

非対称干渉要素による円柱後流渦の抑制*

小田 純子*¹, 小園 茂平*², 岩切 広志*³Flow Control of the Vortex Shedding from a Circular Cylinder by
Asymmetrically Arranged DeflectorsJunko ODA*⁴, Shigehira OZONO and Hiroshi IWAKIRI*⁴ Department of Applied Physics, University of Miyazaki,
1-1 Gakuen-Kibanadai-Nishi, Miyazaki-shi, Miyazaki, 889-2192 Japan

This paper deals with the flow around a circular cylinder with an element inserted in the wake. A long splitter plate (splitter-plate case) and a circular cylinder of equal diameter (two-cylinder case) were used as the element. Experiments were mainly conducted in a water tank at a Reynolds number of 7.4×10^3 for the two-cylinder case and 1.1×10^4 for the splitter-plate case. As the deflectors are horizontally traversed upstream, the base suction coefficient exhibits a critical fall at a certain position. PIV measurements revealed suppression of regular vortex shedding at the critical positions in both cases and a similar behavior of vortex formation length in the vicinity of the positions.

Key Words: Flow Control, Wake, Vortex, Circular Cylinder, Splitter Plate, Critical Gap, Strouhal Number, Base Pressure, PIV

1. 序

円柱からカルマン渦列が発生する状況は、熱交換器、冷却管などの機械類や、橋梁や煙突などのスレンダーな野外構造物周辺でよく見られる。カルマン渦列は後流域を低圧にし抵抗を大きくしたり、有害な構造物振動や騒音を引き起こす可能性がある。したがって、渦放出のダイナミクスを理解し、それを抑制することは工学的に重要な問題である。

流体中に置かれた物体からの渦放出を抑制する方法は、静的制御と動的制御の二つに分類される。それぞれに得失が論じられているが、本論文では静的制御を対象にしている。静的制御では、これまでに物体形状を修正する方法⁽¹⁾⁽²⁾、物体周囲に干渉要素を設置する方法^{(3)~(6)}などが試みられてきた。文献(3)は後者の先駆的な研究であり、仕切板を円柱後流中心線上でトラバースし渦放出特性の臨界的な挙動を明らかにした。以来、仕切板を物体後方に使用する方法についての研究がいくつかなされた⁽⁷⁾⁽⁸⁾。これらの仕切板を使用する研究は後流中心線上に干渉要素を配置してい

るが、非対称に配置するような制御法⁽⁵⁾⁽⁶⁾を検討することも重要だと思われる。例えば近年、ビル間の通風を利用してクロスフロー型風車を設置することが提案されており、その防振対策には後流に非対称に近接して存在する何らかの固体境界の及ぼす影響を把握しておく必要がある⁽⁹⁾。

そこで、本論文では、図1(a)のように、主円柱後方に非対称に干渉要素(すなわちディフレクター)が置かれた時の主円柱からの放出渦の挙動を考察することにする。様々な物体がディフレクターとして考えられるが、本論文では(i)仕切板と(ii)副円柱を採用した。これらの2種類のディフレクターは、幅、上流形状、奥行きなど明らかに形状が異なっている。本論文では、これらの違いの効果を追求するのではなく、その違いにもかかわらず流れ特性に何らかの共通点がないかと問い直そうとするものである。

(i)については、筆者らによる短い仕切板を使用した研究⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾があり、比較的高いレイノルズ数で背圧などの臨界的な挙動を明らかにしたが、流れパターンがどのように変化するかは実証していない。(ii)については、食い違い配置の二円柱周り流れとしてこれまでに非常に多くの研究がなされており全てを説明するのは困難である。ここでは例えば文献(12)(13)(14)を挙げておく。これらの研究は両円柱後流を対等に見な

* 原稿受付 2005年5月25日。

¹ 正員, 宮崎大学大学院工学研究科(☎889-2192 宮崎市学園木花台西1-1)。² 宮崎大学工学部。³ 宮崎大学大学院工学研究科。

E-mail: ozono@phys.miyazaki-u.ac.jp

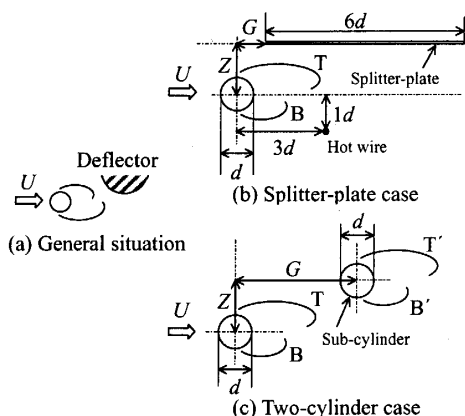


Fig. 1 Schematic of the flow configurations.

し全体の流れを理解することが主目的であるように思われる。これに対し本論文では後流側の円柱をディフレクターと見なし、相対位置が変わるにつれて、主円柱からの渦放出がどのように変化するかという新たな視点を導入する。

これら二種類のディフレクターの位置の違いに伴う流れパターンの変化を比較して、共通の性質を探ることにより臨界的挙動が生じる機構の理解を試みることに本論文の目的である。主円柱後流中においてディフレクターをいろいろなレベルで十分下流遠方から徐々に主円柱に近づける時、ある地点で背圧は臨界的に回復することが判明した。その円柱とディフレクター間の水平距離を“臨界ギャップ”と定めた。PIV測定により、この臨界ギャップ前後の流れパターンの変化を調べ、臨界的挙動の機構を考察した。

