

自然風中における建物まわりの流れの相似性について ——角柱模型後流のKármán渦とReynolds数の関係——

玉井宏樹*・奥田泰雄・桂 順治

*京都大学大学院工学研究科

要 旨

自然風中に設置した大中小3つの角柱模型に生じる風圧を計測し、Reynolds数が 4×10^3 から 7×10^5 の範囲でKármán渦の発生状況を比較した。その際、距離座標という概念を用いることで、非定常性の強い自然風中で、より一般的にStrouhal数とReynolds数を定義した。結果はReynolds数が大きいほどStrouhal数は大きくなり、揚力係数は小さくなる傾向がみられ、流形の剥離剪断層の渦化が弱く、流形完成長さが短いことを示した。

キーワード：自然風，鈍い物体，Reynolds数，Kármán渦，Strouhal数，相似則，流程，流形完成長さ，非定常流

1. はじめに

近年，乱流境界層を用いた風洞実験が確立されつつあり，建築物に作用する風荷重の評価及び，建築物まわりの流れ場の現象を解明する方法の一つとして活用されている。しかし，風洞での現象が平均的な流れ場の存在する定常的なものであるのに対して，自然風中では不規則に突風が発生し，風向も常に変化するため非定常性が強く，風洞を用いた実験方法が，自然の状態を再現しているかどうかの証明はいまだなされていない。自然風中での計測の主なものとしては，古い例ではあるが，C.W.Newberry et al. (1967)によって，LondonのRoyex Houseで行われた計測で，長辺方向の気流による側面の圧は平均時間を長く取れば，風洞実験値と合うが，短辺方向の気流による背面の圧は合わないという実験結果を残している。その後，1973年から1978年までW.A.Dalglish et al. (1979)は，239mという当時Trontでは，最も高いCommerce Court Towerという建物で，風圧実験を行った。この建物の設計荷重を得るための風洞実験がWestern Ontario大学の境界層風洞で行われた。観測データと風洞実験値を比較すると，かなりのばらつきはあるものの，適当な平均操作によって結果は良く一致し，境界層風洞実験の

有意さが認められる結果となった。彼らは，その後自ら風洞を作ったり，内外の温度差による煙突効果や，空調の影響を考慮した解析を行い，風速が20m/s以下では風圧係数が定まらないという結論を得た。一方，低層建物については，K.J.Eaton et al. (1975)によるAylesburyにおける実験が有名であり，貴重なデータを残している。これを風洞で再現しようと多くの実験が試みられ，風洞実験法の発展に寄与しているが，決定的な結論には到っていない。日本では立川が自然風中の角柱模型の風圧測定を通じ角柱側面の前縁部に局所的な負圧が発生することを発見した。このように自然風中での現象は風洞実験では再現できないことも多い。その違いが何によるものであるかという問題に対して，桂 (1997)は円錐状の屋根を持つ低層建築物模型に加わる風圧力を長年にわたり測定し，「距離座標」，「流程の曲率」という概念を導入することで，自然風中で風圧係数が定義できるための条件や，物体まわりにできる流れのパターンの形成と破壊の機構を説明し，風洞と実現象の相違についての一つの定性的な解答を与えている。同時に桂は自然風中と風洞中での現象の違いは，今まで無視できるものと考えられてきたのであるが，根本的にはReynolds数によるものであると予想している。これに関して，R.P.Hoxey

(1998)は実物大実験によって、風上側庇での剥離流がReynolds数に依存していることを示した。

一方で、風洞によって自然風を再現しようとする試みや、相似則についての研究もこれまで行われてきた。主なところでは、Jensen (1958) が境界層乱流風洞を用いて変動の特性を相似させること必要性を唱え、これによって実物と風洞実験の風圧分布を一致させることに成功し、その後Davenport (1968 ~) やCermak (1971 ~) も試験を繰り返している。しかしいまだ実物観測値による裏付けは出来ない。Reynolds数相似則に関しては、Roshko (1961) がSouthern Californiaの高圧風洞を用いて二次元円柱について107近い高Reynolds数で実験している。H.J.LeutheusserとW.D.Baines (1967) は角柱模型でも少なくともReynolds数 2×10^5 までは風圧が変化していることを示した。一方C.Scruton (1971) は剥離点の形状や表面粗度の違いによって見かけ上の高Reynolds数の現象に似ることを示した。しかしこれは本質的な解決ではなく具体的な相似則に至る研究成果はない。結局、風洞で実現象とおなじオーダー ($10^6 \sim 10^9$) のReynolds数を再現することはほぼ不可能であるために、現在の設計指針では、曲面をもつ構造物以外の場合Reynolds数が変化しても流れの剥離点がほぼ一定しているの、その影響は少なく、Reynolds数の条件は無視してよい、と考えている。しかしここで、自然風中でも常に流形が完成して準定常的に圧力が発生していることを仮定していることが問題で、たとえ剥離点が同じでもReynolds数が大きくなると流形が変化(流形完成長さが短くなる)するであろう。これによってその安定性が弱まると、風向変化や突風などによって流れは激変する。このことが、自然風中と風洞での現象の大きな違いであると考えられる。

本研究では、野外に設置した3つの実験模型、大 ($2\text{m} \times 2\text{m} \times 8\text{m}$)、中 ($0.5\text{m} \times 0.5\text{m} \times 2\text{m}$)、小 ($0.2\text{m} \times 0.2\text{m} \times 0.8\text{m}$) のまわりの流れを比較することでReynolds数の違いを検討し、自然風中の現象を解明することが目的である。本論ではこの問題をKármán渦の発生状況を比較して調べた。

2. 計測方法

実験は京都大学防災研究所潮岬風力実験所の平坦な芝生の敷地内で行った。実験には野外に設置された大 ($2\text{m} \times 2\text{m} \times 8\text{m}$)、中 ($0.5\text{m} \times 0.5\text{m} \times 2\text{m}$)、小 ($0.2\text{m} \times 0.2\text{m} \times 0.8\text{m}$) 3つの正方形断面を持つアスペクト比4の角柱模型を用いた。小模型のみ周辺の粗度による気流の乱れを低減するため

に地上より約1m上方に設置された直径1mの円形端板上に取り付けてある。これにより風速の垂直分布が、どの模型に対しても大きく異なることを期待している。現在、中模型に対しても小模型同様に地上より約1m持ち上げ、端板を備えた実験を準備中である。

