

平面上に置かれた透過性三次元物体周りの 流れに関する研究

(第二報, 境界層厚さの影響)

山田 英巳*・古屋 雅啓**・大坂 英雄*・影山 芳郎*

An Investigation of the Flow around a Permeable Three-dimensional
Body on the Plate

(2nd Report, Effect of the Variation of the
Boundary Layer Thickness)

Hidemi YAMADA*, Masahiro FURUYA**, Hideo OSAKA*
and Yoshiro KAGEYAMA*

Abstract

Measurements were made of the surface pressure and drag acting on the permeable cube model having a various open area ratio set into a flat plate turbulent boundary layer, and of the flow patterns and pressure distributions on the floor. Flow visualization also have been done using the oil film method. The relative height of the model with respect to the boundary layer thickness was chosen in the range of $h/\delta = 0.289$ to 2.857 . The value of open area ratio β of model were varied for $0 \leq \beta \leq 0.456$.

The results showed that the strength of horse-shoe vortex surrounding the model was varied with changing the value of h/δ . The reversed flow region and arch-type vortex formation region moved upstream with increasing the value of h/δ , but moved downstream with increasing the value of β . A tendency of the drag coefficient evaluated from the pressure difference acting on both front and rear permeable walls showed an abrupt change at the value of β of about 0.25 to 0.35 for each value of h/δ .

1. ま え が き

平面上に置かれた三次元物体周りの流れ場, 特に物体が開口し透過流れを伴うような流れ場は, 透過流れと物体周りの流れとの干渉により極めて複雑な様相を呈する. このような流れ場を解明することは, 物体に働く流体力の評価や物体がその周辺に及ぼす影響を調べる上で, 工学上非常に重要である.

著者らは前報¹⁾において, 平面壁に沿って発達する乱流境界層中に置かれた透過性三次元物体周りの流れ場について, 物体の開口比を変化させて物体表面及びその周辺の壁面圧力分布を測定し, 油膜法やスモーク

ワイヤ法による可視化実験を併用して流れ場の様子を詳細に調べた. また, 物体表面に働く圧力分布から抗力を評価し, 開口比との関連について興味ある結果を報告した. しかし, 境界層厚さが幅広く変化した場合については触れておらず, 物体寸法の変化が周囲の流れ場に及ぼす影響は, 依然として不明のままである. 従って, 物体と境界層厚さとの比を変化させた場合について, 開口比による流況変化を詳細に調べることは, 非常に意義があるものと思われる.

そこで, 本報告では前報¹⁾の結果を踏まえ, これを拡張させる目的で境界層厚さの影響を主眼に置き, その場合の壁面圧力分布及び物体表面圧力分布を調べることを試みた. さらに, この結果を用いて物体に働く流体力を評価した.

なお, 本報告で使用する主要記号は前報¹⁾と同一であるので, ここでは省略する.

* 機械工学科

** 大学院機械工学専攻

2. 実験装置及び方法

2.1. 実験装置

実験には前報¹⁾ と同一の吹出し型風洞を使用した。測定部の諸寸法及び座標系も前報¹⁾ Fig. 1 と同様である。供試物体は前報¹⁾ Fig. 2 に示したように、一辺が 50mm の立方体で開口比の異なる 5 種類のモデル ($\beta = 0, 0.114, 0.256, 0.349, 0.456$) と、今回は境界層厚さの影響を詳細に調べるため、新たに $h = 10\text{mm}, 20\text{mm}, 30\text{mm}, 39\text{mm}$ (いずれも $\beta = 0$) の 4 種類の真鍮製モデルを追加した。この時、測定部断面に対する物体の閉塞率は、 $0.03\% \sim 0.82\%$ であり十分に小さい。

2.2. 実験方法

実験は、前報¹⁾ で述べたように二種類の厚さの異なる乱流境界層を用い、物体高さを変えることによって h/δ の値を種々変化させた。乱流境界層特性は前報¹⁾ Fig. 3 及び Table 1 に示すとおりである。物体はその前面が流れ方向と直角になるよう設置した。物体近傍壁面の圧力測定は、前報¹⁾ で述べたように真鍮製平板に多数開けられた直径 0.5mm の圧力検出孔に、注射針を整形した受圧管を平板下方から差し込み、ゲッチング型マノメータを用いて圧力ヘッドを読み取った。物体表面の圧力測定は Fig. 1 に示すように、上流板外面と下流板内面では物体に直径 2mm のステンレス製全圧管を後方から差し込み、また、上流板内面と下流板外面では側方から直径 2mm のステンレス製円筒型ピトー管を設定して圧力を検出し、ゲッチング型マノメータで読み取った。物体周りの流れの可視化には油膜法²⁾ を用いたが、手法は前報¹⁾ と同様であるので省略する。

