

## 扁平矩形断面における微小攪乱の変動空気力への伝達

Transmission of weak disturbance to fluctuating lift force on flat rectangular cylinder

野田稔\*, 宇都宮英彦\*\*, 長尾文明\*\*\*, 中出敦士\*\*\*\*

Minoru Noda, Hidehiko Utsunomiya, Fumiaki Nagao, and Atsushi Morita

\*工博, 徳島大学助手, 工学部建設工学科 (〒770-8506 徳島県徳島市南常三島町2-1)

\*\*工博, 徳島大学教授, 工学部建設工学科 (〒770-8506 徳島県徳島市南常三島町2-1)

\*\*\*工博, 徳島大学助教授, 工学部建設工学科 (〒770-8506 徳島県徳島市南常三島町2-1)

\*\*\*\*徳島大学大学院院生, 工学研究科建設工学専攻 (〒770-8506 徳島県徳島市南常三島町2-1)

## ABSTRACT

It is well known that the spatial correlation of fluctuating lift forces plays an important role in the gust response analysis for horizontally long structures on the frequency-domain. Some recent researches have pointed out that the spatial correlation scale of the fluctuating lift force acting on bluff bodies is very larger than that of the fluctuating velocity of the approaching flow. To investigate the built-up process of the spatial correlation of fluctuating lift forces, the transmission of pulsative disturbance generated artificially near the stagnation point of the thin rectangular cylinder was examined through the measurements of surface pressures and fluctuating wind velocities. As a result of this study, it was clarified that the disturbances were transmitted independently to the flow field around model and to the fluctuating pressures even if there was another disturbance given at the adjacent points.

*Keywords: gust response analysis, fluctuating lift force, spatial correlation, periodic disturbance*

キーワード: ガスト応答解析, 変動揚力, 空間相関, 周期攪乱

## 1. はじめに

橋梁に代表される風向直交水平方向に長い構造物を対象とした周波数領域におけるガスト応答解析<sup>1)</sup>において、変動空気力の空間相関特性が重要であることはよく知られている。そして、抗力成分については変動空気力の空間相関と接近気流の変動風速の空間相関とはよく一致するため、変動空気力の空間相関の代わりに変動風速の空間相関を用いることが一般的である。しかし、変動揚力の場合には変動風速の空間相関に比べてその空間相関は強められていることが指摘されており<sup>2,3)</sup>、変動揚力の空間相関スケールが変動風速の空間相関スケールの10倍近くにもなっている場合もある<sup>4)</sup>。この現象に対して、格子乱流を用いた検討<sup>5)</sup>や可動翼を用いた検討<sup>6)</sup>などが行われているが、未だに変動揚力の空間相関の形成プロセスについては明らかにされていない。

ここで、乱流中の物体に作用する圧力の変動は、それ自身が引き起こす周辺流れの乱れと、接近流中に含まれる乱れの作用によって生じていることは周知の事実である。しかし、物体表面のある点に生じた圧力変動が何に起因したものなのか、仮に接近流の外乱による圧力変動

が抽出できたとしても、接近流のどこの風速変動が注目している物体表面上の点の圧力変動にどれだけ伝わったのかを明確に示すことはできない。なぜならば、接近流の乱れは空間領域、周波数領域に連続的に分布しており、その外乱の集成として物体表面の圧力変動が生じているためである。このことが、変動揚力の空間相関形成プロセスを検討する上では大きな障害となっており、逆に、もし空間領域、周波数領域から微小範囲を切り出すことができれば、すなわち点状に、単一周波数の攪乱を与えてやることであれば、乱流中の現象ゆえに明確にできない接近流の外乱から物体表面に作用する変動圧力までの伝達プロセスを明らかにすることが期待できる。

そこで、本研究では乱れのほとんどない一様流中に設置された扁平矩形断面模型の上流側よどみ点に、平均場に影響をほとんど与えない程度の非常に微弱な周期的攪乱をパルス状の噴流によって与え、その周期的攪乱が模型表面の変動圧力や模型周辺の流れ場にどのように伝達されるのかを検討することにした。ここでは、1点に与えられた周期的攪乱の伝達状況を検討すると同時に、離れた2点に与えられた異なる周波数を持った周期的攪乱の伝達状況についても検討している。

## 2. 風洞実験概要

### 2-1 供試模型と圧力及び風速の計測

図-1に供試模型の断面と圧力孔の配置状況を示す。ここで用いた断面は、高さ $D=50\text{mm}$ 、幅 $B=650\text{mm}$ の辺長比 $B/D=13$ の扁平矩形断面であり、長さ $900\text{mm}$ の2次元断面である。圧力孔列はスパン中央に配置されており、ここでは次節に述べる攪乱の付加位置を移動させることによって攪乱付加位置と圧力孔の相対位置を変化させ、攪乱付加位置を中心とした変動圧力の伝達状況を計測した。

圧力計測は多点同時微風圧計測システム（共和電業株式会社）を用いて行った。また、気流の計測はX型熱線風速計による主流方向・主流直交鉛直方向の2成分を計測した。圧力、風速ともサンプリング周波数は $1\text{kHz}$ とし、圧力については $60000$ サンプル( $60$ 秒分)、風速については $10000$ サンプル( $10$ 秒分)のデータを取得し、いずれの場合も現象の時間経過の基準として周期攪乱の導圧管内の圧力変動を同時に計測した。実験は幅 $1\text{m}$ 、高さ $1.5\text{m}$ 、長さ $4\text{m}$ の測定胴を有する徳島大学の多目的風洞で実施し、実験風速は $6\text{m/s}$  ( $Re$ 数 $=20,000$ )に設定した。

