

強震地震動の非定常スペクトルについて

京都大学工学部 正会員 ○亀田弘行
 国 鉄 正会員 山田裕一

1. 序 論 構造物の地震応答解析および動的耐震設計において強震記録の果している大きな役割は指摘するまでもないが、多くの場合、強震記録の動特性は、フーリエスペクトルまたは応答スペクトルの形で表現されているようである。両者はともに記録波形に含まれる振動数成分の強度を表わすが、各成分の非定常な変化については *implicit* な形でしか情報を与えていない。すなわち、記録波形 $x(t)$ とフーリエスペクトル $|F(\omega)|$ の間には、Parseval の定理によって

$$\int_0^{\infty} |F(\omega)|^2 d\omega = \pi \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) dt \quad \text{----- (1)}$$

なる関係があることから、 $|F(\omega)|^2$ は $x(t)$ 中の各振動数成分の、全パワーへの貢献度を表わす。非減衰線形 / 自由度系の速度応答スペクトルも近似的に $|F(\omega)|$ と同様の意味を持つ。また、減衰を有する線形 / 自由度系の応答スペクトルは、狭帯域フィルターとしての各振動系の出力波形の最大値を表わす。このように、フーリエスペクトルや応答スペクトルは、強震記録中の各振動数成分の非定常性を時間的に積分したものであ、またはその最大強度を表現しているに過ぎない。

一方地震時における構造物の破壊機構に関する研究は、くり返し荷重下での破壊の進行と関連して、地震動中の各振動数成分の継続時間の持つ重要性を示唆している。また、構造物への入力波形としての強震記録の持つ物理的意義を明らかにすることも同様に重要な問題であり、巨大地震の震源機構に関する最近の研究は、その可能性を示しているように思われる。これらの問題の解明のためには、上記のような制約を持つフーリエスペクトルや応答スペクトルのみでは強震記録の解析法としては不十分であり、非定常スペクトルの概念を導入することが必要と考えられる。本研究は、このような観点から、いわゆる多重フィルターの手法を用いて非定常パワースペクトルの算出法を考察し、強震記録のスペクトル分析および再合成に応用して、その妥当性を検討したものである。

2. 非定常パワースペクトルの算出 確率過程 $x(t)$ の非定常パワースペクトル $G(t, \omega)$ は、Bristley¹⁾ に従って次式のように表現できる。

$$x(t) = \int_0^{\infty} e^{i\omega t} dF(t, \omega) \quad , \quad 2G(t, \omega) d\omega = E[|dF(t, \omega)|^2] \quad \text{----- (2)}$$

$$E[x^2(t)] = \int_0^{\infty} G(t, \omega) d\omega \quad \text{----- (3)}$$

すなわち、 $G(t, \omega)$ は、特定の時刻 t における $x(t)$ 中の各振動数成分の自乗平均パワーの密度を表わす。 $G(t, \omega)$ の算出には、狭帯域フィルターの出力を用いるのが便利である。フィルターとしては、Trifunc²⁾、小堀³⁾らと同様に線形 / 自由度系を用いるが、本研究では、加速度入力に対する振動系の全エネルギーを応答量として用いる。すなわち、運動方程式

$$i\ddot{y}(t) + 2k_0 \omega_0 \dot{y}(t) + \omega_0^2 y(t) = -x(t) \quad \text{----- (4)}$$

に対して,

$$R^2(y) = y^2(t) + \frac{\dot{y}^2(t)}{\omega_0^2} \quad \text{----- (5)}$$

をフィルターの出力として採用する。ただし, ρ_0 は減衰定数, ω_0 は固有円振動数である。 ρ_0 が小さい場合には, $R(t)$ は $y(t)$ の包絡線を表わす滑らかな時間曲線となる。

加速度入力に対する $y(t)$ の周波数応答関数を $A(\omega)$ とすると,

$$|A(\omega)|^2 = \frac{1/\omega_0^4}{\left\{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right\}^2 + 4\rho_0^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad \text{----- (6)}$$

$$|A(\omega_0)|^2 = \frac{1}{4\rho_0^2 \omega_0^4}, \quad \int_0^\infty |A(\omega)|^2 d\omega = \frac{\pi}{4\rho_0 \omega_0^3}$$

