



Title	Three-fluid systemにおける内部波の対流不安定
Author(s)	金成, 誠一; KANARI, Sei-ichi
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 41, 39-51
Issue Date	1982-11-30
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.41.39
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14094
Type	departmental bulletin paper
File Information	41_p39-51.pdf



Three-fluid system における内部波の対流不安定

金 成 誠 一

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和57年8月2日受理)

Convective Instability of Low-frequency Internal Waves in A Three-fluid System.

By Sei-ichi KANARI

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University.

(Received August 2, 1982)

Eigen solutions of vertical velocity of low-frequency internal waves with 7.3 hr period are derived for a three-fluid system model. Unknown amplitude coefficients are determined from observed temperature data by means of the least-square fitting method. Horizontal water particle velocities of the internal wave and local Richardson number are also estimated from the determined vertical velocity. It is shown that although the internal wave of 7.3 hr period is in a stable condition for shear instability, the same wave reveals unstable status for the convective instability criterion of low-frequency internal waves.

I ま え が き

TURNER and STOMMEL (1964) は高温・高塩分水の上に低温・低塩分水が層重しているとき、その境界で“layering”と呼ばれる現象が起こることを初めて実験的に示した。すなわち、下層からの比較的速い熱伝導によって境界近くの低温・低塩分水の水温が上昇し、昇温による密度低下のために対流が発生する。この対流は、より上層の安定な塩分傾度のために、あるレベルで抑制され、結果的に局所的な laminar layer が形成されるというものである。一方、STERN and TURNER (1969) は、密度の大きい低温・低塩分水の上に高温・高塩分水が層重している場合、“Salt Finger” が発生することを見出した。この現象も “layering” と同様、塩と熱の拡散率の違いに基づく現象 (Double Diffusive Process) で、海洋中の塩分及び水温分布のステップ構造の主たる原因と考えられている。一方、海洋のフロント域では相隣る異水塊間の lateral convection もステップ構造の原因のひとつと考えられる。すなわち、異なった成層状態のふたつの相隣る水塊の間で、個々の層あるいはレンズ状の水塊が水平に変位することにより密度平衡を達成しようとするプロセスがそれである。このような lateral convection の考えは STOMMEL and FEDOROV (1967) によって明らかにされたものである。

ORLANSKI and BRYAN (1969) 及び ORLANSKI and ROSS (1973) は、海洋のステップ構造の原因となり得る第 4 の可能性を提唱した。この説は、有限振巾の内部波の碎波が特定の層にメカニカルな混合を誘発し、density gradient-driven convection を起こしステップ構造を形成するというものである。一般に、波の碎波は波峰での水粒子速度が波の位相速度を超えると起こるが、ORLANSKI and BRYAN は内部波の対流不安定では水平波数 k_x 、鉛直波数 k_z の波に対して

$$R_i \ll 1 + k_x^2/k_z^2$$

が碎波の十分条件となることを理論的に示した。

塩分を含まない淡水域でも海洋と同様な水温のステップ構造が観測されている (SIMPSON and WOODS, 1970 ; DILLON et al., 1975) が、このような淡水域では Double Diffusive Process は起こり得ないから、ステップ形成因子としては、lateral convection もしくは内部碎波による局所層の mixing に原因を求めざるを得ない。通常、このような内部波の碎波は stability frequency 近傍の高周波帯で起こり、水温微細構造の一因となっているが、比較的大規模の内部波で同様な現象が起こり得るものかどうか大変興味ある問題である。そこで、本論文では 1970 年 5 月に琵琶湖北湖中央部で行なわれた 24 時間水温観測のデータを用い、淡水域の比較的長周期の内部波によっても、このような局所成層不安定が十分起こり得るかどうかを検討してみた。

ここで用いる three-fluid model は、すでに著者が発表したもの (KANARI, 1968) と同じものであるが、今回適用水深を 70 m (観測点水深) として固有解を求めたので固有値が以前の解と若干異なっているのと、上記論文には含まれていない最小二乗法による固有解の係数決定ならびに水粒子速度分布の決定をあらたに行なったので、これらをあわせてここに紹介する。

II Three fluid model

水面に原点を持つ水平 x , y 軸と鉛直下向きの z 軸を考え、各座標軸方向の流速成分をそれぞれ u^* , v^* , w^* とし、また水の密度を ρ^* 圧力を p^* とする。一般流は無く、波動に起因する流速成分 u , v , w のみと仮定し、さらに、密度及び圧力はそれぞれ z だけに依存する平均場と波動による擾乱部分 $\rho(x, y, z, t)$ 及び $p(x, y, z, t)$ の和によって表わされるものと仮定する。すなわち、

$$\begin{pmatrix} u^* \\ v^* \\ w^* \\ \rho^* \\ p^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \bar{\rho}(z) \\ \bar{p}(z) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u(x, y, z, t) \\ v(x, y, z, t) \\ w(x, y, z, t) \\ \rho(x, y, z, t) \\ p(x, y, z, t) \end{pmatrix} \quad (1)$$

