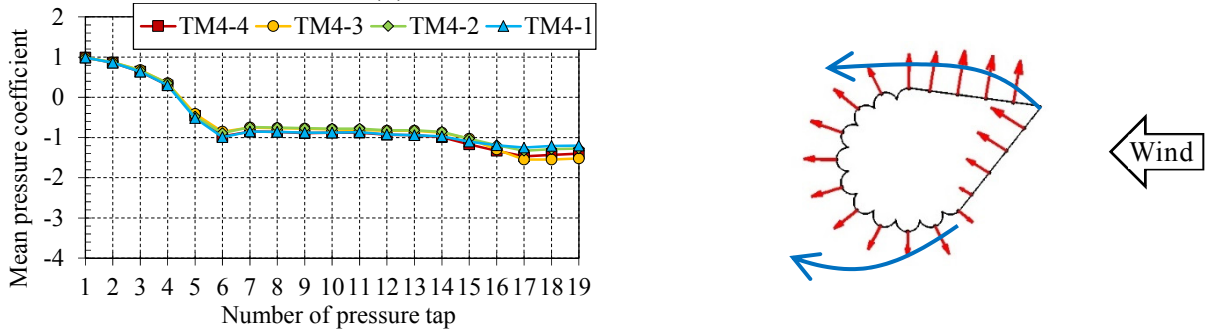
以上に述べた流れ場と空気力係数の迎角に対する依存性は，図 3.4.1, 3.4.2 の測定結果を見る限り，風速が変化しても大きくは変わらないと考えられる．また，空気力係数の風速依存性は，基本的に 3.1.7 項に述べた「無着氷雪」の単導体電線の空気力係数と流れ場の風



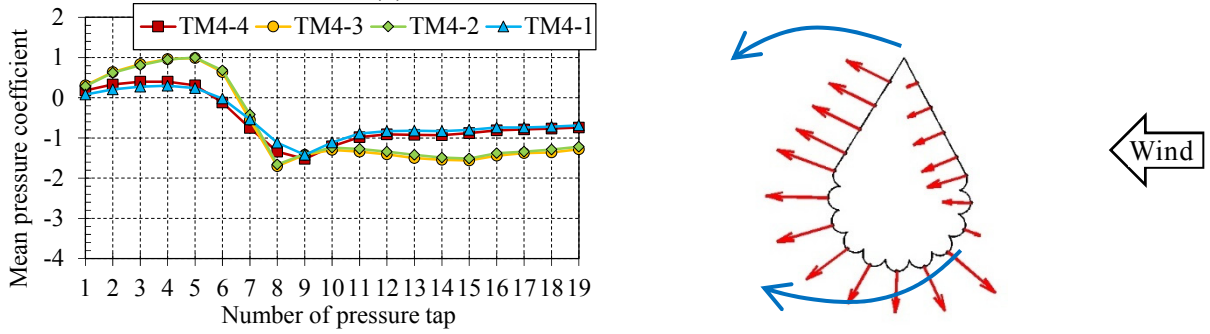
(a) 迎角 0 度 (模式図は TM4-2)



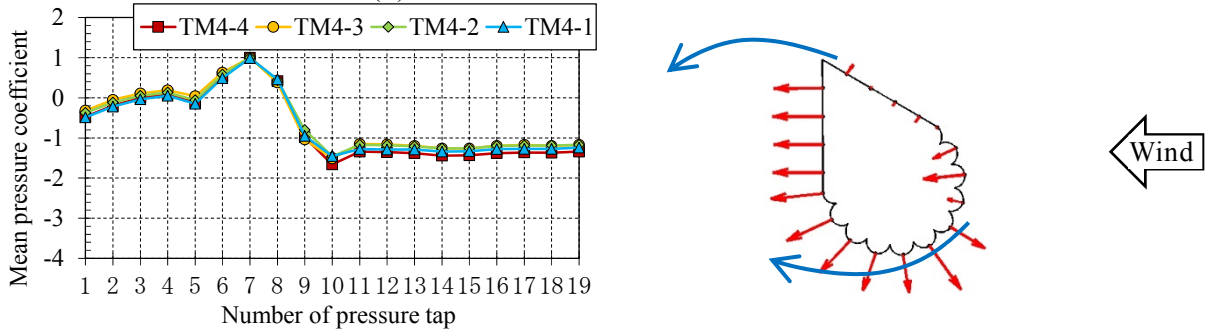
(b) 迎角 20 度 (模式図は TM4-2)



(c) 迎角 22 度 (模式図は TM4-2)

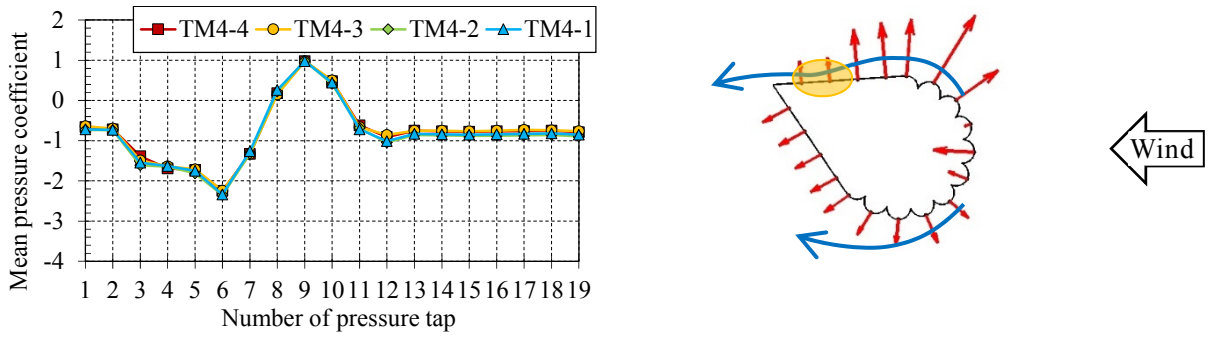


(d) 迎角 88 度 (模式図は TM4-2)

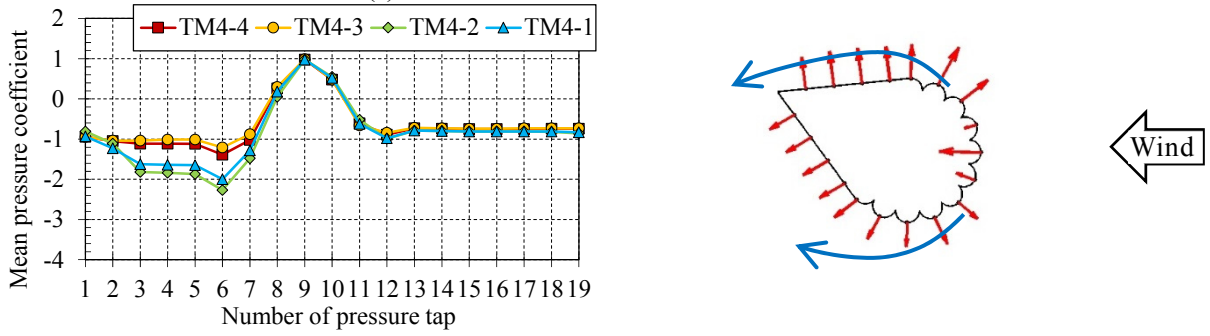


(e) 迎角 120 度 (模式図は TM4-3)

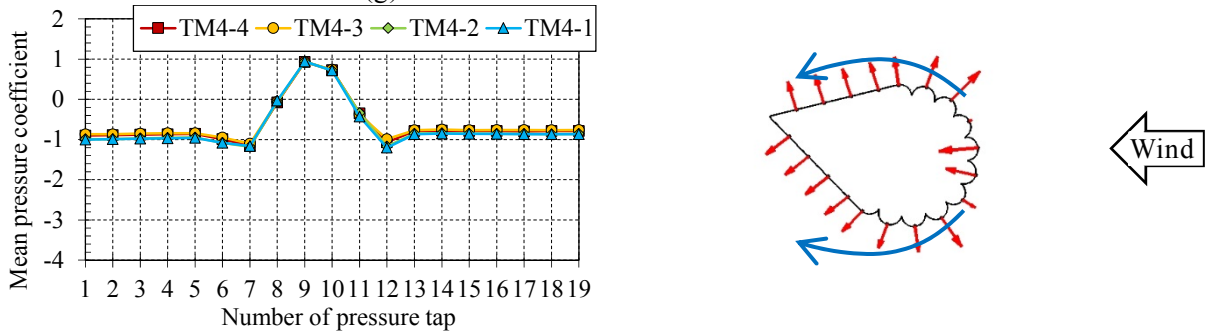
図 3.6.6 各素導体の模型圧力孔における平均圧力係数および流れ場の模式図 (風速 10m/s)



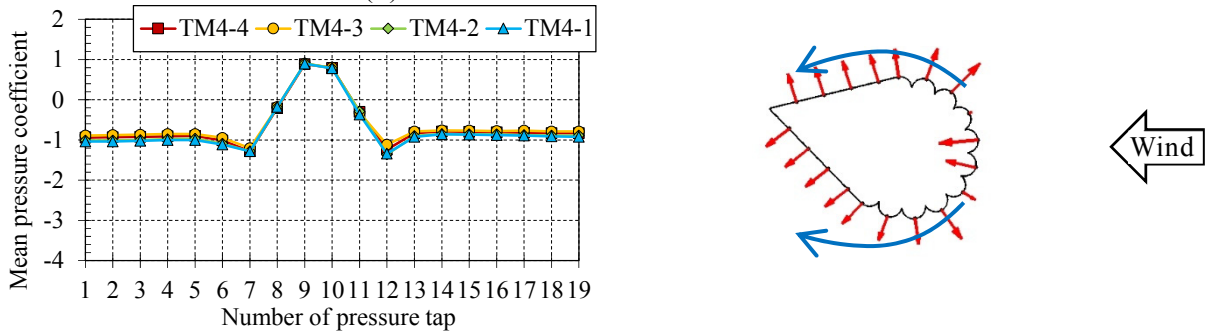
(f) 迎角 154 度 (模式図は TM4-3)



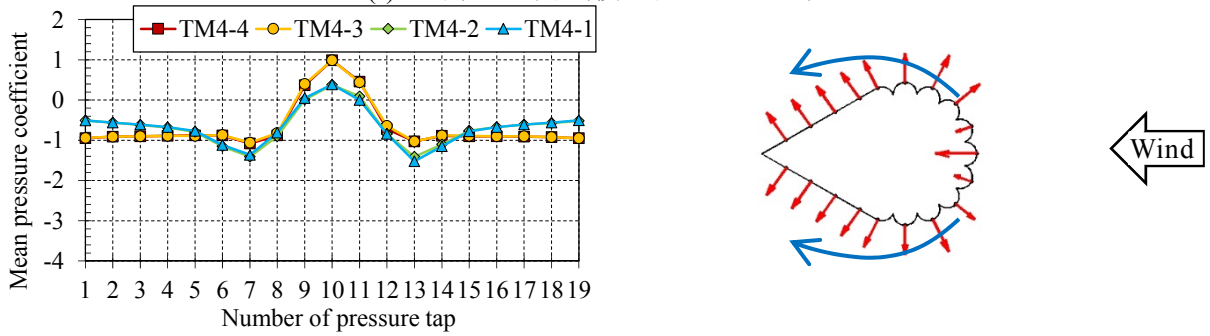
(g) 迎角 156 度 (模式図は TM4-3)



(h) 迎角 164 度 (模式図は TM4-3)

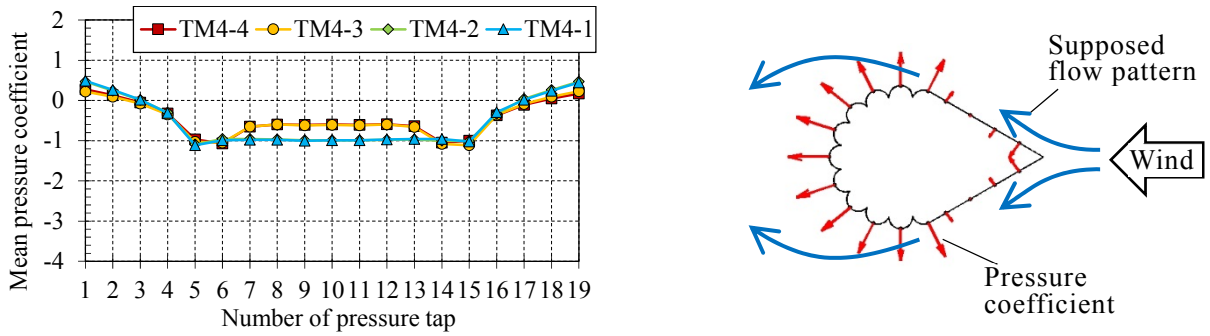


(i) 迎角 166 度 (模式図は TM4-3)

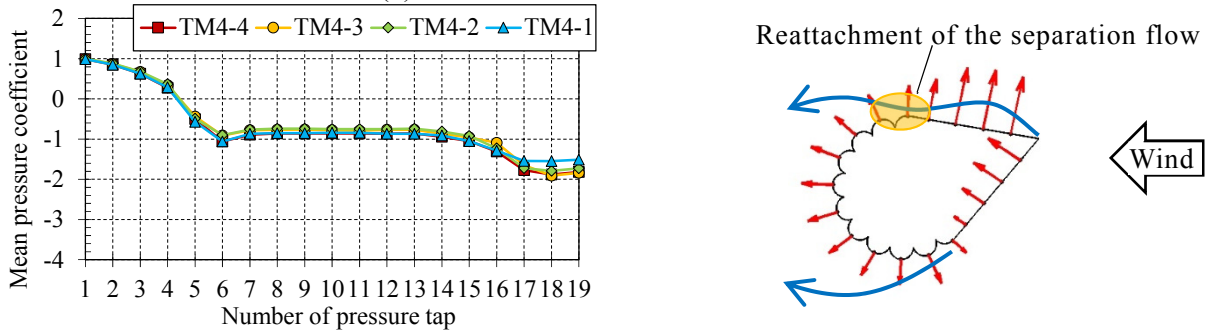


(j) 迎角 180 度 (模式図は TM4-3)

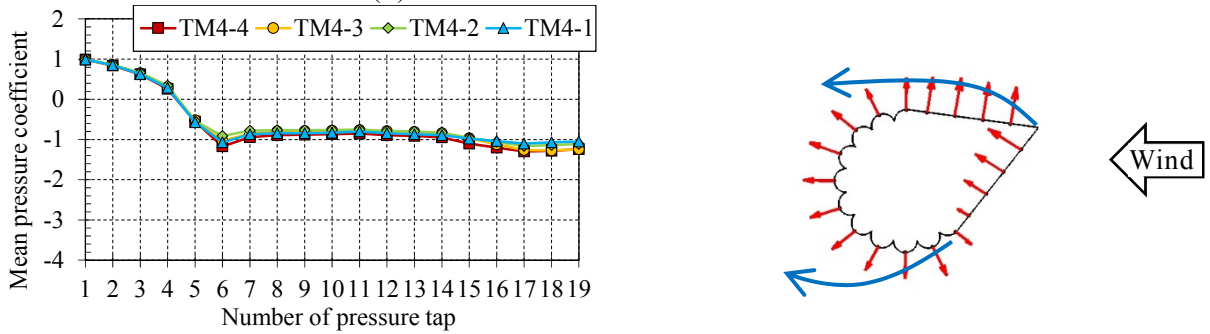
図 3.6.6 (続き) 各素導体の模型圧力孔における平均圧力係数および流れ場の模式図 (風速 10m/s)



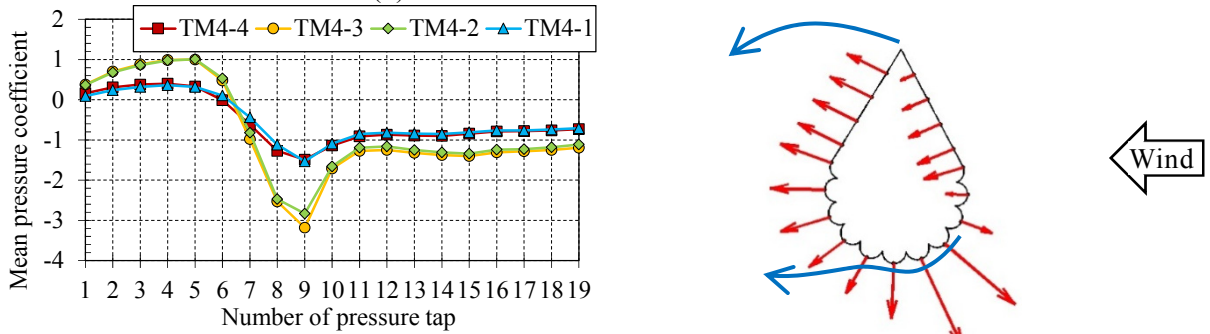
(a) 迎角 0 度 (模式図は TM4-2)



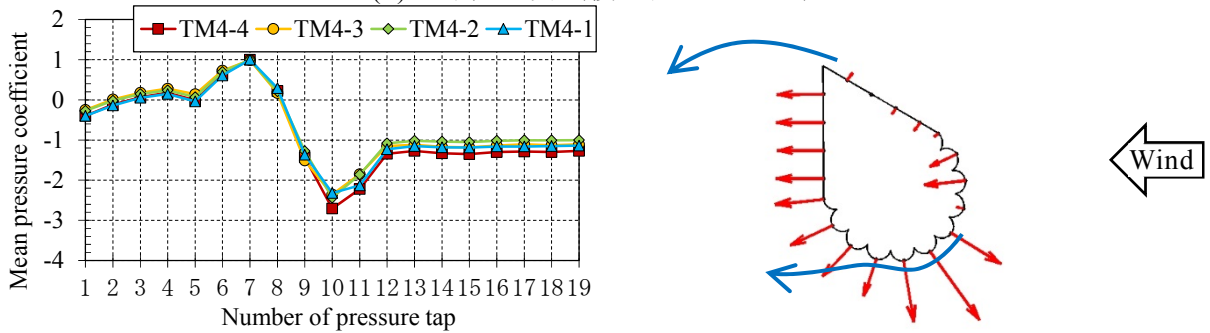
(b) 迎角 20 度 (模式図は TM4-2)



(c) 迎角 22 度 (模式図は TM4-2)

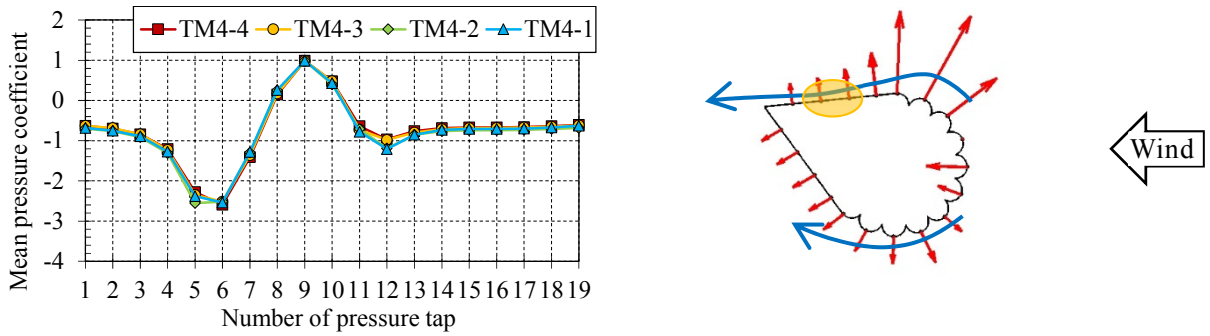


(d) 迎角 88 度 (模式図は TM4-2)

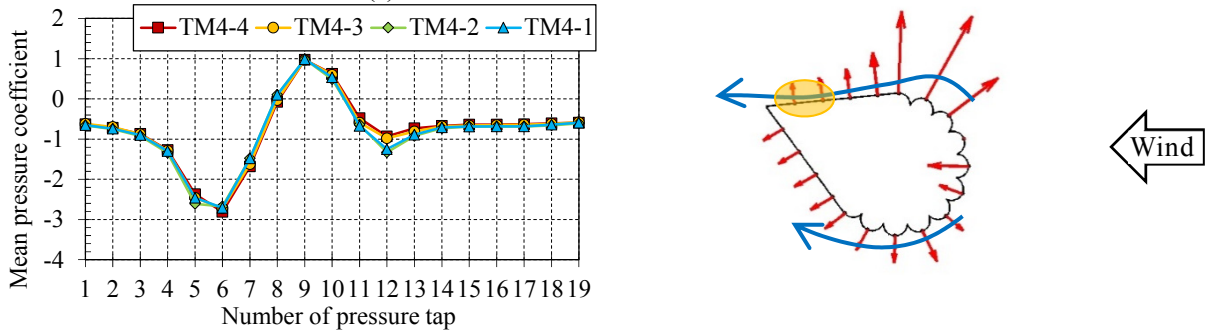


(e) 迎角 120 度 (模式図は TM4-3)

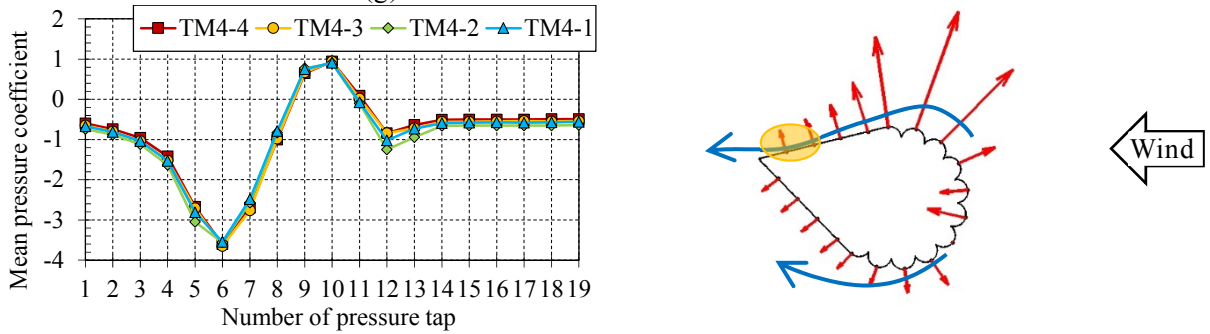
図 3.6.7 各素導体の模型圧力孔における平均圧力係数および流れ場の模式図 (風速 20m/s)



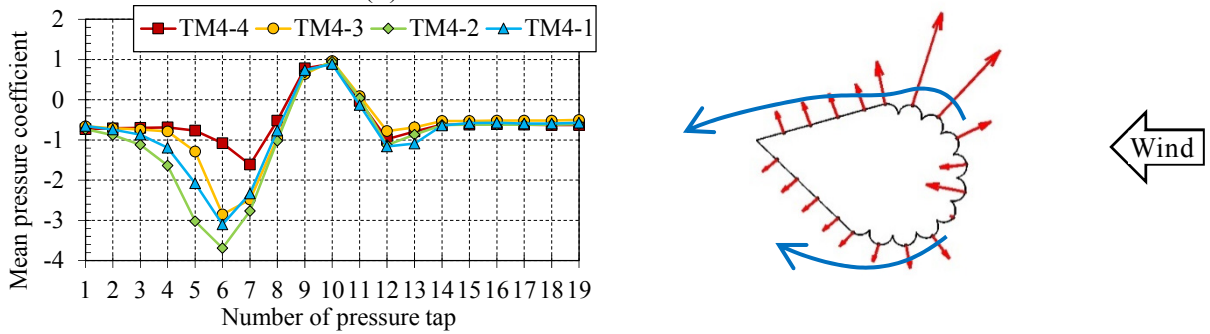
(f) 迎角 154 度 (模式図は TM4-3)



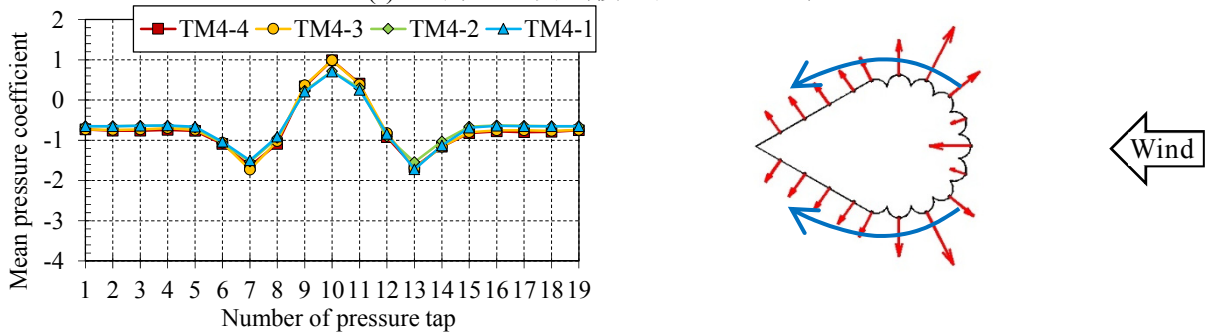
(g) 迎角 156 度 (模式図は TM4-3)



(h) 迎角 164 度 (模式図は TM4-3)



(i) 迎角 166 度 (模式図は TM4-3)



(j) 迎角 180 度 (模式図は TM4-3)

図 3.6.7 (続き) 各素導体の模型圧力孔における平均圧力係数および流れ場の模式図 (風速 20m/s)

速依存性によって説明できる。前述の通り、「無着氷雪」の単導体電線の抗力係数は、風速 15–20m/s に至る間に、はく離せん断層が乱流遷移して断面に近づき、はく離点が後方へ移動することにより、急激に減少する。着氷雪電線であっても、流れのはく離点が素線部にかかる迎角条件では、同様の現象により風速依存性がみられると考えられる。風速 20m/s では、風速 10m/s 以下に比べて、はく離せん断層の乱流遷移に伴い、はく離点がやや後方に移動すると考えられるため、全般的に抗力係数が低下する。また、図 3.6.7 (b)-(f) に示されるような迎角条件では、模型下面のはく離点の後方移動に伴い、模型下面の圧力が風速 10m/s 以下の場合と比べてやや低下する（負圧が大きくなる）と考えられ、全般的に揚力係数も低下するものと考えられる。また、図 3.6.7 (d), (e) に示されるように、風速 20m/s では迎角 88 度は圧力孔 No.9 で、迎角 120 度では圧力孔 No.9 で局所的に大きな負圧がみられる。これは、素線部からはく離する流れが、模型に接近して局所的に再付着してはく離泡が生成している可能性を示唆している。また、図 3.6.7 (g), (h) に示されるような迎角条件では、風速の増大に伴うはく離せん断層の乱流遷移により、模型上面の素線部における流れの再付着がより大きい迎角においても発生するため、失速角が大きくなると考えられる。図 3.6.7 (h) に示されるように、迎角 164 度における表面圧力分布を見ると、流れの再付着によってはく離泡が生じた結果、圧力孔 No.5–7 で大きな負圧が発生しており、失速角における揚力係数を大きく増加させているものと考えられる。以上のように、空気力係数の風速依存性は素線部における流れのはく離・再付着現象が大きく起因しており、影響が顕著となる失速が生じる迎角付近において、着氷雪部が風上に位置する場合と導体部（素線部）が風上に位置する場合で空気力係数への影響の傾向が異なることがわかる。なお、風速 15m/s における着氷雪電線模型の空気力係数は、風速 10m/s 以下の値と風速 20m/s 時の値の中間的な値をとっており、上述の流れの遷移過程にあることを考慮すれば、妥当な測定結果と考えられる。

また、乱れの影響に関する実験の結果、乱れ強さが 3.7% の場合の空気力係数は、一様流条件での計測値と比べて、ほとんど差が見られなかったが、風速 10m/s 条件で乱れ強さが 10.7% になると、風速を増大させたときと同様の違いが生じることが明らかになった。この原因は、はく離せん断層の乱流遷移が、流入風に含まれる乱れによって促進されたことによるものと考えれば、空気力係数に風速が増大した時と同様の変化が見られたことは妥当な結果と考えられる。ただし、風速 20m/s で乱れ強さが 10.7% になると、風速 10m/s 条件で乱れを付加した場合と異なる傾向の変化が空気力係数に見られた。この変化が、風速がさらに増大した場合の結果と対応するののかについては、一様流条件で風速がさらに大きい場合のデータを取得して確かめる必要がある。また、着氷雪電線のギャロッピングは、屋外で自然の風を受けて発生する現象であり、自然風に含まれる乱れ成分が着氷雪電線の空気力特性にどのような影響を与えるかについては、乱れの強さのみでなく、乱れのスケールにも留意する必要がある。

本研究で対象としている送電線と同程度の直径で、かつ風速も本実験と同程度の条件における円柱の抗力特性に関する屋外観測例として、大屋ら[3-10, 3-11]は、屋外に設置された直径 23–90mm の滑面円柱および表面に溝の付いた円柱が台風時の強風を受ける際の抗力を測定している。文献[3-11]には、屋外で三杯式風速計によって測定された気流の特性の一例として、平均風速約 17.6m/s、乱れ強さ約 17.2%、流れ方向の乱れスケールが約 83m のデータが記載されている。このような乱れ強さそのものは大きい自然風を受ける円柱の抗

力係数のレイノルズ数依存性は、風洞において流入風の乱れが 0.12%程度と非常に小さい一様流中で測定された抗力係数のレイノルズ数依存性と非常によく一致することが報告されている。その理由として、自然風の支配的な乱れのスケールが円柱直径に比べて非常に大きく、円柱周りの流れの代表時間に比べて、自然風の乱れの時間スケールも非常に大きいことが挙げられている。

一方、本実験では、流入風の乱れ強さのみの測定しか行っていないが、乱れの強さの支配的なスケールは、格子バーの幅程度かそれ以下と推測され、自然風の支配的な乱れスケールに比べるとはるかに小さいと思われる。もし、同じ乱れ強さであった場合、格子乱流の実験では、自然風に比べて、はく離せん断層の乱流遷移に対する乱れの影響が過大に出やすいと考えられる。大屋らの観測例も考慮すると、屋外で本模型のような断面形状の着氷雪電線が自然風を受ける場合の空気力係数は、本実験結果のうち、乱れ強さが 0.2%や 3.7%の条件で取得された結果の方が、10.7%の乱れ強さの結果よりも実態に近いのではないかと推測されるが、このような乱れの影響については、今後、乱れのスケールの影響に関するさらなる検討や、屋外観測による検証が必要である。

3.7 まとめ

本章では、ACSR 410mm²電線の電線径・導体間隔などを実寸サイズで模擬した着氷雪電線模型を用いて、空気力測定実験を実施した。以下に、本章の結論および今後の課題を示す。

3.7.1 結論

- ・ 5種類の着氷雪形状を有する単導体電線および4導体電線の空気力係数を取得し、着氷雪形状による空気力特性の変化を示した。また、数値流体解析結果も参考にしながら、圧力測定実験結果に基づき、はく離せん断層の再付着の有無による失速現象などの断面周りの流れ場を推定し、各迎角における空気力特性およびその迎角に伴う変化が生じる要因を明らかにした。
- ・ 圧力測定実験により、4導体電線の各素導体に働く空気力を示した。4導体全体の抗力・揚力は各素導体の和になるのに対して、空力モーメントは、各素導体の揚力・抗力の差が寄与するため、迎角に対するその増減傾向は単導体電線のものとは大きく異なることを明らかにした。
- ・ 2つの素導体の流れ方向に並ぶ迎角（0, 45, 90, 135, 180度付近）では、風上側素導体の後流域の影響で、風下側素導体の抗力・揚力・空力モーメント係数が変化することを示した。風上側素導体の後流域では、「流れの方向の変化」、「流速の低下」、「乱れの生成」などの流れ場の変化が考えられるが、3つの空気力係数の絶対値がほぼ同じ割合で低減していることから、「流速の低下」の影響が支配的であることを明らかにした。
- ・ 着氷雪単導体電線まわりの平均流速分布を把握することにより、着氷雪単導体電線の空気力から様々な電線径・導体間隔・導体数の着氷雪多導体電線の空気力を推定できる可能性を示した。
- ・ 本実験では、素線の凹凸を二次元的に模擬した模型を用いて実験を実施しており、その影響で、風速 10m/s と 20m/s の間において単導体電線および4導体電線の空気力係数に

有意な差が見られることを示した。このような空気力係数の風速依存性は、はく離せん断層の乱流遷移に起因する流れ場の変化によって説明できる。また、風速 10m/s の場合には、格子によって生成された流入風の乱れの影響により、風速が増大した場合と同様の变化が空気力係数に生じることが明らかになった。

3.7.2 今後の課題

- ・本研究で実施した圧力測定実験の結果は、抗力係数において素線の凹凸部が風上側にある場合に、天秤測定実験の結果とわずかに差がみられた。この差は凹凸部の圧力評価方法によるものであると考えられる。これは、本実験では凸部の先端にのみ圧力孔を設けており、凸部の斜面での圧力が上手く代表できていないことが原因と考えられる。
- ・本実験では、素線の凹凸を模擬した模型を用いて実験を実施しているが、実電線にみられる素線の撚りは模擬していない。素線の凹凸を二次元的に模擬した無着氷雪の単導体電線の抗力係数の風速に対する依存特性は、軸方向の撚りを模擬した三次元的な模型の測定データと概ね一致する。ただし、低風速側での値や、抗力係数が低下する風速に、定量的な差異が見られた。これは、撚りが無い二次元模型では、模型表面からの流れのはく離と再付着がかかわる現象が急激に生じやすい傾向があるためと考えられる。
- ・実際の着氷雪においては、表面に比較的大きな粗度があると考えられる。本実験で素線の凹凸の影響により空気力係数が風速に伴い変化したように、着氷雪部の粗度の影響が生じる可能性があり、実際の着氷雪をなるべく忠実に再現した断面を対象として空気力測定実験を実施する必要がある。
- ・上記のような実験条件による空気力係数の差異が、ギャロッピング発生条件や応答振幅にどのような影響を与えるかを調べた上で、より精緻な実験方法を検討する必要がある。

参考文献

- [3-1] 西原崇, 江口讓, 上地正夫, 雪野昭寛, 菊池直志: 正多角形断面を有する新型電線の空力特性とその低風圧化メカニズムの解明, 日本風工学会論文集, Vol. 31, No. 2, pp. 25-34, 2006.
- [3-2] 日本風工学会: 風工学ハンドブックー構造・防災・環境・エネルギーー, 朝倉書店, 2007.
- [3-3] 日本流体力学会: 流体力学ハンドブック第2版, 丸善株式会社, 1998.
- [3-4] 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: 架空送電線のギャロッピング現象解析技術, 電気学会技術報告, 第844号, 2001.
- [3-5] 山本学, 近藤宏二: 風車翼の空力特性に及ぼすレイノルズ数と乱れの強さの影響, 日本風工学会誌 (平成19年度年次研究発表会梗概集), Vol. 32, No. 2, pp.195-196, 2007.
- [3-6] 江口讓, 服部康男: 複雑形状流れに対する非定常乱流解析コードの開発 (その1)ー有限要素法 LES 解析コード SMART-FEM の開発ー, 電力中央研究所報告, U02042, 2003.
- [3-7] 江口讓, 西原崇: 非定常乱流解析コード SMART-fem の実用性向上 (その1)ー行列解法的高速化と時間積分の安定化ー, 電力中央研究所報告, N05013, 2006.

- [3-8] 清水幹夫, 石原孟, ファフックバン : 3 分力天秤実験に基づく着氷雪多導体および単導体電線の定常空気力特性に関する検討, 構造工学論文集, Vol.50A, pp.647-656, 2004.
- [3-9] 松宮央登, 江口譲, 西原崇 : 数値シミュレーションによる着氷雪電線周りの流れ場の把握, 電力中央研究所報告, N11031, 2012.
- [3-10] Y. Ohya, K. Watanabe: Field Experiment on the Drag of Circular Cylinders – Is the atmospheric flow around a bluff body turbulence? –, Journal of Wind Engineering, No.89, pp.717-720, 2001.
- [3-11] Y. Ohya: Drag of circular cylinders in the atmospheric turbulence, Fluid Dynamics Research, Vol.34, pp.135-144, 2004.

4. 実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験手法の開発

部分模型を用いた風応答測定実験では、構造特性（自由度、振動数など）、風速・乱れの強さ、着氷雪形状・迎角などのパラメータを任意に設定できる上、諸条件が明らかな条件下でのギャロッピングの応答特性を計測することができる。本研究では、数値計算による応答解析に用いる空気力モデルの検証、ギャロッピングの発生条件・応答特性に対する各因子の影響評価、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果の検証及びそのメカニズムの解明、に風応答測定実験を活用する。

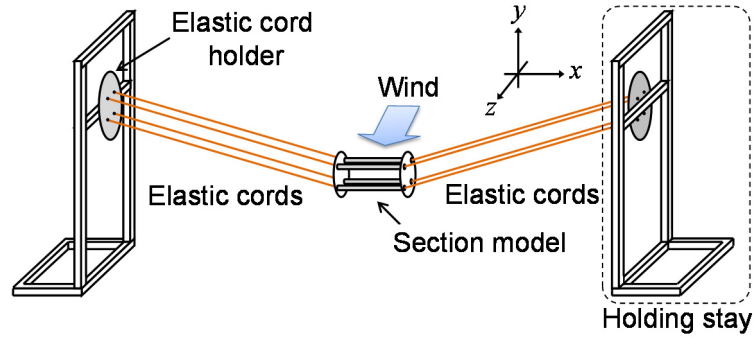
従来、橋梁桁断面などを対象とした自励振動の発生特性評価に用いられてきた風応答測定実験では、構造物全体を縮小して模擬する方法以外に、構造物の代表的な一部分を模擬した部分模型を用いる方法がよく取られてきた[4-1, 4-2]。部分模型を用いた風応答測定実験では、相似則を考慮しながら、実際の構造物の代表的な断面形状を模擬した2次元模型を用いて、各自由度の振動数を実際の構造物の対象とする振動モードの固有振動数に合わせて、実験を行う。従来の実験手法は主に自励振動の発生条件を評価するものであり、模型は風洞内にバネなどを用いて弾性支持されることが一般的であり、実験装置の制約からその応答振幅は比較的小さい範囲に限られていた。前述の通り、送電線のギャロッピングの特徴として、①応答振幅が電線径に対して非常に大きいこと、②その応答振動数が低いこと、③鉛直・水平・ねじれの3方向の振動が連成すること、などが挙げられる。特に、①の特徴の下、発生条件のみならず、応答振幅がどの程度になるかを評価することが求められるため、実際の送電線のギャロッピングのような、「大振幅」・「低振動数」の「3自由度」風応答測定実験を実施するために、実験手法そのものを工夫する必要がある。

そこで、実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験のための、部分模型の新しい弾性支持方法を開発した。開発した方法は、部分模型の大きな振動を許容するため、振動した際に複雑な（非線形な）復元力が作用する。そこで、実験結果の詳細な分析や応答解析による再現をする上で必要となる、部分模型の非線形運動方程式を併せて導出した。また、風応答測定実験においてパラメータとなる各自由度の固有振動数や部分模型の迎角の設定方法などを確立した。また、開発した弾性支持方法により、実寸大の4導体電線部分模型を用いた風応答測定実験を実施し、空気力が作用しない条件（無風時）における部分模型の挙動が導出した運動方程式で再現できることを確認するとともに、実送電線と等価な「大振幅」・「低振動数」の「3自由度」のギャロッピングが発生することを確認した。

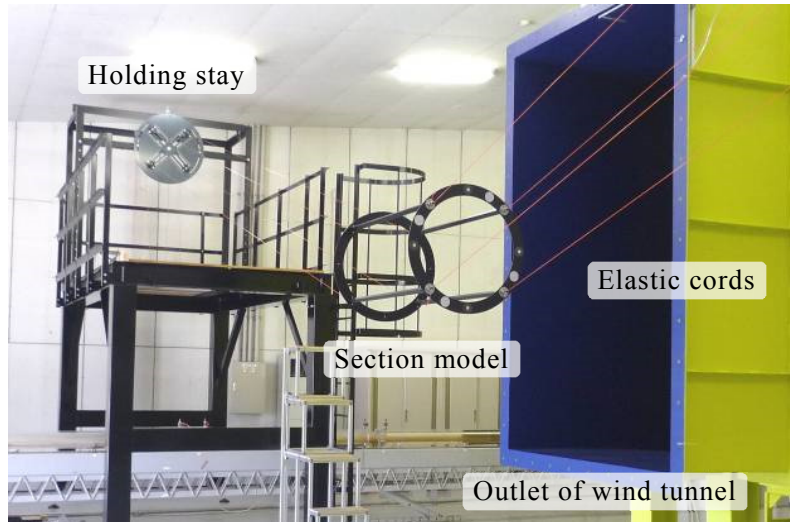
4.1節では、部分模型の弾性支持方法を示す。4.2節では、模型の振動特性を表す運動方程式を示す。4.3節では、運動方程式を用いた時刻歴応答解析により、開発した弾性支持方法において、各パラメータが模型の固有振動特性に与える影響を評価する。4.4節では、運動方程式および弾性支持方法の検証実験手法およびその条件を示す。4.5節では、空気力が作用しない条件（無風時）における部分模型の自由振動特性および運動方程式の検証結果を示す。4.6節では、風洞実験において再現されたギャロッピング特性について示す。

4.1 部分模型の弾性支持方法

本研究で提案する部分模型の弾性支持方法を図4.1.1に示す。図に示されるように、模型の軸方向に離れた2つの支持点から、それぞれ複数本の弾性ひもを用いて模型を支持する。



(a) 概略図



(b) 実験状況

図 4.1.1 4 導体電線部分模型の弾性支持方法

本手法の特徴として、模型の支持にバネやワイヤーを組み合わせたものを用いるのではなく、ある程度離れた 2 つの支持点から剛性の低い弾性ひもを用いて模型を支持することで、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可能にした。また、実送電線の構造特性を各自由度の固有振動数で再現するため、鉛直・水平・ねじれの固有振動数を弾性ひもの剛性・張力・固定間隔を変えることによって調整可能にした。さらに、支持台側の弾性ひも固定円盤を回転することによって模型の風に対する迎角も調整可能な機構とした。詳細については、4.3 節、4.4 節で説明する。

なお、ここでは、片側 4 本ずつの弾性ひもを用いて模型を支持したが、必ずしも 4 本である必要はなく、複数本（2 本以上）であれば、同様の特徴が得られる。また、弾性ひもの本数は導体数と対応する必要はなく、4 本の弾性ひもを用いた本模型支持方法において、単導体や 2 導体～8 導体電線などの部分模型での実験にも展開可能である。

4.2 部分模型の運動方程式の誘導

部分模型に作用する弾性ひもによる復元力を定式化することで、模型の運動方程式を誘導する。模型の振動特性を表す以下の変数を図 4.2.1 に従って定義する。

m : 模型質量 [kg]

I : 模型質量慣性モーメント [$\text{kg} \cdot \text{m}^2$]

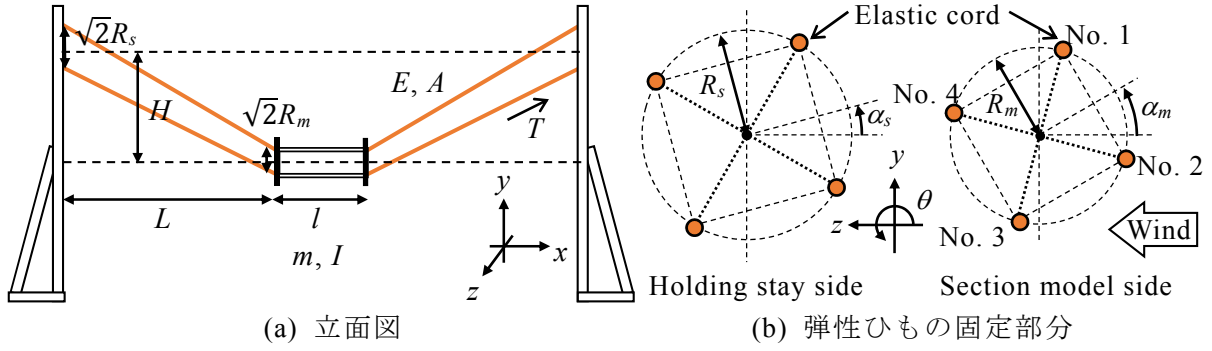


図 4.2.1 各パラメータの定義

- R_m : 模型側の弾性ひも固定半径 [m]
- R_s : 支持台側の弾性ひも固定半径 [m]
- α_m : 模型側の弾性ひも固定角度 [rad]
- α_s : 支持台側の弾性ひも固定角度 [rad]
- L : 支持台と模型の間隔 [m]
- H : 模型弛度 [m]
- T : 初期張力 [N]
- E : 弾性ひものヤング率 [N/m²]
- A : 弾性ひもの断面積 [m²]

ここでは、片側 4 本ずつ計 8 本の均一・等質な弾性ひもが、支持台側・模型側においてそれぞれ等間隔（支持台側： $\sqrt{2}R_s$ 、模型側： $\sqrt{2}R_m$ ）で固定されている。弾性ひもの質量は無視できるほど小さいものとする。

模型の鉛直変位（上向き正、無風時のつり合い位置が 0）を y [m]、水平変位（流れ方向正、無風時のつり合い位置が 0）を z [m]、ねじれ角（頭上げ正、風上水平方向が 0）を θ [rad] とする。模型に上記 3 自由度以外の変位（模型の軸方向の変位、ローリング変位、ヨーイング変位など）は生じないと仮定すると、模型の振動特性を表わす運動方程式は、以下のように示される。

$$m\ddot{y} + 2mC_y\dot{y} + 2\frac{T_1}{L_1}Y_1 + 2\frac{T_2}{L_2}Y_2 + 2\frac{T_3}{L_3}Y_3 + 2\frac{T_4}{L_4}Y_4 + mg = F_y \quad (4.2.1)$$

$$m\ddot{z} + 2mC_z\dot{z} + 2\frac{T_1}{L_1}Z_1 + 2\frac{T_2}{L_2}Z_2 + 2\frac{T_3}{L_3}Z_3 + 2\frac{T_4}{L_4}Z_4 = F_z \quad (4.2.2)$$

$$I\ddot{\theta} + 2IC_\theta\dot{\theta} + 2\frac{T_1}{L_1}R_1 + 2\frac{T_2}{L_2}R_2 + 2\frac{T_3}{L_3}R_3 + 2\frac{T_4}{L_4}R_4 = F_\theta \quad (4.2.3)$$

ここで、 C_q ($q = y, z, \theta$) は鉛直、水平、ねじれ方向の構造減衰を表す係数、 F_q ($q = y, z, \theta$) は鉛直、水平、ねじれ方向の外力 [N, N, N·m]、 g は重力加速度 [m/s²] である。 Y_i, Z_i, R_i ($i=1-4$) は次式で表される変数である。

$$\begin{aligned} Y_1 &= (y - H) + R_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) - R_s \sin\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right), Y_2 = (y - H) - R_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_s \cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right), \\ Y_3 &= (y - H) - R_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_s \sin\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right), Y_4 = (y - H) + R_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) - R_s \cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right) \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

$$\begin{aligned} Z_1 &= z - R_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_s \cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right), Z_2 = z - R_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_s \cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right), \\ Z_3 &= z + R_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) - R_s \cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right), Z_4 = z + R_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) - R_s \cos\left(\frac{\pi}{4} + \alpha_s\right) \end{aligned} \quad (4.2.5)$$

$$\begin{aligned} R_1 &= +(y-H)R_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + zR_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_m R_s \sin(\theta - \alpha_s), \\ R_2 &= +(y-H)R_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) - zR_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_m R_s \sin(\theta - \alpha_s), \\ R_3 &= -(y-H)R_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) - zR_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_m R_s \sin(\theta - \alpha_s), \\ R_4 &= -(y-H)R_m \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + zR_m \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + R_m R_s \sin(\theta - \alpha_s) \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

$L_i, T_i (i=1-4)$ はその時の弾性ひもの長さ[m], 張力[N]であり, 以下の式で表される.

$$\frac{T_i}{L_i} = EA \left(\frac{1}{L_{i0}} - \frac{1}{L_i} \right), L_i = \sqrt{L^2 + Y_i^2 + Z_i^2} \quad (4.2.7)$$

L_{i0} は各弾性ひもの自然長[m]である. 4本の弾性ひもの張力 T が等しくなるように模型を設置する場合には, 無風時のつり合い位置 $(y, z, \theta) = (0, 0, \alpha_m)$ における弾性ひもの長さ L_{ig} を用いて, 以下の式で求められる.

$$L_{i0} = \frac{EA}{T + EA} L_{ig} \quad (4.2.8)$$

以上, 式(4.2.4)–(4.2.8)を式(4.2.1)–(4.2.3)に代入することで, 模型の振動特性を表すことができ, これらの運動方程式の妥当性は4.6節にて検証する.

4.3 各パラメータが部分模型の振動特性に与える影響

本節では, 4.2節で示した運動方程式を用いて, 各パラメータを変化させたときの, 振動特性の変化について検討する. ここでは, 表4.3.1に示されるような諸元を基本的なケースとして, 弾性ひも固定間隔, 弾性ひもの伸び剛性, 模型弛度, 弾性ひも固定角度をそれぞれ変化させたときの振動数特性を比較する.

4.3.1 振動特性の分析方法

式(4.2.1)–(4.2.3)は, それぞれの変位に関して, 非線形項が含まれる方程式であるため, 応答振幅により, その振動数特性が異なると考えられる. そのため, 外力および構造減衰を考慮しない, $C_y = C_z = C_\theta = 0, F_y = F_z = F_\theta = 0$ とした式(4.2.1)–(4.2.3)を用いて, 異なる初期変位を与えた後の時刻歴の定常応答波形を導出し, その波形をスペクトル解析することにより, 各振幅における卓越周波数を読み取る. ここでは, 4次のルンゲ・クッタ法を用いて時刻歴応答解析を行う.

まず, 式(4.2.1)–(4.2.3)の運動方程式を変形して, 次式のように表わす.

$$\ddot{y} = f_y(\dot{y}, y), \ddot{z} = f_z(\dot{z}, z), \ddot{\theta} = f_\theta(\dot{\theta}, \theta) \quad (4.3.1)$$

なお, 外力および構造減衰を考慮しないため, 鉛直・水平・ねじれ方向の運動方程式に速度項が含まれない. そのため, ここでは, 式(4.3.1)のそれぞれの式の右辺は変位項のみの

表 4.3.1 解析諸元（基本的なケース）

質量	m	6.692 kg
質量慣性モーメント	I	0.5353 kg·m ²
支持台側の弾性ひも固定間隔	$\sqrt{2}R_s$	0.400 m
模型側の弾性ひも固定間隔	$\sqrt{2}R_m$	0.400 m
支持台側の弾性ひも固定角度	α_s	0°
模型側の弾性ひも固定角度	α_m	0°
支持台と模型の間隔	L	5.000 m
模型弛度	H	1.800 m
弾性ひもの伸び剛性	EA	98.0 N

関数である．また，式(4.3.1)を次式のように，行列表示する．

$$\dot{X} = F(X) \quad (4.3.2)$$

$$X = [y \ z \ \theta \ \dot{y} \ \dot{z} \ \dot{\theta}]^T, F(X) = [\dot{y} \ \dot{z} \ \dot{\theta} \ f_y(\dot{y}, y) \ f_z(\dot{z}, z) \ f_\theta(\dot{\theta}, \theta)]^T \quad (4.3.3)$$

4 次のルンゲ・クッタ法を用いると， i ステップ目の応答は， $i-1$ ステップ目 ($i=1, 2, \dots$) の応答を用いて次式のように表すことができる．

$$X_i = X_{i-1} + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (4.3.4)$$

$$k_1 = hF(X_{i-1}), k_2 = hF(X_{i-1} + \frac{k_1}{2}), k_3 = hF(X_{i-1} + \frac{k_2}{2}), k_4 = hF(X_{i-1} + k_3)$$

ここで， X_0 は解析を行う際の初期値を表し， h は時間刻み[s]である

それぞれの自由度で，各振幅における振動数特性を得るために，初期値 X_0 は，以下に示されるようにそれぞれの自由度の成分のみが含まれるものを用いた．

$$\text{鉛直方向の振動数特性を求める場合： } X_0 = [A_y \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$\text{水平方向の振動数特性を求める場合： } X_0 = [0 \ A_z \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$\text{ねじれ方向の振動数特性を求める場合： } X_0 = [0 \ 0 \ A_\theta \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

ここで， $A_y, A_z = 0.01, 0.25, 0.50, 0.75, 1.00, 1.25, 1.50$ m, $A_\theta = 0.1, 15, 30, 45, 60, 75, 90$ 度とした．また，ルンゲ・クッタ法を行う際には，時間刻み h は 0.01 s として，50000 ステップ (500 s) の計算を行い，初期変位を与えた自由度の時刻歴応答波形を用いて，スペクトル解析によりピーク値をとる振動数を読み取った．

4.3.2 各パラメータによる振動数の変化

図 4.3.1 にそれぞれのパラメータを基本ケースから変化させた時の，全振幅に対する振動数特性を示す．図 4.3.1 (a)には，支持台側弾性ひも固定間隔 $\sqrt{2}R_s$ のみを基本ケースから 0.300, 0.500 m と変化させたときの振動数特性，図 4.3.1 (b)には，模型側弾性ひも固定間隔 $\sqrt{2}R_m$ のみを基本ケースから 0.300, 0.500 m と変化させたときの振動数特性，図 4.3.1 (c)には，弾性ひも固定間隔 $\sqrt{2}R_s, \sqrt{2}R_m$ を共に基本ケースから 0.300, 0.500 m と変化させたときの振動数特性，図 4.3.1 (d)には，弾性ひもの伸び剛性 EA のみを基本ケースから 49.0, 196.0 N と変化させたときの振動数特性，図 4.3.1 (e)には，模型弛度 H のみを基本ケースから 1.400, 2.200 m と変化させたときの振動数特性，図 4.3.1 (f)には，弾性ひも固定角度 ($\alpha_s = \alpha_m$)

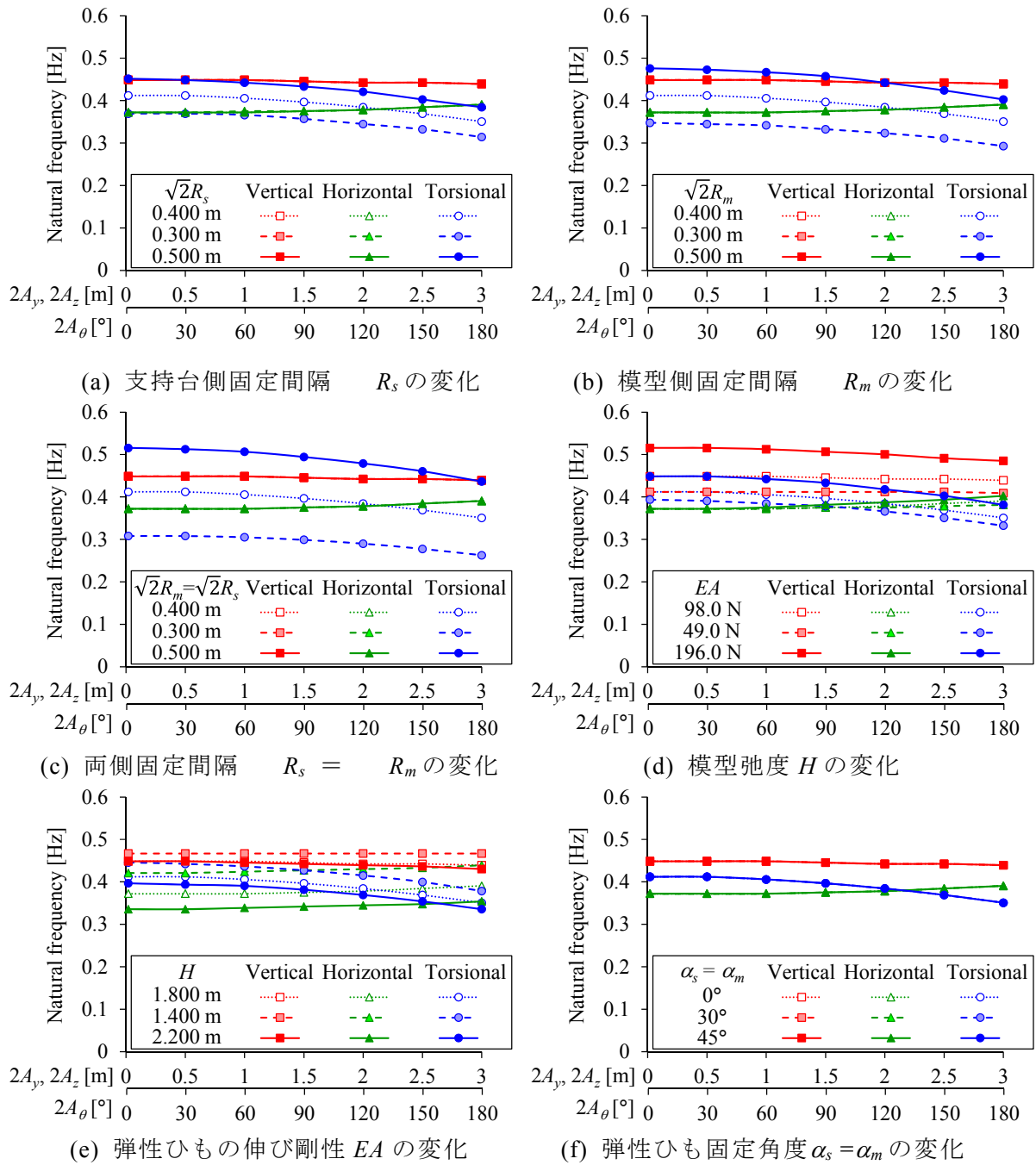


図 4.3.1 パラメータを変化させた時の全振幅に対する振動数特性（解析結果）

のみを基本ケースから 30, 45 度と変化させたときの振動数特性, がそれぞれ示されている。

図 4.3.1 に示されるように, 振動数には振幅依存性があることが分かる。特にねじれ方向の振動数において, その特徴は顕著であり, 振幅が大きくなると振動数は低下する。一方, 鉛直・水平方向の振動数は振幅に対してほぼ一定であるものの, 本解析諸元では振幅に伴い鉛直方向ではわずかに振動数が低くなり, 水平方向ではわずかに振動数が高くなる傾向がある。

図 4.3.1 (a), (b), (c)に着目すると, 弾性ひも固定間隔 $\sqrt{2}R_s$ もしくは $\sqrt{2}R_m$ を変化させると, 鉛直・水平方向の振動数は変わらないものの, ねじれ方向の振動数は変化する。支持台側・模型側のいずれかの弾性ひも固定間隔を小さくすることにより, ねじれ方向の振動数を低

くすることができるが、模型側の固定間隔の方がその変化が大きい。

図 4.3.1 (d)に着目すると、弾性ひもの伸び剛性 EA を変化させると、水平方向の振動数はあまり変化しないものの、鉛直・ねじれ方向の振動数は変化する。弾性ひもの伸び剛性を大きくすることにより、鉛直・ねじれ方向の振動数を高くすることができる。

図 4.3.1 (e)に着目すると、模型弛度 H を変化させると、鉛直・水平・ねじれ方向の振動数が変化する。その変化は水平方向の振動数において顕著にみられ、模型弛度を大きくする（弾性ひもの張力 T を小さくする）ことにより、水平方向の振動数を低くすることができる。

図 4.3.1 (f)に着目すると、弾性ひも固定角度のみを変化させても、鉛直・水平・ねじれ方向の振動数は変化しない。このことから、ある模型支持条件に対して、弾性ひも固定角度を変化させることにより、模型の迎角を変化させた実験が可能であることがわかる。

4.4 部分模型の固有振動数の調整方法

式(4.2.1)–(4.2.3)において、あるつり合い位置からの微小変位を仮定することで線形化した運動方程式を誘導することができる。線形化した運動方程式からは、固有値解析などにより、そのつり合い位置における固有振動数を算出することができる。以下では、有風時において外力が作用しているときのつり合い位置における線形化した運動方程式、無風時の重力のみが作用しているときの線形化した運動方程式、をそれぞれ導出する。また、一部パラメータを簡略化することにより、理論的に導出された模型の固有振動数を表す式を誘導して、本研究で提案する弾性支持方法における固有振動数調整方法を述べる。

4.4.1 線形化した運動方程式の誘導

鉛直、水平、ねじれのそれぞれの方向に外力 F_{ys} , F_{zs} , $F_{\theta s}$ が作用しているとき、つり合い位置が $(y, z, \theta) = (y_s, z_s, \theta_s)$ とすると、つり合い条件は以下のように表される。

$$2 \frac{T_{1s}}{L_{1s}} Y_{1s} + 2 \frac{T_{2s}}{L_{2s}} Y_{2s} + 2 \frac{T_{3s}}{L_{3s}} Y_{3s} + 2 \frac{T_{4s}}{L_{4s}} Y_{4s} + mg = F_{ys} \quad (4.4.1)$$

$$2 \frac{T_{1s}}{L_{1s}} Z_{1s} + 2 \frac{T_{2s}}{L_{2s}} Z_{2s} + 2 \frac{T_{3s}}{L_{3s}} Z_{3s} + 2 \frac{T_{4s}}{L_{4s}} Z_{4s} = F_{zs} \quad (4.4.2)$$

$$2 \frac{T_{1s}}{L_{1s}} R_{1s} + 2 \frac{T_{2s}}{L_{2s}} R_{2s} + 2 \frac{T_{3s}}{L_{3s}} R_{3s} + 2 \frac{T_{4s}}{L_{4s}} R_{4s} = F_{\theta s} \quad (4.4.3)$$

ここで、 Y_{is} , Z_{is} , R_{is} , L_{is} , T_{is} は、それぞれ式(4.2.4)–(4.2.8)において、 $(y, z, \theta) = (y_s, z_s, \theta_s)$ として算出できる。また、式(4.2.1)–(4.2.3)において、外力および構造減衰を考慮せずに、 $C_y = C_z = C_\theta = 0$, $F_y = F_z = F_\theta = 0$ として、 $(y, z, \theta) = (y_s + y, z_s + z, \theta_s + \theta)$ を代入してそれぞれの変化量が微小であるとすると、以下の式を誘導することができる。

$$m\ddot{y} + 2 \sum_{i=1}^4 \frac{T_{is}}{L_{is}} y + 2EA \left(\sum_{i=1}^4 \frac{Y_{is}^2}{L_{is}^3} y + \sum_{i=1}^4 \frac{Y_{is} Z_{is}}{L_{is}^3} z + \sum_{i=1}^4 \frac{Y_{is} R_{is}}{L_{is}^3} \theta \right) + 2R_m \left\{ \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{1s}}{L_{1s}} - \frac{T_{3s}}{L_{3s}} \right) + \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{2s}}{L_{2s}} - \frac{T_{4s}}{L_{4s}} \right) \right\} \theta = 0 \quad (4.4.4)$$

$$m\ddot{z} + 2\sum_{i=1}^4 \frac{T_{is}}{L_{is}} z + 2EA \left(\sum_{i=1}^4 \frac{Z_{is}^2}{L_{is}^3} z + \sum_{i=1}^4 \frac{Y_{is} Z_{is}}{L_{is}^3} y + \sum_{i=1}^4 \frac{Z_{is} R_{is}}{L_{is}^3} \theta \right) + 2R_m \left\{ \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{1s}}{L_{1s}} - \frac{T_{3s}}{L_{3s}} \right) - \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{2s}}{L_{2s}} - \frac{T_{4s}}{L_{4s}} \right) \right\} \theta = 0 \quad (4.4.5)$$

$$I\ddot{\theta} + 2\sum_{i=1}^4 \frac{T_{is}}{L_{is}} R_m R_s \theta \cos(\theta_s - \alpha_s) + 2EA \left\{ \sum_{i=1}^4 \frac{R_{is}^2}{L_{is}^3} \theta + \sum_{i=1}^4 \frac{Y_{is} R_{is}}{L_{is}^3} y + \sum_{i=1}^4 \frac{Z_{is} R_{is}}{L_{is}^3} z \right\} + 2R_m \left\{ \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{1s}}{L_{1s}} - \frac{T_{3s}}{L_{3s}} \right) + \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{2s}}{L_{2s}} - \frac{T_{4s}}{L_{4s}} \right) \right\} y + 2R_m \left\{ \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{1s}}{L_{1s}} - \frac{T_{3s}}{L_{3s}} \right) - \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{2s}}{L_{2s}} - \frac{T_{4s}}{L_{4s}} \right) \right\} z + 2y_s R_m \left\{ -\sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{1s}}{L_{1s}} - \frac{T_{3s}}{L_{3s}} \right) + \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{2s}}{L_{2s}} - \frac{T_{4s}}{L_{4s}} \right) \right\} \theta + 2z_s R_m \left\{ \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{1s}}{L_{1s}} - \frac{T_{3s}}{L_{3s}} \right) + \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \left(\frac{T_{2s}}{L_{2s}} - \frac{T_{4s}}{L_{4s}} \right) \right\} \theta = 0 \quad (4.4.6)$$

上式を固有値解析することによって、つり合い位置における各自由度の固有振動数を求めることができる。また、線形化された外力および減衰項を含めることで、つり合い位置における複素固有値解析[4-1]も可能となる。

さらに、支持台側の弾性ひも固定角 $\alpha_s=0$ のとき、無風時の静的つり合い位置 $(y, z, \theta)=(0, 0, 0)$ における線形化した運動方程式は、以下のように導出される。

$$m\ddot{y} + 4EA \left(\frac{H_u^2}{L_u^3} + \frac{H_d^2}{L_d^3} \right) y + 4T \left(\frac{1}{L_u} + \frac{1}{L_d} \right) y = 0 \quad (4.4.7)$$

$$m\ddot{z} + 2EA \left(\frac{1}{L_u^3} + \frac{1}{L_d^3} \right) (R_m - R_s)^2 z + 4T \left(\frac{1}{L_u} + \frac{1}{L_d} \right) z + 2EAHR_m \left(\frac{1}{L_u^3} + \frac{1}{L_d^3} \right) (R_m - R_s) \theta + 2\sqrt{2}R_m T \left(\frac{1}{L_u} - \frac{1}{L_d} \right) \theta = 0 \quad (4.4.8)$$

$$I\ddot{\theta} + 4R_m R_s T \left(\frac{1}{L_u} + \frac{1}{L_d} \right) \theta + 2EAH^2 R_m^2 \left(\frac{1}{L_u^3} + \frac{1}{L_d^3} \right) \theta + 2\sqrt{2}HR_m T \left(\frac{1}{L_u} - \frac{1}{L_d} \right) \theta + 2EAHR_m \left(\frac{1}{L_u^3} + \frac{1}{L_d^3} \right) (R_m - R_s) z + 2\sqrt{2}R_m T \left(\frac{1}{L_u} - \frac{1}{L_d} \right) z = 0 \quad (4.4.9)$$

ここで、上側・下側それぞれの弾性ひもの長さ L_u, L_d 、弛度 H_u, H_d は以下のようになる。

$$L_u = \sqrt{L^2 + H_u^2 + \left(\frac{R_m}{\sqrt{2}} - \frac{R_s}{\sqrt{2}} \right)^2}, L_d = \sqrt{L^2 + H_d^2 + \left(\frac{R_m}{\sqrt{2}} - \frac{R_s}{\sqrt{2}} \right)^2} \quad (4.4.10)$$

$$H_u = H - \frac{R_m}{\sqrt{2}} + \frac{R_s}{\sqrt{2}}, H_d = H + \frac{R_m}{\sqrt{2}} - \frac{R_s}{\sqrt{2}}, T = \frac{mg}{4} \left/ \left(\frac{H_d}{L_d} + \frac{H_u}{L_u} \right) \right.$$

式(4.4.7)–(4.4.9)より、支持台側・模型側の弾性ひもの固定間隔が一致する場合 ($R_s = R_m$) には、各自由度の運動方程式にはその自由度の項のみが含まれ、構造的に独立する。一方、弾性ひもの固定間隔が異なる場合 ($R_s \neq R_m$) には、水平とねじれの運動方程式にお互いの項が含まれる。このことから、水平とねじれの自由度は構造的に連成した振動をする。ま

た、有風時のつり合い位置における運動方程式では3自由度が構造的に連成する。水平とねじれ方向の構造的な連成作用などは、空力不安定現象の発生特性に影響を与えることが知られており[4-3]、実験実施の上でその影響を考慮する必要がある。一方、実構造物においても構造的な連成作用により発生する現象もあると考えられ、本実験手法を上手く活用することで、構造的な連成作用の影響を評価できる可能性がある。

4.4.2 模型の固有振動数の調整方法

式(4.4.7)–(4.4.9)において、 $R_m = R_s$ と仮定すると、各自由度の固有振動数が以下のように算出できる。

$$f_{z0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{H}}, f_{y0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{H} \sqrt{1 + \frac{EAH^2}{TL_g^2}}}, f_{\theta 0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{H} \frac{R_m}{r} \sqrt{1 + \frac{EAH^2}{2TL_g^2}}} \quad (4.4.11)$$

ただし、 f_{z0} は水平固有振動数[Hz]、 f_{y0} は鉛直固有振動数[Hz]、 $f_{\theta 0}$ はねじれ固有振動数[Hz]、 L_g は弾性ひもの長さ[m] ($=\sqrt{L^2 + H^2}$)、 r は模型の x 軸周りの回転半径[m] ($=\sqrt{I/m}$)である。弾性ひもの張力 T は以下の式で表される。

$$T = \frac{mg}{8} \frac{L_g}{H} \quad (4.4.12)$$

式(4.4.11)に示されるように、水平固有振動数は、模型弛度 H で決まる。模型弛度 H は弾性ひもの張力 T で決まるため、張力 T の調整で水平固有振動数を調整できる。鉛直固有振動数は、張力 T に加え弾性ひもの伸び剛性 EA を含む項があるため、伸び剛性 EA により調整できる。また、ねじれ固有振動数は、張力 T および伸び剛性 EA に加えて、弾性ひもの固定間隔 R_m により調整できる。これらの関係は、4.3節で示した各パラメータが振動特性に与える影響とも整合しており、本実験手法では弾性ひもの剛性・張力・固定間隔を変えることによって、再現対象の実送電線の振動特性に併せて、鉛直・水平・ねじれの固有振動数をそれぞれ調整可能であることがわかる。

4.4.3 実送電線の固有振動数特性

送電線のギャロッピングは、モード形状が類似した（径間内のループ数が同じ）複数のモード間で連成して発生する（基本的には、鉛直モード、水平モード、ねじれモードが連成する）。本実験手法では、送電線のあるループ数のモードを対象として、その鉛直・水平・ねじれモードの固有振動数を再現して実験を行う。

ここで、送電線の水平と鉛直の固有振動数は、弛度があるケーブルの振動数を表す以下の式を用いて簡易的に算出することができる[4-4]。

$$f_e = \frac{\sqrt{T_e/m_e}}{2\pi S_e} \bar{\omega} \quad (4.4.13)$$

ここで、 $\bar{\omega}$ は対象とするモードによって異なる変数であり、水平モードおよび、鉛直逆対称モード（ループ数 $n = 2, 4, \dots$ ）の際には、以下の式により算出される。

$$\bar{\omega} = n\pi \quad (4.4.14)$$

また、鉛直対称モード（ループ数 $n = 1, 3, \dots$ ）の際には、以下の式により算出される。

$$\tan \frac{\bar{\omega}}{2} = \frac{\bar{\omega}}{2} - \frac{4}{\lambda^2} \left(\frac{\bar{\omega}}{2} \right)^3, \lambda^2 = \left(\frac{m_e g S_e}{T_e} \right)^2 S_e \left/ \frac{T_e L_e}{E_e A_e} \right., L_e = S_e \left\{ 1 + \frac{8}{3} \left(\frac{H_e}{S_e} \right)^2 \right\}, H_e = \frac{m_e S_e^2}{8 T_e} \quad (4.4.15)$$

ここで、 T_e は電線張力の水平成分[N]、 m_e は単位長さ当たりの電線質量[kg/m]、 S_e は径間長[m]、 g は重力加速度[kg/m]、 L_e は電線実長[m]、 E_e は電線ヤング率[N/m²]、 A_e は電線断面積[m²]、 H_e は電線弛度[m]である。例えば、径間長 $S_e = 400$ m の ACSR410mm² の 4 導体送電線を対象とし、 $T_e = 24784$ N/条、 $m_e = 1.673$ kg/条、 $H_e = 13.2$ m として計算すると、固有振動数は、水平対称 1 次モードが 0.152 Hz、鉛直対称 1 次モードが 0.402 Hz、水平および鉛直逆対称 1 次モードが 0.304 Hz となる。

一方、実送電線のねじれの固有振動数は、鉄塔との支持方法によって大きく変わるものの、第 2 章および既往の研究[4-5]で示されるように、4 導体送電線の場合の多くはねじれの固有振動数が鉛直の固有振動数より少し高い値となる。詳細については、複数地点などの実測データなどを踏まえて詳細に確認する必要がある。

4.5 弾性支持方法の検証実験手法およびその諸元

実送電線と等価な「大振幅」・「低振動数」の「3 自由度」のギャロッピングが、開発した部分模型の弾性支持方法により再現できることを検証するために、実寸大の 4 導体電線部分模型を用いた風応答測定実験を実施した。また、風応答測定実験に先立ち、空気力が作用しない条件（無風時）において、部分模型の自由振動実験を実施して、振動特性の把握および導出した運動方程式の妥当性の検証を行った。以下では、実験手順および用いた設備・試験条件を示す。

4.5.1 風洞設備

一連の実験は、電力中央研究所我孫子地区内の吹出式開放型風洞で実施した。本装置の仕様および緒元を表 4.5.1 に、室内配置図および外観を図 4.5.1 に示す。本装置は開放型の風洞であり、下流側に広いスペースを有しているため、4.1 節で示した部分模型の弾性支持方法を用いた実験が可能である。

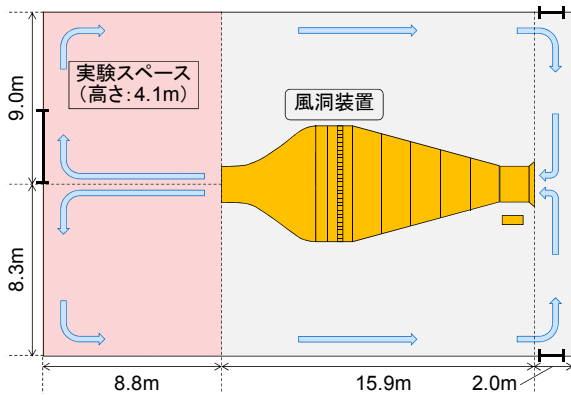
風応答測定実験は吹出口下流 1.0 m の位置に模型を設置して実施した。図 4.5.2 に吹出口下流 1.0 m 位置における主流方向の平均風速比（断面中央に対する各計測点の平均風速の比）および乱れ強度（標準偏差を平均風速で除したもの）の分布を示す。振幅が大きくなる場合に、風速分布が一様である範囲を超える可能性があるため、各実験条件において支持台の高さを調整して、概ね断面中央から ±1.0 m の範囲内で模型が振動するようにした。また、実験条件において、吹出口下流 1.0 m の断面中央位置の風速を代表風速として定義し、以下の式を用いて算出した。

$$U = \gamma_U \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (4.5.1)$$

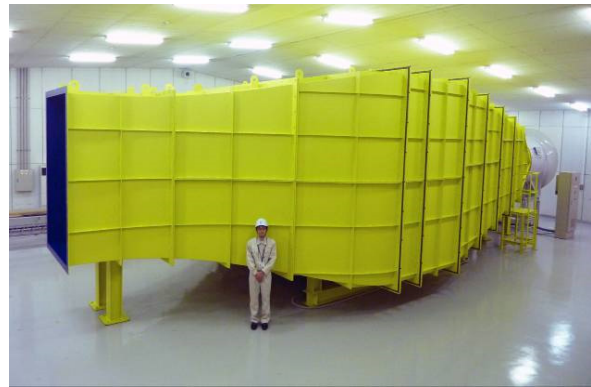
ただし、 ΔP は吹出口上部に取り付けられたピトー管（ツクバリカセイキ社製、JIS 型ピトー静圧管、 $\phi 12 \times 1000$ mm）およびチューブで接続したマンメータ（サヤマトレーディング社製、型式：130-1.9kP-DC）で計測した動圧[Pa]、 ρ は簡易温湿度計（ティアンドデイ社製、型式：CTD-TR-73U）で計測した温度・湿度・大気圧から求めた空気密度[kg/m³]、 γ_U はあらかじめ計測された代表位置とピトー管設置位置の風速比である。

