

ウェーブレット逆変換のアナロジーによる ガスト応答波形の推定

北川徹哉¹

¹正会員 博士 (工学) 名古屋大学助教授 理工科学総合研究センター
(〒464-8603 名古屋市中種区不老町)
E-mail : kitagawa@civil.nagoya-u.ac.jp

従来の周波数領域におけるガスト応答解析法は、接近風の変動が定常ランダム過程であるとする理想的な仮定に基づいている。風速変動が非定常性を有する場合、この手法では最大応答振幅を予測できず、時間に関する情報を組み込み可能な新たな解析法が必要となる。そこで本研究においては、ウェーブレットを用いて風速変動の時刻歴を時間帯とスケールごとに分解し、切り出された各風速変動に対する応答波形を個別に求めた後に合成する手法を提示する。また、本手法を屋外観測した風速変動波形に適用してガスト応答の時刻歴をシミュレートし、その精度を検証する。

Key Words : gust response, non-stationary wind fluctuation, peak factor, wavelet

1. はじめに

ガスト応答の予測には周波数領域における解析法が従来用いられてきた。この手法では風速変動のパワースペクトル、空力アドミッタンスの絶対値、および空力減衰を含む構造伝達関数の絶対値を用いて応答振幅の標準偏差が算出され、これにピークファクターを乗じることにより最大応答振幅が予測される(例えば文献1, 2)。ただし、この解析法は風速変動が定常ランダム過程であることを前提としており、風速が非定常性を帯びる場合には適用できない。これは時間軸上の局所的な情報が周波数領域解析では陽に反映されないためである。たとえば、風速変動がある時間帯においてのみ強くなる場合があっても、これによる瞬間的な応答振幅の増大は周波数領域の解析では知ることができない。一方、非定常な風速変動にも対処し得るガスト応答推定法の一つとして時刻歴応答解析が挙げられるが、周波数領域で定義される空力アドミッタンスを時間領域に展開することが難しい。運動方程式をラプラス変換し、空力アドミッタンスや自励空気力成分を有理関数近似で表現することにより時間軸上での解析を可能にしている研究³⁾もあり、成果をあげている。しかし、風速変動が非定常な場合の適用可能性は明らかではない。

以上のように、周波数領域におけるガスト応答解析と時間領域における解析とでは、一方で考慮でき

る物理特性がもう一方では考慮し難いというジレンマがある。そこで本研究においては、時刻歴応答解析を行うことなくガスト応答の時刻歴を推定する一手法を提案する。空力アドミッタンスを周波数の関数のまま使用でき、かつ非定常な風速変動に対しても応答の推定を可能にすることを目標とする。本手法はウェーブレット逆変換の考え方に基づいて具体化され、ウェーブレットによって抽出される各スケール(周波数帯域に相当)と時間軸上の各位置とにおける風速変動の情報を従来の周波数領域解析に組み込む形で定式化される。さらに、実測した風速変動によるガスト応答時刻歴を本手法を用いて推定し、本手法の精度を検討する。ウェーブレットは信号の解析ツールとして広く用いられているが、近年は風や地震動を含む様々な非定常変動のシミュレーションにも応用されるようになっており^{4)~13)}、本研究もこれらに類するものと位置づけられる。

2. 解析方法

(1) 離散ウェーブレット正・逆変換

ウェーブレットについては良い論文や解説が多くあるので^{14)~17)}、ここでは簡単に触れる。離散ウェーブレット変換は対象とする時刻歴データ $u(t)$ とウェーブレット基底 $\psi(t)$ との内積

$$\alpha_{j,k} = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \psi_{j,k}^*(t) dt \quad (1)$$

(* : 複素共役, $j, k \in \mathbb{Z}, k=0 \sim 2^j-1$)

として計算され, 得られる $\alpha_{j,k}$ はウェーブレット係数と呼ばれる. ここで $\psi(t)$ はスケールパラメータ j とシフトパラメータ k による

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{j/2} \psi(2^j t - k) \quad (2)$$

の関数族から構成され, アドミッシブル条件 (例えば文献17)) とよばれる収束性を満足すれば $\psi(t)$ はウェーブレットとみなされる. スケールパラメータ j は $\psi(t)$ を相似変形させ, シフトパラメータ k は $\psi(t)$ の時間軸上での位置を決定する働きをする. 様々なウェーブレットが考案されているが, 本研究においては Meyer¹⁵⁾ によって定義された離散正規直交ウェーブレットを用いる. 図-1 に Meyer のウェーブレット $\psi(t)$ を示す. このウェーブレットは周波数領域において図-2 に示すようにコンパクトサポートであり, 周波数 f との対応関係が理解しやすい. 周波数領域におけるウェーブレット $\Psi(f)$ のスケールパラメータ j による挙動を図-3 に示す. j に応じてサポートする周波数帯域がオクターブスケールで変化している. j を増加してゆけばウェーブレットでほぼ全周波数を覆うことができる. しかし, 図-3 において観察されるようにウェーブレットは静的成分近傍の非常に低い周波数帯域をカバーしないため, この部分はスケーリング関数 $\Phi(f)$ によって補われる. 本来, 離散系のウェーブレットはスケーリング関数を母関数とする多重解像度解析によって生まれたものである.

