

気流中に置かれた二次元物体の渦糸

加藤榮二*, 立川 力*

(昭和58年9月10日受理)

Vortex filament shedding from two-dimensional body in cross air stream

EIJI KATO* and TSUTOMU TACHIKAWA*

Abstract — The effects of Reynolds number, body configuration and body size on the shedding vortex filament have been studied using a hot-wire anemometer in the Reynolds number range 230 to 16000.

The bodies were two-dimensional circular cylinder and trapezoidal.

As the cylinder diameters were not equal, the vortex filaments were observed to be not identical regardless of the same body shape and equal Reynolds number. And the circular cylinder filament was demonstrated to get closer to the body with increasing Reynolds number, however the filament of trapezoidal kept nearly constant position from the cylinder in spite of increasing Reynolds number.

糸を三次元のものに見なし、熱線流速計により、(x-z)平面上で渦糸を観察した。

1. 緒 言

渦は自然界や航空機、船舶、自動車のまわり、流体機械の内部などでよく見られ、流れの中に存在する物体や構造物の抗力、振動に密接な関係を持っている。このため、渦は流体工学上、理論的にまた実際面からも重要な基本問題の一つとなっている。とくに近年、輸送機械の高速化、建築物の高層化に伴い、渦の重要性が増している。

渦の問題については、これまでも莫大な数の研究がなされて来た。^(1~9) これらのうち二次元物体の渦に関しては、渦糸を直線と見なし物体軸に直角な一断面内で扱っているものが多い。しかし、一般に二次元物体からの渦糸は三次元性を有すると考えられている。^(10,11)

本研究は、二次元物体においてレイノルズ数や物体形状が、後流とくに渦糸に及ぼす影響を調べることを目的とし、レイノルズ数が230~16000の範囲で実験を行った。取り上げた物体は鈍い物体として円柱、剥離点が固定したものとして台形柱の二種類である。測定では、渦

2. 記 号

a	:	渦列の横間隔
B	:	測定部の幅 (800mm)
D	:	物体の外径
f	:	渦の発生周波数
h	:	渦列の縦間隔
Re	:	レイノルズ数 (UcD/ν)
St	:	ストロハル数 (fD/Uc)
U	:	任意の点における速度
Uc	:	物体の影響のない測定部中心における速度
u_f, u_{2f}	:	f, 2fなる周波数を有するx方向の変動速度
$\sqrt{u_{2f}^2}/Uc$:	周期的な乱れ強さ
u_θ	:	渦糸の循環速度
V	:	渦の流出速度

* 茨城大学工学部機械工学科 (日立市中成沢町)

- x, y, z : 原点を物体の中心にとり, 主流方向を x 軸とする右手系の座標
- θ : 渦糸モデルにおける角度
- ν : 空気の動粘性係数
- $-$: 時間平均

添 字

c : 円柱, t : 台形柱, max : 最大値

3. 装置および実験方法

3.1 実験装置

装置の説明と座標のとり方はFig. 1のとおりである。茨城大学工学部に設置されている多目的風洞(型式:水平吹出し式, 吹出し口: 800×800 mm, 風速: $4.8 \sim 47.7$ m/s, 送風機: 直径1500mm 翼数8枚の軸流式)の吹出し口に, 厚さ10mmの透明アクリル樹脂板で作られた測定部(高さ×幅×長さ: $800 \times 800 \times 1450$ mm)を取り付けた。この測定部における主流の乱れ強さは, 実験を通じて0.3%程度である。

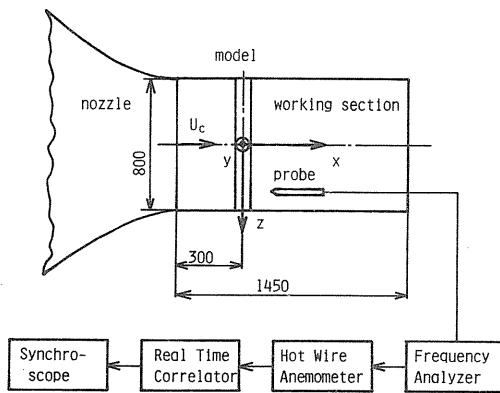


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

物体はFig. 2に示すとおりであるが, 風洞の吹出口から300mm下流の測定部中心高さの位置に, 主流と直交するよう水平に固定した。円柱の外径 D は2, 6, 10mm, 台形柱は下底辺が上流に面しており下底辺の長さ D は6, 10mmである。

