斯くの如くにして、4 の雲から略瞬間的に落ちる水滴を地上の一點で短時間だけ受けた場合には、2 の項の缺けた群分布が得られることが分つた。

尙一回しか凝集しない水滴 m_1 が三回凝集する水滴 m_3 に比べて、其の数が少ないのは、後者は其の落下する道が或る範圍許されてゐるのに對して、前者では唯一つに定められてしまふことに依るのであらう。

終りに臨み種々御便宜を與へられた東洋コムプレツソル株式會社の影井延治氏其の他の方々に深謝す。

1936 年 12 月 10 日 中央氣象臺に於いて

地殻のブロック性の地震波に於ける意義*

(物理光學的諸問題)

高 橋 浩 一 郎

§1. 緒 言

最近の地震學の發達は實に目覺ましく、其の一部門たる地震波の問題も驚く程精密になつて來た。しかしながら、此れは主として幾何光學的立場、言はば均一の媒質内での事である。しかるに、近來地殻變動の研究から地殻が均一なものでなく、ブロック構造をして居ると見なければならぬ事が次第に明かになつて來た。更に、此の様な本來の意味のブロックから離れても地質は場所に依り著るしく異なり、又地表には山あり川ありで、決して一樣なものと考へる事は出來ない。今後、便宜上此のやうな不均一性も總べてブロックと云ふ言葉の内に含めるものとする。然らば、此の様なブロックが存在する事は地震波に如何なる影響を及ぼすであらうか。ブロックの境では反射波を生じ、廻折も起すであらう。又一つのブロックには特有な自己振動も有し得よう。その結果ブロックが丁度光學に於ける分子の作用を演ずる事は想像に固くない。従つて、地震波の場合にも分子光學や結晶光學に相當した現象が起きて來るであらう。此の様な物理光學的方面の研究は、初動を論ずる限りに於いてはさほど必要でない。しかし、現今の進んだ地震學として波形、エネルギーの傳播、減衰等に立入らうとするならば、必然的に此の方面の知識を要求する。我々は其れ故にブロックの立場から少しく觀察して見よう。

§2. 土地の複雑性、大森係數の不確定性

地殻が非常に複雑なものである事は地震波の立場から見ても異狀傳播、異狀震域、記象型の複雑さ

* K. Takahasi: On the Effect of the Block Structure of the Earth's Crust on the Propagation of Seismic Waves. 中央氣象臺彙報.

からも解かる事である。しかし、此れからの議論の基礎として少しく數量的に調べて置きたい。

今若し、通例考へる如く地殻が球對稱をして居り、水平方向には不均一性が全くないものとすれば、所謂大森係数は一つの地震については震央距離のみの函數になる筈である。従つて、大森係數と震央距離との關係をプロットするならば一つの曲線に乗らなければならない。ところが實際は第 1 圖に示す如く、決してさうはな

らず、ひどくばらつく。この理由はいろいろあらう。例へば測定に依る誤差が當然入つて来るし、又 P 波や S 波として別のものを採つて居るのかもしれない。實際それと思はれるものもある。しかしながら少くもその一部は地殻の不均一性に歸せしめたい。即ち、大森係數が場所に依り方向に依り異なると見た方が良い様に思はれる。⁽¹⁾

第 1 圖

今第 2 圖に示す如くブロックが澤山並んで居るとき、この大森係數がどうなるか考へて見る。我々の通常觀測するものはその測定法から考へ、例へば P_1, P_2 をそれぞれ二つの觀測所とすると、 P_1, P_2 間の各ブロック内の PS 波の速度の平均と云ふ意味しかない。従つて P_1, P_2 を移動させる事により當然異なつた値が出てくる。そこで、 P_1, P_2 間の距離を r とした時大森係數が場所に依りどれ位の差が出てくるか調べて見よう。その平均値からの誤差の百分率は少しく計算して見ると

第 2 圖

$$\varepsilon^2(r) = 2\alpha \frac{\Delta n^2}{n^2 r^2} \left\{ r - \alpha (1 - e^{-\frac{r}{\alpha}}) \right\} \quad (1)$$

となる事がわかる。但し α は一つのブロックの平均の大きさを示す量で、 n は平均の屈折率、 Δn は各ブロック内の屈折率の平均値からの偏差である。これから r を充分大きくすると ε は小になるが、 r が小さいと場合に依つては相當大きな誤差を生じ得る事が知れる。此の事は或る意味で大森係數が近距離では地殻のブロック性の爲、どうしても或る程度の不確定性を生ずる事を物語る。

しからは實際はどれ位になるであらうか。幸ひ和達博士が²⁾種々の地震に就いて、平均的の走時曲線と實測値との喰違ひを出して居られる。そこで、其の結果を其の儘拜借して、 P 波の到着時刻

(1) 川添萬平：初期微動繼續時間と震央距離との關係について。本誌 第 2 輯 第 9 卷 昭和 6 年
なほ圖には大森係數の逆數がとつてある。

(2) K. Wadati: Shallow and Deep Earthquake. Geoph. Mag., Vol. IV, 1931.

