突風によって模型建物に生じる流形の形成について

風圧計測結果による

GUST RESPONSE OF FLOW PATTERN FORMED AROUND
A MODEL BUILDING

Due to a wind pressure measurement

桂 順治*

Junji KATSURA

The paper presents the data analysis of a gust response of the surface pressure field around a simple model which consists of the low cylindrical wall and the shallow cone roof. The wind and pressure data in the distance variable changed from the time variable by using the wind speed data make clear the correspondence to the length scale of the model. The intermediate linear system between the dynamic pressure as input and the surface pressure as output defines the shape of kernel in integration, instead of the pressure coefficient in stationary condition.

Keywords : *gust, surface pressure, stream path variation, pressure coefficient, flow pattern, non-stationary flow*

突風, 表面圧, 流路変化率, 圧力係数, 流形, 非定常流

1. はじめに

近年, 乱流境界層を用いた風洞実験法が確立されつつあり, 建築物に作用する風荷重の評価に活用されている。そのためこの方法が自然の状態を再現しているように思われがちであるが, その証明はまだ終わっていないわけではない。古い例ではあるが, 1964年から1966年にC. W. Newberryら¹⁾によってLondonのRoyex houseで行われた計測で, 長辺に沿う気流による側面の圧は平均時間を長くとれば, 風洞実験値と合ったが, 短辺方向の気流による背面の圧は合わなかった。当時はまだ境界層風洞実験の手法が完成していなかったかもしれないのだが, 境界層流を用いていることは記述されている。その後1973年から1978年までW. A. Dalglishらは239 mという当時Trontではもっとも高いCommerce Court Towerという建物で, 風圧計測を行った。この建物の設計荷重を得るための風洞実験がWestern Ontario大学の境界層風洞実験所で行われた。最初の年の観測データを風洞実験値と比較すると, かなりのばらつきはあるものの, 平均操作をうまくやれば結果はよく一致し, 境界層風洞実験の有意さが認められる結果²⁾となった。彼等は, 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根気のよ

い解析を行った結果, 風速が20 m/sec以下では風圧係数が定まらないという現象的に興味ある結論³⁾を得ている。その原因について彼等は熱による2次的な流れの影響らしいといっているが, 詳しいことはわからない。

一方, 低層建物についてはK. J. Eatonら^{4), 5)}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^{6)~11)}が試みられ, 風洞実験法の発展に寄与しているが, 決定的な結論はまだないようである。最近, 風洞の性能評価にこの課題が用いられる風潮¹²⁾がみられることは, 研究の方向として派生的なものであろう。

この問題を解決するためには間接的な風洞実験を重ねるよりも, 実物に生じている現象を追求することがその糸口となるだろう。しかしながら実物に対する計測手法はまだ完成しておらず, 検出器やデータ収録法の進歩を除いてはまだ立川¹³⁾のころと変わっていない。未解決問題で重要なのは建物全体としての基準圧のとり方である。室内圧^{1), 2)}やマンホールの中⁴⁾の圧を基準にする方法がみられるが, 検出器までの動的な伝達過程を考えると, 問題がある。最近大開口のない建物の室内圧の風による効果は小さいという報告¹⁴⁾もあり, 先に述べた例^{1), 3)}でもそのような記述がみられるが, それは場合によって異

* 京都大学防災研究所 教授・工博

Prof., Disaster Prevention Research Institute Kyoto Univ., Dr. Eng.

なるであろう。つぎの問題は基準風速として何を選ぶかということである。流れの場を代表するあちこちの点における風のデータが得られれば都合がよいがそれは不可能に近い。しかるに、これは代表的な1点ということにすれば、場合により解釈が可能となるだろう。その他、建物内部で発生する熱の影響^{3), 15)}などの困難も乗り越えなければならない。したがって、ここではこれらの問題をできるだけ避ける意味で、芝生の上に設置した単純な模型について短時間の突風に対する表面圧の応答を扱った。

なおここで用いたデータは前報¹⁶⁾とまったく同じで、その解析手順も似通っているが、前報ではすべて時系列現象と見なしていたのに対し、今回のものは空間的な考え方に変えているため、前報を参照的なものとし、別の報告であると考えた。また、表題に用いた流形という術語は正確に述べると、流体の境界と考えられる物体表面の形に相応した流線群が描く模様という、ごくありふれたものを指し、以前は流れの形態¹⁷⁾といていたのだが、私造語化し、かつ適当な日本語が見当たらないためこれを用いることとした。

2. 計測方法

Fig. 1 は平坦な芝生の上に設置した模型およびそれに取り付けた風速計と表面圧計測孔との位置を示したものである。風速計は水平2成分の超音波風速計（海上電気 DA-210）である。風圧計測には圧力変換器と傾斜管マノメータを併用した。圧力変換器は絶対圧計（豊田工機、DD-106）で圧力導入管を含めた固有振動数は約 50 Hz である。この計測孔を周壁に 9 点、屋根面縁端部に 4 点、季節風の風向を考慮して配置した。孔の位置はマノメータと共用のように図示したが、現実には 20 mm ほど離れた別々の点になっており応答特性は混乱しない。マノメータは約 10 % のイソプロパノール溶液の入った共通の溜めをもつ傾斜管で、内径 2 mm のガラス管内を動く液柱の時定数は約 1.5 sec であった。溜めの液面は室内に解放されており、このマノメータの基準圧は室内圧で

Fig. 1 Model and apparatus

ある。マノメータによる計測孔は周壁に 48 点、屋根面に 40 点設け、液柱の動きをビデオテープに収める同時計測を行った。室内圧については感度のよい圧力変換器（Setra System Model 239）の基準圧側に断熱箱に入れた魔法瓶を接続する方法¹⁸⁾で絶対圧計測を行い、マノメータデータを補正した。なお室内圧の基準圧については前報¹⁶⁾に述べたが、速度圧変化との対応で定めている。

風速計、圧力変換器の出力信号およびマノメータのビデオ撮影画面に送られたパルス信号は 32 成分の PCM 型データレコーダ（NF 回路設計ブロック MS-525 他）に収録した。この計測は京都大学防災研究所潮岬風力実験所で、1988 年 2 月 3 日の季節風について行われ、解析に用いたものは 2 時間近いデータのうち、最強の風速となった突風の前後で、速度圧と表面圧との対応がもっともよいと思われた 1 分間を選んだものである。

3. 計測結果とその考察

3.1 突風の尺度と流路変化率

構造物に作用する突風の風圧を考えるためには、突風の空間的な広がり重要な意味をもつ。すなわち構造物の大きさに比較して突風の広がり十分大きいときには、構造物まわりにその形に固有な流形が形成され、表面圧が速度圧に比例して変化する準定常状態が現れると考えられる。これに対して構造物が突風の長さの尺度より大きくなるときには現象は遷移的で、詳細なことはよくわかっていない。そこでこの解析に用いる突風の例を用いて、突風の尺度の評価法を提案する。