自乗平均応答を理想的なバンドパスフィルターと等しくするという基準から, $A(\omega)$ の等価帯域幅 $\Delta\omega$ を求めると,

$$\Delta\omega = \int_0^\infty |A(\omega)|^2 d\omega / |A(\omega_0)|^2 = \pi\rho_0 \omega_0 \quad \text{----- (7)}$$

これらの結果に対し, 確定関数として強震記録 $x(t)$ が与えられており, 各振動数成分の変動は $y(t)$ の変動と比較して緩やかであるとすれば, 式(2), (5), (6), (7)より, 近似的に

$$R^2(t) / \{2G(t, \omega_0) \Delta\omega\} = |A(\omega_0)|^2 \quad \text{----- (8)}$$

とおけるから, 非定常パワースペクトル $G(t, \omega_0)$ は次式で表わされる。

$$G(t, \omega_0) = \frac{R^2(t)}{2|A(\omega_0)|^2 \Delta\omega} = \frac{2\rho_0 \omega_0^3}{\pi} R^2(t) \quad \text{----- (9)}$$

3. 数値計算結果と考察 以上の結果をわか国および米国で得られた多くの強震記録に適用して数値計算を行ない, 手法の妥当性, 耐震工学への応用の可能性などを検討した。ここではそれらのうち, 1968年十勝沖地震の室蘭, 入戸, 宮古における記録(いずれもNS成分)の計算結果を示す。

(1) フィルターの減衰定数の影響

図-1は, 入戸の記録の1Hzの成分に関する $\sqrt{G(t, \omega)}$ の時間的变化を, フィルターの減衰定数 ρ_0 を変化させて示したものである。 $\rho_0 = 0.01$ の場合には滑らかな時間曲線が得られており, 狭帯域フィルターとしての機能を發揮しているが, フィルターの過渡特性が強いため, ρ_0 の他の場合と比較して, 入力時間的变化に十分に追隨していない。 $\rho_0 = 0.5$ の場合には, 過渡特性については問題はないが, フィルターの帯域幅が大き過ぎ, 時間曲線も滑かさを失っている。フィルターの過渡

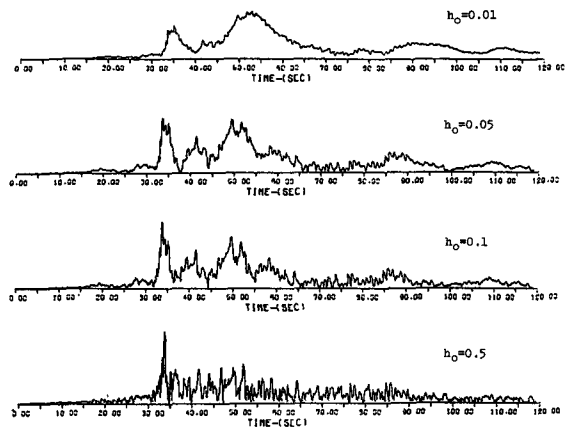


図-1 フィルターの減衰定数 ρ_0 の影響 (入戸, NS, 1Hz)

特性を小さく、かつ帯域幅を狭くすることは相反する要求であり、 α_0 の値は妥協的に定めざるを得ない。ここでは図-1の結果から $\alpha_0 = 0.05 \sim 0.1$ とし、図-1の曲線でも若干残っている高周波の変動は、 T_{α} なす時間幅で移動平均を行なうことによって除去することにした。ただし、 T_{α} としては、 $3T_0$ ($T_0 = 2\pi/\omega_0$) と 1.5 sec のうち小さい方の値を選んだ。

(2) 非正常パワースペクトルの時間的変動 上述の方法で得られた非正常パワースペクトルの時間的変動を図-2に示した。同図から、強震記録のスペクトル特性は、振動数によって特徴的な変化をしていることがわかる。すなわち、加速度全体の強度変化に追随するような変動は2Hz付近の中等度の振動数で滑らかな曲線として現われ、5Hz、8Hzの高振動数域では、孤立したパルス群が小さな時間間隔で断続的に見られるようになる。一方0.1Hzの低振動数域では、加速度記録の主要部よりかなり遅れて波動が到着しているようである。以上のような特徴は、対象とする強震記録によって程度を異にするが、これらの非正常スペクトル特性が構造物の応答(特に非線形構造物)に及ぼす影響、またそれらと震源機構や地震波の伝播プロセスとの関係を検討することは、耐震工学上重要な興味ある課題と言えよう。

