後向きステップ底面の再付着域の伝熱特性 に対する主流乱れの影響* (はく離角度の変化する場合)

馬 淵 幾 夫**, 村 田 武***, 熊 田 雅 弥**

Effect of Free-Stream Turbulence on Heat Transfer Characteristics in the Reattachment Region on the Bottom Surface of a Backward-Facing Step (For Different Angles of Separation)

by Ikuo MABUCHI, Takeshi MURATA, and Masaya KUMADA

The effect both of free-stream turbulence and of separated angles on heat transfer characteristics in the reattachment region under the condition of a two-dimensional backward-facing step have been experimentally investigated. The turbulence intensity T_u and the separated angle 2θ were controlled by varying the vertical angle of the triangular cylinder with a tail plate, and the mesh of turbulent screen, respectively. The effect of T_u on the reattachment length X_r was found to be not uniform with respect to 2θ . The maximum heat transfer coefficient $h_{\max}$ was obtained at the point that appears in the upstream side of the reattachment point by about one step height, for all combinations of 2θ and T_u employed in this study. The value of $h_{\max}$ increases with a decrease in X_r . The decrease results from an increase in T_u or a decrease in 2θ . It was found to be inappropriate, however, to relate both $h_{\max}$ and X_r either directly or quantitatively. The change in $h_{\max}$ with 2θ and T_u may rather depend upon both changes in the following properties (1) the maximum gradient of wall static pressure in the recirculation region; and (2) the maximum intensity of pressure fluctuation.

Key Words: Backward-Facing Step, Separation, Reattachment, Triangular Cylinder, Convective Heat Transfer, Free-Stream Turbulence, Bluff-Body

1. ま え が き

はく離・再付着を伴う流れは流路系あるいは物体形状の急変する場合に生じ、流動損失を付加せしめるが、一方十分な配慮のもとで、壁面对流伝熱を促進させることが可能となる。これは再付着点近傍で付着流の再発達領域に比べて、高い熱伝達率が得られることを利用している。熱伝達率の増加は基本的には、はく離せん断層内の流れ方向乱流エネルギーの増加の結果として得られるが、その伝熱促進機構については、大規模うず塊の放出に伴う流れの反転による底層の更新モデル⁽¹⁾、せん断うずの壁面への接近に伴う縦うず構造の発生モデル⁽²⁾などが提案されているが、まだ確定していない。従来、後向きステップの研究では主流乱れのない層流あるいは乱流境界層のはく離流が対象となっている。最近、鈴木ら⁽³⁾ははく離せん断層に生じる変化が、主流乱れそのものにより得られるよう三角柱体を用い、柱体背面尾板上へのはく離・再付着流れ特性に及ぼす主流乱れの影響を調べた。

本研究はこの着想を踏襲し、数種の頂角をもつ三角

柱体を用い、はく離角度の相違による再付着点距離の大幅な変化を実現させ、従来ほとんど注目されなかった時間平均再付着距離と最大熱伝達率との関係およびそれに対する主流乱れの影響を明らかにするための実験的研究を行った。

2. 実験装置および方法

作動流体は空気である。風洞ノズル出口断面(400×300 mm)に乱流格子を挿入し、格子より下流の三角柱背面までの距離を540 mmに設定した。乱流格子挿入による風洞壁面近傍の流れの不均一性を除くために、図1に示すように端板(380×740 mm)を側板より40 mm内側に取付けた。

図2は三角柱モデルの座標系、記号を示す。背面高さは $H=40$ mm、ステップ高さ $h=17.5$ mm、ステップアスペクト比(スパン長/ステップ高さ)は12.57、流路ブロックage比は0.1である。また尾板厚は5 mmである。三角柱の頂角 2θ は $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ の5種類である。

再付着点は固定したものではなく、ある範囲を変動しており、その測定にはFlow direction probe⁽⁴⁾(Thermal tuft法)を用いた。Probeに取付けた中央の熱線には $\phi 0.05$ mmのニクロム線を、その両側の

