



Title	2. 表面波の周期特性に関する模型実験
Author(s)	浜田, 和郎; HAMADA, Kazuo
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 12, 15-28
Issue Date	1964-08-25
DOI	<a href="https://doi.org/10.14943/gbhu.12.15">https://doi.org/10.14943/gbhu.12.15</a>
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/13871">https://hdl.handle.net/2115/13871</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	12_p15-28.pdf



## 2. 表面波の周期特性に関する模型実験

浜田和郎

(北海道大学理学部地球物理学教室)

— 昭和 39 年 4 月受理 —

### I. 序 言

前の論文<sup>1)</sup>で表面波の周期特性に関する実験について報告した。そこでは第 1 図にある 2 次元の model を使用して表面波の振幅と周期の関係を調べた。その結果 model 固有の著しい周期特性が存在する事、且つ  $TV_{p_1}/H \approx 2.5$  ( $T$ ; 周期,  $V_{p_1}$ ; 上層の P 波の速度,  $H$ ; 上層の厚さ) の近くの周期の波が一番たくえつし、その波は fundamental mode に属して minimum group velocity に当る波の周期よりも短い周期である事を明らかにした。

今回の実験目的は、更に発展させて波のスペクトル分析を行なう事によって定量的に周期特性を調べる事である。その結果振源のスペクトルと観測された表面波のスペクトルの比は常に一定値をとり、観測波のスペクトルの振源のスペクトルに対する比、即ちここで定義した表面波の周期特性が最大となるのは  $TV_{p_1}/H \approx 3$  の周期の波に対してである事がわかった。やはりこの波は fundamental mode に属して minimum group velocity に当る周期  $TV_{p_1}/H \approx 4$  の波よりも短い。

次に今回の実験の範囲では振源と観測点の距離が変化しても観測される波のスペクトル構造は変化しない事が明らかになった。

最後に多くの波のスペクトル分析を行なう際に位相を計算で求め、波の位相速度を決めて見た。その結果を山谷の走時曲線から位相速度を決める方法<sup>2)</sup>と比べると完全に同じ結果になる事がわかった。いずれの方法で求めた位相速度の値も理論値と合っている。スペクトル分析によって求める方法の利点は、山谷の走時曲線による方法と比べて、精度が良く且つ山谷の走時曲線からは求める事の出来ない広い範囲の周期にわたって位相速度を決定する事が出来る点である。

### II. 周期特性についての予備的考察

#### 1. 周期特性の意味

時間軸を適当にとると観測された波のスペクトルはそのラプラス変換で表現される。振源から直接出る波のスペクトルを

1) 浜田和郎; 固体—固体波の周期特性に関する模型実験, 地震, 16 (1963), 133.

2) 前出

$$\mathcal{L}[f_0(t)] \tag{II-1}$$

とおく。ここで

$$\mathcal{L}[f_0(t)] = \int_0^{\infty} e^{-st} f_0(t) dt$$

である。 $f_0(t)$  は振源から出る波の時間  $t$  に関する波形である。同様に或る点で観測された表面波のスペクトルを

$$\mathcal{L}[f_s(t)] \tag{II-2}$$

とおく。ここで  $f_s(t)$  は観測された表面波の時間  $t$  に関する波形である。

もしこの系で直線性即ち重ね合せの原理が成立すれば、振源で

$$f_0(t) + f_0(t-\tau)$$

なる波を出す場合は、前と同じ観測点での波形が

$$f_s(t) + f_s(t-\tau)$$

となる。この場合のスペクトルは振源及び観測点でおのおの

$$\mathcal{L}[f_0(t) + f_0(t-\tau)], \mathcal{L}[f_s(t) + f_s(t-\tau)]$$

となる。所で

$$\begin{aligned} & \mathcal{L}[f_0(t) + f_0(t-\tau)] \\ &= \mathcal{L}[f_0(t)] + \mathcal{L}[f_0(t-\tau)] \\ &= \mathcal{L}[f_0(t)] + e^{-s\tau} \mathcal{L}[f_0(t)] - e^{-s\tau} \int_0^{-\tau} e^{-st} f_0(t) dt \end{aligned}$$

となる。今時間座標を適当に選んでおけば  $-\tau < t < 0$  なる  $t$  に対して  $f_0(t) = 0$  になる。従って振源のスペクトルはその場合に

$$(1 + e^{-s\tau}) \mathcal{L}[f_0(t)] \tag{II-3}$$

となる。全く同様に観測された波のスペクトルも

$$(1 + e^{-s\tau}) \mathcal{L}[f_s(t)] \tag{II-4}$$

となる。(II-1), (II-2), (II-3), (II-4) によって、直線性が成立すれば振源のスペクトルに対する観測された波のスペクトル比は常に一定値を保つ事になる。この事は一般に直線性の成立つ系に於てはいえる事である。弾性波の場合は経験上からも実際に成立つ事が予想される。表面波の場合、振源から直接出る波のスペクトルに対する観測された表面波のスペクトル比は model の媒質及び構造等によって決まる表面波の周期特性の意味であろう。従って種々のスペクトル構造をもつ振源に対しおのおの場合に表面波を観測し、そのスペクトルを求める事により、経験的に表面波の周期特性を求める事が出来るであろう。

## 2. 表面波の伝播とそのスペクトル構造

今振源の近くの或る点で観測された表面波を  $f(t)$  とし、そのスペクトルを  $\varphi(\omega)$  とすると

良く知られた次の関係式が成立する。

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad \varphi(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$$

この波が更に振源より遠くへ伝播する場合に分散だけに支配されているとする。ただし伝播速度は周波数のみの函数であるとする。この時更に遠くで観測される表面波の波形  $f'(t)$  は

$$f'(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega(t-x/c(\omega))} d\omega$$

となる。ここで  $x$  は上の二つの観測点間の距離であり、 $c(\omega)$  は周波数のみに依存する各周波数の波の伝播速度である。この場合のスペクトル  $\varphi'(\omega)$  は

