

風圧発生に関する新しい考え方

桂 順治

要 旨

乱流中の空間の1点における速度ベクトルを時間積分すれば、静止流体中を運動する点の軌跡と一致し、その軌跡を流程と称することとする。流程のある1点に物体が到達するとして、物体周りのフローパターンは物体の運動経過、物体の形、Reynolds 数によってきまる。いま、流程が直線で、Dirac のデルタ関数のような瞬時の変位に対する物体の表面圧応答がわかっていたとすれば、流程上の点に沿って連続的に変化する速度圧を入力とする出力として、物体の表面圧分布が求まり、それを表面について積分すれば、力やモーメントが求まる。つぎに、入出力を結ぶ核関数を力のものとしておけば、その幅は、静止状態から急発進して等速直線運動する物体周りの流れが定常状態に収束するまでの距離を表す。これを流形完成長さと呼び、物体の形と Reynolds 数とによってきまるものである。

もう1つの入出力関係として、流程の曲率と速度の積を入力、物体周りの循環変化を出力とする関係式が考えられる。こちらの核関数を求めることは現状では難しいが、その平均的な幅のみならば評価することができ、直線流の場合の半分程度である。これもまた物体の形と Reynolds 数によってきまるものであるから、乱流中の物体に作用する力に対する Reynolds 数の影響について議論することが可能になる。

キーワード: 自然風, 乱流境界層, 風圧, レイノルズ数, 相似測, 流形形成長さ, 流形完成長さ, 流程

1. はじめに

現在、建物に作用する風圧を見積もる手段として境界層風洞実験があり、もっとも信頼されている。しかし、風洞実験における相似性についてはあまりわかっているとは言えず、数10分の1、数100分の1という大きさの縮尺がどのような効果をもたらしているのかということはいまだにあまり知られていない。筆者はここで述べる自然風中の実験結果をもとにした3編の論文(桂, 1993, 1995) (Katsura, 1997)と2編の解説文(桂, 1994, 1996)を発表し、世に問うているのだが、ほとんど反応はない。この度、京都大学を定年退官するに当たり、この大事な問題をできるかぎり丁寧に解説することを退官の記念とし、専門外の方々をも対象とした防災研究所の退官特別講演の題材とした。

自然風に関する相似性問題の難しさは風洞実験にあるというよりは、むしろ自然の状態を計測する方法の難しさ、計測結果の解釈にある。実建物の風圧計測の歴史は古く、1964年から1966年にかけて、London の Royex House という中層の長方形建物を対象にしたもの (Newberry etc., 1967) が公表されて残っている。風洞での計測も行われており、建物長辺に沿う流れについては平均時間を長くすると合ったが、短辺方向については風洞の背圧が低くなり過ぎていた。この実物計測に用いられた風圧計はアンボンドのストレインゲージワイヤを巧みに張りめぐらせ、温度に対して優れた性能をもっており、後に世界的に普及した。

ちょうど同じころからカナダの National Research Council の Building Research Division では実建物の風圧計測準備が始まり、Montreal の 2 つの建物で試験の後、1969 年当時、高さ 239m というアメリカの外では世界で 2 番目の高さをもつ Toronto の Commerce Court Tower での本格的計測が始められた。1973 年 1 月から翌年の 1 月までの得られたデータは Western Ontario 大学の境界層風洞の実験結果とよく一致し、これで境界層風洞実験法の有意さが証明されたかにみえた (Dalglish, 1975)。しかるに物理的現象の追求という観点からみれば、実物計測と風洞とはどこが異なるのかということが大事だと思われる。その後も Commerce Court の観測は続けられ、1976 年ごろには Ontario 湖を 1km 先に望む南側を除いては高層建物が建ち始めていた。1976 年 2 月から 1978 年 6 月にかけてのデータを注意深く解析してみると 20m/sec 以下の風速では風圧係数は定まらないといった貴重な結果 (Dalglish etc. 1979) が得られた。無風での風圧が無意味であることから、低風速で風圧が定まらないことは当然のように思われがちだが、実験風速を選ばない風洞実験からみれば、それは大事な知見である。

低層建物に関しては 1970 年ごろ London の北西 65km にある Aylesbury というところの住宅団地における実験 (Eaton etc. 1975) が有名である。団地の特徴的な場所に位置する 7 戸を選び、100 点あまりの風圧の同時計測を行い、貴重なデータを残している。風洞実験は自国でも行われたが、野外の実験データを世界に回し、各国各々の風洞で再現する試みがなされた。結果はなかなかの難題で、結論らしいものは風洞どうしの結果はまずまずというものだった。

わが国でも実建物ではないが自然風を対象とした模型実験 (立川, 1970) は 1965 年ごろから行われ、3 種類の異なった直方体物体に作用する風圧が計測された。ただ当時は自然風固有の現象もみられていたにもかかわらず、それを検出するというよりは、風洞とよく似たものだという認識のもとにデータが整理されていた。

1981 年になって、早稲田大学学舎における風圧計測結果 (松井ら, 1981) が発表された。ここでの重要な結論は建物の背面にいわゆる負の背圧は生じず、室内の圧とほとんど変化がないということで、先の Royex House もの共通している。当時は不思議なこともあるものだという認識であったが、室内圧はともかくとして、背圧がないということが都市内の乱れの強い流れの中では当然であることが今後ははっきりするに違いない。

この少し前の 1979 年から本論の端緒となる京都大学防災研究所潮岬風力実験所における貯炭ドーム模型の風圧計測が開始された。現象の複雑さ故に学術的成果というよりは、まず技術面での問題解決が急がれた。そしてそれが終わっても、やはりいたずらに解釈不能なデータを積み重ねるだけだった。1985 年に模型を単純化して本格的な計測に移ってから、その状態は続いていた。後に述べる新しい概念である流形形成長さ、流程を思い付くのは 1991 年でそれが出版されるのは 1993 年となる。さらに流程の曲率と発生する循環との関係を含めて、本論が完成し、公表されるのは 1997 年のことである。

2. 潮岬風力実験所における模型実験

現在広島県竹原市の瀬戸内海沿岸に建てられている巨大な貯炭ドームは 1979 年ごろ計画されていた。風荷重を設定するための実験 (Ishizaki etc. 1985) が風洞と潮岬風力実験所で行われることとなった。実験所のフィールドに直径 6m 高さ 2.4m の、Fig.1 に示す木製の模型をつくり、その内部で屋根面、外壁面に発生する風圧が計測された。このときに用いられた風圧の計測法は、Fig.2 に示す 1 台に内径 3mm の傾斜ガラス管を 120 本並べ、それを 2 段にして 240 本の管の中を動く液柱をこま撮り写真により検出した。当時は半導体ダイアラムによる圧力変換器は高価で、しかもコンピュータによるデータ収録法も開発されていない。それでも 12ch の圧力変換器と FM データレコーダーを用いて、風速計から得られる電気信号とともに収録することができた。この方法の長所は、応答性は悪いが多成分の同時記録が可能なマノメータと、応答性はよいが、0 点や倍率が定まらない圧力変換器との長短所が相互補完されることで精度よい計測ができることである。

計測は 1979 年の暮れから 1981 年春まで続けられた。その間に得られた結果の 1 部を風洞実験とともに Fig.3 に示す。屋根の中央断面部分のみの比較なのだが、これは観測期間中得られた唯一無二の風洞実験的感覚で理解できるものであって、通常得られる多くのデータが解釈のできないものばかりであったことには驚いた。壁と屋根の圧のバランスが合わないもの、風上側半分ほどにしか風圧らしきものが出ないもの、対称性が著しく崩れているもの、圧の分布をみるだけでは、どちらから風が吹いているのかさえ判別できないものなどがほとんどを占めていた。この実験による一般的な結論としては風洞実験はごくたまに合うことがあり、強風時にその可能性が強いということであった。その他、この実験から得られたものは、多成分同時風圧計測は配管が大変であること、管の中に溜まる水滴の対処法など技術面で多くのことを学んだことであった。

