

スパン・軒高比が陸屋根の非定常空気力特性に及ぼす影響

高舘 祐貴^{*1}
植松 康^{*2}

梗 概

本研究では、大スパン陸屋根を対象とし、CFD 解析を用いた強制加振実験を行うことで屋根のスパン・軒高比 (L/H) が非定常空気力特性に及ぼす影響を明らかにする。まず、静止屋根を対象とし、 L/H を 3, 6, 9 と変化させて計算を行い、 L/H の変化に伴う風圧分布の変化を明らかにする。また、計算結果を既往の風洞実験結果と比較することで、解析モデルの妥当性を検証する。次に、屋根を逆対称一次モードで強制加振したとき、屋根に作用する非定常空気力を求め、その特性を変位比例成分と速度比例成分に基づき評価する。最後に、大スパン陸屋根における空力減衰と構造減衰の関係に基づき、その空力安定性を考察する。

1. はじめに

近年、新たな構造材料や工法の開発、解析技術の発展によって様々な形状を有する大空間構造物の建設が可能となった。特に、膜材を用いた大スパン屋根はスポーツ施設や仮設構造物、空港の屋根など様々な場所で用いられている。膜構造による大スパン屋根は軽量で剛性が低くなることから設計時には一般に風荷重が支配的となる。さらに、屋根が風によって柔軟に変形するため、風による直接的な力だけでなく、風による屋根の変形や振動に伴って発生する付加的な空気力である「非定常空気力」が作用する。この非定常空気力が屋根を空力的に安定化させる場合もあれば、逆に不安定化させる場合もある。後者の場合には、空力不安定振動の発生が懸念される。

大スパン屋根の空力安定性に関する研究はこれまでいくつか行われている。大きくは空力弾性模型を用いた「自由振動法」と強制加振模型を用いた「強制加振法」によるものに大別される。自由振動法による研究例として、Uematsu and Uchiyama¹⁾は一方向吊屋根を対象とし、一様流中の吊屋根の動的挙動を、空力弾性模型を用いて明らかにした。また、Matsumoto^{2),3)}は、大スパン吊屋根を対象とし、一様流中で自由振動実験を行い、逆対称一次モードの空力不安定振動の発生風速を示した。さらに、三宅ら⁴⁾は一様流と境界層乱流中での風洞実験に基づき、剥離せん断層の不安定現象に関連させて大スパン陸屋根の励振特性を明らかにした。一方、強制加振法を用いた代表的な研究例として、Daw and Davenport⁵⁾は半円筒形屋根を対象とした強制加振実験を行い、屋根の振動変位並びに振動速度に比例する成分を考慮した動的応答倍率を導出し、動的応答の予測を行った。大熊ら⁶⁾は大スパン

陸屋根を対象とし、風洞気流中で強制加振実験を行うことで、大スパン屋根に作用する非定常空気力の特性を明らかにした。杉山ら⁷⁾は、大熊らの風洞実験を模擬した CFD 解析を行うことで屋根に作用する非定常空気力を評価した。また、自由振動実験を行い、流体—構造連成効果についても考察した。Ding et al.⁸⁾は、風洞実験ならびに CFD 解析を用いた強制加振実験を行うことで円弧屋根に作用する非定常空気力の特性を明らかにし、屋根の動的応答の予測並びに空力安定性に関する考察を行った。Li et al.⁹⁾は既往の研究で行われた風洞実験⁶⁾および CFD 解析⁸⁾による結果を CFD 解析で再現し、陸屋根と円弧屋根に作用する非定常空気力がほぼ同じとみなせることを示し、大スパン屋根の風による動的応答を評価した。さらに、Takadate and Uematsu¹⁰⁾は陸屋根、円弧屋根、吊屋根を有する大スパン構造を対象として CFD 解析を行うことで、大スパン屋根の空力安定性を評価した。

このように、大スパン屋根の空力安定性を扱った研究はいくつか見られるものの、いずれもある特定のスパン・軒高比 (L/H) をもつ建築物を対象としており、 L/H の影響を系統的に検討した例はない。大スパン陸屋根の L/H の変化に伴う風圧分布の変化は上田ら^{11),12)}によって検討されているが、これらの研究では屋根の空力安定性については論じられていない。大スパン陸屋根の空力安定性について、大熊ら⁶⁾は、振動する屋根に負減衰効果を与える風力は、剥離泡内で形成される渦が振動の刺激を受けることによって発生すると考察している。したがって、 L/H は空力安定性に影響する大きな要因になると考えられる。そこで、本研究では、 L/H が異なる大スパン陸屋根に着目し、屋根振動の変位比例成分に対応する「空力剛性」と速度

*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 秋田工業高等専門学校 校長

比例成分に対応する「空力減衰」を用いることで、大スパン陸屋根に作用する非定常空気力の L/H による変化や空力不安定振動の発生条件およびその発現風速について検討を行う。

2. CFD 解析

2.1 対象とする建築物

対象とする建築物は軒高 H が 20m の陸屋根建築物であり、スパン L は 60m, 120m, 180m の 3 種類とする。CFD 解析においては、風洞実験を模擬した縮小スケールでの解析とし、その幾何学的縮尺率は 1/400 と仮定する。

2.2 CFD 解析の概要

CFD 解析には次式で表される連続式と非圧縮性の Navier-Stokes 方程式を用いる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

ここで、添え字の i, j は主流方向、主流直交方向および高さ方向成分であることを表す。 x_i, x_j は空間座標の 3 成分、 p は圧力、 ν は渦動粘性係数、 ρ_a は空気密度、 τ_{ij} はサブグリッドスケール応力であり、WALE モデル¹³⁾によって表されるものとする。

解析には ANSYS Fluent (Ver 19.0) を用いる。時間項の離散化には 2 次精度陰解法を用い、空間項の離散化には 2 次精度中心差分を用いる。解析における無次元時間刻み Δt^* ($=\Delta t U_H/L$) は 4.0×10^{-3} とし、サンプリング周波数はいずれの解析においても 1000Hz とする。ここで、 U_H は軒高風速、 Δt は解析スケールでの時間刻みを表す。本研究では、無次元風速による非定常空気力特性の変化を把握するため、 U_H は 6 m/s と 12 m/s の 2 種類とする。図 1 に解析領域と境界条件を示す。本研究において、CFD 解析は 3 次元空間に対して行うが、屋根に作用する風圧や非定常空気力はモデル中心線上の 2 次元な流れ場に基づいて評価する。なお、2 次元な流れ場に注目する場合でも 3 次元な流れ場が風圧分布に影響するため、解析領域にはある程度の幅を持たせている。解析領域の検討の詳細については文献 10) を参考にされたい。

本研究では、気流の乱れが非定常空気力特性に及ぼす影響を明らかにするため、一様流と境界層乱流を用いた解析を行う。境界層乱流については、建築物荷重指針・同解説¹⁴⁾ (以下、「荷重指針」と称す) に示される地表面粗度区分Ⅲ相当の気流を目標とし、ANSYS Fluent に実装されている Spectral Synthesizer^{15), 16)} を用い、平均風速、乱流エネルギーおよび消散率を与えることで生成した。なお、ここではモデルの中心位置における風速プロファイルが荷重指針の値に概ね対応するように各パラメータの値をチューニングしている。図 2 にモデル中心位置における風速プロファイルと解析モデルの軒高における変動風速のパワースペクトル密度を示す。 Z は高さ、 U_{ref} は基準高さ $Z_{ref}(=1 \text{ m})$ における平均風速を表す。図 2(b) の縦軸は変動風速のパワースペクトル密度 $S(f)$ を周波数 f と標準偏

