

地震動の非定常回転スペクトル特性

CHARACTERISTICS OF NONSTATIONARY ROTARY SPECTRUM
OF EARTHQUAKE MOTIONS

千葉利晃*

By Toshiaki CHIBA

The characteristics of earthquake wave motions are discussed using the rotary spectrum which is represented in the plane with Cartesian coordinates of frequency and time axes. At first, the relationships with the time series analysis and the particle motions are explained. The particle motions are expressed with the coefficient which represents the direction of rotary motion and the rotation angle of the ellipse. The coefficient and the rotation angle are determined from the nonstationary cross spectrum which is given by the time series analysis. From the figures of rotary spectrum, the characteristics of the particle motions of the strong ground motions and also the arriving time of the different events (multi-fracture mechanism at the focus) are discussed in this paper.

1. ま え が き

本報告は地震動の非定常回転スペクトル特性について考察したものである。回転スペクトルを利用した粒子軌跡の表現方法を示し、その妥当性を示すとともに、地震動の各周波数成分波の軌跡が時間とともにどのように変化していくかなどのより詳細な地震波動特性の把握を試みている。また、多重震源による異なる波群の到着時刻の推定などについても、これらの軌跡図および非定常相互スペクトル解析結果より若干の考察を加えている。

地震動の波動特性を把握する1つの方法として、粒子軌跡を利用することが行われる。この粒子軌跡は震源の方向や表面波などの識別の手掛かりを与えるものとして利用しやすい。最近、表面波と実体波の分離を非定常スペクトルを用いて簡略的に行う研究も見受けられるが^{1),2)}、非定常スペクトルのみでなく粒子軌跡の情報をも加味して判断すれば、より妥当性のあるものとなろう。また、地下埋設管の場合には、周辺地盤の変形が地震時挙動を支配する。したがって、地震波の伝播により地下埋設管に発生するひずみの予測には、地震波のどのような周期の成分がどのような波長で伝播しているかを知る

ことが必要である³⁾。これらの情報の把握のためにも、回転スペクトルは利用できよう。

さて、粒子軌跡は一般に2成分の地震動記録をもとにして、その軌跡を直交2軸の平面上にプロットして表わす。しかしながら、時刻の最初から最後まで軌跡を1つの図上に描くと、軌跡の時間的変化はとらえにくくなる。そこで、地震動をある区間に分けてその区間内での軌跡を描くのが一般的である。また、各周波数成分波の軌跡を求めるには、マルチフィルター法などを用いて各周波数成分波に分解し、その軌跡を求めるのが一般的である⁴⁾。しかしながら、この方法は軌跡図が多くなりすぎるため、各周波数成分波の軌跡が時間とともにどのように変化するかを詳細に検討するには不適當であろう。このように、上記のような粒子軌跡の表現方法は運動の形態を視察できるという大きな特徴はあるが、利用しにくい点もまた多い。

森田・浜口はGonella⁵⁾の提案した回転スペクトルを利用して粒子軌跡を表現し、P波およびS波の自動検測を試みている⁶⁾。この回転スペクトルは2成分の時系列を複素平面で表現し、その位相差を楕円の形状で表現したものであり、楕円の形状および回転方向を表わす C_R および楕円の長軸の傾きを表わす ϕ などのパラメータにより表現される。森田らは、ある周波数成分波に

* 正会員 工博 武蔵工業大学講師 工学部土木工学科
(〒158 世田谷区玉堤1-28-1)

関する上記2つのパラメーター C_R および ϕ の変化をP波およびS波の検測に利用しているが、非正常スペクトルを表現する場合によく用いられる周波数および時間を直交2軸とする平面に、 C_R あるいは ϕ の値の大小を数値などで表示すれば、より詳細な回転スペクトルすなわち粒子軌跡の表現が可能となろう。

回転スペクトルの利用は多方面にわたると思われるが地震動に応用した例は非常に少ないようである。前述した問題解決のためにも、また地震動の三次元的な挙動の把握のためにも、簡便な粒子軌跡の表現方法を見出し地震動の特性を総合的に把握する必要があるものと思われる。したがって、本報告では回転スペクトルを利用した簡便な粒子軌跡の表現方法を示すとともに、地震動の回転スペクトル特性について考察を行った。

なお、本報告における数値計算はすべて先に報告した時系列解析法^{7),8)}を用いて行っている。すなわち、後述するように回転スペクトルは相互スペクトルより計算されるが、この相互スペクトルは二次元非正常ARモデルを用いて求めたものである。

2. 回転スペクトル

Gonella の提案した回転スペクトル⁵⁾は2成分の時系列を複素平面で表現し、その位相差を楕円の形状で表現したものであり、反時計回りスペクトル、時計回りスペクトル、楕円の形状および回転方向を表わす回転係数(回転コヒーレンス) C_R 、楕円の平均長軸方向 ϕ などにより表わされる。ここでは C_R および ϕ の2つのパラメーターで回転スペクトルを表わすことにする。 C_R および ϕ を文献6) あるいは9) を参照し、2つの時系列 $x_p(j)$ および $x_q(j)$ の非正常相互スペクトル $S_{pq}(\omega, j)$ を用いて円振動数 ω と時間 j の関数として、それぞれ $C_{R-pq}(\omega, j)$ および $\phi_{pq}(\omega, j)$ と表わすことにすれば、これら2つのパラメーターは次式で与えられる。

$$C_{R-pq}(\omega, j) = -\frac{2 I_m S_{pq}(\omega, j)}{S_{pp}(\omega, j) + S_{qq}(\omega, j)} \dots\dots\dots (1)$$

$$2 \phi_{pq}(\omega, j) = \tan^{-1} \left\{ \frac{2 R_e S_{pq}(\omega, j)}{S_{pp}(\omega, j) - S_{qq}(\omega, j)} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

