

# 吊膜の風による静的大変形の 2次元数値流体-構造連成解析

中藤誠二<sup>1</sup>・木村吉郎<sup>2</sup>・野村卓史<sup>3</sup>・藤野陽三<sup>4</sup>

<sup>1</sup>学生員 工修 東京大学工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

<sup>2</sup>正会員 Ph.D. 東京大学助教授 工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

<sup>3</sup>正会員 工博 日本大学教授 理工学部土木工学科 (〒101-8308 東京都千代田区神田駿河台 1-8-14)

<sup>4</sup>フェロー Ph.D. 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

本研究では流体と吊膜の連成解析の第一段階として、風による吊膜の静的変形と作用する空気力の関係を明らかにするために、ナビエ・ストークス方程式に基づく有限要素流体解析と2次元吊膜モデルを連成させて、空気力とつり合う吊膜断面形状を求めた。解析においては空気力の変化に応じて膜は大きく変形し、そのことがさらに流れ場を変化させるため、流体と構造の連成の程度が大きい。そのため、減速緩和法と変位に打ち切り制限を設けた荷重増分法により計算を安定化させ、膜の静的変形を求めた。その際、各計算ステップにおける変形形状に対する空気力を効率良く求めるためにALE法を応用した解析手法を構成した。得られた収束形状は、実験で観測された静的変形と定性的に一致した。

**Key Words:** fluid-structure interaction, computational fluid dynamics, static equilibrium analysis, load incremental approach, suspended membrane, wind-induced deformation

## 1. はじめに

吊膜屋根は広い面積を比較的単純な構造でカバーできるという特長をもつが、極めて軽量でフレキシブルなため、耐風安定性を確保することが重要となる。

吊膜屋根の対風挙動に関する研究は、主に風洞実験により行われてきた。実験は、両端が固定支持されている場合に生じるフリッター現象を対象として多く行われている<sup>1)-9)</sup>。一方、吊膜が懸垂ケーブルによって両端を支持されている場合には、膜全体の回転変形がある風速において急激に大きくなり、膜が吹き飛ばされるダイバージェンスが生じることが示されている<sup>10)</sup>。しかし、風洞実験では膜の変形にともなって変化する空気力分布などの測定を行うことは困難であり、フリッターやダイバージェンスの発生機構のメカニズムを実験的に明らかにすることは難しい。

解析的なアプローチによる研究も行われており、薄翼理論を用いた2次元膜の対風挙動に関する解析がSouth<sup>11)</sup>やNewman<sup>12)</sup>、Cyr<sup>13)</sup>らによって行われている。基本的にはポテンシャル流れを仮定して作用する空気力を求めているため、剥離、再付着等の存在する複雑な流れ場

において作用する空気力は必ずしも正確には再現されないものと考えられる。

一方、吊膜まわりの流れを数値流体解析により求め、それを吊膜の挙動と連成させることにより、現象の詳細を明らかにできれば、メカニズムの解明に大いに貢献するものと考えられる。関連した研究として、片面が風に曝された吊膜に対する志村らの研究<sup>14)</sup>、紙のフリッターを対象とした渡辺らの研究<sup>15)</sup>、パラシューの展開を対象としたBenneyらの研究<sup>16)</sup>があるが、解析手法や精度の検討などは必ずしも十分ではない。流体-構造連成解析は、一般に数値計算上の不安定性が大きく、対象とする個々の現象に応じて計算の安定化がはかられている。その中でも吊膜の対風挙動は、膜の変形にともなって流体力が変化し、それに応じて膜がさらに変形するというように空気力と構造物の連成の程度が大きいため、数値計算上の不安定性が特に大きく、その連成解析手法はまだ十分に確立されていない。

そこで、本研究では数値流体解析を用いて、流体と膜が連成する問題を安定に解析する手法の確立を目指す。流体と膜の動的な連成解析<sup>17)18)</sup>も試みられているが、

動的連成解析は数値的に極めて不安定であるので、解析の安定化と解の精度の両方を満たすような解析を行うことは難しい。そこで研究の第一段階として、吊膜の対風挙動に関する流体と膜の静的連成解析を行うこととした。静的解析を行うことができれば、懸垂ケーブルによって両端を支持された吊膜においてクリティカルであるダイバージェンスの発生メカニズムを明らかにすることが可能となる。また、フランジャーが発生しない場合には、膜の静的つり合い状態において膜に作用する空気力ならびに膜を支持する部材に作用する張力を求めることが耐風設計のために必要となる。従って静的連成解析手法の確立のみを取っても工学的な価値は高いものと考えられる。

解析においては、まず、有限要素法を用いて膜の大変形挙動を解析する手法を構成した後、有限要素法による数値流体解析と膜の大変形解析を組み合わせて膜の対風挙動の解析を行った。なお解析の対象としては、問題を単純化するため、主流方向面内における膜断面（ここでは「2次元膜」とよぶこととする）の挙動を対象とした2次元解析を行う。また、基本的な吊膜形状として、2次元膜の両端が固定支持され、吊膜の両面が風に曝されたものを対象とした。解析の対象とする吊膜の諸元は、奥田らの実験<sup>9)</sup>に対応したものとし、結果を比較することにより解析の精度を検討した。

## 2. 2次元膜の解析方法

本研究では、簡単化のため、2次元膜をピン結合された多数のトラス要素としてモデル化する。トラス要素を用いた場合、変位が線形補間なので、流速双線形分布の四辺形要素で表されている流体領域と接触面での整合性がよい。2次元膜の曲げ剛性は小さいため、このようなピン結合されたトラス要素でのモデル化も妥当と考えた。

外力 $\mathbf{f}$ と釣り合う内力 $\mathbf{f}_{int}$ を求める問題を考える。初期状態からの膜の変位を $\mathbf{d}_0$ とすると、そのときの内力（張力）は変位の関数として $\mathbf{f}_{int}(\mathbf{d}_0)$ と表される。内力は要素の無応力状態における長さを基準とした張力で表し、これを全体座標に座標変換して用いた。不平衡力 $\mathbf{R}$ は

$$\mathbf{R} = \mathbf{f} - \mathbf{f}_{int}(\mathbf{d}_0) \quad (1)$$

と表せる。不平衡力 $\mathbf{R}$ に対する膜の変形を $m$ 回の荷重増分によって求める。 $\Delta\lambda (=1/m)$ を荷重増分の割合、 $\mathbf{K}'$ を接線剛性とすると、荷重増分 $m+1$ 回目の変位増分が

$$\Delta\mathbf{d}^{m+1} = \mathbf{K}'^{-1}(\mathbf{d}^m) \Delta\lambda \mathbf{R} \quad (2)$$

として求められる。ここに $\mathbf{d}^m = \mathbf{d}_0 + \sum_{l=1}^m \Delta\mathbf{d}^l$ である。これは接線剛性が節点変位 $\mathbf{d}$ の関数である非線形問題となるので、精度を上げるためにNewton-Raphson法を用いて繰り返し計算を行う。荷重増分 $m+1$ 回目における繰り返し $i$ 回目の変位ベクトルが

$$\mathbf{d}^{(i)} = \mathbf{d}^m + \sum_{j=1}^i \Delta\mathbf{d}^{(j)} \quad (3)$$

