

TUMSAT-OACIS Repository - Tokyo

University of Marine Science and Technology

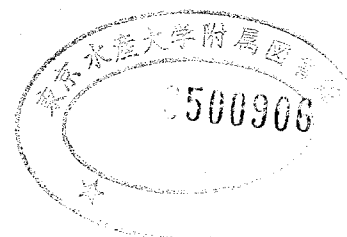
(東京海洋大学)

相模湾周辺海域における内部潮汐の発生と伝播に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2008-03-31 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 北出, 裕二郎 メールアドレス: 所属:
URL	https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/734

相模湾周辺海域における内部潮汐の 発生と伝播に関する研究

平成6年度
(1994)



東京水産大学大学院
水産学研究科
海洋生産学専攻

北出 裕二郎

目次

第1章	はじめに	1
第2章	相模湾表層の潮汐周期変動の特性	
	— 1983年夏季の観測記録の解析 —	5
2.1	はじめに	5
2.2	観測記録	5
2.3	統計的特性	6
2.4	考察	7
2.5	まとめと問題点	16
第3章	相模湾の半日周期内部潮汐の特性	
	— 1986年の観測記録の解析 —	31
3.1	はじめに	31
3.2	観測	31
3.3	観測記録	32
3.4	統計的な特性	32
3.5	考察	35
3.6	まとめ	37
第4章	相模湾における内部潮汐の伝播特性	
	— 1991年の水温多層観測と解析 —	48
4.1	はじめに	48
4.2	観測	48
4.3	観測された内部潮汐の特性	50
4.3.1	卓越周期	50
4.3.2	水平構造	51
4.3.3	鉛直構造	52
4.3.4	観測結果のまとめ	55
4.4	内部潮汐の伝播に関する数値実験	56
4.4.1	実験方法	56
4.4.2	外部潮汐流の分布と内部潮汐の発生域	58
4.4.3	内部潮汐の伝播特性	58
4.5	まとめと考察	59

第5章 伊豆海嶺北部での内部潮汐の特性	
— 1993年秋の伊豆海嶺での観測と解析 —	85
5.1 はじめに	・・・ 85
5.2 観測	・・・ 86
5.3 観測記録	・・・ 86
5.3.1 水温記録の特徴	86
5.3.2 流速記録の特徴	87
5.4 半日周期の流速分布	・・・ 89
5.5 まとめと考察	・・・ 90
第6章 海嶺域における内部潮汐の生成と伝播	
— 海嶺域での観測結果の数値実験による解釈 —	106
6.1 はじめに	・・・ 106
6.2 実験方法	・・・ 106
6.3 実験結果	・・・ 109
6.3.1 流速傾圧成分の分布	109
6.3.2 等密度線の分布	110
6.3.3 内部波の運動エネルギーの分布	112
6.4 考察	・・・ 113
6.5 まとめ	・・・ 115
第7章 まとめ	133
7.1 相模湾における内部潮汐	・・・ 133
7.2 伊豆海嶺北部における内部潮汐の生成と伝播	・・・ 135
7.3 今後の課題	・・・ 136
謝辞	137
文献	138

第1章

はじめに

内部波は密度成層場に起こる波で、海面の波に比べてはるかに大きな振幅を持ち、その振幅は数十メートルにも達することがある。内部波の中でも潮汐周期のものがしばしば観測され(Roberts,1975; Wunsch,1975 等)、この波は特に内部潮汐と呼ばれている。内部潮汐は陸棚端や海嶺などの海底地形の急変する海域で外部潮汐からエネルギーを受けて発生する(Rattray,1960; Baines,1982 等)。内部波は伝播過程で流速シアや海底摩擦により減衰するため(Sherwin,1988; Holloway,1991; Brink,1988)、大陸棚の広い海域で観測される半日周期内部波は陸岸に向かう進行波の性質を持つ場合が多い(Baines,1986 等)。それに対し、陸棚幅の狭い海域では内部潮汐は殆ど減衰せずに陸岸で反射し、定在波的な性質を持つことがある(Winant and Bratkovich,1981)。日本沿岸には陸棚幅の狭い海域が多く、実際に半日周期内部波が湾奥で反射し、湾の内部静振と共振して巨大化すると報告されている(Matsuyama,1985a,1985b)。

近年、日本の沿岸でも内部潮汐の観測が増え、幾つかの興味ある結果が導かれている(Inaba,1981,1984;Matsuyama and Teramoto 1985; Matsuyama 1985a;松山・岩田,1985; Okazaki,1990; Matsuno,1991)。なかでも駿河湾および相模湾周辺の研究が多い。Inaba(1981,1984)は駿河湾表層での流れの観測から、外部潮汐では説明できない一日周期の潮流を見つけ、それが内部潮汐に依るものであることを示唆した。Matsuyama(1985b)は駿河湾で観測される内部潮汐は湾内で発生したものではなく、湾外で発生し湾内へ伝播したものであることを数値モデルにより明らかにした。一方、相模湾では、松山・岩田(1985)は城ヶ島沖での測流結果から半日周期内部波が卓越することを示し、駿河湾と相模湾の内部波の卓越周期の違いは伊豆海嶺で発生した内部波の周期による伝播特性の違いによると推測している。これら両湾での卓越周期の違いについては、Ohwaki and Matsuyama(1991)、Ohwaki et al.(1994)により、二層モデルを用いた数値実験で明らかにされた。さらに、彼らは数値実験の結果から、相模湾および駿河湾周辺海域で観測される内部潮汐の主な発生域は伊豆海嶺であると推定した。

しかし、これまでの相模湾における内部潮汐の研究では、観測・数値モデル実験共に、湾内での内部潮汐の挙動を十分に把握したとは言い難い。観測について言えば、内部潮汐を対象としたものではなく、循環流の研究のために実施した観測の記録に内部潮汐の変動が現れていたことから、その存在や卓越周期について議論したにすぎない。数値モデル実験はある程度の成果を挙げたが、計算機の性能の問題で格子点の粗さや地形の単純化は避けられず、さらに物理的に説明すべき観測記録が少なかったこともあって、満足すべき結果を得たとは言えない。従って、相模湾内での内部潮汐の振幅や位相の分布の詳細は殆ど明らかにされていない。

以上のことから、相模湾を対象海域と定め、内部潮汐の挙動を把握し、その発生・伝播過程を明らかにすることを本研究の目的とする。相模湾(Fig. 1.1)は陸棚幅が狭く非常に深い湾であるため内部潮汐は減衰しにくく、湾の水平スケール(40~60 km)がロスビーの内部変形半径(10~20 km)と比べて大きいために波動の振舞に対してコリオリの力が重要な役割を果たすと考えられる。このような相模湾における内部潮汐の挙動は海洋物理学的に非常に興味深い。また、内部潮汐は二重潮と呼ばれ、時には定置網を流失させるほどの流速を伴うため(松山他,1992)、古くから漁業者の間で恐れられてきた。その一方で、巨大化した内部波が躍層下の栄養塩を表層の有光層へ輸送するなど、生物生産に重要な役割を果たすと指摘されている(Sandstrom and Elliot,1984)。従って、内部潮汐の研究は海洋物理学的な意義だけでなく、水産学においても極めて重要な意義を持つと考えられる。

本研究では、まず 1983 年、1986 年に相模湾内で行われた係留観測記録を解析し、その解析結果を基に 1991 年に係留による詳細な内部波の観測を実施した。次に、これらの観測と観測記録の統計解析により内部潮汐の分布特性を把握し、その解析結果を理論及び数値モデル実験により力学的に解釈して、相模湾周辺海域における内部潮汐の発生・伝播過程を明らかにする。さらに、相模湾で観測される内部潮汐の主な発生域と考えられている伊豆海嶺北部で観測を実施し、内部潮汐の生成・増幅機構を解明していく。

以下、第 2 章では 1983 年の観測記録を解析し、相模湾における内部潮汐の分布特性を見出し、解析モデルによる理論的考察を行う。第 3 章では 1986 年の観測記録を解析し、半日周期内部波の伝播特性を調べ、単純化した数値モデルにより観

測結果を説明する。第4章では1991年に実施した観測記録を解析し、相模湾における内部潮汐の水平・鉛直構造について述べる。さらに、現実の地形を考慮した数値実験を行い、相模湾で観測される内部潮汐の発生・伝播過程を明らかにする。第5章では相模湾で観測される半日周期内部波の主な発生域と推定される伊豆海嶺北部で実施した観測記録を解析し、発生域周辺における内部潮汐の分布特性を調べる。第6章では伊豆海嶺を鉛直2次元レベルモデルによりモデル化し、内部潮汐の生成・増幅機構について調べ、発生域で観測された内部波の特性を解釈する。第7章では全体のまとめを行い、今後の課題を述べる。

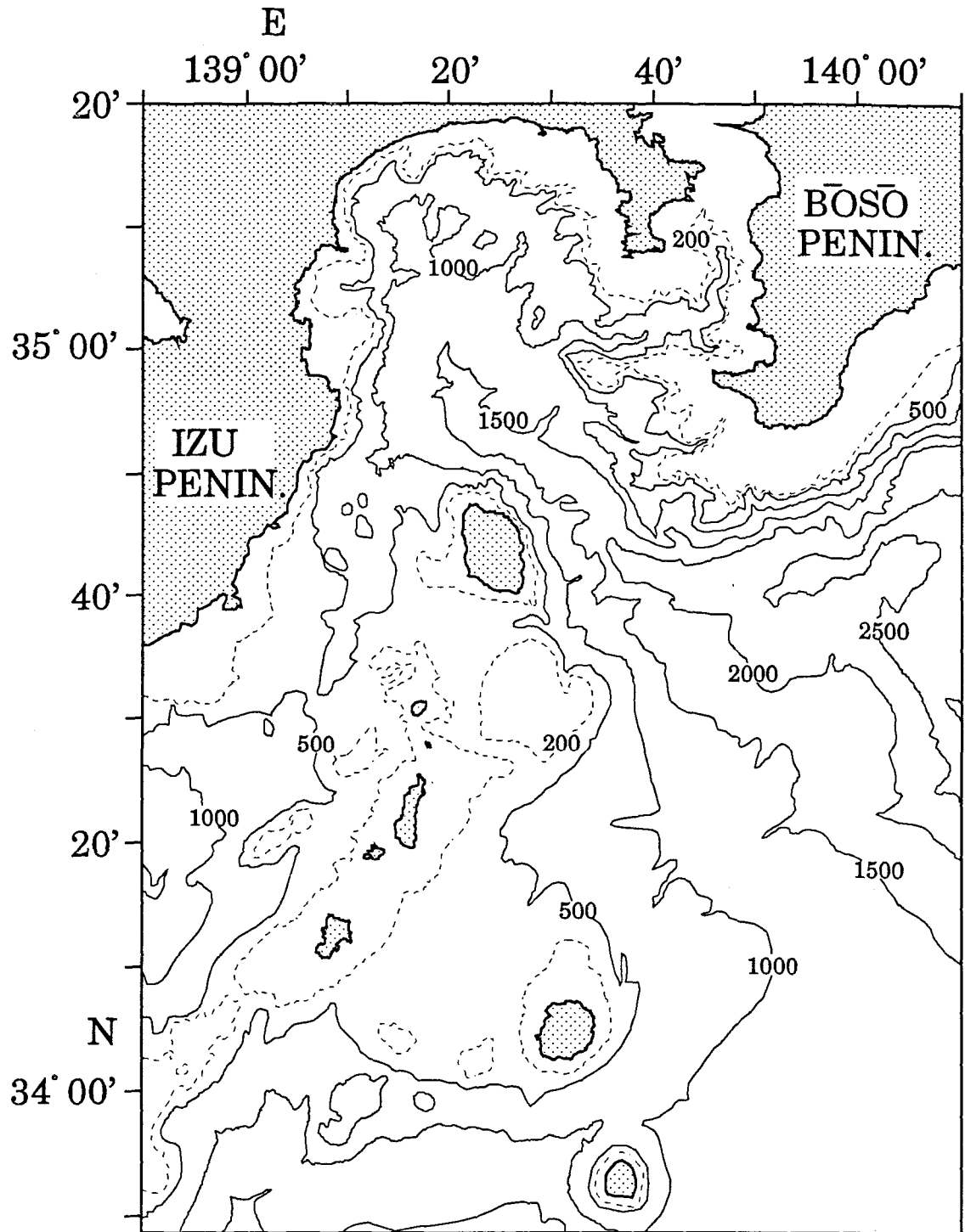


Fig. 1.1. Bottom topography in and around Sagami Bay. Bottom depth contours are in meters.

第2章 相模湾表層の潮汐周期変動の特性

— 1983年夏季の観測記録の解析 —

2. 1 はじめに

相模湾周辺海域では、潮汐成分による潮位振幅は主要四分潮の中でも特に大きい M_2 成分でさえ 0.4m 以下である (Table 2.1)。しかしながら、実際の測流結果には、この外部潮汐の潮位からは説明できないほど強い潮流が得られることがある (松山, 1988)。相模湾では表層の循環流を調べるため、1983年夏に湾内5点の30m深で係留観測が行われ (Iwata and Matsuyama, 1989)、その記録には顕著な潮汐周期変動が見られた。Ohwaki et al. (1991) はこの記録を用い、潮汐周期の流速振幅が数値実験により見積もられた外部潮汐のものに比べてはるかに大きいことから、潮汐周期の流速変動の殆どが内部波に依ると指摘している。しかし、彼らは湾内での水温・流速振幅の分布及び両者の関係について詳細な議論をしてない。これらは同一深度で長期間にわたり、同時観測された流速と水温の貴重な記録である。この章では潮汐周期の水温・流速変動に注目し、その特徴及び水平分布を調べ、その分布と内部潮汐の関係について考察する。

2. 2 観測記録

Fig.2.1 に係留観測点の位置を示す。合計5測点で、30m深の流向・流速と水温の記録が得られている。観測は1983年6月から行われたが、Fig.2.2 に示す様に測点によって観測期間が異なっている。ただし、7月19日から9月2日までの45日間は同時に記録が得られている。

Fig.2.3(a) に JO で測定した水温と流速の東西・南北成分の時系列を示す。水温変動を伴う流速の数日周期の変動 (以後、短期変動と呼ぶ) が見られ、この短期変動と一日及び半日の潮汐周期の変動が重なっている。この潮汐周期変動は間欠的に強められ、その変化は強いときには流速で 60 cm s^{-1} 、水温で 4°C に達する。そこで潮汐周期変動を見やすくするため、生の記録から25時間以上の短期変動を除いた流速の東西・南北成分を布良 (Fig.2.1 の MERA) の潮位とともに Fig.2.3(b) に

示す。9月には半日周期の流速変動が顕著に見られるが、流速の振幅変化と潮位のそれとは必ずしも一致せず、流速の方が潮位より少し遅れている様子が伺える。

2. 3 統計的特性 周期特性

5測点で同時に観測された45日間の水温のパワー・スペクトルを Fig.2.4 に示す。全測点で半日周期が卓越し、測点によっては一日周期にも明確なピークが認められる。また、1/3日や1/4日周期にピークの見られる測点もあるが、前者のピークと比べてエネルギー・レベルは低い。各測点の一日周期と半日周期のピークの位置を図中に矢印で示してある。一日周期のレベルはOKで最高、B、JOとCではほぼ同じで、Aで最低となっている。一方、半日周期のレベルはOKで最高、Cで最低となっており、測点によるレベルの差は一日周期のものに比べて大きいことが分かる。

以上、水温のスペクトル解析の結果、半日と一日周期帯の変動が卓越していることが分かった。そこで、これらの両周期帯の変動について調べていく。

各測点の水温・流速振幅

一日及び半日周期を主要四分潮(O_1, K_1, M_2, S_2)に分けて水温・流速振幅を求め、各測点における振幅の比較及び水温と流速振幅の関係に注目する。Table 2.2 はスペクトル解析と同じ45日間の記録から求めた潮流楕円長軸の長さや水温振幅を示す。一日周期の O_1, K_1 成分では水温・流速振幅ともにOKで最も大きく、Aで最も小さい。それに対し、半日周期の M_2, S_2 成分では湾東部のBやOKで水温振幅が大きい、流速振幅はAやJOの方が大きい。一方、湾西部のCでは水温、流速振幅共に小さい。以上この表から、①半日周期成分では流速振幅の最大となる地点と水温振幅の最大となる地点は一致しないが、②一日周期成分では流速振幅の大きい地点で水温振幅も大きくなっていることがわかる。

また、一日周期成分では O_1 に比べ K_1 の方が流速振幅の大きい測点が多く、半日周期成分では水温・流速とも全点で S_2 よりも M_2 の方が大きいことがわかる。そこで、一日周期及び半日周期の代表として、 K_1 と M_2 分潮の潮流楕円の分布を Fig.2.5 に示す。 K_1 分潮では長軸の長さはOKで特に大きく、湾中央のAで最も小

さい。比較的岸に近いJOとCでは楕円の方向は岸に沿った細長い形をしている。一方、M₂分潮ではAで最も大きく円に近い形となっているが、JOとOKでは細長く南北方向を向いている。

2. 4 考察

観測記録から見出された潮汐周期変動の特徴は；①半日周期成分では水温振幅はOKやBで大きい、水平流速は湾の中央のAや湾東部のJOで大きくなっており、特に湾西部のCでは水温・流速振幅ともに小さくなっていた、②一日周期成分では水温振幅の大きいOKで流速振幅が大きく、小さいAで流速振幅が小さくなっており、潮流楕円の方向は湾岸に近いJOとCで岸に沿った方向であった、等である。

観測された係留記録には外部モードと内部モードの成分が含まれるものと考えられるが、一層でしか観測されていないためモードを分離して考える事ができない。しかしながら、両モードの湾内での波の特性を調べれば観測された潮汐周期変動の特徴、即ち水温と流速振幅の関係や分布を解釈できるものと期待される。そこで、連続成層場における波の特性および相模湾と同じスケールの矩形湾での波の特性を調べるため、基本方程式から解析解を導き、観測記録との比較考察を行う。

基本方程式の展開

鉛直上方をz軸の正とした直交座標系における、ブシネスク近似した線形基本方程式は

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} + \rho_0 \mathbf{f} \times \mathbf{u}_h = -\nabla_h p \quad \dots (2.1)$$

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \quad \dots (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \quad \dots (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \dots (2.4)$$

である(例えば、梶浦,1976)。但し、 \mathbf{u} は流速ベクトル($\mathbf{u}_h(u, v)$ は流速ベクトル水平成分、 w は鉛直流速成分)、 f はコリオリ・パラメータ ($|\mathbf{f}| = f$)、 p は圧力のパータベーション、 ρ は密度のパータベーション、 ρ_0 は平均場の密度、 g は重力加速度である。(2.1)から u と v は p によりそれぞれ

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} - \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \dots (2.5)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial y \partial t} + \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots (2.6)$$

と表わされる。また、(2.2)(2.3)式から ρ を消去すると

$$\rho_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) w = -\frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t} \quad \dots (2.7)$$

となる。但し、 N は浮力振動数で $N^2 = -g/\rho_0 (\partial \rho_0 / \partial z)$ で表される。

(2.4),(2.5),(2.6),(2.7)式から、 u , v , p を消去し、ブシネスク近似した w に関する式は

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) \nabla_h^2 w = 0 \quad \dots (2.8)$$

となる。ここで、解として

$$w = \Phi(z)W(x, y)e^{-i\omega t} \quad \dots (2.9)$$

を考えれば、(2.8)式は変数分離でき、分離定数を $-1/c_n^2$ とおくと

$$\frac{d^2 \Phi}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{c_n^2} \Phi = 0 \quad \dots (2.10)$$

$$\nabla_h^2 W + \frac{\omega^2 - f^2}{c_n^2} W = 0 \quad \dots (2.11)$$

となる。ここで、波が水平に平面波として伝播する $W = \hat{W}_p e^{i(kx+ly)}$ (但し、 \hat{W}_p は振幅、 k, l はそれぞれ x, y 軸方向の波数) の場合には(2.11)式より、 $c_n^2 = (\omega^2 - f^2)/(k^2 + l^2)$ となるから、(2.10)式は

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + (k^2 + l^2) \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \Phi = 0 \quad \dots (2.10')$$

となる。一方、波が y 軸方向にケルビン波として伝播する $W = \hat{W}_k e^{-\frac{1}{2}e^{iy}}$ (但し、 \hat{W}_k は振幅、 $a = c_n/f$)の場合には(2.11)式より、 $c_n = \omega/l$ となるから、(2.10)式は

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + l^2 \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} \Phi = 0 \quad \dots (2.10'')$$

となる。従って、 ω が $\omega < N$ であれば(2.10'),(2.10'')式より Φ は鉛直方向に振動する解となり得る。内部波は $f < \omega < N$ であれば平面波或いはケルビン波として、また $\omega \leq f$ であればケルビン波として、いずれも鉛直モードを持ち得る。このとき n は鉛直モードの次数を示し、 c_n は各モードの波の位相速度で、等価水深 (equivalent depth) h_n により、 $c_n = \sqrt{gh_n}$ で表せる。

鉛直境界がある場合の波の特性

矩形湾における波の特性を調べる前に、まず鉛直境界がある場合の波の解と波の分散関係について調べる(LeBlond and Mysak,1978 など)。 w と(2.7)式の関係にある p についても(2.9)と同様、鉛直にモードを持つ解として、

$$p = P(z)\eta(x,y)e^{-i\omega t} \quad \dots (2.12)$$

の形のもの考える。今、 x, y 方向にそれぞれ波数 k, l で伝播する波を考え、鉛直境界($x=0$)で反射することを考える。そこで、入射波 p_i と反射波 p_r をそれぞれ

$$p_i = A e^{i(-kx + by - \omega t)} P(z)$$

$$p_r = R A e^{i(kx + by - \omega t)} P(z)$$

とおく(但し、 R は反射係数)と、 p の解は入射波と反射波の重ね合わせによって、

$$p = p_i + p_r = A e^{i(by - \omega t)} (e^{-ikx} + R e^{ikx}) P(z) \quad \dots (2.13)$$

となる。ここで、 $x = 0$ での境界条件は

$$u_i + u_r = 0 \quad , \quad x = 0$$

であるから、(2.13)を(2.5)に代入すると、

$$R = \frac{\omega k - ifl}{\omega k + ifl}$$

が得られる。このとき $|R| = 1$ であるが、 $\tan \alpha = -\frac{fl}{\omega k}$ とおけば、 $\frac{\omega k - ifl}{\omega k + ifl} = e^{2i\alpha}$ となるから、入射波と反射波では位相が 2α ずれることがわかる。ゆえに、(2.13)式は

$$p = 2 A \cos(kx + \alpha) e^{i(by - \omega t + \alpha)} P(z)$$

と変形される。この p を(2.5)式に代入すれば、 u は

$$u = \frac{2 A i}{\rho_0 (\omega^2 - f^2)} [\omega k \sin(kx + \alpha) + fl \cos(kx + \alpha)] e^{i(by - \omega t + \alpha)} P(z)$$

となる。

次に、 $x = 0, L$ に鉛直境界がある y 軸に沿った海峡での波について考える。海峡の両岸での境界条件は $x = 0, L$ で岸に直交する流れは無いものとし、 $u = 0$ とすると、

$$\tan(kx + \alpha) = -\frac{fl}{\omega k}$$

となり、 $\tan \alpha = -\frac{fl}{\omega k}$ であるから、

$$k = \frac{m\pi}{L} \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

が得られる。ただし、 m は海峡の横断方向のモードの次数である。ゆえに、海峡におけるモード m の波は、

$$p_m = C \left[\cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) + \frac{fl_m L}{\omega m \pi} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \right] e^{i(l_m y - \omega t)} P(z) \quad \dots (2.14)$$

となる。ただし、 $C = 2A \cos \alpha e^{i\alpha}$ 、 l_m はモード m の y 軸方向(海峡に沿った方向)の波数である。また、(2.5),(2.6)式より

$$u_m = \frac{C}{\rho_0(\omega^2 - f^2)} \left(1 + \frac{f^2 l_m^2 L^2}{\omega^2 m^2 \pi^2} \right) \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) e^{i(l_m y - \omega t)} P(z) \quad \dots (2.15)$$

$$v_m = \frac{C}{\rho_0} \left[\frac{l_m}{\omega} \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) + \left(\frac{fL}{m\pi g h_n}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \right] e^{i(l_m y - \omega t)} P(z)$$

である。

そこで、このような海峡における波の分散関係式を求める。(2.4), (2.5), (2.6),(2.7)式から u, v, w を消去し、ブシネスク近似を施すと p に関する式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) \nabla_h^2 p \right] = 0$$

が得られる。これに解(2.12)を代入し、分離定数を $-1/c_n^2 (c_n^2 = gh_n)$ とおくと、水平依存の式は

$$\nabla_h^2 \eta + \frac{\omega^2 - f^2}{c_n^2} \eta = 0$$

となる。ここで、(2.14)と(2.12)の比較から

$$\eta(x, y) = C \left[\cos\left(\frac{m\pi}{L} x\right) + \frac{f l_m L}{\omega m \pi} \sin\left(\frac{m\pi}{L} x\right) \right] e^{i l_m y}$$

であるから、これを代入すれば幅 L の海峡における波の分散関係式

$$l_m^2 = \frac{\omega^2 - f^2}{gh_n} - \frac{m^2 \pi^2}{L^2} \quad \dots (2.16)$$

が得られる。この式には外部モードと内部モードの違いは明示されていないが、その効果は h_n に含まれている。ここで、海峡に沿った方向にポアンカレ波が伝播できるのは $l_m^2 > 0$ のときで、分散関係式(2.16)から

$$gh_n < \frac{L^2(\omega^2 - f^2)}{m^2 \pi^2} \quad \dots (2.16')$$

が要求される。今、相模湾のスケールを考え海峡の幅を $L = 40 \text{ km}$ 、 $f = 8.36 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ とし、半日周期 (M_2 成分) の波を考えると、 $m = 1$ では

$$\sqrt{gh_n} \leq \frac{L\sqrt{\omega^2 - f^2}}{\pi} \approx 1.44 \quad (\text{ms}^{-1})$$

を満たすときにポアンカレ波として伝播できる。相模湾は全体的に非常に深い湾であるために外部潮汐の伝播速度は $\sqrt{gh_0} \approx 70.0 \text{ ms}^{-1}$ で、外部潮汐は湾内ではポアンカレ波として伝播できない。一方、鉛直第1モードの内部潮汐では8月の成層状態から(2.10)を数値的に解くと、 $\sqrt{gh_1} \approx 1.0 \text{ ms}^{-1}$ となり、上の関係式(2.16')を満たす。ゆえに、半日周期の内部潮汐は相模湾内ではポアンカレ波の性質を持ち得ることがわかる。

矩形湾における波の特性

相模湾に対して Fig.2.6 のような座標系を取り、幅 $L = 40 \text{ km}$ の矩形湾における波の伝播特性について考える。この様な矩形湾における波の解は Taylor(1921)、Defant(1961)、Brown(1972)などにより示されている。それらによれば、矩形湾における波の解は入射ケルビン波と反射ケルビン波、幾つかのポアンカレ・モードの波(2.14)の重ねあわせにより表わされる。すなわち、パータベーション圧力 p は

$$p = \left[C_0 e^{-\frac{x}{\sigma} - i(y+\omega t)} + RC_0 e^{-\frac{(L-x)}{\sigma} + i(y-\omega t)} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \left\{ \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) + \frac{fL}{\omega m\pi} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \right\} e^{i(l_m y - \omega t)} \right] P(z)$$

となる。上式の右辺第一項は入射ケルビン波、第二項は反射ケルビン波、第三項はポアンカレ・モードの波を表わす。これを(2.6)式に代入すると、

$$v = \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{IC_0}{\omega} \left(R e^{-\frac{L-x}{\sigma} + i(y-\omega t)} - e^{-\frac{x}{\sigma} - i(y+\omega t)} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \left\{ \frac{l_m}{\omega} \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) + \frac{fL}{m\pi g h_n} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \right\} e^{i(l_m y - \omega t)} \right] P(z)$$

が得られる。ここで、 $y=0$ で、岸に直交する流速 v はゼロであるから、結局

$$0 = \frac{IC_0}{\omega} \left(R e^{-\frac{L}{\sigma}} - e^{-\frac{L}{\sigma}} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \left\{ \frac{l_m}{\omega} \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) + \frac{fL}{m\pi g h_n} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \right\}$$

となる。湾を横断する方向に第 M モードまでのポアンカレ・モードの波を考えれば、colocation methodにより係数 C_m と R を求めることができる。

水温とパータベーション圧力の関係

観測では圧力は得られていないが、水温変化が測定されている。そこで、水温とパータベーション圧力の関係を見てみる。水温の式は

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = K_A \nabla^2 T$$

であらわせる。ただし、 K_A は拡散係数、 T は基本場の水温 T_0 と水温パータベ-

ション T' により $T = T_0 + T'$ と表せるとする。ここで、温度の基本場が水平に一様で、拡散による温度変化が水粒子の移流によるものと比べて小さいと仮定すると、水温の式は

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} + w \frac{\partial T_0}{\partial z} = 0$$

となる。また、 T' が波動解を持つものとするれば $\frac{\omega}{k} \gg u$ である ($\omega/k \approx 1.0 \text{ m s}^{-1}$ であり、相模湾周辺海域での観測(Inaba,1982; Ohwaki et al.,1991) から潮汐周期の流速振幅は大きい所で $u \approx 0.1 \text{ m s}^{-1}$ である) から、微小振幅波として移流項(非線形)の項は省略でき

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + w \frac{\partial T_0}{\partial z} = 0$$

となる。ここで、 w が水粒子の変位 η によって $w = \frac{\partial \eta}{\partial t}$ と表わせるから、上式は、

$$T' = - \frac{\partial T_0}{\partial z} \cdot \eta \quad \dots (2.17)$$

となる(例えば、Halpern,1971)。一方、 w は潮汐周期で変動するから、 $N^2 w \gg \partial^2 w / \partial t^2$ であることを考慮すれば、(2.7)式は

$$-\rho_0 N^2 \eta = \frac{\partial p}{\partial z}$$

となる。今考えているモデルは等価水深が h_n で、密度一様の場合に置き換えられるから、静水圧近似した式((2.2)式の左辺を無視したもの)を考えれば、容易に η と p は比例関係にあることがわかる。ゆえに、水温のパートバージョン T' は p と比例関係になるから、 p の振幅が大きい所では水温振幅も大きいと言える。

半日周期変動について

まず、水深 $h_0 = 500 \text{ m}$ の湾における半日周期(M_2)の外部潮汐の伝播について考え

る。湾奥での鉛直振幅が 0.5 m になるように入射ケルビン波の振幅を $C_0=2450$ とし、第 10 ポアンカレ・モードまでを考慮したときに湾奥で生成される各ポアンカレ・モードの振幅とケルビン波の反射係数を Table 2.3(a)に示す。反射係数が 1 であるから入射したケルビン波は全てケルビン波として反射する。この時の湾内での p の振幅、流速振幅及び潮流楕円の分布を Fig.2.7(a)~(c)に示す。湾内での流速は極めて小さく、1983 年の各観測点に対応する地点では最大でも約 1 cm s^{-1} であり、潮流楕円の形は湾軸に沿ったほぼ直線となる。この振幅と潮流楕円の構造は Fig.2.5(b)と全く異なっており、外部潮汐の特性では観測された潮流を説明できないことがわかる。

次に、湾内における内部潮汐の伝播について考えてみる。湾の大きさは同じだが、鉛直第 1 モードに相当する $\sqrt{gh_1} = 1.0 \text{ m s}^{-1}$ となる半日周期(M_2)の内部潮汐の場合における各振幅と反射係数を Table 2.3(b)に示す。また、 p の振幅、流速振幅及び潮流楕円の分布を Fig.2.8(a)~(c)に示す。 $C_0=24.5$ と外部潮汐の場合の 100 分の 1 の振幅を与えたにもかかわらず、流速は外部潮汐に比べ大きい。特に、湾奥から約 20 km の湾中央部での流速が大きく、潮流楕円の形状がほぼ円形となっている。ケルビン波の反射係数は 0.35 で残りはポアンカレ波になっていることから、この潮流楕円の形状はポアンカレ波とケルビン波の重ねあわせによって形成されていると解釈できる。Fig.2.8 の(a)と(b)の比較から湾中央や湾東部の流速振幅の大きい海域では p の振幅は小さく、流速振幅の小さい海域では p の振幅は比較的大きいが、湾西部の流速振幅の小さい場所では p の振幅も小さいことがわかる。

これらの分布は観測された半日周期の水温・流速振幅の分布 (Table 2.2, Fig.2.5(b)) とよく対応する。以上のことから、観測記録に見られた半日周期変動のほとんどが内部潮汐によるものであると考えられ、その半日周期内部潮汐は相模湾内では内部モードのケルビン波とポアンカレ波の重ねあわせにより表わせるものと推測される。

一日周期変動について

一日周期の外部潮汐は半日周期と同様、流速振幅は極めて小さかった。そこで、一日周期(K_1)内部潮汐の湾内における波の伝播を調べる。周期が 24 時間であることを除き、半日周期内部波の場合と同じ条件で求めた各係数を Table 2.3(c)に、 p

の振幅、流速振幅及び潮流楕円の分布を Fig.2.9(a)~(c)に示す。流速は岸近くで最も大きく、潮流楕円は岸に沿った形になっている。湾奥から 20~30 km の所では流速は岸より小さいが、円に近い楕円である。また、 p の振幅は岸で最も大きく、湾中央でもっとも小さい。湾奥の角付近では境界条件を満足するために捕われモードのポアンカレ波が存在するが、反射係数は 1 であるから、伝播方向の異なるケルビン波の足しあわせでこの様な分布になると考えられる。これらの分布は観測された一日周期の潮流や水温振幅の分布をある程度説明し得るが、OK の流速振幅が極めて大きいことや B で潮流楕円が北東-南西方向を向いていること等、このモデルで説明するのは難しい。相模湾東部の湾口付近には東京湾湾口があり、実際にはかなり複雑である。周期が慣性周期より長くケルビン波的にしか伝播できない一日周期の内部潮汐は岸や浅瀬に捕捉されるために、実際の地形の影響をかなり受けるものと推測される。詳細な観測及び実際の地形を用いた数値モデルにより改めて調べる。

2. 5 まとめと問題点

相模湾における潮流の変動を調べるため、1983 年初夏から晩秋にかけて行われた流速計係留観測記録を解析した。全観測点で同時に観測された 45 日間では、水温のパワー・スペクトルは全測点で半日周期成分が卓越しており、測点によっては一日周期成分にも明確なピークがあった。半日周期の水温振幅は測点により異なり、水温振幅の大きい OK では流速振幅が小さく、水温振幅の小さい JO や A では流速振幅は大きくなっていた。しかし、湾西部の C では他の測点に比べ水温・流速振幅とも小さかった。このような分布の原因を調べるため、水深一定の矩形湾モデルでの解析解について考察した。その結果、これら観測された水温・流速振幅の分布は外部潮汐では説明できず、湾内での内部潮汐の伝播を考えることによって説明できた。

一方、観測によって得られた一日周期では水平流速・水温振幅とも湾東部の OK で最大で、湾央部の A で最小であった。また、岸に近い測点の JO と C では潮流楕円は岸に沿った方向を向いていた。解析モデルからこの一日周期の特性は内部ケルビン波の伝播によるものと推定されたが十分に説明するに至らず、実際の地形を用いた数値モデルによる考察の必要性が指摘された。

以上、1983 年の観測結果と矩形湾モデルでの理論的考察から、相模湾内では半日周期内部潮汐は内部モードのポアンカレ波とケルビン波で、一日周期内部潮汐は内部モードのケルビン波であると考えられた。しかし、観測は5測点の一層であったことから、鉛直構造についての情報が得られなかった。また、長期間の観測では基本となる成層場が時間的に変化するものと考えられる。その成層の変化に伴い内部重力波の位相速度は変化する。与える境界条件は Table 2.3(b)と同じ ($C_0=24.5$)であるが、成層の強さ(内部重力波の位相速度)を変えた場合に形成される半日周期内部波の p' の振幅の分布を Fig.2.10 に示す。成層の強さが変わることによって、湾内に形成される振動の節や腹の位置が変化することがわかる。特に、 $\sqrt{gh_n} > 1.44 \text{ ms}^{-1}$ の場合には、慣性周期よりも短い周期の波でもケルビン波としてしか伝播できないため湾軸に沿って東西に対称な分布が形成される。この章では 45 日間の平均として、潮汐周期の流れと水温について考えてきたが、内部モードの振幅や位相の分布は成層場の変動に対して空間的・時間的に変化するものと予測される。この観測から得られた貴重な情報をもとに、以降では内部潮汐の時間・空間変動について調べていく。

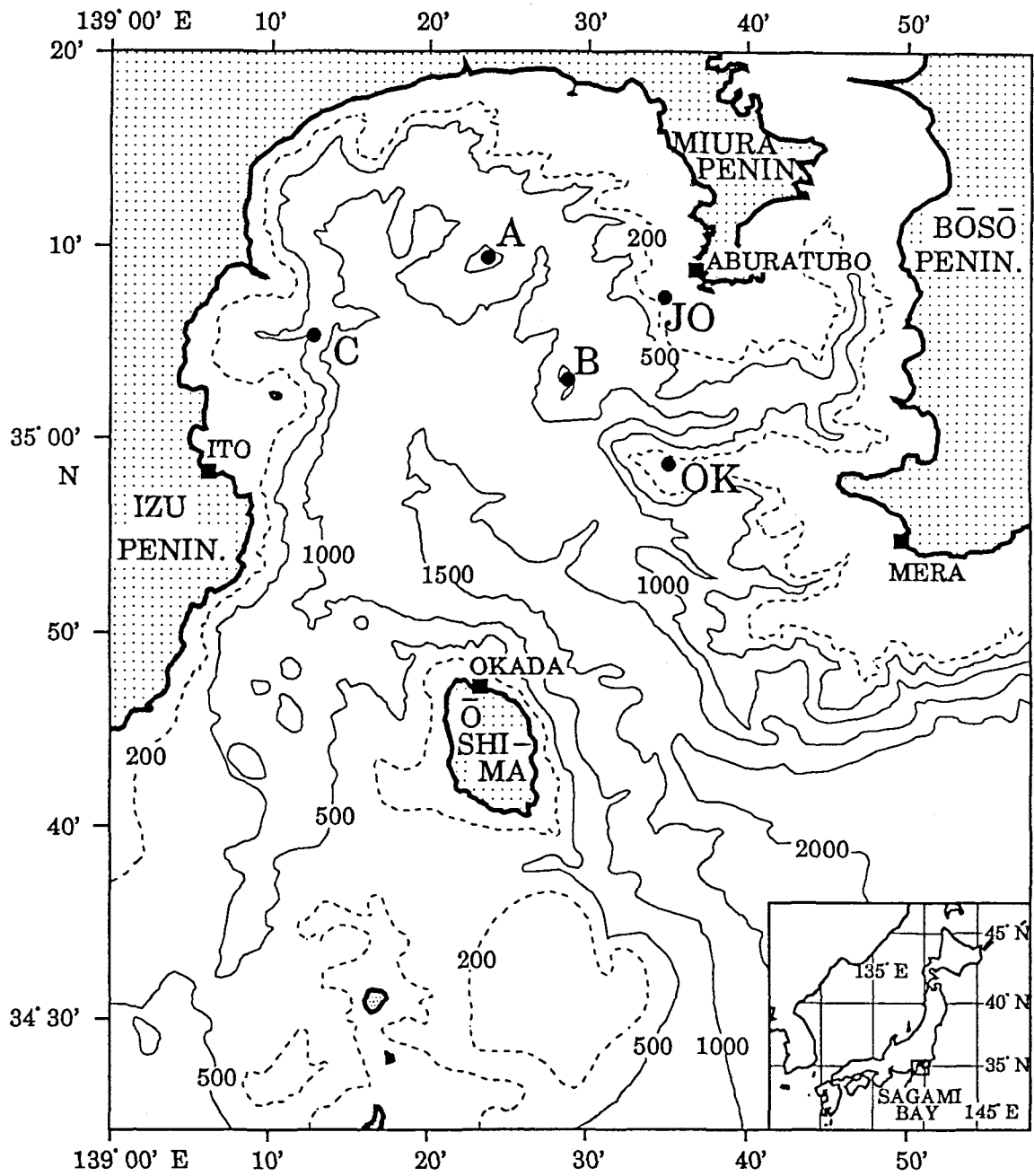


Fig. 2.1. The locations of the mooring station in 1983 and bottom topography in and around Sagami Bay. Bottom depth contours are in meter. Inset shows the location of Sagami Bay.

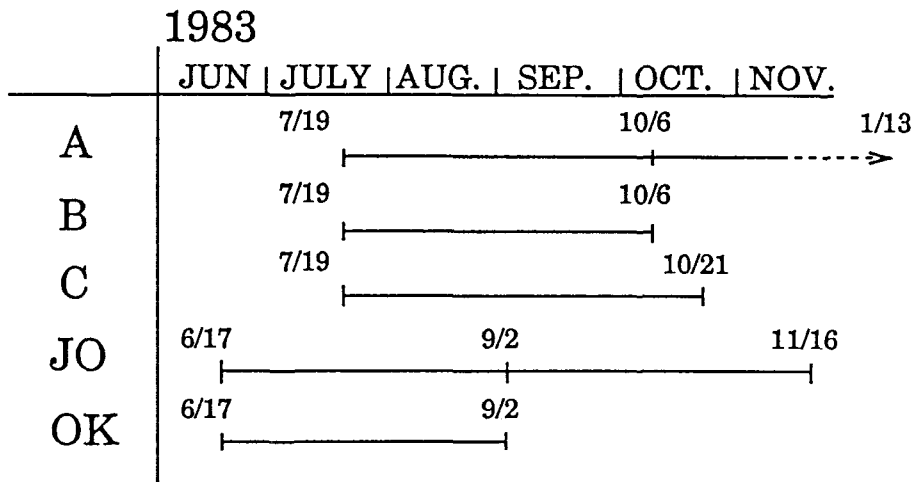
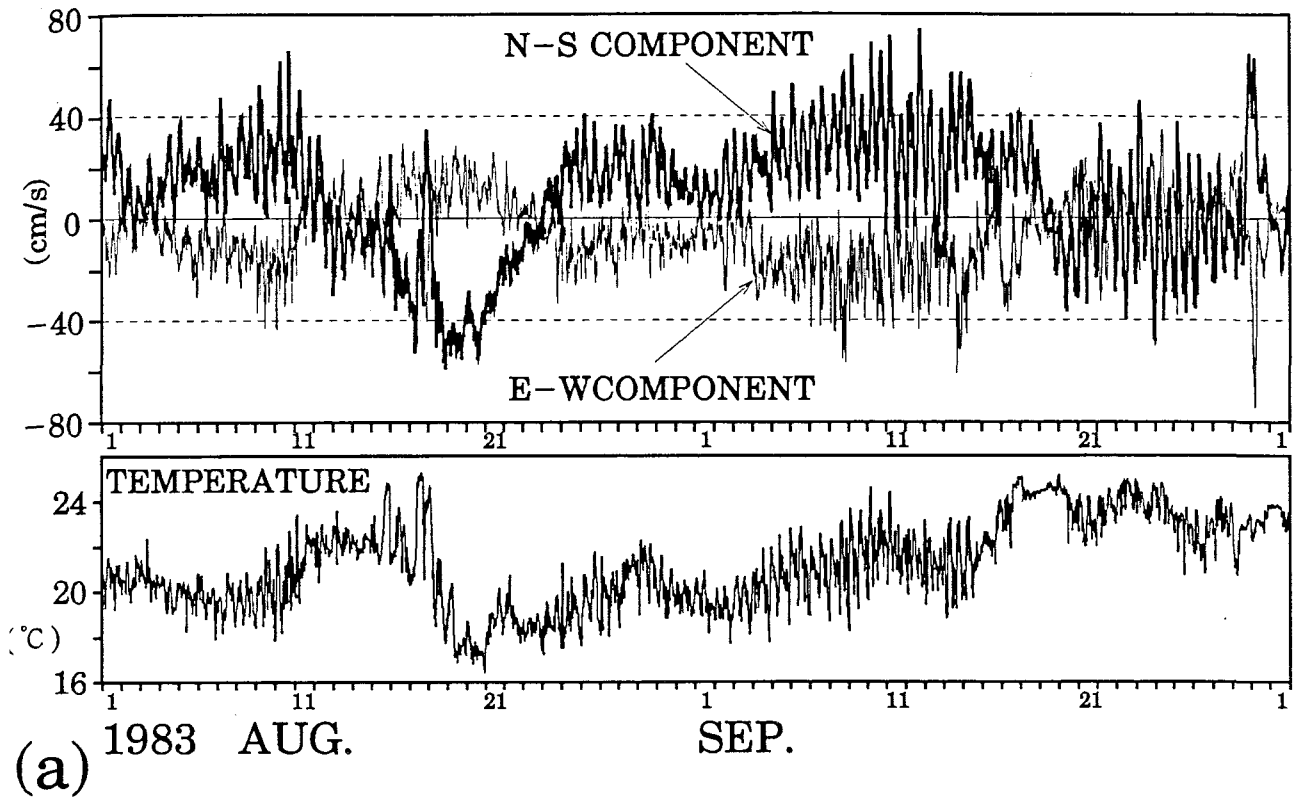
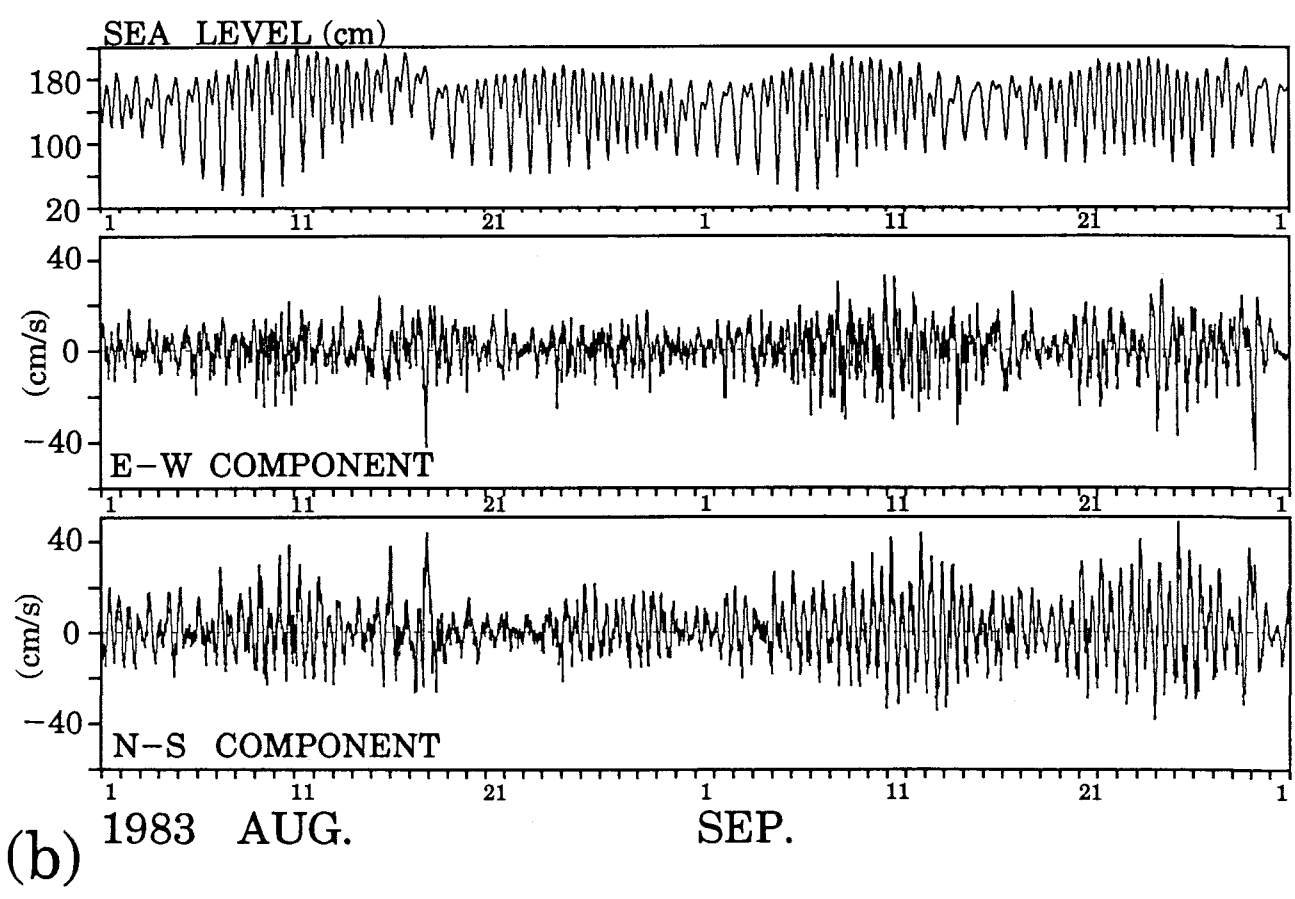


Fig. 2.2. The mooring periods at each station.



(a)



(b)

Fig. 2.3. (a) Time variations of current component and temperature obtained at JO. (b) Time series of high-pass filtered current component (lower two panels) and surface elevation at MERA in Fig. 2.1 (upper panel).

