



論文

扁平箱桁断面の空力アドミッタンスの推定とガスト応答解析の精度向上について

Prediction of Aerodynamic Admittance of a Flat Box Deck Section and Improvement of Gust Response Analysis

畑中章秀¹

田中 洋²

Akihide Hatanaka¹ and Hiroshi Tanaka²

SUMMARY

A gust response analysis is vital for the design of long-span-suspended bridges. To obtain the precise results, new methods have been developed for the evaluation of aerodynamic admittances. This paper shows two methods using direct and indirect measurements. The former is to evaluate the ratio of wind fluctuations and the wind induced forces of a static rigid section model in a wind tunnel. The flow is turbulent and is made by a active gust generator. The latter is to evaluate flutter derivatives which have close relationship with aerodynamic admittance.

Their algorithms are introduced and their results were confirmed by the experiments by the deck section of Kurushima 2nd Bridge.

1. はじめに

構造物のガスト応答解析手法として、通常、周波数領域における解析手法¹⁾が用いられている。この解析手法は、本州四国連絡橋耐風設計基準²⁾(以下、本四基準と略称)や明石海峡大橋耐風設計要領³⁾(以下、明石要領と略称)などに採用されており、多くの長大橋梁の耐風設計に重要な役割を果たしてきた。

周知の通り、ガスト応答解析では、多くの入力パラメータ(構造諸元、静的空力、空力減衰、空力アドミッタンス、空間相関など)を必要とし、その一つ一つの精度が解析精度を左右する⁴⁾。

明石海峡大橋のガスト応答評価に際しては、気流の空間相関の影響が大きく取り上げられた。これまでのガスト応答解析では、Davenportの指数関数型のコヒーレンスから導かれる空間修正関数(Joint acceptance)が適用されてきた。この式を用いた場合、特に、固有周期の長い構造物の応答を過大評価することが指摘された。このため、乱れの空間スケールを考

慮したRoberts & Surry⁵⁾、Thompson⁶⁾の諸式を用いることが試みられ、ガスト応答計測値と解析値の対応がかなり改善された^{7)、8)}。

一方、空力アドミッタンスもガスト応答解析結果を左右する重要な項目である。先に述べた明石要領では、抗力に対する空力アドミッタンスとしてDavenportにより提案された式⁹⁾、揚力・空力モーメントに対する空力アドミッタンスとしてSears関数¹⁰⁾が採用されている。前者は、気流の空間的な変動特性による空気力の低減効果を表しており、いわば、準定常的な表記と言える。後者は、調和変動流中の薄翼に対する理論関数である。

明石海峡大橋のガスト応答評価に際しても、桁断面模型を用いた空力アドミッタンスの計測が実施されている¹¹⁾。それによると、抗力に対する空力アドミッタンスについては、Davenport式と傾向が合致していることが確認されている。一方、揚力・空力モーメントに対する空力アドミッタンスについてはSears関数

*1 ㈱ニチゾウテック 技術コンサルティング本部 課長代理 工博
Nichizo Tech Inc., Technology Headquarters, Deputy Manager, Dr. Eng.

*2 日立造船(株) 鉄構・建機事業本部 海洋土木設計部 部長 工博
Hitachi Zosen Corp., Steel Structure & Construction Machinery Headquarters, General Manager, Dr. Eng.
(原稿受理:平成12年3月31日)

とかなり異なることが報告されている。

また、揚力に関する空力アドミッタンスについては、構造基本断面や桁断面模型を用いた実験的研究例^{1) 2)}~¹⁸⁾があり、2,3の実験式が提案されている。しかし、これら実験式の適用性について、十分検討された研究例^{19), 20)}は少なく、実橋梁桁断面の空力アドミッタンスが *Sears* 関数と異なることが認められつつも現状では *Sears* 関数を用いるケースが多いようである。

以上のような背景のもと、本研究では、近年、長大吊橋の補剛桁として採用されるケースが多くなった偏平箱桁断面²¹⁾を取り上げ、空力アドミッタンスの計測とそれを用いたガスト応答解析を実施する。対象とする橋梁は、中央支間長 1020m を有する来島第二大橋 (Fig.1) である。来島第二大橋は、境界層乱流中の全橋模型試験 (縮尺: 1/60) が実施されており⁴⁾、そのガスト応答計測値と解析値の比較を行う。

空力アドミッタンスの評価に際しては、翼列・平板列からなるアクティブ乱流発生装置²²⁾により生成された乱流中での変動空気力計測から直接算定する方法と、非定常空気力から間接的に推定する方法を用い²³⁾、両者の比較を行う。さらに、本論文では、高欄・地覆の影響調査や矩形断面との比較を行い、偏平箱桁断面の空力アドミッタンスについての考察を加える。

本論文では、一様流中の非定常空気力から間接的に揚力および空力モーメントの空力アドミッタンスを推定する方法を用いているが、これは薄翼に対する理論空気力の誘導過程に倣い、薄翼の *Theodorsen* 関数に相当する橋梁断面の等価 *Theodorsen* 関数を実験的に同定し、それを *Sears* 関数の誘導過程に導入することに特徴がある。この背景は、橋梁断面においても、物体の振動状態における空気力と接近流が作用した場合の空気力が近似的に同じ変換関数 (等価 *Theodorsen* 関数) を介して決定されることにある。最近公表された文献²⁴⁾によると、非定常空気力と空力アドミッタンスの関連性に着目して、非定常空気力係数 (*Flutter Derivatives*) から空力アドミッタンスを推定する諸式を提案しているが、正に著者らの考えを肯定する論文と考えている。

なお、本研究は来島大橋の大型風洞試験結果を評価する「本州四国連絡橋耐風委員会 (委員長: 宮田利雄 横浜国立大学教授) で議論した時には、著者らの解析値と実測値に乖離があったことが動機となっている。一部は説明がついたが⁴⁾ 満足のゆくものでなかった。その後も自主検討を続けた結果をここに報告したい。

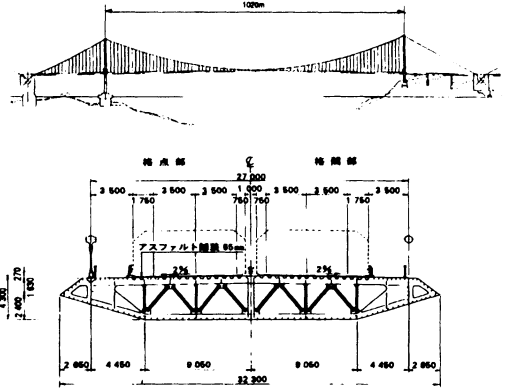


Fig.1 来島第二大橋一般図
General View of Kurushima 2nd Bridge

2. 偏平箱桁断面の空力アドミッタンス

本章では、抗力及び揚力に関する空力アドミッタンスの既往研究例を概説し、さらに、本研究における空力アドミッタンスの計測方法と実験結果について述べる。

2. 1 構造基本断面の空力アドミッタンスに関する既往の研究例

2. 1. 1 抗力に関する空力アドミッタンスの提案式

Davenport は変動気流の空間相関を指数関数で近似し、対象断面内の相関性を抗力に関する空力アドミッタンスとして表現した⁹⁾。

$$|X_D(\xi)|^2 = \frac{2}{(k\xi)^2} [k\xi - 1 + \exp(-k\xi)] \quad (1)$$

ここに、 $\xi (= fH/U)$: 無次元振動数, H : 桁高さ,
 k : 空間修正係数 (ディケイファクター)
 U : 平均風速, f : 振動数

2. 1. 2 揚力に関する空力アドミッタンスの理論関数及び既往の提案式

(1) *Sears* 関数

Sears 関数は、薄翼に対する理論関数であり、ポテンシャル流の仮定のもと次式が導かれている¹⁰⁾。

$$|\phi(\tilde{k})|^2 = (J_0^2 + J_1^2)(F^2 + G^2) + J_1^2 + 2J_0J_1G - 2J_1^2F \quad (2)$$

ここに、 $\tilde{k} (= \omega b/U)$: 無次元振動数, b : 半弦長,
 J_0, J_1 : 0次と1次のベッセル関数, F, G : セオドルセン関数 $C(\tilde{k})$ の実部と虚部

なお、式(2)は、ベッセル関数を含む複雑な関数形であるために次の近似式が提案されている²⁵⁾。

$$|\phi(\eta)|^2 = \frac{a + \eta}{\{a + (\pi \cdot a + 1) \cdot \eta + 2\pi \cdot \eta + 2\}} \quad (3-1)$$

$$|\phi(\eta)|^2 = \frac{1}{1 + 2\pi\eta} \quad (\text{Liepmann 近似式}) \quad (3-2)$$

ここに、 $\eta = \pi fB/U$ 、 B ：橋床幅 (m)、 $a = 0.1811$
以下では、式(3-1)を簡易 *Sears* 関数と呼ぶ。

(2) Holmes の提案式

Holmes はガスト応答計測値と解析値の対応関係から次式で与えられる実験式を提案している¹⁴⁾。

$$|X_L(f)|^2 = \frac{1}{1 + 4fB/U} \quad (4)$$

(3) Jancauskas らの提案式

Jancauskas らは、(幅/高さ) 比を変化させた矩形断面を中心として、*Sears* 関数と計測値との適合性を実験的に検討した (Fig.2)¹⁵⁾。これより、*Jancauskas* は、 B/H の値に応じて、*Sears* 関数を図の右側へシフトさせるものとした (Fig.3)¹⁵⁾。しかし、このシフト量 γ は、乱れ強さの影響を大きく受ける¹⁶⁾。

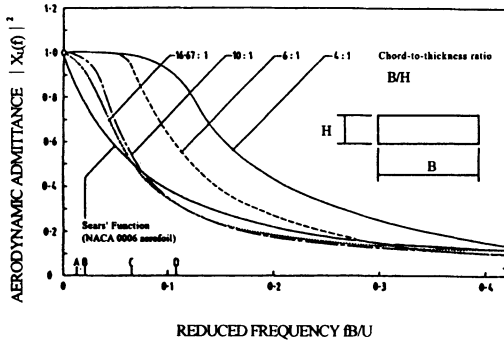


Fig.2 各種矩形断面の空力アドミッタンスの計測値 ($I_u=0.6\%$)¹⁵⁾
Measured Aerodynamic Admittance Functions for Various Rectangular Section Cylinders ($I_u=0.6\%$)

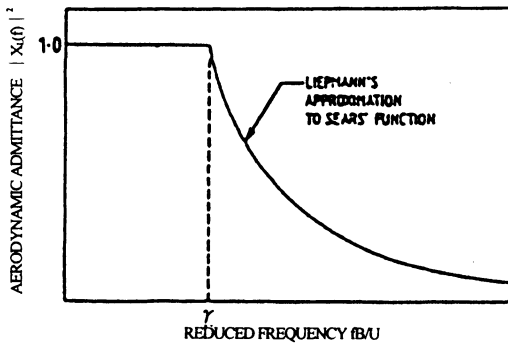


Fig.3 矩形断面の空力アドミッタンスの実験公式 ($I_u=0.6\%$)¹⁵⁾
General Empirical Representation of Aerodynamic Admittance for Rectangular Section Cylinders ($I_u=0.6\%$)

以上、*Sears* 関数および各提案式の関係を図4に示す。参考のために、来島第二大橋の鉛直たわみ対称1次およびねじれ対称1次モードの固有振動数に相当する無次元振動数を併記している。各固有振動数成分の空力アドミッタンスを比較すると、いずれの提案式も *Sears* 関数よりも大きな値となっている。また、*Holmes* の提案式と *Jancauskas* らの提案式を比較すると、鉛直たわみモードについてはほとんど差異がないが、ねじれモードについてはかなりの差異が認められる。

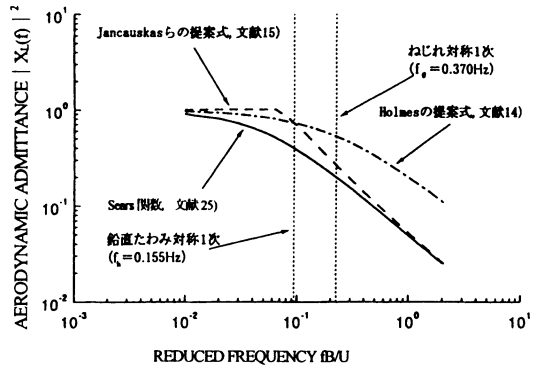


Fig.4 揚力に関する空力アドミッタンスの理論関数と既往の提案式の比較

Comparison between *Sears* Function and Various Empirical Expressions of Aerodynamic Admittance for Lift Force

2. 2 空力アドミッタンスの実験的推定方法

本論文では、空力アドミッタンスの実験的推定法として、①乱流中での2次元剛体模型に作用する変動空気力計測から直接的に算定する方法 (推定法 I) と②一様流中での非正常空気力計測から間接的に推定する方法 (推定法 II) を用いる。以下では、各々の推定方法について述べる。