Fig. 2(b) において、突風が始まる直前の風速の極小値から、突風の最大風速値までの間で中間の値となる時刻を t_1 、風速がその中間値を横切って低くなる時刻を t_2 とする。突風の長さの尺度を L 、風速を $V(t)$ として、

$$L = \bar{V}_t T = \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt \quad (1)$$

と表すこととする。ただし $T = t_2 - t_1$ を突風の時間尺度とし、 $\bar{V}_t$ はその間の平均風速値である。このとき、突風の波形が単純ではなく、中間値を横切る値がいくつも現れることがあるが、それはここでは考えず、一応、目で見た状態で考えることとする。つまり Fig. 2 で示す 2 つの突風を図に示すように考えることにする。

(1) 式の積分範囲を変更して

$$s = \int_0^t V(t') dt' \quad (2)$$

のように表すと、 s は風程である。ただし、 $t=0$ はデータの始めの部分で t は任意の時刻である。(c) 図には $s=500$ m までの状態を示した。この風程を変換曲線として用い、時刻 t を 1 次元空間 s に変換して、風向、風速を表すことを考える。(c) 図に示すように時間等間隔のデータと距離等間隔のデータとが、伸縮しながら相

Fig. 2 Wind data and transformation of time to distance in variables

Fig. 3 Definition of stream path variation

手側に1対1に対応していることがわかる。

(d) 図は距離座標で表された風向変化である。突風の区間では変動が小さく、突風という感じがよく表れる。(e) 図は風速自身を変換したものである。突風部分に引かれた水平線分の長さは先に定義した突風の長さ尺度を表しており、その高さの位置が多少変化してもその値は大きく変わらないものとしておく。この模型の大きさ D を直径 6 m であるとする、それがこの 500 m のう

ちのどの部分を占めるとき、どのような風圧が作用するかというように見るのである。強い方の主突風の尺度 $L = 73$ m の中に D はすっぽり入るので、この模型のまわりには流形が十分発達するかに思えるが、後で議論するようにそう単純なものではない。しかし、突風の尺度より大きいものであるとすれば、そのまわりに流形が発達しないであろうということは大雑把にわかる。突風区間内の平均風速 $\bar{V}_s$ は強風部分が強調されるために $\bar{V}_l$ よりも大きくなるが、どちらを用いても大差がないので突風の風速の尺度としては通常の $\bar{V}_l$ でもよい。

(f) 図は Fig. 3 に示す流路変化率と称するものの距離による変化である。Fig. 3 は風向風速データを用いたベクトル的な風程で、Fig. 2(f) の s_1 、または s_2 から突風の長さの尺度である 73 m だけ前方のところを

始点とし、 s_1 または s_2 を終点として固定した風程の中点を、固定点を結ぶ直線から離すようにして、風程を破線のような 2 等辺 3 角形に置換えるとき、3 角形の高さ e をその風程で除したものを流路変化率 r と定義する。

$$r = e/L_r \quad (3)$$

ここでは風程の評価長さ L_r として突風の長さ尺度を選んでいるのであるが、代わりに物体の大きさ等を用いることもできる。図には 1/20 sec 間隔で読み取った値を小円で示している、円が密なところは流れが遅く、粗なところは速い。点 s_1 と示している図は突風が始まる以前の流路変化率 r が大きい値をとる場合の例であり、点 s_2 と示している方は先に定義した突風の部分をまるごと含めたものである。したがって、これを主突風の流路変化率と考える。なお Fig. 2(f) の実線は評価長さ L_r を 73 m に保ちながら原点をずらして得られる曲線である。同様の操作を弱い方の副突風についても行った。(f) 図の点線がそれであるが、突風の部分では流路変化率 r がそれぞれ 5.6%, 5.4% と小さいことがわかる。また副突風の長さ尺度は 32 m なので評価長さを短くすると r の値は概して小さくなることもわかる。

3.2 風圧力の検出と解析

3.2.1 解析区間の設定

前節に述べたように本実験で用いた圧力変換器は絶対

圧型である。したがって、その出力には大気圧が混在している。そのうちいわゆる大気乱流中の静圧変化は前報¹⁶⁾の室内圧解析から1 mmAq以下であった。ここでは気圧配置の移動によるものがトレンドとして存在するものと考え、そのみを除く方針とした。

Fig. 4は速度圧と、それによる応答が早く、淀み点に近い測点Aおよび風圧データの中で最も応答が遅かった側壁面の風下寄りにある測点Eにおける風程500 m間の圧力変化を示したものである。風下に当たるもう一方の測点Fは速度圧との相関が小さく、後に示すようにあまり解析の対象とはなり得ない。速度圧は風速データから得られるのでその基準点は明確なのだが、表面圧の方の基準点はこの時点ではまだ確定していない。解析区間として、速度圧曲線のピークを含み、かつトレンドのない模型寸法の約67倍に相当する400 mの区間を選んだ。そして表面圧データもこの区間の風圧力にはトレンドがないものとしてそれを除いた。したがって表面圧データにはバイアスが残っていることになる。このデータ長さをとった理由としては後の解析に必要な長さを得ることのほかに、表面圧のトレンドを除くときにそれぞれの点における圧の伝達時間ずれによる誤差を小さくすること、この間に大気圧変化があまり含まれないことなどを勘案したものである。

3.2.2 コヒーレントな成分

速度圧の変動が原因で、表面圧の変動が結果であると考えるとき、その因果関係を概略把握するのにコヒーレンスを求めることは有意義である。本来スペクトル解析はデータが時系列ならば定常性が要求され、突風のような非定常現象に適用することはできない。しかしながら、伝達関係そのものは確率過程ではないと考えれば、定常性についての制限は緩められるであろう。

G. M. Jenkins と D. G. Watt¹⁹⁾ は非定常性のあるデータのコヒーレンス計算には差分をとったデータを用いることを薦めている。Nyquist 波数があまり大きくなっても意味がないので、それを0.25/mと定め、2 mごとに等間隔で読み取ったデータを用いた。ここでも測点Aに対するものと測点Eに対するもののみをFig. 5として示す。この図でコヒーレンスが極小になる点と位相スペクトルが不連続になる点とは一致し、波長の長い成分が本質的な対応を表していると考え、上流側の淀み点に近いところで波長1 D、下流に

近いところで3 Dより短波長成分は流形の形成に寄与しないことがわかる。したがって、以下の解析では速度圧データから波長1 D以下の短波長成分を除いたものを用いることにした。

3.2.3 速度圧に対する表面圧応答

離散化された速度圧 q_s に対して離散化された表面圧 p_s は時系列データの線型入出力関係と似たものであると仮定して、次式で表すことができるものとする。

$$p_s = c_{-n}q_{s+n} + \dots + c_{-1}q_{s+1} + c_0q_s + c_1q_{s-1} + \dots + c_mq_{s-m} + R_s \dots \dots \dots (4)$$

上流の淀み点近くにある流体素子が淀み点の位置が保たれた状態でどの距離まで流下するかによって流形の形成度がきまり、その流形によって表面圧 p_s が定まると考えるとき、この式は合理的であろう。

