

風圧力の変動と鉄塔の振幅

石 崎 潑 雄・川 村 純 夫

THE RESPONSE OF STEEL TOWER STRUCTURES TO WIND GUST

By *Hatsuo* ISHIZAKI and *Sumio* KAWAMURA

Synopsis

The response of line-like structures such as steel towers to wind gust have been obtained with technic of stochastic process by Davenport. He used the coherence instead of cross-correlation spectrum. We proof that the coherence used by Davenport is the upper bound of cross-correlation spectrum. And then we introduce the lower bound of the cross-correlation spectrum with Davenport's data. In practical point of view, the response of line-like structures to wind gust may be estimated fairly well closely by these two bounds.

ま え が き

高鉄塔の応力分布、動的特性は複雑をきわめている。在来鉄塔が静力学的には充分強度を有していたと思われる場合にも倒壊することがあるのは、外力の動的作用によるものではないかともいわれている。伊勢湾台風、第二室戸台風その他近年相ついで本邦を襲った大型台風は送電用鉄塔にも甚大な被害を与えている。高鉄塔の設計には、静的強度のみでなく、外力の動的作用に対する応答を知って始めて解決できると考えられる。いうまでもなく高鉄塔の支配的外力は風である。しかしながら鉄塔は多くの部材からなるラチス状立体構造物であり、そのまわりの空気の流れが複雑なため、当然のことながら、鉄塔を構成する個々の材の挙動から塔全体の応答を求めることは困難である。さらに鉄塔の種類形状等上部構造の特性以外に、地盤の相違によっても動的特性は異なり、また送電鉄塔の場合には、一般に架線が存在し、塔体と架線との連成振動の問題がある。

風によって鉄塔がどの程度の振動を生じ、また振動を設計上考慮するとしたらどの程度取り入れたらよいかな等を究明するのが本論文の目的であるが、そのためには先ず既存の実物鉄塔の動的性状について調査するのが順序であろう。この実物鉄塔の動的性状についてはすでに報告してある。^{1), 2), 3), 4), 5)}

また実物鉄塔の実測以外に、自然風についても考察を進める必要がある。構造物の風による振動の発生原因についてはまえにも若干述べたが⁶⁾鉄塔の場合には主として (1)自然風の乱れによる振動、(2)渦による振動、(3)Flutter が関係すると思われる。台風のような強風時にはなかでも自然風の乱れによる振動が問題となろう。また一般鉄塔のようにラチス状構造物の場合には、煙突や角柱のように表面を覆われた構造物の場合と異なり渦による影響を大きくうけるかどうか疑問もあるが、充実率がある程度以上大きくなれば煙突や角柱などに似たような現象の起こる可能性はあろう。実物の鉄塔でも風圧力の変化が比較的小さい場合には、風直角方向の振幅が風方向振幅より大きい測定結果をも得ている。また鉄塔のなかには、塔体の曲げ振動の外に、ねじれ振動が生じやすく、Flutter に似たような現象の起こることも考えられる。このように鉄塔の風による振動の原因には、種々の場合が考えられるが本論文では、自然風の乱れによる振動を主として確率統計的に考察したものである。

1. 自然風の乱れ

鉄塔の振動に関係すると思われる自然風の乱れについての従来の確率統計的な考え方および問題点の概略を述べる。

1.1. 一点における乱れ： 従来の風の測定は一点におけるものがほとんどであり、乱れに関する理論もこれに関連して一地点におけるものが非常に多い。地表面近くにおける強風時の水平成分 gustiness についての power spectrum は Davenport⁷⁾ あるいは Lumley および Panofsky⁸⁾ 等により求められている。

1.2. 二点における乱れ：

1.2.1. 垂直方向に離れた二点間の水平成分 gustiness についての cross-correlation spectrum： 空間的な広がりをもつ構造物にあっては、異なる周波数による一点の分散への寄点を示す power spectrum のみでは不十分で、異なる周波数による二地点間の共分散への寄点を示す cross-spectrum を求める必要がある。この cross-spectrum は co-spectrum と quadrature spectrum と呼ばれる二つの部分から成っている。後で問題として採り上げるため、このことをややくわしく記す。いま定常確率過程における時系列 $u(t_1)$ と $v(t_2)$ を考える。この場合共分散 C_{uv} は、

$$\overline{u(t_1) \cdot v(t_2)} = C_{uv}(t_1 - t_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t_1 - i\omega' t_2} dz_u(\omega) \cdot dz_v^*(\omega') \dots\dots\dots (1.2.1-1)$$

