

様々な形状の大スパン屋根に作用する非定常空気力に関する考察

その2：局所的な風力に基づく非定常空気力について

高舘 祐貴*1
植松 康*2

本研究では、大スパンの陸屋根、円弧屋根、吊屋根を対象に、振動する屋根に作用する非定常空気力の特性を数値流体解析(CFD)に基づき明らかにし、屋根の空力安定性を考察する。その1ではモーダル風力に基づき、屋根を対称一次モードあるいは逆対称一次モードで強制加振したときの空力剛性および空力減衰を評価した。その2では多数のサンプリング位置で得られる風圧データを利用して屋根形状、接近流および無次元風速によって変化する局所的な非定常空気力の特性を明らかにすることで、空力不安定振動の発生メカニズムと屋根形状および気流による空力不安定振動の発生しやすさを考察する。

1. はじめに

膜構造は軽量で施工性に優れるため、スポーツ施設をはじめとした大スパン屋根にしばしば用いられる。しかし、そのような大スパン屋根は一般に軽量で剛性が低いため、設計時には風荷重が支配的となることが多い。また、屋根の剛性が低いと、風によって屋根が振動することで、屋根の振動に伴って生じる付加的空気力である「非定常空気力」が作用する。この非定常空気力が正の減衰効果をもたらす場合は屋根を空力的に安定化させるが、逆に負の減衰効果をもたらす場合には空力不安定振動の発生が懸念される。大スパン屋根を有する膜構造の耐風設計においては、こうした空力不安定振動が設計風速より低い風速で発生することがないことを確かめる必要がある。一方、空力的に安定化する条件が明らかになればこの非定常空気力を適切に考慮することで、膜構造をはじめとした大スパン屋根の安全かつ合理的な耐風設計が実現できると考えられる。

大スパン屋根の空力安定性についてはこれまで様々な研究^{1)~6)}が行われている。しかし、大スパン屋根に作用する非定常空気力特性の詳細な調査は、実験および解析が難しいことから検討事例が少ない。特に、強制加振を用いた風洞実験は加振装置の作製が困難であるだけでなく、加振振動数が高いときに想定する振動モードを適切に再現することが極めて困難であることから、代表的なものはDaw and Davenport⁷⁾による半円筒形屋根を対象としたもの、大熊・丸川⁸⁾による陸屋根を対象としたもの、Ding et al.⁹⁾による円弧屋根を対象としたものに限定されている。数値流体解析(CFD)で屋根を強制的に加振し、屋根に作用する非定常空気力特性や空力安定性を明ら

かにした研究としては、Ding et al.⁹⁾による円弧屋根に対するもの、Li et al.¹⁰⁾による大熊・丸川⁸⁾およびDing et al.⁹⁾で実施された陸屋根および円弧屋根に対する風洞実験を再現したもの、Takadate and Uematsu¹¹⁾による陸屋根、円弧屋根および吊屋根に対するもの、Yang et al.¹²⁾によるHP型屋根に対するものなどがある。これらの研究は主にモーダル風力を用いて屋根の動的応答性状を検討したものである。屋根の空力安定性を考える上ではモーダル風力による検討が重要であるものの、振動の発生メカニズムを明らかにするためには屋根の形状ごとに位置によって変化する局所的な非定常空気力の性状を把握することも重要となる。しかし、こうした局所的な非定常空気力性状に基づく検討はこれまでほとんど行われていない。既往の風洞実験⁸⁾では強制加振時の最大振幅位置での非定常空気力特性が示されているが、風圧測定点が限られていることから、一方向屋根でも屋根に作用する局所的な風圧がもたらす励振効果を詳細に把握することは困難であった。一方、CFDではメッシュの分割に応じて任意の位置での風圧が得られるので、屋根の局所的な非定常空気力の性状を詳細に把握し、空力不安定振動をもたらす空気力の作用を明らかにすることが可能である。

「その1」では、様々な形状の大スパン屋根に対して、対称一次モードまたは逆対称一次モードで振動するとき屋根に作用する非定常空気力特性をモーダル風力に基づき検討した¹³⁾。軒高風速を屋根の強制加振振動数と屋根のスパンで無次元化した無次元風速として評価すると、計算した範囲においては、対称一次モードの方が逆対称一次モードよりも同じ無次元風速における非定常空気力(空力剛性および空力減衰)の

*1 国立研究開発法人 建築研究所 構造研究グループ 研究員

*2 独立行政法人国立高等専門学校機構 秋田工業高等専門学校 校長

絶対値が大きいものとなった。また、対称一次モードでは検討した無次元風速の範囲で空力減衰が常に正であり、屋根の空力安定性を減少させる方向には作用しなかった。一方、逆対称一次モードでは陸屋根および吊屋根で空力負減衰となる無次元風速の範囲が見られたが、円弧屋根では同じ風速範囲で常に空力正減衰となった。さらに、非定常空気力の無次元化に無次元振幅を用いると、検討した範囲では振幅に依存しない形で非定常空気力を評価できることを示した。それに加えて、乱れが非常に小さい一様流の方が自然風を模擬した境界層乱流よりも低い風速で空力負減衰となることも確かめられた。

このように、「その1」では屋根形状によって空力安定性が異なることが示されたが、空力不安定化する具体的な条件は必ずしも明確にはなっていない。そこで本報「その2」では、屋根の局所的な非定常空気力の特性を屋根形状ごとに整理するとともに、空力負減衰効果が発生する位置に着目することで空力安定化しやすい屋根形状と屋根の耐風設計において留意すべき点を明らかにすることを目的とする。

2. 解析概要

2.1. 対象建築物

本研究では「その1」と同様、軒高 H が20m、スパン L が120mの大スパン屋根を対象とする。図1に対象とする屋根形状を示す。なお、屋根の幅がある程度広がると、屋根中心付近の圧力場や流れ場が2次元になることから本研究では2次元モデルを対象として非定常空気力を検討する。屋根形状は陸屋根、円弧屋根および吊屋根の3種類である。円弧屋根のライズ・スパン比(r/L)は0.1と0.2、吊屋根のサグ・スパン比(d/L)は0.05と0.1のそれぞれ2種類である。これらは既往の風洞実験で風圧測定の実例があるものを考慮して設定した。また、「その1」¹³⁾では対称一次モードと逆対称一次モードの2つの振動モードに着目したが、解析結果によると空力不安定振動は逆対称一次モードの方が発生しやすいことから、本報「その2」では逆対称一次モードのみを対象とする。

2.2. CFDの概要

CFDにはANSYS Fluent(Ver 19.0)を用いて、連続式と非圧縮性のNavier-Stokes方程式を有限体積法で離散化することで流れ場および風圧場を計算した。図2に解析領域全体、図3に3つの屋根形状に対するモデル近傍のメッシュ分割を示す。時間項および空間項の離散化には2次精度陰解法と2次精度中心差分をそれぞれ用いた。乱流モデルはLES(Large Eddy Simulation)とし、SGSモデルはWALEモデル(モデル定数 $C_w = 0.325$)とした。流入境界条件には乱れの無い一様流と地表面粗度区分Ⅲに相当する境界層乱流¹⁴⁾を用いた。なお、境界層乱流はANSYS Fluentに実装されているSpectral Synthesizerを用いて統計的に生成した。LESでは計算格子よりも小さいサイズの渦はフィルタ操作によってモデル化される。このフィルタ操作によって高周波領域における変動風速のパワースペクトルは減衰するため、流入風のスペクトルの形状はKarman型とは必ずしも一致しない。しかし、屋根に作用する変動風圧には屋根端部での流れの剥離や屋根の強制加振によって高