その後東京ドームの膜の不安定実験が行われたが、膜応力が十分であるならば自励的な振動は発生しないという平凡な結論を得た。1985 年になり、貯炭ドームでわかった複雑性を解くには、まず模型の形状をできるだけ

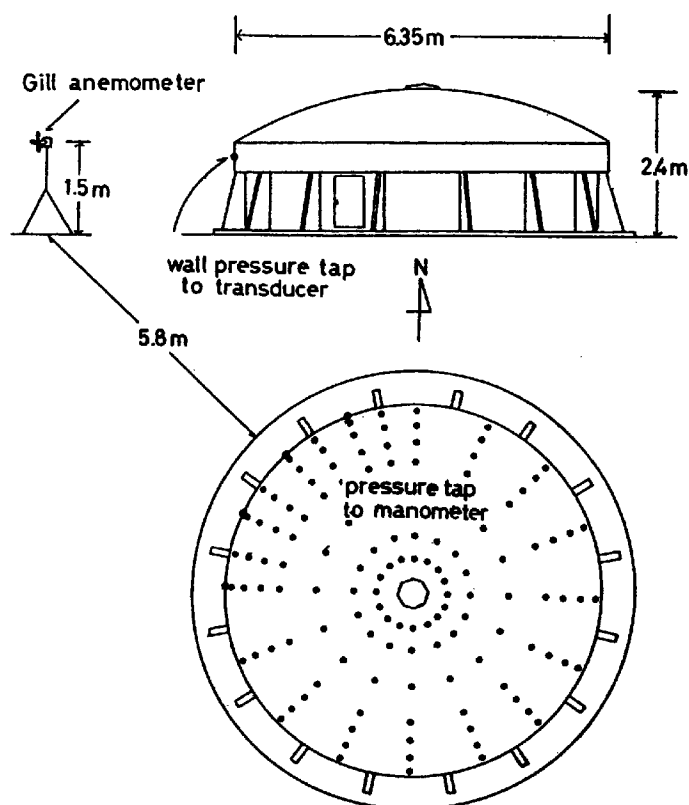


Fig. 1 Model of coal stack dome and apparatus for wind pressure measurement

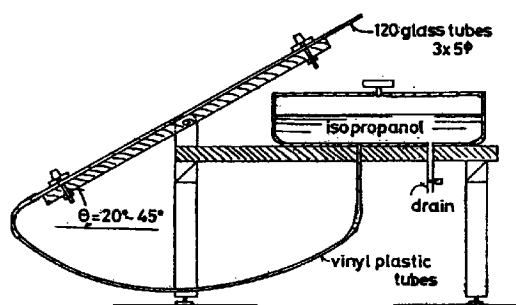


Fig. 2 Multi-channel declined glass tube manometer

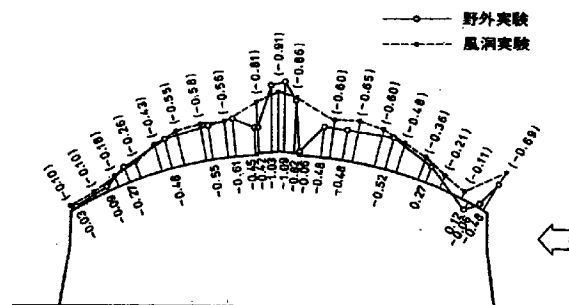


Fig. 3 Comparison of wind pressure distributions in natural wind and tunnel stream

単純にすることだった。それには対象となる何らかの建物があり、その模型についての実験するという発想は間違いであって、そのもの自体が対象物で、解明しようとする事象に最適な形をとることではなくてはならない。その意味では模型という語は不適切かもしれない。他に言葉がないので模型ということにするが、それは対称性をもたせることから平面形は円で、屋根は製作の容易さから円錐形とした。またこのころ、魔法瓶を利用した気温変化に左右されない空気溜を作ること（桂，1988）に成功していた。その内圧を基準にして強風時の室内圧を絶対圧として計測すれば、壁面と室内の差圧が検出されるマノメータ、圧力変換器の測定値を空気溜内の圧を基準にした絶対圧に換算することができる。また速度圧と室内圧の変動から、風のない場合の絶対圧に基準点を移すことにより、風圧を絶対圧計測する方法がここに実現し、自然風中の建物の外圧を計測する普遍的な手法の完成をみた。また電気信号集録装置がFM式からPCM式に代わっていた。

その後、装置ともいべきこの模型から得られる風圧の記録は、貯炭ドームの場合に比して、複雑さは軽減したとはいえるものの、現象把握の困難さという点では変わらないものであった。しかし、この度のもは模型の形が単純なのであるから複雑さを引き起こす原因は流れの方のみに存在することが明らかとなった。計測を続けて2年余り経た 1988 年 2 月 3 日に模型頂上に設置した風速計が 21.6m/sec という計測を始めて以来の高風速に恵まれ、そのわずか 30 秒のデータが本解析の資料となるのである。Fig.4 にこのときの風圧計測孔の配置を示しておく。なお、図の反対側では圧力変換器の数は少なくなっている (Fig.10 参照)。

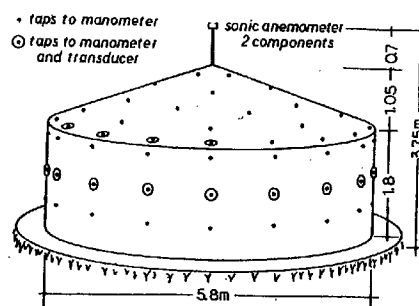


Fig. 4 Arrangement of pressure taps on the surface of simple dome

3. 風圧発生を考えるための新しい概念

これまでの経験から風速と風圧の対応の悪さを解明するためには、従来の速度圧、風圧係数という概念だけではどうにもならない。また平均風速、乱れの強さ、平均スケール、相関関数、スペクトルといった定常性を基盤とする概念もまた役立たない。模型周辺の自然風現象を支配しているものは非定常という概念に尽きる。

3.1 流形完成長さ

非定常の典型としては Dirac のデルタ関数が考えられる。そこでそれを流れに与えるものとして時間的に考えるのか、空間的に考えるのがよいかわからない。時間的なものだとすると外部境界はどうなるのか。空間的だとすれば、それをどこに与えるのがよいのかといった面倒な問題がある。結局無限に広がった静止流体中を物体の方がデルタ関数的変位を起こすとするのがもっとも考えやすい。結果は明らかで、物体まわりにもやっとした擾乱が発生し、粘性のために熱消散して納まるというものである。しかし、もやっとした擾乱というだけでは現象記述の進展がない。そこでつぎにステップ関数的運動を考えてみる。つまり Fig.5 に示すように最初は静止していた物体が突然等速直線運動を始め、以後その状態が続くというものである。出発時点には無限の力が作用することになるが、その直後からは剥離が進んで、遠方にまで動けば定常状態に移行し、そのときの速度圧で無次元化される圧や力の係数が定まる。そこで、定常状態とほとんど変わらない状態とみなせる出発点からの距離を流形完成長さとして定義する。流形というのは通常フローパターンと片仮名で表される物体まわりの流線がつくる模様のことであるが、熟語をつくるのに仮名は不便なので漢字で表すこととした。また定常状態というのはその流形が物体自らが発した渦などによる変動を除けば不変になることを意味し、物体の形態等に固有な形に落ち付くという意味で流形完成ということにした。

いま物体まわりの流形が形成される過程で抗力が測られていたとする。出発点の無限の力は特異点として除いておく。直後からの状態は粘性の影響は物体の表皮近くに限定されており、その外側の流れは非粘性を仮定することができ、形状抗力は発生しない。つぎに圧上昇が生じた下流淀み点から剥離が始まり、剥離線が物体表面を上流に向かって動くとともに随伴する後流の流体量が増し、その供給運動量に比例して Fig.6 に示すように抗力が増す。この単調増加はやがて定常状態に収束していく、このときの経過は時間 t ではなく、移動距離 s で示す方が理にかなっている。ここで上図の増加曲線を距離 s で微分すると下図となる。コンボリュション計算の線形性により、ステップ入力 of the output の微分はデルタ関数入力の出力である。ここに、もやっとした擾乱の本質が理解でき、所期の目的を達成した。

