年月日	時分	sec z	f N	透過率	回数	記 事	年月日	時分	sec z	f N	透過率	回数	記 事
(1933) 8, 8	14:48	1.39	N	0.036	5	良.(中) 太陽附近	(1933) " "	13:47	1.83	f	0.061	4	良.(中)
10, 24	11:32	1.46	f	0.054	4	微に CS 中.(中) 太陽附近	" "	13:53	1.87	N	0.060	5	" "
"	11:39	"	N	0.047	5	幾分白濁	11 8	12:07	1.64	f	0.082	4	(中). 太陽附近幾 分白濁

注意 記事で遠望の程度は良, 中にて示し, 空色の程度は (濃), (中), (淡) にて示す.

Helmholtz Wave と地形に就て⁽¹⁾

村 瀬 信 夫

On the Effect of Topography on the Helmholtz Wave.

By N. MURASE.

The influence of topography on the wave-length and the amplitude of Helmholtz wave has not, so far as I know, been discussed, so I intend here to study such a problem. H. Arakawa⁽²⁾ has already studied the influence of topography on the barometric oscillation, comparing the record of micro barograph taken at Huzisan Meteorological Observatory with that of Tokyo. Following the result introduced by H. Arakawa the present author treated mathematically the effect of topography. Here a conclusion is drawn that, if the difference of the velocity and the temperature between the upper medium and the lower medium are constants, on the top of mountain range the wave length must be considerably longer, and the amplitude must be smaller than that of far distance free from the effect of topography for the stable wave, and there are some places, at which even if the wave length becomes shorter and the amplitude becomes larger than that of the places free from topographic effect the Helmholtz wave is stable, at a little a way off the summit, and the lower the surface of discontinuity is in comparison to the height of mountain range, the more remarkable such a effect becomes. In other words, the above conclusion tells us, on the top of mountain range the Helmholtz wave is difficult to appear but at some places at a distance from the summit, it is frequent to occur.

1. 緒 言

Helmholtz Wave に就ては Helmholtz を始めとし多くの人々に依つて研究されて居るが Helmholtz Wave の波長及びその振幅が地形の影響により如何に變化するかを論じて

(1) 中央氣象臺彙報.

(2) H. Arakawa: Geophys. Mag. Vol. 5, p. 224.

ゐる人は居ない様に思ふ。先に荒川氏⁽¹⁾は微壓計に現れる振動に及ぼす地形の影響を論じて居る。著者はその結果を用ひて波状雲の波長及び振幅に及ぼす地形の効果を數量的に出して見よう。

2. 數 理⁽¹⁾

今簡單のため地形を半圓壙であると假定しシリンドラーの軸に原點を取りその軸に直角な平面内に x, y 軸を選ぶ。勿論完全氣體で非渦動的で地物による摩擦, 抵抗は無いものとする。今 orthogonal co-ordinates

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \left(r + \frac{a^2}{r} \right) \cos \theta \\ \eta &= \left(r - \frac{a^2}{r} \right) \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

を用ふ。但し $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, a は圓壙の半徑を表す。然る時 $\eta = 0$ は流體の境界を示す。今 $\eta = h$ に不連續面を有しこの面の上層では密度 ρ_1 の流體が速度 U_1 で運動して居り $h < \eta < 0$ では密度 ρ_2 の流體が速度 U_2 で流れて居るとする。この時 $\eta = h$ の面で Helmholtz wave が出来る。次に速度ポテンシャルを ϕ とすれば ϕ は

$$\nabla \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

を満足する。従つて次の式が成立する。

$$\frac{p}{\rho} = -\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} V^2 - gy \quad \dots\dots\dots (3)$$

但 p は壓力 ρ は密度 g は重力の加速度である。(2) 式を ξ, η で表せば

$$H^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{茲に} \quad H = H_1 = H_2 = \sqrt{\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2}$$

$$H = \sqrt{1 + \frac{2a^2}{r^2} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

x 軸, y 軸方向の速度成分を u, v とすれば

$$u = H \frac{\partial \phi}{\partial \xi}, \quad v = H \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \quad \dots\dots\dots (7)$$

上層と下層の速度ポテンシャルを夫々 ϕ_1, ϕ_2 とすると

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= U_1 \xi + \phi_1' \\ \phi_2 &= U_2 \xi + \phi_2' \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

(1) H. Arakawa: Geophys. Mag. Vol. 5, p. 224.

ϕ_1', ϕ_2' は小さいと假定する.

