

非定常剥離流れと空力アドミッタンス の評価に関する研究

(課題番号 13450186)

平成13年度～平成14年度科学研究費補助金(基盤研究(B)(2))

研究成果報告書

京都大学図書



9810058010

附属図書館

平成15年3月

研究代表者 白土博通

(京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻)

非定常剥離流れと空力アドミッタンス の評価に関する研究

(課題番号 13450186)

平成13年度～平成14年度科学研究費補助金 (基盤研究(B)(2))

研究成果報告書

平成15年3月

研究代表者 白 土 博 通

(京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻)

は し が き

本報告書は、「非定常剥離流れと空力アドミッタンスの評価に関する研究」と題した、平成13年度～平成14年度科学研究費補助金基盤研究(B)(2)の報告書である。

風の乱れに起因する構造物の不規則振動（ガスト応答，バフエッティング）解析手法は，風速変動の空間相関と空気力や表面圧力の空間相関が等しいという仮定を用いているが，低周波数領域では後者が前者よりも高く，とくに長周期構造物の応答解析精度に問題が残されている．本研究ではこの空間相関の違いが何によるものかを明らかにするため，断面辺長比（幅員／桁高）1および5の2次元矩形断面を対象に，格子乱流中および3次元変動気流中で表面圧力や物体近傍の流速の多点同時計測を行い，結果に対する考察を行った．なお，3次元変動気流は，模型スパン方向に3分割された中央部と両側とで周波数が異なる．

また，平板の空力アドミッタンスである Sears 関数の解析上の前提条件である「鉛直変動気流の空間分布は平板通過時に不変とする」点に注目し，断面辺長比1：30の平板に近い矩形断面を対象に断面表面圧力および断面近傍の鉛直変動風速を計測し，上記の条件の妥当性に考察を加えた．

研究組織，研究経費，研究発表は以下の通りである．

研究組織

研究代表者：白 土 博 通（京都大学大学院工学研究科助教授）
研究分担者：松 本 勝（京都大学大学院工学研究科教授）
研究分担者：八 木 知 己（京都大学大学院工学研究科助手）

交付決定額（配分額）

平成13年度	12,300千円
平成14年度	2,800千円

計	15,100千円
---	----------

研究発表

(1) 学会誌等

M.Matsumoto, H.Shirato, T.Haramura, Y.Odawara, Y.Matsuura, "Spanwise Coherent Structure of Surface Pressure and Velocity Fluctuation for Buffeting Force Evaluation of 2-D Bluff Body", Proceedings of the 2nd International Symposium on Advances in Wind & Structures, Aug.2002, pp.219-226

松本 勝, 白土博通, 原村高志, 小田原有作, 松浦祐介, 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, 平成14年12月, pp.243-248

M.Matsumoto, H.Shirato, K.Araki, T.Haramura, T.Hashimoto, "Spanwise Coherence Characteristics of Surface Pressure Field on 2-D Bluff Bodies", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol.91, Issue1/2, 2003, pp.155-164

M.Matsumoto, H.Shirato, T.Haramura, Y.Odawara, "Spanwise Coherent Structure of Surface Pressure on a 2-D Bluff Body", Proceedings of the 11th International Conference on Wind Engineering, June, 2003 (to be presented)

(2) 口頭発表

橋本倫明, 松本 勝, 白土博通, 荒木健二, 原村高志, 二次元構造基本断面の表面圧力の空間相関に関する研究, 土木学会関西支部年次学術講演会, I-26, 平成13年6月

原村高志, 松本 勝, 白土博通, 荒木健二, 橋本倫明, 構造物に作用するガスト空気力の空間構造に関する基礎的研究, 第56回土木学会年次学術講演会, I-B369, 平成13年10月

M.Matsumoto, H.Shirato, K.Araki, T.Haramura, T.Hashimoto, "Spanwise Coherence Characteristics of Surface Pressure Field on 2-D Bluff Bodies", Journal of Wind Engineering, vol.89, Oct.2001, pp.701-704

H.Shirato, M.Matsumoto, K.Araki, T.Haramura, T.Hashimoto, "Spanwise Coherence Characteristics of Surface Pressure Field on 2-D Bluff Bodies", Proceedings of the 14th KKNN Symposium on Civil Engineering, Nov.2001, pp.203-208

松浦祐介, 松本 勝, 白土博通, 原村高志, 小田原有作, 変動気流中における二次元構造断面の表面圧力の空間相関に関する基礎的研究, 土木学会関西支部年次学術講演会, I-25, 平成 14 年 5 月

小田原有作, 松本 勝, 白土博通, 原村高志, 松浦祐介, 二次元構造断面に作用する変動風と変動圧力の空間構造に関する基礎的研究, 第 57 回土木学会年次学術講演会, I-B529, 平成 14 年 9 月

M.Matsumoto, H.Shirato, T.Haramura, "Spanwise correlated structure of surface pressure in fluctuating flow for evaluation of buffeting response", Proceedings of the UJNR 2nd Symposium on Wind Engineering, Oct.2002

H.Shirato, M.Matsumoto, T.Haramura, Y.Odawara, Y.Matsuura, "Spanwise Velocity-Pressure Coherent Structure for Buffeting Evaluation", Proceedings of the 15th KKCNN Symposium on Civil Engineering, Dec.2002, pp.S145-S150

水野哲朗, 松本 勝, 白土博通, 小田原有作, 松浦祐介, 非定常風中における構造基本断面の表面圧力の空間構造に関する基礎的研究, 土木学会関西支部年次学術講演会, 平成 15 年 5 月 (発表予定)

水野哲朗, 松本 勝, 白土博通, 小田原有作, 松浦祐介, 非定常風中における構造基本断面の表面圧力の空間構造に関する基礎的研究, 日本風工学会誌, vol.95, 平成 15 年 4 月 (発表予定)

白土博通, 松本 勝, 小田原有作, 松浦祐介, 水野哲朗, 平板状構造断面の空力アドミッタンスに関する基礎的考察, 日本風工学会誌, vol.95, 平成 15 年 4 月 (発表予定)

松浦祐介, 松本 勝, 白土博通, 小田原有作, 水野哲朗, 変動気流中における二次元構造断面の表面圧力の空間構造に関する基礎的研究, 第 58 回土木学会年次学術講演会, 平成 15 年 9 月 (発表予定)

目 次

第1章 序論

1.1	概説.....	1
1.2	従来の研究.....	2
1.3	本研究の構成.....	3

第2章 実験概要

2.1	風洞.....	4
2.2	模型.....	4
2.3	気流の種類及び風速設定.....	5
2.4	風洞実験.....	6
2.5	式の定義.....	7
2.6	解析方法.....	9

第3章 接近流の空間構造

3.1	概説.....	15
3.2	3 周期変動流中における変動風速鉛直成分の特性.....	15
3.2.1	Case 1 における接近流の変動特性	
3.2.2	Case 2 における接近流の変動特性	
3.3	2 次元周期変動流中における変動風速鉛直成分の特性.....	16
3.3.1	主流直角水平方向の接近流鉛直成分の変動特性	
3.3.2	スパン中央断面鉛直方向の接近流鉛直成分の変動特性	
3.4	まとめ.....	17

第4章 3次元周期変動流中における矩形基本断面表面の変動圧力の空間特性

4.1	概説.....	28
4.2	完全剥離型断面における相関特性.....	28
4.2.1	断面幅員方向の圧力分布	
4.2.2	変動圧力のスパン方向の分布特性	
4.2.3	断面周り変動風速と変動圧力の相関特性	
4.2.4	断面周り変動風速のスパン方向の相関特性	
4.2.5	後流域変動風速のスパン方向の相関特性	
4.2.6	変動風速と変動圧力のスパン方向の変動特性比較	
4.2.7	表面圧力の空間構造	
4.3	再付着型断面における相関特性.....	33
4.3.1	時間平均処理による相関特性	
4.3.2	表面圧力の空間構造	

4.4	完全剥離型断面と再付着型断面の比較.....	33
4.5	まとめ.....	35
第5章 2次元周期変動流中における空力アドミッタンスに関する検討		
5.1	概説.....	70
5.2	空力アドミッタンスに関する検討.....	70
5.3	断面幅員方向圧力分布.....	70
5.3.1	平均圧力係数及び変動圧力係数	
5.3.2	断面幅員方向の振幅・位相特性	
5.4	波形の歪みに対する検討.....	71
5.4.1	鉛直変動風速	
5.4.2	変動圧力	
5.4.3	上下面圧力差による評価	
5.5	数値計算による実験値との比較.....	72
5.5.1	Sears 関数の定義	
5.5.2	理論値と実験値の比較	
5.6	まとめ.....	77
参考文献.....		95
第6章 平成13年度の研究成果.....97		
6.1	Spanwise Coherent Structure of Surface Pressure and Velocity Fluctuation for Buffeting Force Evaluation of 2-D Bluff Body.....	98
6.2	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.....	107
第7章 総括.....		113

第1章 序論

1.1 概説

我が国は世界有数の橋梁技術を有しており、その代表格が 1998, 99 年にそれぞれ完成した明石海峡大橋(吊橋)、多々羅大橋(斜張橋)である。この両者はそれぞれの橋梁形式で世界最長を誇っている。現在国内では、豊予海峡大橋、紀淡海峡大橋など、更なる長大橋の建設計画があり、その実現に向け各方面での様々な努力がなされている。世界に目を向けると、イタリアで建設予定のスパン長 3,300m のメッシナ海峡大橋や中国における長大橋の建設ラッシュなどがあり、橋梁の支間長は、さらにその距離を伸ばしていくものと思われる。

長支間の橋梁は、小支間の橋梁が耐震安全性に重きを置いているのに対して、耐風安全性の確保に重点が置かれる。橋梁の耐風安全性の面がクローズアップされたのは、旧 Tacoma Narrows 橋の落橋が契機となり、橋梁技術、特に風工学という分野の発展は目覚ましいものがある。

橋梁断面の耐風安定性は、風工学の発展と共に飛躍的に向上してきたと言えるが、まだまだ未解明な現象もある。従来、空力不安定現象の解明には、主に自励振動と呼ばれるフラッターなどに重点が置かれてきた。それらは、直接構造物を破壊に至らしめると言う理由で、様々な研究、技術開発が行われてきた。一方、バフエッティング(ガスト応答とも呼ばれる)は、風の乱れによって起こる不規則振動であり、橋梁の長大化に伴いより施工時の作業面、部分的な部材の疲労の面などから、今後より一層検討が行われるべき問題である。また、現在計画段階にある超長大橋では、バフエッティングが構造物全体に及ぼす影響が、非常に大きくなる可能性も指摘されている。以上のような背景を踏まえて、近年乱流中における構造物の空力特性の詳細な把握が風洞実験などにより数多く行われている。

バフエッティングは、構造系の幾何学形状に固有の空力アドミッタンスの評価や、自然風の確率統計的評価、振動モードや局所的な地形起伏の影響、空力減衰の評価、最大応答期待値の評価など、さらに検討の余地がある問題が数多く存在する。構造断面に作用するガスト応答に関する研究は、A.G.Davenport により始まったと言える。A.G.Davenport は、乱れを含んだ自然風に対する高層建築物や塔のような塔状構造物や長大橋梁のような線状構造物の応答予測問題について、確率統計的手法^[1]が適用可能である事を示し、ガスト応答評価の基礎を確立した。この手法は、広く世界各国の構造物の耐風設計に取り入れられているが、近年様々な問題が指摘されている。従来のガスト応答解析においては、低周波数域における変動風速の主流直角水平方向の空間相関(コヒーレンス)が指数関数型の近似値より低く、応答解析は実際よりも大きく見積もられる可能性がある。特に長周期構造物を対象とする際、この効果がより顕著に現れると言われている^[2]。一方、変動空気力の構造物長手方向のコヒーレンスは、接近流の変動風速のコヒーレンスに等しいと仮定し一連の応答解析が行われているが、構造物の表面圧力は変動風速と比較して主流直角方向の相関が高く両者のコヒーレンス特性は必ずしも一致しないという報告もなされている^[3]^[4]。

本研究では、より精緻なガスト応答評価を可能とするため、過去の再付着型断面での研究成果^[5]をふまえ、完全剥離型断面を用いて、接近流の空間相関と物体表面の変動圧力の空間相関との相違点及び関連性に焦点を当て、断面周囲の変動風速及び断面表面の変動圧力を測定し、断面周り流れ場と関連づけた詳細な相関特性の把握及び検討を行った。また、空力アドミッタンスとして用いられる Sears 関数^[8]は、薄翼が調和的に変動する鉛直ガストによって受ける変動揚力を求める際の伝達関数として、ポテンシャル理論から求められる。平板状構造物のガスト応答評価には Sears 関数が一般的に用いられているものの、既往の研究^{[6][7]}により、換算振動数 k が大きい領域では比較的理論値に一致するが、小さい領域では理論値よりも小さなものとなることも指摘されている。本研究では、

Sears 関数導出の前提となる「正弦波状の鉛直変動気流が、模型(物体)を通過する際にもその形状を崩さない」という仮定について実験的検証を行った。

1.2 従来の研究

ガスト応答に関する従来の研究を以下に要約する。

Liepmann は、飛行機の主翼によって乱された流れが原因となって生じる尾翼の振動の予測方法として周波数領域での解析法を提案した^[9]。Liepmann は変動風速をパワースペクトルであらわすこと、空気力及び応答を周波数の関数であらわすことにより解析が比較的容易になることを示した。

土木分野では、Davenport が、長大構造物の耐風性を考慮する場合に、自然風の不規則性に着目し、確率統計論を導入した空力増幅関数を定義している^[10]。また、Liepmann と同様の解析法が、乱れを含んだ自然風に対する吊橋やタワーをはじめとした線状構造物の応答予測問題に適用可能であることを示した^[11]。その後、橋梁のガスト応答に関連して、実験的研究を含めた数多くの研究をおこない、予測法を確立した。

E.D.Jancauskas, W.H.Melbourne は、矩形断面の断面辺長比が減少するにつれて Sears 関数は次第に空力アドミッタンスを過小評価することを示した^[12]。つまり bluff な断面では、断面に作用する揚力は flow pattern に大きく依存し、その結果低換算振動数域において空力アドミッタンスは振動数の変化に対し敏感には反応せず、Sears 関数と比較して大きな値を示すことを述べている。また、断面辺長比 $B/D=4\sim 25$ に対して空力アドミッタンスの実験式を提案している。

現在のガスト応答解析では、スパン方向に離れた 2 点における変動風速の空間相関は、風速変動にともなう断面に作用するガスト空気力の空間相関と等しいと仮定した上でおこなわれているが、構造断面に作用するガスト空気力について以下のような報告がなされている。Melbourne は、箱桁断面の Leading Edge から流れが剥離するような場合には、Leading Edge 付近の、断面上面における変動圧力のスパン方向の空間相関は、気流の主流方向変動成分の空間相関と比較して大きくなることを示した^[13]。Jakobsen は、気流及び断面周りに同時測定した変動圧力から求めたガスト揚力及びモーメントのスパン方向の相関について研究をおこなった^[14]。接近流の変動風速成分のコ・コヒーレンスより、ガスト空気力のコ・コヒーレンスの方が大きくなるという結果が得られている。Larose は、流線形断面に作用するガスト揚力を測定した結果、空気力のスパン方向の空間相関は接近流の変動風速の空間相関よりも大きく、この傾向は断面辺長比が大きくなるほど強くなることを示した^[14]。この原因として、変動風速の物理的な平均化と、剥離バブルの二次元的な性質をあげている。Jancauskas と Sankaran は、矩形断面に作用する変動圧力と、鉛直方向の変動風速成分を測定し、特に Leading Edge において、スパン方向に離れた 2 断面間における変動圧力の空間相関が、鉛直方向の変動風速成分の空間相関よりも大きい値となることを示した^[15]。また、剥離バブルが圧力の特性や圧力と風速の関係をコントロールしているとも述べた。剥離バブルに関して、Hillier と Cherry は流れの可視化や模型の表面圧力の測定から、気流の乱れが剥離バブルにどのような影響を及ぼすかについて考察しており、平均圧力分布は乱れのスケールに依存しないが、変動圧力は乱れのスケールと強度に影響されることを示した^[16]。

W.H.Melbourne らは、bluff な断面の前縁近傍において大きな圧力変動が生じるメカニズムを風洞実験により調査し、剥離剪断層の巻き上げによって物体表面に形成される強い渦をその原因として挙げ、またその渦がスパン方向の相関を高めていることを指摘している^[17]。Hunt は、渦度と風速変動の空間変化が、全周波数帯域における表面圧力変動に影響を及ぼす要素の 1 つであるとし、構造物と比較して小さな渦が鈍い構造断面に当たると、積み重なって拮がり、圧力スペクトルの高周波数領域において高い相関を生み出すとしている^[18]。松本は、断面前縁部からの剥離せん断層の不安定性増幅度を、pulsating flow 中の断面側面非定常圧力を

計測することにより調査し、ある換算振動数域で剥離せん断層の不安定性が容易に増幅されることを示している^[19]。

1.3 本研究の構成

本研究は、大別して次の2つから構成されている。

- (a) 再付着型断面($B/D = 5$)を対象とした過去の研究^[5]によれば、構造物の表面圧力の空間相関が接近流と比較して大きくなるメカニズムは、剥離バブルの2次元的な形成が表面圧力の空間相関を高めていることが明らかとなった。そこで、本研究では剥離バブルが形成されない完全剥離型断面($B/D = 1$)に着目し、表面圧力の空間相関を調査すると共に、増大する場合にそのメカニズムを考察し、 $B/D = 5$ 断面との比較を行う。
- (b) Sears 関数導出の前提となる「正弦波状の鉛直変動気流が、模型(物体)を通過する際にもその形状を崩さない」という仮定については、実際には物体の存在により乱されることが十分に考えられることから、その仮定の妥当性について実験的に検証する。

第2章 実験概要

2.1 風洞

実験に使用した風洞は、京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻に設置された室内回流式エッフェル型風洞である（測定部高さ 1800 mm，幅員 1000 mm，測定部全長 6550 mm，風速は 0~30 m/s にわたり連続的に変化可能）（Fig.2-1-1）。側面境界層および模型支持アームによる気流攪乱の影響を防止するため，測定部側面から 35 mm の位置に導流壁が設けてある。模型設置位置付近でほぼ様な風速分布となること，平均風速 10 m/s のときでも主流平均乱れ強度が 0.3 % 以下になることが確認されている。以下，風洞内の座標について，

x ：主流方向（気流の流下方向を正）（mm）

y ：主流直角水平方向（mm）

z ：主流直角鉛直方向

（鉛直上向き方向を正）（mm）

dy ：模型スパン中央（ $y=0$ ）からの

y 方向の距離（mm）

$(x, y, z)=(0, 0, 0)$ ：模型を風洞内に設置したときの模

型中心

u 成分：主流方向の速度成分

v 成分：主流直角水平方向の速度成分

w 成分：主流直角鉛直方向の速度成分

と定義する（Fig. 2-1-2）。

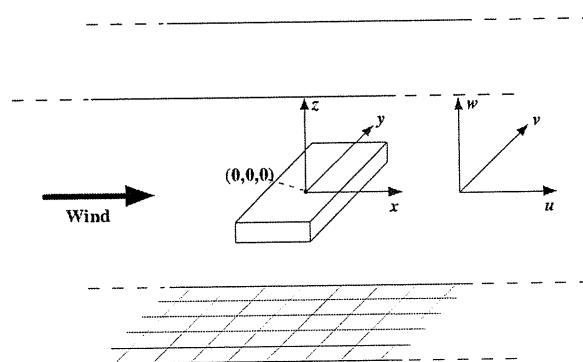


Fig.2-1-2 風洞内の座標及び変動風速成分の定義

2.2 模型

本研究で対象とした模型断面形状は，以下の 3 種類の断面である。

[模型 1]

第 4 章（3 次元気流中における実験）で対象とした断面は，断面幅 $B=90$ mm，桁高 $D=90$ mm の断面辺長比 $B/D=1$ の矩形断面である（Fig.2-2-1）。模型のスパン長は 900 mm，表面はジェラルミン製であり，内部に木製のリブが設けられている。模型表面には，断面幅員方向に 8.5 mm 間隔で 10 個，模型スパン方向に導流板付近を密に計 110 個の圧力孔が設けられている。また計測時には，模型端部から流れが剥離するのを抑制し端板間に 2 次元的な流れ場を形成するため，模型両端には木製の端板を設けてある。

模型表面の圧力孔の断面幅員方向における位置を position N ($N=1\sim10$) と定義し，各々の位置を模型の前縁（以下 L.E. と略す）からの距離を Table.2-2-1 に示す。

[模型 2]

第 5 章（2 次元気流中における実験）で対象とした断面は，断面幅 $B=300$ mm，桁高 $D=10$ mm の断面辺長比 $B/D=30$ の矩形断面である（Fig.2-2-1）。模型のスパン長は 900 mm，表面はジェラルミン製，内部は木製となっている。模型表面には，chord 方向に 16mm 間隔で 19 個，スパン方向に 9 列，計 171 個の圧力

Table.2-2-1

position	前縁からの距離 l [mm]
1	6.75
2	15.25
3	23.75
4	32.25
5	40.75
6	49.25
7	57.75
8	66.25
9	74.75
10	83.25

孔が設けられている。また、模型端部から流れが剥離するのを抑制し端板間に2次元的な流れ場を形成するため、模型両端にはジェラルミン製の端板を設けてある。

模型表面の圧力孔の chord 方向における位置を position N (N=1~19)と定義し各々の位置を模型の前縁からの距離を Table.2-2-2 に示す。

なお、空力アドミッタンス計測時には、ロードセルを用いる為、上に挙げた模型を軽量にした木製の模型を用いた。断面形状は、上記の $B/D=30$ の矩形断面と全く同様である。

[模型 3]

第4章(3次元気流中における実験)で、昨年度の原村の研究で用いられた、断面辺長比 $B/D=5$ の解析を行った (Fig.2-2-1)。断面幅 $B=300$ mm、桁高 $D=60$ mm である。模型のスパン長は 900 mm、表面はアルミニウム製、内部は木製である。模型表面には、chord 方向には 15.9 mm 間隔で 19 個、スパン方向には導流板付近を密に 41 個の圧力孔が設けられている。なお、模型端部から流れが剥離するのを抑制し端板間に2次元的な流れ場を形成するため、模型両端には木製の端板を設けてある。

模型表面の圧力孔の chord 方向における位置を position N (N=1~19)と定義する。position N と前縁からの距離は、Table.2-2-3 に示す。

Table.2-2-2

position	前縁からの距離 /[mm]
1	6
2	22
3	38
4	54
5	70
6	86
7	102
8	118
9	134
10	150
11	166
12	182
13	198
14	214
15	230
16	246
17	262
18	278
19	294

Table.2-2-3

position	前縁からの距離 /[mm]
1	6.9
2	22.8
3	38.7
4	54.6
5	70.5
6	86.4
7	102.3
8	118.2
9	134.1
10	150
11	165.9
12	181.8
13	197.7
14	213.6
15	229.5
16	245.4
17	261.3
18	277.2
19	293.1

2.3 気流の種類および風速設定

本研究では、3次元周期変動流、2次元周期変動流の2種類の気流中で測定をおこなった。以下、気流の発生方法と風速設定方法について述べる。

[3次元周期変動流]

模型中心より上流側 740mm の位置に設置した周期変動流発生装置 (Fig.2-3-1) によって正弦波状の2次元鉛直気流を発生させた。周期変動流発生装置は、5枚からなる翼列が主流直角水平方向に3列並び、各翼列間は導流板によって区切られている。導流板の後縁と模型前縁との距離はわずかに 2mm 程度であり、各翼列によって発生された周期変動流は互いに干渉されることなく模型前縁まで誘導される。中央の翼列 (以下、中央翼) とその両端の翼列 (以下、両端翼) には、それぞれ連結棒が取り付けられており、モータと簡単なクランク機構によって中央翼と両端翼にそれぞれ別個の振動数でピッチング振動を与えられる構造になっている (Fig.2-3-2)。導流板はアクリル製で、端部形状は流れの剥離を抑えるためナイフエッジにしてある。また Fig.2-3-2 に示すように、気流の対称性を保持するため、中央翼及び両端翼に取り付けられている連結棒をアクリル製のシートで覆った。

翼列の加振振動数 f は、気流中に設置した熱線流速計から得られる風速の電気信号を、バンドパスフィルター (NF 回路設計ブロック K.K. E3201。以下、B.P.F と呼ぶ。) に通したあと、ユニバーサル・カウンタ (ADVANTEST, TR5821) に数値表示させて確認できる。また、各翼列の振幅は翼からの流れの剥離が顕著に生じることないように、倍振幅で 4° になるよう調整した。

[2次元周期変動流]

2次元周期変動流は、上記の3次元変動流発生装置の導流板を取り除き、中央翼と両端翼間をテープで固定し5枚の2次元翼とし、加振させ発生させる方法で発生させた (Fig.2-3-3)。翼列の加振振動数 f の調

整は、3次元周期変動流の時と同様の方法で行われた。

[風速測定]

風速は熱線風速計 (CTA アネモメーター model 1011, 電源指数可変型リニアライザ model 1013, 電源ケースモニタ model 1008, KANOMAX) により測定した。使用したプローブは X 型 (model 0252, KANOMAX) である。なお、平均風速値は、風洞内の座標原点(x,y,z)=(0,0,0)における、模型のない状態での風速値とファンの回転数の関係を用いて設定した。

2.4 風洞実験

以下、翼変位の測定方法、気流の測定方法、圧力の出力値設定方法についてそれぞれ説明する。

[翼変位測定]

翼を支持している金属製のサポートにひずみゲージを設置し、翼の変位を測定した。翼変位は頭上げを正とした。変位信号は A/D コンバータ (Thinknet, DF-3422) でサンプリング周波数 1000 Hz, 計測時間 100 秒でデジタル値として収録した。

[変動風速測定]

2次元変動流中では、chord 方向の風速を計測時には、トラバース装置 (z (高さ) 方向に遠隔操作可能) 又は固定式スタンドをスパン中央に設置して計測した。スパン方向への風速の測定には、固定式スタンドを移動させて行った。3次元変動流中における幅員方向、スパン方向への計測では、固定式スタンドを移動させて行った。

[圧力測定]

模型表面圧力は、多点同時圧力測定装置 (16 点圧力同時計測可能, 大手技研 ZOC23) によって多点の圧力を同時に検出し、翼変位ならびに変動風速と共に A/D コンバータにより、サンプリング周波数は 1000 Hz, 計測時間は 100 秒のデジタル値として計測した。なお、事前に、周期変動流発生装置の前方に NPL 型ピトー管を置き、総圧と静圧との差圧を計測し、デジタルマノメーター (岡野製作所, DP-20A) の出力値との比較を行うことにより圧力のキャリブレーション値とした。

模型表面圧力 (総圧) の計測の際には、模型内部のアルミ製の導圧管、それと連結させた模型外部のビニールチューブを通して多点同時圧力測定装置に入力した。同時に、風洞内の静圧として、周期変動気流の上流側に設置したピトー管の静圧を圧力測定装置に入力した。圧力測定装置の各チャンネルからは、模型表面の総圧と大気圧 (測定室における気圧) の差圧、および風洞内静圧が同時に出力され、前述の通り A/D コンバータによりサンプリング周波数は 1000 Hz, 計測時間は 100 秒のデジタル値として収録した。

[空気力測定]

非定常空気力の測定

2次元周期変動流中では、模型表面の変動圧力の測定と共に、模型に作用する非定常空気力 (揚力, モーメント) を模型両端に取り付けたロードセルにより測定した。非定常空気力に対応するロードセルの電気信号を動歪計で検出し、A/D コンバータによってデジタル値に変換、記録した。A/D コンバータのサンプリング周波数は 1000 Hz, 計測時間は 100 秒とした。

静的空気力の測定

一様流中で主流平均風速を 5 m/s に設定し、模型に作用する静的空気力 (揚力) を非定常空気力と同様にして測定、記録した。模型の迎角 α は、頭上げの場合を正として、 $\alpha = -5^\circ \sim +5^\circ$ の範囲で 1° きざみに変化させた。

2.5 式の定義

本研究で扱う各統計量、各式の定義を以下に示す。

[乱れ強度]

乱れ強度は変動風速の標準偏差 $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ を平均風速で除したもので定義される。

$$I_u = \frac{\sigma_u}{U}, \quad I_v = \frac{\sigma_v}{U}, \quad I_w = \frac{\sigma_w}{U} \quad (2.1)$$

添字の u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の風速成分である。

[乱れスケール]

乱れスケールの物理的な意味は、乱れを空間的な広がりをもついろいろな渦の集合体とみなしたときの、平均的な渦の大きさと解釈できる。乱れのスケールの代表値は、異なる2点間の変動風速の相互相関係数を積分した積分スケールである。

$$L_u^x = \int_0^\infty C_u(x) dx, \quad L_u^y = \int_0^\infty C_u(y) dy, \quad L_u^z = \int_0^\infty C_u(z) dz \quad (2.2)$$

L_u^x, L_u^y, L_u^z は、それぞれ変動風速に関する x, y, z 方向の乱れのスケールをあらわす。また、式中の C_u は次式で定義される変動風速の相互相関係数である。

$$C_u(x) = \frac{\overline{u(0)u(x)}}{\sqrt{\overline{u(0)^2}} \sqrt{\overline{u(x)^2}}}, \quad C_u(y) = \frac{\overline{u(0)u(y)}}{\sqrt{\overline{u(0)^2}} \sqrt{\overline{u(y)^2}}}, \quad C_u(z) = \frac{\overline{u(0)u(z)}}{\sqrt{\overline{u(0)^2}} \sqrt{\overline{u(z)^2}}} \quad (2.3)$$

ここで、 $u(0)$ は基準点での変動風速を、 $u(x), u(y), u(z)$ は基準点からそれぞれ x, y, z だけ離れた点における変動風速を、 $\overline{u^2}$ は変動風速の分散をあらわす。

いま、観測点を通過する間も乱流渦の形が保持されると仮定すれば(Taylorの乱れの凍結に関する仮説)、主流方向の空間スケールは時間スケールと関係づけられる。すなわち、 $x = U\tau$ (遅れ時間 τ)として

$$L_u^x = \int_0^\infty C_u(x) dx = U \int_0^\infty C_u(\tau) d\tau \quad (2.4)$$

となる。上式の $C_u(\tau)$ は、変動風速 u 成分の遅れ時間 τ での自己相関係数である。

[静的空気力係数]

静的空気力係数 C_F は静的空気力に対応して次のようにして定義する。

$$C_F = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho U^2 B l} \quad (2.5)$$

ただし、 ρ : 空気密度、 U : 平均風速、 B : 断面全幅員、 l : 模型スパン長

[空力アドミッタンス]

2次元変動気流により模型に作用する揚力の空力アドミッタンス Φ_F を字式により定義する^[1]。

$$\Phi_F(k) = \frac{L(t)}{\frac{dC_L}{d\alpha} \rho b l U \omega(t)} \quad (2.6)$$

ただし、 $L(t)$: 強制変動揚力、 $\omega(t)$: 二次元鉛直変動気流 ($=\omega_0 e^{i\omega t}$)、 ω : 角周波数 ($=2\pi f$)

U : 主流方向平均風速、 b : 断面半幅員

なお、二次元変動風速場での薄翼の空力アドミッタンスの理論値である *Sears* 関数 $\Phi(k)$ は次のように与えられる。

$$S(k) = \frac{J_0(k)K_1(ik) + iJ_1(k)K_0(ik)}{K_1(ik) + K_0(ik)} \quad (2.7)$$

なお、ガスト空気力の変動成分(揚力 $L(t)$, $D(t)$)は以下の様に表される。

$$L(t) = \frac{1}{2} \rho (2b) U^2 \frac{dC_L}{d\alpha} \frac{w(t)}{U} l \Phi_F(k) + \rho (2b) U u(t) C_{Ll} \quad (2.8)$$

$$D(t) = \frac{1}{2} \rho (2b) U^2 \frac{dC_D}{d\alpha} \frac{w(t)}{U} l + \rho (2b) U u(t) C_{Dl} \quad (2.9)$$

ただし、 ρ : 空気密度, b : 断面半幅員, U : 平均風速, B : 断面全幅員,

$w(t)$: 二次元鉛直変動気流, l : 模型スパン長, C_L , C_D : $2b$ で無次元化した抗力係数,

D : 桁高, $u(t)$: 二次元水平変動気流, $\frac{dC_L}{d\alpha}$, $\frac{dC_D}{d\alpha}$: 静的空気力係数勾配,

本実験においては、迎角 0° であるので、 C_L , $\frac{dC_D}{d\alpha}$ は 0 に近い値を示し、また、 $\frac{dC_L}{d\alpha} \gg C_D$

であるので、ガスト空気力に対しては w 成分による揚力が支配的となる。従って、本研究においては、以下、変動風速の w 成分及びそれに起因する変動揚力に最も支配的な断面側面の変動圧力に着目し、考察を行う。

[パワースペクトル]

本研究の解析では two-sided spectrum を用いた。

接近流のパワースペクトルには種々の提案式があるが、Kolmogorov が導いた慣性小領域でのエネルギー・スペクトルの形状に合わせ、高振動数域においては振動数 f の $(-5/3)$ 乗に比例するように、また低振動数域では振動数に関わらず一定値になるようにモデル化されているものが多い。以下に本研究で用いた Karman の式を示す。

変動風速主流方向成分 u 成分のパワースペクトル : S_u

$$\frac{f \cdot S_u(f)}{u^2} = \frac{4n_u}{(1 + 70.8n_u^2)^{5/6}}, \quad n_u \equiv \frac{f \cdot L_u^x}{U_z} \quad (2.10)$$

変動風速主流方向成分 w 成分のパワースペクトル : S_w

$$\frac{f \cdot S_w(f)}{w^2} = \frac{4n_w(1 + 755.2n_w^2)}{(1 + 283.2n_w^2)^{11/6}}, \quad n_w \equiv \frac{f \cdot L_w^x}{U_z} \quad (2.11)$$

ここで、 L_u^x : u 成分の x 方向の乱れスケール, L_w^x : w 成分の x 方向の乱れスケール,

$\overline{U_z}$: 高度 z における平均風速, $\overline{u^2}$: u 成分の分散, $\overline{w^2}$: w 成分の分散,

[コヒーレンス]

パワースペクトルとクロススペクトルから次式のように定義される。

$$Coh^2(\omega) = \frac{|S_{xy}(\omega)|^2}{S_{xx}(\omega)S_{yy}(\omega)} = \frac{K_{xy}^2(\omega) + Q_{xy}^2(\omega)}{S_{xx}(\omega)S_{yy}(\omega)} \quad (2.12)$$

ここで、 $S_{xx}(\omega)$ と $S_{yy}(\omega)$ はそれぞれ $x(t)$, $y(t)$ のパワースペクトルを表す。また、 $K_{xy}(\omega)$ と $Q_{xy}(\omega)$ はそれぞれコスペクトルとクオドラチャスペクトルとよばれる。

2.6 解析方法

本研究で行った2種類の解析方法について以下に述べる。

[フィルター処理]

本研究ではB.P.F., L.P.F.共にデジタルフィルターを用いた。Fig.2-6-1に周期0.333...(=1/3)秒の三角波、矩形波をB.P.F. (中心周波数3Hz), およびL.P.F. (遮断周波数5.5Hz, 15Hz, 30Hz)に通した波形を示す。図に示すように、B.P.F.を通すことにより元の波形は正弦波に大きく歪められている。一方、L.P.F.を用いた場合、三角波では15Hz (原波形の卓越周波数の5倍) 程度の遮断周波数であれば、元の波形の形状はかなり保持されるが、矩形波ではGibbs現象が現れ、30Hz (原波形の10倍) の遮断周波数であっても原波形を大きく歪ませている。したがって、本研究の様に、波形を歪ませることなく求めたい周波数変動成分を抽出するには、B.P.F., L.P.F.の使用には十分に注意が必要であることがわかる。このことから、本研究では次に記すデータ処理も行った。

[時間平均処理]

以下に示すランダム成分やパワーの大きい他の周期変動成分が混在するデータから、求めたい周期変動成分を波形を歪ませることなく抽出するための処理を、本研究では時間平均処理 (または単に時間平均) と呼ぶ事とする。その方法を以下に述べる。

- (1) 求めたい周期変動成分の周期 (T_0) に限りなく近い時間 (T) で元データを分割する。分割された各データのデータ個数 N は、 $N=T/\Delta t$ となる。
- (2) 分割された各データを対象に、第1番目どうし、第2番目どうし、....., 第 n 番目どうしのアンサンブル平均をとる。

なお、以上の時間平均処理は、平均化操作の繰り返し操作の回数、すなわち重ね合わせを行う波数が多くなるに従い、以下に示すように1周期あたりのデータ長 (実数) とデータ個数 (整数) との差に起因するデータ欠損 (もしくはデータ過多) が、求めたい波形を歪ませる効果が大きくなる。

一般に求めたい周期変動成分の1周期(T)が、整数個のデータ($n\Delta t=T_0$)で表される事は無いと考えられる。すなわち T が T_0 に厳密に一致することはないから、分割された各1波毎のデータは $T \cdot T_0$ の欠損 (もしくは余分) を持つことになる。この状態で時間平均操作を施すことによる求めたい周期変動成分の波形への影響について、次のように考える。

元の波形を次のように表す。

$$y^n(t) = y^n_0(t) + \varepsilon(t)$$

$y^n(t)$: 求めたい周期変動成分

$\varepsilon^n(t) = y^n(t) - y^n_0(t)$: ランダム成分やパワーの大きい他の周期変動成分

簡単のために, $y^n_0 = a_0 \sin \omega_0 \{t - (n-1)(T_0 - T)\}$ とする. $y(t)$ を時間 T ($T < T_0$) で分割したデータの n 波目のデータは

$$y^n(t) = y^n_0(t) + \varepsilon(t) = a_0 \sin \omega_0 \{t - (n-1)(T_0 - T)\} + \varepsilon^n(t)$$

と表せる. ここでアンサンブル平均

$$\tilde{y}_0(t) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [a_0 \sin \omega_0 \{t - (i-1)(T_0 - T)\} + \varepsilon^i(t)]$$

を計算すると

$$\tilde{y}(t) = \frac{a_0}{n} \sqrt{A^2 + B^2} \sin(\omega_0 t - \theta) \dots\dots\dots *$$

$$\text{ただし, } \phi = \omega_0(T_0 - T), \quad \theta = \tan^{-1} \frac{B}{A}, \quad A = \sum_{i=1}^n \cos(i-1)\phi, \quad B = -\sum_{i=1}^n \sin(i-1)\phi$$

したがって, $T \rightarrow T_0$ なら, A は n に ϕ , θ , B は 0 にそれぞれ収束し

$$\tilde{y}_0(t) = y_0(t) = a_0 \sin \omega_0 t$$

が得られるが, 実際は上式*のように, 振幅 $\frac{\sqrt{A^2 + B^2}}{n}$ 倍, 位相は θ だけ進む波形が得られることになる. 本研究第4章の Case 1 の場合, $T_0 = 0.33245 \text{ sec} (= 3.00791 \text{ Hz})$ の変動風速, 変動圧力が $\Delta t = 0.001 \text{ sec} (= 1 \text{ kHz})$ で 100sec 間に渡り収録されている. 1 周期あたりのデータ個数 332.45 個に最も近い整数値として, $N = 332$ を選んでいる. また, 100sec 間の波数 n は 301 となる.