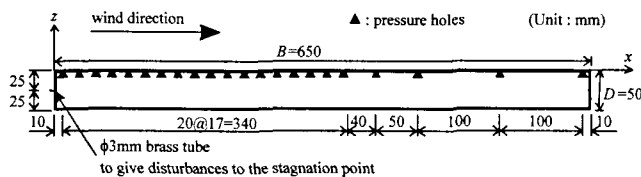


図-1  $B/D=13$ 断面と圧力孔の配置状況

### 2-2 攪乱の付加方法

周期攪乱は、図-2に示すようにコンプレッサーで生成された高压空気を減圧弁で $0.5\text{MPa}$ まで減圧した上で電磁バルブに導き、電磁バルブを周期的に開閉することで生成した。電磁バルブの開閉で生み出されたパルス状の噴流は直径 $3\text{mm}$ の真鍮管に導かれ、図-3に示すように模型上流側のよどみ点付近に設置された真鍮管に直径 $1.5\text{mm}$ の噴出口を設け、脈動的な噴流としてよどみ点に微弱な攪乱を与えるようにした。また、真鍮管には $S=1D(50\text{mm})$ だけ離れた位置からも同様に異なる周波数の攪乱を与えられるようにした。なお、攪乱の強さについては、噴流の流速が非常に弱く、直接計測することができなかったが、噴流として供給されている空気の平均的な流量は $10\text{cc}$ 程度であった。

ここでは、1点から攪乱を与える場合には $16\text{Hz}$ の周期攪乱を与え、2点から同時に攪乱を与える場合にはもう一方の位置から $13\text{Hz}$ の周期攪乱を与えるようにした。なお、 $16\text{Hz}$ と $13\text{Hz}$ の関係については両者の最小公倍数ができるだけ大きく、かつ互いに近すぎない周波数ということで設定した。

ここで、図-4(a)に攪乱付加断面における変動圧力の

パワースペクトルの $x$ 方向の分布を示す。攪乱を与えていない時のパワースペクトルには $fD/U=0.35$  ( $f=42\text{Hz}$ )付近に卓越した周波数成分が存在するが、これは風洞の送風ファンが作り出す圧力変動によるものと考えられ、模型の作り出す流れ場の特性とは無関係なものである。また、図-4(b)に $16\text{Hz}$ の攪乱を付加した場合の結果を示すが、 $16\text{Hz}$ に相当する $fD/U=0.13$ に攪乱による変動が卓越する以外に変動圧力のパワースペクトルに大きな変化はなく、Cherryら<sup>7)</sup>の指摘する剥離剪断層の不安定性の卓越する周波数領域 $fD/U=0.02$ 付近に比べて十分に高い攪乱周波数となっているため、攪乱が引き金となって剥離剪断層に元々含まれている不安定性を増強されるような現象が起こることはないと考えられる。

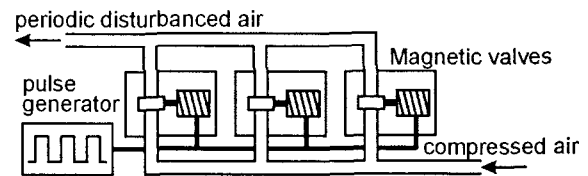


図-2 電磁バルブによる攪乱の生成

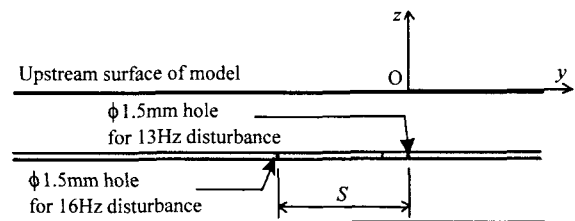
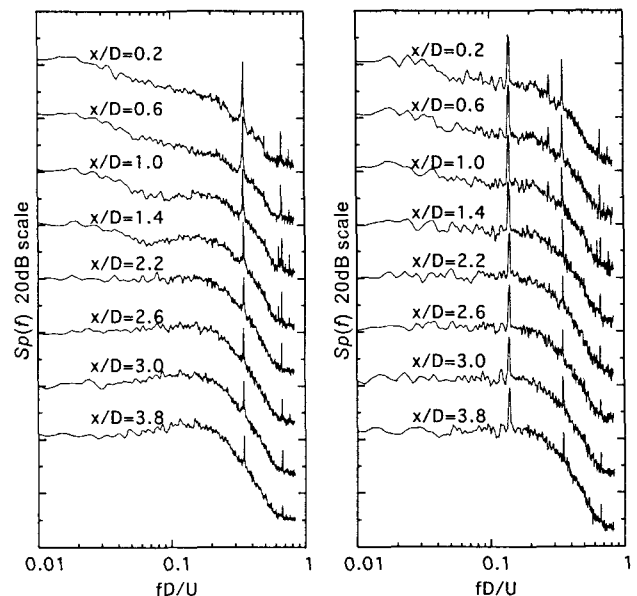


図-3 上流側よどみ点における攪乱付加位置



(a) 攪乱なし

(b) 攪乱( $16\text{Hz}$ )付加時

図-4 変動圧力のパワースペクトル

### 3. 実験結果および考察

#### 3-1 模型周辺の平均場

本実験における模型周辺の流れの基本的な状況を把握するために、攪乱を与えていない状態での模型周辺の平均風速ベクトル、平均風圧係数、変動風圧係数を図-5に示す。ここで、図中の平均風速ベクトルのうち、逆流の伴う剥離バブル内の流速分布は正しく計測できていないことを予め断っておく。この結果より、模型前縁より剥離した流れは $x/D=5$ 付近を中心に $x/D=4\sim6$ の辺りで再付着しているものと考えられる。

#### 3-2 模型のない状態における攪乱の拡がり

ここでは、本実験で与えた攪乱の強さの程度や、攪乱として与えた噴流自身の拡散による攪乱の拡がりを確認するため、図-6に示すように攪乱付加用の真鍮パイプ後流に圧力孔を設けたスプリッタープレートを設置し、模型のない状態におけるスプリッタープレート表面上の圧力変動を計測した。ここで、圧力変動のパワースペクトルより攪乱周波数である16Hzの周波数成分の振幅を求めた結果を図-7に示す。図中の圧力値は接近気流の速度圧で基準化しており、座標については、以後に示す模型設置時の結果との比較のため模型高さ $D$ によって基準化されている。この結果より、攪乱は主流方向に $0.35D$ 程度、主流直交方向に $0.6D$ 程度のごく狭い範囲にしか伝わっておらず、生じた圧力変動の振幅は速度圧の5%程度であることがわかる。