さて不連続面に於て η 方向の移動を ζ とすれば

$$\left[\frac{\partial \zeta}{\partial t} + H^2 U_1 \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} = H \frac{\partial \phi_1}{\partial \eta} \right]_{\eta=h}$$

$$\left[\frac{\partial \zeta}{\partial t} + H^2 U_2 \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} = H \frac{\partial \phi_2}{\partial \eta} \right]_{\eta=h} \dots \dots \dots (9)$$

不連続面に於ける壓力の連続より振動に無關係の項は省略して

$$\left[\rho_1 \left(\frac{\partial \phi_1'}{\partial t} + H^2 U_1 \frac{\partial \phi_1'}{\partial \xi} + g \zeta \cos \alpha \right) \right]_{\eta=h}$$

$$= \left[\rho_2 \left(\frac{\partial \phi_2'}{\partial t} + H^2 U_2 \frac{\partial \phi_2'}{\partial \xi} + g \zeta \cos \alpha \right) \right]_{\eta=h} \dots \dots \dots (10)$$

茲で α は不連続面に於て y 軸と η 軸の挟む角である. 即ち

$$H \cos \alpha = \frac{\partial \eta}{\partial y} \dots \dots \dots (10)$$

上層の流體に對しては (4) を満足する ϕ_1' は

$$\phi_1' = A_1 e^{m\eta} e^{-m\eta + i(m\xi + kt)} \dots \dots \dots (11)$$

下層の流體に對しては $\eta=0$ で $v=0$ の條件を加味して (4) 式に適する ϕ_2' は

$$\phi_2' = A_2 \frac{\cosh m\eta}{\cosh mh} e^{i(m\xi + kt)} \dots \dots \dots (12)$$

且つ ζ を次の如くおく $\zeta = a e^{i(m\xi + kt)} \dots \dots \dots (13)$

(9), (10) 式に (11), (12), (13) 式を代入して次の三式を得る.

$$\left. \begin{aligned} i(k + mU_1 H^2) a &= mH A_1 \\ i(k + mU_2 H^2) a &= mH A_2 \tanh mh. \\ \rho_1 \{ i(k + mU_1 H^2) A_1 + g a \cos \alpha \} &= \rho_2 \{ i(k + mU_2 H^2) A_2 + g a \cos \alpha \} \end{aligned} \right\} \dots (14)$$

上式より A_1, A_2, a を消去すれば

$$\rho_1 (K + mU_1 H^2)^2 + \rho_2 (k + mU_2 H^2)^2 \coth mh = mgH \cos \alpha (\rho_2 - \rho_1) \dots \dots \dots (15)$$

$$\frac{k}{m} = - \frac{H^2 (\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2 \coth mh)}{\rho_1 + \rho_2 \coth mh}$$

$$\pm \sqrt{\frac{g(\rho_2 - \rho_1)H \cos \alpha}{m(\rho_1 + \rho_2 \coth mh)} - \frac{\rho_1 \rho_2 H^4 \coth mh (U_1 - U_2)^2}{(\rho_1 + \rho_2 \coth mh)^2}} \dots \dots \dots (16)$$

但し

$$H \cos \alpha = 1 + \frac{a^2}{r^2} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)$$

3. 安定波長

上層下層の流體の溫度を T_1, T_2 とすれば $\rho_1 \propto \frac{1}{T_1}$, $\rho_2 \propto \frac{1}{T_2}$ であるから,

$$\frac{k}{m} = \frac{H^2(T_2 U_1 + T_1 U_2 \coth mh)}{T_2 + T_1 \coth mh} \pm \sqrt{\frac{g(T_1 - T_2)H \cos \alpha}{m(T_2 + T_1 \coth mh)} - \frac{T_1 T_2 H^4 \coth mh (U_1 - U_2)^2}{(T_2 + T_1 \coth mh)^2}} \dots \dots \dots (18)$$

偕て不連続面に於て安定なる波動として發達するには (18) 式の根號内が正でなければならぬ。即ち

$$\frac{g(T_1 - T_2)H \cos \alpha}{m} > \frac{T_1 T_2 H^4 \coth mh (U_1 - U_2)^2}{T_2 + T_1 \coth mh} \dots \dots \dots (19)$$

(19) 式の右邊は正であるから $T_1 > T_2$ 即ち不連続面を境として溫度の逆轉が起つて居つては安定な波動は起らないことになる。溫度逆轉が起つてゐても根號内が負即ち

$$\frac{g(T_1 - T_2)H \cos \alpha}{m} < \frac{T_1 T_2 H^4 \coth mh (U_1 - U_2)^2}{T_2 + T_1 \coth mh} \dots \dots \dots (20)$$

