



変動流中における塔状構造物のギャロッピングに関する研究 (2)

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2013-11-11 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 岡南, 博夫 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24729/00008007

変動流中における塔状構造物の ギャロッピングに関する研究(Ⅱ)

Aeroelastic Galloping of Prismatic Tower in Turbulent Flow (Ⅱ)

岡 南 博 夫*

Hiroo OKANAN*

(昭和58年4月13日受理)

あ ら ま し

前報において、構造断面の静的空気力係数に及ぼす乱れの効果に関して準定常の仮定に基づいた考察を行ったが、乱れの効果は、特に鉛直方向成分を支配的な成分とした。本報では、主流方向、および水平方向変動風速成分の準定常的な効果に関する考察を行い、これらの成分の準定常的な効果の小さいことを述べ、さらに高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動の解析法を述べるものである。解析例として、基礎部でピン支持されたロッキング振動モードを有し、断面形状が正方形である角状構造物を対象とした計算結果を示した。従来報告されている風洞実験結果と比較すれば、ギャロッピング振動時の応答振幅の大きい領域において計算結果と実験結果とがよく一致することが示される。

1. 緒 論

準定常空気力理論に従ってギャロッピングの解析を行う際に静的空気力係数が利用されるが前報⁽¹⁾において、静止した構造断面に作用する空気力に及ぼす気流の乱れの効果に関して、気流変動を簡単なモデル化を行うことにより考察した。すなわち、気流に含まれる乱れは気流中に存在する物体によって変化せず、かつ、ゆっくり変動するものと仮定し、さらに乱流中においてもスパン方向のストリップ部の空気力は、一様流中における2次元実験で求められた静的空気力係数が利用できるものと仮定し、乱流効果としては、断面領域で空間的に平均された鉛直方向変動流速成分に起因した相対迎角の時間変動の形で表されるものであり、一様流中における静的空気力係数の迎角に関する非線形性、および空間平均された鉛直方向流速変動の大きさに応じてその効果を評価した。

ギャロッピングの発生する構造断面は、一般に非流線形で物体に作用する流れは剥離を伴った流れとなり、また後流に周期的な渦、いわゆる Karman 渦を放出することが知られている。このような断面は主流に含まれる乱れの影響を敏感に受け、乱流中の静的空気力が一様流中の結果とかなり異なることが実験的に報告されている。そこで、本研究は、構造物の空力特性に

* 本論文の一部は、第7回風工学シンポジウム(1982年12月)で講演したものである。

** 土木工学科 (Department of civil Engineering)

及ぼす気流の乱れの効果を評価するための第一段階として、比較的振動発生メカニズムの知られているギャロッピング現象に及ぼす気流の乱れの効果に関して、前述のような1つの評価を試みたものである。本報においては、主流方向、および水平方向変動風速成分の準定常的な効果に関する若干の考察を行い、さらに高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動の解析法を述べる。なお、ここでは乱流効果として、準定常的な効果のみに限定した評価を行うものであるが、文献(2)、(3)において、準定常的な評価の適用限界、および主流方向に周期的に変動する気流中における時間平均した空気力に関する風洞実験結果より、平均空気力に及ぼす乱流効果などを考察した。

2. 定常空気力に及ぼす主流方向、および水平方向変動風速成分の準定常的な効果

気流の乱れは、一般に三次元ベクトル成分に分解して表される。前報では、構造断面に働く空気力の迎角変化特性に影響を与える変動風速成分として鉛直方向成分（構造物の長手方向が主流と直交する水平方向の場合）を支配的成分と考え、準定常的な効果として、一様流中における空気力係数の迎角に関する非線形性に起因して乱れの影響が生ずることを述べた。本章では水平方向、および主流方向変動風速成分の空気力に及ぼす準定常的な影響について述べる。

主流方向変動風速を、構造物全体に作用する風速の時間変動と考える場合、文献(4)に述べられている通りギャロッピング振動に及ぼす影響は小さいものと考えられるが、まず前報で述べた空気力係数に影響を与える鉛直方向変動風速に起因する相対迎角の分散値 $\bar{\sigma}_a^2$ が主流方向変動風速成分 $u(t)$ の存在によってどの程度の影響を受けるかといった点に関する簡単な推定を行う。主流方向変動風速成分 $u(t)$ を考慮した $\bar{\sigma}_a^2$ は、

$$\bar{\sigma}_a^2 = E \left[\left(\frac{\bar{w}}{U+u} \right)^2 \right] = E \left[\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)^2 \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{u}{U} \right) + \left(\frac{u}{U} \right)^2 \dots \right\}^2 \right] \dots \dots \dots (1)$$