表 4.5.1 風洞装置の仕様および緒元

風洞形式	吹出式開放型風洞
送風機形式	軸流式 (75kW インバータ制御)
全体寸法	全巾 6.1m×奥行き 15.9m×全高 4.4m
吹出口寸法	全巾 1.6m×全高 2.5m、断面中心高さ 2.4m
送風機寸法	吸込み径 ϕ 1,800mm、長さ 1,605mm
縮流比	5.2:1
風速範囲	3-16.5m/s
気流精度	吹出口から0.5m, 幅1.2m×高さ2.0mの範囲 : 風速分布比 \pm 1%以内, 乱れ強度 0.5%以内 吹出口から2.5m, 幅1.0m×高さ1.5mの範囲 : 風速分布比 \pm 1%以内

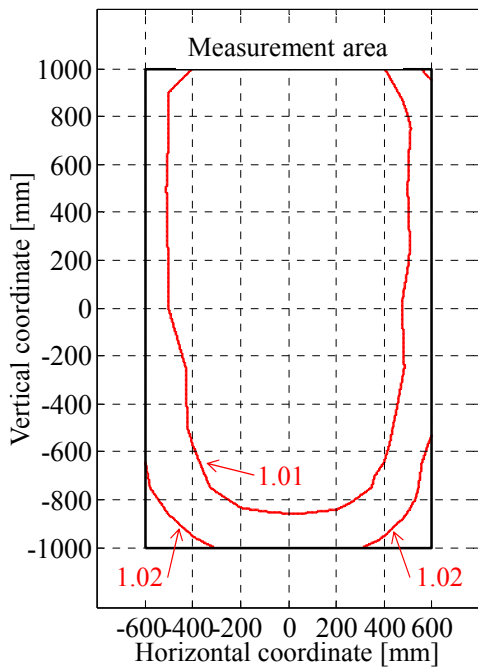


(a) 実験室内配置図

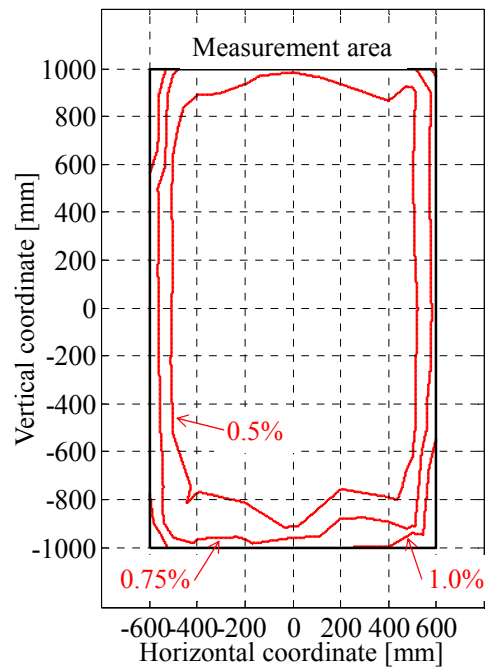


(b) 風洞装置外観

図 4.5.1 風洞設備 (電力中央研究所我孫子地区)

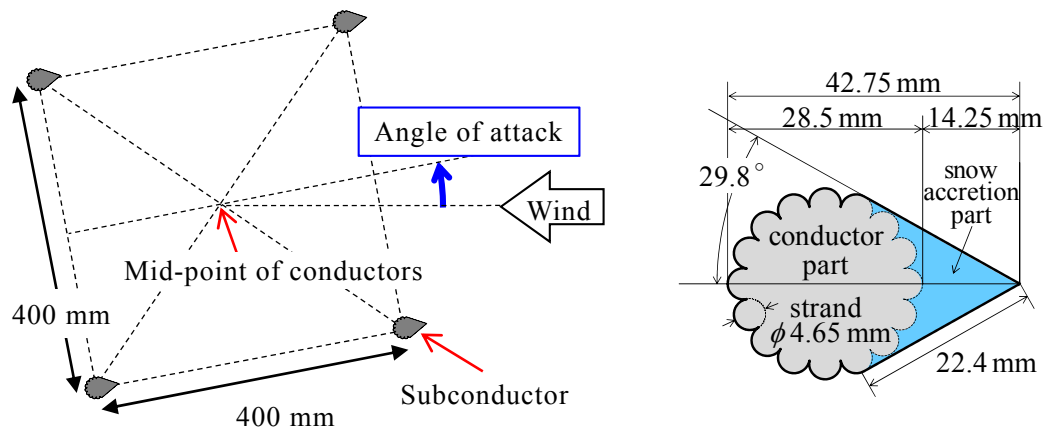


(a) 断面中央に対する平均風速比



(b) 乱れ強度

図 4.5.2 気流分布 (吹出口下流 1.0m, 風速 10m/s)



(a) 4 導体電線断面形状

(b) 各素導体断面形状

図 4.5.3 部分模型の断面形状 (三角中)

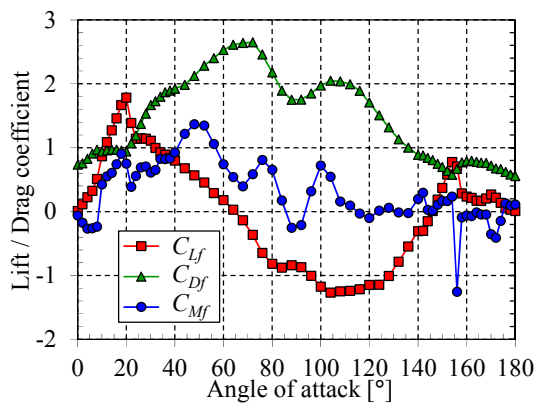


図 4.5.4 部分模型の空気力係数

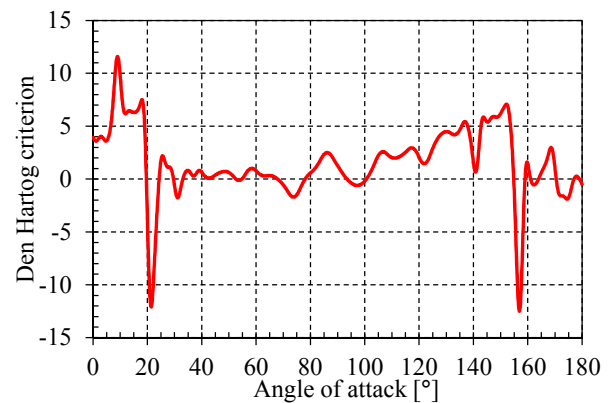


図 4.5.5 Den Hartog の条件値

4.5.2 模型の仕様

模型は、図 4.5.3 に示すような着氷雪形状「三角中」を有する ACSR410mm² の 4 導体電線実寸模型（着氷雪高さ 14.25 mm，導体直径 28.5 mm，導体間隔 400 mm，模型スパン長 1000mm）を用いた。第 3 章では、同じ断面形状を有する模型の空気力係数を取得しており、風速 10 m/s において計測された空気力係数を図 4.5.4 に、鉛直 1 自由度系のギャロッピングの不安定条件を示す Den Hartog の条件[4-6] ($C_D + dC_L/d\alpha$) の値を図 4.5.5 に示す。図に示す値が負値を示す範囲で、空力的に不安定となり、ギャロッピングが生じ得る。本実験で用いた模型では、迎角が 0 度から増加した場合に、失速角を超えた 20-24 度の範囲で Den Hartog の条件を満たす。

各素導体を模擬した導体模型は、アルミ合金製の芯材に断面形状を樹脂焼結造形で成形したものを固定して制作した。4 本の導体模型は、弾性ひもの固定機構などを有する端部機構に取り付けて、4 導体電線部分模型として用いた。本実験の実施にあたり制作した 3 種類の端部機構を有する模型の写真を図 4.5.6 に示す。図 4.5.6 (a) に示される「二次元端板」は、直径 800mm の円板（アルミ合金製の芯材にヒノキ板を張り合わせたもの、厚さ 6mm）に導体模型および弾性ひもの固定機構を設けたもの、図 4.2.6 (b) に示される「フレーム機構①」は、導体模型および弾性ひものを固定するために必要なフレーム（アルミ合金製、厚さ 5mm）で構成されたもの、図 4.2.6 (c) に示される「フレーム機構②」は、模型側の弾性

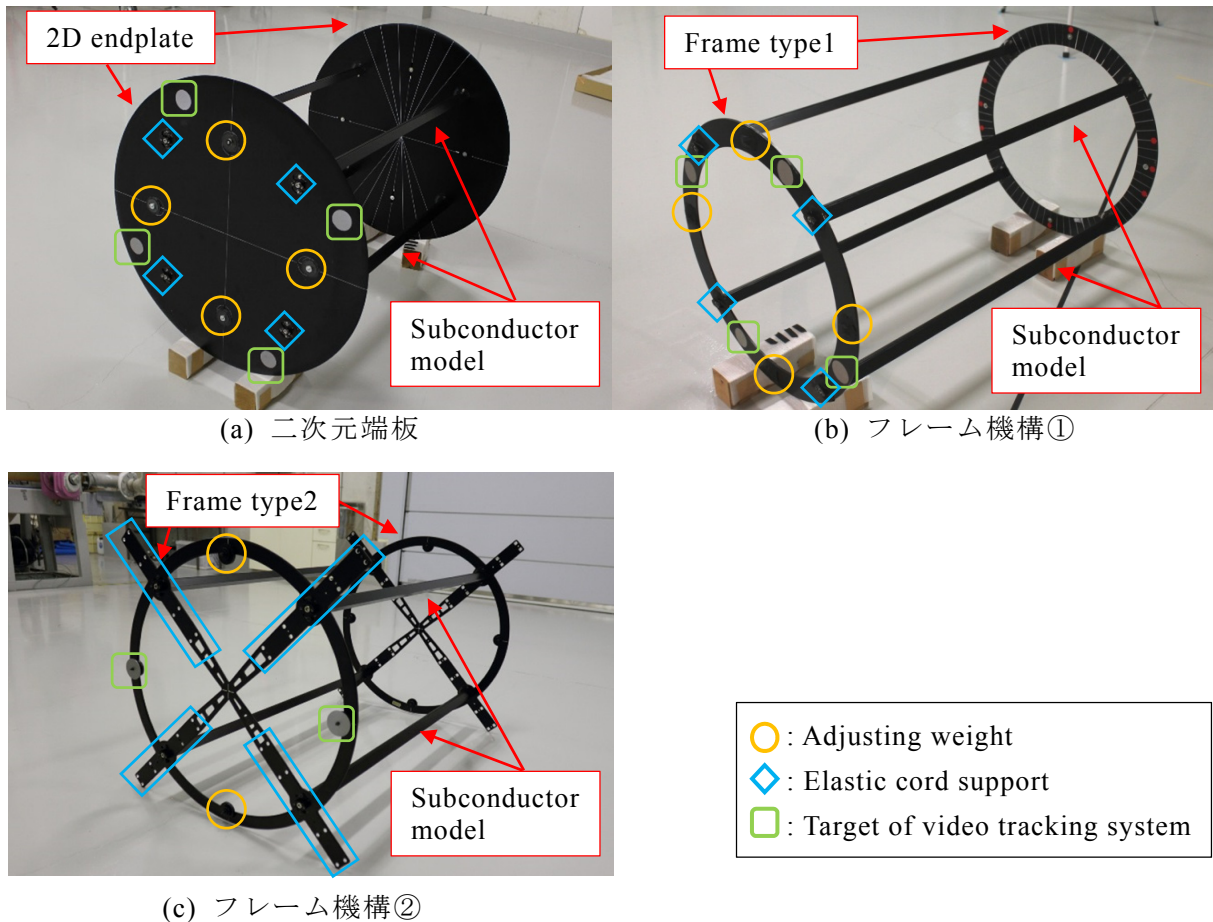


図 4.5.6 3 種類の部分模型端部機構

ひもの固定間隔が 200, 300, 400, 500, 600 mm に設定できるように改良されたフレーム（アルミ合金製，厚さ 5mm）で構成されたもの，である．いずれの端部機構（およびフレーム機構②におけるいずれの固定間隔）でも，組み上げた部分模型の総質量および中心軸周りの質量慣性モーメントは，調整用錘を用いて実際の 4 導体電線と一致するように設計されている．調整用錘を用いることで，着氷雪重量も含んだ値に設定することも可能である．

一般的な風洞実験では，流れの二次元性を確保するため，模型の端部に薄い板（端板）を設置する[4-2]．第 3 章で示した空気力測定実験でも，模型の両端には二次元端板を設置して実験を行った．本実験手法において，模型は弾性ひもで支持されているのみであり，鉛直・水平・ねじれ以外の変位（模型の軸方向の変位，ローリング変位，ヨーイング変位など）を拘束するものがない．そのため，端板に作用する空気力によって，本来対象としていない方向の振動が発生する可能性がある．一方で，大振幅で模型を振動させる実験の実施にあたって，フレームのみの端部機構を取付けた模型の方が破損の恐れが無く，取扱いが容易である．しかし，端板が無い模型では，断面後流で流れが拡散してしまう為，端板がある場合と比べて空気力が変化してその応答特性も異なる可能性がある．そこで，図 4.5.6 (a), (b) に示す 2 種類の端部機構を有する模型を用いて実験を行い，端部機構による応答特性を比較した．結果については，4.7.2 項に示す．

4.5.3 風応答測定実験手法および実験条件

図 4.1.1 に示すように、水平（流れ）方向は吹出口下流 1.0m の位置に、鉛直方向・模型軸方向は無風時の自重つり合い状態における模型中心が概ね吹出口中央になるように支持台の高さを調整して模型を据え付けた。弾性ひもには、張力に対する伸びのヒステリシスが小さいウレタンゴム（バンドー化学株式会社，バンコード丸ベルト#480）を用いた。弾性ひもの太さもしくは、複数本を束にして用いることにより、その剛性を調整した。また、使用する 8 本の弾性ひもの自然長を等しくして、その長さを変えることにより、弛度（張力）を調整した。弾性ひもの固定間隔が支持台側と模型側で一致する場合には、張力は式 (4.4.12) により算出される。ただし、弾性ひもの固定間隔が支持台側と模型側で異なる場合 ($R_s \neq R_m$) には、8 本の弾性ひもの自然長を等しくしても、厳密には張力が 8 本で等しくならない点には注意が必要である。

本支持装置では、無風時の模型のねじれ角（以下、設定ねじれ角と示す）が、模型側の弾性ひも固定角度 α_m と同じになるように端部機構に弾性ひもを固定した。また、支持台側の弾性ひも固定円盤を回転させて、支持台側の弾性ひも固定角度 α_s を変化させることにより、模型のねじれ角を調整して実験を実施する。そのとき、4.3.2 項に示すように、本実験条件では支持台側の弾性ひも固定円盤を回転した場合に、模型の振動特性は変化しない。また、弾性ひもの固定間隔が支持台側・模型側で同じ場合には、設定ねじれ角（模型側の弾性ひも固定角度 α_m ）は支持台側の弾性ひも固定角度 α_s と一致する。

ある構造諸元（部分模型の振動特性）に対して、そのギャロッピング特性を決めるパラメータとして風速と模型の迎角（ねじれ角）がある。ただし、有風時には風速に応じて作用する空力モーメントが変化し、模型の迎角が変化する。そのため、風速を変化させると風速と迎角の 2 つのパラメータが同時に変化する事となり、ギャロッピング特性の分析が複雑になる。本研究で実施した風応答測定実験では、各実験ケースにおいて、風速を一定値として設定ねじれ角を変えて応答特性を計測した。各ケースの設定ねじれ角毎に、以下の 2 種類の条件において応答が定常状態になった際の変位を計測した。

- ・初期加振あり（初期変位あり，with I.D.）：模型に大きな初期変位（おおよそ、鉛直方向に -0.5m，水平方向に 0.5m，ねじれ方向に 45 度）を与えて離すことで、初期振動を与える。
- ・初期加振なし（初期変位なし，without I.D.）：模型の振動を止めた後、つり合い位置からそっと離す。

模型の変位は、模型端部に取り付けられた反射マーカを、LAN 対応カメラ（型式：RD60G-2DSP，サンプリング周波数：60Hz）で撮影し、リアルタイム画像トレースソフト（ライブラリー社製，ソフト名：Radish2D）で解析することにより計測した。

開発した部分模型の弾性支持方法によるギャロッピング発生特性を確認するために実施した風応答測定実験の諸元を表 4.5.2 に示す。風速は 6.7, 10.2 m/s を対象として、図 4.5.6 (a), (b) に示す 2 種類の端部機構を有する模型を用いて応答特性を計測した。模型の質量および質量慣性モーメントは、着氷雪の質量を考慮しない実際の 4 導体電線（ACSR410mm² 電線）と一致させた。表 4.5.3 に式(4.4.11)を用いて算出した各ケースの固有振動数を示す。4.6.2 項で端部機構による応答特性の比較に用いる Case1 と Case3，または、Case2 と Case4 の振動特性は、それぞれ概ね一致していることがわかる。

表 4.5.2 風応答測定実験諸元

	End type	$\sqrt{2}R_s=\sqrt{2}R_m$ [m]	$\alpha_s=\alpha_m$ [°]	m [kg]	I [kg·m ²]	L [m]	EA [N]	H [m]	U [m/s]	ρ [kg/m ³]
Case1	2D	0.400	0-30	6.692	0.535	6.255	176.4	1.725	6.75	1.210
Case2	plate							1.560	10.23	1.202
Case3	Frame							1.695	6.75	1.204
Case4	type1							1.529	10.22	1.191

表 4.5.3 風応答測定実験諸元における固有振動数（計算値）

	f_{z0} [Hz]	f_{y0} [Hz]	$f_{\theta 0}$ [Hz]
Case1	0.379	0.450	0.416
Case2	0.399	0.456	0.428
Case3	0.383	0.450	0.418
Case4	0.403	0.457	0.431

4.5.4 無風時における自由振動実験手法および実験条件

弾性支持された部分模型の振動特性を把握するため、風応答測定実験に先立ち、空気力が作用しない条件（無風時）において、部分模型の自由振動実験を実施した。4.6 節では、自由振動実験結果を用いて、4.2 節で導出した模型の構造特性を表す運動方程式の妥当性を検証する。自由振動実験では、鉛直・水平・ねじれのそれぞれの方向に初期変位を与え、模型を自由振動させた。この際に、なるべく対象とする自由度以外の変位が出ないように初期変位を与えた。模型の変位は、風応答測定実験と同様に、模型端部に取り付けられた反射マーカを、LAN 対応カメラ（型式：RD60G-2DSP、サンプリング周波数：60Hz）で撮影し、リアルタイム画像トレースソフト（ライブラリー社製、ソフト名：Radish2D）で解析することにより計測した。計測された波形から、半波毎の振幅・振動数・減衰を読み取り、振幅に対する振動数・減衰特性として整理した。

ここでは、表 4.5.2 に示す条件に加えて、図 4.5.6 (c) に示す「フレーム機構②」を用いて、弾性ひもの固定間隔を変えた場合においても、妥当性を検証した。弾性ひもの固定間隔を変化させた実験諸元を表 4.5.4 に、式(4.4.11)を用いて算出した各ケースの固有振動数を表 4.5.5 に、それぞれ示す。模型の質量および質量慣性モーメントは、着氷雪の比重を 0.6（密度 600kg/m³）と仮定して、着氷雪質量を考慮した 4 導体電線（ACSR410mm² 電線）と一致させた。

4.6 無風時における部分模型の振動特性

4.6.1 振幅に対する振動数特性および運動方程式の妥当性の確認

弾性支持された部分模型の振動特性を把握するため、無風時において鉛直・水平・ねじれのそれぞれの方向に初期変位を与え、模型を自由振動させた。「二次元端板」を用いた Case1, 2（設定ねじれ角 0 度）における、全振幅（鉛直全振幅 $2A_y$ 、水平全振幅 $2A_z$ 、ねじれ全振幅 $2A_\theta$ ）に対する振動数の変化を図 4.6.1 に示す。図に示されるように、本弾性支持方

表 4.5.4 無風時の自由振動実験諸元 (フレーム機構②)

	End type	$\sqrt{2}R_s=\sqrt{2}R_m$ [m]	$\alpha_s=\alpha_m$ [°]	m [kg]	I [kg·m ²]	L [m]	EA [N]	H [m]
Case5	Frame type2	0.200	0	7.094	0.567	6.255	137.2	1.567
Case6		0.300	0					1.571
Case7		0.400	0					1.501
Case8		0.500	0					1.578
Case9		0.600	0					1.610

表 4.5.5 無風時の自由振動実験諸元における固有振動数 (計測値)

	f_{y0} [Hz]	f_{z0} [Hz]	$f_{\theta 0}$ [Hz]
Case5	0.398	0.441	0.210
Case6	0.397	0.441	0.315
Case7	0.407	0.446	0.427
Case8	0.397	0.440	0.524
Case9	0.393	0.438	0.624

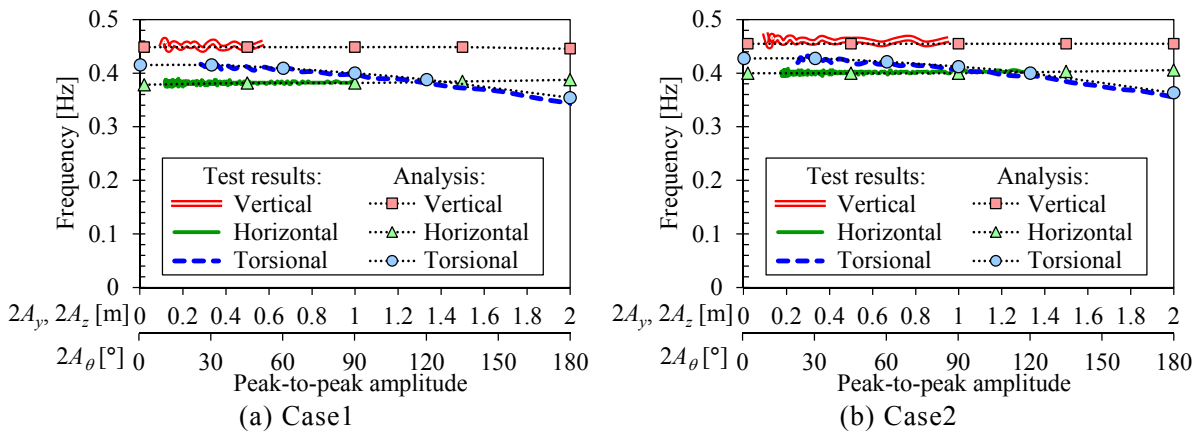


図 4.6.1 実験で得られた全振幅に対する固有振動数特性による運動方程式の検証

法により、部分模型の大振幅・低振動数の振動が可能であることがわかる。また、振動数は振幅に依存し、その特性はねじれ振動において顕著である。図には、4.3.1 項に示される方法で式(4.2.1)–(4.2.3)の運動方程式を用いて、数値的な時間積分によって求めた各振幅における振動数特性を併記した。解析結果は、実験で得られた特性と概ね一致していることがわかる。同様に、図 4.6.2 に「フレーム機構②」により支持点の間隔を変化させて計測した Case5–9 の結果を比較する。いずれの結果も、解析結果は実験で得られた特性を再現しており、4.2 節で示した運動方程式の妥当性が確認された。

4.6.2 振幅に対する減衰特性および運動方程式における減衰力のモデル化

「二次元端板」を用いた Case1, 2 における、自由振動実験から得られた全振幅に対する対数減衰率の変化を図 4.6.3 に示す。無風時でも振動中に相対風速による空力減衰が発生するが、本実験では対象としている振動数が低いことからその影響は小さいと考えられ、

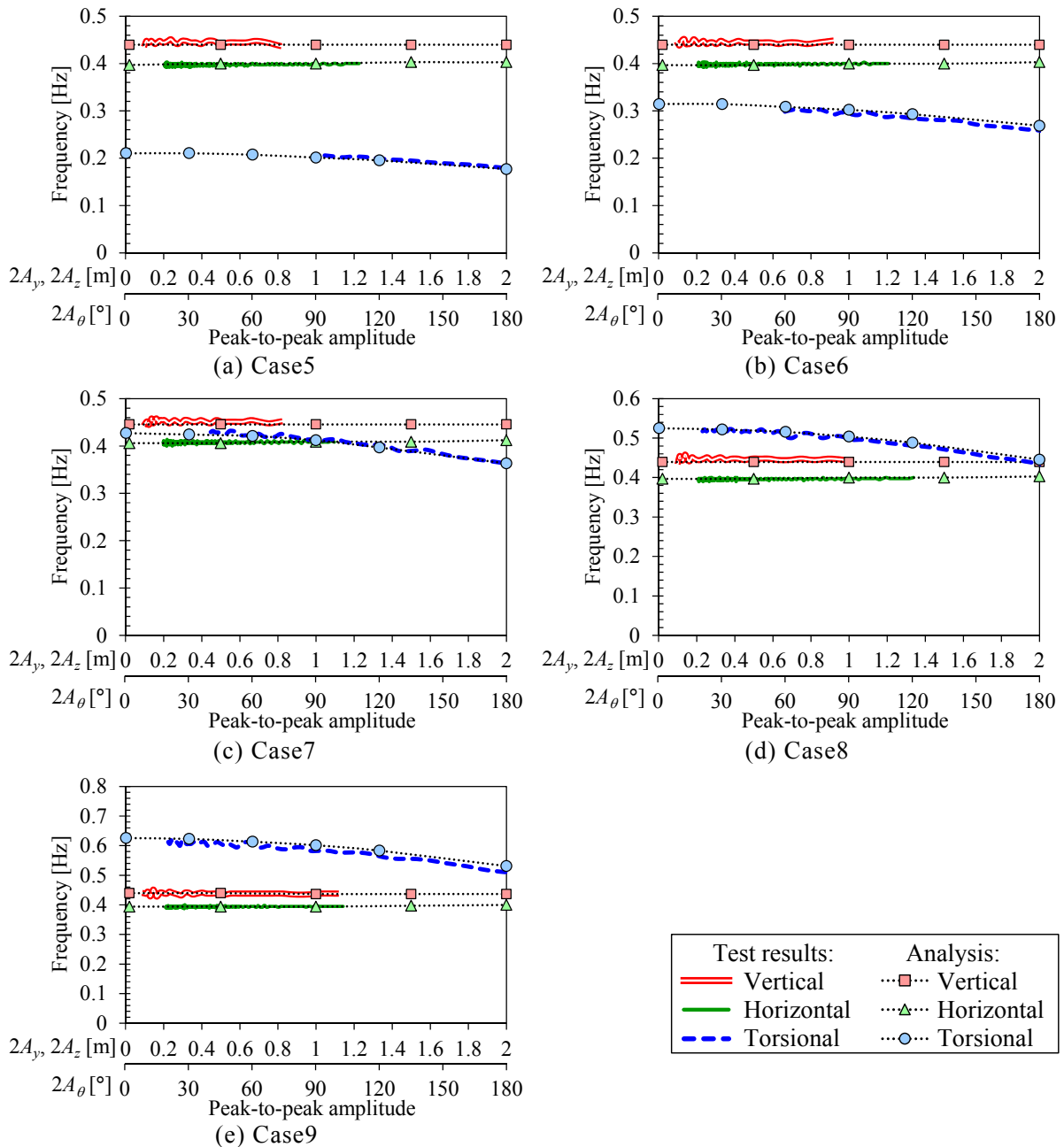


図 4.6.2 実験で得られた全振幅に対する固有振動数特性による運動方程式の検証

無風時の自由振動で得られた減衰は全て構造減衰として評価した．図 4.6.3 に示されるように，減衰にも応答振幅依存特性が確認された．

式(4.2.1)–(4.2.3)に示す運動方程式では，各自由度の構造減衰を係数 C_q ($q = y, z, \theta$) を用いて定義している．構造減衰が他の自由度の振動の影響を受けないと仮定すると，以下のよう振幅 A_q の関数となる対数減衰率 δ_q と固有振動数 f_q を用いて表すことができる．

$$C_q(A_q) = \delta_q(A_q) \times f_q(A_q) \quad (4.6.1)$$

図 4.6.1, 4.6.3 に示される自由振動実験結果から，「二次元端板」を用いた Case1, 2 における，全振幅に対する「対数減衰率 $\delta_q \times$ 振動数 f_q 」の特性を図 4.6.4 に示す．図に示されるように，「対数減衰率 $\delta_q \times$ 振動数 f_q 」は概ね線形に変化しており， C_q を以下のように評価できる．

$$C_q = C_{q1}A_q + C_{q0} \quad (4.6.2)$$

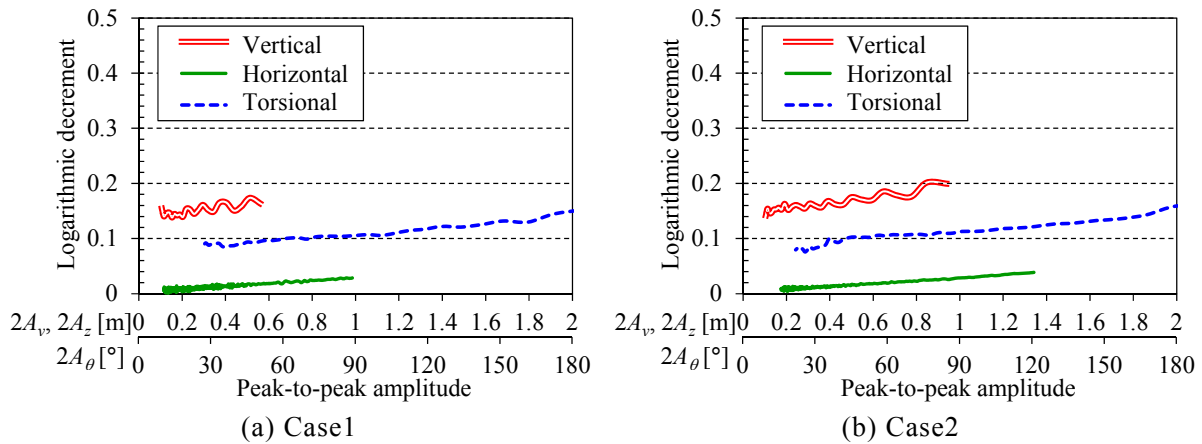


図 4.6.3 自由振動実験で得られた全振幅に対する対数減衰率の変化

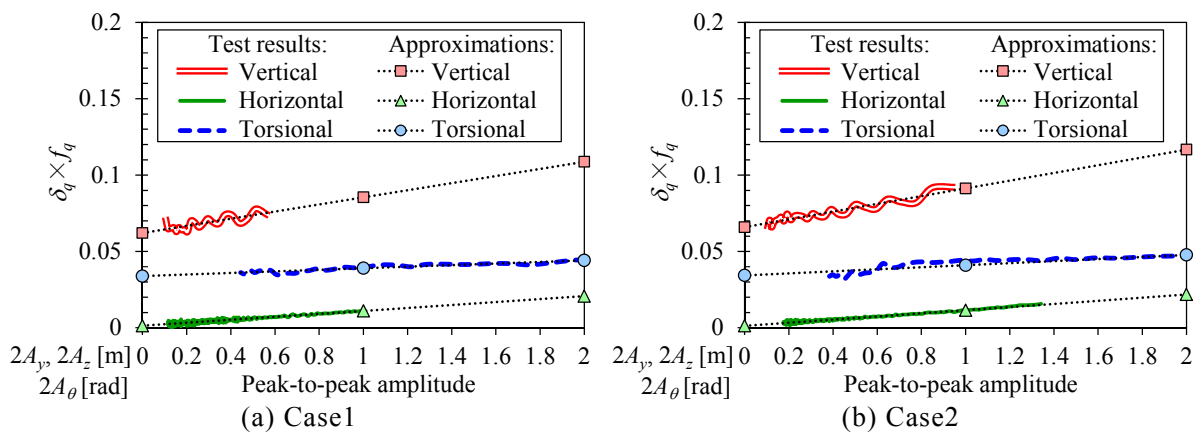


図 4.6.4 実験で得られた構造減衰に関する係数 C_a の振幅依存特性およびその近似

表 4.6.1 自由振動実験結果から得られた構造減衰に関する係数

	C_{y1}	C_{y0}	C_{z1}	C_{z0}	$C_{\theta 1}$	$C_{\theta 0}$
Case1	0.02332	0.06204	0.00971	0.00130	0.00513	0.03384
Case2	0.02536	0.06591	0.01025	0.00126	0.00668	0.03433
Case5	0.01787	0.05994	0.00937	0.00078	0.00252	0.01429
Case6	0.01836	0.05072	0.00901	0.00088	0.00468	0.01790
Case7	0.01838	0.04875	0.00918	0.00087	0.00435	0.02619
Case8	0.01896	0.06522	0.00957	0.00071	0.00750	0.04461
Case9	0.01607	0.04854	0.00875	0.00082	0.00914	0.03969

ここで、 C_{q1}, C_{q0} ($q = y, z, \theta$)は各ケース・各自由度で実験結果から得られる係数である。図 4.6.3 には線形近似した係数を併記した。

表 4.6.1 に、Case1, 2, 5-9 における構造減衰に関する係数 C_{q1}, C_{q0} ($q = y, z, \theta$)を示す。ねじれ方向に関しては、弾性ひもの固定間隔による違いがみられ、固定間隔が広いほど構造減衰が大きいことがわかる。各ケースにおいて、表 4.6.1 に示される自由振動実験で得られた減衰に関する係数を入力条件として用いることで、弾性支持されたモデルの構造特性を表す運動方程式の左辺は全て定式化でき、右辺の外力項（空気力項）の評価が可能となる。第 5 章では、表 4.6.1 に示される値を用いて空気力項を加えた時刻歴応答解析を実施する。

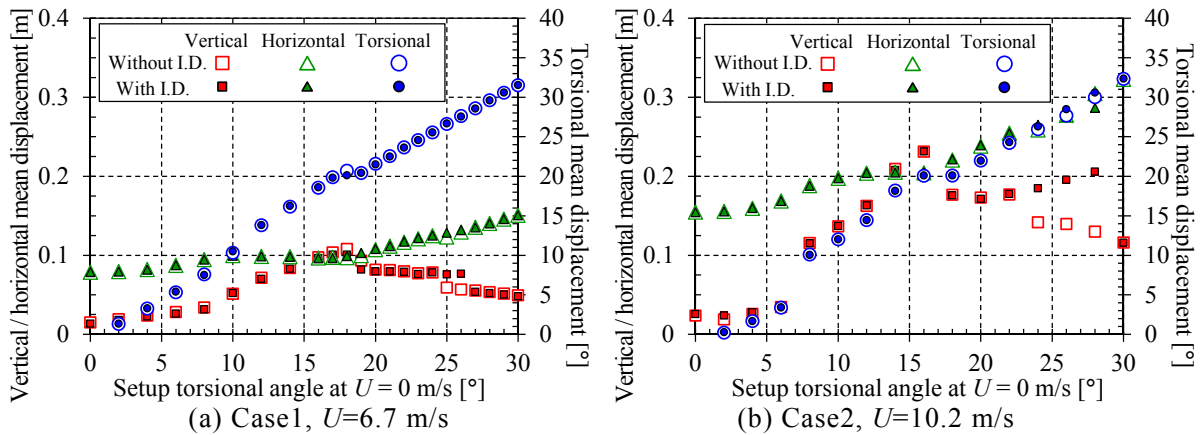


図 4.7.1 設定ねじれ角に対する各変位の時間平均値（二次元端板）

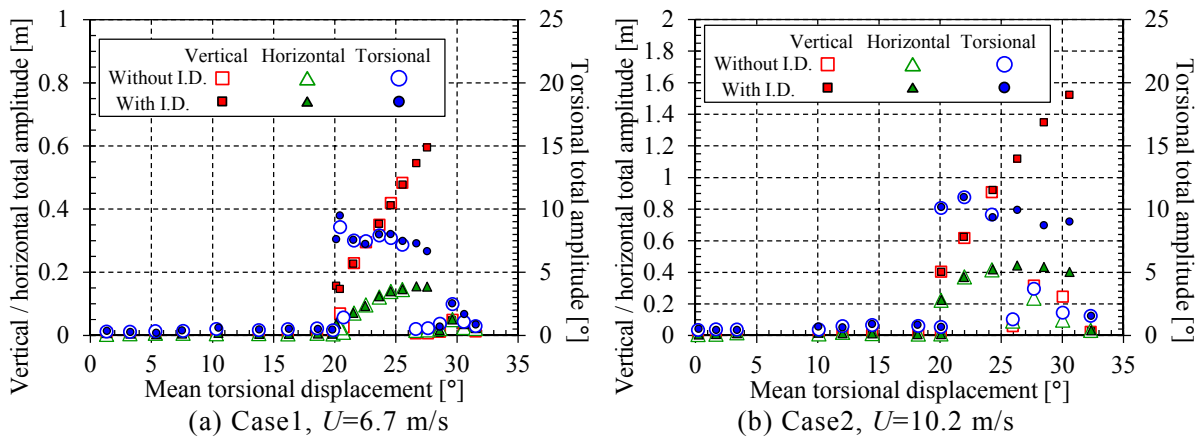


図 4.7.2 平均ねじれ角に対する各変位の全振幅（二次元端板）

4.7 風応答測定実験による実送電線ギャロッピングの再現

4.7.1 再現されたギャロッピング特性

Case1, Case2 では、本実験手法におけるギャロッピングの発生特性を確認するために、図 4.5.6 (a)に示される「二次元端板」を取付けた模型を用いて、風速 6.7, 10.2 m/s の 2 風速を対象として、設定ねじれ角を変えた場合の応答特性を計測した。図 4.7.1 に、Case1, Case2 における、設定ねじれ角に対する各変位の時間平均値（振動中心）を示す。模型が振動していない場合には、各変位の平均値は静的つり合い位置に対応する。ギャロッピングの発生特性においては、有風時の模型のねじれ角（風に対する迎角）が特に重要なパラメータとなる。図 4.7.1 に示されるように、空力モーメントの影響で、ねじれ角の平均値は設定ねじれ角と異なる。そのため、ギャロッピングの発生特性を議論する上では、設定ねじれ角ではなく、有風時の模型のねじれ角の平均値（平均ねじれ角）を用いて評価する。

図 4.7.2 に平均ねじれ角に対する変位の全振幅を示す。本実験ではある単一の周波数で概ね定常に振動する結果が得られたため、標準偏差の $2\sqrt{2}$ 倍の値を全振幅特性として示した。図 4.7.2 に示されるように、初期変位を与えない場合(without I.D.)では、平均ねじれ角が 20 度付近より大きな範囲でギャロッピングが発生した。20–25 度の範囲では平均ねじれ角に伴って振幅が大きくなるものの、25 度付近で一度振動が発生しなくなった。また、30 度付近で振幅が小さいギャロッピングが確認された。これらのギャロッピングが生じた平

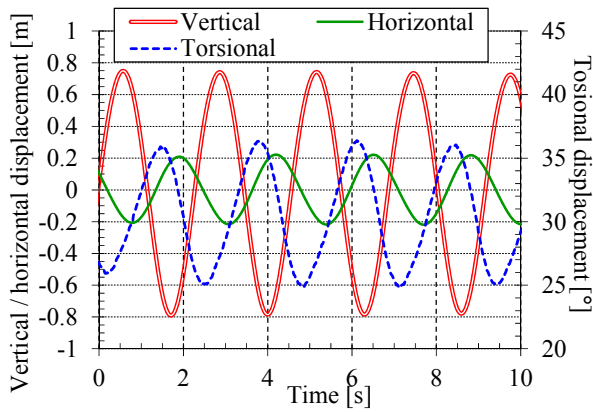


図 4.7.3 変位の時系列波形

(Case2, 設定迎角 28 度)

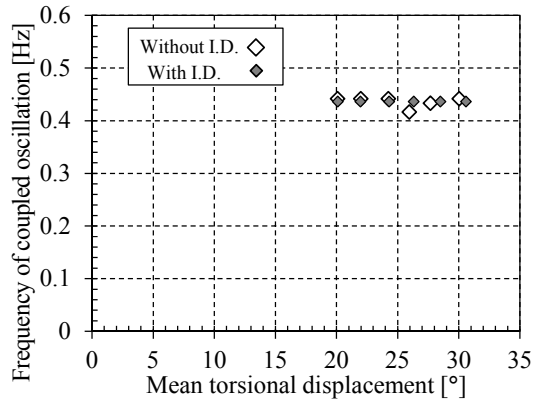
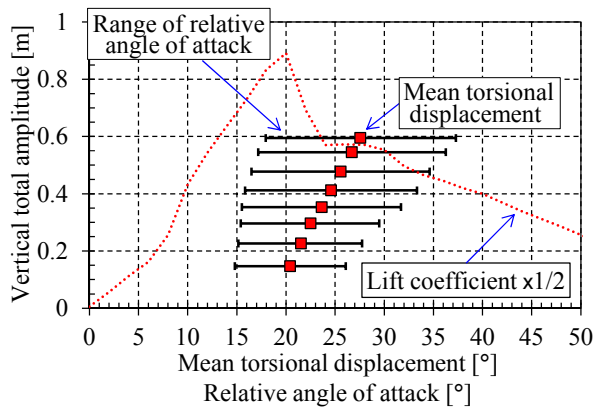
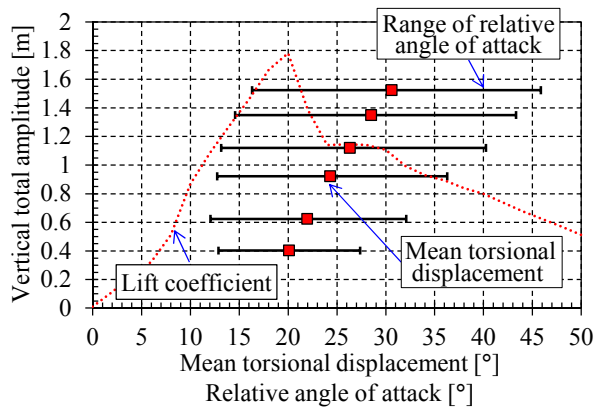


図 4.7.4 ギャロッピングの振動数

(Case2, 振動が発生したケース)



(a) Case1, $U=6.7$ m/s



(b) Case2, $U=10.2$ m/s

図 4.7.5 相対迎角の変動範囲 (二次元端板, 初期変位あり)

均ねじれ角の範囲は、Den Hartog の条件を満たす迎角範囲と概ね一致している。一方で、初期変位を与えた場合(with I.D.)には、平均ねじれ角が 25 度以上の範囲においても、平均ねじれ角に伴って振幅が大きくなり、ギャロッピングが発生した。既往の研究[4-7]において、鉛直 1 自由度系でギャロッピングが発生する正方形角柱にて、その応答特性が初期振幅に依存し、それは空気力に非線形性があることに起因することが指摘されている。本研究で対象としている現象は、3 自由度系であるためより複雑であるが、空気力の非線形性によって応答が初期変位に依存したと考えられる。このように、応答振幅を評価する実験を行う際には、初期変位依存性に留意してデータを取得する必要がある。

図 4.7.2 に示されるように、鉛直全振幅は Case2 (風速 10.2m/s) において最大で 1.6m 程度に達している。図 4.7.3 に最大振幅が計測された、Case2 (風速 10.2m/s)・設定ねじれ角 28 度における変位の時刻歴波形を例として示す。鉛直変位に水平・ねじれ変位が連成してリミットサイクルを有する振動が確認できる。図 4.7.4 に Case2 (風速 10.2m/s) におけるギャロッピングの卓越振動数を示す。振動数は 0.4–0.5Hz 程度であり、実送電線相当の低い振動数でギャロッピングが発生していることが確認された。また、図 4.7.5 に、初期変位を与えた後に大きな振動が確認されたケースを対象として、位相平均処理を行った平均波形における相対迎角の変動範囲を示す。ここで、相対迎角 ϕ_r は以下の式で定義される。

$$\phi_r = \theta + \tan^{-1} \left(\frac{-\dot{y}}{U - \dot{z}} \right) \quad (4.6.1)$$

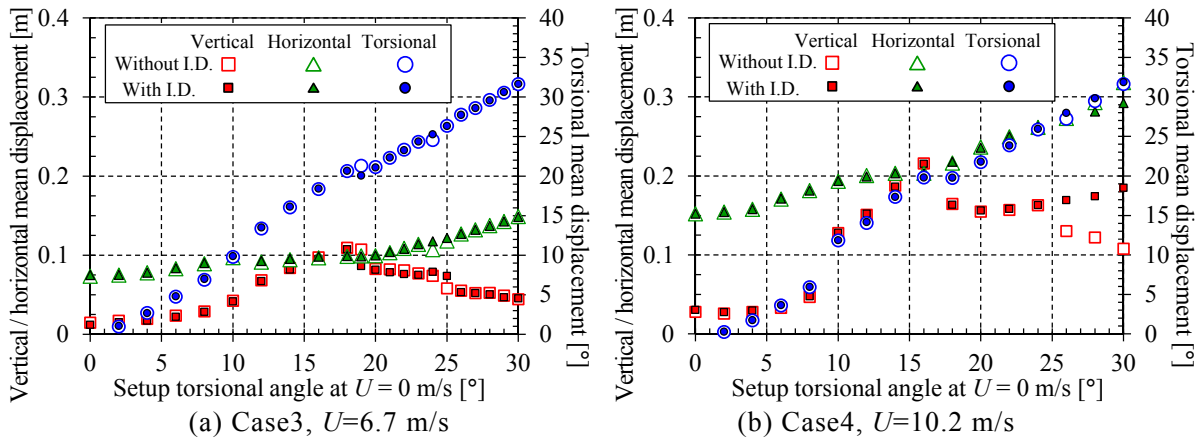


図 4.7.6 設定ねじれ角に対する各変位の時間平均値（フレーム機構①）

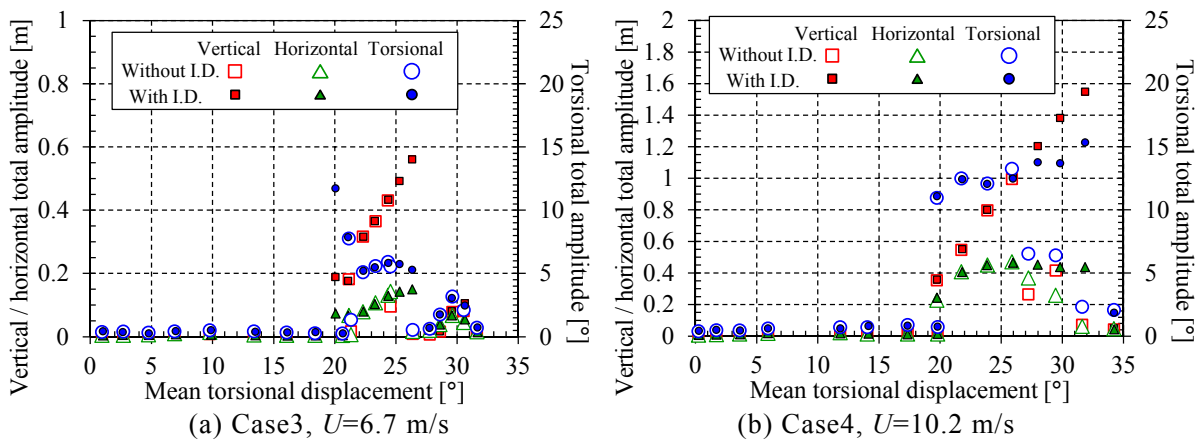


図 4.7.7 平均ねじれ角に対する各変位の全振幅（フレーム機構①）

図に示されるように、大きな振動が確認されたケースでは、相対迎角の変動範囲が概ね 20–25 度を含んでいる。この範囲では揚力係数が大きな負勾配となっており、それにより励振力を得て振動していると推測される。着氷雪 4 導体電線のギャロッピングの発生特性については、第 6 章において詳細に述べる。

以上のように、本実験で用いた部分模型の弾性支持方法により、鉛直振動に水平・ねじれ振動を伴う、実送電線と等価な大振幅・低振動数のギャロッピングを、風洞実験により模擬的に再現可能であることが確認された。本実験手法を用いることにより、風速・振動数（比）・着氷雪形状・迎角などをパラメータとして、ギャロッピングの発生条件や応答特性の解明につながると考えられる。また、第 5 章では Case1, Case2 の結果を用いて、数値解析における空気力モデルの検証を行う。

4.7.2 端部機構による応答特性の違い

Case3, Case4 では端部機構の影響を確認するために、図 4.5.6 (b)に示される「フレーム機構①」を取付けた模型を用いて、Case1, Case2 と同様の実験を行った。図 4.7.6, 図 4.7.7 に Case3, Case4 における実験結果を示す。Case1, Case2 と同様に、初期加振の有無で応答特性が異なる特性がみられた。図 4.7.8 に、初期変位を与えた場合の平均ねじれ角に対する全振幅特性を用いて、端部機構の違いによる応答特性を比較した。図に示されるように、フレームのみの場合の応答特性は、ねじれ全振幅などにおいて少し差がみられるものの、「二次元

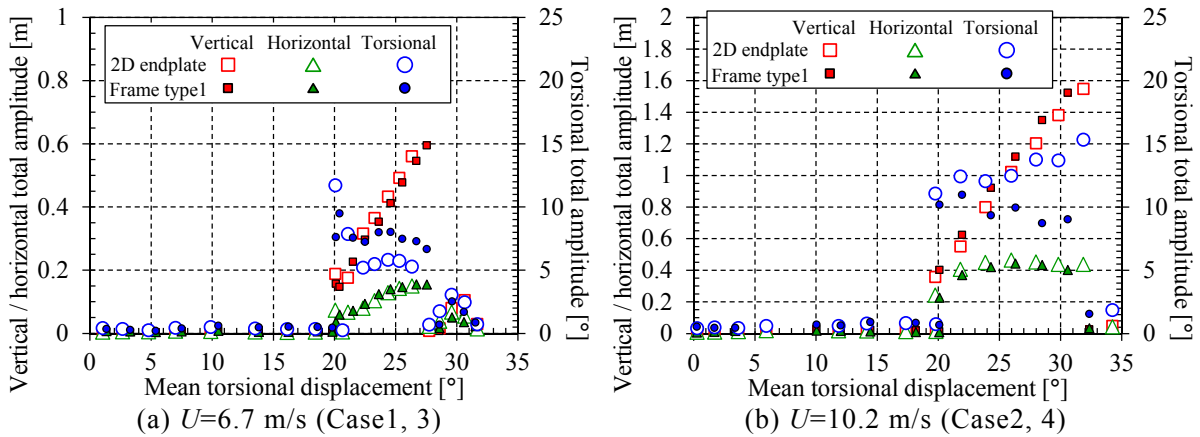


図 4.7.8 端部機構による応答特性の比較（平均ねじれ角に対する各変位の全振幅）

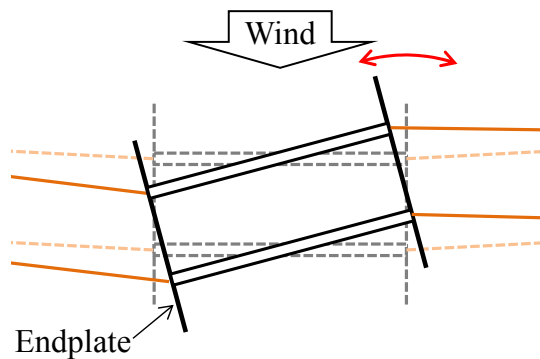


図 4.7.9 二次元端板に作用する空気力による振動

端板」を用いた実験結果と定性的に同じ傾向を示すことが確認された。

一方で、二次元端板を用いて高風速域で実験を行った場合に、模型に図 4.7.9 に示すようなヨーイング方向の回転振動が生じた。これは、端板に作用する空気力によっていわゆる平板の連成フラッター[4-1, 4-2]が発生したためと推測される。このような振動は、本実験で対象としておらず、鉛直・水平・ねじれの 3 自由度の振動にも影響を与える可能性がある。本研究で示した Case1, Case2 の範囲では、このような振動が発生していないものの、より高風速域を対象とする場合には二次元端板を用いることは必ずしも望ましくない。

以上のように、取扱いが容易なフレームのみの端部機構を用いた実験でも定性的な特性の把握が可能であり、高風速域では二次元端板を用いることは必ずしも望ましくないことが示された。そのため、第 6 章および第 7 章で示す風応答測定実験では、フレーム形状を改良した「フレーム機構②」を用いて実験を実施した。ただし、二次元端板を用いる場合と比べて空気力が変化する可能性があるため、応答解析結果との定量的な比較を行う際には、その端部機構を有する模型に作用する空気力係数を別途測定する必要がある。

4.8 まとめ

本章では、実送電線と等価なギャロッピングを再現する部分模型の弾性支持方法を考案し、風洞実験によりその適用性を評価した。以下に、本章の結論を示す。

- ・弾性ひもを用いて部分模型を支持する新しい弾性支持方法を考案し、風応答測定実験に

より、実送電線と等価な「大振幅」・「低振動数」の「3自由度」のギャロッピングを再現できることを確認した。

- 部分模型の構造特性を表わす非線形運動方程式を誘導し、鉛直・水平・ねじれの3自由度の振動数をそれぞれ調整する方法を明らかにした。これにより、本実験手法により、風速・振動数（比）・着冰雪形状・迎角などをパラメータとして、ギャロッピングの発生条件や応答特性の分析が可能となる。
- 無風時の自由振動実験により、誘導した非線形運動方程式の妥当性を確認した。また、構造減衰が自由振動実験結果に基づき定式化が可能であることを示した。これにより、非線形運動方程式を用いた解析的検討が可能になり、風応答測定実験結果に基づいて、部分模型に作用する空気力の評価が可能となる。
- 本研究で対象としている大振幅の振動現象では、初期変位を与えることで、より広い条件において振動が発生する特性が確認された。これは、空気力の非線形性に起因すると推測され、実験や解析において応答振幅を評価する際に、応答の初期変位依存性に留意する必要がある。
- 模型の端部機構として、二次元端板ではなく取扱いが容易なフレーム構造を用いても、定性的な応答特性の把握はできることが示された。また、高風速域では、二次元端板に作用する空気力によって模型が本来想定していない方向に振動するため、そのような風速域では、模型端部機構として二次元端板を使用することが必ずしも望ましくないことが示された。

参考文献

- [4-1] 日本鋼構造協会：構造物の耐風工学，東京電機大学出版局，1997.
- [4-2] 日本風工学会：風工学ハンドブックー構造・防災・環境・エネルギー，朝倉書店，2007.
- [4-3] 松本勝，松宮央登：明石海峡大橋のフラッター特性に関する検討，土木学会論文集 A, Vol. 65, No. 3, pp. 630-644, 2009.
- [4-4] M. Irvine: Cable Structures, Dover Publications, Inc., 1992.
- [4-5] T. Yukino, T. Kuze: Vibration characteristics in the long span 4 bundled conductors of transmission line, Journal of Wind Engineering, No.89 (Proceeding of 5th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering), pp.193-196, 2001.
- [4-6] J.P. Den Hartog: Mechanical Vibrations, McGraw-Hill, 1956.
- [4-7] G.V. Parkinson, J.D. Smith: The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator, Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 17, pp. 225-239, 1964.

5. 4 導体電線のギャロッピングを対象とした空気力モデルの検討

ギャロッピングの対策箇所の選定には、様々な架線形態の送電線を対象として、どのような構造特性を有する径間において、ギャロッピングが発生し易いかを評価する必要がある。数値解析を用いた検討は様々な条件が任意に設定可能なため、送電線のギャロッピング特性を把握するための有効な手段である。一般的に送電線のギャロッピングの数値解析では、準定常理論に基づいて実験で得られた定常空気力係数を用いて空気力を定式化するが、4 導体電線においては、大振幅加振装置を用いた動的な（非定常）空気力測定実験により、大振幅振動時に空力モーメントなどの空気力を準定常空気力では厳密に表現できない可能性も指摘されている[5-1]。準定常空気力の適用範囲および準定常空気力に基づく数値解析で算出される応答振幅の推定精度について評価する必要があるが、実規模送電線を用いた観測では詳細に把握できない諸条件も多く、十分な検証が困難であった。

本研究では、第4章で示したように、実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験手法を開発した。本実験手法では、風速・振動数（比）・着氷雪形状・迎角などを既知の入力条件として設定でき、応答特性も精度よく計測可能である。また、弾性支持された部分模型の構造特性を表す非線形運動方程式を併せて誘導しており、ギャロッピング発生中に作用する空気力が評価可能である。そこで、本章では4.7.1項で示した風応答測定実験結果を用いて、4 導体電線のギャロッピングへの準定常空気力モデルの適用性を評価する。さらに、大振幅振動時の応答を精度良く再現するための空気力の定式化を検討する。

5.1節では、準定常理論に基づいた空気力の定式化を示し、それを用いた時刻歴応答解析結果を実験結果と比較する。5.2節では、大振幅振動時の応答を精度良く再現するために空気力の定式化を改良し、それを用いた時刻歴応答解析結果を実験結果と比較する。5.3節では、5.1節と5.2節で示した空気力モデルの差異を示し、定式化を改良した空気力モデルを用いる必要性を述べる。

5.1 準定常理論に基づいた空気力の定式化を用いた時刻歴応答解析

5.1.1 準定常理論に基づいた空気力の定式化

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_r 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、一般的に無次元風速（風速を振動数と代表径で除したもの）が十分に大きい時に成り立つとされる[5-2]。4 導体電線に作用する準定常空気力（揚力 L_f 、抗力 D_f 、空力モーメント M_f ）は、図3.3.1、3.3.2に示される4 導体電線全体の空気力係数を用いて、以下のように定式化される。

$$L_f = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4DI (C_{L_f}(\phi_r) \cos \alpha_r + C_{D_f}(\phi_r) \sin \alpha_r) \quad (5.1.1)$$

$$D_f = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4DI (-C_{L_f}(\phi_r) \sin \alpha_r + C_{D_f}(\phi_r) \cos \alpha_r) \quad (5.1.2)$$

$$M_f = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4BDI C_{M_f}(\phi_r) \quad (5.1.3)$$

$$\phi_r = \theta + \alpha_r, \alpha_r = \tan^{-1} \left(\frac{-\dot{y}}{U - \dot{z}} \right), U_r^2 = (U - \dot{z})^2 + (-\dot{y})^2 \quad (5.1.4)$$

ここで、 C_{D_f} 、 C_{L_f} 、 C_{M_f} は式(3.1.3)で定義される4 導体電線全体の抗力・揚力・空力モーメン

ト係数, D は素導体直径[m], B は素導体間隔[m], l は模型長[m], ρ は空気密度[kg/m³], U は風速[m/s], y, z, θ は模型の鉛直変位[m], 水平変位[m], ねじれ角[rad]である. 相対迎角 ϕ_r と相対風速 U_r は, 鉛直速度 \dot{y} , 水平速度 \dot{z} , ねじれ変位 θ の関数であり, これらに伴う空気力が作用する. なお, ここでは 4 導体電線全体で計測された空気力係数を用いて計算を行うことで, 第 3 章で示した風上側素導体の後流域の影響で風下側素導体の空気力が低減する効果も準定常的に考慮されることとなる.

5.1.2 時刻歴応答解析手法

本章では, 第 4 章で示した実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験を対象とした時刻歴応答解析を行う. 本実験手法における模型の振動特性を表す運動方程式 (式(4.2.1)–(4.2.3)) は, 以下のような形で表すことができる.

$$m_q \ddot{q} + 2m_q C_q \dot{q} + K_q(y, z, \theta) = F_q \quad (5.1.5)$$

ここで, q は y, z, θ のいずれかを表し, m_q は質量 m [kg] ($q=y, z$ のとき) もしくは質量慣性モーメント I [kg・m²] ($q=\theta$ のとき), C_q は構造減衰を表す係数, K_q は弾性ひもおよび重力による復元力, F_q は外力 (空気力) である. C_q の詳細は 4.6.2 項を, K_q の詳細は 4.2 節を参照されたい.

式(5.1.5)の右辺の外力項に, 式(5.1.1)–(5.1.3)で算出される準定常空気力 L_f, D_f, M_f を代入することで時刻歴応答解析を行う. ここでは, 時間積分法には 4 次のルンゲ・クッタ法を用いて, 時間刻みは 0.01 秒として, 過渡応答の時間を除いて定常的な応答が得られた 120 秒間のデータを用いて応答特性を評価する. また, 式(4.6.2)に示されるように減衰力係数 C_q は振幅 A_q の関数であるため, 30 秒毎に直前 30 秒間の全振幅 (標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$) を用いて減衰力係数 C_q を更新しながら計算を実施する. なお, 応答特性を評価した 120 秒間では応答が定常になり, 減衰力係数 C_q が一定値を示すことを確認している.

時刻歴応答解析では, 実験同様に支持台側の弾性ひも固定角度 α_s を変えて, 設定ねじれ角を変化させた解析を行う. また, 実験と同様に初期変位を与えて, その影響を評価する. 減衰を大きくしたモデルを用いて静的つり合い位置 (鉛直変位 y_s , 水平変位 z_s , ねじれ角 θ_s) を算出後, 時刻歴応答解析の初期値 (鉛直変位 $y_{t=0}$, 水平変位 $z_{t=0}$, ねじれ角 $\theta_{t=0}$) として, 以下の条件を与えて, 時刻歴応答解析を行う.

- ・初期変位あり (with I.D.) : ($y_{t=0}, z_{t=0}, \theta_{t=0}$) = ($y_s - 0.5$ [m], $z_s + 0.5$ [m], $\theta_s + 45$ [°])
- ・初期変位なし (without I.D.) : ($y_{t=0}, z_{t=0}, \theta_{t=0}$) = (y_s [m], z_s [m], θ_s [°])

5.1.3 時刻歴応答解析結果の実験結果との比較

第 4 章で示した風応答測定実験において, 「二次元端板」を用いた Case1, Case2 を解析対象とする. 本実験で対象とした着氷雪 4 導体電線全体の空気力係数は図 4.5.4 に, Den Hartog の条件値[5-3]は図 4.5.5 に示される. 表 4.5.2 に示される実験緒元および, 表 4.6.1 に示される自由振動実験から得られた構造減衰に関する係数を用いて, 5.1.2 項に示される手順で時刻歴応答解析を実施した. 本ケースに対する模型の構造特性を表す運動方程式の左辺の妥当性は, 図 4.6.1 において確かめられている. 時刻歴応答解析と風応答測定実験で得られた平均ねじれ角に対する全振幅 (標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$) 特性を比較したものを図 5.1.1, 5.1.2 に示す.

図 5.1.1 に示されるように, Case1 ($U=6.7$ m/s) では, 「初期変位なし」の場合には, 応答

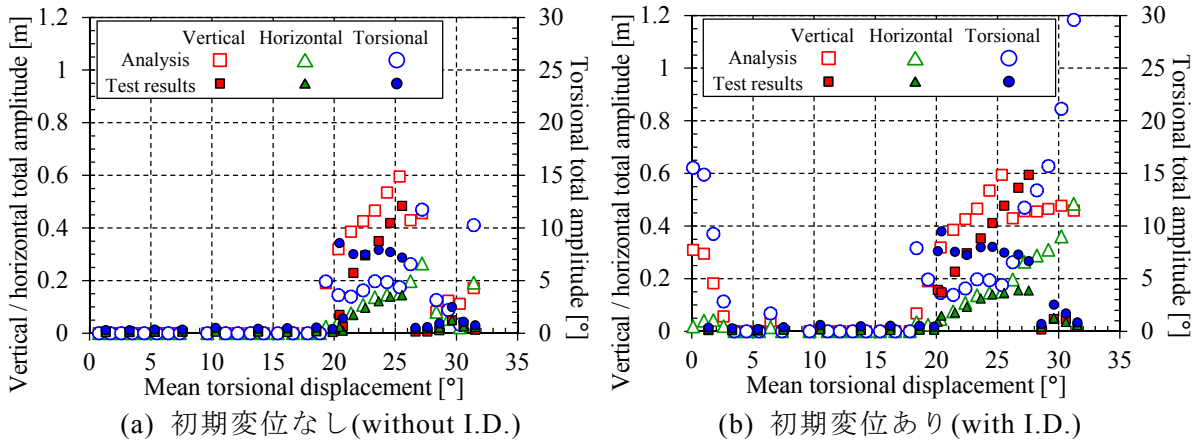


図 5.1.1 準定常空気力モデルによる時刻歴応答解析結果と実験結果の応答特性の比較
(Case1, $U=6.7$ m/s)

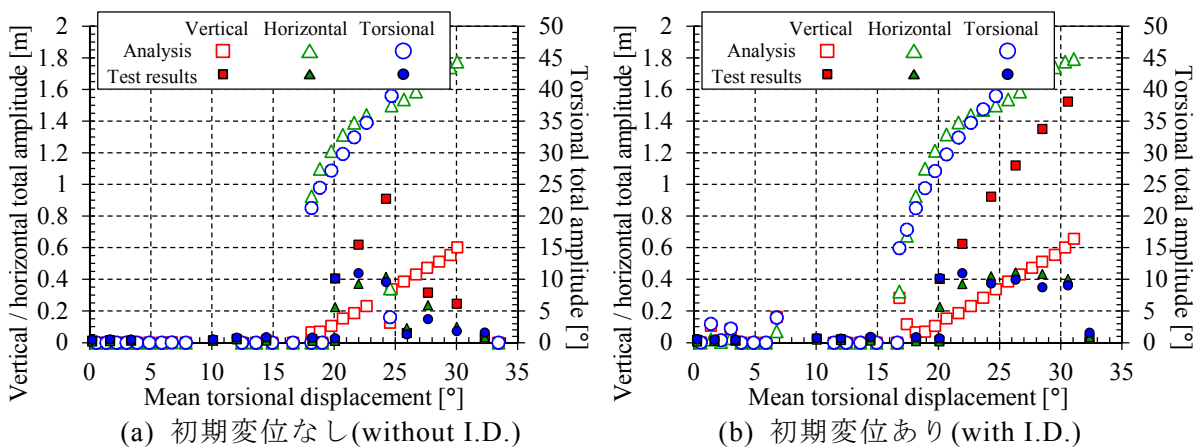


図 5.1.2 準定常空気力モデルによる時刻歴応答解析結果と実験結果の応答特性の比較
(Case2, $U=10.2$ m/s)

解析結果と実験結果は近い傾向を示している。また、「初期変位あり」の場合でも平均ねじれ角が 20–25 度程度の範囲では、「初期変位なし」の場合と同じ応答解析結果が得られており、実験結果とも近い傾向を示す。しかし、応答解析では平均ねじれ角が 0 度付近、30 度付近においても大きな振動が生じており、実験結果と異なる傾向を示している。また、図 5.1.2 に示されるように、Case2（風速 10.2m/s）では、平均ねじれ角が 20 度付近より大きくなるに従って、応答解析でも振幅が大きくなる傾向は再現されているものの、その鉛直振幅は実験結果に比べて小さく、水平・ねじれ振動が卓越した振動となっている。

以上のように、式(5.1.1)–(5.1.3)で算出される準定常空気力モデルを用いた応答解析では、初期変位を与えることで過渡的に大きな応答が生じる場合や風速が高い場合に、実験の応答特性が再現できないことが示された。既往の研究で、大振幅加振試験により計測した 4 導体電線に作用する非定常空気力において、ねじれ速度に比例する空気力があることが指摘されており [5-1]、式(5.1.1)–(5.1.3)に示される準定常理論に基づく空気力の定式化では、ねじれ速度に伴う空気力が考慮できないため、応答解析により実験結果を再現できなかったものと考えられる。この点については、5.2 節で示す改良した空気力モデルとの比較によって、5.3 節にて詳細に考察する。

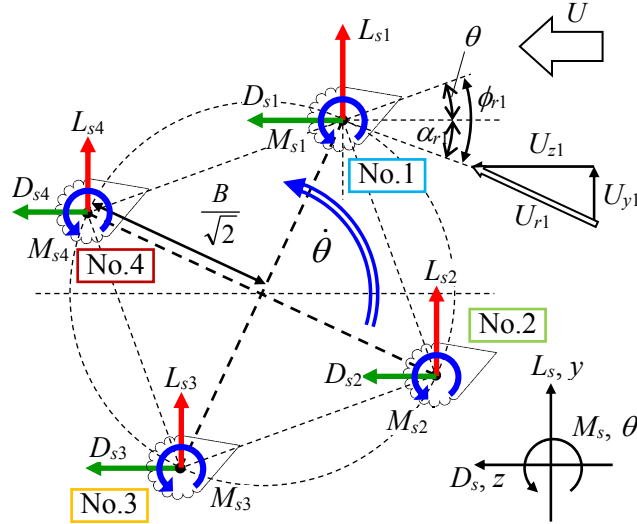


図 5.2.1 導体番号および素導体毎に定義される各変数

5.2 空気力の定式化の改良およびそれを用いた時刻歴応答解析

5.2.1 空気力の定式化の改良—素導体毎の準定常空気力の定式化—

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、素導体毎の相対迎角・相対風速を定式化して素導体毎の準定常空気力を算出することで、ねじれ速度に伴って発生する空気力が導出される。ここで、図 5.2.1 に示されるように素導体番号および各変数を定義すると、各素導体における相対迎角 ϕ_{ri} ・相対風速 U_{ri} ($i=1-4$) は下記のように求めることができる。

$$\phi_{ri} = \theta + \alpha_{ri}, \alpha_{ri} = \tan^{-1} \left(\frac{U_{yi}}{U_{zi}} \right), U_{ri} = \sqrt{U_{yi}^2 + U_{zi}^2} \quad (5.2.1)$$

$$\begin{aligned} U_{y1} &= -\dot{y} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z1} = U - \dot{z} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{y2} = -\dot{y} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z2} = U - \dot{z} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), \\ U_{y3} &= -\dot{y} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z3} = U - \dot{z} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{y4} = -\dot{y} + \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right), U_{z4} = U - \dot{z} - \frac{B}{\sqrt{2}} \dot{\theta} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

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} ($i=1-4$)) は、以下のように定式化される。

$$L_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D l (C_{Li}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri} + C_{Di}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri}), \quad (5.2.3)$$

$$D_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D l (-C_{Li}(\phi_{ri}) \sin \alpha_{ri} + C_{Di}(\phi_{ri}) \cos \alpha_{ri}), \quad (5.2.4)$$

$$M_{si} = \frac{1}{2} \rho U_{ri}^2 D^2 l C_{Mi}(\phi_{ri}) \quad (5.2.5)$$

ここで、 C_{Di} 、 C_{Li} 、 C_{Mi} ($i=1-4$) は各素導体の抗力・揚力・空力モーメント係数である。

さらに、4 導体電線全体の空気力（揚力 L_s 、抗力 D_s 、空力モーメント M_s ）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。

$$L_s = \sum_{i=1}^4 L_{si}, D_s = \sum_{i=1}^4 D_{si} \quad (5.2.6)$$

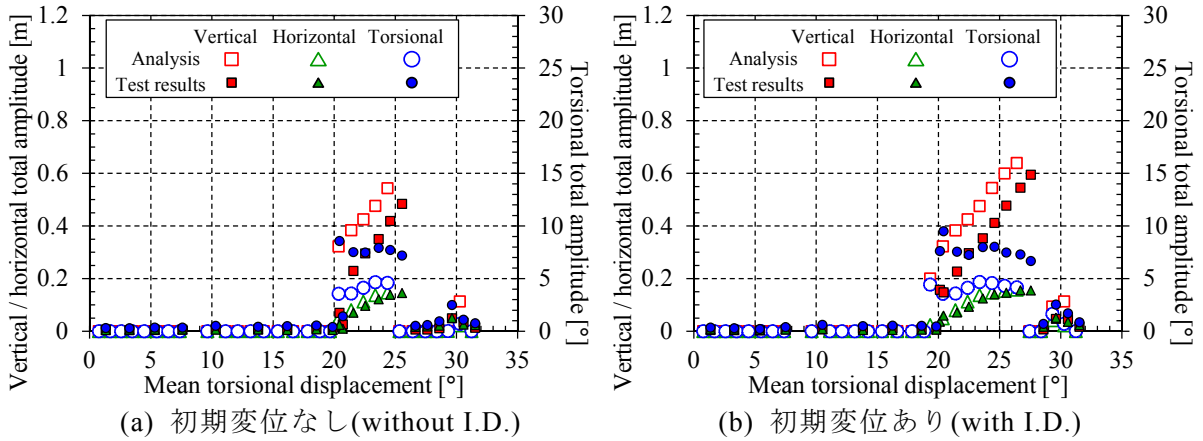


図 5.2.2 素導体毎に定式化した準定常空気力モデル（改良した空気力モデル）による時刻歴応答解析結果と実験結果の応答特性の比較（Case1, $U=6.7$ m/s）

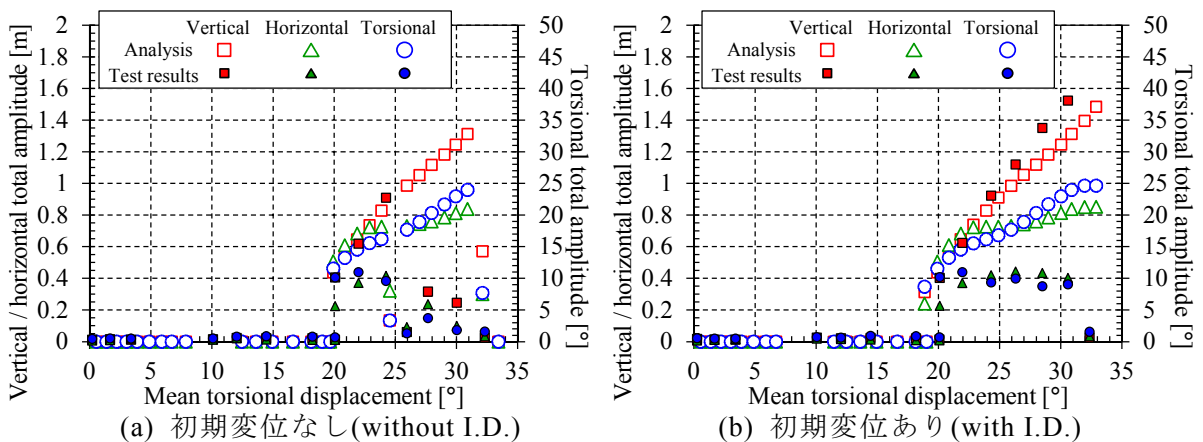


図 5.2.3 素導体毎に定式化した準定常空気力モデル（改良した空気力モデル）による時刻歴応答解析結果と実験結果の応答特性の比較（Case2, $U=10.2$ m/s）

$$M_s = \sum_{i=1}^4 M_{si} + \frac{B}{\sqrt{2}} (L_{s1} - D_{s2} - L_{s3} + D_{s4}) \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) + \frac{B}{\sqrt{2}} (D_{s1} + L_{s2} - D_{s3} - L_{s4}) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta\right) \quad (5.2.7)$$