次に, ウェーブレット逆変換は

$$u(t) = \sum_j \sum_k \alpha_{j,k} \psi_{j,k}(t) \quad (3)$$

によって計算される. Meyer のウェーブレットのような離散直交基底では, 基底 $\psi_{j,k}(t)$ による変換が一次独立性を有しているため, 逆変換によって得られる $u(t)$ は元の波形と完全に一致する. ただし, 式(3)ではやはり静的近傍の成分が $u(t)$ に反映されないため, 得られる波形はほぼ元の波形から平均値を差し引いたものとなる. そこで式(3)を

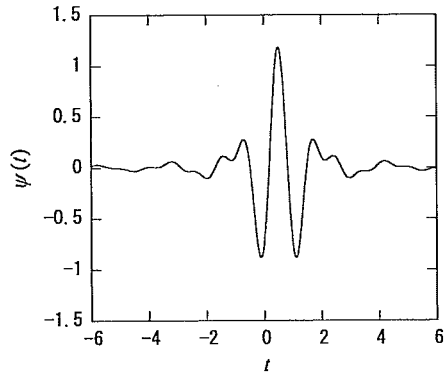


図-1 時間領域における Meyer ウェーブレット

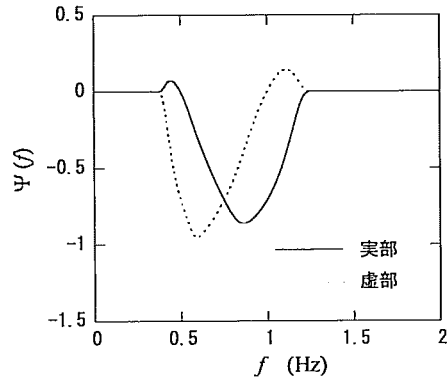


図-2 周波数領域における Meyer ウェーブレット

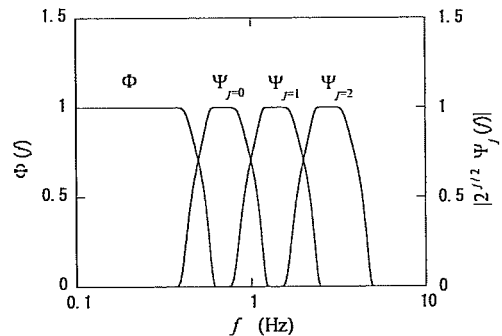


図-3 周波数領域における Meyer ウェーブレットのスケールパラメータ j に対する挙動

$$u(t) = \beta \phi(t) + \sum_j \sum_k \alpha_{j,k} \psi_{j,k}(t) \quad (4)$$

と置きなおす. ここで $\phi(t)$ はスケーリング関数 (前述した $\Phi(f)$ のフーリエ逆変換) であり, β は $\phi(t)$ による変換係数である. また, 式(4)は周波数領域において

$$u(f) = \beta \Phi(f) + \sum_j \sum_k \alpha_{j,k} \Psi_{j,k}(f) \quad (5)$$

と表される。式(5)をフーリエ逆変換しても $u(t)$ が得られる。FFTの高速性を利用できるため、ウェーブレット正・逆変換共に周波数領域で行われることが多いようである。

(2) ウェーブレットを利用したガスト応答の推定法

本研究においては、1自由度系の主流方向ガスト応答を対象とする。まず、風速変動の時刻歴 $u(t)$ に離散直交ウェーブレットを用いた離散ウェーブレット変換を適用し、ウェーブレット係数 $\alpha_{j,k}$ を得る。 $\alpha_{j,k}$ に対応する局所的な風速変動を $u_{j,k}(t)$ とおくと、 $u_{j,k}(t)$ は $\alpha_{j,k}$ に離散ウェーブレット基底 $\Psi_{j,k}(t)$ を乗じたものである。これを周波数領域で表すと

$$u_{j,k}(f) = \alpha_{j,k} \Psi_{j,k}(f) \quad (6)$$

である。次に、各 $u_{j,k}(t)$ による変動抗力 $F_{j,k}(t)$ を従来のガスト応答解析法において用いられる線形化された変動抗力に従って与える。ただし、本研究においては周波数領域で

$$F_{j,k}(f) = \frac{2P_{j,k}}{U_{j,k}} X_D \left(\frac{fd}{U_{j,k}} \right) u_{j,k}(f) \quad (7)$$

と表す。ここで

$$U_{j,k} = \frac{2^j}{T} \int_{kT/2^j}^{(k+1)T/2^j} u(t) dt \quad (8a)$$

$$P_{j,k} = \frac{1}{2} \rho d C_D U_{j,k}^2 \quad (8b)$$

であり、 ρ は空気密度、 d は代表長さ、 C_D は抗力係数、 T は時刻歴の継続時間である。式(8a)の $U_{j,k}$ は各 $\Psi_{j,k}(t)$ が位置する時間区間における $u(t)$ の局所的な平均風速を意味し(図-4)、式(8b)の局所的な静的空気力 $P_{j,k}$ は $U_{j,k}$ を用いて計算される。従来の理論においては平均風速は時刻歴全体の平均として与えられるが、本手法では着目するスケールと時間的位置とに応じて算出される $U_{j,k}$ が適用されることになる。一方、式(7)の X_D は空力アドミッタンスである。一般に空力アドミッタンス X_D は定常な風速変動の下で成立し、

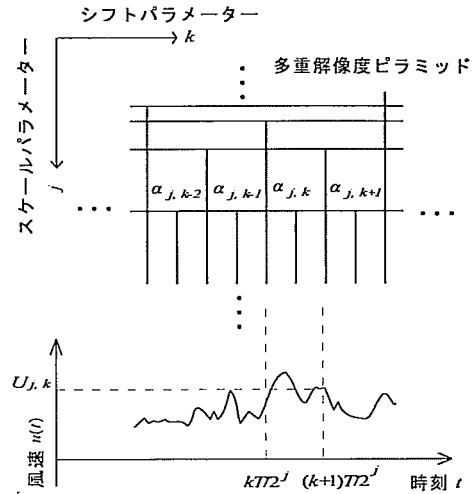


図-4 多重解像度ピラミッド¹⁷⁾と局所平均風速 $U_{j,k}$

これを本手法にそのまま適用可能か否かは未解明であるが、本手法においては各 $\Psi_{j,k}(t)$ が位置する時間区間において $u_{j,k}(t)$ が定常であると仮定している。この根拠は、図-1を例に挙げると $\psi(t)$ の支配的な変動は $t=0 \sim 1$ s付近にあり、この時間範囲においては1波程度ではあるが概ね定常な周期変動とみなせるためである。この仮定の下で、定常風速変動中における X_D をそのまま式(7)に適用するとともに、 $U_{j,k}$ に基づく無次元周波数を X_D への入力としている。

