HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	津軽海峡の潮汐・潮流
Author(s)	磯田, 豊; 馬場, 和美
Citation	北海道大學水産學部研究彙報, 49(3), 117-130
Issue Date	1998-12
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/24174
Type	bulletin (article)
File Information	49(3)_P117-130.pdf

Instructions for use

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北 大 水 産 彙 報
49(3), 117-130, 1998.

津軽海峡の潮汐・潮流

磯田　豊[1)]・馬場　和美[2)]

Tides and Tidal Currents in the Tsugaru Strait

Yutaka ISODA[1)] and Kazumi BABA[2)]

Abstract

To understand the characteristics of tides and tidal currents in the Tsugaru Strait, the non-linear interaction between tidal current and a flow passing through the strait from the Japan Sea to the Pacific Ocean is one of the important dynamics of tide, which has been already suggested by Ogura (1933). In the present study, such non-linear interaction was investigated with use of two-dimensional numerical and one-dimensional analytical models. It is shown that the influence of the secondary flow generated by the non-linear interaction is large, when the tidal period is longer or the lateral gradient of tidal current amplitude is larger.

Essentially, both of semi-diurnal and diurnal tides in the Tsugaru Strait are the standing waves which have phases of tides about 90 degrees different from those of the tidal current, and they are understood with a composite of the incident waves entering from both sides of strait. The semi-diurnal tide is in-phase in all of the strait and tidal current is relatively weak (25-30 cm/s). For the diurnal tide, a node like as the amphidromic point is located near the western entrance, and then the diurnal current is most dominant (60-90 cm/s) in the strait. In the range of diurnal period, the secondary flow is effective (its maximum amplitude is about 40 cm/s), and hence the diurnal current phase due to the standing waves is remarkably changed.

Key words: Tsugaru Strait, Tides and tidal currents, Non-linear interaction

緒　　言

津軽海峡は太平洋と日本海を結ぶ海峡で，東西の長さは約 100 km，平均幅は約 40 km，平均水深は約 150 m である。海峡内に突き出した海峡西口の竜飛崎と東口の大間崎において，海峡幅は最も狭くなり約 20 km となる (Fig. 1 を参照)。津軽海峡で最も卓越する流れは対馬暖流から分岐した日本海から太平洋への通過流であり，最狭部における流速値は最大 150 cm/s にも達する。海峡内で次に卓越する流れは，本論文で注目する日周潮流である。津軽海峡における潮位分布がたいへん特異な様相を呈することは，古くは小倉 (1932, 1933) によって指摘されているものの，その力学的解釈はまだ十分に行なわれていない。

小田巻 (1984) は津軽海峡内の潮汐・潮流資料を再整理し，M2 (K1) 分潮と S2 (O1) 分潮の振幅比と位相差がほぼ等しいこと，そして半日および日周潮汐の潮位と潮流に興味深い位相関係の

1) 北海道大学水産学部物理海洋学講座
(*Laboratory of Physical Oceanography, Faculty of Fisheries, Hokkaido University*)
2) 日本海洋事業 (株)
(*Nippon Marine Enterprises Ltd.*)

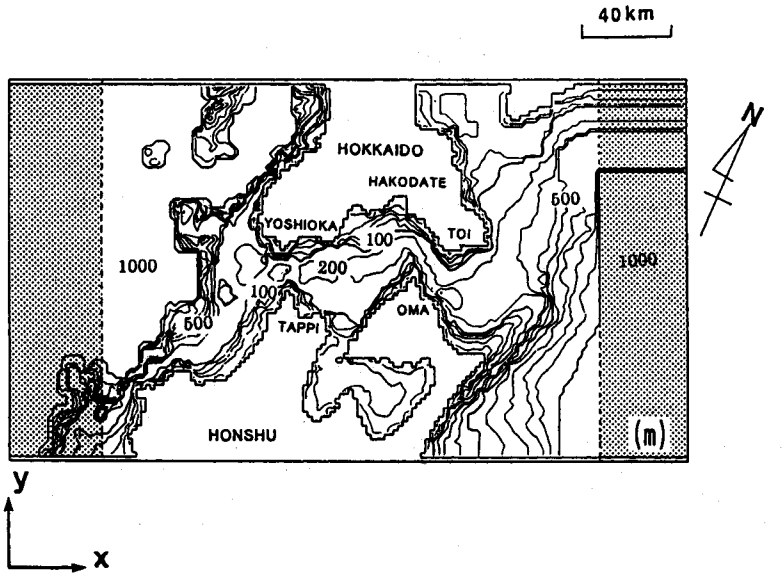


Fig. 1. Model geometry (contours in meters) and coordinate system around the Tsugaru Strait. The dotted region is a buffer region where the lateral friction is set large.

あることを指摘している。津軽海峡内の一般的な潮位と潮流を示すと Fig. 2 のようになる。図は半日周潮を M2 分潮で，日周潮を K1 分潮で代表させ，沿岸潮汐調和常数（海上保安庁，1983）と小田巻（1984）の潮流調和常数を用いて，M2 分潮と K1 分潮の潮位と潮流の調和常数を海峡軸方向に沿って描いたものである。図の上段に各観測測点を，下段に振幅と位相を示した。図中の○印は本州沿岸の測点，◓印は北海道沿岸の測点，●印は潮流観測点に対応した位置及び値を示し，各値を海峡軸に沿ってプロットしている。その結果，潮位の振幅は M2 分潮が K1 分潮よりも大きく，両分潮とも振幅の小さい日本海から太平洋向かって増加している。また，両分潮の振幅はともに北海道沿岸（◓）が本州沿岸（○）より大きい傾向がみられ，太平洋側から侵入する潮汐波が地球自転の影響を受けていることが示唆される。M2 分潮の潮位の位相をみると，海峡の西側と東側で約 15 度（0.5 時間）程度のずれはあるものの，ほぼ同時の満干潮を示す。一方，K1 分潮の潮位の位相は，太平洋側から日本海側に向けて約 45 度（3 時間）遅れている。特に，海峡西口付近において，後節で議論する無潮点に似た大きな位相変化がみられる。そして，海峡の東西海域間の位相差は約 180 度となり，日本海側と太平洋側では満干時刻がほぼ逆になる。また，潮位振幅は M2 分潮が K1 分潮より大きいにも関らず，潮流振幅をみると M2 分潮が約 25～30 cm/s, K1 分潮が約 60～90 cm/s であり，日周潮汐の方が 2～3 倍大きい。小田巻（1984）が指摘した興味深い位相関係とは，半日周潮の潮位と潮流の位相差が約 90 度で定在波的な挙動を示すのに対し，日周潮の潮位と潮流の位相差は 20～40 度で進行波的な挙動を示すことである。

