表層と半無限弾性體の境界に半迂りが在る場合に
誘起される弾性波に就いて*

澤 田 龍 吉

§ 1. 緒 言

有層半無限弾性體に於ける弾性波は從來割合に多く理論的研究が行はれてゐる。然かし、其等に於ける境界の條件は二三の特殊な場合のみに限られてゐる様に思はれる。著者は境界に半迂りなる條件を附して弾性波の式の一般化を試み、此の式の根を検討し、その結果、新型の弾性波を見出した。

本論文は初め二次元の問題を論じ、その結果として得る新弾性波に就き二三數値を與へ、終りに、三次元の場合に就きても、全く同型の波が在ることを Cylindrical source の場合に就き導く。

§ 2. 數學的理論

先づ簡單のために、第一圖に於いて(二次元的に) x 方向に傳播する横波を考へ、波の型として、次の型を採用する。

第 1 圖

表層に對しては:

$$u_1 = (S_1 e^{-\beta_1 y} + S_1' e^{\beta_1 y}) \cos(pt - \xi x)$$

下層物體に對しては:

$$u_2 = S_2 e^{-\beta_2 y} \cos(pt - \xi x)$$

但し、 u = 變位 (x 方向)

$$p = 2\pi \times \text{frequency}$$

$$\beta_1 = \sqrt{\xi^2 - k_1^2}, \quad k_1 = p/v_{s1}$$

$$\beta_2 = \sqrt{\xi^2 - k_2^2}, \quad k_2 = p/v_{s2}$$

S_1, S_1', S_2, ξ は境界條件に依り決定せらるべき任意常數、 v_s, μ は夫々横波速度及び弾性常數で、上及び下の物質に關する諸量は 1, 2 なる語尾を附し區別することとする。

さて、半迂りなる條件を如何にするかが問題である。これに就いては今迄、人に依り異つた型のものが種々提出されては居るが、今は境界面に於ける歪力が、兩層の變位の差に正比例するとし、その比例の係數を K とし議論を進める。($K > 0$)

境界條件は次の様に表現される。

$$y=0 \quad \text{で、} \quad \text{歪力} = 0$$

$$y=H \quad \text{で、} \quad \text{歪力} = K(u_1 - u_2)$$

後者の條件は次の様な事を示すものである。

$$-\mu_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} \Big|_{y=H} = \mu_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \Big|_{y=H} = K(u_1 - u_2) \Big|_{y=H}$$

之等の條件式は結局次の關係式に導かれる。

$$S_1 = S_1' \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{S_2}{S_1} &= \frac{\mu_1 \beta_1 (e^{-\beta_1 H} - e^{\beta_1 H})}{\mu_2 \beta_2 e^{-\beta_2 H}} \\ &= \frac{\mu_1 \beta_1 (e^{-\beta_1 H} - e^{\beta_1 H}) + K(e^{-\beta_1 H} + e^{\beta_1 H})}{K e^{-\beta_2 H}} \quad (2) \end{aligned}$$

(2) 式より

$$\tanh \beta_1 H = \frac{K \mu_2 \beta_2}{\mu_1 \beta_1 (\mu_2 \beta_2 - K)} \quad \dots \dots \dots (3)$$

(3) 式に於いて、 $K \rightarrow \infty$ ならしむる時は、普通の Love 波を與へる式になることが分かる。此方程式を解き、 ξ を求むれば、此の場合の波が得られるのであるが、以下圖的に (3) 式の各項の functional forms を論じて、その根の模様を調べることにする。求むる解は ξ の實數値である。今、吟味の便宜上、次の様な、いくつかの場合・範圍を區切つて議論する。

* R. Sawada: On a Type of Elastic Wave generated when a Superficial Layer can slip slightly on the Semi-infinite Elastic Body.