差 σ^2 で無次元化したもの、横軸は周波数 f を乱れの長さスケール L_x と軒高風速 U_H で無次元化したものを表す。なお、図 1 に示すように解析モデル (L/H) によって解析領域が変化することから、図 2 のいずれのモデルについてもモデルのない状態で計算した結果を示している。平均風速と気流の乱れ強さのプロファイルは、 L/H によって結果にいくらか差はあるものの、いずれの結果も荷重指針の値とよく対応している。また、変動風速のパワースペクトル密度についても、分布形状はやや異なるものの全体的にはよく一致している。また、フィルタ効果によって $fL_x/U_H > 1$ の高周波領域でパワーが減衰しているものの、荷重評価で重要となる低周波領域では Karman 型と十分対応している。したがって、本研究ではこの境界層乱流を用いることとする。

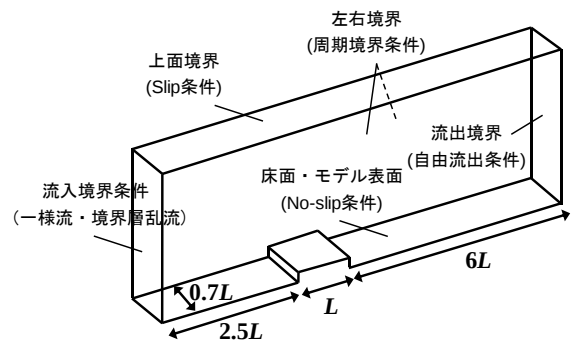
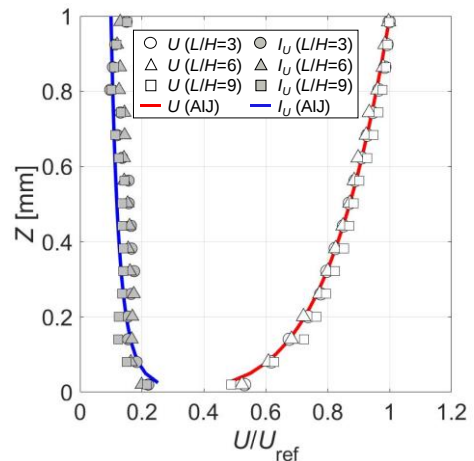
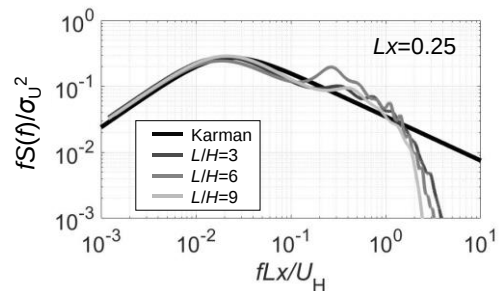


図 1 解析領域と境界条件



(a) 平均風速と気流の乱れ強さのプロファイル



(b) 変動風速のパワースペクトル密度

図 2 モデル位置における流入気流

2.3 屋根の強制加振

本研究では、屋根を強制的に加振したときの流れの解析を行う。屋根の強制振動には ANSYS Fluent に実装されている Spring smoothing 法を用いる。振動モードは、内部容積の変化がなく、既往の研究^{5)~10)}で多く検討されており、比較的励起されやすい逆対称一次モードを対象とする。なお、本研究では強制加振時の内圧の効果は無視する。このモードでの屋根の振動 $z(s,t)$ は一般化変位 x_z と振動モード ϕ を用いて次式で表される。

$$z(s,t) = x_z(t)\phi(s) \quad (3)$$

$$x_z(t) = z_0 \sin(2\pi f_m t) \quad (4)$$

$$\phi(s) = \sin\left(2\pi \frac{s}{L}\right) \quad (5)$$

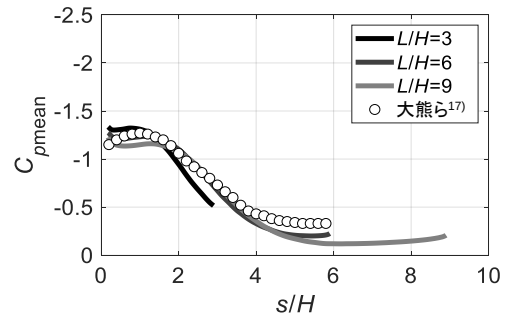
ここで、 z_0 は加振振幅、 f_m は加振振動数、 s は風上端部から屋根根面に沿った距離を表す。本研究では、大熊ら⁶⁾の研究に基づき、 $z_0 = 3\text{mm}$ とし、 f_m は、 $L/H=3, 9$ については10~50Hzの範囲を10Hz刻みで、 $L/H=6$ についてはそれに加えて80~160Hzの範囲を20Hz刻みで変化させた。なお、 z_0 および f_m はいずれも無次元化し、それぞれ無次元加振振幅 $z^*(=z_0/L)$ と無次元加振振動数 $f_m^*(=f_m L/U_H)$ で表す。

3. 解析結果

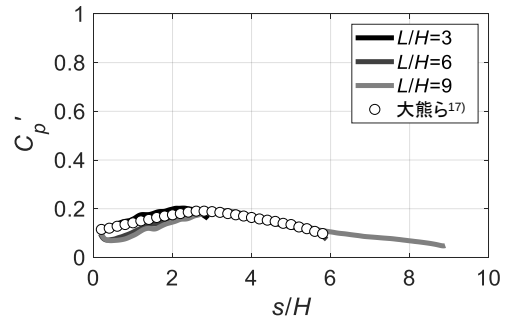
3.1 大スパン陸屋根に作用する風圧係数分布

まず L/H の異なる陸屋根に作用する基本的な風圧特性を明らかにするために、静止屋根($L/H=3, 6, 9$)における風圧係数分布に着目する。図3および図4に一樣流を用いて得られた平均風圧係数 $C_{p\text{mean}}$ ならびにRMS変動風圧係数 C_p' の分布を示す。グラフの横軸は s を軒高 H で無次元化した値である。なお、解析の妥当性を示すため、一樣流については大熊ら¹⁷⁾の、境界層乱流については上田ら^{11),12)}の風洞実験結果も併せてプロットした。いずれの結果についても、既往の風洞実験結果と本研究におけるCFD解析の結果はよく対応している。

$C_{p\text{mean}}$ および C_p' の値を s/H に対してプロットすると、様々な L/H に対する分布が類似しており、 L/H の変化に伴う風圧分布の変化が小さいことが分かる。これより、大スパン陸屋根においては風上端部で生成される剥離渦が軒高の影響を強く受け、それが屋根の風圧分布に支配的な影響を及ぼすと考えられる。平均風圧係数 $C_{p\text{mean}}$ の分布に着目すると、一樣流では $s/H=2 \sim 4$ の領域で $C_{p\text{mean}}$ の絶対値が緩やかに小さくなっているのに対し、境界層乱流では $s/H=0 \sim 2$ の領域で $C_{p\text{mean}}$ の絶対値が急激に小さくなっている。同様に、RMS変動風圧係数 C_p' の分布に着目すると、 C_p' は一樣流では $s/H=3$ 付近で最大となっているのに対し、境界層乱流では、風上端部付近で最大となっている。これは、気流の乱れが大きくなるにつれて剥離流の再付着が促進され、剥離泡の大きさが小さくなるためと考えられる。なお、流れの再付着は平均風圧係数分布の変曲点およびRMS変動風圧係数分布のピークを与える点の近傍で発生すると考えられるが、 $L/H=3$ の場合、一樣流では屋根全体が剥離