式(6)を式(7)に代入すると

$$F_{j,k}(f) = \frac{2P_{j,k}}{U_{j,k}} X_D \left(\frac{fd}{U_{j,k}} \right) \alpha_{j,k} \Psi_{j,k}(f) \quad (9)$$

のように局所的な変動抗力が $\alpha_{j,k}$ と $\Psi_{j,k}(f)$ とを用いて表現される。式(9)に伝達関数 $H_{j,k}(f)$ を乗じるとともにばね定数 K で除すと、 $F_{j,k}(t)$ による応答 $x_{j,k}(t)$ のフーリエ変換

$$x_{j,k}(f) = F_{j,k}(f) H_{j,k}(f) / K \quad (10)$$

が得られる。また、 $H_{j,k}(f)$ 中に与える減衰比 ζ は構造減衰と空力減衰の和として

$$\zeta = \zeta_0 + \frac{\rho d C_D U_{j,k}}{4\pi f_0 M} \quad (11)$$

とする。ここで ζ_0 は構造減衰比、 f_0 は固有振動数、 M は質量である。空力減衰項にはやはり式(8a)の $U_{j,k}$ が用いられる。

今、ガスト応答の全体 $x(t)$ のフーリエ変換を $x(f)$ とする。ウェーブレット逆変換と同様に考えて、 $x(f)$ を式(10)の $x_{j,k}(f)$ の重ね合わせにより表す。すなわち

$$x(f) = \sum_j \sum_k x_{j,k}(f) \quad (12)$$

のように $x(f)$ を得る。さらに式(5)と同様に静的成分も加味すると

$$x(f) = \Theta(f) + \sum_j \sum_k x_{j,k}(f) \quad (13)$$

となる。そして式(13)をフーリエ逆変換すればガスト応答変位の時刻歴 $x(t)$ が得られる。なお、式(4)および(5)において述べたことと同様に、式(13)の $\Theta(f)$ は静的成分近傍の応答を表し、これについては次節に述べる。

本手法の第一ステップは、離散直交ウェーブレットによってスケール・時間ごとに切り出された各風速変動をそれぞれ変動空気力に変換することである。ただし、この変動空気力は周波数領域で表現されている。さらに、これらの個々の変動空気力を伝達関数を介して応答に変換し、重ね合わせることで周波数領域における応答全体を得ている。大まかには、風速変動のウェーブレット係数に二段階のフィルタリングを施してウェーブレット逆変換を行うこととみなされる。本手法においては、従来のガスト応答解析の理論を活かしつつ、着目するスケールと時間とに応じて変化する風速の特性を離散ウェーブレットのシステムを利用して考慮している点の特徴である。

なお、本手法においては離散直交ウェーブレットを基底に用いて風速変動に含まれるスケール・時間情報を取り出し、局所空気力を算出している。これに対して、非定常スペクトルを用いることも一つの手段として有り得る。しかし一般に、非定常スペクトルでは何らかのウィンドウ関数を適用するため、基底であるsin波あるいはcos波の直交性を崩すことに帰着する。したがって、非定常スペクトルにより抽出される情報を用いて個々に局所空気力を求めても、互いに一部重複したり、風速変動データには本来存在しないはずの成分が含まれることがある。あ

るいは、逆に風速データが持つ全ての変動特性が反映されない場合もある点に注意しなければならない。

(3) 本手法のアルゴリズム化

式(13)を具体化する。まず、本手法においてはYamadaら^{14), 17)}によって構成されたMeyerの基底関数およびスケーリング関数を用いる。Yamadaらは周波数領域におけるスケーリング関数 $\Phi(f)$ を以下のように扱いやすい形で定式化している。

$$\Phi(f) = (G(f) \cdot G(-f))^{1/2} \quad (14)$$

ここで、

$$G(f) = \frac{Q(2/3 - f)}{Q(f - 1/3) + Q(2/3 - f)} \quad (15)$$

であり、さらに

$$Q(f) = \begin{cases} \exp(-1/(2\pi f)^2) & , f > 0 \\ 0 & , f \leq 0 \end{cases} \quad (16)$$

である。以上の $\Phi(f)$ を用いて、周波数領域におけるウェーブレットが

$$\Psi(f) = \exp(-i2\pi f/2) \sqrt{\Phi(f/2)^2 - \Phi(f)^2} \quad (17)$$

と定義されており、この $\Psi(f)$ によって構成されるウェーブレット基底 $\Psi_{j,k}(f)$ あるいは $\psi_{j,k}(t)$ は正規直交系となる。なお、文献14)より、

$$\Psi_{j,k}(f) = 2^{-j/2} \exp(-i2\pi f k 2^{-j}) \Psi(2^{-j} f) \quad (18)$$

である。

式(18)を用いて、式(13)の右辺第2項(=式(12))を展開してゆく。まず、式(9)の空力アドミッタンス $X_D(fdl/U_{j,k})$ を

$$X_D\left(\frac{fd}{U_{j,k}}\right) = \left| X_D\left(\frac{fd}{U_{j,k}}\right) \right| \exp(-i\theta_{j,k}) \quad (19)$$