この微分された曲線は Green 関数のもっとも単純なものであり、ここで単に核関数 $c_0(s)$ と呼ぶことにする。Fig.6 上図の抗力を定常時の速度圧で無次元化して抗力係数 C_D で表し、横軸の距離を物体の大きさで無次元化された数値で表すものとする、核関数の形は物体の形状と Reynolds 数のみによって定まり、その面積が抗力係数 C_D を、核関数の幅が物体の代表長さを単位とした流形完成長さを示していることは明らかである、そこで任意の速度変動 $V(s)$ に対する速度圧 $q(s)$ とのコンボリュションをとれば、その出力である変動抗力 $D_i(s)$ は

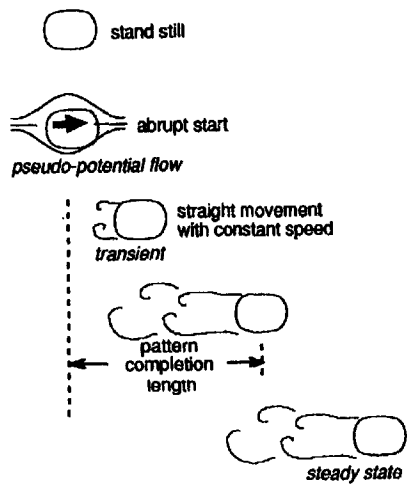


Fig. 5 Concept of flow pattern completion

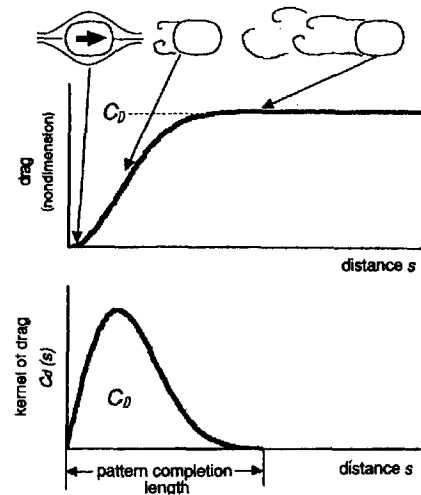


Fig. 6 Step and impulse responses of drag force

$$D_\ell(s) = A \int_0^\infty c_D(s') q(s-s') ds' \quad \dots (1)$$

と表され、ここで A は運動方向に対する見付面積である。また抗力係数 C_D と核関数 $c_D(s)$ との関係は、

$$C_D = \int_0^\infty c_D(s) ds \quad \dots (2)$$

である。なお (1) 式において、添え字の ℓ は流れの方向に沿うことを意味している。

横力 $L_\ell(s)$ や、それらの要因である表面圧 $p_\ell(s)$ に関しても同様の考え方ができるはずであり、横力 $L_\ell(s)$ は

$$L_\ell(s) = A \int_0^\infty c_L(s') q(s-s') ds' \quad \dots (3)$$

核関数 $c_L(s)$ の形は $c_D(s)$ と異なるが、その幅は流形完成の定義より、 $c_D(s)$ と等しくならなければならない。

表面圧 $p_\ell(s)$ に関しては Fig.7 に示すように、核関数の形は物体の形態と Reynolds 数に加えて表面の位置によっても異なる。すなわち

$$p_\ell(s) = \int_0^\infty c_p(s') q(s-s') ds' \quad \dots (4)$$

で、上流淀み点 A の近くではそのあたりの流形形成は早く、核幅は狭い。また中間点 B では $c_p(s) < 0$ であることはわかっており、中間点での流形形成は上流であるほど早いものと考えられる。このような表面圧の核幅をその点での流形の形成に要する長さという意味で流形形成長さと呼ぶことにする。最後尾の点 C での流形は上流の流形形成が終わった後に形成されるものであるから、この点における流形形成長さは物体全体の流形完成長さと一致する。

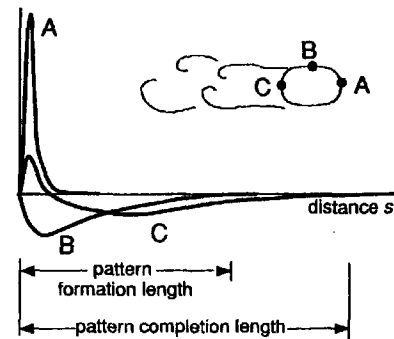


Fig. 7 Pressure kernel shapes respective positions

Fig.8 は (4)式の意味を図式化したものである。模型頂上の風速計から得られる速度圧が現時点で q_s , 1 段前の時点で q_{s-1} , 過去のもの q_{s-w} まで線状に並んでいる。その i 番目の間隔 Δs_i は $\Delta s_i = v_{s-i} \Delta t_{s-i}$ となる。現時点の表面圧 p_s にはそれら速度圧が重み $c_1, c_2, \dots, c_w$ をもって作用することを意味している。 Δs_i が等間隔に直されておれば, $c_p = \sum c_i$ で, 従来基準点という点での速度圧 q により, $p = c_p q$ と表していたものを線にまで次元を拡張していることになる。風向に変化があれば, これが曲線になり、その曲率半径が物の大きさと対応することは後に述べる。

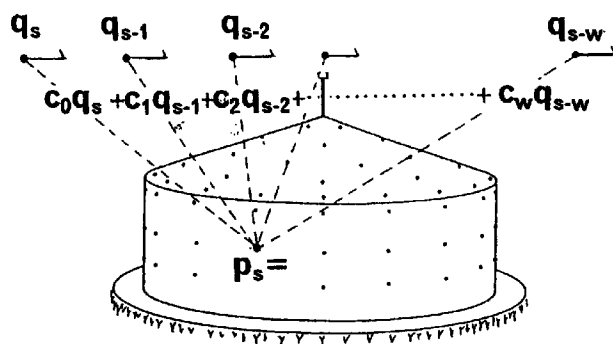


Fig. 8 Surface pressure expressed by linear relationship of dynamic pressure

3.2 流程

流れが純粋に直線的であるならば, 前項の議論で済んでいる。しかるに自然風では純粋な直線流など存在しない。したがって自然風の流れがどの程度に曲がっているのかを評価する必要がある, 模型頂上に置かれた風向風速計の記録を用いて曲がっている様子を検討する。

Fig.9 の右上のグラフは瞬間最大風速 21.6m/sec の部分を含む風向風速の 30 秒間の時系列データで, それらは速度ベクトル $V(t)$ を与えることになる。そこでそれを時間積分して位置ベクトル $s(t)$ を得る。

$$s(t) = \int_0^t V(t') dt' \quad \dots \dots \dots (5)$$

時刻 t を変化させながら $s(t)$ の先端が描く曲線を示すと図のようになる。この曲線を流程と称することにする。

右上のグラフからもわかるように, このとき風は北西の象限から吹いており, 風速計で計測される変動が凍結しているものとすれば, これが流れの道筋を表すものと考えることができる。この線上に目盛りをつけ, その長さを前項の直線的な距離 s と同様に扱うものとすれば, これを座標とみることができ, これを流程座標と称することとする。Fig.8 の説明では離散的に示したが, この座標 s と通常の時間座標 t とは風速 $v(t)$ を介して

$$ds = v(t) dt \quad \dots \dots \dots (6)$$

で関係づけることができ, 1 対 1 対応するので時間関数はすべて流程 s の関数に換算できる。以下諸量をすべて流程座標 s の関数として扱うこととする。

流程の直線性をみるための曲率 $\kappa(s)$ は

$$\kappa(s) = \frac{d\theta(s)}{ds} \quad \dots \dots \dots (7)$$

で与えられる。ただし $\theta(s)$ は風向である。図の左下のグラフは流程座標で表された曲率変化を示す。突風のあたりの流程が直線に近いことがわかる。この直線性の判定は, 流形完成長さ ℓ_{fc} と曲率半径 $1/\kappa(s)$ との対比から

