長い厚板の近傍後流に及ぼす後方吸込みの影響*

早川道雄^{*1}, 飯田誠一^{*1}Effects of Base Suction on the Near Wake of a Flat Plate
with a Blunt Trailing Edge

Michio HAYAKAWA and Sei-ichi IIDA

The effects of base suction on the near wake of a flat plate with a blunt trailing edge were examined by the discrete vortex method. The Strouhal number of vortex shedding was independent of the suction slit height in the range of suction flow rate below a certain critical value. Above the critical value, the Strouhal number progressively decreased with the suction flow rate, and the decreasing rate was dependent on the suction slit height. In this flow regime, two separating shear layers were alternately sucked into the slit. The Strouhal-number halving phenomenon which had been observed experimentally in the case of a circular cylinder was not found in the thick flat-plate wake.

Key Words: Shear Flow, Plane Wake, Thick Flat Plate, Base Suction, Discrete Vortex Method

1. ま え が き

流れの中に置かれた鈍い物体に作用する平均および変動流体力の低減に関連して、円柱と厚板の後流に及ぼす後部吹出しの影響に関する研究がこれまで多く報告されているが、それに比して、後部吸込みの効果を検討した研究は少ない⁽¹⁾。

最近、田中・村田⁽²⁾は後縁部に設けたスリットの高さが異なる2種類の円柱を用い、吹出しと吸込みの影響を詳細に調べた。そして、吹出しの場合には運動量比、吸込みの場合には流量比 $C_q = U_s h_s / U_e D$ を用いることによって、円柱の流体力学的特性がスリット高さには無関係に表現できることを定量的に示した。ここで、 U_e , U_s , D , h_s はそれぞれ主流流速、スリット部の平均流速、円柱外径、スリット高さである。なお、本報告では記述の便宜上、 U_s は吸込速度の大きさ(絶対値)で表すことにする。

慮ら⁽³⁾は同じく円柱後流に対する後部吸込みの制御効果に関する可視化実験を行い、吸込速度 U_s がある臨界値を超えると、ストローハル数 ($St = fD/U_e$; f

は渦放出周波数)が急激に減少し、さらに吸込速度を増すと U_s の広い範囲にわたって、 St の値が吸込みを与えないときの約 1/2 になることを観測した。レイノルズ数 $Re (= U_e D / \nu) = 500 \sim 1000$ における臨界流量比は $C_q = 0.5 \sim 0.7$ である。上述の田中・村田の吸込みの実験は $C_p < 0.13$ の範囲で行われたため、ストローハル数の急激な変化は観測されていない。

本研究は高レイノルズ数の二次元厚板後流を対象にして、後部吸込みの影響を簡単な二次元模擬計算によって調べたものである。ここでは、主として、周期的渦放出に対応する速度変動の挙動が、吸込みの強さとスリット高さに対して、どのように変化するかに着目する。計算には高レイノルズ数の自由せん断流を比較的軽い計算負荷の下に近似計算することができる離散渦法を用いた。本来、非粘性計算である離散渦法に粘性の効果を採り入れる手法は種々提案されているが⁽⁴⁾、本計算では粘性による渦度の拡散や、循環の下流への減衰は考慮していない。

2. 計 算 方 法

2・1 流れ場の表現 図1に流れ場のモデルを模式的に示す。厚板の厚さを H 、吸込用スリットの高さを h_s 、主流流速を U_e とする。厚板後端の中央を座標

* 原稿受付 1996年7月18日。

*1 正員、北海道大学工学部 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。

ため、参照点以外の位置では u は正負の値をもつ波状の分布になっている。実際に渦点の運動の時間経過を調べたところ、まれな事象ではあるが、渦点が後面壁部を通して厚板内部に侵入することがあるのが観察された。しかし、図2中に黒点で記入してある、厚板直後の断面 $x/H=0.05$ における速度分布はすでに単調な変化を呈しており、 $x=0$ に見られる境界条件の不具合が流れ場に及ぼす影響は微弱であるものと推察される。なお、厚板内部に侵入した渦点は後の計算から除外した。

