



| | |
|------------------|---|
| Title | Shear-coupled wavesと松代付近の地殻構造との関係について |
| Author(s) | 高波, 鉄夫; TAKANAMI, Tetsuo |
| Citation | 北海道大学地球物理学研究報告, 30, 57-68 |
| Issue Date | 1973-12-17 |
| DOI | https://doi.org/10.14943/gbhu.30.57 |
| Doc URL | https://hdl.handle.net/2115/14031 |
| Type | departmental bulletin paper |
| File Information | 30_p57-68.pdf |



Shear-coupled waves と松代付近の 地殻構造との関係について

高波鉄夫

北海道大学理学部浦河地震観測所

(昭和48年5月10日受理)

On Relation of Crustal Structures around Matsushiro in Central Japan to Shear-coupled waves

By Tetsuo TAKANAMI

Urakawa Seismological Observatory, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received May 10, 1973)

At a seismological station having a distance of about 6,000-7,000 km, some large grouped waves have been detected. They are characterized as the forms with large amplitudes and prominent periods. And their arrival times are as nearly same as those of the shear waves.

We have theoretically and numerically investigated them to grasp the relationship between these waves and crustal structures.

We regard them as the coupled waves occurring at a given station which is satisfied a certain condition. It is deduced from the interfer theory together with Rayleigh equation. And we have promoted the comprehension of the relationship between the prominent periods and the crustal structures, making use of the idear of vibration for membrane.

Namely it follows that

$$d = 4\pi a^2 (3\rho(1-\sigma^2))^{\frac{1}{2}} / T(3.2)^2 (E)^{\frac{1}{2}}$$

where d is the thickness of the membrane, E is the Young's modulus, ρ is the density, T is the period, and a is the radius at which the membrane is fixed.

Then we have used the mean periods of the long period shear waves recorded at Matsushiro Seismological Observatory in central Japan.

As the result of our investigation, we can say that we have obtained about 34.8 and 22.4 km as the depth of Moho-discontinuity and the subcrustal discontinuity respectively. They are almost the same values as those obtained by the Surface wave method *et al.* previously.

By the way, these grouped waves have been usually accepted as the dispersion waves coupled between leaky PL waves and SV waves.

We shall discuss this problem a little further, too.

I. はじめに

震源から約 6,000~7,000 km 離れた観測点で大きな振幅と長い周期とをもった孤立した波群を記録する時がある。そしてこれらは、Shear Waves の到着時刻付近に現われ、OLIVER (1961) はそれらを Shear-coupled PL waves と解釈して一種の分散波として扱っている。一方 OLIVER and MAJOR (1960) は震央距離約 25° 以下に見られる PL 波を整理してその特徴を報告している。

また GILBERT and LASTER (1962), 吉井 (1968), そして YOSHII (1970) などは 2 次元のモデル実験を行ない、その結果と理論値との間にすぐれた一致を見出ししている。そして CHANDER ALSOP and OLIVER (1968) などは Shear-coupled PL 波の理論記象を OLIVER (1961) の考えに沿って数値解析的に求めている。

SU and DORMAN (1965) は HASKELL (1962) のマトリックス法を用いてリーキングモードの複素根に対する近似解法について触れ、Shear-coupled PL 波の分散曲線について報告している。

そしてさらにリーキングモードの詳細な解説として ROSENBAUM (1960), PHINNEY (1961), 田治米 (たとえば, 1968 *a*, 1968 *b*) などによる幾つかの報告がある。

一方 CALOI (1967) は、実際の記象から周期 20~50 秒位の分散の存在を正しく認めることができず、また実体波 SV 波 と PL 波とのカップリングで解釈するにはその波群の振幅や周期が小さ過ぎると指摘し、OLIVER の解釈に批判的な立場をとっている。そこで彼はその波群の性質と地殻構造との関係について、SOMIGLIANA (CALOI, 1969) が提唱した波の発生機構を取り入れた。

本稿で我々は再びその理論の整理を行ない、前者の Shear-coupled PL 波流による結果との比較検討を行なった。その時気象庁松代地震観測所の長周間地震計に記録されたこの種の記録を解析の対象にした。そして地殻を周囲が固定された円形膜として考えて観測点をその中心にとり、その膜の運動を導入して地殻構造とその波群との関係を調べた。

なお当地域の地殻構造については、たとえば KANAMORI (1963 *a*, 1963 *b*, 1963 *c*), MIKUMO (1966), ASANO *et al.* (1966), KURITA (1969), そして OKADA *et al.* (1970) などにより調査報告がなされている。