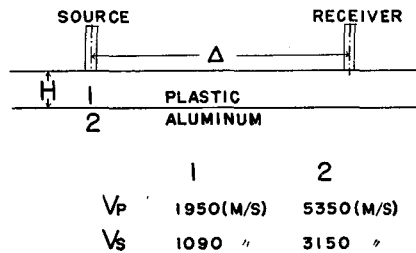
$$\varphi'(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} dt \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{-i\omega x/c(\omega)} e^{i\omega t} d\omega = \varphi(\omega) e^{-i\omega x/c(\omega)}$$

となる。そこで今スペクトルを位相函数と振幅函数とに分離すれば、上の簡単な計算から今の場合は表面波の伝播によって波の振幅函数は保存される事になる。この事を実験的に確かめる事が出来れば、前の節でのべた周期特性の意味を拡張させる事が出来る。つまり周期特性というものを、位相を考慮しないで、観測された表面波の振幅函数と振源の振幅函数の比にする。それによって周期特性は振源と観測点の距離によらないで model の媒質及びその構造のみによって決まってくる。

### III. 実験装置及び方法

実験に使用した synchroscope, pulse-generator, pre-amp., receiver, source 及び層構造の model は前回<sup>3)</sup>と全く同じものを使用した。但し source には前回と違って使用したチタン酸バリウム磁器は直径 6 mm, 厚さ 3 mm の円板型のものを用いた。この磁器の共振周波数は約 1200 kc で、磁器の backer と cover を含めた head の共振周波数は、通常の観測条件と同様にしてプラスチック板に接触させると約 200 kc である。

表面波の観測は第 1 図にある様に source も receiver も全ての場合に表層に垂直に立てて行なわれた。振源から直接出る P 波の観測は第 2 図に示してある状態で行なわれた。source および receiver と model との接触面にはグリースを塗って密に接触させたが head の接触のさせ方によっては観測される波の振幅が 10% 程度変化する状態である。



第 1 図 模型及び表面波の観測方法  
 $V_p, V_s$  は各々 P 波, S 波の速度を表す  
 Fig. 1. Schematic diagram of model.  
 Longitudinal velocity and shear velocity are denoted by  $V_p$  and  $V_s$  respectively.

3) 前出

現在使用している手製の receiver については、弾性波の入力に対する response は正確にわかっていない。従って今目的としている表面波の周期特性を知るためには receiver に関する未知の量を消去する方法を採用しなければならない。第1図にあるような方法で観測された表面波の波形を  $f_s(t)$  とし、その振幅関数を  $A(T)$  とする。ここで  $T$  は周期を意味する。その時、

$$A(T) = \left| \int_{t_1}^{t_2} f_s(t) e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt \right| \quad (\text{III-1})$$

を以って振幅関数の定義とする。ここで対象としている表面波にのみ注目して孤立波と見做せば、時刻  $t_1$  と  $t_2$  の間に対象とする波の全てが含まれる様にして振幅関数を求める。この様にして求めた振幅関数  $A(T)$  を次の様に考える。

$$A(T) \equiv O(T) \cdot MG(T) \cdot MP(T) \cdot R(T) \cdot AP(T) \quad (\text{III-2})$$

$O(T)$ ; 振源から直接出る波の振幅関数

$MG(T)$ ; 表面波の生成に関する model の周期特性

$MP(T)$ ; 表面波の伝播に関する model の周期特性

$R(T)$ ; receiver の周期特性

$AP(T)$ ; 他の装置全ての周期特性

一方第2図に示してある方法で振源から直接出る波を観測し、その振幅関数  $B(T)$  を同様にして次の様に求める。

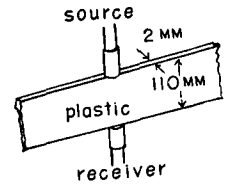
$$B(T) = \left| \int_{t_1}^{t_2} f_0(t) e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt \right| \quad (\text{III-3})$$

この  $B(T)$  は又次の様なものであると考える。

$$B(T) \equiv O(T) \cdot R(T) \cdot AP(T) \quad (\text{III-4})$$

ここでは媒質による波の減衰の問題は考慮していない。つまり注目している波の周波数の範囲に於ては、減衰は周波数に無関係だと考えている。

以上の様に考えるならば、model に固有な周期特性  $MG(T) \cdot MP(T)$  は  $A(T)/B(T)$  で以って求める事が出来る。更に振源と観測点の距離を変えてみる事によって、表面波の生成に関する特性  $MG(T)$  や伝播に関する特性  $MP(T)$  を調べる事が出来るであろう。この際に問題となるのは、実際に上でのべて来た方法によって表面波の周期特性を求める事が可能かどうかである。それは model を通る波の性質を含め実験装置一切を含めた上で直線系であるかどうかという問題である。且つ今回の実験に伴う種々の誤差を含めた上で定量的にどの程度成立つか、それによって周期特性をどの程度決定出来るかという事である。



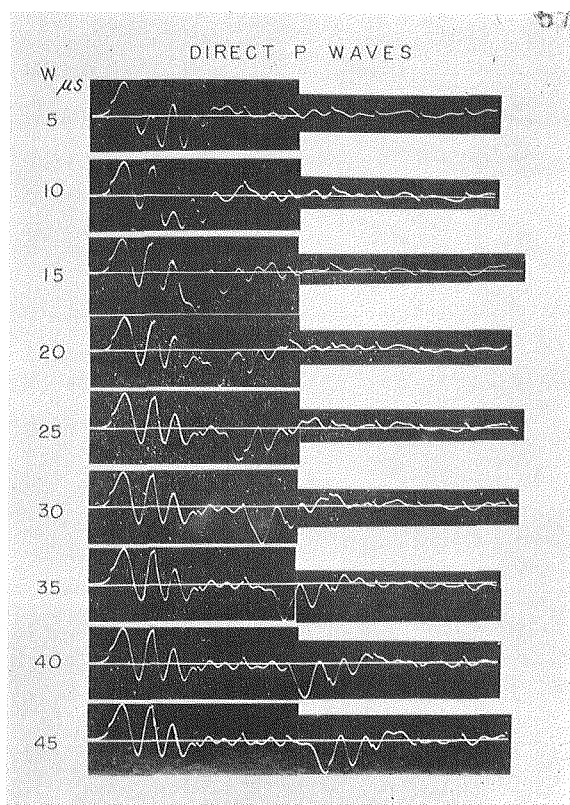
第2図 振源からのP波の観測方法

Fig. 2. Method by which the direct P waves are observed.