2. 実験装置と方法

2.1 実験装置 本研究で使用された水槽は、鉛直回流型で上部が開放されており、測定部は幅 0.4 m、高さ 0.6 m の断面を持ち、長さ 4.0 m である。水深は 0.4 m に設定した。流れはインペラーによって駆動され、流速は 0.09~1.00 m/s まで制御可能である。流速を一様にするためインペラーの回転数に応じて水面の流速をローターで加速させている。表面波を抑制するために制波板が測定部入口付近の水面に沿って設置してある。水面および壁から 50 mm 以上離れたコア領域での乱れの強さは 0.7% である。

2.2 背圧及びストローハル数の計測 図 1(b) は仕切板のケースの実験状況を示す。円柱後流に挿入される仕切板の相対位置を表すため、円柱中心から仕切板先端までの水平距離を G 、円柱中心から仕切板下面までの距離をレベル Z とした。図 1(c) は二円柱のケースの実験状況を示す。円柱後流に挿入される副円

柱の相対位置は同様に、二円柱中心間の水平距離を G 、鉛直距離を Z で表わした。以下の説明の便宜のため主円柱の上側の剥離剪断層を T 、下側を B 、副円柱でも同様に上側の剥離剪断層を T' 、下側を B' と定義した。

二円柱のケースでは直径 $d=15.0$ mm、長さ 350.0 mm の透明アクリルパイプを 2 本使用した。仕切板のケースでは直径 $d=25.0$ mm、長さ 300.0 mm の透明アクリルパイプと弦長 150 mm ($=6d$)、厚さ 1.25 mm ($=0.05d$) の仕切板を使用した。これらの模型を支持し、流れの 2 次元性を確保するために、縦 600 mm、横 250 mm のアクリル製の端板 (透明) で円柱を支持した。端板の上流角部には、有害な剥離を避けるためにテーパをつけた。両ケースとも、平均流速 U は、 $U=0.5$ m/s に設定し、直径 d に基づくレイノルズ数 Re は二円柱のケースで $Re=7.4 \times 10^3$ 、仕切板のケースで $Re=1.1 \times 10^4$ である。二円柱のケースのアスペクト比は 23.3、単独円柱による閉塞率は 3.8% である。仕切板のケースのアスペクト比は 12.0、単独円柱による閉塞率は 6.3% である。この程度のアスペクト比では結果に及ぼす端部の影響は少ないものと思われる⁽¹⁵⁾。両ケースとも閉塞率による効果の補正は行なっていない。

上流に主円柱を固定し、下流にディフレクター (すなわち仕切板または同直径円柱) を $Z/d=0, 0.5, 1.0$ の各レベルで、遠方から徐々に主円柱へ近づけて、背圧を測定した。主円柱の淀み点から 180° 後方のスパン中央に背圧測定用の直径 0.5 mm の静圧孔を開けた。L 型ピトー管 (岡野製作所 LK-00) を模型より十分、上流に設置し、基準の静圧を設定した。円柱と L 型ピトー管からチューブで微差圧計 (エス・エス・ケイ, DPL6-50) に圧力を導き、動歪計 (エス・エス・ケイ, M-1101) で信号を増幅して、ロガー (KEYENCE, NR-2000) に出力した。結果は $C_{pb}=2(P_b - P_\infty)/\rho U^2$ (P_b : 背圧, P_∞ : 基準圧, ρ : 水の密度) で定義される背圧係数で示した。

仕切板のケースでは、仕切板を遠方から徐々に主円柱へ近づけながら、主円柱後流のストローハル数 $S_t=f_v d/U$ (f_v : 円柱後流渦の卓越周波数) を測定した。速度変動は熱線流速計 (KANOMAX, CTA-1011) で検出した。I 型熱膜プローブ (KANOMAX, Model 1210-20W) は図 1(b) に示すように、円柱中心から水平方向に $3d$ 、鉛直方向に $1d$ の位置に設置した。なお、剪断層の少し外側の数点で予備的な実験を行ない、結果に大差がないことを確かめた。ロガーでデータを収集し、パソコンで FFT 解析しパワースペクトルを求め、卓越周波数を同定した。

2.3 PIV 計測 TSI 社製 PIV システムを使用し二次元 PIV 計測を行なった。背圧測定から得られた臨界ギャップの前後の流れの変化に注目した。PIV システムの概要を図 2 に示す。模型の設置方法などは 2.2 節と同様である。シート光を円柱と直角に照射させた時、主円柱後流がシート光の範囲に入るように機器の配置を調節した。撮影はデジタルクロスコレーション CCD カメラ (630046 PIVCAM10-30) で行ない、Nd:YAG レーザー (MiniYAG, 最大 50 mJ/pulse) でシート光を照射し、シンクロナイザー (610034) とフレームグラッパ (600067 HighSpeedDigital) により、パソコンにデータを取り込んだ。画像変換定数は $\alpha=0.134$ mm/pixel とした。カメラの解像度は、1008 ピクセル \times 1018 ピクセル (即ち視野範囲は 135.1 mm \times 136.4 mm) であった。トレーサ粒子は水との比重差が少なく、流れの変動によく追従する不定形のナイロンパウダー (粒径 52 μ m 以下) を使用した。検査領域は 32 ピクセル \times 32 ピクセル (即ち分解能は 4.3 mm \times 4.3 mm), 検査領域のオーバーラップは 50 % とした。パルス間隔は 500 μ s で一組の粒子像を求め、相互相関アルゴリズムで流速場を求めた。後処理は Tecplot (Amtec 社製) で行なった。ベクトル取得周波数は 15 Hz (時間間隔 $\delta t=1/15$ sec = 0.067 sec) とした。単独円柱の渦放出周波数は、 $d=15$ mm の時には 6.25 Hz, $d=25$ mm の時には 3.85 Hz でありこれらに比べてベクトル取得周波数は十分大きくなっている。単独円柱の渦放出周期は $d=15$ mm の時 0.16 sec, $d=25$ mm の時 0.26 sec であり、これらに比べて δt は小さい。平均流線、速度変動の rms 値などは 450 コマの一連の速度場を平均して求めており、 $d=15$ mm の時は約 188 周期分、 $d=25$ mm は約 116 周期分となり平均場を求めるのに十分と考えられる。

