

---

Tome 31

*Novembre* 1993

Numéro 4

---

**La mer**

う み

1993 年 11 月

日 仏 海 洋 学 会

La Société franco-japonaise  
d'océanographie  
Tokyo, Japon

# SOCIÉTÉ FRANCO-JAPONAISE D'OcéANOGRAPHIE

## Comité de Rédaction

(de l'exercice des années de 1992 et 1993)

*Directeur et rédacteur:* M. MURANO

*Comité de lecture:* S. AOKI, T. ARIMOTO, M. HANZAWA, M. HORIKOSHI, M. MAEDA, M. OCHIAI,  
H. SUDO, .Y. YAMAGUCHI, T. YANAGI

*Rédacteurs étrangers:* H.J. CECCALDI (France), E.D. GOLDBERG (Etats-Unis), T. ICHIYE (Etats-Unis),  
T.R. PARSONS (Canada)

*Services de rédaction et d'édition:* S. WATANABE, Y. YAMAGUCHI

### Note pour la présentation des manuscrits

La mer, organe de la Société franco-japonaise d'océanographie, publie des articles et notes originaux, des articles de synthèse, des analyses d'ouvrages et des informations intéressant les membres de la société. Les sujets traités doivent avoir un rapport direct avec l'océanographie générale, ainsi qu'avec les sciences halieutiques.

Les manuscrits doivent être présentés avec un double, et dactylographiés, en *double interligne*, et au recto exclusivement, sur du papier blanc de format A4 (21×29,7 cm). Les tableaux et les légendes des figures seront regroupés respectivement sur des feuilles séparées à la fin du manuscrit.

Le manuscrit devra être présenté sous la forme suivante:

1° Il sera écrit en japonais, français ou anglais. Dans le cadre des articles originaux, il comprendra toujours le résumé en anglais ou français de *200 mots* environ. Pour les textes en langues européennes, il faudra joindre en plus le résumé en japonais de *500 lettres* environ. Si le manuscrit est envoyé par un non-japonophone, le comité sera responsable de la rédaction de ce résumé.

2° La présentation des articles devra être la même que dans les numéros récents; le nom de l'auteur précédé du prénom *en entier*, en minuscules; les symboles et abréviations standards autorisés par le comité; les citations bibliographiques seront faites selon le mode de publication: article dans une revue, partie d'un livre, livre entier, etc.

3° Les figures ou dessins originaux devront être parfaitement nettes en vue de la réduction nécessaire. La réduction sera faite dans le format 14,5×20,0 cm.

La première épreuve seule sera envoyée à l'auteur pour la correction.

Les membres de la Société peuvent publier 7 pages imprimées sans frais d'impression dans la mesure à leur manuscrit qui ne demande pas de frais d'impression excessifs (pour des photos couleurs, par exemple). Dans les autres cas, y compris la présentation d'un non-membre, tous les frais seront à la charge de l'auteur.

Cinquante tirés-à-part peuvent être fournis par article aux auteurs à titre gratuit. On peut en fournir aussi un plus grand nombre sur demande, par 50 exemplaires.

Les manuscrits devront être adressés directement au directeur de publication de la Société: M. MURANO, Université des Pêches de Tokyo, Konan 4-5-7, Minato-ku, Tokyo, 108 Japon; ou bien au rédacteur étranger le plus proche: H. J. CECCALDI, EPHE, Station marine d'Endoume, rue Batterie-des-Lions, 13007 Marseille, France; E. D. GOLDBERG, Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, California 92093, Etats-Unis; T. ICHIYE, Department of Oceanography, Texas A & M University, College Station, Texas 77843, Etats-Unis; ou T. R. PARSONS, Department of Oceanography, University of British Columbia, Vancouver, B. C. V6T 1W5, Canada.

## Island-trapped shelf waves\*

Motoyasu MIYATA\*\*

**Abstract :** A theoretical model is presented of low-frequency oscillations around an island with sloping beach. It is shown that shelf waves with various radial modes and azimuthal wavenumbers can be trapped, but there exists a low wavenumber cut-off for each trapped mode. The results are compared with observations from the Hawaiian Islands.

### I. Introduction

The trapping of low-frequency (i.e., less than inertial frequency) waves by islands has been a topic of much interest in the past decade, although it has been studied less extensively than trapping by straight coastlines. A good summary of the topic is contained in a review paper by MYSAK (1979). MIYATA and GROVES (1968) detected a two-day oscillation around the island of Oahu by analyzing the tide gauge records from Honolulu and Mokuoloe. CALDWELL and EIDE (1976) verified in a laboratory experiment that such an oscillation could in fact be excited around Oahu as a shelf wave.

The first theoretical study of island-trapped, sub-inertial waves was made by MYSAK (1967), but his theory applied only for a large island (modelling Australia) with a narrow, sloping shelf in the non-divergent limit (rigid lid approximation). On the other hand, RHINES (1969) suggested that near a small island with sloping sides it was possible for trapped oscillations of shelf wave type to exist. A more complete study of island-trapped shelf waves was made by LONGUET-HIGGINS (1970). He considered an island of circular symmetry when the depth ( $h$ ) was given as a function of the radial distance ( $r$ ),

$$h = \begin{cases} h_1 \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha, & a \leq r < b \\ h_1 \left(\frac{b}{a}\right)^\alpha, & b \leq r \end{cases} \quad (1.1)$$

where ( $a$ ) is the radius of the island, ( $b-a$ ) the shelf width, and ( $\alpha$ ) any constant. On the other hand, SAINT-GUILY (1972) examined the trapped low-frequency modes for an island with para-bolically sloped beach that extends to infinity  $\infty$ :

$$h = h_1(r^2 - a^2), \quad a \leq r \leq \infty \quad (1.2)$$

This model also produces trapped shelf wave solutions. The results of SAINT-GUILY, however, differ quite distinctly from those of Longuet-Higgins. That is, the model topography (1.2) produces only a finite number of trapped modes for a given azimuthal wavenumber, whereas the model (1.1) yields an infinite number of modes for each wavenumber. The reason for this discrepancy has not been discussed as yet.

Three major differences between the models of LONGUET-HIGGINS (1.1) and SAINT-GUILY (1.2) are:

1. Model (1.1) has a surrounding ocean of finite depth whereas (1.2) has an infinitely deep ocean;
2. A beach with shoreline ( $h = 0$  at  $r = a$ ) is included in (1.2) but not in (1.1) which has a vertical wall at the perimeter of the island;
3. LONGUET-HIGGINS used the rigid lid approximation, whereas Saint-GuilY allowed horizontal divergence.

The main purpose of this paper is to examine the trapped modes for a model island that is a combination of (1.1) and (1.2), and to determine which of the three differences is the source of the aforementioned discrepancy. The model

---

\* Received April 25, 1993

\*\* Department of Earth and Planetary Physics,  
University of Tokyo  
2-11-16 Yayoi, Bunkyo-ku, Tokyo, 113 Japan  
Present affiliation:  
PICES  
c/o Institute of Ocean Sciences  
P. O. Box 6000  
Sidney, British Columbia  
Canada, V8L 4B2

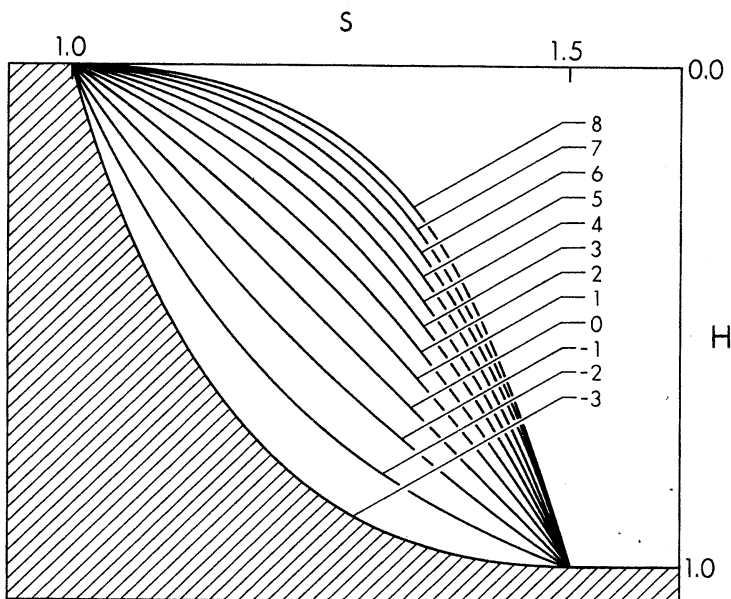


Fig. 1. Examples of cross-section of the model island shelf given by (2.11) for  $B=1.5$ . Numbers (8,7, ..., -3) indicate values of  $\delta$ .

employed here is:

$$h = \begin{cases} h_1 r^\delta (r-a) & a \leq r \leq b, \\ h_2 b^\delta (b-a) & b \leq r \end{cases} \quad (1.3)$$

where  $\delta$  is an arbitrary constant.

Modelling and formulation are explained in the following section. The solutions are given in Section III. It will be shown that the presence of the shoreline in the model (1.3) plays an essential role. The results obtained will be discussed and applied to observations from the islands of Oahu and Hawaii.

### 2. Formulation

The linear unforced shallow water equations for a homogeneous, inviscid ocean with an axisymmetric depth profile  $h(r)$  are given in cylindrical coordinates:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial r}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rhu)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (hv)}{\partial \theta} = 0, \quad (2.3)$$

where  $(u)$  and  $(v)$  are radial and azimuthal velocities,  $(\zeta)$  is surface displacement,  $(g)$  is

gravity acceleration, and  $(f)$  denotes the constant Coriolis parameter. Introducing the non-dimensional variables,  $t=f^{-1}t'$ ,  $r=as$ ,  $h=h_0H(s)$ , where  $(a)$  is the radius of the island and  $(h_0)$  is the depth as  $r \rightarrow \infty$ , and assuming the wave solutions around the island,  $(u,v, \zeta) = (-i\sqrt{gh_0}U, \sqrt{gh_0}V, h_0Z)e^{i(\alpha\theta - \sigma/tt')}$ , then the equations (2.1), (2.2) and (2.3) become

$$\omega U + V = \frac{1}{\mu} \frac{dZ}{ds}, \quad (2.4)$$

$$\omega V + U = \frac{n}{\mu s} Z, \quad (2.5)$$

$$\omega Z + \frac{1}{\mu s} \frac{d}{ds} (sHU) - \frac{n}{\mu s} HV = 0, \quad (2.6)$$

where  $\omega = \frac{\sigma}{f}$  is the non-dimensional frequency, and the variables  $U, V, Z$  are functions of  $(s)$  only. The parameter  $(\mu)$  is the ratio of the radius of the island to the Rossby radius of deformation,

$$\mu = \frac{af}{\sqrt{gh_0}} \quad (2.7)$$

From (2.4) and (2.5) we obtain

$$U = \frac{1}{\mu(1-\omega^2)} \left( \frac{n}{s} Z - \omega \frac{dZ}{ds} \right), \quad (2.8)$$

$$V = \frac{1}{\mu(1-\omega^2)} \left( \frac{dZ}{ds} - \frac{n\omega}{s} Z \right). \quad (2.9)$$

Substituting (2.8) and (2.9) into (2.6) yields

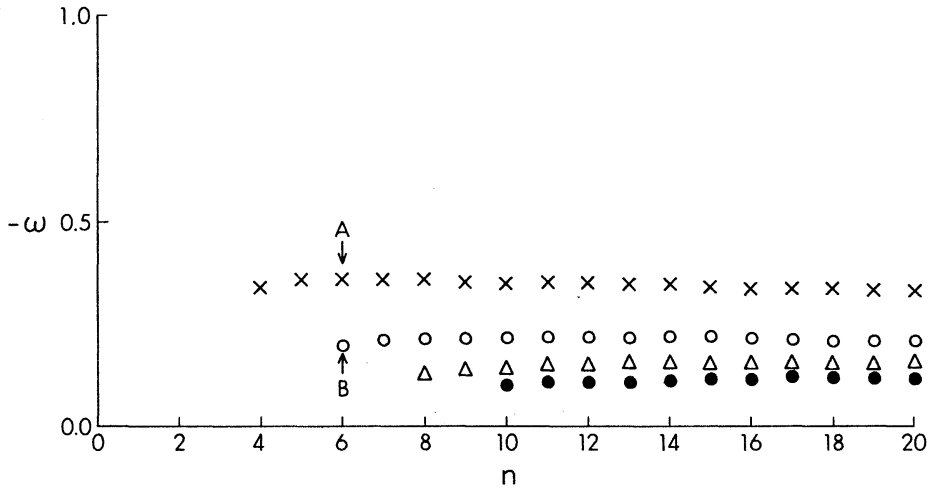


Fig. 2. Non-dimensional dispersion relation for  $\delta=0, B=1.8, \mu=0.01$ . P and Q are for Fig. 3. ( $\times$ : 1st mode;  $\circ$ : 2nd mode;  $\triangle$ : 3rd mode;  $\bullet$ : 4th mode)

$$\frac{d}{ds} \left( sH \frac{dZ}{ds} \right) - \left\{ \mu^2(1-\omega^2)s + \frac{n^2H}{s} + \frac{n}{\omega} \frac{dH}{ds} \right\} Z = 0. \tag{2.10}$$

The depth profile (1.3) is now in the non-dimensional form:

$$H = \begin{cases} Cs^\delta(s-1) & 1 \leq s \leq B \\ 1 & B \leq s \end{cases} \tag{2.11}$$

where  $C = B^{-\delta}(B-1)^{-1}$  and  $B = \frac{a}{b}$ . Some example profiles are given in Fig. 1. Now the problem is to solve Eq. (2.10) with the boundary conditions:

$$Z, U, V \rightarrow 0, \text{ as } s \rightarrow \infty, \tag{2.12}$$

$$UH = 0, \text{ at } s = 1. \tag{2.13}$$

The condition (2.12) is required because we are seeking trapped waves only, and (2.13) specifies no normal flow condition at the island.

### 3. Solutions and Discussions

For  $s \geq B$ , Eq. (2.10) is simply

$$\frac{d}{ds} \left( s \frac{dZ}{ds} \right) - \left\{ \mu^2(1-\omega^2)s/H + \frac{n^2}{s} \right\} Z = 0. \tag{3.1}$$

This is a Sturm-Liouville type equation and the character of the solution is determined by the sign of the second term. As  $\mu^2(1-\omega^2)s/H$  dominates over  $n^2/s$  sufficiently far from an

island or shelf,  $(1-\omega^2)$  must be positive in order for the solutions to be trapped. The solution can be expressed as

$$Z_I = A_I K_n \left( n \sqrt{\frac{1-\omega^2 s}{H}} \right) \tag{3.2}$$

where  $K_n$  is the modified Bessel function of the order ( $n$ ) and (I) indicates the region outside the shelf.

It is assumed that for any  $s, 1 \leq s \leq B$ ,

$$\mu^2(1-\omega^2) \ll \frac{n^2 H}{s^2} \text{ or } \left| \frac{n}{\omega s} \frac{dH}{ds} \right|. \tag{3.3}$$

This assumption is equivalent to neglecting horizontal divergence in this region (rigid lid approximation). Now equation (2.10) can be rewritten as

$$\frac{d}{ds} s^{\delta+1}(s-1) \frac{dZ}{ds} - \left\{ n^2 s^{\delta-1}(s-1) + \frac{n}{\omega} \frac{d}{ds} s^\delta(s-1) \right\} Z = 0. \tag{3.4}$$

Then the appropriate solution over the shelf region is found (see e.g. GOLDSTEIN and BROWN, 1973) to be

$$Z_{II} = A_{II} s^{-\ell-\frac{\delta}{2}} F(\ell+m, \ell-m, 1; 1-\frac{1}{s}), \tag{3.5}$$

where (II) indicates the region over the shelf and (F) denotes the hypergeometric function with:

$$\ell = \frac{1}{2} \left( 1 - \sqrt{4n^2 + \frac{4n}{\omega} (1+\delta) + (1+\delta)^2} \right)$$

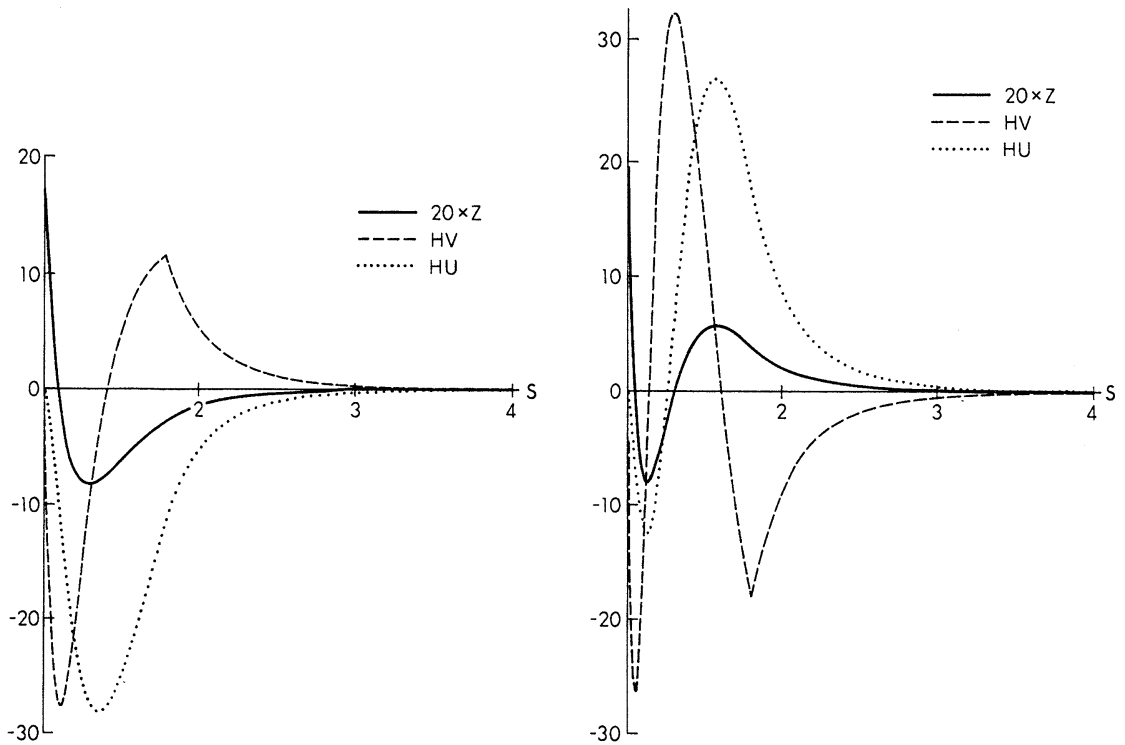


Fig. 3. (a) Non-dimensional sea level  $Z$ , radial and azimuthal volume transports  $HV$  and  $HU$  for the wave  $P$  in Fig. 2.  
 (b) Non-dimensional sea level  $Z$ , radial and azimuthal volume transports  $HV$  and  $HU$  for the wave  $Q$  in Fig. 2.

$$m = \frac{1}{2} \sqrt{4n^2 + \frac{4n\delta}{\omega} + \delta^2}$$

At the edge of the shelf  $s=B$ , both the displacement and velocities must be continuous, so that

$$Z_I = Z_{II} \quad \text{at} \quad s=B, \quad (3.6)$$

$$\frac{dZ_I}{ds} = \frac{dZ_{II}}{ds} \quad \text{at} \quad s=B. \quad (3.7)$$

These conditions yield

$$\frac{dK_n}{ds} F = K_n \left\{ \frac{dF}{ds} - \left(1 - \frac{\delta}{2}\right) s^{-1} F \right\},$$

at  $s=B$ . (3.8)

The equation (3.8) determines the eigenvalue  $\omega$  for a given  $n$ , thus providing the dispersion relation. Fig. 2 shows a dispersion relation when  $\delta = 0$ ,  $B=1.8$ , and  $\mu = 0.01$ . It is seen that  $\omega$  is always negative (corresponding to right-bounded waves) and the absolute value of

$\omega$  is less than unity. In this sense, the result is similar to that of continental shelf waves for a straight coastline (MYSAK, 1968) with a sloping beach. Island-trapped shelf waves, however, have two unique properties. One is that as there is an integral number of wavelengths around the island, the dispersion relationship exists only for discrete wavenumbers. The other unique property is that there is a low wavenumber cut-off in the spectrum. In Fig. 2, the lowest possible azimuthal wavenumber for the first radial mode is 4. It can be seen that the higher the radial mode number, the greater the cut-off wavenumber. It is interesting to note that MYSAK'S (1968) solutions show similar low wavenumber cut-off in the trapped gravity wave spectrum but not in the shelf wave region. This property does not appear in LONGUET-HIGGINS' result (1970), which shows that for given  $n$ , there exist an infinite number of

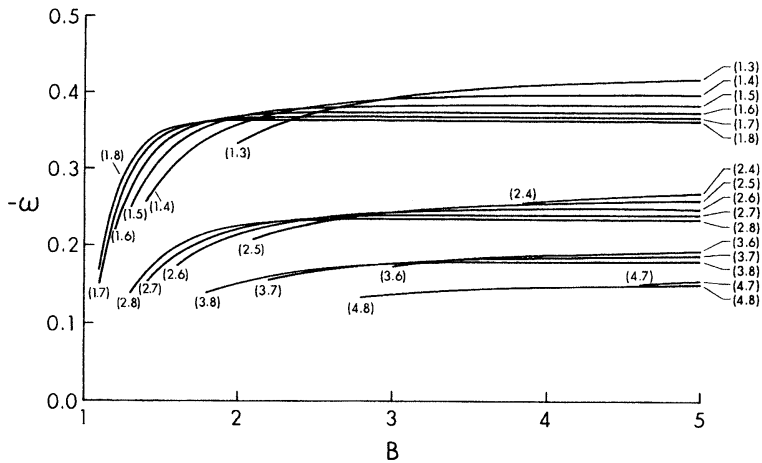


Fig. 4 (a). Non-dimensional frequency  $\omega$  as a function of the non-dimensional shelf width  $B$  for  $\delta=0$  and  $P=0.01$ . The symbol  $(j, n)$  represents the  $j$ -th mode with azimuthal wavenumber  $n$ .