と表される。ただし、 U は平均風速である。ここで、風洞実験のせん断流に対して、主流方向変動風速成分 u と鉛直方向変動風速成分 w との共分散 $\overline{u \cdot w}$ が、

$$\overline{u \cdot w} \doteq 0.15(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \dots \dots \dots (2)$$

ただし、 σ_u^2 、 σ_v^2 、 σ_w^2 はそれぞれ u 、 v 、 w の分散値である。程度であり、また自然風に対しては、それよりさらに小さいといわれていることから、⁽⁵⁾ u と w とを無相関で、それぞれを正規分布するものと仮定すれば、式(1)は次式で表される。

$$\bar{\sigma}_a^2 = E \left[\left(\frac{\bar{w}}{U} \right)^2 \right] \cdot E \left[\left\{ 1 - \left(\frac{u}{U} \right) + \left(\frac{u}{U} \right)^2 \dots \right\}^2 \right] \dots \dots \dots (3)$$

したがって、主流方向変動風速成分を考慮した $\bar{\sigma}_a^2$ は、考慮しない場合と比較して主流方向変動風速の乱れの強さの2次以上の高次微小項が付加される程度であり、大きな差は無いものと考えられる。また、空気力は空気力係数と動圧によって表されるが、主流方向変動風速成分を考慮した動圧の期待値は、

$$E \left[\frac{\rho(U+u)^2}{2} \right] = \frac{\rho U^2}{2} \cdot \left\{ 1 + E \left[\left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] \right\} \dots \dots \dots (4)$$

となり、 u/U の分散値だけ大きくなる。以上のことから、定常空気力に及ぼす主流方向変動風速成分の寄与は、準定常的な評価に限れば、大きくは無いのと思われる。

次に、水平方向変動風速成分の影響について述べるが、ここでも準定常的な取扱いができる程度のゆっくりした変動を考えるものとし、変動風の水平成分を水平傾斜角と対応づけて考える。

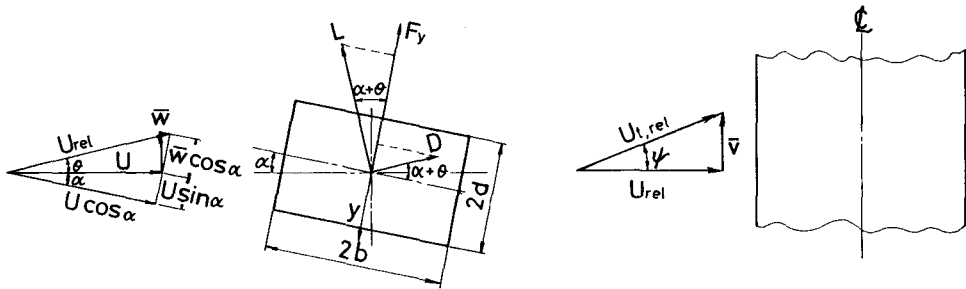


図-1 変動風速に起因する相対迎角

図-1に示すように鉛直方向変動風速成分、および水平方向変動風速成分に起因する相対迎角をそれぞれ θ 、 ψ と表せば、(ただし、 \bar{w} 、 \bar{u} はそれぞれ構造断面の領域における空間平均をとったものを考える。)相対風速 $U_{t,rel}$ は、

$$U_{t,rel} \doteq \frac{\cos \alpha}{\cos(\alpha + \theta) \cdot \cos \psi} \cdot U \quad \dots \dots \dots (5)$$

と表され、したがって変動空気力 F_y^* は、前報の式(7)における U_{rel} を $U_{t,rel}$ で置き換えることにより、

$$F_y^* \doteq \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot \{C_L + C_D \cdot \tan(\alpha + \theta) \cdot \cos \psi\} \sec(\alpha + \theta) \cdot \cos^2 \alpha \cdot \frac{1}{\cos^2 \psi} \quad \dots \dots \dots (6)$$

となる。ここで $\cos \psi$ を $\tan \psi$ の形で展開し、図-1より、

$$\tan^2 \psi = \frac{\cos^2(\alpha + \theta)}{\cos^2 \alpha} \cdot \left(\frac{\bar{v}}{\bar{U}}\right)^2 \quad \dots \dots \dots (7)$$

となることを考慮すれば、式(6)は近似的に次式で表される。

$$F_y^* \doteq \rho \cdot b \cdot U^2 \left\{ C_{F_y}^* \cdot \left[1 + \frac{\cos^2(\alpha + \theta)}{\cos^2 \alpha} \cdot \left(\frac{\bar{v}}{\bar{U}}\right)^2 \right] - \frac{1}{2} C_D \cdot \sin(\alpha + \theta) \cdot \left(\frac{\bar{v}}{\bar{U}}\right)^2 \right\} \quad \dots \dots \dots (8)$$