(1) $k_1 > k_2$ の場合

- (イ) $0 < \xi < k_2$ の範囲
- (ロ) $k_2 < \xi < k_1$ の範囲
 - (a) $K > \mu_2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ の場合
 - (b) $0 < K < \mu_2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ の場合
- (ハ) $\xi > k_1$ の範囲

 (2) $k_2 > k_1$ の場合

- (イ) $0 < \xi < k_1$ の範囲
- (ロ) $k_1 < \xi < k_2$ の範囲
- (ハ) $k_2 < \xi$ の範囲

吟味：——

(1) $k_1 > k_2$ の場合。この場合は上層中の横波速度が下方物質中のそれより小なる時で、次に此の場合の ξ の値の種々な範囲別に根の状態を吟味する。

(イ) $0 < \xi < k_2$ の範囲：——此の範囲では β_1, β_2 が共に虚数となり、従つて、問題に適せず、此の場合は考へなくてよい。

(ロ) $k_2 < \xi < k_1$ の範囲：——此の範囲では β_2 は實数、 β_1 は虚数となる、由つて、今

$$\beta_1 = i\bar{\beta}_1 = i\sqrt{k_1^2 - \xi^2}$$

とおけば、方程式 (3) は

$$\tan \bar{\beta}_1 H = \frac{K\mu_2\beta_2}{\mu_1\beta_1(K - \mu_2\beta_2)} \quad (4)$$

となり、 ξ が k_2 より次第に大きくなり、 k_1 に變化するにつれ

β_2 は 0 より $\sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ へ

$\bar{\beta}_1$ は $\sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ より 0 へ

と變化する。此の時の函数型は K に依り變化する故、 K に就き次の如く分類される。

(a) $K > \mu_2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ のとき：——(4) の右邊分母は常に正で、従來の Love 波の研究に於いて扱はれたる場合と一致し、従つて⁽¹⁾ m を正の整数とし、 $H\sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ の大いさが

$$m\pi < H\sqrt{k_1^2 - k_2^2} < (m+1)\pi$$

なるとき、 $m+1$ 個の根がある。これは圖に示す二曲

第 2 圖

線の交點群として與へられるものである。

(b) $0 < K < \mu_2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ のとき：—— n を正整数とし、 $K = \mu_2 \sqrt{\kappa^2 - k_2^2}$ なる如き κ を導入すれば、

$$\text{i) } \kappa = \sqrt{k_1^2 - \frac{(n - \frac{1}{2})^2 \pi^2}{H^2}} \quad \text{なれば根は } m \text{ 個}$$

$$\text{ii) } \kappa < \sqrt{k_1^2 - \frac{(n - \frac{1}{2})^2 \pi^2}{H^2}} \quad \text{なれば根は}$$

1. $k_2 < \xi < \kappa$ の範囲に $(m+1-n)$ 個
2. $k_1 > \xi > \kappa$ の範囲に n 個

存在する。

$$\text{iii) } \kappa > \sqrt{k_1^2 - \frac{(n - \frac{1}{2})^2 \pi^2}{H^2}} \quad \text{なれば根は}$$

1. $k_2 < \xi < \kappa$ の範囲に $(m+2-n)$ 個
2. $k_1 > \xi > \kappa$ の範囲に $(n-1)$ 個

存在する。

此の (b) の場合の根の模様は大略、次圖の模型の如し。

第 3 圖

(ハ) $\xi > k_1$ の範囲：——此の範囲では β_1, β_2 共に實数である。 K の大いさに依り、次の二つの場合に分類される。

(a) $K < \mu_2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ のとき：——此の場合は次圖で示す如き一箇の根が存在する。

第 4 圖

(b) $K > \mu_2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}$ のとき：——(ロ) の (b) の場合と同様に κ を用ひて

$$K = \mu_2 \sqrt{\kappa^2 - k_2^2}$$

とすれば次圖で示す如き一箇の根が $\xi > \kappa$ の範圍に存在することが分かる。

第 5 圖

さて、 $k_1 > k_2$ の場合に關する吟味は一通り終つたが、上記の吟味の結果、

1. k_1, k_2 の間の範圍では從來の Love 波に相當する根がいくつか存在してゐて、半にりに依つて多少修飾された Love 波を表はしてゐる。

2. $\xi > k_1$ の範圍では常に唯一箇の根が存在してゐること、及びその根は Love 波の群とは全く獨立な區域に出現するものであること。

が判つた。此の (2) の事實は Love wave の概念を以つてしては説明し得ぬ異つた type の波の存在を意味するものである。

即ち、此の場合 ($k_1 > k_2$) には Love 波型の波の外に新型の波が同時に誘起され、その新型のものは二物質中の横波速度の小なるものより小なる速度をもつことが分かるのである。

