バイモーダルかく乱による 鈍頭円柱前縁はく離泡の制御*

清水 昌幸^{*1}, 木谷 勝^{*2}
望 月 修^{*2}, 井門 康司^{*2}

Control of a Leading-Edge Separation Bubble by Bimodal Disturbances

Masayuki SHIMIZU, Masaru KIYA,
Osamu MOCHIZUKI and Yasushi IDO

The leading-edge separation bubble of a blunt circular cylinder aligned with the main flow was forced by bimodal disturbances at Reynolds numbers of 0.69×10^5 and 1.38×10^5 . The bimodal disturbances consisted of two sinusoidal components with different frequencies: one has the frequency F at which the minimal reattachment length was achieved by the single-frequency forcing, and the other has subharmonics or higher harmonics of this frequency. The reattachment length was found to most significantly depend on the phase difference between the two sinusoidal components for a particular combination of the frequencies F and $2F$.

Key Words: Fluid Mechanics, Turbulence, Separation Bubble, Flow Control, Bimodal Excitation, Active Control, Shear Flow, Vortex

1. 結 言

流体を取扱う機器装置内には、流れのはく離・再付着が発生することが多い。この流れをはく離泡とよぶ。乱流はく離泡は、例えばターボ機械の翼列に発生すると流動変動、圧力変動、騒音などの原因となる。これに対して、放熱フィンの伝熱特性を向上させるために、はく離泡を積極的に利用することもある。したがって、はく離泡を適当な方法によって制御することは、工学的に重要な課題である。

本論文は、乱流はく離・再付着流れ(はく離泡)に、二つの周波数成分をもつ正弦波かく乱(バイモーダルかく乱)を与えたときの応答を、実験的に研究したものである。基本的なはく離泡として鈍頭円柱の前縁はく離泡を採用した。単一周波数のかく乱に対するせん断乱流の応答は、これまで多く研究^{(1)~(5)}されているが、はく離泡に対するバイモーダルかく乱によるものは見あたらない。複数の周波数成分をもつ正弦波かく乱に対する自由混合層の応答が、数値解析によって研究さ

れている⁽⁶⁾。しかし自由混合層のかく乱に対する応答は、はく離せん断層のそれとは異なるものと考えられる。なぜならば、はく離せん断層は固体壁の影響をうけるからである。

2. 実験装置および方法

実験には、 $1.5 \text{ m} \times 1.2 \text{ m}$ 、長さ 6 m の矩形断面の試験部をもつ低速還流形風洞を用いた。試験部を構成する壁の一つを下流方向にやや傾斜させて、流れ方向の圧力こう配がほぼ零となるようにした。本実験の主流速度 $U_\infty = 5 \sim 10 \text{ m/s}$ の範囲では、主流の乱れ度は 0.3% 以下である⁽⁷⁾。

実験に用いた鈍頭円柱は、直径 $d = 0.200 \text{ m}$ 、長さ 2 m のアクリル樹脂製である。円柱の構造の概略および本論文で使用するおもな記号の定義を図 1 に示す。円柱側面に沿って主流方向に x 軸、側面と垂直に y 軸をとり、前縁上の一点を座標軸の原点とする。

供試物体の前縁には、図 1 のように、幅 $g = 2.75 \pm 0.1 \text{ mm}$ の円周方向のスリットが設けられている。このスリットを通して、円柱内部に組み込まれたウーハから、はく離せん断層に周期的かく乱が与えられる。ウーハへの入力は、マルチファンクションシンセサイザ(エヌエフ回路設計ブロック社製 NF 1940)に

* 原稿受付 平成 5 年 7 月 5 日。

^{*1} 正員, 北海道大学大学院(〒060 札幌市北区北 13 条西 8 丁目)。

^{*2} 正員, 北海道大学工学部。

よって作られた正弦波である。このシンセサイザは任意の位相差をもつ二つの正弦波を出力することができる。

バイモダルかく乱の一例として、ウーハへの入力波形とそのスペクトル、および前縁近くのかく乱規定点⁽⁵⁾で検出された速度変動波形(出力波形とよぶ)とそのスペクトルを図2に示す。かく乱規定点は、 $y=0$ 上におけるはく離点前方の速度が境界層外縁速度の90%となる位置である。出力波形には揺らぎが認められるが、そのスペクトルは入力波形と同一の二つの周波数において鋭いピークをもっている。入力波形を構成する二つの正弦波の振幅(スペクトルの高さ)および位相が、出力波形の振幅および位相と異なっているのは、ウーハとスリットの間にある空間の伝達特性のためである。

