



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	格子乱流中における垂直平板の流力特性
Author(s)	有江, 幹男; 木谷, 勝; 鈴木, 雍宏 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 106, 1-7
Issue Date	1981-11-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41703
Type	departmental bulletin paper
File Information	106_1-8.pdf



格子乱流中における垂直平板の流力特性

有江幹男* 木谷 勝** 鈴木雍宏** 関根正明***

(昭和56年6月30日受理)

Characteristics of a normal flat plate in Grid-generated Turbulent Flows

Mikio ARIE, Masaru KIYA, Yasuhiro SUZUKI and Masaaki SEKINE

(Received June 30, 1981)

Abstract

The present experimental studies were performed to investigate the effect of a free-stream turbulence on the aerodynamic characteristics of a two-dimensional normal flat plate. Several square-meshed grids were used to produce a close to homogeneous turbulent flow field. Measurements were made on the time-averaged pressure distributions around the plate, the Strouhal number of the vortex shedding, the length of the vortex formation region and the profiles of the separated shear layer.

The results show that the time-averaged drag force acting on a normal flat plate increases as the turbulence increases. The length of the vortex formation region and the area of the cavity region behind the plate decreases as the turbulence intensity increases.

1. 緒 言

工学的諸装置内の流れおよび大気境界層の中に存在する建築構造物周辺の流れは、一般に乱流の場合が多い。たとえば、大型冷却塔、高層煙突、高層ビル、送電線などは、大気乱流境界層中に埋没しており、平均速度分布および乱れ分布の空間的非一様性の影響を受けることになる。

本論文は、これらの工学的応用面を念頭において、鈍い二次元物体の流体力学的特性におよぼす主流乱れの効果を実験的に明らかにしたものである。ここでは、事柄を簡単にするために、物体への近寄り流れとして、正方形格子の下流に形成される近似的に一樣な乱れを含む流れを採用してある。

著者らは、鈍い物体の代表的形状の一つである二次元円柱の流体力学的特性と主流乱れとの相関を明らかにしてきたが⁽¹⁾、本論文では、他の代表的形状である垂直平板についての検討を行っている。流れに垂直に設置された平板と二次元円柱の流体力学的な形状の違いは、前者は剥離点が平板端に固定されていることであり、後者は剥離点がレイノルズ数の変化および流体力学的振動によって変化する点にある。

* 前流体工学第一講座教授、現学長

** 機械工学科 流体工学第一講座

*** 日立製作所

主流に乱れが含まれる場合、垂直平板に作用する流体力（抗力）の変化することは、三次元垂直平板に関する Schubauer & Dryden⁽²⁾の先駆的研究があり、その後、Bearman⁽³⁾は正方形平板について同様の実験的研究を行い、主流乱れと抗力の相関をある程度明らかにしている。これらによると、主流に含まれる乱れが大きくなると抗力の増加することが明らかにされている。これとは逆に、二次元円柱の場合は、主流乱れの増加に伴い見かけのレイノルズ数が遷移領域まで増加して、抗力は減少することが実験的に求められている⁽¹⁾。

本研究の結果によると、主流乱れ度の増加に伴って垂直平板の抗力係数は増加し、近傍後流における渦形成領域の長さは減少することなどが明らかになった。

2. 実験装置および方法

実験には流体工学第一講座に設置された 300mm×300mm×1000mm の正方形断面を持つ吹抜け型風洞を用いた。試験部入口に角柱を組み合わせた正方形格子（5 種類）を設置し、試験部内の流れに乱流成分を導入した。供試平板は、幅 30.8 mm、厚さ 8 mm の黄銅製で両端の下流側は 30 度の角度で鋭く削いであり、流体力学的には十分薄い平板と考えることができる。また、この平板には、前面の中央に 3 個、後面に 1 個それぞれ直径 0.8 mm の圧力孔が設けられている。前面のものは、中央に設けられた前方岐点圧力測定用、他の 2 個はそれから等距離に設けられ、平板が流体力学的に流れに対して垂直に設置されていることを確認するためのものであり、後面の 1 個は背圧測定用のものである。なお、平板の長さは風洞高さと同じの 300 mm である。風洞の概略と座標系を図 1 に示してある。

