

## ライフライン系解析のための相対地盤震動

## EARTHQUAKE RELATIVE MOTIONS FOR LIFELINES

高 田 至 郎\*・J.P. WRIGHT\*\*

By Shiro TAKADA and J.P. Wright

## 1. ま え が き

道路, 橋梁, トンネル, パイプラインなどのライフライン構造物は, その延長が構造物の他の寸法に比較して圧倒的に大きく, したがって, これらの構造物は, その延長に沿う 2 点間の相対運動に大きく影響される. ライフライン耐震工学ともいべき学問分野が, 地震入力, 応答解析法とその評価, 設計手法まで含めて, 新たに展開されるとすれば, もっぱら上に述べた構造物形状の違いによるものが大きい. 地盤上あるいは地中 2 点間の地震時の相対運動については, 従来いくつかの観測 (1, 2, 3), そして解析 (4, 5) がなされてきた. ライフライン耐震工学と関連しての相対運動解析は, さらに詳細に検討していく必要があると思われる. たとえば, 地中パイプラインの耐震継手設計に際しては, パイプ数本分の相関距離に対して, どの程度の相対運動が生じるかなどの情報が必要となってくる.

本論文では, ライフライン耐震工学に必要とされる地震時相対運動を推定するために, 過去の地震記録に若干の検討を加え, ひずみ算定のための簡便式について議論している.

## 2. 最大地盤ひずみ

一般的に, 地震動は地中における応力波伝播の結果によって生じると考えられる. 地中の波動伝播を,  $u(x, t) = f(x-ct)$  と表わす. ここに,  $c$  は位相速度,  $x, t$  は位置, 時間を表わす変数である. 上式の波動は, 一次元波動方程式,  $u_t = -c \cdot u_x$  を満足することは明らかである.  $u$  の添字は, その変数での偏微分を表わしている.  $u_x$  はひずみ,  $u_t$  は速度を表わしている. しばしば,

次の関係式が用いられる.

$$\varepsilon = V/c \dots \dots \dots (1)$$

ここに,  $\varepsilon$  は地盤ひずみを,  $V$  は速度振幅を表している.

耐震設計上では, ある特定の地点での最大地震動は, 低振動数では最大変位, 中程度の振動数では最大速度, 高振動数では最大加速度という具合に, 振動数の関数として議論されるのが普通であり, 式 (1) の  $V$  は当然, 振動数の関数である. 一方, 特定の地点で振動数の関数としての位相速度を, 式 (1) の  $c$  に用いられることは少なく, ある地点での深さの関数としての波速 (S 波あるいは P 波速度) が従来, 使用されているようである.

速度振幅についてと同様,  $c$  の値についても, 振動数依存性を考慮して, 地点条件に見合ったものを用いて, 適切な  $\varepsilon$  を推定すべきことはいうまでもない. 本論文では, 式 (1) に用いるべき  $c$  を  $\bar{c}$  と書き, これを等価位相速度とよぶことにし,  $V$  に見合う  $\bar{c}$  の推定手法について以下に述べることにする.

土岐<sup>3)</sup> は, サンフェルナンド地震で得られた加速度記録のペアを用いることによって,  $c$  の振動数依存性を検出するとともに, 地盤モデルを用いて理論的に分散曲線を求め, その結果より, ある振動数域では, 両者の値がよく合うことを確かめている.

一般に, 地中を伝播する表面波動の主要モードは, 地盤のせん断波速度に近い位相速度で生じると考えてよい. とくに, Rayleigh 波や Love 波は, その例である. したがって半無限基盤上の線形弾性層の場合には, 主要モード (1 次卓越振動数) は, 近似的に次式で与えられる.

$$f = c_s/4H \dots \dots \dots (2)$$

ここに,  $H, c_s$  は, 地層の層厚, せん断波速度である. したがって, ある与えられた地盤モデルに対して,  $c_s$  と  $f = c_s(h)/4h$  をプロットすることによって, 近似的な分散曲線  $c(f)$  を与えることができる. ここに,  $h$  は地

\* 正会員 工博 神戸大学助教授 工学部土木工学科

\*\* Ph.D. Associate Partner Weidlinger Associate

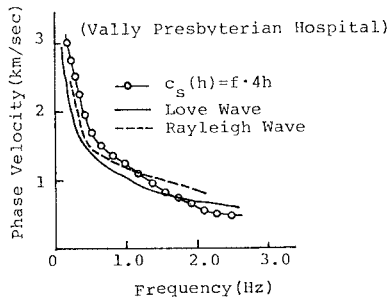


Fig. 1 Calculated and Approximate Dispersion Curves.

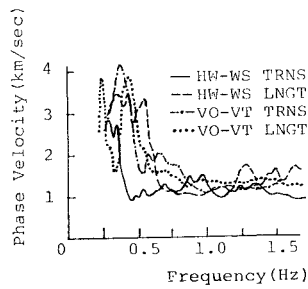


Fig. 2 Detected Dispersion Curves from Accelerogram (After Toki).