であると波は發達するか或は減衰するかどちらかで不安定となる。従つて安定な波動となり得る極限の條件は

$$\frac{g(T_1 - T_2)H \cos \alpha}{m} = \frac{T_1 T_2 H^4 \coth mh (U_1 - U_2)^2}{T_2 + T_1 \coth mh} \dots \dots \dots (21)$$

である。

$$\text{今} \quad \frac{T_1 + T_2}{2} = T^{(1)}, \quad T_1 - T_2 = \Delta T, \quad U_1 - U_2 = \Delta U, \quad \frac{H^4}{H \cos \alpha} = K$$

と夫々おき波長を λ とすると $m = \frac{2\pi}{\lambda}$ であるから (21) より

$$\lambda \left\{ \left(T - \frac{\Delta T}{2} \right) \tanh \frac{2\pi}{\lambda} h + \left(T + \frac{\Delta T}{2} \right) \right\} = \frac{2\pi}{g} \cdot \frac{T^2 - \frac{\Delta T^2}{4}}{\Delta T} (\Delta U)^2 K \dots \dots \dots (22)$$

を得る。茲で問題になるのは T の値であるが地上の溫度を T_0 として $T = T_0 - \beta h$ を選ぶことにする。 β は氣溫の遞減率である。任意に兩層の氣溫差と速度差及び不連続面の高さ従つて T が決つて來るが此等と與へて (22) を満足する波長はグラフによつて求めるより外に手段がない。此度は波長が不連続面の高さに比して小さい場合と反對に非常に大きい場合に就て Helmholtz wave の波長及び振幅に及ぼす影響を計算して見る。

1. 波長が不連続面の高さに比して小さい時。この場合は溫度差 ΔT が相當大で速度差 ΔU が小の時である。(22) 式より

$$\lambda = \frac{\pi}{g} \frac{T^2 - \frac{\Delta T^2}{4}}{T \Delta T} K \dots\dots\dots (23)$$

2. 波長が不連続面の高さに比して非常に大きい時、この場合は温度差 ΔT が可成り小で速度差 ΔU が大の時生ずる。(22) より

$$\lambda = \frac{2\pi}{g} \cdot \frac{T - \frac{\Delta T}{2}}{\Delta T} (\Delta U)^2 K - \frac{T - \frac{\Delta T}{2}}{T + \frac{\Delta T}{2}} 2\pi h \dots\dots\dots (24)$$

(23) は不連続面の高さ h を含んで居ないが (24) は含んで居ることが注目される。そして波長は上下兩層の温度差に逆比し速度差の自乗と平均温度と K に比例して居る。今山の影響のない所に於ける波長を $\lambda_{\pm\infty}$ にて表すと (23), (24) より

$$\lambda_{\pm\infty} = \frac{\pi}{g} \cdot \frac{T^2 - \frac{\Delta T^2}{2}}{T \Delta T} (\Delta U)^2 \dots\dots\dots (25)$$

$$\lambda_{\pm\infty} = \frac{2\pi}{g} \cdot \frac{T + \frac{\Delta T}{2}}{\Delta T} (\Delta U)^2 - \frac{T + \frac{\Delta T}{2}}{T - \frac{\Delta T}{2}} \cdot 2\pi h \dots\dots\dots (26)$$

扱 $\frac{\lambda}{\lambda_{\pm\infty}}$ を作つて見る。

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\pm\infty}} = K \quad 2\pi h \gg \lambda$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\pm\infty}} = K + \frac{2\pi h(K-1)}{\lambda_{\pm\infty}} \times \frac{T + \frac{\Delta T}{2}}{T - \frac{\Delta T}{2}} \dots\dots\dots (27)$$

$$\doteq K \quad 2\pi h \ll \lambda$$

従つて K は地形が Helmholtz wave の波長に及ぼす影響を數量的に表現し得るものである。不連続面の高さ即ち山の高さに對して波長が極く小さい時も極めて大きい時も地形による影響は同一である。これは一寸面白いと思ふ。このことから $2\pi h$ が波長と比較出来る程度附近では相當地形による影響が大きくなると推察出来る。従つて山の高さと波長との關係に依つて非常に影響が大となり、この事に就ての詳細は次報に譲る。次に

$$K = \frac{H^4}{H \cos \alpha} = \frac{\left\{1 + \frac{2a^2}{r^2} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)\right\}^2}{1 + \frac{a^2}{r^2} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)} \dots\dots\dots (28)$$