風圧測定孔は、大模型には各壁面45点ずつ合計180点 (Fig.1a)、小、中にはともに模型頂部から1/4の高さに各壁面5点ずつ、合計20点 (Fig.2b) 設けてある。大模型については、今回の解析では比較のため中小と同じ位置に相当する20点の計測データのみを主に用いる。これらの各孔から内径4mmのビニールチューブを通じて差圧型圧力変換器に繋がれており、その他端はそれぞれの角柱模型内に開放されている。長さ40cm、内径4mmのビニールチューブを繋いだ場合の圧力測定系の周波数特性は、1次の共振周波数は約150Hzで、約20Hzまでは応答倍率、位相とも極めて良好である。本研究では風圧の解析対象周波数は5Hz程度までと考えているのでこの周波数特性で十分計測できる。これらの圧力測定器の最大許容圧レンジは $\pm 200\text{mmAq}$ (1960Pa) である。

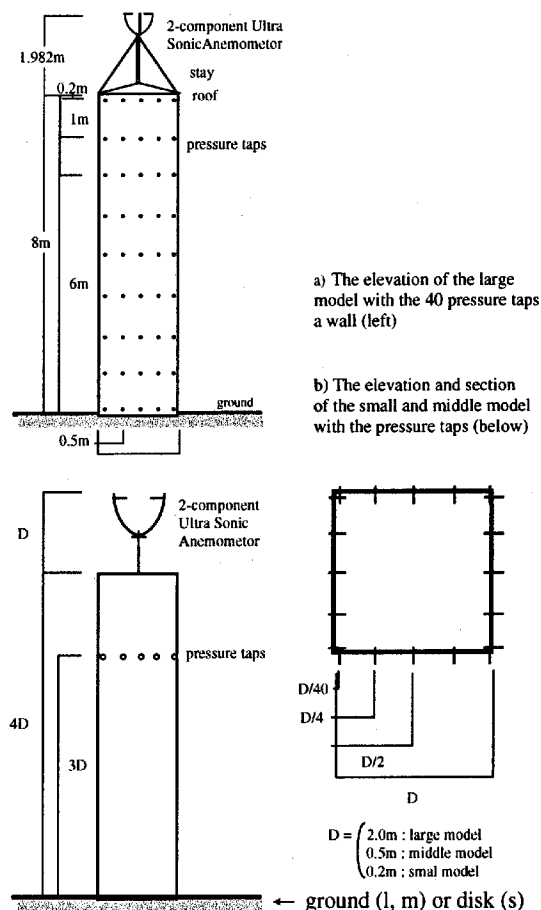


Fig.1 Three scales of quadrangular prism models with pressure traps

また各角柱模型の内圧も模型に加わる風圧と大気圧の変動によって刻々と変化する。これを桂の提案した魔法瓶を利用した恒圧空気溜を利用して絶対圧計測をしている。ただしこの内圧計は各模型の内圧の変動成分が計測されるもので、大気圧を絶対的に計測しているものではない。前報（玉井ら、1998）では大模型を用いて180点の測定孔のデータから、内圧は物体の全表面に加わる圧力と空気の流入出に伴う摩擦力に常につきあうように伝達することを示した。これによって速度圧から距離座標上の線形入出力関係によって表面圧が決定し、この表面圧の時間座標上の線形入出力関係によって室内圧が決定されていることが分かった。しかし、このために速度圧と内圧を結ぶ線形関係式は厳密には一意に決定できない。そこで本報の解析では、最終的には建物に加わる合力を扱うことによって内圧は相殺し、内圧の基準圧問題（自然風中での大気圧問題）は事実上回避している。

また前報（玉井ら、1998）でも述べたが、各計測データの0点も補正が必要である。これについては、解析区間前後で内圧変化が小さくてほとんど問題にならないと考えられる風の弱いところを複数区間選び、それぞれの区間について模型壁面内外の差圧と速度圧が平均操作を施せば概ね線形関係にあると仮定して、相関から回帰直線が原点で0になるようにして各測定データの0点を補正する。こうして求めた区間の結果を各測定点それぞれについて比較すると解析区間前後で大きな違いがないことが確認できたので、解析区間中バイアスは一定であると考えて4区間での平均値を各点の0点として採用した。この方法のほかに大模型については前節での結果を踏まえ、風の強い区間において距離座標上で速度圧と各点での表面圧の対応からその0点を求め、総差圧のバイアスが距離座標上でも0と考えられることから内圧の0点を求め、最終的に各点の差圧の0点を求める方法も考えられる。しかし中、小模型の測定点数と密閉状況は大模型のそれとは違い、この方法の適用は難しい。そのため厳密とはいえないが、内圧を一切用いないので3つの模型すべてに適用可能な上記の方法を用いた。

基準の風速と風向は各模型の屋根面より模型高さの約1/4高いところに2成分の超音波風速計（大模型：Kaijo-WA-200,TR-51，中：Kaijo-DA-600,TR-51，小：Kaijo-DA-210,TR-51）を水平に設置して測定した。

なお、以上のデータ収録システムはパーソナルコンピュータを用いて自動計測ができるようにしている。これらの実験装置については奥田（1996）に詳しい。

本論では1997年6月19日から20日にかけて台風7号が潮野岬を通過したときに、瞬間風速15m/sをしきい値とした自動計測によって得た約15時間分のデータを用いて解析を行った。

3. 計測結果とその考察

3.1 流形完成とKármán渦の発生

Kármán渦の発生状況を調べるために、測定圧力の合計して得られる風力の揚力成分に着目した。大中小3模型の比較の便宜上、特に断わらなくても揚力は単位面積あたりで扱う。つまり圧力と同じ次元である。この揚力成分は各時刻での風上に向けて右手側直角方向を正にとった。Fig.2, Fig.3, Fig.4中のc)は大中小それぞれについてのその一例で、時間座標のまま表してある。これを流程上の模型の位置を始点にして各点での揚力をベクトル表示したものが、各図中のa)である。流程はそれぞれの模型断面の正方形の辺長で無次元化されてある。以下、距離座標は全て流程と同様に無次元化している。