のように絶対値と位相差 $\theta_{j,k}$ を用いて表す。ここで、

$\theta_{j,k}$ は $fd/U_{j,k}$ の関数である。伝達関数 $H_{j,k}(f)$ も同様に位相差 $\xi_{j,k}$ を用いて表す。

$$H_{j,k}(f) = |H_{j,k}(f)| \exp(-i\xi_{j,k}) \quad (20)$$

やはり $\xi_{j,k}$ は f の関数である。式(9)および式(19)、(20)より、式(10)は

$$x_{j,k}(f) = \frac{2P_{j,k}}{U_{j,k}K} \left| X_D \left(\frac{fd}{U_{j,k}} \right) \right| |H_{j,k}(f)| \times \alpha_{j,k} \Psi_{j,k}(f) \exp(-i(\theta_{j,k} + \xi_{j,k})) \quad (21)$$

と変形される。式(21)に式(18)を代入すると、式(13)の右辺第2項 (=式(12)) は、

$$\sum_j \sum_k x_{j,k}(f) = \sum_j 2^{-j/2} \Psi(2^{-j} f) \sum_k \frac{2P_{j,k}}{U_{j,k}K} \left| X_D \left(\frac{fd}{U_{j,k}} \right) \right| |H_{j,k}(f)| \times \alpha_{j,k} \exp(-i(2\pi f k 2^{-j} + \theta_{j,k} + \xi_{j,k})) \quad (22)$$

と計算される。静的成分近傍を表す式(13)右辺第1項の $\Theta(f)$ の算出には、式(14)のスケーリング関数 $\Phi(f)$ による変換係数(式(5)の β に相当)が必要となる。しかし、 $\Phi(f)$ は周波数がゼロ近傍のみをカバーするため、静的変位に $\Phi(f)$ を乗じて

$$\Theta(f) = \frac{\rho d C_D U^2}{2K} \Phi(f) \quad (23)$$

としてよい。ここで U は風速変動の時刻歴 $u(t)$ 全体の平均である。以上の式(22)、(23)を用いて式(13)を計算し、フーリエ逆変換を行えばガスト応答変位の時刻歴 $x(t)$ が推定される。

3. ガスト応答のシミュレーション

2に述べた手法を実測した風速変動波形に適用し、1自由度の主流方向ガスト応答の変位を推定する。ただし、主流方向ガスト応答における空力アドミッタンス X_D には理論がない上、実験値あるいは経験式

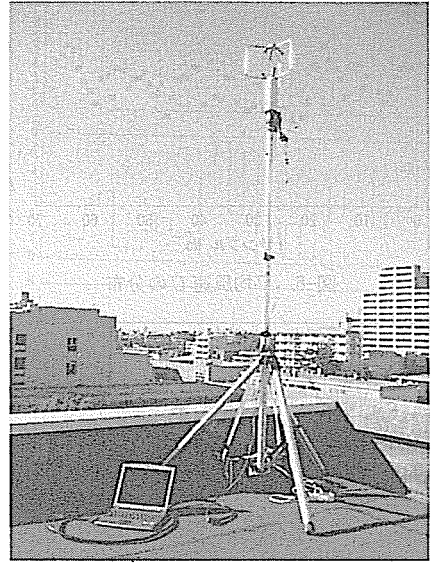


図-5 超音波風速計による風観測の様子

として報告されている X_D には複素数表示されているものは見られない。本研究においては式(19)の $X_D(fd/U_{j,k})$ を実関数とし、Davenport²⁰⁾の提案式に $U_{j,k}$ をあてはめた

$$X_D \left(\frac{fd}{U_{j,k}} \right) = \frac{\sqrt{2(cfd/U_{j,k} - 1 + \exp(-cfd/U_{j,k}))}}{cfd/U_{j,k}} \quad (24)$$

を暫定的に用いる。式(24)中のディケイファクター c は1.0とした。

(1) 風速変動の観測状況

風速変動の観測は名古屋大学工学部7号館の屋上において平成15年3月上旬に断続的に行った。計測時の気象は全て快晴であったが低気圧が東海地方を通過した後であり、北西の風がやや強く吹いていた。観測の様子を図-5に示す。図-5において、主流方向は奥から手前の向きである。また、観測位置の地表からの高さは15m程度と高くはなく、周辺は市街地であるため計測された風速変動には大学内の講義棟を含めて周辺の建物の影響が含まれている。超音波風速計を用いて主流方向、主流直角方向および主流鉛直方向の3成分を各々20Hzのサンプリングで測定し、計測時間10分間の時刻歴データを66組得た。ただし、本研究においては主流方向のガスト応答を対象とするため、主流方向データのみを用いる。またFFTを用いる都合上、各時刻歴データについて前・