## IV. 得られた記録とそのスペクトル構造

1.  $H=32$  mm model を使用した実験結果

はじめに振源から直接出る P 波の観測を第 2 図に示してある方法で行なった。得られた記録は第 3 図に示してある。振源の条件を種々に変化させて表面波の観測を行なうために、振源に用いたチタン酸バリウム磁器に加える電圧波形を種々に変えた。加える電圧は 270 V の矩型波としその pulse 幅を  $5 \mu\text{s}$  間隔に  $5 \mu\text{s}$  から  $45 \mu\text{s}$  まで変えた。



第 3 図 第 2 図の方法で得られた記録。W は加えた電圧の pulse 幅を示す。time scale は  $10 \mu\text{s}$  間隔を示す。

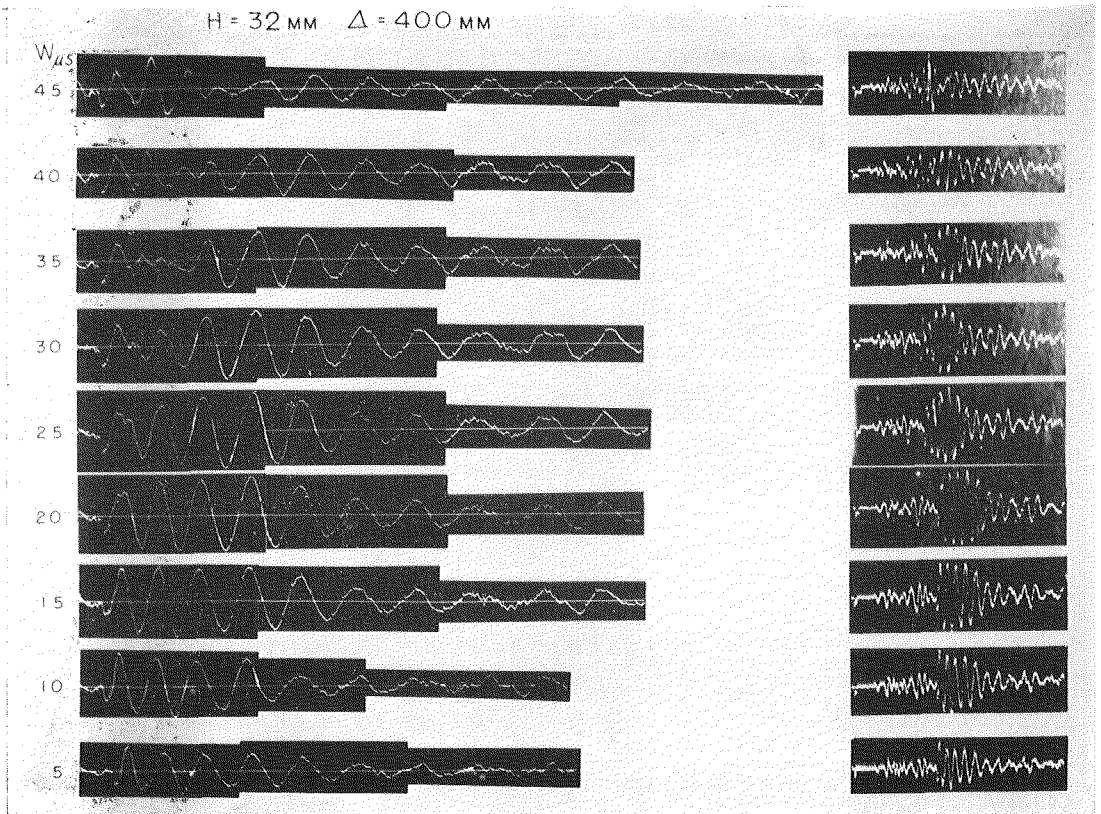
Fig. 3. Seismogram obtained by the method shown in Fig. 2. Pulse width is shown by W. Time scale indicates  $10 \mu\text{s}$  apart.

第 3 図にある time scale は  $10 \mu\text{s}$  間隔を表わしている。W は source に加える電圧の pulse 幅である。pulse 幅が  $25 \mu\text{s}$  以上のものを見るとはつきりしているが、急激な step 状の電圧の増加に対する振源の head の応答は加える電圧の pulse 幅に関係なく同じ波形である。又 step 状の急な電圧の減少に対する head の応答も pulse 幅に関係なくほとんど同じ波形である。更に電圧の急な立上り、下りに対する head の応答はよく似た形をしている。ただ polarity が逆なだけである。もちろん電圧の立上り、下りに対する応答の間隔は完全に加えた電圧の pulse

幅に等しい。pulse 幅が  $25 \mu s$  以下の場合も結局は電圧の立上り、下りに対する応答の重ね合せになっているものと思われる。第3図に示してある記録は source, receiver, model の接触のさせ方は同一である。始めに source, receiver, model をセットしたままの状態であら振源に加える電圧の pulse 幅のみを変えて観測したものである。ここで観測された波形  $f_0(t)$  の振幅函数  $B(T)$  は (III-3) 式によって計算し第5図に示してある。第5図では観測した表面波の振幅函数と比較するために周期  $T$  は  $20 \mu s$  から  $100 \mu s$  までの範囲を示している。

