円柱まわりの流れに及ぼすトリッピングワイヤの効果*

五十嵐 保**

Effect of Tripping-Wires on the Flow around a Circular Cylinder Normal to an Airstream

by Tamotsu IGARASHI

Experimental studies have been made to examine the effect of tripping-wires on the transition in a boundary layer on a circular cylinder in a cross flow. The flow patterns are divisible according to the angle ϕ_R , a contact point of the tangent to the cylinder from the top of the roughness, and to the roughness Reynolds number Re_Δ , defined by the height of the roughness and the velocity at the outer edge of the boundary layer. In the range of $\phi_R < 70^\circ$, the roughness has no influence on the transition up to $Re_\Delta = 620$, while, at $Re_\Delta \geq 1220$, it is fully effective for the transition. In this case, the Strouhal number S increases to 0.30 and the drag coefficient C_D decreases to 0.60. In the range of $70^\circ \leq \phi_R \leq 75^\circ$, the transition occurs at $Re_\Delta = 620$. Beyond $\phi_R = 76^\circ$, the flow is separated by the roughness, and the values of S and C_D are about 0.175 and 1.55, respectively.

Key Words: Fluid Mechanics, Boundary Layer, Boundary Layer Control, Transition, Flow Separation, Circular Cylinder, Tripping-Wires, Strouhal Number, Drag Coefficient

1. ま え が き

平板に沿う境界層の遷移を促進させる一方法としてあらさ、突起が用いられる⁽¹⁾。圧力こう配のある境界層、例えば円柱に対してもトリッピングワイヤ、ボルテックスジェネレータなどの突起により乱流遷移が行われる。この場合、突起を適当な位置に取付けることにより円柱に働く抗力の軽減と熱伝達率の向上が可能である⁽²⁾⁻⁽⁶⁾。これらの実験はレイノルズ数を変えているが、突起高さや取付け位置はほとんど固定である。このような点から藤田ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾は円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼすトリッピングワイヤの効果を突起高さと位置を系統的に変えて検討した。その結果、圧力分布、熱伝達率分布形状が3種類に大別されることを示した。しかし円柱直径とレイノルズ数一定のもとでの結果であり、定性的傾向は明らかにされたが、フローパターンの区分などは一般化されていない。これと前後して著者⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾はバンドソーをボルテックスジェネレータとして突起高さとその位置およびレイノルズ数を系統的に変えて円柱まわりの流動と熱伝達を調べた。そ

の結果、突起高さ k と位置 β およびあらさレイノルズ数 Re_Δ （突起高さとその位置での滑面円柱の境界層外縁速度で定義される）によって、次の四つのフローパターンが現れた。パターンAは突起の影響がなく、パターンCは境界層が遷移し、パターンBはレイノルズ数の増減によるパターンAとCの中間の過程、パターンDは突起位置ではく離する。これらの各パターンの範囲と主要な流れ特性および流動と熱伝達との関連も明らかにした。なお藤田ら⁽⁷⁾の3種類の形状とはパターンA, C, Dに対応する。

本報は突起としてトリッピングワイヤを用いて前報⁽⁹⁾と同様の実験を行い、境界層の遷移およびはく離についての一般的特性を明らかにするものである。

記 号

C_D : 抗力係数
 C_P : 圧力係数
 d : 円柱直径
 d_0 : トリッピングワイヤ直径
 f : 後流うず放出数
 h_v : ボルテックスジェネレータ高さ
 k : あらさ, 突起高さ $= d_0, h_v$
 Re : レイノルズ数 $= u_0 d / \nu$

* 昭和60年8月29日 第933回講演会において講演、原稿受付 昭和60年2月18日。

** 正員、防衛大学校(〒239 横須賀市走水1-10-20)。

- Re_s : あらさレイノルズ数 $= u_\infty k / \nu$
 S : ストローハル数 $= fd / u_0$
 u_0, u_∞ : 主流速度, 境界層外縁速度
 β : 突起位置
 δ : 境界層厚さ
 θ_r, θ_s : 再付着点, はく離点
 ν : 流体の動粘性係数
 ϕ : 円柱前方岐点からの角度
 添字
 1, 2: 遷移開始, 完了