回転係数 $C_{R-pq}(\omega, j)$ は楕円の形状および回転方向を表わすパラメーターであるが、正の値のときには反時計方向の回転を示し、負の値の場合には時計方向の回転を表わす。また、 $-1 \leq C_{R-pq}(\omega, j) \leq 1$ の値をとり、 ± 1 で真円となり、0 のときには直線となる。一方、 $\phi_{pq}(\omega, j)$ は楕円の平均長軸方向を示すパラメーターであり、 $0 \sim \pi$ の値をとる。角度は水平軸から反時計方向に測るものとする。なお、最初の添字 p を水平軸に、2番目の添字 q を垂直軸としている。これらの動きを模式的に示したものが Fig.3 である。

$C_{R-pq}(\omega, j)$ および $\phi_{pq}(\omega, j)$ を円振動数 ω および時刻 j を直交2軸として非正常スペクトルなどと同様に三次元表示すれば、各周波数成分波の軌跡、すなわち楕円の形状、回転方向および楕円の平均長軸方向が時間とともにどのように変化していくかが読み取れる。

時系列理論を用いた非正常相互スペクトル解析法は、コヒーレンスに関しても妥当な結果を得ることができるなど、地震動の波動特性の把握には非常に有用な方法である^{8),10)}。したがって、式(1)および(2)中の非正常相互スペクトルの求め方はどのような方法であってもかまわないが、本報告では多次元非正常ARモデルを用いて求めることにする。詳細は文献7),8)あるいは10)を参照いただきたいが、以下簡単にARモデルによる非正常相互スペクトルの求め方を述べておく。

m 次元非正常ARモデルは次式で与えられる。

$$x_i(j) = \sum_{p=1}^m \sum_{k=1}^{M(j)} b_{ip}(k, j) x_p(j-k) + a_i(j) \dots\dots\dots (3)$$

$i=1, 2, \dots, m$

観測波形 $x_i(j)$ を用いて上式の係数 $b_{ip}(k, j)$ および入力 $a_i(j)$ の共分散 $\sigma_{i_q}^2(j)$ を求める必要があるが、これらは以下の式によって求めることができる。

$$\begin{bmatrix} b_{n1} \\ b_{n2} \\ \vdots \\ b_{nm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_{11} & X_{21} & \dots & X_{m1} \\ X_{12} & X_{22} & \dots & X_{m2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ X_{1m} & X_{2m} & \dots & X_{mm} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} f_{n1} \\ f_{n2} \\ \vdots \\ f_{nm} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4)$$

$n=1, 2, \dots, m$

ここで、 b, X および f はすべて時刻 $j\Delta t$ (Δt は離散時間間隔)での値を表わすものとする。また、 -1 は逆行行列を、 T は転置を意味し、 $M(j) = M$ と記せば、

$$b_{np} = [b_{np}(1, j), b_{np}(2, j), \dots, b_{np}(M, j)]^T \dots\dots\dots (5)$$

$$X_{pq} = \begin{bmatrix} x_p(s-1)x_q(s-1) & x_p(s-2)x_q(s-1) & \dots \\ x_p(s-1)x_q(s-2) & x_p(s-2)x_q(s-2) & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \\ x_p(s-1)x_q(s-M) & x_p(s-2)x_q(s-M) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \dots\dots\dots (6)$$

$$f_{nq} = \sum_{s=j-N}^{j+N} [x_n(s)x_q(s-1), x_n(s)x_q(s-2), \dots, x_n(s)x_q(s-M)]^T \dots\dots\dots (7)$$

また、 $a_i(j)$ の共分散 $\sigma_{i_q}^2(j)$ は、

$$\begin{aligned} \sigma_{i_q}^2(j) &= E [a_i(j)a_q(j)] = \frac{1}{2N} \sum_{s=j-N}^{j+N} a_i(s)a_q(s) \\ &= \frac{1}{2N} \sum_{s=j-N}^{j+N} \left\{ x_i(s) - \sum_{p=1}^m \sum_{k=1}^{M(j)} b_{ip}(k, s)x_p(s-k) \right\} \\ &\quad \cdot \left\{ x_q(s) - \sum_{p=1}^m \sum_{k=1}^{M(j)} b_{qp}(k, s)x_p(s-k) \right\} \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

$i=1, 2, \dots, m \quad q=1, 2, \dots, m$

ここで、 N' は片側定常区間を表わし、正の整数とする。
 非定常相互スペクトル $S_{i\alpha}(\omega, j)$ は上で求めた係数を用いれば次式によって求めることができる。

$$S_x(\omega, j) = H^{-1}(\omega, j) S_d(\omega, j) |H^{*T}(\omega, j)|^{-1} \dots \dots \dots (9)$$