$\bar{p}(z)$ に関しては静水圧の条件が成立つことを考慮し、(1)式右辺第 2 項目の微小量に関する二次以上の項を省略すると u , v , w に関する運動量ならびに非圧縮の質量保存式はそれぞれ次のように表わされる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -fu - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\rho}{\rho} g - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{d\bar{\rho}}{dz} = 0 \quad (6)$$

ここに、 g は重力の加速度、 f はコリオリのパラメータで $f = 2 \Omega \sin \varphi$ である。

(2)~(6)から u 、 v 、 p 、 ρ の4変数を消去すると次のような w に関する方程式が導びかれる。

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla^2 w) + f^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{N^2}{g} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial w}{\partial z} + N^2 \nabla_{\tilde{H}}^2 w = 0 \quad (7)$$

ここに、 $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 、 $\nabla_{\tilde{H}}^2 \equiv \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 、 $N^2 = \frac{g}{\rho} \cdot \frac{d\bar{\rho}}{dz}$ である。

x 、 y 方向の水平波数をそれぞれ k_x 、 k_y とし、 w に対して次のようなharmonic solutionを仮定する；

$$w(x, y, z, t) = W(z) e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)} \quad (8)$$

(8)を(7)に代入すると $W(z)$ についての2階の常微分方程式が得られる。

$$\frac{d^2 w}{dz^2} + \frac{N^2}{g} \frac{dw}{dz} + \frac{K^2(N^2 - \omega^2)}{\omega^2 - f^2} W = 0 \quad (9)$$

ただし、 $K^2 \equiv k_x^2 + k_y^2$ で、 K は水平波数ベクトルを表わす。

(9)式はstability frequency、 $N(z)$ の分布が具体的に与えられない限り解けないが、湖水の N の分布は水温分布だけで決まるので、ここでは1970年の水温観測結果に基づいて N の分布を決定する。

Fig. 1は1時間毎の水温プロファイルの24時間平均値に基づいて計算した琵琶湖の5月の $N(z)$ の分布であるが、実線で示したように表面から15 m、15 mから25 m及び25 m以深の三つの分布構造によって近似することができよう。すなわち、三つの層の N の値は同一ではないが、各々の層内では一定の N を仮定している。これは、それぞれの層内で $\rho_i e^{N_i z/g}$ ($i = 1, 2, 3$)のような密度分布を仮定したことに相当する。

さて、後述のように、水温観測から推定された鉛直流速変動には周期5~11時間の波動が含まれており、このうち7.3時間の周期成分がほぼ全層にわたって存在している。このような周期変動は基本周期数十時間の内部静振の第8次前後の高調波成分と考えられる。したがって、角周波数及び水平波数は $\omega \sim 10^{-4} \text{s}^{-1}$ 、 $K \sim 10^{-5} \text{cm}^{-1}$ のオーダーと考えることができる。このようなオー

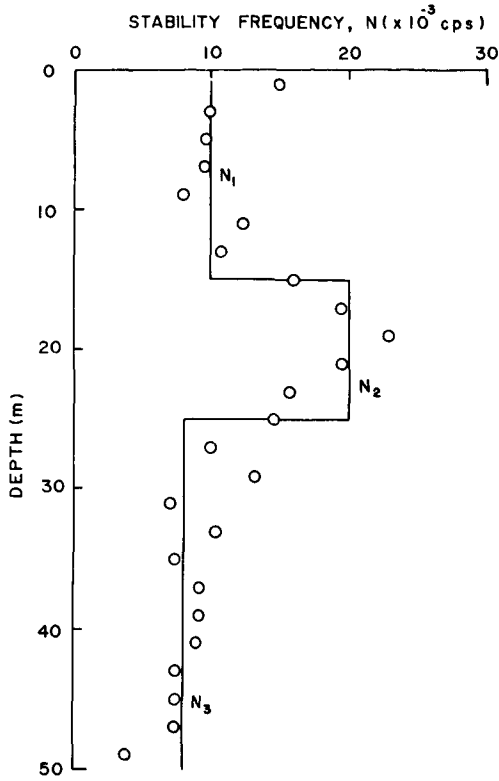


Fig. 1. Vertical profile of stability frequency of Lake Biwa estimated from 24-hours average temperature profile, May, 1970.