3. 実験結果

3.1 背圧 図 3 は仕切板のケースで G/d に対する背圧の変化を示している。十分遠方から仕切板を円柱に近づけて行く時、最初全ての Z/d で C_{pb} は徐々に低下する。ところが、ある G/d で背圧が急激に回復する地点がある。このような位置を本論文では“臨界ギャップ”と呼ぶ。この場合、臨界ギャップは Z/d が大きくなるにつれて円柱に近づいていることが分かる。

図 4 は二円柱のケースで G/d に対する背圧の変化を示している。仕切板のケースと同様に、 $Z/d=0.5$ と 1.0 では臨界ギャップ前に有意に C_{pb} の低下が見られ、ある G/d を越えて近づく時、背圧が急に回復する。 $Z/d=0$ ではそれほど急ではないが $G/d \sim 4.3$ を越えて近づく

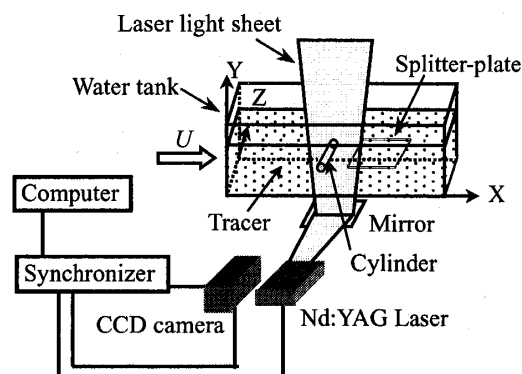


Fig. 2 PIV system.

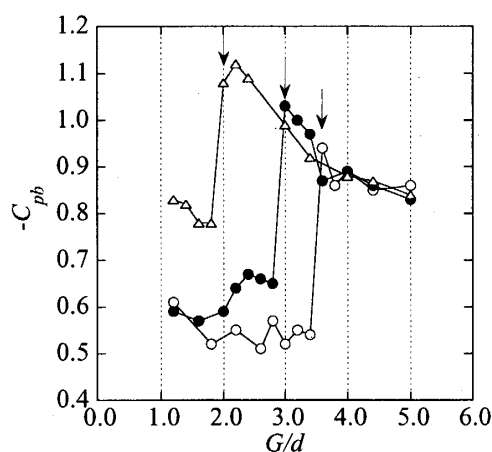


Fig. 3 Variation of $-C_{pb}$ with G/d for splitter-plate case ($Re=1.1 \times 10^4$). \circ , $Z/d=0$; \bullet , $Z/d=0.5$; \triangle , $Z/d=1.0$. Arrows indicate the critical gaps.

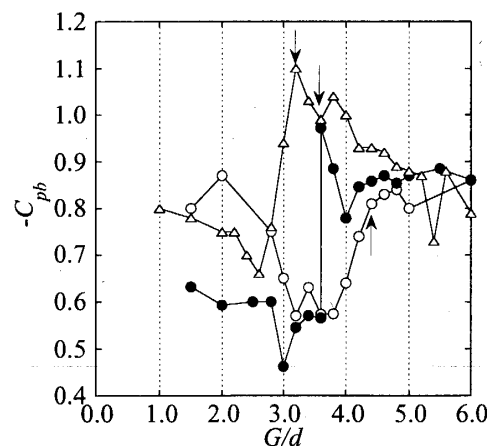


Fig. 4 Variation of $-C_{pb}$ with G/d for two-cylinder case ($Re=7.4 \times 10^3$). \circ , $Z/d=0$; \bullet , $Z/d=0.5$; \triangle , $Z/d=1.0$.

時、背圧の大きな回復が見られ、ここを臨界ギャップとした。仕切板のケースと同様に臨界ギャップは Z/d が大きくなるにつれて円柱側へと移動している。

3.2 ストローハル数 図 5 は仕切板のケースで G/d に対するストローハル数の変化を示している。矢

印は臨界ギャップの G/d の位置を示している。臨界ギャップ前において、ストローハル数は各 Z/d ともに $0.18 \sim 0.19$ を示す。これは単独円柱のストローハル数とほぼ同じ値を示している。 $Z/d=0, 0.5$ では臨界ギャップ後は渦放出を示すピークがノイズレベル以下になり、ストローハル数を定めることができなかつた。しかし、 $Z/d=1.0$ では臨界ギャップ後も渦放出を示すピークが同定でき、仕切板が円柱に接近するにつれて、ストローハル数が上昇する傾向が見られた。図中、点線で示したストローハル数の変化は小さいので、この変化は連続的と見なしやすい。しかし後述する流れパターンはこの前後で明らかに一変しており、この変化は有意に不連続であると考えられる。

二円柱のケースでのストローハル数の挙動は、筆者ら⁽¹⁶⁾により測定され、副円柱が $Z/d \neq 0$ の非対称配置では、副円柱が臨界ギャップを越えて主円柱に近づくにつれてストローハル数が増大し、仕切板の $Z/d=1.0$ の場合と同様である。しかし同時に、副円柱後流渦の影響と思われる比較的小さなストローハル数も見られ、その挙動はやや複雑である。

