

攪乱付加による扁平矩形模型に作用する変動揚力の空間相関形成機構に関する研究

国土交通省四国地方整備局 正員 ○尾嶋 百合香*
 徳島大学工学部 正員 長尾 文明
 徳島大学大学院 学生員 福田 佳典

徳島大学工学部 フェロー 宇都宮 英彦
 徳島大学工学部 正員 野田 稔

* 研究当時徳島大学大学院

1. はじめに 近年、変動風速により生じる変動空気力（以下、ガスト空気力）の空間相関の方が変動風速の空間相関よりも大きくなることが報告されている¹⁾。しかしなぜ空気力の空間相関は高くなるのか、またその空気力は模型表面上をどのように伝播しているのかなど、確定的な知見が得られていないのが現状である。空気力の空間相関はどのように形成されているのかを調べるため、本研究では、模型上流側のある一点から攪乱を与え、その攪乱が模型表面上でどのような挙動を示し伝播されているのかを調査・検討した。

2. 風洞実験概要 風洞実験は 1.5m×1.5m の測定胴を有する N.P.L 型風洞を用いて行った。模型は Fig.1 に示す桁幅: $B=351\text{mm}$, 桁高: $D=27\text{mm}$ (断面比: $B/D=13$) の扁平矩形断面を有する再付着型模型である。模型表面には直径 1mm の圧力孔を 1 断面に 22 点設け、模型基準断面 (x 軸) の直近傍上流位置で約 16Hz で流れを攪乱させた。

また、接近流の風速変動成分の測定は I 型熱線風速計を用いた。Fig.2 の模型表面図に示すように、模型幅員方向を x , スパン方向を y と定義する。なお、気流特性は単一周期としての攪乱を与えるため風速 6m/s の一様流中で計測を行った。

3. 圧力分布特性 Fig.3, Fig.4 に各 y/D の断面での攪乱の有無による平均圧力係数および変動圧力係数の分布を示す。攪乱がない場合は、平均圧力係数は最上流点では低く、 $x/D=2.5$ 付近から $x/D=6$ 付近まで徐々に圧力が回復していることが確認でき、変動圧力係数は $x/D=4$ 付近で最大値となっていることから、瞬間的な再付着位置は $x/D=2.5\sim 6$ の間になると思われる。攪乱の有無による相違としては、攪乱付加時において平均圧力係数では $y/D=1.85$ までは模型前縁付近における負圧の絶対値が若干大きくなっており攪乱の影響が認められ、変動圧力係数においても攪乱付加時には $y/D=2.78$ まで再付着点付近の変動圧力が若干大きくなっており攪乱の影響があることが分かる。 $y/D=2.78$ までの平均圧力係数、変動圧力係数から攪乱付加時には変動圧力係数のピークが模型前縁側へと移動し、平均圧力係数も前縁側は、より大きな負圧となるとともに圧力回復も $x/D=5$ 付近となっており、攪乱があるときには模型前縁からの剥離流れの再付着が早まっている。

4. 気流の風速変動に含まれる攪乱成分の分布 攪乱を与えたときの気流中に含まれた攪乱周波数成分の分布状況を Fig.5 に示す。

図(A)は模型がない場合の攪乱成分の分布を示している。攪乱成分は攪乱噴出口より 20mm ($x/D=0.74$) 下流で確認され 30mm ($x/D=1.11$) 以上離れると消失した。模型がない場合、流れに与えた攪乱の広がりとは極めて局所的なもので、あまり後流へは伝わって

