



Title	北海道余市沿岸の近慣性内部波
Author(s)	金成, 誠一; 小賀, 百樹; 竹内, 謙介; 辻, 正明
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 49, 369-379
Issue Date	1987-03-30
DOI	10.14943/gbhu.49.369
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/14183">http://hdl.handle.net/2115/14183</a>
Type	bulletin (article)
File Information	49_p369-379.pdf



[Instructions for use](#)

## 北海道余市沿岸の近慣性内部波

金 成 誠 一・小 賀 百 樹・竹 内 謙 介

北海道大学理学部地球物理学教室

辻 正 明

通産省公害資源研究所

(昭和61年11月20日受理)

### Near-inertial Internal Waves in the Area off Yoichi Coast of Hokkaido

By Sei-ichi KANARI, Momoki KOGA, Kensuke TAKEUCHI and Masa-aki TSUJI\*

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University.

(Received November 20, 1986)

Time and space structure of near-inertial currents on the sloping bottom were examined by a moored vertical array with seven current meters. The measured inertial internal waves exhibit upward energy propagation and bottom amplification. The resultant characteristics of the near-inertial internal waves are qualitatively explainable by the ray characteristics assuming that the waves are secondarily generated at the head of the Yoichi Spur valley and transmitted toward the shore through a negative vorticity area due to geostrophic summer circulation, and reflected back to the surface. Energy amplifications near the bottom are also explained by ray concentration near the sloping bottom, as well as amplifications of the surface generated waves as they are reflected back to the deep.

#### I. は じ め に

石狩湾西部海域の余市沿岸は、比較的なだらかな海底地形を持っているが、湾口部に余市海脚 (Yoichi Spur) と呼ばれる急峻な海底地形からなり、海脚頂部から沖に向けて海底が落ち込んでいる (Fig. 1)。石狩湾沖には対馬暖流が北上しており、強勢な暖流の擾乱が一部、石狩湾に浸入する可能性は大きい。

これまで、石狩湾西部海域で流速観測が行なわれたことは殆んどなく、この海域の流動特性についてはあまり知られていなかった。

この海域の潮流特性を明らかにする目的で昭和60年8月に通産省公害資源研究所との共同観測を実施したが、大方の予想に反して潮流成分は殆んど観測されず、約2週間にわたる記録の大部分が慣性周期の流れであった。

最近の海洋の内部波研究では近慣性周期内部波\*\*が急に注目を浴びはじめており、近慣性内部波伝播を取扱った論文が急増しつつある。この傾向は、海洋表層混合層のエネルギーシンクとして近慣性内部波が

\* National Research Institute for Pollution and Resources, Agency of Industrial Science and Technology, Ministry of International Trade and Industry, Yatabe, Ibaraki, 305 Japan.

\*\* Kunze and Sanford (1986) にならって、近慣性波を  $f < \sigma < 1.1f$  とする。余市沖では周期 17.4 時間から 15.8 時間までの波に対応する。

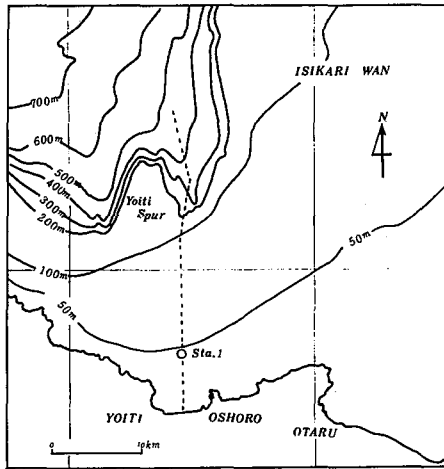


Fig. 1. Map of the study area.

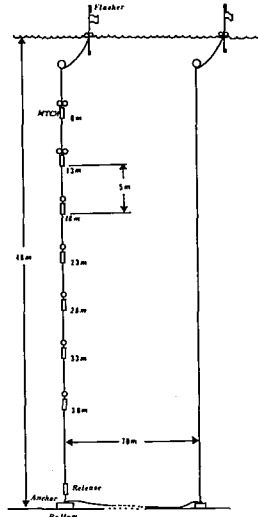


Fig. 2. Schematics of moored current-meter array.

重要な働きをしているらしい (Pollard and Millard (1970), Kundu (1976), D'asaro (1984)) ことが指摘されたことによると思われる。このような情勢を顧みるならば、昭和 60 年の観測で慣性流が観測されたということは極めて幸運なことというべきかも知れない。

本報告では観測された記録のうち前半 200 時間分のデータを解析し、石狩湾西部海域の近慣性内部波の伝播特性を考察する。

## II. けい留系

観測は北緯 43 度 15.3 分東経 140 度 49.3 分の水深 48 m の地点 (Fig. 1 の sta. 1) に鉛直 7 層の流速計を係留し、昭和 60 年 8 月 20 日から 9 月 6 日までの 17 日間にわたって記録を行なった。用いた流速計はいずれも MTCM-ST 型で、流向・流速の他に水温、塩分センサーをそなえた内臓記録型 (カセット磁気テープ記録) である。係留は海底からの立ち上げ方式とし、海底上 10 m に最深層の流速計、その上方に 5 m 毎に各流速計が設置された。各データはそれぞれ 5 分毎に収録される。用いた流速計の設置状況を Fig. 2 に示す。MTCM-ST 型 1 機の水中重量は 24.8 kg で 7 台の水中総重量は 174 kg に達する。系を構成するワイヤー、シャックル等の総重量は約 40 kg であり、系の立ち上げに浮力 18 kg の球形浮子 16 コを用いた。差引き 74 kg の余剰浮力が系を鉛直に立ち上げる力となっている。この系の固定用主アンカーには 30 kg の鋼材 6 本 (180 kg) を用いた。主アンカー直上にはタイマー型切離し装置をつけ、所定の時間にアンカーと系が切り離されて系が浮上するようにしてあるが、主アンカーの直上から側方 70 m、更に水面に達する予備回収索を延ばし、万一の場合にそなえた。