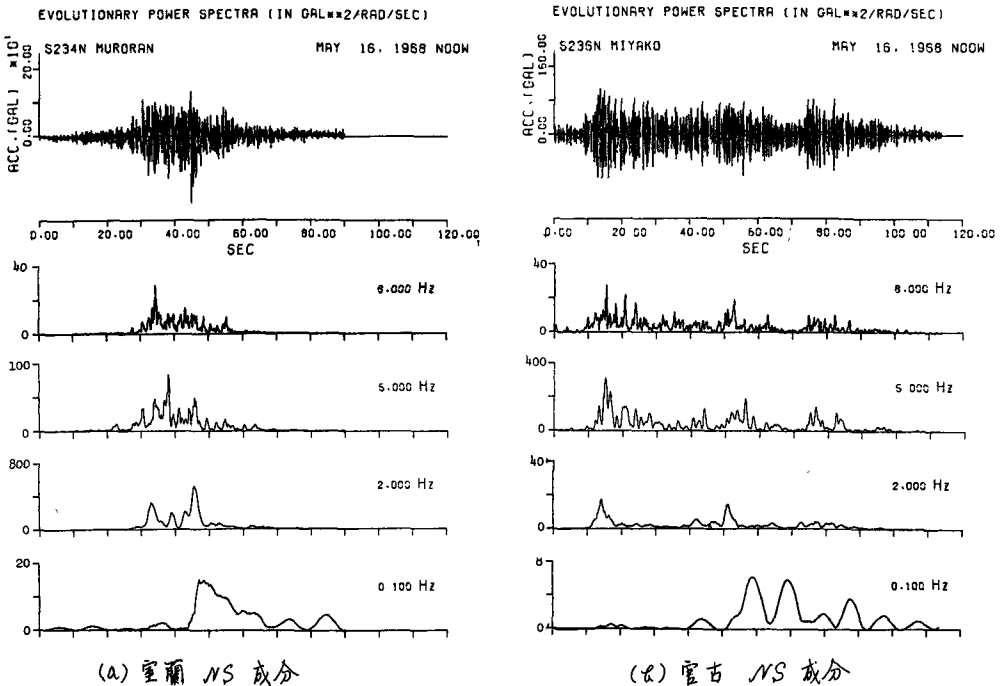


図-2 非正常パワースペクトルの時間的変動、($\alpha_0 = 0.05$)

(3) 非正常パワースペクトルによる加速度波形の再合成 これまでに得られた結果が地震記録の非正常なスペクトル特性を忠実に表わしているが検討するために、 $G(t, \omega)$ の計算結果を用いて、式(1)に従って原波形を再合成した。すなわち、

