

田辺湾における海況変動の観測 (第3報)

西 勝也・鈴木 徹・國司 秀明

SOME OBSERVATIONS ON COASTAL PROCESSES IN TANABE BAY (III)

By Katsuya NISHI, Toru SUZUKI and Hideaki KUNISHI

Synopsis

In the second report of the same title, we discussed a series of oceanographic survey carried out in Tanabe Bay in August 1966, and the intrusion of the water mass of lower salinity and higher temperature was considered to be a density flow due to the density difference between inside and outside the bay. In this report, the postulation that the pressure gradient would balance with the Coriolis force is applied for the first place, but the result is not reasonable. We postulate for the next place that the pressure gradient would balance with the stress terms. The result shows that the values of the velocities are reasonable and that the salt flux calculated from the velocity profiles explains the time change of the chlorinity observed.

1. ま え が き

筆者らは以前に、田辺湾の白浜海洋観測塔での水温の観測記録上に見出される水温の急激な変化が、湾外からの海水の流入にともなっていることを示す海況変動の観測例について報告したが¹⁾、この第3報では、同じ観測資料を用いて運動方程式を解き、田辺湾程度の規模のスケールで、密度分布による圧力勾配項がコリオリの力とバランスするよりはむしろ摩擦項とバランスするとする方が適当であるという結論を得た。ここではその2つの計算例について報告し、今後の観測方法等について考察する。

2. 観測結果の概要

計算に用いた観測資料は1966年8月7日から11日にかけて行なわれた観測のもので、観測点の配置をFig. 1に示してある。各観測点においては、精密温度計(東亜電波製)を用いて測温を行ない、小型採水器による採水資料をサリノメーター(鶴見精機製)により塩検を行なった。この期間中、東京大学海洋研究所所属の淡青丸が観測塔の沖合約1kmの地点に停泊し、その冷却水取水口での水温の観測を行なった。Fig. 2にこの期間中に観測塔で得られた水温、潮位、気圧および淡青丸での水温が示されているが、7日に観測塔の水温にほぼ1°Cの水温の上昇がみられる。この日の湾内の塩素量の分布はFig. 3に示してある。この図で特徴的なことは、湾南部に湾口から低かん水がくさび状に分布していることである。この日の観測開始前と終了時に観測塔で得られた塩素量は、18.61‰から18.22‰へと低下していたことと、Fig. 2およびFig. 3の分布図とから、この観測中に観測塔付近は、低かんで高温な水のフロントが通過していったと考えられる。8日の観測から塩素量の分布を示したものがFig. 4である。これをみると湾内の表層に広く低かん水が分布しているが、この低かん水は湾外の表面にも広く分布していて、前日の低かん水がこの両日の間にあまりまじることなく表層いっばいに拡がったことを示していると考えられる。Figs. 5, 6に7日と8日の湾内の密度の分布を示してある。7日は湾外から湾内へ、湾の南部に沿う流入を示すバロクリニックな密度分布をしており、8日は湾奥にいくらかバロクリニックな分布がみられるが、全体的にみれば次

第にバロトロピックな場に近づいていることがみられる。この点からみると、現象は湾外水の流入による密度場の静的にみた不安定な状態から次第に安定な状態に移行していくと考えてよいように思われる。これらのことは、観測塔における水温の一方的変移の現象の本質が海水のつっこみであって、それは一つの密度流と考えられることを示唆している。