* 昭和61年3月15日 東海支部第35期総会講演会において講演、原稿受付 昭和60年7月24日。

** 正員、岐阜大学工学部(〒501-11 岐阜市柳戸1-1)。

*** 准員、岐阜県庁(〒500 岐阜市藪田1-1)。

センサワイヤには $\phi 5\mu\text{m}$ のタングステン線をそれぞれ使用した。熱線とセンサワイヤ間の距離は 2mm 、壁面からの高さは 0.5mm である。このProbeによる順流と逆流の信号確認率は最少の再付着点近傍で68%以上であった。なおProbeは尾板内に組み込まれた移動装置により、流れ方向の任意の位置 X に設定できる。また参考のために油膜法により壁面せん断応力零とみなせる位置の測定を行った。

次に尾板上の壁面静圧は $\phi 1\text{mm}$ のステンレス管を流れ方向に 5mm 間隔に並べ、厚さ 5mm に成形した尾板を用いて測定した。また再付着点近傍の圧力変動の測定には半導体形圧力変換器(固有振動数 1kHz)を用い、圧力変動のr.m.s.値 P' およびFFTアナライザによりスペクトル分布を求めた。

局所熱伝達率は、尾板の上下面に $30\mu\text{m}$ のステンレス箔(はく)を張り、直流安定化電源により通電加熱した熱流束一定の条件の伝熱面(尾板)を用いた。壁面温度は $\phi 70\mu\text{m}$ のCu-Co熱電対をステンレス箔裏面にハンダ付けし、上下面それぞれ96箇所測定した。なお本実験に先立ち平板乱流熱伝達の実験を行い、従来の結果と比較して本伝熱面が満足できる精度($\pm 2\%$)内にあることを確認した。

最後に乱流格子の特性(乱れ強さ $T_u(\%)$ 、流れ方向の積分長さスケール L_x)を表1に示す。これらは格子

表1 格子特性

GRID	BAR (mm)	MESH (mm)	OPEN RATIO	ROD SHAPE GRID TYPE	T_u (%)	L_x (mm)
G-1	0.2	0.846	0.416	WAVEN ROUND	1.05	-
G-2	2	22	0.174	ROUND	1.95	6.8
G-4	5	25.4	0.355	SQUARE	4.00	11.7
G-6	11	35	0.530	SQUARE	6.05	19.5
G-8	14	45.5	0.521	SQUARE	7.95	20.5
G-0	-	-	-	-	0.3	-

図1 実験装置の概要

図2 座標系

下流 540mm の位置で三角柱体を取り除いた場合の値であり、主流速度はほぼ $U_\infty=13\text{m/s}$ 一定である。以下に示す流れ場の測定はこの主流速度の場合の結果である。

3. 実験結果および考察

3.1 主流乱れと再付着距離との関係 図3は順流率 γ_p (全測定時間に対し順流の占める時間割合)の X 方向の主流乱れ強さによる変化の一例($2\theta=90^\circ$)を示す。時間平均的な再付着距離 X_r を $\gamma_p=0.5$ となる位置で定義した。G-4, 8の X_r はG-0の値より減少しており、一方G-4, 8の $\gamma_p=0.5$ 近傍の直線のこう配はG-0の場合より増加していることが知れる。各頂角 2θ の三角柱に対し、主流乱れ強さを変化させて求めた $\gamma_p=0.5$ の結果を整理したものを図4, 5に示す。図

図3 順流率の流れ方向分布

図4 X_r の減少割合 図5 X_r の 2θ による変化

4は各頂角の三角柱に対するG-0の値 $((X_r)_{Tu=0})$ と記す]で規準化した再付着距離 X_r の主流乱れによる減少割合を、図5は規準化に用いられたG-0の場合の $(X_r)_{Tu=0}$ の頂角 2θ による変化を示す。なお図5の図中に $2\theta=0$ (後向きステップ)の従来の結果を参考のために記入した。仲篠ら⁽⁵⁾の値は直線助走平行流路、中丸⁽⁶⁾の値は、はく離点上流が乱流境界層、Kottke⁽⁷⁾の値は層流境界層に対するもので、本実験結果はKottkeの $X_r/h=7$ に漸近するものと思われる。図中の曲線は

$$(X_r)_{Tu=0}/h=2.70(2\theta)^{0.37}$$

$$(30^\circ \leq 2\theta \leq 180^\circ) \dots\dots\dots (1)$$

で近似できる。図4から明らかなように主流乱れの影響は 2θ の大きい場合のほうが顕著である。いずれの 2θ の場合でも Tu が大きくなると減少割合は小さくなる傾向がみられる。

