

京都大学工学部
京都大学工学研究科
京都大学大学院

学生員 ○松浦祐介
正会員 白土博通
学生員 小田原有作

京都大学工学研究科 フェロー 松本 勝
石川島播磨重工業株(株) 正会員 原村高志¹⁾
1)研究当時京都大学大学院

1. はじめに 従来, ガスト応答解析は接近流の空間相関は構造物の表面圧力の空間相関と等しいものとして行われている. しかし, 構造物の表面圧力は変動風速よりも主流直角方向の相関が高いという報告がなされている. そこで本研究では, 変動圧力の空間相関が接近流と比較して高くなるメカニズムの解明を試みる.

2. 実験概要 本実験で対象としたのは断面辺長比 $B/D=5$ の矩形断面である. 模型表面にはスパン方向に 41 個の圧力孔の列が, 前縁から後縁にかけて 19 列設けており, 前縁から後縁にかけて position1~position19 と定義する. 3 次元周期変動流中及び乱流中において断面周りの変動風速及び表面圧力を測定した. 3 次元周期変動流は, Fig.1 に示すようにスパン方向に翼列が 3 列設けられた装置により発生させた. 各翼列間には導流板を設けてあり, 発生した気流は, 導流板により互いに干渉することなく模型前縁まで誘導される. 導流板端部と模型前縁までの距離は約 2mm である. 両端の翼 (以下, 両端翼) は同じ振動数で, 両端翼とは異なる振動数で中央の翼 (以下, 中央翼) は加振させることが可能である. 乱流は格子を用いて発生させ, 平均風速 5m/s において乱れ強さが $I_u=11.4\%$, $I_w=9.1\%$, 乱れスケールが $L_u=8.4\text{cm}$, $L_w=3.3\text{cm}$ であることが確認されている. なお, 風洞内の座標は, 主流方向を x , 主流直角水平方向を y , 主流直角鉛直方向を z とし, 模型中心を原点として, 各方向における変動風速成分をそれぞれ u 成分, v 成分, w 成分と定義する.

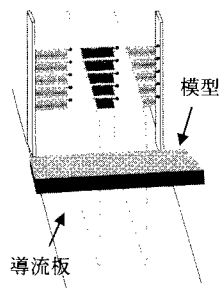


Fig.1 3次元周期変動流発生装置

3. 格子乱流中における変動圧力・変動風速の空間分布 position 4 の変動圧力と最も相関の高かった前縁から (約 0.13) B 下流の下方 (約 0.42) D の付近における変動風速 (以下, 断面周り変動風速と呼ぶ) であった. その位置を基準として, スパン方向に変動風速の 2 点同時計測を行いコヒーレンスを求め, 10Hz 以下を平均したものを Fig.2 に示す. なお, 接近流 (断面前縁より 352mm (約 1.2 B) 上流において計測) 及び position 4 における変動圧力のスパン方向のコヒーレンスを併せて示してある.

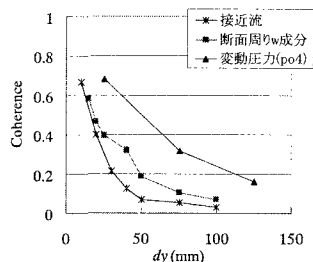


Fig.2 コヒーレンス特性比較

Fig.2 から, 断面周り変動風速は接近流と比較してスパン方向に高い相関を示し, また断面周り変動風速測定点より下流側の position 4 における変動圧力はさらにスパン方向に高い相関を示していることが分かる. 次に, position 4 においてスパン中央点と 25mm 及び 275mm スパン方向に離れた点の圧力変動の時刻歴波形を併せて Fig.3 に示す. 2 点間距離が離れるに従って同時刻の生波形の相似性は次第に薄れていくことから, W.H.Melbourne らの指摘¹⁾のようにスパン方向にある相関を持った渦が形成されているものと考えられる. 以上から, 剥離せん断層の不安定性により, 断面前縁付近に形成されたスパン方向に相関を持つ渦が, 流下に伴いその相関長が増大していることが示唆される.

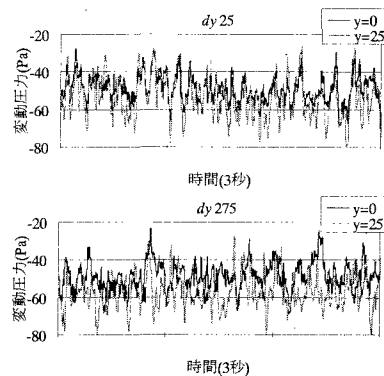


Fig.3 変動圧力の生波形

4. 3次元周期変動流中における変動圧力・変動風速の空間分布 中央翼のみを 3.0Hz で加振させた場合に各 position における変動圧力のスパン方向の振幅・位相特性を Fig.4 に示す. 前縁付近を除き, スパ