## III. 流速変動特性

得られた流速データのうち、第 5 層 (30 m) の流速時系列の後半部はロータ不調のために記録が不良であった。Fig. 3 に各層毎の流速ベクトルの時系列を示してあるが、後半欠測の第 5 層を除いても、全体として約 17 時間 (当該地点の慣性周期:  $T_p=17.4$  時間) の慣性周期変動が明瞭にみられる。更に、特徴的なことは、表層附近及び海底近傍で流速振幅が大きく、とくに、表層よりも海底に近いほど流速の増大がみられることである。また、同一層の流速ベクトルは時間と共に時計まわりに廻転している場合が多く、これも流速変動が慣性流であることを示している。

以上のような、明らかな特徴をふまえて、以下では慣性振動もしくは慣性周期内部波として解析を進め

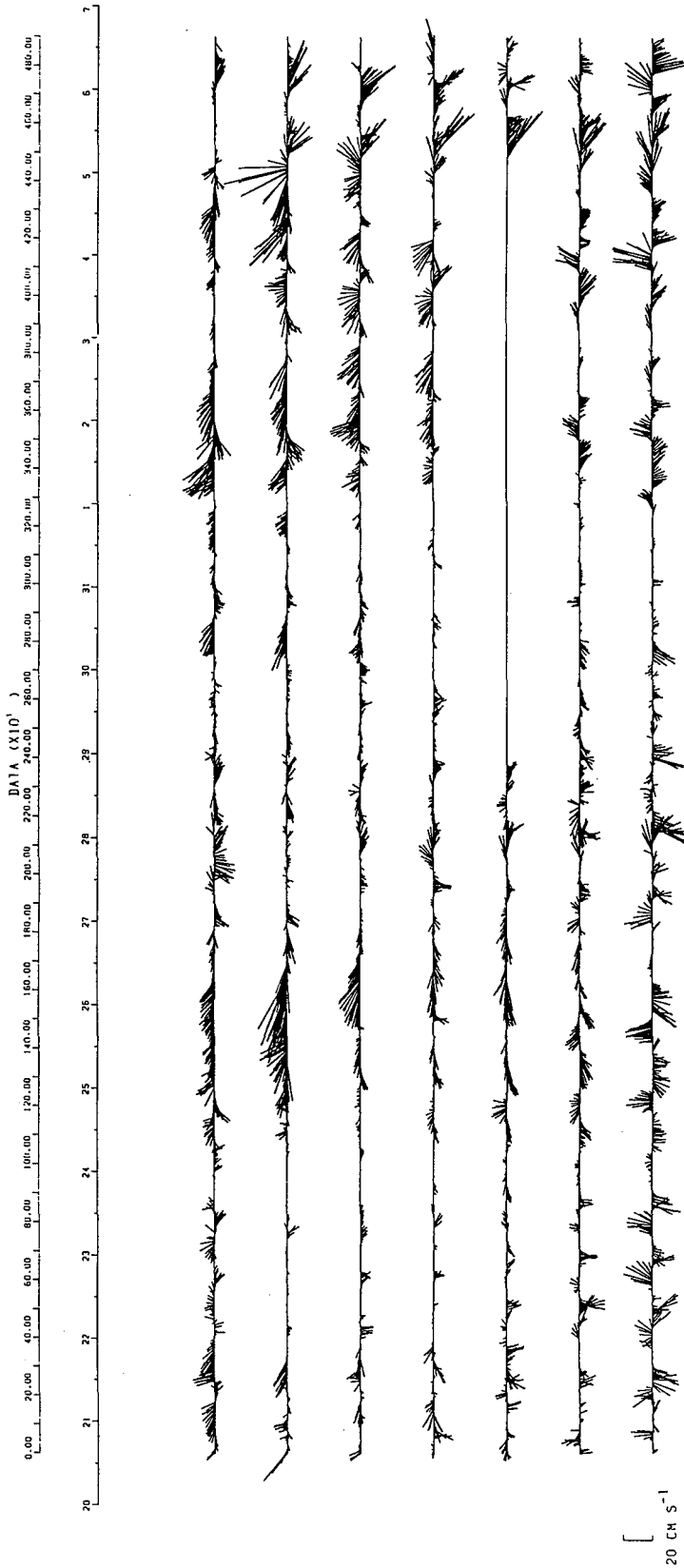


Fig. 3. Raw data of current vector time series at seven layers. Date is given by the numeral at the top.