ここで、 $*$ は共役複素数を表わす。また、 I を単位マトリックス、 $i^2 = -1$ とすれば、

$$S_x(\omega, j) = \begin{bmatrix} S_{11}(\omega, j) & S_{12}(\omega, j) \cdots S_{1m}(\omega, j) \\ S_{21}(\omega, j) & S_{22}(\omega, j) \cdots S_{2m}(\omega, j) \\ \vdots & \vdots \\ S_{m1}(\omega, j) & S_{m2}(\omega, j) \cdots S_{mm}(\omega, j) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (10)$$

$$H(\omega, j) = I - \sum_{k=1}^{M(j)} e^{-i\omega k \Delta t} \begin{bmatrix} b_{11}(k, j) & b_{12}(k, j) \cdots b_{1m}(k, j) \\ b_{21}(k, j) & b_{22}(k, j) \cdots b_{2m}(k, j) \\ \vdots & \vdots \\ b_{m1}(k, j) & b_{m2}(k, j) \cdots b_{mm}(k, j) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (11)$$

$$S_d(\omega, j) = \frac{\Delta t}{2\pi} \begin{bmatrix} \sigma_{11}^2(j) & \sigma_{12}^2(j) \cdots \sigma_{1m}^2(j) \\ \sigma_{21}^2(j) & \sigma_{22}^2(j) \cdots \sigma_{2m}^2(j) \\ \vdots & \vdots \\ \sigma_{m1}^2(j) & \sigma_{m2}^2(j) \cdots \sigma_{mm}^2(j) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (12)$$

式 (9) より非定常相互スペクトル $S_{i\alpha}(\omega, j)$ は時系列モデルの係数 $b_{i\alpha}(k, j)$ を用いて求めることができる。すなわち、地震動の軌跡の情報を与える楕円の形状、回転方向および楕円の平均長軸方向が、非定常相互スペクトルを介して時系列モデルの係数より表現され得ることを示している。

3. 回転スペクトル表示による軌跡の検討¹⁾

実地震波の解析を行う前に、まず前節で述べた C_R および ϕ を用いて軌跡が精度よく表現できるかどうかを Fig. 1 に示すモデル波形を用いて検討することにする。このモデル波形の軌跡図を Fig. 2 に示す。軌跡は 1 Hz おきの成分波 (cos 波) の軌跡を 1 秒おきに示している。モデル波形は次式により作成した。

$$x_1(t) = \sum_{k=1}^n \alpha(\omega_k, t) \cos(\omega_k t + \phi_k) \dots \dots \dots (13)$$

$$x_2(t) = \beta(t) \sum_{k=1}^n \alpha(\omega_k, t) \cos(\omega_k t + \phi_k + \theta_k) \dots \dots \dots (14)$$

ここで、 ϕ_k は $0 \sim 2\pi$ の間の一様乱数であり、
 $\alpha(\omega_k, t) = |4S(\omega_k, t; W)\Delta\omega|^{1/2} \dots \dots \dots (15)$
 $\omega_k = 2\pi f_k; f_k = \text{周波数}$

式 (13) は調和関数型モデル¹²⁾ であるが、この式を用いて波形 $x_1(t)$ を作成する。このとき、非定常スペクトル $S(\omega_k, t; W)$ は標準偏差 2 Hz のガウス分布に従い、その中心周波数 f_k は 3 秒までは 7 Hz、7 秒より 10 秒までは 2 Hz で一定とし、その間は直線的に変化するものとした。また、 $n = 100$ とし、周波数 f_k は $0 \sim 10$ Hz と

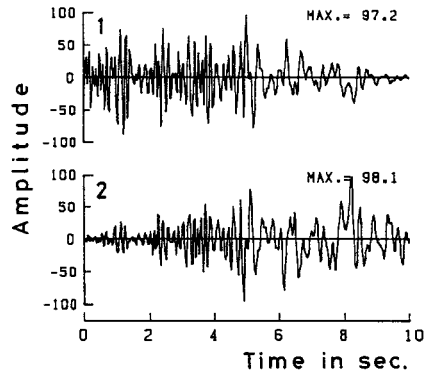


Fig. 1 Model Wave for Investigation of Rotary Spectrum.

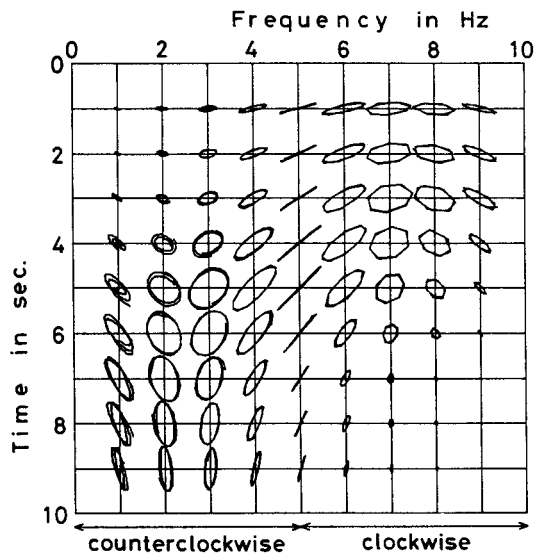


Fig. 2 Particle Motions of Model Wave.

