傾斜円柱からの放出渦の組織構造に関する研究*

林 農^{*1}, 吉野章男^{*1}, 若 良二^{*1}
田辺征一^{*1}, 河村哲也^{*1}Turbulent Structure in a Vortex Wake Shed from
an Inclined Circular CylinderTsutomu HAYASHI, Fumio YOSHINO, Ryoji WAKA,
Seiichi TANABE and Tetsuya KAWAMURA

This paper proposes a method by which to infer the turbulent structure in a vortex wake shed from a finite-length inclined circular cylinder in a uniform flow using the power spectrum and cross correlation. It is inferred from the results of cross correlation that the shedding vortex from the inclined circular cylinder forms a step like vortex line or a sawtooth-shaped vortex line. It was observed through the power spectrum that the end condition of the inclined circular cylinder gives a sensitive influence to the spanwise distribution of the turbulent structure in a vortex wake. It is also found that the inferred turbulent structure agrees with an aspect inferred from the results of a numerical calculation.

Key Words: Fluid Dynamics, Wake, Circular Cylinder, Vortex, Turbulent Structure, Power Spectrum, Cross Correlation, Computational Fluid Dynamics

1. はじめに

一様な流れの中で、流れの前後に傾いたいわゆる傾斜円柱に関する研究は、純粋な学問的興味のほかに、海洋中の構造物の周りの流れの解析、熱交換器の性能向上や後退翼前縁での遷移機構の実験モデルとして、実用的な必要性からも多く取り上げられている^{(1)~(10)}。

傾斜円柱の周りの流れは、円柱軸に垂直な速度成分のほかに円柱軸に平行な速度成分を持っており、それ自体平均流が三次元性を持っているので、後流中の乱流にはきわめて強い三次元性を含んでいるに違いない。また、円柱からの放出渦の組織構造に潜在している三次元性の発生原因が、円柱を傾けることによって顕在化することも十分考えられる。そこで、傾斜円柱の特別な場合として二次元円柱を位置付ければ、流れに垂直は二次元円柱近くの乱流後流の組織的な渦列構造の三次元構造の解明には、傾斜円柱の結果が大いに役立つに違いないと思われる。また、傾斜円柱周りの流れの一般性を議論するためには、傾斜円柱の各断面

での表面圧力分布や時間平均流れが相似である擬二次元性が保たれていることが必要である。この擬二次元性の保証の上で、三次元的な振舞いを見せる放出渦の組織構造の解明がなされなければならない。

一方、流れに垂直に置かれた円柱ですら、表面圧力や放出渦特性のスパン方向の変化は端の条件に敏感であることが知られている^{(11)~(13)}。著者らは、傾斜円柱表面上の圧力分布に関して、端板の存在と傾斜角度がどのように影響するかについて詳しく調べて、傾斜円柱後流の放出渦のスパン方向特性は垂直円柱に比べて大きく違うことを予想している⁽¹⁴⁾。

そこで本報では、供試円柱直径を代表長さとしたレイノルズ数が 2×10^4 の場合について、傾斜円柱後流中のはく離せん断層に含まれる乱流速度成分から、従来の手法とは違って、パワースペクトルと相互相関係数の円柱軸に沿う方向の違いを求めることによって、組織的な渦列構造を抽出することを試みる。とくに、水平に保持された傾斜円柱が噴流中を貫いている「貫通端」の場合と、噴流のせん断領域より内側にエンドプレートを取付けた「端板端」の2種類について比較して詳しく検討する。なお、この研究は、表面圧力分布および後流の放出渦のスパン方向三次元特性に関する実験と傾斜円柱周りの数値計算から成り立っている

* 平成2年11月22日 中国四国支部・九州支部合同鳥取地方講演会において講演、原稿受付 平成3年5月23日。

^{*1} 正員、鳥取大学工学部(〒680 鳥取市湖山町南4-101)。

が、本報は放出渦の組織構造についてのみ取扱い、表面圧力と数値計算については別報⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾にまとめる。

