

JAERI-M

85-154

鈍い物体回りの非粘性流れに及ぼす
流路幅の影響・I

(垂直平板の場合)

1985年10月

権 名 保 顕

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken. 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1985

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 山 田 軽 印 刷 所

鈍い物体回りの非粘性流れに及ぼす流路幅の影響・I
(垂直平板の場合)

日本原子力研究所東海研究所高温工学部

椎名 保顕

(1985年9月18日受理)

2枚の平行な壁に囲まれた流路中央に鈍い物体が置かれた場合のはく離流線、圧力係数、抵抗係数を非粘性流理論に基づいて求め、それを垂直平板に適用した。

物理平面を上半平面に写像し、写像平面に湧き出しを置くことによりはく離流線が形成される。湧き出しの位置と強さは、はく離点の位置、及び経験的に求められた背圧により定められる。背圧係数としてホドグラフ法により求められた値を用い、本理論とホドグラフ法の結果の比較を行った。

Effect of channel width on inviscid flow past a bluff body
(Pt.I Normal flat plate)

Yasuaki SHIINA

Department of Temperature Engineering
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received September 18, 1985)

Separation streamline, pressure distribution and drag of a bluff body placed at the center of a parallel channel flow are obtained by the inviscid flow theory and it is applied to a normal flat plate.

A physical plane is conformally mapped on a semi-infinite plane and a separation streamline is formed by a source placed in the mapping plane. The position and strength of the source are determined by the requirements of separation position and the empirically obtained back pressure. The present theory is compared with the results of the hodograph method using the back pressure coefficient obtained by the hodograph method.

Keywords: Potential Flow, Separation Streamline, Drag Coefficient, Free Streamline, Parallel Channel, Normal Flat Plate, Hodograph Method, Inviscid Flow Theory

目 次

1. はじめに	1
2. 一般理論	2
3. 垂直平板の場合	4
4. 極限の場合	7
4.1 $h/d \rightarrow 0$ の場合	7
4.2 $h/d \rightarrow 1$ の場合	8
5. 結果と考察	9
5.1 ホドグラフ法による解	9
5.2 解の比較	10
6. 結 論	11

Contents

1. Introduction	1
2. General theory	2
3. Normal flat plate	4
4. Limiting cases	7
4.1 In the case of $h/d \rightarrow 0$	7
4.2 In the case of $h/d \rightarrow 1$	8
5. Results and discussion	9
5.1 Solution by the hodograph method	9
5.2 Comparison of solutions	10
6. Conclusions	11

1. はじめに

鈍い物体回りの流れは、現実にははく離を伴い、下流に渦などの時間的変動を伴った有限の広がりを持つ後流 (wake) を形成する。後流のそれらの特性は粘性によるものであり、粘性を考慮して物体回りの流れを統一的に記述する理論は見出されていない。

物体後流の複雑な特性を捨象し、後流を一様な特性を持った流体塊、あるいは空洞と見なして、ポテンシャル流理論を用いて流れ特性を求める試みが、Helmholtz⁽¹⁾ や Kirchhoff⁽¹⁾ により始められ発展させられてきた。この古典的自由流線理論では、物体からはく離した後の自由流線上では圧力は無限遠の圧力に等しいと仮定して取り扱われた。その結果、流線上では流速は無限遠の流速に等しい。この理論から計算される抵抗係数は実測値の半分以下に過ぎず、それは、はく離流線上での圧力分布の仮定に起因している。現実の流れでは物体後流の圧力 P_w は無限上流の圧力 P_∞ よりも小さい。この欠点を補うために Roshko⁽²⁾、Wu⁽³⁾、Woods⁽⁴⁾、高橋⁽⁵⁾、尾形⁽⁶⁾、Parkinson⁽⁷⁾ は物体後流の圧力が無限上流の圧力より小さくなるように改良を加えた。

Roshko⁽²⁾ は後流内圧力 P_w が P_∞ より小さくなるように物体後流に 2 枚の平行平板を置くモデルを提唱した。Wu⁽³⁾ は物体後方の有限の領域で $P_w < P_\infty$ が成立し、そこから無限下流までは単調に圧力が P_∞ まで回復するというモデルを設定している。

一方、Parkinson⁽⁷⁾ は物理平面から写像された写像平面にわき出し、及び吸い込みを配置し、はく離点において等角性が成立しないことを用いると共に、背圧係数の経験値を導入することにより自由流線、及び圧力分布を求めた。

非粘性、非回転のポテンシャル流理論に基づいたこの取り扱い、本質的に現実の物体後流に観察される複雑な渦を伴った流れを推測しようとするものではなく、流体の非回転運動が支配的である部分、すなわち、流体が物体に及ぼす抵抗、平均的なはく離流線等に限定的に適用される。ポテンシャル流はレイノルズ数無限大の流れを意味するが自由流線理論は $Re \geq 10^3 \sim 10^4$ で実験との良好な一致を見ている。

これらの理論はすべて無限に広い領域内の一様流中の物体回りの流れを取り扱ったものであるが、現実の流れにおいては、多くの場合、物体は壁に取り囲まれた流路中に置かれている。従って、物体に及ぼされる流体力学的影响には当然これらの壁の効果が含まれる。しかし、ポテンシャル流理論を用いて流路壁の影響を取り扱った研究は極めて少ない⁽⁸⁾。本報告は写像平面にわき出しと吸い込みを置く Parkinson⁽⁷⁾ の方法を平行流の場合に拡張し、鈍い物体回りはく離流線、圧力係数、及び、抵抗に及ぼす流路面の影響をポテンシャル流理論に基づいて求め、それを垂直平板に適用したものである。