図6は G/d に対するパワースペクトルのピーク値 S_{peak} の変化を示す。各 Z/d ともピーク値は臨界ギャップと同じ位置において急に低下し、ピーク自体が同定し難くなり、これは渦の巻き込みが弱くなることを示唆している。 $Z/d=1.0$ では S_{peak} はいったん臨界ギャップで低下した後、仕切板をさらに近づけていくと再び増加する傾向があり、これにより有意なストローハル数が得られた。

4. PIV 実験結果

4.1 仕切板のケースでの流れパターン

4.1.1 単独円柱の流れパターン 単独円柱後流の瞬間渦度分布と平均流線を図7に示す。瞬間渦度分布は剪断層 T が剪断層 B に切断され渦が放出される瞬間を示している。よく知られているように上下面から対等にこのような渦放出を周期的に繰り返すのが単独円柱後流の特徴である⁽¹⁷⁾。

4.1.2 対称配置 $Z/d=0$ の流れパターン $Z/d=0$ の臨界ギャップ前後の流れ場を図8に示す。臨界ギャップ前は、仕切板が下流遠方にある時、単独円柱のケース(図7)と同様の流れパターンだが、仕切板が円柱に近づくにつれ、剥離剪断層の相互干渉位置も円柱に近づいているように見える。これは平均流線のウェイクキャビティの長さが単独円柱のケースに比べて短いことから分かる。ここでは、剥離剪断層の相互干渉とは、物体の一方から剥離した剪断

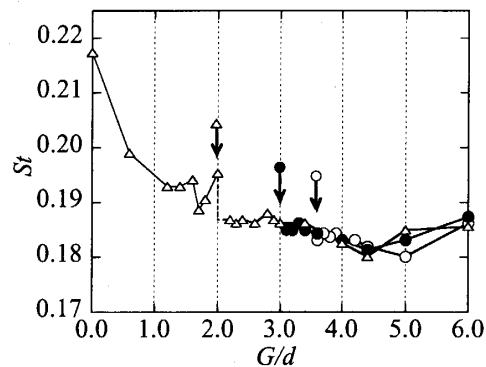


Fig. 5 Variation of St with G/d for splitter-plate case ($Re=1.1 \times 10^4$). \circ , $Z/d=0$; \bullet , $Z/d=0.5$; \triangle , $Z/d=1.0$.

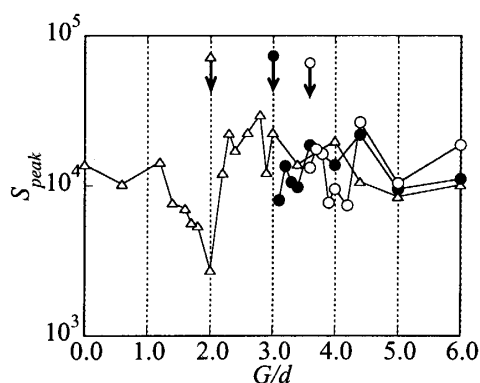


Fig. 6 Variation of peak amplitude with G/d for splitter-plate case ($Re=1.1 \times 10^4$). \circ , $Z/d=0$; \bullet , $Z/d=0.5$; \triangle , $Z/d=1.0$.

層が次第に他方の剪断層をひきつけながらも渦度の供給を断ち切れ、渦を下流へ放出する過程を指している。また相互干渉位置とは、このような干渉を行ないながら渦をさかんに生み出す位置を指す⁽¹⁷⁾。

臨界ギャップ後は仕切板の存在により二つの剥離剪断層が分断され、相互干渉を阻害され、遠方下流まで伸びている。これにより背圧が臨界的に回復し、ストローハル数を定義できなくなったものと思われる。平均流線のパターンも瞬間渦度のパターンと同様、再循環領域が下流に対称に長く伸びている。

4.1.3 非対称配置 $Z/d=0.5$ の流れパターン $Z/d=0.5$ の流れ場を図9に示す。臨界ギャップ前の瞬間渦度分布から、仕切板が円柱に近づくにつれて剪断層 T の巻き込む曲率が増しながら剪断層 B と相互干渉することが分かる。

臨界ギャップ後の流れの様子は、剪断層 B が下流までほぼ水平に長く伸びている。剪断層 T は一部が仕切板の上部へ流れ、仕切板下部への流れは、円柱と仕切板の間で渦を巻き、剪断層 B と相互干渉を起こす。しかし渦の巻き込みは非常に弱い。平均流線によると、

円柱と仕切板先端間の距離 G 程度の水平スケールを持つ剪断層 T を起源とする再循環領域が形成され、この下側に他方の縮小された再循環領域が見られる。これらの再循環領域の形状はかなり異なっており、臨界ギャップ後はもはや上下の渦放出が対等でないことを示している。

4.1.4 非対称配置 $Z/d = 1.0$ の流れパターン
 $Z/d=1.0$ の流れ場を図 10 に示す。臨界ギャップ前は、 $Z/d=0.5$ の時と同様に仕切板の接近とともに剪断層 T の曲率が増している。

臨界ギャップ後は、剪断層 T が仕切板の下面に沿って流れ、比較的遠方下側で剪断層 B と相互干渉している。渦の鉛直運動は仕切板によって抑制されている。この流れパターンが図 5 の $G/d \leq 2.0$ のストローハル数の上昇に対応している。平均流線の上下の再循環領域は、わずかに下側に傾いているがほぼ対称である。平均流線のウエイクキャビティの水平スケールは G よりもかなり大きく伸長し、 $Z/d=0.5$ の場合とはこの点で異なる。

4.2 二円柱のケースの流れパターン

4.2.1 対称配置 $Z/d = 0$ の流れパターン
 $Z/d=0$ の流れ場を図 11 に示す。臨界ギャップ直前は、副円柱の手前で上下の剪断層が直接に相互干渉するモードと剥離剪断層が副円柱を乗り越えるモードが混在した。これら二つのモードは間欠的に切り替わり、双安定であることが観察された⁽¹²⁾。