記 号

- d : 供試円柱直径
 f : 卓越周波数 Hz
 f_0 : $\phi=0$ の場合の卓越周波数 Hz
 l : エンドプレート間距離
 Re : 主流レイノルズ数 $=Ud/\nu$
 Re_n : 軸垂直レイノルズ数
 $=Ud\cos\phi/\nu=Re\cdot\cos\phi$
 $R_{u_1u_1}$: 自己相関係数
 $R_{u_1u_2}$: 相互相関係数
 St : ストローハル数
 U : 主流速度 m/s
 U_n : 主流の円柱軸垂直成分 $=U\cos\phi$ m/s
 xyz : 傾斜円柱中央断面と円柱軸の交点を原点とする直交座標系
 ϕ : 円柱の傾斜角 °
 τ : 遅れ時間 ms
 λ : 積分距離 mm

2. 実験装置および実験方法

図1は円柱の配置および座標系を示す。風洞は幅204 mm×高さ284 mmの噴流吹出し出口を持つエッフェル形吹出し風洞である。絞り部出口の下流150 mmの位置に水平に保たれた供試円柱は、硬質クロムめっきを施した直径 $d=10$ mm、長さ430 mmの円柱であり、それらの詳細は別報⁽¹⁴⁾で示したので省略する。

傾斜円柱直後の乱流後流中の変動速度の計測は $5\mu\text{m}\times 1\text{mm}$ のタングステンワイヤより成るI形熱線プローブ2本によって行った。1本は円柱の流路幅中央断面内の下流 $x=1.5d$ 、上方 $z=0.5d$ の位置にワイヤが鉛直になるように固定し、もう1本のI形熱線

図1 実験装置

プローブは、円柱の母線に平行でかつ上記の位置を含む計測直線上を移動させた。

円柱後流中の放出渦の相互相関係数⁽¹⁶⁾は、噴流中央断面内に固定したI形プローブと、計測直線上に沿って動くもう1本の可動I形プローブの両方からの信号を磁気テープにいったん記録した後、相関確率分析器によって求めた。円柱軸に沿う各断面のパワースペクトルは可動I形プローブからの信号をFFTシグナルアナライザによって解析した。なお、中央断面のパワースペクトルのみは固定I形プローブからの信号より得たものである。

以後、円柱軸に沿う特性を議論するのに際し、 $y<0$ の流路の範囲を傾斜上流側、 $y>0$ の流路の範囲を傾斜下流側と呼ぶことにする。

3. 実験結果および考察

3.1 放出渦のパワースペクトル 円柱が噴流を貫通した「貫通端」と、幅がほぼ180 mmの噴流コア領域中にアスペクト比 $l/d=15$ となるようにエンドプレートを取付けた「端板端」の場合の円柱後流中の乱流パワースペクトルの軸方向分布は、図2～5に示すように、ある卓越周波数において鋭いピークを持つ様相を呈している。これは円柱からの離渦が規則的に放出されるために、当然のことながら円柱後流はきわめて強い乱流組織構造を含んでいることを示している。

円柱が傾斜しない $\phi=0^\circ$ の場合は、放出渦の周波数は狭い周波数帯域幅に限定され、とくに $y=0$ の中央断面においては、その卓越周波数のパワースペクトル $E(f)/\overline{u'^2}$ のピーク値はきわめて高い値を示す。図2(a)に示す貫通端では、円柱の軸方向の中央付近で鋭いピークを持つ卓越周波数に集中するパワースペクトルになっているが、流路の端に近づくにつれ、スペクトルのピーク値は下がり横に広がった分布となる。卓越周波数の値も、図6に示すように、中央付近で大きく両端で小さい。このように、貫通端の場合のみ両端でスペクトルのピーク値が減少するのは、円柱の後ろ側の強い負圧領域に、円柱の両端から外気を吸い込むことにより、噴流後流に含まれる乱流の組織構造を脆弱にすることに原因すると思われる。

一方、図2(b)の端板端の場合は円柱軸に沿ってほぼ全域で鋭く上がったピークを持つパワースペクトル分布を示す。このとき、卓越周波数と全幅でほぼ一定である。

円柱軸が傾いた $\phi=10^\circ$ の場合は、図3に示すように、貫通端および端板端ともに卓越周波数のピーク値

図 2 パワースペクトル($\phi=0^\circ$)図 3 パワースペクトル($\phi=10^\circ$)図 4 パワースペクトル($\phi=20^\circ$) 図 5 パワースペクトル($\phi=30^\circ$)

は全体的に減少し、少し広い帯域幅の分布を示す。また、図 3 (a) の貫通端の傾斜下流側では、周波数の全領域にわたってスペクトルは存在するようになり、乱流の無秩序な成分の増加を示している。すなわち傾斜

