

橋桁基本断面の空力応答関数に関する実験的研究

Experimental Study on Aeroelastic Response Functions of Bridge Decks

奥村 学*, 小林紘士**, 畑中章秀***

Manabu Okumura, Hiroshi Kobayashi and Akihito Hatanaka

*工修, 片山ストラテック(株) 技術本部技術開発部 (〒551-0021 大阪市大正区南恩加島 6 丁目 2 番 2 号)

** 工博 立命館大学教授 理工学部土木工学科 (〒525-8577 滋賀県草津市野路東 1 丁目 1 番 1 号)

***工博, (株)ニチゾウテック 技術コンサルティング 本部第 1 技術部 (〒551-0023 大阪市大正区鶴町 2 丁目 15 番 26 号)

A sharp edge gust, a sinusoidal wind gust and a random wind gust are actively simulated in a two-dimensional wind tunnel. The sectional model tests are carried out in the simulated wind gusts. The indicial admittance function and the aerodynamic admittance function of the models are measured. The result showed that aeroelastic response functions were different from airfoil theory, and were affected by the transient behavior of separated flow from the leading edge produced by unsteady vertical wind velocity.

Key Words: Active Simulation, Sharp Edge Gust, Sinusoidal Wind Gust, Random Wind Gust, Aeroelastic Response Function

キーワード: アクティブシミュレーション, シャープエッジガスト, 正弦波変動風, 不規則変動風, 空力応答関数

1. まえがき

長大橋梁の耐風性検討では, 自然風の乱れに起因したガスト応答も重要な照査項目のひとつとなっている。橋梁のガスト応答解析では, Davenport¹⁾, Scanlan²⁾の研究以来, 周波数領域による手法が多く用いられてきた。この周波数領域による手法は, 定常不規則外力による線形応答解析にのみ適用できるものである。非定常な風や非線形性のある場合などに対応するためには, 時間領域による手法を用いる必要がある。時間領域におけるガスト応答解析については, 参考文献 3, 4) で試みられている。

ガスト応答解析では, 変動風速を橋桁に作用する変動空気力に変換する関数として空力応答関数を用いる。周波数領域による手法では, スペクトルで与えられる空力アドミッタンス関数⁵⁾が用いられるのに対し, 時間領域による手法ではステップ外力に対する過渡応答特性を表すインディシャル応答関数⁶⁾が用いられる。

一般的に, 翼型断面に作用するガスト空気力は, ポテンシャル流理論を用いることによって理論的な取り扱いが可能である。しかし, 橋桁断面のような剥離を伴う断面では, 理論的な取扱いは困難であり, 空力アドミッタンスまたはインディシャル応答関数を実験的に求めてガスト空気力が算定される。

橋桁断面の空力アドミッタンスを実験的に評価した研究としては, Holmes⁶⁾, Jancauskas⁷⁾そして佐藤ら⁸⁾の研究などがある。いずれの研究も, 剥離の影響を受ける断面

の空力アドミッタンスは, 薄翼断面の理論値である Sears 関数と異なることを指摘している。また, 橋桁断面のインディシャル応答関数を実験的に評価した研究としては, 白石ら⁹⁾, 吉村ら¹⁰⁾の研究などがある。空力アドミッタンスと同様に, 剥離の影響を受ける断面のインディシャル応答関数は, 薄翼断面の理論値である Küssner 関数と異なることを指摘している。

橋桁断面の空力アドミッタンスに関する研究は, 格子乱流中や境界層乱流中で評価されたものが多い。その場合, 接近流に含まれる乱れ成分の空間相関を適切にモデル化する必要がある。そのモデル化に伴って空力アドミッタンスの算定精度が左右される⁸⁾。一方, インディシャル応答関数を実験的に評価する際には, シャープエッジガストを生成する必要がある。シャープエッジガストを風洞内に生成した例としては, 測定部後方に取り付けられたシャッターを開閉することによって水平方向のシャープエッジガストを生成した研究¹¹⁾がある。また, 吉村らは, 水槽実験によって鉛直方向のシャープエッジガストを発生させて, インディシャル応答を測定している。しかし, 鉛直方向のシャープエッジガストを風洞内に生成した研究例は見当たらない。

本研究では, 2次元乱流発生装置を用いてシャープエッジガスト, 正弦波変動風および不規則変動風をそれぞれ風洞内にシミュレートし, 橋桁基本断面のインディシャル応答関数および空力アドミッタンスを測定した。この研究では, 模型長さ方向に十分相関が高い変動気流を生成し¹²⁾,

橋軸方向の相関の影響を少なくした実験を行った点に特徴がある。長大橋梁を代表する橋桁断面として、六角形断面および矩形断面を取り上げ、断面形状および気流特性が各種空力応答関数に及ぼす影響について調査した。

2. 風洞実験

2.1 実験方法

風洞実験にあたっては、立命館大学所有の幅 0.7m×高さ 1.0mのエッフェル型風洞を利用した。風洞吹き出し口に図-1に示すような乱流発生装置¹²⁾を設置した。乱流発生装置は、平板列と翼列から構成されている。平板列は、風路の閉塞率を変化させることによって水平方向成分の流速を制御する装置である。翼列は、振動翼の角度を変化させることによって鉛直方向成分の流速を制御する装置である。平板列および翼列は、パソコンで作成された任意の時系列を有する電圧データによってACサーボモータでそれぞれ独立に駆動される。測定部は、側壁と上下部に0.1mピッチで取り付けられた0.01m×0.01mの角材で囲まれた幅0.7m×高さ0.6mの断面である。

今回シミュレーションした2次元変動風は、水平方向成分の流速が一定かつ鉛直方向成分の流速が階段関数で与えられるシャープエッジガスト、平板列を固定された状態で翼列を正弦的に振動させた正弦波変動風、そして水平方向および鉛直方向成分の流速が不規則に変動する不規則変動風の3種類である。