2. 2. 1 変動空気力計測から直接的に推定する方法 (推定法 I)

推定法 I では、剛支持された2次元模型に作用する空気力と変動風から算定される伝達関数より空力アドミッタンスを算定する。この時、模型全体に作用する抗力、揚力および空力モーメントのパワースペクトル密度関数は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} S_D(f) &= \tilde{S}_D(f) \cdot |J(f)|^2 \cdot \ell^2 \\ S_L(f) &= \tilde{S}_L(f) \cdot |J(f)|^2 \cdot \ell^2 \\ S_M(f) &= \tilde{S}_M(f) \cdot |J(f)|^2 \cdot \ell^2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここに、 $S_D(f), S_L(f), S_M(f)$ は各々模型全体に作用する抗力、揚力及び空力モーメントのパワースペクトル密度関数であり、単位長当りの抗力、揚力及び空力モーメントのパワースペクトル密度関数 $\tilde{S}_D(f), \tilde{S}_L(f), \tilde{S}_M(f)$ に変動空気力の気流直角水平方向におけるジョイントアクセプタンス関数 $|J(f)|^2$ および模型長 ℓ の二乗を乗じたものとして表される。

また、単位長当たりの抗力、揚力及び空力モーメントのパワースペクトル密度関数 $\tilde{S}_D(f), \tilde{S}_L(f), \tilde{S}_M(f)$ と変動空気力の気流直角水平方向におけるジョイントアクセプタンス関数 $|J(f)|^2$ は次式で与えられる²⁶⁾。

$$\begin{aligned} \tilde{S}_D(f) &= 4D_1^2 |X_{w,D}(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} + D_2^2 |X_{w,D}(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \\ &\quad + 4D_1 D_2 X_{w,D}(f) X_{w,D}(f) \frac{\text{Re}\{S_{w,D}(f)\}}{U^2} \\ D_1 &= \frac{1}{2} \rho U^2 A C_D, \quad D_2 = \frac{1}{2} \rho U^2 A \frac{dC_D}{d\alpha} \\ \tilde{S}_L(f) &= 4L_1^2 |X_{w,L}(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} + L_2^2 |X_{w,L}(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \\ &\quad + 4L_1 L_2 X_{w,L}(f) X_{w,L}(f) \frac{\text{Re}\{S_{w,L}(f)\}}{U^2} \\ L_1 &= \frac{1}{2} \rho U^2 B C_L, \quad L_2 = \frac{1}{2} \rho U^2 B \left(\frac{dC_L}{d\alpha} + C_D \frac{A}{B} \right) \\ \tilde{S}_M(f) &= 4M_1^2 |X_{w,M}(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} + M_2^2 |X_{w,M}(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \\ &\quad + 4M_1 M_2 X_{w,M}(f) X_{w,M}(f) \frac{\text{Re}\{S_{w,M}(f)\}}{U^2} \\ M_1 &= \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 C_M, \quad M_2 = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \frac{dC_M}{d\alpha} \end{aligned} \quad (6-1 \sim 6-3)$$

ここに、

ρ : 空気密度, U : 平均風速

$C_D, dC_D/d\alpha$: 抗力係数と抗力係数勾配

$C_L, dC_L/d\alpha$: 揚力係数と揚力係数勾配

$C_M, dC_M/d\alpha$: 空力モーメント係数と空力モーメント係数勾配

A : 受風面積, B : 橋床幅

$S_w(f), S_w(f)$: 主流方向及び鉛直方向気流変動のパワースペクトル密度関数

$S_{wv}(f)$: 主流方向及び鉛直方向気流変動のクロススペクトル密度関数で、 $\text{Re}\{\dots\}$ は実数部の意味

$X_{w,D}(f), X_{w,L}(f)$: 抗力に対する主流方向及び鉛直方向気流変動の伝達関数

$X_{w,D}(f), X_{w,L}(f)$: 揚力に対する主流方向及び鉛直方向気流変動の伝達関数

$X_{w,M}(f), X_{w,M}(f)$: 空力モーメントに対する主流方向及び鉛直方向気流変動の伝達関数

$$|J(f)|^2 = \frac{1}{\ell^2} \int_0^\ell \int_0^\ell \text{co-coh}(f; x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (7)$$

ここに、 $\text{co-coh}(f; x_1, x_2)$ は気流直角水平方向の2点 x_1 と x_2 における空気力のコ・コヒーレンス関数であり、通常、気流変動のコ・コヒーレンス関数と等しいものと仮定して、気流変動のコ・コヒーレンス関数を用いる。なお、本研究では、剛模型を用いるので、模型の固有モードは1となる。そのため式(7)はモード関数の記述を省略している。

式(6)では、各空気力のパワースペクトル密度関数について、主流方向及び鉛直方向気流変動に対する空力アドミッタンスを仮定したが、各空気力のパワースペクトル密度関数を近似的に後述の式(8)で与えることとする。式(8)では、主流方向及び鉛直方向気流変動のクロス項も無視している。また、通常、 D_1, L_1, M_1 と比べて D_2, L_2, M_2 の値が非常に小さいことから、式(9)により評価されることが多い。

なお、式(8)は準定常空気力全体の補正関数(空力アドミッタンス)として与えられるものであるが、厳密には各々の変動気流に対する空力アドミッタンス ($|X_{D,w}(f)|^2, |X_{L,w}(f)|^2, \dots$) を個別に評価すべきと考えている。しかし、現状では、個々の空力アドミッタンスを精度よく算定することが難しく、ここでは、文献(18), (27)および(28)に倣い $|X_{D,w}(f)|^2 = |X_{D,w}(f)|^2 = |X_D(f)|^2, \dots$ と仮定した式(8)を用いることとした。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{S}_D(f) &\doteq \left\{ 4D_1^2 \frac{S_w(f)}{U^2} + D_2^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \right\} |X_D(f)|^2 \\ \tilde{S}_L(f) &\doteq \left\{ 4L_1^2 \frac{S_w(f)}{U^2} + L_2^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \right\} |X_L(f)|^2 \\ \tilde{S}_M(f) &\doteq \left\{ 4M_1^2 \frac{S_w(f)}{U^2} + M_2^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \right\} |X_M(f)|^2 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{S}_D(f) &= 4D_1^2 |X_D(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \\ \bar{S}_L(f) &= L^2 |X_L(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \\ \bar{S}_M(f) &= M_2^2 |X_M(f)|^2 \frac{S_w(f)}{U^2} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} L &= \pi \rho c U W e^{i\omega t} \phi(\tilde{k}) \\ M_{1,2} &= L \cdot \frac{c}{4} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\phi(\tilde{k}) = [J_0(\tilde{k}) - iJ_1(\tilde{k})]C(\tilde{k}) + iJ_1(\tilde{k}) \quad (12)$$

従って、抗力、揚力及び空力モーメントに関する空力アドミッタンス $|X_D(f)|^2$ 、 $|X_L(f)|^2$ 、 $|X_M(f)|^2$ は次式により算定される。

$$|X_D(f)|^2 = \frac{S_D(f)}{\left\{ (\rho A C_D)^2 S_w(f) |v_w(f)|^2 + \left(\frac{1}{2} \rho A \frac{dC_D}{da} \right)^2 S_w(f) |v_w(f)|^2 \right\} \cdot l^2}$$

$$|X_L(f)|^2 = \frac{S_L(f)}{\left\{ \left(\frac{1}{2} \rho A C_L \right)^2 S_w(f) |v_w(f)|^2 + \left\{ \frac{1}{2} \rho A \left(\frac{dC_L}{da} + C_D \frac{A}{B} \right) \right\}^2 S_w(f) |v_w(f)|^2 \right\} \cdot l^2}$$

$$|X_M(f)|^2 = \frac{S_M(f)}{\left\{ \left(\frac{1}{2} \rho B^2 C_M \right)^2 S_w(f) |v_w(f)|^2 + \left(\frac{1}{2} \rho B^2 \frac{dC_M}{da} \right)^2 S_w(f) |v_w(f)|^2 \right\} \cdot l^2}$$

$$|v_w(f)|^2 = \frac{1}{l^2} \int_0^l \int_0^l co - coh_w(f; x_1, x_2) dx_1 dx_2$$

$$|v_w(f)|^2 = \frac{1}{l^2} \int_0^l \int_0^l co - coh_w(f; x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (10-1 \sim 10-5)$$

なお、式(10)では、各変動気流パワースペクトルに各変動気流の気流直角水平方向におけるコ・コヒーレンス関数を用いて算定されるジョイントアクセプタンスを乗じていることに注意されたい。

以上より、剛体模型を用いた静的および動的空気力の計測、また、模型に作用させる変動気流の計測をおこない、式(10)より、空力アドミッタンスを求めることとする。

2. 2. 2 一様流中の非定常空気力から間接的に推定する方法 (推定法Ⅱ)

(1) Sears関数の拡張

振幅 W の正弦波ガストが飛行速度 U で薄翼を通過する場合に薄翼に働く揚力および空力モーメントは、理論的に次式で与えられる²⁵⁾。

ここに、 c :翼弦長、 $\phi(\tilde{k})$:空力アドミッタンス (Sears関数、式(2)は絶対値)

ところで、式(11)で与えられる理論空気力は、調和振動する薄翼の非定常空気力理論を応用したものであり、調和振動する場合と正弦波ガストが作用する場合で薄翼に作用する相対鉛直速度の幅員方向の分布が異なるものの、いずれも相対鉛直速度に対する循環揚力は Theodorsen 関数 $C(\tilde{k})$ を介して決定される。そこで、式(12)中の薄翼に対する Theodorsen 関数 $C(\tilde{k})$ をそれと等価な橋梁断面に対する等価 Theodorsen 関数 $C_{eq}(\tilde{k})$ ²⁹⁾ に置き換えることで、式(11)の適用を橋梁断面にも拡張できるものと考えた。

その際、橋梁断面は断面形状により揚力作用点が異なるために等価 Theodorsen 関数を揚力と空力モーメントに対して定義した。また、揚力係数勾配や空力モーメント係数勾配も各橋梁断面ごとに異なるために、それぞれ dC_F/da 、 dC_M/da で与え、式(11)及び式(12)を次式のように拡張した。

$$L = \frac{1}{2} \rho U^2 B \frac{dC_F}{da} \left(\frac{W}{U} \right) e^{i\omega t} \phi_L(\tilde{k}) \quad (13)$$

$$M = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \frac{dC_M}{da} \left(\frac{W}{U} \right) e^{i\omega t} \phi_M(\tilde{k}) \quad (14)$$

(注: 式(11)中の翼弦長 c は、橋梁断面の橋床幅 B に置き換えられている)

ここに、

揚力に関する等価 Sears 関数

$$\phi_L(\tilde{k}) = [J_0(\tilde{k}) - iJ_1(\tilde{k})]C_{eq,L}(\tilde{k}) + iJ_1(\tilde{k}) \quad (15)$$

モーメントに関する等価 Sears 関数

$$\phi_M(\tilde{k}) = [J_0(\tilde{k}) - iJ_1(\tilde{k})]C_{eq,M}(\tilde{k}) + iJ_1(\tilde{k}) \quad (16)$$

(2) 等価 Theodorsen 関数の同定

薄翼に対する Theodorsen 関数に倣い、橋梁断面に対する等価 Theodorsen 関数を以下のように定義する。³⁰⁾

1) 揚力に関する等価 Theodorsen 関数 $C_{\alpha L}(\tilde{k})$

$$C_{\alpha L}(\tilde{k}) = F_L(\tilde{k}) + iG_L(\tilde{k}) \quad (17)$$

$$F_L(\tilde{k}) = 1 - \frac{c_1 \tilde{k}^2}{\tilde{k}^2 + c_2^2} - \frac{c_3 \tilde{k}^2}{\tilde{k}^2 + c_4^2} \quad (18)$$

$$G_L(\tilde{k}) = - \left(\frac{c_1 c_2 \tilde{k}}{\tilde{k}^2 + c_2^2} + \frac{c_3 c_4 \tilde{k}}{\tilde{k}^2 + c_4^2} \right) \quad (19)$$

2) モーメントに関する等価 Theodorsen 関数 $C_{\alpha M}(\tilde{k})$

$$C_{\alpha M}(\tilde{k}) = F_M(\tilde{k}) + iG_M(\tilde{k}) \quad (20)$$

$$F_M(\tilde{k}) = 1 - \frac{d_1 \tilde{k}^2}{\tilde{k}^2 + d_2^2} - \frac{d_3 \tilde{k}^2}{\tilde{k}^2 + d_4^2} \quad (21)$$

$$G_M(\tilde{k}) = - \left(\frac{d_1 d_2 \tilde{k}}{\tilde{k}^2 + d_2^2} + \frac{d_3 d_4 \tilde{k}}{\tilde{k}^2 + d_4^2} \right) \quad (22)$$