以上、式(5.2.6)、(5.2.7)に式(5.2.3)–(5.2.5)を代入して空気力を定式化することで、式(5.1.1)–(5.1.3)を用いて定式化した場合には考慮されないねじれ速度に伴って発生する空気力が含まれた定式化に改良された。なお、ねじれ速度が0の場合において、両定式化で導出される空気力は一致する。

5.2.2 時刻歴応答解析結果の実験結果との比較

5.1.2 項に示される方法と同様に、式(5.1.5)の右辺の外力項に、式(5.2.1)–(5.2.7)で算出される準定常空気力 L_s , D_s , M_s を代入することで、素導体毎に定式化された準定常空気力モデル（定式化を改良した空気力モデル）を用いた時刻歴応答解析を行う。「二次元端板」を用いた Case1, Case2 を解析対象として、時刻歴応答解析と風応答測定実験で得られた平均ねじれ角に対する全振幅（標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）特性を比較したものを図 5.2.2, 5.2.3 に示す。素導体毎の空気力係数は、図 3.3.6 に示されるものを用いた。

図 5.2.2, 5.2.3 に示されるように、本応答解析結果は、鉛直全振幅の特性など全体的に実験結果と近い傾向を示す。図 5.1.1, 5.1.2 と図 5.2.2, 5.2.3 を比較すると、素導体毎に準定常

空気力を定式化するモデルを用いることで、4 導体電線全体で準定常空気力を定式化するモデルに比べて、応答解析精度が大幅に改善されることが分かる。また、応答解析で実験同様に初期変位に依存した応答特性が得られている。ただし、図 5.2.3 に示されるように、風速 10.2 m/s では実験で振動が発生しなかった平均ねじれ角でも大振幅の振動が発生する結果が得られた。実験において、風洞高さなどの制約から十分な振幅が発生する応答が得られなかったことや、模型製作上での僅かな差異による空気力特性の違いも要因と考えられるが、詳細については初期変位の大きさをより精確に定義した上で、その大きさを変化させた実験などにより、検証する必要がある。

5.3 定式化を改良した空気力モデルと従来の準定常空気力モデルとの差異

5.2 節で示されるように、風応答測定実験で得られた応答特性を再現するためには、4 導体電線全体で準定常空気力を定式化するモデル（従来の準定常空気力モデル）ではなく、素導体毎に準定常空気力を定式化するモデル（定式化を改良した空気力モデル）を用いる必要があることが明らかになった。両モデルともに、準定常理論に基づいた定式化であるが、その違いは式(5.1.1)–(5.1.3)と式(5.2.1)–(5.2.7)を比較すると明確であり、改良した空気力モデルでは、4 導体電線全体のねじれ速度に起因する空気力が作用する。以下では、ねじれ速度に起因する空気力が及ぼす影響について考察して、改良した空気力モデルを用いる必要性について述べる。

5.3.1 ねじれ速度に起因する線形化した空気力

式(5.2.1)–(5.2.7)を用いた場合に、ねじれ速度によってどのような空気力が発生するかを示すために、線形化した変動空気力を導く。まず、従来の準定常空気力モデルである式(5.1.1)–(5.1.3)では、鉛直速度・水平速度・ねじれ変位に伴う空気力が作用し、つり合い位置（ねじれ角 $\theta = \theta_s$ ）からの微小変形を仮定することによって、線形化した変動空気力（揚力 L_U 、抗力 D_U 、空力モーメント M_U ）が以下のように導出される。

$$L_U = \frac{1}{2} \rho U^2 D l \left\{ - \left(C'_{L_f}(\theta_s) + C_{D_f}(\theta_s) \right) \frac{\dot{y}}{U} + C'_{L_f}(\theta_s) \theta - 2 C_{L_f}(\theta_s) \frac{\dot{z}}{U} \right\} \quad (5.3.1)$$

$$D_U = \frac{1}{2} \rho U^2 D l \left\{ - \left(- C_{L_f}(\theta_s) + C'_{D_f}(\theta_s) \right) \frac{\dot{y}}{U} + C'_{D_f}(\theta_s) \theta - 2 C_{D_f}(\theta_s) \frac{\dot{z}}{U} \right\} \quad (5.3.2)$$

$$M_U = \frac{1}{2} \rho U^2 D B l \left\{ - C'_{M_f}(\theta_s) \frac{\dot{y}}{U} + C'_{M_f}(\theta_s) \theta - 2 C_{M_f}(\theta_s) \frac{\dot{z}}{U} \right\} \quad (5.3.3)$$

ここで、 $C'_F(\theta_s)$ は空気力係数 C_F の θ_s における迎角に対する勾配である。式(5.3.1)–(5.3.3)では 4 導体電線全体の空気力係数 C_{D_f} 、 C_{L_f} 、 C_{M_f} を用いて表したが、式(3.3.1)–(3.3.3)の關係を用いると、素導体毎の空気力係数 C_{D_i} 、 C_{L_i} 、 C_{M_i} ($i=1-4$) を用いて表すこともできる。その結果、改良した空気力モデルから導出される鉛直速度・水平速度・ねじれ変位に伴う変動空気力も、式(5.3.1)–(5.3.3)と一致することが分かる。

一方、改良した空気力モデルでは、素導体毎に準定常空気力を定式化することにより、ねじれ速度に伴う空気力が発生する。式(5.2.6)、(5.2.7)に式(5.2.3)–(5.2.5)を代入して、つり合い位置（ねじれ角 $\theta = \theta_s$ ）からの微小変形を仮定することによって、ねじれ速度によって生じる変動空気力（揚力 $L_{s\dot{\theta}}$ 、抗力 $D_{s\dot{\theta}}$ 、空力モーメント $M_{s\dot{\theta}}$ ）は以下のように表される。

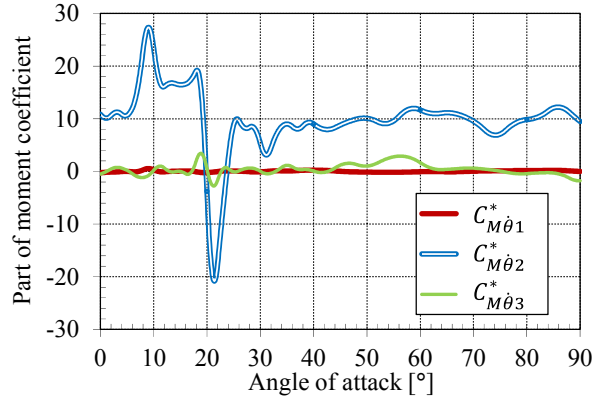


図 5.3.1 ねじれ速度に伴う空力モーメントの線形化された変動成分

$$L_{s\dot{\theta}} = \frac{1}{2} \rho U \frac{B}{\sqrt{2}} D l \dot{\theta} \times \left\{ \begin{aligned} &(-2C_{L1}(\theta_s) - (C'_{L2}(\theta_s) + C_{D2}(\theta_s)) + 2C_{L3}(\theta_s) + (C'_{L4}(\theta_s) + C_{D4}(\theta_s))) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \\ &+ (- (C'_{L1}(\theta_s) + C_{D1}(\theta_s)) + 2C_{L2}(\theta_s) + (C'_{L3}(\theta_s) + C_{D3}(\theta_s)) - 2C_{L4}(\theta_s)) \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \end{aligned} \right\} \quad (5.3.4)$$

$$D_{s\dot{\theta}} = \frac{1}{2} \rho U \frac{B}{\sqrt{2}} D l \dot{\theta} \times \left\{ \begin{aligned} &(-2C_{D1}(\theta_s) - (-C_{L2}(\theta_s) + C'_{D2}(\theta_s)) + 2C_{D3}(\theta_s) + (-C_{L4}(\theta_s) + C'_{D4}(\theta_s))) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \\ &+ (-(-C_{L1}(\theta_s) + C'_{D1}(\theta_s)) + 2C_{D2}(\theta_s) + (-C_{L3}(\theta_s) + C'_{D3}(\theta_s)) - 2C_{D4}(\theta_s)) \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \end{aligned} \right\} \quad (5.3.5)$$

$$M_{s\dot{\theta}} = \frac{1}{2} \rho U \frac{B^2}{2} D l \dot{\theta} \times (C_{M\dot{\theta}1}^* + C_{M\dot{\theta}2}^* + C_{M\dot{\theta}3}^*) \quad (5.3.6)$$

$$C_{M\dot{\theta}1}^* = -\frac{\sqrt{2}D}{B} \times \left\{ \begin{aligned} &(2C_{M1}(\theta_s) + C'_{M2}(\theta_s) - 2C_{M3}(\theta_s) - C'_{M4}(\theta_s)) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \\ &+ (C'_{M1}(\theta_s) - 2C_{M2}(\theta_s) - C'_{M3}(\theta_s) + 2C_{M4}(\theta_s)) \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_s\right) \end{aligned} \right\} \quad (5.3.7)$$

$$\begin{aligned} C_{M\dot{\theta}2}^* &= -\frac{1}{2} \times (C'_{L1}(\theta_s) + C'_{L2}(\theta_s) + C'_{L3}(\theta_s) + C'_{L4}(\theta_s) + 3C_{D1}(\theta_s) + 3C_{D2}(\theta_s) + 3C_{D3}(\theta_s) + 3C_{D4}(\theta_s)) \\ &= -2 \times (C'_{L1}(\theta_s) + 3C_{D1}(\theta_s)) \end{aligned} \quad (5.3.8)$$

$$\begin{aligned} C_{M\dot{\theta}3}^* &= -\frac{1}{2} \times \{ (-C'_{L1}(\theta_s) + C'_{L2}(\theta_s) - C'_{L3}(\theta_s) + C'_{L4}(\theta_s) + C_{D1}(\theta_s) - C_{D2}(\theta_s) + C_{D3}(\theta_s) - C_{D4}(\theta_s)) \sin(2\theta_s) \\ &\quad + (C'_{D1}(\theta_s) - C'_{D2}(\theta_s) + C'_{D3}(\theta_s) - C'_{D4}(\theta_s) + C_{L1}(\theta_s) - C_{L2}(\theta_s) + C_{L3}(\theta_s) - C_{L4}(\theta_s)) \cos(2\theta_s) \} \end{aligned} \quad (5.3.9)$$

式(5.3.4)–(5.3.6)の各項の中で $C_{M\dot{\theta}2}^*$ 以外の項は、各素導体に作用する空気力の差から生じる項となる。第3章で示した通り、4導体電線では風上側素導体の後流域の影響で素導体毎の空気力に少し差が生じるが、式(5.3.4)–(5.3.6)の各項の中では相対的に式(5.3.8)の $C_{M\dot{\theta}2}^*$ の影響が大きくなると考えられる。ここで、ねじれ速度によって空力モーメントとして作用する $C_{M\dot{\theta}1}^*$, $C_{M\dot{\theta}2}^*$, $C_{M\dot{\theta}3}^*$ の値を図 5.3.1 に示す。図に示されるように、 $C_{M\dot{\theta}2}^*$ はそれ以外の項に比べて顕著に大きい。この項は、ねじれ振動系における空力減衰項であり、迎角 20~24 度の範囲では大きく負値を示すため、ねじれ振動系に大きな励振力として働くことになる。また、 $C'_{L1}(\theta_s) + 3C_{D1}(\theta_s)$ という式は、鉛直振動系における空力減衰項に含まれる $C'_{L1}(\theta_s) + C_{D1}(\theta_s)$ (Den Hartog の条件値) と似た形となる。本研究で対象としている着氷雪電線のギャロッピングは、Den Hartog の条件を満たす迎角付近、もしくは揚力係数が急な負勾配を示す範囲で発生するため、この項の影響は無視できないと考えられる。

5.3.2 ねじれ速度を考慮した空気力の定式化の一般化

改良した空気力モデルの式(5.2.1)–(5.2.7)は、以下のように、従来の準定常空気力の定式化と同じような形に式を変形することができる。

$$L_s = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4Dl \left(C_{L_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \cos \alpha_r + C_{D_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \sin \alpha_r \right), \quad (5.3.10)$$

$$D_s = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4Dl \left(-C_{L_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \sin \alpha_r + C_{D_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \cos \alpha_r \right), \quad (5.3.11)$$

$$M_s = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4BDl C_{M_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right), \quad (5.3.12)$$

$$\phi_r = \theta + \alpha_r, \quad \alpha_r = \tan^{-1} \left(\frac{-\dot{y}}{U - \dot{z}} \right), \quad U_r^2 = (U - \dot{z})^2 + (-\dot{y})^2 \quad (5.3.13)$$

ここで、 $C_{L_f}^*, C_{D_f}^*, C_{M_f}^*$ 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。また、それぞれの係数は、式(5.2.1)–(5.2.7)より以下のように導かれる。

$$C_{L_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 C_{L_i}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right), \quad C_{L_i}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = U_{ri}^{*2} \{ C_{L_i}(\phi_{ri}) \cos(\phi_{ri} - \phi_r) + C_{D_i}(\phi_{ri}) \sin(\phi_{ri} - \phi_r) \}, \quad (5.3.14)$$

$$C_{D_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 C_{D_i}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right), \quad C_{D_i}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = U_{ri}^{*2} \{ -C_{L_i}(\phi_{ri}) \sin(\phi_{ri} - \phi_r) + C_{D_i}(\phi_{ri}) \cos(\phi_{ri} - \phi_r) \}, \quad (5.3.15)$$

$$C_{M_f}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) = \frac{D}{4B} \sum_{i=1}^4 U_{ri}^{*2} C_{M_i} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \left(+C_{L1}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) - C_{D2}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) - C_{L3}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) + C_{D4}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \right) \cos \phi_r \\ + \frac{1}{4\sqrt{2}} \left(+C_{D1}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) + C_{L2}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) - C_{D3}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) - C_{L4}^* \left(\phi_r, \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right) \right) \sin \phi_r \quad (5.3.16)$$

各素導体における相対迎角 ϕ_{ri} ・ 相対風速 U_{ri} ($i=1-4$) は、相対迎角 ϕ_r と無次元ねじれ速度 $B\dot{\theta}/U_r$ の関数として以下のように表される。

$$\phi_{r1} = \tan^{-1} \left\{ \frac{\left(\sin \phi_r - \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)}{\left(\cos \phi_r - \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)} \right\}, \quad U_{r1}^* = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)^2 + \frac{B\dot{\theta}}{U_r} (-\cos \phi_r - \sin \phi_r)}, \\ \phi_{r2} = \tan^{-1} \left\{ \frac{\left(\sin \phi_r - \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)}{\left(\cos \phi_r + \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)} \right\}, \quad U_{r2}^* = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)^2 + \frac{B\dot{\theta}}{U_r} (+\cos \phi_r - \sin \phi_r)}, \\ \phi_{r3} = \tan^{-1} \left\{ \frac{\left(\sin \phi_r + \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)}{\left(\cos \phi_r + \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)} \right\}, \quad U_{r3}^* = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)^2 + \frac{B\dot{\theta}}{U_r} (+\cos \phi_r + \sin \phi_r)}, \\ \phi_{r4} = \tan^{-1} \left\{ \frac{\left(\sin \phi_r + \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)}{\left(\cos \phi_r - \frac{1}{2} \frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)} \right\}, \quad U_{r4}^* = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{B\dot{\theta}}{U_r} \right)^2 + \frac{B\dot{\theta}}{U_r} (-\cos \phi_r + \sin \phi_r)} \quad (5.3.17)$$

式(5.3.10)–(5.3.17)より、改良した空気力モデルでは、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ことが分かる。図5.3.2に式(5.3.14)–(5.3.17)を用いて算出された、相対迎角 ϕ_r と無次元ねじれ速度 $B\dot{\theta}/U_r$ の二変数関数として新たに定義する揚力、抗力、空力モーメント係数を示す。図に示されるように、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。一方、空力モーメント係数 $C_{M_f}^*$ においては、無次元ねじれ速度に伴い値が大きく変化することが分かる。このことからねじれ速度に伴う空気力の影響は大きく、改良した空気力モデルを用いてその影響を加味する必要があることが分かる。

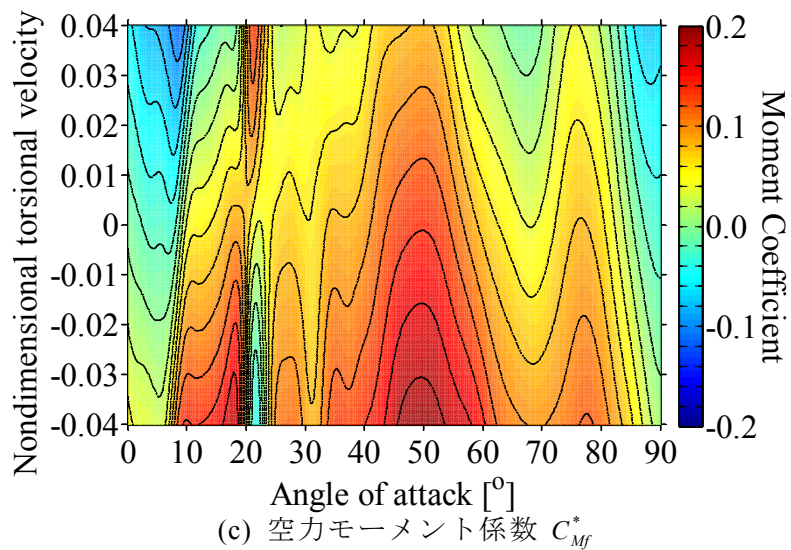
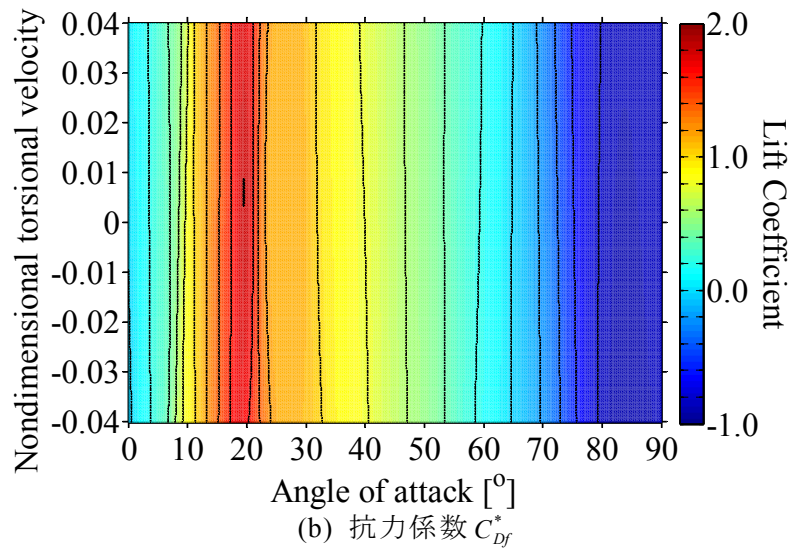
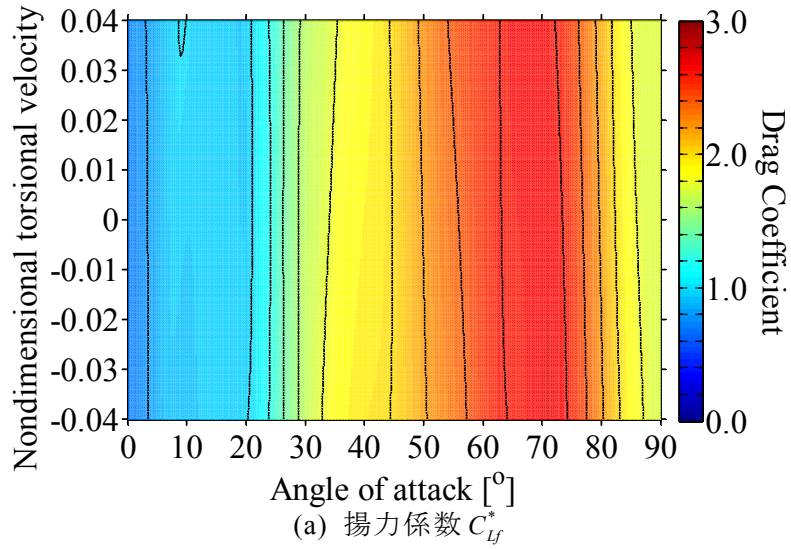


図 5.3.2 迎角と無次元ねじれ速度の二変数関数として定義する空気力係数 (素導体毎に定式化する準定常空気力から算出, 三角中)

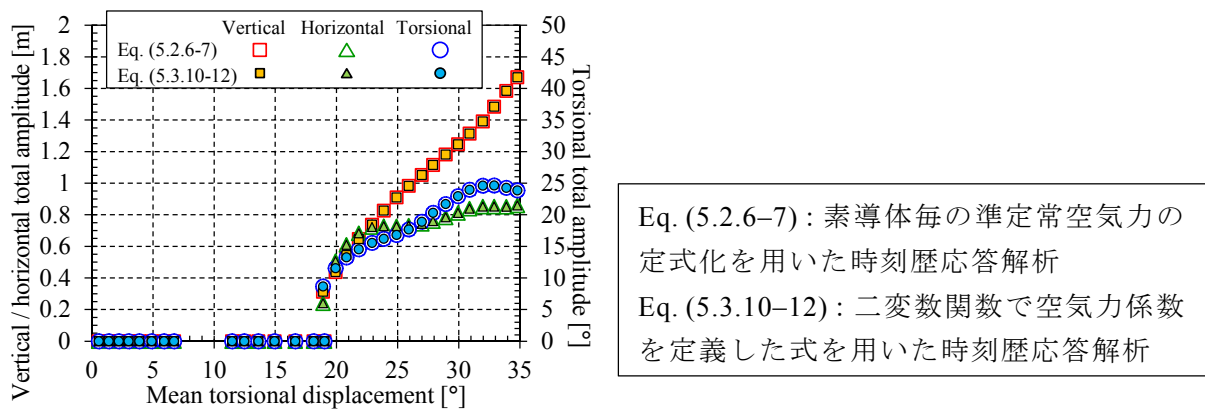


図 5.3.3 無次元ねじれ速度を用いた空気力モデルによる時刻歴応答解析結果の検証

また、式(5.3.10)–(5.3.12)の空気力の定式化および図 5.3.2 に示される空気力係数を用いて、時刻歴応答解析をすることも可能である。式(5.1.5)の右辺の外力項に、式(5.3.10)–(5.3.12)で算出される空気力 L_s , D_s , M_s を代入した式を用いると、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除いて、従来の準定常空気力を用いた解析と同様の手順で解析を行うことができる。図 5.3.3 では、式(5.3.10)–(5.3.12)で示される空気力の定式化を用いて、「Case2・初期変位あり」を対象として時刻歴応答解析を実施した結果を、図 5.2.3 (b)に示した時刻歴応答解析結果と比較する。両解析では、本来同じ式を用いており、結果は完全に一致することが確認できる。

木村ら[5-1]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。式(5.3.10)–(5.3.12)は、振動中の物体に作用する空気力を従来の準定常空気力に準じた時刻歴応答解析が可能な形で表した式である。さらに、4 導体電線においては、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が、理論的に算出できることが示された。本研究では、4 導体電線を対象としているが、式(5.3.10)–(5.3.12)の定式化は他の異なる断面形状を有する構造物の応答解析にも適用可能であると考えられる。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により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(5.3.10)–(5.3.12)を用いてねじれ速度に伴う空気力の影響を考慮した応答特性評価につながる可能性がある。適用範囲などについては、今後更なる検討を行う。

5.3.3 素導体毎に準定常空気力を定式化する意味合いおよびその必要性

多導体電線を対象とした応答解析に関する既往の研究では、構造的に素導体毎の独立した動きを考慮しているモデル[5-4, 5-5]と、素導体毎の独立した動きを考慮しない等価単導体モデル[5-6, 5-7, 5-8, 5-9]を用いたものがあり、評価方法や計算負荷などを踏まえて使いやすいものが、それぞれ用いられてきた。前者の数値解析では、素導体毎が独立して動くことで、導体間の流れの干渉（後流域の影響など）が変化するため、それが素導体毎の空気力に与える影響についての評価に課題は残るが、必然的に素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルを用いていることとなる。一方で、後者の数値解析や多導体電線部分模型を用いた実験に基づく分析[5-1, 5-10, 5-11]のように、多導体電線全体が一体として動くこ

とを前提としている場合には、多導体電線全体で準定常空気力を定式化するモデルで解析および分析が実施されていることが多い。本研究で示したように、準定常空気力の定式化において、4 導体電線全体で定式化するモデルと素導体毎に定式化するモデルは明確に異なり、素導体毎に定式化するモデルでなければ実際の応答特性をうまく再現できない。そのため、多導体全体が一体として動くことを前提とした場合でも、準定常空気力に基づく解析・現象解明を行う際には、素導体毎に準定常空気力を定式化する必要があることが明らかになった。

ただし、素導体毎に準定常空気力を定式化する場合でも、水平・ねじれ全振幅の特性は実験結果と少し異なる値を示す。また、振動現象を評価する上では、振幅に加えて位相も重要な要素となる。今後、振動数比や迎角・着雪形状・風速などの諸元を変えた実験を実施し、素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルの適用範囲を検証するとともに、振幅に加えて位相も含めた応答特性が応答解析で再現されるかを検証する必要がある。また、逆解析を用いた振動中の物体に作用する空気力の導出、加振装置を用いた動的空気力測定実験などにより、ねじれ速度項の影響をはじめ、空気力の定式化について更なる検討が必要である。

5.4 まとめ

本章では、第4章で示した実送電線のギャロッピングを再現した風応答測定実験結果を用いて、4 導体電線のギャロッピングへの準定常空気力モデルの適用性を評価した。また、大振幅振動時の応答を精度良く再現するために空気力の定式化を改良した。以下に、本章の結論および今後の課題を示す。

5.4.1 結論

- 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、4 導体電線全体で準定常空気力を定式化するモデルでは、初期変位を与えることで過渡的に大きな応答が生じる場合や風速が高い場合に、時刻歴応答解析により実験の応答特性が再現できないことを示した。
- 素導体毎の相対迎角・相対風速および空気力係数を用いて、素導体毎に準定常空気力を定式化するように改良したモデルでは、鉛直全振幅の特性など全体的に実験の応答特性が再現できることを示した。
- 素導体毎に準定常空気力を定式化することで、4 導体電線全体で準定常空気力を定式化した場合には考慮できないねじれ速度に伴う空気力が導出されることを示した。また、ねじれ速度に伴う空気力の影響について定量的に評価し、素導体毎に準定常空気力を定式化する必要性を明らかにした。
- 素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルは、その瞬間の相対迎角・相対風速・無次元ねじれ速度を用いて時々刻々の空気力を評価していることと等価であることを示し、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気力係数を用いた時刻歴応答解析が可能であることを示した。

5.4.2 今後の課題

- ・素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルを用いた場合でも、応答解析結果と実験結果に差がみられた。今後、逆解析を用いた振動中の物体に作用する空気力の導出、加振装置を用いた非定常空気力測定実験などにより、ねじれ速度項の影響をはじめ、空気力の定式化について更なる検討が必要である。また、振動数比や迎角・着雪形状・風速などの諸元を変えて同様の風応答測定実験と時刻歴応答解析との比較を行い、素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルの適用範囲を検証する必要がある。
- ・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気力係数を用いた時刻歴応答解析は、他の異なる断面形状を有する構造物の応答解析にも適用可能であると考えられる。迎角と無次元ねじれ速度に依存する空気力係数を実験により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、ねじれ速度に伴う空気力の影響を考慮した応答特性評価につながる可能性があり、今後更なる検討が必要である。

参考文献

- [5-1] 木村吉郎, 井上学, 藤野陽三, 雪野昭寛, 井上浩男, 森下弘吉: 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性, 構造工学論文集, Vol. 46A, pp. 1055-1062, 2000.
- [5-2] 日本風工学会: 風工学ハンドブックー構造・防災・環境・エネルギーー, 朝倉書店, 2007.
- [5-3] J.P. Den Hartog: Mechanical Vibrations, McGraw-Hill, 1956.
- [5-4] 山岡勝, 長谷川淳: 2 導体法による架空送電線のギャロッピングシミュレーション計算, 電気学会論文集 B, Vol. 116, pp. 539-546, 1996.
- [5-5] 清水幹夫, 佐藤順一: 4 導体送電線のギャロッピング観測およびシミュレーション, 構造工学論文集, Vol. 47A, pp. 479-488, 2001.
- [5-6] 山岡勝, 長谷川淳: 等価単導体を用いたシミュレーション計算結果による架空送電線のギャロッピング基本特性, 電気学会論文集 B, Vol. 114, pp.1091-1098, 1994.
- [5-7] 大熊武司, 加々見淳, 中内一志, 菊池武彦, 武田浩三, 丸川比佐夫: 風の乱れを考慮した架空送電線のギャロッピング解析, 電気学会論文誌 B 電力・エネルギー部門誌, Vol. 118, No. 12, pp. 1386-1397, 1998.
- [5-8] 山口宏樹, 謝旭, 雪野昭寛: 多導体送電線のギャロッピング特性に関する考察, 第 15 回風工学シンポジウム論文集, pp. 563-568, 1998.
- [5-9] Q. Zhang, N. Popplewell, A.H. Shah: Galloping of bundle conductor, Journal of Sound and Vibration, Vol. 234, pp. 115-134, 2000.
- [5-10] 田中伸英, 木村吉郎, 藤野陽三, 雪野昭寛, 井上浩男: 着氷 4 導体送電線の大振幅対風挙動, 土木学会年次学術講演会講演概要集第 1 部(B), Vol. 53, pp. 114-115, 1998.
- [5-11] 清水幹夫, 石原孟, ファバンフック: 着氷雪 4 導体および単導体送電線のギャロッピング現象の解明 (その 1) ー部分模型の風洞内ギャロッピング再現実験ー, 電力中央研究所報告, N04024, 2005.

6. 4 導体電線のギャロッピングの発生要因および応答特性の解明

風工学の分野において、「ギャロッピング」と言えば一般的に鉛直 1 自由度空力不安定振動を指す[6-1]。一方、送電線においては、着氷雪時に発生する大振幅振動現象を慣例的に「ギャロッピング」と呼んでおり、第 2 章の観測結果でも示されるように、鉛直振動に加えて水平・ねじれ振動を伴う 3 自由度振動現象である。中村ら[6-2]は、送電線における鉛直振動に水平・ねじれ振動が連成したギャロッピングを広義のフラッターと位置付けており、その分類として、鉛直振動とねじれ振動の連成項によって系が不安定になっている連成（クラシカル）フラッター型と、水平・ねじれ振動の連成が生じているものの、本質的には Den Hartog の条件式[6-3]で表される鉛直 1 自由度振動系において系が不安定になっている Den Hartog 型があるとしている。ギャロッピングの発生要因および応答特性を把握し、ギャロッピングが発生し易い条件を明らかにすることで、実送電線において対策が必要な箇所の特定や対策方法の検討につながる。

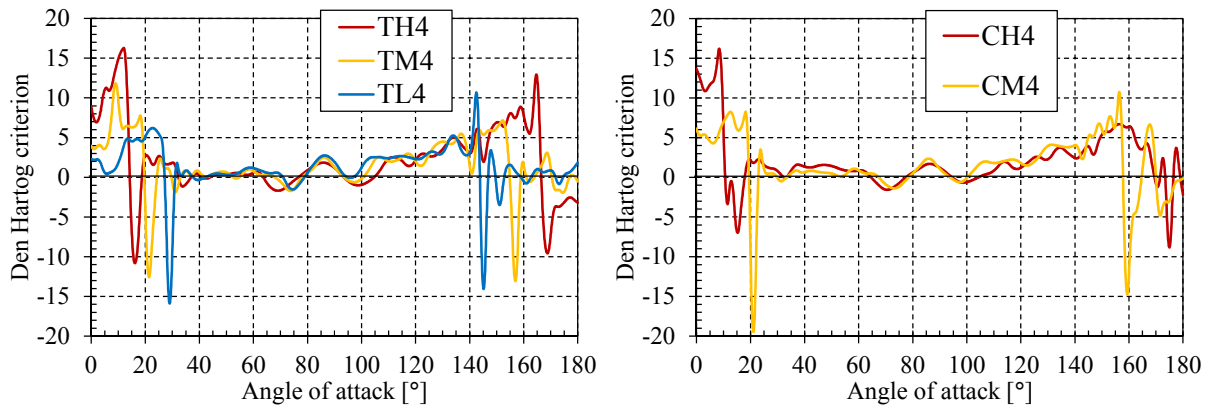
第 5 章では、4 導体電線において素導体毎に準定常空気力を定式化することにより、大振幅振動時の応答を精度良く再現できることを示した。また、第 3 章に示されるように、5 種類の着氷雪形状を有する 4 導体電線の各素導体に作用する空気力係数を圧力測定実験により取得している。そのため、測定された空気力係数および改良した空気力モデルを用いることで、様々な条件を対象として数値解析による応答特性の解明が可能となった。そこで、1 質点系を対象として線形不安定解析および時刻歴応答解析を行い、着氷雪 4 導体電線におけるギャロッピングの発生要因および応答特性を解明する。解析においては、着氷雪形状、迎角、自由度、振動数比をパラメータとして、応答が大きくなる要因を特定する。また、時刻歴応答解析で大きな応答が得られた条件において、第 4 章で示した部分模型の弾性支持方法を用いた風応答測定実験を実施し、解析により確認されたギャロッピングの発生要因および応答特性の検証を行う。

6.1 節では、解析対象・条件および解析手法を示す。6.2 節では、複素固有値解析法による線形不安定解析結果を示し、線形系におけるギャロッピングの発生条件を考察する。6.3 節では、鉛直 1 自由度系を対象とした時刻歴応答解析結果に基づき、空気力の非線形性に起因する非線形振動の特徴およびその振幅評価方法について示す。6.4 節では、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系を対象とした時刻歴応答解析結果に基づき、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系におけるギャロッピングの発生要因および応答特性を解明する。6.5 節では、6.4 節で示したギャロッピングの応答特性を、風応答測定実験により検証する。

6.1 解析対象・条件および解析手法

6.1.1 解析対象・条件

本章では、図 3.1.2 に示される 5 種類の着氷雪形状を対象として線形不安定解析および時刻歴応答解析を実施する。第 5 章に示されるように、解析の際には素導体毎に準定常空気力を定式化するため、空気力係数は圧力測定実験で計測された図 3.3.4-9 および図 3.3.2 に示されるものを用いた。5 種類の着氷雪形状を有する 4 導体電線の Den Hartog の条件値 ($=C_D+dC_L/d\theta$) を図 6.1.1 に示す。Den Hartog の条件値が負の迎角において、鉛直 1 自由度系において空力的に不安定となり、励振力が構造減衰を上回る際に振動が発生する。



TH4: 「三角高」, TM4: 「三角中」, TL4: 「三角低」, CH4: 「先丸高」, CM4: 「先丸中」

図 6.1.1 5 種類の着氷雪形状の 4 導体電線における Den Hartog の条件値

表 6.1.1 解析諸元

m	7.094 kg	I	0.567 kg·m ²
B	0.400 m	D	0.0285 m
l	1.0 m	θ_0	0–180°
f_{y0}	0.393 Hz	ζ_{y0}	0.5 %
f_{z0}	0.393 Hz	ζ_{z0}	0.5 %
$f_{\theta 0}$	0.393 Hz	$\zeta_{\theta 0}$	0.5 %
U	10.0 m/s	ρ	1.225 kg/m ³

線形不安定解析および時刻歴応答解析では 1 質点系における運動を対象として、構造特性は自由度間で独立しており、固有振動数や減衰が振幅に対して一定（線形系）とした。鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系における運動方程式を以下に示す。

$$m\ddot{y} + 2m\zeta_{y0}\omega_{y0}\dot{y} + m\omega_{y0}^2 y = F_y \quad (6.1.1)$$

$$m\ddot{z} + 2m\zeta_{z0}\omega_{z0}\dot{z} + m\omega_{z0}^2 z = F_z \quad (6.1.2)$$

$$I\ddot{\theta} + 2I\zeta_{\theta 0}\omega_{\theta 0}\dot{\theta} + I\omega_{\theta 0}^2 \theta = F_{\theta} \quad (6.1.3)$$

ここで、 y, z, θ は鉛直変位（上向き正）[m]、水平変位（流れ方向正）[m]、ねじれ角（頭上げ正）[rad]である。また、 m は質量[kg]、 I は質量慣性モーメント[kg·m²]、 ω_{q0} ($q = y, z, \theta$) は鉛直、水平、ねじれ方向の非減衰固有角振動数[rad/s] ($=2\pi f_{q0}$)、 f_{q0} は非減衰固有振動数[Hz]、 ζ_{q0} ($q = y, z, \theta$) は鉛直、水平、ねじれ方向の構造減衰比、 F_q ($q = y, z, \theta$) は鉛直、水平、ねじれ方向の空気力[N, N, N·m]である。

線形不安定解析および時刻歴応答解析の基本諸元を表 6.1.1 に示す。表に示される B, D, l, ρ は順に、4 導体電線の素導体間隔[m]、素導体直径[m]、断面長さ[m]、空気密度[kg/m³]である。第 4 章で示した実験と同様に、風速を一定 ($U=10.0$ m/s) として無風時のねじれ角（設定ねじれ角） θ_0 を変えて解析を実施した。表 6.1.1 に示される諸元を基本として、固有振動数および風速、自由度を変化させて解析を実施した。鉛直 1 自由度解析を行う場合には式(6.1.1)を、鉛直・水平 2 自由度解析を行う場合には式(6.1.1), (6.1.2)を、鉛直・ねじれ 2 自由度解析を行う場合には式(6.1.1), (6.1.3)を、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度解析を行う場合には式(6.1.1)–(6.1.3)を、それぞれ用いて解析を行う。

6.1.2 線形不安定解析手法

線形不安定解析を行う場合には、 F_q に線形化した変動空気力を代入する。線形化した変動空気力（揚力 $L_{Us} = L_U + L_{s\dot{\theta}}$ ，抗力 $D_{Us} = D_U + D_{s\dot{\theta}}$ ，空力モーメント $M_{Us} = M_U + M_{s\dot{\theta}}$ ）は、式(5.3.1)–(5.3.3)に示される鉛直速度・水平速度・ねじれ変位に比例する項に、素導体毎に準定常空気力を算出することにより生じるねじれ速度に比例する項（式(5.3.4)–(5.3.9)）を加えたものである。線形不安定解析の手法としては、複素固有値解析法[6-4]を用いた。以下に簡単に解析手法を示す。

線形化された運動方程式は、以下のように行列表示することができる。

$$[M]\{\ddot{Z}\} + [C]\{\dot{Z}\} + [K]\{Z\} = [A]\{\dot{Z}\} + [B]\{Z\} \quad (6.1.4)$$

ここで、 $\{Z\}$ は変位ベクトル、 $[M]$ は質量行列、 $[C]$ は減衰行列、 $[K]$ は剛性行列、 $[A]$ は空力減衰行列、 $[B]$ は空力剛性行列である。ここで、複素固有値 λ を用いると、加速度ベクトル、速度ベクトルは以下のように表すことができる。

$$\{\ddot{Z}\} = \lambda^2 \{Z\}, \{\dot{Z}\} = \lambda \{Z\} \quad (6.1.5)$$

式(6.1.5)を用いて式(6.1.4)を変形すると、以下のような固有値問題を得る。

$$\lambda \{Z^*\} = [A^*] \{Z^*\} \quad (6.1.6)$$

$$[A^*] = - \begin{bmatrix} [C] - [A] & [M]^{-1} \begin{bmatrix} [K] - [B] & [0] \\ [0] & -[I_n] \end{bmatrix} \end{bmatrix}, \{Z^*\} = \begin{Bmatrix} \{Z\} \\ \lambda \{Z\} \end{Bmatrix} \quad (6.1.7)$$

ここで、 $[I_n]$ は単位行列である。式(6.1.6)の固有値問題を解いて算出された固有値 λ より、変動空気力が作用したときの振動数 f_w ，非減衰振動数 f'_w ，減衰比 ζ_w ，対数減衰率 δ_w が以下のように算出される。

$$f_w = \text{Im}(\lambda), \zeta_w = -\frac{\text{Re}(\lambda)}{\sqrt{\text{Re}(\lambda)^2 + \text{Im}(\lambda)^2}}, f'_w = \frac{f_w}{\sqrt{1 - \zeta_w^2}}, \delta_w = \frac{2\pi\zeta_w}{\sqrt{1 - \zeta_w^2}} \quad (6.1.8)$$

6.1.3 時刻歴応答解析手法

時刻歴応答解析を行う場合には、 F_q に素導体毎に算出される準定常空気力を代入する。素導体毎に算出される準定常空気力（揚力 L_s ，抗力 D_s ，空力モーメント M_s ）は式(5.2.1)–(5.2.7)により計算される。時間積分法には 4 次のルンゲ・クッタ法を用いて、時間刻みは 0.01 秒とする。計算時間は 600 秒とし、過渡応答の時間を除いて応答が概ね定常となった 480–600 秒の 120 秒間のデータを用いて応答特性を評価する。時刻歴応答解析では、全振幅を標準偏差の $2\sqrt{2}$ 倍として算出した。また、5.1.2 項に示した解析手法と同様に、それぞれの無風時の設定ねじれ角 θ_0 に対して、減衰を大きくしたモデルを用いて静的つり合い位置（鉛直変位 y_s ，水平変位 z_s ，ねじれ角 θ_s ）を算出後、時刻歴応答解析の初期値（鉛直変位 $y_{t=0}$ ，水平変位 $z_{t=0}$ ，ねじれ角 $\theta_{t=0}$ ）を以下のように変えて時刻歴応答解析を行った。

$$(y_{t=0}, z_{t=0}, \theta_{t=0}) = (y_s + \Delta_{y0}, z_s + \Delta_{z0}, \theta_s + \Delta_{\theta0}) \quad (6.1.9)$$

ここで、 Δ_{y0} ， Δ_{z0} ， $\Delta_{\theta0}$ は鉛直，水平，ねじれ方向の初期変位である。初期変位に対する依存性は各自由度においてみられると考えられるが、本章では鉛直方向のみ、 $\Delta_{y0} = 0.0001\text{--}5\text{ m}$ と変化させ、 $\Delta_{z0} = 0.0001\text{ m}$ ， $\Delta_{\theta0} = 0.0001\text{ rad}$ として解析を実施する。また、初期変位がない場合を対象とする際でも、応答が定常になるまでの解析時間を節約するため、計算上は結果に影響を与えないごく微小な初期変位（0.0001 m, rad）を与える。

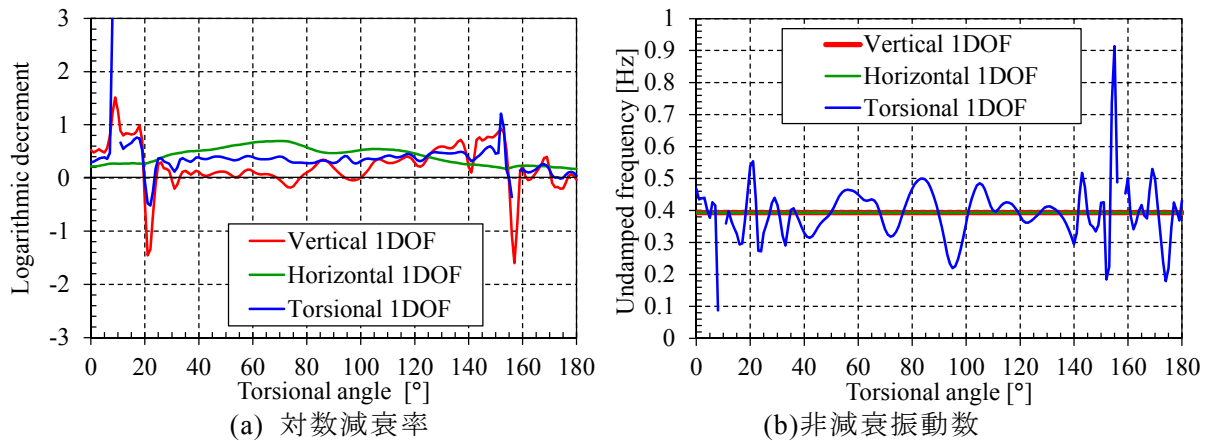


図 6.2.1 1 自由度系における複素固有値解析結果（着氷雪形状：三角中）

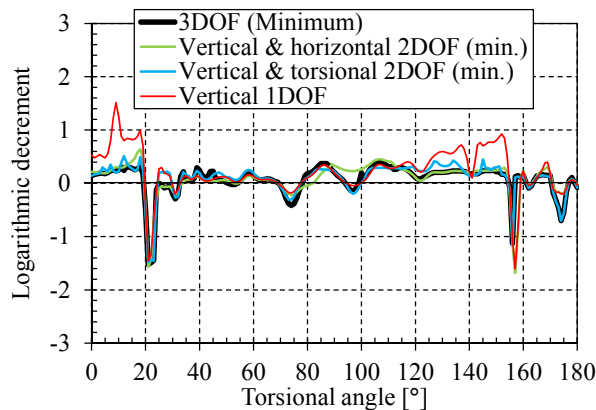


図 6.2.2 自由度による対数減衰率の比較（着氷雪形状：三角中）

6.2 線形振動系における振動発生要因

「三角中」の 4 導体電線を対象に、鉛直・水平・ねじれ振動がそれぞれ独立していると仮定して、各 1 自由度系における複素固有値解析により算出された対数減衰率および非減衰振動数を図 6.2.1 に示す。Den Hartog の条件値は鉛直方向の空力減衰項（速度比例項）の大きさを示すものであり、鉛直 1 自由度系において対数減衰率が負減衰となり空力不安定振動が発生する範囲は、Den Hartog の条件が負値を示す範囲と概ね一致する。また、ねじれ 1 自由度系において負減衰となる範囲は、鉛直 1 自由度系において負減衰が大きくなる範囲に含まれる。これは、5.3.1 項に示されるように、ねじれ方向の空力減衰項には Den Hartog の条件と類似した $C'_{lf}(\theta_s) + 3C_{Df}(\theta_s)$ の項が含まれることに起因する。また、水平 1 自由度系においては、負減衰となることはない。一方、非減衰振動数において、ねじれ 1 自由度系の結果のみが固有振動数から変化している様子が確認できる。これは、ねじれ方向の空気力のみ空力剛性項（変位比例項）が含まれることに起因する。なお、ねじれ 1 自由度系においては解が得られていない角度が一部あるが、これはねじれ系の剛性が 0 になり振動系を成さなくなるダイバージェンス[6-1]が発生したことを意味する。

同様に、「三角中」の 4 導体電線を対象に、鉛直・水平 2 自由度系、鉛直・ねじれ 2 自由度系、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系における複素固有値解析により算出された対数減衰率を図 6.2.2 にて比較する。自由度と同じ個数の解（複素固有値）が算出されるが、図にはそのうち最も減衰値が小さいものをそれぞれ示した。図 6.2.2 に示されるように、2 自由度

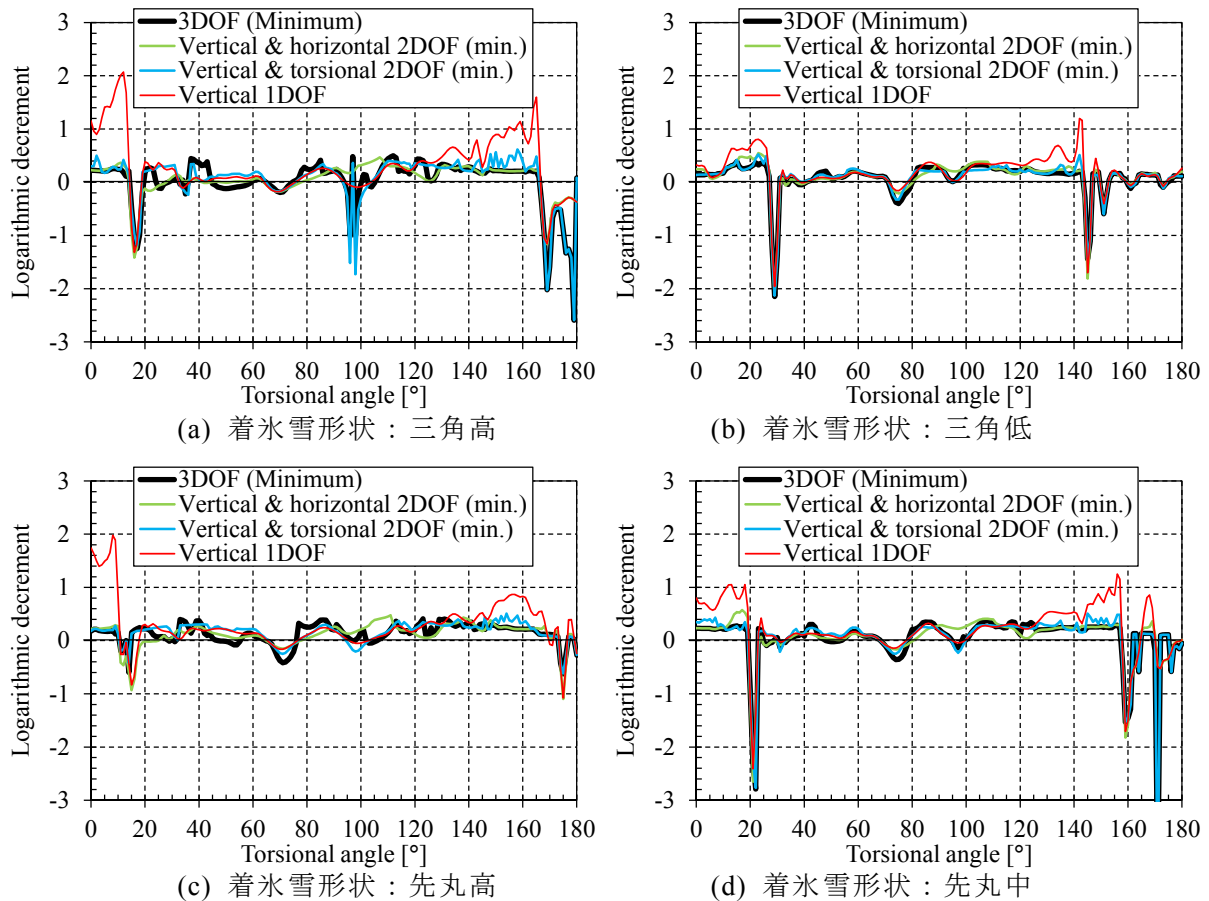


図 6.2.3 各着氷雪形状における自由度による対数減衰率の比較

系，3 自由度系において負減衰を示す範囲は，鉛直 1 自由度系において負減衰を示す範囲と概ね一致しており，ねじれ角が 20–30 度，70–80 度，90–100 度，150–180 度付近で線形系における空力不安定振動が発生することがわかる．また，ほとんどの角度で鉛直 1 自由度系の負減衰値を下回っておらず，自由度間の連成作用により負減衰となる空力不安定振動（連成フラッター型）は発生していないことがわかる．

他の 4 つの着氷雪形状を対象に，図 6.2.2 と同様の比較を行ったものを図 6.2.3 に示す．一部の条件において，鉛直 1 自由度系における負減衰値を下回る減衰値が得られているが，「三角中」での傾向と同様に，2 自由度系・3 自由度系において空力不安定振動が発生する角度は，鉛直 1 自由度系において空力不安定振動が発生する角度と概ね一致することがわかる．以上のように，線形系において空力不安定振動が発生する要因は，鉛直 1 自由度系において振動が発生する Den Hartog 型が主であると考えられる．

6.3 鉛直 1 自由度系における非線形振動特性

6.2 節で線形系において振動が発生する要因を分析したところ，鉛直 1 自由度系における空力不安定振動が主な要因であった．そこで，式(6.1.1)を用いて鉛直 1 自由度系を対象とした時刻歴応答解析を実施した．鉛直 1 自由度系の振動を考える場合，式(6.1.1)において，振動中の鉛直方向の空気力 F_y は準定常空気力に基づき以下のように算出される．

$$F_y = \frac{1}{2} \rho U_r^2 4Dl (C_{L_f}(\phi_r) \cos \alpha_r + C_{D_f}(\phi_r) \sin \alpha_r), U_r = \sqrt{U^2 + \dot{y}^2}, \phi_r = \theta_0 + \alpha_r, \alpha_r = \tan^{-1} \left(\frac{-\dot{y}}{U} \right) \quad (6.3.1)$$

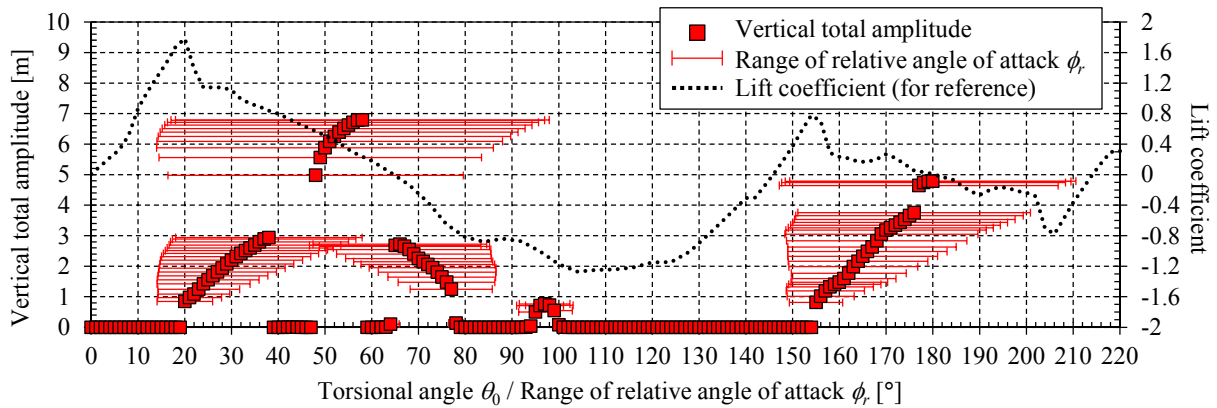


図 6.3.1 ねじれ角に対する鉛直変位全振幅および各応答における相対迎角の変動範囲 (鉛直 1 自由度解析, 着氷雪形状: 三角中, 初期変位 $\Delta y_0=2, 3, 4, 5$ m の最大値)

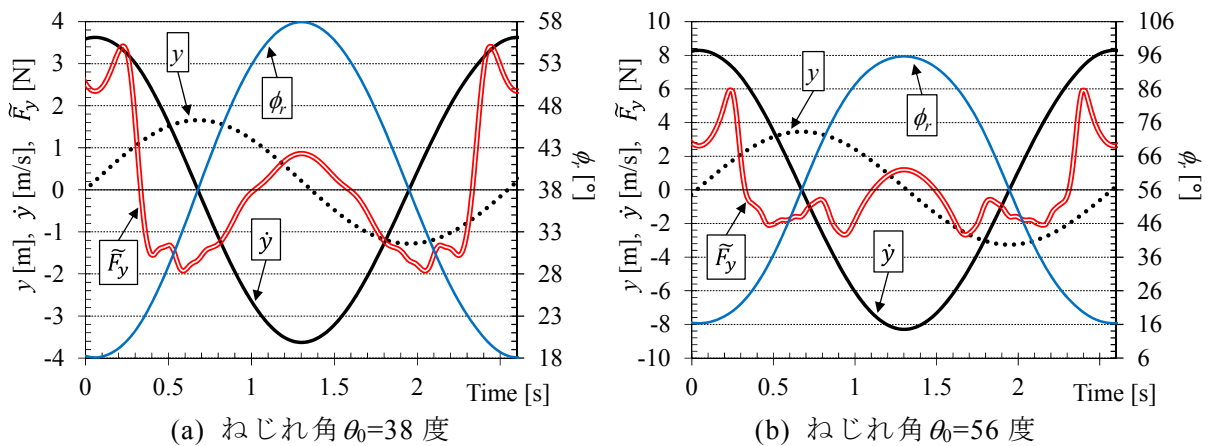


図 6.3.2 鉛直変位・速度, 変動空気力, 相対迎角の時系列波形 (鉛直 1 自由度解析)

ここで, U_r は相対風速, ϕ_r は相対迎角である. また, ねじれ振動を考慮していないため, 5.1.1 項と 5.2.1 項で比較した空気力モデルは一致し, 4 導体電線全体の揚力係数 C_{L_f} と抗力係数 C_{D_f} で鉛直方向に作用する空気力が表される.

本節では, 鉛直 1 自由度系の時刻歴応答解析結果を中心に, 空気力の非線形性に起因する非線形振動の特性を述べる.

6.3.1 空気力が物体にする仕事による振動発生要因の分析

「三角中」の 4 導体電線を対象とした鉛直 1 自由度系の時刻歴応答解析により得られた, ねじれ角 θ_0 に対する鉛直変位全振幅 (標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$) およびそれぞれの応答における相対迎角 ϕ_r の変動範囲を図 6.3.1 に示す. 図では, 各ねじれ角において, 初期変位 $\Delta y_0=2, 3, 4, 5$ m とした応答解析結果の最大値を示した. また, 図には参考として揚力係数を併記した. 図 6.3.1 に示されるように, 6.2 節で示した複素固有解析により負減衰となるねじれ角付近において振動が発生しているが, 応答振幅の大きさは負減衰の絶対値の大きさと相関はみられない. さらに, 30–40 度, 50–60 度付近のように複素固有値解析では負減衰とならなかったねじれ角においても振動が発生している. また, 応答振幅が大きいくほど, 相対迎角の変動範囲が大きいくことがわかる.

応答の一例として, ねじれ角 $\theta_0=38, 56$ 度における, 鉛直変位 y , 鉛直速度 \dot{y} , 揚力の変動成分 \tilde{F}_y (揚力 F_y から揚力の平均成分を引いたもの), 相対迎角 ϕ_r の時系列波形を図 6.3.2 に

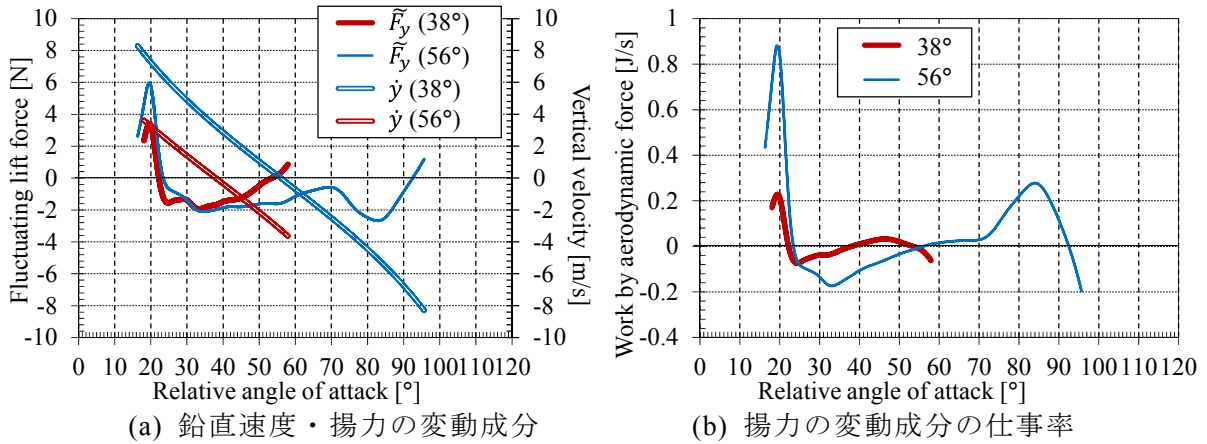


図 6.3.3 相対迎角に対する鉛直速度・揚力の変動成分，揚力の変動成分の仕事率
(鉛直 1 自由度解析，着氷雪形状：三角中，ねじれ角 $\theta_0=38, 56$ 度)

示す．相対迎角 ϕ_r は式(6.3.1)に示される関係から，鉛直速度 $\dot{y}>0$ の場合にねじれ角 θ_0 より小さくなり， $\dot{y}<0$ の場合にねじれ角 θ_0 より大きくなる．

ここで，応答変位が概ね正弦波とみなせる場合には，振動物体に作用する力が 1 周期で物体に与えるエネルギー E_T は，以下のように力の変動成分の積分により評価できる．

$$E_T = \int_0^{2\pi} (\tilde{F}_y \dot{y} - 2m\zeta_{y0}\omega_{y0}\dot{y}^2) dt \quad (6.3.2)$$

ここで，積分内の第 1 項は揚力の変動成分が，第 2 項は構造減衰が，単位時間あたりにする仕事（仕事率）[J/s]である．各時刻において $\tilde{F}_y \dot{y}>0$ の場合に，その時刻の揚力の変動成分は励振力として働く．前述の \dot{y} と ϕ_r の関係から，ねじれ角 θ_0 より小さな迎角範囲で $\tilde{F}_y>0$ ，もしくはねじれ角 θ_0 より大きな迎角範囲で $\tilde{F}_y<0$ であれば励振力として働く．

ねじれ角 $\theta_0=38, 56$ 度における，相対迎角 ϕ_r に対する鉛直速度 \dot{y} ・揚力の変動成分 \tilde{F}_y およびその仕事率 $\tilde{F}_y \dot{y}$ を図 6.3.3 に示す．「三角中」の 4 導体電線では，失速現象（断面前縁ではく離れた流れが断面に再付着する範囲ではねじれ角の増加に伴い揚力が大きくなるが，あるねじれ角を超えた際に完全にはく離することで揚力が急激に低下する現象．詳細は第 3 章を参照．）が生じる 20 度付近で揚力係数が大きくなるため，ねじれ角 $\theta_0 \geq 20$ 度において相対迎角 ϕ_r が 20 度付近まで減少するときに揚力の変動成分が大きな励振力として働く．ねじれ角 θ_0 が大きいほど，相対迎角 ϕ_r が 20 度付近に達する時の鉛直速度は大きく， $\tilde{F}_y \dot{y}$ が大きくなるため，その範囲での揚力の変動成分がより大きな励振力として働く．相対迎角 ϕ_r が 20 度付近に達するかにより応答特性が変わるため，一部のねじれ角 θ_0 において応答特性が初期変位に依存する．ねじれ角 $39 \leq \theta_0 \leq 47$ 度においては，相対迎角 ϕ_r が 20 度付近に達することができないため振動が発生しなくなるが，ねじれ角 $48 \leq \theta_0 \leq 58$ 度において，相対迎角 ϕ_r が 80 度付近においても励振力が得られることにより，相対迎角 ϕ_r が 20 度付近に達する振動が発生する．

ねじれ角 $\theta_0=65, 75$ 度における，相対迎角 ϕ_r に対する鉛直速度 \dot{y} ・揚力の変動成分 \tilde{F}_y およびその仕事率 $\tilde{F}_y \dot{y}$ を図 6.3.4 に示す．ねじれ角 $65 \leq \theta_0 \leq 78$ 度においては，相対迎角 ϕ_r が 80 度付近において励振力を得る．この範囲では，風下側素導体が風上側素導体の後流の影響を受けて，抗力係数・揚力係数ともに小さくなる．その結果，揚力の変動成分 $\tilde{F}_y<0$ となるため，ねじれ角 $\theta_0<80$ 度で，相対迎角 ϕ_r が 80 度付近まで増加する際に励振力として働く．

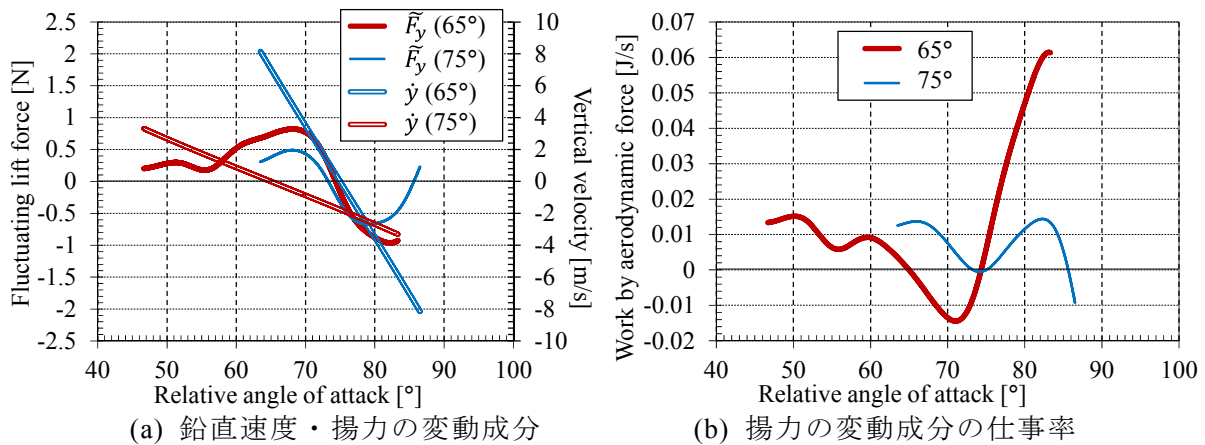


図 6.3.4 相対迎角に対する鉛直速度・揚力の変動成分，揚力の変動成分の仕事率
(鉛直 1 自由度解析，着氷雪形状：三角中，ねじれ角 $\theta_0=65, 75$ 度)

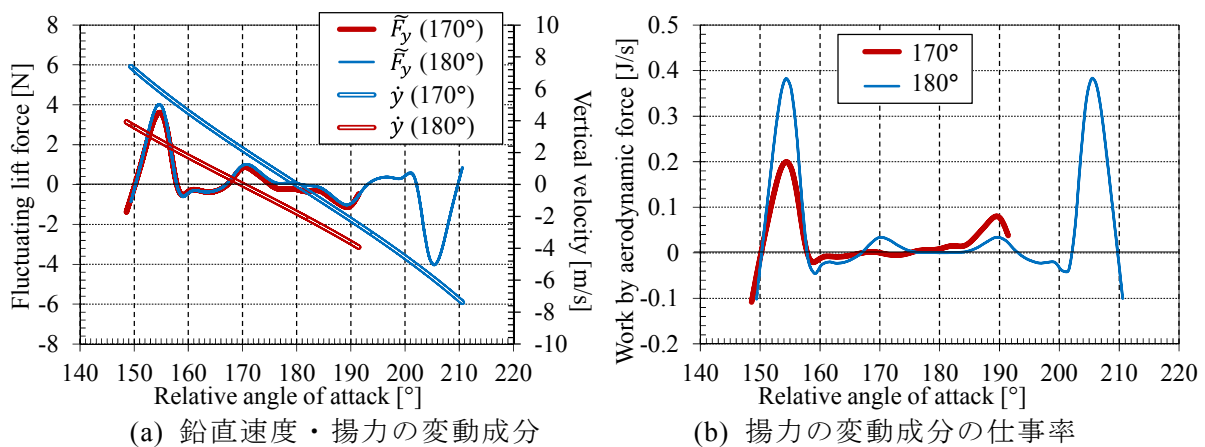


図 6.3.5 相対迎角に対する鉛直速度・揚力の変動成分，揚力の変動成分の仕事率
(鉛直 1 自由度解析，着氷雪形状：三角中，ねじれ角 $\theta_0=170, 180$ 度)

ねじれ角 $\theta_0=170, 180$ 度における，相対迎角 ϕ_r に対する鉛直速度 \dot{y} ・揚力の変動成分 \tilde{F}_y およびその仕事率 $\tilde{F}_y \dot{y}$ を図 6.3.5 に示す．ねじれ角 $155 \leq \theta_0 \leq 180$ 度においては，相対迎角 ϕ_r が $150\text{--}160$ 度付近において励振力を得る． 20 度付近同様に 154 度において失速現象が生じるため，その付近の角度で揚力係数が大きくなる．その結果，揚力の変動成分 $\tilde{F}_y > 0$ となるため，ねじれ角 $\theta_0 > 154$ 度で，相対迎角 ϕ_r が 154 度付近まで減少する際に励振力として働く．ねじれ角 $\theta_0 \geq 177$ 度においては， 180 度をを超えて対象的に失速現象が生じる 206 度付近にも相対迎角 ϕ_r が達して励振力を得る．

以上のように，鉛直 1 自由度系において，空気力の非線形性を考慮した時刻歴応答解析により，ねじれ角 θ_0 に対する応答特性の変化を示した．線形不安定解析により負減衰となるねじれ角付近において振動が発生しているが，応答振幅の大きさはそのねじれ角における負減衰の絶対値の大きさと相関はみられないことが確認された．また，定常振動時の揚力の変動成分の仕事率を評価することで，励振力を得る相対迎角 ϕ_r などを明らかにした．

6.3.2 空気力の非線形性に起因するリミットサイクル振幅特性

図 6.3.1 では，時刻歴応答解析において初期変位 $\Delta_{t_0}=2, 3, 4, 5$ m とした結果の最大値を示したが，第 4 章の風応答測定実験および第 5 章の実験モデルを再現した時刻歴応答解析で

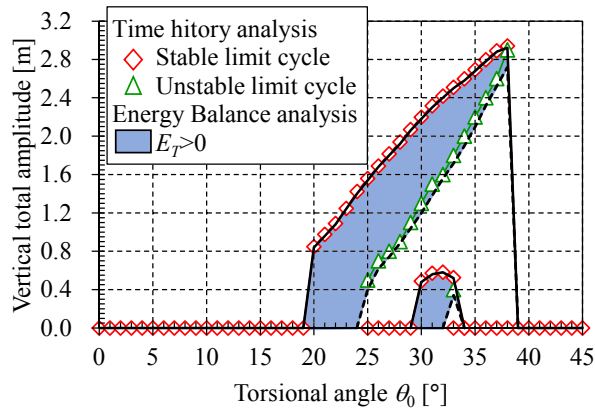


図 6.3.6 時刻歴応答解析により算出されたりミットサイクル振幅とエネルギー収支 $E_T > 0$ の範囲の比較 (鉛直 1 自由度解析, 着氷雪形状: 三角中)

も確認されたように, 応答特性が初期変位に依存する. これは, 空気力の非線形性に起因するものである. 非線形振動系では定常応答振動 (安定なリミットサイクル) や応答特性の初期振動依存 (不安定なリミットサイクル) があることが知られており, Parkinson and Smith [6-5]は鉛直 1 自由度系において正方形断面の空気力を準定常理論に基づいて多項式近似することで, 空気力の非線形性に起因するリミットサイクル振幅を理論的に導出している. そこで, 「三角中」の 4 導体電線を対象として, ねじれ角 $\theta_0 = 0-45$ 度において, 初期変位 $\Delta y_0 = 0-2.0\text{m}$ (0.05m 刻み) として鉛直 1 自由度系の時刻歴応答解析を実施した. 図 6.3.6 に時刻歴応答解析から得られた安定・不安定なリミットサイクルの全振幅を示す. 安定なリミットサイクルとして, 各ねじれ角における定常振動が発生した際の全振幅を示した. 一方, 不安定なリミットサイクルとして, 各ねじれ角において定常振動が発生した初期変位 Δy_0 の最小値の 2 倍 (全振幅に換算) を示した. $\theta_0 = 20-38$ 度ではねじれ角に伴い応答振幅が大きくなるが, $\theta_0 = 25-38$ 度では振動が発生するために必要な初期変位も大きくなるのがわかる. 6.2 節で示した複素固有解析により負減衰となるねじれ角 $\theta_0 = 20-24$ 度では, 初期変位を与えなくても振動が発生していることがわかる.

ここで, 応答変位が正弦波 ($y = Y_G \sin \omega_0 t$, Y_G は片振幅) と仮定すると, 式(6.3.2)に示される物体に作用する力が 1 周期に物体に与えるエネルギー E_T は, 以下のように変形できる.

$$E_T = \int_0^{2\pi} (F_y(Y_G, t) \cdot Y_G \omega_{y0} \cos \omega_{y0} t) dt - 2\pi m \zeta_{y0} \omega_{y0}^2 Y_G^2 \quad (6.3.3)$$

式(6.3.3)の第 1 項は揚力がする仕事, 第 2 項は構造減衰がする仕事である. 振幅が定常となる場合には両者がつり合い, $E_T = 0$ となる. 一方, ある片振幅 Y_G を仮定して E_T を計算すると, $E_T > 0$ の場合にはそれより振幅が大きくなり, $E_T < 0$ の場合にそれより振幅が小さくなることを意味する. 各ねじれ角 θ_0 において, 片振幅 Y_G を変数にして E_T を計算し, $E_T > 0$ となる範囲 (図中塗りつぶし) を図 6.3.6 に併記する. $E_T > 0$ となる範囲の下端 (図中破線) 以上の振幅に達する初期振動を与えると振動が発生することを意味して, 不安定なリミットサイクルに相当する. 一方, $E_T > 0$ となる範囲の上端 (図中実線) が定常振動時の応答振幅を意味して, 安定なリミットサイクルに相当する. 時刻歴応答解析から得られた安定・不安定なリミットサイクルは, $E_T > 0$ となる範囲の上下端と概ね一致しており, 正弦波を仮定した 1 周期におけるエネルギー収支により, リミットサイクル振幅の評価が可能ことが確認された.