3.2 最大熱伝達率 最大熱伝達率 h_{max} 、代表長を h とする最大ヌセルト数 $Nu_{hmax}=h_{max}h/\lambda$ (λ :空気熱伝導率)の主流レイノルズ数 $Re_h=U_\infty h/\nu$ (ν :空気動粘性係数、 U_∞ :主流速度)による変化の代表例として $2\theta=90^\circ$ の場合の結果を図6に示す。 Nu_{hmax} の Re_h による依存性はG-0、G-8とも変わらず、べき指数は0.74である。この値は中丸ら⁽⁶⁾の後向きステップ($2\theta=0^\circ$)の場合の値0.77とほぼ等しい。図から知れるように本実験の最大乱れ強さ $Tu=8\%$ の場合でも増加率は8%程度にとどまっている。

再付着領域の局所ヌセルト数 $Nu_h=h_x h/\lambda$ (h_x :局所熱伝達率)の分布の代表例としてG-8、 $2\theta=90^\circ$ の結果を図7に示す。縦軸は $Nu_h/Re_h^{0.74}$ 、横軸は X_r で無次元化された X/X_r で示されている。再付着領域($0 < \gamma_p < 1$, $0.7 < X/X_r < 1.3$:図3参照)で1本の曲線にまとり、 $Nu_h/Re_h^{0.74}$ は X/X_r に対して相似分布を示し、 $Nu_h \propto Re_h^{0.74}$ が成り立つことがわかる。 h_{max} の得られる位置を Xh_{max} と記す。代表例として $2\theta=90^\circ$ の結果を再付着点位置 X_r からの差とした、無次元量 $(Xh_{max}-X_r)/h$ の値を Tu に対して図8に示す(●印)。図中には油膜法による結果、 $X_{r, oil}$ (再付着領域に現れる微細な斑点パターン帯域の中心位置で求める、○印)を比較のために示した。本実験の Tu の範囲内では、油膜法の結果は X_r にほとんど一致している。 $(Xh_{max}-X_r)/h$ は Tu により顕著な変化はみられず、ほぼ一定とみなせる。すなわち、 Xh_{max} は X_r より、ほぼ h だけ上流側に存在する。これは 2θ を変化させた場合についても同様であった。このように Xh_{max} の X_r からの移動量は Tu 、 2θ によりほとんど変わらず、したがって X_r に依存しないことが明らかにされた。

次に Nu_{hmax} の整理式を求める。上述のことから

$$Nu_{hmax}=CR_e^{0.74} \dots\dots\dots (2)$$

ここで係数 C は Tu 、 2θ の関数である。 Tu の効果は各 2θ に対するG-0の場合の係数 C_0 で規準化すれば図9(a)に示されるように、 2θ にほぼ無関係である。したがって

$$C/C_0=f(Tu) \dots\dots\dots (3)$$

とおくことができる。 C_0 は 2θ の関数で図9(b)に示されている。図中の実線は

$$C_0=5.1(2\theta)^{-0.03} \dots\dots\dots (4)$$

次に Nu_{hmax} の整理式を求める。上述のことから

$$Nu_{hmax}=CR_e^{0.74} \dots\dots\dots (2)$$

ここで係数 C は Tu 、 2θ の関数である。 Tu の効果は各 2θ に対するG-0の場合の係数 C_0 で規準化すれば図9(a)に示されるように、 2θ にほぼ無関係である。したがって

$$C/C_0=f(Tu) \dots\dots\dots (3)$$

とおくことができる。 C_0 は 2θ の関数で図9(b)に示されている。図中の実線は

$$C_0=5.1(2\theta)^{-0.03}$$

$$(30^\circ \leq 2\theta \leq 180^\circ) \dots\dots\dots (4)$$

図7 局所熱伝達率分布

図6 Nu_{hmax} の Re_h 変化

図8 再付着点距離と最大熱伝達率位置の関係

を示す。G-0, G-8 の場合を代表例にとり, $2\theta=30^\circ$, 90° , 120° と変えた場合の全実験点と上記整理式(2)~(4)との相関の状況を図 10 に示す。