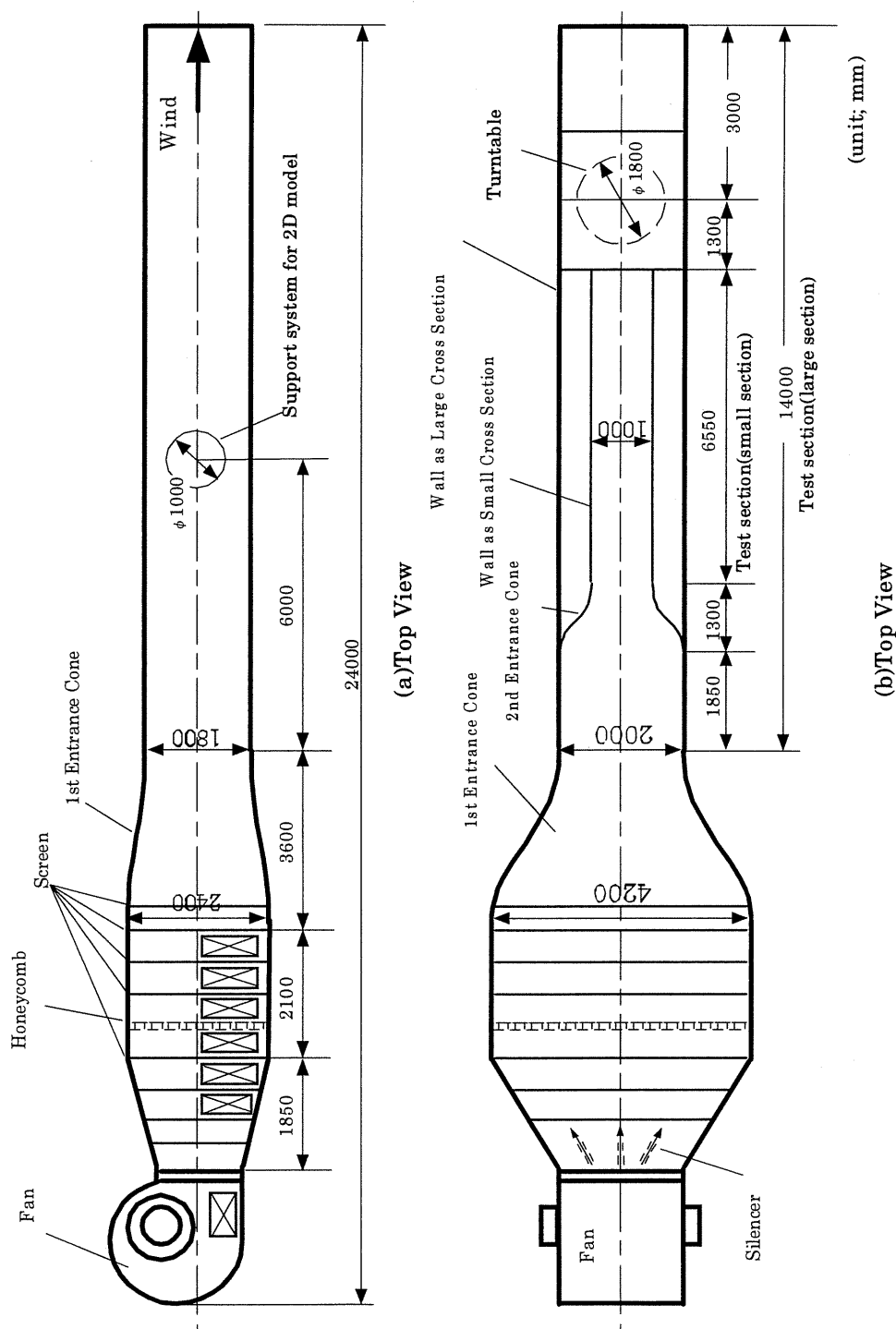
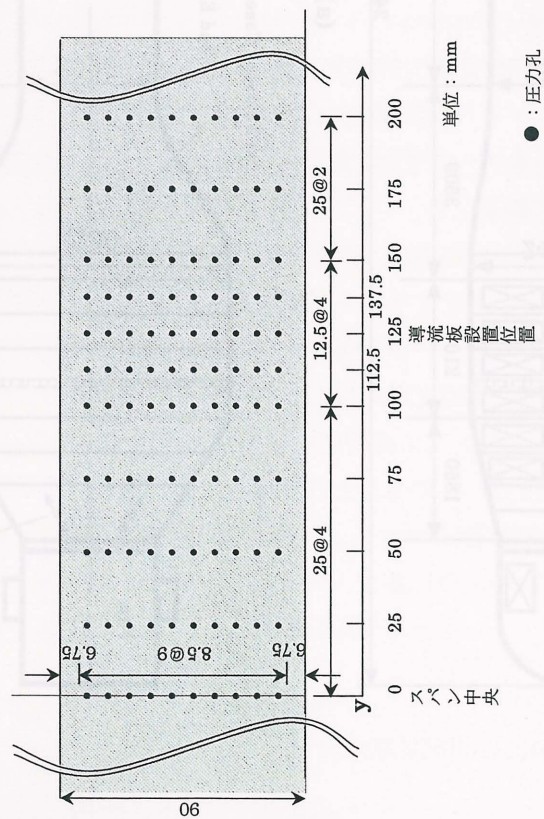
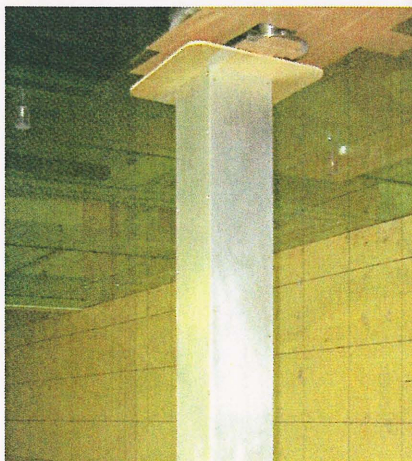


Fig. 2-1-1 Wind Tunnel



(a) B/D=1 2次元正方形断面模型

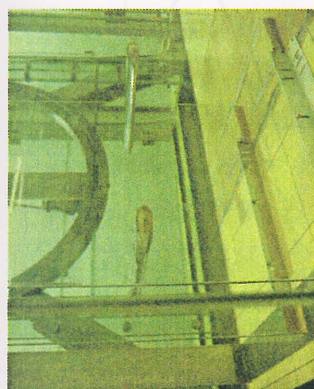


(b) B/D=30 2次元矩形断面模型



(c) B/D=5 2次元矩形断面模型

Fig.2-2-1 実験に使用した模型



導流板の支持板



Fig.2-3-2 駆動装置

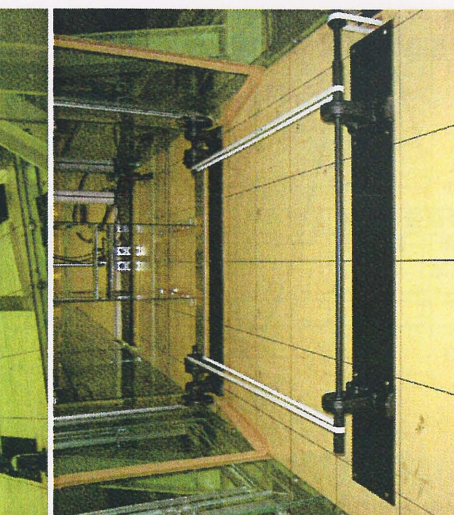
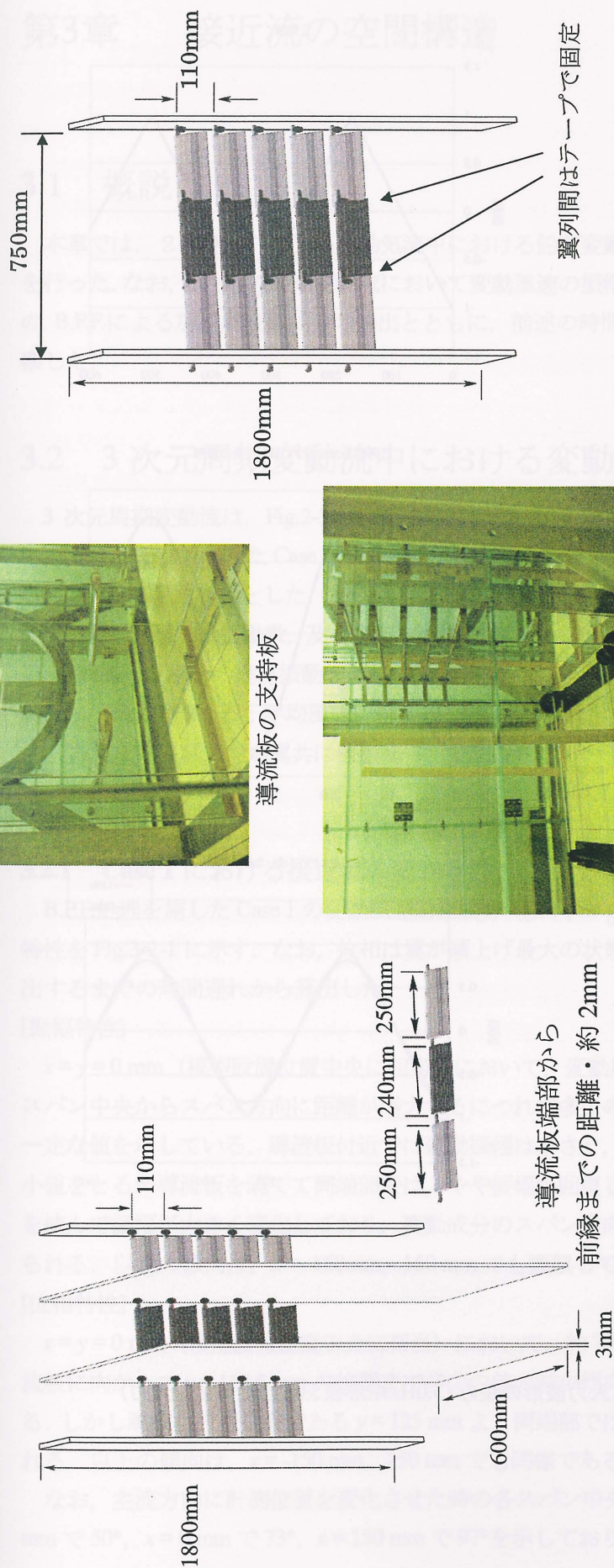
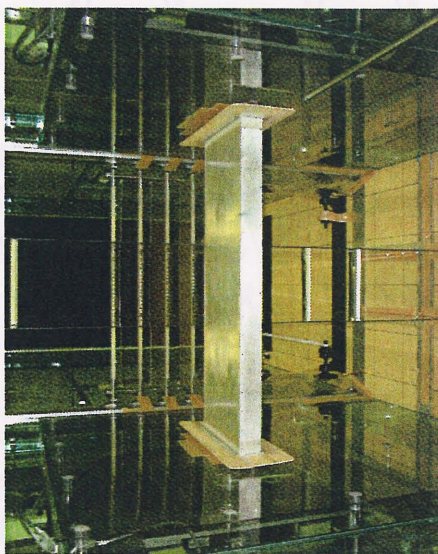


Fig.2-3-3 二次元周期変動流発生装置

Fig.2-3-1 三次元周期変動流発生装置



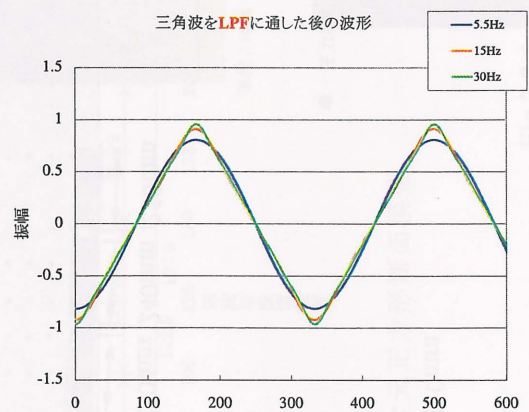
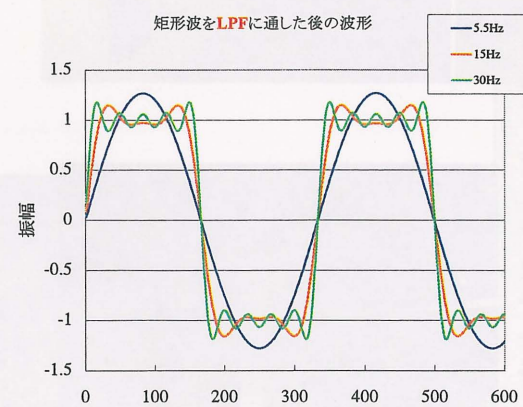
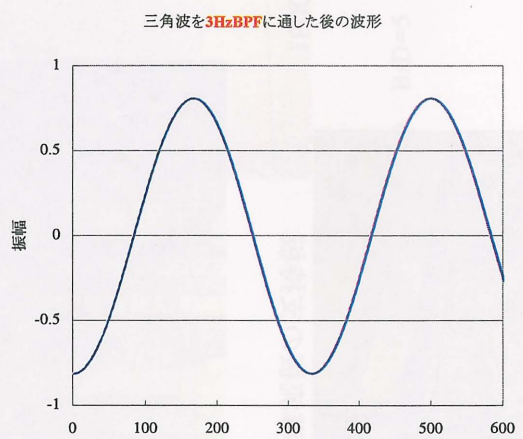
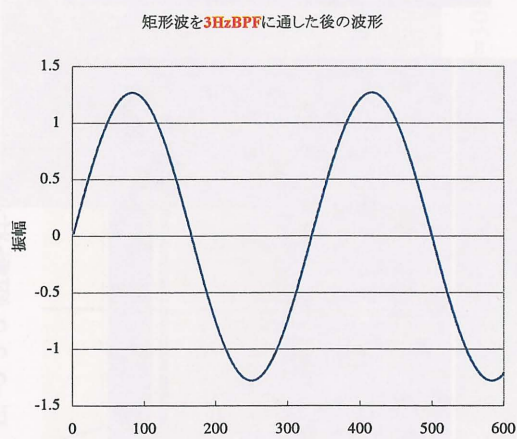
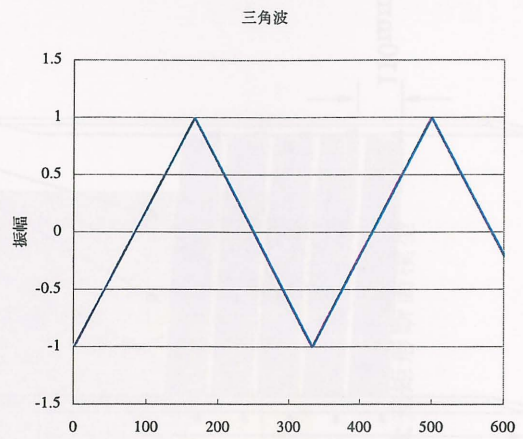
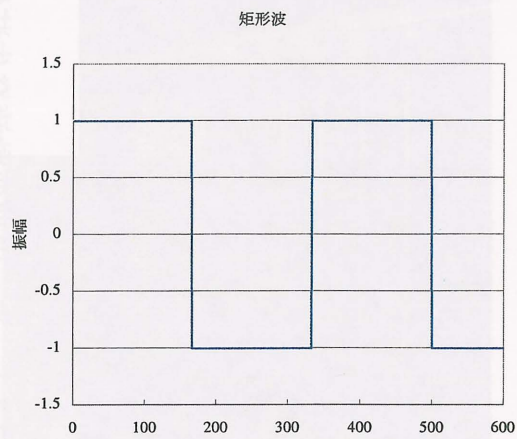


Fig.2-6-1 バンドパスフィルター処理による入力波形の歪み (3.0Hz矩形波および三角波を入力)

第3章 接近流の空間構造

3.1 概説

本章では、2次元、3次元各変動気流中における鉛直変動風速成分 (w 成分) 特性について一連の計測を行った。なお、これらの周期変動流において変動風速の振幅は、生データに中心周波数 3.0Hz および 1.2Hz の B.P.F.による加振周波数成分の抽出とともに、前述の時間平均処理を施し、その波形の特性も併せて考察した。

3.2 3次元周期変動流中における変動風速鉛直成分の特性

3次元周期変動流は、Fig.2-3-1 に示す装置を用いて発生させた。一連の実験では、両端翼を加振せず、中央翼のみを加振させた Case (以下、Case 1 とする) と、中央翼と両端翼を共に加振させた Case (以下、Case 2 とする) を対象とした。各 Case における測定時

の平均風速、翼加振振動数、及び気流中に模型 ($B/D = 1$) を設置した場合の換算振動数 k ($k = b\omega/U$, b : 半弦長, ω : 角振動数, U : 平均風速) を Table.3-2-1 に示す。また、中央翼、両端翼共に倍振幅 4° で加振されている。

Table.3-2-1

	換算振動数		平均風速 (m/s)	翼加振振動数(Hz)	
	中央翼	両端翼		中央翼	両端翼
Case 1	0.12	0	7.0	3.0	加振せず
Case 2	0.12	0.05	7.0	3.0	1.2

3.2.1 Case 1 における接近流の変動特性

B.P.F.処理を施した Case 1 の変動風速鉛直成分 (以下、 w 成分) の振幅、および翼変位を基準とする位相特性を Fig.3-2-1 に示す。なお、位相は翼が頭上げ最大の状態を基準に、風速計速位置で吹き下げ最大を検出するまでの時間遅れから算出した。

[振幅特性]

$x = y = 0$ mm (模型設置位置中央に相当) において、変動風速鉛直成分の振幅は約 0.2 m/s の値を示し、スパン中央からスパン方向に距離が増大するにつれて多少の値の減少は見られるが、 $y = 75$ mm までほぼ一定な値を示している。導流板付近では変動振幅は小さく、 $y = 125$ mm の位置で振幅約 0.02m/s という最小値をとる。導流板を隔てて両端部では、やや振幅が回復し約 0.03 m/s を示している。このように導流板を挟んで振幅が大きく変化しており、変動成分のスパン方向への伝播は小さく抑えられているものと考えられる。以上の傾向は、 $x = -150$ mm, 150 mm でも類似している。

[位相特性]

$x = y = 0$ mm (模型設置位置中央に相当) において、約 73° の位相遅れが認められる。スパン方向には導流板に向かって $y = 112.5$ mm の位置まで多少の値の減少傾向は見られるものの、ほぼ一定な値をとっている。しかし導流板設置位置である $y = 125$ mm より両端部では位相の遅れが急激に大きくなる傾向が認められる。以上の傾向は、 $x = -150$ mm, 150 mm でも同様である。

なお、主流方向に計測位置を変化させた時の各スパン中央における翼変位からの位相遅れは、 $x = -150$ mm で 50° , $x = 0$ mm で 73° , $x = 150$ mm で 97° を示しており、これらの値は Taylor の凍結乱流の仮定をほ

ば満足することを確認した。

[時間平均処理]

2.6で述べた、時間平均処理を行った波形を $x=y=0$ mmで主流直角方向にFig.3-2-2に示す。中央部では、ほぼ正弦波的な形状を示しており、翼により発生させた気流が正弦波的な形状を保って、誘導されていることが分かる。スパン方向に離れるにつれて徐々に振幅が減少し、 $y=75$ mmから $y=112.5$ mmにかけて振幅は急激に減少している。導流板を隔てて両端部に移ると、その波形は正弦波的な形状から崩れており、両端部では中央翼で発生させた変動気流が伝播していないものと考えられる。また、波形の位相を見ると、中央部ではほぼ波形のピークにおける位置のずれは見られず、一様な正弦波が中央部では誘導されていると考えられる。以上の結果は、B.P.F.処理を施して読みとった前述の振幅・位相特性に対応していると考えられる。以上の傾向は、 $x=-150$ mm, 150 mmで同様であった。

3.2.2 Case 2 における接近流の変動特性

Case 2 の変動風速鉛直成分の振幅・位相特性をFig.3-2-3に示す。

[振幅特性]

中央翼加振成分である3.0 Hz 成分は、 $x=y=0$ mm (模型設置位置中央に相当) における振幅は約0.23 m/s であり、スパン方向に向かって $y=75$ mm までほぼ一定値を示した後、導流板設置位置付近に向かって振幅は減少し、導流板を隔てて両端部に移るとその振幅は小さな値を示している。両端翼加振成分の1.2 Hz 成分も同様に導流板を挟んで変動特性が大きく変化する事から、変動成分のスパン方向への伝播は非常に小さいものと考えられる。以上の傾向は、 $x=-150$ mm, 150 mmにおいても類似している。

[位相特性]

3.0 Hz 成分については、 $x=y=0$ mm (模型設置位置中央に相当) で約72°の位相遅れが認められ、スパン方向に導流板に向かって $y=112.5$ mm の位置まで多少の値の減少傾向は見られるものの、ほぼ一定な値をとっている。導流板位置付近より位相が急激に変化している。以上の傾向は、 $x=-150$ mm, 150 mmでも類似している。また、翼変位からの位相遅れはCase 1と同様にTaylorの凍結乱流の仮定がほぼ成り立つことを確認した。両端翼加振成分の1.2 Hz 成分も同様の傾向を示している。

以上の結果から、中央翼加振振動数3.0 Hz, 両端翼加振振動数1.2 Hz 共に、導流板設置位置において、導流板設置により、振幅・位相特性は顕著に変化し、変動成分のスパン方向への伝播は非常に小さいものと考えられる。

[時間平均処理]

時間平均処理を行った波形を、3.0Hz 成分について、 $x=y=0$ mmで主流直角方向にFig.3-2-4に示し、1.2Hz 成分について、 $x=y=0$ mmで主流直角方向にFig.3-2-5に示す。

3.0Hz 成分については中央部で、1.2Hz 成分については両端部で、それぞれほぼ正弦波的な形状を示しており、翼列により発生された気流が正弦波的な波形を保ったまま、誘導されていることが分かる。同時に導流板の遮蔽効果が現れ、それぞれ、導流板を越える領域で振幅が急激に小さくなっていることがわかる。

3.3 2次元周期変動流中における変動風速鉛直成分の特性

翼加振振動数 f 、及び平均風速 U を変化させ、計3種類の換算振動数 k で行った。なお、半弦長 b は、 $B/D=30$ に対する値($b=150$ mm)を用いた。各計測時の、パラメーターを、Table.3-3-1に示す。

Table.3-3-1

換算振動数 k	平均風速(m/s)	翼加振振動数(Hz)
0.16	7.0	1.2
0.4	7.0	3.0
0.7	5.0	3.7

3.3.1 主流直角水平方向の接近流鉛直成分の変動特性

スパン方向に一樣な2次元気流が発生しているのかを確認する為、スパン方向に3点計測し、 $x = -150 \text{ mm}$ では $z = 0 \text{ mm}$, $x = 0 \text{ mm}$ では $z = 0, -25, 50 \text{ mm}$, $x = 150 \text{ mm}$ では $z = 0 \text{ mm}$, で計測した、振幅、翼変位からの位相遅れを Fig.3-3-1 を示す。振幅・位相特性ともにスパン方向に急激な変化は見られず、2次元的な気流の発生がなされていることが確認できる。

3.3.2 主流方向の接近流鉛直成分の変動特性

模型スパン中央 $y=0$ において鉛直方向に高さを5通りに変化させ、それぞれの高さにおいてコード方向に計6点測定した。Fig.3-3-2 に結果を示す。

[振幅特性]

主流方向に見ていずれのケースでも振幅に大きな変化は見られないが、下流方向に行くに従って換算振動数 $k=0.7$ では振幅は増加傾向、 $k=0.4$ ではほとんど変化なく、 $k=0.16$ は減少傾向が見られる。

[位相特性]

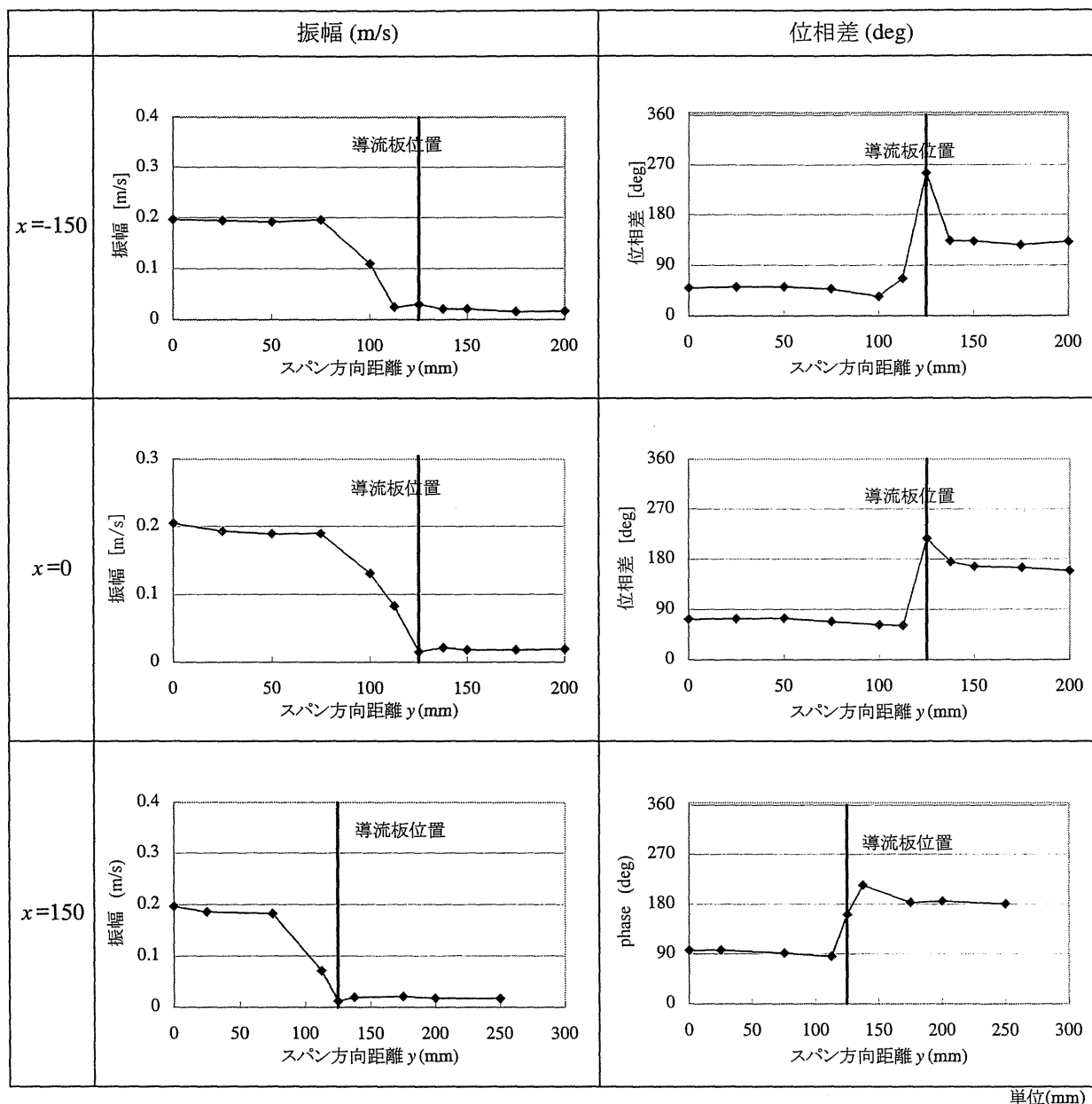
鉛直方向のどの計測位置においても、流下方向に位相差が増加していく傾向にある事がわかる。またどの鉛直方向の高さを変えても、位相差の値はほぼ類似しており、鉛直方向には位相のずれがなく、一樣な流れとなっている事が分かる。ここで、Taylor の凍結乱流の仮定に従うものとすれば、位相遅れは模型設置した時の L.E. の位置を例にとると、換算振動数 0.16 で 27.7° , 0.4 で 69.42° , 0.7 で 119.88° となりこの値は計測された値に合致しており、主流風速と共に鉛直変動気流が下流へ伝搬する特性が認められる。以上のことで、鉛直方向の空間的一様性は確認された。

[時間平均処理]

各換算振動数の計測において、時間平均処理を行った波形を Fig.3-3-3, Fig.3-3-4, Fig.3-3-5 に示す。これらを見ると、模型設置しない状態では空間的にその波形に大きな違いは無く、流下方向に正弦波により近い波形が伝搬され、また徐々に位相がずれている様子がわかる。

3.4 まとめ

- (1) 3次元変動気流における Case 1(中央翼のみ加振), Case 2(中央翼, 両端翼加振)において、接近流鉛直成分のスパン方向への振幅・位相特性は、導流板設置位置付近で顕著に変化する事が示された。また、導流板を隔てると変動成分の振幅はきわめて低い値を示し、導流板によって中央部と両端部の流れがそれぞれ独立に模型へ作用するものと考えられる。
- (2) 3次元変動気流について時間平均処理を行った結果、各ケース共に変動風速の波形は正弦波状であることが確認された。
- (3) 2次元変動気流は主流方向および鉛直方向にほぼ均質であることが確認された。



位相差:翼変位に対する変動風速のw成分の位相遅れ

中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 導流板位置 -125, 125mm

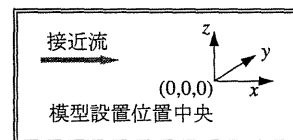
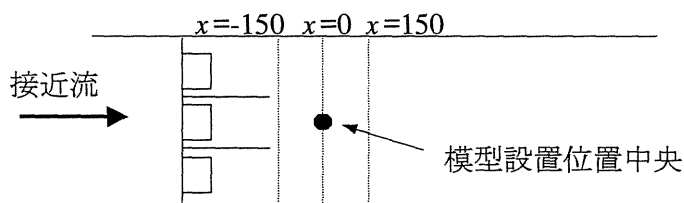
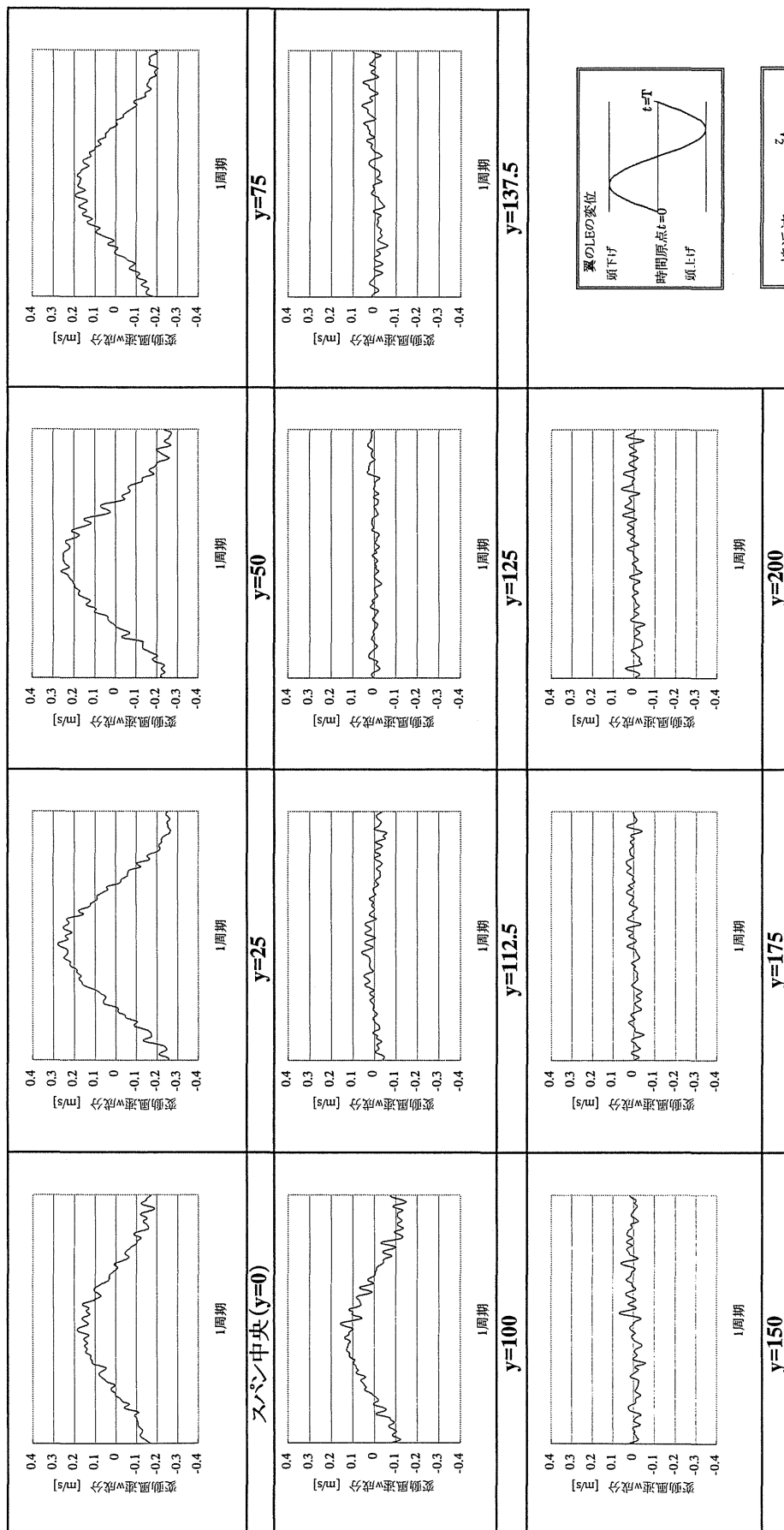


Fig.3-2-1 3次元変動気流の鉛直成分の空間分布(Case 1, 模型なし)



中央翼のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 倍振幅 4°
 平均風速 7(m/s)
 導流板設置位置 -125,125 mm

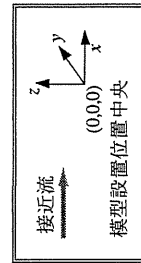
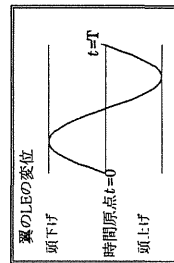
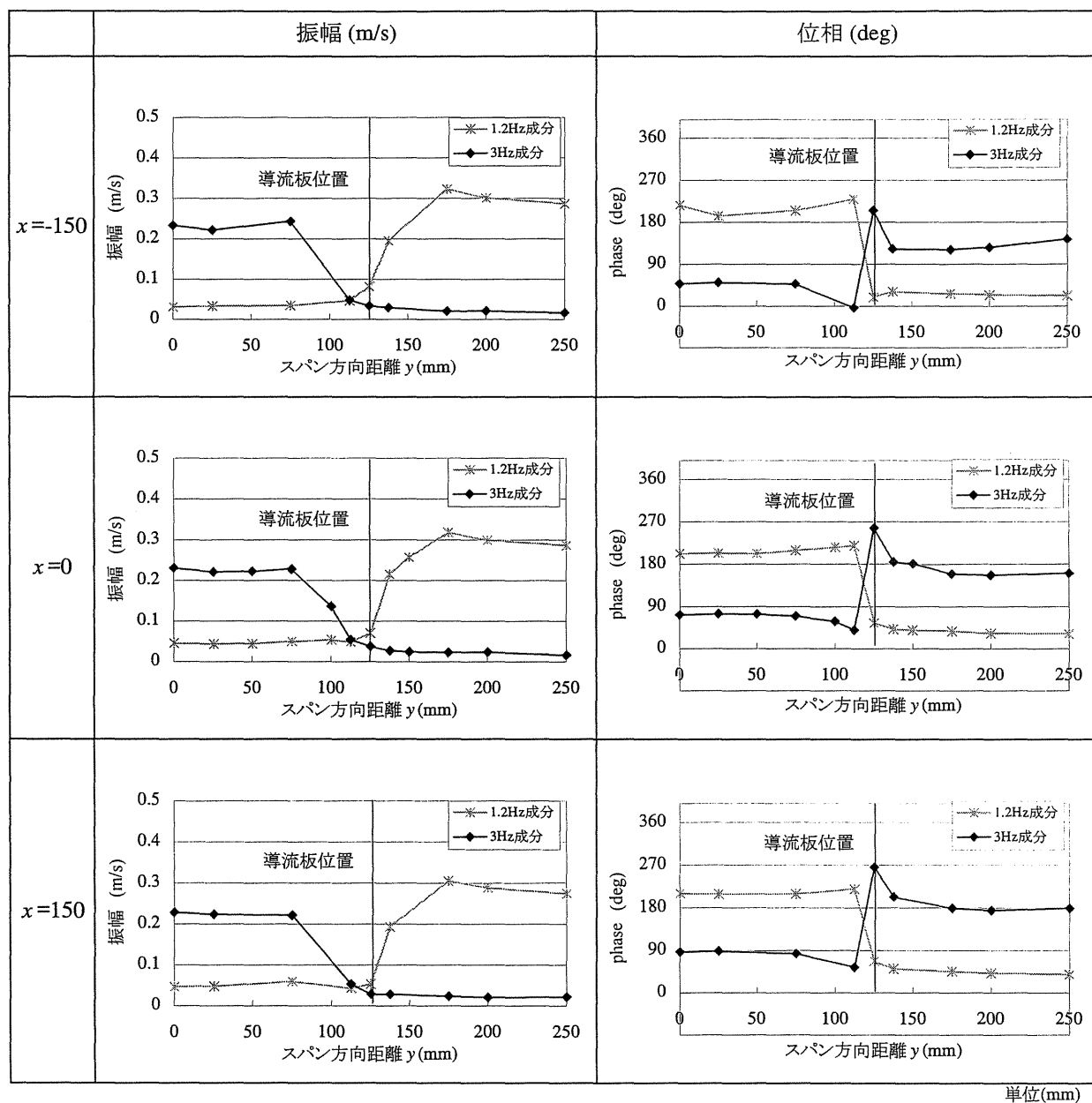


Fig.3-2-2 鉛直変動風速の時間平均処理波形 (x = 0 mm) 【Case1】



位相差:3Hz成分, 中央翼変位に対する変動風速のw成分の位相遅れ
 1.2Hz成分, 両端翼変位に対する変動風速のw成分の位相遅れ

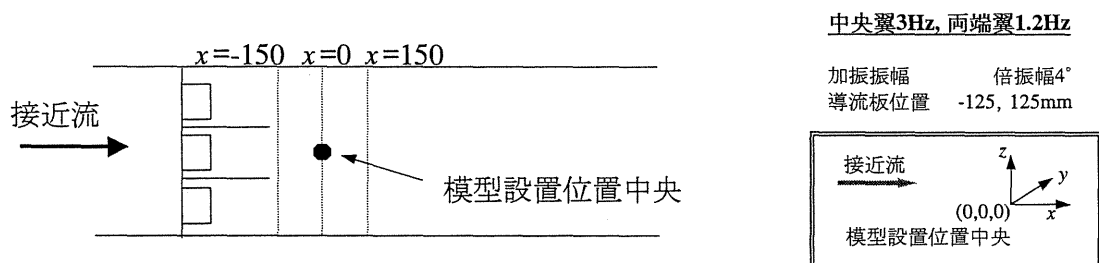


Fig.3-2-3 3次元変動気流の鉛直成分の空間分布(Case 2, 模型なし)

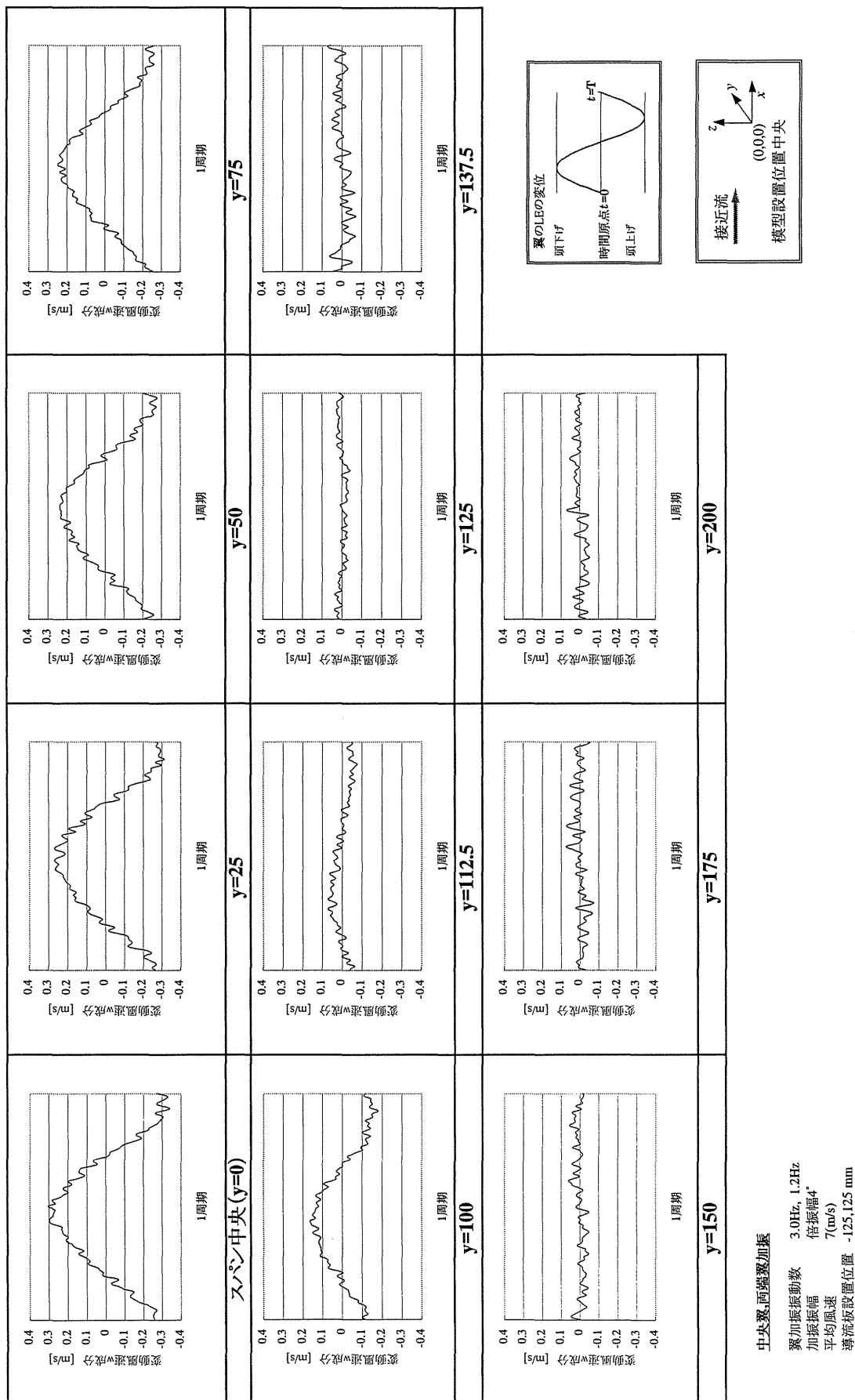


Fig.3-2-4 鉛直変動風速の時間平均処理波形 (x = 0 mm)【Case2, 中央翼加振成分(3.0Hz)】

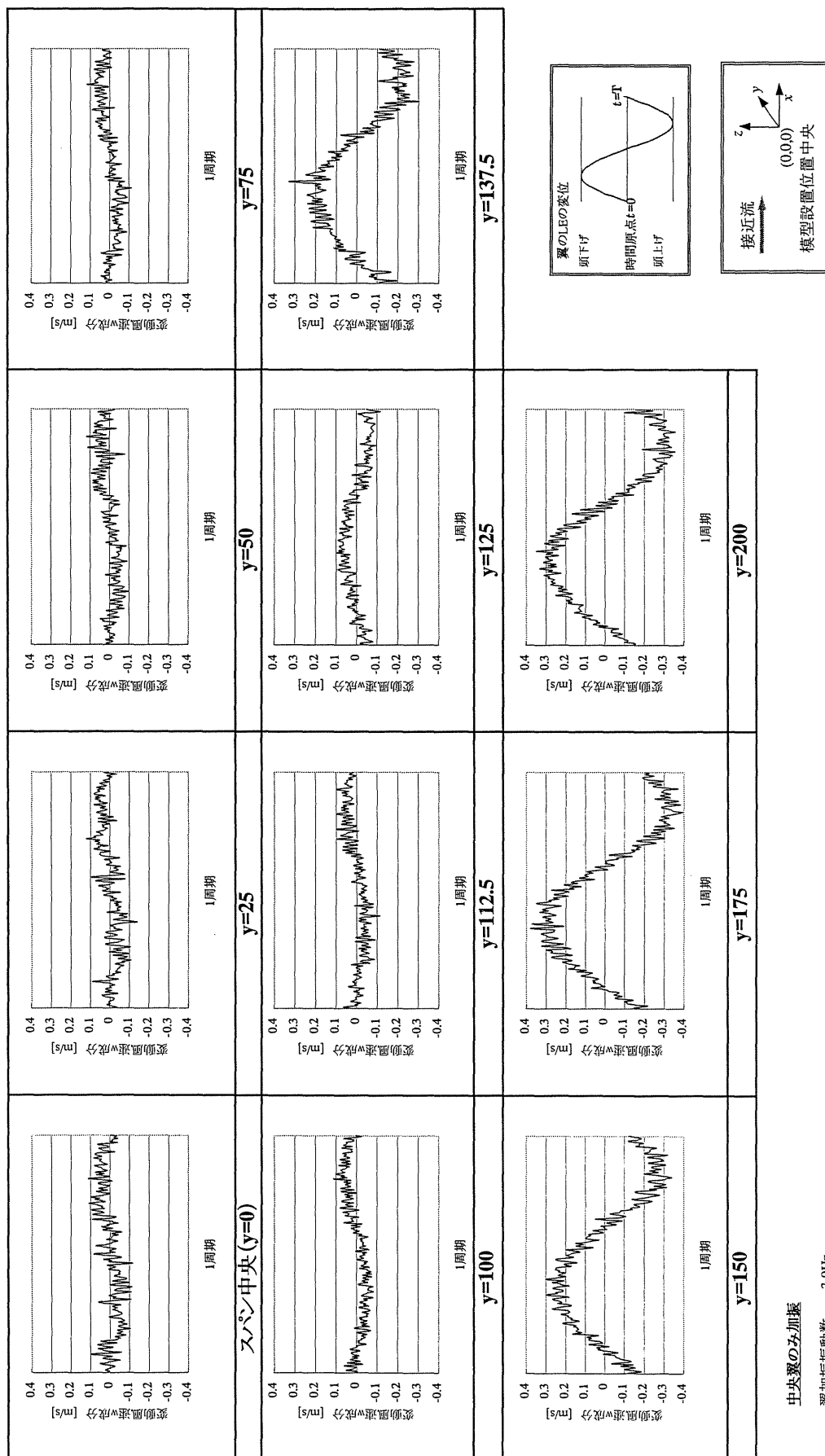
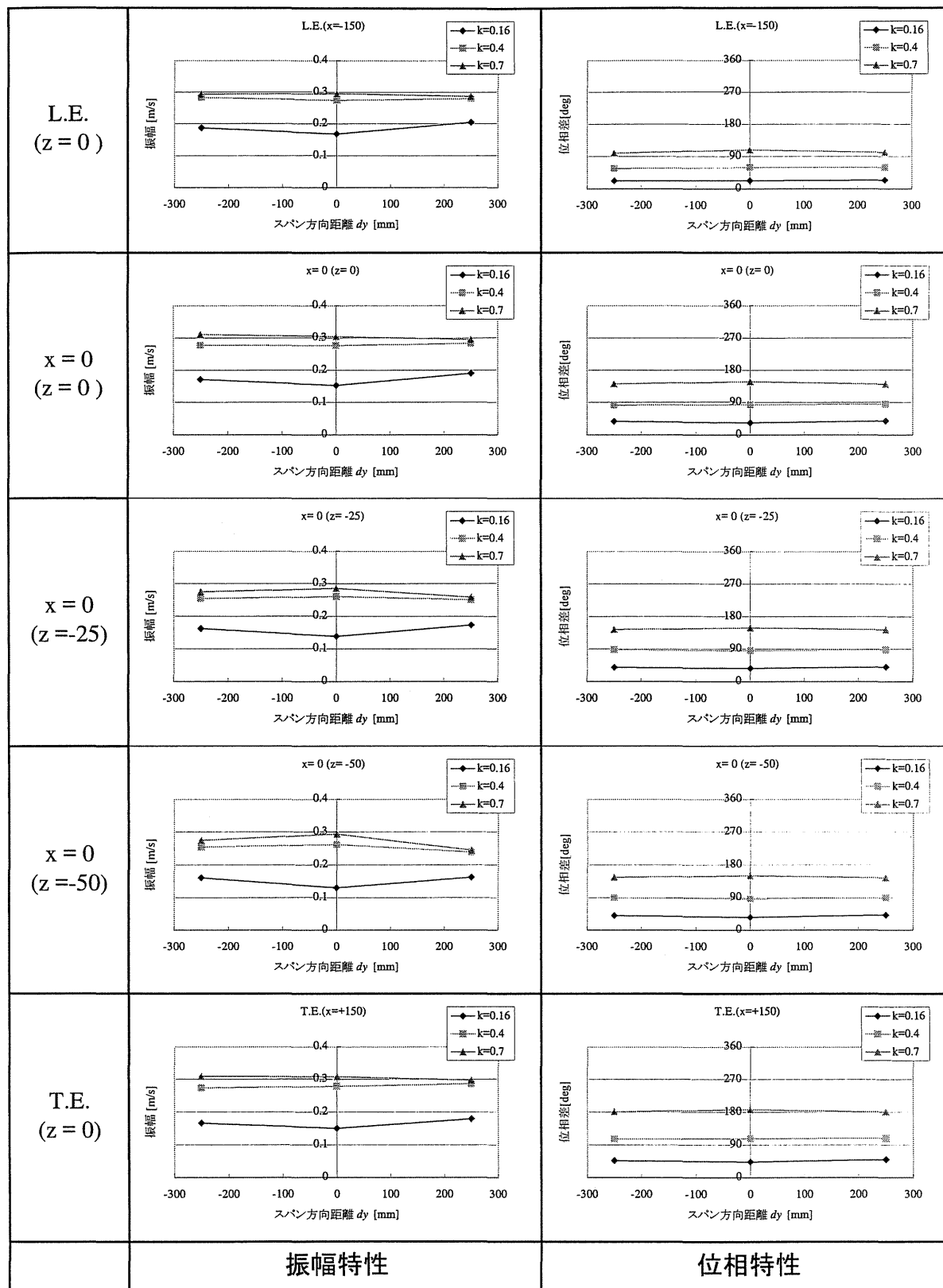