表面からある層までの距離である。

Fig. 1 には、土岐によって得られた理論分散曲線と上記手法によるものとのを示しているが、よい傾向の一致を見ている。さらに、Fig. 2 に示すように記録より検出された  $c(f)$  ともよく一致しており、地盤定数などの不確定要素を考慮すれば十分の精度をもつものと考えてよい。

地盤構造は深さとともにせん断速度が増大する傾向にあるのが一般的であるので、Figs. 1, 2 の位相速度と振動数の関係（低振動数ほど位相速度が大）は、多くの地点において共通の性質と考えられよう。

また、文献 5) では、強震記録より地盤ひずみを計算して、最大値を約  $1 \times 10^{-4}$  と得ている。一方、それに対応する Van Owen Street での加速度記録を積分することによって約 30 cm/s の最大速度振幅が得られるので、式 (1) の  $c$  として、最小の位相速度 200 m/s を用いることにすれば、 $1.5 \times 10^{-3}$  のオーダーのひずみが計算され、解析値と約 10 倍の違いが出てくる。45° の角度の入射角を想定しても 5 倍もの相違となるので、 $c$  の推定値のとり方に問題があると思われる。Figs. 1, 2 でわかるように、記録より検出した  $c(f)$  には、理論値の  $c(f)$  の高振動数に見られるような、小さい位相速度が現れていない。これは、検出に用いた記録の 2 地点の距離（相関距離）に関係があると考えられる。

たとえば、文献 5) の相関距離  $D$  は約 4500 m であり、地盤図から、たとえば  $D/2$  の深さにおけるせん断波速度は約 2000 m/s であることがわかる。式 (1) の  $c$  としてこの値を用い、 $V$  に 30 cm/s を用いれば、 $\epsilon$  は  $1.5 \times 10^{-4}$  となり、解析値のオーダーと等しくなることがわかる。

### 3. 相関距離と等価位相速度

前節では、文献 5) のデータによって検討を加えたが、異なる相関距離  $D$  をもつ強震記録のペアを解析する

ことによって、前述の等価位相速度と地盤条件の関係を検討する。

1971 年サンフェルナンド地震の際に得られた 3 対の強震記録について解析を行った。そのうち、I137, H115, Q233 (N.I.S.E.E. Vol. I, II) は、Ventura Boulevard に沿う 3 地点で記録されたものであり、D057, D058 は Sunset Boulevard に沿う 2 地点で得られたもので、震央との位置関係を Fig. 3 に示す。

これらの記録は共通のタイムマーク

をもっていないので、相対変位を算出するには、時間軸をそろえる必要がある。ここでは、Hanks<sup>6)</sup> の提案した方法に従って、最初の S! 波は各観測点に同時に到達するとの仮定のもとにペアの記録の引き算を行っている。

Figs. 4~6 に相対変位の時刻歴を示している。これらの結果より最大相対変位を読み取り、相関距離  $D$  で除して平均ひずみを計算すれば Table 1 のようになる。

一方、各点での加速度記録を積分することによって最大速度振幅を読み取り、式 (1) を用いて等価相速度を算出すると Table 2 のようである。なお波形記録の積分では、計器特性に対応するフィルターをかけた後、初期変位・速度を考慮して基線補正されたものを直接に積分する手法を用いている。相関距離が大きいと明らかに等

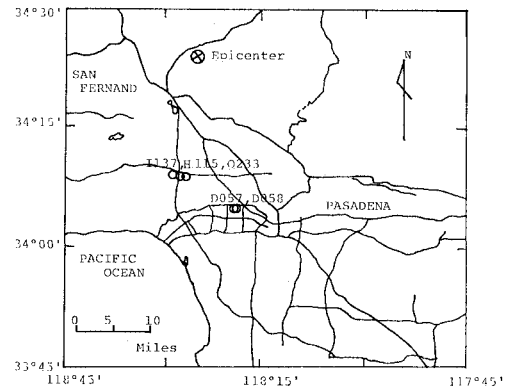


Fig. 3 Epicenter and Accelerograph Stations.

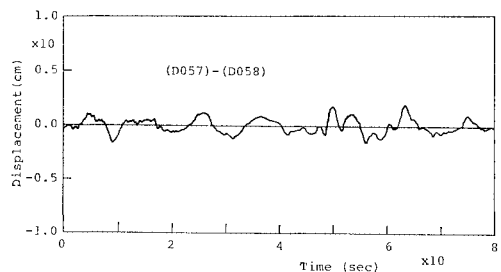


Fig. 4 Calculated Relative Displacement.

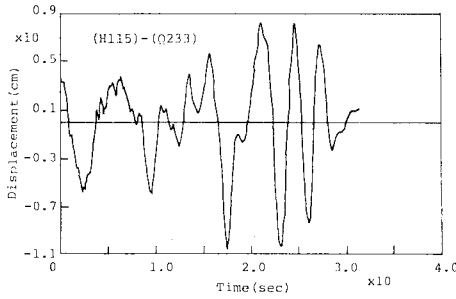


Fig. 5 Calculated Relative Displacement.

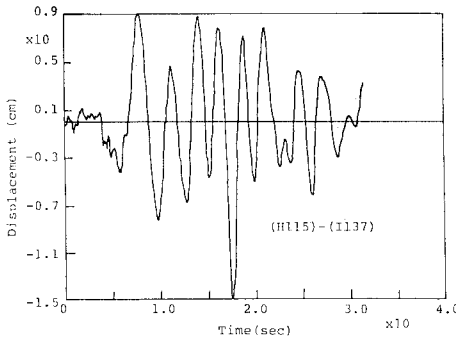


Fig. 6 Calculated Relative Displacement.