2.3 不規則性の導入と解析データ長 離散渦法による演算所要時間は、流れの中にある渦点の個数(したがって、計算時間ステップ数)の二乗にほぼ比例して増加する。本計算では時間平均諸量を算出する際に、個々の流れの条件に対してそれぞれ長時間の計算をする代わりに、初期条件にわずかな不規則性を与え、同一条件の下で、一定時間の計算を数回繰返す方法を採用した。

具体的には、移動渦点の導入位置 $(x_*, \pm y_*)$ に弱い不規則性を付加し、 $x_*(1+\sigma)$ 、 $\pm y_*(1+\sigma)$ とした。ここで、 σ は標準偏差 0.005 の正規乱数で、これによる速度変動の rms 値は主流速度の約 0.3% に相当する。また、 $+y_*$ と $-y_*$ の位置に与えた乱数は互いに無相関である。これによって、同一計算条件でも各試行ごとに瞬時速度の異なる流れが実現される。計算の試行回数は各条件に対して 6 回とした。したがって、時間平均量(スペクトルも含む)は 6 回の試行結果の集合平均値である。

吸込みは、初めに形成される渦点塊が $x/H=10$ より下流に達したのちの無次元時刻 $T(=tU_e/H)=25$ から与え、時間平均量は本研究で着目した近傍後流領域の流れが定常状態に達したのちの $T=40$ から $T=100$ まで($\Delta T=60$; 600 時間ステップ間)における速度から算出した。

スリットから厚板内部にいったん吸い込まれた渦点が再び流れ場内へ混入するのを避けるため、 $x<0$ にある渦点の v 成分は零とし、それらは流れ場内の他の渦点の運動には影響を及ぼさないとした。また、十分下流の $x/H>35$ に達した渦点からの寄与も速度場の計算から除外した。

$\Delta T=60$ と計算時間刻み ($\Delta t U_e/H=0.10$) から決まる速度変動の有効周波数範囲は $0.033 < fH/U_e < 5.0$ である。また、後に示す速度変動のスペクトルは 512 点の時系列信号を FFT 解析したもので、バンド幅(周波数分解能)は $\Delta fH/U_e \approx 0.02$ である。

いま、例として $U_e=10$ m/s、 $H=15$ mm の空気流

の場合 ($Re \approx 10^4$) を想定すると、試行回数 6 回による時間平均量の算出時間は 0.54 s、各試行ごとの速度変動の有効周波数範囲は 12 Hz $\sim$ 3.3 kHz になる。

すべての計算はパーソナルコンピュータ (NEC 社 PC-98 シリーズ) で実行した。

3. 計算結果

3.1 後部吸込みのないときの結果の概略 吸込みを与えない場合 ($U_s=0$)、平均速度場内に現れるよどみ点の位置、すなわち、再循環領域の下流端は $0.75H \sim 0.8H$ であった。浅井ら⁽⁹⁾ による $Re(=U_e H/\nu)=1350$ における測定結果では、よどみ点位置は $1.0H$ 付近である。また、後流中心速度の回復も、浅井らの結果より早く起こるという結果が得られた。しかし、浅井らの実験条件より高いレイノルズ数における厚板後流の近傍場の詳細な測定データがないため、本結果の妥当性を十分吟味することはできなかった。

v 変動のスペクトルから求めた周期的渦放出に伴う卓越ストローハル数(3.2 節参照)は $St_0=0.25 \sim 0.26$ であった。これは従来の実験結果⁽¹⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ と比較して、ほぼ妥当な値と思われる(表1)。

3.2 吸込強さとストローハル数との関係 4 種類のスリット高さについて、それぞれ吸込速度の大きさを変え、後流中の速度変動のスペクトルを調べた。この種の測定実験においては、後流外縁部における u 変動を観測することが多いが、後流における周期的 u 変動の振幅分布の特性上、吸込みの強さとともに観測に適する y 方向位置が変化する。これに対して、通常 v 成分の周期変動振幅は後流中心線上で最大になる。したがって、本計算では $x/H=4.0$ 、 $y=0$ における v 成分の時系列信号を用いてスペクトル解析を行った。