る。記録からも明らかなように、流速データには潮汐周期成分が殆んど現われていないが、以下の解析では、1時間毎にサンプルした前半200時間分の流速データを用い、これに周期9時間から25時間のバンドパスフィルターをかけ、短周期成分および25時間以上の長周期成分のみを除去し、あえて潮汐周期成分の除去は行なわなかった。後半のデータを含む、より詳細な解析については稿を更めて報告する予定である。

#### IV. 解 析

##### 1) フーリエ振巾の特性

前半200時間分のデータにバンドパスフィルターをかけたあとのベクトル時系列を Fig. 4 に示す。この時系列の  $u$ ,  $v$  成分がどのような周期成分から成るかをみるために、 $u$ ,  $v$  各分値時系列のフーリエ振巾及び位相を求めたが、振巾の計算結果は Fig. 5 に示す。

Fig. 5 のたて軸に沿った数字は層の番号で、1は第1層目(水面下8 m)、7は第7層目(水面下38 m)を表わす。各層のたて軸は線型相対振巾、横軸は10時間から20時間までの周期、 $M_2$ ,  $T_p$  はそれぞれ半日周潮周期及び慣性周期を表わしている。 $u$ ,  $v$  成分共に  $T_p$  近傍に必ずピークを持っているとは云えないが、全層を通じて  $u$ ,  $v$  もしくはいずれか一方が  $T_p$  近傍にピークを持つことは明らかである。第5層から下では、僅かに半日周潮成分がみられるが、あまり顕著ではない。第2層から下層では15時間前後に弱いピークが認められ、第1層の  $u$  成分には、これがやや長周期側にシフトした形で顕著なピークとなっているのが認められる。

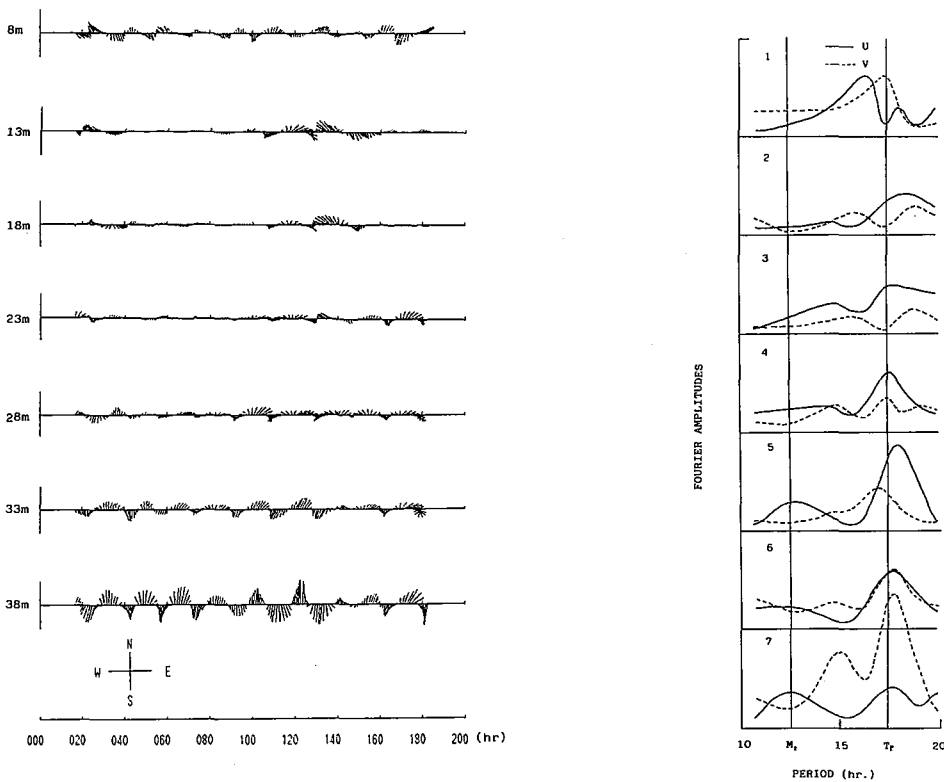


Fig. 4. Filtered current vector time series.

Fig. 5. Fourier amplitude of current components of  $U$  and  $V$  with the periods from 10 to 20 hours.

2) ロータリースペクトル

流速ベクトル時系列からロータリースペクトルを求める方法については Gonella (1972) が詳しく述べている。ここでは Gonella の方法に従って、ロータリースペクトルを求める。

すでに、 $u(t)$ ,  $v(t)$  に対するフーリエ係数  $a_u$ ,  $b_u$ ,  $a_v$ ,  $b_v$  が 10 時間から 20 時間の周期に対応した周波数帯の角周波数  $\sigma$  について決定されているので、この係数を用いてスカラー成分  $u(t)$ ,  $v(t)$  の autospectra  $P_{uu}$ ,  $P_{vv}$  および cross spectra  $P_{uv}$ , quadrature spectra  $Q_{uv}$  を次のように計算することができる。

$$\begin{aligned}
 P_{uu} &= \frac{1}{2} (a_u^2 + b_u^2) \\
 P_{vv} &= \frac{1}{2} (a_v^2 + b_v^2) \\
 P_{uv} &= \frac{1}{2} (a_u a_v + b_u b_v) \\
 Q_{uv} &= \frac{1}{2} (a_u b_v - a_v b_u)
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