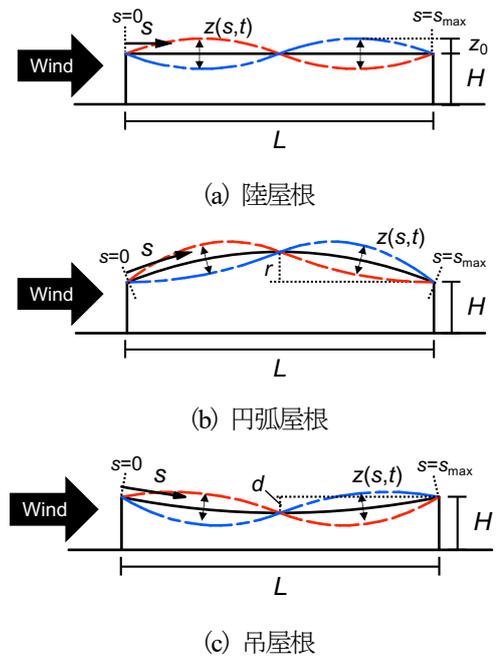


図1 解析モデル

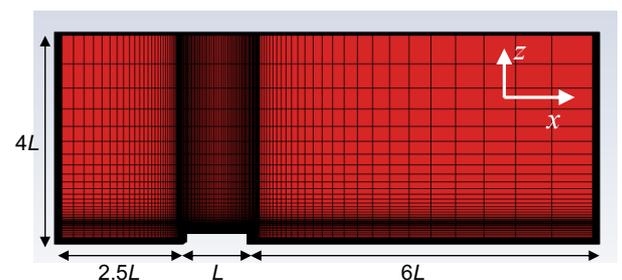


図2 解析領域全体のメッシュ(xz平面)

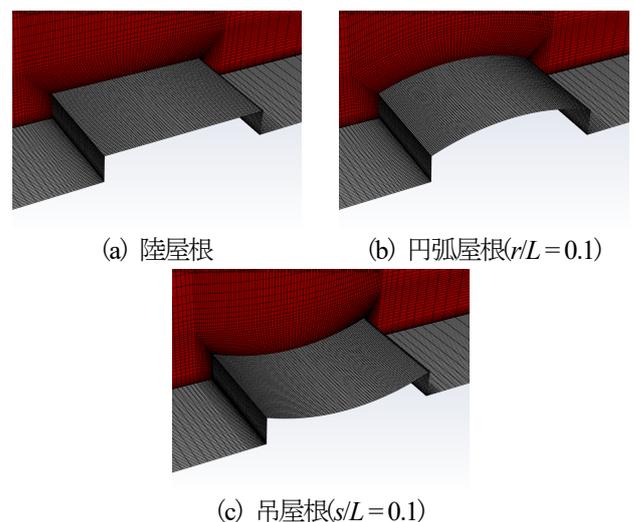


図3 モデル近傍のメッシュ分割

周波の変動成分が現れてくるため¹⁵⁾、フィルタ効果による流入風のパワースペクトルの減衰は解析結果に有意な影響を及ぼさないと考えられる。一様流と境界層乱流のいずれにおいても軒高風速 U_H は広範囲の無次元風速に対する非定常空気

力を評価するために6m/s～15m/sの範囲で変化させた。時間刻み Δt は軒高風速に応じて変化させ、無次元時間刻み $\Delta t^*(=\Delta t U_H/L)$ が 4.0×10^{-3} となるように設定した。

CFDによる流れ場の解析は3次元空間に対して行うが、屋根に作用する非定常空気力は代表的に屋根の中心線上の風圧を用いて計算する。風圧のサンプリング点は風上端部から風下端部まで等間隔に300点配置した。サンプリング周波数はいずれの解析においても1,000Hzとした。非定常空気力を計算するための屋根の強制加振振動数 f_m は10Hz～60Hzの範囲を10Hzずつ変化させた。本論文では屋根を強制的に加振した解析を行うが、屋根の強制加振にはANSYS Fluentに実装されているSpring Smoothing法を用いた。解析の詳細やメッシュ分割の妥当性については「その1」¹³⁾や文献^{11),16)}を参照されたい。

2.3. 局所的な風力に基づく非定常空気力の定義

屋根を逆対称一次モードで強制加振したときの屋根の変位 $z(s, t)$ は一般化変位 $q(t)$ と振動モード $\phi(s)$ を用いて次式で表される。

$$z(s, t) = q(t)\phi(s) \quad (1)$$

$$q(t) = z_0 \sin(2\pi f_m t) \quad (2)$$

$$\phi(s) = \sin\left(2\pi \frac{s}{s_{\max}}\right) \quad (3)$$

ここで、 z_0 は加振振幅、 f_m は加振振動数、 s は屋根風上端部から屋根に沿った距離、 s_{\max} は屋根長さ(風下端部における s の値)を表す。時刻 t における屋根の位置 s における風力 $F(s, t)$ は次式で表される。

$$F(s, t) = q_H C_p(s, t) A \quad (4)$$

ここで、 q_H は速度圧($=\rho U_H^2/2$)、 C_p は風圧係数を表す。なお、強制加振時の内圧は考慮しない。また、屋根に作用する風圧は屋根の中心線上の2次元的なものを用いていることから、位置 s における風力を評価するときの主流直交方向(水平方向)の幅は単位幅とする。したがって、 A は単位面積を表す。

屋根の位置 s における非定常空気力は屋根の変位比例成分 $F_R(s)$ と速度比例成分 $F_I(s)$ を用いて以下の式で定義する。

$$F_R(s) = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F(s, t) \frac{z(s, t)}{|z_0 \phi(s)|} dt \quad (5)$$

$$F_I(s) = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F(s, t) \frac{\dot{z}(s, t)}{|2\pi f_m z_0 \phi(s)|} dt \quad (6)$$

$$\beta(s) = \tan^{-1}\left(\frac{F_I}{F_R}\right) \quad (7)$$

ここで、 $\beta(s)$ は位置 s での非定常空気力の位相差、 f_m は強制加振振動数、 T は解析時間を表す。式(5)の $|z_0 \phi(s)|$ および式(6)の $|2\pi f_m z_0 \phi(s)|$ はそれぞれ振動変位および振動速度の片振幅であ

る。なお、変位依存成分 F_R と速度依存成分 F_I は空力剛性と空力減衰にそれぞれ対応する。非定常空気力の位相差 β の符号は a_c の符号に対応するため、空力減衰の正負の判定ができる。例えば、 $\beta > 0^\circ$ は $a_c > 0$ に対応し、空力減衰が屋根の減衰力を小さくする方向に作用することを表す¹⁶⁾。

「その1」でのモーダル風力による検討によれば、無次元加振振幅 $z_0^*(=z_0/L)$ で F_R と F_I を除すと、 $z_0^* = 3.3 \times 10^{-3} \sim 2.0 \times 10^{-2}$ の範囲では加振振幅 z_0 に依存せず無次元非定常空気力を評価することができる¹³⁾。屋根の位置 s における局所的な非定常空気力についても同様に、屋根の位置 s における空力剛性係数 a_k と空力減衰係数 a_c を以下の式で定義する。

$$a_k = \frac{F_R}{q_H A z_0^*} \quad (8)$$

$$a_c = \frac{F_I}{q_H A z_0^*} \quad (9)$$

以下の計算においては、屋根の無次元加振振幅 $z_0^* = 1.0 \times 10^{-2}$ とし、無次元風速 $U_H^*(=U_H/f_m L)$ は0.33～5の範囲で変化させた。