ただし、 $\tan^4 \psi$ 以上の高次項を無視し、 $C_{F_y}^*$ は次式で表されるものとする。

$$C_{F_y}^* = \{C_L + C_D \cdot \tan(\alpha + \theta) \} \sec(\alpha + \theta) \cdot \cos^2 \alpha \quad \dots \dots \dots (9)$$

上式において、 C_L 、および C_D が水平傾斜角 ψ に依存せず、 ψ に関して一定であると仮定される場合には、 F_y^* の期待値は近似的に、

$$E[F_y^*] \doteq \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot \left\{ \bar{C}_{F_y}^* \cdot \left[1 + E\left[\left(\frac{\bar{v}}{\bar{U}}\right)^2\right] \right] - \frac{1}{2} \bar{C}_D \cdot \tan \alpha \cdot E\left[\left(\frac{\bar{v}}{\bar{U}}\right)^2\right] \right\} \quad \dots \dots \dots (10)$$

となる。ただし、 \bar{v} と \bar{w} とは正規分布し、無相関とする。また、 \cos 、 \sin を \tan の形で展開し、 $\tan \alpha$ 、 \bar{v}/\bar{U} 、 \bar{w}/\bar{U} に関する4次以上の高次項を無視した。 $\bar{C}_{F_y}^*$ は $C_{F_y}^*$ の期待値である。

以上、式(10)より知られるように、一様流中の揚力係数 C_L 、および抗力係数 C_D が ψ によって変化しないものとするれば、水平方向変動風速成分の効果は、鉛直方向変動風速成分のみを考慮した空気力係数と比較して、 (\bar{v}/\bar{U}) の分散値程度の影響を及ぼすものであり、大きな影響を与えない。しかしながら、一様流中における空気力係数が水平傾斜角によって変化し、 ψ に関する非線形性が顕著に表れる場合には、準定常的鉛直方向変動風速成分の効果と同様に水平方向変動風速成分に関しても定常空気力に及ぼす準定常的乱れの効果が予測されるであろう。

一般に、構造物の耐風設計の面から、空気力係数は水平傾斜角がゼロの状態に測定され、構造断面に関する水平傾斜角の変化特性を調べた実験データは多くは認められない。松本⁽⁶⁾は、ゲルバートラス橋の空気力に及ぼす水平傾斜角の変化特性を風洞実験的に調べ、抗力は必ずし

も水平傾斜角がゼロにおいて最大値をとるものではなく、ある角度において極大値をとるという結果を報告している。また、Skarecky⁽⁷⁾はギャロッピング振動に及ぼす水平傾斜角の影響を調べるため、D形断面の静的空気力係数の水平傾斜角に関する変化特性を表面圧力分布より求めている。これらの結果によれば、横力係数は水平傾斜角がゼロの近傍においては水平傾斜角によって大きな変化を受けないようであるが、SkareckyによるD形断面の結果は、法線方向の空気力係数は水平傾斜角によって大きく影響を受けることが認められる。また横力係数も、迎角の値によって水平傾斜角の影響が異なることが示されている。したがって断面形状によっては水平傾斜角の影響を強く受ける場合も考えられ、特に断面幅に比較してスパン長の小さい、三次元的構造物を対象とする場合には、空気力係数は鉛直傾斜角(迎角)と共に水平傾斜角の影響を強く受けるであろう。このようなことから、三次元構造物に働く空気力に関する乱れの効果は、準定常的效果として、鉛直方向変動風速成分と水平方向変動風速成分との2成分の影響が表れ、二次元的構造物に対するものより大きくなることが推測される。なお、文献(8)によれば、二次元模型と三次元模型との空気力係数に及ぼす乱れの効果が比較されているが、二次元模型の結果より三次元模型の結果が乱れの効果の大きいことが認められる。

3. 変動風速に起因する相対迎角の鉛直分布

大気境界層内で直立する高層構造物は、高度によって特性の異なる変動風の作用を受ける。これまで述べた通り、構造断面の静的空気力係数は、変動風速の特性によって変化する。したがって、本章においては、ギャロッピングの解析を行う上で利用される静的空気力係数に対して乱れの効果を与える $\bar{\sigma}_a$ の鉛直方向の分布特性を述べる。なお、ここで述べることは、前報で述べた空間補正係数に関連するが、ここでは塔状構造物のギャロッピングの解析を行う際に便利な形となるように、 $\bar{\sigma}_a$ を高さの関数として近似的に表す。

前報において、基準点の鉛直方向変動風速のパワースペクトル密度、および変動風速の空間特性より $\bar{\sigma}_a$ を、

$$\bar{\sigma}_a = \left(\frac{\sigma_w}{U} \right)^2 \cdot \xi^2(\bar{L}) \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 (σ_w/U) は鉛直方向変動風速の乱れの強さ、 $\xi^2(\bar{L})$ は空間補正係数、 \bar{L} は乱れのスケールと断面幅(2b)との比であり、無次元乱れのスケールである。