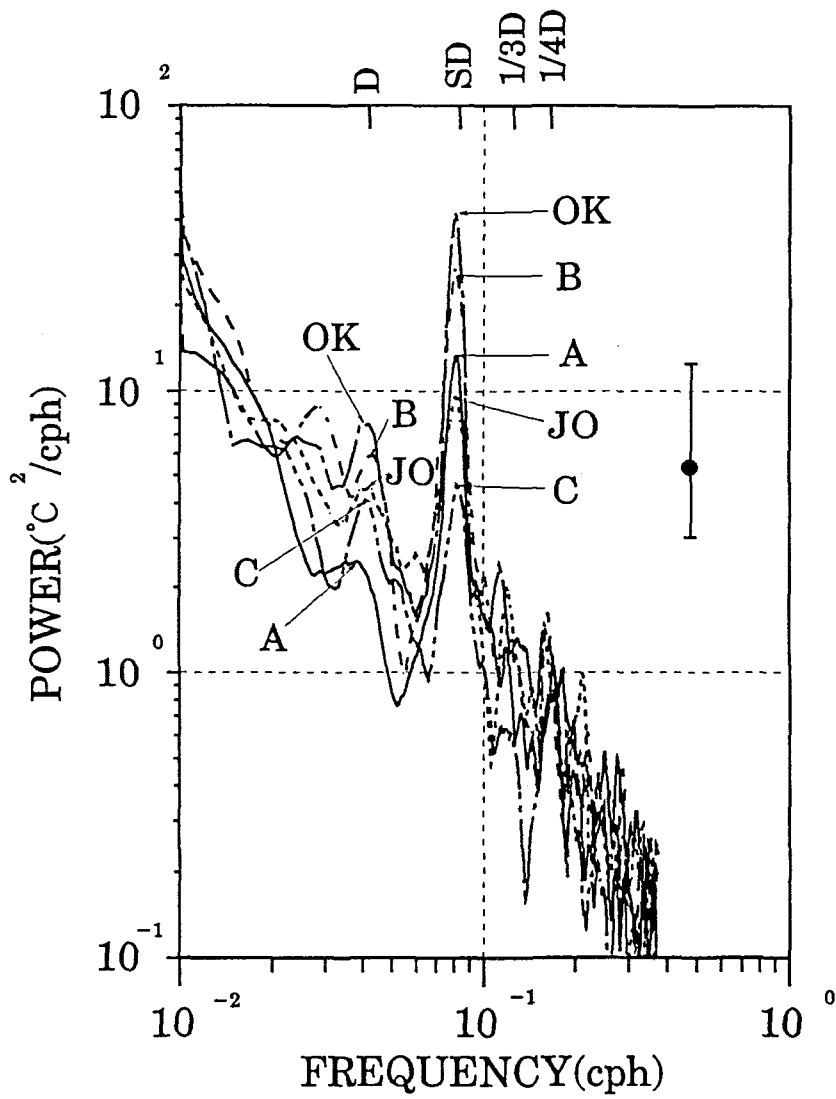
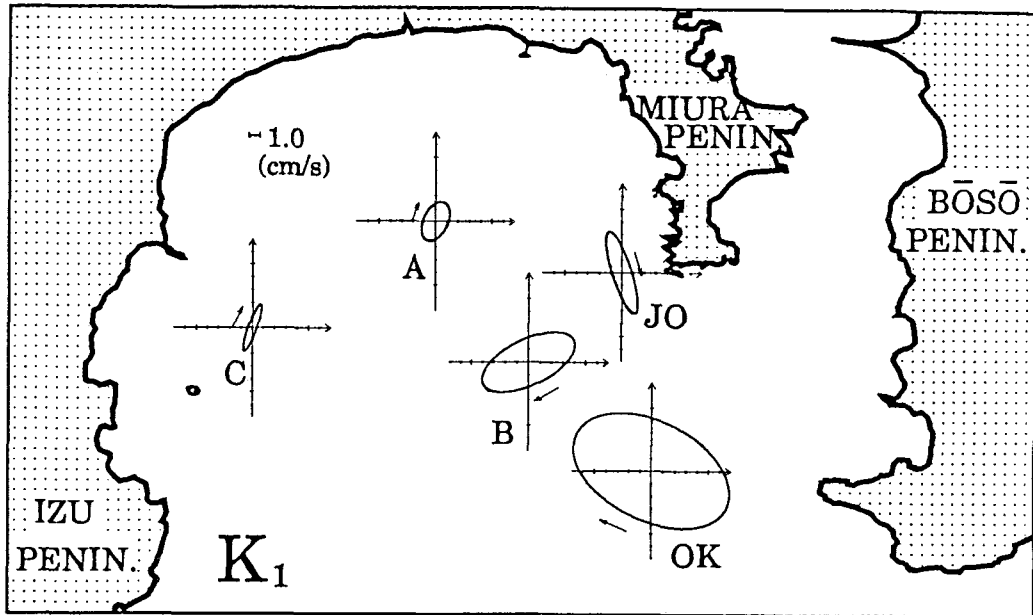
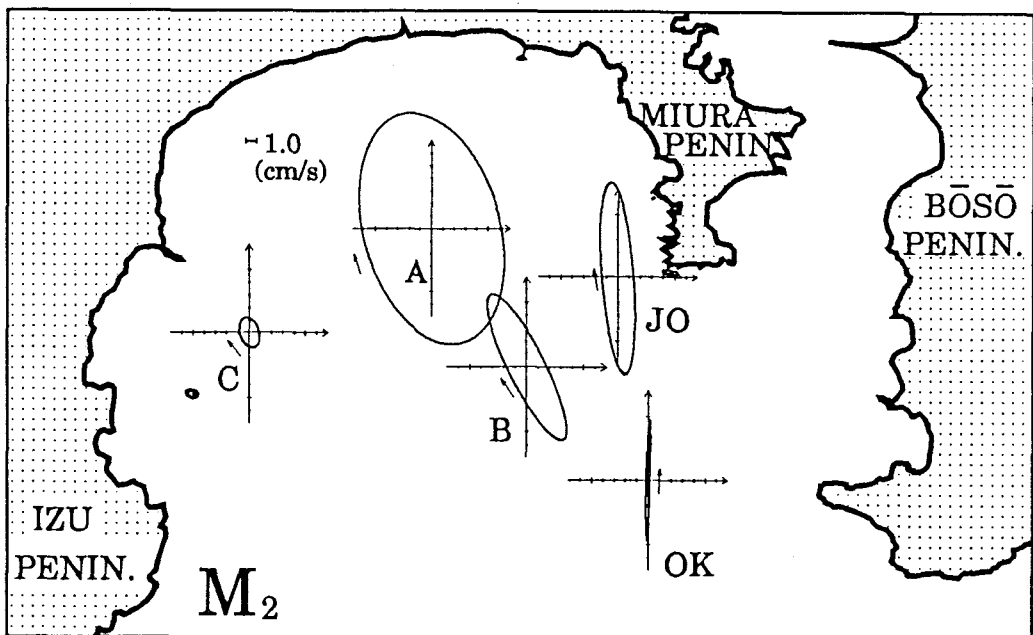


Fig. 2.4. Power spectra of the temperature fluctuations observed at all mooring stations during the period from July 19 to October 21 in 1983.



(a)



(b)

Fig. 2.5. Distributions of tidal ellipse for the K_1 constituent (a) and M_2 constituent (b).

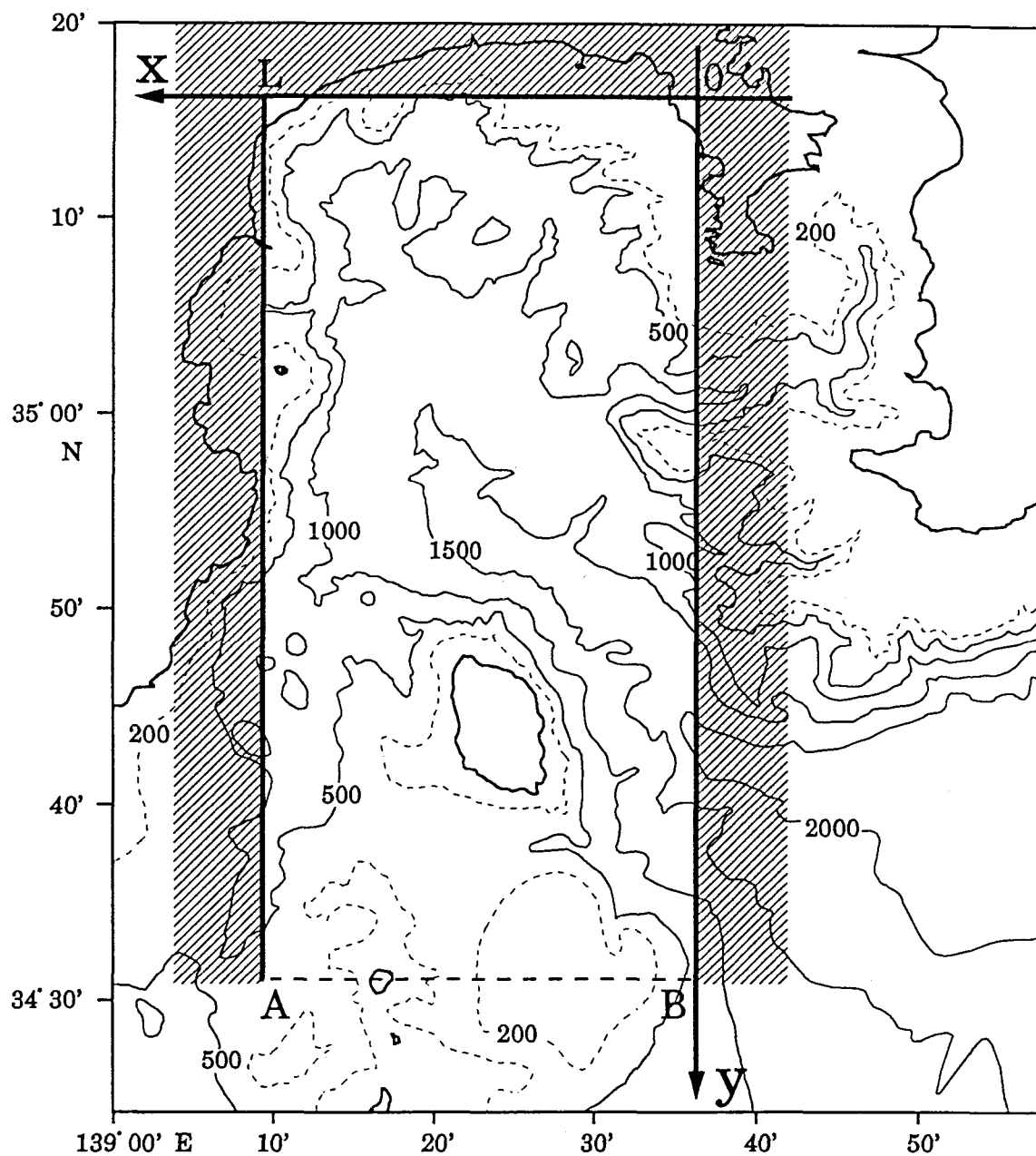


Fig. 2.6. Coordinate of analytical model for Sagami Bay.

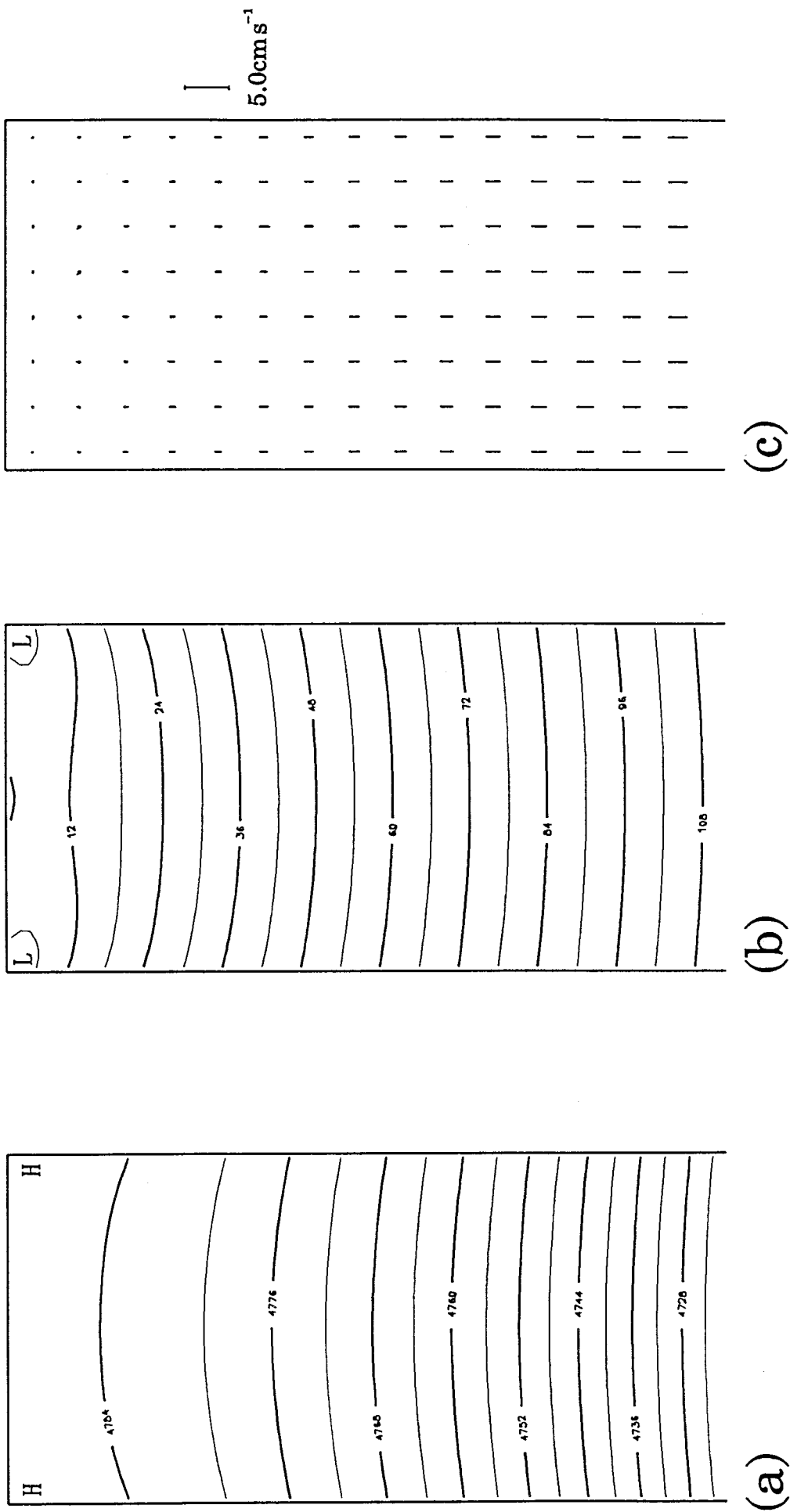


Fig. 2.7. Perturbation pressure (a), maximum velocity (b) and tidal ellipses (c) distribution for M_2 constituent of surface tide calculated analytically. Numerals in the figure (a) are in Pa and in the figure (b) are in $(\times 10^{-2}) \text{ cm s}^{-1}$.

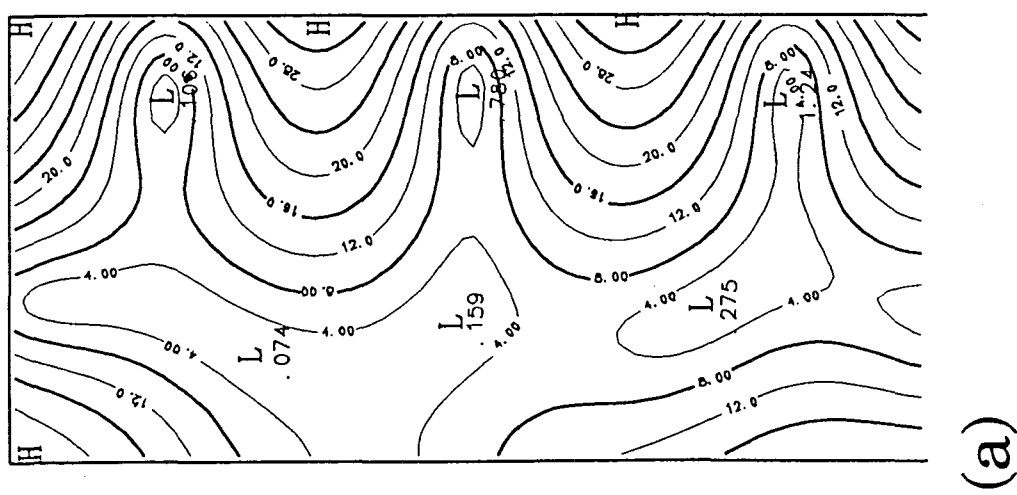
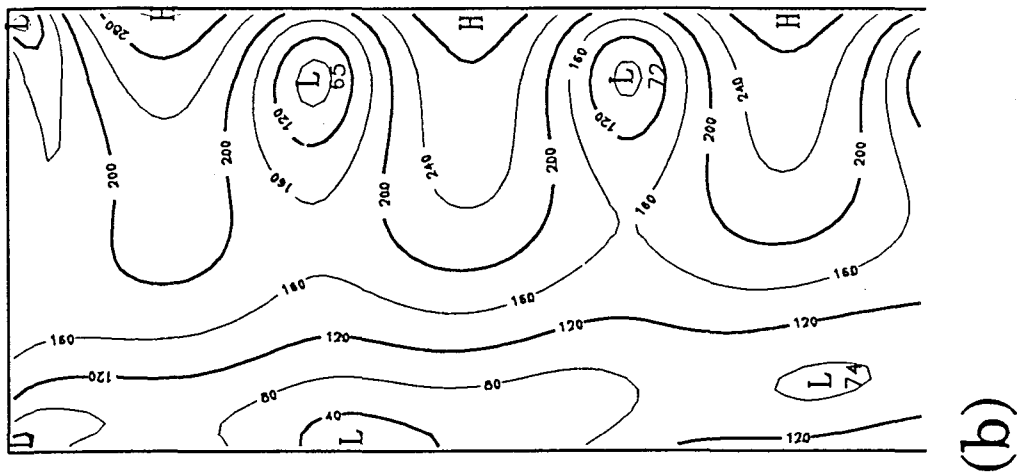
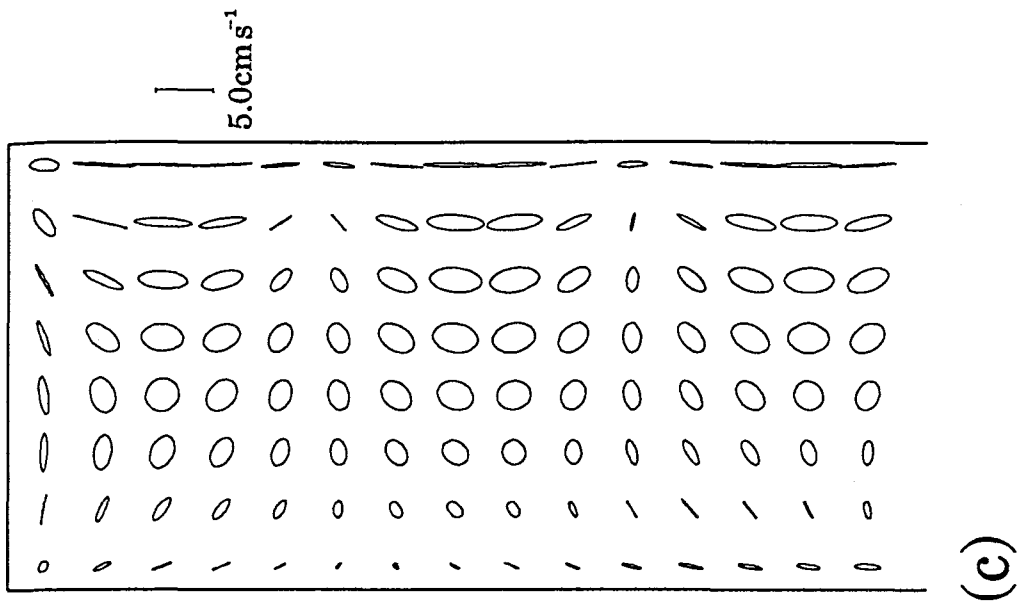


Fig. 2.8. As in Fig. 2.7 but for M_2 constituent of internal tide.

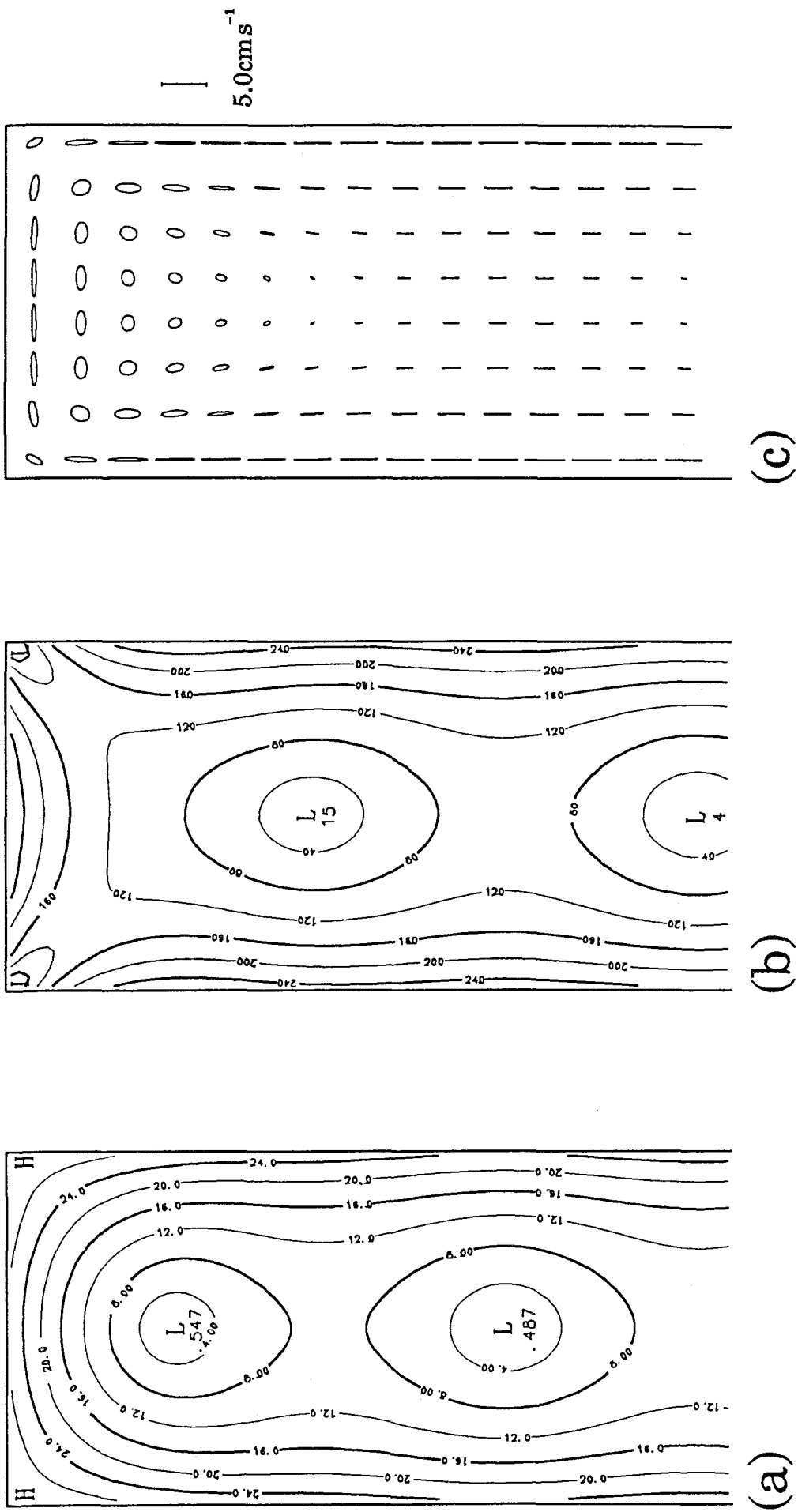


Fig. 2.9. As in Fig. 2.7 but for K_1 constituent of internal tide.

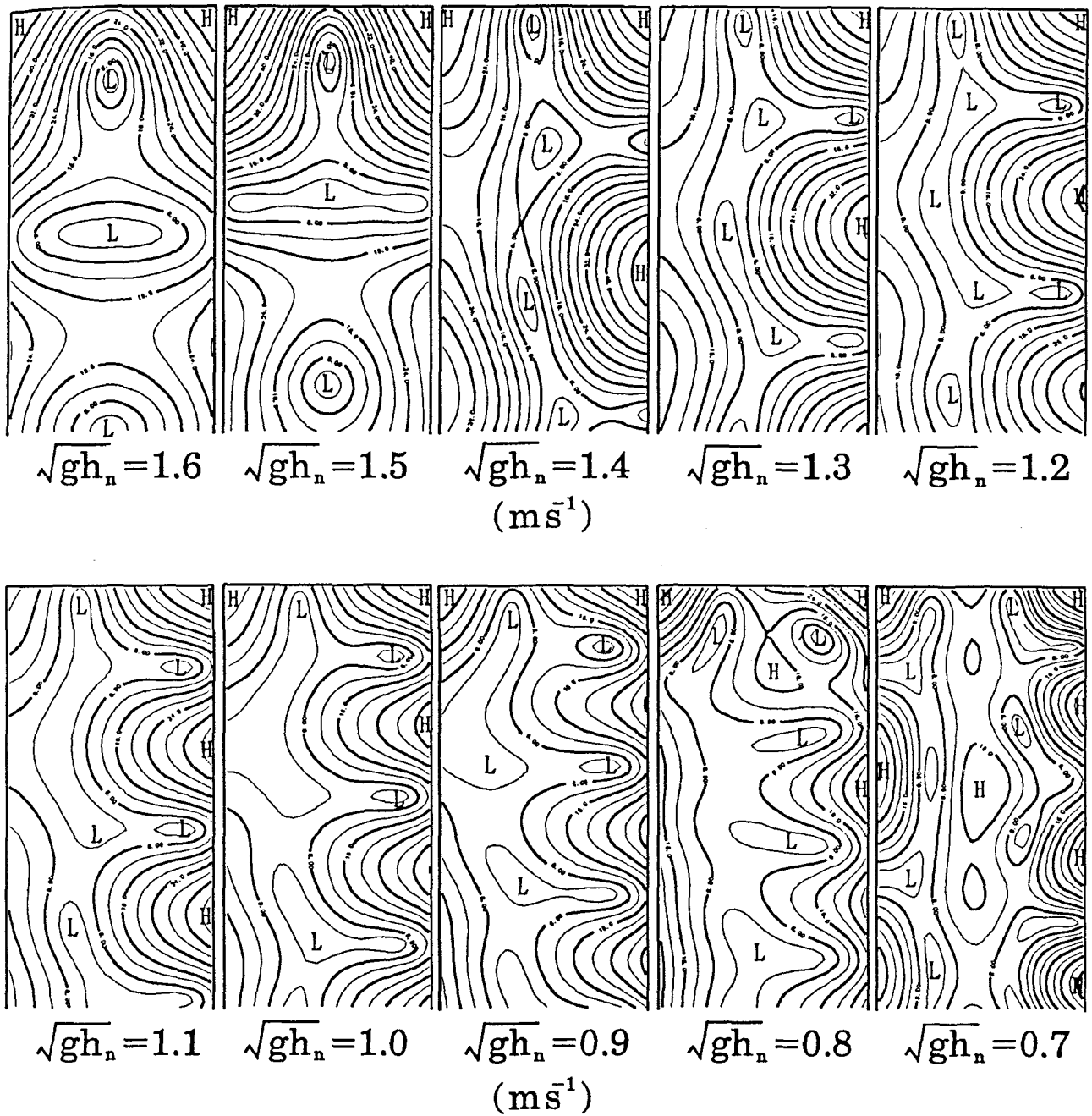


Fig. 2.10. Distributions of perturbation pressure for M_2 constituent of internal tide in each stratification calculated analytically.

Table 2.1. Harmonic constants of sea level. (after Maritime Safety Agency, 1983)

	O_1		K_1		M_2		S_2	
	Amp.(cm)	Phase	Amp.(cm)	Phase	Amp.(cm)	Phase	Amp.(cm)	Phase
MERA	18.10	157.6°	23.00	176.6°	36.04	140.8°	16.92	170.2°
ABURATUBO	18.21	158.2°	23.11	176.3°	36.00	145.8°	16.84	173.2°
OKADA	18.18	159.1°	23.12	178.0°	35.14	145.8°	16.53	174.3°
ITO	18.43	158.9°	23.59	178.2°	35.17	148.7°	16.44	176.3°

Table 2.2. Harmonic constants of amplitude of velocity and temperature for the four major constituents, O_1 , K_1 , M_2 and S_2 .

	O_1		K_1		M_2		S_2	
	Vel.(cms ⁻¹)	Temp.(°C)	Vel.(cms ⁻¹)	Temp.(°C)	Vel.(cms ⁻¹)	Temp.(°C)	Vel.(cms ⁻¹)	Temp.(°C)
A	1.78	0.07	1.65	0.06	9.42	0.24	4.29	0.13
B	2.36	0.10	4.32	0.14	6.42	0.40	3.45	0.30
C	2.44	0.07	1.95	0.14	1.21	0.05	0.98	0.05
JO	1.81	0.15	3.40	0.15	7.55	0.25	4.07	0.17
OK	2.58	0.24	7.21	0.17	4.74	0.67	3.63	0.28

Table 2.3. Amplitudes of Poincare wave and reflection coefficient of Kelvin wave.
(a) M_2 constituent of surface tide. (b) M_2 constituent of internal tide. (c) K_1 constituent of internal tide.

(a)

m	C_m		
	REAL	IMAGINARY	$ C_m $
1	1.15×10^{-5}	-2.39	2.39
2	-1.97×10^{-4}	-8.27×10^{-9}	2.0×10^{-4}
3	4.55×10^{-7}	-9.45×10^{-2}	9.5×10^{-2}
4	-2.38×10^{-5}	-4.38×10^{-9}	2.4×10^{-5}
5	1.13×10^{-7}	-2.34×10^{-2}	2.3×10^{-3}
6	-8.10×10^{-6}	-3.79×10^{-9}	8.0×10^{-6}
7	5.07×10^{-8}	-1.05×10^{-2}	1.1×10^{-2}
8	-4.35×10^{-6}	-4.45×10^{-9}	4.0×10^{-6}
9	3.21×10^{-8}	-6.66×10^{-3}	6.7×10^{-4}
10	-1.58×10^{-6}	-4.40×10^{-9}	2.0×10^{-6}
R	1.0	9.63×10^{-6}	$\frac{ R }{1.0}$

(b)

m	C_m		
	REAL	IMAGINARY	$ C_m $
1	10.81	3.94	11.50
2	4.55	-11.49	12.35
3	-2.53	-2.11	3.30
4	0.20	-0.83	0.85
5	-0.48	-0.45	0.65
6	0.07	-0.29	0.30
7	-0.20	-0.20	0.28
8	0.04	-0.16	0.16
9	-0.13	-0.12	0.18
10	0.01	-0.06	0.06
R	0.01	-0.35	$\frac{ R }{0.35}$

(c)

m	C_m		
	REAL	IMAGINARY	$ C_m $
1	7.32	-10.05	12.43
2	-3.41	-2.49	4.22
3	0.341	-0.468	0.58
4	-0.489	-0.356	0.61
5	0.100	-0.137	0.17
6	-0.174	-0.126	0.21
7	0.047	-0.065	0.08
8	-0.094	-0.069	0.12
9	0.030	-0.041	0.05
10	-0.034	-0.025	0.04
R	0.306	0.952	$\frac{ R }{1.0}$

第3章 相模湾の半日周期内部潮汐の特性

— 1986年の観測記録の解析 —

3. 1 はじめに

第2章では、相模湾における潮汐周期変動の殆どが内部潮汐によるものであり、半日周期の水温・流速変動の分布及び両者の関係は湾内での半日周期内部波の特性により説明できることがわかった。半日周期内部波は、相模湾のスケールの湾ではポアンカレ・モードの波として伝播できるため、湾内では内部モードのポアンカレ波とケルビン波を合わせた特性を持つ。このような場合、実際に半日周期内部波は相模湾内でどの様に伝播しているのだろうか。波の伝播特性は位相関係に現れるものと推測される。

この章では1986年に相模湾内の3点で観測された水温・流速記録から、各測点での内部潮汐の振幅や位相の関係を統計的に調べ、観測された内部潮汐の特性と矩形湾モデルにおける波の伝播特性との比較考察により、相模湾における内部潮汐の伝播特性を推測する。

3. 2 観 測

係留観測点はFig.3.1のOK(水深90m)、JO(水深90m)、HY(水深70m)の3点である。OKでは7月29日～10月6日に、JOでは7月31日～10月6日に30m深と60m深の2層に流速計(MTCM-5)を設置し、20分毎に水温・流速を測定した。ロープの伸びによる観測深度の誤差は最大でも5m前後である。測器の故障で両測点とも60m深は全観測期間を通し、またOKの30m深は9月25日以降、水温記録しか得られなかった。HYでは7月30日～9月2日、9月9日～10月5日の二度にわたり、2m間隔にセンサーのついたサーミスタ・チェーン(TR-7)を定置網のブイから吊り下げ、深さ20m～40mに設置し、10分毎に水温を測定した。

Fig.3.2に神奈川県水産試験場が8月6日と9月8日に相模湾内の26測点で観測した水温、塩分、 σ_t の平均鉛直プロファイルを示す。それぞれ太線は8月、細線は9月のものである。両月とも表層に強い密度躍層が見られるが、8月に比べ9

月の方が少し成層が強くなっており、100m以深は両月とも緩やかに変化している。図の右端に、係留系の深度を示してある。サーミスタ・チェーン(TR-7)及び上層の流速計(MTCM-5)は温度躍層内にあったことが分かる。

3. 3 観測記録

Fig.3.3 は HY で係留観測した水温記録に 3 時間の移動平均を施した水温時間変化および油壺(Fig.3.1 の A)の推算潮位を示す。水温記録は、各深さ毎に 2°C ずつずらしてある。半日周期の変動が顕著で、各層の変化のパターンは良く似ている。さらに、内部波の特徴である間欠性(Wunsch,1975)が見られ、潮汐周期変動は 8 月 7 日~13 日と 20 日~26 日に増幅されている。上層ほど水温振幅は大きく、最大で 2°C 以上にも達している。水温と潮位を比べると両者に半日周期が認められるが、位相がずれている。

Fig.3.4 は OK と JO の水温及び流速の記録に 3 時間の移動平均を施した時系列である。OK(Fig.3.4 上)では、南東向きの平均流に潮汐周期変動が重なっているが、潮流の振幅は $10\sim 20\text{ cm s}^{-1}$ でそれほど大きくない。水温の周期変動は HY で増大した 8 月 6 日~12 日に OK でも顕著だが、HY で後半に見られた増幅は OK では見つけ難い。JO(Fig.3.4 下)での流速の潮汐周期変動は東西成分に比べて南北成分が顕著である。潮汐周期の水温変化の振幅は HY や OK と比べて小さく、又 60 m 深より 30 m 深の方が大きい。HY で半日周期変動が増幅されている時期に、JO でも半日周期が明確になっている。

3. 4 統計的な特性

卓越周期

各測点で観測の重なった期間を、前期(8 月 1 日~8 月 28 日)と後期(9 月 9 日~10 月 5 日)に分けてそれぞれの期間におけるパワー・スペクトルを計算した。

Fig.3.5 に観測前期の OK、JO、HY の水温のパワー・スペクトルを示す。潮汐周期にピークが見られ、いずれの測点も一日周期より半日周期の方がエネルギー・レベルが高い。各測点の 30 m 深のエネルギー・レベルを周期別に比較する。半日周期は HY で最大となり、一日周期は JO と OK がほぼ同レベルで、HY はやや低い。1/4 日周期はエネルギー・レベルに多少の違いがあるものの 3 測点すべてで

ピークが見られる。これに対して 1/3 日周期は OK でだけ認められる。

観測後期の OK、JO、HY の水温パワー・スペクトルを Fig.3.6 に示す。半日周期は HY と OK で前期と同様に顕著だが、JO では他の 2 点に比べはるかに低く、前期と比べてもかなり低い。一日周期のエネルギー・レベルは前期に比べ OK で高いが、HY と JO で極度に低い。OK では高調波成分のピークは消えるが、JO と HY では前期と同様に 1/4 日周期にピークがみられる。

各測点のコヒーレンスと位相差

各測点間の水温記録のコヒーレンスと位相差を 30 m 深の記録により調べた (Table 3.1)。一日周期、半日周期としては各周期帯でエネルギー・レベルが最も高い 23.54 時間、12.41 時間を選んだ。自由度 10 で計算したため、コヒーレンス・スクエアの 95% の信頼限界は 0.4 である (Haurwitz et al., 1959)。

一日周期は水平スケールが大きいにもかかわらず、コヒーレンスはいずれも 95% の信頼限界を越えない低い値を示す。半日周期は前期の OK と JO の組み合わせを除き両期間ともコヒーレンスが高く、又、全ての組み合わせで前期より後期の方が高い。OK と JO では約 18 km しか離れていないにもかかわらず他の組み合わせと比べコヒーレンスが低い。コヒーレンスの高い OK と HY の位相差は前期は 209° 、後期は 187° と、ほぼ逆位相になっている。また、JO と比べ HY の方が前期で 148° 、後期で 104° 位相が遅れている。

振幅及び位相の時間変化

半日周期成分はエネルギー・レベルが高く、各測点間のコヒーレンスも高いことが分かったので、以下半日周期変動に注目し、各点の振幅と位相の時間変化を調べる。5 日間の記録に 12.4 時間周期の正弦波を最小自乗法により当てはめ、次に一日ずつらしながら同様の計算をして振幅及び位相の時間変化を求めた (例えば Kielman and Duing, 1974)。水温は内部波の、潮位は外部潮汐の代表的物理量と考えることができる。潮位は相模湾内ではほぼ同位相と考えられる。そこで、潮位記録も同様に解析し、外部潮汐と内部潮汐の位相差を表すものとして、潮位と各点の水温との位相差の時間変化を求めた。Fig.3.7 の上段は各点の水温振幅の時間変化、下段は潮位と各点の水温との位相差の時間変化である。振幅は期間を通

して HY で最大で、8月は OK と JO がほぼ等しいが、9月は OK の方が JO より大きい。OK では大潮時に、HY と JO ではそれより数日遅れて極大になる傾向がある。HY での潮位と水温の位相差は8月と9月とで約 60°異なるが、両期間とも安定している。OK での位相差は8月2日から13日には約 10°で、9月1日から22日には約 70°で比較的安定している。両期間とも HY と OK は逆位相の関係にある。一方、JO での位相差は8月中旬を除き不安定で変化の範囲は 180°に及んでいる。

水温と流速の関係

OK 及び HY での水温と潮位の位相差が比較的安定している8月1日～15日と9月8日～22日の水温と流速の調和定数を Table 3.2 に示す。位相はそれぞれの期間の最初の時刻を基準とした。流速は一層でしか測定していないため、バロトロピック成分とバロクリニック成分に分解できないが、松山・岩田(1985)や Ohwaki et al.(1991)によれば、JO では外部潮汐流が内部潮汐流に比べて小さく、成層期の潮流は主として内部潮汐によるものと考えられるので、潮流は内部潮汐によると近似して話を進める。Table 3.2 から、8月上旬には長軸の方向は OK で 342°、JO で 12°でほぼ南北方向を示す。水温の振幅は OK の方が大きいのに対し、流速の振幅は JO の方が大きい。9月中旬には半日周期の長軸方向は両測点ともわずかに北西方向にずれている。JO では OK に比べ水温振幅が小さいにもかかわらず、流速振幅は大きい。ここで、温度場が水平に一様で、拡散による温度変化が水粒子の鉛直変動によるものと比べ小さいと仮定すると、(2.17)式のように水温変動 T' と流体粒子の鉛直変位 η との関係は、

$$T' = - \frac{\partial T_0}{\partial z} \cdot \eta$$

と表せる。ただし、 T_0 は時間平均水温、 z は鉛直座標を示す。以上のことから、OK では半日周期内部潮汐の鉛直変位は大きいとそれに伴う水平流速の振幅は小さく、逆に JO では半日周期内部潮汐波の鉛直変位は小さいとそれに伴う水平流速の振幅は大きいということになり、1983年の係留観測記録の解析結果と一致する。

3. 5 考 察

係留観測の結果、各測点で半日周期の内部波が卓越しており、測点間のコヒーレンスは高かった。観測で得られた半日周期変動の特徴は；①同一深度の水温振幅はHYで最大で、JOで最小であった、②HYとOKの水温は8月、9月ともほぼ逆位相の関係にあった、③外部潮汐と内部潮汐の位相差はHYで比較的安定しているのに対し、JOでは成層の変化に敏感に応答していた、④OKとHYで位相差が比較的安定している期間には、OKに比べJOの水温振幅は小さく、逆に水平流速振幅は大きかった、等である。

湾内での半日周期内部潮汐波の伝播特性について、内部潮汐波が鉛直モードを形成しているものとし、2章と同様に簡単なモデルにより考察する。

まず、海底が平らで、連続成層した海峡における内部慣性重力波を考える。線形方程式系において海峡の両側が壁という境界条件を使い、鉛直にモード解を考えると、内部波の分散関係式は、(2.16)の様に

$$l_m^2 = \frac{\omega^2 - f^2}{gh_n} - \frac{m^2\pi^2}{L^2}$$

となる。ここで、 l_m は海峡に沿う方向の波数、 m は $f = 0, l_m = 0$ の時の横断方向の静振モードの次数、 ω は入射波の周波数、 L は海峡の幅、 h_n は鉛直第 n モードの固有値(等価水深)である。内部慣性重力波として伝播するものとして、 $l_m^2 > 0$ の場合を考えると、上の式は

$$\omega^2 > f^2 + \frac{m^2\pi^2 gh_n}{L^2} \equiv \omega_c^2$$

となる。ここで ω_c はカットオフ周波数である。よって、海峡での内部波の振る舞いは入射波の周波数 ω が ω_c より大きい小さいかで異なってくる。 ω が ω_c より大きい場合には、内部波は内部慣性重力波として伝播できるが、逆に小さい場合には内部ケルビン波としてしか伝播できない。この関係式は海峡の一方が閉じた湾に対しても適用できる。

相模湾の幅 L を 40 km とし、9月の成層状態(Fig.3.2)より水深 100 m での鉛直第

1モードの内部重力波の伝播速度は $(gh_1)^{1/2} = 0.9 \text{ m s}^{-1}$ と見積もられるから、 $m=1$ のとき上の条件が満たされる。従って、相模湾内では半日周期の内部波は内部慣性重力波として振る舞うことができ、入射波と反射波とが干渉して湾の横断方向に第一モードを形成するものと推測される。

次に、伊豆海嶺北部で発生し、相模湾に入射する半日周期の内部波(Ohwaki et al.,1991)の湾内での振る舞いを調べるため、reduced gravity modelを用いて数値実験を行った。モデル領域は2章の Fig.2.6と同様に、湾口が伊豆海嶺北部、湾奥左端が相模湾西部のHYに対応する幅40 km、長さ80 kmの矩形湾モデルとする。水深及び成層の強さは $(gh_1)^{1/2} = 0.9 \text{ m s}^{-1}$ になるように設定し、 $f = 8.36 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ とした。Fig.2.6の点線部ABから振幅0.5 mの半日周期(M_2)の内部波を同位相で与え、与えた波が湾奥で反射し、湾口に到達するまで計算を行った。Fig.3.8(a)、(b)はそれぞれ計算終了直前の一周期分のデータから得られた等振幅線及び等位相線図と潮流楕円の分布図である。入射波と反射波が湾内で干渉し、かつ地球自転の効果により、Fig.3.8(a)のように湾岸に沿って等位相線や等振幅線は不均等に並ぶ。湾奥の両端には鉛直振幅の大きい海域が、また湾奥から約11 kmの所には矢印で示したような鉛直振幅の小さい海域(節)が形成されている。この様な節の位置は成層の変化に伴い移動するから、成層変化の位相に対する影響は等位相線が密な点で大きく、疎な点では小さい。さらに、Fig.3.8(a)と(b)の比較から鉛直振幅の小さい所では流速振幅は大きく、逆に鉛直振幅の大きい所では流速振幅は小さくなる。簡略化したモデルであるため実際の湾奥からの距離と多少のズレがあるが、HYは湾奥西部、JOは矢印で示した位置、OKはその南側の鉛直振幅の大きいところにあると考えることができる。

以上矩形湾モデルから、半日周期内部波の入射波と反射波が干渉することにより；①湾奥西部に鉛直振幅の大きな海域が形成され、②HYとOKに対応する海域ではほぼ逆位相で振動しており、③JOに対応する海域では等位相線が密で、④湾東側の鉛直変位の小さい海域では他に比べ流速振幅が大きくなる、という結果が得られた。内部潮汐波がこのように干渉している場合にはFig.3.8(b)のように湾奥でも流速の大きい海域が形成される。内部潮汐が急潮となるほど増幅された観測例も(松山ほか,1992)、反射の影響が強く現れたためと考えることができる。

3. 6 まとめ

相模湾沿岸の内部波の挙動を明らかにするため、1986年夏から秋の約2ヶ月間、湾内の3地点において水温と流向・流速を観測した。観測期間を通して、潮汐周期の水温・流速変動が観測され、振幅は間欠的に強化されていた。一日周期や1/3日・1/4日周期にもスペクトル・ピークが認められたが、潮汐周期変動の中では特に半日周期が卓越していた。水温の半日周期成分は湾口付近のOKやJOに比べ湾奥西部のHYで高エネルギーを示し、各測点間でコヒーレンスは高く、又、OKとHYではほぼ逆位相であった。この半日周期の内部波に注目して、潮位と水温の変動の位相差や振幅の時間変化を調べたところ、各測点の水温振幅はほぼ大潮小潮の周期で変化していた。潮位と水温変動との位相差はHYとOKでは観測期間を通じ比較的安定しているのに対し、JOでは不安定であった。JOはOKに比べ半日周期の水温振幅は小さいにもかかわらず、流速振幅は大きかった。内部波が鉛直モードを形成していると考え、簡単な矩形湾モデルを用いて考察した結果、湾内では入射波と反射波が干渉しており、JOの周辺に振動の節があると考え、観測された半日周期内部波の特性をよく解釈できることがわかった。

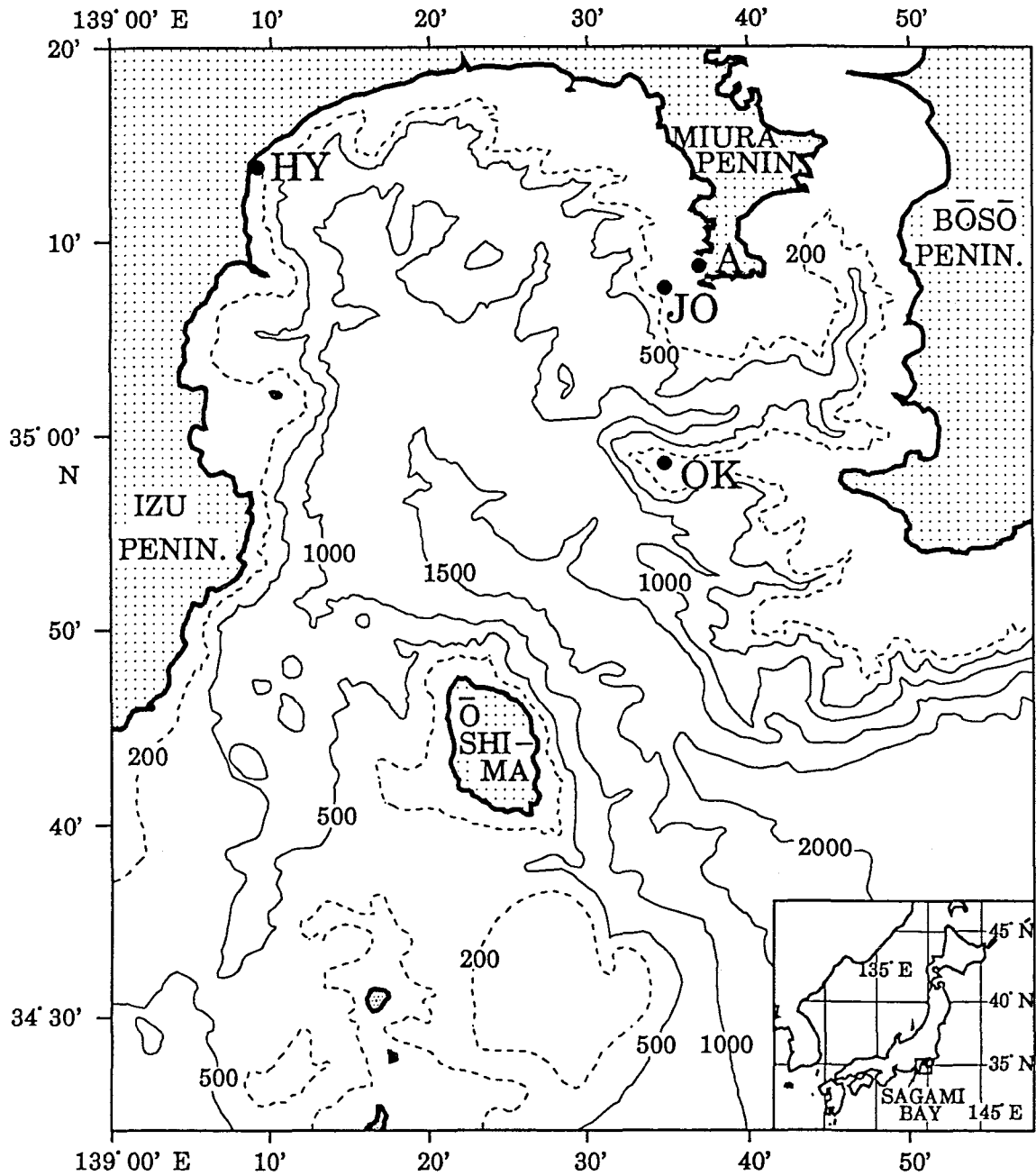


Fig. 3.1. The locations of the mooring station in 1986 and bottom topography in and around Sagami Bay. Numerals in the figure are in meter. Inset shows the location of Sagami Bay.

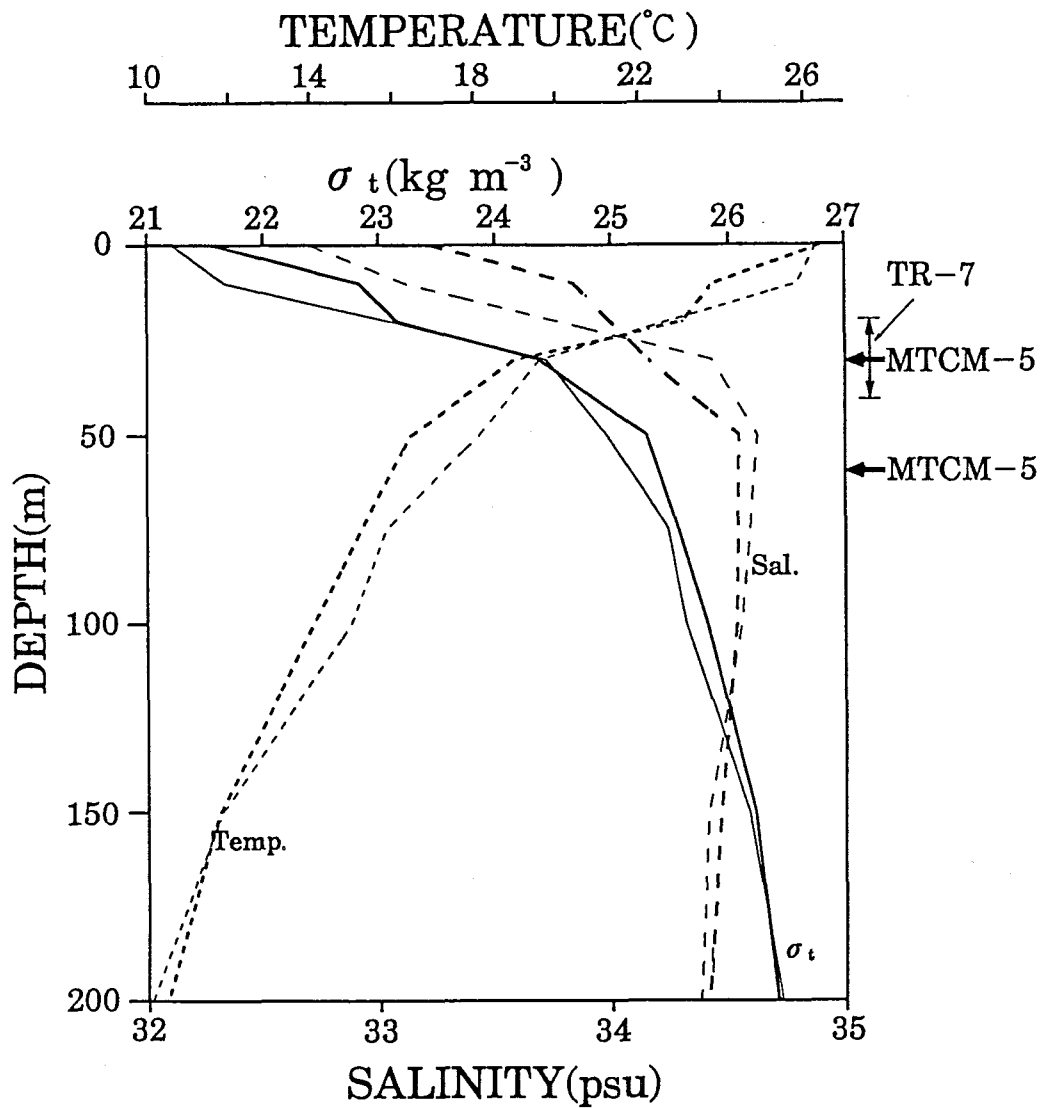


Fig. 3.2. Vertical profiles of averaged temperature (dotted line), salinity (dashed line) and sigma-T (solid line). Thick lines show the profiles observed on 6 August 1986, whereas thin lines show the ones on 8 September 1986. The current meter depths and the thermistor chain depth are also shown on the right of the figure.