3. 最大振幅の位置における非定常空気力特性

複数の屋根形状に対して、屋根の最大振幅となる2点の位置(風上側(Windward): $s/s_{\max} = 0.25$, 風下側(Leeward): $s/s_{\max} = 0.75$)における空力剛性係数 a_k 、空力減衰係数 a_c および非定常空気力の位相差 β の無次元風速 U_H^* に対する変化を把握する。以下、屋根形状ごとに結果を示す。

3.1. 陸屋根

図4および図5は陸屋根の $s/s_{\max} = 0.25$ および0.75における a_k 、 a_c 、 β に関する結果である。横軸は無次元風速 U_H^* である。CFDは一樣流(Uniform)および境界層乱流(TBL)について行ったものであり、大熊・丸川⁸⁾が一樣乱流中で行った風洞実験(Ohkuma)とは流入気流の条件がやや異なっているが、屋根形状と屋根の加振振動数は対応するため、比較のために大熊・丸川の風洞実験の結果もプロットしている。

U_H^* が小さい範囲ではCFDの結果と比べて大熊・丸川の風洞実験の方が a_k および a_c の絶対値が大きい。無次元風速 U_H^* が小さくなることは屋根の強制加振振動数 f_m が大きくなることに相当する。 f_m が大きくなると、風洞実験では振動モードを時間的に滑らかに再現することが困難になることや振動に伴う熱やチューブの振動が実験結果に影響を及ぼすと考えられる。一方、CFDでは加振振動数が大きくなると同じ時間ステップにおけるメッシュの変形量が大きくなり、メッシュの変形が流れ場に及ぼす影響が大きくなる。以上のことより、 U_H^* が小さい範囲では風洞実験とCFDのいずれにおいても測定や解析の誤差が大きくなりやすいため、 U_H^* が大きいときと比べて結果の差が大きくなったと考えられる。

風上側の a_k は U_H^* が大きくなるにつれて徐々にその大きさが減少するが、 $U_H^* \approx 1.5$ 付近では一樣流で $a_k > 0$ 、境界層乱流で $a_k < 0$ となり、 $U_H^* \geq 3$ ではいずれの気流においても $a_k < 0$ となる。一方、風下側の a_k については、一樣流で $U_H^* \approx 1$ よ

りも $U_H^* \approx 1.5$ のときの方が a_K の大きさは大きい。 $U_H^* \geq 2.5$ では気流によって性状が異なり、一様流で $a_K < 0$ 、一様乱流および境界層乱流で $a_K > 0$ となっている。

風上側の a_C は、一様流では $U_H^* \approx 1$ 、境界層乱流では $U_H^* \approx 1.25$ で正の極大値を示す。一方、風下側の a_C は、一様流では $U_H^* \approx 2$ で正の極大値を示すが、境界層乱流では $a_C > 0$ となることはない。 $U_H^* \approx 1$ では一様乱流も含めたいずれの気流においても風上側では $a_C > 0$ で最大となる一方、風下側では $a_C < 0$ で極小値をもつ分布となっている。以上のように、 a_K と a_C の特性はサンプリング位置によって異なる。

β については、風下側 ($s/s_{\max} = 0.75$) より風上側 ($s/s_{\max} = 0.25$) の方が $\beta > 0^\circ$ となる U_H^* が低く、風上側と風下側で性状が異なっている。気流の違いに着目すると、風上側で $\beta > 0^\circ$ となる U_H^* は、一様流の方が境界層乱流よりもやや低いかほぼ同じである。また、 U_H^* の増加に伴う β の増加は一様流の方が境界層乱流よりも大きい。一方、風下側については一様流では $U_H^* \approx 1.5$ で $\beta > 0^\circ$ となるが、境界層乱流では今回解析した範囲では $\beta > 0^\circ$ とはならない。これは、境界層乱流では風上端部で剥離した流れが $s/s_{\max} \approx 0.2$ で再付着するのに対して、一様流では $s/s_{\max} \approx 0.5$ で再付着するように、風上端部で剥離した流れの再付着点が異なること¹⁰⁾に起因するものと考えられる。一様乱流を用いた風洞実験の結果を一様流および境界層乱流を用いた CFD の結果と比較すると、 U_H^* の大きい範囲での β は、一様流よりも境界層乱流に近い。これは、接近流の乱れの影響が大きいためと考えられる。

3.2. 円弧屋根

図 6 および図 7 にライズ・スパン比 (r/L) が 0.1 および 0.2 の円弧屋根について、一様流と境界層乱流で得られた風上側

と風下側の 2 点における非定常空気力特性を示す。

a_K については、 r/L や気流によらず全ての解析結果で正の値となっている。 a_K の大きさは風下側より風上側の方が大きく、その差は r/L が大きいほど明確になる。 U_H^* が大きくなると、同じサンプリング位置であれば、境界層乱流の方が一様流より a_K の大きさが大きい。

a_C については、位置や r/L だけでなく、気流の影響も比較的小さい。 $a_C > 0$ となるとき、 a_C の大きさは陸屋根より小さい。 a_C の符号に対応する β の符号を見ると、解析条件によっては風上側と風下側のいずれの位置においても $a_C > 0$ に対応する $\beta > 0^\circ$ の範囲が少し見られる。しかし、 β の値は位置、 r/L および気流によらず U_H^* が増加してもほぼ 0° であり、 U_H^* に対する β の変化は非常に小さい。これは、円弧屋根では屋根面での流れの剥離が生じにくく、屋根に沿った流れが支配的となることが影響しているためと考えられる。

3.3. 吊屋根

図 8 および図 9 にサグ・スパン比 (d/L) が 0.05 および 0.1 の吊屋根について、一様流と境界層乱流で得られた風上側と風下側の 2 点における非定常空気力特性を示す。

a_K については、 U_H^* が小さい範囲での風上側の a_K の大きさが一様流よりも境界層乱流で大きい。境界層乱流において、 U_H^* が大きくなっても風下側で $a_K > 0$ であるのは陸屋根の場合と同様である。吊屋根では今回解析したほとんどの U_H^* で a_K が正となるが、 $U_H^* = 1 \sim 4$ のいくつかのケースで a_K が負となるものも見られる。

a_C については、風上側では気流によらず $U_H^* > 0.8$ の範囲で $a_C > 0$ となる領域が見られる。一方、陸屋根と同様、境界層乱流中では風下側で $a_C > 0$ となる領域はほとんど見られない。

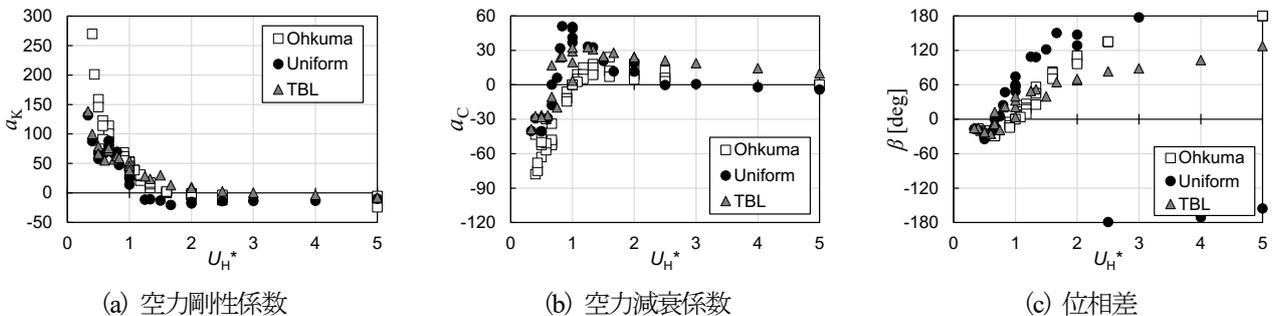


図 4 陸屋根の最大振幅の位置での非定常空気力 ($s/s_{\max} = 0.25$)