これらの図より明らかなように、本実験では桂の用いた低層円柱模型とは違い、高層角柱模型であるために頻繁にKármán渦が発生した。Kármán渦は建物まわりの流形が完成（以後、便宜的に「初期流形」と呼ぶ）してのち、大きな曲率変化にともなう循環の発生など何らかの擾乱によって発生し、同様に大きな曲率変化にともなう逆向きの循環の発生や、別方向からの突風によって破壊され则认为すると、Kármán渦の持続的な発生は、それ以前に完成していたものとは異なる新たな流形が完成した状態とみなせる。そのため今回の実験から、Reynolds数の違いによる建物まわりの流れの違いを比較するためには初期流形とKármán渦発生時の流形の二つの流形完成を区別して解析しなくてはならない。ところが、実際には流程図上に指摘するように直線性の強いところは、初期流形の完成後（実際は分からない）、即座にKármán渦を生じている。このため、Kármán渦の発生までで初期流形の形成区間を特定しても、核関数を計算するには区間が短すぎて適切な解析はできなかった。

次にb)はその時の風速の時刻歴であり、突風に伴うKármán渦が発生している区間を観察すると、時間軸上では渦の間隔が突風の加速にともなう狭まり、逆に減速にともなう広がっており、周波数が連続的に変化している様子が分かる。しかも、振幅は風速の大きさに対応しており、これをFFTにより周波数解析すると、i) 図のように複数のピークが現われることがある。このときStrouhal数は決定できな