2. 一般理論

一様流速 U_{∞} の平行流路中央に対称な鈍い物体が置かれた場合、流れは上下対称になると考えられるから上半面のみを考察すれば十分である。Fig. 1 に物理平面 (z -平面) 及び写像平面 (ζ -平面, Z -平面) を示す。図で F 点ははく離点である。物理平面で EFG を無限小の厚みのスリットとすると $A_{\infty} B_{\infty} C_{\infty} EFG D_{\infty}$ で囲まれた領域を ζ 平面の上半平面に写像する写像関数

$$z = g(\zeta) \quad (1)$$

が存在する。物理平面の無限上流における一様流れは ζ 平面においては $B(C)$ 点からのわき出しによる流れに変換される。 ζ 平面の E, G 点の座標をそれぞれ $-2, 2$ とすると EFG が単位円となる Z 平面への写像は、

$$\zeta = Z + 1/Z \quad (2)$$

と表される。

Z 平面において、円をよぎる流れを形成するために、点 $B(C)$ に対応する鏡像の位置にわき出しを、円中心に吸込みを配置する。また、 F 点からはく離流線を形成させるために、 $e^{\pm i\theta}$ の位置に強さ m のわき出しを、円中心に吸い込みを配置すると、 Z 平面の複素速度ポテンシャルは、

$$f(Z) = \frac{U_{\infty} d}{\pi} \left\{ \ln(Z - b_z) + \ln\left(Z - \frac{1}{b_z}\right) - \ln Z \right\} + m \left\{ \ln(Z - e^{i\theta}) + \ln(Z - e^{-i\theta}) - \ln Z \right\} \quad (3)$$

と表される。ここで、 b_z は Z 平面における $B(C)$ 点の座標を示す。(3)式は(2)式を用いると ζ 平面の複素速度ポテンシャルに変換され、

$$f(\zeta) = \frac{U_{\infty} d}{\pi} \ln(\zeta - b_{\zeta}) + m \cdot \ln(\zeta - s_{\zeta}) \quad (4)$$

が得られる。

ここで、 b_{ζ}, s_{ζ} は、 Z 平面の $b_z, e^{\pm i\theta}$ に対応する ζ 平面の座標である。

(4)式より、剥離流線を構成する流れは、 ζ 平面では元の流れを表すわき出しに、実軸上にもう1つのわき出しを付加することにより表される。従って、付加されるわき出しの強さと位置が定まれば流れは決定される。未知の量が2つあるから、2つの条件が必要となる(一般には円柱の場合などのようにはく離点の位置 F が理論からは定まらない場合があり、その場合には、 F 点位置も与える必要がある。) 1つの条件は z 平面から ζ 平面への写像で F 点は等角性が滅立せず特異点となり、従って、 $(dz/d\zeta)_F = 0$ となることから得られる。 $(df/dz)_F$ は有限であることから次式が得られる。

$$\left(\frac{df}{d\zeta}\right)_F = \left(\frac{dg}{d\zeta}\right)_F = 0 \quad (5)$$

もう一つの条件は Parkinson ら⁽⁷⁾と同様にはく離点において、経験的に得られた背圧係数 C_{pb}

$$C_{pb} = \frac{p_b - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (6)$$

の値を導入することにより得られる。

ベルヌーイの定理を用いると $k^2 = 1 - C_{pb}$ として

$$k^2 = \left| \frac{df}{dz} \right|_F^2 / U_\infty^2 \quad (7)$$

と表され、(5)、(7)式を用いて m 及び s_ζ が求められる。圧力係数 C_p は物体表面で

$$C_p = 1 - \left| \frac{df}{dz} \right|^2 / U_\infty^2 \quad (8)$$

また、物体に働く抵抗 D は、

$$D = 2 \int_0^h (p - p_b) dy \quad (9)$$

と表され、抵抗係数は次式から求められる。

$$C_D = \frac{D}{\rho U_\infty^2 h} = \frac{1}{h} \int_0^h (C_p - C_{pb}) dy \quad (10)$$

はく離流線は、

$$\text{Im} \{ f(\zeta) \} = \pi m \quad (11)$$

で与えられる。

無限下流においては、流速が後流の内と外で等しくなる。無限下流の後流の幅を H とすると、

$$\frac{H}{h} = \frac{d}{h} \frac{\bar{m}}{1 + \bar{m}} \quad (12)$$

と表される。

ここで、 $\bar{m} = m\pi / (U_\infty d)$ である。

以上で一般理論は完結される。以下に垂直平板の場合について取り扱う。

3. 垂直平板の場合

Fig. 2 (a), (b)に垂直平板回りの流れと、その写像平面を示す。前章と同様に、流れの対称性より上半面のみを考察し、それを z 平面とする (Fig. 2 (b))。 z 平面の B_∞ (C_∞), E , F , G 点を、それぞれ ζ 平面上の実軸上の座標 b_ζ , -2 , a_ζ , 2 に写像するとき、写像関数は Schwartz - Christoffel 変換により

$$\frac{dz}{d\zeta} = K \frac{(\zeta - a_\zeta)}{\sqrt{\zeta^2 - 4} (\zeta - b_\zeta)} \quad (13)$$

と表される。 z 平面の平行流は ζ 平面では複素速度ポテンシャル $f(\zeta) = \frac{U_\infty d}{\pi} \ln(\zeta - b_\zeta)$ で表されるわき出し流れとなる。 z 平面無限下流では $f(z) = U_\infty \ln z$ となり、

$$\left(\frac{df}{dz}\right)_{z \rightarrow \infty} = \left(\frac{df}{d\zeta} / \frac{dz}{d\zeta}\right)_{\zeta \rightarrow \infty}$$