MIKUMO (1970) の報告によれば当地域付近の地殻の厚さは約 36~40 km 位となっている。そしてさらに約 15~20 km 位の厚さをもつ中間層の存在をも示唆している。これらの事実は我々が用いた後者の計算結果とよく一致し、しかもこの方法は卓越周期と地殻構造との関係から容易に構造が算出される点ですぐれていると言えよう。

II. Somigliana 理論とその応用

ここでは波を平面波と考える。そしてその平面波の波面に垂直な方向余弦を $(\alpha, 0, \gamma)$ とする。したがって波面は

$$\alpha x + \gamma z = \text{const} \quad (1)$$

と表現することができる。さらにその平面波の一般的な方向への速度を v 、水平方向への見かけ速度を V とする。この時波の射出角をと e とれば

$$\begin{aligned} \sin e &= \gamma / (\alpha^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \\ \cos e &= \alpha / (\alpha^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2)$$

の関係式が導かれる。ここで P 波と S 波との 2 種類の波を添字 1, 2 でそれぞれを表現する時、(2) から

$$\begin{aligned} v_1 &= V_1 \cos e_1 \\ v_2 &= V_2 \cos e_2 \end{aligned} \quad (3)$$

となる。また地表でのそれぞれの見かけ速度が一致する時は

$$v_1 \alpha_2 / (\alpha_2^2 + \gamma_2^2)^{\frac{1}{2}} = v_2 \alpha_1 / (\alpha_1^2 + \gamma_1^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

が満足される。

いま x, z 方向の波の変位成分を u, w とする時各波の各変位成分はそれぞれ

$$\begin{aligned} u_1 &= \alpha_1 \varphi(\alpha_1 x + \gamma_1 z - p_1 t) \\ w_1 &= \gamma_1 \varphi(\alpha_1 x + \gamma_1 z - p_1 t) \\ u_2 &= \gamma_2 \psi(\alpha_2 x + \gamma_2 z - p_2 t) \\ w_2 &= -\alpha_2 \psi(\alpha_2 x + \gamma_2 z - p_2 t) \end{aligned} \quad (5)$$

のごとき一般的な形式で表現されるものとする。

再び地表での見かけ速度が等しい時、各変位成分は

$$\begin{aligned} u &= u_1 + u_2 \\ w &= w_1 + w_2 \end{aligned} \quad (6)$$

となり、さらに $Z=0$ での境界条件を導入すると

$$[\lambda \alpha_1^2 + (\lambda + 2\mu) \gamma_1^2] (\alpha_2^2 - \gamma_2^2) = 4\mu \alpha_1 \gamma_1 \alpha_2 \gamma_2 \quad (7)$$

でなければならぬ。ここで λ, μ はラーメの定数である。さらに (3) と (7) とから

$$[\lambda + (\lambda + 2\mu) \tan^2 e_1] (1 - \tan^2 e_2) = 4\mu \tan e_1 \tan e_2 \quad (8)$$

が導かれ、一方 $V = V_1 = V_2$ の時の (7) は

$$(2 - V^2/v_2^2)^4 = 16(1 - V^2/v_1^2)(1 - V^2/v_2^2) \quad (9)$$

と書かれる。上式 (9) は良く知られている Rayleigh の方程式と一致するが、ここでは表面波発生の場合と違って速度の条件はなく、より広く解釈される。すなわち便宜上、 $x = V_2/v_2^2$ とおく時 (9) は

$$(\lambda/\mu + 2)x^2 - 8(\lambda/\mu + 2)x + 8(3\lambda/\mu + 4)x - 16(\lambda/\mu + 1) = 0 \quad (10)$$

となり、この (10) の全ての実根に物理的な意味があるとするのが我々の考え方である。たとえ

ばポアソン比をパラメーターにこの (9) の実根を求めると Fig. 1 のようになる。

この図から 1 以上の 2 実根が存在する範囲はポアソン比の値が 0~0.263 の範囲内の時に限られることが理解される。したがってこの考え方は比較的 Solid な媒質だけに適用されるとも言える。一方 1.0 以下の実根が Rayleigh 波の発生と関係があることはよく知られていることである。

ところで 2 実根はそれぞれ正、負の射出角から成る実体波の組合せに対応する。

すなわち longitudinal (transverse) な入射波に対して transverse (longitudinal) な反射波の組合せである。たとえばポアソン比の値を 0.25 とした時、Table 1 に示されている関係が導き出される。すなわちここではこのような組合せから新しい波の発生を考えている。

さて Table 1 で示されたような入射角で Moho 面に SV 波が入射するためには、地殻内のような浅い地震について言えば、約 6,000~7,000 km とした非常にせまい範囲のほぼ整数倍の震央距離の観測点の記象と対応させることが必要となる。一方このようにカップリングしてできた波群の卓越周期は境界面の深さと調和的であるとするのが一般的である。そしてその波群が発生する点を中心に、半径 $r=a$ の円形膜を考える。その時の膜の振動による変位 w は RAYLEIGH (1929) によると、

$$\begin{aligned} w &= J_0(kr) + \lambda J_0(ikr) \\ &= J_0(kr) + \lambda I_0(kr) \end{aligned} \quad (11)$$