3. 実験結果及び考察

3.1. 壁面圧力分布

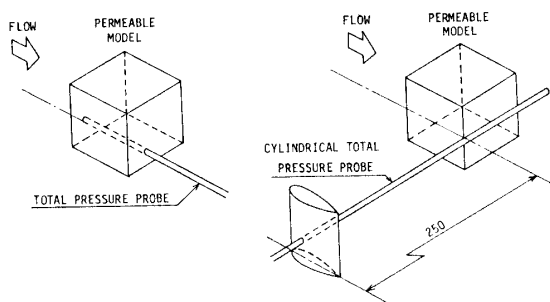


Fig. 1 Procedure of pressure measurement.

3.1.1. $\beta = 0$ の場合

Fig. 2 は、 h/δ を種々変化させた場合の物体近傍中心断面における壁面上の圧力を、式 (1) に従って無次元化し物体前方と物体後方とに分けて示したものである。

$$C_{pw} = (P_w - P_s) / \left(\frac{1}{2} \rho U_1^2 \right) \quad \left(\begin{array}{l} P_w: \text{壁面上の圧力} \\ P_s: \text{主流静圧} \end{array} \right) \quad (1)$$

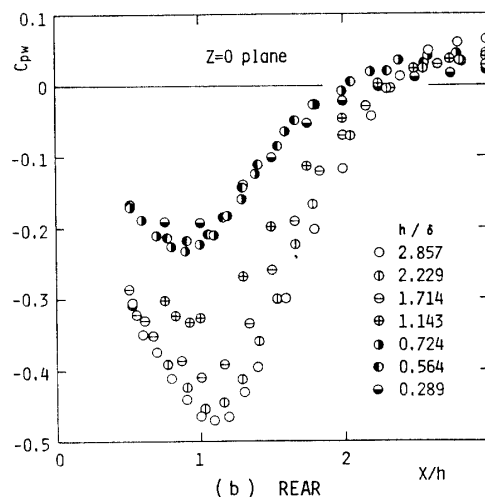
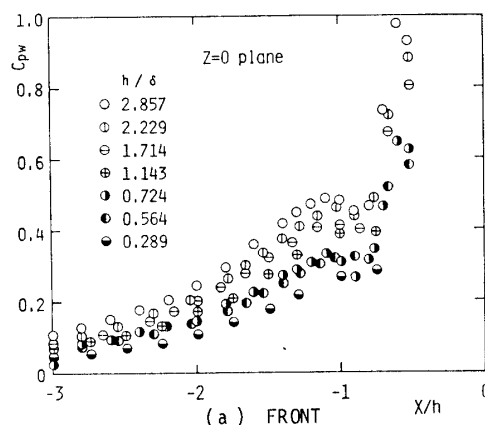


Fig. 2 Wall pressure coefficients on the X-axis.

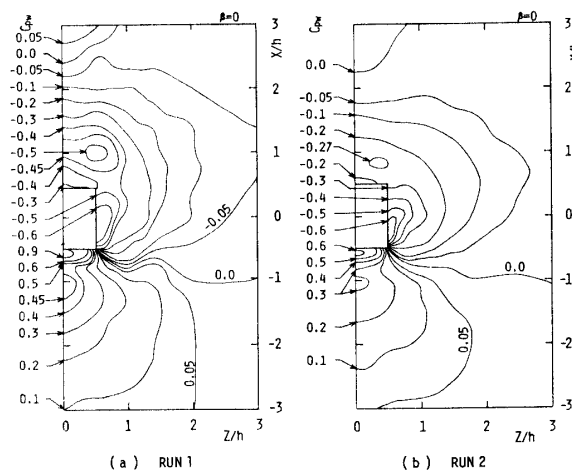


Fig. 3 Isobaric coefficient curves on the wall.

傾向は全ての h/δ にわたってほぼ同様のパターンを示し、 h/δ の差により C_{pw} の値がそれぞれ変化することがわかる。物体前方では $h/\delta=2.857$ の時 C_{pw} が最大となり、以後 h/δ の値が小さくなるにつれて C_{pw} も減少している。分布状況は前報¹⁾と同様に、上流側から物体に近づくにつれて C_{pw} は徐々に増加していき、 $X/h=-0.9$ 付近には極小値が存在している。著者らはこの極小値を示す位置が、馬蹄形渦の主渦の位置に対応していると報告³⁾した。この位置は h/δ が変