この様な振源条件の下で、表面波の観測をまず表層の厚さ  $H$  が  $32 \text{ mm}$  の model を使用して行なう。振源と観測点間の距離  $\Delta$  を  $400 \text{ mm}$  に固定し、source, receiver, model をはじめにセットしたまま観測を行なった。こうして head と model の接触のさせ方による条件の差が生じないようにした。観測された波は第4図に示してある。ここでも time scale は  $10 \mu s$  間隔を示す。一番左端の time mark は shot mark から数えて  $400 \mu s$  たった時刻を表わしている。

plastic-aluminum model の場合に振幅が最大で一番顕著に現われる波群は dispersive Rayleigh Waves の fundamental mode に属して、群速度は上層の Rayleigh Waves の速度

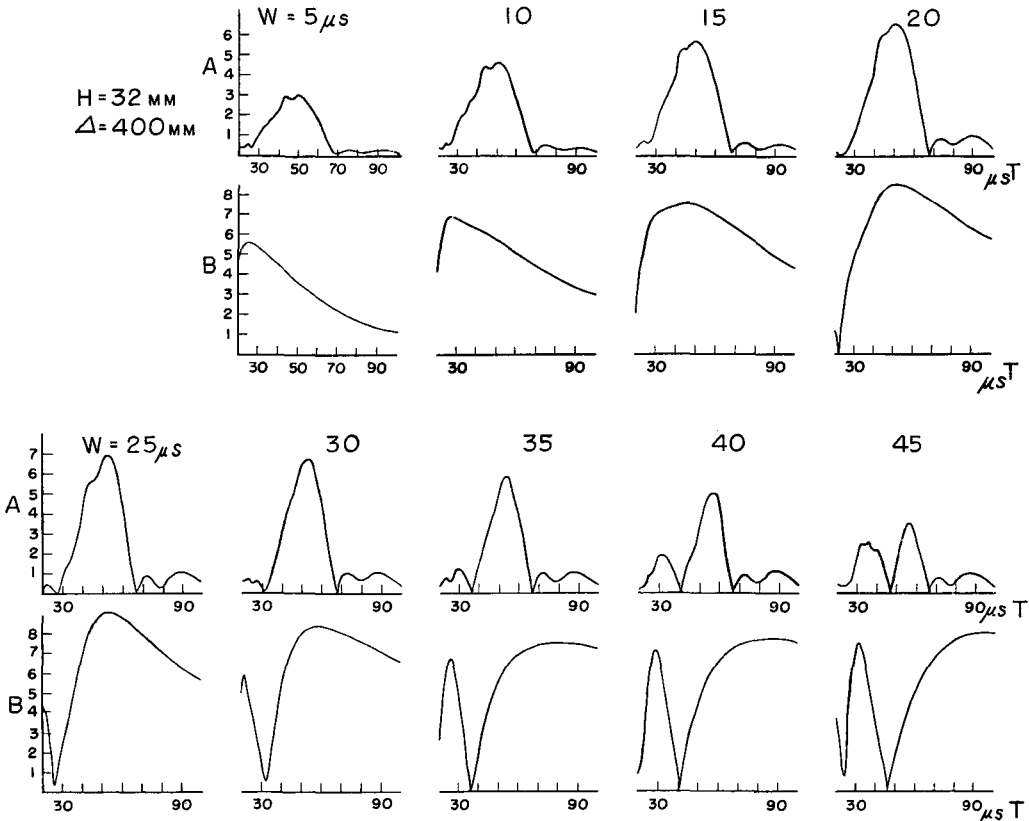


第4図 表層の厚さが  $32 \text{ mm}$  の model から得られた記録。  $W$  と  $\Delta$  は各々 pulse 幅と振央距離を表わす。time scale は  $10 \mu s$  間隔を表わす。

Fig. 4. Seismogram obtained when layer thickness is  $32 \text{ mm}$ . Epicentral distance and pulse width are denoted by  $\Delta$  and  $W$  respectively. Time scale indicates  $10 \mu s$  apart.

1000 m/s よりも遅い事は既に知られている<sup>4)</sup>。今の実験の場合も同様であり source に加える電圧の pulse 幅を変えてもやはり同じ種類の波群が振幅の上で卓越している。従って今回の実験で対象とする表面波は以後全てこの波群、即ち群速度が 1000 m/s よりも遅い波に限定するものとする。第 4 図には群速度 1000 m/s の波がちょうど到着する時刻から後の記録が示してある。観測された波全体の様子は時間軸をちぢめて第 4 図の右端に示しておいた。実験に使用している model の大きさはたて、よこ各々 1000 mm, 2000 mm である。そのために振源と観測点間の距離  $\Delta=400$  mm の位置で表面波を観測する際に P 波の反射波及び重複反射波が約  $400 \mu\text{s}$ ,  $800 \mu\text{s}$  たって現れて来る。第 4 図ではそれ等が表面波に重なって出ていて表面波の波形を少しくずしているのがわかる。

第 4 図からは source condition が変われば表面波はともかく色々な変化をする事がわかる。表面波全体の振幅が大きくなったり、小さくなったりする。又ある部分のみが大きくなつ



第 5 図 表面波と振源の振幅函数の比較, 表層の厚さ 32 mm, 振央距離 400 mm の場合

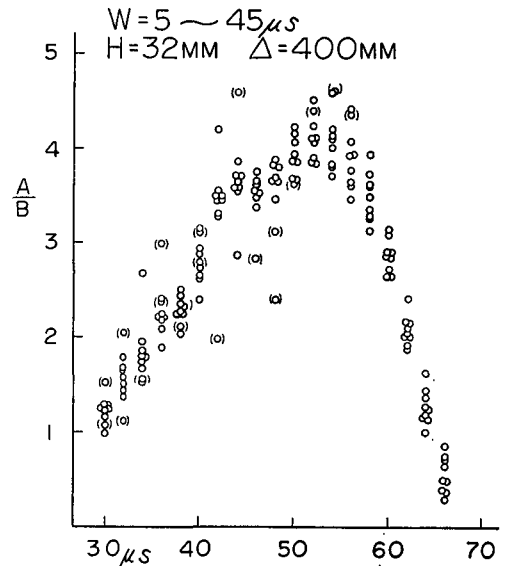
Fig. 5. Comparison of amplitude functions of the surface waves with those of the origin. When layer thickness is 32 mm and epicentral distance is 400 mm.