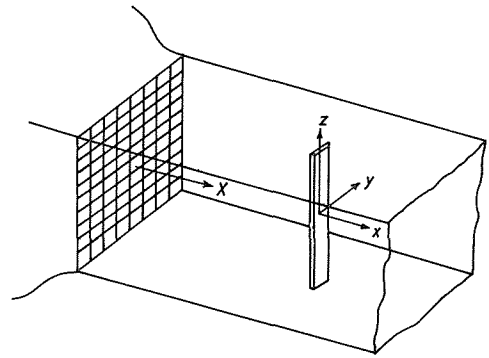


図 1 定義図および座標系

主流動圧および静圧は、外径 1 mm のステンレスパイプで成形されたピトー管と水柱 1/10 mm の読み取り精度をもつベッツ型マノメーターによって測定した。平板表面圧力の規準となる主流動圧および静圧は、平板設置後これによる流れの変形が無視しうる位置 ($\alpha \leq -5$ d) をピトー管トラバースにより求め、その位置における値を用いてある。主流に含まれる乱流成分および剥離せん断層の速度分布の測定は、定温度型熱線風速計を用いて行なった。また、乱れの渦の代表長さ（スケール Lx ）および垂直平板からの渦放出周波数は、熱線出力を実時間相関計およびフーリエアナライザーによって処理することによって求めた。

3. 実験結果および考察

乱流発生格子下流に形成される乱れ場においては、図 2 に示した一例のように格子からの距離によって乱れの強さ $\sqrt{u'^2}/U_0$ および次式で定義されるスケール Lx が変化する。

$$Lx = U_0 \int_0^\infty R_{uu}(\tau) d\tau \quad (1)$$

ここに、 $R_{uu}(\tau)$ は流れ方向の乱流速度成分の自己相関係数であり、また式(1)は Taylor の局所等方性の仮定に基づいたものである。

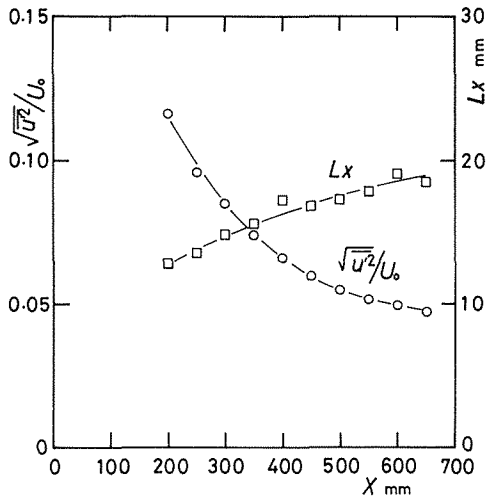


図2 主流乱れ度およびスケールの流れ方向の変化 (Case 3)

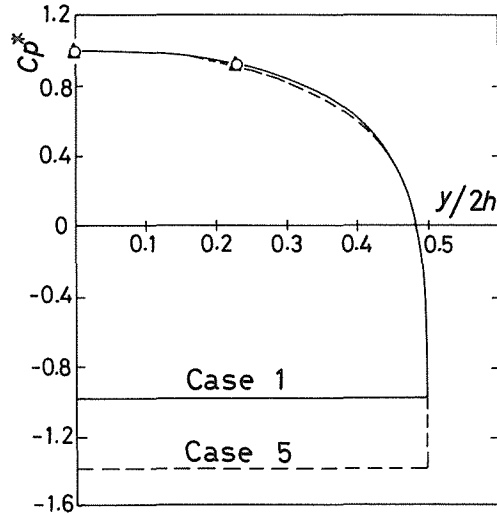


図3 垂直平板の平均圧力分布の一例

表1 乱れの特徴値および実験結果

Test	$\sqrt{u'^2}/U_0$	Lx mm	C_{pb}^*	C_p^*	$Lx/2h$	T_b	T_u	Re
Case 1	0.004	(200)	-0.99	1.79	-----	-----	-----	2.10×10^4
Case 2	0.012	8.40	-1.24	2.02	0.28	0.003	0.043	3.10×10^4
Case 3	0.060	16.75	-1.37	2.14	0.56	0.034	0.107	2.15×10^4
Case 4	0.067	13.40	-1.42	2.19	0.45	0.030	0.150	2.38×10^4
Case 5	0.105	17.05	-1.39	2.16	0.57	0.060	0.185	2.61×10^4
Case 6	0.145	21.70	-1.41	2.18	0.72	0.105	0.200	1.98×10^4

$$R_{uu}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u'(t) u'(t+\tau) dt / \overline{u'^2} \quad (2)$$

