

## 地震記録による地盤内震動分布の推定

INFERENCE OF SEISMIC GROUND MOTION  
FROM EARTHQUAKE RECORDS土 岐 憲 三\*  
By Kenzo Toki

## 1. ま え が き

各種の構造物を支持する地盤は砂や粘土あるいはそれらの混在する土によって構成されており、これは過去の生成過程や現在までの物理的環境条件によってもその特性が異なることから、その力学的特性には数多くの要素が関与するが、特に土の動的な挙動の特性はそれが外力を受けた際に内部に発生するひずみの大きさで特徴づけられることが知られている。たとえば、土の動的弾性定数はその内部に発生するひずみの大きさに逆比例的であり、振動減衰定数は比例的であるとされている<sup>1)</sup>。また土の応力とひずみの関係はひずみが $10^{-4} \sim 10^{-3}$ を越えると非線形性を示し<sup>2), 3)</sup>、それ以上のひずみが発生する場合には地盤の挙動を線形弾性論では取り扱えなくなる。また、水を含んだ砂質地盤での液状化現象は耐震性の観点から重要な問題であるが、その発生の有無と規模の予測<sup>4), 5)</sup>においては地盤内に発生する地震時応力の推定が必要である。さらに、地中に埋設された各種の構造物の耐震性を論ずるに際しては地盤内の応力、ひずみ、加速度などの分布を知ることが重要であることは言うまでもない。

以上のような観点から、地震時において地盤内に発生する応力やひずみを把握することは地震工学上重要な意義を持つと考えられるが、これらの量を直接に地盤内で測定することはきわめて困難である。そこで、この目的を達するにはなんらかの間接的な手法により推定する方法によらざるを得ないが、それには大別して2つの方法があろう。その第1は地盤を有限な自由度を持つ振動系に置換する方法であり、第2は重複反射理論を基にした波動論による方法である。前者の方法は地盤構成が複雑であり、また非線形挙動を対象とする場合などに有力な

手法であるが、その場合には振動系の基盤における地震動を想定しなければならず、この入力地震動の設定値によって系のすべての応答が左右される。したがって、この方法は将来の地震に対する予測は可能であるが、過去の地震によって発生した地盤内の応力やひずみの状態は推定できないため、本研究で目的とするところには適していない。第2の方法によれば過去の地震記録から地盤内の任意点の運動の時間曲線を推定することが可能であるが、この場合は時間軸上での逐次計算が主であり、その結果は地盤構成や力学特性によって左右されるから、地盤の特性によらない一般的傾向の把握という点では前者と同様の困難さを持っている。

そこで、本研究では後者の波動論の立場に立脚しながらも、地盤の持つ地震波形の遅延機構としての特性に着目し、地盤内の震動振幅をその2乗平均で評価することにより、地盤内での加速度、ひずみ、応力などの鉛直方向分布が地表面で得られた地震記録の相関関数により表現できることを示し、これに基づいて地中応力と地表面加速度との関係について一般性のある関係式を提示した。つづいて、これらの結果をアメリカおよび日本で得られた強震記録に適用して、上記の各量の震動振幅の鉛直方向分布を明らかにし、理論解析結果の妥当性とその限界について考察した。また、地盤内での地震波の減衰が、これらの分布におよぼす影響に関する検討も行なった。

## 2. 相関関数による地盤内震動分布の推定

Fig. 1 に示すような水平構造の成層地盤は沖積系の地盤において多くみられるものであり、金井ら<sup>6)</sup>による弾性波の重複反射理論はこのような地盤の地震時の挙動をよく表わすことが知られている。そこで、本研究でも地盤内を伝播する地震波は伝播方向が鉛直軸に平行な弾性波であるとする。いま、地表面  $z=0$  での地震記

\* 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所

録を  $w_s(t)$  とすれば、第1層内の地表面からの深さ  $z$  での地盤の運動  $w_1(z, t)$  は次式で表わされる。

$$w_1(z, t) = \frac{1}{2} \left\{ w_s \left( t + \frac{z}{c_1} \right) + w_s \left( t - \frac{z}{c_1} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $c_1$  は第1層内での波動伝播速度である。地震工学の分野では地震動の強さを表わすのに瞬間最大加速度が用いられることが多いが、震動エネルギーの大きさを表示するには、むしろ基準値からの変動量の2乗平均値が適当であろう。そこで、以下においては、主として2乗平均値あるいはその平方根である rms 値を解析の対象とする。

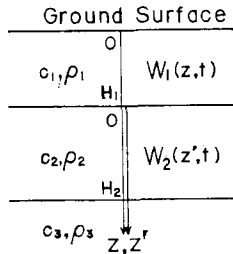


Fig. 1 Layered Ground

いま、地表面での地震記録の記録継続時間を  $T$ 、2乗平均値を  $\psi_s^2$  と表わすと、それは次式で定義される。

$$\psi_s^2 = \frac{1}{T} \int_0^T w_s^2(t) dt \quad \dots\dots\dots (2)$$

$w_s(t)$  の記録継続時間に対応する時間内での、 $w_1(z, t)$  の2乗平均値を  $\psi_{w_1}^2(z)$  とすれば次式で与えられる。

$$\psi_{w_1}^2(z) = \frac{1}{4T} \int_0^T \left\{ w_s \left( t + \frac{z}{c_1} \right) + w_s \left( t - \frac{z}{c_1} \right) \right\}^2 dt \quad \dots\dots\dots (3)$$

しかるに、式(1)の第1項は上昇波を表わし、それが

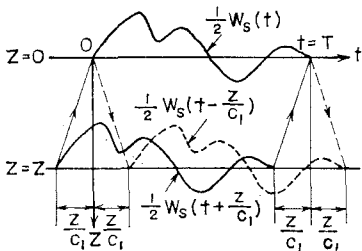


Fig. 2

地表面で反射されて下降波となったものが第2項であるから、Fig. 2を参照すれば、式(3)は次式のように書き改められる。

$$\psi_{w_1}^2(z) = \frac{1}{4T} \left\{ \int_0^{T-z/c_1} w_s^2 \left( t + \frac{z}{c_1} \right) dt + \int_{z/c_1}^T w_s^2 \left( t - \frac{z}{c_1} \right) dt + 2 \int_{z/c_1}^{T-z/c_1} w_s \left( t + \frac{z}{c_1} \right) w_s \left( t - \frac{z}{c_1} \right) dt \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

これらの式中において、 $2z/c_1$  は波動が深さ  $z$  の点と地表面との間を往復するのに要する時間であるから、解析の対象となるような大地震の記録継続時間  $T$  に比較し

て小さな値であり、地盤内の深さ数 10 m までを解析の対象とする限りにおいては次式の関係が成り立つものと考えてよい。

$$z/c_1 \ll T \quad \dots\dots\dots (5)$$

式(4)の第1項、第2項はそれぞれ

$$\int_{z/c_1}^T w_s^2(t) dt, \quad \int_0^{T-z/c_1} w_s^2(t) dt$$

と書き改められるから、式(5)の条件下ではこれらはいずれも近似的には  $\psi_s^2$  で表わせる。また、式(4)の右辺第3項は深さ  $z$  における上昇波と下降波との相互相関関数を表わしているが、式(1)から明らかなように上昇波と下降波の波形は同一であるから、これは  $w_s(t)$  の自己相関関数であるとみなしてよい。また、その平均時間  $T$  と積分時間  $T-2z/c_1$  との差も無視できる程度に小さいと考えるとよいから、結局次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \int_{z/c_1}^{T-z/c_1} w_s \left( t + \frac{z}{c_1} \right) w_s \left( t - \frac{z}{c_1} \right) dt \\ & \approx \frac{1}{T} \frac{1}{2z/c_1} \int_{2z/c_1}^T w_s(t) w_s \left( t - \frac{2z}{c_1} \right) dt \\ & = \phi_s \left( \frac{2z}{c_1} \right) \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここに、 $\phi_s(2z/c_1)$  は  $w_s(t)$  の自己相関関数である。以上の諸関係を式(4)に用いれば地盤内の深さ  $z$  における rms 値  $\psi_{w_1}(z)$  は結局次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} \psi_{w_1}(z) & = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\psi_s^2 + \phi_s(2z/c_1)} \\ & = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\phi_s(0) + \phi_s(2z/c_1)} \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