のように表わせる。⁹⁾

ここに

$$dz_u(\omega) \cdot dz_v^*(\omega') = \begin{cases} 0 & \omega \neq \omega' \text{ のとき} \\ \Phi_{uv}(\omega) d\omega & \omega = \omega' \text{ のとき} \end{cases} \dots\dots\dots (1.2.1-2)$$

$\Phi_{uv}(\omega)$: cross-spectra

* : 複素共軛の記号

(1.2.1-1) 式は、以下のように

$$C_{uv}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} \Phi_{uv}(\omega) d\omega \dots\dots\dots (1.2.1-3)$$

$$\Phi_{uv}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} C_{uv}(\tau) d\tau \dots\dots\dots (1.2.1-4)$$

一対の Fourier 変換で結ばれている。いま問題にしている自然風の乱れにおいては、共分散 C_{uv} は、一般に偶関数または奇関数とは限らないから、

$$\begin{aligned} C_{uv}(\tau) &= \frac{1}{2} \{ C_{uv}(\tau) + C_{uv}(-\tau) \} + \frac{1}{2} \{ C_{uv}(\tau) - C_{uv}(-\tau) \} \\ &= E_{uv}(\tau) + Q_{uv}(\tau) \dots\dots\dots (1.2.1-5) \end{aligned}$$

と表わせる。さらに (1.2.1-4) 式を用いて、cross-spectrum は

$$\begin{aligned} \Phi_{uv}(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (\cos \omega\tau - i \sin \omega\tau) (E_{uv}(\tau) + Q_{uv}(\tau)) d\tau \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \omega\tau E_{uv}(\tau) d\tau - \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sin \omega\tau Q_{uv}(\tau) d\tau \\ &= C_{0uv}(\omega) - i Q_{uv}(\omega) \dots\dots\dots (1.2.1-6) \end{aligned}$$

と表わされる。ここに

$C_{0uv}(\omega)$: co-spectrum

$Q_{uv}(\omega)$: quadrature-spectrum と呼ばれる。

次に (1.2.1-6) 式の逆変換は

$$\left. \begin{aligned} E_{uv}(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \cos \omega\tau C_{0uv}(\omega) d\omega \\ Q_{uv}(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sin \omega\tau E_{uv}(\omega) d\omega \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.2.1-7)$$

で与えられる。また一地点における乱れの auto-correlation coefficient と同じように

$$C_{uv}(\tau)/\sqrt{u^2 \cdot v^2} \dots\dots\dots (1.2.1-8)$$

は cross-correlation spectrum を与える。共分散 $C_{uv}(\tau)$ が偶関数であれば、Quadrature spectrum の値は零となるが、高さ方向に離れた二地点間の風速、風圧力のような場合には、一般に $C_{uv}(\tau)$ は偶関数とは限らない。

次に coherence と呼ばれる量が使われることがある。これは spectral correlation の二乗すなわち正規化された共分散であり、以下のように定義される。

$$\begin{aligned} \text{coherence}_{uv}(\omega) &= \frac{|\Phi_{uv}|^2}{\Phi_u \cdot \Phi_v} = \frac{|dz_u(\omega) \cdot dz_v^*(\omega)|^2}{dz_u(\omega) dz_u^*(\omega) dz_v(\omega) dz_v^*(\omega)} \\ &= \frac{C_{0uv}^2(\omega) + Q_{uv}^2(\omega)}{\Phi_u(\omega) \cdot \Phi_v(\omega)} \dots\dots\dots (1.2.1-9) \end{aligned}$$

1.2.2. Davenport による cross-correlation spectrum :

Davenport によれば cross-correlation spectrum $R_{12}(n)$ は下式のように与えられている。

$$R_{12}(n) = \frac{S_{12}(n)}{\sqrt{S_1(n) \cdot S_2(n)}} = \frac{C_{012}(n) - i Q_{12}(n)}{\sqrt{S_1(n) \cdot S_2(n)}} \dots\dots\dots (1.2.2-1)$$