3.3 壁面静圧分布と再付着領域の圧力変動 尾板上の壁面静圧 $P_w(X)$ を X_r における壁面静圧 P_{wX_r} と再循環領域内の最小壁面静圧 P_{wmin} の差, $\Delta P = P_{wX_r} - P_{wmin}$ で規準化し, X/X_r に対して表示する。図 11 は $2\theta=90^\circ$ で T_u を変化させた場合の結果を示す。 $X/X_r=0.45\sim 0.5$ 付近で極小値を示す。再付着領域において急激に上昇する。この逆流方向の負の圧力こう配は $X/X_r=0.8\sim 0.85$ 付近で最大となる。他の 2θ の場合も同様であり, 主流乱れ, はく離角度が異なるにもかかわらず壁面静圧分布は相似性を示す。これは再循環領域の壁面近傍の時間平均的流れにおいて X_r , ΔP が支配的パラメータであることを意味している。

(a) 主流乱れによる最大熱伝達率の変化

(b) 2θ による最大熱伝達率の変化

図 9

図 10 Nuh_{max} の Re_h 変化

いま最大壁面静圧こう配を $(dP_w/dX)_{max}$ で表せば, $d\{(P_w - P_{wmin})/\Delta P\}/d(X/X_r)$ は, $T_u, 2\theta$ によらないので,

$$(dP_w/dX)_{max} \propto \Delta P/X_r \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表せる。ここで X_r はさきの図 4, 5 に与えられている。一方, ΔP は一般に $T_u, 2\theta$ の関数と考えられるが, その代表例を図 12 に示す。縦軸は ΔP を主流動圧 $\rho U^2/2$ で無次元化して, 圧力係数 $\overline{C_p} = \Delta P/(\rho U^2/2)$ の形で示してある。図 12(a) は, $2\theta=90^\circ$ の場合, $\overline{C_p}$ の T_u による変化を, 図 12(b) は G-0 の場合, $\overline{C_p}$ の 2θ による変化を示す。これより, ΔP は 2θ 一定の場合, T_u により顕著な変化はみられずほぼ一定である。一方, ΔP は T_u 一定の場合, 2θ が小さくなるにつれ減少することがわかる。

次に, 再付着領域の圧力変動の r. m. s. 値 P' の測定例を示す。 P' を ΔP で規準化した $P'/\Delta P$ を圧力変動強さと定義しよう。図 13(a) は G-0 の場合, 2θ をパラメータとして $P'/\Delta P$ の分布を示す。これより明

図 11 壁面静圧分布

(a) 再循環領域内の圧力係数の T_u による変化

(b) 再循環領域内の圧力係数の 2θ による変化

図 12

らかなように $P'/\overline{\Delta P}$ の最大値 $(P'/\overline{\Delta P})_{\max}$ は 2θ により顕著な変化はなく、ほぼ一定と考えられる。また最大値の位置は再循環領域内にあり、先の $h_{\max}$ の位置とよい対応を示している。さて鈴木ら⁽³⁾は再付着領域の圧力変動のパワースペクトルに現れる特定周波数 f が、 $T_u, 2\theta$ によらず普遍的特性として、 $f \propto U_\infty/X_r$ が成立するとし、この f を再付着領域から放出される大規模うずの放出周波数と呼んでいる。この点については議論の余地があるが、これより鈴木らは U_∞ 一定の場合、 X_r の大きい、したがって 2θ の大きなほうが、うず塊の強さは強く、圧力変動も大きいと述べている。しかし上述のように圧力変動の強さ $P'/\overline{\Delta P}$ は X_r (したがって 2θ) によりほとんど変化しない。一方、 2θ 一定で T_u を変化させた場合の $P'/\overline{\Delta P}$ の代表例の分布を図 13(b) に示す。これより $(P'/\overline{\Delta P})_{\max}$ は T_u の増加とともに上昇することがわかる。なお $(P'/\overline{\Delta P})_{\max}$ を示す位置は前述の壁面静圧こう配の最大となる位置とほぼ等しい。

次に $(P'/\overline{\Delta P})_{\max}$ 近傍における圧力変動のパワースペクトル E_p を $2\theta=90^\circ$ の場合、G-0、G-4 に対する結果を図 14 に示す。横軸は f を U_∞/h で無次元化してある。G-0 の場合、 $fh/U_\infty \sim 0.7$ 近傍になだらかな極大値をもっている。G-4 の場合、スペクトルピークは

