

菱形角柱群流路における フリップ・フロップ流れの発現メカニズム

梅田眞三郎*, 長谷川盛三**, 谷口輝***, Wen-Jei Yang****

Flip-Flop Flow Mechanism in Diamond-Shaped Cylinder Bundles

Shinzaburo UMEDA, Seizou HASEGAWA, Akira TANIGUCHI and Wen-Jei YANG

ABSTRACT

The flip-flop flow oscillation in diamond-shaped cylinder bundles promotes fluid mixing and thus contributes to an enhancement in convective heat and mass transfer when the cylinder bundles are used as heat and mass exchanger equipment. An experimental study was performed to investigate the flip-flop flow mechanism in diamond-shaped cylinder bundles. Both two-dimensional particle image velocimetry(PIV) and two-dimensional laser Doppler velocimetry(LDV) was employed to visualize and monitor flow phenomena. The flow characteristics in the diverging-flow region in diamond-shaped cylinder bundles are clarified. The flip-flop flow mechanism is also disclosed.

キーワード：菱形角柱群管路，フリップ・フロップ現象，
レーザ・ドップラー流速計，粒子画像流速測定法

Key Words: Diamond-shaped cylinder bundles, Flip-flop phenomenon, LDV, PIV

1. まえがき

熱交換器など各種工学機器内では、ネットワーク流れを形成し、大変複雑な流れとなっているが、筆者ら^{1)~4)}は、種々のネットワーク管路内での流れの可視化を行い、物体背後の後流の基本特性を明らかにしてきた。そのネットワーク管路の一つである菱形角柱群管路¹⁾からの流出噴流には、純流体素子⁵⁾とも呼ばれるフルイデックスからの噴流と同様のフリップ・フロップ流れによるスイッチング現象がみられることも発見した。この振動現象については、カルマン渦列振動に比べて長周期性の振動であることを明らかにするとともに、管路内の菱形角柱からのカルマン渦列振動と流脈の角柱の壁への付着現象であるコアンダ効果や流路幅の漸拡による変化などの素因に加えて、誘因としてX字形の交差流れ⁶⁾などが関係しているという原因分類⁷⁾を示した。既に、振動発生管路体装置⁸⁾としての基本特許が成立し、めっき水槽内での丸棒の電気亜鉛めっきにフリップ・フロップ

流れを適用することによってめっき効率の向上とめっき工程での電力量の削減効果を上げた応用開発事例⁹⁾が示されている。

それらのフリップ・フロップ流れの発現には、主流のX字形の交差流れと角柱まわりに渦を形成する後流が複雑に関係している。X字形の交差管内の流れは、交差角の違いによってラム効果の発現¹⁰⁾やエネルギー供給点の存在^{6), 11)}及び流れの衝突による壁を形づくるせん断層の振動¹²⁾などの特性が異なり、流体力学的大変興味ある流れでもある。フリップ・フロップ流れの応用開発をさらに進めていくにあたっては、それらの主流と後流の相互干渉などの関係を定量的に解明することが不可欠となっている。

本研究では、列数や管路厚さ(管路水深)が異なる菱形角柱群管路内の交差流れについて、二次元粒子画像流速測定法(PIV)と二次元レーザ流速計(LDV)のそれぞれの可視化計測法を中心とした流れの可視化実験を行った。

*建設環境工学科

**大学院博士課程地域空間工学専攻

*** (株) 前川製作所

**** ミシガン大学

今までの筆者らの研究では、菱形角柱群管路における角柱スパン長さ(管路厚さ)と角柱物体幅の大きさが同程度のものを用い、上下方向(管路水深方向)の壁の影響も受けた三次元流れを対象としてきたので、今回の菱形角柱群管路も管路厚さと角柱物体幅が同じものを準備した。菱形角柱に挟まれた最も狭い断面が正方形である場合にフリップ・フロップ流れが安定して発現すること⁷⁾から、流路断面を変える場合には管路厚さと角柱物体幅を同時に変化させた。さらに著者ら¹³⁾は、このような壁の影響を受けた単一菱形角柱物体の後流についても、比較的レイノルズ数(Re数)が小さい層流に近い流れの可視化実験結果を示してきたが、今回も菱形角柱群管路内の流れとの違いを比較するために、管路厚さと幅が菱形角柱群のものと同じである管路断面内に単一菱形角柱を設置した場合の角柱背後の流れについても可視化計測を行った。その他に、菱形角柱群管路の流入口前面部分に細い円柱を数本縦に並べて強制的に乱れを起こした場合の菱形角柱群流路内での流れの変化も調べた。ここでの乱れを発現させるために挿入した円柱は、縦方向のみで格子状にはなっていないが、以下では便宜的に乱流格子という名前を用いる。

2. 研究レビュー

フリップ・フロップ流れが発現している場合の菱形角柱群流路内での流れの可視化連続写真結果¹⁾をFig.1に示す。その図に示されるトレーサ粒子の流跡をみると、例えばFig.1(1)の写真で3の番号がつけられた菱形角柱まわりでは、それらの角柱に挟まれた流路内にX字形の交差流れと分流領域に剥離に伴う渦(以下では剥離渦とする)を形成している。次の(2)では、隣接する分流領域に発生した渦と合体を起こし、それを渦の連結振動と名づけた。その後の(3)では、流れに向かって右側の菱形角柱の壁に沿った方向に噴流が進んでいる。このような流れは、(2)~(4)の写真では下流側の2の番号がつけられた菱形まわりにもみられ、実験時に撮影されたビデオ画像でも確認できているが、渦の連結振動が上流側から下流側に向かって進んでいる。その結果、管路末端からの流出噴流は、Fig.1の(3)と(4)で流出方向が異なるように、左右へのスイッチング現象を起こしている。

この渦の連結振動は、菱形角柱の下流端側で発現するが、上流側の菱形先端位置は噴流に対してくさび状のものを配置した形となっている。空力音響学では、上流側から進行してくる空気噴流に対してある距離隔てた位置にくさび状のものを置くと、エッジトーン現象¹⁴⁾が発生することが知られている。

このような菱形角柱群流路内での流れに関係するフリップ・フロップ流れの発現メカニズムの解明に向けた研究を進めるにあたって、

- (a) 交差流れ
- (b) ネットワーク流れ
- (c) フルイディックス
- (d) エッジトーン

などについての今までの研究レビューを以下にまとめた。

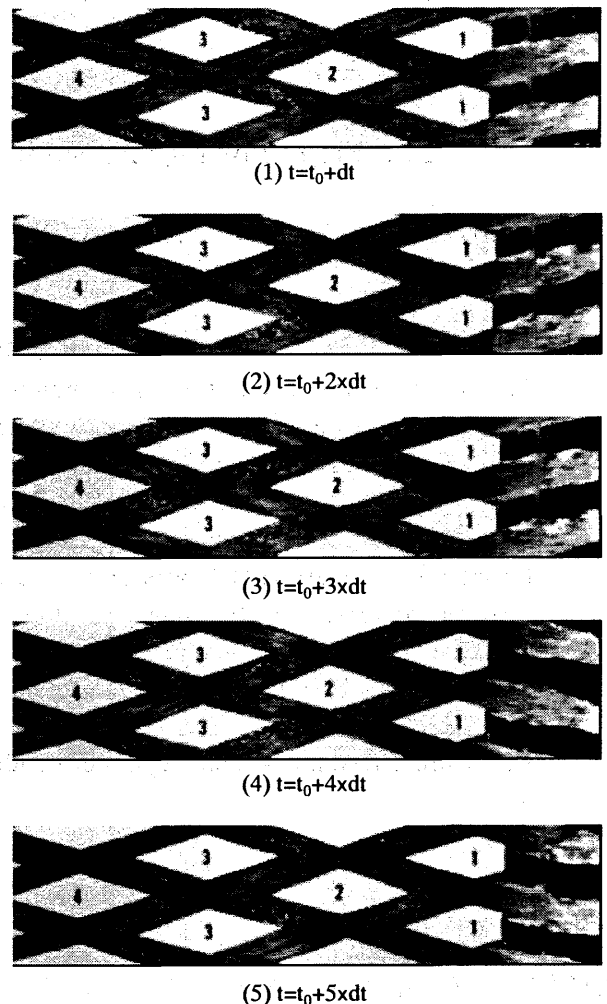


Fig.1 Changes in the pattern of flow streaklines and separation vortices during flow through the diamond geometry (dt=0.24sec.)

2.1 交差流れ

自然科学の分野では、合流または分流によるネットワーク流れを形成する場合が多く存在している。例えば、河川の流れや血流においては、直線や曲り部分の流れ以外にほとんどが合流または分流のいずれかの流れを形成している。上水道では管路のネットワークである管網を形成し、それぞれの節点においては管路長に関連した摩擦損失による抵抗を考慮して合流または分流に関係するそれぞれの流量を試算的に求めている。土中内や工学機器内の流れでは、合流や分流が数多く見られ、物体背後の合流または分流のいずれかに着目して研究が進

められてきた。

しかしながらそれらの物体まわりの主流をよくみると、例えば千鳥配列の角柱群流路内での二つの物体に挟まれた部分では、それぞれの物体の上流側から中央部に向かって二つの流れがある角度で衝突し、再び物体の下流側ではそのまま分かれている。すなわち合流と分流が連続したX字形の流れを形成している。このようなX字形の合・分流が連続した流れを筆者ら^{11), 15)}は交差流れと名づけた。この流れに最初に着目した筆者の一人であるYangは、1990年からX字形の交差管を用いた流れの可視化の研究¹⁰⁾を始め、翌年からもう一人の筆者の梅田¹⁶⁾らも加わり、その管路内での流れの種々の特性を明らかにしてきた。交差管内の合流から分流の先端部分までの領域を交差部とし、交差部前後の合流領域と分流領域でのそれぞれの管路の交差する角度を交差角とした。交差部内では、流れの流下とともに流路幅の変化が加わり、大変複雑であるが、流体力学的に大変興味ある流れを形成している。それらを詳しく述べる前に、交差管の特徴¹⁾は大きく分けて次の二点を挙げることができる。

- (a) 交差部では、断面変化に伴う合・分流が連続していること。
- (b) 形状的には、管の屈曲部に上・下流側の別の方向から余分な管が加わった形、すなわち交差部前後に余分な管がついている形になっていること。

まず特徴の(a)については、性質の異なるものを組み合わせることによって新たなものを作り出すことが可能なように、合・分流が連続する場合では合流の角度によっては分流領域内にくさびを打ち込むがごとくに、合流による分流への影響が大きく及び、単独の分流の場合にはみられなかったものが期待できる。(b)については、余分な管がかえっていろいろな弊害をもたらす可能性もあるが、逆に余分なものを活かす新しいアイデアも生まれることが期待できる。

このような理由から、これらの二点には流体力学的に新しい発想を生み出す可能性が秘められ、流体力学に関心を示すものにとっては魅惑的な流れを作り出すことができるものと思われる。そこで筆者らは、交差流れを研究対象に選ぶことは大変意義のある基礎研究になるものと考え、今までに種々の可視化計測法を適用して、未だ十分には解明されていなかった交差流れ及びその流れが複数みられるネットワーク流れの可視化を試みてきた。

X字形の交差管内の流れは、その概要をFig. 2に示すように、左右の流れが両外壁に挟まれた交差部の合流領域で衝突し、最も流路幅が狭くなったb-b'断面(以下では最狭断面とする)では、航空機の空気取り入れ口に

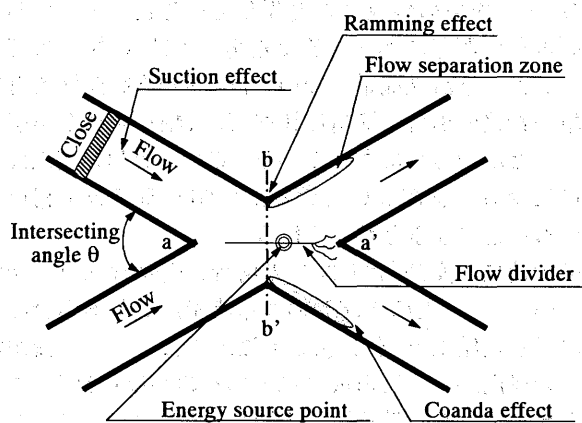


Fig. 2 A Schematic of flow behavior in intersecting ducts

生じる押し込み圧力と同様の急激な圧力勾配を示す現象であるラム効果¹⁰⁾がみられる。分流領域では、交差部での流路幅の変化や流れの衝突と遠心力の作用などが関係して、交差部の中央縦断線上で流速が最大で圧力が最小となるエネルギー供給点^{6), 11)}が存在する。また左右の管路の外壁から剥離渦¹⁷⁾が発生し、Re数の増大とともにカルマン渦列振動も発生する。それとともに管路の壁付近では、流脈の壁への付着現象であるコアンダ効果の発現¹⁸⁾もみられる場合がある。さらに交差部の中央縦断線上では、流れの衝突によって壁のような形の流れのせん断層が存在する。そのせん断層は、流路幅の広がりとともに分岐点付近では左右方向にランダムな振動¹²⁾を示している。

なお、本文での左右の区別は、断りのない限り流れ方向に向かった左右の位置で行っている。また交差管の中央縦断の方に位置する管路壁を内壁とし、左右の外側は外壁とするそれぞれの名称を既に上述のように用いているが、以下でも使用する。

一方、特徴の(a)へ形状に関係した特徴の(b)を加えると、左右の上流側管路からの供給流量を変化させた場合の流量の配分や混合への応用が考えられる。すなわち、交差部に「栓のないバルブ」としての機能をもたせることによる流れの制御への応用である。例えば、交差角を60°にした場合の交差管¹⁹⁾では、左右の上流側からの供給流量が異なっても下流端のそれぞれの流量が同じとなることが明らかにされている。この場合には左右の下流側への流量が均等配分されるとともに、片方の下流側管路での流量の混合割合が上流側管路での供給流量比によって決定されることになる。

特徴の(b)にのみ関係する現象については、Fig. 2に示す上流側の片方の管路での流れを止める形で閉じた場合には、その片方の交差部の合流部側に旋回渦を生じ、交差部中央での流れ方向をゆがめる形となる。そのため流路幅が広がり、流路断面の収縮による抵抗も少なく

なり、吸引作用の現象¹⁹⁾が発現していると考えられる。その現象が顕著にみられる交差角が 30° の場合の交差管における下流端流量については、同一管路断面を有する単一管路の場合の流量に比べて、大幅な増加が可能であることが明らかにされている。このことは、交差部の前後に余分な管がついている形に関する特徴を利用していることになると考えられる。

その他に、交差角が 30° の場合の交差管内での流れについては、左右の上流側の供給流量が異なる場合の流れの可視化結果¹⁷⁾を Fig. 3.1 に示すように、分流領域では剥離渦が片方に形成されているのがみられる。たとえば上流側の左右の供給流量を同じにしても、この図と同じように剥離渦が非対称に形成され、糸を用いた可視化結果から分流領域のせん断層の位置¹²⁾が左右のいずれかの方に片寄ることも示され、流れの非対称性があらわれやすいことが明らかにされている。そのため分流領域での流速変動による乱れ強さの分布も片方に大きなものがあらわれている。しかし、交差管の上流側流入口の片方に乱れを強制的に供給した場合には、交差部での乱れ強さの分布が中央縦断位置を軸としてほぼ左右対称となり、乱れの平滑・分散化¹¹⁾がみられることも明らかにされている。

それに対して交差角が 60° の場合の交差管内での流れについては、Fig. 3.2 に流れの可視化結果の一例を示すように、交差角が 30° の場合とは違って、上流側の左右の供給流量が同じ場合の分流部に形成される剥離渦はほとんど対称的なものとなっている。しかも分流領域の広がりのために交差角が 30° の場合に比べて渦の

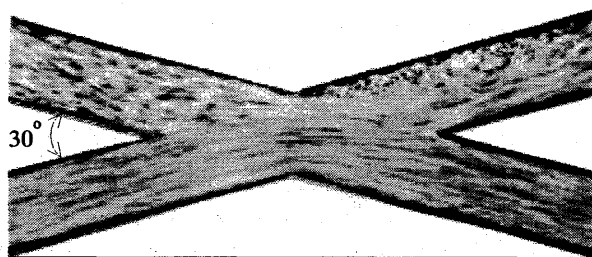


Fig.3.1 Flow pattern in intersecting region in case of asymmetric upstream flows for $\theta=30^\circ$

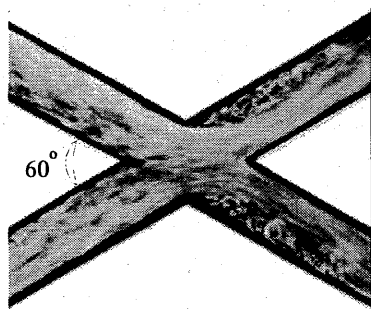


Fig.3.2 Flow pattern in intersecting region in case of asymmetric upstream flows for $\theta=60^\circ$

形成領域は大きくなっている。

以上の交差管における交差流れの重要な特性を明記するために、改めて箇条書き的にまとめると以下のとおりである。

- (1) 交差部中央横断方向に急激な圧力勾配を示すラム効果が発現すること。
- (2) 交差部中央縦断方向のせん断層上に流速が最大で圧力が最小となるエネルギー供給点が存在すること。
- (3) 交差角が 30° の場合に上流側の左右の供給流量を同じにしても、分流領域の剥離渦の形成やせん断層の位置が左右のいずれかの方に片寄ること。
- (4) 分流領域では流れの剥離渦の形成やコアンダ効果の発現がみられること。
- (5) 上流側の流れの供給条件によっては交差部での乱れの平滑・分散化がみられること。
- (6) 交差角が 60° の場合の交差管では、両下流端流量が上流側からの左右の供給流量に関係なく同じとなること。
- (7) 交差角が 30° の場合の交差管での片方の上流端を閉じることによって管路内の流量を大幅に増加させることが可能であること。

2.2 ネットワーク流れ

円柱³⁾や四角柱⁴⁾または短冊板²⁾などの種々の形の物体が千鳥状に配列された角柱群流路内でのネットワーク流れをみると、上述のような数多くの流れの特性を有している交差流れが発現している。それらの交差流れと物体に挟まれた流路内では、物体の配列交差角²⁾によって渦の形成などの二次流が大きく異なっていることが明らかにされている。X字形の交差流れが最も鮮明にみられる菱形角柱群のネットワーク管路内の流れについては、その第一列目の二つの菱形に挟まれた最狭断面の合流部までは流路幅の漸縮に伴って流入し、それを過ぎた下流側では逆に流路幅の漸拡によって分流され、二列目以降の菱形に挟まれた流路内では鮮明に合・分流が連続した交差流れを形成している。著者ら¹⁾は、これらの菱形角柱の列数を三列以上に並べると、前述のように流路内の菱形まわりでの渦の連結振動に伴って管路末端からの流出噴流に左右ヘスイッチングする形で振動する現象がみられることを発見してきた。

この渦の連結振動現象は、配列交差角が 60° の場合の十字形物体²⁾を有するネットワーク管路内の物体背後にも顕著にみられる。さらに、短冊板²⁾や円柱³⁾のネットワーク管路の流路内でも、フルイディックスにおける振動現象と同様に、主流の左右へのスイッチング現象もみられ、それらの流れの現象をフリップ・フロップ現象（あるいはフリップ・フロップ流れ）という表現を使っている。

菱形角柱群管路からのフリップ・フロップ流れ⁷⁾は、流れ方向及び横断方向に三列以上の菱形を並べることにより発現し、さらに上・下流側の菱形先端位置が横一列に揃う形にするとより安定したフリップ・フロップ流れとなることが明らかになっている。また菱形の頂角が 30° にした場合や菱形に挟まれる最狭断面が正方形である場合などもフリップ・フロップ流れの発現が鮮明となることが明らかになっている。その流れの発生限界 Re 数は 3,000 以上であり、高 Re 数になるとその流れの振動に関する Strouhal 数 (St 数) は、流路断面の違いによって一定となる値が異なるが、ある Re 数以上で一定となることも明らかにされている。

このようなフリップ・フロップ流れの発現に関係する菱形角柱群流路内での渦の連結振動の発現の原因について、著者は次の素因と誘因を挙げた分類⁶⁾を示した。

まず素因として、

- (1) 剥離渦の発生とその再付着点が物体の辺長より長いこと及びカルマン渦列振動の発現
- (2) 流れの物体壁面への付着現象であるコアング効果の発現
- (3) 分流領域での圧力の変化が大きくあらわれる流路幅の漸拡部の存在