ここに $C_{012}(n)$: 地点1と地点2との間の co-spectrum

$Q_{12}(n)$: " " quadrature spectrum

$S_1(n)$: 地点1における power spectrum

$S_2(n)$: 地点2における power spectrum

Davenport はさらに上のような cross-correlation spectrum が垂直距離の波長に対する割合 $(\Delta z \cdot n / \bar{V}_1)$ の関数として表わしうとして

$$|R_{12}(n)| = e^{-k \Delta z \cdot n / \bar{V}_1} \dots\dots\dots (1.2.2-2)$$

ここに $k=7.7$

$\bar{V}_1$: 基準点における平均風速

なる式が実測結果をよく近似し得るとしている。しかしこの考え方は Davenport 自らもいっているように¹⁰⁾ quadrature spectrum を無視していることになり、(1.2.2-2)式を用いて構造物の応答を算定すれば、実際より大きい値をうることになろう。

2. 乱れた風力による鉄塔の応答に関する確率統計的方法

一般に構造物に加わる外力を確定関数として表わさず、確率過程として把握する方法がある。ここにいう確率過程とは偶然の要素の入る種々の確率変数の結合によってしか規定できない過程であり、通常確定関数が確定した変数の結果によって完全に規定されるのとは異なる。巨視的現象における自然風の乱れ、地震による入力等を種々の確率変数によって確率統計的に把握するのも一方法であろう。このような確率過程の動力学への応用は別に新しいことでなく、すでに Lord Rayleigh にみられる。また空力弾性学上への応用は Liepman によって最初になされた。¹¹⁾

2.1. 線形の系の入出力の関係 : 線形の系に第1次平均値が0の変動 $f(t)$ が加わったときの応答もやはり乱れたものになり入出力の関係は次のように与えられる。¹²⁾

$$\Psi(\omega) = |H_r(i\omega)|^2 \Phi(\omega) = \frac{1}{|Z_r(i\omega)|^2} \Phi(\omega) \dots\dots\dots (2.1-1)$$

ここに $\Psi(\omega)$: 応答の power spectrum

$\Phi(\omega)$: 入力 power spectrum

$H_r(i\omega)$: 系の伝達関数と呼ばれ

$H_r(i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h_r(\sigma) e^{i\omega\sigma} d\sigma$ で与えられる。 h_r は単位インパルスに対する系の応答を示す。

$Z_r(i\omega)$: 系の impedance と呼ばれ $H_r(i\omega)$ の逆関数である。

(2.1.-1) 式より 応答の power spectrum $\Psi(\omega)$ は入力 power spectrum $\Phi(\omega)$ および系の力学的伝達関数 $H_r(i\omega)$ が求まれば算定でき、これにもとづいて系の他の統計的諸量も算定できる。

2.2. 空間的に広がりをもつ系の場合: 建造物の減衰性が比較的小さくて、各 mode 間の coupling が弱い、すなわち各次の固有振動数が相当離れているような系にあっては、各規準振動別の影響を重畳させて、系の応答を論じることができる。高さ方向に長い塔状建造物、横方向に長い長大吊橋、架線のような線状の建造物について変動入力に対する応答は、Davenport, Harris 等による取り扱いがすでにみられるが、以下論じるように不十分な点がある。

2.2.-1 Davenport による方法¹³⁾: Davenport によれば 1.2.2. に述べたように風力の高さ方向水平成分 gust に関しては、実測より、2点間の乱れの cross-correlation spectrum を

$$R_{\Delta x}(n) = \frac{S_{12}(n)}{\sqrt{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)}} \dots\dots\dots (2.2.1-1)$$

$$\approx e^{-Cn\Delta x/\bar{V}_1} \quad C \approx 7.7$$

と与えている。ここに

$R_{\Delta x}(n)$: Δx だけ離れた二点間の cross-correlation spectrum

$S_{12}(n)$: 1と2の地点間の cross-spectra

$S_{11}(n)$: 1地点の power spectrum

$S_{22}(n)$: 2地点の power spectrum

n : 周波数

$n\Delta x/\bar{V}_1$: 高度差の波長に対する比

しかし一般に cross-spectrum $S_{12}(n)$ は波長に関して偶関数とは限らず、奇関数の部分をも有する複素量であって、(1.2.1.-6) 式にみたような形で与えられる。すなわち

