

ねじれフラッターに対する乱れの周波数効果に関する考察

ON THE FREQUENCY EFFECT OF TURBULENCE FOR TORSIONAL FLUTTER

松本 勝*・白石成人**・湯川雅之***・伊藤裕一****

By Masaru MATSUMOTO, Naruhito SHIRAISHI, Masayuki YUKAWA and Yuichi ITO

In this study, the effects of turbulence on "Torsional Flutter" of 2-D H-section cylinders with some slenderness ratios ($3 \leq B/D < 10$, B : chord length, D : height of section) were experimentally investigated from the frequency effect of turbulence point of view in smooth flow, grid-turbulent flow and a sinusoidal fluctuating flow. In conclusion it was clarified that the higher frequency fluctuating components of turbulence amplifies the entrainment effect of separated shear layer around comparatively bluff body such as $B/D < 5.5$, on the other hand, comparatively low frequency fluctuating components of turbulence which is the specified frequency region subject to "shear layer instability enhancement frequency region", can significantly affect torsional flutter of comparatively slender body such as $B/D \geq 5.5$.

Keywords: frequency effect of turbulence on stationary and non-stationary forces, variation of slenderness ratio for 2-D H-section, pulsating flow and grid turbulence

1. ま え が き

近年、本州四国連絡橋に代表されるように、橋梁構造物の建設が盛んに行われている。また、このような長大橋梁は、土木技術の向上に裏付けられていることはいうまでもない。一方、長大橋梁は、可撓性の増大やねじれ剛性の低下を伴うため、静的風荷重や空力振動現象などの風工学上の問題に対する評価が、重要なものとなっていることは周知のところである。

ところが、実際の構造物に作用する自然風は、地表面の影響を受けて、時間的空間的に乱れを有する境界層乱流を形成している。そのため、この気流の乱れが、各種空力現象に及ぼす影響(乱流効果)を明らかにすることは、構造物の空力挙動に対する安全性を、より現実に近いかたちで評価できるという点で、非常に重要なことと考えられる。

乱流効果に対する従来の研究において、乱流特性を表わすパラメーターとして、主に乱れの強さや乱れのスケールに着目したものが多く行われている。乱れの強さについては、二次元角柱の時間平均流れ¹⁾や剥離パブル

内の平均圧力分布²⁾などに対して大きく影響を及ぼしていることが認められている。また、乱れのスケール効果については、乱れのスケールを物体の大きさと同程度の大スケール乱れと、剥離せん断層厚さと同程度の小スケール乱れに大別し、大スケール乱れは、物体後流の放出渦に大きな影響を与えること、小スケール乱れは剥離せん断層の連行作用を強め、その再付着を促進することが明らかにされており、この方面における中村らの貢献は大きいといえよう^{3)~5)}。一方、乱れのスケール L_u は、式(1)に示されるように、変動風速の自己相関係数 R_u を用いて、積分スケールによって表わされることが多い。

$$L_u = U_x \int_0^{\infty} R_u(t) dt = \pi U_x S_u(0) / \sigma_u^2 \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 U_x : 平均風速 (m/s)、 $S_u(0)$: 円振動数 $\omega=0$ のパワースペクトル値、 σ_u : 変動風速の分散値

この場合、乱れのスケールは、変動風速の分散値によって表わされ、直接には周波数の関数にはなっていないことが認められる。

ところで、各種空力振動現象は、断面周りに形成される剥離せん断層の挙動に、直接的あるいは間接的に関係して発生することが知られている。そのため、まず最初に、剥離せん断層の特性を把握することが、基本的であ

* 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科

(〒606 京都市左京区吉田本町)

** 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科 (同上)

*** 正会員 住友金属(元・京都大学大学院)

**** 学生会員 京都大学大学院

ると考えられる。

ここで、剥離せん断層は、流体力学的に不安定なものであり、外的刺激や自己刺激（断面の振動）に対し敏感に反応し、その不安定性が容易に増幅される⁶⁾。たとえば、ある矩形断面では、脈流（主流方向に単一周波数成分を有する気流）により、非対称渦以外に同時対称渦を形成する流れのパターンが出現することが知られている⁷⁾。さらに、この特性は、外的刺激あるいは自己刺激が、断面形状により決定される、ある周波数領域の変動成分を有するときに、より顕著に現われることが明らかにされている（この周波数領域を剥離せん断層の不安定性増幅領域という）。そのため、各種空力振動現象に対する乱流効果を考える際にも、乱流の周波数特性が、現象にどのようにかかわっているのかを調べることが、非常に重要なことであると考えられる。

これまでの乱れの周波数特性に着目した著者らの研究によれば、剥離せん断層の不安定性増幅領域を超える高周波数成分の気流変動、あるいは剥離せん断層の不安定性増幅領域の気流変動が、乱流効果として大きく貢献していることが明らかにされてきた⁸⁾。その顕著な一例として、断面辺長比 B/D (B :幅員, D :桁高) が4の矩形断面および $B/D=4$ 偏平六角形断面の Movement Excitation Type の渦励振が挙げられる。すなわち、 $B/D=4$ 矩形断面では、剥離せん断層の不安定性増幅領域を超える高周波数成分が、 $B/D=4$ 偏平六角形断面では、剥離せん断層の不安定性増幅領域の変動成分が、それぞれ少なからぬ影響力を有し、応答振幅に変化を与えることが認められている。またこれらの応答振幅の変化特性は、乱流中における特性に類似していることが確認されている⁹⁾。

一方、 $B/D=1$ および2 矩形断面の揚力係数勾配の絶対値 $|dC_l/da|$ に対しても、剥離せん断層の不安定性増幅領域を超える、高周波数領域が大きな影響を与えることが確認されている¹⁰⁾。

なお、剥離せん断層の不安定性を最も増幅する領域を、本研究では便宜上「臨界周波数」とよぶことにする。

一方、乱流効果を周波数特性の側面から検討するに際し、接近流の変動風速のスペクトル形状を任意に変化させることは、通常非常に困難であるため、本研究では、格子乱流中における空力諸特性と脈流中における空力諸特性を対比することにより、乱れの周波数効果について検討を加える。ただ、ここで脈流は二次元的にある周波数成分のみが変動する気流であり、さまざまな乱れが三次元的に存在する乱流とは本質的に異なる部分もあると考えられる。そのため、本研究では脈流によりすべての乱流応答を考察しようとするものではなく、乱流応答特性を採る1つの手段として脈流を用いたものである。