ダーのスケールの波に対しては、(9)式の左辺第2項及びコリオリの効果は無視することができる。また、 $(N^2/\omega^2) > 1$ となることに注意すると(9)式は次のように簡略化される。

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left(\frac{KN}{\omega}\right)^2 W = 0 \quad (10)$$

自由表面の平均水面からの変位を ζ とするとき、 W に対する表面条件は

$$\frac{dW}{dz} - \frac{K^2g}{\omega^2} W = 0 \quad \text{at} \quad z = -\zeta \quad (11)$$

与えられるが、やはり考えている波のスケールでは(11)の左辺第1項はほとんど無視できて(11)のかわりに

$$W = 0 \quad \text{at} \quad z \approx 0 \quad (12)$$

で近似できる。

また水底条件は簡単に

$$W = 0 \quad \text{at} \quad z = H \quad (13)$$

与えられる。

さて、(10)式を前述の三層構造に適用するにあたり、各層の境界での条件が必要である。

ひとつの条件は層間の境界で $W(z)$ の値が等しいこと、もうひとつの条件は、上下の層の解が境界で滑らかにつながることである。各層を各々 1, 2, 3 層とし、各層内の(10)式の解を W_1 , W_2 , W_3 とすると上記の境界条件は次のように書ける。

[1] $0 \leq z \leq h_1$;

$$\begin{aligned} N(z) &= N_1 \\ W &= W_1(z) \\ W_1 &= 0 & ; z = 0 \end{aligned}$$

$$\frac{dW_1}{dz} = \frac{dW_2}{dz} \quad ; z = h_1$$

$$W_1 = W_2 \quad ; z = h_1$$

[2] $h_1 \leq z \leq h_2$;

$$N(z) = N_2$$

$$W = W_2(z)$$

$$\frac{dW_2}{dz} = \frac{dW_3}{dz} \quad ; z = h_2$$

$$W_2 = W_3 \quad ; z = h_2$$

[3] $h_2 \leq z \leq H$;

$$N(z) = N_3$$

$$W = W^3(z)$$

$$W_3 = 0 \quad ; z = H$$

III 固 有 解

以上の境界条件を満足する(10)式の解は

$$W_1^{(n)}(z) = W_2^{(n)}(h_1) \frac{\sin(\xi_n N_1 z)}{\sin(\xi_n N_1 h_1)} \quad ; 0 \leq z \leq h_1 \quad (14)$$

$$W_2^{(n)}(z) = \frac{W_2^{(n)}(h_1) \sin[\xi_n N_2 (h_2 - z)] + W_2^{(n)}(h_2) \sin[\xi_n N_2 (z - h_1)]}{\sin[\xi_n N_2 (h_2 - h_1)]} \quad ; h_1 \leq z \leq h_2 \quad (15)$$

$$W_3^{(n)}(z) = W_2^{(n)}(h_2) \frac{\sin[\xi_n N_3 (H - z)]}{\sin[\xi_n N_3 (H - h_2)]} \quad ; h_2 \leq z \leq H \quad (16)$$

で与えられる。ここに、

$$W_2^{(n)}(h_2) \equiv \sin \xi_n N_2 (h_2 - h_1) \left\{ \frac{N_1}{N_2} \cot(\xi_n N_1 h_1) + \cot[\xi_n N_2 (h_2 - h_1)] \right\} \quad (17)$$

で、 ξ_n は次の分散方程式の第 n 番目の根として与えられる。

$$\begin{vmatrix} \left(\frac{N_2}{N_1} \cot(\xi N_1 h_1) + \cot \xi N_2 D_1 \right) & -\operatorname{cosec} \xi N_2 D_1 \\ \operatorname{cosec} \xi N_2 D_1 & -\left(\frac{N_3}{N_2} \cot \xi N_3 D_2 + \cot \xi N_2 D_1 \right) \end{vmatrix} = 0 \quad (18)$$

ここに、 $D_1 \equiv (h_2 - h_1)$, $D_2 \equiv (H - h_2)$, $\xi \equiv K/\omega_0$

したがって、解(14)~(16)の係数 $W_2^m(h_1)$ 及び $W_2^m(h_2)$ は各々分散式(18)の第 n 番目の根 ξ_n が与えられれば(17)によって一義的に決まるので解(14)~(16)の未定係数としては $W_2^m(h_1)$ だけが残り、これは後述のように観測値から決定することができる。

IV 分散方程式の根

分散方程式(18)は次のように書き替えることができる。

$$\frac{N_2^2}{N_1 N_2 N_3} \tan x_1 \tan x_2 \tan x_3 - \left\{ \frac{1}{N_1} \tan x_1 + \frac{1}{N_2} \tan x_2 + \frac{1}{N_3} \tan x_3 \right\} = 0 \quad (19)$$