シャープエッジガストを生成する際には、乱流発生装置の翼列に階段関数の電圧信号を与えると、翼列傾斜角の急変に伴って発達渦が測定部に放出される。そこで、発達渦の生成を抑えるために、翼列回転角が所定の角度になるまでの漸化時間を設けた。その間、翼列回転角をある一定速度で変化させた。発達渦の抑制には、翼列回転角に合わせて、漸化時間を変化させた方が効果的ではある。しかし、本研究では、定常値で無次元化した時系列の傾きを合わせるために、全てのケースで同じ漸化時間を用いた。漸化時間は、できるだけ短かつ発達渦の抑制に効果的なものとして0.5secを採用した。

不規則変動風を生成する際には、水平方向および鉛直方向成分ともKármán型パワースペクトルに近似するようにしたが、乱流発生装置の機械的制約上、平板列および翼列の制御は10Hzまでとした。

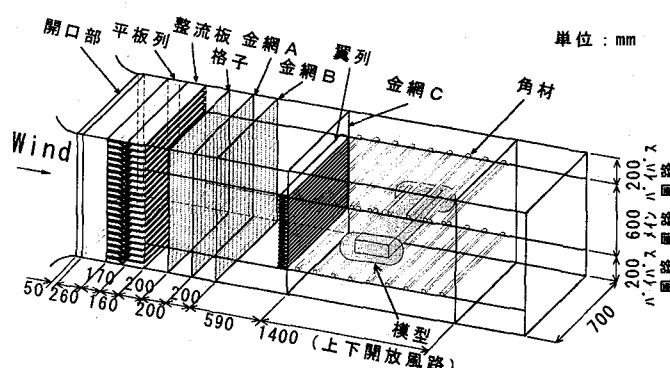


図-1 乱流発生装置

対象とする断面は、図-2に示すような六角形断面(辺長比:B/D=8)そして3種類の矩形断面(B/D=9,7,5)である。いずれの模型も、長さが0.6mの2次元剛体模型である。各模型を剛支持した状態で、乱流発生装置で生成した2次元変動風を作用させた。なお、剛支持の状態での模型の固有振動数は14Hzであった。

気流の測定は、熱線流速計を用いて模型が無い状態で行なった。模型設置範囲における流れ方向の気流分布特性は、ほぼ一様であることを確認している。しかし、模型の前縁と後縁では多少の差異が生じているため、模型全域に作用している気流の代表的なものとして、模型中心位置で気流を測定することにした。模型に作用する空気力は、4つの歪ゲージを用いて計測した。全ての測定は、20Hzローパスフィルターを通してから100Hzのサンプリング周波数でAD変換した。

2.2 生成された各種変動風の気流特性

生成されたシャープエッジガストの気流時系列を図-3に示す。UおよびWは、気流の水平および鉛直方向成分である。ここで示した気流時系列は、3回の測定データをアンサンブル平均したものである。シャープエッジガストは、翼列の作動開始時刻を $t=5.0\text{sec}$ として、 $\alpha=\tan^{-1}W/U$ で表される気流傾斜角が異なる3ケース($\alpha=3.1, 5.6, 7.9\text{deg}$)を生成した。いずれのケースも、水平方向の平均風速は $U=3.0\text{m/s}$ とした。気流の測定位置は、図-1の模型中心軸位置である翼列下流端から0.5m下流位置である。3ケースとも鉛直方向の風速は、約0.5secでゼロから所定の風速 W_0 に達している。しかし、気流傾斜角が大きいケースでは、鉛直方向の風速が上昇する直前に見られるマイナスの風速が顕著になっており、0.5secの漸化時間を与えても、翼列傾斜角の急変に伴った発達渦の放出を完全に抑えられていない。今回のシミュレーションでは、風速が変化する時間を一律0.5secとしているために、気流傾斜角が大きいほど翼列回転速度が速くなり、より大きな発達渦が放出されたものと考えられる。気流測定位置における鉛直方向の変動風速は、翼列傾斜角に対して遅れが生じている。この遅れは、主に発達渦の影響によるものと推察される。

図-4に正弦波変動風の気流時系列を示す。ここで示した気流時系列は、3回の測定データをアンサンブル平均したものである。正弦波変動風は、翼列の変動振幅を固定し変動周波数を0.05~6.0Hzの範囲で変化させ生成した。翼列の変動振幅には、大小2種類を設定した。表-1に振幅の測定値を示す。変動周波数が2.0Hz以上になると、気流の変動振幅が低下する傾向が見られた。