などの条件が考えられる。

次に誘因として考えられることは、管路内での主流が X 字形の交差流れを形成し、その流れに

(a) ラム効果の発現

(b) エネルギー供給点の存在

(c) 左右の流れの分離部分であるせん断層の振動

などがみられ、管路内の流れは乱流でしかも比較的ゆるやかな振動を示すような流れになっていることと思われる。

2.3 フルイディックス

フルイディック素子は、1950 年代に旧ソ連で開発され、1960 年前後から活発に研究が行われてきた。この素子は、エレクトロニクスと対比できるような増幅・論理の機能をもつとともに、耐環境性、防爆性、信頼性などの優れた特長²⁰⁾をもつことから、計測・制御システムへの応用を目的として噴流や管路などの基礎研究及び素子、センサーや回路などの応用研究が盛んに行われた。応用的研究の始まりとして Morris²¹⁾ は、マイクロフルイディックス技術を紹介し、1970 年代には Viets²²⁾ によるフリップ・フロップノズルを流体制御技術に応用した先駆的研究論文があらわれた。その間フルイディックスに関する研究も全盛期を迎え、コアング効果や壁への付着現象が数多くの注目²³⁾を集めた。1990 年以降では、フリップ・フロップノズルの新しい適用として Raman^{24)~26)} は、フリップ・フロップノズルを超音速計や噴流混合制御装置での自励装置としての適用性を調べ、ジ

ェット推進誘導器に対してミニチュアのフルイディック・アクチュエータを使ってその有効性を示している。その他に、Morris²⁷⁾ は、フルイディックノズルが粒子拡散装置や燃料噴射装置に有効であることを示している。また Honda²⁸⁾ が開発したフルイディック流量計内の混合領域や干渉領域での流速特性を Chua²⁹⁾ が明らかにしている。

ところで、フルイディック素子の開発時には、感電しない配線、消耗しないリレー、電流ノイズの心配もないシステムが空気と水により作られ、電気万能という固定観念を打破することにより新しい可能性²¹⁾を見出すことができると考えられた。しかしながら電子工学のセンサー技術も同時に発展し、フルイディックス素子を用いたフリップ・フロップ流れによる流体論理回路から電子論理回路へとスイッチング技術が変遷している。そのため最近のフルイディックスに関しては、上述のような流体工学における適用範囲の拡大や流体の混合・拡散問題への挑戦、さらにミニチュア化による新しい分野への開拓などの模索が続いていると思われる。

いずれにしてもフルイディックスのフリップ・フロップ流れにおいて、スイッチング回路への応用として前述のようにコアング効果の威力を失ってはいるが、種々の流体システムにはその現象がよくみられる。筆者らが発見した菱形角柱群流路からのフリップ・フロップ流れの発現にもコアング効果やカルマン渦列振動などが関係している。これらの点では、流体工学的応用面でのそれぞれの流れの適用に競合することが十分に予想される。しかしながらフルイディックスのフリップ・フロップ流れについては、単一の噴流を対象とし、場合によっては偏向制御用回路を有することもある。それに対して菱形角柱群流路からのものは、流路内の断面幅の変化などを利用した渦の自励振動によるもので、その振動周波数も異なり、偏向に対してはコアング効果以外の制御を必要としないものである。しかも数多くの噴流を同時に制御することができ、流体工学的応用に対しては、前述のような一部の成果が得られているように、今後より強い効果を発揮することが予想される。

2.4 エッジトーン

エッジトーンに関する研究は古くから数多く行われているが、流れ場におけるエッジトーンのメカニズムを説明するための詳細な研究を初めに行ったのは Lucas と Rockwell³⁰⁾ である。引き続き Rockwell は、Kaykayoglu^{31)~33)}、Stauble³⁴⁾ や Lin³⁵⁾ らとともに研究を進めた。Lucas は、くさびに衝突する平面噴流の Re 数の変化に伴うエッジ部付近の渦を含む攪乱の成長の違いを可視化し、その噴流の自励振動には数多くの周波数成分を持っていることを示している。その中で二つの主たる成分は、噴流せん断の安定周波数とその $1/3$ 周波数

を示す低周波数の変調周波数成分であり、それらが非線形ねじれや干渉を示す周波数となっていることを述べている。さらに Re 数が大きくなった場合に、剥離せん断層付近での渦の相互干渉の上流側への影響についても明らかにした。Kaykayoglu は、エッジ付近の流れの物理的特徴を可視化写真とスケッチ用を多く取り入れて説明し、エッジ表面の瞬時の圧力場と流れの関係を示した。特に、剥離に伴う主たる渦の発達によって二次渦が発現し、それぞれの渦の性質やそれらの相互干渉特性をまとめ、エッジ付近の圧力変動場の位相や振幅の変化も示した。Staubli は、流れの可視化速度計測及び圧力測定によって自励振動噴流の不安定性や周期現象などを調べ、衝突する渦構造と圧力変動の間の関係を明らかにした。また自励及び外部からの刺激による噴流の不安定性の共存による流れ構造の変調解析も行った。その他に、流れから先端部へエネルギー伝達が最大になったときに噴流の渦パターンの発達の遅延が発生することも明らかにした。自励振動周波数が高いときには、大きなスケールの噴流構造が先端部の振動のないときに発生する遅延を回復させることも明らかにした。

これらの流れの Re 数は 1,100 程度までであるのに対して、Lin は Re 数を約 2,800 に上げて十分に乱れが発達した開水路において PIV 及び表面の圧力測定による実験を行った。その結果、噴流が鋭いエッジを有する物体に衝突する場合に、先端部での噴流との乱れ干渉の瞬時及び全領域にわたる特性を決定した。

その他に、Bernard³⁶⁾ は、Rockwell らの結果に対して Re 数が 2,000 の場合において、乱れの最も重要な源が噴流とエッジとの干渉の部分として、くさび先端部での逆回転渦を作り出している間に存在することを明らかにした。

ところで、菱形角柱群流路内の分流領域では、2.2 で述べてきたように、上・下流側列の菱形先端のそれぞれの位置を横一列に揃えて並べる場合の方が鮮明な渦の連結振動が発現し、より安定したフリップ・フロップ流れがみられる。この場合の分流領域の先端部の分岐断面では、最狭断面に比べて流路断面が倍になっているため、分流領域の上流側と比べて圧力が大きくなっていることが想像できる。また渦の連結振動は、三列以上の菱形角柱群流路内に発現し、上流側の第一列目から下流側に向かって波及している。この渦の連結振動に伴って左右へ向きを変える噴流の進行状況を見ると、ある距離隔てたところの菱形先端部にエッジトーンが発現も十分に予想することができる。そのエッジトーン現象の発生機構^{30)・37)} は、噴流がくさびに衝突する際に発生する圧力変動の上流側への伝播によって噴流口付近のせん断層を励起し、それが再びくさび部の圧力変動を強めるフィードバックループを形成するためと考えられてい

る。

以上のような研究レビュー結果を考慮すると、研究を進めるにあたっての菱形角柱群流路内での注目すべき点としては、

(a) 第三列目の菱形角柱下流端部(Rear edge)

(b) 第四列目の菱形角柱上流側先端部(Leading edge)のそれぞれの二箇所が挙げられ、それらがフリップ・フロップ流れの発現に大変重要な役割を示すことが想像できる。

3. フリップ・フロップ流れの理論的考察

これまでのフリップ・フロップ流れの発現に関する研究レビュー結果を基に、フリップ・フロップ流れの発現に至るまでの菱形角柱群流路内での流れをここで推定してみる。菱形角柱群管路からのフリップ・フロップ流れの最も安定した発現条件は、その管路内の菱形の頂角(配列交差角でもある)が 30° で、上・下流側の菱形先端位置を横一列に揃え、最狭断面を正方形とした場合であることが明らかにされている。また配列交差角を 45° や 60° にした菱形角柱群管路の場合にもフリップ・フロップ流れの発現を確認することができている。さらに、円形や十字形を含めた短冊板などの他の角柱物体を配置した角柱群流路内及び流出噴流には、フリップ・フロップ流れと振動周波数は多少異なるが、左右へのスイッチング現象が同様に発現することも明らかになっている。それぞれの流れには配列交差角の違いが関係していることから、 30° 以外の他の配列交差角の場合における流れとの比較でもって、以下に配列交差角が 30° の菱形角柱群管路内の流れについて理論的な考察を試みる。

3.1 配列交差角の違いによる菱形角柱群流路内での流れの比較

Fig.4.1(a), (b)に配列交差角が 30° と 60° の菱形角柱群流路内での流れの概略図を示す。(a)にはコアンダ効果が発現していない場合、すなわちフリップ・フロップ流れも発現していない場合の流れが示され、合流部から分流部への交差流れの形成と最狭断面の左右の菱形先端から流れの剥離がみられる。その(i)に示す交差角が 30° の場合には片方にのみ、(ii)の 60° の場合にはほぼ左右対称に、それぞれ剥離渦を形成する。(i)の場合の剥離渦は、Fig.3.1 に示してきたように主流と分流領域の外壁との距離が短く、平たい形の渦を形成するのに対して、(ii)の場合には Fig.3.2 にみられたようなふくらみのある渦を形成する。

それに対して Fig.4.1(b)に示すようなコアンダ効果が発現すると、(i)及び(ii)のそれぞれの交差角の場合に対して図示するように、交差流れが一方へ片寄るためにもう一方の菱形角柱壁側に大きな剥離渦を形成することになる。ここでの(i)に示す剥離渦は、幾何学的に考えると(a)の(ii)に示すものよりも大きく、しかも下流側に延

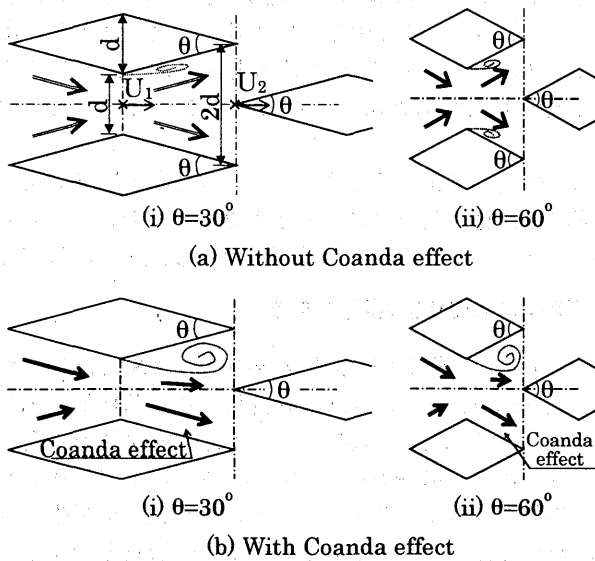


Fig. 4.1 Schematic diagrams of flow pattern without and with Coanda effect around diamond-shaped cylinders

びる形を示して菱形角柱辺長よりも長くなることも考えられる。また(ii)に示す剥離渦はほぼ円形に近い旋回を示すものと思われる。

次に、菱形に挟まれる最狭断面から分流領域の分岐点での分岐断面までで運動量保存則を適用して圧力の変化を考察する。Fig. 4.1(a)の(i)にそれぞれの断面での平均流速 U_1 と U_2 を記入しているが、それらの断面を A_1 と A_2 とし、最狭断面の幅及び管路厚さが d である場合には、 $A_1 = d^2$ 、 $A_2 = 2d^2$ となる。これらの断面間での運動量の変化については、流路幅の変化によって作用する圧力 p' は最狭断面における圧力 p_1 と等しいと考えると、運動量保存式は

$$\begin{aligned} \rho Q(U_2 - U_1) &= p_1 A_1 + p' A' - p_2 A_2 \\ &= p_1 A_1 + p_1 (A_2 - A_1) - p_2 A_2 \\ &= (p_1 - p_2) A_2 \end{aligned} \quad (1)$$

であらわされる。最狭断面における平均流速 U_{\max} に書き改めると、連続式から

$$U_2 = (A_1/A_2) U_1 = (d^2/2d^2) U_{\max} = 1/2 U_{\max} \quad (2)$$

となる。(2)を(1)に代入すると、

$$(p_2 - p_1) / \rho g = 1/2 \times (U_{\max}^2 / 2g) \quad (3)$$

となる。

このような交差角が 30° 及び 60° のそれぞれの場合における分岐断面では、流速の減少とともに大きな圧力があらわれ、隣接する菱形の剥離渦との連結振動を促進させる条件が整っていると考えられる。なお、交差角の違いにより分岐断面での流速及び圧力のそれぞれの大きさは当然ながら異なっている。

その他に、配列交差角が 45° や 60° の菱形角柱群流路内でもフリップ・フロップ流れの発現をみることで

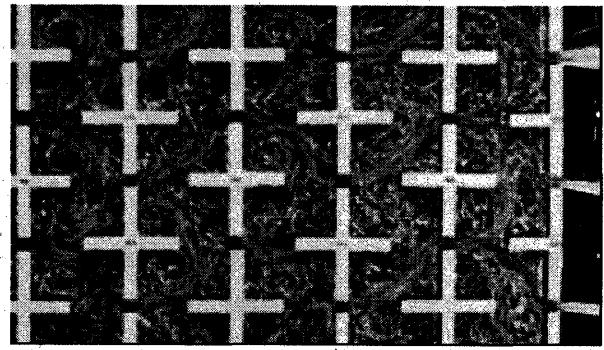


Fig. 4.2 Flow pattern in crosswise slot-perforated plate bundles

きるが、 30° の場合に比べて振動周波数が小さくなることも関係し、その流れの発現の鮮明さが劣る。Fig. 4.1 (b)の(ii)に示すように配列交差角が 60° の場合の剥離渦は、大きくてしかも鮮明な旋回がみられるが、流出噴流の振動がゆっくりとしたもので、やや不安定なフリップ・フロップ流れが発現する場合がある。Fig. 4.2 に配列交差角が 60° の場合の十字形短冊板群流路内の流れの可視化結果²⁾の一部を拡大して示す。5mmの正方形断面の隙間から流れ込んだ十字形短冊板まわりの流れには鮮明な剥離渦の形成がみられる。またそれらの渦の形成位置の多くは、左右のいずれかの方になっている。これは、主流による交差流れによる噴流の幅と剥離渦の大きさとに関係して、それぞれの左右の十字形短冊板まわりで発生するカルマン渦列振動がほぼ同期する形となっているものと思われる。流路全体では、交差流れなどの影響を受けてその振動よりも長周期性の振動となって渦の連結振動によるフリップ・フロップ流れの発現に至っている。この場合の振動によるSt数の一定値は約0.04で、カルマン渦列や 30° の菱形角柱によるフリップ・フロップ流れのそれぞれの振動のSt数とは、ともに大きく異なっている。従って、交差角が 30° の菱形角柱群管路末端からのフリップ・フロップ流れは、左右の方向への“ドミノ倒し”的な振動噴流であるのに対して、配列交差角が大きくなると単なる左右へのスイッチング現象を示す振動噴流となっている点も大きく異なっている。

3.2 配列交差角が 30° の菱形角柱群流路内での流れの特徴のまとめ

前節までの他の交差角の場合における流れの比較から、 30° の配列交差角における菱形角柱群流路内の流れや管路末端からの流出噴流の特徴をまとめると以下のようなになる。

(1) 剥離渦の形成領域の形の違い

分流領域での噴流にコアンダ効果が発現しているときには、交差角が 30° の場合における剥離渦の形成領域は二等辺三角形に近い形を示すのに対して、 60° の場

合にはほぼ正三角形に近いものになっている。従って、 60° の場合には円に近い旋回渦を形成するのに対して、 30° の場合にはそれに比べて細長い渦となり、管路内での圧力損失の違いもあらわれる。

(2) エネルギー供給点の位置や運動量の違い

交差角が 90° の場合のエネルギー供給点は、最狭断面に近い位置にあらわれているのに対して、 30° の場合には分流領域長さの $1/3$ 程度下流側の位置にあらわれる。 60° の場合にはそれぞれの点のほぼ中間位置にあらわれる。また 30° の場合のエネルギー供給点における流速は、上流側からの供給流量を同じにした場合には他の二つの交差角のものに比べてかなり大きなものになる。そのために運動量に大きな違いがあらわれ、渦の連結振動を促進することになると考えられる。

(3) 上・下流側に隣接する菱形角柱間隔の違い

単一円柱背後にカルマン渦列振動が規則正しく発現しているときのその渦列の縦横間隔比 L_b/L_a は 0.281 となることが知られている。Fig. 4.3 に示すように、ここでの交差角が 30° の場合の菱形角柱間隔における縦横比 $d/2b$ も L_b/L_a に近い 0.265 となっている。このような角柱配列の分流領域での交差噴流にコアンダ効果から渦の連結振動が発現するに至るまでの状況を考えてみると、上流側の菱形角柱から発生した剥離渦がカルマン渦列として発展する場合には、次の渦の発生位置は L_b/L_a だけ下流側のところになり、菱形配列間隔とほぼ一致する。それに伴って渦の連結振動が発現し、それが下流側へ伝播して行く場合には、フリップ・フロップ流れも規則正しい安定した振動を示すものと考えられる。その場合管路末端からの噴流の振動はドミノ倒し的な変化を示し、大変特徴のある振動となっている。

それに対して交差角が 60° の場合になると、 30° の場合と比べて $d/2b$ がほぼ倍になるとともに分流領域内の流れも大きく異なり、それぞれの左右に隣接する菱形角柱の分流領域内には同期したカルマン渦列振動があらわれているものと思われる。そのために、 30° の場合と違って上・下流側の菱形角柱の分流領域に発生する

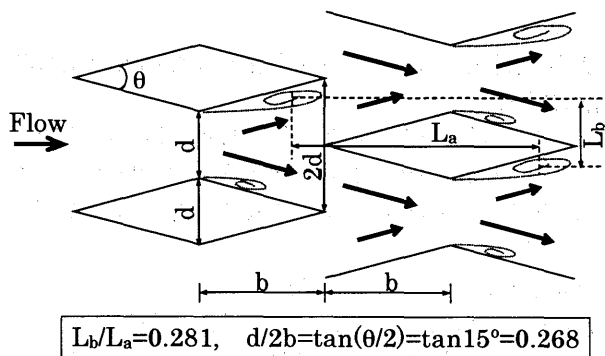


Fig. 4.3 A schematic of arrangement of diamond-shaped cylinders and vortices in flip-flop phenomenon

それぞれの渦の関連性がほとんどなくなるものと思われる。これは、前節の 3.1 でも述べてきたように、配列交差角が 60° の十字形短冊板群流路内の流れにみられる渦の振動現象とよく似たものになっていると思われる。

以上のように配列交差角が 30° の菱形角柱群流路内の流れは、他の交差角のものと大きく異なり、左右の方向へ“ドミノ倒し”的な振動を示す特徴も有している。

4. 流れの可視化計測実験方法

本研究では、菱形角柱群管路内の菱形に挟まれた Rear edge と Leading edge 付近に着目し、菱形角柱群の列数や管路厚さの大きさの違いや上流側から強制的に乱れを供給した場合の流れの変化について、以下に示すような実験装置の基で PIV と LDV を用いた流れの可視化計測実験を行った。また菱形角柱群管路内の流れとの比較のために、角柱群管路と同じ大きさの管路断面に単一菱形角柱を配置した場合の後流の可視化も行った。その他に、糸の先端につけられた球状の発泡スチロールを浮子とし、それを Leading edge 付近に浮遊させた場合の動きを高速ビデオカメラを用いて追跡した。ここではその可視化を浮子追跡法と名づけた。

4.1 実験装置

流れの可視化計測やフリップ・フロップ流れの発現条件などを考慮して実験装置の規模を決めた。菱形角柱群管路の厚さ d を 20mm として流れ方向に一行から六列までの菱形角柱群管路が試験区間に設置できるような循環水路を製作した。その実験装置の概要を Fig. 5.1 に示すように、菱形角柱群管路の試験区間の上・下流側に水槽を設け、ポンプでもって水を循環させる形で実験を行った。試験区間の上流側には、 900mm の長さのものを二つ連結して 1800mm の長さの助走管路を取り付けた。PIV での可視化計測を行う場合には、下流側に 80mm の長さの逆 L 字形補助管路を試験区間に連結した。いずれの管路も幅 B が 200mm とし、管路底以外はすべて透明のアクリル樹脂板で製作した。それぞれの管路にはフランジが付いているので連結及び取りはずしが簡単にできる。