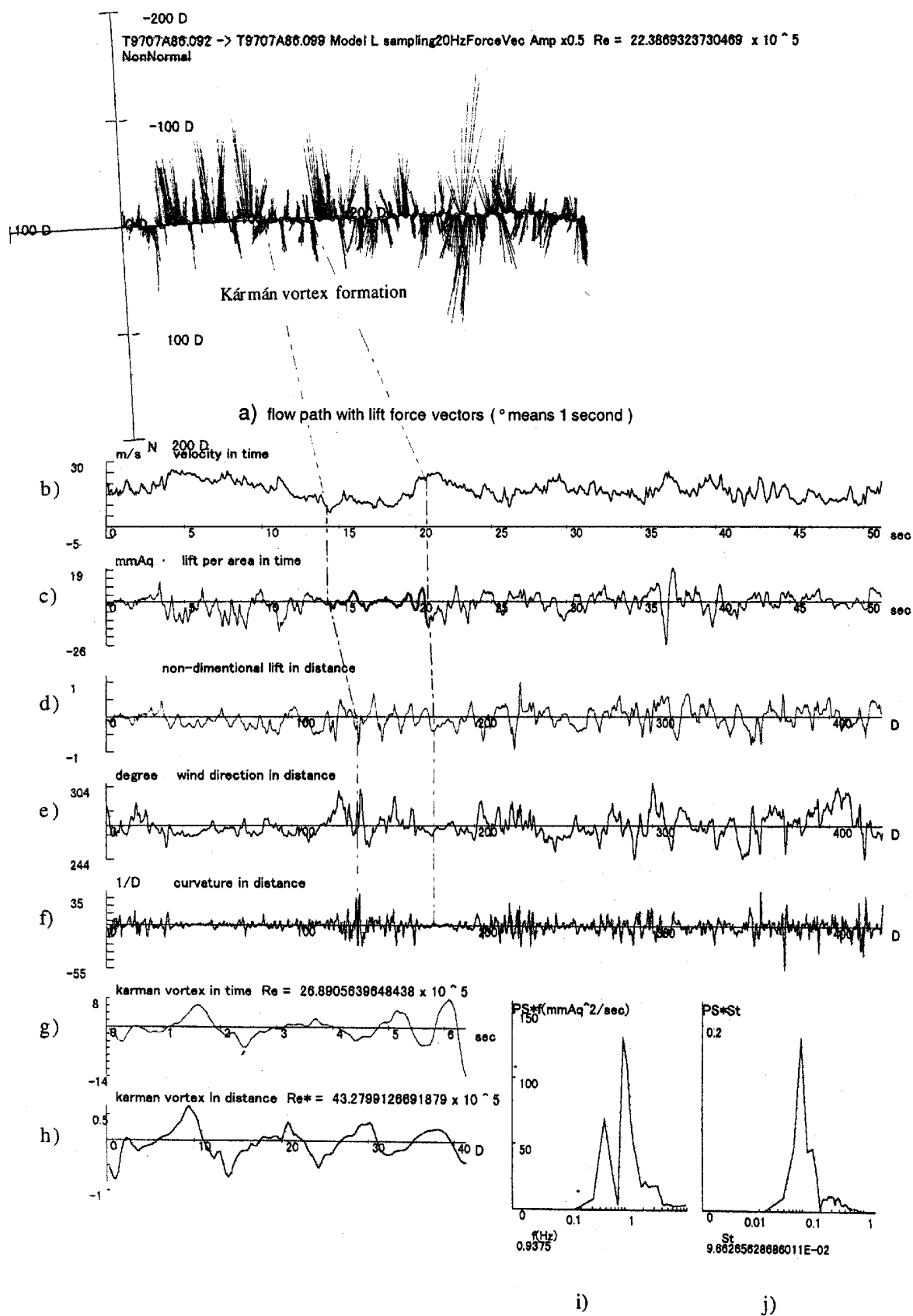


Fig.2 An example of Flow Path and formation of Kármán vortex on the large model

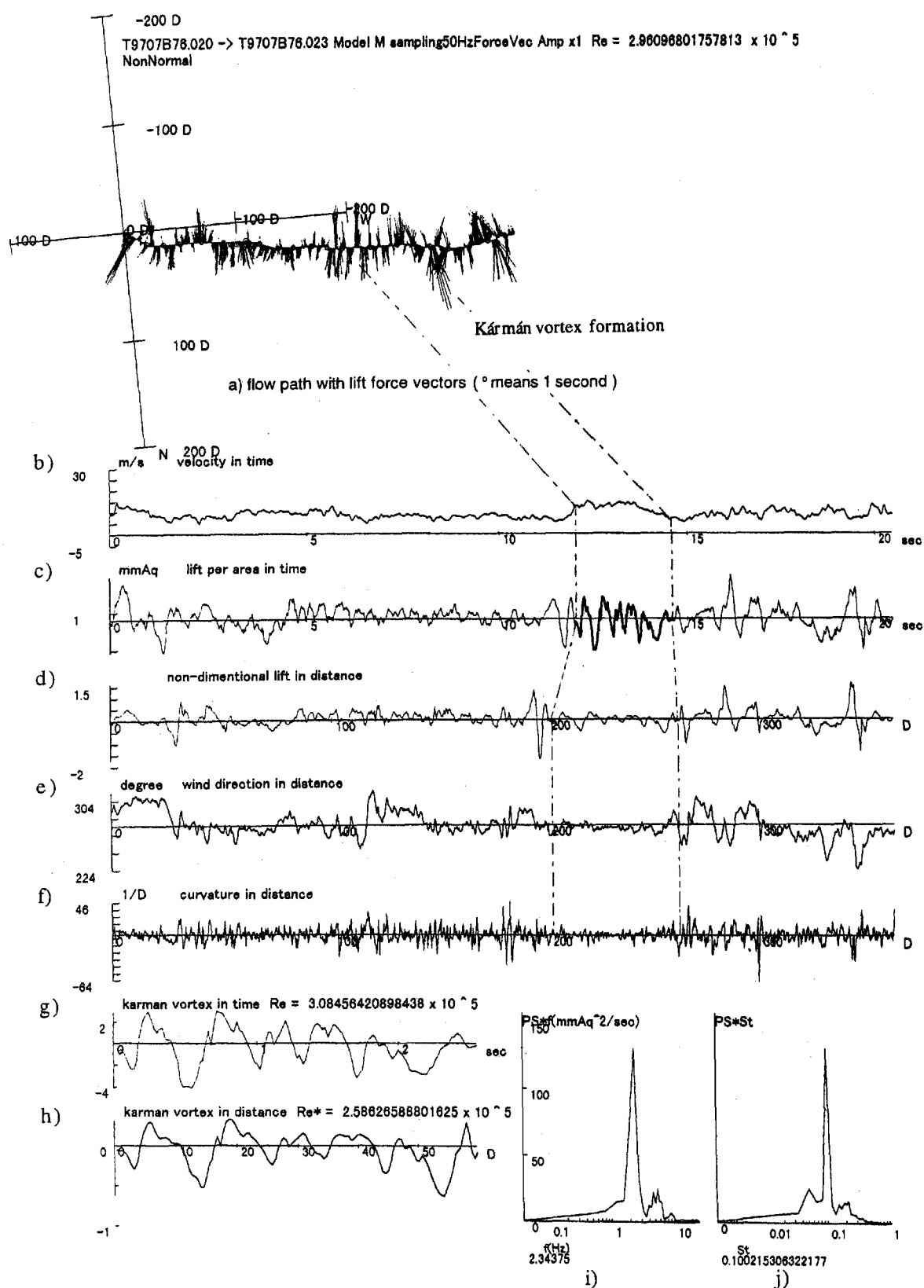


Fig. 3 An example of Flow Path and formation of Kármán vortex on the middle model