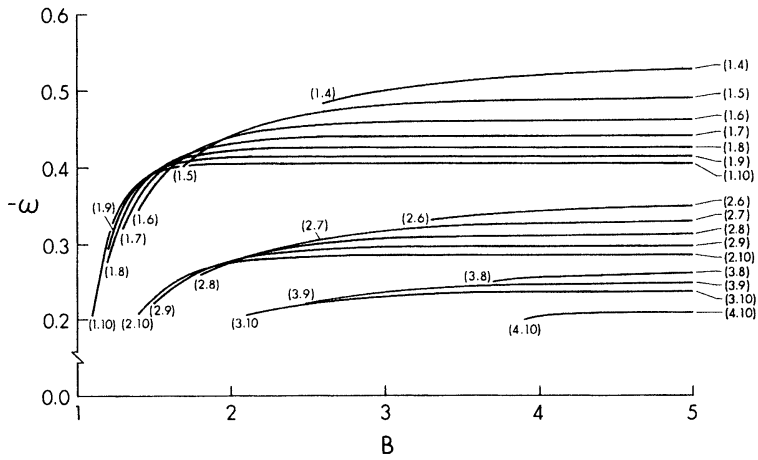


Fig. 4 (b). Same as Fig. 4(a), but for  $\delta = 1$ .

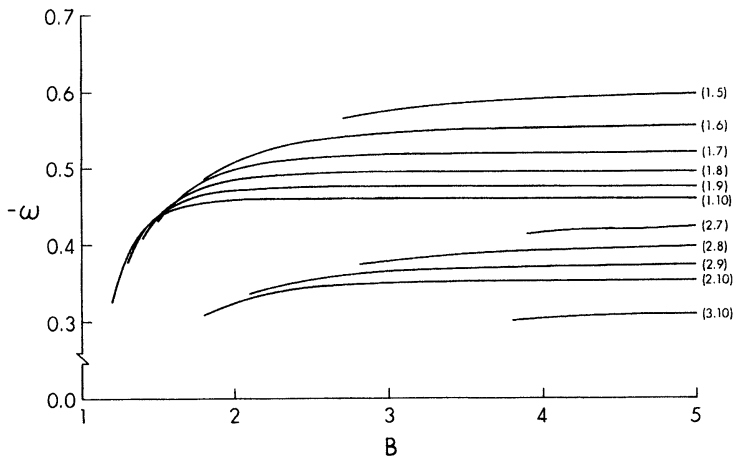
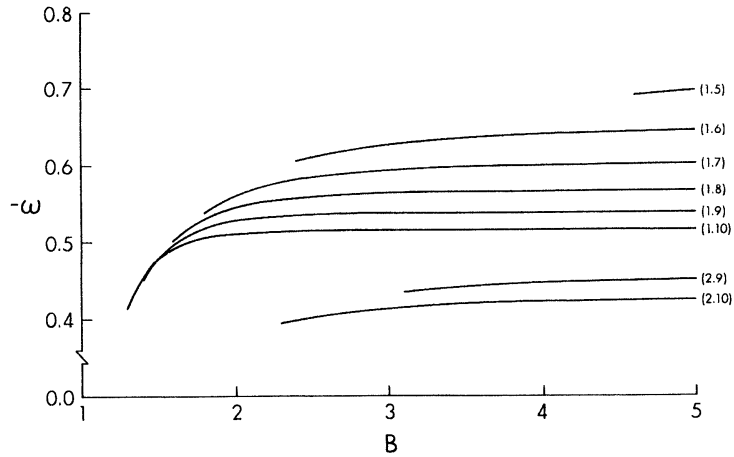
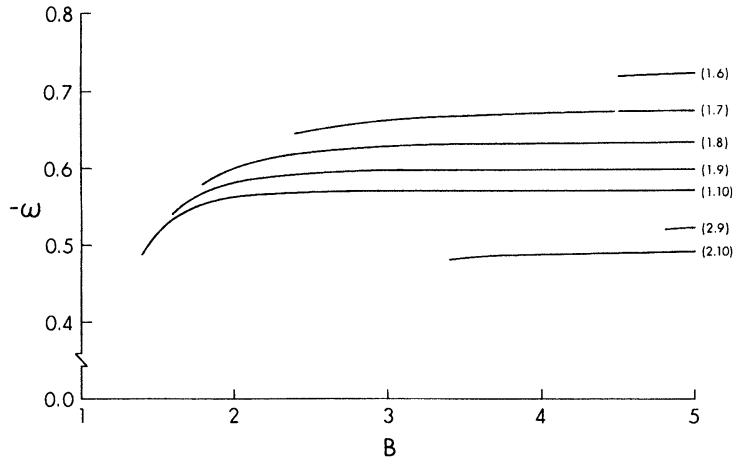


Fig. 4 (c). Same as Fig. 4 (a), but for  $\delta = 2$ .

Fig. 4 (d). Same as Fig. 4 (a), but for  $\delta=3$ .Fig. 4 (e). Same as Fig. 4 (a), but for  $\delta=3$ .

trapped modes. This discrepancy is attributed to the differences between models (1.1) and (1.3): the latter includes a realistic shoreline. In fact, SAINT-GUILY'S model (1.2) also has a shoreline and yields the dispersion relation with low wavenumber cut-off, in spite of the fact that his shape for the island topography is quite different from the present one. It is also interesting to note that in the case of a cylindrical island with vertical walls surrounded by water of constant depth ( $h_0$ ), low-frequency Kelvin-type waves can be trapped if  $n(n-1) < \mu^2$ , which is a high wavenumber cut-off condition (LONGUET-HIGGINS, 1969).

In Fig. 3(a) and (b) are plotted the non-dimensional eigenfunctions  $Z$ ,  $H_U$  and  $H_V$  repre-

senting sea level, radial and azimuthal volume transports for the first two modes corresponding to P and Q indicated in Fig. 2. Fig. 3 (a) and 3(b) show radial variation of the eigenfunctions for the first and second mode with the azimuthal wavenumber 6. Notice that the  $Z$  graph crosses the  $s$ -axis once in (a) but twice in (b). Thus, the number of crossings for the  $j$ th mode will be  $j$ . Both figures show the general characteristic of shelf waves: large longshore velocity in the vicinity of the shore and small sea level displacement. [Note that the scale of  $Z$  is enlarged by a factor of 20. For normalization  $A_H$  was taken to be unity.] It may be worthwhile to note that in the open ocean ( $s \geq B$ ) both velocity components ( $H$  being one in



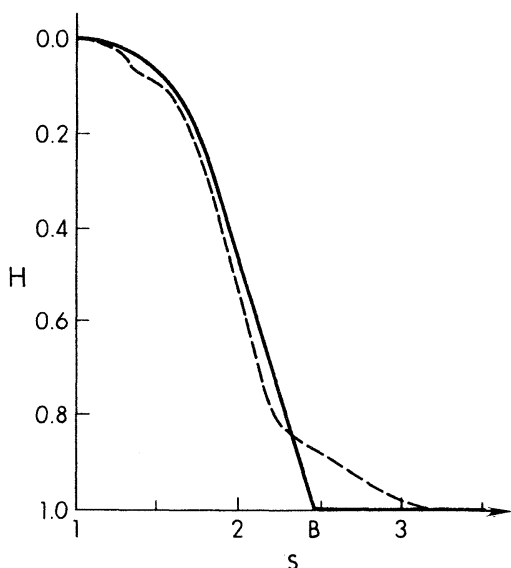


Fig. 5. Non-dimensional depth profile off Kahuku, island of Oahu (dotted line) and its approximation (solid line).

this region) rapidly tend to zero as (s) increases and that U and V have approximately the same values with opposite signs. To see this more clearly, we use an approximate formula for a modified Bessel function with small argument

$$x : K_n(x) + \approx \frac{1}{2} P(n) (\frac{1}{2}x)^{-n}$$

(see, e.g., ABRAMOWITZ and STEGAN, 1972). Then from (2.8), (2.9) and (3.2) we obtain

$$Z \approx Cs^{-n},$$

$$(U,V) \approx (C, -C) \frac{n}{\mu(1-\omega)} s^{-n-1},$$

for  $s \geq B,$  (3.9)

where

$$C = B^{-\ell - \delta/2+n} F(\ell + m, \ell - m, 1; 1 - \frac{1}{B}).$$

The constant  $A_1$  is determined by the condition (3.6) with  $A_{11} = 1$ . Eq. (3.9) indicates that Z, U and H tend to zero as  $s^{-n}$  or  $s^{-n-1}$ , so that the shorter waves are more closely trapped by the island.

Fig. 4(a) shows the graphs of the nondimensional frequency as a function of B when  $\delta = 0$  and  $\mu = 0.01$ . The symbol (j, n) represents the j'th mode with wavenumber n. In the figure there are three groups of curves corresponding to the first three modes. Each group consists of an infinite number of curves for each wavenumber n, but the solutions for  $n = 9$  or larger are not shown. In each group, the lowest wavenumber is not 1 [(1,1), (1,2), (2,1),...etc. are missing], reflecting the fact that the low wavenumber cut-off exists. It is seen that the frequency increases rather rapidly as B increases from 1 to 2, after which variation becomes gradual. This implies that the wave characteristic crucially depends on the shelf width when it is narrower than the island radius; but as the shelf becomes broader, the waves are less influenced by its width. As B becomes smaller, however,

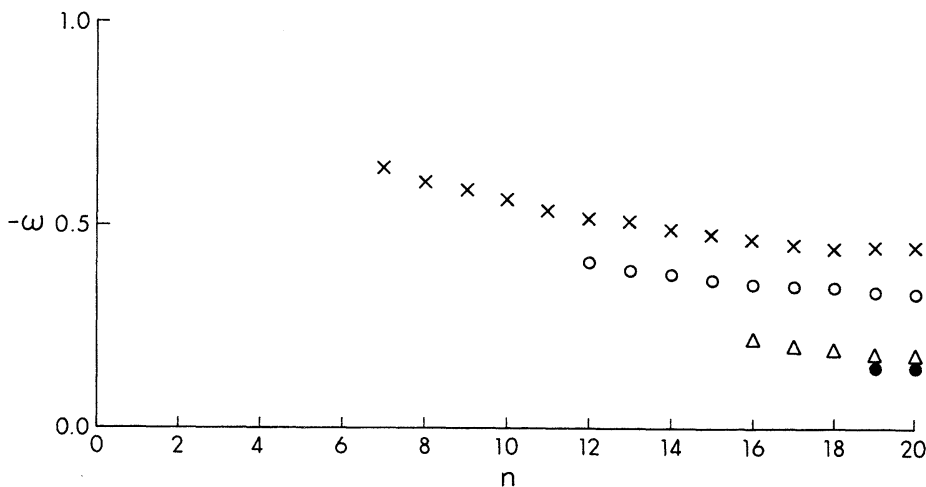


Fig. 6. Dispersion relation for the model island of Oahu. ( $\times$  : 1st mode;  $\circ$  : 2nd mode;  $\triangle$  : 3rd mode;  $\bullet$  : 4th mode)

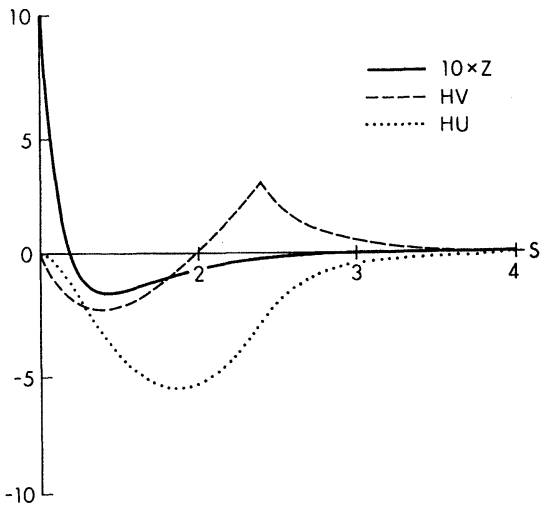


Fig. 7. Sea level and volume transports for the 1st mode wave with  $n=7$  in Fig. 6.

there are fewer solutions and only a high wavenumber spectrum is possible. That is, for a narrow and steep shelf, only short waves can be trapped.

The non-dimensional frequencies depend also on  $\delta$  which is a measure of the bottom slope. As seen from Fig. 4(a) through (e), the frequencies for greater  $\delta$  have higher values. The low wavenumber cut-off also increases as  $\delta$  increases, resulting in fewer curves in the graphs for greater  $\delta$ . [In Fig. 4 (b) through (e), the solutions for  $n=11$  or larger are not shown.] These figures are drawn for a fixed value of  $\mu = 0.01$ ; varying  $\mu$  from 0.005 to 0.2 made no significant change in the results, which indicates that the effect of horizontal divergence can be neglected. For further confirmation, the solutions without assuming (3.3) in the shelf region were obtained for  $\delta = 1$  and 2. The solution (3.5) still holds except that now  $\ell$  or  $m$  should be modified to:

$$\delta = 1 : \ell = \frac{1}{2} - \sqrt{n^2 + \frac{2n}{\omega} + 1 + \mu^2(1 - \omega^2)},$$

$$\delta = 2 : m = \sqrt{n^2 + \frac{2n}{\omega} + 1 - \mu^2(1 - \omega^2)}.$$

Calculations with these modified parameters with  $\mu = 0.2$  showed no appreciable difference either in eigenvalues or eigenfunctions. Thus, the rigid lid approximation (3.3) is justified.

Although the model discussed above may be

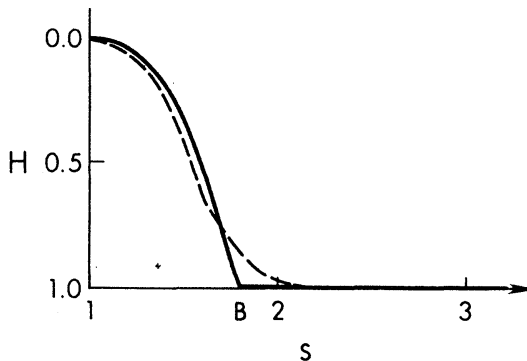


Fig. 8. Non-dimensional depth profile off Hilo, island of Hawaii (dotted line) and its approximation (solid line).

too simple to be applied to real islands, one nevertheless might expect some trapped modes around roughly circular islands. To compare the present theory with the two-day oscillations found by MIYATA and GROVES (1968) around the island of Oahu, a typical depth profile offshore from Oahu is assumed by (2.11) for  $\delta = 4$  and  $B = 2.4$  (Fig. 5). The corresponding dispersion relationship ( $\mu$  is taken to be 0.005) is shown in Fig. 6. As seen from the figure, the simplest possible trapped wave is the first mode with wavenumber 7. This wave has a non-dimensional frequency of 0.644, which corresponds to 0.47 cpd at the latitude of Oahu ( $21.5^\circ$ ). Thus, it is not unreasonable to identify this frequency with the observed two-day oscillation. LONGUET-HIGGINS (1971) offered the same kind of explanation using his model (1.1), but the reason for his selection of first mode with wavenumbers 4 and 5, rather than 1, 2 or 3, was not given. The eigenfunctions  $Z$ ,  $HU$ , and  $HV$  corresponding to this particular wave are shown in Fig. 7.

As another example of application, the island of Hawaii is chosen and its typical offshore topography is plotted in Fig. 8. In this case, the computed dispersion relation (Fig. 9) differs slightly from that for Oahu, in accordance with the change of parameters ( $\delta = 4$ ,  $B = 1.8$ ,  $\mu = 0.01$ ). The simplest possible trapped wave now is the first mode with wavenumber 8, at a non-dimensional frequency of 0.579. This is equivalent to 0.39 cpd, the latitude being taken as  $19.7^\circ$ . Thus, one should expect the trapped wave

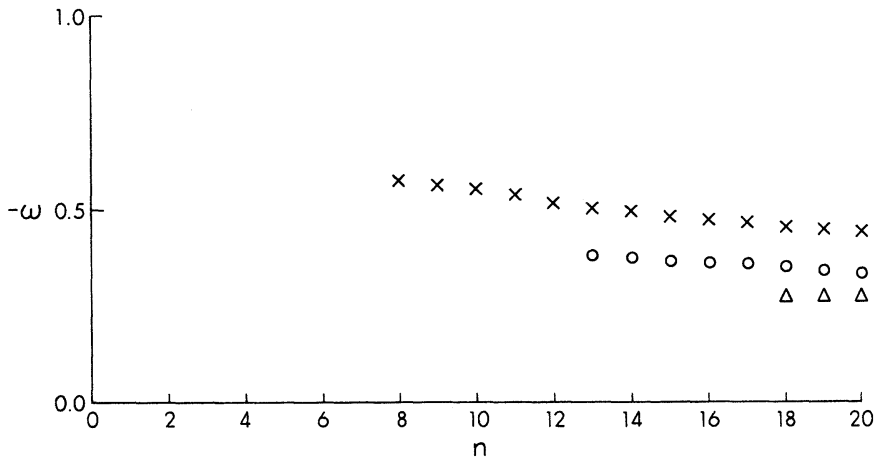


Fig. 9. Dispersion relation for the model island of Hawaii.  
( $\times$ : 1st mode;  $\circ$ : 2nd mode;  $\Delta$ : 3rd mode)

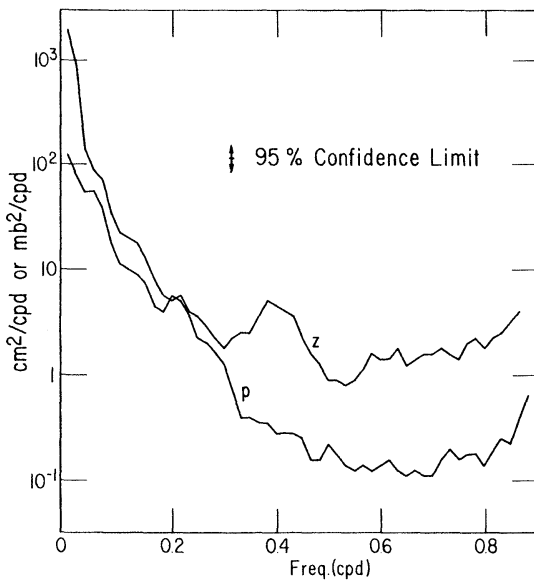


Fig. 10. Power spectra of Hilo sea level  $z$  and pressure  $p$ .  
(MIYATA and GROVES, 1971).

with this frequency around Hawaii. The observed peak in the sea level spectrum at Hilo (Fig. 10) suggests the presence of such waves.

#### 4. Conclusion

It has been shown that shelf waves trapped by an island with sloping beach and shoreline have a unique property: a low wavenumber cut-off for each radial mode. This property, together with the fact that the dispersion relation exists

only for discrete wavenumbers, makes it easier to identify trapped waves from sea level spectra. The results are successfully applied to observations from the Hawaiian Islands.

#### References

- ABRAMOWITZ, M. and I. A. STEGAN (1972): Handbook of Mathematical Functions. Dover, New York.
- CALDWELL, D. R. and S. A. EIDE (1976): Experiments on the resonance of long-period waves near islands. Proc. Roy. Soc., Sec. A348, 359-378.
- GOLDSTEIN, M. E. and W. H. BROWN (1973): Advanced Methods for the Solutions of Differential Equations. NASA SP-316.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. (1969): On the trapping of long-period waves round islands. J. Fluid Mech., 37, 773-784.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. (1970): Steady currents induced by oscillations round islands. J. Fluid Mech., 42, 701-720.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. (1971): On the spectrum of sea level at Oahu. J. Geophys. Res., 76, 3517-3522.
- MIYATA, M. and W. G. GROVES (1968): Note on sea level observations at two nearby stations. J. Geophys. Res. 73, 3965-3967.
- MIYATA, M. and W. G. GROVES (1971): A study of the effects of local and distant weather on sea level in Hawaii. J. Phys. Oceanogr., 1(3), 203-213.

- MYSAK, L. A. (1967) : On the theory of continental shelf waves. *J. Mar. Res.*, **25**, 205-227.
- MYSAK, L. A. (1968) : Edgewaves on a gently sloping continental shelf of finite width. *J. Mar. Res.*, **26**, 24-33.
- MYSAK, L. A. (1979) : Recent advances in shelf wave dynamics. *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, **17**(9).
- RHINES, P. B. (1969) : Slow oscillations in an ocean of varying depth, Part 2. Islands and Seamounts. *J. Fluid Mech.*, **37**, 191-205.
- SAINT-GUILY, B. (1972) : Oscillations propres dans un bassin tournant de profondeur variable. Modes de seconde classe. *Studi in onore de Giuseppina Aliverti*, pp. 15-25, Istituto Universitario Navale de Napoli.

## 島のまわりの陸棚波

宮田元靖

**要旨** : 島のまわりに補促される長周期波の理論モデルを論じた。海底地形に伴って種々の陸棚波モードが存在するが、各モードに対し、低波数側にカットオフが存在することが判明した。結果をハワイ諸島からの観測結果と比較した。

## 紀伊水道東部湯浅湾の水位変動について\*

中村重久\*\*

### On the sea level variations in Yuasa Bay at the eastern Kii-Channel\*

Shigehisa NAKAMURA\*\*

**Abstract:** Sea level variations in Yuasa Bay is studied on the basis of the observed results and a numerical experiment. First, a numerical model is introduced for the numerical experiment for detecting resonant modes in the bay at incident sea level variations. The numerical model is partly consistent to the observed results of the sea level variations at Hiro and Karao in the bay. Spectra of the observed sea level variations are helpful to discuss the problems. Some additional notice is given about the local condition in relation to the study.