の計算値からの喰違ひ δt の絶對值平均 $|\delta t|$ と震央距離 r との關係を調べると第 3 圖 (a) の如くなる。同様に深發

地震について試みると第 3 圖 (b) の如くなる。但し此の場合には震央距離の代りに初期微動繼續時間を探つてある。さて此の様な場合には前と同じ様な考へから

$$\delta t^2 = 2\alpha \Delta n^2 \{r - \alpha(1 - e^{-r/\alpha})\} \quad (2)$$

となる事がわかる。又特別の場合として

$$\delta t^2 \approx 2\alpha \Delta n^2 (r - \alpha) \quad r \gg \alpha \quad (3)$$

$$\delta t^2 \approx \Delta n^2 r^2 \quad r \ll \alpha \quad (4)$$

となる。即ちブロックに比し遠い所では誤差は距離の平方根で大きくなるが、近い所では距離に比例する事がわかる。第 3 圖と比較すれば浅い地震では (3) が、深い地震では (4) が大體成立する事がわかる。もつとも、後者は材料が少いから、必ずしも斷定的の事は云へない。此の様な事からしてブロックの大きさ、不均一性がどの程度になるかほぼ推定出来る。そして

$$\alpha = 10-50 \text{ km.} \quad \Delta n/n \sim 0.1 \quad \text{浅い所}$$

$$\alpha = 400-1000 \text{ km.} \quad \Delta n/n \sim 0.02 \quad \text{深い所}$$

位のものと思はれる。即ち浅い所ではブロックの大きさが小さいが各ブロックに於ける速度の變動大きく、深い所はこれと逆になる。この様な事は浅い地震では記象型が複雑であるのに反し深發地震では非常に簡単であるやうな事實からもほぼ推定出来る事である。

§ 3. 土地の固有振動

土地に固有振動のある事は今更新らしく言ふ迄もなく良く知れた事であり、例へば石本博士等は東京の下町では 0.6 秒、山の手では 0.3 秒の週期が卓越する事を示し、これが表面層の振動であらうとは云はれて居る。⁽¹⁾又遠地地震に特定の週期の波が屢々現はれる事は大森博士、グーテンベル

(1) Mishio Ishimoto: Comparaison Accélérométrique secousses Sismiques dans deux parties de la ville de Tôkyô, B. E. R. I. vol. X, 1932.

ク等により示され、和達博士はこれを地表とモホロビチツク層の間の固有振動に⁽¹⁾歸せしめて居られる。斯くの如く、土地に固有振動のある事は相當確かな事であり、又地殻の複雑性から當然歸結する事であるが、今一度如何なる週期が卓越するか調べて見よう。此の目的の爲、通例行ふ如く、いろいろの地震の尾の部分に就いてマインカ地震計の記象から山から山までの頻度曲線を作つて見た。その結果は第4圖(a)に示す如くである。同じ事を脈動について調べて見ると、第4圖(b)の如くなる。なほ此れは偏位地震計であるから短週期のものは出ない。圖から判かる如く、確かに地震の場合にも、脈動の場合にも或る特定の週期が卓越する事が知れる。

§4. 巨視的弾性率

以上の如く、地殻は地震波の方面から見ても決して一樣なものでなく、寧ろ、非常に複雑なブロック構造を有して居ると見た方がよい事を知つた。所で、通常我々が観測するものは此の様なブロック構造を省略したマクロの状態だけである。否省略でなく適當な平均を採つたものを見て居るのである。そこで、此處にブロックをミクロと考へると實際観測するマクロの現象との結び付けが必要になる。且又このやうなブロックの存在の爲、いろいろの問題が生じてくる。例へば、弾性率にしてもミクロでは等方性でも、マクロには異方性を呈する場合が期待される。⁽²⁾そこで暫く巨視的の弾性率を考へて見よう。

今第5圖に示す如くブロックが層状になつて並んで居る場合を考へよう。而して各層のヤング率、剛性率、幅をそれぞれ $E_1, E_2, \dots, N_1, N_2, \dots, l_1, l_2, \dots$ とする。又問題を二次元に限りて置く。これに壓力をかけた場合を考へて見よう。今假りに層に平行にかけると

$$\sum p_i l_i = \frac{\delta x}{x} \sum E_i l_i \quad \text{より}$$

$$\bar{P} = \frac{\sum P_i l_i}{\sum l_i} = \frac{\sum E_i l_i}{\sum l_i} \frac{\delta x}{x} = \bar{E} \frac{\delta x}{x} \quad (5)$$

(1) 和達清夫：遠地地震の週期に就いて，本誌，第2輯，第4巻(1926)。

(2) 宮部博士は此の様な思想の下に興味ある論文を提出されて居る。地殻の地塊的構造に就いて。震研彙報，第13號，第2冊(1935)。

となる。若し又垂直にかけると

$$P = E_1 \frac{\delta l_1}{l_1} = E_2 \frac{\delta l_2}{l_2} = \dots = E_i \frac{\delta l_i}{l_i}$$

より

$$\bar{P} = \frac{\sum \delta l_i}{\sum l_i} \frac{\sum l_i}{\sum \frac{l_i}{E_i}} = \bar{E}' \frac{\sum \delta l_i}{\sum l_i} \quad (6)$$