と表現される。 r は極座標系の半径であり、 J_0 、 I_0 はベッセル関数である。

しかるに (11) によれば

$$dw/kdr = -J_1(kr) + \lambda I_1(kr) \quad (12)$$

なので、 $r=a$ で膜が固定されている時は次式のような境界条件を満足する必要がある。

すなわち、

$$J_1(ka)/J_0(ka) + I_1(ka)/I_0(ka) = 0 \quad (13)$$

が言える。

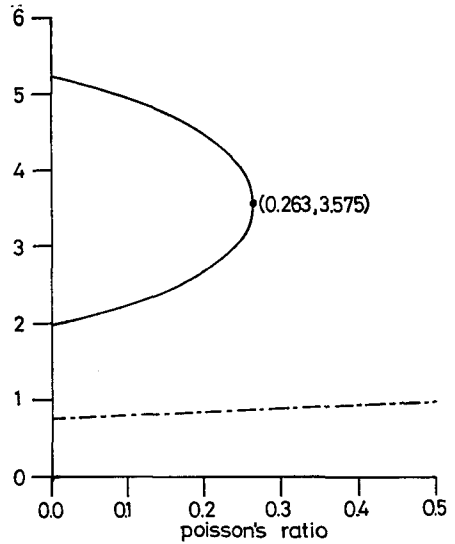


Fig. 1. Real roots of Rayleigh equation for σ variable from 0 to $\frac{1}{2}$.

Table 1. Angles of incidence (+) and reflection (-) for longitudinal (p) and transverse (s) waves to conduce the formation of the grouped waves

| σ | Roots | Angles of incidence and reflection (degrees) | |
|----------|-------|--|-------------|
| 0.25 | 3.14 | ± 77.21 | ∓ 34.26 |
| | 4.00 | ± 60.00 | ∓ 30.00 |