より、 $K = d/\pi$ と定められる。

(13)式を積分すると

$$z = \frac{d}{\pi} \ln \frac{b_\zeta - a_\zeta + (2 - a_\zeta)t + (2 - b_\zeta)t^2}{b_\zeta - a_\zeta - (2 - a_\zeta)t + (2 - b_\zeta)t^2}$$

$$t^2 = (\zeta + 2) / (\zeta - 2) \quad (14)$$

となる。

また、 $z \rightarrow -\infty$ で $U = U_\infty$ 、これは ζ 平面では $\zeta = b_\zeta$ に対応する。従って、

$$\left(\frac{df}{dz}\right)_{z \rightarrow -\infty} = \left(\frac{df}{d\zeta}\right)_{b_\zeta} / \left(\frac{dz}{d\zeta}\right)_{b_\zeta}$$

となり、これから b_ζ と a_ζ の関係

$$b_\zeta = \frac{1}{2} a_\zeta + \frac{2}{a_\zeta} \quad (15)$$

が得られる。

更に、 z 平面の F 点 (座標 $(0, h)$)が ζ 平面の $(a_\zeta, 0)$ 点に写像されることから、

$$a_\zeta^2 = 2 \left\{ 1 - \cos \left(\frac{h}{d} \pi \right) \right\} \quad (16)$$

が得られる。前節の一般理論で述べたように ζ 平面 S 点 (実軸上の座標 s_ζ)に強さ m のわき出し

を付加すると F 点がよどみ点となり,

$$\left(\frac{df}{d\zeta}\right)_{a_\zeta} = \frac{U_\infty d}{\pi} \frac{1}{a_\zeta - b_\zeta} + \frac{m}{a_\zeta - s_\zeta} = 0$$

から

$$s_\zeta = a_\zeta + \bar{m} (a_\zeta - b_\zeta) \quad (17)$$

が得られる。

z 平面の複素速度 df/dz は(4)式より,

$$\frac{1}{U_\infty} \frac{df}{dz} = (\bar{m} + 1) \frac{\sqrt{\zeta^2 - 4}}{\zeta - s_\zeta} \quad (18)$$

と求められる。はく離点における流速は(18)式で $\zeta = a_\zeta$ として求められる。(18)式と(7)式から,

$$\bar{m} = \frac{2 \sin\left(\frac{h}{d}\pi\right)}{k\left\{1 + \cos\left(\frac{h}{d}\pi\right)\right\} - 2 \sin\left(\frac{h}{d}\pi\right)} \quad (19)$$

が得られる。圧力係数 C_p は(8)式, 及び(18)式より,

$$C_p = 1 - (\bar{m} + 1)^2 \frac{4 - \xi^2}{(\xi - s_\zeta)^2} \quad (20)$$

と表される。

ここで, ξ は ζ 平面の実軸上の座標を示す。

垂直平板の抵抗係数は,

$$C_D = 1 + \frac{(1+\bar{m})^2}{\pi} \cdot \frac{d}{h} R - C_{pb}$$

となり, R は

$$A = -2 a_\zeta / \sqrt{4 - a_\zeta^2}$$

$$M = A^2 + \bar{m} A^2 - \bar{m}^2$$

$$\bar{m} = 1 + \bar{m} \quad (21)$$

を用いて,

$$R = \frac{A}{\bar{m}_1} - \left(1 + \frac{1}{\bar{m}_1^2}\right) \sin^{-1} \left(\frac{a_\zeta}{2}\right) - \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{\bar{m}_1^2}\right) + \frac{1}{\bar{m}_1} \\ \left\{ \frac{A^2 \bar{m} - 2 \bar{m}^2}{2\sqrt{M}} + \frac{1}{\bar{m}_1} \right\} \ln \frac{2 \bar{m}}{-a_\zeta (2 + \bar{m}) + \sqrt{(4 - a_\zeta^2) M}}$$

と表される。

はく離流線は、

$$\bar{m} \pi = \tan^{-1} \left(\frac{\eta}{\xi - b_c} \right) + \bar{m} \tan^{-1} \left(\frac{\eta}{\xi - s_c} \right) \quad (22)$$

から求められる。

また、Hは(12)式を用いて、

$$\frac{H}{h} = \frac{2}{k} \frac{d}{h} \sqrt{\frac{1 - \cos \left(\frac{h}{d} \pi \right)}{1 + \cos \left(\frac{h}{d} \pi \right)}} \quad (23)$$

と求められる。

4. 極 限 の 場 合

4.1 $h/d \rightarrow 0$ の場合

これは無限の広がりを持つ一様流中に垂直平板が置かれた場合である。(16)式より $a_\zeta \rightarrow -\frac{h}{d}\pi$ となり、(15)式より

$$a_\zeta b_\zeta \rightarrow 2, \quad b_\zeta \rightarrow -\frac{2d}{h\pi}$$

が得られ、 z 平面の無限上流における一様流に対応する ζ 平面の流れは複素速度ポテンシャル、

$$f(\zeta) = \frac{U_\infty h}{2} \zeta$$

で表され、やはり一様流となる。

z 平面から ζ 平面への写像は

$$z = \pm \frac{h}{2} \sqrt{\zeta^2 - 4} \quad (24)$$

となる。

(17), (19)式より、

$$s_\zeta \rightarrow \frac{2}{k} \quad (25)$$

$$\bar{m} \rightarrow \frac{\pi}{k} \frac{h}{d}$$

が得られる。

抵抗係数は(24)式中の R が、

$$R = -2 a_\zeta + \frac{\pi a_\zeta}{k} + \frac{a_\zeta}{k} \left\{ \sqrt{k^2 - 1} - \frac{1}{\sqrt{k^2 - 1}} \right\} \ln \{ k + \sqrt{k^2 - 1} \}$$

と変形されることから、

$$C_D = 3 - C_{p_b} - \frac{\pi}{k} + \frac{1}{k} \left(\frac{1}{\sqrt{k^2 - 1}} - \sqrt{k^2 - 1} \right) \ln (k + \sqrt{k^2 - 1}) \quad (26)$$