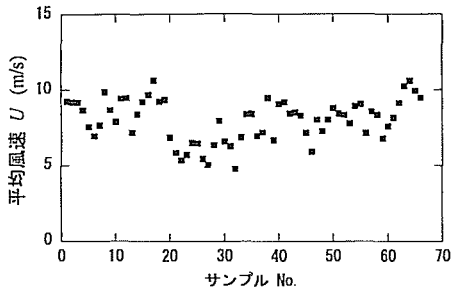


図-6 平均風速 U の分布

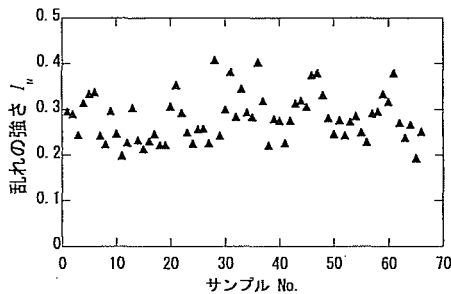


図-7 乱れの強さ I_u の分布

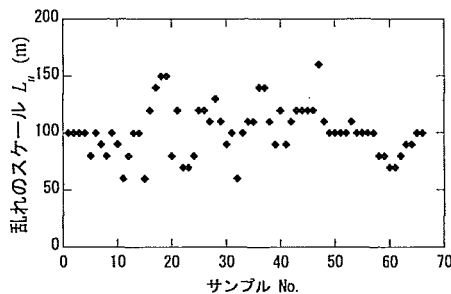


図-8 乱れのスケール L_u の分布

中半の約409秒間 (=T) のデータを対象とした。

主流方向成分 $u(t)$ の平均風速 U 、乱れの強さ I_u および乱れのスケール L_u をそれぞれ図-6~8に示す。ただし、これらは計測された風速変動の時刻歴が定常であると仮定した場合の値である。なお、計測された全データのパワースペクトルがカルマン・スペクトル (例えば文献7) にほぼ整合していたため、 L_u は風速変動のパワースペクトルにカルマン・スペクトルの式を最小二乗フィッティングすることにより求めている。図-6をみると U はおよそ4~11m/sの範囲に分布しており、台風時に見られる風速などと比べて低い。 I_u は0.2~0.4に分布しており (図-7)、観測場所が市街地であるため、海上における値などと比べて高い値となっている。また、図-8に示すように L_u は50~150m程度にわたってばらついており、やはり周辺の様々なスケールの建物の影響を受けていると思われる。

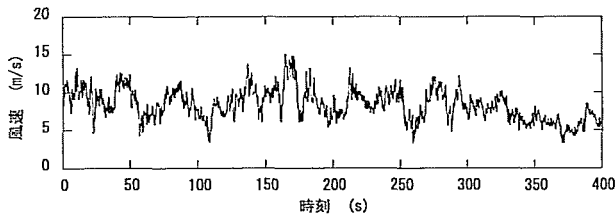


図-9 観測された風速変動 $u(t)$ の一例

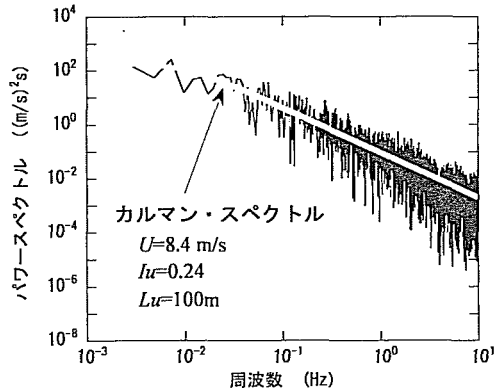


図-10 図-9のパワースペクトル

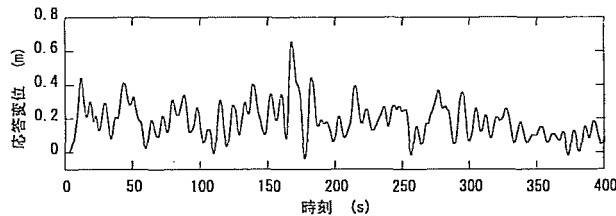


図-11 図-9の $u(t)$ に対する時刻歴応答解析の結果

(2) 時刻歴応答解析によるガスト応答変位

まず、前節に述べた実測風を用いて、風速と物体速度との相対速度に基づく変動抗力を外力とする時刻歴応答解析を行う。ガスト応答変位 $x(t)$ は1自由度系の運動方程式

$$\ddot{x} + 2\zeta_0(2\pi f_0)\dot{x} + (2\pi f_0)^2 x = \frac{1}{2} \frac{\rho d C_D (u(t) - \dot{x})^2}{M} \quad (25)$$

をNewmark β 法を用いて解くことにより得る。解析の対象は明石海峡大橋であり、 d には桁幅35.5mを与えた。振動特性は同橋の水平方向1次モードを対象とし、構造減衰比 ζ_0 および抗力係数 C_D は文献18)を参考に、それぞれ0.03および0.386とした。ただし、固有振動数 f_0 については約3倍の0.116Hzとしている。この理由は $T=409$ sの継続時間中に十分な応答波数を

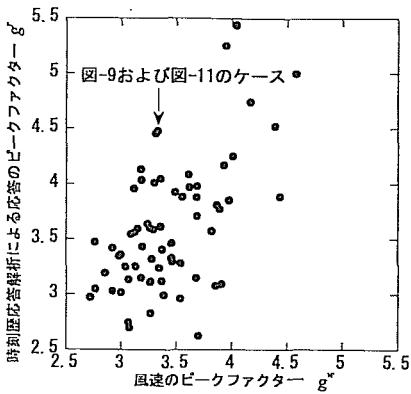


図-12 “風速のピークファクター” g^v と時刻歴応答解析により得られた応答のピークファクター g' との比較

得るためである。本研究においては、この時刻歴応答解析の結果を提案手法によるガスト応答の推定結果の比較対象とする。設定した f_0 に基づく無次元周波数は $0.3 \sim 0.76$ 程度であり、そこでは式(24)の空力アドミッタンスが $0.9 \sim 0.95$ 程度の1に近い値となる。したがって本ケースにおいては空力アドミッタンスが応答振幅に及ぼす影響は小さく、この時刻歴応答解析の結果を提案手法による推定結果の比較対象とすることは適当であると思われる。

図-9は前節に述べた実測風の時刻歴 $u(t)$ の一例である。 $t=170s$ 付近にやや強い変動がみられ、 $t=300s$ 以降は変動が小さくなるとともに平均風速が低下傾向を示すやや非定常な波形である。なお、非定常性を厳密に議論するには、自己相関関数および数次までのモーメントの時間依存性を示す必要がある（例えば文献19）。しかし、本研究は風速変動の非定常性そのものを検討対象とはしていないので、この議論には踏み込まない。図-9のパワースペクトルが図-10であり、 $U=8.4m/s$ 、 $I_u=0.24$ 、 $L_u=100m$ のカルマン・スペクトルに整合している。図-9の風速変動に対する時刻歴応答解析の結果が図-11である。 $t=0s$ において応答変位 $x(t)$ がゼロから上昇しているが、これは解析時に $t=0 \sim 10s$ の間の $u(t)$ にスムージングを施しているためである。本研究においては全て、 $t=10s$ 以降のデータに基づいて評価している。図-9と図-11とを比較すると、やや強い風速変動がみられる $t=170s$ 付近において応答振幅が著しく増大しており、 $t=300s$ 以降は応答変動が小さくなるとともに平均風速の局所的な低下によると思われる静的変位の減少がみられる。