と表せるとき、 $i+1$ 回目の変位増分ベクトルは

$$\Delta\mathbf{d}^{(i+1)} = \mathbf{K}'^{-1}(\mathbf{d}^{(i)}) (\Delta\lambda \mathbf{R} + \mathbf{f}_{int}(\mathbf{d}^m) - \mathbf{f}_{int}(\mathbf{d}^{(i)})) \quad (4)$$

となる。こうして収束条件

$$\left| \max \left( \frac{\Delta\mathbf{d}^{(i+1)}}{\sum_{j=1}^i \Delta\mathbf{d}^{(j)}} \right) \right| \leq \epsilon \quad (5)$$

を満たすまで繰り返し計算を行う。 $\epsilon$ の値は $1.0 \times 10^{-6}$ とした。こうして $\Delta\mathbf{d}^{m+1} = \sum_i \Delta\mathbf{d}^{(i)}$ を得ることができ、最終的に外力 $\mathbf{f}$ との釣り合い位置の節点変位が

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}_0 + \sum_{l=1}^m \Delta\mathbf{d}^l \quad (6)$$

として求められる。

幾何学的非線形の影響が大きいと考えられるので、構成則にひずみの2次項を考慮したものを用いることとし、それに基づいて要素ごとの接線剛性 $\mathbf{K}'_e$ は以下のようになる<sup>10)</sup>。

$$\begin{aligned} \mathbf{K}'_e &= \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} \\ K_{xx} &= \frac{EA}{l_0} \left\{ 1 + \frac{2(d_2^x - d_1^x)}{l_0} + \left( \frac{d_2^x - d_1^x}{l_0} \right)^2 \right\} \\ K_{xy} &= \frac{EA}{l_0^2} (d_2^y - d_1^y) + \frac{EA}{l_0^3} (d_2^x - d_1^x)(d_2^y - d_1^y) \\ K_{yx} &= \frac{EA}{l_0^2} (d_2^y - d_1^y) + \frac{EA}{l_0^3} (d_2^x - d_1^x)(d_2^y - d_1^y) \\ K_{yy} &= \frac{EA}{l_0^3} (d_2^y - d_1^y)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

$d_i^x, d_i^y$  ( $i=1,2$ ) はそれぞれ軸方向、軸直角方向の節点変位で、 $i$ は要素両端の節点を示す。これを要素ごとに重ね合わせて全体接線剛性マトリクス $\mathbf{K}'$ を求めた。

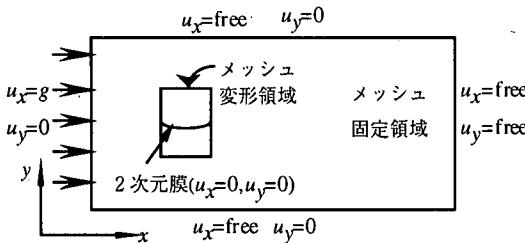


図-1 境界条件

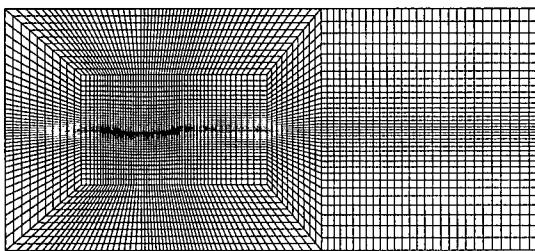


図-2 メッシュ図

### 3. 流体解析手法

本研究では、4章で述べるように計算の効率化のために、膜を変形させながら流体を解くときの手法として、ALE (Arbitrary Lagrangian -Eulerian) 法<sup>19)</sup>を用いた。以下に用いた手法の概要を示す。

#### (1) ALE 法に基づく流体の基礎方程式

流体は非圧縮性、粘性流体とし、高 Re 数の計算を LES 手法を用いて実現可能な計算負荷のもとで行うため、乱流モデルに Smagorinsky モデル<sup>20)</sup>を用いた LES 有限要素解析を行った。2 次元解析に LES を用いることについては、その物理的意味が明確でないとする議論もあるが、たとえば角柱周りの流れ解析において 2 次元解析でも LES を用いることにより実現象を良く再現できた例もある<sup>21)</sup>。本研究では流体と膜の連成解析手法の確立を第一の目的としているため、ここでは特に LES 手法の検討は行っていない。解析領域と境界条件を図-1 に、用いたメッシュを図-2 に示す。節点数は 5014、要素数は 4864 である。

ALE 法は、解析メッシュの節点が流体粒子とともに動くラグランジュ的立場と、空間に固定されているオイラー的立場の中間的な立場をとる方法で、節点の移動が流体粒子の運動とは独立に物体運動に関連づけて任意に設定される。本解析で扱う非圧縮 2 次元 Navier-Stokes 方程式および連続条件式は、ALE 法によると以下のように記述される。

$$\begin{aligned} \rho \left[ \bar{u}'_i + (\bar{u}_j - \hat{u}_j) \bar{u}_{i,j} \right] &= \tau_{ij,j} + f_i \\ \tau_{ij} &= -\bar{p} \delta_{ij} + (\mu + \mu_G) (\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i}) \\ \bar{u}_{i,i} &= 0 \end{aligned} \quad \text{in } \Omega(t) \quad (8)$$

ここで、 $\Omega$  は境界  $\Gamma$  で囲まれた解析領域、 $\rho$  は流体密度、 $u_i$  は流速、 $\hat{u}_i$  はメッシュ速度（節点の移動速度）、 $\tau_{ij}$  は応力テンソル、 $f$  は物体力、 $p$  は圧力であり、 $\delta_{ij}$  はクロネッカのデルタ、 $\mu$  は粘性係数である。 $u'_i$  は流速成分  $u_i$  の参照領域における時間  $t$  に関する微分を表し、物質微分  $\dot{u}$  との間に次の関係がある。

$$u_i = u'_i + (u_j - \hat{u}_j) \mu_{i,j} \quad (9)$$

$u_{i,j}$  は流速成分  $u_i$  の空間座標  $x_j$  に関する微分である。 $\bar{u}$ 、 $\bar{p}$  はそれぞれ速度、圧力の格子平均を表し、Smagorinsky モデルを用いて得られる SGS 渦粘性係数  $\mu_G$  は次のように表される。

$$\mu_G = \rho (C_s \Delta)^2 \left[ \bar{u}_{i,j} (\bar{u}_{j,i} + \bar{u}_{i,j}) \right]^{1/2} \quad (10)$$

$\Delta$  は特性的なフィルタ幅で  $(\Delta e)^{1/2}$  と表される。 $\Delta e$  は有限要素の面積である。Smagorinsky 定数  $C_s$  は 0.10 とした。