が得られる。(26)式は Parkinson ら⁽⁷⁾の求めた式と一致する。また、無限下流におけるはく離流線の幅 H は(23)式より

$$\frac{H}{h} = \frac{\pi}{k} \quad (27)$$

となる。

4.2 $h/d \rightarrow 1$ の場合

(10), (15)式より, $a_\zeta \rightarrow -2$, $b_\zeta \rightarrow -2$ となる。 $H/h \rightarrow 1$ となると考えられるから(23)式より,

$$k \rightarrow \frac{4}{\sin\left(\frac{h}{d}\pi\right)}$$

が得られる。従って, これから

$$C_{p_b} \rightarrow 1 - \frac{16}{\left(1 - \frac{h}{d}\right)^2 \pi^2} \quad (28)$$

となり, h/d が1に近付くと C_{p_b} は $-\infty$ に発散する。従って(21)式より $C_D \rightarrow -C_{p_b}$ となる。

また,

$$s_\zeta \rightarrow -1$$

$$\bar{m} \rightarrow \frac{4}{\left(1 - \frac{h}{d}\right)^2 \pi^2} \quad (29)$$

となる。

5. 結果と考察

第2章に示したように、本理論では背圧係数 C_{p_b} の経験値を必要とする。 $h/d \approx 0$ の場合の C_{p_b} の実験結果を入手することができなかった。そこで、不連続流理論から求められる C_{p_b} の値を用いて、本理論と不連続流理論の結果の比較を行った。

5.1 ホドグラフ法による解

無限に広い平行流中に等間隔に、流れに垂直にスリットが置かれたモデルを考える。Fig. 3 に1つのスリットまわりの流れと、そのホドグラフ面を示す。スリット背後の空洞内圧力 $P_w = \text{一定}$ とすると、はく離流線に沿って流速一定となり、ホドグラフ法を用いて解くことができる。⁽⁹⁾ 無限下流流速に対する無限上流流速の比を $\beta (< 1)$ とすると、 $\beta = 1 - H/d$ と表されホドグラフ面(w 平面)と物理平面(z 平面)の写像関数は

$$z = \frac{\beta d}{\pi} \left(\frac{1}{\beta} \ln \frac{w - \beta}{w + \beta} + \beta \ln \frac{1 - \beta w}{1 + \beta w} - 2 \ln \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) + \text{const} \quad (30)$$

となる。また、自由流線の形は $w = e^{i\theta}$ ($0 < \theta < \frac{\pi}{2}$) として、

$$\begin{aligned} \frac{x}{h} &= \frac{d}{h} \cdot \frac{\beta}{\pi} \left\{ \frac{1 + \beta^2}{2\beta} \ln \frac{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta}{1 + \beta^2 + 2\beta \cos \theta} - 2 \ln \tan \frac{\theta}{2} \right\} \\ \frac{y}{h} &= \frac{d}{h} \left[1 - \frac{\beta}{\pi} \left\{ \pi + \frac{1 - \beta^2}{\beta} \tan^{-1} \left(\frac{2\beta}{1 - \beta^2} \sin \theta \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (31)$$

が得られる。また $\theta = \frac{\pi}{2}$ として、

$$\frac{h}{d} = 1 - \frac{\beta}{\pi} \left\{ \pi + \frac{1 - \beta^2}{\beta} \tan^{-1} \frac{2\beta}{1 - \beta^2} \right\} \quad (32)$$

が得られ、これから β が求められる。また(32)式から

$$\frac{H}{h} = \frac{1}{1 - \frac{\beta}{\pi} \tan^{-1} \frac{2\beta}{1 - \beta^2}} \quad (33)$$

となる。

はく離点での流速は無限下流流速 (= 1) と等しいので背圧係数は、

$$C_{p_b} = 1 - \frac{1}{\beta^2} \quad (34)$$

となる。(34)式から求められる背圧係数の値を Table 1 に示す。

抵抗係数は、

$$C_d = \frac{2d}{\pi h} \left[2 \tan^{-1} \frac{1}{\beta} + \left(\beta^2 + \frac{1}{\beta^2} \right) \tan^{-1} \beta - \left(\beta + \frac{1}{\beta} \right) \cdot \frac{\pi}{2} \right] - C_{p_b} \quad (35)$$

で与えられる。

5.2 解の比較

Table 1 に示されるように、不連続流理論で求められた C_{p_b} は $h/d \rightarrow 0$ の場合には 0 となり、Page ら⁽⁷⁾ が求めた値 -1.38 とは大きく異なる。

Fig. 4 に(34)式から求めた C_{p_b} を用いて、本理論で計算された垂直平板表面圧力分布を示す。実線、破線等は本理論の解を示し、ホドグラフ法による解も併せて示した。 $h/d \doteq 0.0$ で両方の結果に僅かな差が見られるが、それ以外はほぼ一致している。

$h/d \doteq 0$ の場合、 C_{p_b} の実験値 -1.38 を用いると、Parkinson ら⁽⁷⁾ の結果と一致する。それを Fig. 5 に実線で示す。図で白丸は $C_{p_b} = -1.38$ に対応する β の値を用いたときのホドグラフ法による解であり、これは $h/d = 0.1395$ の場合に対応する。ホドグラフ法による解よりも実線の方が Page ら⁽⁷⁾ の実験に良く一致する。