のように表し、空間補正係数 $\xi^2(\bar{L})$ を2~3のパワースペクトルの関数形に従って数値計算された結果が示されている。長軸方向が鉛直方向である塔状構造物に対しては、変動風速の成分としては水平方向成分を考える必要があるが、水平方向変動風速成分に関しては実測データも少なく有効に利用される資料が十分ではない。したがって、一様等方性乱流を対象として求められたKarmanのスペクトル、およびDrydenのスペクトルにより数値積分を行うことにより求めた結果を水平方向変動風速に対して利用する。これらのスペクトルより求められる ξ^2 は、構造断面の幅で無次元化した乱れのスケールの関数であるが、これを簡単な関数形で解析的に求めることは困難であり、したがって数値積分により求められた ξ^2 と \bar{L} との関係を利用し、 ξ^2 を \bar{L} に関する簡単な関数近似を行う。 ξ^2 は \bar{L} が無限大の極限において1となるが、後述する計算を単純化するため、数値積分で求めた結果より問題に応じて必要とする \bar{L} の適用範囲内で、

$$\xi^2(\bar{L}) = a_1 \cdot \bar{L}^{a_2} \dots\dots\dots (12)$$

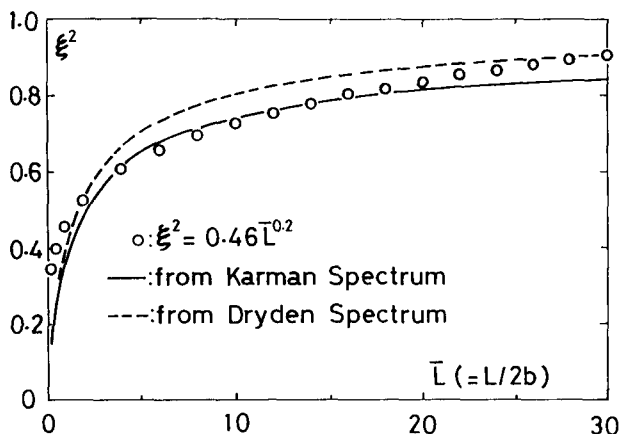


図-2 空間補正係数

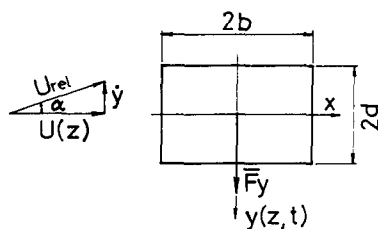


図-3 断面の運動に起因する相対迎角

のように近似的に表すものとする。係数 a_1 , a_2 は \bar{L} の適用範囲内で決定する。図-2 に示すように $\bar{L} = 30$ 程度までを近似的に表す係数として、 $a_1 = 0.46$, $a_2 = 0.2$ とした。さて、 \bar{L} と高度 z との関係は、文献(9)において、日野のスペクトルから地表面の状態を考慮して次式のように求められており、

$$\bar{L} = 63.4 K_r^{3/2} \cdot \alpha^{-3} \cdot \left(\frac{z_1}{2b}\right) \cdot \left(\frac{z}{z_1}\right)^{1-3\alpha} \dots\dots\dots (13)$$

ただし、 K_r は地表面の抗力係数、 α は平均風速の鉛直方向の分布をべき分布で表すときのべき指数、 $2b$ は断面幅、 $z_1 = 10\text{m}$ である。

これを式(12)に代入すれば、 ξ^2 は、

$$\xi^2 = 1.05 K_r^{0.3} \cdot \alpha^{-0.6} \cdot \left(\frac{z_1}{2b}\right)^{0.2} \cdot \left(\frac{z}{z_1}\right)^{0.2-0.6\alpha} \dots\dots\dots (14)$$

となる。また、後章において、変動風中の塔状構造物のギャロッピングの解析方法を述べるが、そこでは、構造物の振動モードなどを構造物の高さ H で無次元化して表され、したがって、 σ_a^2 を構造物の高さで無次元化した高度の関数として表すため、まず ξ^2 を z/H の関数で表せば、

$$\xi^2 = 1.05 K_r^{0.3} \cdot \alpha^{-0.6} \cdot \left(\frac{H}{2b}\right)^{0.2} \cdot \left(\frac{z_1}{H}\right)^{0.6\alpha} \cdot \left(\frac{z}{H}\right)^{0.2-0.6\alpha} \dots\dots\dots (15)$$