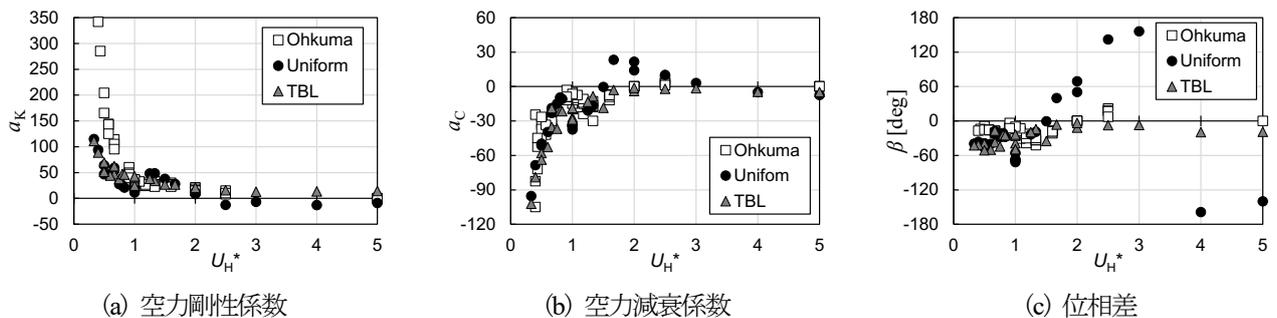


図 5 陸屋根の最大振幅の位置での非定常空気力 ($s/s_{\max} = 0.75$)

a_c の符号に対応する β の符号を見ると、風上側では $U_H^* > 0.8$ で $\beta > 0^\circ$ となっている。 $d/L = 0.05$ では風上側の β の結果が陸屋根の結果と類似している。しかし、 $d/L = 0.1$ では、風上端部で剥離した流れの再付着位置が陸屋根や $d/L = 0.05$ の場合

とは異なるため、結果にやや差が生じたと考えられる。特に、一様流では再付着点までの距離が長くなるため、吊屋根と陸屋根の結果とは異なる。一方、境界層乱流では再付着位置が風上端部に近いことから、 d/L による差は小さくなり、いずれ