ここに、 $c_1 \sim c_4$ および $d_1 \sim d_4$ は未知パラメータであり、各橋梁断面固有の値である。

また、等価 Theodorsen 関数と調和振動時の非定常空気力の関係は、次式で与えられる。

$$L_h = -\rho b U \frac{dC_F}{d\alpha} \left\{ F_L(Ua + h) + G_L \left(\frac{U}{\omega} \dot{a} - \omega h \right) \right\} \quad (23)$$

$$M_\alpha = 2\rho b^2 U \frac{dC_M}{d\alpha} \left\{ F_M(Ua + h) + G_M \left(\frac{U}{\omega} \dot{a} - \omega h \right) \right\} \quad (24)$$

上述の式は、薄翼に対する非定常空気力の理論式と比べると、付加質量の項を省略しており、また、弾性中心と橋梁断面中心が一致するものと仮定している。

本研究では、計測された非定常空気力を *Scanlan* らが提唱する非定常空気力の表記に従い、 H_i^* と A_i^* の形で整理する³¹⁾。このとき式(23)及び式(24)から H_i^* と F_L 、 G_L との関係、 A_i^* と F_M 、 G_M との関係は次式で与えられる。

$$K^2 H_1^* = -\frac{dC_F}{d\alpha} K F_L \quad (25-1)$$

$$K^2 H_2^* = -\frac{dC_F}{d\alpha} G_L \quad (25-2)$$

$$K^2 H_3^* = -\frac{dC_F}{d\alpha} F_L \quad (25-3)$$

$$K^2 H_4^* = \frac{dC_F}{d\alpha} K G_L \quad (25-4)$$

$$K^2 A_1^* = \frac{dC_M}{d\alpha} K F_M \quad (26-1)$$

$$K^2 A_2^* = \frac{dC_M}{d\alpha} G_M \quad (26-2)$$

$$K^2 A_3^* = \frac{dC_M}{d\alpha} F_M \quad (26-3)$$

$$K^2 A_4^* = -\frac{dC_M}{d\alpha} K G_M \quad (26-4)$$

ここに、 $K (= \omega B/U)$: 換算振動数

なお、式(25)及び式(26)をみると、等価 Theodorsen 関数を介して非定常空気力係数間で従属関係³²⁾が存在していることが分かる。

ここで、式(18)、(19)あるいは式(21)、(22)より、 H_i^* と A_i^* は各々 $c_1 \sim c_4$ と $d_1 \sim d_4$ の非線型関数で表されることがわかる。本研究では、パラメータ $c_1 \sim c_4$ と $d_1 \sim d_4$ に加えて、静的空気力係数も未知パラメータ c_0 、 d_0 として実験値 H_i^* 、 A_i^* ($i=1 \sim 4$) に適合するように同定する²³⁾。パラメータ同定には、拡張カルマンフィルター (EK-WGI 法)³³⁾を用いた。

2. 3 評価法 I による空力アドミッタンスの計測

2. 3. 1 実験概要

風洞実験は日立造船 (株) の大型汎用風洞の 2 次元モード³⁴⁾ (測定断面寸法 : 幅 2m × 高さ 3m) にて実施した。2 次元風路下流側に Fig.5 に示すようなアクティブガストジェネレータを設置し、さらにその下流側に非定常空気力測定装置を設置した。アクティブガストジェネレータの翼列下流端から模型中央までの距離は 1680mm である。Fig.6 は風洞実験の状況を撮影したものである。写真は非定常空気力測定装置の下流端から上流側に向けて撮影したものである。アクティブガストジェネレータは、翼列及び平板列からなり、平板列を駆動させることにより主流方向の風速変動を、翼列を駆動

させることにより気流傾斜角変動を与える。また、本研究で用いたガストジェネレータは、文献22)で示した装置から主風路のメッシュを全て取り除き、ハニカムのみを設置したものとなっている。乱流生成では、主流方向・

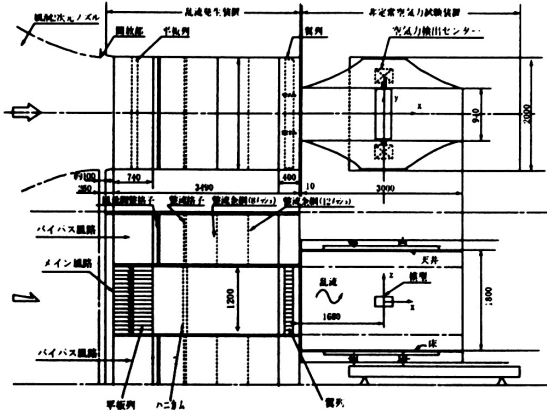


Fig.5 アクティブガストジェネレータ
Active Gust Generator

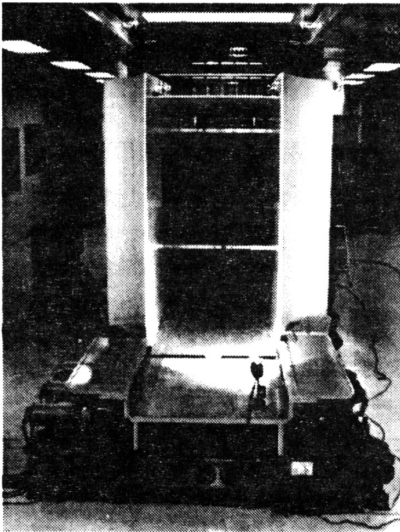


Fig.6 実験装置のセッティング
Setup of Experimental Facilities

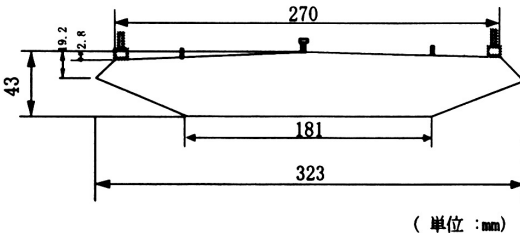


Fig.7 風洞実験模型（基本断面）の断面図
Model Section For Wind Tunnel Test

鉛直方向成分ともに *Kármán* 型スペクトルに適合するようにガストジェネレータをコンピュータ制御した。

非定常空力測定装置は、上下・水平・回転の単独加振あるいは任意連成加振時の揚力・抗力・空力モーメントを同時に検出可能である。本研究では、空力アドミッタンスを計測するために、乱流中で模型を静止させた状態での変動空力を計測した。

対象とする断面は、来島第二大橋の桁断面 (Fig.7, 桁幅: 323mm, 桁高さ: 43mm, 模型長 920mm) である (以下では、基本断面と称す)。また、実験では、付加物の影響を調査するために Fig.7 で示した断面以外に付加物 (高欄・地覆, 防護欄) を除去したケースと高欄を閉塞し、壁高欄としたケースを実施した。

なお、本模型は縮尺 1/100 となり、全橋模型の縮尺 1/60 とは異なる。全橋模型と同じ縮尺 1/60 とした場合には、模型幅が 538mm となる。しかし、アクティブ制御された乱流の流れ方向の乱れ特性を考えた場合、模型幅を長くすると、模型の前縁部と後縁部での気流特性 (特に、変動気流パワースペクトルの形状) に違いが認められるために、縮尺を 1/100 とした。

2. 3. 2 乱流シミュレーション

主流方向及び鉛直方向成分ともに *Kármán* 型パワースペクトルを目標に乱流シミュレーションを行った。気流の計測は、模型中心位置 (翼列下流端から 1680mm 下流位置) で行った。

また、目標とした乱流特性値は以下の通りである。

平均風速 $U = 4\text{m/s}$

主流方向成分乱れ強さ $I_u = 10\%$

鉛直方向成分乱れ強さ $I_w = 5\%$

主流方向成分乱れスケール $L_u = 1.5\text{m}$

主流方向成分乱れスケール $L_w = 0.75\text{m}$

風洞内にシミュレートされた乱流のパワースペクトルを Fig.8 に示す。図中には計測された乱流特性値及生成では、主流方向・鉛直方向成分ともに *Kármán* 型スペクトルおよび目標とする *Kármán* 型スペクトルを併記している。

主流方向成分については、ほぼ目標とするスペクトル形状に適合する計測スペクトルが得られており、乱流特性値も 4%程度の誤差範囲に入っている。鉛直方向成分については、10Hz 以上の周波数領域では、目標値よりも大きくなっている。乱流特性値をみると、乱れ強さ、乱れスケールともに目標値の 4%以内の誤差となっている。

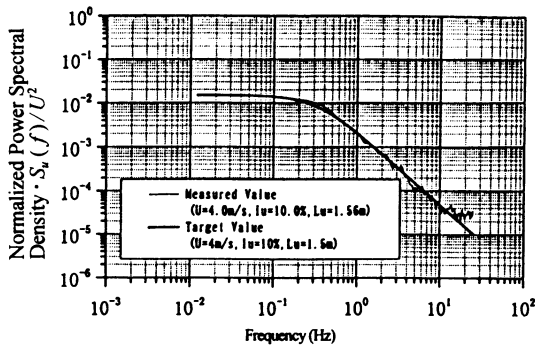
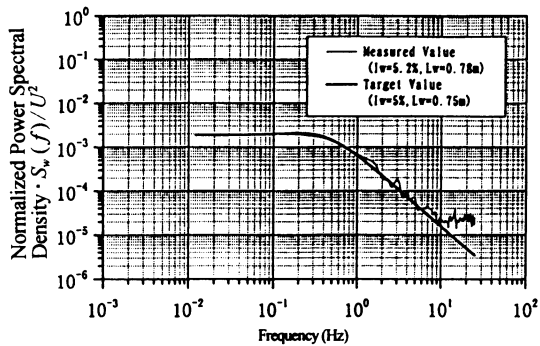


Fig.8 アクティブガストジェネレータにより生成された変動気流パワースペクトル
Normalized Power Spectral Density Function of the Turbulent Flows
Generated by the Active Gust Generator



2. 3. 3 アクティブ制御乱流の空間相関

2.3.2 節で生成した乱流について、気流直角水平方向における2点間距離 Δy を 0.1m, 0.2m 及び 0.4m と変化させて、空間相関を計測した。

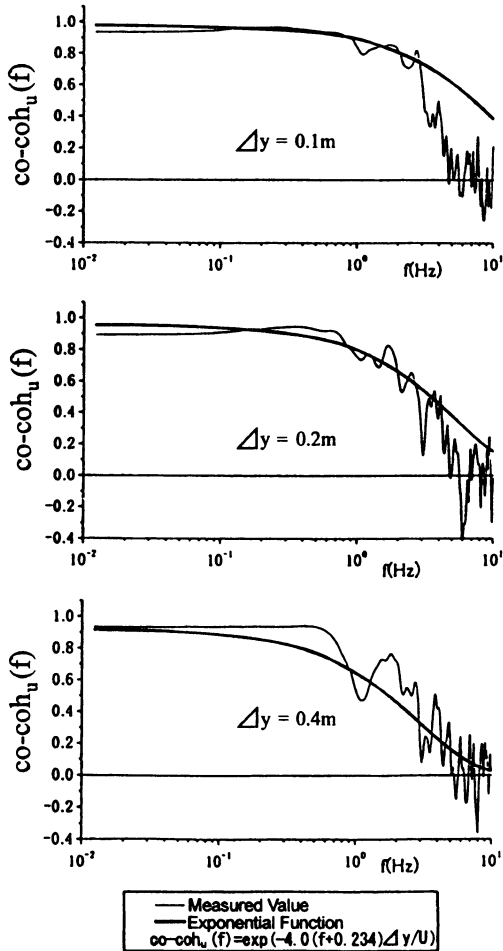


Fig.9 は主流方向及び鉛直方向気流変動のコ・コヒーレンスを示したものである。図中には次式で示される指数関数近似式も併記している。主流方向成分については、周波数がゼロで空間相関の値が1よりも小さ

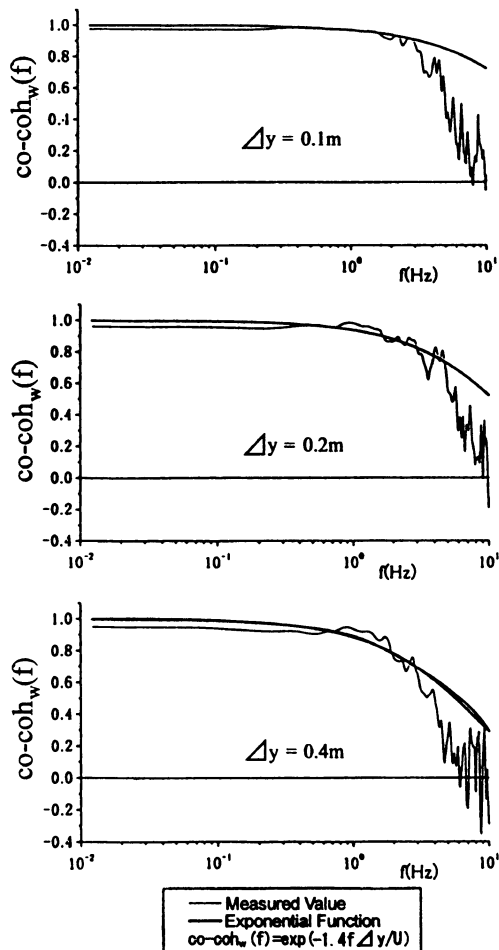


Fig.9 気流の直角水平方向における主流方向及び鉛直方向変動気流のコ・コヒーレンス
Co-coherence between the Two Points along the Span-wise Direction for the u- and w- Fluctuations