すなわち、2乗平均値  $\psi_s^2$  は  $\phi_s(0)$  で与えられるから、上の式(7)は地表面で記録された地震波形  $w_s(t)$  の自己相関関数だけから第1層内の任意の深さ  $z$  における rms 値が得られることを示している。また、式(7)は換言すれば、地盤内での震動の2乗平均値の深さ方向の分布曲線は、地表面での記録の自己相関関数にその2乗平均値  $\psi_s^2$  を加えた曲線と相似であることを意味しており、地震時における地盤内の震動エネルギーの深さ方向の分布が、きわめて簡単に推定できることを表わしている。

上記の方法は波動の種類に関する制約はなく、波動の伝播方向が鉛直方向であれば縦波、横波の区別はなくまた、加速度、速度、変位のいずれにも適用可能である。しかしながら、地盤内に発生する応力やひずみに対しては違った結果になる。いま、地表面での変位を  $u_s(z, t)$  とすれば、第1層内の深さ  $z$  での地盤変位  $u_1(z, t)$  は次式で表わせる。

$$u_1(z, t) = \frac{1}{2} \left\{ u_s \left( t + \frac{z}{c_1} \right) + u_s \left( t - \frac{z}{c_1} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

したがって、地盤内でのひずみを  $\epsilon_1(z, t)$  と表わせば、

$$\epsilon_1(z, t) = \frac{\partial u_1}{\partial z} = \frac{1}{2c_1} \left\{ u_s' \left( t + \frac{z}{c_1} \right) - u_s' \left( t - \frac{z}{c_1} \right) \right\} \dots\dots\dots(9)$$

である。ここに、 $u_s'(t)$  は  $u_s(t)$  の微分形であり、地表面での速度波形を表わしている。そこでこれを  $v_s(t)$  と書けば、式 (9) は次式のようになる。

$$\epsilon_1(z, t) = \frac{1}{2c_1} \left\{ v_s \left( t + \frac{z}{c_1} \right) - v_s \left( t - \frac{z}{c_1} \right) \right\} \dots\dots\dots(10)$$

これより、すでに述べたと同様の仮定と手法により、地盤内の深さ  $z$  の点でのひずみ  $\epsilon_1(z, t)$  の rms 値、 $\psi_{\epsilon_1}(z)$  は次式のようになる。

$$\psi_{\epsilon_1}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}c_1} \sqrt{\psi_v^2 - \phi_v(2z/c_1)} \\ = \frac{1}{\sqrt{2}c_1} \sqrt{\phi_v(0) - \phi_v(2z/c_1)} \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 $\psi_v^2$ 、 $\phi_v(t)$  はそれぞれ地表面での速度波形の 2 乗平均、自己相関関数を表わす。したがって、式 (11) により、地表面での速度波形の自己相関関数と波動伝播速度とから、地盤内でのひずみの rms 分布を知ることができる。

上述の手法は成層地盤の第 2 層以下についても適用可能である。すなわち、このような場合にも第 1 層内の地盤の運動は第 2 層以下の運動に無関係に式 (1)、(8) で表わされるから、式 (7)、(11) の関係は地表面から第 1 番目の境界面までの間に対しては常に適用できることは明らかである。しかしながら、第 2 層以下の地盤の運動はもはや式 (1)、(8) では表わされないから、上に得た結果は適用できないが、この場合には弾性波の重複反射理論を応用することによって、第 1 層内におけると同様な諸関係を得ることができる。Fig. 1 に示すような成層地盤の第 2 層内の地盤の運動  $w_2(z', t)$  は地表面での地震記録  $w_s(t)$  により、次式のように表わせる。

$$w_2(z', t) = \frac{1}{2r_1} \left\{ w_s \left( t + \frac{H_1}{c_1} + \frac{z'}{c_2} \right) + \beta_1 w_s \left( t - \frac{H_1}{c_1} + \frac{z'}{c_2} \right) + \beta_1 w_s \left( t + \frac{H_1}{c_1} - \frac{z'}{c_2} \right) + w_s \left( t - \frac{H_1}{c_1} - \frac{z'}{c_2} \right) \right\} \dots\dots\dots(12)$$

$H_2 \geq z' \geq 0$

ここに、 $H_1$ 、 $H_2$  は第 1 層、第 2 層の地層厚であり、 $c_1$ 、 $c_2$  はそれぞれの層内での波動伝播速度である。また、 $r_1$ 、 $\beta_1$  は屈折係数、反射係数であり、次式で与えられる。

$$r_1 = \frac{2\alpha}{1+\alpha}, \quad \beta_1 = \frac{\alpha-1}{1+\alpha}, \quad \alpha = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \dots\dots\dots(13)$$

ただし、 $\rho_1$ 、 $\rho_2$  は各層内での地盤の密度である。

ここで、第 1 層内におけると同様に

$$2 \left( \frac{H_1}{c_1} + \frac{z'}{c_2} \right) \ll T \dots\dots\dots(14)$$

の関係が成り立つ場合には  $w_2(z', t)$  の rms 値、 $\psi_{w_2}(z')$  は結局次式のようになる。

$$\psi_{w_2}(z') = \frac{1}{\sqrt{2}r_1} \sqrt{(1+\beta_1^2)\psi_s^2 + 2\beta_1\phi_s \left( \frac{2H_1}{c_1} \right)} \\ + 2\beta_1 \left( \frac{2z'}{c_2} \right) + \beta_1^2 \phi_s \left( \frac{2H_1}{c_1} - \frac{2z'}{c_2} \right) \\ + \phi_s \left( \frac{2H_1}{c_1} + \frac{2z'}{c_2} \right) \dots\dots\dots(15)$$

$(H_2 \geq z' \geq 0)$

第 2 層内のひずみ  $\epsilon_2(z', t)$  の rms 値、 $\psi_{\epsilon_2}(z')$  も同様にして次式で与えられる。

$$\psi_{\epsilon_2}(z') = \frac{1}{\sqrt{2}c_2 r_2} \sqrt{(1+\beta_1^2)\psi_v^2 + 2\beta_1\phi_v \left( \frac{2H_1}{c_1} \right)} \\ - 2\beta_1 \left( \frac{2z'}{c_2} \right) - \beta_1^2 \phi_v \left( \frac{2H_1}{c_1} - \frac{2z'}{c_2} \right) \\ - \phi_v \left( \frac{2H_1}{c_1} + \frac{2z'}{c_2} \right) \dots\dots\dots(16)$$

$(H_2 \geq z' \geq 0)$

これらの式 (15)、(16) により第 2 層内の地盤の運動とひずみの rms の鉛直方向分布が地表面での地震記録の自己相関関数と地盤定数とから推定できる。また、この手法はより深い層へと順次拡張して行くことが可能であり、任意の地盤構成の場合にも適用可能である。しかしながら、この手法は問題としている地点から地表面までの波動の往復時間が地震動の記録継続時間ないしはほぼ定常とみなせる部分の時間に比較して短いことが必要であるから、地盤中のあまり深い部分には適当でない。いま、地盤内の深さ 50 m までを解析の対象とする場合、その地盤内の平均的な横波伝播速度が約 300 m/sec とすれば、波動が地表面までの間を往復するに要する時間は約 0.3 秒である。したがって自己相関関数も遅延時間が 0.3 秒までが必要であり、これを正しく求めるには最大遅延時間の約 10~20 倍の記録時間が必要であるから、結局この場合には 3~6 秒間の地震記録があればよいことになる。以上より、通常の大地震の記録であれば、工学上問題となる深さまでこの手法が適用可能なことがわかる。