図 6 円柱スパン方向卓越周波数分布

下流側よりも傾斜上流側において、放出渦の乱流組織構造の崩れは大きく、周波数帯域幅は広がりそのピーク値は低下している。この傾向は、流路幅中央まで及んでおり、ピークの減少割合はきわめて大きい。一方、傾斜下流端では、そのパワースペクトル分布の卓越周波数への集中度は、 $\phi=0^\circ$ のときよりもむしろ強まることを示している。

一方、図 3 (b) に端板端の場合は、 $\phi=0^\circ$ の円柱に比べて、流路幅全域にわたって、卓越周波数に集中するパワースペクトル分布はわずかに広い帯域幅に広がっている程度であるが、それらのピーク値は流路幅に沿って奇妙な振舞いを見せる。すなわち、傾斜上流側の $-70 \text{ mm} \leq Y \leq -20 \text{ mm}$ の範囲におけるパワースペクトルの卓越周波数のピーク値は高いままであるが、傾斜下流側の $0 \text{ mm} \leq Y \leq 40 \text{ mm}$ の範囲におけるパワースペクトルの卓越周波数のピーク値は低下し、さらに傾斜下流側の端板直近では鋭いピークを持つパ

ワースペクトル分布に回復している。このように下流側端板には円柱の端のほうで乱れる放出渦を規則的にする働きがあることを意味する。したがって、円柱周りの圧力分布のみでなく放出渦に関しても、スパン方向の各断面で相似であるという、いわゆる擬二次元性を保証するためには、流れに垂直な二次元円柱よりも、傾斜円柱の場合はさらに大きなアスペクト比を必要とすることを示唆している。

これらの傾向は、図4および図5に示すように、傾斜角が $\phi=20^\circ$, 30° と増加した場合にもみられる。ただし、 $\phi=30^\circ$ のスペクトルは縦方向の表示を他のものの5倍に拡大した図である。 ϕ が大きくなるほどピーク値は極端に低下し、卓越周波数は明りょうでなくなり、帯域幅の広い横に広がった分布となる。このことは、傾斜角が大きくなるほど、軸方向の流れ成分の割合が多くなる結果、渦の放出がそれほど規則的でなくなることを意味している。また、周波数の全帯域幅にわたってパワースペクトルは分布し、乱流の無秩序成分が増加していることを意味している。とくに、傾斜下流端付近では低周波成分の割合が極度に増加するのは興味深い現象である。

3.2 卓越周波数 パワースペクトルから読取った卓越周波数の「端板端」および「貫通端」による円柱軸に沿う方向の変化の違いを図6に示す。なお、右縦軸は主流速度 U と円柱直径 d から求めたストローハル数である。

$\phi=0^\circ$ の場合、貫通端においては流路の中央付近では一定の卓越周波数 $f=525$ Hz であるが、流路幅の $1/4$ より端側では卓越周波数が急激に低下している。これは流路の端に近づくにつれて、パワースペクトルのピーク値は下がり横に広がった分布となりきわめて乱れた渦が放出されているので、卓越周波数の値が明確に決定できないことにもよるものと思われる。一方、エンドプレートの存在は円柱の端から端まで一様で明りょうな卓越周波数 $f=515$ Hz を示す。このときストローハル数は $St \approx 0.19$ である。

$\phi=10^\circ$ の場合、貫通端においては傾斜上流側において卓越周波数の低下はやや著しいが、貫通端・端板端ともに、全体としては $\phi=0^\circ$ の場合と大きく変わらない。

$\phi=20^\circ$ の場合は貫通端・端板端ともに傾斜上流側で卓越周波数は大きく低下すると同時に、全体として低い卓越周波数の渦が放出されている。これは、もちろん、主流の円柱軸垂直成分が小さくなることによるものであるが、傾斜角の増大にともなって卓越周波数が不明りょうになることにも一因がある。それで、 $\phi=$

30° の場合は図6から除いてある。

傾斜円柱中央断面における卓越周波数の傾斜角に対する関係を図7に示す。アスペクト比が $l/d=15$ と比較的小さい場合においても、中央断面における卓越周波数は $f_0 \times \cos \phi$ の関係にほぼ従っている。端板端・貫通端ともに傾斜円柱からの渦放出周波数は余弦法則に従い、無限長さの円柱と仮定して求めた従来の実験結果⁽¹⁷⁾と一致する。ただし、 f_0 は $\phi=0^\circ$ における卓越周波数である。傾斜角の増大にともなって $f_0 \times \cos \phi$ の値よりも小さくなるのは、乱れの増大による周波数の不明りょうさに原因すると思われる。