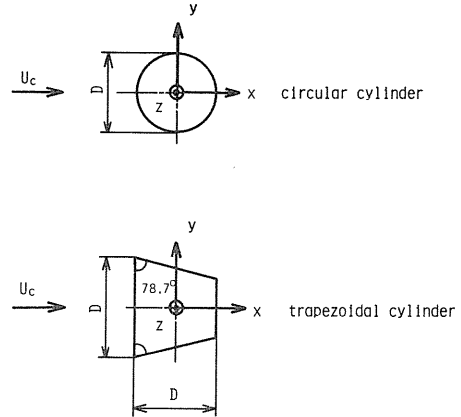


Fig. 2 Model

3.2 実験方法

まず, 直径4mmの標準ピトー管をゲッチンゲン型マンメータ(精度: $\frac{1}{20}$ mm H₂O)に接続し, 物体を取り払った座標軸の原点で所定の気流速度に調整する。

後流の速度分布 U/U_c , 周期的乱れ強さ分布 $\sqrt{u_{2f}^2}/U_c$ の測定は, 移動装置 (x, y, z 方向の精度・測定範囲: $\frac{1}{20}, \frac{1}{10}, \frac{1}{20}$ mm; 1020, 1090, 500mm) に装備された I 型熱線プローブ(熱線の直径・長さ: 5×10^{-3} , 1.0mm, 測定気流速度: $0 \sim 200$ m/s, 時定数: 1 ms, 周波数範囲: $0 \sim 50$ kHz) を用い, 周波数分析器(周波数範囲: $5 \sim 10^4$ Hz, 測定幅: $\pm 3, 5, 7, 10\%$) を介して熱線流速計(メータ精度: $\pm 2\%$ FS, 周波数範囲: $0 \sim 50$ kHz)で行った。

物体からの渦発生周波数: f は, 熱線流速計からの出力を実時間相関器(周波数範囲: $0 \sim 500$ kHz, 分解能: 256点, 信号遅延時間: $10^{-6} \sim 50$ s, 平均化処理回数: $2^7 \sim 2^{21}$)に入れて自己相関関数を求め, これをシンクロスコープ(周波数範囲: DC ~ 5 MHz)に導き, 波形の周期から決定する。

3.3 渦糸

本実験のレイノルズ数 Re 範囲 ($230 \sim 16000$) では, 物体から流出した剪断層が巻き込まれて周期的に渦が発生する。渦は循環速度 u_0 を持ち渦流出速度 V で下流へ流れてゆく。物体に固定した座標系から渦を観察すると, 渦発生周波数 f を有する変動速度 u_f として検出

される。よって, u_θ は u_f と関係があり u_θ の大きなものほど, 対応する u_f も大である。

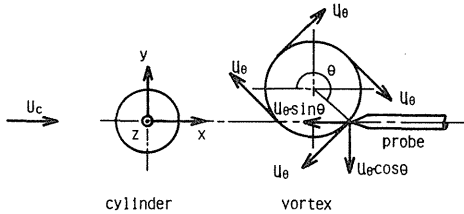


Fig. 3 Vortex model at generative position

渦のモデルと変動速度の測定状態をFig. 3に示す。プローブ検出部の熱線はz軸に平行に設定してあるので, プローブは変動速度のx成分を検出する。渦は物体のy方向の上下から交互に発生するため, u_θ は $y/D=0$ 上で $2f$ の周波数を有する変動速度 u_{2f} として観察される。さらに, u_{2f} は $u_\theta \cdot \sin \theta$ に関連した変動速度としてプローブに検出される。

$|u_{2f}|$, $\overline{u_{2f}^2}$ とともに $|u_\theta \cdot \sin \theta|$ も増加し, 最大値 $|u_{2f}| \max$ となるときは $|u_\theta \cdot \sin \theta|$ も最大値をとる。 u_θ は渦発生点におけるものが最大で, 物体からの距離とともに減少する。 $|u_\theta \cdot \sin \theta|$ が最大となるのは, プローブの検出部と渦の回転中心のx座標が一致したときである。この位置では $|u_{2f}|$ は $|u_{2f}| \max$ となり, $\overline{u_{2f}^2}$ も最大値 $(\overline{u_{2f}^2}) \max$ をとる。したがって, $(\overline{u_{2f}^2}) \max$ となる位置, すなわち $(\sqrt{\overline{u_{2f}^2}}/U_c) \max$ となる位置, は発生時における渦の回転中心のx座標を表わす尺度と見なすことが出来, この位置を渦の発生点と定義した。これにより, それぞれの z/B に対して, $y/D=0$ 上で下流方向に $\sqrt{\overline{u_{2f}^2}}/U_c$ を測定し, この値が最大となるx座標をz方向に結んだ曲線を渦糸と定義する。