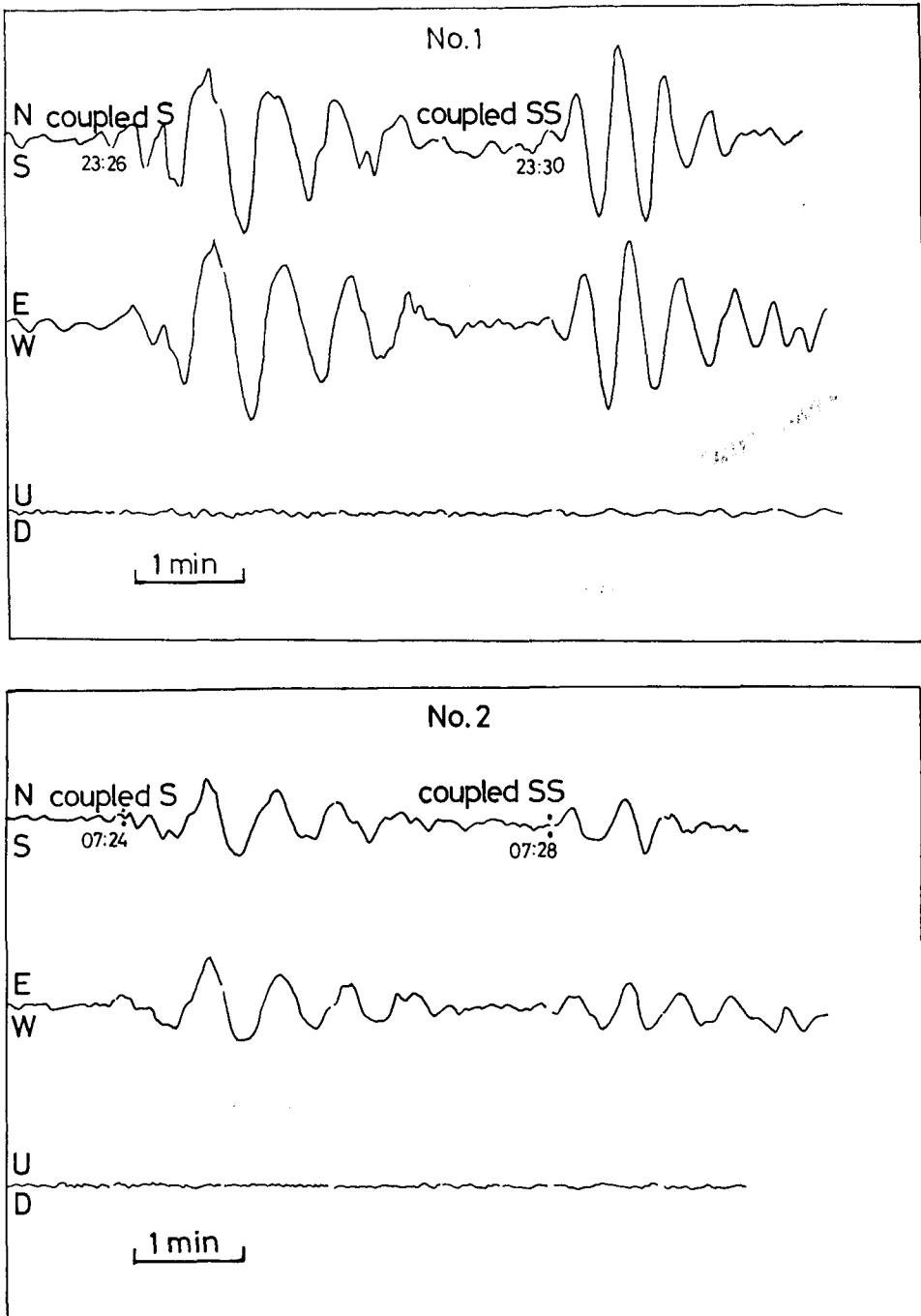


Fig. 2. Seismograms showing the prominent phases at or near shear waves. Both shock No. 1 and No. 2 occurred near Sumatra on November 26, 1959 and recorded at MAT.

ふたたび RAYLEIGH (1929) に従って膜の厚さを d とすれば次式が得られる。

$$d = \pi/4(V/ka)^2[3\rho(1-\sigma^2)/E]^{1/2}T \quad (14)$$

ここで T は周期, V は波は波の見かけ速度, ρ は密度, σ はポアソン比, E はヤング率, として ka は (13) の解である. ここでは ka として基本周期解の 3.2 の値を用いた.

実際の記象から各波群の平均周期を求めて他のパラメーターを適当に想定して (14) へ代入することにより膜の厚さを算出することができる. 膜の厚さはここでは地表から境界要までの深さに相当する.

III. 記象の解析

震央距離が 6,000~7,000 km 位の地震の場合, 長周期地震計の記録の S 波および SS 波の到着時刻付近に比較的長周期の波群が形成されている事実はすでに指摘した通りである. ここでは前章の理論に従って, 松地地震観測所で記録されたこの種の波群を解析し, 当地域付近の地殻の厚さを算出した. その解析に用いた地震記象は Fig. 2 に示されている.

その地震に関する詳細は Table 2 にあげられている.

Fig. 2 から明らかなように, S 波および SS 波付近のそれぞれの波群の周期に注目すると前者の方がより大きいと言える.

すなわち Fig. 3 で示されているような単純な成層モデルを考える時, 前章の理論に従って解釈するならば, S 波および SS 波の入射する境界面が異なり, その深さの大小が各波群の周期に反映していると解釈される. そのことを図示したのが Fig. 4 である.

この図には 2 つの地震の S 波および SS 波付近にある波群の水平な Radial 成分の振幅分布が示されている. そしてこの波群の周波数解析の結果に関する詳細を Table 3 に示した.

この Fig. 4 からは明瞭に狭い卓越周波数域の存在が認められ, そしてその分布の様子から 2 つの地震の違いによる差異よりも S 波, SS 波という相の違いが強く反映されているのが理解される.

このことは既述したごとく SV 波の入射する不連続の深さの違いが卓越周期のずれとして現われたものと解釈される. なお Table 4 に上記の各波群の卓越周期を示した. 理解を助けるために, いままでの計算結果をグラフ化し, Fig. 5 に示した.

さらに, このグラフから次のような手続きで境界面までの深さを算出した. すなわち密

Table 2. List of earthquakes used in the present study

| Shock No. | Earthquake region | Date | T (GMT) | Coordinates | Delta | M (MAT) |
|-----------|-------------------|---------------|----------------|--------------------------|----------|----------------------------------|
| 1 | Near Sumatra | 26, Nov. 1959 | 23 h 09 m 23 s | 6 $\frac{1}{4}$ S, 103 E | 5,950 km | 6.75—7 |
| 2 | Near Sumatra | 26, Nov. 1959 | 07 h 06 m 19 s | 5 $\frac{1}{4}$ S, 102 E | 5,930 km | 6 $\frac{1}{4}$ —6 $\frac{1}{2}$ |

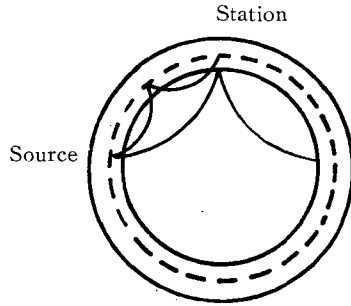


Fig. 3. Source mechanism of Somigliana's waves.