#### 1. 緒言

紀伊水道は、大阪湾と太平洋とを結ぶ位置にあり、近畿圏の台風高潮や地震津波の検討にあたって重要なことは、一般にも理解されているはずである。ところで、この紀伊水道東部にある湯浅湾については、これまでに、上述の視点に立脚した科学的検討はみあたらない。本報では、湯浅湾の水位変動の特性を、数値実験と現地観測とによって検討し、1990年代に入って顕著となってきた沿岸域高度利用に先立って必要な知見を得ることに努めた。観測の結果は、スペクトル解析などによって、検討を加えることとし、また、地域的諸条件との関連についても簡単に記す。

#### 2. 湯浅湾と数値実験

湯浅湾は、外洋に湾口を広く開口した湾の典型的な一例である (Fig. 1)。地理的には、紀伊水道から北西太平洋につながっていて、紀伊半島の田辺湾および由良港とよく似ている (NAKAMURA, 1987; 中村, 1992)。海岸線の形状からみるとV字型湾とみることでもできる。湾奥には、広の集落があり、湾の南部には唐尾漁港・苺藻島・鷹島・黒島がある。海上保安庁水路部発行の海図を

みてもわかるように、湾内の海底地形は複雑である。海岸線の平面的形状から、湾の南北の岬、宮崎の鼻と白埼とを結ぶ線を湾口とすると、一見、問題は簡単のようにみえる。しかし、実際には、以下に示すように、多くの要素を考慮しなくてはならない。湾の北側の岬、宮崎の鼻の東方には矢櫃(やびつ)という集落がある。

数値実験にあたっては、便宜上、Fig. 1に示すように、0.5kmの格子網を考えた。この図中には、水深20m・50m・70mの等深線も示した。

このFig. 1の西端の開境界で、正弦波的水位変動が与えられると、それに応じて、湾内には水位変動が誘起される。たとえば、湾奥の広に近い格子点Hでは、開境界で与えられた入力関数としての水位変動の周期の値によって、水位変動のパターンが異なる。この点Hでの水位変動の時間的変化をFig. 2に示した。このとき、沖合では振幅A=10cmの正弦波が与えられたものとした。数値実験での最大振幅と振幅Aの比RをFig. 3に示した。このRを振幅の増幅率とみることにすれば、広の水位変動特性は、数値的に知ることができることになる。

ところで、湯浅湾内は平面的にひろがりがあるが、湾内でも、場所によっては、水位変動のパターンは一様ではない。たとえば、入力関数としての水位変動の周期を $T=18\text{min}$ としたときの、湾内水位分布は、Fig. 4のように時々刻々と複雑な変化を示す。このとき、広(H)および唐尾(K)の水位Zの時間的変化はFig. 5に示されるようになる。参考までに、HとKとの中間点T'での水位変動Zが小さく、流速の北向成分 $U_N(T')$ が顕著

\* 1993年6月1日受理 Received June 1, 1993

\*\* 京都大学防災研究所附属白浜海象観測所  
〒649-22 和歌山県西牟婁郡白浜町堅田畑崎  
Shirahama Oceanographic Observatory, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Katada-Hatasaki, Shirahama, Wakayama, 649-22 Japan

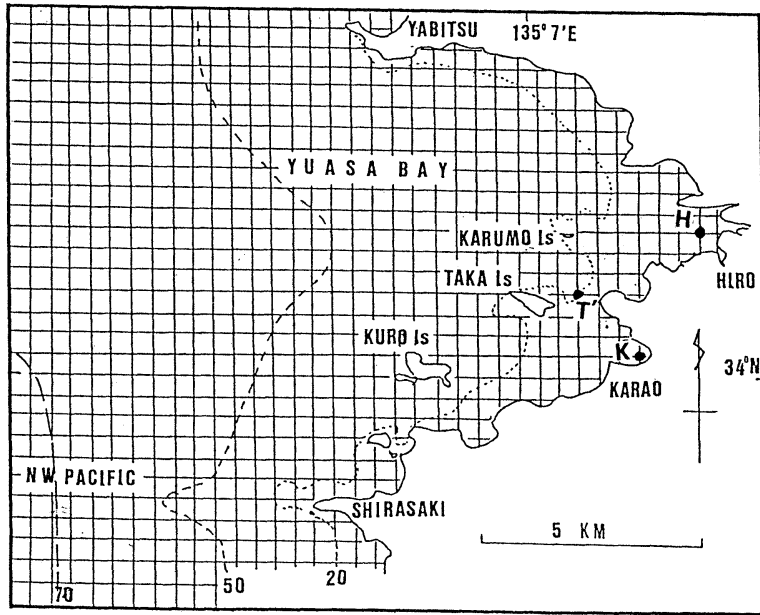


Fig. 1. Bathymetry and geography of Yuasa Bay covered by a mesh for a numerical experiment.

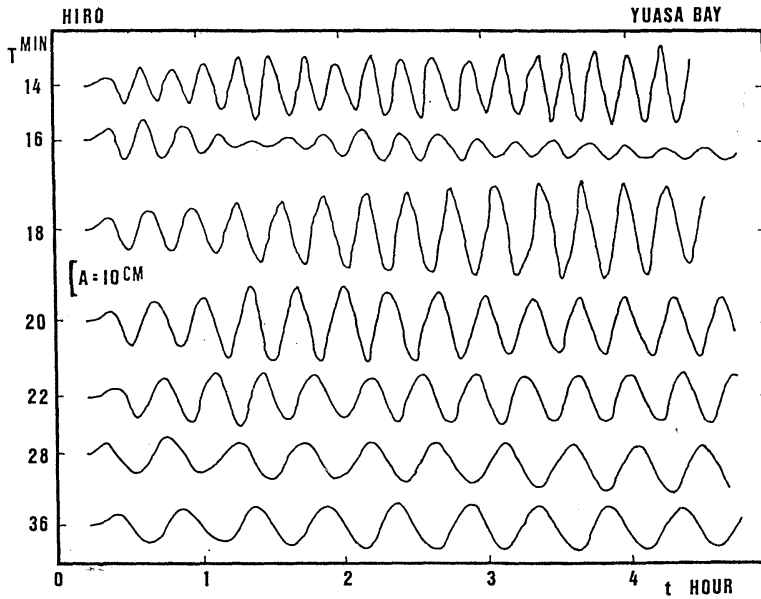


Fig. 2. Time evolution of the sea level variations at Hiro in a numerical experiment, with a parameter of period  $T$  of incident wave offshore.

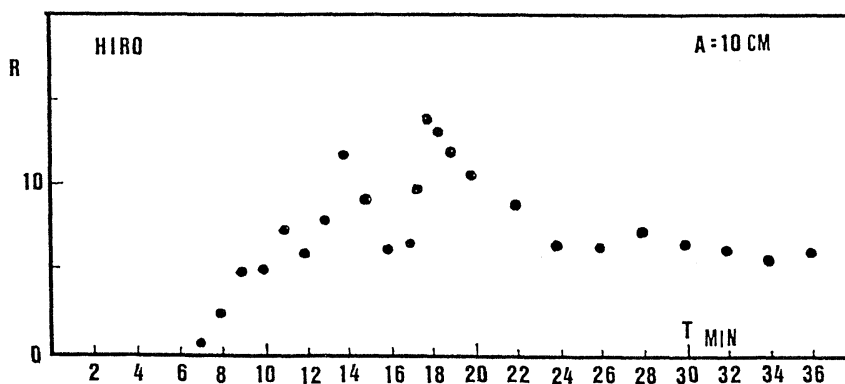


Fig. 3. An response function of the sea level variations at Hiro shown as amplifying rate R and period T of incident wave in a numerical experiment.

なことも図中に示した。流速の東向成分  $U_E(T')$  は顕著ではない。このような条件下では、湾内の流速分布は Fig. 6 のようになる。

力学的に考えれば、沖合の入力関数  $F$  と湾内の着目する点の応答関数  $R$  に対して、

$$Z(x, y; t) = \int_{\tau} F(x, y; t) R(x, y; t - \tau) d\tau \quad (1)$$

で表わされる  $Z$  が実際に観測されるにちがいない。

湯浅湾では、Fig. 1 の西端開境界で、

$$F(t) = A \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)$$

と考えた。この場合、Fig. 1 の枠外の領域の水位変動やその他の要因は考えていない。実際の観測では、数値実験の結果と異なった変動も認められることは十分予想できる。

### 3. 潮位観測

湯浅湾では、はじめて、1992年12月15日から1993年1月14日までの期間、潮位観測をした。広と唐尾漁港とで、圧力式潮位計（中村，1992）を用いた。その観測結果の一部を Fig. 7 に示した。これを見ると、2点H（広）とK（唐尾漁港）とで位相が逆の水位変動成分が卓越していることがわかる。このようなことが記録にあらわれる可能性があることは、数値実験例（Fig. 4 および Fig. 5）によっても納得できる。

いま、この2点での1min間隔の水位読取データを、1993年1月11日の6時（JST）から256ヶとって、高速フーリエ変換法によってスペクトル解析をした。得られた振幅スペクトルは Fig. 8 のようになる。この場合、周期16min に最大のピークがあらわれ、次に32min の

ピークが認められる。

### 4. 考察

観測結果をみると、広と唐尾漁港との振幅スペクトルのパターンは Fig. 8 のようによく似ている。これを数値実験の結果と対比してみると、湾内でも、この2点を腹とする第2次モードが、数値実験でも、現地観測でも認められると言える。ただし、観測例では、水位変動  $Z$  が対象である。沖合の入力関数  $F$  がわかっているわけではない。一般的に、ある周期  $T$  をもった水位変動としての  $F$  の値が小さくても、式（1）の応答関数  $R$  の値が十分に大きければ、水位変動  $Z$  の大きさも小さくはない。また、その逆も考えることはできる。

いま、もし、湯浅湾の湾水振動を自由振動と考え、たとえば、メリアンの式が適用できるものとしよう。海岸線の形状から、湾の奥行を  $L=8\text{km}$ 、平均水深を  $h=20\text{m}$  ととる、また  $g$  は重力の加速度。このとき、湾水振動の基本振動モードの周期  $T$  について、

$$T = 4L / (gh)^{1/2} \quad (2)$$

したがって、周期  $T$  は 6.2min となり、数値実験やスペクトル解析の対象になっている周期帯をはずれてしまうことになる。

いまもし、数値実験で Fig. 1 の西端開境界を、さらに西方にずらし、計算領域を拡大しても、第1モードの節に相当する位置はほとんど変わらない。計算に用いる運動方程式に非線型項が含まれていても、この場合、含まない場合と同じとみてよい。その周期  $T$  は、たとえば、Fig. 8 から 32min と推測される。一方、Fig. 2 では、 $T=28\text{min}$  と 36min とでの水位変動は、相互に逆位相

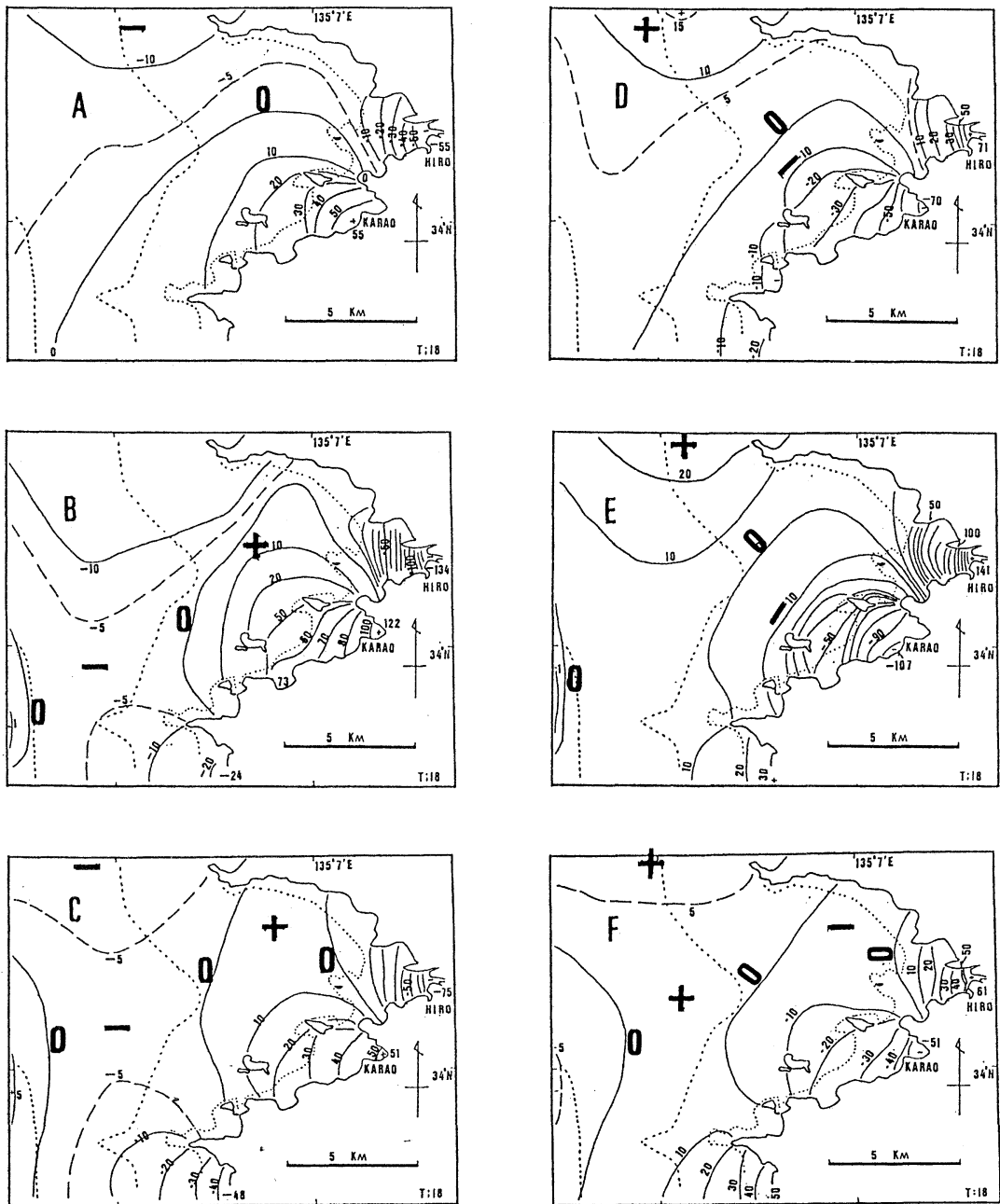


Fig. 4. Serial patterns of the sea level in Yuasa Bay obtained numerically.  
 A :  $t=211.9\text{min}$ , B :  $t=215.0\text{min}$ , C :  $t=218.1\text{min}$ , D :  $t=221.2\text{min}$ ,  
 E :  $t=224.2\text{min}$  and, F :  $t=227.3\text{min}$ .



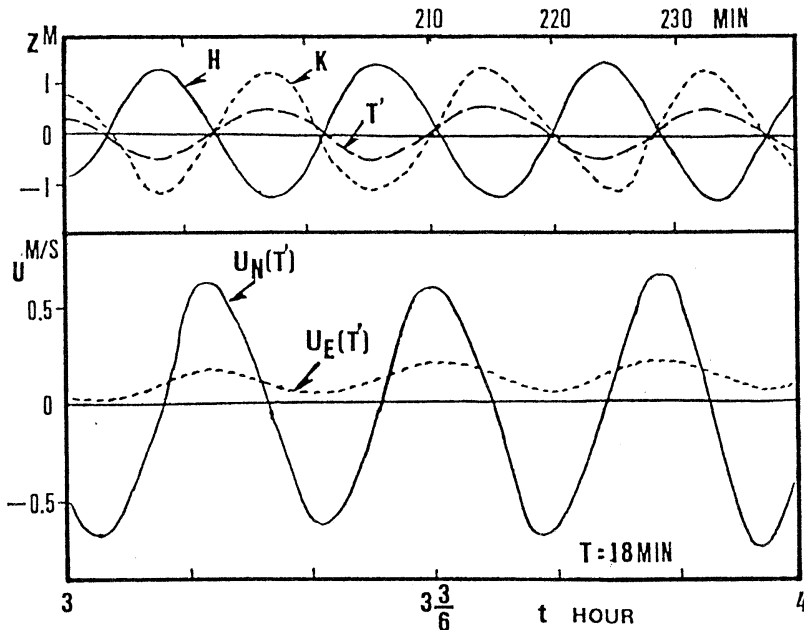


Fig. 5 The sea level variations and currents at the points H (Hiro), K (Karao) and T in the numerical experiment ( $T=18\text{min}$ ). The locations of H, K and T' are shown in Fig.1.

のパターンをとっているの、周期  $T=32\text{min}$  あたりが、第1モードとみてよいだろう。ただし、通常の湾水自由振動として、古典的な考え方で対応できそうにみえる。ここで注意しなくてはならないのは、この第1モードの節の位置は、湾奥から湾軸沿いに10km以上西方沖合にあることである (cf. Fig. 4)。これは、さきに、メリアンの式で考えた周期や湾のスケールとは異ったものである。

つぎに、周期  $T=16\text{min}$  の第2モードは、観測結果 (Fig. 8) からみると主要成分であるが、海岸線形状 (Fig. 1) と2点HおよびKの位置関係をみると、複雑な地形条件が、第2モードを歪ませていると解釈される。数値実験の周期  $T=18\text{min}$  (Fig. 5) は、このこととよく対応しているし、湾内水位分布の時間的変化の特徴も、あるいは、Fig. 4によく似たものが実際の現象としてあるのかもしれない。

さて、ここで、Fig. 7のような観測記録が得られた期間の気象条件を考えるのは、水位変動の原因である外力をとらえる上で都合なことから考えられる。そこで、Fig. 9には、白浜海象観測所 ( $135^{\circ}22.7' \text{ E}$ ,  $33^{\circ}41.0' \text{ N}$ ) での気圧  $P$  と、白浜海洋観測塔 ( $135^{\circ}20.9' \text{ E}$ ,  $33^{\circ}41.6' \text{ N}$ ) での風速  $U$  および風向  $U_D$  とを示した。この図では、 $P$  は1993年1月11日04時15分頃に最低となっているが、

その前後での気圧の時間的変化率はおおよそ  $1 \text{ hPa/時}$  である。また、風速の最大は、 $P$  が最低となった数分後に認められる (図中の矢印を参照)。ところで、Fig. 9のような条件下で、HおよびKでの水位変動が顕著になり、しかも、その2点での水位変動は相互に逆位相になるのは、Fig. 7にみられるように、1993年1月11日6時以降の約3時間である。そこで、11日6時以降の気象条件の変化をみると (Fig. 9)、風速  $U$  の微弱な変化と風向  $U_D$  のNWからN寄りへの変化とである。湯浅湾につながる紀伊水道は、東西方向に約50km程度であるから、東シナ海を数百キロメートル以上東進した低気圧が長崎湾のセイシュを励起したとする機構は考えにくい。ここで、Fig. 9の  $P$  の原記録は微気圧計で得られているが、その記録でも約20分より短い変動は認められない。したがって、11日6時頃の風速の急速な低下と風向の変化とが、Fig. 7のような記録があらわれる原因として考えられることになる。この直接的効果は、Fig. 7では、11日6時—8時であったのかもしれないが、6時に励起された後、減衰に向かう傾向があることを考えれば、風向・風速の変化が直接的に外力として作用したものとみるべきであろう。

ここで、気圧のみを考えて、 $1 \text{ hPa}$  の気圧低下に対する湯浅湾奥の水位の応答を  $30\text{cm}$  とみることは、必ず

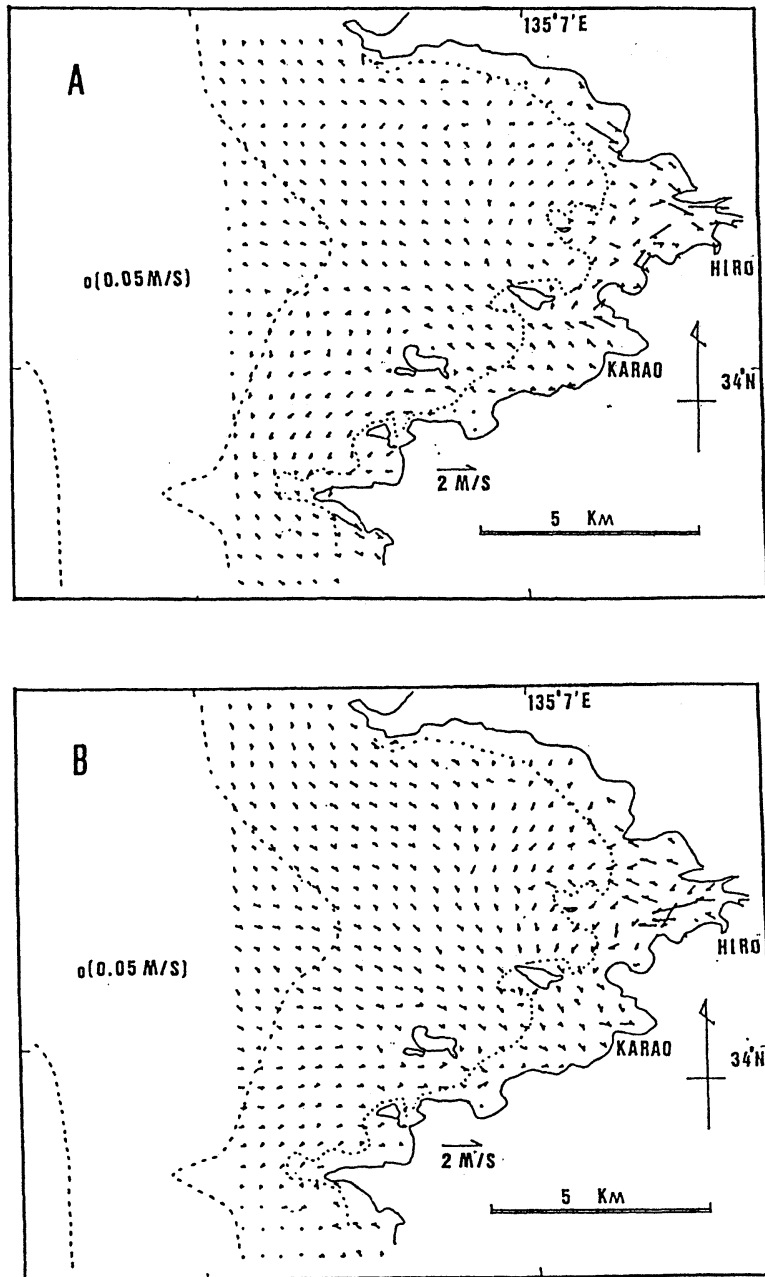


Fig. 6. Flow patterns in Yuasa Bay obtained numerically. A :  $t=211.2\text{min}$  and B :  $t=227.3\text{min}$  for  $T=18\text{min}$ .

