

講座

最近の地震学入門

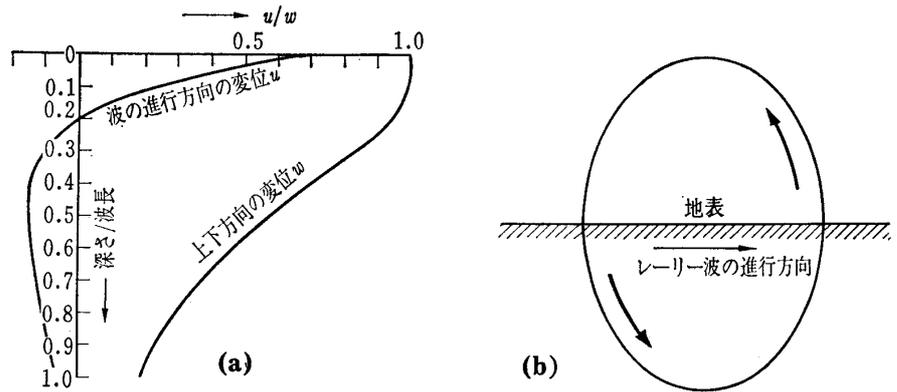
5. 表面波

さん とう てつ お
三 東 哲 夫*

5.1 ラブ波とレーリー波

遠くて浅い地震の記象（記録された波形）を見ると、P波やS波よりさらに遅れて、きわだって周期の長い、しかもかなり長時間うねりくねった一連の波群が現われてくることに気づく。この種の波群は表面波とよばれ、P波やS波のように震源から3次元的にエネルギーを散逸させる波とちがって、そのエネルギーは地球の表面近くだけに閉じ込められたかたちで伝わるので、エネルギーの消失も少く、また岩石そのものが、長周期の波動を吸収しにくい性質をもっていることもあって、特に大地震の場合には、この種の波は地球を何回もぐるぐるまわるようすが、地震記象の上ではっきりよみとれたりもする。

よく知られているように、この種の表面波にはレーリー波とラブ波の二種がある。前者はP波とSV波とが、地表という自由面が存在するという条件下で合成された結果現われる波で、その結果、この波による地面の振動は、上下方向と波の進行方向の成分をもつ。一方、ラブ波のほうも、地殻内部およびその周辺だけを水平方向に進行するSH波

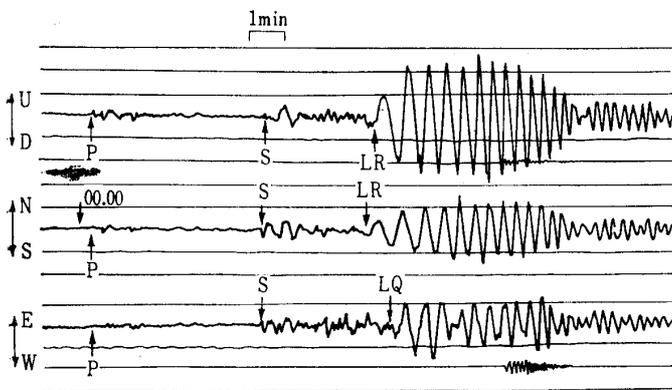


図—5.2 レーリー波による地中(a)と地表面(b)の動き

として理解されている波で、そのために地面はこの波によって波の進行方向と直角な水平方向にのみ振動する。したがって、観測点に対して地球上の経緯度線とほぼ平行に波がやってくる場合（図—5.1 がその一例）を除いては、地震記象の東西、南北両水平成分中にはラブ波とレーリー波が入り混じってくるので、この2つの波群を直接水平成分の波形中から分離することはむずかしい。ただ、レーリー波は上下成分の地震計にしか記録されないから、地震波の到来方向に無関係に上下成分の波形の上に単独に出現する。

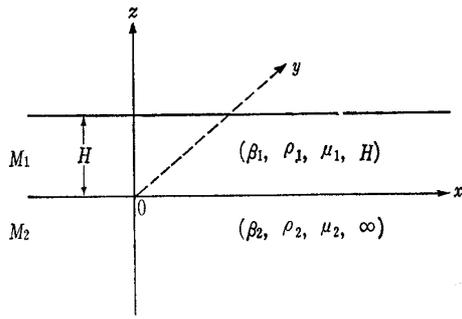
歴史的にみれば、レーリー波の方はまだ世界中で地震観測が行なわれていないころ、片側が自由表面である平面で境された半無限弾性体について、L. Rayleigh によって数学的に証明された。1885年のことである。それによると、この波は上下方向と波の進行方向との振動に一定の位相差が生ずるため、地上の一点は 図—5.2 (b) に示されるような運動軌道を描く。また、半無限弾性体のポアソン比を 1/4 とすると、図 (a) の $z=0$ における u と w の比からもわかるようにこの楕円の長（上下方向）、短（水平方向）両軸の長さの比はほぼ 1 : 0.7 になる。なお、波の速度は周期に無関係に S 波速度の 0.92 倍になる。

実際に地上で観測されるレーリー波は、その速度が周期によって変化する分散性という性質をもっているが、これは地球が層構造をしているためで、そのことは、それから数年後に、T.J.P. A. Bromwich によって、水平面をもつ