小倉（1933）は上述の潮位に関する振幅と位相の空間分布を説明するために，海峡軸に直交する方向の地衡流バランスを仮定した 1 次元水路モデルを作成し，数値計算値と潮位実測値との比較を行なっている。その結果，半日周潮は非常に良く再現されるのに対し，日周潮はモデル計算値と実測値が大きく異なることを指摘している。特に，海峡西口と東口の海峡幅が狭い海域における再現性が悪い。彼は，この不一致の原因として，岬の突き出した地形によって形成される強い通過流と潮流の相乗効果によって，海峡内の潮位の振幅と位相が大きく変形されている可能性

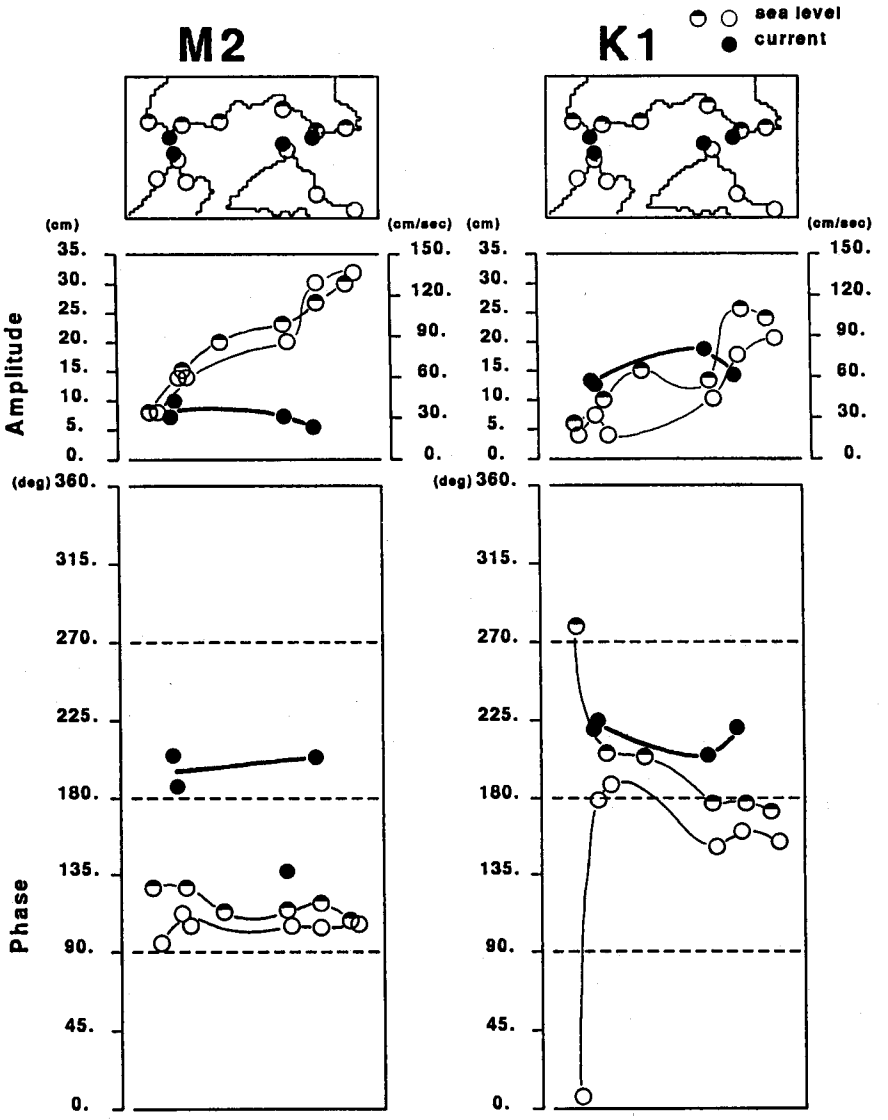


Fig. 2. Upper panel shows the observation points of tide (◓ : Hokkaido side, ○ : Honshu side) and tidal current (●) in the Tsugaru Strait. Lower panels show the amplitude of tide and that of tidal current and their phase lag (lower figure) along the longitudinal axis of the Tsugaru Strait for M2 (left panels) and K1 (right panels) component tides.

を示唆している。

小倉の研究の後，久保田・岩佐 (1961) や堀・新田 (1979) らにより，海峡内の潮流観測が行なわれた。そして，Fig. 2 に示したように日周潮は海峡西口付近に定在波の節に似た大きな位相変化があるにもかかわらず，進行波的な位相関係を示すことが明らかになった。この奇妙な潮位と潮流の位相関係は，小倉 (1933) が示唆している通過流の影響で説明できる現象なのだろうか。本研

究では通過流と潮流の非線形相互作用を水平2次元の数値モデルに取り入れて津軽海峡内の潮汐・潮流分布を再現し，更に，その結果を説明し得る海峡軸方向の1次元水路の簡単な解析モデルから潮汐の力学構造について考察を行なう。

水平2次元の数値モデル

モデルの概要

モデル海域は Fig. 1 に示した津軽海峡周辺海域で，1グリッドは 2 km×2 km の正方格子で表現した。海峡外の 1,000 m 以深の領域は一定水深 1,000 m とした。計算時間ステップは CFL 条件を満たす 10 秒とし，解が安定した 6 周期まで数値積分を行ない，最後の 6 周期目を調和解析した。用いた運動方程式と連続式は下記の通りである。

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}-fv=-g\frac{\partial \eta}{\partial x}+A_h\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)-\frac{\tau_{bx}}{\rho_0(H+\eta)} \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+fu=-g\frac{\partial \eta}{\partial y}+A_h\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)-\frac{\tau_{by}}{\rho_0(H+\eta)} \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\{(H+\eta)u\}+\frac{\partial}{\partial y}\{(H+\eta)v\}+\frac{\partial \eta}{\partial t}=0 \tag{3}$$