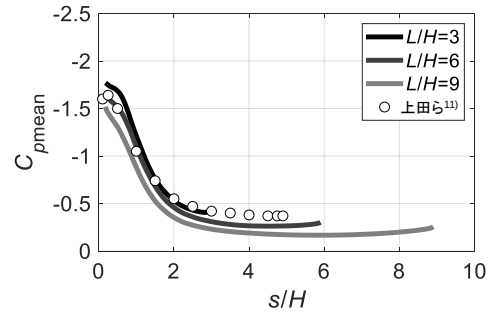


(a) 平均風圧係数

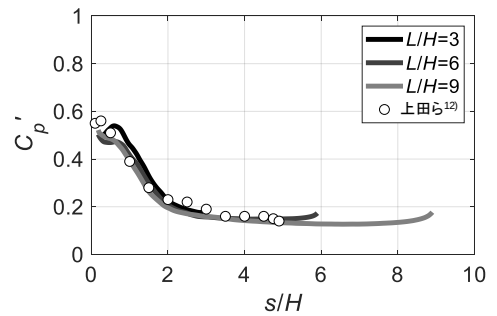


(b) RMS 変動風圧係数

図3 静止屋根における風圧係数分布(一樣流)



(a) 平均風圧係数



(b) RMS 変動風圧係数

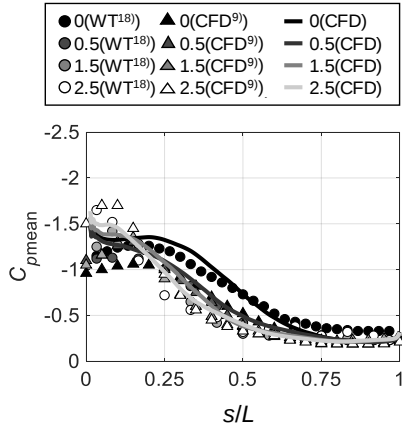
図4 静止屋根における風圧係数分布(境界層乱流)

泡に覆われるような分布になっている。 L/H によって風上端部で剥離した流れの再付着位置が変化するため、それに伴う屋根面の風圧変動や剥離泡内外の屋根の振動が非定常空気に及ぼす影響を把握する必要があると考えられる。

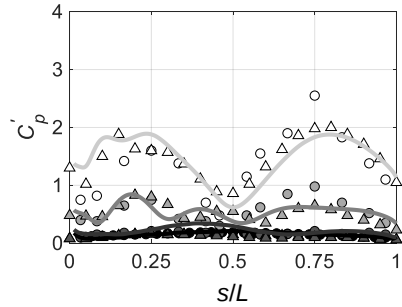
3.2 振動屋根面に作用する風圧係数分布

図5に逆対称一次モードで強制加振した時の $C_{p\text{mean}}$ および

C_p の分布を示す。ここでは、代表例として $L/H=6$ の結果を示した。比較のため、大熊ら¹⁷⁾による風洞実験と Li et al.⁹⁾によるCFD 解析の結果も併せてプロットした。これらの研究において



(a) 平均風圧係数



(b) RMS 変動風圧係数

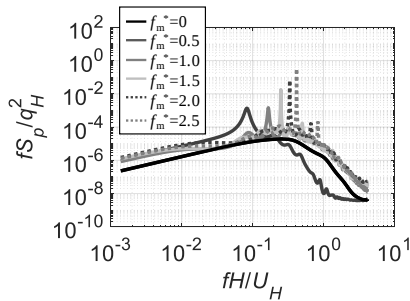
図 5 振動屋根における風圧係数分布

は乱れ強さ 7%の一樣乱流が用いられているが、ここでは本研究における一樣流中の結果と比較している。また、屋根の振動が風圧分布に及ぼす影響に着目するため、横軸は風上端部から屋根に沿った長さ s をスパン L で無次元化したものとした。凡例中の数字は無次元加振振動数 $f_m^* (=f_m L/U_H)$ を表し、ここでは 0, 0.5, 1.5, 2.5 と変化させた。

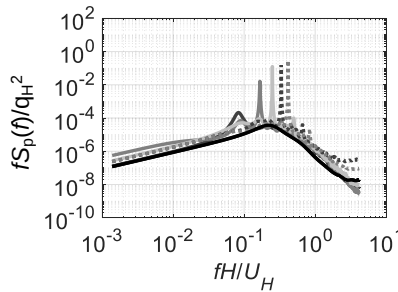
図 5 (a)によると、 $s/L=0.25 \sim 0.5$ の領域における風圧係数分布の傾きは加振振動数が大きくなるにつれて大きくなっている。これは、風上端で流れが剥離することによって生じる剥離泡の大きさが屋根の振動によって小さくなり、再付着点が風上側に移動したためと考えられる。図 5 (b)によると、RMS 変動風圧係数は、振動の腹の位置 ($s/L=0.25, 0.75$) で極値をとるような分布となっている。これは、屋根を強制加振したことによって振動の腹の位置における変動風圧が屋根の振動の影響を受けて大きくなったためと考えられる。いずれの結果についても、非振動時の解析結果と同様、本研究における CFD 解析と既往の研究の結果はよく対応している。

3.3 変動風圧のパワースペクトル密度

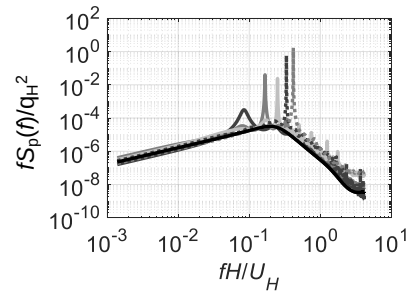
振動屋根に作用する変動風圧の特性を把握するために、強制加振時の振動の腹の位置 ($s/L=0.25, 0.75$) における変動風圧のパワースペクトル密度に着目する。ここでは、流れの剥離と屋根の振動が変動風圧に及ぼす影響を把握するために、一樣流の結果を用いる。図 6 および図 7 に $L/H=3, 6, 9$ について、風上側 ($s/L=0.25$) および風下側 ($s/L=0.75$) の 2 つの位置における変動風圧のパワースペクトル密度 $S_p(f)$ をそれぞれ示す。なお、縦軸はパワースペクトル密度を周波数 f と速度圧 q_H



(a) $L/H=3$

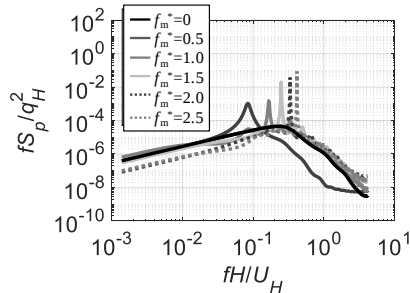


(b) $L/H=6$

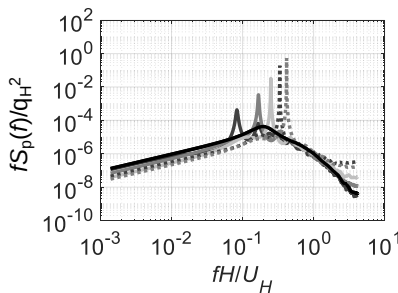


(c) $L/H=9$

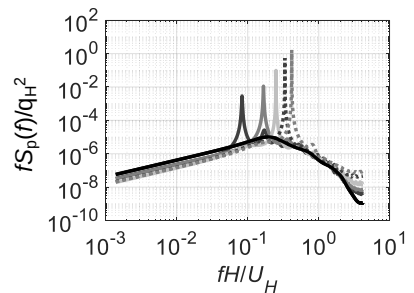
図 6 風上側の最大振幅位置 ($s/L=0.25$) におけるパワースペクトル密度