図—5.1 レーリー波(LR)とラブ波(LQ)が分離されて記録された一例。この地震波は観測点のほぼ真南からやってきている。

* 工博 神戸大学教授 理学部地球科学教室



図—5.3 半無限の弾性体 M_2 上にある水平単一構造

半無限弾性体の上に水の層をおいたモデルによって、実際に観測で確かめられる以前に数学的に予想されていた。

一方、ラブ波の方は、次節で述べるように 1913 年に A. E.H. Love が、一枚の固体層をのせた構造モデルで、その存在を数学的に証明し、その分散性も明らかにされた。

5.2 ラブ波の分散性

図—5.3のように、半無限の弾性体 M_2 の上に、厚さ H の弾性体層 M_1 がのっているモデルで考える。 ρ, μ, β はそれぞれの媒質の密度、剛性率、S波の伝播速度とする。座標の原点と x 軸とを M_1, M_2 の境界面上にとり、 y 軸は紙面に直角方向に、また z 軸は図のように上方をプラス方向に定める。問題は、水平層 M_1 内およびその近傍のみに振動が限られた SH 波、つまり y 軸方向だけに振動するような弾性波が存在しうるか、また、もし存在するとしたら、その波の性質はどんなものか、ということである。

そのような波が x 方向に進むとして、 M_1 中におけるその波の y 方向の変位を v_1 、同じく M_2 中のそれを v_2 とすれば、前回述べた波動の式の 1 つ、たとえば式 (4.22) を用いれば、

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= A_1 \exp\{ik(s_1 z + x - ct)\} \\ &\quad + B_1 \exp\{ik(-s_1 z + x - ct)\} \\ v_2 &= A_2 \exp\{ik(s_2 z + x - ct)\} \\ &\quad + B_2 \exp\{ik(-s_2 z + x - ct)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots (5.1)$$

とかける。ここに、

$$s_1 = (c^2/\beta_1^2 - 1)^{1/2}, \quad s_2 = (c^2/\beta_2^2 - 1)^{1/2} \dots\dots (5.2)$$

で、 c は x 方向へのこの波の伝播速度である。ここで、この波の振幅は、 M_1 中およびその近傍だけに制限されている、という条件を用いると、上式の v_2 は深さとともに、つまり z (負号) の絶対値が増加するとともに急激に減少することが要求される。このためには、 v_2 の式の中で、波の振幅に関係した $A_2 \exp\{ik s_2 z\} + B_2 \exp\{-ik s_2 z\}$ が、負の実数の指数関数になればよい。このためには、 z の符号を考慮すれば s_2 が虚数、つまり $c < \beta_2$ で、かつ B_2 が 0 になることが要求される。したがって式 (5.1) の v_2 は第 1 項だけになり、

$$v_2 = A_2 \exp\{ik(s_2 z + x - ct)\} \dots\dots (5.3)$$

となる。さらに境界条件としては、まず不連続面 ($z=0$) では変位、応力共に連続、また、自由表面 ($z=H$) では応力はゼロになる。この 3 つの条件から、

$$\begin{aligned} z=0 \text{ で } v_1 &= v_2 \text{ より、} A_2 = A_1 + B_1, \\ z=0 \text{ で } \mu_1 \partial v_1 / \partial z &= \mu_2 \partial v_2 / \partial z \text{ より } \mu_2 s_2 A_2 = \mu_1 s_1 (A_1 - B_1), \\ z=H \text{ で } \mu_1 \partial v_1 / \partial z &= 0 \text{ より } A_1 \exp(iks_1 H) = B_1 \exp(-iks_1 H) \end{aligned}$$

これらから A_1, B_1, A_2 を消去すれば、

$$i\mu_2 s_2 + \mu_1 s_1 \tan(ks_1 H) = 0$$

となる。これに式 (5.2) を入れると

$$\mu_2 \left(1 - \frac{c^2}{\beta_2^2}\right)^{1/2} - \mu_1 \left(\frac{c^2}{\beta_1^2} - 1\right)^{1/2} \tan\left\{kH \left(\frac{c^2}{\beta_1^2} - 1\right)^{1/2}\right\} = 0 \dots (5.4)$$

あるいは

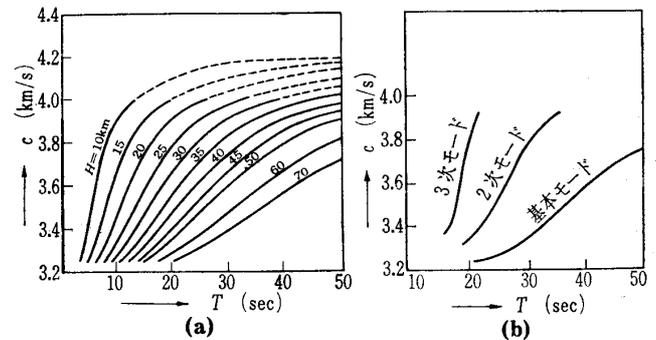
$$\tan\left\{\frac{2\pi}{\lambda} H \left(\frac{c^2}{\beta_1^2} - 1\right)\right\} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \sqrt{\left(1 - \frac{c^2}{\beta_2^2}\right) / \left(\frac{c^2}{\beta_1^2} - 1\right)} \dots\dots (5.5)$$