#### 3-3 変動圧力のパワースペクトルより求めた攪乱周波数成分の圧力変動振幅の拡がり

ここでは、攪乱を与えた状態における圧力変動のパワースペクトルを求め、攪乱周波数成分の圧力変動振幅の分布から攪乱の伝達状況について検討する。なお、以下に示す圧力値は全て接近流の速度圧で無次元化している。

##### (1) 1点に16Hzまたは13Hzの攪乱を与えた場合

図-8に $y/D=0$ の位置に16Hzまたは13Hzの周期攪乱を与えた場合の変動圧力の攪乱周波数成分の変動振幅の分布状況を示す。この結果より、いずれの攪乱周波数においても、攪乱を与えている断面内( $y/D=0$ )の $x/D=4$ 付近を中心に圧力変動振幅が速度圧の10%程度となっており、攪乱の影響が最も強く表れていることがわかる。また、速度圧の6%以上の範囲に注目すると $x/D=4$ 付近で主流直交方向に $6.5D$ 程度の幅で周辺よりも高い変動振幅を示している。しかし、速度圧の6%以下の圧力変動振幅の範囲は主流直交方向に広く拡がっており、攪乱に関係のないバックグラウンド成分がほとんどであると推測されるが、その中で攪乱がどの程度伝わっているのかどうかを明確に判断することができない。

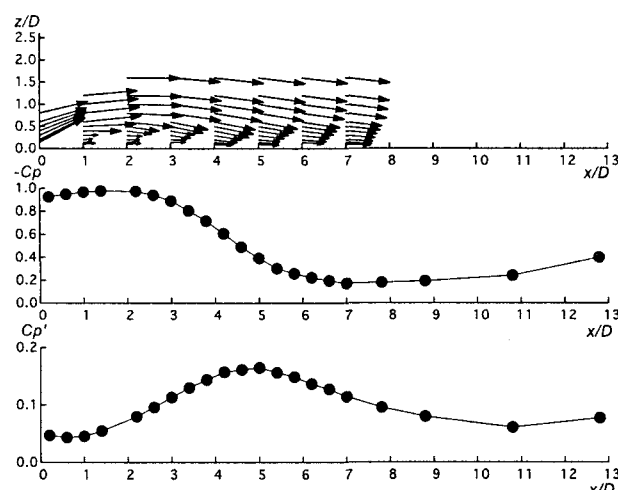


図-5 模型周辺の平均流速ベクトル、平均風圧係数、変動風圧係数の分布（攪乱なし）

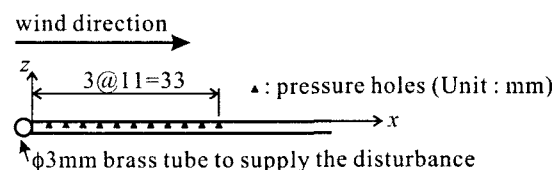


図-6 模型なしの状態における攪乱付加実験

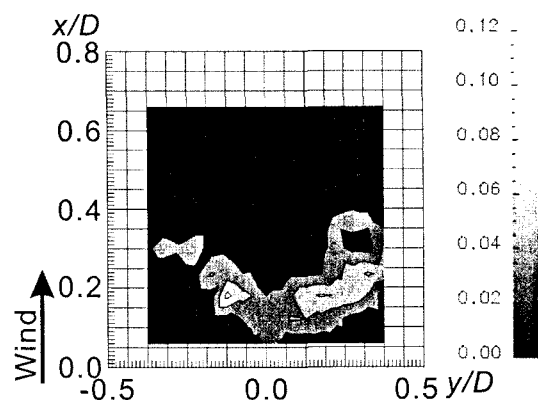


図-7 模型のない状態における後流スプリッタープレート上の攪乱周波数の変動圧力振幅分布

##### (2) 2点に16Hzと13Hzの攪乱をそれぞれ与えた場合

図-9に $y/D=0$ の位置に13Hzの周期攪乱、 $y/D=-1$ の位置に16Hzの周期攪乱をそれぞれ与えた場合の16Hzおよび13Hzの攪乱周波数成分の圧力変動振幅の分布を示す。図-9(a)より、16Hzの攪乱周波数成分については、攪乱を与えている断面( $y/D=-1$ )内の $x/D=4$ 付近を中心に速度圧の14%程度の圧力変動振幅が現れており、攪乱の影響が強く現れている。ここで、図-8(a)の変動振幅に比べて強まった結果となっているが、この実験ケースにおいて攪乱の強度が若干強くなっていたためであり、2点に攪乱を与えたことによる影響ではない。しかし、攪乱の拡がっている幅としては速度圧の6%以上の圧力変動振幅