臨界ギャップ後は、上下の剥離剪断層が副円柱を乗り越えた後、相互干渉を行なっている。平均流線は副円柱に至るまでは仕切板のケースの $Z/d=0$ と類似している。

4.2.2 非対称配置 $Z/d = 0.5$ の流れパターン
 $Z/d=0.5$ の流れ場を図 12 に示す。臨界ギャップ直前の干渉位置は、単独円柱のそれより主円柱に近づく。平均流線は剪断層 T が副円柱の存在によりわずかに下方への変位を強制されるものの、どうか対称を保っている。

臨界ギャップ後では、上下の剥離剪断層は副円柱直前までまっすぐに伸び、剪断層 T は副円柱にぶつかり、一部は円柱上面を越えて流れるが大部分は下方に変位を強制され、剪断層 B と副円柱の前で相互干渉に至るがその渦の巻き込みは弱い。これは $Gu^{(13)}$ の II_B パターン、Sumner⁽¹⁴⁾ の IS (Induced Separation) パターンに相当すると思われる。主円柱後流の平均流線に着目すると、両円柱の間隙程度のスケールを持つ剪断層 T による再循環領域が形成され、下側に縮小された再循環領域が見られる。これは仕切板のケースの

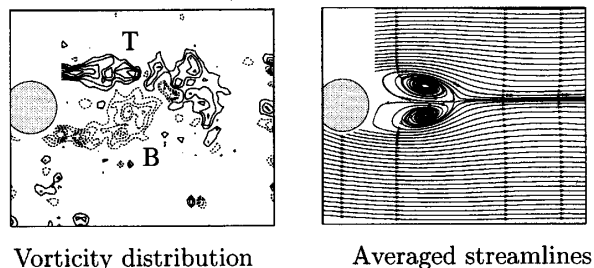


Fig. 7 Single cylinder case. Vorticity ranges ± 6 to ± 30 [1/s], contour increment 6 [1/s]. Solid lines represent negative vorticity; dashed lines represent positive vorticity.

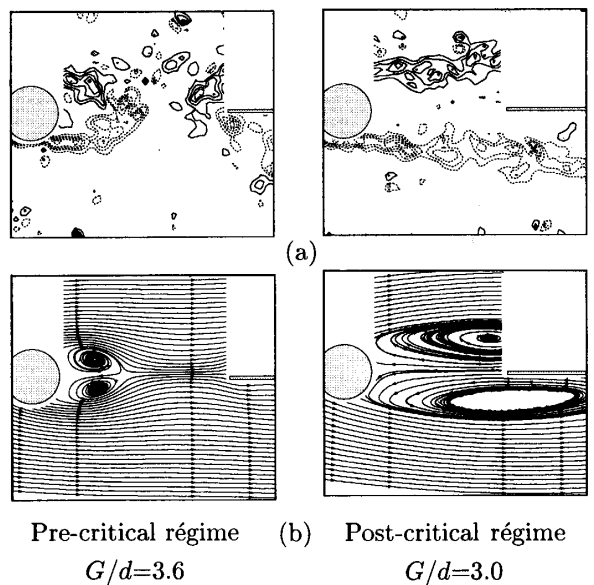


Fig. 8 (a) Vorticity distribution and (b) averaged streamlines for $Z/d=0$.

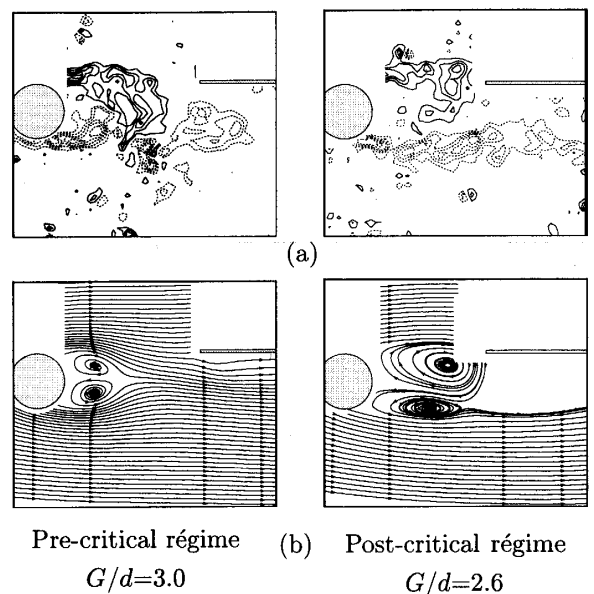


Fig. 9 (a) Vorticity distribution and (b) averaged streamlines for $Z/d=0.5$.

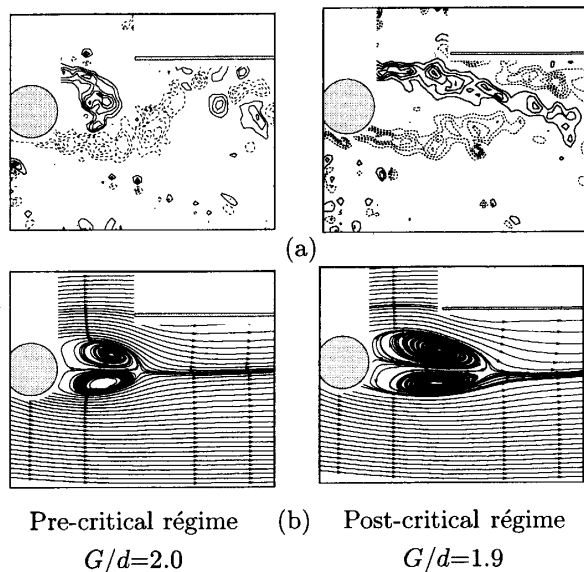


Fig. 10 (a) Vorticity distribution and (b) averaged streamlines for $Z/d=1.0$.