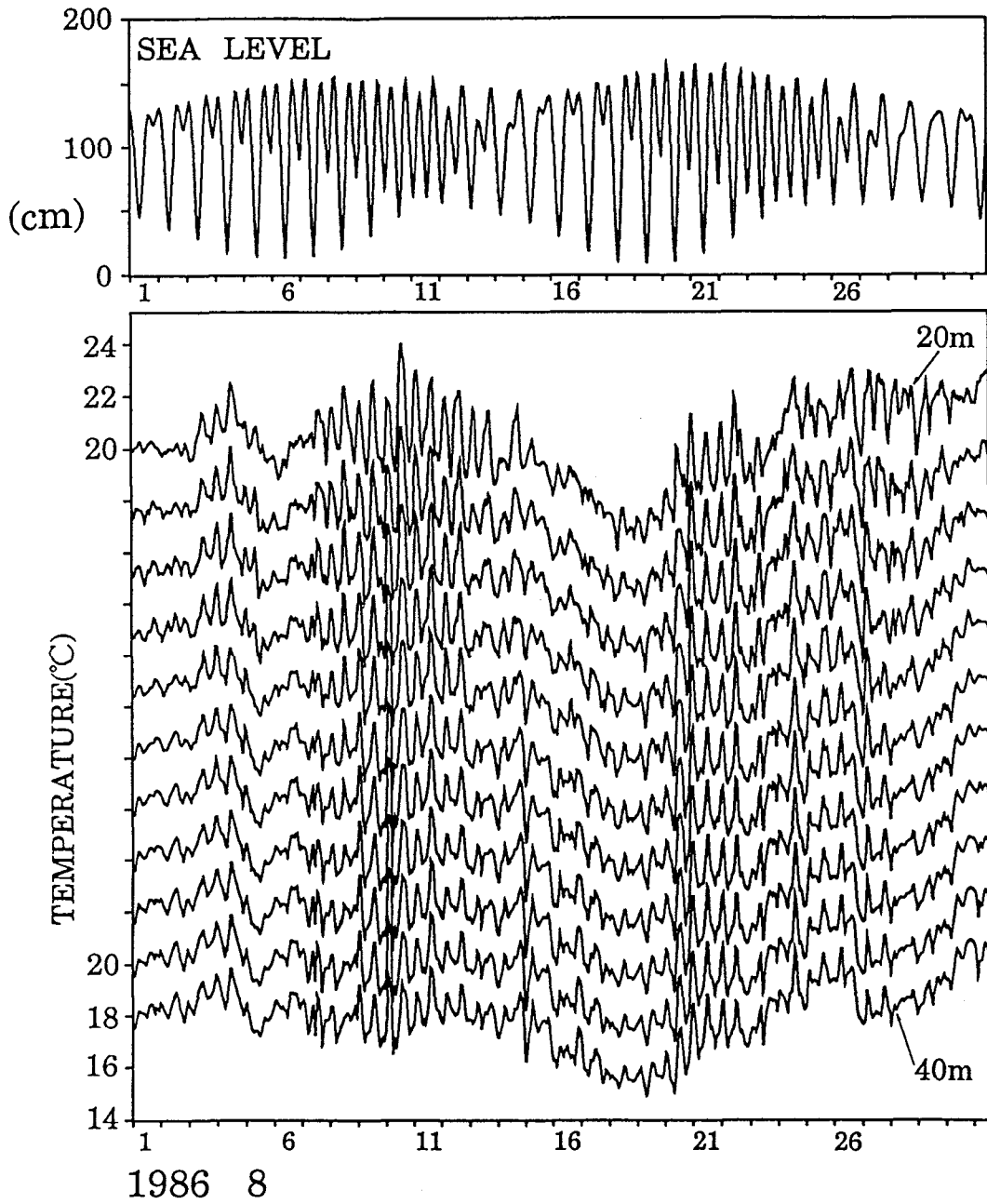


Fig. 3.3. Time variations of the 3 hours running averaged temperature observed at HY (lower panel) and predicted sea level at A (upper panel). Attached numerals on vertical axis of lower panel show temperature in °C and slide the mark of each record by one step (2 °C) vertically.

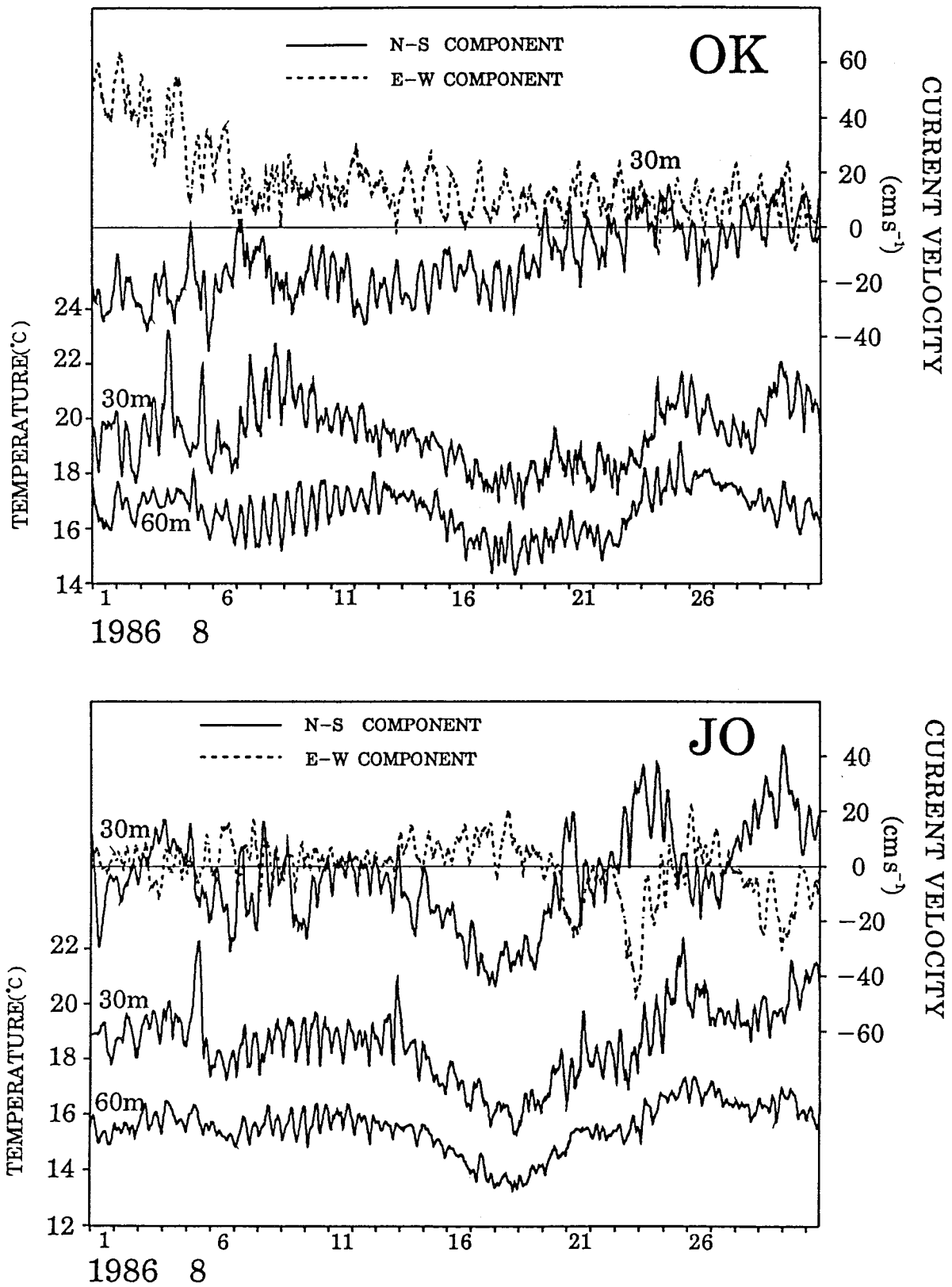


Fig. 3.4. Time variations of the east and north components of current velocities (at 30 m depth) and temperature (at 30, 60 m depth) at OK (upper panel) and JO (lower panel). Each curve is filtered by applying 3 hours running mean.

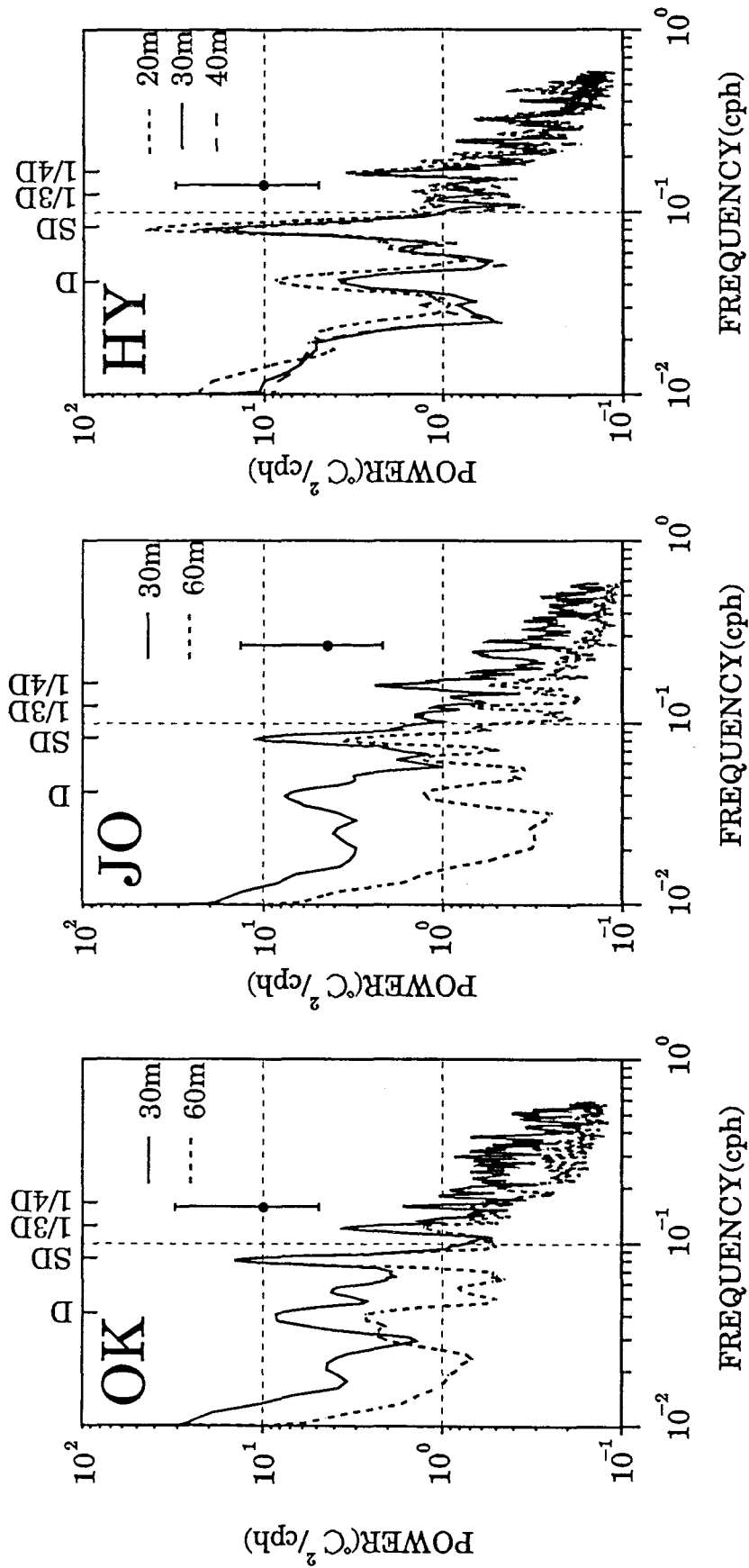


Fig. 3.5. Power spectra of the temperature fluctuations observed at OK, JO and HY in August 1986.

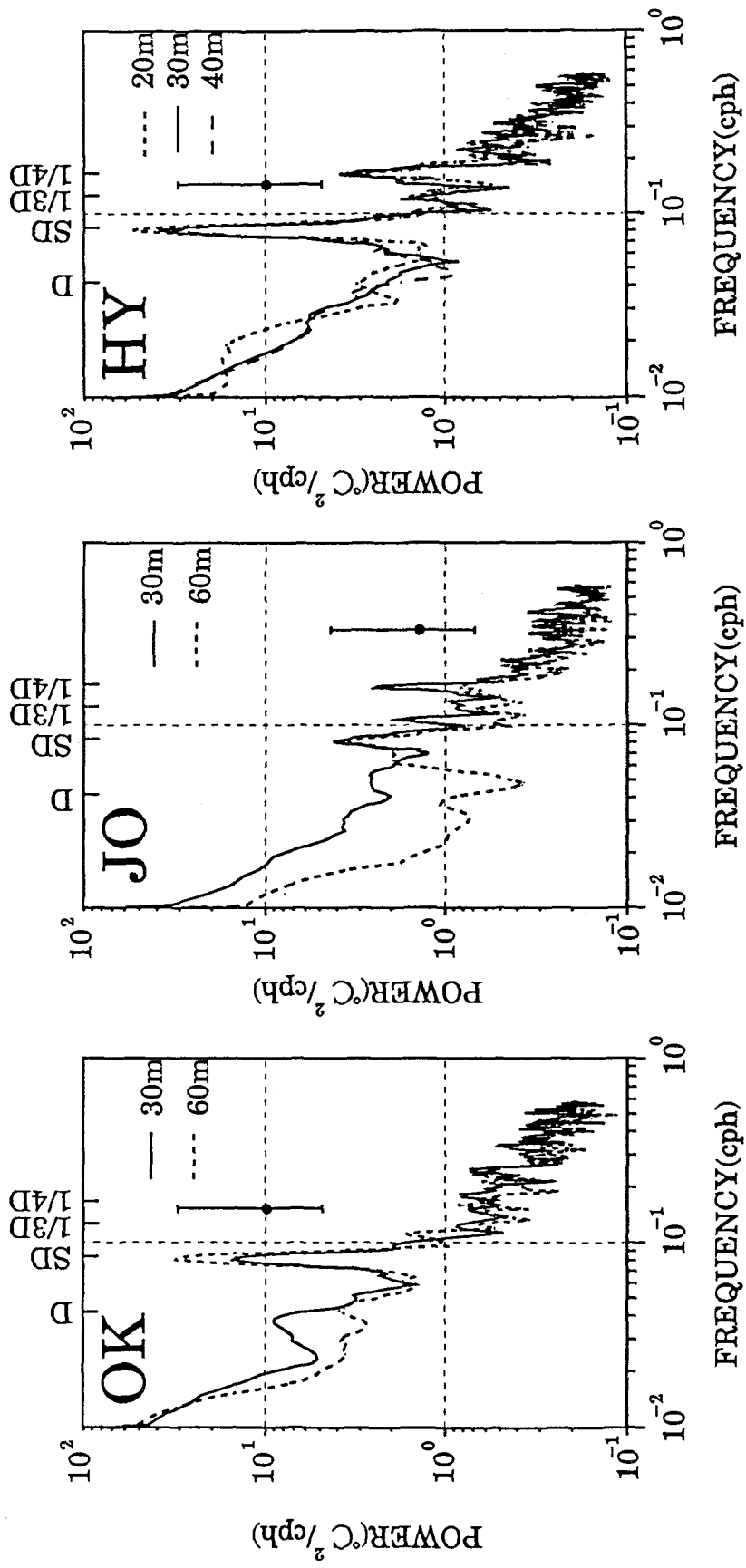


Fig. 3.6. As in Fig. 3.5 but for September 1986.

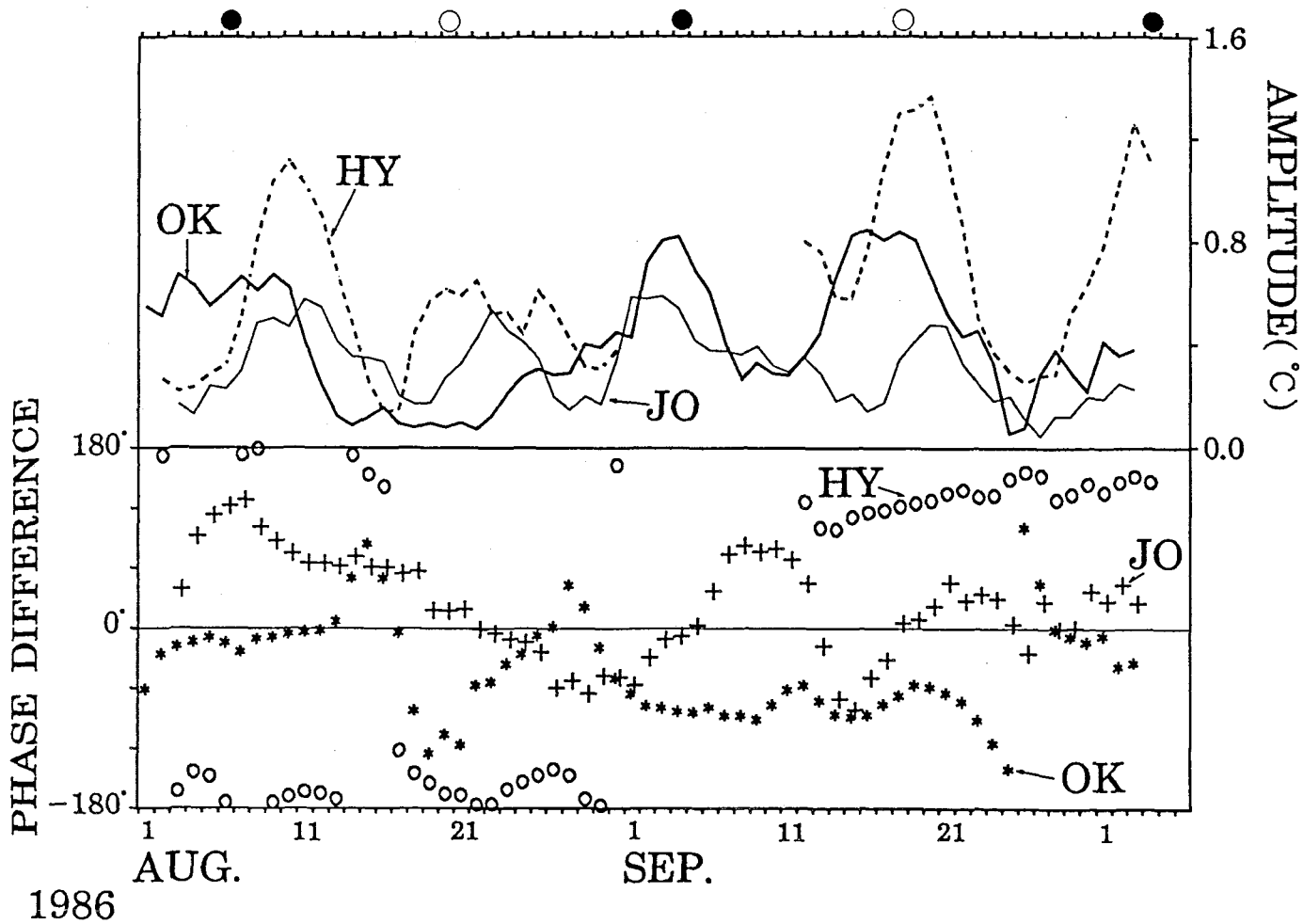


Fig. 3.7. Upper panel: Temporal variations of the amplitude of the semidiurnal temperature fluctuations at a depth of 30 m at each station. Lower panel: Temporal variations of the phase difference between the predicted semidiurnal sea level variations at A and the semidiurnal component of temperature fluctuations at each station.

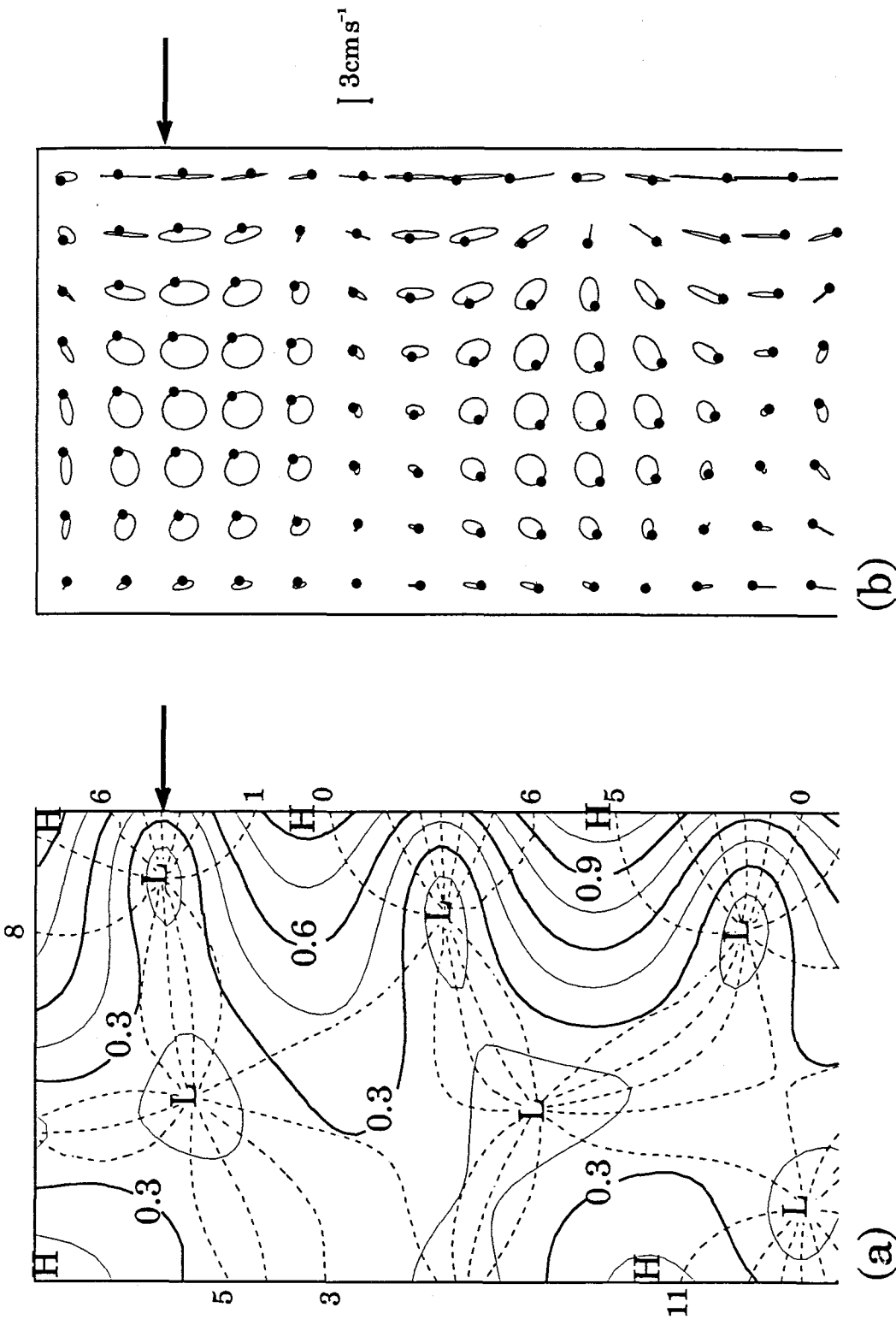


Fig. 3.8.(a) Co-range and co-tidal chart obtained from the numerical experiment. Numerals on the co-range lines (solid lines) are in meter; numerals on the co-tidal lines (dashed lines) are in hour. (b) Distribution of tidal ellipses in the numerical model. Arrow shows the area where the amplitude of the elevation is very small while the amplitude of the velocity fluctuations is very large.

Table 3.1. Values of coherence squared (upper) and phase difference (lower).

Analysis term	Diurnal			Semidiurnal		
	OK -JO	OK -HY	JO -HY	OK -JO	OK -HY	JO -HY
1 August - 21 August	0.32 355°	0.35 46°	0.04 60°	0.30 76°	0.56 209°	0.37 148°
9 September - 5 October	0.19 335°	0.33 124°	0.17 156°	0.48 81°	0.72 187°	0.80 104°

Table 3.2. Harmonic constants for temperature and velocity fluctuations at semidiurnal period obtained at OK and JO.

Semidiurnal 8/1 - 8/15		Temperature (°C)	Major-axis (cm s ⁻¹)	Minor-axis (cm s ⁻¹)
OK	Amplitude	0.49	3.77	0.66
	Phase	6°	321°	231°
	Orientation	-	342°	72°
JO	Amplitude	0.33	4.93	1.56
	Phase	77°	41°	311°
	Orientation	-	12°	102°
9/8 - 9/22				
OK	Amplitude	0.52	4.13	1.10
	Phase	170°	205°	295°
	Orientation	-	338°	68°
JO	Amplitude	0.29	7.31	1.81
	Phase	269°	267°	357°
	Orientation	-	328°	58°

第4章 相模湾における内部潮汐の伝播特性

— 1991年の水温多層観測と解析 —

4. 1 はじめに

1983年、1986年の観測記録の解析の結果、全観測点で半日周期内部波による流速・水温変動は卓越するが、湾東・湾央では潮流振幅と水温振幅が負の相関を示すのに対し、湾西部では両振幅とも小さいこと、さらに、湾口東部と湾奥西部ではほぼ逆位相で振動していること等が見出された。これらの振動の形成機構について、相模湾を矩形湾で近似して考察した。その結果、ポアンカレ波の性質を持つ半日周期内部波の入射波と反射波が湾内で干渉することにより、観測されたような振動系が形成されるものと推察された。しかしながら、前2回の観測は5点で一層(1983年)であったり、複数層であるが3点(1986年)であったことから、理論を実証するまでには至っていない。

そこで、相模湾での内部波の挙動に関する研究をさらに深めるため、1991年初夏～晩秋にかけて湾内の8測点で水温の同時観測を実施した。内部波の観測には流れあるいは密度場の測定が適しているが、多層・多点で観測するための経済性や観測技術の問題を考慮すると水温測定から内部波の鉛直変位を推算するのが最適であると考えられた。この章では1991年の観測記録を解析し、相模湾における内部潮汐の空間的な分布特性を明らかにする。さらに、実際の地形を考慮した数値実験を行い、観測結果を解釈すると同時に相模湾周辺における内部潮汐の挙動を調べる。

4. 2 観測

観測方法

観測点は Fig.4.1 に示すように相模湾湾岸に沿った6点および湾中央と湾口東部沖合の点の合計8測点である。各測点における観測期間と観測深度を Fig.4.2 に示す。OK と JO では海底から立ちあげて係留し、湾中央部の PY では水深約 450m の地点に設置された浮き漁礁からメモリー式水温計(RMT：離合社製)を吊り下げ

て係留した。その他の測点では沿岸定置網のブイからメモリー式水温計を吊り下げて設置した。各測点とも測定間隔は 20 分である。各測点での観測期間にはズレがあり、ほとんどの測点で同時に観測できたのは7月の中旬から9月下旬までである。これらの各月の月上旬 (Fig.4.2) には神奈川県水産試験場により湾内で CTD による定点観測が行われており、水温と塩分、 σ_t の鉛直プロファイルが得られている。

観測記録

観測された水温記録のうち、湾奥の KS, EN, IT 及び湾央の PY で得られた記録に 3 時間の移動平均を施したものを Fig.4.3 に示す。全体的に半日周期の変動が目立つが、期間によっては一日周期の変動も見られる。これらの周期的水温変動は各測点ともほぼ同じ時期に間欠的に増幅されるが、必ずしも大潮とは一致しない。温度場の時間変化として Fig.4.4(a) に KS での水温記録に 25 時間の移動平均を施したものを示す。7月下旬から8月上旬にかけて全層で温度が急激に上昇し、8月中旬には 10m 深と 50m 深の温度差は小さくなるが、9月上旬には再び成層が強くなる。9月中旬～下旬には下層(40,50m 深)で数日周期の水温変動が見られ、10月中旬以降には上下層の温度差は殆どなくなっている。湾内全域の基本となる水温場の変化を見るため、25 時間の移動平均を施した各測点 30m 深の水温記録を Fig.4.4(b) に示す。温度場の急激な変化は全測点でほぼ同時に起こっており、測点ごとの温度差も殆ど無い。すなわち、相模湾内の水温場は時間的にはかなり変化するが、水平的には湾内でほぼ一様であると考えることができる。

以上のことから、以下の解析では全測点で潮汐周期の変動が大きく、比較的密度成層が強い3つの期間 (期間1 : 7月14日～7月29日、期間2 : 8月2日～8月16日、期間3 : 8月31日～9月14日) に注目し、各期間での内部潮汐波の空間的な特性について解析する。各期間の水温、 σ_t の鉛直プロファイルとして、それぞれ7月4日、8月2日、9月3日に CTD 観測により得られた湾内の13点の平均プロファイルを Fig.4.5 に示す。7月4日の CTD 記録は期間1より少し前だが、Fig.4.4(b) から7月上旬～中旬には温度場の変化は小さいのでこれを使う。7月に比べ8月には全層にわたり水温が上昇しており、50m 以浅で 4～6℃、それ以深では約 2℃高くなっている。密度成層は7月よりも8月の方が強く、躍層の深度

は8月よりも9月の方が深くなっている。

係留観測により得られた水温変動が水粒子の鉛直変位によるものと考え、(2.17)式と同様

$$T' = - \frac{\partial T_0}{\partial z} \cdot \eta \quad \dots (4.1)$$

のように水温の変化 T' は平均水温場の鉛直勾配 $\partial T_0 / \partial z$ により、内部波の鉛直変位 η として見ることができる。例として KS, EN, IT, PY で、特に周期的水温変化の大きい期間（8月10日～14日）の等温線深度の時間変化と油壺における推算潮位を Fig.4.6 に示す。潮汐周期の変動を見やすくするため、等温線深度の変化には1時間の移動平均を施してある。潮位変化は最大でも1.7 m 程度であるが、特に等温線変化の大きい IT では等温線の深度差は最大で約30 m に達する。KS と IT では半日周期の変化が大きい、EN と PY では半日周期の変化は小さく、むしろ半日より短い周期の変動が多く見られる。

4. 3 観測された内部潮汐の特性

4.3.1 卓越周期

各測点の卓越周期を見いだすため、期間毎に FFT により水温のスペクトル解析を行った。Fig.4.7 は期間1の各測点での水温のパワー・スペクトルである。各測点とも浅い深度でエネルギー・レベルが高く、殆どの測点で一日と半日周期に明確なピークが見られる。KS と KM の 10 m 深では一日周期のレベルが半日周期よりも高いが、IT と PY では半日周期の方が高い。OK では 45 m、JO では 30 m 以深でしか測定していないので全体的にレベルが低く見えるが、同じ深度で比べると他の測点と匹敵する値を持つ。半日周期成分の 10 m 深のエネルギー・レベルを比較すると、IT と KM では約 12 km しか離れていないにも関わらず極端にレベルが異なっていることがわかる。同じ 10 m 深の一日周期成分では湾岸に沿った KS, IT, KM でほぼ同じ値を持つが、湾中央部の PY では極端に低く、ピークは見られない。期間2の各測点の水温のパワー・スペクトルを Fig.4.8 に示す。エネルギー・レベルは全体的に 30 m 深で高く、全測点で一日周期成分に比べ半日周期成分の方が高くなっている。30 m 深の半日周期成分のレベルは期間1と同様に測点

によって大きく異なり、IT で最も高く、湾岸に沿った JO, KS, EN, IT ではレベルの低い点と高い点が交互に現れている。期間 3 の各点の水温のパワー・スペクトルを Fig.4.9 に示す。前 2 つの期間と同様に全点で半日周期成分が卓越し、30 m 深のレベルは IT よりも KS で高くなっており、PY で最も低い。同じ 30 m 深の一日周期成分のレベルは JO で高く、KS、EN と徐々に低くなっているように見受けられるが、PY ではこれらよりさらに低い。

以上のことから、期間により、即ち成層の変化に伴いエネルギー・レベルの高い深度は異なるが、全期間を通して半日周期の変動が最も卓越しており、つづいて一日周期成分のエネルギー・レベルが高いことが分かった。そこで、以降では半日周期と一日周期の分布特性について調べていく。

4.3.2 水平構造 振幅の水平分布

各期間の半日周期と一日周期の内部潮汐の振幅の分布をそれぞれ Fig.4.10 と Fig.4.11 に示す。これは各期間毎の調和解析により求めた半日周期(M_2)成分と一日周期(K_1)成分の水温振幅を各月の水温鉛直プロファイル(Fig.4.5)及び(4.1)式により鉛直変位に換算したものである。半日周期では各期間とも 30 m 深での振幅が示してあり、同じ深度で測定してない場合は参考のため 30 m 深に最も近い深度の値を括弧付きで示してある。一日周期についても同様であるが、期間 1 については各測点で特に振幅の大きい 10 m 深の値を用いた。

半日周期の振幅(Fig.4.10)は各期間とも湾奥西部(IT)と湾奥東部(KS)で大きく、湾岸に沿って振幅の小さい所と大きい所が交互に見られ、湾中央部では常に小さい傾向にある。振幅の大きさは期間によって変化し、期間 1、2 では湾奥東部より湾奥西部で大きいのが、期間 3 では湾奥東部の方が大きくなっている。一方、一日周期の振幅(Fig.4.11)は期間 1 に比べ期間 2 と 3 では小さくなるが、どの期間も岸に沿った測点で大きく、湾中央の測点では常に小さい。

各測点間のコヒーレンスと位相差

半日周期及び一日周期水温変動の各測点間のコヒーレンスと位相差を期間毎に計算した。両成分ともそれぞれの周期帯で最もエネルギー・レベルの高いものを

選び、半日周期としては 12.6 時間、一日周期としては 24.4 時間を採用する。また、自由度 20 で計算したため、コヒーレンス・スクエアの 99% の信頼限界は約 0.4 となる。

Table 4.1(a)~(c) はそれぞれ期間 1~3 の半日周期のコヒーレンス・スクエアと位相差で、各測点でエネルギー・レベルの比較的高い 30m 深の組み合わせを示す。30m 深で測定できていない測点では参考のためそれに近い深度との組み合わせの値を示す。半日周期成分では、期間 1 の OK, 期間 2 の JO, 期間 3 の PY や FU との組み合わせを除き、全体的にコヒーレンスが高い。コヒーレンスの高い測点間の位相差を期間毎に見ていく。期間 1 では JO に比べ KS で 135° 、IT では 172° の位相の遅れがある。期間 1 で 37° であった KS と IT の位相差は、期間 2 では 311° と大きく変化している。また、KS と PY、KM と PY ではほぼ逆位相で、これらの位相差も期間 1 のものとは大きく異なる。期間 3 の KS と IT の位相差は期間 2 とほぼ同じであるが、期間 2 では 292° であった KS と EN の位相差は期間 3 ではほぼ同位相になっている。さらに、期間 3 では湾口東部の OK と湾奥西部の IT 或は KM とではほぼ逆位相であり、1986 年 9 月の観測結果 (Table 3.1) とほぼ同じ位相関係にあることが分かる。

同様に、期間 1~3 の一日周期成分のコヒーレンス・スクエアと位相差を Table 4.2(a)~(c) に示す。一日周期のコヒーレンスは半日周期に比べ全体的に低い。3 期間ともコヒーレンスの高い組み合わせは JO と KS で、位相差は期間によらずほぼ同じである。また、IT と KM でも期間 1 と 3 でコヒーレンスが高く、位相差はあまり変化していない。

以上のことから、半日周期及び一日周期内部潮汐の各測点間の位相差についてそれぞれ次のことが言える。半日周期は各期間とも測点間のコヒーレンスは高いが、期間によって、即ち成層の変化に伴い、測点間の位相差は大きく変化する。一方、一日周期は全体的にコヒーレンスが低く、湾岸沿いのコヒーレンスの高い測点間では成層の変化に伴う位相差の変化は小さい。

4.3.3 鉛直構造

振幅と位相の鉛直変化

半日周期と一日周期の内部波の鉛直構造を調べるため、以下のような操作を行った。

まず、各測点の観測層の間隔を合わせるため、各測点の水溫記録を内挿して深さ 5m 毎の水溫時系列のデータ・セットを作成した。次に、そのデータ・セットを期間毎に調和解析し、得られた水溫振幅 T' を(4.1)式により水粒子の鉛直変位 η に換算した。ただし、 $T_0(z)$ は各期間の水溫の平均プロファイル(Fig.4.5)を用いた。

Fig.4.12(a)~(c)はそれぞれ期間 1~3 の半日周期の M_2 分潮(上)及び S_2 分潮(下)の鉛直変位の振幅と位相を表わし、上層から下層まで全水深にわたり観測できた湾奥の東部 KS と中央 EN、西部 IT のものを示す。各測点で最も深い観測層の所は大きなシンボルで示してある。この図では原点からの距離は振幅を、A 軸から反時計回りの角度は位相をあらわしている(Webb and Pond,1986)。期間 1 の IT では両分潮とも中層で振幅が大きく、各層における位相差は殆どない。期間 2 では両分潮とも各測点で全層にわたりほぼ同位相で、特に 30m 深の振幅が大きく、最も大きい IT での振幅は 15m に達する。期間 3 の M_2 分潮では各測点とも下層ほど振幅が大きく、KS と IT では下層ほど位相が進んでいる。同様に、期間 1~3 の各測点における O_1 、 K_1 分潮の鉛直振幅と位相をそれぞれ Fig.4.13(a)~(c) に示す。一日周期は上層と下層で振幅が大きく、上下で逆位相になる場合が多い。

この様な鉛直方向の位相、振幅の変化は周期や成層状態によって鉛直モードの構成が異なっていることを示す。そこで、これらの振幅と位相の鉛直変化に対し鉛直モードを fit し、各周期成分のモード構成を調べる。

鉛直モードの導入

鉛直上方を z 軸の正とした直交座標系において非圧縮・非粘性を仮定し、静水圧近似した線形基本方程式系((2.1)~(2.4)式)から、海底が平坦であると仮定して、水平依存と鉛直依存の式に分離すると、鉛直依存の式は(2.10')、即ち

$$\frac{\partial^2 \phi(z)}{\partial z^2} + K_n^2 \frac{N(z)^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \phi(z) = 0$$

となる。ここで、 $\phi(z)$ は鉛直変位、 K_n は水平方向の波数、 $N(z)$ は浮力振動数、 ω は波の周波数、 f はコリオリ・パラメータである。海面 ($z = 0$) および海底 ($z = -H$) での境界条件は

$$\phi'(0) - \phi(0)/h_n = 0$$

$$\phi(-H) = 0$$

となる。これは海面では圧力が一定で、海底では鉛直変位がゼロであることを示す。今、内部波が海面に影響を及ぼさないとすると、境界条件は

$$\phi(z) = 0 \quad , \quad z = 0, -H$$

となる。鉛直依存の方程式を上境界条件のもとに数値的に解くことによってモード形が得られる。例として、8月の成層場 (Fig.4.5) から求めたKSでの第1～3鉛直モードのプロファイルを Fig.4.14 に示す。水深や成層状態によってモードの形は変化するが、各モードの形状はほぼ同じである。つまり、第1モードは中層で振幅が大きく、全層で同位相で、第2モードは上層と下層で振幅が大きく、逆位相になり、第3モードは上層、中層、下層で振幅が極大になり、各層で位相が反転する。

各モードのポテンシャル・エネルギー

Fig.4.12 や Fig.4.13 に示した振幅と位相の鉛直変化に対し、各期間の密度場から求めた最小二乗法により鉛直モードを当てはめ、湾内における内部潮汐のモード特性を調べる。理論的にはできるだけ多くのモードを当てはめることによって、実際の変動を再現することができる。各期間とも KS と IT では低い方の7つのモード、EN では低い方の6つのモードを当てはめることにより、振幅と位相の鉛直変化を 95%以上再現できた。そこで、各点でこれらのモードを当てはめたときの振幅から、

$$\overline{P.E.} = \frac{1}{4H} \int_{-H}^0 \rho_0 N^2(z) \eta_n^2(z) dz$$

により、各モードのポテンシャル・エネルギー密度を求めた。但し、 ρ_0 は平均場の密度、 $\eta_n(z)$ は第 n モードの深さ z での鉛直振幅である。

各期間における M_2 、 S_2 分潮の鉛直第1～3モードのポテンシャル・エネルギー密

度とその割合をそれぞれ Table 4.3(a)、(b)に示す。M₂分潮では3期間とも全測点で第1モードの寄与率が高く、特に期間1で高い。S₂分潮では期間2のITで第1モードより第2モードの寄与率が高いが、その他では第1モードの寄与率の方が高い。全ポテンシャル・エネルギー密度の値を各点で比較すると、両分潮とも期間1と期間2ではITで、期間3ではKSで最も大きい。また、ENでは両分潮ともKSやITに比べ、エネルギー密度は小さい。

同様にO₁、K₁分潮の各期間のポテンシャル・エネルギー密度とその割合を Table 4.4(a)、(b)に示す。O₁分潮では第2モードの寄与率が第1モードより高い場合が多いが、K₁分潮では全体的に第1モードの寄与率が大きくなっている。全ポテンシャル・エネルギー密度の大きさは期間1に比べ期間2と3では小さくなっているが、各期間とも各点での値の差は半日周期より小さく、同レベルと言える。また、水温のスペクトル解析(Fig.4.7)から期間1のKSでは10m深の値だけを比較すると一日周期成分の方が半日周期より高かったが、全ポテンシャル・エネルギー密度で比較すると同レベルであることがわかる。

4.3.4 観測結果のまとめ

係留観測記録の解析結果から、相模湾での内部潮汐の特徴を挙げる。①期間1では一日周期成分が半日と同レベルの測点もあったが、期間2と3では全測点で半日周期成分が卓越していた。②半日周期内部波の振幅は測点によって大きく異なり、湾奥東部KSと西部ITで大きく、湾奥中央部のENと城ヶ島西方のJO、湾中央部のPYで小さかった。③半日周期では測点間のコヒーレンスは高いが、その位相差は成層場の変動に伴って大きく変化していた。④一日周期内部波の振幅は湾岸に沿った測点で大きくほぼ同じで、湾中央部で小さかった。⑤一日周期の測点間のコヒーレンスは半日周期に比べ全体的に低かったが、湾岸に沿ったコヒーレンスの高い測点間の位相差の変化は成層場の変動によらず殆どなかった。⑥振幅と位相の鉛直変化は両周期成分とも鉛直第1モードから第6モード或いはそれ以上のモードにより構成されていたが、ポテンシャル・エネルギーとして見ると全体的に第1モードが卓越していた。

このような半日周期と一日周期の内部潮汐の分布特性はそれぞれ2章で理論的に考察した矩形湾内での内部潮汐波の特性により解釈できる。つまり、半日周期

の内部波は湾内でもポアンカレ・モードの波として伝播できるため、湾内では入射波と反射波が干渉しながら伝播し、その干渉によって観測された様に湾岸に沿って内部潮汐の振幅が大きく異なる。一方、一日周期の内部波は相模湾の緯度ではケルビン・モードの波としてしか伝播できないため、湾岸に捕捉されながら伝播し、その振幅は湾岸沿いで大きくなる。観測された一日周期内部波の振幅は半日周期に比べ小さいが、湾岸に沿って大きく湾中央部で小さいという傾向が認められた。

そこで、これらの内部潮汐がどの様に相模湾内に入射・伝播し、観測された様な内部潮汐の特徴となるのかを調べるため、数値実験を行った。

4. 4 内部潮汐の伝播に関する数値実験

4.4.1 実験方法

連続成層場では内部潮汐は鉛直方向にも伝播し、多くの鉛直モードの重ね合わせによって表現される(Rattray et al.,1969)。しかしながら、相模湾で観測された内部潮汐は全体的に見ると鉛直第1モードが卓越していた。従って、2層モデルを採用して、内部潮汐の発生域の検出と相模湾周辺海域における伝播過程を調べる。

モデル海域(Fig.4.15)は相模湾を中心とした南北に 155 km、東西に 126 km とする。この海域を 1 km×1 km の正方格子に分割し、各格子の水深を海図から読み取り、50 m より浅い海域は 50 m として、現実の海底地形をモデルに取り入れた。このモデルでは Fig.4.15 の開境界から外部潮汐のみを与え、外部潮汐と海底地形との相互作用により発生する内部潮汐の相模湾での伝播特性を調べる。数値計算には線形方程式に静水圧近似、ブシネスク近似を行い、鉛直に積分した2層の運動方程式と連続の式

上層)

$$\frac{\partial \mathbf{U}_1}{\partial t} + \mathbf{f} \times \mathbf{U}_1 = -g(h_1 + \zeta_1 - \zeta_2) \nabla_h \zeta_1 + A_h \nabla_h^2 \mathbf{U}_1 - \gamma_i^2 \mathbf{u}' |\mathbf{u}'|$$

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} = -\nabla_h \cdot \mathbf{U}_1 - \nabla_h \cdot \mathbf{U}_2$$

下層)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{U}_2}{\partial t} + \mathbf{f} \times \mathbf{U}_2 \\ &= -\frac{\rho_1}{\rho_2} g(h_2 + \zeta_2) \nabla_h \zeta_1 - \frac{\Delta \rho}{\rho_2} g(h_2 + \zeta_2) \nabla_h \zeta_2 + A_h \nabla_h^2 \mathbf{U}_2 + \gamma_i^2 \mathbf{u}' |\mathbf{u}'| - \gamma_b^2 \frac{\mathbf{U}_2 |\mathbf{U}_2|}{(h_2 + \zeta_2)^2} \\ \\ & \frac{\partial \zeta_2}{\partial t} = -\nabla_h \cdot \mathbf{U}_2 \end{aligned}$$

を用いる。ただし、 $\mathbf{U}_1, \mathbf{U}_2$ はそれぞれ上層と下層の水平流量ベクトル、 ζ_1, ζ_2 はそれぞれ海面及び境界面の鉛直変位、 h_1, h_2 はそれぞれ上層と下層の厚さ、 t は時間、 A_h は水平渦動粘性係数、 γ_i, γ_b はそれぞれ境界面及び海底摩擦係数、 $\nabla_h = \partial/\partial x + \partial/\partial y$ である。 \mathbf{f} はコリオリパラメータで、地球自転の角速度ベクトル Ω と緯度 ϕ により、 $\mathbf{f} = 2\Omega \sin \phi$ で表され、この実験では $\phi = 35^\circ$ とした。また、 $\Delta \rho$ は上層の密度 ρ_1 と下層の密度 ρ_2 の差、 \mathbf{u}' は上層と下層の流速ベクトル \mathbf{u}_1 と \mathbf{u}_2 の差である。

陸岸はすべてノン・スリップの境界とし、開境界(Fig.4.15の点線部)から、

$$\zeta_1 = A(x, y) \sin(\omega t - \theta(x, y))$$

$$\zeta_2 = \frac{h_2}{h} \zeta_1$$

の様に外部潮汐のみを与えた。ここで、与える外部潮汐の振幅 $A(x, y)$ と位相 $\theta(x, y)$ は大脇(1991)にならって、モデル海域内で各検潮所の位置に対応する点での潮位振幅と位相が実際の調和定数にできるだけあうように(振幅で $\pm 5\%$ 、位相で $\pm 3^\circ$ 以内)試行錯誤により求めた。また、開境界で内部波が反射しないように、境界の近くの10格子では境界面摩擦係数及び水平渦動粘性係数を計算領域の外側に向けて指数関数的に大きくしている。そのほかの領域では $A_h = 50(\text{m}^2 \text{s}^{-1})$ 、 $\gamma_i^2 = 0.0013$ 、 $\gamma_b^2 = 0.0026$ で一定とした。

4.4.2 外部潮汐流の分布と内部潮汐の発生域

Fig.4.16 は計算で求めた外部潮汐による半日周期 (M_2) 及び一日周期 (K_1) 成分の潮流振幅の分布を示す。潮流は両周期成分と大島より南の浅海域で特に強く、 30 cm s^{-1} を越える。また、房総半島先端や浦賀水道でも 10 cm s^{-1} 程度の流速となるが、相模湾内では 5 cm s^{-1} 以下と極めて小さい。

この潮流場から、Serpette and Maze(1989)、Ohwaki et. al.(1991) にならって、外部潮汐から内部潮汐への forcing の項として $-u \cdot \nabla H/H$ を考えると、その分布は Fig.4.17 となる。両周期成分ともほぼ同じ海域で forcing 項は大きくなるが、半日周期成分の方が幾分広範囲に分布する。これらの分布から、内部潮汐の発生域として伊豆海嶺全域と房総半島先端部沖合いが考えられる。

次に、以上のような外部潮汐の境界条件を与え、成層の強さを変えた3ケースの実験を行った。成層の強さは Fig.4.5 の7、8、9月の成層状態を参考に、それぞれケース1 : $h_1=25\text{m}$ 、 $\Delta\rho/\rho=0.0025$; ケース2 : $h_1=30\text{m}$ 、 $\Delta\rho/\rho=0.0033$; ケース3 : $h_1=35\text{m}$ 、 $\Delta\rho/\rho=0.0030$ とした。計算は静止状態から始め、計算開始後144時間目まで行い、最後の1周期分のデータから波の伝播特性を調べる。

4.4.3 内部潮汐の伝播特性

Fig.4.18(a)~(c)はそれぞれケース1~3の半日周期の内部波の等潮差図と同時潮図である。実験により得られた半日周期内部波の鉛直振幅は観測値に比べ小さいが、各ケースとも湾奥の東部と西部の海域で大きく、湾奥中央部や城ヶ島西方で小さい。同じ境界条件を与えているにもかかわらず、湾奥の東西での振幅はケース1と2では西部で、ケース3では東部で大きく、さらに、ケース1に比べてケース2と3では湾内全域で振幅が大きくなっている。各ケースで測点間の位相関係を比較する。ケース1では 50° であった KS と IT の位相差はケース2では 330° と大きく変化する。KS と IT の位相差はケース3では 320° でケース2と比べ変化は小さいが、KS と EN の位相差はケース2で 120° 、ケース3で 20° と大きく変化する。ケース2の EN と他点との位相関係は、観測された期間2のものとはあわないが、その他の位相関係やケース1と3の位相の分布は観測された各測点間の位相差をうまく説明するものである。特に、ケース3の位相の分布は観測値と比較的よく一致し、KS と EN でほぼ同位相、OK と湾奥西部の IT や KM とで

はほぼ逆位相の関係などが再現されている。

Fig.4.19(a)~(c)はケース1~3の一日周期内部波の等潮差図と同時潮図である。一日周期内部波の振幅は各ケースとも大島周辺や房総半島西岸に比べて相模湾内では小さい。相模湾内の振幅はケース1では他のケースより大きく、その振幅は湾岸に沿って大きく、湾中央で小さくなっている。湾内での等位相線の分布はケースによらずほぼ同じで、相模湾内では反時計まわりに位相が変化している。各ケースでのJOとKSの位相差はそれぞれ 48° 、 45° 、 26° で、成層の違いに対して位相差の変化は小さい。これらの振幅と位相の分布は観測された一日周期の内部波の特徴と一致する。