試験区間に並べる菱形角柱については、その頂角が 30° とし、短軸長さ a と長軸長さ ($2b$) がそれぞれ 20mm と 74.6mm になっている。菱形の高さは管路厚さと同じ 20mm である。その菱形を 1 個だけ管路幅方向の中央に設置した単一菱形管路や管路横断方向に菱形を 4 個と半個形のものを両サイドに一行並べた菱形角柱群管路を製作するとともに、その一行のもの下流側に 5 個の菱形を管路の横断方向に一行加えて二列とした菱形角柱群管路も三つ製作した。それを二列型管路とし、三列以上六列までの管路をそれぞれ三列型から六列型管路と名づけた。それぞれの管路に取り付けられているフランジを利用して流れ方向の列数の組合せを変えること

ができ、種々の列数の菱形角柱群管路を試験区間に設置した。今回の実験に用いた管路の種類を Table 1 にまとめて示している。単一菱形の場合を除いて、いずれの管路においても菱形の高さ、短軸幅及び二つの菱形で挟まれる最狭断面での幅が同じとなっている。すなわち最狭断面は、一辺が d の正方形断面になっている。なお、二列型管路の一つは、Fig. 5.1(a) に示すように最下流側の菱形の先端部付近を切り落とした形となり、他の二列型のものとは異なっている。このような形にすることによってフリップ・フロップ流れの流出噴流におけるそれぞれの流脈をはっきりと分離させることができる。

次に、流れ方向に六列並べた Type D と同じ形で、 d を 20 以外の 5, 10 及び 30mm に替えた菱形角柱群管路を製作し、フリップ・フロップ流れの振動の違いを調べた。この場合の流れ方向及びその横断方向の菱形角柱列数を $d=20\text{mm}$ の場合と同じにしているので、当然ながら管路幅の B が変化する。そのため Fig. 5.1 に示す上流側の整流のための助走区間の管路も d に応じて替えた。

4.2 PIV と LDV における計測条件

PIV による可視化計測にあたっては、単一菱形の場合には可視化対象領域の水平断面だけであるが、菱形角柱群の場合には水平及び鉛直の両断面を計測した。この場合レーザ光の照射及びカメラの設置位置の問題から、試験区間の下流側に逆し字補助管路を取り付けた。一列型及び二列型から六列型の菱形角柱群管路に対して、それぞれの最下流側列における中央部の菱形角柱背後の流れを可視化対象とした場合には、水平断面での可視化にあたってはその下流側からダブルパルスレーザ光を照射し、管路の上方に設置した CCD カメラにて上面からの撮影を行った。鉛直断面については、下流側にカメラを設置し、上面からの照射するレーザ光の位置を変えながら種々の断面位置で撮影した。

さらに菱形角柱の Rear edge に発現する渦の連結振動を可視化するために、菱形角柱のアクリル樹脂板の削り面にみがきをかけて透明度を向上させた菱形角柱群管路を製作した。この管路を用いることによってアクリル板による光の屈折などの関係により、過誤ベクトルが少し増えるが、菱形角柱群流路内の第三列目や第五列目の Rear edge における渦の連結振動を可視化することができた。

可視化対象領域の大きさは、Fig. 5.2(a) に示す(i)の単一菱形の場合は菱形の下流側の両側部分を、(ii)の角柱群の場合には菱形に挟まれた分流領域の台形の形の部分であり、 $d=20\text{mm}$ の管路の場合には上流側は 20mm、下流側は 40mm の幅で、流れ方向には約 37mm の長さとなっている。なおレーザ光の下流側からの照射時には、菱形によって計測領域が邪魔にならないようにするために、最下流側における中央の一個の菱形が取りはずせるよ

うになっている。
計測対象の流れを考慮して、サンプリング周波数を 15Hz とし、パルス間隔は単一菱形に対して $100\mu\text{s}$ 、菱

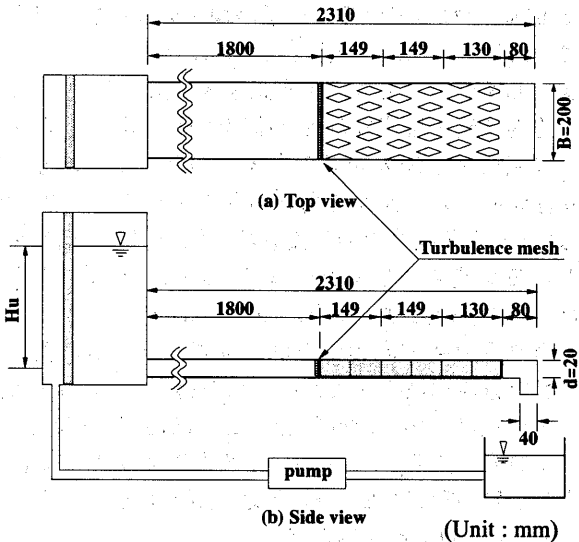


Fig.5.1 Schematic of experimental setup

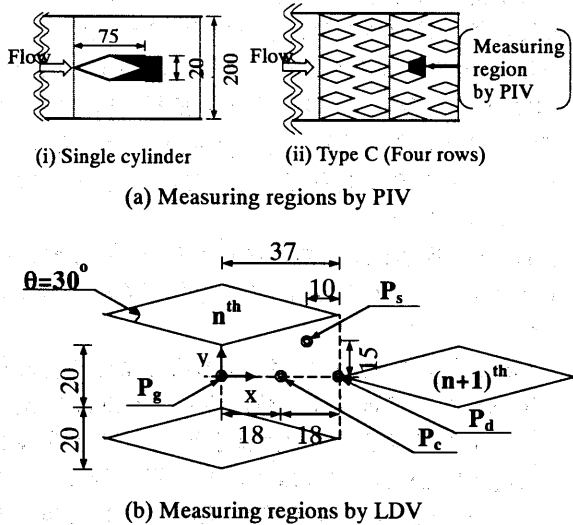


Fig.5.2 Measuring regions and points

Table 1 Kinds of diamond-shaped cylinder bundles

| Number of diamond-shaped cylinders | | | Type |
|------------------------------------|-----------------------------------|------------|----------------|
| Single | | | A |
| Bundles | 5 diamond -shaped cylinders | One row | B ₀ |
| | | Two rows | B |
| | | Three rows | C ₀ |
| | | Four rows | C |
| | | Six rows | D |

形角柱群に対しては $50\mu\text{s}$ として、 $1\text{Kpixel}\times 1\text{Kpixel}$ の画素数を持つ CCD カメラで撮影した。スポットサイズを 64 pixel としたので、今回の角柱群における分流領域の空間分解能の大きいものについては、 1 pixel あたり 2.61mm となっている。粒子画像を取り込むにあたっては、 500 フレームの画像をとり込んだ。

次に LDV については、まず試験区間より 50mm 上流側の管路内の流入流速分布及び流速変動を調べた。助走管路の設置により流入断面の全体にわたって流速分布に一様性がみられ、流速変動も小さくすることができた。さらに、菱形角柱背後の分流領域の代表的な計測対象点における流速変動結果からパワースペクトル解析を行った。それらの計測対象点については、Fig. 5.2(b) に示すような管路幅方向の中央部に位置する二つの菱形に挟まれた分流領域の代表的な 4 点を選んだ。それらの点は、分流領域の中央縦断線上の最狭断面での点 P_g 、中央に位置する点 P_c 、下流側の分岐先端より 1mm 上流側の点 P_d 及び渦の形成領域の剥離境界層付近と考えられる点 P_s のそれぞれを選んだ。

計測にあたっては、流れ方向及びその横断方向のそれぞれの流速成分 u と v に関係する計測では、サンプリング周波数を管路厚さで変化させたが、 $d=20\text{mm}$ の場合には 50Hz 前後で 2000 個のデータが得られるように計測した。また流速変動によるスペクトル解析を行うための計測では、計測時間の節約から v 方向のみとして、同じ程度のサンプリング周波数で 2 万個近くのデータ数を取り込むようにした。

なお、PIV 及び LDV での管路厚さ方向のいずれの計測対象断面あるいは対象点は、それぞれ管路厚さ方向の中央とした。

Re 数の算定にあたっては、下流端流量 Q を菱形角柱に挟まれる 5 つの最狭断面積 $A=5\times 20\times 20\text{mm}^2$ で割って得られる平均流速 U_{\max} を代表流速とし、 d を代表長さとして $Re_{\max}=U_{\max}\cdot d/\nu$ を求めた。また単一菱形角柱の場合には、下流端流量 Q を管路断面積 $A=200\times 20\text{mm}^2$ で割って得られる平均流入流速 U_0 を代表流速とし、管路厚さ d を代表長さとして $Re_0=U_0\cdot d/\nu$ を求めた。

なお、以下の実験が夏季や冬季などの温度が異なる時期にも実施してきたので、同じ LDV における実験結果について Re 数の異なる表示を行っている場合が生じている。

4.3 浮子追跡法

Leading edge 付近の流れを詳細に調べるために浮子追跡法の適用を試みた。この方法では、直径が約 2.5mm の球状の発泡スチロールに直径が 0.1mm 程度の糸をつけて、その球の動きを分流領域の上方と下流側からの斜めのそれぞれの方向から高速ビデオカメラにより追跡した。ここでは、便宜的にその球をトレーサ粒子という

名前を用いる。この場合、糸の上流端を可視化対象の領域より一列上流側に位置する菱形角柱に取り付け、糸の下流側にあるトレーサ粒子の先端位置が分流領域の分岐点より 1mm 程度上流側に位置するように糸の長さを決めた。実験時のトレーサ粒子の動きを写した写真結果の一例を付けて、トレーサ粒子の位置と分流領域での水平及び鉛直断面における座標系を Fig. 5.3 に示した。

高速ビデオカメラでの画像の取り込みにあたっては、今回は一回の撮影で $1/200\text{sec.}$ ごとの画像を 1007 フレーム取り込んだ。カメラを上方に設置した場合の水平断面と下流側からの斜め方向からの鉛直断面におけるトレーサ粒子の動きを撮影してデジタルビデオテープに収録した。得られた画像をパソコン上で処理して、それぞれの画面での粒子の重心座標位置の時間変化を求めた。粒子とカメラの位置関係及び粒子の画像上での鮮明さによっては、画像上の粒子は必ずしも円形にはならないが、それをほぼ円形状のものとしなしてその中心を粒子の座標位置とした。

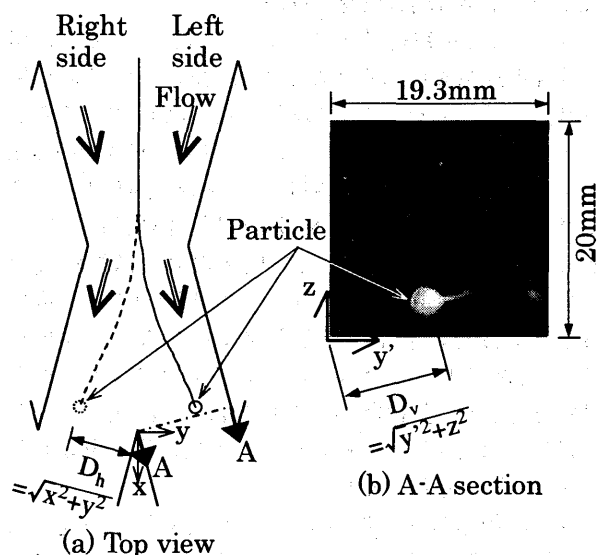


Fig. 5.3 Particle position and coordinate system

4.4 乱流格子

筆者ら¹¹⁾は、交差角が 30° の X 字形交差管内の分流領域において乱流格子の有無による流れの変化を調べてきた。乱流格子を入れない場合には、分流領域の片方に剥離渦を形成し、その部分に大きな乱れがあらわれる。しかし乱流格子を入れた場合には、その大きな乱れが分流領域内に分散される形で広げられ、左右の剥離領域部分がほぼ同じような乱れの分布を示すことを明らかにした。今回の菱形角柱群管路内での主流の交差流れも、左右の菱形からの流れの剥離による乱れの影響を強く受けるが、下流側に向うにつれてそれらがお互いに干渉していることも考えられる。

そこで今回の実験では、菱形角柱の列数や管路厚さの

違いだけでなく、Fig. 5.4 に示すような試験区間の上流側に乱れを強制的に大きくするものとして、乱流格子を挿入した場合における流路内の流れの変化も調べた。乱流格子として直径が0.5, 1, 2, 3 及び5mmのピアノ線やステンレスの円柱を使い、一つの合流領域の入口において1~3 本縦に並べて乱れを変化させた。今回の実験装置は、助走管路や菱形角柱群管路などにフランジが付き、ネジで連結できるようになっているので、乱流格子を上流側の助走管路と試験区間に設置する管路とで挟み込む形で挿入した。

乱流格子の円柱の径や数の違いによる乱れ強さの変化をLDVを用いて計測した。その計測点は、Fig. 5.4 に示す第一列目の菱形に挟まれる最狭断面位置の4等分された3点を選び、LDVによる流れ方向の流速変動成分 u' 及びその横断方向成分 v' から平均乱れ強さ $T_{i,m}=100 \times 0.5 \times ((u')^2 + (v')^2)^{1/2} / U_{\max} (\%)$ を求めた。

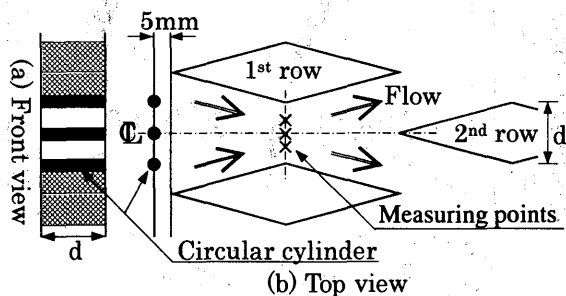


Fig.5.4 Schematic diagram of turbulence mesh and measuring points for turbulence intensity

5. 列数の異なる菱形角柱群管路内の流れ

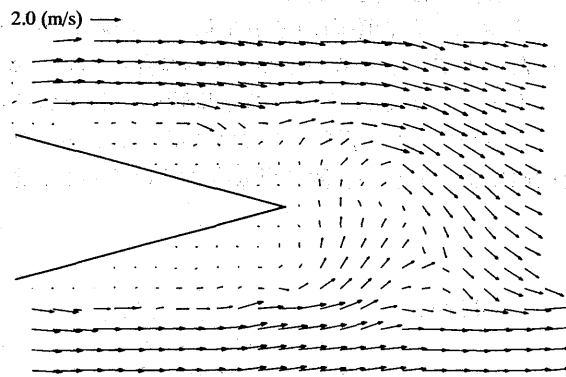
菱形角柱群管路からの流出噴流にフリップ・フロップ流れが発現するためには少なくとも三列以上の菱形角柱群管路であることが必要となっている。本章では、単一菱形角柱の後流との比較も含め、菱形角柱の列数を変化させた場合の角柱群流路内での流れをLDVによって調べた。

5.1 単一菱形角柱の後流

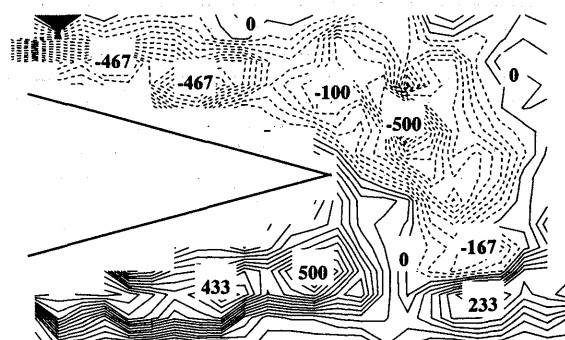
菱形角柱群流路内の流れとの比較のために単一菱形角柱の後流に関する可視化計測を行った。上流側の平均流入流速 U_0 による Re_0 数が15,600の場合におけるPIVによる可視化結果の一例として、ある瞬時の流速ベクトル図及び等渦度分布図をFig. 6.1(a), (b)に示す。Rear edge 付近に渦の形成を想像することができるベクトル及び渦度結果が示されている。取り込んだPIV画像における各時間のベクトル図の変化を追跡すると、鮮明なカルマン渦列振動が発現していることがわかる。

次に、角柱背後の剥離境界層付近の P_s 点でLDVによる流速変動を計測し、パワースペクトルを求めた。その結果、Fig. 6.2 に示すような鮮明な卓越周波数があらわ

れるスペクトル分布が得られた。この卓越周波数がカルマン渦列振動の周波数をあらわしていることは明らかで、その振動特性を示すSt数は約0.27であった。円柱背後での二次元性の後流振動³⁸⁾ではSt数が0.19前



(a) Velocity distribution



(b) Vorticity distribution

Fig.6.1 Velocity and vorticity distributions in divergent region for Type A by PIV ($Re_0=15,590$)

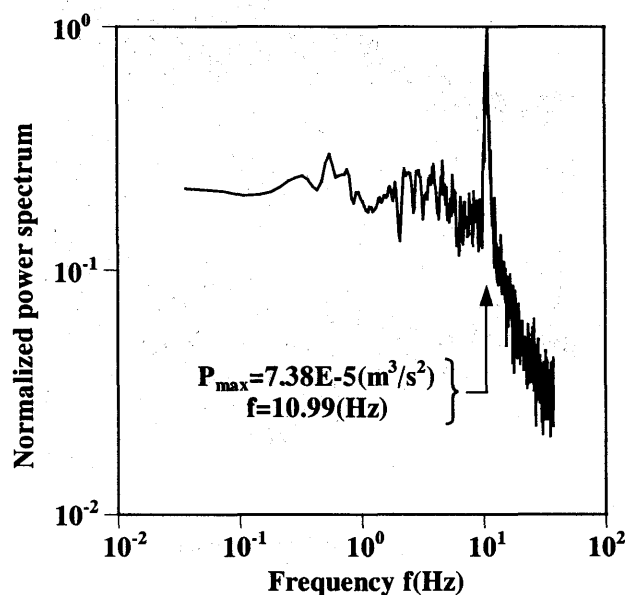
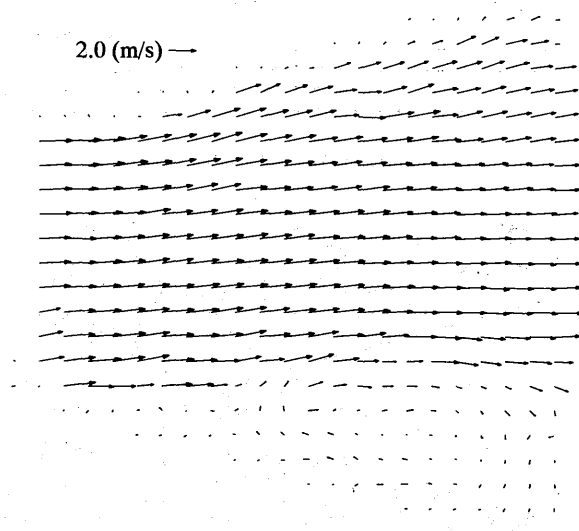


Fig.6.2 Power spectrum in divergent region for Type A by LDV ($Re_0=15,590$)

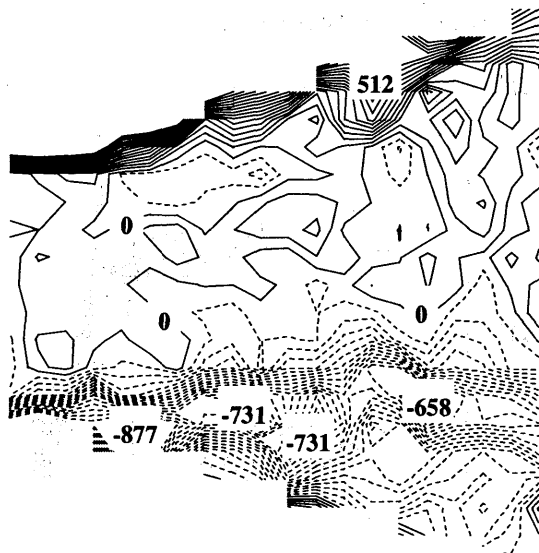
後であるのに対して、ここでの菱形角柱における St 数がやや大きな値となっている。これは、菱形角柱群の管路厚さと角柱幅が同じとなっているためによる上・下の管路壁の影響を受けていることが考えられる。