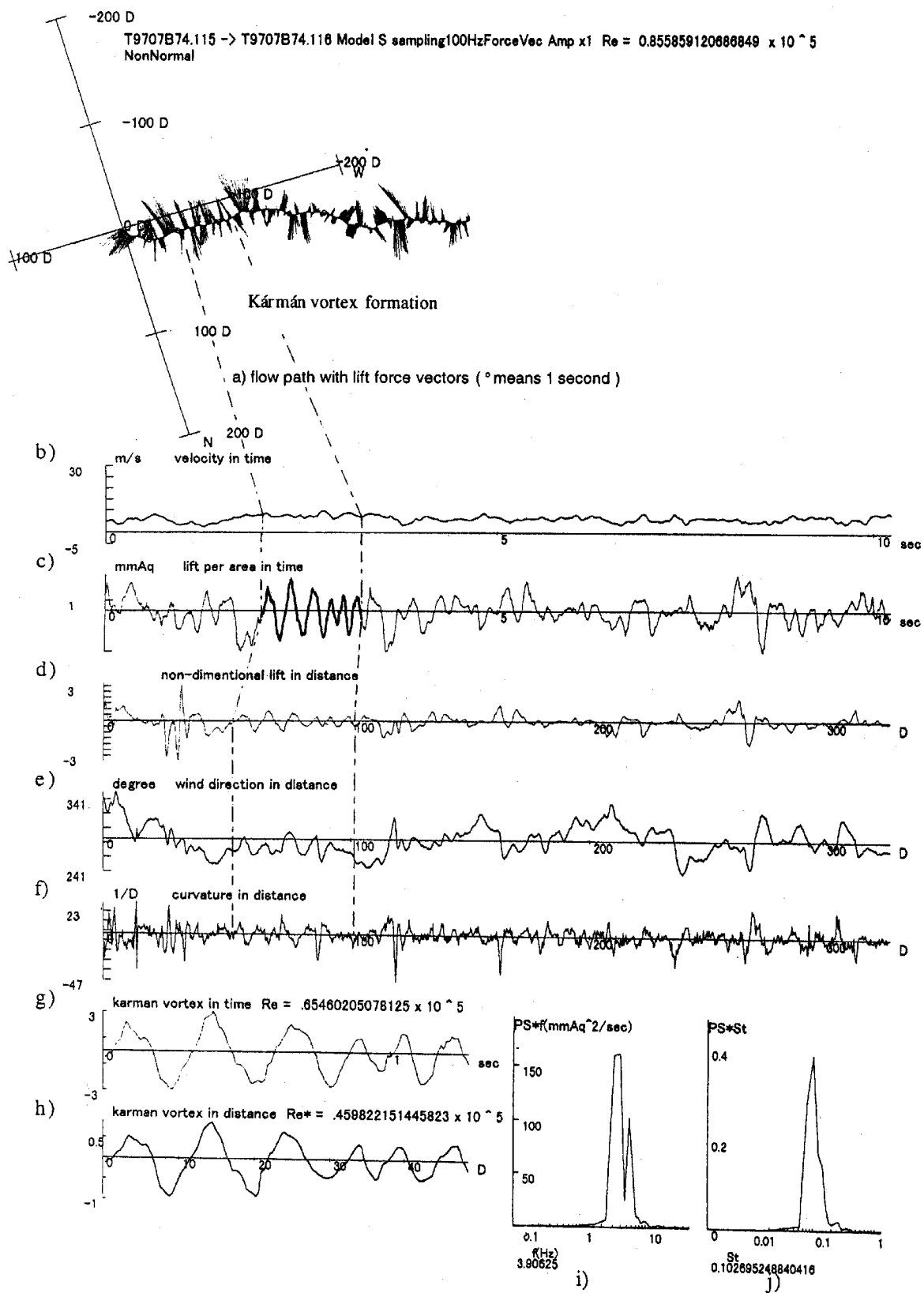


Fig. 4 An example of Flow Path and formation of Kármán vortex on the small model

い。これに対してd), h) 図は距離座標上で表わしたもので、しかも揚力も各時刻の基準風速の速度圧で無次元化してある。ここでは上記と同じ区間がKármán渦の発生から崩壊まで周波数、振幅ともにほぼ一定に保たれていることが分かる。j) 図はこれをFFTにより周波数解析したもので、一つのピークが顕著である。これは、Kármán渦発生時の流形の核関数(応答関数)が時間座標上ではなく、距離座標上で一意に決まること、そしてStrouhal数が定まり、渦の周波数が風速に比例して変動していることからKármán渦が発生しているときは確かに準定常性が成立していることを示している。

ここで、Strouhal数を距離座標上で定義することがより一般的であり、特に自然風中のような非定常な現象ではその必要があると言える。そもそもStrouhal数は速度Uの一樣流中で二次元物体の直径または断面幅DとそのときのKármán渦発生振動数fにより、

$$St = \frac{Df}{U}$$

で定義されている。ところが非定常流中ではUもfも、時間の関数である。これを距離座標上では渦の間隔は発生中一定であることから、渦の発生している区間内の任意の時刻 t_1, t_2 を用いて、

$$St^* = \frac{\text{波数}}{\text{流程長さ}} = \frac{D \int_{t_1}^{t_2} f(t) dt}{\int_{t_1}^{t_2} U(t) dt} = \text{constant}$$

で定義できる。時刻 t_1, t_2 が任意であることから、 $f(t)$ が与えられたとして、

$$St^* = \frac{Df(t)dt}{U(t)dt} = \frac{Df(t)}{U(t)}$$

が導かれ、これはStrouhal数の準定常的定義であるといえる。

距離座標はそれぞれの模型断面の正方形の辺長で無次元化されてあるから、パワースペクトル図 j)の周波数領域はStrouhal数を表す。この3例では、Strouhal数は大が0.0966、中が0.100、小が0.103である。

Reynolds数とKármán渦の関係をもとめる手順は次の通りである。まず収録されたデータのうち最も風が強かった時間帯を挟む約7時間分についてFig.2, Fig.3, Fig.4中のa)図と同じように各模型の揚力ベクトルと流程をかき出した。次にその中大中小あわせて500箇所以上のKármán渦発生区間を選び出した。この際、少なくとも2波以上(渦の放出としては4つ以上)の渦対がつづくものを

Kármán渦とみなすが、模型に対して風が正面から当たるのと斜めから当たるのでは流形の形成条件が大きく異なるので、本論では風が4壁面のどれか一つにおよそ正面から当たっているもののみを選出の対象とした。またReynolds数の違いによるStrouhal数の違いはそれほど大きいものとは考えられないので、距離座標上においても非定常流の中で断続的に発生するKármán渦に対して長区間での周波数解析は不適切であり、渦が発生している部分のみ切り出して解析する必要がある。ただし、渦の発生後に流程が曲がって風向がもはや正面からでなくとも持続しているとみなせる限り、一つの区間として抽出した。この場合、角柱模型なので多少風向が変わっても剥離点は風上側の両端角であり続け、再付着しない限り風向変化前の渦を放出する流形は保たれると考えられるからである。最後にそれぞれの区間について前項で述べた一連の操作をほどこし各区間でのStrouhal数を求めた。

Reynolds数は選ばれた区間の各々について定義できることが望ましい。実際、一つの模型について区間によってStrouhal数は異なる。空気の動粘性 ν は一定としてよい。流れ場の代表長さに各模型の正方形断面の一辺の長さをとることは自然であり、流れの代表的な速度としては、その区間の平均風速がよいであろう。ただし時間平均、

$$\bar{U} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} U(t) dt$$

ではなくて、距離座標上での平均、

$$\bar{U}^* = \frac{\int_{t_1}^{t_2} U(t)^2 dt}{\int_{t_1}^{t_2} U(t) dt}$$

によって、

$$Re^* = \frac{\bar{U}^* D}{\nu}$$

と定義するのが妥当と思われる。Fig.5は従来のReとRe*の関係を示したもので、Re*はReに対してばらつきがあるので、例えば $5 \times 10^5 \sim 10^6$ におけるようにReのデータが足りない部分を補いながら、Reより領域が広がる。本論では特に断らない限りReynolds数は距離座標上で定義したものをを用いる。

3.2 Reynolds数とStrouhal数の関係

Fig.2-7はReynolds数に対するStrouhal数の分布である。●は小角柱、□は中角柱、×, △, ▲, ▽,

▼は大角柱に生じたKármán渦のStrouhal数である。全体としてReynolds数が高くなるとStrouhal数のばらつきが大きくなる傾向にあり、Strouhal数の下限はほぼ一定で、上限が引き上げられる。

大模型の×, △, ▲, ▽, ▼は接近風速の垂直分

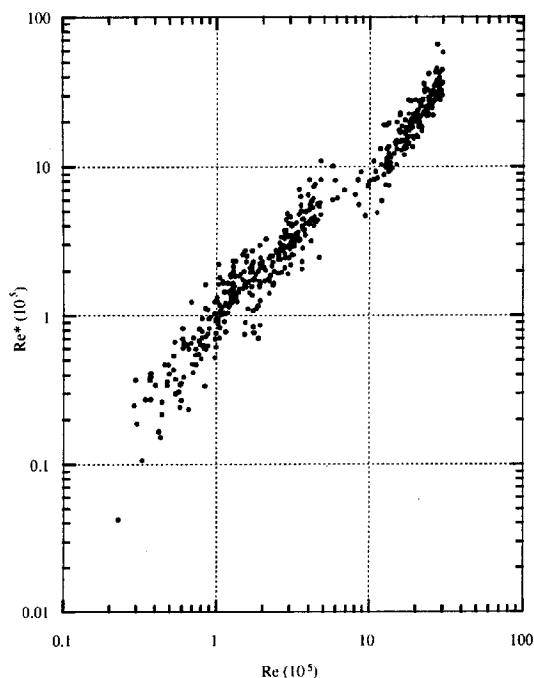


Fig.5 The relation between Reynolds number defined by the time variable(Re) and one defined by the distance variable(Re^*)

