



論

文



辺長比の異なる矩形断面の空カアドミッタンス特性について

The Characteristics on Aerodynamic Admittance by the Changes of Aspects Ratio of Bluff Bodies

畑中章秀^{*1}

田中 洋^{*2}

Akihide Hatanaka^{*1} and Hiroshi Tanaka^{*2}

SUMMARY

This paper describes the comparison between analysis and measurement of aerodynamic admittance functions for lift and moment of bluff bodies with various aspect ratio and with triangular fairing. The authors have proposed a method for estimating aerodynamic admittance function using flutter derivatives (i.e., FDs). The estimation method is applicable to bluff bodies as shown in this paper. The direct measured aerodynamic admittance functions for the bluff bodies are in good agreement with identified ones in FDs. However, the obtained aerodynamic admittance functions have different tendency with Sears' function. It was obvious that the difference between the obtained ones and Sears' function was due to the different growth of transient aerodynamic force (i.e., identified equivalent Wagner's function).

key words : aerodynamic admittance, equivalent Theodorsen's function, flutter derivatives, gust generator

1. はじめに

構造物に作用する空気力は自励空気力(非定常空気力)と強制空気力(ガスト空気力)に大別される¹⁾。両空気力の一般的な記述は前者が「振動物体に作用する空気力」、後者が「風の乱れに直接起因する不規則な変動空気力」となる。この表現を見る限り両者は全く異なる性質の空気力と理解できる。

一方、薄翼に対する理論空気力の誘導過程をみると、正弦的な鉛直ガストが作用する場合(強制空気力)と薄翼自身が調和振動する場合(自励空気力)で薄翼に作用する相対鉛直速度の分布形状は異なるもののいずれも同じ変換関数(Theodorsen 関数)を介して空気力が決定される²⁾。

そこで、著者らは橋梁断面においても薄翼に対する

Theodorsen 関数に等価な関数(等価 Theodorsen 関数)を定義し、それが薄翼の Sears 関数の誘導過程に適用できるものと考えた³⁾。すなわち、橋梁断面の非定常空気力を計測し、等価 Theodorsen 関数を同定する。得られた等価 Theodorsen 関数を Sears 関数の理論式に代入することにより、Sears 関数と等価な関数(以下では、等価 Sears 関数と称す)を決定する。

文献3)では、翼断面と偏平箱桁断面を用いて等価 Sears 関数の算定精度について検証した。空カアドミッタンスの推定方法として、アクティブ乱流発生装置により生成された乱流中に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と非定常空気力から間接的に推定する方法(等価 Sears 関数の算定)を比較した。

*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㈱ 鉄構・建機事業本部 海洋土木設計部 部長 工博
Hitachi Zosen Corp., Steel Structures & Construction Machinery Headquarters, General Manager, Dr. Eng.
(原稿受理:平成13年4月9日)

いずれの断面も両推定法による空力アドミッタンスが良好に一致することを確認した。この文献では、等価 *Sears* 関数の誘導とその妥当性の検証を目的としており、比較的剥離の影響が少ない断面形状を採用した。

一方、文献4)では、扁平箱桁断面を対象として、高欄や中央分離帯などの付加物を除去した断面や横棧型高欄の代りに壁高欄を設置した断面を用いて、前縁剥離渦の影響に着目した比較実験を行った。その結果、前縁剥離渦の発生が顕著になる断面では、特に、空力モーメントの空力アドミッタンスが凸形状に変化するなど、興味ある結果が得られた。

そこで、本論文では、剥離の影響が顕著に現れる鈍い断面 ($B/D=6\sim 10$) を対象として、等価 *Sears* 関数を算定し、直接計測から与えられる空力アドミッタンスとの比較を行なう。比較的扁平な断面については、等価 *Sears* 関数の算定精度を確認したが、鈍い断面については不明であった。ここでは、鈍い断面を対象として等価 *Sears* 関数の算定精度について検討する。

ところで、鈍い断面を対象とした空力アドミッタンスの研究例をみると、断面周りの流れが剥離を伴う複雑な流れ場となることから、ポテンシャル流理論に基づいた理論的研究よりも、実験的研究^{5)~10)}によることが多い。このうち *Jancauskas* ら⁸⁾は、辺長比の異なる矩形断面を対象として、正弦変動流中の変動揚力から揚力方向の空力アドミッタンスを算定している。この研究では、矩形断面の幅高さ比が大きくなるにつれて、*Sears* 関数に近づく傾向にあることを指摘している。このことは幅高さ比が大きくなるにつれて、断面の扁平度が増すために断面周りの流れ場が翼断面に近づくことと符合している。

また、断面特有の過渡揚力特性と空力アドミッタンスの関係に着目した吉村・中村ら¹¹⁾と奥村・小林ら¹²⁾の研究例がある。各々の研究例は水中と空気中の実験という違いはあるものの、いずれも実験的にシャープエッジガストを発生させて過渡揚力(等価 *Küssner* 関数)を計測し、過渡揚力から空力アドミッタンスを推定している。これらの研究例では、鈍い断面に生じるガスト空気力の生成には前縁剥離渦の生成とその後の成長によりもたらされる過渡揚力特性^{13), 14)}が大きく寄与していることが示されている。

一方、非定常空気力とガスト空気力の関連性を指摘した白石・松本・白土¹⁵⁾、*Scanlan*¹⁶⁾の研究例がある。白石らは構造基本断面について等価 *Wagner* 関数と等価 *Küssner* 関数を実験的に算定し、両関数の形状が類似していることから自励空気力とガスト空気力には密接な関

係が存在することを指摘している。*Scanlan* は乱流中での振動物体に作用する準定常ガスト空気力に関する考察を通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。著者らの研究も非定常空気力から得られる情報を空力アドミッタンスの推定に用いる点で共通している。

以上の研究に対して、著者らは幅高さ比の異なる矩形断面やフェアリングを設置した矩形断面を用いて非定常空気力の計測と空力アドミッタンスの推定を行なう。このように断面形状を変化させることにより前縁剥離流れの影響を変化させることを試みた。各断面の非定常空気力から等価 *Sears* 関数を誘導する過程において、鈍い断面に生じるガスト空気力の生成メカニズムについて考察する。

2. 空力アドミッタンスの評価方法

本論文では、空力アドミッタンスの評価法として、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推定する方法(以下、「推定法I」と称す)と②一様流中あるいは乱流中での非定常空気力計測から間接的に推定する方法(以下、「推定法II」と称す、等価 *Sears* 関数の算定)を用いる。以下では、各々の評価方法について簡単に述べる。詳しくは文献3)を参照されたい。

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変動空気力と変動風から与えられる伝達関数より空力アドミッタンスを算定する。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 $|X_L(f)|^2$ 、 $|X_M(f)|^2$ は次式により算定される。ここでは、揚力・空力モーメントともに鉛直方向気流変動により生じるものと仮定している。

$$|X_L(f)|^2 = \frac{S_L(f)}{\left\{ \frac{1}{2} \rho U B \left(\frac{dC_L}{d\alpha} + C_D \frac{A}{B} \right) \right\}^2 S_w(f) J_w(f) \ell^2 \cdot \ell^2} \quad (1-a)$$

$$|X_M(f)|^2 = \frac{S_M(f)}{\left(\frac{1}{2} \rho U B^2 \frac{dC_M}{d\alpha} \right)^2 S_w(f) J_w(f) \ell^2 \cdot \ell^2} \quad (1-b)$$

$$|J_w(f)|^2 = \frac{1}{\ell^2} \int_0^\ell \int_0^\ell c_{oh_w}(f; x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (1-c)$$

ここに、

ρ : 空気密度, U : 平均風速, ℓ : 模型長

C_D : 抗力係数

$dC_L/d\alpha$: 揚力係数と揚力係数勾配

$dC_M/d\alpha$: 空力モーメント係数勾配

A : 受風面積, B : 桁幅

$S_w(f)$: 鉛直方向気流変動のパワースペクトル密度関数

$|J_w(f)|^2$: 鉛直方向気流変動に関するジョイントアクセプタンス関数 (剛模型に対する計算式であるためにモード関数を省略している)

$co-coh_w(f; x_1, x_2)$: 気流直角水平方向の2点 x_1 と x_2 における鉛直方向気流変動のコ・コヒーレンス関数

ところで、文献3) ではジョイントアクセプタンス関数を考慮した場合と考慮しない場合 ($|J_w(f)|^2=1$) の比較検討を行なっている。翼断面の空力アドミッタンスについて計測値と理論値の比較を行ったところジョイントアクセプタンスを考慮しない方が理論値との対応は良好であった。模型に作用する変動気流と変動揚力の空間相関を比較した研究例^{17)~19)} をみると、変動揚力の空間相関の方が変動気流の空間相関よりも大きくなることが報告されている。したがって、変動気流の空間相関から与えられるジョイントアクセプタンスを用いて空力アドミッタンスを算定すると過大評価される可能性がある。

以上より、本論文でも文献3) に倣い $|J_w(f)|^2=1$ として空力アドミッタンスを算定する。

2. 2 非定常空気力から間接的に推定する方法 (推定法Ⅱ)