境界  $\Gamma$  は、流速規定境界  $\Gamma_g$ 、トラクション規定境界  $\Gamma_h$ 、物体境界  $\Gamma_f$  に分けられ、それぞれ以下の境界条件が規定される。

$$\begin{aligned} \bar{u}_i &= g_i, \quad \hat{u}_i = 0 \quad \text{on } \Gamma_g \\ t_i &\equiv \tau_{ij} n_j = h_i, \quad \hat{u}_i = 0 \quad \text{on } \Gamma_h \\ \bar{u}_i &= \hat{u}_i \quad \text{on } \Gamma_f \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 $t_i$  はトラクション、 $n_j$  は境界上の外向き単位法線ベクトル、 $g_i$  と  $h_i$  は規定された境界の値である。

#### (2) 流体に関する有限要素方程式

ALE 記述した Navier-Stokes 方程式と連続条件式に、 SUPG(Streamline Upwind / Petrov - Galerkin) 法<sup>22)</sup>を適用して離散化すると、以下の有限要素方程式が得られる。

$$\mathbf{M}\mathbf{a} + \mathbf{N}\mathbf{v} - \mathbf{G}\mathbf{p} = \mathbf{f} \quad \text{in } \Omega(t) \quad (12)$$

$$\mathbf{G}'\mathbf{v} = 0 \quad \text{in } \Omega(t) \quad (13)$$

ここに  $\mathbf{M}$  : 質量マトリクス、 $\mathbf{a}$  : 節点加速度ベクトル、 $\mathbf{v}$  : 節点速度ベクトル、 $\mathbf{G}$  : 勾配に関するマトリクス、 $\mathbf{p}$  : 要素圧力のベクトル、 $\mathbf{f}$  : 物体力および境界における流体力からなるベクトルである。 $\mathbf{N}$  は対流項、粘性項および人工粘性に関するマトリクスを便宜的にまとめて表したものでメッシュ移動速度を  $\hat{\mathbf{v}}$  としたときの移流速度  $\mathbf{v} - \hat{\mathbf{v}}$  の関数である。要素には流速双線形、圧力一定の四辺形混合補間要素を用いた。

時間積分には予測子・修正子法を用いた。 $t = t_n$  から

$t=t_{n+1}$ への計算における積分計算は次のようになる。

予測子 ( $i=0$ ) は

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_{n+1}^{(i)} &= 0 \\ \mathbf{v}_{n+1}^{(i)} &= \mathbf{v}_n + \Delta t(1-\gamma)\mathbf{a}_n \\ \mathbf{p}_{n+1}^{(i)} &= \mathbf{p}_n\end{aligned}\quad \text{in } \Omega(t) \quad (14)$$

となる。 $\gamma$ はNewmark公式のパラメータで、 $\gamma=0.55$ とした。次式を解いて、繰り返し数 $i=1$ における、非圧縮条件を満足していない仮の加速度増分 $\Delta\mathbf{a}^{*(i)}$ を求める。

$$\bar{\mathbf{M}}_{n+1}^{(i)} \Delta\mathbf{a}^{*(i)} = \mathbf{f}_{n+1} - \left( \mathbf{M}\mathbf{a}_{n+1}^{(i)} + \mathbf{N}\mathbf{v}_{n+1}^{(i)} - \mathbf{G}\mathbf{p}_{n+1}^{(i)} \right) \quad \text{in } \Omega(t) \quad (15)$$

ここで $\bar{\mathbf{M}}$ は $\mathbf{M}$ の lumped mass を表す。次に、連続の式を満たすように、圧力増分が次式のポアソン方程式を解いて求められる。

$$\gamma\Delta t \mathbf{G}_{n+1}^{(i)} \bar{\mathbf{M}}^{(i)-1} \mathbf{G}_{n+1}^{(i)} \Delta\mathbf{p}^{(i)} = -\mathbf{G}_{n+1}^{(i)} \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{v}_{n+1}^{(i)} + \gamma\Delta t \Delta\mathbf{a}^{*(i)} \\ \bar{\mathbf{v}}_{n+1} \\ \dot{\mathbf{d}}_{n+1} \end{array} \right\} \quad \text{in } \Omega(t) \quad (16)$$

$\bar{\mathbf{v}}$ は速度が規定されている境界での速度であり、 $\dot{\mathbf{d}}$ は膜に接する節点の速度である。加速度増分は

$$\Delta\mathbf{a}^{(i)} = \Delta\mathbf{a}^{*(i)} + \bar{\mathbf{M}}_{n+1}^{-1} \mathbf{G}_{n+1} \Delta\mathbf{p}^{(i)} \quad \text{in } \Omega(t) \quad (17)$$

となる。修正された値は以下のようになる。

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_{n+1}^{(i+1)} &= \mathbf{a}_{n+1}^{(i)} + \Delta\mathbf{a}^{(i)} \\ \mathbf{v}_{n+1}^{(i+1)} &= \mathbf{v}_{n+1}^{(i)} + \gamma\Delta t \Delta\mathbf{a}^{(i)} \\ \mathbf{p}_{n+1}^{(i+1)} &= \mathbf{p}_{n+1}^{(i)} + \Delta\mathbf{p}^{(i)}\end{aligned}\quad \text{in } \Omega(t) \quad (18)$$

増分を求め修正する段階は2回行う。このようにして次ステップの流体の状態が得られる。それに対して、膜に作用する空気力は以下のようになる。

$$\mathbf{f}_{n+1} = \mathbf{M}\mathbf{a}_{n+1} + \mathbf{N}\mathbf{v}_{n+1} - \mathbf{G}\mathbf{p}_{n+1} \quad \text{on } \Gamma_I \quad (19)$$

### (3) 平板回りの流体計算による精度の検討

空気力の検証を行うために迎角のある平板周りの流れの解析を、膜周りの流れの解析と同じ節点数および要素数を用いて行った。

その結果、平板前縁部の剥離点を中心に平板近傍において、要素ごとに圧力の値が交互に大小の値をとるチェックボードモード現象が見られた。これは流速線形・圧力一定要素の場合に見られる現象で、正しい解に影響を及ぼさないゼロエネルギー モードである<sup>29</sup>。事実、膜軸方向の空気力に関して移動平均をとると前

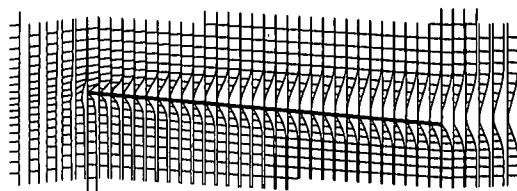


図-3 平板近傍の流速ベクトル

(風速 1m/s, 迎角 5°)

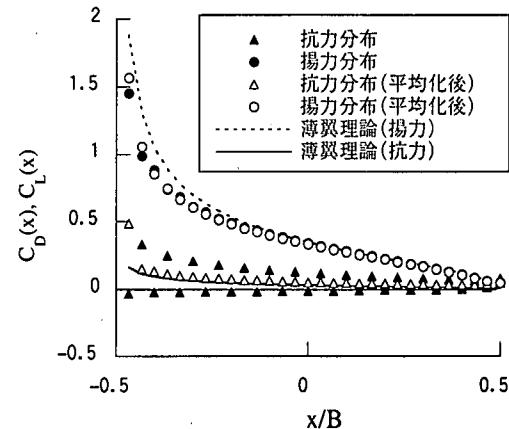


図-4 迎角 5° の平板に作用する空気力係数の分布 (風速 1m/s)