となる。今の場合は各層がわかるから問題はないが、實際に於いて各層の存在が知れないとすれば我々は壓力としては $\bar{P}$ 、變形としては $\delta x/x$ 、又は $\sum \delta l / \sum l_i$ を知るだけである。従つて此のやうな實驗から出したヤング率は $\bar{E}, \bar{E}'$ を與へるだけである。しかるに前者は各層のヤング率の算術平均、後者は調和平均になつて居る。故に一般に $\bar{E} > \bar{E}'$ となり方向により異なつた値が出て来る。即ち最早や等方體でなく異方體になつてしまふ。以上は二つの特別な場合について考へたが、一般にはこの二つの方向に分けて考へればよいであらう。同じ様な事が剛性率に就いても言はれ、此の場合には

層に平行に歪力を掛けた場合には

$$\bar{N}' = \frac{\sum l_i}{\sum l_i / N_i}, \quad (7)$$

層に垂直に歪力を掛けた場合には

$$\bar{N} = \frac{\sum l_i N_i}{\sum l_i} \quad (8)$$

で與へられる。

以上は非常に特別な場合で、しかも二次元の場合である。此の一般の擴張も可能であるが、丁度それは結晶體の彈性論になり、かなり複雑になるであらう。此れ等のくはしい事は次の機會に譲り、此處ではミクロの状態で等方體でもマクロには必ずしも等方體とはならない事を示すに止まる。

§5. 地震波の異常傳播

地震波の異常傳播は國富技師により見出され、大體橢圓に擴がるものとされて居る。此の原因として、例へば震源が大きさを有して居る事も一つの理由になるであらうが、今一つは地殻の不均一性に歸せしめた方が良い様に思はれる。即ち現在の考へに従へば、このやうな場合の速度は前節で求めた如き巨視的彈性率で與へられると考へる。しからば當然ブロックが層になつて居るならばその層に沿つた方向に早く傳播してよい筈である。又實際國富技師に依り⁽¹⁾地層の方向と異常傳播の長軸の方向が一致する事が指摘されて居る。此れは現在の考へを支持する一つの證據となり得よう。しからば此の考へから異狀傳播としてどれ位の程度になり得るか當つて見よう。今假りに地殻が第6圖に示す如く 10 km、及び 1 km の層から成立して居るものと考へ各層内の速度をそれぞれ 6

(1) S. Kunitomi: Propagation of Seismic Wave in Japan (abstract of seventh report) Geoph. Mag. Vol. VI (1932).

km/sec, 3 km/sec とする. 又密度は到る所同じとすれば前節の結果に従ひ

$$\frac{\bar{E}}{E} = 1.187 \quad \text{従つて} \quad \frac{v}{v_0} = 1.09 \quad (9)$$

となる. 即ち層に平行な方向に約 9% ばかり早く進む.

此れは極めて大雑把な見積りで, 實測と比較するにはもつとブロックに関する知識が必要であるが, この例から見ても異常傳播は二つの層の波の速度が餘程違はない限り, 左程大きくはならない事が知れる.

§ 6. 地震波の分散性, 異常分散

我々は §3 に於いて土地に固有振動のある事を知つた. 此の存在は丁度光學に於いて分子の固有振動が異常分散を起す如く, 此の場合にも分散の現象を起す事は明かである. 實際長岡博士は⁽¹⁾此の様な立場から論じて居られる. 又分散性は別に固有振動を考へなくとも, 例へば表面層を假定する事に依りレーリー波やラヴ波に現はれる事は衆知の事である. しかしながら, 表面層のある事は既に減衰の強弱こそあれ, やはり一種の固有振動の存在する事であり, 唯, 通例其れを表面的に言はないだけの話である. そこでこの問題を光學に於ける分散の理論を其のまま踏襲して, 大體の模様を調べて見よう. 今土地の固有振動の運動方程式を

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + 2\lambda \frac{\partial u}{\partial t} + \omega_0^2 u = aU_0 \quad (10)$$

とする. 但し λ, ω_0, a は固有振動の減衰率, 角速度, 土地の構造に依る常數である. そして U_0 は外から來る波で實測するものは, これに土地の固有振動の加はつた $U_0 + u$ と考へる. 今假りに

$$U_0 = A \sin \omega t \quad (11)$$

とすると觀測値 U は

$$U = U_0 + u = A \sin \omega t + aA \frac{\sin(\omega t + \varphi)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\lambda^2 \omega^2}} \quad (12)$$

となる. 但し

$$\tan \varphi = \frac{2\lambda\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (13)$$

である. これからして光學の理論をそのまま用ひる事により, このやうな媒質内での屈折率は

$$\sqrt{1 + \frac{a^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\lambda^2 \omega^2}} \quad (14)$$

(1) H. Nagaoka: Dispersion of Seismic Waves. Tokyo Sugaku Buturigakkwai Kizi Gaiyo, vol. III, (1906).