本実験においては、流れの方向に乱流特性の著しい変化のなかった $X=450$ mm の一定位置に垂直平板を設置した。この位置における乱流特性 ($\sqrt{u'^2}/U_0$ および Lx) は、主要な実験結果とともに表1に示してある。なお、垂直平板の幅を代表長さにとったレイノルズ数は、 $2.0 \times 10^4 \sim 3.1 \times 10^4$ の範囲にある。

図3は、主流に含まれる乱れが比較的大きい場合 (Case 5) と小さい場合 (Case 1) における二次元垂直平板の平均圧力分布を比較して示したものである。また、図中のシンボルは平板前面における実測値であり、曲線は Parkinson & Jandali⁽⁴⁾ の自由流線理論によって算定したものである。風洞断面における平板の閉塞率はおよそ10%であるから、風洞壁の干渉効果は無視しえない。後述するように、剥離せん断層の形状が主流乱れの特徴によって変化しているので、同一の閉塞率でも乱れの強さによって干渉効果が同一であるとは考えにくい。しかし、乱れの効果を含めた風洞壁の干渉効果を補正する適当な方法がないため、ここでは、主流乱れが比較的小さい場合に対する Maskell の補正式⁽⁵⁾を用いて、抗力係数 C_D 主流速度 U_0 および圧力係数 C_p を補正してある。すなわち、

$$(k^{*2})_n = k^2 \left\{ 1 + \frac{1}{(k^{*2})_{n-1} - 1} \cdot \frac{C_D \cdot S}{C} \right\}^{-1} \quad (3)$$

$$C_D/C_D^* = k^2/k^{*2}$$

を用い、 n 回のくりかえし計算により収束演算を行なった。ここに、添字*は補正値を意味し、 S および C はそれぞれ垂直平板の幅 ($2h$) および風洞幅に対応する。また、 k は、

$$k = (1 - C_p b)^{1/2}$$

で定義される背圧定数である。また、式(3)中の抗力係数 C_D は、前述のように Parkinson & Jandali の自由流線理論から求められた圧力分布に基づいて算定されたもの⁽⁴⁾である。

図3から明らかなように、垂直平板の場合には、主流に乱れが含まれる場合背圧は減少して抗力が増加する。これは、著者らが二次元円柱に対して調べた結果⁽¹⁾と逆の現象である。

図4は、Maskell の補正を施した背圧係数 C_{pb}^* および抗力 C_D^* と主流の乱れ度 $\sqrt{u'^2}/U_0$ の関係を示したものである。

主流に含まれる乱れ度が比較的小さい場合には、 C_D および C_{pb}^* の値は Fage & Johansen⁽⁶⁾の結果とよく一致しており、十分な実験精度を有していることがわかる。また、乱れ度の増加に伴って抗力係数 C_D^* も増加することが判定される。表1に示したように、本実験では、 L_x は $\sqrt{u'^2}/U_0$ とともに増加しているから、乱れのスケール L_x と背圧係数 C_{pb}^* および抗力係数 C_D^* の関係は、図4と定性的に同様の傾向を持つ。なお、同図には、長方形平板 (準二次元) に対する Schubauer & Dryden⁽²⁾の結果を含めて示してある。端面を有する平板が二次元の平板に比較して65%程度抗力が小さいことがわかる。