化してもほぼ同じであると思われる。 h/δ の違いによる物体直前での C_{pw} の値の変化は、 h/δ が小さくなるにつれて境界層厚さが大きくなるので、物体への近寄り流れの速度が遅くなるために生じるものと思われる。そのため、下方へ巻き込む流量が小さくなり C_{pw} が減少すると考えられる。馬蹄形渦の中のいわゆる主渦は、 h/δ が小さくなってもその強さが弱くなるものの依然として存在している。

一方、物体後方では、 $h/\delta=2.857$ の時 $X/h=1.1$ 付

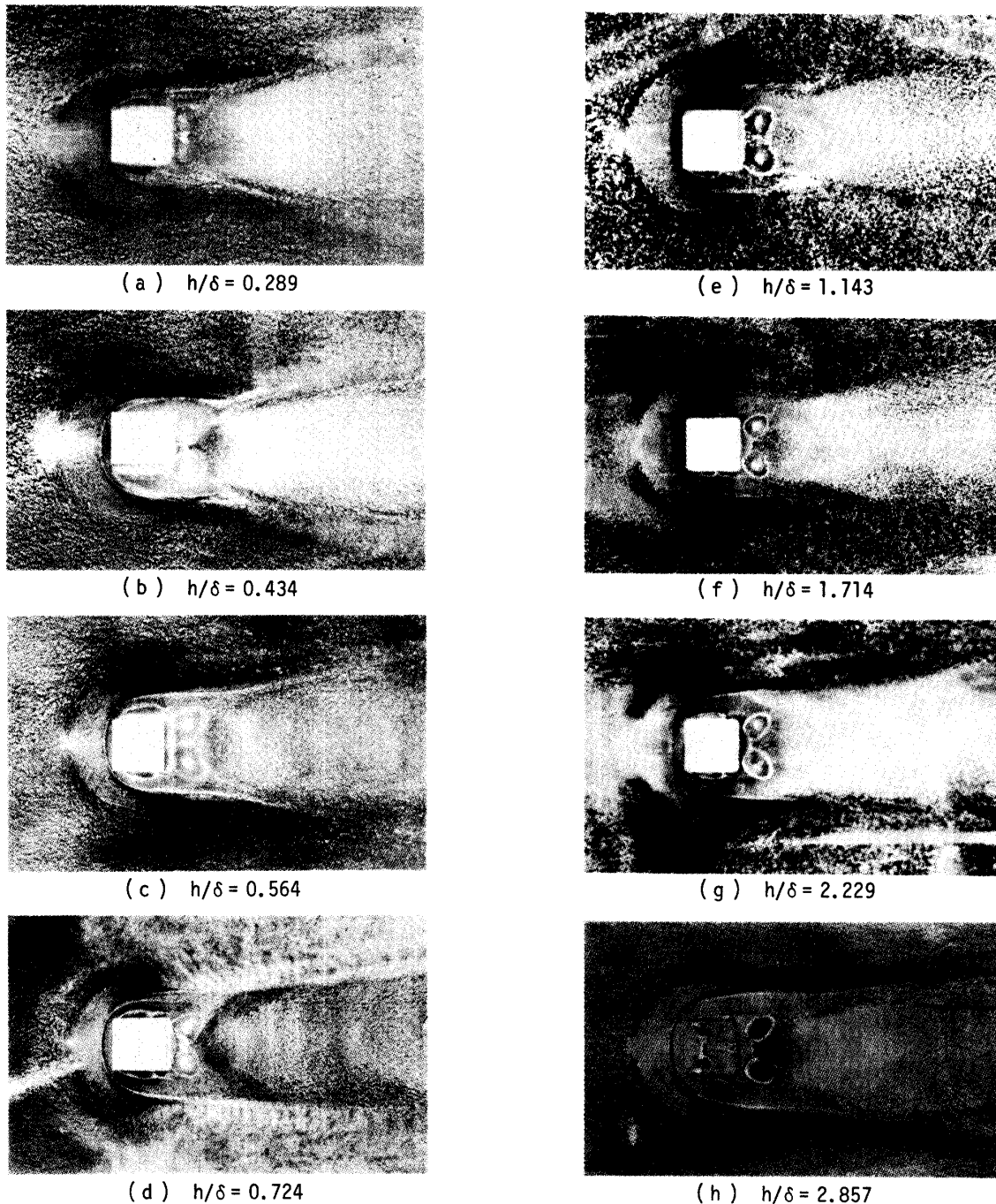


Fig. 4 Flow patterns on the wall by oil-film method.