ここに $x_1 \equiv \xi N_1 h_1$, $x_2 \equiv \xi N_2 D_1$, $x_3 \equiv \xi N_3 D_2$ である。

(19)は解析的に解けないので、図式解法によって根を求めた。(19)の左辺第1項式を y_1 , 残り y_2 と

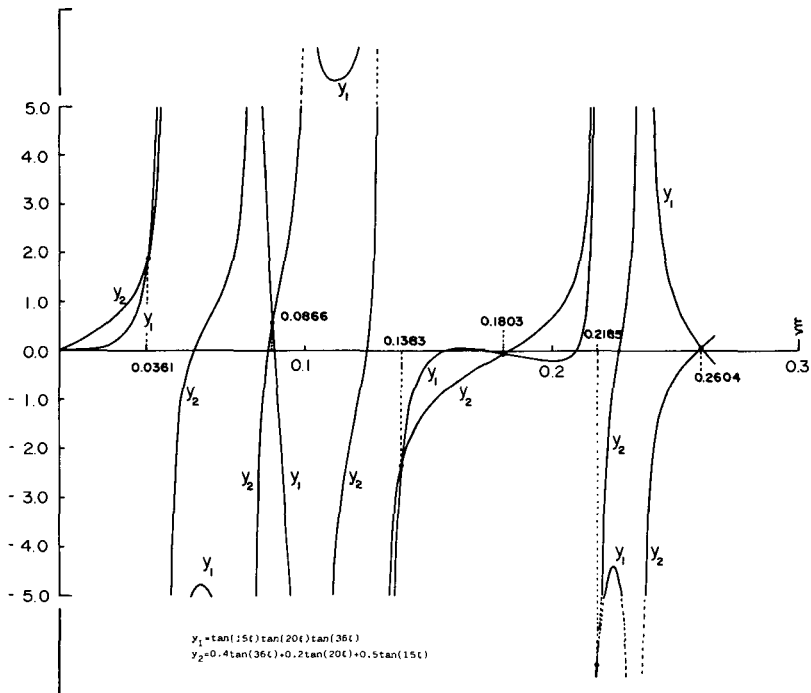


Fig. 2. Graphical solution of dispersion equation (19) in the text.

おくと、 ξ に対する y_1 と y_2 のグラフの交点が根 ξ_n を与える。

Fig. 2 は $0 \leq \xi \leq 0.3$ に対する y_1, y_2 のグラフであるが、原点を除くふたつのグラフの交点の ξ 座標が根 ξ_n を与える。図式解法によって求めた $n = 1 \sim 6$ に対する根を Table 1 に示す。

$W_2^{(n)}(h_1)$ は観測データから決定されるべき未定係数であるが、Fig. 3 は $W_2^{(n)}(h_1) = 1.0$ として計算した、各固有値に対応する鉛直流速の分布である。図中各曲線に附された 1 ~ 6 の番号はそれぞれの固有値のモードを表わしているが、図に示されているそれぞれの固有解の振巾は、この段階では単なる相対値を表わすに過ぎないことに注意すべきである。

V 最小二乗法による未定係数の決定

1970 年 5 月 10 日 14 時から 11 日 14 時までの 24 時間にわたり、琵琶湖北湖の水深約 70 m の Ie 点 (京都大学大津臨湖実験所定地点) で 1 時間毎の水温プロファイル観測が行なわれた。得られた水温プロファイルから偶数時のものを抜き出してプロットした結果を Fig. 4 に示す。水温プロファイルの時間変動が内部波の鉛直運動にのみ依存し、移流及び熱拡散の影響は無視できると仮定すると水温の平均鉛直傾度及び時間変化から内部波起因の鉛直流速が次式で求められる。

$$w = - \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)}{\left\langle \frac{\partial T}{\partial z} \right\rangle} \tag{20}$$

(20)式によって推定した各層の鉛直流速変動のうち 4 m 層毎の変動をプロットした結果を Fig. 5 に示す。このような各深度層毎の鉛直流速の変動曲線から調和分解によって各深度の卓越周期を調べた結果、ほぼ全層にわたり周期 7.3 時間の変動が含まれ、40 m 以深では 4.5 時間の変動が卓越していることが明らかになったが、ここでは 7.3 時間の振動だけに注目して解析を進めることにする。

調和分解から求めた 7.3 時間周期の深度 i における鉛直流速振巾を $\hat{w}_i (i = 1, 3, 5, \dots, 49)$ 、位相角を $\hat{\theta}_i (i = 1, 3, 5, \dots, 49)$ とする。一方、固有解の第 n モードに対する未定係数 $W_2^{(n)}(h_1)$ を改めて $A_n (n = 1, 2, \dots, 6)$ と書くと、任意の深度 i に対し