Fig.3-2-5 鉛直変動風速の時間平均処理波形 (x = 0 mm) 【Case2,両端翼加振成分(1.2Hz)】



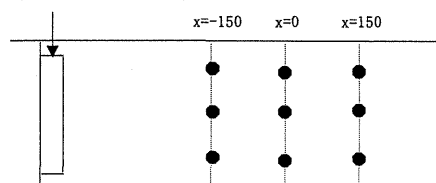
※位相差は、翼変位に対する接近流 w 成分の位相遅れ

二次元周期変動流

基準熱線位置 (0,0,0)
 加振振幅 4"
 翼加振周波数 1.2, 3.0, 3.7 (Hz)
 平均風速 7, 7, 5 (m/s)
 翼結合位置 -125, 125 mm

接近流

二次元周期変動流発生装置



● : 測定点

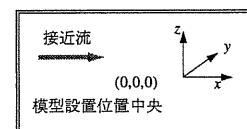
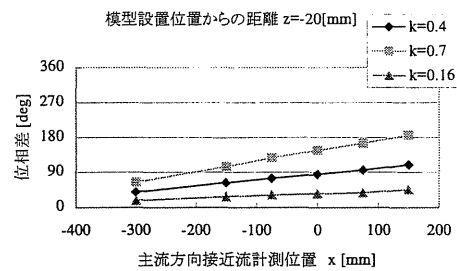
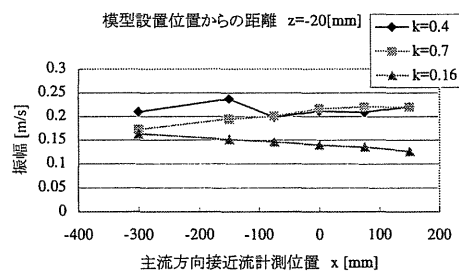
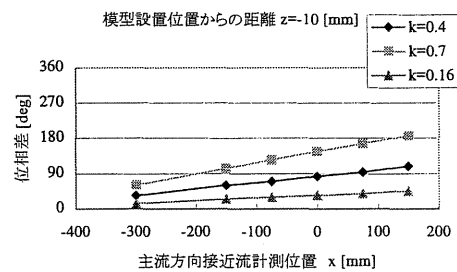
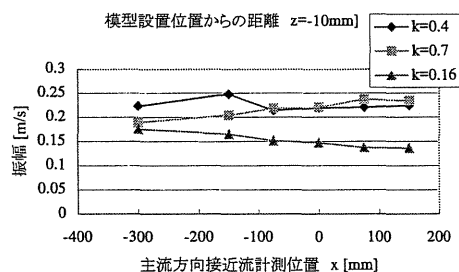
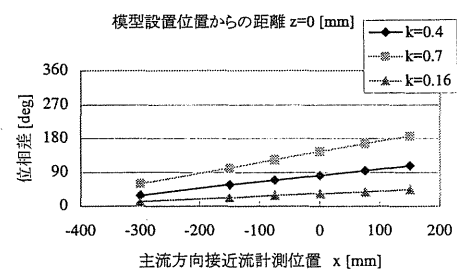
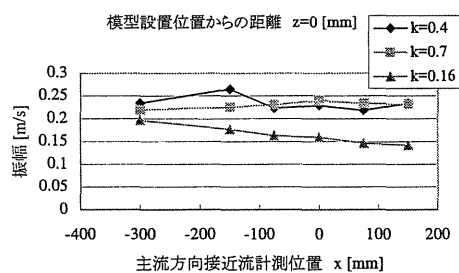
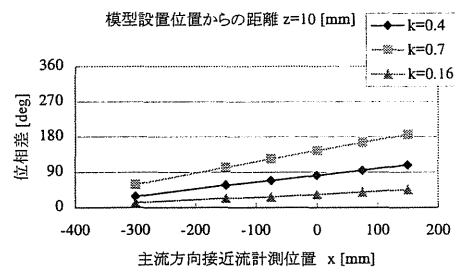
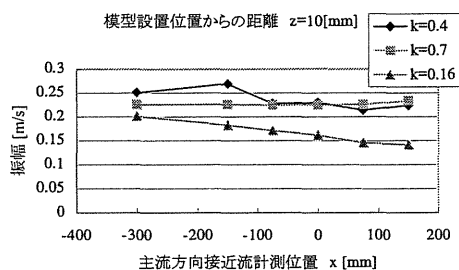
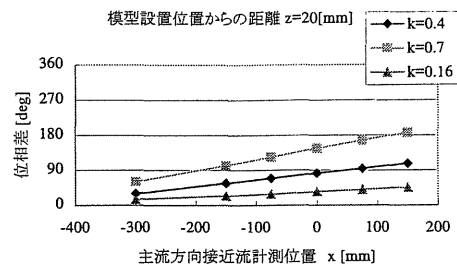
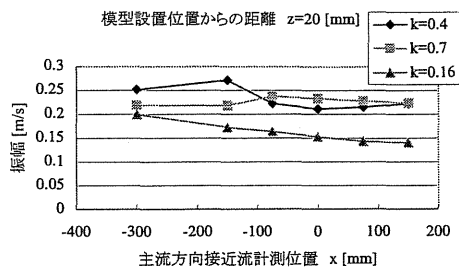
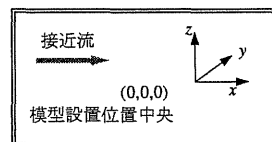


Fig.3-3-1 二次元変動気流の鉛直成分の空間分布(B.P.F.により加振振動数成分抽出)



二次元周期変動流

基準熱線位置 (0,0,0)
 加振振幅 倍振幅 4°
 翼加振周波数 3.0, 3.7, 1.2(Hz)
 平均風速 7, 5, 7(m/s)
 翼結合位置 -125, 125mm



接近流

※位相差は、翼変位に対する接近流 w 成分の位相遅れ

2次元周期変動流発生装置

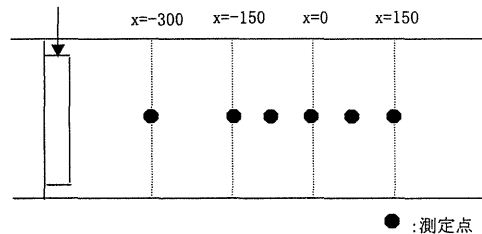


Fig.3-3-2 2次元変動気流の鉛直成分の空間分布(B.P.F.により加振振動数成分抽出)

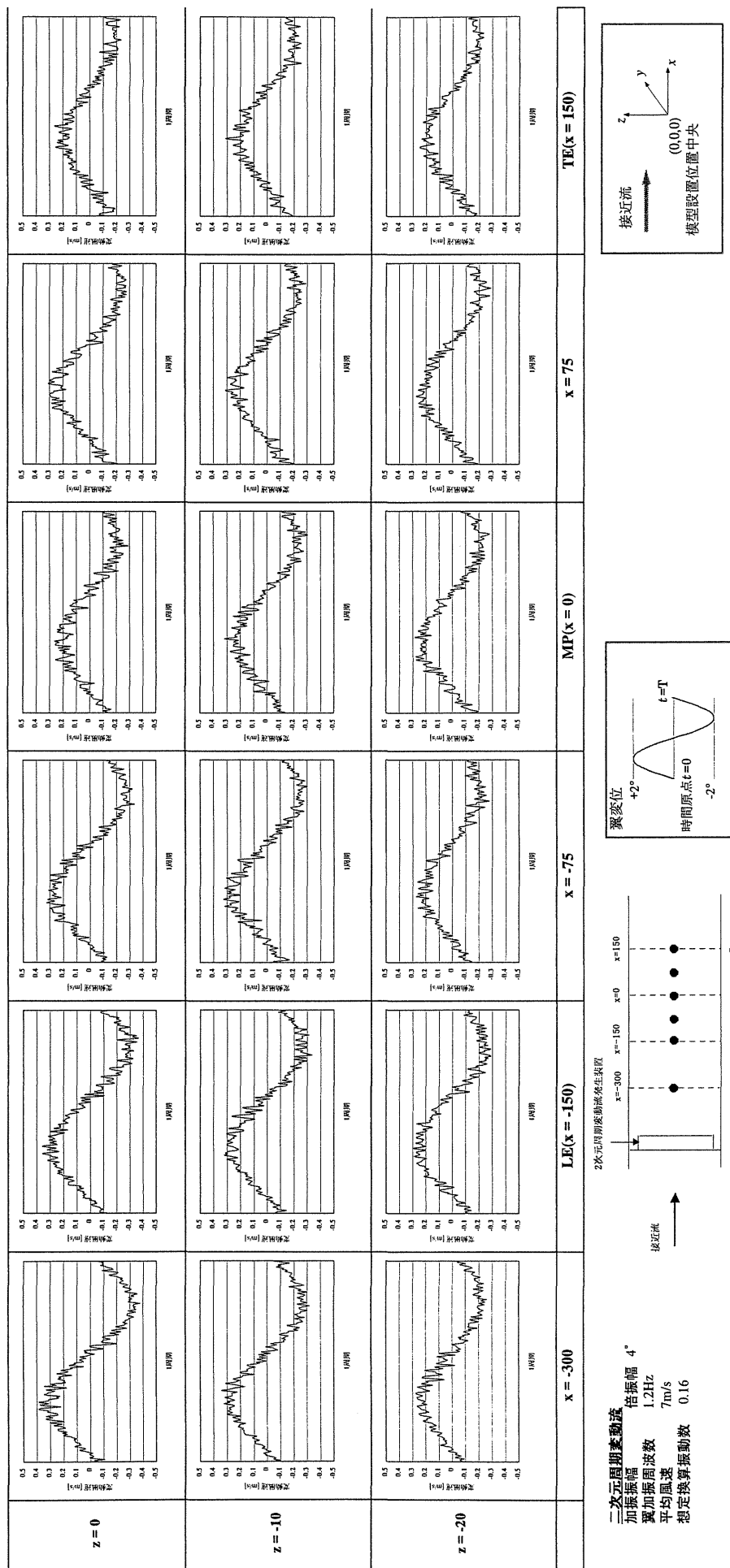


Fig.3-3-3 2次元鉛直変動風速の時間平均処理波形($k=0.16$, 模型なし)

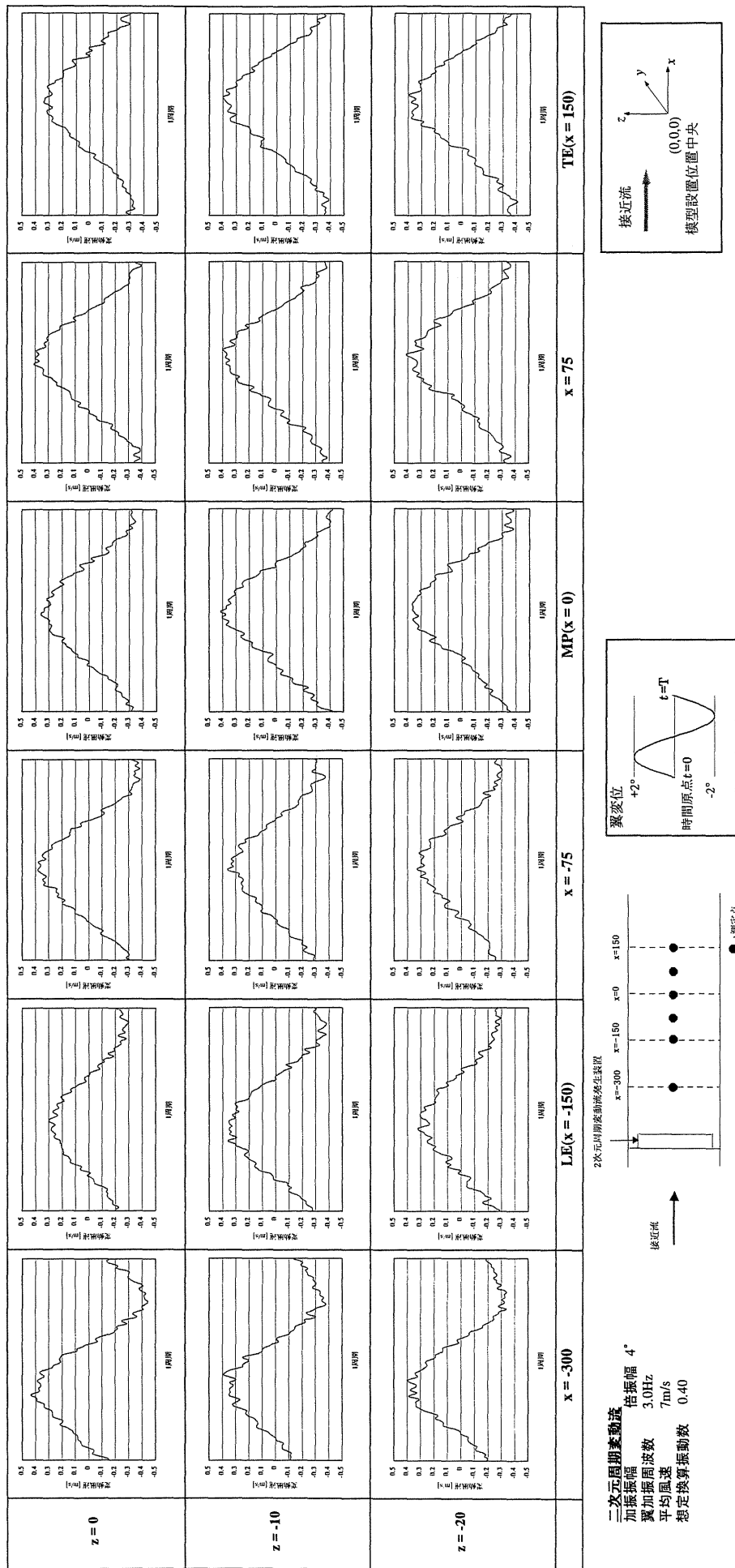


Fig.3-3-4 2次元鉛直変動風速の時間平均処理波形($k=0.4$, 模型なし)

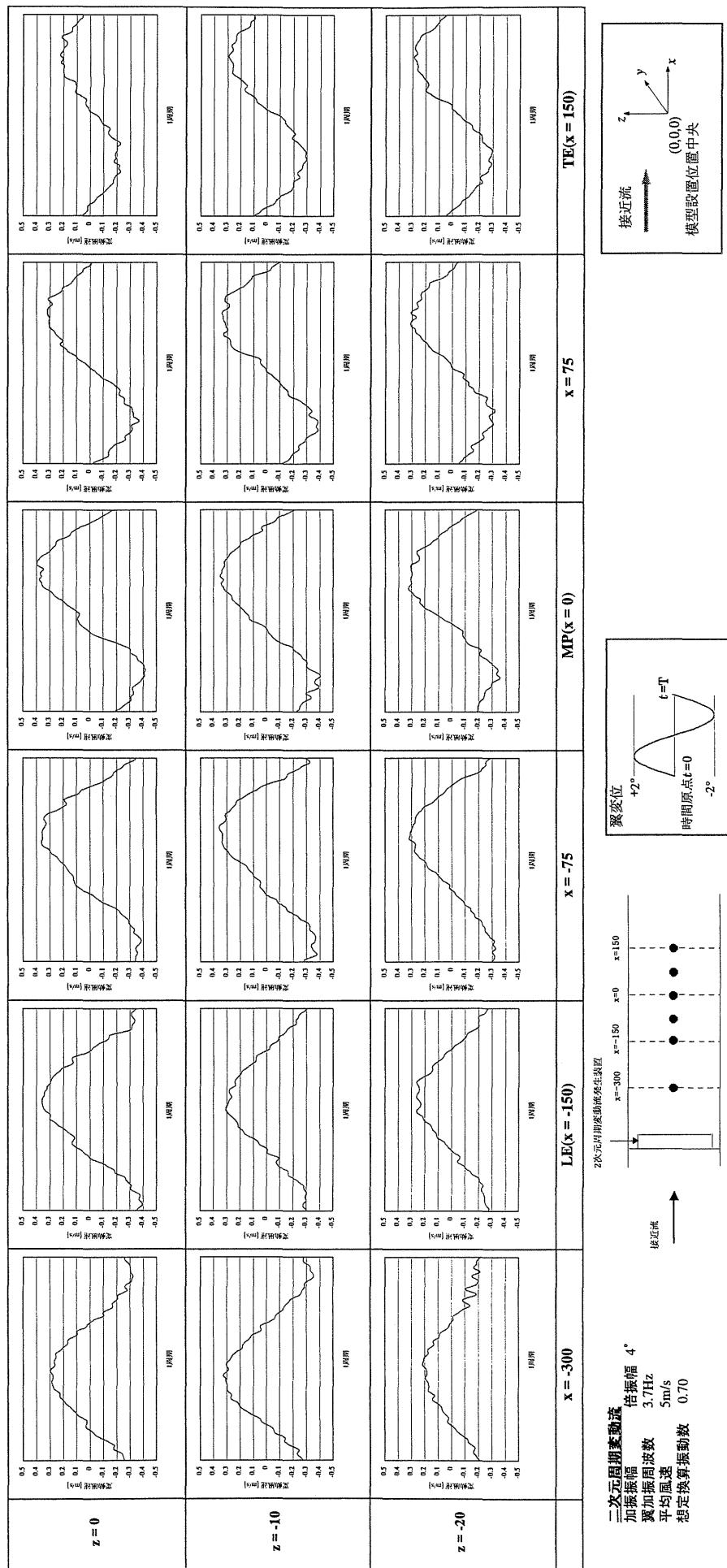


Fig.3-3-5 2次元鉛直変動風速の時間平均処理波形($k=0.7$, 模型なし)

第4章 3次元周期変動流中における

断面周り変動風速と変動圧力の空間特性

4.1 概説

過去の研究^[1]では、構造物に作用するガスト空気力に対し剥離バブル内における変動圧力が支配的であることが格子乱流中の計測より示され、一方文献^[2]では、再付着型断面を対象とした3次元周期変動流中の測定より、剥離バブル自体がスパン方向の相関を高めている大きな要因である事が明らかとなった。本章では、同じ3次元周期変動流中において完全剥離型断面を対象に一連の計測を行い、再付着型断面との比較・検討を行った。また、B.P.F.処理に加え、時間平均処理を行った解析結果も同時に示した。

4.2 完全剥離型断面における相関特性

Fig.4-2-1 に一例として Case 1, position 5 における変動圧力のスペクトルを示すが、スパン方向に様に 10 Hz 付近に強い卓越周波数成分が見られる。これは、カルマン渦の放出によるものと考えられる。なお、計測時の翼の加振振動数および平均風速は、Table. 3-2-1 に示している。

4.2.1 断面幅員方向の圧力分布

[平均圧力係数および変動圧力係数]

非定常圧力の平均値及び標準偏差は、接近流の動圧を用い無次元化し、それぞれ平均圧力係数、変動圧力係数と定義した。幅員方向の変動圧力の計測は代表断面としてスパン中央 ($y=0\text{mm}$)、導流板位置 ($y=125\text{mm}$)、両端部 ($y=200\text{mm}$) の断面において行った。

Fig.4-2-2 に Case 1 における各断面周りの平均圧力係数および変動圧力係数を示す。平均圧力係数は、スパン中央断面 ($y=0$) では後縁付近の圧力回復が見られず、ほぼ一定な値を示している。この傾向は、 $y=125$ 、 200mm 断面でも同様である。一方、変動圧力係数を見ると、スパン中央断面 ($y=0$) において、position 5 (前縁から $0.45D$) 付近で最大値を示している。Fig.4-2-3 には Case 2 における各断面周りの平均圧力係数および変動圧力係数を示すが、全ての断面で Case 1 傾向と類似している。

[幅員方向の振幅・位相特性]

Fig.4-2-4 に Case 1 における幅員方向の振幅、翼変位からの変動圧力の位相差を示す。なお、振幅・位相差は生データを B.P.F.処理し求めた。

振幅は、スパン中央 ($y=0\text{mm}$) において position 5 (前縁から $0.45D$) で最大となり、この付近で接近流の外的刺激を最も強く受けているものと考えられる。これは、流れが前縁より剥離するに伴い、前縁より様々な周波数成分を伴った剥離せん断層が形成され中で、構成する渦の中から接近流の変動に等しい周波数成分が刺激を受けて増幅され、安定な渦へと成長することに対応するものと考えられる。位相特性を見ると、position 5 付近まではほぼ一定の 90° という位相遅れが見られ、その後徐々に増加する傾向が見られる。また、模型なしで計測したスパン中央断面での接近流鉛直成分の翼からの位相遅れは、L.E.で約 50° 、T.E.で約 97° となっており、全体的に表面圧力変動の位相特性は、接近流よりも大きくなっていることが分かる。

Fig.4-2-5 に Case 2 における幅員方向の振幅特性、翼変位からの変動圧力の位相差を表す位相特性を示す。B.P.F.処理により、中央翼周波数(3.0Hz)成分、両端翼周波数(1.2Hz)成分各々を抽出して読みとった。3.0Hz 成分の振幅は、いずれの断面においても Case 1 とほとんどその傾向は変わらず、両端部の 1.2Hz 変動成分の影響は見られない。1.2Hz 成分を見ると、 $y = 125, 0\text{mm}$ の断面で、振幅の値は低下しており、3.0Hz 成分に対する $y = 125, 200\text{mm}$ の断面と同様に導流板による遮蔽効果が現れている。位相特性を見ると、3.0Hz 成分では、Case1 に見られる位相特性とよく類似している。1.2Hz 成分では、 $y = 200\text{mm}$ の断面内の前縁付近はほぼ一定の約 53° という位相遅れが見られ、後縁側で急激に遅れている。

4.2.2 変動圧力のスパン方向の分布特性

(1) Case 1

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-6 に Case 1 での変動圧力振幅・翼変位からの位相差に関するスパン方向分布を示す。

振幅を見ると、position 1~6 ではほぼ同様にスパン中央から導流板を隔てて両端部に至るまで単調に減少している。しかし、さらに下流側の position 8,9 ではスパン方向にほとんど変化が見られない。position 10 では全体的に、振幅が増加して上流側とほとんど同じ値を示している。この後縁部分の振幅回復の変化には後流域からの影響が考えられる。位相特性を見ると、position 1~5 の傾向は比較的類似しており、スパン中央では約 90° の位相遅れを示し、 $y=150\text{mm}$ まではほとんど変化はなく、 $y=150\text{mm}$ を境に増加する。position 9,10 では position 1~8 とは全く傾向は異なり $y=0\text{mm}$ で position 1~8 と比べ約 140° の位相遅れが見られ、導流板位置までは変化はなく、導流板位置を境に位相は進んで行く傾向にある。

以上、振幅特性と位相特性から、position 8~10 において上流側と比較して傾向に違いが見られた。position 10 で再び振幅が増加している傾向は、後流域からの影響に起因するものと考えることができるが、詳細は後流域の変動風速の特性で述べる。

[時間平均処理]

変動圧力の生データを時間平均処理して得られた形状を次に示す。スパン中央断面の形状を代表点として position 5,9,10 の時間平均処理形状を Fig.4-2-7,8,9 に示す。上流側(ここでは position 5)の形状を見ると、中央部の形状は正弦波的であり、導流板設置位置に近づくにつれてその振幅は減少し、かつ正弦波的な形状から歪んでいることが分かる。また後縁側に近い position 9 では形状が正弦波的なものではなくなるものの、position 10 では再び正弦波的なものに近づいている。また、position 10 では導流板を越えて両端部の $y=150\text{mm}$ まで正弦波的な形状が明確に見られる。このように後縁部分では、後流域からの逆流の影響やカルマン渦の強い巻き込みに伴う剥離せん断層の接近の影響などが考えられ、変動成分がスパン方向により均質化された流れになっているのではないかと考えられる。

各 position におけるスパン方向の時間平均形状の振幅特性を Fig.4-2-10 に示す。これを見ると、B.P.F.処理の変動圧力の分布特性よりもややばらつきが見られるものの、B.P.F.処理と類似した分布を示すことがわかる。したがって Fig.4-2-7,8,9 に示されるように、翼の加振周波数成分 (3Hz) に一致する表面圧力の原波形が正弦波状であることがこの図からも読みとれる。

(2) Case 2

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-11 に Case 2 での中央翼加振成分(3.0Hz)・両端翼加振成分(1.2Hz)の変動圧力振幅、および翼変位との位相差を示す。

3.0Hz 成分については、振幅特性・位相特性共に Case 1 における 3.0Hz 成分とその傾向が非常によく類

似している。1.2Hz 成分の振幅特性を見ると、両端部から導流板を隔てて中央部へ徐々に変動成分が減少していることが分かり、その減少の度合いは 3.0Hz 成分と比較して緩やかなものである。また、後縁部分でその特性が変わる傾向にあることは、3.0Hz 成分と同様の傾向にある。位相特性を見ると、前縁付近の圧力変動は、両端部から導流板まであまり位相の変化は見られず、導流板を越えて徐々に増加する傾向にある。この増加傾向は、3.0Hz 成分と比較して緩やかに推移していることが分かる。振幅特性と同様に後縁部分でその特性が変わる傾向にある。

以上のことから、3.0Hz 成分、1.2Hz 成分共に、Case 1 とあまり変わらずスパン方向に変動成分が伝播する特性が見られる。また、低周波成分の方が導流板を越えた部分での位相の遅れ方が小さく、変動成分のスパン方向の伝播がより速やかであることが示唆される。

[時間平均処理]

3Hz, 1.2Hz 両周波数成分に対して時間平均処理を施した結果、Case 1 の結果とほぼ同様であった。

4.2.3 断面周り変動風速と変動圧力の相関特性

過去の研究²⁾で、最も外的刺激を受ける圧力変動に対して相関の高い変動風速は、接近流よりもむしろ断面周りの変動風速である事が示された。これにならい、外的刺激を最も強く受ける点の圧力変動と最も相関の高い変動風速の位置を調査した。

(1) Case 1

Case 1 で最も強く外的刺激の影響を受けている position 5 の変動圧力を基準に、断面周りの変動風速との同時測定を行い、接近流の卓越周波数 (3.0Hz 成分) に関して変動風速振幅が最大値を示す位置、ならびに風速-圧力間の位相を調査した。なお、変動風速の測定点はスパン中央断面内で主流方向及び鉛直方向に移動させた。

変動風速の振幅及び position 5 の変動圧力との位相差を Fig.4-2-12 に示す。最大振幅を示す点は模型表面より 17mm 下方 (0.19D)、模型前縁より $l=19.55\text{mm}$ (0.21D) の位置であり、この位置で位相差が約 34° を示した。この位置は、剥離せん断層の変動を最も敏感に捉えており、かつ position 5 の変動に密接に関与する流速変動であるものと判断される。

(2) Case 2

前述のように Case 2 でも 3.0Hz, 1.2Hz 共に position 5 における変動圧力が最も強く外的刺激の影響を受けているものと判断された。ここでは 3.0Hz 成分を代表させ Case 1 と同様の測定を行った。Fig.4-2-13 に示すように、最大振幅を示したのは、Case 1 と同じ模型表面より 17mm 下方 (0.19D)、模型前縁より $l=19.55\text{mm}$ (0.21D) の位置であり、位相も同様にこの位置で最小であった。以後、この特定された位置における変動風速を「断面周り変動風速」と呼ぶ。

4.2.4 断面周り変動風速のスパン方向の相関特性

3 次元周期変動流中において、4.2.3 で特定した断面周り変動風速をスパン中央からスパン方向に計測し、変動成分が隣り合う領域へ如何に伝播するかを調査した。以下、得られた計測結果を示す。

(1) Case 1

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-14 に断面周り変動風速、および翼変位からの位相差のスパン方向の分布を示す。振幅はスパン方向に導流板設置位置まで徐々に低下し、さらに両端部ではスパン中央で計測された振幅の約 $1/10$ となる。位相特性を見ると、スパン中央から多少の値の増減はあるものの、ほぼ一定に推移している。

[時間平均処理]

Fig.4-2-15 に断面周リ変動風速の時間平均処理形状を示す。中央部 ($y=0, 50, 100\text{mm}$) ではほぼ正弦波状の波形を示すものの、さらに両端部に近づくとも振幅が徐々に減少して行く傾向が見られ、両端部において振幅は微小で、正弦波的な形状からの歪みが見られる。このような波形の変化を、Fig.3-3-2 に示した模型を設置しない状態での波形 ($x=0\text{mm}$) と比較すると、模型の存在により正弦波状の変動が認められるスパン方向の範囲がわずかではあるが拡大しており、断面周リ変動風速は接近流よりもスパン方向の相関度が高くなっているものと考えられる。

なお、Fig.4-2-15 の各波形は翼列が頭上げ（吹き下げの風を発生）から頭下げ（吹き上げの風を発生）の方向に中立位置を通過する時を原点に1周期分を示す。したがって前半の半周期は吹き上げの半周期に相当する。しかしながら、この吹き上げの半周期において、断面周リ変動風速は吹き下げへと移行している傾向を示している。吹き上げ時には下面側の剥離せん断層が模型表面に近づくものと考えられるが、同時に流れの曲率も大きくなり、断面周リ変動風速位置では逆に吹き下げ方向に剥離せん断層の流下方向が変化する可能性も考えられる。

(2) Case 2

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-16 に断面周リ変動風速のスパン方向への振幅、位相分布を示す。中央翼成分 (3.0Hz) の振幅・位相特性は、Case 1 の中央翼成分と類似した傾向を示し、導流板を隔てて両端部では中央部と比較して非常に低い値を示している。両端翼成分 (1.2Hz) についても同様のことが言える。

[時間平均処理]

Fig.4-2-17 に中央翼成分(3.0Hz)の断面周リ変動風速の時間平均処理形状を、Fig.4-2-18 に両端翼成分(1.2Hz)の時間平均処理形状を示す。3.0Hz 成分、1.2Hz 成分共に、それぞれ導流板設置位置へ近づくにつれ徐々に振幅が減少する傾向が認められる。なお、Fig.3-2-4,5 に示した模型無しの状態での波形と比較してとくに有意な違いは認められなかった。

4.2.5 後流域変動風速のスパン方向の相関特性

本項では、模型から $D/2$ (45mm) 下流、模型表面から 10mm 離れた後流域での変動風速のスパン方向の相関特性を調査し、模型表面圧力に与える影響を考察する。また、この測定位置を以下、後流域変動風速と呼ぶ。この計測位置は流速変動の乱れ強さの極大値が得られた点である。なお、流速変動のパワースペクトルから、後流域であっても翼加振周波数成分(3.0Hz)にピークが確認された。

(1) Case 1

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-19 に後縁域変動風速の振幅、位相のスパン方向分布を示す。スパン中央部における振幅は断面周リ変動風速の振幅と比較して小さな値を示しているものの、導流板を越えた両端部では逆に後流域変動風速のほうが若干大きな値を示す。また、中央部 ($y=0\text{mm}$) からスパン方向に振幅の変化を見ると、接近流、断面周リ変動風速よりもさらに緩い低減度を示しており、スパン方向に最も一様化された分布になっている。

[時間平均処理]

Fig.4-2-20 に後縁域変動風速のスパン方向へ時間平均処理形状を示す。これを見ると、中央部の $y=0\sim 100\text{mm}$ 付近までは比較的正弦波的な形状を示している。

以上より、後流域変動風速は、実振幅は断面周リ変動風速と比較して小さな値を示すものの、スパン方

向への一様性は最も高いことが分かる。

4.2.6 変動風速と変動圧力のスパン方向の変動特性比較

本項では、接近流（模型無し）、変動圧力、断面周り変動風速および後流域変動風速のスパン方向の分布特性を比較する。なお、比較のため各成分はスパン中央の値で無次元化を行った。

(1) Case 1

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-21 に振幅ならび翼変位からの位相差の分布状況を示す。無次元振幅は、後縁付近の変動圧力（position 8～10）に他と差がみられるものの、全体的に変動圧力、後縁域変動風速は他の2つの変動成分と比べ両端部に向かい緩やかに低下している。一方、接近流、断面周り変動風速は導流板を境にして変化が比較的急であり、とくに両者を比較すると接近流（模型無し）の変化が顕著である。以上より、変動圧力、断面周り変動流、接近流（模型無し）の順に、スパン方向に高い空間相関を持つと考えられる。

また、前述のように、後縁部変動風速は他の3つの変動よりもスパン方向に最も一様性が高く見られるが、実振幅を考慮すれば圧力の相関を高める程の効果は期待できないものと考えられる。

[時間平均処理]

Fig.4-2-22 に時間平均処理結果を示す。この処理結果からも B.P.F.処理と同じく変動圧力、断面周り変動流、接近流（模型無し）の順に、スパン方向に高い相関を持つと考えられる。

(2) Case 2

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-23 に中央翼成分（3Hz）を、Fig.4-2-24 に両端翼成分（1.2Hz）を示す。両成分共に、Case 1 と同様の傾向を示すことがわかる。

4.2.7 表面圧力の空間構造

本項では、表面圧力のコンター図を描き、変動成分のスパン方向伝播特性を考察する。なお、時間平均処理から描いたコンター図の時間原点は、L.E.における接近流鉛直成分が吹き下げから吹き上げに至る過程で中立位置を通過する瞬間とした。

(1) Case 1

[B.P.F.処理]

Fig.4-2-25 に圧力の変動成分のみを抽出して描いたコンター図を示す。L.E.における変動風速鉛直成分が吹き上げの半周期（ $t=0\sim(6/12)T$ ）では、スパン中央部で徐々に正から負の変動へ移行している。これは剥離せん断層が模型表面に近づくことによると考えられる。また、 $t=(6/12)T\sim(8/12)T$ では、それまで中央部で成長した負の圧力変動が導流板を越えて両端部へ伝播していくように見える。

次に、Fig.4-2-26 に圧力の変動成分瞬間値に平均値成分を加えて描いたコンター図を示す。導流板位置付近に絶対値の大きな負圧領域が存在し、中央部の変動と両端部の変動を分断しているように見える。また、両端部では接近流に加振成分を含まないため、剥離の仕方が1周期にわたりほぼ一定で、あまり極端な変動は見られない。

[時間平均処理]

Fig.4-2-27 に変動成分のみのコンター図を示す。B.P.F.処理結果と比較して、スパン方向への変動成分の伝播は顕著ではない。Fig.4-2-28 に変動成分と平均値成分を加えて描いたコンター図を示す。B.P.F.処理結果と同様に導流板設置位置付近の負圧領域が現れ、中央部と両端部の変動を分断している。

以上、変動成分のみのコンター図には B.P.F.処理と時間平均処理で結果に大きな違いが見られたが、B.P.F.処理により波形が正弦波状に歪むことを考えれば、時間平均処理結果がより忠実に実際の変動を表しているとも考えられる。

4.3 再付着型断面における相関特性

本節では、完全剥離型断面を用いて得られた実験結果と再付着型断面を用いて得られた実験結果を比較するため、過去^[2]に行われた $B/D=5$ の測定データに対し新たに時間平均処理を施す。この模型を用いた場合の換算振動数を Table.

Table.4-3-1

	換算振動数		平均風速 (m/s)	翼加振振動数(Hz)	
	中央翼	両端翼		中央翼	両端翼
Case 1	0.4	0	7.0	3.0	加振せず
Case 2	0.4	0.16	7.0	3.0	1.2

4-3-1 に示す。なお、 $B/D=5$ の計測時には翼変位は計測しておらず、時間原点は position 1 の変動圧力が負圧側から正圧側へ移行する過程で中立点を通過する瞬間としている。

4.3.1 時間平均処理による相関特性

(1) Case 1

表面圧力の時間平均処理波形を Fig.4-3-1 に示す。図は最も外的刺激を受ける点であるとされた position 8(1.97D)を示す。両端部においても振幅は減少するものの正弦波的な波形は保持されており、完全剥離型断面に比べてより広範囲にわたってスパン中央部の変動が伝わっていることがわかる。

(2) Case 2

position 8 の圧力変動を対象に、中央翼加振成分 (3Hz) については Fig.4-3-2 に、両端翼加振成分 (1.2Hz) については Fig.4-3-3 にそれぞれ示す。中央翼加振成分の特性は Case1 と類似している。また両端翼加振成分も同様に、両端部からスパン中央に向かって振幅が減少するものの、導流板を越えても正弦波的な形状を保っている。なお、中央翼加振成分と比較して減衰の仕方が小さいように見え、低周波数成分の方が高周波数成分よりもスパン方向の相関特性が高い結果が現れている。この傾向は $B/D=1$ 断面の Case 2 にも共通する。

4.3.2 表面圧力の空間構造

(1) Case 1

Fig.4-3-4 に変動成分のみによるコンター図を示す。なお、後縁部分は計測点が少ないため削除した。図より前縁付近、および position 8 付近の 2 箇所でスパン方向の急激な圧力伝搬傾向が認められ（例えば $t=(1/12)T \sim (5/12)T$ ）、B.P.F.処理とほぼ同様の傾向を示すことが明らかとなった。次に、Fig.4-3-5 に変動成分に平均成分を加えたコンター図を示す。これも B.P.F.処理と同様のパターンを示し、スパン全域にわたる剥離バブルの 2 次元的な形成がスパン宝庫の相関増加に密接に関わっている様子がうかがえる。

4.4 完全剥離型断面と再付着型断面の比較

再付着型断面($B/D=5$)

過去の研究[2]および、前節 4.3 から明らかになった再付着型断面($B/D=5$)の特性は以下のようである。

- (1) 中央翼加振成分(3.0Hz)のスパン方向への変動成分の伝播について Case 1 と Case 2 を比較すると、両端翼を加振させた場合と加振させない場合とでは、導流板を越えて隣り合う領域への変動成分の伝

播特性にほとんど変化が見られない。また、Case 2 では、各周波数成分の変動圧力特性は独立しており、重ね合わせが可能であることが示唆される。

- (2) 平均圧力係数および変動圧力係数から推定される時間平均的な再付着点の位置は、幅員中央付近(position 9, 10)である。また、断面内で最も外的刺激を強く受ける位置は、 $y=0$, 200mm どちらの断面においても、Case 1 (中央翼のみ加振) では position 8(1.97D)付近、Case 2 (中央翼・両端翼共に加振) では position 7(1.71D)付近である。このことから、時間平均的な再付着点のやや上流側において最も強く外的刺激を受けると考えられる。また、3.0Hz, 1.2Hz 成分においては、position 4 付近において振幅が一旦減少する傾向が認められる。
- (3) 各 position において、スパン方向に変動圧力の振幅を見ると、断面前縁付近(position 1, 5)を除きスパン方向に振幅が緩やかに減少していく傾向が見られ、導流板位置における振幅特性の顕著な変化は認められなかった。しかし、前縁付近においてはその下流側とスパン方向の振幅特性が異なる。また、位相についても、前縁付近(position 1)を除きスパン方向へ次第に位相が遅れていく傾向が見られ、導流板位置による位相特性の顕著な変化は見られなかった。
- (4) 最も外的刺激を受ける圧力変動に対して相関の高い変動風速の位置は、Case 1, Case 2 共に前縁より 0.65D (38.7mm), 模型表面より 0.75(45.0mm)である。
- (5) 断面周り変動風速, 接近流 (模型なし), 変動圧力のスパン方向への伝搬特性を比較すると、変動圧力, 断面周り変動風速, 接近流 (模型無し), の順にスパン方向の伝搬特性が強いことが示された。
- (6) 断面内で最も外的刺激を強く受ける位置での変動は、剥離バブルの大きさが周期的な変化に起因するものであり、前縁部分の変動は、剥離バブルの大きさが周期的な変化により、前縁付近の流速が変化する為であると考えられる。
- (7) 変動圧力はスパン方向に高い相関性を有し、それを特徴付ける要因は、剥離バブル、つまり模型と剥離せん断層に囲まれた閉空間を形成することによると考えられる。

完全剥離型断面(B/D = 1)

- (1) 中央翼加振成分(3.0Hz)のスパン方向への変動成分の伝播について Case 1 と Case 2 を比較すると、上記の完全剥離型断面における(1)と同様である。
- (2) 変動圧力の振幅・位相特性より判断して最も強く外的刺激を受けている点は $y = 0, 125, 200\text{mm}$ において Case 1, Case 2 とともに position 5(0.45D)付近であると考えられる。
- (3) 各 position において、スパン方向に変動圧力の振幅を見ると、position 1 から position 7 ではどの位置でもほぼ同じ値を示し、スパン方向に緩やかに減少している。position 8, 9 は上流側と傾向が異なり、全体的に振幅は低下しスパン方向にほぼ一様に分布しており、導流板による急激な特性の変化は見られない。なお、position 10 では値は 1~7 と近い値を示している。
- (4) 最も外的刺激を受ける圧力変動に対して相関の高い変動風速の位置は、Case 1, Case 2 共に前縁より 0.21D(19.6mm), 模型表面より 0.19D(17.0mm)の位置であった。
- (5) 断面周り変動風速, 接近流 (模型なし), 変動圧力のスパン方向への伝搬特性を比較すると、変動圧力, 断面周り変動風速, 接近流 (模型無し), の順にスパン方向の伝搬特性が強いことが示された。また、後流域変動風速は、スパン方向に比較的一様に分布している傾向にある。
- (6) 完全剥離型であっても剥離流れ自体が導流板を越えて伝播する効果として理解される。詳細なメカニズムについては今後検討すべき課題であると考えられる。