Fig. 6 にはく離流線の形状を h/d をパラメータとして示す。 C_{p_b} は前と同様(34)式から求めた値を用いた。 $h/d \rightarrow 0$ の場合にはホドグラフ法により得られた流線は下流方向に無限に広がるのに対し、本理論による流線は有限幅を保つ(27)式では $C_{p_b} = 0$ を用いると $H/h \rightarrow \pi/k$ となる)。一方、 h/d 大の場合には本理論による流線は極大値を示す。これは C_{p_b} の値が不適當であるためである。(21)式から C_D が意味を持つためには $M > 0$ が必要であり、これは、

$$C_{p_b} < \frac{2a_c}{2 + a_c} \quad (36)$$

の場合に成立する。

また、 $h/d \rightarrow 1$ の場合には前章に示したように C_{p_b} は(28)式で表される。Table 1 に(28)式、(36)式により求められる C_{p_b} も併せて示した。両方の値は極めて近い。これらの結果、及び $h/d = 0$ の場合の実測の圧力分布と本理論の良好な一致から、ホドグラフ法により得られる C_{p_b} は h/d 大の場合、実際の値よりも小さくなることが推測される。

Fig. 7 に無限下流におけるく離流線の広がり幅 H/h と d/h の関係を示す。ホドグラフ法による H/h は d/h と共に無限に増大するが、本理論では $d/h \geq 50$ で H/h は一定となる。すなわち、後流に与える壁の影響は $h/d \leq 0.02$ でほぼ消滅する。

Fig. 8 に抵抗係数と d/h の関係を示す。Fig. 4 に示した圧力分布から推察されることであるが、 C_{p_b} としてホドグラフ法から求めた値を用いた場合には両者の抵抗係数は良く一致する。

6. 結 論

平行流中に置かれた鈍い物体表面の圧力分布およびはく離流線を予測するため、ポテンシャル流によるはく離流線理論を展開し、基本的な形状である垂直平板について本理論を適用した。背圧係数として不連続流理論から求められた値を用い、本理論と不連続流理論による結果を比較した。その結果、抵抗係数は良く一致することが示され、圧力分布も $h/d \sim 0$ 以外の場合で良く一致することが分かった。また、物体後流に及ぼす流路壁の影響は $h/d < 0.02$ の領域で無視できることが示された。不連続流理論によるはく離流線は $h/d \rightarrow 0$ とき、下流にいくに従って無限に広がるが、本理論では広がりは無限度に止まる。本理論により求められた流線で、 h/d 大のときに生じる極大値は、不連続流理論により求められた背圧係数の値が小さすぎるために生じたものであり、圧力分布、はく離流線を詳しく調べる実験が望まれる。

References

- (1) Lamb, S.H., "Hydrodynamics", Cambridge University Press, (1932).
- (2) Roshko, A., "On the wake and drag of bluff bodies", J. Aero. Sci., 22, pp124 (1955).
- (3) Wu, T.Y., "A wake model for free-streamline flow theory", J. Fluid Mech., 13, pp161 (1962).
- (4) Woods, L.C., "Two-dimensional flow of a compressible fluid past given curved obstacles with infinite wakes", Proc. Roy. Soc. Lond., ser.A 227, pp367 (1955).
- (5) 高橋 埃 "任意物体まわりの自由流線理論", NAL-TR-247, (1971).
- (6) 尾形吉和 "自由流線理論の拡張について", NAL-TR-772, (1983).
- (7) Parkinson, G.V. & Jandali, T., "A wake source model for bluff body potential flow", J. Fluid Mech., 40, pp577 (1970).
- (8) Okamoto, S. & Okamoto, T., "Theoretical study of blockage effect of wind-tunnel wall on wake of two-dimensional flat plate normal to plane wall", Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., 27, pp134 (1984).
- (9) 今井 切 "等角写像とその応用", 岩波書店 (1979).

Table 1 Base pressure coefficients as a function of h/d

h/d	C_{pb}^*	C_{pb}^{**}	C_{pb}^{***}	h/d	C_{pb}^*	C_{pb}^{**}
0.99	-26783	<-16101	-16210	0.25	<-2.601	-1.2398
0.95	-1069	<-646.8	-647.5	0.1	<-1.0262	-0.3708
0.9	-265.8	<-160.5	-161.1	0.05	<-0.6024	-0.1702
0.8	-64.9	<-38.9	-39.5	0.01	<-0.2178	-0.0319
0.667	-22.1	<-12.9		0.001	<-0.0621	-0.0031
0.5	-8.64	<-4.83		0.0001	<-0.0019	-0.0003

*eq.(34), **eq.(36), ***eq.(28)

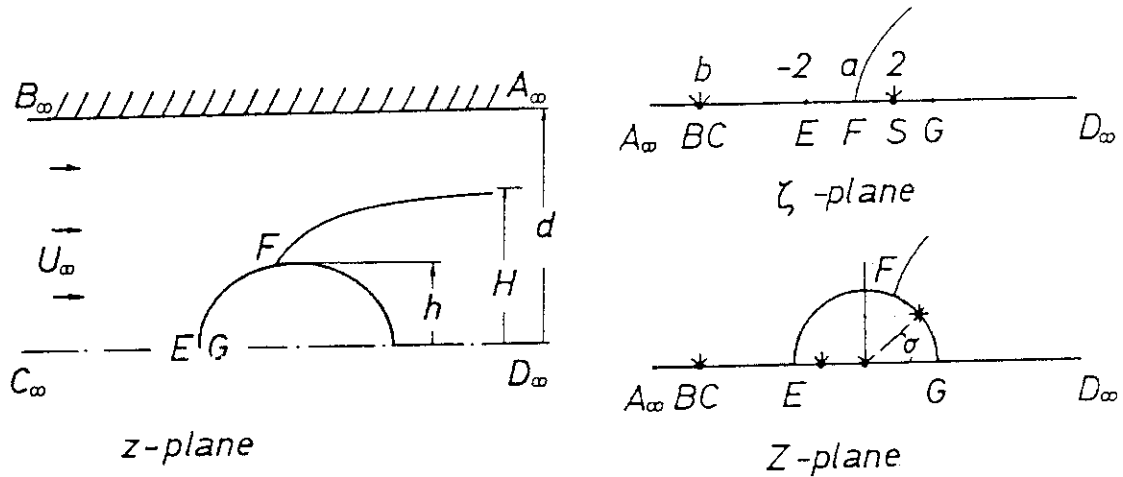


Fig. 1 Separation streamline model for flow past a bluff body in a parallel channel and its conformal mapping planes