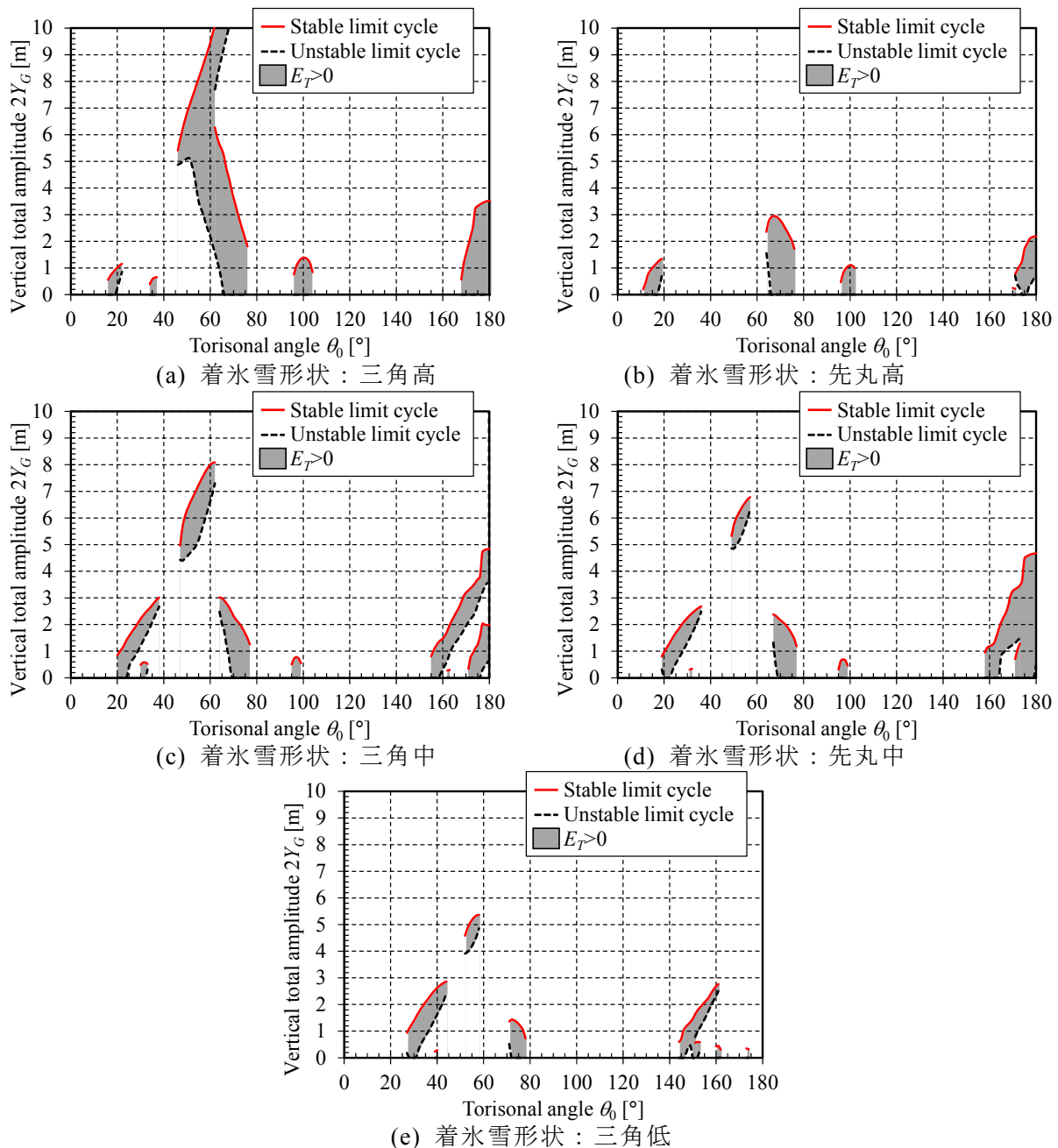


図 6.3.7 エネルギー収支 $E_T > 0$ の範囲およびリミットサイクル振幅（鉛直 1 自由度）

式(6.3.3)を用いて、5種類の着氷雪形状を対象にねじれ角 $\theta_0 = 0-180$ 度において、 $E_T > 0$ の範囲を示したものを、図 6.3.7 に示す。図 6.3.1 において時刻歴応答解析で算出した振幅は、6.4 節における複数自由度での解析結果との比較のために初期変位 $\Delta_{y0} = 2, 3, 4, 5$ m とした結果の最大値を示しているが、鉛直 1 自由度系を対象とした場合には、単純に $\Delta_{y0} = 5$ m とした結果が最大値となる。全振幅に換算すると $2\Delta_{y0} = 10$ m を与えていることになり、図 6.3.7 (c) において各ねじれ角に対して一番大きい安定なリミットサイクルを解析的に求めていることになる。図 6.3.7 (c) の結果と図 6.3.1 で得られた応答振幅を比較すると、ねじれ角 $\theta_0 = 60$ 度付近においては少し差がみられるが、全体的には概ね一致している。ねじれ角 $\theta_0 = 60$ 度付近において生じた差は、応答変位を正弦波で仮定している点に起因すると考えられる。図 6.3.7 (c) に示されるように、「三角中」では、ねじれ角 $\theta_0 = 50-60$ 度付近において最も大き

な振動が発生するが、そのためには比較的大きな初期変位が必要になる。非線形振動系では、最大応答振幅は考慮する初期変位の大きさにも依存するため、どの程度の大きさの初期変位を考慮するかという点も、検討条件とする必要がある。

図 6.3.7 に示される 5 種類の着氷雪形状の応答特性を比較すると、先丸型より三角型の方が大きな振幅を示すことがわかる。また、ねじれ角 $\theta_0=50-80$ 度付近においては、「三角高」で最も大きな振動が生じるが、失速現象が生じる付近のねじれ角 ($\theta_0<40$ 度および $\theta_0>150$ 度) では、着氷雪高さが高いもので最も応答振幅が大きくなるわけではないことがわかる。

6.3.3 リミットサイクル振幅の評価式

式(6.3.3)に式(6.3.1)を代入して整理すると、 $E_T>0$ の条件は無次元化された式で以下のよう表される。

$$\int_0^{2\pi} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{Y_G^*}{U^*}\right)^2} \cos^2 \psi \left(C_{L_f}(\phi) - C_{D_f}(\phi) \cdot \left(\frac{Y_G^*}{U^*}\right) \cos \psi \right) \right\} \cos \psi d\psi - \frac{S_c}{U^*} \cdot \left(\frac{Y_G^*}{U^*}\right) > 0 \quad (6.3.4)$$

$$\phi = \theta_0 - \tan^{-1} \left(\left(\frac{Y_G^*}{U^*}\right) \cos \psi \right), \quad Y_G^* = \frac{Y_G}{A_t}, \quad U^* = \frac{U}{A_t \omega_{y0}}, \quad S_c = \frac{4\pi m \zeta_{y0}}{\rho A_t^2 l}, \quad A_t = 4D \quad (6.3.5)$$

ここで、 Y_G^* は無次元振幅、 U^* は無次元風速、 S_c はスクルートン数であり、 $E_T>0$ となる無次元振幅は、無次元風速・スクルートン数で決まる量であることがわかる。また、 S_c/U^* が十分に小さい場合（無次元風速が高い場合、減衰が小さい場合）には、 $E_T>0$ の範囲は Y_G^*/U^* ($= Y_G \omega_{y0}/U$)の関数として定義されるため、リミットサイクル振幅は、固有角振動数 ω_{y0} に反比例して風速 U に比例する値となる。これらの関係は、Parkinson and Smith[6-5]が空気力を多項式近似することにより導出した結果と一致する。 $S_c=0$ としたときの、無次元振幅 Y_G^*/U^* ($= Y_G \omega_{y0}/U$)の値を図 6.3.8 に示す。この図から無減衰時における鉛直 1 自由度系における応答振幅を簡単に読みとることができる。

また、減衰がある場合においても、ある断面（揚力・抗力係数）の各ねじれ角 θ_0 に対して、 Y_G^*/U^* に対する式(6.3.4)の第一項の積分値はあらかじめ計算することができ、そのデータを用いることで、構造諸元や風速が変化した際にも時刻歴応答解析を都度行わなくても、 $E_T=0$ となる条件から応答振幅 Y_G を容易に算出できる。この点から、式(6.3.4)は鉛直 1 自由度振動系における振幅評価式となることがわかる。

6.4 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系における振動発生要因

6.3 節では、鉛直 1 自由度系における非線形振動特性について述べた。本節では、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系において自由度間の連成作用について分析するため、表 6.1.1 に示される諸元を基本として、固有振動数（比）および風速、自由度、着氷雪形状を変化させて時刻歴応答解析を実施した。6.4.1-6.4.3 項では、「三角中」の 4 導体電線を対象とした応答解析結果に基づいて、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系における振動発生要因を分析する。6.4.4 項では、それ以外の着氷雪形状における傾向を確認する。

6.4.1 鉛直振幅に対する振動数の影響

「三角中」の 4 導体電線を対象として、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系においてそれぞれ

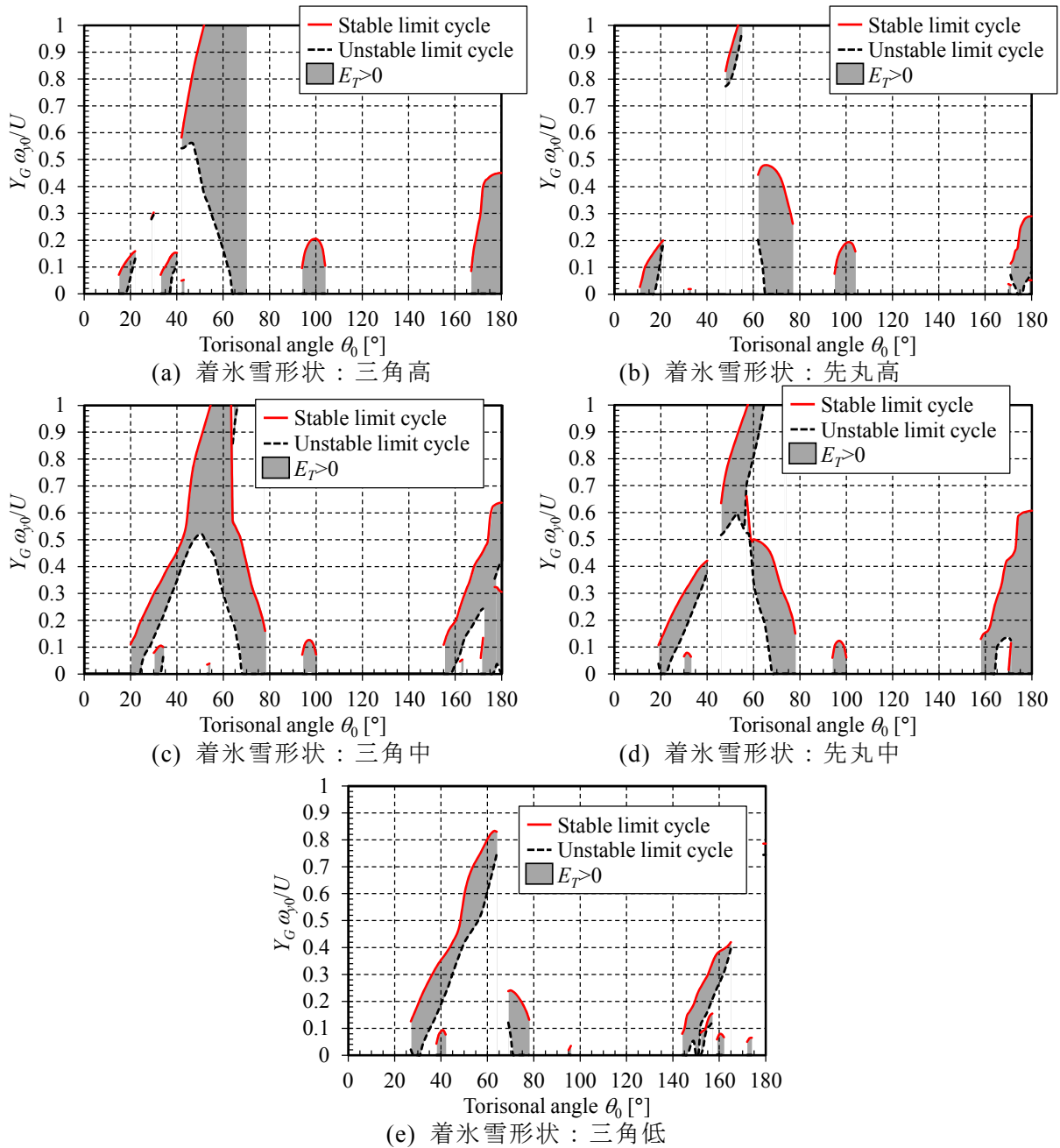


図 6.3.8 エネルギー収支から求めた無次元振幅特性（鉛直 1 自由度，無減衰時）

れ固有振動数を基準振動数 $f_0 (=0.393 \text{ Hz})$ から 1.1, 1.2, 1.3, 0.9, 0.8, 0.7 倍と変化させて時刻歴応答解析を実施した。各自由度の振動数比に依存する空力連成作用を分析するため、「水平振動数のみを変化」、「ねじれ振動数のみを変化」、「水平・ねじれ振動数を変化」、「鉛直・水平・ねじれ振動数を変化」の 4 パターンの解析を実施した。また、以下では特に記述しない限り、各設定ねじれ角 θ_0 において鉛直方向にのみ初期変位を与えて、 $\Delta y_0 = 2, 3, 4, 5 \text{ m}$ とした応答解析結果から鉛直変位全振幅が最大となった結果を示す。また、応答特性は応答解析結果から得られた有風時のねじれ角の時間平均値（平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ ）に対する鉛直変位全振幅（標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）を用いて評価する。なお、ねじれ方向の自由度を考慮しない場合（鉛直 1 自由度解析，鉛直・水平 2 自由度解析）では、平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ は設定ねじれ角 θ_0 を指すこととなる。時刻歴応答解析により得られた平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ に対する鉛直変位全振

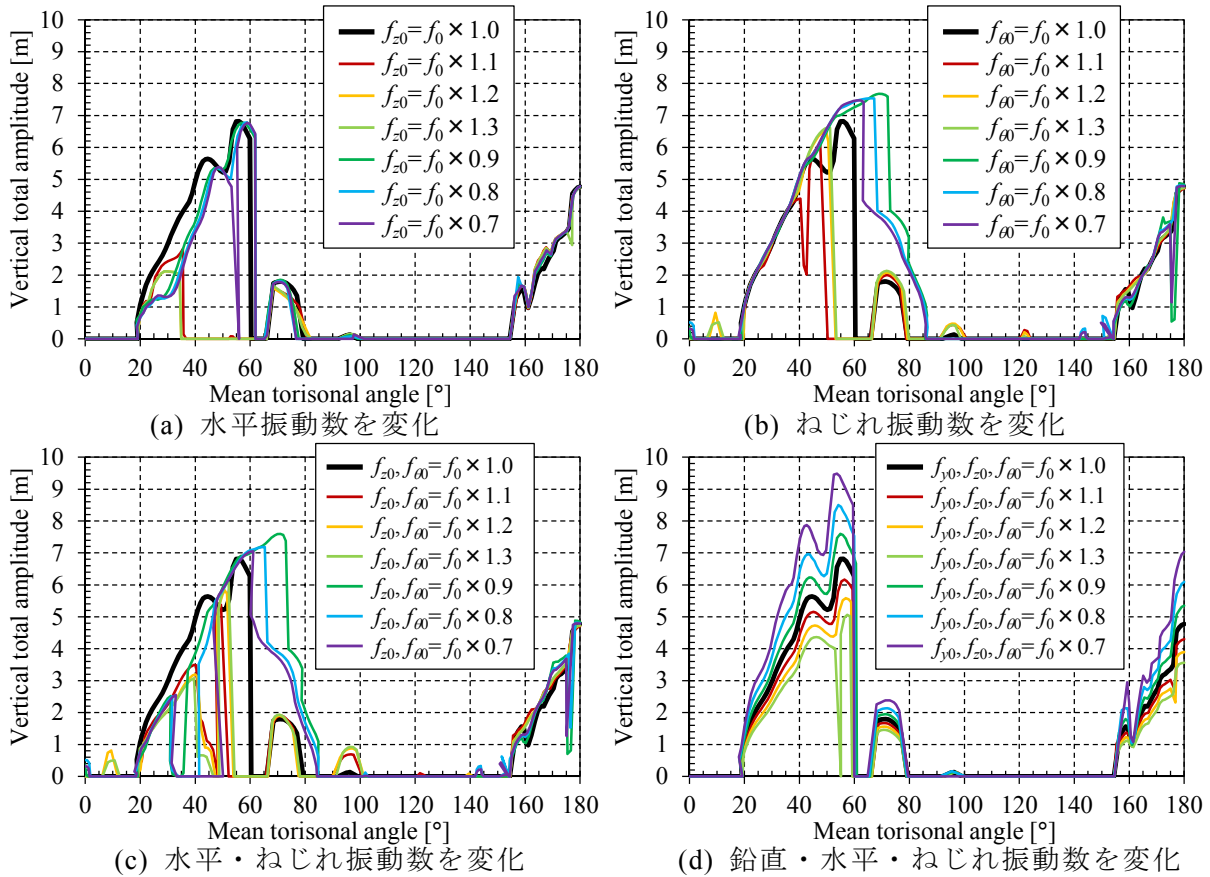


図 6.4.1 固有振動数の違いによる平均ねじれ角に対する鉛直全振幅特性の比較
(3 自由度解析, 着氷雪形状: 三角中, 初期鉛直変位 $\Delta_{y0}=2, 3, 4, 5$ m の最大値)

幅特性を, 図 6.4.1 に示す.

図 6.4.1 (a)に示される水平振動数のみを変化させた場合においては, 平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 20–50 度付近では, 鉛直振動数と水平振動数が一致する条件 ($f_{z0}=f_0 \times 1.0$) で鉛直方向の振動が最大となる. 50–80 度付近および 150–180 度付近では, 水平振動数の影響は少ない.

図 6.4.1 (b)に示されるねじれ振動数のみを変化させた場合においては, 平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 20–40 度付近および 150–180 度付近では, ねじれ振動数の影響は少ない. 40–80 度付近では, ねじれ振動数により鉛直方向の応答特性が変化して, 鉛直振動数よりねじれ振動数がやや小さい条件 ($f_{\omega 0}=f_0 \times 0.9$) で鉛直方向の振動が生じる範囲が広くなり, 鉛直方向の振動が最大となる.

図 6.4.1 (c)に示される水平・ねじれ振動数を変化させた場合においては, 水平振動数, ねじれ振動数をそれぞれ変化させた傾向の重ね合わせで, 応答特性が概ね説明できる. 平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 20–50 度付近では, 鉛直振動数と水平振動数が一致する条件 ($f_{z0}=f_0 \times 1.0$) で鉛直方向の振動が最大となり, 50–80 度付近では, 鉛直振動数よりねじれ振動数がやや小さい条件 ($f_{\omega 0}=f_0 \times 0.9$) で鉛直方向の振動が最大となる. また, 150–180 度付近では, 水平・ねじれ振動数の影響は少ない.

図 6.4.1 (d)に示される鉛直・水平・ねじれ振動数を変化させた場合においては, 応答振幅の大小は変化するが増減傾向は概ね一致している. 3 自由度系においても, 6.3.3 項で示したように, 応答振幅が無次元風速に比例する関係にあるためと考えられる. 図 6.4.2 に 3 方向の固有振動数全てを変化させた場合の鉛直変位を無次元振幅 $A_y \omega_{y0}/U$ (A_y : 鉛直変位片

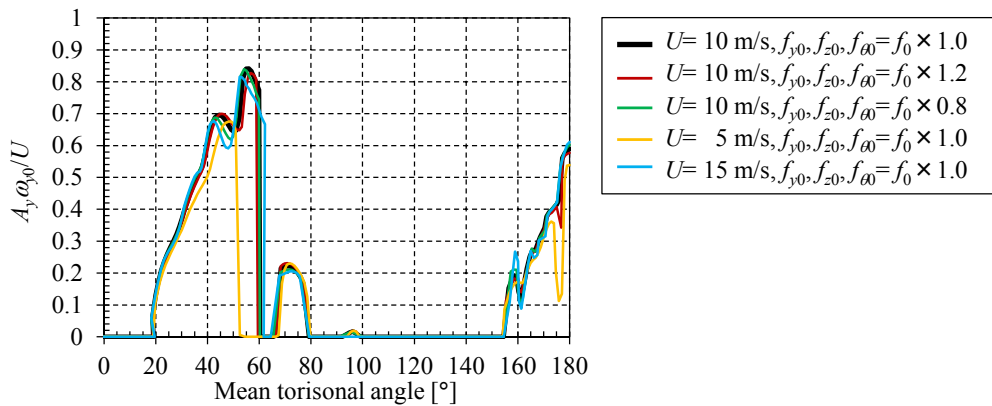


図 6.4.2 無次元振幅の比較 (3 自由度解析, 着氷雪形状: 三角中)

振幅[m]) で比較する。ここでは、表 6.1.1 に示される諸元から風速を 5, 15m/s と変化させて実施した時刻歴応答解析結果を併記する。ただし、風速 5m/s の場合には鉛直方向の初期変位 Δ_{y0} を 0.5 倍にして与え、風速 15m/s の場合には鉛直方向の初期変位 Δ_{y0} を 1.5 倍にして与えた。図に示されるように、風速を変えた場合には減衰 (スクルトン数) の違いがあるため少し差がみられるが、比較したケースの無次元振幅は概ね一致していることがわかる。そのため、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系においても応答振幅は概ね、風速に比例、固有振動数に反比例する関係にあると考えられる。

6.4.2 鉛直振幅に対する自由度の影響

「三角中」の 4 導体電線を対象として、鉛直・水平 2 自由度系および鉛直・ねじれ 2 自由度系において、6.4.1 項に示される 3 自由度系を対象にした場合と同様に、固有振動数を基準振動数 $f_0 (=0.393 \text{ Hz})$ から 1.1, 1.2, 1.3, 0.9, 0.8, 0.7 倍と変化させて時刻歴応答解析を実施した。時刻歴応答解析により得られた、平均ねじれ角に対する鉛直変位全振幅特性を図 6.4.3, 6.4.4 にそれぞれ示す。

鉛直・水平 2 自由度系において、水平振動数のみを変化させた場合 (図 6.4.3 (a)) に、平均ねじれ角が 20–60 度付近では、鉛直振動数と水平振動数が一致する条件 ($f_{z0} = f_0 \times 1.0$) で鉛直方向の振動が最大となる。60–80 度付近および 150–180 度付近では、水平振動数の影響は少ない。また、鉛直・水平振動数を変化させた場合 (図 6.4.3 (b)) においては、応答振幅の大小は変化するが増減傾向は概ね一致している。

鉛直・ねじれ 2 自由度系において、ねじれ振動数のみを変化させた場合 (図 6.4.4 (a)) に、平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 20–40 度付近および 150–180 度付近では、ねじれ振動数の影響は少ない。40–80 度付近では、ねじれ振動数により鉛直方向の応答特性が変化して、鉛直振動数よりねじれ振動数がやや小さい条件 ($f_{\theta 0} = f_0 \times 0.9$) で鉛直方向の振動が生じる範囲が広くなり、鉛直方向の振動が最大となる。また、鉛直・ねじれ振動数を変化させた場合 (図 6.4.4 (b)) においては、応答振幅の大小は変化するが増減傾向は概ね一致している。

以上のように、2 自由度系における固有振動数の変化に伴う鉛直方向の応答振幅の変化の傾向は、3 自由度系における傾向と概ね一致する。ここで、考慮する自由度による鉛直変位全振幅特性の違いを、図 6.4.5 に示す。図では、鉛直 1 自由度系 ($f_{y0} = f_0 \times 1.0$)、鉛直・水平 2 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0} = f_0 \times 1.0$)、鉛直・ねじれ 2 自由度系 ($f_{y0}, f_{\theta 0} = f_0 \times 1.0$)、鉛直・ねじれ 2 自由度系 ($f_{y0} = f_0 \times 1.0, f_{\theta 0} = f_0 \times 0.9$)、鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}, f_{\theta 0} = f_0 \times 1.0$)、鉛

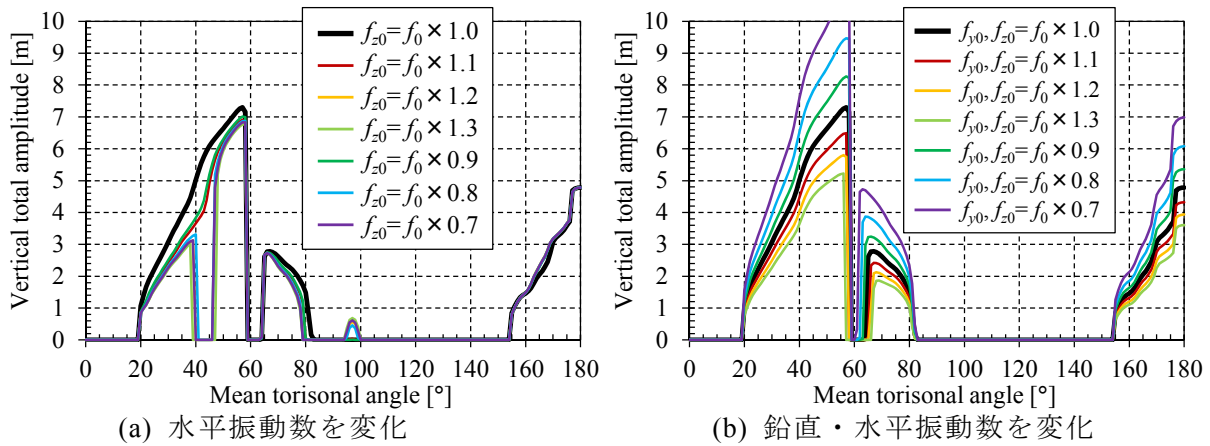


図 6.4.3 固有振動数の違いによる平均ねじれ角に対する鉛直全振幅特性の比較
(鉛直・水平 2 自由度解析, 着氷雪形状: 三角中, $\Delta_{y0}=2, 3, 4, 5$ m の最大値)

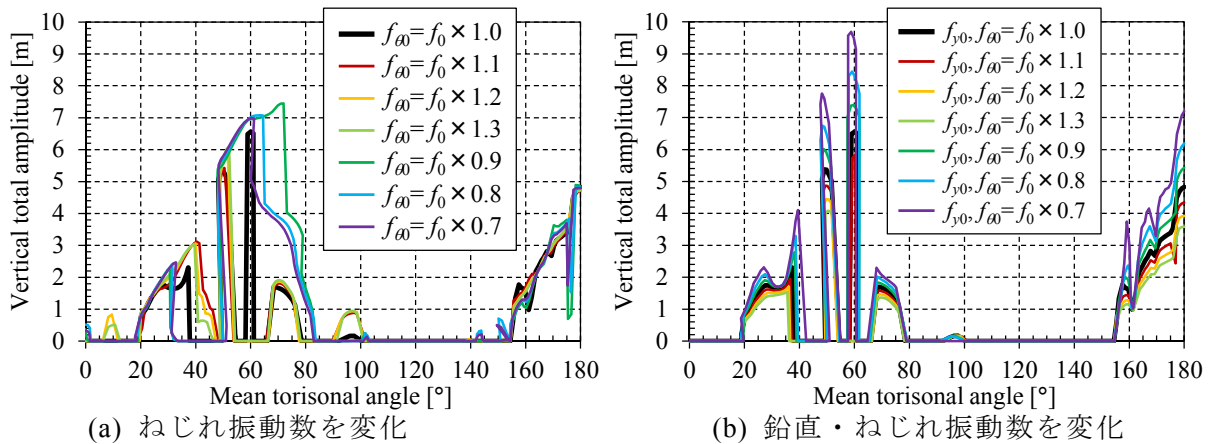


図 6.4.4 固有振動数の違いによる平均ねじれ角に対する鉛直全振幅特性の比較
(鉛直・ねじれ 2 自由度解析, 着氷雪形状: 三角中, $\Delta_{y0}=2, 3, 4, 5$ m の最大値)

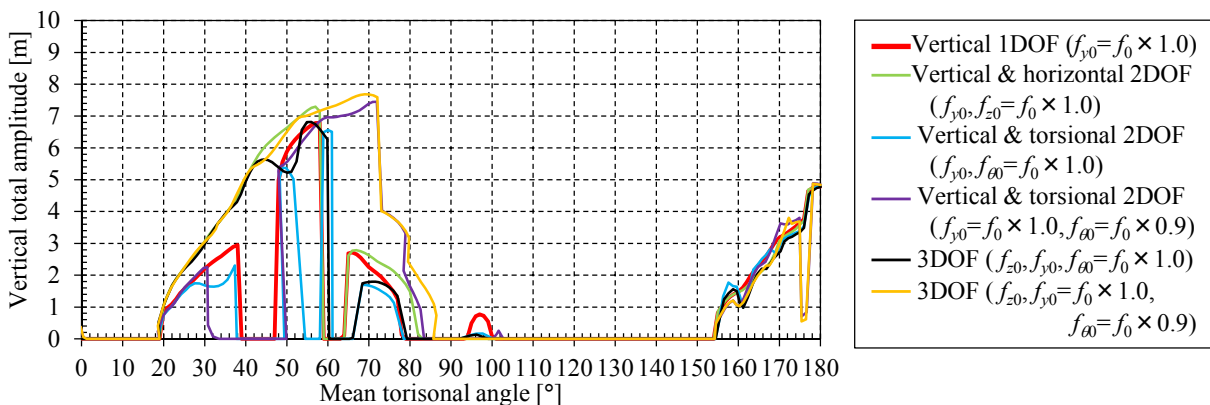


図 6.4.5 自由度・振動数比の違いによる平均ねじれ角に対する鉛直全振幅特性の比較
(着氷雪形状: 三角中, $\Delta_{y0}=2, 3, 4, 5$ m の最大値)

直・水平・ねじれ 3 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0, f_{\omega 0}=f_0 \times 0.9$) の時刻歴応答解析結果を示した。
図 6.4.5 より, 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系において振動が生じる平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲を, その振動特性毎に 3 つに分けることができる。

範囲①: 平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 20–60 度付近では, 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}, f_{\omega 0}=f_0 \times 1.0$ および $f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0, f_{\omega 0}=f_0 \times 0.9$), 鉛直・水平 2 自由度系 ($f_{y0}, f_{\omega 0}=f_0 \times 1.0$) の

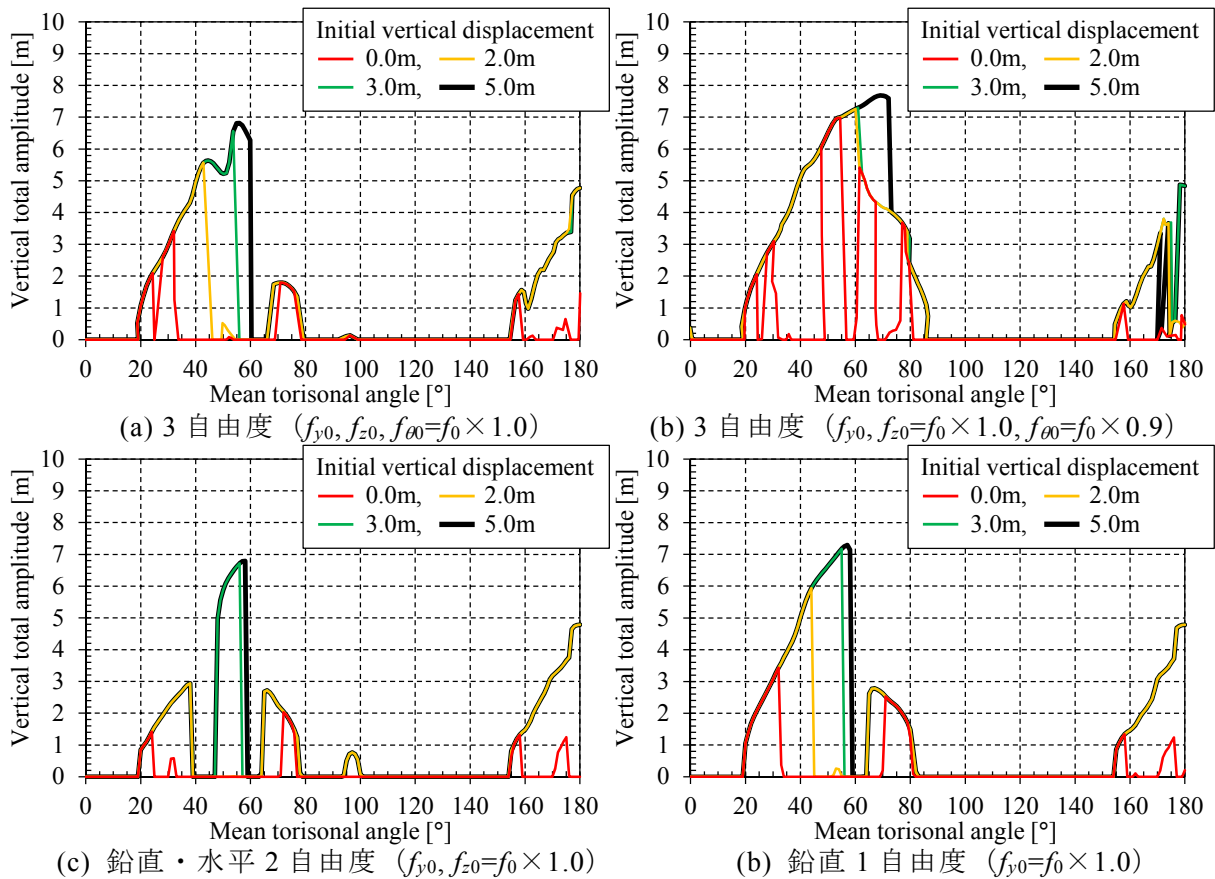


図 6.4.6 鉛直方向の初期変位の大きさによる鉛直全振幅特性の比較
(着氷雪形状：三角中， $\Delta_{y0}=0, 2, 3, 5$ m)

振幅が大きく，結果は概ね一致している．この範囲では，鉛直・水平の固有振動数が一致する場合に両自由度は連成して，鉛直・水平が連成した振動が支配的になる．
 範囲②：平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 60–80 度付近では，鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$)，鉛直・ねじれ 2 自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$) の振幅が大きく，両結果は概ね一致している．そのため，この範囲では，ねじれの固有振動数が鉛直の固有振動数よりやや小さい場合に両自由度は連成して，鉛直・ねじれが連成した振動が支配的になる．なお，鉛直・ねじれ振動数がやや異なる場合で連成したのは，6.2 節で述べたように，ねじれ系においては変位成分に伴う空気力（空力剛性項）が作用するため，有風時にはねじれ振動数が無風時に比べて変化するためであると考えられる．

範囲③：平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 150–180 度付近では，いずれの解析結果も概ね一致している．そのため，この範囲では，鉛直 1 自由度系の振動が支配的になる．

上記区分より，鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系における振動を平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ に応じて，範囲①は鉛直・水平 2 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0$)，範囲②は鉛直・ねじれ 2 自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$)，範囲③は鉛直 1 自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0$) の応答特性で概ね評価できることを意味する．ただし，ここでは初期変位に対する依存特性を考慮していない．図 6.4.6 では，鉛直方向の初期変位を $\Delta_{y0}=0$ （計算は 0.0001 にて実施），2, 3, 5 m とした場合の時刻歴応答解析結果を，それぞれ比較する．図に示されるように考慮する自由度により，同じ初期変位を与えた場合でも応答が発生する平均ねじれ角の範囲が異なることがわかる．また，本検討

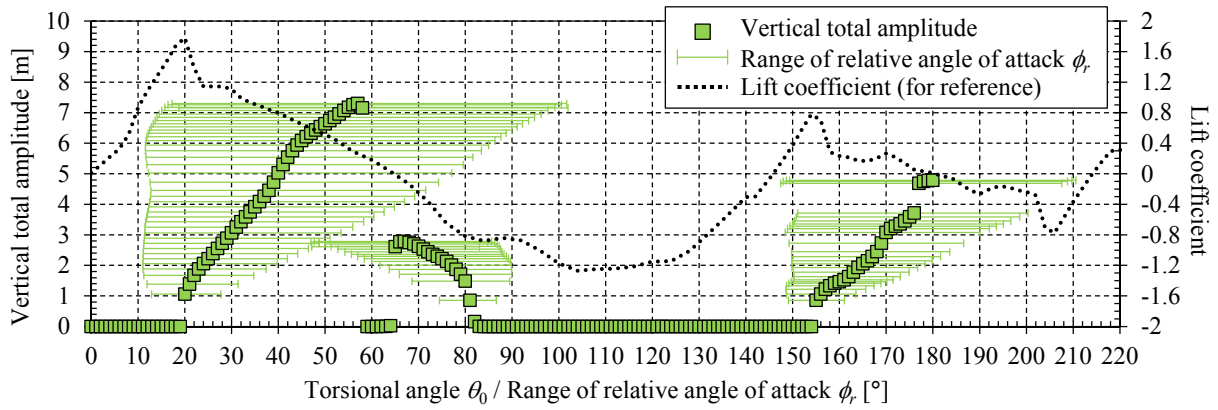
では鉛直方向にのみ初期変位を与えたが、他の自由度の初期変位に対しても依存特性があると考えられる。そのため、初期変位の依存特性も含めて最大応答振幅を評価する際には、考慮する自由度により傾向が異なる可能性に注意が必要である。

6.4.3 平均ねじれ角の範囲に応じた振動の発生要因の分析

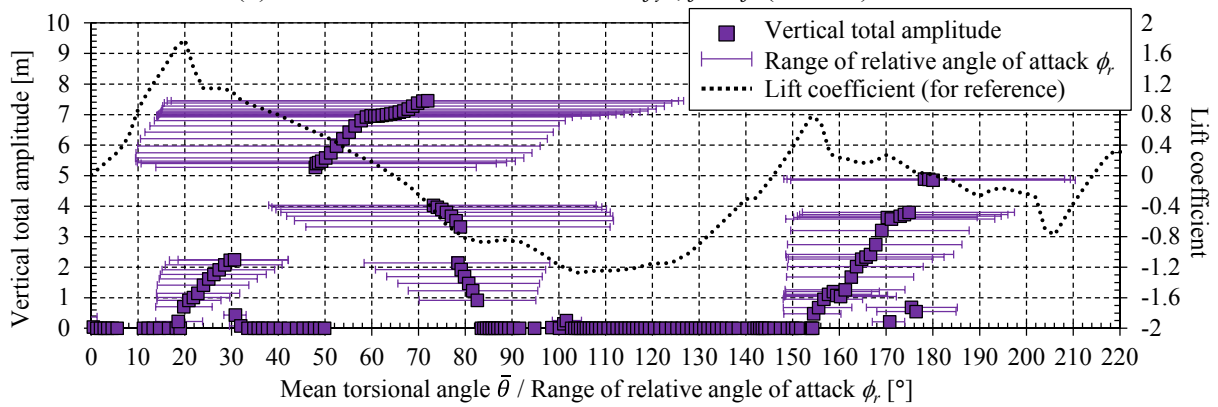
6.4.2 項では、振動特性に応じて振動が生じる平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲を3つに区分した。範囲③については、鉛直1自由度系において発生する現象であるため、その発生要因は6.3.1 項で示したとおりである。以下では、自由度間の連成がみられた平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲①、②について、それぞれ支配的な振動となる、鉛直・水平2自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0$)、鉛直・ねじれ2自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$) の応答解析結果に基づき、振動の発生要因を分析する。検討に先立ち、鉛直・水平2自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0$)、鉛直・ねじれ2自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$)、鉛直・水平・ねじれ3自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}, f_{\theta 0}=f_0 \times 1.0$)、鉛直・水平・ねじれ3自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$) の時刻歴応答解析により得られた、それぞれの応答における相対迎角 ϕ_r の変動範囲を平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ に対する鉛直変位全振幅とともに図6.4.7に示す。

平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲① (20–60度付近) では、鉛直・水平2自由度系における連成振動が支配的になる。図6.4.7(a)に示されるように、鉛直・水平2自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0$) でも、ねじれ角 $\theta_0(=\bar{\theta})$ が20–60度付近においては、相対迎角 ϕ_r が20度付近を含むように変動しており、励振力を得る相対迎角 ϕ_r は鉛直1自由度系と概ね同じであると推測される。鉛直・水平2自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0$) を対象とした時刻歴応答解析における、ねじれ角 $\theta_0(=\bar{\theta})=56$ 度の、鉛直・水平変位 y, z 、鉛直・水平速度 \dot{y}, \dot{z} 、相対風速 U_r 、相対迎角 ϕ_r の時系列波形を図6.4.8に、相対迎角 ϕ_r に対する鉛直速度 \dot{y} ・揚力の変動成分 \tilde{F}_y およびその仕事率 $\tilde{F}_y \dot{y}$ を図6.4.9に、それぞれ示す。相対風速、相対迎角、揚力の変動成分においては、水平方向の振動が無いと仮定した場合 ($\dot{z}=0$) の値をそれぞれ比較のために示した。図6.4.8(c), (d)に示されるように、水平速度の影響は、相対風速において顕著である。特に、水平変位と鉛直変位の位相差は概ね180度となるため、水平速度の影響により、相対迎角が小さい範囲において相対風速が増加、相対迎角が大きい範囲において相対風速が減少していることがわかる。その結果、図6.4.9(a), (b)に示されるように、相対迎角 ϕ_r が20度付近における揚力の変動成分が大きくなり、水平速度がない場合と比べて大きな励振力を得ることで、振幅が大きくなると考えられる。

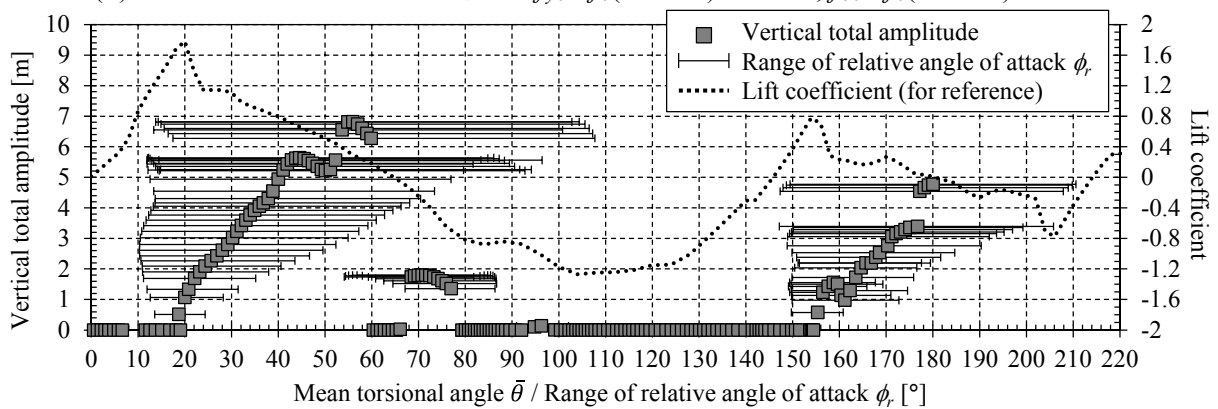
平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲② (60–80度付近) では、鉛直・ねじれ2自由度系における連成振動が支配的になる。図6.4.7(b)に示されるように、鉛直・ねじれ2自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$) でも、平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が60–80度付近においては、相対迎角 ϕ_r が20度付近および80–100度付近を含むように変動しており、励振力を得る相対迎角 ϕ_r は鉛直1自由度系と概ね同じであると推測される。鉛直・ねじれ2自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$) を対象とした時刻歴応答解析における、設定ねじれ角 $\theta_0=65$ 度 (平均ねじれ角 $\bar{\theta}=68.8$ 度) の、鉛直・ねじれ変位 y, θ 、鉛直・ねじれ速度 $\dot{y}, \dot{\theta}$ 、相対風速 U_r 、相対迎角 ϕ_r の時系列波形を図6.4.10に、相対迎角 ϕ_r に対する鉛直速度 \dot{y} ・揚力の変動成分 \tilde{F}_y およびその仕事率 $\tilde{F}_y \dot{y}$ を図6.4.11に、それぞれ示す。相対迎角においては、ねじれ方向の振動が無いと仮定した場合 ($\theta=\theta_0$) の値を比較のために示した。図6.4.10(d)に示されるように、ねじれ変位の影響により、相対迎角が大きく変化する。特に、ねじれ変位と鉛直変位の位相差は概ね90度となるため、相



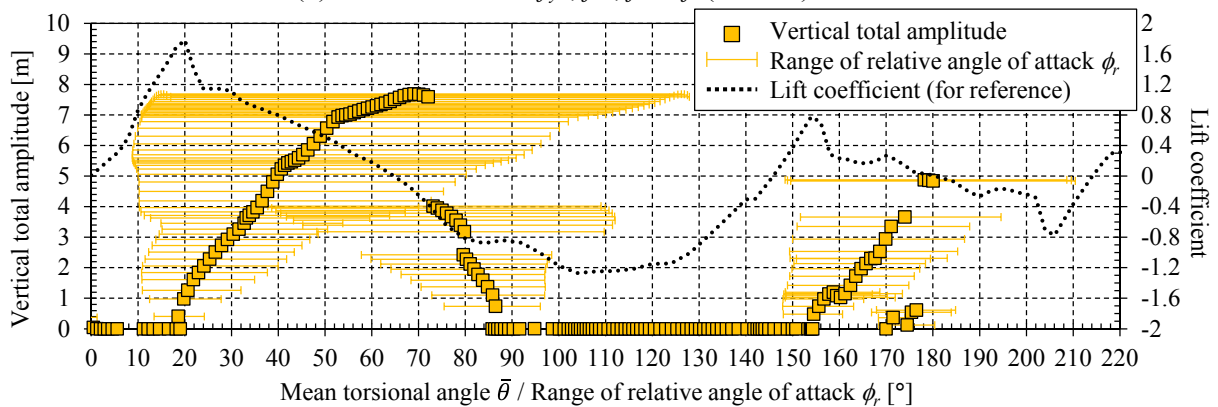
(a) 鉛直・水平 2 自由度解析 ($f_{y0}, f_{z0} = f_0 (=0.393) \times 1.0$ Hz)



(b) 鉛直・ねじれ 2 自由度解析 ($f_{y0} = f_0 (=0.393) \times 1.0$ Hz, $f_{\theta 0} = f_0 (=0.393) \times 0.9$ Hz)



(c) 3 自由度解析 ($f_{y0}, f_{z0}, f_{\theta 0} = f_0 (=0.393) \times 1.0$ Hz)



(d) 3 自由度解析 ($f_{y0}, f_{z0} = f_0 (=0.393) \times 1.0$ Hz, $f_{\theta 0} = f_0 (=0.393) \times 0.9$ Hz)

図 6.4.7 各応答における相対迎角の変動範囲 (三角中, $\Delta y_0 = 2, 3, 4, 5$ m の最大値)

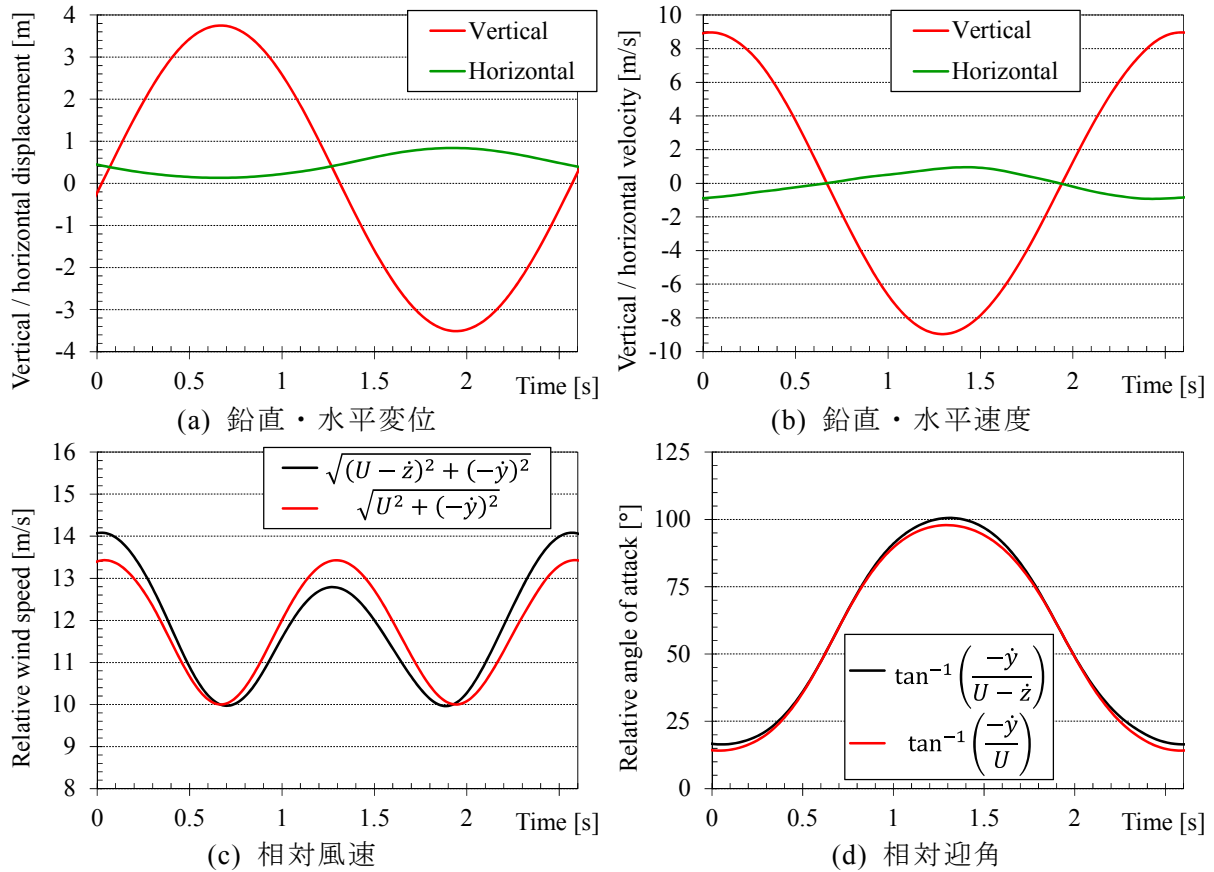


図 6.4.8 鉛直・水平変位，鉛直・水平速度，相対風速，相対迎角の時系列波形
(鉛直・水平 2 自由度解析，ねじれ角 $\theta_0=56$ 度， $f_{y0}, f_{z0}=f_0(=0.393)\times 1.0$ Hz)

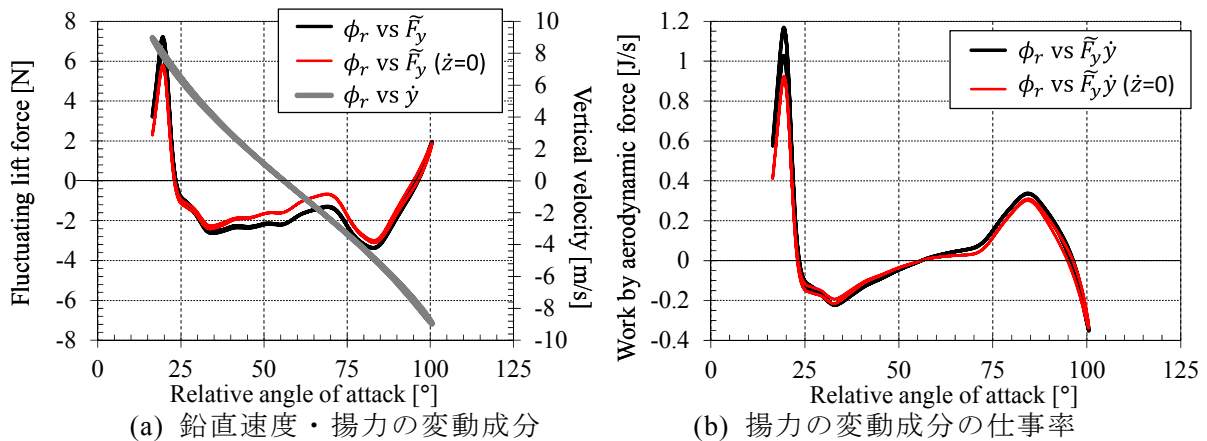


図 6.4.9 相対迎角に対する鉛直速度・揚力の変動成分，揚力の変動成分の仕事率
(鉛直・水平 2 自由度解析，ねじれ角 $\theta_0=56$ 度， $f_{y0}, f_{z0}=f_0(=0.393)\times 1.0$ Hz)

対迎角の変動範囲が大きくなるのがわかる．図 6.4.11 (a)に示されるように，鉛直 1 自由度系においては相対迎角 ϕ_r の変動範囲が 20 度付近に達しなかつたねじれ角においても，ねじれ変位があることにより相対迎角 ϕ_r の変動範囲が 20 度付近に達する．その結果，鉛直 1 自由度系において振動が発生したねじれ角 $\theta_0(=\bar{\theta})$ の範囲より広い平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲で振動が発生すると考えられる．

ここで，4 導体電線では，風上側導体の後流の影響により風下側導体の空気力係数が変化する．図 6.4.12 に，鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系において，後流の影響の有無による

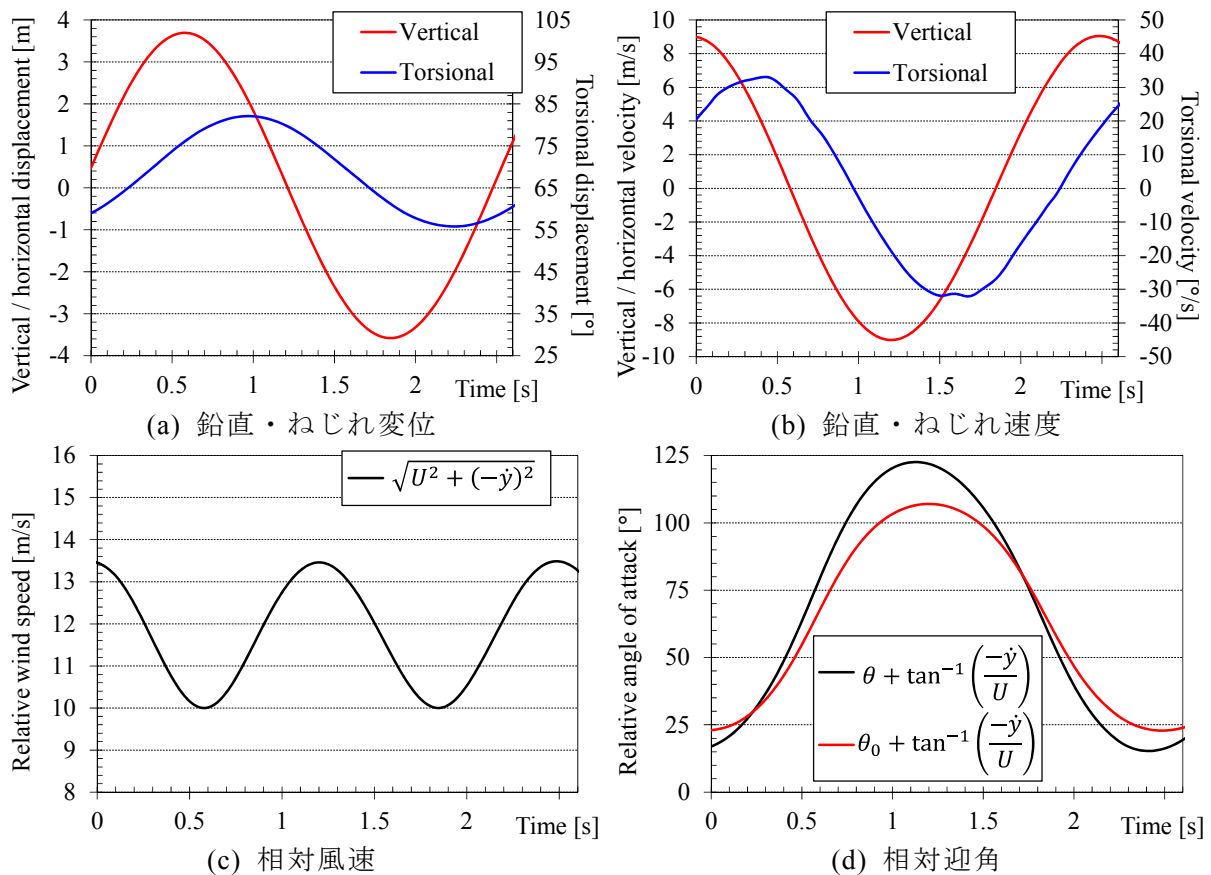


図 6.4.10 鉛直・ねじれ変位，鉛直・ねじれ速度，相対風速，相対迎角の時系列波形
(鉛直・ねじれ 2 自由度解析，設定ねじれ角 $\theta_0=65$ 度， $f_{y0}=f_0(=0.393)$ Hz， $f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$ Hz)

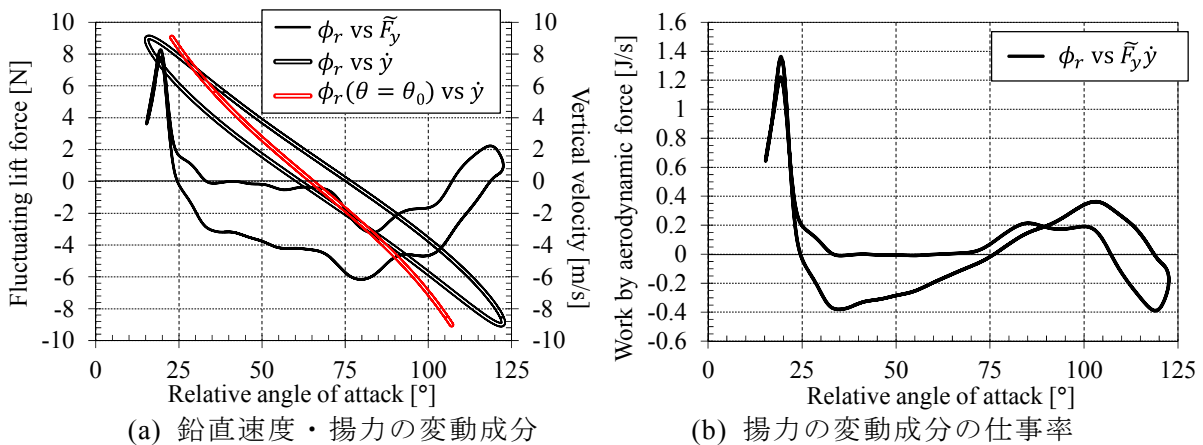


図 6.4.11 相対迎角に対する鉛直速度・揚力の変動成分，揚力の変動成分の仕事率
(鉛直・ねじれ 2 自由度解析，設定ねじれ角 $\theta_0=65$ 度， $f_{y0}=f_0(=0.393)$ Hz， $f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$ Hz)

応答特性の違いを比較する．後流の影響を考慮しない場合には，すべての素導体の空気力係数を，圧力測定実験において最上流に位置する素導体の空気力係数と一致させて応答解析を実施した．図に示されるように，平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲①（20–60 度付近）における鉛直・水平 2 自由度系が支配的な振動，平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲③（150–180 度付近）における鉛直 1 自由度系が支配的な振動については，あまり後流の影響がなく，平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲②（60–80 度付近）の鉛直・ねじれ 2 自由度系が支配的な振動は，後流の影響に起因する振動であることがわかる．

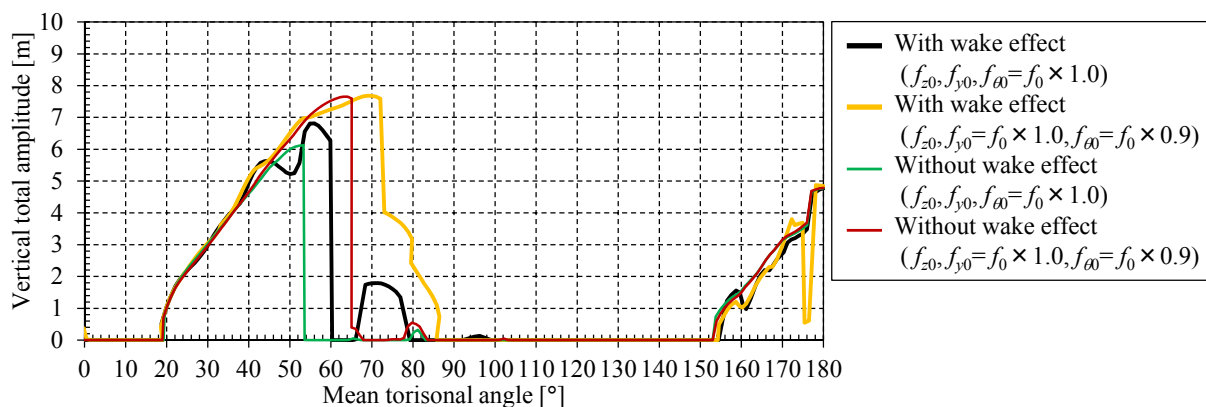


図 6.4.12 風上側導体の後流の影響の有無による鉛直全振幅特性の比較

(3 自由度解析, 着氷雪形状: 三角中, $\Delta y_0=2, 3, 4, 5$ m の最大値)

6.4.4 着氷雪形状の違いによる応答特性の比較

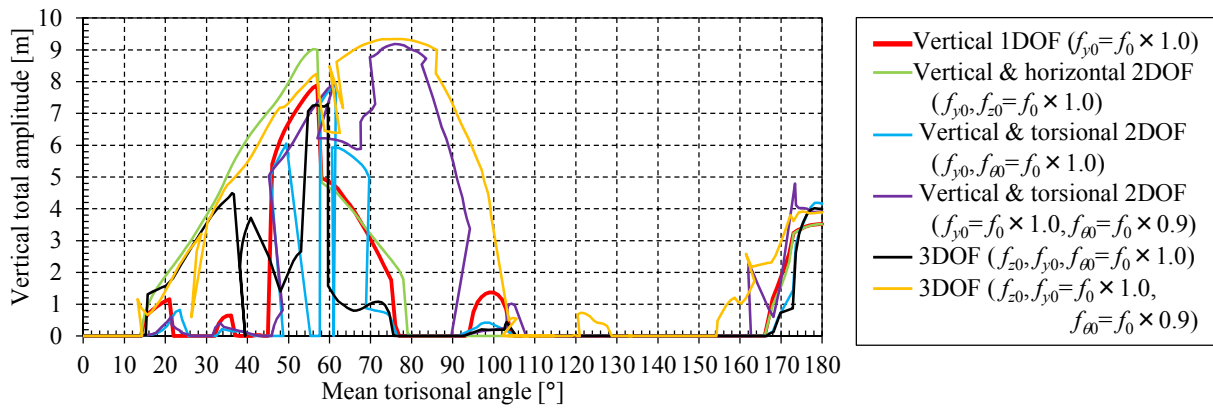
「三角中」以外の 4 種類の着氷雪形状を有する 4 導体電線を対象として, 考慮する自由度による鉛直変位全振幅特性の違いを図 6.4.13 に示す. 図では, 「三角中」の場合と同様に, 鉛直 1 自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0$), 鉛直・水平 2 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0$), 鉛直・ねじれ 2 自由度系 ($f_{y0}, f_{\theta 0}=f_0 \times 1.0$), 鉛直・ねじれ 2 自由度系 ($f_{y0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$), 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}, f_{\theta 0}=f_0 \times 1.0$), 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系 ($f_{y0}, f_{z0}=f_0 \times 1.0, f_{\theta 0}=f_0 \times 0.9$) を示した. また, 「三角中」以外の 4 種類の着氷雪形状を有する 4 導体電線における, 風上側素導体の後流の影響の有無による応答特性の違いを図 6.4.14 に示す. 図 6.4.13, 6.4.14 に示されるように, 「三角中」以外の着氷雪形状においても, 自由度間の連成作用などによる応答特性の変化は「三角中」における傾向と概ね一致している.

いずれの着氷雪形状においても, 第 3 章の空気力測定実験結果に示されるように, 風に対する迎角が 0 度より大きくなるとある角度で失速現象が生じる. 平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ がこの失速角を超える付近より振動が生じ, 平均ねじれ角の増加に伴い, 応答振幅が大きくなる. この範囲が前述の平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲①に相当して, 鉛直・水平の固有振動数が一致する場合に両自由度が連成して, 鉛直 1 自由度系における応答振幅を上回る.

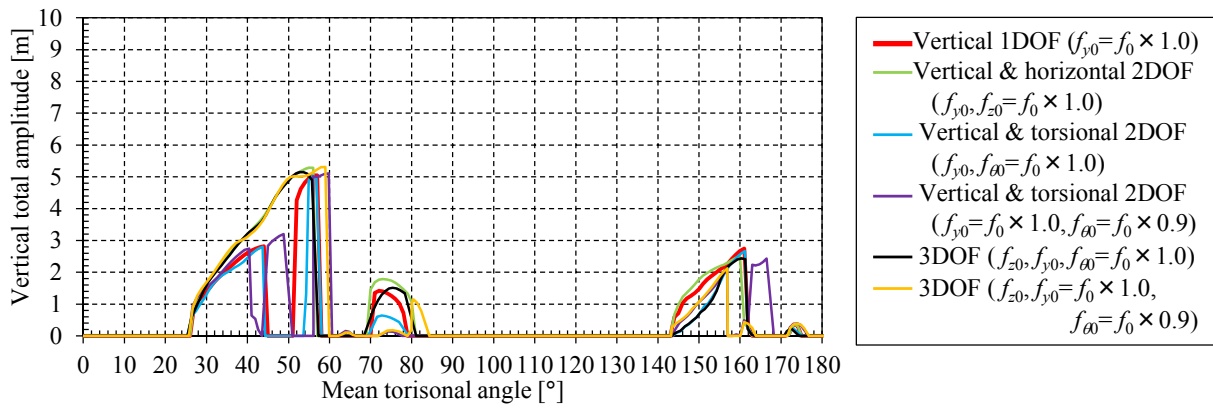
さらに平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が大きくなると, 着氷雪形状により範囲に差異があるが, ねじれの固有振動数が鉛直の固有振動数よりやや小さい場合に両自由度は連成して, 最も大きな応答振幅を示す. この範囲が, 前述の平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲②に相当して, 風上側素導体の後流の影響を受けて風下側素導体の空気力係数が変化することに起因した振動である.

平均ねじれ角が 180 度付近になると, いずれの着氷雪形状においても再度失速現象が生じる. 平均ねじれ角がこの失速角を超える付近より振動が生じる. この範囲が前述の平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲③に相当して, 鉛直 1 自由度系における振動が支配的であり, 自由度間の連成の影響をあまり受けない.