(a) $L/H=3$



(b) $L/H=6$



(c) $L/H=9$

図 7 風下側の最大振幅位置 ($s/L=0.75$) におけるパワースペクトル密度

を用いて無次元化した値であり、横軸は無次元周波数 $fH/U_H (=f_m^*/6)$ である。

変動風圧のパワースペクトル密度は屋根の無次元強制加振振動数 f_m^* に対応する周波数で明確なピークを示し、そのピーク値は f_m^* の増大に伴い大きくなっている。また、同じ加振振動数でも、 L/H が大きいほど、ピーク値は大きい。加振振動数が低い場合、ピーク値の大きさは風上側よりも風下側の方がやや大きくなっている。ただし、 $L/H=3$ ではいずれの位置においてもほぼ同じ値である。これは、 $L/H=3$ の場合、風上側位置 ($s/L=0.25$) と風下側位置 ($s/L=0.75$) のいずれも剥離泡の中に入り、変動風圧の性状が類似しているためと考えられる。また、 $f_m^*=0.5$ では、 $s/L=0.25$ と 0.75 いずれの位置においても、 $fH/U_H > 10^{-1}$ の無次元周波数範囲でパワーが減少している。一方、 $L/H=6$ および 9 の場合、 fH/U_H が小さい範囲では風上側のパワースペクトル密度のピーク値は風下側に比べて小さく、ピークのすそが広がっている。このような傾向は風下側では見られない。これらは、剥離泡内での屋根の振動と気流による相互作用によるものであり、大熊ら⁶が示した負減衰効果をもたらす渦が影響していると考えられる。図 6 および図 7 によると、パワースペクトル密度の全体的な形状は非振動時と振動時ではほぼ同じである。これより、屋根の振動によって生じる変動風圧は静止屋根に作用する変動風圧に屋根の強制加振による変動成分が上乗せされたようなものになっていると考えられる。つまり、振動屋根において、静的に作用する平均風圧は接近流や屋根の形状 (L/H) による影響が大きい、動的に作用する変動風圧は屋根の振動による影響が大きいといえる。

3.4 変動風圧の移流速度

屋根に作用する変動風圧の移流現象を明らかにするため、変動風圧のクロススペクトルから得られる位相差を用いて変動風圧の移流速度の評価を行う。ここでは、図 8 に示すように屋根のスパンを 6 等分して与えられる 5 点の隣り合う 2 点における変動風圧の位相差 Θ に着目する。図 9 は一様流中の振動屋根に作用する変動風圧の位相差を無次元振動数 fH/U_H に

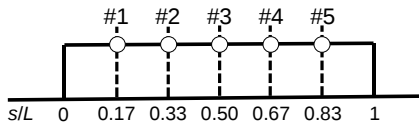


図 8 変動風圧の測定位置

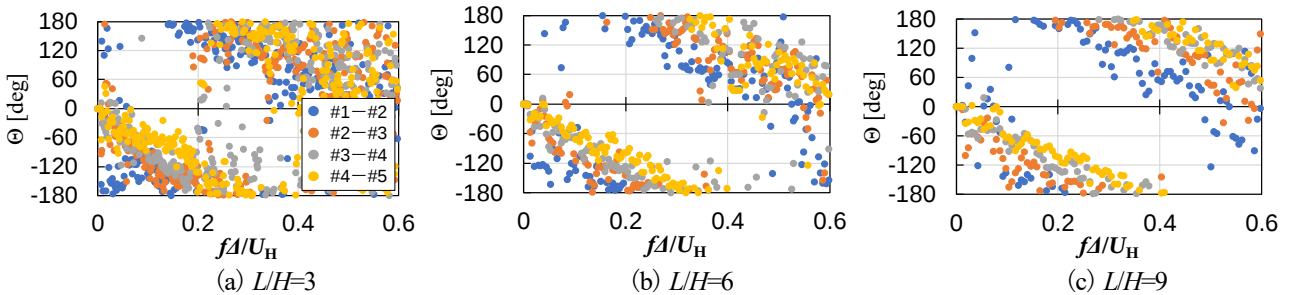


図 9 変動風圧の位相差（一様流）

対してプロットしたものである。ここで、 Δ は 2 点間の距離を表す。この時の屋根の加振振動数は $f_m^*=0.15$ である。これらの結果によると、変動風圧の位相差 Θ は fH/U_H に対してほぼ比例している。これは変動風圧が全体的にほぼ一定速度で下流側に移流していることを示している。屋根全体が剥離泡内に含まれる $L/H=3$ の場合であっても変動風圧が移流的である。 Θ が fH/U_H に比例している場合、変動風圧の移流速度 U_c は次式で与えられる。

$$U_c = 2\pi f \Delta / \Theta \quad (6)$$

位相差 Θ が 360° となる時の fH/U_H の値を利用して U_c を求めると、ややばらつきがあるものの、軒高風速 U_H の約 0.6 倍である。これは、既往の研究^{1), 6), 10)}で示された値とほぼ同じである。さらに、Takadate and Uematsu¹⁰⁾によると、静止屋根と振動屋根で変動風圧の位相特性にはそれほど大きな差がない。本計算結果においても、 L/H にかかわらず変動風圧の移流速度はほぼ同じであり、屋根の振動が変動風圧の移流速度に及ぼす影響は小さい。つまり、屋根に作用する変動風圧の移流現象は屋根の振動の影響をほとんど受けないと考えられる。

4. 大スパン屋根に作用する非定常空気力特性

4.1 非定常空気力の定義

一般化変位と一般化風力を用いた屋根の振動方程式は次式で表される。

$$M_s \ddot{x}_z(t) + C_s \dot{x}_z(t) + K_s x_z(t) = F_k(t, z, \dot{z}, \ddot{z}, \dots) \quad (7)$$

$$F_k(t, z, \dot{z}, \ddot{z}, \dots) = F_T(t) + F_W(t) + F_A(t, z, \dot{z}, \ddot{z}, \dots) \quad (8)$$

ここで、 M_s は一般化質量、 C_s は一般化減衰、 K_s は一般化剛性、 F_k は一般化風力を表す。また、 F_T は接近流の乱れによる変動風力、 F_W は流れの剥離に伴う渦による変動風力、 F_A は非定常空気力を表す。なお、屋根に作用する風力は平均成分と変動成分の和で表されるものとし、ここでは、屋根に作用する風力の変動成分を考慮している。なお、屋根に作用する一般化風力 F_k は屋根に作用する外圧 P_e と逆対称一次モードのモード形状 ϕ を用いて次式で表される。

$$F_k(t) = \int_0^L P_e(s, t) \phi(s) ds \quad (9)$$

ここでは、振動モードとして内部容積の大きさが変化しない逆

対称一次モードを対象としているため、屋根に作用する内圧は0と仮定する。非定常空気力 F_A は、近似的に屋根の振動変位と同位相の成分で表される「空力剛性」と屋根の振動速度と同位相の成分で表される「空力減衰」の和によって表すことができる。すなわち、

$$F_A = K_a z + C_a \dot{z} \quad (10)$$

ここで、 K_a は空力剛性力、 $C_a \dot{z}$ は空力減衰力を表す。式(10)を式(7)に代入すると、非定常空気力を考慮した屋根の振動方程式が次のように得られる。

$$M_s \ddot{z} + (C_s - C_a) \dot{z} + (K_s - K_a) z = F_T + F_W \quad (11)$$

振動屋根に作用する風力は屋根の振動に伴う非定常空気力によって非常に複雑なものとなる。式(11)によると、 $C_a < 0$ 、 $K_a < 0$ の場合、空力減衰や空力剛性が振動系全体の剛性や減衰を増加させるように作用するため、屋根の振動は非定常空気力によってより安定なものとなる。一方、 $C_a > 0$ 、 $K_a > 0$ の場合には、振動系全体の減衰や剛性が減少するように作用する。特に、 $C_a > C_s$ の場合、振動系全体の減衰が負となるため、発散的な振動が生じるようになる。以上のことより、この空力剛性および空力減衰が大スパン屋根の空力安定性を評価する上で重要となる。強制加振法を用いた場合、屋根の振動変位および振動速度と同位相の成分がそれぞれ正弦関数と余弦関数で表されることから、これらの非定常空気力(空力剛性・空力減衰)はフーリエ級数展開を用いて次式のように求めることができる。

$$F_A = F_R \sin 2\pi f_m t + F_I \cos 2\pi f_m t \quad (12)$$

$$F_R = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F_k(t) \sin(2\pi f_m t) dt \quad (13)$$