$Z/d=0.5$ と類似している。

4.2.3 非対称配置 $Z/d=1.0$ の流れパターン
 $Z/d=1.0$ の流れ場を図 13 に示す。臨界ギャップ前は、主円柱と副円柱の剪断層 T と T', 剪断層 B と B' が同期する。平均流線は副円柱の存在によりわずかに下方へ変位しているがほぼ対称である。

臨界ギャップ後では、剪断層 T は剥離直後から下方へ変位を受け始める。剪断層どうしの相互干渉位置は副円柱真下に移動する。二円柱間では、剪断層 T と副円柱の剪断層 B' が並行して流れ、ジェット状の加速した流れが周期的に観察され、画像から見積もられる周波数を f_J とすると $f_J \times d/U \sim 0.2$ で単独円柱の St 数と同程度である。この加速流は仕切板のケースの $Z/d=1.0$ でも見られるが、二円柱のケースの $Z/d=1.0$ で最も顕著に現われた。このパターンは $Gu^{(13)}$ の III_B パターン、Sumner⁽¹⁴⁾ の VPE (Vortex pairing and enveloping), あるいは VPSE (Vortex pairing, splitting and enveloping) パターン、とに対応するものと思われる。平均流線から、ウェイクキャビティはわずかに下側へ傾きながら下流に伸長していることが分かる。これは仕切板の $Z/d=1.0$ の平均流線と類似している。

4.3 臨界ギャップの空間トレース 両ケースの背圧の結果から臨界ギャップの空間トレースを図 14(a) に示した。ディフレクターの形状を区別するため二円柱のケースの副円柱の占める領域も表示した。興味深いことに二円柱のケースの臨界ギャップ位置の副円柱の包絡線は仕切板のケースの臨界ギャップの軌跡とほぼ重なる。このデータを補強するため、図 14(b) に

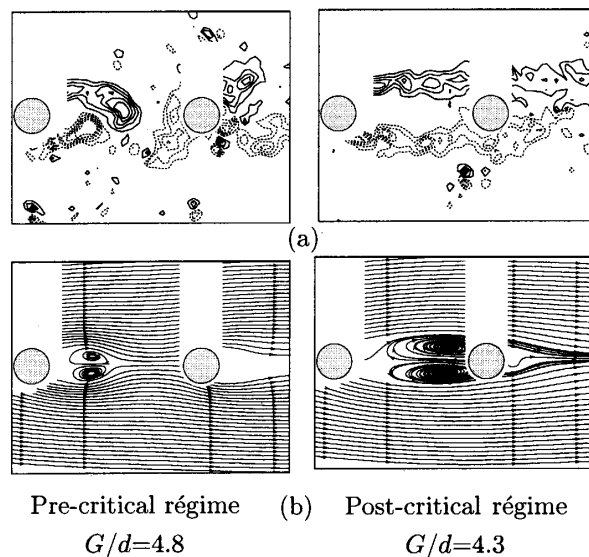


Fig. 11 (a) Vorticity distribution and (b) averaged streamlines for $Z/d=0$.

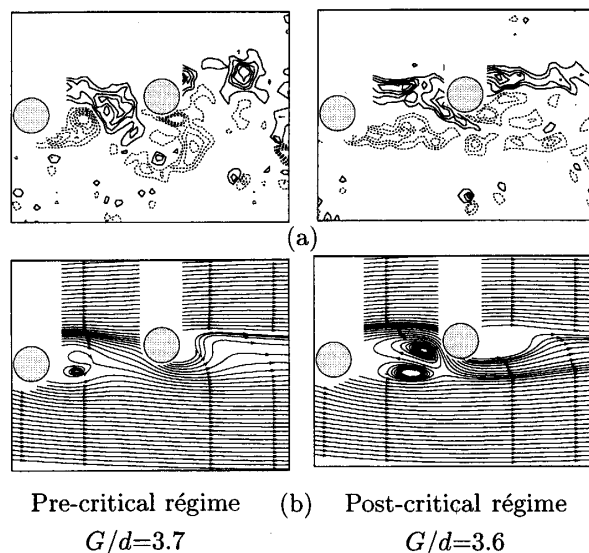


Fig. 12 (a) Vorticity distribution and (b) averaged streamlines for $Z/d=0.5$.

レイノルズ数が比較的高い風洞実験⁽¹¹⁾ で得られたトレースを示した。図 14(a) と同様な軌跡の一致が見られる。この軌跡よりも上流の領域は主円柱から発せられた剥離剪断層がディフレクターから影響を受け、渦が弱まる領域と考えられる。このような軌跡の一致は両ケースの臨界的な挙動の原因は共通であり、剪断層のダイナミックな巻き込みとディフレクターとの相互干渉が引き起こすことを示唆している。

図 14(a) には単独円柱の場合の平均流線を示した。さらに剪断層に対応すると思われる薄い層の領域において平均流速、主流方向の変動 u の r.m.s. 値 ($=u'$),

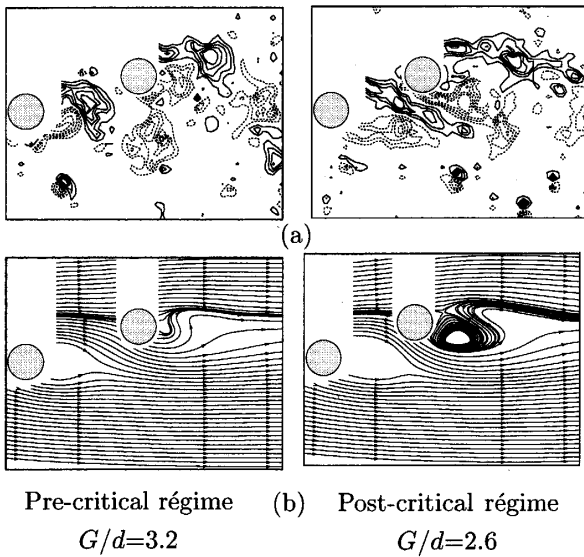


Fig. 13 (a)Vorticity distribution and (b)averaged streamlines for $Z/d=1.0$.