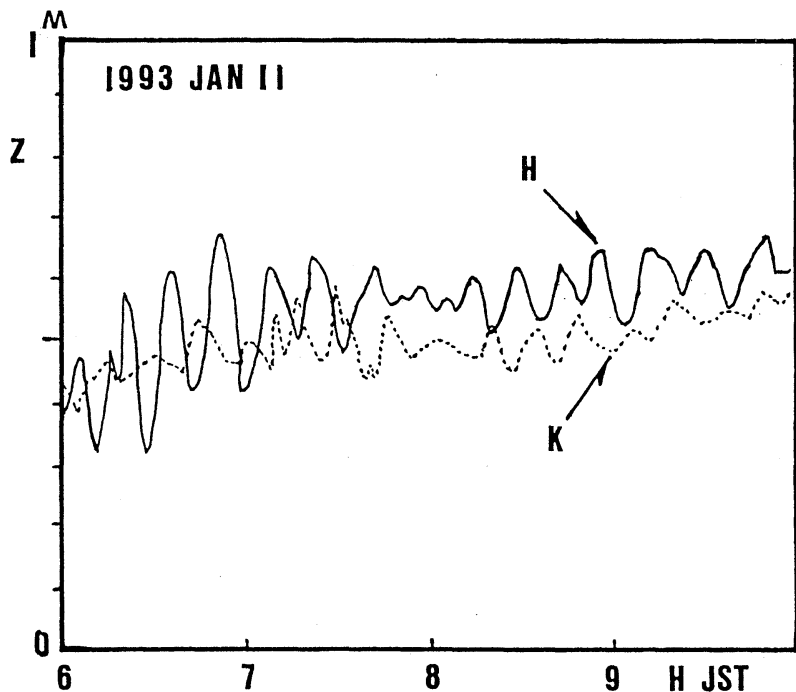


Fig. 7. A part of the observed sea level variations at Hiro and Karao on 11th January 1993.

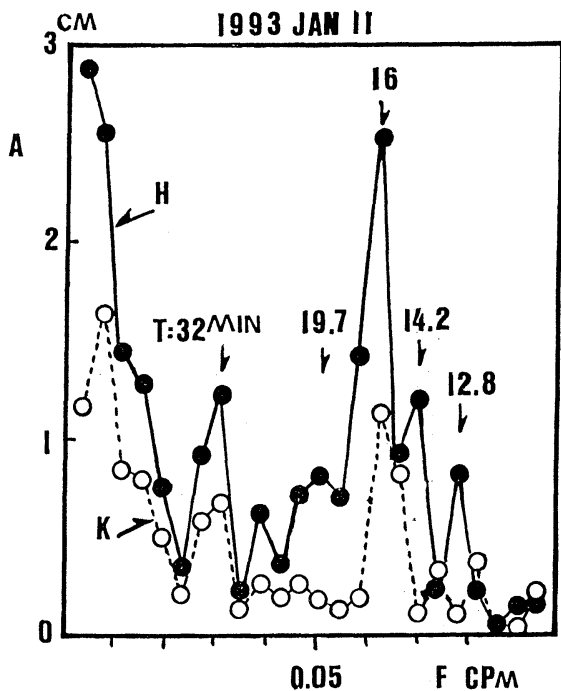


Fig. 8. Amplitude spectra of the sea level variations at Hiro (H) and Karao (K) for the data shown in Fig. 7.

しも正しいとは言えない。

なお、Fig. 7の点Hの水位変動が最大となったあと、風向の変化に伴い、風の湾内水への作用が微弱となったとき、水位変動は湾内の自由振動モードとなる。このようなモードが形成された時の湾内水位変動のエネルギーはどの程度になるだろうか。図示した例を参考にして、便宜的に、水位変化が最大0.3mであるとする。静振としては考えにくいから、土木工学でよく利用される手法によって、浅水重複長波として、湾内水単位面積当りの平均エネルギーEを推算してみる。

$$E = (\rho g a^2) / 4 \tag{3}$$

ここに、 $\rho$ は海水の密度、 $g$ は重力加速度、 $a$ は振幅ここでは水位変動の $(1/2)^{1/2}$ 。そして、 $\rho = 1.03$ ,  $g = 980$  cm/s,  $a = 15$ とすると、 $E = 5.7 \times 10^4$  ergとなる。これだけのエネルギーを海上風から受け取るものとする、どの程度の気層の厚さを考え、その風域をどの程度に考えたらよいのであろうか。残念ながら、このようなことを論じたものに接していないので、ここでは、ある仮定の下での検討を試みる。まず、エネルギーの交換で効率は100%であるとする。海面まさは考えず、海上に接した厚さ $d$ の気層では水平に一樣風があるものとする。

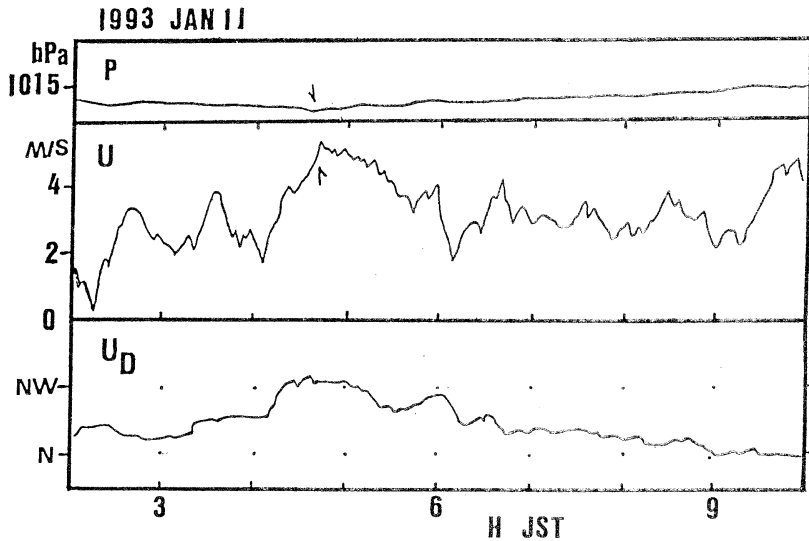


Fig. 9. Atmospheric pressure and winds observed at the Shirahama Oceanographic Observatory.

ここで、平均海上風を 5m/s、海上の空気の密度を  $\rho_a = 1.25 \times 10^{-3}$  とする。

単位体積あたりの風のエネルギー（空気の運動エネルギー）が

$$E_w = (\rho_a U^2) / 2 \quad (4)$$

で与えられるものとする、

$$E = E_w \cdot d \quad (5)$$

とみなすことができる。このとき、 $E_w$  の値は 312.5erg となる。したがって、

$$d = 1.8m \quad (6)$$

が関心のある  $d$  の値となる。しかし、実際には、海面のまさつなどでのエネルギー逸散も無視できないし、気層内で様な風があるわけでもない。さらに、平面的にみても、海上風は複雑な機構によって形成されているものとみられる。このことは、実際に、湯浅湾のようなところでは、 $d$  の値は、式(6)に示した値よりもさらに大きいものと考えなくてはならないことを意味している。

## 5. 結 言

外洋に広く開口した湾の例として、紀伊水道東部の湯浅湾を考え、そこでの水位変動について、数値実験と現地観測とを実施し、その結果を検討した。

とくに、第2モードとして湾内にあらわれる水位変動

に着目し、その現象の発生機構を気圧・風向・風速と対比して考察した。

湯浅湾と紀伊水道のスケールからみて、湯浅湾内の水位変動励起には、気圧よりも風向と風速とが関与しているものとみられる。

湯浅湾内でも、広と唐津漁港とは、周期が16minの逆位相の水位変動がみられることは、此度の観測で明らかになったことである。

湯浅湾奥の広は、古くから、津波の問題でひろく知られてはいるが、これまで、本文のような科学的調査の例がなかった。21世紀を目前にして、沿岸の高度利用および適確な海岸防災対策のための一助にでもなれば幸である。

なお、本研究をすすめるにあたり、京都大学大型計算機センターを利用した。また、水位観測に際しては、和歌山県の広川町役場の関係諸官および唐尾漁業協同組合の関係各位に御協力をいただいた。ここに記して、感謝の意を表す。

## 参考文献

- (1) NAKAMURA, S. (1987): A response of wide-open bay in a numerical model, *Marine Geodesy*, **11**, 241-250
- (2) 中村重久 (1992): 紀伊水道東部由良港の水位変動について, *海と空*, **68**, 125-134
- (3) 土木学会 (1963): 水理公式集, 技報堂, 東京, 603p. (とくに, p. 463)
- (4) 中村重久 (1987): 和歌山の歴史津波, *月刊地球*, **9** (4), 220-224

## 西太平洋赤道域における乱流拡散係数の パラメータリゼーション\*

金成 誠一\*\*・小林 智加志\*\*

### Parameterization of turbulent diffusion coefficient in the Western Equatorial Pacific Ocean\*

Sei-ichi KANARI\*\* and Chikashi KOBAYASHI\*\*

**Abstract:** Parameterization of turbulent diffusion coefficient as a function of the Richardson number is investigated using data of microstructure measurements. The turbulent diffusion coefficient of mass,  $K_\rho$ , is correlated with the Richardson number  $R_i$  as  $K_\rho = A + B / (1 + 5R_i)^n$  (PACANOWSKI and PHILANDER, 1981), where  $A$ ,  $B$  and  $n$  are some constants. The estimated  $K_\rho$  is correlated with the  $R_i$  using a non-linear regression method. The determined coefficients are  $A = 0.06$ ,  $B = 2.35$  and  $n = 2.56$ , respectively. However, the coefficient,  $B$  exhibits a strong depth-dependence; the value increases from about 1.0 in the mixed layer to 5.0 below the thermocline. The depth dependence is attributed to adoption of a constant mixing efficiency coefficient,  $\Gamma$  in estimating  $K_\rho$ .

#### 1. はじめに

西太平洋赤道域は、エルニーニョ／南方振動(ENSO)と密接な関係を持つ重要な海域であるが、その重要性の割りには、従来、海洋学的データの比較的乏しい海域の一つであった。近年、この海域の大気・海洋相互作用に占める重要性がにわかに注目を浴び、この海域を対象にした国際協同観測が頻繁に行われるようになってきた。JAPACSもこうした国際協同観測 TOGA COAREの一環として実施されているものの一つである。

TOGA COAREの日本側分担課題の一つである「西太平洋赤道域における大気・海洋結合系のダイナミクスの観測」の中で、著者らは大気・海洋相互作用で重要な役割を占める海洋上層の乱流構造並びに乱流フラックスを明らかにするという課題を受け持っている。本研究は1992年のTOGA COARE本観測に先立つJAPACS-92の中で行われた、いわばTOGA COARE前哨戦ともいべき観測成果の一部である。

1989年に行われたJAPACS-89での海洋乱流の予備観測(KANARI *et al.*, 1992)に引き続き、1991年12月24日から1992年2月5日にかけて海洋科学技術センターの「なつしま」によるJAPACS-92の航海が行われた(Fig. 1)。このうち、1991年12月24日から1992年1月8日までのLeg. 1では測定番号01から22までの22回、また、1992年1月8日から、1992年2月5日までのLeg. 2では、23から36までの14回のMSP(KANARI, 1991)プロファイリングが行われた。測点番号01から14までは赤道沿いの乱流分布、15から22は定点における時間変動、またLeg. 1の01から07及び、23から36までは主として子午線沿いの乱流分布計測を目的として行われた。このうち本稿では、Leg. 1の08から14までのMSPデータを用いて、西部赤道沿いの表層(0~260m)における乱流拡散係数を見積り、これによってPACANOWSKI and PHILANDER (1981)による拡散係数式における係数値の決定を試みた。

Leg. 1の01から07および定点の時間変化に関する15~22、並びにLeg. 2の経線沿いのデータについては別途解析を行っており、ここでは、データ不良の13を除く赤道沿いのデータ08~14に限定した解析について述べる。なお、本論文中で用いる「混合層」は、MSPで計測した最上層(5m)の水温に対し、変化が0.2°Cを

\*1993年6月29日受理 Received June 29, 1993  
\*\*北海道大学理学部地球物理学教室海洋物理学講座  
Laboratory of Physical Oceanography,  
Department of Geophysics,  
Faculty of Science, Hokkaido University.

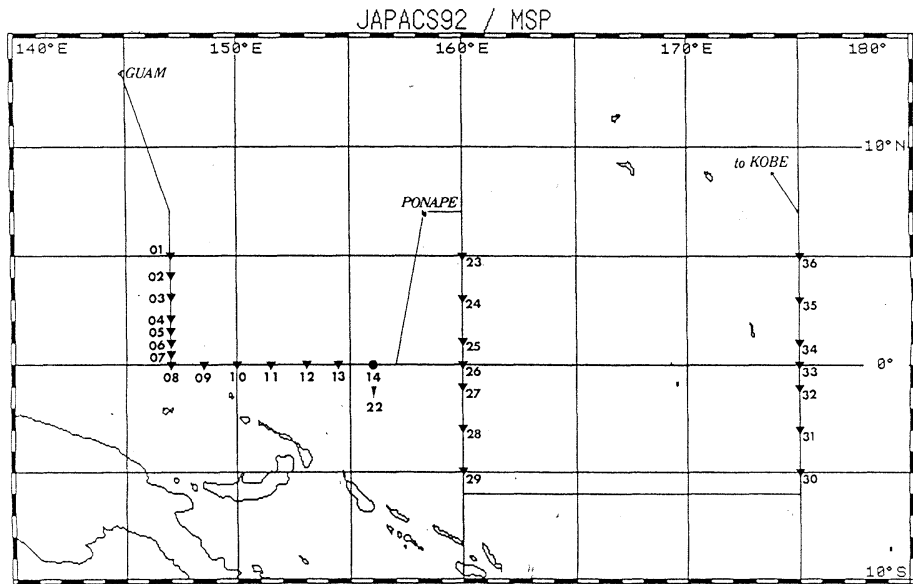


Fig. 1. Ship track of JAPACS-92 and locations of the MSP released (solid triangles). The numerals show the profile number. The solid circle shows the station of successive profiling from No.14 to No.22 with 3 hrs interval.

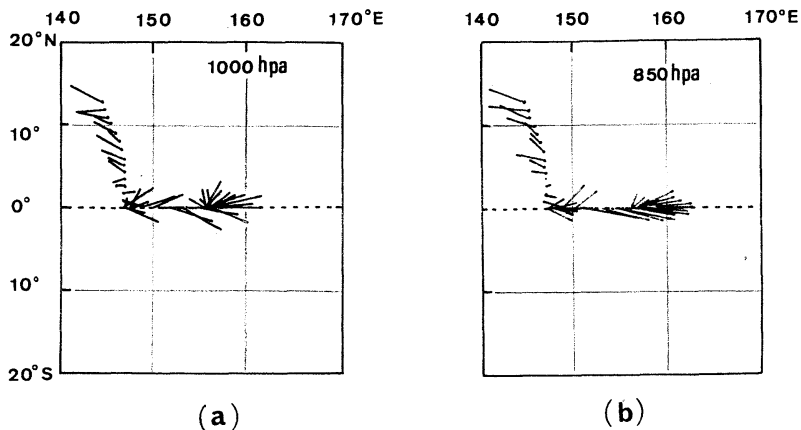


Fig. 2. Wind vectors along the ship track in Leg.1, measured by  $\Omega$ -sonde (referred by courtesy of Dr. FUJITANI, J.M.A.).

ない範囲の層という定義で用いている。

#### 海況

JAPACS-92のLeg.1の航海中は、連日強烈な西風続き、Leg.1終了後に、91/92-エルニーニョ生の報告を受けた。Fig.2は気象研究所の乗船メーによって取得されたオメガ・ゾンデによるそれぞれ、1000hPaにおける風のベクトル図であるが、赤空では、いずれも10m/s以上の西風が顕著である。

従来、この海域の赤道沿い水温構造としてよく引用される Trans-Pacific Temperature Section (COLIN *et al.*, 1971) によれば、太平洋中央部から西はサーモクラインがほぼ平均で約100mの深さにあり、中央部から東へ向かって上方へ傾き、東端で海面と交差する。このサーモクラインの上部に混合層が形成されている。

こうした従来の断面像に対し、この断面の西半分と東半分の観測の間に2カ月のギャップがあること、またこの観測期間中に1965 ENSO eventが始まっており、こ

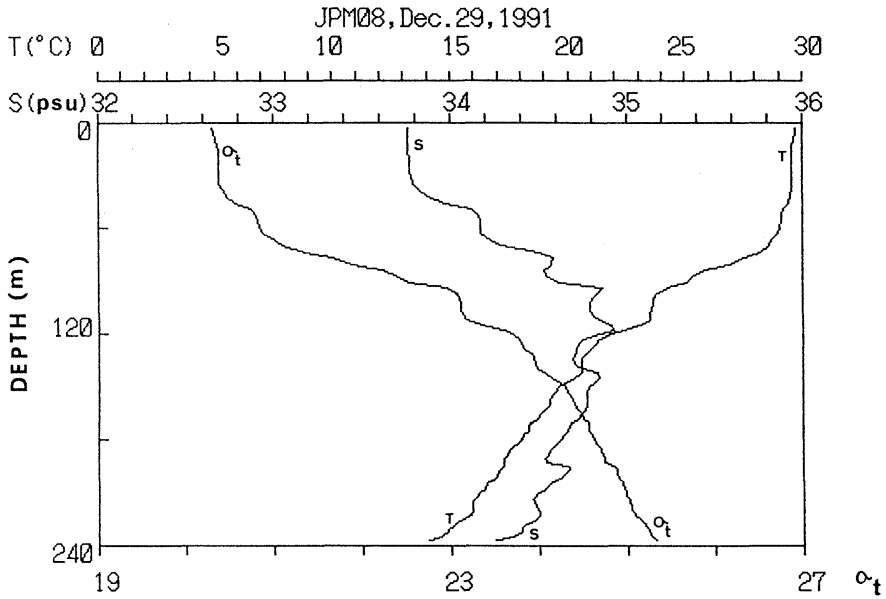


Fig. 3. An example of stratification structure of S, T, and  $\sigma_t$  at the station 08, measured with MSP.

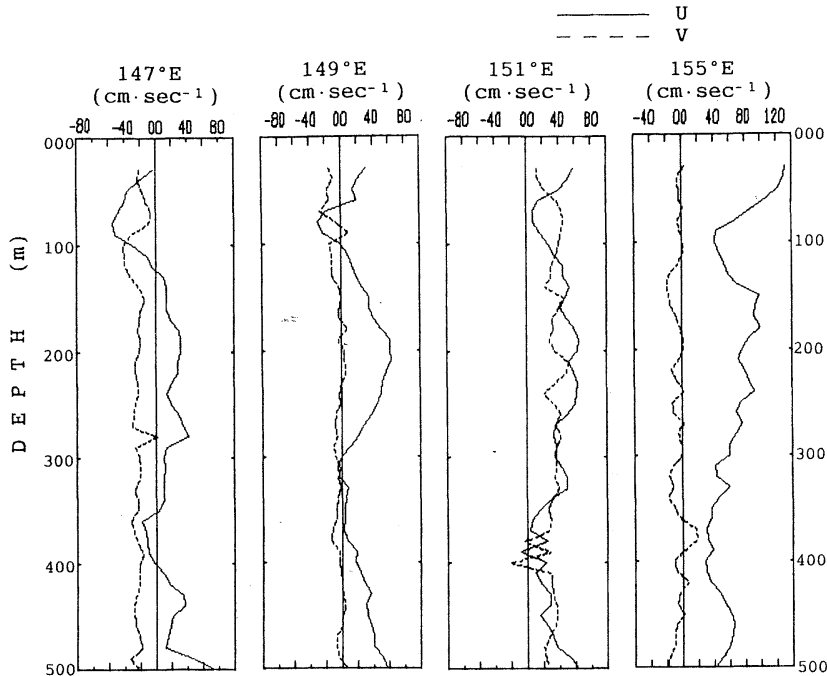


Fig. 4. Current structure along the equator, measured with shipboard ADCP.

うした event による影響がこの断面構造に反映されている可能性があることを LUKAS and LINDSTROM (1991) が指摘している。実際、LUKAS らは WEPOCS I, II の観測で、50m 前後の薄い混合層を観測している。

今回の観測でも、Fig. 3 の水温、塩分及び  $\sigma_t$  の鉛直分布の 1 例に見られるように、この観測期間の混合層は異常に薄く、西端で 30~40m の厚さしかない。この混合層も、測点 12 以東で少し厚さを回復し、測点 14 では

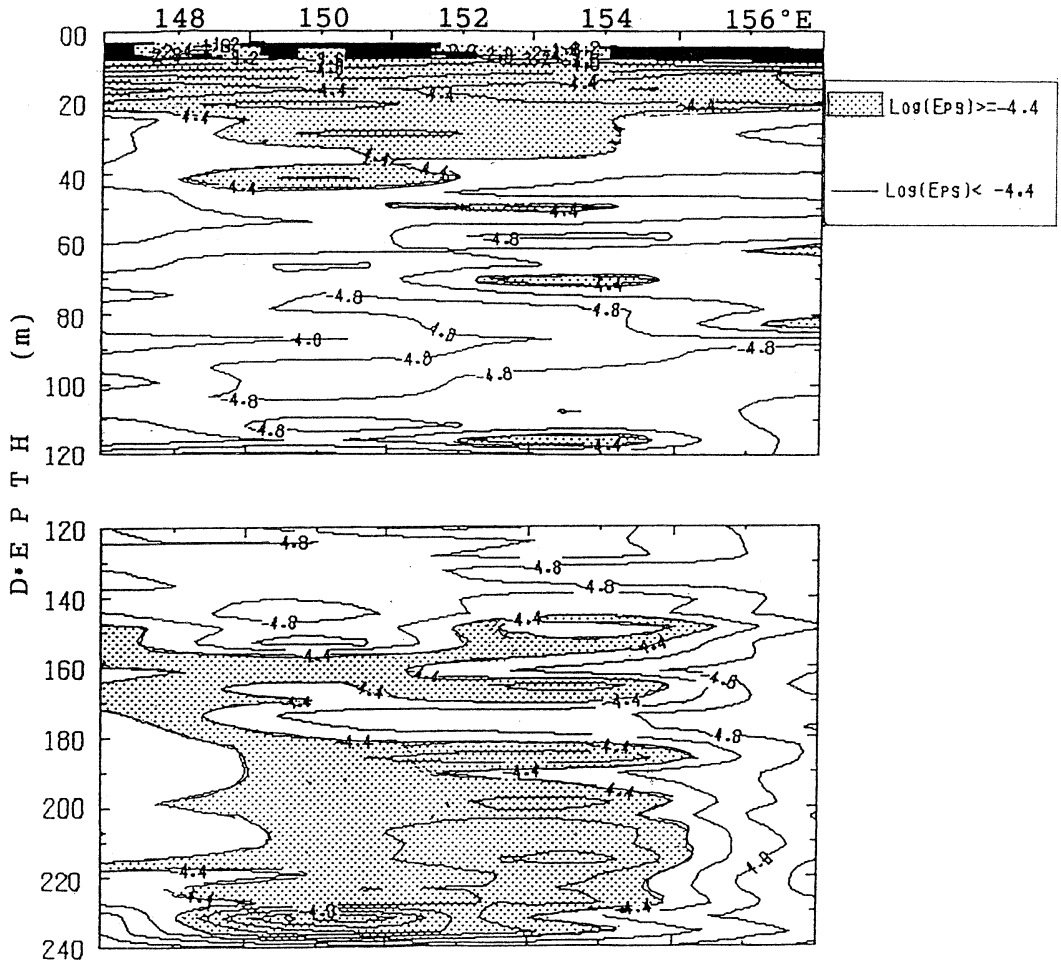


Fig. 5. Cross-section of  $\log(\epsilon)$  along the equator. Hatched area shows  $\log(\epsilon) \geq -4.4$ , otherwise  $\log(\epsilon) < -4.4$ .