ここで，x, y 軸は Fig. 2 に示した海峡軸に沿うほぼ東西方向とその直交方向に設定し，u, v は x, y 方向の流速成分である。t は時間，η は静止面からの水位偏差，ρ_0 $(=1\ \mathrm{g/cm^3})$ は海水密度，$f=9.64\times10^{-5}\ \mathrm{s^{-1}}$ はコリオリパラメータ，$g=980\ \mathrm{cm/s^2}$ は重力加速度である。水平渦動粘性係数 A_h は Fig. 1 の破線領域内で $1\times10^6\ \mathrm{cm^2/s}$ と一定にし，ハッチで示した領域では破線から開境界に向かって A_h を線形に増加させ，開境界で $2\times10^8\ \mathrm{cm^2/s}$ となるように設定した。これは開境界の南北角で流速が不当に大きくなるのを防ぐためである。τ_{bx}, τ_{by} は x, y 方向の海底摩擦応力を示し，摩擦の2乗則に従い次式で表現される。

$$\tau_{bx}=\rho_0\gamma_b^2 u\sqrt{u^2+v^2} \tag{4}$$

$$\tau_{by}=\rho_0\gamma_b^2 v\sqrt{u^2+v^2} \tag{5}$$

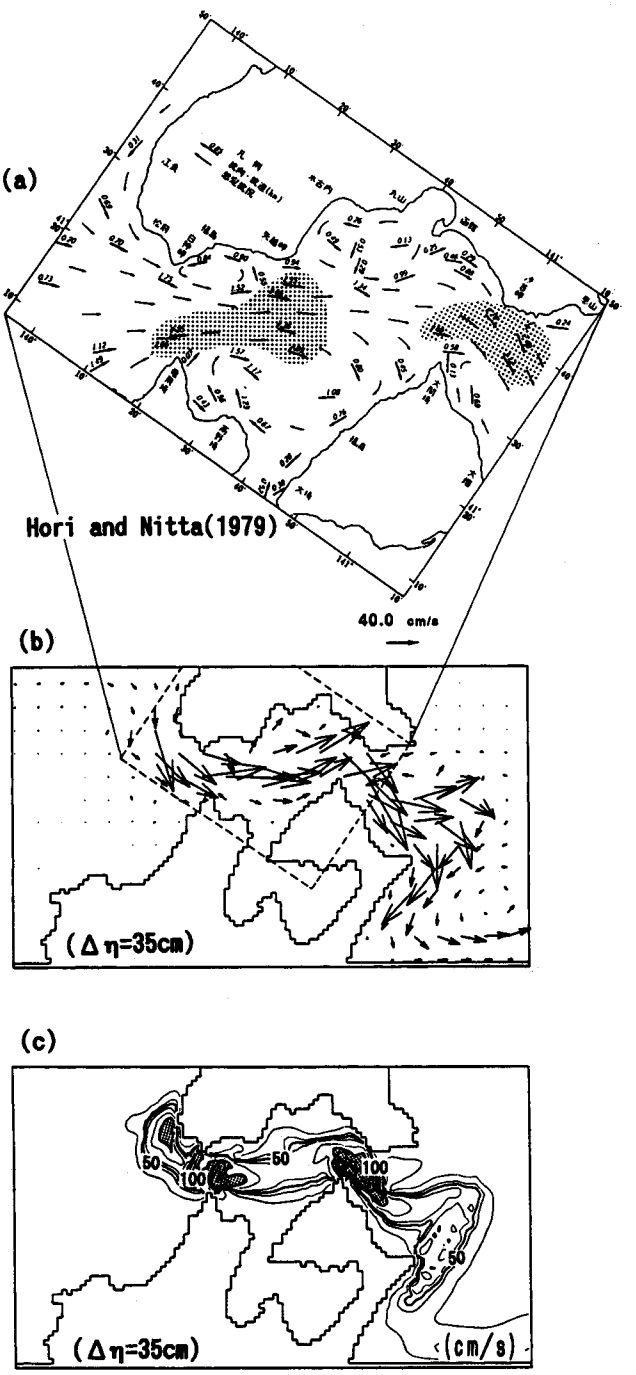
ここで，γ_b^2 $(=0.0026)$ は海底摩擦係数である。陸岸の境界条件は全て non-slip とした。

津軽海峡における独立潮汐は海峡の大きさから考えて十分無視できるため，海峡内の潮汐は次に示す東西両開境界における水位強制によって再現した。

$$\eta=A\cdot\cos(\sigma t-\theta)+\Delta\eta \tag{6}$$

ここで，A は潮位振幅，σ は潮汐周波数，θ は遅角である。津軽海峡の通過流の駆動力は，日本海と太平洋間の水位差と考えられている。その水位差は Unoki and Isozaki (1965) によれば季節による違いはあるものの，日本海側が太平洋側よりも常に 10〜40 cm 程度高いことが示唆されている。そこで本モデル計算では，この範囲で日本海側開境界の $\Delta\eta$ のみを変化させた計算を行ない，$\Delta\eta=35$ cm のときに最も現実に近い流速場を再現することができた。Fig. 3(a) は堀・新田 (1979) が描いた表層流速分布図 (恒流成分) で，本モデルにより計算された流速ベクトルと流速値の水

Fig. 3. (a) Horizontal distribution of the observed surface mean current (after Hori and Nitta, 1979), which indicates a flow passing through the Tsugaru Strait. The region with a current speed more than 2 knot is dotted. Calculated current vectors (a) and their amplitude (b), forced by the sea level difference ($\Delta\eta=35$ cm) between the Japan Sea and the Pacific Ocean.


(a)
Hori and Nitta(1979)
40.0 cm/s
(b)
(Δη=35cm)
(c)
50
100
50
100
50
(Δη=35cm)
(cm/s)

平分布図を (b) と (c) に示し，両者を比較した。竜飛沖と大間沖の最狭部に形成される 2 ノット以上の強流域 (Fig. 3(a) のハッチ領域) は，Fig. 3(c) の 100 cm/s 以上の領域としてほぼ同じ海域に再現されている。ただし，水平 2 次元モデルでは日本海から津軽海峡へ密度流として流入する対馬暖流が表現できない。そのため，海峡内で発生する擾乱伝播に伴い形成される日本海側の流れは北海道に沿って北側から海峡内に向かっている (Fig. 3(b) の流速ベクトルの方向を参照)。

潮汐・潮流の再現

半日周潮は M2 分潮 (強制周期 12.4 時間) で，日周潮は K1 分潮 (強制周期 23.9 時間) で代表

Table 1. Harmonic constants of tide at the east and west open boundaries.