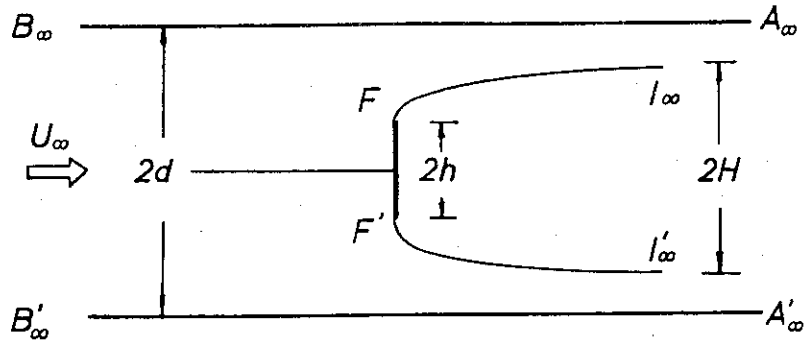
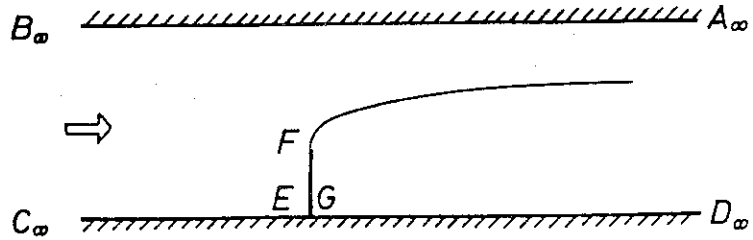
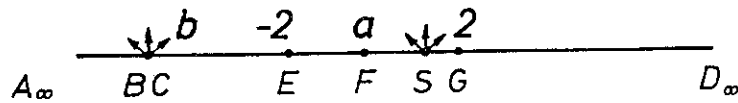