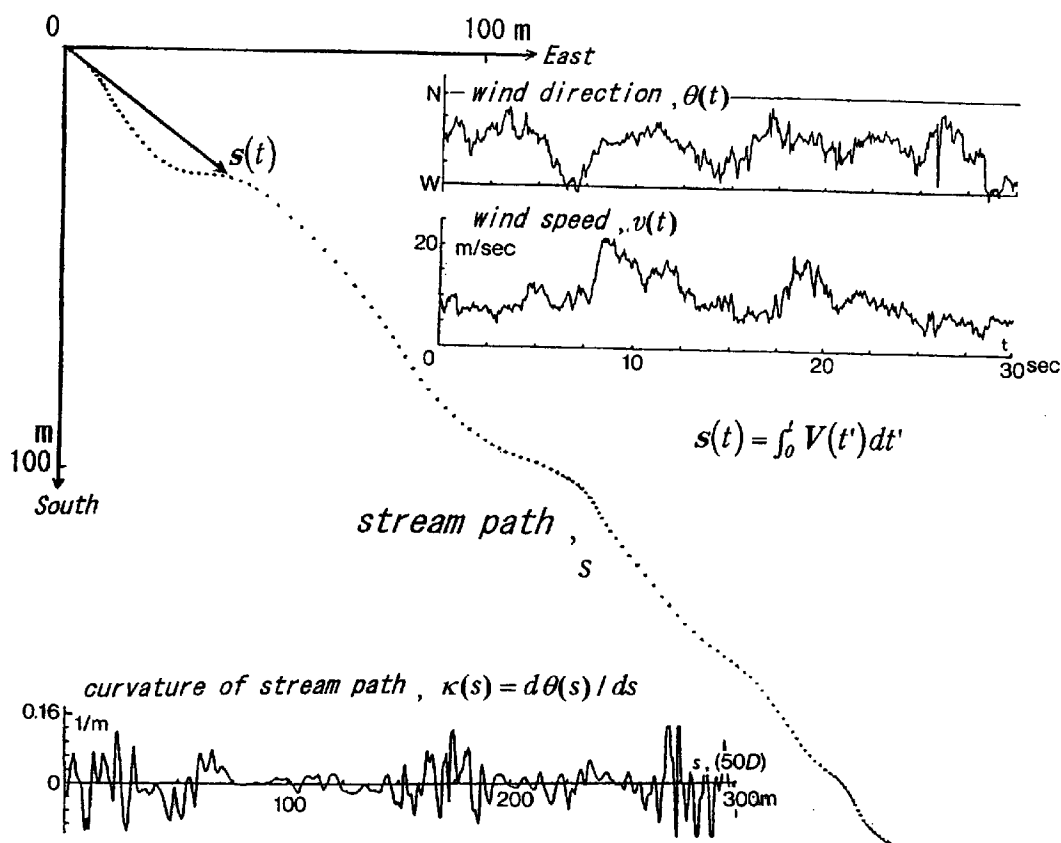


Fig. 9 Definition of stream path and its curvature

$$\frac{1}{\kappa(s)} \geq \ell_{tc} \quad \dots \dots \dots (8)$$

を満足しておれば直線的であると考えすることは自然であろう。流形完成長さ ℓ_{tc} の実長は物体の大きさに比例的である。したがって物体の大きさによって流程の曲がり具合が違ってみえることに注意したい。すなわち同じ流程の曲率であっても大きい物体に対しては相対的に流程は強く曲がっていることになる。

上の流程の定義と同じことなのだが、以下のように考えると現象の理解が容易になる。すなわち風向風速計が図の右上の時系列データを記憶しており、静止流体中をそのデータの示す通りの方向と速度をもって走るとき、それは Fig.9 を逆さにした曲線を描くということである。風向風速計は物体に付いているので物体そのものが流程に沿って走ることになる。そしてこちらの方が静止流体中の運動を考えるという最初の趣旨と合っている。このように考えると大きい物体が描く大きい曲線図形と小さい物体が描く小さい曲線図形が相似になるとき、Reynolds 数の問題を除けば、現象が同じであることもよくわかる。また、組み立て鉄塔は駄目だが、ビルは大丈夫というのもここから生じる。

この流程の発想は複雑な形をした構造物よりも、むしろ乗り物に適用されてしかるべきもので、その方面での研究に期待する。現実には余部鉄橋からの転落事故や、根室本線の特急脱線事故のような現象解析や、トンネルを出たところでの横風による自動車の難操作事故の解明にこの流程の概念が有用であるものと信じる。

4. 流形完成長さの実例

Fig.10 は Fig.9 の突風部分を用いて、円錐ドーム模型の流形完成長さを求めようとする試みを示したものである。まず淀み点に近い点 A と風速計による速度圧の変化とを比較すると、最高値の位置が模型の半径分ずれていることはよしとし、その変化の仕方が問題で、風速計による速度圧の方が最高値の位置で平らになっている。そこで (c) 図に示すように昇りの勾配を合わせてみると風速計による速度圧のオーバーシュートがみられる。これは模型自体による吹上が風速計位置に及んでおり、真の基準とはなり得ないことを示している。