3.3 相互相関係数 流路中央における円柱後流

図7 傾斜角に対する円柱中央の渦放出周波数

(a) $\phi=0^\circ$

(b) $\phi=30^\circ$

図8 相互相関係数

のはく離せん断層中の変動速度を基準として、円柱の母線に平行な計測直線上に沿って後流中の変動速度の相互相関係数を求めた結果を図8に示す。相互相関測定位置は流路幅にわたる10 mm 間隔の15点である。図8は各断面における相互相関係数の時間軸を横軸にして、奥行き方向に各断面のそれを並べて三次元的に示したグラフの例で、 $\phi=0^\circ$ と 30° の貫通端の場合であり、放出渦の全体像を想像することができる。すなわち、各断面における相互相関係数の最大値を示す時刻を、図8中一点鎖線で示すように、 y 軸方向に継いだ線は、その瞬間に放出されている渦のうち、中央断面の渦と最も強い相関を持っている渦糸のスパン方向の形状を表すに違いないと思われる。

$y=0$, $\tau=0$ における鋭いピークは時刻 $\tau=0$ の自己相関係数が $R_{u,u}=1.0$ であることを示している。

また、どの相互相関係数の曲線もおおよそ2 ms 間隔にピーク点が存在し、円柱片側から約500 Hzの周期ではく離渦が放出されていることが確認される。

図8(a)の $\phi=0^\circ$ の場合、どの断面における相互相関係数も $\tau=0$ において最大の相互相関係数を持っている。この最大を示す時間を y 方向に継いだ線から、放出渦の形状を推定することが可能である。すなわち図8(a)の $\phi=0^\circ$ の流れに垂直に置かれた円柱の場合には $\tau=0$ を y 方向に結んだ一直線となるので、放

出される渦は同じ瞬間に放出される隣り合ったはく離渦と最も強い相関を持ち、高いレイノルズ数における乱れた放出渦といえども、低いレイノルズ数における流れと同様、横一線に並んだはく離渦が一定の時間間隔で放出されている様子を想像させる。

一方、図8(b)の $\phi=30^\circ$ の場合には、興味深いことに、相互相関係数の最大ピーク点を示す時刻は y 方向の位置によって異なる。すなわち、 $y<0$ の傾斜上流側ではピーク点は $\tau<0$ の過去にさかのぼっている。これは、ある瞬間に中央断面を通過した渦は、それよりも傾斜上流側を以前に通過した渦との相関が強いことを意味する。一方、 $y>0$ の傾斜下流側ではピーク点は $\tau>0$ の未来にあり、ある瞬間に中央断面を通過した渦は傾斜下流側を約2 msの整数倍後に通過する渦との相関が強いことを意味する。これらの現象の意味するところは、傾斜円柱においては、はく離がある瞬間に円柱表面上の横一線に同時に生じるのではなく、円柱スパン方向の小さな領域に区切られた、ある程度セル化したはく離渦が階段状もしくはこの歯状をなして、傾斜上流端から下流端に向かって時間遅れを生じながら伝ばしている様子を予感させる。この推察は、また、白樫ら⁽⁶⁾の傾斜円柱後流の煙による可視化写真において渦の放出を示す煙の線が細かくちぎれている様子や、Sparrowら⁽⁷⁾⁽⁸⁾の可視化実験から見つけられ

図9 相互相関のピークと遅れ時間
($\phi=0^\circ$)

図10 相互相関のピークと遅れ時間
($\phi=30^\circ$)