となる。しかるに此れは週期に依り値が變るから波は分散性である。そこで今 § 3 及び後に述べるであらう事を参照して假りに $a = \frac{1}{2} \omega_0^2$, $\omega_0^2 = \left(\frac{2\pi}{8}\right)^2$, $\lambda = 0.5$ 位として上の關係により週期と波の

速度との關係を示すと第 7 圖の如くなる。なほこの關係は

位相速度を調べたもので、其の他の速度、例へば群速度、信號速度、エネルギー傳播の速度等は勿論異なる。そして丁度光學に於いてはソンマーフェルドが示した如く、通例取扱ふ P 波や S 波の如き初動には分散性を起さない事は明かである。

しかし、さうでないレーリー波やラブ波を考へるときは此れ

が問題になる。實際、此の事はグーテンベルグなどにより示され⁽¹⁾、彼の結果と第 7 圖を比較して見ると、定性的には一致する事がわかる。唯、實際には此の様な固有振動は一つでなく、且つ又かやうな亂暴な取扱ひ方も許されないから、定量的の事を云々するわけにはゆかぬ。しかしながらこの事から次のやうな點だけは少くも結論出来る。即ち地殻の複雑性から考へ、當然短い週期の固有振動は澤山あると考へられる故、波長が短くなると異常分散が劇しくなり傳播速度が小になる。従つて又吸収もひどくなり、その結果短い波長はあまり遠方にとどかない事になる。此の事は實際に於いて認められて居る事實である。即ち現在の考へからすると遠方で長週期の波が残るのは必ずしも土殻の粘弾性の如き影響でなく、むしろ地殻のブロック構造に起因する固有振動に依る異常分散の影響と考へられる。

§ 7. 一つのブロックの影響

今、圖の様に無限に擴がつた弾性體の内に弾性率の異なつた部分が帶狀になつて居るものとする。そして各の密度、弾性率を第 8 圖に示す如く、それぞれ ρ, ρ', μ, μ' とする。このやうな媒質に x 軸の方向に波が來たとき、各媒質にどんな波が現はれるであらうか。簡単な計算の後、今第一の媒質に來る波を

$$a \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c} x\right) \quad (15)$$

とした時、各媒質にはそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} & a \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c} x\right), & b \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c} x + \varphi_1\right) \\ & a' \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c'} x + \varphi_2\right), & b' \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c'} x + \varphi_1\right) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

第 7 圖

第 8 圖

(1) Gutenberg and Richter: On Seismic Waves. III. Gerland Beiträge zur Geophysik. Band 47; Heft 1/2 (1936).

$$a'' \sin \left(\omega t - \frac{\omega}{c} x + \varphi_1 \right) \quad \Bigg|$$

の波が起るものとして、波動方程式及び境界条件に入れて、

$$\left. \begin{aligned} b &= \frac{2ra \sin \frac{\omega}{c'} x_0}{\sqrt{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{\omega}{c'} x_0}} \\ a' &= \frac{2a}{1+\varepsilon} \sqrt{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{\omega}{c'} x_0} \\ b' &= -\frac{2ar}{1+\varepsilon} \sqrt{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{\omega}{c'} x_0} \\ a'' &= \frac{4a\varepsilon}{(1+\varepsilon)^2} \sqrt{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{\omega}{c'} x_0} \\ \cot \varphi_1 &= \cot \frac{2\omega}{c'} x_0 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \frac{\omega}{c'} x_0} \\ \cot(\varphi_1 - \varphi_2) &= -\cot \frac{2\omega}{c'} x_0 + 1 \\ \varphi_2 &= \varphi_1, \quad \varphi_3 = \varphi_2 - \frac{2\omega}{c'} x_0 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

が成立する。但し

$$r = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \quad \varepsilon = \frac{\mu'c}{\mu c'} = \sqrt{\frac{\rho'\mu'}{\rho\mu}}$$

である。

これから導來する二三の重要な結論を掲げて置く。まづ第一に波の波長がブロックに比し充分長い場合を考へよう。このときは

$$\left. \begin{aligned} b &\approx \frac{2ra \frac{\omega}{c'} x_0}{1-r^2} & a' &\approx \frac{2a}{1+\varepsilon} (1-r^2) \\ b' &\approx -\frac{2ar}{1+\varepsilon} (1-r^2) & a''^2 &= a^2 - b^2 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

となる。此の式は、波のエネルギーは振幅の自乗に比例する故、此のやうなブロックに依り反射される波のエネルギーは波長の自乗に逆比例する事を歌つて居る。即ち、波長の長い程良くエネルギーを通過させる。此れは丁度光の場合のレーリー分散に相當するものである。ただレーリー分散のときは波長の四乗に逆比例するが、今の場合は問題を一次元の如く考へたから此の様になつたものであり、ブロックとして塊りを考へればそれと一致しなければならない事は明かである。