および平均渦度の極大値の軌跡を PIV で求めて示した。剪断層の幅を定量的に明確に定めるのは困難であるが、平均流速の極大位置は剪断層外縁、 u' の極大位置は剪断層の中心に対応するものと考えられる⁽⁵⁾。 u' と渦度の極大値の軌跡はほぼ一致した。 $G/d \sim 3.0$ 前後の後流領域では相互干渉で大スケールの渦が巻き上がり剪断層の幅を同定できなくなるが、臨界ギャップのトレースは、ほぼ剪断層外縁の延長上にある。

4.4 渦形成長さ 後流渦のスケールの尺度として渦形成長さの変化を調べた。これまでに渦形成長さはいろいろな定義が使われている⁽¹⁸⁾。ここでは PIV により主流方向速度変動の r.m.s. 値 u' の空間分布を求め、最も一般的な定義である円柱中心から u' の最大値までの水平距離を渦形成長さ L とした。ただし、最大を示す点は上下に存在するが、ディフレクターによって剥離剪断層の成長が直接には阻害されない下側を採用した。

仕切板のケースについて G/d に対する渦形成長さ L/d の変化を図 15(a) に示す。参考のため仕切板先端の位置を点線で示した。 $Z/d=1.0$ は臨界ギャップ前まで仕切板が円柱に近づくにつれて渦形成長さが比例的に減少する。これらの点は直線 $L/d=0.37G/d+0.40$ で近似された。 $Z/d=0, 0.5$ の臨界ギャップ前の渦形成長さも同じ直線上に集中し、 G/d に比例して減少する。 $Z/d=1.0$ では臨界ギャップに達すると渦形成長さは急に増大し、その後は仕切板の円柱への接近とともに再び比例的に減少する。 $Z/d=0.5$ の臨界ギャップ後の G/d の挙動も $Z/d=1.0$ と同様である。ただし $Z/d=0.5$ の

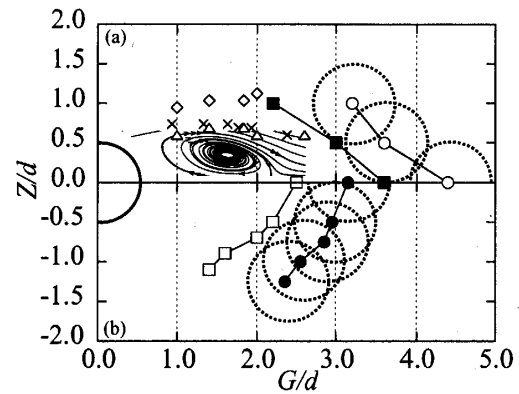


Fig. 14 Traces of critical gaps for all levels. (a)Water tank experiment: ■, splitter-plate case ($Re=1.1 \times 10^4$); ○, two-cylinder case ($Re=7.4 \times 10^3$). Thin solid lines, averaged streamlines for the single cylinder case ($d=25$ mm); ◇, extremal averaged velocity; △, extremal u' ; ×, extremal averaged vorticity. (b)Wind tunnel experiment⁽¹¹⁾: □, splitter-plate case ($Re=1.7 \times 10^4$); ●, two-cylinder case ($Re=3.0 \times 10^4$).

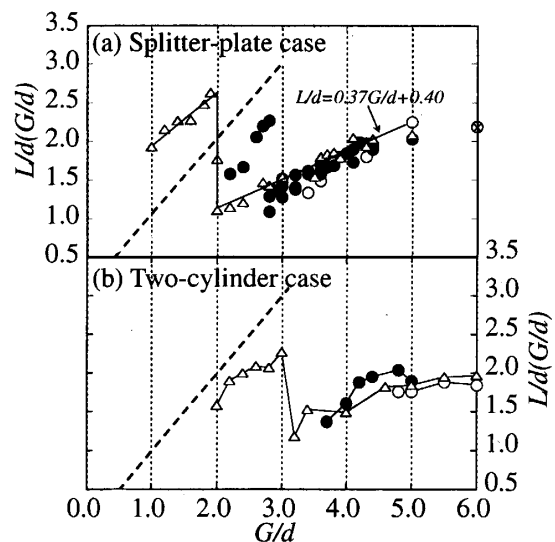


Fig. 15 Variation of vortex formation length with G/d . ○, $Z/d=0$; ●, $Z/d=0.5$; △, $Z/d=1.0$; ⊗, single cylinder, (a) $Re=1.1 \times 10^4$, (b) $Re=7.4 \times 10^3$.

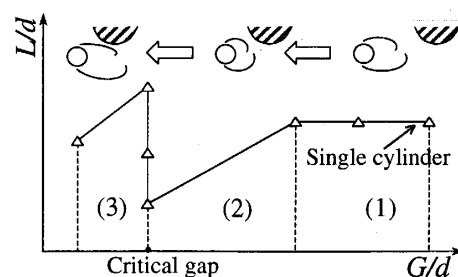


Fig. 16 Schematic representation of the variation of vortex formation length with G/d .