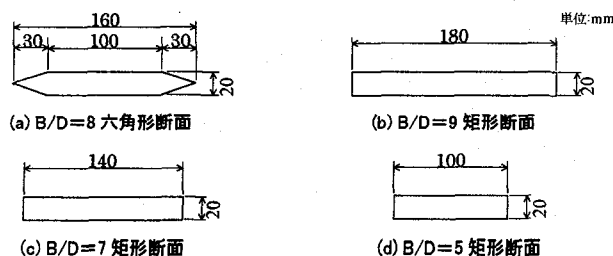


図-2 模型断面図

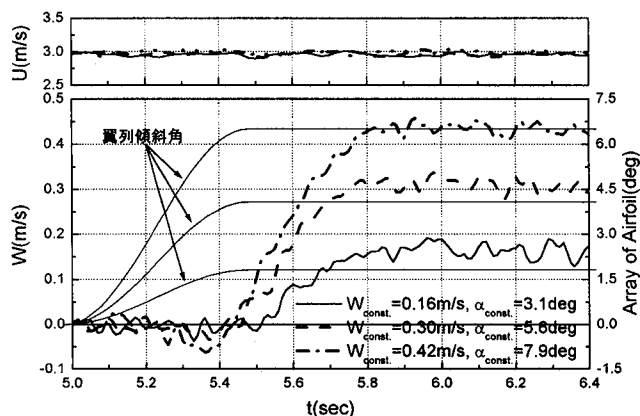


図-3 シャープエッジガスト気流時系列

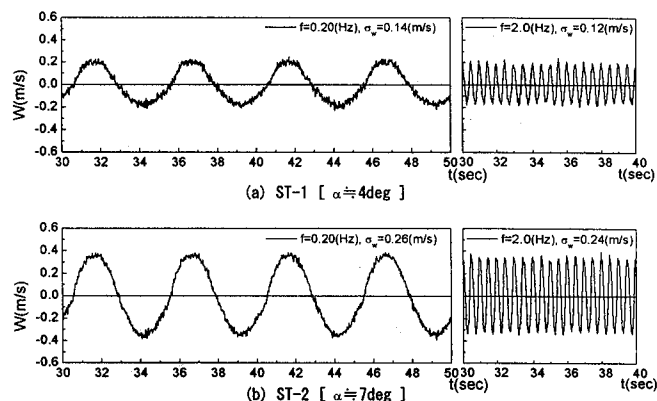


図-4 正弦波変動風気流時系列

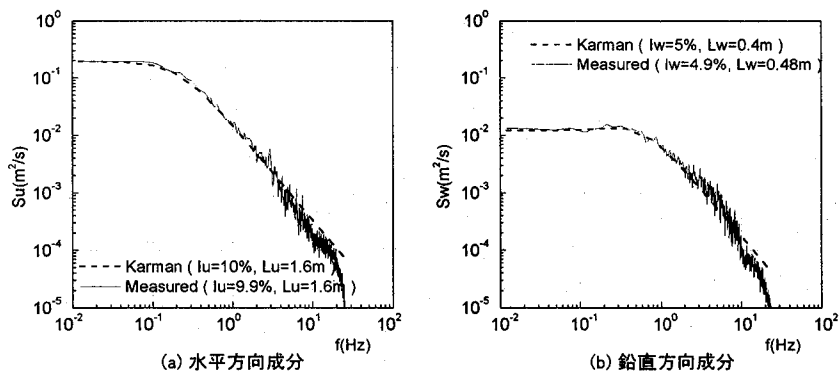


図-5 不規則変動風パワースペクトル

図-5に不規則変動風の水平方向および鉛直方向の変動風速パワースペクトルを示す。ここで示したパワースペクトルは、3回の測定データをアンサンブル平均したものである。不規則変動風は、 $lu=9.9\%$ 、 $lw=4.9\%$ 、 $Lu=1.6m$ 、 $Lw=0.48m$ の1ケースを生成した。水平および鉛直方向の変動風速パワースペクトルは、乱流発生装置で制御を行なっている10Hz以下の周波数領域でKármán型パワースペクトル（目標値）と良好な一致を示している。

3. 空力応答関数の測定と解析

3.1 空力応答関数の算定方法

(1) インディシャル応答関数

鉛直方向の風速が、階段関数で与えられるいわゆるシャープエッジガストを静止状態の2次元対称薄翼に作用させた場合、単位長さ当たりの鉛直方向の風速 W による揚力 $L(\tau)$ は、式(1)のように示される⁵⁾。

$$L(\tau) = \frac{dC_L}{d\alpha} \rho U b W \Psi(\tau) \quad (1)$$

$$W = 0 [\tau < 0], \quad W_0 [\tau > 0]$$

ここで、 τ : 無次元時間 ($=Utb$)、 $dC_L/d\alpha$: 揚力傾斜、 α : 気流傾斜角 ($=\tan^{-1}W/U$)、 ρ : 空気密度、 U : 水平方向の風速、 b : 模型幅 B の $1/2$ ($=B/2$) である。

式(1)の $\Psi(\tau)$ は、インディシャル応答関数と呼ばれ、シャープエッジガストによる揚力の発達過程を表し、シャープエッジガストが模型の前縁に到達する時刻を $\tau=0$ とすると、 $\Psi(0)=0$ 、 $\Psi(\infty)=1$ となる空力応答関数である。

薄翼断面のインディシャル応答関数は、Küssner 関数と呼ばれ、式(2)のように Sears 関数⁵⁾ のフーリエ変換として理論的に求められている。

$$\Psi(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X(k)}{ik} e^{ik(\tau-1)} dk \quad (2)$$

ここで、 i : 虚数単位 ($i=\sqrt{-1}$)、 $X(k)$: Sears 関数、 k : 無次元振動数 ($=\omega b/U$) である。

Sears 関数は、調和的に変動するガストに対する薄翼断面の伝達関数を理論的に誘導したものであり、式(3)のように示される。

$$X(k) = C(k) [J_0(k) - iJ_1(k)] + iJ_1(k) \quad (3)$$

ここで、 $J_0(k)$ 、 $J_1(k)$: 第1種 Bessel 関数、 $C(k)$: Theodorsen 関数である。

Küssner 関数の近似式としては、指数関数型で表される式(4)等がある⁵⁾。

$$\Psi(\tau) = 1.0 - 0.5e^{-0.13\tau} - 0.5e^{-1.0\tau} \quad (4)$$

各模型のインディシャル応答関数は、測定された揚力時系列を用いて式(5)より算定する。

$$\Psi(\tau) = \frac{L(\tau)}{\frac{dC_L}{d\alpha} \rho U b W} \quad (5)$$

乱流発生装置を用いてシャープエッジガストを風洞内に生成する場合、鉛直方向の風速がゼロから W_0 に達するまでにある程度の時間を要する。そのため、インディシャル応答関数を実験的に評価する際には、鉛直方向の風速が定常値に達するまでの漸化時間による影響を補正する必要がある。

式(5)の右辺の分母は、鉛直方向の風速 W による揚力の準定常的表現であるから、式(5)において鉛直方向の風速 W には気流測定から得られた鉛直方向の風速時系列 $W(t)$ を用いる。また、模型の断面形状によっては、揚力係数の気流傾斜角に対する非線形性が認められた。そこで、揚力係数の気流傾斜角に対する非線形性を考慮するため、揚力係数の実測値を最小2乗法で多項式近似したものを用いて準定常揚力を算定した。

(2) 空力アドミッタンス

まず、シャープエッジガストを模型に作用させた場合の空力アドミッタンスの算定方法を以下に示す。

式(2)のように Küsser 関数と Sears 関数は、フーリエ変換の関係にある。そこで、インディシャル応答関数の実測値から空力アドミッタンスを算定するために、インディシャル応答関数の実測値を式(6)のような指数関数として近似する。

$$\Psi(\tau) = 1 + Ae^{-B\tau} - (1+A)e^{-C\tau} \quad (6)$$

ここで、 A, B, C : パラメータである。

文献9)では、パラメータ A, B, C の存在領域とインディシャル応答関数の形状との対応を示している。そこで、インディシャル応答関数の形状から文献9)を参考にして適当な初期値を与え、非線形最小2乗法によりパラメータ A, B, C を決定する。