Table 1 Average Strains from Earthquake Records

Record Pair	Separation Distance $D$ (m)	Relative Displ. (cm)	Average Strain $\times 10^{-4}$
1 D 057-D 058	49	2	4.0
2 H 115-Q 233	730	11	1.5
3 H 115-I 137	1700	15	0.9

Table 2 Effective Phase Velocity

Record Pair	Maximum Velocity Amplitude (cm/s)	Effective Phase Velocity (m/s)
1 D 057-D 058	19	500
2 H 115-Q 233	21	1400
3 H 115-I 137	20	2300

価位相速度も大きな値となる。これは、距離が離れた2地点で観測された地震記録ほど、地中の深い場所を通過してきた波動の情報が含まれており、等価位相速度が大きく出てくるものと考えられる。すなわち、相関距離の小さな2地点で観測された波形から見掛け上の伝播速度を推定すれば、地表面付近の地盤条件の影響によって小さな速度値が得られていると考えてよい。たとえば、松代地震の際に桜井ら<sup>1)</sup>によって地表面に沿って伝播する波動の観測が行われたが、約 300 m/s の値を得ている。これは、50 m ごとに置かれた6つの換振器の記録を整理して得られたものである。観測点の地盤条件は深さ 5 m までは、せん断波速度約 110 m/s、それより深いところでは約 300 m/s となっている。もし換振器がもっと短い距離、たとえば 3 m 以下程度に設置されていたなら

ば、110 m/s 前後の伝播速度を得ていたのではないかと推察される。

#### 4. 相対運動の一般的解析

一般的に、ある離れた2地点での地盤相対運動は実体波および表面波の伝播によって生じる。フーリエ解析法によれば、線形弾性体内での運動方程式の解は次のように書き表される。

$$u(x, t) = \int U(k, \omega) \exp(ik \cdot x + i\omega t) d\omega dk \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $u, U$  は変位ベクトル、 $x$  は位置ベクトル、 $k$  は波数ベクトルであり、 $k \cdot x$  はベクトル内積を意味し、式(3)の積分は考え得る波数および振動数の範囲内での和を意味している。振動数  $\omega$  と波数  $k$  は、ベクトル表示される位相速度  $c(k)$  で関係づけられており、 $\omega = k \cdot c$  で表され、この関係は一般に分散性とよばれる。

ここで、相関距離ベクトル  $D$  を導入し、この距離間での相対運動について以下に論じていくことにする。

$D$  の間での平均ひずみを次式によって定義する。

$$\epsilon(D, t) = [u(x+D/2, t) - u(x-D/2, t)] \cdot d/|D| \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $d = D/|D|$  で、 $|D|$  は  $D$  の大きさを表す。式(4)より、次式の関係が容易に導かれる。

$$\epsilon(D, t) = \int U \cdot dik \cdot d\delta(k \cdot D/2) \cdot \exp(ik \cdot x + i\omega t) dk d\omega \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $\delta(\theta) = \sin \theta / \theta$  で式(5)においては  $|D|$  が零に近づいたとき、Dirac のデルタ関数とよく似た性質を示す関数である。

一方、 $D$  方向における地盤の速度振幅をスカラー量  $\bar{c}$  で除したものを  $\bar{\epsilon}$  とすれば、式(3)の定義から次のように書ける。

$$\bar{\epsilon} = \int U \cdot dikc/\bar{c} \exp(ik \cdot x + i\omega t) d\omega dk \dots\dots (6)$$

式(5)、(6)の  $\epsilon, \bar{\epsilon}$  を等価におくことによって、等価位相速度  $\bar{c}$  を  $k, D$  の関数として以下の式を満足するように決定することができる。

$$k \cdot [d\delta(k \cdot D/2) - c/\bar{c}] = 0 \dots\dots\dots (7)$$

式(7)より、たとえば、 $D$  の方向に平行に伝播する波動の位相速度を考えると、長い波長をもち、低い振動数成分を多く含む地震波については、 $\delta(k \cdot D/2)$  が Dirac のデルタ関数の挙動を示し、 $|D|$  に比較して十分長い波長に対して、1の値となる。したがって、

$$\bar{c} = c \cdot d \dots\dots\dots (8)$$

のように  $\bar{c}$  を定めることも可能である。

式(3)によって、実体波、表面波の伝播に伴う地盤の相対運動を解析することが可能であるが、両者を同時

に考えることは必ずしも容易ではない。震源と観測点の幾何学的位置関係、地形、地質などの多くの要素が絡んでくるので、実体波、表面波を別個に取り扱い、その成果を総合していくことが妥当な研究の方向であろうと考えられる。

**5. Rayleigh 波, Love 波の伝播に伴う相対運動**

前節の式 (3) を用いて、例題として Love 波, Rayleigh 波の伝播によって生じる相対変位と相関距離の関係、式 (1) に用いられるべき、等価位相速度  $\bar{c}$  の決定法などについて考察を加える。

3. でも述べたように、土岐は文献 5) で、2 点で記録された強震波形を解析することによって表面波の分散特性に近似的な位相速度を得ている。もちろん、この際、震源と観測位置の幾何学的関係、波動の伝播と運動の方向については十分の注意を払って解析データの選択を行っている。上記の事柄を考え合わせると、文献 5) とは逆に、地表面で得られた強震記録を、その地点での地盤条件に応じた理論分散特性に従って伝播させることにすれば、任意の距離における相対変位を算出することができるはずである。また、その距離間における平均ひずみが計算されるので、地盤速度振幅を求めておくことによって、式 (1) の等価位相速度を推定することも可能になる。

上記手法による実際的な計算法について以下に述べることにする。以下では、前節のベクトル表示された諸量が 1 次元の場合について書かれている。

相関距離  $D$  に対応する相対変位を  $du(x, D, t)$  と書けば次式により計算される。

$$\begin{aligned}
 du(x, D, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(i\omega) [\exp\{ik(t+D/2)\} \\
 &\quad - \exp\{ik(t-D/2)\}] \exp(i\omega t) d\omega \\
 &= \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(i\omega) \sin\left(\frac{kD}{2}\right) \exp\{ikx+i\omega t\} d\omega \dots\dots\dots (9)
 \end{aligned}$$