	Period	West boundary		East boundary	
	(hour)	Arp. (cm)	Phase (deg.)	Amp. (cm)	Phase (deg.)
M2	12.4	3	120	33	104
K1	23.9	5	315	25	135

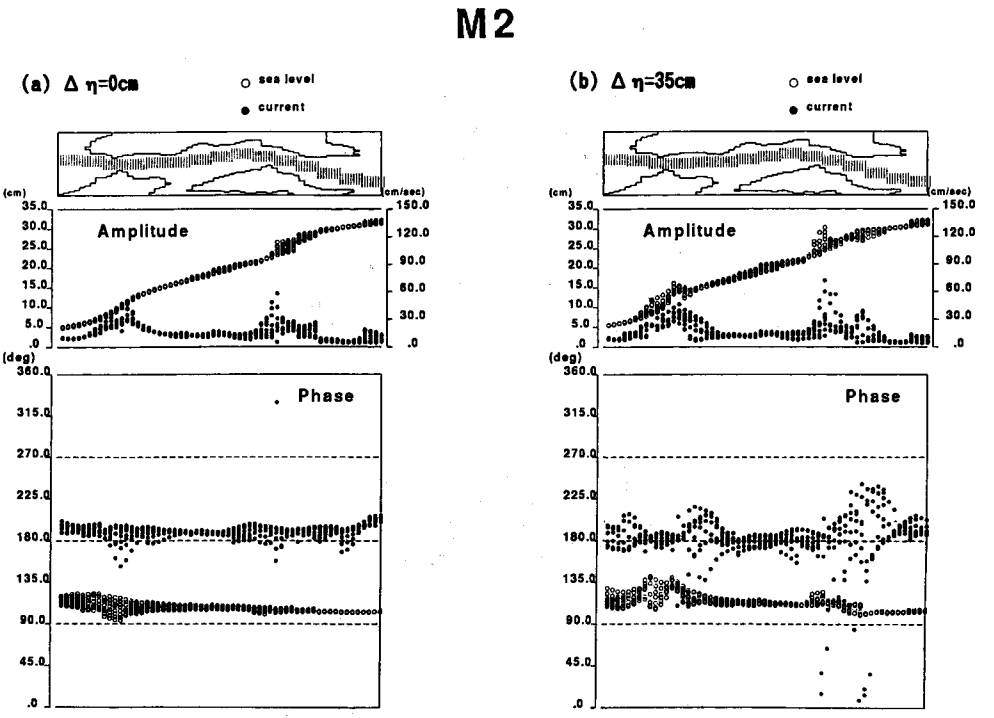


Fig. 4. The grid points along the longitudinal axis of the Tsugaru Strait are indicated by the dotted marks in the upper panel. Lower panels show the calculated M2 amplitude of tide (○) and that of tidal current (●) and their phase lag (lower figure) at the longitudinal grid points for the cases of $\Delta\eta = 0$ cm (a) and $\Delta\eta = 35$ cm (b).

させ，通過流のないケース ($\Delta\eta=0$ cm) と通過流のあるケース ($\Delta\eta=35$ cm) の計算をそれぞれ行なった。東西開境界に与えた各分潮の潮位の調和常数を Table. 1 に示す。

各分潮及びケース毎に計算された調和常数分布を Fig. 4 と Fig. 5 に示す。両図とも左側 (a) が通過流のないケース，右側 (b) が通過流のあるケースの海峡軸に沿った潮位 (○印) と潮流 (● 印) の振幅 (中段) と位相 (下段) の空間分布図である。潮流の振幅は潮流楕円の長軸値，位相は長軸方向の遅角である。各図の上段に調和常数を抽出したグリッド領域をハッチで示した。また，特異な潮位分布を示す K1 分潮に関しては，沿岸潮位の調和常数から推測して描いた海峡内の振幅・位相の水平分布図を Fig. 6(a) に，両ケースの数値計算による潮位の振幅・位相の水平分布図を Fig. 6(b)(c) に示した。

はじめに M2 分潮の計算結果 (Fig. 4(a)(b)) をみると，両ケースには大きな違いはみられず，海峡内の潮位と潮流の位相はほぼ一定であり，両者の位相差は 90 度の定在波の位相関係を示している。一方，日周潮の計算結果 (Fig. 5(a)(b)) は，両ケースに顕著な違いがみられる。まず，日周潮の通過流のないケース (Fig. 5(a)) をみると，沿岸潮位からは推測できない無潮点 (潮位振幅が零で，位相が 180 度変化) が海峡西口に形成され，潮位と潮流の位相差は海峡全体でほぼ 90 度となり，進行波ではなく明らかに定在波の位相関係を示している。この無潮点の形成の様子は Fig. 6(b) 下段の位相分布図にはっきりとみられ，先に述べた小倉 (1933) の指摘と同様に海峡西口付近の位相変化がうまく再現できていない。ところが，Fig. 6(c) 下段に示した通過流のあるケースの潮位の位相分布をみると，海峡西口の無潮点は消滅し，沿岸潮位から推測される竜飛周辺の特異な位相変化をうまく再現できていることがわかる。Fig. 6(b) と (c) を比較すると，通過流のあるケースの無潮点の位置が本州沿岸側に大きく偏っているようにみえる。さらに，Fig. 5(b) 下段

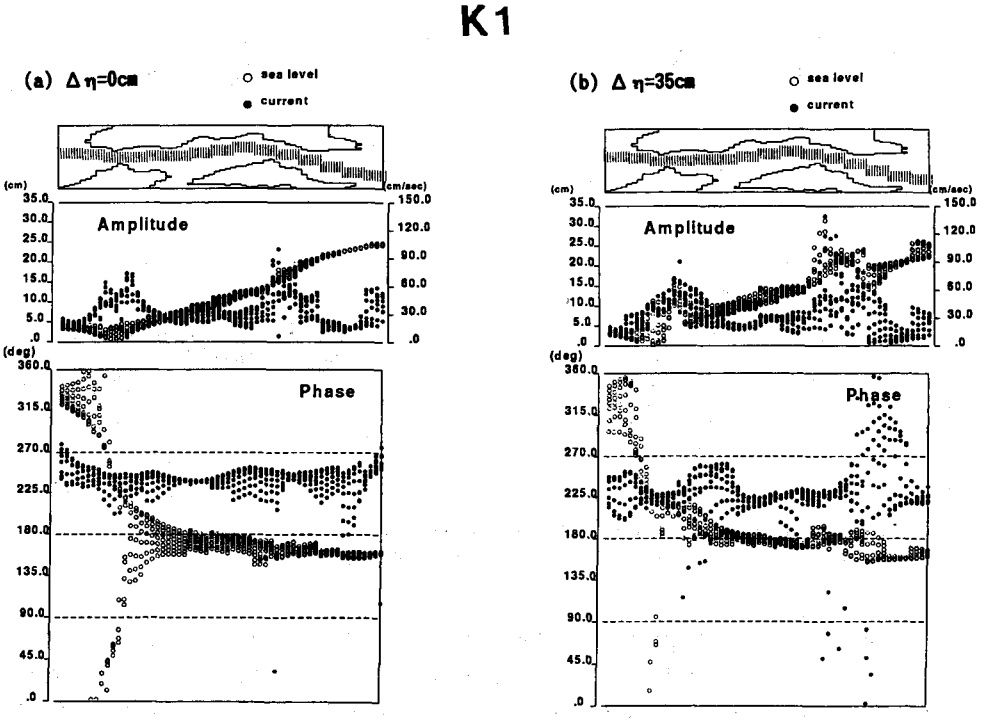


Fig. 5. Same as in Fig. 4, but for the calculated K1 tide.