(4) 式で $p_s, q_{s+n} \dots q_s \dots q_{s-m}$ は計測値から得られる値を用いるものとして、定数 $c_{-n} \dots c_m$ および q_s とは直接関係のない R_s をどのようにして求めるかを考える。(4) 式で表面圧 p_s は q_{s+r} ($r = -n, \dots, 0 \dots m$) の1次結合で表されているため、 q_s の代わりに q_s 自身の線型変換したものを用いても、 p_s が同じ線形変換を施されれば成り立つ。そこで G. E. P. Box と G. M. Jenkins²⁰⁾ のモデルに従い q_s を白色化することにする。

Fig. 4 Record length for analysis

Fig. 5 Coherences and phase spectra between dynamic pressure and surface pressures at points A and E

白色化は時系列でいう定常化につながるため、両辺に q_{s-k} を乗じた 2 次の平均モーメントまでが s に関係なく定まるものとすれば、

$$C_{pq,-k} = c_{-n}A_{-n-k} + \dots + c_{-1}A_{1-k} + c_0A_{-k} + c_1A_{1-k} + \dots + c_mA_{m-k} \dots (5)$$

を得る。ただし、 $C_{pq,-k}$ は p_s と q_s との相互共分散関数、 A_{r-k} は q_s の自己共分散関数である。さらに白色化が完全であり、 q_s が白色ノイズになっているものとすれば、 A_0 以外の A_{r-k} は 0 と見なせるから、 p_s と q_s の順序を入れ替えて

$$C_{qp,k} = c_k A_0 \dots (6)$$

となる。すなわち、 c_k ($k = -n \dots 0 \dots m$) と $C_{qp,k}$ とは相似になる。

Fig. 6 は前節のコヒーレンス解析と同じく、0.25 m ごとに値をもつものと p_s , q_s を間引いて 2 m 間隔に直したものをを用い、1 次の自己回帰過程を除いた残差を q_s の代わりにした場合の自己相関関数と、 q_s の白色化に対応した p_s との相互相関関数の例を示している。自己相関関数の形から q_s はほぼ白色化されているものと見なすことができ、相互相関関数もそれなりの値をもっている。測点 A の表面圧との相関のピークが k の負の方向にずれるのは風速計の位置が測点 A よりも風下にくるためであって、ずれの距離が模型の半径とほぼ一致するのも偶然ではないであろう。そこで黒印で示した原点に近いピークをはさむ値を核関数 c_k に対応するものと考えことにする。 c_k の値そのものは白色化する以前の q_s を用いた (4) 式のコンボリューションを計算し、白色化前の p_s と比較して、それらの偏差が一致するように定めた。また速度圧のコンボリューションから得られる計算結果のバイアスを p_s のバイアスとすることによって、基準静圧データの欠損問題から免れることができる。つまり Fig. 4 の表面圧の基準静圧が定まることになる。

Fig. 7 は測点 A, E 以外の変換器による圧のデータも含めて、速度圧と核関数 c_k とのコンボリューションの計算結果を時間座標に直したものと、計測された表面圧

Fig. 6 Correlations of pre-whitened data and shapes of kernel (solid marks)

の時系列データとを比較したものである。なお計算に用いた核関数も添えておいた。図にない点も含めて測点 A, B, D, E, G, H のように圧の変化が大きいところでは比較的良好に合うが、測点 C, F, I といったところでは必ずしもよく合うとはいえない。Fig. 2 からわかるようにこの主突風は西から北に向かう風向変化をもっている。したがって測点 C は最初側面の負圧部分に属し、後には風上面の正圧部分に移る。また測点 I はその逆の現象となる。これらの測点は速度圧との対応でバイアスを定めるこの手法の特異点的な測点となる。また測点 F の表面圧を変化させるためにはこの突風の尺度はまだ小さいものと思われる。

主突風の 10 秒後にくる副突風については主突風の場合ほどには両者が合っていない。これも副突風の風向が主突風より北寄になっているためである。要するに (4) 式では風向変化まで考慮することはできず、そのような誤差がすべて R_s に含まれることになってしまう。もっと尺度が大きい突風が得られれば、 R_s は測点 N にみられるような剥離流の乱れによる成分が主なものとなるだろう。

もう一つの合わない原因として、この突風があまりにも急激であるために風速が急上昇する突風の先端が来たとき空気の粘性が働く時間がなく、最初に非粘性的な流形が生じた形跡が認められる。下流に当たる測点 F における圧の変化にわずかではあるが、測点 A とほぼ同時的な上昇がその形跡とみられる。 c_k の計算に用いたデータは白色化によりみかけ上定常化されたかにみえるが、主突風近辺の要素が効いており、測点 F および K における核の測点 A における核との同時的な極値はこの現象によるものと見なすことができる。(4) 式はいくぶんゆっくりとした非定常性を示すものであると考えられるため、そのような非粘性的挙動で生じた極値は無視すべきものかもしれない。

前報¹⁰⁾では (4) 式に相当するものに時系列データを用いた。時間座標の核と速度圧とのコンボリューションを求めたのだが、今度の Fig. 7 を見ただけでは距離座標の計算にやり変えてみても、あまりよくなったとは思えない。したがって、核は面積と遅れが合っていれば、その形の応答に及ぼす影響は小さいともいえる。極端な場合 Dirac のデルタ関数状になったと仮定すれば、その短い作用時間内に速度圧は変化しないものと考えて、その面積は速度圧が一定の場合の風圧係数と考えることもできる。そこで Fig. 7 には核の面積の値を積分記号とともに示した。風洞実験等の風圧係数値を想定してもあまり不自然ではないと思われる。しかし以上のことだけであるならば、距離座標表現の (4) 式を用いて現象の解釈を複雑化する必要はないので、この式の合理性を示すにはもっと詳しく考察せねばならない。

Fig.7 Shapes of kernel, convolution records with dynamic pressure and measured surface pressures

Fig. 8は Fig. 6の相関と Fig. 7の測点A, Eの核を参考にし、先に議論した核の形そのものにこだわらないということも含めて単純化したものである。描かれているA文字の横棒は頂点と脚部の中間を水平に結んだものであり、この長さを核の幅と考える。また核の重心間の距離 s_d は現象の遅れを表す長さである。これらの核は距離座標 s に関して線型入出力を結び合わせるものであり、その形は風向を固定すれば模型の形と位置に固有の

もので、従来の圧力係数と同じく Reynolds 数のみの関数となる。しかるに、それが入力 q_s の状態によっては変化してみえることがある。例えば q_s が一様であれば、時系列の定常という言葉があるので、それを代用することにして、 q_s が定常であれば、(4)式で読み取り区間を粗くして、隣接する定数 c_k をまとめてしまうことにより頂数を減らすことができ、極端な場合1項だけで表すこともできる。その状態を Fig. 8 のような図にすれば、それは Dirac のデルタ関数状にみえるであろう。つぎに準定常といわれる場合だが、これはすべての表面圧が距離座標においても速度圧と相似な波形となることが前提になる。そうならば速度圧の自己相関関数と速度圧と表面圧の相互相関関数は符号が反対になることはあっても相似になる。よって、核の幅はすべて Fig. 8 の破線で示した速度圧の自己相関関数の幅と等しくなり、かつ準定常には遅れが許されないため原点中心のものとなる。ここで自己相関関数に幅が生じたことは、速度圧の白色化が十分でなかったた