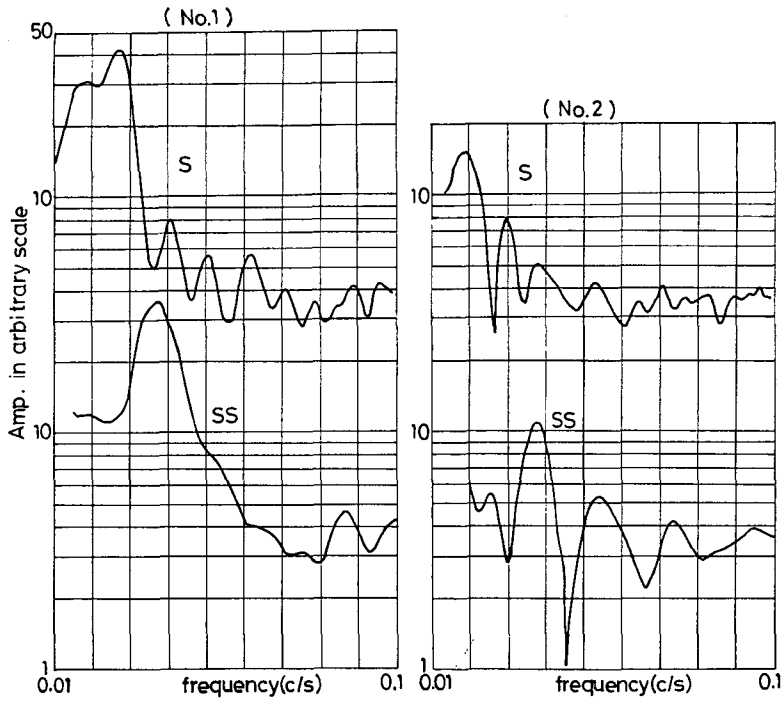


Fig. 4. Distribution of amplitudes for radial component of S and SS phases in the seismograms of both shock No. 1 and No. 2.

Table 3. Comment on frequency analysis

| | |
|--------------------------|--|
| 1) Instruments | Galitzin Long Period Seismographs at MAT |
| 2) Time interval | 196 sec for all S phases 136 sec for SS phases of shock No. 1 124 sec for SS phases of shock No. 2 |
| 3) Digital time interval | 2 sec for all phases |
| 4) Data window | Sine wave form weightin the middle part |
| 5) Prominent frequency | 0.019 Hz and 0.027 Hz for S phases of shock No. 1 0.019 Hz and 0.030 Hz for S phases of shock No. 2 0.038 Hz for all SS phases |

Table 4. Mean periods and depths of discontinuities

| Phase | Period | Depth |
|-------|----------|---------|
| S | 40.8 sec | 34.8 km |
| SS | 26.3 sec | 22.4 km |

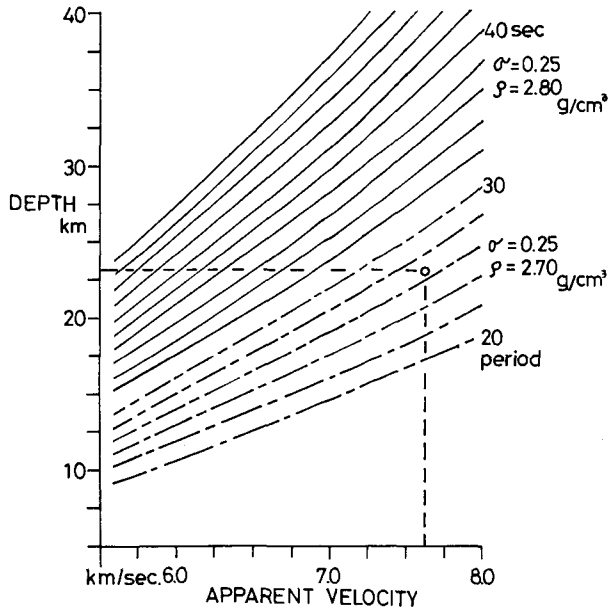
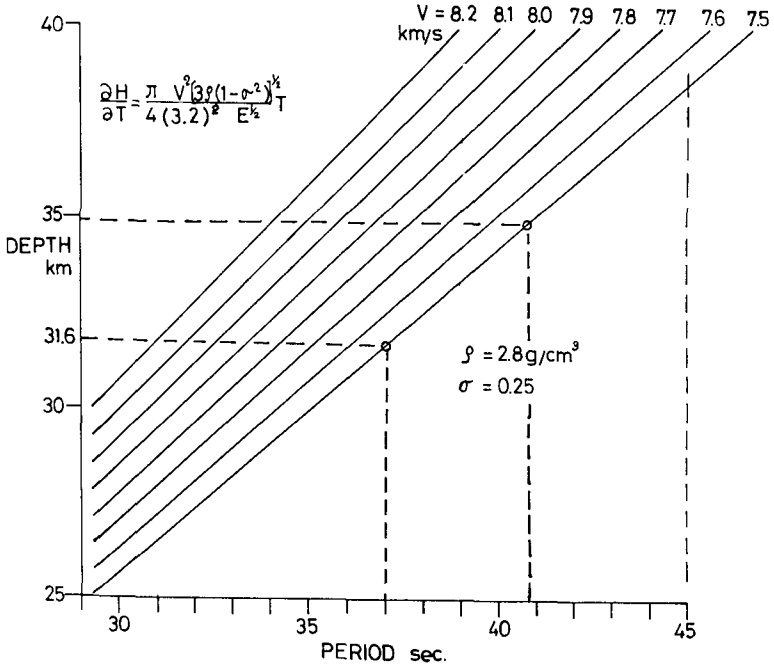