$$F_I = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F_k(t) \cos(2\pi f_m t) dt \quad (14)$$

$$\beta = \tan^{-1} \left(\frac{F_I}{F_R} \right) \quad (15)$$

ここで、 F_R は振動変位に比例する成分、 F_I は振動速度に比例する成分であり、それぞれ空力剛性および空力減衰に対応する。 β は屋根の変位と非定常空気力の位相差を示す。本研究では、得られた空力剛性、空力減衰を速度圧 q_H と荷重負担面積 $A_s (=B_u L)$ 、無次元振幅 z_0/L を用いることで空力剛性係数 a_K と空力減衰係数 a_C として表す。なお、屋根中心線上の2次元流れ場に基づいて評価を行うため、荷重負担幅 B_u は単位幅($B_u=1$)とする。

$$a_K = \frac{F_R}{q_H A_s (z_0 / L)} \quad (16)$$

$$a_C = \frac{F_I}{q_H A_s (z_0 / L)} \quad (17)$$

屋根の一般化風力に基づく非定常空気力だけでなく、屋根の任意の位置 s に作用する非定常空気力の効果は屋根の位

置 s における振動変位および振動速度と同位相の成分を用いることで一般化風力に基づく非定常空気力特性と同様に評価できる。屋根の風上側で最大振幅となる位置($s/L=0.25$)における変位比例成分 F_{Rs} 、速度比例成分 F_{Is} は次式で表される。

$$F_{Rs} = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F_s(s, t) \sin(2\pi f_m t) dt \quad (18)$$

$$F_{Is} = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F_s(s, t) \cos(2\pi f_m t) dt \quad (19)$$

$$\beta_s = \tan^{-1} \left(\frac{F_{Is}}{F_{Rs}} \right) \quad (20)$$

ここで、 F_s は屋根の位置 s に作用する風力($=P_s B_u ds$)を表す。本研究では逆対称一次モードでの強制加振に基づき非定常空気力を評価しているため、振動変位および振動速度が風上側($s/L=0.25$)と風下側($s/L=0.75$)で逆向きとなる。したがって、風下側($s/L=0.75$)における変位比例成分および速度比例成分を評価するときは、式(18)および(19)の正弦関数と余弦関数に -1 を乗じて計算すれば良い。屋根全体に作用する非定常空気力(空力剛性・空力減衰)と同様、位置における非定常空気力も次式によって無次元化して評価する。ただし、荷重負担面積 A_s は位置 s における荷重負担面積($B_u ds$)を表す。

$$a_{Ks} = \frac{F_{Rs}}{q_H A_{ss} (z_0 / L)} \quad (21)$$

$$a_{Cs} = \frac{F_{Is}}{q_H A_{ss} (z_0 / L)} \quad (22)$$

4.2 振動の腹の位置における非定常空気力特性

非定常空気力の基本的な特性を明らかにするために、 $s/L=0.25, 0.75$ における空力剛性係数 a_{Ks} と空力減衰係数 a_{Cs} 、変位に対する非定常空気力の位相差 β_s を求めた。図10～図13は、一樣流および境界層乱流を用いて得られた風上側($s/L=0.25$)並びに風下側($s/L=0.75$)における空力剛性係数 a_{Ks} と空力減衰係数 a_{Cs} 並びに位相差 β_s を無次元風速 $U_H^* (=U_H/f_m L)$ に対してプロットしたものである。

まず、一樣流の結果に着目する。図10によれば、風上側($s/L=0.25$)における空力剛性係数 a_{Ks} は、 $1 < U_H^* < 3$ において、 $L/H=3, 6$ の場合には正であるのに対して、 $L/H=9$ では負になっている。空力減衰係数 a_{Cs} は、 $U_H^* > 2$ でほぼ全ての条件において $a_{Cs} > 0$ となっており、空力負減衰を示す。しかし、 $U_H^* \leq 2$ では、無次元風速との関係に明確な傾向は見られない。そのため、位相差 β_s によるばらつきが大きくなっている。図11に着目すると、風上側($s/L=0.25$)と比べて空力剛性係数 a_{Ks} に及ぼす L/H の影響は小さく、 $a_{Ks} < 0$ となる領域は $U_H^* < 4$ の範囲では影響が見られない。空力減衰係数 a_{Cs} については、 $U_H^* < 2$ では常に $a_{Cs} < 0$ であり、空力正減衰となっている。位相差については、風上側と同様、無次元風速に対してばらつきが大きく、特に $1 < U_H^* < 3$ においては L/H の影響が大きい。以上の結果より、一樣流では剥離泡の大きさが大きい場合、 L/H が比較的小さい場合($L/H=3$)、屋根全体が剥離泡内に入り、風上

側だけでなく、風下側の位置における非定常空気力も剥離泡の影響を受けると考えられる。そのため、位相差の傾向は $L/H=3$ と $L/H=6$ と 9 で変化したと考えられる。また、いずれの結果においても、空力負減衰 ($a_{Cs} > 0$) となる無次元風速は風上端部に近い点の方が小さいことが分かる。

次に、境界層乱流における結果に着目する。図 12 では、空力剛性係数 a_{Ks} は無次元風速 U_H^* が増加するにつれて滑らかに減少している。空力減衰係数 a_{Cs} は、 L/H によってややばらつきがあるものの、 $U_H^* > 1$ で空力負減衰 ($a_{Cs} > 0$) となる範囲が見られる。さらに、 $U_H^* > 2$ では全ての条件で空力負減衰となっ

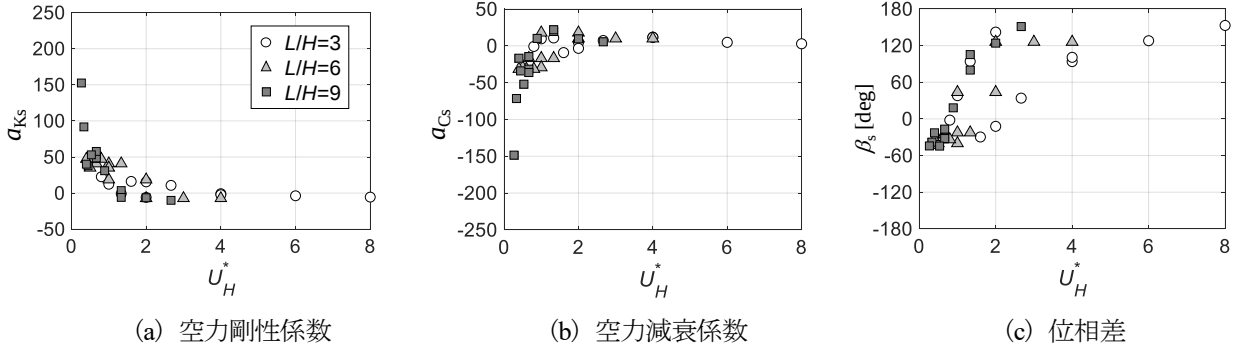


図 10 位置による非定常空気力特性(一様流, $s/L=0.25$)

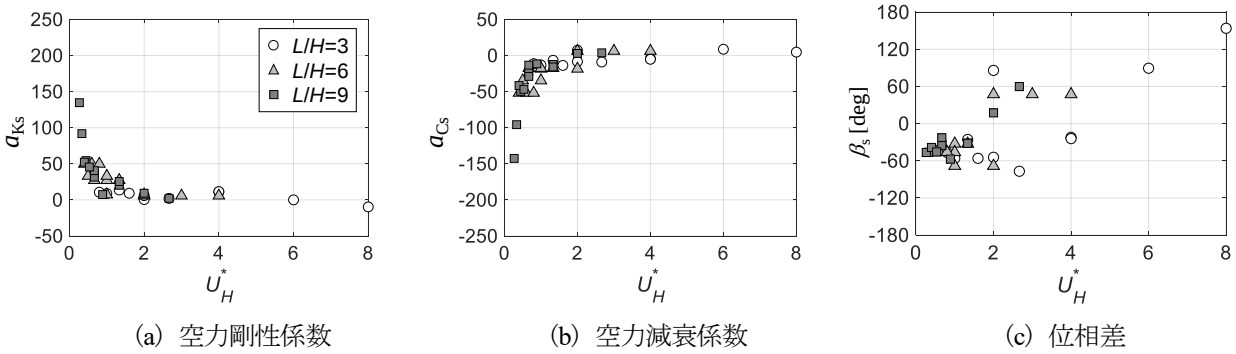


図 11 位置による非定常空気力特性(一様流, $s/L=0.75$)