(1)の結果を用いて、時計まわり廻転スペクトル  $S_-$  および反時計まわり廻転スペクトル  $S_+$  はそれぞれ次のように与えられる。

$$S_- = \frac{1}{8} \{P_{uu} + P_{vv} - 2 Q_{uv}\}
 \tag{2}$$

$$S_+ = \frac{1}{8} \{P_{uu} + P_{vv} + 2 Q_{uv}\}
 \tag{3}$$

したがって Total スペクトル  $S_t$  は

$$S_t = \frac{1}{4} \{P_{uu} + P_{vv}\}
 \tag{4}$$

となる。

時計まわり、反時計まわりのいずれかが卓越しているかの目安は、ロータリー係数  $C_R$ , すなわち

$$C_R = \frac{S_- - S_+}{S_t} = \frac{-2 Q_{uv}}{P_{uu} + P_{vv}}
 \tag{5}$$

で与えられる。FOFONOFF (1969) はこれをロータリーコヒーレンスと名づけている。

Table. 1 は上の方法によって求めた各層の廻転スペクトルのうち、慣性周期,  $T_p=17.4$  hr (周波数  $F=0.0575$  CPH) に対応するベクトル廻転特性だけを示したものである。廻転コヒーレンスは最下層を除きすべて負の値を示しており流速ベクトルが時間と共に時計まわりに変化していることを示しており、Fig. 3 から目視で認められた結果と矛盾しない。最下層の廻転コヒーレンスは正の値で反時計まわりに対応しているが、コヒーレンスの値そのものはきわめて小さい。これは、 $S_-$  と  $S_+$  がほぼ同じ値となっていることに対応し、時計まわり成分と反時計まわり成分がほぼ同率で混在していることを意味している。したがっ

**Table 1.** Rotary characteristics of inertial current vector time seriee at each layer.

T=17.4 hr	F	$S_+$	$S_-$	$S_t$	CR	PHAI	Rotation
8 m	0.0575	0.1650	0.1752	0.1701	-0.030	-174.4	CW
13 m	0.0575	0.0254	0.0651	0.0453	-0.439	-68.9	CW
18 m	0.0575	0.0939	0.1148	0.1044	-0.100	-108.7	CW
23 m	0.0575	0.0450	0.4221	0.2335	-0.807	-69.9	CW
28 m	0.0575	0.1167	0.4180	0.2674	-0.563	-38.7	CW
33 m	0.0575	0.1250	0.4475	0.2863	-0.563	-34.3	CW
38 m	0.0575	0.8345	0.8295	0.8320	0.003	0.3	ACW
Mean <St>				0.277			

て、廻転コヒーレンスの符号だけを見て廻転方向を判断するのは正しくない。各層の  $S_+$ ,  $S_-$  の値から明らかかなように、全層を通じて時計まわりと反時計まわり成分が共存しており、最下層を除く6つの層では時計まわりがやや卓越しており、最下層では逆に反時計まわり成分が僅かに勝っていることを表わしている。

近慣性周期波の水粒子ベクトルは、北半球にあっては時間と共に時計まわりに廻転する。しかし、この波が伝播途中で海底地形等により位相ベクトルの水平分値が逆符号になるような反射を受けたときのみ廻転ベクトルの方向が逆転する。つまり傾斜水底に水平に波がぶつかったとき、そこで水粒子の運動が抱束される。これは、境界条件により水底に直角な水粒子運動が許されないために水粒子速度の位相反転が起ることを意味する。たとえば、時計まわりの  $u$ ,  $v$  に対して、 $v$  に直角な海底があると、反射によって、 $v$  の位相だけが逆転する。その結果、反射された波の  $u$ ,  $v$  は反時計まわりになる。したがって、内部慣性波のように位相ベクトルが水平、鉛直両成分を持ち得る波では、沿岸域の傾斜海底による反射により水粒子ベクトルの廻転が反時計まわりの波が形成され、時計まわりと反時計まわりの波が共存する可能性は十分考えられる。

### 3) 鉛直波数スペクトル

一般に、鉛直伝播成分を持つ内部波では、水粒子ベクトルの向きが深さと共に変わる。深さと共にベクトルの向きが時計まわりに変化するとき、波の位相ベクトル  $C_i$  及び波数ベクトル  $\mathbf{K}$  は上向きとなる。波のエネルギーの伝播方向は位相ベクトルや波数ベクトルにほぼ直角(周波数により若干変わる)に伝播する。 $C_i$  や  $\mathbf{K}$  が斜上方を向いているとき、波のエネルギーは  $C_i$  や  $\mathbf{K}$  に直角な斜下方に伝播される。水粒子ベクトルが深さと共に反時計まわりに変化する場合は、波のエネルギーは斜上方に伝播される。したがって、水粒子ベクトルの深さに対する依存性を知ることは海洋の内部波伝播特性を明らかにする上できわめて重要である。しかしながら、水粒子ベクトルの方向の鉛直分布を決めるには流速の鉛直プロファイルを知ることが第1に必要である。最近10年間で流速プロファイル計測手法が進歩し、水粒子ベクトルの鉛直分布を可成りの精度で測定できるようになった。その結果、鉛直波数展開による内部潮汐、慣性内部波の解析手法を適用した論文が急増しつつある(たとえば LEAMAN and SANFORD (1975), KUNZE and SANFORD (1986), FU (1981), D'ASARO and PERKINS (1984))。

鉛直波数に関する廻転スペクトルは、時間軸を鉛直座標に、角周波数のかわりに鉛直波数を置き換えれば GONELLA (1972) の方法をそのまま適用できる。

Fig. 6 は各周波数毎に7層の流速振巾から計算した鉛直波数スペクトルを等値線の形で表現したもので、鉛直波数が負の部分は波のエネルギーが上向きに伝播する反時計まわり波、鉛直波数が正の部分は波のエネルギーが海面から海底に向かうことを示す。また、波数0の線はバロトロピック成分を表わし、もしも通常の潮汐が卓越していれば、波数0の線上で、潮汐周期に対応する周波数のところに主要なピークが現われる筈である。しかし、Fig. 6 から明らかかなように、周波数  $0.08 \text{ cph}$  (半日周潮) の波数0の線上にピークは認められず、周波数  $0.04 \text{ cph}$  (日周潮) の波数0の線上に僅かに5.0の値が、また、半日周期の第1モードでは下向き伝播(エネルギー-)が約10.0、上向き伝播波が約20.0程度の波が認められる。いづれにしても、バロトロピック潮汐はきわめて弱く、日周内部潮汐波の第1モードがやや強い程度であり、近慣性周期波(周波数  $0.0575 \text{ cph}$ ) のピーク約100.0にくらべ、きわめて小さい。