次に波長がブロックと同程度の場合を考へて見よう。このときは (17) 式からわかる如く、外からくる波の振動数を變化させ、丁度このブロックの固有振動と一致せしむると、第 II 層、第 III 層に起る波の振幅が著るしく増大し、第 I 層の反射波はなくなつてしまふ。此れは共振れを現はすものであり、此のブロックが恰かも一つの振動子であるかの如き觀を呈する。而して一般に第 III の層に現はれる波は丁度この振動子から波を送り出して居るかの如く見える。次に假りに $\varepsilon=4$, $r=-\frac{3}{5}$ と置いて、各媒質に起る波の振幅が週期と共に如何に變化するか圖示すると第 9 圖の如くなり、上述の關係がよく知れるであらう。

第 9 圖

§ 8. 地震波傳播の式

前節では一つのブロックの場合を考へたが、次には第 2 圖に示した如く、不規則に澤山並んで居る場合を考へよう。簡單の爲問題を一次元とし、各ブロック内の波の速度はあまり違はないものと考へ、大體は通例の波動方程式の解

$$u(x, t) = \varphi_1(x + vt) + \varphi_2(x - vt) \quad (19)$$

が満足されるものとする。しかし實際は不連続面が澤山ある故、それ等の反射に依り、 φ_1 が φ_2 に移り、逆に φ_2 が φ_1 に移る。この關係を數式的に示すならば極く短時間 dt 後には近似的に

$$u(x, t + dt) = e^{-\alpha dt} \{ \varphi_1[x + v(t + dt)] + \varphi_2[x - v(t + dt)] \} \\ + (1 - e^{-\alpha dt}) \{ \varphi_1[x + v(t - dt)] + \varphi_2[x - v(t - dt)] \}$$

で與へられる。そこで $dt \rightarrow 0$ の極限を考へると

$$\frac{\partial u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - 4\alpha v \frac{\partial u}{\partial t} \quad (20)$$

となる。此の式は電信方程式と呼ばれるもので、例へば長岡博士に依り⁽¹⁾地震波に尾の生ずる説明に用ひられた。今は反射能が波長により變化しない場合で、一般には波長の函數である。この關係として (18) 式に示す如く反射能が振幅で波長に逆比例するとすれば、上の關係は同じ論法で

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial x} \quad (21)$$

となる。又レーリー分散の如く波長の自乗に逆比例すると考へれば、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (22)$$

となり、粘弾性の式⁽²⁾に全く一致する。斯くの如く、通例用ひて居る様な式が殆んど總べてブロッ

(1) H. Nagaoka: On Damped Progressive Waves and the Formation of Tail in Distant Earthquakes. 日本數物記事 III. (1906).

(2) 妹澤克雄著: 振動學, p. 700.

クの立場から出て来る事は興味ある事である。

§ 9. 地震波エネルギーの減衰

地震波エネルギーの減衰には二種類ある。一つは粘弾性などに依り熱に變化するものと、一つは反射、回折等の散亂に依るものである。在來此の區別が割合認識されて居ない様に思はれる。前節の結果に依ればレーリー分散を假定すれば粘弾性の式と一致する事を見た。しからば通例粘弾性の係数を物質の粘弾性に歸して居るが、これでよいであらうか。丁度大氣の運動に於いて渦粘性が分子粘性に比し桁違ひに大きい如く、此の場合にも寧ろ地殻のブロック性に依るものが大部分を示して居るのではあるまいか。なる程このブロック構造に依るものはエネルギーの散亂で、消失ではないから、窮極の所粘弾性などに依り、熱に變化する事は先づ疑ひないが、振動の振幅を論ずる場合などは、其の一步手前の散亂に依る影響が重要な様に思はれる。

今、例へば §3 の結果を考慮して、20 km に一つの割合で不連続面があり、二つの層の弾性率の比が $(0.9)^2$ であるとしたとき、この様な所を波が x だけ進んだとき振幅がどれだけ變化するか考へて見る。密度を到る所一様と考へれば、一つの不連続面では 5% 位反射される故、振幅 A が

$$A = A_0 e^{-\beta x} \quad (23)$$

としたとき、 β は

$$\beta \times 20 \text{ km} = 5\% \quad \therefore \beta = 2.5 \times 10^{-3} \text{ km}^{-1} \quad (24)$$

となる。若し又ブロックとして 500 km, 弾性率の違ひとして $(0.98)^2$ とすれば

$$\beta \times 500 \text{ km} = 1\% \quad \therefore \beta = 2 \times 10^{-5} \text{ km}^{-1} \quad (25)$$

となる。和達博士が⁽¹⁾近地地震で求められた β は波の週期で異なるが $5 \times 10^{-3} \text{ km}^{-1}$ 位、遠地地震では例へばグーテンベルグ⁽²⁾の本に採つてあるものが $2 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ 位である。此の兩者を比較して見ると、現在の方が稍小さいが、見積りの不確かさ、ブロックの知識の無知さから考へればむしろ驚く可き一致と云はねばなるまい。即ち、此れだけで結論を下すのは早計かも知れないが、後に述べるであらう事を考慮すると、此の様な場合の減衰は大部分現在のブロックの影響に依るものとした方が良い様に思はれる。これを支持する一つの事實として、和達博士に依れば β と波の週期 T との間には

$$\beta T = \text{const} = 1.5 \times 10^{-2} (\text{km}^{-1} \text{sec}) \quad (26)$$

の関係がある。これは粘弾性などでは説明出来ない。然るに (18) 式に依れば反射能は週期に逆比例する。此れから今迄の減衰の導びき方を考へれば (26) 式が成立するのは當然である。即ち此の様な事もブロックの存在に依り説明出来る。 β は一般に震央距離の増大と共に減小するが、此れは

(1) 前掲。

(2) Handbuch der Geophysik. Band IV.