### 3. 強震記録による計算例

#### (1) 強震記録

前節に得た結果を、アメリカおよび日本で観測された

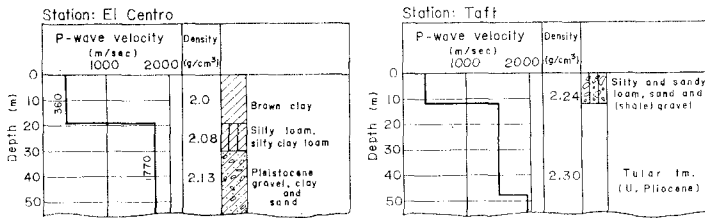


Fig. 3 Site Characteristics at Two Stations (El Centro, Taft)

それらを Case 1, 2, 3 と表示した。  
 El Centro と Taft で の 波 形 は 強 震 記 録 の す べ て の ピ ー ク と 変 曲 点 で の 加 速 度 振 幅 と 時 刻 の 読 み 取 り 値<sup>11)</sup> に 基 づ き, こ れ を 計 算 機 内 で 0.02 秒 間 隔 の デ ー タ に 直 し た。 十 勝 沖 地 震 に よ る 3 つ の 波 形 は い ず れ も 0.01 秒 間 隔 で 数 値 化 さ れ た 資 料<sup>12)</sup> か ら 0.02 秒 間 隔 で 採 取 し た。 数 値

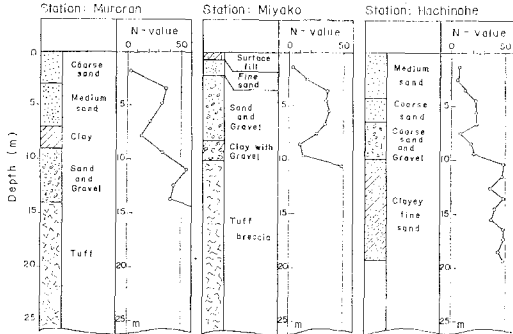


Fig. 4 Site Characteristics at Three Stations (Muran, Miyako, Hachinohe)

計 算 に 当 た っ て は, そ れ ぞ れ の 波 形 の 主 要 部 分 30 秒 間 を 対 象 と し た が, こ れ ら の 9 つ の 強 震 記 録 の 概 要 を Table 2 に 示 し た。 ま た, こ れ ら の 波 形 に は す べ て 2 次 曲 線 に よ る 基 準 線 に 関 す る 補 正<sup>12)</sup> を 行 な っ た。

Fig. 5 に は, 八 戸, 宮 古, 室 蘭 で の 波 形 の 自 己 相 関 係 数 を 示 し た。

(2) 加速度分布

Fig. 6 は 式 (7) お よ び (15) に よ り 求 め た 加 速 度 の rms 値 を 地 盤 の 深 さ と の 関 係 で 示 し た も の で あ る。 こ れ ら の 式 中 の 波 動 伝 播 速 度 と し て は, 強 震 記 録 の 水 平 成 分 に つ い て は 横 波 速 度 を, 上 下 成 分 に つ い て も こ れ を 実 体

Table 1 Site Characteristics

Site	First Layer				Second Layer		
	$H_1$	$V_p$	$V_s(c_1)$	$\rho g$	$V_p$	$V_s(c_2)$	$\rho g$
El Centro	19	360	157	2.0	1770	843	2.0
Taft	12	357	160	2.24	1500	720	2.30

Site	$H_1$	Case	First Layer		Second Layer	
			$V_s(c_1)$	$\rho g$	$V_s(c_2)$	$\rho g$
Hachinohe	10	1	190	1.6	380	2.0
		2	210	1.8	350	1.8
		3	160	1.7	400	1.9
Miyako	10	1	210	1.8	1400	2.7
		2	250	1.9	1200	2.6
		3	180	1.8	1300	2.6
Muran	14	1	220	1.8	1100	2.5
		2	180	1.8	1200	2.6
		3	250	1.9	1000	2.5

$H_1$ : m,  $V_p$  and  $V_s$ : m/sec,  $\rho g$ :  $gr/cm^3$

い っ っ か の 強 震 記 録 に 適 用 し た。 そ れ ら は El Centro (1940), Taft (1952) お よ び 1968 年 十 勝 沖 地 震 に よ る も の で あ り, そ れ ぞ れ の 観 測 地 点 で の 地 盤 図 を Fig. 3, 4 に, 各 地 点 の 地 盤 定 数 を Table 1 に 示 し た。 El Centro お よ び Taft で の 弾 性 波 速 度 は 測 定 結 果<sup>7), 8)</sup> に よ っ た が 八 戸, 室 蘭, 宮 古 に つ い て は Fig. 4 の 地 盤 図 に 示 し た  $N$  値 の 分 布 図<sup>9)</sup> に 基 づ い て,  $N$  値 と 弾 性 波 速 度 と の 関 係 式<sup>9)</sup> か ら 推 定 し た。 こ れ ら の 場 合 に つ い て は 震 動 分 布 に 及 ぼ す 弾 性 波 速 度 の 設 定 の 影 響 を 検 討 す る た め に, 弾 性 波 速 度 と 密 度 の 組 み 合 わ せ を そ れ ぞ れ 3 通 り に 変 化 さ せ

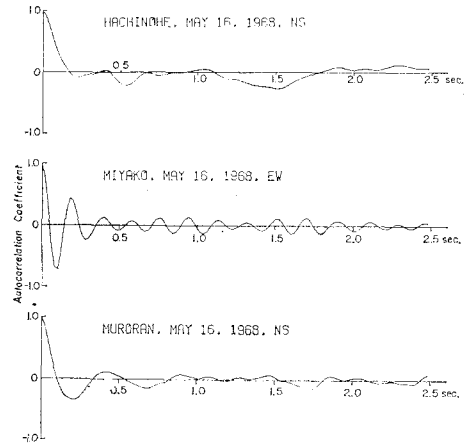


Fig. 5 Autocorrelation Coefficient Functions

Table 2. Data for Earthquake Records Treated

Station	Date	Component	Max. accel. (gal)	Record length (sec)
El Centro	May 18, 1940	NS	359	30.0
		EW	223	30.0
		UD	278	12.0
Taft	July 21, 1952	N69W	158	30.0
		S21W	176	30.0
		UD	123	30.0
Hachinohe	May 16, 1968	NS	235	30.0
Miyako	May 16, 1968	EW	95	30.0
Muran	May 16, 1968	NS	209	30.0

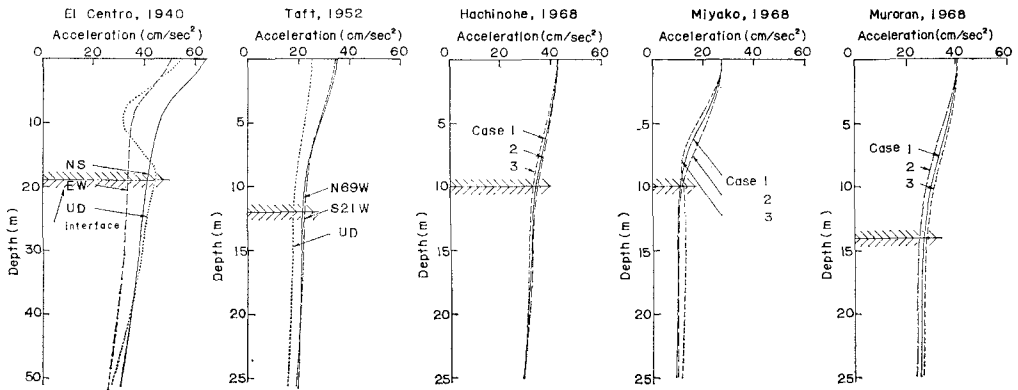


Fig. 6 RMS Distributions of Acceleration

波によるものであると仮定して縦波速度を用いた。最初の図は El Centro での記録に対するものであり、第 1 層と第 2 層の境界面は地表から 19 m の深さにあるが、加速度の振幅は地表から 10 m 程度以内の深さにおいて 1.5 倍くらいに増幅されていることがわかる。他の計算例もすべて第 1 層内において 1.5~1.6 倍程度の増幅を受けていることを示しているが、特に宮古の場合は第 1 層内で約 2.8 倍に増幅されており、第 2 層以下ではその振幅がほとんど変化していないことが注目される。このような、地盤内での加速度振幅の増幅は地表面での記録に見られる周期性と密接な関係のあることが考えられ、以下においてはこの第 1 層内における増幅率について検討する。