以上の実験により得られた内部潮汐の特徴を挙げる。①ケース1では半日周期と一日周期の内部波の振幅は相模湾の東部でほぼ同じになるが、その他のケースでは湾内のほとんどで半日周期内部波の振幅の方が大きくなった。②半日周期内部波の振幅は、湾奥の東部と西部で大きく、湾奥中央部や城ヶ島西方、湾中央で小さくなった。③半日周期内部波の位相の分布は各ケースによって大きく異なった。④一日周期内部波の振幅は湾岸に沿って大きく、湾中央部で小さくなった。⑤一日周期内部波の位相はケースによらずほぼ同じであった。これらの実験結果の特徴は観測された内部潮汐のものとよく一致しているが、振幅の大きさは実験結果の方が小さい傾向にあった。

4. 5 まとめと考察

相模湾における内部潮汐の分布・伝播過程を調べるため、湾内の8測点で係留による水温観測を行った。急激に温度場の変化する現象が見られ、その変化に伴い潮汐周期変動が間欠的に強くなっていることが認められた。そこで、全点で潮汐周期変動が大きく、温度場の比較的安定している3つの期間における内部潮汐の特性を調べた。水温のスペクトル解析の結果から、期間1では一日周期成分が半日周期に匹敵する測点もあったが、全体的に半日周期が卓越していることが分かった。

半日周期内部波の振幅は測点によって異なり、湾奥でも中央部で小さく、東側と西側で大きくなっていた。また、半日周期成分では各測点間のコヒーレンスは期間によらず高いが、位相差は成層の変動に伴い大きく変化していた。一方、一

日周期内部波の振幅は、半日周期に比べて小さいが、湾岸に沿った点で大きく、湾中央の測点では常に小さかった。一日周期では全体的にコヒーレンスは低かったが、コヒーレンスの高い湾岸に沿った測点間の位相差は成層の変動に対しあまり変化していなかった。

湾奥の3測点での内部潮汐の鉛直構造を調べた。半日周期内部波では、期間1と2では中層で振幅が大きく、上層から下層までほぼ同位相であったが、期間3では下層ほど位相が進んでいる傾向が見られた。一日周期では、特に期間1で上層と下層の振幅が大きく、上下で逆位相であった。これらの振幅と位相の鉛直変化には高次モードも寄与していたが、エネルギーで見ると全体的に第1モードの割合が高いことがわかった。

そこで、内部潮汐が何処で発生し、どの様に相模湾に入射・伝播することにより観測されたような特性が得られたのかを調べるため、2層モデルによる数値実験を行った。境界条件として外部潮汐のみを与え、海嶺や陸棚域で内部潮汐を発生させた。その結果、相模湾へ伝播する内部潮汐の主な発生域は伊豆海嶺北部と房総半島先端沖であることが分かった。発生した内部潮汐の伝播過程を調べるため、観測の期間1～3に対応する成層条件を与え、3ケースの実験を行った。数値実験により得た内部潮汐の振幅は観測値に比べ全体的に小さかった。これは2層モデルでは内部波のポテンシャル・エネルギーが境界面に集中すること、さらに、境界面が海面や海底に接する程振幅を大きくさせられないこと等の理由による。従って、2層モデルでは振幅の大きさを観測値に定量的に合わせることは難しいと言える。しかしながら、実験の結果得られた内部潮汐の特徴、即ち振幅や位相の分布、成層の違いによる分布の変化などは観測された内部潮汐の特徴とよく一致した。以上の観測と数値実験の結果から、相模湾における半日周期と一日周期内部潮汐について次のように説明できる。

半日周期内部潮汐

半日周期内部潮汐は伊豆海嶺北部及び房総半島先端沖で発生し、大島の東西の水道を通過して相模湾内及び浦賀水道へ伝播する。浦賀水道へ入射したものは海峡の幅が狭いためケルビン波的に伝播するが、相模湾内では入射波と反射波が干渉し、湾奥の東部と西部に振幅の大きい海域、湾奥中央部及び城ヶ島西方、湾中央

に振幅の小さい海域を形成する。

半日周期内部波の湾内での反射・干渉においては、局所的な海底地形の影響も受けるが、基本的には第2章で示した矩形湾における波の伝播特性と同じように、内部モードのポアンカレ波とケルビン波の重ね合わせによるものと考えられる。半日周期内部波が相模湾内で干渉するために等位相線の密な海域と疎な海域が形成される。その等位相線の分布は成層の変化、即ち半日周期内部波の伝播速度により変化する。この等位相線の分布の変化によって、観測された様に測点間の位相差が成層の変化に伴い大きく変わったことを説明できる。

一日周期内部潮汐

一日周期内部潮汐は伊豆海嶺や房総半島先端沖で発生するが、相模湾周辺の緯度では内部ケルビン波としてしか伝播できないため、伊豆海嶺で発生したものは Ohwaki et al.(1994)が指摘したように相模湾奥へは伝播できない。一方、房総半島先端沖で発生した一日周期内部波の大半は浦賀水道へ伝播するため、相模湾では半日周期に比べてかなり小さくなる。相模湾へ入射した波は湾岸に捕捉されながら伝播し、その振幅は岸に沿って大きく、湾中央で小さくなる。

一日周期内部波は半日周期のように湾内で干渉せずに岸に沿って伝播し、成層の変化により伝播速度は変わるが、それによる位相の変化は半日周期内部波の等位相線の密な部分が移動することによる変化に比べ小さい。この一日周期内部潮汐の伝播特性によって、観測された一日周期内部波の湾岸沿いの測点間の位相差が成層場の変動に対しあまり変化しなかったことを説明できる。

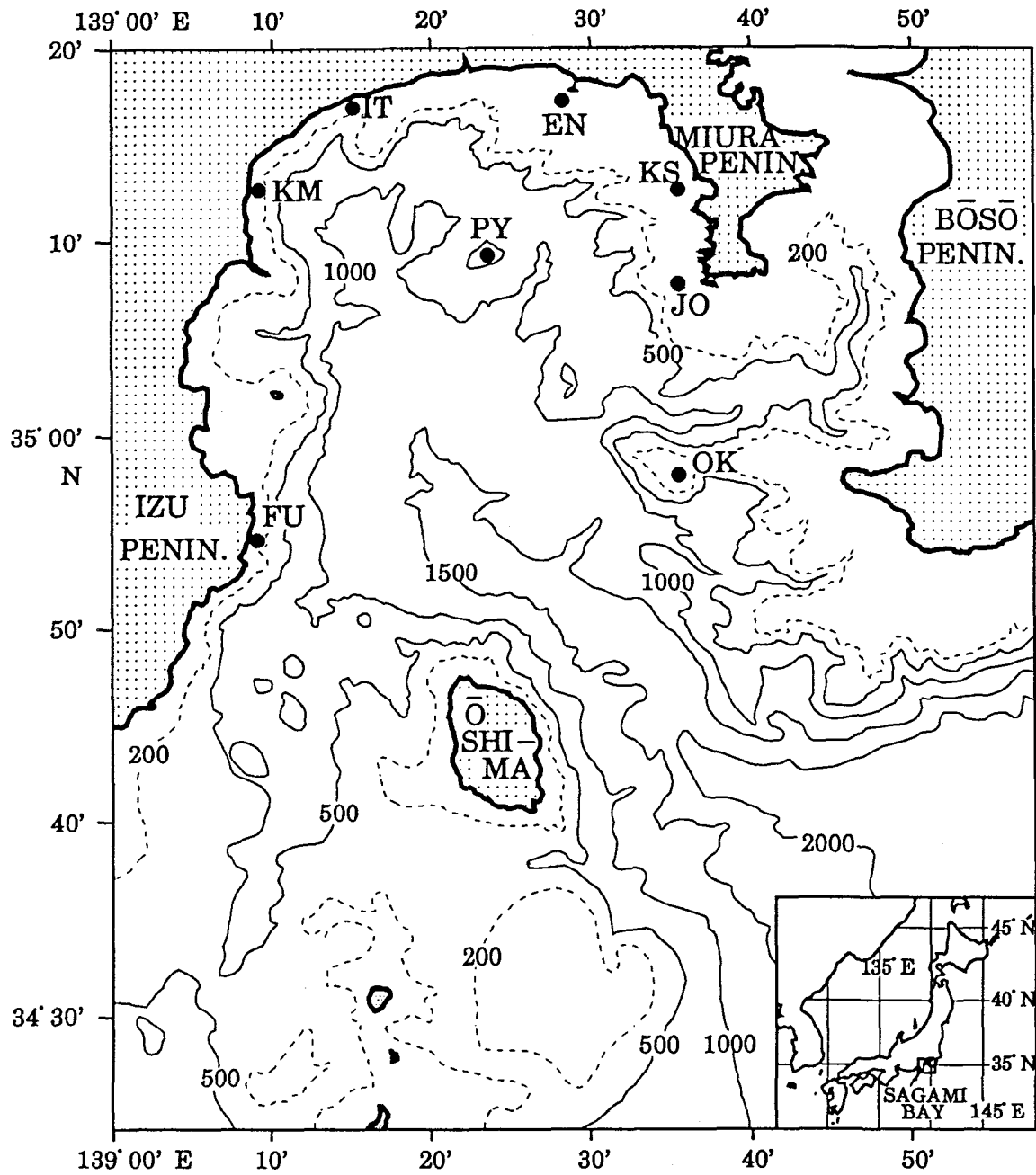


Fig. 4.1. The locations of the mooring station in 1991 and bottom topography in and around Sagami Bay. Numerals in the figure are in meter. Inset shows the location of Sagami Bay.

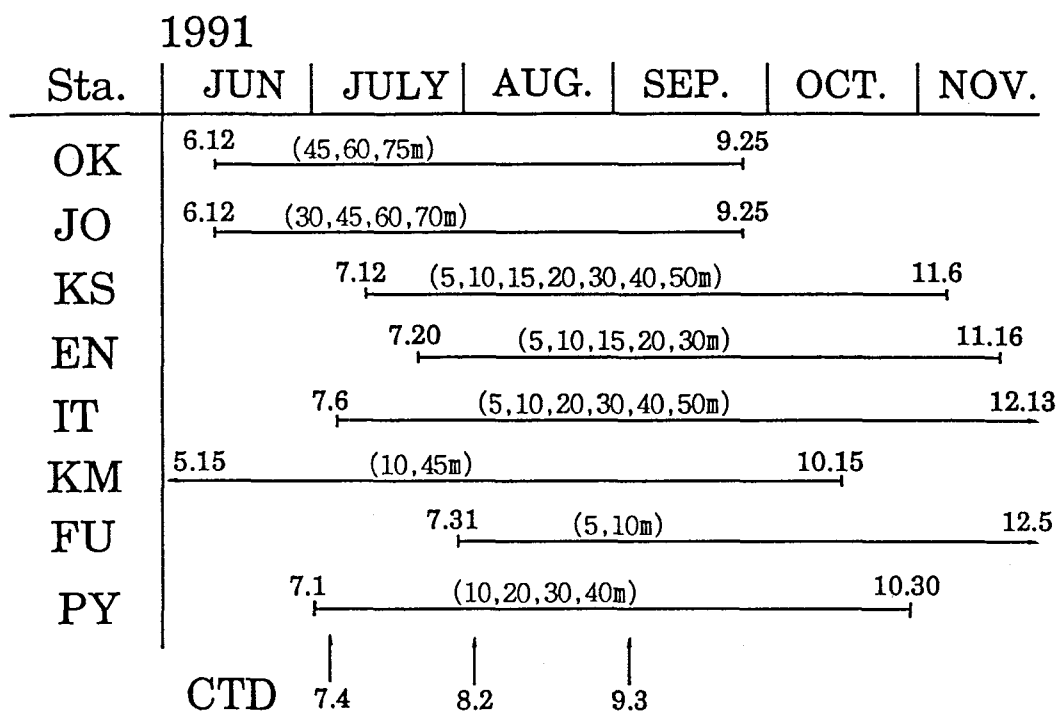


Fig. 4.2. The mooring periods and thermometer depths at each station.

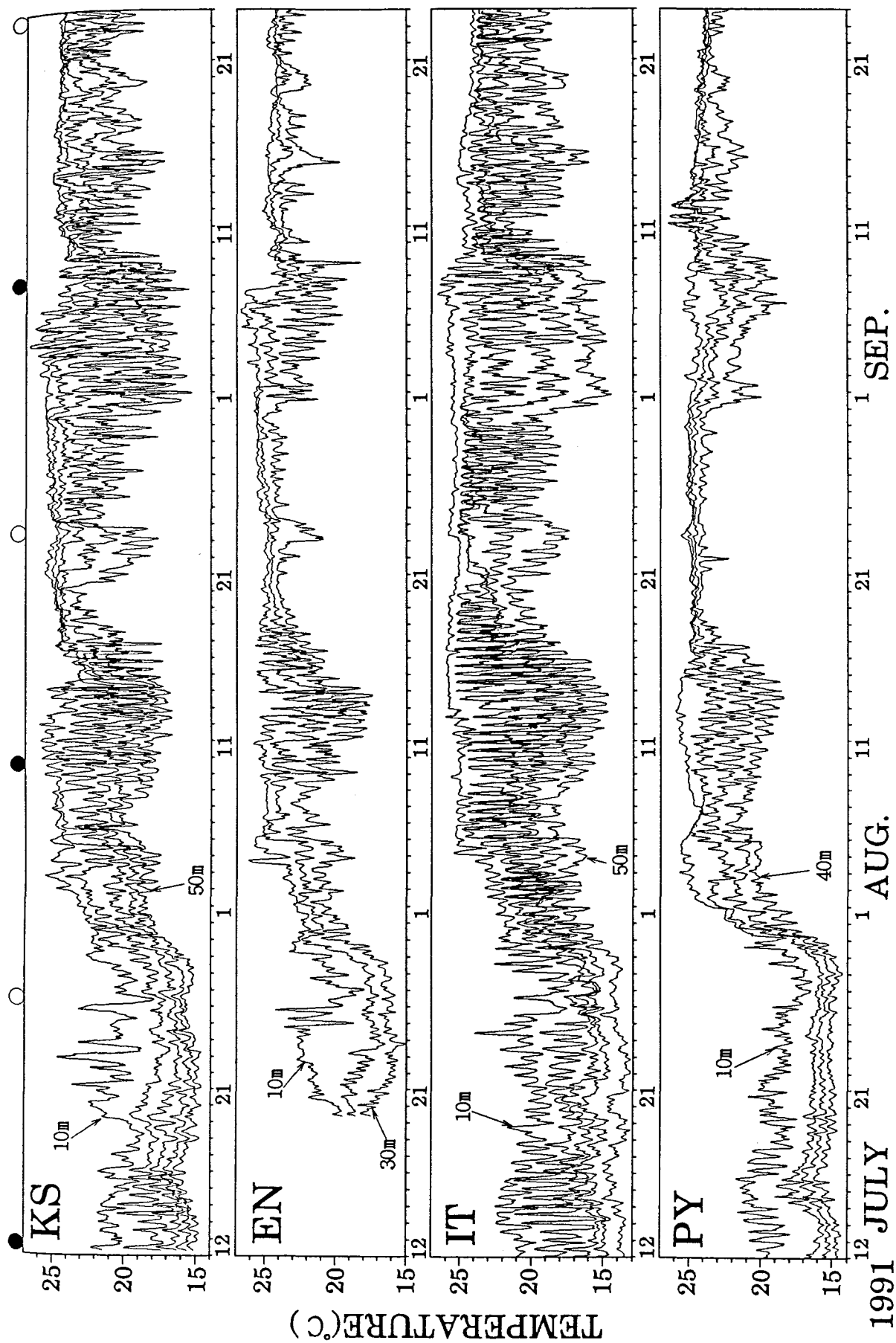


Fig. 4.3. Time variations of three hours averaged temperature obtained at KS, EN, IT and PY during the period from July 12 to September 24 in 1991.

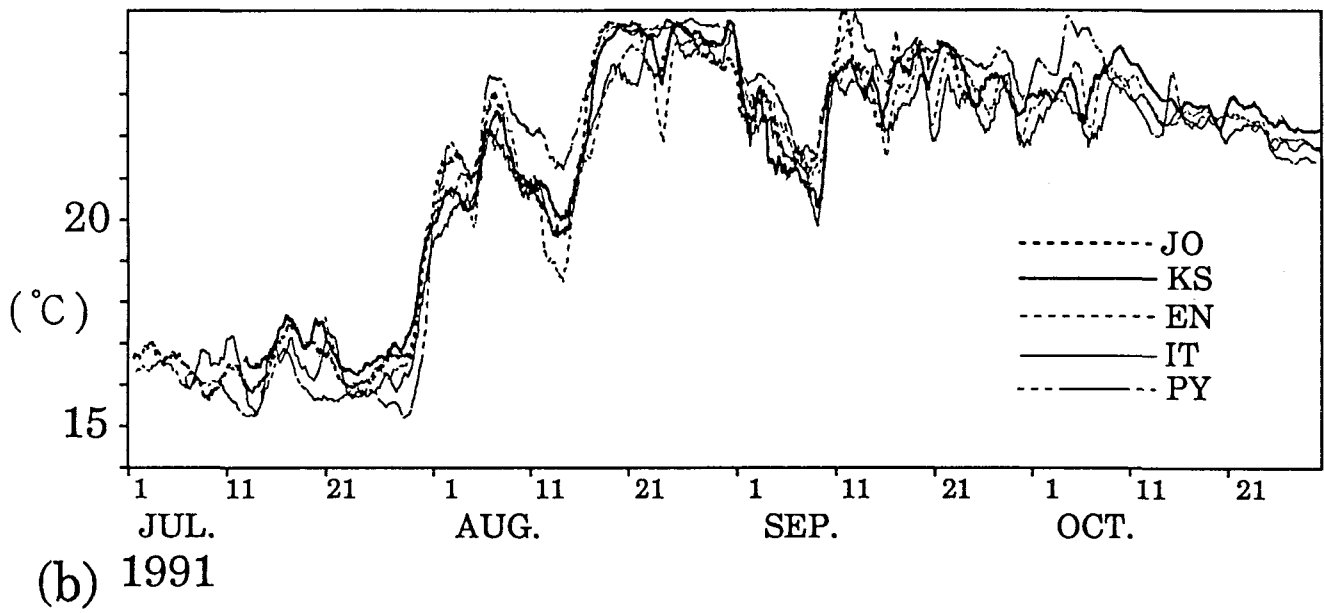
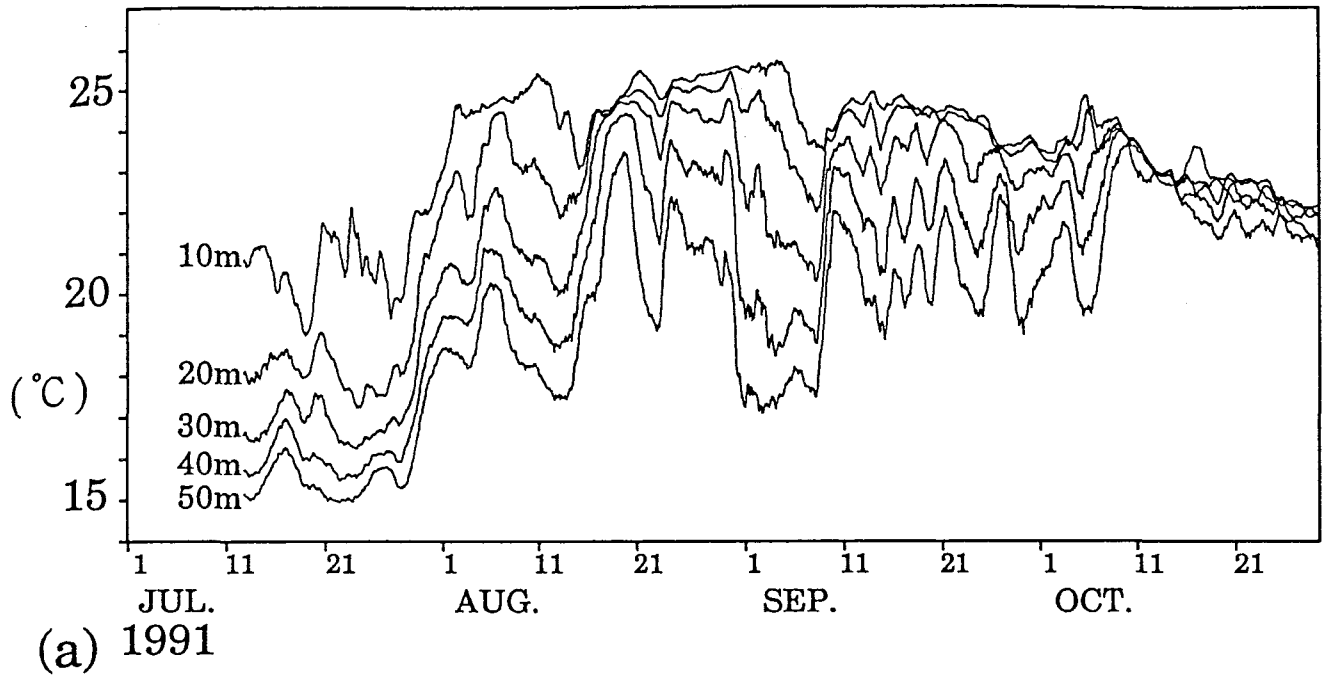


Fig. 4.4. (a) Time series of 25 hours running averaged temperature obtained from 10 to 50 m depths at KS. (b) Time series of 25 hours running averaged temperature obtained at a depth of 30 m at each station.

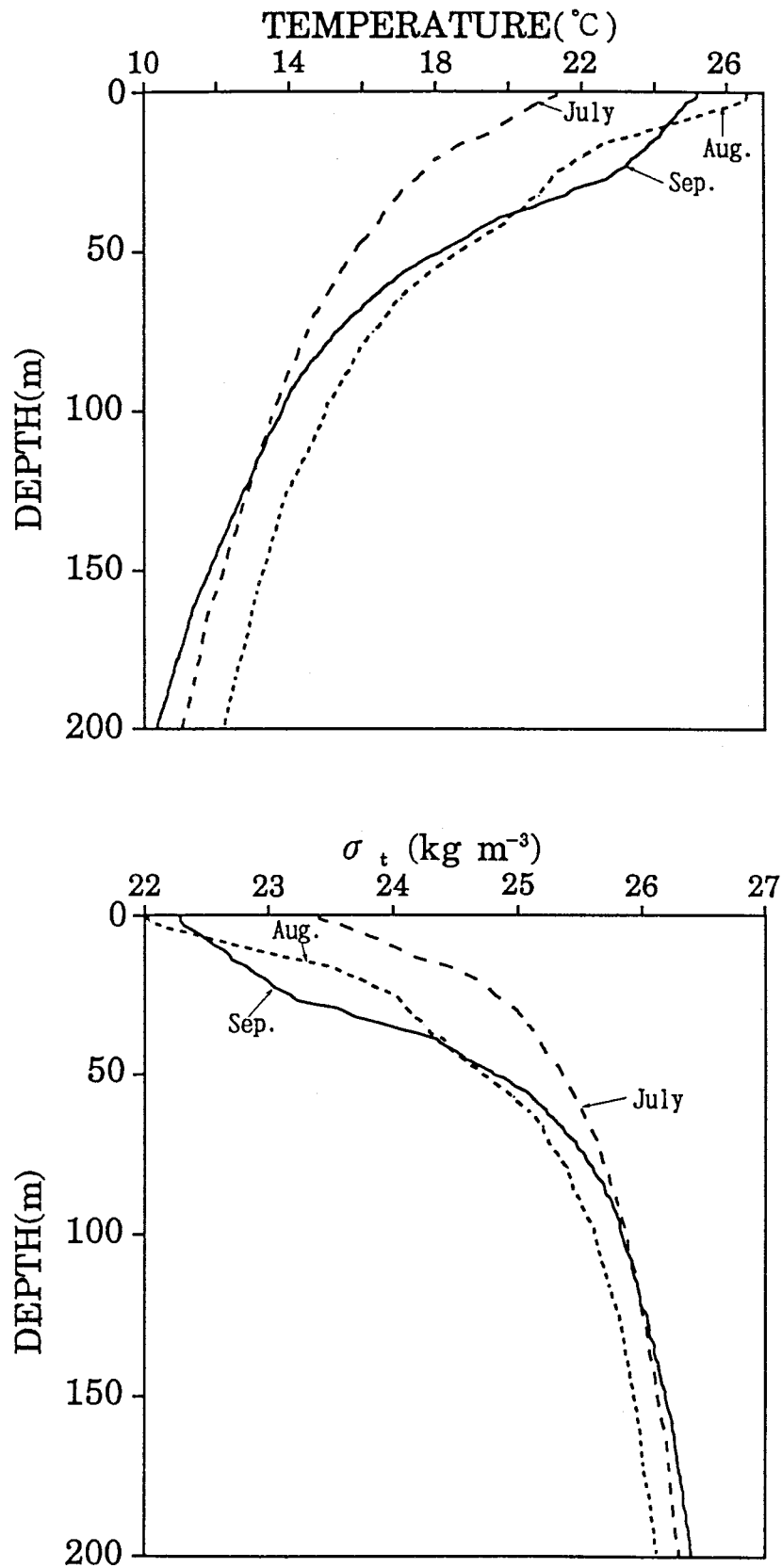


Fig. 4.5. Vertical profiles of temperature (upper panel) and σ_t (lower panel) observed on July 4 (dashed line), August 2 (dotted lines) and September 3 (solid lines) in 1991.

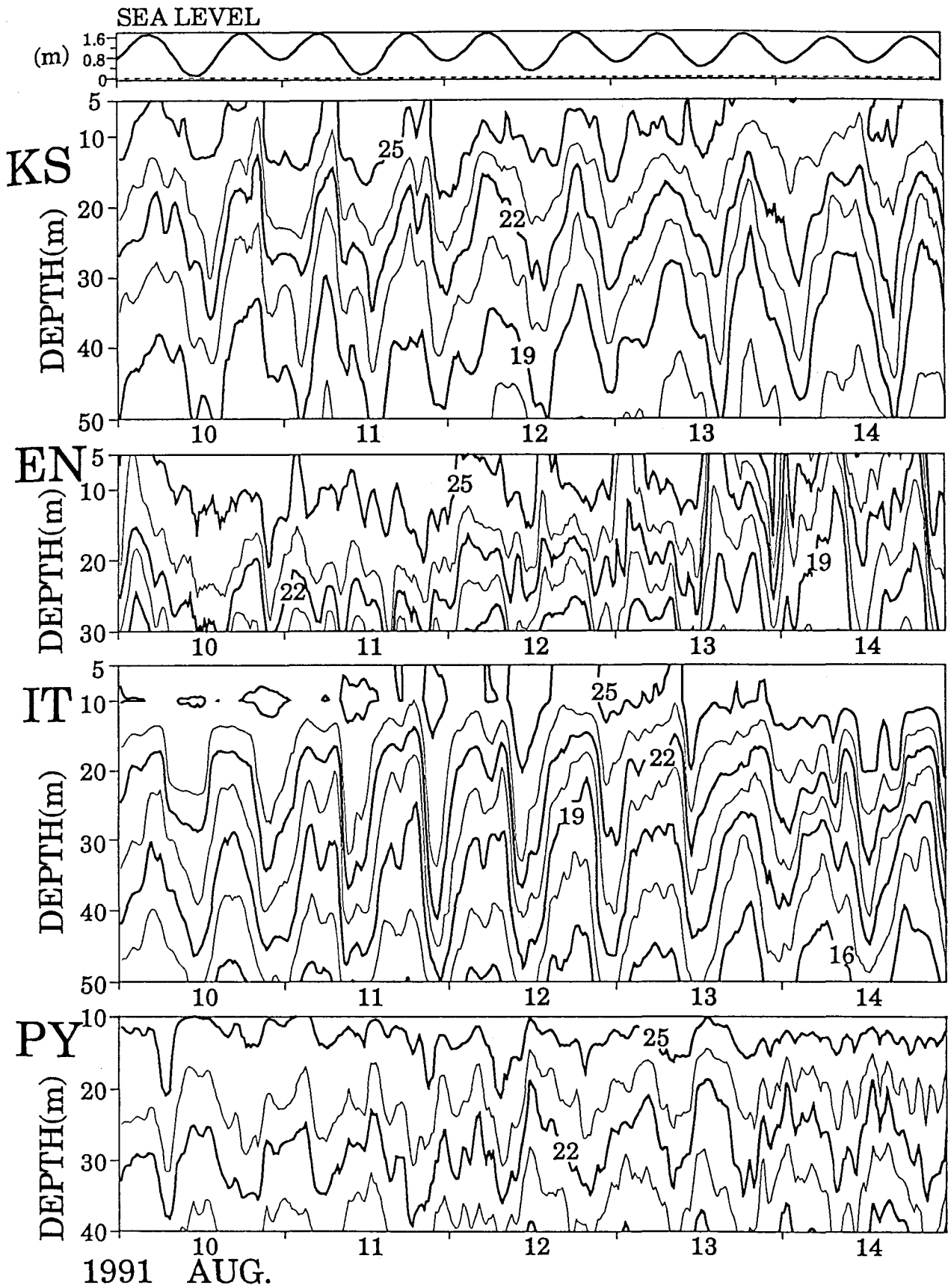


Fig. 4.6. Time variations of one hour running averaged temperature contours with 1.5 °C spacing at KS, EN, IT and PY (lower four panels) and predicted sea level at Aburatubo (upper panel).

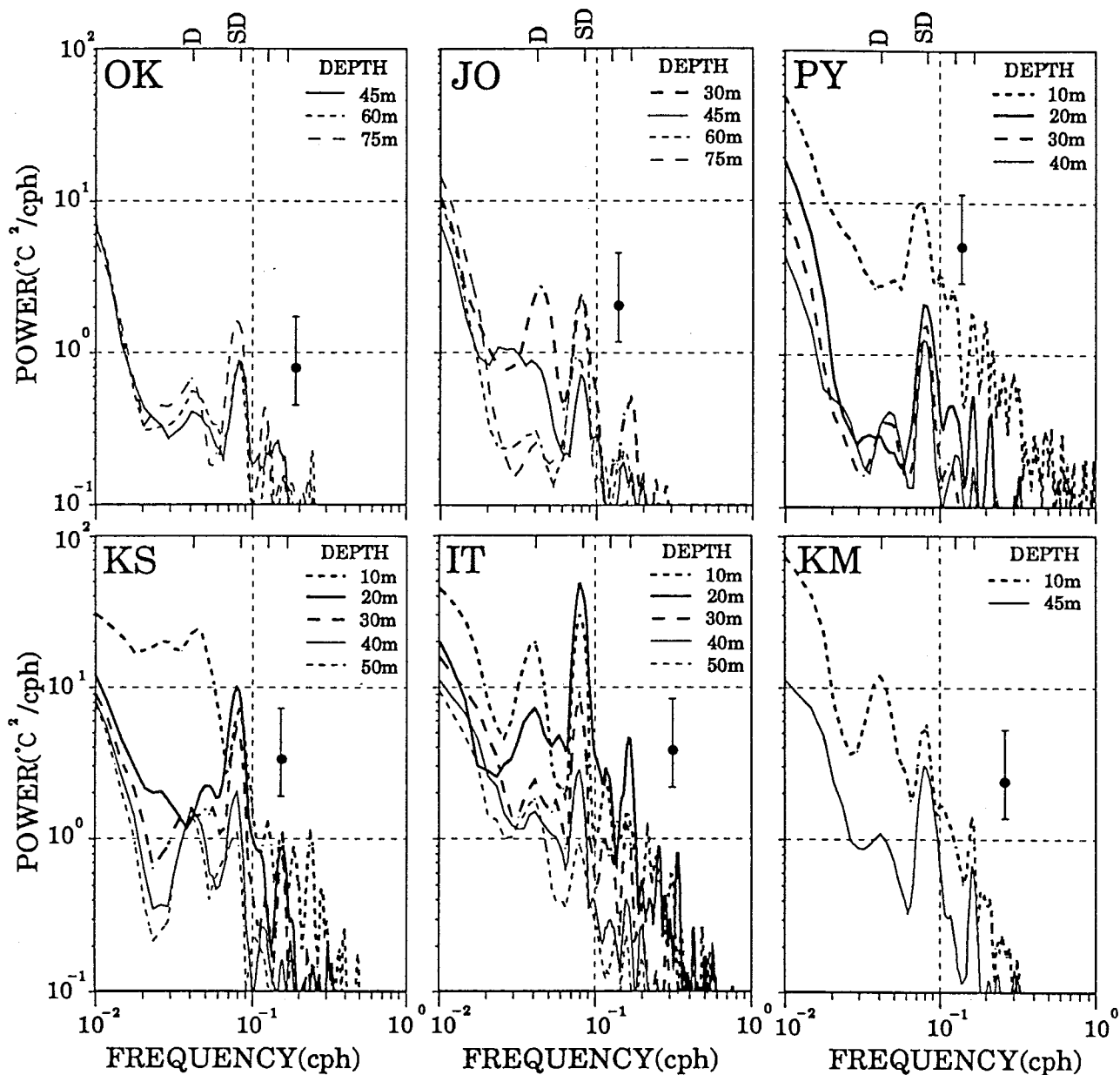


Fig. 4.7. Power spectra of the temperature fluctuations observed at each station in Period 1 (from July 14 to 29).

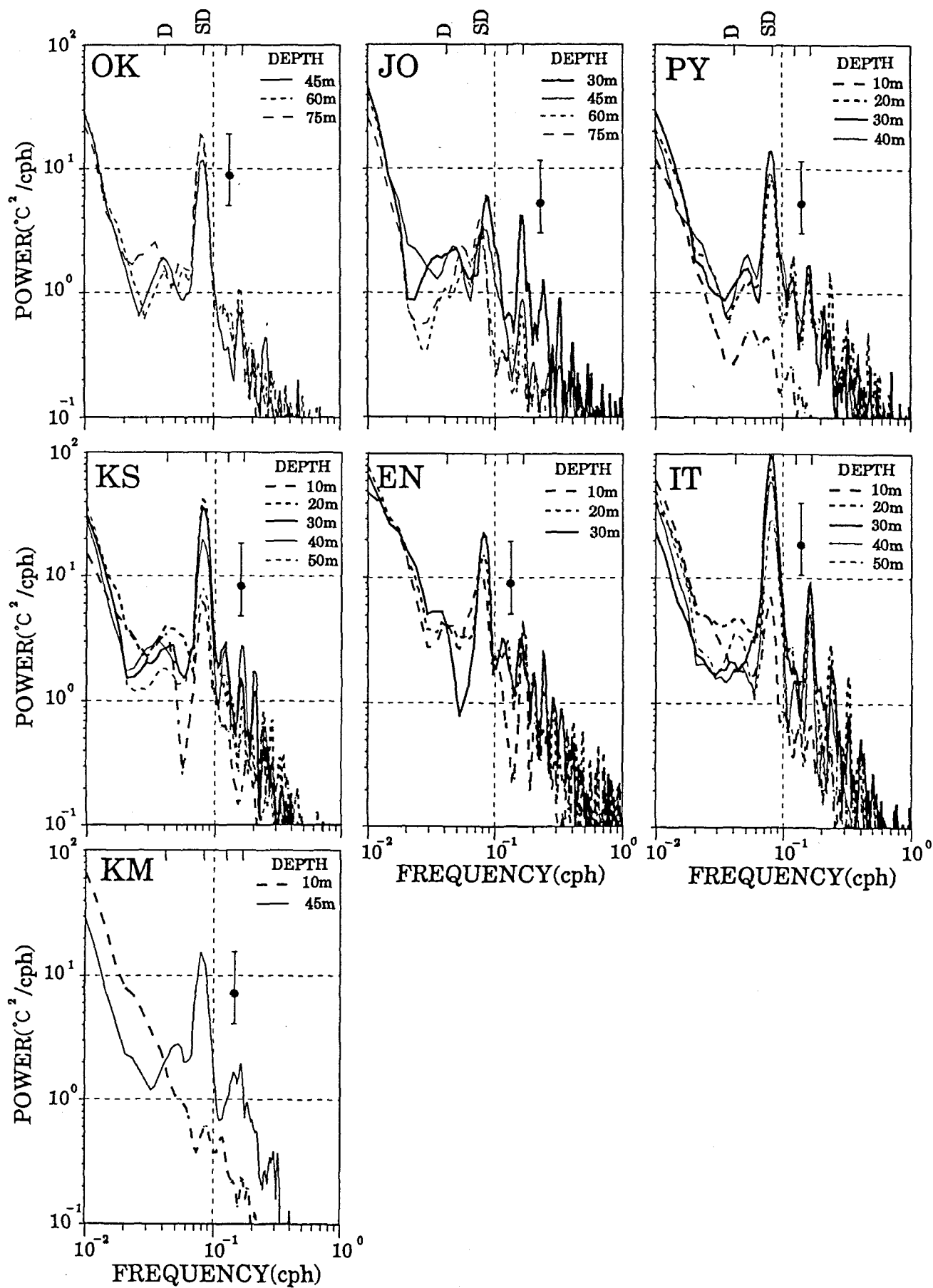


Fig. 4.8. As in Fig. 4.7 but for Period 2 (from August 2 to 16).

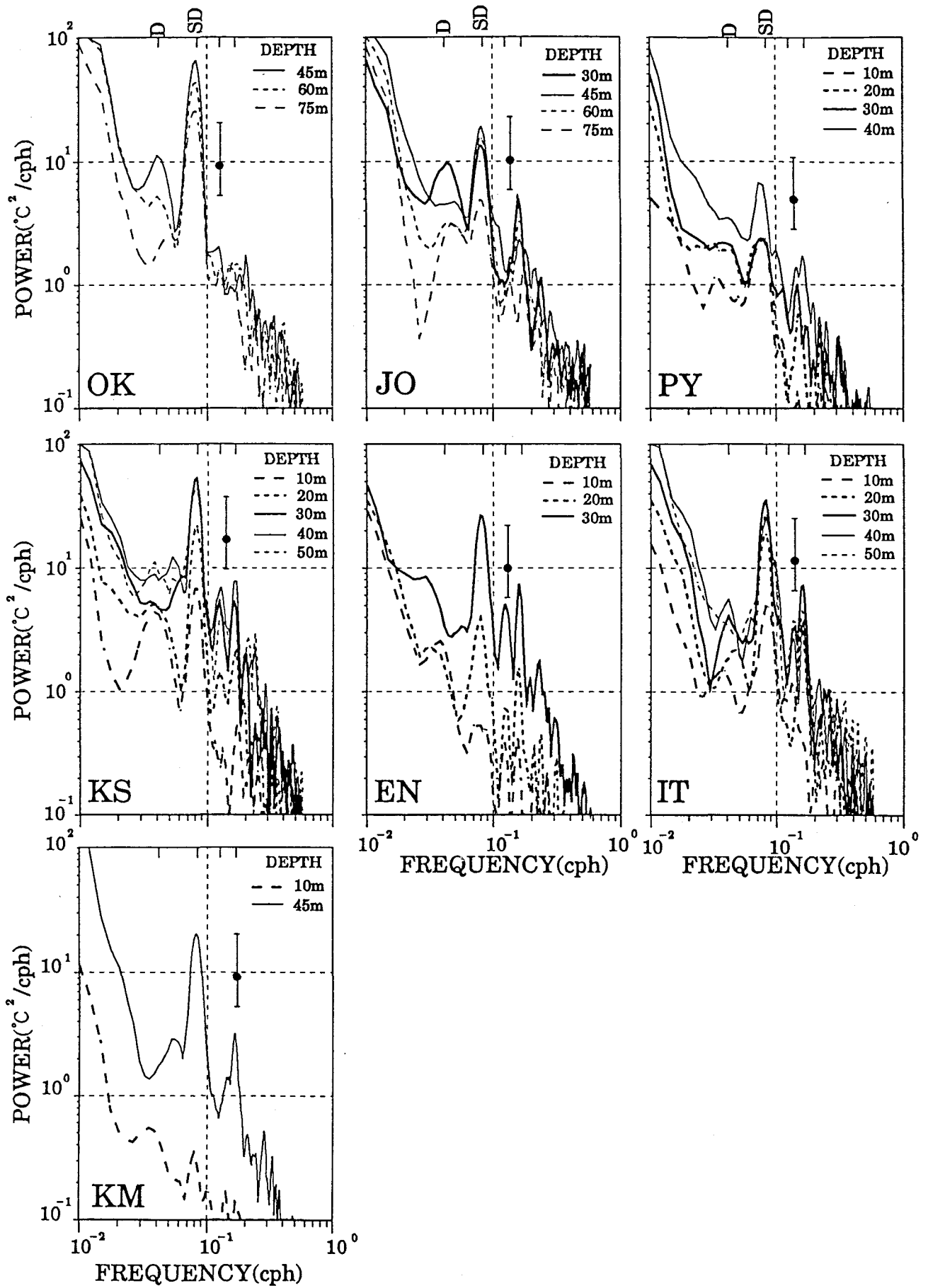
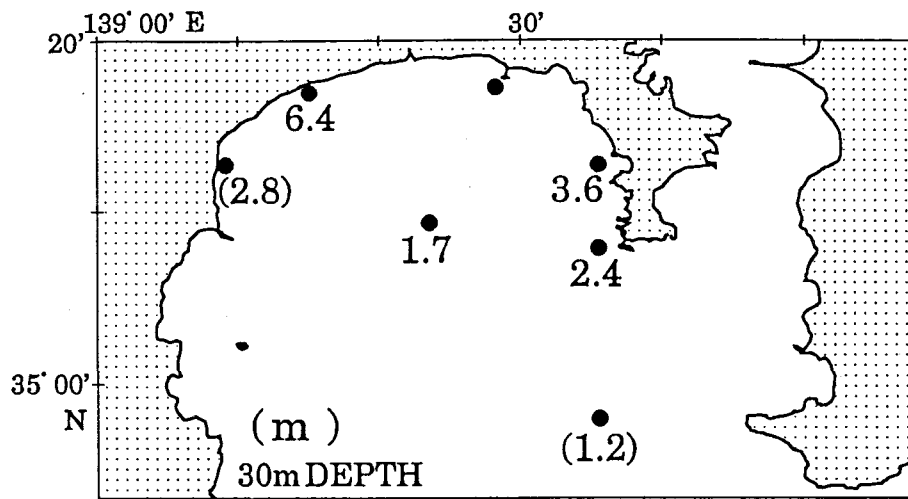
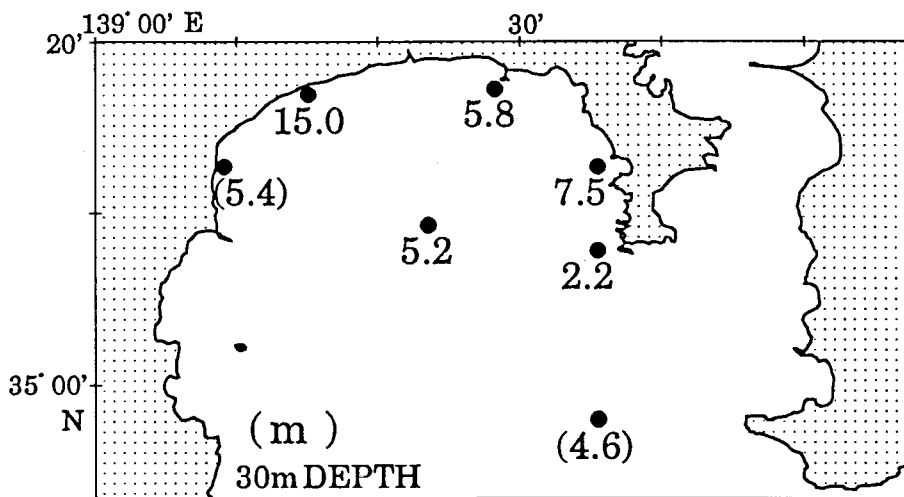


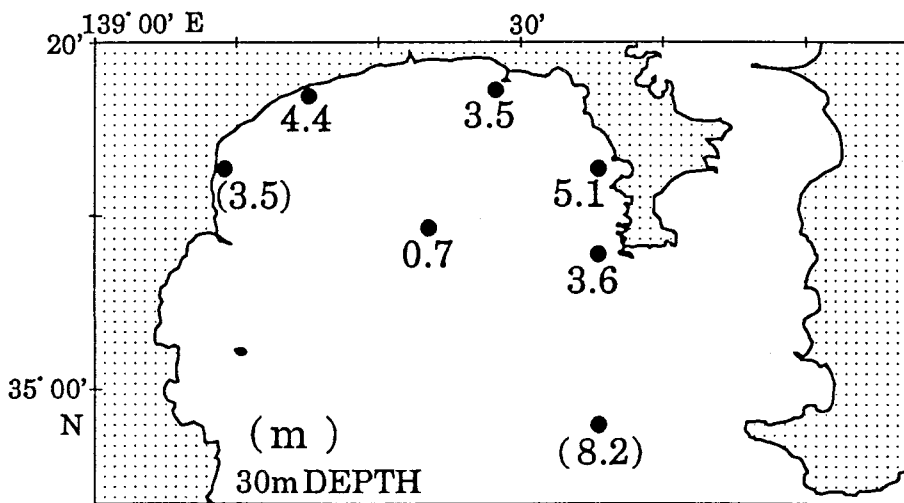
Fig. 4.9. As in Fig. 4.7 but for Period 3 (from August 31 to September 14).



PERIOD 1 (July 14 - July 29)

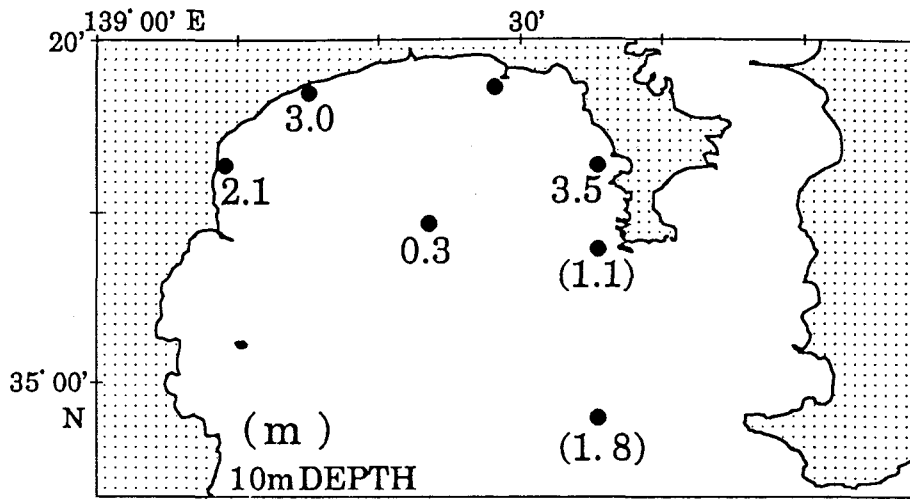


PERIOD 2 (Aug. 2 - Aug. 16)

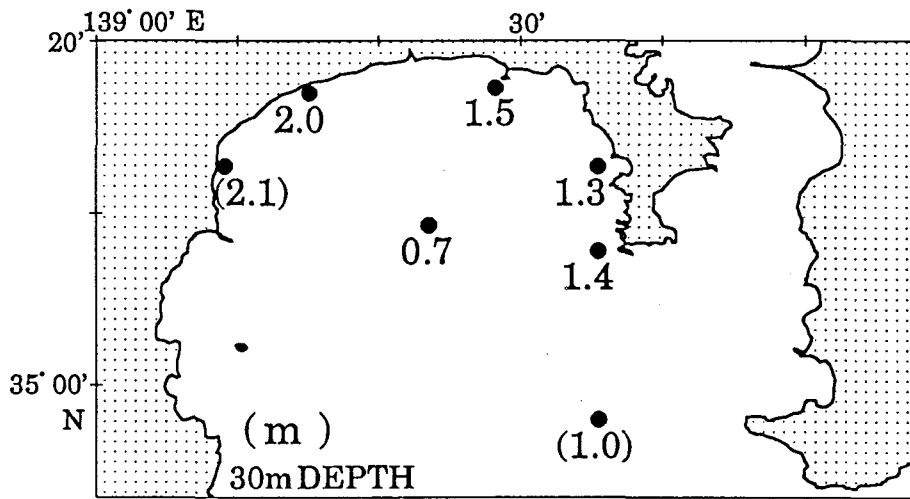


PERIOD 3 (Aug. 31 - Sep. 14)

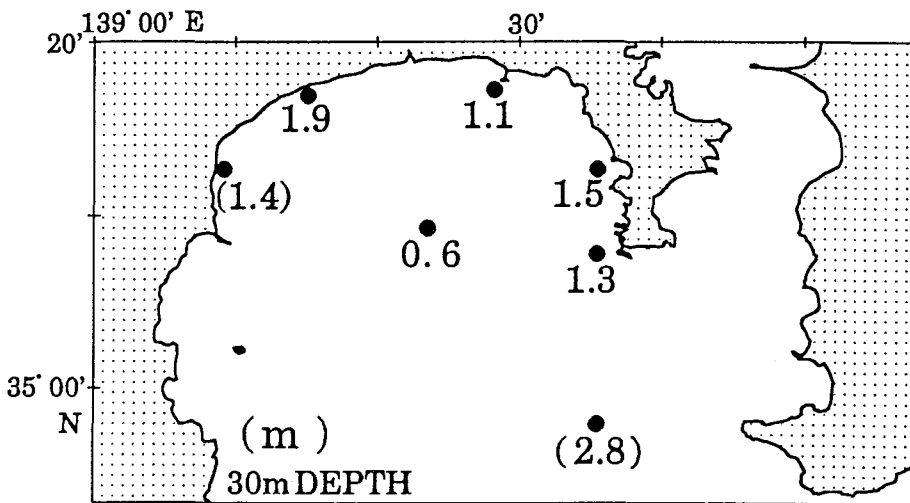
Fig. 4.10. Amplitude of vertical displacement for M_2 constituent at each station. Upper: Period 1, middle: Period 2, lower: Period 3.



PERIOD 1 (July 14 - July 29)



PERIOD 2 (Aug. 2 - Aug. 16)



PERIOD 3 (Aug. 31 - Sep. 14)

Fig. 4.11. Amplitude of vertical displacement for K_1 constituent at each station. Upper: Period 1, middle: Period 2, lower: Period 3.