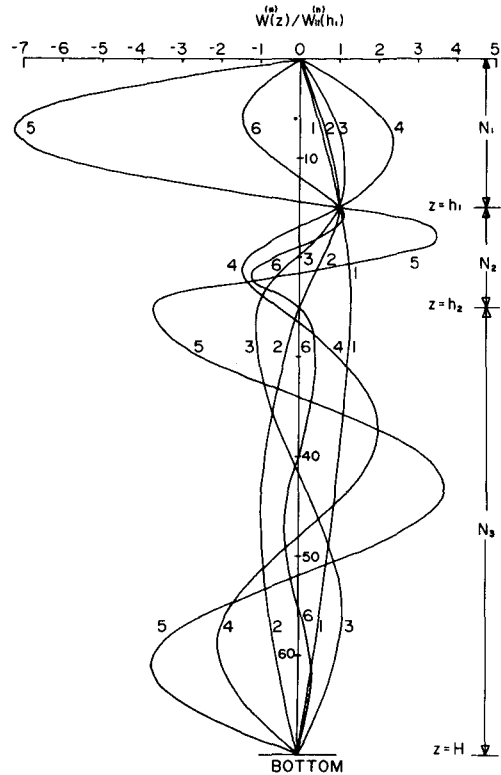


Fig. 3. Relative profiles of eigen solution of vertical velocity of internal waves for the first to sixth modes.

Table 1. Roots of dispersion equation.

Mode number, n	1	2	3	4	5	6
ξ_n	0.0361	0.0866	0.1383	0.1803	0.2185	0.2604

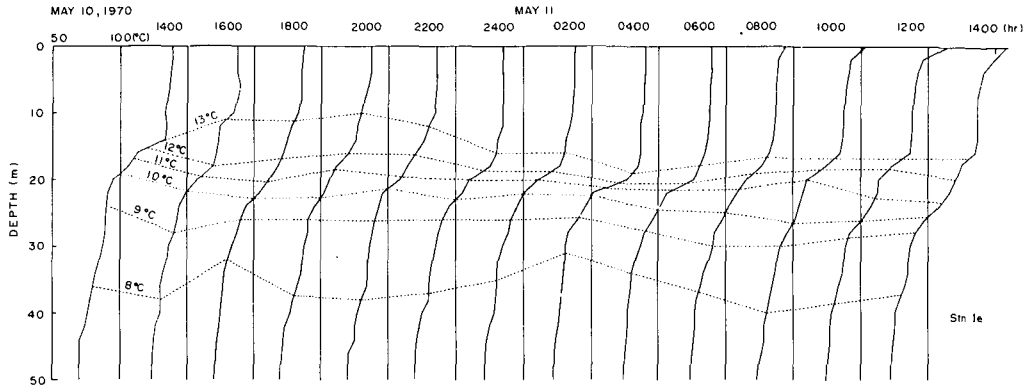


Fig. 4. Variations of vertical temperature profile of Lake Biwa in May, 1970.

$$\widehat{w}_i \cdot \sin \widehat{\theta}_i = \sum_{n=1}^6 A_n W^{(n)}(i) \tag{21}$$

が成立つ。⑳式の関係は \widehat{W}_i が求められているすべての深度 ($i = 1, 3, 5, \dots, 49$) について成立つから、結局 6 個の未定係数 $A_1 \sim A_6$ に関する 25 本の 6 元連立方程式が得られる。これらの 25 個の方程式から正規方程式を作り、最小二乗法により $A_1 \sim A_6$ の係数を決定した結果を Table 2 に示す。

Table 2 の A_n を用い、㉑式によって全深度にわたる $W(z)$ を計算した結果を Fig. 6 に示す。

Table 2. Coefficients A_n determined by the least-square method.