めに起こっていることであり、これは解析手法の欠陥から生じていることである。先に用いた2変数の Box-Jenkins モデルでは、あまり白色化を進め過ぎると、系の外から侵入するノイズが目立って出力 p_s との相関がなくなってしまうのである。もし系の外側からノイズが入ることがなく、白色化された入力がかつ準定常に入るといふ理想状態が可能ならば、速度圧の自己相関の幅は Dirac のデルタ関数状にすることができる。そうす

れば、表面圧の核の幅も同様になり、定常状態と変わらなくなる。以上は定常、準定常といった極端な場合について述べたものだが、現実には Fig. 8 に示すようなものである。これを Dirac のデルタ関数状とみるかどうかは入力 q_s 次第である。すなわち入力の波長が十分に長い場合はそのようにみえるし、波長が短い場合は波数のローパスフィルターとなるだろう。そしてデルタ関数にみえる度合いは幅の広い測点 E のものより、幅のより狭い測点 A のものが高いいといえる。つまり、淀み点に近い点では準定常に近いことになる。

そこで測点 A の核の幅ではば準定常と見なして、測点 E が同程度の準定常性をもつためにはどのような条件を要するかを考える。核の幅が測点 E では測点 A の約 2 倍であるから、流れ場の尺度 L が模型に対して約 2 倍になればよい。そのためには Fig. 2(b) で風速をそのままにして時間尺度が 2 倍になるような場合、時間尺度はそのままに風速がそっくり 2 倍になる場合、および風の状態はそのまま模型の大きさが半分になる場合が考えられる。そのようになれば測点 A の幅も半分に見えて、より準定常性が強くなっているが、測点 E の幅はもとの測点 A の幅と同じにみえるにちがいない。測点 E の圧はこの模型全体を通して応答がもっとも遅いことを考え合わせると、そのようなときにはこの模型の形に固有な定常時の流形の出現がほぼ達成されて、抗力係数が定義できそうになることになる。しかしながら、上記三つの場合で風速が 2 倍になるものと、模型が半分になるものでは Reynolds 数が関係すると思われるため注意を要する。Reynolds 数の影響については 3.5 節で少し議論するが定量的には今後の研究に待つほかはなく、定性的には Reynolds 数が大きくなれば粘性の寄与が小さくなり、遅れや核の幅が減少して準定常に近づく傾向が考えられる。

これまでは現象を距離座標 s の関数と見なして論じてきた。Fig. 7 のコンボリューションも距離座標をもとに計算し、後に時間座標に戻したものである。そこでこのコンボリューションが計算されるとき、時間座標では

Fig. 8 Kernels and distance scales

核の形がどのようなになっているのか調べてみることにする。

(4) 式の R_s を除いて、アナログ的に表現し、離散量と同種の記号を用いることにすれば、表面圧 $p(s)$ は

$$p(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} c(s')q(s-s')ds' \quad (7)$$

と表すことができる。 $c(s')$ の値は $s'=0$ の近傍に意味があり、核の存在するところに対応する部分を $s_1 \sim s_2$ とすれば、

$$\left. \begin{aligned} c(s') &\neq 0, (s_1 \leq s' \leq s_2) \\ c(s') &= 0, (s' < s_1, s' > s_2) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

と定義することができるものとして、

$$p(s) = \int_{s_1}^{s_2} c(s')q(s-s')ds' \quad (9)$$

となる。Fig. 2(c) に示すように、距離座標 s と時間座標 t とは 1 対 1 対応しているの、

$$ds' = V(t')dt' \quad (10)$$

に注意して (9) 式を書き直せば、

$$p(t) = \int_{t_1}^{t_2} c(t')V(t')q(t-t')dt' \quad (11)$$

となる。ただし、

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= s_1/\bar{V}(t_1) \\ t_2 &= s_2/\bar{V}(t_2) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

である。ここで、 $\bar{V}(t_1)$ 、 $\bar{V}(t_2)$ はそれぞれ $t=0$ から t_1 、 t_2 までの風速 $V(t)$ の平均値である。

$$c_d(t') = c(t')V(t') \quad (13)$$

とすれば、

$$p(t) = \int_{t_1}^{t_2} c_d(t')q(t-t')dt' \quad (14)$$

と表すことができる。

(13) 式からわかるように、核 $c_d(t')$ は $V(t')$ とともに変化するの、速度圧 $q(t)$ と表面圧 $p(t)$ の間にもはや線型関係はない。しかしながら、 $V(t)$ の変化がほとんどない準定常に近い状態を考えると、核の高さは $V(s)$ 倍されて、幅 $t_2 - t_1$ は (12) 式より

$$t_2 - t_1 = s_2/\bar{V}(t_2) - s_1/\bar{V}(t_1) \approx (s_2 - s_1)/\bar{V}(t_2)$$

と $1/V(t)$ となることから、核の形は等面積的に変化するだけである。したがって当然のことではあるが、定常流では風圧係数が定まることを意味している。

核固定的表現である (14) 式を入力固定的表現に直すと、

$$p(t) = \int_{t-t_2}^{t-t_1} c_d(t-t')q(t')dt' \quad (15)$$

となり、速度圧 $q(t)$ の変化と、これまで主として扱ってきた測点 A、E における核の変化の様子を Fig. 9 に示す。

Fig. 9 では速度圧の頂部と底部を意識的に選んでいるため、誇張のきらいはあるが、その変化の様子はよくわかる。また横軸の目盛りを核のものと揃えて見やすくし

ておいた。先の距離座標の議論では実際には核の幅は変わらずに、入力によってそれが変わって見えるということであったが、それを時間座標に直すと、その幅が風速によって自動的に変化するものであることがわかる。そして線型性、準定常性、流形の形成度という各語を同義語的に用いると、高風速時にはそのいずれもが上向きの指標をもつのに対して、低風速時には逆の指標になる。したがって強風時のデータの必要性は単にそのときの実状把握というだけに止まらない。また、低風速時の計測結果が複雑になるのは単に計測誤差のためではなく、風向変化の影響が入りやすい状態になっていることがわかる。

ここで述べた距離座標線型モデルから風速 20 m/sec 以下では風圧係数が定まらないとした W. A. Dalglish³⁾の疑問に対して、低風速では流れの直進性の持続が難しく、流形が不定であるといえる。またもう一つの実例として先頃の台風 9119 号の被害²⁾で建物に比べて送電鉄塔や電柱の被害が目立った。そのようなものは風当たりの強い場所にあったともいえる。しかし核の幅が物の特性長さに比例することを考えに入れ、鉄塔の部材を