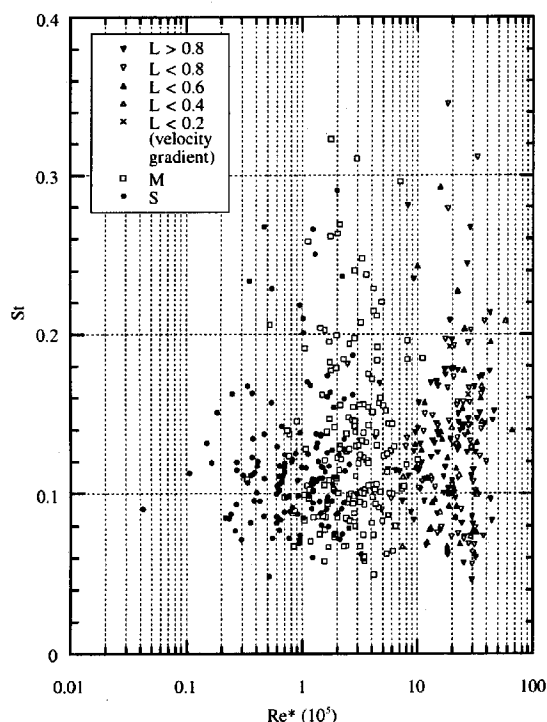


Fig.6 the Strouhal number as a function of the Reynolds number

布の違いを表わす。これらは正面の風圧分布から推定したもので、Kármán渦が発生しているとき、淀み点は平均的に正面の底部から頂部までの中央直線上に位置すると仮定した。Fig.7はその数例で、垂直分布は各高さ(#0~#8)での圧を時間平均し、最上部のそれ(#8)によって基準化したものである。風圧は最上部(#8)ではやや下がり最下部(#0)ではやや上がる傾向があるので、#7と#1の風圧の差によって垂直分布の傾きを5段階に評価した。それぞれFig.2-7中の記号に対応している。例えば、×では風速は一樣で2次元性が強く、一方▼では地面付近では風がほとんどなく、3次元性が強いと考えられる。ところがFig.6中の大模型データの分布からは、接近流の風速分布とStrouhal数の相関はない。また、同時に高さ方向の相関も検証したが、関連はなかった。小、中模型については接近流の風速分布は分からないが、各模型のデータ分布の様子が、Strouhal数上限の増加傾向、分布の不連続性など、非常に似ている。また、野外実験のような高Reynolds数の場合、物体周りの境界層は十分に薄く流れはほぼ層流と見なしてよいので、接近流中の乱れ強さはもはや流形形成に影響しないと考えられる。以上により、Strouhal数の増加はReynolds数の増加によると考えられる。

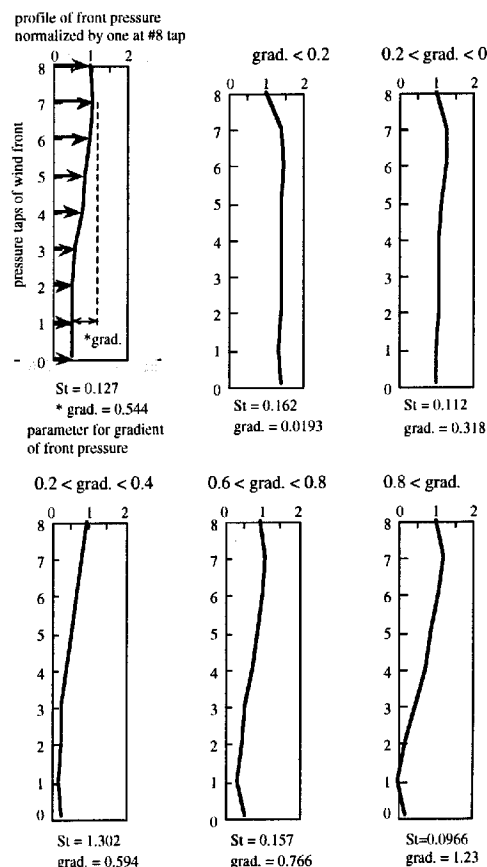


Fig.7 Examples of front pressure profile

Fig.6を詳しく見ると、すでに少し触れた様に Strouhal数の分布がどの模型の場合もいくらか不連続に見える。つまりStが0.1~0.15の最も集中している右上がりの分布を中心に、同じように右上がりだが、ストローハル数が高いStが0.15~0.22あたりの分布やそれ以上のもの、逆にStが0.1付近とそれ以下の分布というふうに、4つに不連続が分布しているとも見えるが、現象の詳細は分からない。

ところで、Fig.6a)はKármán渦列の模式図であり、Kármán (1911) の渦列安定条件によると、渦対の間隔 a と渦列の間隔 b の関係はほぼ一定 ($b/a = 0.5612$) である。これは実験でもほぼ正しいことが確認されている。実際には自然風中でこのような理想的な渦列が続くことはないであろうが、模型側面に交番渦が発生しているとき、少なくとも模型の風下側近傍では同図b), c) のようにこの関係は満たされていると考えられる。このとき風速を U 、渦列の風上方向に動く速度を V 、渦放出周波数を f とすると、

$$fa = U - V$$

の関係があり、 V が U に比例すると考えると、

$$fa \propto U$$

だから、渦対の間隔はその周波数に反比例する。よって模型の断面幅 D と渦対の間隔 a の比がStrouhal数に比例することが導かれる。

$$St = \frac{Df}{U} \propto \frac{D}{a}$$

この関係を準定常的に表現すると、

$$f(t)adt = \{U(t) - V(t)\}dt$$

$$U(t) \propto V(t)$$

$$f(t)adt \propto U(t)dt$$

$$St = \frac{Df(t)dt}{U(t)dt} \propto \frac{D}{a}$$

となる。そこでFig.7b)のStrouhal数 St がc)のそれ St'' よりも小さいとき、

$$St \leq St'' \Leftrightarrow \frac{D'}{a'} \leq \frac{D''}{a''} \Leftrightarrow \frac{a''}{D''} \leq \frac{a'}{D'} \Leftrightarrow \frac{b''}{D''} \leq \frac{b'}{D'}$$

$$\left(\because St' \propto \frac{D'}{a'}, St'' \propto \frac{D''}{a''}, \frac{b'}{a'} = \frac{b''}{a''} \right)$$