インディシャル応答関数が、式(6)のような指数関数で与えられると、伝達関数は式(7)で表される。

$$X(k) = -\frac{AB}{B+ki} + \frac{(1+A)C}{C+ki} \quad (7)$$

次に、正弦波変動風および不規則変動風を模型に作用させた場合の空力アドミッタンスの算定方法を以下に示す。

偏平断面の変動揚力 $S_L(k)$ は、鉛直方向の変動風速によるものが支配的であると仮定すると、式(8)のように示される。

$$S_L(k) = \left\{ \rho b U^2 \left(\frac{dC_L}{d\alpha} + C_D \right) \right\}^2 |X(k)|^2 |J(k)|^2 \frac{S_w(k)}{U^2} \quad (8)$$

ここで、 C_D : 抗力係数、 $|J(k)|^2$: ジョイントモードアクセプタンス、 $S_w(k)$: 鉛直方向の変動風速パワースペクトルである。

乱流発生装置で生成された変動風は、5 Hz 以下の低周

波数領域においてコ・コヒーレンスが 0.9 以上である。よって、気流の2次元性が高いので、ジョイントモードアクセプタンスは1とした。

空力アドミッタンスは、式(9)より算定される。

$$|X(k)|^2 = \frac{1}{\left\{ \rho b U^2 \left(\frac{dC_L}{d\alpha} + C_D \right) \right\}^2 S_w(k)} S_L(k) \quad (9)$$

ただし、正弦波変動風の場合、 $S_w(k)$ は理論上無限大となるが、図-4に示した時系列波形の歪みからも推察されるように、スペクトルピークがさほど鋭くなかった。そこで、 $S_w(k)$ 、 $S_L(k)$ としてそれぞれの周波数におけるパワースペクトルの値を用いた。

なお、各断面の静的空気力係数は、乱流発生装置の平板列を全開および翼列を水平状態で固定した準一様流中 ($lu < 2\%$) で得られた値を用いた。

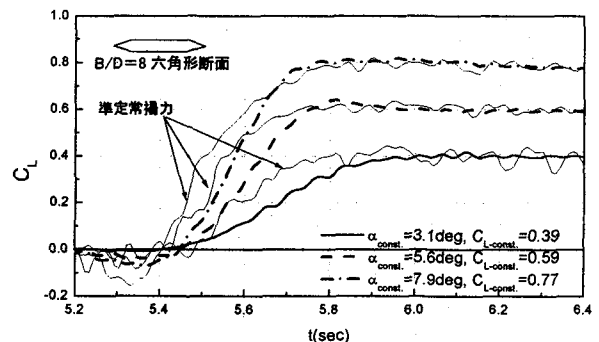
式(3)で示された Sears 関数は、かなり複雑な関数であるが、Sears 関数の絶対値の2乗には、式(10)のような近似関数がある。

$$|X(k)|^2 = \frac{a+k}{a+(\pi a+1)k+2\pi k^2}, \quad a=0.1811 \quad (10)$$

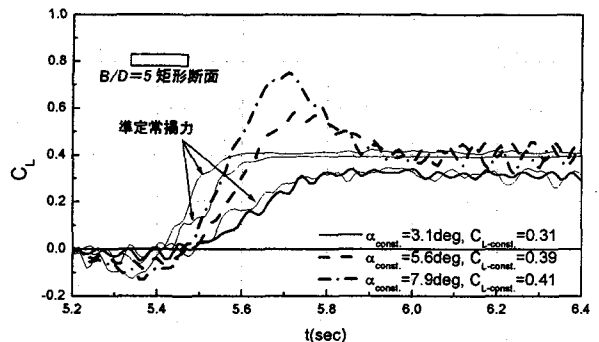
3. 2 模型の空力応答関数の測定

(1) インディシャル応答関数

B/D=8 六角形断面および B/D=5 矩形断面にシャープエッジガストを作用させた時の揚力時系列を図-6に示す。



(a) B/D=8六角形断面



(b) B/D=5矩形断面

図-6 シャープエッジガストによる揚力時系列 [B/D=8六角形断面, B/D=5矩形断面]

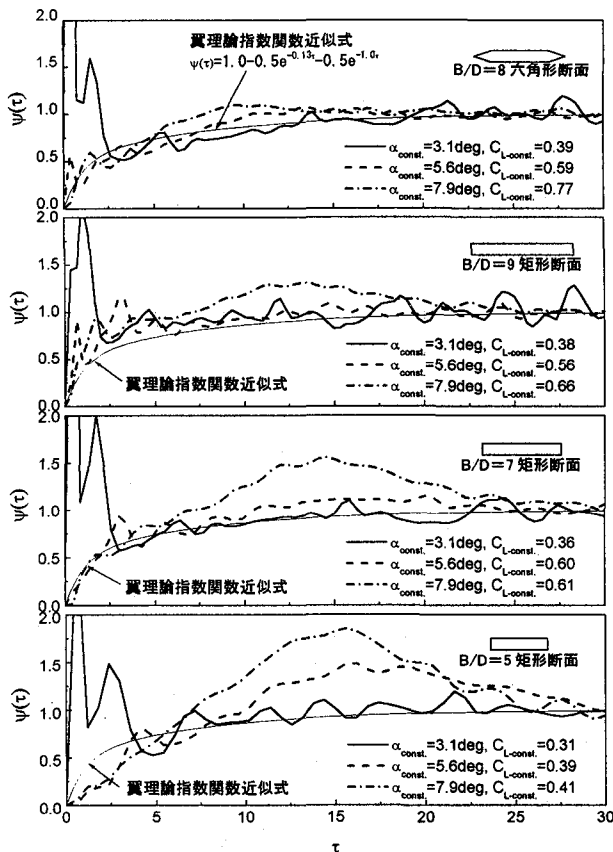


図-7 インディシャル応答関数

ここで示した揚力時系列は、3回の測定データをアンサンブル平均したものである。図中には、揚力係数の気流傾斜角に対する非線形性を考慮した準定常揚力時系列も併記している。準定常揚力の算定に用いた風速時系列は、翼列下流端から 0.5m 下流位置で得られた風速時系列から、模型前縁位置における風速時系列となるように時間軸を補正したものである。