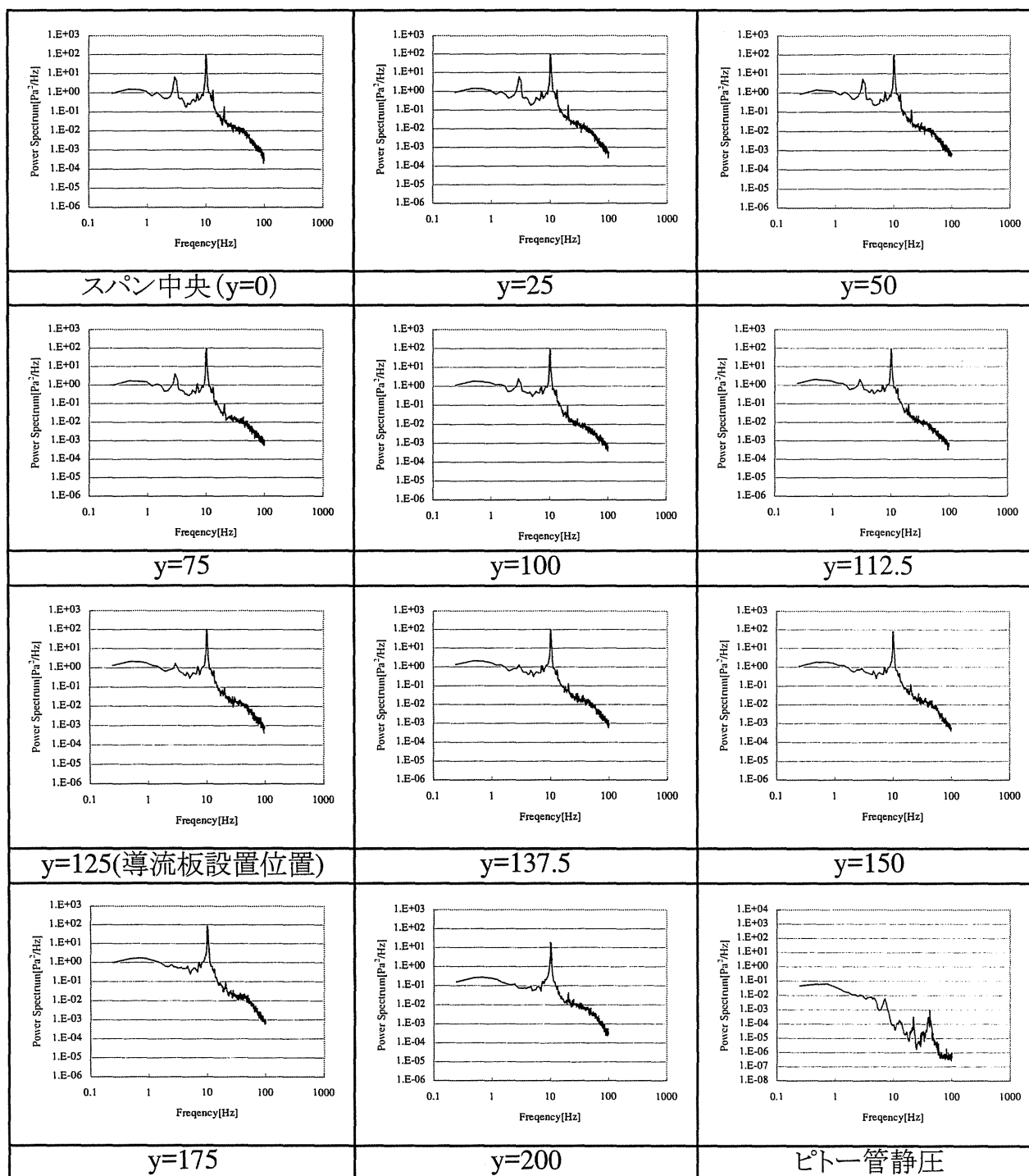
再付着型断面と完全剥離型断面の変動圧力のスパン方向への相関比較

上記により、再付着型断面と完全剥離型断面の変動圧力のスパン方向への相関は、共に断面周り変動風速や接近流よりも高くなると言える。どちらの断面がより相関が高いかを見るために、Fig.4-4-1 にそれぞれの断面において最も外的刺激を受けるとされた position の Case1 の B.P.F.処理を施した変動圧力を無次元化したものを比較する。無次元振幅を見ると、再付着型断面のスパン方向への変動圧力特性はスパン中央から導流板に向かって、ほぼ一定な値をとった後なだらかに減少し、その傾向は導流板を隔てて両端部に移行しても持続している。一方、完全剥離型断面ではスパン中央から直ちに一定の割合で減少し始め、その傾向は導流板を越えても持続している。また、Fig.4-2-7 及び Fig.4-3-1 の時間平均処理を施した波形を比較すると、明らかに再付着型断面は完全剥離型断面と比較して、導流板を隔てた領域にもその変動成分がより見られる傾向にある。

以上より、再付着型断面は、完全剥離型断面よりも変動圧力のスパン方向への相関が高いと考えられる。つまり、剥離バブルの伴う閉空間の形成が、よりスパン方向への相関を高める要因であると思われる。

4.5 まとめ

- (1) 3次元周期変動流中において、完全剥離型断面($B/D = 1$)で最も外的刺激を受けるのは position 5 (前縁から $0.45D$)であった。これは、前縁より発達する剥離せん断層を構成する様々な周波数成分をもつ渦の中から、接近流の変動に一致する成分が増幅され、安定な渦へと成長するためであると考えられる。
- (2) 上記の圧力変動に最も影響を与えているのは、模型表面より 17mm 下方 ($0.19D$)、模型前縁より $l=19.55\text{mm}$ ($0.21D$) の位置であった。上記(1)の 3Hz 成分の増幅、安定化された渦の生成が顕著に見られる位置であると考えられる。
- (3) 変動圧力、断面周り変動風速、接近流の順に、スパン方向の伝搬特性が強いことが示された。
- (4) B.P.F.処理によるコンター図と時間平均処理によるコンター図では、前者はある短い時間帯で導流板隔ててスパン方向に伝播するように見える傾向にあり、後者ではスパン方向の伝搬性状は前者ほど顕著ではない。
- (5) 完全剥離型であっても接近流の変動が導流板を越えて伝播する特性が見られる。ただし、その詳細なメカニズムについては今後さらに検討すべき課題であると考えられる。
- (6) 再付着型断面は、完全剥離型断面と比較して、変動圧力のスパン方向への相関が高い。つまり、剥離バブルという模型表面と囲まれた閉空間を形成する断面ほど、より相関が高くなると考えられる。



中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 換算振動数 0.12
 導流板位置 -125, 125mm

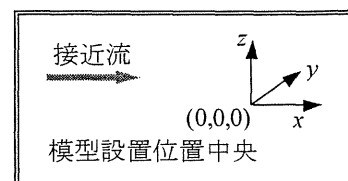
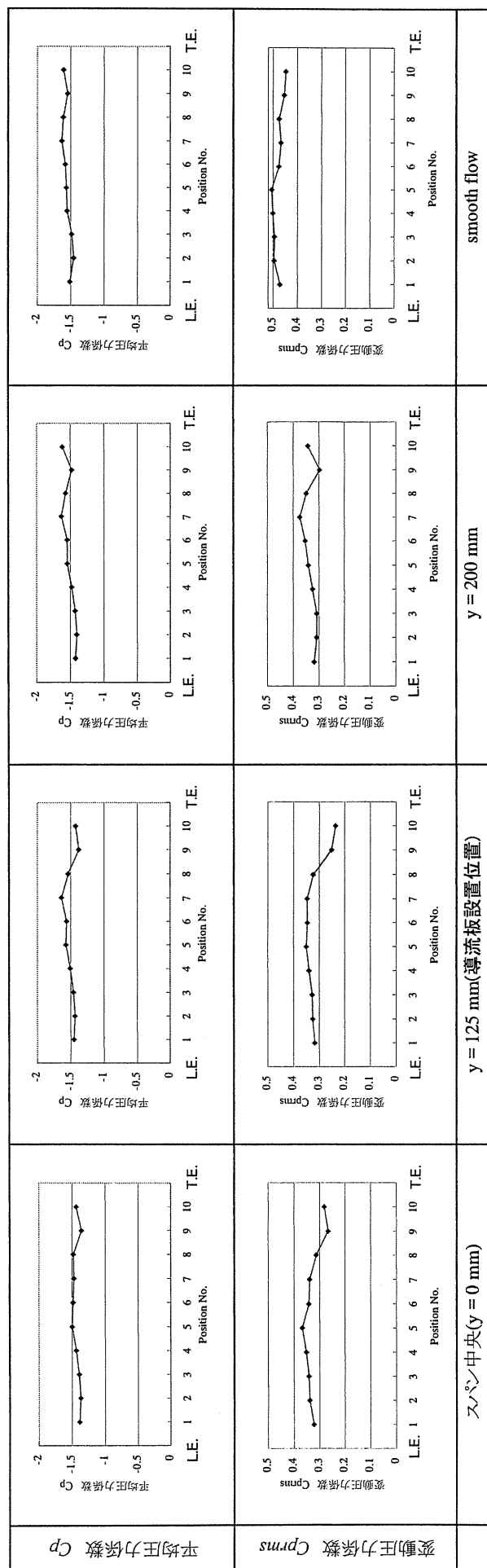


Fig.4-2-1 position 5 における変動圧力のパワースペクトル(B/D=1)【Case 1】



圧力孔	前縁からの距離(mm)	無次元距離x/D
1	6.75	0.08
2	15.25	0.17
3	23.75	0.26
4	32.25	0.36
5	40.75	0.45
6	49.25	0.55
7	57.75	0.64
8	66.25	0.74
9	74.75	0.83
10	83.25	0.93

平均圧力係数 = 平均圧力
動圧

変動圧力係数 = 標準偏差
動圧

中央部のみ加振
翼加振振動数 3.0Hz
加振振幅 倍振幅4°
平均風速 7(m/s)
換算振動数 0.12
導流板位置 -125, 125mm

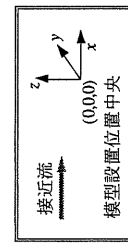
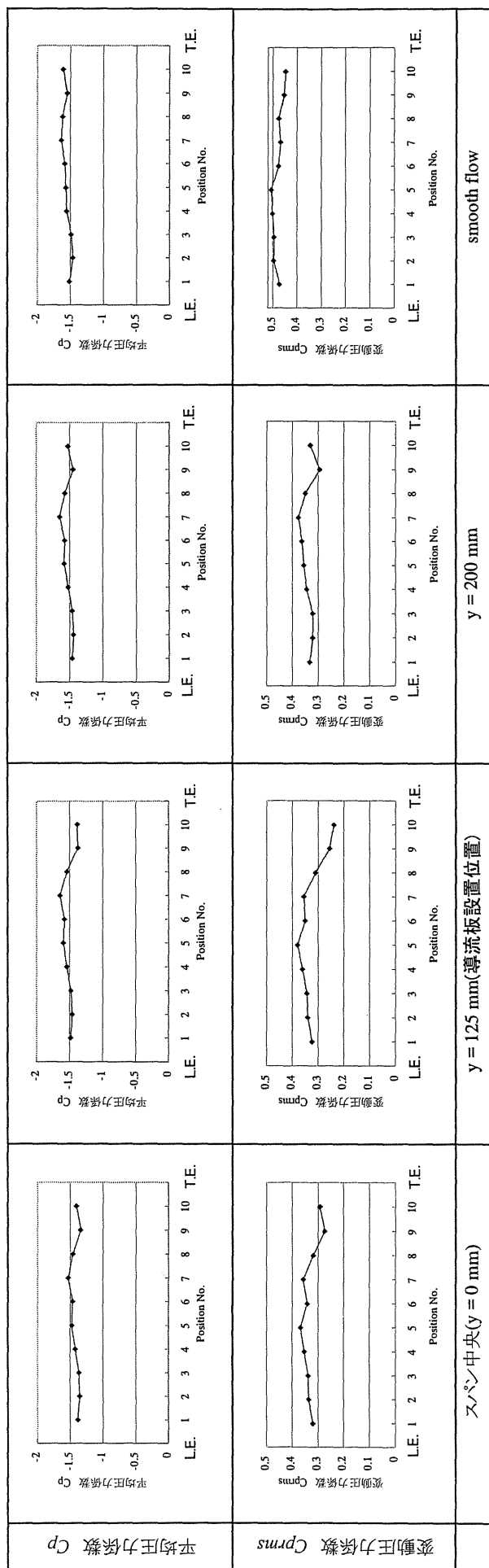


Fig.4-2-2 スパン方向の各断面における平均圧力係数と変動圧力係数(B/D=1)【Case1】



中央部のみ加振
翼加振振動数 3.0Hz
加振振幅 倍振幅 4°
平均風速 7(m/s)
換算振動数 0.12
導流板位置 -125, 125mm

平均圧力係数 = 平均圧力
動圧

変動圧力係数 = 標準偏差
動圧

圧力孔	前縁からの距離(mm)	無次元距離(z/D)
1	6.75	0.08
2	15.25	0.17
3	23.75	0.26
4	32.25	0.36
5	40.75	0.45
6	49.25	0.55
7	57.75	0.64
8	66.25	0.74
9	74.75	0.83
10	83.25	0.93

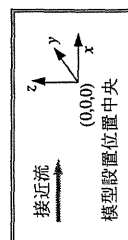
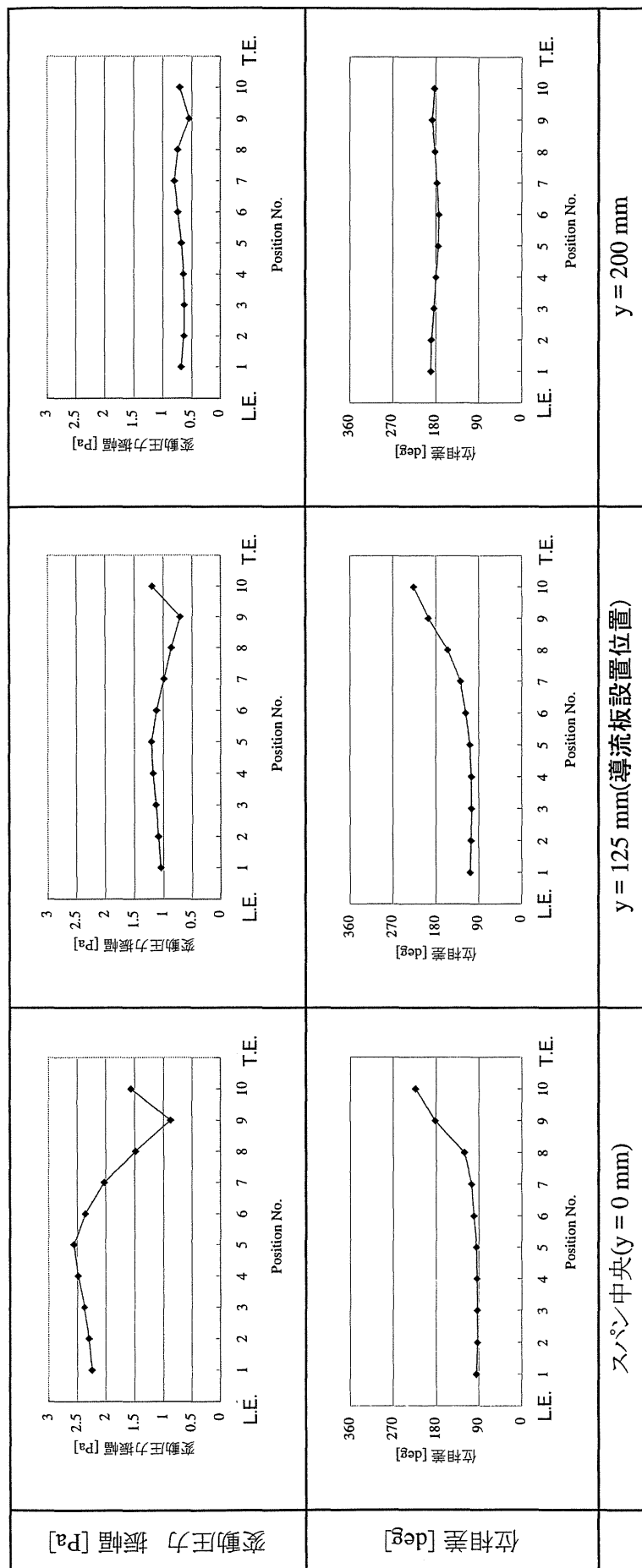


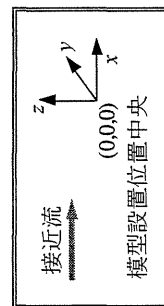
Fig.4-2-3 スパン方向の各断面における平均圧力係数と変動圧力係数(B/D=1)【Case2】



中央部のみ加振

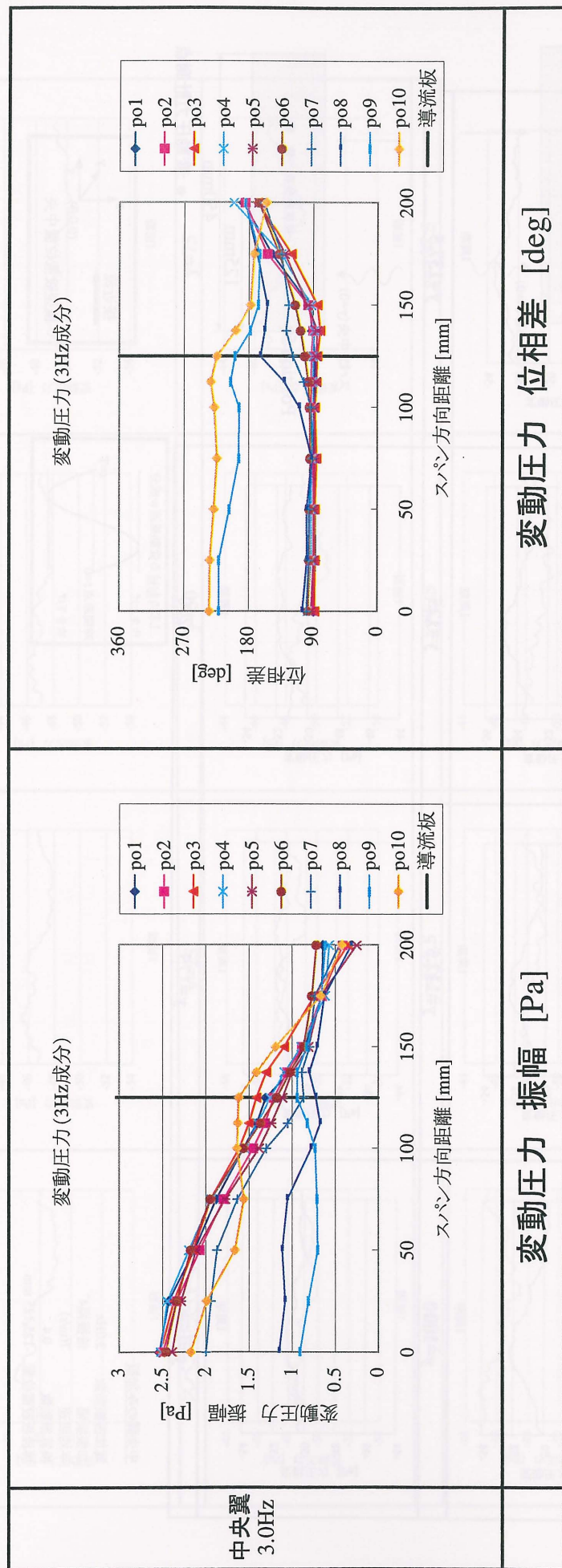
翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 換算振動数 0.12
 導流板位置 -125, 125mm

圧力孔	前縁からの距離(mm)	無次元距離x/D
1	6.75	0.08
2	15.25	0.17
3	23.75	0.26
4	32.25	0.36
5	40.75	0.45
6	49.25	0.55
7	57.75	0.64
8	66.25	0.74
9	74.75	0.83
10	83.25	0.93



位相差: 翼変位に対する変動圧力の位相遅れ

Fig.4-2-4 スパン方向の各断面における変動圧力特性(B/D=1)【Case1,B.P.F.により加振周波数成分抽出】



位相差: 中央翼変位に対する変動圧力の位相遅れ

中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 換算振動数 0.12
 導流板位置 -125,
 125mm



Fig.4-2-6 変動圧力特性のスパン方向分布(B/D=1)【Case1,B.P.F.により加振周波数成分抽出】

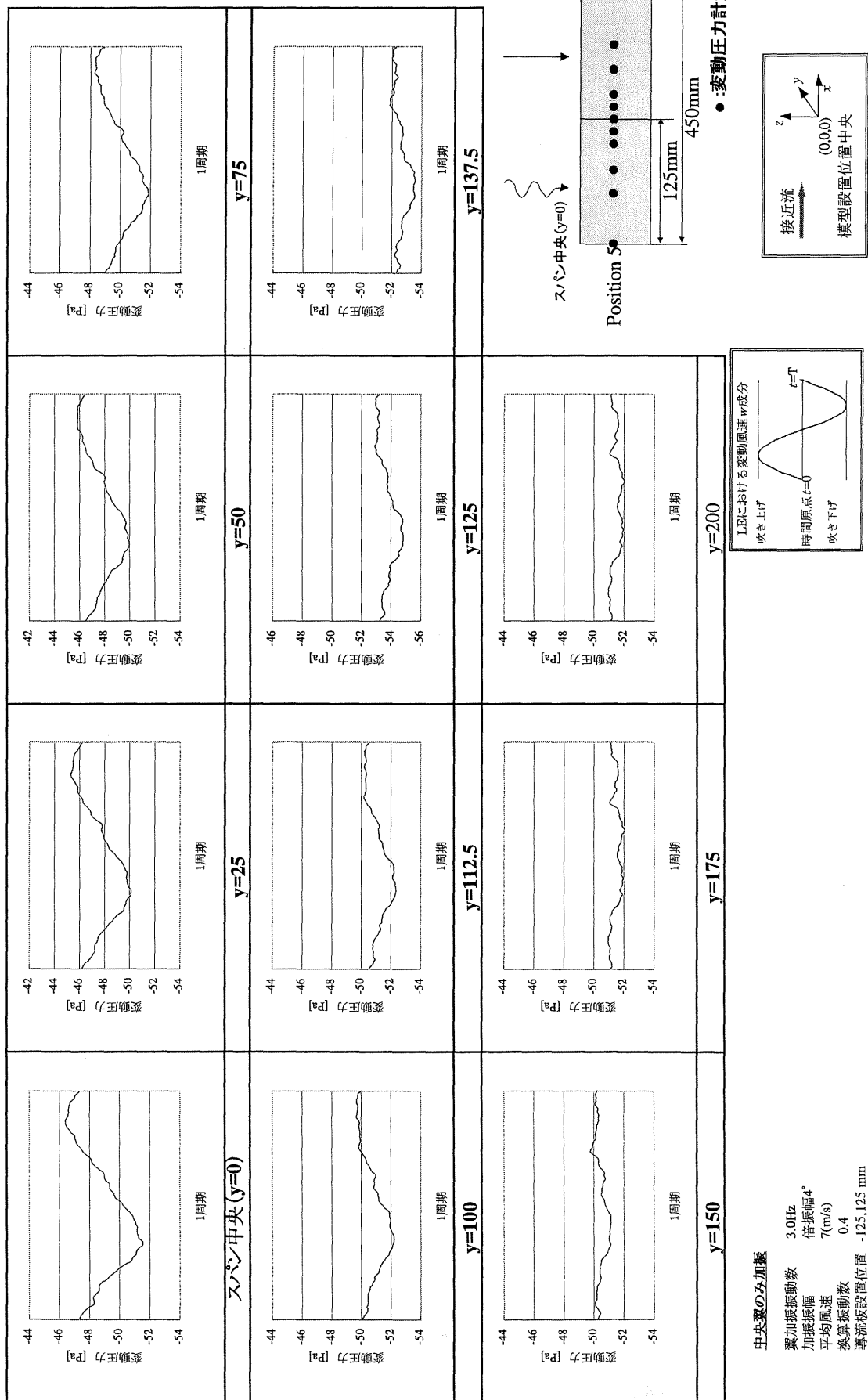


Fig.4-2-7 変動圧力 (Position5) の時間平均処理波形 (B/D=1)【Case1】

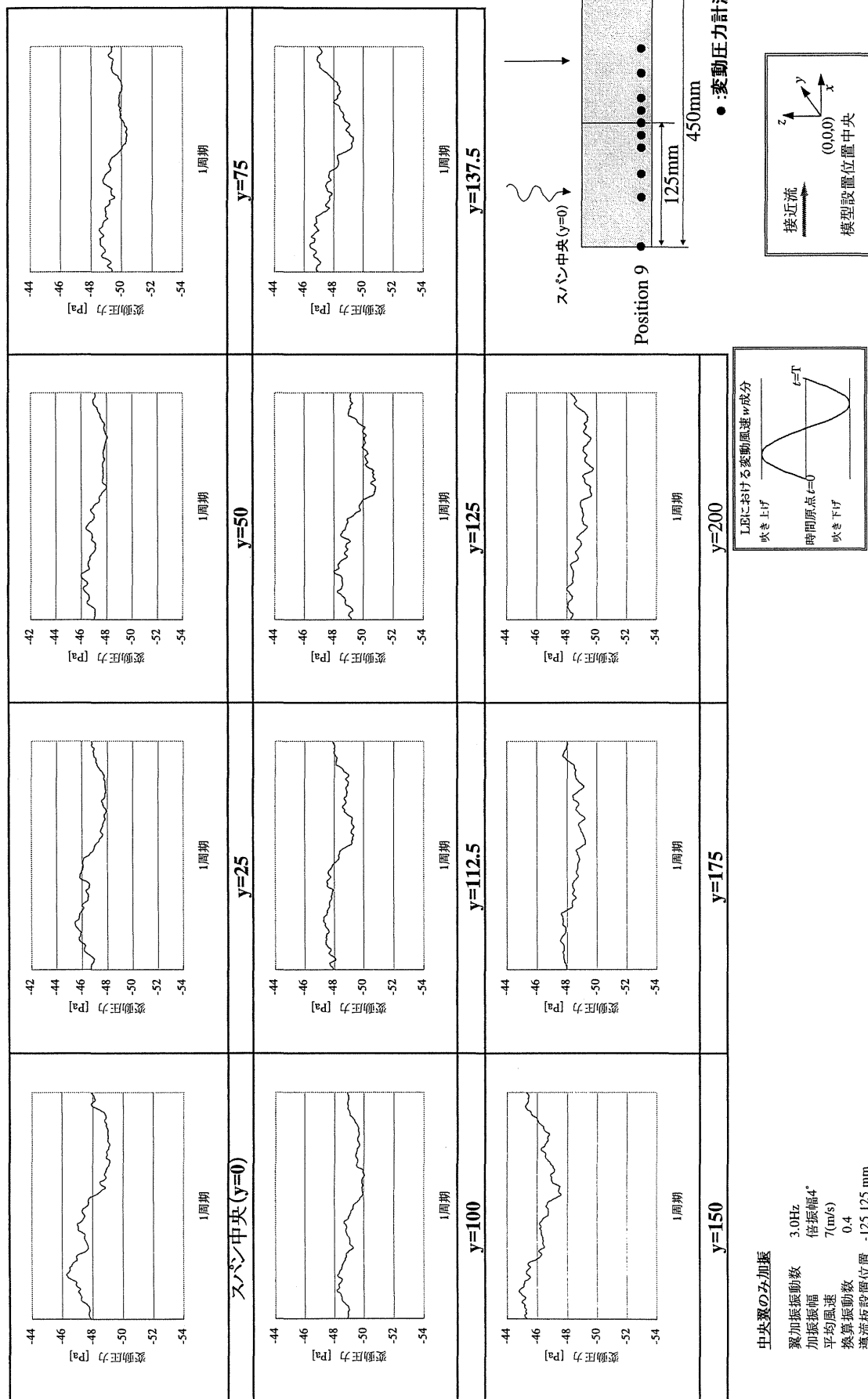


Fig.4-2-8 変動圧力 (Position9) の時間平均処理波形 (B/D=1)【Case1】

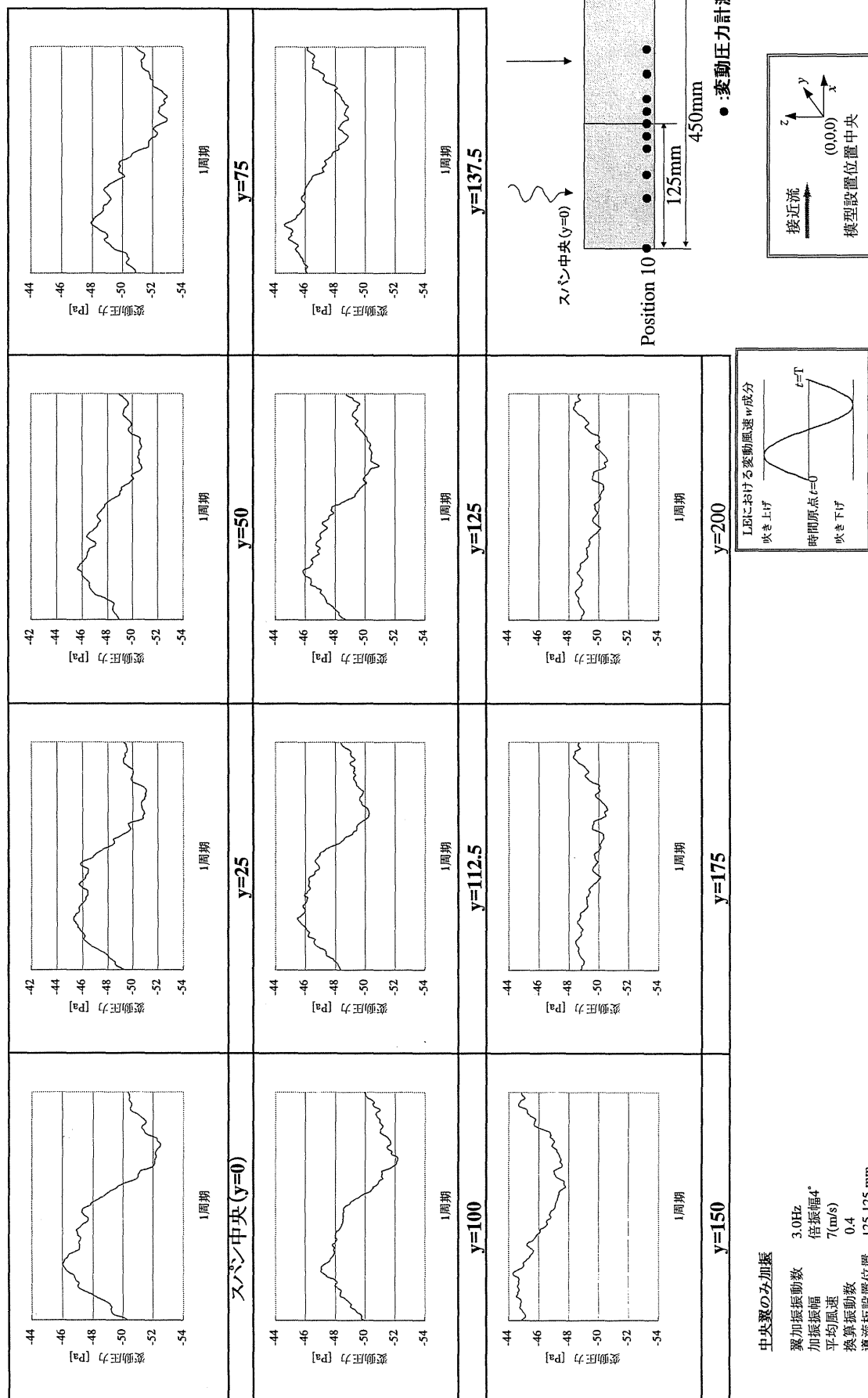
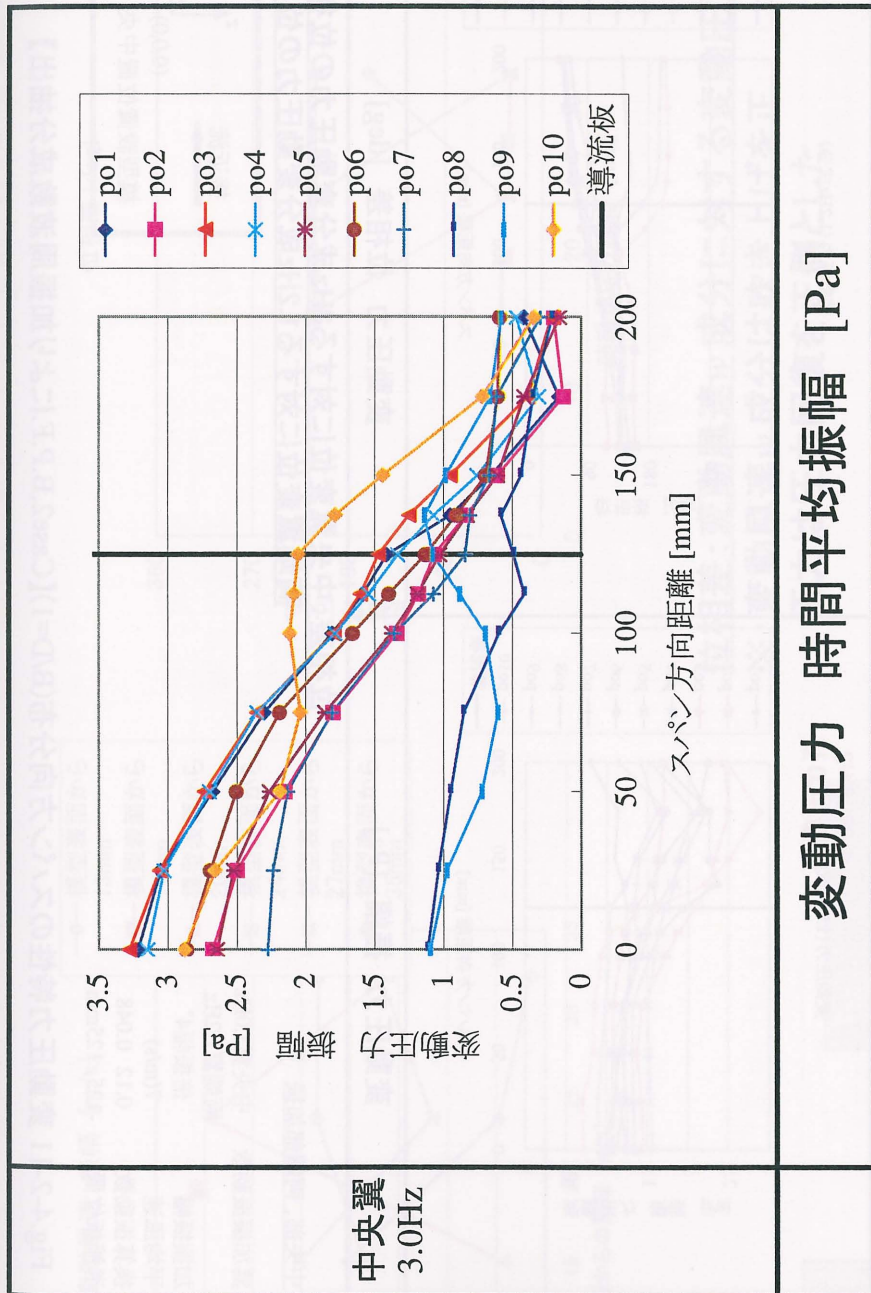


Fig.4-2-9 変動圧力 (Position10) の時間平均処理波形 (B/D=1)【Case1】



中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 換算振動数 0.12
 導流板位置 -125, 125mm

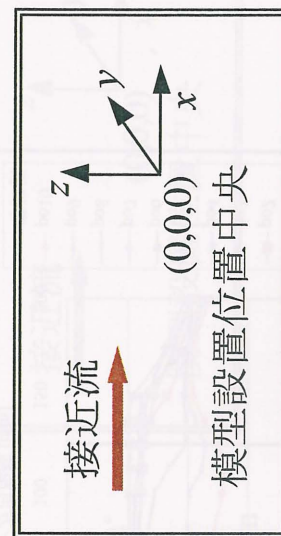
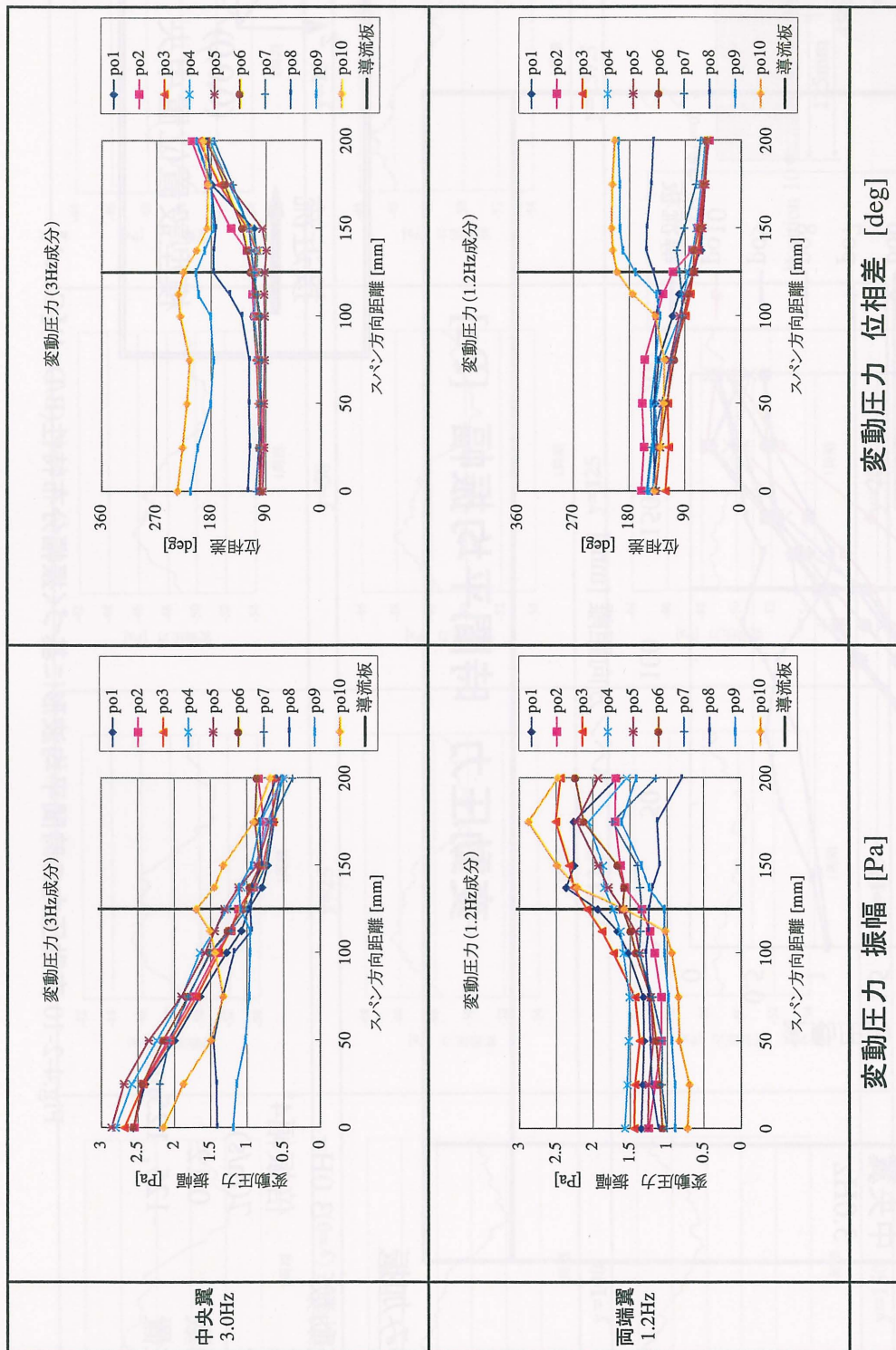


Fig.4-2-10 変動圧力の時間平均波形に基づく振幅分布特性(B/D=1)【Case1】

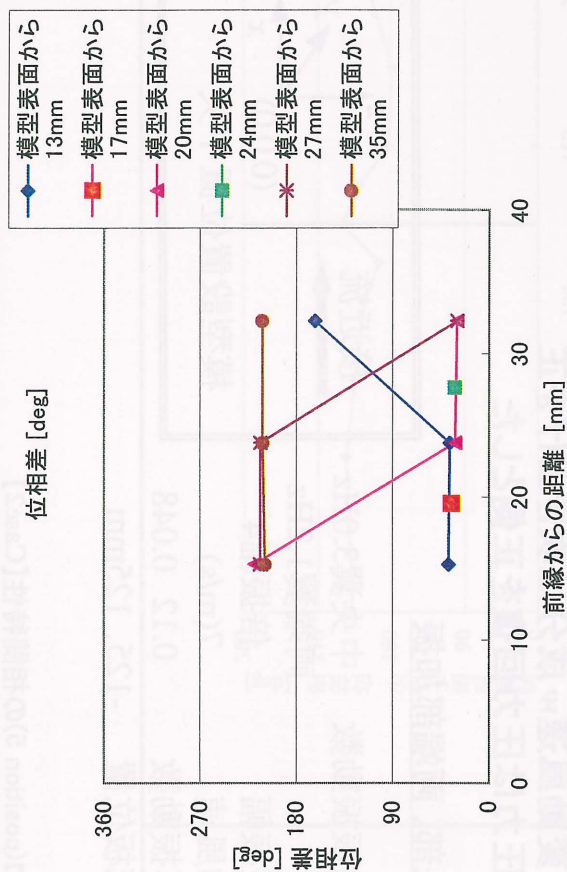
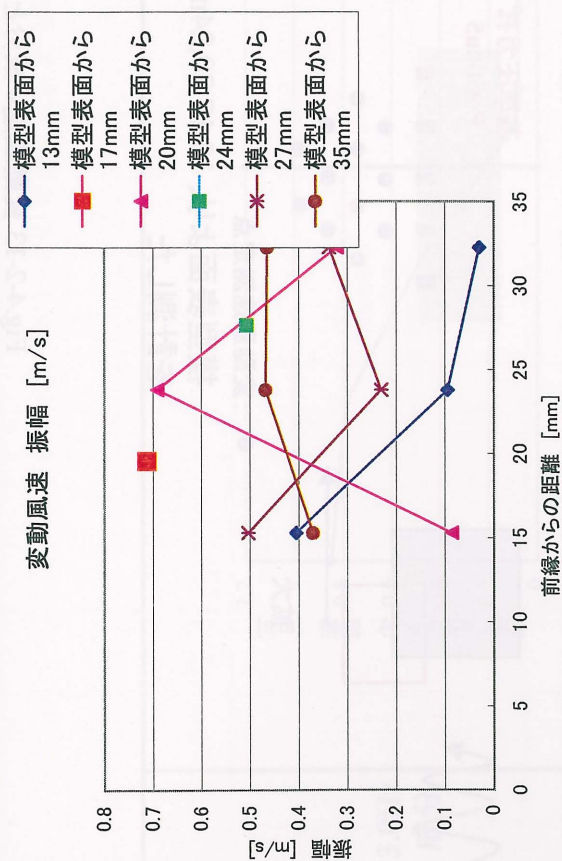


位相差: 中央翼変位に対する3Hz成分変動圧力の位相遅れ
両端翼変位に対する1.2Hz成分変動圧力の位相遅れ



中央部、両端部加振
翼加振振動数 中央翼3.0Hz
両端翼1.2Hz
倍振幅4°
加振振幅 7(m/s)
平均風速 0.12 0.048
換算振動数 -125, 125mm
導流板位置

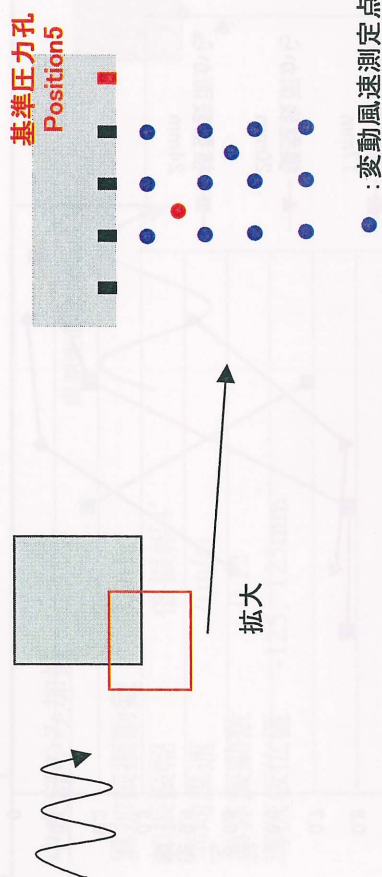
Fig.4-2-11 変動圧力特性のスパン方向分布(B/D=1)【Case2,B.P.F.により加振周波数成分抽出】