図-9と図-11を見る限り、風速変動の強弱に追従して応答も変動すると観察される。そこで、全ての

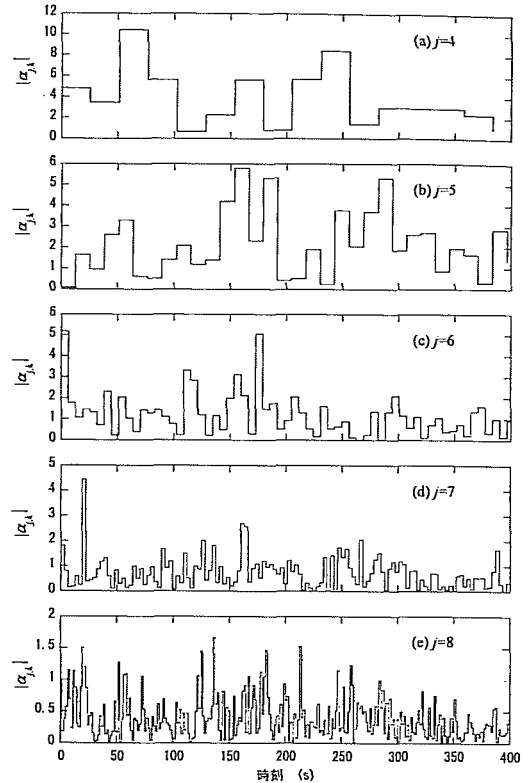


図-13 図-9 のウェーブレット係数 $\alpha_{j,k}$ の絶対値
(a) $j=4$ (b) $j=5$ (c) $j=6$ (d) $j=7$ (e) $j=8$

風速変動データ $u(t)$ に対する時刻歴応答解析から得られたガスト応答変位 $x(t)$ のピークファクター g' と、各 $u(t)$ の“風速のピークファクター” g^v とを比較する。図-12は g^v に対して g' をプロットしたものである。図-9および図-11のケースを矢印で示してある。風速の非定常性の影響を受けて、 g' は一般に言われている $3 \sim 3.5$ を上回るケースも見られる。また、 g' は g^v に比例する傾向にはあるものの、ばらついており g^v がさほど大きくなくても g' が増大するケースもある。これは構造物の固有振動数に依存していると思われる。すなわち、風速の変動幅が極大値をとる時刻と、固有振動数にほぼ等しい周波数成分が強く発生している時間帯とが一致しないこともあると推察され、 g^v から g' を推定することは容易ではない。

(3) 提案した手法によるガスト応答変位の推定

(1) に述べた風速変動データに対し、2において提案した手法を用いてガスト応答変位をシミュレートする。対象とする構造物は前節で述べたものと同様である。

はじめに入力となる風速変動のウェーブレット係数に着目する。図-9の風速変動におけるウェーブ

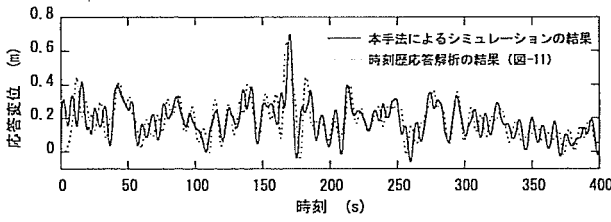


図-14 本手法によるガス応答シミュレーションの結果

ット係数の絶対値 $|\alpha_{j,k}|$ を、スケールパラメータ j が4から8の場合について図-13に示す。横軸は本来シフトパラメータ k であるが理解を容易にするために時刻で表している。Yamadaら^{14), 17)}によって構成されたMeyerウェーブレットのサポートは

$$\text{supp}\Psi_{j,k}(f) = \left[\frac{2^j}{3T}, \frac{2^{j+2}}{3T} \right] \quad (\text{Hz}) \quad (26)$$

であり、固有振動数 $f_0=0.116\text{Hz}$ は主に $j=6$ のサポートに含まれ、 $j=7$ にも若干含まれる。 $j=6, 7$ のウェーブレット係数である図-13(c)および(d)をみると、 $|\alpha_{j,k}|$ は $t=170\text{s}$ 近傍に極大値を持ち、これらによる空気力が図-9にみられた大きな応答を励起したと推測される。また、式(22)中の $H_{j,k}(f)$ は固有振動数よりも低い周波数成分を弱いながらも伝達するので、 $j=4$ (図-13(a)) や $j=5$ (図-13(b)) 及び、より低い j における $\alpha_{j,k}$ も応答変位に反映される。これに対して j が8 (図-13(e)) 以上の場合、 $\alpha_{j,k}$ は $H_{j,k}(f)$ によりカットオフされるため、ほとんど応答に反映されない。

図-9の風速変動に対し、本手法を適用した結果を図-14に示す。図-11に示した時刻歴応答解析の結果も点線であわせて描いている。時刻歴解析の結果と比較して位相のずれや若干の振幅の違いが部分的にみられるものの、全体的には整合する波形が得られている。 $t=300\text{s}$ 以降の変位変動振幅の減少および静的変位応答の低下も整合しているとともに、特に $t=170\text{s}$ にみられる局所的な大振幅の大きさもほぼ一致している。(1)に示した全ての風速変動データに対して本手法を適用し、得られたガス応答変位の標準偏差を図-15にまとめる。横軸が本手法に基づく標準偏差であり、縦軸は(2)の時刻歴応答解析によるものである。両者はほぼ完全に一致している。これに対してピークファクターを同様にプロットしたものが図-16である。本手法により推定されたガス応答振幅のピークファクター g_p は時刻歴解析による g とほぼ一致している。ピークファクターが4.5