2. 実験概要

(1) 実験対象模型および気流特性

本実験で対象とした模型は、Fig. 1 に示すような二次元H形構造断面である。模型の断面辺長比 B/D は、幅の異なるフランジ部分を取り替えることにより3より約10まで変化させることが可能となっている。模型は木製（一部アクリル酸樹脂製）で、模型のウェブ表面には圧力測定のための片面10個の圧力孔が設けてあり、端部には気流の二次元性を確保するために端板が取り付けられている。模型のスパン長は、600 mm である。

使用した風洞は、京都大学工学部土木工学教室に設置された吹き出し式エッフェル型風洞（測定部高さ1.0 m, 幅員0.7 m, 長さ5.0 m）であり、模型設置位置付近ではほぼ様な風速分布となること、主流方向平均乱れ強さが平均風速4 m/s 付近で0.5%以下となることが確認されている。

乱流は、2種類の乱流格子（格子Ⅰ：バーサイズ $b=30$ mm, メッシュサイズ $m=95$ mm, 格子Ⅱ： $b=15$ mm, $m=50$ mm）を用い、模型から乱流格子までの距離を変化させることにより、9種類発生させた。乱れの強さと積分スケールを Table 1 に示す。周波数特性の側面からは、格子Ⅰを用いて発生させた乱流の方が、比較的低周波数成分のパワーが大きく、格子Ⅱを用いた方が比較的高周波数成分のパワーが大きい乱流となっている。

脈流は、perforate plate と turn blade からなる脈流発生装置（参考文献9）参照）を風洞吹き出し口に設置することにより発生させた。ここで、脈流の変動風速 (u)

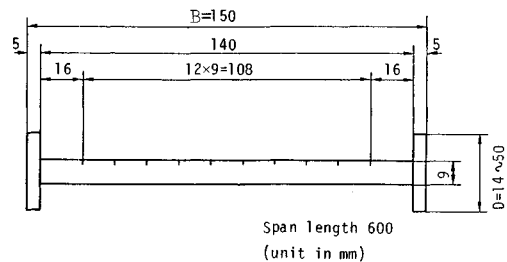


Fig. 1 Cross section of model.

Table 1 Properties of turbulent flow.

Turbulent Flow	I_u (%)	Lu/B
I - 1	7.0	0.68
I - 2	7.8	0.65
I - 3	8.5	0.47
I - 4	12.0	0.41
II - 1	4.8	0.46
II - 2	5.6	0.43
II - 3	7.5	0.40
II - 4	7.9	0.33
II - 5	9.8	0.29

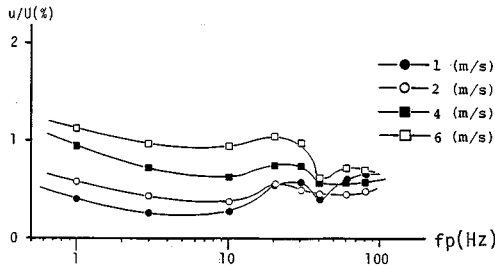


Fig. 2 Intensity of pulsating flow v. s. pulsating frequency (u : amplitude of pulsation, U : mean flow, f_p : pulsating frequency).

の平均風速 (U) に対する割合は、脈流周波数に関係なくほぼ 1% 以下であることが確認されている (Fig. 2).

(2) 測定方法

a) 断面中心周りの空力ピッチングモーメント測定

模型に働く静的空気力は、模型をロードセル型 AC 天秤 (日章電機 K. K., LMC 3501-2) によって固定支持し、動ひずみ計 (新興通信 K. K., DSA-602 B) を通して、ローパスフィルター (NF 回路設計ブロック K. K., E 3201) を介し、マルチコーダ (渡辺測器製作所 K. K., MC 6612) に出力した。

b) 圧力測定

表面圧力は、固定支持した模型表面の圧力測定孔で取り出した圧力をアルミ製の導圧管により端板まで導き、ビニール製の導圧管により差圧計に入力した。一方、ピトー管の静圧を取り出して、差圧計に入力、両者の差圧をプレッシャーマイク (豊田工機 K. K., DD 101 K) により検出、直流増幅器 (豊田工機 K. K., AA 3004) を通した後、ローパスフィルター (前出) を介して、マルチコーダ (前出) により平均圧力を読み取った。

c) 振動応答測定

模型は左右 4 本計 8 本のコイルスプリングで風洞内に水平支持した。模型の変位は、コの字形ピックアップをコイルスプリングに続けて取り付け、その上にひずみゲージを貼り付け検出した。ひずみゲージからホイットストーンブリッジ (新興通信 K. K.), 動ひずみ計 (前出), ローパスフィルター (前出) を通して、リニアコーダ (グラフテック K. K., WR 3101) に出力した。各実験ケースの物理諸元は、図中に付記する。

3. 実験結果および考察

(1) H 形構造断面の剥離せん断層の不安定性増幅特性

$B/D=3$, $B/D=5$, $B/D=9.4$ H 形断面の断面周りに形成される、剥離せん断層の不安定性増幅特性を明らかにするため、断面表面の変動圧力と脈流周波数の同期特性を調べた。測定結果を Fig. 3 の●印で示す。この図

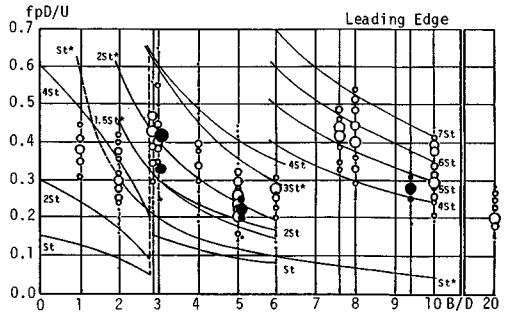


Fig. 3 Synchronized region of pressure to pulsating flow.