5.2 二列以下の管路内の流れ

一列型や二列型管路内の分流領域での流れの可視化を行った。まず、二列型の Type B の場合の PIV による流速ベクトルと等渦度分布のある瞬時のそれぞれの図を Fig. 7.1(a), (b) に示す。この図ではベクトルの向きや渦度値によって渦が右側に形成されているのが想像



(a) Velocity distribution

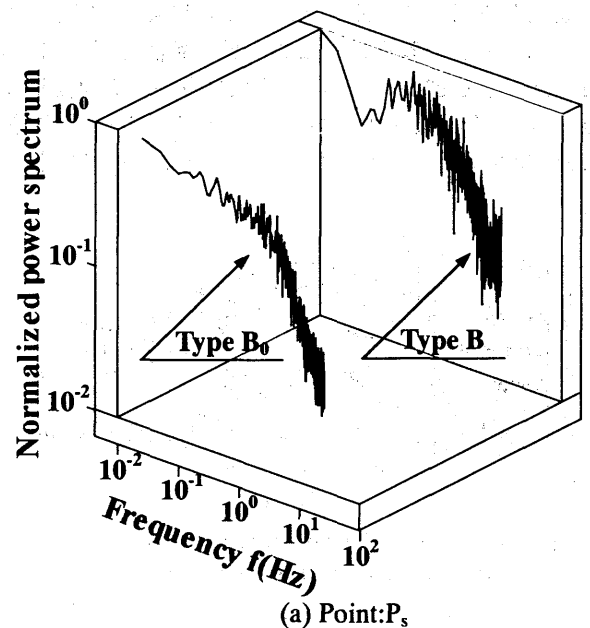


(b) Vorticity distribution

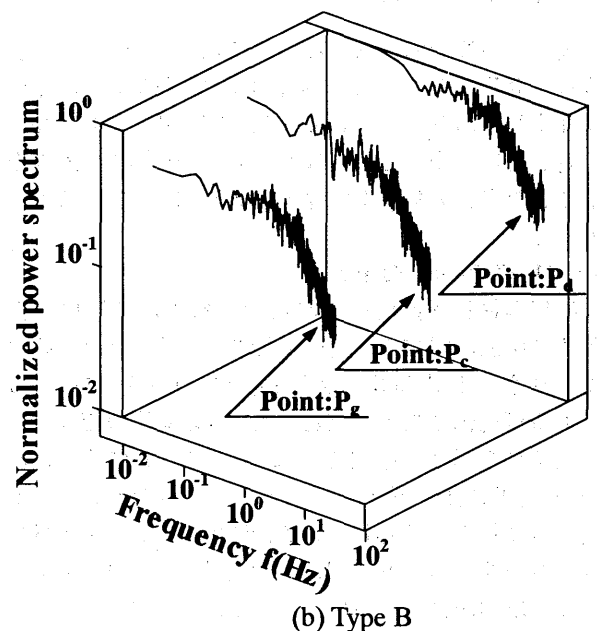
Fig.7.1 Velocity and vorticity distributions in divergent region for Type B by PIV ($Re_{max}=48,460$)

できる。PIV 結果の画像を時間的に追跡してみると、左側にも渦の形成が想像できるが、それぞれの渦の形成がやや不規則にあらわれている。

一列型と二列型の Type B₀ と B のそれぞれの場合において、LDV を用いて Fig. 5.2(b) に示す P_g 点及び分流領域の中央縦断線上の $P_g \sim P_d$ 点における流速変動を計測した。それらから得られたパワースペクトルを Fig. 7.2(a), (b) に示す。それぞれの Type でのいずれの点においても、パワースペクトル分布はノイズを多く含んだスペクトル結果を示している。



(a) Point: P_s



(b) Type B

Fig.7.2 Power spectra in divergent region for Type B₀ ($Re_{max}=54,420$) and B ($Re_{max}=48,460$) by LDV

このようなノイズを多く含んだ振動特性を示すことやPIV結果を考えると、一列型や二列型管路の分流領域においては、左右の菱形に沿って分流領域に流れ込む主流の交差流れによって形成されるせん断層の振動が強くあらわれ、主流の剥離によるカルマン渦列振動が複雑に干渉し合っているものと考えられる。

5.3 三列型及び四列型管路内の流れ

三列以上の菱形角柱群管路からの流出噴流をみると、やや不安定な場合もあるが、フリップ・フロップ流れの発現がみられる。Fig. 8.1(a), (b)に四列型管路内のPIVでの瞬時の流速ベクトル図及び等渦度分布図を

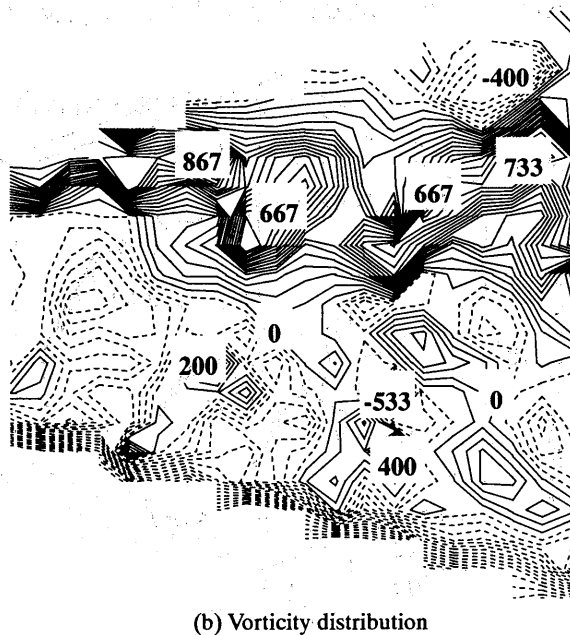
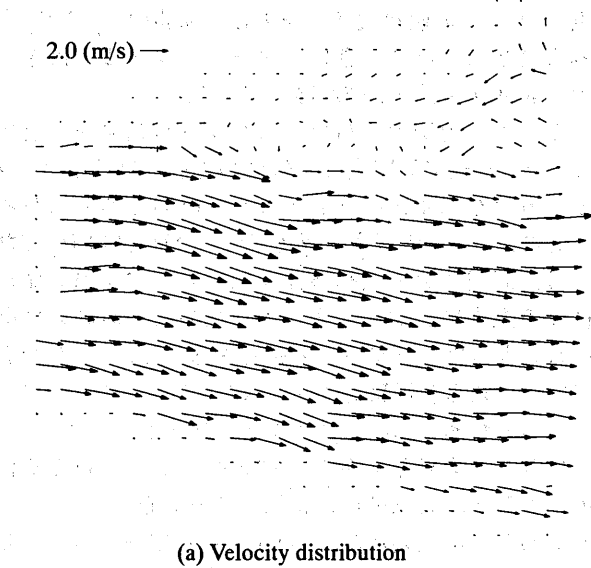


Fig.8.1 Velocity and vorticity distributions in divergent region for Type C by PIV ($Re_{max}=40,160$)

示す。その渦が形成されていると考えられる部分については、PIV結果の画像を時間的に追跡していくと分流領域内の左右へはっきりと振動しているのがみられる。

Fig. 8.2 や 8.3 で示すように、LDVでの P_s 点から P_d 点までのパワースペクトル結果に鮮明な卓越周波数があらわれている。Fig. 8.2 に示される三列型のType C₀でのパワースペクトルにあらわれる卓越周波数は、四列型のType Cのものに比べてやや小さくなっているが、これらはいずれもフリップ・フロップ流れの振動周波数をあらわしていると考えられている。

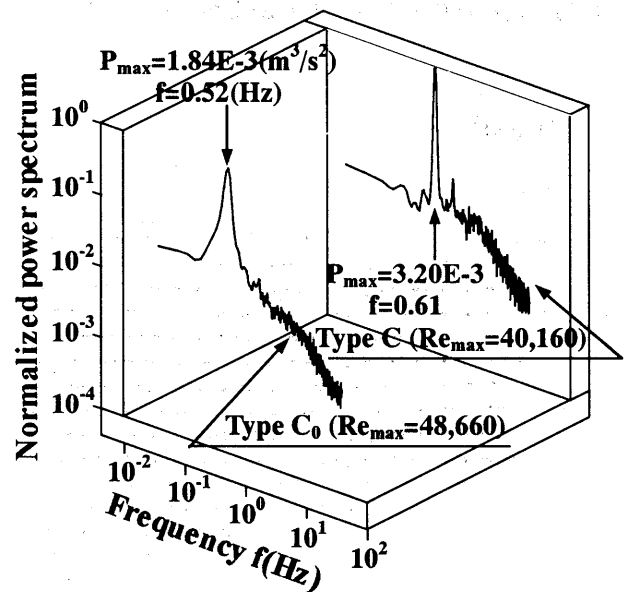


Fig.8.2 Power spectra at point of P_s for Type C₀ and C by LDV

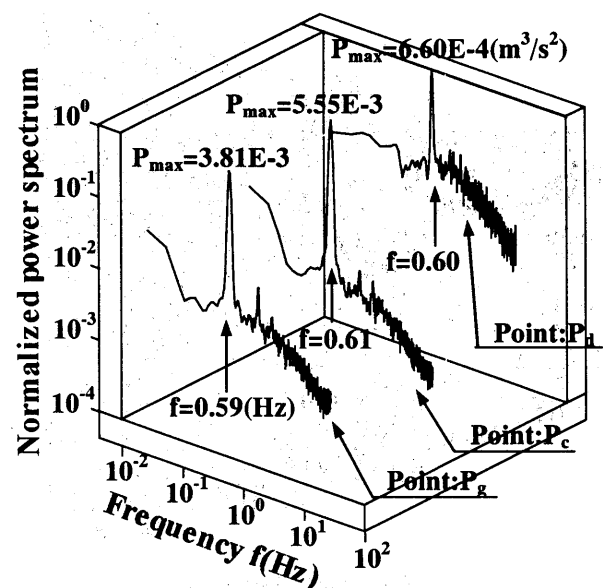


Fig.8.3 Power spectra in divergent region for Type C by LDV ($Re_{max}=40,160$)

5.4 六列型管路内の流れ³⁹⁾

六列型の Type D に至っては、管路末端からのフリップ・フロップ流れが鮮明にあらわれている。Fig. 9.1 (a), (b)に示すように、流路内の分流領域での PIV による流速ベクトル及び等渦度分布は、四列型の場合とほとんど同じ結果が得られている。また、LDV でのパワースペクトル結果を Fig. 9.2 及び Fig. 9.3(a)～(c)に示すように、この場合もいずれの点においても卓越周波数が鮮明にあらわれるパワースペクトル分布となっている。すなわち、第一列目から五列目までのいずれの分流領域にもフリップ・フロップ流れの振動が鮮明にあらわれていることをパワースペクトル結果が示している。

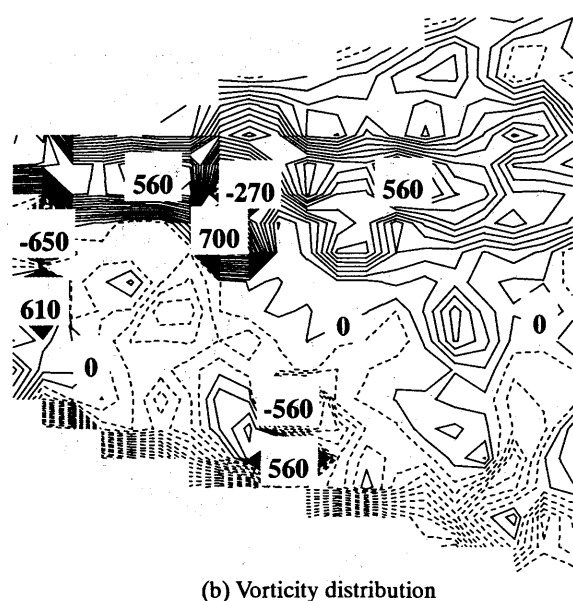
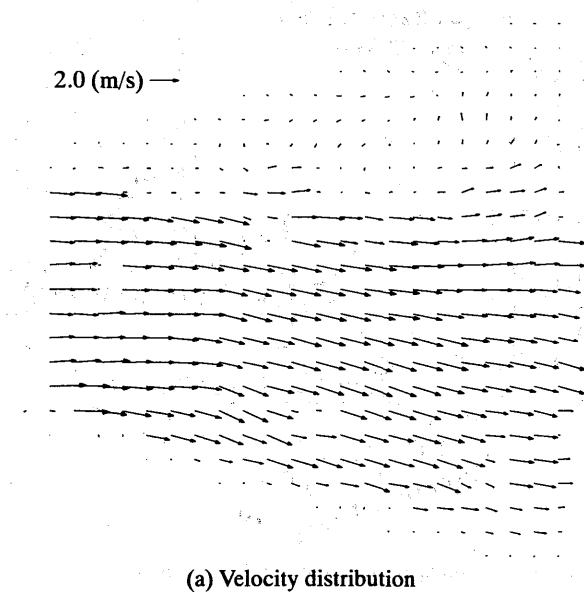


Fig.9.1 Velocity and vorticity distributions in divergent region for Type D by PIV ($Re_{max}=40,180$)

Fig. 9.3(a)～(c)に示す分流領域の中央縦断線上の点に関する結果では、 P_g から P_d 点における P_{max} の値については、 P_c 点での値が他のいずれの点と比べても最も大きな値となっている。その他に、第一列目や第三列目の P_g や P_c 点でのスペクトル分布には P_s 点での分布と同様に、卓越周波数よりも少し高周波数側に二番目や三番目に大きいパワースペクトルの値がみられる。

これらの三つの図の中でさらに注目すべき点については、Fig. 9.3(b)に示される P_d 点のスペクトル分布である。その分布では、 $f=0.6\text{Hz}$ 前後の周波数に対するパワースペクトルの値は小さくなり、 $f=1.65$ のところに $P_{max}=1.15 \times 10^{-4}$ のピーク値があらわれている。その点より上流側の P_c 点のスペクトル分布と比べると、 P_d 点での P_{max} の値が大きく減少し、前述の P_g や P_c 点にみられた二番目に大きいパワースペクトルの値を示す周波数付近へピーク値が移っている。

以上の六列型でのパワースペクトル結果をまとめてみると、角柱群管路内の全体にわたってフリップ・フロップ流れを示すスペクトル分布が鮮明にあらわれるとともに、第一列目や第三列目の P_s や P_g 及び P_c 点などには、高周波数の振動特性を示すカルマン渦列振動や種々の振動周波数を示す交差流れのせん断層の振動の影響を受けたスペクトル分布もみられる。しかし第五列目ではそれらの影響も小さくなり、フリップ・フロップ流れのみがあらわれたスペクトル分布となっている。それに対して角柱群の列ごとにスペクトル分布の変化をしてみると、第三列目に特徴のある分布を示している。すなわち、第三列目の P_c 点付近にパワースペクトルの比較的大きな値があらわれるが、分岐点の P_d 点では逆にパワースペクトルの値が大きく減少し、 P_c 点の卓越

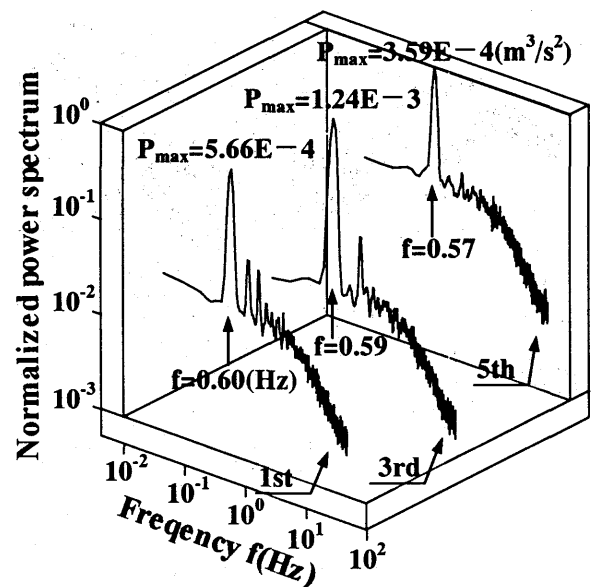
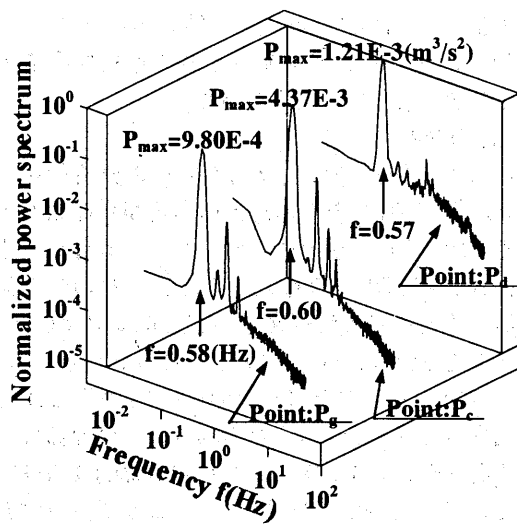
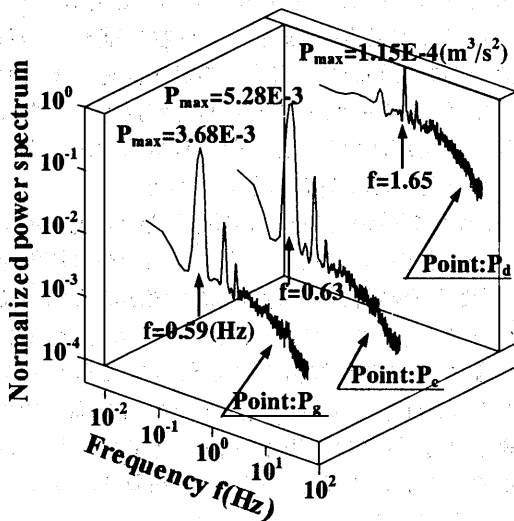


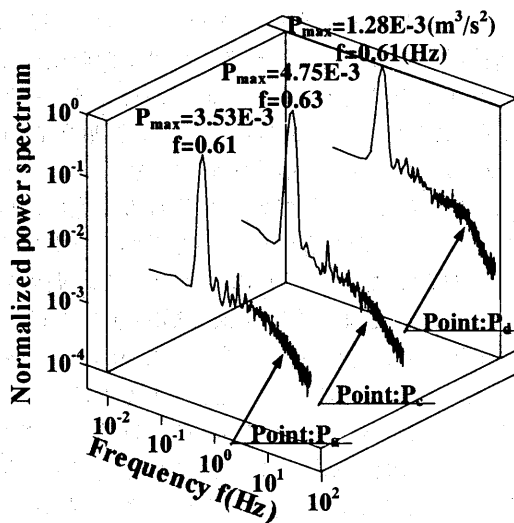
Fig.9.2 Power spectra at point of P_s in each row for Type D by LDV ($Re_{max}=40,180$)



(a) 1st row



(b) 3rd row



(c) 5th row

Fig.9.3 Power spectra on central longitudinal line in divergent region for Type D by LDV ($Re_{max}=40,180$)

周波数より高周波数側にピーク値があらわれるスペクトル分布を示している。この点は、フリップ・フロップ流れやカルマン渦列のそれぞれの振動と交差流れのせん断層の振動などが相互干渉を起こしている特異な点になっていると思われる。

6. 菱形角柱群流路内での分流領域の流れの特性

前章までに菱形角柱群流路内の菱形列数の違いによってその流路内の分流領域の流れが異なることを示した。この章では、PIV や LDV による計測に浮子追跡法の可視化も加えて分流領域の流れの特性を明らかにするための詳細な流れの可視化結果をまとめた。可視化対象としては、第三列目と第五列目の管路の横断方向の中央部に位置する分流領域を選び、特に分流領域の Rear edge と合流領域の先端部が加わる形の Leading edge のそれぞれの付近の流れに注目した。