4. 結果および検討

4.1 後流の速度分布

Fig. 4に後流中心線におけるx方向の速度分布 U/U_c を示す。円柱, 台形柱いずれもレイノルズ数 Re が等しくとも, 外径 D が異なれば U/U_c も異なる。台形柱では U/U_c に極大値を持つ。

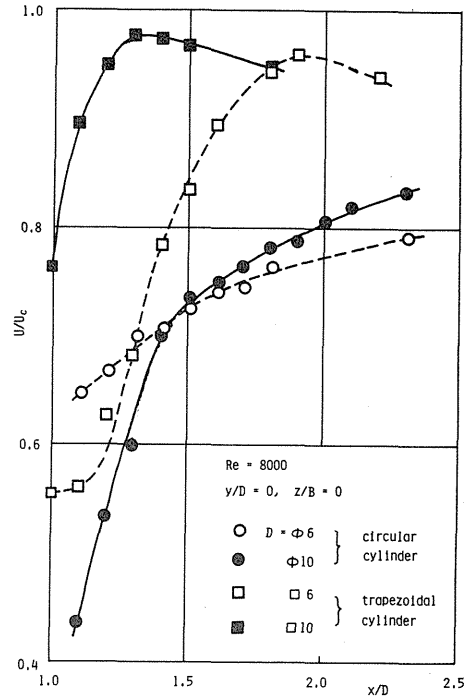


Fig. 4 Velocity variation in the wake

y方向の U/U_c はFig. 5, 6のとおりであった。円柱と台形柱では後流の形が同じではない。後流の回復は台形柱の方が早い。台形柱では物体の近くで U/U_c の極小値が, $y/D=0$ を対称線として上下に2つ存在する。

