解

説

流程と相似則

Stream Path and Similarity

桂 順 治*

Junji KATSURA

SUMMARY

This report is a commentary description of the foremost article¹⁾ "Exhortation for Measurement of Stream Path" on Wind engineers, JAWE No.87, and consists of the data analysis of wind pressure measurements in natural winds and the consideration of Reynolds number problem. The conception of the stream path obtained by the time integration of the wind velocity vector at the one spatial point has a significant roll for giving the geometric condition of the similarity. The curvature of the stream path produces the circulation around the obstacle in dynamic sense of the flow pattern generation. The circulation causes the lateral force by the different mechanism from the static flow pattern due to the straight stream. The operation of viscous stress suppresses for the usual wind tunnel procedure to follow the change of the flow pattern induced by the curved stream path in turbulent flow.

key words: boundary layer, gust, natural wind, pattern completion length, Reynolds number, similarity, stream path

1. はじめに

本誌 87号の巻頭言¹⁾を書く機会が与えられ、「流程計測の勧め」と題して、ここ数年来の自然風に対する考え方を紹介しながら相似則に言及しようと試みた。すでに関連の論文²⁾、³⁾は発表しているので、流程と流形完成長さについてはある程度の理解は得られているものと思いい、文章だけの記述に纏め上げたつもりだった。ところが周囲の反応状況を覗いていると、どこからも関心の兆候が現れる様子がなく私が独りよがりしているかのように受け取られている気配を感じ出した。たとえ時流に反するものであっても、ここでその客観性を証明することは学の道に反しないし、もしそれがなければ、私に機会を与えてくださった人達の期待に沿うことができないことになってしまう。本文を書く動機はその釈明にあり、新しいものを持ち出すのではなく、旧来のものをできる限りわかりやすく説明することだと考えた。

記述の順序は概ね巻頭言に準じたが、あちらはカナダの Dalgiesh ら⁴⁾の実験結果を題材にしたものであるのに対し、自分は潮岬での模型ドームの資料しかもたないので、それが中心になり、論文の再発表のような感じがするかもしれない。しかし、趣旨はあくまで巻頭言の表現不足を丹念に補うものである。

その内容は、いまだ普遍化しているとはいいい難い流程概念と Reynolds の相似則との関連を知ることおよび、時間の代わりに距離を用いた線型入出力関係を用いることにより、現象の理解と認識を深めることに役立つものであると信じる。

何ぶん、構造物の耐風性を予測するための主要な手段とされている境界層風洞実験の本質にかかわる重要な問題であるだけに、納得できない事項は徹底した議論が必要で、読者の大いなる討論を期待する。

* 京都大学 名誉教授
Professor Emeritus, Kyoto University
(原稿受理：平成 14 年 12 月 13 日)

2. 思考順序と矛盾の指摘

まず、以下の順序で思考実験を試みる。

- (1) は通常の境界層風洞実験、模型の縮尺は 1/100 に、基準風速を 15m/sec にしておく。
- (2) 密度が空気と同じで、粘性が 1/100 の仮想流体を考える。他は(1)と同じ。
- (3) は装置、模型などの大きさを 100 倍にし、流体をもとの空気に戻す。
- (4) はラフネスと模型のみ残り、装置を取り払う。つまり自然の状態にする。

Fig.1はこの順序を図示したもので、15という数字は基準風速が 15m/sec であることを意味し、後の 30m/sec と区別することにしておく。

(1) - (2) は Reynolds 数の変化である。例えば、数値シミュレーションで粘性が 1/100 になれば、解の不安定性は増すだろう。ここでは Fig.2 に示す 1 自由度モデルについて考えてみる。図の箱の中は真空中で、運動する質量部は気体を、ダッシュポットには粘性を想定する。ばねの部分はちょっと考えにくい、音のような粗密弾性ではなく、流れの道筋が外的作用により安定な場所からずれるとき、それを安定に戻そうとする力を考える。その上、この系が十分な過減衰状態にあるものとする。