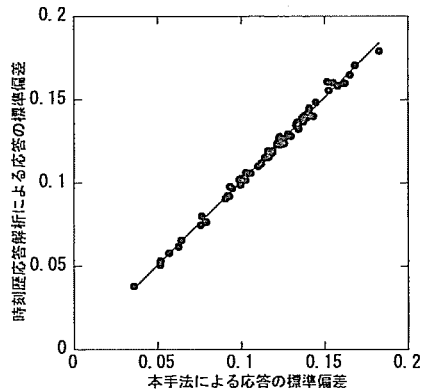


図-15 本手法と時刻歴応答解析とのガス応答変位の標準偏差に関する比較

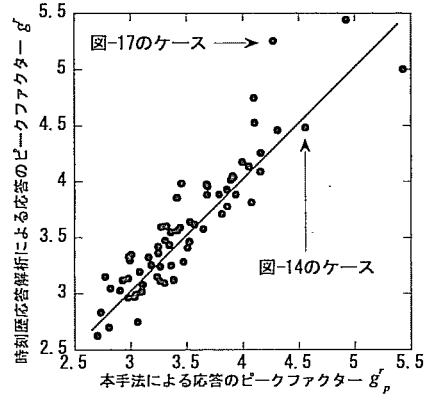


図-16 本手法と時刻歴応答解析とのガス応答変位のピークファクターに関する比較

程度と大きい図-14のケース (図-16中に矢印で表示) も一致している。しかし、特に g が4.5を超えるような場合、 g_p が g に追従していない。例えば、図-17は本手法により推定した応答のピークファクター g_p が4.27 (図-16中に矢印で表示) となったガス応答変位の波形である。時刻歴応答解析による結果も点線で示している。 $t=340\sim 350\text{s}$ 付近にみられる局所的な大振幅が時刻歴解析の結果よりも小さくなっており、これがピークファクターの不一致をもたらしている。

(4) 局所平均風速の影響

式(9)あるいは式(22)における局所平均風速 $U_{j,k}$ の影響を調べるために、 $U_{j,k}=U$ においてガス応答波形を求めた。これは風速の時刻歴全体の平均を用いる従来の解析手法に沿うものである。

得られた応答変位波形の一例を図-18に示す。これは図-14のケースを対象に行った結果であり、図-14の波形も点線で重ねて示している。図-14の波形

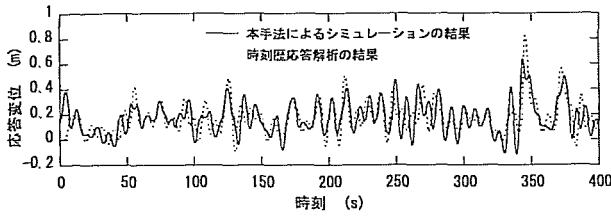


図-17 ピークファクターが小さく評価されてしまったシミュレーション結果の一例

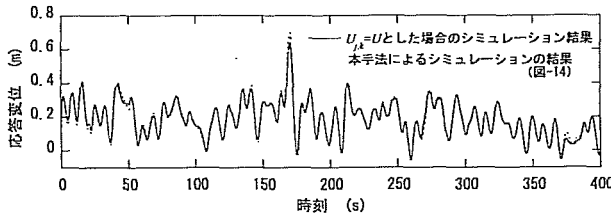


図-18 $U_{j,k}=U$ とした場合のシミュレーション結果の一例

と比較して、 $t=170s$ 付近の極大応答が若干小さくなっており、ピークファクターの低下が予想される。全ての風速データに対して得られた応答変位の標準偏差、およびピークファクターを図-19および図-20にまとめる。それぞれ、時刻歴応答解析と比較する形でプロットされており、 $U_{j,k}$ を可変とした場合の推定結果である図-15および図-16もあわせて再度プロットしている。 $U_{j,k}=U$ とした場合、図-19の標準偏差は時刻歴解析の結果とほぼ整合しているが、全体的にやや小さくなっている。さらに図-20のピークファクター g_p については、 $U_{j,k}$ を U に固定したケースは全体的にピークファクターが低下し、ばらつきが大きくなっている。時刻歴応答解析の結果が真であると仮定すると、 $U_{j,k}$ を固定した場合は風速変動の非定常性に対応できないことを示唆する。

4. まとめ

離散ウェーブレットを用いてガスト応答の時刻歴を推定する手法を提示し、本手法を実測した風速変動に適用してガスト応答の推定を試みた。本手法の特徴およびガスト応答のシミュレート結果を以下にまとめる。

(1) 本手法は従来の周波数領域におけるガスト応答解析理論に離散ウェーブレットのシステムを取り入れたものである。空力アドミッタンスを周波数の関数のまま使用できるにもかかわらず、ガスト応答の時刻歴を得られる点がメリットで