という関係が成立し、模式的に同図b), c) のような後流を形成するであろう。

さらに、連続的な放出は一つ前に放出された渦が次の逆の循環をもつ渦を引き込むことや、物体前面の淀み点が一方の渦の放出に引きずられることで反対側の壁面せん断が大きくなって次の渦度を蓄積すると説明されていることなどから、Kármán渦の流形完成長さは渦対の間隔そのものかあるいはそれに比例するものと考えられる。よってReynolds数が高いほど、Strouhal数が高いので無次元化された流形完成長さは短いと考えられる。

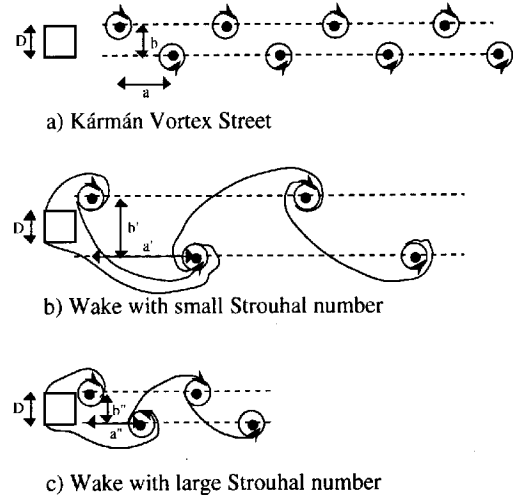


Fig.8 Kármán Vortex Street and Wake with different Strouhal number

3.3 Reynolds数と揚, 抗力係数の関係

Kármán渦発生時の揚力係数を各時刻での速度圧で無次元化されたrms変動揚力係数によって定義した。平均操作は当然距離座標上で行う。Fig.9より揚力係数はReynolds数が低いほど大きく、高いほど小さい。これはReynolds数が小さいほど剥離剪断層の渦化が発達することを示すと考えられ、このとき模型幅に対する後流の幅 (b/D) は大きくなる。このことは上述したStrouhal数と流形の関係とも一致する。

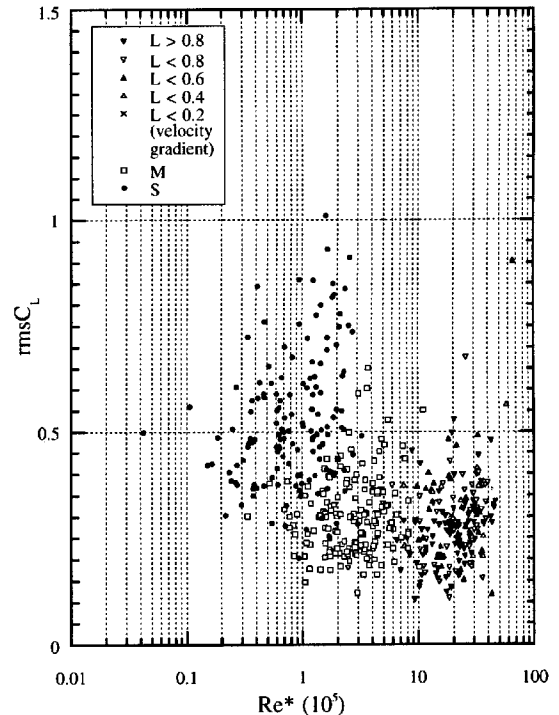


Fig.9 Lift rms coefficient as a function of the Reynolds number

また、抗力係数は平均抗力係数 (Fig.10) , rms 変動揚力係数 (Fig.11) ともに Reynolds 数が小さいほど大きい。平均操作はいずれも距離座標上での平均である。これから Reynolds 数が低いほど後流が発達していると考えられる。