$$S_{12}(n) = C_{o12}(n) + iQ_{12}(n) \dots\dots\dots (2.2.1-2)$$

Davenport はこの Quadrature spectrum $Q_{12}(n)$ の部分をもすべて Co-spectrum と同様の成分とみなしていることになり、coherence の平方根

$$\{|\text{coherence}_{12}(n)|^{\frac{1}{2}}\} = \left\{ \left| \frac{S_{12}(n)}{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)} \right|^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$= * \left| \frac{\{C_{o12}(n)\}^2 + \{Q_{12}(n)\}^2}{\sqrt{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)}} \right| \dots\dots\dots (2.2.1-3)$$

として評価しているが、上式において*の部分では、等号は成立ず、不等号 (<) でおきかえられるべきものである。すなわち上式は cross-correlation spectrum の上界を与えていることになる。しかし水平横方向に長大な架線、吊橋等の横方向での空間相関は一般に波数に関して対称性を有すると考えられるから Davenport の近似で一応妥当であろう。

2.2-2 Harris による方法: Harris は Erringen 等の取り扱った連続体が乱れた入力を受けたときの応答算定方法を自然風の乱れの場合に適用し、情報理論に用いられる手法を取り入れ、Davenport の主として空間相関の考え方の誤りを修正する方法を提案しているが、具体性に久しく実用的とはいえないようである。¹⁴⁾

2.3 cross-correlation spectrum の上下界評価について: 地点1と地点2における cross-correlation spectrum はまえにも述べたように本来次式で表わされるものである。

$$R_{12}(n) = \frac{S_{12}(n)}{\sqrt{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)}} = \frac{C_{o12}(n) + iQ_{12}(n)}{\sqrt{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)}} \dots\dots\dots (2.3-1)$$

すなわち cross-correlation spectrum は2地点の同位相成分 $C_{o12}(n)$ と互に $\pi/2$ だけ位相のずれた成分 $Q_{12}(n)$ とからなっている。もし地点1と地点2を結ぶ線に関して乱れの構造が対称であれば、cross-spect-

rum は偶関数となり $Q_{u12}(n)$ は 0 となる。鉛直方向に離れた二点間の 水平方向風速成分のような場合には $Q_{u12}(n)$ は値をもち、cross-spectra は一般に複素量となる。Davenport による測定結果の 1 例を Fig. 1 に示す。

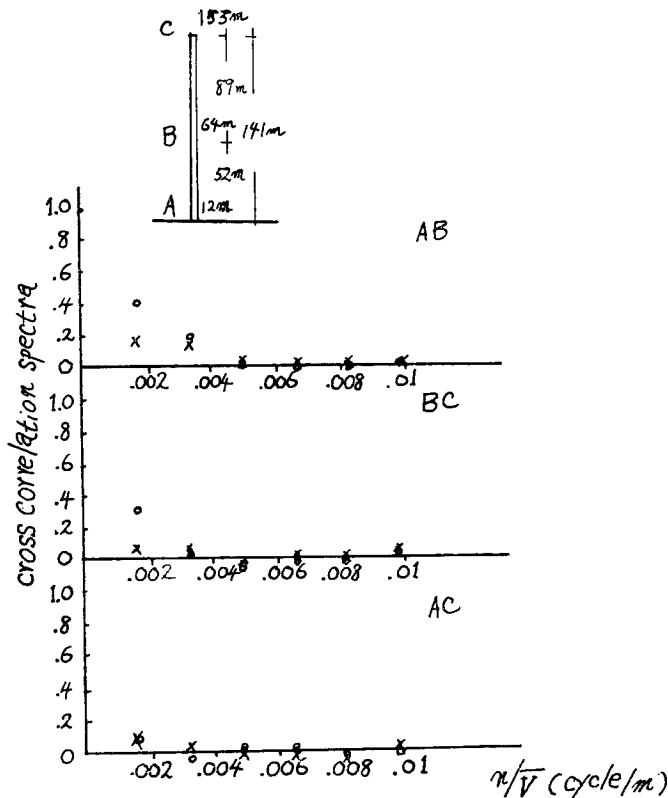


Fig. 1 Cross-correlation spectra for stations on a vertical mast by Davenport.