2. 実験装置および方法

座標系と記号を図1に示す。供試円柱はアクリル製で直径は $d=34, 40, 50$ mm の3種類で、円周上の前方岐点から角度 β の位置に突起 (2本のトリッピングワイヤ) を接着した。トリッピングワイヤは外径 $d_0=0.4, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0$ mm のステンレス管で、その設置角度 β は $50^\circ, 60^\circ$ に限定した。実験に使用した風洞は前報⁽⁹⁾と同じで主流速度は $u_0=6\sim30$ m/s まで変化した。レイノルズ数範囲は $1.3 \times 10^4 \leq Re \leq 9.6 \times 10^4$ である。主流乱れはこの範囲内で、ほぼ一定の0.5%である。前報⁽⁹⁾と同様、円柱後流のうず放出数および円柱壁面静圧分布の測定を行った。また圧力分布から求めた圧力抵抗係数とストローハル数との関係も求めた。さらに円柱後流の煙風洞による可視化および油膜法による円柱壁面流れの可視化も行った。

3. 実験結果および考察

3.1 円柱後流のストローハル数 図2にトリッピングワイヤ直径と位置の影響をレイノルズ数とストローハル数の関係で示した。図2(a), (b)は $d=34$ mm, $\beta=50, 60^\circ$ の場合である。 $\beta=50^\circ$ では $d_0=0.4\sim1.0$ mm に対し、レイノルズ数の増加に対しストローハル数が滑面円柱の値にほぼ等しい場合 (パターンA), レイノルズ数とともに増加する場合 (パターンB), $S \geq 0.30$ の極大値をとる場合, あるいはほぼ一定の値 $S=0.29\sim0.30$ に漸近する場合 (パターンC) に

図1 座標系と記号

分けられる。パターンBおよびパターンCの始まるレイノルズ数をそれぞれ Re_1, Re_2 とする。 Re_2 の値はトリッピングワイヤ直径が大きいほど小さい。 $\beta=60^\circ$ では $d_0=0.4, 0.6$ mm に対しストローハル数はレイノルズ数が低いときは滑面円柱の値よりも低く $S=0.18$ である (パターンD) が、レイノルズ数が Re_1 を越えるとストローハル数はレイノルズ数の増加とともに増加しパターンB, Cと変化するがレイノルズ数 Re_2 で極大となっている。 $d_0=0.7\sim1.0$ mm ではストローハル数はレイノルズ数によらず $S=0.17\sim0.18$ で、パターンDである。図2(c), (d)は $d=40$ mm, 図2(e), (f)は $d=50$ mm の場合である。 $\beta=50^\circ$ の図2(c), (e)では図2(a)の $d=34$ mm の場合と同様のプロフィールを示しているが、 $\beta=60^\circ$ ではパターンCからDに移行するときのトリッピングワイヤ直径は円柱直径 d が大きいほど大きくなるが、直径比では $d_0/d=0.02$ のときパターンDになる。

図2 円柱後流のストローハル数

以上述べたように、ストローハル数に及ぼす二次元あらさのトリッピングワイヤの影響は前報⁽⁹⁾で示した三次元あらさを有するバンドソーを用いたボルテックスジェネレータの場合と全く同じである。

3・2 圧力分布 一例として円柱直径 $d=34\text{ mm}$ の場合の圧力分布を図3に示す。図3(a), (b)は $\beta=50^\circ$ で $Re=2.6\times 10^4, 6.1\times 10^4$ の場合である。レイノルズ数が増大するとパターンAからパターンCへ移行し、背圧係数が著しく回復するのがわかる。また突起直後でポテンシャル流れの値に等しい大きな負圧の谷となっているが、突起部ではく離れた流れが再付着する位置で圧力係数は滑面円柱に等しい値まで回復している。その後再び圧力係数は低下し、第2の谷を経て乱流はく離している。図3(c)は $\beta=60^\circ, Re=2.6\times 10^4$ の場合であるが、図3(a)と比較するとトリップワイヤの位置が後退すると、フローパターンはAからB, CにあるいはパターンCからDに移行して