縁近傍の値を除いてほぼゼロとなる。

具体的には以下の形で移動平均をとり、交互に大小となる圧力の影響を取り除くこととした。

$$\text{先端部および後端部 } \bar{f}_j = \frac{3}{4} f_j + \frac{1}{4} f_{j-1} \quad (20)$$

$$\text{上記以外の点 } \bar{f}_j = \frac{1}{4} f_{j-1} + \frac{1}{2} f_j + \frac{1}{4} f_{j+1} \quad (21)$$

ただしここでの $j$ は節点番号である。

迎角 5°, 風速 1m/s (翼弦長を代表長さとしたときのレイノルズ数が $5.3 \times 10^4$ ) の場合の解析結果を示す。ある瞬間ににおける流速ベクトル図を図-3に示す。速度場は滑らかであり、圧力が大小交互になる現象の速度場に対する影響はほとんど見られない。図-4に空気力分布の数値解析結果を、薄翼理論<sup>24</sup>に基づく解析値とともに示す。原点を翼中心にとり、主流方向に $x$ 軸をとった。値は翼弦長を代表長さとした空気力係数の形で示してある。前縁近傍の抗力に関しては平均化の効果が十分ではないが、それ以外の点では移動平均によって大小交互となる圧力解の影響が取り除かれ、薄翼理論に基づく値と近いものとなっている。揚力分布は移動平均を行わない場合でも、薄翼理論に基づく値と近いものとなっており、揚力については大小交互となる

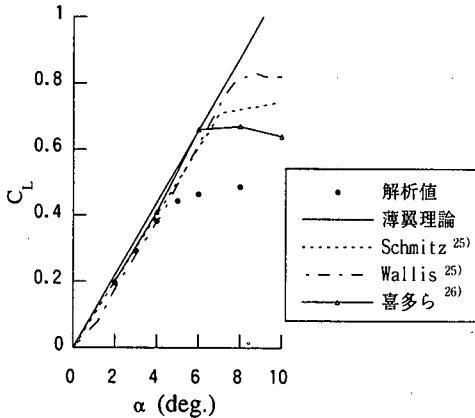


図-5 過角に対する揚力係数の変化(風速1m/s)

圧力解の影響が小さいといえる。

移動平均後の揚力係数の過角に対する変化を実験値<sup>25, 26</sup>とともに図-5に示す。過角が大きい場合には、解析値は実験値と比べて小さな値となっている。LESでは一般に、物体のごく近傍においては減衰関数を用いて渦粘性を減衰させることが行われる。しかし、ここで対象とするような尖った角を有する形状に対する減衰関数の適用手法は明らかでないため、本研究では特に物体近傍における渦粘性の補正を行っていない。そのため、平板との境界付近での渦粘性を過大に評価している可能性があり、それがこうした差異の原因となっているとも考えられる。

数値解析の精度をさらに上げるために、平板近傍のメッシュ分割をより細かくする、乱流モデルを工夫する等の方策が必要と言える。しかし、本研究では流体と物体の連成手法を確立することを第1の目的としており、解析値は空気力分布や揚力勾配等の定性的な傾向は再現していることから、空気力の解析精度をこれ以上上げるための方策は採っていない。なお、この後に示す空気力は、すべて移動平均後の値を示している。

#### 4. 空気力による2次元膜の静的変形の解析

風により生じる膜の変形形状を得ることを目的として、流体は動的に解くが、膜に関しては静的解析を行うこととする。解析の流れは図-6に示すようなもので、数値流体解析により得られる空気力を、減速緩和法を用いて膜に与えて、混合法によって膜の静的変形を求める部分(図-6の(1)の部分)と、変形が生じた後の膜に作用する空気力をALE流体解析を用いて効率良く求める部分(図-6の(2))に分けられ、この2つの部分の繰り返し収束計算となる。以下この2つの部分について述べる。

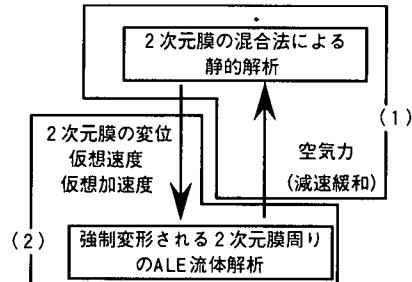


図-6 解析の流れ

##### (1) 空気力による2次元膜の静的変形の解析方法

膜に作用する空気力をそのまま外力として作用させて静的解析を行うと、それだけで膜が反転してしまうことがある、変形後の膜形状に作用する空気力と釣り合っている空気力とはかけ離れたものとなるため、繰り返し計算の収束性は非常に悪くなる。そこで空気力に関して、減速緩和法を用いることとした。膜の形状決定には空気力の微妙な分布形状が影響し、空気力の大きさの影響は小さい。従って、減速緩和係数を、空気力の大きさによってではなく、膜の変形量によって決めることで収束性が良くなると考えられる。しかし、減速緩和係数に用いる変位の決め方が難しいため、ここでは荷重増分法の各ステップにおいて変位の大きさを制限して行う方法を用いることとした。

具体的には次のようになる。流体計算と静的変形解析の繰り返しにおける $k$ 回目の初期状態からの膜の変位を $\mathbf{d}_k$ と表す。この時不平衡力は

$$\mathbf{R} = \mathbf{f}(\mathbf{d}_k) - \mathbf{f}_{\text{int}}(\mathbf{d}_k) \quad (22)$$

となる。 $\mathbf{f}(\mathbf{d}_k)$ は膜形状( $\mathbf{d}_k$ )に対して流体解析を行って得られる空気力である。静的変形解析の荷重増分の過程において、膜節点の $x$ 方向あるいは $y$ 方向の最大変位が $\Delta d_{\max}$ (弦長70cmに対して0.1cmを用いることが多かった)を超えた場合には、実際に作用する空気力と計算に用いている空気力の差が大きくなると考え、荷重の増分を打ち切り、その状態での形状を $k+1$ 回目の膜形状とした。式で表すと次のようになる。まず $\mathbf{f}(\mathbf{d}_k)$ に対する荷重増分の繰り返し $l$ 回目の変位増分を

$$\Delta \mathbf{d}^{(l)} = \mathbf{B}(l, \Delta \lambda \mathbf{R}) \quad (23)$$

と表す。ここに $\mathbf{B}$ は2章で示したNewton-Raphson法による繰り返し計算を含んだ手順を表す関数である。 $\Delta \lambda$ は荷重増分の割合である。荷重増分をある回数行ったときに、それまでの変位増分の和が次の条件に達したときに $k+1$ 回目の静的変形解析を終了することとした。

$$\max\left(\sum_{l=1}^m \Delta d^{(l)}\right) > \Delta d_{\max} \quad (24)$$

なお、変位増分は  $x$  方向成分、 $y$  方向成分それぞれに対して判定条件を適用している。このとき、 $k+1$  回目の変位は

$$d_{k+1} = d_k + \sum_{l=1}^m \Delta d^{(l)} \quad (25)$$

と表される。不平衡力  $\mathbf{R} = \mathbf{f}(d_k) - \mathbf{f}_{int}(d_{k+1})$  は次ステップに持ち越す。減速緩和係数は  $m\Delta t$  で表され、 $k+1$  回目の減速緩和された外力（内力と等しい）は次のように表される。

$$\mathbf{f}_{int}(d_{k+1}) = \mathbf{f}_{int}(d_k) + m\Delta t[\mathbf{f}(d_k) - \mathbf{f}_{int}(d_k)] \quad (26)$$