6.1 分流領域のフローパターン³⁹⁾

フリップ・フロップ流れが発現している場合の菱形角柱群流路内のフローパターンを明らかにするために、六列型管路内での第五列目の分流領域の流れを PIV によって可視化した。前章の Fig. 9.1(a) に一例を示してきたように、流速ベクトルには渦の形成を想像することができるベクトルがあらわれている。フリップ・フロップ流れが発現しているときには、PIV 結果における上方及び下流側から見た場合の流速ベクトルによって推定できる渦の形成位置が左右のいずれかに最も近づいたときの画像フレームを選定することができる。それらの画像フレームに示されている上方から見た場合の流速ベクトルを Fig. 10(i) に示し、その A-A 断面位置に相当する下流側から見た場合の流速ベクトルを(ii)に示した。ここでの PIV は二次元計測であるが、それらの二つの図を重ね合わせてみた場合には、流れを三次元的な形で表示できていると考えられる。この図では流れ方向の左側に渦を形成し、主流は右側に位置している。(ii)に示される下流側から見た図に向かって右側には、渦の形成を示していると考えられる流速ベクトルが鮮明にあらわれている。

これらの可視化結果から、分流領域には主流の角柱からの剥離に伴う後流の軸まわりに旋回を示す形の縦渦が鮮明に発生していることを想像することができる。(i)の上方からの結果と合わせると渦の三次元的な動きも想像できる。

次に、同じ分流領域から次の列の合流領域を含める形で Rear edge 付近の流れを PIV によって可視化した。この場合には第五列目から第六列目だけでなく、透明度を向上させた菱形角柱群管路を用いて第三列目から第四列目にかけての Rear edge 付近も可視化した。それぞれの Rear edge の左右と中央先端部付近に渦を形成していると考えられるある瞬時の流速ベクトル図を選んで

Fig. 11 (a), (b)に示した。それぞれの(i)~(iii)の図に示されるように、第三列目と第五列目のベクトル図の選んだ時間 t が異なるので多少ベクトルの向きなどが違っている。しかし渦の形成部分の形は、それぞれほとんどよく似たものになっていると思われる。図の(ii)に示す先端部付近では、(i)と(iii)に示されるものに比べて流速ベクトルの変化が小さくなり、鮮明な渦の形成部分があらわれにくくなっている。しかし、図を省略した他のPIV結果も含めてそれらの流速ベクトルの時間的変化を追跡していくと、(i)と(iii)に示す菱形の左右の位置にあらわれる渦の形成部分の鮮明さが変化し、左から右あるいは右から左へと渦の形成部分が移動していくのを見ることができると考えられる。

これらのRear edge 付近の流速ベクトル結果と上述の縦渦に関する流速ベクトル結果を合わせて考えると、Fig. 11 (a)の(i)に示されるように菱形の右側に渦が形成され始め、Fig. 10(ii)のような縦渦を形成した後に、Fig. 11 (a)の(ii)と(iii)に示すようなところに渦の形成が移っていくものと考えられる。

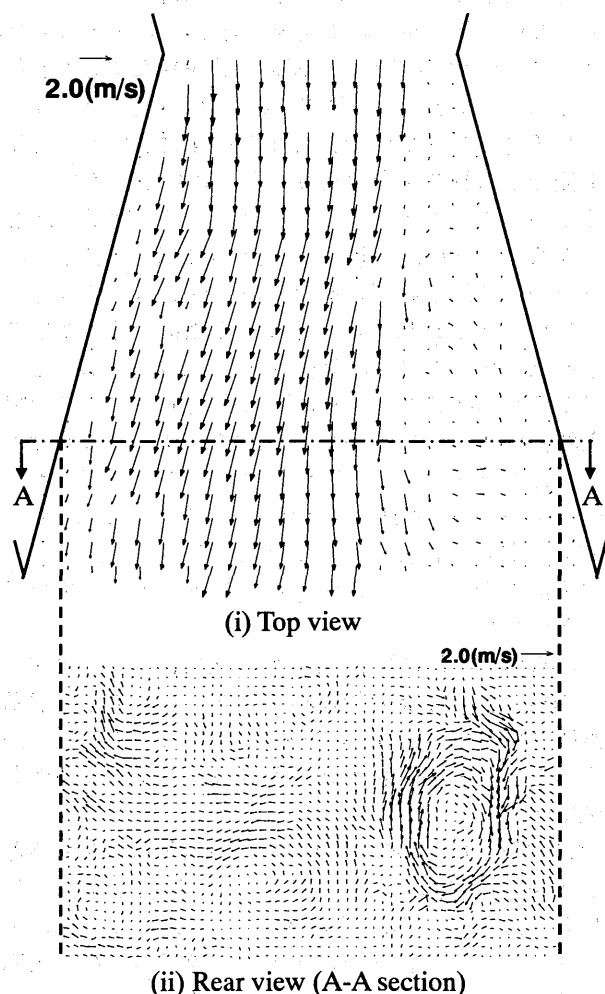


Fig.10 Velocity distributions at certain instant in a flip-flop flow ($Re_{max}=40,180$)

以上のように PIV による可視化結果からフリップ・フロップ流れにあらわれる縦渦及び渦の連結振動を流速ベクトルの変化で示すことができた。

6.2 平均流速分布

前述のように第三列目及び第五列目の分流領域における水平断面で PIV を用いた流速の可視化結果が得られている。それぞれの場合の 500 フレーム画像から求めた平均流速分布図及び流れ方向のそれぞれの分流領域における平均流速 U の流速変化率 dU/dx の等 dU/dx 変化率分布図を Fig. 12.1 (a), (b) 及び 12.2 (a), (b) に示す。

Fig. 12.1 と 12.2 のそれぞれの (a) に示される平均流速分布図をみると、いずれの場合にも分流領域の中央縦断位置を軸として、ほとんど左右対称的な流速分布を示している。これは、フリップ・フロップ流れが発現している場合には、分流領域での左右の噴流がほとんど同じ流量となっていることを示していると考えられる。また菱形に挟まれる最狭断面での左右の壁寄りの付近に最大流速があらわれている。この最大流速があらわれている理由は、この断面上で流路断面が最も狭くなるとともにラム効果が加わり、この壁寄り付近の圧力が非常に小さくなるためによるものと思われる。

一方、中央縦断位置における流速値の変化をみると、第三列目と第五列目のいずれの場合も分流領域の約 1/3 程度下流側付近に流速の最大値があらわれている。Fig. 12.1 と 12.2 の (b) に示す等 dU/dx 変化率分布図の最大値も中央縦断位置の同じ付近にあらわれている。この点は、前述のように交差部での流路幅の変化や流れの衝突と遠心力の作用が関係したエネルギー供給点でもあり、PIV による dU/dx の解析結果でもその存在を示すことができた。

次に、第五列目の分流領域の鉛直断面での流速ベクトル結果から各フレームの渦度を求めた。その一例として最狭断面位置から $x=12\text{mm}$ 下流側における鉛直断面での流速ベクトルと渦度を Fig. 13.1 (a), (b) に示す。それぞれの図上に設定されている PIV における計測格子(全格子点は 52×42 点)上の中央縦断線((b)図に示す A-A' 線)とそれに隣接する上下線のそれぞれの各点における渦度値を使って、その周辺の何点かを平均する形で中央縦断線上で分割したそれぞれの位置での平均渦度値を算定した。この図では中央縦断線の横断方向に 12 分割した領域(その重心位置を×印で図中に示す)での横断方向に 4 点、上下方向に 3 点の合計 12 点の格子点での値を平均して、それぞれの分割領域における平均渦度値を算定した。その他の 499 フレームにわたっても同様の計算を行い、500 フレーム全体における各分割領域での平均渦度値を求めるとともに、それらの領域における渦度値の分散 σ_v を算定した。同様の計算を $x=0$ から $x=36\text{mm}$ の 7 つの鉛直断面でも行った。その結果、

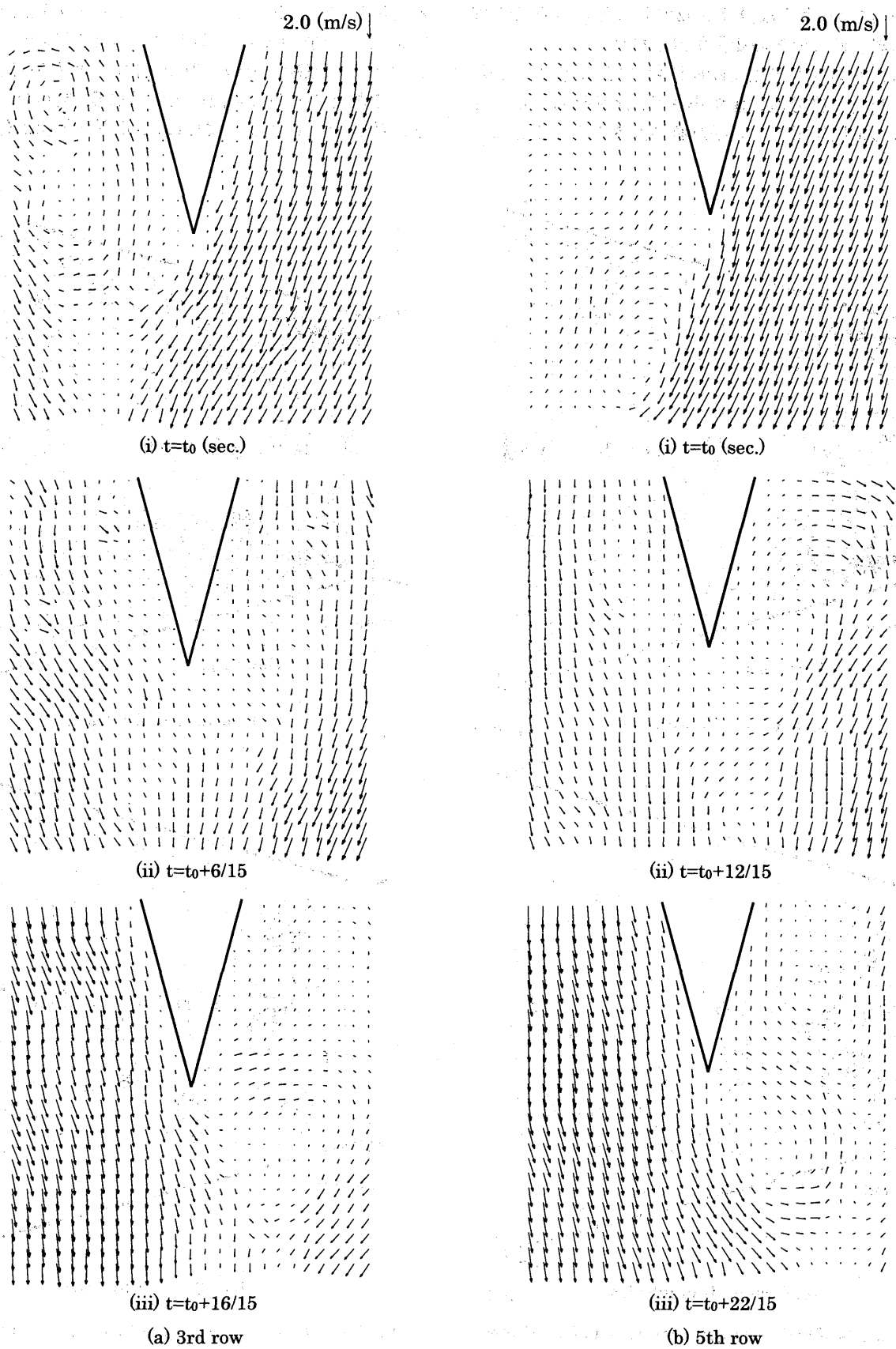


Fig.11 Movement of reciprocating bubble migration using PIV around rear edge of the 3rd and 5th row in a six-row diamond-shaped cylinder bundle ($Re_{max}=46,210$)

Fig. 13.2 に示すような分流領域のそれぞれの鉛直断面位置での渦度値の分散の変化が得られた。

当然ながらいずれの鉛直断面においても、 $y=0$ の中央縦断線上付近では分散の値が小さく、分流領域での左右の壁寄りの位置を示す y の絶対値が大きくなったところ

ろでは分散が大きくなっている。また y の絶対値が 5mm 前後では分散の変化率が大きくなっている。特に、 $x=12\text{mm}$ の鉛直断面での分散の変化は、 y の絶対値が 5mm を過ぎたところから急激に大きくなり、壁寄りで最も大きな値を示している。これはエネルギー供給点付近の断

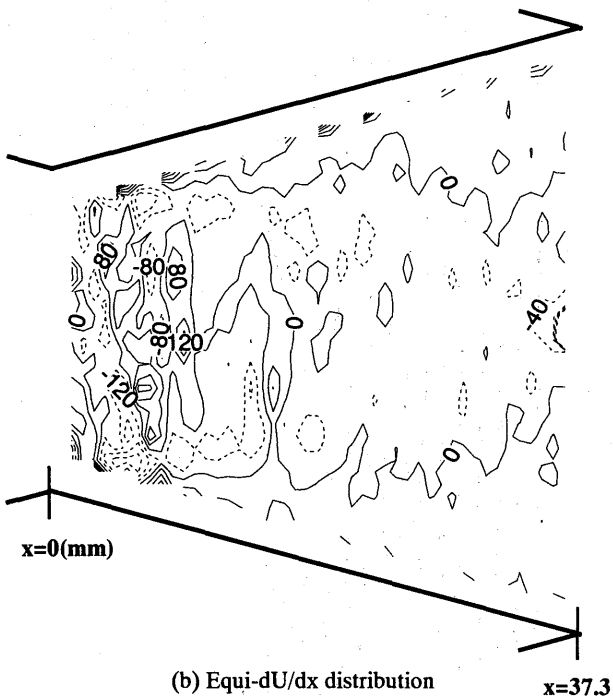
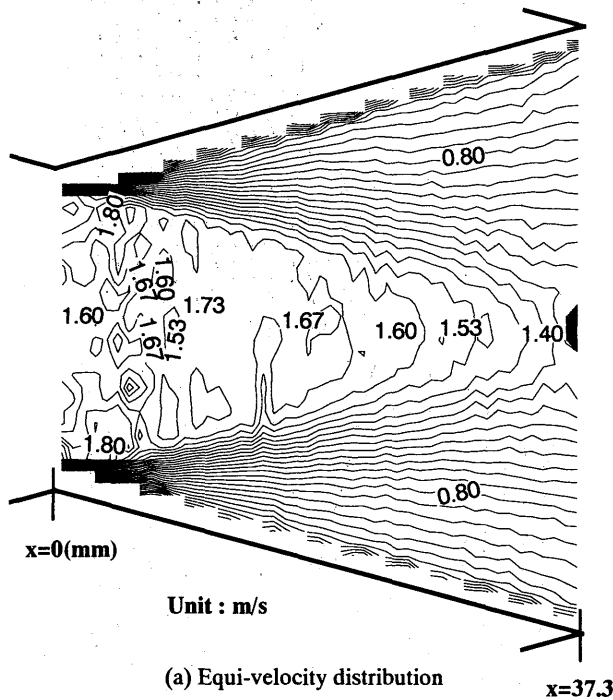


Fig.12.1 Results of PIV in divergent-flow region of the 3rd row inside diamond-shaped cylinder bundles with six rows ($d=20\text{mm}$ and $Re_{\max}=40,180$)

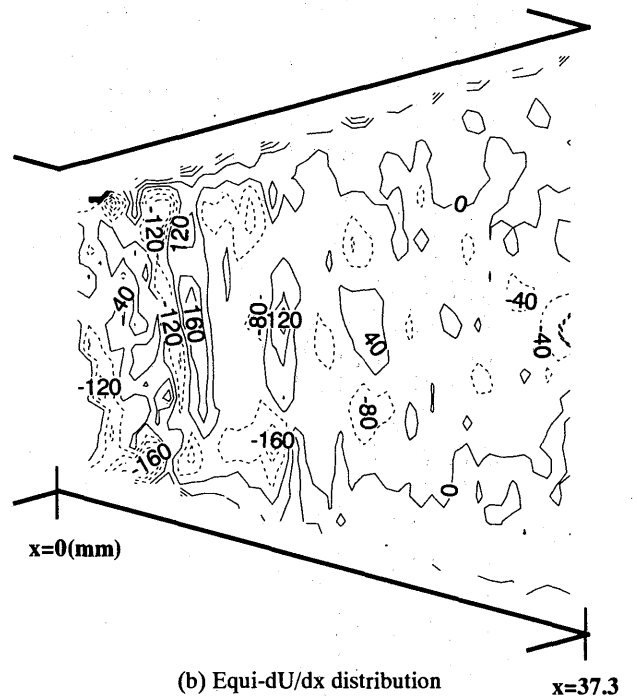
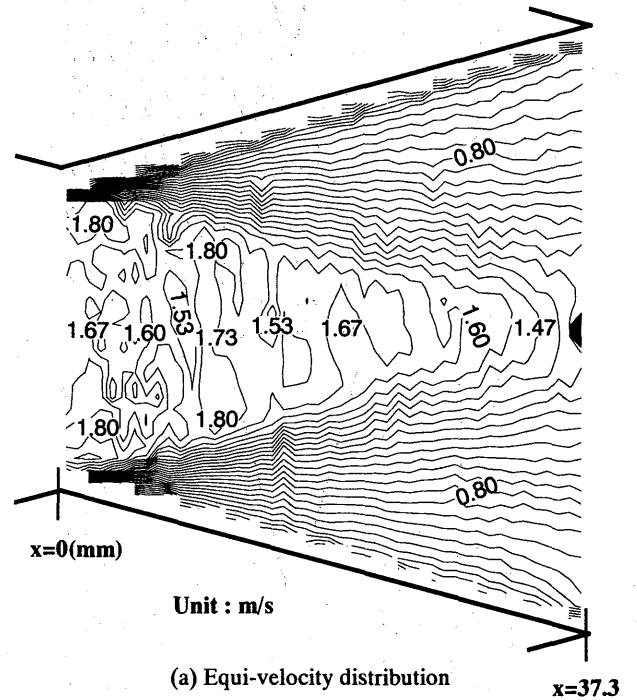


Fig.12.2 Results of PIV in divergent-flow region of the 5th row inside diamond-shaped cylinder bundles with six rows ($d=20\text{mm}$ and $Re_{\max}=40,180$)

面での流速の変化の特徴をあらわしていると考えられる。すなわち、角柱壁寄りの流れは、この断面付近から剥離に伴う渦の形成などに関係して、中央縦断線付近のものに比べて流れの回転性が大きくあらわれていること

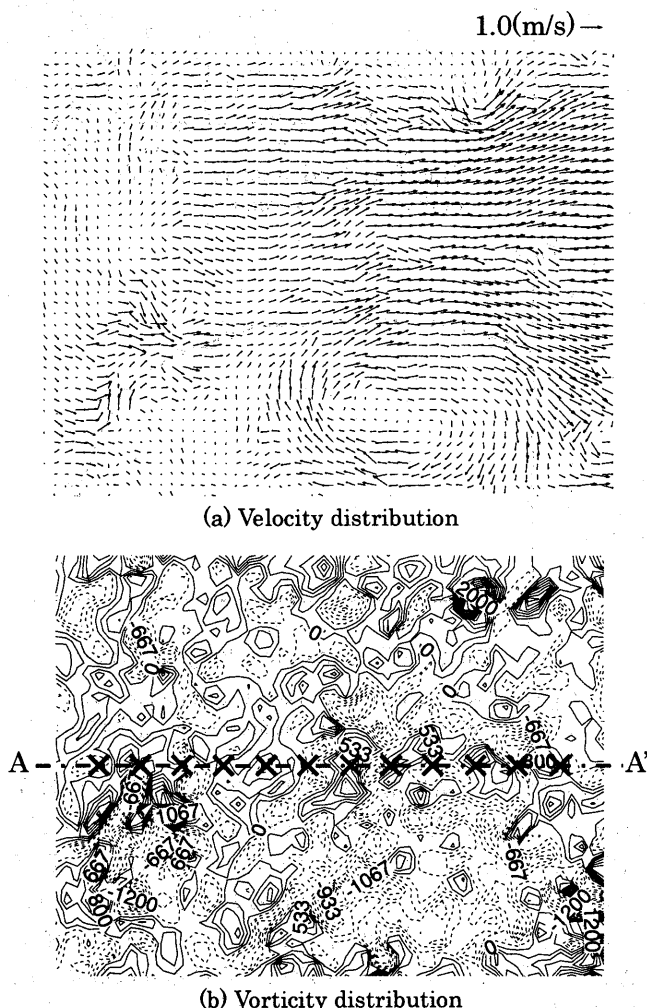


Fig.13.1 Velocity and vorticity distributions at certain instant on a vertical section ($x=12\text{mm}$) of the 5th row in divergent-flow region ($d=20\text{mm}$, $Re_{\max}=40,180$)