の横軸は断面辺長比 B/D であり、縦軸は脈流無次元周波数である。●印の大きさは、各断面における相対的な同期の強さ (剥離せん断層の不安定性を増幅する程度) を表わしている。また、図中○印は文献 7) により明らかにされている、矩形断面の剥離せん断層の不安定性増幅領域である (図中の St , St^* については文献 7) 参照)。図より明らかなように、矩形断面の剥離せん断層の不安定性増幅領域と H 形構造断面の剥離せん断層の不安定性増幅領域は、ほぼ同じ値を示すことが確認できる。

(2) 空力ピッチングモーメントに対する乱流効果

a) $B/D=3$ H 形断面

Fig. 4 に、一樣流、乱流 I-1, I-4, II-1, II-3 における迎角-モーメント係数曲線を示す。図より明らかなように、乱流中においてモーメント係数勾配の絶対値 $|dC_M/d\alpha|$ が大きくなる傾向を示している。

ここで、H 形断面においては、断面辺長比 B/D が 3, 4, 5 と大きくなるに伴い、モーメント係数勾配 $|dC_M/d\alpha|$ が大きくなることから¹¹⁾、乱流は、連行作用を促進することにより、剥離せん断層を断面後縁に近づけ、見掛け上、断面辺長比を伸ばしたような効果をもたらし、 $|dC_M/d\alpha|$ を大きくしたものと判断される。

一方、Fig. 5 に、脈流中におけるモーメント係数曲線

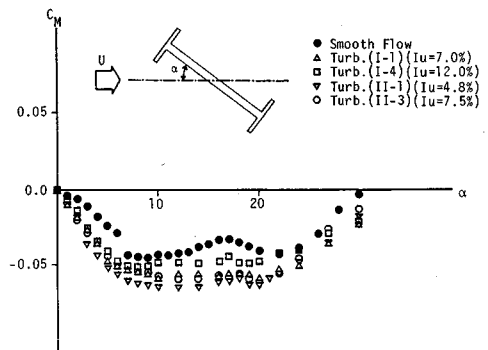


Fig. 4 Mean pitching moment coefficient v. s. incidence α for $B/D=3$ H-section cylinder in turbulent flow.

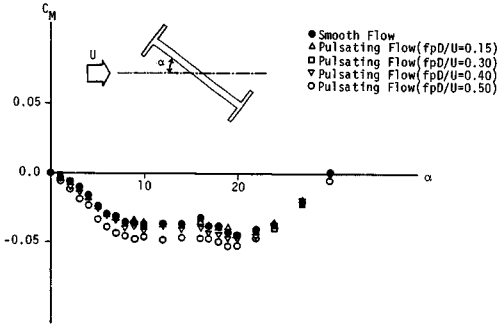


Fig. 5 Mean pitching moment coefficient v. s. incidence α for $B/D=3$ H-section cylinder in pulsating flow.

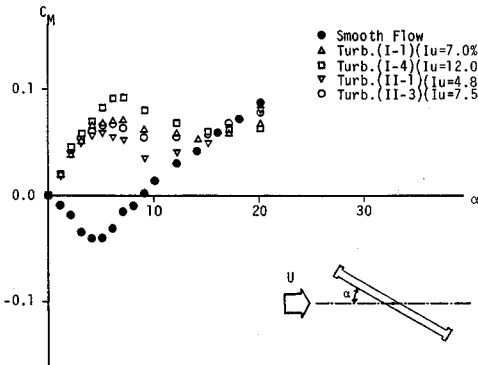


Fig. 6 Mean pitching moment coefficient v. s. incidence α for $B/D=9.4$ H-section cylinder in turbulent flow.

を示す。脈流無次元周波数 $f_p D/U$ (f_p : 脈流周波数, D : 桁高, U : 平均風速) が, 0.15, 0.30 の脈流中では, 一樣流とほぼ等しい値を示す。しかし, $f_p D/U=0.40$ の脈流では, 若干, 負の値が大きくなる傾向を示し, さらに $f_p D/U=0.50$ の脈流中では, その傾向が著しくなる。そして, この高周波数の脈流中における特性は, $|dC_M/d\alpha|$ を大きくするという意味で, 乱流の特性と類似している。

以上, この $B/D=3$ H 形断面の空力ピッチングモーメントに対しては, 乱流と高周波数の脈流がよく似た影響を及ぼしていることから, 乱流効果として, 高周波数成分の変動が重要な働きをしているものと考えられる。

また, 別途測定された平均圧力分布特性によれば, モーメント係数勾配の絶対値 $|dC_M/d\alpha|$ の増加は, 下面後縁の圧力回復に起因している。

b) $B/D=9.4$ H 形断面

Fig. 6 に, 一樣流, 乱流 I-1, I-4, II-1, II-3 における迎角-モーメント係数曲線を示す。

一樣流中において負の値であったモーメント係数勾配が, すべての乱流中において正の値に変化しており, 乱流がこの断面のモーメント係数に与える影響は, 非常に

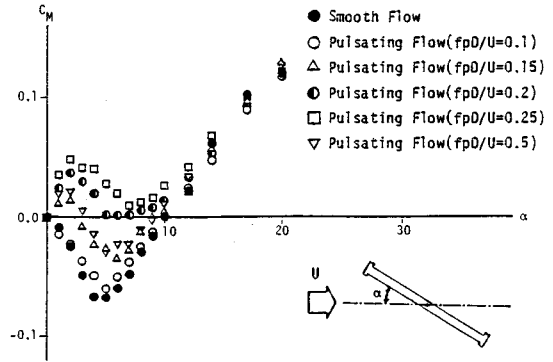


Fig. 7 Mean pitching moment coefficient v. s. incidence α for $B/D=9.4$ H-section cylinder in pulsating flow.

大きいことが伺われる。そしてこの傾向は, 乱れの強さの増加に伴い著しくなるようである。

また, 乱れの強さがほぼ等しい乱流 (I-1) と乱流 (II-3) を比較すると, 比較的低周波数成分のパワーが大きい乱流 (I-1) の方がモーメント係数の値が大きくなっているようである。

一方, Fig. 7 に, 脈流中におけるモーメント係数曲線を示す。脈流無次元周波数 $f_p D/U$ が剥離せん断層の不安定性増幅領域にあたる, 臨界無次元周波数 $f_p D/U=0.25$ (Fig. 3 参照) に近づくに従い, 乱流中の特性に似た傾向を示し, モーメント係数勾配が負の値から正の値に移行する。しかし, さらに脈流無次元周波数 $f_p D/U$ が 0.50 まで大きくなると, その傾向は弱まり, ほぼ $f_p D/U=0.15$ のモーメント係数曲線と同じ値を示している。

すなわち, この断面の空力ピッチングモーメントに対する乱流効果としては, 剥離せん断層の不安定性増幅領域の, 臨界周波数を有する変動成分が, 大きく貢献しているものと考えられる。