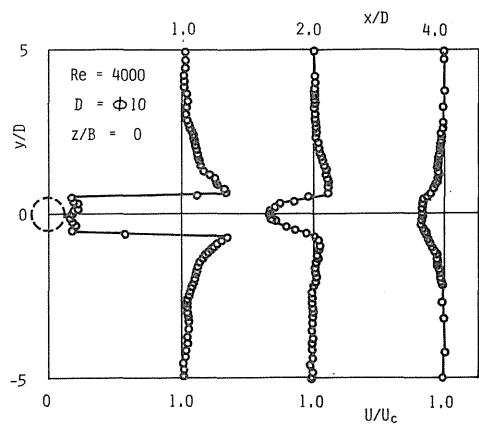


Fig. 5 Velocity distribution in the circular cylinder wake

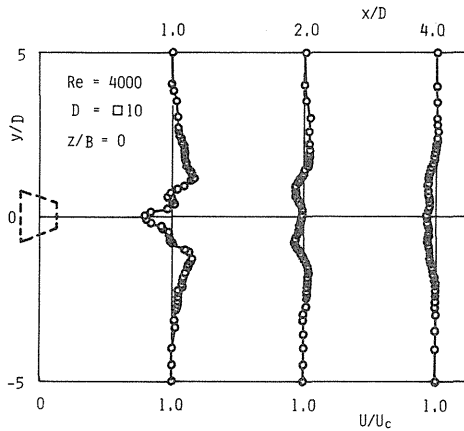


Fig. 6 Velocity distribution in the trapezoidal cylinder wake

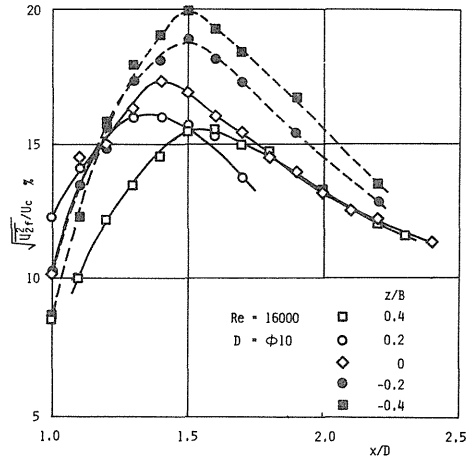


Fig. 8 Intensity of periodic turbulence in the circular cylinder wake

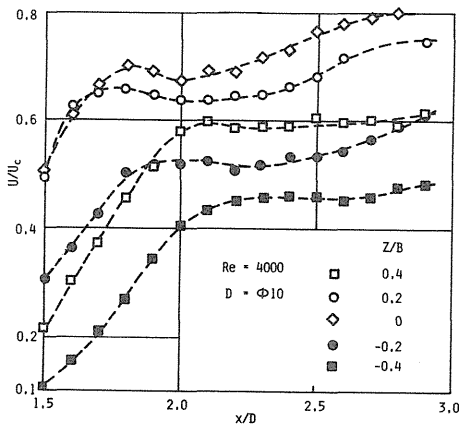


Fig. 7 Velocity variation in the circular cylinder wake

z 向に U/U_c は Fig. 7 のようである。 U/U_c は z 方向に同一とならず、 $z/B=0$ から離れるにしたがって減少した。すなわち、二次元物体の後流は二次元流れとはなっていないことを表わしている。

4.2 後流の周期的乱れ強さ

$y/D=0$ 上の周期的乱れ強さ $\sqrt{u_{2f}^2}/U_c$ の分布を Fig. 8, 9 に示す。 z/B が異なれば $\sqrt{u_{2f}^2}/U_c$ の分布も異なり、渦糸の曲がりを示唆している。

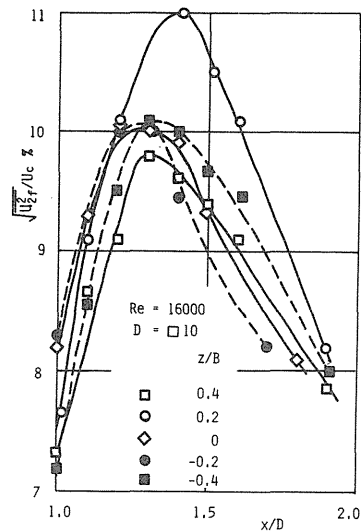


Fig. 9 Intensity of periodic turbulence in the trapezoidal cylinder wake

Re, D が等しくとも台形柱より円柱の $\sqrt{u_{2f}^2}/U_c$ の方が大きい。物体から発生した渦の強さは、循環速度 u_θ とともに大きくなるので u_f, u_{2f} の増加関数と考えられる。すなわち、 $\sqrt{u_{2f}^2}/U_c$ の大きなものは発生している渦の強さも大きい。したがって、円柱の渦の方がより強い。このため Fig. 5, 6 に見られるように、台形柱よりも円柱の後流の回復が遅れる。

4.3 渦糸

渦糸はFig.10 ~ 13のようになった。D = 6 mmの場合, Reが変化しても側壁近くを除く円柱と台形柱の渦糸は, それぞれ同様な形状をとる。円柱の渦糸は, 円柱軸に対して傾いている。D=10mmにおいて, 渦糸は円柱では軸に平行な部分が存在し, 台形柱では壁の近くまで物体軸に平行であった。同一のRe, 物体形状の下でも, 物体のDが異なれば渦糸の形状も異なる。

円柱では, Reの増加とともに渦発生点が円柱に接近した。台形柱では, Reが変化しても渦の発生位置は円柱のように変わらず, ほとんど一定である。この現象は, 円柱では剥離点がReとともに移動するが, 台形柱では剥離点が上流側の尖点に固定されるためと考えられる。

D=10mmの台形柱以外では, 壁近傍で渦糸の曲がりが見られ, とくに円柱で著しい。これは, 物体からの渦糸自身の誘導作用および渦糸と境界層の渦度との干渉によるものと思われ, Reの増大とともに渦の強さは減少し, また円柱の方が台形柱よりも渦の強さが大きいためである。