Fig. 9 Variations of dynamic pressure and shape of kernel in time domain

建物と比較すればその特性長さは著しく短い。建物のもつ幅の広い核は突風に対してローパスフィルター効果が大きく、かつ前面に発生する正圧と背面の負圧の発生時刻がずれて、大きい抗力が発生しにくいのにに対し、核の幅が狭い鉄塔の部材はほとんど準定常になることが考えられる。

前報¹⁶⁾の時間座標線型モデルは規模効果についてはある程度説明ができたのであるが、風速増速効果については不十分であった。この不十分な前報のモデルも今回のモデルも計算値と計測値との食い違いが同程度であるということは、両モデル共通の仮定である上流の淀み点の位置が変わらないという直進的な流れを想定していることにある。現実には Fig. 2(a) に示すように相当な風向変化がある。そして Fig. 7 に示した核の形などもその状態のデータから得られたものを用いて作っていることからこのモデルの完成は容易ではない。

3.3 風圧分布の時間的变化

Fig. 10 は計測された風向、速度圧、測点 A、E の風圧および流路変化率を同時刻的に示したものである。横

軸は時間経過に戻している。また流路変化率を除くデータにはマノメータの時定数 1.5 sec に相当するローパスフィルターがかけられている。なお中段の表面圧のデータは速度圧とのコンボリューションから得られる基準圧に基づく変換器出力によるものと、室内圧の基準圧が基準となるマノメータデータとを比較しているが、両者はほどよく合っており、短時間の計測ならば、基準静圧の設定に、このような方法も可能であることを示している。

Fig. 11 は Fig. 10 に英字で示された時点に対応する風圧分布の約 1 sec ごとの時間変化の様子を示したものである。以下 Fig. 11 の風圧分布を見ながら周辺の流れの状況を想定していくことにする。その前に流形の形成度について粗っぽく定義をしておくと、上流の淀み点の位置が明確でないものとして段階 0、淀み点の位置はわかるが頂上の風向がずれていたり、その他の面の分布が整っていないものとして段階 1、主流に平行に近い面での分布がほぼ整っているが、非対称性が残っているもの段階 2、流形が完成しているかどうかはわからないが、この程度であろうと考えられるものを段階 3 とする。

Fig. 11 の時点 A は突風到来直前のもので、建物自体

が風向をはっきり感じていない状態であって、段階 0 である。時点 B は頂上の風向とは異なるが、建物は風上側の淀み点を持ち、その点近傍では流形が形成されているものとみて、段階 1 とする。時点 C においても頂上の風向はずれているが時点 B よりやや北寄りか

Fig. 10 Simultaneous records of wind direction, dynamic pressure, surface pressures (at points A and E) and stream path variation; including rank of pattern formation ( ) and time indices in Fig. 11

ら強い突風が来ていることがわかる。流形形成段階はやはり1のままでしょう。時点Dでは突風の効果がほぼ模型全体に及んで、流形はかなり完成しているかにみえるが、強い非対称性や背面の圧が高いままであることから流形の形成段階2としよう。時点Eに移る前に Fig. 10の流路変化率に注目すると10%前後であったものが急に減っている。この流路変化率は、評価長さ l_e として Fig. 8の核全体がほぼ入る長さに対応する $4D$ を選んで計算したものであり、この時点での突風の直進性が強いことを表している。次の時点Eでは背後の正圧領域が狭

くなったこと、正面の淀み点位置と風向の関係が一致していることなどから流形形成の度合いが時点Dよりも高いと考えられるが、非対称性は残ったままであり、形成段階としては2とせざるを得ないであろう。流路変化率は時点DとEの中間で2%にまでなっており、流路変化率が小さいということが流形形成が進むための条件の1つであることがわかる。時点Dで流形の完成度のわりに流路変化率が10%と大きいのは風速計の位置が淀み点より後方にあることを考慮すべきである。時点Fでは負圧の部分はほぼ残り、背後の正圧が小さくなっている

ことから、下流での流形形成は進んでいるが、淀み点の圧は時点Cよりも小さく、全体的な流形形成としての段階はつけられず、後遺的なものであろう。時点FからGにかけては Fig. 10からわかるように風向、風速とも安定した1秒間であり、時点Gでの圧の分布は剝離泡の負圧こそマノメータ計測の分解度の悪さのために消えているが、対称性、背面の正圧から判断し、風向変化を考慮しない立場からみて、もっとも流形形成度が高く、段階3としよう。なおこのときの流路変化率は4.5%である。

時点GからH, I, Jにかけては風が緩み風向が西寄りに変化するときの流形の崩解過程をかなり克明に見ることができる。すなわち時点Hでは半時計まわりの風向変化に対して、まず壁面に沿う時計まわりの循環流が発生しており、時点Iでそれが屋根面にも及んでいる。時点Jではそれが終わり、風向と淀み点とが一致して流形が整ったかに見えるが、側面や背面の分布は乱れており、段階1程度であろう。流

Fig. 11 Time variation of surface pressure distribution

路変化率はその後上昇して時点Jでは10%となる。また時点Kでは北よりの風向変化に反転し、側面にも高圧部が現れて、時点L, Mの混頓状態へと移行する。

その後時点Nで副突風の接近が見られ、時点Oでそれのはっきりしてくる。両側面の負圧に変なところがあるので、この段階は1とみるべきであり、段階2はつぎの時点Pでできあがる。その後時点Q, R, S, Tと低風速にもかかわらず段階2に近い流形が保持されているのはFig. 10にみる風向、風速の安定性のためで、主突風の時点Gと似た状況なのであろう。流路変化率が風の強い時点Q, R, Sで7~8%と高く、風が弱くなる時点Tで5%と低くなることもそれに関連しているであろう。副突風が瞬間最大18.7 m/secと主突風の21.6 m/secに比べてあまり変わらないにもかかわらず、それほど強い圧をもたらさないのは、その長さ尺度が小さいこと、模型の大きさを基準にした流路変化率の最低値が主突風の2%に比べて3.5%と大きいためであるといえる。風が弱まり混頓に近づいた時点Uで圧力分布の状態変化を通じて読みとれる流形変化の観察を終わる。

Fig. 10の最下段、流路変化率のところに上で述べた流形の形成段階を( )の中に示しておいた。これを見ると、流路変化率は完全には形成段階と1対1対応をしているとはいえないが、その値は流形形成の指標となることが伺われる。

以上の観察から風向変動が流形形成を妨害する機構として、当初から予測した上流淀み点を移動させるものと、流形形成が進んだ状態で循環を発生させて、それを崩解させるものとの2種類が存在することがわかった。前者は3.2節で議論した核の形が扁平な場合、すなわち速度が小さい場合の障害となるため流路変化率の大きさによって、予測が可能であるのに対して、後者は流路変化率は小さくとも風速変化が大きいときに生じる現象である。時点Hでは風速が緩んだ場合であるために循環による流れが目立ったが、時点Dのひどい非対称分布も同じ現象であると考えられる。ただこのときは風速は上昇中なので、風向変化と同じ向きの循環となる。この模型は全般的にみて時計まわりの循環が発生しやすく、地形的な要因も否定できないが、上記のような現象は明らかである。