Fig. 1. Successive thought process

Fig. 2. Model of fluid motion in 1 degree of freedom

Fig. 3. Impulse response of over-damping system

いま、この箱が図のように急発進し、以後、等速直線運動を続けるものとする。箱の中は慣性系なので、その座標を x とするとき、質量部の運動方程式は次式で表すことができる。

$$m\ddot{x} + 2\sqrt{mk}\eta\dot{x} + kx = \delta(t) \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 $\delta(t)$ は Dirac のデルタ関数、 m は気体の質量、 k はばね定数、 η は臨界減衰で 1 となる減衰の指標である。この解は衝撃応答関数として、 $\eta \geq 10$ で近似的に次式で表すことができる。

$$x(t) = \frac{1}{2\eta\sqrt{mk}} \left[\exp\left(-\frac{1}{2\eta}\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) - \exp\left(-2\eta\sqrt{\frac{m}{k}}t\right) \right] = h(t) \quad \dots\dots\dots(2)$$

Fig.3 はこの式を図示したものであるが、変位や遅れの特性はほとんど細線で示した第 1 項から決まり、第 2 項はすぐに減衰して、出発点を 0 にすること、初速度を η から独立させることが主な役割である。図の指標からわかるように、 η が変化するとき、変位と時間軸で囲まれる面積は等面積的に変化し、初期に加えられる一定の運動エネルギーが粘性によってどのように熱消散するかを表している。いま、かりに図の状態が $\eta=100$ を表しているとして、 $\eta=1000$ の場合が Fig.1 の(1)で、 $\eta=10$ の場合が(2)だとすれば、変動の伝達減衰特性がどのようなものかがわかる。

この減衰曲線と横軸で囲まれた面積を横軸に垂直 2 等分する線と、それを共有する長方形を考え、その横幅を以後核幅と称し、減衰特性を表すことにする。すなわち遅れの 2 倍が核幅で、粘性が 1/100 になれば、核幅も 1/100 になり、変位振幅は 100 倍になる。

次に入力として、一般的な時系列 $f(t)$ が与えられた場合を考える。運動方程式は次式であり、

$$m\ddot{x} + 2\sqrt{mk}\eta\dot{x} + kx = f(t) \quad \dots\dots\dots(3)$$

Fig. 4. Fluctuating wind speed through different filters

その解は

$$x(t) = \int_0^{\infty} h(t') f(t-t') dt' \quad \dots\dots\dots (4)$$

である。ここで $h(t')$ は(2)式で得られた衝撃応答関数で、応答出力 $x(t)$ は現時点 $t=0$ から大昔 $t' = \infty$ での積分となる。Fig.3 からわかるように、 $t' = \infty$ では $h(t')$ は減衰してしまっており、実質的には核幅分が効く。またこの式は未来の入力には応答しないという当り前のようなことをも意味している。しかし、このことは Fourier 変換を考えるとときにはそれなりの意味をもつので、重要である。

(4)式は(3)式の力と変位の関係から離れ、より一般的な線型入出力関係を表している。Fig.4 は潮岬で得られた風速データに(1)を想定した核幅 5 秒と、(2)の粘性に相当する 1/100 倍の核幅 0.05 秒のフィルターを通した場合の波形である。(1)に見立てた波形は随分間延びしているように見えるが、時間軸が自然風のままになっているため、風洞に直すと、全長で 0.5 秒である。(1)では、この程度の間延び状態で、乱れの強さは 39.7%のものが 34.3%であり、これでどうかというのが実状ではないだろうか。実際にはこのように分子粘性が直接効くのではなく、両方の場合とも乱流現象を通じてのことなので、極端であるといえ、それまでであるが、この傾向があることは否めない。

このような状態で(1)と(2)で相似性がどの程度保たれるのかはわからない。大観的な物理現象としては、送風機からの入力エネルギーが一定である限り、弱いとはいえ粘性による熱消散は生じているので、このエネルギー平衡により、定常性は保たれて、平均圧係数を定義することは可能であり、フローパターン(以下流形という)が平均的にほとんど同じだといえるかもしれない。

(2) - (3)では Reynolds の相似則が成り立っているので問題はない。ただし、ここでは Reynolds 数の変化として、風速よりも変化の大きい縮尺を優先して考える。Fig.4 のときと同様、時間スケールが 100 倍になることも考慮しておく。

(3) - (4)で、(4)の段階になると、送風機による定常性

が失われ、胴体による覆いがなくなって風向も不安定になる。しかし、連続する時系列データから、同じくらいの風向や風速の部分を選択抽出し、それぞれの場合について速度圧と表面圧との比をとれば、風向別風圧係数になるはずである。