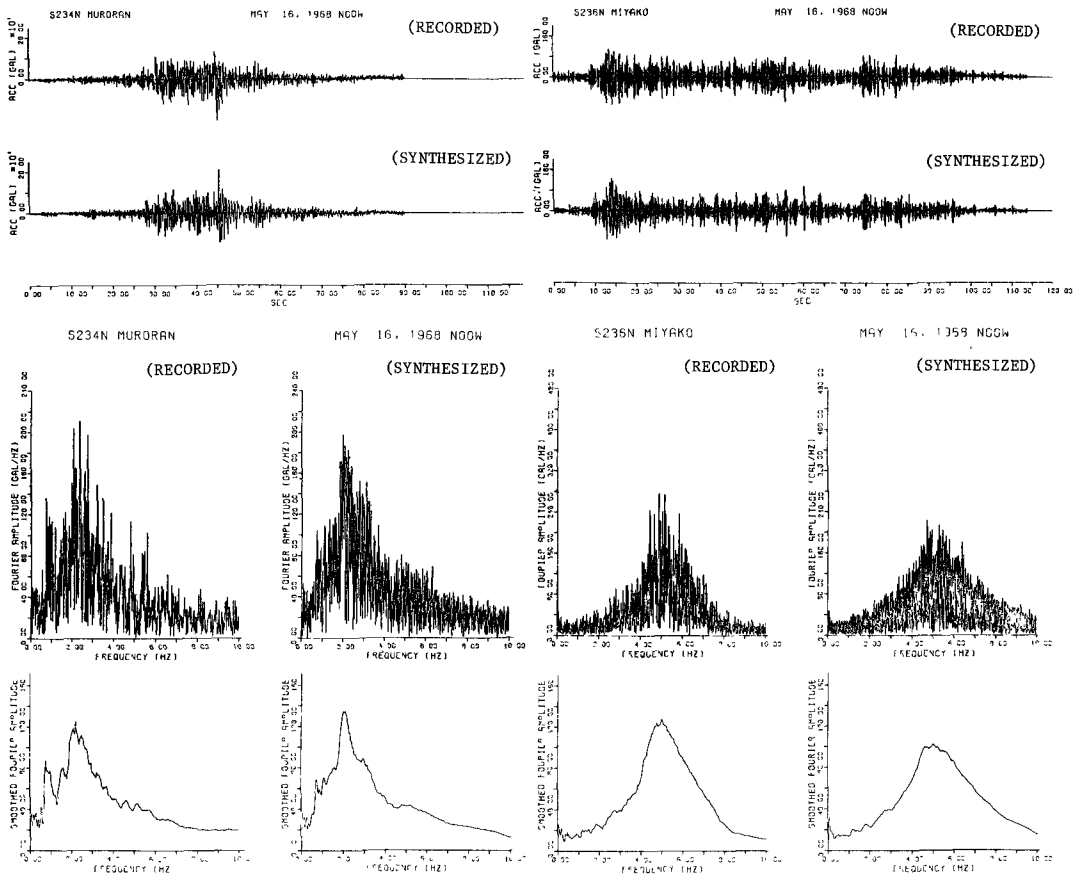
$$x(t) = \sum_{k=1}^m \sqrt{2G(t, 2\pi k \Delta f)(2\pi \Delta f)} \cos(2\pi k \Delta f t + \phi_k) \quad \text{----- (10)}$$

より $x(t)$ を算出した。ただし、 $m = 250$ 、 $\Delta f = 0.04 \text{ Hz}$ (最大振動数は10Hz)とした。また、

φ_R には $0 \sim 2\pi$ で分布する独立な一様乱数を用いた。

計算結果を図-3に示した。原波形と合成波形では、個々のパルスまで一致しないが、全体的な強度の消長や振動数成分の非定常的な特徴はきわめてよく一致していることがわかる。同図には、両波形のフーリエスペクトル、および式(7)の $\delta\omega$ の区間で移動平均を行なった平滑フーリエスペクトルをも示した。これらの結果をみると、室蘭の記録では、フーリエスペクトルの一致もきわめて良好である。宮古の記録では、卓越振動数の5Hz付近で合成波のフーリエスペクトルのピークが若干低くなっていること以外は、原波形のフーリエスペクトルとよく一致を示している。これらの結果は、本研究の解析法の妥当性を示すものと考えられる。

従来応答解析用の模擬地震動として、定常確率過程に振幅の消長を表わす確率関数を乗じたものが多く用いられてきたが、本研究の結果は、振動数別に非定常な振幅の変動を規定する⁴⁾ことにより、実地震動により近い波形を模擬しようとする可能性を示していると言えよう。



(a) 室蘭 NS 成分

(b) 宮古 NS 成分

図-3 原波形と合成波形の比較

謝辞 本研究で用いた強震記録の大部分は、京都大学土岐寛三助教授の御好意により提供されたデータファイルによった。記して深謝の意を表す。次第である。

参考文献 1) Bristley, Jour. Royal Statist. Soc., Vol. 27, 1965, 2) Tsipunas, BSSA, Vol. 61, No. 2, 1961, 3) 小堀, Japan-U.S. Seminar on Structural Reliability, 1974, 4) Tsipunas, BSSA, Vol. 61, No. 6, 1961.