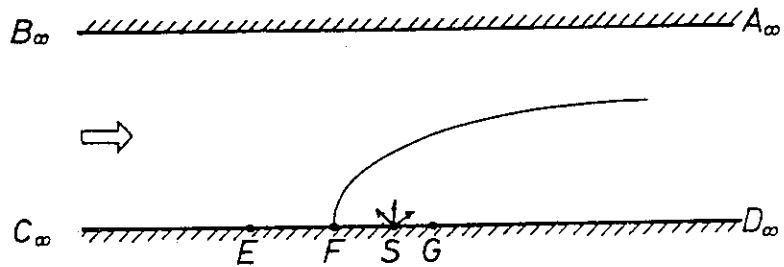
Fig. 2(a) Flow past a normal flat plate



(a) z-plane



(b) ζ -plane



(c) Z-plane

Fig. 2(b) Physical plane and its conformal mapping planes

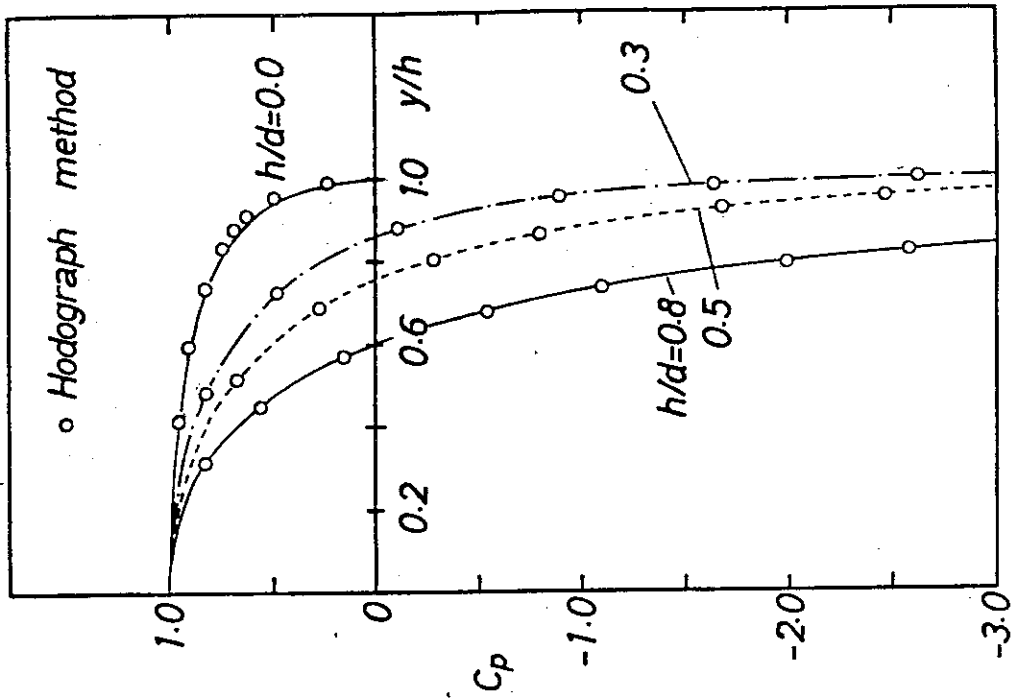


Fig. 4 Pressure distribution on normal flat plate for $h/d=0$, 0.3, 0.5 and 0.8

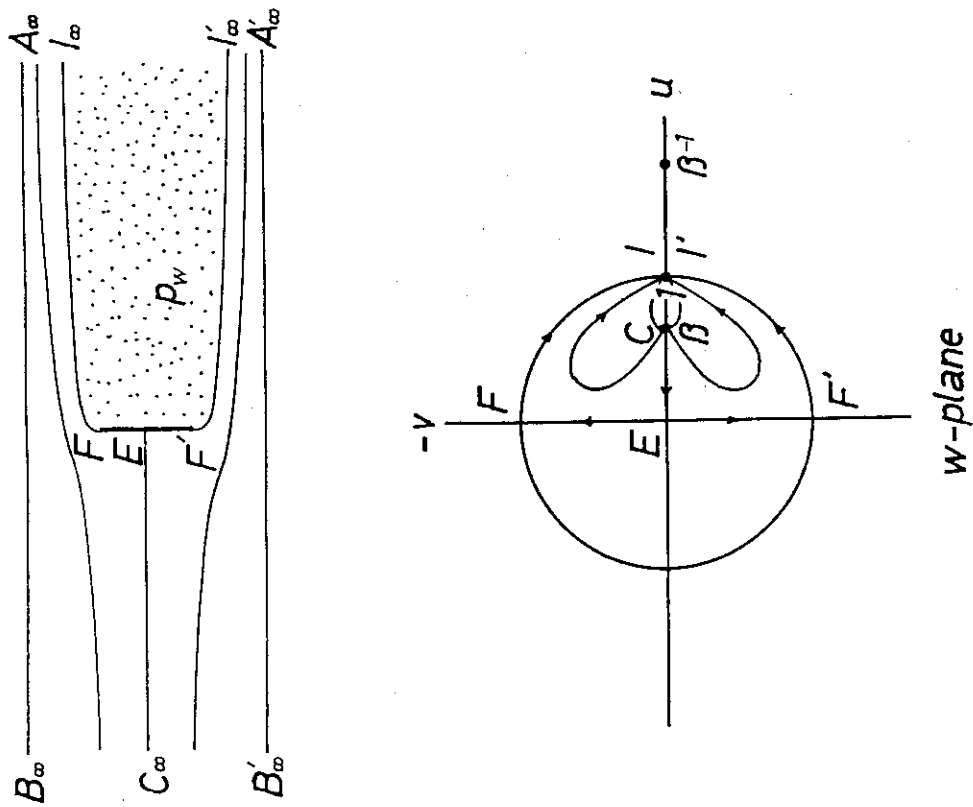


Fig. 3 Physical plane and hodograph plane

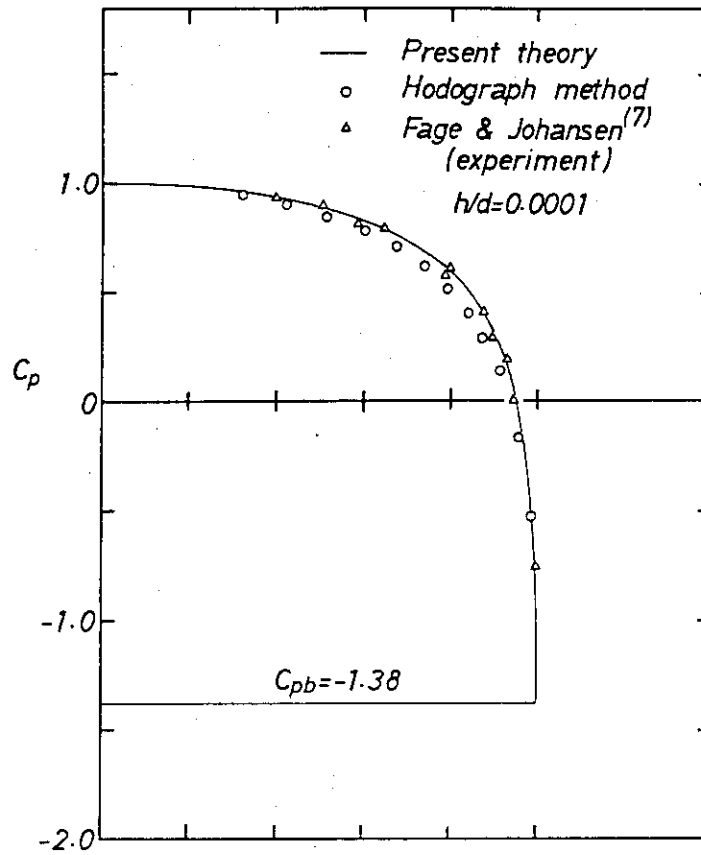


Fig. 5 Pressure distribution on normal flat plate, $h/d=0.0001$
 (Comparison among the present theory, the results of hodograph method and the experiments made by Fage & Johansen⁽⁷⁾)