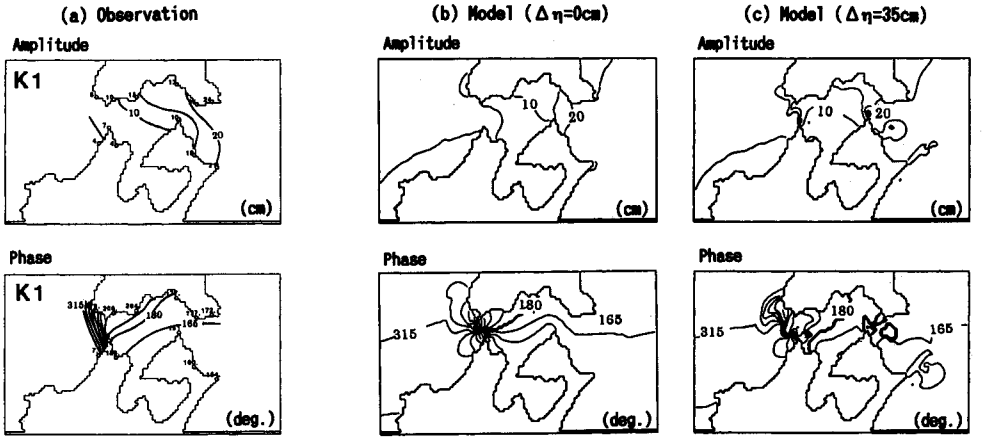


Fig. 6. (a) Observed co-range (upper) and co-tidal (lower) charts of K1 tide, and calculated ones in the cases of $\Delta\eta=0$ cm (b) and $\Delta\eta=35$ cm (c).

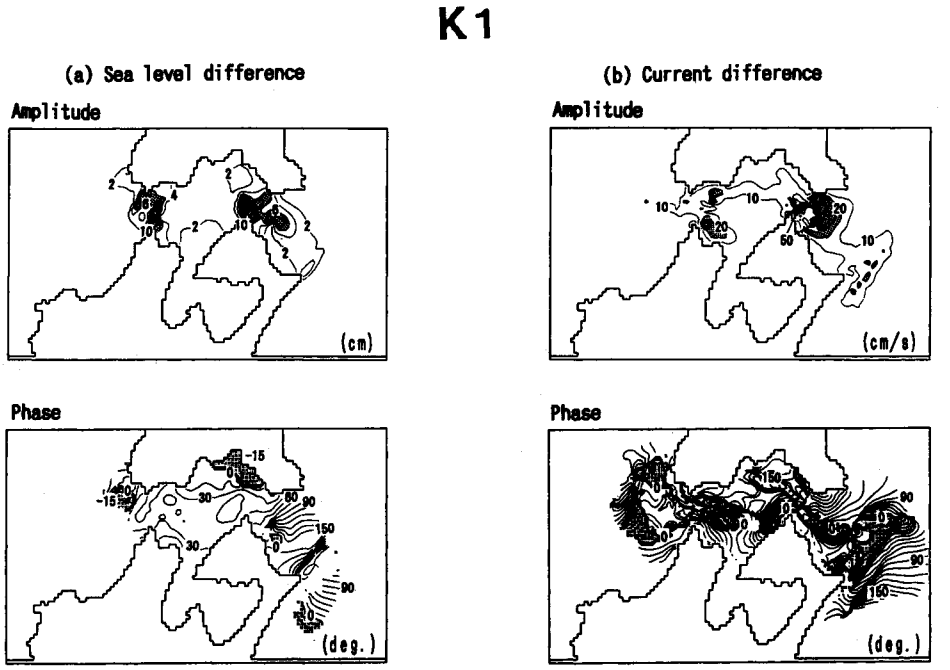


Fig. 7. Horizontal distributions of amplitude (upper) and phase (lower) differences between the cases of $\Delta\eta=0$ cm and $\Delta\eta=35$ cm for K1-tide (a) and tidal current (b).

に示した海峡軸方向の位相分布をみると，海峡内における潮流の位相が特に大きく変化していることがわかる。小田巻 (1984) から引用した潮流観測は竜飛沖と大間沖で行なわれており，数値計算におけるこれらの海域の潮位と潮流の位相差は 0〜40 の範囲にある。この位相関係だけをみれば，確かに日周潮は進行波的な挙動をしているようにみえる。しかし，海峡西口の東側や海峡東

口の東側の潮位と潮流の位相差は 90 度以上あり，日周潮の位相分布を海峡全体でみると決して進行波的な挙動をしているとはいえない。

そこで，日周潮について通過流のあるケースとないケースの振幅差・位相差の各空間分布図を潮位 (Fig. 7(a)) と潮流 (Fig. 7(b)) 毎に作成した。ここで計算された位相差は通過流のあるケースを基準とした値であり，正の値は通過流のあるケースが遅れていることを示し，図中のハッチの領域は負の値である。なお，潮流については，両ケースで計算された潮流楕円の長軸方向が必ずしも一致しないため，海峡軸方向の流速成分 (u) に関しての振幅差及び位相差を示した。Fig. 7(a) をみると，潮位振幅差の大きい場所は潮流振幅が極大となる竜飛沖と大間沖の両海峡口付近にみられる。通過流のあるケースの位相は通過流のないケースに比べて，東西海峡口の東側で遅れ，西側で進む傾向がみられる。Fig. 7(b) をみると，潮流振幅差の大きい場所は先にみた潮位振幅差の大きい海域の東西両側，特に通過流の流れ方向にみて下流側にあることがわかる。潮流の位相差は複雑な海岸線のためにばらつきが大きいものの，通過流のあるケースの位相は通過流のないケースに比べて，東西海峡口の西側で遅れ，東側で進む傾向がみられる。

通過流の存在によって，日周潮だけになぜ，このような大きな振幅及び位相変化が生じたのか，次節では簡単な 1 次元水路モデルを用いて考察する。

海峡軸方向の 1 次元水路モデル

本研究では，通過流と潮流の相互作用で生じる非線形効果を摂動法を用いて解析した。非線形の強さを通過流の流速 (U_c) に対する潮流振幅 (U) の比として表し，微小パラメータを $\varepsilon = U/U_c$ とした。潮流 u，潮位 η を ε のべき級数で表わすと以下のようになる。

$$u = \varepsilon(u_1 + u_c) + \varepsilon^2 u_2 + \cdots \tag{7}$$

$$\eta = \eta_0 + \varepsilon\eta_1 + \varepsilon^2\eta_2 + \cdots \tag{8}$$

ここで，通過流は Fig. 3(c) をみると一様流ではないが，簡単のため

$$\varepsilon u_c = U_c = \text{const.} \tag{9}$$

と仮定する。そして x 軸を海峡軸にとり，東向きを正とする。1 次元水路モデルのためコリオリ項を省き，簡単のため減衰項である海底摩擦項と水平粘性項を無視し，運動量の非線形性のみを考慮した運動方程式と連続式は下記のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} = -g\frac{\partial \eta}{\partial x} \tag{10}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \tag{11}$$