周波数  $0.0575$  の慣性波の近傍では、波数に関し比較的中の広いピークがみられるが、主要部は上方伝播の第1モードに在り、若干弱い成分が、バロトロピック及び上方伝播の第2モード並びに下方伝播の第1モードにわたって広がっている。主要部のパワーが圧倒的に大きいことから、観測された流速変動の大部分が近慣性内部波の第1モードから成っていると結論することができる。

この他に、周波数  $0.055 \text{ cph}$  (周期約18時間) 附近の第1モードに近慣性波から独立したピークが認められる。近慣性波も含めていづれも上方伝播波であり、海底起源の波であることを示唆している。

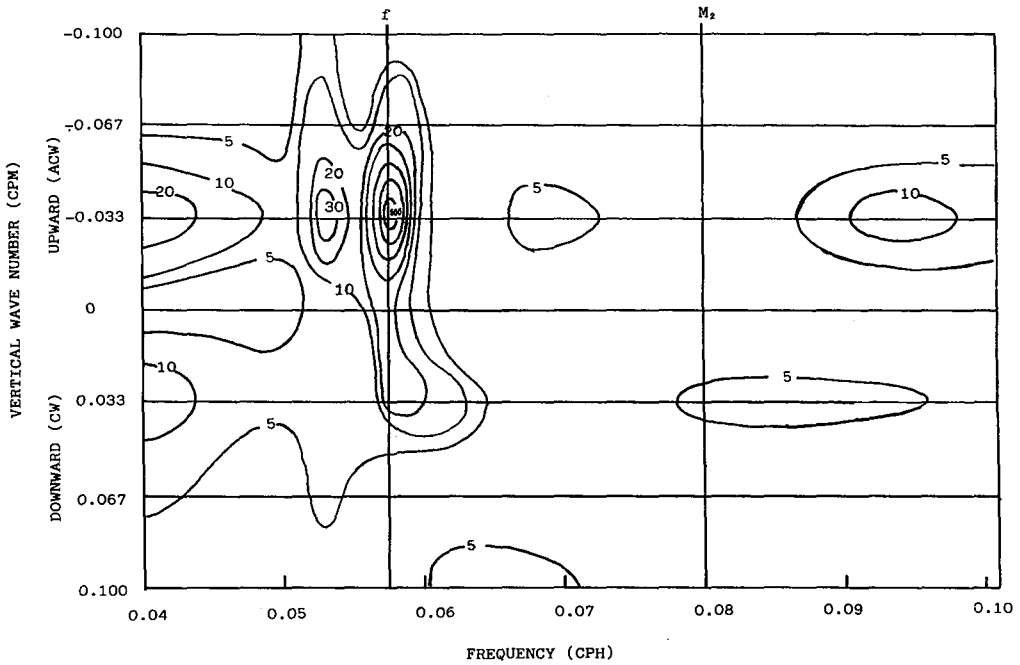


Fig. 6. Vertical wave number-frequency spectra. Negative wave number corresponds to the upward wave energy transmission. Zero wave number energy is due to barotropic motion.

以上の解析結果から、近慣性周期波に注目し、その特性を要約すると

- (1) 観測された波の主要部は内部波である。
- (2) 第1モードの上方へのエネルギー伝播が卓越し、海底起源の波を示唆するが、弱いながら海面起源の波も共存する。
- (3) 同一層の水粒子ベクトルの時間変化は、いつれの層でも時計まわり、反時計まわり波が共存しているが、海底近傍を除き時計まわり波がやや強い。
- (4) 海面及び海底近傍で流速振巾、したがってエネルギーが高く、特に海底附近にエネルギーの集中が認められる。

### V. 解析結果に対する考察

周波数  $\sigma$  の内部波がバイサラ周波数  $N(z)$  の海を伝播する場合、伝播が  $y-z$  面内 ( $y$  は岸に直角に北向き) で行なわれるならば、波の伝播方向 ( $Cg$  の方向) は

$$\frac{dz}{dy} = \pm \left[ \frac{\sigma^2 - f^2}{N(z)^2 - \sigma^2} \right]^{1/2}, \quad (f = 2\Omega \sin \varphi) \tag{6}$$

与えられる。ここに  $f$  はコリオリのパラメータである。 $\sigma = f$  の慣性内部波では  $\frac{dz}{dy} = 0$  となり、 $Cg$  の上下方向の伝播は起らない。

しかし、場に渦度が存在する場合は、波は渦度による廻転と地球自転に基づく廻転の影響を同時に受けるので、波が感ずる渦度は、場の相対渦度と惑星渦度の和になる。場の渦度を  $\zeta$  とすると、波の受ける実効渦度  $f_e$  は

$$f_e = f + \frac{1}{2} \zeta \tag{7}$$



で与えられる (KUNGE, 1985).

このような渦の場では, (6)式中の  $f$  に  $f_e$  を置きかえた形, すなわち,

$$\frac{dy}{dz} = \pm \left[ \frac{\sigma^2 - f_e^2}{N(z)^2 - \sigma^2} \right]^{1/2} \quad (8)$$

が伝播特性となり,  $\sigma = f$  で  $\frac{dy}{dz} \neq 0$  となる. すなわち, 本来慣性周期では, 水粒子ベクトルの廻転面は水平であるが, 場に渦度があると, 渦度の強さに応じて水粒子ベクトルの廻転面は水平面から傾いてくる. この傾きが内部波の上下伝播の原因となる.