している。波形 $x_2(t)$ は Fig. 2 に概略示したように、 $0 \sim 5$ Hz までの成分波は反時計回りの回転を、 $5 \sim 10$ Hz までの成分波は時計回りの回転をするように、また、 $0 \sim 2.5$ Hz、 $2.5 \sim 7.5$ Hz、 $7.5 \sim 10$ Hz の成分波で楕円の長軸の傾きが変化するとともに、時間方向においても変化するように、式 (14) の $\beta(t)$ および θ_k を変化させて作成した。

C_R の表示は Fig. 3 の下段に示すように、 $0 \sim \pm 1$ を 5 等分し絶対値の小さい方より C_R が正のときには 1, 2, ..., 5 で表わし、負のときには A, B, ..., E として表わすものとする。したがって、数字が大きくなるほど (英文字が E に近いほど) 軌跡は円形運動に近くなり、数字の場合には反時計回り、英文字の場合には時計回りの運動を表わしている。一方、 ϕ は Fig. 4 に示すように、 $0 \sim \pi$ を 10 等分し 1, 2, ..., 5 および V, W, ..., Z で表わすものとする。

二次元の非定常 AR モデルの次数 $M(j)$ および片側

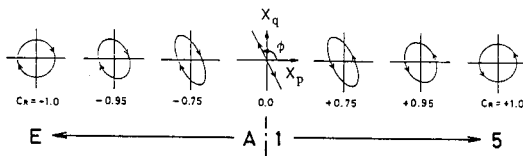


Fig. 3 Rotary Coefficient $C_{R, pq}(\omega, j)$ and its Expression.

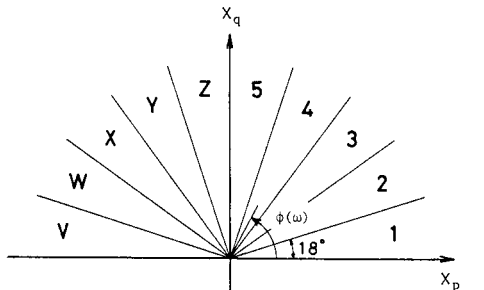


Fig. 4 Expression of Mean Orientation of the Major Axis of Ellipse, $\phi_{pq}(\omega, j)$.

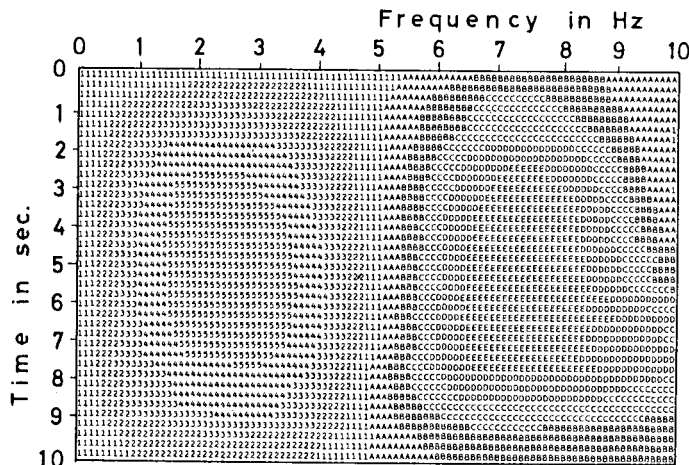


Fig. 5 $C_{R, 12}(\omega, j)$ of Model Wave.

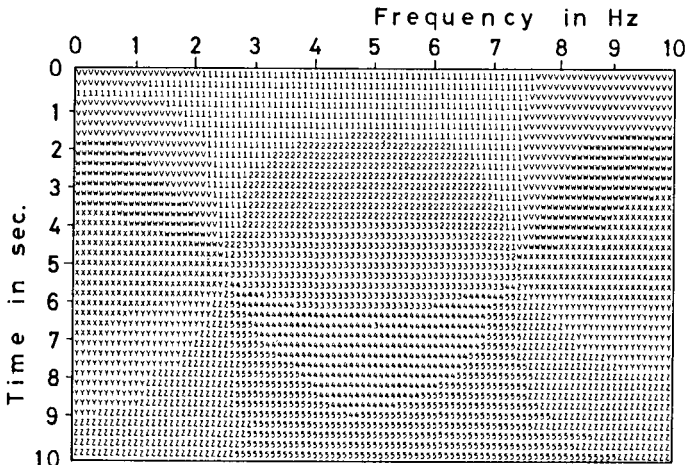


Fig. 6 $\phi_{12}(\omega, j)$ of Model Wave.