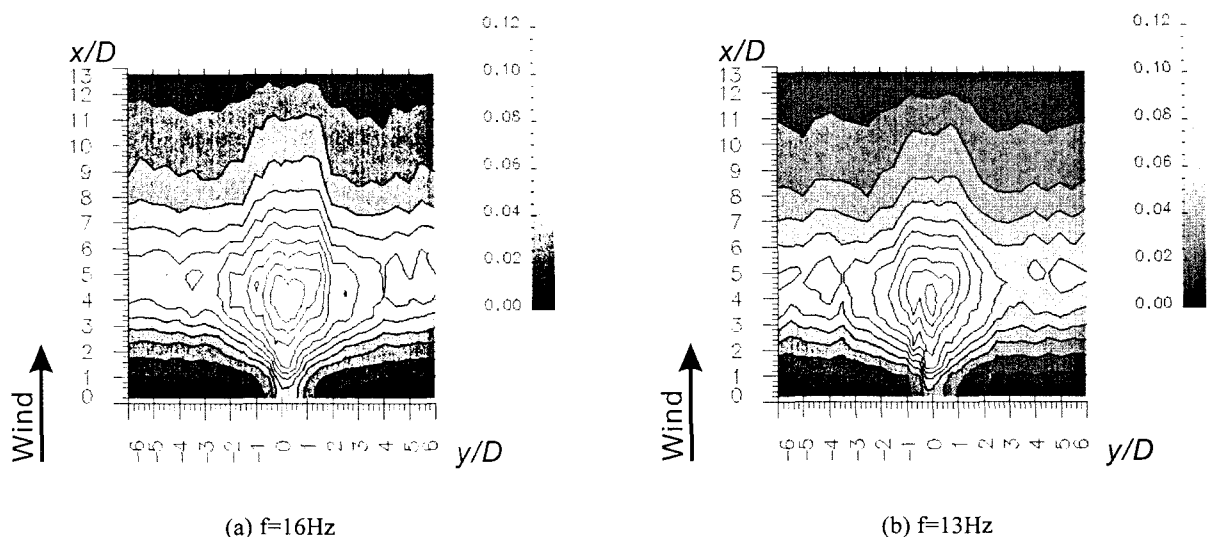


図-8 1点に攪乱を与えた場合の変動圧力に含まれる攪乱周波数成分の圧力変動振幅の分布

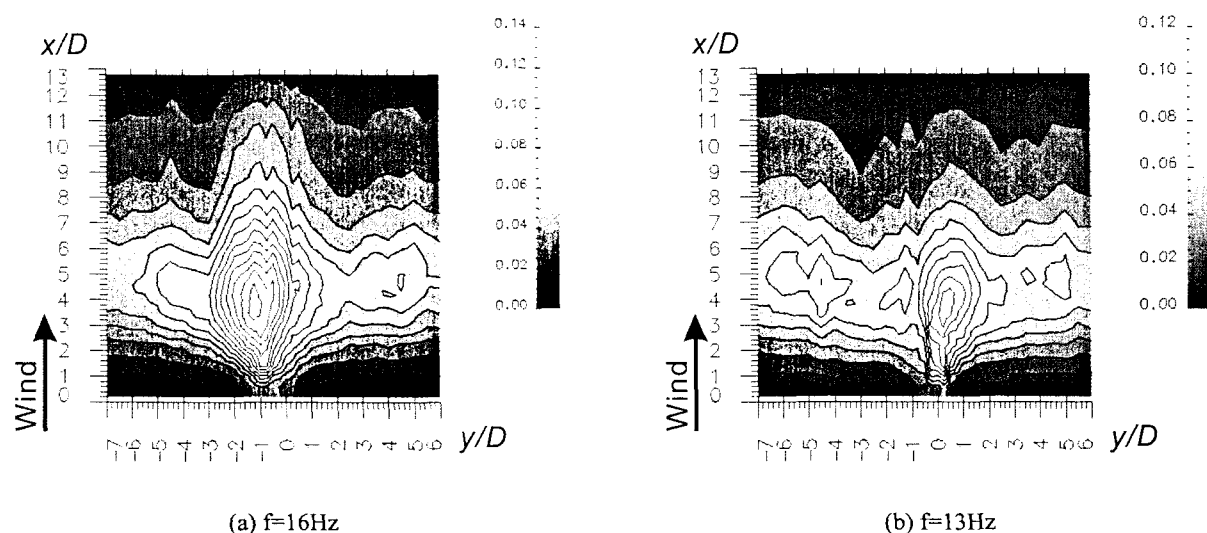


図-9 2点に異なる周波数の攪乱を与えた場合の変動圧力に含まれる攪乱周波数成分の圧力変動振幅の分布

の範囲で見れば $6D$ 程度であり、1点攪乱の場合とあまり変わらない。ところが、広がっている範囲は $13\text{Hz}$ の攪乱が与えられている側の広がりが小さく、反対側により広がっているように見える。この結果は、 $13\text{Hz}$ の攪乱との相互作用が存在している可能性を示していると考えられることもできる。

一方、図-9(b)の結果を見ると $13\text{Hz}$ の攪乱周波数成分についても攪乱を与えている断面内( $y/D=0$ )の $x/D=4$ 付近を中心に速度圧の $10\%$ 程度の圧力変動振幅が現れており、攪乱の影響が強く現れている。しかし、速度圧の $6\%$ 以上の圧力変動振幅の範囲を見ると $16\text{Hz}$ の攪乱が与えられている側の広がりが小さく、 $16\text{Hz}$ の攪乱との相互作用が存在しているようにも見える。

ただし、いずれの攪乱周波数成分についても、1点攪乱の場合と同様に、バックグラウンドレベルの圧力変動

の中にどの程度攪乱が伝わっているのかはこの結果からは判断できず、攪乱の伝達範囲を示すことについて、パワースペクトルから求めた振幅では十分な情報とはいえない。

### 3-4 攪乱に同期した圧力変動の抽出

3-3節で示した結果は、攪乱に関係のないバックグラウンドの圧力変動と攪乱による圧力変動が明確に切り分けられない問題を含んでおり、攪乱の伝達範囲が明瞭になっていない。攪乱を与えていない時のバックグラウンドの圧力変動分を差し引くことも一つの方法ではあるが、基本的に3-3節で判断したように周辺よりも変動の強い部分が示されるという点では結果は同じであり、問題の解決にならない。