60mまで深化している。しかし、それでも通常の6割以下の厚さに止まっている。このような薄い混合層は、強力な西風に対する海洋上層の応答の結果と思われる。この点を裏づけるデータが、「なつしま」の ADCP による東西流速成分の分布に見ることができる。Fig. 4 に赤道それぞれ  $147^\circ\text{E}$ ,  $149^\circ\text{E}$ ,  $151^\circ\text{E}$ ,  $155^\circ\text{E}$  での ADCP による、流速分布を示す。実線は東西流速成分、破線は南北成分を示すが、 $147^\circ\text{E}$  の表層 30~120m の西向き流れは  $149^\circ\text{E}$  で更に弱まり、 $151^\circ\text{E}$  以東では西向きの表層流が完全に消失し、全層が東向き成分に変わっている。この4地点の流速分布には、場所的な違いだけでなく、観測船が  $147^\circ\text{E}$  から  $155^\circ\text{E}$  に至るまでの西風の吹続時間に対応した時間的な変化も含まれているように思われる。また、 $149^\circ\text{E}$  のプロファイルには、200m 付

近にコアを持つ赤道潜流が明確に見られるが、このコアの深度は東へ行くにつれ、次第に浅化している傾向が伺われる。

### 3. エネルギー散逸率の空間分布

マイクロ・ストラクチャー・プロファイラー（以下 MSP と略す）で計測されるスモール・スケール・シアは、MSP 沈降時に 0.01 秒毎にサンプルされる。平均沈降速度 50cm/s に対し、鉛直距離 0.5cm 毎に 1 回の計測値が得られる。このデータを、512 個毎にシア・スペクトル積分を行い、シア・データの平均分散値  $\langle du'/dz \rangle^2$  を評価し、 $\epsilon = 7.5\nu \langle du'/dz \rangle^2$  によって乱流エネルギー散逸率を見積る。ただし、 $\nu$  は分子粘性係数、 $du'/dz$  はマイクロスケールの流速シア、 $\langle \rangle$



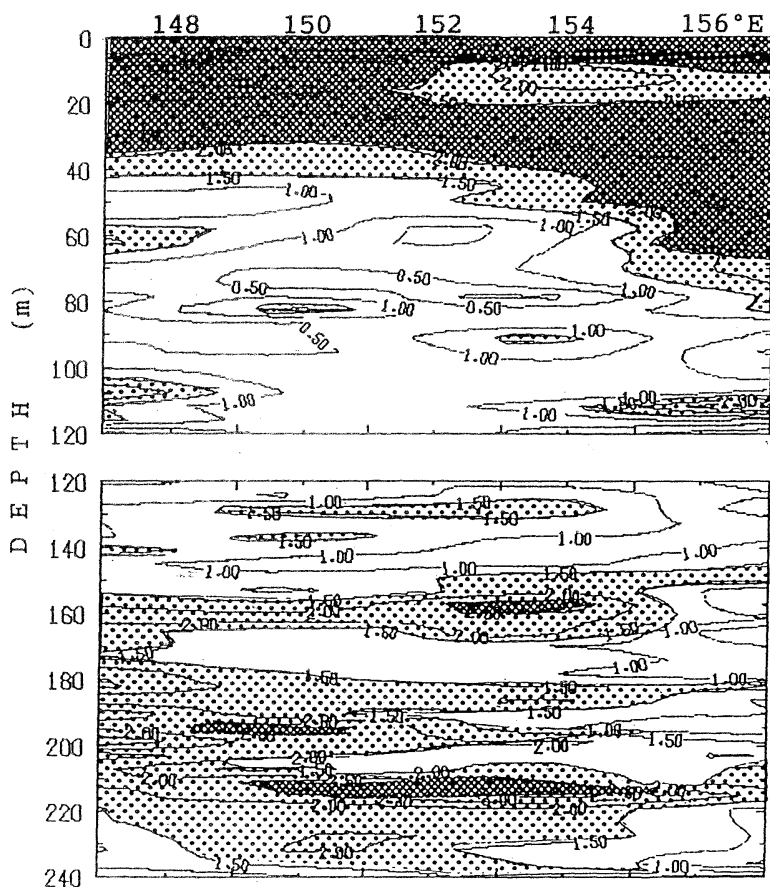


Fig. 6. Cross-section of dissipation Reynolds number  $R_{ed} = \epsilon / \nu N^2$ . Light hatched area shows  $R_{ed} \geq 30$ , and heavy hatched  $R_{ed} \geq 200$ , and otherwise  $R_{ed} < 30$ . The numerals in contour lines show the values of  $\log R_{ed}$ .

はアンサンブル平均を表す。プロファイラーの沈降速度は回収用ストリングの抵抗のために、沈降速度と共に漸減するので、1プロファイル中のサンプル平均に対する鉛直距離は正確に一定ではない。すなわち、この見積値は表層で約5m、深度250mで約3mの水柱毎の平均値に対応する。但し、スペクトル積分に際しては、この沈降速度変化の効果は補正が成されている。Fig. 5は、このようにして求めた  $\epsilon(z)$  の各測点の値をもとに  $\log(\epsilon)$  について等値線を描いたもので0~240mまでの  $\epsilon$  の赤道沿いの分布を示したものである。散逸率  $10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}^3$  以上の領域は、表層10m以浅に限られ、 $3 \times 10^{-4} \text{cm}^2/\text{s}^3$  以上の比較的高散逸率の領域（図のハッチ領域）は、表層混合層内及び150m~230mの赤道潜流周辺に分布し、混合層直下のサーモクラインでは低い値となっている。海面上の比較的高い風の存在にもかか

わらず、混合層が薄いことと、高散逸率の領域が極めて表層に限定されている状況は、西風による沿岸湧昇（LUKAS and LINDSTROM, 1991）に基づく移流によって乱流域の深層への拡散が妨げられていることを示しているように思われる。成層流体中の乱れの強さを表す無次元数（乱流レイノルズ数）として、散逸率レイノルズ数  $R_{ed} = \epsilon / \nu N^2$  が定義できる。ここに、Nはバイサラ周波数である。

成層流体中では、 $\epsilon / \nu N^2$  が30以上で、乱流が“active”であるといわれている（GIBSON., 1987）。

Fig. 6は赤道沿いの断面について、 $30 < R_{ed} < 200$  の領域を薄いハッチで、また  $R_{ed} > 200$  の領域を濃いハッチで示したものであるが、表層の“active”な乱流域が混合層とほぼ対応していることがわかる。また、200m付近にある潜流の上下で、比較的高い“active”な領域がみ

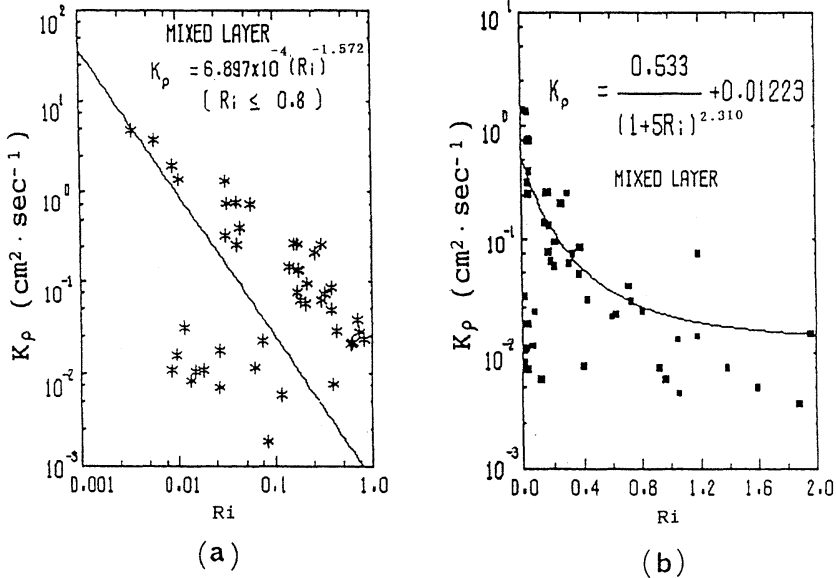


Fig. 7.  $K_p$ - $R_i$  correlation in the mixed layer with the regression of  $K_p = K_0 R_i^m$  with confining  $R_i \leq 0.8$  (a), and with  $K_p = A + B/(1+5R_i)^n$  (b).

られ、潜流のシア어가サーモクライン内の乱流形成に寄与していることがわかる。

#### 4. 乱流拡散係数 $K_p$ のパラメータ化

定常な等方性乱流を仮定すると、乱流エネルギー収支式に基づいて mass の渦拡散係数  $K_p$  は

$$K_p = \Gamma \varepsilon / N^2 \quad (1)$$

で与えられる。ここに、 $\Gamma$  は混合効率係数で、本論文では CRAWFORD (1982) に従って、 $\Gamma = 0.2$  とした。この導出にあたり、乱流熱拡散係数  $K_t$  は  $K_t = K_p$  と仮定されるが、 $\Gamma = 0.2$  は  $K_p$ 、 $K_t$  のいずれについてもひとつの上限値を与えることを意味する。一方、平均流の鉛直シア어를  $S^2$  で表すと、渦粘性係数  $K_m$  は

$$K_m = \varepsilon / S^2$$

で与えられるが、平均流の鉛直シア어については鉛直スケール 10m のシア어를採用し、これを  $S_{10}$  と書くとき、

$$K_m = \varepsilon / S_{10}^2 \quad (2)$$

となる。

MUNK and ANDERSON (1948) は、渦拡散係数が、Richardson 数に依存するとして

$$K_p = K_0 + K/(1 + \beta R_i)^n \quad (3)$$

のような定式化を行った。ここに、 $K_0$  は背景渦拡散率に相当する。また、 $\beta$ 、 $K$ 、 $n$  は定数で、PACANOWSKI and PHILANDER (1981)、PETERS *et al* (1988) らは  $\beta = 5$  を与えている。特に、PETERS *et al.* (1988) では、表層のシア어・ゾーン (23~81m) に対して

$$K_p = K R_i^m \quad (4)$$

の形を仮定し、 $R_i$  が 0.4 より小さいときは(4)式の形、 $R_i$  が 0.4 より大きいときは(3)式で拡散係数を表現している。

ここでは、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) が用いた次式の形を採用し、

$$K_p = A + B/(1 + 5R_i)^n \quad (5)$$

として、MSP 及び ADCP のデータを用いて(5)式の  $A$ 、 $B$ 、 $n$  を決定する。

ただし、 $R_i$  中の Large scale シア어의評価に用いた ADCP データは、MSP 観測前後の航走中のもので、観測点の位置と厳密には一致しない。

混合層を含む上層 (100m) の混合拡散係数  $K_p$  を PETERS *et al.* (1988) の(4)式または、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) の(5)式に従って、データ・フィッティングを行った結果を、Fig. 7 (a), (b) に示す。この結果は、(4)式型で表した場合、 $K_0 = 6.897 \times 10^{-4}$ 、 $m = -1.5717$ 、また(5)式型の場合は  $A = 0.01223$ 、 $B = 0.533$ 、

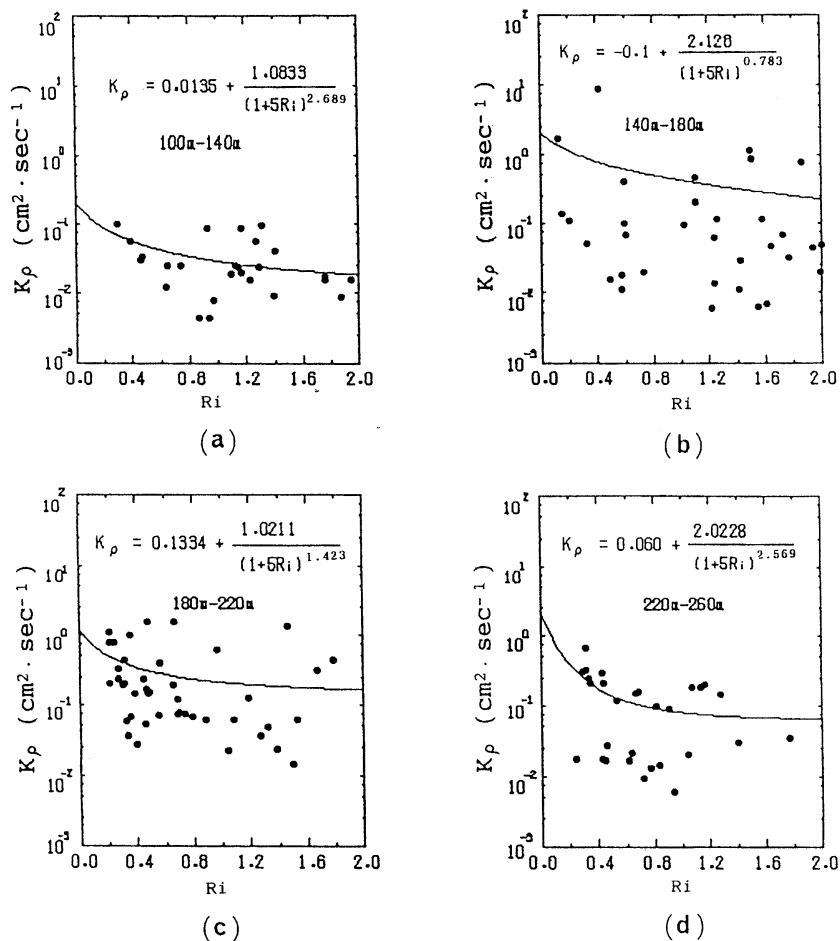


Fig. 8.  $K_p$ - $Ri$  correlation in the thermocline with the depth intervals of 100m-140m (a), 140m-180m (b), 180m-220m (c), and 220m-260m (d), respectively.

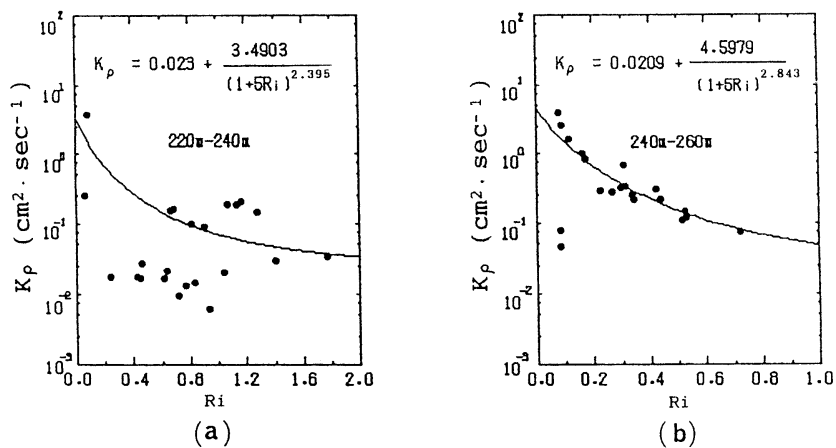


Fig. 9.  $K_p$ - $Ri$  correlation in the thermocline with the depth intervals of 220m-240m (a), and 240m-260m (b).

Table 1. Coefficients A,B and n determined using nonlinear regression for the respective depth interval.

DEPTH (m)	A(cm <sup>2</sup> /s)	B(cm/2s)	n	REMARKS
35-100	0.0122	0.533	2.310	MIXED LAYER
100-140	0.0136	1.083	2.689	
140-180	-0.1000	2.128	0.783	*
180-220	0.1334	1.021	1.423	*
220-260	0.0600	2.023	2.569	BCL
220-240	0.0230	3.490	2.395	BCL1
240-260	0.0209	4.598	2.843	BCL2
MEAN	0.02594	2.345	2.561	

\*) Omitted in estimating mean values.

BCL's) Layers below the Equatorial Under Current Core.

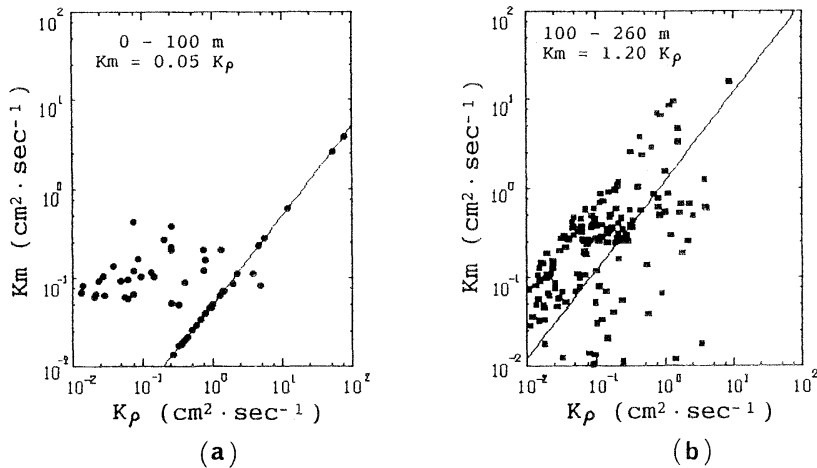


Fig. 10.  $K_m$ - $K_\rho$  correlation in the mixed layer (a), and the thermocline (b).

$n=2.31$  となり, PACANOWSKI and PHILANDER (1981), 及び PETERS *et al.* (1988) のいずれとも一致しない。

100m から 260m までを大まかな層構造に基づき 40m 毎に分けてフィッティングした結果を Fig. 8 (a)~(d) に示す。このうち, Fig. 8 (b) の 140m 層から 180m 層の場合は, データのパラッキが大きく, A の値が負になっていることと,  $n$  の値が他の場合に比べ異常に小さい。Fig. 8 (d) は, データが 2 つの群に分かれているように見え, 区分内の成層構造が反映されている可能性があると考え, この層を更に 20m 層厚毎に分けて非線型回帰を行った結果を, Fig. 9 (a) 及び Fig. 9 (b) に示す。明らかに 240m~260m 層の  $K_\rho$  が, 220m~240m よりも若干高めになっている。

Fig. 10 (a), (b) は(2)式に基づいて渦粘性係数  $K_m$  を

求め,  $K_m$  と  $K_\rho$  の相関を見たものであるが, 100m~260m の表層のシアア・ゾーンを除く領域については  $K_m=1.2K_\rho$ , また 35m~100m のシアア・ゾーンに対しては  $K_m=0.05K_\rho$  の関係が見られる。Fig. 10 (a) には,  $K_m=0.05K_\rho$  の相関とは異なる一群のデータが見られるが, この一群のデータは本来, Fig. 10 (b) の水温躍層に含まれるべきデータである。データ処理の都合上, 混合層を便宜的に 100m としてデータを区分した際に, 西側の浅い混合層域の水温躍層データが, この中に混入したものである。

以上の非線型回帰の結果をまとめたものを, Table 1 に示す。Table 1 の remark 欄に \* 印のついたケースは, A 及び  $n$  の値が他のケースに比べ異常な値を示したことを示し, このケースは最下欄の平均値算出に際して,

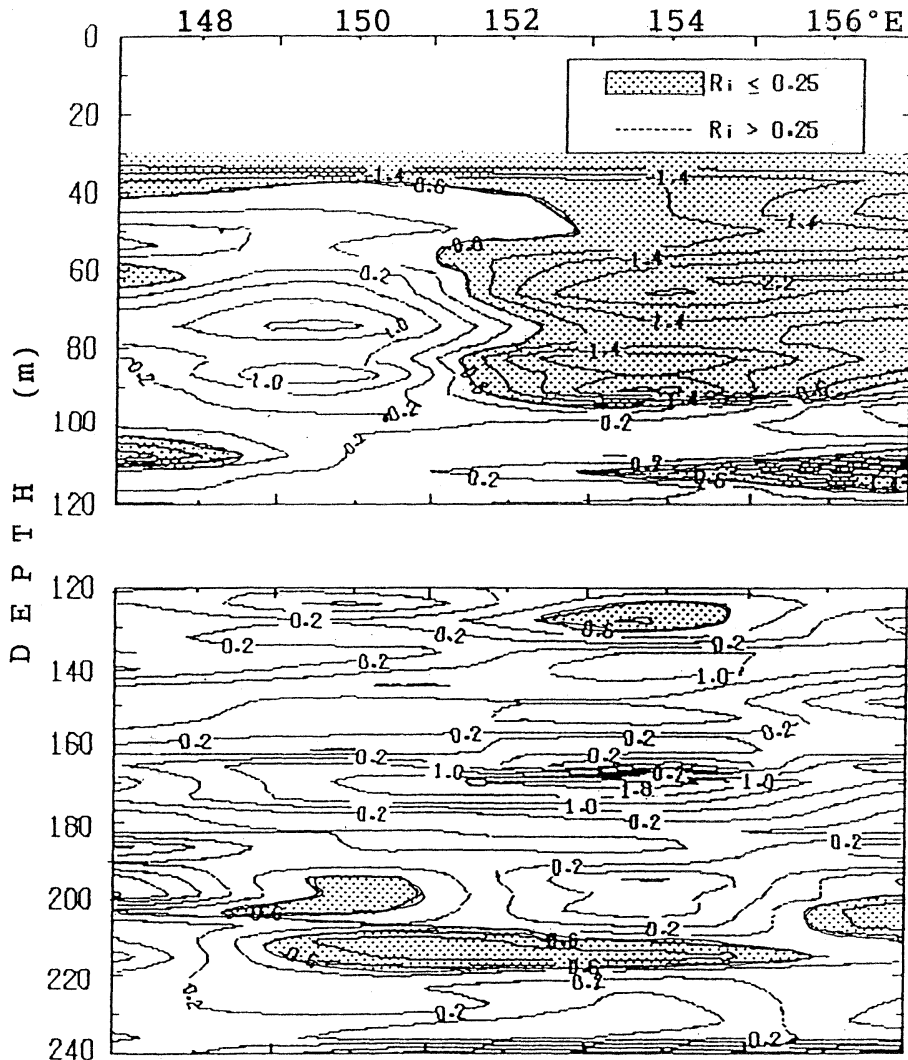


Fig. 11. Cross-section of estimated Richardson number in log  $R_i$ -contour. Hatched area shows  $R_i < 0.25$ , and otherwise  $R_i \geq 0.25$ .