低下するが、G-0 の値よりやや小さいがほぼ同程度の fh/U_∞ の値にピークの存在が認められる。なおこの特徴的な周波数は佐々木ら⁽⁸⁾により提唱されている大規模うず塊が再付着領域を通過する周波数に近い値である。

3・4 最大熱伝達率と再付着距離および圧力変動強さとの関係 流れの平均特性である X_r と $\overline{\Delta P}$ と最大熱伝達率との関連について定性的な考察を行う。このためさきの G-0 に対する図 5 と図 9(b) との対応、また $2\theta=90^\circ$ に対する図 4、図 9(a) との対応を直接対比させたものを図 15(a)、(b) に示す。ここでは最大熱伝達率の代わりに C_0 あるいは C を用いてい

図 14 パワースペクトル ($2\theta=90^\circ$) (a) 変動圧力強さ分布の 2θ による変化 (b) 変動圧力強さ分布の T_u による変化

図 13

(a) 2θ による再付着距離と熱伝達の変化 (b) T_u による再付着距離と熱伝達の変化

図 15

る。両図から明らかなように、 X_r/h の減少(あるいは増加) N_{umax} の増加(あるいは減少)は互いに 2θ , T_u に対して対応関係にある。しかし定量的な対応関係にはない。すなわち 2θ 一定の場合、 T_u の増加により X_r の減少〔図 15(b)〕, 一方 $\overline{\Delta P}$ は一定〔図 12(a)〕であるので、式(5)より $(dP_w/dX)_{max}$ は、ほぼ X_r に反比例して増加する。これに対して T_u 一定の場合、 2θ が小さくなると X_r は減少するが〔図 15(a)〕, $\overline{\Delta P}$ も減少する〔図 12(b)〕。この場合 X_r の減少率は $\overline{\Delta P}$ のそれよりも大きいので、 $(dP_w/dX)_{max}$ はわずかに増加するが、 X_r の変化には直接対応するほどではない。 h_{max} の増加率は図にみられるように X_r の減少率に比べると著しく小さい。このように最大熱伝達率は X_r の変化より、壁面静圧こう配の最大値 $(dP_w/dX)_{max}$ の変化により対応している傾向がみられる。これは $(dP_w/dX)_{max}$ がはく離せん断層の特性変化として最大熱伝達率に影響を及ぼす一つの支配的パラメータであることを示唆している。

次に圧力変動強さ、 $P'/\overline{\Delta P}$ について考える。図 13(b)に示すように $P'/\overline{\Delta P}$ は T_u とともに増加 ($\overline{\Delta P}$ 一定であるので〔図 12(a)〕, P' 自身の増加) することと h_{max} の増加が対応している。一方 2θ の変化については前節に述べたように $(P'/\overline{\Delta P})_{max}$ はほぼ一定〔図 13(a)〕であるから、 $P' \propto \overline{\Delta P}$ である。例えば 2θ が小さい場合、 P' が小さいのは $\overline{\Delta P}$ が小さいため、 P' が低下しても h_{max} は減少するわけではなく、事実図 15(a)に示すように顕著な変化は見られない。かくて最大熱伝達率は定性的に再付着領域の最大圧力変動強さ $(P'/\overline{\Delta P})_{max}$ の変化に対応していることが示唆される。しかし現状では、再付着点上流で現れる $(P'/\overline{\Delta P})_{max}$ が再付着領域の伝熱機構にいかなる役割をもつかは明らかでない。この点をさらに明確にするためには、例えば圧力変動と速度ならびに温度変動との相関を調べるなどの検討が望まれる。

4. 結 論

はく離・再付着流れの再付着領域の最大熱伝達率に

及ぼす主流乱れの影響(はく離角度の影響を含む)を調べ、流れ特性との関連について検討を行った。得られた結論は次のとおりである。

(1) 最大熱伝達率の増加は本実験の最大乱れ強さ $T_u=8\%$ の場合、ほぼ 10% 程度であり、乱れ強さの増加とともにその増加率には減少する傾向が認められた。また乱れ強さ 2% までは顕著な影響はみられない。

(2) 最大熱伝達率の得られる位置は再付着点(順流率 $\gamma_p=0.5$ で定義)よりステップ高さにほぼ等しい距離の上流側にあり、これは再付着距離、したがって主流乱れや頂角 2θ によりほとんど変化をうけない。