となる。次に変動風速の乱れの強さの鉛直方向の変化特性を知る必要があるが、変動風速の水平成分の分散値 σ_v^2 を主流方向成分の分散値 σ_u^2 により、

$$\sigma_v^2 = \nu^2 \cdot \sigma_u^2 \dots\dots\dots (16)$$

と表し、 σ_u^2 を Davenport に従って、表面抗力係数 K_r と基準高度 $z_1 (=10\text{m})$ における平均風速 U_1 とにより表されるものとするれば、

$$\sigma_v^2 = 6.0 \nu^2 \cdot K_r \cdot U_1^2 \dots\dots\dots (17)$$

となる。従って、

$$\left(\frac{\sigma_v}{U}\right)^2 = 6.0 \nu^2 \cdot K_r \cdot \left(\frac{H}{z_1}\right)^{-2\alpha} \cdot \left(\frac{z}{H}\right)^{-2\alpha} \dots\dots\dots (18)$$

となり、式(15)と式(18)より $\bar{\sigma}_a$ は次式で表される。

$$\bar{\sigma}_a = 6.3 \nu^2 \cdot \alpha^{-0.6} \cdot K_r^{1.3} \cdot \left(\frac{H}{2b}\right)^{0.2} \cdot \left(\frac{H}{z_1}\right)^{-2.6\alpha} \cdot \left(\frac{z}{H}\right)^{0.2-2.6\alpha} \dots\dots\dots (19)$$

4. 塔状構造物のギャロッピング

前報において述べた通り、変動流中における構造断面の空気力係数の各項には、乱れの特性を表す $\bar{\sigma}_a$ が含まれているが、大気境界層のように変動気流特性が鉛直方向に変化する場合は、 $\bar{\sigma}_a$ が鉛直方向の位置の関数となることを前章で述べた。橋梁のように長手方向が水平に設置された構造物に風が作用する場合は、一般にはその高度に応じた乱れの特性を有する気流が構造物に一樣に作用すると考えられ、 $\bar{\sigma}_a$ は一定値を与える。したがって、このような問題では、スパン方向の一部を考えた二次元的問題とした解析が行われるか、あるいは気流変動特性は一定とするが、構造物の振動モードを考慮した三次元的解析が行われる。一方、地表面に直立する高層構造物は、鉛直方向にある分布特性を有する変動気流の作用を受ける。本章では、矩形断面を有する高層構造物のギャロッピングを対象として、気流変動を考慮した準定常空気力理論に従った解析方法を述べるものである。なお、ここで述べる応答解析の方法は、Novak⁽¹⁰⁾により三次元構造物を対象として行われた方法を利用するものであるが、本研究では平均風速の鉛直方向の分布特性のみでなく、変動風速成分の鉛直方向の分布特性をも考慮した。

さて、不規則変動流に起因する断面の不規則振動成分が自励振動成分に比較して小さいという仮定に基づき、変動流中で静止した構造断面に働く定常空気力を利用した準定常空気力理論によるギャロッピングの解析が行えるものとする。図-3に示すように大気境界層内で地表面に直立する矩形断面を有する塔状構造物の高度 z における断面を考える。平均風速 $U(z)$ の方向は側面に平行な x 軸方向と等しく、断面の運動に起因する自励空気力を \bar{F}_y とし、その向きは振動変位 y と同じとする。前報で述べた通り \bar{F}_y を、

$$\bar{F}_y = \rho \cdot b \cdot U^2 \cdot \bar{C}_{Fy} \dots\dots\dots (20)$$

と表し、 $\tan \alpha = \dot{y}/U$ であることを考慮すれば、高度 z における変動流中の空気力(横力)係数 \bar{C}_{Fy} は、

$$\bar{C}_{Fy} = \sum_{n=0}^s \bar{A}_n \cdot \left(\frac{\dot{y}}{U}\right)^n \dots\dots\dots (21)$$

と表される。ただし、 \dot{y} は構造断面の振動速度であり、 \bar{A}_n は、

$$\bar{A}_n = \sum_{r=n}^s \frac{r!}{r-n!} \cdot \left[2\left(\frac{r-n}{2}\right) - 1\right]! \cdot A_r \cdot (\bar{\sigma}_a)^{r-n/2} \dots\dots\dots (22)$$

である。ここに、 A_r は一樣流中で風洞実験的に求められた静的空気力係数を $\tan \alpha$ の s 次多項式で近似した際の r 次項の係数であり、 $\bar{\sigma}_a$ は前章の式(19)で表される通り高さとともに変化し、したがって \bar{C}_{Fy} は無次元高度 z/H 、および \dot{y}/U の関数となることが知られる。

式(21)を Novak に従って次のように表す。

$$\bar{C}_{Fy} \left(\frac{\dot{y}}{U}, z\right) = \sum_{i=1}^l \bar{A}_i(z) \cdot \left(\frac{\dot{y}}{U}\right)^i + \sum_{j=2}^k \bar{A}_j(z) \cdot \left(\frac{\dot{y}}{U}\right)^j \cdot \frac{\dot{y}}{|y|} \dots\dots\dots (23)$$