図3にスペクトルピークの周波数 f_p と吸込強さの関係を示す。縦軸は U_e と H に基づくストローハル数 $St=f_p H/U_e$ 、横軸は吸込流量比 $C_q=U_s h_s/U_e H$ である。

Table 1 Comparison of Strouhal number

Source	Re	St
Asai et al. [9]	1.35×10^3 2.7×10^3	0.23 0.265
Okajima et al. [10]	$(2 \sim 7) \times 10^3$	0.25 $\sim$ 0.27
Bearman [1]	2.3×10^3 4.1×10^3	0.24 0.24
Present result	- - -	0.25 $\sim$ 0.26

Fig. 3 Strouhal number versus suction flow rate. The Strouhal number is determined from the frequency spectrum of v fluctuation at $x/H=4$ and $y=0$. A thick broken line indicates Bearman's data⁽¹⁾

$C_q < 0.16$ では、 St はほぼ C_q のみに依存し、スリット高さの違いによる影響はほとんど見られない。このことは、厚板と同形の後縁部をもつ翼形物体を用いた Bearman⁽¹⁾ の測定結果および田中・村田⁽²⁾ の円柱後流の測定結果と同様である。

図 3 中に太破線で記入してあるのが Bearman の結果 ($h/H=0.93, 0.59$) である。 C_q が小さな範囲で St はわずかに減少しており、その度合いは本計算結果とほぼ符号している。これと同様の傾向は円柱後流の実験⁽²⁾⁽³⁾ においても観測されているが、田中・村田⁽²⁾ の測定では C_q の増加とともに St は単調に減少し、 $C_q=0.13$ のとき、 $St/St_0 \div 0.65$ に達している。

$C_q > 0.16$ においては、 St は $C_q=0.2$ 付近でいったんわずかに増加し、そののち急激に減少し始めるとともに、スペクトルのピークが不分明になった。このため、図 3 中の St の値に縦線を付して表示した。この領域の St の変化にはスリット高さの違いによる影響が明らかに認められる。すなわち、スリット高さが小さくなるにつれて、 St の急激な減少が始まる C_q の値がしだいに増すとともに、 C_q に対する変化の度合いが緩やかになっている。

また、 $C_q > 0.20$ の範囲では C_q の増加とともに、渦点塊の形成がしだいに間欠的になることが観測された。この点については 3・3 節で再び述べる。

3・3 スペクトル振幅と流れ場の状態 ここでは $h_s/H=0.10$ の場合について、後部吸込みによる後流特性の変化をさらに議論する。

図 4 に吸込流量比 C_q と v 変動スペクトルの卓越周波数成分の振幅 $(\bar{v}_0)_p/U_e$ との関係を示す(図 4 にはストローハル数 St の変化も記入してある)。また、これに対応するスペクトルを C_q のいくつかの値について図

Fig. 4 Spectral peak amplitude and Strouhal number versus suction flow rate. $h_s/H=0.10$

Fig. 5 Typical frequency spectra of v fluctuation for $h_s/H=0.10$. Ordinate is power spectral density in linear scale

5 に示す。図 5 中に破線で記入したスペクトルは吸込みを与えないときの結果である。図 4 のスペクトル振幅は主流速度 U_e に対する相対値で表しており、一方、図 5 の縦軸はパワースペクトル密度を速度変動の rms 値の二乗で除したものである。

ストローハル数がさほど変化しない $C_q < 0.20$ の範囲では、後流渦に対応する渦点塊の形成がほぼ規則的に起こり、スペクトルに明りょうなピークが現れる。しかし、この範囲においても、スペクトルピークの振幅は C_q の増加とともに減少している。これは周期的に形成される渦点塊を構成する渦点、したがって、はく離せん断層から放出渦へ供給される渦度、の一部がスリット内に吸い込まれるのに伴い、個々の渦点塊の循環が減少するためである。

$C_q=0.22$ で顕著な周期性が消失し(図 5 d)、スペクトル振幅は極小値を示す。さらに C_q が増すと再びスペクトルに明りょうな盛上がりが見られている(図 5 e, f)。