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²⁾。

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

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

ここに、 c : 翼弦長, $\phi(k)$: Sears 関数, $k (= \omega b/U)$: 換算振動数, $b (=c/2)$: 半弦長

ところで、式(2)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は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 $C(k)$ を介して決定される。そこで、式(2)中の薄翼に対する *Theodorsen* 関数 $C(k)$ をそれと等価な橋梁断面に対する等価 *Theodorsen* 関数 $C_{eq}(k)$ ²⁰⁾ に置き換えることで、式(2)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 $dC_F/d\alpha$, $dC_M/d\alpha$ で与え、式(2)および式(3)を以下のように拡張した。

$$L = \frac{1}{2} \rho U^2 B \frac{dC_F}{d\alpha} \left(\frac{W}{U} \right) e^{i\omega t} \phi_L(k) \quad (4)$$

$$M = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \frac{dC_M}{d\alpha} \left(\frac{W}{U} \right) e^{i\omega t} \phi_M(k) \quad (5)$$

(注: 式(2)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

$$\phi_L(k) = [J_0(k) - iJ_1(k)]C_{eq,L}(k) + iJ_1(k) \quad (6)$$

$$C_{eq,L}(k) = F_L(k) + iG_L(k) \quad (7-a)$$

$$F_L(k) = 1 - \frac{c_1 k^2}{k^2 + c_2^2} - \frac{c_3 k^2}{k^2 + c_4^2} \quad (7-b)$$

$$G_L(k) = - \left(\frac{c_1 c_2 k}{k^2 + c_2^2} + \frac{c_3 c_4 k}{k^2 + c_4^2} \right) \quad (7-c)$$

モーメントに関する等価 *Sears* 関数

$$\phi_M(k) = [J_0(k) - iJ_1(k)]C_{eq,M}(k) + iJ_1(k) \quad (8)$$

$$C_{eq,M}(k) = F_M(k) + iG_M(k) \quad (9-a)$$

$$F_M(k) = 1 - \frac{d_1 k^2}{k^2 + d_2^2} - \frac{d_3 k^2}{k^2 + d_4^2} \quad (9-b)$$

$$G_M(k) = - \left(\frac{d_1 d_2 k}{k^2 + d_2^2} + \frac{d_3 d_4 k}{k^2 + d_4^2} \right) \quad (9-c)$$

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。

$$L_h = -\rho b U \frac{dC_F}{d\alpha} \left\{ F_L(U\alpha + h) + G_L \left(\frac{U}{\omega} \dot{\alpha} - \omega h \right) \right\} \quad (10)$$

$$M_\alpha = 2\rho b^2 U \frac{dC_M}{d\alpha} \left\{ F_M(U\alpha + h) + G_M \left(\frac{U}{\omega} \dot{\alpha} - \omega h \right) \right\} \quad (11)$$

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、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。また、式(10)および式(11)で評価される理論空気力は断面中心位置での相対鉛直速度により決定されることになる。非定常空気力係数 (H_i^* , A_i^*) と等価 *Theodorsen* 関数の関係については後述するが、式(10)および式(11)を用いた場合には、非定常空気力係数間で従属関係²¹⁾が生じることになる。

なお、文献3)では、付加質量の一部を考慮した諸式を用いており、式(10)および式(11)とは異なる。ここで、式(10)および式(11)を用いた理由は、計測された非定常空気力係数と同定値を比較した場合、文献3)での理論式を用いた場合よりも、両者の整合性が良好であったためである。

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²²⁾。このとき式(10)および式(11)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。

$$K^2 H_1^* = -\frac{dC_F}{d\alpha} KF_L \quad (12-a)$$

$$K^2 H_2^* = -\frac{dC_F}{d\alpha} G_L \quad (12-b)$$

$$K^2 H_3^* = -\frac{dC_F}{d\alpha} F_L \quad (12-c)$$

$$K^2 H_4^* = \frac{dC_F}{d\alpha} KG_L \quad (12-d)$$

$$K^2 A_1^* = \frac{dC_M}{d\alpha} KF_M \quad (13-a)$$

$$K^2 A_2^* = \frac{dC_M}{d\alpha} G_M \quad (13-b)$$

$$K^2 A_3^* = \frac{dC_M}{d\alpha} F_M \quad (13-c)$$

$$K^2 A_4^* = -\frac{dC_M}{d\alpha} KG_M \quad (13-d)$$

ここに、 $K (= \omega B/U)$: 換算振動数

ここで、式(7)、式(9)および式(12)、式(13)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_3 , d_3 として実

験値 H_i^* , A_i^* に適合するように同定する。パラメータ同定には、拡張カルマンフィルター (*EK-WGI* 法)²³⁾を用いた。詳細は文献3)を参照されたい。

3. 実験装置および実験模型

風洞実験は日立造船(株)の大型汎用風洞の2次元モード²⁴⁾(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.1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。

アクティブガストジェネレータは、翼列および平板列からなり、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25)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・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。

非定常空気力測定装置は上下・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、一様流中と乱流中で非定常空気力を計測するが、一様流中では、ガストジェネレータを除去した状態で計測した。また、空力アドミッタンスを計測する時は乱流中で模型を静止させた状態での変動空気力を計測した。

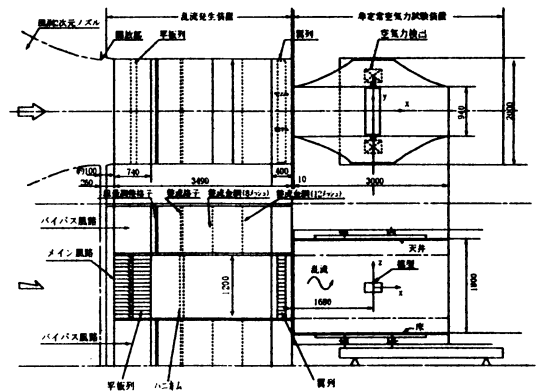


Fig.1 アクティブガストジェネレータ
Active Gust Generator

対象とする断面は幅高さ比が 6, 7.5 および 10 の矩形断面である。Fig.2 に実験に用いた模型を示す。矩形断面の模型幅を一定 ($B=300\text{mm}$) とし、幅高さ比に応じて模型高さを変化させた。模型長さはいずれも 538mm である。また、幅高さ比が 7.5 の矩形断面については、前縁部あるいは後縁部に三角フェアリングを設置した断面についても検討した。

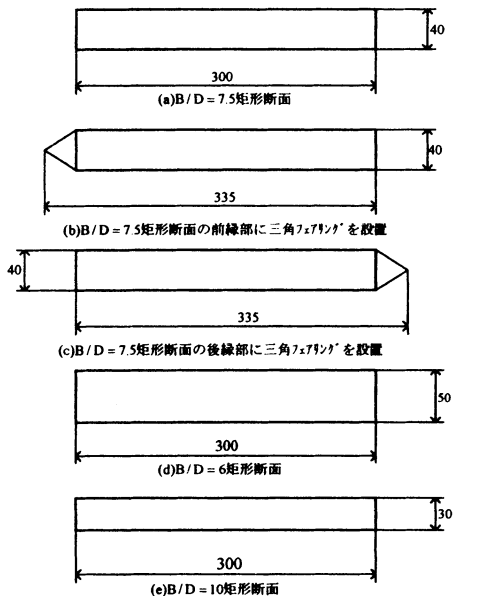


Fig.2 実験模型
Sectional Model

4. 実験結果および考察

4.1 乱流シミュレーション

主流方向およ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 $I_w=10\%$

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 $L_w=1.5\text{m}$

鉛直方向成分乱れスケール $L_w=0.75\text{m}$

Fig.3 に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示す。図中には計測された乱流特性値および目標とする *Kármán* 型パワースペクトルを併記している。主流方向成分および鉛直方向成分ともに、 10Hz 以下の周

波数領域において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いる。また、乱流特性値もいずれも 4% 程度の誤差範囲に入っている。

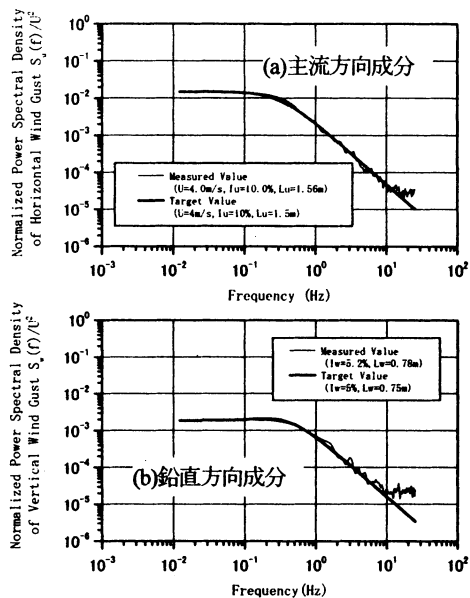


Fig.3 変動気流パワースペクトル密度関数

Normalized Power Spectral Density Functions of Wind Gust

4.2 矩形断面（幅高さ比=7.5）の等価 Sears 関数の推定精度について

本節では、幅高さ比 7.5 の矩形断面を対象として等価 *Sears* 関数の推定精度について検討する。

(1) 非定常空気力係数 (H_i^* , A_i^*) の計測

まず、矩形断面の非定常空気力係数 (H_i^* , A_i^*) を計測した。鈍い断面の場合、接近流の乱れの影響を受けることが予想される。乱流中で非定常空気力を計測した *Huston* ら²⁶⁾、*Nakamura* ら²⁷⁾ の研究によれば、乱流中と一様流中では非定常空気力に差異が認められることが示されている。そこで、本研究においても、一様流中と乱流中で非定常空気力を計測した。

ところで、非定常空気力測定装置を用いて、乱流中で非定常空気力を計測する場合、模型の調和振動に起因した非定常空気力以外に風の乱れに起因した強制空気力も同時に計測されることになる。乱流中での非定常空気力を評価する場合、強制空気力を除去した非定常空気力のみを抽出する必要がある。