第 1 層の地盤内でその固有周期が強調され、したがって地表面で得られた地震記録の周期性が強い場合には、自己相関関数の最初の正のピークに対応する遅延時間は第 1 層の固有周期  $4H_1/c_1$  にほぼ合致する。一方、第 1 層と第 2 層との境界面での rms 値は式 (11) により与えられるが、この値を知るには遅延時間  $2H_1/c_1$  に対応する自己相関関数の値がわかればよく、これは負の最初のピーク値で与えられる。したがって、境界面での rms 値に対する地表面での rms 値の比で、その第 1 層地盤の増幅倍率を定義すれば、この比の値 M. F. は次式で与えられる。

$$M.F. = \frac{\sqrt{2}\psi_s}{\sqrt{\psi_s^2 + \phi_s(2H_1/c_1)}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1+R_s(2H_1/c_1)}} \dots\dots\dots(17)$$

ここに、 $R_s(2H_1/c_1)$  は地表面での記録の自己相関係数である。この式では自己相関係数の負のピーク値のみを要し、他の量は一切必要でなく、きわめて簡便に第 1 層地盤内での増幅倍率を知ることができる。宮古の場合には Fig. 5 に見るように、この負のピーク値は -0.75 であり、上式による増幅倍率は M.F.=2.8 となる。こ

れは境界面での加速度時間曲線を算出して得た rms 値と地表面での rms 値との比の値にも合致している。以上のようにして、周期性の強い波形の場合には、その自己相関係数  $R_s$  だけから第 1 層地盤内における増幅率を推定することが可能である。

十勝沖地震による 3 つの強震記録の場合には地盤内の波動速度の設定が rms 値の分布に与える影響を調べるために、それぞれ 3 組の波動速度について検討した。その結果、Fig. 6 に見るように、地盤内における加速度の rms 分布に及ぼす波動速度の影響は顕著でなく、これは rms 分布の推定に際して波動速度の推定精度が強くは要求されないことを意味している。

(3) ひずみと応力の分布

Fig. 7 は各地点でのひずみの rms 分布を示したものである。いずれも第 1 層地盤と第 2 層との境界面において不連続な曲線であるが、これは変形勾配の不連続を意味しており、境界面での応力と変位の連続性は保たれている。ひずみ分布の場合には先の加速度分布とは異なり、波動速度の設定が結果に大きく影響していることが十勝沖地震による 3 つの波形についての計算結果から明らかである。

ひずみの分布曲線はいずれも第 1 層地盤の底部で極大値を示し、その値は El Centro の場合でほぼ  $3 \times 10^{-4}$  程度である。rms 値と最大値との関係は加速度波形が非定常でかつ不規則な変動をするため確定的な関係で表示することはできないが、波形の卓越周期の 10 倍程度の周期の移動平均<sup>14)</sup>による rms 値の場合には、最大値に対する比率は  $1/3 \sim 1/5$ <sup>15)</sup>である。したがって、最大ひずみの概略値は  $10^{-3}$  程度かそれ以下であり、これよりここに取り扱った程度の強震時における地盤内部のひずみの大きさが推定できよう。

土の内部に発生するひずみ量が大きくなると、応力とひずみの関係が線形関係を逸脱し、履歴特性を示すよう

になる。この関係が線形範囲にとどまるひずみ量は土の種類、作用外力の状態、拘束圧、含水比、伝播波動の種類などの多くの要因によって変化するが、概略の値は、 $10^{-3} \sim 10^{-4}$  程度であろう<sup>10)</sup>。これを越えるひずみが発生する場合には非弾性波動論によらねばならないが、土のような履歴特性を持つ連続体内での波動伝播については現在までに十分には解明されていない。したがって、このような場合には、ここに得た結果は第1近似として考えねばならないが、El Centro の場合を除いては地盤内に発生するひずみの瞬間最大値はいずれも  $5 \times 10^{-4}$  程度であり、この最大値は rms 値に対しては大きな影響を及ぼさないことを勘案すれば、ここに示した結果が大きく修正されねばならない場合は少ないものと考えられる。

Fig. 8 はせん断応力の rms 分布を示したものである。分布形状の一般的傾向としては、地表面からの深さに比例してその振幅が増大するが、深度の増加とともにしだいにその増大率は低下することが認められる。また八戸、宮古、室蘭での計算結果からは、地中応力の rms 分布におよぼす地盤内の波動速度の設定値の影響は非常に小さいことが明らかである。一方、El Centro の場合には、NS 成分と EW 成分に対する rms 分布曲線の

振幅にかなりの差があるが、これは Fig. 6 から明らかのように加速度振幅の差異に基づくものである。Taft の場合には逆に加速度振幅がほぼ同じであれば応力分布には差がないことを示している。以上のことから、地中応力は加速度振幅と密接な関係にあることが明らかであるが、これについては後に検討する。また、ひずみ分布は地盤内での波動速度により大きく左右されるのに反し、応力分布はほとんど影響を受けないことから、地震時における地盤内の応力とひずみを問題にする場合にはひずみによるよりもむしろ応力による検討が有利なことがわかる。

#### 4. 地中応力と加速度の関係

地震時において地盤中に発生するせん断応力は水平加速度と密接な関係にあることはすでに述べたが、式(10)、(11)ではひずみや応力は地盤中での運動速度に関係している。そこでこの両者の関係について検討を行なう。いま、時間関数  $X(t)$  の自己相関関数を  $R_X(t)$  とするとき、 $4t$  を微小量として  $t=0$  において  $R_X(t)$  を Taylor 展開すれば次式のようにになる。