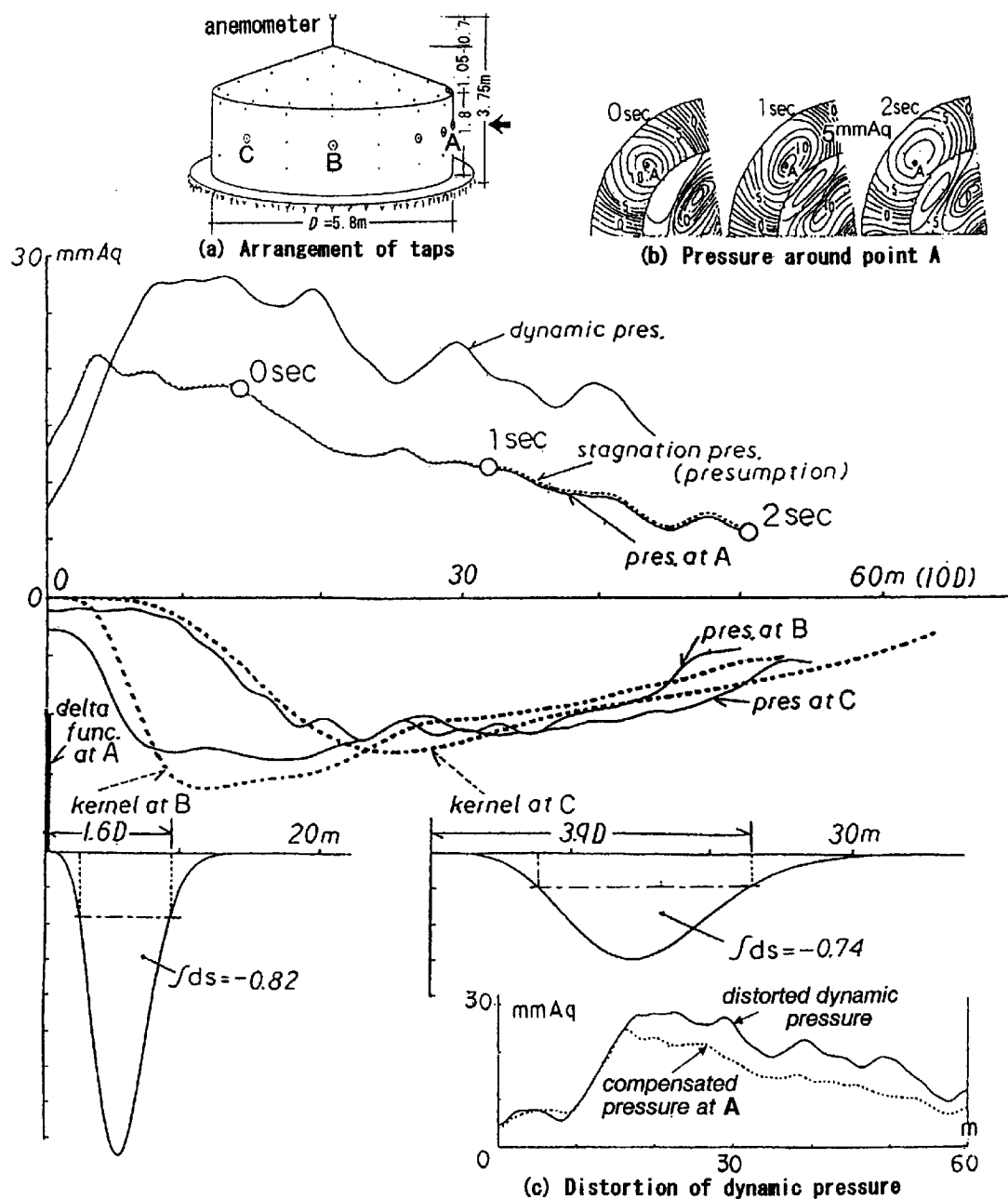


Fig. 10 Fitting kernel function to actual data

一方、マノメータデータによる分布図(b)から、点 A は幸運にも淀み点のすぐ近くにあることがわかる。マノメータデータの値が主図の値より小さいのはマノメータの応答が鈍いために生じているのだが、分布の形は変わらないと考えられるので、点 A の圧力変換器から得られる圧を淀み点における圧とみなすこととする。

流程の物体への到達点は風上の淀み点であることを想定していることから、淀み点につながる流線は流程と一致する。したがって点 A に作用する圧を、この模型に作用する速度圧とみなすことは理にかなっている。そのように考えた上で、点 B, 点 C における核関数を次式のように与え、

$$c_p(s) = bs^4 \exp(-as^2) \dots\dots\dots (9)$$

計測値の変化を近似するよう a, b の値を定めて、得られる点 B, C における核関数はそれぞれ図のようになる。ここで速度圧と計測された圧から核関数を求めることも不可能とは思われないが、これはデコンボリューション計算であり、測定誤差が効いて難しい。また核関数は面積とその幅が重要なものであり、その詳細な形を求めることは別の問題としておく。

(2)式の抗力係数の場と同様、点 B, C における核関数の面積・0.82, 0.74 はそれぞれの点における風圧係数である。流形完成を判定しようとする点 C における値は背圧として低過ぎるように思われる。しかしいずれにしろ、いかに直線性に優れていても、3 節での定義のような一様で急な流れは自然風にはあり得ないため、この種の実験によって正確な核関数の形を得ようとする自体無理なのである。さりとて、核幅の概数を得ることは難事ではなく、ここでは核の面積を水平に 2 等分する線と、核関数の原点から遠い方の交点の位置をとっている。より厳密には核関数の重心を求め、その 2 倍を核幅とする方が正確である。点 C の核関数から核幅は $4D$ と $5D$ の中間であるが、ここでは $4D$ と定め、流形完成長さ $\ell_{fc} = 4D$ として、以後の議論を進めても支障はない。

5. 風向変化と循環

式(7)で示したように、流程座標で表された風向 $\theta(s)$ の微分は流程の曲率 $\kappa(s)$ である。物体が曲がった流程を辿れば、そのまわりに循環 $\Gamma_\theta(s)$ が生じるはずである。しかし、曲率と循環とは次元が異なるため直接的な入出力関係はあり得ない。そこで物理的に意味のある量を選び、入出力関係を次元解析すれば、入力 $\kappa(s)v(s)$ 、出力 $d\Gamma_\theta(s)/ds$ であることがわかり、核関数を $c_\theta(s)$ とする下式が得られる。

$$\frac{d\Gamma_\theta(s)}{ds} = D \int_0^\infty c_\theta(s') \kappa(s-s') v(s-s') ds' \dots\dots\dots (10)$$

物体としてこれまで考えてきた模型をとりあげる場合、循環計測などできそうもない。また物体周りの渦度分布さえはっきりしないこのような非流線型物体で、速度の線積分にどのような閉曲線を想定すべきものかも定かではない。しかし横力 $L(s)$ は周壁に配置された圧力換器から見積もることは可能である。しかしこの $L(s)$ もまた風向変化による $L_\theta(s)$ の他に直線流の非対称性から生じる $L_\ell(s)$ からなり、現状ではそれらを分離する方法はない。そのような厳密性を欠く状況ではあるが、それらのうち $L_\theta(s)$ が卓越する部分があれば、入力 $\kappa(s)v(s)$ との対応がみられるはずである。循環 $\Gamma_\theta(s)$ は翼理論を仮定して

$$L_\theta(s) = \rho H \Gamma_\theta(s) v(s) \dots\dots\dots (11)$$

と関係づけられる。ただし H は壁のみかけ上の高さである。

結局 (10)式は

$$\frac{d\{L(s)/v(s)\}}{ds} = A \int_0^\infty c_\theta(s') \kappa(s-s') v(s-s') ds' \dots\dots\dots (12)$$

と表すことができるものとする。ただし、 A は DH で、見付け面積である。ここで入力 $\kappa(s)v(s)$ に関して前項にみられる風速計位置でのオーバーシュート問題があり、主流方向の風向が強調される傾向にあることはわかるが、それを補正することは容易ではなく、ここでは計測値そのものを用いることにする。

Fig. 11 は上式の入出力波形を比較したものである。(a)図ではデータに特別な処理をほどこすことなく、表示している。入出力ともに短波長の成分が見られるが、とくに出力波形にから伝達した成分があるかどうかは判別し難い。なお、図の上部にあるアルファベットは、以後の現象説明に必要な流程上の位置に対応している。(b)図は(a)図の波形に流形完成長さ $l_c = 4D$ の核幅に相当するローパスフィルターがかけられたものである。その物理的意味は先に定義された直線的な流程に基づく流形完成をより一般化して、流程が曲線であってもその曲線流程に固有な流形が存在するはずであり、それを完成させる $\kappa(s)v(s)$ の長波長成分とその出力であると考えることができる。ただし、それら曲線流程上の流形完成長さの最大値が直線流程のときの $4D$ に等しいことが暗に仮定されている。

この物理的意味はともかくとして、こちらの長波長成分にはほどよい対応がみられることから、(10), (12)式で示される入出力関係が存在することが明らかとなる。この入出力波形の対応性をみるために、相互相関関数を求め、Fig. 12に示す。出力はに対して $1D$ の遅れをもつことから、 $c_\theta(s)$ の核幅が平均的に $2D$ となることがわかる。

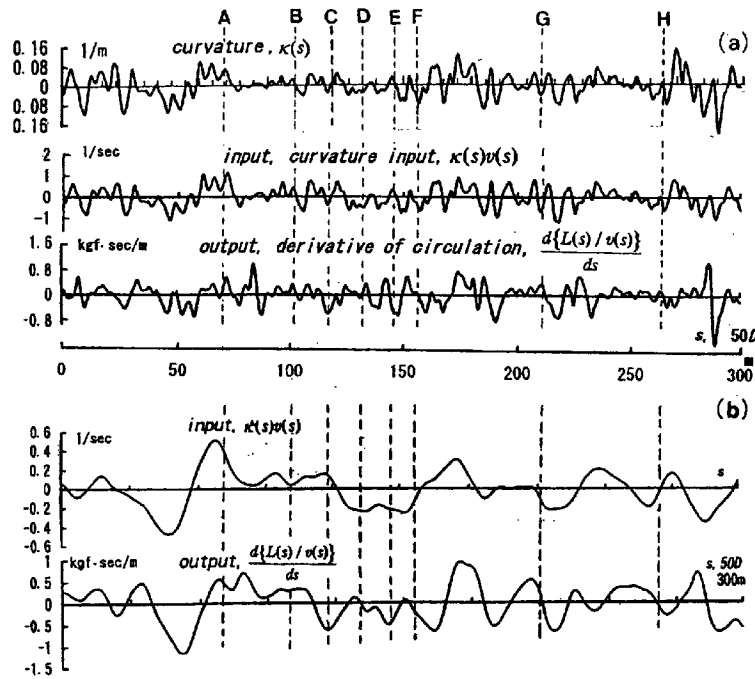


Fig. 11 Wave form comparison between curvature input and circulation output
(a): full and (b): long wave components