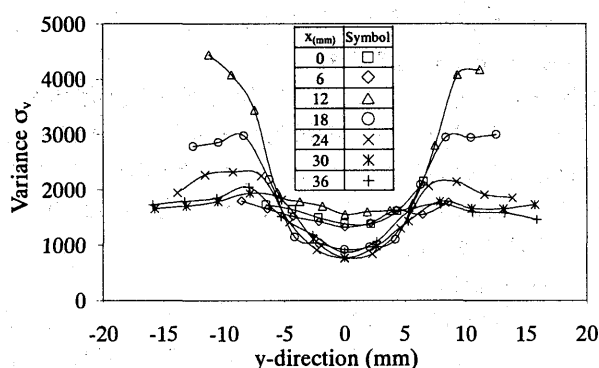


Fig.13.2 Changes of variance for vorticity at vertical sections of the 5th row in divergent-flow region ($d=20\text{mm}$, $Re_{\max}=40,180$)

を示していると考えられる。

以上のように PIV による平均流速分布及び流速変化から、分流領域での流れの対称性及びエネルギー供給点の存在やその点から下流側に向かって角柱壁寄りに流れの回転性が強くあらわれていることなどを明らかにすることができた。

6.3 流速変動⁴⁰⁾

分流領域内での流速変動状況を詳細に調べるために、その領域の中央縦断位置より左側部分に 31 点の計測格子点を設けて、流れの v 方向成分の流速変動を LDV で測定し、そのパワースペクトルを求めた。ここでは第一列目も加えて第三列目及び第五列目の分流領域での流速変動の計測を行った。いずれのパワースペクトルにもそのピーク値を示す鮮明な卓越周波数があらわれている。それらのパワースペクトルのピーク値 P_{\max} に関する結果を Fig. 14.1~14.3 に示す。それぞれの図は、第一、第三及び第五列目におけるもので、(a)は各格子点の P_{\max} の変化を等高線的に描いた等 P_{\max} 値分布図となっている。(b)の方は、分流領域の中央縦断位置上における P_{\max} 値の変化を示している。

最初の Fig. 14.1 に示される第一列目の分流領域では、 P_{\max} の最大値が中央縦断位置上では $x = 18\text{mm}$ 付近にあらわれ、左の分流領域ではその中央縦断位置上から左側へずれた位置にあらわれている。それに対して Fig. 14.2 や 14.3 で示される第三列目と第五列目では、いずれも中央縦断位置上の $x = 10$ から 14mm 付近に P_{\max} の最大値があらわれ、下流側に向かって P_{\max} の値は大きく減衰している。特に Fig. 14.3(a) に示される第五列目での分布については、 $x=14\text{mm}$ の位置を中心としてマウンドを形成する形で P_{\max} の値が大きく盛り上がりとともに、中央縦断位置を軸とした左右対称的な分布を示している。

このようなパワースペクトルの P_{\max} 分布の最大値があらわれる位置は、菱形角柱群流路内の分流領域の違いで多少異なるが、前節までの PIV による平均流速分布の結果と同様に、エネルギー供給点付近にあらわれることが明らかとなった。

以上の六列型菱形角柱群流路内でのパワースペクトル結果と前章の 5.4 の結果も含めてまとめてみると、角柱群流路内の全体にわたってカルマン渦列振動の周波数より低周波数である卓越周波数が鮮明にあらわれるフリップ・フロップ流れのスペクトル分布がみられる。同時に、第一列目や第三列目の P_s や P_g 及び P_c 点などには、カルマン渦列振動及び種々の振動周波数が含まれる交差流れのせん断層の振動のそれぞれの影響を受けたスペクトル分布もみられる。しかし第五列目ではそれらの影響も小さくなり、フリップ・フロップ流れのみの振動があらわれたスペクトル分布となっている。

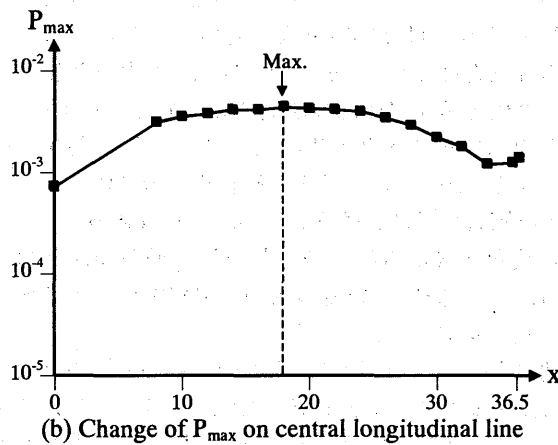
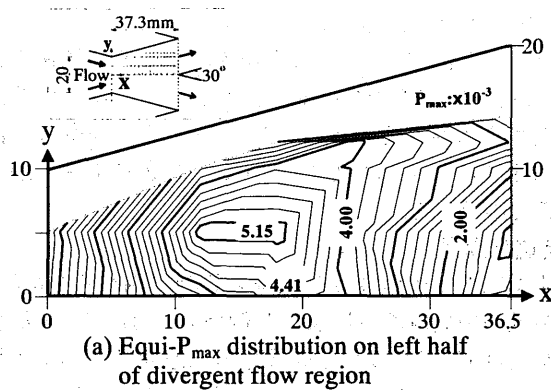


Fig.14.1 Distributions of peak value P_{\max} in power spectra in divergent region of the 1st row ($Re_{\max}=40,180$)

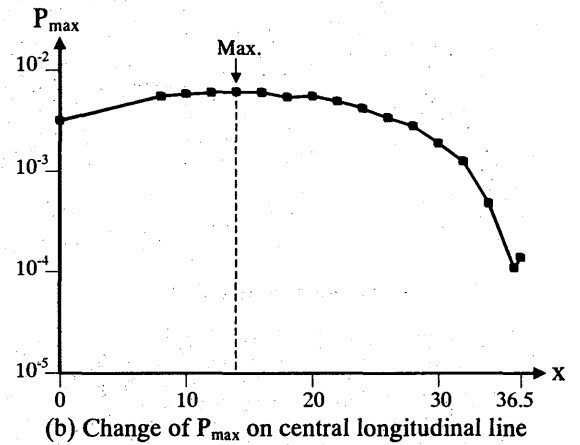
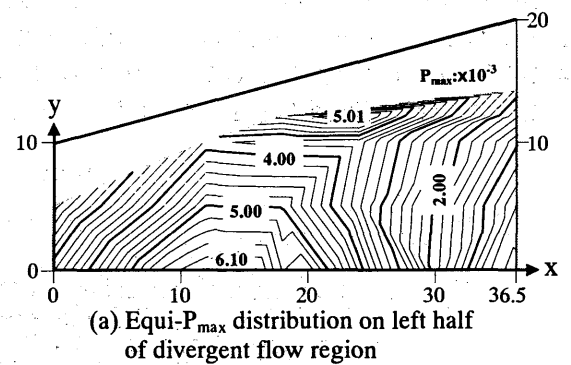


Fig.14.3 Distributions of peak value P_{\max} in power spectra in divergent region of the 5th row ($Re_{\max}=40,180$)

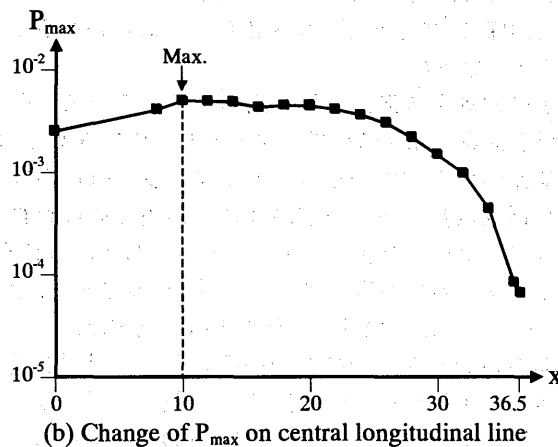
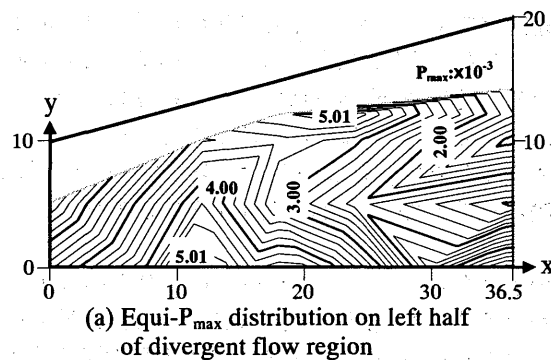


Fig.14.2 Distributions of peak value P_{\max} in power spectra in divergent region of the 3rd row ($Re_{\max}=40,180$)

それに対して角柱群の列ごとにスペクトル分布の変化をみると、第三列目に特徴のある分布を示している。すなわち、第三列目のエネルギー供給点付近に管路全体でのパワースペクトルの最も大きな値があらわれるが、分岐点の P_d 点では逆にパワースペクトルの値が大きく減少し、エネルギー供給点での卓越周波数より高周波数側にピーク値があらわれるスペクトル分布を示している。この点は、フリップ・フロップ流れやカルマン渦列のそれぞれの振動と交差流れのせん断層の振動などが相互干渉を起す形で重なり合う節目の点に相当していると思われる。この特異な点を菱形角柱群管路内の「干渉節目点」と名づけることにした。

6.4 Leading edge 付近の流れ

前節までに述べてきたように、第三列目の分流領域の分岐点付近に種々の流れの振動が干渉し合う干渉節目点が存在していることが明らかになったので、その点も含めた Leading edge 付近の流れを浮子追跡法と LDV を用いて詳細に調べた。

6.4.1 浮子追跡法

菱形角柱群管路内では、フリップ・フロップ流れが発現した場合に渦の連結振動が上流側の第一列目から下流側に向かって伝播して行くが、前節の 6.3 の分流領域での流速変動結果に示されているように、その分流領域

の列数位置によって流速変動分布が多少異なっている。そこで第三列目の分流領域から第四列目の合流領域に位置する Leading edge の流れの特性を明らかにするために、第五列目から第六列目に位置する Leading edge 付近の流れと比較する形で浮子追跡法を用いた流れの可視化を試みた。

トレーサ粒子を分流領域内に浮遊させて Leading edge 付近における上方からの水平断面及び下流側からの鉛直断面でのその動きを目視観察すると、フリップ・フロップ流れや交差流れのせん断層の振動の影響を受けた動きを示している。その特徴的な動きとしては、分流領域の Rear edge の菱形角柱寄りと Leading edge 寄りのそれぞれの 2 箇所の部分に重心位置があらわれるような動きを示していた。第三列目と第五列目でのそれぞれの動きの違いもみられ、高速ビデオカメラを用いて第三列目と第五列目の分流領域での水平及び鉛直断面ごとにトレーサ粒子画像の取り込みを行った。取り込みにあたっては、画像解析における粒子の画像の鮮明さやパソコンの容量などの関係を考慮して、今回の実験での流れが比較的遅いと考えられる Re 数が約 23,000 の場合に設定し、それぞれの断面での取り込んだ撮影画像として 6 ケースを選んだ。

Fig. 5.3(a) に示す第三列目及び第五列目における分流領域の左右の部分でのトレーサ粒子の平均的な軌跡を求めた結果、時間経過に対する Leading edge からの水平断面における距離 D_h の変化が Fig. 15.1 に示されている。いずれの軌跡においても Leading edge から離れていく時には早く、逆に近づいてくる時には時間がかかっていることがわかる。特に、図の右の後半部分における結果が示すように、Leading edge に近づいてくる場合の時間及びその変化率は、第三列目の方がそれぞれ短く及び大きくなっている。

その他に、図の最初の立ち上がり部分では、記号が重なって見にくくなっているが、第三列目の方が軌跡点の数が多くなり、0.2sec. から後の D_h が 8mm 以上になったところでは、第五列目の方の時間間隔が長くなっている。これらの結果については、第三列目の方が Leading edge 近くに、第五列目の方では Rear edge に近いところに、それぞれ浮遊している場合が多くなっていることを示している。ただし、浮遊している時間については、次の鉛直断面における結果も考慮する必要がある。

次に、Fig. 5.3(b) に示す鉛直断面でのトレーサ粒子の軌跡を調べたところ大変複雑な動きを示していた。ビデオ画像を観察すると、Leading edge 付近とそれから遠ざかった部分での動きが異なっていることが見られた。そこで Leading edge から粒子までの鉛直断面における距離 D_v を求め、流路内の軌跡全体、軌跡の半分より Leading edge 側 ($y' = 7.7\text{mm}$ 以下) と遠方の三つに分けて、

第三列目及び第五列目での結果においてそれぞれの軌跡についての平均である重心位置を求めた。個々のケースで求められた重心と比較して、平均の重心に最も近いものは Fig. 15.2(a), (b) に示すものであると判定した。これらは、今回の実験で得られた第三列目と第五列目での代表的な鉛直断面でのトレーサ粒子の軌跡をあらわすものと考えられる。

それらの図を比較すると、図の左側よりの Leading edge に近い部分では、第三列目の方が第五列目でのものに比べて軌跡点の数が多くあらわれているが、逆に図の右側の Leading edge から離れた部分では、第五列目の方での軌跡点の数が多いとあらわれている。第三列目と第五列目での個々のケースの結果において y' が 7.7mm 以下に位置する軌跡点の数の全体に対する割合を求めてみると、第三列目と第五列目のそれぞれの場合には、

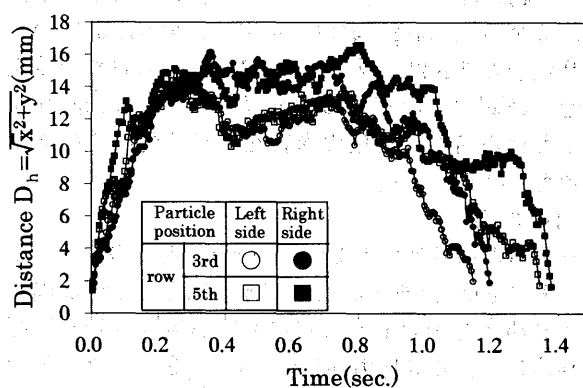


Fig. 15.1 Variation of position of tracer particles with time on horizontal section of each the 3rd and 5th row

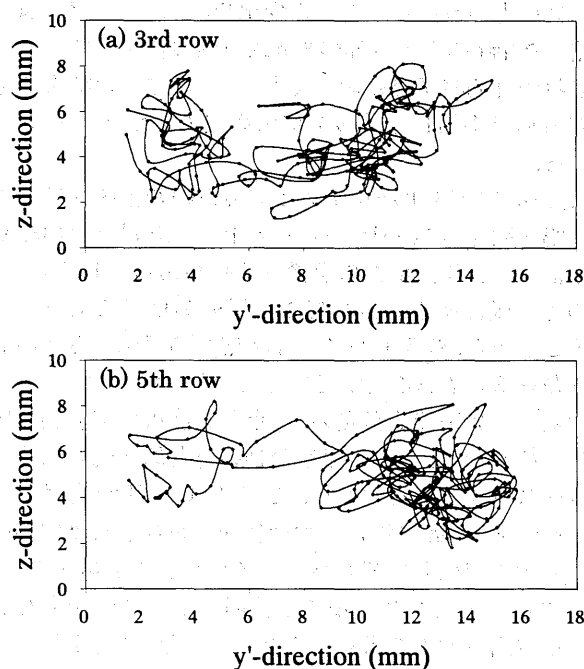


Fig. 15.2 Typical path lines of tracer particles in A-A vertical section

32.3%と18.8%となっている。これは、第五列目の場合と比べて第三列目では Leading edge に近いところにトレーサ粒子が浮遊している場合が多く、逆に第五列目では Leading edge から遠ざかったところに数多くのトレーサ粒子が浮遊していることを示している。

以上のような浮子追跡法による可視化結果では、第三列目での分流領域では Leading edge に近いところ、第五列目では Leading edge から遠ざかったところのそれぞれに流れの特徴がトレーサ粒子の動きにあらわれていることが考えられる。第三列目と第五列目の分流領域の平均流速などを比べると、圧力損失などの影響の違いから、第三列目の方の流れはわずかながら速くなっている。そのためフリップ・フロップ流れに追従したトレーサ粒子の時間的変化の違いが分流位置によって異なることも考えられる。従って、第五列目での今回のトレーサ粒子の動きは、フリップ・フロップ流れに大きく影響を受けるが、第三列目における水平及び鉛直断面でのトレーサ粒子の動きは、フリップ・フロップ流れや交差流れのせん断層のそれぞれの振動以外に、Leading edge 近傍における流れの変化の影響を大きく受けていることが考えられる。

6.4.2 LDV 結果

第三列目と第五列目の Leading edge 近傍の流れについて、その edge 点を中心として 6mm 四方に 1mm 間隔の格子点を設けてそれぞれの点における流速変動を計測し、平均レイノルズ応力 $-\overline{u'v'}/U_{\max}^2$ を求めた。その格子内の中心付近における 4mm 四方の結果を Fig. 16 に示す。流れの横断方向の計測格子点を結ぶ線を平均レイノルズ応力の原点としてその変化を図示している。図を省略した 4mm 四方より外の 6mm 四方内の結果については、いずれの計測格子点においても 4mm 四方内の結果を延長する形で平均レイノルズ応力の絶対値が大きくなっている。

Fig. 16 に示す平均レイノルズ応力の変化をみると、第三列目の Leading edge の上方 1mm 付近での結果のみにレイノルズ応力の急激な変化があらわれている。この点が既に明らかにしてきた干涉節目点に位置していることから、今回もレイノルズ応力の変化からその点の存在を確認することができたと考えられる。

次に、この干涉節目点の P_d 点と分流領域での剥離境界付近の P_s 点における流速変動の時間的変化を求め、パワースペクトルを調べた。ここでは $d=20\text{mm}$ だけでなく、 $d=5$ と 10mm の場合の六列型菱形角柱群管路内のそれぞれの二点においてもパワースペクトルを調べた。いずれのパワースペクトルにも鮮明なピーク値があらわれ、卓越周波数 f を求めることができた。Re 数に対する f の変化を Fig. 17 に示す。いずれの管路の二点における f も Re 数の増加に対して直線的に増大している。

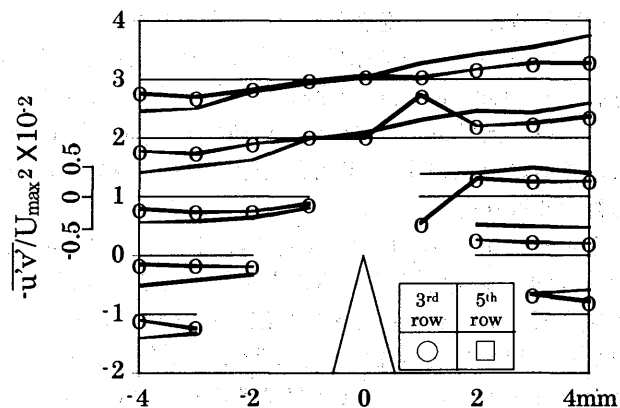


Fig.16 Changes of Reynolds stress around leading edge of the 3rd and 5th row

しかもそれらの f の値を比較すると、 P_d の f は P_s のものの 3 倍程度となっていることに注目すべきである。第 2 章の 2.4 の研究レビューに述べてきたように、ここでの P_s と P_d の二点における周波数の関係については Lucas ら³¹⁾ によるエッジトーンが発生した場合の二つの主たる自励振動周波数成分との関係と同じになっていると考えられる。

以上のように六列型菱形角柱群管路内での第三列目の分流領域の Leading edge より 1mm 程度上流側に流速変動の特異な点があられ、干涉節目点と名づけてきたが、その点でエッジトーン現象が発生していることも明らかにすることができた。