○ : in phase component
× : quadrature //

(i) cross-correlation spectrum の上界： Davenport はまえにも記したように cross-spectra の中で、quadrature 成分は一般に小さいとして coherence の正の平方方向をもって cross-correlation spectrum を評価している。¹⁵⁾

$$\begin{aligned} \text{coherence} &= \frac{C_{o12}(n) + iQ_{12}(n)}{\sqrt{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)}} \cdot \frac{C_{o12}(n) - iQ_{12}(n)}{\sqrt{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)}} \\ &= \frac{C_{o12}^2(n) + Q_{u12}^2(n)}{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)} \dots\dots\dots (2.3-2) \end{aligned}$$

したがって真の cross-correlation spectrum $|R_{12}(n)|$ と $|\text{coherence}|$ との間には明らかに次の関係が成立する。

$$|R_{12}(n)| \leq |\sqrt{\text{coherence}}| \dots\dots\dots (2.3-3)$$

しかし等号の成立するのは $Q_{u12}(n)=0$ のときで、Davenport の与えた $|\sqrt{\text{coherence}}|$ は cross-correlation spectrum の上界値を与えていることになる。かつ Davenport は垂直方向に離れた二点間の水平

方向風速成分に関しては実測結果より次のように与えている。

$$|\sqrt{\text{coherence}}|_{\Delta Z} = e^{-k \frac{\Delta Z \cdot n}{\bar{V}_1}} \dots\dots\dots (2.3-4)$$

ここに $k \approx 7.7$

(ii) cross-correlation spectrum の下界評価について： 下界を評価するため次のような関係を考える。

$$|R_{12}(n)| = \left| \frac{C_{012}(n) + i Q_{u12}(n)}{\sqrt{S(n) \cdot S_{22}(n)}} \right| \geq \left| \frac{\sqrt{C_{012}^2(n) - Q_{u12}^2(n)}}{\sqrt{S_{11}(n) \cdot S_{22}(n)}} \right| \dots\dots\dots (2.3-5)$$

等号は $Q_{u12}(n) = 0$ のとき成立つ。Davenport の実測資料を用いて (2.3-5) 式の評価式を算定した結果を Fig. 2 に示すようになり、およそ次のように表わし得よう。

$$|R_{\Delta Z}(n)| \geq e^{-(8.4 \Delta Z n / \bar{V}_1)^2} \dots\dots\dots (2.3-6)$$

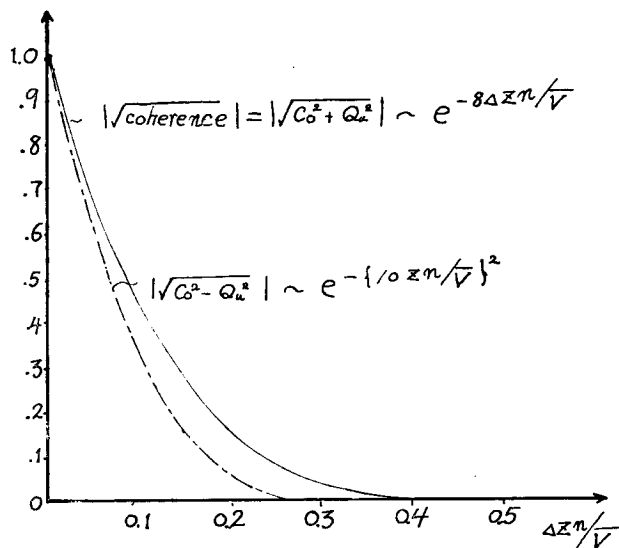


Fig. 2 Upper and lower bound of cross-correlation spectrum for stations on a vertical mast (I).