3.4 流路変化率の検討

Fig. 10の流路変化率を求めるための評価長さ l_r については前述したようにFig. 8の核全体の合計が含まれる長さとして $4D$ を選んだのだが、この値が適当であるかどうかは議論の余地が残るところである。例えば、前節で流形の整うところが突風の頂点からかなり後になることなどから評価長さをもっと長くすればどうかといったことである。そこで評価長さを変化させ、かつ主突風の近辺を詳細に示したものがFig. 12である。

この図において評価長さ l_r を2倍の $8D$ にまですれば、流路変化率の最小値が時点Fの後にまでくるが、これでは時点D, Eで流路変化率が10%以上になり問題にならない。この突風の頂上付近の流形形成がもっとも進むのはFig. 11で時点DとEとの間であり、Fig. 12ではその区間で $l_r=2D$ と $l_r=4D$ が最小となる。 $l_r=2D$ というのはFig. 8で遅れ長さ $s_d=2.3D$ に近い。すなわち淀み点付近の流体素子が模型の下流端に平均的に達するとき、風速計の位置での素子の移動距離が径の2.3倍になるという意味をもつ長さである。一方 $l_r=4D$ は流れが完全に定常な場合、核の積分値としての風圧係数が定義できる長さ、つまり、もしFig. 8の核の形が完全な直線流れから得られたものであると仮定するならば、流形が一瞬完結する風速計位置での風程の長さを表すものである。どちらも物理的に意味をもつ長さなのであるが、その最小値をとる位置が流形の形成度が進む位置と対応することを考慮すれば、時点Dよりも時点Eの方が形成度が高いことから $l_r=4D$ の方を選ぶことになる。

評価長さをいったんこのように定義すれば、Fig. 12は別の意味を表すものとなる。すなわち物の大きさが半分になった場合、Reynolds数低下の影響を無視すれば、 $l_r=2D$ の曲線がそのものに対応する流路変化率を表すことになる。最小値は約1%となり、2%以下の状態は長く続く、そのときの流形形成がどのように進むのかは、この模型では突風の尺度が2倍にならないかぎりわからないが、背面での負圧が強くなって、より大きい力が作用するであろう。逆に物の大きさが2倍になった場合 $l_r=8D$ の曲線がその流路変化率を表すことになる。こちらの方の流形はある程度の予測ができる。すなわち流形がもっとも整うのは時点Fより後で、4.5%という流路変化率はこの模型の副突風時の値3.5%より大きく、形成段階2まで達しないだろう。ここでも物の大きさによって作用する風の力が違ってくることがよくわかる。

このように流路変化率は風向変化と物の大きさという

Fig. 12 Change of stream path variation due to referred length

情報を含んだ重宝なパラメータであり、その上、対象となる地点、特定の主風向に限定すれば、流路変化率と突風の風速との関係が一意的に定まることは考えられる。そうすればこのパラメータのみで、ある地点のある大きさをもつ構造物に対する風環境を想定することも不可能ではない。

ここでもまた過去の計測で疑問であった現象解明の糸口をつかむことができる。その1つはC. W. Newberry¹¹⁾のRoyex houseの風圧計測で、風圧が生じるのは風上面と側面の風上寄り半分ぐらいのところ、他の部分で風圧らしいものはない。ここは市街地で乱れが強く、流路変化率が7%程度以下にならないとすれば、流形成段階は1.5の程度だったということもありうる。同様の例として松井²²⁾らによる早稲田大学の学舎に作用する風圧の計測例がある。ここでは背面の圧はほとんど変化しなかった。流形成段階は1程度であり、市街地におけるこの規模の建物に対する流路変化率の最低値が10%以下にならなかったのではないと思われる。物の形の違いによる l_r のとり方、つまり核の形の決め方など、今後の研究に待つことは残るが、流路変化率は風荷重の主要素になると考えられる。

3.5 境界層風洞実験について

単純な形の低層建物模型という限られた場合についてではあるが、自然風中の現象の概要が明らかになったところで、この縮小模型を風洞に移すと、どのようなことになるのかを考えることは有意義であると思われる。

Fig. 13は境界層風洞の気流から突風らしい風速変動を取り出し、Fig. 2と同様の処理をしたものである。もとの模型が突風の長さ尺度73mに対して、模型の直径が6mであったことから、この突風の尺度1.0mに対して直径10cmの模型を想定しよう。つぎに時間尺度

を $D/\bar{V}_s$ で評価すると野外0.35に対する風洞0.015となりその比は1:0.04で、Fig. 11で示した風圧分布の移り変わりは風洞では1/25 secごとのものに相当することになる。また、Reynolds数を $D\bar{V}_s/\nu$ (ν : 空気動粘性係数)と表すと、それぞれ 7×10^6 と 4×10^4 となる。

Fig. 13(c)の流路変化率は自然風の場合と同じく、突風自体を対象とした $l_r=1.0$ m、模型の大きさを対象とした $l_r=4D=0.4$ mについて示した。流路変化率の大きさはFig. 10に示す自然風の場合とあまり変わらないが、変動幅はかなり小さく、突風の頂上と極小値の発生という対応もFig. 10に比べるとはつきりしない。Fig. 13(d)は風程をベクトル的に表示したものである。流軸が横軸とずれているのは熱線風速計のX型プローブの設置誤差によるもので、この軸を中心とした変動の短波長成分は小さく、均質性が強いので、このような流れは自然風に比べて粘性的であるといえる。

従来、Reynolds数の問題は定常状態で角ばった物の抗力係数があまり変わらないという現象をもとに考えられてきた。しかし、乱流中の非定常現象はこれまで述べてきたように単純ではない。したがって、ここではFig. 8に示した核の形をもとにReynoldsの相似則についての考察を進めてみる。まず、風洞で粘性が1/200程度の仮想気体があるとすれば、Reynolds数が一致して、実物と風洞との現象は相似となり、風洞でもFig. 8と同様の核が得られるであろう。つぎに、この核の形がある入出力系の衝撃応答を意味しており、それがばねと減衰器からなる1次系であると仮定しよう。この仮定は少し大胆ではあるが、核の形自体が流形に及ぶ影響は少ないという3.2.3節の議論から許されるものとする。そうすれば、1次系の時定数は距離座標における核の幅に相

当するものとなる。時定数は減衰器の粘性に比例し、ばね定数に反比例する。そこで仮想気体を通常の空気置き替えると、どのようなことになるだろうか。ばね定数というのはある一定の安定な流形から形が一定量だけひずむとき、それをもどそうとする力を意味するから、仮想気体でも空気でも安定な流形が似ているものとすれば、同程度のものであろう。結果として時定数、すなわち核の幅は粘性による寄与のみが効き、200倍となる。