ただし、式(23)が Novak によるものと大きく異なる点は、 \bar{A}_n が高度 z の関数として表示されている点にある。なお、 $n=0$ の項は構造物の動的応答には寄与しないので無視した。また、 i, l は奇数であり、 j, k は偶数を表す。

ここで、初期減衰比を ζ_0 、質量パラメータを $\varepsilon = \rho \cdot b^2 / (2m)$ (m : 構造物の単位長さ当たりの質量)、無次元変位を $Y = y/b$ 、換算風速を $V = U / (b \cdot \omega_0)$ (ω_0 : 振動系の固有円振動数) とすると、振動系の基本式は、

$$\ddot{Y} + \omega_0^2 \cdot Y - F(\dot{Y}) = 0 \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$F(\dot{Y}) = -2\zeta_0 \cdot \omega_0 \cdot \dot{Y} + 2\varepsilon \cdot \left\{ \sum_{i=1}^l \bar{A}_i(z) \cdot \omega_0^{2-i} \cdot \frac{\dot{Y}^i}{V^{i-2}} + \sum_{j=2}^k \bar{A}_j(z) \cdot \omega_0^{2-j} \cdot \frac{\dot{Y}^j}{V^{j-2}} \cdot \left| \frac{\dot{Y}}{V} \right| \right\} \quad \dots\dots\dots (25)$$

となる。定常振動においては、1 周期間 T で成される減衰力による仕事はゼロであり、

$$\int_0^H \int_0^T F(\dot{Y}) \cdot dz \cdot dY(t) = 0 \quad \dots\dots\dots (26)$$

と表される。したがって、次のような無次元パラメータを導入すれば、

$$Y = \bar{Y} \cdot \cos(\omega \cdot t + \phi) \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\bar{V} = \frac{\varepsilon}{\zeta_0} \cdot \frac{U_H}{b \cdot \omega_0} \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\bar{a} = \frac{\varepsilon}{\zeta_0} \cdot \frac{Y_H}{b} \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$U(z) = U_H \cdot \bar{v}(z) \quad \dots\dots\dots (30)$$

U_H : $z = H$ における平均風速, y_H : $z = H$ における変位振幅

式(25)より無次元振幅 \bar{a} と無次元風速 \bar{V} との関係が次のように表される。

$$\frac{1}{\bar{V}} = \sum_{n=1}^s B_n \cdot C_n \cdot \left(\frac{\bar{a}}{\bar{V}} \right)^{n-1} \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここに、 s は式(23)における最高次の指数であり、 B_n は奇数 $n = i$ 、および偶数 $n = j$ に応じて、それぞれ次のように表される係数である。

$$B_i = 2 \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot i}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (i+1)} \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$B_j = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot j}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (j+1)} \quad \dots\dots\dots (33)$$

また、 C_n は、 $\eta(z)$ を振動モードとするととき次のように表される係数である。

$$C_n = \frac{\int_0^H \bar{A}_n(z) \cdot \bar{v}(z)^{2-n} \cdot |\eta(z)|^{n+1} \cdot dz}{\int_0^H \eta^2(z) \cdot dz} \quad \dots\dots\dots (34)$$

なお、Novakによれば、式(34)における $\bar{A}_n(z)$ は、風洞実験的に変動流中における静止断面に働く定常空気力係数として測定した結果を利用しており、 z に無関係な一定値として積分記号の外に出している。ここでは、 $\bar{A}_n(z)$ は式(19)、式(22)より与えられる通り無次元高度 z/H の関数であり、また地表面の状態によって変化する係数として表されるものである。したがって、式(30)における $\bar{v}(z)$ を次に示すようにべき分布で表せば、

$$\bar{v}(z) = \left(\frac{z}{H} \right)^\alpha \quad \dots\dots\dots (35)$$

式(19), 式(22), 式(34)より C_n は次のように表される。

$$C_n = \frac{1}{\int_0^H \eta^2(z) \cdot dz} \cdot \sum_{r=n}^s \frac{r!}{n! \cdot (r-n)!} \cdot \left[2 \left(\frac{r-n}{2} \right) - 1 \right] !! \cdot A_r \cdot K^{r-n} \cdot \int_0^H \left(\frac{z}{H} \right)^{2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha - 0.1)n} \cdot |\eta(z)|^{n+1} \cdot dz \quad \dots (36)$$

$$K^2 = 6.3\nu^2 \cdot \alpha^{-0.6} \cdot K_r^{1.3} \cdot \left(\frac{H}{2b} \right)^{0.2} \cdot \left(\frac{H}{z_1} \right)^{-2.6\alpha} \quad \dots (37)$$