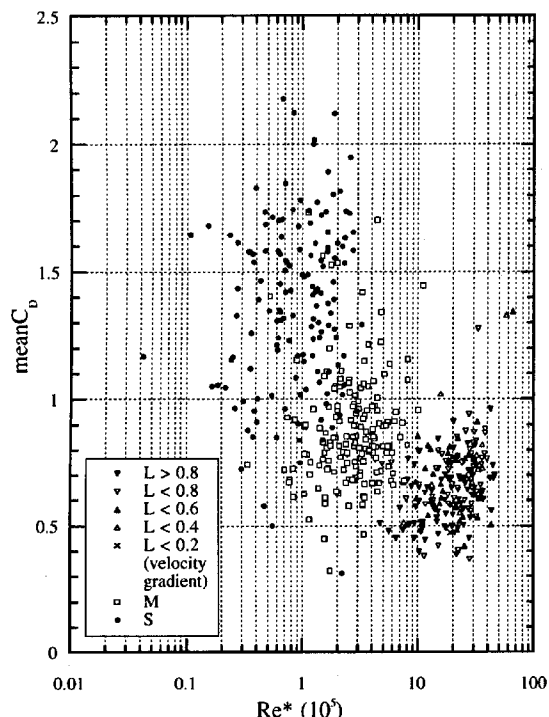


Fig.10 Drag mean coefficient as a function of the Reynolds number

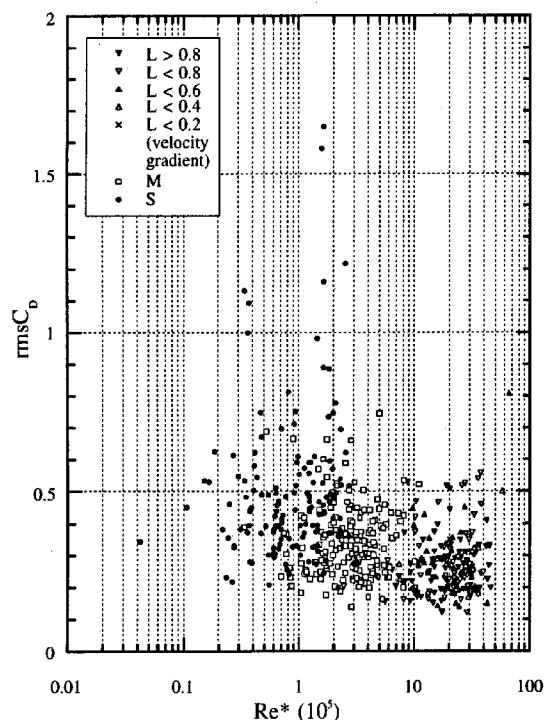


Fig.11 Drag rms coefficient as a function of the Reynolds number

これらの関係でも大模型に対する接近流の風速分布は無関係である。

4. まとめ

平坦な芝生の上に大 ($2\text{ m} \times 2\text{ m} \times 8\text{ m}$) , 中 ($0.5\text{ m} \times 0.5\text{ m} \times 2\text{ m}$) , 小 ($0.2\text{ m} \times 0.2\text{ m} \times 0.8\text{ m}$) 3つの正方形断面を持つアスペクト比4の角柱模型を設置し, Kármán渦の発生状況を比較した。

1. 各模型について風力の各時刻での揚力成分をもとめ, これをその時刻での速度圧で無次元化して流程上に描いて, Kármán渦発生の様子を観察した。

2. 距離座標を導入することで, Strouhal数とReynolds数を非定常性の強い自然風中でも定義できるよう一般化した。

3. 自然風中で, Strouhal数は接近流の風速分布には無関係で, Reynolds数が高いほどStrouhal数の上限が高くなることが示された。このことはKármán渦の流形完成長さはReynolds数が高いほど短くなりうることに対応する。

4. Reynolds数が高くなってもStrouhal数の下限はほぼ一定である。よってReynolds数に対するStrouhal数のばらつきは大きくなるが, Reynolds数の大きな流れはそれ以下のReynolds数の流れを再現しうることが示された。

5. 揚力, 抗力係数とも, Reynolds数が大いほど小さいことを示した。これはReynolds数が小さいほど物体の剥離せん断層の渦化が強く, 後流が大きいことに対応すると考えられる。

6. 以上は自然風中では, Reynolds数が高いほど準定常性が弱くなることを説明しており, 風洞実験との現象の違いを裏付けている。

謝辞

本研究を行うにあたり, 多くの方々にお世話になりました。京都大学教授 桂順治博士は自然風という単純そうでその実この上なく複雑な奥の深いテーマと, この神秘をひもとくための新しい理論, そしてこれに果敢に立ち向かう勇気を授けて下さいました。そして本研究の潮岬での実験は同助手奥田康雄博士の長年に渡るご尽力によるもので, 本研究のためのデータ収録にもにもたびたびおつき合い下さいました。昨年の夏には中模型を改良する際, 多大の協力を頂きました。同助教授丸山敬博士は, 考えがすまないとときなどいつもの確な示唆をして下さい

ました。

潮岬実験所の尾崎寿秀技官、河内伸治技官はデータの採取や実験器具の製作して下さいました。羽野淳介技官、杉政和光技官にも常日頃お世話になりました。

昨年卒業した丸山祐介氏との議論も大変勉強になりました。中坪秘書はおいしいコーヒーをいつも入れて下さいました。ここに改めてみなさまに御礼申し上げます。

参考文献

- 奥田泰雄・桂順治・塚原康平 (1996) : 自然風中に置かれた角柱模型に加わる風圧力の計測、京都大学防災研究所年報、第 39号、B-1、pp.95-105
- 立川正夫 (1969) : 自然風中において構造物に作用する風圧力に関する実験的研究、日本建築学会論文報告集、第155号、pp.65-78
- 桂順治 (1993) : 低層構造物に作用する風圧の計測、京都大学防災研究所年報、第32号、B-1、pp.415-422
- 桂順治 (1988) : 室内圧計測用擬似恒圧空気溜の試作、京都大学防災研究所年報、第31号、B-1、pp.393-398
- Katsura, J (1997) : Some conceptions for the flow pattern formation around bluff bodies in natural winds, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 66, pp.1-15
- Newberry, C. W., K. J. Eaton, and J. R. Mayne (1967) : The Nature of Gust Loading on Tall Building, Proc. 2nd International Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, pp.399-428
- Dalglish, W. A., J. T. Templin and K. R. Cooper (1979) : Comparison of wind tunnel and full-scale building surface pressure with emphases on peak, Proc. 5th International Conf. on Wind Engineering, (5th ICWE), Vol.1, pp.553-565
- Eaton, K. J. and J. R. Mayne (1975) : The Measurement of Wind Pressure on Two-Story House at Aylesbury, J. Ind. Aerodyn., Vol.1, pp.67-109
- Jensen, M (1958) : The Model - law for Phenomena in Natural Wind, Ingenioren, Int. Edition
- Scruton, C. and W. E. Rogers (1971) : Steady and Unsteady Wind Loading of Building and Structures, Phil. Trans. Roy. Soc., London, A269, pp.418-494
- Roshko, A
- Hoxey, R

ON SIMILARITY OF FLOWS AROUND A BUILDING IN NATURAL WIND Focusing on relation between Reynolds number and Kármán vortex formation on a bluff body

Hiroki TAMAI*, Yasuo OKUDA and Junji KATURA

*Graduate School of Engineering, Kyoto University

Synopsis

Measurements on three quadrangular prism models in natural wind at Reynolds numbers from 4×10^3 to 7×10^6 reveal differences of conditions in which Kármán vortexes are generated. For this comparison the Strouhal and the Reynolds number have to be modified with the concept of stream path so that they can be defined even in such an unstable flow as natural wind. The result, that larger the Reynolds number is, the larger the Strouhal number is and the smaller the coefficients of forces are, indicates poor quasi-steadiness in the case of natural wind.

Keywords : Natural wind, Bluff body, Reynolds number, Kármán vortex, Strouhal number, Similarity, Pattern completion length, Stream path, Nonstationary flow