となる。この式は、ラブ波の周期方程式または特性方程式と呼ばれるもので、その内容は

$$c/\beta_1 = f(\beta_2, \mu_1/\mu_2, H/\lambda)$$

ということ、この波が x 方向に伝わる速度 c は、ある一定の弾性定数をもった一層構造モデル、つまり、 $\beta_1, \beta_2, \mu_2/\mu_1$ が一定であれば、層の厚さ H をパラメータとした波長 λ の関数、したがって周期 T の関数になっていることを示している。これを図示したものが図—5.4(a)で、これがいわゆるラブ波の分散曲線である。また、この周期方程式は円関数を含んでいるので、 $c \sim \lambda$ の関係は多価関数になるから、それらに応じて幾組かの曲線群にわかれ、基本モードのほかに、2次モード、3次モードなどの高調波モードのラブ波に対する分散曲線群ができてくる(図—5.4(b))。

以上と同じ考え方と手順を、P波とSV波の両方について行なえば、やはり層の近傍のみに大きな振幅をもったもう一種の波——レーリー波——の存在も証明され、その特性方程式も導き出すことができる。ただこの場合には、



図—5.4 (a)地殻の厚さ H をいろいろ変えたときのラブ波の位相速度 c (基本モード) に関する分散曲線の変化と (b) 各種モード波についての分散曲線

P波とSV波と双方について考えねばならないので、解くべき式の数も手数も、すべてがラブ波の場合の倍になり、最終的には6つの振幅定数を6つの境界条件から消去する、つまり6次の行列式を解くことになる。こうして求められるレーリー波の速度 c は、 $0.92\beta_2$ と $0.92\beta_1$ の間に限られることになるのだが、分散曲線の形は、図—5.4 とよく似たものである。

表面波の速度と周期との関係がこのように波の径路に沿った地殻の厚さに大きく支配されて変化する、という特性が注目されて、表面波の記録から周期とそれに対応する速度を求めることが地殻構造を決定する1つの手段として重視され、世界中のあちこちで古くから表面波の分散性の観測が行なわれるようになった。さらにコンピューターが導入されて以来、各種の多層構造モデルに対しても表面波の理論的分散曲線が容易に求められるようになって、後に述べるように、表面波の分散性に基づいた地殻構造の研究はマントル内部にまでその範囲を広げた¹⁾。

5.3 群速度と位相速度

これまでただ漠然と「表面波の速度」という表現を用いてきた。しかし表面波について語るとき、われわれは群速度と位相速度という2種の異った速度の概念が必要なことに触れないわけにはゆかない。そしてこのことは、表面波がなぜ分散という性質をもつのか、という点にもかかわりあいをもってくる。

波源から出る波は衝撃波で、その波形は無限に多くの異った周期をもつフーリエ成分波の集まりである。これらの成分波が表面波として地球の表面沿いを伝ってゆくときに、前節で述べたとおり、長い周期の波ほど速く進むから、あたかも長距離レースで初めは横一線に並んでスタートした何人かの走者が、次第に速い者を先頭にして縦に長く散らばってしまうように、長周期の波を先頭にして短い波ほど後方におくられてゆく。これが表面波の伝播の特性であって、分散という言葉はここに由来している。この事情を数学的に取り扱おうと次のようになる。

簡単のため平面波として考えると、ある震央距離 x 、時間 t における地面の変位 u は、フーリエ積分によって次式で表わされる。

$$u(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(k) \exp i[\omega(k)t - kx] dk \dots (5.6)$$

地上の地震計が実際に記録するのはこの $u(x, t)$ である。ところでこの式の中の被積分関数は、振幅 $\phi(k)$ 、角周波数 $\omega(k)$ をもつフーリエ成分波の1つを表わしている。ここに k は $2\pi/\lambda$ (λ は波長) で、波数と呼ばれる。また、これらのフーリエ成分波の速度は ω/k であって、この値を c で表わし、後に出てくる群速度 U と区別される。これまでに数理的に導き出された分散曲線は、実はこの c と T または λ との関係を示すものであったことをここに注意し

ておきたい。

さて、式(5.6)の積分を実行するのに定常値法 (method of stationary phase) と呼ばれる近似法がある。この方法をまず一般的に説明しよう。

一般に

$$u = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) \exp\{if(x)\} dx \dots \dots \dots (5.7)$$

という積分で、 $\phi(x)$ は円関数 $\exp\{if(x)\}$ に比べてゆっくり変動する関数とする。この条件がある場合には、上の積分値 u は、 $f(x)$ を定常にするような x の近傍値以外の値についてはゼロになる。たとえば $f(x)$ が 2π だけ変化する間、 $\phi(x)$ のほうは仮定によりほとんど変化しないから、 $\phi(x) \cdot \exp\{if(x)\}$ は、定数 $\times (+1 \sim -1)$ の間で急速に変化する値) ということになる。その結果 $f(x)$ を定常にする x 付近の値を除いて、他は互いに消し合ってしまうことになる。したがって、(5.7) 式の計算は、近似的に $f(x)$ を定常にする x の値 α の近傍値についてだけ行なえばよいことになる。このことから、つぎのような方法が考えられる。

まず、 $f(x)$ を定常にするような x の値 α を求める。この α に対しては当然 $f'(\alpha) = 0$ である。

そこで $f(x)$ をこの値の近傍 $\alpha + \xi$ で展開すれば、

$$\begin{aligned} f(x) &= f(\alpha + \xi) \doteq f(\alpha) + f'(\alpha)\xi + \frac{1}{2} f''(\alpha)\xi^2 \\ &= f(\alpha) + \frac{1}{2} f''(\alpha)\xi^2, \quad \xi \doteq 0 \end{aligned}$$