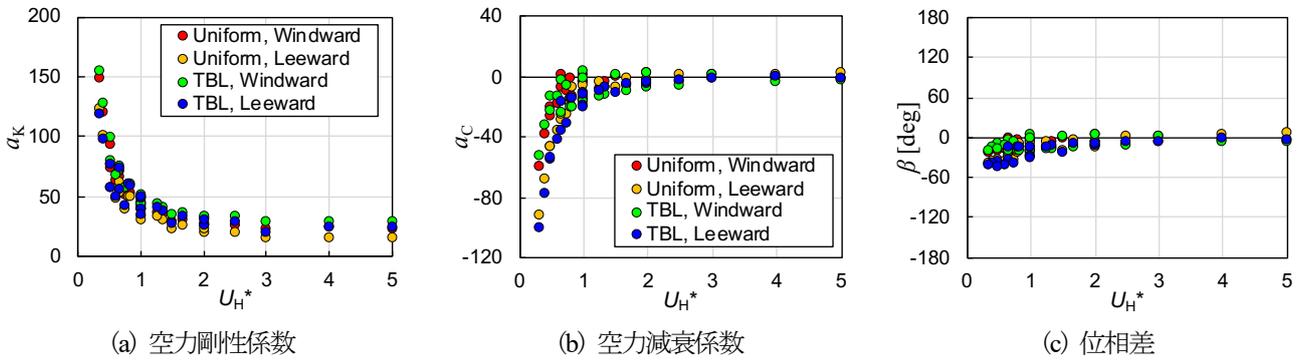


図 6 円弧屋根($r/L = 0.1$)の最大振幅の位置での非定常空気力

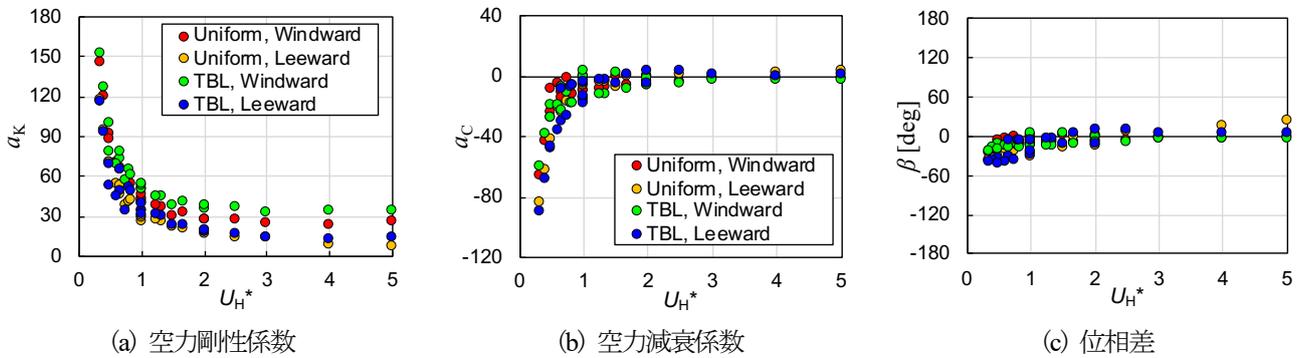


図 7 円弧屋根($r/L = 0.2$)の最大振幅の位置での非定常空気力

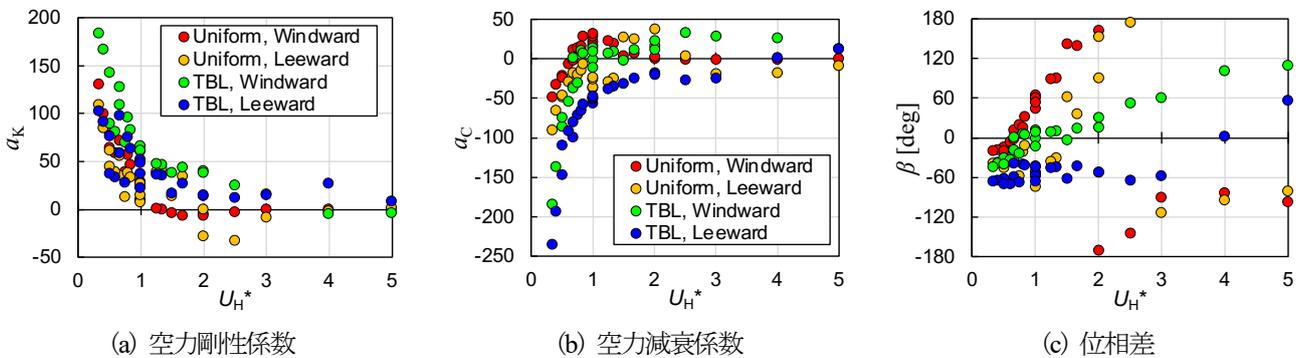


図 8 吊屋根($d/L = 0.05$)の最大振幅の位置での非定常空気力

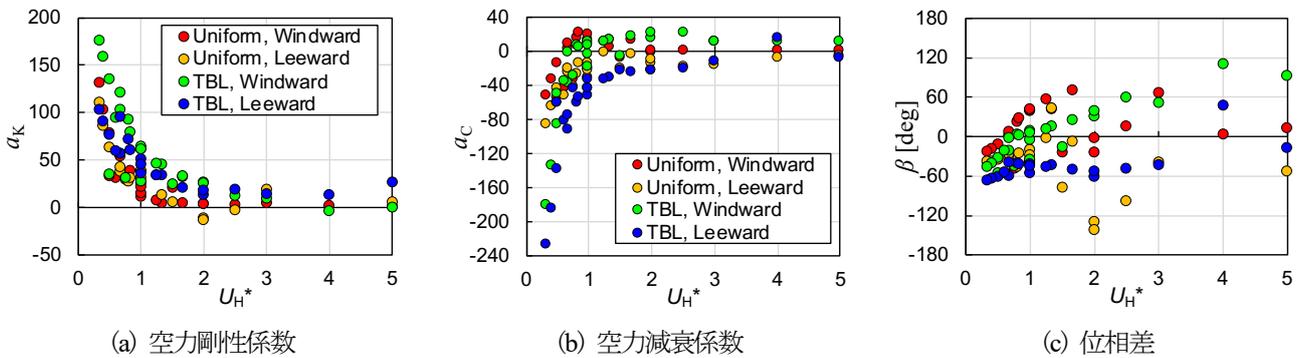


図 9 吊屋根($d/L = 0.1$)の最大振幅の位置での非定常空気力

の d/L においても位相差 β の U_H^* に対する性状は陸屋根の結果とやや類似するものとなったと考えられる。

4. 全てのサンプリング点における局所的な非定常空気力特性

屋根の最大振幅位置における非定常空気力の特性によると、乱れの小さい気流中(一様流中)の風上側で空力負減衰となりやすい。したがって、屋根の空力安定性には風上側の非定常空気力特性が強く影響していると考えられる。この影響を明らかにするために、屋根の風圧をサンプリングした全ての位置での局所的な非定常空気力特性に着目する。3 節では 5 つの屋根形状を対象としたが、ここでは、空気力学的な観点から代表的な形状として、陸屋根、円弧屋根($r/L=0.1$)、吊屋根($d/L=0.1$)に着目する。また、流入気流は $U_H=6\text{ m/s}$ の一様流と境界層乱流とする。

4.1. 陸屋根

図 10 および図 11 に一様流および境界層乱流中における陸屋根の結果を示す。凡例は U_H^* の大きさを表しており、図 12~15 においても同様である。

U_H^* が小さい範囲では、屋根に作用する風圧が屋根の振動の影響を強く受けるため、 α_k と ac の絶対値が大きくなる。また、加振振動数が大きくなると流れによる風圧変動に比べて屋根の強制振動による風圧変動の影響が大きくなるため、 α_k と ac の関係を表す β の分布形状の差は小さくなる。

α_k については、 U_H^* が小さい場合、振動の腹に当たる $s/s_{\max}=0.25$ および 0.75 付近で極大値を、振動の節に当たる $s/s_{\max}=$

0.5 付近で極小値を示す。 U_H^* が小さい場合は風上側の 2 箇所極大値が見られるものもあるが、これらの極大値は U_H^* の増加とともに徐々に風下側へ移動している。風下側の極大値の位置は U_H^* が 0.67 よりも小さい場合には U_H^* の大きさによらずほぼ一定である。特に、境界層乱流では U_H^* によらず風下側の極大値の位置はほとんど変わらない。

ac については、モーダル風力では U_H^* が 1 より小さい範囲で常に $ac < 0$ となったが¹³⁾、位置によっては $ac > 0$ となる部分も見られる。一様流と境界層乱流のいずれにおいても U_H^* が大きくなるにつれて $ac > 0$ となる範囲が広がる。 U_H^* が小さい場合には気流による差は小さく、 $U_H^*=0.33$ における ac の分布は一様流と境界層乱流のいずれにおいてもほぼ同じ形状を示す。風上側での ac の極小値は U_H^* が大きくなるにつれて徐々に風下側に移動する。また、 U_H^* が 0.67 を超えると、風上側で $ac > 0$ の極大値が見られるようになる。風下側での ac の極小値は U_H^* の大きさによらずほぼ同じ場所に位置しているが、 U_H^* が大きくなるにつれてその大きさが徐々に小さくなる。 $U_H^*=2$ では、一様流で $s/s_{\max}=0.75$ 、境界層乱流で $s/s_{\max}=0.9$ において ac が極大値となっている。この ac の上昇は大熊・丸川⁸⁾ が言及しているような後縁部での流れの剥離による影響と考えられるが、風上側に比べて ac の大きさはかなり小さい。

β については、 U_H^* が小さい範囲では振動モードの風上側半波長($s/s_{\max}=0 \sim 0.5$)でサンプリング位置が風下になるほど β は増加する。なお、ここでは逆対称一次モードを対象としているため、 β は屋根の中央点(節)を境に位相差が 180° 変化し、

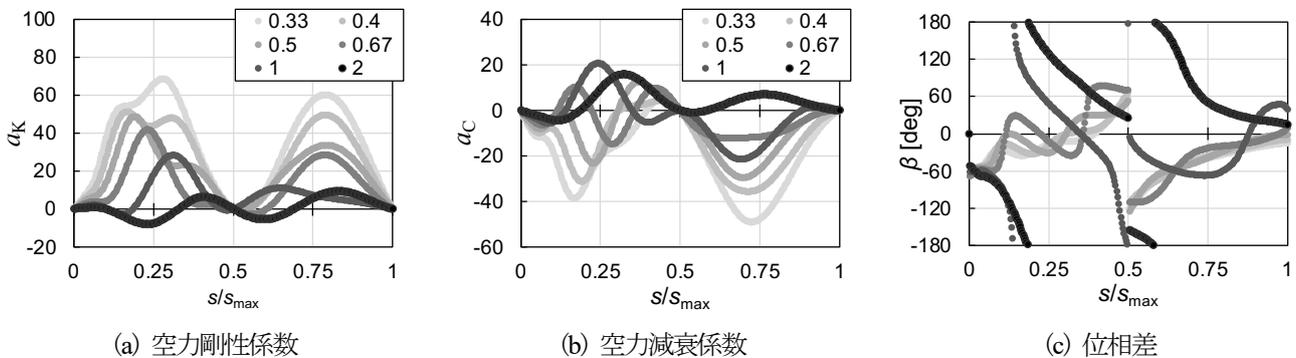


図 10 陸屋根の局所的な非定常空気力 (一様流)