くなることから、関数が全体的に低周波数側にシフトする補正項⁷⁾を含んでいる。また、近似式のディケイファクターを各々 4.0 と 1.4 としているが、これは各計測値に対する最小二乗近似値として得られた値の平均値である。なお、近似式の算定に際しては、3Hz までの計測値を用いた。

$$co - coh_v(f) = \exp\left[-\frac{4.0(f + 0.234)\Delta y}{U}\right] \quad (27)$$

$$co - coh_v(f) = \exp\left(-\frac{1.4f\Delta y}{U}\right) \quad (28)$$

2. 3. 4 空力アドミッタンスの計測結果と考察

基本断面の抗力、揚力及び空力モーメントの空力アドミッタンスを Fig.10 及び Fig.11 に示す。Fig.10 は、式(8)を用いて算定しており、Fig.11 は式(9)を用いて算定している。図中には、参考のために簡易 Sears 関数と各提案式を併記している。

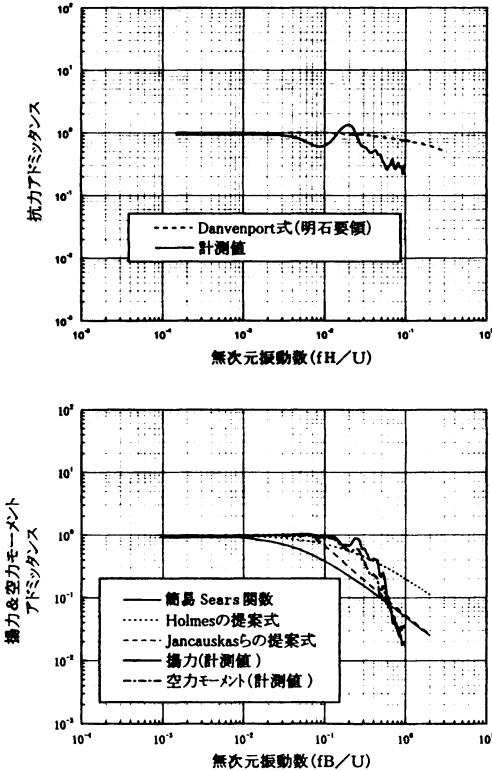


Fig.10 偏平箱桁断面(基本断面)の空力アドミッタンス(式(8)による評価) Aerodynamic Admittance Functions of Flat Box Girder with Appendage for Drag, Lift and Moment Forces by Eq.8

また、電気的なノイズの影響により、抗力の計測パワースペクトルは、7.5Hz (無次元振動数 $fH/U = 0.096$) を超えたあたりから、揚力及び空力モーメント

の計測スペクトルは 10Hz (無次元振動数 $fB/U = 0.8075$) を超えたあたりから急激に大きくなる傾向が認められたために、図はノイズの影響が大きいと判断される高周波側の値を除去した空力アドミッタンスを示している。なお、本論文では、空力アドミッタンスの算定に用いる静的空気力係数は、乱流中の計測値を用いた。一様流中の計測値を用いた場合についても検討したが、顕著な差は認められなかった。

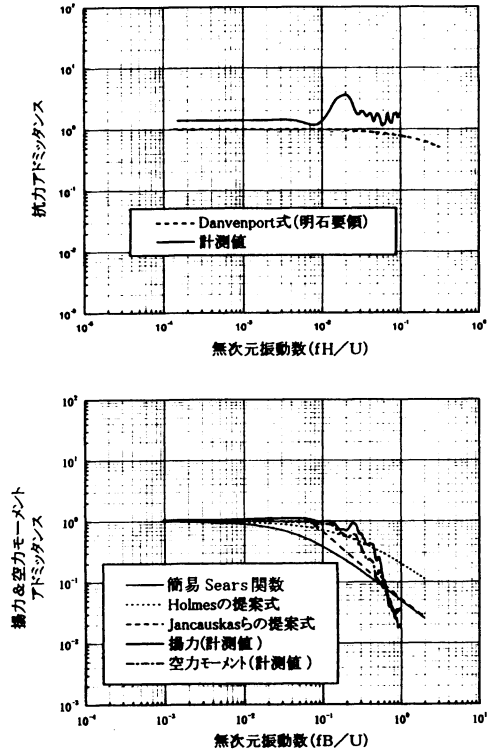


Fig.11 偏平箱桁断面(基本断面)の空力アドミッタンス(式(9)による評価) Aerodynamic Admittance Functions of Flat Box Girder with Appendage for Drag, Lift and Moment Forces by Eq.9

計測された空力アドミッタンスをみると、揚力及び空力モーメントについては、算定式の違いはほとんどない。しかし、抗力については、違いが認められ、式(9)を用いた場合には、式(8)を用いた場合と比べて、全体的に大きめの値となっており、さらに、準定常値(=1)よりも大きな値となっている。これは、抗力係数勾配の値が比較的大きく、無視できない値となっているためと考えられ、式(8)を用いた場合には、低周波数領域ではほぼ準定常値に漸近している。以下の計算では、全て式(8)により、空力アドミッタンスを算定することとした。

揚力及び空力モーメントについては、いずれも簡易 Sears 関数よりも大きな値となっている。また、傾向

的には *Holmes* の提案式と合致しているが、無次元周波数 0.3 付近から計測値の方が小さな値となる。同様に来島第二大橋を例にとれば、鉛直たわみ対称 1 次モード及びねじれ対称 1 次モードの固有振動数（解析値）は、0.155Hz と 0.376Hz であり、桁幅 B ($=32.3\text{m}$) と桁位置の設計基準風速 ($=53.2\text{m/s}$) を用いて無次元振動数を算定すれば、各々 0.094 と 0.228 となる。従って、実用上、*Holmes* の提案式を用いても差し支えないものと推察されるが、この点については後ほど述べる。

次に、付加物（高欄・地覆、防護柵）の影響を調べるために、付加物を除去した断面と高欄を閉塞し、壁高欄とした断面の空力アドミッタンスを計測した。計測値を各々 Fig.12 と Fig.13 に示す。

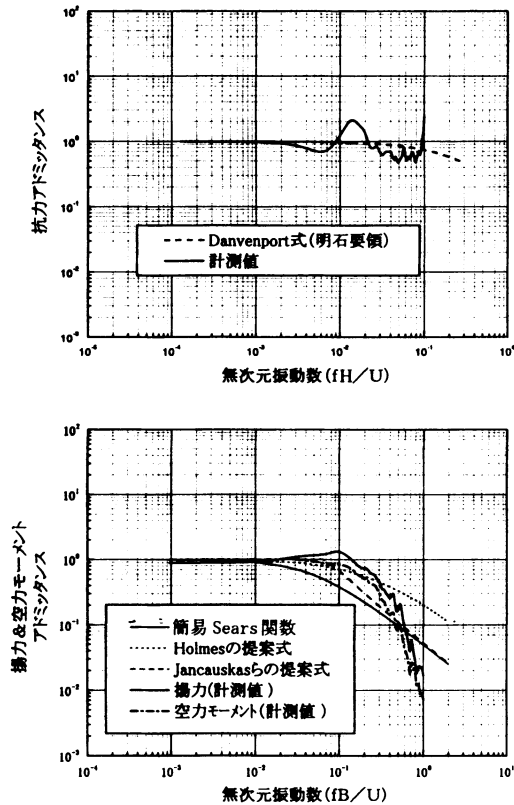


Fig.12 偏平箱桁断面(付加物なし)の空力アドミッタンス
Aerodynamic Admittance Functions of Flat Box Girder without Appendage for Drag, Lift and Moment Forces

付加物なし断面については、基本断面と比較すると、揚力の空力アドミッタンスにやや違いが認められる程度で、両者であまり大きな差異が認められなかった。

しかし、壁高欄とした断面は、特に、揚力と空力モーメントに違いが認められた。揚力については、や

や小さな値となり、簡易 *Sears* 関数に近づく傾向が認められた。空力モーメントについては、基本断面よりも大きくなり、無次元周波数 0.3 付近でピークとなる凸型の形状となった。壁高欄とすることにより、前縁からの剥離渦が顕著になり、その影響により空力アドミッタンスが変化したものと推察される。

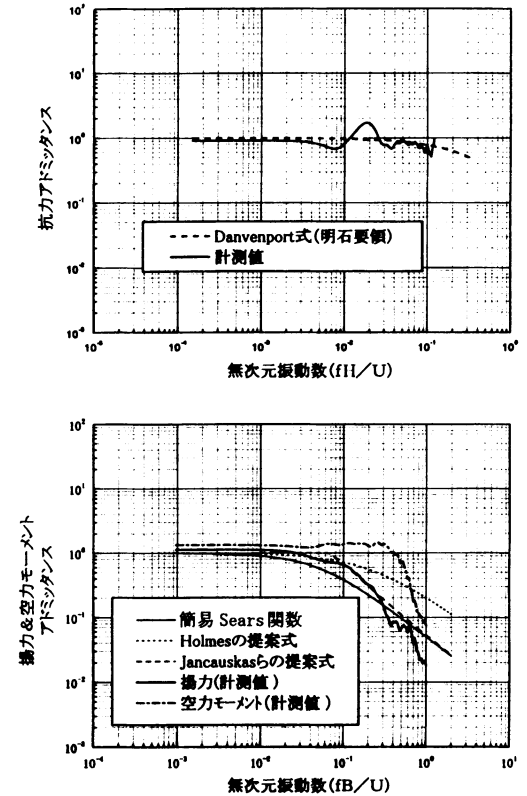


Fig.13 偏平箱桁断面(壁高欄)の空力アドミッタンス
Aerodynamic Admittance Functions of Flat Box Girder with Wall Type Handrail for Drag, Lift and Moment Forces

そこで、このことを確かめるために、同じ幅高さ比 ($=7.5$) の矩形断面の空力アドミッタンスを計測した。このとき、矩形断面のほか前縁のみに正三角形フェアリングを設置した断面及び後縁のみに正三角形フェアリングを設置した断面についても調査し、前縁からの剥離流れを変化させることによる空力アドミッタンスの変化を調査した。揚力及び空力モーメントに関する計測結果を Fig.14~Fig.16 に示す。

これより、矩形断面と前縁にフェアリングを設置した断面の違いをみると、揚力については、前縁からの剥離の影響が大きいと考えられる矩形断面の方が小さくなり、簡易 *Sears* 関数に近づく傾向が認められる。空力モーメントについては、逆に矩形断面の方が大きく

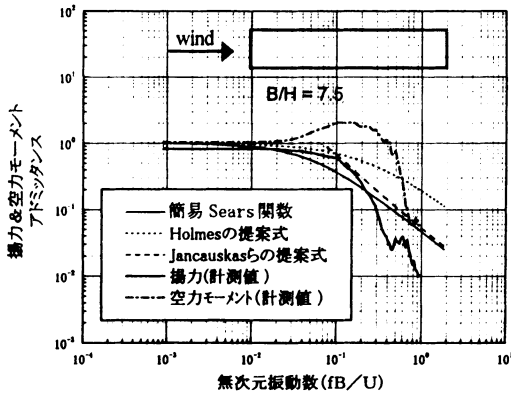


Fig. 14 矩形断面(B/H=7.5)の空力アドミッタンス
Aerodynamic Admittance Functions of 7.5:1 Rectangular Section Cylinder for Lift and Moment Forces

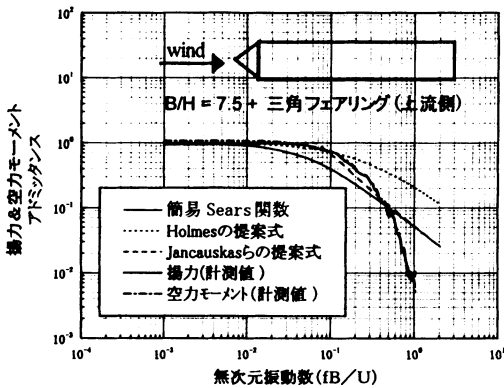


Fig. 15 矩形断面(B/H=7.5, 上流側に三角フェアリングあり)の空力アドミッタンス
Aerodynamic Admittance Functions of 7.5:1 Rectangular Section Cylinder with Upstream Triangular Fairing for Lift and Moment Forces