格子乱流のように近似的に等方性の乱流特性は、乱れ度 $\sqrt{u'^2}/U_0$ とスケール L_x によって規定できると考えることができよう。これら2個のパラメータから作り出される無次元数によって、二次元の鈍い物体の流体力を規定することが可能であれば便利である。Taylor⁽⁷⁾は、主流乱れに対する球および円柱表面の遷移レイノルズ数について

$$T_y = (\sqrt{u'^2}/U_0)(d/L_y)^{1/5}$$

なるパラメータを理論的に導出している。ここに L_y は主流に垂直方向の乱れのスケールであり、等方性乱流では $L_y = \frac{1}{2}L_x$ となる。また、 d は物体の代表長さである。

Hunt⁽⁸⁾は Batchelor & Proudman⁽⁹⁾の rapid distortion theory を拡張して一般化し、円柱への近寄り流れにおける乱流渦の変形問題を明らかにした。それによると、異なるスケールの乱流渦

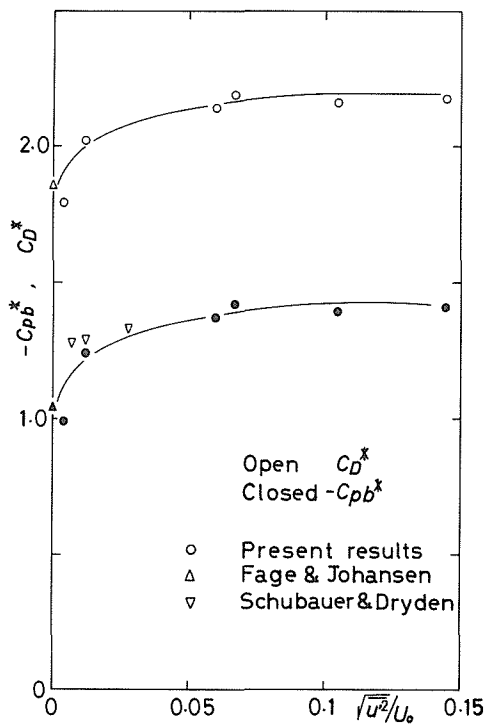


図4 主流乱れ度と C_D^* および C_{pb}^* の関係

にエネルギーが伝達される速度 $\sqrt{u'^2}/L_x$ と主流の変形速度 U_0/d との比が、重要なパラメーターということになる。これらを用いた無次元数は

$$T_u = (\sqrt{u'^2}/U_0)(d/L_x)$$

のように表わされる。このパラメーターを用いると、二次元円柱の流体力は $Re = 10^4 \sim 10^5$ の範囲において比較的良好に整理される⁽¹⁾。

また、Bearman⁽³⁾および Humphries & Vincent⁽¹⁰⁾は簡単な理論的考察に基づいて、流れに垂直に設置された正方形平板に対して

$$T_b = (\sqrt{u'^2}/U_0)(L_x/d)$$

なるパラメーターを導出している。これは、主流乱れによって剥離せん断層のとりこみ速度 (entrainment rate) が増大して、背圧を低下させることを前提としたものである。図 5 は、 T_u および T_b と C_{pb} の関係を示したものである。本実験範囲においては、 T_b より T_u の方が C_{pb} の変化を系統的に表示しているが、2つのパラメーターの優劣を判定することは困難である。