これを(5.7)式に代入すれば

$$\begin{aligned} u &= \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\alpha + \xi) \exp i \left[f(\alpha) + \frac{1}{2} f''(\alpha)\xi^2 \right] d\xi \\ &= \phi(\alpha) \exp\{if(\alpha)\} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{1}{2} f''(\alpha)\xi^2 \right] d\xi \dots (5.8) \end{aligned}$$

ところで、上の積分に関して、つぎのような Fresnel's Integrals が応用できる。すなわち

$$s(u) = \int_0^u \cos \frac{\pi}{2} \xi^2 d\xi = c(u) = \int_0^u \sin \frac{\pi}{2} \xi^2 d\xi = 0 \sim 0.8$$

で、この $s(u)$ も $c(u)$ も積分の上限 u が ∞ になるとほぼ 0.5 になるというのが Fresnel's Integral である。

$$s(u) = \int_0^{\infty} \cos \frac{\pi}{2} \xi^2 d\xi = c(u) = \int_0^{\infty} \sin \frac{\pi}{2} \xi^2 d\xi \doteq \frac{1}{2}$$

ここで、 $\sqrt{\frac{\pi}{2}} \xi = x$ とおけばこの式は

$$\int_0^{\infty} \cos \frac{\pi}{2} \xi^2 d\xi = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \cos x^2 dx = \frac{1}{2} \dots (5.9)$$

このようにして

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \cos x^2 dx &= \left(\int_{-\infty}^{\infty} \sin x^2 dx \right) = 2 \int_0^{\infty} \cos x^2 dx \\ &= 2 \int_0^{\infty} \sin x^2 dx = 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\pi/2} = \sqrt{\pi/2} \end{aligned}$$

したがって

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(\pm ix^2) dx &= \int_{-\infty}^{\infty} [\cos x^2 \pm i \sin x^2] dx \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 \pm i) = \sqrt{\pi} \exp\left(\pm i \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned}$$

($\because \exp(\pm i\pi/4) = \sin(\pi/4) + i \cos(\pi/4) = (1 \pm i)/\sqrt{2}$)

講 座

この結果を用い、かつ、式(5.8)で $\sqrt{f''(\alpha)/2} \xi = \pm x$ とおきかえれば

$$u = \phi(\alpha) \exp\{i f(\alpha)\} \cdot \left(\pm \sqrt{\frac{2}{f''(\alpha)}}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{\pm i x^2\} dx$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{\left|\frac{1}{2} f''(\alpha)\right|^{1/2}} \phi(\alpha) \cdot \exp i \left[f(\alpha) \pm \frac{\pi}{4} \right] \dots (5.10)$$

となる。ここで \pm は $f''(\alpha)$ の正負と同順である。

以上の方法を式(5.6)の積分に用いると、

$$u(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(k) \exp i[\omega(k)t - kx] dk$$

において、 $\omega(k)t - kx = f(k) = f(x)$ とすれば

$$f'(\alpha) = f'(k) = \frac{d\omega}{dk} t - x = 0$$

$$\therefore x = t \frac{d\omega}{dk} \dots \dots \dots (5.11)$$

$$f''(\alpha) = f''(k) = t \frac{d^2\omega}{dk^2}$$

$$\therefore u(x, t) = \frac{\phi(k)}{\left|2\pi t \frac{d^2\omega}{dk^2}\right|} \exp i \left\{ (\omega t - kx) \pm \frac{\pi}{4} \right\}$$

$$\dots \dots \dots (5.12)$$

これが分散性をもった表面波による地上の1点の変位 $u(x, t)$ に関する近似解である。ただし左辺の最後の \pm は、 $d^2\omega/dk^2$ の正負と同順である。

以上は 平面波と考えた場合の解であるが、表面波は地球の表面沿いに遠くまで伝わる波であることを考えると、球面波とみななければならない。ここでは詳しいことは省略するが、球面波の場合にはさらに $-\pi/4$ という位相のおくれが生ずる²⁾ し、また、後で述べるように、表面波は何回でも地球をぐるぐるまわる。その場合には、表面波が震央とその反対側の点を通るたびごとに、さらに $-\pi/2$ ずつ位相がおくれることが証明される²⁾。また、各成分波の初期位相 $\phi_0(k)$ も考えに入れれば、最も一般的な形の解は、

$$u = \frac{\phi(k)}{\sqrt{2\pi t \left| \frac{d^2\omega}{dk^2} \right|}} \exp i \left\{ \omega t - kx + \phi_0(k) \pm \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{2} m \right\}, m = 1, 2, 3 \dots \dots \dots (5.13)$$

となる。ここに m は、表面波が震央とその反対側の点を通り過ぎた回数を示す。

さてここで、式(5.11)に注目しよう。この式から

$$x/t = d\omega/dk$$

となるが、明らかにこれは速度のディメンジョンをもつ値で、これを U とおくことにすると、この式から $x_1/t_1 = x_2/t_2 \equiv U$ となる。これは、ある (x_1, t_1) で現われたある波数 k と振動数 ω をもつ波が U という速度で走って、つぎのある (x_2, t_2) で再び現われることを示す。しかもこの U は、震央距離 x を、そこで記録された波形上のある特定の周期の波の走時 t で割ることによって容易に求まる値である。この U が群速度と呼ばれる速度で、多くのフーリエ成分の