定常区間を示す N' をそれぞれ 3 および 35 として求めた C_R および ϕ をそれぞれ Fig. 5 および Fig. 6 に示す。

C_R では 9~10 Hz の成分波が 5~9 秒付近で、また ϕ では 2.5 Hz 以下の成分波が 0~1 秒付近で、元の波形の動きを若干正確に表わしきれていない傾向が見受けられる。これは Fig. 2 からわかるように、この近辺の成分波の振幅が小さいための誤差と考えられる。しかしながら、この差異はごくわずかであり、ほぼ全域にわたって元の波形の動きを忠実に表わしているといえよう。たとえば、 C_R をみると 5 Hz を境にして回転方向が反時計回りから時計回りへと変化するのが明瞭に現われ、かつ楕円の形状も元のモデル波形の形状をよく表現しているといえよう。また、 ϕ についても 2.5 Hz および 7.5 Hz を境にして傾きが変化するなど、元のモデル波形の特徴をよく表わしている。

このように、 C_R および ϕ は元の波形の軌跡の周波数方向の変化の状態も、また時間方向の変化の状態もよくとらえているといえよう。また、Fig. 5 および Fig. 6 は 100 種類の成分波の軌跡の時間変化を表現しているが、Fig. 2 はわずか 9 成分波、時間方向で 9 点の軌跡を表わしているにすぎない。もちろん、Fig. 2 による軌跡の表現方法は運動の形態を直接目で観察できるという大きな利点はある。しかしながら、ここで示した回転スペクトルによる表示方法は多くの成分波の動きをごくわずかなスペースで表現できるので、詳細な軌跡の表現が可能である。

ここで解析した波形は Fig. 1 および Fig. 2 よりわかるように非常に複雑な動きをする波形であるが、今までにみきたように精度よくこの複雑な動きを回転スペクトルを用いて表現できることが理解できよう。

4. 地震動加速度記録の解析例³⁾

前節で波形の軌跡を非正常な回転スペクトルの 2 つのパラメーターである $C_R(\omega, j)$ および $\phi(\omega, j)$ を用いて精度よく表現することができることを確認した。したがって、ここでは実地震動に適用して回転スペクトル特性の検討を行うことにする。解析に使用した地震動は 1971 年 2 月に発生したサンフェルナンド地震の際にカリフォルニア工科大学 Millikan 図書館の地階で観測された 3

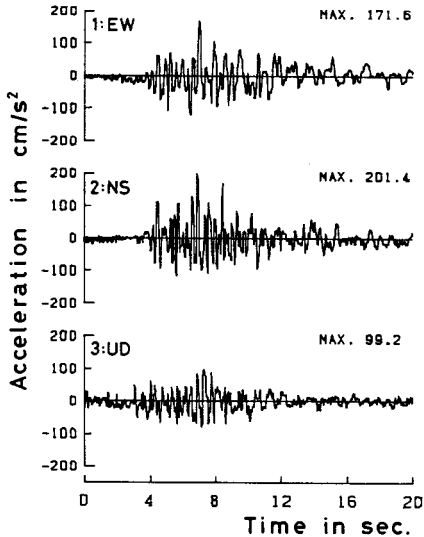


Fig. 7 Earthquake Accelerogram Recorded at Millikan Library (San Fernando Earthquake).

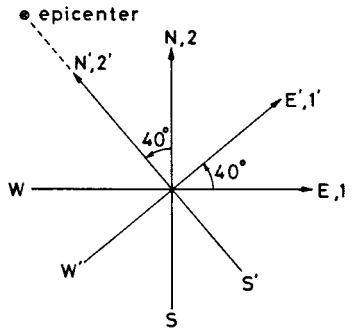


Fig. 8 Direction of Epicenter and Transformation of Coordinates.

成分の加速度記録 ($\Delta t=0.04$ 秒, Fig. 7) である¹⁴⁾。

一般に地震動の軌跡の解析には、変位波形あるいは速度波形を用いることが多い。金子¹⁵⁾は理論的に得た加速度、速度、変位相互の変換による結果ではあるが、三者の軌跡の形状は一致し位相が半周期ずれることを示している。このことを考慮してここでは加速度波形の解析を行うにとどめる。

回転スペクトルを用いて軌跡を検討する場合、座標軸の選び方にかかわらずその運動方向をとらえることができる。しかしながら、震央方位がわかっている場合には、震央方位と直角および平行となるように座標変換した波形を用いて解析すれば、震央方向と結びつけた議論も容易となり、より明瞭に波動特性を検討できよう。

Millikan 図書館での記録波形の震央は Fig. 8 に示すように北西約 40° の方向にあり、震央距離は約 40 km である^{14),16)}。そこで、水平 2 方向の座標軸を Fig. 8 に示す

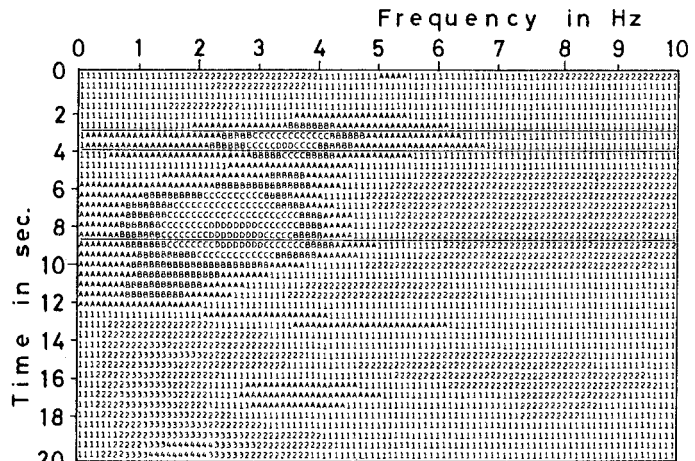


Fig. 9 $C_{R-23}(\omega, j)$ of (N'-UD) component.