そこで、アクティブガストジェネレータにより生成される乱流に再現性があることを利用して²⁸⁾、乱流中の非定常空気力を抽出する方法を考えた。すなわち、模型を

加振した状態と静止させた状態で2回空気を計測する。2回の計測でほぼ等しい時刻歴を有するアクティブ制御乱流を模型に作用させるため、ほぼ同じ時刻歴の強制空気が計測される。この両空気の差を取ることで、強制空気がキャンセルされて、非定常空気がのみが抽出される。この手順は乱流中の動的応答を多数重ね合わせることで強制振動成分を除去し、自由振動成分のみを抽出するRD法²⁹⁾と類似している。

Fig.4は模型を加振した状態(①)と静止した状態で計測された空気が(②)とその両者の差(③)を示したものである。図では加振状態の空気に静止状態の空気を重ねて示している。また、加振時(①)と引き算後の空気が(③)の周波数分析結果も併記する。

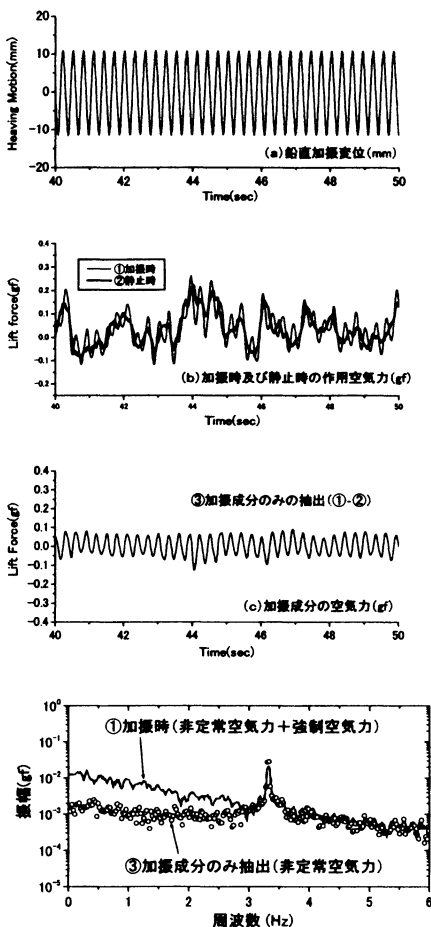


Fig.4 加振成分空気の抽出 (矩形断面, B/D=7.5)
Extraction of Unsteady Aerodynamic Force due to Heaving Motion in a Turbulent Flow (Rectangular Section, B/D=7.5)

加振状態の空気をみると、静止状態の強制空気に

加振成分の周期的な変動空気が重畳する形で計測されている様子が見て取れる (Fig.4の2段目)。両空気の差をみると、強制空気が除去されて加振成分による非定常空気がきれいに残されていることが分かる (Fig.4の3段目)。また、周波数分析結果からも、低周波数側の強制空気が除去されて、加振成分のみが抽出されている様子が見て取れる。

以上のようにして計測された乱流中の非定常空気力係数を Fig.5 に示す。図中には、一樣流中の非定常空気力係数と薄翼の理論空気が (*R. T. Jones* 近似式) を併記している。

一樣流中と乱流中の非定常空気力係数を比較すると、乱流中の方が全般的に小さな値となっていることが分かる。ねじれ不安定性を示す指標となる A_2^* に注目すると、薄翼とは異なり、換算振動数の低い領域から正值となり、徐々に大きくなっている。ここで対象としている幅高さ比 7.5 の矩形断面には、ねじれフラッタが生じるものと推定されるが³⁰⁾、上述の A_2^* の傾向はこの動的応答に対応するものである。また、乱流中の方が一樣流中と比べて A_2^* の値が小さくなっていることから、乱流中ではねじれフラッタが安定化する傾向にあることが分かる。

(2) 等価 Wagner 関数の同定

一樣流中および乱流中の非定常空気力係数から揚力と空力モーメントに関する等価 Wagner 関数を算定した³⁾。等価 Wagner 関数の定義および等価 Theodorsen 関数との関係は文献3) を参照されたい。同定されたパラメータ $c_1 \sim c_5$ および $d_1 \sim d_5$ 値を Table 1 に示す。 c_5 および d_5 は静的空気力係数に相当するパラメータであるが、参考のために計測値も表中に示す。

Fig.6 に揚力および空力モーメントに関する等価 Wagner 関数を示す。図中には薄翼に対する理論空気が (*R. T. Jones* 近似式) を示す。なお、同定パラメータを用いて、各非定常空気力係数を算定した結果を Fig.5 に併記しているが、実験値と同定値は良好に一致していることが分かる。

揚力に関する等価 Wagner 関数をみると、薄翼の理論関数に類似した関数形となっていることが分かる。一樣流中および乱流中の非定常空気力から算定される等価 Wagner 関数を比較すると、両者には若干違いが認められ、乱流中の方が準定常値 (= 1) に収束するまでの時間が長くなっている。

一方、空力モーメントに関する等価 Wagner 関数をみると、薄翼とは大きく異なっており、一旦、準定常値よ

りも大きな値となり、その後、準定常値に漸近する傾向にある。この空力モーメントに関する等価 Wagner 関数の形状は、ねじりフラッタが生じる断面において特徴的に認められる傾向である¹³⁾。

インディシャルなねじれ運動に伴い前縁剥離渦が発生するが、その際、準定常値を越える大きな空力モーメントが生じる¹⁴⁾。前縁剥離渦はさらに下流に流下し、それに応じて、過渡モーメントは徐々に準定常値に漸近していくことになる。等価 Wagner 関数の形状はこのよう

前縁剥離渦の挙動と密接に関係している。

次に、一樣流中と乱流中の非定常空気力から与えられる空力モーメントに関する等価 Wagner 関数を比較すると、いずれも一旦準定常値よりも大きくなるものの、ピーク値は乱流中の方が小さいことが分かる。乱流中では、前縁剥離渦の再付着が促進され、結果的に、励振力が弱められるが、このことは乱流中の等価 Wagner 関数のピーク値が一樣流中よりも小さくなることと符合している。

Table 1 等価 Wagner 関数の各パラメータの同定結果
Identified Parameters of Equivalent Wagner's Functions

		薄翼理論	B/D=7.5 (一樣流中)	B/D=7.5 (乱流中)	B/D=7.5 with L.F.	B/D=7.5 with T.F.	B/D=6	B/D=10
揚力	c_1	0.165	0.611	0.204	-1.214	0.271	-1.075	0.147
	c_2	0.0455	0.286	0.021	0.204	0.121	0.281	0.076
	c_3	0.335	0.357	0.447	1.341	0.379	1.251	0.899
	c_4	0.3	2.351	1.386	0.214	1.287	0.275	3.547
	c_5	6.283	13.018	8.576	5.235	8.136	7.585	7.568
	$dC_F/d\alpha$	6.283	12.933	8.437	5.165	8.024	7.443	7.443
空力モーメント	d_1	0.165	-2.363	-1.090	-1.328	-1.155	-5.029	-0.430
	d_2	0.0455	0.506	0.557	1.627	0.519	0.509	0.511
	d_3	0.335	2.291	2.493	3.360	2.530	5.008	2.238
	d_4	0.3	3.726	3.594	2.460	3.593	4.520	3.662
	d_5	1.571	0.473	0.652	1.324	0.470	0.210	0.984
	$dC_M/d\alpha$	1.571	0.481	0.719	1.364	0.527	0.201	1.051

(※)薄翼理論はR.T.Jones近似式による

(※※)L.F.はLeading Edge Fairing(前縁側フェアリング)の略称

(※※※)T.F.はTrailing Edge Fairing(後縁部フェアリング)の略称

(3) 空力アドミッタンス (等価 Sears 関数) の算定

揚力および空力モーメントに関する等価 Sears 関数を算定した。Fig.7は一樣流中および乱流中の非定常空気力から算定された等価 Sears 関数を示したものである。

これより、一樣流中の非定常空気力を用いた場合よりも、乱流中の非定常空気力を用いた場合の方が、計測値(推定法1)との対応は良好である。特に、空力モーメントをみると、一樣流中の非定常空気力から与えられる等価 Sears 関数は凸部分が計測値の2倍以上の値となっているのに対し、乱流中の非定常空気力から与えられる等価 Sears 関数は計測値と良く一致している。

興味深いことに、一樣流中と乱流中の非定常空気力から算定される等価 Sears 関数のピーク値の大小関係と等価 Wagner 関数のピーク値の大小関係が符合している。

これらのことから、乱れに起因した強制空気力の生成にはその断面特有の過渡的な空気力特性が大きく寄与しているものと推察できる。乱流中では前縁剥離渦の再付着が促進され、結果的に剥離渦が縮小するが、乱れに起因した強制空気力の生成にはその剥離渦の変化が反映されているものと考えられる。

以上、断面の過渡空気力特性と空力アドミッタンスが密接に関係していることを示した。以下の節では、フェアリングの有無による比較や矩形断面の幅高さ比を変化させた実験を通して、矩形断面の空力アドミッタンスについての理解を深めたい。