この核の幅に対する考え方は物体表面を包むせん断層における分子粘性の作用を強調し過ぎている。なぜならば、流速が等しいとすれば、物

Fig. 13 Gust in wind tunnel stream

体の大きさが変化するとき、それにつれて Reynolds 数
が変化しても、実寸的な核の幅は変化しなくなってしまう
からである。現実には、せん断層の乱れに伴う渦粘性
効果が卓越していると考えられ、分子粘性の影響は小さい
ものとして、風洞実験が行われている。それでもなお、
風洞実験における核の幅は自然風のものとは比べて相当広
いと考えの方が風洞の現象そのものを理解しやすい。

まず、送風機が回転を始めて、流れの状況が安定する
と、しばらくして物体まわりの平均的流形が完成する。
いったん流形が完成してしまうと、それは風が止まるま
で続くので、その間に圧や速度の測点を切り替えながら
測っても、同時に測っても平均的な量は同じものが得ら
れる。このような計測は基準風速を任意に選ぶことがで
きるし、模型の大きさについてもそれほど敏感^(6), 23)では
ない。これは粘性の効く流れ場で安定な平均流は無限大
ともいえる尺度をもって、模型まわりの流形形成に寄与
していることを考えれば、当然の帰着である。そして、
そこに含まれる乱れは剥離流の早期渦化を促進している
だけであるから、乱れの平均尺度と模型の寸法との対比
は現象に対する敏感な要素とはなり得ない。自然風中では
流形形成のために尺度の比がもっとも主要な要因である
というこれまでの議論の結果とこの点において根本的に
相違している。

この違いを矛盾なく説明するためには、以下のような
ことが考えられる。2.3.3 節での核の幅の導出に際して
は、風速が大きく変化するにもかかわらず、Reynolds
数に対する特別な配慮はしていない。ここでの Reyno-
lds 数の変域はたかだか数倍程度であり、現象に対する
その影響ははっきりと現れてこない。しかるに風洞模型
と実物といった Reynolds 数の変域が数百倍になるとき
には、それは無視することができなくなっている。そして
高 Reynolds 数域では核の幅を介した、流れ場の尺度
との比が流形形成の主要因であったものが、低 Reyno-
lds 数域では粘性のために核の形が平坦になって、伝達
機能は衰え、平均機能のみが働く。そこに安定な平均流
が存在するときの様子は前述したとおりのものとなる。
こうして風洞では多少の風向風速の変動にかかわらず静
的な風圧係数が定義できる状況ができています。他方、す
でにわかっている事実として、実物で接近流の変動が伝
達されやすく²⁴⁾、風洞では伝わりにくい²⁵⁾という研究結
果もこの核に関する議論を裏付けている。このように考
えると、物体表面の変動圧係数というのは風速変動が伝
わるものではなく、(4) 式の R_s に相当するせん断層
の渦化によって生じるものについて定義すべきである²⁶⁾。
これまで Reynolds 数の違いがあると認識しながらそれ
を明確に示すことができなかった事態²⁷⁾を核の概念で
明快にできた。

以上の考察結果を風洞実験が合うと認められている

Dalglish ら³⁾の研究に照合することは意味がある。彼
等の基準風速は地上 285 m という高度でとられており、
そこでの乱れがかなり規模の大きいものであろうことは
推察される。しかしながら、平均のとり方に風向の範囲
をきめた条件抽出を行っているところからみて、そのよ
うな定常に近い流れでさえも、自然風は完全な定常とし
て扱えるものではないことを示している。彼等は実物に
対して 1/20 秒ごとに読取った 5 分間のデータを用いて
平均と標準偏差を計算し、それらの風向範囲別の集合を
もって平均圧係数と変動圧係数を求めている。一方、風
洞では 1/200 の縮尺模型を用い 10° ごとに模型を回転さ
せて、一般に 1/200 秒ごとの時間間隔で、ピーク部分で
は 1/500 秒ごとの時間間隔でデータを読みとり、20 秒
間のデータを標本として用いている。

平均圧係数についてはある一つの測点について集合の
数を増やせばそれが一定値に収束することはあり得るこ
とであり、またある時間以上の平均時間をとった風洞実
験の測定結果と合うことも考えられる。しかし、変動圧
についてはいくつかの疑問が残る。まず、平均圧のばら
つきというのは変動圧と完全に独立なものと考えられる
ものなのかどうか。時間的に無作為に抽出された集合と
はいえ、時間経過は存在するはずである。もう一つのこ
とは、風洞の基準風速についての記述がないので、詳し
いことはわからないが、それが自然風とあまり違わない
とすれば、自然を基準とした時間尺度は縮尺と等しい 1
: 1/200 となるはずである。読みとり時間間隔について
みれば精密な方でも 1 : 1/25 と時間尺度が 1 桁長く、粘
性によるローパスフィルターの間引効果を利用している
ことがわかり、標本の長さについては 1 : 1/15 とさらに
長く、流体素子の流跡行程を取入れた幾何学的相似律が
見逃がされている。

このように乱れが少なく流れ場の尺度が大きくなると、
粘性の影響の小さい風上面のみならず、すべての面で、
平均圧係数だけでも風洞実験で再現できるということ
は驚くべきことであり、それが上空の乱れの少ない部分
を占有する超高層建物で、風向が多少変化しても循環
が発生しにくい、と思われる長方形断面をもつものに
して、はじめて可能だといえるのではなかろうか。Y.
Mataki ら²⁸⁾による千葉ポートタワーにおける計測も、
同じ範疇に属するものと思われる。

低層構造物の例として、本模型建物についてまとめ
ると、まずこの模型は幾何学的な方向性がないので、実
験中の限られた風向ならば、淀み点を一点に集めて測定
値を平均すれば、風洞での平均値と合わせることも可能
であると仮定する。そこでこの模型建物の大きさを 2 倍
に想定すると、3.4 節の議論から流れとの尺度の比が合
わず、流形が完成しないために風洞での相似は不可能と
なる。つぎに自然の流れ場の尺度が 2 倍になる場合を考え

ると、また相似の可能性が生まれる。しかしこれを続けていくと、大きい建物では現実には存在しないような規模の大きい流れ場となる。これが乱れの強いいわゆる低層構造物に対して、Reynolds数の問題抜きでいえることであって、Aylesburyの住宅の現象再現が難しいこともこれによるものであろう。

4. まとめ

平坦な芝生の上に直径約6m高さ約2mの円筒壁に高さ約1mの浅い円錐屋根をもつ模型建物に生じる表面圧の突風による応答を観測し、その観測資料を解析した結果以下のような結論を得た。

(1) 風速データを用いて、通常の時系列データを距離を座標とするデータに直すと、建物の大きさとの対応を調べるのに便利である。

(2) 速度圧を入力に、表面圧を出力にした距離座標での線型入出力関係から、定常現象の圧力係数に代わるものとして、積分核の形を求めることができた。その結果淀み点に近いところほど核の幅が狭くなり、準定常に近くなることがわかった。