近に極小値 ($C_{pw} = -0.47$) が存在している。 h/δ が小さくなるに従ってこの極小値の位置は上流側へ移動し、かつ C_{pw} の値は上昇する。この結果は逆流域が縮小していることを示しており、 h/δ が小さくなると物体への近寄り流れの速度差により物体前後の圧力差が減少し、エントレイメント量が少なくなったと考えられる。すなわち、物体高さを基準長さとする R_0 の数の変化により、物体周辺の流れ場は変化すると考えられる。前報¹⁾ において著者らは物体が開くに従い、 C_{pw} の値が上昇し、かつ逆流域が下流へ移動することを述べた。従って、以上のことを考え合わせると、 h/δ が小さくなり、さらに物体が開いた場合、前報¹⁾ Fig. 6 (b) のように、 $\beta=0$ の時 C_{pw} が最小にならないことがあることが十分予想できる。

Fig. 3 は $RUN1$ ($h/\delta=2.857$) と $RUN2$ ($h/\delta=0.724$) の場合の $\beta=0$ における物体近傍壁面上の圧力を、式 (1) に従って無次元化し等圧力係数線図として示したものである。前報¹⁾ で述べたように、 $RUN1$ では正の極大値 ($C_{pw}=0.45$) が X 軸上 ($Z/h=0$) の $X/h=1.0$ の位置にあり、さらにその下流側から物体を取り囲むように圧力の谷ができ、馬蹄形渦が存在していることが認められる。 $RUN2$ ではこの C_{pw} は小さい値 ($C_{pw}=0.30$) を取っているが、その位置は $RUN1$ よりも少し上流 ($X/h=-1.03$) に存在するものの、ほぼ変化していないと見なせる。 $RUN1$ と $RUN2$ との C_{pw} の値の違いは、 h/δ の差によって物体前方にできる速度勾配の程度により、主渦の強さが変化するためと思われる。また、坂本ら⁴⁾ は正方形柱に関する実験 ($h/\delta=0.14\sim 1.44$) を行ない、 $X/h=-1.2$ に極大値 ($C_{pw}=0.30$) が存在すると述べている。これは本実験と比べ U_r/U_1 の値にかなり相違があり、この理由により極大値を示す位置に違いが生ずると考えられる。一方、

$RUN1$ では $X/h=1.0$, $Z/h=\pm 0.5$ 付近で極小値 ($C_{pw}=-0.50$) を、 $RUN2$ では $X/h=0.8$, $Z/h=\pm 0.4$ 付近で極小値 ($C_{pw}=-0.27$) を取るが、これらは逆流域に形成されたアーチ形渦の根元に対応することを示している。これに対し坂本ら⁴⁾ は $X/h=0.9$, $Z/h=\pm 0.4$ に極小値 ($C_{pw}=-0.30$) が認められると報告している。これらの相違は主に、物体高さや境界層厚さとの比 h/δ の差により物体周辺を通過する流速が異なり、物体背後で巻き込む流量に違いができるためと考えられる。

Fig. 4 は h/δ の違いによる物体周りの流れ場の変化を、油膜法を用いて壁面上のフローパターンとして可視化したものである。形成された油膜の様子は Fig. 3 の物体近傍壁面圧力とよく対応しているのがわかる。また、 h/δ の差による特徴的变化は、例えばアーチ形渦の位置の移動として現われ、 h/δ が小さくなるにつれ、渦の根元が物体に接近しているのが明白である。

3.1.2. $\beta \approx 0$ の場合

Fig. 5 は $RUN2$ ($h/\delta=0.724$) において、物体の開口比を増加させていった場合の物体近傍等圧力係数線図である。 β が大きくなるに従い、物体前方に存在する馬蹄形渦の主渦はその値を減少しながら、位置が物体に接近している。前報¹⁾ で示したように、主渦は $RUN1$ では $\beta=0.349$ 以上になると確認できなくなるが、 $RUN2$ では $\beta=0.456$ で壁面圧力分布からは確認できなくなっている。また、物体後方のアーチ形渦の根元は、 $RUN1$ では前報¹⁾ で述べたように位置が下流へ移動しながら、負の圧力が弱くなっていく。一方、 $RUN2$ では位置が下流へ移動するけれども、負の圧力は $\beta=0.114$ の時最大値をとり、その後弱くなっている。さらに、 $RUN1$, $RUN2$ の場合とも $\beta=0.456$ で、壁面圧力分布からは確認ができなくなっている。