ここで，h は水深，t は時間，g は重力加速度である。(7) (8) 式を (10) (11) 式に代入し，ε の次数の等しい項を取り出し整理すると以下のようになる。

$O(\varepsilon^0)$:

$$0 = -g\frac{\partial \eta_0}{\partial x} \tag{12}$$

$$\frac{\partial \eta_0}{\partial t} = 0 \tag{13}$$

$O(\varepsilon^1)$:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t}=-g\frac{\partial \eta_1}{\partial x} \tag{14}$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial t}+h\frac{\partial u_1}{\partial x}=0 \tag{15}$$

$O(\varepsilon^2)$:

$$\frac{\partial u_2}{\partial t}+(u_1+u_c)\frac{\partial u_1}{\partial x}=-g\frac{\partial \eta_2}{\partial x} \tag{16}$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t}+h\frac{\partial u_2}{\partial x}=0 \tag{17}$$

$O(\varepsilon^0)$ の方程式は静水時の圧力が水平方向に変化しないことを表し，$O(\varepsilon^1)$ の方程式は通過流がないときの運動方程式と連続式を表す。$O(\varepsilon^2)$ の方程式は通過流の影響を表す運動方程式と連続式である。まず，$O(\varepsilon^1)$ の方程式を満たす解を Fig. 4(a) や Fig. 5(a) に示した通過流のないケースの計算結果をもとに以下の様に仮定した。

$$\varepsilon u_1=(\bar{U}+U\sin\left(\frac{2\pi}{l}\right)x)\sin(\sigma t) \tag{18}$$

$$\varepsilon \eta_1=(ax+b)\cos(\sigma t) \tag{19}$$

ここで，海峡の長さを $(3/2)/l$ とした。a, b は x 軸方向にほぼ直線的に変化する潮位振幅 $\varepsilon\eta_1$ を表現する定数，σ は潮汐周期に対応した周波数である。海峡軸方向の潮流振幅分布 (18) 式については，海峡東西出口付近の振幅増加を平均潮流振幅 $\bar{U}$ と正弦曲線 U の重ね合わせで表現した。(18) (19) 式の位相関係は，通過流のないケースの数値計算結果が両分潮とも定在波の位相関係を示すことから，90 度の位相差を仮定している。

通過流の影響を示す (16) (17) 式を解析的に解く前に，各項の大きさを通過流のあるケースとないケースの潮位及び潮流の振幅差を示した数値計算結果 (Fig. 7) を用いて見積もってみる。まず，$O(\varepsilon^2)$ の連続式 (17) において，潮流振幅差を示した Fig. 7(b) から $\varepsilon^2 u_2$～40 cm/s, 潮位振幅差を示した Fig. 7(a) から $\varepsilon^2\eta_2$～5 cm, 両海峡口付近で潮流振幅が増大する範囲を Δx～50 km, 平均水深を h～150 m とすれば,

$$\varepsilon^2\frac{\partial \eta_2}{\partial t}=\frac{5\ \mathrm{cm}}{(24\times 3{,}600/4)\mathrm{s}}\sim O(10^{-4}) \tag{20}$$

$$\varepsilon^2 h\frac{\partial u_2}{\partial x}=\frac{150\ \mathrm{m}\times 40\ \mathrm{cm/s}}{50\ \mathrm{km}}\sim O(10^{-1}) \tag{21}$$

となる。ここで，周期は日周潮を想定して 24 時間とした。この結果は，両項に 3 オーダもの大きな差があることを示す。例えば，(20) 式の $O(10^{-1})$ を (17) 式に代入すると，$\varepsilon^2\eta_2$ は約 26 m もの非常に大きな値になる。実際には，このような大きな潮位変化は 2 次元の数値モデルでも計算されていない。これは，潮流と通過流の非線形相互作用によって励起される擾乱が数値モデルでは海峡内から海峡外へ伝播しているためと考えられる。海峡内で励起される波動の伝播速度は $c=\sqrt{gh}$ (～30 m/s), よって波動が海峡を通過する伝播時間は 1 時間以内～ (100 km)/(30 m/s) となる。この伝播時間は潮汐周期よりも十分小さいために，励起された波動はすぐに海峡外へ脱していると推測される。そこで，この波動伝播に伴う水位変動を海峡内でほぼ同位相の減衰解として表現することを考えた。本解析では，この波動が海峡を抜けて海峡内の潮位振幅を減衰させる効果を $O(\varepsilon^2)$ の連続式 (17) の中にニュートニアン減衰を導入して表現した。すなわち,

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t}+\lambda\eta_2+h\frac{\partial u_2}{\partial x}=0 \tag{22}$$

ここで，$\lambda(s^{-1})$ の値は数値計算結果に合うように適当に決める。本計算では，$\lambda=9\,c/l$ 程度の値を選んだとき，数値計算結果に近い潮汐・潮流分布が再現された。

次に，$O(\varepsilon^2)$ の運動方程式 (16) においても同様に各項の大きさを見積もる。なお，通過流を示した Fig. 3(c) から $\varepsilon u_c \sim 130$ cm/s とした。

$$\varepsilon^2 \frac{\partial u_2}{\partial t}=\frac{40\ \mathrm{cm}/s}{(24\times 3{,}600/4)\mathrm{s}}\sim O(10^{-2}) \tag{23}$$

$$\varepsilon^2(u_1+u_c)\frac{\partial u_1}{\partial x}=\frac{(130+50)\mathrm{cm/s}\times 50\ \mathrm{cm/s}}{50\ \mathrm{km}}\sim O(10^{-2}) \tag{24}$$

$$\varepsilon^2 g\frac{\partial \eta_2}{\partial x}=\frac{980\ \mathrm{cm/s^2}\times 5\ \mathrm{cm}}{50\ \mathrm{km}}\sim O(10^{-3}) \tag{25}$$

最後の圧力勾配項は他の項に比べて1オーダ小さい。そこで，この項を無視すると $O(\varepsilon^2)$ の運動方程式は下記のように近似することができる。

$$\frac{\partial u_2}{\partial t}+(u_1+u_c)\frac{\partial u_1}{\partial x}=0 \tag{26}$$