である。然して r は次の方程式を満足して居る。

$$h = \left(r - \frac{a^2}{r}\right) \sin \theta$$

従つて
$$r = \frac{h \operatorname{cosec} \theta + \sqrt{h^2 \operatorname{cosec}^2 \theta + 4a^2}}{2}$$

となる。それ故 K を θ, r にて表すと

$$K = \frac{\left[1 + \frac{2a^2(\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)}{\left(\frac{h \operatorname{cosec} \theta + \sqrt{h^2 \operatorname{cosec}^2 \theta + 4a^2}}{2} \right)^2} + \frac{a^4}{\left(\frac{h \operatorname{cosec} \theta + \sqrt{h^2 \operatorname{cosec}^2 \theta + 4a^2}}{2} \right)^4} \right]^2}{1 + \frac{a^2(\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)}{\left(\frac{h \operatorname{cosec} \theta + \sqrt{h^2 \operatorname{cosec}^2 \theta + 4a^2}}{2} \right)^2}} \quad (30)$$

となる。 $h = \frac{a}{2}, a, \frac{3}{2}a, 2a$ と置きて K を計出すれば不連続面が $\frac{a}{2}, a, \frac{3}{2}a, 2a$ の所にあつた場合その面に生ずる Helmholtz wave の波長が地形のため如何に變らなければならぬかが知れる。 K は次表の如くなる。

$\theta \backslash h$	$\frac{a}{2}$	a	$\frac{3}{2}a$	$2a$
$5^\circ, 175^\circ$	1.0050	—	—	—
$10^\circ, 170^\circ$	0.6954	—	—	—
$15^\circ, 165^\circ$	0.6149	0.9166	0.9291	0.9586
$30^\circ, 150^\circ$	0.7214	0.8050	0.8808	0.9233
$45^\circ, 135^\circ$	1.5625	1.1488	1.0466	1.0205
$60^\circ, 120^\circ$	2.7593	1.7913	1.4199	1.2503
$75^\circ, 105^\circ$	3.7829	2.3942	1.7960	1.5031
$90^\circ,$	4.1702	2.6393	1.9531	1.6822

この上表を圖に表せば第一圖の如くなる。

4. 極限波に対する振幅

極限波に對しては (16) は

$$\begin{aligned} \frac{k}{m} &= - \frac{H^2(\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2 \coth. mh)}{\rho_1 + \rho_2 \coth. mh.} \\ &= - \frac{H^2(T_2 U_1 + T_1 U_2 \coth. mh)}{T_2 + T_1 \coth. mh.} \dots \dots \dots (31) \end{aligned}$$

(31) を用ひ (14) を書直すと

$$i \frac{T_1(U_1 - U_2)H}{T_2 + T_1 \coth. mh.} a = -A_1 \tanh. mh. \dots \dots \dots (32)$$

$$i \frac{T_2(U_1 - U_2)H}{T_2 + T_1 \cosh. mh.} a = -A_2 \tanh. mh. \dots \dots \dots (33)$$

今 $\frac{A_1}{T_1} = \frac{A_2}{T_2} = -il$ とおけば

第一圖

$$a = \frac{(T_1 + T_2 \tanh mh)l}{(U_1 - U_2)} \cdot \frac{1}{H} \dots \dots \dots (34)$$

$$a = \frac{(T_1 + T_2)l}{(U_1 - U_2)} \cdot \frac{1}{H} \quad h \text{ is comparable with } \lambda$$

$$= \frac{2Tl}{\Delta U} \cdot \frac{1}{H} \dots \dots \dots (35)$$

$$a = \frac{(T_1 + T_2 mh)l}{\Delta U} \cdot \frac{1}{H}$$

$$\div \frac{\left\{ \left(T + \frac{\Delta T}{2} \right) + \left(T - \frac{\Delta T}{2} \right) mh \right\} l}{\Delta U} \cdot \frac{1}{H} \quad h \ll \lambda \dots \dots \dots (36)$$

今 $\pm\infty$ に於ける振幅を $a_{\pm\infty}$ とすると

$$a_{\pm\infty} = \frac{2Tl}{\Delta U} \quad h \text{ is comparable with } \lambda \dots \dots \dots (37)$$

$$a_{\pm\infty} = \frac{\left\{ \left(T + \frac{\Delta T}{2} \right) + \left(T - \frac{\Delta T}{2} \right) m_1 h \right\} l}{\Delta U} \quad h \ll \lambda \dots \dots \dots (38)$$

但し $m_1 = \frac{2\pi}{a_{\pm\infty}}$ である.

$$\frac{a}{a_{\pm\infty}} = \frac{1}{H} \quad h \text{ is comparable with } \lambda$$

$$\frac{a}{a_{\pm\infty}} \div \frac{1}{H} \quad h \ll \lambda$$

$\frac{1}{H}$ を計算して表にすると次の如し.