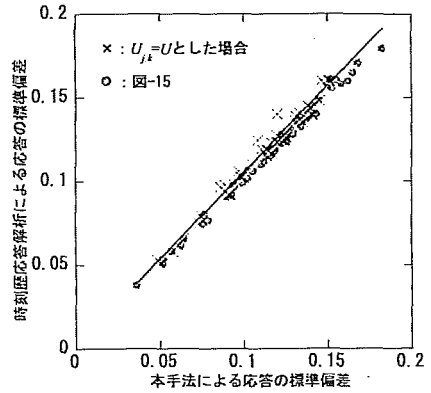


図-19 $U_{j,k}=U$ とした場合の応答の標準偏差

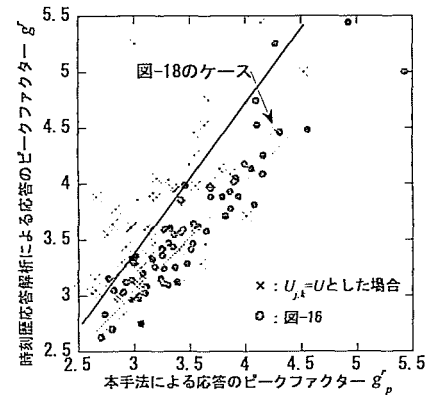


図-20 $U_{j,k}=U$ とした場合の応答のピークファクター

ある。

- (2) 本手法においては、風速変動の時刻歴から各スケールと各時間帯ごとに切り出された各変動に対する応答を個別に求め、これらを合成することによりガスト応答の時刻歴全体がシミュレートされる。時々刻々と変化する風速変動特性が応答に反映されるので、風速変動の定常性・非定常性を問わず適用可能である。
- (3) 観測した風速変動波形を本手法に適用した結果、時刻歴応答解析により得られた波形と良く似た応答波形が得られた。
- (4) ガスト応答の標準偏差は十分な精度で予測可能であった。
- (5) ピークファクターが4.5程度までのガスト応答の推定は可能であった。しかし、ピークファクターが4.5を超えるような場合には推定精度が低下した。

本研究においては基礎的な段階として一質点系を対象に検討したが、ジョイントアクセプタンスを考慮することにより本手法を線状・面状構造物に対し

でも適用可能な形に展開できると思われる。

謝辞：自然風の実測に際し、日本大学・野村卓史教授よりご支援を賜りました。ここに記して謝辞を表します。

参考文献

- 1) 岡内功, 伊藤学, 宮田利雄: 耐風構造, 丸善, 1977.
- 2) 日本鋼構造協会: 構造物の耐風工学, 東京電機大学出版局, 1997.
- 3) 松本勝, 陳新中: 長大橋ガスト時刻歴応答解析, 第14回風工学シンポジウム論文集, pp. 515-520, 1996.
- 4) Zeldin, B. and Spanos, P.: Random field simulation using wavelet bases, *Applications of Statistics and Probability, Proceeding of the ICASP 7 Conference*, Vol. 2, pp. 1275-1283, 1995.
- 5) Gurley, K. R., Tognarelli, M. A. and Kareem, A.: Analysis and simulation tools for wind engineering, *Probabilistic Engineering Mechanics*, Vol. 12, pp. 9-31, 1997.
- 6) 伊山潤, 桑村仁: ウェーブレット逆変換による模擬地震動の作成, 日本建築学会構造系論文集, 第502号, pp. 47-54, 1997.
- 7) 北川徹哉, 野村卓史: ウェーブレットを用いた間欠性を含む人工風速変動波形の生成の試み, 日本風工学会論文集, 第81号, pp. 71-86, 1999.
- 8) 北川徹哉, 野村卓史, 橋本雅俊: 非定常風速変動におけるガスト応答特性に関する解析的検討, 第16回風工学シンポジウム論文集, pp. 399-404, 2000.
- 9) Kitagawa, T. and Nomura, T.: A wavelet-based method to generate artificial wind fluctuation data, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 91, pp. 943-964, 2003.
- 10) 科学技術振興機構(特許出願人), 北川徹哉(発明者): 物体振動予測システム, 特願2003-303335, 2003.
- 11) 佐藤忠信, 室野剛隆: 位相情報を用いた地震動のシミュレーション法, 土木学会論文集, No.675/I-55, pp. 113-123, 2001.
- 12) 前田寿朗, 佐々木文夫, 山本佳史: Sincウェーブレットを用いた非定常性を有する模擬地震動作成手法の研究, 日本建築学会構造系論文集, 第553号, pp. 33-40, 2002.
- 13) Pettit, C. L., Jones, N. P. and Ghanem, R.: Detection and simulation of roof-corner pressure transients, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 90, pp. 171-200, 2002.
- 14) Yamada, M. and Ohkitani, K.: Orthonormal wavelet analysis of turbulence, *Fluid Dynamic Research*, 8, pp. 101-115, 1991.
- 15) Meyer, Y.: *Wavelets and operators*, Cambridge University Press, 1992.
- 16) Daubechies, I.: *Ten lectures on wavelets*, Society for Industrial and Applied Mathematics, 1992.
- 17) 佐々木文夫, 前田達哉, 山田道夫: ウェーブレット変換を用いた時系列データの解析, 構造工学論文集, Vol. 38B, pp. 9-20, 1992.
- 18) 勝地弘: 長大橋耐風設計における風速変動効果の合理的評価に関する研究, 横浜国立大学学位論文, 1999.
- 19) 日野幹雄: スペクトル解析, 朝倉書店, 1996.
- 20) Davenport, A. G.: Applications of statistical concepts to the wind loading of structures, *Proceedings of Institutions of Civil Engineers*, 19, pp.449-472, 1961.

(2003. 4. 14 受付)

A WAVELET-BASED SIMULATION OF GUST RESPONSE

Tetsuya KITAGAWA

Under approaching winds possess non-stationary stochastic processes, the ordinary method of the gust response analysis in frequency domain is not practical and it is impossible to predict the maximum amplitude of the gust response of structures. In order to overcome this underlying problem, a wavelet-based method to simulate gust responses is suggested. The time-scale characteristics present in wind fluctuations are configured with the system of the discrete wavelets and are reflected to the time histories of the gust responses to be synthesized. The time histories of the gust responses simulated with the proposed method are investigated specifically in respect to the peak factor.