次に、

(2) $k_2 > k_1$ の場合 この場合は (1) に取扱つた場合と全く逆關係の場合で、表層中の横波速度が下層中のそれよりも大なる場合である。(1) の場合と同様に ξ の可變區域を (イ), (ロ), (ハ) の三範圍に分割し吟味を行はふ。

(イ) $0 < \xi < k_2$ の範圍：—此の範圍では β_1, β_2 共に虚數となり、問題に適しないことは (1) の (イ) の場合と全く同じである。

(ロ) $k_1 < \xi < k_2$ の範圍：—此の範圍では β_1 は實數で β_2 は虚數となる。今

$$\beta_2 = i\bar{\beta}_2 = i\sqrt{k_2^2 - \xi^2}$$

と書き換へれば、方程式 (3) は

$$\begin{aligned} \tanh \beta_1 H &= \frac{iK\mu_2\bar{\beta}_2}{\mu_1\beta_1(i\mu_2\bar{\beta}_2 - K)} \\ &= \frac{iK^2\mu_2\bar{\beta}_2 + K\mu_2^2\bar{\beta}_2^2}{\mu_1\beta_1(\mu_2^2\bar{\beta}_2^2 + K^2)} \end{aligned}$$

この形から見る通り、實根は得られず、複素數の根

のみであるから (イ) と同様に、考へない。

(ハ) $k_2 < \xi$ の範圍：— κ なる常數を導き、

$K = \mu_2\sqrt{\kappa^2 - k_2^2}$ とおけば、根は圖で示す如く一箇認められる。

第 6 圖

さて、 $k_2 > k_1$ の場合、即ち、表層中の横波速度が下層中のそれより大なる場合の吟味を了り、これで全部終了したわけであるが、 $k_2 > k_1$ の場合の吟味の結果

1. 從來取扱はれた no-slip の条件の場合には全く棄却された此の場合にも、半にりがあれば、一箇の根が存在する。そして、それは $k_2 < \xi$ の範圍にあるのである故、Love type とは獨立なもので、先きに $k_1 > k_2$ の場合に擧げた新型の波に屬するものである。

2. $k_2 > k_1$ の場合には Love 波は從來の概念通り存在し得ない。

ことが判つた。

以上の吟味を綜合すると、彈性的性質を異にした表層が存在する半無限彈性體に於いては Love 波とは全く獨立に一つの新型の彈性波が存在し得る。又、その速度は二物質中の横波速度の小なるものより小さいものである。

そして、Love 波が存在しない場合 ($k_2 > k_1$) に於いても此の新型のものは存在し得ることが判かる。

§ 3. 數值的結果に就いて

以上に於いて、方程式をその functional form に就き論じて、根の存在模様を大略知ることが出來たから、次には此の根の數値を二三の場合につき計算して見やう。但し、本論文に於ける重要な着眼點は新波の指摘にあるのであるから、單に此の際得た新型彈性波に就いてのみ數値を與へることにする。

I. (1) の (ハ) の場合 ($\xi > k_1 > k_2$)

吟味の際は (a), (b) と分けて論じたが、數値計算に當つては斯様にする必要はない。

計算上、方程式 (3) の型を考へ、

$$\xi^2 - k_1^2 = k_1^2 y^2, \quad K = M\mu_2 k_1, \quad k_2 = ak_1$$

とおけば、(3) 式は

$$\tanh Hk_1 y = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{M\sqrt{1-\alpha^2+y^2}}{y\sqrt{1-\alpha^2+y^2}-My} \quad \dots (5)$$