上述のオーダ計算によって近似された方程式 (22) (26) に，前もって与える $O(\varepsilon^1)$ の (18) (19) 式を代入すると，以下に示す $O(\varepsilon^2)$ の解を得ることができる。

$$\varepsilon^2 u_2=\frac{2\pi U_c U}{l\sigma}\cos\left(\frac{2\pi}{l}x\right)(\cos(\sigma t)+1)) \tag{27}$$

$$\varepsilon^2 \eta_2=\frac{\lambda}{\lambda^2+\sigma^2}(\cos(\sigma t)+\frac{\sigma}{\lambda}\sin(\sigma t))\frac{4\pi^2 U_c U h}{l^2\sigma}\sin\left(\frac{2\pi}{l}x\right) \tag{28}$$

(27) 式の $\varepsilon^2 u_2$ の解の形が潮流と通過流の非線形相互作用によって発生する2次流を表現している。まず，通過流がなければ ($U_c=0$)，当然，2次流は発生しない。そして振動周期が長く (σ が小さく)，潮流振幅分布の水平勾配 (U/l) が大きいとき，2次流はより大きな振幅値をもつことを示している。

通過流の影響を受けた海峡内の潮位と潮流は $O(\varepsilon^1)$ と $O(\varepsilon^2)$ の解を重ね合わせて求めることができる。まず，潮位に関しては

$$\varepsilon\eta_1+\varepsilon^2\eta_2=\eta\cdot\cos(\sigma t-\theta_\eta) \tag{29}$$

より，

$$\eta=\sqrt{A^2+B^2} \tag{30}$$

$$\theta_\eta=\tan^{-1}(B/A) \tag{31}$$

となる。ここで，

$$A=(ax+b)+\frac{4\pi^2\lambda U_c U h}{l^2\sigma(\lambda^2+\sigma^2)}\sin\left(\frac{2\pi}{l}x\right) \tag{32}$$

$$B=\frac{4\pi^2 U_c U h}{l^2(\lambda^2+\sigma^2)}\sin\left(\frac{2\pi}{l}x\right) \tag{33}$$

である。潮流に関しては

$$\varepsilon u_1+\varepsilon^2 u_2=u\cdot\sin(\sigma t-\theta_u) \tag{34}$$

より，

$$u=\sqrt{C^2+D^2} \tag{35}$$

$$\theta_u = \tan^{-1}(-D/C) \tag{36}$$

となる。ここで,

$$C = \bar{U} + U\sin\left(\frac{2\pi}{l}x\right) \tag{37}$$

$$D = \frac{2\pi^2 U_c U}{l^2\sigma^2}\cos\left(\frac{2\pi}{l}x\right) \tag{38}$$

である。

本研究では津軽海峡の代表的な値として通過流の流速値 $U_c=100$ cm/s, 海峡の長さ $L=100$ km ($l=2L/3$), 水深 $h=150$ m を用いた。はじめに日周潮の解析結果を Fig. 8 に示す。ここで, 通過流のないケースの数値計算結果 (Fig. 5(a)) から, $\bar{U}=30$ cm/s, $U=15$ cm/s とした。よって, $\varepsilon=U/U_c=0.15$ である。同様に, Fig. 5(a) の数値計算結果に近い潮位 $\varepsilon\eta_1$ の振幅・位相の水平分布を次のように与えた。定在波の節の位置を $p=l/4$ としたとき, $x\leq p$ において $a=-1.2\times10^{-6}$, $b=4$ cm, $x\geq p$ において $a=3.4\times10^{-6}$, $b=3.5$ cm とした。Fig. 8 の左側が前もって与えた通過流

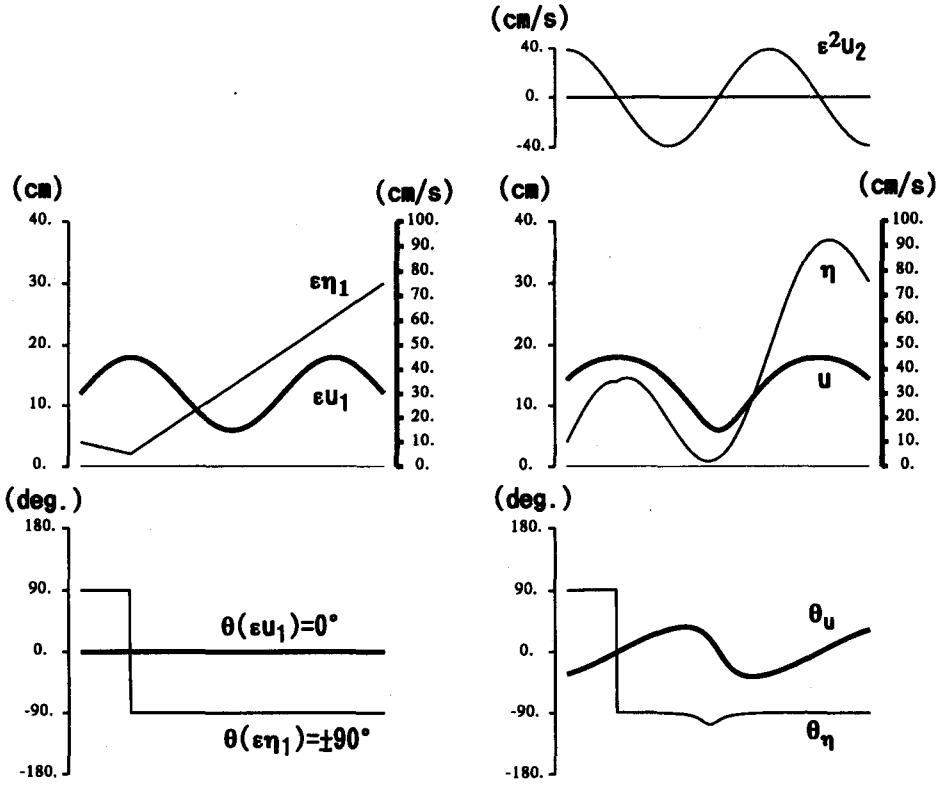


Fig. 8. Results of calculations for the diurnal tide without (left) and with (right) a flow passing through the strait. Thin lines indicate the amplitude (upper) and phase (lower) distributions of tide and solid lines indicate those of tidal current. Right hand side upper panel shows the amplitude distribution of the secondary flow due to the non-linear interaction.