位相差: 変動風速 w 成分に対する変動圧力の位相遅れ

※: 変動風速 w 成分は吹き上げを正

圧力は圧力回復を正側とした

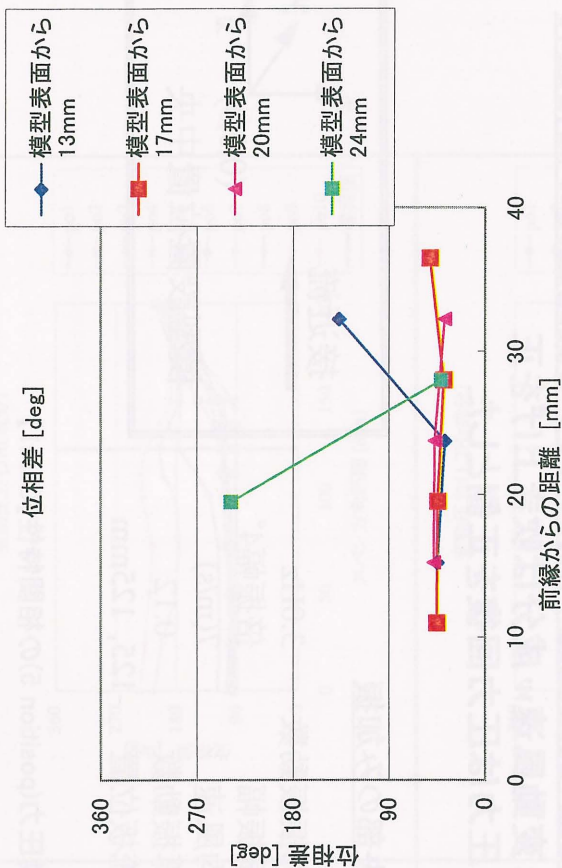
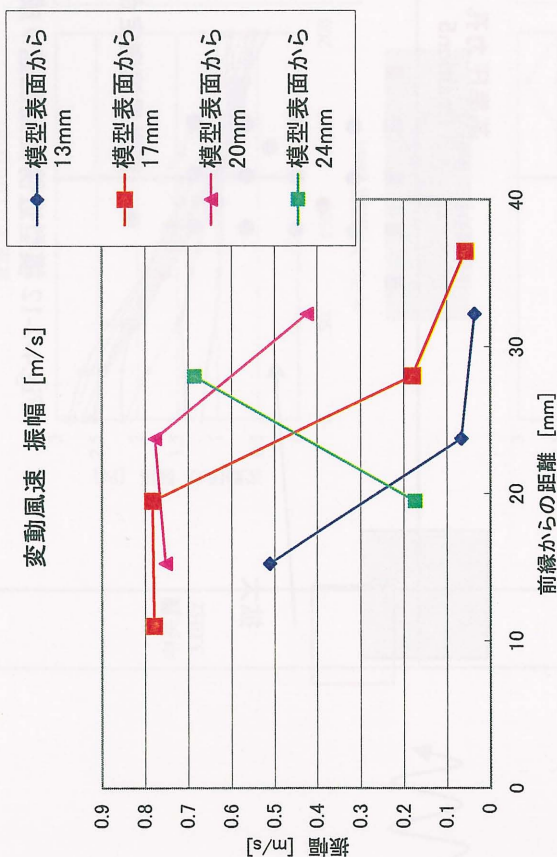


中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
加振振幅 倍振幅4°
平均風速 7(m/s)
換算振動数 0.12
導流板位置 -125, 125mm



Fig.4-2-12 模型近傍変動風速 w 成分と変動圧力(position 5)の相関特性【Case1】



位相差: 変動風速 w 成分に対する変動圧力の位相遅れ

※: 変動風速 w 成分は吹き上げを正
圧力は圧力回復を正側とした

中央部、両端部加振

翼加振振動数	中央翼3.0Hz
加振振幅	両端翼1.2Hz
平均風速	倍振幅4°
換算振動数	7(m/s)
導流板位置	0.12 0.048
	-125, 125mm

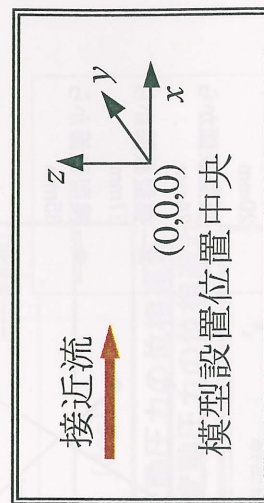
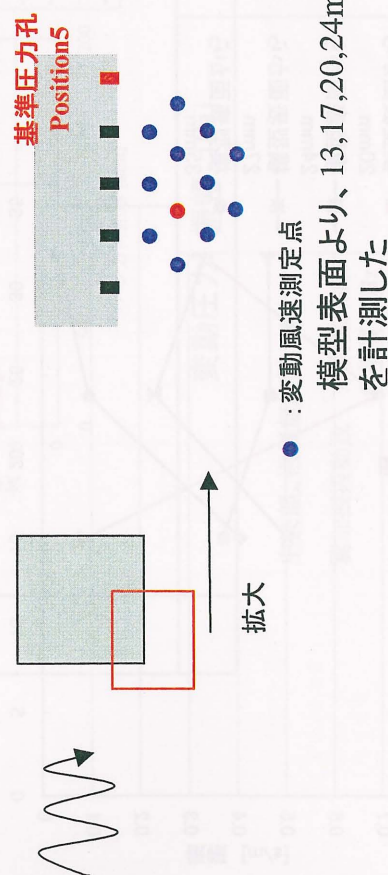
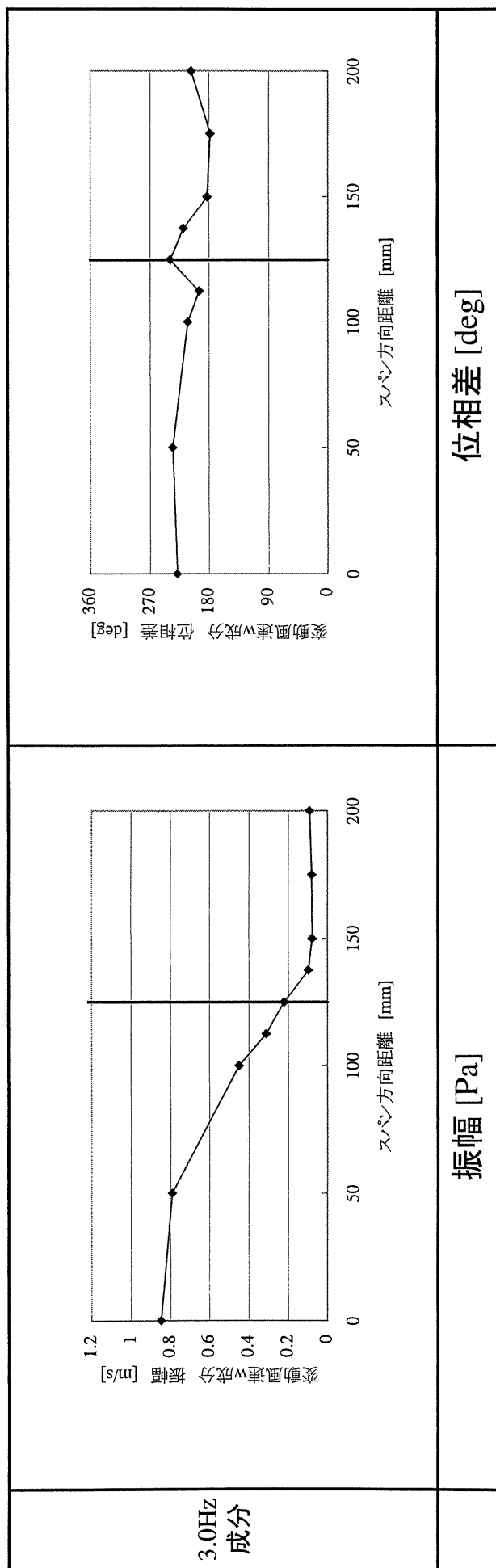


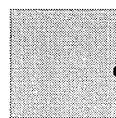
Fig.4-2-13 変動風速 w 成分と変動圧力(position 5)の相關特性【Case2】



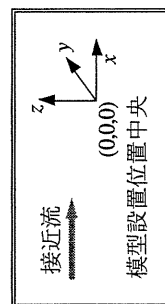
中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 換算振動数 0.12
 導流板位置 -125, 125mm

周期変動流 (3Hz成分)



断面周り変動風速
 模型前縁より $l=19.55\text{mm}$ ($l/D=0.217$)
 模型表面より $z'=17\text{mm}$ ($z'/D=0.189$)



位相差: 中央翼変位に対するの位相遅れ

Fig 4-2-14 断面周り変動風速 w 成分のスパン方向分布 ($B/D=1$)【Case1】

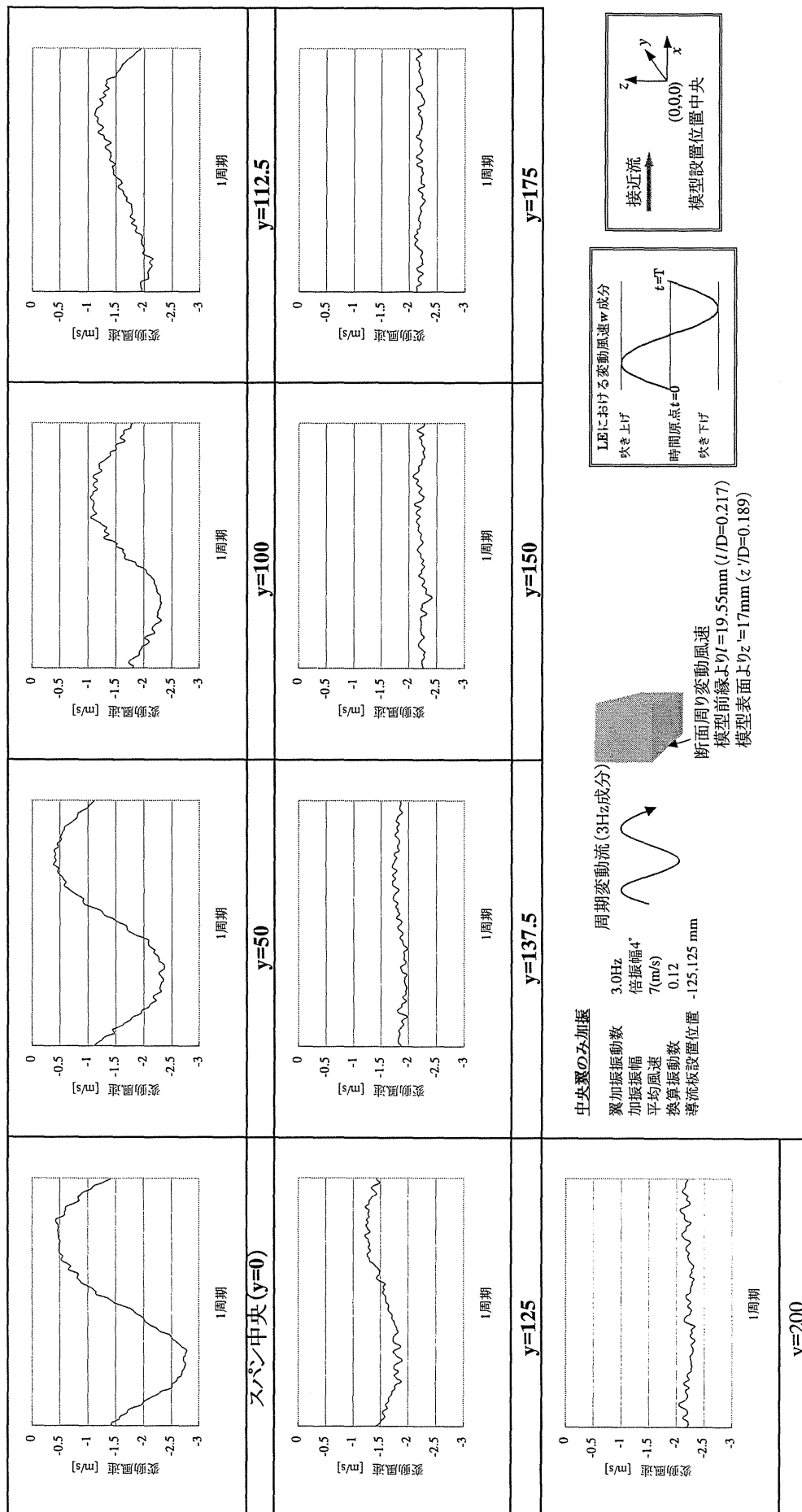
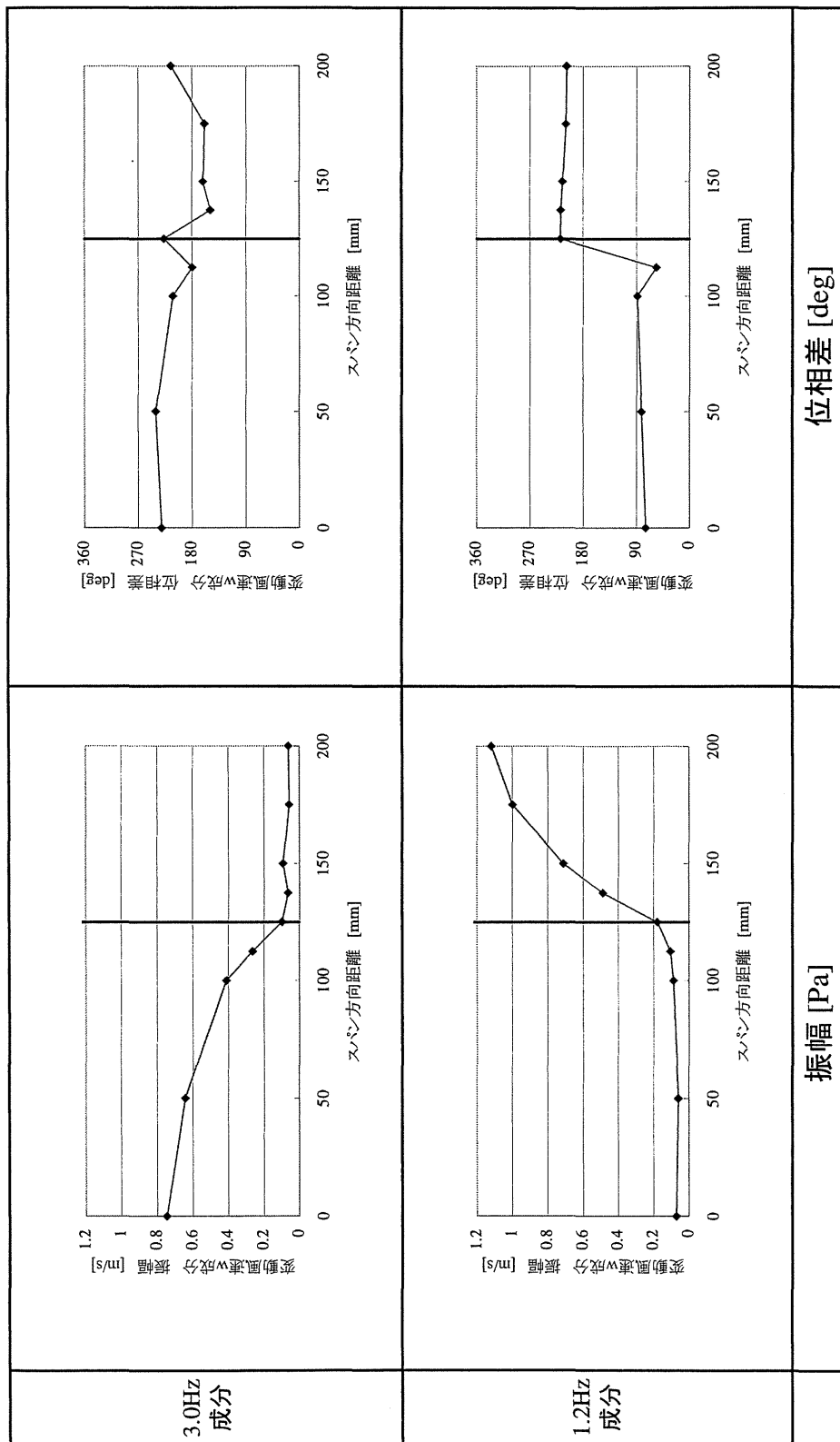


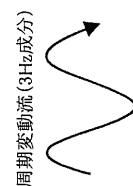
Fig.4-2-15 断面周り変動風速鉛直成分の時間平均処理波形 (B/D=1)【Case1】



位相差: 3Hz成分は中央翼変位に対する位相遅れ
1.2Hz成分は両端翼変位に対する遅れ

中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
加振振幅 倍振幅4°
平均風速 7(m/s)
換算振動数 0.12
導流板位置 -125, 125mm



断面周り変動風速
模型前縁より $l=19.55\text{mm}$ ($l/D=0.217$)
模型表面より $z'=17\text{mm}$ ($z'/D=0.189$)

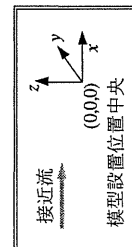


Fig.4-2-16 断面周り変動風速w成分のスパン方向分布 (B/D=1)【Case2】

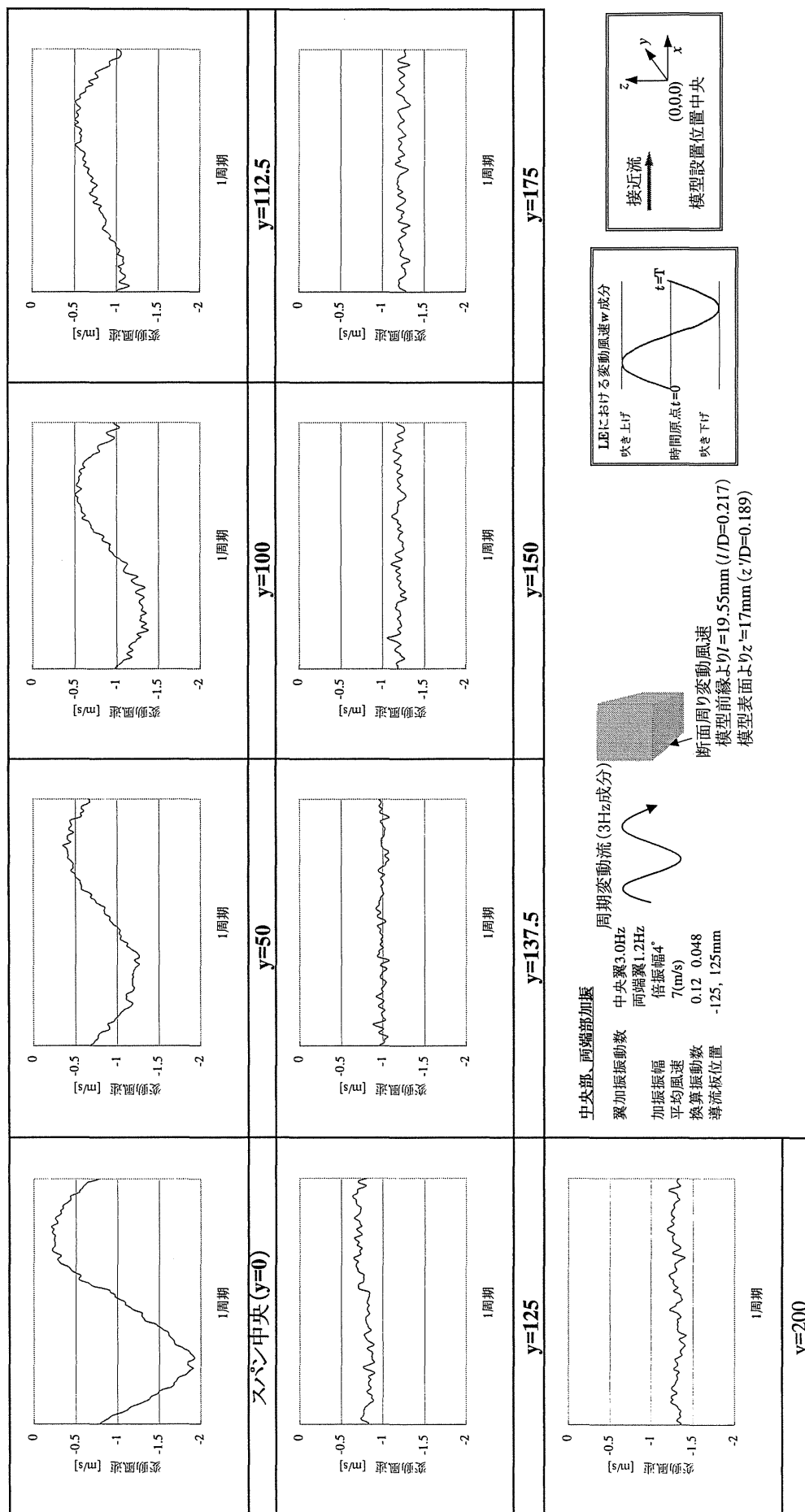
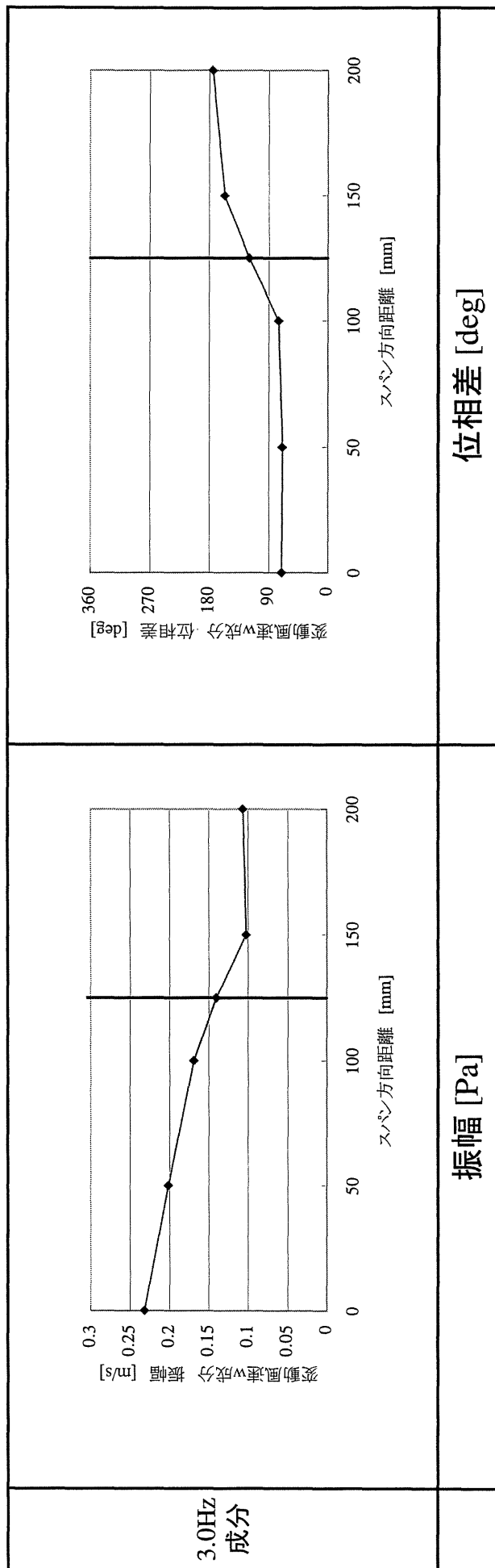


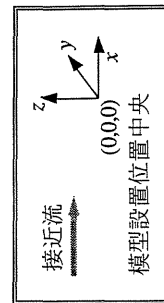
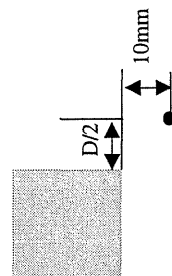
Fig.4-2-17 断面周り変動風速鉛直成分時間平均処理波形 (B/D=1)【Case2,中央翼加振成分(3.0Hz)】



中央部のみ加振

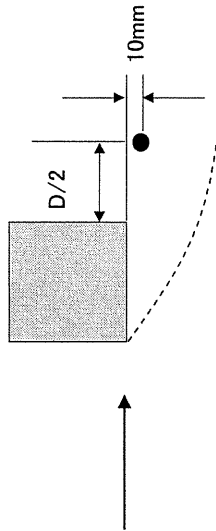
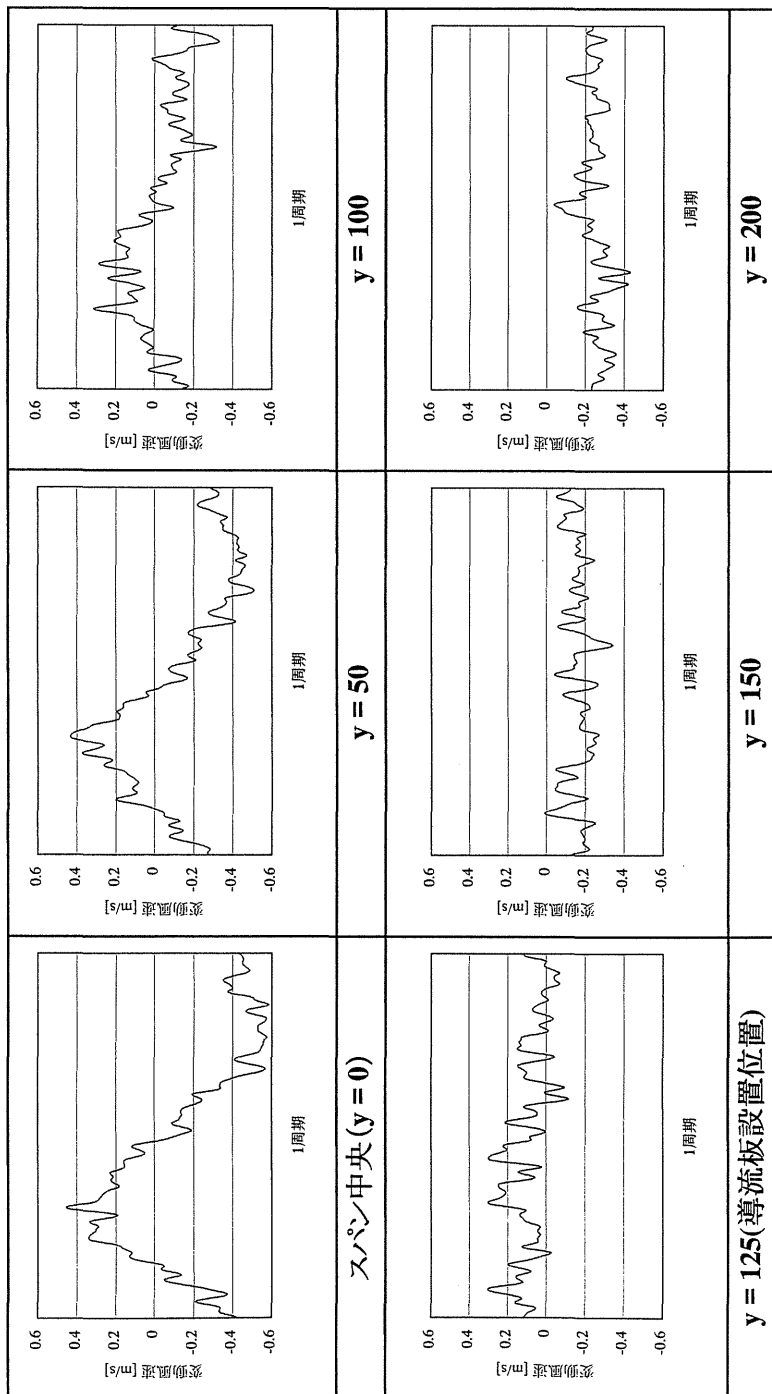
翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 換算振動数 0.12
 導流板位置 -125, 125mm

周期変動流 (3Hz成分)



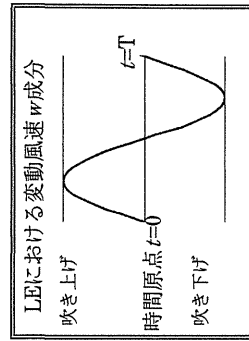
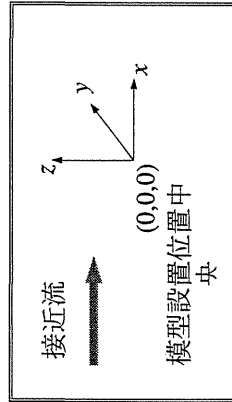
位相差: 中央翼変位に対するの位相遅れ

Fig.4-2-19 後流域変動風速 w 成分のスパン方向分布 ($B/D=1$)【Case1】



中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅 4°
 平均風速 7(m/s)
 換算振動数 0.12
 導流板位置 -125, 125mm



● : 変動風速計測点

Fig.4-2-20 模型後流域における鉛直変動風速の時間平均処理波形【Case1】

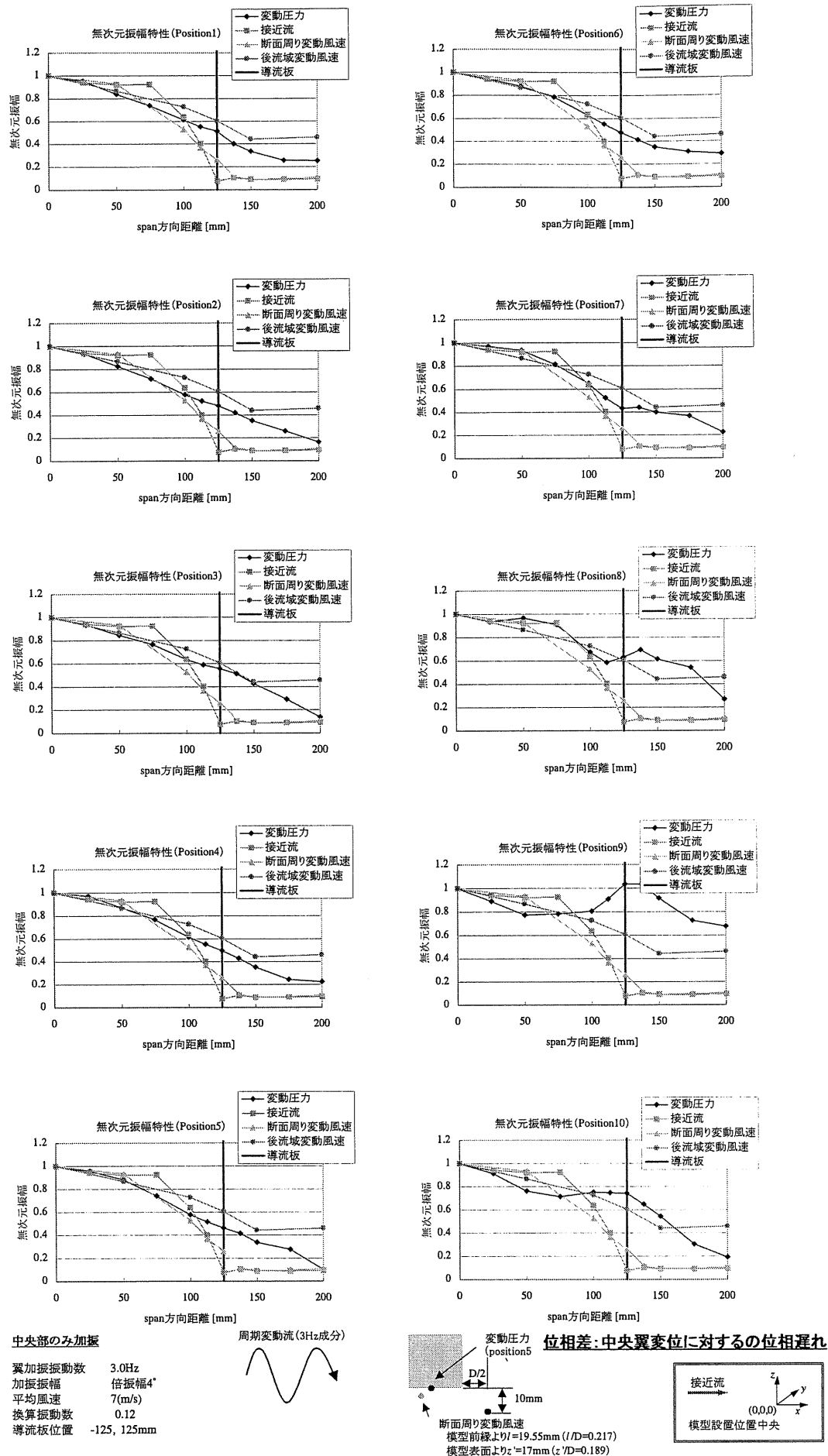


Fig.4-2-21 B.P.F.処理による変動風速, 変動圧力のスパン方向分布 ($B/D=1$)【Case1】

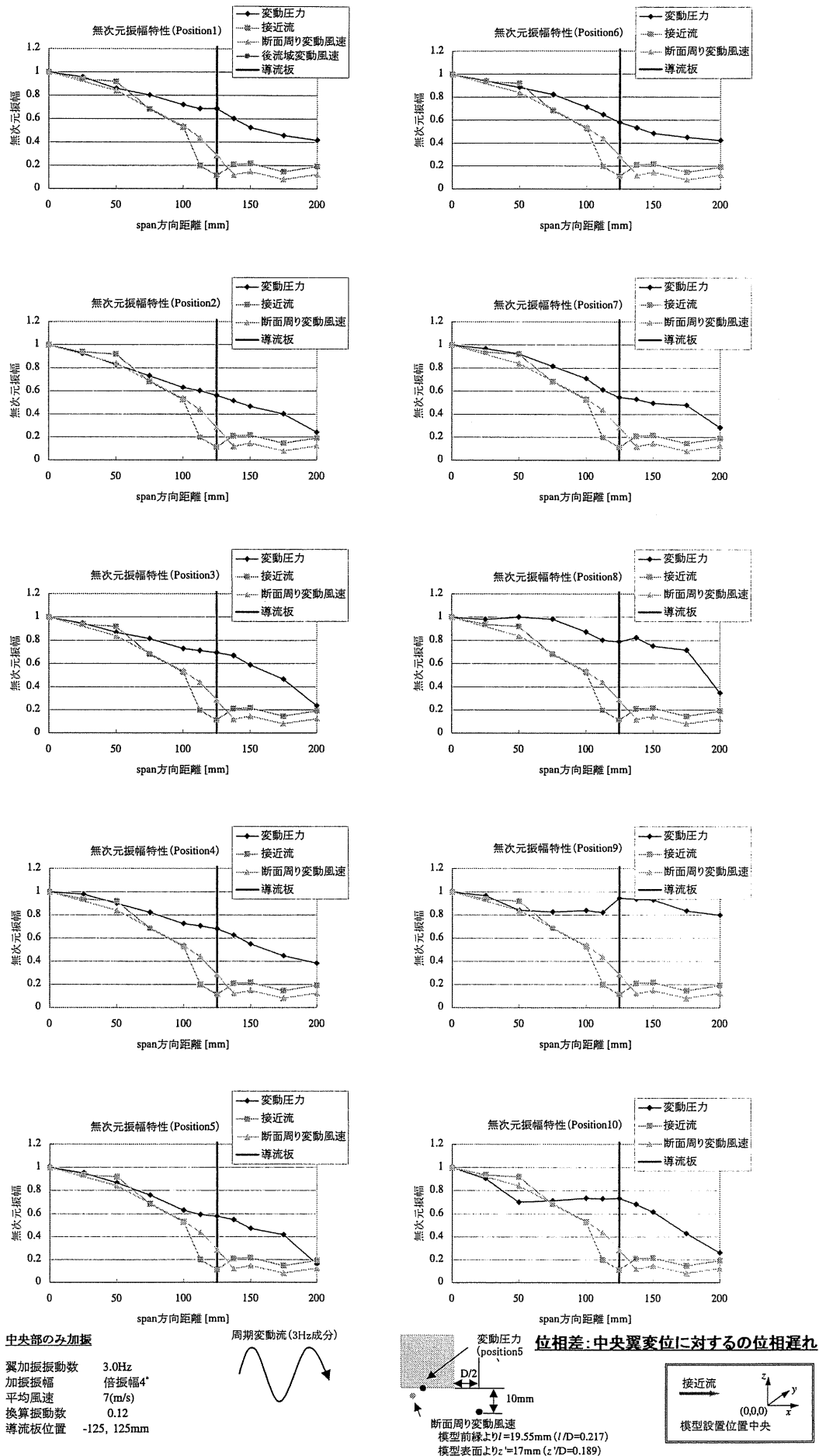


Fig.4-2-22 時間平均処理による変動風速, 変動圧力のスパン方向分布 (B/D=1)【Case1】

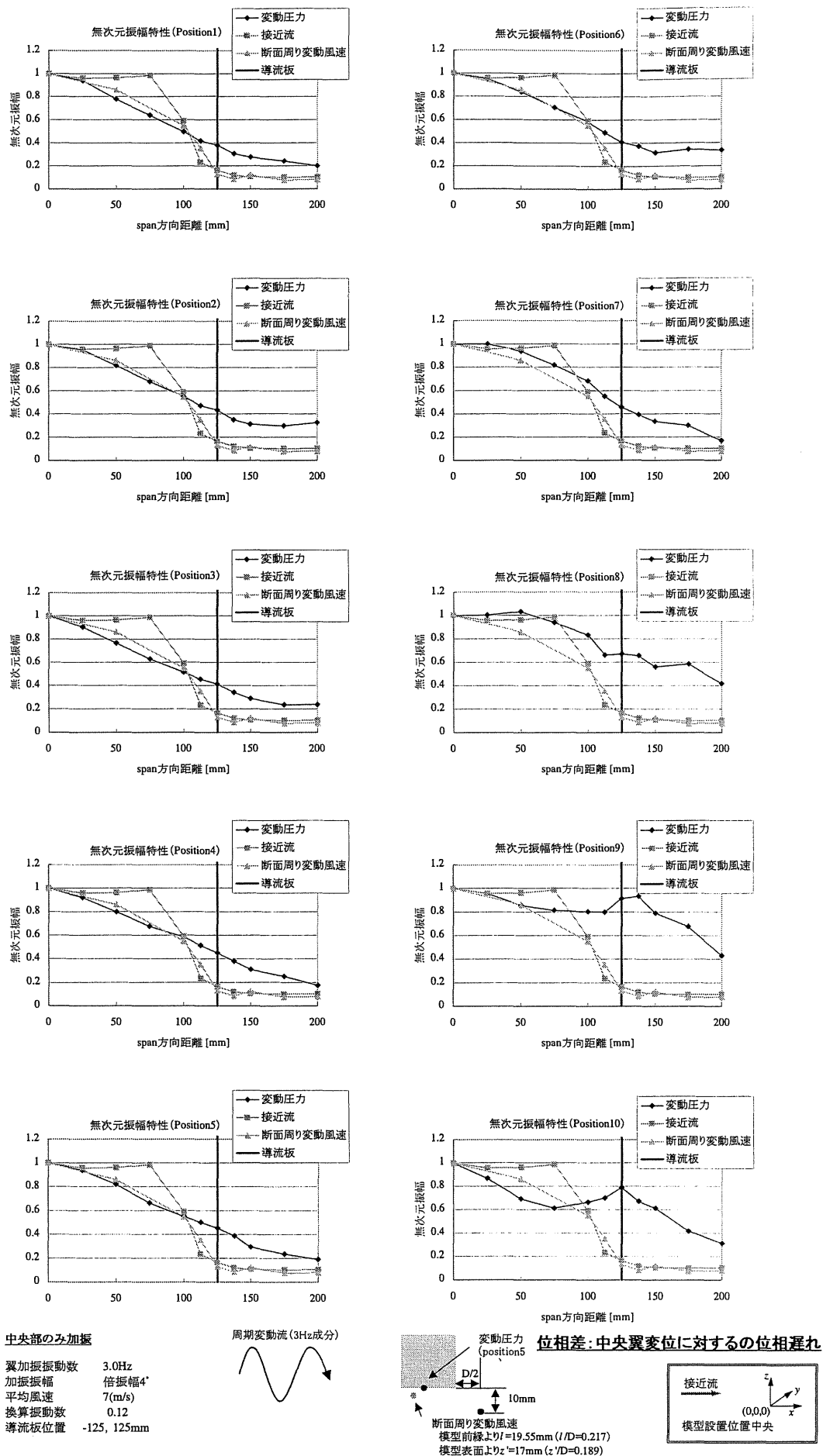
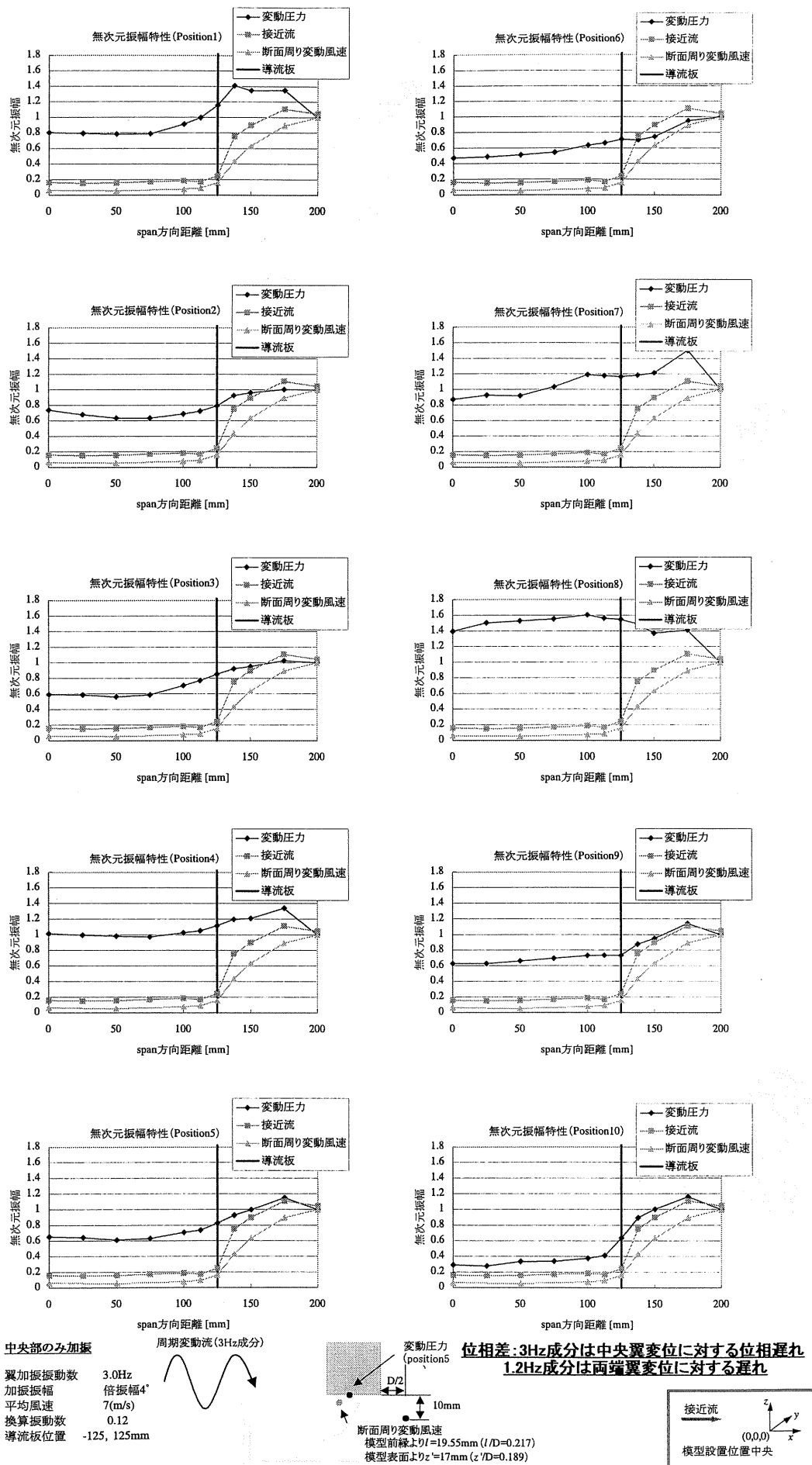
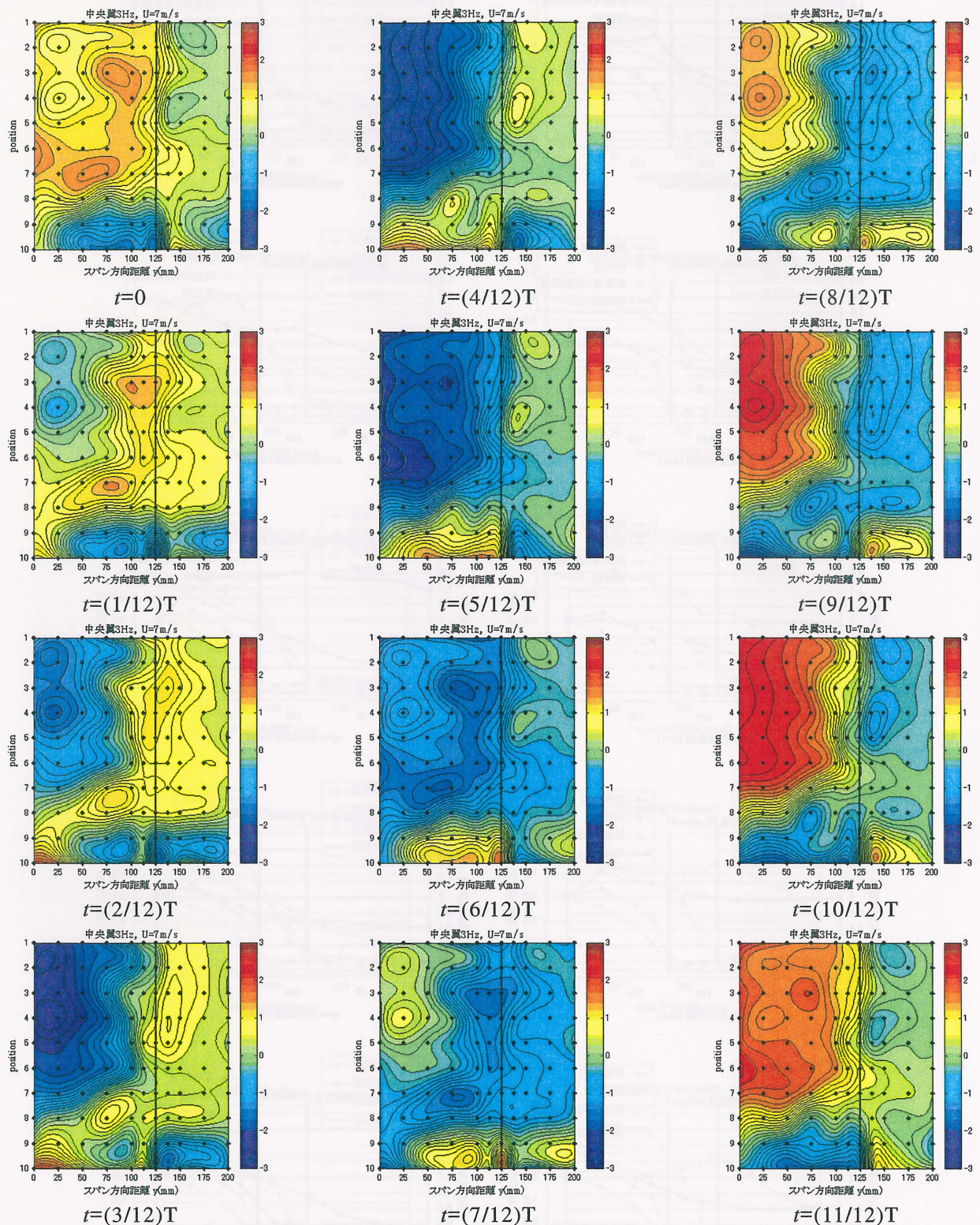