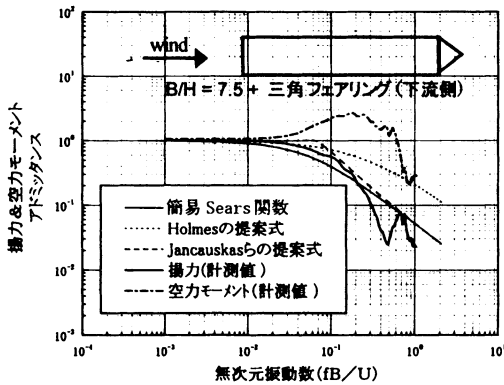


Fig. 16 矩形断面(B/H=7.5, 下流側に三角フェアリングあり)の空力アドミッタンス
Aerodynamic Admittance Functions of 7.5:1 Rectangular Section Cylinder with Down Stream Triangular Fairing for Lift and Moment Forces

なり、無次元周波数 0.1 から 0.2 にかけてピークをもつ凸形状となっていることが分かる。さらに、前縁のみ及び後縁のみフェアリングを設置した断面の空力アドミッタンスの比較から、明らかに前縁剥離渦の影響が大きいことが分かる。

これら矩形断面におけるフェアリングの有無による空力アドミッタンスの変化は、横棧型高欄(充実率: 50%程度)を設置した場合と壁高欄を設置した場合に認められた変化と傾向がよく一致しており、壁高欄とすることにより、前縁剥離渦の影響が顕著になることが分かった。ここでは、高欄の充実率を変化させた詳細な検討を行っていないが、充実率 50%以下であればその影響は小さいようである。

ところで、偏平箱桁断面の揚力方向の空力アドミッタンスについて、付加物のない場合と壁高欄を設置した場合を比較すると、前縁剥離渦の影響が大きいと考えられる壁高欄を設置した断面の方が、簡易 Sears 関数に近づく傾向が認められた。一方、空力モーメントに関する空力アドミッタンスをみると、壁高欄を設置した断面の方が簡易 Sears 関数の形状から離れる傾向にあり、無次元周波数 0.3 付近でピークを持つ凸形状となった。空力モーメントについては、前縁剥離渦の影響を顕著に受けるが、揚力についてはむしろ前縁剥離渦が存在することによって、簡易 Sears 関数に近づくという矛盾した結果となった。

この点の詳細は不明であるが、揚力および空力モーメントに関する空力アドミッタンスの形状を左右するのは、断面上下の圧力バランスや前縁部の形状による前縁剥離渦の挙動の差異にあると考えている。壁高欄の存在により前縁付近に剥離渦が形成されると、断面前縁部に大きな負圧領域が生じ、空力モーメントが大きく生成されることになる。揚力については、偏平箱桁の断面形状が上下非対称となるために、断面上下で圧力バランスが異なるが、壁高欄を設置したことによって、偶然ではあるが、流線型に近い圧力バランスに変化したものと推察される。

2. 4 非定常空力を用いた空力アドミッタンス推定法(推定法Ⅱ)の精度について

一樣流中で計測された非定常空力係数をもとに、上述の諸式に従い、等価 Theodorsen 関数を同定する。非定常空力は全橋模型と同じ縮尺(1/60)の桁断面模型(付加物あり)を用いて、一樣流中で計測された²⁾。Fig. 17 に計測された非定常空力係数 H_1^* , A_1^*

($i=1-4$)を示す。図中には薄翼に対する Theodorsen 関数の R.T.Jones 近似式を示す。

上述の諸式に従い、等価 Theodorsen 関数の未知パラメータ $c_1 \sim c_5$ と $d_1 \sim d_5$ を同定した。同定結果を Table 1 に示す。また、Fig.17 には、同定されたパラメータを用いて、算定された H_i^* 、 A_i^* を併記している。 H_4^* を除けば、ほぼ計測値に一致する同定値が得られている。 H_4^* については多くの試行計算を行ったが、これ以上改善されなかった。

Table 1 同定された揚力及び空力モーメントに関する等価 Theodorsen 関数のパラメータ

Identified Parameters of Equivalent Theodorsen's Function for Lift and Moment Forces

| | 翼断面(R.T.Jones 近似式) | | 偏平箱桁断面 | |
|-------|--------------------|-------|--------|--------|
| | 揚力 | モーメント | 揚力 | モーメント |
| c1,d1 | 0.165 | | -0.630 | -0.011 |
| c2,d2 | 0.0455 | | 0.021 | 0.098 |
| c3,d3 | 0.335 | | 0.687 | 0.227 |
| c4,d4 | 0.3 | | 0.016 | 0.524 |
| c5,d5 | 6.283 | 1.571 | 4.168 | 1.078 |

次に、得られた等価 Theodorsen 関数を用いて、空力アドミッタンス（揚力・空力モーメントのみ）を推定した。推定結果を Fig.18 に示す。推定された空力アドミッタンスは、計測値とよく一致しており、一樣流中の非定常空気力を用いても比較的精度よく空力アドミッタンスを推定できることが分かった。

ところで、推定法 I、II の長所・短所であるが以下のように考えている。推定法 I は、変動空気力の直接計測から得られる点で、本来、最も精度が高い推定法と言える。しかし、格子乱流や境界層乱流のように 3 次元的な乱流場で計測される場合、接近流および空気の 3 次元性を如何に評価するかが大きな問題 (1), (17), (18) であり、現状では不明な点が多い。また、推定法 II は、本論文で示したように、一樣流中で非定常空気力を計測するだけでよく、省力化の観点から有利な方法と考えている。しかし、等価 Theodorsen 関数の推定精度が空力アドミッタンスの推定精度を左右することになるため、等価 Theodorsen 関数が精度良く同定できない場合、まったく異なる空力アドミッタンスが推定される可能性がある。

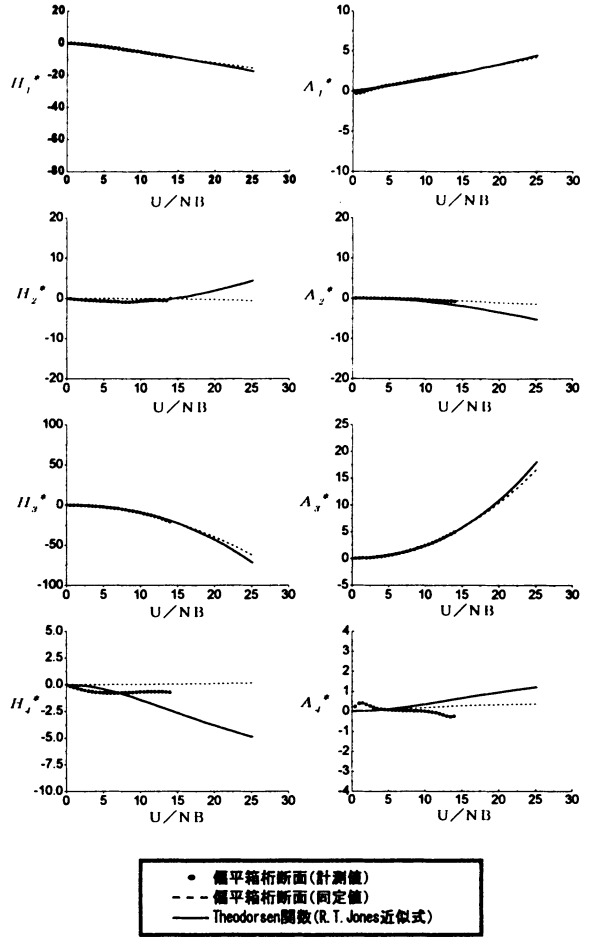


Fig.17 偏平箱桁断面（基本断面）の一樣流中における非定常空気力係数 Flutter Derivatives of Flat Box Girder in the Smooth Flow

2. 5 空力アドミッタンスの実験式

先に述べたように異なる 2 つの推定法による空力アドミッタンスがよく一致したことから、計測精度が確認されたものと判断して、空気力の直接計測により与えられる推定法 I による空力アドミッタンスから実験式を導いた。抗力については、推定法 I による結果しかないが、参考のために同様に実験式を導いた。

評価する実験式であるが、抗力については、式(1)の関数形で表し、ディクレーファクター k を未知パラメータとして、最小二乗近似した。また、揚力及び空力モーメントについては式 (3-2) に倣い、次式により近似した。

$$|X_i(f)|^2 = \frac{1}{1 + a \left(\frac{fB}{U} \right)^b}, (i = L, M) \quad (29)$$

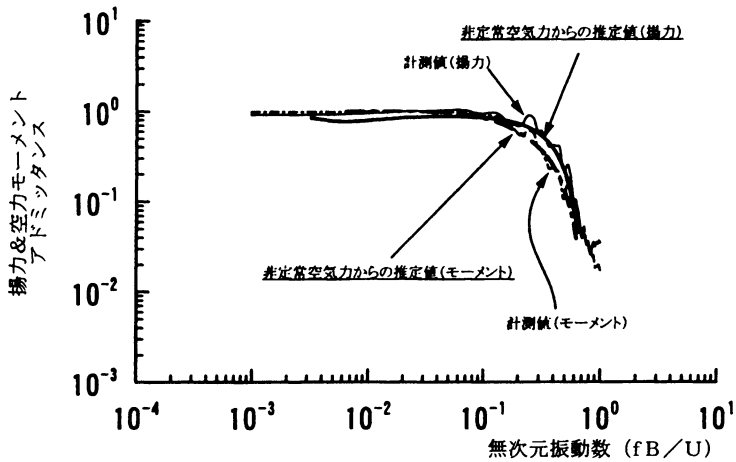


Fig.18 偏平箱桁断面（基本断面）の空力アドミッタンスの計測値と非定常空気をを用いた推定値との比較

Comparison between Measured and Identified Aerodynamic Admittance Functions of Flat Box Girder with Appendage for Lift and Moment Forces

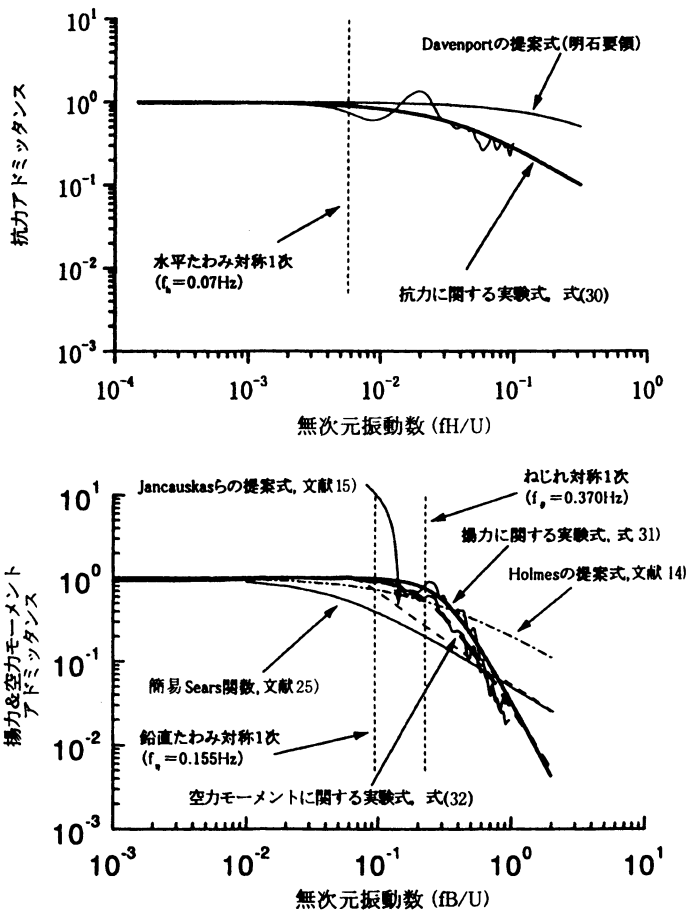


Fig.19 偏平箱桁断面（基本断面）の空力アドミッタンスの実験式

Empirical Expressions of Aerodynamic Admittance of Flat Box Girder for Drag, Lift and Moment Forces

1) 抗力に関する空力アドミッタンス

$$|X_D(\xi)|^2 = \frac{2}{(60\xi)^2} [60\xi - 1 + \exp(-60\xi)] \quad (30)$$

2) 揚力に関する空力アドミッタンス

$$|X_L(f)|^2 = \frac{1}{1 + 30\left(\frac{fB}{U}\right)^{3.0}} \quad (31)$$

3) 空力モーメントに関する空力アドミッタンス

$$|X_M(f)|^2 = \frac{1}{1 + 35\left(\frac{fB}{U}\right)^{2.5}} \quad (32)$$

空力アドミッタンスの計測値と実験式の適合を Fig.19 に示す。両者はよく一致していることが分かる。ただし、物理的意義については課題を残している。

3. 全橋模型のガスト応答解析

3. 1 解析条件

ガスト応答解析は、尾道・今治ルート耐風設計基準³⁵⁾に準拠した解析と風洞計測値を反映させた解析を行った。主要な解析条件を Table 2 に示す。本解析では、抗力、揚力および空力モーメントの3成分空気を考慮している。また、桁位置風速が 38m/s を超える風速域では、有風時変形を考慮している。また、解析では、ねじれ応答の収束性を考慮して、モード次数 70 次まで考慮した。70 次のうち顕著なねじれ振動は 7 個含まれる。以下では、各々の入力値について説明する。