また Fig. 3 は $|R_{\Delta Z}(n)|$ を対数目盛で表わしたもので、これらの図からもわかるように、 $\Delta Z \cdot n / \bar{V}_1$ が小さい間は Davenport の与えた上界値と (2.3-6) 式で与える下界との差はあまり大きくないが、 $\Delta Z \cdot n / \bar{V}_1$ が大きくなるにつれて、相当な開きが存在することがわかる。

2.4 cross-correlation spectrum の上下界を考慮した応答算定： Davenport が取り扱ったと同じように線状とみなせる構造物に限定し、さらに次の仮定を設ける。

- i) 構造物の力学的状態は線形でかつ減衰は小さい。
- ii) 変動する入力に対する空気力学的諸定数は準定常とみなす。
- iii) 平均値入力に対する応答は除外して考える。

以上の仮定より構造物の変位に関する規準関数は近似的に次の直交関係を満足する。

$$\int_0^l \mu_r(x) \cdot \mu_s(x) dx = N_r \delta_{rs} \dots\dots\dots (2.4-1)$$

ここに $\mu_r(x), \mu_s(x)$: r および s の規準関数
 N_r : 法化定数

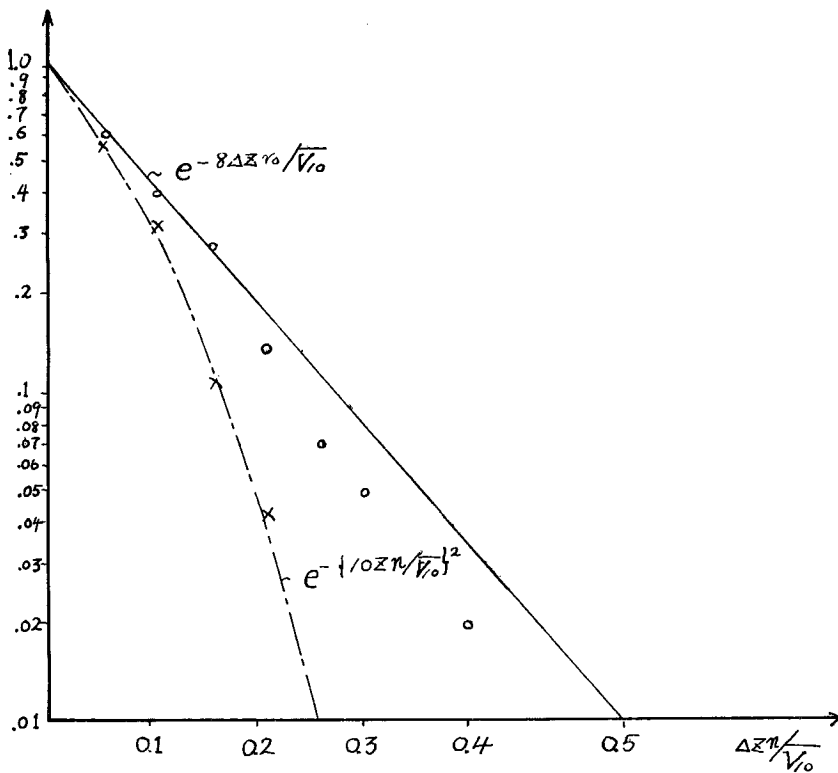


Fig. 3 Upper and lower bound of cross-correlation spectrum for stations on a vertical mast (II).

$$\delta_{r,s} : \begin{cases} = 1 & r=s \text{ のとき} \\ = 0 & r \neq s \text{ のとき} \end{cases}$$

l : 構造物の長さ

さらに入力および応答は，規準関数によって展開可能となる。

$$p(t, x) = \sum P_r(t) \cdot \mu_r(x)$$

ここに $p(t, x)$: 時刻 t ，位置 x における入力

$P_r(t)$: r 次の入力に関する合成関数

両式より

$$P_r(t) = \frac{1}{N} \int_0^l P(t, x) \cdot \mu_r(x) dx$$

となり，さらに $P_r(t)$ の分散を求めると

$$[P_r(t)^2] = \frac{1}{N^2} \int_0^l \int_0^l P(t, x) P(t, x') \mu_r(x) \mu_r(x') dx dx' \quad \dots\dots\dots (2.4-3)$$

となる。

次に入力 $P_r(t)$ の power spectrum $S_{pr}(n)$ を求めると

$$S_{pr}(n) = \frac{S_{p0}(n)}{N^2} \int_0^l \int_0^l R(x, x' \cdot n) \mu_r(x) \mu_r(x') dx dx' \quad \dots\dots\dots (2.4-4)$$