繰り返し計算が収束する場合、すなわち  $\mathbf{f}_{int}(d_{k+1}) = \mathbf{f}_{int}(d_k)$  のときには、空気力と内力（膜の張力）のつり合い位置が得られる。風速を加速する間に、荷重増分 1 ステップで最大変位が  $\Delta d_{\max}$  を超えるケースがあったが、計算が発散しない場合にはそのまま計算を続けた。

パラメータである最大変形量  $\Delta d_{\max}$  は膜形状の変化に対する空気力の変化の大きさを考慮して設定した。値は試行錯誤によって決めるが、基本的には  $\Delta d_{\max}$  を小さくすることで計算は安定に進めることができる。

## (2) 作用する空気力を求める計算手順

ある風速における膜周りの数値流体解析を行う場合、膜が変形するごとに計算を最初から始める方法では、流れ場が定常状態に達するまでに時間がかかり、計算時間は膨大なものとなる。ところで膜を 1 ステップ毎にきわめて少しづつ変形させていくとすると、膜周りの流れ場は 1 ステップ前の膜周りの流れ場に近いと考えられる。そこで計算時間短縮のため、流体解析において、3 章で示した ALE 手法を用いて、膜を変形させながら流体計算を行い、次ステップでの膜形状まわりの流れ場を求ることとした。この場合、流体解析において膜が変形する時間  $T$  とその際の速度および加速度は、安定に計算が行えるようなものを仮想的に与えることとなる。

式(25)における変位増分  $\sum_{l=1}^m \Delta d^{(l)}$  に対して、膜の変形を、例えば Newmark の  $\beta$  法に基づいて加速度をもとめ、変形時間  $T$  の間を次のように速度 1 次、変位 2 次で補間すると、

$$\ddot{d}_{k+1} = \left\{ d_{k+1} - d_k - T\dot{d}_k - \frac{1}{2}T^2(1-2\beta)\ddot{d}_k \right\} / (\beta T^2)$$

$$\dot{d}_{k+1}'' = \dot{d}_k + n\Delta t\{(1-\gamma)\ddot{d}_k + \gamma\ddot{d}_{k+1}\}$$

$$d_{k+1}'' = d_k + n\Delta t(1-\gamma)\dot{d}_k + (n\Delta t)^2 \left\{ \left( \frac{1}{2} - \beta \right) \ddot{d}_k + \beta \ddot{d}_{k+1} \right\}$$

(27)

となる。ここに  $\Delta t$  は流体の積分時間間隔、 $n$  は流体計算のステップ数、 $\beta$ 、 $\gamma$  はそれぞれ Newmark の  $\beta$  法におけるパラメータである。こうした仮想的な運動をする 2 次元膜まわりの流体の計算を行ったところ、空気力が流体の 1 ステップごとに振動する現象が見られた。振動は膜が仮想的な運動を始めて加速度が不連続になる直後に非常に大きくなり、徐々に収まった。

そこで、膜の仮想的な運動によって、衝撃的な力が流体に与えられないよう、加速度をなめらかに与えることによって、数値解のステップごとの振動を抑えることを考えた。具体的には、加速度、速度が変形時間の初めと終わりで 0 になるように、変形時間  $T$  の間を加速度 3 次、速度 4 次、変位 5 次で補間した。

$$\begin{aligned} \ddot{d}_{k+1}'' &= 60(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right) - 180(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^2 \\ &\quad + 120(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^3 \\ d_{k+1}'' &= 30(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^2 - 60(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^3 \\ &\quad + 30(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^4 \\ d_{k+1}'' &= d_k + 10(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^3 - 15(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^4 \\ &\quad + 6(d_{k+1} - d_k) \left( \frac{n\Delta t}{T} \right)^5 \end{aligned} \quad (28)$$

加速度をなめらかに与えた場合でも、変形時間  $T$  が短い場合には流体の状態量が数値的に振動するため、流体計算の安定性を考慮して変形時間  $T$  を設定した。値は試行錯誤によって決められるが、基本的には  $T$  を大きくとることで計算は安定に進めることができる。

このように膜を強制的に変形させた場合に、膜の加速度が不連続な場合は、数値的に非常に大きな空気力が発生したことから、流体と膜を交互に解く動的連成解析においても、膜の加速度が不連続にならないように計算を進めることによって不安定性を回避することができる可能性もあると考えられる。

## 5. 解析対象と解析の詳細

以上に述べた解析手法を用いて、奥田らの実験<sup>8)</sup>の諸元に合わせ、弦長  $B=70\text{cm}$ 、サグ比 0.04~0.164 の 2 次元膜を対象とした解析を行った。膜の弾性係数は  $2.0 \times 10^{10} \text{ g cm/s}^2/\text{cm}^2$ 、単位面積あたり質量は  $0.0140 \text{ g/cm}^2$ 、厚さは  $0.0201\text{cm}$  である。2 次元膜は両端ピン支持で、流速方向に水平に置いた。風速  $U$  は  $1\text{m/s}$  から  $10\text{m/s}$  の範囲とした。この時、弦長を代表長さとして  $\text{Re}$  数は  $5.3 \times 10^4 \sim 5.3 \times 10^5$  となる。

奥田らの実験では、風が作用したときの膜の応答には基本的に 3 つの安定した状態があることが明らかにされている。すなわち、下に凸でつり合った状態、上に凸でつり合った状態、フラッタ状態である。同じ流速に対して複数の安定な状態が存在し、人為的に外乱を与えると、他の状態に移行する。

今回の解析では、計算初期の不安定性を小さくするために、無風時を初期条件として、目的の風速まで徐々に流入風速を上げていった。流入風速を上げている間にも、数回、膜の変形解析を行い、風速とともに徐々に変形させることとした。ただし、風速上昇時には風速一定時に比べて空気力の変動が大きくなるため、荷重増分の割合  $\Delta\alpha$  をより小さな値とすることで計算を継続し、目的の風速にまで達することとした。流れ場が定常状態に達した後、流体解析と膜の変形解析の繰り返し計算を、下に凸のつり合い状態が収束するまで行った。

こうして下に凸のつり合い状態が得られた場合には、さらに上に凸のつり合い状態を求める計算を行った。その方法として、ここでは、下に凸の状態を初期状態として、人為的に重力を徐々に反対方向（上向き）に増分させながら膜を変形させて、重力の方向が反対になるまで計算を行うことで、上に凸の収束状態（上下は逆向き）を得ることとした。