同時に, 渦なしの場では,  $\sigma = f$  が内部波の下限周波数を与えるが, 場に渦度があると, 下限周波数は  $\sigma = f_e$  となり,  $\xi$  の正負に応じ, 内部波の帯域巾が狭くなったり広くなったりする. 渦度が限られた領域に在る場合は特定の周波数の波が渦の場にトラップされたり, あるいは逆に外部の特定の周波数の波が渦の場に入射することを禁じられるということが起る. 同様なことは鉛直シアーの場でも生ずる. MOOERS (1970) は密度の基本場が  $y, z$  の関数で与えられる場合について, 場に地衡流にもとづく鉛直シアー,  $\bar{u}_z$  が在るときの Ray の伝播を

$$\frac{dz}{dy} = - \frac{M^2 \pm \{M^4 + [\sigma^2 - f(f - U_z)](N^2 - \sigma^2)\}^{1/2}}{(N^2 - \sigma^2)}$$

ただし,  $N^2 = - (g/\rho_0) \bar{\rho}_z$ ,

$$M^2 = - (g/\rho_0) \bar{\rho}_y = f \bar{u}_z$$

で与えている. ここに  $\bar{u}$  は地衡流バランスによる岸沿いの流れである.

Fig. 7 は昭和 60 年 7 月に行なわれた北海道中央水産試験場の CTD 観測データ (北海道立中央水産試験場, 昭和 60 年) に基づいて計算した地衡流場による石狩湾内の循環を模式的に示したものであるが, この循環から, 循環内部の渦度は  $\xi = -5.3 \times 10^{-6} (1/s)$  と見積られた. これは  $\frac{1}{2} \xi = -0.0095 \text{ cph}$  に相当し, (7) により  $f_e$  を計算すると  $f_e = 0.048 \text{ cph}$  となる. 流速観測点は Fig. 7 の循環の端 (●印) に位置し, きわどいところに在るが, 循環の場の変動は十分あり得るので流速観測期間に観測点が循環内に含まれる可能性は十分考えられる.

海面における気象擾乱の通過により, 慣性流が生ずることは良く知られている (POLLARD and MILLARD (1970), KUNDU (1976)) が, 海洋表層の慣性流は混合層の底部で内部慣性流を誘発し, 深部に伝播する (LEAMAN, 1976; JOHNSON et al, 1976; D'ASARO and PERKINS, 1984). 沖合で形成された内部慣性波は海底地形との相互作用により二次的な内部慣性波を形成することは十分考えられる.

Fig. 8 (a) は流速観測点と余市海脚先端を通る海底地形断面を示したものであるが, 岸から約 27 km 沖までの海底は傾斜 0.3 度の比較的ゆるやかな地形を示す. 27 km の海脚先端からは傾斜 7° の斜面が水深 500 m まで続き, その沖合は再びゆるやかな斜面となっている.

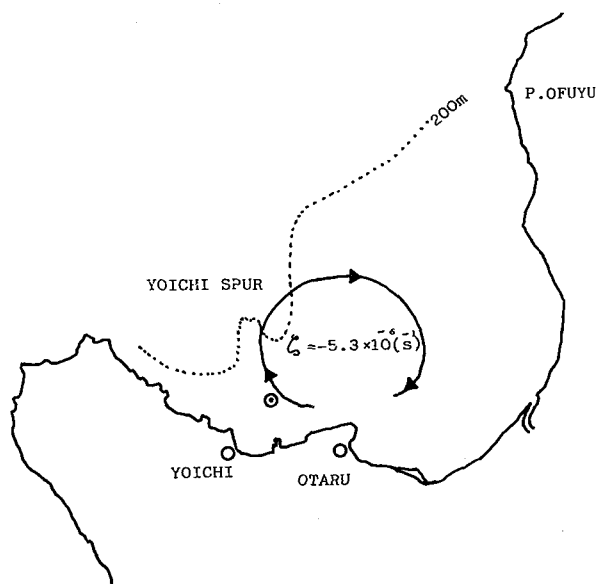


Fig. 7. Schematics of geostrophic clockwise summer circulation in Ishikari Bay.

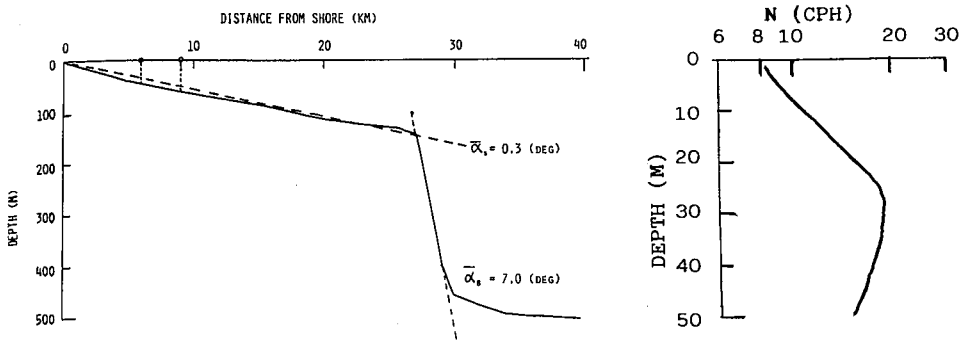


Fig. 8. Bottom cross-section along the line through Sta.1 and Yoichi Spur (a), and vertical profile of stability frequency  $N(z)$  estimated from CTD Data (b).