ここに、

$$F(i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \dots\dots\dots (10)$$

で、変位記録波形  $f(t)$  のフーリエ変換を意味している。式 (9) において、 $\exp\{ikx+i\omega t\}$  の項は波動として伝播してゆく形を表しているのので、ある基準点における時間的変動を調べれば、相対変位の相関距離  $D$  における最大値を計算できる。

$x=0$  を基準点にとることにすれば、式 (9) は、

$$du(D, t) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(i\omega) \sin\frac{k \cdot D}{2} \exp(i\omega t) d\omega \dots\dots\dots (11)$$

となって、原変位波形のフーリエ変換に  $2i \sin k \cdot D/2$  を乗じて逆変換をすれば、相対変位の時刻歴が計算されることがわかる。

また、“平均ひずみ” 波形  $\bar{\epsilon}(D, t)$  は、 $du(D, t)$  を  $D$  で除することによって次のように得られる。

$$\begin{aligned}
 \bar{\epsilon}(D, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(i\omega) \cdot ik \\
 &\quad \cdot \sin\left(\frac{kD}{2}\right) / \left(\frac{kD}{2}\right) \exp(i\omega t) d\omega \\
 &\quad \dots\dots\dots (12)
 \end{aligned}$$

一方、変位を場所の関数  $x$  で微分して得られるひずみを“局部ひずみ” とよんで  $\epsilon$  と書くことにすれば、式 (9) の原変位波形の形を考慮して、 $x=0$  における局部ひずみは次のようになる。

$$\epsilon(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(i\omega) \cdot ik \cdot \exp(i\omega t) d\omega \dots\dots (13)$$

式 (12) と式 (13) を比較すれば、いずれもフーリエ逆変換の形であり、 $\sin(kD/2)/(kD/2)$  が異なるだけである。 $\sin z/z$  の関数は  $z \geq 0$  に対して、 $z=0$  で最大で、振動しながら減衰してゆくものであるのので、ある振動数に対しては局部ひずみは、いかなる相関距離の平均ひずみよりも大きな値であるといえる。しかし、式 (12) でわかるように波数  $k$  が振動数の関数であるので時間領域で両者の関係を一般的に論ずることは難しい。ある場合には、平均ひずみが局部ひずみよりも大きくなる可能性もあるが、変位パワースペクトルに 2 つ以上の顕著なピークがある場合は珍しいので、一般的には、 $\epsilon \geq \bar{\epsilon}$  の関係が成立すると考えて間違いないものと思われる。

等価位相速度  $\bar{c}$  は式 (1) の定義より次式で書き表される。

$$\begin{aligned}
 \bar{c} &= \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(i\omega) \cdot i\omega \cdot \exp(i\omega t) d\omega \right]_{\max} / \\
 &\quad \cdot [\bar{\epsilon}(t)]_{\max} \dots\dots\dots (14)
 \end{aligned}$$

式 (9)~式 (13) における波数  $k$  は、振動数の関数で  $k(\omega)$  と書くべきもので、Love 波, Rayleigh 波の分散関数から決定されるもので、 $\omega$  に対応して各次数の  $k(\omega)$  が求まり、 $k(\omega) \cdot c = \omega$  の関係より各次数での位相速度が計算される。

したがって、各次のモードをすべて加え合わせることによって、たとえば式 (11) の相対変位を計算しなければならない。しかし、高次モードは振動数の高いところでのみ影響をもってくるので、低振動数域でスペクトル振幅が卓越するような変位について議論する場合には、第 1 次モードのみを考慮しても第 1 段階としてはあまり問題にはならないと思われる。

数値計算の対象として、本文では California 州の Ferndale を選んだ。この地点では地質条件が比較的地の深い場所まで知られており、また、ここには、強震

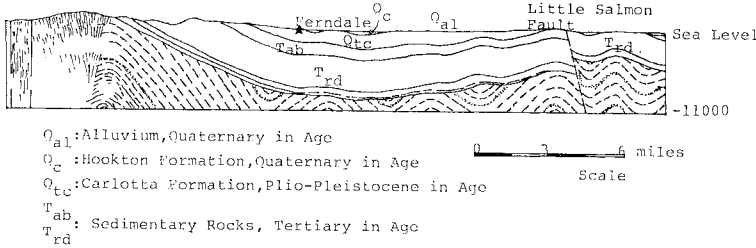


Fig. 7 Geological Section at Ferndale Site.

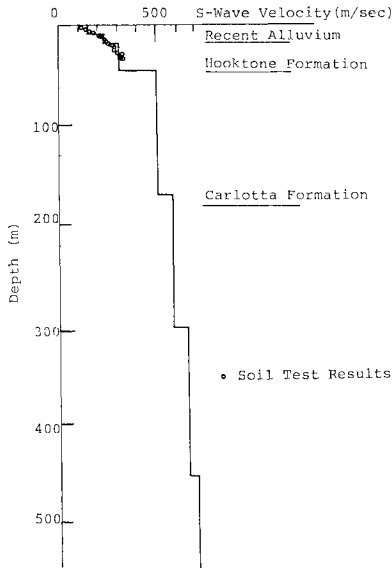


Fig. 8 Geological Profile at Ferndale Site.