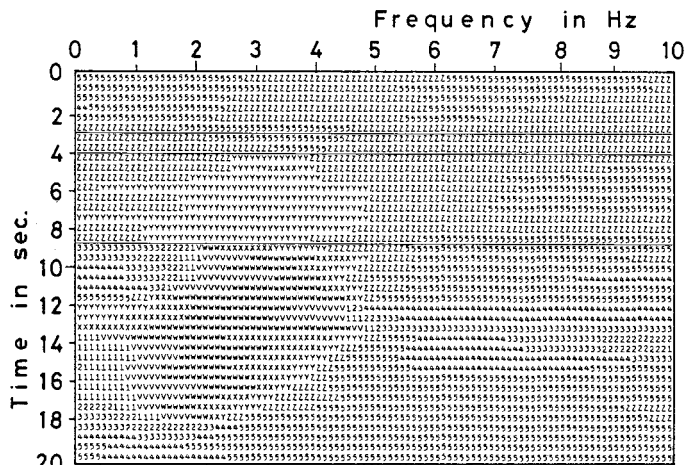


Fig. 10 $\phi_{23}(\omega, j)$ of (N'-UD) component.

ように反時計方向に 40° 回転させ、この新座標軸で水平動の 2 成分を表わし、垂直成分 (座標変換なし) とあわせて以後の解析を行うことにする。座標軸の添字は EW 成分を 1, NS 成分を 2 および UD 成分を 3 として表わし、 40° 回転した後の新座標軸の添字は Fig. 8 に示すように 1' および 2' とする。

なお、ここで使用した時系列モデルは前節と同様二次元の非定常 AR モデルであり、次数 $M(j)$ および片側定常区間 N' はそれぞれ $M(j)=3$ および $N'=35$ として解析を行っている。

解析結果の一例として、N'-UD 平面での回転係数 $C_{R-23}(\omega, j)$ および楕円の平均長軸方向 $\phi_{23}(\omega, j)$ をそれぞれ Fig. 9 および Fig. 10 に示す。また、比較のために N'-S' 成分と UD 成分の非定常スペクトル、非定常相互スペクトル (位相角は省略) およびコヒーレンスをそれぞれ Figs. 11~14 に示す。Figs. 11~13 は卓越周波

数の変化を時間全体にわたってみやすくするために、各時刻でのスペクトルの最大値で正規化し、これを10等分して表わしている。また、コヒーレンスは0~1を10等分して表わしたものである。

Figs. 11~14よりわかるように、非定常相互スペクトルは個々の非定常スペクトル特性に強く影響され、各2成分の卓越周波数領域とはほぼ同一の周波数および時間で卓越する。また、コヒーレンスは相互スペクトル強度の大きいところである程度高くなる傾向がある。これらとFig. 9とを比較すれば、円運動に近い軌跡はコヒーレンスの高いところ、あるいは卓越周波数の近傍で現われるようである。これらは他の(E'W'-N'S')あるいは(E'W'-UD)の成分波間についてもいえることである。

一般に地震動の初動部分の軌跡は震央方向を向くものが多く、時間とともにこの傾向は薄れていくといわれている。Fig. 10は鉛直面内での軌跡であるが、0~4秒の初動部には δ あるいは α という垂直軸に近い角度(上下方向)を示す領域が多く見受けられる。この地震は震央距離40kmであり、震源深さは約8kmとか16kmといわれている¹⁷⁾。したがって、一般にいえる傾向が否かはこの一波のみの解析ではわからないが、 $\phi_{rs}(\omega, j)$ が示すこの角度は震源方向を示しているのではないと思われる。

$C_R(\omega, j)$ および $\phi(\omega, j)$ の変化は異なる波群あるいは表面波などの到着、伝播途中での反射屈折などのさまざまな要因によって引き起こされる。したがって、 $C_R(\omega, j)$ および $\phi(\omega, j)$ の変化の原因を断定することはきわめて困難であるが、これらの急変する時刻に記録波形および非定常スペクトルなどの情報を加味すれば、異なる波群の検出はある程度可能であろう。

Figs. 9, 10より、 $C_R(\omega, j)$ および $\phi(\omega, j)$ は3秒前後で大きく変化しているのがわかる。このうち、約4秒でのこれらの変化は記録波形(Fig. 7)より、この時刻にS波が到着したためであろう。一方、Heaton¹⁷⁾はサンフェルナンド地震は2つのイベントからなり、後のイベントは最初のイベントが発生してから約4秒後に発生したと述べている。ここで用いた観測記録の初動時刻が最初のイベントが観測地点へ到達した時刻と一致しているかどうかは不明であるが、約3秒での $C_R(\omega, j)$ の変化は2番目のイベントによるP波が到着し、最初のイベントによる波に重合したところを示しているのではないと思われる。また、6~9秒あたりにみられる円運動に近い軌跡は約8.5秒で楕円の長軸の傾きが急変している。したがって、同じ時計回りの回転運動を示すが、この約8.5秒における軌跡の変化はHeatonのいう2番目のイベントによるS波に対応するのかもしれない。2番目のイベントのP波とS波の時間差は約5.5秒であ