Fig. 5. Relation between layer thicknesses and periods of grouped waves.

度 $=2.8 \text{ g/cm}^3$, ポアソン比 $=0.25$, そしてヤング率 $=2 \times 10^{12} \text{ dyne/cm}$ などの常識的なパラメーターを採用する時

$$d = 0.152 \times 10^{-6} V^2 T \quad (15)$$

の関係式が導かれる。この(15)に Fig. 6 に示されているごとき数多くの観測点から求められた平均的な見かけ速度 $V=7.5 \text{ km/sec}$ (CALOI, 1967) を代入すると当地域付近の地殻の厚さは大体約 34.8 km と算出される。また SS 波付近の波群からは深さ約 22.4 km にもう 1 つの不連続面の存在が示される。

KANAMORI (1963c) は表面波の位相速度法によって、中部日本の平均的な地殻の厚さを約 35 km と推定している。一方 MIKUMO (1966) も重力異常や表面波の分散等の資料を用いて同じく当地域の地殻の厚さを求めている。それによると当地域は約 $36 \sim 40 \text{ km}$ の厚さからなる地殻と約 $15 \sim 20 \text{ km}$ の厚さからなる中間層とから構成されているのが知れる。今回の結果とそれらと比較した時、よい一致が認められる。

IV. Shear-coupled PL 波との比較

長周期地震計に記録された S 波および SS 波付近の長周期卓越波群を Wave guid 理論で解釈した報告例としては既に述べたごとく OLIVER (1961) による PL 波と SV 波とのカップリング波としての解説があり、それに沿っての研究として SU and DORMAN (1965), CHANDER, ALSOP and OLIVER (1968) そして山岸 (1971) 等によるものなどがある。たとえば山岸 (1971) は、京都大学阿武山地震観測所と松代地震観測所とで記録された記象例と YOSHII (1970) の計算によるモデル実験の結果とから OLIVER (1961) の説を支持するような結論を導いている。その解説は波の分散性と地殻構造との関係に重点を置いている。そしてこのような理論で解釈される波群も SV 波の入射角と境界面までの深さとに応じて特定の距離にのみ発生する。

ここで PL 波とのカップリングについての理解を助けるために Fig. 7 に PL 波の分散曲線と振幅分布を示した。

この図より周期約 $40 \sim 50$ 秒付近に水平方向の振幅の極大値があり、またこれに対応する PL 波の位相速度は約 7.5 km/sec であることが認められる。すなわちこの見かけ速度をもった SV 波が下から入射する時、PL 波とカップリングを起して周期約 $40 \sim 50$ 秒の卓越波群を形成するのが予想される。なお用いた地殻構造モデルは簡単な 2 層モデルであるが、そのパラメーターは、すでに報告されているものと今回の方法より期待されるパラメーターとが調和的になる様にして決めた。

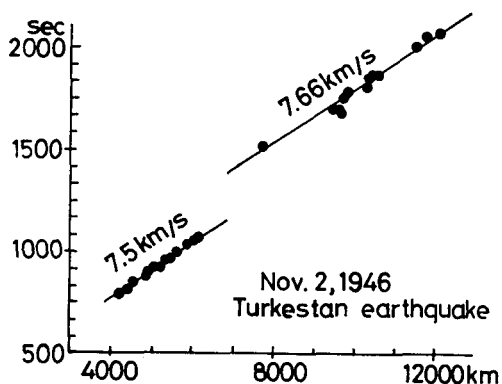


Fig. 6. Travel times of grouped waves. (after CALOI, 1967).