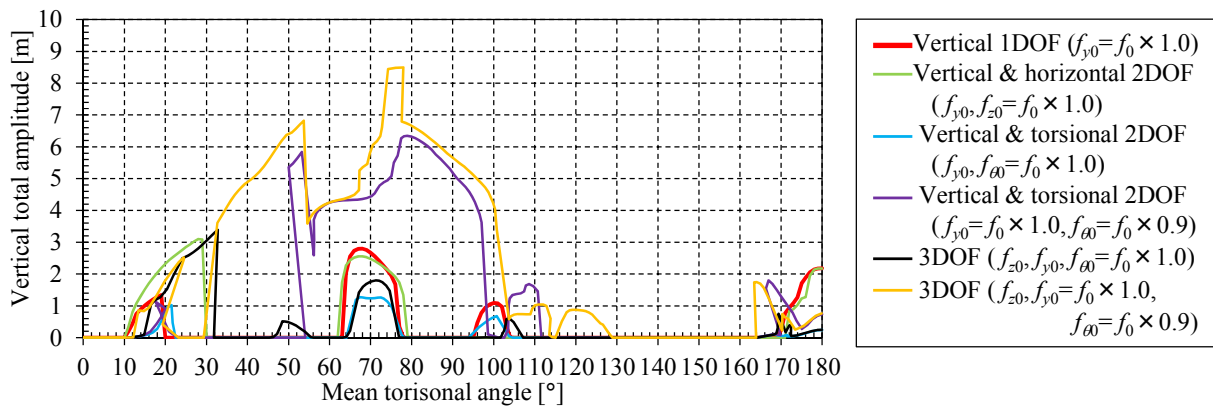
以上のように, 着氷雪 4 導体電線における応答特性を平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲毎に分類することができた. 応答振幅の大きさを比較すると, 自由度間の連成の影響がある平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲①, ②では, 着氷雪高さが高いものほど大きな振幅が得られている. 特に「先丸高」のように, 鉛直 1 自由度系ではあまり大きな振動が発生しないが, 自由度間の連成作用により大きく振動する着氷雪形状もある. 平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲②においては, ねじれの固有振動数が鉛直の固有振動数よりやや小さい場合において連成が生じる. 本検討では,



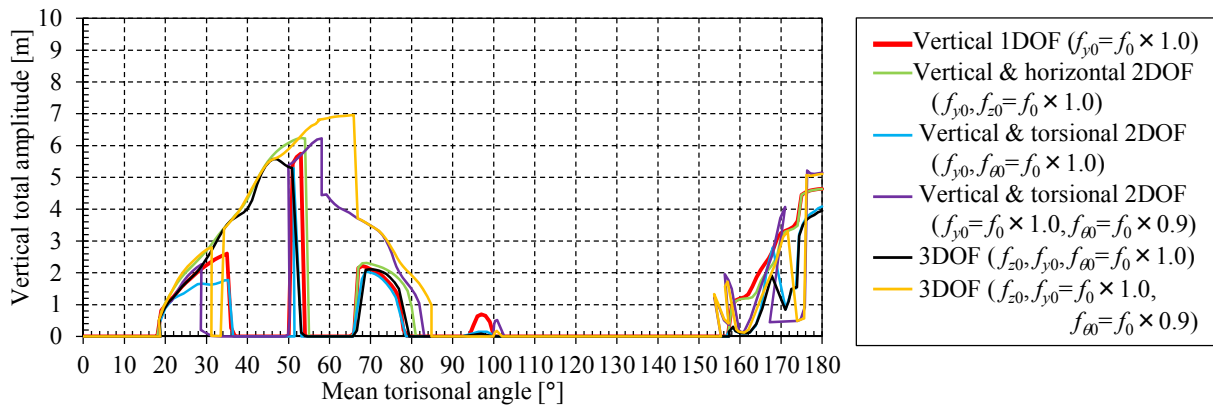
(a) 着雪形状：三角高



(b) 着雪形状：三角低

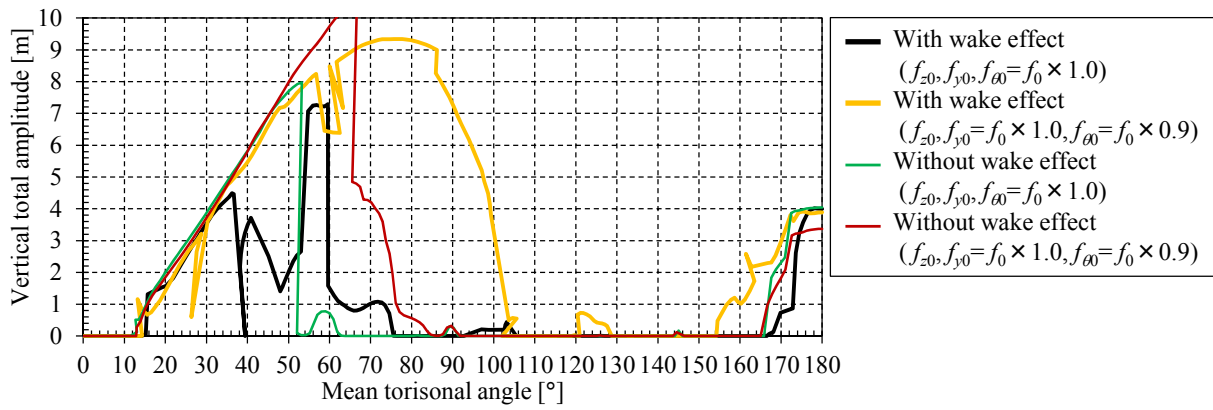


(c) 着雪形状：先丸高

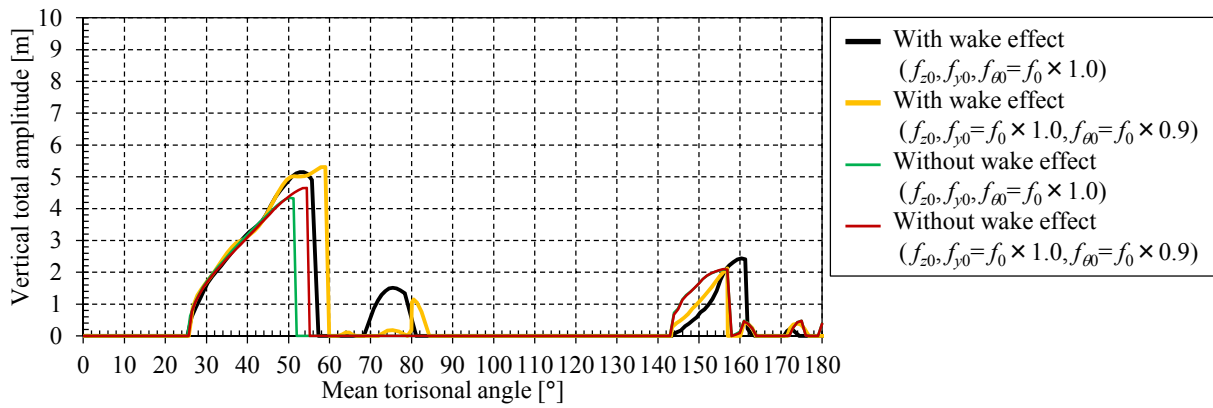


(d) 着雪形状：先丸中

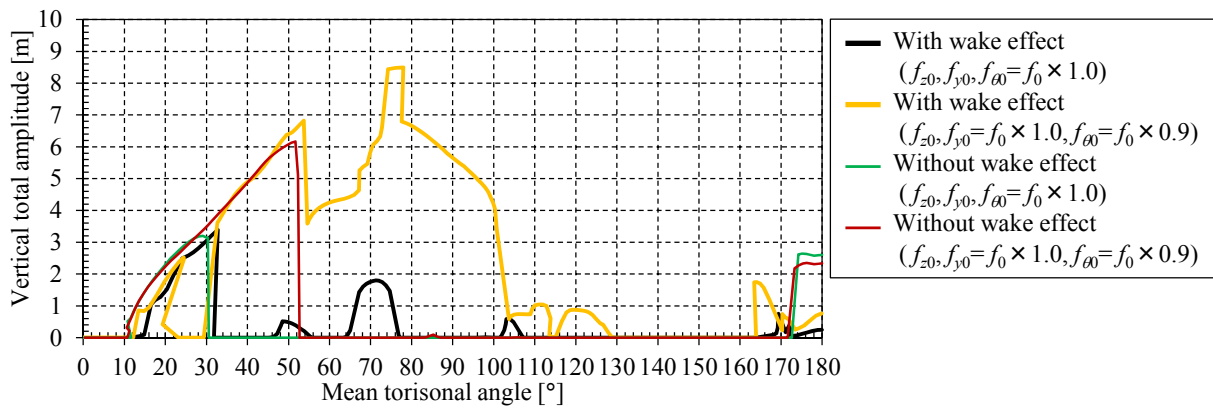
図 6.4.13 自由度・振動数比の違いによる鉛直全振幅特性の比較 ($\Delta_{y0}=2-5$ m の最大値)



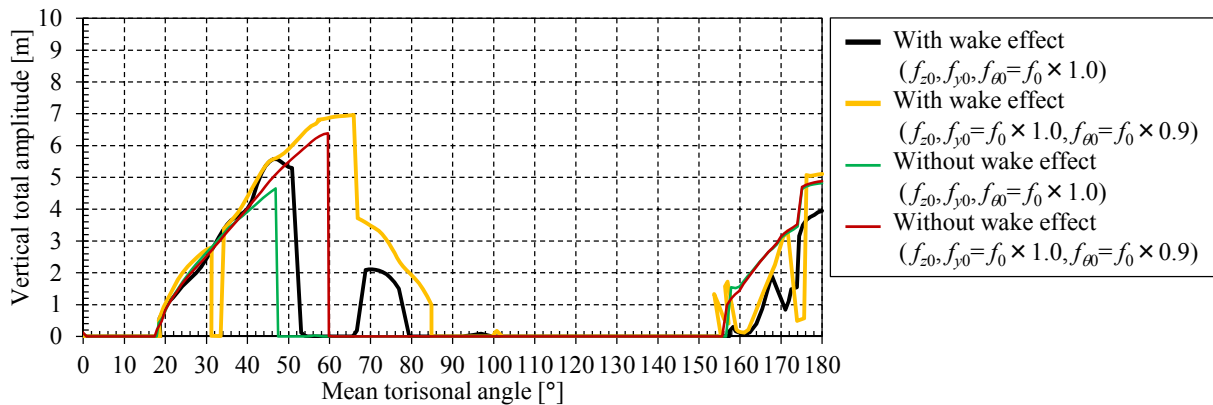
(a) 着雪形状：三角高



(b) 着雪形状：三角低



(c) 着雪形状：先丸高



(d) 着雪形状：先丸中

図 6.4.14 後流の影響の有無による鉛直全振幅特性の比較 ($\Delta_{y0}=2-5$ m の最大値)

表 6.5.1 風応答測定実験諸元（共通）

End type	m [kg]	I [kg·m ²]	L [m]	EA [N]
Frame type2	7.094	0.567	6.255	137.2

表 6.5.2 風応答測定実験諸元（Case 毎）

	$\sqrt{2}R_s=\sqrt{2}R_m$ [m]	$\theta_0 (= \alpha_s = \alpha_m)$ [°]	H [m]	U [m/s]	ρ [kg/m ³]	f_{z0} [Hz]	f_{y0} [Hz]	$f_{\theta 0}$ [Hz]
Case7_1	0.400	-2 - 50	1.501	10.27	1.195	0.407	0.446	0.427
Case7_2		46 - 90	1.533	10.21	1.178	0.402	0.443	0.423
Case7_3		180 - 270	1.634	11.39	1.185	0.390	0.437	0.414
Case8_1	0.500	0 - 46	1.578	10.19	1.198	0.397	0.440	0.524
Case8_2		46 - 90	1.568	10.18	1.205	0.398	0.441	0.525
Case8_3		180 - 270	1.687	11.40	1.182	0.384	0.434	0.512

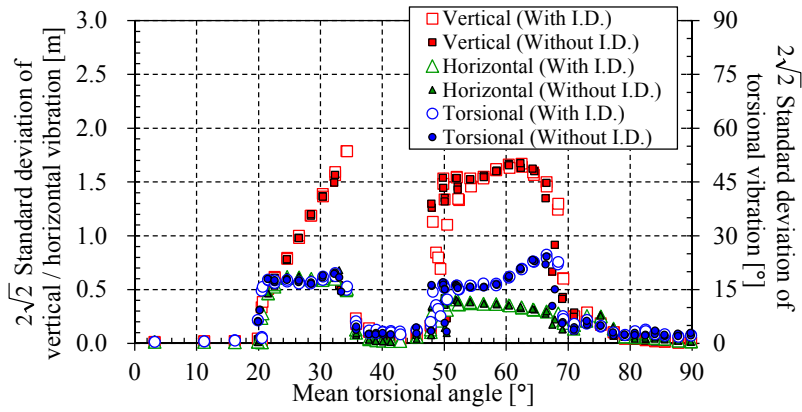
ねじれの固有振動数を鉛直の固有振動数の 0.9 倍にした結果を用いて比較したが、より詳細にねじれの固有振動数を変化させる場合に応答が大きくなる条件もある可能性があり、今後検討が必要である。

6.5 風応答測定実験による応答特性の確認

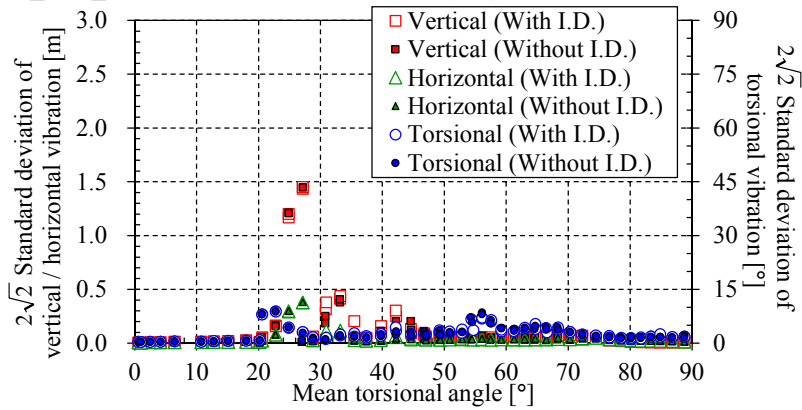
本章のこれまでの検討は、第 5 章で提案した素導体毎に準定常空気力を定式化する空気力モデルにより、解析的に着氷雪 4 導体電線のギャロッピングの応答要因および応答特性を分析した。第 5 章において、風応答測定実験の結果を用いて空気力モデルの適用性を評価した範囲は、前述の平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の①に相当する。平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲②、③においても、時刻歴応答解析により再現された応答が生じるかを確認するため、より広い平均ねじれ角の範囲を対象として、ねじれ振動数を変化させて風応答測定実験を実施した。

風応答測定実験は、「三角中」の着氷雪形状を有する 4 導体電線実寸部分模型を用いて、4.5 節に示した実験と同様の装置・手順で実施した。実験諸元を表 6.5.1, 6.5.2 に示す。模型端部機構には、図 4.5.6 (c)に示したフレーム機構②（厚さ 5mm）を用いて、端部機構を含めた部分模型の総質量および 4 導体電線の中心軸周りの質量慣性モーメントは、調整用錘を用いて着氷雪質量（比重 0.6）を考慮した実際の 4 導体電線と一致するように設計した。Case7_1-7_3 では、弾性ひもの固定間隔を 0.4m とすることで、ねじれ固有振動数が鉛直固有振動数よりやや低い（振動数比 0.95 程度）に設定した。Case8_1-8_3 では、弾性ひもの固定間隔を 0.5m とすることで、ねじれ固有振動数が鉛直固有振動数より高い（振動数比 1.18 程度）に設定した。Case7_1, 8_1 における無風時の振動特性が、第 4 章では Case7, 8 として図 4.6.2 (c), (d)および表 4.6.1 に示されているため参照されたい。Case7_1, 7_2, 8_1, 8_2 では風速を 10.2m/s において、設定ねじれ角 θ_0 を 0-90 度の範囲で変えて応答特性を計測した。また、Case7_3, 8_3 では風速を 11.4m/s において、設定ねじれ角 θ_0 を 180-270 度の範囲で変えて応答特性を計測した。

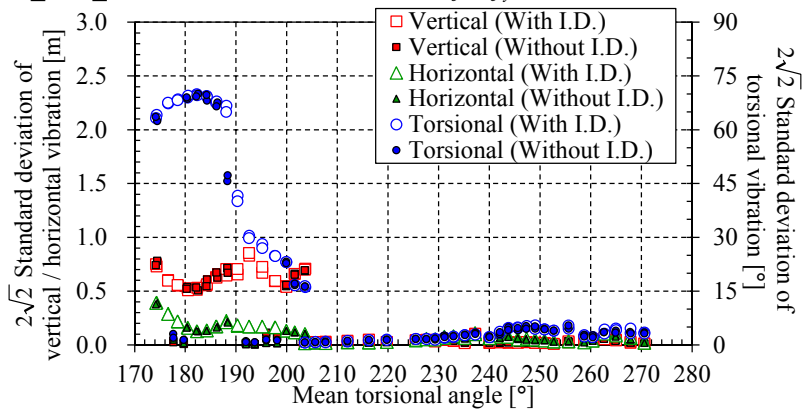
風応答測定実験により得られた平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ に対する全振幅（標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）特性を、図 6.5.1 に示す。ここでは、Case7_1, 7_2 の結果、Case8_1, 8_2 の結果をそれぞれ同じ図に示した。



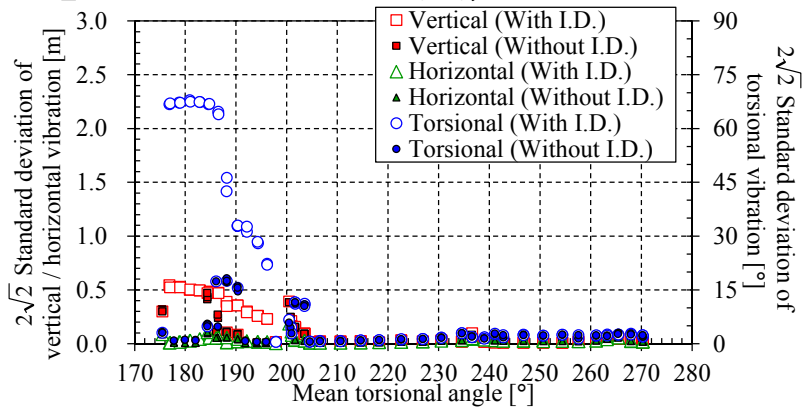
(a) Case7_1, 7_2 (弾性ひも間隔 : 0.4m, $f_{\theta 0}/f_{y0}=0.95$ 程度, 風速 10.2 m/s)



(b) Case8_1, 8_2 (弾性ひも間隔 : 0.5m, $f_{\theta 0}/f_{y0}=1.18$ 程度, 風速 10.2 m/s)



(c) Case7_3 (弾性ひも間隔 : 0.4m, $f_{\theta 0}/f_{y0}=0.95$ 程度, 風速 11.4 m/s)



(d) Case8_3 (弾性ひも間隔 : 0.5m, $f_{\theta 0}/f_{y0}=1.18$ 程度, 風速 11.4 m/s)

図 6.5.1 風応答測定実験による平均ねじれ角に対する全振幅特性の確認

図 6.5.1 (a)に示されるように、前述の範囲①に相当する振動が平均ねじれ角が 20–40 度付近において発生していることに加えて、平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が 50–70 度付近において範囲②に相当する振動が発生する。範囲②においては、ねじれ固有振動数が鉛直固有振動数よりやや低い Case7_1, 7_2 においてのみ振動が発生しており、6.4 節に示した結果とも整合する。

図 6.5.1 (c), (d)に示されるように、Case7_3, 8_3 では設定ねじれ角を 180 度より正方向にねじれ角を変化させたため 180 度以上の平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が対象範囲となっているが、平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ が失速角（206 度）と 180 度の間にある場合に、両ケースにおいて振動が発生しており、前述の範囲③に相当する振動が生じていることが確認できる。

以上のように、6.4 節で示した 3 つに分類の振動が、風応答測定実験においても、それぞれに対応した平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲において発生することが確認された。ただし、第 4 章で述べたように、フレーム構造の端部機構を用いる場合には二次元端板を用いる場合と比べて、空気力が変化する可能性がある。特に、平均ねじれ角 $\bar{\theta}$ の範囲②、③は風上側導体の後流の影響を受ける範囲を対象としており、自由度間の連成特性や応答振幅の定量的な評価を行う場合には 2 次元端板を用いた評価により詳細に検討する必要がある。

6.6 まとめ

本章では、素导体毎に定式化する準定常空気力モデルを用いて、1 質点系を対象とした線形不安定解析および時刻歴応答解析を行い、着氷雪 4 導体電線におけるギャロッピングの発生要因および応答特性を明らかにした。また、解析により明らかとなった応答特性を風応答測定実験により検証した。以下に、本章の結論および今後の課題を示す。

6.6.1 結論

- 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系において負減衰となるねじれ角は、鉛直 1 自由度系において負減衰となるねじれ角と概ね一致した。また、その範囲において、3 自由度系における減衰値が鉛直 1 自由度系における減衰値を下回ることはあまりなかった。そのため、線形振動系では、本質的には Den Hartog の条件式を満たす鉛直 1 自由度系において空力不安定振動が生じると考えられる。
- 鉛直 1 自由度系を対象とした空気力の非線形性を考慮した時刻歴応答解析で得られた応答振幅の大きさは、線形不安定解析により算出される負減衰の絶対値の大きさと相関はみられなかった。また、減衰値が負値を示さなくても、初期変位を与えることで振動が発生するねじれ角があることがわかった。さらに、振動が発生したねじれ角に対して、定常振動時の揚力の変動成分の仕事の評価することで、振動要因を明らかにした。
- 鉛直 1 自由度系において、正弦波を仮定した 1 周期におけるエネルギー収支により、定常応答振幅（安定なりミットサイクル振幅）および応答の初期変位依存性（不安定なりミットサイクル振幅）の評価が可能であることを示した。また、ある断面・ねじれ角の空気力係数（揚力・抗力係数）を用いて、無次元化された空気力の仕事量をあらかじめ計算することができ、構造諸元や風速が変化した際にも時刻歴応答解析を都度行わなくても、応答振幅を容易に算出できることを示した。
- 鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系における応答特性は、平均ねじれ角の範囲に応じて 3 つに区分できることを示した。着氷雪形状が「三角中」の 4 導体電線の場合の応答特性は

以下の通りである.

- ①着氷雪部が風上側にある場合の失速角(20度)を平均ねじれ角が超えると振動が生じ、60度付近まで平均ねじれ角の増加に伴い応答振幅が大きくなる. この範囲では、鉛直・水平の固有振動数が一致する場合に両自由度が連成して、鉛直1自由度系における応答振幅を上回る.
 - ②さらに平均ねじれ角が大きくなり80度付近までは、ねじれの固有振動数が鉛直の固有振動数よりやや小さい場合に両自由度は連成して、全ねじれ角の中で最も大きな応答振幅を示す.
 - ③導体部が風上側にある場合の失速角(154度)を平均ねじれ角が超えると振動が生じ、180度付近まで平均ねじれ角の増加に伴い応答振幅が大きくなる. この範囲では、鉛直1自由度系における振動が支配的であり、自由度間の連成の影響をあまり受けない.
- ・上述の3つの区分における、振動の発生要因をエネルギー収支および相対迎角、相対風速を分析することにより明らかにし、実験においてもそれぞれの区分に応じた振動が発生することを確認した. また、範囲②の鉛直・ねじれ2自由度系が支配的な振動は、後流の影響に起因する振動であることを示した. さらに、異なる着氷雪形状においては、応答振幅の大小はあるものの、自由度間の連成作用などによる平均ねじれ角に対する応答特性の変化は「三角中」における傾向と概ね一致することを確認した.

6.6.2 今後の課題

- ・3自由度系を対象とした時刻歴応答解析では、鉛直方向の大きな初期変位を与えて解析を実施したが、初期変位に依存して応答が発生する範囲(条件)が変わる. また、3自由度系においては、水平・ねじれ方向の自由度においても初期変位に対して応答が依存すると考えられる. 今後、鉛直1自由度系でのエネルギー収支による応答振幅評価のように、複数の自由度が含まれる系での安定・不安定なリミットサイクル振幅を評価する方法について検討する必要がある.

参考文献

- [6-1] 日本風工学会：風工学ハンドブックー構造・防災・環境・エネルギーー，朝倉書店，2007.
- [6-2] 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.
- [6-3] J.P. Den Hartog: Mechanical Vibrations, McGraw-Hill, 1956.
- [6-4] 日本鋼構造協会：構造物の耐風工学，東京電機大学出版局，1997.
- [6-5] G.V. Parkinson, J.D. Smith: The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator, Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 17, pp. 225-239, 1964.

7. ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果に関する検討

国内では、多導体送電線のギャロッピング対策品としてルーズスペーサが開発されており[7-1]、近年広く普及されつつある[7-2, 7-3]。ルーズスペーサとは、多導体電線において電線を束ねるために設置する径間スペーサの、いくつかの素導体の把持部にヒンジ機構を設けて（以下、この把持をルーズ把持、その導体をルーズ導体と示す）、素導体が軸周りに回転可能としたものである。また、近年用いられているものでは、ルーズ把持された素導体での筒雪発達による過大な着氷雪を防止するために、回転範囲が ± 80 度の範囲に限定されるようストッパーが設けられている[7-4]。第2章でも示したように、実規模送電線を用いた観測において、ルーズスペーサ設置径間でのギャロッピング抑制効果が数事例確認されているが[7-5, 7-6]、計測項目も限られているため、ルーズスペーサの抑制効果が得られる条件やその抑制メカニズムは不明な点も残されている。また、図7.1に示すように、4導体電線のルーズスペーサにおいて、ルーズ把持部の配置が「片側配置（一般的に主風向に対して風上側）」と「対角配置」の2種類が用いられており、どちらがより対策効果に優れているかが明らかにされていない。

第4章では、実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験手法を開発し、ギャロッピングの発生条件や応答特性の把握に対する有効性を示した。そこで、風速・振動数（比）・着氷雪形状・迎角などの諸条件が明らかな下で、ギャロッピング抑制効果を検証するために、ルーズ把持された素導体の挙動を模擬した素導体模型（ルーズ導体模型）を製作し、ルーズスペーサの回転機構を模擬した4導体電線部分模型を対象として大振幅・低振動数の3自由度風応答測定実験を行った。さらに、空気力測定実験を実施して、模型に作用する空気力を評価することによって、ルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムを明らかにする。また、ルーズ導体模型の取付け位置を変更することにより、ルーズ把持部の配置によるギャロッピング抑制効果の違いについて検討した。

7.1節では、ルーズ導体模型を用いた風応答測定実験・空気力測定実験の手法・条件を示す。7.2節では、片側配置のルーズスペーサを対象とした実験結果に基づき、ギャロッピング抑制メカニズムを示す。7.3節では、片側配置と対角配置のギャロッピング抑制効果を比較する。7.4節では、片側配置・対角配置以外のギャロッピング抑制効果に優れた配置を検討する。



(a) ルーズ把持部：片側配置

(b) ルーズ把持部：対角配置

図 7.1 ルーズスペーサの写真

7.1 ルーズ導体模型を用いた風応答測定実験・空気力測定実験の手法・条件

7.1.1 ルーズスペーサの回転機構を模擬した模型

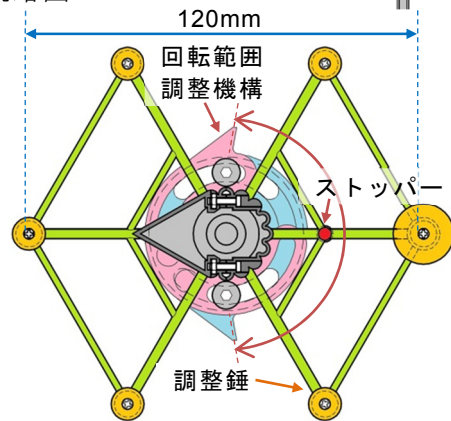
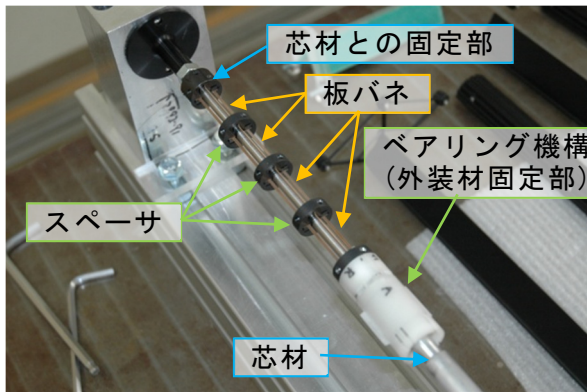
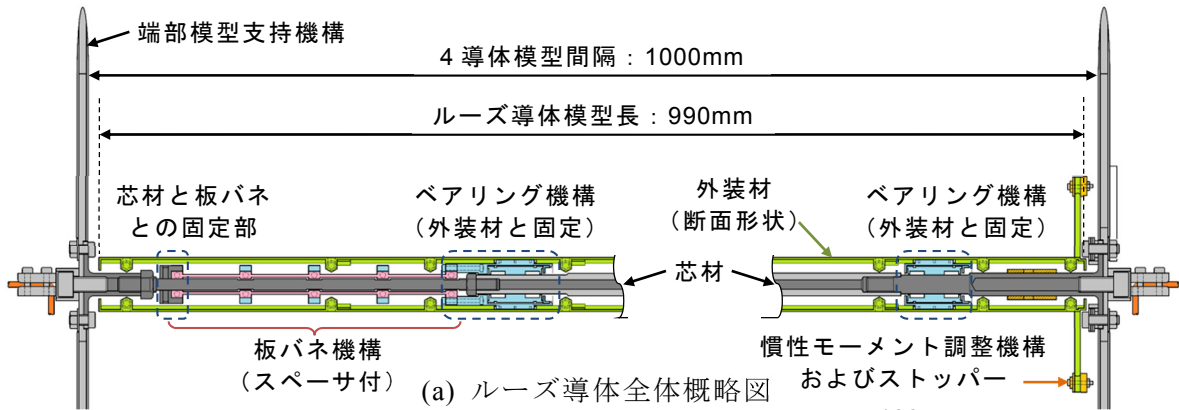
本実験では、着氷雪形状「三角中」の4導体電線実寸部分模型を用いて、風応答測定実験・空気力測定実験を実施した。部分模型は、2枚の端部機構と4本の導体模型で構成されており、導体模型として固定導体模型とルーズ導体模型の2種類を組み合わせることで、標準スペーサ設置径間およびルーズスペーサ設置径間の特性をそれぞれ模擬し、「標準模型」・「ルーズ模型」とした。

ルーズ導体模型の機構を図7.1.1に示す。図に示されるように、ルーズ導体模型は導体中心を貫く芯材と断面形状を有する外装材とで構成される。外装材は固定導体模型と同様に積層造形で断面形状を成形しており、芯材の周りをベアリング機構により自由に回転する。外装材は板バネを介して芯材と接続され、導体軸周りに実際の素導体のねじり剛性に対応した剛性（以下、回転剛性と示す）を有する。ルーズ導体模型は大きく回転するため、回転剛性の回転角に対する線形性が保たれていることが望ましい。そこで、板ばねの間にいくつかのスペーサを設ける機構により、大きな回転角まで回転剛性が線形に変化することを可能にした。回転剛性の大きさは、板ばねの幅や厚さを変えることで調整することができる。なお、本模型では回転に伴って外装材が軸方向にわずかに移動するため、両側に少し隙間を設けており、外装材の長さが他の模型長（1000mm）より少し短い990mmとなっている。ただし、模型長との差は1%であり、空気力特性や振動特性に与える影響はあまりないと考えられる。

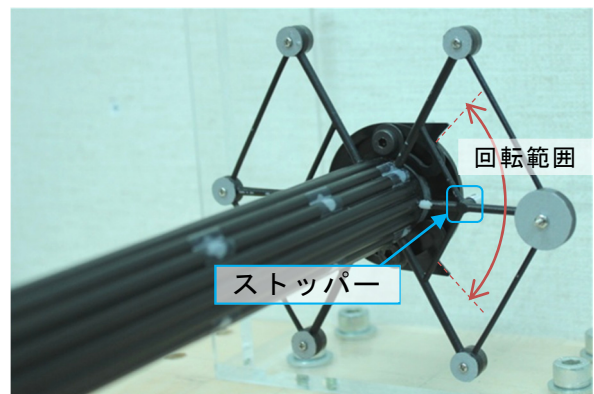
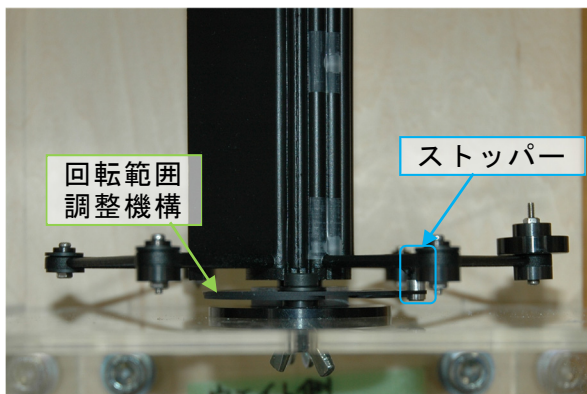
また、ルーズスペーサにおける回転範囲を制限する機構を模擬するため、ルーズ導体模型の片端には、図7.1.1(c),(d)に示すようなストッパー機構を設けた。ルーズ導体の回転範囲の角度がギャロッピング抑制効果に与える影響を評価するため、ストッパー機構はその可動範囲を調整できる機構とした。本実験では、実物と同じ寸法・質量・質量慣性モーメントの模型を用いて実験を行うため、ルーズ導体模型の質量慣性モーメントについては、ストッパー機構に取付けた調整用錘を用いて、着氷雪の偏心質量を考慮した実物の質量慣性モーメントに一致するように設計した。ただし、外装材に働く重力の作用点は回転軸上にあり、着氷雪質量による重力の作用点の偏心は考慮しておらず（質量慣性モーメントのみに反映）、無風時にはルーズ導体模型の迎角が固定導体模型と同じ迎角になるようにした。本研究で実際に用いたルーズ導体模型の仕様については、7.1.3項で示す。

7.1.2 ルーズ導体模型における実送電線のねじり剛性の再現方法

4.4.3項に示したように、風応答測定実験では、実送電線のあるループ数のモードを対象として、その固有振動数を再現して実験を行う。一方、実際の4導体送電線におけるルーズ導体の回転（ねじり）振動の固有振動数は、一般的にギャロッピングが生じている振動数よりかなり高く、お互いが連成して振動することはあまり考えにくい。そのため、ルーズスペーサの振動抑制効果においてはルーズ導体の静的な回転の影響が大きく、風が作用したときの実送電線におけるルーズ導体の回転角を模擬することが適切と考えられる。そこで、本研究では、再現対象とするループ数に関係なく、ルーズ導体模型の回転方向の振動数が実送電線の素導体の1次の回転（ねじり）振動の固有振動数と一致するように設定した。実送電線の素導体の回転振動が両端固定の丸棒の回転振動で表されるとすると、そ



(b) 内部構造写真 (芯材および板バネ) (c) ストッパー・質量慣性モーメント調整機構図



(d) ストッパー・質量慣性モーメント調整機構写真

図 7.1.1 ルーズスペーサを模擬した導体模型

の固有振動数 $f_{\phi n}$ [Hz] は下記のように示される [7-7].

$$f_{\phi n} = \frac{n}{2l_e} \sqrt{\frac{GJ}{I_{es}}} \quad (7.1.1)$$

ここで, n はループ数 (ここでは, 1 次の固有振動数を考えるため, $n=1$), l_e は径間長 [m], GJ は素導体のねじり剛性 [$\text{N}\cdot\text{m}^2/\text{rad}$], I_{es} は素導体の単位長さあたりの質量慣性モーメント [$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{m}$] である. また, 式(7.1.1)に基づく回転振動数を設定した場合, ルーズ導体模型の回転剛性 R_s [$\text{N}\cdot\text{m}/\text{rad}$] は, 以下のように算出される.

$$R_s = I_s l_s \times (2\pi f_{\phi 1})^2 = \left(\frac{\pi}{l_e}\right)^2 l_s GJ \quad (7.1.2)$$

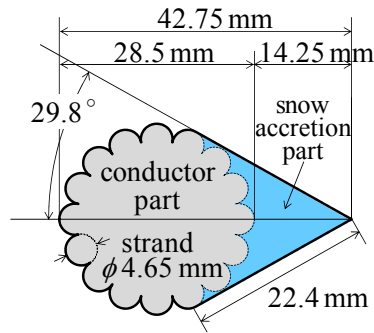


図 7.1.2 固定導体・ルーズ導体模型の断面形状（三角中）

ここで、 l_s はルーズ導体模型の長さ[m]、 I_s はルーズ導体模型の単位長さあたりの質量慣性モーメント[$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{m}$]である。ルーズ導体模型の質量慣性モーメントを、実際の素導体の単位長さあたりの値に一致させると、ルーズ導体模型の回転剛性は、実送電線の素導体の（両端固定の棒の回転振動を考えた）回転1次モードに対する等価回転剛性と一致する。

一方で、ある空力モーメントが作用した場合のルーズ導体模型の回転角が、同じ空力モーメントが実送電線の素導体の径間全体に一様に作用すると仮定した場合の径間中央における素導体ねじり角を再現する場合は、ルーズ導体模型の回転剛性 R_{sc} [$\text{N}\cdot\text{m}/\text{rad}$]は以下のような値となる[7-8]。

$$R_{sc} = \frac{8}{l_e^2} I_s GJ \quad (7.1.3)$$

式(7.1.2)と式(7.1.3)を比較すると両者は類似した式となっており、実送電線の素導体の1次固有振動数を用いて設定したルーズ導体模型の回転剛性は、実送電線の径間中央の回転角を再現した回転剛性よりやや高い値となることがわかる。

7.1.3 風応答測定実験手法・条件

風応答測定実験は、4.5節に示した実験と同様の装置・手順で実施した。固定導体模型・ルーズ導体模型ともに、断面形状は図 7.1.2 に示すような着冰雪形状「三角中」の ACSR410 mm^2 を実寸（着冰雪高さ 14.25 mm，導体直径 28.5 mm，模型長 1000mm）で模擬した。模型端部機構には、図 4.5.6 (c)に示したフレーム機構②（厚さ 5mm）を用いて、固定導体模型もしくはルーズ導体模型を導体間隔 400mm で取り付けた。

実験諸元を表 7.1.1 に示す。標準スペーサ設置径間およびルーズスペーサ設置径間の特性をそれぞれ模擬した「標準模型」・「ルーズ模型」のいずれにおいても、端部機構を含めた部分模型の総質量および4導体電線の中心軸周りの質量慣性モーメントは、調整用錘を用いて着冰雪質量（比重 0.6）を考慮した実際の4導体電線と一致するように設計した。部分模型全体の鉛直・水平・ねじれの固有振動数は、4.4.3項に従って径間長 300m 程度の実送電線における2ループ（逆対称1次）の固有振動数に相当する値に設定した。実測および実送電線の数値解析に基づき、ねじれと鉛直の固有振動数の比が 1.02–1.05 程度になるように調整しており、弾性ひもの固定間隔が支持台側と模型側で異なる間隔に設定している。そのため、本模型支持方法の特徴として、4.4.1項に示されるように構造的に自由度間で連成する。風速は 6.9, 12.3 m/s を対象として、それぞれ4導体電線全体の設定ねじれ角を変えて実験を実施したが、本模型支持方法特有の構造的な特性によりねじれ角の正負で応答特

表 7.1.1 風応答測定実験諸元

(a) 4 導体電線部分模型全体諸元

模型質量	m [kg]	7.094
模型質量慣性モーメント	I [kg·m ²]	0.567
支持台と模型の間隔	L [m]	6.255
弾性ひも弾性係数	EA [N]	137.2
支持台側の弾性ひも固定間隔	$\sqrt{2}R_s$ [m]	0.500
模型側の弾性ひも固定間隔	$\sqrt{2}R_m$ [m]	0.400
模型弛度	H [m]	1.537–1.855
弾性ひも初期張力	T [N]	30.6–36.4
水平固有振動数 (計算値)	f_{z0} [Hz]	0.366–0.402
鉛直固有振動数 (計算値)	f_{y0} [Hz]	0.427–0.443
ねじれ固有振動数 (計算値)	$f_{\theta 0}$ [Hz]	0.437–0.467
空気密度	ρ [kg/m ³]	1.15–1.21

(b) ルーズ導体模型諸元

ルーズ導体・質量慣性モーメント	1.60–1.64×10 ⁻⁴ kg·m ²
ルーズ導体・回転剛性	0.0203–0.0205 N·m/rad
ルーズ導体・回転固有振動数	1.78–1.79 Hz
ルーズ導体・回転範囲	±80°

(c) 風速と弾性ひも固定角度の範囲

風速 U [m/s]	支持台側の弾性ひも固定角度 α_s [°]
6.9	-50–0
12.3	-50–0, 0–50

性が異なる可能性を踏まえて、風速 12.3m/s のケースでは、弾性ひも固定角度を正負両範囲で変化させて計測した。その際、-50–0度と 0–50度で二回に分けて実験を実施しており、実験のセッティング状況により両者で模型弛度などが僅かに異なる。

ルーズ導体模型は、質量慣性モーメントを実物と一致させており、式(7.1.2)において、ACSR410mm²電線のねじり剛性値[7-9] ($GJ=165 \text{ N}\cdot\text{m}^2/\text{rad}$) を代入すると、径間長が 285 m 程度に対応した振動数となり、概ね部分模型全体の再現対象と整合することがわかる。ルーズ導体の回転範囲は、ストッパー機構により-80–80度に限定した。

「ルーズ模型」においては、図 7.1.3、表 7.1.2 に示すように、「片側配置」・「対角配置」のルーズスペーサの対策評価を比較する際には、「主風向から着氷雪，風向が一致」，「主風向から着氷雪後，風向が反転」，「逆風向から着氷雪，風向が一致」，「逆風向から着氷雪後，風向が反転」の 4 パターンを対象とした。風向が反転する場合には、導体部が風上側になるように部分模型を設置後、支持台側の弾性ひも固定角度を表 7.1.1 (c)に示される範囲で変化させた。つまり、風速 12.3m/s のケースでは、設定ねじれ角は 130–230 度の範囲で計測を実施した。また、7.4 項ではそれ以外の配置として、図 7.1.4 に示すように、「上側配

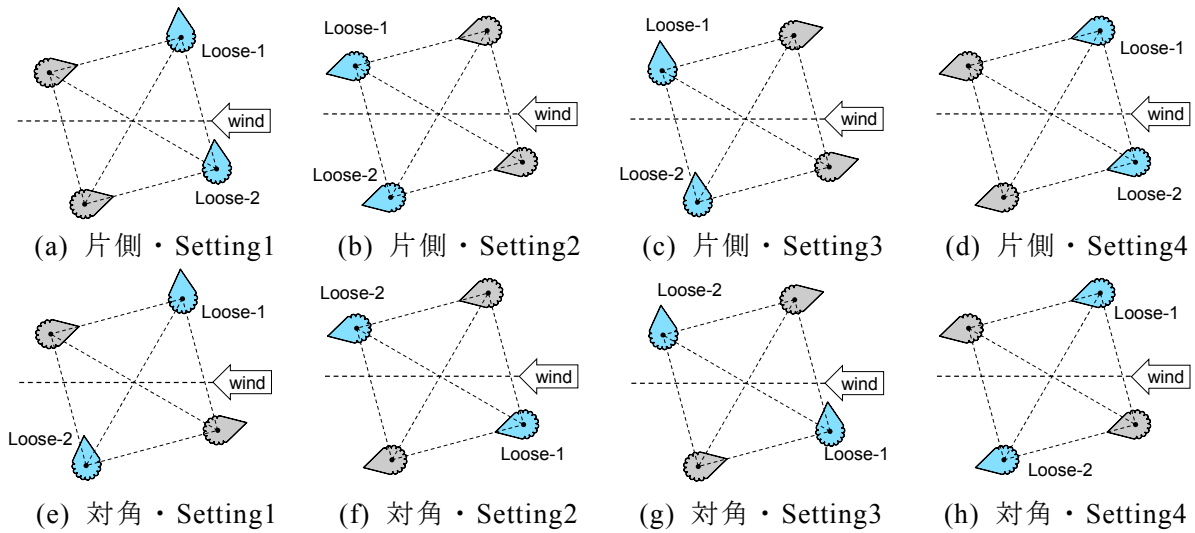


図 7.1.3 ルーズ導体の配置および風向の組合せの模式図

表 7.1.2 ルーズ導体の配置および風向の組合せ

	着氷雪方向	風向
Setting1	主方向 (想定通り)	着氷雪方向と一致
Setting2	主方向 (想定通り)	着氷雪後反転
Setting3	逆方向 (想定と逆)	着氷雪方向と一致
Setting4	逆方向 (想定と逆)	着氷雪後反転

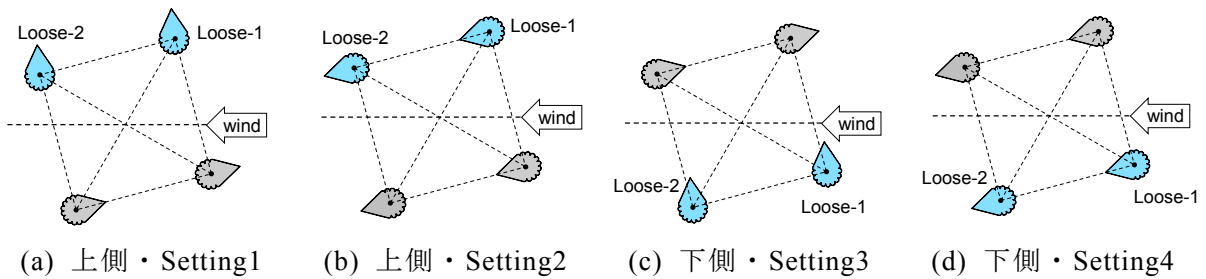


図 7.1.4 ルーズ導体の配置および風向の組合せの模式図 (その 2)

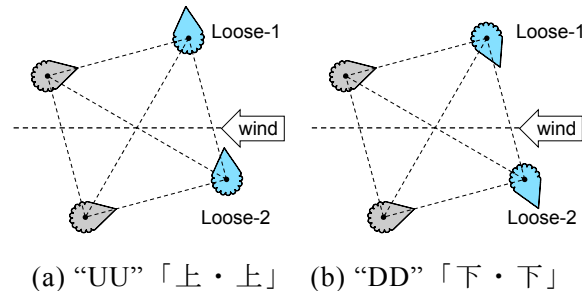


図 7.1.5 測定時のルーズ導体向きのパターンの例 (片側配置, Setting1)

置」, 「下側配置」を対象とした. この場合, Setting1, 3 および Setting2, 4 はそれぞれ一致する. さらに, 着氷雪の方向と風向が一致する場合 (Setting1, 3) には, 有風時には素導体に作用する空力モーメントにより, 2 本のルーズ導体模型の向き (着氷雪先端の向き) がそれぞれ上向き・下向きの 2 か所のつり合い点を持つことがある. そのため, 図 7.1.5 に示す

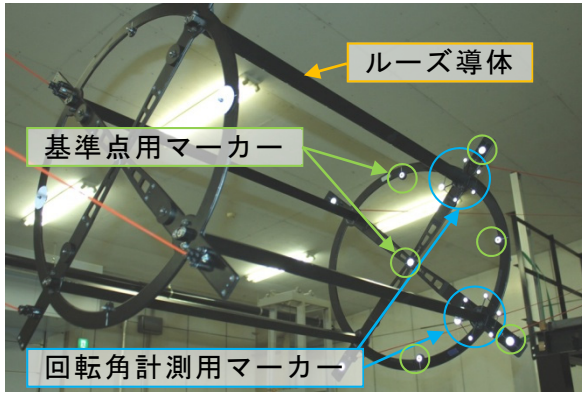


図 7.1.6 ルーズ導体回転角の計測

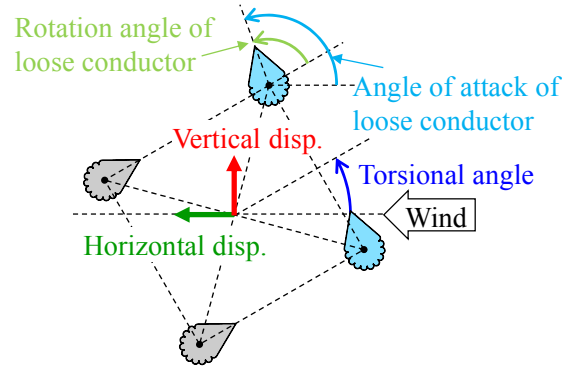


図 7.1.7 ルーズ導体の回転角・迎角の定義

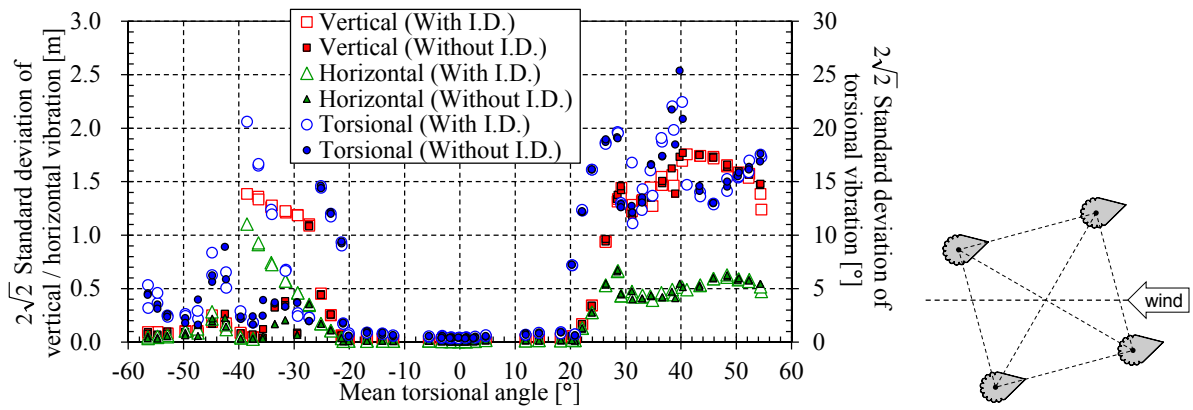
ように、2本のルーズ導体の向きが「上・上」、「下・下」向きとなるように、組み合わせを変えて応答を計測した。ルーズ導体の回転角は、部分模型全体の変位の計測と同様に、図 7.1.6 に示される端部に取り付けられた反射マーカーを、LAN 対応カメラ（型式：RD60G-2DSP、サンプリング周波数：60Hz）で撮影し、リアルタイム画像トレースソフト（ライブラリー社製、ソフト名：Radish2D）で解析することにより測定した。部分模型全体が振動している際のルーズ導体の相対的な挙動を計測する必要があるため、端部機構に取り付けた座標値が既知の基準点を複数個所同時に計測して、時々刻々のデータを射影変換[7-10]することにより、ルーズ導体の回転角を算出した。本章で用いるルーズ導体回転角・ルーズ導体迎角の定義を図 7.1.7 に示す。

なお、ルーズ導体模型の両端に摩擦が生じるように厚さを調整したスポンジを挟み、ルーズ導体模型を無風時に 80 度回転させた際に、1-2 周期の振動で減衰して止まる程度の大きな減衰の状態にして実験を行った。実際のルーズ把持部では、その摩擦により減衰が大きいことを想定されるものの、実態が十分に把握されていない。ルーズ導体模型の減衰値がギャロッピング抑制効果に影響する可能性があるため、今後、実送電線のルーズ把持された素導体の減衰特性の把握を進めて、その影響を検討する必要がある。

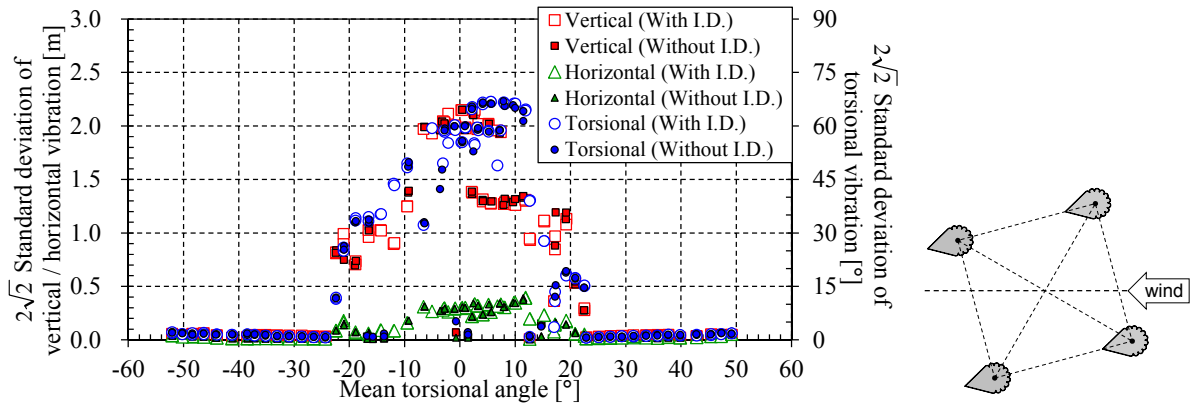
7.1.4 標準模型の風応答測定実験結果

本章では、7.1.3 項で示した実験条件において標準模型・ルーズ模型を対象とした風応答測定実験を行い、標準模型・ルーズ模型の結果を比較することで、ギャロッピング抑制効果を分析する。比較対象とする標準模型の風応答測定実験結果を、図 7.1.8 に示す。図には、初期変位あり（with I.D.）、初期変位なし（without I.D.）の場合における、平均ねじれ角に対する全振幅（標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）特性を示した。

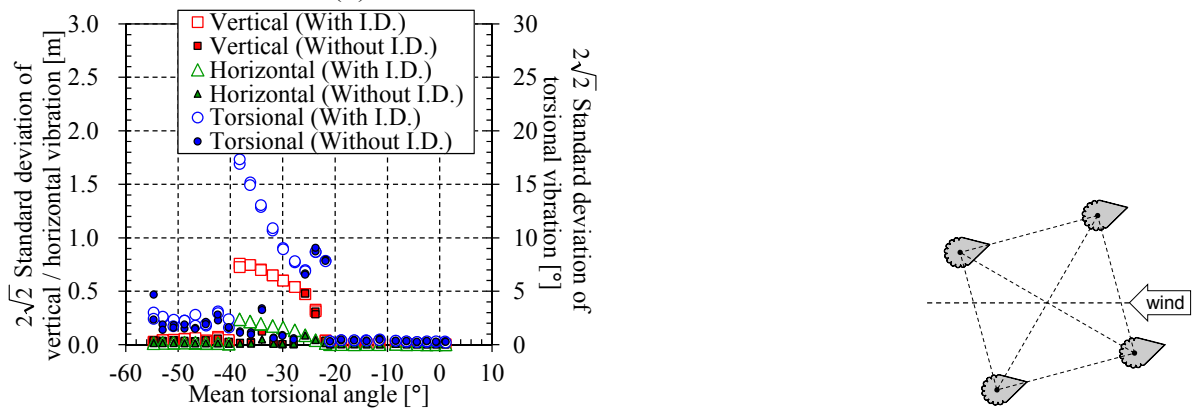
図 7.1.8 (a)に示されるように、風速 12.3m/s において、風向が着氷雪方向と一致している場合には、平均ねじれ角の絶対値が 20 度を超える付近よりギャロッピングが発生する。正のねじれ角の場合には、平均ねじれ角が 50 度を超えてもギャロッピングが発生しているが、負のねじれ角の場合には、平均ねじれ角が-40 度くらいまでの範囲でギャロッピングが発生した。この違いは本研究で用いた模型支持方法の構造的な特性に起因しており、必ずしも正負で同じ応答特性を示さない。また、図 7.1.8 (c)に示されるように、風速 6.9m/s においても、応答振幅の絶対値は小さくなるものの、負のねじれ角の範囲における挙動は概ね同じであり、平均ねじれ角の絶対値が 20 度を超える付近よりギャロッピングが発生する。



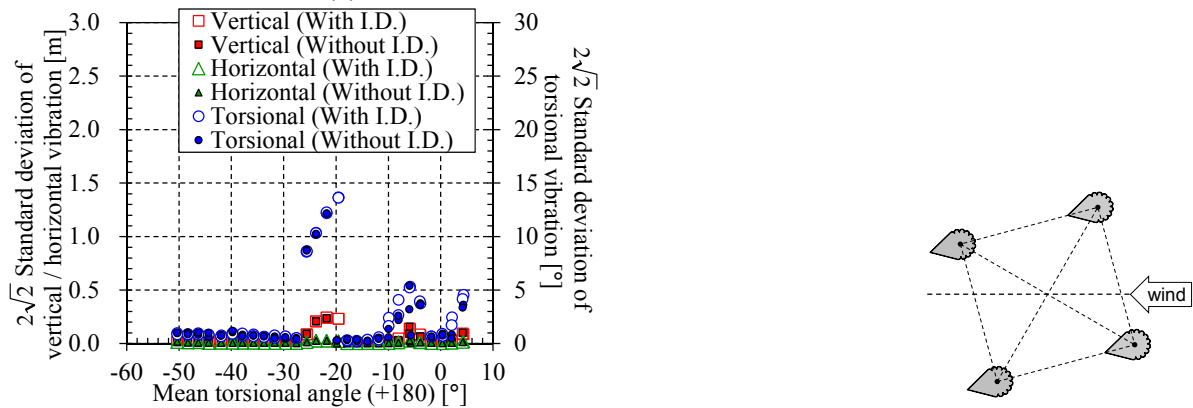
(a) 風速 12.3m/s, 風向：着氷雪方向と一致



(b) 風速 12.3m/s, 風向：着氷雪後に反転



(c) 風速 6.9m/s, 風向：着氷雪方向と一致



(d) 風速 6.9m/s, 風向：着氷雪後に反転

図 7.1.8 標準模型の風応答測定実験結果 (初期変位あり (with I.D.)・なし (without I.D.))

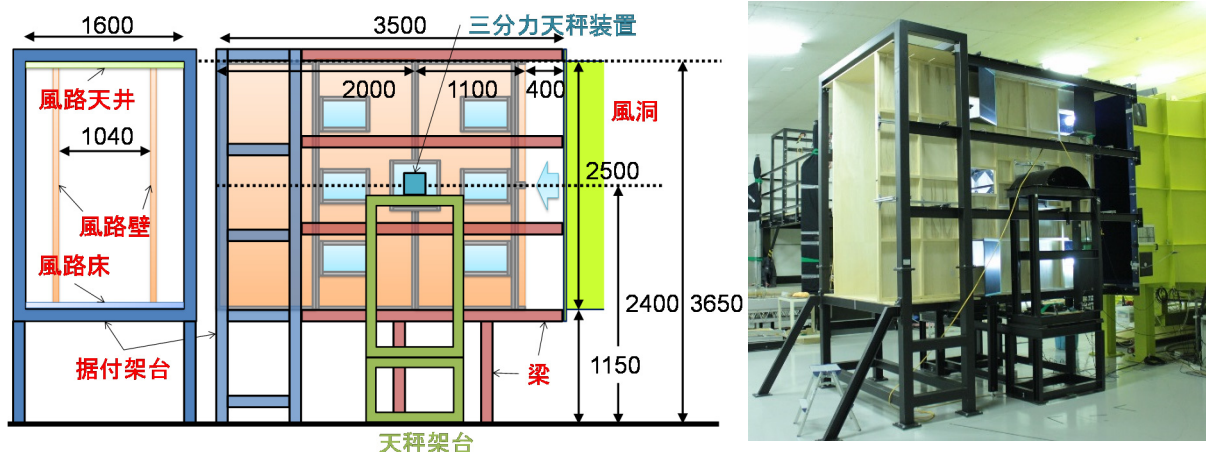


図 7.1.9 空気力測定装置の概略図および実験状況

図 7.1.8 (b)に示されるように，風速 12.3m/s において，風向が着氷雪後に反転している場合には，平均ねじれ角が 0 度付近（着氷雪の先端方向から 180 度付近）でもギャロッピングが発生し，平均ねじれ角が±20 度の範囲（着氷雪の先端方向から 160–200 度）を超えるとギャロッピングが発生しなくなる．風向が一致している場合と比べて，平均ねじれ角の正負による応答特性の違いは小さい．また，図 7.1.8 (d)に示されるように，風速 6.9m/s においては，あまり広い範囲でギャロッピングが発生せず，平均ねじれ角が-20 度付近（着氷雪の先端方向から 160 度付近）においてのみわずかに振動が発生する．

以上のように，ギャロッピングが発生した範囲は，第 6 章で時刻歴応答解析に基づき評価した，ギャロッピングが発生する平均ねじれ角と概ね整合する．

7.1.5 空気力測定実験手法・条件

空気力測定実験では，図 7.1.9 に示すように，風洞設備の下流に導流壁および 3 分力天秤を設置する架台などにより構成される空気力測定装置を設置し，標準模型およびルーズ模型の空気力係数を測定した．本実験では一様流を対象として，模型中心における風速を代表風速として定義し，あらかじめ計測された代表位置とピトー管設置位置の風速比を用いて，4.5.1 項および式 (4.5.1)に示した方法で風速を算出した．導流壁を設置した場合においても，模型設置断面において風洞本来の性能（主流乱れ強度 0.5%以下，主流平均風速比±1%以下）を満たす．

本実験では，部分模型に作用する力の 3 分力（上向きの力： F_y ，横向きの力 F_z ，軸周りの回転モーメント M_x ）を部分模型両端に接続された 2 台の 3 分力天秤（日章電機社製，型式：LMC-3505A-100A-AUTO，定格容量： F_y :100 N, F_z :100 N, M_x :10 N·m）で測定した．3 分力天秤には，自動迎角制御機構が付いており，迎角制御器（日章電機社製，型式：UNY-2019）により部分模型の迎角を±180 度の範囲で任意に指定することができる．また，3 分力天秤の信号は，直流型歪増幅器（日章電機社製，型式：DSA-100A-6，フィルタ：30Hz ローパス）を介して AD ボードが接続された PC で計測される．また，3 分力天秤には，迎角を変化させた場合に上記 3 分力以外の力が作用しないように，ジンバルを取付けて計測を行った．ジンバルを取付けることにより，部分模型は両端をピン支持されたような機構になる．

本実験では，7.1.1 項および 7.1.3 項で示したルーズ導体模型および固定導体模型を空気力測定用の 2 次元端板に取付けた 4 導体電線の「標準模型」，「ルーズ模型」を用いて空気力を測定した．空気力測定用の 2 次元端板は，直径 800mm，厚さ 5mm の円盤形状であり，

表 7.1.3 空気力測定実験条件

風速	6.9, 12.3 m/s
4 導体電線全体迎角 (Setting1, 3)	-50-50°
4 導体電線全体迎角 (Setting2, 4)	120-240°

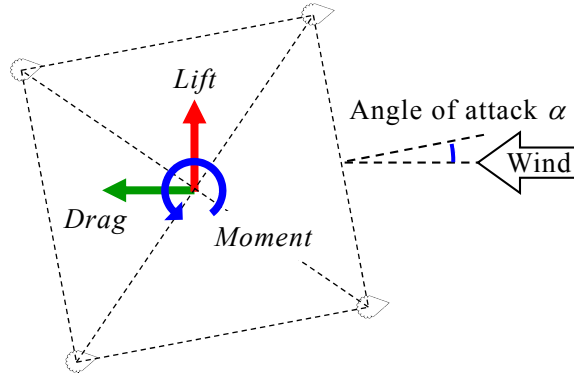


図 7.1.10 空気力および迎角の定義

端板に作用する空気力を低減するため、端部（エッジ）は円弧形状とした。

表 7.1.3 に実験条件を示す。ルーズ模型では、風応答測定実験同様に図 7.1.3-7.1.5 の配置及び組合せを対象として、空気力を測定した。ルーズ模型を対象としたケースでは、ルーズ導体模型の回転角が空力モーメントと回転復元力のつり合いで決まるため、空気力係数は風速に依存した値となる。そのため、風応答測定実験を実施した条件と同じ風速で計測を行った。本研究では、計測時間を 60 秒、サンプリング周波数を 1000Hz として、各迎角において有風時・無風時の計測を行った。有風時に計測された値の平均値（模型の自重+空気力）から、無風時に計測された値の平均値（模型の自重）を引くことによって、平均空気力を算出した。また、空気力係数は式(3.1.3)と同様に、以下の式で算出した。

$$C_D = \frac{Drag}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l l}, C_L = \frac{Lift}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l l}, C_M = \frac{Moment}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_l B_l l} \quad (7.1.4)$$

ただし、 C_D は抗力係数、 C_L は揚力係数、 C_M は空力モーメント係数、 $Drag$ は平均抗力[N]、 $Lift$ は平均揚力[N]、 $Moment$ は平均空力モーメント[N・m]、 A_l は代表見付幅[m]、 B_l は代表径[m]、 l は模型スパン長[m]である。抗力・揚力・空力モーメントの作用中心および正の方向を図 7.1.10 に示す。また、4 導体電線の空気力係数では、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 を用いて、以下のように定義する。

$$A_l = 4D, B_l = B \quad (7.1.5)$$

ルーズ模型を対象としたケースでは、7.1.3 項に示した方法と同様に、質量慣性モーメント調整用の錘に取り付けられた反射マーカを LAN 対応カメラで撮影し、リアルタイム画像トレースソフトで解析して射影変換することによりルーズ導体模型の回転角を測定した。また、応答測定実験の場合と同様に、ルーズ導体模型は無風時に 80 度回転させた際に、1-2 周期の振動で減衰して止まる程度の大きな減衰に設定したものの、有風時に振動が生じる場合がみられた。そのため、測定される空気力係数はルーズ導体模型が振動している影響を含んだ計測時間内における平均値となる。

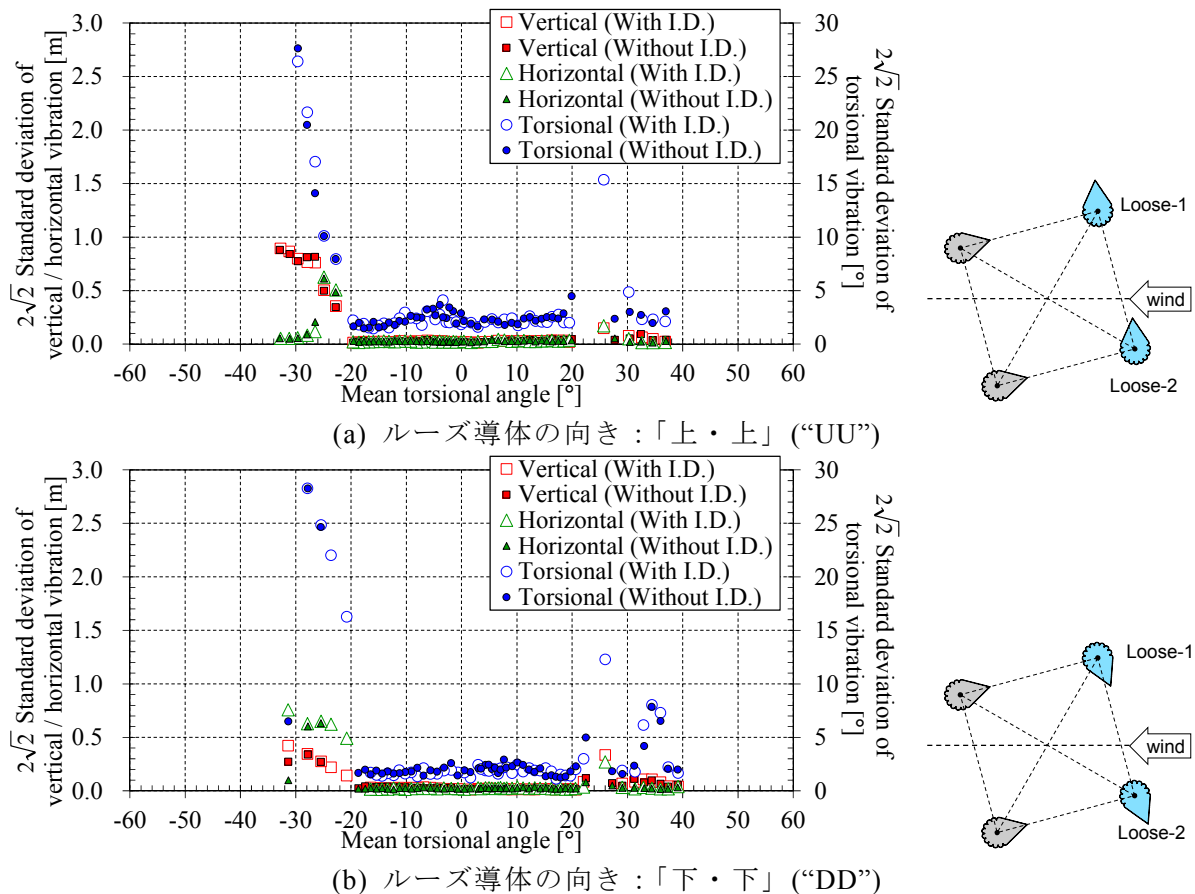


図 7.2.1 ルーズ模型（片側配置・Setting1）の応答全振幅（風速 12.3m/s）

7.2 ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果発現メカニズムの解明

7.1 節で示した実験条件において、ルーズ模型を用いた風応答測定実験および空気力測定実験を行った。本章では、片側配置・Setting1 のルーズ模型を対象として実施した実験結果に基づき、ルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムについて考察する。

7.2.1 ルーズ模型の風応答測定実験結果

片側配置・Setting1 のルーズ模型を対象として風速 12.3m/s で実施した風応答測定実験での、平均ねじれ角に対する全振幅（標準偏差× $2\sqrt{2}$ ）特性を、図 7.2.1 に示す。図には、ルーズ導体の向きを 2 パターン（「上・上」(“UU”)もしくは「下・下」(“DD”)）に設定した結果を示した。ルーズ模型でも標準模型と同様に平均ねじれ角の絶対値が 20–30 度程度の範囲において、ギャロッピングが確認されているが、振幅は大幅に小さい。また、振動特性はルーズ導体の向きによってやや異なるが、概ねその傾向は同じである。

ここで、同実験における設定ねじれ角（初期条件として与える無風時のねじれ角）に対する平均ねじれ角を、標準模型の結果と比較したものを図 7.2.2 に示す。ここでは初期変位有無の結果を併せてプロットしている。図に示されるように、ルーズ模型を用いた場合には、平均ねじれ角が標準模型に比べて小さい値を示していることがわかる。そのため、図 7.2.1 ではルーズ模型と標準模型では概ね同じ平均ねじれ角の範囲でギャロッピングが発生しているものの、ルーズ模型では標準模型と比べて大きな設定ねじれ角においてギャロ

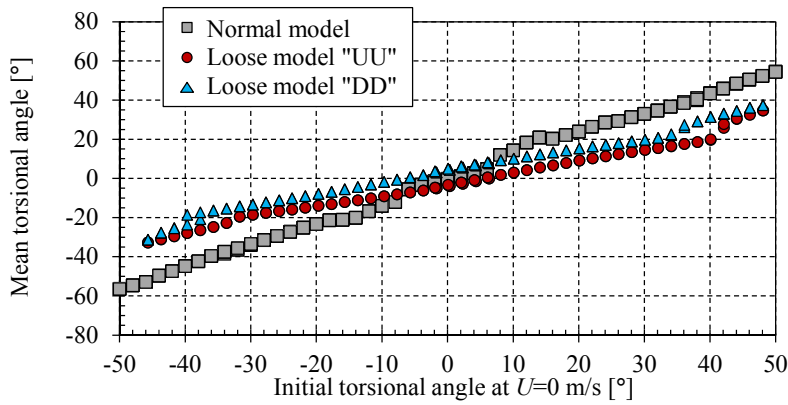


図 7.2.2 平均ねじれ角の比較 (風速 12.3m/s, 片側・Setting1)

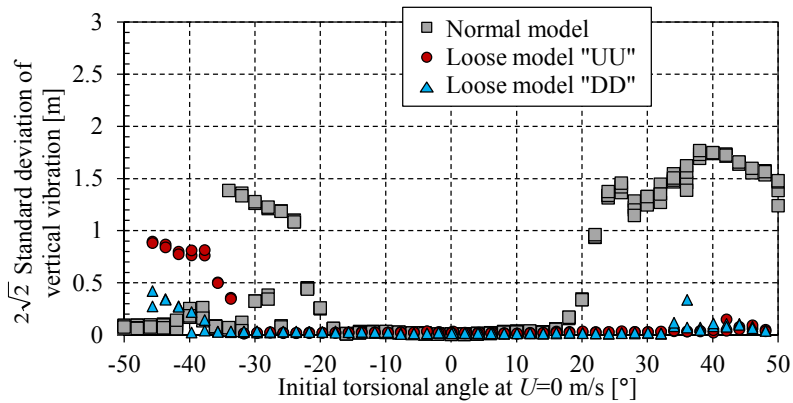
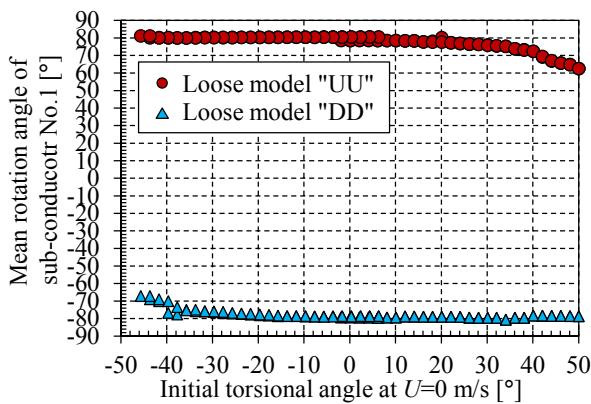
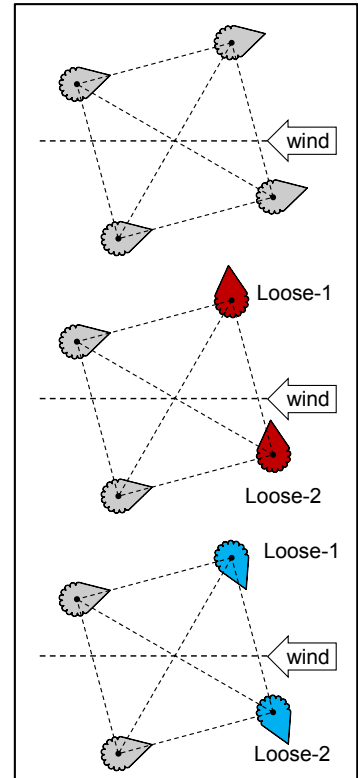
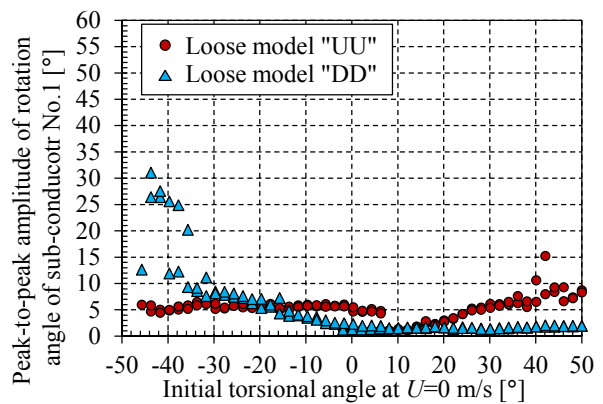


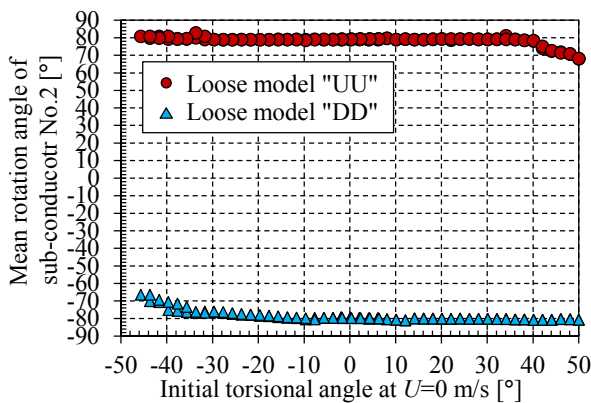
図 7.2.3 鉛直変位全振幅の比較 (風速 12.3m/s, 片側・Setting1)



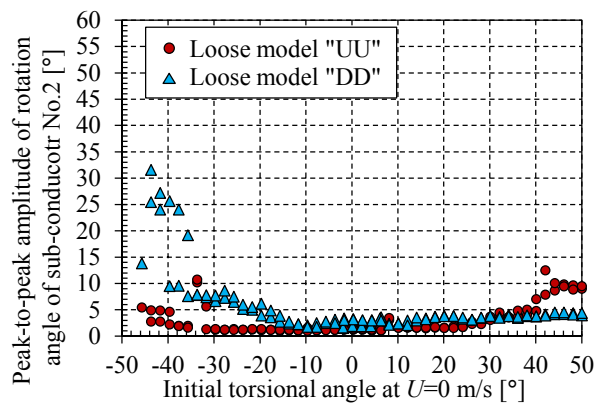
(a) ルーズ導体 No.1, 平均値



(b) ルーズ導体 No.1, 変動幅



(c) ルーズ導体 No.2, 平均値



(d) ルーズ導体 No.2, 変動幅

図 7.2.4 ルーズ導体回転角の平均値および変動幅 (最大値—最小値) (片側・Setting1)

ッピングが発生したことになる。図 7.2.3 に、横軸を設定ねじれ角として、ルーズ模型と標準模型で鉛直変位の応答全振幅を比較したものを示す。ルーズ模型では標準模型と比べて、初期条件として絶対値が大きな設定ねじれ角を与えなければギャロッピングが発生しない。

図 7.2.4 に、同実験におけるルーズ導体の平均回転角・回転角の変動幅（最大値－最小値）を示す。図に示されるように、各ルーズ導体でそれぞれの向き（上向き，下向き）の場合の回転角は概ね同じ値を示していることがわかる。7.1.3 項に示すように、本実験ではルーズ導体の回転角はストッパー機構により±80度の範囲に限定した。図に示されるように、風速 12.3m/s の場合には、ルーズ導体の回転角は概ね±80度を示しており、ストッパーが作用していることがわかる。また、ルーズ導体の回転角の平均値が±80度に達していない角度の範囲では、ルーズ導体の回転角が変動している様子も確認できる。この変動の中には、ルーズ導体が単独で自励的に振動するものと、4 導体電線全体の挙動に併せて準静的に動くものが含まれる。ただし、この変動の大きさと 4 導体電線全体の振動の大きさとの直接的な関係はみられず、ルーズ導体の回転方向の変動がギャロッピングの発生に影響しているわけではないと考えられる。

7.2.2 ルーズ模型の空気力測定実験結果

図 7.2.5 では、片側配置・Setting1 のルーズ模型を対象として風速 12.3m/s で計測されたルーズ模型の空気力係数を、標準模型の空気力係数と比較する。また、図にはギャロッピング特性を表す指標の一つとして、鉛直 1 自由度のギャロッピングの発生条件の判定式として用いられる Den Hartog の条件値 ($C_D+dC_L/d\alpha$) [7-10]を併記する。ルーズ模型においては、ルーズ導体の向きによって値が異なるものの、概ね以下のような傾向を示した。

ルーズ模型では、標準模型の結果と比べて、抗力係数は概ね大きな値を示し、迎角に対する変化が小さい。揚力係数は全体的に絶対値が小さく、迎角に対する変化も小さい。空力モーメント係数は、迎角に対する変化が大きく、その値は概ね迎角と逆符号を示す。特に迎角と逆方向に大きな空力モーメントが作用することが特徴的であり、このことが原因で、図 7.2.3 に示されるように設定ねじれ角に対して平均ねじれ角が小さくなったことがわかる。また、図 7.2.5 (d)に示されるように、両模型において概ね同じ迎角範囲（概ね 20 度以上）で Den Hartog の条件を満たしているものの、ルーズ模型では標準模型と比べて絶対値が小さく、励振力が小さくなる。

計測時間中におけるルーズ導体の平均迎角を図 7.2.6 に示す。図に示されるように、風速 12.3m/s の場合には、ルーズ導体迎角が 4 導体電線全体迎角にストッパー角度（±80 度）を加えた値を概ね示しており、ルーズ導体はストッパーが作用するほど回転していることがわかる。また、ストッパーが作用していない迎角においては、ルーズ導体が振動する様子が確認された。本実験ではルーズ導体の減衰値を過減衰の状態にして実験を行ったため、その変動幅（最大値－最小値）は 5 度程度と小さかったが、ルーズ導体が振動すると作用する空気力が変動すると考えられ、本実験で示した空気力係数はその平均値となる。

7.2.3 ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果発現メカニズム

7.2.1 項で示した空気力測定実験結果から、標準模型とルーズ模型に働く空気力特性の違いとして、①鉛直方向の励振力（Den Hartog の条件値が負値を示す場合の絶対値）が小さくなること、②迎角と逆方向に大きな空力モーメントが作用すること、が確認された。以

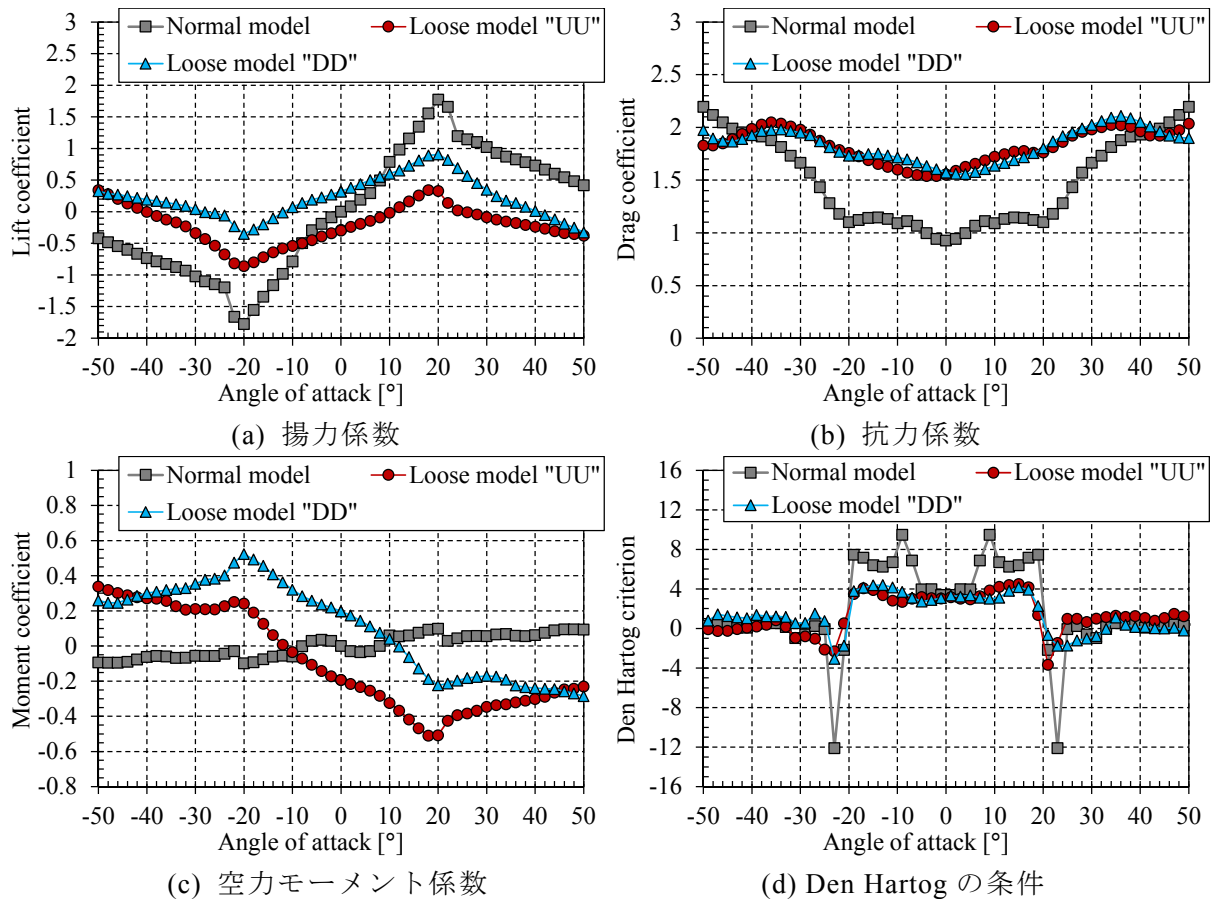


図 7.2.5 空気力係数・Den Hartog の条件 (風速 12.3m/s, ルーズ模型 (片側・Setting1))