v_x を新弾性波の速度とする。

$\mu_2/\mu_1=2$, $\alpha=1/2$ とすれば M と y の関係が次のグラフで示される。

第 7 圖

但し、圖中の $\tanh$ -curve は上より順次に $k_1H=20, 5, 3, 2, 1, 0.5$ の場合の curve である。

M が小さいとき大きくなると最早や圖計算よりも次の近似式で求める方が便利である。即ち、(5) 式より

第 1 表

k_1H	$M=1/10$			$M=1/4$			$M=3/4$		
	y	ξ/k_1	v_x/v_{s1}	y	ξ/k_1	v_x/v_{s1}	y	ξ/k_1	v_x/v_{s1}
∞	0.231	1.026	0.975	0.648	1.192	0.839	2.191	2.408	0.415
20	0.231	1.026	0.975	0.648	1.192	0.839	2.191	2.408	0.415
10	0.235	1.037	0.974	0.648	1.192	0.839	2.191	2.408	0.415
5	0.260	1.033	0.968	0.650	1.193	0.838	2.191	2.408	0.415
3	0.307	1.046	0.956	0.672	1.205	0.830	2.191	2.408	0.415
2	0.362	1.063	0.941	0.717	1.230	0.813	2.191	2.408	0.415
1	0.490	1.114	0.898	0.884	1.334	0.750	2.231	2.445	0.409
0.5	0.663	1.200	0.833	1.159	1.464	0.683	2.482	2.676	0.374
0.0	∞	∞	0.000	∞	∞	0.000	∞	∞	0.000

第 2 表

k_1H	$M=1/10$			$M=1/4$			$M=3/4$		
	y	ξ/k_1	v_x/v_{s1}	y	ξ/k_1	v_x/v_{s1}	y	ξ/k_1	v_x/v_{s1}
∞	0.052	1.001	0.999	0.165	1.013	0.987	0.943	1.374	0.728
20	0.065	1.002	0.998	0.167	1.014	0.986	0.943	1.374	0.728
10	0.083	1.003	0.997	0.180	1.016	0.984	0.943	1.374	0.728
5	0.115	1.006	0.994	0.217	1.023	0.978	0.943	1.374	0.728
3	0.139	1.009	0.991	0.262	1.034	0.967	0.947	1.377	0.726
2	0.169	1.014	0.986	0.311	1.047	0.955	0.959	1.386	0.721
1	0.240	1.029	0.972	0.422	1.085	0.922	1.058	1.456	0.687
0.5	0.337	1.055	0.948	0.582	1.157	0.864	1.285	1.628	0.614
0.0	∞	∞	0.000	∞	∞	0.000	∞	∞	0.000

$$y=3M \text{ 故に, } \xi=3Mk_1$$

結局,

$$\frac{v_x}{v_{s1}} = \frac{1}{3M} \quad \dots (6)$$

(6) 式で分かる如く M が大きくなると急速に速度が零に近づく。 M が小さいときの概略値は先のグラフより、第 1 表の如くなる。

第 8 圖

$\mu_2/\mu_1 = \frac{1}{2}$, $a = \frac{1}{2}$ とすれば, 第8圖のグラフが得られる.

M が大きいときは (6) 式と同様に

$$\frac{v_r}{v_{s1}} = \frac{2}{3M} \dots\dots\dots (7)$$

上のグラフより概略値が第3表の如く得られる.

II. (2) の (ハ) の場合 ($\xi > k_2 > k_1$) I と同様 (5) 式を用ひて計算する.

$\mu_2/\mu_1 = \frac{1}{2}$, $a = 2$ とすれば, 次表が得られる. 但し $M = \frac{3}{4}$ の場合のみを扱ふ.

第 3 表

$k_1 H$	$M = 3/4$		
	γ	ξ/k_1	v_r/v_{s1}
∞	1.963	2.203	0.454
20	1.963	2.203	0.454
10	1.963	2.203	0.454
5	1.963	2.203	0.454
3	1.963	2.203	0.454
2	1.964	2.204	0.454
1	1.964	2.204	0.454
0.5	1.997	2.233	0.448
0.0	∞	∞	0.000

§ 4. Cylindrical Source の場合に就いて

以上, 二次元的に新型弾性波の存在を述べて来たが, 三次元の場合には如何なる状態になるかを調べる爲め, 今, 圓嚢狀振動源の存在する場合につき考察を加へる.