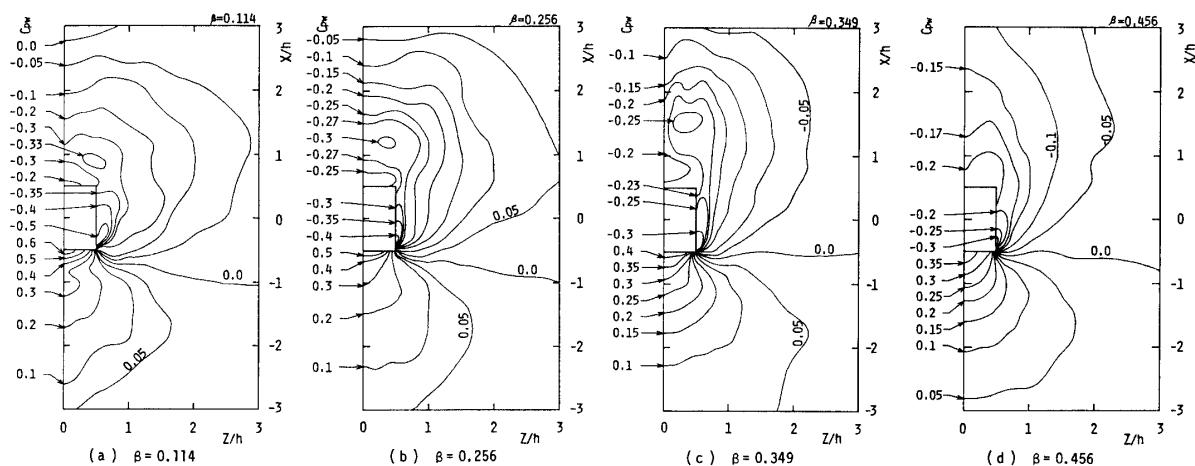
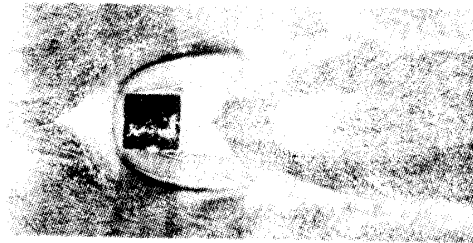


Fig. 5 Isobaric coefficient curve on the wall.

従って、 β が増加するにつれて物体を透過する流量が増していくので、主流及びアーチ形渦はともに下流へ移動しながら衰弱し、ついには消滅していくと考えられる。しかし、同時に h/δ が小さくなると逆流域は上流へ移動する傾向があるので、*RUN2* のように h/δ が小さい場合には、 $\beta=0.114$ でアーチ形渦の根元圧力が最も強いという結果が生じるものと思われる。

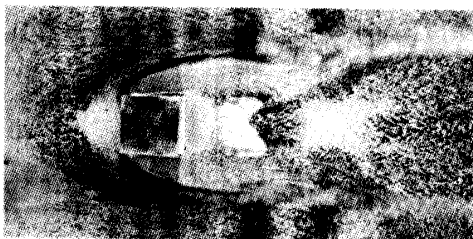
Fig. 6 は *RUN2* ($h/\delta=0.724$) において、開口比 β を変化させた場合に物体周りの流れ場が受ける影響を、油膜法を用いて壁面上のフローパターンとして可視化したものである。 β が大きくなるに従い、物体前方の剝離線や馬蹄形渦の軌跡は物体に接近し、 $\beta=0.456$ になると馬蹄形渦は物体前面両端から剝離した流れの軌跡に変化している。アーチ形渦は、 β の増加につれ下流へ移動しているが、 $\beta=0.114$ の時油膜留の大きさが



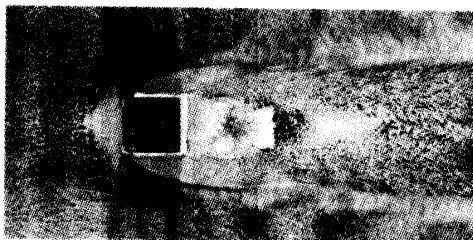
(a) $\beta = 0.114$



(b) $\beta = 0.256$



(c) $\beta = 0.349$



(d) $\beta = 0.456$

Fig. 6 Flow patterns on the wall by oil-film method.