Fig. 8 には, 乱流および脈流中の迎角 $\alpha=2^\circ$ (頭上げ) における平均圧力分布を示す。

この結果によれば, 乱流により平均圧力には,

- ① 上面後縁における圧力回復の促進
- ② 下面中央点より若干前縁側における圧力回復の促進
- ③ 上面前縁端において, 剥離流れの曲率増加による圧力低下

の大きく 3 つの影響が現われている。

これら 3 つの影響は, 正のモーメント力 (時計回り) を増加させることにつながっている。すなわち, この断面のモーメント係数勾配 $dC_M/d\alpha$ が, 乱流により負から正の値へと著しく変化した要因としては, 剥離バブルの縮小, 剥離流れの曲率増加によるものが大きいと考えられる。

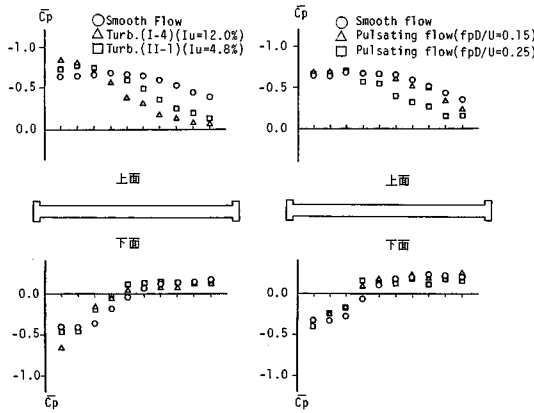


Fig.8 Distribution of mean pressure around $B/D=9.4$ H-section cylinder at $\alpha=2^\circ$.

また、剥離せん断層の不安定性を強く増幅する、臨界周波数をもつ脈流 ($f_p D/U=0.25$) においても、上面後縁、下面中央点よりも若干前縁側における圧力回復が著しく、乱流の特性と類似していることが確認できる。

(3) ねじれフラッター応答特性に及ぼす乱流効果

本節では、前節で得られた各断面の静的特性をもとに、ねじれフラッター応答特性に与える乱流効果について検討を加える。ねじれフラッターの動的特性を表わす物理量として、ねじれフラッター発現風速、応答振幅および非定常空気力係数 A_2^* を選び考察を加えた。ここで、非定常空気力係数とは、R. H. Scanlan により提唱された係数であり、空力動的モーメントを表わす際に用いられる値である¹²⁾。この係数を用いて、ねじれ1自由度系における空力動的モーメントを表わすと次のようになる。

$$M = (1/2)\rho U^2 (2B^2) \{K A_2^* (B\dot{\alpha}/U) + K^2 A_2^* \alpha\} \dots \dots (2)$$

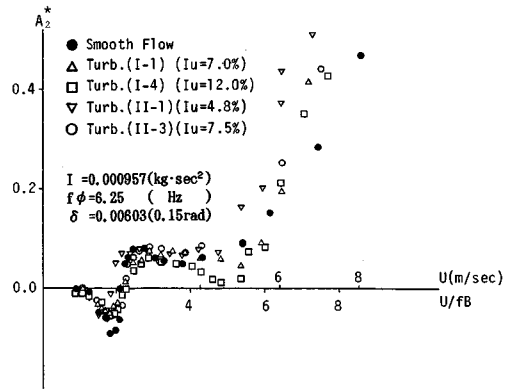
ここに、 A_2^* 、 A_1^* ：非定常空気力係数、 M ：空力動的モーメント、 ρ ：空気密度、 U ：平均風速、 $K = B\omega/U$ (ω ：固有円振動数)、 B ：幅員、 α ：ねじれ変位、(なお「 $\dot{\cdot}$ 」は、時間微分を表わす)

すなわち、非定常空気力係数 A_2^* の値が大きいということは、ねじれフラッターの励振力が大きいことを意味する。

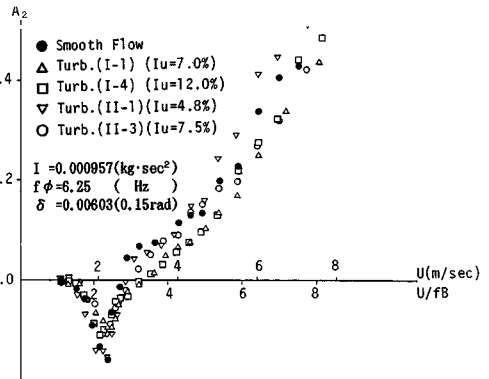
$B/D=3$ 、 $B/D=5$ 、 $B/D=9.4$ H形断面の非定常空気力係数 A_2^* に対する乱流効果を Fig.9 に示す。図の横軸は風速であり、縦軸は非定常空気力係数 A_2^* である。

ねじれフラッターが渦励振の影響を受けず、単独で発生している高風速域(無次元風速 $U/fB=7.5$ 付近)に着目すると、それぞれの断面に対する乱流効果は、三種の様であることがわかる。

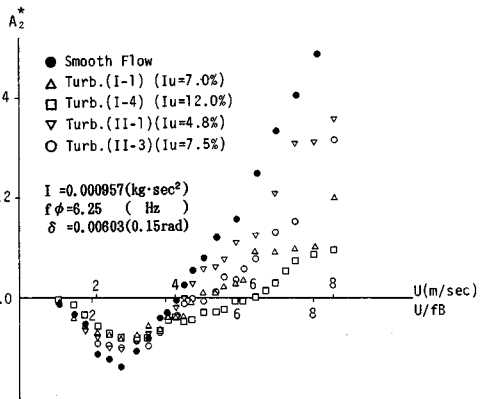
• $B/D=3$ H形断面：すべての乱流中で、 A_2^* の値が一樣流よりも大きくなっており、ねじれフラッターが気流の乱れにより不安定化する傾向を示す。



(a) $B/D=3$ H-section



(b) $B/D=5$ H-section



(c) $B/D=9.4$ H-section

Fig.9 Aerodynamic derivative A_2^* v.s. wind velocity diagram.