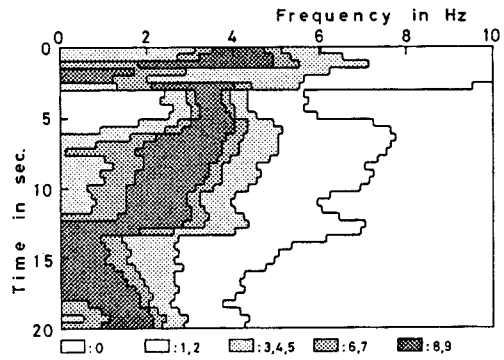


Fig. 11 Nonstationary Spectrum of N'S' component, $|S_{rr}(\omega, j)|$.

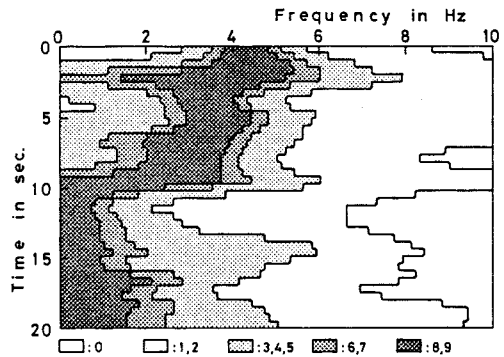


Fig. 12 Nonstationary Spectrum of UD component, $|S_{33}(\omega, j)|$.

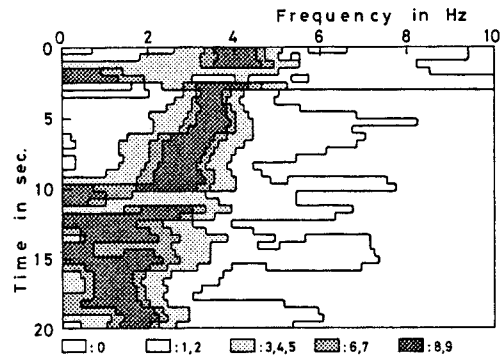


Fig. 13 Nonstationary Cross Spectrum of N'S' and UD components, $|S_{23}(\omega, j)|$.

り、1番目のイベントのS波から2番目のイベントのS波までの時間差は約4.5秒となり、両者には1秒の差がある。しかしながら、地盤性状、伝播速度も明確でなく非常に大まかな推論ではあるが、震央距離が約40kmであることを考えればほぼ妥当な結論といえよう。

藤野らは¹⁸⁾多重震源による異なる波群の到着時刻をマルチフィルター法を用いて10種類の周波数成分波に分解し、この各周波数成分波の振幅の変化より推定してい

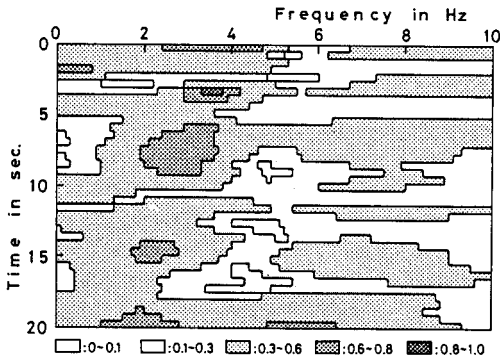


Fig. 14 Coherence of N'S' and UD components, $\gamma_{23}(\omega, j)$.

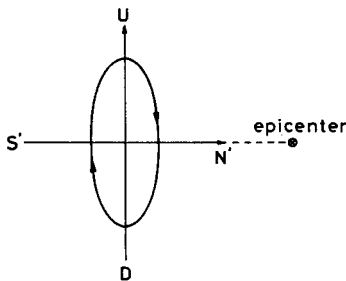


Fig. 15 Particle Motions on (N'S'-UD) Plane, (0~6 Hz, 3~4 s).

る。この方法では各成分波の微妙な変化により時刻を推定する必要があり、かなりの困難を伴う。しかしながら、ここで示した回転スペクトルの情報を加味すれば、より明瞭に異なる波群を同定できよう。なお、より正確な時刻の推定は、 $C_R(\omega, j)$ および $\phi(\omega, j)$ のより詳細な時間変化を調べるにより可能である。

ところで、Figs. 9, 10 の 3~4 秒での軌跡をみると楕円の長軸はほぼ垂直に近く、回転は時計回りとなっている (Fig. 15)。ここでの解析は実体波成分をも含んだ波形の解析であるから表面波であるとは断定できないが、Rayleigh 波の特徴とよく一致する。すなわち、波の進行方向 (N' から S' へ) と逆向きに回る振動をしている。なお、約 5.5 秒以降にも同じような軌跡を示す波群がみられる。表面波についてはこの 2 つのパラメーターのみで判断することはできず、変位波形などを用いて解析を行うとともに、波動論の見地からも考察を加える必要がある。しかしながら、表面波の検討に今後この回転スペクトルが利用できるものと思われる。地震学的に表面波が到着していることが知られている地震動波形を用いた解析を通して、これらの点について今後検討を加える必要がある。