二様に説明出来る。一つは震央距離の増大と共に週期の大なるものが残る事、一つは遠地地震程深い所を通過する故減衰がへると考へられる。

§ 10. 地震波エネルギーの消失 總振動時間)

前節では主として、プロツクの散亂に依る地震波の減衰を調べた。しからば本當の粘弾性に依る影響はどの位になるだらうか。此の爲の準備として地震の總振動時間を少しく調べて見よう。この量は一見甚だ曖昧の様に見えるがすこしく考へて見ると案外確かな量である事がわかる。先づ第一に此れと初期微動との關係を見よう。二三の實例

に就いて此の關係を圖にプロットして見ると、意外なことには第 10 圖に示す如く、地震の性質に依つてはひどく異なるが、一つの地震では此の量は殆んど初期微動に關係しない。これは一見常識と大變違ふやうに見える。しかし實は此の事はプロツクの考へから豫期出来る事である。

次には總振動時間と地震波の週期との關係を調べて見た。總振動時間は震央距離には關係しないが、地方の特性が大きいので各地の平均を採り、又週期は最大動の値が氣象要覽に出て居る故、これも地方の影響を除く爲その平均を採つた。此れを對數方眼紙に書き入れて見ると第 11 圖の如く割合綺麗な結果になる。此れから總振動時間は略々最大動の週期の自乗に比例する事がわかる。

次に此れを調べて居て氣の付

く事は此の値が地方に依り著しく異なる事である。そこで地方に依る特性を見る爲、此の平均値のやうなものをつて圖に書き入れて見た。第 12 圖が其の結果である。これを一見すると面白い事には總振動時間の短い地方は所謂異常震域に多い事である。此れは異常震域の研究に一つの大きな暗示を與へる。

さて再び前に立戻り、第 11 圖

第 10 圖

第 11 圖

第 12 圖

の関係が何故成立するか考へて見よう。本多弘吉博士のお話に依ると、一般に地震の規模の大きい方が週期が長いとの事である。さうすれば當然此の様な傾向になつて良い筈である。しかし此の影響は振動時間に對し對數で效く故、效き方がすくなくこの一部は占めるかも知れないが全部を説明する事は出来ない。どうしても粘弾性に歸す可きかと思はれる。即ち地震波のエネルギーはある程度までは地震波として擴がるが、それからはブロックの固有振動となりあまり擴がらず粘弾性でエネルギーが減少して行くと考へるのである。此の様に考へれば總振動時間が震央距離にあまり關係せず、且週期の自乗に比例する事も容易に考へられる。そこで今逆に此の考へから粘弾性の係數を出して見よう。即ち粘弾性内の振動とすれば振幅は

$$A(t) = A_0 \exp(-\frac{\eta}{c^2} \omega^2 t) \quad (27)$$

で減少して行く。これから上の結果を用ひて

$$c = 5 \times 10^5 \text{ cm/sec.}, \quad \omega = \frac{2\pi}{6}, \quad \text{總振動時間 } 3 \times 10^3 \text{ s}, \quad A_0 = 10 \mu, \quad \text{地震計の感度 } 1 \mu$$

とすれば

$$\eta = 3 \times 10^8 \quad (28)$$

となる。但し $\eta = \frac{\lambda' + 2\mu'}{d}$, d は密度, c は波の速度, λ', μ' は粘弾性の係數である。これは丁度通常の物質の粘弾性の係數⁽¹⁾と大體桁は合ふらしい。此の事も以上の考へがさほど誤りない事を支持する一根據となるであらう。

§ 11. 地震波のエネルギーの傳播、熱傳導との類似

我々は以上の如く、ブロックが地震波に於いて、特に減衰の場合に緊要なる役目を演じて居る事を知つた。しかるに此のブロックの存在は此れだけでなく、更に地震波エネルギーの傳播にかなり根本的の改革を要する様に思はれる。即ち、舊來の如くエネルギーは最早や波としてでなく、寧ろ言はば熱の如き形式で擴がると見た方がより事實に近いのではあるまいか。⁽²⁾すこしくこの立場から考察して見よう。今一つのブロックを考へ、そのブロックのエネルギーの出入りを考へる。このブロックには固有振動のやうなものがあり、又他のブロックとも結び付いて居るからこのエネルギーの立入は

$$\frac{dE}{dt} = -aE + aE' \quad (29)$$

と書けるであらう。即ち第一項は外へ逃げるものであり、第二項は外から入つてくるものである。

(1) K. Sezawa: Note on the Waves in Visco Elastic Bodies 震研彙報 第 10 號 昭和 7 年.

(2) 此の様な考へは既に石本博士に依り提出されて居る。筆者には此れをもつて發展させてよい様に思はれる。

石本巳四雄: 地震波の表面層内に於ける擴散. 震研彙報, 第 13 號, 第一冊 (1935).