Mode number, n	1	2	3	4	5	6
A_n	-0.996	1.127	-0.878	1.428	0.136	-1.276

$$W(z) = \sum_{n=1}^6 A_n W^{(n)}(z) \tag{22}$$

Fig. 6 中の白丸は㉑式左辺の実測水温から求めた鉛直流速の推定値であり、実線は㉑式によって計算した固有解である。

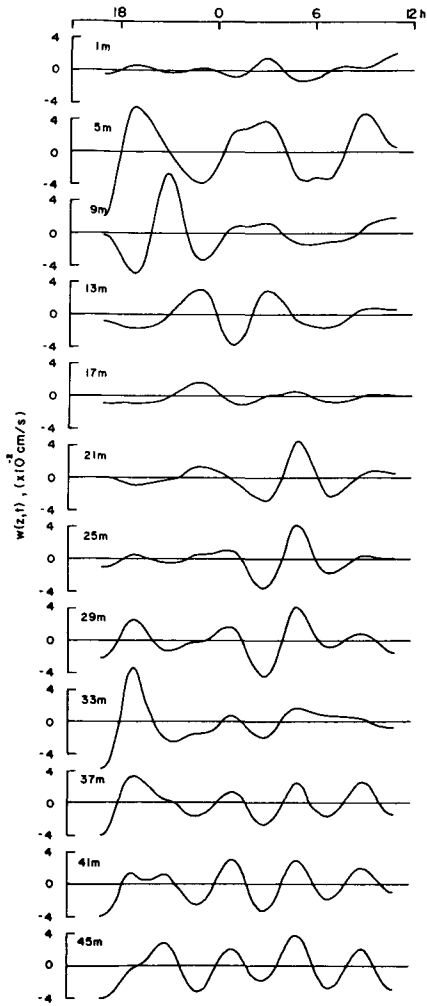


Fig. 5. Variations of vertical velocities in various layers in Lake Biwa estimated from hourly temperature profiles.

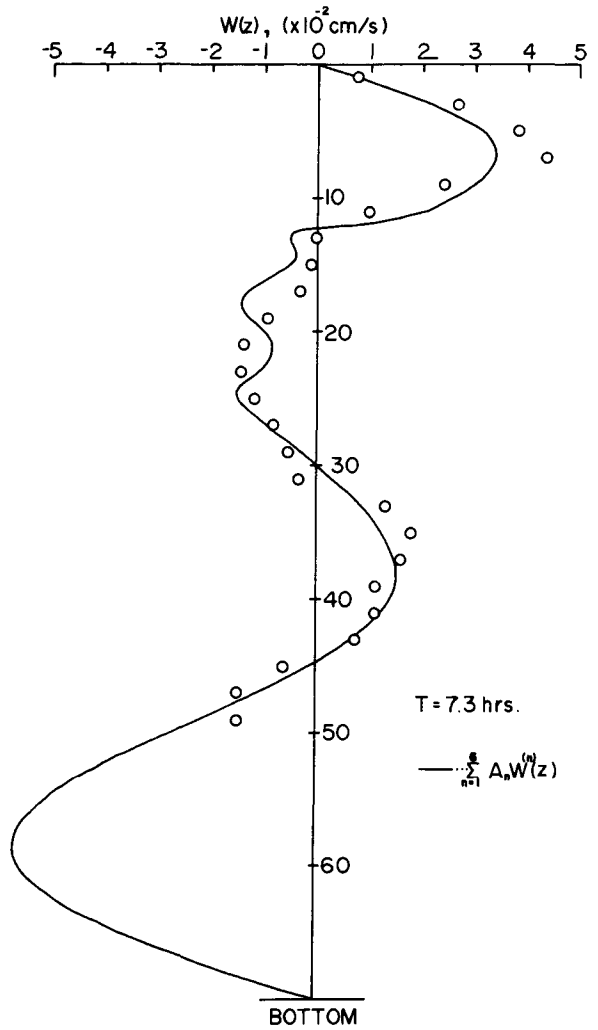


Fig. 6. Estimated profile of vertical velocity (○) and analytical eigen solution of vertical velocity (solid line).

VI 水平流速分布と R_i 数

考えている内部波は2次元波動に近いものと考えられるから、この波動の水平水粒子速度成分を $V(z)$ と仮定すると連続の式から

$$R_i\{V(z)\} = \sum_{n=1}^6 \frac{1}{k_n} A_n \frac{dW^{(n)}}{dz} \tag{23}$$

によって水平水粒子速度分布が評価できる。ここに、 k_n はモード n に対する水平波数で、

$$\xi_n = \left(\frac{K}{w}\right)_n = \frac{k_n}{\frac{2\pi}{T}}$$

の関係から

$$k_n = \frac{2\pi}{T} \xi_n ; T = 7.3 \text{ hr} \quad (24)$$

によって与えられる。

また、(23)で与えられる流速プロファイルからは、

$$R_i(z) = \frac{N^2(z)}{\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2} \quad (25)$$

によって局所リチャードソン数, R_i が評価される。

Fig. 7は、(23)式によって計算された $n = 1 \sim 6$ までの各モードの水平流速プロファイルを表面流速 $|V^{(n)}(0)|$ で正規化して示したものである。各々のモードの合成流速分布は Fig. 8の右側に示されている。