そこで、与えている攪乱が機械的に極めて安定して連

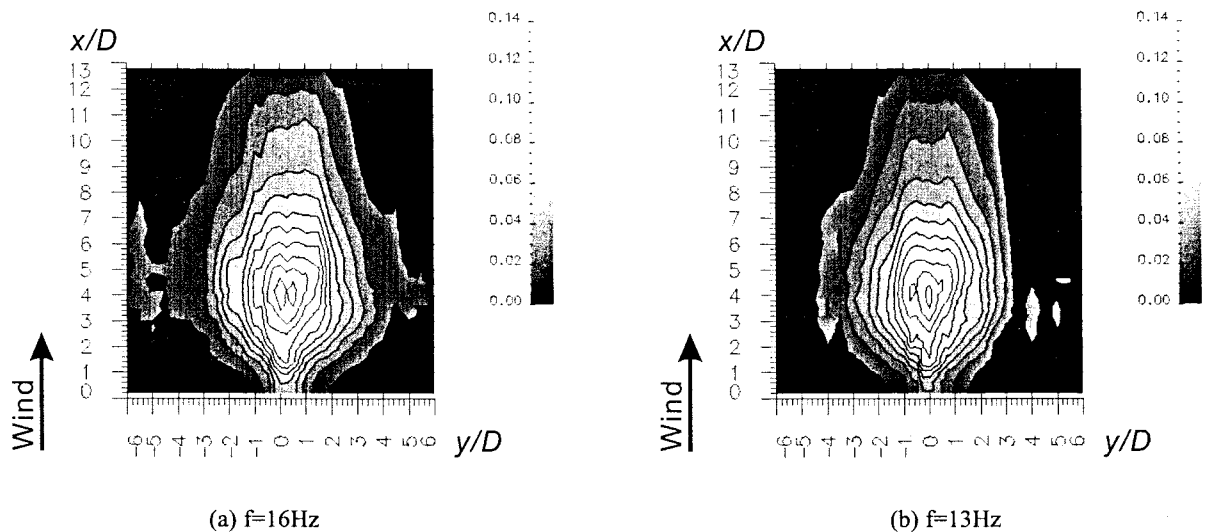


図-10 アンサンブル平均による圧力変動波形のRMS振幅の分布（1点に攪乱を与えた場合）

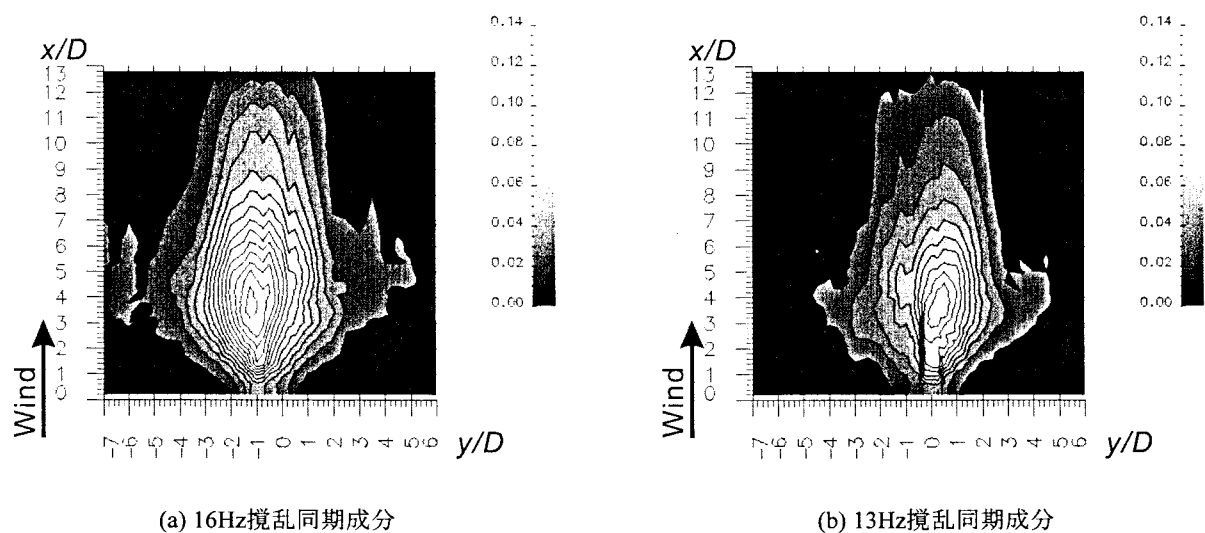


図-11 アンサンブル平均による圧力変動波形のRMS振幅の分布（2点に16Hzと13Hzの攪乱を与えた場合）

統的に同じ周波数で周期的な攪乱が与えられていることを利用して、攪乱の周期をサンプリング周期 $T_s$ として圧力変動または風速変動の時系列データを分割し、攪乱1周期に対応するアンサンブル平均を施すことで、攪乱に完全に同期している変動成分のみを抽出することを試みた。この方法の特徴は、周波数解析と違って正弦波でない変動であっても、攪乱に同期して起こっている周期的な変動が抽出できる点にある。

実際の抽出では、離散化された時系列データの $i$ 番目の時刻 $t_i=(i/f_s)$ がサンプリング周期 $T_s$ の間のどこに位置するかを $t_i/T_s$ の小数部分 $a$ で求め、 $T_s$ を $N$ 分割した中のどの区間に相当するかを $\text{int}(a \cdot N)$ として厳密に求めることで、サンプリング周波数 $f_s$ とサンプリング周期 $T_s$ の関係に左右されないアンサンブル平均を実現した。

#### （1）1点に16Hzまたは13Hzの攪乱を与えた場合

図-10に1点に16Hzまたは13Hzの攪乱を与えた場合の圧力変動データにサンプリング周期を攪乱1周期としてアンサンブル平均を施した圧力変動波形のRMS振幅の分布を示す。この結果を見ると、いずれの攪乱周波数においても、攪乱の周期に完全に同期した変動の強さはパワースペクトルから求められた変動振幅と同程度であり、主流直交方向に対して伝わっている範囲は $8 \sim 9D$ に及んでいる。バックグラウンド成分を単純に差し引けば本来圧力変動の最大値は半分くらいになったと考えられるが、ここで示した結果では圧力変動の振幅の最大値はパワースペクトルから求めた振幅とほとんど変わっていない。このことは、攪乱の影響を強く受けている範囲ではバックグラウンド成分に攪乱成分が上乗せされているのではなく、攪乱に完全に同期した圧力変動となっていることを示している。また、主流直交方向への攪乱の拡がり、