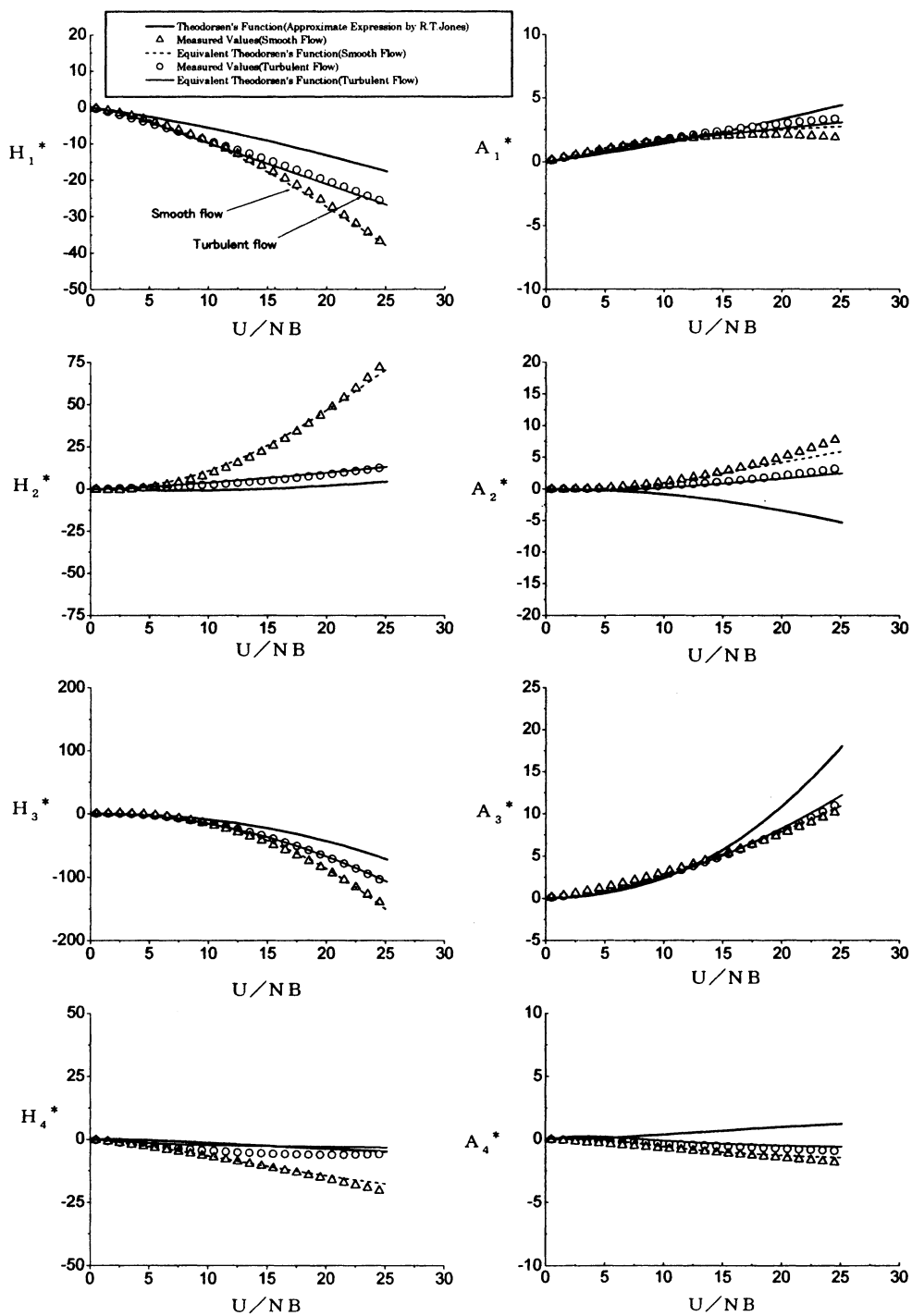
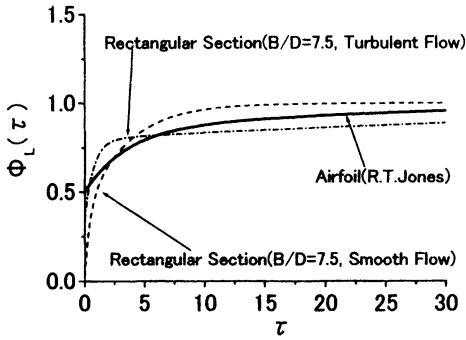
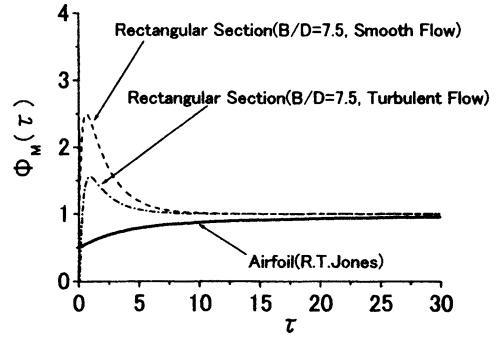


Fig.5 一様流中と乱流中と非定常空気力係数と等価 Theodorsen 関数の同定値 ($B/D=7.5$, 矩形断面)
*Measured Flutter Derivatives and Identified ones using Equivalent Theodorsen's Functions in Smooth and Turbulent Flows -
 Rectangular Section of $B/D = 7.5$*



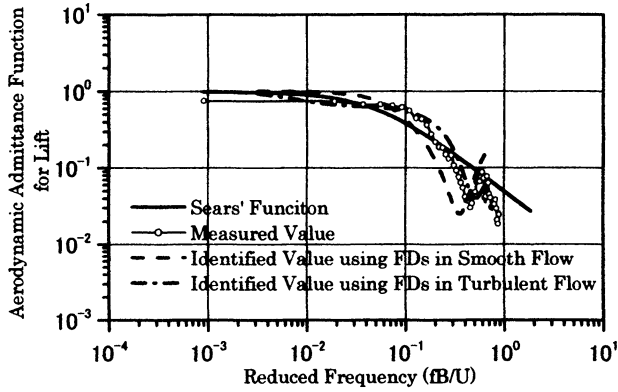
(a) 揚力に関する等価 Wagner 関数



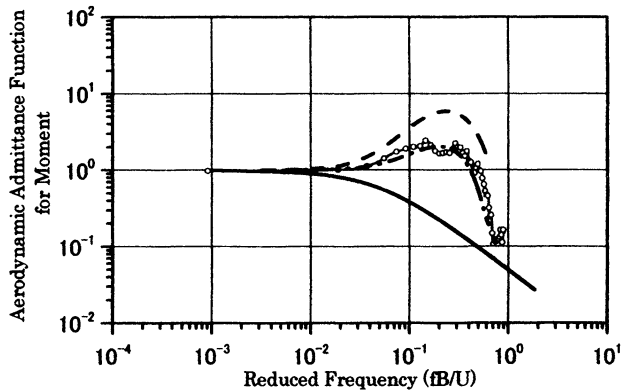
(b) 空力モーメントに関する等価 Wagner 関数

Fig.6 同定された等価 Wagner 関数 (矩形断面, B/D=7.5)

Identified Equivalent Wagner's Functions of Rectangular Section of B/D=7.5



(a) 揚力に関する空力アドミッタンス



(b) 空力モーメントに関する空力アドミッタンス

Fig.7 計測された空力アドミッタンス (推定法 I) と一様流中および乱流中の非定常空気力から推定された等価 Sears 関数 (矩形断面, B/D=7.5)

Measured Aerodynamic Admittance (Estimation I) and Estimated Equivalent Sears' Functions by using Flutter Derivatives in Smooth and Turbulent Flows – Rectangular Section of B/D=7.5

4. 3 矩形断面 (幅高さ比=7.5) にフェアリングを 設置した場合の空力アドミッタンスについて

前節では、幅高さ比 7.5 の矩形断面の空力アドミッタンスを算定した。その結果、特に、空力モーメントに関する空力アドミッタンスと前縁剥離渦による過渡空気が密接に関係することが分かった。

そこで、本節では、前縁部および後縁部に三角フェアリングを設置した断面について検討した。

(1) 非定常空気力係数 (H_2^* , A_2^*) の計測

各断面について、乱流中での非定常空気を計測した。計測結果を Fig.8 に示す。これより、前縁部に三角フェアリングを設置した場合は理論空気に近い値となっている。

また、フェアリングの有無による比較をすると、特に、 A_2^* の変化が目目される。 A_2^* をみると、フェアリングのない断面は負から正に向かう傾向にあり、明らかにねじれ不安定性が増大する傾向にある。また、前縁部にフェアリングを設置した場合には、 A_2^* は負方向に増大しており、理論空気力と類似の傾向を示している。

フェアリングを設置しない断面と後縁部にフェアリングを設置した断面を比較すると両者は非常によく一致しており、前縁部からの剥離流れが空気の形成に大きく影響することが分かる。

(2) 等価 Wagner 関数の算定

計測された非定常空気をを用いて、揚力および空力モーメントに関する等価 Wagner 関数を算定した。Fig.9 に揚力および空力モーメントに関する等価 Wagner 関数を示す。なお、同定値を用いて、各非定常空気力係数を算定した結果を Fig.8 に併記しているが、実験値と同定値は良好に一致している。

揚力に関する等価 Wagner 関数をみると、前縁部にフェアリングを設置した断面は他の断面と比べると、大きめの値となっており、Sears 関数から遠ざかる傾向にある。それ以外の断面については理論空気力とほぼ同傾向となっている。

空力モーメントに関する等価 Wagner 関数をみると、いずれも理論空気力と異なる傾向にある。フェアリングを設置しない断面と後縁部にフェアリングを設置した断面は、一旦準定常値よりも大きな値をとる特徴的な関数形状となる。前縁部にフェアリング設置した場合は準定常値に漸近する時間が早くなる傾向にあるが、他の断面のように、準定常値よりも極端に大きくなることはなかった。前縁部にフェアリングを設置した場合には、前縁