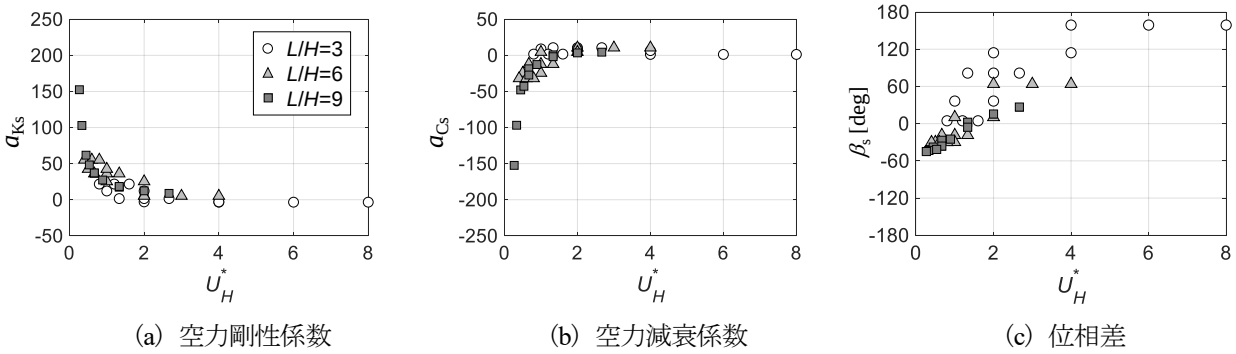


図 12 位置による非定常空気力特性(境界層乱流, $s/L=0.25$)

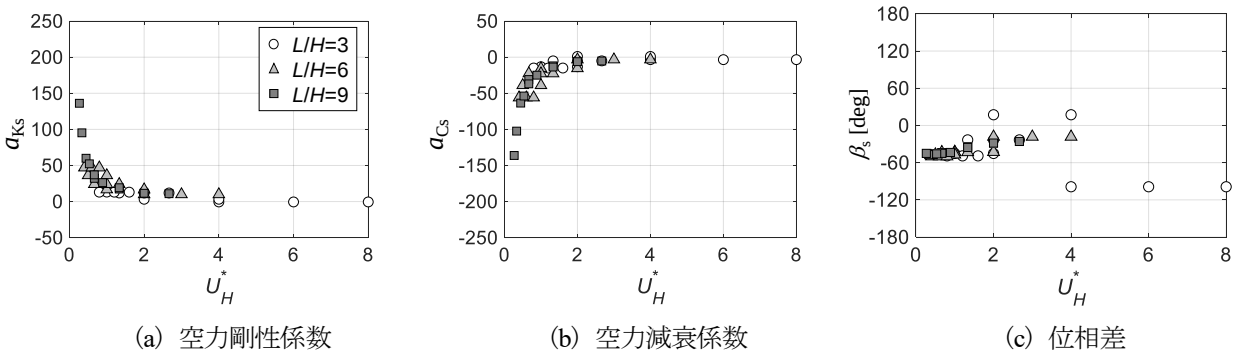


図 13 位置による非定常空気力特性(境界層乱流, $s/L=0.75$)

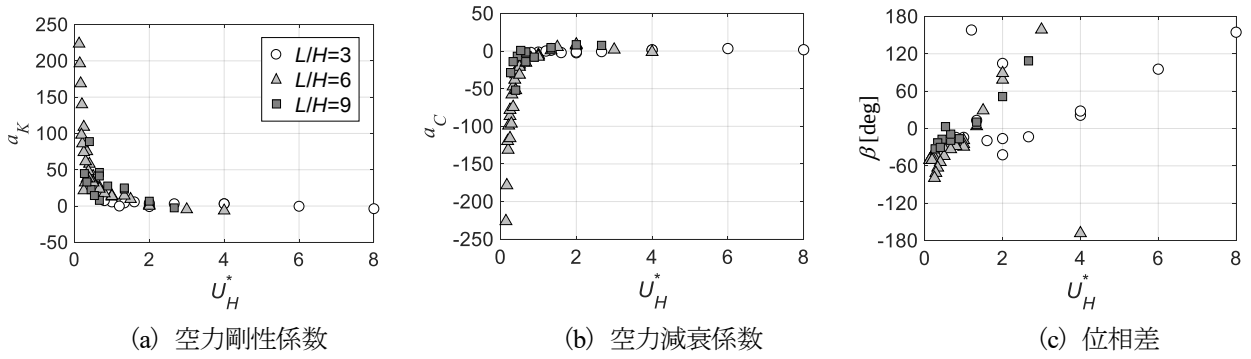


図 14 非定常空気力特性(一樣流)

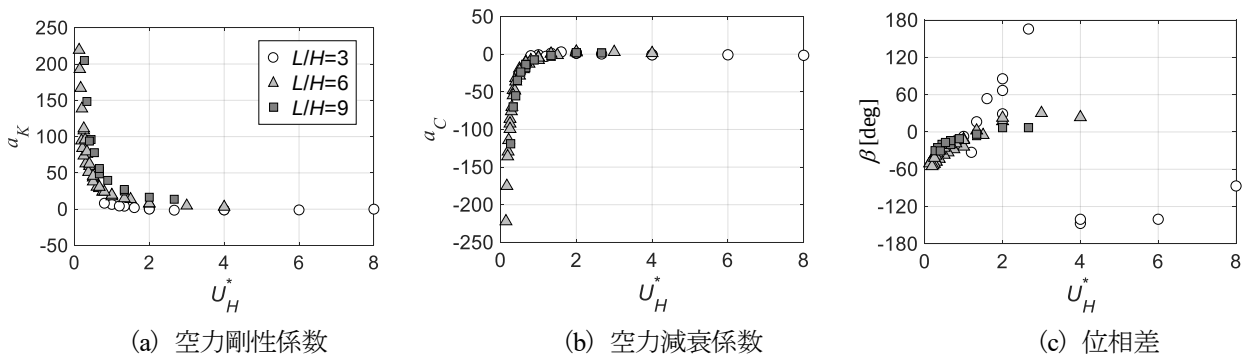


図 15 非定常空気力特性(境界層乱流)

ている。位相差 β については、 U_H^* の増加に伴い比較的緩やかに増加している。図 13 に着目すると、空力剛性係数 a_K の定性的な傾向は風上側($s/L=0.25$)とほぼ同様である。一方、空力減衰係数 a_C については、 $U_H^* < 4$ で空力正減衰($a_C < 0$)となっており、風上側よりも空力負減衰となる無次元風速 U_H^* は大きい。

以上の結果によると、位置については、風上側($s/L=0.25$)の方が風下側($s/L=0.75$)に比べて空力負減衰となる無次元風速が小さく、気流については、一樣流の方が境界層乱流と比べて空力負減衰となる無次元風速が小さいことが分かった。これらの結果は、風上端での流れの剥離によって生じた渦と屋根の振動との相互作用が振動を励起する力になることを示している。一樣流では風下側でも比較的小さい無次元風速で空力負減衰となる範囲が見られるが、境界層乱流では風下側で空力負減衰となる範囲はほとんど見られない。これは、境界層乱流では、剥離泡の大きさが一樣流に比べて小さく、屋根に負減衰効果をもたらす渦が発生しにくくなるだけでなく、風上端部で生成された渦が風下側に移流するにつれて、負減衰効果をもたらす成分が小さくなるためと考えられる。したがって、剥離泡の大きさが屋根の空力不安定振動の発生しやすさに影響すると考えられる。