出力波形の二つの周波数成分の位相差は、入力波形との間のクロススペクトル [FFT アナライザ(小野測器社製 CF 910)により測定] を用いて決定した。すなわち、入力および出力波形の二つの正弦波成分の周波数を f_1 および $f_2(>f_1)$ 、入力波形と出力波形の f_1 成分の位相差を $\Delta\phi_1$ 、両者の f_2 成分の位相差を $\Delta\phi_2$ 、入力波形の f_1 成分と f_2 成分の位相差を $\Delta\phi_{12}$ とすれば、出力波形の f_1 成分に対する f_2 成分の位相差 ϕ は、

$$\phi = \Delta\phi_{12} + \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 \quad \cdots \cdots (1)$$

である。 $\Delta\phi_{12}$ は既知であり、 $\Delta\phi_1$ および $\Delta\phi_2$ はクロススペクトルの位相から求められるので、この式から ϕ が決定できる。

したがって、速度変動 q_f は

$$q_f = q_{f1} \sin(2\pi f_1 t) + q_{f2} \sin(2\pi f_2 t + \phi) \quad \cdots \cdots (2)$$

と表すことができる。ここに、 t は時間、 q_{f1} および q_{f2} は f_1 成分および f_2 成分の振幅である。ウーハとスリットの間の空間の伝達特性のために、入力波形の f_1 成分および f_2 成分の振幅と q_{f1} 、 q_{f2} の関係は線形ではなく、しかも周波数の値によって異なる。ウーハへの入力波形の二成分の振幅は、かく乱規定点における速

度変動の q_{f1} 、 q_{f2} が規定の値をとるように較正した。

バイモダルかく乱の効果を表す指標として、はく離泡の長さ(再付着長さ) x_R を採用した。再付着長さは、円柱前縁から流出するはく離せん断層が円柱側面に再付着するまでの距離である。再付着位置は、円柱側面の近く ($y=1 \text{ mm}$, $y/d=0.005$) における主流方向の速度成分が、同じ確率で順流と逆流を繰返す位置として定義される。順流と逆流の判別は、スプリットフィルムプローブによって行った。スプリットフィルムプローブの較正は文献(8)に基づいて行った。最大応答周波数は約 1 kHz である。

はく離せん断層の外層領域では、順流と逆流の転換が起こらないので、この領域の速度変動は I 形熱線プローブによって測定した。

本実験におけるレイノルズ数 $Re = U_\infty d / \nu$ (U_∞ は主流速度、 ν は動粘性係数) は 0.69×10^5 および 1.38×10^5 であり、それぞれ主流速度 $U_\infty = 5 \text{ m/s}$ および 10 m/s に対応する。

かく乱がないときの時間平均流れの軸対称性は、時間平均速度、主流方向の乱れ強さおよび表面圧力の分布を測定することによって確認されている⁽⁷⁾。かく乱を与えたときの軸対称性は、円柱表面のタフトの運動によって確認した。

3. 実験結果および考察

3・1 かく乱による再付着長さの変化 バイモダルかく乱に対するはく離泡の応答を述べるに先立ち、単一の周波数成分をもつかく乱(単一成分かく乱とよぶ)に対する応答を説明しておく。単一成分かく乱のかく乱周波数を f_{ex} とする。図3は、かく乱周波数 f_{ex} と再付着長さ x_R の関係を示す⁽⁵⁾。縦軸は再付着長

図1 供試物体の形状および座標系・記号の定義

図2 かく乱波形およびスペクトル

さをかく乱がないときの値 $x_{R0} (\approx 1.6d)$ で割ったもの (x_R/x_{R0})、横軸はかく乱周波数を主流速度および円柱直径で無次元化したもの ($f_{ex}d/U_\infty$) である。図3におけるかく乱の強さ q'_{fs}/U_∞ (q'_{fs} は rms 値) は、0.01 から 0.10 の範囲に変化しているが、いずれのかく乱強さにおいても、再付着長さは $f_{ex} = (1.6 \sim 2.0)U_\infty/d$ において極小値をとる。このかく乱周波数を基本周波数とよび、記号 F で表すことにする。 F の値は図3の点 A ~ E に対応する f_{ex} の値である。基本周波数の値を説明することのできる理論モデルが、著者ら⁽⁹⁾ によって提示されている。