臨界ギャップ後は、ストローハル数が定義できないほど渦の巻き込みが弱くなるが、本節の定義に従い渦形成長さをプロットした。 $Z/d=0$ では臨界ギャップ後、上下の剥離剪断層が分断され、渦形成長さは意味を持たない。

臨界ギャップ前までは、すべてのレベルで仕切板先端位置を示す点線より L/d は小さく、仕切板先端より上流で渦形成が行なわれることを示す。臨界ギャップ後は仕切板の円柱への接近とともに、 $Z/d=0.5$ では仕切板先端より短く、 $Z/d=1.0$ では、より長く渦形成してどちらも比例的に減少する。つまり渦形成長さは、図3の G/d に対する C_{pb} の変化の傾向と一致することが分かる。すなわち、臨界ギャップ前までは、仕切板の接近につれて剥離剪断層の曲率が増し、巻き込みが強くなり、その結果背圧が低下する。臨界ギャップ後はレベルにより渦の強弱はあるものの、剪断層は後流幅が狭く、遠く下流まで伸びて相互干渉するため巻き込みが弱く、その結果背圧が回復する。

二円柱のケースで G/d に対する渦形成長さ L/d の変化を図15(b)に示す。参考のため副円柱の中心の位置を点線で示す。 $Z/d=0.5$ の臨界ギャップ後は、渦が弱まり u' から L/d を決定できなかった。円柱の形状が仕切板よりも横方向へ張り出しているため、臨界ギャップ位置などは異なるが、渦形成長さの変化の傾向は仕切板のケースと非常に良く似ている。

以上のPIVによる流れ場の観察と渦形成長さの変化をもとにして、図16に主円柱とディフレクターの水平距離に対する渦形成長さの変化を図式的に表わした。ディフレクターが十分遠方下流にある状態(1)では、主円柱から放出される渦は、ディフレクターからの影響を受けず、単独円柱の場合と渦形成は同様である。しかしある程度 G/d が小さくなると、主円柱からの放出渦は影響を受けはじめ、ディフレクターの接近に比例して渦の水平スケールが縮小する(状態(2))。ディフレクターは、ついには臨界ギャップに到達し、渦は変位を受けつつも急に伸長する。さらにディフレクターが主円柱に近づく時、やはり比例して渦の水平スケールは縮小する(状態(3))。

臨界ギャップは、図16に見られるように平均的な剪断層外縁の延長上に位置しているが、実際の剪断層の軌跡はディフレクターの位置によらず一定しているわけではない。ディフレクターの接近につれ、渦はその水平スケールを保つのではなく相互作用によって縮小拡大を行ない、その結果たまたま剪断層外縁のほぼ延長上に臨界ギャップの位置が定まるものと思われる。

5. 結 論

ディフレクターを三つのレベルで円柱に近づけていく時、円柱の背圧とストローハル数を計測し、両ケースで、ある G/d で臨界的な背圧の回復が見られ、これを臨界ギャップと定義した。この臨界ギャップ前後の流れをPIV計測し、次のことが分かった。

- (1) 臨界ギャップ前、ディフレクターの上流移動にともない渦形成領域も縮小し、渦の巻き込みは強まる。
- (2) 臨界ギャップに達すると渦形成領域は急に伸長し、渦の巻き込みは弱まる。剪断層の相互干渉パターンはディフレクターのレベルに依存する。
- (3) 臨界ギャップ後ディフレクターがさらに上流に近づく時、渦形成領域も縮小する。
- (4) 二円柱の場合の臨界ギャップに対応する一連の副円柱表面が作る包絡線と、仕切板の場合の臨界ギャップのトレースとはほぼ重なる。このことは両ケースの臨界的な挙動の原因は共通であることを示唆している。

文 献

- (1) P. W. Bearman, J. C. Owen, *J. Fluid and Structures*, **12** (1998), 123-130.
- (2) J. C. Owen, P. W. Bearman, A. A. Szewczyk, *J. Fluids and Structures*, **15** (2001), 597-605.
- (3) A. Roshko, *J. Aeronaut. Sci.*, **22** (1955), 124-132.
- (4) T. Igarashi, *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, **69-71** (1997), 141-153.
- (5) H. Skamoto, H. Haniu, Y. Obata, *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng.*, **55-520**, B(1989), 3622-3629.
- (6) P. J. Strykowski, K. R. Sreenivasan, *J. Fluid Mech.*, **218** (1990), 71-107.
- (7) P. W. Bearman, *J. Fluid Mech.*, **21** (1965), 241-255.
- (8) M. F. Unal, D. Rockwell, *J. Fluid Mech.*, **190** (1987), 513-529.
- (9) M. C. Savage, *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, **24** (1986), 129-142.
- (10) S. Ozono, *Phys. Fluids*, **11-10** (1999), 2928-2934.
- (11) S. Ozono, *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, **91** (2003), 91-99.
- (12) M. M. Zdravkovich, *J. Sound and Vibration*, **101-4** (1985), 511-521.
- (13) Z. Gu, T. Sun, *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, **80** (1999), 287-309.
- (14) D. Sumner, S. J. Price, M. P. Paidoussis, *J. Fluid Mech.*, **411** (2000), 263-303.
- (15) G. S. West, C. J. Apelt, *J. Fluid Mech.*, **114**, (1982), 361-377.
- (16) S. Ozono, J. Oda, Y. Yoshida, and Y. Wakasugi, *Theoretical and Applied Mechanics*, **50** (2001), 335-340.
- (17) J. H. Gerrard, *J. Fluid Mech.*, **25** (1966), 401-413.
- (18) F. Noca, H. G. Park, M. Gharib, *BBVIV*, **46** (1998), 1-8