なしのケースの振幅・位相分布を示し，Fig. 8 の右側が振動周期 24 時間における通過流の影響を考慮した振幅・位相の解析解である。この解析解は，通過流のあるケースの数値計算結果 (Fig. 5(b)) にみられた特徴的な振幅・位相分布を示している。すなわち，潮流振幅 (εu_1) の極大を設定した海峡最狭部の潮位振幅 (η) が増幅され，その海域の両側においては潮流振幅 (u) が増幅されている。また，潮流の位相 (θ_u) は与えた潮流振幅の極大付近を境界に，通過流の上流側で位相が遅れ，下流側で位相が進んでいる。このような変形が起こったのは (27) 式で表現される 2 次流 ($\varepsilon^2 u_2$) の解の形に依存している。そこで，$\varepsilon^2 u_2$ の振幅分布を Fig. 8 の右上段に示した。通過流の存在によって，潮流振幅 (u) の極大・極小値付近に 2 次流の収束・発散場が形成されている。日周潮の場合，この 2 次流の振幅値は最大で約 40 cm/s の値をもち，定在波として形成された潮流の振幅と位相が十分に変形されることが理解できる。そして，2 次流の収束・発散場に伴う 2 次的な潮位変動が海峡西口で励起され，無潮点の消滅に寄与していると推測される。

一方，半日周潮の場合は，振動周期が日周潮の半分で潮流振幅値も小さく，通過流と潮流の非線形相互作用は小さい。半日周潮の解析結果を日周潮を Fig. 8 と同じ形式で Fig. 9 に示す。与えた潮流振幅のパラメータは，Fig. 4(a) より $\bar{U}=15$ cm/s, $U=5$ cm/s, よって $\varepsilon=0.05$ となる。与えた潮位振幅は Fig. 4(a) より，$a=2.5\times10^{-6}$, $b=5$ cm とした。2 次流 ($\varepsilon^2 u_2$) の振幅値は最大でも 5 cm/s 以下となり，潮流の位相変形も十分に小さいことがわかる。

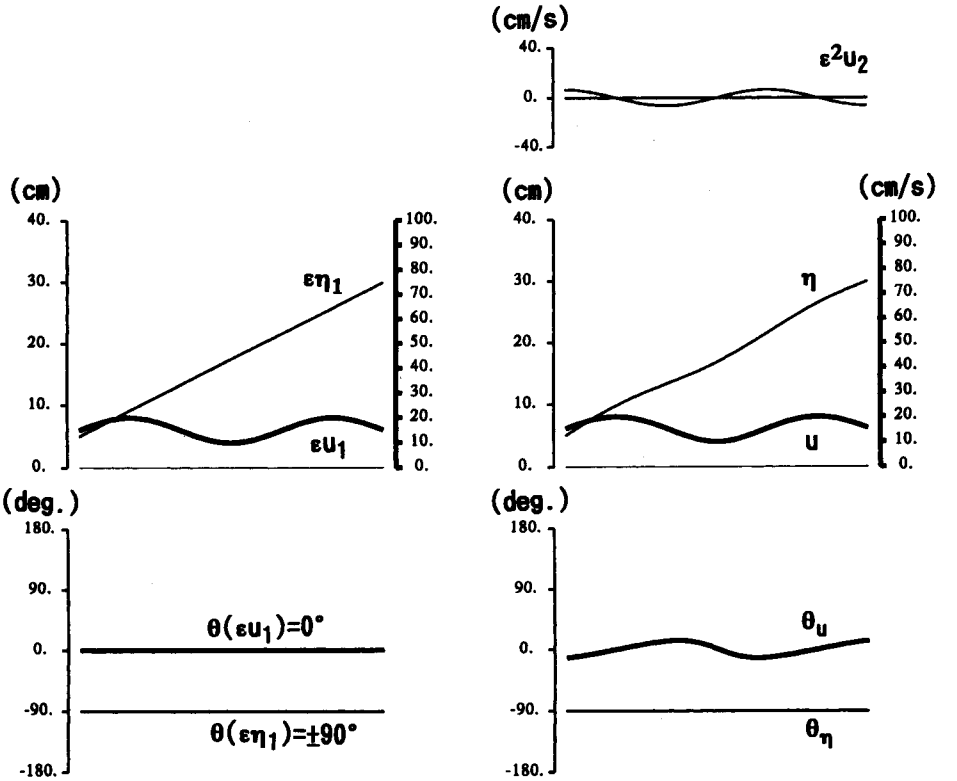


Fig. 9. Same as in Fig. 8, but for the semi-diurnal tide.

ま と め

本研究では津軽海峡内で特異な潮位・潮流分布を示す日周潮が，小倉 (1933) によって示唆された通過流と潮流の非線形効果によって説明できることを，2次元の数値モデルと簡単な1次元水路モデルを用いて示した。津軽海峡の潮汐は半日及び日周潮汐ともに，基本的には定在波の挙動を示している。半日周潮は海峡全体でほぼ同位相で変動し，潮流の振幅は比較的小さい。一方，日周潮は海峡西口に定在波の節が形成されるため，海峡内の日周潮流は半日周潮流よりも卓越している。1次元水路モデル解析から，通過流と潮流の非線形効果によって発生する2次流の影響は潮汐の振動周期が長く，潮流振幅の水平勾配が大きいほど顕著に現われることがわかった。それ故，同じ強さの通過流においても，半日周潮汐は潮流振幅が小さく，さらに振動周期が短いために通過流と潮流の非線形効果は小さい。一方，振動周期の長い日周潮汐は潮流振幅の水平勾配も大きく，非線形効果による2次流の影響が顕著に現われる。この2次流が定在波の位相関係を示す日周潮流に重なり，海峡内における潮流の位相が大きく変形されていると考えられる。

最後に本研究を進めるにあたって，数値モデル計算に関して貴重な議論をして頂いた北海道大学水産学部の清水学博士（日本学術振興会特別研究員）に深く感謝いたします。

文 献

海上保安庁 (1983). 日本沿岸調和定数表. 172 p.
久保田照身・岩佐欽司 (1961). 津軽海峡の流れについて. 水路要報, **65**, 19-26.
堀定清・新田 清 (1978). 津軽海峡における海水流動機構の解明. 科学技術庁研究調整局, 研究報告書, pp. 14-53.
小倉伸吉 (1932). 津軽海峡の潮汐に就いて. 水路要報, **110**, pp. 1-26.
小倉伸吉 (1933). The tides in the seas adjacent to Japan. 水路部研究報告, 7.
小田巻実 (1984). 津軽海峡の潮汐・潮流について. 沿岸海洋研究ノート, **22**, 12-22.
Unoki, S. and Isozaki, I. (1965). Mean sea level in bays, with special reference to the mean slop of sea surface due to the standing oscillation of tide. Oceanogr. Mag., **17**, 11-35.