得られた揚力時系列には、シャープエッジガストが定常値に達するまでの漸化時間の影響が含まれているが、準定常揚力時系列に比べて揚力の発達が遅れているなど、過渡空気力の特徴を把握できるものと考えられる。また、B/D=5 矩形断面では、シャープエッジガストの作用によって、準定常揚力よりも大きな揚力が一時的に作用していることが分かる。

式 (5) より算定された各断面形状のインディシャル応答関数を図-7 に示す。ここで、 $\tau=0$ は、揚力時系列が最後に $L=0$ の軸を正の方向に横切る時刻とした。図中には、式 (4) で与えられる翼理論の指数関数近似式も併記している。いずれのケースも、気流傾斜角 $\alpha=3.1\text{deg}$ の $\tau=0\sim3$ で大きな値を示している。これは、式 (5) を用いてインディシャル応答関数を算定する際に、 τ の小さい領域で W の値が小さく、式 (5) における右辺分母の値がゼロに近いために生じたものである。気流傾斜角 $\alpha=5.6, 7.9\text{deg}$ のケースではその影響は小さい。

六角形断面のインディシャル応答関数は、気流傾斜角が大きいケースで翼理論よりも多少大きくなる傾向が見られるが、翼理論と比較的良好な一致を示している。一方、

表-2 指数関数近似パラメータ

断面形状	気流傾斜角 (deg)	パラメータ		
		A	B	C
B/D=8 六角形断面	3.1	-0.858	0.166	2.51
	5.6	-0.935	0.251	1.26
B/D=9 矩形断面	3.1	-0.315	0.210	0.895
	5.6	-0.387	0.186	1.11
B/D=7 矩形断面	3.1	-0.587	0.148	1.37
	5.6	0.450	0.091	0.203
B/D=5 矩形断面	3.1	0.420	0.115	0.191
	5.6	2.21	0.071	0.117

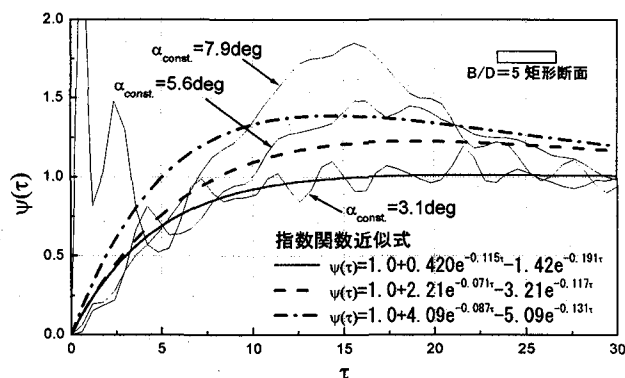


図-8 インディシャル応答関数の指数関数近似例 [B/D=5矩形断面]

矩形断面では、いずれの辺長比も気流傾斜角が大きいケースの $7 < \tau < 20$ の範囲において、インディシャル応答関数が 1 よりも大きくなっている。これは、辺長比の小さい断面でより顕著である。

矩形断面のインディシャル応答関数が翼理論と大きく異なるのは、気流傾斜角の急変に伴う剥離流の非定常な振る舞いによるものと思われる。吉村ら¹¹⁾は、扁平充腹断面の過渡揚力特性は、気流傾斜角の急変に伴って形成される前縁剥離渦とその成長で特徴付けられるとし、前縁剥離渦の形成を水槽中での可視化実験によって確認している。

辺長比の小さい断面では、模型の幅に対して剥離流域が相対的に大きくなるため、辺長比の大きい断面に比べて過渡空気力特性に及ぼす前縁からの剥離流れの影響がより顕著に現れたものと考えられる。

(2) 空力アドミッタンス

各断面形状のインディシャル応答関数の測定値を式 (6) の指数関数で近似した。非線形最小 2 乗法で求められた、各断面形状の指数関数近似式のパラメータ A, B, C を表-2 に示す。B/D=5 矩形断面の実測値とその指数関数近似曲線を比較したものを図-8 に示す。気流傾斜角 $\alpha=7.9\text{deg}$ のケースでは、B/D=9, 7, 5 矩形断面のいずれも近似式にあてはまらなかった。以後のデータ処理では、 $\alpha=3.1, 5.6\text{deg}$ のみとする。正弦波変動風および不規則変動風中の空力アドミッタンスは式 (9) を用いて算定した。それらの結果を図-9 に示す。正弦波変動風および不規則変動風中のものは、3回の測定データをアンサンブル平均