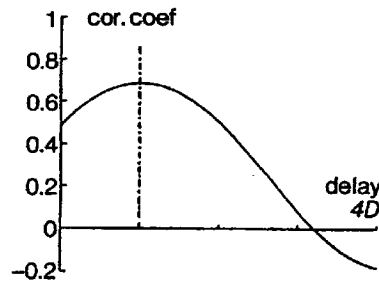


Fig. 12 Cross-correlation function between curvature input and circulation output

6. 直進流の変化と向きの変化に対する応答比較

Fig.13 は直進的主流の中で物体が微小往復運動するときの剪断層の挙動を模式的に表している。両側に生じる剪断層の同期的な主流方向の変動と、非同期的な主流直角方向すなわち風向の変動について、物体の動きが流れに及ぼす影響を考えてみると、前者が後者に比べて強くなることは感覚的にわかる。そして影響を受ける流体の量が大きければ大きいほど核幅が広くなることは粘性を考慮すれば当然のことであり、物体まわりの流れを全体的に見れば主流の直進的变化よりも向きの変化の方が核巾が狭く、伝わりやすいことがわかる。本例では直進流に対する核幅は $4D$ 、向きの変化に対する核幅は $2D$ となっている。

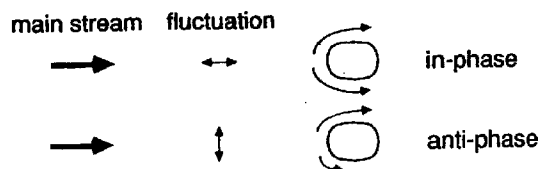


Fig. 13 Shear layer configurations against speed and direction changes

7. 流程に沿う動きと風圧分布の変化

流程の考え方としては静止流体中を運動する物体の経路とすることが現象の理解を容易にすることがわかったので、次ページ Fig.14 の流程は Fig.9 のものを上下左右を逆にした。なお流程上の風圧分布を示す各点の円の大きさは模型の大きさに合わせた。また分布図を得るためのマノメータデータの時間遅れはいくつかの点で同時に得られる圧力変換器出力のフィルターを通した波形を合わすことにより補正されている。ただ、mmAq で表されている圧は4節の場合と同様小さめになっている。

まず模型は静止流体中を上図右下からゆっくり出発し、西向きに曲がり点 A に達して、模型の前面のみに高圧部が発生する。高速を保って最高速の点 B に達すると、側面、屋根面の流形が形成される。ただし背部の圧は十分に下がらず、流形は完全には完成していない。点 C に到ると側面、背面では流形形成がみられるが、反対に正面での正圧が下がり過ぎて均衡が悪い。4節の流形完成長さを求める解析は点 B の前から点 C の後まで $10D$ の区間で行っており、完全な流形完成ではないが、妥当なものである。点 D では圧の数値的な均衡がとれ、等速直線運動を思わせる分布である。しかしこのときも含めこの模型周辺の流れは対称性が崩れており、周囲の地形の影響によって、直線的な流程であっても時計回りの循環が目立っている。この非対称性を除くことはおそらく自然の風では無理なのではないだろうか。

下図の点 E は点 D の速度を保ちながら急に向きを左に変えた場合の圧の変化である。前方の淀み点はす早く左によるが、その他の部分は点 D の状態を弱まりながらも保持している。点 F では風向変化の影響が模型全体に及び、時計まわりの循環が一層強まって、前面の淀み点と尻尾の部分間の近周角は 100° ぐらいになっている。

5節の解析による風向変化伝達の核幅は $2D$ であった。したがって $4D$ もの長波長成分でなくても $L_0(s)$ に伝達していてもよさそうである。そこで、点 E、点 F 近傍の入出力関係の詳細をつくると Fig.15 となる。この間において曲率 $\kappa(s)$ と入力 $\kappa(s)v(s)$ の波形が似ているのは速さ $v(s)$ が一定に近いことを意味しており、波長 $2D$ 弱の変動が遅れ D で伝わっていることがわかる。また点 F のすぐ後で $d\Gamma(s)/ds=0$ であることから、その点で $\Gamma(s)$ は時計まわりの極大値となり、Fig.14 の点 F の分布図はその状態を表している。このようにみると、点 E との間には反時計まわりの同程度の循環も発生しているのだが、前述した流れの非対称性とマノメータの遅応答のため目立たない。

点 G では点 B における風速 21.6m/sec に次ぐ 18.6m/sec となったところである。しかし Fig.11(a) からわかるように直線性はそれほどよくなく、前面の流形さえ整っていない。むしろ H 点到達の流程では曲率変化はあるにもかかわらず、流速が小さいためかえって均衡のとれた分布となっている。

このように流程を追えば、その変化に相応した流形が形成されていることがわかり、あながち複雑とばかりいうべきものではない。

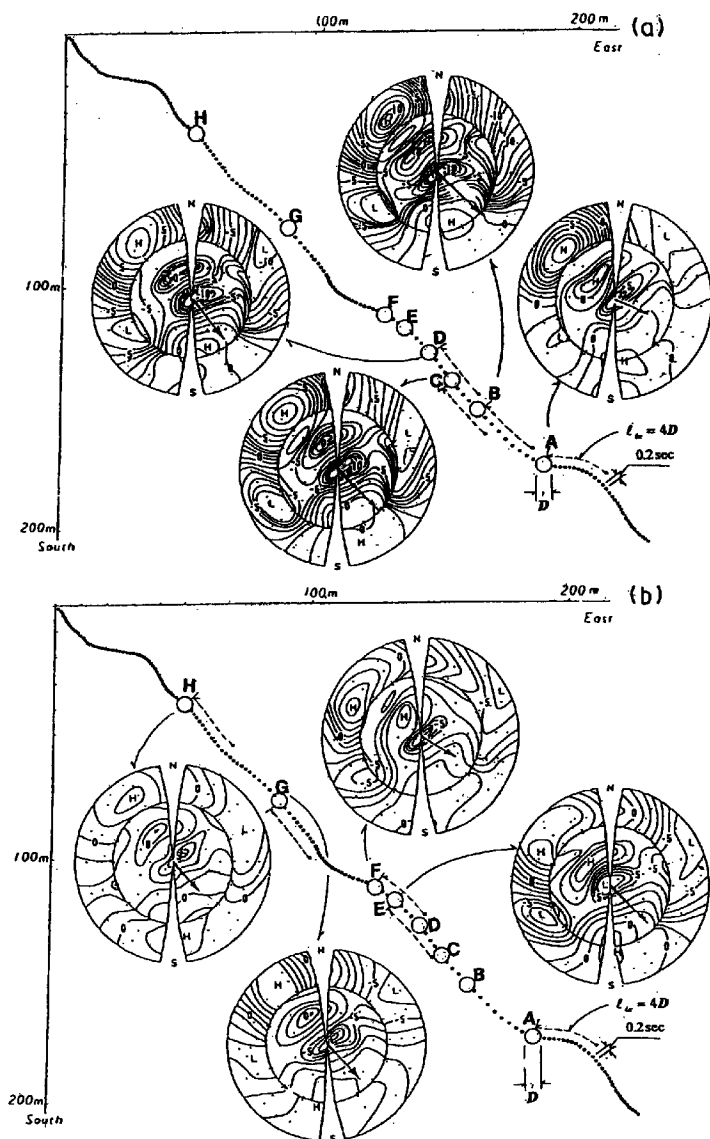


Fig. 14 Variation of pressure distribution along stream path

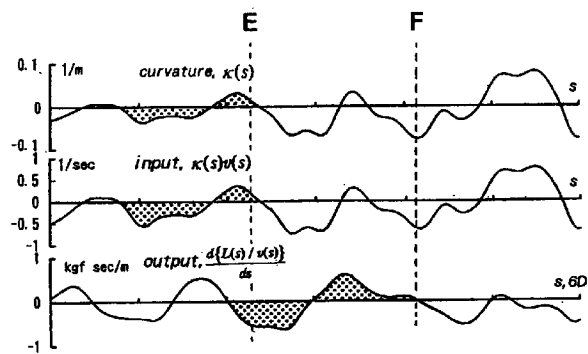


Fig. 15 Derivative of circulation caused by stream path curvature with short wave length