ン方向に振幅・位相が緩やかに変化していく傾向が認められ、導流板位置による振幅特性の顕著な変化は見られない。次に接近流(模型無し)、前縁から(約0.13)B下流の下方(約0.75)Dの付近を基準としたスパン方向の変動風速、及び position 8 における変動圧力の振幅をスパン中央の値で無次元化し、その結果を Fig.5 に示す。図より、断面周りの変動風速は接近流と比較して導流板を隔てた領域まで伝播していることが分かる。また、position 8 における変動圧力は、接近流・断面周り変動風速と比較しスパン方向に高い相関を示していることが分かる。このことは、接近流に比べ渦の流下によるスパン方向の相関長の増大を示唆するものと考えられる。

Fig.6 に、表面圧力コンター図の時刻歴変化を示す。黒丸は変動圧力計測点を示し、その計測データから、スプライン近似を用いて補間した。position 8 付近の圧力変動に着目すると、強い低圧部分が position 8 付近のスパン方向 $y=25\text{mm}$ 付近に見られ、1/12T においてはさらに強くなりスパン中央から $y=100\text{mm}$ 付近まで強い低圧部分がみられ、その変動圧力はスパン方向に緩やかに減少している。その傾向は依然 2/12T においても見られるが、3/12T では 2/12T と比較してコンター図が顕著に変化し、幅員中央付近全体 ($y=0\text{mm}$ から 200mm にかけて) がほぼ同じ圧力変動を示している。また、2/12T において濃色を示していた部分は、3/12T では導流板位置付近へ移動し、4/12T ではその変動成分がスパン方向へ伝播していることが分かる。つまり、1/12T の position 8 付近において形成された $y=0\sim 100\text{mm}$ に至る強い圧力変動がある相関長をもった渦セルを形成し、それがスパン方向に burst することにより 3/12T で示されているような圧力分布になっていると考えられ、その burst により 4/12T で示されるようにスパン方向へ変動成分が伝達されるものと考えられる。した

がって、この1周期と比較して極めて短い時間で生じるスパン方向の圧力分布の変化が、変動圧力のスパン方向の空間相関を高めている原因の1つと考えられ Hunt のいう vorticity rapid distortion モデルにも対応している [2]。

5. 結論 変動圧力の空間相関が接近流と比較して高くなるメカニズムをまとめる。剥離せん断層の不安定性により、断面前縁付近にスパン方向に相関をもった渦が形成される。その付近の変動風速は、外的刺激を最も強く受ける圧力変動を特徴づけ、その強い圧力変動により渦セルが形成される。その渦セルがスパン方向へ burst することで、変動圧力のスパン方向の相関が高まり、その結果、前縁付近で形成された渦が流下するにつれてスパン方向の相関長が増大する流れになっているものと考えられる。

【参考文献】

[1] 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
 [2] 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

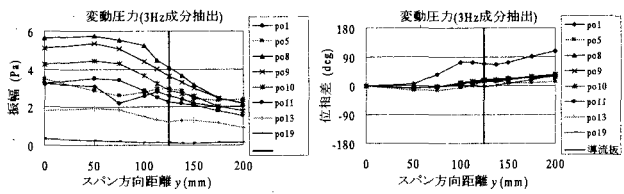


Fig.4 変動圧力のスパン方向の変動特性

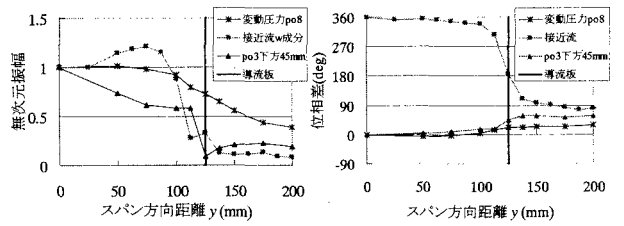


Fig.5 変動成分の伝播特性比較

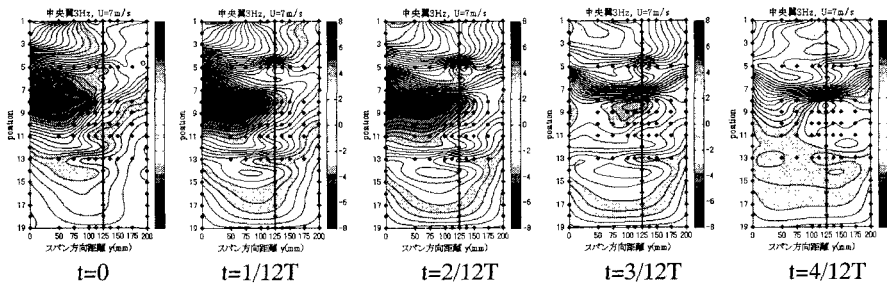


Fig.6 変動圧力のコンター図