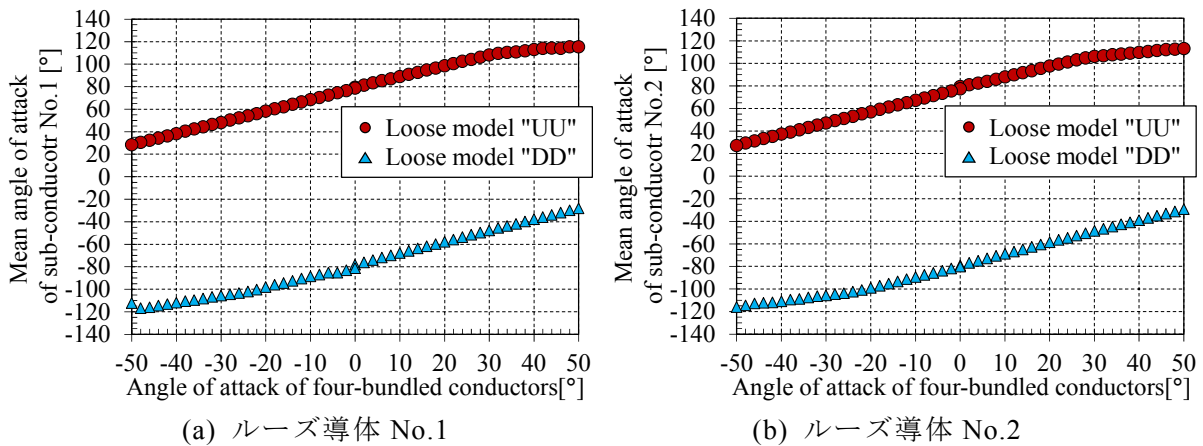


図 7.2.6 ルーズ導体の平均迎角 (空気力測定実験, 風速 12.3m/s, 片側・Setting1)

下では、これらのメカニズムおよびその効果について考察する。

4 導体電線全体の揚力係数・抗力係数は、式(3.3.1)–(3.3.2)に示されるように、各素導体の揚力係数・抗力係数の平均値となる。図 7.1.2 で示した本研究の素導体と同一断面形状で計測された着氷雪単導体電線の空気力係数を図 7.2.7 に示す。図に示すように、本断面のように風上側に着氷雪が生じた断面では、迎角が 0 度付近から大きくなった際にある迎角で失速現象 (断面前縁から剥離した流れが再付着しなくなる現象) が生じ、揚力係数が急激に小さくなる。この迎角を失速角と呼び、失速角を超えた迎角付近で揚力係数が負勾配となるため Den Hartog の条件を満たす。標準模型では、風上側素導体の後流の影響で風下側

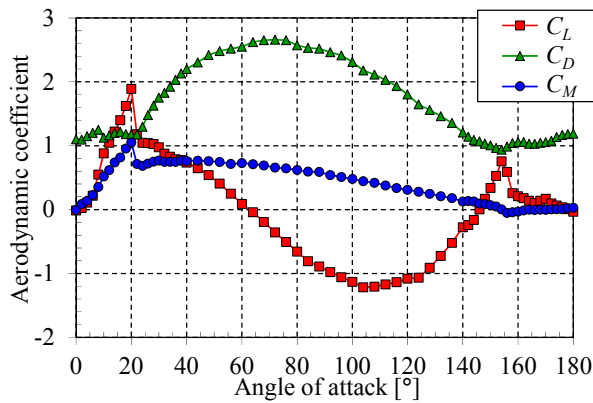


図 7.2.7 素導体形状と同一の着氷雪単導体電線の空気力係数（三角中）

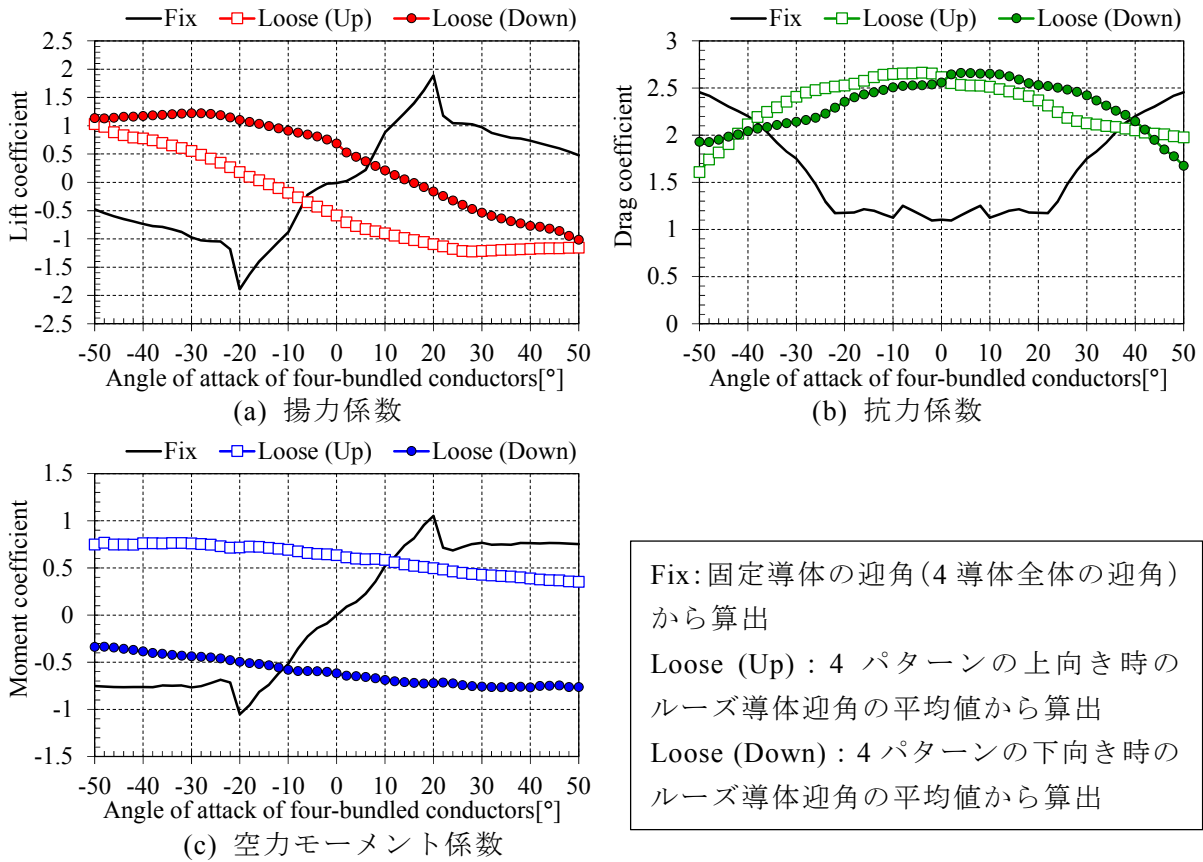


図 7.2.8 ルーズ導体の空気力係数の推定（各ルーズ導体迎角における着氷雪単導体電線の空気力係数，風速 12.3m/s，ルーズ模型（片側・Setting1））

素導体の空気力が変化するものの，概ね各素導体で同じ迎角（20 度付近）で失速現象が生じ，4 導体電線全体の揚力係数はその迎角付近で大きく負勾配を示す．第 6 章で示したように，標準模型では，揚力係数が負勾配となるこの迎角範囲において励振力を得て，ギャロッピングが発生する．

一方で，ルーズ模型では，4 本の素導体のうち 2 本のルーズ導体が，素導体に作用する空力モーメントの影響で回転し，ルーズ導体の迎角が固定導体と異なる．図 7.2.6 (a), (b) に示されるルーズ導体迎角を用いて，単導体の空気力係数（図 7.2.7）から推定した 4 導体電線全体の迎角に対する各素導体の空気力係数を図 7.2.8 に示す．ここではルーズ導体が上向きの場合，下向きの場合それぞれにおいて作用する空気力係数を推定した．ルーズ導体

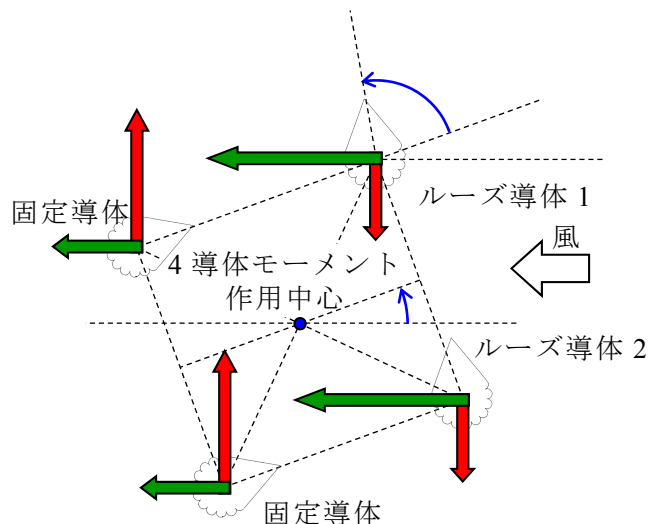


図 7.2.9 ルーズ模型（片側配置）で負の空力モーメントが作用する原理
（迎角 20 度，導体向き「上・上」）

は素導体に作用する空力モーメントの影響であらかじめ失速角を超えて大きく回転しており，揚力係数の迎角に対する変化が小さい領域に達する．その結果，4 導体電線全体としては揚力係数の変化が滑らかになり，勾配が小さくなる．また，その迎角範囲では，ルーズ導体の抗力係数が，固定導体に比べて概ね大きな値を示すため，図 7.2.5 (d)に示すように，4 導体電線全体の Den Hartog の条件の負値の絶対値が小さくなったと考えられる．ただし，ここでは現象を簡易に説明するために，単導体の空気力係数を用いて各素導体に作用する空気力を示したが，厳密には各導体間の流れの干渉により，空気力が変化する可能性がある．

また，4 導体電線全体の空力モーメント係数は，式(3.3.3)に示されるように，各素導体の空力モーメント係数の平均値に素導体間の揚力・抗力係数の差を加えたものになり，後者の影響が支配的となる．ルーズ導体においては，図 7.2.8 に示されるように各素導体に作用する揚力・抗力が固定導体と大きく異なる．特に，広い迎角範囲で，風上側の 2 本のルーズ導体に作用する揚力の符号（正負）が風下側の 2 本の固定導体と異なる．図 7.2.9 に，迎角 20 度の場合を例に，各素導体に作用する揚力・抗力の模式図を示す．風上側と風下側の素導体で異なる方向に揚力が作用することで，大きな負の空力モーメントが作用する．一方で，抗力の差によって正の空力モーメントが作用するものの，迎角が小さい場合にはその影響が小さく，4 導体電線全体には負の空力モーメントが作用する．上記のような迎角と逆方向に作用する大きな空力モーメントの影響で，7.2.1 項で示したように風応答測定実験において，ルーズ模型は標準模型と比べて，有風時の平均ねじれ角（風に対する迎角に相当）の絶対値が小さくなる．そのため，より絶対値が大きな設定ねじれ角（無風時ににおけるねじれ角）を初期条件として与えなければ，ギャロッピングが発生しなかった．

ここで，第 2 章で示した自然着氷条件下の実規模試験線における観測で，着氷が生じた 4 導体送電線では，風速の増加に伴い，弛度を有する送電線特有の構造特性と空力モーメントの増加などの要因により，4 導体電線全体の迎角が増加することが確認された．また，同観測において，風速の増加によって，4 導体電線全体の迎角がある値に達したところでギャロッピングが発生することが確認された．このように，実送電線のギャロッピングは，

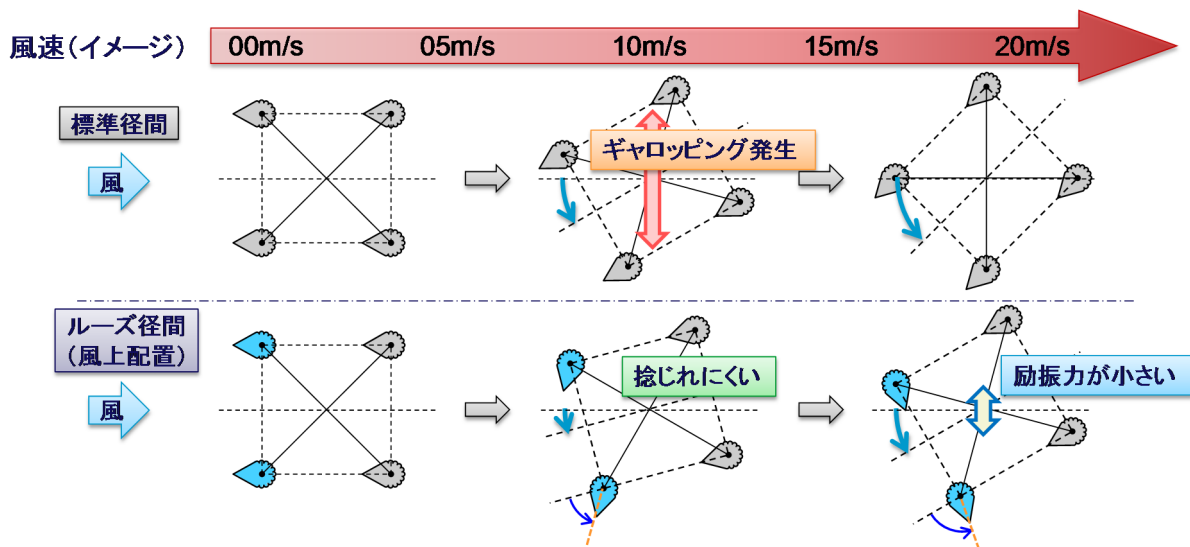


図 7.2.10 標準スペーサ設置径間とルーズスペーサ（片側配置）設置径間でのギャロッピング発生特性の違い（模式図）

着氷雪の向きに対して風の迎角がある程度の大きさになることで発生すると考えられる。本実験で確認されたように、風上側のルーズ導体の効果により、4 導体電線全体の迎角が小さくなる方向に空力モーメントが作用することから、ルーズスペーサ（片側配置）設置径間では迎角が大きくなり難しく、振動が発生する条件に当てはまり難いことが考えられる。

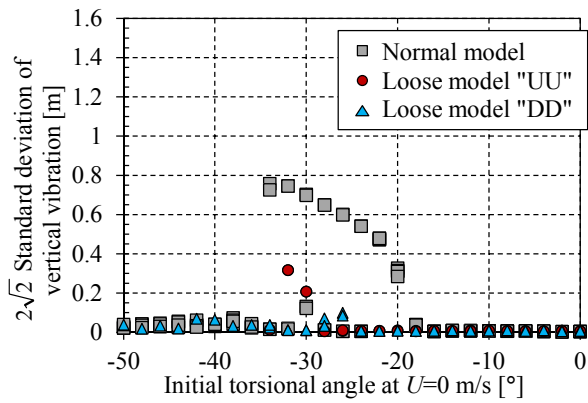
以上の結果から、標準スペーサ設置径間とルーズスペーサ（片側配置）設置径間でのギャロッピング発生特性の違いを模式的に示したものを図 7.2.10 に示す。また、実送電線におけるルーズスペーサ（片側配置）の効果を以下に整理する。

- ①ルーズ把持された導体はある程度の風速になると、空力モーメントの影響で回転する。
- ②風上側のルーズ導体と風下側の固定導体に作用する揚力・抗力が異なるため、4 導体電線全体に迎角と逆方向の大きな空力モーメントが作用する。その結果、迎角が大きくなり難しく、ギャロッピングが発生する迎角範囲に達し難い。
- ③ギャロッピングが発生する迎角範囲に達した場合でも、ルーズ導体が大きく回転しているため、固定導体と同じ条件で大きな励振力となるような空気力特性を示さず、4 導体全体で励振力が小さくなる。その結果、ギャロッピングの振幅が小さくなる。

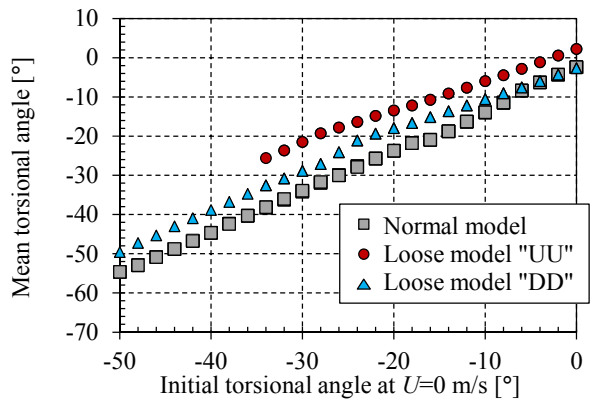
7.2.4 ルーズ導体がストッパーに作用しない風速域でのルーズ模型の挙動

7.2.1 項および 7.2.2 項に示した風速 12.3m/s のケースでは、ルーズ導体は概ねストッパーが作用する ± 80 度まで回転している状態であった。7.2.3 項で示した、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果発現メカニズムが、ルーズ導体が十分に回転しない風速域でも同じ傾向を示すかを検証するため、風速 6.9m/s において同様の風応答測定実験および空気力測定実験を実施した。

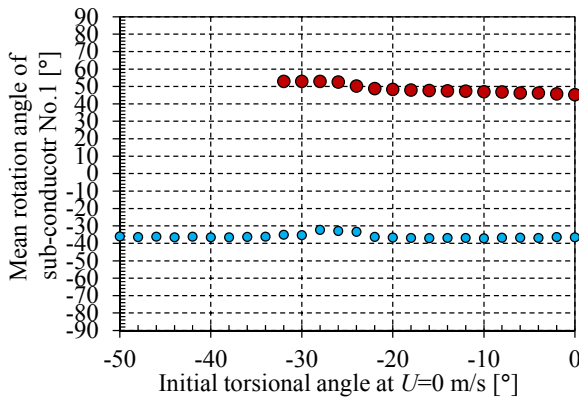
片側配置・Setting1 のルーズ模型を対象として風速 6.9m/s で実施した風応答測定実験の結果を図 7.2.11 に、空気力測定実験の結果を図 7.2.12 に示す。いずれの実験においても、ルーズ導体の向き（上向きもしくは下向き）が設定できない場合があり、それらのデータについては結果が示されていない。図 7.2.11 (c), (d) に示されるように、風速 6.9m/s の場合にはルーズ導体はストッパーが作用する角度まで回転していないことがわかる。このような条



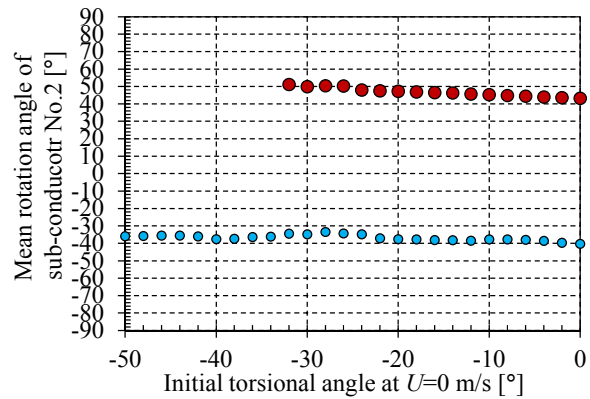
(a) 鉛直変位の標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$



(b) ねじれ角の平均値

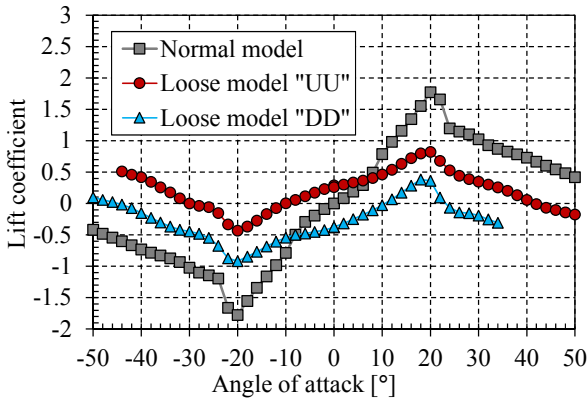


(c) ルーズ導体 No.1, 平均値

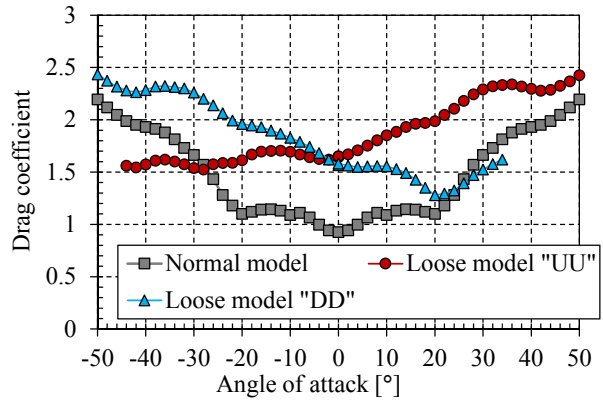


(d) ルーズ導体 No.2, 平均値

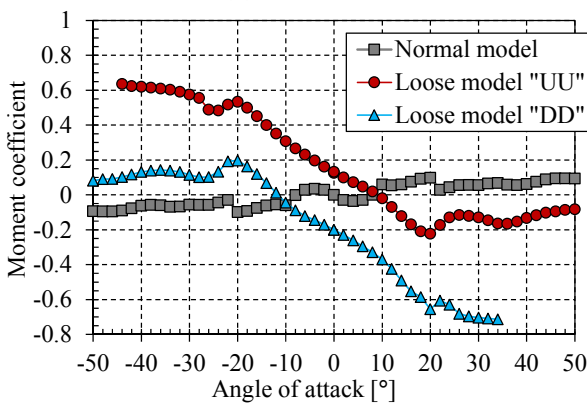
図 7.2.11 風応答測定実験結果 (風速 6.9m/s, ルーズ模型 (片側・Setting1))



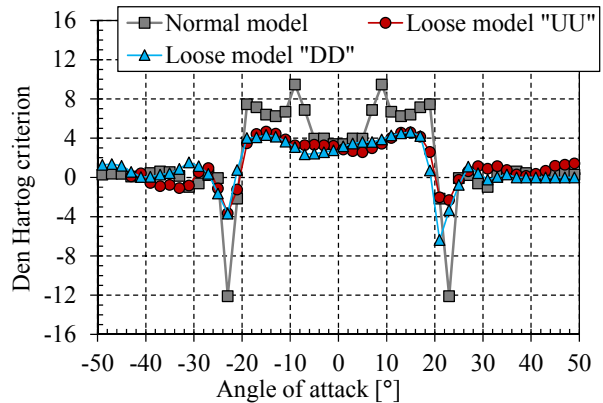
(a) 揚力係数



(b) 抗力係数



(c) 空力モーメント係数



(d) Den Hartog の条件

図 7.2.12 空気力係数・Den Hartog の条件 (風速 6.9m/s, ルーズ模型 (片側・Setting1))

件においても、図 7.2.12 (c)に示される空力モーメント係数は迎角と逆方向の大きな値を示しており、図 7.2.11 (d)に示される平均ねじれ角の絶対値は標準模型に比べて小さくなる。また、ルーズ導体が回転したことにより、図 7.2.12 (a), (b)に示される揚力・抗力係数は 4 導体電線全体の迎角に対しての変化が滑らかになり、励振力が小さくなる。その結果、図 7.2.11 (a)に示されるように、ルーズ模型においてもギャロッピングが発生するが、標準模型に比べて絶対値の大きな設定ねじれ角を与えなければ発生せず、その振幅も小さくなる。これらの傾向は風速が強い場合と同様であることが確認された。

7.3 片側配置と対角配置のギャロッピング抑制効果の比較

7.2 節では、風応答測定実験および空気力測定実験により、片側配置のルーズスペーサにおいて主風向から着氷雪して風向が一致する場合 (Setting1) における、ギャロッピング抑制効果およびそのメカニズムを明らかにすることができた。ルーズ把持部の配置が異なる場合では、7.2.3 項の項目②で示した迎角と逆方向に大きな空力モーメントが作用する傾向が変わると考えられる。また、着氷雪後に風向が反転する場合には、そもそも素導体に作用する空力モーメントが小さく、7.2.3 項の項目①に示すようにルーズ把持した素導体が大きく回転しないことが考えられる。本節では、図 7.1.3 および表 7.1.2 に示されるすべての組み合わせを対象として実施した風応答測定実験および空気力測定実験結果に基づき、片側配置と対角配置のギャロッピング抑制効果を比較する。

7.3.1 風向が着氷雪方向と一致する場合 (Setting1, 3)

片側配置・Setting1 (Oneside_1), 片側配置・Setting3 (Oneside_3), 対角配置・Setting1 (Diagonal_1), 対角配置・Setting3 (Diagonal_3) のルーズ模型を対象として、風速 12.3m/s で実施した風応答測定実験の結果 (鉛直変位の全振幅特性, ねじれ角の平均値) を図 7.3.1, 7.3.3 に、空気力測定実験の結果 (空気力係数, Den Harog の条件) を図 7.3.2, 7.3.4 に、それぞれ比較する。図では、ルーズ導体の向き (「上・上」もしくは「下・下」) 毎に結果を比較する。

片側配置・Setting3 の場合には、図 7.3.1, 7.3.3 (a)に示されるように、設定ねじれ角の絶対値が 20 度以下の範囲においても、ギャロッピングが発生している。鉛直方向の全振幅の最大値は、標準模型に比べて小さくなっているが、設定ねじれ角の絶対値が 0 度付近においても、振動が発生している。図 7.3.2, 7.3.4 (c)に示されるように、片側配置・Setting1 と逆のメカニズムにより、空力モーメントが 4 導体電線全体の迎角と同じ向きに作用する。その結果、図 7.3.1, 7.3.3 (b)に示されるように、設定ねじれ角の絶対値が 0 度付近においても、ギャロッピングが発生する平均ねじれ角 (20 度付近) に達した。

対角配置・Setting1, 3 の場合には、図 7.3.1, 7.3.3 (a)に示されるように、設定ねじれ角の絶対値が標準模型と概ね同じ、20 度付近においてギャロッピングが発生している。また、その全振幅は、概ね標準模型に比べて小さくなっている。また、図 7.3.2, 7.3.4 (c)に示されるように、対角配置の場合には、片側配置の場合と比べて一方向に顕著な空力モーメントは作用しない。その結果、図 7.3.1, 7.3.3 (b)に示されるように、平均ねじれ角の設定ねじれ角に対する変化は、標準模型と大きくは変わらない。

図 7.3.2, 7.3.4 に示されるように、片側配置と対角配置で揚力・抗力係数および Den Harog の条件に大きな違いはない。4 導体電線全体での空力モーメント特性の違いに起因して、

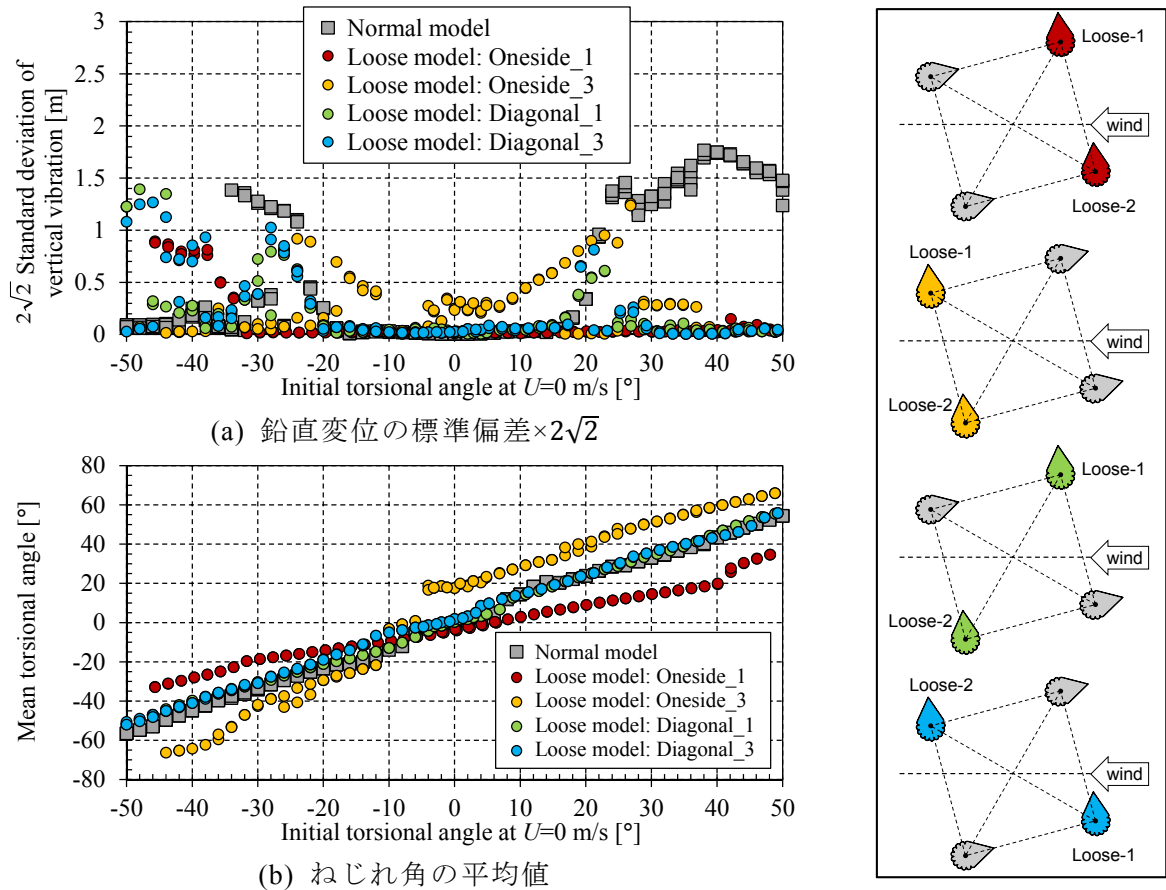


図 7.3.1 ルーズ把持配置による応答特性の比較 (風速 12.3m/s, ルーズ向き:「上・上」)

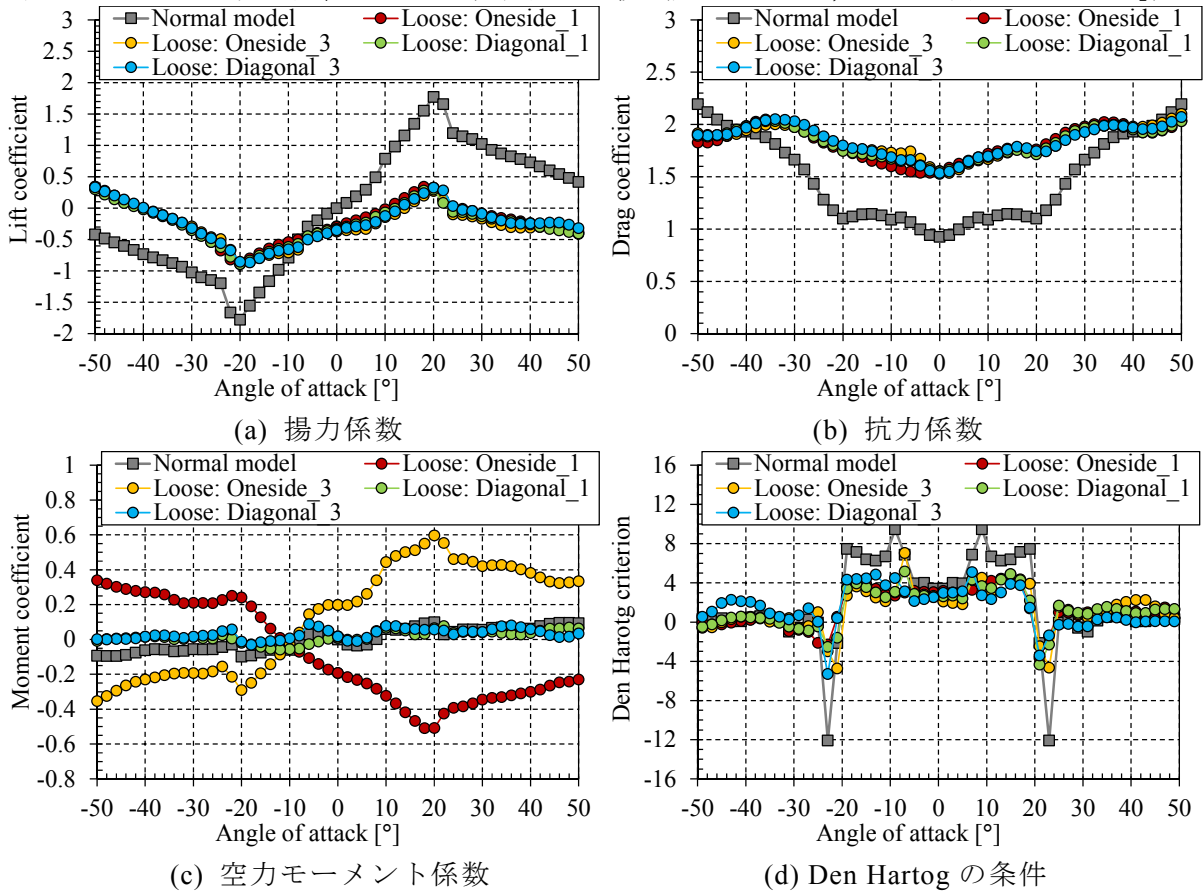
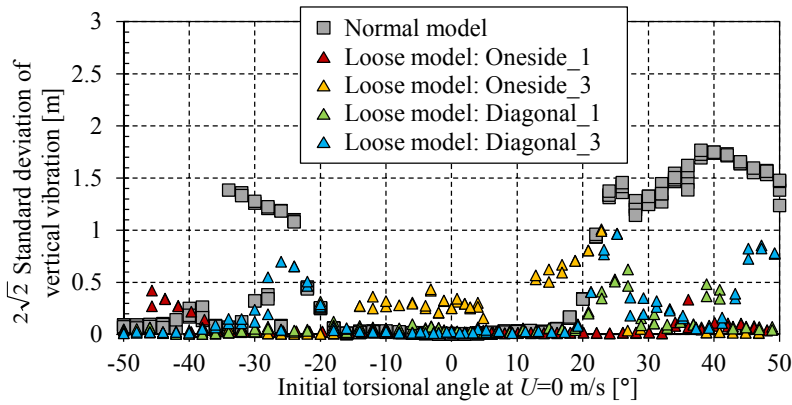
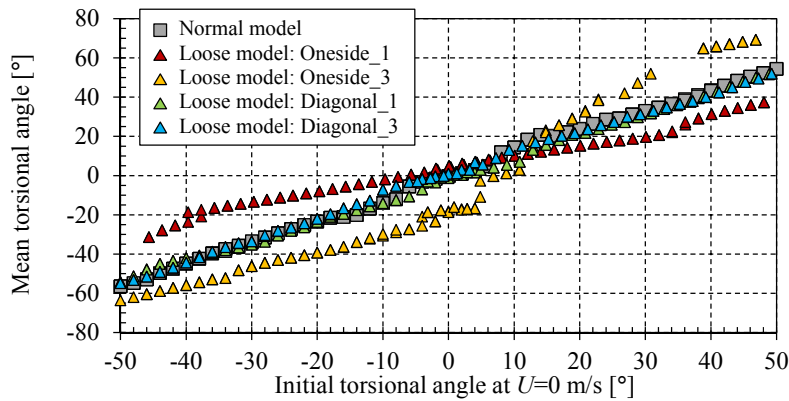


図 7.3.2 ルーズ把持配置による空気力特性の比較 (風速 12.3m/s, ルーズ向き:「上・上」)



(a) 鉛直変位の標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$



(b) ねじれ角の平均値

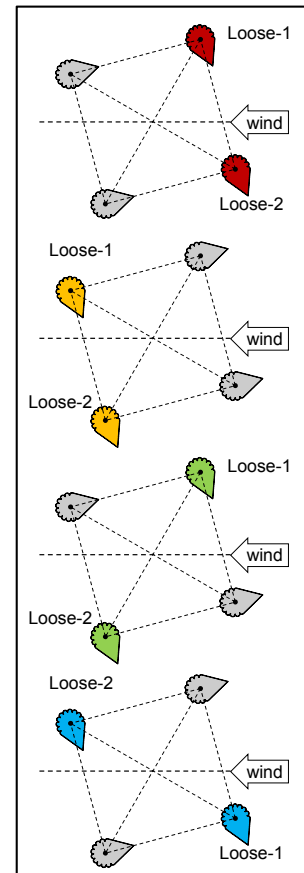
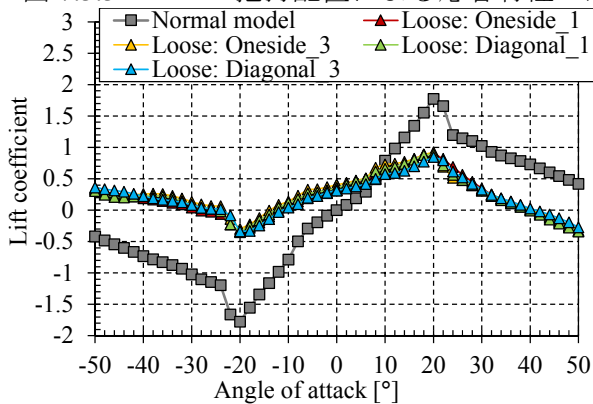
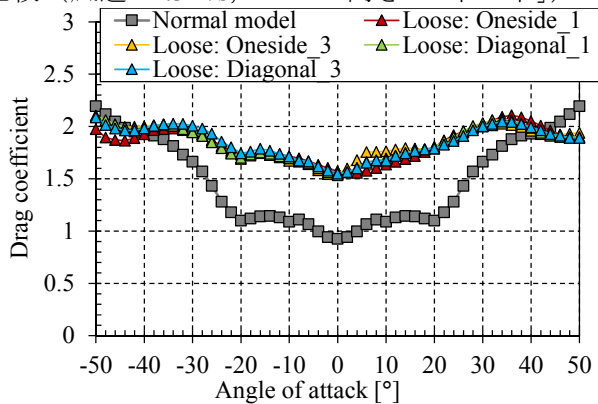


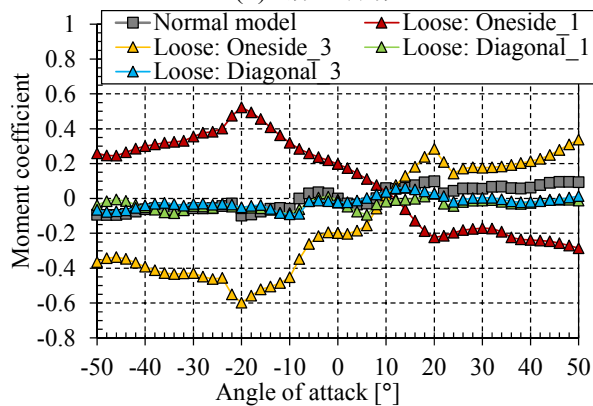
図 7.3.3 ルーズ把持配置による応答特性の比較 (風速 12.3m/s, ルーズ向き:「下・下」)



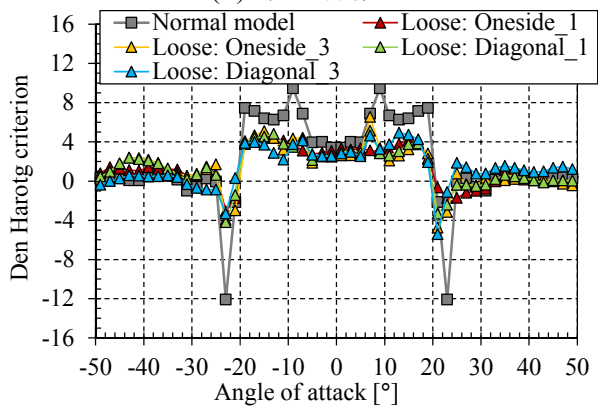
(a) 揚力係数



(b) 抗力係数



(c) 空力モーメント係数



(d) Den Hartog の条件

図 7.3.4 ルーズ把持配置による空気力特性の比較 (風速 12.3m/s, ルーズ向き:「下・下」)

自由度間の連成作用が変化する影響もあるが、配置による励振力の差は顕著ではなく、ギャロッピングが発生する平均ねじれ角（20度付近）に達するかどうかは両者の大きな違いとなる。つまり、両者の差は4導体全体に作用する（静的な）空力モーメント特性に起因することがわかる。

7.3.2 風向が着氷雪後に反転する場合（Setting2, 4）

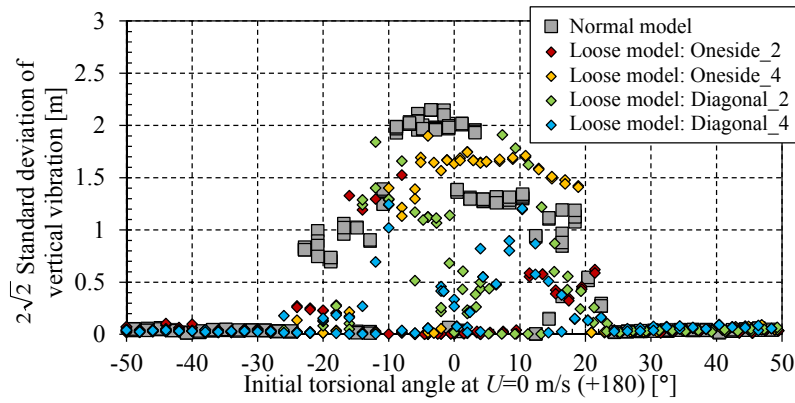
片側配置・Setting2（Oneside_2）、片側配置・Setting4（Oneside_4）、対角配置・Setting2（Diagonal_2）、対角配置・Setting4（Diagonal_4）のルーズ模型を対象として、風速12.3m/sで実施した風応答測定実験の結果を図7.3.5に、空気力測定実験の結果を図7.3.6に、それぞれ比較する。

風向が着氷雪方向と反転する場合には、標準模型においては設定ねじれ角が0度付近でもギャロッピングが発生して、設定ねじれ角が-20-20度（着氷雪の先端方向から160-200度）の範囲から外れるまで同程度の大きな振幅を有する。図7.3.5(a)に示されるように、ルーズ模型においては鉛直全振幅が標準模型の値を超えることはないものの、設定ねじれ角が-20-20度の範囲においてギャロッピングが発生する。配置による応答特性の違いを比較すると、設定ねじれ角が0度付近における応答特性に多少の違いがあり、片側配置・Setting2（Oneside_2）ではギャロッピングが発生しない範囲もあり、他に比べて応答振幅が小さいことがわかる。

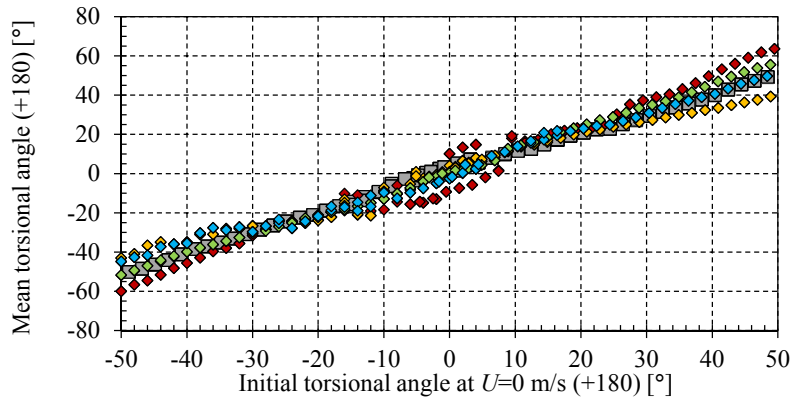
図7.3.6に示されるように、空気力特性における標準模型とルーズ模型の違いは、風向が着氷雪方向と一致する場合に比べて、いずれの配置でも顕著ではない。標準模型においてDen Hartogの条件で大きく負値を示す迎角160, 200度付近の絶対値は、ルーズ模型で小さくなっているが、迎角160, 200度における揚力・抗力係数の大きさおよびその間で揚力係数が押しなべて負勾配になる傾向はいずれの模型でも一致する。このことは、局所的な迎角条件では励振力が小さくなっているが、相対迎角の変動範囲がこの範囲を大きく含んで振動が発生する場合には、ルーズ模型でも標準模型と同等の励振力を得る可能性を示唆している。

ここで、片側配置・Setting2（Oneside_2）を対象として、風応答測定実験における各ルーズ導体回転角の平均値および変動幅（最大値-最小値）を図7.3.7に、空気力測定実験における各ルーズ導体の平均迎角を図7.3.8に、それぞれ示す。図に示されるように、風向が着氷雪後に反転する場合には、ルーズ導体はあまり大きく回転しておらず、その結果、前述のように標準模型と比べて顕著な違いが生じなかったと考えられる。ただし、風下側にルーズ導体が位置する場合には、風上側素導体の後流の影響により、4導体電線全体の迎角180度付近において、安定する（つり合う）ルーズ導体の回転角が複数あることがある。図7.3.6に示されるように、片側配置・Setting4（Oneside_4）以外の配置において、風下側に位置するルーズ導体の回転角が迎角190度前後で急激に変化し、空気力係数においても大きく変化する。ただし、この変化が生じる迎角は、空気力を連続して測定する際に迎角を変化させる方向（絶対値を増やすか、減らすか）に依存すると推測される。また、図7.3.5(b)に示されるように、風応答測定実験では、片側配置・Setting2のルーズ模型の場合に、ルーズ導体が安定する回転角条件に応じて4導体電線全体の平均ねじれ角も複数の異なる値が得られている。結果として、片側配置・Setting2のルーズ模型の場合には、平均ねじれ角は0度付近にはなり難く、ギャロッピングが発生し易い範囲から外れる要因となっていると考えられる。

また、風向が着氷雪の方向と一致する場合と異なり、ルーズ導体はストッパーなどにより動きが制約されることがないため、4導体電線全体の振動に併せて、ルーズ導体も自由に向きを変え



(a) 鉛直変位の標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$



(b) ねじれ角の平均値

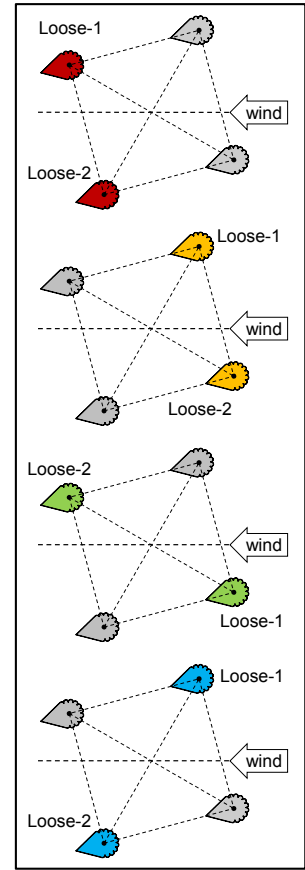
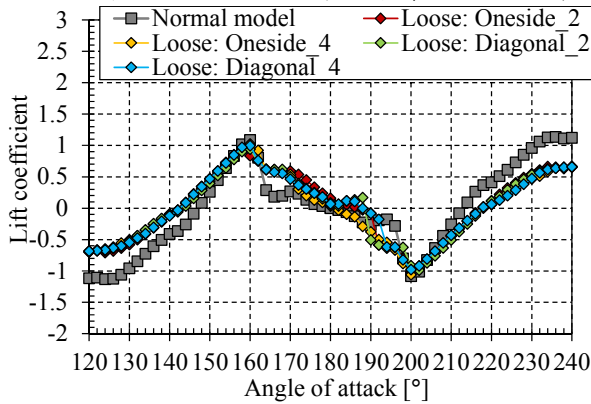
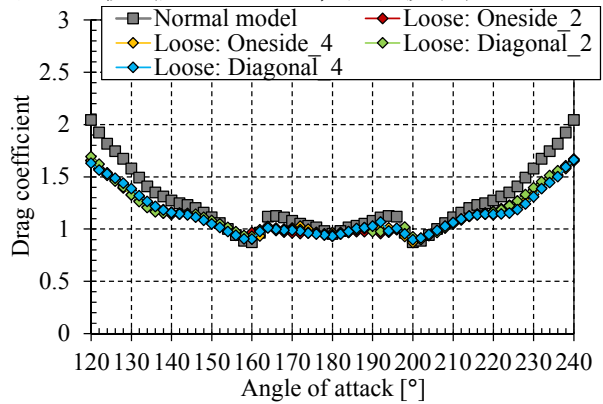


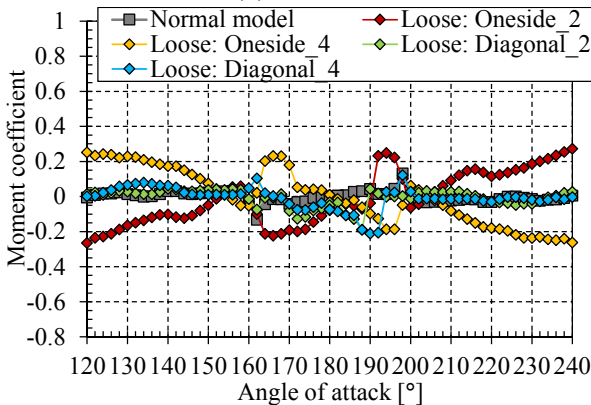
図 7.3.5 ルーズ把持配置による応答特性の比較 (風速 12.3m/s, 風向反転)



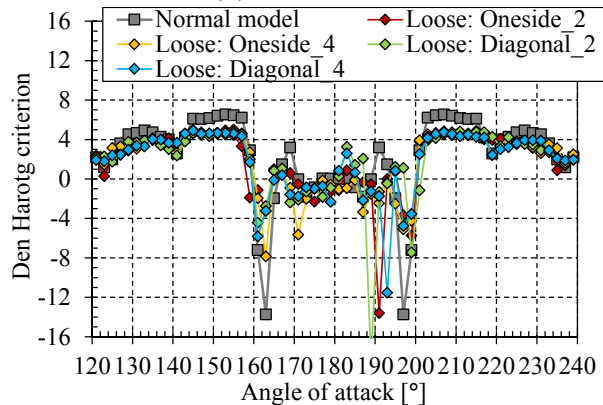
(a) 揚力係数



(b) 抗力係数



(c) 空力モーメント係数



(d) Den Hartog の条件

図 7.3.6 ルーズ把持配置による空気力特性の比較 (風速 12.3m/s, 風向反転)

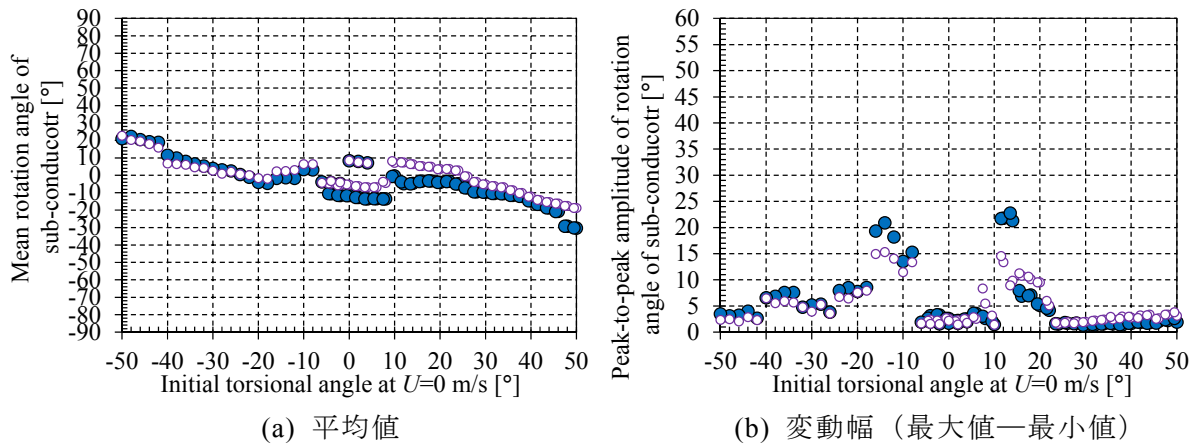


図 7.3.7 風応答測定実験におけるルーズ導体回転角 (風速 12.3m/s, 片側・Setting2)

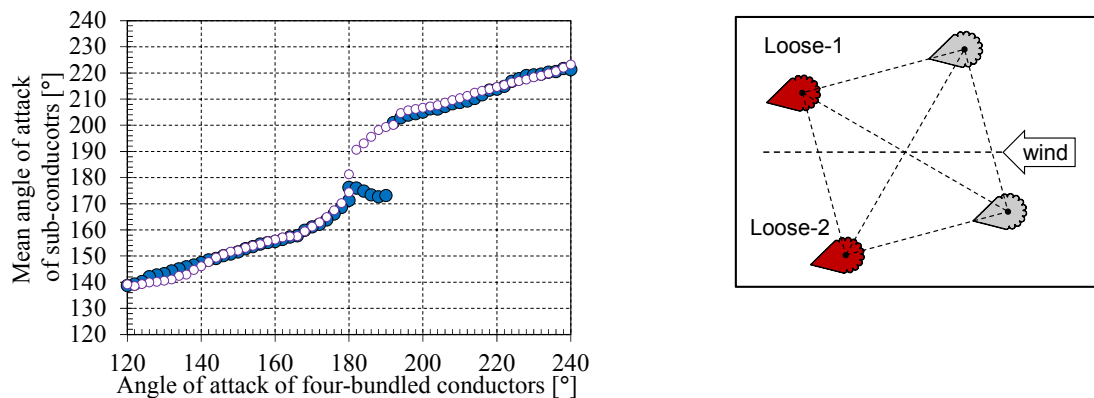


図 7.3.8 空気力測定実験におけるルーズ導体平均迎角 (風速 12.3m/s, 片側・Setting2)

ることができる。風応答測定実験において大きく振動する場合（もしくは強制的に大きな振動を与えた後）には、ルーズ導体の回転角も時々刻々変化して4導体電線全体の振動に影響を及ぼす。その特性はルーズ導体の減衰特性にも依存すると推測されるため、詳細については更なる検討が必要であるが、ルーズ導体の動的挙動が振幅を小さくする要因になり得ると考えられる。

7.3.3 各地域の気象特性に応じたルーズスペーサの配置の考え方

7.3.1 項, 7.3.2 項では、「片側配置」と「対角配置」のルーズスペーサが設置された径間に対して、「主風向から着氷雪, 風向が一致」, 「主風向から着氷雪後, 風向が反転」, 「逆風向から着氷雪, 風向が一致」, 「逆風向から着氷雪後, 風向が反転」の4つの状況を想定して、風応答特性および空気力特性を述べた。各配置および状況による、各設定ねじれ角の範囲での鉛直全振幅の最大値を表 7.3.1, 7.3.2 で比較する。表では、0.5m 未満を青色網掛けで、1.0m 以上を赤色網掛けで表示した。7.2.3 項で示したように、風応答測定実験結果に基づき、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果を比較する際には、最大応答振幅に加えて、その応答が生じた設定ねじれ角が重要となり、設定ねじれ角の絶対値が小さい範囲ほど、実現象においても起こりやすいと考えられる。表 7.3.1 に示されるように、「片側配置」と「対角配置」のルーズモデルの応答特性を比較すると、主風向から着氷雪が生じた場合には、4導体電線全体に迎角と逆方向の空力モーメントが作用する「片側配置」の方が、設定ねじれ角の絶対値が大きな範囲までギャロッピングが発生せず、ギャロッピング抑制効果に優れていると考えられる。一方、逆風向から着氷雪が生じた場合には、「片側配置」の

表 7.3.1 各設定ねじれ角範囲における鉛直全振幅の最大値（着氷雪方向が風向と一致）
（ルーズ導体向きが「上・上」もしくは「下・下」）

設定ねじれ角	標準模型	ルーズ模型（片側配置）		ルーズ模型（対角配置）	
		主風向	逆風向	主風向	逆風向
-10-10 度	0.1m 未満	0.1m 未満	0.4 m	0.1m 未満	0.1m 未満
-20-20 度	0.3 m	0.1m 未満	0.8 m	0.4 m	0.7 m
-30-30 度	1.4 m	0.1m 未満	1.2 m	0.8 m	0.9 m
-40-40 度	1.7 m	0.8 m	1.2 m	0.8 m	0.9 m
-50-50 度	1.7 m	0.9 m	1.2 m	1.4 m	1.3 m

表 7.3.2 各設定ねじれ角範囲における鉛直全振幅の最大値（着氷雪後に風向が反転）

設定ねじれ角	標準模型	ルーズ模型（片側配置）		ルーズ模型（対角配置）	
		風向反転	逆から着氷雪 →風向反転	風向反転	逆から着氷雪 →風向反転
-10-10 度	2.2 m	1.5 m	1.9 m	1.9 m	1.2 m
-20-20 度	2.2 m	1.5 m	1.9 m	1.9 m	1.2 m
-30-30 度	2.2 m	1.5 m	1.9 m	1.9 m	1.2 m
-40-40 度	2.2 m	1.5 m	1.9 m	1.9 m	1.2 m
-50-50 度	2.2 m	1.5 m	1.9 m	1.9 m	1.2 m

表 7.3.3 片側配置と対角配置のルーズスペーサの気象条件別の適用性

適用条件	片側配置	対角配置
主風向から着氷雪および風	効果が顕著にある	効果がある
逆風向から着氷雪および風	振動しやすくなる可能性がある	効果がある
着氷雪後に風向反転	効果が小さい	効果が小さい

ルーズ模型では4導体電線全体に迎角と同方向の空力モーメントが作用するため、設定ねじれ角の絶対値が標準模型より小さな範囲でギャロッピングが発生する。ルーズ導体が回転して励振力が小さくなる効果はみられるが、場合によっては標準スペーサ設置径間よりギャロッピングが発生しやすくなる可能性を示唆している。一方、表 7.3.2 に示されるように、風向が反転した場合には、配置による多少の差異はあるが、いずれのルーズ模型においても設定ねじれ角の絶対値が小さな範囲からギャロッピングが発生しており、風向が着氷雪方向と一致する場合に比べて、ギャロッピング抑制効果は小さい。

以上のように、ルーズ把持部の配置によるギャロッピング抑制効果の違いを、4導体全体に作用する空力モーメントの特性から考察した。気象特性によって、着氷雪が生じる風向が決まっている地域、いずれの風向からでも着氷雪が生じる地域、風向が反転しやすい地域が考えられるが、それぞれの地域に対する適用性を表 7.3.3 にまとめる。

7.4 その他の配置におけるギャロッピング抑制効果

7.3 節では、片側配置と対角配置のルーズスペーサのギャロッピング抑制効果を比較した。元来、対角配置は逆風向から着氷雪するような地域に対する適用性を考えて開発されたものであり、そのような条件下 (Setting3) では、片側配置よりギャロッピング抑制効果に優れていることが明らかになった。ただし、主風向から着氷雪する場合には、対角配置では片側配置 (Setting1) にみられたような、迎角と逆方向の大きな空力モーメントが作用する効果はみられない。ここで、上側配置・Setting1 (Upside_1) および下側配置・Setting1 (Downside_1) のルーズ模型の空力モーメント係数を図 7.4.1 に示す。図に示されるように、上側配置での負迎角、下側配置での正迎角では、迎角と逆方向の大きな空力モーメントが作用する。つまり、片側配置・Setting1 と同様に、大きな設定ねじれ角を与えなければギャロッピングが発生せず、実送電線においてもギャロッピング抑制効果が期待できる。しかし、上側配置での正迎角、下側配置での負迎角では、片側配置・Setting3 と同様に、迎角と同方向の大きな空力モーメントが作用するため、ギャロッピングが発生し易くなる可能性がある。第 2 章で示した実規模試験線における観測では、4 導体電線は常に風に対して負迎角であった。このように、実送電線において、ギャロッピング発生時の 4 導体電線の迎角が正負いずれかの方向に限られるのであれば、着氷雪が生じる風向の影響を受けない、上側配置・下側配置の適用性に期待できる。

上側配置・Setting1 (Upside_1) および下側配置・Setting1 (Downside_1) のルーズ模型の風応答測定実験結果を図 7.4.2 に示す。上側配置の設定ねじれ角が負の範囲、下側配置の設定ねじれ角が正の範囲においては、ルーズ模型では、設定ねじれ角の絶対値が 30 度を超える範囲までギャロッピングが抑制されており、前述の通りの効果が確認された。また、上側配置の設定ねじれ角が正の範囲においては、設定ねじれ角が 0 度付近からギャロッピングが発生するが、下側配置では設定ねじれ角が負の範囲において顕著なギャロッピングが発生しなかった。これは、本研究で用いた模型支持方法の構造的特性に起因しており、設定ねじれ角の正負において自由度間の構造連成の効果などが異なるためと考えられる。実送電線において、構造的な連成効果は十分に明らかにされていないが、本実験結果は、構造的な特性を踏まえた有効的なルーズ把持部の配置がある可能性を示唆している。今後、実送電線のギャロッピング発生時の 4 導体電線の迎角の変化特性、構造的な連成特性などを明らかにして、片側配置・対角配置以外の配置のルーズスペーサの適用性を検討する必要がある。

7.5 まとめ

本章では、4 導体送電線のルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムの解明および、4つの素導体のうちルーズ把持する2つの素導体の効果的な配置の検討を目的として、ルーズスペーサ設置径間を模擬した「ルーズ模型」および標準スペーサ設置径間を模擬した「標準模型」を用いて、風応答測定実験および空気力測定実験を実施した。以下に、本章の結論および今後の課題を示す。

7.5.1 結論

・「片側配置」のルーズ模型において主風向から着氷雪が生じて風が作用する条件では、標

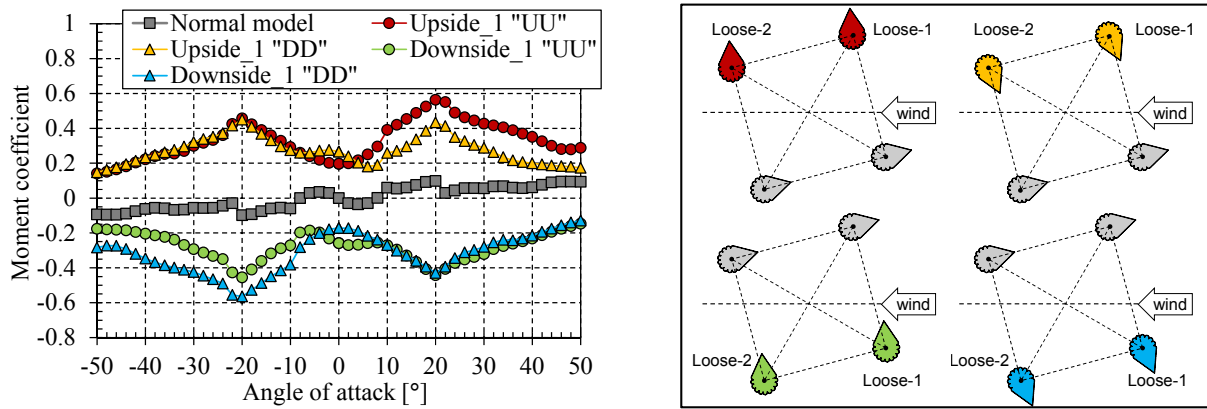
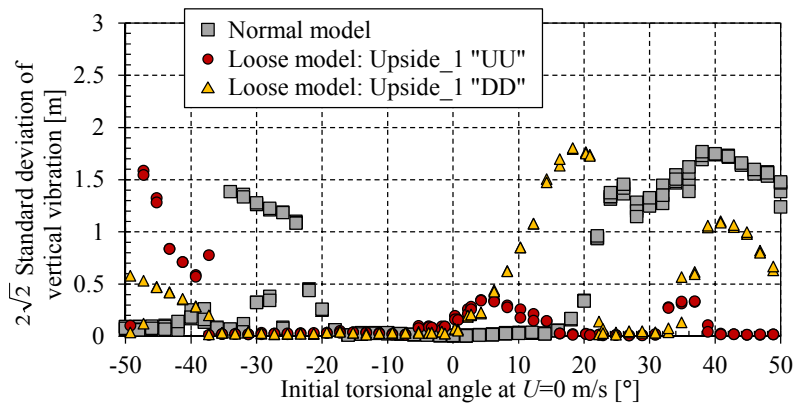
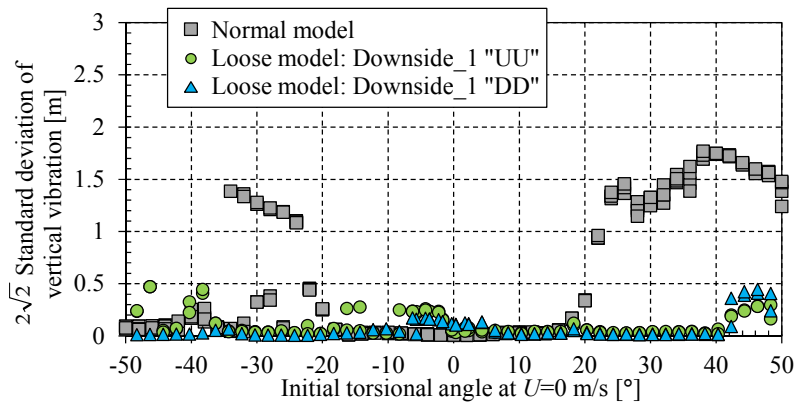


図 7.4.1 上側・下側配置の Setting1 のルーズ模型の空力モーメント係数（風速 12.3m/s）



(a) 上側配置・Setting1（鉛直変位の標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）



(b) 下側配置・Setting1（鉛直変位の標準偏差 $\times 2\sqrt{2}$ ）

図 7.4.2 上側・下側配置の Setting1 のルーズ模型の応答特性（風速 12.3m/s）

準模型と比べて、初期条件として絶対値が大きくなねじれ角を設定しなければギャロッピングが発生せず、その鉛直振幅は大幅に抑制されることが確認された。

- ・実送電線における片側配置のルーズスペーサ設置径間の特性として、風上側のルーズ把持された素導体が回転することで、4 導体電線全体に迎角を小さくする方向の空力モーメントが作用し、ギャロッピングが発生する迎角範囲に達し難いと考えられる。また、ギャロッピングが発生する迎角範囲に達した場合でも、ルーズ把持された素導体が大きく回転しており、固定された素導体と同じ条件で大きな励振力となるような空気力特性を示さず、4 導体電線全体で励振力が小さくなる。そのため、ギャロッピングの振幅が

小さくなると考えられる。

- ・「片側配置」と「対角配置」のルーズスペーサの特性を比較すると、本来想定している風向（主風向）で着氷雪が生じて風が作用する場合には、「片側配置」の方がギャロッピング抑制効果に優れていると考えられる。しかし、逆風向で着氷雪が生じて風が作用した場合には、「片側配置」のルーズスペーサ設置径間では標準スペーサ設置径間よりギャロッピングが発生しやすくなる可能性がある。「対角配置」の場合には、逆風向で着氷雪が生じた場合においても顕著に特性が変わることはなく、ある程度のギャロッピング抑制効果が得られる。
- ・これらの配置によるギャロッピング抑制効果の違いは、4 導体電線全体に作用する空力モーメントの特性から概ね説明することができる。着氷雪の発達方向と風向が一致する場合には、4 導体電線全体のねじれ角の絶対値を小さくする方向に空力モーメントが作用する場合に、ギャロッピング抑制効果に優れる。
- ・着氷雪が生じた後に風向が反転した場合には、配置による多少の差異はあるが、風向が着氷雪方向と一致する場合に比べて、ギャロッピング抑制効果は小さい。ルーズ導体の動的挙動が4 導体電線全体の振動特性に影響を与えられと考えられるが、風向が反転した場合にはルーズ導体があまり回転しないため、ギャロッピング抑制効果が限定的となる。
- ・実送電線において、ギャロッピング発生時の4 導体電線の風に対する迎角が正負いずれかの方向に限られる場合や、電線の構造的な自由度間の連成特性を踏まえると、「上側配置」や「下側配置」などが優位となる可能性を示した。

7.5.2 今後の課題

- ・一連の検討は、部分模型を用いた風洞実験に基づくものであり、実送電線を対象とした数値解析結果や観測結果を用いて、実験でみられた傾向が実送電線で生じるのか確認する必要がある。
- ・異なる着氷雪形状や、各自由度間の固有振動数比の違い、ルーズ把持された導体の減衰特性などが、ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果に与える影響を評価して、特異な条件下においてルーズ模型の振幅が標準模型を上回ることもあり得るのか、更なる分析を進める。
- ・実送電線のギャロッピング発生時の4 導体電線の風に対する迎角の変化特性、構造的な連成特性などを明らかにして、片側配置・対角配置以外の配置のルーズスペーサの適用性を検討する必要がある。

参考文献

- [7-1] 井上充男, 小林政幸, 栗栖聡, 飯沢栄一: ギャロッピング対策用ルーズスペーサの開発, AEW 技報, 第 28 号, pp. 54-58, 1999.
- [7-2] 総合エネルギー調査会原子力安全・保安部会電力安全小委員会: 今後の雪害対策のあり方について, <http://www.meti.go.jp/report/downloadfiles/g70125a01j.pdf>, 2007.
- [7-3] 小田島達彦, 池川豊年, 坂田学: 新潟下越雪害と再発防止に向けた研究の取り組み, 日本風工学会誌, Vol. 33, No. 1, pp. 17-22, 2008.
- [7-4] 小澤明夫, 加々見淳, 安藤仁, 岡敏博, 中田正紀, 三戸雅隆: スペーサ構造による着

- 雪特性の違いに対する検討(その1), 平成7年電気学会全国大会論文集, Vol. 7, pp. 10-11, 1995.
- [7-5] 三塚洋明, 宍戸亮一, 武田浩三, 佐藤博男, 横澤 浩, 菅野 浩: ルーズスパーサのギャロッピング抑制効果, AEW 技報, 第30号, pp. 7-11, 2001.
- [7-6] H. Mitsuzuka, M. Isozaki: A study of countermeasures against conductor galloping at full-scale test line, Proceeding of 12th International Workshop on Atmospheric Icing on Structures, 2007.
- [7-7] 小坪清眞: 入門建築振動学, 森北出版, 1996.
- [7-8] 西原崇, 松宮央登: 電線着氷雪観測のためのワイヤ支持式着雪サンプルの開発, 電力中央研究所研究報告, N11030, 2012.
- [7-9] 電気学会: 架空送電用電線の機械的特性, 電気学会技術報告第471号, pp. 63-64, 1993.
- [7-10] 金谷健一: 形状CADと図形の数学, 共立出版, 1998.
- [7-11] J.P. Den Hartog: Mechanical Vibrations, McGraw-Hill, 1956.