(3) 乱れ強さ、頂角 2θ の変化を含む最大熱伝達率の次の整理式を得た。

$$N_{umax} = C(2\theta, T_u) R_0^{0.4} \quad (30^\circ \leq 2\theta \leq 180^\circ)$$

すなわち、レイノルズ数のべき指数は乱れ強さにより変化しない。

(4) 主流乱れの増加あるいははく離角度 (θ に対応) の減少による再付着距離の縮退(再付着領域における流れの反転の変動振幅の減少)は最大熱伝達率を増加せしめる。しかし、両者の間には定量的な対応関係はない。最大熱伝達率は循環領域内の壁面静圧こう配の最大値、ならびに圧力変動強さ ($P'/\overline{\Delta P}$ で定義) の最大値の変化に依存することが示唆された。

文 献

- (1) 佐々木・木谷, 機論, 51-461, A (昭 60), 308.
- (2) 中丸・ほか 3 名, 第 17 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 55-5), 70.
- (3) 鈴木・木谷, 機論, 51-461, B (昭 60), 317.
- (4) 熊田・ほか 3 名, 第 20 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 58-6), 10.
- (5) 仲篠・本阿弥, 機論, 50-460, B (昭 59), 3159.
- (6) 笠木・ほか 2 名, 第 14 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 52-5), 76.
- (7) Kottke, V., *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, 3 (1982), 107.
- (8) 佐々木・木谷, 機論, 50-455, B (昭 59), 1684.

討 論

〔質問〕 笠木 伸 英〔東京大学工学部〕

複雑な現象に対して系統的な実験的検討を行い、熱伝達に対する新たな知見を得られたことに敬意を表する。

すでに文献(3)でご指摘があったように、主流乱れ

の長さスケールの効果については定説がない。流れ場の特性 (X_r など) については文献(3)に加えて新たなデータが得られたわけで、両者の総括的検討からこの点についてのご見解があれば伺いたい。

〔回答〕 著者の一人は文献(3)において討論を行

っている。鈴木氏への回答によれば、はく離泡の形状ははく離直前の境界層の特性に依存し、テラー数により表現されるとしてスケール効果は $(L_x)^{-1/5}$ 程度で無視できる可能性が強いと述べている。しかし、周知のようにテラー数は円柱、球表面の層流境界層に対する遷移におよぼす主流乱れ(強さおよびスケール)効果を表すもので、はく離・再付着現象を規定するものではないように思われる。

ステップ高さと同じオーダの厚みをもつ乱流境界層についての後方ステップのはく離・再付着現象の研究において磯本ら(付1)は主流乱れ強さが、乱流境界層パラメータの変化による効果より卓越すると述べている。ステップレイノルズ数が中程度(本実験では $7 \times 10^3 < Re_h < 4 \times 10^4$) の場合には、主流乱れ効果は入口境界層の状態いかんよりはく離せん断層の発達状態に関与する。たとえば X_r は、はく離せん断層への流体のエントレインメント率に影響されるとすれば、正方形平板の抗力変化に対して仮定した Bearman (付2)の

パラメータが支配因子となりうる可能性がある。再付着に至るはく離せん断層に適用すれば、 $T_u \cdot (L_x/h)$ と表される。すなわちスケール効果と T_u 効果は同程度となる。本実験の格子による主流乱れ特性は表1に示すように L_x/h は T_u とともに増加する。格子 $G_4 \sim G_8$ に対して $L_x/h = 0.7 \sim 1.1$ と変化するがオーダとしては1と考えられる。この意味で長さスケール効果は T_u 効果に包含されており、独立の効果としての寄与率は小さいものと推測される。なお磯本らは、せん断層の最大速度こう配が無次元距離 x/x_r に対して、 T_u によらず一定の割合で減少することを示唆する結果を得ているが、上記推測の一側面を示すものかもしれない。いずれにしても表1に L_x を記載したが、実験条件の提示にとどまり、総括的検討を行うまでにはいたっておらず、今後の研究課題としたい。

(付1) 磯本・本阿弥, 機論, 51-471, B (昭60), 3732.

(付2) Bearman, P. W., *J. Fluid Mech.*, 46-1 (1971), 179.