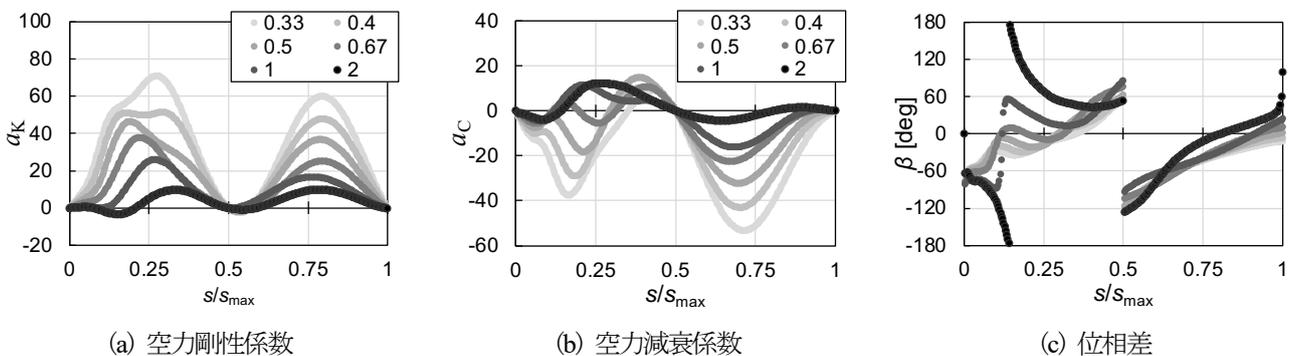


図 11 陸屋根の局所的な非定常空気力 (境界層乱流)

符号が正から負に変わる。振動モードの風下半波長($s/s_{\max} = 0.5 \sim 1.0$)の範囲でもサンプリング位置が風下になるほど β は増加し、屋根の後縁部で $\beta > 0^\circ$ となる U_H^* も見られる。一方、 U_H^* が大きい範囲ではサンプリング位置が風下になるほど、 β が小さくなる場合がある。 $U_H^* = 2$ での β の傾きは、一様流では屋根全体にわたって負となっているが、境界層乱流では $s/s_{\max} = 0 \sim 0.5$ で負、 $s/s_{\max} = 0.5 \sim 1$ で正となっている。これは風上端部の流れの再付着に起因するものであり、再付着点が比較的風上側にある境界層乱流では接近流の影響が風下側まで及びにくくなるためと考えられる。

4.2. 円弧屋根

図 12 および図 13 に一様流および境界層乱流中における円弧屋根の結果を示す。 a_K については陸屋根とは異なり、ほぼ全域にわたって $a_K > 0$ となっている。また、 a_K は風上側の振動の腹の付近の $s/s_{\max} \approx 0.25$ と風下側の振動の腹よりやや下流の $s/s_{\max} \approx 0.8$ で極大、節の付近の $s/s_{\max} \approx 0.5$ で極小となる形状であり、それらの位置は U_H^* によってほとんど変化せず、同じ U_H^* では気流の影響もほとんど受けない。

a_C については、 U_H^* によって風上側の $s/s_{\max} = 0.15 \sim 0.2$ 、風下側の $s/s_{\max} = 0.65 \sim 0.7$ の範囲で極小となるが、 a_K と同様に U_H^* の大きさによる極大および極小の位置と気流が分布形状に及ぼす影響は小さい。円弧屋根では陸屋根とは異なり、風上端部で流れが剥離せず全体として屋根に沿った流れが支配的となる。気流が非定常空気力特性に及ぼす影響が小さいのは、屋根に作用する変動風圧のうち屋根の振動によって生じる成分の寄与が大きいいためと考えられる。

β については、 a_K と a_C の分布がいずれも気流の影響をほとんど受けないことから、同じ U_H^* における β の分布形状はいずれの気流においてもほぼ同様である。 $s/s_{\max} = 0 \sim 0.5$ の範囲では風下側に向かって β が増加し、振動モードの節の位置である $s/s_{\max} = 0.5$ で β が正から負へ変化した後、 $s/s_{\max} = 0.5 \sim 1.0$ の範囲でも同様に風下側に向かって β が増加する。モーダル風力による検討では、円弧屋根は常に空力安定であったが、 β の符号と対応させて考えると、 $s/s_{\max} = 0.25 \sim 0.5$ や $s/s_{\max} \approx 1.0$ では $a_C > 0$ となる範囲も見られる。陸屋根でも U_H^* が小さいときに $s/s_{\max} = 0.25 \sim 0.5$ で $a_C > 0$ となる領域が見られたことから、この範囲では屋根に沿って下流に移動する流れに振動モード形状に従った強制的な外力が加わることで、負減衰効果が励起されていると考えられる。風下部分で $a_C > 0$ となる結果は陸屋根と同様に風下端部付近での流れの剥離が影響している可能性がある。

円弧屋根では屋根に沿った流れに振動が加わることによって局所的に空力不安定になる可能性はあるものの、「その1」に示したモーダル風力に関する結果によれば、陸屋根とは異なり空力安定となる¹³⁾。円弧屋根では陸屋根や吊屋根とは異なり、風上端部で流れが剥離しない。また、局所的な非定常空気力特性を見ると、空力減衰係数の符号は屋根の加振振動数が変わってもほとんど変わらない。これより、屋根の空力安定性には主に風上端部での流れの剥離による変動風圧と屋根の振動の相互作用が影響していると考えられる。したがって、屋根の空力安定性を高めるためには、風上端部で流れの剥離を抑える機構を付与することやライズ・スパン比(r/L)

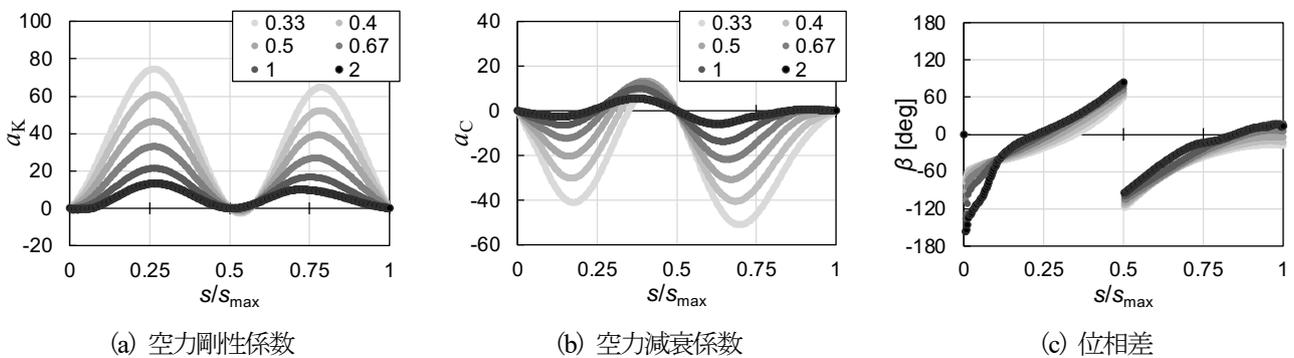


図 12 円弧屋根の局所的な非定常空気力 (一様流)

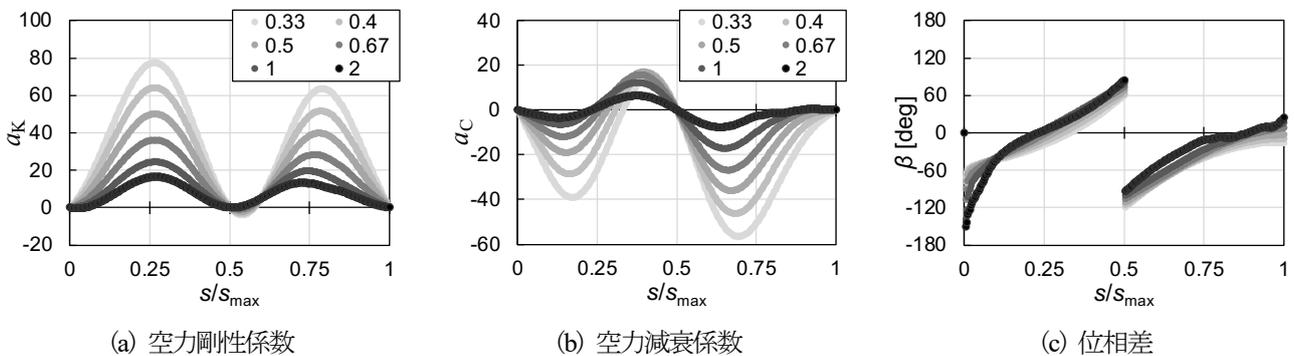


図 13 円弧屋根の局所的な非定常空気力 (境界層乱流)