計算は無風時懸垂状態から風速を無次元時間 ( $Ut/B$ ) 約 7 の時間をかけて上昇させた。その後、無次元時間約 5 の間に膜に作用する空気力はほぼ定常に達する。膜の静的解析は風速上昇時も含めて無次元時間約 1.5 おきに行った。ただし、収束形状に近い場合には無次元時間約 6 おきに静的解析を行った。4 章で述べた 1 ステップ毎の膜の変形時間  $T$  は、静的解析の時間間隔の半分（約 0.75、収束形状に近い場合には 3）とした。一方、繰り返し計算における  $\Delta d_{\max}$  の値は、それぞれのケースで試行錯誤をした結果、 $0.05\text{cm}$  から  $0.5\text{cm}$  の範囲とすることによって安定した解析が行えた。時間刻みはクーラン数  $C_r$  ( $= U\Delta t / \Delta x$ ) が 1 以下となるようにした。

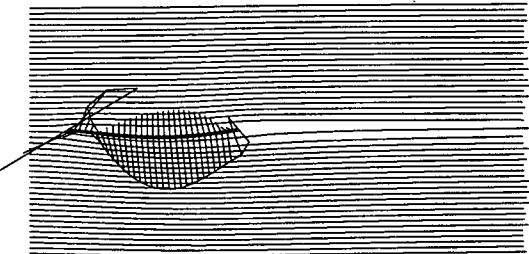


図-7 流線および空気力の分布形状  
(サグ比 0.04、風速  $10\text{m/s}$ )

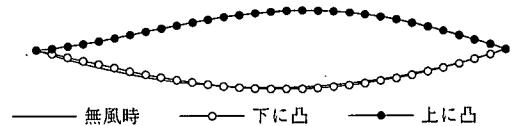


図-8 膜の収束形状(サグ比 0.04、風速  $5\text{m/s}$ 、  
(y 方向変位は 2 倍に拡大してある)

$\Delta x$  はメッシュの最小幅である。具体的には、例えば風速  $5\text{m/s}$  のケースで時間刻み  $\Delta t$  を  $0.001\text{s}$  とした。

## 6. 解析結果および考察

サグ比 0.04 のケースでは、すべてのケースで下に凸の収束形状が得られた。風速  $10\text{m/s}$  の収束状態における流線図及び膜節点に作用する空気力分布を図-7 に示す。空気力は節点ごとに上面、下面に分けてベクトル表示した（ベクトルの矢印のかわりに、それぞれの矢印の先端を線分で結んで表示してある。端部が線分で結ばれていないものは、膜に向かって作用する空気力を表す）。

次に上に凸の状態を求める計算の結果、風速  $5\text{m/s}$  以上のケースでは収束形状が得られたが、風速  $4\text{m/s}$  以下のケースでは収束形状が得られず、膜が重力によって降下し始めた。

図-8 に無風時の懸垂形状、風速  $5\text{m/s}$  における下に凸の形状、上に凸の形状をそれぞれ示す。y 方向の変位は 2 倍に拡大してある。上に凸の場合は、下に凸の形状を反転したものに比べて膜の上流側で下向きにやや変位している。

下に凸の収束形状における外力の分布の解析結果を図-9 に示す。ここで外力の分布とは、膜節点に作用する鉛直方向の空気力に自重を加えて、速度圧と要素長さの積で割った値の膜軸上の分布である。各風速における分布形状はほぼ一致したが、風速が上がるにつれ、外力のうち自重の占める割合が小さくなり、外力の分布値は収束していく傾向にある。膜前縁側に上向きの

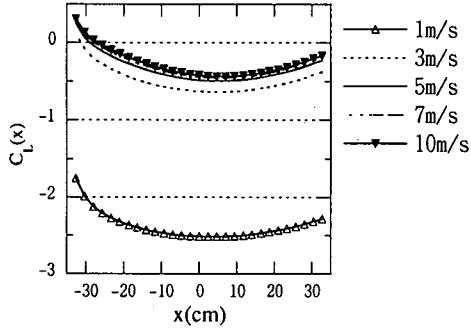


図-9 下に凸の収束形状における外力の分布  
(サグ比 0.04)

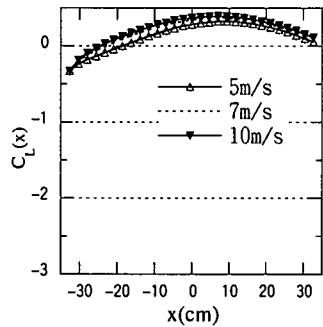


図-10 上に凸の収束形状における外力の分布  
(サグ比 0.04)

外力が働いているが、ほとんどの部分で下向きの外力が働いている。

次に上に凸の収束形状が得られた場合の外力の分布を図-10に示す。膜の上流側が下向きにやや変位していること(図-8)に対応して、前縁付近の下向きに作用する外力の範囲が増えている。風速5m/sのケースでその傾向が顕著である。

サグ比0.06の場合には、風速1m/sから10m/sにかけて、すべてのケースで下に凸の収束形状が得られた。上に凸のケースは風速5m/s以下で収束形状が得られなかった。収束形状は図-8とはほぼ同様であった。

以上、サグ比0.04, 0.06で得られた解析結果は、サグ比0.04における上に凸の状態の下限風速が5.0m/sであるという奥田らの実験結果とほぼ対応するものである。

サグ比0.10の場合には、風速1m/sから3m/sにかけては下に凸の収束形状が得られたが、4m/s以上では、膜が上に反転していく傾向となり収束形状が得られなかった。また下に凸の収束形状が得られた風速1m/s～3m/sのケースについて、上に凸の解析を行ったがいずれも収束形状は得られなかった。

風速3m/sのときの流線図および空気力を図-11に示す。膜上流側に作用する空気力が大きくなり、膜下流側に

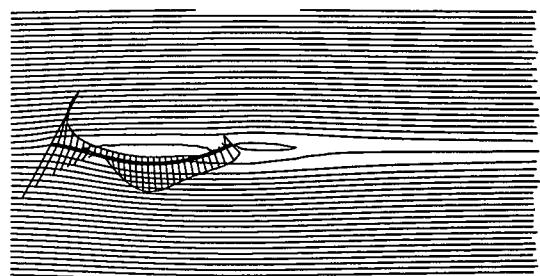


図-11 流線および空気力の分布形状  
(サグ比 0.10, 風速 3m/s)

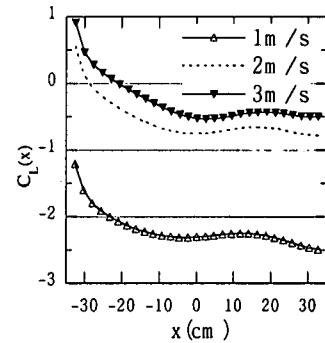


図-12 鉛直方向の外力係数の膜軸方向分布  
(サグ比 0.10)

作用する下向きの揚力が相対的に小さくなっている。

膜に作用する外力の分布形状を図-12に示す。外力が上向きから下向きに変わることで、風速が上がるにつれて下流側に移行している。

サグ比0.164のケースでは風速2m/sまで下に凸の収束形状が得られた。風速2m/sのときの流線図および空気力を図-13に示す。収束形状をy方向の変位を拡大しないで図-14に示す。風速は異なるが奥田らの実験結果<sup>9)</sup>(図-15)と対応した形状が得られている。ただし上に凸の収束形状が実験では得られているが、本解析では得られなかった。