除外してある。

140m~180m 及び、180m~220m 層でなぜ係数値が異常な値を示したかということの主な要因は、 $K_v$  値のバラツキにあるが、このバラツキの原因については、今のところ明確な理由づけは出来ない。

Fig. 11 はリチャードソン数  $R_i$  の等値線を示したものであるが、“active” 乱流域に対応する  $R_i \leq 0.25$  の領域をハッチで示してある。この  $R_i \leq 0.25$  の領域と Fig. 6 の散逸率レイノルズ数の濃いハッチ流域を比較すると、混合層及び潜流コア下層 (200~220m) は両者の対応が比較的良い。しかし、Fig. 6 の 160~170m 層の、薄い

“active” 層及び 180m~190m 層にかけての “active” 層は、いずれも Fig. 11 の  $R_i$  の分布と一致せず、このふたつの層が正に回帰不良の層に含まれている。こうした薄層パッチが局所的であるとすると、MSP と ADCP の測定地点の不一致が、このような回帰不良の原因となっているかも知れない。

### 5. 回帰係数の深さ依存性

非線型回帰によって決定した回帰係数  $A$ ,  $B$ ,  $n$  の平均値は Table 1 に示すとおりであるが、このうち、 $B$  は 2.345 で、三つの係数値の中で分散が一番大きい。し

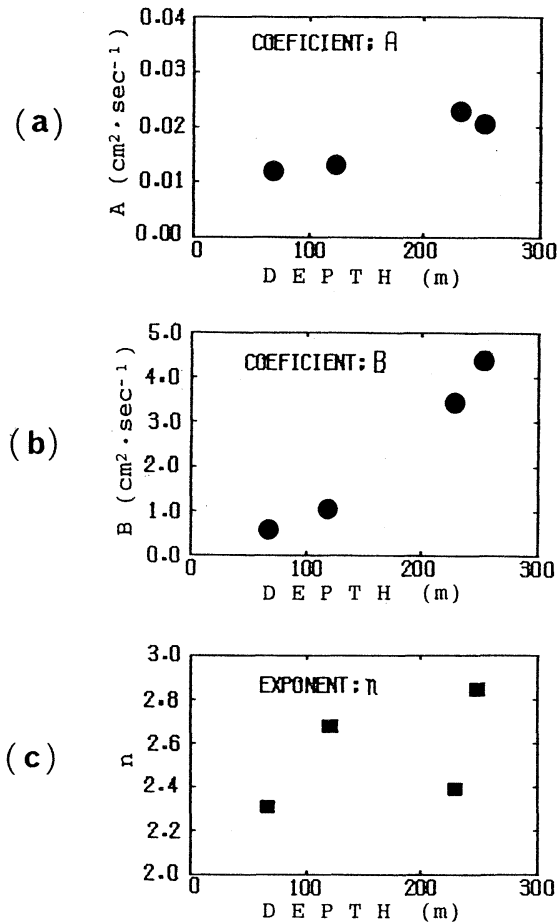


Fig. 12. Depth dependence of the regression coefficients A, n and B. Coefficient B increases with increasing depth.

かもこの値は、混合層近傍で0.533から深さと共に増大し240~260mでは4.598と大きな値をとる。そこで、これらの係数値の深度依存性を調べた結果をFig. 12 (a), (b), 及び(c)に示す。A及びnについては深さと共に増大する傾向はあまり明確ではないが、Bは明らかに深さと共に増大している。

同様な深さ依存性の問題は、HEBERT *et al.* (1991)も論じている。HEBERT *et al.* (1991)では、散逸率 $\varepsilon$  ( $R_{i,z}$ )  $R_i$ の関係を調べ、 $\varepsilon$ と $R_i$ の相関が、深さによって変わり、観測値が $\varepsilon$  ( $R_{i,z}$ )であるかのような傾向を示すと述べている。

本論文中で示したようなBの深さ依存性の可能性が期待できる物理パラメータは現在のところ見あたらないが、唯一の可能性は $K_e$ を評価する際に採用した、定数 $\Gamma$ に

みだせる。 $\Gamma$ は、浮力フラックスとシアア・プロダクションの比で定義される、フラックス・リチャードソン数 $R_f$ の関数で表される。本論文での $K_e$ の評価には $\Gamma=0.2$ を採用しているが、実際には $\Gamma$ は0.2以下の値を十分取り得る。最近の著者らの見積りでは、 $\Gamma$ を定数とせず、深度毎の $\Gamma$ の測定値を $K_e$ の評価にそのまま使用しているが、例えば、最近の赤道域の観測結果を見ても、 $\Gamma$ は混合層内及びサーモクライン上部よりも、深部で小さな値をとる傾向が伺われる場合が少なくない。このことは、 $\Gamma=0.2$ で $K_e$ を評価すると、深部で $K_e$ を過大評価することにつながる。 $\Gamma$ が定数ではないことの根拠は次のような理由による。つまり、潜流コア周辺の成層は混合層直下に比べ、相対的に弱いにもかかわらず、潜流シアアによる乱流生成がそれほど弱くなければ、浮力フラックスとシアア・プロダクションの比である $R_f$ は当然相対的に小さくなり、従って $\Gamma$ の値も低下する筈である。従って、現在広く行われている $\Gamma=0.2$ に基づく $K_e$ の評価は深部での $K_e$ の過大評価につながる恐れがある。

## 6. むすび

JAPACS-92で得たMPSデータの一部を用いてPACANOWSKI and PHILANDER (1981)型の拡散係数式を吟味した。観測期間は1991/1992エルニーニョ発生初期段階に相当し、得られた結果がこうした海況を反映したものであるかどうかは確言できないが、少なくとも、西部赤道域の狭い緯度帯に限定された西風の効果により西端に沿岸湧昇を引き起こし、これが浅い混合層の原因となっているように思われる。得られたデータに基づく非線型回帰解析の結果は次のとおりである。

(1) 局所的な非線型回帰にうまく適合しない層が見られたが、そうした特異な層を除けば、混合層下層の $K_e$ は次式で表される。

$$K_e = 0.026 + 2.35 / (1 + 5R_i)^{2.56}$$

この結果は、PETERS *et al.* (1988)の

$$K_e = 0.01 + 5 / (1 + 5R_i)^{2.5}$$

と比較、A, Bの値に若干の差が認められた。

(2) 著者らの結果では定数Bが深さと共に増大するという結果を得たが、こうした傾向はPETERS *et al.* (1988)のデータにも当然見られる筈である。 $\varepsilon$ - $R_i$ の深さ依存性については、HEBERT *et al.* (1991)らも論じており、可能性として高周波内部波シアアの鉛直分布

が相対的に  $R_i$  の深さ依存性を引き起こすという MOUM *et al.* (1992) の見解を引用している。しかし、それを裏づけるためには、内部波と微細乱流の同時観測が必要である。

(3) PETERS *et al.* (1988) は  $R_i$  が 0.4 以下で、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) 型のパラメータリゼーションは  $K_b$  が過小評価になるとして  $K_b = KR_i^m$  型の関数を与えたが、この関数形は 23m から 81m までの upper shear zone のパラメータリゼーション (PETERS *et al.*, 1988) で、これは混合層そのものの拡散係数に対応する。

(4) ADCP データのシアーを用いて、渦粘性係数  $K_m$  を見積り、 $K_m$  と  $K_b$  の相関を 100m~260m のデータについて調べた結果、 $K_m = 1.2K_b$  の関係が得られた。この関係は混合層内では逆転し  $K_m = 0.05K_b$  となる。

(5) 非線型回帰不良の 140~180, 及び 180~220m 層は  $R_{ms}$  と  $R_i$  の分布が一致しない層となっており、その原因として  $R_{ms}$  と  $R_i$  を評価する際の鉛直スケールのミスマッチによるものではないかという考えをもっているが、この点は今後検討を要する。

本論文で吟味した拡散係数のパラメータリゼーション式、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) 及び PETERS *et al.* (1988) のいづれも、物理過程に立脚したのではなく、単に観測データのフィットを目的とした実験式のようなものであり、著者らが出した結果もその線上にあることは言うまでもない。 $K_b$  を  $R_i$  のみでパラメータ化することに対する疑問も最近の研究 (HEBERT *et al.*, 1991; MOUM *et al.*, 1989) で提起されており、更には、現在のパラメータリゼーションには全く考慮されていない内部波シアーの寄与の重要性を指摘する研究 (HEMANTHA and DILLON, 1991; MOUM *et al.*, 1992; HEBERT *et al.*, 1992) もある。こうした問題についての一層の研究が望まれる。

## 謝 辞

本研究を進めるにあたり、JAPACS-92 航海のなつしま乗船の機会を与えていただいた海洋科学技術センターの宗山敬氏に感謝する。

また、JAPACS-92 航海中に幾多の御助力をいただいた JAPACL-92 航海のディレクター安藤健太郎氏はじめ乗船研究者、乗組員の皆様に心からの謝意を表す。

本研究で使用させていただいた ADCP データは海洋科学技術センター黒田芳史氏の御好意によるものである。なお、本研究は文部省科学研究費「創成的基礎研究」の

援助のもとに行われた。研究経費の援助の面で御尽力いただいた文部省はじめ関係機関の諸賢に厚く御礼申しあげる。

## 文 献

- COLIN, C., C. HENIN, P. HISARD, and C. OUDOT (1971): Le courant de Cromwell dans le pacifique central en fevrier, Cah. ORSTOM, Ser. Oceanogr., **9**, 167-186.
- CRAWFORD, W.R. (1982): Pacific Equatorial Turbulence, J.P.O., **12**, 1137-1149.
- GIBSON, C.H. (1987): Fossil turbulence and intermittency in sampling oceanic mixing processes, J. Geophys. Res., **92**, 5383-5404.
- HEMANTHA, W.W. and T.M. DILLON (1991): Internal waves and Mixing in the upper equatorial Pacific ocean, J. Geophys. Res., **96**, C4, 7115-7215.
- HEBERT, J.N. MOUM and D.R. CALDWELL (1991): Does ocean turbulence peak at the equator?: Revisited, J. Physical Oceanogr., **21**, 1690-1698.
- HEBERT, D., J.N. MOUM, C.A. PULSON and D.R. CALDWELL (1992): Turbulence and internal waves at the equator. Part II: Details of a single event, J. Physical Oceanogr., **22**, 1346-1356.
- KANARI, S. (1991): Micro-scale profiler (MSP) for measurement of small-scale turbulence in the ocean, J. Oceanogr. Soc. Japan, **47**, 17-25.
- KANARI, S., C. KOBAYASHI and K. TAKEUCHI (1992): Turbulent structure in the upper layer of the western equatorial Pacific Ocean, J. Oceanogr., **48**, 117-127.
- MOUM, J. N., D. HEBERT, C. A. PAULSON and D. R. CALDWELL (1992): Turbulence and internal waves at the equator. Part I: Statistics from towed thermistors and a microstructure profiler, J. Physical Oceanogr., **22**, 1330-1345.
- MOUM, J. N., D. R. CALDWELL and A. P. PAULSON (1989): Mixing in the equatorial surface layer and thermocline, J. Geophys. Res., **94**, C2, 2005-2021.
- MUNK, W.H. and E.R. ANDERSON (1948): Note on a theory of the thermocline, J. Marine Res., **VII**, 3, 276-295.
- PACANOWSKI, P.C. and S.G.H. PHILANDER (1981): Parameterization of vertical mixing in numerical model of tropical oceans, J. Physical Oceanogr., **11**, 1443-1451.
- PETERS, H., M.C. GREGG and J.M. TOOLE (1988): On the parameterization of equatorial turbulence, J. Geophys. Res., **93**, C2, 1192-1218.





## 自然光下における水中の明るさとクロアワビの 夜間行動との関係\*

森川由隆\*\*・小池康之\*\*\*・森永勤\*\*

### Relationship between underwater natural light intensities and behaviour of the disc abalone *Haliotis (Nordotis) discus* during the night\*

Yoshitaka MORIKAWA\*\*, Yasuyuki KOIKE\*\*\*  
and Tsutomu MORINAGA\*\*

**Abstract:** Visual observations of each abalone coming in and out of a shelter in an outdoor water tank and consecutive measurements of brightness on the water surface were carried out around the clock for 18 days. The abalones started their activities after the sunset. When most abalones came out of the shelter, the light intensities in the water were less than  $1 \times 10^{-3} \mu E/m^2/sec$ . The number of abalones showing their creeping and staying behavior changed with brightness in water, and under the moonlit conditions more than  $1 \times 10^{-4} \mu E/m^2/sec$ , decreased in comparison with those under the moonless less than the abovementioned value. For example, considering this decreased rate from a viewpoint of the total of a crept distance made by each abalone, the former was about 38% of the latter. It can be concluded that during the moonlit night brightness in water have an effect on the creeping and staying behavior of disc abalones.

#### 1. はじめに

アワビ類はトロコフォア期には正の走光性を有し(猪野, 1957; 矢野・小川, 1977), 成長して着底すると負の走光性を示す。着底後は昼間は岩陰などに固着し, 夜間に行動する(酒井, 1962; 小池等, 1970)。夜間における行動は, 闇夜と月夜の場合ではかなり異なることが漁師の間で言われている。

筆者等は, このような夜行性生物の夜間における行動は, 暗い中でのわずかな明るさの違いによって影響されるとの観点にたち, 光がクロアワビの行動に及ぼす影響

に関する研究に着手した。まず, (1) 光環境とクロアワビの行動との関係を把握し, 次に(2) 活動を開始する明るさの閾値および(3) 行動に影響を及ぼす光スペクトル等について調べる必要があると考えた。

従来, アワビ類についてのこの分野の研究は非常に少なく, わずかに宇野(1976)および林(1988)がある。宇野は室内水槽における行動観察から, クロアワビの夜間行動は電灯の点灯で中止, 消灯で開始することを明らかにした。林は, クロアワビ稚貝の夜間活動の経時変化を調べ, 日没後行動を開始する水中照度は, およそ0.5 lx以下であることを報告した。しかし, 水中の明るさと行動との関係については, 定量的に検討されておらず, 行動を開始する光強度の正確な値も不明である。

本報は, 自然光下における水中の明るさとクロアワビの夜間行動との関係を定量的に把握する目的で, 外房総で採取した個体を用い, 水槽内に設置したシェルターからの出入と行動の観察, および水面上の明るさの連続測定より, (1) 水中の明るさの経時変化と出現個体数と

\* 1993年10月5日受理 Received October 5, 1993

\*\* 東京水産大学海洋生産学科

Department of Marine Science and Technology, Tokyo University of Fisheries, Konan, Minato, Tokyo, 108 Japan

\*\*\* 東京水産大学坂田実験実習場

Banda Marine Laboratory of Tokyo University of Fisheries, Tateyama, Chiba, 294-03 Japan

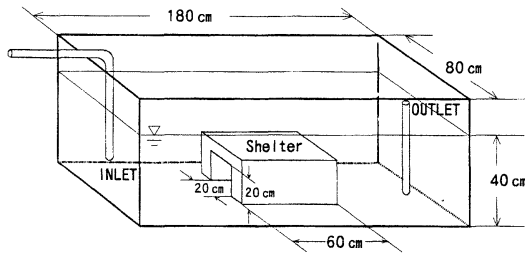


Fig. 1. Sketch of experimental water tank.

の関係、(2) シェルターから出現するときの水中の明るさ、および(3) 水中の明るさの相違が夜間行動へ及ぼす影響を調べた。

## 2. 方法および材料

実験は、1992年5月25日から6月2日(月齢22.4日~1日)までの闇夜の9日間と、5月12日から6月20日(月齢9.4日~19日)までの月夜の9日間に行った。実験水槽は縦180cm、横80cm、高さ70cmのFRP製で、人工的な光の影響を受けない場所に設置した。水槽内には水深40cmの高さまで濾過海水を満した。シェルターにはコンクリート製のU字溝(60×20×20cm)を用い、水槽の底面中央部に設置した(Fig. 1)。また実験期間中、水槽底面の4隅に褐藻類アラメ *Eisenia bicyclis* を固定し、餌料に供した。

クロアワビは、館山市伊戸地先および外房の千葉大学理学部付属海洋生態系研究センター小湊実験場の、各保護水面においてスクーバ潜水により採取した。10個体(殻長97.6~119.5mm)を水槽内で数ヶ月間放養し、採取時のストレスを解消した。

行動観察は、日出時から日没時までを昼間、日没時から日出時までを夜間として次のように行った。昼間は4時間毎に、夜間は日没時を起点として10分毎に、シェルター外にいるクロアワビの位置と基本動作(摂餌、匍匐、静止の3種類)の区別を目視した。特に夜間観察においては微弱な赤色光を用い、行動への影響を極力少なくするように配慮した。同時に、水面の明るさを光量子計(International Light Co. Ltd., IL 1700; 測定感度範囲,  $1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^4 \mu E/m^2/sec$ ; 測定波長域, 400~700nm)で昼夜測定した。水槽底の明るさは、日中に測定した海水の照度の消散係数より算出した。さらに、餌料であるアラメの湿重量を毎日計測した。なお、実験期間中の水温は17.5~20.6°Cであった。

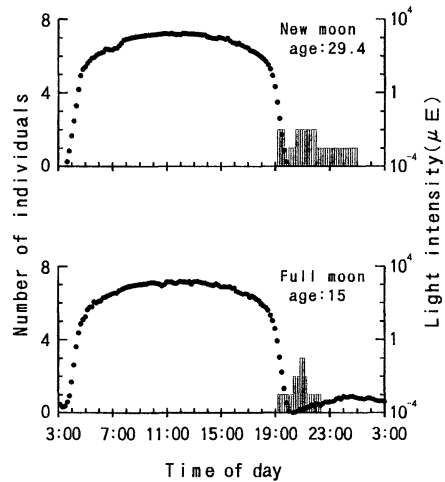


Fig. 2. Relations between underwater light intensities and the number of abalones remained outside the shelter and passage of hours. Black dots and shaded bars represents light intensities and number of individuals, respectively.

## 3. 結果

### 3-1. 水中の明るさの経時変化と出現個体数の関係

月齢29.4日(闇夜)および月齢15日(月夜)において、1日の水中の明るさの経時変化およびシェルターの外にいたクロアワビの個体数をFig. 2に示した。

水中における昼間の明るさは、晴天日では日出から日没まで、太陽高度の変化に従い変動した。太陽の正中時はおよそ $1.6 \sim 1.8 \times 10^3 \mu E/m^2/sec$ になり、積算値では約 $36 \sim 41 E/m^2/daytime$ であった。曇天および雨天では、積算値は晴天時のそれぞれ51~75%、17~33%であった。

一方夜間の明るさは、闇夜では日没時で $1.5 \sim 4.2 \mu E/m^2/sec$ 、その後30分以降では $1 \times 10^{-4} \mu E/m^2/sec$ 以下となった。また月夜では、月齢、月の高度、天候等により変わるが、晴天日の日没後30分以降においても $1 \times 10^{-4} \mu E/m^2/sec$ 以上であった。測定期間中、月夜の明るさの極大値は、満月時(Fig. 2の下段)で $1.1 \times 10^3 \mu E/m^2/sec$ であり、満月時を過ぎると急激に減少し、半月時は満月時の10%程度であった。したがって、闇夜と月夜と区分する明るさの境界値は、光量子計 $1 \times 10^{-4} \mu E/m^2/sec$ といえる。

クロアワビは、昼間にはシェルターから全く出現せず、日没後から薄明時以前までの夜間に活動した。この夜間活動は、全観察期間を通して連日認められた。シェルター外に出現した個体数は、観察日により変動したが、最も

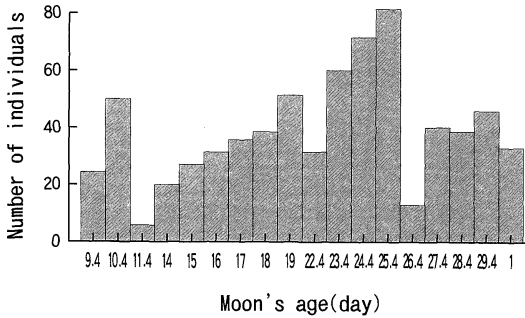


Fig. 3. Relation between moon's age and the daily integrating number of abalones remained outside the shelter.

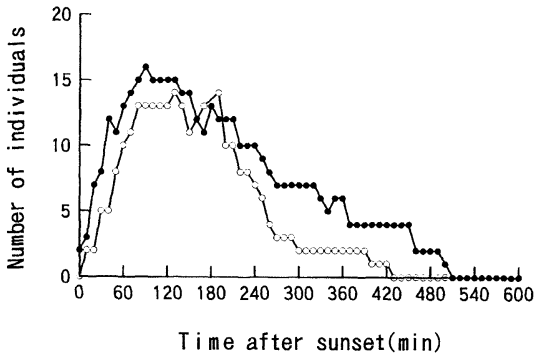


Fig. 4. Integrating number of abalones appeared out of the shelter during moonless and moonlit night. Closed and open circles indicate moonless and moonlit night, respectively.

多く出現した日で4個体、最も少ない日で1個体、全観察期間(18日間)の平均では、1日あたり2.8個体であった。

夜間の明るさは、前述のように月齢により大きく変わる。明るさの割合を示す指標として月齢を用い、月齢とシェルター外にいた個体の1日の積算数(10分間毎に計数した延べ個体数)との関係を Fig. 3 に示した。

月齢と積算個体数との間には、明確な関係は認められなかった。しかし、これを闇夜および月夜に大別すると、1日あたりの平均個体数は闇夜で46個体/日、月夜で31個体/日となり、闇夜の方が月夜より少し多かった。この関係を、時系列で闇夜および月夜について示すと Fig. 4 のようであった。

クロアビは日没後60分から120分で出現のピークを迎え、180分以降から次第に減少し、夜明けとなる

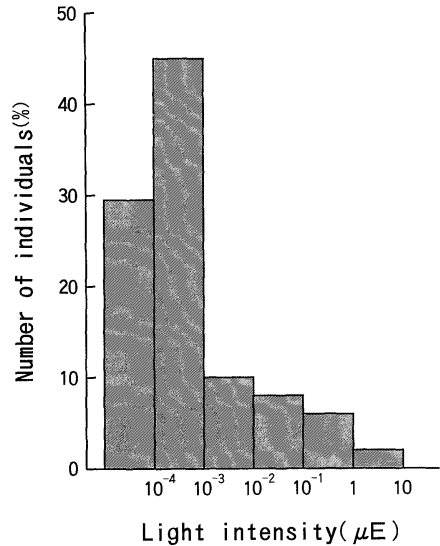


Fig. 5. Relation between underwater light intensities and the number of abalones coming out the shelter.