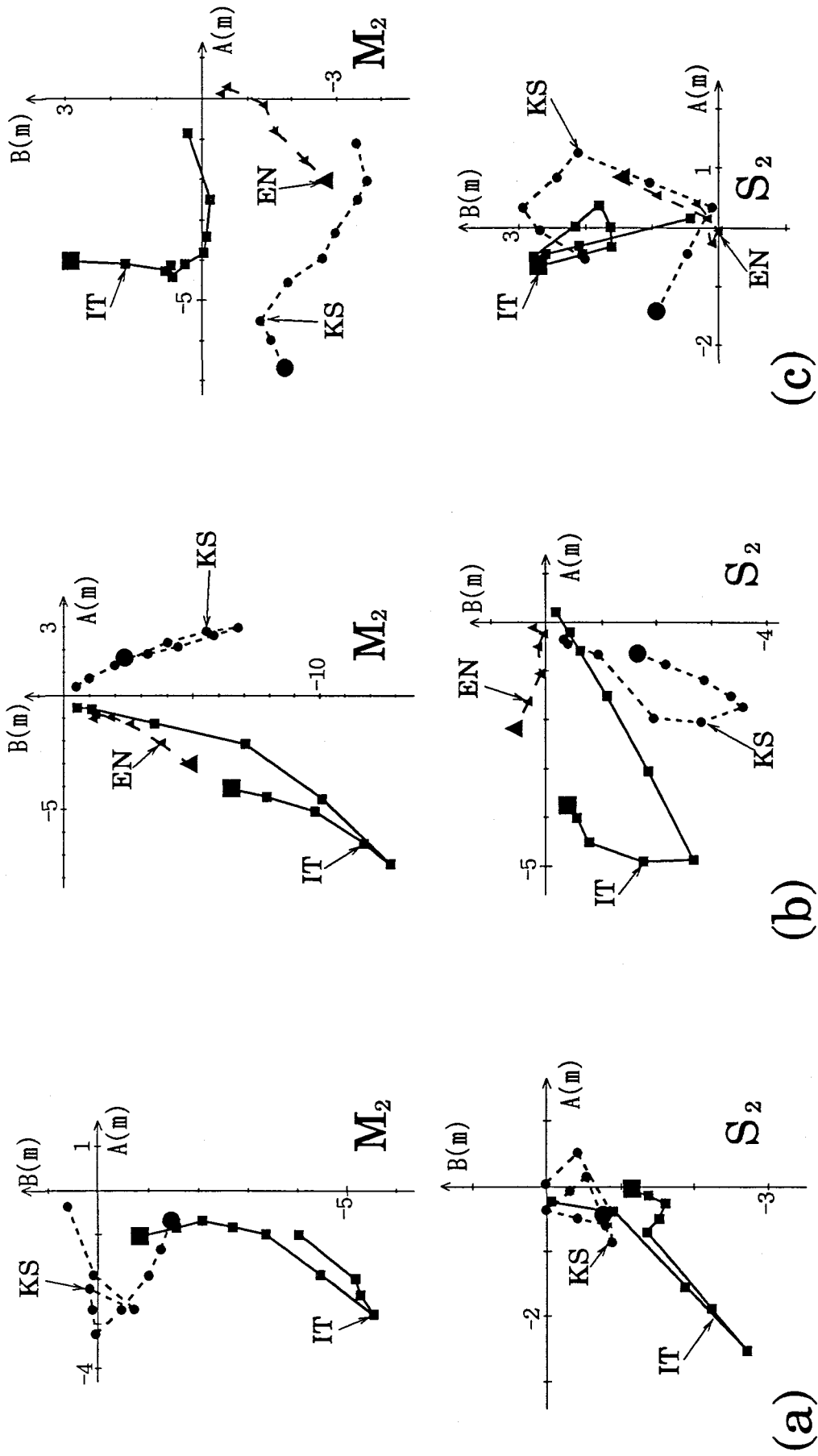


Fig. 4.12. Vertical variations of amplitude and phase of vertical elevation for M_2 and S_2 constituent at three stations of the bay head. Values at the deepest depth is marked by a larger symbol. (a) Period 1; (b) Period 2; (c) Period 3.

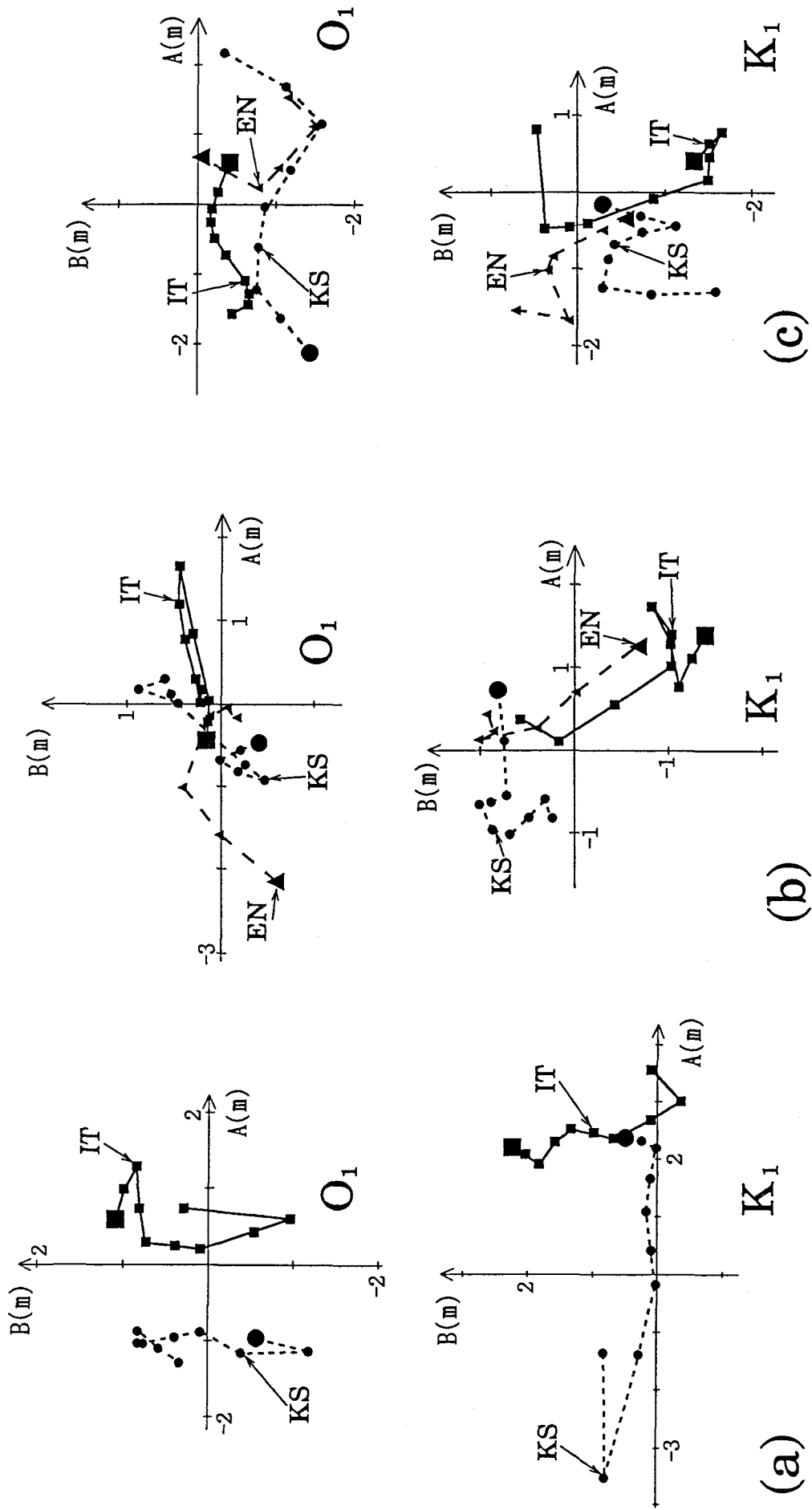


Fig. 4.13. As in Fig. 4.12 but for O_1 and K_1 constituent.

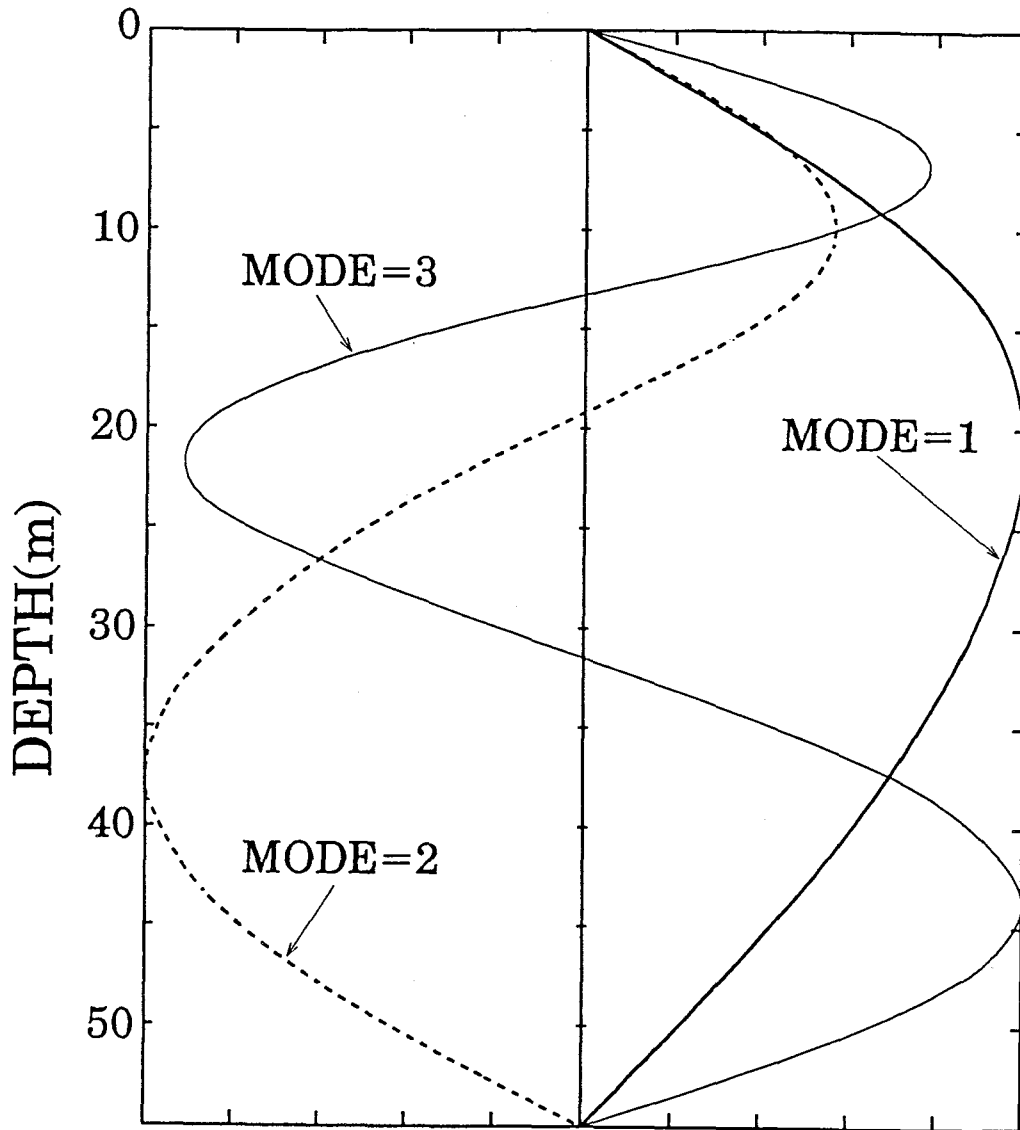


Fig. 4.14. Vertical profiles of elevation for lowest three internal modes at the depth of 55 m calculated from density field observed on September 3 in 1991.

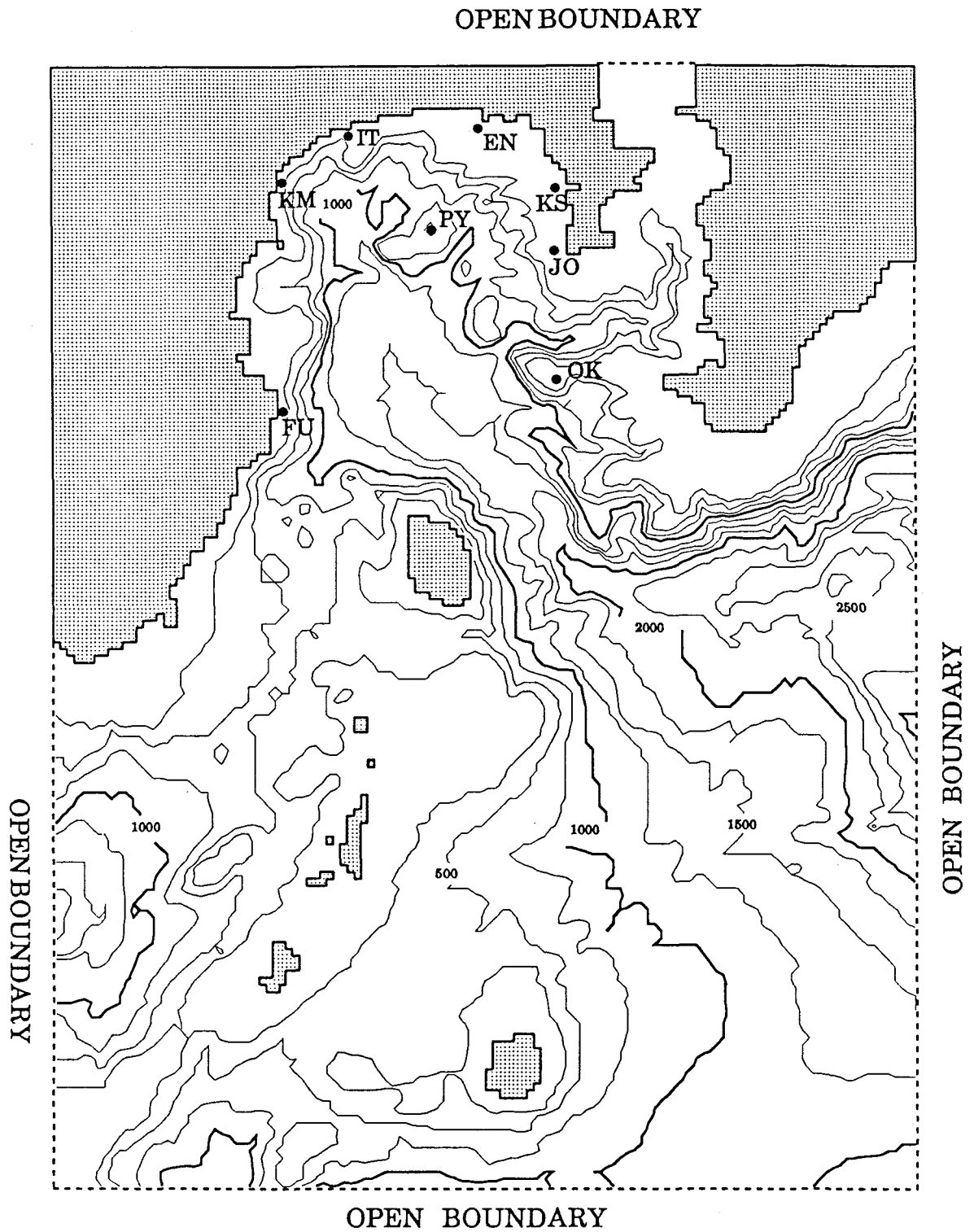


Fig. 4.15. Model ocean for real bottom topography. Dashed lines indicate open boundaries. The mooring stations of field observation are indicated.

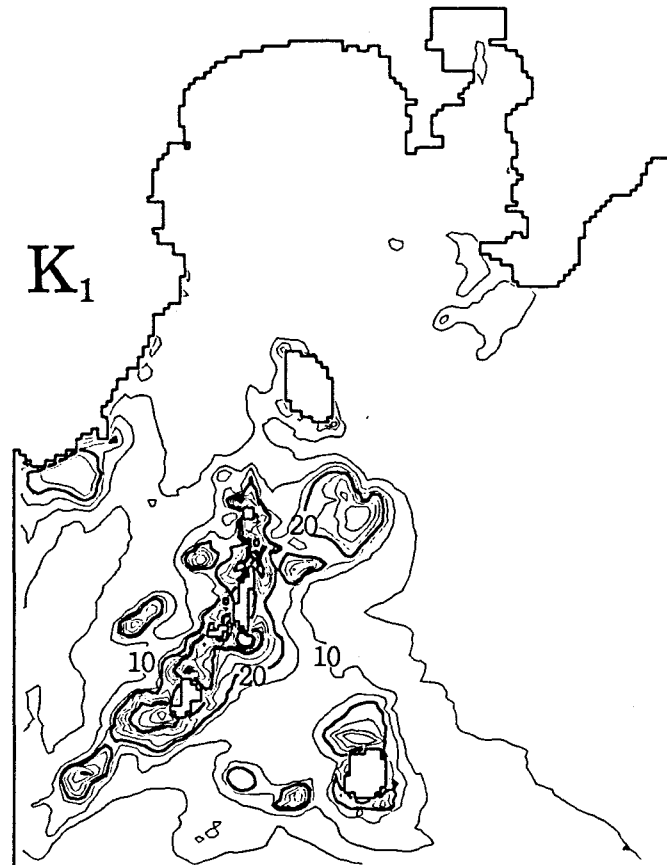
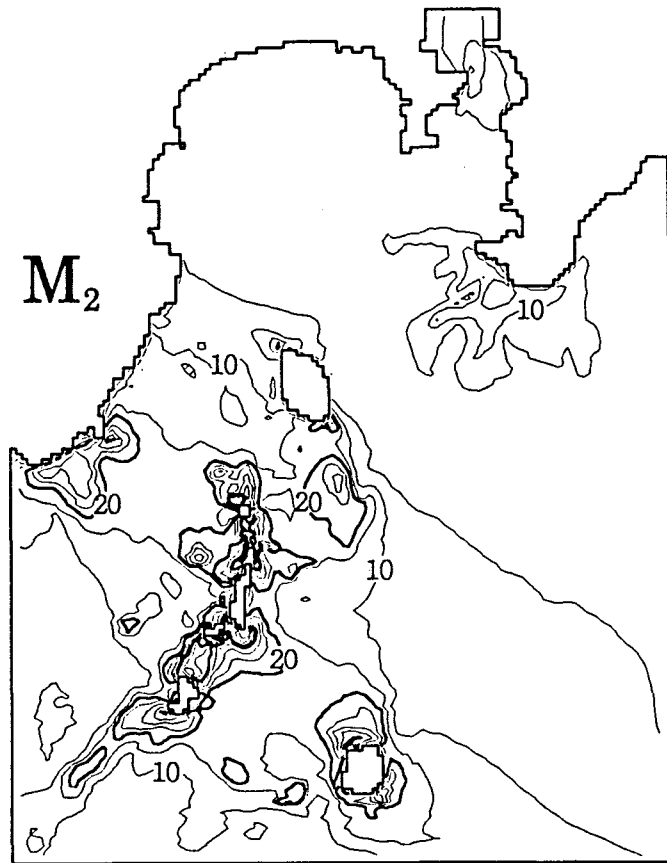


Fig. 4.16. The lengths of major axis of the tidal ellipses for M_2 (upper panel) and K_1 (lower panel) constituent of surface tides. Numerals in the figure are in cm s^{-1} .

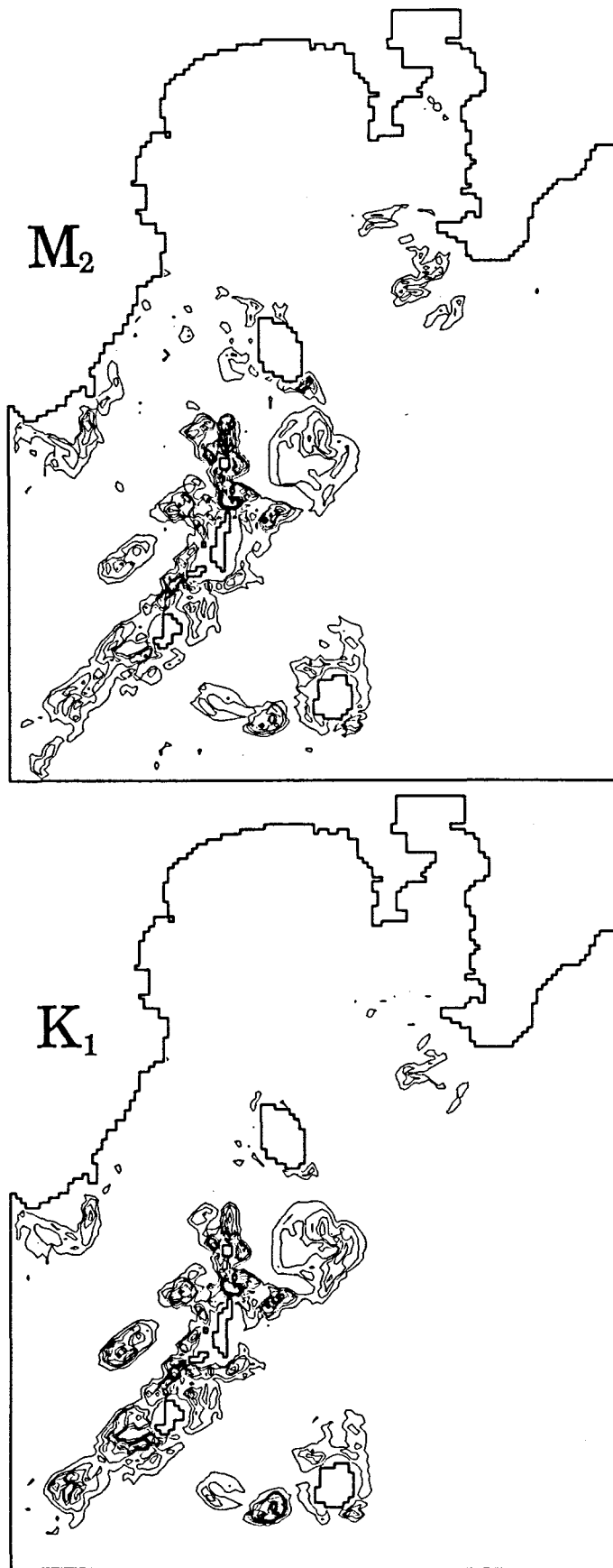


Fig. 4.17. Distributions of the maximum value of the forcing term $|\mathbf{u} \cdot \nabla H/H|$ for M_2 (upper panel) and K_1 (lower panel) constituent. Contour interval in the figure is $2.0 \times 10^{-5} \text{ (s}^{-1}\text{)}$.

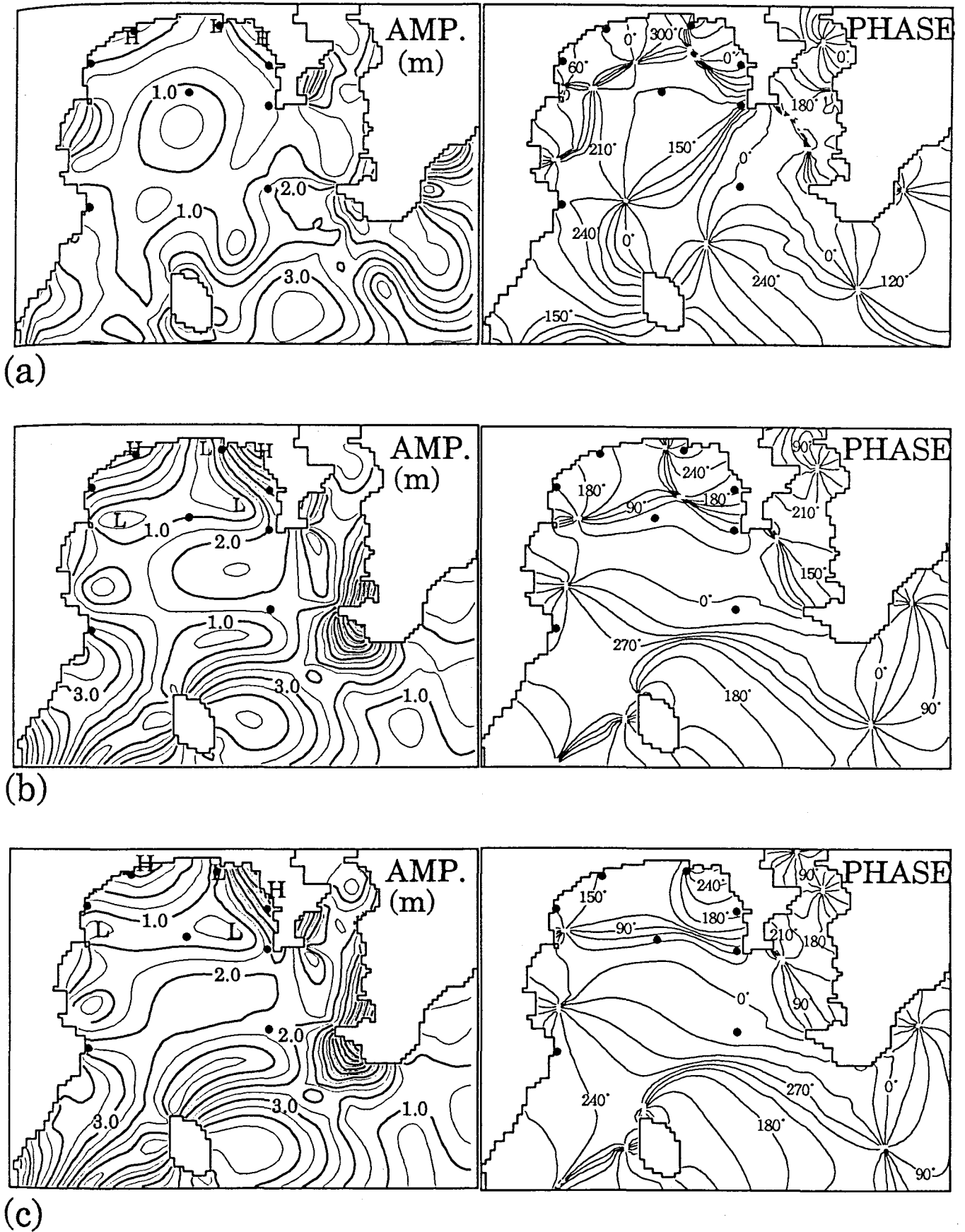
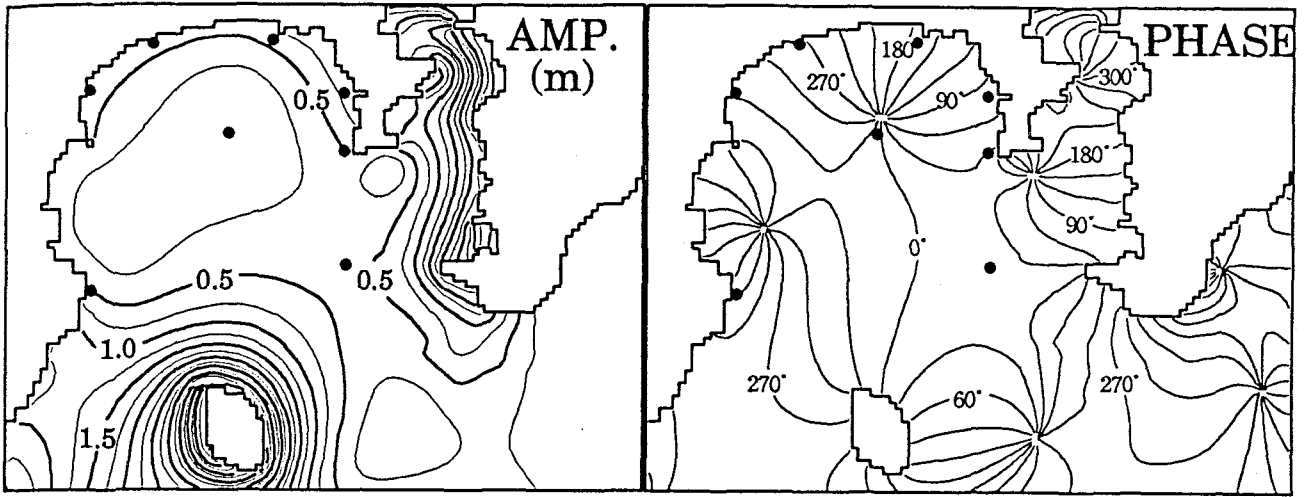
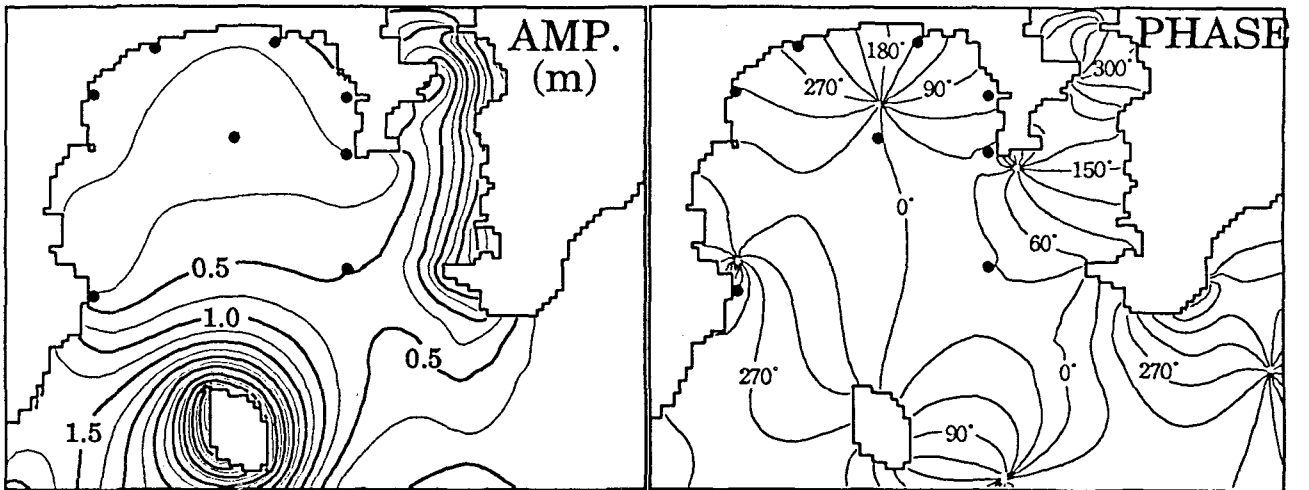


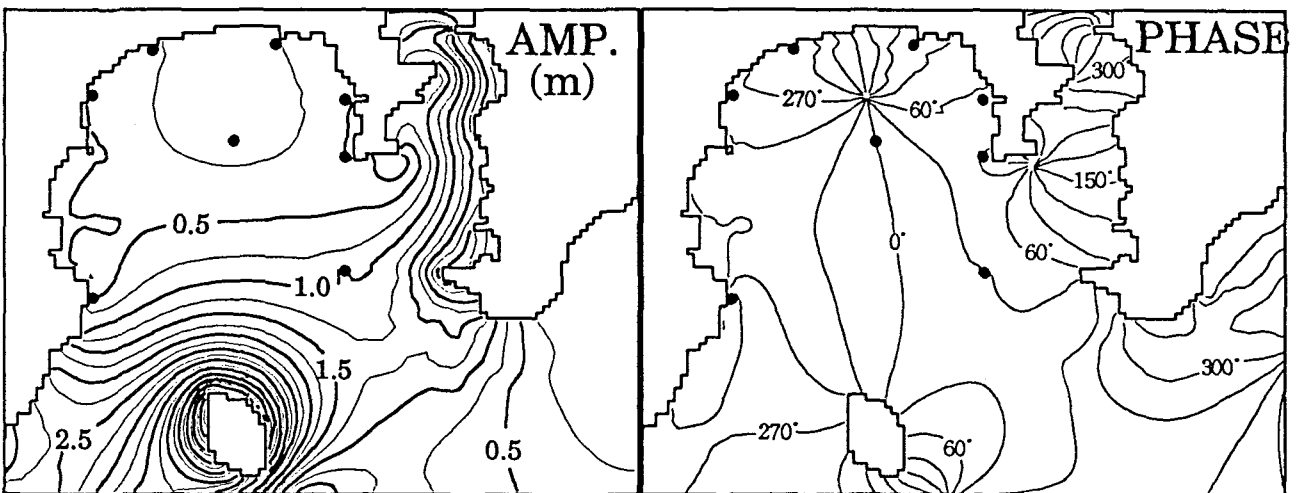
Fig. 4.18. Co-range (left) and co-tidal (right) charts for M_2 constituent of internal tide calculated by numerical experiment. (a) Case 1; (b) Case 2; (c) Case 3.



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.19. As in Fig. 4.18 but for K_1 constituent of internal tide. (a) Case 1; (b) Case 2; (c) Case 3.

Table 4.1. Values of coherence squared (upper) and phase difference (lower)of semidiurnal component. (a) Period 1; (b) Period 2; Period 3.

(a)

	OK45	J030	KS30	IT30	KM45
J045	0.10 177°	—			
KS30	0.08 299°	0.60 135°	—		
IT30	0.01 150°	0.63 172°	0.67 37°	—	
KM45	0.11 355°	0.65 226°	0.71 88°	0.69 60°	—
PY30	0.09 88°	0.59 283°	0.75 156°	0.63 113°	0.55 69°

(b)

	OK45	J030	KS30	EN30	IT30	KM45	PY30
J030	0.37 73°	—					
KS30	0.84 264°	0.21 202°	—				
EN30	0.91 199°	0.35 133°	0.82 292°	—			
IT30	0.92 215°	0.34 140°	0.89 311°	0.79 16°	—		
KM45	0.90 269°	0.39 197°	0.80 16°	0.73 70°	0.95 53°	—	
PY30	0.82 89°	0.25 28°	0.93 183°	0.80 250°	0.84 235°	0.76 181°	—
FU10	0.47 317°	0.33 255°	0.54 58°	0.45 123°	0.43 102°	0.51 43°	0.57 240°

(c)

	OK45	J030	KS30	EN30	IT30	KM45	PY30
J030	0.38 65°	—					
KS30	0.72 219°	0.69 172°	—				
EN30	0.52 241°	0.74 194°	0.86 16°	—			
IT30	0.83 185°	0.43 134°	0.80 330°	0.65 318°	—		
KM45	0.80 190°	0.26 139°	0.68 338°	0.46 328°	0.86 10°	—	
PY30	0.60 2°	0.06 281°	0.30 152°	0.18 124°	0.40 178°	0.37 172°	—
FU10	0.10 161°	0.08 81°	0.13 306°	0.04 332°	0.22 359°	0.19 347°	0.04 134°

Table 4.2. Values of coherence squared (upper) and phase difference (lower) of diurnal component. (a) Period 1; (b) Period 2; Period 3.

(a)

	OK45	J030	KS30	IT30	KM45
J030	0.29 31°	—			
KS30	0.26 66°	0.59 32°	—		
IT30	0.53 47°	0.10 63°	0.29 36°	—	
KM45	0.42 104°	0.21 117°	0.41 82°	0.71 53°	—
PY30	0.27 344°	0.24 17°	0.26 343°	0.48 285°	0.28 284°

(b)

	OK45	J030	KS30	EN30	IT30	KM45	PY30
J030	0.11 131°	—					
KS30	0.14 199°	0.53 41°	—				
EN30	0.42 111°	0.01 50°	0.01 104°	—			
IT30	0.30 358°	0.19 242°	0.50 165°	0.01 5°	—		
KM45	0.01 16°	0.45 257°	0.30 210°	0.12 15°	0.32 4°	—	
PY30	0.76 181°	0.03 26°	0.01 298°	0.43 69°	0.05 182°	0.01 323°	—
FU10	0.32 159°	0.14 342°	0.17 292°	0.17 358°	0.01 166°	0.12 343°	0.38 344°

(c)

	OK45	J030	KS30	EN30	IT30	KM45	PY30
J030	0.07 15°	—					
KS30	0.15 305°	0.48 32°	—				
EN30	0.36 331°	0.01 174°	0.30 68°	—			
IT30	0.49 23°	0.13 5°	0.14 79°	0.33 27°	—		
KM45	0.69 52°	0.05 65°	0.33 116°	0.47 76°	0.64 28°	—	
PY30	0.02 150°	0.05 134°	0.13 114°	0.16 22°	0.19 7°	0.08 8°	—
FU10	0.55 77°	0.03 275°	0.10 165°	0.11 106°	0.14 26°	0.37 16°	0.12 269°

Table 4.3. Available potential energy density. (a) M₂ constituent; (b) S₂ constituent.

(a)

7/14-7/29		KS		EN		IT	
MODE	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	
1	36.84	88.3	—	—	177.64	92.4	
2	0.79	1.9	—	—	11.23	5.8	
3	0.13	0.3	—	—	1.37	0.7	
TOTAL	41.70		—		192.21		
8/2 -8/16		KS		EN		IT	
1	121.63	74.0	59.22	64.6	381.48	60.1	
2	39.61	24.1	7.58	8.3	234.35	35.9	
3	0.24	0.2	16.13	17.6	4.04	0.6	
TOTAL	164.41		91.73		634.61		
8/31-9/14		KS		EN		IT	
1	255.35	76.0	41.22	67.9	173.17	86.6	
2	37.84	11.3	16.56	27.3	6.68	3.3	
3	0.23	6.9	1.76	2.9	9.04	4.5	
TOTAL	336.18		60.72		200.04		

(b)

7/14-7/29		KS		EN		IT	
MODE	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	
1	3.17	64.4	—	—	28.70	86.8	
2	0.16	3.3	—	—	0.53	1.6	
3	0.26	5.3	—	—	2.13	6.4	
TOTAL	4.92		—		33.08		
8/2-8/16		KS		EN		IT	
1	36.97	69.2	4.32	39.8	35.41	39.3	
2	14.98	28.0	2.87	26.3	46.47	51.8	
3	0.35	0.6	2.16	19.9	3.67	4.1	
TOTAL	53.42		10.88		90.10		
8/31-9/14		KS		EN		IT	
1	34.58	69.5	5.56	44.4	41.83	78.6	
2	7.33	14.7	4.74	37.8	0.16	0.3	
3	5.57	11.2	1.94	15.5	6.80	12.8	
TOTAL	49.76		12.54		53.24		

Table 4.4. Available potential energy density. (a) O₁ constituent; (b) K₁ constituent.

(a)

7/14-7/29		KS		EN		IT	
MODE	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	
1	8.41	62.7	—	—	1.73	24.9	
2	3.23	24.1	—	—	2.41	34.8	
3	1.19	8.9	—	—	1.59	23.0	
TOTAL	13.42		—		6.92		
8/2 -8/16		KS		EN		IT	
1	1.87	31.6	2.00	19.8	3.19	56.7	
2	3.60	60.9	3.19	31.5	0.25	4.5	
3	0.05	0.8	3.36	33.2	0.92	16.3	
TOTAL	5.92		10.11		5.63		
8/31-9/14		KS		EN		IT	
1	10.53	28.5	8.38	58.9	3.66	37.9	
2	19.58	53.0	2.65	18.6	4.19	43.4	
3	0.95	2.6	2.81	19.7	0.54	5.6	
TOTAL	36.91		14.24		9.66		

(b)

7/14-7/29		KS		EN		IT	
MODE	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	$\times 10^{-2}(\text{J m}^{-3})$	(%)	
1	3.63	10.6	—	—	55.64	74.6	
2	25.07	73.5	—	—	6.23	8.4	
3	0.91	2.7	—	—	9.03	12.1	
TOTAL	34.12		—		70.45		
8/2 -8/16		KS		EN		IT	
1	9.00	78.2	8.40	66.6	8.63	46.9	
2	1.04	9.0	1.42	11.2	7.23	39.2	
3	0.22	1.9	1.56	12.3	0.11	0.6	
TOTAL	11.51		12.62		18.42		
8/31-9/16		KS		EN		IT	
1	10.77	67.9	6.42	55.9	13.31	63.0	
2	0.17	10.8	3.21	28.0	6.22	29.5	
3	2.19	13.8	1.00	8.7	0.12	0.6	
TOTAL	15.86		11.48		21.12		

第5章 伊豆海嶺北部での内部潮汐の特性

— 1993年秋の伊豆海嶺での観測と解析 —

5. 1 はじめに

前章での観測記録の解析と数値実験から、相模湾で観測される半日周期内部波の主な発生域は伊豆海嶺北部であると推定された。そこで、この章では伊豆海嶺北部での内部潮汐の生成及び増幅の機構について調べていく。

連続成層場における内部波の発生に関する理論的な研究(Baines,1973,1982; Sandstrom,1976)によれば海嶺や陸棚域で発生した内部波は鉛直斜め方向に伝播し、海底や海面で反射する。特に、海底勾配と内部波のエネルギーの伝播方向が一致するとき、海底付近で内部波のエネルギーが強められ、強い流れがビーム状に伝播することが知られている(例えば、LeBlond and Mysak, 1978)。内部波発生域での観測は音響測深儀を用いた密度躍層の鉛直変位の測定や係留系による数層での流速・水温の測定によってなされてきたが(Cherskin, 1983; Holloway, 1983,1984 など)、音響測深儀による観測では躍層の変位しか測定できず、また係留系による数層での流速観測では内部波に伴う複雑な流速場の分布は捕え難い。最近、鉛直に数十層で同時に流れを測定できる ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) が開発され、係留系による定点観測あるいは船舶による曳航観測などに用いられるようになってきた(金子・伊藤,1994)。特に、ADCP は空間的に複雑に変化する流れの測定に有効で、フロントに伴う流れや海堆域での詳細な流速分布が明らかにされている(Lwiza et al.,1991; Loder and Brickman,1992)。

そこで、ADCP を活用して内部潮汐の生成・増幅過程を捕えることを計画し、1993年秋に伊豆海嶺北部で観測を実施した。流速場の測定と同時に、XBT による水温場の測定も行った。この章では、ADCP と XBT による観測記録を解析し、発生域周辺における内部潮汐の特性を明らかにする。

5. 2 観測

伊豆海嶺北部の東側で海嶺を横切るように、 $34^{\circ}34'N$ の緯度線に沿う約 18 マイ

ルの測線 A B (Fig. 5.1) を設け、1993 年 10 月 12~13 日に東京水産大学研究練習船「神鷹丸」により ADCP (RD 社製, 300 kHz) を曳航し、A B 間の反復観測を実施した。船速約 6 ノットで曳航したため、1 行程 (片道) に約 3 時間を要し、合計 7 行程 (3 往復半で約 21 時間) 観測できた。鉛直には 5 m 深から 4 m 間隔で 121 m 深まで、水平には約 300 m の間隔で流速記録が得られた。ただし、ADCP では測定上の理由 (side lobe effect) により、海底上の十数メートルの流速を測定できない*。ADCP 観測と併行して、水温分布の時間変動を調べるため、XBT 観測を行った。XBT 観測は測線 A B 上を 139° 17'E から約 4.6 km (経度で 3') 間隔、特に行程 4, 6, 7 では約 2.3 km (経度で 1.5') 間隔で実施した。尚、船の位置は GPS (Global Positioning System) により、5 秒毎に得られた。Fig. 5.2 に岡田 (Fig. 5.1 の測点 O) での推算潮位と各行程の観測時刻を示す。行程 1 から 4 はそれぞれ干潮、上げ潮、満潮、下げ潮時とほぼ対応することが分かる。

5. 3 観測記録

5.3.1 水温記録の特徴

水温の鉛直分布

行程 (RUN) 2 ~ 7 の水温の断面図を Fig. 5.3 に示す。それぞれ縦軸に水深、横軸に経度を取ってある。表層には約 40 m の厚みの混合層が形成されているが、西側の方が東側より高温になっている。混合層の下には季節温度躍層が存在し、その躍層全体の深度が行程毎に上下に変位する水平スケールの大きな現象と等温線の変位が鉛直的に異なる水平スケールの小さい現象が見られる。分布の時間経過として行程を追っていくと、温度躍層の中央部に位置する 20℃ の等温線の深度は、特に浅瀬上で大きく変動し、その鉛直変位は 40 m に達することが分かる。浅瀬の東西での等温線の深度差は上げ潮時 (行程 2 と 6) に最も大きく、満潮時 (行程 3 と 7) には比較的小さい。行程 4, 6, 7 は XBT 観測の測点間隔が他の半分 (約 2.3 km) であるため、水平スケールの小さい等温線変位を見ることができる。例えば、行程 6 の浅瀬西側の 80 m 深付近には谷から谷までの距離が 5~6 km の等温線変位が見られ、さらにその上下で変位が反転していることが分かる。このような等温線

* 観測不能な層の厚さ D は全水深を H とすると $D = H(1 - \cos \theta)$ で表わされる。ただし、 θ はトランスデューサーと鉛直との成す角度。

の分布は約 6 時間前の行程 4 や約 3 時間後の行程 7 には見られないことから、時間スケールの短い現象であることが分かる。また、等温線は全行程を通して全体的に右上がりに分布していることから、南向きの平均流が存在すると推定される。

等温線深度の時間変化

Fig.5.4(a)、(b)にそれぞれ海嶺浅瀬の西側(139° 26'E)と東側(139° 32'E)の等温線深度の時間変化を示す。図は 2～3 時間間隔で得られた XBT の記録を内挿して作成した。両測点とも躍層の中央にある 20℃の等温線はほぼ半日周期で上下に変動しており、その変位は浅瀬の西側で大きいことが分かる。20℃等温線の変位を見積もると、山と谷の深度差は西側の点で約 35 m、東側の点で約 15 m に達している。位相は西側に比べ東側が約 4 時間遅れている。浅瀬西側では上層の 24℃の等温線は約 6 時間周期で、中・下層の 22℃以下の等温線はほぼ半日周期で変動しているため、10 月 13 日 0 時頃には上下で逆位相だが、6 時間後には同位相となり、海底付近に急峻な波形（急激な水温低下）が見られる。13 日の 12 時頃になると再び上下で逆位相の変位が形成される。

海嶺浅瀬頂上部では半日周期の躍層の大きな鉛直変動と共に、上層には高調波を示唆する 6 時間周期の変動が見られた。これらの変動は振幅の大きさや鉛直構造から、そのほとんどが内部モードの現象であると判断できる。

5.3.2 流速記録の特徴

ADCP の記録とその処理

ADCP により測定された生の記録には船の速度と潮流・海流が含まれているため、まず GPS の記録を用いて、記録から船速を取り除いた。船速を除去した流速記録には潮流及び海流の順圧成分と傾圧成分が含まれているが、本研究では内部モードの変動に注目するため、現象を外部モードと内部モードに分けて考える。ここでは、(1)5～113 m 深(113 m より浅い地点は海底直上の測流できている深さ)までの鉛直平均流速を計算し、それを順圧流(外部モードの流れ)とし、(2)鉛直平均流からの偏差を傾圧流(内部モードの流れ)と定義する。以上により求めた外部モードと内部モードの流れの時間的・空間的変動を以降で調べていく。

外部モードの流れの時間変化

上記(1)の方法で求めた鉛直平均流速のうち、海嶺浅瀬頂上部で得られたものは海面から海底付近までの鉛直平均であるから、潮流及び海流の実質的な順圧成分と見なせる。そこで、海嶺浅瀬の頂上部での外部モードの流れの時間変化を Fig.5.5 に示す。この外部モードの流速は行程毎に鉛直平均流速を浅瀬上の $139^{\circ} 28' \sim 29'E$ で水平に平均して求めた。観測期間を通し南向きと西向きの流れがあり、南向きの流れは水温分布から推測されたものと定性的に一致する。また、両流速成分ともほぼ半日周期で変動しており、東西成分より南北成分の方が約 90° 位相が進んでいることから、半日周期の流速ベクトルは反時計まわりの時間変化をすることがわかる。この期間の流速記録を最少自乗法により調和解析すると、平均流は南向きに 33.9 cm s^{-1} 、西向きに 6.4 cm s^{-1} であることが分かり、半日周期の潮流振幅は 29.8 cm s^{-1} で、その主軸方向は 87° とほぼ東西を向き非常に扁平な楕円を描くことが分かった。この外部潮汐流の主軸が東西方向を向き、南北に延びる海嶺の等深線(Fig.5.1)にほぼ直交すると言うことは、内部潮汐の生成が効果的に起こっていることを裏付けている。

海嶺浅瀬西側斜面上の等温線の時間変化 (Fig.5.4(a)) には 10 月 13 日の 0 時と 12 時頃上下層で逆位相となる変位が見られたが、それは興味深いことに Fig.5.5 でちょうど西向きの順圧流が最も強い時と一致している。このことは強い順圧流が高調波の生成に寄与している可能性を示唆する。

内部モードの流れの鉛直分布

Fig.5.6 は行程 2 ~ 7 の流速偏差 (内部モードの流れ) 東西成分の鉛直断面図で、それぞれ流速記録に 5 分間(水平距離にして約 900 m)の移動平均を施して描いてある。図中の射影部は西向流 (流速偏差が負) の部分を表わしている。流速の分布は水平にも鉛直にも滑らかに変化し、水深の深い海域と浅瀬上とで極端な違いが見られないことは内部モードと外部モードの現象がうまく分離されていることを示唆する。水平に 10~20 km で流向が反転していることから、水平波長にして 20~40 km の現象が卓越していることが分かる。鉛直には上層と下層で流向の異なる 2 層構造が多いが、3 層構造も所々に見られる。行程 4 を例に流れの水

平・鉛直構造を見てみる。浅瀬の東側では上層で東向き、下層で西向きの流れを示し、東向流域(東向きの流れの領域)の深度は浅瀬頂上部より東へ行くに従い深くなっている。それに対し、西側斜面上では上層で西向き下層で東向きを示し、西向流域及び東向流域の深度は共に浅瀬の頂上部から西へ向かって深くなっている。特に、浅瀬西側斜面直上で流れの強くなる傾向が見られ、上下層間の流速差は最大 40 cm s^{-1} に達する。また、行程4の約6時間前と後に相当する行程2と6では、浅瀬東側での流向は上層で西向き下層で東向きになっており、行程4とは流向が反転している。浅瀬の西側でも同様のことが言え、ほぼ全域にわたり6時間で流向が反転することから半日周期の変動が卓越していることが分かる。

以上内部モードの流れの断面図から、鉛直に2～3層構造を成し、水平に20～40 kmの波長を持つ半日周期の変動が卓越しており、特に浅瀬の西側斜面直上で流速が強くなっていることが分かった。これらの流速変動は半日周期内部波に伴うものと考えられ、水温断面図(Fig.5.3)と対応した流れの構造が得られたと言えよう。

しかしながら、断面観測の難しさ、すなわち、水平にできるだけ広範囲の情報を得ようとしたため、時間の分解能が低下し、時間変動の詳細な特徴を得ることができなかった。だが、我々が注目した半日周期内部波については前述のように卓越していることが確認できた。そこで、次節では半日周期成分に焦点を当てた解析、具体的には発生域である海嶺上の半日周期内部波の空間特性を詳細にしていく。

5. 4 半日周期の流速分布

流速偏差(内部モードの流れ)の記録から半日周期成分の変動を以下のようにして取り出す。東西に $34^{\circ} 34' \text{ N}$ の緯度線上の経度にして $0.5'$ (約760 mに相当)、鉛直に4 mの格子を考え、流速偏差の東西・南北成分をそれぞれ各格子毎に平均する。同様の操作を全行程に対して行い、各格子毎に流速偏差の時系列データ・セットを作成した。例として、Fig.5.7(a)(b)にそれぞれ浅瀬の西側 ($139^{\circ} 26' \text{ E}$) と東側 ($139^{\circ} 32' \text{ E}$) での流速偏差の東西・南北成分の時間変化を示す。図には深さ8 m毎の流速記録が示してあり、変動を比較しやすいように2目盛り (20 cm s^{-1}) ずつ縦にずらして描いてある。内部モードの流れは両測点とも半日周期の変化が見ら

れ、上下層でほぼ逆位相となる変動が卓越している。変動の位相は東西成分では東側より西側の方が早く、南北成分では東側の方が早いように見える。

次に、得られた流速の時系列 $u(t)$ を

$$u(t) = \bar{u} + u_0 \sin(\omega t - \theta)$$

と表わし、最小自乗法により各格子毎の \bar{u} , u_0 , θ を求める。但し、 \bar{u} は平均流速、 u_0 は流速振幅、 θ は位相である。また、 ω は角周波数で、半日周期(M_2)を採用し、 $\omega = 1.405 \times 10^{-4} (\text{s}^{-1})$ とする。Fig.5.8 と Fig.5.9 はそれぞれ半日周期流速偏差の東西成分と南北成分の鉛直分布で、一周期の1時間毎の分布を表わしている。射影部はそれぞれ西向き、南向きの流れを示す。東西成分の強流部と等流速線は水平よりやや傾いて分布しており、浅瀬の東側では右下がり西側では左下がりと傾く方向は異なるが、水平と成す角度は両側ともほぼ同じである。さらにこの傾きは浅瀬の西側斜面の勾配とほぼ一致することが分かる。南北流速の等流速線も、東西成分と同様に水平よりやや傾いて分布しており、浅瀬の東西ではほぼ対称な分布が見られる。時間を追って見ていくと、内部モードの流れの東西成分・南北成分とも、浅瀬の西側斜面上に見られる左下がりの分布は全体的に上から下へ移動する傾向にあることが分かる。このことは位相が上層から下層へ伝播していることを表わしている。