Fig.4-2-23 B.P.F.処理による変動風速, 変動圧力のスパン方向分布 (B/D=1)【Case2, 中央翼加振成分(3.0Hz)】





中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz

平均風速 7(m/s)

導流板位置 125mm

LE における変動風速 w

吹き上げ

時間原点 $t=0$

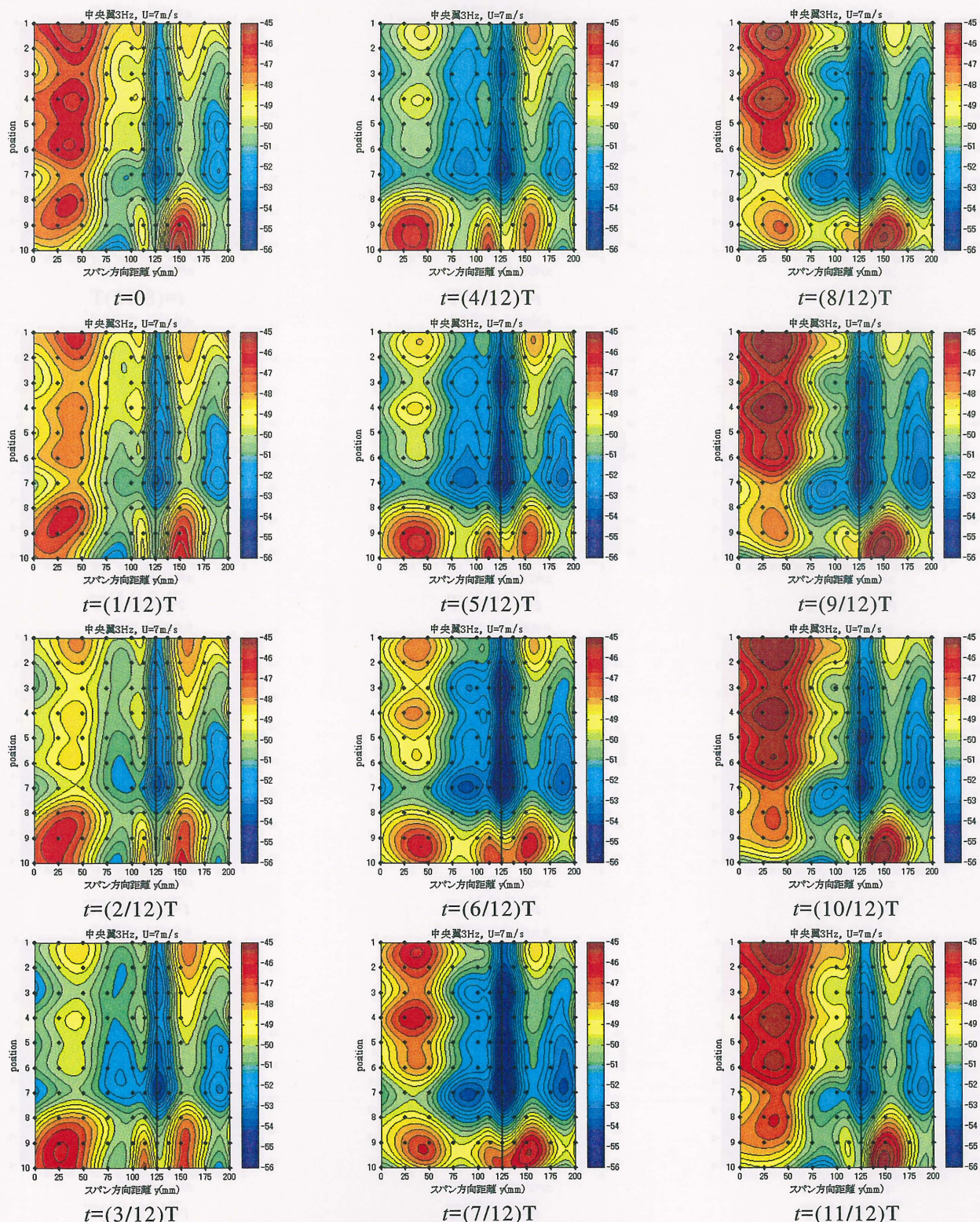
吹き下げ

$t=T$

・ : 測定圧力孔

コンター間隔 : 0.15 (Pa)

Fig.4-2-25 B.P.F.処理による変動圧力の空間分布
(変動成分のみ) (正方形断面, Case 1)

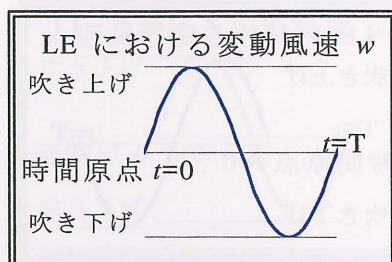


中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz

平均風速 7(m/s)

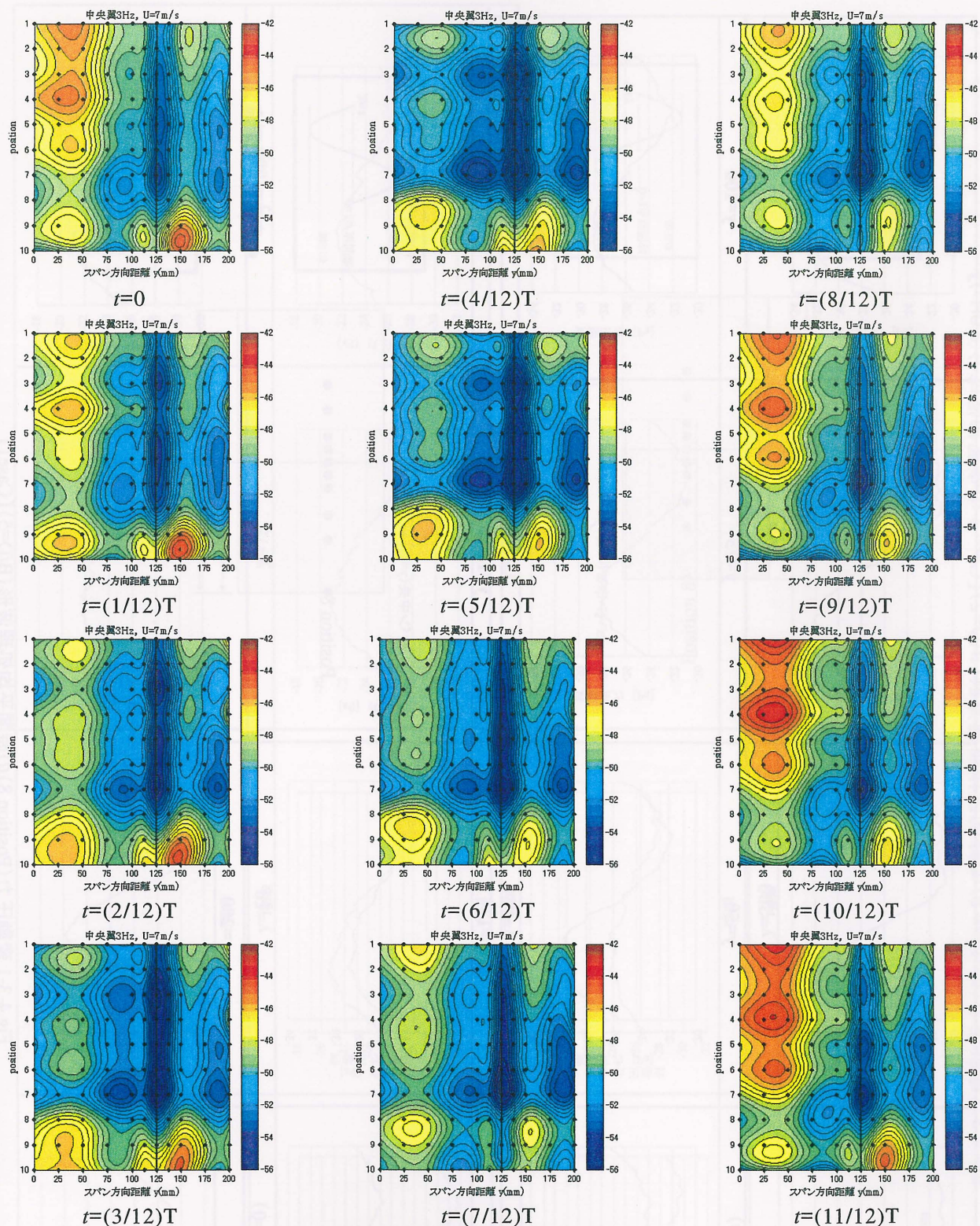
導流板位置 125mm



・ : 測定圧力孔

コンター間隔 : 0.5 (Pa)

Fig.4-2-26 B.P.F.処理による変動圧力の空間分布
(変動成分+平均成分) (正方形断面, Case 1)

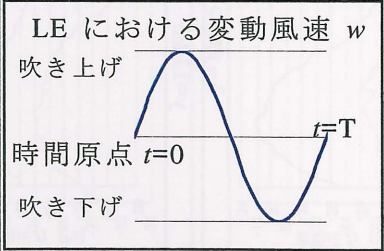


中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz

平均風速 7(m/s)

導流板位置 125mm



・ : 測定圧力孔

コンター間隔 : 0.5 (Pa)

Fig.4-2-28 時間平均処理による変動圧力の空間分布
(平均成分+変動成分) (正方形断面, Case 1)

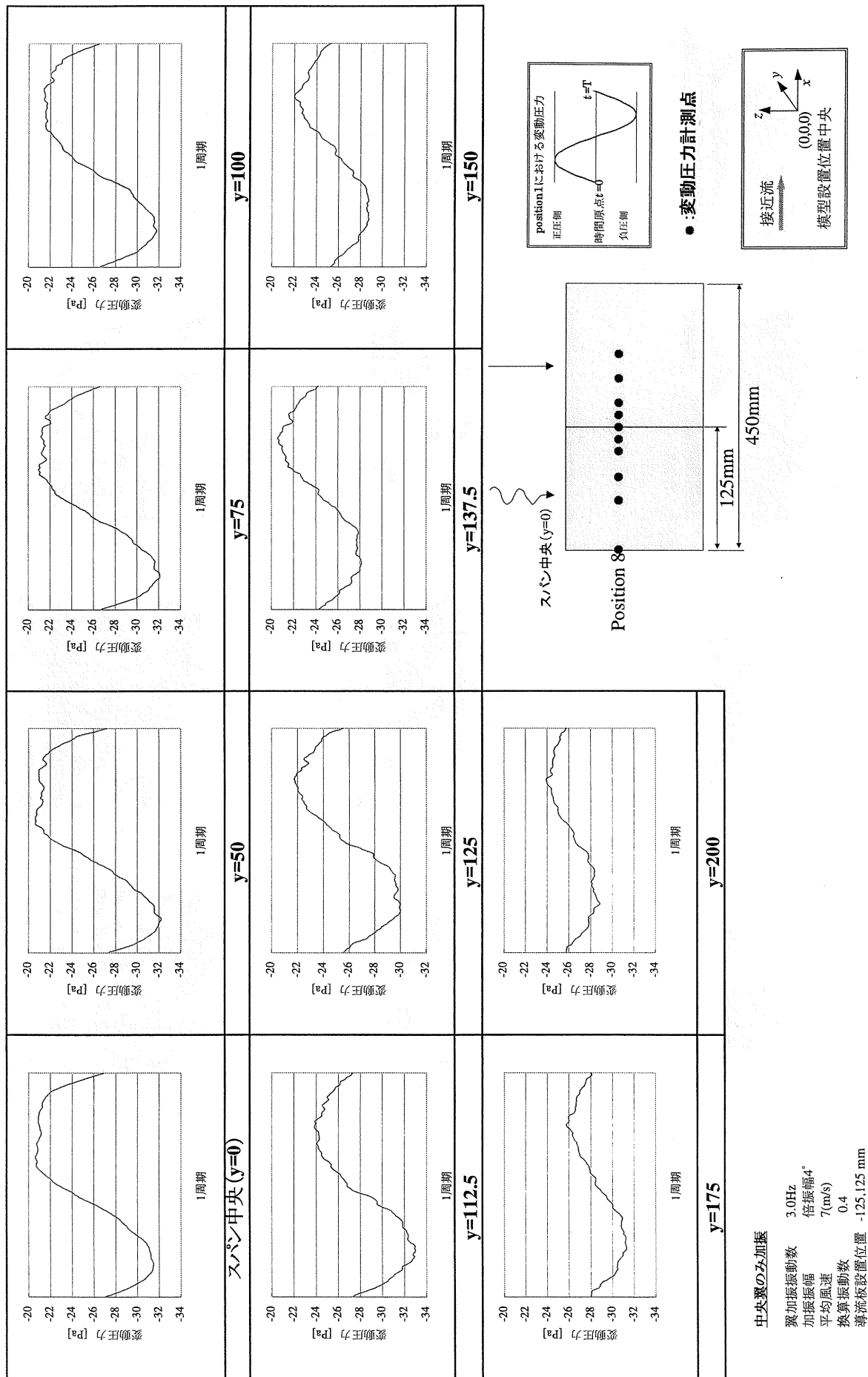
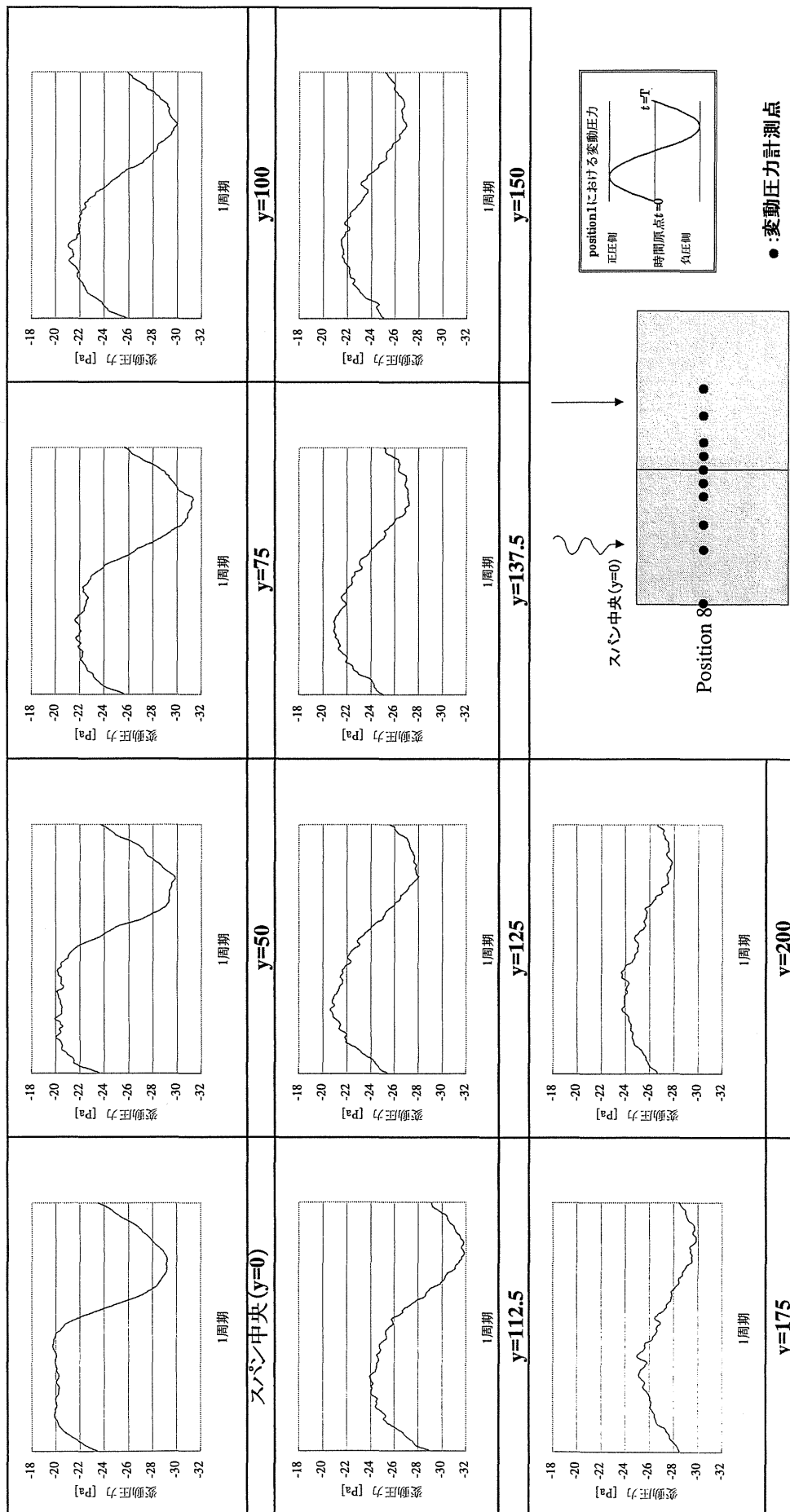
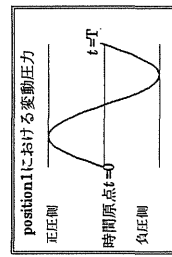
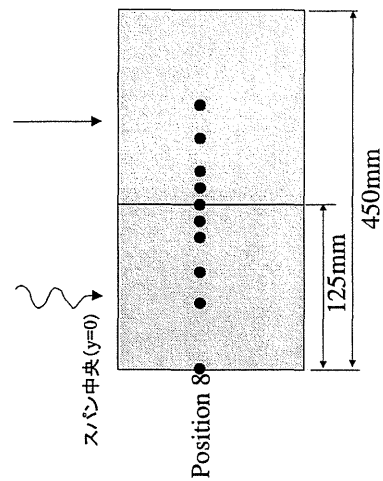


Fig.4-3-1 変動圧力 (Position 8) の時間平均処理波形 (B/D=5) 【Case1】



中央翼・両端翼加振

中央翼振動数 3.0Hz
 両端翼振動数 1.2Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 導流板設置位置 -125,125 mm



●: 変動圧力計測点

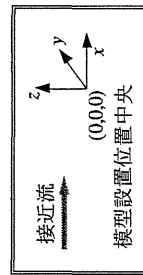


Fig.4-3-2 変動圧力 (Position 8) の時間平均処理波形 (B/D=5)【Case 2, 中央翼加振成分(3.0Hz)】

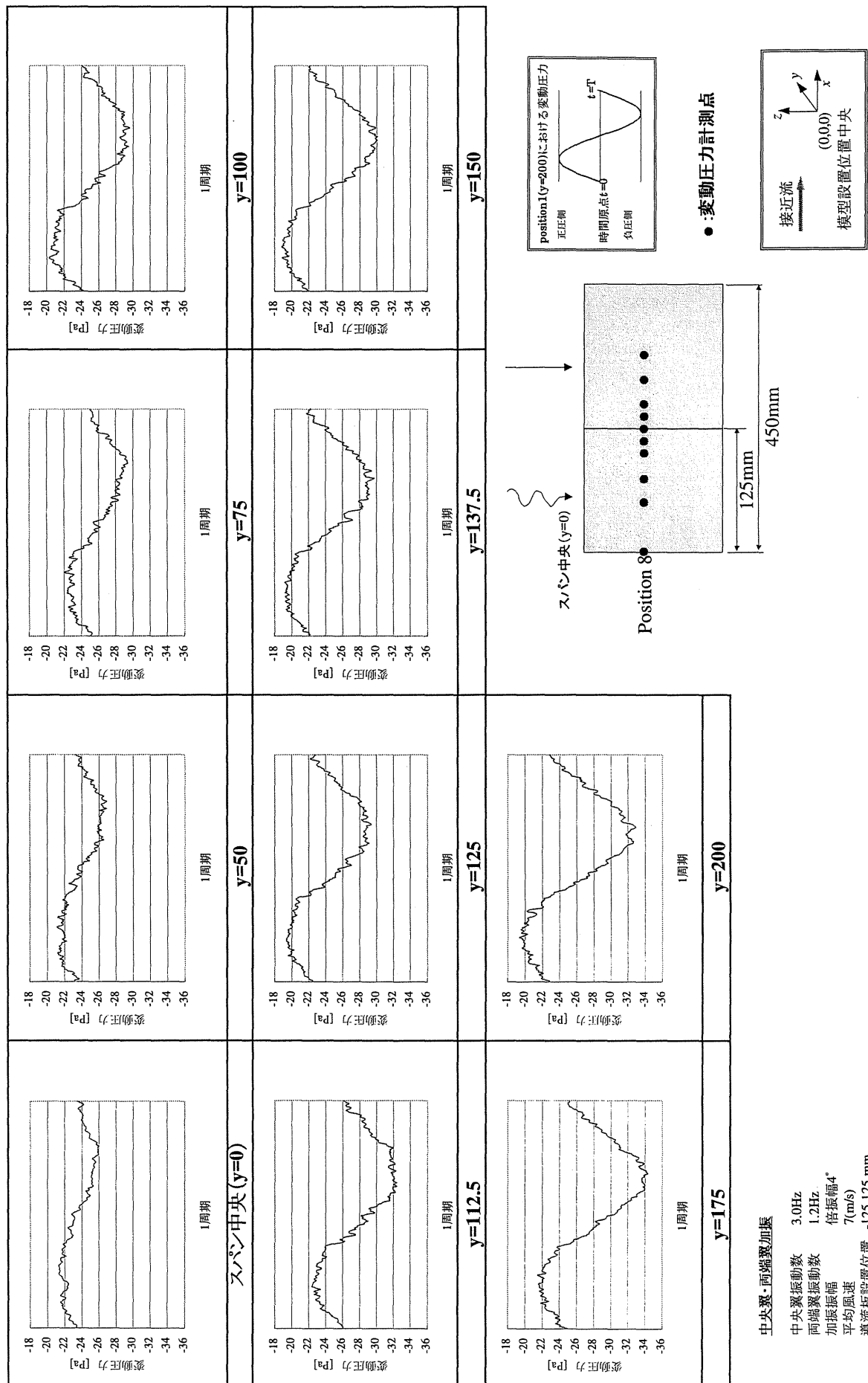
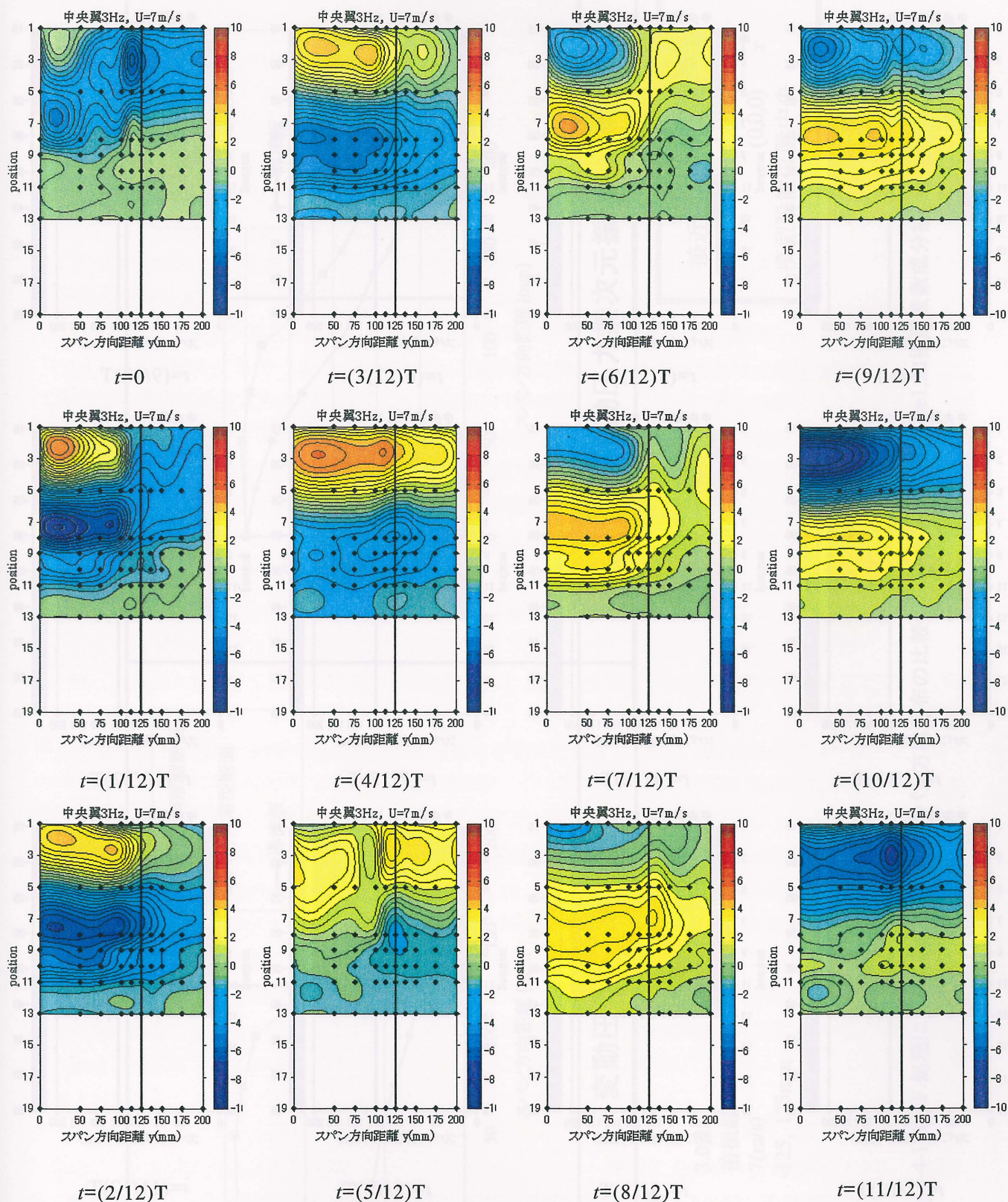


Fig4-3-3 変動圧力 (Position 8) の時間平均処理波形 (B/D=5) 【Case 2, 両端翼加振成分 (1.2Hz)】



中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz

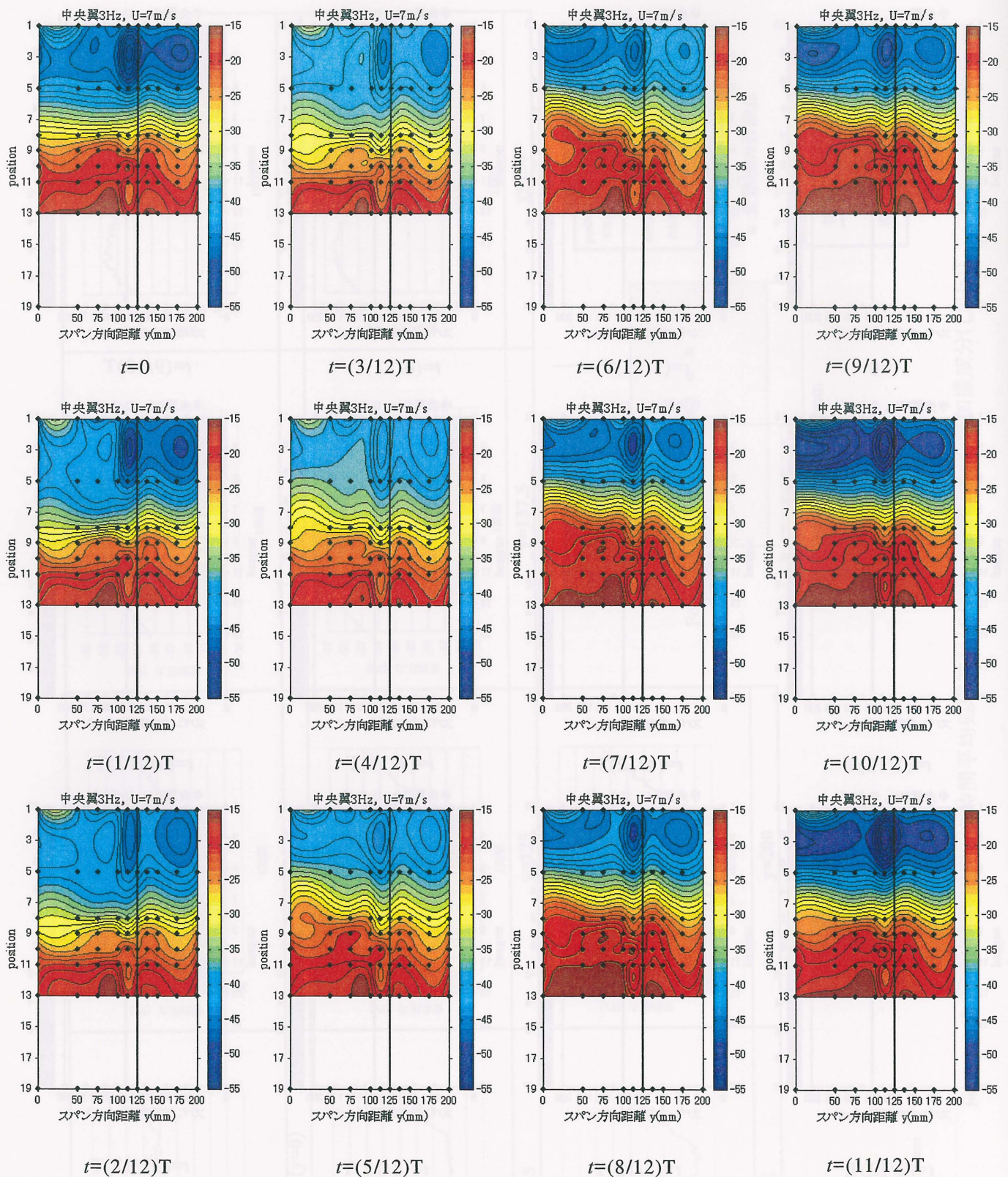
平均風速 7(m/s)

導流板位置 125mm

・：測定圧力孔

コンター間隔：0.25 (Pa)

Fig.4-3-4 時間平均処理による変動圧力の空間分布
(変動成分のみ) (Case 1)



中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz

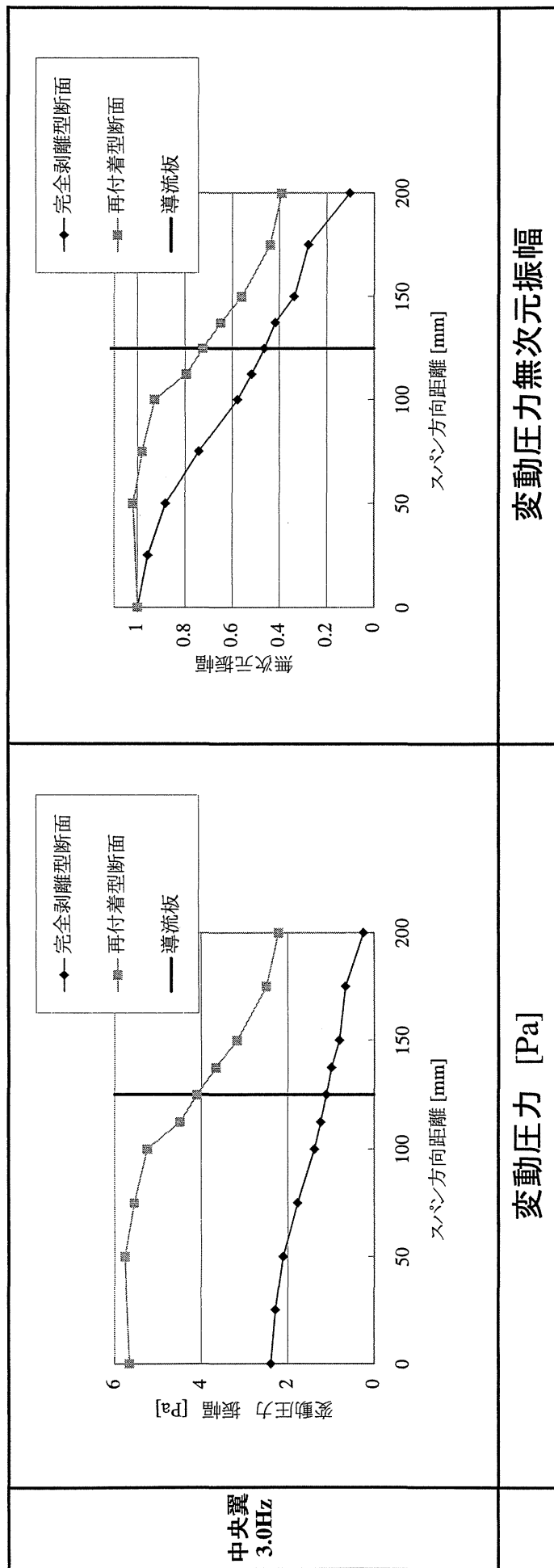
平均風速 7(m/s)

導流板位置 125mm

・：測定圧力孔

コンター間隔：1.5 (Pa)

Fig.4-3-5 時間平均処理による変動圧力の空間分布
(変動成分+平均成分) (Case 1)



中央部のみ加振

翼加振振動数 3.0Hz
 加振振幅 倍振幅4°
 平均風速 7(m/s)
 導流板位置 -125, 125mm

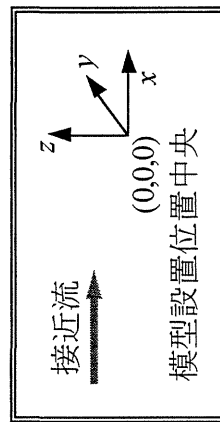


Fig.4-4-1 B.P.F.処理による変動圧力特性のスパン方向分布の比較(B/D=1及びB/D=5)【Case1,加振周波数成分抽出】

第5章 2次元周期変動流中における

空力アドミッタンスに関する検討

5.1 概説

Sears 関数は、薄翼が調和的に変動する鉛直ガストによって受ける変動揚力を求める際の周波数伝達関数として、ポテンシャル理論により求められる。可変翼列による正弦波状の変動気流を用いた既往の研究^{[1][2]}によれば、換算振動数 k が大きい領域では比較的理論値に一致するが、小さい領域では理論値よりも小さなものとなることが報告されている。また、理論解析の過程で、正弦波状の鉛直変動気流が物体を通過する際に波形は完全に保持されると見なされるが、実際には保持されず、物体表面で速度が 0 となる。さらに、たとえば吹き上げ半周期における物体の上面近傍の流速（または表面圧力）と、吹き下げ半周期の同一点の流速（または表面圧力）を比較するとき、理論解析上は両者の波形は互いに逆符号の対称な関係になるものと考えられるが、実際には物体の存在によりむしろ非対称となるものと考えられる。

以上のことから、本章では Sears 関数の理論解析上の仮定が実際に成立するか否かを確認するため、2次元周期変動流中において、平板に近い $B/D = 30$ (2.2 参照)の模型を対象に種々の計測を行った。

5.2 空力アドミッタンスに関する検討

構造断面についての空力アドミッタンスに関しては、過去様々な研究が行われ、矩形断面についても断面辺長比を変化させ詳細な研究^{[3][4]}が行われている。矩形断面においては、断面辺長比が大きいほど Sears 関数に近づき、小さくなるほど換算振動数が低い領域において Sears 関数を大きく上回り、1.0 の準定常値に近い値を示すことが報告されている。本節では対象とする $B/D = 30$ 矩形断面における空力アドミッタンスの実験的検証を試みる。

Fig.5-2-1 に2次元周期変動気流中の実験より得られた空力アドミッタンス（ゲイン特性、位相特性）を示す。過去に報告されている傾向と同様に、換算振動数 k が大きな領域では、Sears 関数のゲイン値をやや上回るものの理論曲線に近い値を示しているが、換算振動数 k が 0.6 より小さな領域では k と共にゲイン値も低下し、 $k < 0.4$ では Sears 関数よりも小さくなる結果が得られた。

5.3 断面幅員方向の圧力分布

5.3.1 平均圧力係数及び変動圧力係数

2次元周期変動流中における chord 方向に計測された平均圧力係数 C_p および変動圧力係数 C_{prms} を Fig.5-3-1 に示す。平均圧力係数は、3種の換算振動数においてに相違点はほとんど見られず、いずれも position 1 で絶対値が最大値を示し、position 3 まで急激に低下した後、position 4 で多少回復し、その後流下方向に微小ではあるが徐々に増加していく傾向が見られる。変動圧力係数においてもほとんど相違点は見られない。position 1 から position 2 にかけて増加し、最大値を示した後、position 3 まで低下、その後下流側では緩やかに低下し変動成分が見られなくなり模型に沿ってなめらかに流下すると考えられる。これら

の平均圧力係数及び変動圧力係数の特性から推測される時間平均再付着点は、いずれの気流においても position 3 付近と考えられる。

5.3.2 断面幅員方向の振幅・位相特性

Fig.5-3-2 に各換算振動数における変動圧力の換算振動数成分の振幅、ならびに翼変位を基準にとった位相差を示す。なお、振幅・位相差は B.P.F.処理結果から求めた。振幅については時間平均処理結果も合わせて示した。図より振幅の断面幅員方向の分布は前述の C_{prms} と同様に position 2 で最大値を示し、位相差については前縁から後縁にかけてわずかな位相遅れの増加が見られることがわかる。また、換算振動数の増加に伴い、翼変位からの位相差が全体に増加する傾向が認められる。時間平均処理による振幅は $k=0.4$ のケースで若干の差が見られるが、B.P.F.処理結果にほぼ近い値を示す。

5.4 波形の歪みに対する検討

模型周辺の変動風速波形が、模型の存在によりどのように歪むのかを調査するため、変動風速原波形に時間平均処理を施し考察を加えた。

5.4.1 鉛直変動風速

Fig. 3-3-3~5 に示した、模型を設置しない状態の変動風速鉛直成分の時間平均処理波形は、空間的に均質であり、流下方向にはほぼ正弦波に近い風速変動が下流へ向かって伝搬している様子が示されている。これに対し、Fig.5-4-1 から Fig.5-4-3 に示す、模型設置した状態の模型下 10mm ($z=15$ mm) における鉛直変動風速の時間平均処理結果からは、いずれも波形のひずみが認められる。したがって、模型を設置する事による流れ場の変化は接近流の変動風速波形も歪める効果を有するものと判断される。

5.4.2 変動圧力

Fig.5-4-4 から Fig.5-4-6 に、変動圧力の時間平均処理結果を示す。また図中には比較のために B.P.F.処理から求めた換算振動数成分の振幅、位相差を用いて表した波形を併せて示す。B.P.F.処理して得られた波形は正弦波形状となるが、いずれの position においても時間平均処理波形には、吹き上げ時と吹き下げ時で非対称となっている。とくに吹き上げ時では波形は、ピーク値が低くなめらかに丸みを帯びており、吹き下げ時では負のピーク値が鋭く尖っているような波形を示し、その傾向はより換算振動数が小さいほど顕著に見られることが分かる。したがって、入力である鉛直変動風速をはじめとして、すべての変動を換算振動数の正弦波とする解析上の考え方と異なり、実際の圧力波形は正弦波から歪んだものとなることが確認された。

5.4.3 上下面圧力差による評価

今回の実験では、模型の片面にのみ圧力孔が設けられており、上下面の圧力を同時に計測が出来ない模型を用いた。しかし、変動気流中では、模型の上面、下面の圧力波形は、前述のように波形が正弦波から歪んだものであっても互いに半周期の時間差をもって変動するものと考えられる。さらに上下面での差圧を求めれば揚力の評価に直接つながる検討が可能となる。

上述の方法で得られた、各 position における上下面圧力差の波形を Fig.5-4-7 から Fig.5-4-9 に示す。また、BPF 処理による上下面圧力差の波形も比較のために併せて示す。いずれの換算振動数での上下面圧力差の

波形も、吹き上げ時の波形と吹き下げ時の波形が打ち消し合い、片面変動圧力の波形と比較して正弦波的な波形に近づいている傾向が見られる。

また、上下面圧力差を断面内で積分することにより算出した揚力波形および B.P.F.処理によって得られた波形を Fig.5-4-10 に示す。揚力波形でも各換算振動数において時間平均処理で得られた波形は、ほぼ正弦波的な波形となることが分かる。

ポテンシャル理論による解析上は、束縛渦と自由渦強度を元に上下面での圧力差を求め、幅員方向に積分して揚力が求められている。このことから、以上の結果は片面の圧力個々に見れば正弦波からの波形の歪みが問題となる可能性があるものの、圧力差に関しては正弦波と見なして差し支えなく、正弦波という解析上の仮定は結果的に満足されているものと判断される。

5.5 数値計算による実験値との比較

5.5.1 Sears 関数の定義

Sears は 2 次元平板翼の sinusoidal gust(翼に垂直方向の風速成分が正弦的に変化する突風)に対する応答について、振動翼の理論を応用して、揚力およびピッチングモーメントの変動分を求めた。