8. 実送電線におけるギャロッピング応答特性解明への展開

第3-7章の検討では、部分模型を用いた風洞実験や1質点系を対象とした時刻歴応答解析に基づいており、現象を2次元系で評価して、ギャロッピングの応答特性および対策品の効果を示した。実送電線においても、本質的にはこれまでに述べた特性によりギャロッピングの応答特性が説明できると考えられるが、実送電線では着氷形状・迎角、風速、応答変位などが線路方向の3次元的に分布し、また、実送電線特有の構造特性を有する可能性がある。本章では、それらの影響を評価して、実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明に展開するための方向性を示す。

橋桁のフラッターの発生条件や発生要因に関する検討においても、部分模型を用いた風応答測定実験や、測定された（非定常）空気力係数を用いて1質点系における解析を実施することで、まずは現象を2次元系で評価する[8-1]。その後、実構造物の3次元的な特性を複数の固有モードの重ね合わせで表すことで、実構造物における3次元的な現象を2次元系で捉えた現象とうまく関連させて、発生条件および発生要因を評価する。構造物における振動を固有モード毎に評価することは空力不安定振動現象解明のためには有用な方法であり、送電線のギャロッピングにおいても応答特性の解明につながると考えられる。固有モードを用いた検討（モード重ね合わせ法）は、一般的に複素固有値解析法などの線形不安定解析により減衰特性から発現条件を求めるものであり、空気力の連成機構を明らかにすることも可能である[8-2, 8-3]。一方、非線形振動系における応答振幅を求める時刻歴応答解析においては、時々刻々と系の剛性が変化し、振動数や振動モードも変化する非線形問題であるため、前述の線形問題において利用されるモード重ね合わせ法をそのまま適用することはできない。そのため、非線形問題に適用できるように改良されたモード重ね合わせ法が考案されており[8-4]、限られた数のモードを励起するような外力のもとで、非線形性の強い応答をするのは系の一部に限られる場合に適用できるとしている。本章では、送電線のギャロッピングの発現モードや最大振幅特性を容易に把握するための手法として、モード重ね合わせ法による時刻歴応答解析の4導体電線のギャロッピング解析への適用性を評価する。

8.1節では、モード重ね合わせ法に基づく線形不安定解析手法を示し、線形振動系においてモードを用いた評価と2次元系での評価との関係を述べる。8.2節では、モード重ね合わせ法に基づく時刻歴応答解析手法の概要およびその特徴を示す。8.3節では、解析対象および解析条件を示す。8.4節では、4導体送電線のギャロッピング解析へのモード重ね合わせ法に基づく時刻歴応答解析手法の適用性や解析から得られた結果に基づく考察を示す。8.5節では、実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明に向けての検討事項を示す。

8.1 モード重ね合わせ法に基づく線形不安定解析手法およびその特徴

8.1.1 線形振動系におけるモードを考慮した定式化および不安定解析手法

構造モデルとしては、送電線を n 個の節点に離散化し、その節点に質量を集中させたモデルを考える。鉛直・水平・ねじれの3自由度を考慮して、離散化された節点 j の変位ベクトル $\{Z_j\}^T = \{y_j, z_j, \theta_j\}^T$ はモーダル行列 $[\Phi]$ と一般化座標 $\{q(t)\}$ を用いて表すことができる。 i 個のモードを考慮すると、変位ベクトルは以下のように表される。

$$\{Z(t)\}_{3n \times 1} = [\Phi]_{3n \times i} \{q(t)\}_{i \times 1}, \{Z_j\} = \sum_{k=1}^n \left\{ \mu_{ykj} \quad \mu_{zkj} \quad \mu_{\theta kj} \right\}^T q_k(t) \quad (8.1.1)$$

ここで、 $\mu_{yk}, \mu_{zk}, \mu_{\theta k}$ は第 k モードの鉛直・水平・ねじれのモード変位を表す。なお、モード変位は計算を容易にするために、一般化質量が1になるように基準化したものとする。各節点において、鉛直・水平・ねじれ3自由度の空気力を考慮すると、一般化された運動方程式は、以下のように表される。

$$\{\ddot{q}(t)\} + [C]^* \{\dot{q}(t)\} + [K]^* \{q(t)\} = [A]^* \{\dot{q}(t)\} + [B]^* \{q(t)\} \quad (8.1.2)$$

ここで、行列 $[C]^*, [K]^*$ は減衰・剛性行列を表し、各要素が次式で表される対角行列と仮定する。

$$C_{ll}^* = 2\zeta_l \omega_l, K_{ll}^* = \omega_l^2 \quad (l=1,2,\dots,i) \quad (8.1.3)$$

ここで、 ζ_l は無風時の第 l モードの減衰比、 ω_l は減衰が無いときの無風時の第 l モードの円振動数である。また、行列 $[A]^*, [B]^*$ は空力減衰・空力剛性行列を表し、各要素は以下のように表すことができる($m=1,2,\dots,i$)。

$$A_{lm}^* = \frac{1}{2} \rho U A_i k \left\{ \int L_{yl}^* \mu_{yl} \mu_{ym} dx + \int L_{zl}^* \mu_{yl} \mu_{zm} dx + B_l \int L_{\theta l}^* \mu_{yl} \mu_{\theta m} dx + \int D_{yl}^* \mu_{zl} \mu_{ym} dx + \int D_{zl}^* \mu_{zl} \mu_{zm} dx \right. \\ \left. + B_l \int D_{\theta l}^* \mu_{zl} \mu_{\theta m} dx + B_l \int M_{yl}^* \mu_{\theta l} \mu_{ym} dx + B_l \int M_{zl}^* \mu_{\theta l} \mu_{zm} dx + B_l^2 \int M_{\theta l}^* \mu_{\theta l} \mu_{\theta m} dx \right\} \quad (8.1.4)$$

$$B_{lm}^* = \frac{1}{2} \rho U^2 A_i k^2 \left\{ \int L_{yR}^* \mu_{yl} \mu_{ym} dx + \int L_{zR}^* \mu_{yl} \mu_{zm} dx + B_l \int L_{\theta R}^* \mu_{yl} \mu_{\theta m} dx + \int D_{yR}^* \mu_{zl} \mu_{ym} dx + \int D_{zR}^* \mu_{zl} \mu_{zm} dx \right. \\ \left. + B_l \int D_{\theta R}^* \mu_{zl} \mu_{\theta m} dx + B_l \int M_{yR}^* \mu_{\theta l} \mu_{ym} dx + B_l \int M_{zR}^* \mu_{\theta l} \mu_{zm} dx + B_l^2 \int M_{\theta R}^* \mu_{\theta l} \mu_{\theta m} dx \right\} \quad (8.1.5)$$

ここで、 ρ は空気密度[kg/m³], U は風速[m/s], A_i, B_l は代表長さ[m], k は換算振動数($k=A_l \omega_F/U$), ω_F は円振動数[rad/s]である。また、 $L_{yR}^*, L_{yI}^*, \dots, M_{\theta R}^*, M_{\theta I}^*$ は線形系で表される空気力の変動成分の各自由度の変位・速度に比例する項を表す係数であり、以下の式で定義する。

$$L_u = \frac{1}{2} \rho U^2 A_i l \left\{ k^2 L_{yR}^* \frac{y}{A_i} + k^2 L_{zR}^* \frac{z}{A_i} + k^2 L_{\theta R}^* \frac{B_l}{A_i} \theta + k L_{yI}^* \frac{\dot{y}}{U} + k L_{zI}^* \frac{\dot{z}}{U} + k L_{\theta I}^* \frac{B_l \dot{\theta}}{U} \right\} \quad (8.1.6)$$

$$D_u = \frac{1}{2} \rho U^2 A_i l \left\{ k^2 D_{yR}^* \frac{y}{A_i} + k^2 D_{zR}^* \frac{z}{A_i} + k^2 D_{\theta R}^* \frac{B_l}{A_i} \theta + k D_{yI}^* \frac{\dot{y}}{U} + k D_{zI}^* \frac{\dot{z}}{U} + k D_{\theta I}^* \frac{B_l \dot{\theta}}{U} \right\} \quad (8.1.7)$$

$$M_u = \frac{1}{2} \rho U^2 A_i B_l l \left\{ k^2 M_{yR}^* \frac{y}{A_i} + k^2 M_{zR}^* \frac{z}{A_i} + k^2 M_{\theta R}^* \frac{B_l}{A_i} \theta + k M_{yI}^* \frac{\dot{y}}{U} + k M_{zI}^* \frac{\dot{z}}{U} + k M_{\theta I}^* \frac{B_l \dot{\theta}}{U} \right\} \quad (8.1.8)$$

これらの項は、一般的に非定常空気力係数と呼ばれる[8-2, 8-3]が、送電線のギャロップングのように準定常理論に基づいて空気力を定式化する場合には、それぞれの係数は定常空気力係数から、以下のように算出される。

$$L_{yI}^* = -\frac{1}{k} (C'_L(\theta_0) + C_D(\theta_0)), L_{zI}^* = -\frac{2}{k} C_L(\theta_0), L_{\theta R}^* = \frac{A_i}{B_l k^2} C'_L(\theta_0), L_{yR}^* = L_{zR}^* = L_{\theta I}^* = 0, \\ D_{yI}^* = -\frac{1}{k} (-C_L(\theta_0) + C'_D(\theta_0)), D_{zI}^* = -\frac{2}{k} C_D(\theta_0), D_{\theta R}^* = \frac{A_i}{B_l k^2} C'_D(\theta_0), D_{yR}^* = D_{zR}^* = D_{\theta I}^* = 0, \quad (8.1.9) \\ M_{yI}^* = -\frac{1}{k} C'_M(\theta_0), M_{zI}^* = -\frac{2}{k} C_M(\theta_0), M_{\theta R}^* = \frac{A_i}{B_l k^2} C'_M(\theta_0), M_{yR}^* = M_{zR}^* = M_{\theta I}^* = 0$$

ここで、 θ_0 はねじれ角を表す。また、素導体毎に送電線を離散化する場合には、 $A_i=B_l=D$ (D : 導体直径)となる。

式(8.1.2)を用いて、6.1.2項に示した複素固有値解析法により、空気力が作用した際の振動特性(振動数, 減衰, 振幅比, 位相差)を導くことができる。また、松本ら[8-3]は式(8.1.2)

の解析手法として、各振動特性に対する空気力の寄与を示すことができるマルチモード step-by-step 解析法を提案している。この解析では、各変位を $q_s = \bar{q}_s e^{-\zeta'_F \omega_F t} \sin(\omega_F t - \Psi_s)$ と仮定することで、第 k モードの運動方程式以外（式(8.1.2)における第 k 行以外）から、各モードの一般化座標変位 q_s ($s=1, 2, \dots, k-1, k+1, \dots, i$) の第 k モードの一般化座標変位 q_k に対する振幅比・位相差を求める。これらの振幅比・位相差を第 k モードの運動方程式（式(8.1.2)における第 k 行）に代入し、運動方程式を第 k モードの一般化座標変位 q_k のみが含まれる式に変形することで、以下のような減衰比 ζ_{Fk} ・非減衰振動数 ω_{Fk} を算出している。解析手法の詳細については、文献[8-3]を参照されたい。

$$\zeta_{Fk} = \frac{\sqrt{1-\zeta_F'^2}}{2\omega_F} \left[2\zeta_k \omega_k - A_{kk}^* + \sum_{\substack{1 \leq s \leq i \\ s \neq k}} \left\{ \frac{B_{ks}^* \bar{q}_s}{\omega_F \bar{q}_k} \sin(\Psi_s - \Psi_k) - A_{ks}^* \frac{\bar{q}_s}{\bar{q}_k} (\zeta_F' \sin(\Psi_s - \Psi_k) + \cos(\Psi_s - \Psi_k)) \right\} \right] \quad (8.1.10)$$

$$\omega_{Fk} = \sqrt{1-\zeta_F'^2} \sqrt{\omega_k^2 - B_{kk}^* + \sum_{\substack{1 \leq s \leq i \\ s \neq k}} \left\{ -B_{ks}^* \frac{\bar{q}_s}{\bar{q}_k} (\cos(\Psi_s - \Psi_k) - \zeta_F' \sin(\Psi_s - \Psi_k)) - A_{ks}^* \omega_F \frac{\bar{q}_s}{\bar{q}_k} (\zeta_F'^2 + 1) \sin(\Psi_s - \Psi_k) \right\}} \quad (8.1.11)$$

8.1.2 空気力の寄与の評価方法

式(8.1.10)で表される減衰は、全体系が連成している場合はモード次数 k によらず同じ値を指すものの、整理するモード次数 k によって異なる式となり、各モードにおける減衰への空気力の寄与を表している。以下、式(8.1.10)を用いて、減衰により失われるエネルギーの観点から、各モードにおける減衰の寄与が全体系に与える影響を導く。

時刻 t において、第 k モードが保有するポテンシャルエネルギー E_k は、以下のように表すことができる。

$$E_k = \frac{1}{2} \dot{q}_k^2 + \frac{1}{2} \omega_{Fk}^2 q_k^2 = \frac{1}{2} \bar{q}_k^2 e^{-2\zeta'_{Fk} \omega_{Fk} t} \omega_{Fk}^2 \{1 - \zeta'_{Fk} \sin(2\omega_{Fk} t - 2\Psi_k)\} \quad (8.1.12)$$

簡略化のため $\zeta'_{Fk} \cong 0$ とすると、全体系のポテンシャルエネルギー E_{total} が算出される。

$$E_{total} = \sum_{s=1}^i E_s = \sum_{s=1}^i \frac{1}{2} \bar{q}_s^2 e^{-2\zeta'_{Fs} \omega_{Fs} t} \omega_{Fs}^2 \{1 - \zeta'_{Fs} \sin(2\omega_{Fs} t - 2\Psi_s)\} \approx \sum_{s=1}^i \frac{1}{2} \bar{q}_s^2 \omega_{Fs}^2 \quad (8.1.13)$$

1 周期 ($T=2\pi/\omega_F$) でのポテンシャルエネルギーの変化、すなわち減衰により失われるエネルギー ΔE_k は、以下のように表すことができる。

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \bar{q}_k^2 \omega_{Fk}^2 \{1 + \zeta'_{Fk} \sin(2\Psi_k)\} (1 - e^{-4\pi\zeta'_{Fk}}) \approx \frac{1}{2} \bar{q}_k^2 \omega_{Fk}^2 \{4\pi\zeta'_{Fk} + 4\pi\zeta_{Fk}'^2 \sin(2\Psi_k)\} \approx \frac{1}{2} \bar{q}_k^2 \omega_{Fk}^2 4\pi\zeta_{Fk} \quad (8.1.14)$$

ここで、 ΔE_k には、構造減衰と空気力（空力減衰）のする仕事が含まれている。全体系のポテンシャルエネルギー $E_{total}=1$ で基準化し、 $\omega_{Fk}^2 = \omega_{Fs}^2$ ($s=1, \dots, i$) であるので、各モードの減衰により失われるエネルギーは、以下により算出される。

$$\Delta E_k = \frac{\bar{q}_k^2}{\sum \bar{q}_s^2} 4\pi\zeta_{Fk} = \frac{\bar{q}_k^2}{\sum \bar{q}_s^2} \frac{1}{2\omega_F'} \left[2\zeta_k \omega_k - A_{kk}^* + \sum_{\substack{1 \leq s \leq i \\ s \neq k}} \left\{ \frac{B_{ks}^* \bar{q}_s}{\omega_F \bar{q}_k} \sin \Psi_{sk} - A_{ks}^* \frac{\bar{q}_s}{\bar{q}_k} (\zeta_F' \sin \Psi_{sk} + \cos \Psi_{sk}) \right\} \right] \quad (8.1.15)$$

減衰 ζ_{Fk} はいずれのモードにおいても同じ値を示すため、各モードにおける減衰により失われるエネルギーは、振幅の 2 乗に比例することがわかる。また、式(8.1.15)において、第 1 項が構造減衰により失われるエネルギー ΔE_{Sk} 、第 2 項以降が空気力（空力減衰）により失われるエネルギー ΔE_{Ak} となり、第 2 項以降は宮田ら[8-2]が誘導した実座標系における空気力の仕事を、モード座標系で表記したものを意味する。

複素固有値解析結果を式(8.1.15)に代入することで、各モードにおける空気力により失われるエネルギーおよび、卓越するモードに寄与する空気力の速度同相成分 ΔE_{Vks} (A_{ks}^* を含む項, $s=k$ のとき $-A_{kk}^*$), 変位同相成分 ΔE_{Dks} (B_{ks}^* を含む項, $s=k$ のとき 0), さらには式(8.1.4), (8.1.5)に示される A_{ks}^* , B_{ks}^* に寄与するそれぞれの空気力項, などを明らかにできる.

8.1.3 モードを用いた評価と2次元的な評価との関係

式(8.1.2)において、第 l, m モードの2モード間の運動方程式を抽出すると、以下のよう
に表される.

$$\begin{aligned} \ddot{q}_l + 2\zeta_l \omega_l \dot{q}_l + \omega_l^2 q_l &= A_{ll}^* \dot{q}_l + A_{lm}^* \dot{q}_m + B_{ll}^* q_l + B_{lm}^* q_m \\ \ddot{q}_m + 2\zeta_m \omega_m \dot{q}_m + \omega_m^2 q_m &= A_{ml}^* \dot{q}_l + A_{mm}^* \dot{q}_m + B_{ml}^* q_l + B_{mm}^* q_m \end{aligned} \quad (8.1.16)$$

式(8.1.16)の右辺が空気力項であるが、式(8.1.4), (8.1.5)に示されるように、各要素には両モードの各自由度のモード変位の積分が含まれており、モード変位の径間内の分布が類似するほど、実質的な空気力が大きくなることを意味している. このことが、実構造物においては、モード形状が類似するモード間で空気力による連成が生じやすいことにつながる.

仮に、第 l モードには鉛直方向のモード変位のみが、第 m モードにはねじれ方向のモード変位のみが含まれているとすると、一般化質量が1になるようにモード変位を基準化していることから、第 l, m モードの等価質量 m_e, I_e はそれぞれ以下のように算出される.

$$m_e = 1 / \int \mu_{yl}^2 dx, I_e = 1 / \int \mu_{\theta m}^2 dx \quad (8.1.17)$$

その結果、式(8.1.16)は以下のように変形できる.

$$\begin{aligned} m_e \ddot{q}_l + 2m_e \zeta_l \omega_l \dot{q}_l + m_e \omega_l^2 q_l \\ = \frac{1}{2} \rho U^2 A_l l \left\{ k^2 \frac{\int L_{yR}^* \mu_{yl}^2 dx}{\int \mu_{yl}^2 dx} \frac{q_l}{A_l} + k^2 \frac{\int L_{\theta R}^* \mu_{yl} \mu_{\theta m} dx}{\int \mu_{yl}^2 dx} \frac{B_l}{A_l} q_m + k \frac{\int L_{yl}^* \mu_{yl}^2 dx}{\int \mu_{yl}^2 dx} \frac{\dot{q}_l}{U} + k \frac{\int L_{\theta l}^* \mu_{yl} \mu_{\theta m} dx}{\int \mu_{yl}^2 dx} \frac{B_l \dot{q}_m}{U} \right\} \end{aligned} \quad (8.1.18)$$

$$\begin{aligned} I_e \ddot{q}_m + 2I_e \zeta_m \omega_m \dot{q}_m + I_e \omega_m^2 q_m \\ = \frac{1}{2} \rho U^2 A_l B_l l \left\{ k^2 \frac{\int M_{yR}^* \mu_{yl} \mu_{\theta m} dx}{\int \mu_{\theta m}^2 dx} \frac{q_l}{A_l} + k^2 \frac{\int M_{\theta R}^* \mu_{\theta m}^2 dx}{\int \mu_{\theta m}^2 dx} \frac{B_l}{A_l} q_m + k \frac{\int M_{yl}^* \mu_{yl} \mu_{\theta m} dx}{\int \mu_{\theta m}^2 dx} \frac{\dot{q}_l}{U} + k \frac{\int M_{\theta l}^* \mu_{\theta m}^2 dx}{\int \mu_{\theta m}^2 dx} \frac{B_l \dot{q}_m}{U} \right\} \end{aligned} \quad (8.1.19)$$

式(8.1.18), (8.1.19)の右辺の空気力項における各係数は、式(8.1.6)–(8.1.8)で定義した空気力の変動成分を表す係数と同じ形に整理されており、積分の分数で表される部分が一般的に等価非定常空気力係数と呼ばれる[8-5]. 第 l モードの鉛直方向のモード変位分布と第 m モードのねじれ方向のモード変位分布が一致して、径間内での断面形状・迎角(空気力係数)の分布が無ければ、等価非定常空気力係数は式(8.1.6), (8.1.8)で定義した非定常空気力係数と完全に一致する. 鉛直と水平, 水平とねじれの間においても同じ関係となり、モード変位形状が類似する各方向(自由度)のモード間での現象は、等価的に2次元系での現象で評価できることを意味する. このことが、まず2次元系において現象の評価を行い、その後モード重ね合わせ法を用いて3次元系での評価に展開する一つの理由である.

一方、径間内での断面形状・迎角(空気力係数)の分布がある場合には、モード変位の絶対値が大きくなる場所、つまりモードの腹の位置における断面形状(空気力係数)の影響が支配的となることがわかる. また、式(8.1.18), (8.1.19)を誘導する過程では、それぞれのモードに対象とする自由度以外のモード変位が含まれないことを仮定した. 実際には、構造的に複数の自由度間で連成して、1つのモードに複数の自由度のモード変位が含まれ

ることも多く、その場合には式(8.1.16)において式(8.1.4), (8.1.5)で表される各空気力係数が構造連成のない場合に比べて変化することになる。これは、異なる空気力特性を持つ断面を評価することと同じ意味合いであり、構造連成の影響が振動の発生特性に大きく影響する。さらに、3 つ以上のより多くのモードが影響し合うこともあり、その場合に現象は複雑になるが、8.1.2 項で示した方法などによりその影響を評価することができる。

8.2 モード重ね合わせ法に基づく時刻歴応答解析手法およびその特徴

8.1 節では、線形問題におけるモード重ね合わせ法の手法およびその意義を示したが、これらは線形解析において減衰特性から発生条件を求める事を対象としている。送電線の場合、非線形振動系における応答振幅を求めることが要求されるため、非線形問題に適用できるように改良されたモード重ね合わせ法[8-4]を用いる必要がある。以下では、モード重ね合わせ法を用いたギャロッピングの時刻歴応答解析手法およびその特徴について述べる。

8.2.1 解析手法

風の作用する送電線の運動方程式を、有限要素法により空間的に離散化すると、一般的に以下の非線形運動方程式が得られる。

$$[M]\{^{t+Dt}\ddot{Z}\}+[C]\{^{t+Dt}\dot{Z}\}+\{^{t+Dt}Q\}=\{^{t+Dt}F\} \quad (8.2.1)$$

ここで、 $[M]$ は質量行列、 $[C]$ は減衰行列、 $\{Q\}$ は電線の負担する内力ベクトル、 $\{F\}$ は電線に作用する空気力ベクトル、 $\{Z\}$ は変位ベクトルを表す。各諸量の左肩添字は時刻を意味する。構造特性を表す内力ベクトル $\{Q\}$ は変位ベクトル $\{Z\}$ に対して、準定常空気力に基づいて定式化される空気力ベクトル $\{F\}$ は変位ベクトル $\{Z\}$ 、速度ベクトル $\{\dot{Z}\}$ に対して、それぞれ非線形とする。

式(8.2.1)の非線形運動方程式を解くために、一般的に Newton-Raphson 法による反復計算が行われる。このときの第 $k(=1,2,\dots)$ 回目の反復式は以下ようになる。

$$[M]\{^{t+Dt}\ddot{Z}^{(k)}\}+[C]\{^{t+Dt}\dot{Z}^{(k)}\}+\{^{t+Dt}K^{(k-1)}\}\{AZ^{(k)}\}=\{^{t+Dt}F^{(k-1)}\}-\{^{t+Dt}Q^{(k-1)}\} \quad (8.2.2)$$

ここで、 $[K]$ は接線剛性マトリックスを表し、各諸量の右肩添字の (k) は反復回数を示す。ここでは、この反復式を以下のように修正する。

$$[M]\{^{t+Dt}\ddot{Z}^{(k)}\}+[C]\{^{t+Dt}\dot{Z}^{(k)}\}+\{^{\tau}K^{(k-1)}\}\{AZ^{(k)}\}=\{^{t+Dt}F^{(k-1)}\}-\{^{t+Dt}Q^{(k-1)}\} \quad (8.2.3)$$

ここで、 $[^{\tau}K]$ は時刻 $t+Dt$ 以前の適当な時刻 τ における接線剛性マトリックスを表す。つまり、上式は一種の修正 Newton-Raphson 法を用いることに相当する。

$[^{\tau}K]$ と $[M]$ から成る線形振動系の第 i 次の固有角振動数とモード変位をそれぞれ ω_i , $\{\phi_i\}$ とし、8.1.1 節と同様に一般化質量 $\{\phi_i\}^T[M]\{\phi_i\}$ が 1 となるように、モード変位を規準化する。このとき、固有モード $\{\phi_i\}$ と $[^{\tau}K]$, $[M]$ の直交性を表す以下の式が成立する。

$$[\bar{M}]=[\Phi]^T[M][\Phi]=[I_n], [\bar{K}]=[\Phi]^T[^{\tau}K][\Phi]=\text{diag}(\omega_i^2) \quad (8.2.4)$$

ここで、モーダル行列 $[\Phi]=[\{\phi_1\}\{\phi_2\}\dots\{\phi_n\}]$ とする。さらに、モード変位 $\{\phi_i\}$ と減衰行列 $[C]$ との直交性を仮定すれば、以下の式が得られる。

$$[\bar{C}]=[\Phi]^T[^{\tau}C][\Phi]=\text{diag}(2\zeta_i\omega_i) \quad (8.2.5)$$

ここで、 ζ_i はモード減衰比を表す。また、変位 $\{^{t+Dt}Z\}$ は、モード変位 $\{\phi_i\}$ および一般化変位

ベクトル $\{^{t+\Delta t}q\}$ を使って以下のように表現できる.

$$\{^{t+\Delta t}Z\} = [\Phi] \{^{t+\Delta t}q\} \quad (8.2.6)$$

式(8.2.3)の左から $[\Phi]^T$ を乗じ, 式(8.2.4)–(8.2.6)を用いれば, 以下の式が得られる.

$$\{^{t+\Delta t}\ddot{q}^{(k)}\} + [\bar{C}] \{^{t+\Delta t}\dot{q}^{(k)}\} + [{}^t\bar{K}^{(k-1)}] \{AZ^{(k)}\} = [\Phi]^T \left(\{^{t+\Delta t}F^{(k-1)}\} - \{^{t+\Delta t}Q^{(k-1)}\} \right) \quad (8.2.7)$$

式(8.2.7)の右辺が十分小さくなるまで反復計算を行うことで, 一般化変位ベクトル $\{q\}$ の時系列データを算出することができる. また, 各節点の実変位は得られた一般化変位の時系列データを式(8.2.6)により足し合わせることで算出することができる.

8.2.2 解析手法の特徴

8.2.1 項に示した手法によれば, 解としてモード毎の一般化変位が得られるため, その大きさから支配的なモードを容易に把握できる. ただし, 対象とする構造物の振動形状の振幅に対する非線形性が強い場合には, 振幅が大きくなるに従って微小変形を仮定して求めたモード形状とは異なる形の振動が生じる. 本解析手法では, 固有値解析の結果得られる全てのモードを考慮すれば, 径間内の全節点の任意の振動をモードの重ね合わせで表現できるものの, 振動形状が本来のモード形状と大きく変化する場合, 多くのモードの重ね合わせで現象が表現されるため, 振動現象をモードで解釈することが難しくなる. つまり, 本手法は, 構造物の振動形状の振幅に対する非線形性が弱いものに対して適用した場合に, モードを用いる評価法の利点が発揮される. そこで, 8.4.4 項ではモード重ね合わせ法の解析結果を用いて, 一般化変位を実変位に換算する際に用いるモードを, 低次のモードのみにした場合と, 全てのモードを考慮した場合とを比較することで, 送電線のギャロッピング問題において振動形状の非線形性の強弱について調べる.

式(8.2.4)–(8.2.7)で用いるモードは, 必ずしも解析対象の有風時のつり合い状態での構造モードである必要はなく, 無風時の構造モードを用いて解析することもできる. 一般的に, 有風時の構造モードは無風時の構造モードと比較して, 複数の自由度間での連成が生じるため, 現象の解釈が複雑になる. また, 本手法ではモード減衰 ζ_i を任意に指定することができるため, 時刻歴応答解析によく用いられている Rayleigh 型の減衰だけではなく, ひずみエネルギーに比例した減衰[8-6]など, モード毎に現象により沿った減衰を定義することも容易となる. 減衰のモデル化が同じであれば, 全モードを考慮した解析結果は一般的な解析ツール[8-7]に用いられている直接積分法による解析結果と一致する. その場合, 直接積分法を用いて解析を実施した後に, 指定するモードにより直交分解することによっても, モード毎の一般化変位を得ることが可能である. 8.4.3 項では, 確認のために, 有風時の構造モードを用いた解析結果と無風時の構造モードを用いた解析結果を直接積分法の解析結果と比較する.

さらに, 本解析手法の特徴として, 線形問題におけるモード重ね合わせ法と同様に, あらかじめ考慮するモードの数を減らして, 式(8.2.7)を必要な次数分のみ計算し, 右辺が十分小さくなるまで反復計算を行うことで, 近似的な解を効率的に評価することができる. 理論的には, 解析モデルの総自由度を n_a , 考慮するモードの数を n_m とすると, モード重ね合わせ法では $n_a \times n_m$ のオーダーの演算であり, 直接積分法 (n_a^2 のオーダーの演算) と比較して, 計算時間の短縮につながる可能性がある. 考慮するモードの数を減らした解析結果について 8.4.5 項に示す.

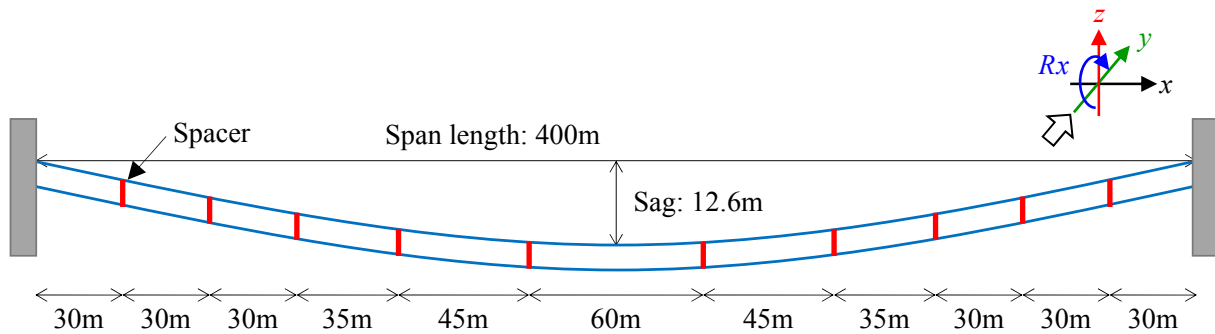


図 8.3.1 対象とする 4 導体送電線（径間長 400m，弛度 12.6m，導体間隔 400mm）

表 8.3.1 電線の物性値（ACSR410mm²）

パラメータ	値
直径 D	$28.5 \times 10^{-3} \text{ m}$
質量 μ	1.673 kg/m
伸び剛性 EA	$3.942 \times 10^7 \text{ N}$
ねじり剛性 GJ	$156.8 \text{ N} \cdot \text{m/rad}$
回転慣性モーメント ρI	$1.35 \times 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{m}$
初期張力 T	26387 N/条

なお、本解析では、式(8.2.7)の右辺の電線の負担する内力ベクトル $\{Q\}$ および電線に作用する空気力ベクトル $\{F\}$ の算出の際には、一般化変位ではなく実変位の情報が必要となる。これらの項を考慮することにより、送電線の幾何学的非線形性および空気力の非線形性が考慮されるものの、これらの項は各ステップで一般化変位から実変位を算出して計算する必要がある。この点が、全ての係数を完全に一般化変位のみで計算が可能な線形問題におけるモード重ね合わせ法と異なる箇所である。

8.3 解析対象および解析条件

8.3.1 解析モデル

解析対象となる 4 導体送電線を図 8.3.1 に示す。解析対象は、導体間隔が 400mm の ACSR410mm² の 4 導体送電線であり、素導体はケーブル要素（トラス要素）に軸まわり回転自由度を加えた要素[8-8]でモデル化し、要素数は各素導体で 80 要素である。また、径間長は 400m，弛度は 12.6m であり、径間内に 10 個取り付けられたスペーサは多点拘束条件（素導体間の距離および角度が一定になるように拘束する条件）によりモデル化し、スペーサの質量（8kg/個）を、それぞれ 2kg の集中質量として 4 隅の節点に与えた。多点拘束を行う場合には、その中央に新たに 1 点節点を設けており、構造側の計算では、その節点に接続された 4 隅の節点の自由度が無くなる代わりに、その節点が並進 3 自由度，回転 3 自由度の合計 6 自由度を持つように定義している。なお、本研究では基本的なギャロッピングの発現特性の評価を目的としているため、碍子装置はモデル化していない。その他の電線の物性値を表 8.3.1 に示す。

8.4 節では、モデル化を簡易にするために素導体の独立した動きを拘束した「等価単導体モデル」[8-9, 8-10]を用いて計算を実施する。「等価単導体モデル」では、スペーサ以外の

点においても径間方向に同位置にある節点（素導体）同士にすべて多点拘束条件適用し、素導体間隔および素導体のねじれ角を拘束した。一方、実際の電線においては、スペーサ間において各素導体がねじれ、独立に振動することも想定される。そこで、8.5.1 項では、素導体の独立した動きを許容する「4 導体フルモデル」を用いて、素導体の動きの影響について考察する。

8.3.2 解析条件

着氷雪形状は「三角高」を対象として、図 3.3.4 に示される各素導体に作用する空気力係数を用いることで、風上側素導体の後流の影響で、風下側素導体の空気力が低減する影響を考慮した空気力が 4 導体電線に働くこととした。ここでは、図 3.3.4 のデータを平滑化スプライン（重み 1）により補間して解析に用いた。各ステップにおいて、それぞれの素導体位置における相対迎角、相対速度を求め、各素導体の空気力係数を用いて準定常空気力を算出した。第 5 章で示したように、4 導体電線中心周りにねじれ速度を有する場合には各素導体に相対迎角・相対速度が生じるため、ねじれ速度に伴う空気力が生じる。このねじれ速度に伴う空気力を考慮しなければ応答をうまく再現できないため、ここでも素導体毎に準定常空気力を算出するモデルを用いて計算を行った。

本解析では一様流を対象とし、風速 0–20 m/s の間で静的つり合い解析および 5.1.1 節に示した複素固有値解析を実施し、ギャロッピングが発生すると推測される風速域において、時刻歴応答解析を実施した。静的ねじれ角の符号を一定にするため、5 度の吹上風を作用させて解析を行った。8.2.2 項に示したように、モード重ね合わせ法では様々な減衰モデルを用いることが可能であるが、本研究では直接積分法の結果と比較できるように、減衰は一般的な Rayleigh 型の減衰を考慮した。ここでは、0.156Hz および 2.0Hz において減衰定数が 1%となるように設定した。時刻歴応答解析においては、解析時間は 600 秒、解析ステップは 0.001 秒とし、あらかじめ静的つり合い解析を実施した後、静的つり合い位置からごく微小な初期変動を与えて動的解析を実施した。モード重ね合わせ法においては、この静的つり合い位置からの変位を各モードの一般化変位の和で表現する。

8.4 解析結果およびモード重ね合わせ法の有効性評価

本節では、「等価単導体モデル」を用いた 4 導体送電線のギャロッピング解析結果を示す。8.4.1 項では静的つり合い解析結果および実固有値特性（静的つり合い位置における構造モード）を、8.4.2 項ではギャロッピング発現風速を調べるために行った複素固有値解析結果を示す。8.4.3 項では、モード重ね合わせ法の結果と直接積分法の解析結果を比較する。8.4.4 項では、全モードを考慮して実施した計算結果から、ギャロッピングが発現するモード形状を特定する。また、実変位への換算に低次のモードのみを考慮した場合と、全てのモードを考慮した場合を比較することで、送電線のギャロッピング問題において振動形状の振幅に対する非線形性の強弱について調べる。8.4.5 項では、計算の効率化の為に考慮するモード数を減らした場合の解析結果を示す。

8.4.1 静的変形量および各風速での固有振動特性

各風速での、径間中央における鉛直・水平変位・ねじれ角の静的つり合い位置を図 8.4.1

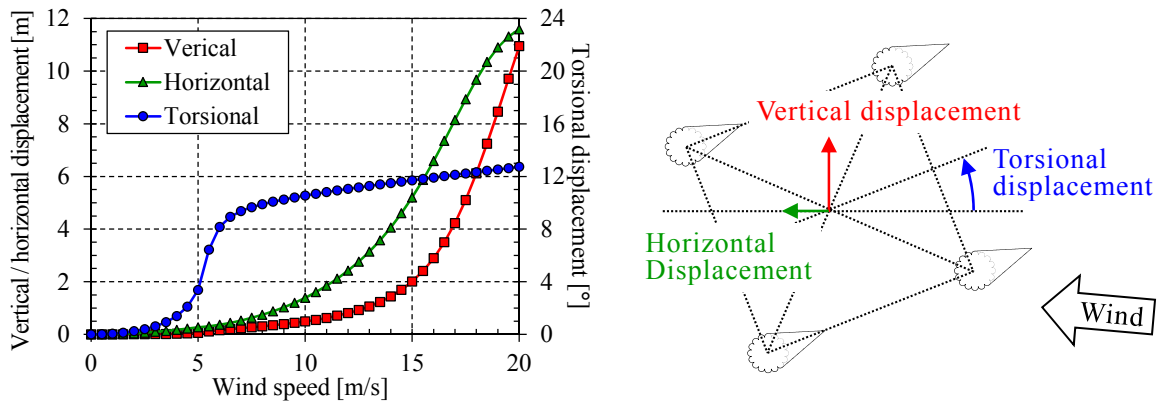


図 8.4.1 径間中央の静的変形量（等価単導体モデル）

表 8.4.1 1-18 次の卓越変位およびモード形状（無風時）

次数	卓越変位	モード形状	次数	卓越変位	モード形状	次数	卓越変位	モード形状
1	水平	対称 1 次	7	水平	対称 2 次	13	水平	対称 3 次
2	鉛直	逆対称 1 次	8	ねじれ	対称 2 次	14	鉛直	対称 3 次
3	水平	逆対称 1 次	9	鉛直	対称 2 次	15	ねじれ	対称 3 次
4	ねじれ	逆対称 1 次	10	鉛直	逆対称 2 次	16	鉛直	逆対称 3 次
5	ねじれ	対称 1 次	11	水平	逆対称 2 次	17	水平	逆対称 3 次
6	鉛直	対称 1 次	12	ねじれ	逆対称 2 次	18	ねじれ	逆対称 3 次

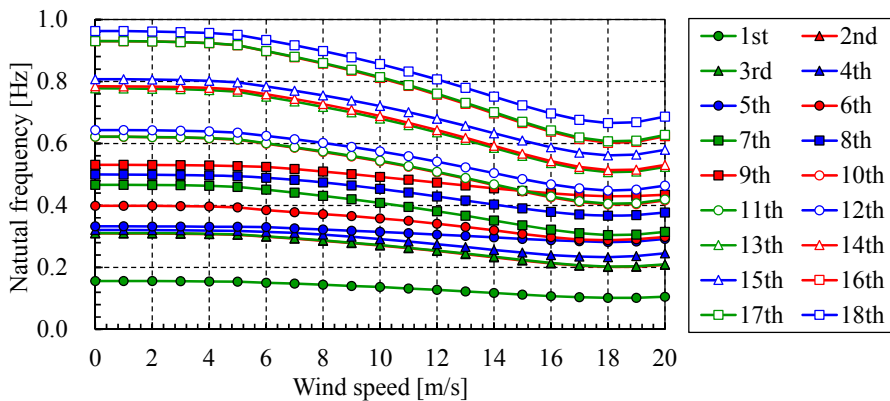
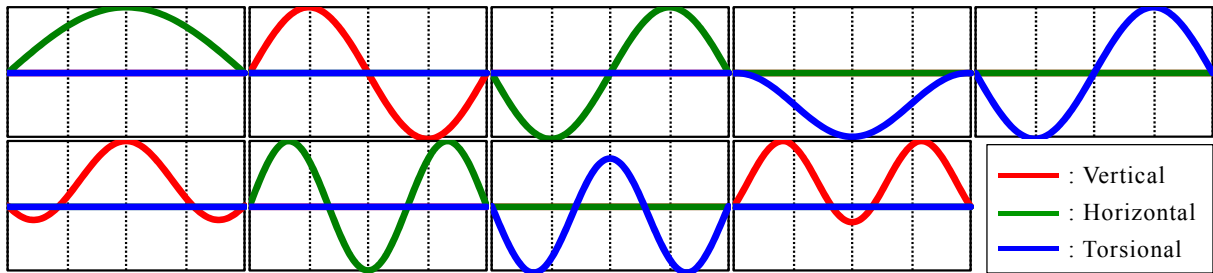


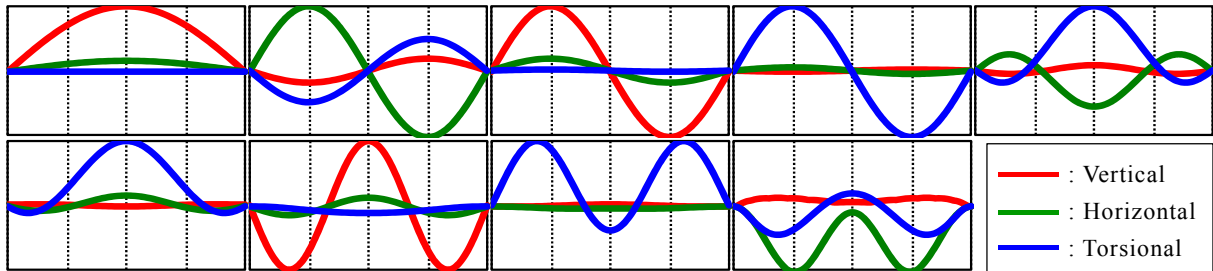
図 8.4.2 1-18 次の構造モード振動数の風速に伴う変化

に示す。ここでは、図 8.3.1 および図 8.4.1 に示されるように座標軸を定義して、ねじれ角は 4 導体電線の中心軸周りの角度を表し、「等価単導体モデル」においては素導体の角度と一致する。図 8.4.1 に示されるように、ねじれ角は風速 5m/s 付近で急激に大きくなっており、この風速で径間全体において静的な空力モーメントが復元力を上回るダイバージェンスが生じている。

無風時における 1-18 次の構造モードの卓越変位およびモード形状を表 8.4.1 に示す。素導体の独立した動きを考慮していないため、4 つの導体の中心軸周りで鉛直・水平・ねじれ方向に振動するモードが生じる。各構造モードの固有振動数の風速に伴う変化を図 8.4.2 に示す。ここでは、無風時の構造モードを基準に、風速を増加させながらモード形状が類似するモードを抽出し、順に繋ぐことで風速に対する固有振動数の変化を示した。各構造モードは風速の増加に伴って、静的変形量の増加から振動数が変化する。また、無風時に



(a) 無風時



(b) 風速 $U=20.0$ m/s

図 8.4.3 構造モードのモード変位 (左上から順に 1-9 次)

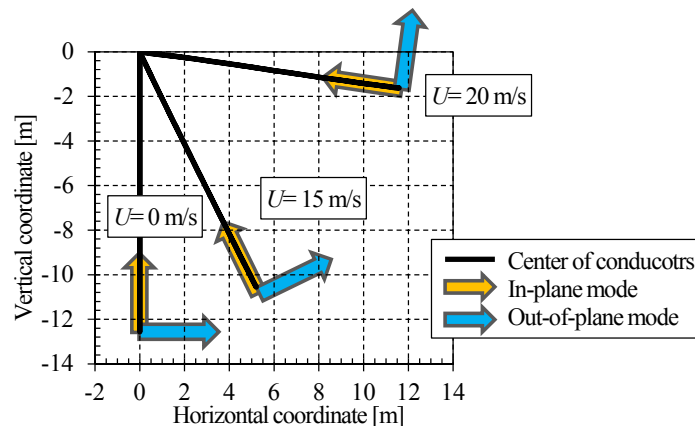
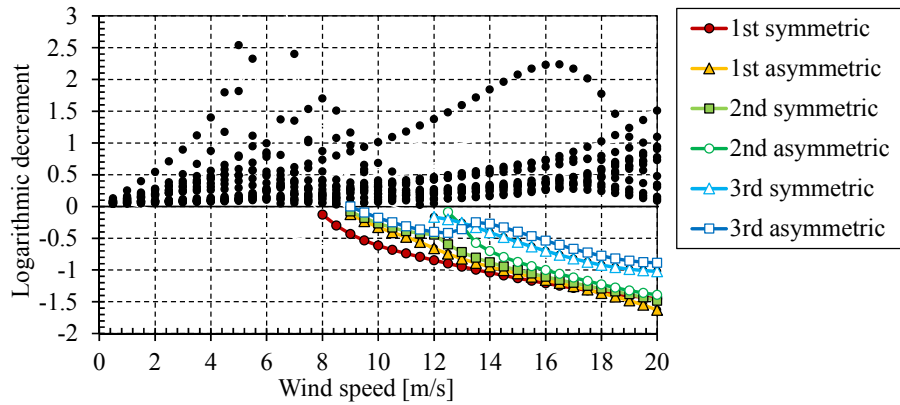


図 8.4.4 電線の横振れ特性と対称 1 次水平・鉛直モードの向き (風速 0, 15, 20m/s)

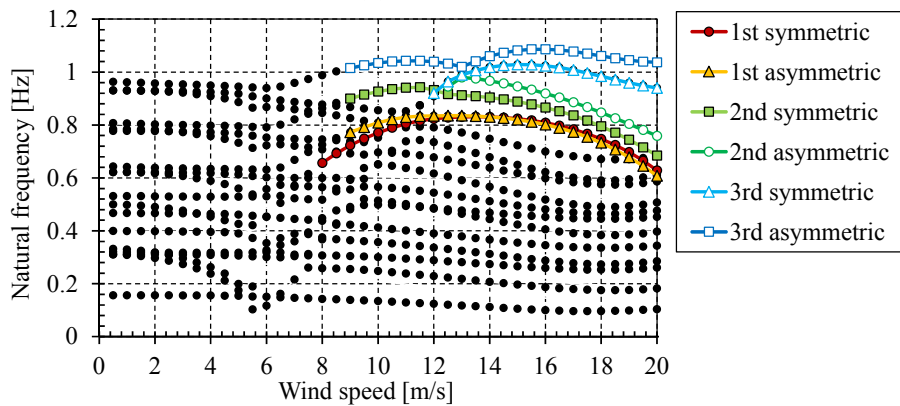
は各モードに各自由度の変位が独立に含まれていたのに対し、風速が増加するに従って、各モードに複数の自由度の変位が含まれるようになる。その例として、無風時の 1-9 次モードにおいて、無風時におけるモード形状と風速 20m/s におけるモード形状を比較したものを図 8.4.3 に示す。図 8.4.3 に示されるように、有風時には 1 つの構造モードに複数の自由度が含まれることにより、8.1.2 項で述べた構造連成の影響が生じると考えられる。風速 0, 15, 20m/s における電線の横振れ特性 (鉛直・水平座標) と、対称 1 次水平・鉛直モード (表 8.4.1 に示される 1 次, 6 次モード) の向きを、図 8.4.4 に示す。図 8.4.4 に示されるように、鉛直・水平方向の自由度が混在するが、本質的には面内振動・面外振動の区別で構造モードが定義付けられていることがわかる。このような実送電線特有の構造特性については、8.5.2 項において詳細に述べる。

8.4.2 複素固有値解析結果

8.1.1 項に示される方法に従って、有風時の実固有値解析から算出される 1-18 次の構造モードおよび固有値を考慮して実施した複素固有値解析結果を、図 8.4.5 に示す。図 8.4.5 (a) は減衰特性を、図 8.4.5 (b) は振動数特性を表す。ここでは複数のモードでギャロップン

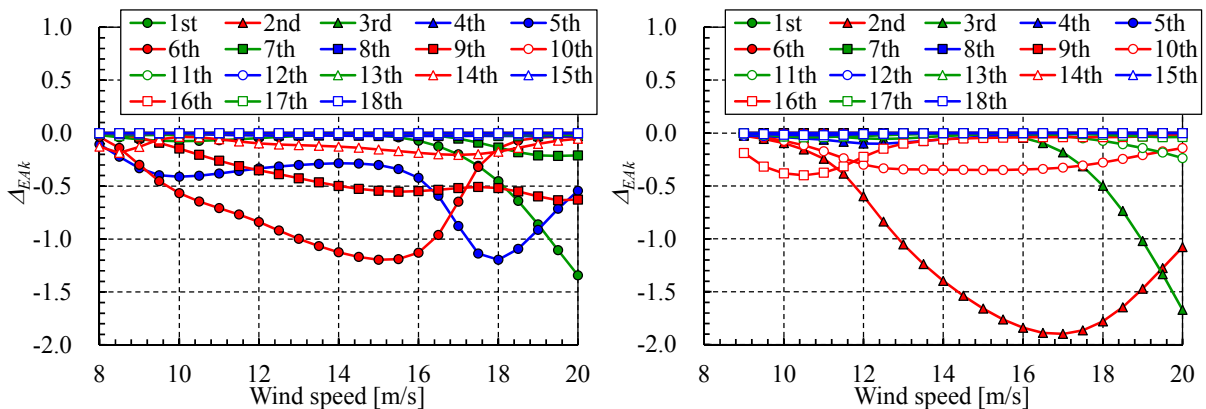


(a) 対数減衰率



(b) 振動数

図 8.4.5 複素固有値解析結果 (等価単導体モデル)



(a) 対称 1 次複素モードの寄与

(b) 逆対称 1 次複素モードの寄与

図 8.4.6 各複素モードにおける各構造モードの振動で空気力から失われるエネルギー

グが発生しており、それらの結果においてはその振動モード形状を記載した。減衰が顕著な負値を示す複素モードが 6 つ存在し、それぞれ異なるモード形状で振動が生じている。ここで、負減衰となった範囲の対称 1 次、逆対称 1 次複素モードを対象として、式(8.1.15)の第 2 項で表される各構造モードの振動で空気力から失われるエネルギー ΔE_{Ak} を、図 8.4.6 に示す。対称 1 次複素モードにおいては 9 次構造モードの寄与が、逆対称 1 次複素モードにおいては 10 次構造モードの寄与が、それぞれ多少含まれるが、基本的にはギャロッピングはモード形状が類似する 3 自由度 (鉛直・水平・ねじれ) の構造モード間 (対称 1 次複素モードの場合 1, 5, 6 次構造モード, 逆対称 1 次複素モードの場合 2, 3, 4 次構造モード) で連成して発生していることがわかる。他の複素モードでも同様にギャロッピングはモー

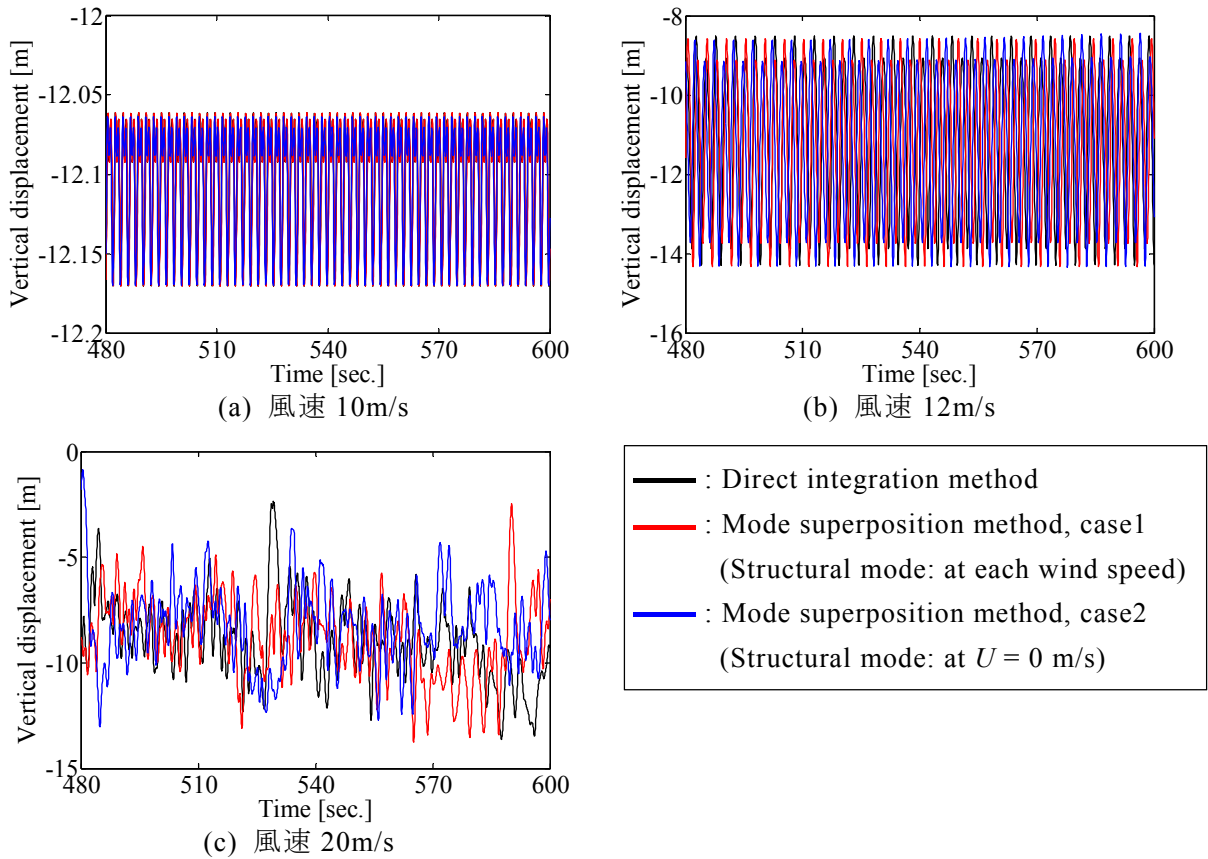


図 8.4.7 モード重ね合わせ法（有風時・無風時の構造モード）と直接積分法の比較
（鉛直変位の時系列波形，径間中央，等価単導体モデル）

ド形状が類似する 3 自由度の構造モード間で連成して発生する．なお，式(8.1.15)を用いることで各構造モードの振動で空気力から失われるエネルギーの内訳を分析することができる．ただし，本解析では静的変形が非常に大きく主要因となる構造モード自体が風速に伴い推移し，評価が煩雑となるため記載を割愛する．4 導体送電線のギャロッピングを対象とした詳細な検討例は，文献[8-11]を参照されたい．

複素固有値解析結果を踏まえて，ギャロッピングが発現した風速 8m/s 以上を含む，風速 7-20m/s 以上の風速域において，時刻歴応答解析を実施した．なお，図 8.4.5 に示される線形不安定解析結果は，静的つり合い位置からの振動発生条件を示したものである．第 6 章で述べたように，時刻歴応答解析においては空気力の非線形性などに起因して大きな初期変位を与えた場合には異なる傾向を示す可能性もあるが，以下の検討では，静的つり合い位置からごく微小な初期変動を与えた場合の解析結果に基づき分析を進める．

8.4.3 直接積分法との比較

実固有値解析から得られる全モードを考慮してモード重ね合わせ法による非線形時刻歴応答解析を実施した．前述の通り，モード重ね合わせ法では，解析結果として各モードに対する一般化変位が求められる．各モードのモード変位と一般化変位を掛けて足し合わせることで，各節点における実変位を算出することができる．図 8.4.7 に，風速 10, 12, 20m/s のケースにおいて，径間中央の鉛直変位の時系列波形をモード重ね合わせ法と直接積分法で比較したものを示す．ここでは，モード重ね合わせ法に用いる構造モードとして，

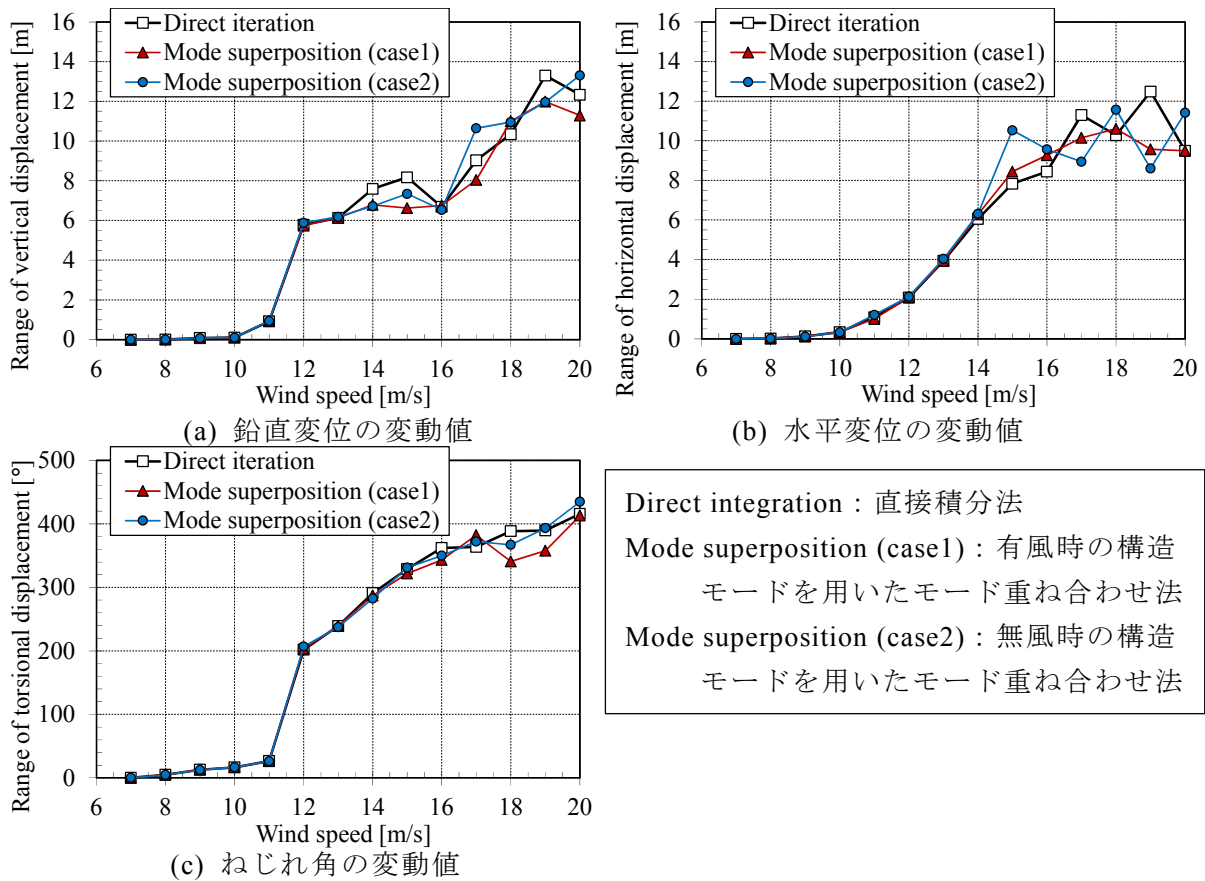
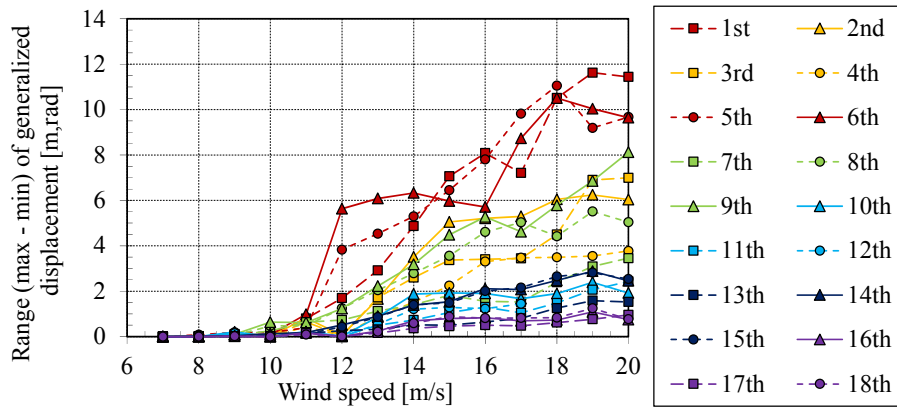


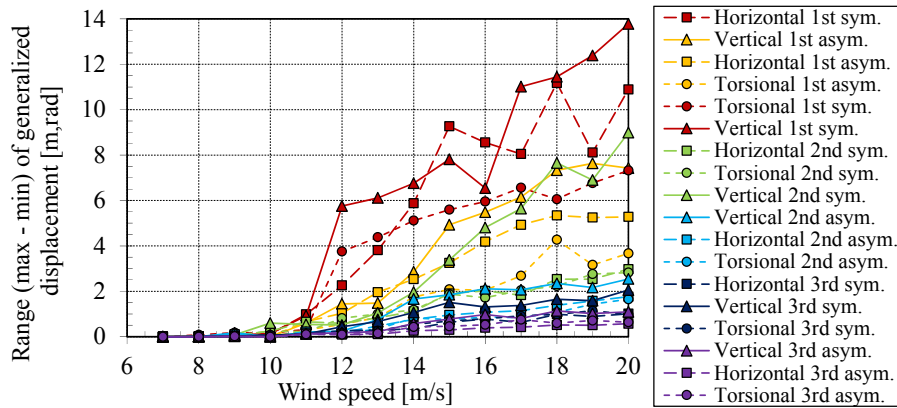
図 8.4.8 モード重ね合わせ法（有風時・無風時の構造モード）と直接積分法の比較（径間中央の各成分の最大値－最小値，等価単導体モデル）

各風速のモードを用いたもの（有風時，case1）と無風時の構造モードを用いたもの（case2）の両者の結果を示した。また，図 8.4.7 においては，静的つり合い量を加えた送電線の支持点からの鉛直変位を示した。モード重ね合わせ法において減衰のモデル化が同じであれば，全モードを考慮した場合の結果は直接積分法と理論上一致する。ただし，無風時のモード重ね合わせ法においては，Rayleigh 型の減衰を決定する際に用いる剛性行列が直接積分法と違うため，やや異なる減衰が設定されている。

図 8.4.7 (a), (b)に示されるように，ギャロッピング発現風速付近の比較的低い風速域では，モード重ね合わせ法と直接積分法の解析結果は概ね一致する。一方で，風速が高くなるに従って，複数のモードにおいてギャロッピング発現条件を満たすようになることや，振幅が大きくなり空気力の非線形性が強くなることなどが理由で，一様流中における直接積分法の解析結果も不規則な応答となる。このような風速域では，減衰の設定方法に起因する僅かな違いなどによっても，その後の応答の時刻歴が異なる。そのため，図 8.4.7 (c) のような高風速域においては，統計量で応答特性を比較する必要がある。図 8.4.8 に径間中央の水平・鉛直変位，ねじれ角の変動値（最大値－最小値）を示す。図に示されるように，それぞれの解析結果は概ね一致しており，図 8.4.7 (a), (b)の解析結果と併せて，本解析手法の妥当性が確認された。また，有風時・無風時いずれの構造モードを考慮した場合でも概ね同じ結果を示している。以下，有風時・無風時の構造モードをそれぞれ用いて実施したモード重ね合わせ法の解析結果を真値として，振動形状に対するモードの寄与および解析時に考慮するモード数などの影響について評価を行う。



(a) 有風時の構造モードを用いた場合



(b) 無風時の構造モードを用いた場合

図 8.4.9 モード重ね合わせ法（有風時・無風時の構造モード）と直接積分法の比較
（径間中央の各成分の最大値－最小値，等価単導体モデル）

8.4.4 応答解析結果およびモード重ね合わせ法の利点

各風速において，無風時・有風時の構造モードを用いてモード重ね合わせ法を実施し，各モードの一般化変位の変動値（最大値－最小値）を図 8.4.9 に示す．本研究では，時系列波形のうち初期の過渡的な応答が含まれる時間を除いた 200–600 秒の間の応答データを用いて変動値を算出した．ここでは，モード変位の最大値が 1 になるように基準化した一般化変位を示しており，図 8.4.9 に示された値が腹の位置での変動値を意味する．図 8.4.9 に示されるように，各モードの振動が風速に伴ってどのように変化するかを容易に把握することができる．本解析条件では，対称 1 次モードの寄与が最も大きく，対称 2 次，逆対称 1 次モードの寄与があることがわかる．また，有風時の構造モードを用いた場合においてもある特定のモードで応答が生じているわけではなく，寄与するモードの数は無風時の構造モードを用いた場合とあまり変化がない．そのため，以下では，応答特性の把握が容易な無風時の構造モードを用いた応答解析結果を用いて考察を行う．

各節点の最大振幅においては，各モードの振動が大きくなるタイミングが影響するため，各モードの一般化変位を足し合わせて実変位を求めた上で，評価する必要がある．風速 12, 16, 20m/s における，鉛直・水平変位およびねじれ角の最大値・最小値の径間内の分布および，それぞれの風速における静的つり合い位置を，図 8.4.10 に示す．鉛直・水平変位は，送電線の支持点を基準とする変位を示した．図では，200–600 秒における各節点の最大値および最小値を示しているため，必ずしもそれをつなげたものは同時刻の電線の位置を表

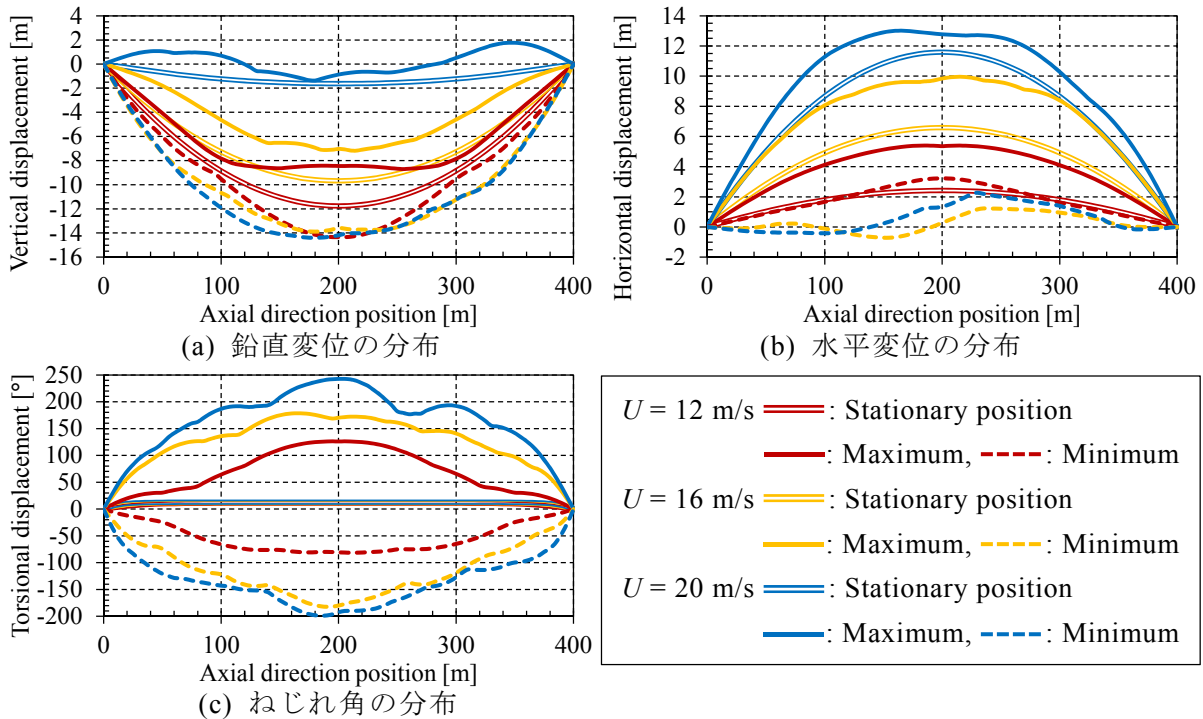


図 8.4.10 径間内の各節点における静的つり合い位置および最大・最小変位 (等価単導体モデル, 無風時モードの構造モードを用いたモード重ね合わせ法)

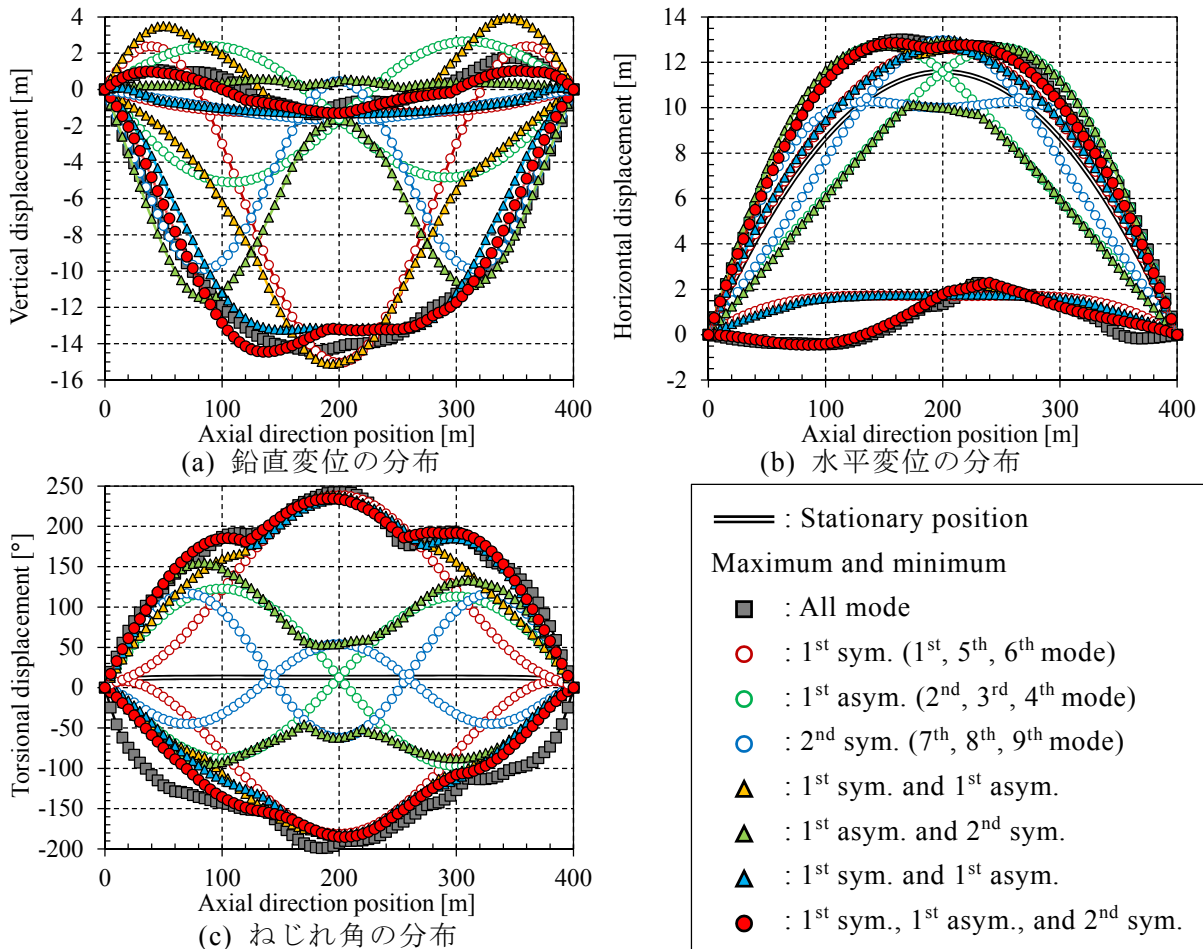


図 8.4.11 実座標に変換する際に考慮する構造モードによる比較 (風速 20m/s, 各節点における最大・最小変位)

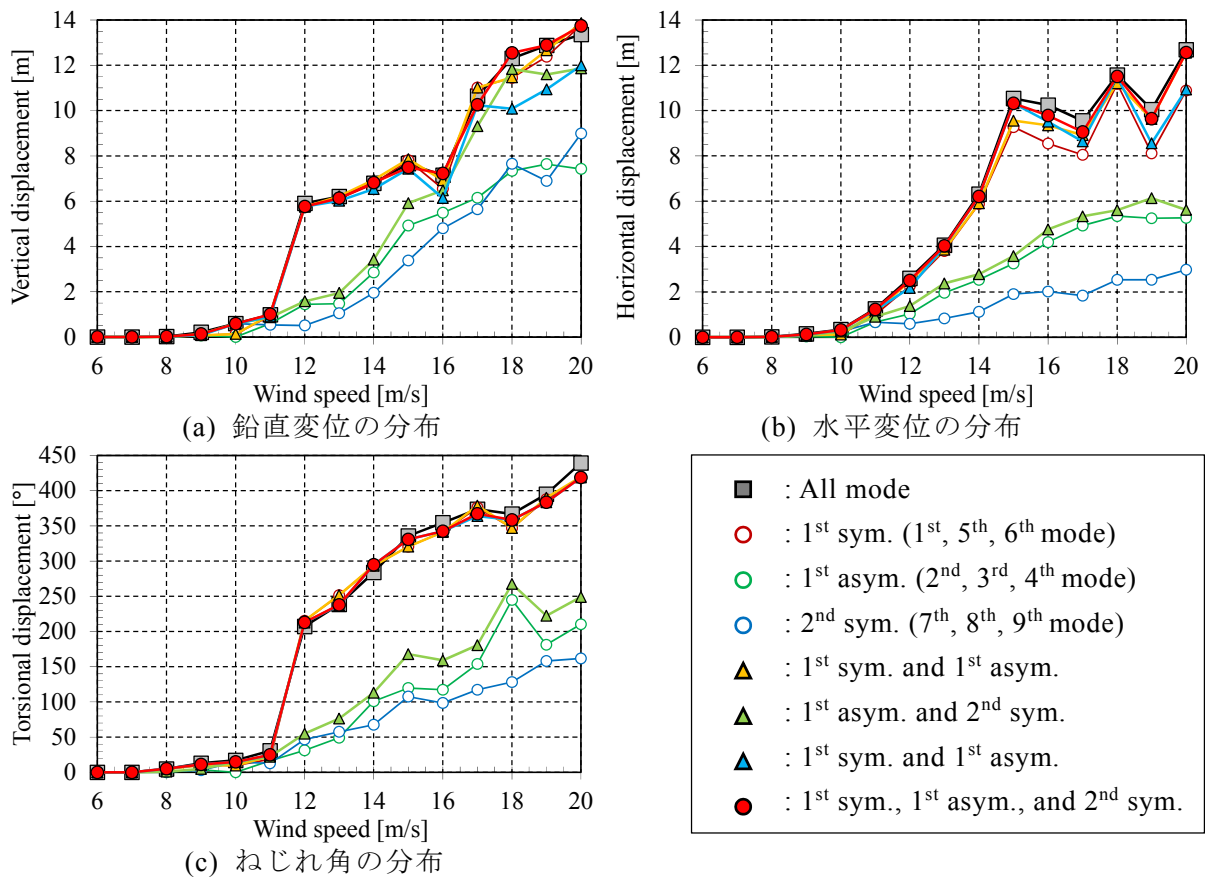


図 8.4.12 実座標に変換する際に考慮する構造モードによる比較
(変位変動値の径間内全節点における最大値)

すものではないが、振幅の径間方向の分布がわかり易いため、実務においてギャロッピング応答を評価する際に役立つ記載方法であると考えられる。なお、左右対称な条件で計算しているにもかかわらず、図 8.4.10 においては、やや非対称な分布を示している。これは前述のように、高風速域では不規則な応答となることに起因し、十分な計算時間を経れば対称な分布を示すと考えられる。

ここで、モード重ね合わせ法においては、実座標に換算する際に考慮するモードを任意に選ぶことができ、径間内の最大振幅に寄与するモードを特定することができる。図 8.4.11 に風速 20m/s において、実座標に換算する際に考慮するモードの数を変えて算出した各変位の最大値・最小値の径間内の分布を示す。ここでは、対称 1 次のみ (1, 5, 6 次), 逆対称 1 次のみ (2, 3, 4 次), 対称 2 次のみ (7, 8, 9 次), 対称 1 次 + 逆対称 1 次, 逆対称 1 次 + 対称 2 次, 対称 1 次 + 対称 2 次, 対称 1 次 + 逆対称 1 次 + 対称 2 次の 7 パターンのモードを考慮した結果を比較する。図 8.4.11 に示されるように、各自由度における対称 1 次, 逆対称 1 次, 対称 2 次のモード (各自由度の 1-3 次モード) を考慮した結果は、水平・鉛直変位・ねじれ角において、全モードを考慮した結果と概ね一致している。また、各風速において、各変位の振幅 (変動値) の全節点における最大値 (図 8.4.11 に示される最大値と最小値の差の径間方向での最大値) を図 8.4.12 に示す。ここでは、図 8.4.11 と同様に考慮するモードを 7 パターンに変化して算出した値を比較している。図 8.4.12 に示されるように、風速 20m/s の結果同様に、径間内の振幅の最大値を評価する上では、各自由度における対称 1 次, 逆対称 1 次, 対称 2 次のモード (各自由度の 1-3 次モード) の影響を考慮すれば

よいことがわかる。

以上のように、無風時の低次モードの足し合わせでその振幅および応答特性を概ね評価できることから、送電線のギャロッピング問題においては、振動形状の振幅に対する非線形性が弱く、モード重ね合わせ法を用いることで、全体の挙動を容易に把握できる可能性が示された。ここでは、送電線の構造（幾何学的）非線形性が無いことを指しているわけではなく、あくまで応答振幅の径間内分布が少ないモードの重ね合わせで表現できるということを意味している。構造非線形性の影響については、8.5.2 項で詳細に述べる。なお、本研究では、モード重ね合わせ法によりモード毎の一般化変位の時刻歴波形を算出したが、直接積分法を用いて解析を実施した後に、指定するモードを用いて直交分解する方法によっても、モード毎の一般化変位を得ることができ、同様に全体の挙動把握が可能となる。

8.4.5 モード重ね合わせ法に用いるモード数による解析結果の比較

変位の最大値・最小値は、各自由度における 1-3 次モードが大きく寄与してそれらの重ね合わせで評価できることが分かった。8.2.2 節で述べたように、モード重ね合わせ法では、あらかじめ解析に用いるモード数を減らすことができる。ここでは、考慮するモードを、鉛直・水平・ねじれの 3 自由度における 1-3 次モード（計 9 モード）、1-6 次モード（計 18 モード）、および 6 自由度における 1-3 次モード（計 18 モード）、1-6 次モード（計 36 モード）、1-9 次モード（計 54 モード）、1-12 次モード（計 72 モード）、1-15 次モード（計 90 モード）の 7 パターンに変化させて解析を実施した。なお、多点拘束条件を用いているため、ケーブル要素で定義している 3 方向の並進、1 方向の回転の 4 つ自由度に加え、2 方向の回転自由度が追加されるため、6 自由度の構造モードが存在する。

解析に用いるモードを変化させた場合の、各風速における全節点の振幅の最大値を図 8.4.13 に示す。図 8.4.13 に示されるように、鉛直・水平・ねじれの振幅のみを評価する上でも、それ以外の自由度を考慮しなければ、解析結果は全モードを考慮した解析結果と全く異なることがわかる。一方で、6 自由度の振動を考慮した場合においても、各自由度の 1-3 次モードを考慮した解析結果は、高風速域において全モードを考慮した解析結果と異なる。本解析対象においては、1-6 次のモード（計 36 モード）以上のモードを考慮することによって、概ね全モードを考慮した解析結果と一致する。