たり小さくなったりもする。各々の波の包絡線が整った紡錘形をしている場合もあるし、又節の様になって振幅が途中で小さくなっている場合もある。一応 pulse 幅  $W$  の増加に伴う表面波の変化の概要をいえば、pulse 幅  $W$  が  $5 \mu\text{s}$  から増加して行くにつれて表面波の振幅は全体として大きくなる。同時に包絡線は整った紡錘形に近づく。pulse 幅が  $20 \mu\text{s}$  あるいは  $25 \mu\text{s}$  に於て振幅は全体として一番大きくなり包絡線はきれいな紡錘形になる。pulse 幅が  $25 \mu\text{s}$  よりも更に増加すると振幅はこんどは逆に小さくなり始める。同時に整っていた包絡線はくずれて途中に節の様なものが出来て来る。

観測された表面波  $f_s(t)$  の振幅函数  $A(T)$  を (III-1) 式の定義に従って計算し、振源の振幅函数と比較させてそれを第 5 図に示してある。第 5 図の振幅函数  $A(T)$  と  $B(T)$  の scale の間には特に関係はない。ただ  $A(T)$ ,  $B(T)$  とともに各々は同一 scale になっている。表面波の振幅函数  $A(T)$  は振源での pulse 幅  $W$  の増加と共に増加し  $W=25 \mu\text{s}$  で最大となる。更に  $W$  が増加するに伴ってこんどは逆に減少して行く。表面波の振幅函数が最大になるのは  $W=25 \mu\text{s}$  の時でその周期  $T$  は約  $50 \mu\text{s}$  である。一方振源の振幅函数  $B(T)$  は全体として pulse 幅  $W$  の増加と共に  $W=25 \mu\text{s}$  位まで増加し、更に pulse 幅  $W$  が増加しても値は特に変化しない。ただ pulse 幅の増加と共に振幅函数の値が 0 になっている顕著な谷が順々に周期の長い方に移動している。理論的な予想からは、0 の値を持つこの谷は振源に与えた pulse 幅に相当するはずである。第 5 図からは直観的に表面波の周期特性の peak は周期  $50 \mu\text{s}$  近くに存在する事がわかる。振源の振幅函数の peak が  $50 \mu\text{s}$  近くになったとき表面波の振幅函数が同じく周期  $50 \mu\text{s}$  近くで最大になっている事に現れている。

第 4 図の波形と第 5 図の振幅函数の形との関係についていえば、第 4 図の波形は振幅函数と同時に位相函数も関係しているので簡単な関係はない。しかし第 4 図の波の性質として周期の増加に伴って群速度が遅いという事も考えに入れると振幅函数の形と波の包絡線の形とは何か似た感じを与える。包絡線が整った紡錘形をしている場合は振幅函数も一つの山形をなす。又包絡線が途中でくびれているものは振幅函数の形の上でも谷をはさんで二つの山形で構成されている。

次に model の周期特性を求める目的で第 5 図に示された  $A(T)$ ,  $B(T)$  の比をとって第 6 図に示した。第 6 図に描いた○印一ケは計算した比の値一ケに相当している。ここで

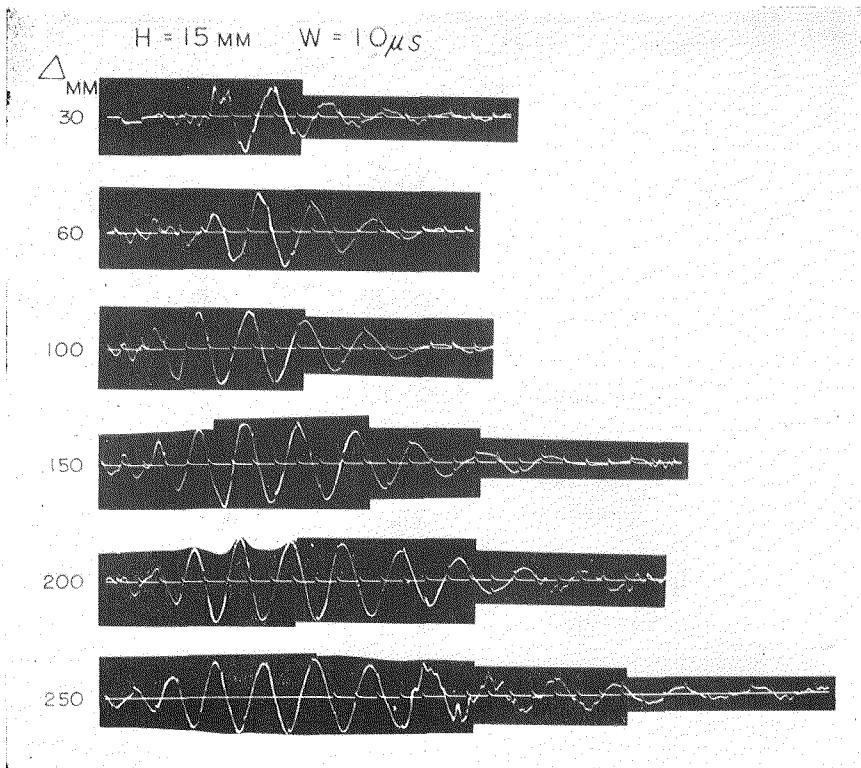


第 6 図 振幅函数の比  $A/B$ .  
 表層の厚さ 32 mm, 振央距離 400 mm の場合  
 Fig. 6. Ratio of amplitude functions  $A/B$ .  
 When layer thickness is 32 mm and  
 epicentral distance is 400 mm.