540分までには全ての個体がシェルターに戻るという傾向を示した。この傾向は闇夜と月夜でも同様であった。また、出現のピーク時における個体数は、闇夜と月夜で著しい差は認められなかったが、240分以降では月夜の個体数がほぼ半数となり、明らかに少なくなった。

### 3-2. シェルターから出現するときの水中の明るさ

クロアビが日没後シェルターから最初に出現するときの水中の明るさと個体数との関係を Fig. 5 に示した。

水中の明るさ  $1 \times 10^{-3} \mu E/m^2/sec$  を境にして、個体数に大幅な差異が認められた。すなわち、全出現個体に対して、 $1 \times 10^{-3} \mu E/m^2/sec$  以上で出現した個体は25.5%であったのに対し、それ未満では74.5%であった。このことから、大半の個体がシェルターから出現した水中の明るさは、光量子量  $1 \times 10^{-3} \mu E/m^2/sec$  以下といえる。

昼間におけるシェルター内のクロアビの固着場所は、ほぼ中央部に集中していた。従って、個体が感知している明るさは、さらに低下すると考えられる。Fig. 6 は、シェルター内の明るさの分布を示した。

シェルター内の光量子量は、シェルターの奥側へ進むにつれて急激に減少し、中央部では開口部の0.23%であった。このことから、クロアビの出現した明るさが  $1 \times 10^{-3} \mu E/m^2/sec$  以下であるとすると、シェルター内で感知している明るさは、その約1/300倍、 $3.6 \times$

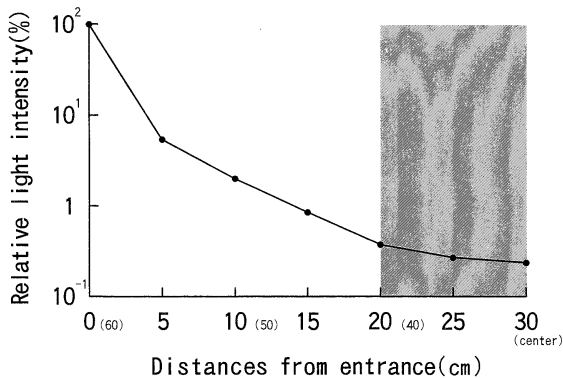


Fig. 6. Distribution of light intensities in the shelter. Shaded area indicates normal dwelling position of abalones.

$10^{-6} \mu E/m^2/sec$  以下と概算された。

### 3-3. 水中の明るさの相違が夜間行動へ及ぼす影響

夜間の行動観察から、シェルターの外に出たクロアワビの動作は、匍匐、摂餌および静止の3種類から成ることから、これらの組み合わせにより行動パターンを5つに大別した。すなわち、シェルターより出て餌場に直行し、摂餌終了後直ちにシェルターに戻る摂餌型（I型）、シェルターから出た後に匍匐し、摂餌を行わずシェルターに戻る匍匐型（II型）、摂餌の前後に匍匐行動がみられる匍匐摂餌型（III型）、シェルターから出た後、一定場所に静止し、その後直ちにシェルターに戻る静止型（IV型）、静止の前後に匍匐および静止と匍匐が混在する匍匐静止型（V型）であった。これら行動パターンを、全観察期間の全出現個体に対して分類した結果、摂餌型、匍匐型、匍匐摂餌型、静止型、匍匐静止型はそれぞれ13、13、16、5、5個体であった。

水中の明るさの相違が、行動へ及ぼす影響を詳細に知るため、前述の行動パターンを闇夜および月夜別に分類し、その頻度分布をFig. 7に示した。

闇夜から月夜へと水中の明るさが増大すると、摂餌型（I）を除く4つの型で個体数が減少した。特に匍匐型（II）を示した個体の減少は著しく、半分以下になった。また、静止型を示した個体の減少も大きく、闇夜では4個体のみであったが月夜では1個体であった。一方、摂餌型（I）は明るさの増大により個体数は4から9個体に増加した。

闇夜から月夜への水中の明るさの増大による個体数の増減を、より定量的に把握するため、匍匐行動に関しては匍匐型（II）、匍匐摂餌型（III）、および匍匐静止型

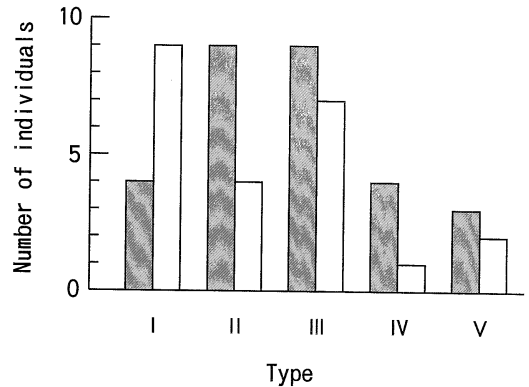


Fig. 7 Integrated number of abalones in relation to moonless and moonlit night classified into five type counted throughout the entire experimental period. Shaded and white bars indicate moonless and moonlit night, respectively.

Table 1. Total values of creeping distance, feeding rate and resting time throughout the entire experimental period.

	Moonless	Moonlit
Creeping (m)	44.4	27.5
Feeding (g)	20.9	28.0
Resting (min.)	1530	260

(V)の各個体の移動距離、摂餌行動に関しては摂餌型（I）および匍匐摂餌型（III）の全摂餌量、静止行動に関しては静止型（IV）および匍匐静止型（V）の各個体の静止時間をそれぞれ闇夜および月夜別に調べ、Table 1にまとめた。その結果、移動距離の総計は闇夜では44.4m、月夜では27.5mとなり、移動距離の減少量は約38%であった。また、全静止時間の総計は闇夜が1530分、月夜が260分であり、その減少量は83%になった。一方、摂餌量の総計は闇夜が20.9g、月夜が27.9gとなり、その増大量は34%であった。さらに、これらの量を匍匐距離および静止時間に関しては個体あたりの平均値の差、摂餌量に関しては1日あたりの平均値の差で検定した。その結果、それぞれ有意水準5%においても差はみられなかった。このことから、闇夜と月夜での匍匐距離および静止時間の減少は個体差によるものではなく、個体数の差によることが示唆された。

以上のことから、闇夜から月夜への水中の明るさの増大は、クロアワビの匍匐および静止行動に影響を及ぼすことがわかった。

#### 4. 考察

水中の明るさとクロアワビの夜間行動との関係について検討を行った。クロアワビの日周活動に関して、林 (1988) は、稚貝の活動に時間的な特徴が見られ、昼間は全く活動せず、日没後暗くなると活動を開始し、3～5時間後にピークに達し、その後夜明けで明るくなると活動を停止することを報告した。この活動の傾向は、筆者等の観察結果とよく一致した。しかし、林の結果と比較し、シェルター外に出た個体の数は全個体のおよそ30%と少なく、観察日によりかなり変動した。小池等 (1970) は現場での潜水観察から、ナシロアワビのように大型の個体は定着性が強まること、山川 (1989) はクロアワビの行動は殻長や季節によって変化することをそれぞれ報告した。このことから、出現個体数の差や変動は稚貝と成貝による行動生態の変化や、観察時期の差異に起因すると推察される。

闇夜と月夜では、出現個体数の時間的な特徴に相違は認められないが、日没後240分以降でシェルター外に滞在する個体数に違いがあった (Fig. 4)。すなわち、月夜での個体数が闇夜の半数以下であった。この原因は、月夜では日没後60分から300分にかけての時間帯でシェルターに戻る個体が増加したことによると考えられる。これは前述の時間帯と月が出る時刻帯とがよく一致していることから、月明りがクロアワビの行動に影響を及ぼしていることを示唆するものである。

クロアワビが活動を開始するとき、すなわちシェルターから出現するときの水中の明るさを測定した。その結果、クロアワビが日没後シェルターから出現するときの水中の明るさは光量子量  $1 \times 10^{-3} \mu E/m^2/sec$  以下であった。水中の明るさは、従来  $lx$  単位で計測されてきた。林はクロアワビ稚貝が、日没後、行動を開始する水中照度は  $0.5lx$  以下であることを報告した。このように、行動開始時の夜間の水中光量は極めて微少で、正確な値は把握されていない。光量子量と視感度補正したエネルギー量すなわち照度 ( $lx$ ) とを直接比較することは理論的にできない。しかし、自然光においては、照度 ( $lx$ ) は光量子量の約50倍に該当することが経験則\*として知られている。この関係を適用すると、上記の  $0.5lx$  に相当する光量子量は  $1 \times 10^{-2} \mu E/m^2/sec$  となり、著者等の値と比較して10倍大きいといえる。

闇夜から月夜に移ると、水中の明るさが  $1 \times 10^{-4} \mu E/m^2/sec$  以上に増大し、個体の行動様式に変化が

みられた。特に、匍匐型系および静止型系を示す個体の減少が著しかった。この個体数の増減の関係は匍匐距離、静止時間のそれぞれの総計量においても同様であった。宇野 (1976) は夜間の行動観察から、クロアワビは匍匐行動中に点灯すると静止し、消灯後再び匍匐を開始する現象を報告した。これは水中の明るさの増大がクロアワビの匍匐行動を抑制するという結果を支持するものであるといえる。また、摂餌型を示す個体は逆に増加し、摂餌の総計量も同様に増えた。しかし、匍匐行動が光の影響により抑制されると、当然、摂餌の機会も少なくなり、摂餌量も減少する。この点については更に検討する必要があると考えられる。

最後に、実際の海域において、クロアワビの夜間行動が月明かりによって影響されるかを検討した。

月齢15日の満月の場合 (Fig. 2 の下段)、実測した水面上の光量子量の極大値は  $1.2 \times 10^{-3} \mu E/m^2/sec$  であった。ここで、房総半島沿岸海域の光学的水系を JERLOV (1976) の沿岸1型とし、岡見 (1978) の光学的水系別における光量子量と深度との関係から、行動に影響を及ぼすと考えられる水中の明るさ ( $1 \times 10^{-4} \mu E/m^2/sec$  以上) に相当する深度を概算した。その結果、深度は約13m以浅に見積られた。この深度は猪野 (1957) が報告したクロアワビが主に生息する水深2～12mより大きいことから、月明かりによる水中の明るさが個体の夜間行動に影響を及ぼしていると考えられる。

#### 謝辞

本論文を取り纏めるにあたり、この研究の端緒を与えられ終始変わらぬ御討議と御鞭撻を賜った前東京水産大学教授、現水産大学校長、松生 治博士に謹んで深謝の意を表す。本論文の御校閲ならび御教示を賜った東京水産大学助教授山川 紘博士、三重大学助教授小池隆博士に心より感謝の意を表す。実験に御助力をいただいた東京水産大学坂田実験実習場技官、伊東順一、益子正和および石川尚仙諸氏に心から感謝申し上げる。実験材料の特別採捕において御協力いただいた館山市伊戸漁民組合、および千葉大学理学部付属海洋生態系研究センター小湊実験場の皆様は厚く御礼申し上げます。

#### 文献

- 林 育夫 (1988): 種苗クロアワビ (*Haliotis discus discus*) 稚貝の住み場要求、日周期活動および捕食動物。貝類学雑誌, 47, 104-120.
- 猪野 峻 (1957): 邦産アワビ属の増殖に関する生物学

\* LI-COR inc./LI-COR ltd.: Instruction Manual, 7-8

- 的研究. 東海区水研報, 5, 1-102.
- JERLOV, N.G. (1976): Marine Optics. Elsevier Scientific Pub. Co., Amsterdam, 127-150.
- 小池康之, 宇野 寛, 山川 紘, 辻ヶ堂 諦 (1970): ナシロアワビの生態学的研究. うみ, 8, 229-234.
- 岡見 登 (1978): 海洋における光環境「太陽エネルギーの生物・化学的利用」(柴田和雄, 今村 昌, 池上明 編), 第一版, 学会出版センター, 東京, p. 75-84.
- 酒井誠一 (1962): エゾアワビの生態学的研究-I. 食性に関する実験的研究. 日水誌, 28, 776-779.
- 宇野 寛 (1976): アワビ類の生態と放流の問題点. 「種苗の放流効果-アワビ・クルマエビ・マダイ」. 水産学シリーズ12 (日本水産学会編), 恒星社厚生閣, 東京, p. 39-57.
- 山川 紘 (1989): アワビ類の生態に関する研究. 東京大学博士学位論文, 108 pp.
- 矢野 勲, 小川良徳 (1977): マダカアワビ浮遊幼生の鉛直分布に与える光, 水温および水圧の影響. 東海区水研報, 91, 19-27.

## 学 会 記 事

1. 1993年8月31日(火) 東京水産大学において平成5年度第2回幹事会が開かれた。主要な議事は下記のとおり。
  - 1) 平成5年度科学研究費補助金「研究成果公開促進費」の交付決定通知があった。(交付決定額 金 1,140,000円)
  - 2) 講演会, シンポジウム等の開催について
    - ①, ②, ③それぞれについて, 本学会との共催, 後援, 協賛を承認した。
    - ① 日本学術会議シンポジウム「海の生態系と生物資源—環境との調和をめざして—」(1993. 8. 27. 日本学術会議) (共催)
    - ② 日本学術会議主催「アジア学術会議」(1993. 11. 15-18. 三田共用会議所) (後援)
    - ③ 第16回理化学研究所科学講演会(1993. 10. 22. 仙台ホテル) (協賛)
    - ④ 日本学術会議海洋科学研究連絡委員会 海洋科学公開シンポジウム「海と気候と人間活動」(1993. 11. 30. 日本学術会議) (予定)
  - 3) フランクフルト・ブックフェア'93 「学協会誌」展示回へ「La mer」を出展する。(1993. 10. 6-11)
  - 4) 下記の資料の寄贈があった。
    - ① フランス教育学会紀要第4号(1992)
    - ② 日仏生物学会誌32巻1, 2号(1992 創立60周年記念特別号)
    - ③ 隆島史夫 松田皎編「地球にやさしい海の利用」地球環境と水産学(1992. 8. 7. 日本学術会議水産学研究連絡委員シンポジウム)(1993 恒星社厚生閣)
  - 5) 7月31日現在の会計報告が行われた。正会員の会費納入は114名, La mer 30巻, 1, 2号の印刷費97万円余が未払いである。なお, 30巻3号についてはJECSS VI事務局から82万円(印刷費の一部負担50万円, 買い上げ32万円)が支払われる見込みである。
  - 6) La mer 編集刊行について  
30巻3号(219頁)は8月に刊行, 4号(約65頁)は初校完了, 31巻1号は原稿の入稿完了, 2号以降の手持ち原稿は13編である。
  - 7) 科学研究費補助金研究成果公開促進費の交付に伴

う学会誌の刊行について

- 年度内に31巻2号から32巻1号まで(256頁)を刊行しなければならない。現在の手持ちは150頁程度なので, さらに100頁以上の投稿, 寄稿を年内(できれば11月末まで)に確保するよう, 幹事が努力することになった。
- 8) 「海に何が起きているか」は, 岩波ジュニア新書「みんなが読んでる30冊」の中にはいり, 現在第3刷を発売中である。増刷のさい必要な訂正等を発行所に申し入れるよう, 昨年幹事に内容の点検を依頼したが, 編者への連絡はなかった。しかし, 万全を期して順調な売上を継続するため, 編者への連絡機嫌を9月末として, 再度幹事の協力を要請する。
  - 9) IFREMERのAquatic Living Resourcesの編集会議が9月末ダブリンで行われ, 関幹事が出席する。同誌の性格, 内容等は本学会やLa merとも深い関係があるので, 記事の相互紹介等柔軟に対処しつつ, 協力関係をはたらきかけることとする。
  - 10) 1994, 1995年度役員, 評議員選挙については, これまでより日程を半月程度繰上げ(前回は, 評議員選挙は1月10日投票用紙発送, 31日締切, 2月6日開票), 学会運営の順調な引継を図る。具体的な日程等については庶務幹事が検討し, 作業を計画する。

### 2. 新入会員(正会員)

氏名	所属・住所	紹介者
佐藤 好明	〒108 港区港南 4-5-7	森永 勤 東京水産大学教養科

### 3. 住所変更

北野 康	〒465 名古屋市名東区神里 2-93
杉原滋彦	〒759-15 下関市永田本町 2-7-1 水産大学校漁業学科

### 4. 退 会

(正会員) 青山恒雄, 野村 稔

## 日仏海洋学会役員・評議員

(1992-1993 年度)

顧問：ユーベル・プロシェ ジャン・デルサルト  
 ジャック・ロベール アレクシス・ドラ  
 デール ベルナル・フランク ミシェル・  
 ルサージュ ローベル・ゲルムール・ジャッ  
 ク・マゴー レオン・ヴァンデルメルシュ  
 オーギュスタン・ベルク ユーベル・セカ  
 ルディ

名誉会長：オリビエ・アンサール

会長：有賀祐勝

副会長：高木和徳 岡市友利

幹事：(庶務) 須藤英雄 有元貴文

(会計) 森永 勤 竹松 伸

(研究) 関 文威 小池勲夫

(編集) 山口征矢 渡邊精一

監事：久保田穰 辻田時美

編集委員長：村野正昭

## 評議員：

有賀祐勝 有元貴文 石井丈夫 石丸 隆  
 今脇資郎 宇野 寛 大塚一志 岡市友利  
 梶浦欣二郎 金成誠一 鎌谷明善 国司秀明  
 黒田一紀 小池勲夫 佐伯和昭 坂本市太郎  
 坂本 亘 杉森康宏 須藤英雄 関 文威  
 関根義彦 平 啓介 高木和徳 隆島史夫  
 高野健三 高橋正征 竹松 伸 谷口 旭  
 辻田時美 寺崎 誠 寺本俊彦 鳥羽良明  
 永田 豊 奈須敬二 西沢 敏 畑 幸彦  
 平野敏行 堀越増興 前田明夫 松生 洽  
 松村皐月 松山優治 丸茂隆三 村野正昭  
 森永 勤 柳 哲雄 山口征矢 和田 明  
 渡邊精一

## 平成6年度学会賞受賞候補者推薦委員会委員

青木三郎 今脇資郎 落合正宏 鎌谷明善  
 岸野元彰 小池勲夫 高野健三 竹松 伸  
 谷口 旭 中村重久 松生 洽 村野正昭  
 柳 哲雄 山口征矢



## 日本学術会議だより

No.30

## アジア学術会議 11月に開催

平成5年10月 日本学術会議広報委員会

今回の日本学術会議だよりでは、アジア学術会議、本年6月に閣議了解を得ました平成6年度日本学術会議共同主催国際会議の概要及び日本学術会議が本年度において実施する地域活性化施策推進事業等についてお知らせします。

## アジア学術会議について

- 1 日本学術会議は、アジア地域の各国を代表する科学者を東京に招き、本年11月15日(月)から18日(木)までの4日間、アジア学術会議を開催します。
- 2 アジア地域との学術分野における交流の重要性については、「学術分野における国際貢献についての基本的提言」(平成5年4月、日本学術会議第116回総会採択)においても指摘されたところですが(「日本学術会議だより」(No.29)参照)、地理的、歴史的、文化的に多くの共通点を持つ近隣諸国間の交流は、それぞれの国の学術の発展、ひいてはその地域全体の学術の発展にとって極めて重要なことであります。
- 3 このアジア学術会議は、特定分野に限らない全学問領域にわたるアジア地域の科学者による連携・協力のための初の国際会議であり、その意義は極めて大きく、日本学術会議では、会議の成果をあげるため、既に本年4月、アジア学術会議実行委員会(委員長:渡邊格・日本学術会議副会長、副委員長:川田侃・同副会長)を設置し、関係学協会の御協力の下、開催に向け、鋭意、準備を進めているところで、

会議の概要は以下のとおりです。

- (1) 主催  
日本学術会議
- (2) 日程  
11月15日(月)開会式(基調講演、特別講演等)  
歓迎レセプション  
16日(火)会議(自由討議)  
17日(水)視察(筑波研究学園都市)  
18日(木)会議(自由討議)、閉会式
- (3) 会場  
三田共用会議所  
〔東京都港区三田2-1-8〕  
電話 03-3455-7591
- (4) 参加者  
インド、インドネシア、シンガポール、タイ、大韓民国、中華人民共和国、日本、フィリピン、マレーシアの各国の学術推進機関(アカデミー等)から推薦された人文・社会科学系及び自然科学系の科学者21名

(日本からは、近藤次郎日本学術会議会長及び川田侃同副会長が出席の予定)

## (5) 議題

「アジア地域における学術の発展とそのための連携・協力について」

## 平成5年度地域活性化施策推進事業の実施について

—地域の過去、現在、未来を探る—

東京一極集中を是正し、国土の均衡ある発展を図るため、地域を活性化することの必要性が叫ばれています。この中で、地域において、情報発信能力を高め、産業技術の進歩、暮らしの質的向上を促す総合的な学術研究の力の向上は、「豊かな国民生活」を実現するために不可欠のことであり、また、国際的に開かれた地域を形成するためにも有効なことと考えられます。このため、日本学術会議では、本年度において、国土庁の地域活性化施策推進費を活用して、全国3か所での地域における産学官の協力による公開フォーラムの実施とその報告書作成を柱とする“ふるさと学会”開催事業を実施することとしました。

本事業は、地域を対象とする学術研究の成果を人文、社会、自然科学を網羅して総合的に取りまとめ、その地域の過去の歴史、現在の状態、将来の予想を明らかにし、地域のアイデンティティと将来像を考える一助とするとともに、この過程において、地域の産学官の連携や学術研究者と地域住民の交流をも促進することを狙いとするモデル事業と位置づけています。

## 平成6年度に開催する日本学術会議共同主催国際会議

日本学術会議は、昭和28年9月の国際理論物理学学会議の開催以来、平成5年度までに135件の国際会議を関係の学術研究団体と共同して開催し、我が国のみならず世界の学術水準の向上に努めてきたところです。