8. 本論の帰結

本論は外部の流れの変動が物体に伝達する機構に関して新しい概念を提示し、その機構を明らかにしようとしたものである。

その概念の1つは直線流に関する物体の形と Reynolds 数に固有の流形完成長さであり、その2は静止流体中を物体が動き回る経路で流程と称した。得られた関係式をまとめて示せば、直線流に関して

$$D_t(s) = A \int_0^\infty c_D(s') q(s-s') ds'$$

$$L_t(s) = A \int_0^\infty c_L(s') q(s-s') ds'$$

$$p_t(s) = \int_0^\infty c_p(s') q(s-s') ds'$$

風向変化に関して、

$$L_\theta(s) = \rho H \Gamma_\theta(s) v(s)$$

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

$$p_\theta(s) \propto \rho v(s) \frac{d\Gamma_\theta(s)}{ds}$$

ここで s は流程に沿う長さ、 $D_t(s)$ は抗力、 $q(s)$ は基準速度圧、 A は見付け面積、 $L_t(s)$ は直線流による横力、

$p_t(s)$ は直線流による表面圧、 $L_\theta(s)$ は風向変化による横力、 ρ は空気密度、 H は壁の高さ、 $\Gamma_\theta(s)$ は物体のまわり
に生じる循環、 D は物体の代表長さ、 $\kappa(s)$ は流程曲率、 $v(s)$ は基準流速、 $p_\theta(s)$ は風向変化による表面圧、 $c_D(s)$ 、 $c_L(s)$ 、 $c_p(s)$ 、 $c_\theta(s)$ はそれぞれ関連する核関数である。

これらを一つにまとめると

$$Y(s) \propto \int_0^\infty c(s') X(s-s') ds' \dots\dots\dots (13)$$

と表すことができる。ここで $X(s)$ は流れに起因する入力、 $Y(s)$ は物体に発生する出力である。物体の形が決まり、距離 s が物体の代表長さ D を単位として測られるとき、核関数 $c(s)$ は Reynolds 数のみによって変化する。以下この考え方を諸現象に適用して考察を進めることとする。

9. 既知の事象に対する本論の適用

まず、現在建物の風荷重を見積もる上での最良の方法とされる境界層風洞実験法から始める。境界層風洞実験の目的は対象物まわりの流れの状況を再現することと、対象物に発生する風圧を得ることという2段の過程からなっている。本論で述べてきたことはその後段の部分であるが、前段に関しても、無関係であるとはいえないので(13)式の意味を前段、後段、通段と適宜使い分けすることもある。境界層風洞実験に限らず、構造物を対象とした風洞実験では Reynolds 数の不一致は宿命である。いま実験風速、縮尺、流体密度を不変とすれば、微小流体要素に生じる慣性力は不変となるから、仮想流体の粘性のみを変化させて、Reynolds 数の影響についての思考実験を試みることにする。

まず大気を粘性のない理想流体だとすれば核関数 $c(s)$ は Dirac のデルタ関数となり、すべての変動がそのまま模型に伝達する。一方、大気は地球とともに自転しないので、その運動状態すらわからず、完全な混沌状態である。つぎに粘性を実際の数 1000 分の1、数 10000 分の1とし、乱れの発生能力が現実のものと同程度だとすれば、消散能力が小さい分だけ、流れの変動が強く、入力 $X(s)$ には混沌性は残される。その上、核関数 $c(s)$ の幅は狭く伝達性がよいので、出力 $Y(s)$ には混沌性が充ち溢れている。さらに粘性が模型の縮尺程度の数 10 分の1、数 100 分の1程度であれば、Reynolds 数が一致して流体物理の教えるところの力学的相似性が満足される。そこでの入力 $X(s)$ においては突風とか風向の急変といった定常観点からの混沌性が残り、核関数 $c(s)$ の幅は適正であって、

流程を辿れば、真実の出力 $Y(s)$ が得られることは本論で述べた通りである。最後に粘性が現実の空気の場合であるが、過度の粘性に抗して送風機で空気を押し込み、結果を得る。送風機を止めれば静寂にもどり、送風機を働かせば現象の再現は容易であって、それが過度の粘性に依存していることは明らかである。入力 $X(s)$ の生成に関しては遠方の影響が減衰するため、上流にスパイアを設けたり、粗度要素を電動制御して、非現実性を補うことが可能になるよう努力されているものとしよう。すなわち流程の形としては相似なものが得られるものとする。しかし拡大した核幅のローパスフィルター機能による短波長成分の消滅についてはどうしようもない。そこでは入力 $X(s)$ のバイアスのみが強調され、出力 $Y(s)$ 側からみた入力流程は直線性が強いものとなる。つまりこの目詰まり現象により、バイアスのない風向変化による出力などのようなものは消えてしまう。結局、物体まわりの流形形成を司るのは主として送風機によりもたらされる平均流程であり、つねに流形完成して安定した平均風圧が出力 $Y(s)$ の主たるものである。このため自然の風圧といえば平均風圧だと錯覚されがちで、風洞のそれが過度の粘性からもたらされるものに、平均というさらなる粘性効果を付加した結果だということを認識してほしい。結局のところ流れの中に乱れが含まれているとしても、その効果は剪断層の乱流化促進などの付加的なもので、(13) 式において等速直線運動成分のみを検出していると考ええると理解しやすい。しかるに、現時点で定量的な実験結果が得られるのはこのときのみである。

つぎの課題は境界層風洞ブームの発端となったと思われる Toronto の Commerce Court Tower について述べる。カナダの National Research Council では 1964 年から実建物の風圧計測を計画し、1972 年からこの Commerce Court Tower に挑んでいることは先に述べた。1975 年に発表された論文では建物設計用に行われた Western Ontario 大学の風洞実験とよく合うということのみが強調されているが、よくみると基準圧の設定に風洞のデータが参照されたりしている。1979 年の論文は煙突効果を考慮するなど格段の進歩を示しているが、室内圧の風による成分を正しく検出できず、平均圧の評価を風洞に頼った気配がみられる。しかるに結論は風洞実験とよく合ったということになっている。しかし、ここでは風速が 20m/sec 以下で風圧係数が定まらないという風洞とは異なる貴重な結果を得ている。彼等は大気の中立性が保たれないことをその理由にしているが、一まわり高さの低い建物のことを考えるとそうともいえまい。本論によるその主な原因は流程の直線性の欠如であると考えられる。他方よく合う方の高風速時の流程は直線的だと考えられる。風洞では流れ方向の静圧差が流れを支えているため、境界層厚さは時間的にほぼ一定に保たれている。自然風中にはより大規模の上下変動成分がなければ低層での運動エネルギー消散を賄うことはできない。そのとき下降成分は水平的には強風で直線的である。そしてこのような直線流に浴するの都市で 1, 2 の超高層建物に限られるということである。

同じ意味で、Royex House や早稲田大学の学舎では直線流にはならないので流形完成は起こらず、流形形成長さの短い風上半分ぐらいの部分に風圧が発生するだけなのであり、大多数の建物はこの範疇に属する。

最後の話題は Aylesbury 住宅団地での風計測結果を各国の風洞で再現する問題 (Tieleman etc., 1978) (Apperley etc., 1979) (Holdø etc., 1982) (Vickery etc., 1983) (Hansen etc., 1986) (Moset etc., 1986) である。これは風洞実験に関して最初に述べた 2 段の困難をかかえているために、結果的に成功したとはいえなかった。しかし各国から出された報告は境界層風洞がいかなるものであるか理解する上で役立ったと思う。各報告の合わない理由に本論を適用すれば、疑問は容易に解消する。まず自然風中で同じ流程はほとんど得られないということ、その上直線性がどうだったかということである。