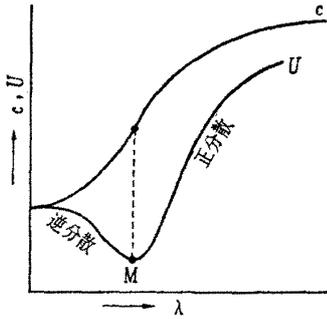


図-5.5 表面波の位相速度 c と群速度 U に関する分散曲線

よせ集めである記録上の波形 $u(x, t)$ 中の、ある特定の周期をもつ波が伝わる速度と一致する。これに対し位相速度 c は、前にもふれたように、記録された波形の中に埋没している個々のフーリエ成分波の走る速さで、このほうは ω/k で与えられる。

この U と c との関係はつぎのようになる。

$$U = d\omega/dk = d(ck)/dk = c + k (dc/dk)$$

$$= c - \lambda (dc/d\lambda) \dots \dots \dots (5.14)$$

($\because k = 2\pi/\lambda$ より $dk = -(2\pi/\lambda^2)d\lambda$)

これより、もし $dc/d\lambda > 0$ ならば $U < c$ 、 $dc/d\lambda < 0$ ならば $U > c$ となる。地震波のつくる表面波の場合には、図-5.4 で示されたとおりいつも $dc/d\lambda > 0$ だから、 U は c よりも常に小さい(図-5.5)。また式(5.14)より

$$dU/d\lambda = dc/d\lambda - dc/d\lambda - \lambda d^2c/d\lambda^2 = -\lambda d^2c/d\lambda^2$$

だから、 $d^2c/d\lambda^2 \leq 0$ で $dU/d\lambda \geq 0$ となり、 $dU/d\lambda = 0$ で U の極小値が現われる(図-5.5のM点)。そしてこの点の左側、つまり λ の短い範囲では、波長の短い、つまり周期の短い表面波のほうが早く到達して次第に周期が長くなる分散を示す。これを逆分散という。通常、表面波を観測するには長周期地震計が用いられるので、周期20秒以下の逆分散をする短周期表面波は観測されにくい。

5.4 群速度法と位相速度法

表面波の速度がいずれにしても波長や周期に依存し、しかもその依存の仕方が層構造のモデルに支配されるという性質は、古くから地球の表面近くをおおった地殻の厚さを推定するのに利用されてきた。この場合、表面波の群速度を用いるか、位相速度を用いるかで、それぞれ俗に群速度法、位相速度法と呼ばれている。まず群速度法から簡単に説明しよう。

前にも説明したように、群速度は実際に記録された $u(x, t)$ の波形中のある部分、たとえば山とか谷とかの到達時刻をつぎつぎに読みとって、それらの走時を求め、震央距離 x をそれらの走時で単純に割れば求められるし、それに対応する周期は、その点を中心とした波のうねりの

時間間隔を読みとればすむので、群速度に関する分散曲線は簡単に求められる。その結果をいくつかのモデルについて理論的に出された分散曲線と比較してみれば、地殻の厚さは、観測と最もよく合う分散曲線に対応した厚さとして求められる。

ただ、この群速度法は、震央から観測点までの地殻構造が一様であるという仮定の上に成り立っているから、この方法で途中の構造の変化を見出すためには、別の工夫が必要になる^{1),3)}。

一方、位相速度 c を求めるにはどうすればよいだろうか。ここで前にやった数理過程のなかの式(5.6)と式(5.13)によって、つぎのようなことが知れる。つまり、いま、 N を正の整数とすれば、表面波中の各フーリエ成分波の山は、

$$\omega t - kx + \phi_0(k) = 2N\pi \dots\dots\dots(5.13)$$

を満足する x と t で現われるのに、それらが合成された実際の地動波形の山は

$$\omega t - kx + \phi_0(k) \pm \pi/4 - \pi/4 - m(\pi/2) = 2N\pi \quad (5.14)$$

の位置に現われる。つまりこの両者には

$$\pm \pi/4 - \pi/4 - m(\pi/2)$$

だけの位相差がいつもつきまわっていることである。

さて、式(5.14)の両辺を k で割ると、

$$\left(\frac{\omega}{k}t - x\right) = \frac{2\pi}{k} \left(N - \frac{\phi_0(k)}{2\pi} + \frac{1}{8} \mp \frac{1}{8} + \frac{m}{4}\right)$$

そこで $\omega/k = c$ であることを考慮すれば、

$$\begin{aligned} ct - x &= (2\pi/k)(N - \phi_0(k)/2\pi + 1/8 \mp 1/8 + m/4) \\ &= (n + 1/8 \mp 1/8 + m/4)\lambda \\ &= (n + 1/8 \mp 1/8 + m/4)cT \end{aligned}$$

ここに、 $n = N - \phi_0(k)/2\pi$ で、 $\phi_0(k)$ は震源における初期位相だから $0, \pi, 2\pi, 3\pi/2, \dots$ と想像されるので、 n の値は $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ の値をとる。上式から c は

$$\begin{aligned} c &= x / \left\{ t - \left(n + \frac{1}{8} \mp \frac{1}{8} + \frac{m}{4} \right) T \right\} \\ &= x / (t - KT) \dots\dots\dots(5.15) \end{aligned}$$