そこで、今此の様なブロックが簡單の爲第 13 圖の如く一列に並んで居る場合を考へよう。この場合 i 番目のブロックのエネルギーの出入は (29) より

$$\frac{dE_i}{dt} = -aE_i + \frac{a}{2}(E_{i+1} + E_{i-1}) \quad (30)$$

となる。今一つのブロックを Δx とし、 Δx が小と考へると (30) 式は近似的に、

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{a}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad (31)$$

となる。これは熱傳導の式に外ならない。即ち此の様に考へると豫想と全く一致する。なほ此の式は全く一つの近似式にすぎなく、例へばこれであるとエネルギーが波の速度よりも早く進み得る事になり、實際と矛盾する。しかし此れは地震波の特性の一面を抽出したものであり、實際にはこんな簡単な式ではいけないが、ある一面を観察するときには此れも許されるであらう。以上は一次元であつたか、さらに次元をまし、又粘弾性の如き影響を考へに入れるならば、

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{a}{2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right) - bE \quad (32)$$

が第二近似として成立する事が許される。

§12. エネルギー傳播の立場から見た地震と脈動

此の節では前節で得た式を實例に當嵌めて見よう。地震と云ふのはエネルギーの形式で云ふならば、理想的には或る一點に蓄積されたエネルギーが何等かの機會に突然自由になり、丁度熱の様に四方に擴がると考へられる。此れに反し脈動は、色々の種類があり一概には云へないが、或る一點に於いて始終エネルギーの補給がある場合である。此の場合エネルギーの源泉は問題外である。低氣壓であらうと、波であらうと、火山であらうとかまはない。此の點がエネルギーの立場から見た地震と脈動の本質的の相違と思はれる。

先づ地震の場合から考へよう。簡單の爲 (32) 式の b を 0 と置き、震源が地表近くあり、又表面波のみを考へれば、問題は二次元となり、解は

$$E(r, t) = \frac{E_0}{2\pi at} e^{-\frac{r^2}{2at}} \quad (33)$$

で與へられる。但し r は震源距離である。此れは一面を抽象化したものであるから、實際にそのまま適用する事は出来ない。しかし記象型など或る程度まで定性的に説明出来る。今 a を 10^{12} とし r を km で計り、 E との關係を圖示すると第 14 圖の如くなる。此れから震源の近くではエネルギーが急に大きくなり、又急に小さくなるが距離が増大すると共に増し方、減り方共に小さくなり、即ち全體としてひらたくなる事が知れる。此れは實際近地地震と遠地地震に見られる差の特質の一

つである。

次には脈動の場合に入らう。此の場合は定常と考へ
 $\frac{\partial}{\partial t}$ の項を省略し、前と同じく二次元の問題とすれば

$$\frac{a}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) - bE = 0 \quad (34)$$

となり、近似的に

$$E = c_1 \log r + E_2 \quad (35)$$

となる。所でリーがヨーロツパで脈動の振幅⁽¹⁾を調査して居る。その結果を借りて、エネルギーの供給中心と思はれる低気壓の中心からの距離と、振幅の自乗との関係を調べると第 15 圖の如くなり、(35) 式が非常によく當筈なる事がわかる。⁽²⁾ 此の様な一致は、今迄の考へがすくなくも定性的には成立する事を物語るものであらう。

§ 13. 再び土地の固有振動及び脈動に就いて

§3 に於いて我々は、土地に固有振動の存在する事を知つた。しからば次には其の週期、減衰率はどれ位か、又如何なる振動様式になるであらうかと云ふ事が問題になる。筆者は曾つて永田氏と共に此の問題に關し、特に脈動と聯關して調べた事がある。⁽³⁾ 其の節第一報として第二報を豫告したが、段々問題が變化して來た爲、以下の事をもつて第二報に代へ、義務を果たした

事にする。其の時、我々は振動の減衰が週期の自乗に逆比例する事から、脈動とは表面層の粘彈性下に於ける固有振動であらうと言つた。しかしこれは其の後いろいろ考へ、調べた結果これではいけないらしい。例へば、減衰が週期の自乗に逆比例すると云ふ事が大分怪くなつて來た。と言ふのは其の折りなる可く綺麗な結果を出す爲、記象の内なるべく綺麗なものだけを選んだが、此れが悪

第 14 圖

第 15 圖

(1) A. W. Lee: A World Wide Survey of Microseismic Disturbances. Geophy. Memoir. No. 62.

(2) 圖は横軸に距離を對數のスケールで、縦軸を自乗のスケールで目盛つてある。従つてこれが直線になる事は (35) 式の成立するを意味する。

(3) 永田武, 高橋浩一郎: 脈動に就て, 氣象集誌, 第 2 輯, 第 14 卷, 第 6 號, 1936.