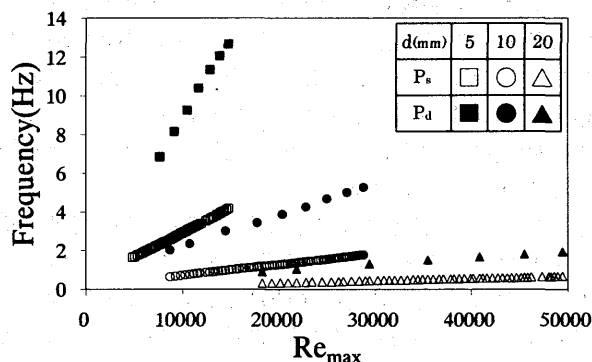


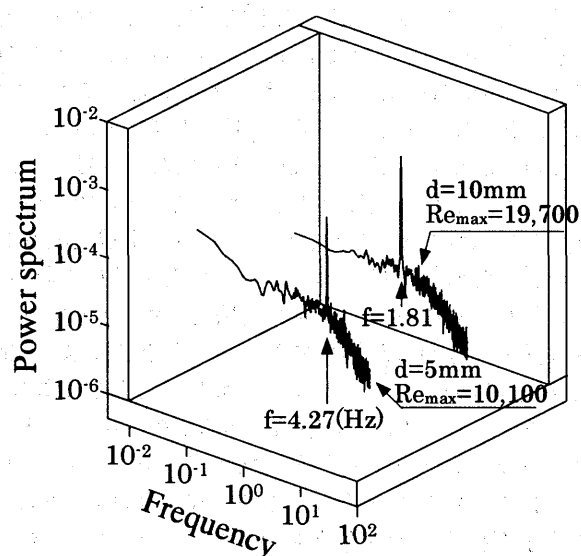
Fig.17 Relationship between Re and f in point P_s and P_d of divergent-flow region

7. フリップ・フロップ流れの発現メカニズム

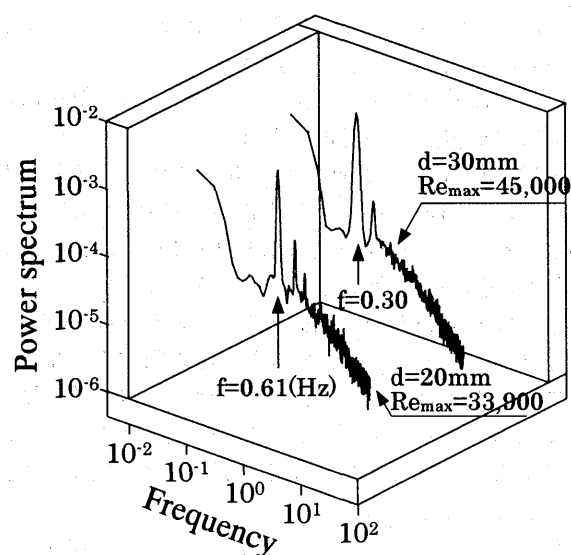
前章までにフリップ・フロップ流れが発現するまでの菱形角柱群管路条件や流路内の分流領域での流れの特性を述べてきたが、本章では、菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れの発現メカニズムを定量的に明らかにするために、角柱群管路厚さが異なる場合や上流側から強制的に乱れを与えた場合におけるフリップ・フロップ流れの振動特性を LDV を用いて調べた。さらに、それらの結果も含めてフリップ・フロップながれの発現メカニズムの考察をまとめた。

7.1 管路厚さが異なる場合

第5章の5.4に示してきた $d=20\text{mm}$ の場合の六列型菱形角柱群管路内での第五列目のP₅点における流速変動測定を $d=5, 10$ 及び 30mm の場合の管路にも適用した。それらの流速変動結果からパワースペクトルを求めた。それぞれ管路厚さの違いによるパワースペクトルの比較のために代表的なパワースペクトル分布図をFig. 18(a), (b)に示す。(a)に示す d が5と10mmのそれぞれの場合には、いずれのパワースペクトル結果にも鮮明な卓越周波数 f があらわれている。(b)に示す d が大きくなった20と30mmの場合にも同様の卓越周波数が鮮明にあらわれているが、その周波数が(a)に示す結果よ



(a) $d=5$ and $d=10\text{mm}$



(b) $d=20$ and $d=30\text{mm}$

Fig. 18 Power spectrum distributions in divergent-flow region of diamond-shaped cylinder bundles

りも小さくなり、低周波数側での一部のパワースペクトルの値も少し大きくなり、フリップ・フロップ流れが大きな振動の形を示す長周期性の振動となっていることがわかる。図を省略している他のRe数の場合もほとんど同じパワースペクトル分布となっている。

次に、Re数を変化させた場合の f やSt数の違いを調べた。それらの結果をFig. 19.1とFig. 19.2に示す。Fig. 19.1に示すように、いずれの管路厚さの場合もRe数の増加に対して f は直線的に増大している。また管路厚さが小さいものほどRe数に対するその変化は急激なものとなっている。

Fig. 19.2に示すRe数に対するSt数の変化をみると、それぞれの管路厚さの場合においては、あるRe数の値までは段階的にSt数が減少し、そのRe数以上になるとほぼ一定のSt数となっている。またそれぞれの管路厚さにおけるSt数が一定になるまでのRe数に対するSt数の変化をみると、管路厚さの小さい方ではRe数の増加に対して急激にSt数が減少しているが、管路厚さに比例してRe数も大きくなるとSt数が段階的に減少している。

このような一定のSt数の値に至るまでのフリップ・フロップ流れの振動には、エッジトーン現象の発現が関係して不安定性があらわれていると思われる。これをさらに言い換えると、それらのSt数のRe数に対する変化をみると、菱形角柱群管路内のフリップ・フ

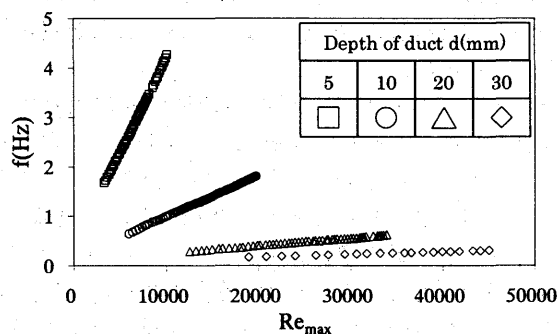


Fig. 19.1 Relationship between Re and f in divergent-flow region of diamond-shaped cylinder bundles

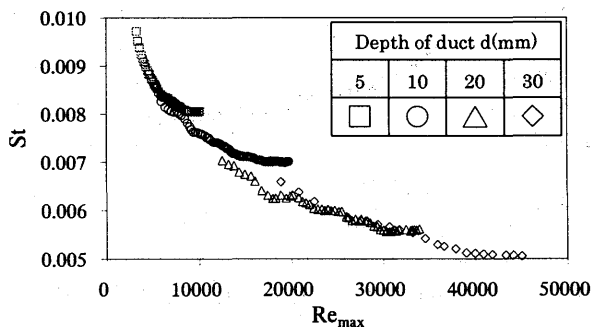


Fig. 19.2 Relationship between Re and St in divergent-flow region of diamond-shaped cylinder bundles

ロップ流れの振動については、 Re 数の増加に対して St 数は全体的に放物線上を連なった形で減少するが、管路厚さに応じてある Re 数以上になると St 数の値が一定となる場合があることを示している。これは、菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れの不安定性と安定性を区別する Re 数が管路厚さによって決定されることも意味していると思われる。

その他に、これらの管路厚さが異なる菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れの振動と単一菱形角柱におけるカルマン渦列振動との比較も行った。 $d=10$ と 20mm の単一菱形角柱管路の厚さにおけるカルマン渦列振動の周波数 f_k とそれぞれに対応する菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れの卓越周波数 f_f を調べた。 Re 数に対するそれらの周波数比 f_f/f_k の変化を Fig. 20 に示す。ここでの Re_0 は、単一角柱管路での結果と比較するために上流側の管路流入口での平均流速 U_0 を用いている。いずれの管路における周波数比も、 Re 数の増加に対して減少し、ある Re 数からそれぞれの管路厚さで値は異なるが、ほぼ一定の値を示している。これは、ある Re 数以上ではフリップ・フロップ流れの振動もカルマン渦列振動と同様の規則正しい振動を示すことを意味していると考えられ、今回の菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れがカルマン渦列振動を基本としたものになっていることも示されていると考えられる。ここでの $d=20\text{mm}$ の場合のフリップ・フロップ流れについては、カルマン渦列の振動周波数の約 $1/20$ となり、非常に低周波数の振動となっていることを定量的に明らかにすることができた。

以上のような管路厚さが異なる菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れの振動については、 Re 数に対する St 数の変化を大きく分けて二つに分類できることを定量的に明らかにすることができた。その一つは、一定となる St 数の値が管路厚さの違いによって異なり、管路厚さが大きくなると St 数の値が小さくなっていることである。もう一つは、フリップ・フロップ流れの不安定性を示す部分の St 数の変化については、管路厚さ

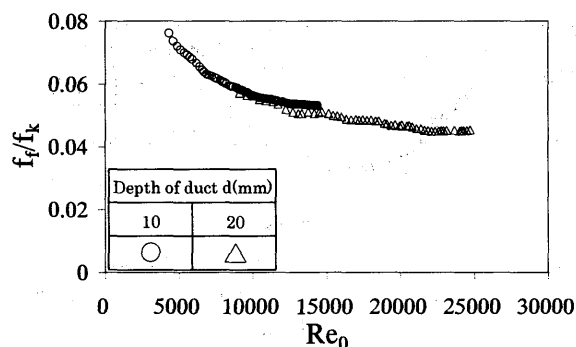


Fig. 20 Relationship between Re and f_f/f_k in divergent-flow region of diamond-shaped cylinder bundles

の変化も含めた Re 数の増加に対して放物線的な減少となっていることである。

その他に、フリップ・フロップ流れの振動がカルマン渦列振動を基本としていること及びそれぞれの周波数の違いも明らかにすることができた。

7.2 上流側からの乱れの影響

Fig. 5.4 に示すような第一列目の上流側に種々の乱流格子を挿入した場合のフリップ・フロップ流れの振動の変化を調べた。 d については 10 と 20mm の場合におけるそれぞれの流れを比較した。それらの結果から乱流格子を挿入しなかった場合のパワースペクトルと挿入した場合の代表的なものの比較を Fig. 21 (a), (b) に示す。それらの乱流格子の有無による流れの変化の検討にあたっては、Fig. 20 に示す $Re-St$ 関係での St 数が一定となる付近のわずかに異なる Re 数のものを 2 つ選んだ。それぞれの流れ場で計測された卓越周波数 f や平均乱れ強さ Ti_m を平均して以下の比較に用いた。

Fig. 21 (a) に示す $d=10\text{mm}$ の管路においては、乱流格子を挿入しなかった場合の Ti_m は約 4.9% で、挿入した場合には約 8.8% であるが、いずれも卓越周波数が鮮明にあらわれたパワースペクトル分布を示している。しかしながら乱流格子を挿入した場合には、その卓越周波数は挿入しなかった場合のものよりも小さくなり、また低周波数側のパワースペクトル値が逆に大きくなり、フリップ・フロップ流れの振動以外のものの影響も強く受けたパワースペクトル分布となっている。一方、(b) に示す管路厚さが大きくなった $d=20\text{mm}$ の場合には、乱流格子を挿入しなかった場合と挿入した場合のそれぞれの Ti_m は、約 5.2% と約 11.9% であるが、乱流格子を挿入した場合の卓越周波数が挿入しなかった場合のものよりも大きくなり、低周波数側のパワースペクトルはいずれも大きな値を示している。

次に、 Ti_m の違いによるフリップ・フロップ流れの振動の卓越周波数 f の変化を Fig. 22 に示す。 f のスケールの違いから $d=10\text{mm}$ と $d=20\text{mm}$ の場合をそれぞれ上下に分けて図示した。上の方に示す $d=10\text{mm}$ の直径が 0.5mm の円柱を使った乱流格子を挿入した場合は、いずれも乱流格子を挿入しなかった場合に比べて Ti_m が大きくなっているが、 f はわずかに大きくなっている程度である。一方、直径が 2mm や 3mm の円柱を 2 本や 3 本に増やした場合では、 Ti_m が大きくなり、 f は逆に小さくなっている。いずれにしても、全体的には Ti_m が大きくなると、バラツキはあるが、 f は小さくなる傾向を示していると思われる。

それに対して図の下の方に示す $d=20\text{mm}$ の場合には、乱流格子を入れた場合のものに比べて乱流格子を入れた場合のほとんどにおいて f が大きくなっている。また、それぞれの角柱の同じ直径のものを比

べると、円柱本数が増えるにつれて Ti, m も大きくなり、 f も大きくなっている。

さらに、前節での管路厚さ及び Re 数を変化させた場合のフリップ・フロップ流れに対して、試験区間の上流端に乱流格子を挿入してフリップ・フロップ流れへの影響も調べた。この場合の乱流格子は、直径が2 mmの円柱を管路横断方向全体にわたって19本鉛直にして設置した。Fig. 5.4に示す1つの合流領域の上流端部には5本設置していることになる。乱流格子を挿入しなかった場合と挿入した場合の $d=5, 10$ 及び20 mmの管路に対し

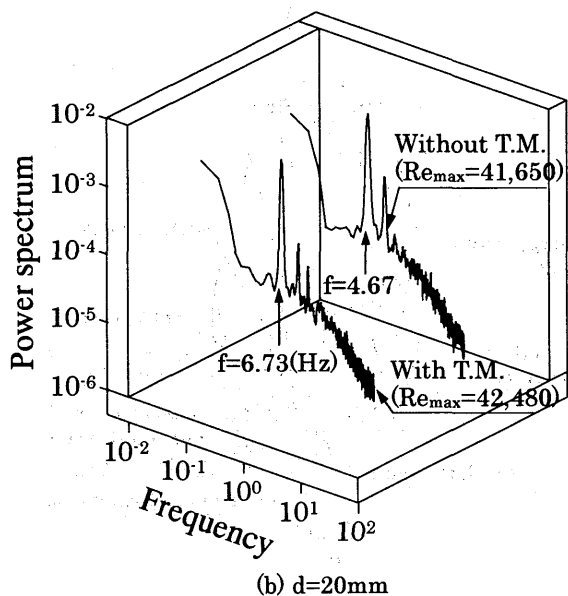
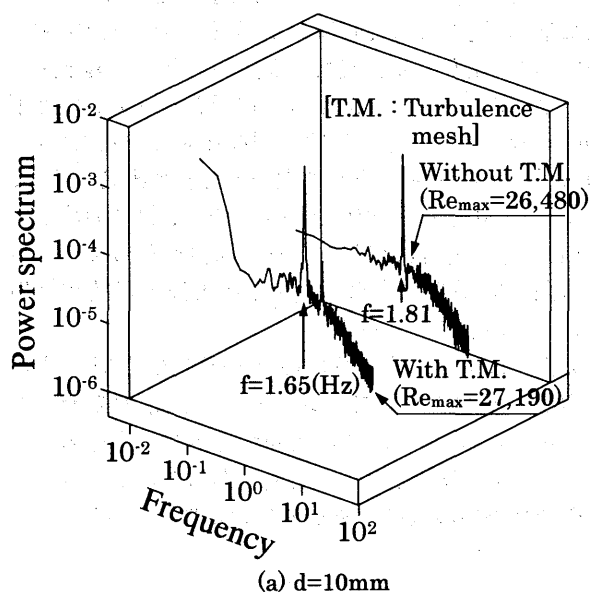


Fig.21 Power spectrum distributions of flip-flop flows in divergent-flow region inside a six-row diamond-shaped bundles without and with turbulence mesh

て、Fig. 5.4(a)に示す計測点における Ti, m は、それぞれ約6.4, 4.9, 5.1%と約8.2, 9.9, 9.3%となっている。

菱形角柱群管路内の第五列目の剥離境界付近での流速変動をLDVを用いて計測し、その結果からパワースペクトルを求めた。既にFig. 20に示すように乱流格子を挿入しなかった場合の結果が得られているので、それらに対応する形で Re 数に対する St 数の変化を求めた。その結果、乱流格子を挿入しなかった場合の結果と比較する形で示すとFig. 23のようになった。乱流格子を挿入した $d=5, 10$ 及び20 mmの場合の結果をみると、いずれも乱流格子を挿入しなかった場合の $Re-f$ 関係と同じような変化を示している。しかしながら $d=5$ と10 mmの場合と $d=20$ mmの場合では、前述の $Re-f$ 関係と同様に、前者では乱流格子を挿入しない場合に比べて St 数が小さく、後者では逆に St 数が大きくなっている。

以上のようにフリップ・フロップ流れの振動には、管路厚さの大きさだけでなく、上流側から供給される乱れ

| Without T.M. (Turbulence mesh) | | With T.M. (Circular cylinder) | | | | |
|--------------------------------|---|-------------------------------|---|---|---|---|
| | | Diameter (mm) | | | | |
| Numbers | | 0.5 | 1 | 2 | 3 | 5 |
| 1 | △ | △ | △ | △ | △ | ▲ |
| 2 | □ | □ | □ | □ | □ | ■ |
| 3 | ○ | ○ | ○ | ○ | ○ | ● |

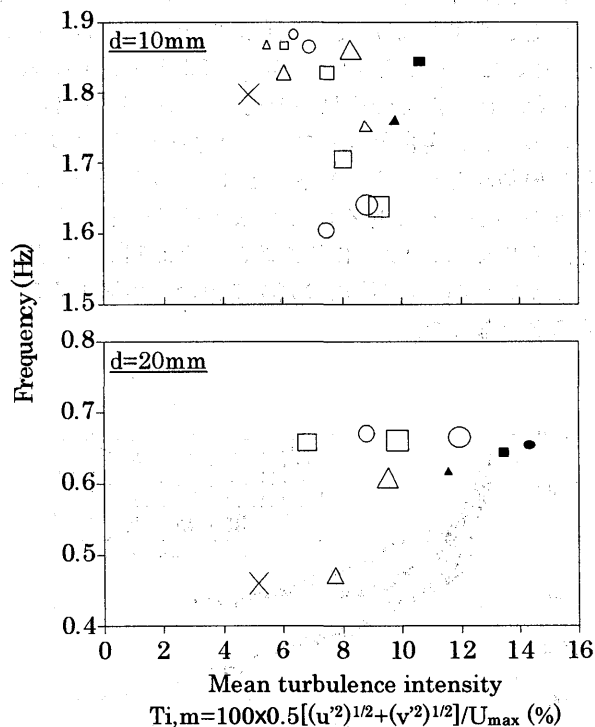


Fig.22 Changes of dominant frequency f versus turbulence intensity in diamond-shaped cylinder bundles with and without turbulence mesh

の影響を大きく受けることが明らかとなった。管路厚さが大きい場合には、上流側からの乱れが大きくなるとともにフリップ・フロップ流れの振動を示すパワースペクトルにおける卓越周波数が高周波数側へ移る。そのため実験時でのフリップ・フロップ流れを観察すると、管路末端噴流の左右へのスイッチング現象がより鮮明な形で発現することがわかる。逆に管路厚さが小さくなると、流れを上下方向からも拘束する形で流路内の角柱や管路の上・下面の壁面の影響を強く受けていると思われる。その他に、パワースペクトルにおいてノイズ的な振動特性を示す主流の交差流れのせん断層などの振動の影響も受け、卓越周波数が低周波数側へ移動するとともに、低周波数側のパワースペクトル値も大きくなっている。

既に第2章の2.1で交差角が 30° の交差管内には乱れの平滑・分散化がみられることを述べてきたように、このような交差流れの分流領域での乱れ特性がフリップ・フロップ流れにも関係していると考え、次のようなフリップ・フロップ流れへの上流側からの乱れの影響についての考察をまとめた。

結局、フリップ・フロップ流れの振動に関する卓越周波数が高くなることは、管路末端噴流のスイッチング現象を早める形があらわれていると考えられる。従って、管路厚さが大きい場合に上流側から強制的に乱れを供給すると、第一列目の分流領域から乱れの分散効果があらわれ、下流側に向かってフリップ・フロップ流れの振動が伝播しやすくなり、その振動周期を短くすることになる。それに対して管路厚さが小さくなると、上流側からの乱れが流路内での流れの振動や壁の影響を受け、管路厚さの大きい場合とは異なる形でフリップ・フロップ流れの振動周期を遅らせる結果となり、フリップ・フロップ流れがかえって起りにくくなる可能性もあることが考えられる。このように流路断面と上流側からの乱れがフリップ・フロップ流れの発現に複雑に関係することが明らかとなった。

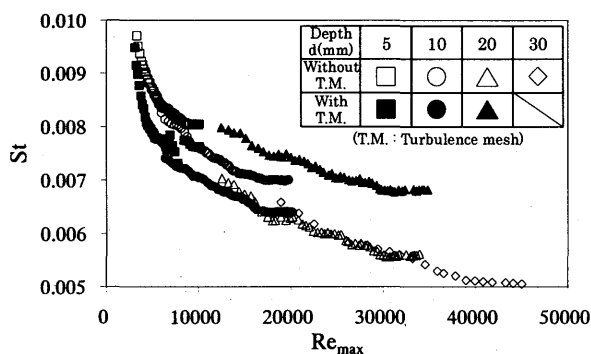


Fig.23 Relationship between Re and St in divergent-flow region inside diamond-shaped cylinder bundles