Fig.5.10 に半日周期の東西・南北成分の傾圧流の振幅の分布を示す。流速東西成分の振幅は海嶺のほぼ全域にわたり 8 cm s^{-1} 以上であり、浅瀬東側の 20 m 深と 75 m 深付近及び西側斜面直上で特に大きいことが分かる。浅瀬西側斜面直上では東西成分だけでなく南北成分の振幅も大きく、その振幅は東西成分では 20 cm s^{-1} 、南北成分では 16 cm s^{-1} を越える。

5. 5 まとめと考察

内部潮汐の生成・伝播過程を捕えるため、伊豆海嶺を横断するように北緯 $34^\circ 34'$ 線に沿って合計7行程の ADCP と XBT による流速と水温の断面観測を行った。ADCP で得た流速記録から、浅瀬頂上部での半日周期外部潮汐流の振幅は約 30 cm s^{-1} で、潮流楕円がほぼ東西を向き海嶺に直交していることなど、効果的な内

部潮汐の生成を裏付ける結果を得た。さらに、観測記録には内部波に伴う水温・流速変動；①海嶺浅瀬上で温度躍層全体が半日周期で上下に変位する水平スケールの大きな現象が見られ、その変位は最大 40m に達していた、②浅瀬頂上部での西向きの順圧流が強いときに、浅瀬西側斜面上には上下層で逆位相の等温線変位が形成されていた、③内部モードの流れは 20~40km の水平波長を持ち、鉛直には 2~3 層構造を成し、ほぼ半日周期で変化していた、④浅瀬西側斜面直上には 30 cm s^{-1} を越える強い内部モードの流れが分布し、鉛直方向の流速差は最大で 40 cm s^{-1} に達していた、等が見出された。また、半日周期の内部モードの流れが卓越していたことから、半日周期の変動に注目して解析した結果、⑤内部モードの流れの東西成分・南北成分とも、等流速線は水平よりやや傾いて分布し、その傾きは、浅瀬の東西で符号は逆だが絶対値は等しく、浅瀬西側の海底傾斜とほぼ一致することが分かった、⑥浅瀬西側斜面上では、流速分布(等流速線)は両成分とも上層から下層へ、即ち位相が上から下へ伝播する傾向にあった、等が分かった。

以上の結果は、内部潮汐の生成や伝播に伴う複雑な流れと水温の構造が観測されたものであると理解できる。特に、浅瀬西側斜面直上で内部モードの流れが強いことや等流速線が浅瀬の東西でほぼ同じ傾きを持って分布していること等は、連続成層場における内部波のエネルギー伝播(鉛直伝播)を観測によって捕えたものである可能性がある。この点について以下で考察する。

内部波の基本解による解釈

連続成層場における内部波は鉛直斜め方向に伝播するが、その傾きは波の周波数と密度成層の強さにより変化する。鉛直流速 w の式は((2.8)式)、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) \nabla_h^2 w = 0 \quad \dots (5.1)$$

である。但し、 x, y, z はそれぞれ東方、北方、鉛直上方座標、 t は時間、 f はコリオリ・パラメータ、 N は浮力振動数である。また、 $\nabla_h^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ を表わす。今、(5.1)の解として波動解

$$w = w_0 \exp\{i(kx + ly + mz - \omega t)\}$$

を考える。ただし、 w_0 は振幅、 k, l, m はそれぞれ x, y, z 方向の波数、 ω は波の周波数である。(5.1)式に代入すると、内部波の分散関係式

$$\omega^2 = \frac{(k^2 + l^2)N^2 + m^2 f^2}{k^2 + l^2 + m^2} \quad \dots (5.2)$$

が得られる。

ここで、内部波の群速度ベクトル C_g は $(\partial\omega/\partial k, \partial\omega/\partial l, \partial\omega/\partial m)$ であるから、水平方向の波数を $\kappa_h^2 = k^2 + l^2$ とおけば、群速度ベクトルの水平に対する傾き $\frac{\partial\omega}{\partial m} / \frac{\partial\omega}{\partial \kappa_h}$

は、(5.2)式から

$$\frac{\frac{\partial\omega}{\partial m}}{\frac{\partial\omega}{\partial \kappa_h}} = -\frac{\kappa_h}{m}$$

となる(例えば Gill,1982)。一方、波数ベクトル C_p は (k, l, m) で、その水平に対する傾きは $m/\kappa_h (= m/\sqrt{k^2 + l^2})$ であるから、群速度ベクトルと波数ベクトルは直交することが分かる。また、 κ_h と m の比は(5.2)式により

$$\frac{\kappa_h}{m} = \pm \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}}$$

とも表わせる。そこで、ADCP 観測海域における半日周期内部波の κ_h/m を見積る。観測時の密度場として、Fig.5.11 に ADCP 観測後の 1993 年 10 月 18 日に伊豆大島の東側 (Fig.5.1 の測点 C) で CTD 観測により得られた σ_t と浮力振動数の鉛直プロファイルを示す。40~100 m 深での N は $0.025 \sim 0.01$ (s^{-1}) であるから、 $\omega = 1.405 \times 10^{-4}$ (s^{-1})、 $f = 8.26 \times 10^{-5}$ (s^{-1}) とすれば、 κ_h/m は $4.5 \times 10^{-3} \sim 1.1 \times 10^{-2}$ となる。一方、ADCP で観測された半日周期の内部モードの流れの東西成分と南北成分はともに浅瀬の東西で等流速線が水平に対してほぼ同じ傾きとなっていた。その傾きを Fig.5.8 と Fig.5.9 から読み取ると、 $3.5 \times 10^{-3} \sim 7.5 \times 10^{-3}$ で、密度場から推定された半日周期内部波の群速度の方向とほぼ一致することが分かる。このことか

ら、観測された等流速線の傾きは内部波のエネルギーの伝播方向、すなわち群速度の方向を示していると言える。

次に、密度場から推定される内部潮汐の伝播・増幅機構を調べる。外部潮汐からエネルギーを受けて発生した内部潮汐のエネルギーは特性曲線に沿って伝播する。Fig.5.12 は $34^{\circ}34'N$ の経度で $0.5'$ (約 760 m) 毎に海底から発射させた半日周期内部潮汐のエネルギー伝播の軌跡を描いた特性曲線の分布である。点線で囲んだ部分が観測海域である。浅瀬の西側斜面の勾配と特性曲線の傾きはほぼ同じであり、浅瀬西側斜面上に特性曲線の集中する所が存在している。このことは西側斜面付近で半日周期内部波による流速が強くなる可能性を示している。この様な半日周期内部波の特性は観測された半日周期の流速偏差の分布特性(Fig.5.8~5.10)とよく一致することから、観測された流速偏差およびその変動は半日周期内部波がビーム状に斜め伝播しているところを捕らえたものであると判断できる。さらに、海嶺西側斜面上では左下がりの分布が時間的に上から下へ移動していたことを、内部波の位相が上から下へ伝播していたと理解すれば、エネルギーは浅瀬西側下方から東側上方に伝播していたと推定される。

以上のように観測された流速偏差の分布や変動は定性的には半日周期内部波の基本解の性質により解釈できる。しかし、等温線変位に見られた内部波の振幅や順圧流と内部波の鉛直構造との関係、非線形波動等の解釈は難しい。さらに、測定の間隔が約 3 時間と長く、ADCP で得られた記録は上層の約 110 m 以浅であったこと、XBT 観測の測点間隔が広すぎたことにより、内部潮汐の生成・増幅過程の詳細は明らかではない。これらの観測記録の定量的解釈と内部潮汐の生成・増幅機構の解明のために行った数値モデル実験について次の章で示す。

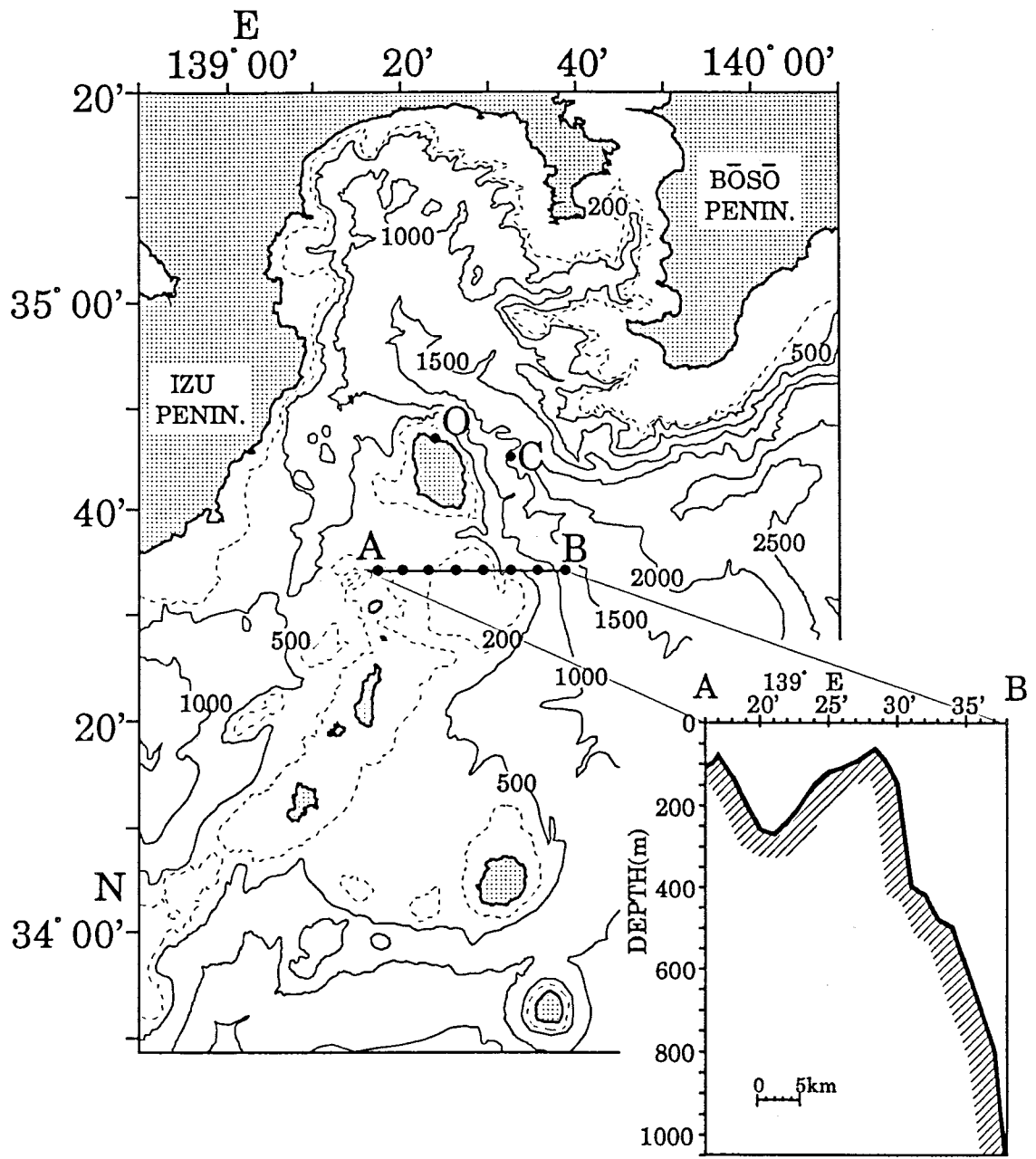


Fig. 5.1. Bottom topography around Sagami Bay and location of observation section and stations. Numerals in the figure are in meter. Inset shows vertical view of the bottom topography along the section.

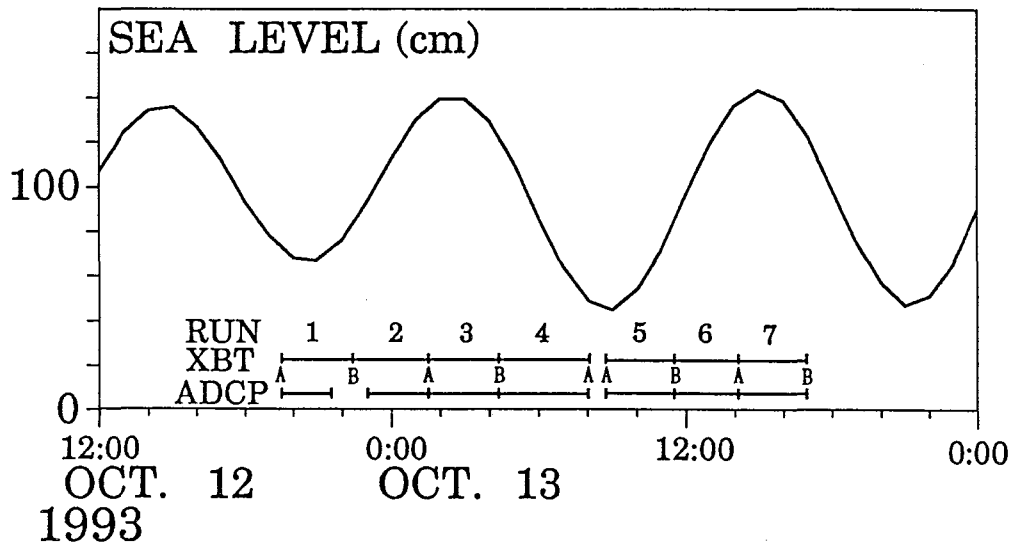


Fig. 5.2. Observation time relative to the variations of predicted sea level at O shown in Fig. 5.1.

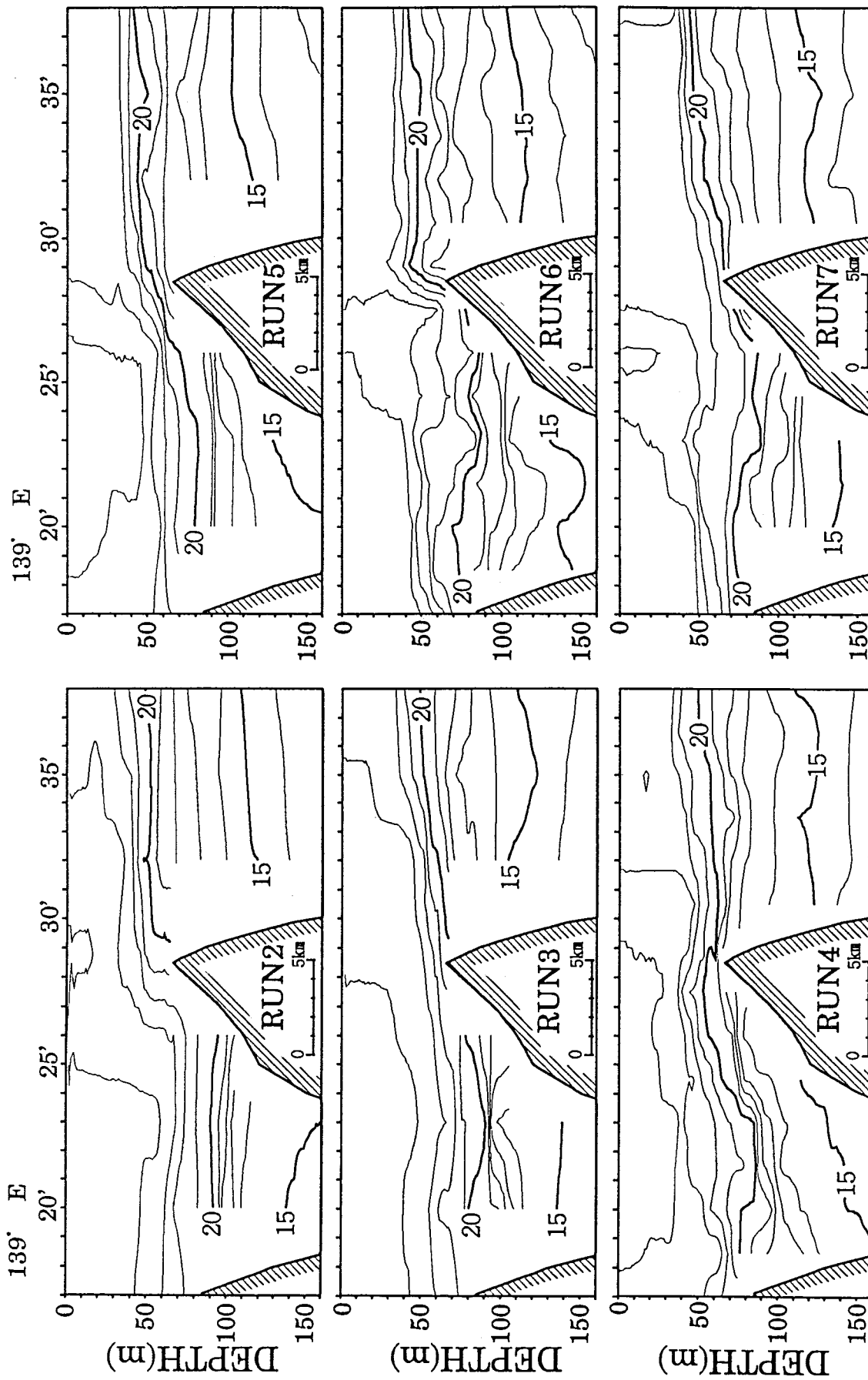


Fig. 5.3. Vertical sections of temperature ($^{\circ}\text{C}$) from Run 2 to 7.

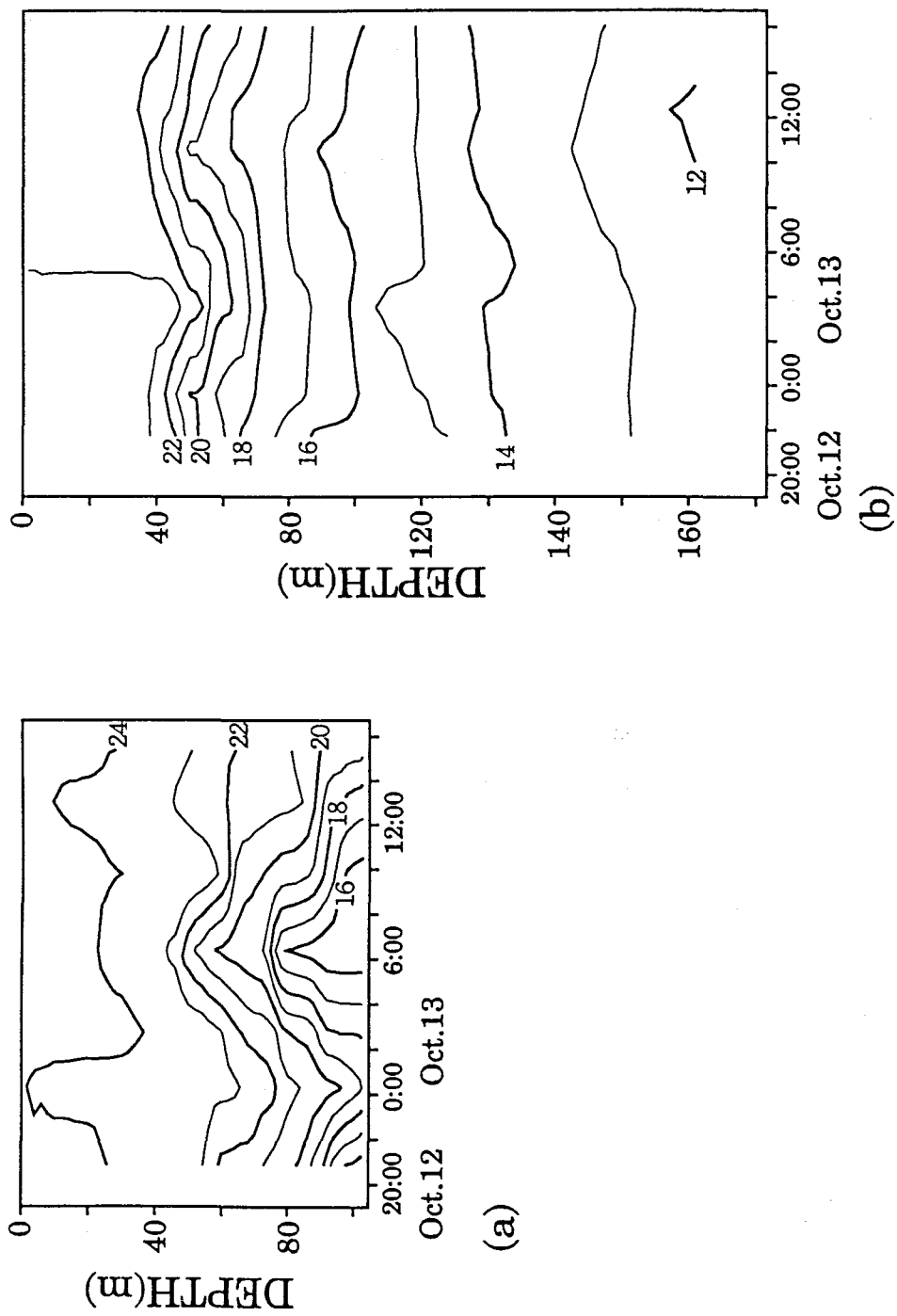


Fig. 5.4. Time variations of temperature contour with 1.0 °C interval at 139° 26'E (a) and 139° 32'E (b).

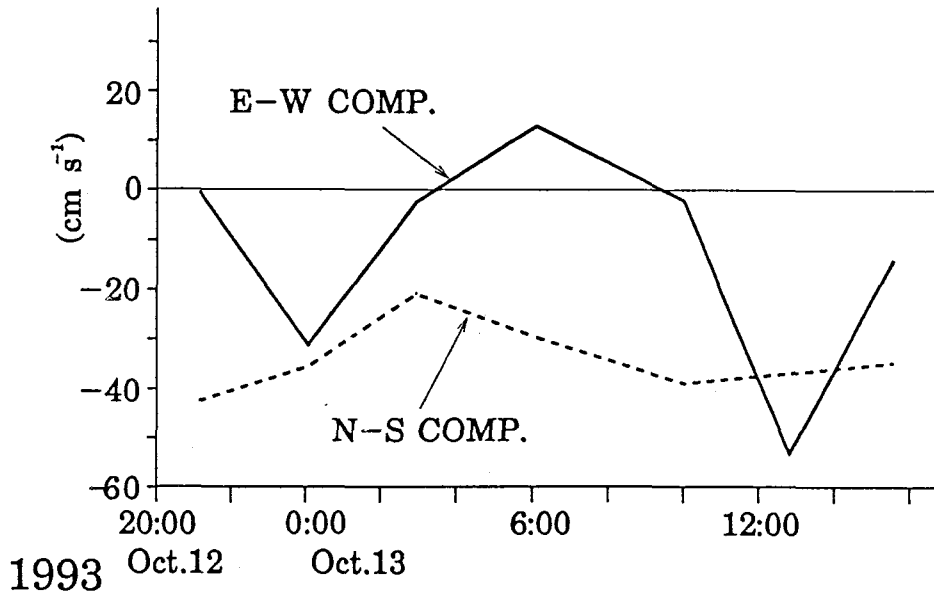


Fig. 5.5. Time variations of E-W (solid line) and N-S (dotted line) component of barotropic current at the crest of Izu Ridge estimated from ADCP data.

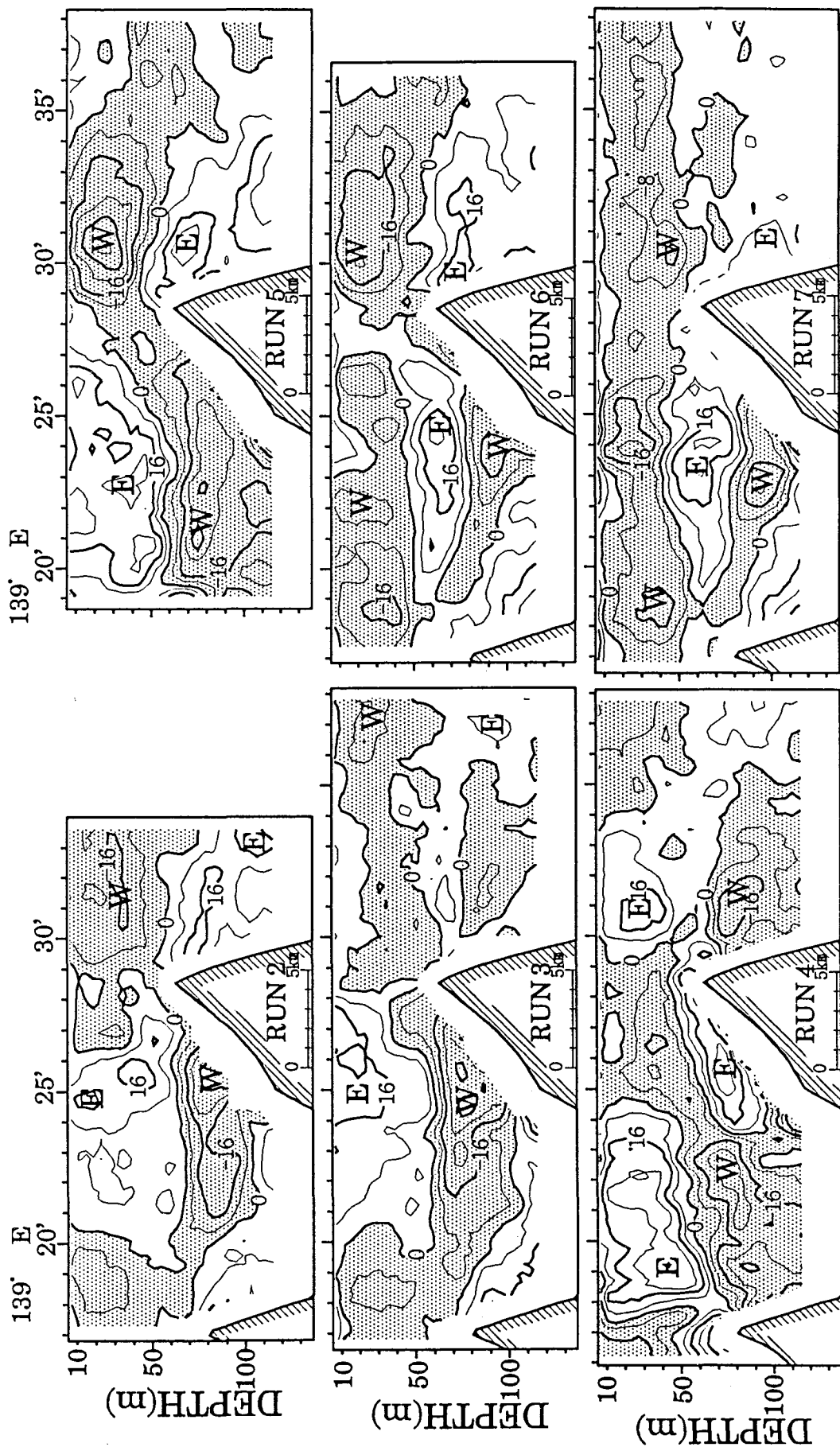


Fig. 5.6. Vertical sections of E-W component of perturbation velocity (cm s⁻¹) from Run 2 to 7. Hatched areas show west ward flow.

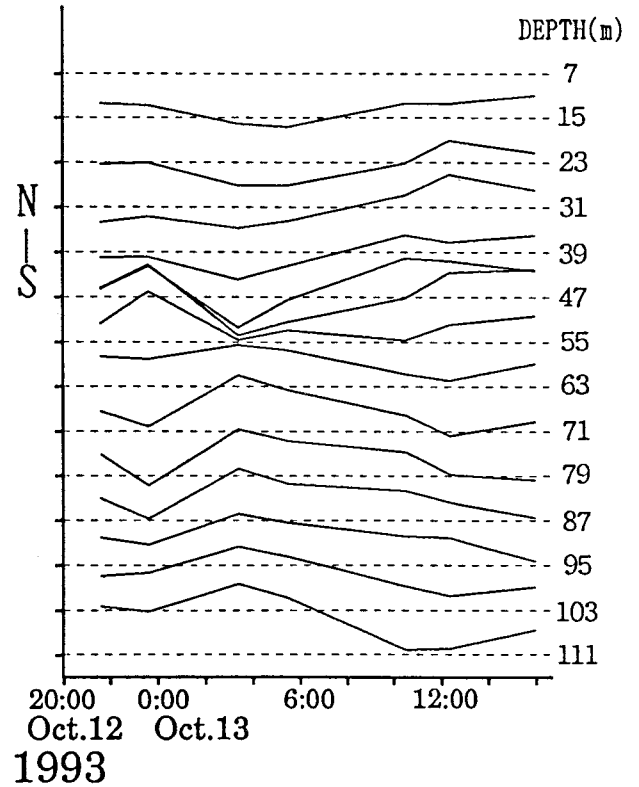
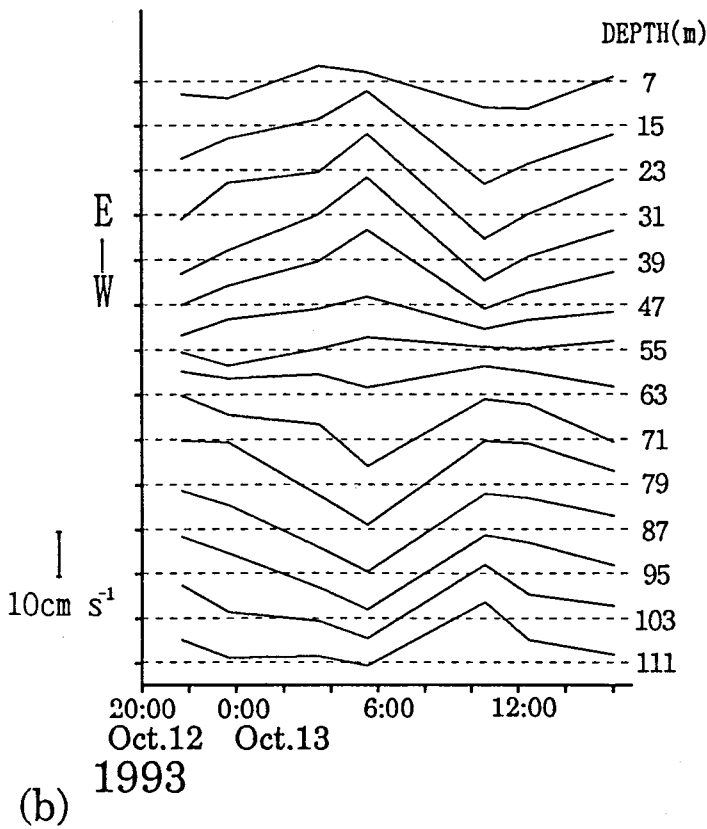
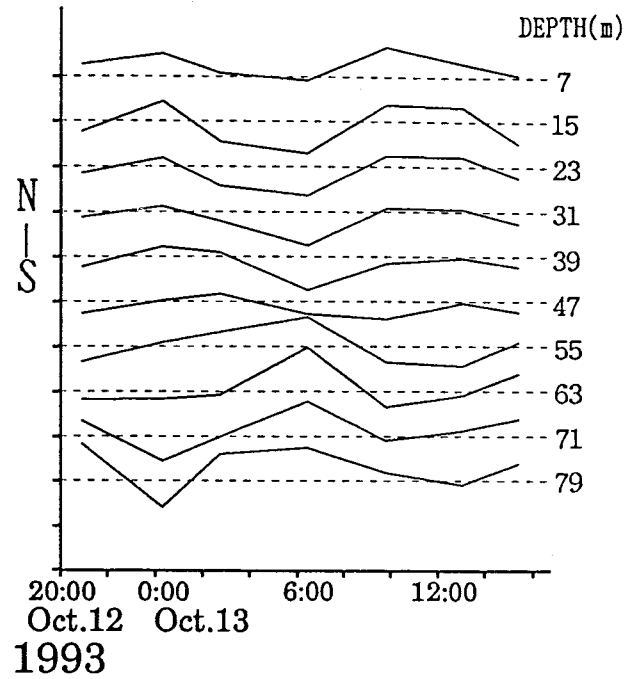
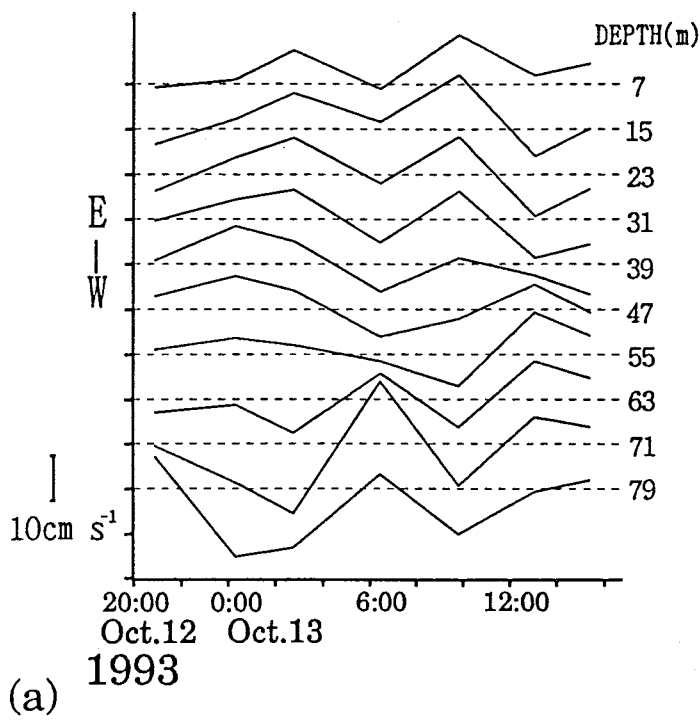


Fig. 5.7. Time variations of E-W and N-S component of perturbation velocity (cm s^{-1}) averaged from $139^\circ 26.0$ to $26.5'$ (a) and from $139^\circ 32.0'$ to $32.5'$ (b).

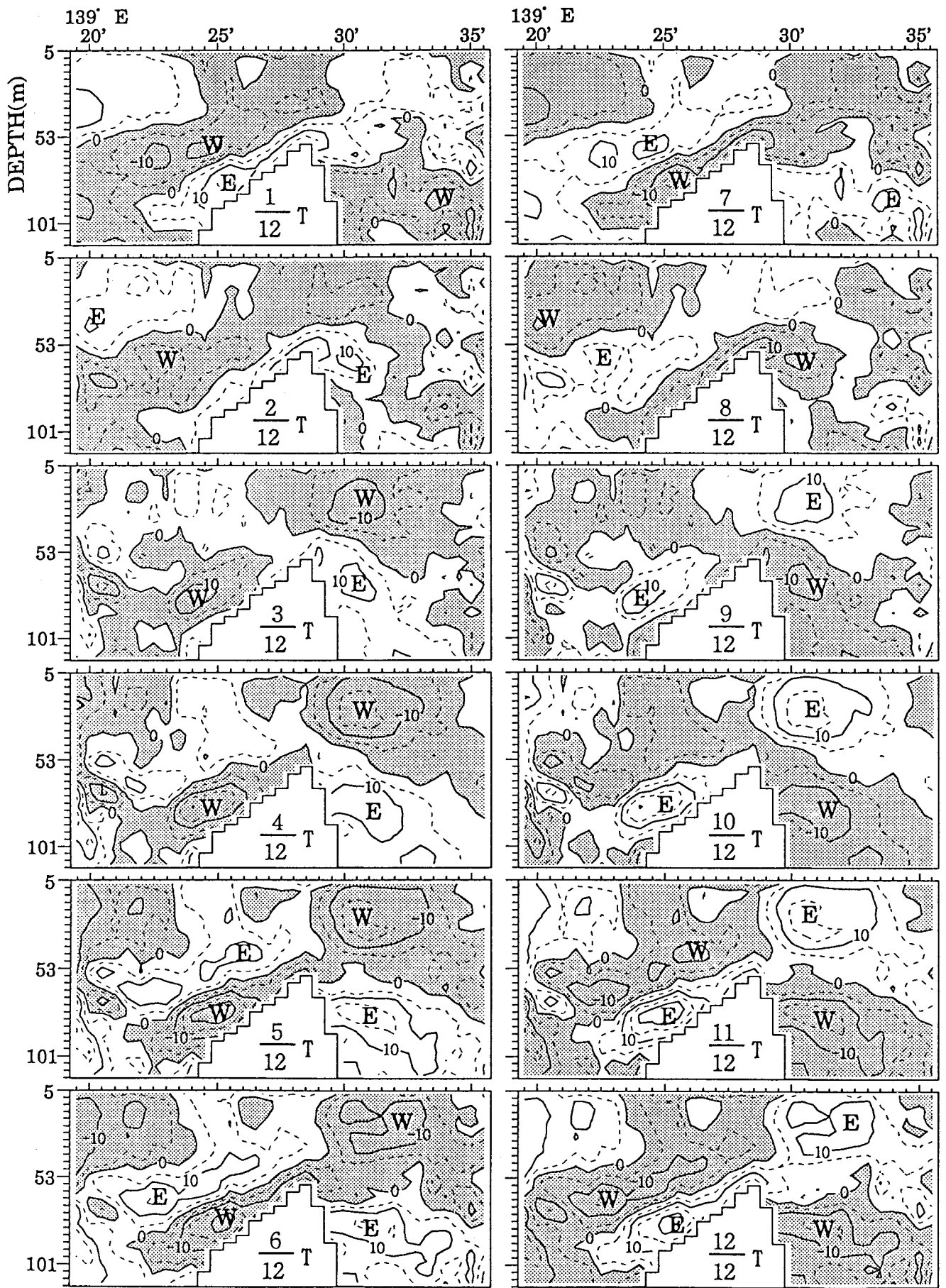


Fig. 5.8. Vertical distributions of E–W component of perturbation velocity (cm s^{-1}) in one cycle for M_2 constituent. Hatched areas show westward flow.

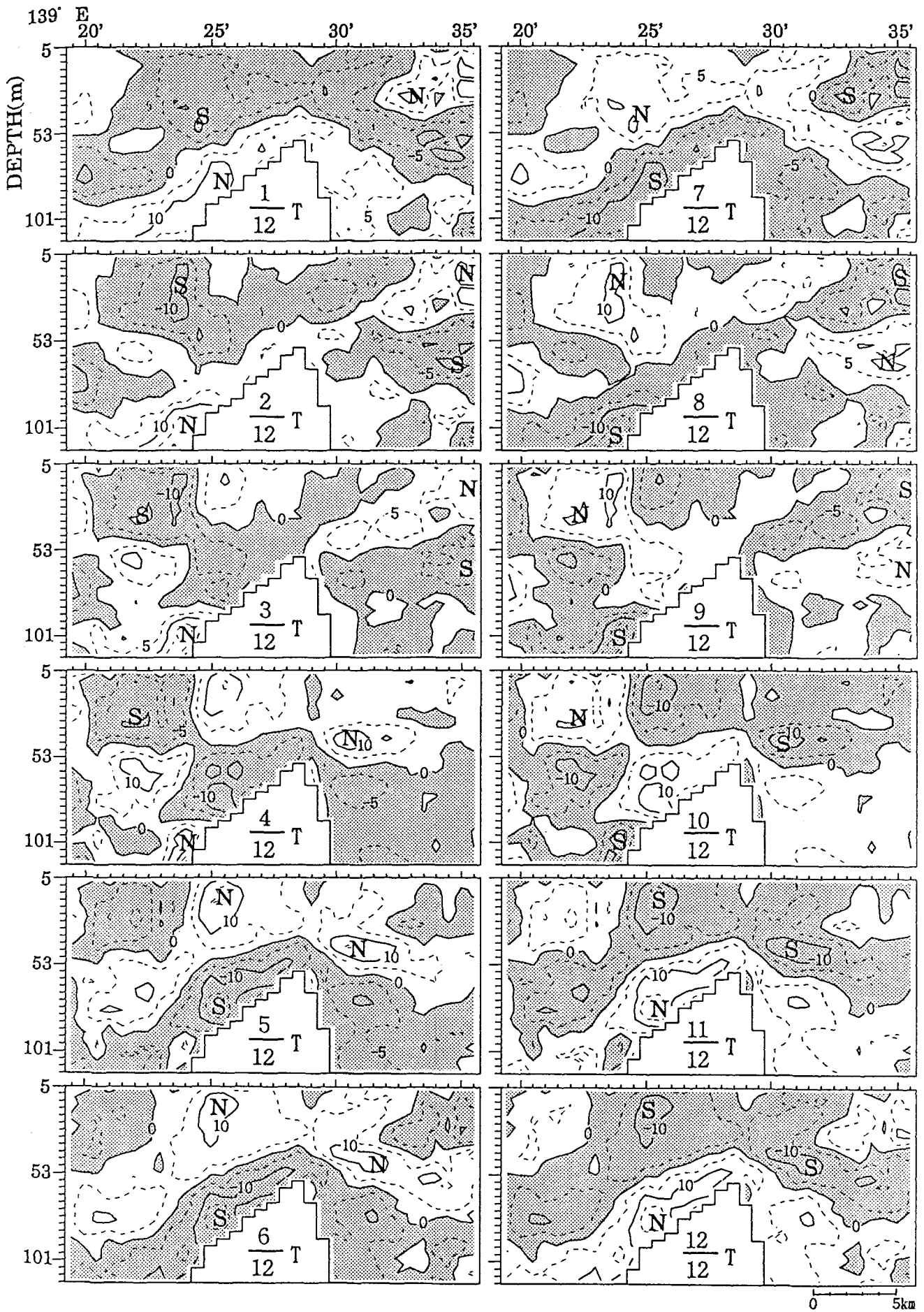


Fig. 5.9. As in Fig. 5.8 but for N-S component (cm s⁻¹). Hatched areas show southward flow.

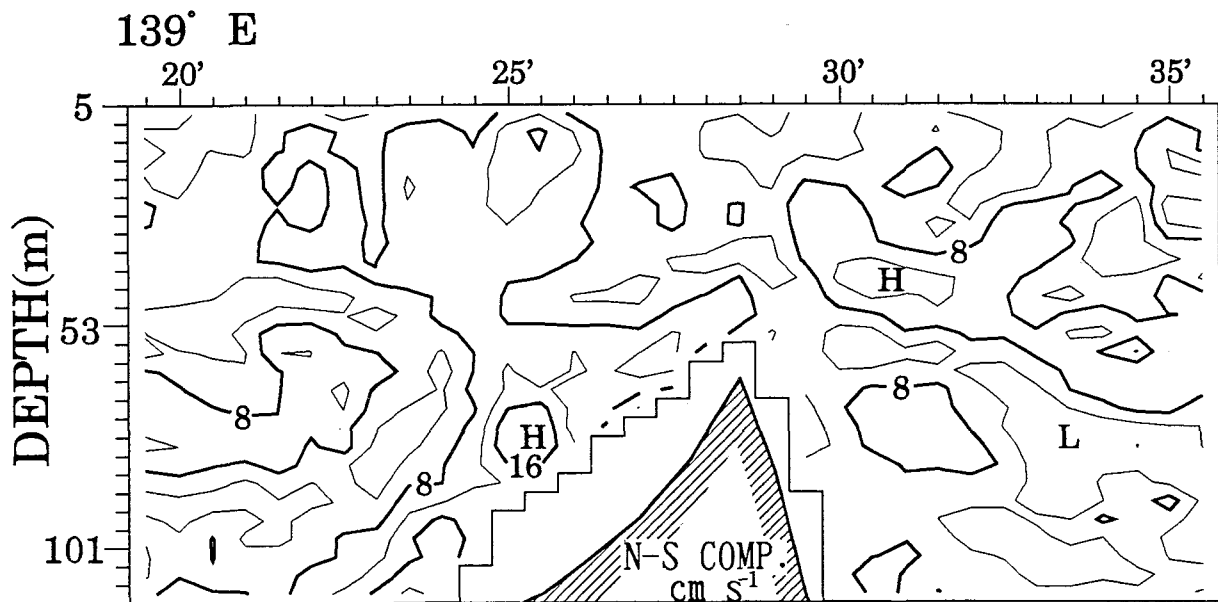
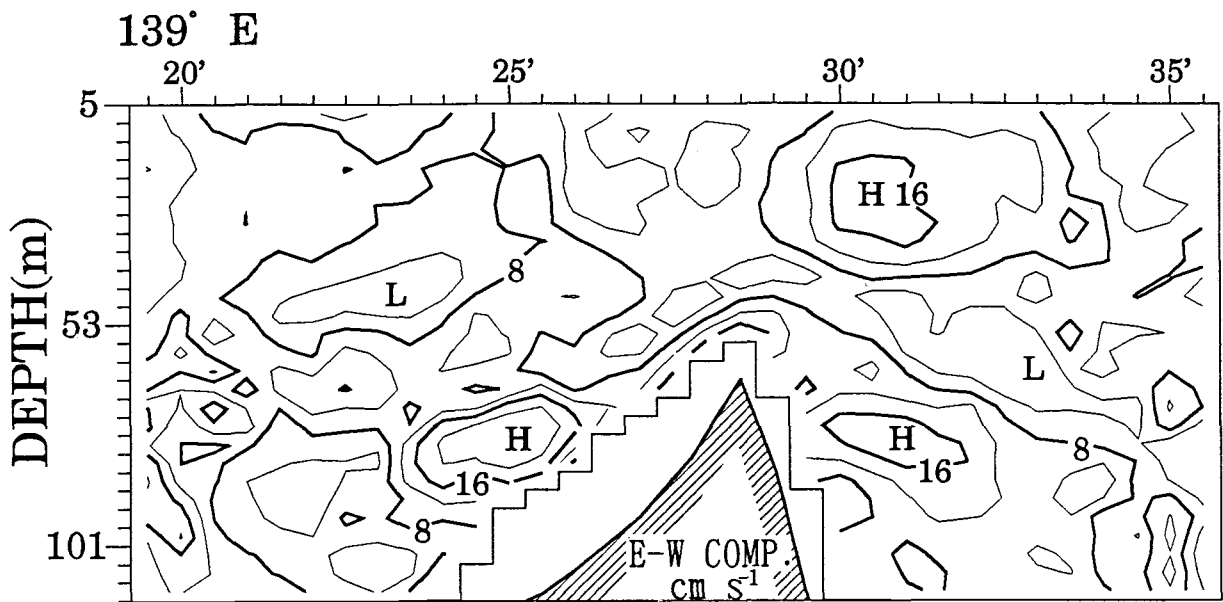


Fig. 5.10. Distributions of amplitude of perturbation velocity (cm s^{-1}) for M_2 constituent. Upper panel: E-W component, lower panel: N-S component.

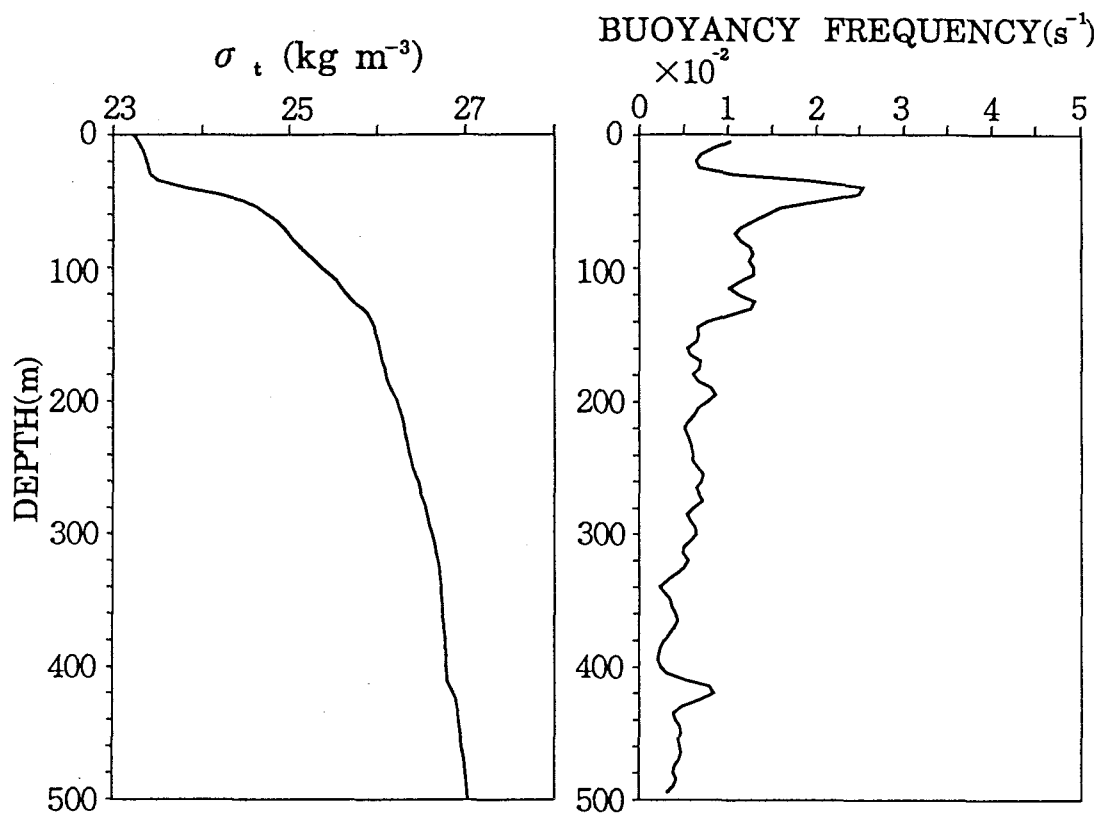


Fig. 5.11. Vertical profiles of σ_t and buoyancy frequency observed at C shown in Fig. 5.1 on October 18, 1993.

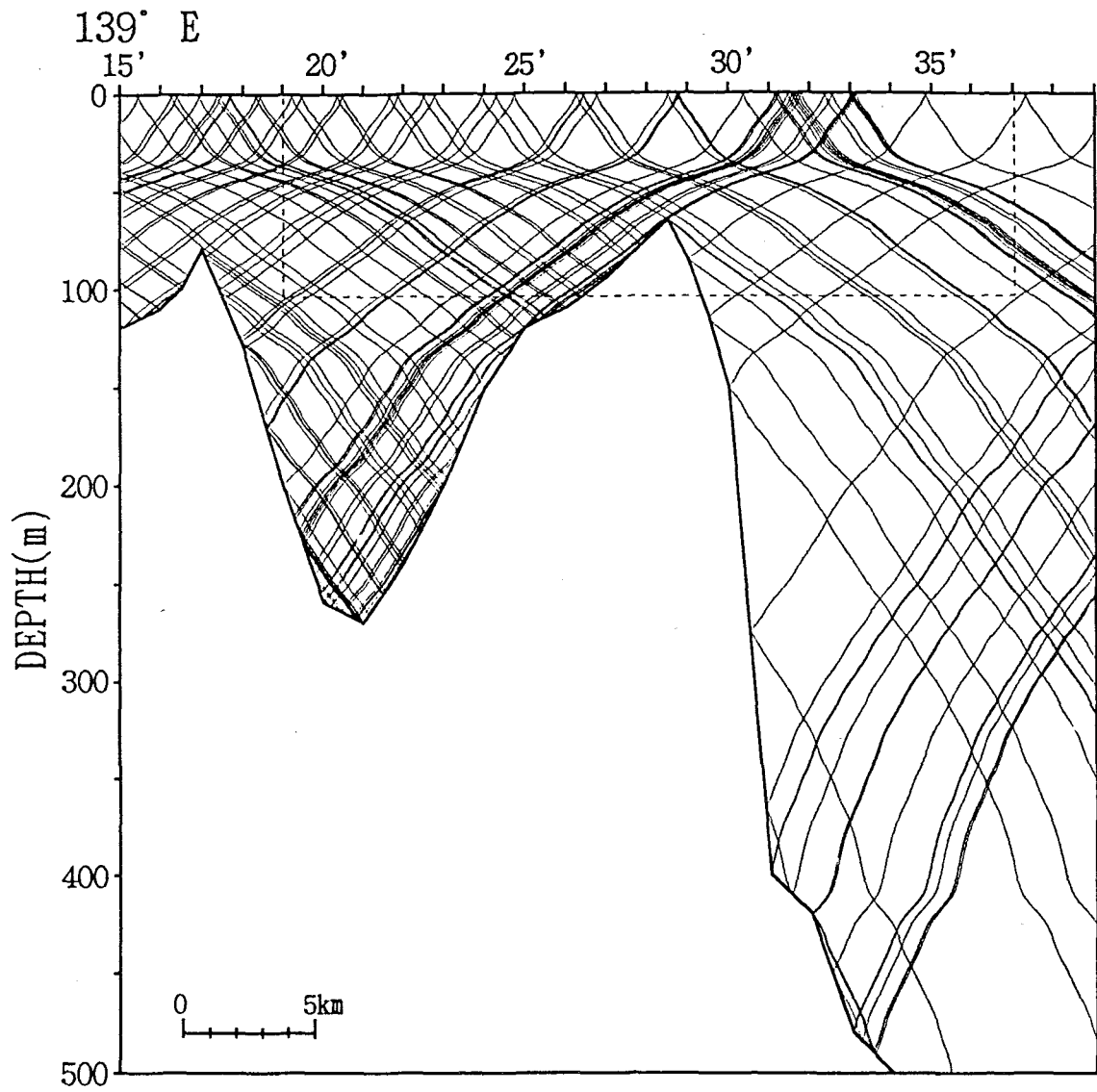


Fig. 5.12. Characteristics of the semidiurnal (M_2 constituent) internal tide generated at the bottom of 0.5' interval.