この問題に関してトロントの Commerce Court Tower における Dalglish ら⁴⁾の実験によれば、(1)で風圧係数が得られるのは当然のこととして、(4)では、Fig.5 に示すように、風速 20m/sec、図で q が 250 Pa 以下の低風速では風圧係数が定まらないことがわかっている。この結果を踏まえて相似関係

Fig. 5. Mean surface pressure vs. reference dynamic pressure (by Dalglish etc.⁴⁾)

を＝マークで結んで
図にすると、Fig.6と
なる。新たに加わっ
た30の数字は流形
が定まると考えられ
る基準風速30m/sec
である。(1)―(6)お
よび(3)―(7)はたか
だか Reynolds数が2
倍になるだけだから

Fig. 6. Schematic relationship of similarity, 1

流形はほとんど変わらない。そこで高風速の(5)―(6)で実験結果に示されるような相似性があるとすれば、物の大きさのことを考えなくてもよい(5)―(7)の関係は相似になって当然である。かくして先程の問題であった(1)―(2)の関係も相似が約束されることになる。現在、これが境界層風洞実験を有力視する根拠であろうと考えられる。しかし、ここには先の考察では風向別の流形が存在するとした(4)で、定まった流形がないという実験結果であり、矛盾が生じている。

3. 流程の導入と相似則

Fig.7 に示す潮岬模型ドームの頂上で計測された風のデ

Fig. 7. Shionomisaki model dome

ータを用いて、流程という概念を定義する。Fig.8 の右上には、地上 3.75mにおいて計測された超音波風速計による風向と風速の時系列データがある。これで風速ベクトルの時間変化が与えられていることになり、それをそのすぐ下に示すように時間で積分して位置ベクトル $s(t)$ を得る。この $t = 0$ を基点にとり、 t を大きくしていくとき、その先端が描く空間曲線が図のように得られる。これを流程と定義する。これは流れが直線的であるかどうか、またそれがどれほど続くのかをみるのに便利なものである。図の左下にこの曲線の曲率を計算して示している。突風の部分でとくに直線的であることがわかる。この図の横軸は距離 s になっており、流程に沿っ

Fig. 8. Definition of stream path and its curvature

Fig. 9. Moving object along stream path

て目盛られたもので流れ座標ということにする。この距離 s と時間 t とは速さ $v(t)$ を介して 1 対 1 対応するので、以後時間 t の代わりに距離 s を用いる。

この流れについてもっと平易な説明法が見つかった。いま、Fig. 8 の右上のような速度ベクトルの時系列データを記憶している物体があり、それが記憶通りの速さと方向をもちながら静止流体中を移動するとき、その移動経路が流れに相当するものである。ただし、その移動方向はもとの定義とは逆になる。Fig. 9 は Fig. 8 の流れを逆さにしたものである。直径 6m の模型ドームが右下から出発し、記憶どおりの速度成分を保って、突風部分をすばやく通過後、300m ほどの道のりを走る様子がわかる。途中のドームの大きさにあわせた○印はそれぞれの流れの状態に対応した流形が得られるところを示したものであるが、その詳しい説明は省く。ただ、これが 1 点で得られる情報をもとにしながら、空間的な意味をもつものになることを強調したい。例えば、これを大型トレーラーが通れる道幅の道路に見立て、そこを走る大型トレーラーと、そのセンターラインを走るモーターバイクとでは、曲がる感じが異なる。曲線流れは曲率半径という長さの元を含むから、長さを物体の大きさと計るとき、大きいものほど強く曲がるのである。ただ、建物はステアリングできないので、いつもある方向を向いたままである。

この概念の有用性を示すものとして相似則をとりあげる。いま、大小 2 つの相似形物体があるとすると、大きいほうの物体が静止流体中に描く大きい空間図形が小さいほうの物体が描く小さい図形と相似で、かつその相似比が物体の大きさの比と等しいとき、それぞれの物体まわりに生じる流形が相似となるための必要条件である幾何的相似条件を満たしている。これに対応位置での等 Reynolds 数という条件が加われば、それらの流形は同じ相似比で相似となる。

Fig. 10 は相似比が $1/2$ の場合を示している。物の大きさが変わっても、原則として速さは変えないので、小さいほうで粘性が半分ならば、Reynolds 数が等しくなり、図のように大きさ $1/2$ の相似な流形ができる。そこで流体が同じだったらどうなるか。もはや相似ではないというのが正解に違いない。