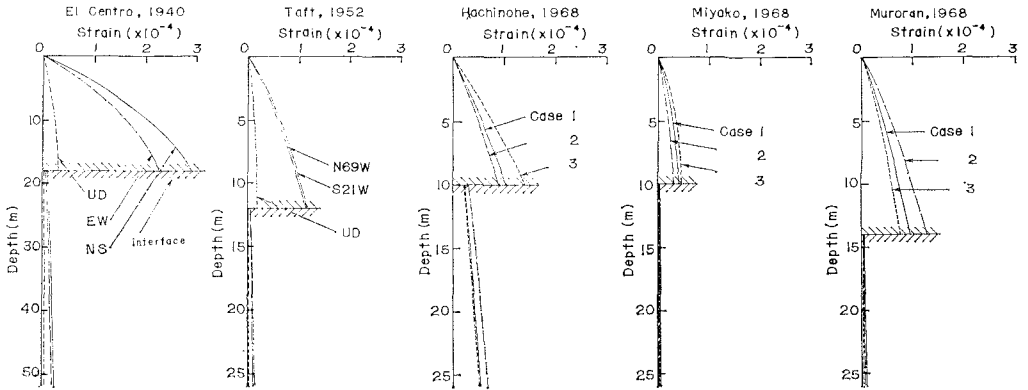


Fig. 7 RMS Distributions of Shear Strain

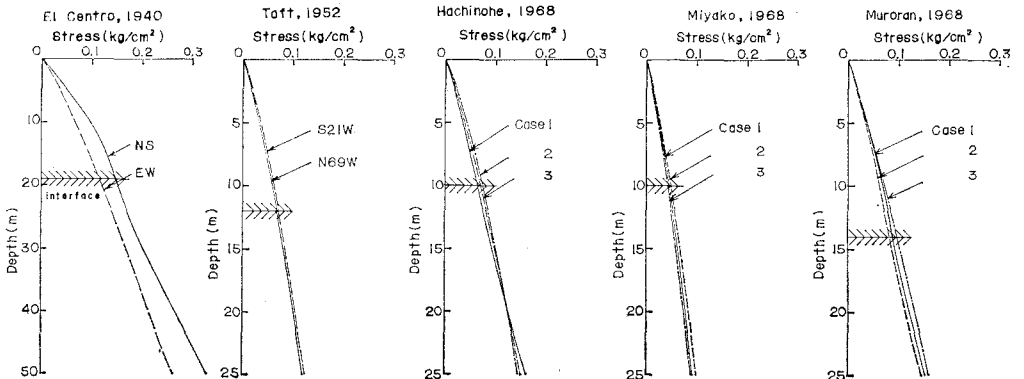


Fig. 8 RMS Distributions of Shear Stress

$$R_X(4t) = R_X(0) + 4tR_X'(0) + \frac{(4t)^2}{2}R_X''(0) + \dots \quad (18)$$

$R_X'(0)$  は常に 0 であるから  $(4t)^3$  以上の高次の項を省略すれば次式のようになる。

$$R_X(4t) - R_X(0) \approx \frac{(4t)^2}{2}R_X''(0) \quad (19)$$

一方、式 (11) は速度波形  $v(t)$  の自己相関関数  $\phi_v(2z/c_1)$  で表わされているが、 $\psi_v^2$  は  $\phi_v(0)$  であるから  $2z/c_1$  が小さければ式 (18) から

$$\phi_v(0) - \phi_v\left(\frac{2z}{c_1}\right) \approx -\frac{1}{2}\left(\frac{2z}{c_1}\right)^2\phi_v''(0) \quad (20)$$

である。一方、遅延時間が 0 における 2 回の微分係数  $\phi_v''(0)$  は速度波形を微分したものの 2 乗平均に負号を付したものであるから

$$\phi_v''(0) = -\psi_s^2 \quad (21)$$

である。これらの関係を式 (11) に用いれば

$$\psi_{s1}(z) = \frac{z}{c_1^2}\psi_s \quad (22)$$

となる。式 (22) は軸ひずみ、せん断ひずみのいずれにも適用可能である。いま、第 1 層地盤中のせん断応力の rms 分布を  $\psi_{r1}(z)$  とすれば、これは、せん断ひずみに  $\rho_1 c_1^2$  を乗じればよいから次式で与えられる。

$$\psi_{r1}(z) = \rho_1 z \psi_s \quad (23)$$

この式は地中におけるせん断応力の rms 値は地表面での加速度の rms 値と地盤の密度だけから知ることができ、その大きさは地表面からの距離に比例することを示している。この関係は一樣な加速度運動をする剛な棒におけると同様であるが、これは地表面近くでは深さ方向におけるせん断ひずみ、すなわち変形勾配が小さいことから地盤はほぼ一樣に近い運動をしているとみなしうることを意味している。

この関係を検証するために、Fig. 8 に示した地中でのせん断応力の Case 1 に対する rms 分布曲線をそれぞれに対応する地表面での加速度の rms 値で除して示

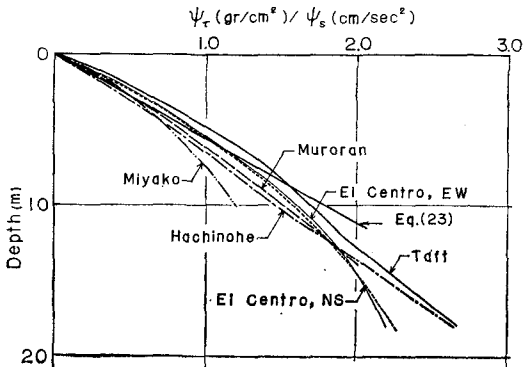


Fig. 9 Stress Distributions

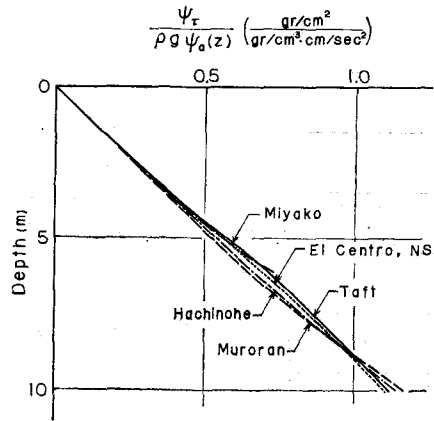


Fig. 10 Stress Distributions

したのが Fig. 9 であり、これは地表面での単位加速度振幅あたりの地中でのせん断応力の大きさを表わしている。図中の直線は式 (23) 中の密度  $\rho_1$  を  $\rho_1 g = 1.8 \text{ gr/cm}^3$  とした場合である。深さ 10 m 程度までは良い近似を与えることがわかる。式 (23) の表現が許されるのは  $2z/c_1$  が小さな場合であり、この図では地表面での加速度波形の卓越周期を  $T_0$  とするとき、 $2z/c_1$  が  $T_0/4$  より小さい場合、すなわち  $z$  が  $c_1 T_0/8$  より小さい場合が式 (23) の適用限界であることがわかる。これ以上の深さでは地中応力と地表面加速度との比例関係は弱まり、 $z/c_1$  が卓越周期の 1/4 程度になれば地中応力は地表面速度に比例するようになる。

地中応力は地表面から遠ざかるにつれ、式 (23) によるものより小さな値になるが、これは Fig. 6 からも明らかのように加速度分布が深さ方向に一樣でなく、深さとともに減少することによる。このような加速度の深さによる変化と各地点での密度の相違の影響を除去するために、Fig. 8 の応力の rms 分布曲線を対応する深さでの加速度の rms 値で除し、さらに各地盤の密度で割って示したのが Fig. 10 である。この図から、地中のせん断応力は対応する深さでの加速度振幅とその地盤の密度とに比例することが明らかであり、 $z/c_1$  が  $T_0/8$  程度以下であれば次の関係式が一般に成立つものと考えてよからう。

$$\psi_{r1}(z) = \left(1.0 + \frac{0.8z}{c_1 T_0}\right) \rho_1 z \psi_a(z) \quad (24)$$

ここに  $\psi_a(z)$  は加速度の rms 分布である。

一方、卓越周期が  $T_0$  である地震波形の自己相関関数は遅延時間が  $T_0/4$  の付近で関数値が 0 となることから式 (7) により、 $z/c_1 \approx T_0/8$  では  $\psi_{w1}(z)$  は

$$\psi_{w1}(z) = \frac{\psi_s}{\sqrt{2}} \approx 0.7 \psi_s$$

となるはずである。そこで、Fig. 6 に示した各曲線を地表面での rms 値で除した値を各場合とも  $z/c_1 = T_0/8$

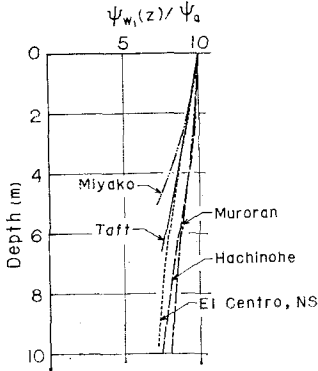


Fig. 11 Normalized Acceleration Distributions

の深さまで示したのが Fig. 11 である。この図はいずれの曲線も  $z/c_1 = T_0/8$  に対応する深さにおける rms 値が、地表面での rms 値の 0.7 倍程度であり、上述の関係を裏づけている。そこで、これらの曲線を  $z$  が  $c_1 T_0/8$  の深さにおいて rms 値が地表面での値の 0.7 倍となるような直線で近似すれば次式のようになる。

$$\psi_{w_1}(z) = \left(1.0 - \frac{2.4z}{c_1 T_0}\right) \psi_s \dots (25)$$

上式を加速度分布の一般形と考えれば、これを式 (24) 中の  $\psi_a(z)$  と置き換えることにより

$$\psi_{\tau_1}(z) = \left(1.0 + \frac{0.8z}{c_1 T_0}\right) \left(1.0 - \frac{2.4z}{c_1 T_0}\right) \rho_1 \psi_s z \dots (26)$$