いる。前報⁽⁹⁾と同様圧力分布、特に背圧係数はストローハル数と対応した変化を示している。

3・3 抗力係数 図3に例示した圧力分布から求めた $Re=(2.6\sim 6.5)\times 10^4$ の範囲の抗力係数を図4(a), (b)に示す。抗力係数とストローハル数の変化をみると、両者は逆比例の関係にある。突起高さ $d_0/d=1.18\times 10^{-2}, 1.76\times 10^{-2}$ の場合、 $\beta=50^\circ$ では抗力係数 C_D は始め滑面円柱の値 1.23 にほぼ等しい(パターンA)がレイノルズ数の増加とともに減少し(パターンB), やがて一定値 0.6 に近づく(パターンC)。 $\beta=60^\circ$ では $\beta=50^\circ$ に比べて低いレイノルズ数でパターンCに遷移している。パターンCの抗力係数は 0.4~0.6 で最小値は 0.39 まで減少している。一方突起高さ $d_0/d=2.94\times 10^{-2}$ の場合は $\beta=50^\circ$ ではパターンCであるが、 $\beta=60^\circ$ では完全にく離のパターンDになり抗力係数は著しく増大しほぼ $C_D=1.55$ となっている。

3・4 抗力係数とストローハル数の関係 抗力係

図2 円柱後流のストローハル数

図 3 圧力分布

図 4 抗力係数

図 5 抗力係数とストローハル数の関係

数 C_D とストローハル数の逆数 $1/S$ の関係を図示したのが図 5 である。突起高さ d_0 あるいはレイノルズ数 Re が増加するとフローパターンは $A \rightarrow B \rightarrow C$ と変化し、 C_D および $1/S$ は連続的に減少するが、突起高さ d_0 が大きくなりパターン D になっても両者の間に一定の関係が成り立っている。図中の実線は次式で与えられる。

$$S = 0.22/C_D^{0.514} \dots\dots\dots (1)$$

式 (1) は前報のボルテックスジェネレータの場合と同一である。本実験結果を他の実験結果と比較したのが図 6 である。トリッピングワイヤもボルテックスジェ

ネレータも全く同じ効果を与えることがわかる。なお藤田ら⁽⁷⁾の実験値は $Re = 5 \times 10^4$, $\beta = 15 \sim 90^\circ$, $d_0/d = 0.006 \sim 0.04$ ($d = 50$ mm) に対する C_D - β , S - β の関係からプロットしたものである。ボルテックスジェネレータは前報⁽⁹⁾の $\beta = 50, 60^\circ$ の実験値のみをプロットしている。破線は種々の形状の二次元物体に対するレイノルズ数範囲 $10^4 < Re < 10^6$ の実験値を整理した亀本⁽¹¹⁾の近似式である。

$$S = 0.21/C_D^{0.22} \dots\dots\dots (2)$$

3.5 流れの可視化 典型的な四つのフローパターンに対する円柱後流および表面流れの可視化を行った。図7はレイノルズ数 $Re = 1.7 \times 10^4$ における煙風洞による長時間露出 (1s) および瞬間写真である。パターンCでははく離点の著しい後退、またパターンDではトリッピングワイヤ位置ではく離が観察される。上下両はく離せん断層の幅で定義した後流幅、せん断層の巻き込み位置で定義したうず形成領域の長さの逆数は乱流遷移のパターンCが最も小さく、以下パターンB, A, Dの順に増大している。はく離せん断層の振舞は後流の特性と密接に関連し、ストローハル数が大きい (抗力係数が小さい) ほど後流幅は小さくなりうず形成位置は円柱の下流に後退している。図8は油膜法による円柱表面流れの一例である。パターンA, B, Cは突起位置 $\beta = 50^\circ$ で主流速度を増大させた場合である。いずれの場合も突起位置から $15 \sim 20^\circ$ 下流に再付着線が明りように現れている。はく離位置 θ_s はパターンAではほぼ 85° で滑面円柱と変わらないが、パターンB, Cになると $90^\circ, 97^\circ$ に後退している。しかしパターンDでは突起の直前で完全にはく離しているのがわかる。またパターンA, B, C再付着線のわずかに上流側にも明りようなはく離線が認められる。この再付着位置とはく離位置は図3に示した圧力分布における突起直後の圧力係数の極大、極小位置に相当する。突起前後の流れのスケッチを図9に示す。図中の記号△,