Fig. 10. Geometric similarity, 2 : 1

が、ほとんど相似というのもまた正解のように思われる。そして、相似比が1/100 になってもそうなのかというのが問題なのだ。砂埃のような表皮摩擦が主役になる場合のことを考えているのではない。大きいほうは実物で、小さいほうが縮小模型である。それでも、小さいほうでは大きいほうの100 倍の粘性効果により、曲線流程に対する追従性が怪しくなることは十分考えられる。小さいほうの流形が曲線流程に追従しなければ、Fig.11 の破線のように等速直線流程のような効果が生じることが考えられる。これは曲線流程だったものが直線流程に化けるので、必要条件としていた幾何的相似条件が成立せず、Reynolds の相似則は意味を失う。

ここで、動的相似と静的相似という考えを提案する。動的相似というのは Reynolds の相似則に則る普通のものであるのに対して、静的な相似というのは平均にしろ何にしろ等速直線流程に基づき、似通った流形が得られることを意味する。Fig.11 の場合、曲線流程を動的なものと考え、大きいほうの曲線流程には駄目だが、直線流程に対する静的相似の可能性が あることになる。そしてこのときの小さいほうの流程を擬似的な直線流程と称し、後に触れる。

Fig. 11. Pseudo-straight stream path by viscous stress

話を少し戻して、Fig.6 (4) の矛盾解明の方向に進むことにする。ここでは相似以前の定まった流形の存在そのものが問題なのである。それが存在するためには、厳密には等速の直線流程でなくてはならない。しかし、境界層乱流というかぎり、非等速、非直線流程という相容れない条件のもとで、たとえ平均的にでも、どの程度の安定した流形ができるのかということなのである。ただ、このときの平均は物体が引き起こす変動に対するものではなく、流れの変動が流形に伝わる変動に対するものであることに注意する。

4. 直線流程と流形完成長さ

非等速直線流程に関して考えてみる。Fig.12はFig.2の場合と似て静止物体が急発進して、等速直線運動するときの流形の推移を図化したものである。Fig.13 の上のグラフはこのときに生じる抗力の変化を運動速度の速度圧で無次元化して示した。よって定常時は抗力係数 C_D になる。このとき横軸は時間 t ではなく、距離 s にするほうが物体の大きさや速さを気にしなくてもよいので都合がよく、 s を流程座標にして、物体の大きさを単位として計ることにする。下のグラフは上の曲線を s で微分した時系列の衝撃応答関数に相当する

核関数 $c_D(s)$ である。これは定常に達すると0 になり、出発点からここまできかかって物体固有の流形が完成するので、この距離を流形完成長さということにする。 $c_D(s)$ が得られれば、(4)式の場合と同じく、次式により非等速の速度圧入力 $q(s)$ に対し、その出力である抗力 $D_{st}(s)$ を得る。

$$D_{st}(s) = A \int_0^{\infty} c_D(s') q(s-s') ds' \dots\dots\dots (5)$$

Fig. 12. Process of flow pattern completion

Fig. 13. Step and impulse responses of drag force

ここで A は物体の運動方向に対する見つけ面積、 $c_D(s)$ は横軸とで囲む面積が C_D となる核関数である。この核幅を流形がほとんど完成する長さだとみなせば、核幅は流形完成長さと同義であると考えられる。なお、添字の st は直線流程を表すものとする。

物体はいつも流れに対して対称とは限らない。このとき発生する横力 $L_{st}(s)$ についても、(5)式と同じ表現ができるはずである。

$$L_{st}(s) = A \int_0^{\infty} c_L(s') q(s-s') ds' \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで $c_L(s)$ は $c_D(s)$ と同じく核関数であり、形は異なっているが、流形完成という意味で核幅は同じでなくてはならない。

また、これら力のもとになる表面圧 p_{st} についても、

$$p_{st}(s) = \int_0^{\infty} c_p(s') q(s-s') ds' \quad \dots\dots\dots (7)$$

で表すことができる。このときの核関数 $c_p(s)$ は Reynolds 数の関数、積分値が風圧係数 c_p になるといった点では力のもとと共通であるが、Fig.14 に示すように物体表面の位置によっても異なる。淀点に近い点 A では追従性がよく、核幅は狭