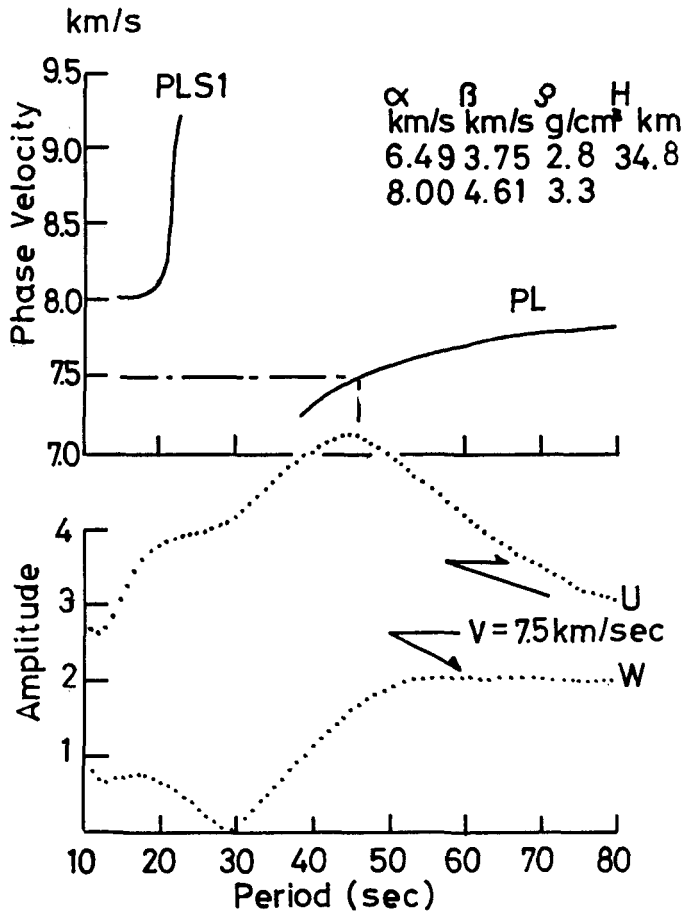


Fig. 7. Dispersion curves for PL waves and distribution of the amplitude spectra for the assumed model. U and W show radial and vertical components at free surface respectively.

ところで SOMIGLIANA の方法では任意の 1 点のカップリングによる波の発生のみを考えればよい。

結果的にはこの方法と前者の Shear-coupled PL 波によるすのとに大きな差異は見い出せないが、Shear-coupled PL 波流の解釈に従えば任意の周期に対応するカップリングポイント以遠の何処の観測点に於いても分散波としての Shear-coupled PL 波を観測することができ、他方は狭い範囲内に限られているという点に違いがある。

従ってこの両者の大きな違いは分散性の波群として解釈すべきかいなかという問題になるが、大ざっぱな構造を論じる時はむしろより簡便法である SOMIGLIANA 流の考えの方が優れていると思われる。

V. 他の物理現象

光が高屈折率の媒質へ入る時、入射角が臨界角より大きければ、全反射が起り反射率は 100%

となる。その時波動光学の実験(久保田, 1971)によれば光は第2媒質の中へは波長ぐらいの深さまで侵入している。たとえば, Fig. 8の図中右上のように全反射プリズムを重ね, その間隔 d と透過率 T とをパラメーターにしてグラフを作ると同図の実線のようになる。この様子から d が波長の数倍の大きさの時, その隙間は干渉フィルターとして働くことが理解される。

このような現象から推して Somigliana 理論は, 干渉フィルターの原理と同質なものと考えられる。地球モデルに適用する時は第2媒質が弾性的に不活発な大気となるが, その境界条件はすでに第II章で考慮されている。

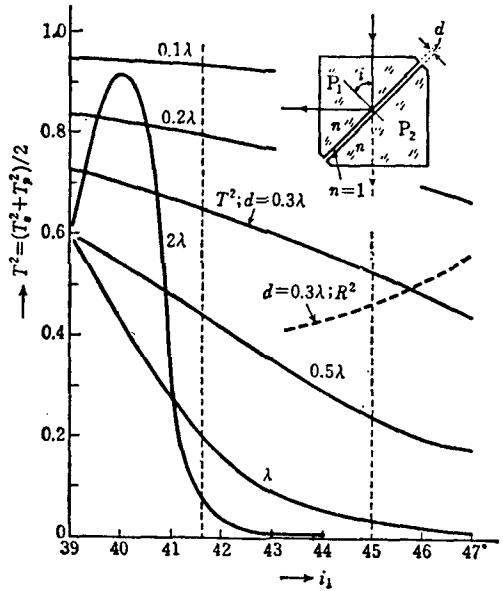


Fig. 8. Reflection and transmission coefficients near critical angle for two contact total prisms in optics.