ある程度大きくして流れが剥離しにくい屋根形状にすることが有効な手段であると考えられる。

4.3. 吊屋根

図 14 および図 15 に一様流および境界層乱流中における吊屋根の結果を示す。 a_K については、 U_H^* が小さくなると他の屋根形状と同様に極大値が大きくなる。一方、 U_H^* が大きくなると、気流によって分布形状が異なる。 $U_H^*=2$ のとき、一様流では $s/s_{max} \approx 0.8$ で $a_K < 0$ の負の極小値をもつ形状となるが、境界層乱流では $s/s_{max} \approx 0.8$ で正の極大値をもつ形状となる。また、一様流の $U_H^*=1$ および2の場合を除き、風上側の極大値の方が風下側の極大値よりも大きい。

a_C については、 U_H^* が小さい場合、一様流では $s/s_{max} \approx 0.65$ で、境界層乱流では $s/s_{max} \approx 0.7$ で負のピークをもつ分布形状となっている。一方、 U_H^* が大きい場合、一様流の $U_H^*=1$ を除き、陸屋根や円弧屋根のように $s/s_{max} = 0.25 \sim 0.5$ の範囲において明らかに $a_C > 0$ となる範囲は見られない。これは、陸屋根や円弧屋根とは異なり、サグのある吊屋根では風上端部での流れの剥離によって生じた渦が屋根上を移流するよりも滞留する傾向が強くなり、屋根に沿った流れが変動風圧に及ぼす影響が弱くなったためと考えられる。風上側の極小値の位置は、一様流では陸屋根と同様に、 U_H^* の増加につれてやや風下側に移動する。一方、境界層乱流では U_H^* の増加につれて逆に風上側に移動している。いずれの気流においても、 U_H^* が1より大きくなると、風上側では $a_C < 0$ の明確な極小値は見られなくなる。 $U_H^*=2$ のとき、一様流では $s/s_{max} = 0 \sim 0.5$ の範囲における a_C の大きさはかなり小さく、 β の符号と対応さ

せると $a_C > 0$ となる範囲が狭い。また、陸屋根で見られたような後縁部での流れの剥離と屋根の振動に起因すると考えられる $a_C > 0$ の領域が $s/s_{max} > 0.8$ で生じているが、陸屋根よりも $a_C > 0$ となる範囲は狭い。境界層乱流では一様流よりも風上側の a_C の値が大きく、広い範囲で $a_C > 0$ となる。風下側では、 $s/s_{max} \approx 1$ で $a_C > 0$ となるものの、極大値は一様流ほど明確ではない。

β については、一様流および境界層乱流のいずれにおいても、 U_H^* が小さくなるにつれて分布形状が収斂していく。 U_H^* が小さいとき、 $s/s_{max} \approx 0.5$ 付近で急激な β の上昇が見られるが、ほぼ全てのケースで流下方向に向かって β は増加する。風下側の分布形状に着目すると、陸屋根と同様に、一様流では $U_H^* > 1$ のとき β の勾配が負となっている。 $U_H^* = 2$ では、 $s/s_{max} = 0 \sim 0.5$ の範囲における β の分布形状は気流によって異なり、一様流では $s/s_{max} \approx 0.3$ において、境界層乱流では $s/s_{max} \approx 0.1$ において β が急激に変化している。この β の急激な変化は陸屋根でも同様のものが見られる。 β が急激に変化する位置は dL や気流によって異なるが、一様流中の吊屋根では境界層乱流と比べて大きな剥離渦が生成されることから、渦の滞留によって境界層乱流とは風上側の非定常空気力の性状が大きく異なるものになったと考えられる。

5. まとめ

本研究では、陸屋根、円弧屋根および吊屋根を対象とし、屋根中心線上の局所的な非定常空気力の特徴から屋根の空力安定性および空力不安定振動の発生メカニズムを考察した。

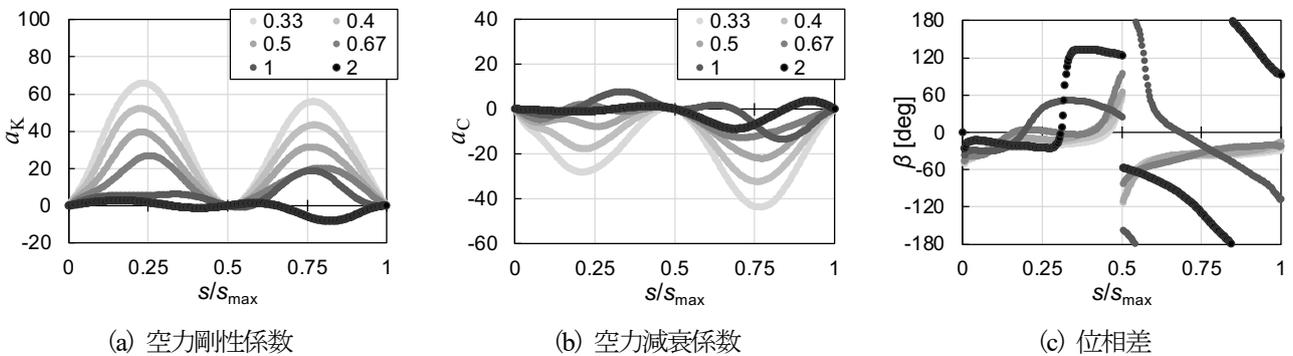


図 14 吊屋根の局所的な非定常空気力 (一様流)

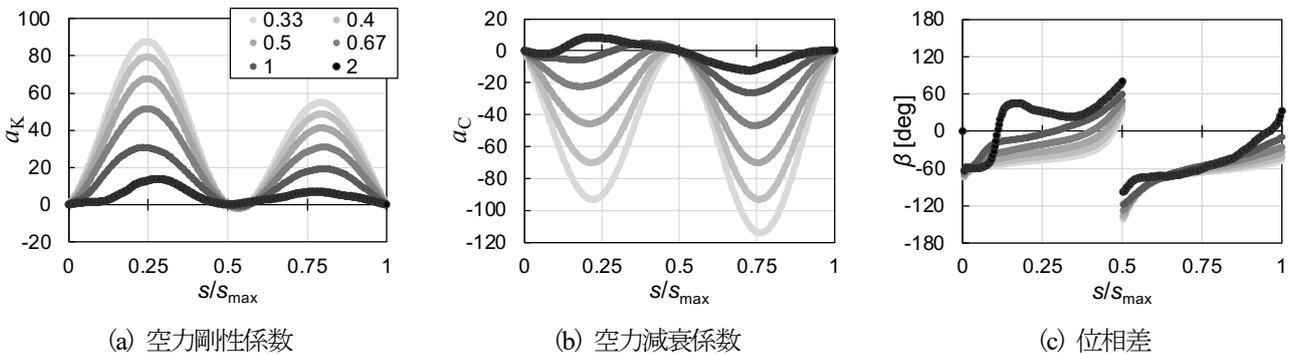


図 15 吊屋根の局所的な非定常空気力 (境界層乱流)