ここに、

$$K = n + 1/8 \mp 1/8 + m/4 \dots\dots\dots(5.16)$$

上の式で $K=0$ なら c は U となる。つまりこの K は、地震計のかいた波形中に埋没している周期 T のフーリエ成分波の到達時刻を知るために、見かけ上の到達時刻にほどこさなければならぬ補正值が、その周期 T の何割に当るか、を示していることになる。このうち、前にやった数学上の手続きからもわかるように、式(5.16)の最初の $1/8$ は、表面波が球面上を広がることによる補正項 (Cylindrical correction) つぎの $\mp 1/8$ は、表面波の分散性が原因で生ずる補正項 (dispersion correction), そして最後の $+m/4$ は、表面波が再び震央ないしはその反対側の点を通るたびに生ずる補正項 (polar correction) にそれぞれ相当している。また、2番目の補正項の \pm は、 U が T とともに増加している正分散の範囲では負号を、 T とともに減少し

ている逆分散の範囲では正号をとる。また、 $x < 20,000$ km の場合には、最後の補正項 $+m/4$ はゼロになる。

式(5.15)から c を求める場合、未定常数 n をどうとるか問題だが、これはいろいろ値を入れてみて、 c の値がその周期をもつ表面波の位相速度として最もふさわしい値になるような n を選ぶよりほかはない。

一方、F. Press は三点で同性能の地震計が記録した波形の読みとりだけから局地的な位相速度を求めるつぎのような手段を開拓した⁴⁾。一般に正分散をする波の場合には、つぎつぎと波群の頭に長周期の波が現われてくる。そのため、ある場所では波群の頭からたとえば3番目にあつたある周期の波形は、距離が遠くなるにつれてどんどん後方におしやられて、より遠方の記録上ではたとえば5番目ぐらいになってしまう。だからそんなふうにならないくらいの、わりに近い2点で得られた波形だったら、ある周期の波の波群番号は、両地点で同じとみられるので、相互の波の対応が正しくつけられる。ところで、さきに述べたように、1点での記録から c を求める場合には、波の到達時刻からある補正值を引かなければならないのだが、2つの地点の同一性能の地震計で得られた相対する波については、必要な補正值は同一になるから、相互に対応する波の到達時刻を差引くことで補正值自体は消え去ってしまつて、その時刻差がそのまま、その周期をもつたフーリエ成分波が、その2点間をある方向に走つた位相速度そのものを示すことになる。F. Press がとつた方法はつぎのようであつた。

地殻の構造がほぼ一様だとみられる領域内にある3か所の観測点に設置された同一性能の地震計で表面波の波形を記録する。この3か所が互いにそれほど離れていなければ、前述したような理由で、これらの地点で得られた表面波の波形は、図-5.6⁴⁾ でみられるように、同一の山、谷の波数番号が互いに間違いなく対応のつけられるよく似た波形になる。したがつて、この領域内での位相速度 c は簡単に次式から求まる。

$$c = (I_{II} - I \cdot \sin \alpha) / (t_{II} - t_I) = (I_{III} - I \cdot \sin(\alpha + \beta)) / (t_{III} - t_I)$$

ここに、 t_I, t_{II}, t_{III} はそれぞれある周期 T の表面波が観測点 I, II, III に到着した時刻である (図-5.7)。

F. Press はこの方法をまずカリフォルニアからネバダにかけての区域で、それぞれ適当な3個ずつの観測点を選んで別々に c と T との関係求めて地区ごとに分散性を調べ、それらの結果から小区域ごとの地殻の厚さを求めた結果、

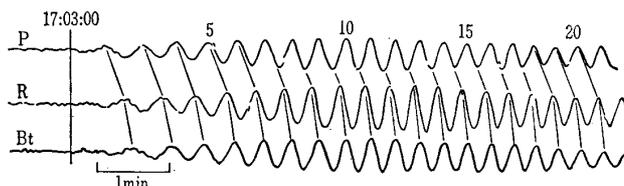


図-5.6 カリフォルニアのPasadena(P), Riverview(R) Barrett(Bt) 3点で記録された同一地震のレーリー波の波形⁴⁾

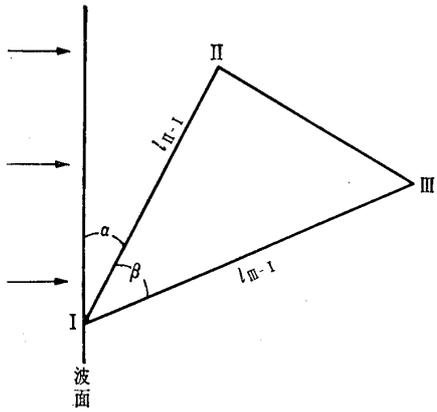


図-5.7 3点観測による表面波の位相速度の決定

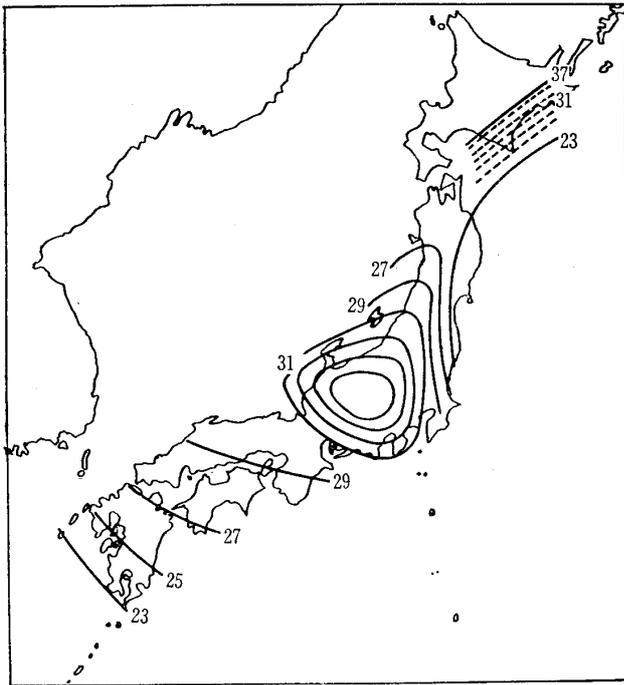


図-5.8 レーリー波の位相速度についての分散曲線から求めた日本列島の地殻の厚さ。数字は km⁹⁾

厚さが地域ごとに著しく相違することを発見した。この方法はその後次第に別な区域にも広げられて、最終的には北米大陸を東西に切る側線上での地殻の厚さの変化を求めることに成功した⁹⁾。同じ方法は、日本列島についても用いられた⁶⁾。図-5.8 がその結果である。