パワースペクトルの振幅から読み取られた範囲よりも大きく、バックグラウンド成分程度の強さの範囲にも攪乱に同期した圧力変動が伝わっていることがわかる。

## (2) 2点に16Hzと13Hzの攪乱をそれぞれ与えた場合

図-11に $y/D=0$ の位置に13Hz,  $y/D=-1$ の位置に16Hzの周期攪乱をそれぞれ与えた場合の圧力変動データに16Hzに対応するサンプリング周期でアンサンブル平均を施した圧力変動波形のRMS振幅の分布を示す。図-11に示した16Hzの攪乱に同期した圧力変動振幅の分布を見ると、 $y/D=-1$ を中心にほぼ左右対称に攪乱に同期した変動成分が広がっている。伝わっている範囲は $y/D=-5\sim 4$ の9D程度と考えられる。また、図-11(b)より、13Hzの結果についても、 $y/D=0$ を中心としてほぼ左右対称に攪乱に同期した圧力変動が分布しており、伝わっている範囲は $y/D=-4\sim 4$ までの8D程度と考えられる。

ここで、図-9に見られた非対称な分布はここではあまり顕著ではなく、弱い圧力変動まで含めれば、攪乱は他の攪乱の影響を受けずにほぼ独立に伝わっていると考えられる。

## 3-5 攪乱に同期した変動圧力の時刻歴変化

図-12に1点に16Hzの攪乱を加えた場合と2点に異なる周波数の攪乱を加えた場合の1/4周期ずつの瞬間の変

動圧力分布を示す。両者の位相的なタイミングは、加えた攪乱を基準にほぼ同じになるように示している。両者の間で変動の強さにわずかに差が見られるがこれは先にも述べた通り、与えた攪乱の強さそのものの差によるものである。

いずれの場合においても攪乱に同期した圧力変動は攪乱を加えている点を中心に幅4~6D程度に存在している。そして前縁から $x/D=3$ 付近までの範囲で急激に分布幅を広げ、 $x/D=3\sim 6$ くらいの範囲では攪乱に同期している圧力変動の存在する幅はほとんど変化せず流下し、 $x/D=6$ より下流に達すると急激に減衰するという経過をたどっていることがわかる。攪乱が幅を変化させずに流下している範囲は、図-5で示した平均流れ場において再付着領域と考えられた範囲にほぼ合致していると考えられることができる。

## 3-6 変動圧力と流れ場との関係

ここで、圧力変動と流れ場との関係を明確にするために、変動風速の鉛直成分の時刻歴データに対して圧力と同様に攪乱周期をサンプリング周期としてアンサンブル平均を施した結果を図-13および14に示す。いずれも1点に16Hzの攪乱を与えた場合の結果であり、前者は図-12(a)に示した瞬間圧力分布の $t/T_s=0/4$ 、後者は $t/T_s=2/4$ に対応している。