ここで稿を閉じると、高 Reynolds 数の現象を予測するために低 Reynolds 数の特質を利用するという論理的矛盾から風洞無用論が登場することを恐れる。これと代わる手法が開発されるのはまだ遠い将来のことで、現象の概容を手っ取り早く把握するにはこの方法しか考えられない。その上、この方法こそは常に流形完成するため、建物全体としては概して安全側の結果をもたらしていると考えることができる。しかし部分的にどのようなか、周辺気流の様子などは高度な洞察力を要する問題である。したがって、結果を鵜呑みにするのではなく、これを出発点として考えを進めることが、数値モデルの進歩とともに現時点の正統的な研究方向と考える。

これまで Reynolds 数の問題といえば、剥離剪断層の乱流化のみがとり沙汰されていたように思われる。確かに曲面上の剥離線の位置はそれにより変化し、流形を変える。また流れに含まれる小規模な乱れも剪断層を刺激して、同様の効果をもたらす。ここでは自然風を対象にしたため、そのことは未解決問題として残している。ただ、高 Reynolds 数においては剥離剪断層は薄く、渦化しやすく乱れやすいので、少しの外乱や物体表面の不均一性のために、その乱流化が十分進んでいることを暗に想定した議論であることをお断りしておく。

10. おわりに

1991 年夏に第 8 回世界風工学会議がカナダの Western Ontario 大学で開かれた。会のレセプションの会場で

Commerce Court Tower の計測を担当した National Research Council の W.A.Dalglish 氏に会った。その後の様子を尋ねると、1/10 秒毎に読んだ良質の未解析テープが研究室の物置に山積みのままになっているとのことだった。その後、氏は引退されて郷里の中部か西部の方に居られるということの他消息不明である。そのときまでデータが取り続けられているとしたら 20 年近い間のいろんな現象が含まれていることになる。今時そのテープの読み出し装置があるかどうかさえ怪しく、また新しい記憶媒体に移し直されているかどうかもわからない。ただその貴重なデータが廃棄されていないことを祈るばかりである。

なお、本論の題目について、「流形」という語が一般化していないため、「風圧発生」としたが、内容を表すものとしては「非流線形物体まわりの流形形成に関するある 1 つ考え方」とする方がふさわしいものであり、論旨の骨子は文献 (Katsura, 1997) と変わりなく、流形完成に関する定量的な記述が必要ならば、そちらの方も参照願いたい。

謝 辞

本論の基盤となったものは潮岬風力実験所における観測活動であることはいうまでもない。模型の設置、模型および計測装置の維持管理、強風時のデータ取得まで、林泰一氏、尾崎壽秀氏、河内伸治氏の不断の尽力のおかげであった。ことに筆者と同時に定年を迎えられる尾崎氏にはマノメータの組立、電気信号とマノメータデータの同時性の確保、マノメータデータの読み取りなど、氏の助力なしには本研究は終わりを迎えることは難しかったに違いない。ここに各位に深く感謝します。

参考文献

- 桂 順治(1988): 室内圧計測用疑似恒圧空気溜の試作, 京都大学防災研究所年報, 31 号 B-1, 1988, pp.393-398
- 桂 順治(1993): 突風によって模型建物に生じる流形の形成について一風圧計測結果による, 日本建築学会構造系論文集, No.451, pp.65-78
- 桂 順治(1994): 非定常的相似則に関する一私見, 日本風工学会誌, 60 号, pp.69-74.
- 桂 順治(1995): 続・突風によって模型建物に生じる流形の形成について一自然風中の風圧計測, 日本建築学会構造系論文集, No.477, , pp.25-30.
- 桂 順治(1996): 非定常現象の相似則, 日本風工学会誌, 68 号, 1996, pp.49-54
- 松井源吾, 須田健一, 永井亮一(1981): 高層建築物に作用する風圧力について一早稲田大学 51 号館における実例をもとにして一, 日本建築学会論文報告集, No.299, pp.9-19.
- Apperley, L., D.Surry, T.Stathopoulos and A.G.Davenport (1979): Comparative measurements of wind pressure on a model of full-scale experimental house at Aylesbury, England, J.Industrial Aerodyn., Vol.4, pp.207-228.
- Dalglish, W.A.(1975): Comparison of model / full-scale wind pressures on high-rise building ditto, Vol.1, pp.55-66.
- Dalglish, W.A., J.T.Templin and K.R.Cooper (1979): Comparison of wind tunnel and full-scale building surface pressures with emphasis on peaks, Proc. International Conf. on wind engineering (5th ICWE), pp.553-565.
- Eaton, K.J., J.R.Mayne (1975): The measurement of wind pressures on two-story houses at Aylesbury, J.Industrial Aerodyn, Vol.1, pp.67-109..
- Hansen, J.O. and E.G.Sørensen (1986): The Aylesbury experiment comparison of model and full-scale tests, , J.Industrial Aerodyn., Vol.22, pp.1-22.
- Holdø, A.E., E.L.Houghton and F.S.Bhinder (1982): Some effects due to Variation in turbulence integral length scales on the pressure distribution on wind-tunnel models of low-rise buildings, ditto, Vol.10, pp.103-115
- Ishizaki, H. and J.Katsura (1985): Fundamental study on turbulence effects on buildings, Recent Studies on Turbulent Phenomena, T.Tatsumi edit., Tokyo Inst. Tech. Pres, pp.231-241.
- Katsura, J.(1997): Some conceptions for the flow pattern for nation around bluff bodies in natural winds,

- J.Wind Eng.Ind.Aerodyn.,66, pp.1-15.
- Moset,S(1986): The international collaborative experiment in C.S.T.B., J.Industrial Aerodyn., Vol.23, pp.19-36.
- Newberry,G.W.,K.J.Eaton and J.R.Mayne (1967): The nature of gust loading on tall buildings, Proc.Wind effect on buildings and structures (2nd ICWE), pp399-428.
- Tachikawa,M.(1970): Wind pressure measurements on bluff bodies in natural winds, Proc.US-Japan Seminar on wind Loads on Structures, pp.203-218.
- Tieleman, H.W., T.A.Reinhold and R.D.Marshall (1978): On the wind-tunnel simulation of the atmospheric surface layer for the study of wind Load on low-rise buildings, J.Industrial Aerodyn., Vol.3, pp.21-38.
- Vickery,P.J. and D.Surry (1983): The Aylesbury experiment revised further wind tunnel test and comparison, ditto, Vol.11, pp.39-62.

New conceptions for the wind pressure generation on bluff bodies

Junji KATSURA

Synopsis

The time integral of the velocity vector at a point in the turbulent stream coincides with the locus of the moving point in the still fluid. The locus is to be called the stream path. When an obstacle reaches at some point on the stream path, the flow pattern around the obstacle is formed by the conditions of it's moving process, it's shape and Reynolds number. If the stream path is straight and the pressure response function on the obstacle surface by an impulsive displacement like Dirac's delta function is given, then the pressure distribution on the surface is obtained as the output for the corresponding input to the dynamic pressure with the distance variable along the stream path. Furthermore, if the kernel function in the convolution equation is adopted for the acting force, the width of kernel function expresses the distance through which the flow pattern around the obstacle at rest is convergent to a stationary condition. The distance is to be called as the pattern completion length depending on the shape of obstacle and Reynolds number.

Another input-output relationship is presumed along the stream path. The input is the product of the stream path curvature and the velocity, and the output is the variation of the circulation around the obstacle. Although the direct detection of the kernel function is really difficult, the kernel width is evaluated as the averaged value from the delay of the response. Since it is also functional in the obstacle shape and Reynolds number, the discussion is able to develop into Reynolds number problem in the turbulent stream.

Key words: natural wind, turbulent boundary layer, wind pressure, Reynolds number, similarity, flow pattern formation, pattern completion length, stream path