以上の通り, 式(31), 式(32), 式(33), 式(36), および式(37)より地表面の状態(K_r, α), 変動風速の主流方向成分と水平方向成分との分散値の比(ν^2), 一様流中における構造断面の空気力係数の各々の係数(A_r), および振動モード($\eta(z)$)が与えられれば, 変動流中におけるギャロッピング応答特性が無次元振幅 \bar{a} と無次元風速 \bar{V} との関係として求められる。

5. 解析例

5-1 基礎式

解析例として, 振動系を基礎部でピン支持された1自由度系とし, 振動モードが,

$$\eta(z) = \frac{z}{H} \quad \dots (38)$$

によって表される単純な形式を考える。このとき, C_n は,

$$1 + 2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha + 0.9)n \neq -1 \quad \dots (39)$$

に対して

$$C_n = 3 \sum_{r=n}^s \frac{r! \cdot \left[2 \left(\frac{r-n}{2} \right) - 1 \right] !! \cdot K^{r-n} \cdot A_r}{n! \cdot (r-n)! \cdot |2 + 2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha + 0.9)n|} \quad \dots (40)$$

となる。ここで, 式(32), 式(33)で表される B_n , および C_n により,

$$D_n = B_n \cdot C_n \quad \dots (41)$$

と表せば, D_n は n が奇数 $n=i$, および偶数 $n=j$ に応じて, それぞれ次のように表される。

$$D_i = 6 \cdot \frac{i!!}{(i+1)!!} \sum_{r=i}^{s*} \frac{r! \cdot \left[2 \left(\frac{r-i}{2} \right) - 1 \right] !! \cdot K^{r-i} \cdot A_r}{i! \cdot (r-i)! \cdot |2 + 2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha + 0.9)i|} \quad \dots (42)$$

ただし, r は奇数をとるものとし, s は静的空気力係数の最高次の次数であり, s が奇数の場合は $s^* = s$, 偶数の場合は $s^* = s - 1$ とする。また $i!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots i$, $(i+1)!! = 2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots (i+1)$ とする。

$$D_j = \frac{12}{\pi} \cdot \frac{j!!}{(j+1)!!} \sum_{r=j}^{s*} \frac{r! \cdot \left[2 \left(\frac{r-j}{2} \right) - 1 \right] !! \cdot K^{r-j} \cdot A_r}{j! \cdot (r-j)! \cdot |2 + 2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha + 0.9)j|} \quad \dots (43)$$

ただし, r は偶数をとるものとし, s が奇数の場合は $s^* = s - 1$, 偶数の場合は, $s^* = s$ とする。また, $j!! = 2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots j$, $(j+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (j+1)$ とする。

A_r は一様流中において測定された二次元模型の静的空気力係数の r 次項の係数であり、 K は、式(37)より求められる。したがって塔状構造物の塔頂における無次元風速と無次元振幅との関係は、

$$\frac{1}{V} = \sum_{n=1}^s D_n \cdot \left(\frac{a}{V}\right)^{n-1} \dots\dots\dots (44)$$

によって求められる。

5-2 計算結果

対象とした構造物は、Novak-Davenport⁽⁴⁾が風洞実験に用いた正方形断面を有する角柱であり、振動系は基礎部でピン支持されロッキング振動モードを有する剛体模型である。図-4は、 $\bar{\sigma}_a^2$ と z/H との関係を示すものであり、3種類の地表面状態に応じた結果を示した。また、同図には、実構造物に換算した高さ H と断面幅 $2b$ の値を示したが、それぞれ 305 m、および 13.8 m であり高さの極めて高い構造物である。これらの実験データと前報の図3に示した一様流中の静的空気力係数を利用して、無次元振幅—無次元風速特性を求めた結果が図-5である。

図-5には、Novak-Davenport の実験結果がプロットされているが、図から知られる通り、振幅の大きい領域では実験結果と計算結果とはよく一致しており、ここで述べた準定常的方法によってギャロッピング振動に及ぼす乱れの効果がよく表されたものと考えられる。実験時の風洞気流は、風洞床面にブロックを敷き並べて発生させた境界層乱流であり、構造物の高さの $2/3$ の位置における無次元乱れのスケールは 8、および 12 であった。このことは、前報において述べた通り、気流状態はかなりゆっくりした変動成分が多く準定常的な評価によってギャロッピング応答特性に及ぼす乱れの効果がよく表された例と考えられよう。しかしながら、振幅の小さい領域においては、計算結果と実験結果とは異なった特性を示している。この点に関しては、まず一様流中における静的空気力係数を近似多項式で表した際の精度の問題が挙げら