このように、本解析対象で本来 474 個あるモードを 36 個程度まで減らしても解析結果が概ね再現されていることから、考慮するモードの数を減らして計算の効率化が図れる可能性がある。ただし、異なる条件下においても同様に考慮するモード数を減らした解析を実施することで、考慮しなければならないモードをある程度一般化する検討が必要となる。また、図 8.4.13 に示されるように、6 自由度・計 54 モードを考慮した解析において、風速 19m/s では、その特性が全く異なる傾向を示している。この風速における鉛直変位・ねじれ角の時系列波形を図 8.4.14 に示す。図に示されるように、本風速では、計算途中において、ねじれ角が異なるつり合い点に移行してしまい、振動が抑制されていることがわかる。このように、ギャロッピングの時刻歴応答解析においては、本来つり合い点が複数あることが考えられ、初期変位などに対して強い依存特性を持っていると考えられる。そのため、モード数を減らして行ったモード重ね合わせ法に限らず、時刻歴応答解析において、初期変位依存性などを考慮した上で、今後解析を実施していく必要がある。

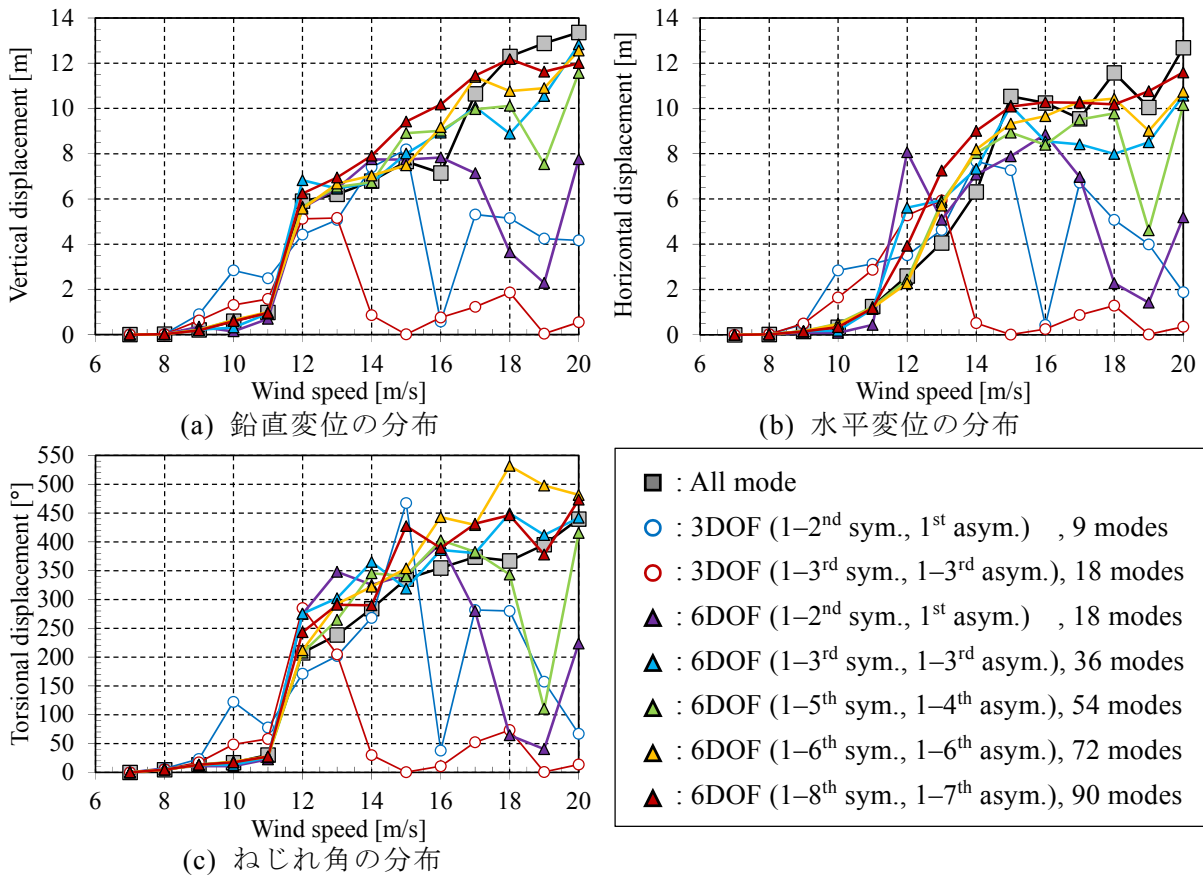


図 8.4.13 径間内の各節点における静的つり合い位置および最大・最小変位
(無風時モードの構造モードを用いたモード重ね合わせ法)

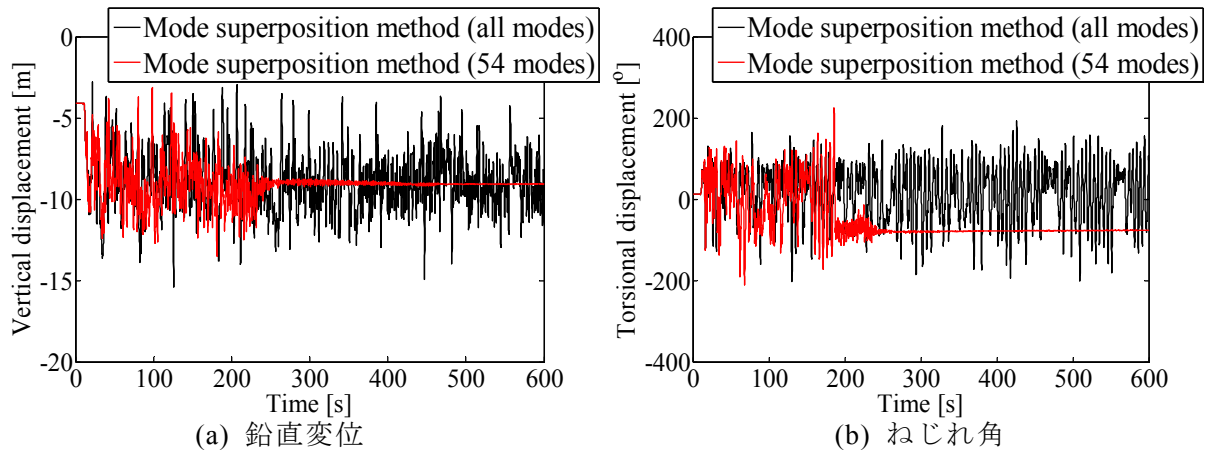


図 8.4.14 全モードを考慮した解析結果との時系列波形の比較
(風速 19 m/s, 径間中央, 6 自由度・計 54 モード考慮)

8.5 実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明に向けての検討事項

8.4 節では、モード重ね合わせ法を用いた非線形時刻歴応答解析の適用性を評価した。その結果、送電線のギャロッピング問題においては、振動形状の振幅に対する非線形性が弱く、線形問題同様に、モードを用いることで全体の挙動を容易に把握できることが示された。本解析手法などを活用して、実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明を進めるが、今後検討が必要な項目を以下においてまとめる。

8.5.1 径間内の着氷雪の迎角および形状分布の影響の評価

8.4 節では、4 導体電線の素導体間距離および素導体のねじれ角を拘束する「等価単導体モデル」を用いて解析を実施した。しかし、実際の電線においては、スペーサ間において各素導体が独立に振動することが想定される。特に、素導体の回転角度においては、径間全体の低次モードの重ね合わせでは表現することができない、スペーサ間のサブスパンでの変形・振動が影響することが推測される。そこで、8.3 節で示した解析対象において、素導体の独立した動きを許容する「4 導体フルモデル」を用いて同様のモード重ね合わせ法による時刻歴応答解析を実施した。ただし、素導体の間隔・角度がそれぞれ変化するため、全素導体の空気力係数として後流の影響を加味せず、図 3.2.1 に示される「三角高」の単導体電線で測定されたものを用いた。

各風速での、径間中央における鉛直・水平変位・ねじれ角の静的つり合い位置を図 8.5.1 に示す。ここでは、鉛直・水平変位は 4 本の素導体の平均値を用いて、ねじれ角は 4 本の素導体の中心に対する各素導体中心方向の角度の平均値とした。また、4 導体電線のねじれ角に加えて、素導体角度を併記した。素導体角度も 4 本の素導体の平均値を記載している。また、風速 12, 16, 20m/s における、鉛直・水平変位および素導体角度の最大値・最小値の径間内の分布および、それぞれの風速における静的つり合い位置を、図 8.5.2 に示す。図 8.5.1, 8.5.2 に示されるように、スペーサ設置位置では 4 本の素導体は拘束されているため、素導体角度と 4 導体電線のねじれ角は一致するが、スペーサ間では各素導体に独立したねじれが生じることがわかる。その結果、「等価単導体モデル」を用いた図 8.4.1, 8.4.10 と比較すると、静的つり合い位置が全く異なることがわかる。

各風速において、各変位の振幅（変動値）の全節点における最大値を図 8.5.3 に示す。ここでは、図 8.4.12 と同様に考慮するモードを 7 パターンに変化して算出した値を比較している。図 8.5.3 に示されるように、「等価単導体モデル」の場合と同様に、径間内の鉛直・水平方向の振幅の最大値を評価する上では、各自由度における対称 1 次、逆対称 1 次、対称 2 次のモード（各自由度の 1-3 次モード）の影響を考慮すればよいことがわかる。ただし、素導体角度においては、サブスパンにおける回転振動があるため、振幅の最大値はこれらの足し合わせでは評価できない。また、図 8.5.2 および図 8.5.3 に示されるように、「等価単導体モデル」の場合（図 8.4.10 および図 8.4.12）と比べて「4 導体フルモデル」の場合には、鉛直方向の応答振幅は小さく、応答特性に主に寄与しているモードも異なる（「4 導体フルモデル」の場合には、逆対称 1 次モードが支配的である）ことがわかる。なお、図 8.5.3 では風速 15m/s において、時刻歴応答解析の途中で異なる静的つり合い位置に推移して振動が完全に収まったため、データの記載を省いた。

以上のように、「等価単導体モデル」と「4 導体フルモデル」の応答特性に違いが見られ、それは主にサブスパンで素導体角度が変化することで、4 導体電線全体の静的つり合い位置が異なることに起因していると考えられる。ただし、「4 導体フルモデル」においても、鉛直・水平方向の応答振幅は、サブスパンの影響をあまり受けず、無風時の低次モードの足し合わせで概ね評価できる。つまりは、「4 導体フルモデル」では径間内において顕著に素導体角度（着氷雪の向き）の静的つり合い角度が変化するが、ギャロッピングの応答評価において重要となる鉛直・水平方向の応答特性の解明には、モード重ね合わせ法などを用いたモードに基づく評価が有効であると考えられる。

一方、実送電線における観測では、図 8.5.2 に示されるようなサブスパンにおける顕著な

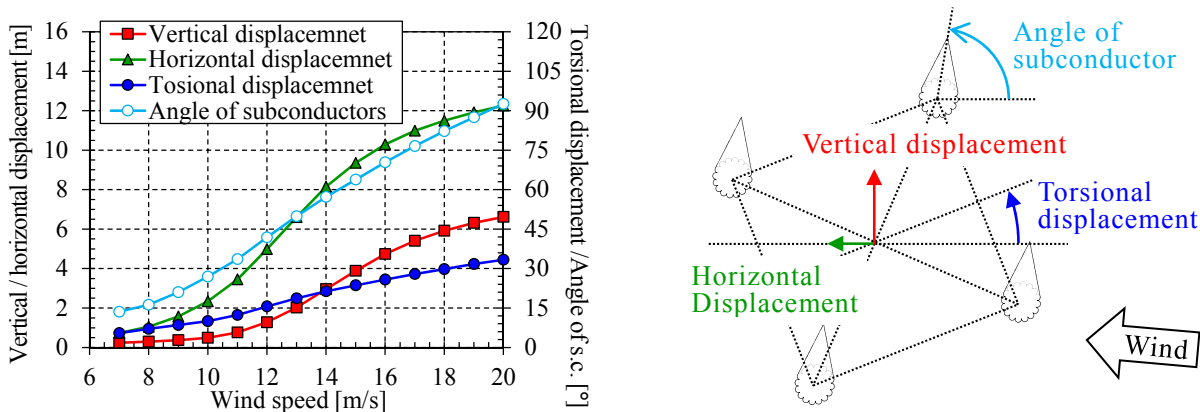


図 8.5.1 径間中央の静的変形量 (4 導体フルモデル)

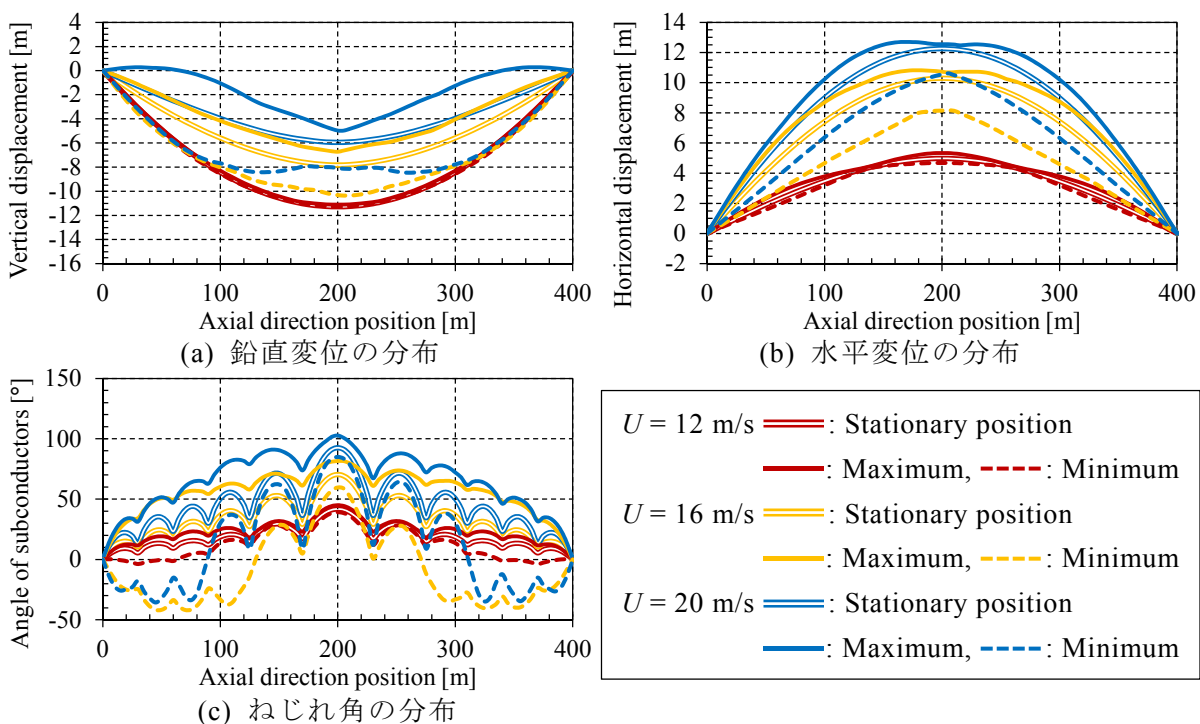


図 8.5.2 径間内の各節点における静的つり合い位置および最大・最小変位 (4 導体フルモデル, 無風時モードの構造モードを用いたモード重ね合わせ法)

着氷雪の向きの変化は確認されていない。図 2.2.19 に示される径間内の着氷雪状況の写真からも、径間方向に概ね同じ向きに着氷雪が生じているように見受けられる。これは、実際の着氷雪現象は、ある方向から飛んでくる雪もしくは過冷却水滴が電線にぶつかることで成長するが、その成長過程においても空力モーメントおよび自重の影響により都度電線がねじれる。電線がねじれながら着氷雪が発達することになり、ねじれ難い支持点およびスペーサ把持部付近と、ねじれ易いサブスパン中央部では着氷雪形状も異なると考えられる。そのため、解析で設定しているように、径間方向に一様に着氷雪させた送電線に風を作用させる場合と、実際の着氷雪の向きおよび形状の分布が異なる可能性がある。ただし、実際の着氷雪形状およびその径間内での分布自体が十分に把握されておらず、より現実的な条件設定のためには、電線のねじれを考慮した着氷雪形状の推定を行うための数値シミュレーション手法[8-12, 8-13]の活用や、屋外観測などによる精緻な着氷雪形状の測定などによる検討が必要である。前述のように、着氷雪の形状および向きの径間内の分布を明

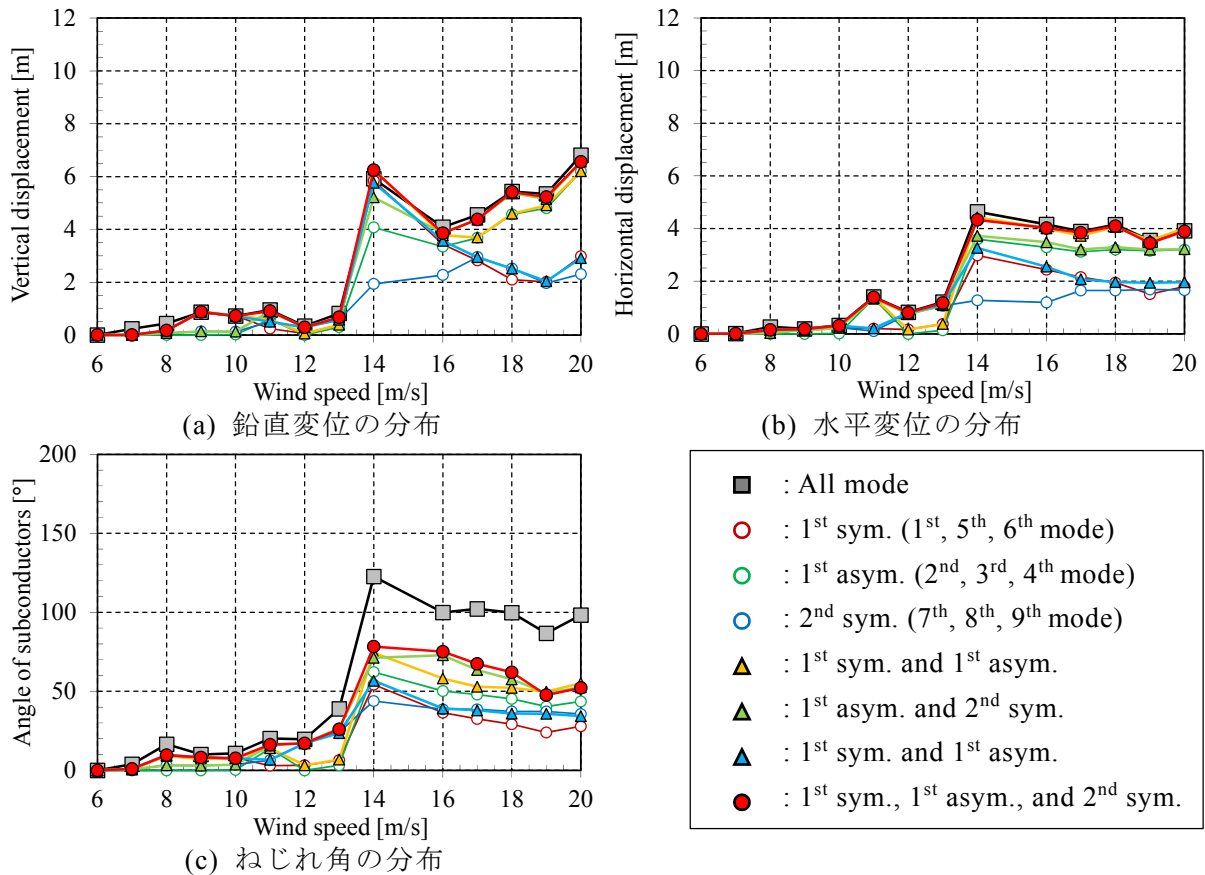


図 8.5.3 実座標に変換する際に考慮する構造モードによる比較
(4 導体フルモデル, 変位変動値の径間内全節点における最大値, 一様流)

らかにできれば, モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析などを用いることで, 鉛直・水平方向の応答特性をモードに基づいて評価可能と考えられる.

8.5.2 送電線特有の構造非線形性や構造連成の影響の評価

8.4 節で示した「等価単導体モデル」を対象とした場合, 8.5.1 節で示した「4 導体フルモデル」を対象とした場合, のいずれも鉛直・水平方向の応答特性は, 無風時の低次モードの足し合わせでその振幅および応答特性を概ね評価できることから, 送電線のギャロッピング問題においては, 振動形状の振幅に対する非線形性が弱く, モード重ね合わせ法を用いることで, 全体の挙動を容易に把握できることが示された. ただし, これらは送電線の構造(幾何学的)非線形性が無いことを指しているわけではない. 以下では, 構造モードが大振幅振動時にどのように変化するかを確認するために, 特定のモードを励起する解析を実施する. 山口ら[8-14]はケーブル構造物の幾何学的非線形性を明らかにするために, 正弦波外力を与えることにより特定のモードを励起させたが, ここではモード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析において, ある特定のモード減衰を負値とすることでそのモードを励起する方法を試みた. 励起するモードの振幅が大きくなるに従い, それ以外のモードが付随して生じるため, 自然と幾何学的非線形性を考慮した, 大振幅振動時の構造特性が把握できると考えられる. 解析では「4 導体フルモデル」を用いて, 励起するモードのモード減衰比を-0.01%に, それ以外のモードの減衰比を0に設定して解析を実施する. 振動がある程度以上に大きくなると計算ができなくなるが, その時刻までの波形から半波毎に

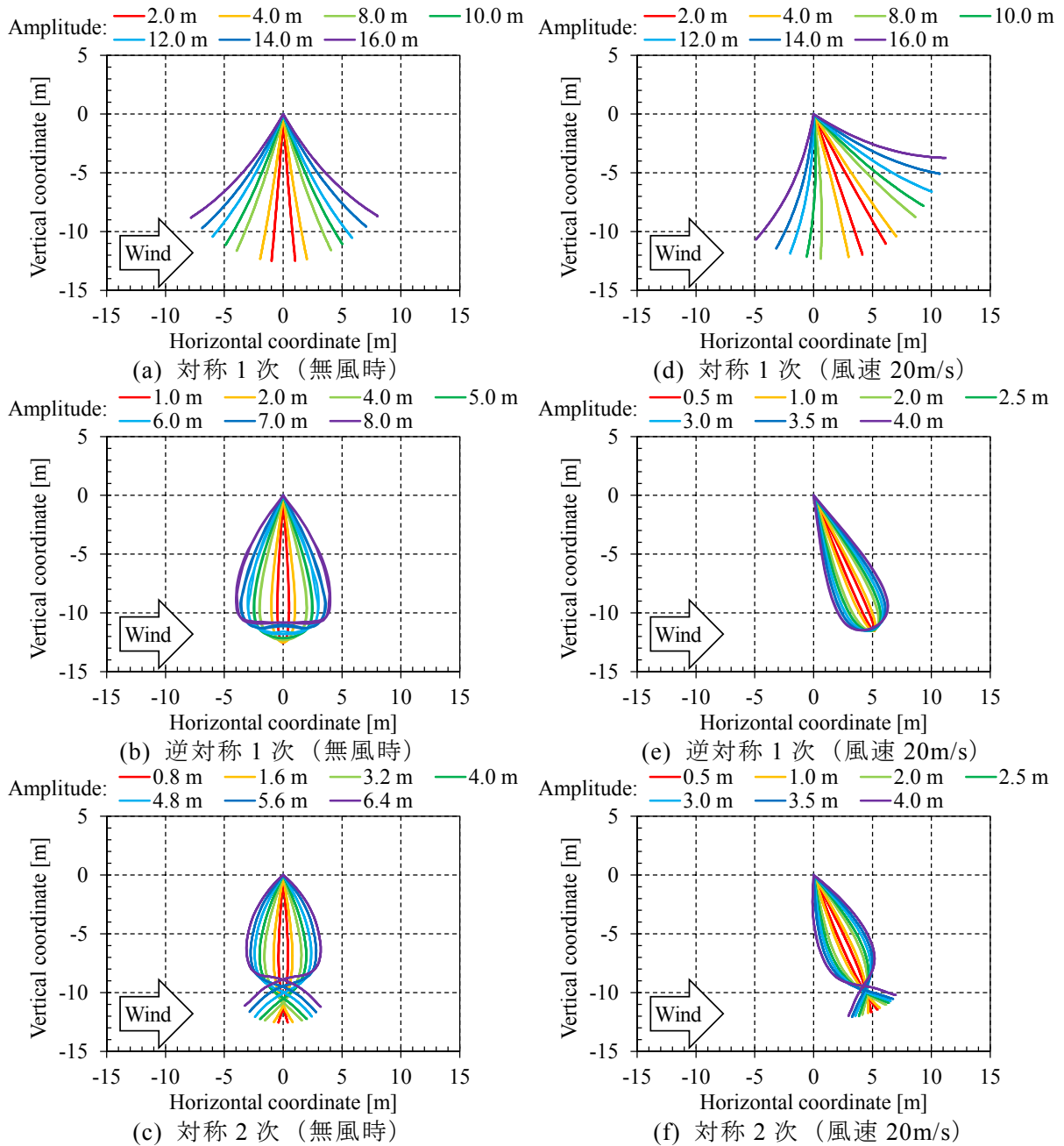


図 8.5.4 負減衰による面外モードの励起 (横振れ面図, $C_D=1$, 4 導体フルモデル)

ピーク値をとる時刻の径間内の応答変位を読み取る。その結果、励起したモードの一般化変位の応答全振幅に対する各変位の径間内での振動形状を得る。また、外力を考慮しない無風時に加えて、風により横振れが生じた場合を対象とする。ここでは、風速 20m/s における静的つり合い位置周りでの構造特性を調べるが、電線のねじれが伴わない条件を対象とするため、空気力としては、素導体の抗力係数 ($C_D=1$) のみを考慮して解析を実施した。

図 8.4.4 に示されるように、鉛直・水平方向の自由度を主に含む構造モードは、本質的には面内振動・面外振動の区別で構造モードが定義付けられる。面外モード (図 8.4.3 において、1, 3, 7 次モード) を対象とした、モード励起解析結果を図 8.5.4 に示す。図では、径間を軸方向から見た鉛直-水平面を表しており、励起したモードの一般化変位の全振幅に応じた振動形状をそれぞれ示した。図 8.5.4 (a), (b), (c) に示されるように、無風時には、線形

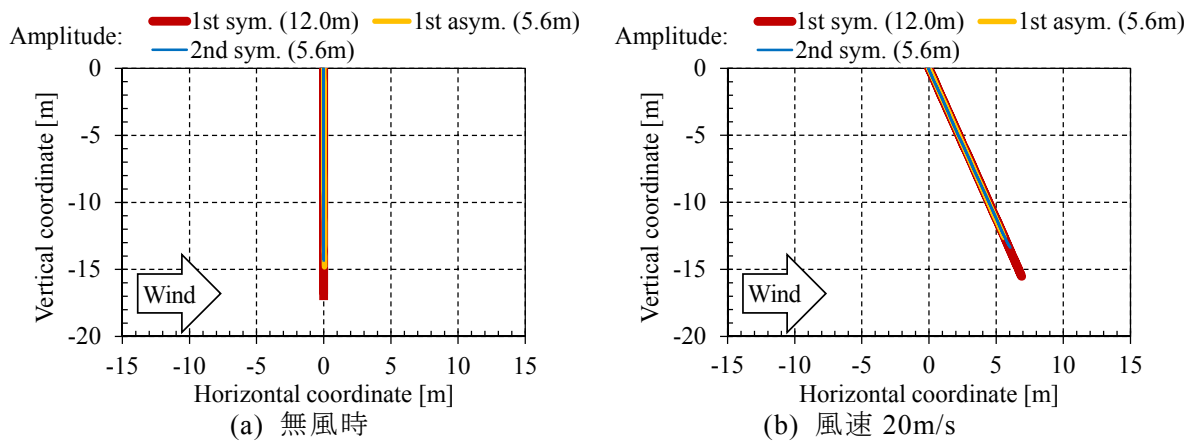


図 8.5.5 負減衰による面内モードの励起（横振れ面図， $C_D=1$ ，4 導体フルモデル）

解析で水平成分のみが含まれるモードが，振幅が大きくなるにしたがってモードの腹の位置が持ち上がり，鉛直成分が含まれることがわかる．また，図 8.5.4 (d), (e), (f)に示されるように，有風時には，風による横振れにより全体が傾いた動きをしているが，座標軸を傾けると本質的には外力を考慮しない場合の挙動と同じであると考えられる．

面内モード（図 8.4.3 において，6, 2, 9 次モード）を対象とした，モード励起解析結果を図 8.5.5 に示す．面内モードでは，振幅が大きくなっても面外成分は生じず，径間を軸方向から見た鉛直-水平面では，直線状の振動形状を示す．それぞれの振動面内（無風時では鉛直面，風速 20m/s では鉛直面から風下方向に傾いた面）における振動形状を，図 8.5.6 に示す．ここでは各応答振幅での振動形状を比較するため，それぞれの瞬間における径間内分布の絶対値の最大値が 1 になるように規格化している．振動形状が応答振幅に伴い，少しずつ変化しており，構造非線形性に起因するものと考えられる．ギャロッピングに対する影響については検討する必要があるが，振動形状の変化は対称 2 次モードにおいて顕著となり，正側・負側（上向・下向）の振動で対称形状とならないことが確認できる．また，有風時においても，傾いた面内に限られた振動形状となり，本質的には外力を考慮しない場合の挙動と同じであると考えられる．

面外・面内両モードを対象として，モード励起時の全振幅に対する固有振動数の変化を図 8.5.7 に示す．振動形状に加えて振動数も応答振幅に伴い変化していることが確認でき，送電線特有の構造非線形性が確認された．

以上のように，確認された構造非線形性は，比較的容易にその特性を説明することができ，モード形状および固有振動数の変化としてその特性をモデル化することで，2次元系でも応答特性に対する構造非線形性の影響が評価できる可能性がある．ただし，本項では鉛直・水平方向のみを対象とした構造特性について示したが，ねじれ方向の構造連成および構造非線形性の影響も応答特性に影響すると考えられる．本研究で用いた実送電線のギャロッピング解析では，送電線を対象とした一般的な解析ツール[8-7]と同様に，ケーブル要素に軸まわり回転自由度を加えた要素[8-8]により素導体をモデル化している．ケーブル要素は 1 節点あたり並進 3 自由度を持つ要素[8-15]であり，軸まわりの回転自由度は Saint-Venant のねじり要素[8-16]が並進方向とは独立して追加されている．そのため，要素単独では並進方向と回転方向の運動方程式が構造的に連成しない．一方，山口ら[8-17]は弛度がある電線において，並進方向の変形に伴い電線の回転が生じるように，モーメントの

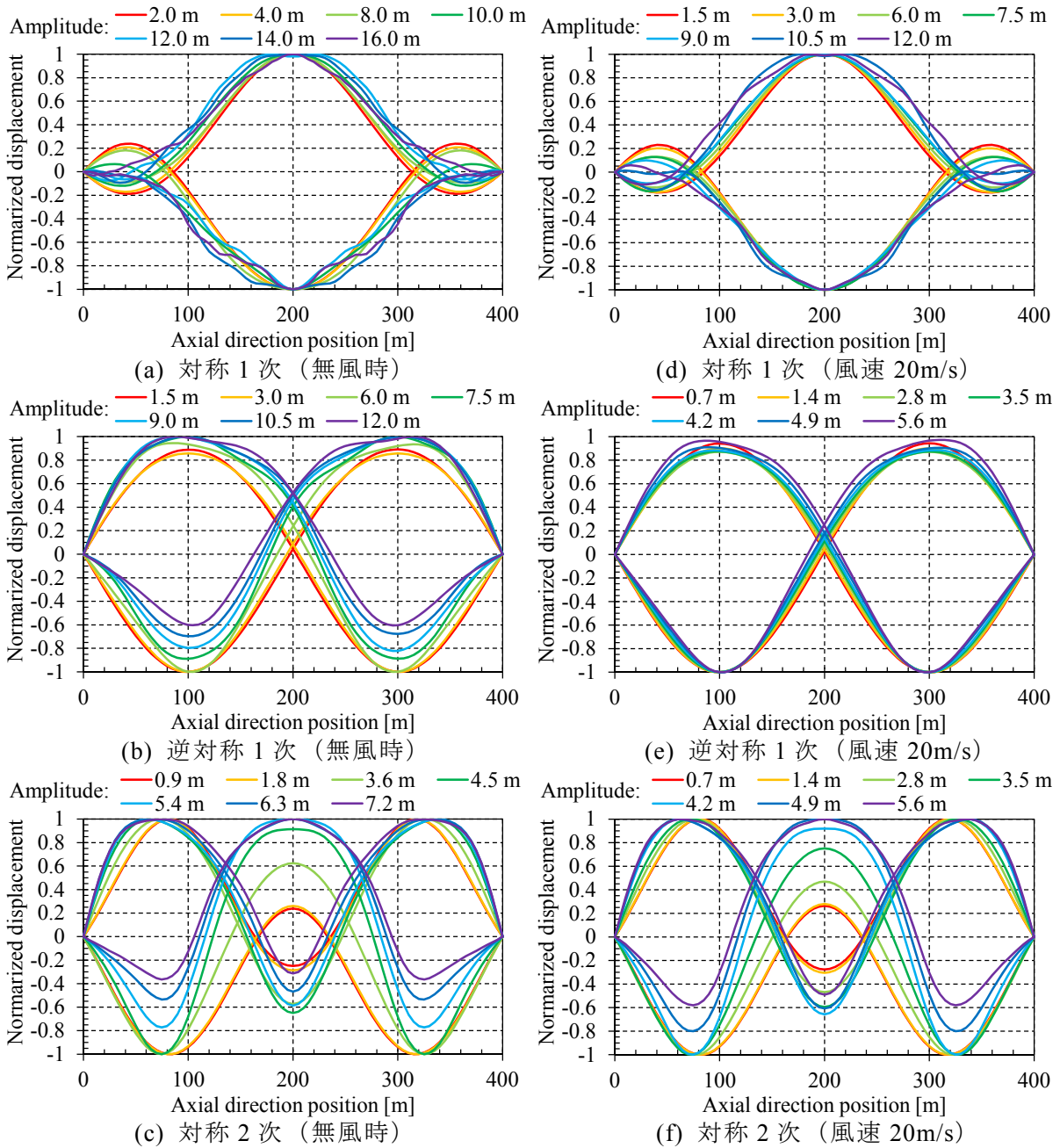


図 8.5.6 面内における振動形状 (面内モード, $C_D=1$, 4 導体フルモデル)

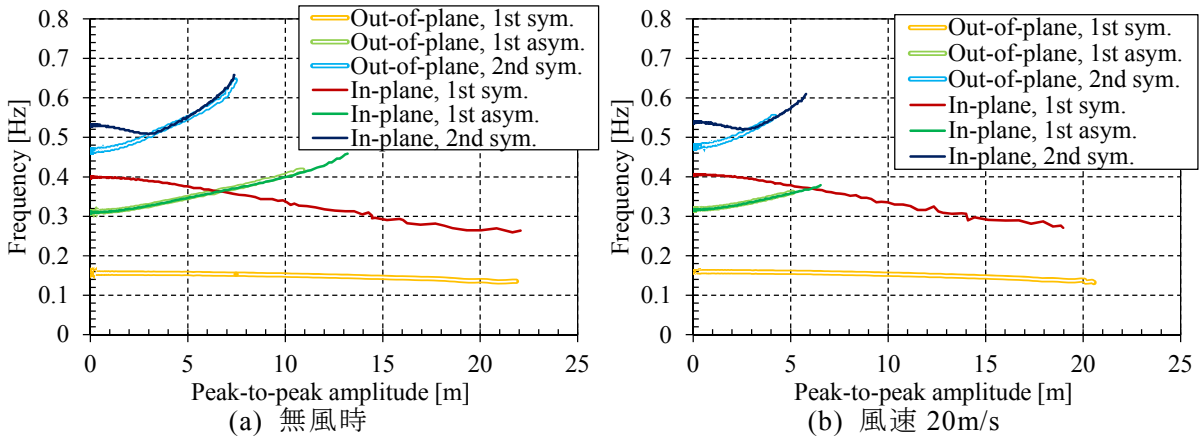


図 8.5.7 モード励起時の全振幅に対する固有振動数の変化 ($C_D=1$, 4 導体フルモデル)

釣り合いにおいて電線の曲線形状（カーブ）を考慮したモデルを提案している。実送電線は、撚り線構造をしていることに加えて、その長さから非常に柔軟な構造物であるため、回転方向の振動特性、特に並進運動と回転運動の連成特性については、十分に把握されておらず、実態としてどちらが正しいかも明らかにされていない。そのため、実送電線における構造特性の把握を進める必要があり、構造モデルの改良の余地が未だあると考えられる。それらに基づき、構造連成・構造非線形性の影響を把握して、ギャロッピングの応答特性に対する影響を評価する必要がある。

8.5.3 風による乱れの影響や初期変位依存性を考慮した応答振幅の評価方法

2次元系では、空気力の非線形に起因してギャロッピング応答が初期変位に依存することを第6章で述べた。これは、静的つり合い状態で励振力が得られる条件でなくても、初期変位を与えて応答を生じさせることで励振力が得られる条件に達する可能性があることに起因している。本章の検討では、初期変位を与えた解析は実施しておらず、実送電線を対象とした3次元系でも同様に、非線形振動特有の初期変位依存特性がみられる可能性がある。また、実送電線におけるギャロッピングの時刻歴応答解析においては、2次元系と異なり総自由度数が非常に多い。そのため、図8.4.14に示されるように、静的つり合い位置が複数あることに起因して、振動途中において異なるつり合い位置に推移することで応答特性が大きく変化することがある。同様に、初期変位を与えた際などにも異なる振動パターンに推移することもあると考えられる。一方、実送電線においては風の乱れの影響を受けるため、そのことが初期変位を与える効果と等価であるとも考えられる。また、本章で示したように一様風においても、高風速域では定常的な応答は得られず、初期変位に依存する傾向もみられるため、変動風における解析の方が望ましいという考え方もある。既往の研究[8-10, 8-18]では、風の乱れを考慮した時刻歴応答解析が実施されており、乱れの影響により異なるモードの振動が励起される場合があることも指摘されている。

ここで、「4導体フルモデル」を対象として、流入風を乱れ強さ0.15の変動風とした場合の、モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析を実施する。流入風は、岩谷の方法[8-19]を用いて、ディケイファクタ8、乱れのスケール100mとして、径間方向20m毎に異なる変動風速波形（計20組）を人工的に発生させた。「4導体フルモデル」を対象として、流入風を変動風とした場合に、各風速での、各変位の振幅（変動値）の全節点における最大値を図8.5.8に示す。ここでは、図8.5.3と同様に考慮するモードを7パターンに変化して算出した値を比較している。風による乱れの影響によりパフティングが生じるため、図8.5.3と比較して全体的に応答は大きくなり、鉛直変位において支配的なモードが一様風を対象とした場合と異なる様子が確認できる。ただし、一様風と同様に、鉛直・水平方向の応答振幅は、無風時の低次モードの足し合わせで概ね評価でき、モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析手法の有効性は確認できる。

以上のように、流入風において風の乱れを考慮した変動風を対象とする場合には、パフティングが生じることで、一様風を対象とする場合に比べて全体的に応答は大きくなることが確認された。風の変動に伴う単純な電線の横振れは、径間内の複数の相が同じ位相で動く可能性が高く、両相の相間距離が接近しないため実務上はあまり問題にならない。そのため、変動風において増大する応答振幅のうち、主にギャロッピングに起因する成分を抽出して評価する必要がある。この点から、一様風における応答特性評価が重要と

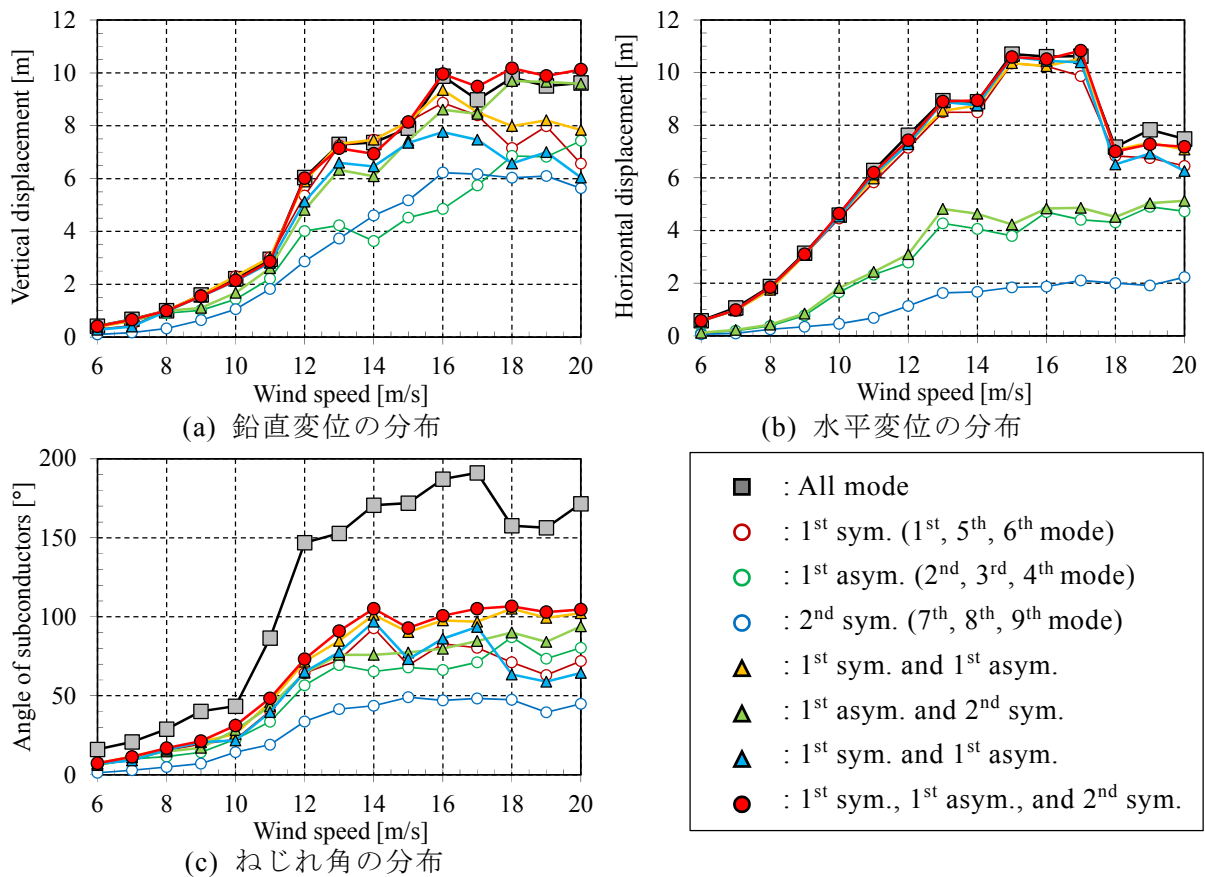


図 8.5.8 実座標に変換する際に考慮する構造モードによる比較

(4 導体フルモデル, 変位変動値の径間内全節点における最大値, 変動風, 乱れ強さ 0.15)

考えられるが, 一樣風と変動風ではギャロッピング応答特性自体が変化することもある。そのため, 初期条件を変えた応答解析などを実施して, 変動風におけるギャロッピング特性が再現されるかなどの検討が必要である。

また, 一樣風においても, 高風速では複数のモードにおいてギャロッピング発生条件を満たすことや, 振幅が大きくなり空気力の非線形性が強くなることなどに起因して, 応答は定常的にならず不規則な変動となる。応答が定常にならないため, 第 6 章で示したような 2 次元系でのエネルギー収支に基づく応答振幅評価はそのまま拡張できない可能性がある。さらに, 複数のモードの影響が重なり合う場合に, 非線形問題では単純な足し合わせで評価できないため, モード毎における応答振幅を個別に評価した場合との関連性について検討する必要がある。

8.5.4 今後の検討項目

8.5.1–8.5.3 項の検討を踏まえて, 2 次元系における応答特性評価の知見を, 実送電線における現象の解明につなげるために必要となる検討項目を以下に整理する。

- スペーサ間での素導体の独立した動きを考慮する場合, スペーサ間において素導体が大きく回転することにより, 独立した動きを考慮しない場合と 4 導体送電線全体の静的つり合い位置が大きく異なり, ギャロッピング応答特性にも違いが生じることが確認された。ただし, 解析では径間方向に一樣に着氷雪を分布させた送電線に風を作用させる場合を想定しており, スペーサ間において極端な素導体角度の分布が生じる。それに対し

て、実際の着氷雪は電線がねじれながら発達するため着氷雪の形状および向きが異なると推測される。今後、実際の着氷雪形状の把握を進めて、その形状および向きに応じたギャロッピング応答振幅を評価する必要がある。

- ・モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析において、鉛直・水平方向の自由度が含まれるある特定のモード減衰を負値とすることでそのモードを励起させて、幾何学的非線形性を考慮した大振幅時の振動形状および振動数特性を把握した。面外振動モードにおいては、振幅が大きくなるに従いモードの腹の位置が持ち上がり、線形解析時のモード形状と鉛直・水平方向の構造的連成作用が変化する。面内振動モードにおいては、振幅が大きくなっても面外成分は生じないが、振動形状は少しずつ変化する。また、有風時においては、風による横振れ（角度）分を径間全体で座標変換することで概ね傾向を説明することができる。このことから、幾何学的非線形性は比較的容易にモデル化してその影響を評価できる可能性を示した。実送電線は、素導体が撚り線構造をしていることに加えて、その長さから非常に柔軟な構造物であるため、ねじれ方向の振動特性、特に素導体での並進運動と回転運動の連成特性については、十分に把握されておらず、構造モデルの改良の余地も未だあると考えられる。これらを踏まえて、構造連成・構造非線形性の影響を把握して、ギャロッピングの応答特性に対する影響を評価する必要がある。
- ・流入風において風の乱れを考慮した変動風を対象とする場合には、バフエッティングが生じることで、一様風を対象とする場合に比べて全体的に応答は大きくなることが確認された。風の変動に伴う単純な電線の横振れは、径間内の複数の相が同じ位相で動く可能性が高く、両相の相間距離が接近しないため実務上はあまり問題にならない。そのため、変動風において増大する応答振幅のうち、主にギャロッピングに起因する成分を抽出して評価する必要がある。この点から、一様風における応答特性評価が重要と考えられるが、一様風と変動風では支配的となるモードが異なる場合がある。また、一様風では、解析途中で異なる振動パターンに推移することもあり、初期条件に依存した応答特性について確認する必要がある。さらに、一様風においても、高風速では複数のモードにおいてギャロッピング発現条件を満たすことや、振幅が大きくなり空気力の非線形性が強くなることなどに起因して、応答は定常的にならず不規則な変動となる。複数のモードの影響が重なり合う場合に、非線形問題では単純な足し合わせで評価できないため、モード毎における応答振幅を個別に評価した場合との関連性について検討する必要がある。

8.6 まとめ

本章では、実送電線におけるギャロッピング応答特性を評価するために、モード重ね合わせ法を用いた線形不安定解析、非線形時刻歴応答解析の解析手法およびその特徴を示し、4 導体送電線に対する適用性を評価した。以下に、本章の結論を示す。

- ・4 導体送電線の有風時の静的変形特性、静的変形に伴う構造モードの変化を述べた。鉛直・水平方向の自由度が含まれる構造モードに関しては、風速の増加に伴う横振れにより、両者の寄与は変わるものの、本質的には面内振動・面外振動の区別で構造モードが定義付けられていることを示した。
- ・モード重ね合わせ法を用いた複素固有値解析を実施しギャロッピングが発生する風速お

よび発生モードを特定した。また、空気力によって失われるエネルギーの寄与を示す式を誘導し、ギャロッピング発生要因の考察につながることを述べた。

- ・モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析により、ギャロッピング発生時の4導体送電線の鉛直・水平方向の応答振幅は各自由度の低次モードの足し合わせで表せることを示した。この結果から、送電線のギャロッピング問題においては振動形状の非線形性が弱く、モード重ね合わせ法を用いるなど、モード毎に現象を評価することにより、全体の挙動が容易に把握できることが示された。
- ・モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析ではあらかじめ計算に用いるモードの数を減らすことが可能であり、スパーサ間での素導体の独立した動きを拘束した「等価単導体モデル」においてその有効性を示し、効率的に特性が把握できる可能性を示した。
- ・第3-7章で示した2次元系における応答特性評価の知見を、実送電線における現象の解明につなげるための今後検討が必要な項目を整理した。実送電線におけるギャロッピング特性を評価するためには、今後、実際の着氷形状の径間内の分布や、送電線の構造特性（特に、ねじれ方向の振動特性）の把握を進める必要がある。また、多自由度非線形振動系を扱う必要があり、振動中に異なる振動パターンに推移することや複数のモードが重なり合い定常応答が得られない場合の応答特性の評価方法などを検討する必要がある。

参考文献

- [8-1] 日本鋼構造協会：構造物の耐風工学，東京電機大学出版局，1997.
- [8-2] 宮田利雄，山田均，風間浩二：フラッターモード形に着目した長大吊橋の耐風安定性向上に関する研究，土木学会論文集，No. 525，pp. 191-200，1995.
- [8-3] 松本勝，松宮央登：明石海峡大橋のフラッター特性に関する検討，土木学会論文集 A，Vol. 65，No. 3，pp. 630-644，2009.
- [8-4] 久田俊明，野口裕久：非線形有限要素法の基礎と応用，丸善株式会社，1995.
- [8-5] 松本勝，大窪一正，金起男，伊藤靖晃，松宮央登：等価非定常空気力係数を用いた長大橋梁の連成フラッター安定化策，第19回風工学シンポジウム論文集，pp. 447-452，2006.
- [8-6] 山口宏樹：ケーブル構造のモード減衰性状と減衰理論，鋼構造論文集，第1巻3号，pp. 129-138，1994.
- [8-7] 清水幹夫，佐藤順一：4導体送電線のギャロッピング観測およびシミュレーション，構造工学論文集，Vol. 47A，pp. 479-488，2001.
- [8-8] Y.M. Desai, P. Yu, N. Popplewell, A.H. Shah: Finite element modeling of transmission line galloping, *Computer & Structures*, Vol. 57, No. 3, pp. 407-420, 1995.
- [8-9] 山岡勝，長谷川淳：等価単導体を用いたシミュレーション計算結果による架空送電線のギャロッピング基本特性，電気学会論文集 B，Vol. 114，pp. 1091-1098，1994.
- [8-10] 大熊武司，加々見淳，中内一志，菊池武彦，武田浩三，丸川比佐夫：風の乱れを考慮した架空送電線のギャロッピング解析，電気学会論文誌 B 電力・エネルギー部門誌，Vol. 118，No. 12，pp. 1386-1397，1998.
- [8-11] 松宮央登，坂口剛，西原崇，雪野昭寛：モーダル解析による4導体送電線のギャ

- ロッピング発現特性の考察, 第 22 回風工学シンポジウム論文集, pp. 239-244, 2012.
- [8-12] 江口譲, 松宮央登, 西原崇, 麻生照雄: 送電線での着雪シミュレーション解析コード SNOVAL の開発 —斜風を考慮しうる着雪成長モデルの構築—, 電力中央研究所報告, N11016, 2012.
- [8-13] 上之和人, 江口譲, 西原崇, 杉本聡一郎, 松宮央登: 融解過程を考慮した電線着雪・落雪モデルの開発, 電力中央研究所報告, N15001, 2015.
- [8-14] 山口宏樹, 宮田利雄, 伊藤学: 正弦波外力を受けるケーブルの時間応答解析, 土木学会論文報告集, 第 308 号, 1981.
- [8-15] W.M. Henghold, J.J. Russell: Equilibrium and Natural Frequencies of Cable Structures (a Nonlinear Finite Element Approach), Journal of Computers and Structures, Vol. 6, pp. 267-271, 1976.
- [8-16] 鷺津久一郎, 宮本博, 山田嘉昭, 山本義之, 河合忠彦: 有限要素法ハンドブック I 基礎編, 培風館, 1981.
- [8-17] 山口宏樹, 池田匡隆, 秋山成興: ねじれを考慮したケーブルの耐風挙動解析に関する基礎的研究, 土木学会年次学術講演会概要集, Vol. 38, No. 1, pp. 509-510, 1983.
- [8-18] 坂口剛, 馬郡英樹, 横山隆一: 着雪単導体送電線のギャロッピングに対する相間スペーサの取り付け位置の統計的評価方法の検討, 構造工学論文集, Vol. 60A, pp. 397-409, 2014.
- [8-19] 岩谷祥美: 任意のパワースペクトルとクロススペクトルをもつ多次元の風速変動のシミュレーション, 日本風工学研究会誌, 第 11 号, pp. 5-18, 1982.

9. 結論

本研究では、4 導体送電線のギャロッピングの発生条件および応答特性の解明を行い、ルーズスペーサの対策効果発現メカニズムの解明および適切な取り付け方法の検討を行った。まず、実規模試験線における観測結果から、実際のギャロッピングの特徴およびルーズスペーサによるギャロッピング抑制状況を示した。次に、空気力測定実験により各種着氷雪電線に作用する空気力特性を明らかにして、風応答測定実験により大振幅振動時の応答を精度良く再現するために解析における空気力モデルを改良した。また、1 質点系を対象とした時刻歴応答解析により、着氷雪 4 導体電線におけるギャロッピングの発生要因および応答が大きくなる要因を特定した。さらに、風洞実験により、ルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムを解明し、効果に優れるルーズ把持部の配置を示した。最後に、モード重ね合わせ法を用いた解析により、2 次元系における理論的検討結果を実送電線におけるギャロッピング応答特性の解明に展開するための方向性および課題を整理した。

本研究で得られた結論および今後の課題を以下にまとめる。

9.1 本研究の結論

第 2 章「実規模試験線で観測されたギャロッピングの特徴およびルーズスペーサの効果」では、4 導体実規模試験線で観測された、電線への着氷現象およびそれに伴うギャロッピング事例について示した。また、ルーズスペーサ（対角配置）のギャロッピング抑制事例について示した。以下に、第 2 章の結論を示す。

- ・標準スペーサ設置相において、鉛直振動に水平・ねじれ振動を伴う 2 ループ（逆対称 1 次モード）のギャロッピングが確認された。鉛直振動は全振幅 5m 程度、ねじれ振動は全振幅 90 度程度、水平振動は全振幅 3m 程度に達していた。
- ・着氷形状が同じ条件下では、送電線のギャロッピングが発生する風速域およびねじれ角が限定される可能性が示された。風速が上がると、空力モーメントの増加、および、抗力の増加に伴う水平変位の増加による構造的な連成作用によって、つり合い状態の（静的な）ねじれ角が増加する。ギャロッピングの発生条件が迎角に対して限定的であり、あるねじれ角に達したところで、ギャロッピングが発生する。さらに風速が上がると、ねじれ角がさらに増加することによりギャロッピングの発生条件を満たす迎角範囲から外れ、振動が生じなくなると考えられる。以上のように、送電線のギャロッピングの発生に関しては、つり合い状態のねじれ角が大きく寄与すると考えられる。
- ・標準スペーサ設置相においてギャロッピングが発生している時刻では、ルーズスペーサ設置相でほとんど振動が生じていないことが確認された。また、観測された事例では、ルーズスペーサ設置相の張力変動は標準スペーサ設置相に比べて大幅に小さく、ルーズスペーサの効果により、ギャロッピングが抑制されていると考えられる。また、着氷状況から、ルーズ把持された素導体においては、着氷の向きが変化していることが確認され、このことがギャロッピングの抑制に寄与していると推測された。

第 3 章「着氷雪電線に作用する空気力特性の解明」では、ACSR 410mm² 電線の電線径・導体間隔などを実寸サイズで模擬した着氷雪電線模型を用いて、空気力測定実験を実施し

た。以下に、第3章の結論を示す。

- ・5種類の着氷雪形状を有する単導体電線および4導体電線の空気力係数を取得し、着氷雪形状による空気力特性の変化を示した。また、数値流体解析結果も参考にしながら、圧力測定実験結果に基づき、はく離せん断層の再付着の有無による失速現象などの断面周りの流れ場を推定し、各迎角における空気力特性およびその迎角に伴う変化が生じる要因を明らかにした。
- ・圧力測定実験により、4導体電線の各素導体に働く空気力を示した。4導体全体の抗力・揚力は各素導体の和になるのに対して、空力モーメントは、各素導体の揚力・抗力の差が寄与するため、迎角に対するその増減傾向は単導体電線のものとは大きく異なることを明らかにした。
- ・2つの素導体が流れ方向に並ぶ迎角（0, 45, 90, 135, 180度付近）では、風上側素導体の後流域の影響で、風下側素導体の抗力・揚力・空力モーメント係数が変化することを示した。風上側素導体の後流域では、「流れの方向の変化」、「流速の低下」、「乱れの生成」などの流れ場の変化が考えられるが、3つの空気力係数の絶対値がほぼ同じ割合で低減していることから、「流速の低下」の影響が支配的であることを明らかにした。
- ・着氷雪単導体電線まわりの平均流速分布を把握することにより、着氷雪単導体電線の空気力から様々な電線径・導体間隔・導体数の着氷雪多導体電線の空気力を推定できる可能性を示した。
- ・本実験では、素線の凹凸を二次元的に模擬した模型を用いて実験を実施しており、その影響で、風速10m/sと20m/sの間において単導体電線および4導体電線の空気力係数に有意な差が見られることを示した。このような空気力係数の風速依存性は、はく離せん断層の乱流遷移に起因する流れ場の変化によって説明できる。また、風速10m/sの場合には、格子によって生成された流入風の乱れの影響により、風速が増大した場合と同様の变化が空気力係数に生じることが明らかになった。

第4章「実送電線のギャロッピングを再現する風応答測定実験手法の開発」では、実送電線と等価なギャロッピングを再現する部分模型の弾性支持方法を考案し、風洞実験によりその適用性を評価した。以下に、第4章の結論を示す。

- ・弾性ひもを用いて部分模型を支持する新しい弾性支持方法を考案し、風応答測定実験により、実送電線と等価な「大振幅」・「低振動数」の「3自由度」のギャロッピングを再現できることを確認した。
- ・部分模型の構造特性を表わす非線形運動方程式を誘導し、鉛直・水平・ねじれの3自由度の振動数をそれぞれ調整する方法を明らかにした。これにより、本実験手法により、風速・振動数（比）・着氷雪形状・迎角などをパラメータとして、ギャロッピングの発生条件や応答特性の分析が可能となる。
- ・無風時の自由振動実験により、誘導した非線形運動方程式の妥当性を確認した。また、構造減衰が自由振動実験結果に基づき定式化が可能であることを示した。これにより、非線形運動方程式を用いた解析的検討が可能になり、風応答測定実験結果に基づいて、部分模型に作用する空気力の評価が可能となる。
- ・本研究で対象としている大振幅の振動現象では、初期変位を与えることで、より広い条件において振動が発生する特性が確認された。これは、空気力の非線形性に起因すると

推測され、実験や解析において応答振幅を評価する際に、応答の初期変位依存性に留意する必要がある。

- ・ 模型の端部機構として、二次元端板ではなく取扱いが容易なフレーム構造を用いても、定性的な応答特性の把握はできることが示された。また、高風速域では、二次元端板に作用する空気力によって模型が本来想定していない方向に振動するため、そのような風速域では、模型端部機構として二次元端板を使用することが必ずしも望ましくないことが示された。

第5章「4 導体電線のギャロッピングを対象とした空気力モデルの検討」では、第4章で示した実送電線のギャロッピングを再現した風応答測定実験結果を用いて、4 導体電線のギャロッピングへの準定常空気力モデルの適用性を評価した。また、大振幅振動時の応答を精度良く再現するために空気力の定式化を改良した。以下に、第5章の結論を示す。

- ・ 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、4 導体電線全体で準定常空気力を定式化するモデルでは、初期変位を与えることで過渡的に大きな応答が生じる場合や風速が高い場合に、時刻歴応答解析により実験の応答特性が再現できないことを示した。
- ・ 素導体毎の相対迎角・相対風速および空気力係数を用いて、素導体毎に準定常空気力を定式化するように改良したモデルでは、鉛直全振幅の特性など全体的に実験の応答特性が再現できることを示した。
- ・ 素導体毎に準定常空気力を定式化することで、4 導体電線全体で準定常空気力を定式化した場合には考慮できないねじれ速度に伴う空気力が導出されることを示した。また、ねじれ速度に伴う空気力の影響について定量的に評価し、素導体毎に準定常空気力を定式化する必要性を明らかにした。
- ・ 素導体毎に準定常空気力を定式化するモデルは、その瞬間の相対迎角・相対風速・無次元ねじれ速度を用いて時々刻々の空気力を評価していることと等価であることを示し、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気力係数を用いた時刻歴応答解析が可能であることを示した。

第6章「4 導体電線のギャロッピングの発生要因および応答特性の解明」では、素導体毎に定式化する準定常空気力モデルを用いて、1 質点系を対象とした線形不安定解析および時刻歴応答解析を行い、着氷雪4 導体電線におけるギャロッピングの発生要因および応答特性を明らかにした。また、解析により明らかとなった応答特性を風応答測定実験により検証した。以下に、第6章の結論を示す。

- ・ 鉛直・水平・ねじれ3 自由度系において負減衰となるねじれ角は、鉛直1 自由度系において負減衰となるねじれ角と概ね一致した。また、その範囲において、3 自由度系における減衰値が鉛直1 自由度系における減衰値を下回ることはあまりなかった。そのため、線形振動系では、本質的には Den Hartog の条件式を満たす鉛直1 自由度系において空力不安定振動が生じると考えられる。
- ・ 鉛直1 自由度系を対象とした空気力の非線形性を考慮した時刻歴応答解析で得られた応答振幅の大きさは、線形不安定解析により算出される負減衰の絶対値の大きさと相関はみられなかった。また、減衰値が負値を示さなくても、初期変位を与えることで振動が

発生するねじれ角があることがわかった。さらに、振動が発生したねじれ角に対して、定常振動時の揚力の変動成分の仕事を評価することで、振動要因を明らかにした。

- ・鉛直 1 自由度系において、正弦波を仮定した 1 周期におけるエネルギー収支により、定常応答振幅（安定なりミットサイクル振幅）および応答の初期変位依存性（不安定なりミットサイクル振幅）の評価が可能であることを示した。また、ある断面・ねじれ角の空気力係数（揚力・抗力係数）を用いて、無次元化された空気力の仕事量をあらかじめ計算することができ、構造諸元や風速が変化した際にも時刻歴応答解析を都度行わなくても、応答振幅を容易に算出できることを示した。
- ・鉛直・水平・ねじれ 3 自由度系における応答特性は、平均ねじれ角の範囲に応じて 3 つに区分できることを示した。着氷雪形状が「三角中」の 4 導体電線の場合の応答特性は以下の通りである。
 - ①着氷雪部が風上側にある場合の失速角 (20 度) を平均ねじれ角が超えると振動が生じ、60 度付近まで平均ねじれ角の増加に伴い応答振幅が大きくなる。この範囲では、鉛直・水平の固有振動数が一致する場合に両自由度が連成して、鉛直 1 自由度系における応答振幅を上回る。
 - ②さらに平均ねじれ角が大きくなり 80 度付近までは、ねじれの固有振動数が鉛直の固有振動数よりやや小さい場合に両自由度は連成して、全ねじれ角の中で最も大きな応答振幅を示す。
 - ③導体部が風上側にある場合の失速角 (154 度) を平均ねじれ角が超えると振動が生じ、180 度付近まで平均ねじれ角の増加に伴い応答振幅が大きくなる。この範囲では、鉛直 1 自由度系における振動が支配的であり、自由度間の連成の影響をあまり受けない。
- ・上述の 3 つの区分における、振動の発生要因をエネルギー収支および相対迎角、相対風速を分析することにより明らかにし、実験においてもそれぞれの区分に応じた振動が発生することを確認した。また、範囲②の鉛直・ねじれ 2 自由度系が支配的な振動は、後流の影響に起因する振動であることを示した。さらに、異なる着氷雪形状においては、応答振幅の大小はあるものの、自由度間の連成作用などによる平均ねじれ角に対する応答特性の変化は「三角中」における傾向と概ね一致することを確認した。

第 7 章「ルーズスペーサのギャロッピング抑制効果に関する検討」では、4 導体送電線のルーズスペーサのギャロッピング抑制メカニズムの解明および、4 つの素導体のうちルーズ把持する 2 つの素導体の効果的な配置の検討を目的として、ルーズスペーサ設置径間を模擬した「ルーズ模型」および標準スペーサ設置径間を模擬した「標準模型」を用いて、風応答測定実験および空気力測定実験を実施した。以下に、第 7 章の結論を示す。

- ・「片側配置」のルーズ模型において主風向から着氷雪が生じて風が作用する条件では、標準模型と比べて、初期条件として絶対値が大きいなねじれ角を設定しなければギャロッピングが発生せず、その鉛直振幅は大幅に抑制されることが確認された。
- ・実送電線における片側配置のルーズスペーサ設置径間の特性として、風上側のルーズ把持された素導体が回転することで、4 導体電線全体に迎角を小さくする方向の空力モーメントが作用し、ギャロッピングが発生する迎角範囲に達し難いと考えられる。また、ギャロッピングが発生する迎角範囲に達した場合でも、ルーズ把持された素導体が大きく回転しており、固定された素導体と同じ条件で大きな励振力となるような空気力特性

を示さず、4 導体電線全体で励振力が小さくなる。そのため、ギャロッピングの振幅が小さくなると考えられる。

- ・「片側配置」と「対角配置」のルーズスペーサの特性を比較すると、本来想定している風向（主風向）で着氷雪が生じて風が作用する場合には、「片側配置」の方がギャロッピング抑制効果に優れていると考えられる。しかし、逆風向で着氷雪が生じて風が作用した場合には、「片側配置」のルーズスペーサ設置径間では標準スペーサ設置径間よりギャロッピングが発生しやすくなる可能性がある。「対角配置」の場合には、逆風向で着氷雪が生じた場合においても顕著に特性が変わることはなく、ある程度のギャロッピング抑制効果が得られる。
- ・これらの配置によるギャロッピング抑制効果の違いは、4 導体電線全体に作用する空力モーメントの特性から概ね説明することができる。着氷雪の発達方向と風向が一致する場合には、4 導体電線全体のねじれ角の絶対値を小さくする方向に空力モーメントが作用する場合に、ギャロッピング抑制効果に優れる。
- ・着氷雪が生じた後に風向が反転した場合には、配置による多少の差異はあるが、風向が着氷雪方向と一致する場合に比べて、ギャロッピング抑制効果は小さい。ルーズ導体の動的挙動が4 導体電線全体の振動特性に影響を与えると考えられるが、風向が反転した場合にはルーズ導体があまり回転しないため、ギャロッピング抑制効果が限定的となる。
- ・実送電線において、ギャロッピング発生時の4 導体電線の風に対する迎角が正負いずれかの方向に限られる場合や、電線の構造的な自由度間の連成特性を踏まえると、「上側配置」や「下側配置」などが優位となる可能性を示した。

第8章「実送電線におけるギャロッピング応答特性解明への展開」では、実送電線におけるギャロッピング応答特性を評価するために、モード重ね合わせ法を用いた線形不安定解析、非線形時刻歴応答解析の解析手法およびその特徴を示し、4 導体送電線に対する適用性を評価した。以下に、第8章の結論を示す。

- ・4 導体送電線の有風時の静的変形特性、静的変形に伴う構造モードの変化を述べた。鉛直・水平方向の自由度が含まれる構造モードに関しては、風速の増加に伴う横振れにより、両者の寄与は変わるものの、本質的には面内振動・面外振動の区別で構造モードが定義付けられていることを示した。
- ・モード重ね合わせ法を用いた複素固有値解析を実施しギャロッピングが発生する風速および発生モードを特定した。また、空気力によって失われるエネルギーの寄与を示す式を誘導し、ギャロッピング発生要因の考察につながることを述べた。
- ・モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析により、ギャロッピング発生時の4 導体送電線の鉛直・水平方向の応答振幅は各自由度の低次モードの足し合わせで表せることを示した。この結果から、送電線のギャロッピング問題においては振動形状の非線形性が弱く、モード重ね合わせ法を用いるなど、モード毎に現象を評価することにより、全体の挙動が容易に把握できることが示された。
- ・モード重ね合わせ法を用いた時刻歴応答解析ではあらかじめ計算に用いるモードの数を減らすことが可能であり、スペーサ間での素導体の独立した動きを拘束した「等価単導体モデル」においてその有効性を示し、効率的に特性が把握できる可能性を示した。

9.2 今後の課題

本研究では、部分模型を用いた風洞実験や 1 質点系を対象とした応答解析に基づいた、2 次元系における理論的検討を主軸に、4 導体送電線のギャロッピング現象の解明とその制振対策についての検討を行った。一方、第 8 章では、実際の送電線におけるギャロッピング特性に影響を及ぼす、着氷雪形状・迎角、風速、応答変位などの 3 次元的な径間内の分布や送電線特有の構造特性などについて考察した。今後、実際の送電線のギャロッピングの応答振幅評価方法を確立するためには、大きく分けて以下の 2 つの点が課題となる。

1 つ目として、実際の自然環境下での着氷雪形状およびその径間内での分布や、送電線の構造特性には未解明な部分が多く、それらの把握を進めることがまず必要となる。本研究での検討では、着氷雪形状として理想化した形状（三角型、先丸型）を用いており、より実際の着氷雪形状に近づけた際に、空気力係数や応答特性がどのように変わるかを確かめる必要がある。また、着氷雪形状や構造的な諸元の検討範囲を広げる必要性が生じた際には、空気力モデルについて同様の風応答測定実験結果に基づき適用性を検証する必要がある。さらに、実送電線を対象とした数値解析では、径間内での着氷雪形状の分布が考慮されておらず、その点に実現象との違いがある可能性がある。一方、実送電線の構造特性において、ねじれ方向の振動特性、特に素導体での並進運動と回転運動の連成特性については十分に把握されておらず、構造モデルの改良の余地も未だあると考えられる。また、ルーズスペーサの対策効果の検討においても、実送電線および自然環境下を対象とした場合に、実験でみられた傾向と一致するかを観測などに基づき検証する必要がある。

2 つ目として、多自由度非線形振動系を対象とした場合の応答特性を把握する必要がある。自由度毎に初期変位依存特性があることが想定され、それらが連成するため 1 自由度系での評価のように一律に不安定なリミットサイクル振幅を推定することは困難である。また、振動中に異なる振動パターンに推移する特性や、複数のモードが重なり合い応答が定常振動とならない（安定なリミットサイクルが形成されない）特性なども確認されており、応答振幅の評価方法などを検討する必要がある。

謝 辞

本論文は、京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻において、多くの方々からご指導・ご支援・ご協力を受けながら行った研究成果を取りまとめたものです。

京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻 八木知己教授には、本論文の研究内容および取りまとめに関して、熱心なご指導を賜りました。また、公私にわたり親身になってご援助・ご助言頂きました。深く感謝の意を表すとともに、御礼申し上げます。京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻 白土博通教授には、公私にわたる暖かいご援助・ご助言を賜り、本論文の取りまとめに於ける的確なご指導を賜りました。厚く御礼申し上げます。京都大学大学院 工学研究科 都市社会工学専攻 澤田純男教授には、本論文の取りまとめに於ける的確なご助言・ご指導を賜りました。ここに、御礼申し上げます。

京都大学 松本 勝名誉教授には、学部・修士学生時代より公私にわたり熱心にご指導・ご鞭撻頂き、研究者としての礎を築いていただきました。卒業してからも常にお気遣い頂き、研究内容に関するご助言に加えて、研究に立ち向かう姿勢をお教え頂きました。心より御礼申し上げます。

第2章、第3章の内容は、電力中央研究所が設置した「送電設備の雪害に関する研究委員会」のご助言を頂きました。特に、委員長の新潟大学 大熊武司名誉教授、委員の東京理科大学 理工学部 土木工学科 木村吉郎教授には、研究内容に関するご指導・ご助言のみならず、博士論文の取りまとめ状況についても常にお心がけ頂きました。ここに、厚く御礼申し上げます。

電力中央研究所 田中伸和博士には、「送電設備の雪害に関する研究」に携わる機会を与えていただき、観測の実施や実験設備の導入に多大なサポートを頂きました。電力中央研究所 西原崇博士には、研究の進め方から公私にわたる相談事に至るまで、親身かつ的確なアドバイスを頂きました。また、観測から実験・解析に至る幅広い研究を実施する環境を整えて頂き、研究推進上でのあらゆるサポートを頂きました。電力中央研究所 清水幹夫博士には、ギャロッピング研究に関するこれまでの取り組みを丁寧にお教え頂き、実送電線での現象解釈の上でのアドバイスを頂きました。麻生照雄氏、雪野昭寛博士をはじめ、「送電設備の雪害に関する研究」のために各電力会社より電力中央研究所に出向で来られていた皆様には、送電分野に関する基礎的な知識や実務で課題となっている点などをお教え頂きました。株式会社アーク情報システム 坂口剛博士には、電力中央研究所に出向で来られていた際に、実送電線を対象とした数値解析に関して丁寧にお教え頂き、解析ツール開発および解析の実施にご協力頂きました。電力中央研究所 地球工学研究所 流体科学領域の歴代リーダーである平口博丸博士、江口譲博士、豊田康嗣氏をはじめ、同領域の皆様には入所より博士論文を取りまとめるに至るまで、多大なご協力・ご支援を頂きました。ここに、皆様に深く感謝して御礼申し上げます。

敦賀試験線での観測（第2章）の実施にあたり，関西電力株式会社 関係者および株式会社ジェイ・パワーシステムズ 岩間成美氏，渡邊安雄氏にご協力頂きました。着氷雪電線の空気力測定実験（第3章）の実施にあたり，鹿島建設株式会社 大窪一正氏，近藤宏二博士，山本学博士にご協力を頂きました。風洞実験（第4-7章）の実施および観測（第2章）における画像データの分析にあたり，株式会社セレス 市川英治氏，川西光弘氏，重光信宏氏，松島宏樹氏，吉田桂子氏にご協力頂きました。実験装置および実験模型の制作にあたり，株式会社風技術センター 小川哲雄氏，加藤武氏，栗田剛博士（当時，現：東急建設株式会社），横川正久氏，吉田智哉氏にご協力頂きました。ここに，皆様に深く感謝の意を表します。

京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻 構造ダイナミクス研究室在籍時には，京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻 高橋良和准教授をはじめ，研究室の皆様に様々なご協力・ご支援を頂きました。また，同研究室所属の佐々木雄多氏，濱野真彰氏には同じ研究テーマに取り組む中で，新しい着眼点など有益な情報を頂きました。ここに，感謝いたします。

本論文の取りまとめに至るまで，紙面では表しきれない多くの方々のご支援・ご協力を頂いており，ここで皆様に改めて御礼申し上げます。

最後になりましたが，休日も関係なく論文執筆を行う私に対して様々な形で献身的に支えてくれた妻 千寿子，笑顔でいつも元気をくれた長女 有希，これまで暖かく見守ってくれた両親に，心から感謝の意を表し，この論文を捧げます。

平成 28 年 2 月 松宮央登