剥離渦の生成が抑制されるものと推察されるが、等価 Wagner 関数の形状はそのような前縁剥離渦の挙動と対応するものと考えられる。

(3) 空力アドミッタンス (等価 Sears 関数) の算定

揚力および空力モーメントに関する等価 Sears 関数を算定した。Fig.10 および Fig.11 にはおのおの前縁部および後縁部にフェアリングを設置した断面の空力アドミッタンスの計測値と等価 Sears 関数を示す。

三角フェアリングを前縁部および後縁部に設置した断面の等価 Sears 関数を比較すると、特に、空力モーメントに関する空力アドミッタンスに顕著な違いが認められる。前縁部にフェアリングを設置した場合、フェアリングのない矩形断面よりも、凸形状が小さくなり、Sears 関数に近づく傾向にある。

一方、後縁部にフェアリングを設置した場合は、フェアリングのない矩形断面と同様に凸形状となっており、両者は良く一致している。このように前縁部にフェアリングを設置して剥離渦を制御すると、空力モーメントに関する空力アドミッタンスが大きく変化することが分かった。

次に、揚力に関する空力アドミッタンスをみると、両断面ともに、Sears 関数に類似した形状となっていることが分かる。しかし、前縁部にフェアリングを設置した断面の方が剥離の影響が少ないものと予想されるが、むしろ Sears 関数から遠ざかる傾向にある。このことは、上述の等価 Wagner 関数でも同様に認められる傾向である。

この点の詳細は不明である。鈍い断面の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、前縁剥離渦の生成に伴う断面上下面の圧力バランスの差異にあると考えられる。フェアリングのない矩形断面の場合、前縁剥離渦の生成に伴い、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。

一方、揚力については、前縁剥離渦のみならず断面上に配置される剥離渦による圧力分布に影響されるものと推察される。従って、偶然ではあるが、矩形断面の方が、流線型に近い圧力分布に変化したものと推察される。この点については、今後、断面周りの圧力計測を行うなどの基礎研究が必要である。

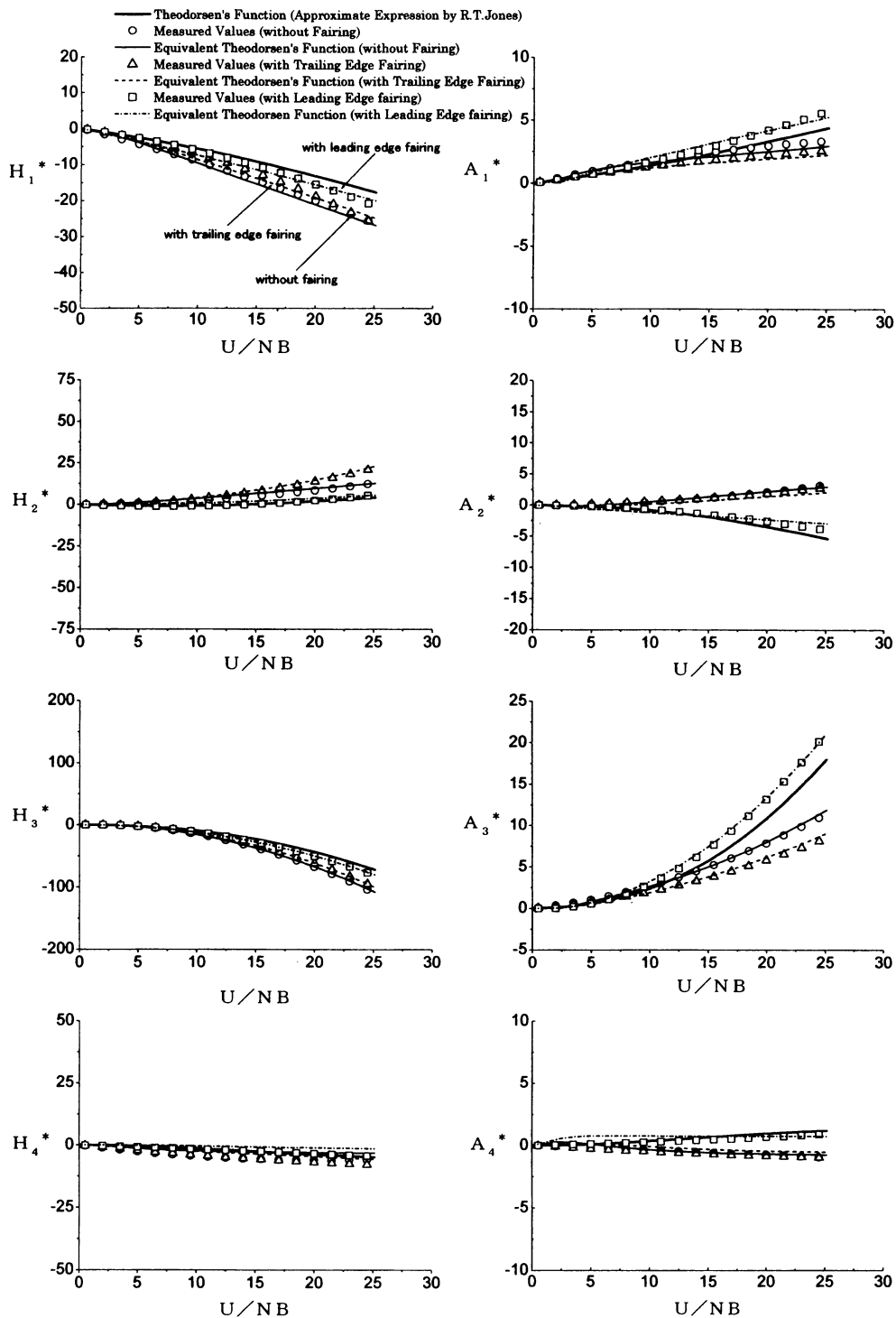
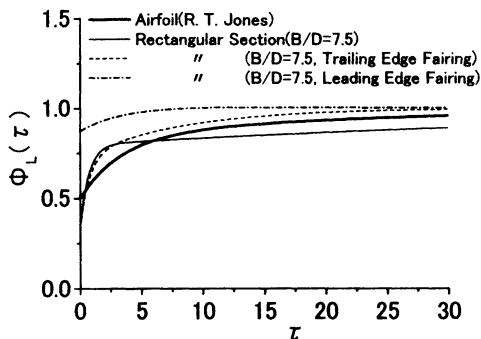
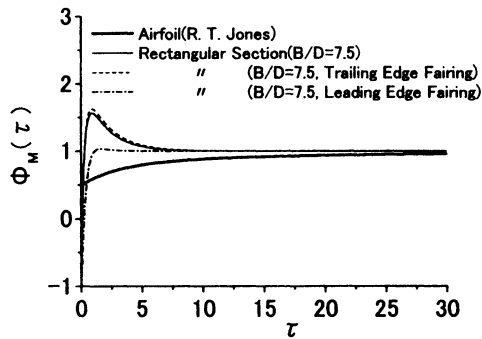


Fig.8 矩形断面 ($B/D=7.5$) と三角フェアリッジ付断面の非定常空気力係数と等価 Theodorsen 関数の同定値
Measured Flutter Derivatives and Identified ones using Equivalent Theodorsen's Functions in Turbulent Flow – Rectangular Section of $B/D = 7.5$ with and without Leading and Trailing Edge Fairings



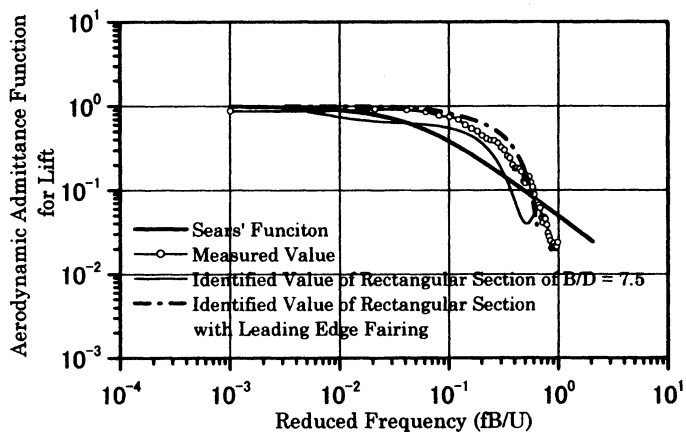
(a) 揚力に関する等価 Wagner 関数



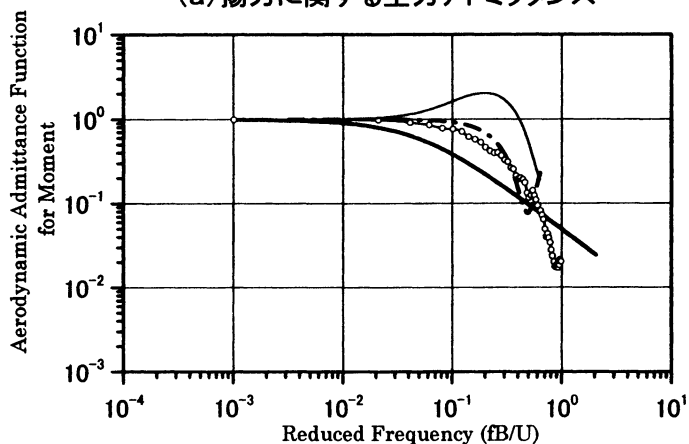
(b) 空力モーメントに関する等価 Wagner 関数

Fig.9 同定された等価 Wagner 関数 (B/D=7.5 の矩形断面と三角フェアリング付断面)

Identified Equivalent Wagner's Functions of Rectangular Section of B/D=7.5 with and without Triangular Fairings



(a) 揚力に関する空カアドミッタンス



(b) 空力モーメントに関する空カアドミッタンス

Fig.10 計測された空カアドミッタンスと等価 Sears 関数 (前縁部に三角フェアリングを有する断面)