▲印は流れの再付着点およびはく離点である。

3.6 境界層の遷移 境界層の遷移とはく離に関連したフローパターンの変化をレイノルズ数と突起高さの関係で図10に示した。図中には Pohlhausen の近似解法⁽¹²⁾により求めた滑面円柱の $\phi = \beta$ における境界層厚さ δ の変化も示した。突起位置 $\beta = 50^\circ$ の場合、 $Re \leq 4 \times 10^4$ では突起高さが境界層厚さをかなり越えてから境界層の遷移が開始するが、 $Re < 3 \times 10^4$ では乱流境界層まで発達しない。 $Re > 4 \times 10^4$ では突起高さ

(a) long-exposure (1s) (b) instantaneous
 $Re = 1.7 \times 10^4$ ($d = 34$ mm, $u_0 = 8$ m/s)

図7 煙風洞による流れの可視化

図6 抗力係数とストローハル数の関係
(他の実験結果との比較)

図8 円柱表面流れ: 油膜法

が境界層厚さを越えると遷移が起こる (パターン B)。さらに突起が高くなり境界層厚さの 2 倍以上になると乱流境界層 (パターン C) に発達する。 $\beta=60^\circ$ の場合、突起高さが境界層厚さを越えると、 $Re < 2 \times 10^4$ ではパターン D となり、 $Re \geq 2 \times 10^4$ では遷移が起こる。 $Re = (2 \sim 3) \times 10^4$ では乱流境界層まで発達せず、突起が高くなるとパターン D となっている。 $Re \geq 4 \times 10^4$ では乱流境界層に発達するが、突起高さが $d_0/d \geq$

図 9 突起前後の流れ

(a)

(b)

図 10 フローパターンの区分

0.02 の場合は突起部では分離するパターン D となっている。なおパターン A, D, C に囲まれた領域は一応パターン B としたが、この領域は $\beta=50^\circ$ のパターン B と異なり三つのパターンの中間の不安定領域である。ストローハル数の測定困難な場合もある。

次に図 10(a) の $\beta=50^\circ$ におけるパターン B の遷移開始・完了あらしレイノルズ数 Re_k について考察する。突起位置における滑面円柱の境界層外縁速度 u_∞ 、突起高さ k で定義されるあらしレイノルズ数 Re_k を求め、図示したのが図 11 である。 Re_{k1} , Re_{k2} の値はいずれもほぼ一定で次式で与えられる。

$$Re_{k1} = u_\infty k / \nu = u_\infty d_0 / \nu = 620 \quad (3)$$

$$Re_{k2} = 1220 \quad (4)$$

これらの値は前報のバンドソーの歯高さ h_0 をあらし高さとした場合の値と一致している。一方平板壁面上の前縁からの距離 X_k に取付けられたトリッピングワイヤが $u_\infty k / \nu \geq 300$ のときあらしが遷移に影響を与え、次式を満たす場合、

$$u_\infty k / \nu > 900 \quad (5)$$

遷移は確実に次式で表される位置 X_t で起こる。

$$u_\infty (X_t - X_k) / \nu = 2 \times 10^4 \quad (6)$$

本実験では圧力こう配と壁面の曲率を考慮しなければならないが、凸壁面では平板と比べて遷移は遅れる。以上の点からも式 (3), (4) に示した遷移あらしレイノルズ数は妥当な値といえる。次に円柱上の突起位置 (角度 β) からはく離点 (ϕ_s) までの壁面に沿う距離を $(X_t - X_k)$ としたとき、式 (6) を満たすかどうか調べる。例えば油膜による可視化より $d=34$ mm, $\beta=50^\circ$ の場合パターン C のはく離点 ϕ_s は 95° よりも下流である。したがって式 (6) の左辺は 3×10^4 よりも大きくな