VI. 結 語

Rayleigh 方程式の全ての実根を考慮する時, 実体波 P 波と SV 波とのカップリングによる新しい波の発生が予想され, その波をここでは Somigliana 波と呼んだ。

我々はその波の発生と地殻構造との関係を Shear-coupled PL 波の発生と対比させて述べてきたが比較的簡単に地殻構造が求まる点で前者は優れた簡便法と言える。

また周囲が固定された円形膜としての地殻を考え, そして観測点をその中心にとり膜としての地殻の振動から観測点付近の地殻の深さを推定した。

松代で得られた記象を Somigliana 流に解析した結果, S 波付近の波群からその地域付近の地殻の厚さは約 34.8 km と算出された。この値はすでに他の方法で求められた結果ともよく一致する。さらに SS 波付近の波群からは約 22.4 km 位の深さにも不連続面が存在することが示された。

既に述べたごとくこの種の波群の解釈として分散性を根拠にした PL 波と SV 波とのカップリング説に依るものが一般的であるが, 今後の多くの詳細な資料の検討によってその波群の発生機構がより正確なものになると言えよう。

終りに校閲と有益な批判とを賜った北海道大学田治米教授 岡田助教授そして島村助教授, また記象のコピーを送って下さった松代地震観測所の相原奎二氏に謹んで感謝の意を表する。なお数値計算には, 北海道大学大型計算機センターの FACOM 230-60 によってなされた。

文 献

- ASANO, S., OHTA, Y., YANAGISAWA, M., ICHINOSE, Y. and MAEDA, Y., 1966. Observations of the Matsushiro earthquake swarm at five temporary stations, Part I. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 44, 1771-1792.
- CALOI, P., 1967. On the upper mantle. *Advance in Geophysics*, 12, 123-142.
- CHANDER, R., ALSOP, L. E. and OLIVER, J., 1968. On the synthesis of shear-coupled PL waves. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 58, 1849-1877.
- GILBERT, F. and LASTER, S. J., 1962. Experimental investigation of PL modes in a single layer. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 52, 59-66.
- HASKELL, N. A., 1962. Crustal reflection of plane P and SV waves. *J. Geophys. Res.*, 67, 4751-4767.
- KANAMORI, H., 1963a. Study on the crust-mantle structure in Japan, Part I, Analysis of gravity data. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 41, 743-759.
- KANAMORI, H., 1963b. Interpretation of the results obtained by seismic refraction studies in connection with the study of gravity and laboratory experiments. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 41, 761-779.
- KANAMORI, H., 1963c. Analysis of surface wave data. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 41, 811-818.
- 久保田広, 1971. 波動光学. 岩波書店, 530 pp.
- KURITA, T., 1969. Crustal and upper mantle structure in Japan from amplitude and phase spectra of long-period P waves, Part I, Central mountain area. *J. Phys. Earth*, 17, 13-41.
- MIKUMO, T., 1966. A study on crustal structure in Japan by the use of seismic and gravity data. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 44, 965-1007.
- OKADA, H., SUZUKI, S. and ASANO, S., 1970. Anomalous underground structure in the Matsushiro earthquake swarm area as derived from a fan shooting technique. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 48, 811-833.
- OLIVER, J., 1961. On the long period character of shear waves. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 51, 1-12.
- OLIVER, J. and MAJOR, M., 1960. Leaking modes and the PL phase. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 50, 165-180.
- PHINNEY, R. A., 1961. Leaking modes in the crustal waveguide. *J. Geophys. Res.*, 66, 1445-1469.
- RAYLEIGH, L., 1929. *The theory of sound*, I. Macmillian New York, 480 pp.
- ROSENBAUM, J. H., 1960. The long-time response of a layered elastic medium to explosive sound. *J. Geophys. Res.*, 65, 1577-1613.
- SU, S. S. and DORMAN, J., 1965. The use of leaking modes in seismogram interpretation and in studies of crust-mantle structure. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 55, 989-1021.
- 田治米鏡二, 1986a. リーキング・モードの解説 (1). 物理探鉱, 21 (3), 51-56.
- 田治米鏡二, 1986b. リーキング・モードの解説 (2). 物理探鉱, 21 (4), 40-45.
- 山岸 登, 1971. 松代で観測された S-coupled PL waves の解析. 地震, 24 279-286.
- 吉井敏尙, 1968. モデル実験による PL mode の観測. 北海道大学地球物理学研究報告, 19, 65-71.
- YOSHII, T., 1970. Analyses of some leaking modes. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ.*, 3 (4), 287-378.