圓嚢座標 ϖ, φ, z を用ひ, z を下向きになる如くするときには上層, 下層兩媒質の變位 ϑ 及び歪力 $\widehat{z\varpi}, \widehat{z\varphi}$ の各成分は次式で與へられる.

$$\left\{ \begin{aligned} \vartheta_{1\varpi} &= \frac{1}{2} (S_1 e^{-\beta_1 z} + S_1' e^{\beta_1 z}) \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) + C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi} e^{i\varphi t} \\ \vartheta_{1\varphi} &= \frac{1}{2} (S_1 e^{-\beta_1 z} + S_1' e^{\beta_1 z}) \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) - C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\sin n\varphi}{(-\cos n\varphi)} e^{i\varphi t} \\ \widehat{z\varpi}_1 &= -\mu_1 \frac{\beta_1}{2} (S_1 e^{-\beta_1 z} - S_1' e^{\beta_1 z}) \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) + C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi} e^{i\varphi t} \\ \widehat{z\varphi}_1 &= -\mu_1 \frac{\beta_1}{2} (S_1 e^{-\beta_1 z} - S_1' e^{\beta_1 z}) \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) - C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\sin n\varphi}{(-\cos n\varphi)} e^{i\varphi t} \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \vartheta_{2\varpi} &= \frac{1}{2} S_2 e^{-\beta_2 z} \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) + C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi} e^{i\varphi t} \\ \vartheta_{2\varphi} &= \frac{1}{2} S_2 e^{-\beta_2 z} \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) - C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\sin n\varphi}{(-\cos n\varphi)} e^{i\varphi t} \\ \widehat{z\varpi}_2 &= -\mu_2 \frac{\beta_2}{2} S_2 e^{-\beta_2 z} \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) + C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi} e^{i\varphi t} \\ \widehat{z\varphi}_2 &= -\mu_2 \frac{\beta_2}{2} S_2 e^{-\beta_2 z} \\ &\quad \times \{C_{n+1}(\xi\varpi) - C_{n-1}(\xi\varpi)\} \frac{\sin n\varphi}{(-\cos n\varphi)} e^{i\varphi t} \end{aligned} \right.$$

但し, $\vartheta_{1\varpi}, \vartheta_{1\varphi}$ は夫々變位の radial 及び transverse の成分, C は一般の圓嚢函数で, その他の記號は前の二次元の場合と同じである.

前に述べた境界条件から

$$\begin{aligned} z=0 \quad &\text{で} \quad \widehat{z\varpi}_1=0, \quad \widehat{z\varphi}_1=0, \quad \widehat{z\varpi}_2=0 \\ z=H \quad &\text{で} \quad -\widehat{z\varpi}_1=\widehat{z\varpi}_2=K(\vartheta_{1\varpi}-\vartheta_{2\varpi}) \\ &\quad -\widehat{z\varphi}_1=\widehat{z\varphi}_2=K(\vartheta_{1\varphi}-\vartheta_{2\varphi}) \quad (K>0) \end{aligned}$$

此等より

$$\begin{aligned} S_1 &= S_1' \\ \frac{S_2}{S_1} &= \frac{\mu_1 \beta_1 (e^{-\beta_1 H} - e^{\beta_1 H})}{\mu_2 \beta_2 e^{-\beta_2 H}} \\ &= \frac{\mu_1 \beta_1 (e^{-\beta_1 H} - e^{\beta_1 H}) + K(e^{-\beta_1 H} + e^{\beta_1 H})}{K e^{-\beta_2 H}} \end{aligned}$$

従つて, (3) 式と全く同じ式が得られる.

即ち斯様な場合にも two-dimension の理論を全くそのまま當てはめることが出来ることが證明されたわけである.

§ 5. 結 語

境界に於て, 兩層の變位の差に比例する歪力が在る場合につき, 有層半無限弾性體に誘起され得る波を吟味し初め二次元的に, 了りに Cylindrical Source につき何れの場合にも new type の弾性波一個を見出すことが出来た. 結論として云ひ得る主要な點は:

— 境界面に半迂りがあるときは, 二つの媒質中の横波速度の小さなものより小さな速度をもつ新型弾性波が常に一個誘起される —

ことである.