最大となっており、一方 $\beta=0.456$ でははっきりとは認められなくなっている。

次に Fig. 3, Fig. 5 及び前報¹⁾ Fig. 4 において、物体周辺の流れ場が受ける影響範囲を $|C_{pw}| > 0.1$ の領域と定義し、*RUN1* 及び *RUN2* の β の変化に伴う領域の変化に注目する。物体前方では、*RUN1* の場合 $\beta=0.256$ まで影響範囲はあまり変化しないが、 $\beta=0.349$ 以上で縮小している。*RUN2* の場合 $\beta=0.349$ まであまり変化しないが、 $\beta=0.456$ で縮小する傾向にある。また物体後方では、*RUN1* の場合 $\beta=0.256$ まで、*RUN2* では $\beta=0.114$ まで *X* 及び *Z* 方向に領域が拡大しているが、それより開口比が大きくなると *Z* 方向には縮小し、徐々に細長い範囲に変化している。*X* 方向への移動は、透過流量の増加により物体後方の逆流域が下流へ移動するためと思われる。*Z* 方向については、 β の増加に伴い物体背後の圧力が上昇するため、周囲との圧力差が小さくなり、剝離領域へのエントレイメントが弱くなる。そのため流線の曲がりかゆるやかになり、領域は拡大するものと考えられる。しかし、開口比が *RUN1* では $\beta=0.256$ 、*RUN2* では $\beta=0.114$ より大きくなると、透過流れが強くなるため領域が縮小すると考えられる。

3.2. 抗力係数

3.2.1. 物体表面圧力

Fig. 7 (a)~(e) は、物体上流板と下流板の外表面及び内面の圧力を、次の式 (2) に従って無次元化し図示したものである。

$$C_p = (P_m - P_s) / \left(\frac{1}{2} \rho U_i^2 \right) \quad \left(\begin{array}{l} P_m: \text{物体表面圧力} \\ P_s: \text{主流静圧} \end{array} \right) \quad (2)$$

上流板外面圧力の分布を見ると、物体への近寄り流れの速度の違いにより、*RUN1* の方が *RUN2* よりも全体的に C_p の値が高い。 $\beta=0$ の場合、分布の極大値は淀み点位置を示し、極小値は馬蹄形渦の影響によるものである。 β の増加に伴い *Z* 方向分布は平坦な分布形状へ、また *Y* 方向は前報¹⁾ に示したように $(U/U_i)^2$ に沿う分布形状へ変化している。上流板内面圧力をみると、*RUN1* の方が *RUN2* に比べ負圧が強い。しかも、 β が増加するに従い *RUN2* との差が明白となってくる。また、 $\beta=0.256$ の場合に *Y* 方向分布が $Y/h=0.5$ 付近で極大を示している。これは、開口比が $\beta=0.114$ から $\beta=0.256$ までの範囲においては、開口部から流入した流れが上流速度に比べて極めて小さな流速しか持たず、物体内部で流れが淀む結果生じるものと思われる。一方、 $\beta=0.256$ 以上では速度の大きい流れが物体上流板を透過し、部材背後に死水領域が

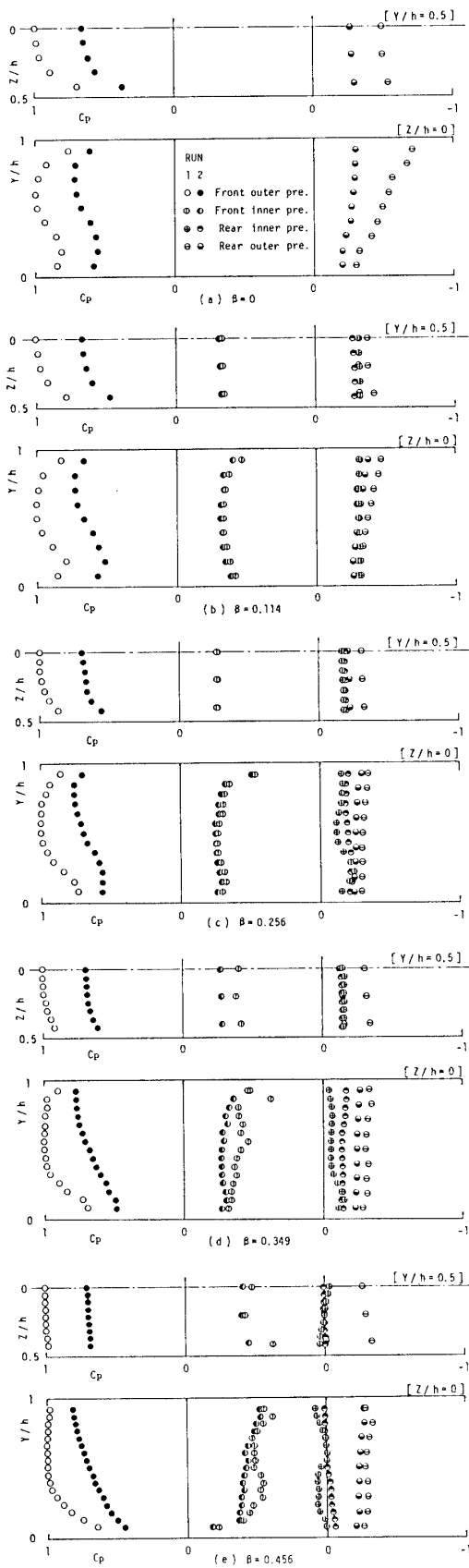


Fig. 7 Pressure coefficient distributions on the surface of model.