本研究で得られた知見は以下の通りである。

- ・ 一様乱流を用いた風洞実験と一様流および境界層乱流を用いた CFD によって得られた振動モードの最大振幅位置での非定常空気力特性を比較した。気流条件が異なるため厳密な比較はできないが、いずれの気流でも無次元風速の変化に伴う非定常空気力特性は同じ傾向を示した。特に、一様乱流を用いた風洞実験の結果は境界層乱流を対象とした CFD の結果と比較的近い。
- ・ 陸屋根の場合、風上側と風下側の最大振幅位置での非定常空気力特性を見ると、風上側では気流によらず無次元風速が 1.0 付近で空力減衰係数が正となるが、風下側では境界層乱流中で空力減衰係数が常に負となった。屋根形状について比較すると、円弧屋根では気流によらず屋根に沿った流れが支配的となるため、気流が非定常空気力特性に及ぼす影響は比較的小さい。一方、吊屋根では風上端部の流れの剥離によって陸屋根と比較的近い性状を示す。
- ・ CFD によって得られた屋根中心線上の風圧をもとに、屋根の局所的な非定常空気力を評価すると、モーダル風力による検討では空力正減衰となる屋根形状や無次元風速の範囲でも、局所的に空力減衰係数が負となる部分が見られた。
- ・ 陸屋根と吊屋根において U_H^* が大きい範囲の結果を見ると、風上側で正の空力減衰係数の大きさが大きいことから、風上端部での流れの剥離と屋根の振動の相互作用によって不安定振動が励起されやすいと考えられる。また、大きさは小さいが全ての屋根形状で風下側の後縁付近で空力減衰係数が正となる結果が得られた。つまり、後縁での流れの剥離も屋根の空力安定性に影響する可能性があると考えられる。
- ・ 大スパン屋根を空力安定化させるためには、空力不安定をもたらす風上端部での流れの剥離を抑える機構を付与することや流れの剥離の影響が小さい形状を採用することに加えて、屋根の剛性を高めることなどによって無次元風速が小さくなるように設計することが効果的である。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費(課題番号: 16J01789, 研究代表者: 高館祐貴)および平成 28 年度公益財団法人能村膜構造技術振興財団(研究代表者: 植松康)の助成を受けたものである。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) H. Kunieda: Flutter of hanging roofs and curved membrane roofs. *International Journal of Solids and Structure*, Vol. 11, No. 4, pp. 477–492, 1975
- 2) E. Kimoto and S. Kawamura: Aerodynamic behaviour of one-way type hanging roofs, Vol. 13, No. 1–3, pp. 395–405, 1983
- 3) Y. Uematsu and K. Uchiyama: Wind-induced dynamic behavior of suspended roofs, *The Technology Reports of the*

- Tohoku University, Vol. 47, pp. 243–261, 1982
- 4) T. Matsumoto: An investigation on the response of pretensioned one-way type suspension roofs to wind action, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 13, Issue 1–3, pp. 383–394, 1983
- 5) 三宅昭春, 吉村健: 吊屋根の空力弾性振動に関する基礎的研究 第 2 報 渦放出と励振発生の関係について, *日本建築学会構造系論文報告集*, Vol. 438, pp. 39–48, 1992
- 6) T. Matsumoto: Self-excited oscillation of a pretensioned cable roof with single curvature in smooth flow, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 34, Issue 3, pp. 304–318, 1990
- 7) D. J. Daw and A. G. Davenport: Aerodynamic damping and stiffness of a semi-circular roof in turbulent wind, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 32, pp. 83–92, 1989
- 8) 大熊武司, 丸川比佐夫: 大スパン屋根の空力不安定振動の発生機構について, *日本風工学会誌*, No. 42, pp. 35–42, 1990
- 9) W. Ding, Y. Uematsu, M. Nakamura and S. Tanaka: Unsteady aerodynamic forces on a vibrating long-span curved roof, *Wind and Structures*, Vol. 19, No. 6, pp. 649–663, 2014
- 10) T. Li, Q. Yang, T. Ishihara: Unsteady aerodynamic characteristics of long-span roofs under forced excitation, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 181, pp. 46–60, 2018
- 11) Y. Takadate and Y. Uematsu: Steady and unsteady aerodynamic forces on a long-span membrane structure, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 193, 103946, 2019.
- 12) Q. Yang, T. Wang, B. Yan, T. Li and M. Liu: Nonlinear motion-induced aerodynamic forces on large hyperbolic paraboloid roofs using LES, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 216, 104703, 2021
- 13) 高館祐貴, 植松康: 様々な大スパン屋根に作用する非定常空気力に関する考察 その 1: 一般化風力に基づく非定常空気力について, *膜構造ジャーナル* No. 1, pp. 7–16, 2021
- 14) 日本建築学会: 建築物荷重指針・同解説, 2015
- 15) LES の流入変動風において格子解像度変化が風速変動に与える影響について, *土木学会年次学術講演会講演概要集第 1 部*, Vol. 57, pp. 1063–1064, 2001
- 16) 高館祐貴, 植松康: 非定常空気力を考慮した大スパン陸屋根の動的応答評価, *構造工学論文集*, Vol. 68B, pp. 338–344, 2022
- 17) 高館祐貴, 植松康: 非定常空気力に基づく大スパン屋根の空力安定性評価, *日本風工学会論文集*, Vol. 45, No. 2, pp. 16–27, 2020

DISCUSSION OF AERODYNAMIC STIFFNESS AND DAMPING OF LONG-SPAN ROOFS WITH VARIOUS SHAPES BASED ON CFD SIMULATION

Part 2: Unsteady aerodynamic forces based on local wind forces

Yuki TAKADATE*¹
Yasushi UEMATSU*²

The present paper investigates the unsteady aerodynamic forces of the first anti-symmetric modes of vibration for three types of long-span roofs, i.e., flat, vaulted, and suspended roofs, based on a computational fluid dynamics (CFD) analysis with a large eddy simulation (LES). In Part 2, the focus is on the local unsteady aerodynamic forces acting on each point of the roof, which are obtained from the CFD analysis, to understand the mechanism of aerodynamically unstable vibrations.

First, the local aerodynamic forces at the antinodes of vibration were compared to the previous experimental results. The inflow conditions of the present study are a smooth uniform flow and a turbulent boundary layer, while that of the previous experimental study is a turbulent uniform flow. Although the inflow conditions are not the same, the basic characteristics of the aerodynamic forces obtained in the present study are similar to those obtained from the previous experiment.

Next, the local aerodynamic forces were computed at many points along the centerline of the roof. The results indicate that the wind pressure fluctuations due to flow separations at the leading edge as well as at the trailing edge induce negative aerodynamic damping when the non-dimensional wind velocity, defined by the wind velocity, forced vibration frequency, and roof span, is large. The magnitude of negative aerodynamic damping is generally more significant in the windward area than in the leeward area. Therefore, it seems important to control the flow separation at the leading edge of the roof to improve the aerodynamic stability of long-span roofs.

*¹ Research Engineer, Dept. of Structural Engineering, Building Research Institute, Dr. Eng.

*² President, National Institute of Technology (KOSEN), Akita College, Dr. Eng.