ここに $S_{p0}(n)$: 基準点 x_0 における入力の power spectrum

$R(x, x' \cdot n)$: x と x' 二点間の cross-correlation spectrum

ゆえに $S_{pr}(x)$ は次のように表わされる。

$$S_{pr}(n) = |J_r(n)|^2 S_{po}(n) \quad \dots\dots\dots (2.4-5)$$

$$\text{ここに } |J_r(n)|^2 = \frac{1}{N_r^2} \int_0^l \int_0^l R(x, x' \cdot n) \mu_r(x) \mu_r(x') dx dx' \quad \dots\dots\dots (2.4-6)$$

である。以下前項までの考察結果を基にして $|J_r(n)|^2$ の値を近似評価してみよう。

i) cross-correlation spectrum に上界値を用いた場合： (2.4-6) 式における $R(x, x' \cdot n)$ を Davenport の提案になる上界値，

$$R(x, x' \cdot n) = e^{-C|x-x'|/l} \quad \dots\dots\dots (2.4-7)$$

$$C = 7.7$$

におきかえると，

$$|J_r(n)|^2 = \frac{1}{N_r^2} \int_0^l \int_0^l e^{-C|x-x'|/l} \mu_r(x) \mu_r(x') dx dx' \quad \dots\dots\dots (2.4-8)$$

となる。Davenport はさらにこれを次のように近似している，

$$|J_r(n)|^2 = \frac{2}{C} \frac{1}{N_r} = \frac{1}{7.7} \frac{\bar{V}_1}{n_r l} \frac{1}{N_r} \quad \dots\dots\dots (2.4-9)$$

ここに n_r : r 次の固有角振動数

しかしこの値は，(2.4-8) 式の上界値を与えている。なぜならば，

$$\begin{aligned} & \left| \frac{1}{N_r^2} \int_0^l \int_0^l e^{-C|x-x'|/l} \mu_r(x) \mu_r(x') dx dx' \right| \\ & \leq \left| \frac{1}{N_r^2} \right| \cdot \left| \int_0^l \mu_r^2(x) dx \right| \cdot \left| 2 \int_0^l e^{-C|x-x'|/l} dx \right|^{16)} \\ & = \frac{1}{N_r} \frac{2}{C} = \frac{2}{7.7} \frac{\bar{V}_1}{n_r l} \frac{1}{N_r} \quad \dots\dots\dots (2.4-10) \end{aligned}$$

上のような関係式が成立つからである。

ii) cross-correlation spectrum の下界を用いた場合： 次にまえに述べた $R(x, x' \cdot n)$ の下界を用いると $|J_r(n)|^2$ は下式のようになる。

$$\begin{aligned} |J_r(n)|^2 & \geq \left| \frac{1}{N_r^2} \int_0^l \int_0^l e^{-\{\beta(x-x')/l\}^2} \mu_r(x) \mu_r(x') dx dx' \right| \\ & = \left| \frac{1}{N_r^2} \right| \cdot \left| \int_0^l \mu_r^2(x) dx \right| \cdot \left| 2 \int_0^l e^{-\{\beta(x-x')/l\}^2} dx \right| \\ & = \frac{1}{N_r} \frac{1}{\beta} = \frac{1}{10} \frac{\bar{V}_1}{n_r l} \cdot \frac{1}{N_r} \quad \dots\dots\dots (2.4-11) \end{aligned}$$

iii) 結局 $\{J_r(n)\}^2$ は次のように上下界を用いて表わすことができる。

$$\frac{1}{10} \frac{\bar{V}_1}{n_r l} \frac{1}{N_r} \leq \{J_r(n)\}^2 \leq \frac{2}{7.7} \frac{\bar{V}_1}{n_r l} \frac{1}{N_r} \quad \dots\dots\dots (2.4-12)$$

iv) 次に上に述べた関係を用いて，塔状構造物の gust に対する応答を求めてみよう。構造物についての仮定はまえと同様とする。いま r 次の規準形についての運動方程式を下のように考える。

$$m_r \frac{d^2 y_r}{dt^2} + C_r \frac{dy_r}{dt} + K_r y_r = P_r(t) \quad \dots\dots\dots (2.4-13)$$