以上述べた膜の変形と作用する空気力の特性を流れ場によって検討してみる。図-16, 17にそれぞれサグ比0.04、風速10m/sおよびサグ比0.10、風速3m/sのときの膜近傍における時間平均された流速ベクトル図を示す。サグ比0.04では、逆流域がみられない。一方、サグ比0.10では、膜上面全体と膜下面下流側が逆流域となっている。逆流域の大きさの目安として主流方向平均流速が0となる点を破線で結んで示した。このようにサグ比の違いによる流れ場の変化が、空気力分布の変化と関係して、複雑な膜の挙動を引き起こすと考えられる。サグが大きい場合には、膜の凹側方向に膜前縁部に大きな空気力が作用するとともに、膜の下面も後流側で剥離域が広がって下向きの揚力が小さくなるため、膜

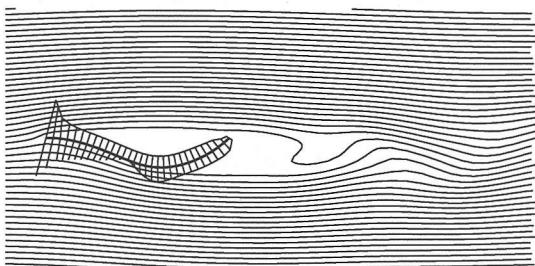


図-13 流線および空気力の分布形状  
(サグ比 0.164, 風速 2m/s)

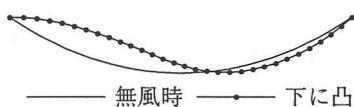


図-14 サグ比 0.164 のときの膜の変形形状  
(風速 2m/s)

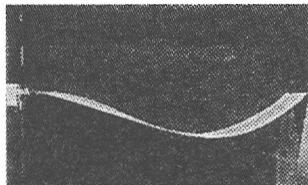


図-15 風速 3m/s における膜の変形形状 (サグ比 0.164)  
奥田ら<sup>8)</sup>による実験結果

の張力が小さくなる。このために膜の変形が進むものと考えられる。

次に、サグ比 0.04 における速度圧  $\rho U^2 / 2$  と膜前端の水平張力との関係を図-18 に示す。下に凸、上に凸の各々で膜前縁の張力は速度圧と比例することが分かった。これは空気力係数がほぼ一定ということを示しており、風速の違いによる膜形状の微妙な変化が膜前縁の張力に及ぼす影響は小さいと考えられる。直線の勾配をスパン長さで割って空気力係数とした値は下に凸の場合 0.974 となり奥田らの実験値<sup>8)</sup> の約 1.1 と比較的近い値をとったが、上に凸の場合 0.981 となり、実験値の約 1.4 に比べると小さい値となつた。

サグ比 0.06, 0.10 の下に凸の場合の空気力係数は 0.57, 0.23 となり、それぞれ実験値（約 1.2 と 1.3）を大きく下回った。解析領域ではサグ比 0.1 の場合に閉塞率が約 3.2% となるのに対し、参照した実験データはサグ比 0.1 の場合の閉塞率が約 12% と高いことが差異の原因の一つとして考えられるが、支配的とは考えにくい。なお、実験ではつり合い位置においても膜は多少振動しており、この振動の影響により、空気力が今回の静的挙動の解

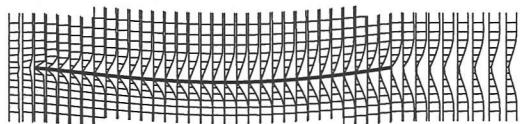


図-16 膜近傍の流速ベクトル  
(サグ比 0.04, 風速 10m/s)

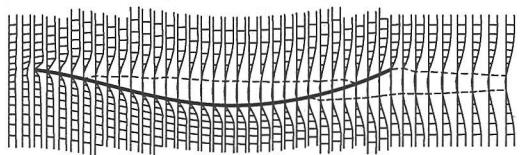


図-17 膜の近傍の流速ベクトル  
(サグ比 0.10, 風速 3m/s)

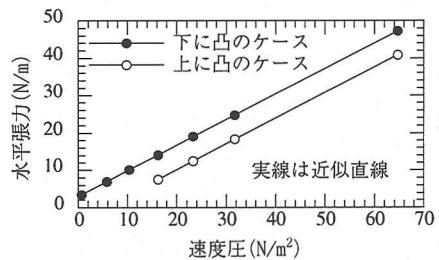


図-18 速度圧と膜支持力

析では表現することのできない異なる値となっている可能性もある。

本研究で示した解析法は、サグ比の小さいケースに対しては有効に機能し、膜の収束形状を得ることが出来た。これは、実験において高風速でもフラッター状態にならないサグ比（~0.095<sup>9)</sup>）と対応している。一方、サグ比の大きいケースでは風速の小さい場合しか収束解が得られなかった。これは、サグ比が大きいとフラッターが生じるという実験結果からも予想されることである。すなわち、フラッターが生じる場合は、膜形状の変化に伴って生じる空気力の変化が、膜を振動させるのに十分なだけ大きいということであり、静的つり合い形状に対応する収束解が得にくい状況となっている可能性がある。

なお、収束計算過程において、サグの小さい場合には 2 次元膜の形状は全体として翼に近い形となり下向きの揚力が卓越する。しかし、サグの大きいケースでは、後流下面の剥離がより広い範囲で起こるため、下向きの揚力が低下する。同時に、下面上流側に作用する抗力によって、膜前縁部が持ち上がるとき、膜前縁部が上向きの翼に近い形となるため膜前縁上面に作用する上向きの揚力が増加し、さらに変形が進み収束形状が得られなくなる。実際の膜においても同様なメカニ

ズムでフランジャー状態に至っている可能性が考えられる。

また、静的解析では後流渦により生じる変動空気力の影響は考慮できない。サグ比が0.04, 0.06, 0.10のケースで顕著な後流渦は見られないが、サグ比0.164では流線から後流渦の存在が明らかである(図-13)。しかし、風速2m/sで得られた収束形状に対して十分長い流体計算を行い、渦により生じる空気力の変動の影響を検討したが、膜に作用する平均風圧の最大値と最小値の差に対する変動風圧の倍振幅は最大でも15%程度で、また、こうした風圧変動により生じるつり合い形状の変化はほとんどみられなかった。したがってサグ比が0.164のケースでも、後流渦により生じる変動空気力が静的対風挙動における影響は小さいものと考えられる。

## 7.まとめ

吊膜の対風応答の特性を明らかにするための第一段階として、数値流体解析と膜の静的応答を連成させた有限要素法による解析を試みた。ナビエ・ストークス方程式に基づく数値流体解析によって得られる空気力と膜の張力とのつり合い位置を求める収束計算において、膜の変形の与え方を工夫することにより安定に解析することができた。既往の実験に対応する解析を行った結果、以下のようことがわかった。