7.3 発現メカニズム

前節までにフリップ・フロップ流れの発現に関係する菱形角柱群流路内の分流領域における種々の流れの特性を明らかにしてきた。また、既にフリップ・フロップ流れに関係する渦の連結振動の発現についての原因分類⁷⁾も示すことができています。ここでそれらをまとめる形でフリップ・フロップ流れの発現メカニズムに関する考察を以下に示す。

まず、第2章の2.2に示してきた渦の連結振動の発現についての原因分類や第3章にまとめた理論的な考察と前節までの実験結果から菱形角柱群流路内で注目すべき点や流れの特性をスケッチ図で示すと Fig. 24 のようになる。合流による交差流れが第三列目の分流領域へ流入すると、左右の交差流れの衝突や流路の拡幅と遠心力などが作用して、分流領域の最狭断面から $1/3$ 程度下流側の位置にエネルギー供給点が存在することになる。その点付近から Rear edge に向かって剥離渦を形成し、カルマン渦列振動の発現に至っている。それに前後して Leading edge 付近に存在する干渉節点からエッジトーン現象と同様の上流側に向かう圧力波の伝播が発現しているものと考えられる。

このような考え方をさらに補足説明するために、渦の連結振動が発現するまでの菱形角柱群流路内の流れをここで振り返ってみる。この現象が発現する条件の一つには、三列以上の菱形角柱群管路であることが必要である。その流路内の流れの概略図を Fig. 25 に示す。

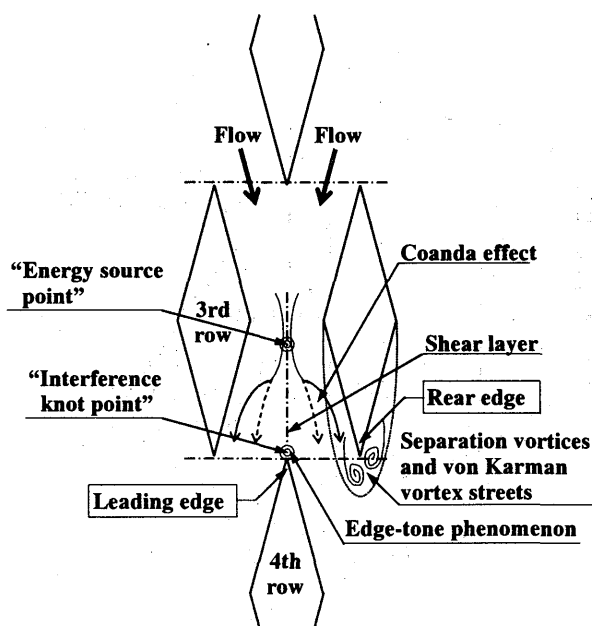


Fig.24 Schematic diagram of convergent and divergent-flow region inside a diamond-shaped cylinder bundle

Fig. 25 での第一列目の合流部に流入した流れは、その分流領域で左右に分かれて行き、第二列目での分流領域では、交差角が 30° の交差管内での流れにみられたように、片方の角柱壁寄りに小さな剥離渦を形成することが考えられる。その渦の非対称性は第二列目以降の流速ベクトルや乱れにも影響を及ぼし、第二列目の分流領域の交差流れのせん断層では、2.1でも述べたように流れの非対称性による乱れの分散効果によって時間平均的にはほぼ対称的な交差流れを形成するものと思われる。それにより下流側の第三列目から第四列目の Leading edge に向かっても、分流領域の中央縦断位置を軸として対称的な交差流れを形成しているものと思われる。この第四列目の Leading edge 付近に干渉節点点があらわれるために、エッジトーン現象と同様に圧力波が上流側に向かって伝播するものと考えられる。このときの左右の交差流れには、Lucas らや³⁰⁾ Kaykayoglu ら^{31) ~ 33)} の流れの可視化結果を参考にすると、圧力波の伝播の形が非対称なものになっていると推定することができる。そのため第一列目まで遡上した圧力波によって再び第一列目の分流領域では非対称の剥離渦を形成する条件を整えることになる。

なお、空力音響学でのエッジトーン現象の発現¹⁴⁾は、噴流の代表長さの約 5 倍下流側のところにくさび状のものが置かれた場合にみられるが、今回の菱形角柱群流路内では Fig. 25 に示す $L_x = 9.33d$ のところとなっている。この位置は、第四列目の Leading edge の位置になっており、その部分では主流の二つの交差流れが左右から衝突するところでもある。そのために空力音響学とは違って、その 2 倍近い距離だけ離れたところにエッジトーン現象が発現しているものと思われる。

このような流れの状況に至ったときには、第 3 章で示した Fig. 4.3 に示すような流速ベクトルと剥離渦が形成されるものと思われる。すなわち、左右の菱形角柱付近に形成される剥離渦の形が大きく異なり、それととも

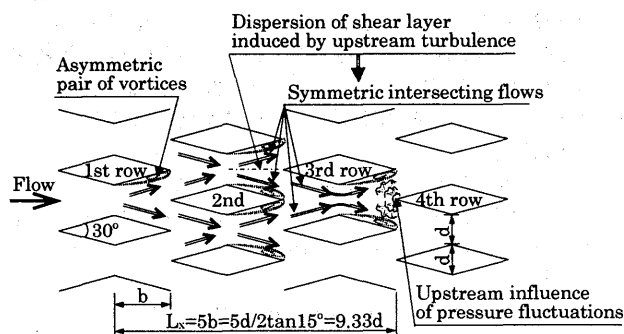


Fig. 25 A schematic diagram of convergent and divergent-flow regions from the 1st row to the 4th row inside diamond-shaped cylinder bundles

に流速ベクトルの大きさも変わって行くと思われる。このときの片方の剥離領域では、鮮明なカルマン渦列振動の発現条件が整い、もう一方の剥離領域では、Leading edge での流路断面が最狭断面の倍であることやコアンダ効果の出現が関係して、逆に小さな剥離渦の形成に至るものと思われる。これらの条件の出現及びエネルギー供給点の存在による流れの回転と下流側への伝播の役割を果たすことなども加わり、渦の連結振動が発現し、順次それが下流側へと伝わっていくものと考えられる。この場合に、頂角を 30° とする菱形角柱列の配置間隔がカルマン渦列振動の規則正しく発現する渦列の縦横間隔比 L_y/L_x に関係して、フリップ・フロップ流れも同様の規則性のある振動の発現を促進することになる。ただし、このような菱形角柱群流路内での渦列の振動については、単一物体背後でのカルマン渦列振動とは違って、主流が二つに分かれた交差流れであり、また左右の菱形角

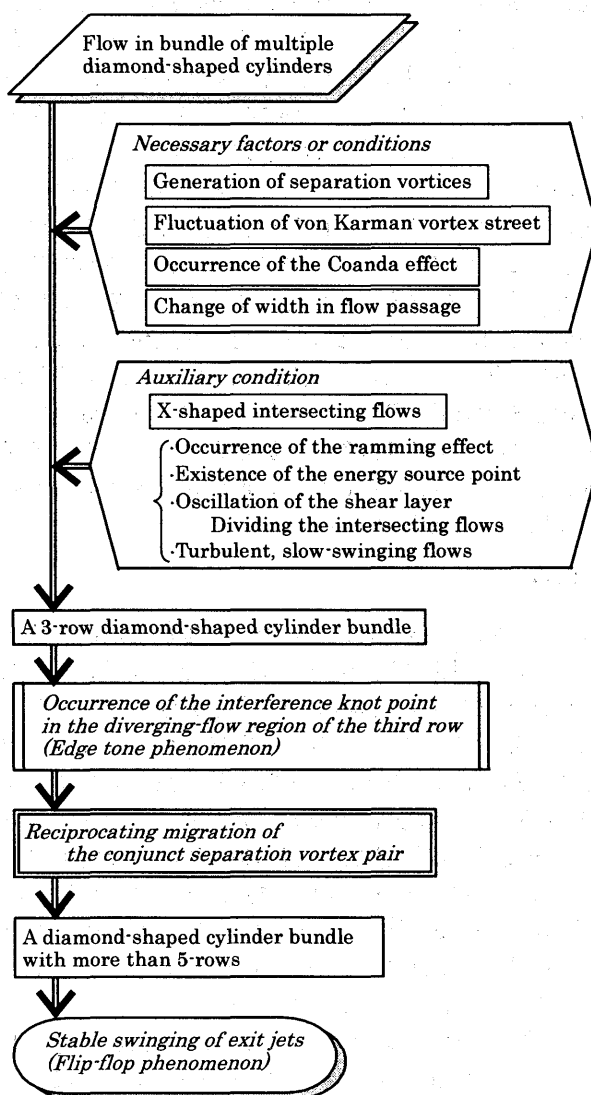


Fig. 26 Flow chart for flip-flop phenomenon in a multiple diamond-shaped cylinder bundle

柱角柱壁に囲まれた領域でのものとなっている。そのため当然ながら流れを同じRe 数などに設定しても、菱形角柱群からのフリップ・フロップ流れの振動は、単一物体背後に発現するカルマン渦列振動のものより長い周期性を示している。しかもその振動は、“ドミノ倒し”的な特徴のある振動となっている。

これらの菱形角柱群流路内におけるフリップ・フロップ流れの発現メカニズムについては、フローチャートで示すと Fig. 26 のようにまとめることができる。フリップ・フロップ流れの発現にあたっては、まず菱形角柱群流路内にフローチャートに列挙している素因と誘因が発生する必要がある。その素因として、カルマン渦列振動やコアンダ効果が発現しやすい菱形配列条件が必要となり、そこに誘因としてエネルギー供給点の存在とラム効果を出現させる交差流れを供給することが求められる。三列以上の菱形角柱群管路とすれば、エッジトーン現象を発現させる干渉節目点が渦の連結振動を引き起こす引き金的な存在となり、エネルギー供給点の存在はその連結振動を促進する役割を果たすものと考えられる。さらに五列以上の菱形角柱群管路とすると、安定したフリップ・フロップ流れが発現するものである。

以上のようにフリップ・フロップ流れの流路断面や上流側からの乱れの違いによる振動特性を定量的に明らかにすることができ、その発現メカニズムも説明することができた。角柱物体が菱形だけでなく円形や短冊形などの他の物体の角柱群管路にも、配列交差角によってはフリップ・フロップ流れは発現する。しかし、交差角が 30° の菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れについては、カルマン渦列振動の周波数とは大きく異なるが、規則正しく、しかも安定した自励振動が発現することを明らかにすることができた。

8. 結論

PIV と LDV 及び浮子追跡法を用いて菱形角柱群流路内での流れの可視化計測を行ってきた。その結果、流路内での分流領域における流れの特性を明らかにするとともに、フリップ・フロップ流れの発現メカニズムを説明することができた。以下に主要な結論を箇条書きに示す。

- (1) PIV を用いて分流領域内に発現する三次元的な縦渦及び渦の連結振動を流速ベクトルの変化によって示すことができた。またエネルギー供給点の存在やその点から下流側に向かって角柱壁寄りに流れの回転性が強くあらわれていることなどを明らかにすることができた。
- (2) LDV を用いて第四列目の Leading edge 付近において、フリップ・フロップ流れやカルマン渦列のそれぞれの振動と交差流れのせん断層の振動などが相互干渉を起こす形で重なり合う節目の点が存在していることを明らかにし、この特異な点

を菱形角柱群流路内の「干渉節目点」と名づけた。また流路断面の違いや上流側からの乱れの供給の変化に対して、菱形角柱群流路におけるフリップ・フロップ流れの振動特性を定量的に明らかにすることができた。

- (3) 浮子追跡法を用いた流れの可視化から第四列目の Leading edge 付近での流れの特徴を補足説明するとともに、干渉節目点がエッジトーン現象の発現点となり、フリップ・フロップ流れの発現の引き金的な役割を果たすことも説明することができた。またフリップ・フロップ流れの発現メカニズムも説明することができ、交差角が 30° の菱形角柱群流路内のフリップ・フロップ流れについては、カルマン渦列振動の周波数とは大きく異なるが、規則正しく、しかも安定した自励振動が発現することも明らかにすることができた。

最後に本研究の一部は、平成 14 年度と 15 年度の日本学術振興会(文部科学省)科学研究費補助金 (No. 14550166) を受けて実施したものであり、ここに記して感謝の意を表する。

参考文献

- 1) 梅田真三郎, Wen-Jei Yang: ネットワーク管路における流況特性 (Flow characteristics in multiple intersecting ducts), 可視化情報 (Journal of the Visualization Society of Japan), Vol.16, No.61, pp.28-36, (1995)
- 2) Umeda, S. and W.-J., Yang: Flow through rectangular cylinder bundles, Jour. of Flow Visualization and Image Processing, Vol.5, pp.167-186, (1998)
- 3) Umeda, S. and W.-J., Yang: Interaction of von Karman vortices and intersecting main streams in staggered tube bundles, Experiments in Fluids, Vol.26, No.5, pp.389-396, (1999)
- 4) 梅田真三郎, Wen-Jei Yang, 坂西俊一: 角柱群管路内の流況特性 (Flow characteristics in the duct of quadrilateral cylinder bundles), 日本機械学会論文集 (B 論), 66 巻 649 号, pp.2335-2342, (2000)
- 5) 原田正一, 尾崎省太郎: 流子工学, 養賢堂, pp.139-244, (1971)
- 6) Umeda, S., Yang, W.-J. and T. Tanaka: Mechanics and correlations of flow phenomena in intersecting ducts, Experiments in Fluids, 17, pp.323-329, (1994)
- 7) S. Umeda: Characteristics of intersecting flow in multiple diamond-shaped islands, Journal of Flow Visualization and Image Processing, Vol.8, pp.165-176, (2001)
- 8) 特許第 2841173 号: 流体の噴出方向の振動発生管路体と、これを利用した装置, (1998)
- 9) 梅田真三郎, 吉田雄一郎, 工藤隆志, Wen-Jei Yang:

- PIVを用いためっき槽内の流れの可視化
(Visualization of Flows Using PIV in a Plating Tank),
可視化情報, Vol. 23, Suppl. No. 1, pp. 397-400, (2002)
- 10) Umeda, S. and W.-J., Yang: A laser Doppler velocimetry study of flow at the intersections of converging and diverging ducts, *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, Vol. 8, pp. 81-90, (2001)
 - 11) Zhang, N., Yang, W.-J. and Xu, Y.: Flow characteristics in flow networks, *Experiments in Fluids*, 14, pp. 25-32, (1993)
 - 12) Umeda, S. and W.-J., Yang: Dynamic behavior of shear layer in intersecting ducts, *Proc. of the 9th International Symposium on Transport Phenomena*, pp. 784-788, (1996)
 - 13) 梅田真三郎 P, Wen-jei Yang, 神原英知: 単一菱形角柱背後の後流特性 (Characteristics of wake flows behind a diamond-shaped cylinder), *可視化情報学会論文集*, Vol. 21, No. 3, pp. 58-64, (2001)
 - 14) 望月修, 丸田芳幸: 流体音工学入門—ゆたかな音環境を求めて—, 朝倉書店, pp. 84-85, (1996)
 - 15) 梅田真三郎, Wen-Jei Yang: 千鳥配列の円管群内の流況特性 (Flow characteristics in staggered bundles of cylinders), *可視化情報*, Vol. 17, No. 67, pp. 279-284, (1997)
 - 16) Yang, W.-J., Zhang, N. and Umeda, S.: Thermal and hydrodynamic behavior in flow network, *Jour. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 4, pp. 734-736, (1990)
 - 17) Umeda, S. and Yang, W.-J.: Flow visualization methods in intersecting ducts, *J. Flow Visualization and Image Processing*, Vol. 1, No. 3, pp. 159-170, (1993)
 - 18) Yang, W.-J. and Umeda, S.: Coanda effect and its role in mixing in intersecting flow, *Proc. of CSME FORUM SCGM 1998*, Vol. 1, pp. 147-152, (1998)
 - 19) Umeda, S. and Yang, W.-J.: 鉛直交差管路内の流れの可視化—抵抗と流量特性— (Flow visualization in two intersecting vertical ducts—Characteristics of resistance and flow rates—), *Journal of the Visualization Society of Japan*, Vol. 15, No. 59, pp. 273-278, (1995)
 - 20) 木村一郎: 音波による水噴流の制御に関する研究, 神戸大学学位論文, pp. 1-8, (1983)
 - 21) Morris, N. M.: *An introduction to fluid logic*, McGraw Hill Book Co., U.K., (1973)
 - 22) Viets, H.: Flip-flop jet Nozzle, *AIAA Journal*, Vol. 13, pp. 1375-1379, (1975)
 - 23) A. Parr.: *Hydraulic and pneumatics*, Butterworth-Heinemann Oxford, U. K., pp. 194-198, (1991)
 - 24) Raman, G., Hailye, M., and Rice, E.: Flip-flop jet Nozzle extended to supersonic flows, *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 6, pp. 1028-1035, (1993)
 - 25) Raman, G. and Cornelius, D.: Jet mixing control using excitation from miniature oscillating jets, *AIAA Journal*, Vol. 33, pp. 365-368, (1995)
 - 26) Raman, G. et al.: Jet thru St vectoring using a miniature fluidic oscillator, *ASME, FED SM2001-18057*, (2001)
 - 27) Morris, G. J., Jurewicz, J. T., and Palmer, G. M.: Gas-solid flow in a fluidically oscillating jet, *ASME J. Fluid Engineering*, Vol. 114, pp. 362-366, (1992)
 - 28) S. Honda and H. Yamasaki: A new hydrodynamic oscillator type flowmeter, *Proc. of Int. Symp. on Fluid Contr. and Meas.* 2, Tokyo, 623, (1985)
 - 29) L. P. Chua, A.C. Lua and H.-S. Li.: Velocity measurements in a target fluidic flow meter, *Proc. of 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, California, FEDSM99-7040, (1999)
 - 30) Michael Lucas and Donald Rockwell: Self-excited jet: upstream modulation and multiple frequencies, *J. Fluid Mech*, Vol. 147, pp. 333-352, (1984)
 - 31) Kaykayoglu, C.R. And Rockwell, D.: Vortices incident upon a Leading edge: instantaneous pressure fields, *J. Fluid Mech.* 156: 439-461, (1985)
 - 32) Ruhi Kaykayoglu and Donald Rockwell: Unstable jet-edge interaction. Part 1: Instantaneous pressure fields at a single frequency, *J. Fluid Mech.*, Vol. 169, pp. 125-149, (1986)
 - 33) Ruhi Kaykayoglu and Donald Rockwell: Unstable jet-edge interaction. Part 2: Multiple frequency pressure fields, *J. Fluid Mech.*, Vol. 169, pp. 151-172, (1986)
 - 34) Thomas Staubli and Donald Rockwell: Interaction of an unstable planar jet with an oscillating leading edge, *J. Fluid Mech.*, Vol. 176, pp. 135-167, (1987)
 - 35) J.-C. Lin and D. Rockwell: Oscillations of a turbulent jet incident upon an edge, *Journal of Fluids and Structures*, 15, 791-829, (2001)
 - 36) P.S. Bernard: Turbulence effects in the edge tone flow field, *Journal of Fluids and Structures*, 4, pp. 449-470, (1990)
 - 37) 藤澤延行, 河野隆志 (T. Kouno), 高野剛 (T. Takano): エッジトーン現象のアクティブ制御と制御機構に関する基礎的研究 (Basic study on active control of edge tone and control mechanism), *日本機械学会論文集 (B 論)*, 66 巻 648 号, pp. 2073-2078, (2000)
 - 38) H. Schlichting: *Boundary layer theory*, 7th. Ed., p. 32, (1979)
 - 39) Umeda, S. and W.-J. Yang: Flow instability in diamond-shaped cylinder bundles by means of LDV and PIV, *Proceedings of PSFVIP-4*, F4063, (2003)
 - 40) Umeda, S., Taniguchi, A., Hasegawa, S. and Yang, W.-J.: Flow instability in diverging-flow region with flip-flop phenomenon inside diamond-shaped cylinder bundles, *Proceedings of ASME FEDSM' 03*, FEDSM2003-45133, (2003)