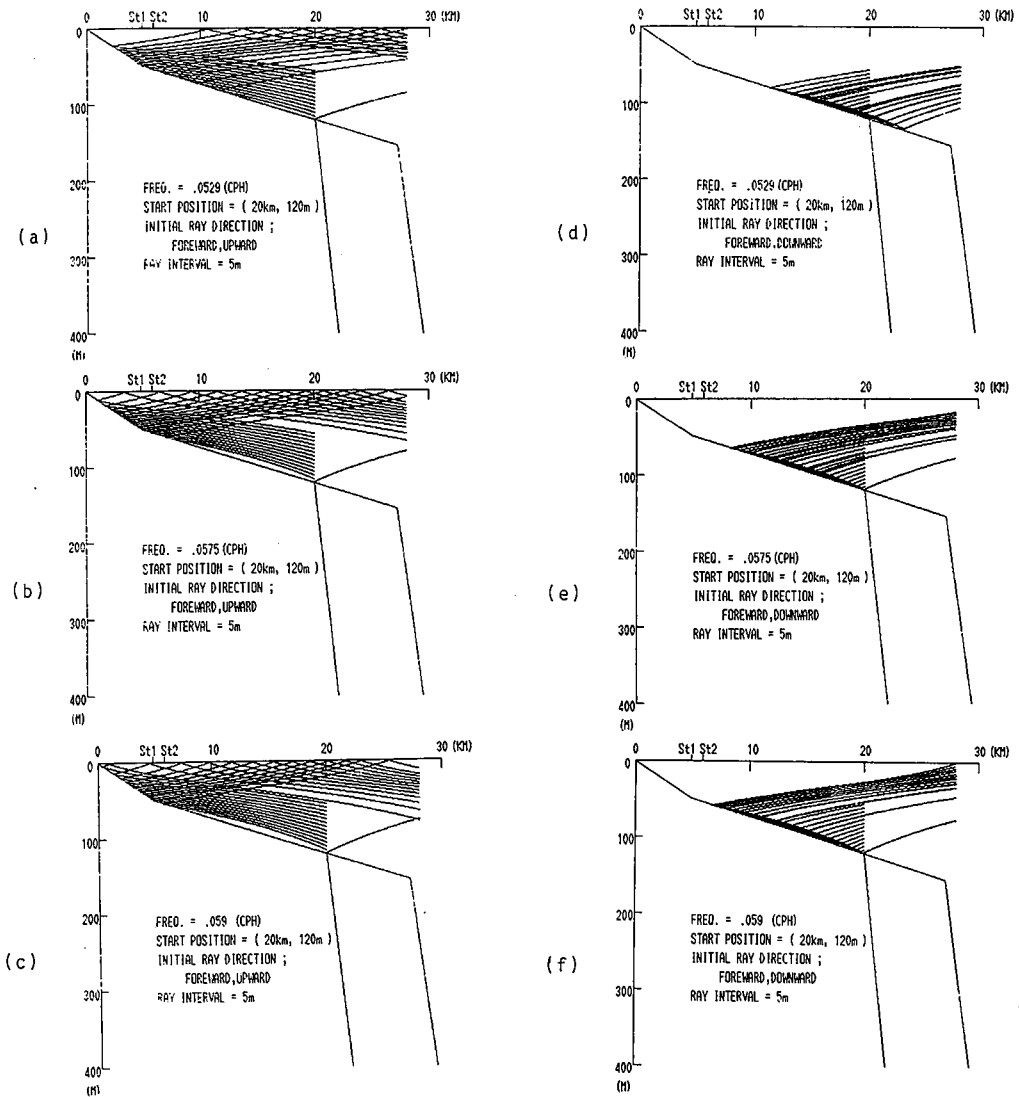


Fig. 9. Ray path of the near-inertial internal waves originated the head of the Yoichi Spur valley 20km off the Yoichi coast.

海脚基部の谷部は Fig. 7 の循環の北端に含まれており、谷部周辺の慣性流と急峻な地形の相互作用により海脚頭部又は谷部近傍で二次的内部慣性波の射出が起ることが予想される。

海脚基部の谷頭近傍（距岸 20 km、深度 50 m~120 m）に二次慣性流波源を仮定し、(8)式によって岸向きの Ray を計算した結果を Fig. 9 に示す。この計算で、 $N(z)$  の分布は北海道中央水試の CTD データから決定した Fig. 8 (b) に示す形とし、50 m 以深では深さと共に指数関数的に減少すると仮定した。

Fig. 9 (a, b, c) はそれぞれ周波数 0.0529 *cp/h*、0.0575 *cp/h* および 0.0590 *cp/h* に対する上方射出の Ray (d, e, f) はそれぞれ対応する周波数の下方射出の Ray の伝播の様態を示したものである。岸寄りの St. 1 は流速観測点を表わす。Fig. 9 (d, e, f) の下方射出の場合は、海底で反射された Ray はすべて沖側に伝播し、観測点 St. 1 には達しない。これに対し、上方射出の Ray の場合は岸側に伝播するにつれて、密度成層に基づく refraction のために観測点近傍の海底附近で Ray の集中が起り、より岸側の傾斜海底で反射されたあとは、水平の伝播方向を逆転し海面に向っている。周波数 0.0529 *cp/h* では観測点の表層 20 m 位まで Ray が出現しないという結果になっているが、慣性周期に対応する 0.0575 *cp/h* 及びそれよりやや高周波の 0.0590 *cp/h* では、観測点近傍の海底附近の Ray の集中と全層を通じた上方伝播波の存在が定性的に観測結果と矛盾しない。