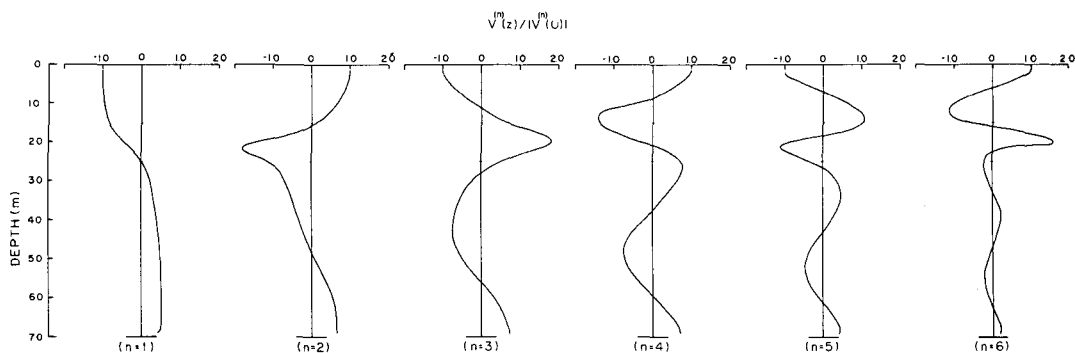


Fig. 7. Normalized horizontal velocity profiles for the first to sixth modes.

VII 考 察

分散方程式の根 ξ_n の逆数はモード n の内部波の位相速度を与える。すなわち第 n モードの内部波の位相速度を C_{pn} とすると

$$C_{pn} = \frac{\omega}{K_n} = \frac{1}{\xi_n} \quad (26)$$

の関係が成立つ。(26)式に基づいて周期 7.3 hr の波の各モードの水平波数並びに位相速度を求めた結果を Table 3 に示す。

低周波内部波では群速度ベクトルと位相速度ベクトルは直交し、水平面と群速度ベクトルの成す角、 θ の正接は鉛直波数と水平波数の比で表わされる。

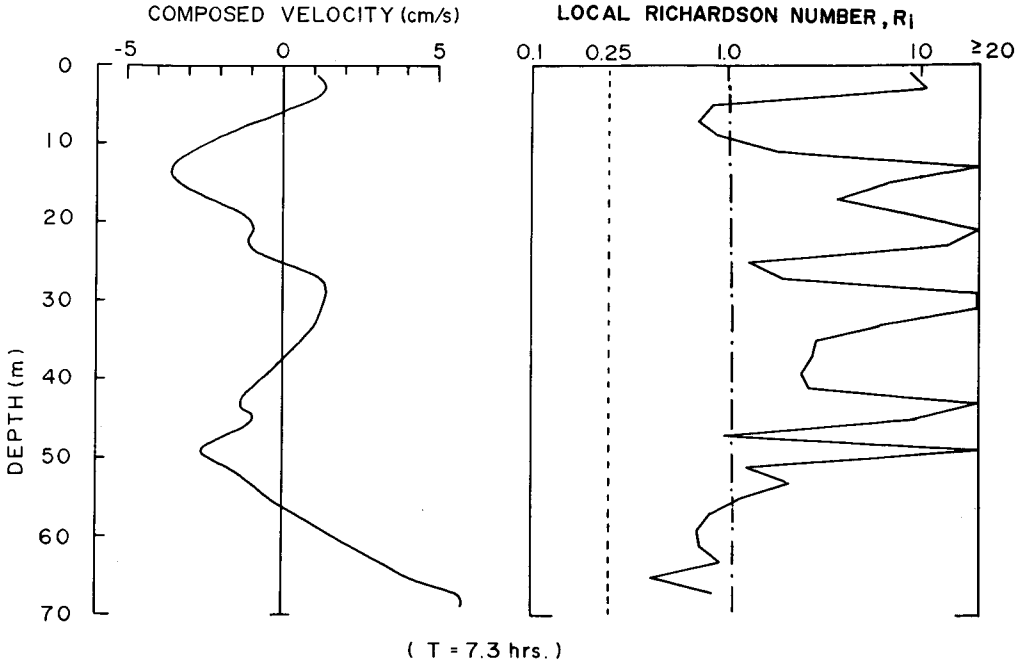


Fig. 8. Estimated horizontal velocity profile (left) and vertical profile of local Richardson number R_i (right). The vertical broken line shows shear instability criterion, and the vertical dash-dot line shows the criterion of convective instability.

Table 3. Horizontal wave numbers and phase velocities.