図 11 遷移あらしレイノルズ数

り、はく離点より上流側で乱流に遷移していることになる。

3.7 突起による完全はく離 図2に示したストローハル数の変化から明らかなように突起高さを大きくしていくと、レイノルズ数に無関係にある突起高さで突然乱流遷移による乱流はく離のパターンCから突起部から完全はく離のパターンDに変化する。この急激な変化は図10に示したように境界層厚さ δ に無関係であり、突起高さと円柱直径の比 d_0/d 、および突起設置位置 β による幾何学的形状により決まるようである。そこで円柱直径比 d_0/d の値の代わりに突起から円柱に引いた接線の接点と突起間の角度を α で表し、次式の ϕ_R を目安としてフローパターンの変化を調べた。

$$\phi_R = \beta + \alpha \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\cos \alpha = (1 - d_0/d) / (1 + d_0/d) \quad \dots\dots\dots (8)$$

本実験結果およびAibaら⁽⁶⁾、藤田ら⁽⁷⁾、著者⁽⁹⁾の実験に対し、パターンCからDへ急変するときの α 、 ϕ_R の値を式(8)、(7)から求め、図12の d_0/d - ϕ_R 座標にパターンC、Dの記号で図示した。ただし著者のバンドソーのデータは歯高 h_0 の平均値を d_0 として式(8)に代入した。図中にはデータの重なりも明示した。パターンCからDへの急激な変化は $\phi_R = 75 \sim 76^\circ$ で起こっている。

$$\text{パターンC: } \phi_R = \beta + \alpha \leq 75^\circ \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\text{パターンD: } \phi_R \geq 76^\circ \quad \dots\dots\dots (10)$$

すなわち、 $\beta = 50^\circ$ では実験範囲の $d_0/d \leq 2.94$ までパターンDは現れないが、 $\beta = 60^\circ$ では $d_0/d \leq 1.75$ はパターンCで、 $d_0/d \geq 2.0$ ではパターンDである。

3.8 フローパターンの分類 3.6、3.7節でフローパターンが次の三つの無次元数により分類される可能性が示された。すなわち、突起高さと境界層厚さと

の比 k/δ 、突起の位置と高さを表す $\phi_R = \beta + \alpha$ 、および突起位置での境界層外縁速度 u_∞ で定義されるあらさレイノルズ数 $Re_k = ku_\infty/\nu$ である。まず突起の影響が現れるのは $k/\delta \geq 1$ である。そこでフローパターンの一般的な区分を $\phi_R - Re_k$ により行い、図13に示した。以上結果は次のように要約される。(a) $\phi_R < 70^\circ$ では $Re_k \geq 620$ で境界層の遷移が始まり(パターンB) $Re_k \geq 1220$ で乱流遷移する(パターンC)。(b) $70^\circ \leq \phi_R \leq 75^\circ$ の範囲では、 $Re_k \geq 600$ で乱流はく離のパターンCであるが、 $Re_k < 600$ は複雑でパターンA、D、Cの中間的な不安定な領域である。なお $\phi_R \leq 72.5^\circ$ では突起高さが境界層厚さ以下の場合パターンAで、 $\phi_R \geq 72.5^\circ$ ではパターンDである。(c) $\phi_R > 76^\circ$ では突起部から完全はく離するパターンDである。

4. 結 論

亜臨界レイノルズ数 $1.3 \times 10^4 \leq Re \leq 9.6 \times 10^4$ で円柱まわりの流れに及ぼすトリッピングワイヤ(突起)の影響を調べ、境界層の遷移に関連した次の結論を得た。