バイモーダルかく乱における二つの周波数 f_1, f_2 の一つは基本周波数 F とし、もう一つを mF (m は整数) あるいは F/n (n は整数) とした。このほかに、基本周波数からの小さなミスマッチングの効果をみるために、 $f_1 = F, f_2 = F + \Delta F (\Delta F \ll F)$ の組合せについて

図3 単一周波数によるかく乱周波数と再付着長さの関係 ($Re = 0.69 \times 10^5$)

図4 バイモーダルかく乱 ($F, 2F$) における位相差と再付着長さの関係 ($Re = 0.69 \times 10^5$). 図中右側の線分は単一成分かく乱における極小の再付着長さを示す。かく乱強さは $q'_{fs} = q'_{f1}$

も実験を行った。本実験では、二つの周波数成分の振幅 q_{f1}, q_{f2} は同一とした。このとき、バイモーダルかく乱の強さ q'_f [式(2)の q_f の rms 値] は q_{f1} に等しい。以下の記述においては、バイモーダルかく乱の周波数の組合せを (f_1, f_2)、その強さを f_1 成分の rms 値 $q'_{f1} (= q_{f1}/\sqrt{2})$ によって表す。

図4は、($F, 2F$)のかく乱に対する再付着長さとの位相差 ϕ の関係を示す。図4中 $q'_{f1} = 0.01$ のものに誤差範囲を示したが、他の場合についても誤差は同程度であった。位相差による再付着長さの変化が最も大きいのは、かく乱の強さが $q'_{f1}/U_\infty = 0.02$ のときである。かく乱強さの増加とともに、再付着長さは次第に位相差に依存しなくなる。特に、 $q'_{f1}/U_\infty = 0.10$ の強さのかく乱に対する再付着長さは、位相差に無関係であり、その大きさは強さ $q'_{fs}/U_\infty = 0.1$ 、周波数 $f_{ex} = F$ の単一成分かく乱に対するものとほぼ同一である。

弱いかく乱 ($q'_{f1}/U_\infty = 0.01 \sim 0.02$) では再付着長さは $\phi = 180^\circ$ の位相差で極大値をとり、 $\phi = 0^\circ$ を中心とする広い範囲の位相差において極小値をとる (図4)。これより強いかく乱においては、再付着長さが極大となる位相差は $\phi = 120^\circ$ に移動するが、極小となる位相差は $\phi = 0^\circ$ の付近にあるといつてよい ($q'_{f1}/U_\infty = 0.04$ のとき、 $\phi = 250^\circ$ に x_R の極小値があるようにみえるが、実験誤差を考慮すれば、 x_R は $\phi = 250 \sim 360^\circ$ の範囲でほぼ一定とみなすことができる)。すなわち、再付着長さを減少させる目的のためには、 $\phi = 0^\circ$ の位相差が最適なわけである。この最適位相差における再付着長さは、 $q'_{f1}/U_\infty = 0.01$ のとき同じ強さ $q'_{fs}/U_\infty = \sqrt{2} \times 0.01$ および周波数 $f_{ex} = F$ の単一成分かく乱のそれに比べて、最大で約 15% 減少する。

図5 バイモーダルかく乱 ($F, 2F$) のかく乱規定点における速度変動波形

以上のような、位相差と再付着長さの関係を考えるために、これら三つの位相差に対するかく乱速度の波形(図5)をみてみよう。実測された波形には揺らぎがあるので、波形の特徴を明確にするために、図5には式(2)によって計算したものを示してある。 $\phi=0^\circ$ および $\phi=180^\circ$ の波形は反対称であることがわかる。すなわち、 $\phi=0^\circ$ の位相差では一周期($1/f_1=1/F$)の間の速度の増加過程は減少過程よりも急速であるのに対し、 $\phi=180^\circ$ の位相差では反対に増加過程は減少過程よりも緩やかである。 $\phi=120^\circ$ のときにもかく乱速度の変化過程は、 $\phi=180^\circ$ のときと同じ傾向をもっている。このことから、同じ周期をもつかく乱速度波形のなかで、速やかに増加したあとで緩やかに減少するもののほうが、その反対の傾向をもつものよりも、再付着長さの減少効果大きいことが推測される。この推測を確かめるために、図6のような2種類のランプ波をウーハへの入力として、再付着長さの変化を調べた。この入