• $B/D=5$ H形断面：乱流 II-1 ($I_u=4.8\%$) 以外の乱流中で、 A_2^* の値が小さくなり、若干の安定化傾向を示す。

• $B/D=9.4$ H形断面：すべての乱流中で、 A_2^* 値が一樣流よりも著しく小さくなっており、ねじれフラッターが気流の乱れにより安定化する傾向を示す。

ここで、 $B/D=3$ H形断面の不安定化傾向に関しては、

モーメント係数勾配の絶対値 $|dC_m/d\alpha|$ が大きくなった乱流の方が、 A_m^* の値も大きくなっている。また、Fig. 10 a) に示されるように、振動変位と断面表面の変動圧力の位相差が非常に小さく、流れの遅れの効果などの非定常的要素が弱いことなどから、この断面は、ある程度準定常的な対応をなしているといえる。なお、圧力と変位の位相差 ϕ は、模型の最大頭上げ変位と上面の最低圧を対応させ、変位に対して圧力位相遅れを正としている。

また、乱れの強さの強い乱流 I-4 ($I_u=12\%$) の方が、乱れの強さの弱い乱流 II-1 ($I_u=4.8\%$) よりも、 A_m^* の値が小さくなっていることの1つの要因としては、乱流のスパン方向の coherence の低下等も考えられるが、今後の研究が待たれる。

$B/D=9.4$ H 形断面の安定化傾向に関しては、比較的低周波数成分のパワーが大きい乱流 I-1 の方が、同程度の乱れの強さを有する乱流 II-3 よりも A_m^* の値が小さくなっていることが認められる。すなわち、周波数効果の面からは低周波数成分の気流変動がねじれフラッターの安定化に大きな貢献をしているものと考えられる。

一方、この断面のモーメント係数勾配は、乱流で正の値を示したが、ねじれフラッターが乱流中においても発現していることから、この断面のねじれフラッターの発現機構は、流れの遅れの効果などの非定常的要素が強いものと思われる。この点に関しては、Fig. 10 b) に示されるように、振動変位に対する断面後縁の変動圧力の位相遅れが、非常に大きいことによっても確認できる。

ここで、 $B/D=3$ H 形断面に対して、高周波数成分の変動が、また $B/D=9.4$ H 形断面に対しては、臨界周波数を含む低周波数成分の変動と、高周波数成分の変動ともに、それぞれ大きな影響力を有することが、別途測定された脈流中の非定常空気力係数 A_m^* 特性においても確認されている。

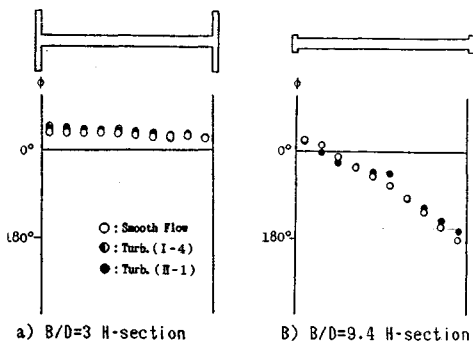


Fig. 10 Phase Difference ($U/fB=7.5$).

次に、 $B/D=3$, $B/D=5$, $B/D=9.4$ H 形断面のねじれフラッター応答特性に対する乱流効果を Fig. 11 に示す。図中矢印は、加振したことを意味しており、各断面ともにリミットサイクルを有するハードタイプのねじれフラッターであることが確認できる。

各断面の発現風速に対する乱流効果は、次のようである。

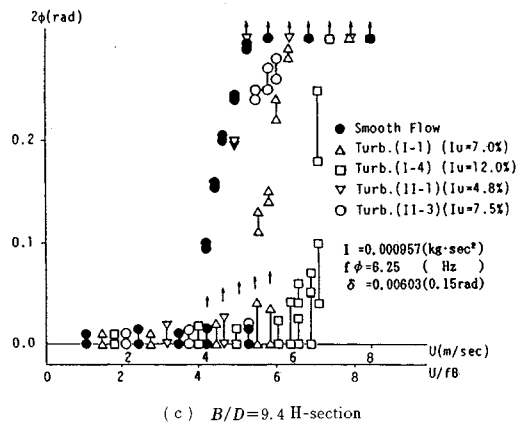
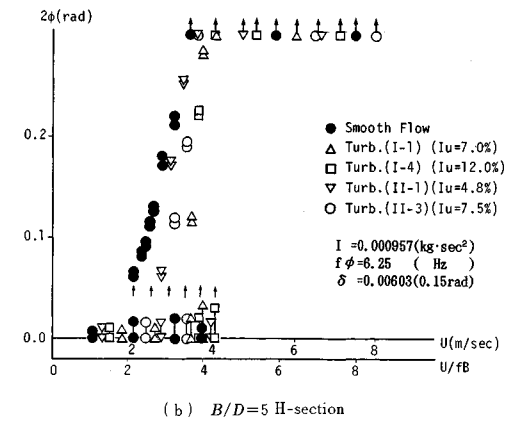
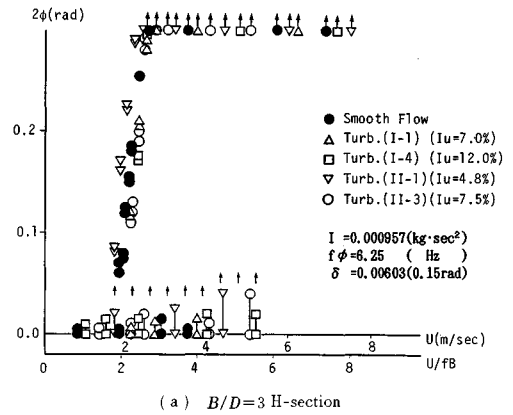


Fig. 11 Torsional response amplitude v.s. wind velocity diagram in turbulent flow.

る。

• $B/D=3$ H 形断面：非定常空気力係数 A_2^* の値が最も大きくなった乱流 II-1 ($I_u=4.8\%$) のフラッター終止風速が、一樣流のそれよりも低くなっており、この断面のねじれフラッターが、気流の乱れにより不安定化する可能性を示唆している。

• $B/D=5$ H 形断面：乱流中において、フラッター終止風速が若干高くなり、乱れによる安定化傾向が示されている。

• $B/D=9.4$ H 形断面：非定常空気力係数 A_2^* に対する乱流効果が、フラッター終止風速に最も反映されており、乱流中で著しい安定化を示す。

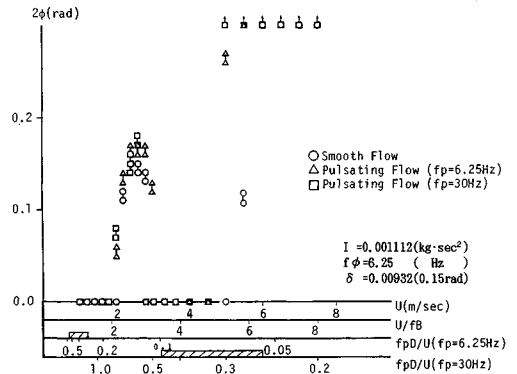
ここで、フラッター終止風速に対する乱流効果は、先に述べた非定常空気力係数 A_2^* (無次元風速 $U/fB=7.5$) に対する乱流効果に比べ、若干低風速域 ($U/fB=2$ から 4) での現象を対象としていることになり、流れの非定常性の影響がより大きく現われるものと考えられる。そのため、両者の間には、若干の相違が存在するものと思われる。しかし、 $B/D=3$ H 形断面では、ねじれフラッターの終止風速を低く (空力的に不安定化) する乱流が存在すること、 $B/D=9.4$ H 形断面では、乱流により著しい安定化が示されることなど、それぞれ非定常空気力係数 A_2^* とよく似た傾向を示すことが確認できる。