計が設置されており、解析上、都合のよい地震記録がいくつか得られている。

Fig. 7 に Ferndale 付近の地質断面図を示している。比較的硬い地盤で、石油パイプライン地震対策要綱に定められている第2種地盤に相当するものと考えてよいであろう。Fig. 8 には、Ferndale の地質資料より作成した表面波の分散曲線を計算するための水平多層地盤のモデルを示している。Figs. 7, 8 は、文献 7) のデータに基づいたものであるが、深さ 400 m 程度までは十分な精度をもった解析モデルと考えてよいであろう。

変位スペクトルは低振動域に振幅のピークをもつ場合が多いので、式 (11) によって相対変位を計算しようとする場合、 $k(\omega)$  を低振動数域で精度よく求めておく必要がある。低振動数は波速が一定であれば波長の長い波動に対応する。したがって地中の深い位置での地盤条件が関係してくることになるので、できる限り深い地点まで考慮してモデル化することが望ましい。強震計ピックアップの精度も考慮して 0.2 Hz まで解析可能とすれば、地表面せん断波速度を 150 m/s として半波長は 375 m となるので、Fig. 8 で 400 m までの深さをとって

きていることはほぼ妥当であると推察される。

Fig. 8 の解析モデルによって計算された Love 波、Rayleigh 波の基本モードに対応する分散曲線を Fig. 9 に示す。同図中には、各層の層厚、P, S 波速度、単位体積重量を示している。

この計算は、Schwab と Knopff<sup>8)</sup> によって与えられたプログラムに多少修正を加えて行ったものである。水平多層地盤の表面波の分散を計算するための手法は、最初 Haskell<sup>9)</sup> によって提案されたが、本質的に計算精度に問題があるので、より計算時間が速く、精度の向上を期待できる上記手法を採用したものである。Fig. 9 より知られるように、Love 波、Rayleigh 波の分散曲線は非常に似かよっており、本質的に、短い波長では地表面付近のせん断波速度に近づき、長い波長になれば最下層のせん断波速度に近づいている。位相速度について議論する限りでは、Love 波、Rayleigh 波は、 $f=c_s(h)/4h$  ( $h$ : 地表面からの深さ、 $c_s(h)$ :  $h$  の位置でのせん断波速度) に近似的な関係を保っていると考えられ、基本的にせん断波速度が重要となる。

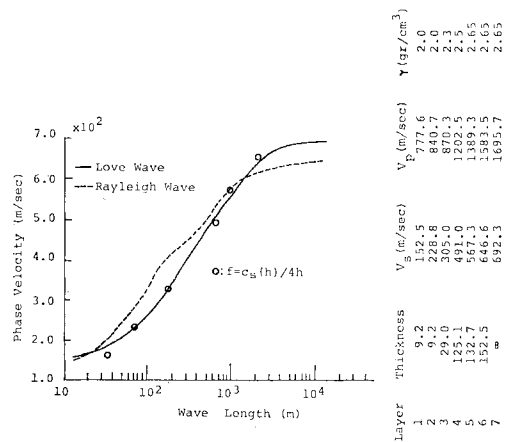


Fig. 9 Theoretical Dispersion Curves.

Fig. 9 中には、 $f=c_s(h)/4h$  より計算した波長  $L=c_s(h)/f$  と  $c_s(h)$  の関係も数点プロットしてある。Love 波分散曲線にほとんど一致しており、Rayleigh 波のそれとは若干のずれがみられる。 $f=c_s(h)/4h$  の関係はせん断波動に対してより合理的であることを考え合せれば、上記傾向は納得される。

実際上の精度の問題を考え合せれば、多くの労力を要する理論分散曲線の近似値として、 $f=c_s(h)/4h$  の手法により求めた値を用いて大過ないと思われる。

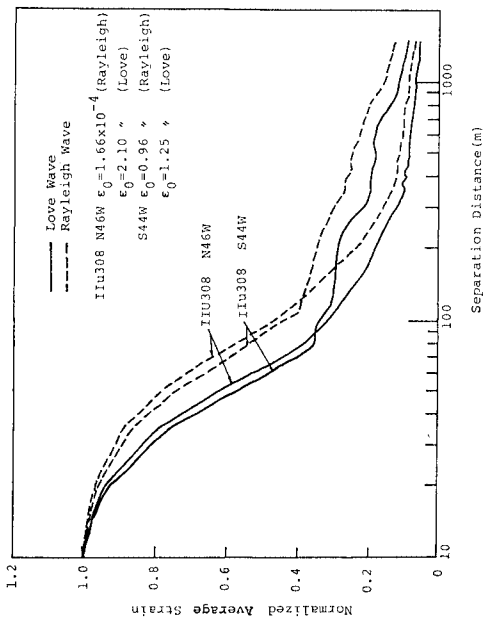


Fig. 12 Normalized Average Strain vs. Separation Distance.

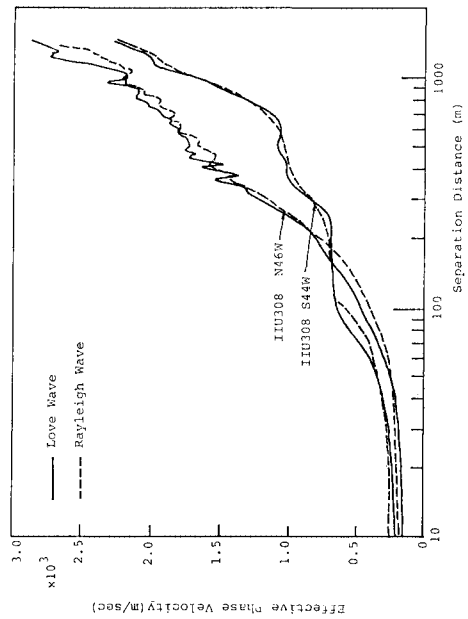


Fig. 13 Effective Phase Velocity vs. Separation Distance.