$C_q > 0.22$ における渦点の運動の時間経過を調べた

結果、片側のはく離せん断層のみがスリット内に吸い込まれる状態がある時間継続し、次に逆側のせん断層が吸い込まれる状態に切換わること、およびそれぞれの状態の継続時間は C_q の増加とともに長くなることが観察された。この継続期間中は片側のせん断層が主として流れ場を支配するので、流れの状態は湾曲した二次元混合層のそれに類似しており、流下する渦点は比較的に小さな渦点塊を形成する。渦点塊の間隔は時間とともに変化するため、スペクトルの高周波域にはこれに対応するピークは認められなかった。これに対し、吸い込まれるはく離せん断層の上下の切換わりにはある程度の周期性が見られ、これが図 5 e, f のスペクトルの盛上がりに対応すると考えられる。

図 6 は $C_q=0.28$ における中心線上 ($y=0$) の v 成分 ($x/H=4.0$) の時系列信号で、4 回の試行の結果を示してある。各試行ごとに、 v 成分が正または負の値がある時間にわたって持続するのが、しばしば見られる。これは上述のように、おもに片側のせん断層からの渦点が流下する間、流れが一方に偏流する状態になり、それが v 成分に現れるためである。

$C_q=0.32$ 以上では上述の切換わり現象は(本計算時間範囲内では)起こらず、いったん片側のせん断層が吸い込まれると、その後は上下非対称な流れの状態が安定して持続した(ただし、上下いずれのせん断層が吸い込まれるかは試行ごとに異なる)。

図 7 に $x/H=2.5$ と 6.0 における、中心線上の変動エネルギー $k_0=(u_0^2+v_0^2)/2$ の C_q に対する変化を示す。いずれの x 位置においても、吸込強さを増すとともに k_0 は単調に減少している。この変化が $(\bar{v}_0)_p$ の

Fig. 6 Temporal traces of v component at $x/H=4.0$ and $y=0$, for $C_q=0.28$, $h_s/H=0.10$

C_p に対する変化(図 4)と酷似しているのは、図 5 のスペクトルからもわかるように、渦点塊のもたらす周期的変動、あるいは吸い込まれるはく離せん断層の切換わりに伴う変動が、近傍後流の変動エネルギーの大半を占めることを示している。また、流れが完全に片側へ偏流する $C_q=0.32$ のときには、中心線付近の流れの変動は極めて弱いことがわかる。

3・4 盧らの円柱後流の結果との対比 盧ら⁽³⁾は円柱の実験(スリット高さ $h_s/D=0.06$)において、吸込強さの大きい範囲ではストローハル数が吸込みを与えないときの値 St_0 の約 $1/2$ になることを観測している。その結果を図 8 に引用した。吸込みの強さがある値に達すると、 St が急激に低下するのは本計算結果(図 3)と同様である。しかし、 St の急激な減少が始まる C_q の値は、本結果よりもはるかに大きく、 $C_q=0.5 \sim 0.7$ であり、また St はその後 $C_q=1.3 \sim 1.4$ まで、ほぼ $St_0/2$ の値を保っている。このような差異の原因として、(1)厚板の場合のはく離点がほぼ固定されているのに対し、円柱のそれは時間とともに変動し得ること、(2)本計算が純粋二次元の非粘性計算であること、(3)盧らの用いたスリットのスパン方向長さが円柱径の 1.2 倍で、流れ場の二次元性が必ずしも十分ではな

Fig. 7 Variation of kinetic energy of velocity fluctuation (at $y=0$) against suction flow rate for $h_s/H=0.10$

Fig. 8 Strouhal number versus suction flow rate for a circular cylinder wake. Data are cited from Lu et al.⁽³⁾

Fig. 9 Frequency spectra of v fluctuation as sinusoidal forcing is applied ($h_s/H=0.10$)
(—: $f_e H/U_e = St_0/2$, ----: $f_e H/U_e = St_0$)

い可能性があることなどが挙げられるが、ここに示した比較のみから、その主要な原因を即断することはできない。

本計算では卓越ストローハル数が $St_0/2$ 付近に落ちてく現象は認められない。しかし、仮に厚板後流にも円柱の場合と類似の特性が潜在するとすれば、 St が減少する範囲の流れに $St_0/2$ に相当する外乱を与えると、この周波数成分の変動が励起され、 $St = St_0/2$ の安定な渦放出が起こる可能性はあると考えられる。