3. 2 境界層乱流の乱れ特性

3. 2. 1 乱れ特性の空間分布

橋梁各部の乱れ特性値の分布状況を計測したところ、橋桁位置に沿った乱れ特性値はほぼ一様な分布となっていた。また、橋梁各部の変動気流パワースペクトルの分布状況も調査したが、橋桁位置に沿った変動気流パワースペクトルの形状はほぼ相似形となっていることを確認した。

3. 2. 2 変動気流パワースペクトル

橋桁位置に沿った変動気流パワースペクトルは、ほぼ相似形になっていることから、解析には中央径間中央部での計測スペクトルを代表値として用いることとした。Fig.20 には、主流方向成分と鉛直方向成分の変動気流パワースペクトルを示す。図は変動風速の分散値で無次元化したパワースペクトルを示している。いずれも本四基

準に準拠した解析で用いた日野の式と Busch & Panofsky の式を併記している。風洞試験対応の解析では、風洞計測値をそのまま用いるのではなく、図中の実線で示される最小二乗近似値(多項式近似)を用いた。

Table 2 ガスト応答解析の入力パラメータ
Input parameters of Gust Response Analysis

| | 尾道・今治ルート耐風設計基準に準拠した解析 | 風洞計測値を反映させた解析 |
|---------------------|--|---|
| 空気密度 | 0.12 (kg・m ³ /m ³) | 風洞試験時の計測値 (0.131) |
| べき指数 | $\alpha = 1/7$ | $\alpha = 1/4.5$ |
| 空間相関 | 指数関数近似式 ($\alpha=8$) | Robert & Surry の公式 (抗力成分) と Thompson の公式 (揚力と空力モーメント成分) の複合式 |
| 空力アドミッタンス | 抗力成分—Davenport の複合式 揚力・空力モーメント成分—簡易 Sears 関数 | 抗力成分—Davenport の複合式と式(30) 揚力・空力モーメント成分—簡易 Sears 関数、実験式 (式(31)、式(32)非定常空力からの推定値) 及び既往の実験式 |
| 構造減衰 | 対数減衰率 $\delta = 0.02$ | 風洞模型の計測値 (各振動成分の対称 1 次モードの計測値) |
| 3 成分係数 (主桁、主塔、ケーブル) | 主桁: 前湾面の静的空力測定試験の計測値 (一樣流試験)、迎角 = 0° における値を採用。 $C_D = 0.651, dC_D/d\alpha = 1.466$ $C_L = -0.323, dC_L/d\alpha = 1.155$ $C_M = -0.038, dC_M/d\alpha = 1.077$ 主塔: $C_D = 0.818$ ケーブル: $C_D = 0.7$ (均成系) ハンガー: $C_D = 0.7$ | 主桁: 前湾面の静的空力測定試験の計測値 (一樣流試験)、迎角 = 0° における値を採用。 主塔: $C_D = 0.818$ ケーブル: $C_D = 0.7$ (均成系) ハンガー: $C_D = 0.7$ |
| 変動気流のハラスペクトル | 主流方向成分: 日野の式 ($K = 0.0025, m = 1$) 鉛直方向成分: Busch & Panofsky ($f_{max} = 0.3$) | 中央径間中央位置での風洞計測値を最小二乗法 (多項式近似) により近似した値 |
| 主桁の非定常空力 | 鉛直たわみ振動に対する空力減衰 (準定常空力) のたわみを考慮 | 非定常空力の計測値 ($H_i^*, A_i^* (i = 1 \sim 4)$) |
| 考慮する振動次数 | 70 次 (均成系) | 70 次 (均成系) |
| 最大応答倍率 | Davenport 式 (附録値) | Davenport 式 (附録値) |

3. 2. 3 変動気流の空間相関

計測された空間相関との整合性をはかるために変動風の空間相関 (コ・コヒーレンス) には、Robert & Surry の公式 (主流方向成分) および Thompson の公式 (鉛直方向成分) を拡張した式を用いた。なお、以下に示す式 (35)、(36) の誘導等については、文献 (36) に記載されている。

$$co-coh_w(f) = \frac{2^{1/6}}{\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)} \left\{ \eta^{5/6} K_{5/6}(\eta) - \frac{\eta^{1/6}}{2} K_{1/6}(\eta) \right\} \quad (33)$$

$$co-coh_w(f) = \frac{2^{1/6}}{\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)} \left[\eta^{5/6} K_{5/6}(\eta) - \eta^{1/6} K_{1/6}(\eta) \right] \left\{ 1 + \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi}{B_l} \right)^2 \left(\frac{fL_s}{U_{ij}} \right)^2 \right\} \quad (34)$$

ここに、 Γ : ガンマ関数、 K : 第 2 種変形ベッセル関数、 $B_l = \sqrt{\pi} \cdot \Gamma(5/6) / \Gamma(1/3) = 1/1.339$ 、 f : 周波数 (Hz)、 L_s : (ij) 点を結ぶ方向の乱れスケール (m)、 $U_{ij} = (U_i + U_j) / 2$: (ij) 点の平均風速 (m/s)

また、両式中の η は次式により与えられる。

1) 抗力

$$\eta = \left[B_1^2 \left\{ (\Delta Y_{ij} / L_{yw})^2 + (\Delta Z_{ij} / L_{zw})^2 \right\} + (f / U_{ij})^2 \left\{ (k_{yw} \Delta Y_{ij})^2 + (k_{zw} \Delta Z_{ij})^2 \right\} \right]^{1/2} \quad (35)$$

2) 揚力・空力モーメント

$$\eta = \left[B_1^2 \left\{ (\Delta Y_{ij} / L_{yw})^2 + (\Delta Z_{ij} / L_{zw})^2 \right\} + (f / U_{ij})^2 \left\{ (k_{yw} \Delta Y_{ij})^2 + (k_{zw} \Delta Z_{ij})^2 \right\} \right]^{1/2} \quad (36)$$

ここに、 L_{yw} 、 L_{zw} & k_{yw} 、 k_{zw} ：主流方向変動気流に対する橋軸方向（y方向）および鉛直方向（z方向）の乱れスケールと空間修正係数、 L_{yw} 、 L_{zw} & k_{yw} 、 k_{zw} ：鉛直方向変動気流に対する橋軸方向および鉛直方向の乱れスケールと空間修正係数

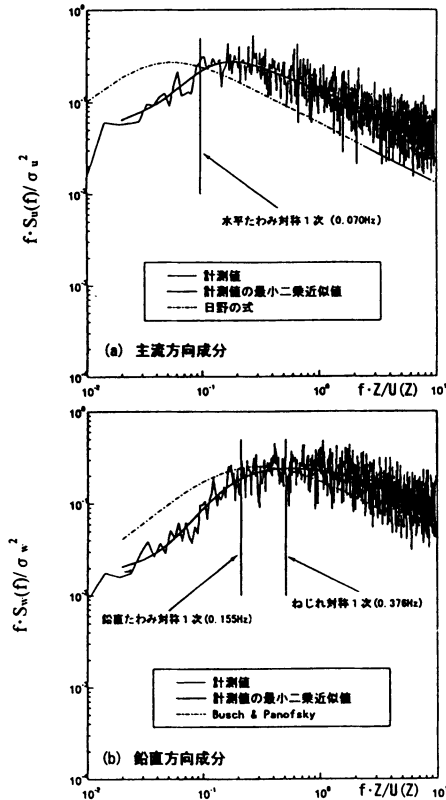


Fig.20 境界層乱流中の変動風速パワースペクトル
Power Spectral Density of Turbulent Flows in the Boundary Layer Turbulence

次に、部材(i,j)間の空間修正関数（ジョイントアクセプタンス関数） $|J_{ij}(f)|^2$ の値を求めるには、両部材の長さ方向に沿って次の2重積分を実施する必要がある。

$$|J_{ij}(f)|^2 = \left(\frac{1}{L_i L_j} \right) \int_{L_i} \int_{L_j} R_{ij}(f) dL_i dL_j \quad (37)$$

ここに、 $R_{ij}(f)$ ：微少要素（ dL_i 、 dL_j ）間のコ・コヒーレンス

$$\left. \begin{aligned} R_{ij}(f) &= co-coh_u(f) \quad (\text{抗力}), \\ R_{ij}(f) &= co-coh_w(f) \quad (\text{揚力}) \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

しかし、式(37)の2重積分を実施することは関数形が複雑であり、解析解を導くことが困難である。また、(i,j)部材を細かく分割して、数値積分を実施すると、多大の計算時間を要して実用性が低下する。このため本報告では、部材(i,j)の長さ方向に沿うコヒーレンスの低下を次式の形で扱うものとした。

$$J_u^*(f) = \{co-coh_u(f)\}_{ij} \cdot \left(\frac{1}{L_i L_j} \right) \left[\int_{L_i} \int_{L_j} e^{(-\eta)} dL_i dL_j \right] \times \left[\int_{L_i} \int_{L_j} e^{(-\eta)} dL_i dL_j \right]^{-1/2} \quad (39)$$

$$J_w^*(f) = \{co-coh_w(f)\}_{ij} \cdot \left(\frac{1}{L_i L_j} \right) \left[\int_{L_i} \int_{L_j} e^{(-\eta)} dL_i dL_j \right] \times \left[\int_{L_i} \int_{L_j} e^{(-\eta)} dL_i dL_j \right]^{-1/2} \quad (40)$$

ここに、 $\{co-coh_u(f)\}_{ij}$ 、 $\{co-coh_w(f)\}_{ij}$ ：式(33)、式(34)による(i,j)部材の中心間のコヒーレンス

式(39)および式(40)を計算するにあたって、空間相関の風洞計測値から空間修正係数と乱れの空間スケールを算定する必要がある。そこで、変動気流の空間相関を式(41)で近似できるものとし、回帰分析によりパラメータ a,k を同定した。k は空間修正係数に相当する。さらに、式(41)について、 $f \rightarrow 0$ の極限をとることにより、式(42)により乱れスケールを算定することができる。

$$\left. \begin{aligned} coh(f) &= \exp(a - k \cdot f \cdot \Delta L / U) = \exp(-\eta) \\ \eta &= (\Delta L \cdot B_1 / L_i) \left\{ 1 + (2\pi / B_1)^2 \cdot (f \cdot L_i / U)^2 \right\}^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

$$L_i = -\Delta L \cdot B_1 / a = -\Delta L / (1.339 \cdot a) \quad (42)$$

ここに、 ΔL ：着目方向の2点間距離（橋軸方向なら ΔY 、鉛直方向なら ΔZ ）

Table 3 と Table 4 は、乱れの空間スケールの算定に用いた回帰分析表を示す。また、Table 5 には、式(39)および式(40)を算定する際に用いた乱れの空間スケールおよび空間修正係数を示す。

Table 3 スパン中央(L/2)点の回帰分析表, 主流方向成分(u)

| | $\Delta L(m)$ | 切片 a | $L_{p,u}(m)$ | 比較 |
|------------------------|---------------|--------|--------------|-----------------------|
| 橋軸方向 (L/2)点 (注1) | 0.50 | -1.009 | 0.370 | 平均值 0.426m |
| | 0.50 | -0.671 | 0.557 | |
| | 0.80 | -1.542 | 0.387 | 計測値 (注2) 0.315m |
| | 0.80 | -1.530 | 0.390 | |
| 鉛直方向 (5P/6P) | 0.70 | -1.409 | 0.371 | 計測値 0.389m |
| | 0.70 | -0.709 | (0.737) | |

(注1) スパン中央(L/2)点を基準ポイントとし, そこから橋軸方向に ΔL 離れた2点間の空間相関から与えられる回帰分析値を示す。

(注2) 計測値とは, 式(42)から得られる乱れスケールとは別に風速変動の相互相関から得られる空間スケールを指す。

Table 4 スパン中央(L/2)点の回帰分析表, 鉛直方向成分(w)

| | $\Delta L(m)$ | 切片 a | $L_{p,w}(m)$ | 比較 |
|------------------------------|---------------|--------|--------------|---------------|
| 橋軸方向 (L/2)点 と両主塔 位置 | 0.50 | -1.325 | 0.282 | 平均值 0.317m |
| | 0.50 | -0.970 | 0.385 | |
| | 0.50 | -1.401 | 0.267 | 計測値 0.205m |
| | 0.50 | -1.119 | 0.334 | |
| 鉛直方向 (5P/6P) | 0.70 | -1.319 | 0.396 | 計測値 0.386m |
| | 0.70 | -0.606 | (0.863) | |