Mode number, n	1	2	3	4	5	6
$K_n (\times 10^{-5} \text{ 1/cm})$	0.86	2.06	3.30	4.30	5.22	6.22
$C_{pn} (\text{cm/sec})$	27.69	11.55	7.23	5.55	4.57	3.84

すなわち,

$$\tan \theta = \frac{k_{zn}}{K_n} = \frac{N}{\omega} \tag{27}$$

$N = N_1, N_2, N_3$ に対する群速度ベクトルの方向を求めると、周期 7.3 時間の波では

$$\theta_1 = 88.49^\circ, \theta_2 = 89.24^\circ, \theta_3 = 88.11^\circ$$

となり、いずれの層においてもほぼ鉛直下向きのベクトルとなっている。したがって、水粒子の振動面すなわち波の位相速度ベクトルはほぼ水平面にあり、明らかに水平 2 次元波動として伝播していることがわかる。このような水平に伝播する波では水平水粒子速度が位相速度を上まわるとき、波は不安定波となり砕波する。Fig. 8 に示したように、局所リチャードソン数はいずれの層でも臨界値以上であり、シア不安定は起こり得ないように見える。しかしながら、ORLANDSKI

and BRYAN (1969) によれば、対流不安定はシア不安定におけるリチャードソン臨界値以前のところでも十分不安定が起り得る。これは、内部波の局所非線型効果によるもので、局所的に大きな水粒子速度により温度プロファイルの局所移流が起り、そこで不安定な温度傾度層もしくは逆転層が形成されるというものである。この現象の発生条件は、シア不安定の条件に比べてはるかにゆるく、ORLANSKI and BRYAN によれば

$$R_i \leq 1 + \left(\frac{K}{k_z} \right)^2 \quad (28)$$

で与えられる。ここに、 k_z は内部波の鉛直波数、 K は水平波数を表わす。これは、(27) の関係から

$$R_i \leq 1 + \left(\frac{\omega}{N} \right)^2 \quad (29)$$

と書ける。考えている水域の N は高々 2×10^{-2} rad/s であり、周期 7.3 hr の波の角周波数は 2×10^{-4} rad/s のオーダーであるからこの場合、 $R_i < 1$ であれば対流不安定の十分条件が満たされることになる。このような観点から Fig. 8 の R_i の分布をみると、5~9 m 層、47 m 層、及び 57 m 以深では $R_i < 1$ の条件 (dash-dot line) を満足しており、このような層では対流不安定が起り得ると考えられる。実際、5~9 m 層は水温プロファイルからみて表層混合層内部に属し、また 47 及び 57 m 層は比較的安定な水温躍層から十分離れた深層の低温度勾配層に属している。したがって、対流不安定が生じ易い条件である不安定温度傾度 (温度傾度が小さい) の条件に近いことと矛盾しない。

VIII む す び

Three-fluid system model により比較的長周期の内部波の固有解を求め、淡水域の水温データの併用により、内部波動に伴う水平水粒子速度プロファイル並びに局所リチャードソン数を推算した。この結果に基づいて内部波動による局所不安定を検討した結果、7.3 時間周期の内部波動は、シア不安定の criterion に関しては十分安定な条件を備えているが、比較的等温に近い層では局所的に強制対流不安定が発生し得る条件に在り、このような内部波が淡水域におけるステップ構造の主要な agent となり得る条件を十分備えていることが明らかになった。残念ながら、検討に用いた水温データは 1970 年にとられたもので、水温は 1 m 毎の観測値であるために、対流不安定条件下の層で期待されるであろうステップ構造が水温プロファイルとして記録し得なかった。しかしながら、計測手法の進歩により、現在、このようなステップ構造の観測が比較的容易に行なわれるようになったので、今後、こうした問題の観測面からのより詳しい検討が進められる必要がある。

文 献

Dillon, T. M., T. M. Powell and L. O. Myrup, 1975. Low frequency turbulence and vertical temperature microstructure in Lake Tahoe, California-Nevada, Verh. *Internat. Verein. Limnol.*, **19**, 110-115.

- 金成誠一, びわ湖の内部波の研究 (I), 京都大学防災研究所年報, **11B**, 昭和 43 年, 179–189.
- Orlanski, I., and K. Bryan, 1969. Formation of the thermocline step structure by large-amplitude internal gravity waves. *J. G. R.*, **74**, 28,6975–6983.
- Orlanski, I., and B. B. Ross, 1973. Numerical simulation of the generation and breaking of internal gravity waves. *J. G. R.*, **78**, 36, 8808–8826.
- Stern, M. E., and J. S. Turner, 1969. Salt fingers and convecting layers. *Deep Sea Res.*, 16, 5, 497–512.
- Stommel, H., and K. N. Fedorov, 1967. Small-scale structure in temperature and salinity near Timor and Mindanao. *Tellus*, **19**, 2, 306–325.
- Simpson, J. H., and J. D. Woods, 1970. Temperature microstructure in a freshwater thermocline. *Nature*, **226** (5248), 832–835.
- Turner, J. S., and H. Stommel, 1964. A new case of convection in the presence of combined salinity and temperature gradients. *Proc. U. S. Nat. Acad. Sci.*, **52**, 49–53.