一方、脈流中における $B/D=3$, $B/D=9.4$ H 形断面のねじれフラッター応答特性を Fig. 12 に示す。この実験においては、脈流周波数 f_p を固定したため、脈流無次元周波数 $f_p D/U$ は、風速 U により変化した。なお、図中斜線部は剥離せん断層の不安定性増幅領域 (臨界周波数) を示すものである。

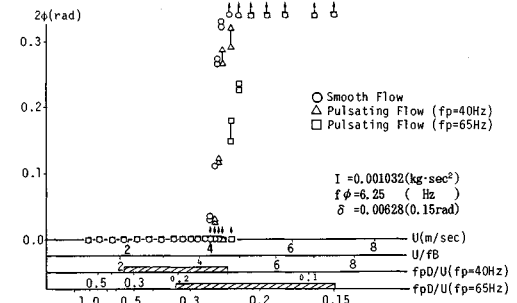
$B/D=3$ H 形断面のねじれフラッター発現風速は、脈流 (脈流周波数 $f_p=6.25$ Hz, 30 Hz) 中で、ともに若干低風速域に移動しており、空力的に不安定化傾向を示している。またその傾向は、フラッター発現風速での脈流無次元周波数 $f_p D/U$ が大きいほど、つまり高周波数の脈流 ($f_p=30$ Hz) 中において顕著である。

$B/D=9.4$ H 形断面のねじれフラッター発現風速は、脈流中において高風速側に移動しており、空力的に安定化をもたらしている。また、その傾向は、発現風速付近の脈流無次元周波数 $f_p D/U$ が、剥離せん断層の不安定性増幅領域にあたる (中心無次元周波数は $f_p D/U=0.27$)、臨界周波数を有する脈流 ($f_p=65$ Hz) 中で顕著であり、乱流中における特性に類似している。

以上の結果から、 $B/D=3$ H 形断面のねじれフラッターに対する乱流効果は、空力的に不安定化効果を及ぼすものと考えられる。そして、その乱流効果には、高周波数成分の気流の変動が、大きく貢献している。



(a) $B/D=3$ H-section



(b) $B/D=9.4$ H-section

Fig. 12 Torsional response amplitude v. s. wind velocity diagram in pulsating flow.

また、 $B/D=9.4$ H 形断面のねじれフラッターに対しては、剥離せん断層の不安定性増幅領域 (臨界周波数) の変動成分が大きな影響力を有しており、乱流による影響と類似した傾向を示すものと考えられた。言い換えれば、乱流中のこの周波数領域の変動成分が、乱流効果として重要な役割を果たしているものと考えられる。

(4) 断面辺長比と非定常空気力係数 A_2^* 特性

さまざまな断面辺長比を有する H 形構造断面の非定常空気力係数 A_2^* を、一樣流および乱流 I-4 ($I_u=12\%$)、乱流 II-1 ($I_u=4.8\%$) 中において測定することにより、各断面のねじれフラッターに対する乱流効果について検討を加えた。ここで A_2^* は、すべて無次元風速 $U/fB=7.5$ における値である。測定結果を Fig. 13 に示す。この図の横軸は断面辺長比 B/D (B : 幅員, D : 桁高) であり、縦軸は非定常空気力係数 A_2^* を表わしている。図より明らかなように、一樣流中において、 $B/D=5.5$ H 形断面の A_2^* が最も大きくなり、ピーク値を示している。

一方、乱流 II-1 ($I_u=4.8\%$) が、各断面の非定常空気力係数 A_2^* に与える影響は、連行作用を促進することにより、見掛け上、断面辺長比を伸ばしたような効果を

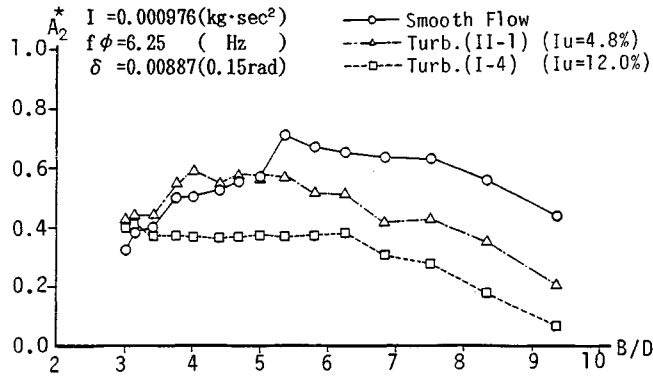


Fig. 13 Aerodynamic derivative A_2^* v. s. slenderness ratio in smooth and turbulent flow ($U/fB=7.5$).

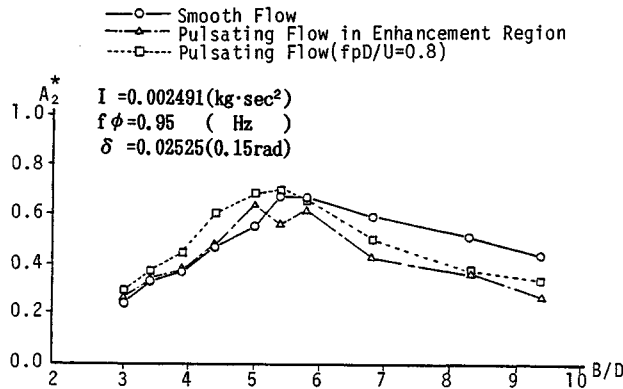


Fig. 14 Aerodynamic derivative A_2^* v. s. slenderness ratio in smooth and pulsating flow ($U/fB=7.5$).