は9通りの異なった source condition に対して全て  $A(T)$ ,  $B(T)$  の比を求めてある。括弧に入れられた○印は第5図にある  $B(T)$  の値が0ないしはきわめて0に近い時の  $A(T)/B(T)$  の値である。従って実験装置の安定性やその精度を考えたときに、他の○印の点と同様な信頼を置く事が出来ない点である。これらの括弧に入れられた点は例外なく他の点の位置からはずれた所にある。実験結果はこの程度のばらつきを示しているが、精度を上げれば更にばらつきを少なくする事が出来ると思う。ともかく第6図からは、周期  $T=50 \mu s$  近くで peak を有する明瞭な周期特性の存在する事がわかる。周期が  $30 \mu s$  よりも短い範囲と  $70 \mu s$  よりも長い範囲では振幅函数の値そのものが小さくて  $A/B$  の値が精度よく定まらないので第6図からは省いた。

## 2. $H=15 \text{ mm}$ , $20 \text{ mm}$ model を使用した実験

前節では  $H=32 \text{ mm}$  model を使用し、振源と観測点間の距離  $\Delta$  は  $400 \text{ mm}$  に固定して観測を行なった。従って第6図に示された  $A/B$  の値が  $\Delta$  の変化に対してどう変化するかという問題が残されている。従って次に  $\Delta$  を種々に変えて前節と同様の実験を行なう。今度は振源の pulse 幅を  $10 \mu s$  に固定し、 $H=15 \text{ mm}$  model の場合は  $\Delta$  を  $30 \text{ mm}$  から  $300 \text{ mm}$  まで変えて観



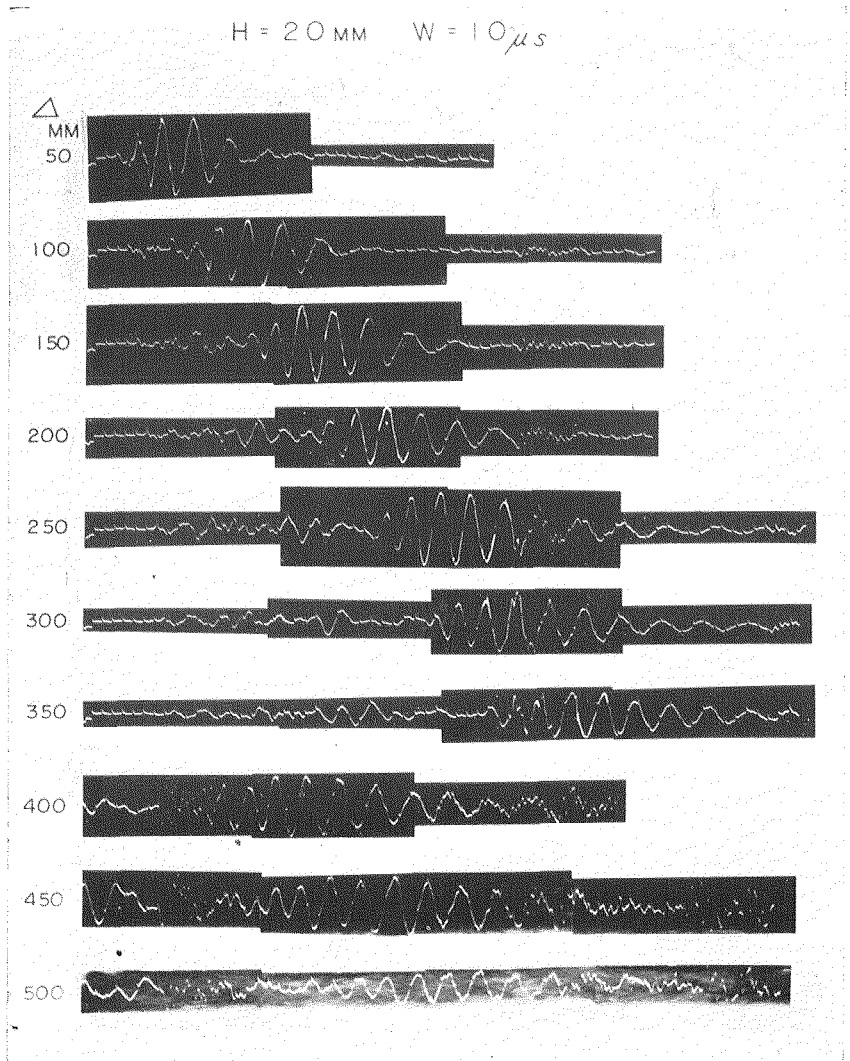
第7図 表層の厚さが  $15 \text{ mm}$  の model から得られた記録。  $W$  と  $\Delta$  は各々 pulse 幅と振央距離を表わす。time scale は  $10 \mu s$  間隔を表わす。

Fig. 7. Seismogram obtained when layer thickness is  $15 \text{ mm}$ . Epicentral distance and pulse width are denoted by  $\Delta$  and  $W$  respectively.

Time scale indicates  $10 \mu s$  apart.

測を行なった。  $H=20$  mm model の場合は  $\Delta$  を 50 mm から 500 mm まで変えて観測を行なった。得られた波の記録は  $H=15$  mm model に対しては第7図に、  $H=20$  mm model に対しては第8図に示してある。ここでは  $\Delta$  の増加と共に gain は上げてある。

$H=15$  mm 及び 20 mm のいずれの場合も前節と同様に一番振幅の卓越している波群は群速度が 1000 m/s よりも遅い。この波群の包絡線は整った紡錘形をしており、  $\Delta$  の増加に伴ってどんどん長くうしろに尾を引いて行く。それと同時に波の山谷の数もどんどん増していく。分



第8図 表層の厚さが 20 mm の model から得られた記録。  $W$  と  $\Delta$  は各々 pulse 幅と振央距離を表わす。time scale は  $10 \mu s$  間隔を表わす。

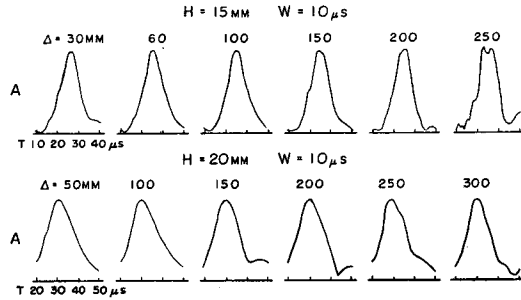
Fig. 8. Seismogram obtained when layer thickness is 20 mm. Epicentral distance and pulse width are denoted by  $\Delta$  and  $W$  respectively. Time scale indicates  $10 \mu s$  apart.