そこで、 $h_s/H=0.10$ 、 $C_q=0.22\sim0.32$ の流れに対して、放出渦点の初期速度 (v 成分) に周波数 f_e の正弦波かく乱を注入してみた。初期位置 $+y_*$ 、 $-y_*$ に与えたかく乱は同位相であり、カルマン渦列と同様の渦配列をもたらす変動モードに対応する。

図9は $C_q=0.26$ と 0.30 の流れに対して $f_e H/U_e = St_0$ および $St_0/2$ のかく乱を与えたときの、 $x/H=4.0$ と 8.0 における v 変動スペクトルである。加えたかく乱の rms 振幅は $0.10U_e$ である。

$C_q=0.26$ の場合(図9a)、いずれの注入周波数 f_e に対しても、それぞれに対応するスペクトル成分が卓越しているが、特に f_e がかく乱を与えない状態の卓越周波数に近いとき、 $St_0/2$ の成分が強く励起されている。しかし、 $C_q=0.30$ のときには(図9b)、かく乱を与えないときに現れるスペクトルの盛上がりに相当する低周波成分が卓越しており、 $St_0/2$ の成分が顕著に励起される様子は認められない。これは他の吸込強さの場合にも同様であった。したがって、はく離点の位置が固定している物体の後流においては、 $St_0/2$ の周波数をもつ渦列が、吸込強さの広い範囲にわたって、

形成される可能性は薄いように思われる。

4. ま と め

高レイノルズ数の厚板後流近傍場に及ぼす後方吸込みの影響を離散渦法による二次元模擬計算で調べた。以下に、結果の要約を記す。

(1) 吸込みの強さがある臨界値を超えると、後流の卓越ストローハル数 St が急激に減少した。本計算の範囲 ($h_s/H=0.06\sim0.30$) では、 St の急激な減少は吸込流量比 $C_q(=U_s h_s/U_e H)=0.20\sim0.25$ で起こった。

(2) $C_q < 0.20$ における St は h_s/H の値によらず C_q の値で決まるが、 St が減少する $C_q > 0.20$ の範囲では h_s/H の違いによる影響が現れた。

(3) $C_q > 0.20$ において、片側のはく離せん断層のみがスリット内に吸い込まれる状態がある時間継続し、次に逆側のせん断層が吸い込まれる状態に切りかわること、およびそれぞれの状態の継続時間は C_q の増加とともに長くなることが観察された。

(4) 円柱後流の実験において吸込速度が大きいとき C_q の広い範囲で観測されている、ストローハル数が吸込みを与えないときの約 $1/2$ で安定する現象は、厚板後流の場合には認められなかった。

おわりに、本研究に関してご議論いただき、本文図8の原データを提供してくださった北海道大学 木谷勝教授、ならびに計算の実施に際しご支援を得た同大学 小河原加久治助教授に謝意を表する。

文 献

- (1) Bearman, P. W., *Aeronaut. Q.*, **18**(1967), 201-224.
- (2) 田中周治・村田暹, 機論, **61**-585, B(1995), 73-80.
- (3) 盧明俊・木谷勝・望月修, 機構論, No. 952-1(1995), 105-106.
- (4) 例えば, 大上芳文・赤松映明, 機論, **54**-505, B(1988), 2283-2290.
- (5) 坂田弘・足立武司・稲室隆二, 機論, **49**-440, B(1983), 801-808.
- (6) Clements, R. R. and Maull, D. J., *Prog. Aerosp. Sci.*, **16**(1975), 129-146.
- (7) 永野三郎・内藤政彦・高田浩之, 機論, **47**-413, B(1981), 32-39.
- (8) Tang, L., ほか5名, *Phys. Fluids*, **A4**(1992), 2244-2251.
- (9) 浅井雅人・中川寛文・西岡通男, 航宇誌, **44** 507(1996), 47-52.
- (10) 岡島厚・上野久儀・長久太郎・加藤和人, 機論, **56**-523, B(1990), 23-30.