次に r 次の応答に関する power spectrum を $S_{yr}(n)$ とすると，

$$S_{yr}(n) = \frac{|\chi_r(n)|^2}{K_r^2} S_{pr}(n) \quad \dots\dots\dots (2.4-14)$$

となる。ここに

$$\frac{|\chi_r(n)|^2}{K_r^2} = \frac{1}{K_r^2} \left[\left\{ 1 - \left(\frac{n}{n_r} \right)^2 \right\}^2 + \left(\frac{\delta_r}{\pi} \right)^2 \left(\frac{n}{n_r} \right) \right]^{-1} \quad \dots\dots\dots (2.4-15)$$

δ_r : r 次の規準形に関する対数減衰率

$$\text{ゆえに } S_{yr}(x, n) = \sum_r S_{pr}(n) \cdot \mu_r^2(x) \quad \dots\dots\dots (2.4-16)$$

となる。また応答の分散 $\sigma_y^2(x)$ は、

$$\sigma_y^2(x) = \int_0^\infty S_y(x, n) dn = \sum \frac{1}{K_r^2} \sigma_y^2(P_r)_{ayn} \cdot \mu_r^2(x) \quad \dots\dots\dots(2.4-17)$$

となる。ここに

$$\sigma_y^2(P_r)_{ayn} = \int_0^\infty |X_r(n)|^2 \cdot |J_r(n)|^2 S_{p0}(n) dn \quad \dots\dots\dots(2.4-18)$$

また応答に関する各種の統計的諸量は (2.4-17) 式から求まる分散 $\sigma_y^2(x)$ によって算定することができる。

む す び

線状とみなした構造物の gust に対する応答を確率統計的に求めようとするとき、二点間の cross-correlation spectrum を評価しなければならない。従来 Davenport による coherence の正の平方根を用いる方法が存在したが、これは一つの上界を与える結果になっている。筆者等はさらにこの下界評価も行なった。現状ではこの上下界によって閉鎖的に考えていくのが实际的であろう。しかし実際の構造物は鉄塔をも含めて線状とみなすことは一つの近似にすぎない。一般の構造物をも含めて自然風の乱れによる応答を求める方法および実測との対応について今後さらに検討を進めたい。

参 考 文 献

- 1) 石崎澄雄, 川村純夫, 中地博司: 鉄塔の振動について (1), 日本建築学会論文報告集, 57号, 昭和32, 7, 325~327頁
- 2) 石崎, 川村: 鉄塔の振動について, 同上60号, 昭和33, 10, 247~300頁
- 3) 石崎, 川村: 送電鉄塔の振動について, 同上63号, 昭和34, 10, 265~268頁
- 4) 石崎澄雄, 石田昭, 川村純夫: 送電用鉄塔の実物実験について (1), 日本建築学会論報81号, 昭和38, 1, 22~27頁
- 5) 同上: 同 (2), 同上82号, 昭和38, 2, 28~32頁
- 6) 川村純夫: 風による構造物の振動, 建築雑誌80号, No.958, 昭和40, 9, 656~657頁
- 7) A.G. Davenport: The spectrum of horizontal gustiness near the ground in high winds, Q.J.M.S. vol.87, 1961, pp.194~211.
- 8) T.L. Lumley, H.A. Panofsky: The structure of atmospheric turbulence, 1964, pp.180~185.
- 9) 例えば同上: pp.19~23.
- 10) A.G. Davenport: The relationship of wind structure to wind loading, Paper No.3, 1st. ICWEBS, 1963.
- 11) H.W. Liepmann: On the application of statistical concepts to the buffeting problem, J. Aer. Soc. vol. 19, 1952, pp.798~800.
- 12) 例えば R.L. Bisplinghoff, H. Asheley and R.L. Halfman: Aeroelasticity, 1963.
- 13) No.7 に同じ
- 14) R.I. Harris: The response of structures to gusts, Paper No.18, 1st. ICWEBS, 1963.
- 15) A.G. Davenport: The buffeting of large superficial structures by atmospheric turbulence, Annuals, New York Acad. 1965, p.142.
- 16) 例えば O.A. Ladyzhenskaya: The mathematical theory of viscous incompressible flow, Science Publisher, 1963, pp.9~23.