図6 ウーハへの入力信号(ランプ波)およびかく乱の規定点における速度変動波形

図7 バイモータルかく乱($F, 3F$)における位相差と再付着長さの関係($Re=0.69 \times 10^5$). 図中右側の線分は単一成分かく乱における極小の再付着長さを示す。かく乱強さは $q'_{fs}=q'_{f1}$)

力に対応するかく乱規定点における速度変動波形は、比較的速やかに増加したあとで緩やかに減少するもの[図6(b)]と、これとは反対の傾向をもつもの[図6(d)]になっている。なお、ウーハとスリットとの間の空間の伝達特性のために、かく乱速度の変化傾向はランプ波のそれとは反対になっている。再付着長さは図6(b)では $0.57x_{R0}$ 、図6(d)では $0.65x_{R0}$ であり、上の推測と矛盾していない。現時点では、この現象の物理的説明はできていない。

図7に($F, 3F$)のかく乱を与えたときの結果を示す。再付着長さの位相差に対する依存性は、($F, 2F$)の場合に比較してはるかに弱い。例えば、かく乱の強さが $q'_{f1}/U_{\infty}=0.02$ のとき、再付着長さの極大値と極小値の差は、($F, 2F$)のときに比較して2分の1以下にすぎない。この極大値と極小値は、位相差が $\phi=225^\circ$ および $\phi=90^\circ$ のときに現れる。これらの位相差に対応するかく乱速度波形は、図8のようになる。再付着長さの極小値は、より速やかに増加してから緩やかに減少する波形[図8(a)]に対応していることがわかる。

他の周波数の組合せ($F, 4F$)、($F/2, F$)および($F/2, 2F$)については、位相差の効果はまったく認められない(図9)。($F, 4F$)および($F/2, 2F$)の組合せ

図8 バイモータルかく乱($F, 3F$)のかく乱規定点における速度変動波形

図9 バイモータルかく乱における位相差と再付着長さの関係($Re=1.38 \times 10^5$, $q'_{f1}/U_{\infty}=0.01$. 図中右側の線分は $f_{ex}=F$, $q'_{fs}/U_{\infty}=\sqrt{2} \times 0.01$ の単一成分かく乱の再付着長さを示す)

においては、位相差が違ってもかく乱速度波形には顕著な差が現れない。これは2成分の周波数の差が大きいことによるのであり、合成されたかく乱速度波形は周波数がそれぞれ $4F$ および $2F$ の正弦波と大差ない。再付着長さが位相差に無関係になるのはこのためである。一方、 $(F/2, F)$ の組合せにおいては、位相差による合成波形の変化は、図5に示す $(F, 2F)$ の場合と同じである(ただし、横軸を2倍に拡大したものと解釈する)。それにもかかわらず再付着長さの位相依存性がないことは、このときのはく離泡内の流れが主として基本周波数成分によって支配されていることを意味する。

ミスチューニング $(7F/8, F)$ および $(F, 9F/8)$ の結果もあわせて図9に示してある。この場合には、二つの成分の位相差は意味をもたない。このときの再付着長さは、強さ $q'_s = \sqrt{2} q'_{r1}$ (バイモーダルかく乱と同等の強さ) および周波数 $f_{ex} = F$ をもつ単一成分かく乱