散の傾向は周期の増加と共に、位相速度は増加し群速度は減少している。この波は  $H=32$  mm model で問題の対象にして来た波、即ち fundamental mode に属している波である。この振幅の一番卓越している波群について (III-1) 式の定義に従って振幅函数  $A(T)$  を求めると第 9 図の如くなる。第 9 図の振幅函数は形を比較し

やすい様に peak の高さを同じにしたものである。 $H=15$  mm も 20 mm model の場合も  $\Delta=200$  mm 以上になってくると不必要な反射波が混入し、且つ表面波に対して

相対的に振幅が大きくなって来る。その影響で表面波の振幅函数も  $\Delta=200$  mm 以上になると形がくずれて来る。しかし今の実験の範囲内、即ち  $H=15$  mm model に対しては  $\Delta=250$  mm,  $H=20$  mm model に対しては  $\Delta=300$  mm までの範囲内に於て

はどちらの model の場合も振幅函数の形は振源と観測点間の距離  $\Delta$  に無関係である。特に peak の位置は完全に同じである。peak に当る周期は  $H=15$  mm では約  $25 \mu\text{s}$ ,  $H=20$  mm では約  $30 \mu\text{s}$  である。 $H=15$  mm では  $\Delta=30$  mm,  $H=20$  mm では  $\Delta=50$  mm からもうすでに振源から遠い場所での表面波と振幅函数の形は同じである。結局問題としている波については (III-2) 式に於ける model の周期特性のうち波の伝播に関するもの  $MP(T)$  は考慮しなくても良い事になる。ただ波の伝播に伴って振幅函数は全体として減衰して行く。その際には周期に対する特性は事実上存在しない。



第 9 図 表面波の振幅函数. 表層の厚さ 15, 25 mm. pulse 幅  $10 \mu\text{s}$ .  $\Delta$  は振央距離を表す。

Fig. 9. Amplitude functions of surface waves. When layer thickness are 15 and 20 mm. Pulse width is  $10 \mu\text{s}$ . Epicentral distance is denoted by  $\Delta$ .

## V. Plastic-Aluminum model の周期特性

$H=15$  mm, 20 mm, 32 mm の各 model について実験が行なわれた。それ等の結果から振源の振幅函数に対する表面波の振幅函数の比を求め、理論上の分散曲線と比較して第 10 図に示した。第 10 図では同一の横軸に対して理論上の分散曲線と周期特性曲線、即ち表面波と振源の振幅函数の比を描いたものである。ここで用いた周期は上層の厚さ  $H$  との比をとり且 dimensionless の値にしてある。

第 10 図からわかる事は次の様になる。周期特性の周期は上層の厚さに比例している。そのため分散曲線との対応がつく。一番振幅が卓越する波群は分散曲線の上で fundamental mode に属していて、群速度が上層の Rayleigh 波の速度から minimum の群速度に至る範囲にある。その中で最大振幅を与える周期は  $TV_{p_1}/H$  の値が 3 の時である。minimum 群速度に当る周期即ち  $TV_{p_1}/H$  の値が 4 の時は振幅は非常に小さくなる。第 9 図を参照すれば第 10 図の周期特性曲線は伝播には事実上無関係である。

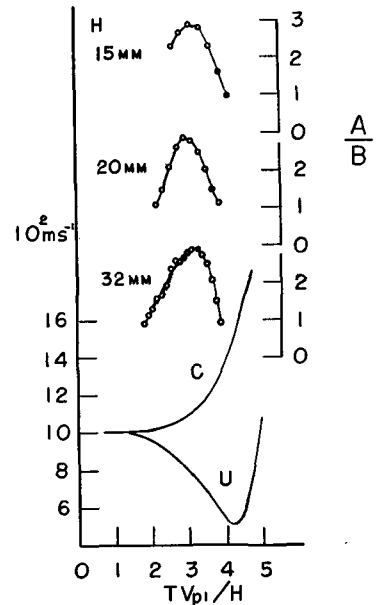
第 10 図の周期特性は表面波の生成の際に実体波と表面波の間にはさまるフィルターの様なものである。従って表面波から振源の情報を得ようとする場合あるいはその逆の場合に知って置かなくてはならないものであろう。今回は振幅の卓越した部分にのみ注目して周期特性を求めた。今後は minimum 群速度のものより長い周期の波、あるいは高次の波について調べる必要がある。それは、例えば正弦波を振源から出す事などの工夫によって可能になると思われる。更に振源が上層の中とか下層の中に存在する場合などは一層興味ある今後の問題であらう。

## VI. スペクトル分析による位相速度の決定

周期特性を求める目的でたくさんの表面波のスペクトル分析を行なった。この計算は非常に手間がかかるので電子計算機にかけて行なった。そこで計算のついでに振幅と同時に位相も計算させて表面波の位相速度を決めて見た。

用いた記録は  $H=20\text{ mm model}$  を使用し、振源から  $50\text{ mm}$  間隔で観測した第 8 図に示してある記録である。位相の計算は通常のものとは変わった所はないので省略する。求められた位相をもとにして、振源からの距離と時間を両軸とする平面に同位相の点を描く。次にそれらの点を最も適当な直線で結び、その直線の勾配をもって位相速度とした。二三の例を第 11 図に示してある。第 12 図はこの様にして決めた位相速度と理論上の分散曲線を比較して示している。この結果と以前に行なった山谷の走時曲線から直接求める方法<sup>5)</sup>と比較するため、山谷の走時曲線から求めた位相速度を第 13 図に示してある。