第 二 圖

θ	$\frac{a}{2}$	a	$\frac{3}{2}a$	$2a$
$5^\circ, 175^\circ$	0.9990	—	—	—
$10^\circ, 170^\circ$	1.1287	—	—	—
$15^\circ, 165^\circ$	1.1779	1.0352	1.0246	1.0142
$30^\circ, 150^\circ$	1.1442	1.0799	1.0449	1.0277
$45^\circ, 135^\circ$	0.8945	0.9662	0.9891	0.9950
$60^\circ, 120^\circ$	0.7294	0.8319	0.8937	0.9302
$75^\circ, 105^\circ$	0.6460	0.7496	0.8337	0.8741
90°	0.6211	0.7236	0.8000	0.8410

これを graph にて示すと第二圖の様になる. 若も上下兩層の溫度差ある所で一定であると假定すると山頂で振幅は大變小さくなる. その減小する割合は不連續面が山に比して低

ければ益大きくなる。そして $H^2 U_2 \frac{\partial \phi_2'}{\partial \xi}$ は安定波長に對して山頂では λ が平地よりも大きくなるから大變小さい量となる。假令 U_2 が地形の影響を受けて大きくなり H^2 が山頂で大きくなつても、かゝる安定波長即ち山頂で Helmholtz wave が出來て居ても $\pm\infty$ の所の不連続面が山の高さより遙か低い場合は平地がその振動が明瞭で大きく山頂は却つて小さくなる。若し不連続面の高さが山の高さに匹敵するか又は遙かに高い場合は山頂に明瞭に大きく感じ平地は色々な擾亂のため不明瞭となる。仍つて山頂で Helmholtz wave の振動が明瞭に現れる時は不連続面が山の高さに比し相當高いことが知れる。逆に平地に明瞭に出て居る時は割合低い所にある事が云ひ得る。不連続面に於ける重力振動が可成り大きい場合平地でも山頂でも感ずるが不連続面が山よりも高い時は山の振幅が大きく平地は小さい譯となる。反對に山より遙か低い時は平地の方が山頂より明瞭で振幅が大きいことになる。振動を兩方で同様に感ずる不連続面の高さも自ら決まることになる。實際富士山頂で振動が現れて居るのに平地では現れなく、逆に平地で感じて居るのに富士山頂で感じないことが屢々ある。この事實は本文により説明出来る様に考へられる。又富士山頂のマイクロハロの記象に波の碎けた様な記象を屢々經驗することは波が山頂を乗り越す場合に波長が長くなり振幅が短縮し得なかつたため不安定となつて碎けたのだと思われる。丁度海岸に波が打寄せて碎けるのと同様に考へられる。

楮これ迄は上下兩層の温度差が一定として Helmholtz wave の波長が山頂では長くなり振幅は小さくならなければ安定な波動が起り得ないこと及び山頂を少し離れた場所では波長が短縮しても振幅が増大しても安定な波動を生じることを算出したが、實際温度差は地形の影響を蒙る。即ち下層の空氣の温度が上層のよりもより多く冷却するから ΔT は増加し安定な波動の波長は短縮される。従つてこれを考慮して安定波長を求めなければならぬ。

第一圖第二圖より知れる様山頂近くでは波長が長くなり振幅が小さくならなければ安定な波動が起らない。言ひ換れば山頂附近ではたとへ不連続面があつても波動 Helmholtz wave が起りにくくなることになる。そして山腹山麓附近では波長が短かくなつても振幅が大きくなつても Helmholtz wave が安定となり得ることになる。即ち、波動が起り易いことを示してゐる。かゝる地形の Helmholtz wave に及ぼす影響は不連続面が山の高さに比し低ければ低いだけ益顯著に現れることになる。次に波動の現れる確率を求めて見ようと思ふが第二報に譲る。山の上に波動がなくとも山頂を少し離れた所に波狀雲が生じてゐる事は屢々見聞する所である。富士山にて時々見受ける。又富士山より足鷹寶永山間の高所を波狀雲が流れ越す場合山に沿つて昇る時波長が短かくなり昇るにつれて次第々々