(1) 二次元あらさのトリッピングワイヤは前報の三次元あらさを有するバンドソーと同じ効果を有する。

(2) 円柱まわりのフローパターンは次の三つの無次元数により区分される。これらは突起高さ k と境界層厚さ δ との比 k/δ 、突起高さと円柱直径との比 α 〔式(8)〕および突起位置 β を表す突起から円柱下流に引いた接線の接点 $\phi_R = \beta + \alpha$ 、および境界層外縁速度 u_∞ で定義されるあらさレイノルズ数 $Re_k = u_\infty k/\nu$ である。

(3) $\phi_R < 70^\circ$ では $Re_k \geq 620$ で境界層の遷移が始まり(パターンB)、 $Re_k \geq 1220$ で乱流遷移する(パターンC)。このとき油膜法で観察したはく離点は $95^\circ \sim 100^\circ$ である。パターンCではストローハル数はほぼ $S = 0.30$ 、抗力係数はほぼ $C_D = 0.6$ である。

図12 突起による完全はく離

図13 フローパターンの一般的区分

(4) $70^\circ \leq \phi_R \leq 75^\circ$ では $Re_s \geq 620$ はパターン C であるが, $Re_s < 620$ は複雑でトリッピングワイヤの影響のないパターン A, 突起部ではく離するパターン D およびパターン C の中間的な不安定領域である。さらに Re_s が小さくなると $\phi_R \leq 72.5^\circ$ では $k/\delta \leq 1$ でパターン A になり, $\phi_R \geq 72.5^\circ$ ではパターン D になる。

(5) $\phi_R \geq 76^\circ$ では突起部で完全はく離 (パターン D) する。このとき $S=0.17 \sim 0.18$, $C_D=1.55$ である。

(6) すべてのフローパターンに対し, ストローハル数と抗力係数は式(1)に示す関係にある。

終わりに本実験にご協力いただいた当時本学学生の有志幸泰, 平野晃胤両君に謝意を表する。

文 献

- (1) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, (1968), 512,

McGraw-Hill.

- (2) Fage, A. and Warsap, J. H., *ARC Rep. Memo.*, 1283 (1930).
 (3) Kestin, J. and Maeder, P. F., *NACA Tech. Note*, 4018 (1957).
 (4) Joubert, P. N. and Hoffmann, E. R., *J. R. Aeronaut. Soc.*, (1962), 456.
 (5) Johnson, T. R. and Joubert, P. N., *Trans. ASME, Ser. C*, 91-1 (1969), 91.
 (6) Aiba, S., Ota, T. and Tsuchida, H., *Wärme Stoffübertrag.*, 12 (1979), 221.
 (7) 藤田・高浜・川合, 機論, 50-453, B (昭 59), 1275.
 (8) 藤田・高浜・川合, 機論, 51-464, B (昭 60), 1334.
 (9) 五十嵐, 機論, 50-454, B (昭 59), 1531.
 (10) 五十嵐, 機論, 51-467, B (昭 60), 2061.
 (11) 亀本, ターボ機械, 4-4 (昭 51), 1.
 (12) Pohlhausen, K., *Z. Angew. Math. Mech.*, 1 (1921), 252.

討 論

〔質問〕 亀 本 喬 司 (横浜国立大学工学部)

フローパターンの分類を図 13 に示されているが, 突起の位置と高さを表す $\phi_R = \beta + \alpha$ によって $\beta = 50^\circ$ および $\beta = 60^\circ$ の各々で得られた実験結果が統一的に分類できるということを意味しておられるのか。実際に β の値が 50° あるいは 60° と異なっているにもかかわらず ϕ_R が同一の値をとればあらさレイノルズ数 Re に対するフローパターンの分類は一義的に規定されたのか。