Fig. 14. Pressure kernel shapes on respective positions

いのに対して、上流の流形がすべて定まってから最後になる点 C では核幅は広く、それは流形完成長さに相当する核幅と等しい。

これら表面圧の核関数が 0 で始まることに関して Fig.12 の説明に少し矛盾がある。出発直後はポテンシャル流れを想定しており、そのときすでに表面圧の発生があるはずだ。しかし、(7)式で $c_p(s)$ の定義域は $0 \leq s < \infty$ であり、未来の入力には応答しないという因果法則を優先すれば、 $c_p(0) = 0$ となり、後の議論に支障はない。

(7) 式の関係を離散的に図化すると Fig.15 のようになる。現在の風圧 p_s には過去 $i=0$ から w にわたって流程上に分布する速度圧 q_{s-i} が重み c_i をもって寄与していることがわかる。ここで w は核幅、 c_i の総和が風圧係数 c_p に相当する。

Reynolds の相似則を考えるために、Reynolds 数の影響が小さいと思われているものの代表として、流れに直面する 2 次元角柱の場合を考える。この角柱が普通の風洞乱流中にあるとき、接近流の主流方向成分の変動と背面の負圧の変動にはほとんど相関はない。一方、風洞停止状態から一定風速にすれば、背面の圧は確実に下がる。この意味するところは、背面の流形形成にかかわる核関数の核幅が相当広く、角柱の流形完成長さは長いことになる。そこで Reynolds 数が 100 倍になるとして、同じ状態であるとは考えられない。何故なら、角柱まわりの流形は剥離点近傍の薄くて強い剪断層に支配され、第 2 節の乱流とは異なり、ここは層流に近く、分子粘性の影響はより直接的になって、流形形成の核幅は狭くなっているはずである。

さて、純粋に直線的な速度変動に対する流形の応答だが、等速の流形から外れることはあっても、変化は同位相的であり、これが壊れるようなことは考えにくい。したがって、高 Reynolds 数時の非等速直線流程に対する流形の反応は流形完成長さが短く、流線上の速度は変化しても流形そのものの変化は小さくなり、準定常に近くなる。

Fig. 15. Surface pressure expressed by linear relationship of dynamic pressure

5. 流程の曲率による循環の発生

前節の非等速直線流は乱流とはいえない。順序からすれば、等速非直線流程をとりあげることになるが、これも乱流とはいえず、資料を得ることも困難なので、非等速非直線、すなわち自然状態に進むことにする。Fig.16はFig.9における長さ300mの流程上を直径6mの模型ドームが進行するときに生じる速度圧、抗力、横力を示したものである。図の上部のアルファベットはFig.9の流程の位置に対応している。B点近傍とH点直前の2箇所に直線流程に近い部分があり、B点近傍のものに関して風圧についてのみではあるが、前節に則って原論文^{2,3}で検討され、流形完成長さとして、4Dが適当であるという結論を得ている。

したがって、ここでは直線流程だけでは記述できない横力を中心に考えることにする。Fig.17は流程上を進行中の物体に生じる力の様子を模式的に表したものである。力の種類は抗力と横力であるが、これらにはそれぞれ直進的な速度圧の作用と、流程の曲がりによる循環の寄与が考えられる。抗力については後流が循環流に吹き払われることから、循環と無関係とはいえないものの、現時点でこれを考慮する手法が未解明なので、不問のまゝにしておく。横力をもたらす循環に関しても、物体の形やその周辺の幾何的非対称性から発生する循環と、流程の曲がり、すなわち風向変化によるものとに分けることができる。このうちとくに後者については、流程の曲率 $\kappa(s)$ が原因で、循環 $\Gamma_\theta(s)$ が結果であることから、適切な物理量を組み合わせた次元解析により入出力関係を求め、

$$\frac{d\Gamma_\theta(s)}{ds} = D \int_0^\infty c_\theta(s') \kappa(s-s') v(s-s') ds' \quad \dots\dots\dots(8)$$

を得た。ここで D はドームの代表長さ、 $c_\theta(s)$ は入力 $\kappa(s)v(s)$ に対する核関数である。

ところで、循環 $\Gamma_\theta(s)$ の計測となると容易ではなく、計測経路の定義すら明かでない。したがって、ここでは翼理論を借り、出力を横力 $L_d(s)$ に置換えられるものとして、上式を書き直すと、

$$\frac{d\{L_d(s)/v(s)\}}{ds} = \rho A \int_0^\infty c_\theta(s') \kappa(s-s') v(s-s') ds' \quad \dots\dots\dots(9)$$