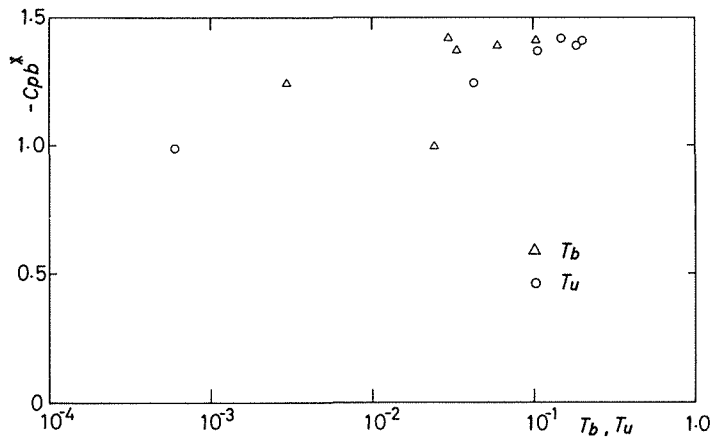


図5 C_{pb} と乱流パラメーター T_u および T_b の関係

ここで二次元の鈍い物体の代表的形状である円柱と垂直平板の流体力学的な形状の相異をふりかえてみる。その第一は境界層の剥離が連続した表面上で起こるか、物体の不連続点において生ずるかの違いであり、前者である円柱では、この剥離点がレイノルズ数および Taylor 数 T_y で示される主流乱れの強さに依存することである。これに対して垂直平板の増合には、平板前面の境界層に対するレイノルズ数の影響は、 $Re (10^4)$ のオーダーでは無視しうるものと考えることができる。第二は、剥離点以降になお物体が存在するか否かの違いである。すなわち、剥離せん断層の死水領域の大きさに相対的な相異が認められる。

図 6 には、剥離せん断層の形状と主流乱れの関係の一例を示してある。ここに、剥離せん断層の形状の測定は、Fage & Johansen⁽⁶⁾の手法によっている。すなわち、その形状は熱線風速計の出力が極大値 (外部境界と定義する) および極小値 (内部境界と定義する) を取る位置を結んだ線として示される。主流に乱れが付加されることによって、剥離せん断層は明らかにその形状を変えており、とくに、その内部境界で差異が顕著である。このことを定量的に表示するために、

両座標軸とせん断層の内部境界で囲まれた部分の大きさを図式積分によって求め、これを死水領域の大きさ S と定義することとする。

また、垂直平板の両端から放出される剥離せん断層は、平板からある距離を経た位置で初めて完全に巻き上がり下流側に流出して渦列を形成する。座標軸の原点からこの位置までの長さを渦形成領域の長さ l_f とする。後流軸 (x 軸) 上の速度は、平板の両端から交互に放出される渦によって、Kármán 周波数の 2 倍の周波数の変動を受けることになる。 x 軸上において放出渦が完全に巻き上がる以前では、エネルギー集中が小さく、また完全に巻き上がった渦は粘性拡散および渦列相互の干渉により渦度は減少して行く。したがって、 x 軸上においては、 $x = l_f$ において速度変動のエネルギーが極大値を持つことになる。本実験においては、熱線プローブを x 軸上で移動させ、