Measured Aerodynamic Admittance and Equivalent Sears' Functions of Rectangular Section with Leading Edge Fairing

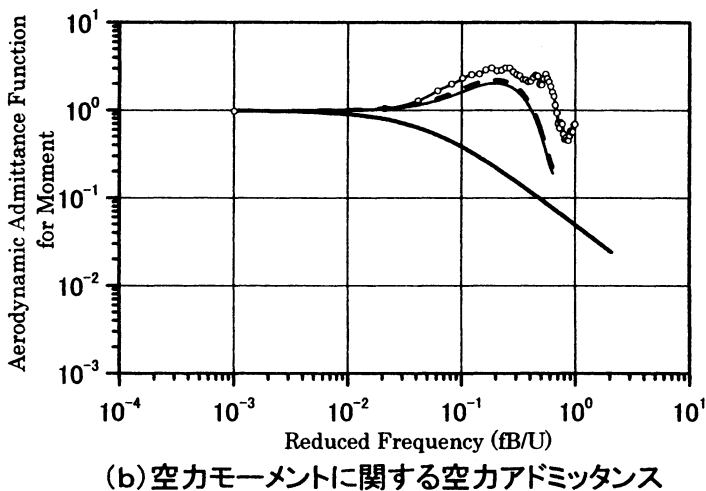
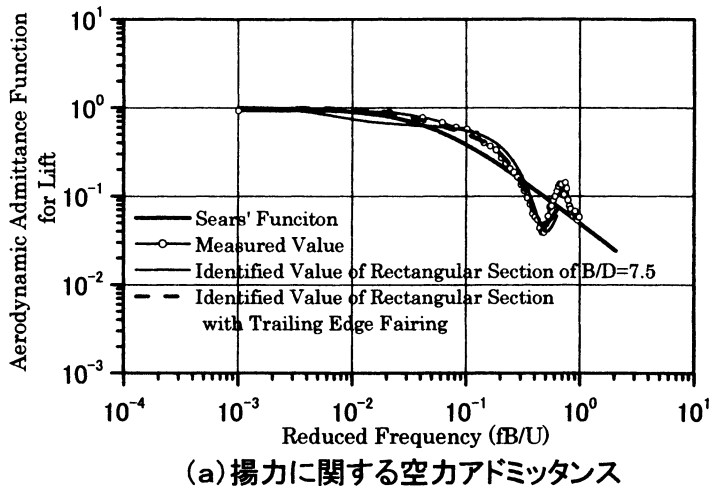


Fig.11 計測された空力アドミッタンスと等価 Sears 関数 (後縁部に三角フェアリングを有する断面)
Measured Aerodynamic Admittance and Equivalent Sears' Functions of Rectangular Section with Trailing Edge Fairing

4. 4 幅高さ比が異なる矩形断面の空力アドミッタンスについて

幅高さ比 7.5 に加えて、幅高さ比 6 と 10 の矩形断面について非定常空気を計測し、等価 Wagner 関数および等価 Sears 関数を算定した。

(1) 非定常空気力係数 (H_1^* , A_1^*) の計測

幅高さ比の異なる各矩形断面について、乱流中の非定常空気を計測した。計測結果を Fig.12 に示す。

これより、幅高さ比が異なると $A_1^* \sim A_3^*$ に違いが認められることが分かる。特に、 A_2^* をみると、幅高さ比が小さくなるほど、負から正に向かう傾向が強くなり、ねじれ不安定性が増大する傾向にある。一方、揚力に関する

非定常空気力係数 H_1^* をみると、幅高さ比による違いは顕著ではない。

(2) 等価 Wagner 関数の算定

計測された非定常空気をを用いて、揚力および空力モーメントに関する等価 Wagner 関数を算定した。Fig.13 に揚力および空力モーメントに関する等価 Wagner 関数を示す。なお、同定値を用いて、各非定常空気力係数を算定した結果を Fig.12 に併記しているが、実験値と同定値は良好に一致している。

揚力に関する等価 Wagner 関数をみるといずれの断面も理論空気力よりもやや大きめであるが、全般的な傾向は理論空気力と合致している。

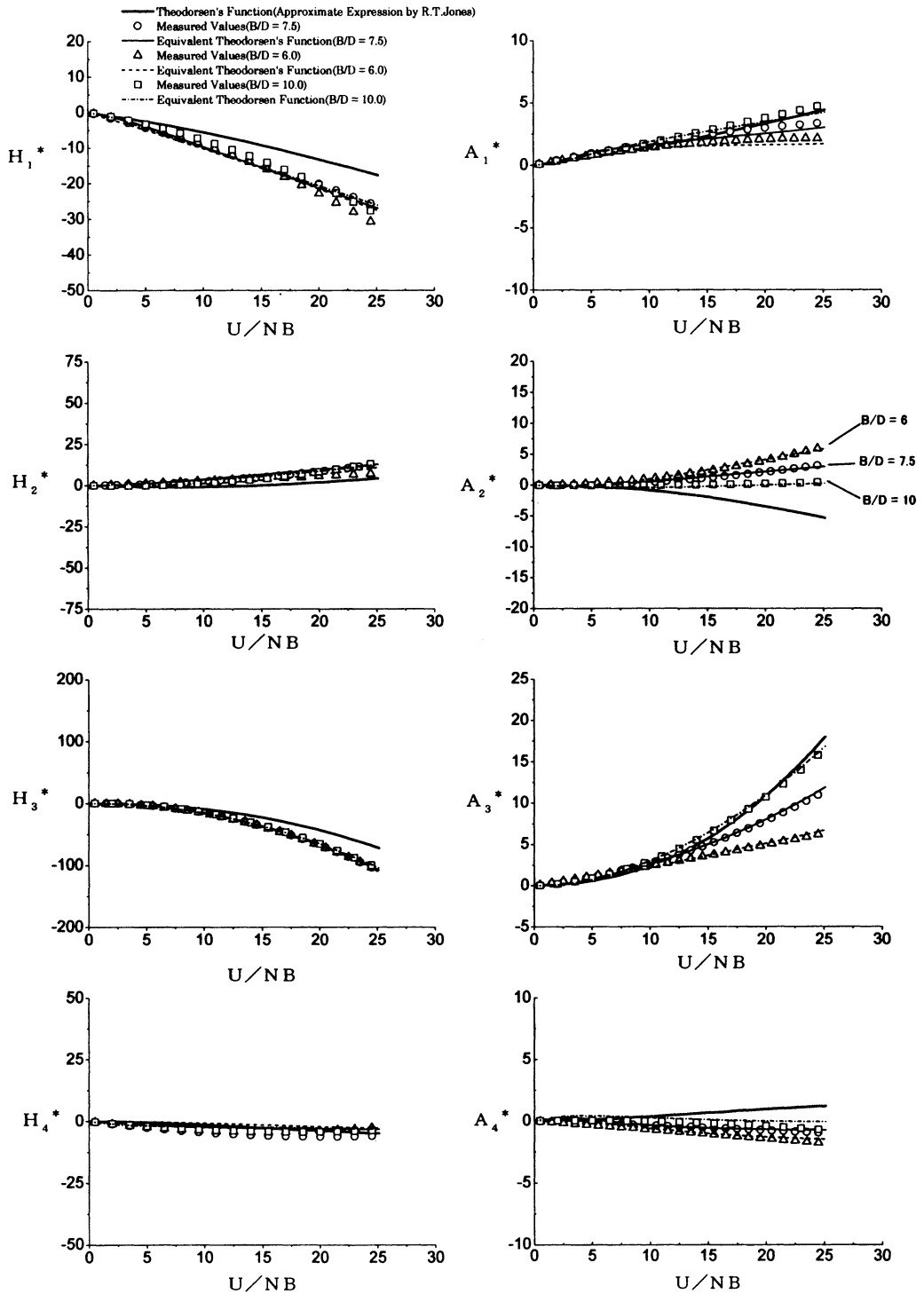


Fig.12 種々の幅高さ比を有する矩形断面の非定常空気力係数と等価 Theodorsen 関数の同定値

Measured Flutter Derivatives and Identified ones using Equivalent Theodorsen's Functions in Turbulent Flow - Rectangular Section with Various B/D Ratio

空力モーメントに関する等価 *Wagner* 関数をみると、いずれも理論空気力と異なり、一旦準定常値よりも大きな値をとる特徴的な関数形状となる。特に、その傾向は幅高さ比が小さくなるほど顕著である。

(3) 等価 *Sears* 関数の算定

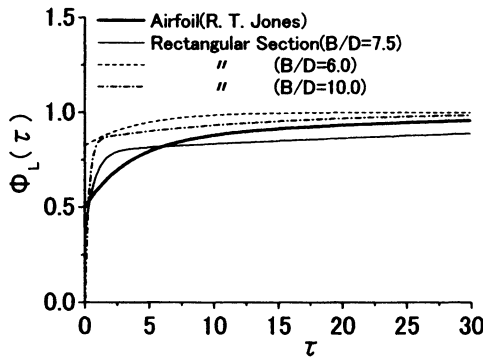
揚力および空力モーメントに関する等価 *Sears* 関数を算定した。Fig.14 および Fig.15 は、おのおの幅高さ比 6 および 10 の矩形断面の空力アドミッタンスの計測値と等価 *Sears* 関数を示したものである。

揚力に関する空力アドミッタンスについては、いずれも *Sears* 関数よりも大きくなるが、周波数が大きくなるにつれて小さくなり、*Sears* 関数を下回るようになる。また、等価 *Sears* 関数と計測値との対応をみると、幅高さ比 6 の矩形断面については、両者に若干の差が認められる。

