

長崎大学 工学部 正員 岡林隆敏
 長崎大学 工学部 〇 学生員 江島 彦
 長崎大学 工学部 学生員 古川 毅

1 序論 第一報では、地震外力が作用した構造物系応答の分散・共分散を求める解析手法について論じた。本研究では、シミュレーションの手法について考察し、前報の解析の妥当性を、このシミュレーションによって検討する。シミュレーションは次のような手順で行う。(i) 実際記録された地震波形を母集団からの標本関数とする。その波形を分析することにより、その母集団の有する統計的特性を明らかにする。(ii) そのような統計的特性をもった地震波形を合成する。(iii) 合成された地震波形による応答を求め、その応答を統計処理することにより、応答の統計的特性を推定する。外力が定常 Gauss 過程であれば、そのパワースペクトルにより、シミュレーション波形は合成されるが、外力が非定常過程となると、その非定常性の構造が今だ十分解明されていないために、厳密な波形合成はできない。しかし、近年非定常パワースペクトル理論の発展により、非定常波形の合成が可能になりつつある。著者等は、シミュレーションのための波形として、2 種の手法を用いた。NO. 1 モデルは従来の手法であり、波形のパワースペクトルの大きさのみ変化して形状は変化しない。NO. 2 モデルは非定常パワースペクトルの理論を用いて合成した波形であり、パワースペクトルの形状も変化するものである。

2 シミュレーション波形の合成 (a) 定常過程と変調関数との積と考える場合⁽¹⁾

地震記録波形を $y(t)$ とすると、 $y(t)$ に対応する非定常過程 $Y(t)$ は次式で表される。 $Y(t) = X(t) \cdot g(t)$ …… (1)
 ただし、 $X(t)$; $g(t)$ を定常過程とみなした場合のパワースペクトルを有する定常過程、 $g(t)$; $Y(t)$ の標準偏差の時間的変化を表す時間の関数であり確関関数である。 $X(t)$ および $g(t)$ は次のようにして計算される。

(i) 定常過程 定常過程 $X(t)$ が、パワースペクトル密度 $S_x(\omega)$ を有する時、 $X(t)$ のサンプリング関数は次式で示される三角級数モデルを用いることにより近似的に表すことができる。 $X_d(t) = \sum_{k=1}^N a_k \sin(\omega_k t + \phi_k)$ …… (2)

ただし、 a_k は平均値 0、標準偏差 σ_k の正規乱数、 ϕ_k は $0 \sim 2\pi$ で分布する一様乱数、 a_k , ϕ_k は互いに独立でありそれ等自身も独立である。 $X_d(t)$ のパワースペクトル密度関数 $S_d(\omega)$ の正の領域において、上限値 ω_h 、下限値 ω_l の間を N 等分する。 $\Delta\omega = (\omega_h - \omega_l)/N$ …… (3) $\omega_k = \omega_l + (k - \frac{1}{2})\Delta\omega$ …… (4)

とすると、 k 番目の標準偏差は次式で与えられる。 $\sigma_k^2 = 2S_x(\omega)\Delta\omega$ …… (5)

(ii) 形状関数 $Y(t)$ の分散の時間的変化は次式により推定される。 $E[Y(t)^2] = \frac{1}{2} \int_{\omega_l}^{\omega_h} g^2(\omega) d\omega$ …… (6)

ただし、 τ ; 積分区間、 $E[\]$; 数学平均を表す記号。形状関数は次式で与えられる。 $g(t) = E[Y(t)^2]^{1/2}$ …… (7)

(b) 非定常パワースペクトル理論を用いた場合⁽²⁾ 確率過程 $Y(t)$ の非定常パワースペクトル $G(t, \omega)$ は次のように表現できる。 $Y(t) = \int_{\omega_l}^{\omega_h} e^{i\omega t} dF(t, \omega)$ …… (7-1) $G(t, \omega) d\omega = \frac{1}{2} E[|dF(t, \omega)|^2]$ …… (7-2)

ただし、 $dF(t, \omega)$ はランダム複素振幅の ω に関する微分。これより非定常パワースペクトルは、非定常過程を狭帯域過程と分離し、各々の成分の分散の時間変化を表わしたものであると言える。文献(2)のように、狭帯域フィルターとして、1 自由度系を用いると、非定常パワースペクトルは次のように計算される。1 自由度系の運動方程式は次式で与えられる。 $\ddot{z}(t) + 2\pi\omega\dot{z}(t) + \omega^2 z(t) = -Y(t)$ …… (8) ただし、 $Y(t)$; 加速度入力、 π ; 減衰定数、 ω ; 固有円振動数。フィルターの出力として次式を用いる。 $R^2(t) = \dot{Y}(t)^2 + Y(t)^2/\omega^2$ …… (9)

すると、非定常パワースペクトルは次式で与えられる。 $G(t, \omega) = (2\pi\omega/\pi) E[R(t)^2]$ …… (10)