5.5 マントル表面波

表面波は、地球の表面沿いだけを走るからエネルギーの減り方が少ないこと、分散現象によって距離が遠くなるほどより周期の長い波が現われること、岩石は長周期の波ほどエネルギーを吸収しにくいことなどの理由で、特に大地震の場合には長周期地震計を使えば地球を何回もぐるぐるまわる表面波すらも記録することができる。これらの波は、本講座の1回目で説明したような約束にしたがってレーリー波については R_1, R_2, R_3, \dots 、ラブ波については Q_1, Q_2, Q_3, \dots などの符号で区別される。周期数10秒から数100秒をも越えるこれらの長周期表面波は特に1960年ごろから急速に開発された長周期地震計によってきわめて容易に世界中で記録されるようになった¹⁾。図-5.9 に示したのは、1963年9月17日に千島列島沖で発生した $M=7.0$ の地震を、ソロモン群島の Honiara 観測所にある長周期地震計が記録した地震波形の一部であって、 R_3, R_4 で示したあたりから、周期2分くらいの長い波が始まり、それが短周期の波をのせながらも次第に周期をのばして、うねうねと続いているのがはっきりと記録されている。ちなみに、これらの波は、地震発生後それぞれ約3時間20分および5時間半くらいしてから観測点についている。

このような、周期数10秒以上の長周期表面波の分散は、実は地殻の厚さよりももっと深い、マントル上層部の速度構造に支配されているのであって、その意味でそれぞれマントル・レーリー波とか、マントル・ラブ波とか呼ばれている。この種の表面波を最初に観測したのは、M. Ewing ら(1954年)で⁷⁾、当時はまだ今日のような高感度の長周期地震計は一般化されていなかったが、彼らはカリフォルニアの Pasadena に設置されていた周期1秒の振子に周期90秒の検流計をつけた電磁式地震計と、周期70秒の検流計をつけたヒズミ地震計(地震計については、本講座で後に解説がある)によって、三陸沖地震(1933年, $M=8.5$)、トンガ地震(1948年, $M=7.9$)、アッサム地震(1950年, $M=8.5$)の三つの巨大地震のときの長周期表面波の群速度が、約230秒の周期付近に極小値をもち、それ以下の周期範囲では逆分散を、それ以上の部分では正分散を示すこと

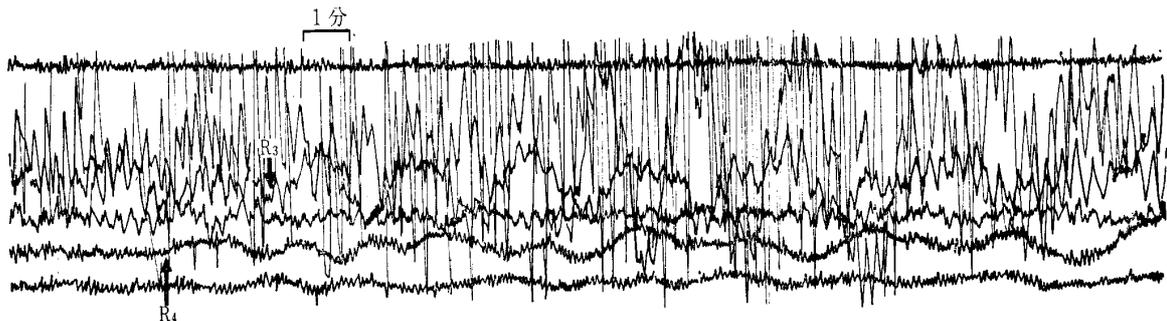
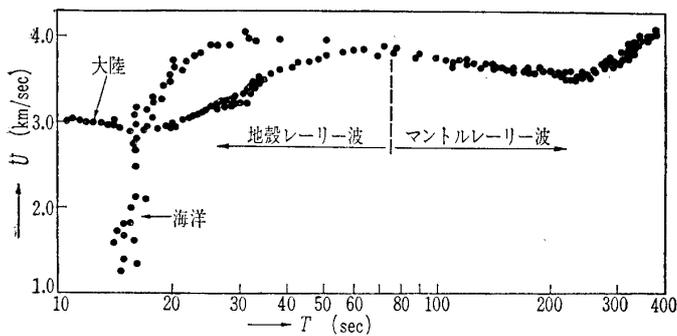
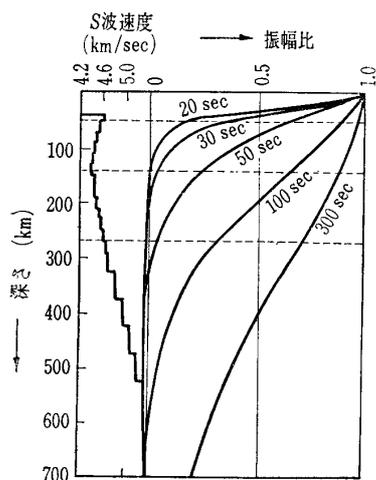