第 12 図と第 13 図を見較べるとスペクトル分析により求めた位相速度も山谷の走時曲線から求めた位相速度も全く同じ値になっている。そして両者とも理論曲線にほぼ一致している。山谷の走時曲線から位相速度を決める方法は、波形が正弦波に近ければ、簡単で良い方法である。ただ走時曲線上の接線を求めるために精度はあまり良くない。第 13 図は多くの点から求めて平均したものを描いてある。求める範囲も実際に走時図に現われている周期  $20\ \mu\text{s}$  から  $40\ \mu\text{s}$  までの間に限られるのは当然である。一方スペクトル分析による方法は第 11 図の二三の例からもわかるように、精度は走時曲線から求める方法に対して比較的良い。又求める範囲も山



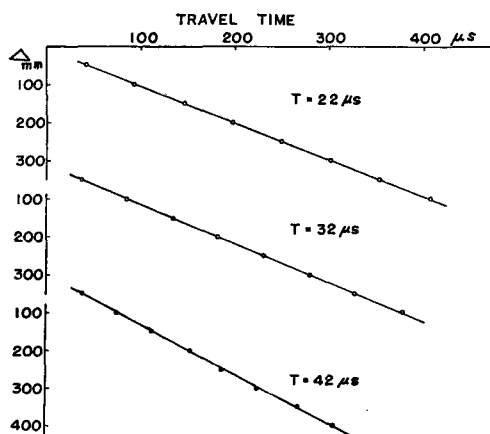
第 10 図 周期特性と分散曲線の比較。  
 $C$  と  $U$  は理論上の位相速度と群速度を表わす。

Fig. 10. Comparison of theoretical curves of phase velocity  $C$ , and group velocity  $U$ , with experimental curves of period-characteristics.

5) 前出

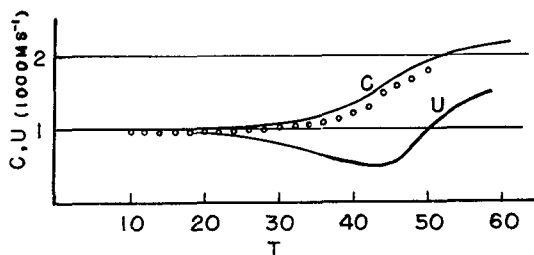
谷の走時図には現われていない短い周期や長い周期についても求める事が出来る。もちろん周期  $30 \mu s$  近くの波は振幅も大きく精度は良く、振幅の小さい周期  $20 \mu s$  以下あるいは  $40 \mu s$  以上のものは精度も比較的わるくなる。

観測波が正弦波と見做せない複雑な波形の場合でも、スペクトル分析を用いて位相速度をうまく決める事が出来るかもしれない。今後機会を作って行なって見たい。



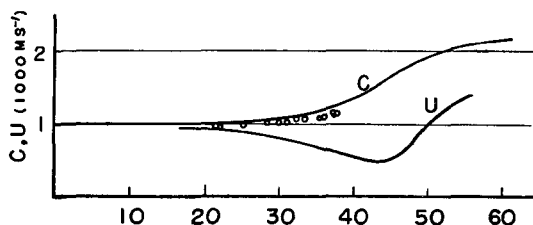
第11図 スペクトル分析による位相速度の決定例

Fig. 11. Examples of determination of phase velocity by the method of spectrum analysis.



第12図 スペクトル分析から求めた位相速度と理論上の分散曲線との比較

Fig. 12. Comparison of the phase velocity obtained by the method of spectrum analysis with theoretical dispersion curves.



第13図 走時曲線から求めた位相速度と理論上の分散曲線との比較

Fig. 13. Comparison of the phase velocity obtained from the travel time curves with theoretical dispersion curves.

## 2. Model Experiments on Characteristics of Surface Waves in a Medium with a Single Layer

By Kazuo HAMADA

(Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University)

In the previous paper, experimental studies of the surface waves have been carried out, for the model as shown in Fig. 1, by means of ultra sonic techniques. The relation between periods and amplitudes has been investigated in the experiments when the layer thickness alone was varied. In consequence, the followings have been found. The period-characteristics which are concerned with the model are evident, and the waves having the maximum

amplitude correspond to the fundamental mode of RAYLEIGH waves. The amplitude of the waves becomes maximum at the period  $TV_{p_1}/H=2.5$ , where  $T$ ,  $V_{p_1}$  and  $H$  indicate periods, the longitudinal velocity in the layer and the layer thickness respectively; this period is shorter than the period at which the group velocity is minimum.

In the present paper, the purpose of the experiments is to investigate quantitatively the relation between the amplitude functions of the surface waves and those of the origin. In consequence, the ratio of the amplitude functions of the surface waves to those of the origin has been found to be constant when the source condition varies. The ratio which is defined here as the period-characteristics of the model is maximum at the period  $TV_{p_1}/H=3$ . The waves having the period  $TV_{p_1}/H=3$  correspond to the fundamental mode of RAYLEIGH waves; the period is shorter than the period at which the groupe velocity is minimum.

Next, it has been found that the shapes of the amplitude functions of the surface waves are conserved when the surface waves are propagated within the range of epicentral distance used in the experiments.

Finally, the phase velocity has been determined by the method of spectrum analysis of the surface waves. The values of the phase velocity obtained are compared with those obtained from the travel time curves and theoretical calculations. As the result, the values of the phase velocity obtained by the method of spectrum analysis are nearly equal to those obtained from others. In comparison with the method from the travel time curves, the method of spectrum analysis has a better accuracy and can determine the values of the phase velocity for more wide range of periods.