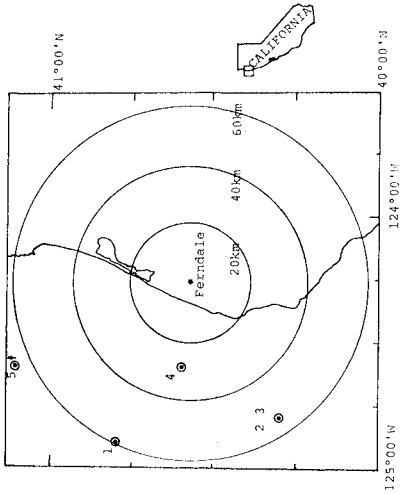


Fig. 10 Location of Epicenters.

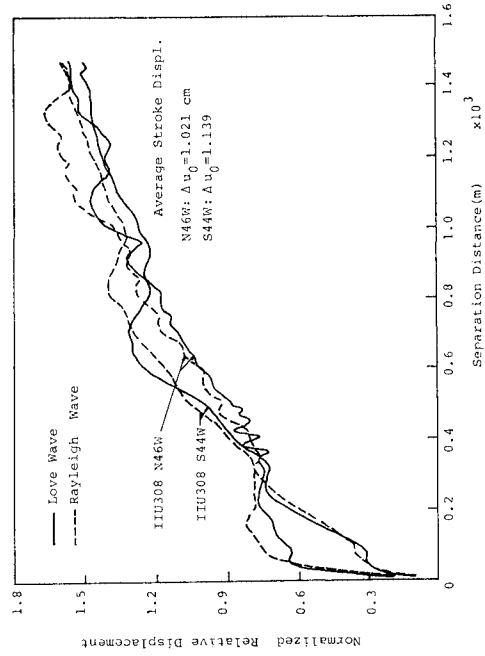


Fig. 11 Normalized Relative Displacement vs. Separation Distance.

Table 3 Analyzed Seismograms

No. in Fig. 10	Date	Record Name	M	R (km)	Comp.	Max. Acc. (gal)	Max. Vel. (kine)	Max. Dis. (cm)
1	1960 June 5th	II U 308	5.7	60	N 46 W	57.6	3.1	1.2
					S 44 W	73.6	3.6	0.1
					UD	14.4	1.1	0.8
2	1951 Oct. 7th	II A 002	6.0	55	N 46 W	109.5	7.4	2.7
					S 44 W	102.0	4.8	2.4
					UD	26.4	2.2	1.6
3	1938 Sept. 11th	II B 026	5.5	55	N 45 E	140.9	6.6	3.9
					S 45 E	87.1	6.8	1.6
					UD	31.6	1.4	0.6
4	1941 Oct. 3rd	II U 300	6.4	30	N 45 W	118.6	6.9	3.0
					S 45 W	113.6	5.7	2.5
					UD	37.5	2.6	1.1
5	1934 July 6th	II U 294 ( $JMM=V$ )	132		UD	6.0	0.8	1.0

Fig. 9 の関係を振動数と波数の関係に変換し、式 (11) を用いることによって任意の相関距離  $D$  に対する相対変位  $du$  が計算される。

式 (11) の  $F(i\omega)$  (変位波形のフーリエスペクトル) を計算するのに用いた強震記録とその特性値を Table 3 に示した。また、これらの記録が得られた地震の震央と Ferndale の位置関係を Fig. 10 に示している。5 つの地震に対して得られた 13 成分の記録に対して計算を実施している。

Fig. 11 は、II U 308 の N 46 W と S 44 W の記録について、相関距離と相対変位の関係についてみたものである。相関変位については、原変位波形の振幅の最大、最小値を  $u_{max}$ ,  $u_{min}$  とし、 $\Delta u_0 = |u_{max} - u_{min}|/2$  で規準化している。 $\Delta u_0$  は平均的な最大片振幅に相当するものである。N 46 W, S 44 W の  $\Delta u_0$  はそれぞれ、1.021 cm, 1.139 cm である。

この記録の得られた震央は Fig. 10 に示す No. 1 点であり、Ferndale との位置関係からすれば、N 46 W が Rayleigh 波、S 44 W が Love 波の成分にほぼ対応する。しかし、Fig. 11 中には、記録の両成分に対して、Rayleigh 波、Love 波の両方の分散特性 (Fig. 9) で変位波形を伝播させた際の相対変位を示している。一つの記録にどちらの分散曲線を用いようとも相対変位には有意な差が認められない。Love 波、Rayleigh 波の分散特性は似かよっているため、原波形の振動数成分が問題となってくる。低振動数成分は相関距離の大きいところでの影響が大きく、したがって規準化した場合、同様な傾向を示す。また、正負の最大、最小が同時刻にきたときに最大相対変位が得られるので、規準化した相対変位は 2.0 を超えることはないと思われる。一方、相関距離の小さな場合には、原変位波形に含まれる高振動数成分の影響が大となる。高振動数成分は振幅が小さく、

かつ振幅の大きな低振動数成分に付随する形で含まれてくるので、個々の記録によってかなりの異なりがある。

継手のある埋設管の設計では数メートル離れた地点での相対変位量が問題となってくるので、変位波形に含まれる高振動数成分が重要となる。いいかえれば、伝播する変位波の差を求めることは、速度波の特性を論じることと等価であり、したがって変位波動の高振動数成分が問題となる。Fig. 11 で、相関距離の小さなときの相対変位の