となる。あるいは、 $z/c_1$  は  $T_0/8$  以下の値である場合を対象としていることを考慮すれば、上式を次式で近似することも可能である。

$$\psi_{\tau_1}(z) = \left(1.0 - \frac{1.6z}{c_1 T_0}\right) \rho_1 \psi_s z \dots (27)$$

上の式 (26), (27) によれば、地表面での加速度の rms 値、卓越周期ならびに当該地盤での横波速度と密度とから、地中でのせん断応力の rms 値の分布が推定できる。

以上の検討はすべて rms 値によるものであるが、時間関数や最大振幅についても同様な結果が得られる。すなわち、 $v_s(t)$ ,  $w_s(t)$  を地表面での速度波形、加速度波形とすれば、 $z/c_1$  の値が小さい場合には次の関係式が成り立つ。

$$\frac{v_s(t+z/c_1) - v_s(t-z/c_1)}{2z/c_1} \approx \frac{d}{dt} v_s(t) = w_s(t) \dots (28)$$

この関係を式 (10) に用いれば、せん断ひずみ曲線  $\epsilon_1(z, t)$  とせん断応力曲線  $\tau_1(z, t)$  はそれぞれ

$$\epsilon_1(z, t) = \frac{z}{c_1} w_s(t) \dots (29)$$

$$\tau_1(z, t) = \rho_1 z w_s(t) \dots (30)$$

となる。この式 (29), (30) は地中のあまり深くないところでのひずみやせん断応力の時間曲線は地表面での加速度波形に相似であることを表わしており、その近似度は地表面に近いほど高い。いま、深さ  $z$  での最大せん断応力を  $\tau_{\max}(z)$ 、最大地表面加速度を  $a_{\max}$  とすれば、

式 (10) から、

$$\tau_{\max}(z) = \rho_1 \cdot a_{\max} \cdot z \dots (31)$$

である。したがって、式 (23) を参照すれば

$$\frac{\psi_{\tau_1}(z)}{\psi_s} = \frac{\tau_{\max}(z)}{a_{\max}} \dots (32)$$

となる。このことから、上述の rms 値に関して得た結果はいずれも時間曲線や最大振幅についても適用できることがわかる。

### 5. 粘弾性地盤中における震動振幅の分布

これまででは地盤を均質な弾性体として取り扱ってきたが、実際の地盤においては波動の減衰があると考えられ、実験室内での土の試料についてはその測定も行なわれている。一方、本研究のように、地表面での記録から地盤中の加速度やひずみあるいは応力の分布を推定しようとする場合には、空間的、時間的に離れた 2 点間における波動の往復の問題となり、過去の時点での波形と未来の波形を定めることが必要となるが、粘弾性体中での波動は分散性を持つから、弾性波動の場合のように地表面で得られる波形を時間軸上で前後にずらせて重ね合わせるだけでは地盤の運動を表現することはできない。したがって、地盤の粘性減衰がこれまでに得た結果にどのように影響するかを調べるには、これまでとは違った手法によらねばならない。

いま、地盤を Voigt 型の粘弾性体と仮定し、地盤の運動はせん断振動が卓越するものとすれば、その運動方程式は周知のとおり次式で与えられる。

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial t} \dots (33)$$

ここに、 $\rho, u, \mu, \nu$  はそれぞれ密度、水平変位、せん断弾性係数、粘性係数である。また、前節までに検討したものに对应する境界条件式は次式で表わされる。

$$z=0: \mu \frac{\partial u}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial t} = 0 \dots (34)$$

$$z=0: \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = w_s(t) \dots (35)$$

すなわち、地表面ではせん断応力が 0 であり、かつその運動加速度が  $w_s(t)$  である。

これらの運動方程式ならびに境界条件式を時間  $t$  に関して Fourier 変換を施した後、空間変数  $z$  に関して解けば、次の結果を得る。

$$U(z; w) = -\frac{1}{4\pi} \frac{F(\omega)}{\omega^2} \left\{ \exp\left[-i\omega \frac{z}{\sqrt{2}c} P(\omega)\right] \cdot \exp\left[-\frac{|\omega|z}{\sqrt{c}} Q(\omega)\right] + \exp\left[i\omega \frac{z}{\sqrt{2}c} P(\omega)\right] \cdot \exp\left[\frac{|\omega|z}{\sqrt{2}c} Q(\omega)\right] \right\}$$



$$\left. \begin{aligned}
 P(\omega) &= \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\nu\omega}{\mu}\right)^2}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\nu\omega}{\mu}\right)^2}}, \\
 Q(\omega) &= \frac{\sqrt{-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\nu\omega}{\mu}\right)^2}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\nu\omega}{\mu}\right)^2}} \\
 c &= \sqrt{\mu/\rho}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(36)$$

ここに、 $U(z; \omega)$ ,  $F(\omega)$  はそれぞれ  $u(z, t)$ ,  $w_s(t)$  の Fourier 変換であり、また  $F(\omega)/\omega^2$  は  $\omega=0$  で正則であるとする。これより、深さ  $z$  での加速度の rms 値  $\psi_w(z)$  は

$$\psi_w(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} |U(z; \omega)|^2 \omega^4 d\omega} \dots\dots\dots(37)$$

で与えられ、またひずみの rms 値  $\psi_s(z)$  も同様にして得られる。

加速度およびひずみの時間曲線はそれぞれ  $-\omega^2 U(z; \omega)$ ,  $\partial U/\partial z$  の逆 Fourier 変換で求められるが、それらはその物理的な意義を検討するには不便である。ところで、実験室内での土試料についての実験結果<sup>17)</sup>によれば、式(36)中の無次元量  $\nu\omega/\mu$  に該当する量は非常に小さな値であり、およそ 0.01 から 0.1 の間の値を示すことから、次のような近似が可能である。

$$\sqrt{1 + (\nu\omega/\mu)^2} \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu\omega}{\mu}\right)^2 \approx 1,$$

$$\sqrt{1 + \sqrt{1 + (\nu\omega/\mu)^2}} \approx \sqrt{2},$$

$$\sqrt{-1 + \sqrt{1 + (\nu\omega/\mu)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\nu\omega}{\mu}$$

したがって、 $P(\omega)$ ,  $Q(\omega)$  はそれぞれ次式のようになる。

$$P(\omega) \approx \sqrt{2}, Q(\omega) \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\nu\omega}{\mu}$$

また、この  $\nu\omega/\mu$  なる量に相当する量は土試料に加える振動数に無関係にほぼ一定値を示すことも報告されている<sup>17)</sup>。そこで、これを

$$\frac{\nu\omega}{\mu} = \zeta \dots\dots\dots(38)$$

と表わせば、地盤内での加速度曲線  $a(z, t)$  は次式のようになる。

$$\begin{aligned}
 a(z, t) &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp\left[-i\omega\left(\frac{z}{c} - t\right)\right] \\
 &\quad \cdot \exp\left(-\frac{\zeta|\omega|z}{2c}\right) d\omega \\
 &+ \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp\left[i\omega\left(\frac{z}{c} + t\right)\right] \\
 &\quad \cdot \exp\left[\frac{\zeta|\omega|z}{2c}\right] d\omega \\
 &\dots\dots\dots(39)
 \end{aligned}$$