5. あとがき

本報告では非定常な回転スペクトルを利用した粒子軌

跡の表示方法を示し、その妥当性を示すとともに地震動の波動特性の把握を試みた。以下、得られた結果を要約すれば次のようになる。

(1) 軌跡は回転スペクトルの 2 つのパラメーターである楕円運動の形状および回転方向を表わす回転係数 $C_R(\omega, j)$ と楕円の平均長軸方向を表わす $\phi(\omega, j)$ により精度よく表わし得ることを示した。

(2) パラメーター $C_R(\omega, j)$ および $\phi(\omega, j)$ を周波数および時間を直交 2 軸とする平面上に三次元表示すれば、各周波数成分波の軌跡が容易に把握でき、波動特性などを解明するうえできわめて有益であることを示した。

(3) サンフェルナンド地震は 2 つのイベントよりなる地震であるといわれているが、この 2 つのイベントが同定できたものと思われる。

(4) 時系列理論より求めた回転スペクトルは妥当に精度も満足できることが示された。

以上、非定常回転スペクトルの有用性は示し得たと思われるが、多重震源による異なる波群の到着時刻の推定も、より簡単明瞭にまたより正確に行えるよう今後改良する必要がある。また、表面波に関してはまだ十分に回転スペクトル表示法の利点を生かしきれていないように思われる。非定常回転スペクトルの応用面は広範囲にわたると思われるが、これらは今後の課題としたい。

謝 辞：本論文は日本大学へ提出した学位論文（主査：色部 誠教授）の一部をまとめたものである。論文をまとめるにあたり、懇切なるご討議をいただいた日本大学教授 色部 誠博士、田治見宏博士ならびに川口昌宏博士に深甚なる謝意を表します。また、研究遂行にあたり終始有益なるご教示をいただいた武蔵工業大学 星谷 勝教授に深く感謝の意を表します。なお、本研究の数値計算は武蔵工業大学情報処理センターおよび東京大学大型計算機センターを利用して行った。

参 考 文 献

- 1) Liang, G. C. and Duke, C. M. : Evolutionary Spectra for Strong Motion Accelerograms, 7 WCEE, Vol. 2, pp. 561~568, 1980-9.
- 2) 杉戸真太・後藤尚男・春日知男：強震記録における表面波・実体波の分離について，第 36 回土木学会全国大会，第 1 部門，pp. 397~398, 1981-10.
- 3) 片山恒雄：地震工学・地震防災の研究と実務，土木学会論文集，No. 344/I-1, pp. 1~12, 1984-4.
- 4) Kaneko, T. and Watanabe, N. : Multiple Filter Orbit Analysis of Seismograms, 第 6 回日本地震工学シンポジウム，pp. 409~416, 1982-12.
- 5) Gonella, J. : A Rotary-component Method for Analysing Meteorological and Oceanographic Vector Time Series,

- Deep-Sea Research, Vol. 19, pp. 833~846, 1972.
- 6) 森田裕一・浜口博之：2次元自己回帰過程によるS波初動の自動検測，地震，第34巻，pp. 223~240, 1981.
 - 7) Hoshiya, M. and Chiba, T. : Simulation Methods of Multi-dimensional Nonstationary Stochastic Processes by Time Domain Models, 土木学会論文報告集, No. 296, pp. 121~130, 1980-4.
 - 8) 千葉利晃：多次元非定常 ARMA モデルの同定とスペクトル解析，土木学会論文報告集, No. 238, pp. 11~19, 1983-10.
 - 9) 日野幹雄：スペクトル解析，朝倉書店，1977.
 - 10) 千葉利晃：多次元非定常時系列モデルの誘導とその地震動波形解析への応用，日本大学学位論文，1984-3.
 - 11) 千葉利晃：時系列モデルによる波動特性の解析，第11回関東支部講演概要集，pp. 3~4, 1984-1.
 - 12) 星谷 勝・千葉利晃・草野直幹：地震加速度波の非定常特性とシミュレーション，土木学会論文集, No. 245, pp. 51~58, 1976-1.
 - 13) 千葉利晃：回転スペクトルによる地震波動特性の解析，第39回土木学会全国大会，第1部門，pp. 777~778, 1984-10.
 - 14) Strong Motion Earthquake Accelerograms, Digitized and Plotted Data, Vol. 2, CIT, EERL-Report, 1973.
 - 15) 金子孝吉：地震波および常時微動波のオービット解析，土木学会北海道支部論文報告集，pp. 73~78, 1981.
 - 16) 星谷 勝・石橋 裕：地震動ベクトルの主軸と波形特性，土木学会論文報告集，第268号，pp. 33~46, 1977-12.
 - 17) Heaton, T. : The 1971 San Fernando Earthquake : A Double Event?, Bull. of Seism. Soc. of America, Vol. 72, No. 6, pp. 2037~2062, 1982-10.
 - 18) Fujino, Y., Yokota, T., Hamazaki, Y. and Inoue, R. : Multiple Event Analysis of 1979 Imperial Valley Earthquake Using Distinct Phases in Near-Field Accelerograms, 土木学会論文集, No. 344/ I-1, pp. 165~174, 1984-4.

(1984. 9. 20・受付)