たはく離線の途切れ模様とも一致する。

この乱流後流の組織構造の予想を明確するために、それぞれの相互相関係数の極大値のみに注目して表したのが図9および図10である。おのおのの図の(a)は軸に沿う2 mm 間隔の点とその点における相互相関係数のピーク点の値の関係をプロットしたものである。図(a)中のプロット点の記号は、図(b)において対応する瞬間の時刻を表すプロット点の記号と一致する。 $\phi=0^\circ$ の図9(a)では、円柱軸に沿うどの位置でも、 $\tau=0$ の瞬間における相互相関係数が他の瞬間(約2 ms 間隔であるが)よりもほぼ卓越していることを示している。この曲線を $y=0$ から ∞ まで積分して求めたものが積分距離 λ ⁽¹⁶⁾

$$\lambda = \int_0^\infty [R_{u_1 u_2} / \cos \phi] dy \dots\dots\dots (1)$$

である。図9(b)は、ある y 座標の断面において相互相関係数が最大となる瞬間の時刻 τ を×印で示したものであり、 $\tau=0$ をほぼ中心にばらついている。したがって、流れに垂直に置かれた円柱から放出される渦は完全に横一線に並んで規則的に放出されるのではなく、時間的にも空間的にもきわめて変動しながら、それでもある程度横一線に吐出されているようである。なお、図9(b)のプロット点は見やすいように、間抜きして示してある。

一方、 $\phi=30^\circ$ の図10(a)は、 $y=0$ を基準とする相互相関係数の極大値を円柱軸に沿ってプロットしたものであるが、それらの極大値の中でも他より卓越した相互相関係数を持つ瞬間の時刻は、約2 msの時間間隔で、軸に沿う位置によってずれている。また、それら卓越した相互相関係数の値も、円柱軸の方向に変化し、ある y の位置でピークを示す。すなわち、 $\tau=2.1$ msの瞬間には $y/\cos \phi=28$ mmの位置に、 $\tau=4.2$ msの瞬間には $y/\cos \phi=57$ mmの位置にそのピーク点は存在し、逆に $\tau=-2.1$ msの瞬間には $y/\cos \phi=-32$ mmの位置に、 $\tau=-4.2$ msの瞬間には $y/\cos \phi=63$ mmの位置にそのピークが存在する。また、各瞬間の相互相関係数はそのピーク点を中心としてすその広がった山形状を成している。図10(b)は y の断面位置によって、その最大の相関係数を持つ瞬間の時刻 τ が約2.1 ms 間隔でずれていくことを明らかに示している。したがって、これらの図から放出渦が切れ切れにセル化していることを想起させ、そのセル状の区切りでは、図10(a)に示すように、相互相関係数の谷になっている。このことは、階段状もしくはのこ歯状に放出される放出渦の境界がなつきり固定したものではなく、軸方向に変動しているものであることを想像さ

せる。

これらの図から求めた円柱軸に沿う積分距離 λ の傾斜角に対する値を表1に示す。この円柱中央断面における λ は端板端より貫通端のほうが大きな値を持ち、傾斜角 ϕ の増加とともに λ の大きさは減少し、およそ $\lambda=\lambda_0 \cos^3 \phi$ の関係を持っている。ただし、 λ_0 は $\phi=0^\circ$ のときの λ の値である。 $\phi=0^\circ$ の場合でも、エンドプレートの有無にかかわらず、 λ はたかだか $2d$ 程度の大きさであり、渦は流れに垂直な円柱においても横一線に強く結合して放出されているのではなく、スパン方向に千々にちぎれた渦がある程度のセル化状態を成して特定周期で次々放出しているものと思われる。円柱が傾いたときにはこのセルの円柱軸方向の幅はさらに短くなっていることを示唆している。

これらの実験結果とは別に、両端は壁面で拘束され、その壁面上ではフリースリップ、円柱上では粘着条件を課して、傾斜円柱周りの流れを差分法を用いて数値計算により求めた。計算法はナビエ・ストークス方程式および圧力に関するポアソン方程式を基礎とする方法で、時間微分に関しては前進差分、空間微分に関し

表1 軸に沿う積分距離： λ [mm]

ϕ	0°	10°	20°	30°
WITH ENDPLATES	16.9	17.1	14.2	9.8
WITHOUT ENDPLATES	20.9	19.0	15.7	14.4

図11 数値計算による速度ベクトル図

図 12 数値計算による流れ方向断面内の流線

ては、非線形項に対して三次精度上流差分、それ以外の項に対しては中心差分を用いて近似した⁽¹⁸⁾。なお乱流モデルは用いていない。差分格子は周方向、スパン方向、半径方向にそれぞれ 80, 54, 41 点とったが、円柱表面で粘着条件を課したため、円柱から離れるにしたがい 1.15 倍ずつ粗くなる不等間隔格子を用い、表面近くで細くなるようにした。それ以外の方向には等間隔格子を用いている。図 11 は $Re=2 \times 10^4$, $\phi=30^\circ$, $l/d=9$ の場合の、円柱の軸を含む水平面内における瞬間速度のベクトル図である。円柱後流の瞬間速度のベクトルは、傾斜上流から傾斜下流に向かうきわめて強い二次流れがあることを示している。同時に、傾斜円柱直後のきわめて近傍において、局所的な渦が散在する様子や円柱表面に衝突する逆流が存在することを示し、放出渦の特性は円柱軸に沿う方向に変化していることを想像させ、実験結果の妥当性を裏付けている。