〔回答〕 本実験の突起高さは $d_0/d=0.008 \sim 0.0294$ で $\alpha=10.2 \sim 19.5^\circ$ となり, $\beta=50, 60^\circ$ に対し ϕ_R の範囲は $60 < \phi_R < 70^\circ$, $70 < \phi_R < 80^\circ$ と分離している。このような点, また $\phi_R=70 \sim 74^\circ$ における粗さレイノルズ数が低い領域のデータが少ないことからその後の $\beta=55^\circ$ に対する実験を行っている。その結果によれば, 図 13 に示した intermediate として示した各パターンの境界領域が上限のライン側に狭くなるのを除けば本報と良く一致している。したがって, $\beta < 65^\circ$ であればこの部分を修正すれば, フローパターンの分類は一義的に規定されると考えている。

〔質問〕 相 場 真 也 (秋田工業高等専門学校)

(1) 図 7 におけるフローパターン C の結果は図 2(a) ではパターン A に属していて対応がよくない。図 7 で $u_0 > 8\text{m/s}$ の場合を示されなかった理由はなにか。

(2) パターン C での乱流はく離点の位置を $\theta_s = 95 \sim 100^\circ$ と結論づけておられる。貴実験とほぼ同一条件の藤田らの結果⁽⁷⁾ ($\theta_s = 105 \sim 113^\circ$) に比較してかな

り上流側に θ_s が位置している。いかなる理由によるものか伺いたい。

(3) 364 ページ右欄 3 行～4 行で突起の影響が現れるのは $k/\delta \geq 1$ とされているが, $k/\delta < 1$, $Re_s \sim 250$ であっても突起の影響は決して少ないと思うが〔例えば, 文献(付 1)にみられるようにパターン C が現れる〕, いかがお考えか。

〔回答〕 (1) 煙風洞の性能上の問題であって $u_0 > 8\text{m/s}$ では煙線が乱れるので $u_0 = 8\text{m/s}$ とした。ご指摘の図 7 のパターン C に対応するデータは図 2(a) に示していない。本文では触れなかったが, これは破線で示したように, 他の領域に比べてうず放出不安定で明りょうな卓越周波数成分は認められない。圧力分布など時間平均値はパターン A と C の中間値を示すが, 瞬間的にはパターン A あるいはパターン C と認められる場合もあり, 図 7 はそのようなパターン C が現れたときの写真である。

(2) 本報ではく離点は油膜法によって測定したものである。ご指摘の藤田らの結果は圧力分布より判定した近似的はく離点である。同じ藤田らの油膜法から求めたはく離点は 90° 前後である。したがって, 本報の油膜法による測定はかなり良好な結果を得ていると考えている。同じ油膜法でも油膜の粘性や塗布技術により結果にかなりの差異が生じる。特に油膜法では油膜の厚さの影響により, 他の測定法に比べてはく離

(付 1) Goldstein, S. (ed.), *Modern developments in Fluid Dynamics*, 2(1965), 433, Dover.

点が上流側になる。

(3) 本文の記述が適当でなかったが、図 10 の突起位置が $\beta=50, 60^\circ$ の場合には、突起の影響が現れるのは $k/\delta \geq 1$ のときという意味である。図 13 では $\phi_R=70^\circ$ 前後の狭い領域に限定され、これは藤田らの結果とも一致している。突起位置が $\beta=65^\circ$ の場合には、ご指摘の文献や質問者の文献(6)より $k/\delta < 1$, $Re_x=250 \sim 300$ で遷移が起こるのはご指摘のとおりで

ある。例えば文献(6)の結果を本報と比較すると、 $\beta=65^\circ$, $d_0/d=0.0046$ の場合で、 $\alpha=7.8^\circ$ となり $\phi_R=72.8^\circ$ である。乱流遷移が始まるのは $Re=4 \times 10^4$ であり、このとき $C_D=1.0$, $Re=5 \times 10^4$ では $C_D=0.8$ となっていて、乱流遷移完了したパターン C とは言い難い。 Re_x の値は 280~350 で図 13 の intermediate の領域に入っており整合する。