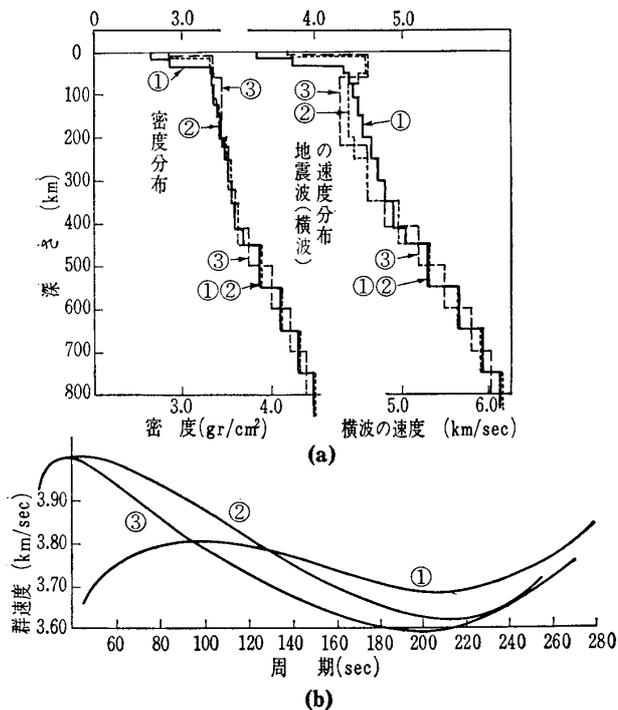
図-5.9 マントル・レーリー波の記録例



図—5.10 周期400秒までの範囲にわたるレーリー波の群速度に関する標準的な分散性⁹⁾。



図—5.11 深さに対するラブ波の振幅変化(周期別)



図—5.12 3種のマンツル構造(a)と、それぞれに対応するマンツル・レーリー波の群速度に関する理論的分散曲線(b)

を発見し、しかもその分散性が、地下数100kmまで及び上部マンツルを含めた大きな構造に支配されることを見出した。この研究は、それ以後の長周期地震計の急速な開発と、長周期波に関する研究意欲を助長するきっかけをつかった点で大きな意義がある。図—5.10⁹⁾は、先に述べた地殻構造に影響される数10秒以下のレーリー波と、マンツル中の上層部の構造に支配されるマンツル・レーリー波とを含めた、全領域の周期にまたがるレーリー波の群速度の分散性の標準的なようすを一括して示してある。また図—5.11は、マンツル上層部における地震波の速度が、図の左のように変化する構造に関する基本モードのラブ波の振幅変化を周期別に示した図で、この図から、長い周期のラブ波ほど、より深いところの情報まで拾い出す可能性がよく示されている。またマンツル表面波の分散性も、図—5.12に示されているように、マンツル上層部における密度や地震波速度の深度分布に対してたいへん敏感である。

これまで述べてきたように、表面波は元来、その分散性という特長を利用して、地球表面の地殻構造、さらにはマンツル上部構造の究明に活用されてきた。しかしここ10数年来、特に長周期の表面波は、震源過程の究明⁹⁾とか、地球内部のレオロジーの問題¹⁰⁾とかにまでその応用範囲を広げている。しかしそれらについての解説は、さらにもう1回分くらいの紙数が必要なので、つぎの機会に譲りたい。

引用文献

- 1) 三東哲夫: 地震の表面波と地殻構造(前, 中, 後篇), 地学雑誌72(1963), 156-177, 220-243, 277-292.
- 2) J.N. Brune, J.E. Nafe and J.E. Oliver: A Simplified Method for the Analysis and Synthesis of Dispersive Wave Trains, Journ. Geophys. Res., 65(1960), 287-304.
- 3) 三東哲夫: レーリー波分散性の地理的分布, 地震II, 20, 「日本の地震学の概観」(1967), 43-47.
- 4) F. Press: Determinations of Crustal Structure from Phase Velocity of Rayleigh Waves, Part I; Southern California, Bull. Geol. Soc. Amer., 67(1956), 1647-1658.
- 5) M. Ewing and F. Press: Determinations of Crustal Structure from Phase Velocity of Rayleigh Waves, Part III: The United States, Bull. Geol. Soc. Amer., 70(1959), 229-244.
- 6) K. Aki: Crustal Structure in Japan from the Phase Velocity of Rayleigh Waves, Part I. Use of the Network of Japan Meteorological Agency, Bull. Earthq. Res. Inst., 39(1961), 255-289.
- 7) M. Ewing and F. Press: An Investigation of Mantle Rayleigh Waves, Bull. Seism. Soc. Amer., 44(1954), 127-147.
- 8) M. Ewing and F. Press: Rayleigh Wave Dispersion in the Period Range 10 to 500 Seconds, Trans. Amer. Geol. Union, 37(1956), 213-215.
- 9) H. Kanamori: Synthesis of Long-Period Surface Waves and Its Application to Earthquake Source Studies —Kurile Islands Earthquake of October 13, 1963, Journ. Geophys. Res., 75(1970), 5011-5027.
- 10) F. Press: Seismological Information and Advances. In "Advances in Earth Science. (Ed. P.M. Herley), Mass. Inst. Tech. Press (1966), 247-286.