ただし、上式の第2項が積分可能であるためには  $F(\omega)$  に含まれる周波数に上限が必要であるが、このような条

件は通常の地震波形では満足されているものと考えてよい。

上式の第1項、第2項はそれぞれ深さ  $z$  の地点において、地盤中の深い方向に向う波と地表面に向う波とを表現しており、いずれもその振幅は空間的にも変動することを示している。いま、 $w_s(t)$  が単位衝撃関数  $\delta(t)$  で与えられる場合を考えれば、 $F(\omega)$  は全周波数域にわたって平坦となり、式(39)の第1項は、次式のようになる。

$$\begin{aligned}
 &\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-i\omega\left(\frac{z}{c} - t\right)\right] \exp\left[-\frac{\zeta|\omega|z}{2c}\right] d\omega \\
 &= \frac{1}{\pi} \frac{\left(\frac{\zeta z}{2c}\right)}{\left(\frac{\zeta z}{2c}\right)^2 + \left(\frac{z}{c} - t\right)^2} \dots\dots\dots(40)
 \end{aligned}$$

一方、

$$\delta(t) = \frac{1}{\pi} \lim_{x \rightarrow 0} \frac{x}{x^2 + t^2} \dots\dots\dots(41)$$

であるから、式(40)の右辺はパルスが  $z$  の正の方向に、その振幅を減衰しつつ伝播することを示している。したがって、 $z=0$  での波形が  $w_s(t)$  で与えられる場合には、波の伝播して行く方向の任意の場所での波形  $w_p(z, t)$  は、

$$\begin{aligned}
 w_p(z, t) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\zeta z}{2c} \cdot \\
 &\quad \frac{1}{\left(\frac{\zeta z}{2c}\right)^2 + \left(\frac{z}{c} - t\right)^2} w_s(t-x) dx \dots\dots\dots(42)
 \end{aligned}$$

で与えられる。一方、 $z$  の負の方向に伝播する波、換言すれば過去の波形は式(39)の第2項であるが、 $F(\omega) = 1$  の場合には積分不可能であり、これは過去の波形は地表面で得られた波形を用いた convolution 積分で表現できないことを意味している。しかしながら、すでに述べたように、地表面での波形のスペクトルに含まれる周波数には上限があると考えてよく、その場合には、式(39)の第2項の被積分項を逆 Fourier 変換することにより時間曲線を求めることができる。ひずみについても同様な考察から次式の結果が得られる。

$$\begin{aligned}
 \epsilon(z, t) &= \frac{1}{4\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega) \exp\left[-\frac{\zeta z|\omega|}{2c}\right] \\
 &\quad \cdot \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right] \left(1 - \frac{i\zeta}{2} \frac{|\omega|}{\omega}\right) d\omega \\
 &- \frac{1}{4\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega) \exp\left[\frac{\zeta z|\omega|}{2c}\right] \\
 &\quad \cdot \exp\left[i\omega\left(t + \frac{z}{c}\right)\right] \left(1 - \frac{i\zeta}{2} \frac{|\omega|}{\omega}\right) d\omega \\
 &\dots\dots\dots(43)
 \end{aligned}$$

ここに、 $V(\omega)$  は地表面での速度波形の Fourier 変換である。

すでに述べたように、式(38)で表わされたいくに対応す

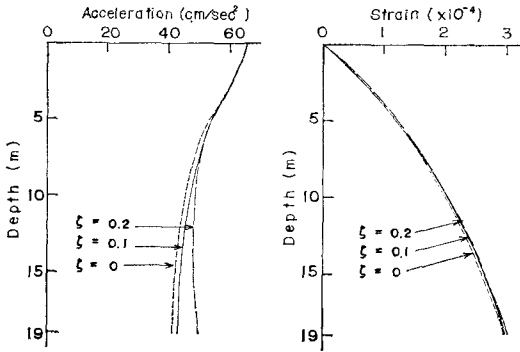


Fig. 12 Effect of Viscous Damping on Acceleration and Strain Distributions (El Centro, 1940, NS Component)

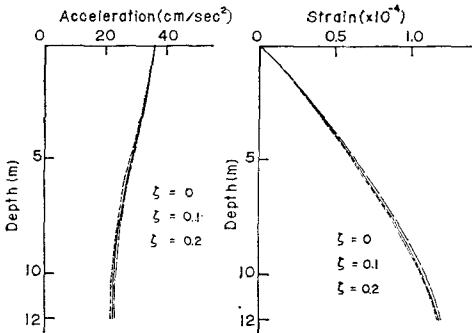


Fig. 13 Effect of Viscous Damping on Acceleration and Strains Distributions (Taft, 1952, N 69 W Component)

る量は、砂についての実験では0.1、多くの場合は0.07以下の値をとるが、以下の数値計算では減衰の影響効果を調べるのが目的であるから、 $\zeta=0.1, 0.2$ とした。この $\zeta$ は均質な棒の減衰定数に換算すれば、その2倍に

等しいから上記の数値は限界減衰の5%、10%に相当している。地盤や土についての実験<sup>18)</sup>によれば、特殊な場合を除いては減衰定数は0.1以下であることが多く、したがって通常はこの値は0.2以下と考えてよからう。**Fig. 12**以下に、2, 3の数値計算例を示した。**Fig. 12**はEl Centro, **Fig. 13**はTaftの波形に対するものであるが、いずれもrms分布におよぼす減衰の影響は小さいことを示している。減衰の影響は式(39), (43)に見るとおり、 $z/c$ に關係するから地盤中の波速の大きいほどその影響は少なく、地表からの距離に比例して影響度が高くなる。また、これは周波数にも關係し、波の傳播とともに高周波成分ほど減衰する度合いが大きい。したがって上昇波は地表に向かって高周波成分を失いつつ傳播し、地表面に達したときに地震波形として記録されるから、地表面での記録から上昇波のある深さでの波形を逆算すれば、それは地表面での記録波形に比較して高周波成分が強調されることになる。これと逆に、下降波は同じ深さでは高周波成分をより多く失わない、この下降波と先の上昇波との和としてその深さでの地盤の運動が決定されるから、結果的には両者が相殺するような効果を持ち、減衰を考慮しない場合と大差ない結果になることが考えられる。**Fig. 14**はEl Centro波形について、深さ19mの地点でのひずみ曲線を減衰のある場合とない場合とを対比して示したものであるが、 $\zeta=0.2$ の場合がやや高周波成分の振幅が大きくなっていることが認められる程度の差違である。他の地震波形についての計算結果もほぼ同様であって、これらのrms分布および時間曲線のいずれも、地表面から10m程度の深さまでの地盤の震動に及ぼす減衰の影響は非常に小さいことを示している。しかしながら、前述のように、減衰の影響は

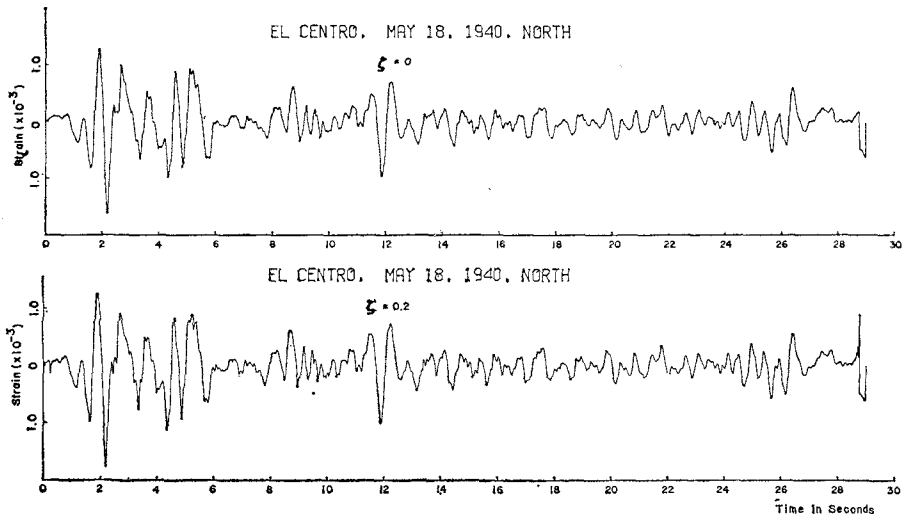


Fig. 14 Effect of Viscous Damping on Strain Curve at Interface (El Centro, 1940, NS Component)