波状雲がなくなり山の峯では全くなり山頂を越へて下る時段々波長の短い波長雲が出来て漸次元に復すことを見受ける。この説明には本文が適して居る。

又飛行機にて山を乗り越す場合常識的に考へると山頂で一番動揺が甚しいと考へられるが事實そうでなく、下りしなに却つて甚しく動揺することが多い。この説明に本文がなりはしないかと考へられる。尤も下層氣流の速さが上層のよりも大きく且つ相當強い場合は地形による擾亂、渦動のため山頂でも山腹でも相當動揺する。

一般に不連続面に入ることは好ましくないが特に山頂を少し離れた所には相當の擾亂があるから決して入らない様にしないと不慮の災難を受けることになる。この擾亂のあることは山の脊後に渦動が出来ることから説明して居るが不連続面を考へても説明出来る。屢々不連続線がある場合に飛行機が山腹で墜落するのは本文でも説明出来る様に思ふ。

5. 結 論

1) Helmholtz wave が山を乗り越す時安定となる爲には、山頂では波長が長くなり振幅は小とならねばならぬ。そして山頂より少し離れた山の前面と脊面では波長が短くなつて振幅が大きくなつてもよい。この事は山頂では Helmholtz wave が出来にくく山の脊面と前面では生じ易いことを示して居る。かゝる山の影響は山の影響のない遠い所の不連続面の高さが山の高さに比して低ければ益々大となり高くなるにつれて次第に小となる。

2) Helmholtz wave の波長と振幅に及ぼす地形の影響は山の影響を蒙らない所の不連続面の高さに 2π を乗じたものが波長に對して非常に大きい或は小さい時は同一であり、比較し得る程度では最大となる。換言すると $2\pi h = 2\pi \left(r - \frac{a^2}{r} \right) \sin \theta$ なる故に r, a, θ と波長の關係によりて波が出来易くなつたり出来にくくなつたりすることになる。

3) 安定な Helmholtz wave の進行速度は地形の影響のない所のものより山頂では大となり山頂少し離れた所では小となる。

4) 若し山頂附近にて波長が長くなり振幅が減少し得ないとすると、即ち不安定となると振動の振幅は發達するか減衰するかである。發達する波は無限に發達することは出来なく或る極限に達すると碎けることになる。従つて山頂のマイクロバロの記象には波の碎けた如き波形の記象がある。

5) 若し安定な波動となつて居る時は不連続面の振動は山頂少し離れた山の前面と後面が最大で山の影響のない遠い所が次に大きく山頂が最小となつて居る。

6) Helmholtz wave が出来るに温度の逆轉が生じて居なければならぬ。そしてその波長は、兩層の温度、温度差、速度差、 K 、そして山の影響のない遠方の不連続面の高さによ

り定まる。

終りに臨み岡田先生、藤原先生の御指導を衷心より感謝し有益な御助言を賜つた荒川先生に厚く御禮を申し上げます。尙三浦先生並に觀測係の先輩に負ふ所が大なることを記しここに感謝する次第であります。

港灣の深さに及ぼす主風の影響に関する研究(第三報)⁽¹⁾

中 野 猿 人

An Investigation on the Effect of Prevailing Winds on the Depth of Bays. (IIIrd Paper)

By M. NAKANO.

Abstract:—In this paper the author made some discussions chiefly on the anomaly of depth of bays. In Part I, he showed the result of application of the method of procedure explained in the previous papers to an actual case *i. e.* to the Bay of Mano (Hutami) in Sado Island, the depth of which seems to have been affected by tidal and oceanic currents, etc. as well as by wind. In Part II he discussed the method of investigation of the anomaly of depth, and proposed the following two tentative methods of detecting it, *viz.*

- (1) the method with "Anomaly-curve" $\mathcal{P}(s)$,
- (2) the method with k -Diagram.

In Part III he applied the above methods to some actual cases. A more detailed discussion will appear in a future number of the "Geophysical Magazine."

内 容 目 次

- I. 實例に就きての調査. § 1. 佐渡ヶ島眞野灣(二見灣)に就いての調査.
§ 2. k の略値に就いて.
- II. 深さの分布の異常に関する研究の方法. § 3. 異常曲線に依る方法.
§ 4. k -圖に依る方法.
- III. 實例への適用. § 5. 壽都灣. § 6. 函館灣. § 7. 眞野灣. § 8. 結論.

(1) 中央氣象臺彙報.