4.3 一般化風力を用いた非定常空気力特性

前節では屋根面上の各点に作用する変動風圧の空力減衰効果を検討したが、ここでは屋根全体に作用する非定常空

力の影響を一般化風力に基づいて評価する。図 14 および図 15 にそれぞれ一樣流および境界層乱流を用いて得られた空力剛性係数 a_K 、空力減衰係数 a_C および屋根の振動変位と非定常空気力の位相差 β の無次元風速 U_H^* による変化を示す。いずれの気流でも、先に示した風上および風下位置における非定常空気力と同様、 U_H^* の増加に伴い、空力減衰係数 a_K および空力剛性係数 a_C の絶対値が減少している。一樣流の結果に着目すると、空力剛性係数 a_K は、 $0.5 < U_H^* < 1.5$ でややばらつきがあるものの、全体的な傾向を見ると、同じ無次元風速における a_K の大きさはほぼ同じであり、 L/H の影響は見られない。空力減衰係数 a_C は、 $U_H^* > 1.2$ で $a_C > 0$ となる空力負減衰領域が見られる。位相差 β は、無次元風速に対して徐々に増加しているが、 $L/H=3$ では、その変化が緩やかであるのに対し、 $L/H=6$ および9では、その変化が急である。これらの差は、 $L/H=3$ では屋根全体が剥離泡に覆われることによって生じたものと考えられる。

次に、境界層乱流の結果に着目すると、空力剛性係数 a_K および空力減衰係数 a_C は、いずれの場合も U_H^* の増加に伴って滑らかに変化している。特に、空力減衰係数 a_C は、 L/H の影響はほとんどない。また、空力負減衰となる $a_C > 0$ の範囲は、 $U_H^* > 1.5$ でみられる。4.2 節に示した結果からも明らかのように、境界層乱流の方が空力負減衰となる無次元風速が大きく、空力不安定振動が発生しにくいと考えられる。位相差 β を見ると、一樣流の結果と同様、 $L/H=3$ と $L/H=6, 9$ で U_H^* に対する変化の様相が異なる。一樣流中での $L/H=6, 9$ と境界層乱流中での

$L/H=3$ の結果を比較すると、位相差の U_H^* に対する増加傾向はいずれも類似している。これらの条件では、風上端で剥離した流れが平均的には屋根の中央から風下面で再付着するため、屋根全体における流れの性状が類似しているためと考えられる。

いずれの結果についても、今回検討した範囲では、 L/H は屋根全体の非定常空気力特性について明確な影響を与えないことが明らかになった。

5. 空力不安定振動の発生条件

5.1. 空力安定性の判定方法

大スパン屋根の空力安定性は、屋根に作用する一般化風力を用いて得られる非定常空気力の特性に基づき判定することができる。ここでは、強制加振実験によって得られた空力減衰係数 a_c に基づき、構造減衰に対して空力減衰が上回るときに空力不安定振動が発生すると仮定し、空力安定条件を導く。空力減衰 F_I が構造減衰 $C\dot{z}_0$ を上回る条件は式(11)の関係をを用いると、次式のように表される。

$$F_I > C_S \dot{z}_0 \quad (23)$$

$$F_I = \left(\frac{1}{2} \rho_a U_H^2 \right) A_S (z_0/L) a_c \quad (24)$$

$$C_S \dot{z}_0 = 2h_s M_S \omega (\omega z_0) \quad (25)$$

ここで、 $\dot{z}_0$ は屋根の振動速度の片振幅、 h_s は構造減衰定数、 ω は角振動数 ($=2\pi f$) を表す。式(24)、(25)を式(23)に代入することで空力不安定振動の判定条件として次式を得ることができる。

$$\delta_R < \frac{1}{16\pi^2} a_c U_H^{*2} \quad (26)$$

$$\delta_R = \frac{h_s M_S}{\rho_a A_S L} \quad (27)$$

ここで、 δ_R は質量減衰パラメータを表す。式(26)は左辺の質量減衰パラメータ δ_R が右辺の値を下回った時、空力不安定振動が発生することを表している。式(27)の一般化質量 M_S は振動モードの直交関係を利用すると次式のように表される。

$$M_S = \int_0^L m(s) \phi^2(s) ds \quad (28)$$

ここでは、2次元的な屋根を仮定しており、 m は長さ s あたりの質量を表す。屋根の質量は均一であると仮定している。

5.2. 空力不安定振動の発現風速

空力減衰係数 a_c を任意の無次元風速 U_H^* に対して評価するために、図16のように空力減衰係数 a_c を無次元周波数 f^* に対してプロットし、それらの結果について2次関数を用いて近似曲線を求める。なお、図14、図15の結果によると、 $U_H^* > 1$ の範囲で空力負減衰 ($a_c > 0$) となっていたことから、 a_c の近似曲線を $f^* < 1$ と $f^* \geq 1$ の範囲に分けて与える。図16より a_c と f^*

の関係は以下の式で近似的に表される。

$$a_c(f^*) = -21.44 f^{*2} + 16.96 f^* \quad (0 \leq f^* < 1) \quad (29)$$

$$a_c(f^*) = -1.38 f^{*2} - 25.34 f^* + 22.24 \quad (1 \leq f^*) \quad (30)$$

$$a_c(f^*) = -13.32 f^{*2} + 9.15 f^* \quad (0 \leq f^* < 1) \quad (31)$$

$$a_c(f^*) = -1.72 f^{*2} - 22.86 f^* + 25.0 \quad (1 \leq f^*) \quad (32)$$

ここで、式(29)、(30)は一樣流、式(31)、(32)は境界層乱流に対する近似式である。

次に、得られた空力減衰係数を用いて質量減衰パラメータ δ_R に対する空力不安定振動の発生条件を求める。図17にこれらの結果を用いて得られる空力不安定振動の発現風速を示す。縦軸は質量減衰パラメータ δ_R 、横軸は無次元風速 U_H^* を示しており、式(27)の質量減衰パラメータを用いて得られる無次元風速以上の風速では空力負減衰が構造減衰を上回るため、空力不安定振動が発生することを表す。ここで、無次元風速 U_H^* は軒高風速 U_H を強制加振振動数 f_m とスパン L を用いて無次元化しているが、逆対称一次モードでの強制加振振動数 f_m は屋根の逆対称一次モードの固有振動数 f_a に対応するものである。

空力不安定振動の発生条件を具体的に示すために、代表

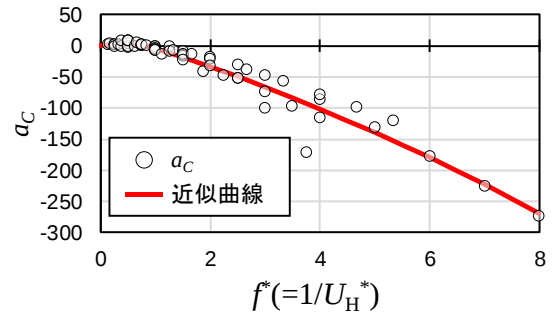


図16 空力減衰係数と近似曲線

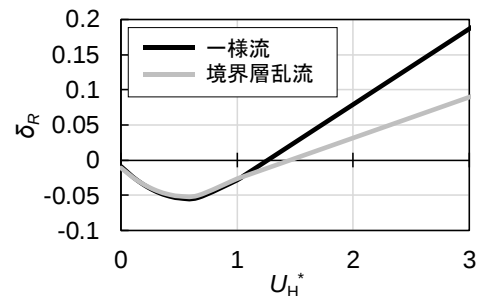


図17 質量減衰パラメータに対する空力不安定振動の発現風速

表1 各屋根における一般化質量と質量減衰パラメータ

	$L/H=3$	$L/H=6$	$L/H=9$
$M_S[\text{kg}]$	60	120	180
$\delta_R[-]$	1.37×10^{-4}	6.83×10^{-5}	4.55×10^{-5}