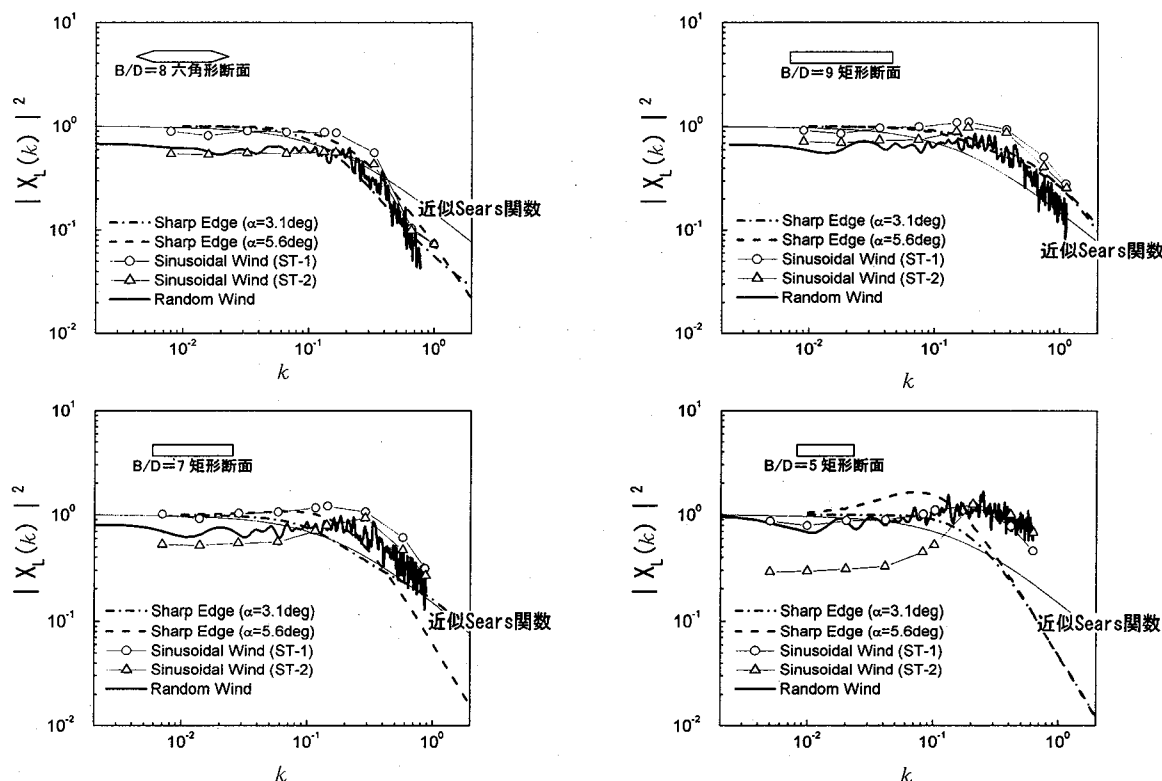


図-9 揚力方向の空力アドミッタンス

したものである。なお、図中の近似Sears関数とは、Sears関数の絶対値の2乗を式(10)で近似したものである。

六角形断面では、シャープエッジガスト中および正弦波変動風中の空力アドミッタンスとも気流傾斜角による差異が現われている。作用させた気流傾斜角の大小関係と空力アドミッタンスの大小関係は逆である。いずれの気流についても、空力アドミッタンスは、 $k > 0.3$ の高周波数領域でSears関数よりも低下する傾向が見られた。

矩形断面では、辺長比が小さくなるにつれて $k > 0.1$ の高周波数領域で、空力アドミッタンスが大きくなる傾向が見られる。

$B/D=5$ に着目すると、正弦波変動風中の空力アドミッタンスにおいて、気流傾斜角による差異が $k < 0.1$ の低周波数領域で顕著に現われている。気流傾斜角の変動振幅が大きい正弦波変動風(ST-2)では、空力アドミッタンスの実測値がSears関数よりも小さくなっている。この原因を探るために、揚力時系列を調べてみた。図-10に正弦波変動風中の揚力時系列を準定常値で除した無次元揚力時系列を示す。気流傾斜角の変動周波数の低いケース($k=0.021$)では、空気力に振幅依存性が認められ、気流傾斜角の変動振幅が大きいケースの方が無次元空気力の変動振幅が小さくなっている。一方、変動周波数の高いケース($k=0.21$)では、空気力の振幅依存性はあまり認められない。

気流傾斜角の変動振幅が小さい正弦波変動風(ST-1)中と不規則変動風中では、 $k > 0.03$ の高周波数領域においてSears関数よりも大きくなっている。シャープエッジガストの場合は、それらと異なり高周波数領域でSears関数より低下している。これは、気流が定常値に達するまでの漸

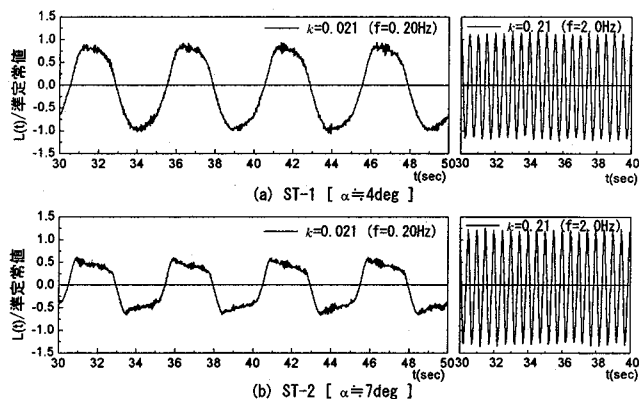


図-10 無次元揚力時系列 [B/D=5矩形断面, 正弦波変動風]

化時間による影響や指数関数近似による誤差の影響等によるものと思われる。

変動空気力に振幅依存性が生じる要因として、静的空気力の非線形性や過渡空気力特性の影響が挙げられる。2 Hz以下の正弦波変動風については、気流傾斜角の振幅はほぼ等しいので、静的空気力の非線形性については気流の変動周波数に依らずほぼ同じと考えられるが、過渡空気力特性の影響については既述のように $k > 0.03$ の周波数領域で顕著である。従って、 $B/D=5$ 矩形断面の高周波数領域では、静的空気力の非線形性による空気力の低下に加え、過渡空気力特性による空気力の増加があるものと考えられる。

$B/D=9, 7$ 矩形断面では、空気力の振幅依存性の影響が $B/D=5$ に比べ小さくなっている。これは、今回実験を行った気流傾斜角の変動範囲では、静的空気力の非線形性が小さいことや過渡空気力特性の影響が小さいためと考えられる。

いずれの断面についても、 k が十分小さい時にシャープエッジガストによる空力アドミッタンスの値が1になるのは、空力アドミッタンスの算定に式(7)を用いているためである。

また、正弦波変動風中と不規則変動風中における空力アドミッタンスに差異が認められる。これは、気流の乱れ成分が単一周波数のみか広い周波数領域に分布しているかの違い、気流の水平方向の乱れ成分の有無の影響等が考えられるが、その詳細については、今後の検討課題である。

著者らの既往の研究¹²⁾において、 $B/D=5$ 矩形断面のバネ支持モデルにおいて、乱れ強度の増加とともに空力アドミッタンスが大きくなる傾向が認められている。従って、剥離流の影響が大きい断面の振動時では、過渡空力特性の振幅依存性の影響が静止時よりも顕著に現われることが推察される。