を得る。ここで ρ は空気密度、 A は壁の高さを見込んだ見付面積である。

つぎに、Fig.16, 17に示した横力 $L(s)$ を直線流で境界の幾何的な非対称に基づく $L_d(s)$ と目標としている流程の曲がりによる $L_\theta(s)$ とに何とかして分離しようと試みた。入力 $\kappa(s)v(s)$ の波形と出力 $d\{L_\theta(s)/v(s)\}/ds$ の代わりに $d\{L(s)/v(s)\}/ds$ の波形とを、いろいろ条件を変えながら見比べているうちに、運良く、Fig.18に示す類似なものが見つかった。これは流形完成長さに相当する幅4Dが限度のローパスフィルターを通したもので、その物理的な意味は直進流での流形完成長さが風向変化にも効いていることをあらわしている。あるいは逆に風向変化が流形完成に寄与しているといったほうがいいのかもかもしれない。その上、この遅れ1Dから $c_\theta(s)$ の核幅が2Dであるという貴重なことがわかった。このようにして、(9)式の右边が既知となり、Fig.19のように流程の曲がりによる横力 $L_d(s)$ を得ることができる。この図の2つの曲線について、 $L(s)$ は壁面に設けた風圧計から得られるものであり、核関数を得るために $L(s)/v(s)$ の微分波形を参考にしたこ

Fig. 16. Variations of dynamic pressure, drag and lift forces on model dome

Fig. 17. Inputs $q, \kappa v$ and outputs D, L on stream path

とを除けば、 $L_{\theta}(s)$ は風向風速計のデータのみから得られるものであることに注意してほしい。これら両曲線を比較すると、物体の平面形がもともと対称であることもあって、横力のほとんどが風向変化によって生じることがわかる。また、大型トレーラーを走らせたFig.9の流程を注意ぶかくみれば、その大部分が速さの速いゆっくりとした右回りであり、そこでは時計回りの循環に対応する正の横力が生じている。これに対し、点Aの手前、点Fと点Gの後方では左まわりとなり、速さが遅く値は小さいが、負の横力になっている。なお、点Hよりも後方では流程は曲がるがのろのろして、目立った力にはならない。Fig.16には横力 $L(s)$ として Fig.19 と同じ波形が含まれている。これらを比較すれば、風向変化の影響がいかなるものかがわかる。

この力のもとになる圧も直線流程による p_s とは別に p_{θ} という形で発生していることになる。そして、それを検出できれば、先に不問としていた抗力についても解決の糸口が得られることになる。しかしその前に、発生している流形が直進流程的要因による部分と曲線流程的要因による部分にいつも線

Fig. 18. Wave form resemblance between κv and $d(L/v)/ds$

Fig. 19. Extracted lateral force L_{θ}

型分離できるものなのかどうかという大問題を抱えていることを意識しておく必要がある。ともかく、これを速度圧のみが原因の直線流程だとしかみなければ、流程の曲がりによる寄与が感知できず、間違いなく、Fig.6の(4)の範疇に入るだろう。

ここでも風圧係数をはじめとして、その積分値である力の係数が意味をもつのは流程が直線もしくは直線だとみなされる場合に限られることがわかる。しかし、Fig.9にアルファベットで示したように流程を丁寧に追って行けば、それぞれの流程に固有の風圧分布になることが原論文³⁾にとり上げられている。

6. 擬似直線流程と真の直線流程

以上、材料が出揃ったので議論を進める。まず、これまでの考え方において、風向変化があまり理解されなかった原因をとりあげる。前節でできなかった等速非直線流程の場合だが、(9)式からわかるように、 $L_d(s)$ は少しのずれがあるが、大略、風速の2乗に比例する。ここで風速に変化がないとすれば、この風速の2乗と速度圧とを混同してしまう。また、風向変化は低風速と結びつきやすく、ややこしいばかりで、日常過ぎて興味を引かなかったことが上げられ、誤差という逃げ道に都合がよかった。