このように、非定常パワースペクトルが求まると、(7)式により、次式のように合成波形が得られる。

$$Y(t) = \sum_{k=1}^N (2\pi\omega_k / \pi) \cdot (2\pi\omega_k / \pi)^{1/2} \cdot \cos(2\pi\omega_k t + \phi_k) \quad \text{--- (11)}$$

ただし、 ϕ_k は $0 \sim 2\pi$ の間で分布する一様乱数を用いる。

3 数値計算

(3-1) シミレーション No.1

シミレーションは1自由度系に合成された地震波作用した場合について行い、その変位応答の分散を評価することにする。このシミレーションのために用いられた地震波形はEL CENTRO 1940 NSであり、その波形は図1に示した。上記(a)の合成波形を得るために求めたパワースペクトルと形状関数を図2、図3に示した。なおパワースペクトルは、F.F.Tを用いて計算し、形状関数は地震記録を直接数値積分し、平滑化したものである。シミレーションの繰り返し回数は、20回、50回、100回について行った。20回と50回では回数の多い程滑かになることは顕著であるが、50回と100回では程度変化は見られぬ。いずれにしても、変動は免れないので、結果は平滑化しなければならぬ。平滑化は三角分布の重みを付けた移動平均によって行い、平均の幅を変化させて最適と思われる値を求めた。これは図4に示してある。このことにより、繰り返し回数を20回程度にして、平滑化すれば満足な結果が得られることがわかる。

次に、このシミレーションと解析解を図5と図6に示した。シミレーションの結果は(a)のモデルの結果を平滑化したものであり、解析解はNo.1, No.2, No.3モデルについて計算を行、Eものである。各々は系の固有円振動数が1Hzであり、減衰定数 $\xi=0.01$, $\xi=0.05$ の場合である。シミレーションの結果とNo.1, No.2モデルが同じ傾向を示すのは

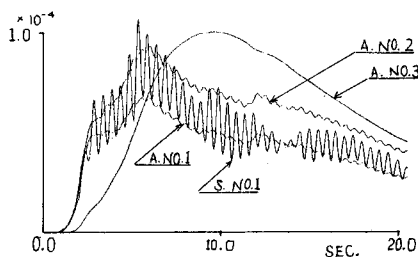


図5. 解析解とシミレーションの比較 ($\omega=1.0$, $\xi=0.01$)

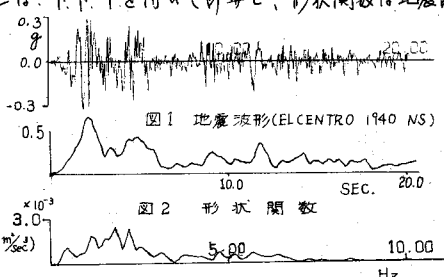


図1 地震波形(ELCENTRO 1940 NS)

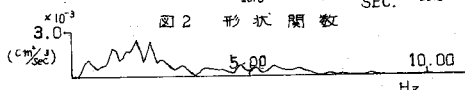


図2 形状関数

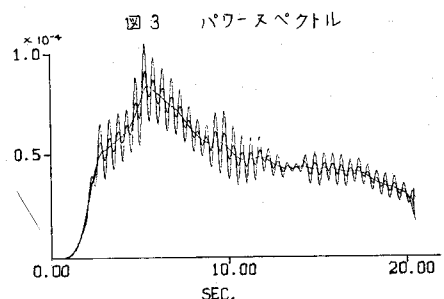


図3 パワースペクトル

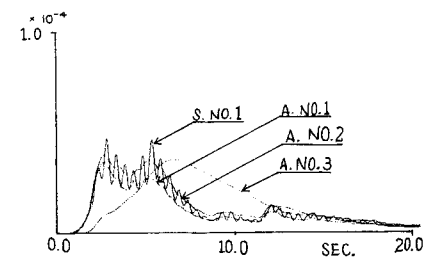


図6. 解析解とシミレーションの比較 ($\omega=1.0$, $\xi=0.05$)

同じ形状関数を用いているためである。解析解のNo.3モデルは他と比較して、傾向が異なっているのは、このモデルが最も厳密であり、外力の周波数特性の非定常の影響と考えられる。この解と比較するためには、非定常波形を用いたシミレーションを行わなければならない。

(3-2) シミレーション No.2

このシミレーションは非定常パワースペクトルの理論を用いたものである。この合成波形の諸特性は文献(3)で示したが、なお図7、図8に原波形と合成波形のFourierスペクトルを示した。この図より、合成波形のスペクトルは原波形のスペクトルと比較して、ピーク的位置、大きさは合致していると言える。波形合成の条件としては、0~10Hzを1/50分割し、フィルターの減衰定数は0.03を用いた。シミレーションの結果は満場当日発表する。[参考文献](1)星谷勝、確率論手法による振動解析、(2)龜田弘行、土木会論文集第235号、(3)西部支那、江頭他。

図7. ELCENTRO 1940 NS Fourier スペクトル

図8. 合成波形 Fourier スペクトル