3. 3 シャープエッジガスト作用時の模型周り気流特性

矩形断面では、インディシャル応答関数が1よりも大きくなる領域があることが認められた。この原因を気流傾斜角の急変に伴う剥離流の非定常性にあると推察した。これを確かめるために、シャープエッジガスト中において模型周りの気流特性について調査した。模型周りの気流は、剥離せん断層によって流速変動が大きいため、通常の熱線流速計では精度良く測定できない。そこで、模型周りの気流測定については、スプリットフィルムプローブを用いて行った。スプリットフィルムプローブは、X型熱線プローブに比べて空間分解能がよいこと、大きな気流傾斜角の測定ができるため側面近傍の測定が可能であることなど特徴がある¹⁴⁾。

また、今回の測定では、乱流発生装置によって生成される気流の流速時系列の再現性を利用して、模型周りに設定

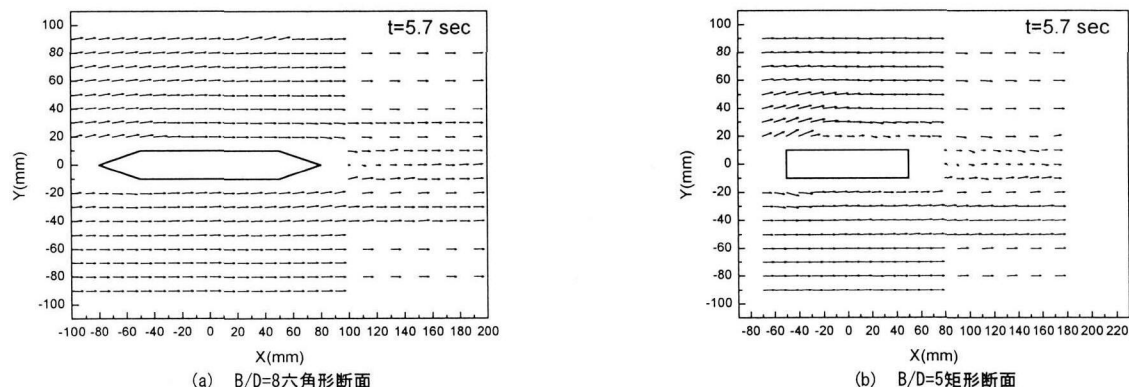


図-11 模型周り流速ベクトル [$B/D=8$ 六角形断面, $B/D=5$ 矩形断面, シャープエッジガスト: $\alpha=5.6^\circ$]

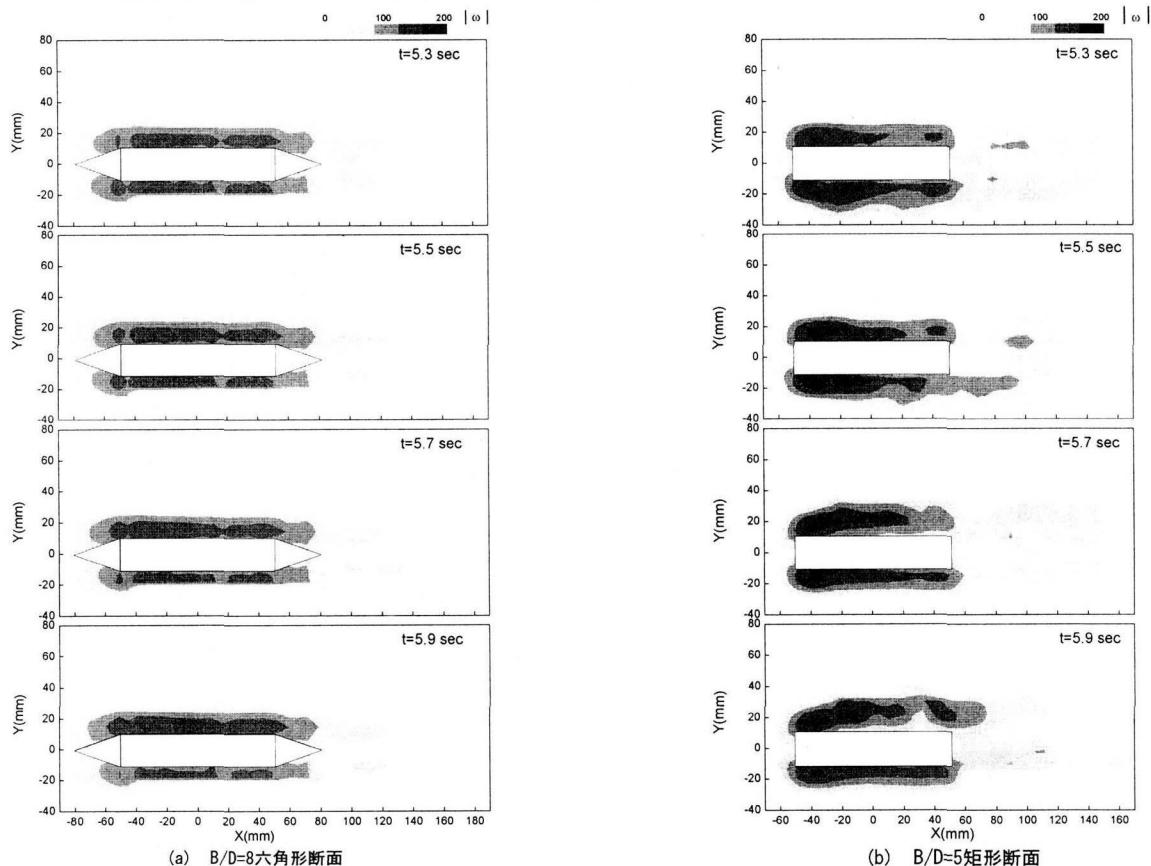


図-12 模型周り温度分布 [$B/D=8$ 六角形断面, $B/D=5$ 矩形断面, シャープエッジガスト: $\alpha=5.6^\circ$]