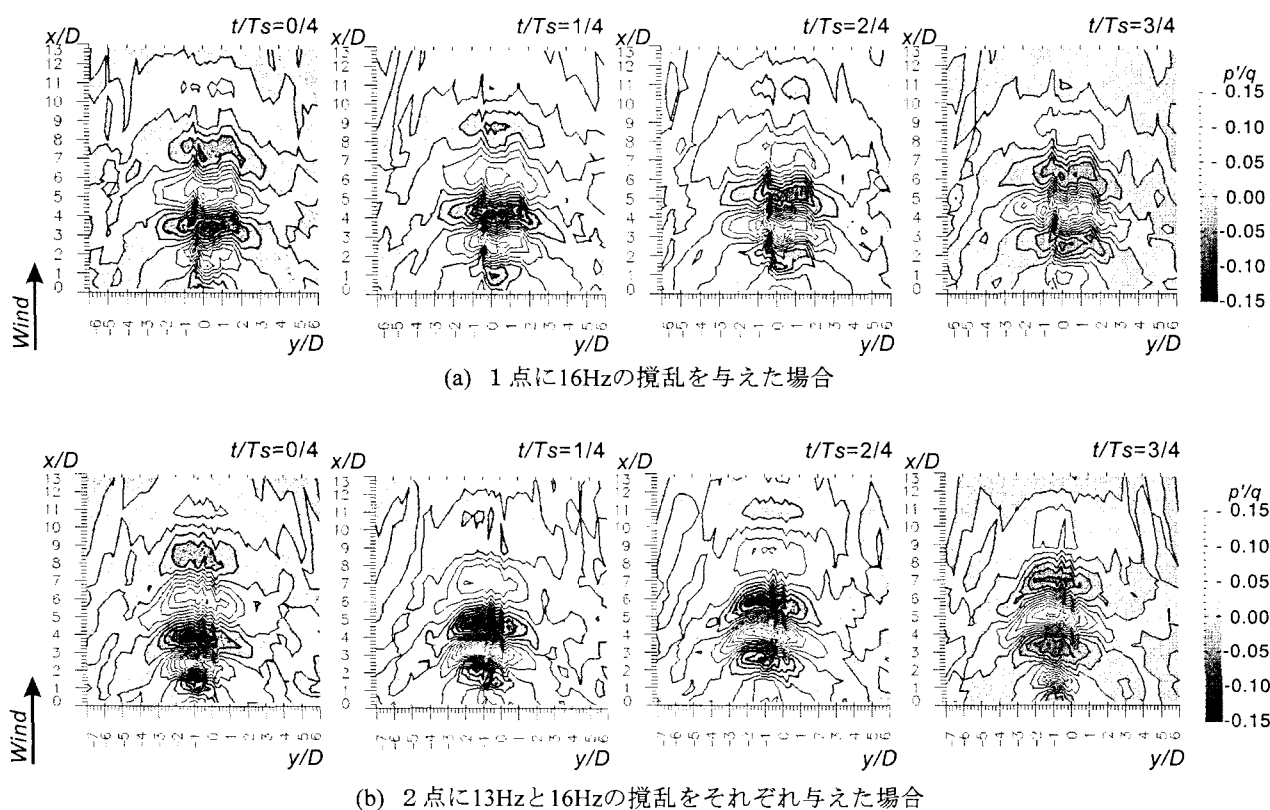


図-1 2 攪乱に同期した圧力変動成分の1/4周期毎の圧力分布

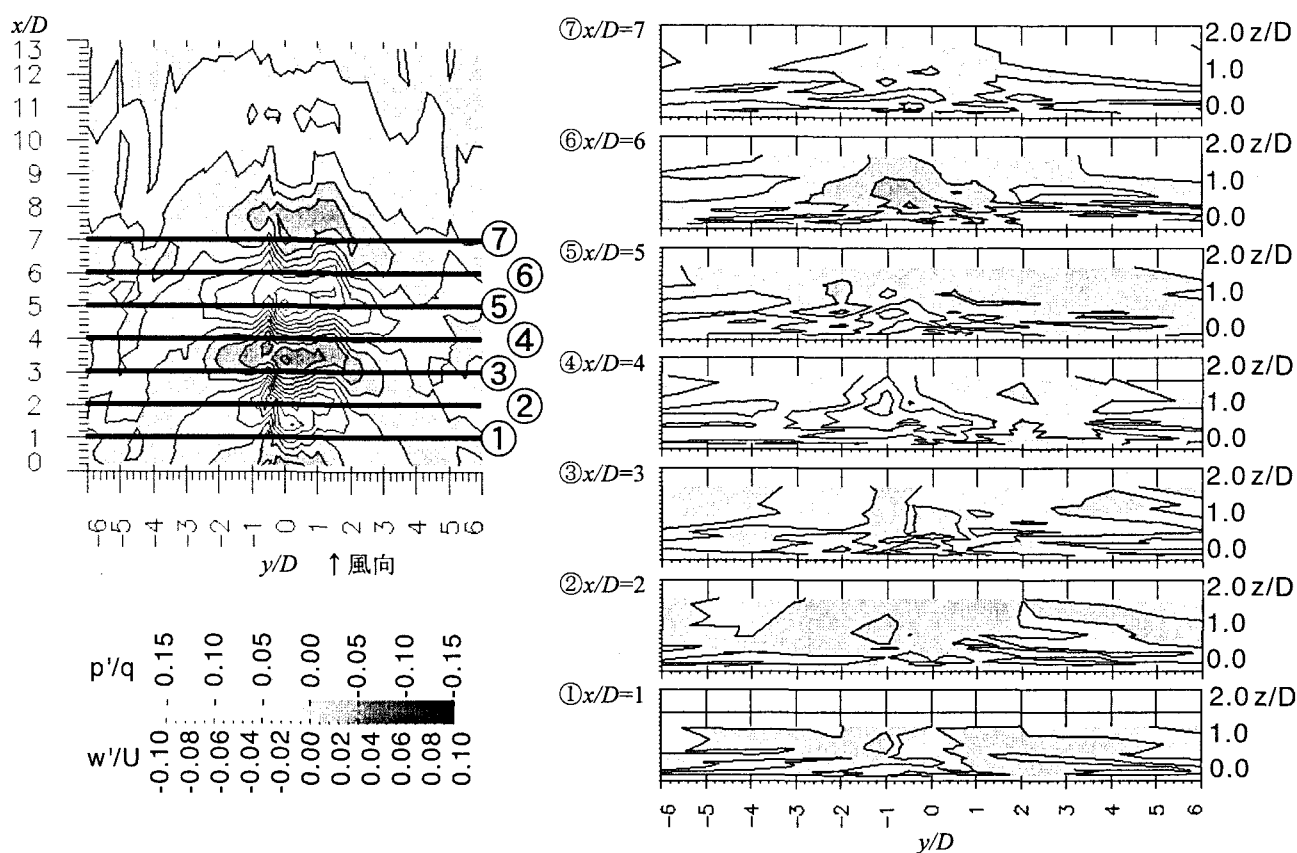


図-1 3  $t/T_s=0/4$ の瞬間における模型周辺の変動風速鉛直成分の分布状況

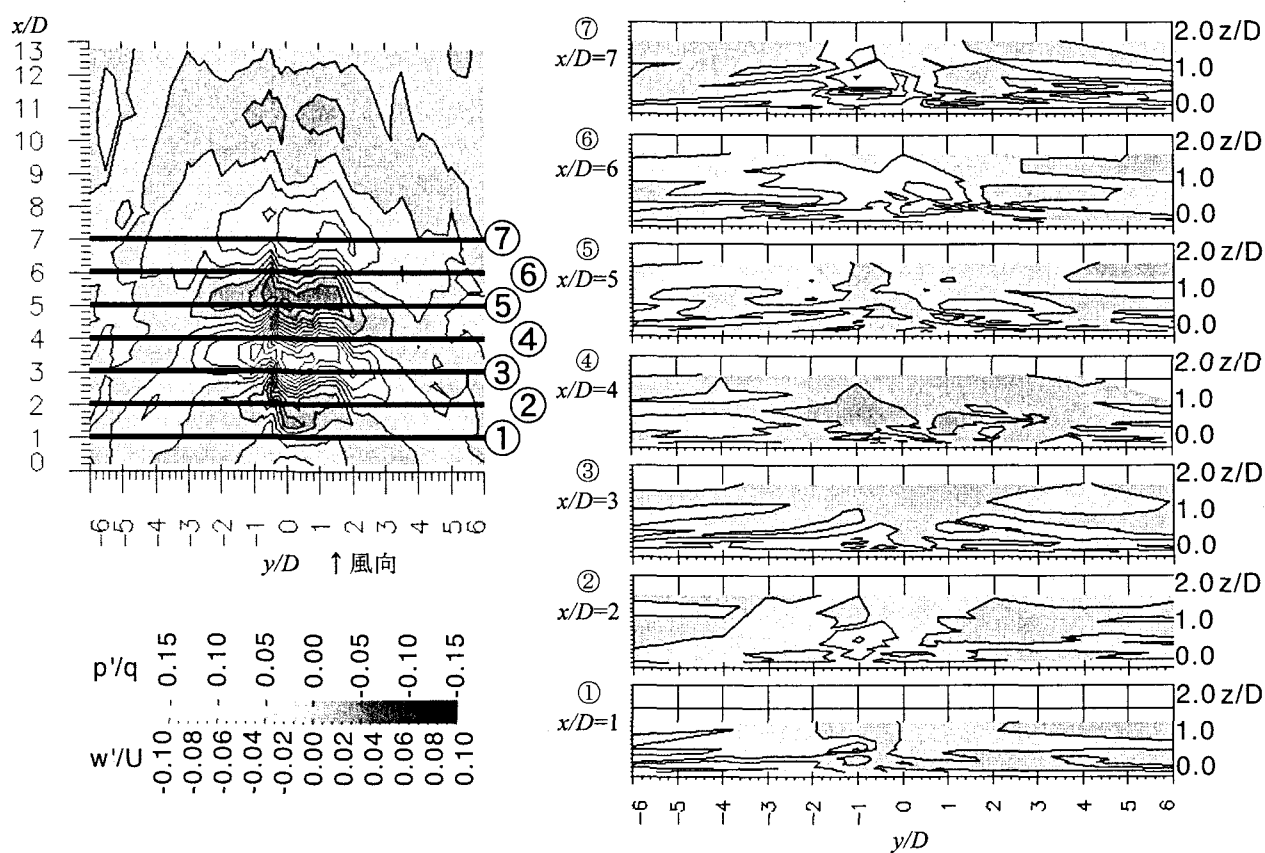


図-1 4  $t/T_s=2/4$ の瞬間における模型周辺の変動風速鉛直成分の分布状況

図-13によると、攪乱を与えている $y/D=0$ を中心に色の濃い下向きの風速変動が $x/D=3$ 付近および $x/D=6\sim7$ の範囲に認められる。一方、図-14では、色の濃い下向きの風速変動は $x/D=4\sim5$ 付近に認められる。いずれの場合も、下向きの風速変動が存在する領域は、上流側が正の圧力変動、下流側が負の圧力変動が生じている間に現れていると考えられ、攪乱によって生じた圧力変動が風速の変動を反映した結果であることを示していると考えられる。そして、この領域の $y$ 方向の幅は攪乱に同期した圧力変動が強く生じている $6D$ 程度の範囲に対応しており、与えられた攪乱が流れ場で既に $y$ 方向に広がって存在していることがわかる。

また、相対的には、この下向きの風速変動の存在する領域の上流側には模型の側面を転がるような方向の渦の存在が考えられるため、ここで生じている圧力変動が、剥離-再付着領域における渦の流下によって発生していると推測される。

#### 4. まとめ

一様流中の扁平矩形断面の上流面よどみ点付近の1点または2点に与えた周期攪乱の扁平矩形断面の表面圧力への伝達について周波数解析、アンサンブル平均による時系列解析を行い検討した結果、次のようなことが明らかとなった。

- (1) アンサンブル平均を施すことで、攪乱に同期した圧力振幅の伝達範囲を明確に示すことができ、バックグラウンド成分の中に含まれる弱い圧力振幅の攪乱同期成分も含めて抽出することができた。
- (2) 模型上流面のよどみ点付近に与えた攪乱は、攪乱を与えた断面を中心に再付着領域において幅 $8D$ 程度の範囲に伝達される。攪乱に同期した圧力変動に限れば、1点に攪乱を与えた場合と2点に異なる周波数の攪乱を与えた場合で広がる範囲に大きな違いはなく、攪乱は独立して圧力変動に伝わっているものと考えられる。
- (3) 攪乱による圧力変動は、剥離-再付着領域を流下する