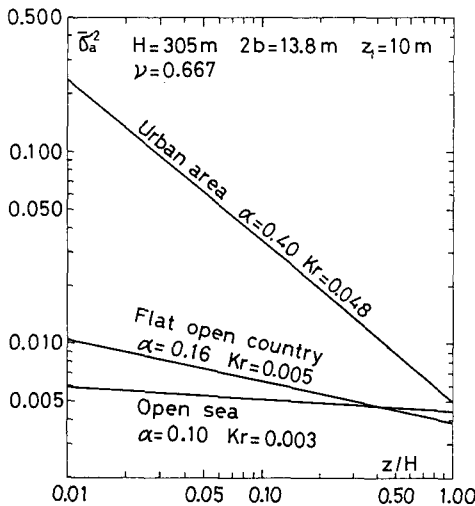


図-4 $\bar{\sigma}_a^2$ の鉛直分布

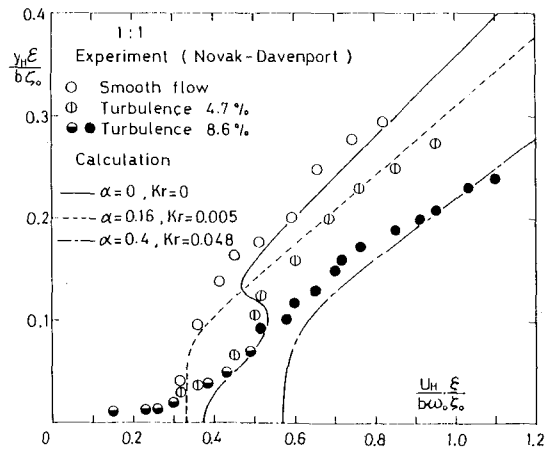


図-5 正方形断面を有する高層構造物のギャロッピング(実験結果⁽⁴⁾と計算結果との比較)

れ、さらに気流の乱れに起因したバフエッティングの効果、および剥離渦の効果などが考えられる。特にここで述べた方法は、自励振動成分に比較してバフエッティング振動成分は小さいという仮定に基づくものであり、振幅の小さい領域および乱れの強さが大きく不規則振動応答成分が大きい場合に対しては今後の課題であろう。なお、気流の急激な変動に伴って断面隅角部より放出されると考えられる渦と物体後方に発生する Karnan 渦との相互作用の問題などに関連して、文献(2), (3)に若干の考察を行ったが、次の機会に報告したい。

6. 結 論

前報において、変動流中における静止構造断面の静的空気力係数に及ぼす乱れの鉛直方向成分の準定常的效果を述べた。本報では、さらに乱れの主流方向成分、および水平方向成分の準定常效果を述べ、高さ方向に乱れの特性の変化する気流の作用を受ける高層構造物のギャロッピングの解析法を示し若干の解析結果を示した。得られた結果は以下の通りである。

(1)、長大構造物に関して、気流の乱れの主流方向成分、および鉛直方向成分の定常空気力に及ぼす準定常効果は小さい。ただし、構造物の長さが短く、三次元的に評価する場合、水平傾斜角、および鉛直傾斜角(迎角)に関して非線形性が顕著であれば、鉛直方向成分と共に水平方向変動風速成分に関しても準定常効果の生ずることが推定される。

(2)、気流の乱れのスケールが構造断面幅より十分大きく、気流変動がゆっくりしたものであれば、ギャロッピング応答特性に及ぼす乱れの効果を準定常的气流変動によってある程度の精度で評価される。ただし、応答振幅が小さく、気流の乱れに起因するバフエッティング振動成分の影響が大きくなる場合、および乱れのスケールの小さな気流に対しては今後の課題として残された問題が存在する。

最後に、貴重な御助言と御討議をいただいた京都大学白石成人教授、および松本勝助教授に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- (1) 岡南博夫:大阪府立工業高等専門学校研究紀要, 第16巻, 1982年10月, pp.79—90.
- (2) 白石成人・松本勝・岡南博夫:第7回風工学シンポジウム論文集, 1982年12月, pp.273—280 .
- (3) 白石成人・松本勝・岡南博夫:第29回構造工学シンポジウム論文集, 1983年2月pp.145—152 .
- (4) Novak, M., Davenport, A.G.: Proc. ASCE, Vol. 96, No. EM1, Feb., 1970, pp.17—39.
- (5) Houbolt, J.C.: AIAA Journal, Vol. 11, No. 4, April, 1973, pp.421—437.
- (6) 松本勝:京都大学提出博士論文, 1972年10月.
- (7) Skarecky, R.: Proc. ASCE, Vol. 100, No. EM6, Decem., 1975, pp.735—753.
- (8) Novak, M., Tanaka, H.: Proc. ASCE, Vol. 100, No. EM1, Feb., 1974, pp.27—47.
- (9) 岡南博夫:大阪府立工業高等専門学校研究紀要, 第15巻, 1981年9月, pp.97—107.
- (10) Novak, M.: Proc. ASCE, Vol. 98, No. EM1, Feb., 1972, pp.27—46.