原因の他の一つは境界層風洞実験そのものにある。前節の模型ドームについて通常風洞実験を行ったとしよう。縮尺は1/100、基準風速は10m/secに設定する。長さの元が1/100だから、300mであった流程の全長は3m、模型の直径は6cmであり、Reynolds数は 4×10^4 であるから剥離流を伴う非流線型である。そこで、 $2D=12m$ であった風向変化に対する核幅が12cmになるかといえ、そうではなく、空気粘性が1/100になって、はじめてそのようになる。Reynolds数の影響がないというのが一方の極論だとすれば、他方の極論は物体の大きさが1/100になる代わりに粘性の効果が100倍になって、核幅は12mのまま変わらないというもの。物体が小さくなっているのに、流れの中でその影響範囲が変化しないというのは極論の極論たるゆえんであるが、このように考える方が実現象を理解しやすい。その上、Reynolds数の影響がないという極論では核幅すなわち遅れの存在すら説明できない。いま、流程の全長が3mと、核幅の1/4しかない、この流程を4本連ねて平均直線を引けば、それが風向を決める流程の役割を果たすことになる。しかし、これでは流程が曲がらないので、核関数 $c_d(s)$ の意味がない。流れそのものは乱れのために非直線的であっても、その作用の仕方が平均直線的で、常に安定した計測結果を得ている。この流程は擬似直線流程というにふさわしい。そして何よりも時間スケールが1/100だから、0.3秒のデー

タの中から30秒間の野外での現象を探ることになる。

上の核幅不変の考えに物理的根拠を探せないわけではない。物体が小さくなって大きくなるものは、物体まわりの流形を形づくる流線の曲率である。外からの変動はこの流形を歪めるよう作用するはずであるから、それに抵抗するのは分子粘性しか考えられない。流線の曲がりが強ければ、そこを通る流体素子の受ける歪み抵抗も強く、新たな状態に対応しにくい。そしてそれに要する流程の長さが核幅であり、その実長が物の大きさによってあまり変化しないということはあると思われる。

他方、Commerce Court Towerの観測結果において、高風速側で風圧係数が得られるのはどうしたことだろう。1975年のDalglish⁹⁾の論文には高さ239mの建物の202mの高さと思われる水平断面における風上壁面、側面、背面で計測された0点が定まる前の圧の時系列波形が載せられている。Fig.20はその風上壁面のデータを借り、軒高1.8mの潮岬模型ドームの風上壁面、高さ1mにおける突風時の風圧波形を圧の値を合わせ、時間軸をできるだけ波形が似るように引き伸ばして比較したものである。風上淀点に近いこれらの変動波形の類似性は偶然のものとは思われない。トロントの街中と、潮岬の台地とでは地形とかラフネスはまったく異なっているため、共通の要素は上空のみである。潮岬の突風データは1988年2月3日に得られ、寒気の吹出しによって生じている。天気はよく、昼頃から2時間ばかり10m/secを前後する風が続いた最後の5分ほど前にこの突風は起こった。これは積雲対流の中の下降流の一部分だと考えられ、この流程が直線性に富んだ部分を含んだものであることはFig.8にみる通りである。時間スケールが8倍近く違っているのは、計測点の高さの差とは考えにくく、下降流を引き起こす冷氣塊の規模の差なのか、落下高度の違いなのか下降流の構造が判明しないとわからない。しかるに、トロントのデータが得られた1973年1月から1974年1月までの間に当地で起こる強風といえば、積雲系の対流によるものであろうし、その下降流が強風で、直線流程をもっていたということは想像に難くない。そうだとすれば、Commerce Court Towerの強風データはほとんど直線流程によるものだということになる。直線流程による流形形成は基本そのものであり、たとえ波動的で動的な流形形成過程を含んでいても準定常に近く、安定した風圧係数値が得られることは第4節で論じた。潮岬模型ドームはB点近傍のほとんど曲率がなく直線に近い流程の部分にも横力が出る風向変化に敏感な円形平面である。一方、Commerce Court Towerは36m×70mの長方形平面となっている。これがFig.20に示された突風期間中、直線流程として働く要因であったことも十分考えられる。

Fig. 20. Comparison of pressure variations on windward wall (based on Dalglish⁹⁾)

7. まとめ

Fig.6と同様の Fig.21を使って、結果をまとめる。図の項目関係のうち完全に相似だといえるのは、

(2) - (3)の場合だけである。

しかし、Reynolds 数が2倍になっ

たり、半分になる程度の変化では、少なくとも静的な相似性すなわち平均的等速直線流れに対する物体まわりの流れはほとんど変わらない。さらに拡大解釈して、ある風速の変動時系列データ内で Reynolds 数変化を無視するものとするれば、基準風速がそのデータ内の Reynolds 数を決めているともいえ、(1) - (6)、(4) - (5)、(3) - (7)では準相似であるといえる。結局、現象の大きい違いは、左側の普通空気による縮小模型とその他のものとなる。