渦によって起きていると考えられ、接近流の外乱から流れ場の変動、流れ場の変動から圧力の変動という接近気流の外乱から圧力変動までの伝達プロセスの中で、攪乱の伝達すなわち空間相関スケールの拡大は流れ場において既に起こっていると考えられる。

#### 参考文献

- 1) A. G. Davenport : A Statistical Approach to the Treatment of Wind Loading of Tall Masts and Suspension Bridges, PhD Dissertation, University of Bristol, 1961.
- 2) 木村吉郎, 藤野陽三: バフエッティング応答解析におけるストリップ理論の過程について, 構造工学論文集, Vol.40, pp.1049-1058, 1994.
- 3) 宇都宮英彦, 長尾文明, 野田稔, 徳谷孝仁, 尾嶋百合香: 剥離形態の違いによる変動揚力の空間相関特性について, 第16回風工学シンポジウム論文集, pp.219-224, 2000.
- 4) M. Noda, H. Utsunomiya, F. Nagao, Y. Oshima, A. Nakade : Study on formation of spatial correlation of fluctuating lift forces acting on rectangular cylinder under weak periodic disturbance, Proceedings of 11th International Conference on Wind Engineering, pp.1945-1952, 2003.
- 5) 宇都宮英彦, 長尾文明, 野田稔, 尾嶋百合香: 扁平矩形断面に作用する変動空気力の空間相関形成機構に関する一考察, 第17回風工学シンポジウム論文集, pp.255-260, 2002.
- 6) 松本勝, 白土博通, 原村高志, 小田原有作, 松浦祐助: 変動気流中における2次元断面周りの表面圧力の空間相関に関する研究, 第17回風工学シンポジウム論文集, pp.243-248, 2002.
- 7) N. J. Cherry, R. Hillier and M. E. M. P. Latour : Unsteady measurements in a separated and reattaching flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 144, pp.13-46, 1984

(2004年9月17日受付)