第6章

海嶺域における内部潮汐の生成と伝播

－ 海嶺域での観測結果の数値実験による解釈 －

6. 1 はじめに

相模湾で観測される半日周期内部波の主な発生域と考えられる伊豆海嶺北部で、内部潮汐の生成と増幅の過程を捕えるため、ADCP と XBT による反復観測を実施した。前章ではその観測記録を解析し、海嶺域での内部潮汐の時間的・空間的な変動について調べた。傾圧流半日周期成分の強流部は海嶺浅瀬の東側と西側で水平に対してやや傾いて分布しており、その勾配は密度場から理論的に推算された半日周期内部波の特性曲線の傾きとほぼ一致することが分かった。また、半日周期内部波に伴う流速振幅は浅瀬西側の斜面直上で特に大きくなることが示され、このことは線形理論における内部波の基本解の性質により定性的に説明できた。しかし、測定の間隔が長く、ADCP で得られた記録は上層の約 110 m 以浅であること、XBT 観測の測点間隔が広すぎたことにより、内部潮汐の生成・増幅過程の詳細は明らかにできず、等温線変位に見られた内部波の振幅や傾圧流と内部波の鉛直構造との関係、非線形波動等の解釈は難しかった。

この章では、ADCP 観測時の海況とできるだけ同じ条件を用いて数値実験を行い、伊豆海嶺北部での内部潮汐の生成機構・増幅過程を明らかにし、観測された内部潮汐の特性について解釈する。

6. 2 実験方法

モデル海域

相模湾周辺海域では外部潮汐の位相は東から西へ伝播すること (Ogura,1933; Nishida et al.,1980)、伊豆海嶺が南北に存在することから、伊豆海嶺を東西方向に横切った鉛直 2 次元のレベル・モデルを採用する (Hibiya,1988; Hamatani, 1991)。Fig.6.1 の様に座標軸 x, y, z をそれぞれ東方、北方、鉛直上方に取り、計算領域として東西方向に約 120 km の海域を考える。 x 軸方向の海底地形は海図から読みとった水深と魚群探知機により得た水深を併用し、 y 軸方向には一様とする。但し、簡単のために $139^{\circ} 34'E$ より東は水深 500 m、 $139^{\circ} 16'E$ より西は水深 115 m で一

定とした。格子間隔は水平に 381 m (34° 34' N の緯度線上の経度で約 0.25' に相当)、鉛直に 5 m とする。この実験では Fig. 6.1 のモデル海域両端の点線部から半日周期 (M_2) の外部潮汐流のみを与え、海嶺で内部波を発生させ、その発生した内部波の伝播特性を調べる。

基本方程式

計算には、ブシネスク近似した非圧縮流体の基本方程式、

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} + A_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad \dots (6.1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = A_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + A_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad \dots (6.2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{\rho}{\bar{\rho}_0} g + A_h \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + A_v \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad \dots (6.3)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = K_h \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \quad \dots (6.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots (6.5)$$

を用いる。 $D/Dt = \partial/\partial t + u \partial/\partial x + w \partial/\partial z$ を表わす。ただし、 t は時間、 u , v , w はそれぞれ流速の東方, 北方, 鉛直上方成分、 f はコリオリ・パラメータ、 ρ は密度のパーティション、 ρ_0 は基本場の密度、 $\bar{\rho}_0$ は鉛直平均密度である。また、 A_h , A_v はそれぞれ水平, 鉛直渦動粘性係数、 K_h , K_v はそれぞれ水平, 鉛直渦拡散係数である。

(6.5)式から流線関数 ψ が定義でき、

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}$$

$$w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

とする。(6.5)を使って(6.1)と(6.3)から渦度方程式を求めると、

$$\frac{D\xi}{Dt} - f \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} + A_h \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + A_v \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \quad \dots (6.6)$$

が得られる。但し、

$$\nabla^2 \psi = \xi \quad \dots (6.7)$$

で、 $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$ を表わす。また、(6.4)は

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + K_h \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \quad \dots (6.8)$$

となる。

計算方法と条件

実験では(6.2)及び(6.6)~(6.8)を差分化し、時間積分することによって数値解を求める。空間には中央差分を、時間にはリーブ・フロッグ・スキームを用いて差分化した。計算を安定させるために20ステップ毎に、時間に対してオイラー・バックワード・スキームを適用した。

この実験ではモデル海域の全域で外部潮汐流が同位相であると考え、海底および海面での境界条件を

$$\psi = 0 \quad , \quad z = -h(x)$$

$$\psi = Q \sin(-\omega t) \quad , \quad z = 0$$

のように与える。ただし、 ω は与える外部潮汐の周波数で、観測では半日周期成分が卓越していたことから半日周期成分の M_2 分潮を考え、 $\omega = 1.405 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ と

した。 Q は外部潮汐流による volume flux で、海嶺浅瀬上で観測された順圧流東西成分の時間変化 (Fig.5.5) を参考にして、浅瀬最浅域での外部潮汐の最大流速振幅が 30 cm s^{-1} になるように設定した。密度成層の条件は ADCP 観測後の 1993 年 10 月 18 日に CTD により測定された密度プロファイル Fig. 5.11 を Fig. 6.2 のように簡略化して用いる。また、渦動粘性係数・渦拡散係数の水平成分と鉛直成分はそれぞれ $A_h = K_h = 1.0 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $A_v = K_v = 10.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ とした。計算は静止状態から始め、海嶺域で発生した内部潮汐が開境界に到達するまで行った。

6. 3 実験結果

6.3.1 流速傾圧成分の分布

Fig. 6.3 は計算開始後 2 周期目の一周期の傾圧流東西成分の分布を示す。傾圧流は水平流速の鉛直平均値からの偏差として求めた。射影部は西向流域を表わす。図中の矢印は各時間の海嶺浅瀬頂上部での順圧流（外部潮汐流）を示す。一周期を通して、図中央部の浅瀬頂上付近と浅瀬西側の谷の海域で傾圧流が強くなっているが、モデル海域西側の水深一定の海域と浅瀬東側の 100 m 以深では比較的弱い。t=16, 17, 18 の浅瀬東側の 100 m 以深には、上層に比べ弱いと同じ深さで見ると相対的に強い東向流域が見られ、その強流域が浅瀬の頂上部から東下方へ帯状に分布していることが分かる。時間を追って浅瀬東側の流速分布を見ていくと、上層の強い西向流域が東へ伝播すると同時に帯状の東向流域は東上方へ移動し、t=20, 21 になると、上層には強い東向流域が形成されるようになる。t=23, 24 には、西向きの強流部が浅瀬の頂上部から東下方に分布し、海嶺東側の海底 500 m 深付近には 10 cm s^{-1} 以上の強い流れが認められる。

以上の傾圧流東西成分の分布には、帯状の強流域が右下がりに分布し、その分布は上層へ移動する様子が見られた。これは海嶺浅瀬域で発生した内部波が基本解の性質を持って鉛直伝播していることを示し、強い流れが深海へ伝播する過程を表わしている。

次に、浅瀬頂上付近には非常に強い流れが見られたことから、Fig. 6.4 に浅瀬頂上付近を拡大した傾圧流東西成分の分布を示す。時間を追って見ていくと、はじめ t=13 には浅瀬西側斜面上では流速は全体的に弱く、浅瀬の東側では西向きの傾圧流が右下がりに分布していることが分かる。西向きの外部潮汐流が強くなる

($t=14, 15$)と浅瀬西側では東向きの傾圧流の領域が下層から斜面上に広がり、斜面直上での流れは最大で 30 cm s^{-1} に達する。 $t=15, 16, 17$ には、浅瀬東側の上層で流れが強くなるのと同時に浅瀬頂上付近の西側では西向流と東向流が3層構造を成している。特に流速鉛直シアの強い頂上付近では上下層の流速差が 40 cm s^{-1} を越える所もある。外部潮汐流が東向きに変わった $t=19, 20$ には6時間前の $t=13, 14$ と流向がほぼ逆になる。これらの実験結果で、浅瀬上に見られた最大流速値や流速シアの強さ等は観測値(Fig.5.6)と定量的に一致する。

同様に傾圧流南北成分の一周期の分布を Fig. 6.5 に示す。射影部は南向流域を示す。傾圧流南北成分は浅瀬の東西で対称的な分布をするときが多く、全体として外部潮汐流が弱まってくるときに、浅瀬の西側斜面直上や東側上層で流れが強くなる傾向が見られる。また、 $t=14, 15$ の浅瀬の東側では、約 50 m 深に見られる南向流帯を境にして北向流域が上下でほぼ対象に分布していることが分かる。

この計算開始後二周期目の一周期間における傾圧流東西成分・南北成分の最大流速の分布を Fig. 6.6 に示す。流速値は東西成分では浅瀬東側上層の 80 m 以浅と浅瀬の頂上部から西側斜面直上で大きく、南北成分では浅瀬東側の 50 m 深付近と西側斜面直上で大きいことが分かる。Fig.6.6 を観測結果の Fig.5.10 と比べると、実験により得た流速値は観測値より大きくなっているが、分布の特徴は観測結果とよく一致することが分かる。

以上の傾圧流の分布と傾圧流最大値の分布から、伊豆海嶺で観測された内部潮汐に伴う流速場の分布をほぼ再現できたものと判断できる。

6.3.2 等密度線の分布

次に等密度線の変動を調べ、伊豆海嶺上で観測された等温線の変動についての解釈及び内部波の生成過程について見ていく。Fig. 6.7 は計算開始後2周期目の等密度線の分布を示す。等密度線の傾きを見やすくするため、東西のスケールを縮めて描いてある。密度躍層全体が傾く水平スケールの大きな変動が見られ、躍層の深度は特に浅瀬上で時間的に大きく変化することが分かる。この水平スケールの大きな現象に加え、浅瀬頂上周辺には上下で変位の異なる水平スケールの小さい現象が無数に見られる。時間を追って見ていくと、 $t=13, 14, 15$ と西向きの外部潮汐流が強くなってくると、浅瀬の西側にはリー波が形成され、その振幅は徐々

に大きくなることが分かる。西向き外部潮汐流が最も強い時($t=15$)、浅瀬の西側斜面上の△印の地点では等密度線は全層で下がっているが、▲印の地点では上下層で変位が逆になっている。これらの変位を鉛直モードとして考えると前者は第1モード、後者は第2モードに相当する。西向き外部潮汐流が弱くなる($t=16, 17$)と、これらの変位は東へ移動し、それと同時に波の前面が突っ立ってくる。 $t=18$ には浅瀬の頂上部に大きな振幅の波が見られるが、 $t=19, 20$ では、この波の振幅は急に小さくなっていることが分かる。逆に、東向き外部潮汐流が強くなる($t=21$)と、浅瀬の東側にリー波が形成されるが、その水平スケールは $t=15$ の場合に比べて小さい。また、東向き外部潮汐流が弱くなっても、浅瀬東側に形成された波が浅瀬を越えて東から西へ伝播する様子は殆ど認められない。外部潮汐最強流時の3時間後の $t=24$ を、対応する $t=18$ と比べると、 $t=24$ では浅瀬頂上部での等密度線の変位は小さいことが分かる。

以上の等密度線の分布とその変動から、躍層全体が上下動すると共に、リー波として内部波が生成されていることが分かった。また、西向きと東向き外部潮汐流速は同じであるにもかかわらず、浅瀬の東と西では形成されるリー波の水平スケールが異なり、リー波として生成された内部波の伝播過程が異なることが分かった。

一方、海嶺域での観測結果(5章)には、西向き外部潮汐流が強いとき、浅瀬西側斜面上($139^{\circ} 26'E$)の点で、等温線の変位が上下層で逆になる変動が認められた。そこで、Fig. 6.8にこのモデル海域の $139^{\circ} 26'E$ に相当する場所での等密度線深度の時間変化を浅瀬頂上部での外部潮汐流の時間変化と共に示す。西向き外部潮汐流が強いときに上下で逆位相を示す等密度線の変位が見られ、西向き外部潮汐流が弱くなってくると、海底付近には急峻な波形が見られ、その変位は 35 m を越えることが分かる。この様な等密度線の時間変化は、海嶺域で観測した等温線の変位(Fig. 5.4(a))と定性・定量的に一致する。この上下で逆位相となる変位は Fig. 6.7 の $t=15$ で見ると、浅瀬下流側に形成されたリー波の一部であり、▲印の鉛直第2モードを示す所に対応していることが分かる。即ち、海嶺上で観測された等温線の鉛直構造は、外部潮汐流により浅瀬下流側にリー波が形成される過程においてできた構造であると言える。

6.3.3 内部波の運動エネルギーの分布

数値実験の結果、伊豆海嶺全域で内部波が発生し、内部波に伴う流速や等密度線の変位は共に浅瀬上と西側の谷の海域で大きくなる傾向が見られた。また、浅瀬頂上部で発生した内部波が東下方へ帯状に斜め伝播している様子が認められた。そこで、数値実験により得た傾圧流速の東西成分を用いて、

$$E = \frac{1}{TH} \iint \frac{1}{2} \bar{\rho}_0 u^2 dz dt \quad \dots (6.9)$$

により運動エネルギー密度 E を求め、モデル海域全体の運動エネルギー密度の分布を調べてみる。但し、 T は周期(12.42 時間)、 H は水深、 $\bar{\rho}_0$ は基本場の鉛直平均密度、 u は傾圧流速東西成分である。(6.9)式より求めた E の分布を Fig.6.9 に示す。図は東西距離を横軸にエネルギー密度を縦軸に取っており、海域を比較しやすいように海底地形が示してある。エネルギー密度は海嶺浅瀬全域と西側の谷部で高く、その中でも西側斜面上で最も高くなっている。それに対し、モデル海域の東側と西側の水深一定の海域ではエネルギー密度は極端に低いことが分かる。従って、このモデル海域内では、主に海嶺浅瀬全域と西側の谷部で内部波が生成されていることが分かる。一方、東西の水深一定の海域を比較すると、エネルギー密度は西側に比べ東側では2倍以上であることが分かり、両者とも図中央の海嶺浅瀬域及び西側の谷の海域から離れるに従って緩やかに減少していることが分かる。この水深一定の海域に見られるエネルギー密度の減少は渦動粘性等による内部波の減衰を示し、東側に比べ水深の浅い西側で減衰率が大きく、約 10 km で半減していることが分かる。そこで、次に Fig.6.9 に示した地点 A~E(A,B,C は図中央の浅瀬頂上部から東に 10, 20, 30 km の地点、D, E は西側の浅瀬頂上部から西に 5, 15 km の地点)での傾圧流東西成分をモード分解し、各モードのエネルギーの割合及び減衰率を調べる。

各モードのエネルギーは、流速東西成分の記録に鉛直第 1 ~ 第 10 モードまでを最少自乗法により fit し、(6.9)式と対応する第 n モードの流速東西成分の運動エネルギー密度 E_n を

$$E_n = \frac{1}{TH} \iint \frac{1}{2} \overline{\rho_0} (u_n \phi_n)^2 dz dt$$

のように定義して算出した。ただし、 u_n と ϕ_n はそれぞれ第 n モードの流速振幅と固有関数である。Table 6.1 に各点での鉛直第 1～3 モードの運動エネルギー密度 E とその割合を示す。発生域から遠い点ほど、各モードのエネルギー密度は低くなっているが、第 1 モードのエネルギーの割合は逆に高くなっていることが分かる。エネルギー密度が発生域から遠い点ほど低いのは、低次モードの場合には粘性・摩擦による減衰と考えられるが、高次モードの場合には伝播速度が遅いため、モニター点へ到達していないことにも依っている。従ってここでは、鉛直第 1 モードの減衰率を見積ってみる。第 1 モードの運動エネルギー密度の減衰は水深の深い AC 間では 1 km あたりに $1.83 \times 10^{-2} \text{ J m}^{-3}$ であるのに対し、浅い DE 間では 1 km あたりに $3.08 \times 10^{-2} \text{ J m}^{-3}$ と倍近い。これらの値は渦動粘性係数によって変化するが、水深が浅い海域ほど内部波が減衰しやすいことは言える。しかし、一波長あたりの値に換算すると、AC 間では約 1.32 J m^{-3} 、DE 間では約 1.13 J m^{-3} と大体同じになることは興味深い。

以上のことから、海嶺の東側では浅瀬頂上部で発生した内部波が帯状に深海へ鉛直伝播している様子が認められたが、このような領域においても鉛直第 1 モードが 78% 以上の高い割合を占めていたことが分かる。即ち、このモデルでは海嶺で発生した内部波は主に鉛直第 1 モードの波として伝播していることが分かった。また、この計算に用いた渦動粘性係数の場合では海嶺で発生した内部波は、海嶺東側の深い海域では発生域から二波長程度(約 145 km)伝播していくことが分かる。

6. 4 考察

伊豆海嶺をモデル化し、連続成層場における内部潮汐の生成と増幅機構を調べるために数値実験を行った。その結果、密度躍層全体が上下に変動する水平スケールの大きな内部波と海嶺浅瀬の下流側にリー波としてできる水平スケールの小さい内部波が海嶺で発生する過程が示された。特に、浅瀬西側斜面上では両者が重なって等密度線は大きく変動していた。浅瀬西側に形成されるリー波の変位は西向きの外部潮汐流速が最も強いときに顕著に見られ、その鉛直構造は水平的に変化していた。例えば浅瀬頂上部の西側 (Fig. 6.7 の△印) に全層で同位相、西

側斜面上 (Fig. 6.7 の▲印) に上下で逆位相の変位が形成されていた。伊豆海嶺で観測した等温線の鉛直構造はリー波が生成される過程において形成されたものであることが分かった。そこで、この浅瀬下流側に生成されるリー波の構造について考察する。

半日周期内部波の鉛直第1～5モードの位相速度と水深の関係を Fig. 6.10 に示す。これは Fig. 6.2 の密度場での各モードの水平方向の波数を(2.10')から各深さ毎に求め、その水平波数と周波数の関係から位相速度を算出したものである。図中の点線は浅瀬頂上部(水深 65 m)における外部潮汐流の振幅 U_b がそれぞれ 40, 30, 20 cm s^{-1} のときの各水深での流速振幅 $U(h)$ を示す(ここで、 $U(h)=65U_b/h$ とする。但し、 h は水深)。海嶺の最浅域は 65 m であるから、 $U_b=20(\text{cm s}^{-1})$ の場合では第1モードの内部波の位相速度は全域で外部潮汐流より速くなるが、 $U_b=30, 40(\text{cm s}^{-1})$ の場合では第1モードの位相速度は浅瀬頂上付近で外部潮汐流速と同じになり得ることが分かる。ここで、内部フルード数 F_n を

$$F_n = \frac{U(h)}{c_n}$$

のように定義する(但し、 c_n は第 n モードの位相速度である)と、内部フルード数が1(共鳴条件)となる地点の深さは Fig. 6.10 で各モードの内部波の位相速度を示す曲線(実線)と各深さでの外部潮汐流の振幅を示す曲線(点線)との交点の深さとなる。すなわち、 $U_b=30(\text{cm s}^{-1})$ の場合、内部フルード数は第1モードの波では約 70 m 深で、第2モードでは約 90 m 深で1になる。そのため、基本場の流れの方向と反対方向に伝播しようとする各モードの波は、基本場の流れが強いときには、流れの上流方向へ伝播できない。しかし、より深い所では外部潮汐流が弱いため、下流へ押し流されてしまうのではなく内部フルード数が1になる地点にとどまり、共鳴を起こして内部波は大きく成長する。Fig. 6.11 に浅瀬頂上部での外部潮汐流の振幅がそれぞれ Case 1 : $U_b=40(\text{cm s}^{-1})$, Case 2 : $U_b=30(\text{cm s}^{-1})$, Case 3 : $U_b=20(\text{cm s}^{-1})$ の実験の結果として、計算開始2周期目の西向き外部潮汐流最大時(Fig. 6.7 の $t=15$ に対応)の等密度線の分布を示す。各ケースとも浅瀬西側にリー波が形成されているが、外部潮汐流速が強い Case 1 ほど鉛直第1モード(図中の△印)と第2モード(図中の▲印)の変位が形成される地点の水深は深くなって

おり、その深さは Fig.6.10 で実線と点線の交点の水深とほぼ一致する。このことから、浅瀬の下流側にはリー波が形成されるが、リー波の鉛直構造は外部潮汐流速と水深に依存していることが分かった。従って、浅瀬の東と西では形成されるリー波の水平スケールが異なっていたが、それは各モードの内部フルード数が1になる地点は東側では海底傾斜が急なためにほぼ同じ場所になるが、西側では海底傾斜が緩いため水平に離れた地点になるためであると解釈できる。

以上の外部潮汐流による内部波(リー波)の生成においては Hibiya(1986)が理論的に説明した様に、基本場の流れと内部波の伝播速度の関係によって支配されていると言える。しかし、海嶺の東側と西側では生成されるリー波の水平スケールが異なっていることや、リー波として生成された内部波の増幅過程が浅瀬の東西で異なることは、海底勾配が浅瀬の東西で異なることに起因することが分かった。即ち、西向き外部潮汐流が弱くなり、浅瀬の西側に生成された内部波(リー波)が西から東へ伝播するときには、海底傾斜が緩やかに浅くなっているため、増幅しながら伝播し、非線形性により波が突っ立っていく。逆に東向き外部潮汐流により浅瀬の東側に生成された内部波は、海底傾斜が急であるため、そのほとんどが反射して東へ伝播しているものと考えられる。この増幅と反射の関係については内部波の特性曲線(Fig.5.12)でも同様に説明できる。つまり、海底傾斜が特性曲線の傾きに近い西側斜面上では ray が集中して増幅するが、浅瀬の東側では海底で発生した ray は東上方あるいは下方へしか伝播できない。

さらに、海嶺東側の深い海域では、浅瀬頂上部(100m 以浅)で発生した内部波が深海へと鉛直伝播し、水深 500m の海底に強い流れを形成する過程が認められた。このことは水深の深い海域では外部潮汐流が弱いため、内部波は流れの影響を殆ど受けずに内部波の基本解の特性をもって伝播していくことを示すものと考えられる。しかしながら、このような斜め伝播が見られる領域においてもエネルギー的に見ると鉛直第一モードが全体の 78%以上の割合を占めていたことから、観測時に伊豆海嶺で発生していた内部潮汐は主に鉛直第 1 モードの波として海嶺から東へと伝播していたと推測される。

6. 5 まとめ

伊豆海嶺での内部潮汐の生成・増幅機構を解明すると共に、観測された内部潮

汐の特性を解釈するため、鉛直2次元レベル・モデルを用いて数値実験を行った。成層状態や海底地形等を実際に観測したものにできるだけあわせ、境界条件として外部潮汐流を与えると、伊豆海嶺の全域で内部波が発生し、観測された内部潮汐流をほぼ再現することができた。特に浅瀬頂上付近では外部潮汐流の移流によりリー波として内部波が効果的に生成され、浅瀬上で増幅することが分かり、海嶺上で観測された内部波の鉛直構造は、これらの過程で形成されたものであると解釈された。また、浅瀬の下流側に生成される内部波(リー波)の水平スケールは浅瀬の東西で異なっていたが、これは浅瀬の東と西では海底傾斜が異なることによるものと推定された。即ち、伊豆海嶺における内部潮汐の生成過程においては外部潮汐流の移流効果が重要であると同時に、生成される内部波の構造には海底傾斜が重要な役割を果たすことが示された。さらに、浅瀬東側の深い海域では発生した内部波が鉛直斜め方向に伝播する過程が認められたが、エネルギー的に見ると鉛直第一モードが全体の78%以上の割合を占めていたことから、伊豆海嶺で発生した内部潮汐は主に鉛直第1モードの波として伝播していくと推測された。

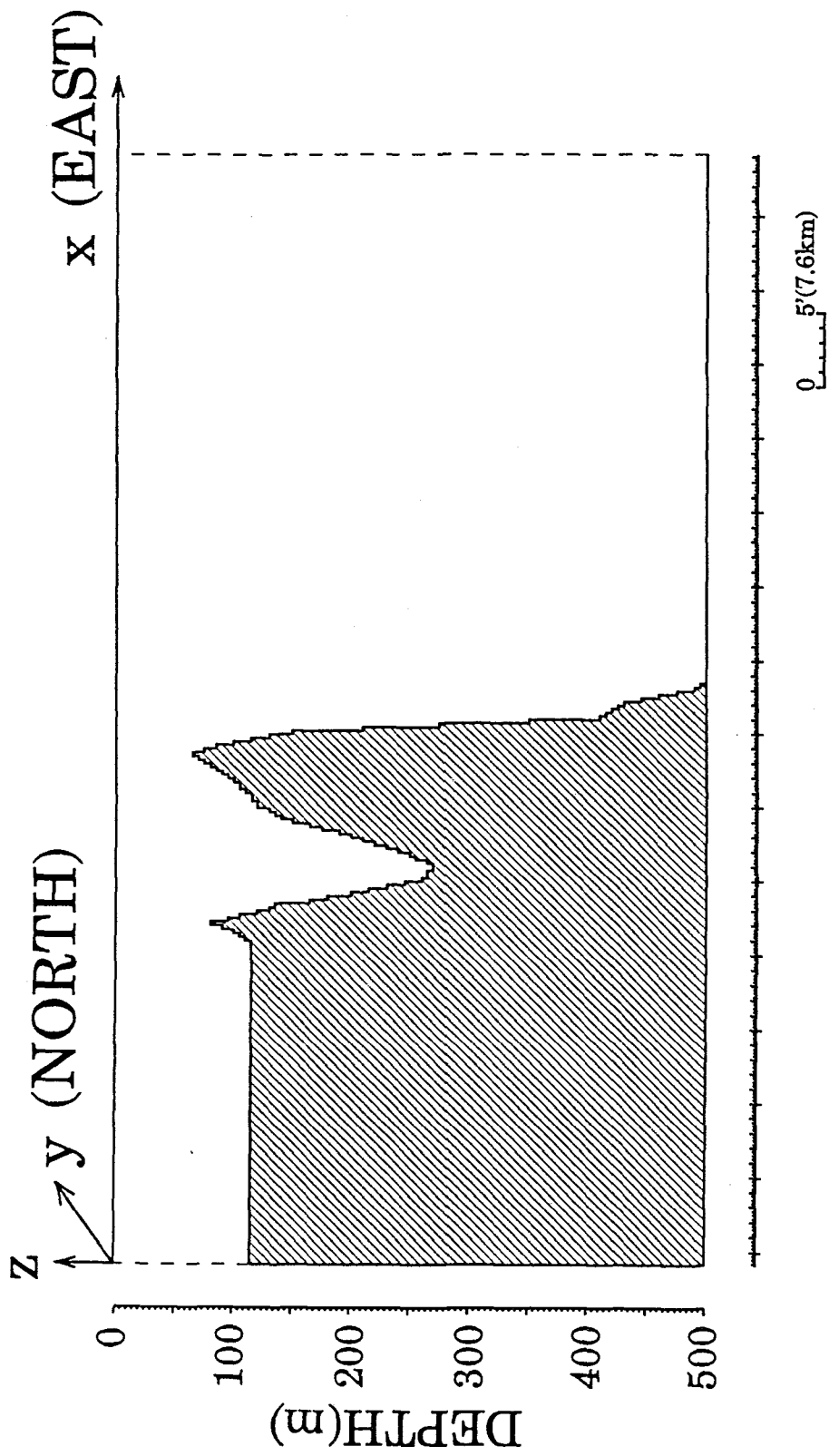


Fig. 6.1. Computational domain and the bottom topography of model ocean.

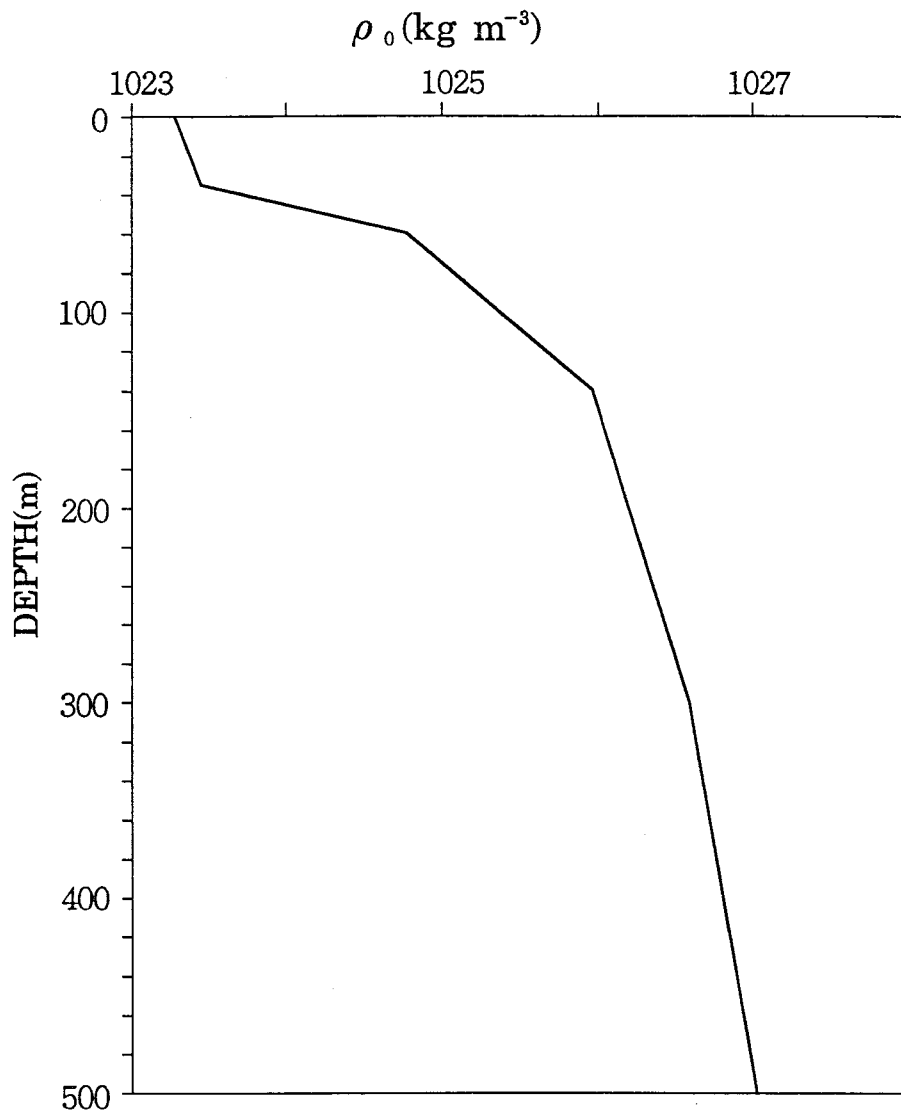


Fig. 6.2. Vertical density profile in the model ocean.

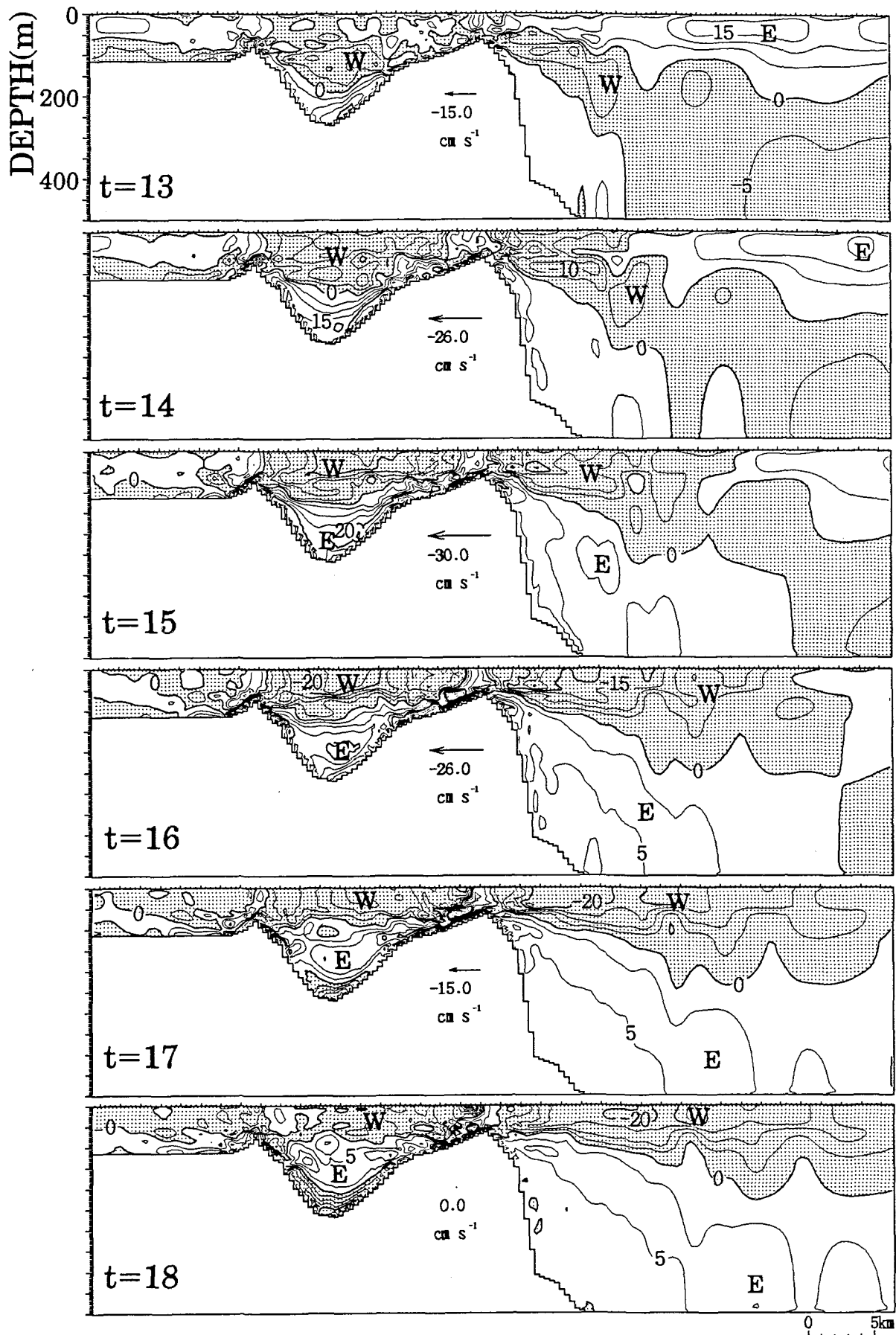


Fig. 6.3. The vertical distributions of E-W component of baroclinic current (cm s⁻¹) from t=13 to t=24 (lunar hour). Hatched areas show westward flow. The current vector at the center of each figure indicates the barotropic tidal flow over the bank crest.

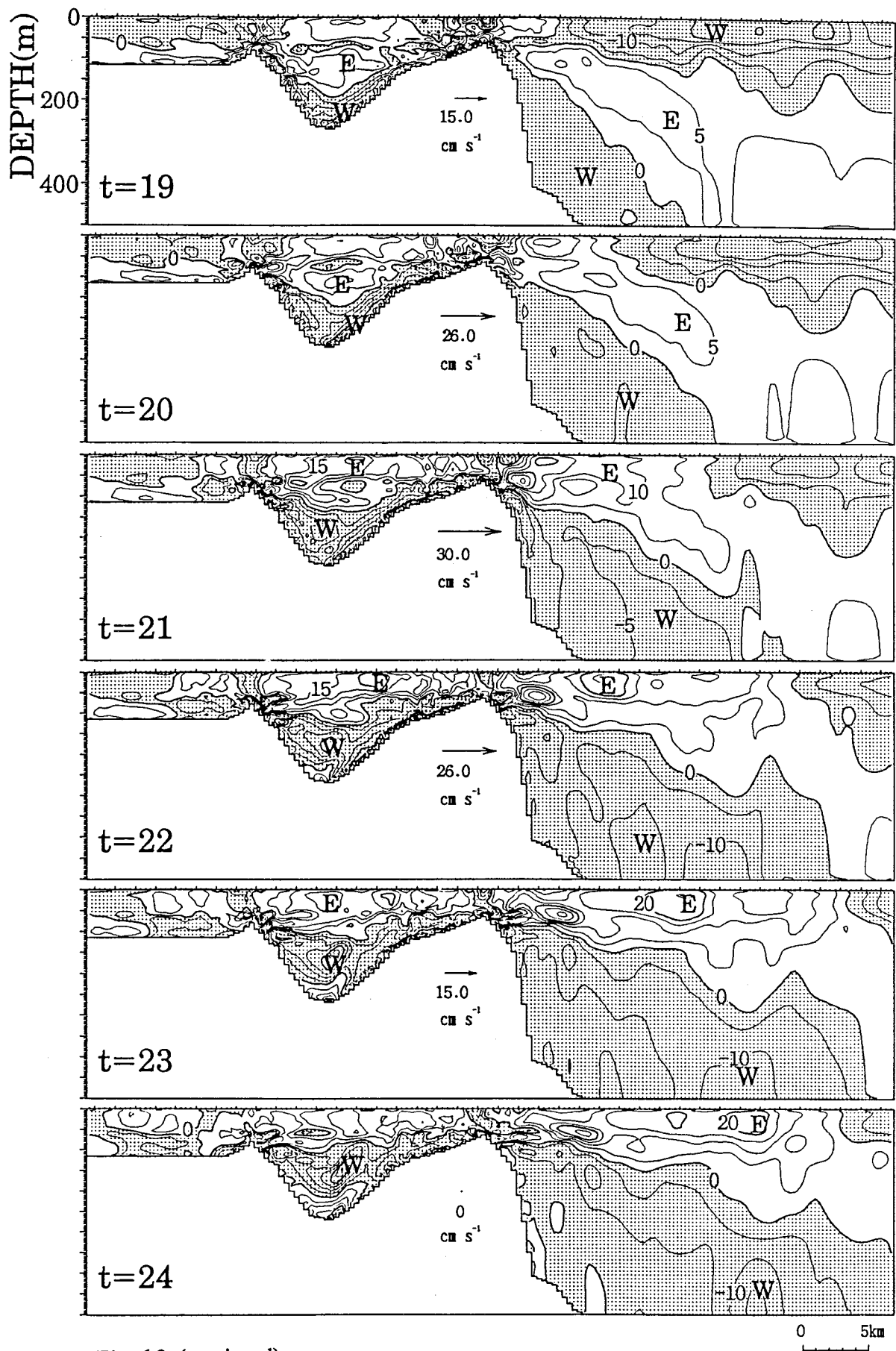


Fig. 6.3. (continued)

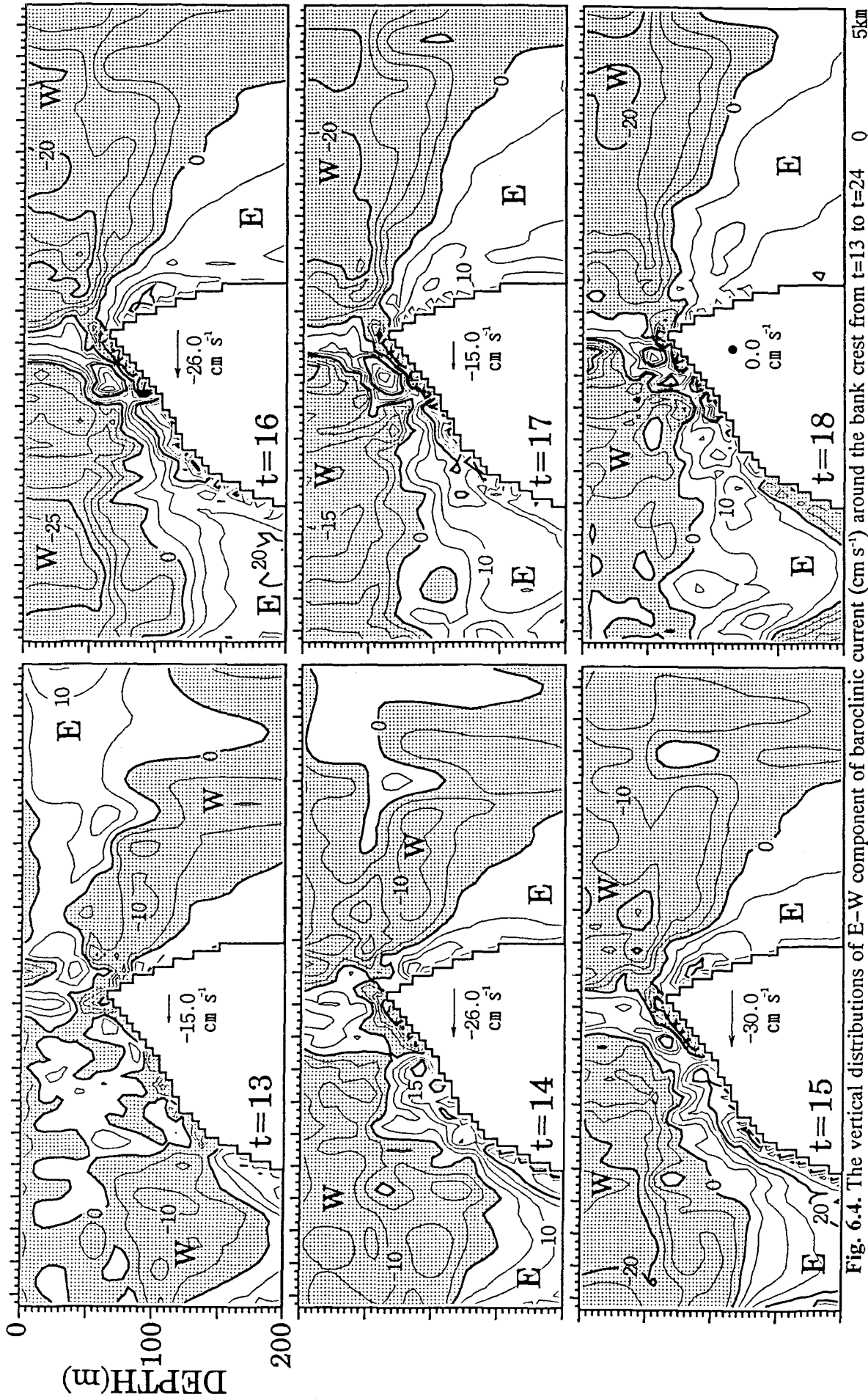


Fig. 6.4. The vertical distributions of E-W component of baroclinic current (cm s⁻¹) around the bank crest from t=13 to t=24 (lunar hour). Hatched areas show westward flow. The current vector at the center of each figure indicates the barotropic tidal flow over the bank crest.

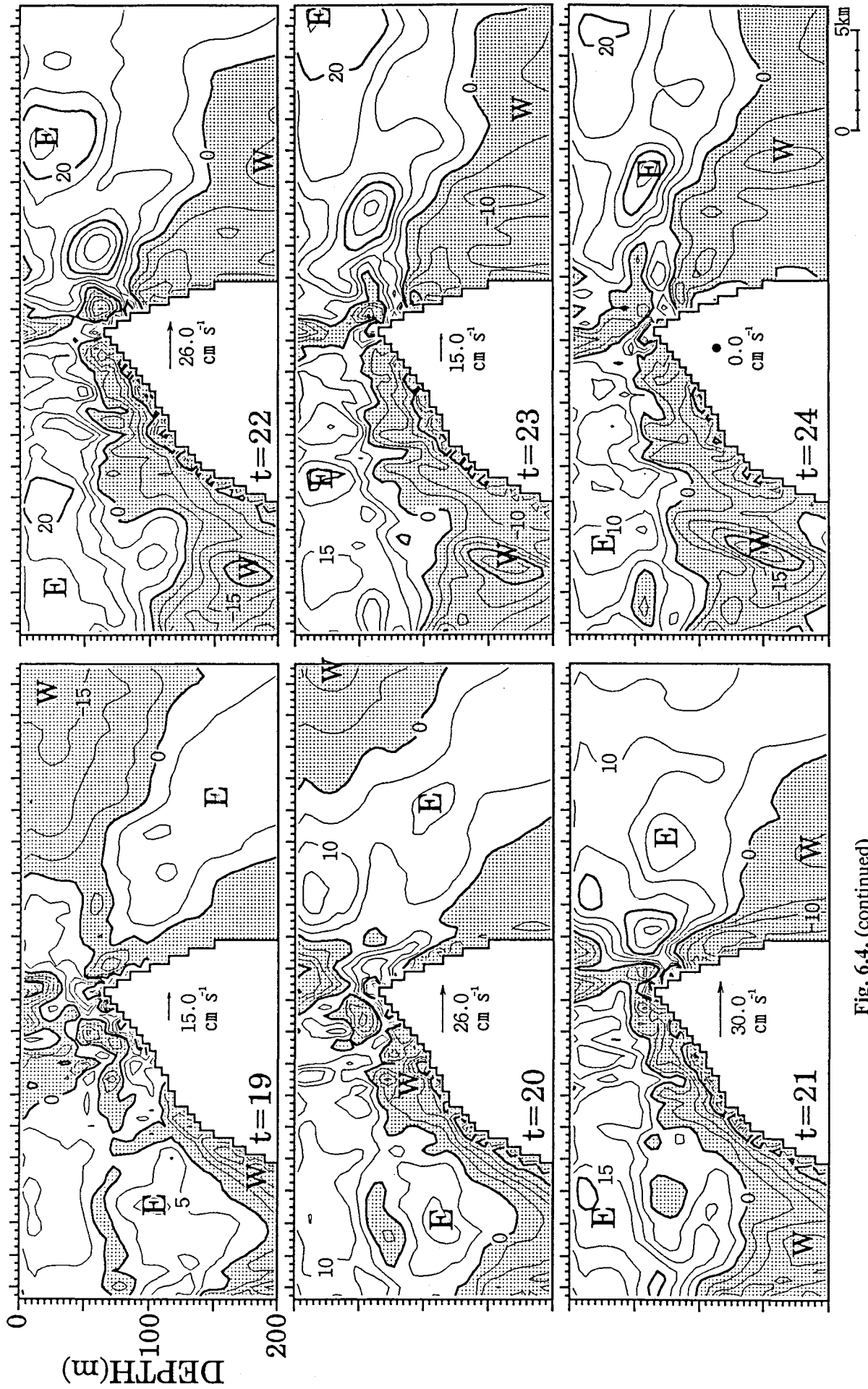


Fig. 6.4. (continued)

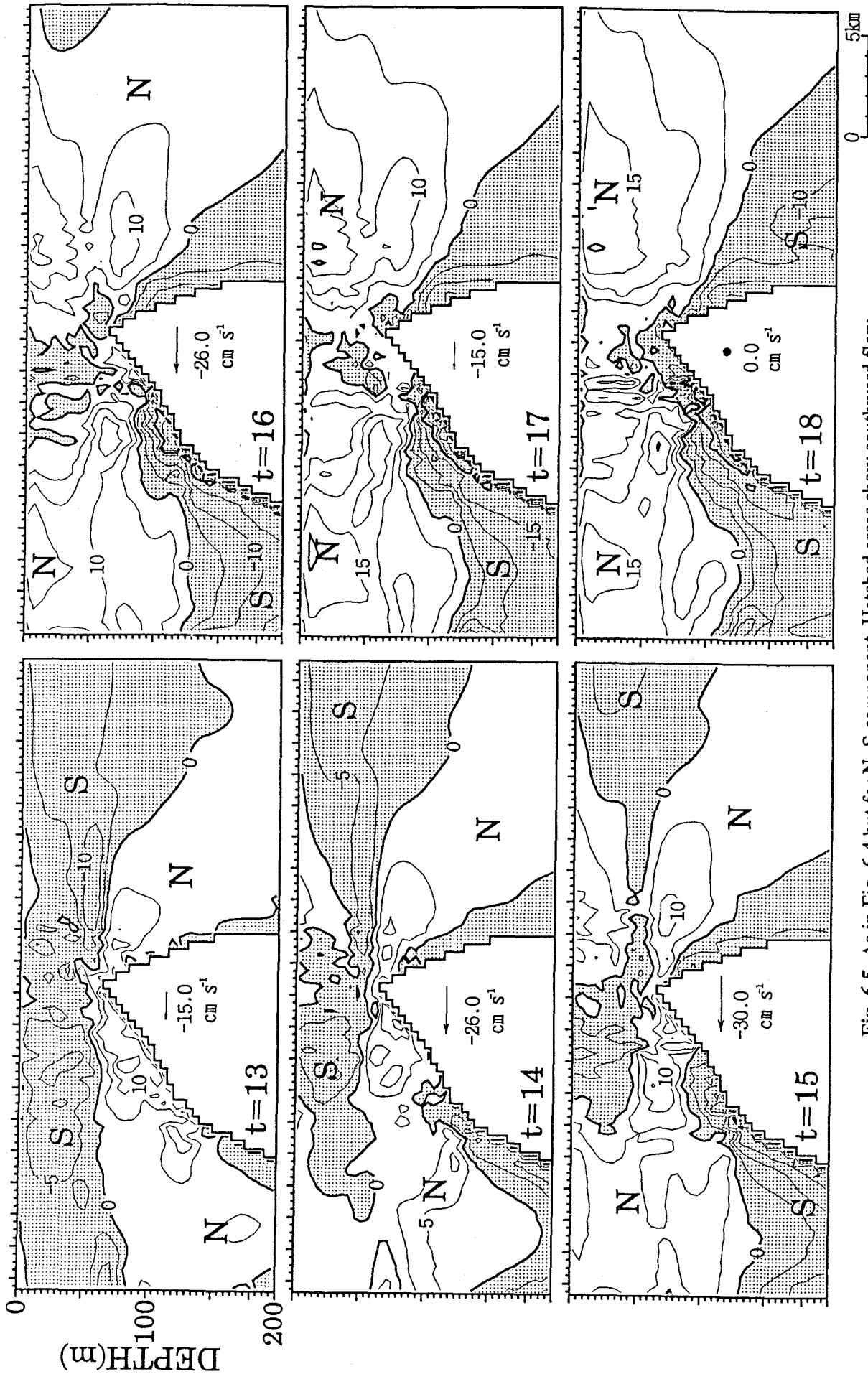


Fig. 6.5. As in Fig. 6.4 but for N-S component. Hatched areas show southward flow.