ここで(3) - (4)についてもう少し考えてみる。第2節では、覆いや装置を一挙に取り除いたが、中味の大きさはそのまま

Fig. 21. Schematic relationship of similarity, 2

にして、覆いだけを徐々に大きくすれば、どうなるだろう。普通、乱れのエネルギーはスケールの大きい方から小さい方へカスケードするといわれる。ところが空間が大きくなれば、その中での不均一が生じ、逆カスケードが考えられる。そのようになれば、縮小模型の100倍としていた時間スケールはさらに長くなって、定常性が失われていく。そして単純な熱消散による均一的な状態は部分的になるものと考えられる。その意味で、(5) - (7)、(3) - (4)は親戚関係にあり、(3)あるいは(7)が自然を再現するという境界層風洞実験の理想像であるはずだ。

ところで皮肉なことに、通常の風洞では及びもつかない突風による流れが、突風からは思いもよらない定常乱流による流れと似てしまい、風洞が自然を再現するかのように思われる結果となった。これら両現象に共通するのは剥離剪断層の乱流化と、流れの直線性である。風洞では加えられた乱れの作用として、スケールの小さい成分が剥離再付着現象を促進することはよく知られている。その上風向変化を感じない。一方、突風では、高 Reynolds 数で、剪断層は薄く不安定である。そしてずばり直線的である。このようなことが起こることもあるという意味で、(5) - (6)、(1) - (4)を一重破線でつないだ。

結局、低 Reynolds 数であるということは高 Reynolds 数時における風向変化(等速非直線流れ)のみならず、風速変化(非等速直線流れ)に対しても風洞特有の静的相似性をもたらすものであることがわかる。

Fig.21 をさらにまとめると、上の3項目は
いない。下の4項目のうち、「微粘」は Reynolds 数の意味が
わかれはらない。

Fig.22 は残りの3項目

目の相互関係を図示し、Table 1 はその内容を記述したものである。これらのうち現実的なのは関係(1)だけで、結論はこれだけになる。しかし、これがいかなるものであるかは、ここに至る考察過程により理解できるはずである。

風洞の欠陥を誇張して述べたので、風洞不要説を述べていると思われたかもしれない。しかし、流形形成の基本は平均にしる何にしる静的相似性から出発すべきであると考えている。そして、おおよその流形を知るためには、再現性が高く、粘性の効いた低 Reynolds 数試行によらざるをえない。

Fig. 22. Schematic relationship of similarity, 3

Table 1. Relationship of similarity in Fig. 22

	共通点	相違点
関係 (1) 実物と縮小	実物直線流れで似た流形	非直線流れに対する応答の有無 定常性の有無
関係 (2) 縮小と実大	定常性	非直線流れに対する応答の有無
関係 (3) 実大と実物	非直線流れに対する応答	定常性の有無 直線流れの有無

参考文献

- 1) 桂 順治, 流れ計測の勧め, 日本風工学会誌, No.87, 2001, pp.1-2
- 2) Katsura, J., Some conceptions for flow pattern formation around bluff bodies in natural winds, J. Wind Eng. and Indust. Aerodyn., 66, 1997, pp.1-15
- 3) 桂 順治, 風圧発生に関する新しい考え方, 京都大学防災研究所年報 A, 2000, pp.29-44
- 4) Dalglish, W.A., J.T.Templin and K.R.Cooper, Comparison of wind tunnel and full-scale building surface pressures with emphasis on peaks, Proc. 5th International Conf. on Wind Engineering (5th ICWE), 1979, pp.553-565
- 5) Dalglish, W.A., Comparison of model/full-scale wind pressures on high-rise building, J. Industrial Aerodyn., Vol.1, 1975, pp.55-66
- 6) Eaton K.J. and J.R.Mayne, The measurement of wind pressures on two-story houses at Aylesbury, ditto, pp.67-109
- 7) Vickery, P.J. and D.Surry, The Aylesbury experiment revised. further wind tunnel test and comparison, ditto, Vol.11, 1983, pp.39-62
- 8) Mousset, S., The international collaborative experiment in C.S.T.B., ditto, Vol.23, 1986, pp.19-36