具体的には突風

$$\omega_G = \bar{\omega}_G e^{i\omega t}$$

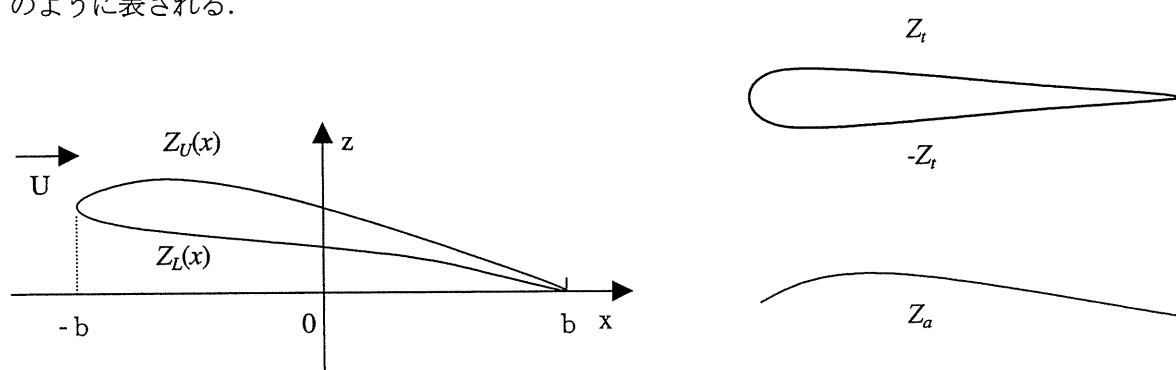
のように変動するとき、揚力の変動は

$$\frac{L}{2\pi\rho b U \bar{\omega}_G} = X_L^{\omega}(k) e^{i\omega t} \quad (5.1)$$

で表されることを示した。ここで $X_L^{\omega}(k)$ は Sears の gust function といわれ、

$$X_L^{\omega}(k) = C(k) [J_0(k) - iJ_1(k)] + iJ_1(k) \equiv \phi(k) \quad (5.2)$$

のように表される。



上記の式の誘導を次に示す。

気流内に上図のような二次元薄翼がある状態において翼の上下における風の速度が $U+u$ と表せると、上下面の速度差は、 $u(x,0^+) - u(x,0^-)$ と考えることができる。なお、この翼を翼面の上下面 Z_U , Z_L は、 Z_a をカンバー、 Z_t を上下対称の翼を表す物とすれば $Z_U = Z_a + Z_t$, $Z_L = Z_a - Z_t$ ようになり、圧力差に関しては Z_a による圧力分布のみを求めればよいことになる。またこの事象を別の角度より見ると翼面を速度の不連続な渦層

$\gamma_a(x) = u(x, 0^+) - u(x, 0^-)$ で表現するという置換を行うことができる。

(i) 定常翼の場合

翼面を x 軸上 $(-b, b)$ 間に分布する単位長さ当たり $\gamma_a(x)$ の強さの渦で置換すると、この渦のポテンシャルは

$$\phi = -\frac{1}{2\pi} \int_{-b}^b \gamma_a(\xi) \tan^{-1} \frac{z}{x-\xi} d\xi \quad (5.3)$$

で与えられる。翼面の上面、下面の圧力分布はベルヌーイの定理より位置は薄翼の為無視することができ、

$$\frac{1}{2} \rho U^2 + P_\infty = \frac{1}{2} \rho (U+u)^2 + P_U$$

より、

$$\frac{P_U - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho U^2} = 1 - \frac{(U+u)^2}{U^2} = 1 - \frac{U^2 + 2Uu}{U^2} = -\frac{2u}{U} \quad (5.4)$$

が求まる。これより上下面の圧力分布はそれぞれ、

$$\frac{P_U - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho U^2} = -\frac{2u(x, 0^+)}{U}, \quad \frac{P_L - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho U^2} = -\frac{2u(x, 0^-)}{U} \quad (5.5)$$

であり、圧力差 $\Delta p_a(x) = p_U - p_L$ (下向き正) は、

$$\frac{\Delta p_a(x)}{\frac{1}{2} \rho U^2} = -\frac{2}{U} \{u(x, 0^+) - u(x, 0^-)\} = -\frac{2\gamma_a(x)}{U} \quad (5.6)$$

のように書け、渦の強さ $\gamma_a(x)$ と関係づけることができる。

翼幅 $(-b, b)$ 間に分布する x 軸上に誘起される z 軸方向の速度成分 $\omega_a(x)$ は (5.3) 式より、

$$\omega_a(x) = \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=0} = -\frac{1}{2\pi} \oint_{-b}^b \frac{\gamma_a(\xi)}{x-\xi} d\xi \quad (5.7)$$

が求まる。ここで $\oint$ は Cauchy の主値をとることを意味する。

この $\omega_a(x)$ は境界条件 $\omega_a(x) = U dz_a/dx$ によって与えられているから (5.6) 式を解くことにより $\gamma_a(x)$

が決定される。

(5.6) 式を求めるには翼面周りの流れは滑らかに流れ去り、後縁が特異点になることはないという物理条件、すなわちクッタの条件、式で表せば $\Delta p_a(b=0) = 0$ 、あるいは $\gamma_a(b) = 0$ の関係を要する。

その結果次式

$$\gamma_a(x^*) = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} \oint_{-1}^1 \sqrt{\frac{1+\xi^*}{1-\xi^*}} \frac{\omega_a(\xi^*)}{x^* - \xi^*} d\xi^* \quad (x^* = x/b), \quad (\xi^* = \xi/b) \quad (5.8)$$

が求まる。

(ii) 振動翼の場合

微小な調和振動 $z_a(x, t) = \bar{z}_a(x) e^{i\omega t}$ を行う二次元翼を考え、これに作用する非定常空気力を求める。振動翼の場合は振動につれ翼から渦が絶えず吐き出されているから、翼面を渦の強さ $\gamma_a(x, t)$ で置換するのみならず、後流に存在する渦 $\gamma_\omega(x, t)$ をも考慮に入れる。翼面全体の渦の強さを、

$$\Gamma(t) = \int_b^{\infty} \gamma_a(x, t) dx \quad (5.9)$$

とおくと、 $\Gamma(t)$ は時間とともに変化するが、その変化分 $(d\Gamma/dt)dt$ が後流中に速度 U にて放出されたものとすれば、

$$(d\Gamma/dt)dt + (Udt)\gamma_\omega(x=b, t) = 0 \quad (5.10)$$

なる関係がケルヴィンの定理により導かれる。後流の渦の強さが変化することなく下流に移動すると考えれば、 $\gamma_\omega(x=b, t) = \gamma_\omega\{x, t + (x-b)/U\}$ となる。 $\gamma_\omega(x, t) = \bar{\gamma}_\omega(x) e^{i\omega t}$ 、 $\Gamma(t) = \bar{\Gamma} e^{i\omega t}$ と表すと、式

(5.10) は、

$$\bar{\gamma}_\omega(x) = -\frac{i\omega}{U} \bar{\Gamma} e^{ik} e^{-i\omega x/U}, \quad k = \omega b/U \quad (5.11)$$

となる。 k は換算振動数と呼ばれ、非定常空気力において重要な無次元パラメーターである。 $k=0$ のときは定常状態を表す。式 (5.11) により後流の渦の強さが翼面のそれと関係づけられたことになる。

翼面の上下面の圧力分布は、振動翼の場合、(5.5) 式にポテンシャルの時間微分が加わりそれぞれ、

$$\frac{P_U - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U^2} = -\frac{2u(x, 0^+, t)}{U} - \frac{2}{U^2} \frac{\partial \phi_U}{\partial t}, \quad \frac{P_L - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U^2} = -\frac{2u(x, 0^-, t)}{U} - \frac{2}{U^2} \frac{\partial \phi_L}{\partial t} \quad (5.12)$$

であり、上下面の圧力差 $\Delta p_a(x, t) = p_U - p_L = \Delta \bar{p}_a(x) e^{i\omega t}$ は、

$$\frac{\Delta p_a}{\frac{1}{2}\rho U^2} = -\frac{2\gamma_a(x, t)}{U} - \frac{2}{U^2} \partial(\phi_U - \phi_L)/\partial t \quad (5.13a)$$

となる。 ϕ_L 、 ϕ_U は変動風速 u の積分より、

$$\phi_L - \phi_U = \int_b^{\infty} u(x, 0^+, t) dx - \int_b^{\infty} u(x, 0^-, t) dx = \int_b^{\infty} \gamma_a(x, t) dx \quad (5.14)$$

となり、

$$\frac{\Delta p_a}{\rho U} = -\gamma_a(x, t) - \frac{1}{U} \frac{\partial}{\partial t} \int_b^* \gamma_a(x, t) dx \quad (5.13b)$$

が得られここで $\gamma_a(x, t) = \bar{\gamma}_a(x) e^{i\omega t}$ と表すと,

$$\frac{\Delta \bar{p}_a(x^*)}{\rho U} = -\bar{\gamma}_a(x^*) - ik \int_1^* \bar{\gamma}_a(x, t) dx \quad (5.13c)$$

となる.

振動翼の場合, z 軸方向の速度成分 $\omega_a(x, t) = \bar{\omega}_a(x) e^{i\omega t}$ は, $\gamma_a(x, t)$ と $\gamma_\omega(x, t)$ によって誘起されるから,

$$\omega_a(x, t) = -\frac{1}{2\pi} \oint_b \frac{\gamma_a(\xi, t)}{x - \xi} d\xi - \frac{1}{2\pi} \int_b^\infty \frac{\gamma_\omega(x, t)}{x - \xi} d\xi \quad (5.15)$$

となる. 境界条件として $\omega_a(x, t)$ が $\omega_a(x, t) = \partial z_a / \partial t + U \partial z_a / \partial x$ のように与えられるから定常翼の場合と同様にクッタの条件のもと解くと

$$\bar{\gamma}_a(x^*) = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} \left\{ \oint_1 \sqrt{\frac{1+\xi^*}{1-\xi^*}} \frac{\omega_a(\xi^*)}{x^* - \xi^*} d\xi^* + \frac{ik\bar{\Gamma}}{2b} e^{ik} \int \sqrt{\frac{\lambda+1}{\lambda-1}} \frac{e^{ik\lambda}}{x^* - \lambda} d\lambda \right\} \quad (5.16)$$

が求まる. 上式の $\bar{\Gamma}$ は(5.9)に上式を代入すると, $\bar{\omega}_a(x)$ の関数として求められる.

最終的に, (5.13c)に(5.16)を代入することで, 圧力差 $\Delta \bar{p}_a$ は,

$$\begin{aligned} -\frac{\Delta \bar{p}_a}{\rho U} &= \frac{2}{\pi} \{1 - C(k)\} \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} \int_1 \sqrt{\frac{1+\xi^*}{1-\xi^*}} \bar{\omega}_a(\xi^*) d\xi^* \\ &\quad + \frac{2}{\pi} \oint_1 \left[\sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} \sqrt{\frac{1+\xi^*}{1-\xi^*}} \frac{1}{x^* - \xi^*} - ik\Lambda_1(x^*, \xi^*) \right] \bar{\omega}(\xi^*) d\xi^* \end{aligned} \quad (5.17)$$

のような結果が得られる.

ここで,

$$\Lambda_1(x^*, \xi^*) = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 - x^* \xi^* + \sqrt{1 - \xi^{*2}} \sqrt{1 - x^{*2}}}{1 - x^* \xi^* - \sqrt{1 - \xi^{*2}} \sqrt{1 - x^{*2}}} \right]$$

であり, $C(k)$ は Theodorsen 関数と呼ばれ,

$$C(k) = \frac{H_1^{(2)}(k)}{H_1^{(2)}(k) + iH_0^{(2)}(k)}$$

なお, $H_1^{(2)}$, $H_0^{(2)}$ は, それぞれ 1 階, 0 階の第 2 種 Hankel 関数である.

(iii) 鉛直ガストに対する翼の空力アドミッタンス

(i) (ii) を踏まえた上で, 速度 U で飛行する翼面が大気乱流に遭遇し, 鉛直ガスト ω_g の作用を受けたとする. この時に翼面に発生する揚力は (ii) で述べた振動翼の考え方にならって求めることができる. つまり, 非定常空気の誘導において, 翼面を渦列置換し, この渦によって誘起される z 方向の速度成分

ω_a を振動に伴う境界条件から定まる量と式に続く行に示すようにとうちした。鉛直ガスト ω_G が存在するときには、 ω_a と ω_G について同じ関係がなりたつとすればよいわけである。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \omega_G + \omega_a &= 0 \\ \text{または、} \quad \omega_a(x, t) &= -\omega_G \quad ; z=0, \quad -b \leq x \leq b \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

鉛直ガストについては、翼面に遭遇している間いかなる変化もうけることなく、速度 U で接近する ω_G がそのまま流れ去るものとする。…………… (*)

このことは後流の渦 γ_w の場合と同様に、 ω_G にかかわる座標 x と時間 t の2つの変数を $(x - Ut)$ と結びつけることによって表される。

まず、調和的に変化するガストの問題を考えることにし、非定常翼理論を適用する。正弦的ガストは次式に実部によって表すことができる。

$$\omega_G(x - Ut) = \bar{\omega}_G e^{i\omega t[t - x/U]} = \bar{\omega}_G e^{ik(1 - x^*)} \quad (5.19)$$

ただし、 $k = b\omega/U$, $s = Ut/b$, $x^* = x/b$ これを(5.18)に代入すると、

$$\bar{\omega}_a(x^*) = -\bar{\omega}_G e^{-ikx^*} \quad (5.20)$$

この式を(5.17)の $\bar{\omega}_a$ に代入すると、鉛直ガストによる圧力分布 $\Delta \bar{p}_a(x^*)$ を計算でき、最終的に揚力が、

$$L = 2\pi\rho Ub\bar{\omega}_G \{C(k)[J_0(k) - iJ_1(k)] + iJ_1(k)\} e^{i\omega t} \quad (5.21)$$

のように求められる。ここで、 $J_n(k)$ は第1種ベッセル関数である。

5.5.2 理論値と実験値の比較

上下面圧力差 ΔP_a (式5.17)を数値的に求める事により、実験値との比較を行った。まず、Fig.5-5-1 に数値計算値と理論値との適合性を示す。図より数値計算値と理論値との間にはわずかに差が認められるが、別途検討した結果この差は幅員方向の分割数によるものであることが判明した。ここでは $k=0$ における計算値の実部を1.0とし、この倍率を一律に計算結果にかけて数値計算値とした。以下、上下面の圧力差の数値計算値を理論値と呼ぶ。

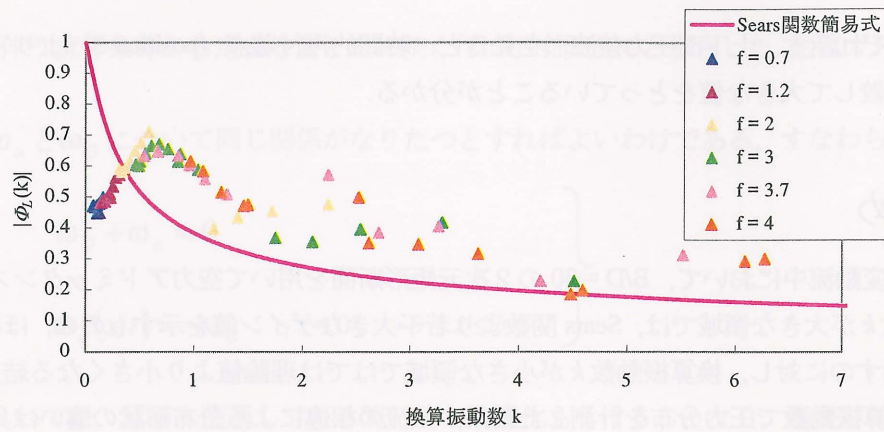
次に、断面内の上下面圧力差の実験値と理論値の比較を、Fig.5-5-2 に示す。これを見ると、換算振動数の小さなケースほど、時間平均的再付着点と考えられる position 3 より下流側で理論値と実験値の差が大きく現れている。また、position 1 では常に理論値の方が大きい。圧力差を幅員方向に積分した揚力レベルで理論値と実験値との差を考えれば、換算振動数が大きい方が揚力の実験値が理論値を上回る傾向にあるものと判断され、前述の空力アドミッタンスの結果とも符合する。

換算振動数 $k=0.16$ における上下面圧力差と片面圧力波形(時間平均処理, B.P.F.処理, 理論値)を Fig.5-5-3,

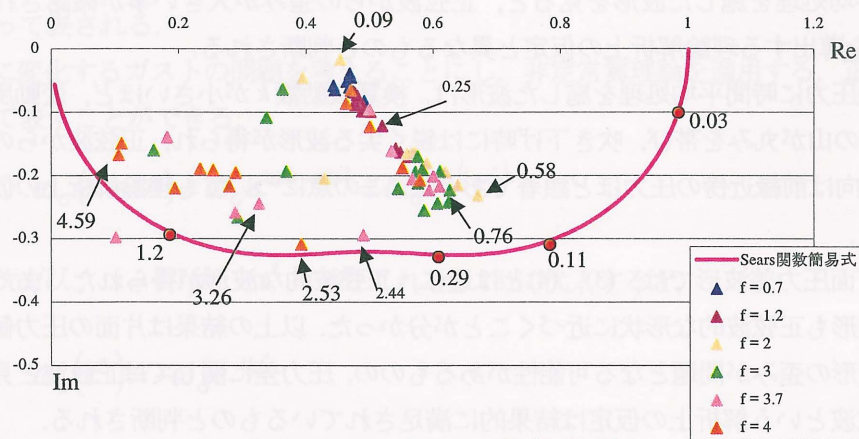
Fig.5-54 にそれぞれ示す。上下面圧力差波形を見ると、時間的再付着点 (position 3) より下流では、理論値が実験値と比較して大きな値をとっていることが分かる。

5.6 まとめ

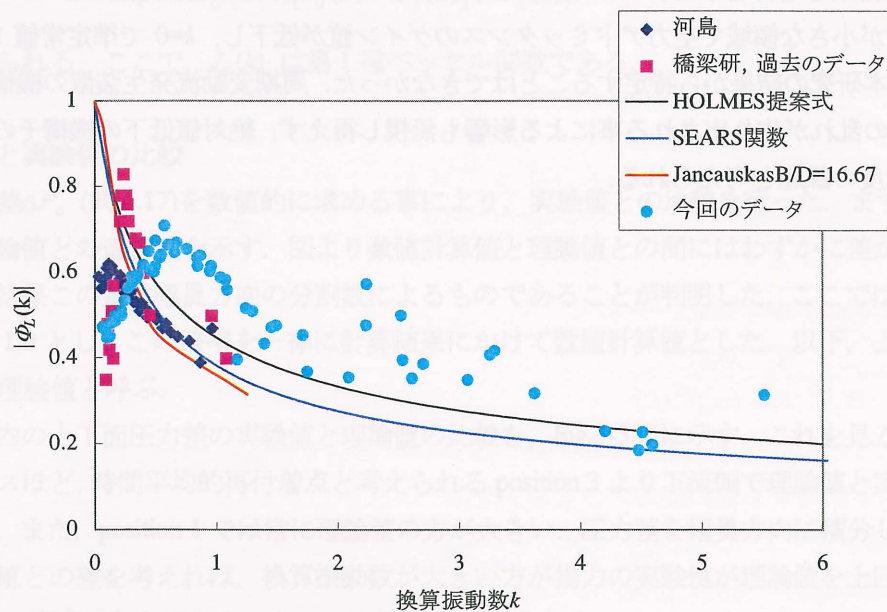
- (1) 2次元周期変動流中において、 $B/D = 30$ の2次元矩形断面を用いて空力アドミッタンスを計測した。換算振動数 k が大きな領域では、Sears 関数より若干大きなゲイン値を示すものの、ほぼ Sears 関数に近い値を示すのに対し、換算振動数 k が小さな領域では理論値より小さくなる結果が得られた。
- (2) 3種類の換算振動数で圧力分布を計測した結果、気流の相違による分布形状の違いは見られず、時間平均的再付着点は position 3 付近となった。前縁の極めて狭い領域で断面に作用するガスト空気力が決定されているものと考えられる。
- (3) 接近流速に時間平均処理を施した波形は、正弦波的な形状に近いものであったが、模型近傍の変動風速に時間平均処理を施した波形を見ると、正弦波からの歪みが大きい事が確認された。このことは Sears 関数を導出する理論解析上の仮定と異なるものと判断される。
- (4) 片面の変動圧力に時間平均処理を施した波形は、換算振動数 k が小さいほど、変動風速が吹き上げ時には、波形の山が丸みを帯び、吹き下げ時には鋭く尖る波形が得られ、正弦波からの歪みが認められた。この傾向は前縁近傍の圧力ほど顕著であった。この点についても理論解析上の仮定と異なる結果が得られた。
- (5) 一方、上下面圧力差波形では、(3)、(4)とは逆に、正弦波的な波形が得られた。また、断面内で積分した揚力波形も正弦波的な形状に近づくことが分かった。以上の結果は片面の圧力個々に見れば正弦波からの波形の歪みが問題となる可能性があるものの、圧力差に関しては正弦波と見なして差し支えなく、正弦波という解析上の仮定は結果的に満足されているものと判断される。
- (6) 上下面圧力差に関する理論値と実験値の比較より、換算振動数 k が低い領域ほど、時間平均的再付着点より下流側の点で、理論値と実験値の差が大きくなることが分かった。この傾向は空力アドミッタンスの測定結果とも符合する。
- (7) 換算振動数が小さな領域で空力アドミッタンスのゲイン値が低下し、 $k=0$ で準定常値 1.0 に漸近しない理由は、本研究の結果から特定することはできなかった。周期変動流発生装置の機構そのものにより、ある種の乱れが作り出される事による影響も無視し得えず、絶対値低下の機構そのものの詳細な解明は、今度の課題と考えられる。



(a) 空力アドミタンス(ゲイン特

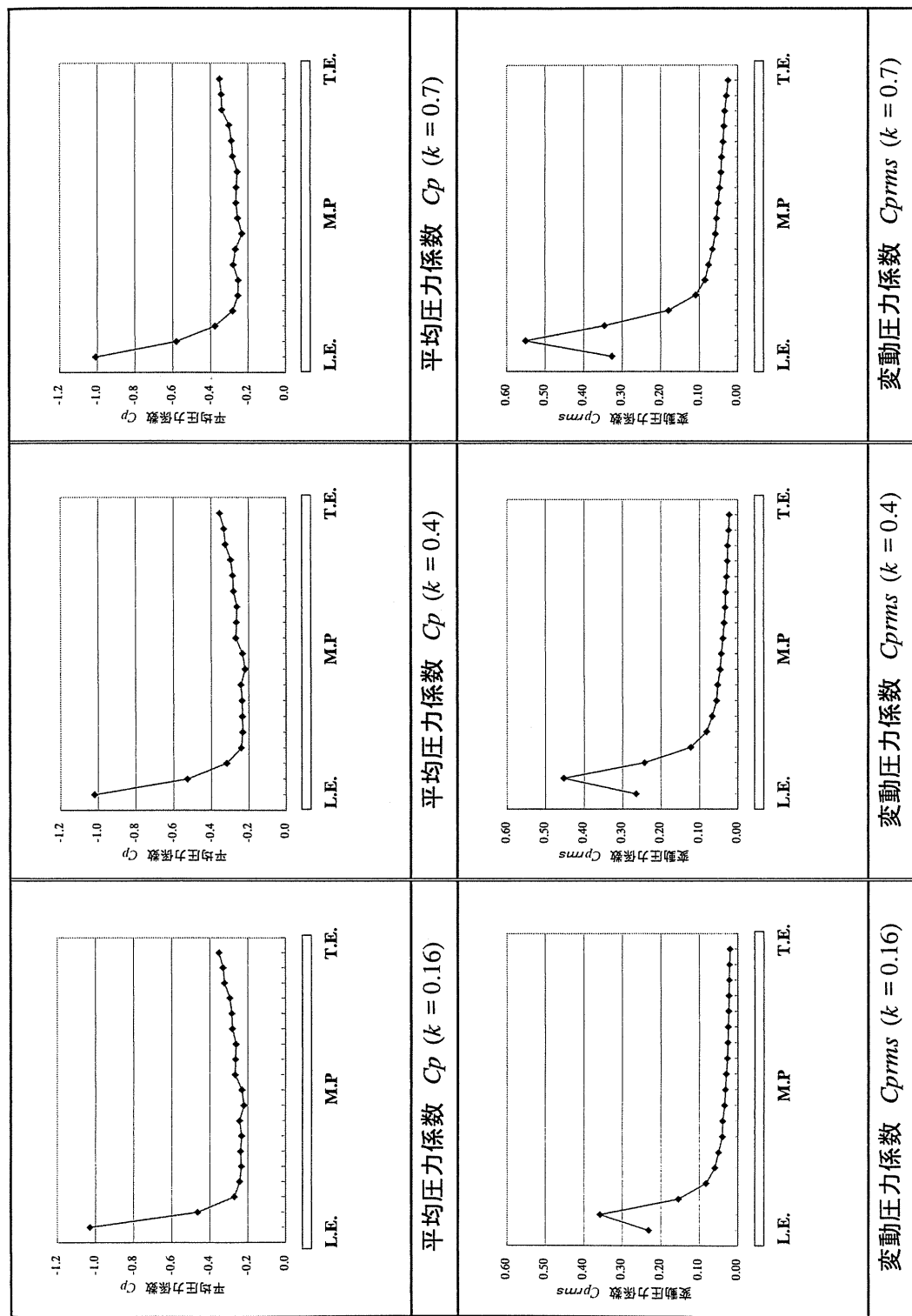


(b) 空力アドミタンス(位相特性)



(c) Sears関数および既往の研究との比較

Fig.5-2-1 2次元矩形断面(B/D=30)の空力アドミタンスと既往の研究との比較



換算振動数 k	平均風速 U (m/s)	翼加振振動数 f (Hz)
0.16	7	1.2
0.4	7	3
0.7	5	3.7

平均圧力係数 C_p , 変動圧力係数 C_{prms} から推定される時間平均的再付着点
 全ての換算振動数において position 3 付近と考えられる

Fig. 5-3-1 平均圧力係数及び変動圧力係数($B/D=30$, 2次元周期変動流)

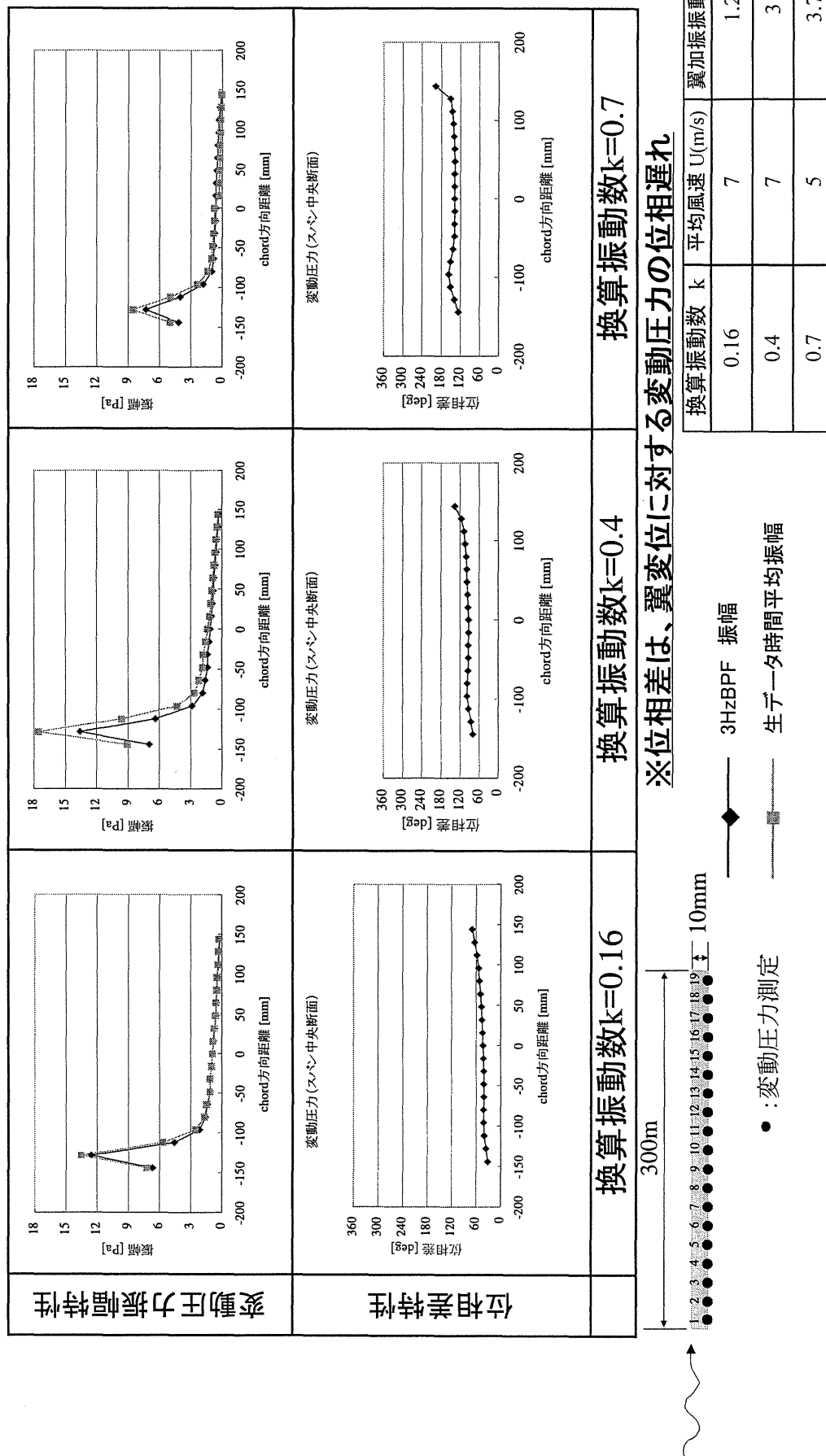


Fig.5-3-2 変動圧力の振幅、翼変位との位相差の分布(2次元周期変動流)

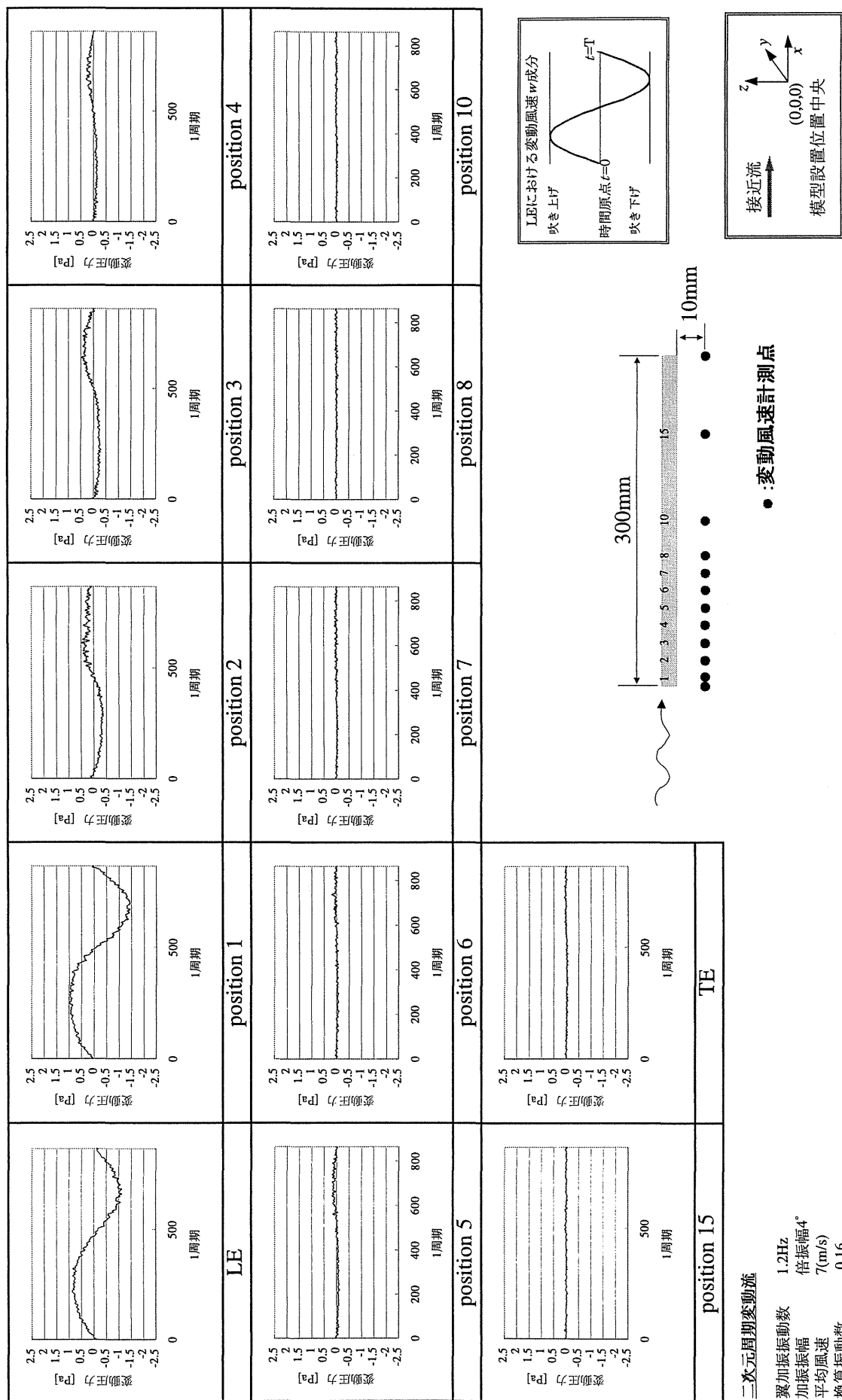


Fig.5-4-1 模型近傍の鉛直変動風速の時間平均処理波形 (B/D=30, $k=0.16$)

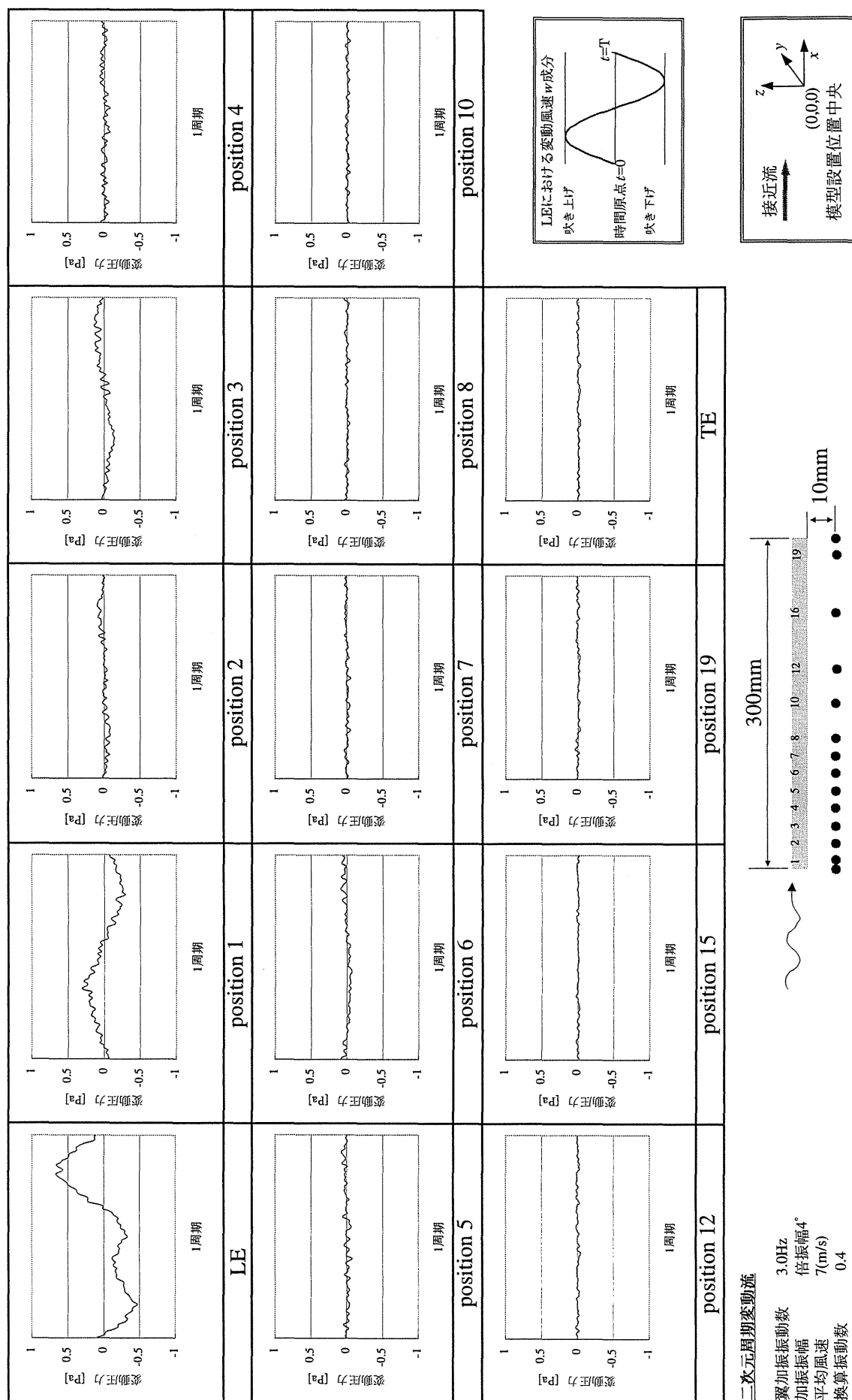


Fig.5-4-2 模型近傍の鉛直変動風速の時間平均処理波形 ($B/D=30$, $k=0.4$)

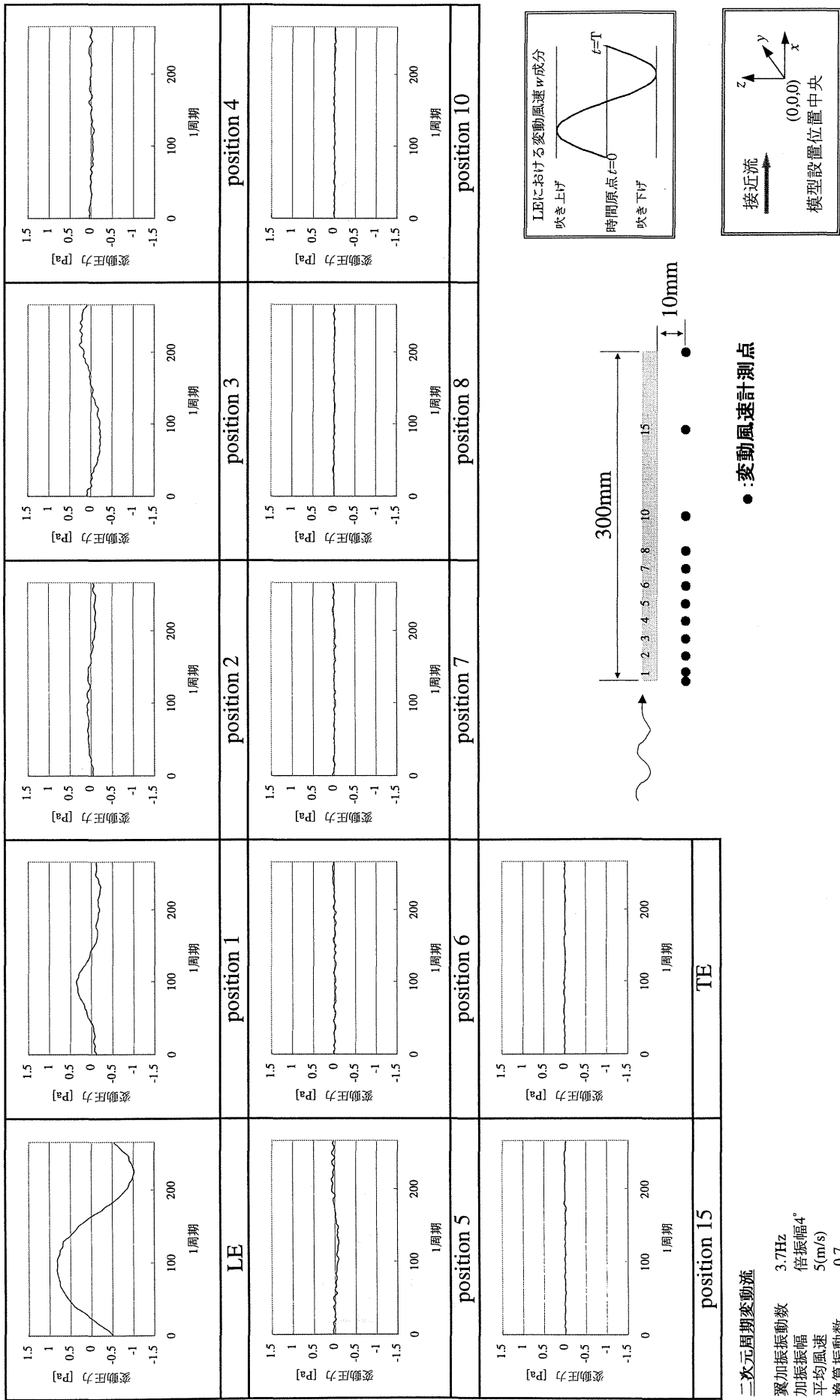


Fig.5-4-3 模型近傍の鉛直変動風速の時間平均処理波形 (B/D=30, k=0.7)

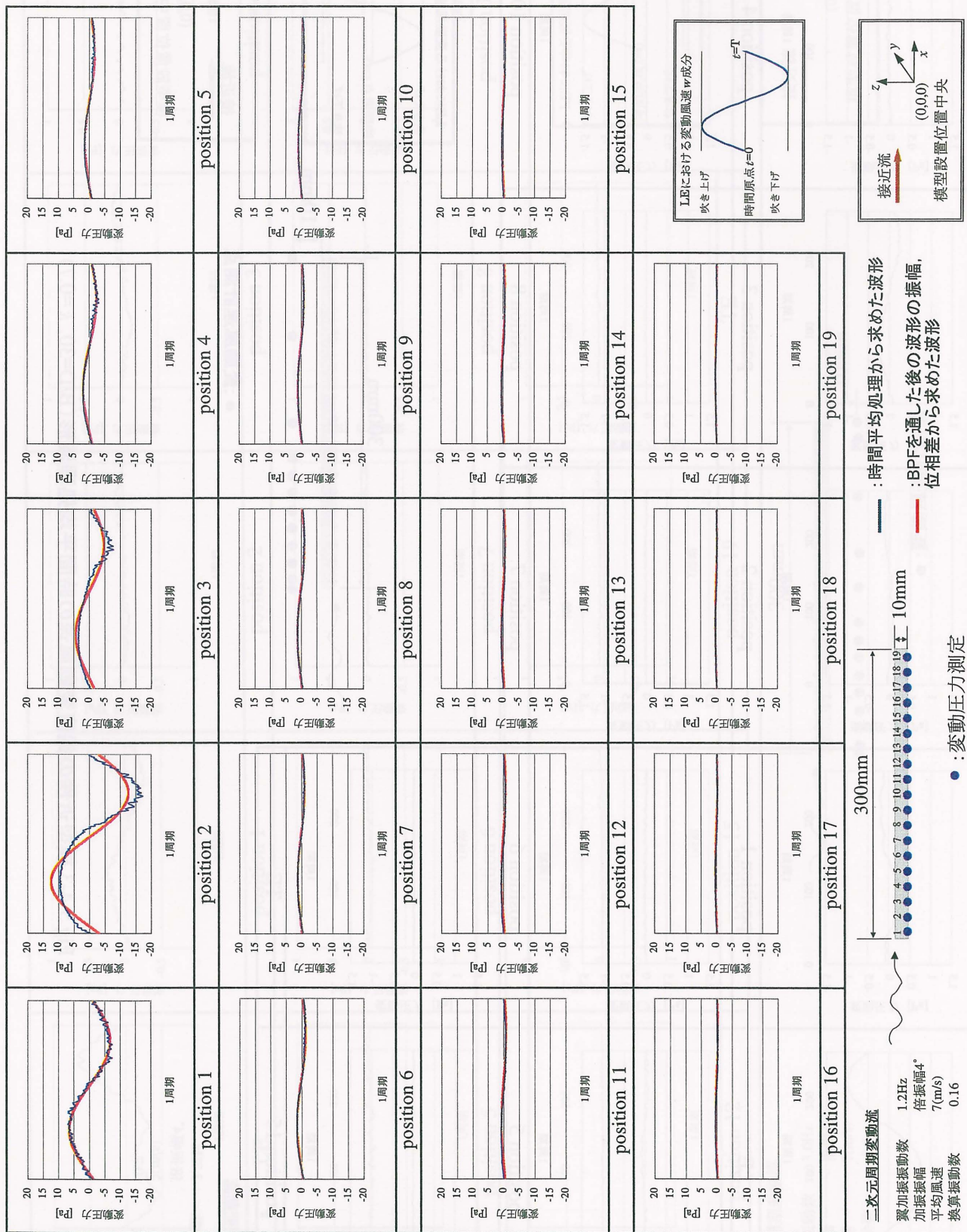


Fig.5-4-4 変動圧力についての時間平均処理波形とB.P.F.処理波形の比較 ($B/D=30$, $k=0.16$)