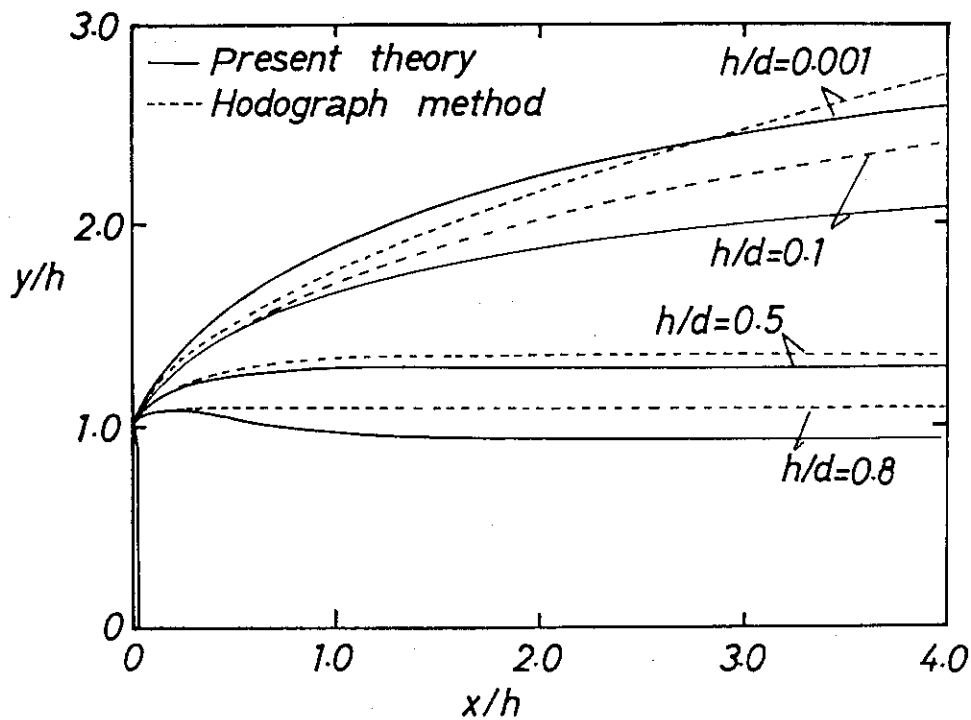


Fig. 6 Separation streamline shapes for normal flat plate, $h/d=0.001, 0.1, 0.5$ and 0.8

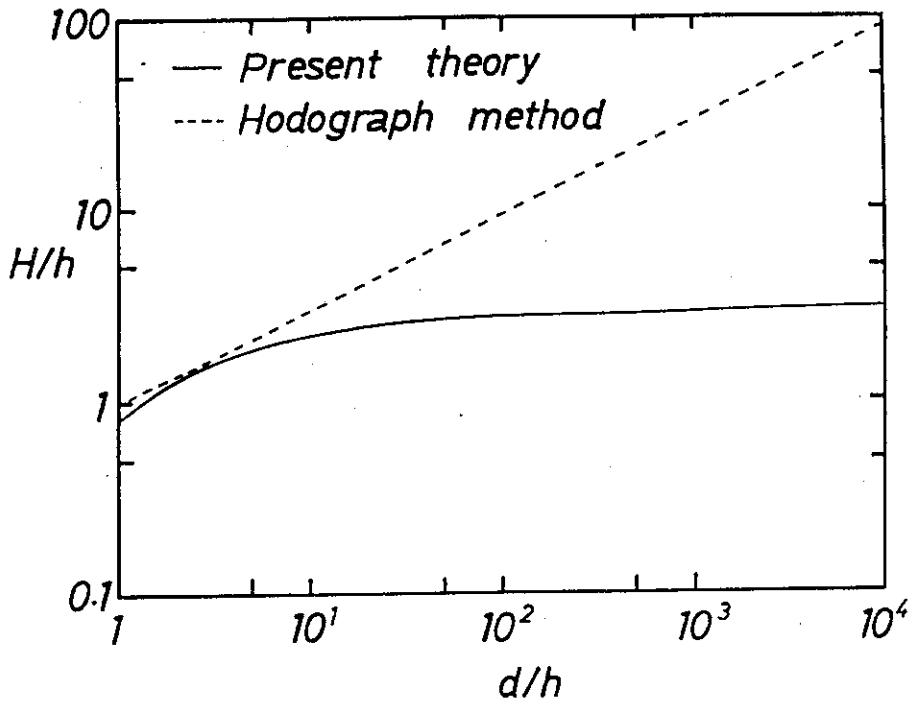


Fig. 7 Plot of h/d against d/h for normal flat plate

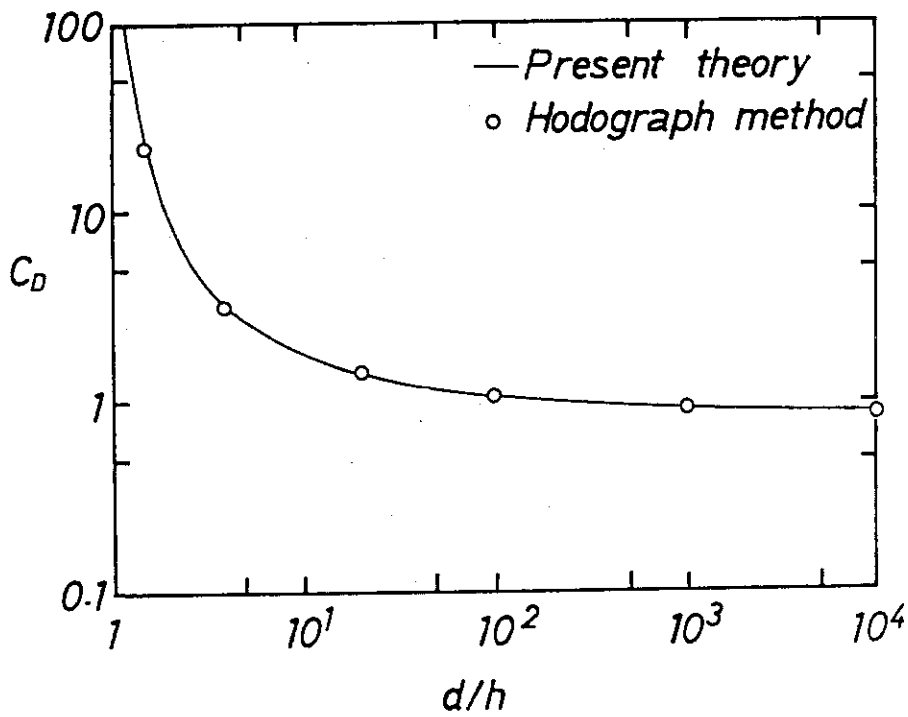


Fig. 8 Variation of drag coefficient C_D with the ratio d/h for normal flat plate