平成6年度においても、次表の6会議を共同主催することとし、本年6月25日、これらの国際会議の開催とこれについて所要の措置を講ずる旨の閣議了解を得ました。

また、本年は、平成8年(1996年)度開催分の国際会議について共同主催の申請を受け付けており、締切りは12月10日です。

詳しくは、下記までお問い合わせください。

## 【問い合わせ先】

日本学術会議事務局学術部情報国際課国際会議係  
電話03-3403-6291(内)254, 255

## 平成6年(1994年)度日本学術会議・国内学術研究団体共同主催国際会議概要

会 議 名	第8回国際神経・筋学会	第24回国際園芸学会議	第30回錯体化学国際会議
母 体 機 関	世界神経連合	国際園芸学会	国際純正・応用化学連合
共 催 団 体	日本神経学会	園芸学会	(社)日本化学会 錯体化学研究会
参加予定人数 参加予定国数	国外 1,100人 国内 800人 計 1,900人 [41か国・2地域]	国外 1,000人 国内 750人 計 1,750人 [88か国・2地域]	国外 300人 国内 700人 計 1,000人 [46か国・2地域]
開 催 時 期	7月10日～15日(6日間)	8月21日～27日(7日間)	7月24日～29日(6日間)
開 催 場 所	京都市(国立京都国際会館)	京都市(国立京都国際会館)	京都市(国立京都国際会館)
開 催 間 隔	4年ごと	4年ごと	1ないし2年ごと
組織委員会 委員長	国立精神・神経センター 名誉総長 里吉栄二郎	東京農業大学農学部 教授 岩田正利	(準備委員会代表者)立命館大学理工学部 教授 大瀧仁志

会 議 名	第21回世界心電学会	第47回国際情報ドキュメンテーション 連盟総会	第2回国際病態生理学会総会
母 体 機 関	世界心電学会	国際情報ドキュメンテーション 連盟	国際病態生理学会
共 催 団 体	日本心電学会 (財)日本心臓財団	(社)情報処理学会 (社)情報科学技術協会 情報知識学会	日本病態生理学会
参加予定人数 参加予定国数	国外 500人 国内 1,000人 計 1,500人 [30か国]	国外 400人 国内 800人 計 1,200人 [55か国・1地域]	国外 500人 国内 800人 計 1,300人 [62か国・2地域]
開 催 時 期	7月3日～7日(5日間)	10月2日～9日(8日間)	11月19日～24日(6日間)
開 催 場 所	横浜市(横浜国際平和会議場)	大宮市(大宮ソニックシティ)	京都市(国立京都国際会館)
開 催 間 隔	毎年	2年ごと	4年ごと
組織委員会 委員長	国立療養所中野病院 病院長 春見建一	国文学研究資料館 客員教授 藤原鎮男	日本臓器製薬株式会社生物活性科学研究所 所長 大村裕

## 日本学術会議主催公開講演会

## —— 女性科学研究者に期待する ——

日本学術会議は、学術の成果を国民に直接還元するための活動として、日本学術会議会員が講師となって、市民を対象に年3回公開講演会を開催しています。

この度、次の公開講演会を開催しますので、お知らせします。多数の方々の御来場をお待ちしています。

- (1) 日 時 平成5年11月26日(金) 13:00～16:30
- (2) 会 場 日本学術会議講堂  
(地下鉄千代田線「乃木坂駅」下車徒歩1分)
- (3) テーマ 「女性科学研究者に期待する」
- (4) 演題及び演者

- ・女性科学研究者問題に関する日本学術会議の取組  
須藤 一(第5部会員, 東北学院大学工学部教授)
- ・女性学ジェンダー論の発展と役割  
加藤春恵子(第1部会員, 東京女子大学現代文化学部教授)
- ・自然科学分野に見られる女性進出とこれに伴う諸問題  
本間 慎(第6部会員, 東京農工大学農学部教授)

・女性科学研究者の地位向上と基盤整備(スウェーデンを例として)

一番ヶ瀬康子(第1部会員, 日本女子大学人間社会学部長)

## 〔申込方法〕

聴講(入場無料)を希望される方は、はがきに、郵便番号、住所、氏名を明記し、11月12日までに下記までお申し込みください(複数人の連記可、FAX送付可)。締切り後も、席に余裕があれば、受け付けますので、下記までお問い合わせください。

〒106 東京都港区六本木7-22-34  
日本学術会議事務局「公開講演会係」  
TEL 03-3403-6291(代) 内線228  
FAX 03-3403-6224

「日本学術会議だより」について御意見・お問い合わせ等がありましたら、下記までお寄せください。

〒106 東京都港区六本木7-22-34  
日本学術会議広報委員会 電話03(3403)6291

La mer (Bulletin de la  
Société franco-japonaise  
d'océanographie)  
Tome 31 (1993)

うみ (日仏海洋学会誌)  
第31巻 (1993年)  
総目次

Sommaire

Numéro 1

Notes originales

- Supra 36 water in the Pacific Ocean  
.....Takashi ICHIYE and Ping CHANG 1-9
- Underwater visibilities in different  
optical type water mass of the  
oceans .....Tsutomu MORINAGA,  
Akihiko IMAZEKI, Hisayuki ARAKAWA  
and Takashi KOIKE 11-18
- Variability in the flux of rapidly sink-  
ing particles at the Chirikov Basin  
of the northern Bering Sea in sum-  
mer 1988 .....Hiroshi SASAKI, Hiroshi  
HATTORI, Osamu MATSUDA, Atsushi  
TANIMURA and Mitsuo FFUKUCHI 19-29
- Reaction of dace, *Tribolodon hako-  
nensis*, toward the movement of  
light curtain (in Japanese)  
.....Young-il AN and  
Takafumi ARIMOTO 31-36
- Faits divers
- On historical tsunamis at Susami-ura  
in Wakayama Prefecture (in Japa-  
nese) .....Shigehisa NAKAMURA 37-39
- Procès-verbaux ..... 41-48

Numéro 2

Notes originales

- Distributions of underwater spectral  
irradiance and optical environ-  
ments of tuna fishing grounds in the  
three oceans  
.....Tsutomu MORINAGA, Akihiko  
IMAZEKI and Yoshitaka MORIKAWA 49-57
- Distribution of passive tracers in an  
oceanic mesoscale eddy field  
.....Keiko YOKOYAMA  
and Kenzo TANAKA 59-78
- Particle tracking in a mesoscale eddy  
field in an ocean  
.....Keiko YOKOYAMA  
and Kenzo TAKANO 79-90
- Sedimentation processes in Tokyo  
Bay, Japan .....Tetsuo YANAGI and  
Mnabu SHIMIZU 91-101
- Procès-verbaux ..... 103-105

第1号

原 著

- 太平洋の36psu 以上の高塩分水 (英文)  
.....市栄 誉・張 平 1-9
- 大洋の光学的水塊分類における水中視認距  
離 (英文) .....森永 勤・今関昭博・  
荒川久幸・小池 隆 11-18
- 1988年夏季の北部ベーリング海・キリコフ  
海盆地における急速沈降粒子フラックス  
の変動 (英文)  
.....佐々木 洋・服部 寛・  
松田 治・谷村 篤・福地光男 19-29
- 移動光幕に対するウグイの反応  
.....安 永一・有元貴文 31-36
- 資 料
- 和歌山県周参見浦の津波史料について  
.....中村重久 37-39
- 学会記事 ..... 41-48

第2号

原 著

- 三大洋における海中分光照度分布とまぐろ  
漁場の光環境 (英文)  
.....森永 勤・今関昭博・森川由隆 49-57
- 中規模うずによる受動追跡子の分散 (英文)  
.....横山恵子・高野健三 59-78
- 中規模うずを含む海での粒子の追跡 (英文)  
.....横山恵子・高野健三 79-90
- 東京湾の堆積過程 (英文)  
.....柳 哲雄・清水 学 91-101
- 学会記事 ..... 103-105

## Numéro 3

## Notes originales

- A numerical simulation of the general circulation in the world ocean.  
Part 1. Temperature and velocity fields .....Chitose ARAKAWA and Kenzo TAKANO 107-116
- A numerical simulation of the general circulation in the world ocean.  
Part 2. Meridional and interoceanic heat transports ...Chitose ARAKAWA and Kenzo TAKANO 117-124
- Life history of *Porphyra tenuipedalis* Miura (Bangiales, Rhodophyta) in culture (in Japanese)  
...Masahiro NOTOYA, Norio KIKUCHI, Yusho ARUGA and Akio MIURA 125-130
- Conference**  
Studies on optical environment and biological production in the ocean (in Japanese) .....Motoaki KISHINO 131-134
- Faits divers**  
UNESCO • Russian-IHP Symposium "Hydrochemistry 1993" (in Japanese)  
.....Humitake SEKI 135
- Procès-verbaux** ..... 137-143
- Liste des membres de la société franco-japonaise d'océanographie** ..... 145-163

## Numéro 4

## Notes originales

- Island-trapped shelf waves  
.....Motoyasu MIYATA 169-178
- On the sea level variations in Yuasa Bay at the eastern Kii-Channel (in Japanese) .....Shigehisa NAKAMURA 179-186
- Parameterization of turbulent diffusion coefficient in the western equatorial Pacific Ocean (in Japanese)  
.....Sei-ichi KANARI and Chikashi KOBAYASHI 187-197
- Relationship between underwater natural light intensities and behaviour of the disc abalone *Haliotis (Nordotis) discus* during the night (in Japanese)  
.....Yoshitaka MORIKAWA, Yasuyuki KOIKE and Tsutomu MORINAGA 199-204
- Procès-verbaux** ..... 205-206
- Sommaire du Tome 31** ..... (1)-(2)

## 第3号

## 原 著

- 世界じゅうの海水の大循環の数値シミュレーション  
第1部 水温と流速の分布 (英文)  
.....新川千歳世・高野健三 107-116
- 世界じゅうの海水の大循環の数値シミュレーション  
第2部 南北方向および大洋間の熱輸送 (英文).....新川千歳世・高野健三 117-124
- 紅藻カイガラアマノリの室内培養における生活史.....能登谷正浩・菊地則雄・有賀祐勝・三浦昭雄 125-130
- 日仏海洋学会賞受賞記念講演  
海洋の光環境と生物生産に関する研究  
.....岸野元彰 131-134
- 資 料**  
シンポジウム「水圏化学 1993」  
.....関 文威 135
- 学会記事**..... 137-143
- 会員名簿**..... 145-163

## 第4号

## 目 次

## 原 著

- 島のまわりの陸棚波 (英文)  
.....宮田元靖 169-178
- 紀伊水道東部湯浅湾の水位変動について  
.....中村重久 179-186
- 西太平洋赤道域における乱流拡散係数のパラメーターリゼーション  
.....金成誠一・小林智加志 187-197
- 自然光下における水中の明るさとクロアワビの夜間行動  
.....森川由隆・小池康之・森永 勤 199-204
- 学会記事**..... 205-206
- 総目次 (第31巻)** ..... (1)-(2)

## 賛 助 会 員

阿 部 嘉 方	東京都練馬区春日町 2-15-6
株式会社 内田老鶴園 内 田 悟	東京都文京区大塚 3-34-3
有限会社 英 和 出 版 印 刷 社	東京都北区中里 2-7-7
株 式 会 社 カ イ ジ ョ ウ	東京都西多摩郡羽村町栄町 3-1-5
㈱ 海 洋 生 物 環 境 研 究 所	東京都千代田区内神田 1-18-12 北原ビル内
株 式 会 社 川 合 海 苔 店	東京都大田区大森本町 2-31-8
株式会社 自然・情報環境研究所	横浜市栄区桂町 1-1, 3-401
新日本気象海洋株式会社	東京都世田谷区玉川 3-14-5
全日本爬虫類皮革産業連合会	東京都足立区梅田 4-3-18
株式会社 高 岡 屋	東京都台東区上野 6-7-22
株式会社東京久栄技術センター	埼玉県川口市芝鶴ヶ丸 6906-10
株式会社西日本流体技研	長崎県佐世保市棚方町 283
日本アクアラング株式会社	神奈川県厚木市温水 2229-4
㈱ 三 菱 総 合 研 究 所 (社会情報システム部)	東京都千代田区大手町 2-3-6
宮 本 悟	東京都中央区かきどき 3-3-5 かちどきビル ㈱本地郷
株式会社 読 売 廣 告 社	東京都中央区銀座 1-8-14
渡 辺 機 関 工 業 株 式 会 社	愛知県渥美郡田原町神戸大坪 230
株式会社 渡 部 計 器 製 作 所	東京都文京区向丘 1-7-17

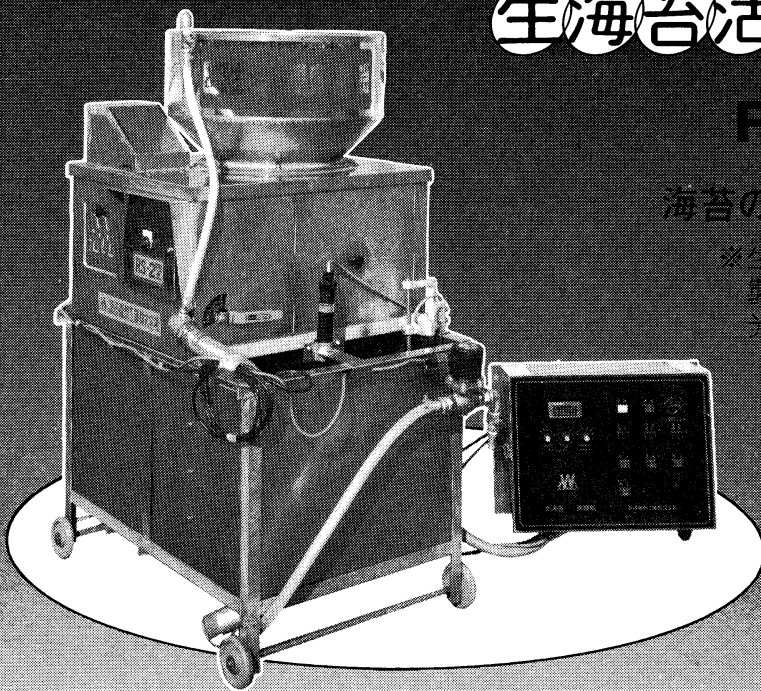
応援します。  
 良い海苔づくり—

生海苔活性調整機

RS-2型

海苔の等級が数段あがる

※生海苔を活性化し、海苔  
 製品の表面をなめらかに  
 光沢よく仕上げます。



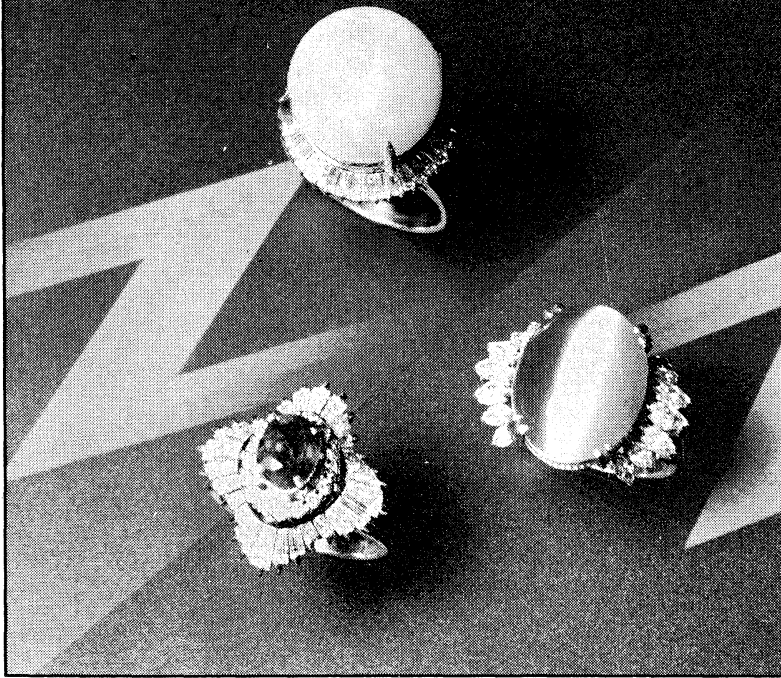
	RS-1型	RS-2型
高	720mm	1,400mm
幅	260mm	560mm
深	260mm	780mm
重	65kg	120kg
	40W 1台	40W 2台
モーター	100W 1台	80W 1台
		100W 1台
		150W 1台



渡辺機開工業株式会社

愛知県渥美郡田原町神戸大坪230  
 電話 05312(2)1121(代表)

# Pearl & Jewelry



輝  
ほくろくはひのつゆ

宝石の名門



東京・銀座

東京都中央区銀座6-7-2  
電話572-5011(代表)

**JEWELER miwa**  
No.7-2, 6-CHOME, GINZA,  
TOKYO Phone(03)572-5011

## 営業案内

- 科学魚探SIMRAD
- 理研式GEK
- 曳航式水温計

D. B. T.  
C / S T D  
水中照度計  
水中濁度計  
溶存酸素測定器  
サリノメーター

水中テレビジョン  
自記流向流速計  
比重計, 水色計, 標準海水  
アクアラング  
プランクトンネット類  
採水器類

採泥器類  
電気流速計  
船用機器模型及標本類  
標識票類

株式会社 <sup>ホン</sup>本 <sup>チ</sup>地 <sup>ゴウ</sup>郷

東京都中央区勝どき3丁目3番5号 かちどきビル内 〒104 TEL 533-7771(代)  
TELEFAX 533-4094

代表取締役 宮本 悟 取締役 大塚昌治





日 仏 海 洋 学 会 入 会 申 込 書  
(正 会 員)

	年度より入会	年	月	日申込
氏 名				
ローマ字		年	月	日 生
住 所 〒 勤務先 機関名 電 話				
自 宅 住 所 〒 電 話				
紹介会員氏名				
送付金額		円	送金方法	
会誌の送り先 (希望する方に○をつける)			勤務先	自 宅

(以下は学会事務局用)

受付	名簿 原簿	会費 原簿	あて名 カード	学会 記事
----	----------	----------	------------	----------

入会申込書送付先： 〒101 東京都千代田区神田駿河台 2-3

(財)日 仏 会 館 内

日 仏 海 洋 学 会

郵便振替番号： 東京 5-96503

## 日 仏 海 洋 学 会 編 集 委 員 会 (1992-1993)

委員 長: 村野正昭

委 員: 青木三郎, 有元貴文, 半沢正男, 堀越増興, 前田 勝, 落合正宏, 須藤英雄, 山口征矢, 柳 哲雄

海外委員: H. J. CECCALDI (フランス), E. D. GOLDBERG (アメリカ), T. ICHIYE (アメリカ), T. R. PARSONS (カナダ)

幹 事: 渡辺精一, 山口征矢

### 投 稿 の 手 引

1. 「うみ」(日仏海洋学会機関誌; 欧文誌名 *La mer*) は, 日仏海洋学会正会員およびそれに準ずる非会員からの投稿(依頼稿を含む)を, 委員会の審査により掲載する。
2. 原稿は海洋学および水産学両分野の原著論文, 原著短報, 総説, 書評, 資料などとする。すべての投稿は, 本文, 原図とも正副2通とする。副本は複写でよい。本文原稿用紙はすべてA4判とし, 400字詰原稿用紙(和文)に, または厚手白紙にダブル・スペース(和文ワープロでは相当間隔)で記入する。表原稿および図説明原稿は, それぞれ本文原稿とは別紙とする。
3. 用語は日, 仏, 英3カ国語の何れかとする。ただし, 表および図説明の用語は仏文または英文に限る。原著論文(前項)には約200語の英文または仏文の要旨を, 別紙として必ず添える。なお, 欧文論文には, 上記要旨の外に, 約500字の和文要旨をも添える。ただし, 日本語圏外からの投稿の和文要旨については編集委員会の責任とする。
4. 投稿原稿の体裁形式は最近号掲載記事のそれに従う。著者名は略記しない。記号略号の表記は委員会の基準に従う。引用文献の提示形式は, 雑誌論文, 単行本分載論文(単行本の一部引用を含む), 単行本などの別による基準に従う。
5. 原図は版下用として鮮明で, 縮尺(版幅または1/2版幅)に耐えられるものとする。
6. 初校に限り著者の校正を受ける。
7. 正会員に対しては7印刷ページまでの掲載を無料とする。ただし, この範囲内であっても色彩印刷を含む場合などには, 別に所定の費用を著者負担とすることがある。正会員の投稿で上記限度を超える分および非会員投稿の印刷実費はすべて著者負担(10,000円/頁)とする。
8. すべての投稿記事について, 1篇あたり別刷50部を無料で請求できる。50部を超える分は請求により, 50部単位で作製される。別刷請求用紙は初校と同時に配布される。
9. 原稿の送り先は下記の通り。

〒108 東京都港区港南4-5-7 東京水産大学 村野正昭 気付  
日仏海洋学会編集委員会

---

1993 年 11 月 25 日 印刷  
1993 年 11 月 28 日 発行

う み 第 31 巻  
第 4 号

定 価 等 1,600

編 集 者 村 野 正 昭  
発 行 所 日 仏 海 洋 学 会  
財団法人 日仏会館内  
東京都千代田区神田駿河台2-3  
郵便番号: 101  
電話: 03(3291)1141  
振替番号: 東京 5-96503  
印刷者 佐 藤 一 二  
印刷所 有限会社英和出版印刷社  
東京都北区中里2-7-7  
郵便番号: 114  
電話: 03(5394)4856

---

(本誌出版費の一部は平成5年度文部省科学研究費補助金「研究成果公開促進費」による。)

Publication of *La mer* has been supported in part by a Grant-in-Aid for Publication of Scientific Research Result from the Ministry of Education, Science and Culture, Japan.

Tome 31            N° 4

SOMMAIRE

Notes originales

Island-trapped shelf waves .....	Motoyasu MIYATA	169
On the sea level variations in Yuasa Bay at the eastern Kii-Channel (in Japanese) .....	Shigehisa NAKAMURA	179
Parameterization of turbulent diffusion coefficient in the western equatorial Pacific Ocean (in Japanese) .....	Sei-ichi KANARI and Chikashi KOBAYASHI	187
Relationship between underwater natural light intensities and behaviour of the disc abalone <i>Haliotis (Nordotis) discus</i> during the night (in Japanese) .....	Yoshitaka MORIKAWA, Yasuyuki KOIKE and Tsutomu MORINAGA	199
Procès-verbaux .....		205
Sommaire du Tome 31 .....		(1)

第 31 卷 第 4 号

目 次

原 著

島のまわりの陸棚波 (英文) .....	宮田元靖	169
紀伊水道東部湯浅湾の水位変動について .....	中村重久	179
西太平洋赤道域における乱流拡散係数のパラメータリゼーション .....	金成誠一・小林智加志	187
自然光下における水中の明るさとクロアワビの夜間行動 .....	森川由隆・小池康之・森永 勤	199
学会記事 .....		205
総目次 (第31巻) .....		(1)