的な値として、減衰定数 $h_s=1\%$ 、軒高 $H=20\text{m}$ 、屋根の単位面積あたりの質量 m を 2kg/m^2 と仮定する。この場合、各スパン・軒高比に対して得られる一般化質量 M_s と質量減衰パラメータ δ_R 、空力不安定振動は表 1 のようである。そして、これらのパラメータを用いることで得られる空力不安定振動の無次元発現風速は、いずれの L/H についてもほぼ同様であり、一様流では $U_H^*=1.27$ 、境界層乱流では $U_H^*=1.46$ である。これらの U_H^* に対して固有振動数 f_a とスパン L を用いることで大スパン屋根の空力不安定振動の発現風速を得ることができる。表 1 によると、一般化風力を用いて得られた結果と同様、一様流の方が境界層乱流より空力不安定振動が発生しやすいといえる。また、既往の吊屋根に対する研究³⁾では空力不安定振動の発生風速が一様流中で $U_H^*>1.1$ とされているが、本研究の一様流の結果はそれよりもやや大きい値となった。

6.まとめ

強制加振法を用いた CFD 解析に基づき、スパン・軒高比の異なる大スパン陸屋根の空力安定性を評価し、逆対称一次モードの空力不安定振動の発現風速を示した。

静止屋根の風圧分布を見ると、分布形状は軒高によって特徴づけられる。しかし、屋根が振動すると、屋根に作用する変動風圧は屋根の振動モードの影響を受けるため、軒高による影響よりも屋根の振動による影響の方が大きくなることが分かった。屋根に作用する変動風圧のパワースペクトル密度と位相差に着目すると、最大振幅が剥離泡内にある場合、変動風圧のパワースペクトル密度の定性的な傾向は最大振幅が剥離泡の外にある場合と変わらないが、加振振動数が小さい場合には、パワースペクトル密度のピークのすそが広がっており、剥離渦内で屋根が振動する時の特徴と見られる結果が得られた。

屋根に作用する非定常空気力の空力剛性・空力減衰の効果に着目すると、屋根の最大振幅となる位置が剥離泡の内側と外側にある場合で、つまり、スパン・軒高比が変化することで、無次元風速に対する非定常空気力の変化の傾向が異なっていることが示された。しかし、屋根全体の挙動が反映される一般化風力に着目すると、気流による差は見られるものの、スパン・軒高比の変化に対する非定常空気力の変化は比較的小さかった。

最後に、強制加振法によって得られた一般化風力による空力減衰係数を用いて、一様流と境界層乱流に対して、空力不安定振動の発現風速を示した。質量減衰パラメータを用いた検討によると、いずれのスパン・軒高比についても空力不安定振動の発現風速は一様流の方が低いという結果が得られた。軒高風速 U_H をスパン L と逆対称一次モードの固有振動数 f_a で無次元化した無次元風速 U_H^* は一様流では 1.27、境界層乱流では 1.46 となった。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費(課題番号:16J01789)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の助成を受けたものである。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 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.
- 2) Matsumoto, T., 1983. An investigation on the response of pretensioned one-way type suspension roofs to wind action. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 13 (1 – 3), 383 – 394
- 3) Matsumoto, T. 1990. Self-excited oscillation of a pretensioned cable roof with single curvature in smooth flow. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 34 (3), 304 – 318.
- 4) 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, 第 438 号, pp. 39 – 48, 1992.
- 5) 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.
- 6) 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, 第 42 号, pp. 35 – 42, 1990.
- 7) 杉山貞人, 田村哲郎: 大スパン構造物の空力不安定振動に関する数値的考察, 第 16 回風工学シンポジウム論文集, pp. 243 – 248, 2000.
- 8) 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.
- 9) 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.
- 10) 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.
- 11) 上田宏, 田村幸雄, 藤井邦雄: 陸屋根の平均風圧性状に対する気流の乱れの影響 陸屋根の風圧性状に関する研究 その 1, 日本建築学会構造系論文報告集, Vol. 425, pp. 91 – 99, 1991.
- 12) 上田宏, 田村幸雄, 藤井邦雄, 勝村章: 陸屋根の変動風圧性状に対する気流の乱れの影響 陸屋根の風圧性状に関する研究 その 2, 日本建築学会構造系論文集, Vol. 447, pp. 17 – 30, 1993.
- 13) F. Nicoud and F. Ducros: Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, Flow, Turbulence and Combustion, Vol. 62, pp. 183 – 200, 1999.
- 14) 日本建築学会: 建築物荷重指針・同解説, 2014.

- 15) R. Kraichnan: Diffusion by a random velocity field. The Physics of Fluids, Vol. 13 (1), pp. 22 – 31, 1970.
- 16) R. Smirnov, S. Shi, I. Celik: Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling, Journal of Fluids Engineering, Vol. 123, No. 2, pp. 359 – 371, 2001.
- 17) 大熊武司, 丸川比佐夫, 風間弘晴, 新堀喜則, 加藤信男: 大スパン構造物の屋根面に作用する風圧力の性質に関する基礎的研究, 第9回風工学シンポジウム論文集, pp. 97 – 102, 1986.
- 18) 大熊武司, 丸川比佐夫, 萩澤毅: 大スパン構造物の屋根面に作用する非定常風圧特性, 第10回風工学シンポジウム論文集, pp. 73 – 78, 1988.

Unsteady Aerodynamic Forces on Long-span Flat Roofs with Various Span to Eaves-height Ratios

Yuki TAKADATE ^{*1)}

Yasushi UEMATSU ^{*2)}

SYNOPSIS

Aerodynamic stability of long-span flat roofs has been investigated on the basis of the computational fluid dynamics with a large eddy simulation. The span to eaves-height ratio (L/H) of the building was changed from 3 to 9 to understand the effect of the separated flow and the separation bubble, which are strongly affected by L/H , on the unsteady aerodynamic forces acting on the vibrating roof in the first anti-symmetric mode. First, the distributions of mean and RMS fluctuating wind pressure coefficients on the rigid and vibrating roofs were examined, in which the vibration mode was assumed to be the first anti-symmetric mode. The results on the mean and fluctuating wind pressure distributions on the rigid roofs indicate that the eaves height is one of the most important factors to evaluate the wind pressure distributions. It is also found that the distributions of RMS fluctuating wind pressure coefficients on the vibrating roof is characterized by the vibration mode. To understand the characteristics of fluctuating wind pressures in detail, the power spectral densities and phase differences of fluctuating wind pressures were examined. The general shape of the power spectral densities for the vibrating roof was found to be similar to that for the rigid roof. The results indicate that the fluctuating component of wind pressures at the forced vibration frequency is related to the roof's vibration significantly. However, the roof's vibration affects the phase differences of fluctuating wind pressures only a little. The unsteady aerodynamic forces at the location of anti-nodes of vibration mode are affected by the separation bubble generated by the flow separation from the leading edge of the roof. However, the generalized unsteady aerodynamic forces are minutely affected by L/H . Finally, a formula for the critical wind velocity that induces the aerodynamically unstable vibration is proposed on the basis of the generalized aerodynamic damping. The critical reduced wind velocity, defined by the velocity at the eaves height, the span and the natural frequency of the first anti-symmetric mode, are 1.27 and 1.47 for the uniform flow and the turbulent boundary layer, respectively.

^{*1)} Dr. Eng. Researcher, Department of Structural Engineering, Building Research Institute

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