した各測定点にプローブを移動させて行なった。各測定点で得られた流速時系列を時間毎に整理し、模型周りの流速ベクトルを求めた。ここでは、測定点が多いためアンサンブル平均は行なわず、1回のみの測定から評価した。

B/D=8 六角形断面および B/D=5 矩形断面模型に、それぞれ気流傾斜角 $\alpha = 5.6\text{deg}$ のシャープエッジガストを作させた。六角形断面の場合、シャープエッジガストの立ち上りが前縁、後縁に達する時刻は、それぞれ $t=5.42, 5.47\text{sec}$ である。B/D=5 矩形断面の場合は、それぞれ $t=5.43, 5.46\text{sec}$ である。六角形断面および B/D=5 矩形断面模型周りの時刻 $t=5.7\text{sec}$ における流速ベクトルを図-11 に示す。六角形断面では、模型表面に沿った流れ場を形成しているのに対し、B/D=5 矩形断面では前縁部において流れが剥離している様子が伺える。

次に、六角形断面および B/D=5 矩形断面模型周りの等渦度線図の時間的変化を図-12 に示す。六角形断面では、気流傾斜角が急変しているにも関わらず、模型の上下面における渦度分布の時間的な変化がほとんど見られない。

一方、B/D=5 矩形断面では、模型上側に着目すると、渦度の強い領域が気流傾斜角の急変に伴って模型表面から徐々に上方に移動していく様子が伺える。空気力の測定実験では、 $t=5.7\text{sec}$ 付近においてインディシャル応答関数が1を超えるピークが見られている。 $t=5.7\text{sec}$ では、気流は模型全幅でほぼ W_0 に達しているにもかかわらず、渦度の強い領域は、まだ比較的模型表面近くに分布している。 $t=5.9\text{sec}$ では、渦度の強い領域はもう少し上方に移動して定常状態となる。渦度の強い領域が、 $t=5.7\text{sec}$ で過渡的に模型表面近傍に残ることから、その時刻付近で揚力が大きくなる現象が現われるものと考えられる。

このように、剥離流の有無によって模型周りにおける剥離せん断層の発達過程が全く異なることが分かった。剥離を伴う断面では、気流傾斜角の急変に伴った前縁から剥離した流れの過渡的な挙動が、六角形断面と全く異なる過渡空気力特性を特徴付けているものと考えられる。

4. 結論

本論文では、乱流発生装置を用いてシャープエッジガスト、正弦波変動風そして不規則変動風をそれぞれ風洞内に生成し、橋桁基本断面のガスト揚力に関するインディシャル応答関数および空力アドミッタンスを実験的に評価した。得られた主な知見を以下に示す。

- 1) B/D=8 六角形断面の揚力方向に関するインディシャル応答関数は、翼理論の Küssner 関数と比較的良好な一致を示すことが確認された。一方、矩形断面では、インディシャル応答関数が1を超える特徴を示すことが分かった。これは、辺長比の小さいにぶい断面および気流傾斜角が大きい場合により顕著に現われる。
- 2) 矩形断面のインディシャル応答関数が1を超えるのは、気流傾斜角の急変に伴って前縁から剥離した流れの過渡的な挙動によるものである。模型周りの気流測

定より、B/D=8 六角形断面と B/D=5 矩形断面では、模型表面上の剥離せん断層の発達過程が異なることが確認された。

- 3) 剥離を伴うにぶい断面の空力アドミッタンスが翼理論の Sears 関数と異なる要因として、静的空気力の非線形性と過渡空気力特性による影響が考えられる。

参考文献

- 1) Davenport, A. G. : Buffeting of a Suspension Bridge by Storm Winds, Journal of the Structural Division, ASCE, Vol.88, No.ST3, pp.233-268, 1962.
- 2) Scanlan, R. H. : The Action of Flexible Bridges under Wind, 2: Buffeting Theory, Journal of Sound and Vibration, Vol.60, No.2, pp.201-211, 1978.
- 3) 松本泰尚, 藤野陽三, 木村吉郎: 状態方程式表示を用いたガスト応答解析の定式化の試み, 土木学会論文集, 第543号, pp.175-186, 1996.
- 4) 松本 勝, 陳 新中: 長大橋ガスト時刻歴応答解析, 第14回風工学シンポジウム, pp.515-520, 1996.
- 5) Fung, Y. C. : The Theory of Aeroelasticity, John Wiley & Sons, Inc., 1955.
- 6) Holmes, J. D. : Prediction of the Response of a Cable Stayed Bridge to Turbulence, Proc. 4th Int. Conf. On Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, pp.187-197, 1975.
- 7) Sankaran, R. and Jancauskas, E. D. : Direct Measurement of the Aerodynamic Admittance of Two-Dimensional Rectangular Cylinders in Smooth and Turbulent Flows, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 41-44, pp.601-611, 1992.
- 8) 佐藤弘史, 松野栄明, 北川 信: 明石海峡大橋の補剛桁に関する空力アドミッタンスの評価, 第13回風工学シンポジウム, pp.131-136, 1994.
- 9) 白石成人, 松本 勝, 白土博通: 風の乱れに起因する構造物の非定常空力特性, 土木学会論文集, 第328号, pp.19-30, 1982.
- 10) 吉村 健, 石田良三, 荒牧信介, 中村泰治: 橋梁基本断面のガスト応答に関する研究, 土木学会論文集, 第362号, pp.371-380, 1985.
- 11) 白石成人, 松本 勝, 北川雅章: 風速が急変する場合の物体に作用する空気力, 第7回風工学シンポジウム論文集, pp.107-114, 1982.
- 12) Kobayashi, H. and Hatanaka, A. : Active Generation of Wind Gust in Two-Dimensional Wind Tunnel, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 41-44, pp.959-970, 1992.
- 13) 奥村 学, 小林紘士, 畑中章秀: 矩形柱及び六角柱の揚力方向の空力アドミッタンス, 構造工学論文集, Vol.44A, pp.979-986, 1998.
- 14) 佐々木久郎, 木谷 勝: スプリットフィルムプローブによる逆流領域の乱流測定, 日本機械学会論文集 (B編), 51巻465号, pp.1615-1618, 1985.

(1999年9月17日受付)