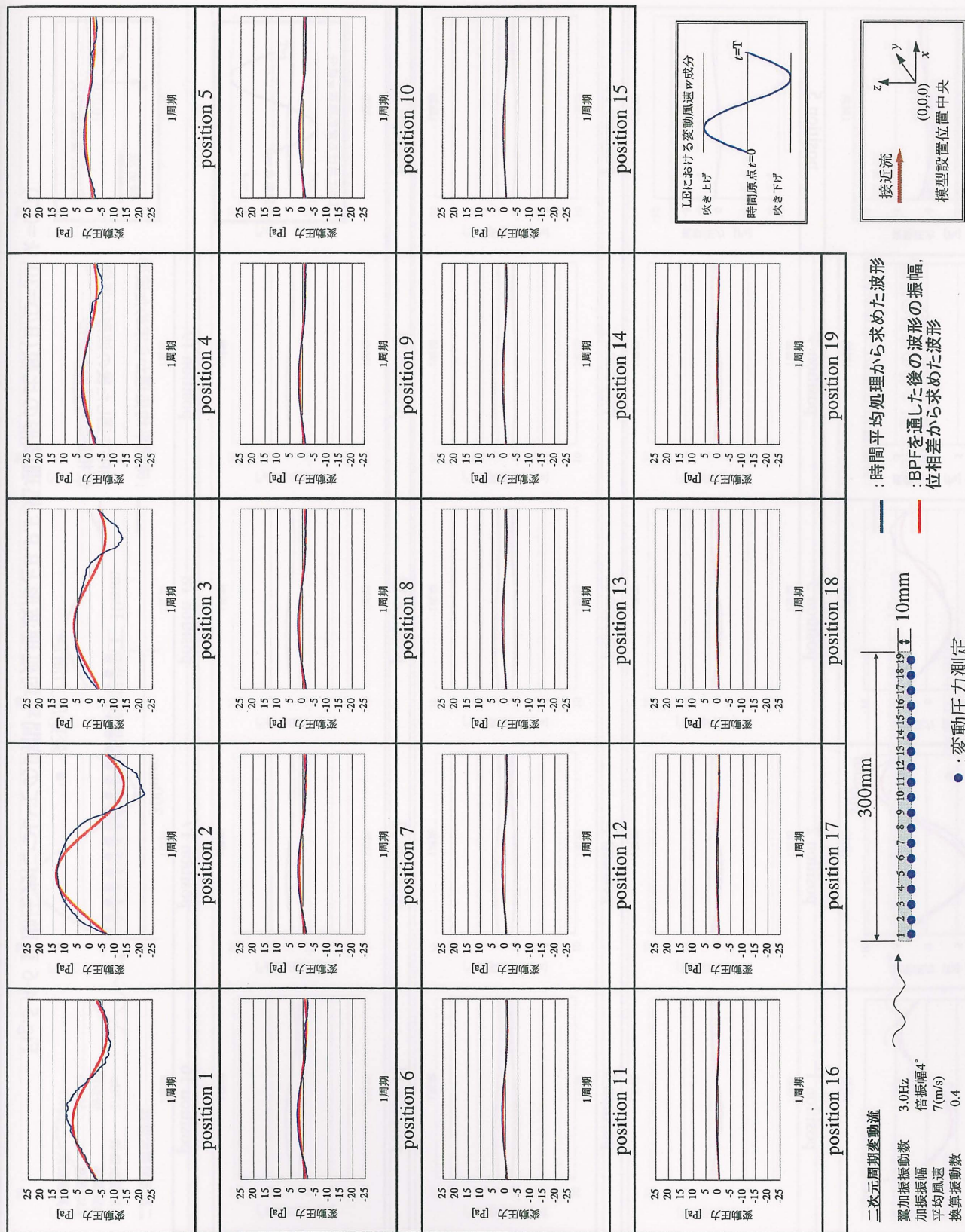


Fig.5-4-5 変動圧力についての時間平均処理波形とB.P.F.処理波形の比較 ($B/D=30$, $k=0.4$)

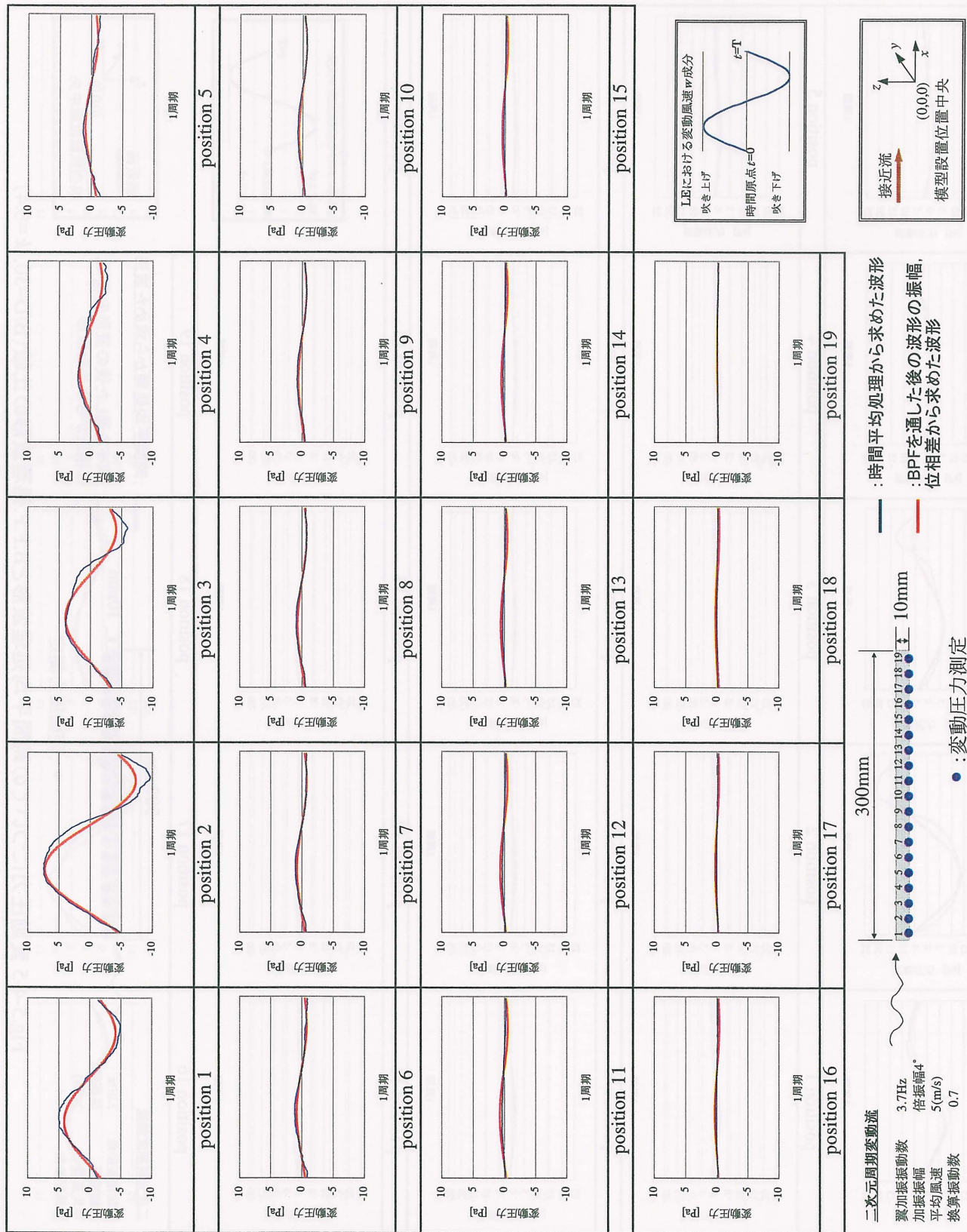


Fig.5-4-6 変動圧力についての時間平均処理波形とB.P.F.処理波形の比較 ($B/D=30$, $k=0.7$)

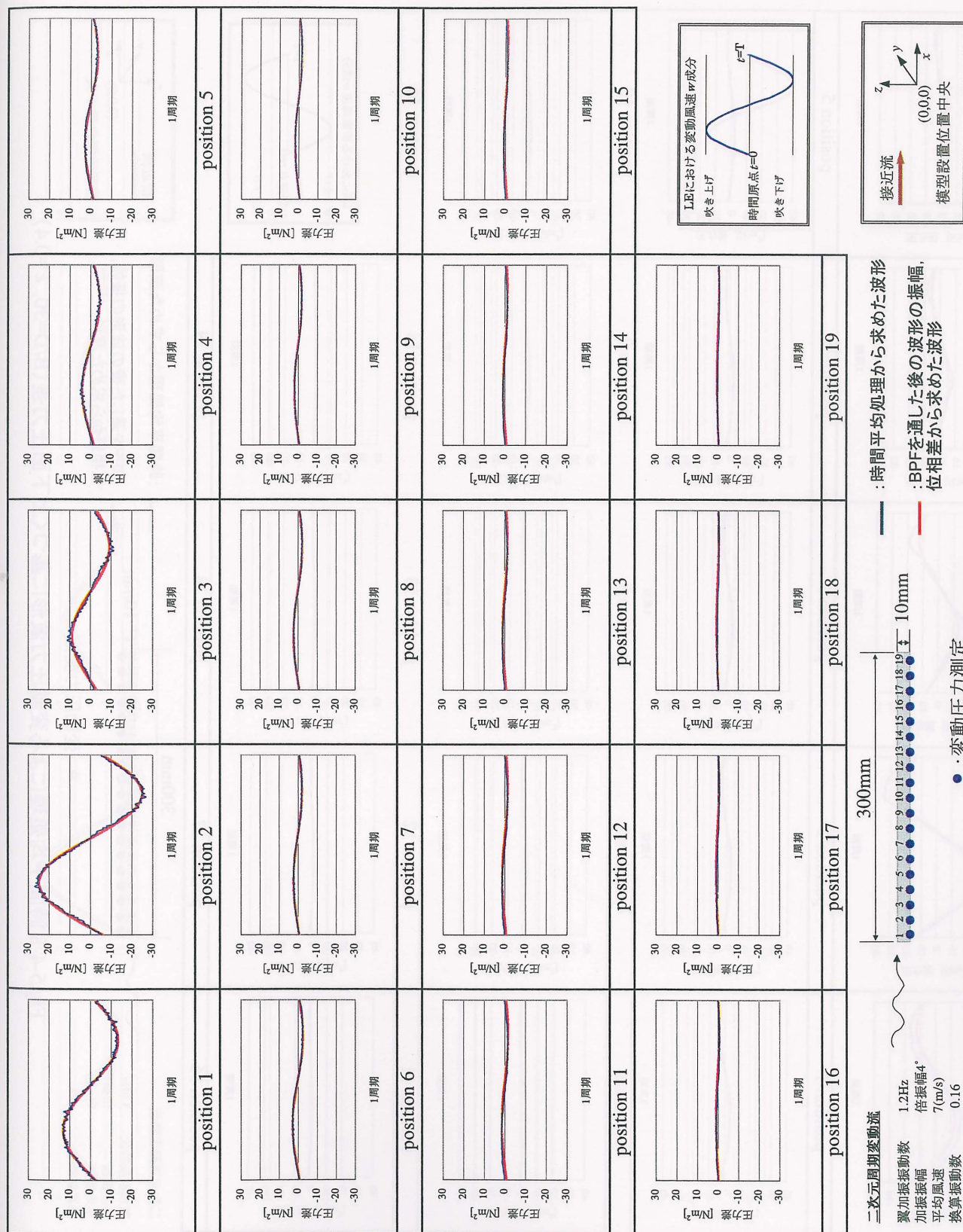


Fig.5-4-7 時間平均処理による変動圧力波形に基づく上下面圧力差 ($B/D=30$, $k=0.16$)

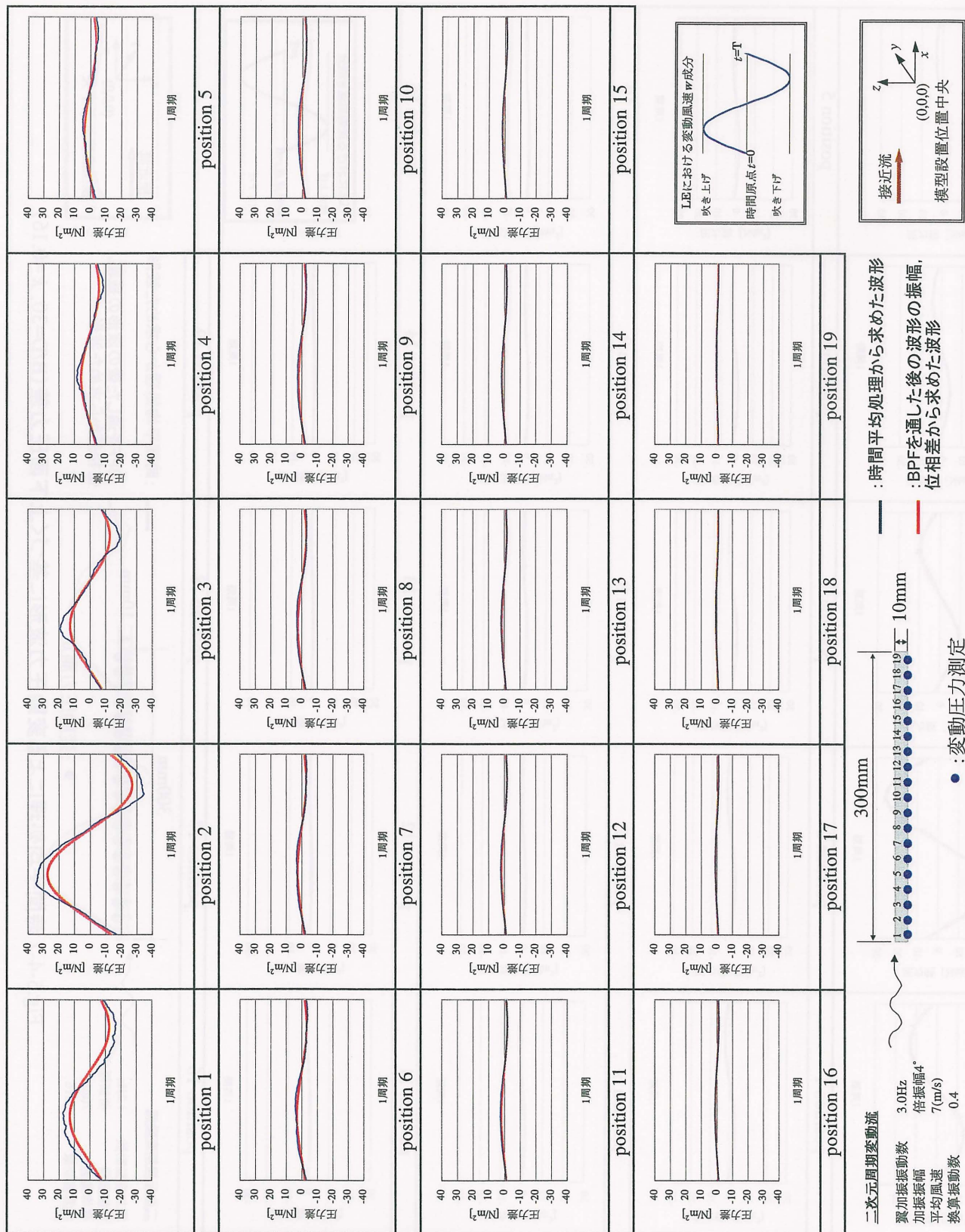


Fig.5-4-8 時間平均処理による変動圧力波形に基づく上下面圧力差 ($B/D=30$, $k=0.4$)

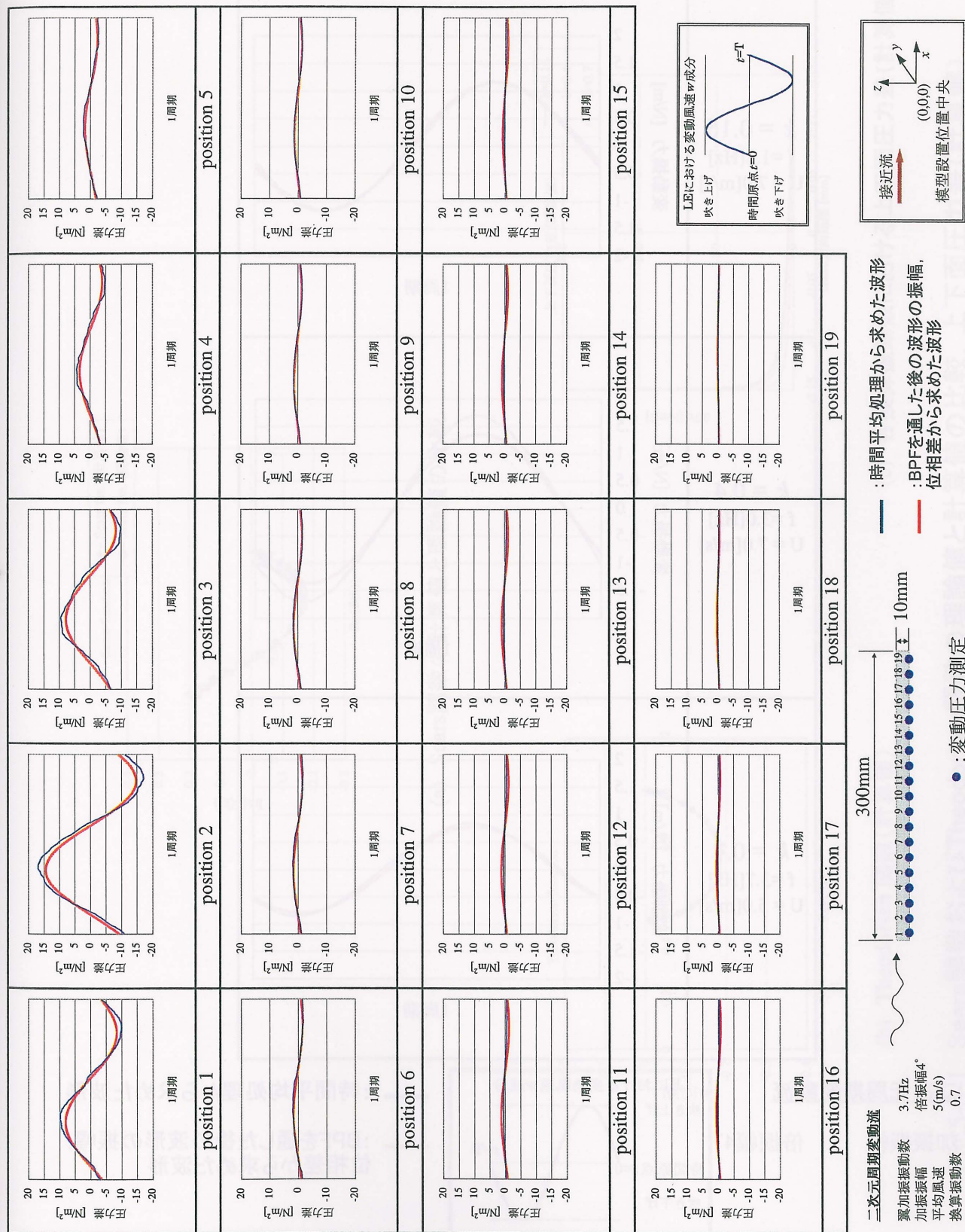
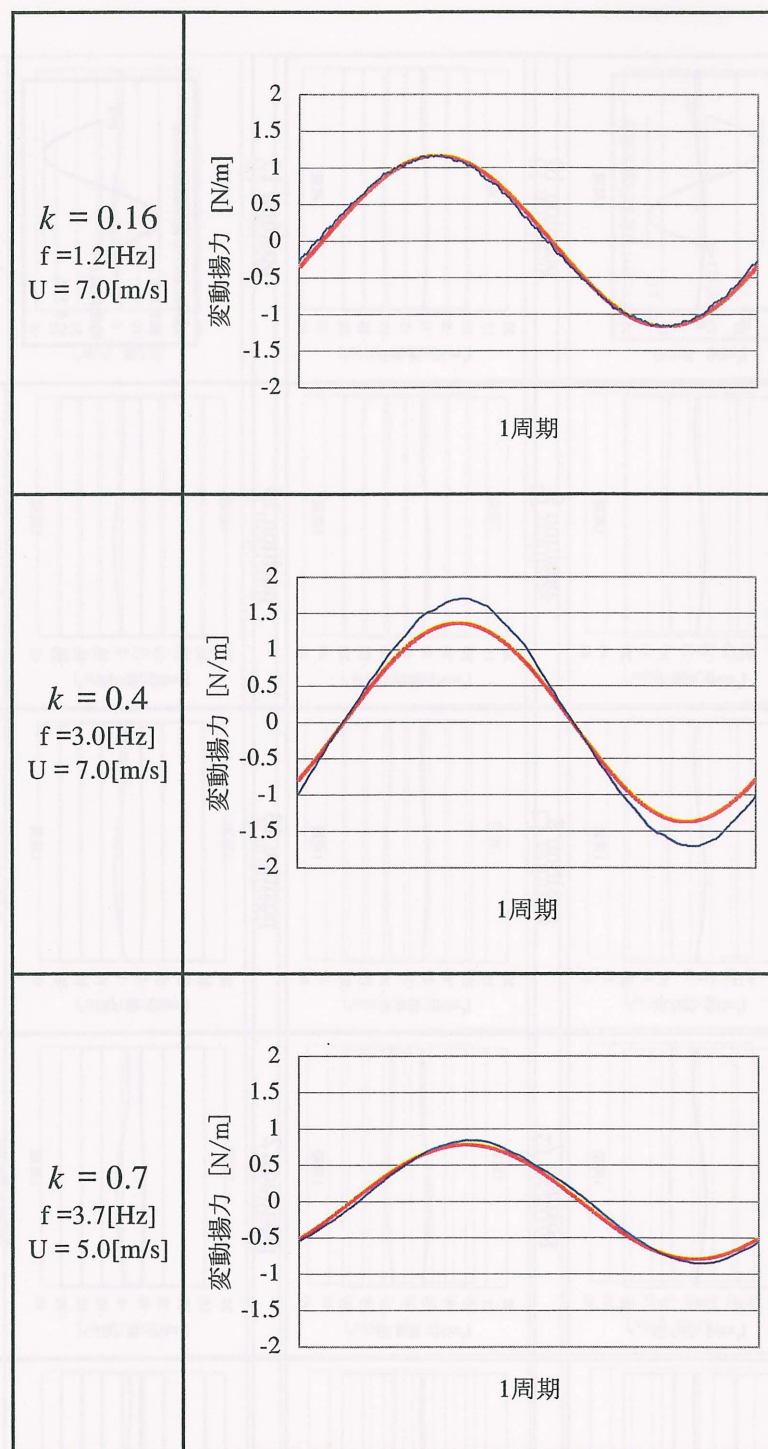


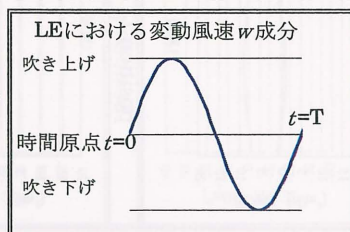
Fig.5-4-9 時間平均処理による変動圧力波形に基づく上下面圧力差 ($B/D=30$, $k=0.7$)



二次元周期変動流

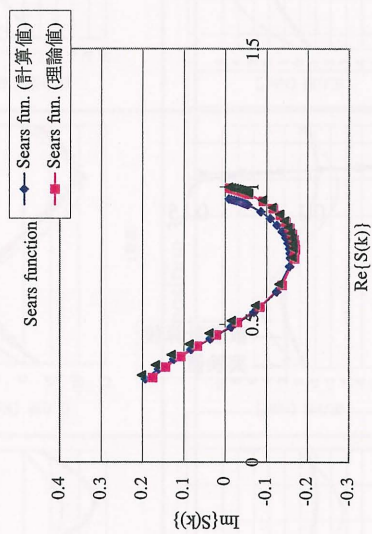
加振振幅

倍振幅 4°

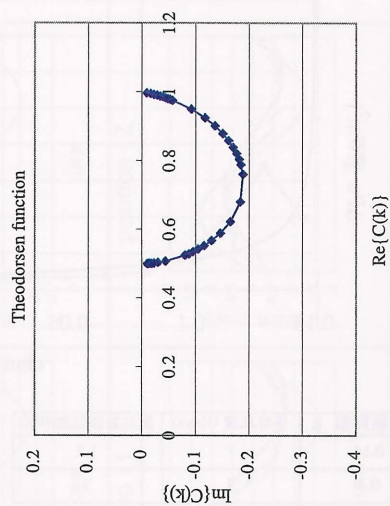


— : 時間平均処理から求めた波形
 — : BPFを通した後の波形の振幅、位相差から求めた波形

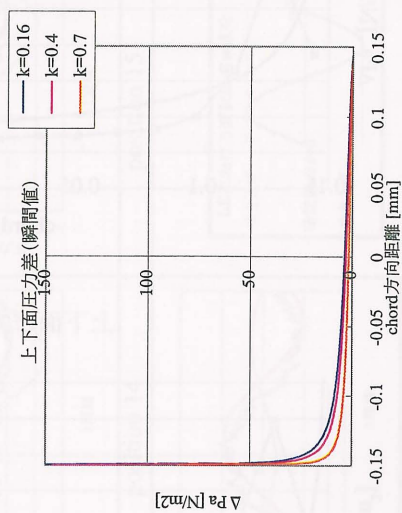
Fig.5-4-10 時間平均処理による変動圧力波形に基づく変動揚力($B/D=30$)



(a) Sears関数の計算値と理論値の比較

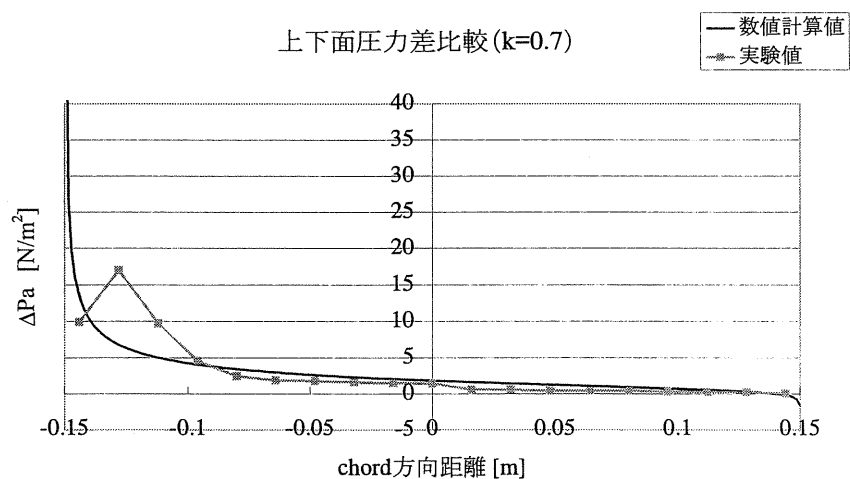
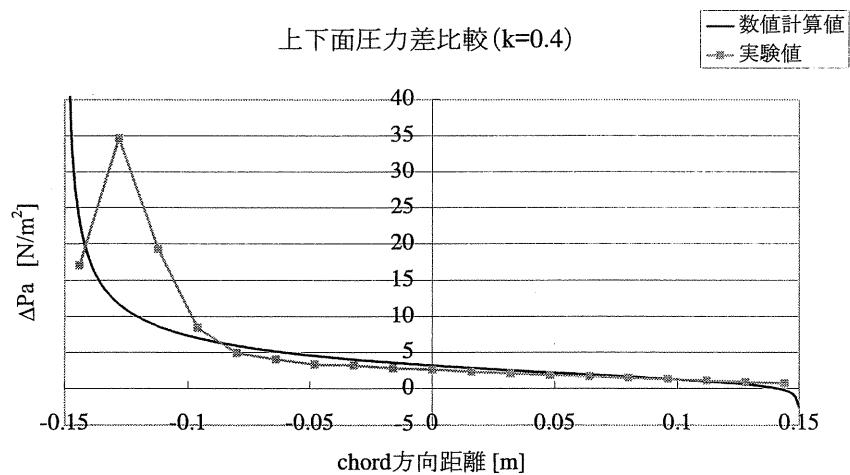
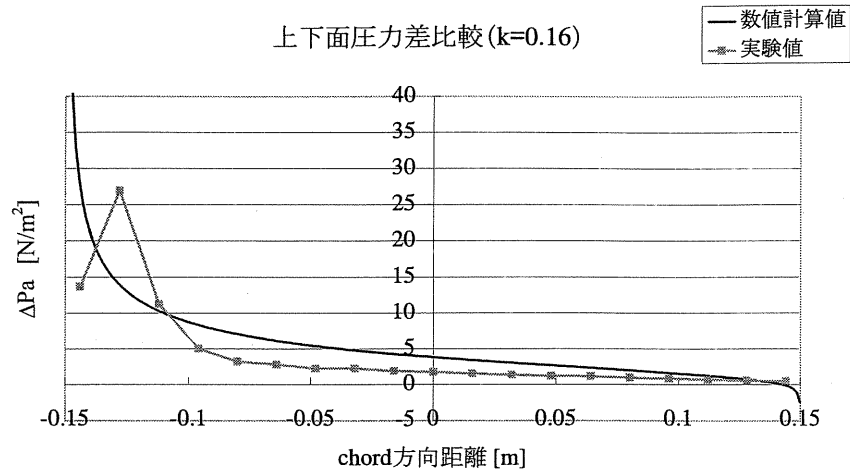


(b) Theodorsen 関数 (計算値)

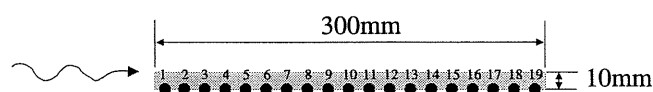
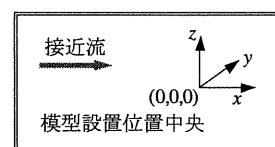


(c) 各換算振動数における上下面圧力差 (計算値)

Fig.5-5-1 Sears関数およびTheodorsen関数の理論値と計算値の比較, 上下面圧力差 (計算値)



換算振動数 k	平均風速 U(m/s)	翼加振振動数 f(Hz)
0.16	7	1.2
0.4	7	3
0.7	5	3.7



● : 変動圧力測定

Fig.5-5-2 上下面圧力差の計算値と実験値との比較

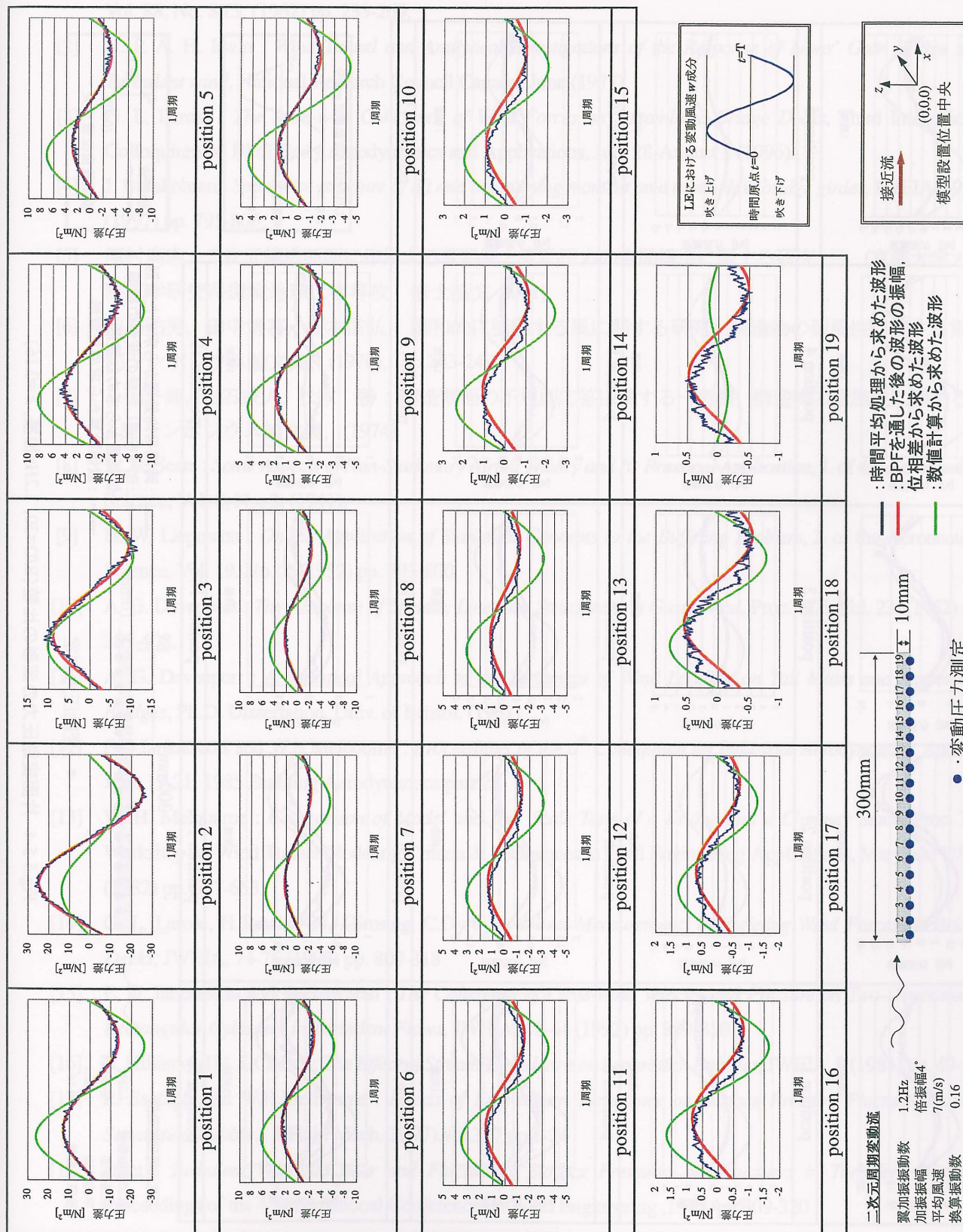


Fig.5-5-3 上下面の圧力差に関する波形の比較 ($B/D=30, k=0.16$)

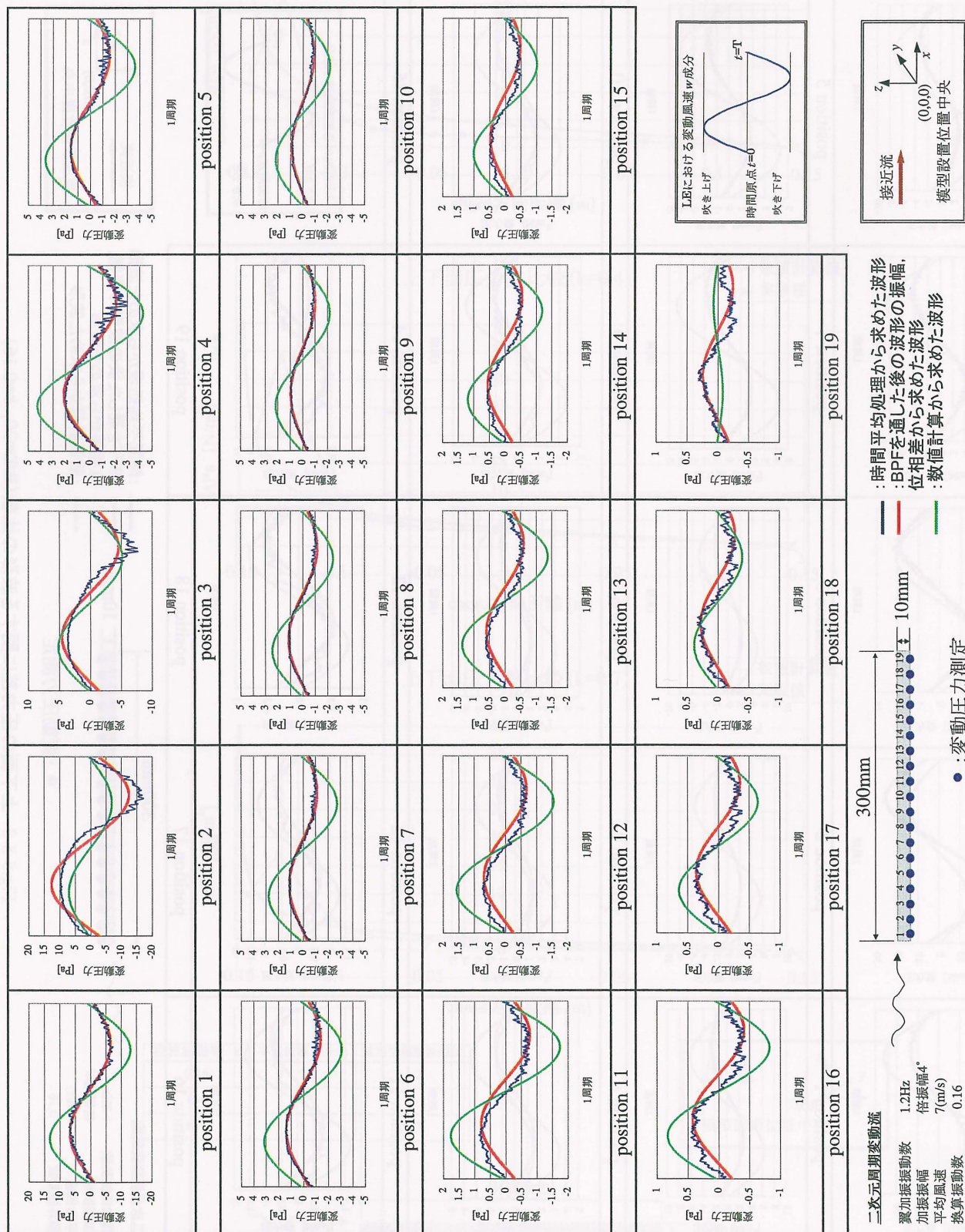


Fig.5-4 片面変動圧力の波形の比較 ($B/D=30$, 1.2Hz 加振, $k=0.16$)

参考文献

第1章

- [1] A. G. Davenport : *Buffeting of a Suspension Bridge by Storm Winds*, J. of the Structural Division, Proc. of ASCE, Vol. 88, No. ST3, (1962) pp. 233-269.
- [2] H. P. A. H. Irwin : *Wind Tunnel and Analytical Investigations of the Response of Lions' Gate Bridge to a Turbulent wind*, National Research Council Canada, June (1977).
- [3] G. L. Larose : *The Span-wise Coherence of Wind Forces on Streamlined Bridge Decks*, Third International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications, July 28-August 1 (1996).
- [4] J. B. Jakobsen : *Span-wise structure of lift and overturning moment on a motionless bridge girder*, JWEIA, 69-71 (1997) pp. 795-805.
- [5] 原村高志 : 二次元構造断面に作用する変動風と変動圧力の空間構造に関する研究 (京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻 修士論文 2001)
- [6] 河島佑男, 田中博喜, 藤本信弘 : 調和的に変動する風に関する研究, 構造物の耐風性に関する第 1 回シンポジウム論文集, (1970), pp.243-249
- [7] 小西一郎, 白石成人, 松本 勝 : 構造断面の不規則応答に関する一考察, 構造物の耐風性に関する第 3 回シンポジウム論文集, (1974)
- [8] W. R. Sears : *Some Aspects of Non-Stationary Airfoil Theory and Its Practical Application*, J. of the Aeronautical Science, Vol. 8, No. 3, (1941).
- [9] H. W. Liepmann : *On the Application of Statistical Concepts to the Buffeting Problem*, J. of the Aeronautical Science, Vol. 19, No. 2, (1952) pp. 793-800.
- [10] A. G. Davenport : *The Response of Slender, Line-Like Structure to a Gusty Wind*, Proc. ICE, Vol. 23, (1962) pp. 389-408.
- [11] A. G. Davenport : *A Statistical Approach to the Treatment of Wind Loading on Tall Masts and Suspension Bridges*, Ph.D. Dissertation, Univ. of Bristol, (1961)
- [12] E.D.Jankauskas and W.H.Melbourne . *Proceedings of the 6th Colloquium on Industrial Aerodynamics, Aachen*, June 19-21, 1985 Building Aerodynamics part 2
- [13] W. H. Melbourne : *Comparison of Model and Full Scale Tests of a Bridge and a Chimney Stack*, Proc. Int. Workshop on Wind Tunnel Modeling Criteria & Techniques in Civil Engineering Applications, Maryland USA, (1982) pp. 637-653.
- [14] G. L. Larose, H.Tanaka, N.J.Gimsing, C.Dyrbye : *Direct Measurements of Buffeting Wind Forces on Bridge Decks*, JWEIA, 74-76 (1998) pp. 809-818
- [15] E. D. Jancauskas and R. Sankaran : *The Coherence of Cross-wind Velocity and Pressure on Two-Dimensional Rectangular Cylinders in Turbulent Flows*, JWEIA, 41-44 (1992) pp. 809-810.
- [16] R. Hillier and N. J. Cherry : *The Effect of Stream Turbulence on Separation Bubbles*, JWEIA, 8 (1981) pp. 49-58.
- [17] P.J.Saathpff and W.H.Melbourne : *Effects of Free-stream Turbulence on Surface Pressure Fluctuations in a Separation Bubble*, J Fluid Mech.(1997),vol.337,pp.1-24
- [18] Hunt : *Turbulent Velocities near and Fluctuating Surface Pressures on Structures in Turbulent Winds*, Proceedings of the 4th International Conference on Wind Engineering ,1975, pp.309-320
- [19] 松本 . *Bluff Body Aerodynamics in Pulsating Flow*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 28(1988)261-270

第2章

- [1] 日野幹夫：『スペクトル解析』，（朝倉書店，1944）．
- [2] 土木学会構造工学委員会，風洞実験相似則検討小委員会，ガストワーキンググループ，「橋梁のガスト応答に関する調査」，pp.3-1, 3-2

第3章

- [1] 第1章[6]に同じ

第4章

- [1] 荒木健二：構造物に作用するガスト空気力の空間構造に関する基礎的研究（京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻 修士論文 2000）
- [2] 第1章[5]に同じ
- [3] J. M. Robertson : *Wall Pressures of Separation-reattachment Flow on a Square Prism In Uniform Flow*, Journal of industrial aerodynamics, 2 (1977/1978) pp. 345-359.
- [4] N. J. Cherry, R. Hillier and M. E. M. P. Latour : *Unsteady measurements in a separated and reattaching flow*, J. Fluid Mech. Vol. 144, (1984) pp. 13-46.

第5章

- [1] 第1章[6]に同じ
- [2] 第1章[7]に同じ
- [3] Jancauskas, E.D. : The Aerodynamic Admittance of Two-Dimensional Rectangular Section Cylinders in Smooth Flow, JWEIA, 23 (1986) pp. 395-408.
- [4] Sankaran, R. and Jancauskas, E.D.: Direct Measurement of Aerodynamic Admittance of Two-Dimensional Rectangular Cylinders in Smooth Flow and Turbulent Flow, JWEIA, 41-44 (1992) pp. 601-611.

第6章 平成 13 年度の研究成果

- 6.1 Spanwise Coherent Structure of Surface Pressure and Velocity Fluctuation
for Buffeting Force Evaluation of 2-D Bluff Body
- 6.2 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