もたらしている。すなわち、一樣流中において A_2^* の値が最も大きくなる、 $B/D=5.5$ 断面よりも鈍い ($B/D < 5.5$) 断面では、乱流中で A_2^* の値が大きくなり、不安定化傾向を示す。これに対し、 $B/D=5.5$ 断面より扁平な ($B/D > 5.5$) 断面では、乱流中で A_2^* の値は小さくなり、安定化傾向を示すことが認められる。

一方、乱れの強さの大きい乱流 I-4 ($I_u=12\%$) 中では、一樣流よりも不安定化を示す断面は、 $B/D=3$, $B/D=3.2$ の 2 断面だけであり、乱流 II-1 ($I_u=4.8\%$) の結果とは若干特性が異なるようである。この原因については現在までのところ不明であり、今後の研究が待たれる部分である。

Fig. 14 に、一樣流と 2 種類の脈流中における、断面辺長比と非定常空気力係数 A_2^* の関係を示す。2 種類の脈流のうち、一方は、それぞれの断面の剥離せん断層の不安定性を強く増幅する、いわゆる臨界周波数をもつ脈流 (断面により脈流無次元周波数は異なっている) であり、他方は、その臨界周波数よりも高周波数の脈流 ($f_p D/U=0.8$) である。

脈流が、各断面の非定常空気力係数 A_2^* に与える影響は、乱流 II-1 ($I_u=4.8\%$) が A_2^* に与える影響と類似している。しかし、その影響が顕著に現われる脈流は、断面辺長比により異なり、 $B/D=5.5$ 付近を境に分類できるようである。

すなわち、断面辺長比 B/D が 5.5 より小さい、鈍い断面 ($B/D < 5.5$) には、剥離せん断層の不安定性増幅領域の周波数 (臨界周波数) を有する脈流は、ほとんど影響をもたらさないのに対し、臨界周波数よりも高周波数 ($f_p D/U=0.8$) の脈流が、大きな影響力を表わし、不安定化効果を示している。一方、比較的扁平な断面 ($B/D > 5.5$) には、臨界周波数をもつ脈流、高周波数の脈流ともに、非定常空気力係数 A_2^* に対し影響力を有しており、2 つの効果が存在しているようである。しかし、その程度は、臨界周波数をもつ脈流の方が大きいことが認められる。

ここで、5 種類の H 形構造断面 (断面辺長比 $B/D=3.0, 4.0, 5.0, 7.25, 9.4$) を選び、より詳しく各断面に対する脈流周波数の影響を検討するため非定常空気力係

数 A_2^* と脈流周波数との関係を調べた。Fig. 15 に測定結果を示す。各図の斜線部は、剥離せん断層の不安定性増幅領域（臨界周波数）を表わしている。これらの図より明らかなように、断面辺長比 B/D が 3.0, 4.0, 5.0 と、5.5 より小さい、鈍い H 形断面では、臨界周波数を超える高周波数領域において、 A_2^* が大きくなり不安定化傾向を示す。一方、断面辺長比 B/D が 7.25, 9.4 の比較的扁平な断面では、特に臨界周波数を有する脈流において、 A_2^* が小さくなっており、安定化効果を示すことが確認できる。

4. 乱れの周波数効果

これまで、各種空力振動現象に対する乱れの周波数効果については、さまざまな角度から考察が加えられてきている^{11),12)}。そしてその結果、臨界周波数を超える高周波数成分の変動 ($fD/U \geq f_{cr}$, f : 気流の変動周波数, f_{cr} : 臨界無次元周波数) や、臨界周波数をもつ気流変動 ($fD/U = f_{cr}$) が、大きな影響力を有していることが明らかとなってきた。そこで、これまでに報告されている研究成果と、今回のねじれフラッター特性に対して認められた、乱れの周波数効果を総合的に取りまとめると次のようになると考えられる。

(1) 臨界周波数よりも高周波数の変動成分

$$(fD/U \geq f_{cr})$$

この領域の変動成分は、比較的鈍い断面に大きな影響をもたらすようである。そして、その効果は乱れの連行作用促進効果と類似した特性を示す。つまり、剥離せん断層の mixing 効果を高め、その結果、剥離せん断層を断面に近づける、あるいは再付着を早める効果を有しているものと考えられる。その結果、見掛け上、断面辺長比を伸ばしたような効果を与えるものと考えられる。

(2) 臨界周波数(剥離せん断層の不安定性増幅領域)の変動成分 ($fD/U = f_{cr}$)

この領域の変動成分が空力特性に与える影響は、断面形状により大きく異なる。さらに、その効果は振動を活発に(不安定化)する場合もあれば、逆に、振動を抑制(安定化)する場合もあり、非常に複雑なメカニズムにより、影響が現われているものと推測される。しかし、この領域の変動成分が影響をもたらす断面は、 $B/D > 5.5$ の H 形構造断面に代表されるように、剥離せん断層と断面との干渉が大きい、比較的扁平な断面であると考えられる。

一方、それらの周波数効果と乱れのスケール効果を比較検討すれば、小スケール効果としてとらえられているものは、連行作用を促進するという意味で、気流変動の高周波数成分の効果が、また、大スケール効果としてとらえられているものは、渦放出などの非正常な特性に影