形成されるため、圧力が減少すると考えられる。下流板内面圧力は、 β が大きくなるに従い透過流量が増加するため、上流板を透過した流体が下流板に衝突し動圧の上昇を生じさせる。従って下流板内面の C_p の値が増加する。また *RUN1* の方が *RUN2* に比べ、近寄り速度が大きいため値が高くなる。下流板外面圧力の場合は、 Y 方向分布では $\beta=0.114$ まで Y 方向に高くなるにつれて、負の C_p の値が増加している。一方 $\beta=0.256$ 以上では、 C_p の値は Y 方向にほぼ一定となる。これは、 β が増加するにつれて物体背後に位置する逆流域が下流へ移動し、 $\beta=0.256$ 以上では、その逆流による影響が物体下流板にほとんど及ぼされなくなったためと考えられる。

3.2.2. 抗力係数

Fig. 8 は Fig. 7 の結果をもとに、物体に対して X 軸方向に動く圧力に基づく力の変化を示したものである。上流板外面は、*RUN1*, *RUN2* とも β の増加に伴い増加している。これは開口するにつれ、流れが物体内部を流れ易くなり、上流板を透過する流体の動圧が上昇したためと思われる。上流板内面は、*RUN1* では $\beta=0.256$, *RUN2* では $\beta=0.349$ までわずかに上昇しているが、以後減少している。これはこの付近の開口比を境に、上流面を通過する流れのパターンが変化したためと考えられる。下流板内面では、上流板を透過する流量の増加により、下流板に衝突する流体の動圧が上昇するので、*RUN1*, *RUN2* とも β の増加に従い増加している。下流板外面は、*RUN1* では $\beta=0.256$ まで増加し、以後ほぼ一定となっている。*RUN2* では $\beta=0.114$ で極小を示し、その後 $\beta=0.256$ 以上でほぼ一定となっている。従って、下流板は *RUN1*, *RUN2* とも $\beta=0.256$ 以上では、逆流域の影響をほとんど受けなくなったと考えられるが、*RUN2* の場合 $\beta=0.114$ においては、 h/δ の変化に伴う逆流域の上流への移動による影響を受けたものと思われる。

Fig. 9 は、物体表面に働く圧力の測定結果をもとに、物体に働く抗力を評価するため、通常よく用いられる下記の抗力係数の式 (式 (3)) に従い算出したものと、前面面積を物体全体としてとらえ、 h^2 で定義した抗力係数 (式 (4)) に従い算出したものを、CASTRO の一様流中の二次元多孔平板の結果⁵⁾ と比較して図示したものである。但し、抗力係数の算出には前報¹⁾ で述べたような、以下の三つの仮定に基づき式 (5) (前報¹⁾ 式 (3)) を用いることにより近似した。

- (i) 側面及び上面からの透過流れによる抗力成分を無視する。
- (ii) 表面摩擦を無視する。

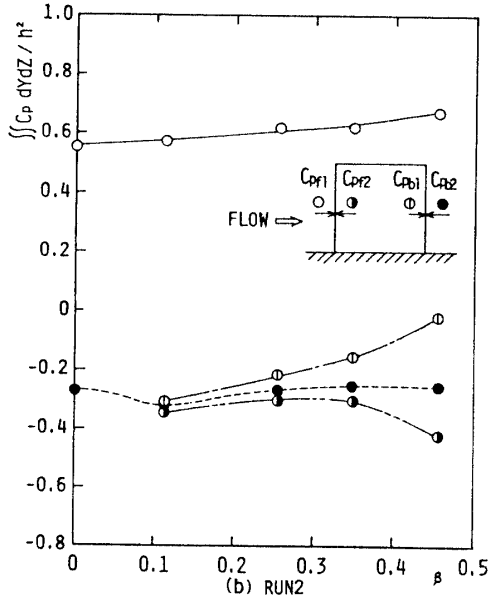
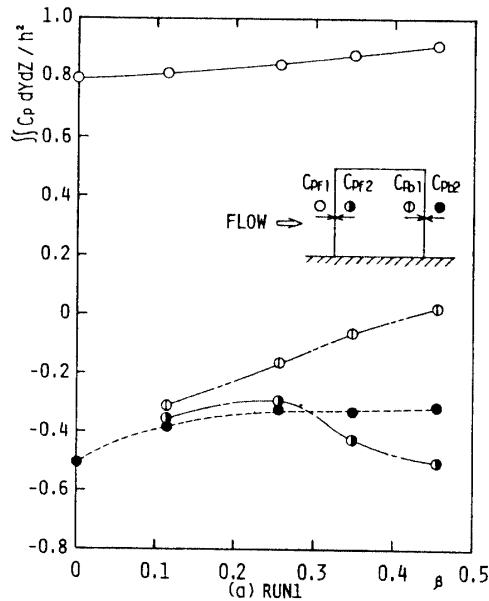


Fig. 8 Integrated pressure coefficients for both front and back surfaces of model.