半迂りなる條件を如何に取扱ふか⁽²⁾. 又此處に述べ

て来た新弾性波の色々な性質や物理的意義に就いては後の機会に譲ることとし論文は單に新波の存在を明らかにすることとする。

発表にあたり御校閲を賜つた本田先生、御指導下さつた正野先生及びいつも御世話下さる村瀬先輩に謹んで御禮申し上げます。(於候候技術官養成所教室——昭和十二年二月二十四日)

文 獻

- (1) H. Nakano: Geoph. Mag. Vol. II, No. 1, 1929, p. 37~51.
 - (2) K. Wadati: Journal of Met. Soc. Jap. 2nd series. Vol. XIII, No. 8 1935, p. 347.
- 又、西村源六郎、金井 清: 震研彙報, 第 11 號 (1933) p. 123 及び同 p. 595.

録

事

大日本氣象學會講演會

四月臨時會 昭和 12 年 4 月 2 日 (金曜) 午後 4 時より中央氣象臺構内中村記念館にて開催、講演 5.

座長 寺田幹事 出席者 38 名

1. 澤田龍吉君: 表層と半無限弾生體の境界に半迂りが在る場合に誘起される新弾性波に就いて
二次元に於ける Love waves の根を與へる從來の方程式を、境界に半迂りを與へることに依り、一般化し、その function form に従つて吟味を試みた。半迂りの條件としては境界に於ける歪力が兩層の變位の差に正比例する場合を採用了。その結果として Love waves 以外に更に:—

二媒質中の横波速度の小なるものより小なる速度を持つ新弾性波を見出した。

又三次元の場合にも二次元と全く同じ型の新弾性波が存在することを Cylindrical source につき導いた。但しこの弾性波の物理的意義に關しては今回は述べない。

2. 神野 武君: 明治 9 年——昭和 11 年迄 61 年間に於ける東京降雨日數表に就いて

明治 9 年より大正 9 年まで 44 年間に於ける東京雨天日数の統計は嘗て故中村臺長が調査せられた。茲では其の後昭和 11 年まで 17 年間の觀測値を加へて 61 年間の統計を調べ之を第一表、第二表に示し、グラフに書いて見た。其の結果明瞭な季節的變化を知り得た。

3. 川畑幸夫君: 偏差計の觀測より求めたる關東地方の重力異常

Eötvös の gravity variometer の觀測から求めた關東地方の重力異常の圖を御目にかけます。

4. 村越信夫君: 北滿洲に於ける秋季降水量豫報の可能性 (高橋浩一郎君代讀)
5. 堀 清一君: 東京の視程と天氣に就いて

四月月次會 昭和 12 年 4 月 9 日 (金曜) 午後 4 時より中央氣象臺構内中村記念館にて開催、講演 4.

座長 佐藤幹事 出席者 53 名

1. 原田 司君: 雲の状態觀測 (石丸雄吉君代讀)
2. 森田 稔君: 我國に於ける遠地々震の異常震域 (第一報)

我國の或る觀測所の遠地々震に對し他の地方よりも特に敏感であると云ふ現象は以前から認められてゐた。著者は昭和 10 年一年間の材料により斯る異常的觀測がなされる地域を定めて見た所、追分、長野、名古屋、甲府等本州中部地方の觀測所及び福島、前橋、長崎等で特に觀測回数が多いことを見出した。次いで得られた結果を統計的に種々の見方より取扱ひ、かゝる結果を生ずる可能性のある種々の因子に就き吟味を行つた。(驗震時報に掲載の豫定)

3. 吉村慶丸、西川與志男、仲町 容君: 高橋・伏見の統計的方法による地震記象の檢査

一般に地震動の週期振幅等を取扱ふ場合に、多くはそれがそのまゝ地動を表はすものとして取扱はれてゐるが、地震動の性質によつては或る程度の地震計の自己振動が誘起される場合もあると考へられる。茲では之に對して高橋・伏見の方法を用ひ、一は該方法の吟味を、一は地震動の性質を調べやうと思ふ。