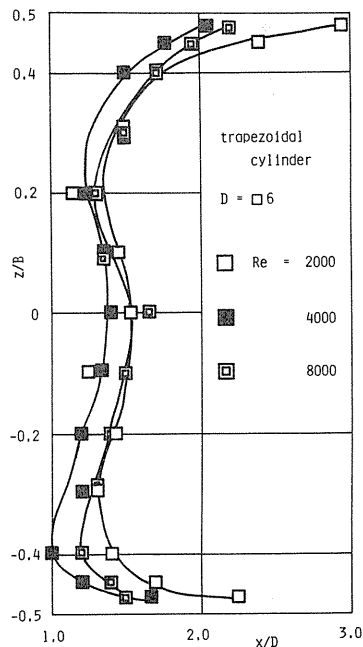


Fig. 11 Vortex filament in the trapezoidal cylinder

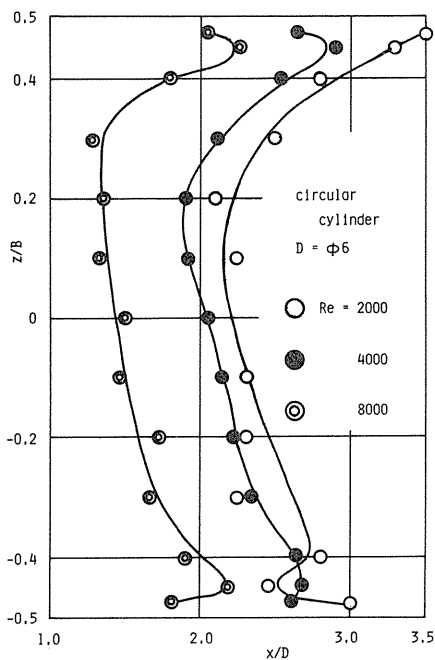


Fig. 10 Vortex filament in the circular cylinder

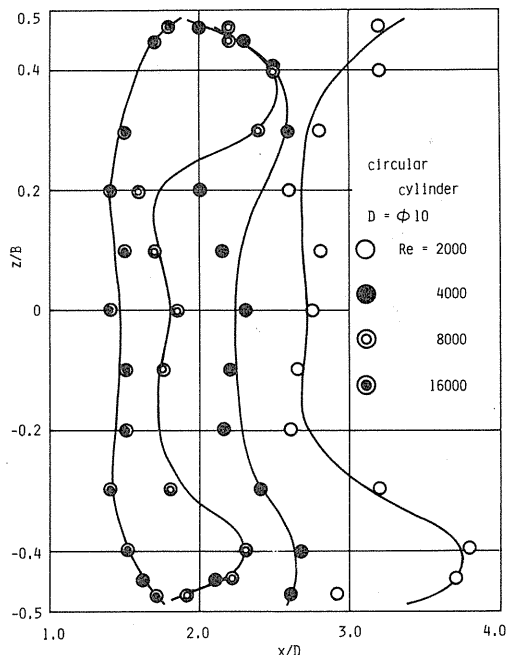


Fig. 12 Vortex filament in the circular cylinder

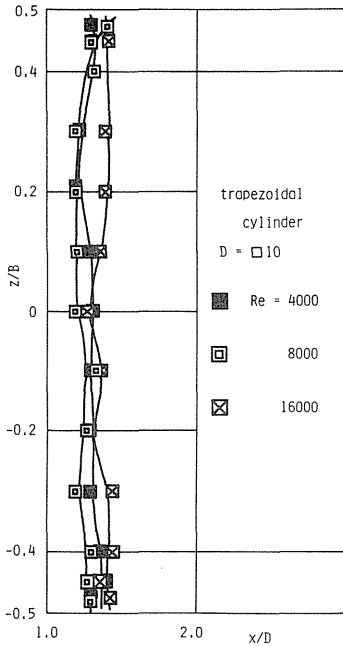


Fig. 13 Vortex filament in the trapezoidal cylinder

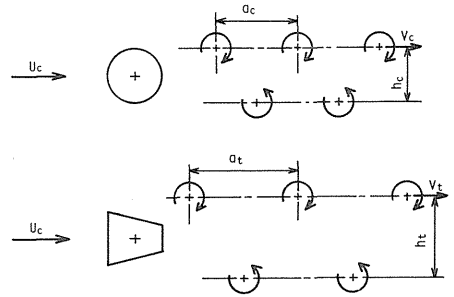


Fig. 15 Vortex streets model

4.4 渦の発生周波数

物体から発生した渦のストロハル数 S_t は Fig. 14 で示される。Re とともに S_t は減少する。円柱の方が台形柱よりも発生周波数が高い。

ここで、渦列について考える。安定した渦列は Fig. 15 のような千鳥配列になっている。渦列の縦・横間隔を h 、 a とすれば、渦列が安定であるための条件は理論上、次式で表わされる。