Table 5 乱れの空間スケールと空間修正係数 (ディケイファクター)

| | 乱れスケール (m) | | | |
|-----------------------|------------|------------|------------|------------|
| | $L_{y2,u}$ | $L_{y2,w}$ | $L_{z2,u}$ | $L_{z2,w}$ |
| 平均值 (模型) | 0.426 | 0.317 | 0.389 | 0.386 |
| 応答解析用 (実橋) | 25.56 | 19.02 | 23.31 | 23.76 |
| 空間修正係数 (ディケイファクター) | k_{yu} | k_{yw} | k_{zu} | k_{zw} |
| | 7 | 4 | 7 | 3 |

表中には, 式(42)により推定される乱れの空間スケールと風洞気流の直接計測 (空間相関の計測) から与えられる空間スケールを併記している。両者には差が認められるが, 各々を式(33)と式(34)に代入して与えられる空間相関と風洞計測値との整合性から, 式(42)による推定値を用いることとした (Table 3 と Table 4 の下線部の数値)。

Fig.21 には, 式(33)および式(34)による空間相関と計測値との対比を示している。図中には Davenport が提案した指数関数近似式も併記している。図中の縦線は, 完成系の水平たわみ対称1次および鉛直たわみ対称1次の固有振動数 (2点間距離と風速で無次元化) を示したものである。

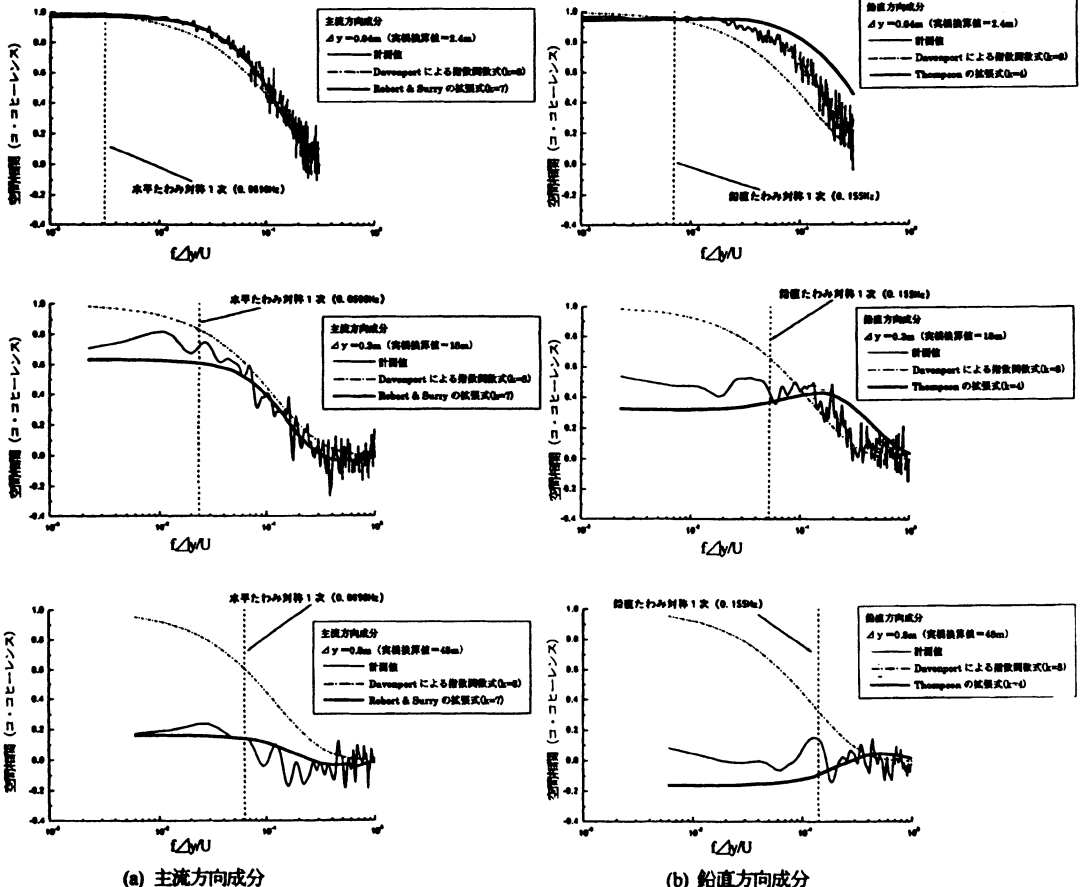


Fig.21 気流直角水平方向の空間相関 (コ・コヒーレンス) の計測値と適合式の比較
Comparison between Measured and Estimated Values of Co-coherence between the Two Points along the Spanwise Directions for u- and w- Fluctuations

各々の固有振動数近傍で計算値と計測値を比較すると、*Davenport* による指数関数近似式を用いた場合には過大評価となっているのに対し、*Robert & Surry* の公式および *Thompson* の公式を用いた場合には計測値よりも多少小さな値となっているが、ほぼ一致した値となっていることがわかる。

3. 2. 4 空力アドミッタンス

抗力に関する空力アドミッタンスについては、実験式(式(30))を用い、比較のために *Davenport* の提案式を用いた解析も行った。揚力及び空力モーメントに関する空力アドミッタンスについては式(31)及び式(32)で与えられる実験式、非定常空気力からの同定値、簡易 *Sears* 関数及び各種提案式を用いた解析を実施した。

なお、アクティブ制御乱流と全橋模型試験時の境界層乱流の乱れ特性値を比べると (Table 6)、乱れ強度はほぼ同程度の値となっているものの、乱れスケールについてはアクティブ制御乱流の方が2倍程度大きくなっている。

Table 6 アクティブ制御乱流と境界層乱流の乱れ特性値の違い
Comparison of Turbulence Characteristics in Actively Generated and Boundary Layer Turbulence

| | 乱れ強度(%) | | 乱れスケール(m) | |
|------------|---------|-------|-----------|-------|
| | I_u | I_w | L_u | L_w |
| ①アクティブ制御乱流 | 10.0 | 5.2 | 1.56 | 0.78 |
| ②境界層乱流 | 10.7 | 7.1 | 0.87 | 0.33 |

空力アドミッタンスに及ぼす乱れ特性値の影響を調査した研究例をみると、格子乱流中や境界層乱流中では、乱れスケールの影響が認められるようである^{11), 37)}。しかし、2次元変動流に近い性質を有するアクティブ制御乱流中における扁平箱桁断面の空力アドミッタンス(揚力、空力モーメント)の計測例³⁸⁾をみると、乱れスケールの影響については比較的鈍感であることが示されており、本論文では、式(31)および式(32)をそのまま用いた。一方、抗力の空力アドミッタンスについては2次元変動流中の計測例が見当たらないことから、乱れ特性値に対する影響度は不明であるため、本論文では式(30)をそのまま用いることとした。

3. 2. 5 静的空気力係数及び非定常空気力係数

静的空気力係数及び非定常空気力係数は、全橋模型と同じ縮尺(1/60)の部分模型を用いた一様流中での計測値を用いた(乱流中では計測されていない)。静

的空気力係数は Table 2 に記載している。非定常空気力係数は Fig.17 に示した通りである。

3. 2. 6 構造減衰

解析に用いた水平、鉛直及びねじれモードの構造減衰(対数減衰率)には、以下に示す全橋模型の最低次振動モードの計測値を用いた。

水平たわみ対称1次モード: 0.008

鉛直たわみ対称1次モード: 0.010

ねじれ対称1次モード: 0.021

3. 3 ガスト応答解析結果

3. 3. 1 抗力に関する空力アドミッタンスの違いが解析値に及ぼす影響

本節では、抗力に関する空力アドミッタンスがガスト応答解析結果に及ぼす影響について調査する。Table 7 に水平たわみガスト応答解析値を示す。表中の値は、設計基準風速時(桁位置風速=53.2m/s)の中央径間中央の応答値を示したものであり、風洞計測値及び本四基準に準拠した解析値も併記している。

本四基準に準拠した解析では、ガスト応答変動成分である標準偏差あるいは最大振幅が風洞計測値と比べて、約3倍程度大きな値となっている。これは空間関係の評価を *Davenport* の提案式によっているためであり、従来指摘されている通りである。

一方、風洞計測値を反映させた解析値をみると、空力アドミッタンスとして、*Davenport* の提案式を用いた場合と実験式を用いた場合とであまり大きな差異が認められなかった。また、ガスト応答変動成分の風洞計測値と比べると、いずれも1.5倍程度大きな値となっている。

Table 7 ガスト応答解析値(水平たわみ)
Measured and Calculated Values of Horizontal Gust Response

| | 風洞計測値 | 本四基準に準拠した解析 | 風洞計測値を反映した解析値 | |
|------|-------|-------------|-----------------------|------------|
| | | | <i>Davenport</i> の提案式 | 実験式(式(30)) |
| 平均変位 | 2.268 | 2.342 | 2.507 | 2.507 |
| 標準偏差 | 0.245 | 0.652 | 0.355 | 0.340 |
| 最大振幅 | 0.650 | 1.919 | 1.052 | 1.005 |
| 最大変位 | 2.902 | 4.261 | 3.559 | 3.512 |

(※)単位: m

3. 3. 2 揚力・空力モーメントに関する空力アドミッタンスの違いが解析値に及ぼす影響

本節では、揚力・空力モーメントに関する空力アドミッタンスがガスト応答解析結果に及ぼす影響について調査する。Table 8 及び Table 9 は、各々鉛直たわみとねじれのガスト応答解析値を示す。表中の値は、設計基準風速時(桁位置風速=53.2m/s)の中央径間中

央の応答値を示したものであり、風洞計測値、本四基準に準拠した解析値及び空力アドミッタンスの既往提案式を用いた解析値を併記している。

Table 8 ガスト応答解析値 (鉛直たわみ)

Measured and Calculated Values of Vertical Gust Response

| | 風洞計測値 | 本四基準 | 風洞計測値を反映させた解析値 (空力アドミッタンスを変化) | | | | |
|------|--------|--------|-------------------------------|----------------|------------|----------|----------|
| | | | 簡易Sears | Jancauskasの提案式 | Holmesの提案式 | 実験式(式31) | 非定常から推定値 |
| 平均変位 | -0.787 | -0.790 | -0.847 | -0.847 | -0.847 | -0.847 | -0.847 |
| 標準偏差 | 0.307 | 0.261 | 0.212 | 0.279 | 0.287 | 0.332 | 0.312 |
| 最大振幅 | 1.021 | 0.840 | 0.688 | 0.905 | 0.937 | 1.082 | 1.016 |
| 最大変位 | -1.731 | -1.630 | -1.535 | -1.752 | -1.784 | -1.929 | -1.863 |

(※)単位: m

Table 9 ガスト応答解析値 (ねじれ)

Measured and Calculated Values of Torsional Gust Response

| | 風洞計測値 | 本四基準 | 風洞計測値を反映させた解析値 (空力アドミッタンスを変化) | | | | |
|------|--------|--------|-------------------------------|----------------|------------|----------|----------|
| | | | 簡易Sears | Jancauskasの提案式 | Holmesの提案式 | 実験式(式32) | 非定常から推定値 |
| 平均変位 | -0.470 | -0.350 | -0.391 | -0.391 | -0.391 | -0.391 | -0.391 |
| 標準偏差 | 0.410 | 0.332 | 0.243 | 0.308 | 0.391 | 0.400 | 0.391 |
| 最大振幅 | 1.420 | 1.153 | 0.842 | 1.066 | 1.357 | 1.384 | 1.350 |
| 最大変位 | -1.800 | -1.503 | -1.233 | -1.457 | -1.748 | -1.775 | -1.741 |

(※)単位: deg

鉛直たわみ応答について、空力アドミッタンスの評価式の違いをみると、簡易Sears関数を用いた場合には風洞計測値(ガスト応答変動成分)と比べて、30%程度過小評価となっているのに対し、Jancauskasの提案式、Holmesの提案式、非定常空気力からの推定値及び本実験式を用いた場合には、10%の誤算範囲に入っており、ほぼ妥当な結果となっている。一方、本四基準に準拠した解析については、風洞計測値と比べて、15%程度の誤差となっており、近似的に概ね妥当な結果が得られているが、空間相関の過大評価と空力アドミッタンスの過小評価が相殺された結果であることに注意すべきである。

次に、ねじれ応答について、空力アドミッタンスの評価式の違いをみると、簡易Sears関数を用いた場合には風洞計測値(ガスト応答変動成分)と比べて、約40%過小評価となっている。Jancauskasの提案式を用いた場合は、簡易Sears関数を用いた場合と比べると、風洞計測値との対応が改善されるが、それでも約25%過小評価となる。Holmesの提案式、非定常空気力からの推定値及び本実験式を用いた場合には、5%の誤差範囲に入っており、ほぼ妥当な結果となっている。一方、本四基準に準拠した解析については、風洞計測値と比べて、20%程度の誤差となっており、近似的には概ね妥当な結果を与えているが、鉛直たわみと同様に空間相関の過大評価と空力アドミッタンスの過小評価が相殺された結果であることに注意すべきである。