のそれと同じである。したがって、ミスチューニングかく乱は単一成分かく乱と同程度の再付着長さの減少効果をもつことがわかる。

3・2 はく離せん断層の構造 バイモーダルかく乱の中で、最も顕著な位相依存性のあった $(F, 2F)$ の場合について、はく離せん断層の構造を調べた。図10に再付着長さが極小および極大となる位相差(それぞれ $\phi=0^\circ$ および $\phi=180^\circ$)における、 x - y 平面内の速度の時間平均値 Q および変動成分の rms 値 q' の分布を示す。これらの速度はI形熱線プローブで測定されているので、逆流と順流が頻繁に交代する領域(平均速度 Q が零に近い領域)の結果は信頼性が低い。円柱側面近くの時間平均速度は、スプリットフィルムプローブによる測定結果を参照して、逆流の形で示してある。速度変動成分についてはなんらの補正も行っていない。再付着長さが極小となる位相差においては、極大となる位相差の場合よりも、はく離泡の前半部における乱れが強く、はく離せん断層はより円柱側面に近

図10 バイモーダルかく乱 $(F, 2F)$ における平均流速および乱れ強さの分布

($Re=0.69 \times 10^5$, $q'_{r1}/U_\infty=0.01$, $\circ: \phi=0^\circ$, $\triangle: \phi=180^\circ$, $\bullet, \blacktriangle$ は補正したもの)

図 11 バイモーダルかく乱(F , $2F$)におけるせん断層外縁の速度変動スペクトルの下流方向変化

づいている。このことは、二つの正弦波成分の干渉によって、よりはく離線に近い位置でより大きな渦が形成されていることを示唆する。

このことをより明確にするために、図 11 にはく離せん断層の外層における速度変動のスペクトルを示す。再付着長さが極小となる位相差 $\phi=0^\circ$ では、 $f_1/2$ (あるいは $f_2/4$) の周波数成分の成長がはやく $x/d=0.30\sim0.60$ で大きなエネルギーをもつようになる。 $x/d=0.30$ の位置は、周波数 f_1 の成分がはく離せん断層に与えるかく乱の 1 波長(周波数 f_2 の成分が与えるかく乱の 2 波長)に対応する。これに対して、再付着長さが極大となる位相差においては、 $f_1/2$ の周波数成分は $x/d=0.6$ で現れるが、 $\phi=0^\circ$ のときと比較すると小さい。はく離せん断層の渦の移動速度はほぼ一定($U_\infty/2$)である。したがって以上のことから、バイモーダルかく乱における再付着長さの効果的な減少は、よりはく離線に近い領域でより大きな渦が形成されることに起因することが確認される。

4. 結 論

本論文では、バイモーダルかく乱による乱流はく離泡の制御に関する実験結果について述べた。おもな結果を要約すれば次のとおりである。

(1) 単一成分かく乱において再付着長さが極小となるかく乱周波数(基本周波数)と、その 2 倍の周波数を組合せたとき、再付着長さは二つの成分の位相差に

対して最も大きく変化する。適当な位相差においては、再付着長さは同じ強さの単一成分かく乱のそれよりも減少する。

(2) 基本周波数とその 4 倍以上あるいは 2 分の 1 の周波数成分を組合せたときは、再付着長さの位相差に対する依存性は認められない。このときの再付着長さは同じ強さの単一成分かく乱のそれと同一である。

(3) バイモーダルかく乱によって再付着長さが極小となる位相差では、他の位相差におけるよりもはく離線に近い領域で、基本周波数の 2 分の 1 の通過周波数をもつ渦が形成されている。

本研究は文部省科学研究費一般研究(B)の交付を受けて行われたものである。本研究を実施するにあたり、援助を受けた山保敏幸技官に謝意を表する。

文 献

- (1) Roos, F. W. and Kegelman, J. T., *AIAA J.*, **24**-12(1986), 1956.
- (2) Nishioka, M., Asai, M. and Yoshida, S., *AIAA J.*, **28**-11(1990), 1909.
- (3) Montividas, R. E., Acharya, M. and Metwally, M. H., *AIAA Paper*, 91-0041(1991).
- (4) 木谷・清水・望月・井門, 機論, **58**-554, B(1992), 2953.
- (5) 清水・木谷・望月・井門, 機論, **59**-559, B(1993), 721.
- (6) Inoue, O., *J. Fluid Mech.*, **234**(1992), 553.
- (7) 木谷・野沢, 機論, **53**-448, B(1987), 1183.
- (8) 佐々木・木谷, 機論, **51**-465, B(1985), 1615.
- (9) Kiya, M., Shimizu, M., Mochizuki, O., Ido, Y. and Tezuka, H., *AIAA Paper*, 93-3245(1993).