立上がり方が異なってくるのは上記理由によるものと考えられる。

Fig. 12 には、Fig. 11 の相対変位に対応するひずみを示している。Rayleigh 波に対するものは伸縮ひずみ、Love 波に対するものはせん断ひずみに相当していると考えてよい。ひずみは相関距離 10 m の地点でのひずみで規準化してある。式 (13) より予想されたように、局部ひずみは平均ひずみよりも大きくなっており、特殊な波形でない限りは Fig. 12 の傾向は一般的であると考えてよい。Fig. 12 の例では、100 m 離れば、平均ひずみは局部ひずみの 1/2~1/3 となっている。管路応答解析との関連でいえば局部ひずみは管体自体の破壊を検討する基準となり、平均ひずみは継手あるいはマンホールなどの関連構造物間の相対変位を検討する基準となり得ると考えられる。

Fig. 13 には、式 (14) より求めた等価位相速度と相関距離の関係を示している Love 波、Rayleigh 波について、震央位置と成分の関係を無視して求めても、100 m 以下ではほとんど影響がないことがわかる。Figs. 11, 12 についても同様なことがいえることを考え合せると、震源から観測点へ伝わってくる経路の影響は、もちろん重要であるが、短周期波動の伝播について論じるときには、特に観測点近傍の地質構造の特性の影響が大きいといえそうである。

Fig. 13 で、相関距離が小さい 30 m 以下の付近では等価位相速度は 150~250 m/s となっており、地表面あるいは、若干深い位置でのせん断波速度に近い値となり、相関距離が延びるに従って等価位相速度は大きな値となる。等価位相速度は、ある距離だけ隔った地点間のひずみを推定するのに、 $\varepsilon = V/\bar{c}$  の式を用いた場合に使用されるべき  $\bar{c}$  の値であり、Fig. 13 の傾向は、Table 2 の結果を十分に説明し得るものである。すなわち、相

間距離が大きな場合、 $\bar{c}$  も大きな値をとるべきで、地中の深い位置でのせん断波速度が関与してくる。

Love 波, Rayleigh 波の場合とも、等価位相速度が同様な傾向を示すことは、本質的に地盤のせん断波速度が関係していることを示唆しているといえよう。

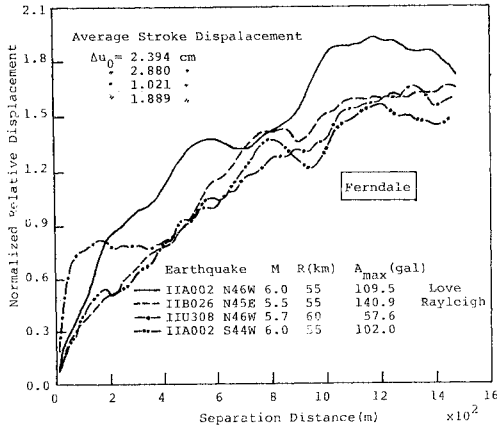


Fig. 14 Normalized Relative Displacement vs. Separation Distance.

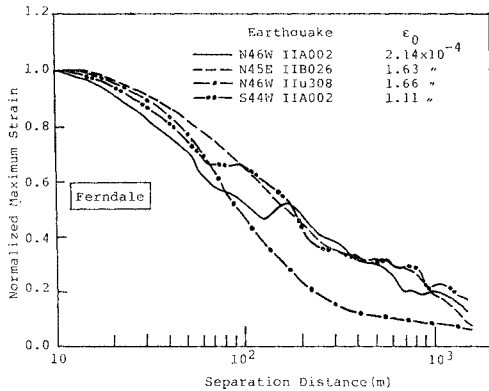


Fig. 15 Normalized Average Strain vs. Separation Distance.

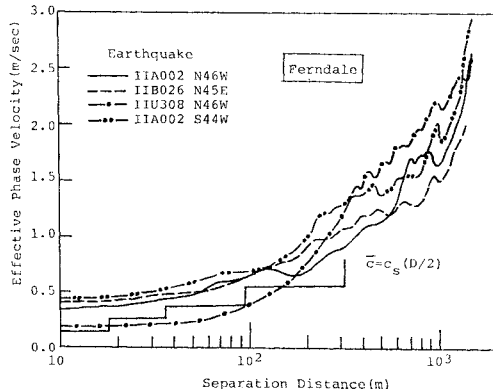


Fig. 16 Effective Phase Velocity vs. Separation Distance.

Fig. 13 で等価位相速度が現実のせん断波速度の最大値 (400 m 程度の深さで約 700 m/s) よりも大きな値となる相関距離の範囲が存在しているが、この程度の相関距離での平均ひずみ、等価位相速度を論じるには、もっと深い地層をも考慮して、地層をモデル化して分散曲線を求める必要のあることを示すものである。

Figs. 14~16 には、Figs. 12, 13 と同様な値を、入力変位波形を換えて、震源と観測点の位置関係から Love 波, Rayleigh 波に相当する成分を考慮して計算した結果を示している。

大きさの異なる地震入力であっても、平均変位振幅  $du_0$ 、や基準点でのひずみ  $\epsilon_0$  で規準化すればほとんど同様な傾向を示すことが知られる。この場合には、地震のマグニチュード、震央距離が同程度の波形を選んで入力として用いているために、いっそう上記の傾向が顕著になっていると推察される。

Ferndale の地盤は数百メートルの深さの間に、せん断波速度が 100~700 m/s 程度に変化するようなごく一般的な地盤構造をもっている。この地点での解析によって次のようなことがわかった。興味の対象となる波動の波長は、位相速度を通じて、地震動の振動数 (1/20~20 Hz) とカップリングをしている。また、あるケースについては、相対変位は急激に上昇し、100 m の相関距離で平均最大変位振幅  $du_0$  の 70% に達する場合もある。また、相関距離 1200~1300 m で、相対変位は  $du_0$  のほぼ 2 倍になるとみなしてよい。