地表面からの深さに比例することも明らかであり、20 m を越えるような場所での地中の震動の推定を行なう場合には、この影響を無視できないであろう。

## 6. 結 論

この研究は地表面における地震記録の自己相関関数により地盤内の震動振幅の分布を推定する手法について述べ、これを地盤内における波動の重複反射理論と結びつけば成層地盤の場合にも適用可能であり、その地盤の構成、密度、波動速度を仮定もしくは測定すれば、ただちに地中応力や加速度の分布を推定できることを示したものである。また、地震時における地中応力と加速度との関係式を導き、その有用性を実地震記録によって検討した。その結果得られた成果は以下のように要約できよう。

(1) 地表面から深さ 50 m 程度までの地盤内の震動振幅の rms 分布は主要動の継続時間が 5~6 秒以上であれば、その地点で得られた地震記録の自己相関関数で表わせる。この場合、波動速度が大きいほど、必要とする継続時間が短く、より深い部分での震動振幅の推定が可能となる。

(2) 地盤内の加速度と地中応力の rms 分布に及ぼす地盤内の波動速度の影響は小さく、概略の波速を用いても実測の波速による結果と大差ない場合が多い。しかしながら、ひずみ分布は波速の設定値に対して敏感に変化する。

(3) 波速  $c$  に対する深さ  $z$  の比  $z/c$  の値が、卓越周期  $T_0$  の  $1/8$  程度以下であれば、その深さにおけるせん断応力  $\tau$  は地盤の密度  $\rho$  と地表面での加速度  $a$  とにより、次式の関係で表わされる。

$$\tau = \left(1.0 - \frac{1.6z}{cT}\right) \rho az$$

(4) 上記の関係は rms 分布についての検討の結果であるが、これは最大値や時間曲線にも適用でき、地表面に近い所での地中応力の時間曲線は地表面での加速度記録にその地盤の密度と地表面からの距離の積を乗じたもので近似できる。

(5) 地表面での地震記録から地盤中の震動を推定する際には、地盤の持つ減衰の影響は小さく、地表から 10~20 m 程度以内の地盤を対象とする場合にはこの影響は無視できる。

(6) El Centro の波形から推定される地盤内のひずみの最大値は  $1.5 \times 10^{-3}$  程度であり、その rms 値の最大値は  $3 \times 10^{-4}$  程度である。他の強震記録による地盤内のひずみの最大値も  $0.5 \sim 1.0 \times 10^{-3}$ 、rms 値では  $10^{-4}$  程度である。土の応力とひずみの線形関係が保たれるひずみの上限は  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  程度と考えられるから、特別

に強い地震時にはこの域を越えると考えられ、非線形性を考慮した解析が行なわれねばならない。

(7) 今後解決されるべき問題点としては以下のようなことが考えられる。すなわち、地表面で観測される地震波形には実体波のみならず表面波成分が含まれているが、これをどのように分離し、その影響を考慮すべきかを明らかにしなければならない。また、土の応力とひずみの非線形性を考慮しなければならない場合が生じ、この際には履歴型の応力とひずみ関係を示す連続媒質中における不規則波の伝播を取り扱う必要がある。しかしながら、このような問題は現在のところ解明されておらずこれを達成するには解決されるべき問題点が多く残されている。

この研究の一部は著者が University of British Columbia に滞中に行ない、First Canadian Conference on Earthquake Engineering Research において発表<sup>19)</sup>したものであり、施設を提供された Department of Civil Engineering ならびに資料提供その他多大の御援助をいただいた S. Cherry 教授に感謝するしだいである。また、その後引続いて行なった研究に際してご討議いただいた京都大学 後藤尚男教授、地中応力に関して有益なご助言をいただいた京都大学 柴田徹教授、数値計算の追加計算に助力を受けた京都大学大学院学生 新田篤志氏にあわせて感謝の意を表する次第である。

## 参 考 文 献

- 1) Seed, H.B. and Idriss, I.M. : Soil Moduli and Damping Factors for Dynamic Response Analyses, Report No. EERC 70-10, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Dec., 1970.
- 2) Stoll, R.D. : Essential Factors in Mathematical Model of Granular Soil, Proceedings of International Symposium on Wave Propagation and Dynamic Properties of Earth Materials, University of New Mexico, Aug., 1967.
- 3) Kondner, R.L. : Dynamic Soil Behavior in Terms of Response Spectra, ditto.
- 4) Seed, H. B. and Idriss, I. M. : Analysis of Soil Liquefaction; Niigata Earthquake, Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, Proceedings of ASCE, Vol. 93, No. SM 3, May, 1967.
- 5) Shibata, T., Yukitomo, H. and Miyoshi, M. : Liquefaction Process of Sand during Cyclic Loading, Soil and Foundations, Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 12, No. 1, Mar., 1972.
- 6) Yoshizawa, S., Tanaka, T. and Kanai, K. : Some Features of Strong Underground Earthquake Motions Computed from Observed Surface Records, Bulletin of the Earthquake Research Institute, University of Tokyo, Vol. 46, 1968.
- 7) Duke, C. M. and Leeds, J. : Site Characteristics of Southern California Strong-Motion Earthquake Stations, Report of the Department of Engineering,

- University of California at Los Angels, Nov., 1962.
- 8) Matthiesen, R. B., et al. : Site Characteristics of Southern California Strong-Motion Earthquake Stations, Part Two, ditto, Feb., 1964.
  - 9) Kurata, E., Tsuchida, H. and Sudo, T. : Site Characteristics of Strong-Motion Earthquake Stations in Ports and Harbours in Japan (Part II), Technical Note of the Port and Harbour Research Institute (Ministry of Transport), No. 107, Dec., 1970.
  - 10) 柴田 徹・土岐憲三・寺田邦雄 : 砂質土の弾性波速度に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第13号B, 昭和45年3月.
  - 11) Hudson, D.E., et al. : Strong-Motion Earthquake Accelerograms, Digitized and Plotted Data, Vol. I Incorrected Accelerograms, Report of Earthquake Engineering Research Laboratory, California Institute of Technology, July, 1969.
  - 12) Tsuchida, H., Kurata, E. and Sudo, K. : Strong-Motion Earthquake Records on the 1968 Tokachi-Oki Earthquake and Its After Shocks, Technical Note of the Port and Harbour Research Institute (Ministry of Transport), No. 80, June, 1969.
  - 13) Hudson, D.E., Nigam, N.C. and Trifunac, M.D. : Analysis of Strong-Motion Accelerograph Records, Proceedings of the 4th WCEE, Chile, Jan., 1969.
  - 14) Goto, H. and Toki, K. : Structural Response to Non-stationary Random Excitation, Proceedings of the 4th WCEE, Chile, Jan., 1969.
  - 15) Toki, K. : Inference of Seismic Ground Motion by Autocovariance Function, Proceedings of the First Canadian Conference on Earthquake Engineering Research, University of British Columbia, May, 1971.
  - 16) 前出. 2), 3).
  - 17) Hardin, B. O. : The Nature of Damping in Sands, Journal of Soil Mechanics and Foundation Division, Proceedings of ASCE, Vol. 91, No. SM 1, Jan., 1961.
  - 18) de Graft-Johnson, J.W.S. : The Damping Capacity of Compacted Kaolinite under Low Stresses, Proceedings of International Symposium on Wave Propagation and Dynamic Properties of Earth Materials, University of New Mexico, Aug., 1967.
  - 19) 前出. 15).

(1972.6.2・受付)