Fig. 10 は、周波数 0.0575 *cp/h* の慣性波源が海面上に一樣に分布している場合の Ray の伝播を示したものであるが、この場合は観測点全層で下向き伝播波となり、やはり海底附近に Ray の集中がみられる。恐らく、このケースは、海面直上の気象擾乱の強さに直接支配され、擾乱のエネルギーに応じて Ray の強弱が決まると思われる。また、このケースでは、海底の反射波の海底近傍における Ray の集中が海底に近いほど強いという傾向は、上方伝播の場合よりも強い。この傾向は水粒子ベクトル回転が、海底に近い 38 m 層だけ反時計まわり成分の方がやや強いという回転スペクトルの解析結果とも矛盾しない。

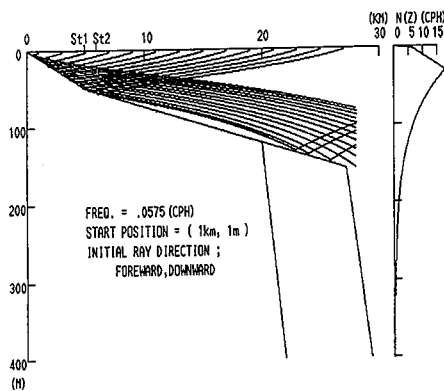


Fig. 10. Ray path of the near-inertial waves originated from sea surface.

## VI. ま と め

昭和 60 年 8 月 20 日から 9 月 6 日までの余市沖 7 層流速観測データの解析により、観測期間中、この海域では慣性周期内部波の卓越が認められ、この慣性波の特性として

- i) エネルギーの上方伝播と下方伝播が混在するが、全般的に上方伝播波が圧倒的に卓越している。
- ii) いづれの向きの伝播波も海底近傍でエネルギーが高い。
- iii) 水粒子ベクトルの同一層における回転特性は、時計まわりと反時計まわりが混在しているが、海底近傍の 38 m 層では反時計まわりがやや卓越し、その他の層では、いづれも時計まわり波の卓越が認められる。

などの事実が明らかになった。

このような近慣性内部波の特徴は、余市沖 20 km~30 km に沖に存在する余市海脚の基部で近慣性内部波の二次射出が起ると考えると定性的に解析結果をうまく説明することができる。鉛直波数スペクトルの解析結果では、上方伝播波の第 1 モードが卓越していることが明らかになったが、同時に、下方伝播の第 1 モードも弱いながら存在する。これは、海面起源の慣性波と考えることにより、海底近傍でのエネルギー増幅及び反射後の位相反転にもとづく反時計まわりベクトルの形成などがうまく説明される。

この解析では、Ray の伝播に際して負の地衡流性渦度による限界周波数のシフトを仮定しているが、Fig.

9及びFig.10のRay-Tracingではこの渦度が海域全体に分布していると仮定している。実際には、観測点から沖合2.5 km位までが渦度の存在範囲であり、渦域の外側ではRayの経路が若干変わる可能性がある。また、渦内部で形成された限界周波数近くの波は渦域内にトラップされ、渦域外に伝播することは許されないが、この周波数帯の波については言及していないので限定された渦域に対して上記の結論を大幅に変える必要はなさそうである。

最後に、昭和61年度にも同海域で同様な流速観測を試みたが、60年度の観測とは逆に、慣性波よりも潮汐周期の流れが卓越しているという結果が得られた。もともと、日本海側は太平洋側に比べて全般的に潮汐が小さいために、気象擾乱が小さいか、大潮に近い状況では潮汐成分が卓越し、気象擾乱が強いと慣性周期流が卓越するというを示しているように思われる。

謝辞 こほ研究を遂行するにあたり、測流系の設置に協力していただいた小樽市漁業協同組合並びに同漁協忍路漁区の方々、また、測流系の設置、回収にあたり協力していただいた北海道大学理学部海洋物理学講座の院生諸氏に心から謝意を表します。

#### 文 献

- 北海道立中央水産試験場, 昭和60年, 石狩湾海域生態調査報告書, 昭和61年3月, 1-167.
- D'ASARO, E. A., 1984. Wind forced internal waves in the North Pacific and Sargasso Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 781-794.
- D'ASARO, E. A., and H. PERKINS, 1984. A near-inertial wave spectrum for the Sargasso Sea in late summer. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 489-505.
- FU, L. L., 1981. Observations and models of inertial waves in the deep ocean. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **19**, 141-170.
- GONELLA J., 1972. A rotary-component method for analysing meteorological and oceanographic vector time series. *Deep-Sea Res.*, **19**, 833-846.
- JOHNSON, W. R., J. C. Van LEER and C. N. K. MOOERS, 1976. A cyclesonde view of coastal upwelling. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 556-574.
- KUNDU, P. K., 1976. An analysis of inertial oscillations observed near Oregon coast. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 879-893.
- KUNZE, E., and T. B. SANFORD, 1986. Near inertial wave interactions with mean flow and bottom topography near Caryn seamount. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 109-120.
- LEAMAN, K. D., and T. B. SANFORD, 1975. Vertical energy propagation of inertial waves: a vector spectral analysis of velocity profiles. *J. Geophys. Res.*, **80**, 1975-1978.
- MOOERS, C. N. K., 1975. Several effects of a baroclinic current on the cross-stream propagation of inertial internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.*, **6**, 245-275.
- POLLARD, R. T., and R. C. MILLARD, JR., 1970. Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. *Deep-Sea Res.*, **17**, 813-821.