平均ひずみのほうは、相関距離の増大とともに急激に減少する。たとえば、IIU 038 の N46 W (Rayleigh 波) で、10 m 離れた地点で  $2 \times 10^{-4}$  のひずみは 100 m で  $0.5 \times 10^{-4}$  となる。この場合、マグニチュード 5.7、震央距離 60 km、最大速度振幅 3 cm/s、最大変位振幅 1.2 cm である。

一般に、波長  $L$  の正弦波動について考えると、半波長離れた地点で最大の相対変位が生じる可能性があるので、 $L=2 \cdot D$  の関係にある ( $D$ : 相関距離)。一方、地表面からの深さ  $h$ 、せん断波速度  $c_s(h)$  の地層を伝播するせん断波が地表面で最大変位を生じる場合には、その波長  $L'$  は  $L'=4h$  を満足していると考えられる。しかるに、地表面に沿って伝播する表面波の波長と鉛直下方より上昇する地震波の波長とは、同一地盤においてはほぼ等しいと考えられるので、 $L=L'$  とみなすことは妥当であると推察される。このとき次式が成立する。

$$h = D/2 \dots\dots\dots (15)$$

ゆえに、相関距離  $D$  における等価位相速度  $\bar{c}$  を  $D/2$  でのせん断波速度に等しいとして、

$$\bar{c} = c_s(D/2) \dots\dots\dots (16)$$

の関係を仮定することには十分の意義があると思われる



る。事実、Fig. 16 中には、モデル化の上で精度が保証されている 400 m までの相関距離に対して、Fig. 8 を参照して式 (16) をプロットしてあるが、本論文の解析手法で求めた値と似かよっていることが知られる。

## 6. 結 論

本論文では、対象とする地点の地質条件に応じた地盤のひずみと相対変位の推定手法について述べている。水平方向に伝播する波動の第 1 次モードのみについて考慮しているが、実体波あるいは高次モードを組み合わせた解析にも、観測データさえ得られれば容易に適用されるものである。

本論文の結論として以下のことが指摘される。

(1) 地震観測記録より推定される短周期表面波動の見掛け伝播速度は、用いた記録の得られた観測点間の距離に左右され、その地点の地質条件と関係している。

(2) Love 波、Rayleigh 波の分散曲線は、近似的に次式によって推定される。

$$f = c_s(h)/4h, L = c_s(h)/f$$

ここに、 $f$  は振動数、 $c_s(h)$  は地表面から  $h$  の深さにある地盤のせん断波速度、 $L$  は振動数  $f$  に対応する表面波の波長。

(3) ベクトル表示した一般フーリエ変換法によって、表面波、実体波を含んだ波動の表示が可能であることを示し、その波動伝播に伴う地盤の相対変位、等価位相速度について、一般的に知られる事項について述べた。

(4) 本解析手法の応用例として、Ferndale 地点を取り上げ、地盤相対変位に関して数値計算を実施した結果、相関距離の小さなところでは変位波形の高振動数成分の影響が大きいこと、相対変位は、平均最大変位振幅の 2 倍を超えないこと、などが知られた。

(5)  $\bar{\epsilon} = V/\bar{c}$  ( $\bar{\epsilon}$ : 相関距離  $D$  の間の平均ひずみ、 $V$ : 地盤の速度振幅、 $\bar{c}$ : 等価位相速度) の推定式に用

いるべき  $\bar{c}$  の値は次式によって与えられると考えるのが妥当である。

$$\bar{c} = c_s(D/2)$$

ここに、 $c_s(z)$  は  $z$  の深さの地層でのせん断波速度である。本解析ではある地層での均質弾性線形挙動の仮定を行っているが、実際の地盤での非均質性を考慮すれば、安全側を見込んで、 $\bar{c}$  の下限値として  $D/3$  あるいは  $2D/3$  程度のところでのせん断波速度を用いるのがよいのかも知れない。

## 参 考 文 献

- 1) Sakurai, A. and T. Takahashi : Dynamic Stresses of Underground Pipelines During Earthquakes, Proc. of the 4th WCEE, pp. 81~95, 1969.
- 2) Tsuchida, H. and E. Kurata : Observed Earthquake Ground Displacements along a 2500 Meter Line. Proc. of U.S.-Japan Seminar on Earthquake Engineering Research with Emphasis on Lifeline Systems, pp. 29~42, 1976.
- 3) Tamura, C., T. Noguchi and K. Kato : Earthquake Observation along Measuring Lines on the Surface of Alluvial Soft Ground, Proc. of the 6th WCEE, pp. 389~394, 1977.
- 4) 嶋 悦三 : 強震地動に見られる表面波成分. 第 3 回日本地震工学シンポジウム, pp. 277~284, 1970.
- 5) Toki, K. : Strain Amplitude by Body and Surface Waves in a Near Surface Ground, Proc. of U.S.-Japan Seminar on Earthquake Engineering Research with Emphasis on Lifeline Systems, pp. 15~28, 1976.
- 6) Hanks, T.C. : Strong Ground Motion of the San Fernando, California Earthquake : Ground Displacement, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 65, No. 1, 1975.
- 7) Wiggins, J.H. : Effect of Site Conditions on Earthquake Intensity, Journal of the Structural Division, A.S.C.E., Vol. 90, No. ST 2, pp. 279~313, 1964.
- 8) Schwab, F.A. and L. Knopoff : Fast Surface Wave and Free Mode Computations, Methods in Computational Physics, Vol. 11, edited by B.A. Bolt, Academic Press Inc., pp. 87~180, 1972.
- 9) Haskell, N.A. : The Dispersion of Surface Waves on Multilayered Medium, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 43, pp. 17~34, 1953.

(1979. 6. 11・受付)