$$\frac{h}{a} = 0.281 \tag{1}$$

上式より、円柱および台形柱におけるこれらの量をそれぞれ h_c 、 a_c ； h_t 、 a_t とすれば、次の式が成り立つ。

$$\frac{h_c}{a_c} = \frac{h_t}{a_t} \tag{2}$$

円柱、台形柱の渦発生周波数、渦の流出速度をそれぞれ f_c 、 f_t ； V_c 、 V_t とし次式を得る。

$$V_c = f_c a_c \tag{3}$$

$$V_t = f_t a_t \tag{4}$$

両者の U_c が等しければ、次のようになる。

$$V_c = V_t \tag{5}$$

また、Fig. 5, 6 より $h_c < h_t$ である。

したがって、式(3) ~ (5)より次式が成立する。

$$\frac{f_c}{f_t} = \frac{a_t}{a_c} = \frac{h_t}{h_c} > 1 \tag{6}$$

すなわち、 $f_c > f_t$ となる。よって、 S_t は円柱の方が高い。

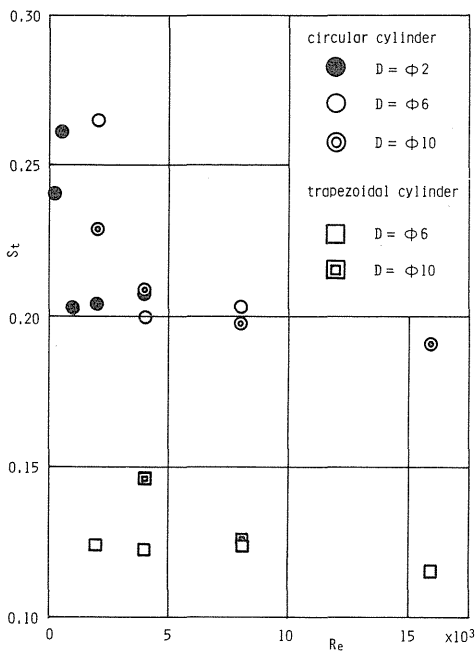


Fig. 14 Vortex shedding frequency from cylinder

5. 結 言

レイノルズ数が230~16000の範囲で実験した結果、以下の事柄が判明した。

- (1) 渦の強さは、台形柱よりも円柱の方が大きい。このため、後流の速度分布の回復は円柱の方が遅れ、また壁近くでの渦糸の変化も著しい。
- (2) 渦糸は、円柱ではレイノルズ数の増加とともに物体に接近するが、台形柱ではレイノルズ数によらずほぼ一定位置のままである。
- (3) 同一形状の物体でレイノルズ数が等しい場合でも、物体の外径が異なれば、渦糸の形状は同一にならない。

終りに、本実験に尽力された当時の卒研究生、鎌田満（現、菱電エレベータ施設K.K.）、林芳弘（現、日本国有鉄道）の両君に謝意を表す。

参 考 文 献

- (1) Bloor, M. S. : *Pros. Roy. Soc.*, **A 294** (1966), 319.
- (2) Gerrard, J. H. : *J. Fluid. Mech.*, **25-1** (1966), 143.
- (3) Goldstein, S. : *Modern Deveropments in Fluid Dynamics*, Dover (1965), 550.
- (5) Hooker, S. G. : *Proc. Roy. Soc.*, **A 154** (1936), 67.
- (4) Papailiou, D. D. and Lykoudis, P. S. : *J. Fluid Mech.*, **62-1** (1974), 11.
- (6) Roshko, A. : *NACA TR.*, **1191** (1954), 801.
- (7) Taneda, S. : *J. Phys. Soc. Japan.*, **14-6** (1959), 843.
- (8) Taneda, S. : *J. Phys. Soc. Japan.*, **20-9** (1965), 1714.
- (9) Wille, R. : *Advances in Applied Mechanics* vol. 6, Academic Press. (1960), 273.
- (10) 加藤・安達 : *日本航空宇宙学会誌*, 24-270 (1976), 333.
- (11) 加藤ほか3名 : *機講論*, 日立地方 (1978), 85.