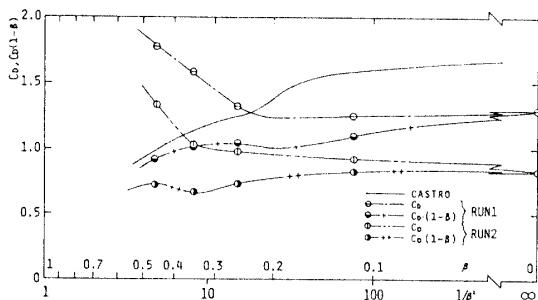


Fig. 9 Drag coefficients against open area ratio.

(iii) 上流板の抗力と下流板の抗力の単純な和として表示する。

$$C_D = D / \left(\frac{1}{2} \rho U_1^2 (1 - \beta) h^2 \right) \quad (3)$$

$$(1 - \beta) C_D = D / \left(\frac{1}{2} \rho U_1^2 h^2 \right) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} C_D &= C_{Df} + C_{Db} \\ &= \iint_A (C_{pf1} - C_{pf2}) dYdZ / h^2 \\ &\quad + \iint_A (C_{pb1} - C_{pb2}) dYdZ / h^2 \\ &= \iint_A (C_{pf1} - C_{pf2} + C_{pb1} - C_{pb2}) dYdZ / h^2 \quad (5) \end{aligned}$$

(但し $\beta=0$ の時 $C_{pf2} = C_{pb1}$)

結果をみると抗力係数 C_D には、近寄り流れの速度差により差がみられる。すなわち、RUN1 では $\beta=0.25$ 付近まで C_D が一定、RUN2 では $\beta=0.35$ 付近まで一定である。なお、それ以上開口比が大きくなると、 C_D は増加する傾向を示している。これは、上流板内面圧力及び下流板外面圧力がとりわけ関与したためと思われ、両者ともこの開口比付近を境に、流れのパターンが変化した事によるものと考えられる。一方 $(1 - \beta)C_D$ の値は、RUN1、RUN2 とも β の増加につれて徐々に減少しているが、RUN1、では $\beta=0.25$ 、RUN2 では $\beta=0.35$ 付近で極小値をとり、以後一度ゆるやかに増加した後、再び減少している。図示していないが、上流板の抗力係数の値は CASTRO の研究⁵⁾ した二次元多孔平板の結果と類似した傾向を示し、また、下流板の抗力係数は極値を持つ分布になっている。従って本研究のような物体に対し、物体全体に働く抗力係数を上流板と下流板に働く抗力の和と考えるならば、その抗力係数には極値が存在することが分る。このような分布は、透過性三次元物体に働く抗力の特徴であろう。

4. 結 論

乱流境界層中に置かれた透過性三次元物体周りの流れ場について、特に境界層厚さの影響をみるために、物体周りの流れの様子及び物体に働く流体力を、圧力測定及び流れの可視化法から調べた結果、以下の点が明らかとなった。

- (1) 物体前方に形成される馬蹄形渦の主渦は、 h/δ が変化するとその強さは変化するが、位置はほとんど移動しない。
- (2) 物体背後の逆流域に形成されるアーチ形渦は、

- h/δ の変化に伴いその強さ及び尺度とも変化する。
- (3) h/δ の変化により逆流域が移動する。従って Uh/ν の値により、物体周りの流れパターンが変化する。
- (4) 透過性物体の抗力係数は、開口比によって特徴的な変化をするが、この傾向は h/δ の値が関与するためと思われる。RUN1 では $\beta=0.25$ 付近で、RUN2 では $\beta=0.35$ 付近で特に流れパターンの変化による抗力係数の変化が生じている。
- 本研究を遂行するにあたり御世話になった井上忠義
技官に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 山田他 3 名：山口大学工学部研究報告, **34**, 1 (1983)
 - 2) 浅沼 強：流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店(1979)
 - 3) 大坂他 2 名：流れの可視化, **2**, 4 (1982)
 - 4) 坂本他 3 名：機論, **46**, 408 (1980)
 - 5) I.P. CASTRO: J. Fluid Mech., **46**, 3 (1971)
- (昭和 58 年 10 月 15 日 受理)