(1) サグが小さい場合には、つり合い形状が得られた。また、少なくともサグの小さいケースでは、上に凸となるつり合い形状が高風速において得られており、定性的には実験の結果を再現している。

(2) サグが大きい場合には、低風速ではつり合い形状が得られたが、高風速では得られなかつた。つり合い形状の収束条件がフランジャー発現風速と関連している可能性がある。

(3) サグが小さい場合には、剥離はほとんど生じず、膜に作用する空気力は全面において下向きの揚力が支配的であることが分かった。サグが大きい場合には、膜の上下面とも剥離を生じる複雑な流れ場となり、下向きの揚力が小さくなる。これに伴い膜の張力が小さくなつて、膜前縁部が持ち上がる。これにより、上向きの揚力が生じる範囲が広くなる。サグ比の大きいケースにおいて繰り返し計算が発散していくのは、膜が大きく変形する結果、膜前縁に作用する上向き揚力がさらに増大して変形が進むことによる。このようなメカニズムは実際の膜が反転する挙動を推察する手がかりともなると考えられる。

なお、今後吊膜の動的対風挙動の解析手法を開発していくにあたっては、本研究の過程から計算の安定性

に大きな影響があることがわかった膜の加速度の与え方を工夫することなどが必要と考えられる。

謝辞：京都大学防災研究所の奥田泰雄助手には、実験に関する詳細を御教示頂いた。ここに記して謝意を表します。また本研究は文部省科学研究費（基盤研究A(1) 08555111 ならびに能村膜財団の助成を受けて行われた。

## 参考文献

- 1) 川村純夫, 木本英爾: 一方向吊屋根構造の耐風安定性 その1 現象, 日本建築学会論文報告集, No. 275, pp. 9-14, 1979.
- 2) 川村純夫, 木本英爾: 一方向吊屋根構造の耐風安定性 その2 理論的考察, 日本建築学会論文報告集, No. 277, pp. 55-61, 1979.
- 3) 三宅昭春, 吉村健, 森下正浩, 園田東二: 一方向型吊屋根のフランジャーに関する基礎的研究 壁付吊屋根のフランジャーの発生機構について一, 日本建築学会構造系論文報告集, No. 367, pp. 37-47, 1986.
- 4) 松本武雄: 一様流中の一方向吊屋根の自励振動についての風洞実験, 日本建築学会構造系論文報告集, No. 384, pp. 90-96, 1988.
- 5) 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.
- 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, No. 42, pp. 35-42, 1990.
- 7) 南宏和, 奥田泰雄, 川村純夫: 風洞気流中に懸垂した布のフランジャー挙動, 日本建築学会大会学術講演梗概集(東海), pp. 1963-1964, 1994.
- 8) 奥田泰雄, 南宏和, 川村純夫, 中井重行: 風洞気流中に懸垂した膜の挙動, 日本風工学会誌, No. 63, pp. 189-190, 1995.
- 9) 南宏和, 奥田泰雄, 川村純夫: 一様気流中に懸垂した膜のフランジャーの近似解析, 日本風工学会誌, No. 64, pp. 29-38, 1995.
- 10) 木村吉郎, 藤野陽三, 手塚寛之, 横沢和夫, 太田匡司: ダム施工時の防雨用吊膜屋根の対風挙動, 構造工学論文集, Vol.42A, pp. 867-872, 1996.
- 11) Newman, B.G and Païdoussis, M.P.: The stability of two-dimensional membranes in streaming flow, *J. Fluids and Structures*, vol. 5, pp. 443-454, 1991.
- 12) Cyr, S. and Newman, B.G: Flow past two-dimensional membrane aerofoils with rear separation, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 63, pp. 1-16, 1996.
- 13) Shimura, M. and Sekine, A.: Interaction analysis between structure and

- fluid flow for wind engineering, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* Vol. 46 & 47, pp. 595-604, 1993.
- 14) 渡辺洋八郎, 磯貝紘二, 杉原正浩: 紙のフラッタに関する解析, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, No. 96-9, pp. 263-264, 1996.
- 15) Benney, R.J. and Stein, K.R.: Computational fluid-structure interaction model for parachute inflation, *J. Aircraft*, Vol. 33, No. 4, pp. 730-736, 1996.
- 16) 太田匡司, 木村吉郎, 野村卓史, 藤野陽三: 膜屋根の耐風挙動の数値流体解析, 土木学会第51回年次学術講演会予稿集第1部(A), pp. 328-329, 1996.
- 17) 新明正人, 野村卓史: 流体の作用による膜の大変形挙動の動的連成解析, 土木学会第53回年次学術講演会予稿集, I-B12, 1998.
- 18) 鶴津久一郎, 宮本博, 山田嘉昭, 山本善之, 川井忠彦: 有限要素法ハンドブック, II. 応用編, 培風館, 1981.
- 19) 野村卓史: ALE 有限要素法による流れ・構造連成解析への予測子・修正子法の適用と計算過程に関する技法, 土木学会論文集, No. 455, pp. 55-63, 1992.
- 20) Smagorinsky, J.: General circulation experiments with the primitive equations, *J. Mon. Weather Rev.* 91, pp. 99-164, 1963.
- 21) Bouris, D. and Bergeles, G: 2D LES of vortex shedding from a square cylinder, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* Vol. 80, pp. 31-46, 1999.
- 22) Brooks, A.N. and Hughes, T.J.R.: Streamline upwind/Petrov-Galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations, *Comput. Meths. Appl. Mech. Engng.*, Vol. 32, pp. 199-259, 1982.
- 23) 土木学会編: 風工学のための流れの数値シミュレーション法入門, 土木学会, 1992
- 24) Abbott, I.H. and Doenhoff, A.E.: Theory of wing sections : including a summary of airfoil data, pp. 64-79, Dover, 1959.
- 25) Newman, B.G and M-C. Tse: Incompressible flow past a flat plate aerofoil with leading edge separation bubble, *Aeronautical Journal*, Vol. 96, pp. 57-64, 1992.
- 26) 喜多義範, 河本浩明, 広瀬幸治, 山本恭二: 境界層内に立たれた平板翼(第2報), 日本機械学会論文集(B編), Vol. 58, No. 546, pp. 134-140, 1992.

(1998.9.4 受付)

## TWO-DIMENSIONAL COMPUTATIONAL FLUID-STRUCTURE INTERACTION ANALYSIS ON THE WIND INDUCED LARGE STATIC DEFORMATION OF A SUSPENDED MEMBRANE ROOF

Seiji NAKATO, Kichiro KIMURA, Takashi NOMURA and Yozo FUJINO

As the first step of fluid-membrane coupled analysis, wind-induced static deformation of a two-dimensional suspended membrane is computationally studied. The equilibrium shape of the membrane was obtained by coupling two-dimensional finite element analysis of air flow based on Navier-Stokes equation using mixed elements and that of two-dimensional membrane using truss elements. Modified ALE method was used to compute the aerodynamic force efficiently, and the underrelaxation method and the incremental load method with limiter of displacement were used to suppress the numerical instability. The computed results qualitatively agreed with the previous experiment conducted by Okuda et al.