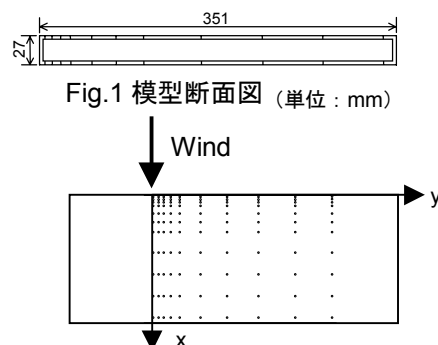


Fig.2 模型表面における x , y の定

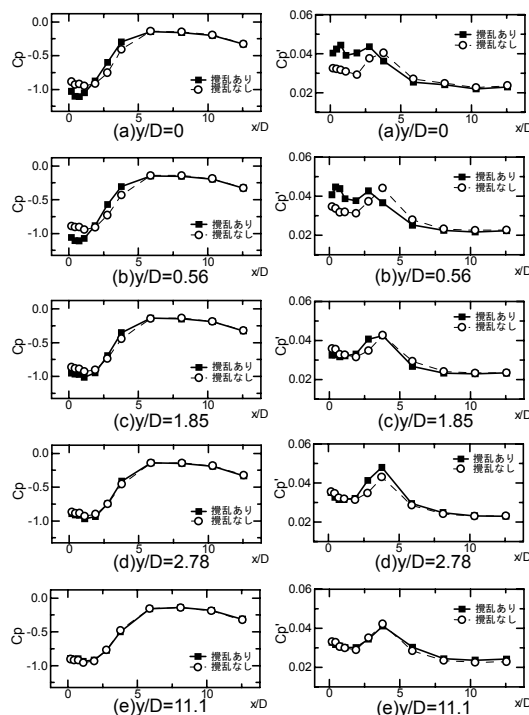


Fig.3 平均圧力係数 Fig.4 変動圧力係数

キーワード: 変動揚力, 空間相関, 再付着, 攪乱, 伝播

徳島大学工学部建設工学科風工学研究室

〒770-8506 徳島市南常三島町 2-1 TEL/FAX: 088-656-7323

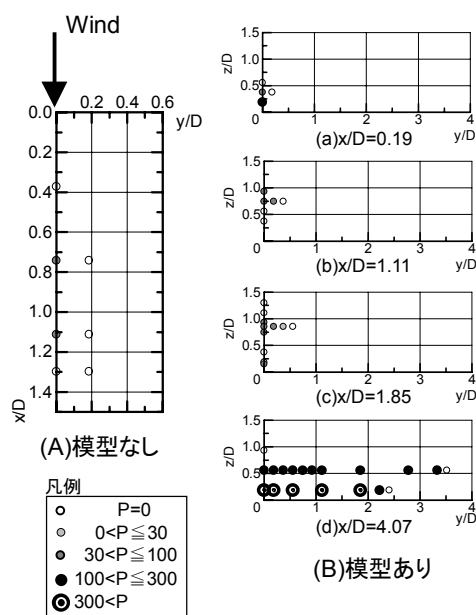
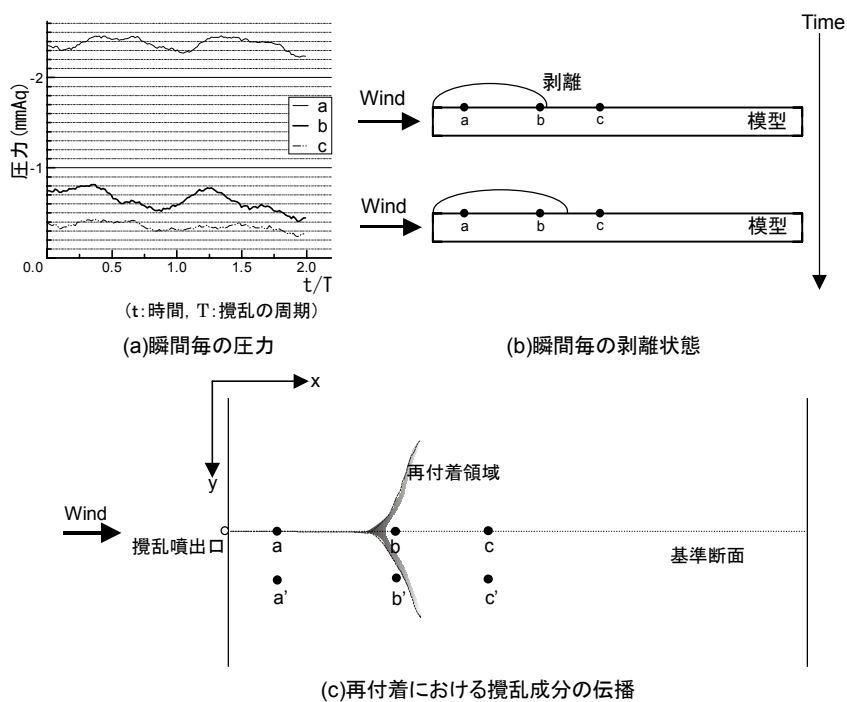