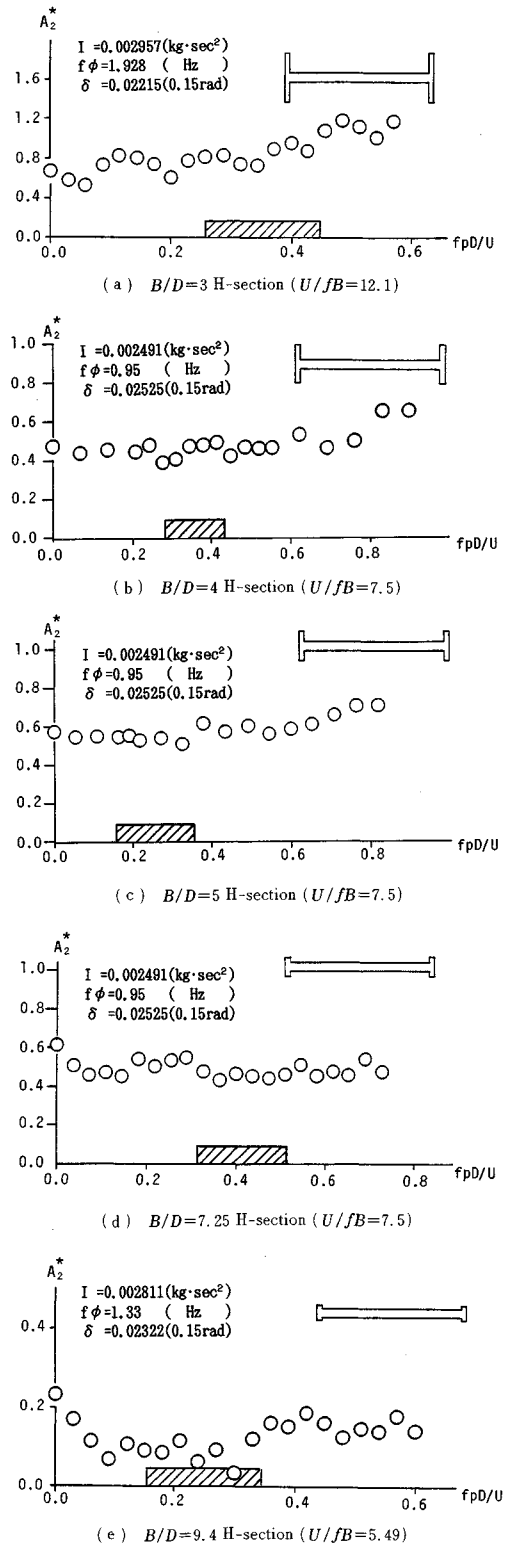


Fig. 15 Aerodynamic derivative A_2^* v. s. pulsating frequency diagram.

響をもたらすという意味で、臨界周波数（剥離せん断層の不安定性増幅領域）の気流変動成分の効果に対応する。

また、これらの乱流のもつ周波数特性のうち、乱れの大スケール効果については、特に臨界周波数に対応する、ある限られたスケール域での大スケール効果が、より重要である可能性を示すものであり、今後より詳細な検討が必要であると考えられる。

5. 結 論

本研究において、得られた結果を列挙すると次のようになる。

(1) H形構造断面の空力ピッチングモーメントに対する乱流効果

a) $B/D=3$ H形断面 乱流は、モーメント係数勾配の絶対値 $|dC_{m\alpha}|$ を大きくする。そして、その効果には、臨界周波数よりも高周波数の変動成分 ($f_p D/U \geq f_{cr}$) が、大きく貢献している。

b) $B/D=9.4$ H形断面 乱流は、空力ピッチングモーメントに大きな影響を与え、モーメント係数勾配を負の値から正の値に変化させる。そして、その効果には、臨界周波数（剥離せん断層の不安定性増幅領域）の変動成分 ($f_p D/U = f_{cr}$) が、大きく貢献している。

(2) ねじれフラッターに対する乱流効果

一様流中において非定常空気力係数 A^* が最大となる、 $B/D=5.5$ H形断面付近を遷移領域として、ねじれフラッターに対する乱流効果は、次のように異なる。

• $B/D=3$ H形断面に代表される、比較的鈍い断面 ($B/D < 5.5$) のねじれフラッターに対する乱流効果には、臨界周波数よりも高周波数成分の変動 ($f_p D/U \geq f_{cr}$) が、大きく貢献しており、空力的に不安定化効果をもたらす。

• $B/D=9.4$ H形断面に代表される、比較的偏平な断面 ($B/D > 5.5$) のねじれフラッターに対する乱流効果には、臨界周波数（剥離せん断層の不安定性増幅領域）の変動 ($f_p D/U = f_{cr}$) が大きく貢献しており、空力的に安定化効果を示す。

(3) 乱れの周波数効果

乱れの周波数効果としては、次の2つの周波数領域が大きな影響力を有していると考えられる。1つは、剥離せん断層の不安定性増幅領域（臨界周波数）を超える高周波数領域であり、もう1つは、剥離せん断層の不安定性を強く増幅する周波数領域（臨界周波数）である。そして、前者は、比較的鈍い物体に対し大きな影響をもたらす、連行作用促進効果を強める。一方、後者は、剥離

せん断層と断面の干渉が大きな、比較的偏平な断面に大きな影響力を有することが明らかになってきた。

さらに、臨界周波数を超える高周波数成分の気流変動は、連行作用を促進するという意味で、小スケール効果と、剥離せん断層の不安定性増幅領域（臨界周波数）の気流変動は、渦放出などの非定常な特性に影響をもたらすという意味で、大スケール効果と対応づけられる。

最後に、本研究の一部は文部省科学研究費 (No. 63550337) の援助を受けたことをここに記す。

参 考 文 献

- 1) Laneville, A. and Parkinson, G.V. : Effect of Turbulence on Galloping of Bluff Cylinders, Proc., 3rd Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures, 1971.
- 2) Hillier, R. and Cherry, N.J. : Effect of Stream Turbulence on Separation Bubbles, J. Wind Engng. Indust. Aero., 8, 1981.
- 3) 中村泰治・大屋裕二・渡辺公彦：直方体の空力特性に及ぼす乱れの強さおよび乱れのスケールの影響，第7回風工学シンポジウム論文集，1982.
- 4) 中村泰治・大屋裕二・渡辺公彦：矩形断面柱空力特性に及ぼす乱れの影響，第8回風工学シンポジウム論文集，1984.
- 5) 中村泰治・小園茂平・渡辺公彦：厚板前縁の剥離一再付着流れに及ぼす乱れの影響，第9回風工学シンポジウム論文集，1986.
- 6) Parker, R. and Welsh, M.C. : Effects of sound on flow separation from blunt flat plates, Int. J. Heat & Fluid Flow, Vol. 4, No. 2, June, 1983.
- 7) 松本 勝・白石成人・白土博通：主流方向脈動流中における Bluff Body の空力特性，第9回風工学シンポジウム論文集，1986年.
- 8) 松本 勝・白石成人・白土博通・真下義章・湯川雅之・平井滋登：各種空力振動現象に及ぼす乱れの影響，第10回風工学シンポジウム論文集，1988年.
- 9) 松本 勝・白石成人・白土博通・孫 亜偉・小林茂雄・真下義章・湯川雅之：充腹構造断面の空力特性に及ぼす乱流効果，京都大学防災研究所年報，第30号，B-1，1987. 4.
- 10) 松本 勝・白石成人・白土博通・真下義章・湯川雅之・平井滋登：充腹構造断面の空力振動現象に関する研究，京都大学防災研究所年報，第31号，B-1，1988. 4.
- 11) 中村泰治・溝田武人・吉村 健：矩形およびH型断面柱の空力3分力特性について，九州大学応用力学研究所報，第40号，1973.
- 12) Scanlan, R.H. : Modern Approaches to Solution of the Wind Problems of Long Span Bridges, Engineering Journal/American Institute of Steel Construction. (1989. 3. 13・受付)