(3) 距離座標で行うコンボリューション計算を時間座標でみることにより、高風速時に速度圧と表面圧との線型性が高まることを発見した。

(4) 物体表面に生じる固有の流形を崩壊させるものとして、風向変化がある。この風向変化を物の大きさを含めて表すことができる流路変化率という概念を提案した。

(5) 物体表面に沿って物体の形状に合った流形があるとき、風速が増加しながら、風向変化が起こると、物体まわりに風向変化と同じ向きの循環が、風速が減少しながら風向変化が起こると、風向変化とは逆の循環が生じる現象を発見した。

(6) 自然風について求めた積分核の概念をいわゆる境界層風洞実験法に適用することにより、その相似性に関する問題点を指摘することができた。

謝 辞

本研究は模型建物の製作に始まり、計測装置の準備、維持管理、計測の実施と潮岬風力実験所の林 泰一助手、尾崎寿秀技官、河内伸治技官の尽力に負うところが多い。とりわけ尾崎技官にはマノメータの改良、ビデオカメラとアナログデータとの同時性を確保するパルス装置の考案、マノメータデータの読み取りまでの面倒をみていただいた。また杉政和光技官には図版の作成に協力をいただいた。ここで諸氏に感謝の意を表します。本研究は文部省科学研究費一般研究(B)03452222の成果の一部である。

参考文献

- 1) C.W. Newberry, K.J. Eaton and J.R. Mayne : The nature of gust loading on tall buildings, Proc., Wind effect on buildings and structures (2nd ICWE), pp. 399~428, 1967.
- 2) W.A. Dalgliesh : Comparison of model/full-scale wind pressures on a high-rise building, J. Industrial Aerodynamics, Vol.1, pp.55~66, 1975.
- 3) W.A. Dalgliesh, J.T. Templin and K.R. Cooper : Comparison of wind tunnel and fullscale building surface pressures with emphasis on peaks, Proc. International Conf. on wind engineering (5th ICWE), pp. 553~565, 1979.
- 4) K.J. Eaton, J.R. Mayne : The measurement of wind pressures on two-story houses at Aylesbury, J. Industrial Aerodynamic, Vol.1, pp.67~109, 1975.
- 5) K.J. Eaton, J.R. Mayne and N.J. Cook : wind loads on low-rise buildings- effects of roof geometry, Proc., Wind effects on buildings and structures (4th ICWE), pp. 95~110, 1975.
- 6) L. Apperley, D. Surry, T. Stathopoulos and A.G. Davenport : Comparative measurements of wind pressure on a model of full-scale experimental house at Aylesbury, England, J. Industrial Aero-dynamics, Vol.4, pp. 207~228, 1979.
- 7) H.W. Tieleman, T.A. Reinhold and R.D. Marshall : On the wind-tunnel simulation of the Atmospheric surface layer for the study of wind load on low-rise buildings, ditto, Vol.3, pp.21~38, 1978.
- 8) A.E. Holdø, E.L. Houghton and F.S. Bhinder : Some effects due to variation in turbulence integral scales on the pressure distribution on wind tunnel models of low-rise buildings, ditto, Vol.10, pp.103~115, 1982.
- 9) P.J. Vickery and D. Surry : The Aylesbury experiment revised further wind tunnel test and comparison, J. wind engineering and industrial aerodynamics. Vol.11, pp. 39~62, 1983.
- 10) S.O. Hansen and E.G. Sørensen : Aylebury experiment comparison of model and full-scale tests, ditto, Vol.22, pp.1~22, 1986.
- 11) S. Mouset : The international Aylesbury collaborative experiment in C.S.T.B., ditto, Vol.23, pp.19~36, 1986.
- 12) B.L. Sill, N.J. Cook and P.A. Blackmore : IAWA Aylesbury comparative experiment-Preliminary results of wind tunnel comparisons, ditto, Vol.32, pp.285~302, 1989.
- 13) 立川正夫 : 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 (その1 実験方法), 日本建築学会論文報告集, 第150号, pp.23~29, 1968.
- 14) 上田 宏, 桂 順治, 藤澤一善, 藤井邦雄 : 強風中における低層建築物の室内圧に関する研究, 日本建築学会論文報告集, 第434号, pp.51~58, 1992.
- 15) H. Tanaka, and Y. Lee : Scale model verification of pressure differentials and infiltration induced across the walls of a high-rise building, J. Wind Engineering and

- Industrial Aerodynamics, Vol.25, pp.1~14, 1986.
- 16) J. Katsura : A gust response of surface pressure field on a low-rise building model, Proc., Wind effect on buildings and structures (8th ICWE 1991), J. Wind Engineering and Industrial Aerodyn., Vol. 43, pp. 1853~1864, 1992.
- 17) 石崎澄雄, 桂 順治 : 細長い長方形断面をもつ 2 次元模型の側面における風圧変動の相関分布について, 日本建築学会論文報告集, 第 220 号, pp. 29~34, 1974.
- 18) 桂 順治 : 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, 第 31 号, B-1, pp. 393~398, 1988.
- 19) G. M. Jenkins and D. G. Watt : Spectral analysis and its applications, Holden-day, 1968.
- 20) G. E. P. Box and G. M. Jenkins : Time series analysis forecasting and control, Holden-day, 1976.
- 21) 光田 寧 : 1991 年台風 19 号による強風災害の研究, 文部省科学研究費総合研究 A 突発災害報告書, 1992.
- 22) 松井源吾, 須田健一, 永井亮一 : 高層建築物に作用する風圧力について—早稲田大学 51 号館における実例をもとにして—, 日本建築学会論文報告集, 第 299 号, pp. 9~19, 1981.
- 23) T. Stathopoulos : Scale effects in wind tunnel testing in low buildings, J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.13, pp. 313~326, 1983.
- 24) H. Kawai and H. Ishizaki : Wind pressure characteristics on full-scale tall buildings, Proc., Resional conf. on tall buildings, pp. 161~173, 1976.
- 25) 桂 順治 : 流れ方向に細長い長方形断面 2 次元模型の格子乱流中における風圧分布, 応用力学連合講演会講演論文抄録集, 第 24 回, pp. 85~92, 1974.
- 26) 石崎澄雄, 桂 順治 : 細長い長方形断面 2 次元模型の側面における風圧変動の強さについて, 日本建築学会論文報告集, 第 214 号, pp. 1~6, 1973.
- 27) J. C. R. Hunt and H. Fernholtz : Wind-tunnel simulation of atmospheric boundary layer : a report on Euromech 50, J. Fluid Mech., Vol. 70, Part3, pp. 543~559, 1975.
- 28) Y. Mataka, T. Ohkuma, J. Kanda, H. Kitamura, S. Kawabata and K. Ohtake : Full-scale measurement on Chiba Port. Tower, ASCE Structures Congress. Structural Design, Analysis and Testing, 1989.

(1992 年 8 月 20 日原稿受理, 1993 年 6 月 1 日採用決定)