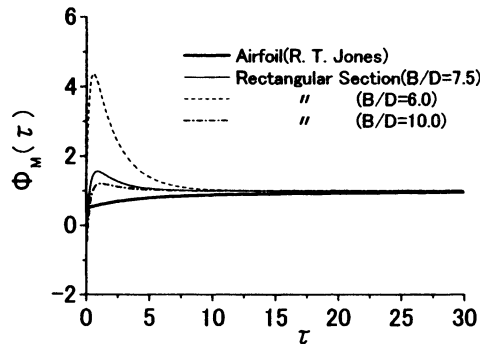
空力モーメントに関する空力アドミッタンスをみると、幅高さ比が 6 の矩形断面は、凸形状が顕著に表れており、

凸形状のピーク値は幅高さ比が 7.5 の矩形断面の 10 倍以上となっている。一方、幅高さ比 10 の矩形断面をみると、*Sears* 関数よりも大きくなっているものの幅高さ比 6 や 7.5 の矩形断面に認められるほど凸形状は明確ではない。等価 *Sears* 関数と各計測値との対応をみると、幅高さ比 6 の矩形断面では、両者に相違が認められるが、幅高さ比が 10 の断面については良好に対応していることが分かる。幅高さ比 6 の矩形断面については、等価 *Theodorsen* 関数の同定に多くの試行計算を繰り返すなど計算の改善に努めたが、これ以上良好な結果を得ることが出来なかった。

ところで、上述の等価 *Wagner* 関数との対応関係をみると、興味深いことに準定常値を越えて大きくなる傾向と空力アドミッタンスの凸形状が顕著になる傾向と良好に対応していることが分かる。これは、幅高さ比が小さくなるにつれて、相対的に前縁剥離渦の影響が顕著になることと対応するものと考えられる。



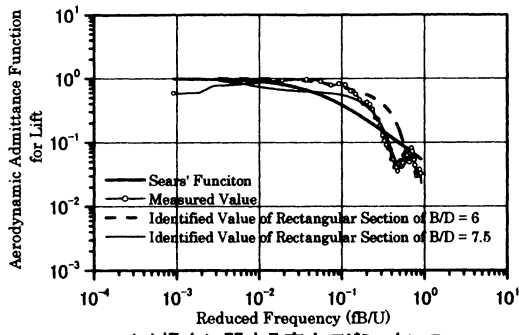
(a) 揚力に関する等価 *Wagner* 関数



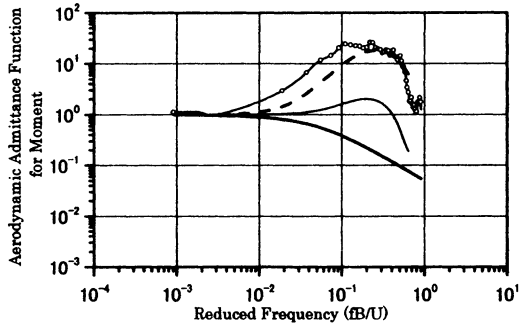
(b) 空力モーメントに関する等価 *Wagner* 関数

Fig.13 同定された等価 *Wagner* 関数 (種々の幅高さ比を有する矩形断面)

Identified Equivalent *Wagner's* Functions of Rectangular Section with Various B/D Ratio

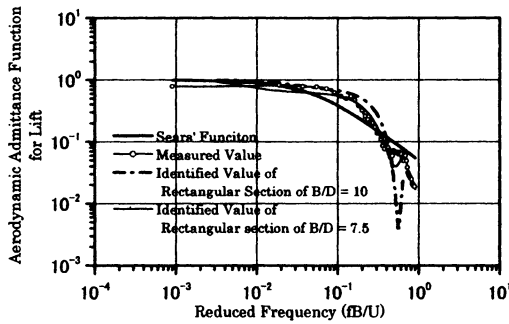


(a)揚力に関する空カドミッタンス

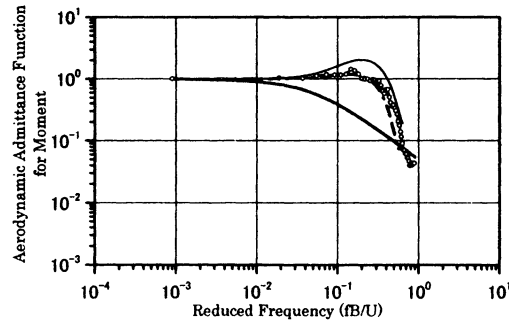


(b)空カモーメントに関する空カドミッタンス

Fig.14 計測された空カドミッタンスと等価 *Sears* 関数 (矩形断面, $B/D=6$)
Measured Aerodynamic Admittance and Equivalent Sears' Functions of Rectangular Section of $B/D=6$



(a)揚力に関する空カドミッタンス



(b)空カモーメントに関する空カドミッタンス

Fig.15 計測された空カドミッタンスと等価 *Sears* 関数 (矩形断面, $B/D=10$)
Measured Aerodynamic Admittance and Equivalent Sears' Functions of Rectangular Section of $B/D=10$

4. 5 矩形断面の空力アドミッタンスの推定式 (Scanlanの提案式との比較)

本研究では、各種構造基本断面の非定常空気力係数から与えられる等価 *Theodorsen* 関数を *Sears* 関数の理論式に導入し、空力アドミッタンスを推定した。断面形状によっては、誤差があるものの、概ね精度良く推定されている。

一方、式(10)および式(11)で与えられる薄翼に対する理論空気力を書き換えると、

$$L_h = -\frac{1}{2}\rho U^2 B \frac{dC_F}{d\alpha} C_{eq,L}(k) \left(\alpha + \frac{h}{U}\right) \quad (14)$$

$$= -\frac{1}{2}\rho U^2 B \frac{dC_F}{d\alpha} C_{eq,L}(k) \cdot \alpha_{ref}$$

$$M_\alpha = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \frac{dC_M}{d\alpha} C_{eq,M}(k) \left(\alpha + \frac{h}{U}\right) \quad (15)$$

$$= \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \frac{dC_M}{d\alpha} C_{eq,M}(k) \cdot \alpha_{ref}$$

となり、相対鉛直速度の変化に伴う準定常空気力の補正関数（周波数依存性や位相特性の補正）として等価 *Theodorsen* 関数 $C_{eq,LM}$ が与えられることになる。

さらに、*Scanlan* の研究¹⁶⁾によれば、乱流中で鉛直たわみ振動する物体に作用する相対迎角が $(w-h)/U$ で与えられるので、 w/U の項に対する空気力は近似的に次式で与えられることになる。

$$L_b = -\frac{1}{2}\rho U^2 B \frac{dC_F}{d\alpha} C_{eq,L}(k) \frac{w}{U} \quad (16)$$

$$= -\frac{1}{2}\rho U^2 B \frac{dC_F}{d\alpha} \cdot KH_1^* \cdot \alpha_{ref}$$

$$M_b = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \frac{dC_M}{d\alpha} C_{eq,M}(k) \frac{w}{U} \quad (17)$$

$$= \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \frac{dC_M}{d\alpha} \cdot KA_1^* \cdot \alpha_{ref}$$

これより、*Scanlan* は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を以下のように提案した。

$$|X_L(f)|^2 = \left[\frac{KH_1^*}{\frac{dC_L}{d\alpha} + C_D} \right]^2 \quad (18)$$

$$|X_M(f)|^2 = \left[\frac{KA_1^*}{dC_M/d\alpha} \right]^2 \quad (19)$$

さらに、式(18)および式(19)は式(12-a)および式(13-a)の関係式を用いて次式のように書き換えられる。

$$|X_L(f)|^2 \equiv F_L^2(f) \quad (20)$$

$$|X_M(f)|^2 \equiv F_M^2(f) \quad (21)$$

式(20)および式(21)で与えられる空力アドミッタンスの推定値と計測値（推定法 I）の対比を Fig.16 および Fig.17 に示す。おのおの对象とした断面は翼断面³⁾と $B/D=7.5$ の矩形断面である。

これよりいずれも無次元周波数が 0.2 付近までは等価 *Sears* 関数と *Scanlan* の提案式はよく合致しているが、それ以上の周波数になると *Scanlan* の提案式の方が実測値よりも大きくなり、両者には明らかに乖離が認められる。

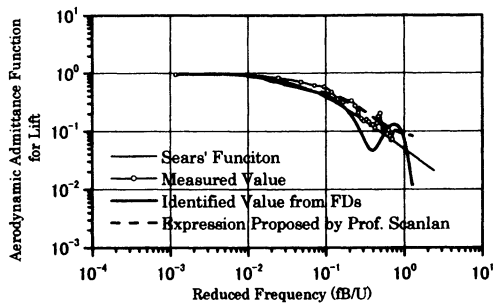
薄翼の理論空気力を誘導する場合、薄翼自身が運動する場合と正弦波ガストが作用する場合で薄翼に作用する相対鉛直速度は異なる分布形状となる。一方、*Scanlan* の提案では、理論的には異なるであろうこれらの相対鉛直速度を近似的に等しいと仮定して等価 *Theodorsen* 関数をそのまま空力アドミッタンスに適用している。

しかし、周波数が低い領域、すなわち、断面代表長よりも波長が長い領域では、薄翼自身が運動する場合と正弦波ガストが作用する場合で、相対鉛直速度に大きな差がないと考えられるが、波長が短くなるにつれて、両者に差異が生じてくるものと予想される。