Fig.5 気流の風速変動に含まれる
攪乱成分の分布



(c)再付着における攪乱成分の伝播
Fig.6 瞬間毎の変動

いない. 図(B)は模型がある場合の攪乱周波数成分の分布を示す. このとき, $x/D=0$ では攪乱成分を確認することができず, $x/D=0.19$ で模型表面近くで強い攪乱成分が確認できた. しかし, $x/D=1.11$, $x/D=1.85$ では模型の表面上空 $z/D=0.85 \sim 0.92$ ($y/D=-0.37 \sim 0.37$) の範囲で攪乱成分の存在が確認できたが, この領域では攪乱成分は非常に弱いもので極めて局所的なほとんど線状のものであり, 高さ方向, スパン方向のいずれにも広がっていなかった. それが $x/D=4.07$ に離れると, $z/D=0.55$ 以下で非常に強い攪乱成分が認められ, スパン方向へも $y/D=3.33$ までと大きく広がっている. Fig.3, Fig.4 で示した, 圧力係数の分布状況から $x/D=2.5 \sim 6$ 付近が再付着領域であると判断できることから, $x/D=1.11$, $x/D=1.85$ の攪乱成分は剥離バブルを形成している剥離せん断層に影響を及ぼしており, $x/D=4.07$ では再付着により攪乱成分が強くスパン方向にも広がっていると考えられる. 今回の測定では, 計測密度が粗いため再付着前後の攪乱成分の広がる様子が詳しく分からないので, 今後より密に計測し再付着前後の攪乱成分の分布状況の詳細を確認する必要がある.

5.瞬間毎の変動・伝播 Fig.3 に示した平均圧力の分布より, 再付着位置が前縁へ移動すると上流点の負圧が大きくなり, 後流へ移動すると上流点の負圧が小さくなる. 攪乱付加時には, この再付着位置の移動が攪乱成分の周波数に依存していると考えられ, このような再付着位置の移動により時間毎の圧力は Fig.6 の(a) のように攪乱成分の影響を受け変化する. ここで(b)に示すように攪乱噴出口から噴出した攪乱周波数成分が瞬間毎に再付着位置が幅員方向 x に移動していると考えられ, 基準断面の a, b, c 地点では攪乱成分の圧力の変動が生じる. 次にスパン方向 y に離れた a', b', c' の地点では(c)に示すように基準断面からの再付着の影響を受け引き寄せられるように再付着位置が変化するとと思われる. 以上のことから, 模型上流側の1点から攪乱を発生させることにより, 剥離せん断層に変動を伝達して攪乱発生点の下流の模型上の再付着位置が移動し, その周辺部の再付着位置も攪乱背後の再付着の移動の影響を受けて変化することにより, 攪乱成分が幅員方向, スパン方向に伝播されていることが考えられる.

6.まとめ 気流の風速変動に含まれる攪乱周波数成分の分布状況より, 模型がないときでは攪乱成分の広がりはなく, 点状のものと考えられるが, 模型があることにより $y/D=\pm 3$ までスパン方向に広がり, 模型がないときと比べると(模型がないときの点状の攪乱成分の分布を攪乱噴出口の口径 1.5mm と同じとして)片側約 60 倍(両側だと約 120 倍)の広がりがあることが確認された. このような気流特性が変動圧力及び変動揚力の空間相関の形成に密接に関連していると考えられる.

参考文献 1)例えば, 木村吉朗, 藤野陽三: バフティング応答解析におけるストリップ理論の仮定について 構造工学論文集 Vol.40A, pp1049-1058, 1994.