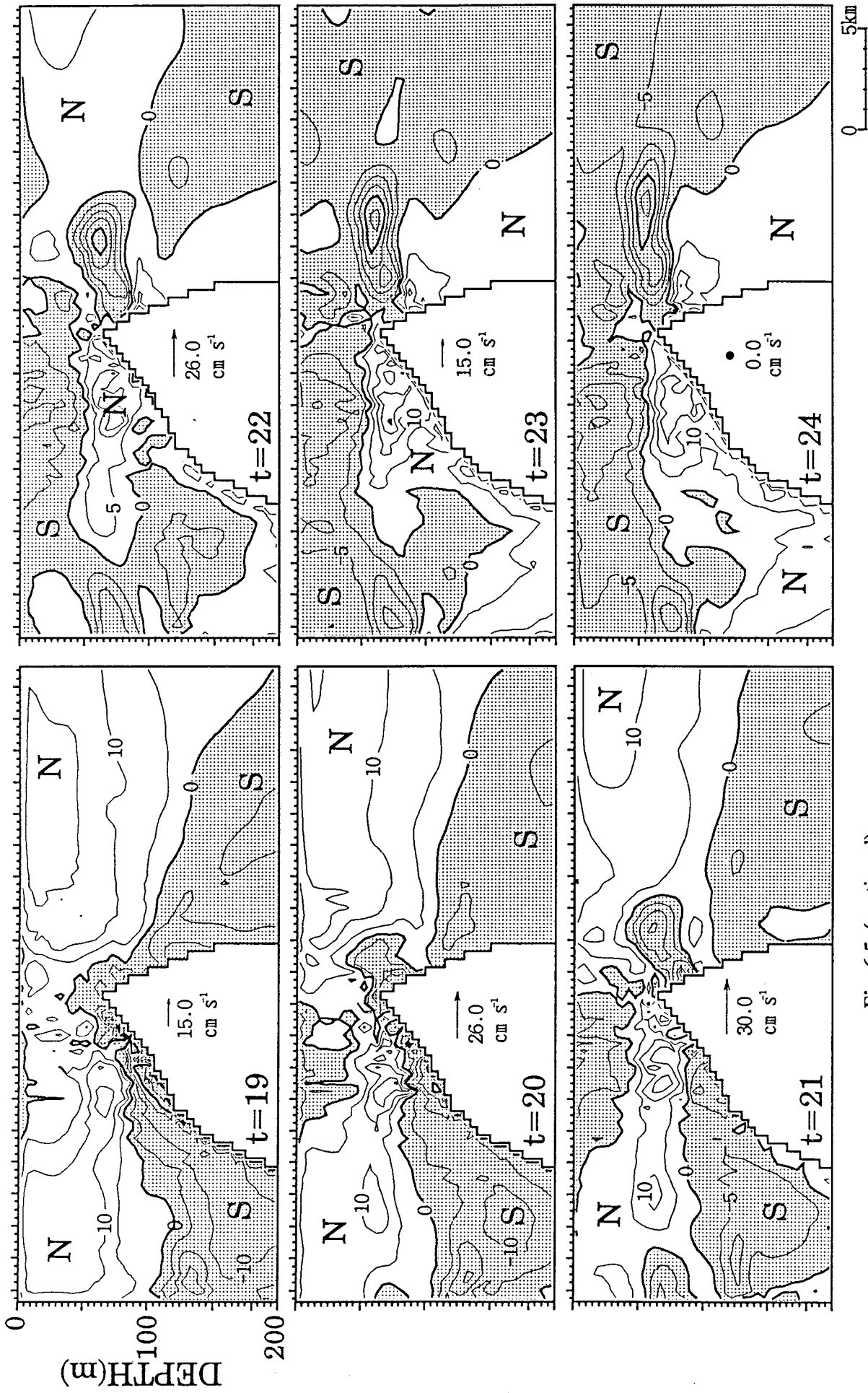


Fig. 6.5. (continued)

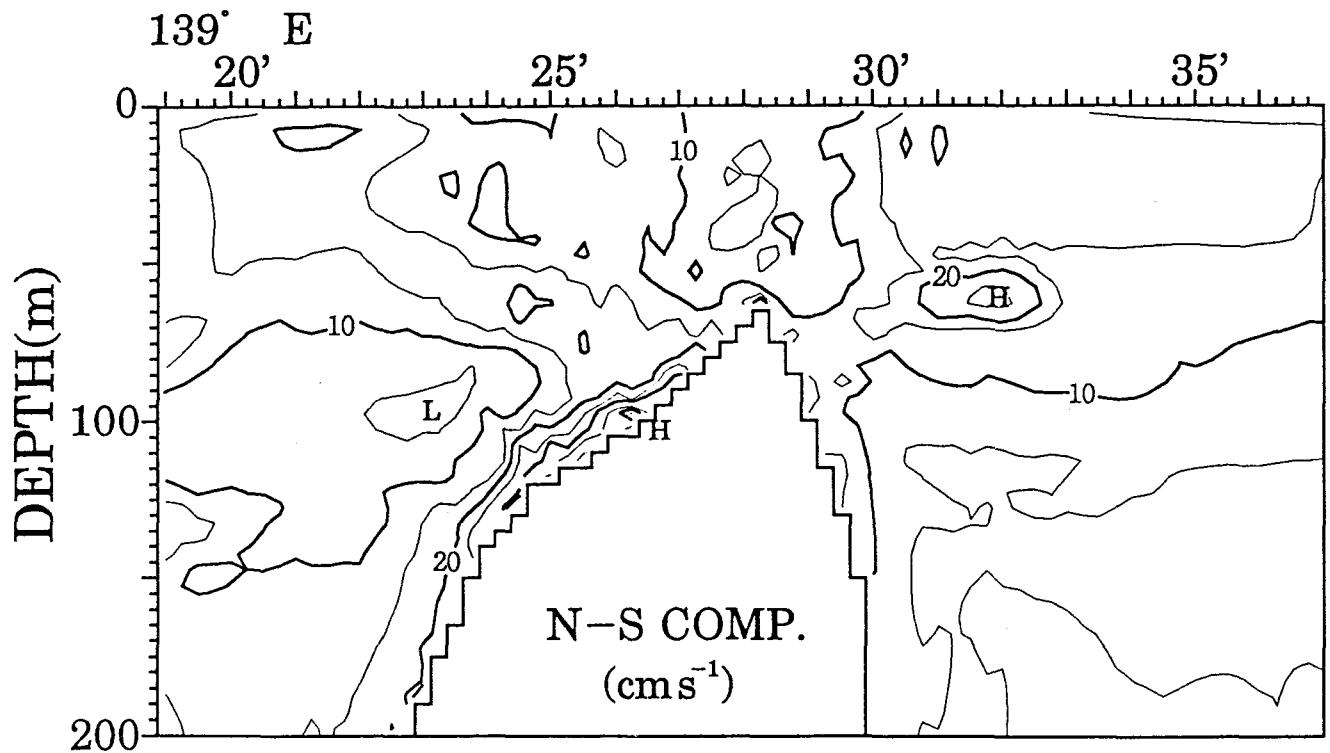
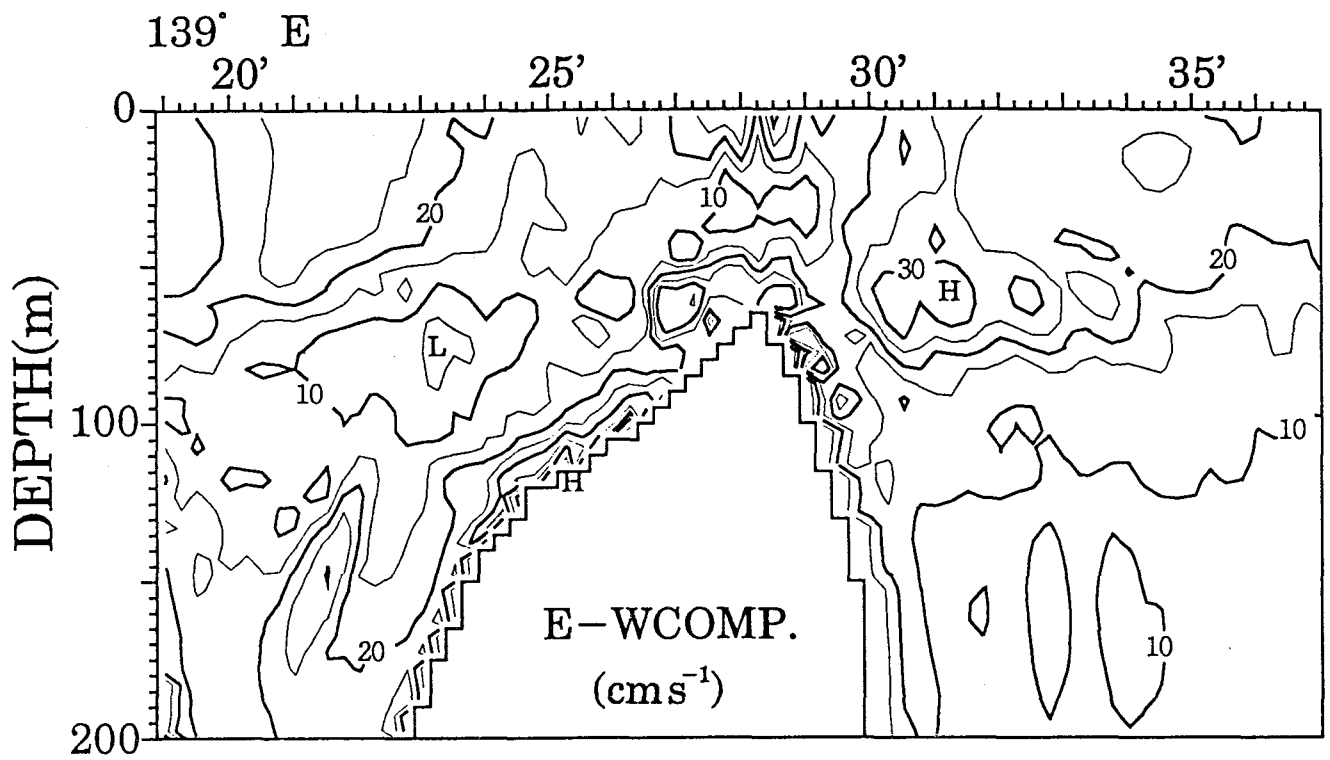


Fig. 6.6. Distributions of maximum current of baroclinic component in one cycle.
Upper panel: E-W component; lower panel: N-S component.

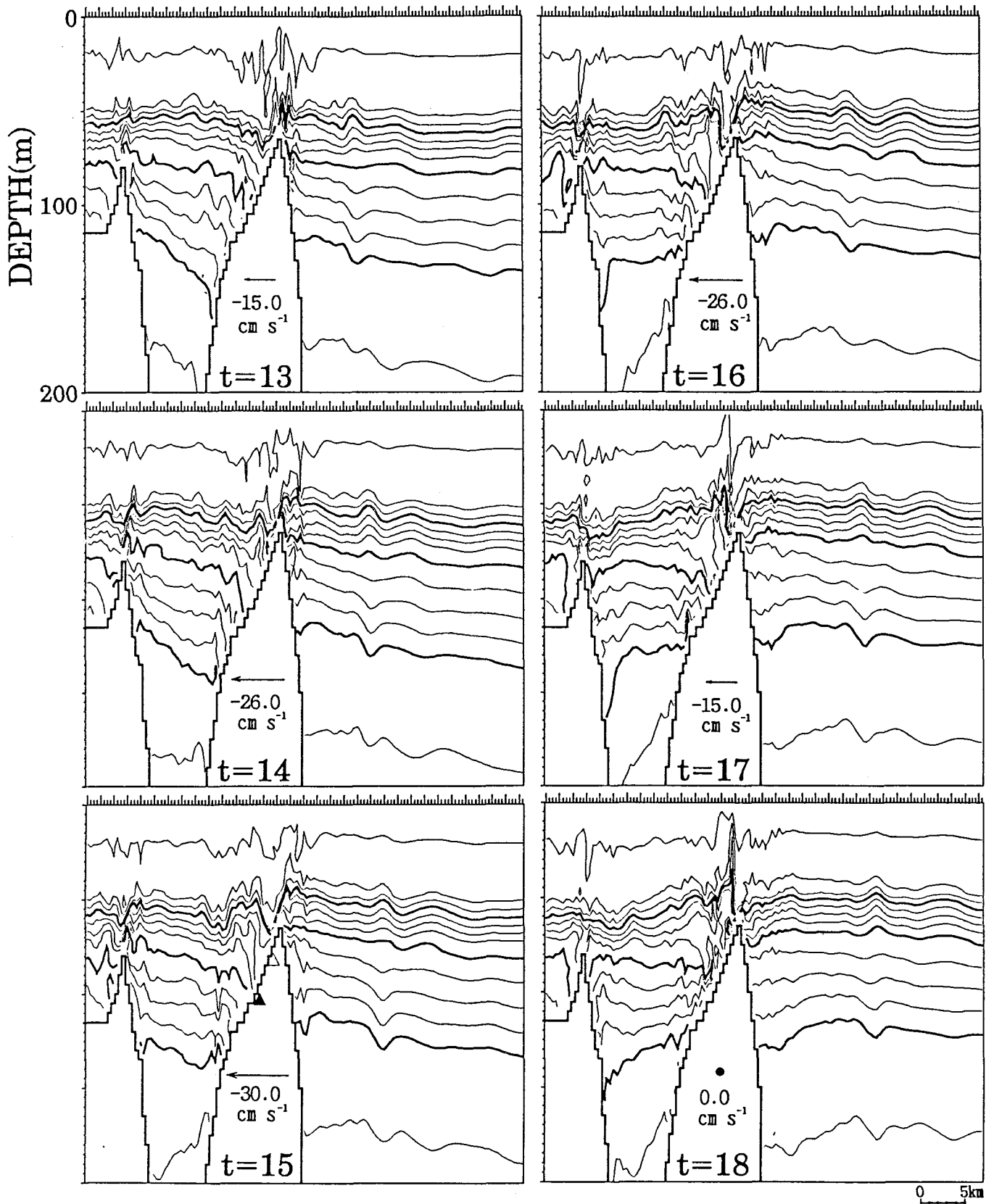


Fig. 6.7. The vertical distributions of density contour from t=13 to t=24 (lunar hour). The current vector at the center of each figure indicates the barotropic tidal flow over the bank crest.

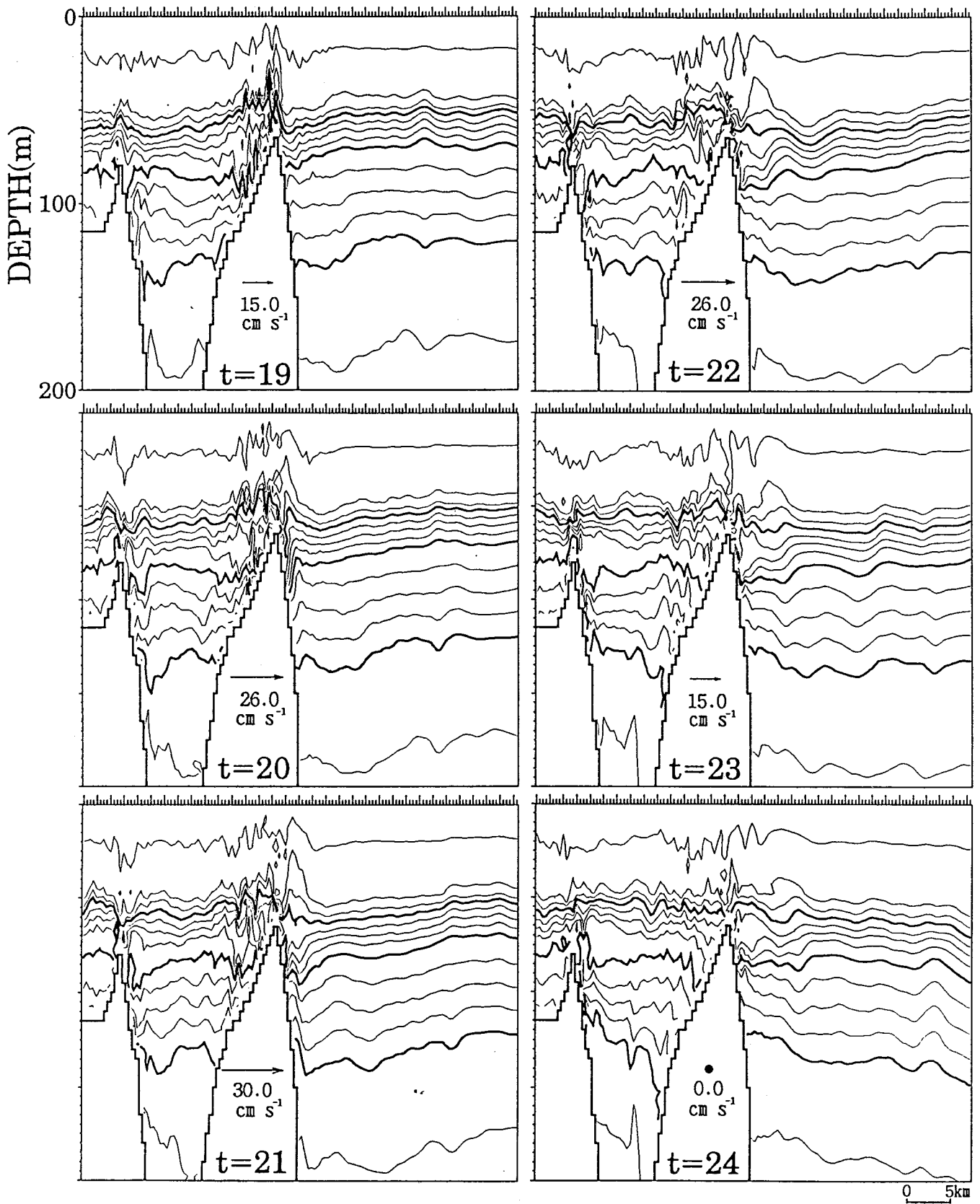


Fig. 6.7. (continued)

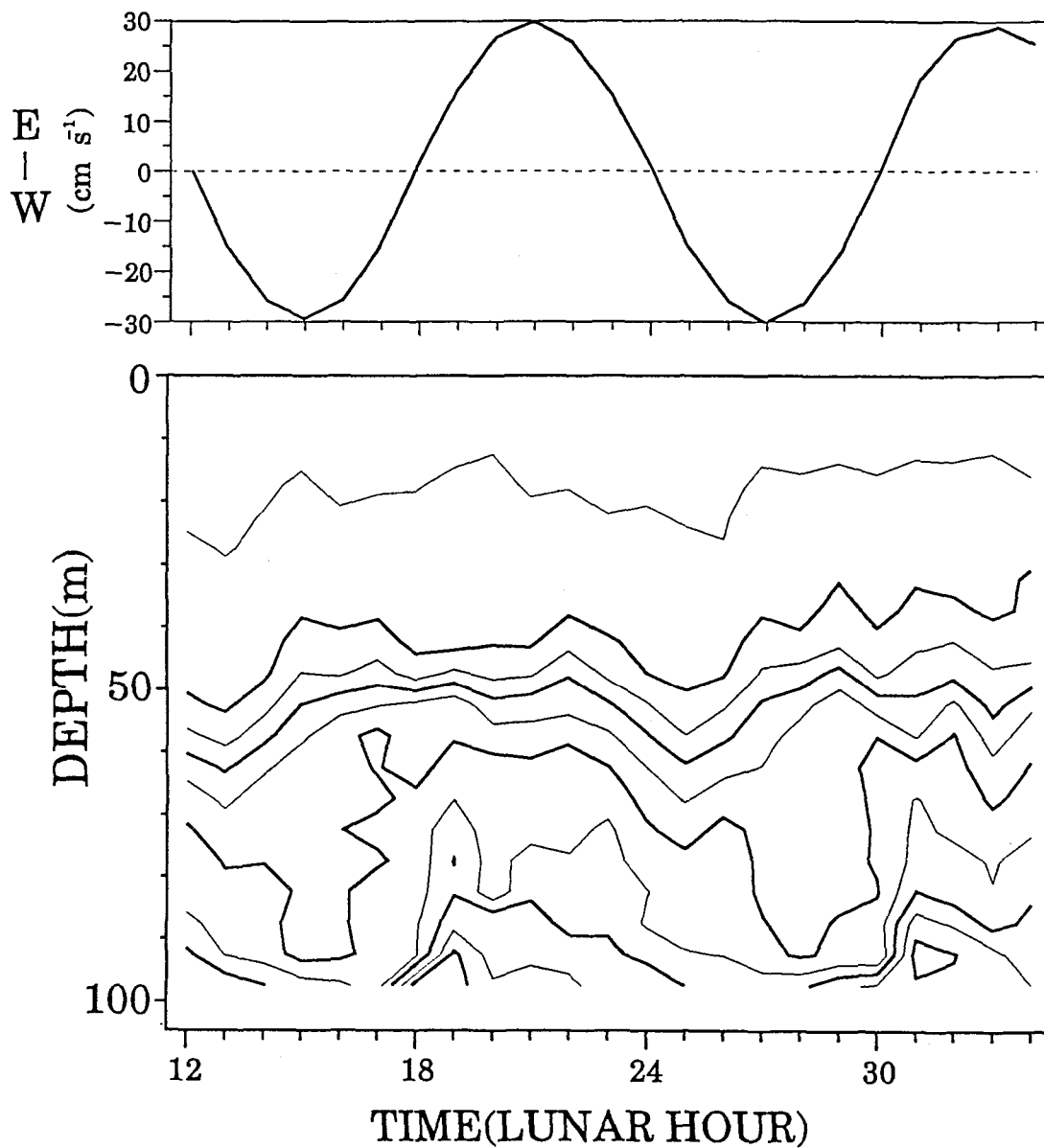


Fig. 6.8. Upper panel: Time variation of E-W component of barotropic current at the bank crest. Lower panel: Time variation of density contour with 0.25 kg m^{-3} interval at $139^\circ 26'E$ in the model ocean.

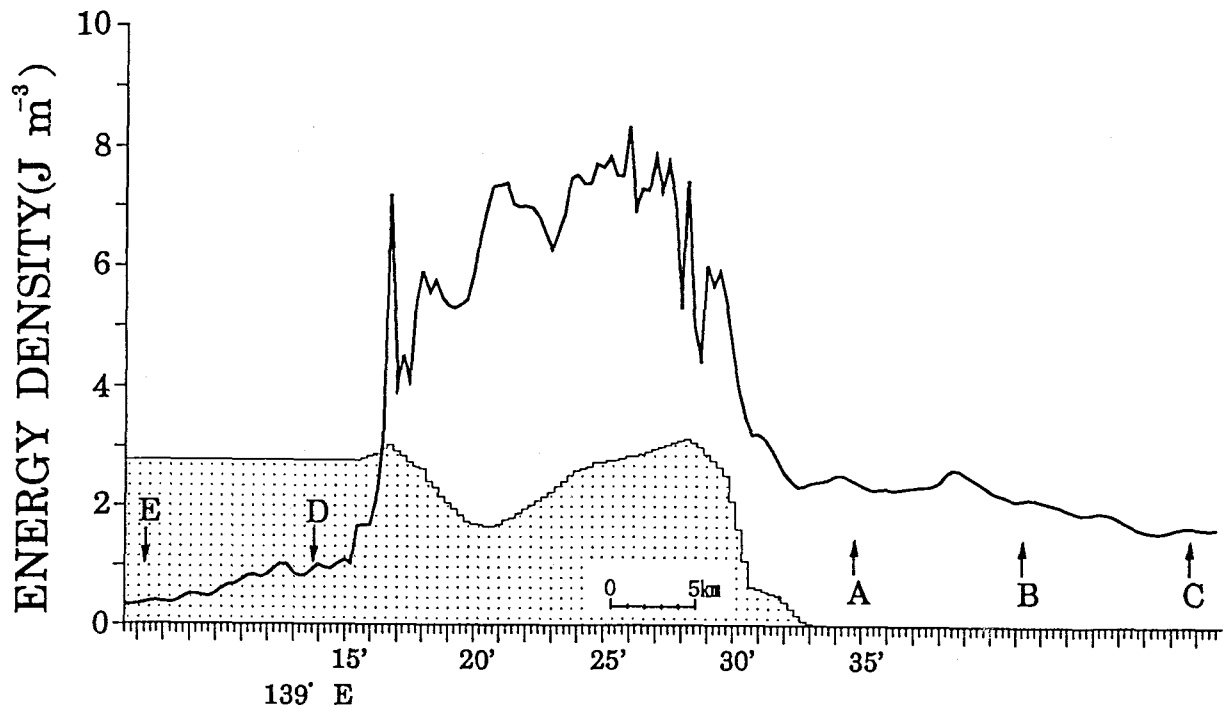


Fig. 6.9. Horizontal distribution of kinematic energy density estimated from E-W component of baroclinic current in the model ocean. Shaded area indicates the bottom topography.

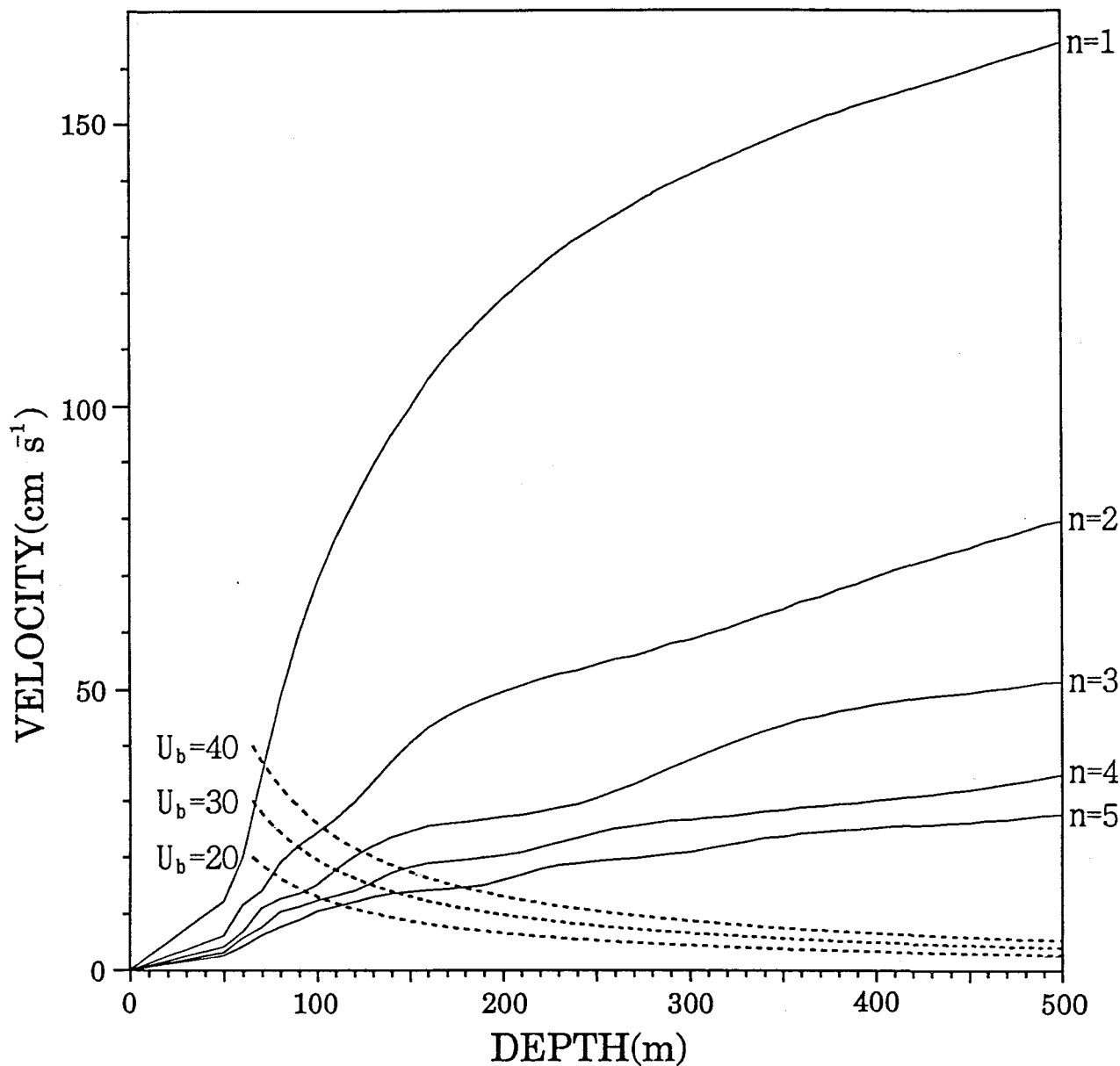


Fig. 6.10. Phase velocities of lowest 5 internal modes (solid line) relative to the water depth. Dotted lines show the amplitudes of barotropic tidal flow versus depth in the model ocean. U_b indicates the maximum current velocity (cm s^{-1}) at the bank crest.

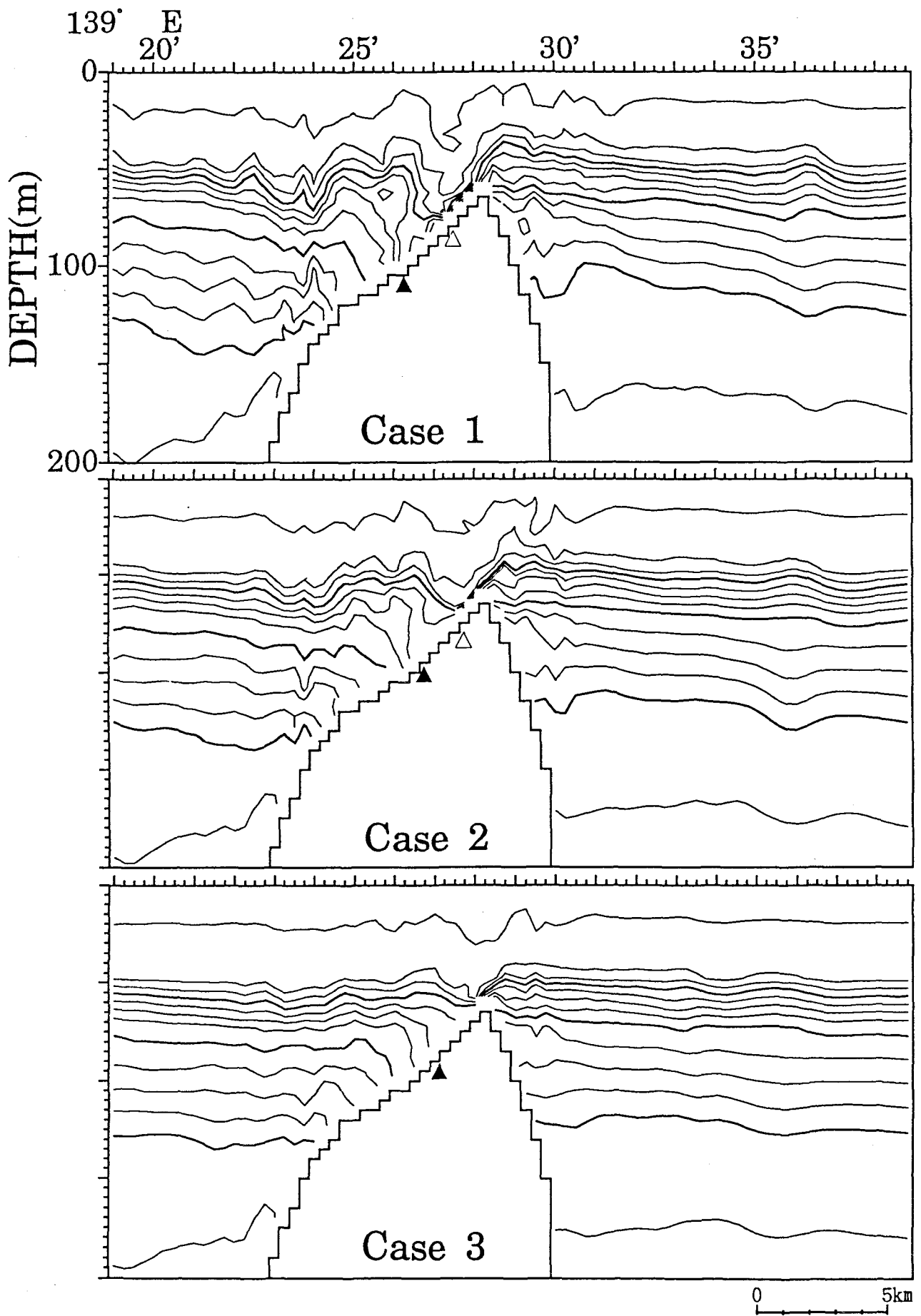


Fig. 6.11. The vertical distributions of density contour at $t=15$ (lunar hour).
Upper: Case 1, middle: Case 2, lower: Case 3.

Table 6.1. Kinematic energy densities estimated from E–W component of baroclinic current for lowest three modes at A, B, C, D and E.

STATION	A		B		C		D		E	
	(J m ⁻³)	%	(J m ⁻³)	%	(J m ⁻³)	%	(J m ⁻³)	%	(J m ⁻³)	%
MODE 1	1.889	78.4	1.762	83.3	1.524	91.1	0.617	63.3	0.309	86.1
2	0.299	12.4	0.254	11.9	0.137	8.2	0.211	21.7	0.018	5.0
3	0.148	6.1	0.065	3.1	0.010	0.6	0.080	8.2	0.004	1.0
TOTAL	2.410		2.117		1.673		0.974		0.358	

第7章 まとめ

本研究では現場観測と数値モデル実験により、相模湾周辺海域における内部潮汐の構造および伝播特性を明らかにすると共に発生域を検出し、内部潮汐の生成機構・増幅過程の解明を試みた。

7. 1 相模湾における内部潮汐

まず、1983年夏季に湾内の5点・一層で実施された長期係留観測記録を解析した。その結果、半日周期内部波は全点で卓越するが、湾東・湾央では水温振幅と流速振幅は負の相関にあること、湾西部の点では両振幅とも小さいことを見出した。そこで、この流速・水温振幅の分布及び両者の関係を説明するため、相模湾を矩形湾で近似し、湾口から入射させた内部ケルビン波の湾内での挙動を解析的に考察した。相模湾内では半日周期内部波はポアンカレ波の性質を持ち得るため、湾口から入射した内部ケルビン波により湾奥でポアンカレ波が発生し、両者の波動解の和により観測された潮汐周期変動の特徴を説明できた。

次に、1986年夏季～秋季に相模湾内の3点だが複数層で観測された記録から、各測点の水温・流速振幅や位相を求め、湾内での内部潮汐の伝播特性を調べた。流速・水温振幅の分布と両者の関係は1983年の記録の解析結果と同じになったが、ここではさらに、湾口東部と湾奥西部ではほぼ逆位相で振動していること、水温振幅の小さい城ヶ島西方では他の点に比べ位相の時間変化が大きいことを見出した。この振動の機構を解釈するため、reduced gravity モデルを用い、より現実的な境界条件として矩形湾に半日周期の内部ポアンカレ波と内部ケルビン波を入射させ、湾内での挙動を考察した。その結果、入射波と反射波が湾内で干渉し、観測結果とよく対応する振動系を形成することが分かった。

以上の1983年、1986年の観測記録の解析と矩形湾モデルでの考察から、半日周期内部波が湾内で反射波と干渉すると推論されたが、観測点・層が不十分なため、理論を実証するには至らなかった。そこで、この力学機構を検証し、内部潮汐の構造を明らかにするため、1991年初夏～晩秋に湾内の8点で係留系による水

温の同時観測を実施した。内部波の振幅は湾全域で間欠的に強められていたため、振幅の大きい3つの期間に分けて解析し、以下の結果を得た。①期間により一日周期成分が半日と同じエネルギー・レベルの測点もあるが、全体的に半日周期が卓越していた。②半日周期内部波の振幅は湾奥東部と西部で大きく、湾奥中央部と城ヶ島西方、湾中央部で小さかった。③一日周期内部波の振幅は湾岸に沿って大きく、湾中央部で小さかった。④成層場の変動に対する測点間の位相差の変化は半日周期では大きい、一日周期では小さかった。⑤内部波の鉛直構造は両周期とも、鉛直第1～6モード以上で構成されていたが、エネルギーで見ると第1モードが卓越していた。

これらの観測結果のうち、内部潮汐の相対的な振幅の分布については矩形湾で考察した力学機構により説明できるが、定量的な振幅の分布や位相の分布、成層場と振幅・位相分布の関係などは説明できなかった。そこで、現実の地形を組み込んだ2層モデルによる数値実験を行い、観測結果を解釈すると共に、内部潮汐の発生・伝播過程の解明を試みた。成層条件として1991年の観測時の密度場を用い、境界条件として外部潮汐のみを与え、伊豆海嶺や陸棚域で内部潮汐を発生させた。発生した内部潮汐が伝播する過程で、観測された内部潮汐の振幅や位相を矛盾なく説明できることが分かった。

以上の観測と実験から、相模湾周辺海域での半日周期と一日周期内部潮汐について次のことが明らかとなった。**半日周期**：半日周期内部波は伊豆海嶺全域と房総半島先端沖で発生し、大島の東西の水道を通り相模湾と浦賀水道へ入射する。相模湾へ入射した波は湾内で反射波と干渉するため、その振幅は湾奥東部と西部で大きく、湾奥中央部及び城ヶ島西方で小さくなる。**一日周期**：一日周期内部波も半日周期とほぼ同じ海域で発生するが、内部ケルビン波として伝播するため、伊豆海嶺で発生した波は相模湾へは伝播しない。一方、房総半島先端沖で発生した一日周期内部波の大半は浦賀水道へ入射し、相模湾へ入射した波は湾岸に捕捉されながら伝播するため、その振幅は湾岸沿いで大きく、湾の中央で小さくなる。

相模湾というモデル海域を通じ、内部潮汐波でも鉛直モードを仮定することにより、浅海波の理論が十分適応できることを示し、それを観測により実証したことが本研究における重要な成果のひとつであり、今後他の湾においても同様の議論が適用できると期待される。

7. 2 伊豆海嶺北部における内部潮汐の生成と伝播

内部潮汐の生成・伝播過程を捕えるため、北緯 34° 34' 線に沿って伊豆海嶺を横断するように合計 7 行程の ADCP と XBT による流速と水温の断面観測を行った。ADCP で得た流速記録から、浅瀬頂上部での半日周期外部潮汐流の振幅は約 30 cm s^{-1} で、潮流楕円がほぼ東西を向き海嶺に直交していることなど、効果的な内部潮汐の生成を裏付ける結果を得た。さらに、半日周期内部波に伴う詳細な水温・流速変動が得られ、海嶺の浅瀬斜面上には上下層で 40 cm s^{-1} を越える流速差と 40m に達する鉛直変位が見出された。半日周期成分に注目して解析した結果、内部潮汐流の等流速線は水平よりやや傾いて分布し、その傾きは浅瀬の東西で符号は逆だが絶対値は等しく、浅瀬西側の海底傾斜とほぼ一致することが分かった。また、浅瀬斜面上に見られた流速分布(等流速線)は上層から下層へ、即ち位相が上から下へ伝播し、振幅は特に浅瀬の西側斜面直上で大きく、 20 cm s^{-1} になることが分かった。特性曲線法による解析から、内部潮汐流がこの西側斜面直上で特に強い理由は連続成層場での半日周期内部波のエネルギーの伝播方向と海底傾斜がほぼ一致するためと推論された。海嶺の浅瀬上では内部波のエネルギーは西側の下方から東側上方へ伝播していると考えられ、さらにそのエネルギーは深海へ伝播すると推察された。

しかし、測定の時間間隔が長く、ADCP で得られた記録は上層の約 110 m 以浅であること、XBT 観測の測点間隔が広すぎたことにより、内部潮汐の生成・増幅過程の詳細は明らかにできず、等温線変位に見られた内部波の振幅や順圧流と内部波の鉛直構造の関係、非線形波動等の解釈は難しかった。そこで、半日周期内部波の生成機構の解明と観測された鉛直構造の解釈のため、現実の密度場と海底地形を考慮した鉛直二次元レベルモデルによる数値実験を行った。境界条件として外部潮汐流を与えると、伊豆海嶺の全域で内部波が発生し、観測された内部潮汐流を再現できることが分かった。特に浅瀬頂上付近では外部潮汐流により、内部潮汐がリー波として効果的に生成される過程が明らかとなり、観測された内部波の鉛直構造はこの過程で形成されることが分かった。さらに、浅瀬頂上部で発生した内部潮汐が鉛直斜め伝播する様子が認められたが、エネルギー的には鉛直第 1 モードの割合が 78% 以上を占めることが分かった。

以上の観測と数値実験により、半日周期内部波が伊豆海嶺北部で外部潮汐流により効果的に生成・増幅され、発生した内部波は鉛直第1モードの波として伝播していく過程が明らかとなった。

7. 3 今後の課題

本研究では、観測により得た記録から統計解析により内部潮汐の特徴を見出し、それを解析モデル及び数値モデル実験により説明・解釈してきた。係留観測期間には幸いにして、平均流が弱かったため、解析モデル・数値モデルを適用する際に海流を考慮せずに、観測結果をうまく説明することができた。しかし、相模湾の南方には黒潮が流れており、湾内の循環流はこの黒潮の影響を受けて大きく変動することが知られている。内部潮汐の伝播速度は 1 m s^{-1} 程度と遅いため、内部潮汐の伝播過程において循環流や海流の影響を無視することはできない。海流の影響は、その流れによる移流効果だけではなく、海流の水平シアや流れに伴う密度勾配など多岐にわたるものであり、それらと内部潮汐の伝播との関係は重要な研究課題である。

また、本研究では一年を通して内部潮汐が特に大きくなる夏から秋の成層期に注目してきた。内部波の伝播には密度の成層状態が最も重要な要素であると言え、春から初夏の成層の形成期や晩秋から冬にかけての混合層の形成期など、成層場の季節変化と内部波の消長については興味深い課題と言える。

内部波の生成においては外部潮汐流の移流が重要な役割を果たしていたが、それに加え海底地形、特に海底傾斜が生成された内部潮汐波の増幅・伝播過程に重要な役割を果たすことが指摘された。さらに、一般性を持たせるには内部潮汐の増幅機構に対する密度場、海底地形(特に海底傾斜)、外部潮汐流速等の寄与を明らかにする必要がある。また、伊豆海嶺で発生した内部潮汐が空間的にどのような構造を持って相模湾へ入射していくかということも明らかにする必要があるだろう。

伊豆海嶺を含め相模湾周辺は内部潮汐の研究をするには絶好の海域であると言え、今後さらに観測を積み重ね、内部波の物理的過程だけでなく、物質循環や生物生産へ果たす役割等についての研究も進めていきたい。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、ご指導していただいた東京水産大学海洋物理学研究室の須藤英雄教授、松山優治助教授に心より感謝致します。特に、松山優治助教授には終始有意義な議論をしていただいたこと非常に感謝しております。また、論文作成に当たり問題点を的確に指摘してくださった東京水産大学の鎌谷明善教授、大槻 晃教授、研究を進めていく上で助言をいただいた東京水産大学の長島秀樹助教授、吉田次郎博士、北海道大学理学部の日比谷紀之助教授に心から感謝致します。係留観測においては共同研究者である岩田静夫博士をはじめとする神奈川県水産試験場の方々、並びに「うしお」と「えのしま」の乗組員の方々に、海嶺域での ADCP 観測においては東京水産大学の石丸 隆助教授、「神鷹丸」の春日功船長をはじめとする乗組員の皆様に協力していただきました。つつしんで御礼申し上げます。最後になりましたが、観測等を手伝っていただいた東京水産大学海洋物理学研究室の皆様には感謝致します。本研究の数値実験では、東京水産大学情報処理センターFACOM M760/6 及び、クボタコンピュータ TITAN 1500 を使用した。

文 献

- Baines, P. G. 1973. The generation of internal tides by flat-bump topography. *Deep-Sea Res.*, **20**:179-205.
- Baines, P. G. 1982. On internal tide generation models. *Deep-Sea Res.*, **29**: 307-338.
- Baines, P. G. 1986. Internal tides, internal waves and near-inertial motions, p.19-32. In: *Baroclinic processes on continental shelves*, ed. by C.N.K. Mooers, American Geophysical Union, Washington, D. C.
- Brown, P. J. 1973. Kelvin-wave reflection in a semi-infinite canal. *J. Mar. Res.*, **15**: 301-327.
- Brink, K. H. 1988. On the effect of bottom friction on internal waves. *Continental Shelf Res.*, **8**: 397-403.
- Chereskin, T. K. 1983. Generation of internal waves in Massachusetts Bay. *J. Geophys. Res.*, **88**: 2649-2661.
- Defant, A. 1961. *Physical Oceanography*, Vol. II. New York, Pergamon Press. 598p.
- Gill, A. E. 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Orlando, Academic Press, Inc. 662p.
- Halpern, D. 1971. Semidiurnal internal tides in Massachusetts Bay. *J. Geophys. Res.*, **76**: 6573-6584.
- Hamatani, M. 1991. Internal tides generated over the Izu Ridge: Observation and modeling. Ph. D. Thesis, Univ. of Tokyo. 81p.
- Haurwitz, B. H. Stommel and W. H. Munk 1959. On the thermal unrest in the ocean, p.74-94. *In: The Atmosphere and the Sea in Motion*, The Rossby memorial volume, ed. by B. Bolin, The Rockefeller institute press, New York.
- Hibiya, T. 1986. Generation mechanism of internal waves by tidal flow over a sill. *J. Geophys. Res.*, **91**: 7697-7708.
- Hibiya, T. 1988. The generation of internal waves by tidal flow over Stellwagen Bank. *J. Geophys. Res.*, **93**: 533-542.
- Holloway, P. 1983. Internal tides on the Australian North-West Shelf: A preliminary investigation. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**: 1357-1370.
- Holloway, P. 1984. On the semidiurnal internal tide at a shelf-break region on the Australian North West Shelf. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**: 1787-1799.
- Holloway, P. 1991. On the Dissipation of internal Tides, p.197-225. *In: Tidal Hydrodynamics*, ed. by Bruce B. Parker, JOHN WILEY & SONS, INK., New York.
- Inaba, H. 1981. Circulation pattern and current variations with respect to tidal frequency in the sea near the head of Suruga Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **37**: 149-159.

- Inaba, H. 1982. Current and temperature variations in Suruga Bay. Ph.D. Thesis, Tokai Univ. 121p.
- Inaba, H. 1984. Current variation in the sea near the mouth of Suruga Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **40**: 193–198.
- Iwata, S. and M. Matsuyama 1989. Surface circulation in Sagami Bay: the response to variations of the Kuroshio Axis. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **45**: 310–320.
- 海上保安庁水路部 1983. 日本沿岸潮汐調和定数表. 東京, 日本水路協会. 172p.
- 梶浦欣二郎 1976, 海洋における内部波, p1–37. 海洋物理学Ⅱ, 寺本俊彦 編, 東京大学出版会, 東京.
- 金子新・伊藤集通 1994, ADCP の普及と海洋学の発展. 海の研究. **3**: 359–372.
- Kielman, J. and W. Duing 1974. Tidal and subinertial fluctuations in the Florida current. *J. Phys. Oceanogr.*, **4**: 227–236.
- Leblond, P. H. and L. A. Mysak 1978. *Waves in the Ocean*. Elsevier Oceanography Series., New York, 602p.
- Loder, J. W. and D. Brickman 1992. Derailed structure of currents and hydrography on the north side of Georges Bank. *J. Geophys. Res.*, **97**. 14331–14351.
- Lwiza, K. M. M., D. G. Bowers, and J. H. Simpson, Residual and tidal flow at a tidal mixing front in the North Sea. *Cont. Shelf Res.*, **11**, 1379–1395, 1991.
- Matsuno, T. 1991. Propagation of semi-diurnal internal tides observed off Fukushima, along the east coast of Japan. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **47**: 138–151.
- Matsuyama, M. 1985a. Internal tides in Uchiura Bay; Subsurface temperature observations near the bay head. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **41**: 135–144.
- Matsuyama, M. 1985b. Numerical experiments of internal tides in Suruga Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **41**: 145–156.
- Matsuyama, M. and T. Teramoto 1985. Observations of internal tides in Uchiura Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **41**: 39–48.
- 松山優治 1988. 駿河湾及び相模湾の循環流と潮流., 沿岸海洋研究ノート, 26(1): 21–32.
- Matsuyama, M. 1991. Internal tides in Uchiura Bay, p.449–468. *In: Tidal Hydrodynamics*, ed. By Bruce B. Parker, JOHN WILEY & SONS, INK., New York.
- 松山優治・岩田静夫 1985. 相模湾城ヶ島沖の陸棚上で観測された半日周期の内部波., 東京水産大学研究報告, **72**: 43–49.
- 松山優治・岩田静夫・前田明夫・鈴木亨 1992. 相模湾の急潮. 沿岸海洋研究ノート, **30**: 4–15.
- Nishida, H. 1980. Improved tidal charts for the western parts of the North Pacific Ocean. Rep.

- Hydrogr. Res., **15**: 55–70.
- Ogura, S. 1933. The Tides in the Seas Adjacent to Japan. Bull. Hydrog. Dep., Imper. Japan Navy, **7**.
- 大脇 厚 1991. 相模湾および駿河湾の内部潮汐に関する研究. 博士学位論文, 東京水産大学, 75p.
- Ohwaki, A and M. Matsuyama 1991. Numerical experiments of propagation and amplification of internal tides generated on the Izu–Ogasawara Ridge. J. Tokyo Univ. of Fisheries, **78**: 35–44.
- Ohwaki, A., M. Matsuyama and S. Iwata 1991. Evidence for predominance of internal tidal currents in Sagami and Suruga Bays. J. Oceanogr. Soc. Japan, **47**: 194–206.
- Ohwaki, A., M. Matsuyama and S. Nagashima 1994. Difference in the prevailing periods of internal tides between Sagami and Suruga Bay: Numerical experiments. J. Oceanogr., **50**: 449–463.
- Okazaki, M. 1990. Internal tidal waves and internal long period waves in the Sanriku coastal seas, eastern coast of northern Japan. La mer, **28**: 5–29.
- Rattray, M., Jr. 1960. On the coastal generation of internal tides. Tellus, **12**: 54–62.
- Rattray, M., Jr., J. G. Dworski and P. E. Kovalala 1969. Generation of long internal waves at the continental slope. Deep–Sea Res., **16**: 179–195.
- Roberts, J. 1975. Internal Gravity Waves, New York, MARCEL DEKKER, INC., 274p.
- Sandstrom, H. 1976. On topographic generation and coupling of internal waves. Geophys. Fluid Dynamics, **7**: 231–270.
- Sandstrom, H. and J. A. Elliot 1984. Internal tide and solitons on the Scotian Shelf: a nutrient pump at work. J. Geophys. Res., **89**: 6415–6426.
- Serpette, A. and Maze, R. 1989. Internal tides in the Bay of Biscay: a two–dimensional model. Cont. Shelf Res., **9**: 795–821.
- Sherwin, T. J. 1988. Analysis of an internal tide observed on the Malin Shelf, north of Ireland. J. Phys. Oceanogr., **18**: 1035–1050.
- Taylor, G. I. 1921. Tidal oscillations in gulfs and rectangular basins. Proc. Lond. Math. Soc., **20**: 148–181.
- Webb, A. J. and S. Pond 1986. A modal decomposition of the internal tide in a deep, strongly stratified inlet: Knight inlet, British Columbia. J. Geophys. Res., **91**: 9721–9738.
- Winant C. D. and A. W. Bratkovich 1981. Temperature and currents on the southern California Shelf: A description of the Variability. J. Phys. Oceanogr., **11**: 71–86.
- Wunsch, C. 1975. Internal Tides in the Ocean. Rev. Geophys. Space Phys., **13**: 167–182.