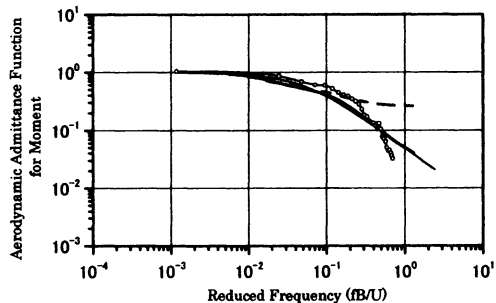
等価 *Sears* 関数と *Scanlan* の提案式（等価 *Theodorsen* 関数）に差異が生じ始める無次元周波数 0.2 を波長に換算すると、*NACA0012* 翼断面の場合 0.5m、矩形断面 ($B/D=7.5$) の場合 0.375m となり、いずれも模型の代表幅（翼断面：0.4m、矩形断面：0.3m）にほぼ近い値となっている。これらの比較を通して等価 *Theodorsen* 関数と等価 *Sears* 関数の違いは無次元振動数 k が大きい領域（無次元風速 $1/k$ の小さい領域）では大きく、*Scanlan* の提案式を適用する場合の留意すべき点と言える。

剥離を伴う鈍い断面の場合、断面周りの流れは理論空気力で想定されるようなポテンシャル流れ場とは異なり、複雑な流れ場となるものと推察される。にもかかわらず等価 *Sears* 関数が計測値と良好に対応することは興味ある結果と言える。

本研究の成果は強制空気力の生成メカニズムに一つのアイデアを提供するものと考えられるが、今後、断面周りの複雑な流れ場と空気力の生成メカニズムについて流体力学的な観点からより詳細な検討を行ってきたい。



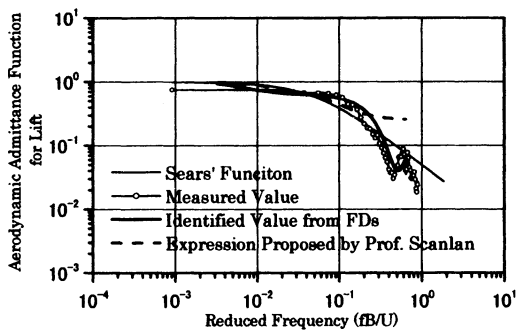
(a) 揚力に関する空カアドミッタンス



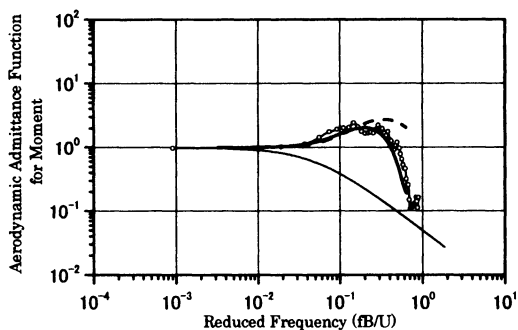
(b) 空カモーメントに関する空カアドミッタンス

Fig.16 等価Sears関数とScanlanの提案式との比較 (NACA0012翼断面³⁾)

Comparison between Equivalent Sears' Function and the Expression proposed by Prof. Scanlan for NACA0012 Airfoil Section³⁾



(a) 揚力に関する空カアドミッタンス



(b) 空カモーメントに関する空カアドミッタンス

Fig.17 等価Sears関数とScanlanの提案式との比較 (B/D=7.5矩形断面)

Comparison between Equivalent Sears' Function and the Expression proposed by Prof. Scanlan for Rectangular Section of B/D=7.5

5. 結論

本論文では、辺長比の異なる矩形断面を対象として、非定常空気をを用いた空力アドミッタンスの推定精度を検証した。以下、本研究で得られた知見を総括する。

- 1) 一様流中と乱流中で計測された非定常空力係数を用いて等価 *Sears* 関数を算定した結果、乱流中の非定常空気をを用いた場合の方が、空力の直接計測から与えられる空力アドミッタンス（「推定法 I」）とよく整合した。
- 2) 断面形状によって差異があるものの等価 *Sears* 関数は概ね妥当な結果を与える。
- 3) 橋梁断面の代表的な辺長比を有する矩形断面 ($B/D=6\sim 10$) の揚力に関する空力アドミッタンスは断面形状による顕著な差異は少なく、*Sears* 関数に比較的近い形状となる。
- 4) 矩形断面 ($B/D=6\sim 10$) の空力モーメントに関する空力アドミッタンスは無次元周波数 0.2 付近でピークを迎える凸形状となる。この特徴的な形状は前縁剥離渦の挙動と関連が深く、前縁部に三角フェアリングを設置して前縁剥離渦の生成を意図的に抑制した場合、凸形状が小さくなり、*Sears* 関数に近づく傾向を示した。
- 5) 矩形断面の空力モーメントに関する等価 *Wagner* 関数は一旦準定常値よりも大きな値となり、その後、準定常値に漸近する傾向を示した。一方、等価 *Wagner* 関数が準定常値よりも大きくなる傾向と、空力アドミッタンスの凸形状のピーク値が大きくなる傾向が合致していることから、強制空気の生成に前縁剥離渦の挙動に起因した過渡的な空力が影響していることを指摘した。
- 6) *Scanlan* により提案された空力アドミッタンスの推定式と本研究での等価 *Sears* 関数の比較を行った。*Scanlan* の提案式は等価 *Theodorsen* 関数をそのまま空力アドミッタンスに適用している。これらの比較を通して等価 *Theodorsen* 関数と等価 *Sears* 関数の違いは無次元振動数 k が大きい領域（無次元風速 $1/k$ の小さい領域）では大きいことが分かった。このことは *Scanlan* の提案式を適用する場合の留意すべき点と言える。

以上、辺長比の異なる矩形断面やフェアリングの有無による空力アドミッタンスについて検討してきたが、強制空気の定義について再度考えてみたい。冒頭にも述

べたが、強制空力は、「風の乱れに直接起因する不規則な変動空力」との理解が一般的である。この表現自体間違っていないが、本研究でも指摘したように風の乱れのみならず断面固有の過渡的な空力特性の違いが強制空力の生成に大きく影響することに注目すべきである。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、日立造船株式会社・技術研究所の植田利夫博士には貴重な助言を頂きました。また、本実験および解析を実施するにあたり同技術研究所の砂田博幸氏・山口映二氏には多大なご協力を頂きました。ここに記して謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) 岡内 功, 伊藤 学, 宮田利雄: 耐風構造, 丸善, 1977.
- 2) Y.C. Fung : An Introduction to the Theory of Aeroelasticity , Dover Publications Inc., 1969.
- 3) 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
- 4) 畑中章秀, 田中 洋: 偏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, 日本風工学会論文集, 第 85 号, 平成 12 年 10 月, pp.63-82
- 5) 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
- 6) 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
- 7) 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
- 8) 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
- 9) 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
- 10) 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
 - 11) 吉村 健, 石田良三, 荒牧信介, 中村泰治 : 橋梁基本断面のガス応答に関する研究, 土木学会論文集, 第 362 号, 1985., pp.371-380
 - 12) 奥村 学, 小林紘士, 畑中章秀 : 橋桁基本断面の空力応答関数に関する実験的研究, 構造工学論文集, Vol.46A, 2000.3., pp.1029-1036
 - 13) 吉村 健, 中村泰治 : インディシヤル応答による橋梁断面のねじりフラッタの研究, 土木学会論文集, No.234, 1977. , pp.33-40
 - 14) 吉村 健, 中村泰治 : インディシヤル運動時の橋梁断面模型周りの流れ観察と表面圧力の測定, 土木学会論文集, No.280, 1978. , pp.23-30
 - 15) 白石成人, 松本 勝, 白土博通 : 風の乱れに起因した構造物の非定常空気力特性に関する研究, 土木学会論文集, No.328, 1982. , pp.19-30
 - 16) R. H. Scanlan : Bridge Deck Aeroelastic Admittance Revisited, *J. of Bridge Engineering*, Vol.5, No.1, ASCE, 2000. pp.1-7
 - 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) K. Kimura, Y. Fujino, S. Nakato and H. Tamura : Characteristics of Buffeting Forces on Flat Cylinders, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.69-71, pp.365-374, 1997.
 - 20) 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
 - 21) 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
 - 22) 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
 - 23) M. Hoshiya and E. Saito : Structural Identification by Extended kalman Filter, *J. Eng. Mech. Div. ASCE*, 110, No. EM12, 1984.
 - 24) 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
 - 25) 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
 - 26) D. R. Huston, H. R. Bosch and R. H. Scanlan : The Effects of Fairings and of Turbulence on the Flutter Derivatives of a Notably Unstable Bridge Deck, Proc. of 7th. Int. Conf. on Wind Engineering, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.29, 1988., pp.339-349
 - 27) Y. Nakamura and T. Yoshimura : Flutter and Vortex Excitation of Rectangular Prisms in Pure Torsion in Smooth and Turbulent Flows, *J. of Sound and Vibration*, 84(3), 1982., pp.305-317
 - 28) 小林紘士, 畑中章秀, 松田健一, 奥村 学 : 乱流中の橋梁断面の空力減衰に関する実験的研究, 第 14 回風工学シンポジウム論文集, 1996. , pp.509-514
 - 29) 田村幸雄, 佐々木 淳, 塚越治夫 : RD 法による構造物のランダム振動時の減衰評価, 日本建築学会構造系論文集, 第 454 号, 1993.12., pp.29-38
 - 30) 松本 勝, 白石成人, 白土博通, 平井滋登, 伊藤祐一, 重高浩一 : H 型断面柱のねじれフラッター特性に関する研究, 第 11 回風工学シンポジウム論文集, 1990.12., pp.251-256