以上、鉛直たわみ及びねじれの計測値と解析値の比

較をおこなったところ、Holmesの提案式、非定常空気力からの推定値及び本実験式を用いた場合には計測値によく適合する解析値が得られることが分かった。特に、ねじれ応答については、簡易Sears関数を用いた場合には、40%もの過小評価となり、空力アドミッタンスの評価の違いが顕著に現れる結果となった。今後、偏平箱桁断面を有する吊橋や斜張橋のガスト応答を評価する上において注目すべき点と考えられる。

3. 3. 3 各風速ごとの計測値と解析値の比較

式(30)~(32)で与えられる各空気力に関する空力アドミッタンスの実験式を用いて、各風速ごとのガスト応答解析値を求めた。また、比較のために抗力成分についてはDavenportの提案式、揚力・空力モーメント成分については簡易Sears関数を用いた解析も行った。解析結果をFig.22に示す。図中には風洞計測値も併記する。本実験式を用いた場合、いずれも風洞計測値にほぼ対応する結果が得られている。

一方、Davenportの提案式を用いた場合には、実験式と大差が認められないが、簡易Sears関数を用いた場合には、鉛直たわみ・ねじれ応答ともに風洞計測値よりも全般的に小さな値となっていることが分かる。

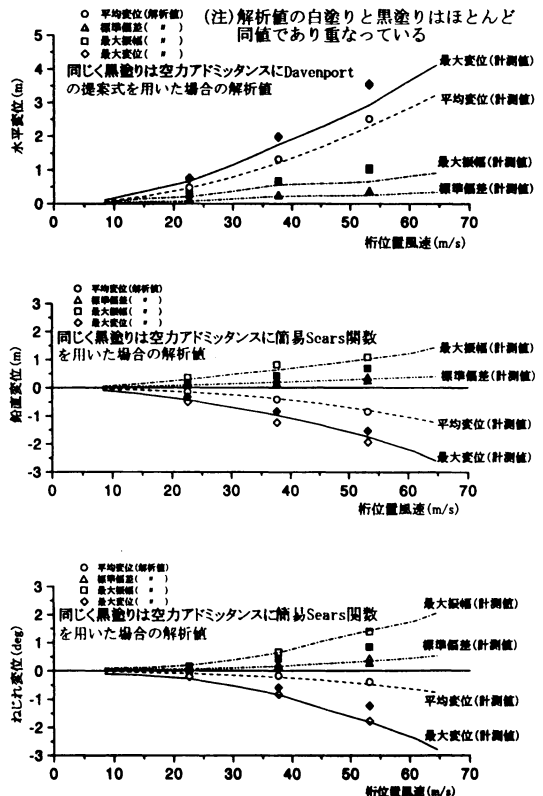


Fig.22 ガスト応答の計測値と解析値

4. 結論

本論文では、偏平箱桁断面を対象として、空力アドミッタンスの計測とそれを用いたガスト応答解析を実施した。得られた知見を以下に総括する。

- 1) 空力アドミッタンスの推定法として、アクティブ制御された乱流中に 2 次元剛体模型を剛支持し、模型端部に設置された荷重センサーにより計測される変動空気力から直接的に推定する方法（推定法 I）と一様流中で計測される非定常空気力から間接的に推定する方法（推定法 II）を比較した。両推定法から得られた空力アドミッタンス（揚力・空力モーメント）は良好に一致した。
- 2) 偏平箱桁断面の空力アドミッタンス（揚力・空力モーメント）は、薄翼の理論関数である *Sears* 関数よりも大きな値となり、無次元周波数で約 0.3 までなら *Holmes* の提案式と概ね一致した。
- 3) 偏平箱桁断面の空力アドミッタンスに及ぼす付加物（高欄・地覆、防護柵）の影響を調査した結果、本研究の対象モデルでは充実率が 50%程度までであれば高欄の影響はさほど大きくないことが分かった。さらに、完全に遮蔽した壁高欄を設置した場合、特に、空力モーメントに変化が認められた。無次元周波数 0.3 付近でピークとなる凸型の形状となることが分かった。この傾向は、同様の幅高さ比を有する矩形断面を用いた実験でも確かめられ、壁高欄とすることで前縁からの剥離渦が顕著になり、空力モーメントの空力アドミッタンスに影響することが分かった。
- 4) 抗力に関するアドミッタンスについては、*Davenport* の提案式と同様に、周波数が高くなるにつれて徐々に準定常値よりも小さくなる傾向が認められた。
- 5) 抗力、揚力及び空力モーメントに関する空力アドミッタンス（推定法 I）について、実験式を提案した。
- 6) 各空気力に関する空力アドミッタンスの実験式及び非定常空気力からの推定値を用いて、来島第二大橋を対象とした全橋模型のガスト応答を推定した。抗力については、対象橋梁の最低次水平たわみモードの固有振動数が低いこともあり、従来使われている *Davenport* の提案式と大きな違いはなかった。また、鉛直たわみおよびねじれ応答については、推定法 I・II で与えられる空力アドミッタンスを用いた場合、ガスト応答の計測値とよく一致することが分かった。しかし、簡易 *Sears*

関数を用いた場合、ねじれ応答が約 40%過小評価となり、偏平箱桁断面を有する吊橋などのガスト応答を評価する際に留意すべき点である。

謝辞：研究遂行にあたって本州四国連絡橋公団長大橋技術センターより御助言を賜わり、また、耐風委員会（宮田委員長）での議論が参考になりました。また、日立造船（株）技術研究所の植田利夫博士および砂田博幸氏・山口映二氏に実験について貴重な御協力を得た。ここに記して深甚なる謝意を表します。

参考文献

- 1) A. G. Davenport : The Response of Slender, Line-Like Structures to a Gusty Wind, Proc. Inst. Civ. Eng. 19, 1961., pp. 389-407
- 2) 本州四国連絡橋公団：耐風設計基準・同解説、付録 C, 1976.
- 3) 本州四国連絡橋公団：明石海峡大橋耐風設計要領（案）、付録・ガスト応答解析, 1989.
- 4) 竹口昌弘, 鳥海隆一, 田中 洋, 宮田利雄, 佐藤弘史：来島第二大橋ガスト応答解析に関する検討, 平成 10 年度土木学会年次学術講演会講演概要集, 1998.9., I-B42
- 5) J. B. Roberts and D. Surry : Coherence of Grid-Generated Turbulence, J. Eng. Mech. Div. ASCE, 99, No. EM6, 1973., pp.1227-1245
- 6) N, Thompson : Characteristics of Atmospheric Turbulence near the Ground , Part III, Eng. Science Data Item, 75001, 1975.
- 7) 佐藤弘史, 北川 信, 勝地 弘, 田中 洋, 畑中章秀：周辺地形による風特性を考慮した斜張橋全橋模型のガスト応答解析, 構造工学論文集, Vol.42A, 1996.3., pp.855-866
- 8) 金崎智樹, 宮田利雄, 北川 信, 鳥海隆一, 井上浩男：明石海峡大橋全橋模型ガスト応答特性の一検討, 第 13 回風工学シンポジウム論文集, 1994.12. , pp.233-238
- 9) A. G. Davenport : Applications of Statistical Concepts to the Wind Loading of Structures, Proc. Inst. Civ. Eng., 19, 1961., pp.449-472
- 10) W.R. Sears : Aspects of Non-Stationary Airfoil Theory and Its Practical Application, J. of Aeron. Sci. Vol. 8, 1941.
- 11) 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論文集, 1994.12. , pp.131-136
- 12) 小西一郎, 白石成人, 松本 勝, 小前 繁：変動風による橋梁断面の動的応答特性について, 構

- 造物の耐風性に関する第 2 回シンポジウム, 1972.12., pp.167-174
- 13) D. E. Walshe and T. A. Wyatt : Measurement and Application of the Aerodynamic Admittance Function for a Box-Girder Bridge, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 14, 1983., pp.211-222
 - 14) J. D. Holmes : Prediction of the Response of a Cable Stayed Bridge to Turbulence, *Proc. 4th Int. Conf. On Wind effects on Buildings and Structures*, 1975., pp.187-197
 - 15) E. D. Jancauskas and W. H. Melbourne : The Aerodynamic Admittance of Two-Dimensional Rectangular Section Cylinders in Smooth Flow, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 23, 1986., pp. 395-408
 - 16) R. Sankaran and E. D. Jancauskas : Measurement of the Aerodynamic Admittance of Two-Dimensional Rectangular Cylinders in Smooth and Turbulent Flows, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41-44, 1992., pp.601-611
 - 17) J. B. Jakobsen : Fluctuating Wind Load and Response of a Line-Like Engineering Structure with Emphasis on Motion-Induced Wind Forces, Thesis of Ph.D, Dept. of Structural Eng., Univ. of Trondheim, 1995.
 - 18) G. L. Larose, H. Tanaka, N. J. Gimsing and C. Dyrbye : Direct Measurements of Buffeting Wind Forces on Bridge decks, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 74-76, 1998., pp. 809-818
 - 19) 横山功一, 佐藤弘史, 東久保正徳 : 名港西大橋における自然風および対風応答の観測について, 第 10 回風工学シンポジウム論文集, 1988.12., pp.301-306
 - 20) 加藤真志, 武田勝昭 : 長大橋梁のガスト応答評価に関する考察, 第 11 回風工学シンポジウム論文集, 1990.12., pp.37-42
 - 21) 中尾俊哉, 楠原栄樹, 山村信道, 田中 洋, 小林義和, 畑中章秀 : 偏平箱桁を有する長大吊橋の連成フラッター特性, 第 13 回風工学シンポジウム論文集, 1994.12., pp.389-394
 - 22) H. Kobayashi, A. Hatanaka and T. Ueda : Active Simulation of Time Histories of Strong Wind Gust in a Wind Tunnel, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 53, 1994., pp.315-330
 - 23) 田中 洋, 畑中章秀, 非定常空気をを用いた空力アドミッタンスの推定法, *日本風工学会論文集* 第 83 号, 平成 12 年 4 月, pp.141-160
 - 24) R. H. Scanlan : Bridge Deck Aeroelastic Admittance Revisited, *J. of Bridge Engineering*, Vol.5, No.1, ASCE, 2000. pp.1-7
 - 25) Y.C. Fung : An Introduction to the Theory of Aeroelasticity, Dover Publications Inc., 1969.
 - 26) 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, 1996. 8.
 - 27) P.P. Sakar, R.H. Scanlan and N.P. Jones : Aerodynamic Transfer Functions for Bridge Buffeting, *Proc. Of 80th Birthday Symposium in Honor of Prof. R. H. Scanlan*, 1994., pp.295-307
 - 28) 田中 洋, 山村信道, 藤原 亨, 南條正洋 : 長大斜張橋(架設系)のガスト応答解析と 3 次元模型試験, 土木学会他, 構造工学論文集, Vol.37A, 1991., pp.1029-1038
 - 29) 松本 勝, 白石成人, 白土博通, 重高浩一, 新原雄二, 山口滋弘 : 構造基本断面の非定常空気力に関する研究, 第 12 回風工学シンポジウム論文集, 1992. 12., pp.231-236
 - 30) R. H. Scanlan, J. G. Béliveau and K. S. Budlong : Indicial Aerodynamic Functions for Bridge Decks, *J. Eng. Mech. Div. ASCE*, 100, No. EM4, 1974., pp.657-674
 - 31) R. H. Scanlan and J. J. Tomko : Airfoil and Bridge Deck Flutter Derivatives, *J. Eng. Mech. Div. ASCE*, 97, No. EM6, 1971., pp.1717-1737
 - 32) M. Matsumoto : On Flutter of Bluff Bodies, *Proc. Of the 80th Birthday Symposium in Honor of Prof. R. H. Scanlan*, 1994. 10., pp.285-294
 - 33) M. Hoshiya and E. Saito : Structural Identification by Extended Kalman Filter, *J. Eng. Mech. Div. ASCE*, 110, No. EM12, 1984.
 - 34) 植田利夫, 田中 洋, 砂田博幸, 山口映二 : 大型低速風洞設備の概要と性能, *日本風工学会誌*, No.73, 1997., pp.45-54
 - 35) 本州四国連絡橋公団 : 尾道・今治ルート耐風設計基準・同解説, 1994.
 - 36) 鳥海隆一, 山村信道, 田中 洋 : 長大橋梁のガスト応答解析法に関する検討, *鋼構造論文集*, 第 4 巻第 13 号, 1997.3., pp.45-52
 - 37) 新原雄二, 林田宏二, 中野龍児, 久保喜延 : コンクリート斜張橋の主桁断面に作用する圧力の実測・その 3 ガスト空気力に及ぼす乱れスケールの効果に関する検討, *日本風工学会論文集*, 第 79 号, 1997. 4., pp.245-257
 - 38) 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, 1998.3., pp.979-986