図 12 は、同じ数値計算によって求めた $\phi=30^\circ$ の場合の傾斜上流側から傾斜下流側の間の、図 11 の (a) ~ (f) の位置に対応する 6 断面における、主流に平行

な断面内のある時刻における瞬間流線図である。この瞬間流線が断面によって違っているのは、円柱軸に沿って渦が横一線に並んで放出しているのではないことの証左である。

4. ま と め

傾斜円柱後流中のはく離せん断層における変動速度のパワースペクトルおよび相互相関係数を円柱の母線に平行な計測直線上で測定して得た結論は次のとおりである。

(1) 円柱端の条件は放出渦に敏感に影響を与え、エンドプレートは放出渦のパワースペクトルの円柱軸に沿う方向の分布の一樣性を増す。この放出渦特性の一樣性は傾斜角の小さいほど著しい。

(2) スパン方向の各断面において放出渦特性が相似である擬二次元性を保証するためには、流れに垂直な二次元円柱よりも、傾斜円柱の場合にはさらに大きなアスペクト比を必要とする。

(3) 傾斜円柱後流の相互相関係数の極大値から求めた相関係数が最大値を示す瞬間の時刻は円柱軸に沿って傾斜上流から傾斜下流へずれていくので、放出渦がセル化したのこ歯状あるいは階段状であることを予感させる。

(4) 円柱軸に沿う積分距離 λ の値は傾斜角の増大とともに減少する。

(5) 端板端・貫通端ともに円柱中央断面における渦放出周波数はほぼ余弦法則に従う。

(6) この歯状の放出渦の予想は数値計算で得られた傾斜円柱後流の瞬間速度ベクトル図および流れに沿う瞬間流線図からの推定と一致する。

ただし、これらの結論は円柱の母線に平行な一直線上の限られた空間でのパワースペクトルおよび相互相関係数から乱流後流の組織的な渦列構造を推定したものであるから、まだ完全な全体像を与えるものではなく、組織的渦列構造を探索する一つの計測法の基本原理を与えたものであることに注意が必要である。

文 献

- (1) Hanson, A. R., *AIAA J.*, 4(1966), 738.
- (2) Atta, C. W. Van, *AIAA J.*, 6-5 (1968), 931.
- (3) Ramberg, S. E., *J. Fluid Mech.*, 128(1983), 81.
- (4) King, R., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 99-3 (1977), 495.
- (5) 白樫・ほか 2 名, 機論, 51-46, B(1985), 2499.
- (6) Smith, R. A., Moon, W. T. and Kao, T. W., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, 94-4 (1972), 771.
- (7) Sparrow, E. M. and Moreno, A. A. Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 30-3 (1987), 427.
- (8) Moreno, A. A. Y., Ph. D. Thesis, Dep. of Mech. Eng.,

- Univ. of Minesota, (1985).
- (9) 有江・ほか 3 名, 北海道大学工学部研究報告, 87(1978), 11.
- (10) 小濱・ほか 2 名, 第 19 回乱流シンポジウム講演論文集, (1987), 50.
- (11) Stansby, P. K., *Aeronaut. J.*, 78-757(1974), 36.
- (12) Gerich, D. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 22 (1982), 109.
- (13) Williamson, C. H. K., *Phys. Fluids*, 31-10(1988), 2742.
- (14) 林・ほか 3 名, 機論, 58-545, B(1992), 199.
- (15) 河村・林, 機論, 投稿中.
- (16) Baroudi, M. Y., *UTIA Tech. Note*, 31(1960), 2.
- (17) Chiu, W. S. and Lienhard, J. H., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, 89(1967), 851.
- (18) Kawamura, T. and Kuwahara, K., *AIAA Paper*, 84-0340(1984).
-