るかつたらしい。即ち、既に其の節にも指摘したのであるが、元來脈動なるものが週期的の外力、例へば海岸に碎ける波の如きもので起ると考へられる。しからば其の結果として、あまりに綺麗なものを撰ぶと土地の固有振動でなく、規則的な外力の分析をしてしまふ事になる。丁度土地自身が一種の地震計で、外力を記録して居るやうなものである。前には此の事にあまり注意しなかつた。週期4秒のものは材料が澤山あつたから大體信用出来るが、其の他のものは少しくおかしい。あまり減衰がすくなすぎる。そこで今一度調べ直す必要を認め、

第 16 圖

再び行つた結果は第 16 圖の如くなつた。此の結果から見ると前とは反對に減衰は週期に比例するらしい。そして 7.8 秒が原振動で 4 秒と云ふのがその倍振動の様である。⁽¹⁾ 又減衰比は原振動で 1.4、倍振動で 1.2 位となつた。なほ此の他にも固有振動らしいものはあるが、其れは他のブロック乃至は異なつた振動機構に依るものであらう。即ち以上の考へに従ふと脈動とは外から週期的な波が來て、其の内土地の固有振動と一致するものが特に大きく出ると考へられるのである。

従つて脈動が擴がる波とか、固有振動であるとか云ふ事は、唯異なる反面を見て居るにすぎない。以上は脈動に関する觀察であるが、同じ事が地震波にも現はれるだらうと考へるのは極めて自然であらう。實際地震波で分析した結果に依ると、第 17 圖に示す如く第 16 圖と一致した結果を得る。此れは上述の考への正しい事の一つの裏書きである。

第 17 圖

しからば如何なる振動形式に依るのであらうか。筆者は本多博士の提唱された如く⁽²⁾、其の週期、減衰比、發達する倍振動、及

び僅か離れた二點で著るしく記象型が異なる等の事實から見て、東京の表面層に起きるラヴ波の水平方向の不連続に依る固有振動であらうと考へる。此れ等は主として 4-10 秒程度の振動であるが、もつと長い週期の固有振動があるらしい事は、遠地地震の記象に屢々同じ週期の波が出る事より窺はれ、和達博士はモホロビチツク層との間に起る固有振動であらうと云はれて居る⁽³⁾。此の考へは

(1) 和達博士の 7.5 秒、3.8 秒に相當するものであらう。K. Wadati: Preliminary report on the Pulsatory oscillation in Tokyo. Geophy. Mag., Vol. I (1926-1928).

(2) H. Honda: The Pulsatory oscillations and the stationary surface tremors. Geophy. Mag., Vol. III (1930).

(3) 和達清夫: 遠地地震の波の週期に就いて。氣象集誌, 第 2 輯, 第 4 卷. (1926).

筆者の得た結果からも正當の様に思はれる。くはしい事はいづれ近い内に異常震域と結びつけて報告したい。

§14. 結 尾

以上甚だ粗雑ではあつたが、ブロックの存在が地震波の傳播の問題に重要な意味を有して居る事を示した。在來の連續的の考へは第一近似として許る可きであるが、現在の如く進んだ地震學にとつては更に第二近似に進む可き時であらう。以上の議論はその第二近似への第一歩の積りで居るが、まだ不完全なものであり、例へばエネルギーの傳播にしても近い所ではすくなくも波として擴がると見た方が適當であるが、此の様な事は將來に残された問題である。此處ではブロックより見た一面を純粹に摘出したやうなもので、將來此の方面への進出に何等かの刺戟にでもなれば筆者の本望である。

最後に、此の仕事の間、始終御激勵、御指導を賜はりし、岡田臺長先生、藤原先生、有益なる御指導、御助言を下さいました本多先生、和達先生其の他の諸兄に衷心よりの謝意を表したい。

不 知 火 の 研 究*

宮 西 通 可

神祕と詩的事蹟に富める不知火は餘りにもよく世間に知られてゐる名である。然し實際之を目撃した者少く、又世人一般の之に對する認識も甚だ漠然としてゐる。尙日本書紀景行天皇紀に既に記されてゐて我が國で最も古い記録を有する物理學的現象とでも言ふべきであるにも拘らず、現象そのものに就いて全く研究されてなく、唯不知火は漁火なりと言ひ、或は夜光蟲なりと簡単に説明せられてゐる許りである。而かもそれは最近宣傳せられてゐる有明海の不知火も含まれてゐるのである。古來神祕性を有し驚嘆を以て眺められて來たものは、八代海（不知火海）の不知火である。若し之までの研究家にして八代海の不知火を目撃したとすれば、其の光源を問題とするより先づ其の現象の奇なるに驚いたであらう。第五高等學校教授中川久知氏一行の探檢に於ても、研究の當初より不知火は海中の微生物として海水の顯微鏡的検査を行ひ、結局其の目的を達せざりしは不知火を見ずして直に光源を探らんとせし爲であると思はれる。吾々の今回の研究は最初は不知火の研究に非ずして八代海に於ける氣象光學的現象の研究であつた。此の研究中に不知火を目撃し、而もそれが從來古文獻に現はれてゐるものと全く同様の外觀を呈して居り、又土地の人人もそれが不知火であることを明言した。そこで此不知火に對して科學的觀測を續行したのである。古文獻及び最近の

* M. Miyanisi: The Study of "Siranui".