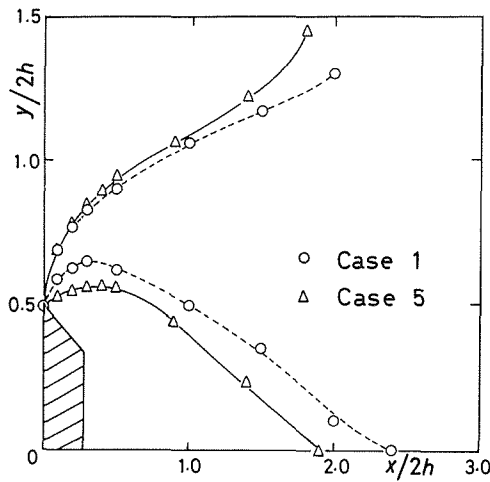


図6 剥離せん断層の形状の一例

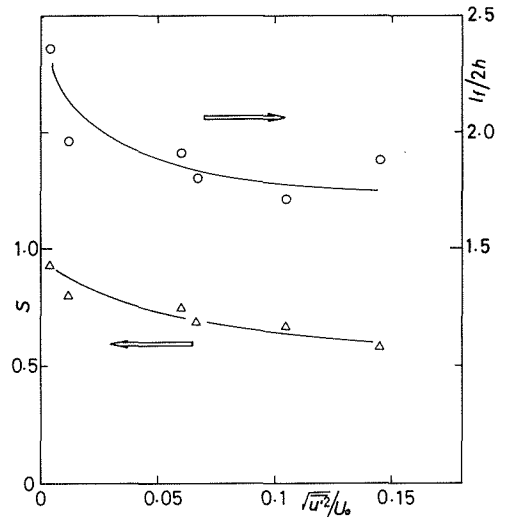


図7 S および l_f と主流乱れの関係

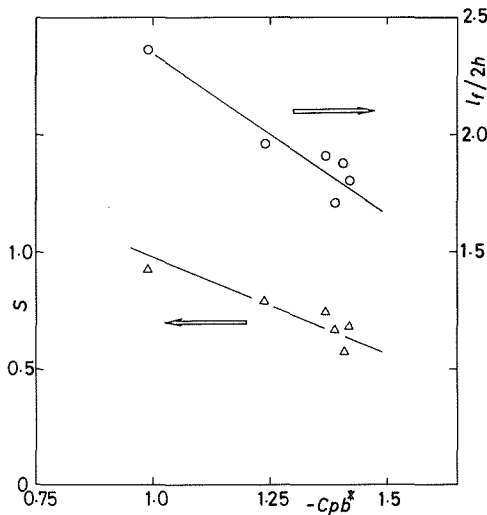


図8 S および l_f と背圧係数の関係

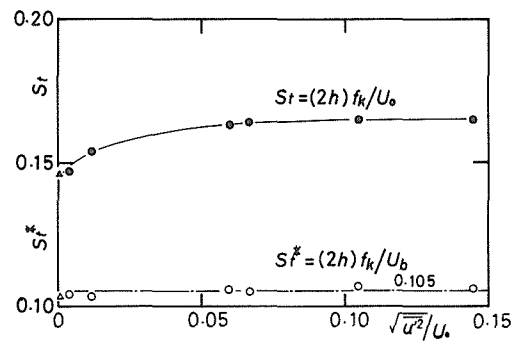


図9 ストロハル数と主流乱れ度の関係

その変動出力が極大値を取る位置として l_f を定めた。

図 7 は $l_f/(2h)$ および S と主流乱れ度の関係を示したものである。渦形成領域の長さ l_f および死水領域の大きさは、主流乱れの増加に伴い減少する傾向のあることがわかる。図 8 は、 S および l_f と C_{pb}^* の関係を示したものである。これらの図から明らかなように、背圧（すなわち抗力）は死水領域の大きさおよび渦形成領域の長さに依存しており、また、これらは主流に含まれる乱れの特性に依存していることがわかる。

図 9 には、渦放出周波数と主流乱れ度の関係を示してある。 S_t^* は、後流側の条件で作られたストロハル数である。これによると、 S_t は乱れ度の増加に伴い増加する傾向を持つが、 S_t^* は 0.015 なる一定値を持つことがわかる。

結 言

格子乱流中におかれた二次元垂直平板の流体力学的特性と主流乱れの関係を明らかにした。主な結果を要約すれば以下のとおりである。

1. 垂直平板の抗力係数は、主流乱れの増加に伴い増加する。
2. 死水領域の大きさおよび渦形成領域の長さは、主流乱れの増加により減少する。

本研究は文部省科学研究費（課題番号 546083 および 575092）の補助を受けて行なわれたものであることを付記する。また、本研究を実施するにあたり種々協力を受けた田村尚敬助手ならびに実験装置の作製に援助を受けた山崎輝夫・山保敏幸両技官に謝意を表する。

文 献

- (1) 有江幹男ほか 4 名, 日本機械学会論文集, 46-408 (1980-8), 1427.
- (2) Schubauer, G. B. and Dryden, L., *NACA Rep.* 546 (1935).
- (3) Bearman, P. W., *J. Fluid Mech.*, 46-1 (1971-3), 177.
- (4) Parkinson, G. V. and Jandali, T., *J. Fluid Mech.*, 40-3 (1970), 577.
- (5) Maskell, E. C., *R. & M.* no. 3400(1965).
- (6) Fage, A. and Johansen, F. C., *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 116 (1927), 170.
- (7) Taylor, G. I., *Proc. Roy. Soc. Lond. A* (1937), 307.
- (8) Hunt, J. C. R., *J. Fluid Mech.*, 61(1973), 625.
- (9) Batchelor, G. K. and Proudman, I., *Quart. J. Mech. and Applied Math.*, 15-1(1954), 83.
- (10) Humphries, W. and Vincent, J. H., *J. Fluid Mech.*, 75-4 (1976), 737.