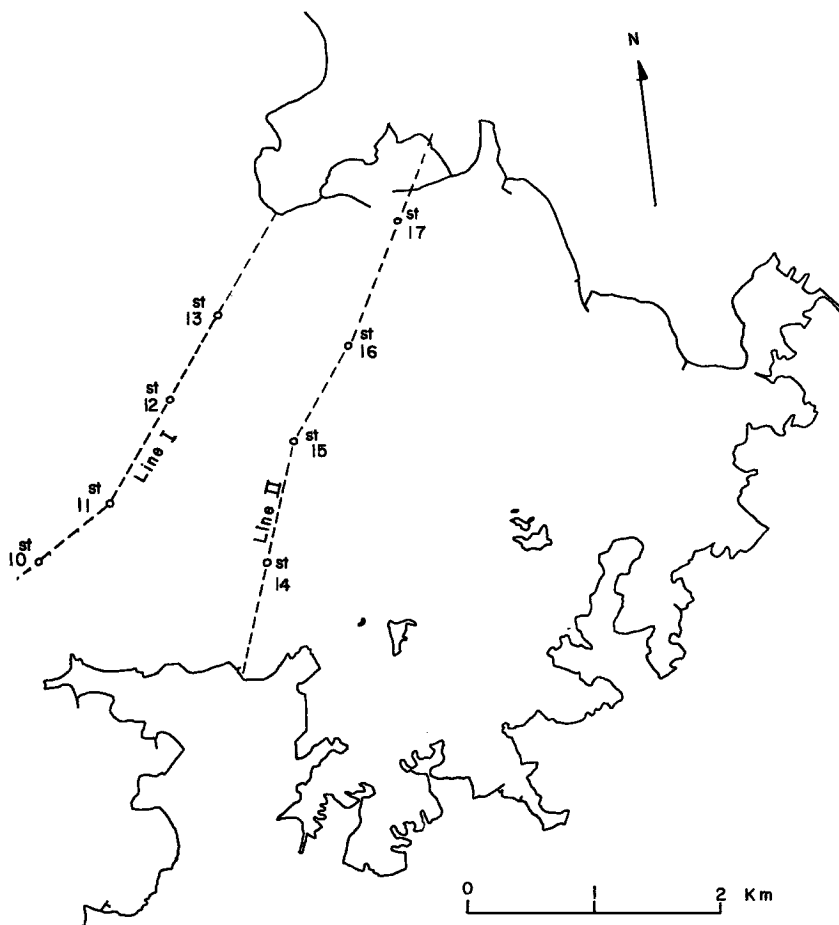


Fig. 1 Location of stations in Tanabe Bay used to carry out the dynamical calculation.

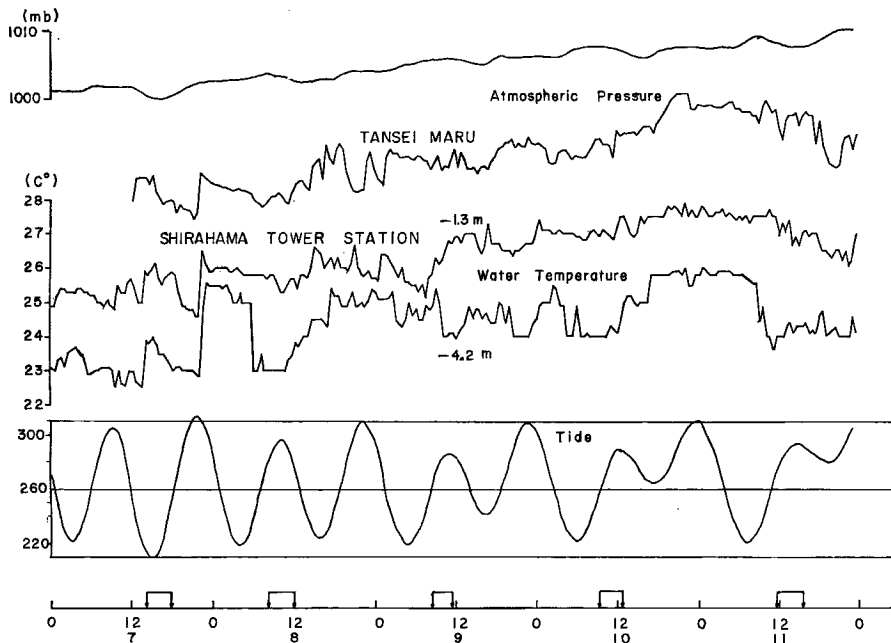


Fig. 2 Some data observed at the Shirahama Oceanographic Tower Station and at Tansei Maru during the survey period.

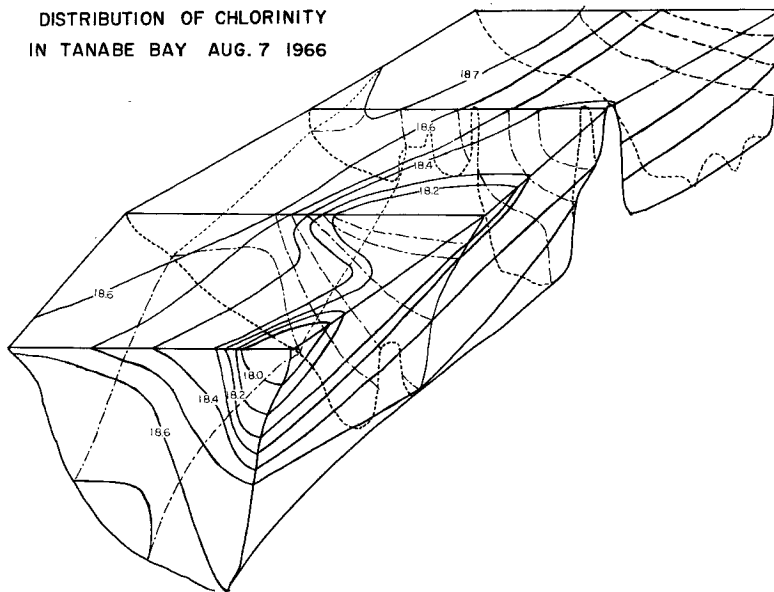


Fig. 3 Distribution of chlorinity in Tanabe Bay on August 7.

DISTRIBUTION OF CHLORINITY
IN TANABE BAY AUG. 8 1966

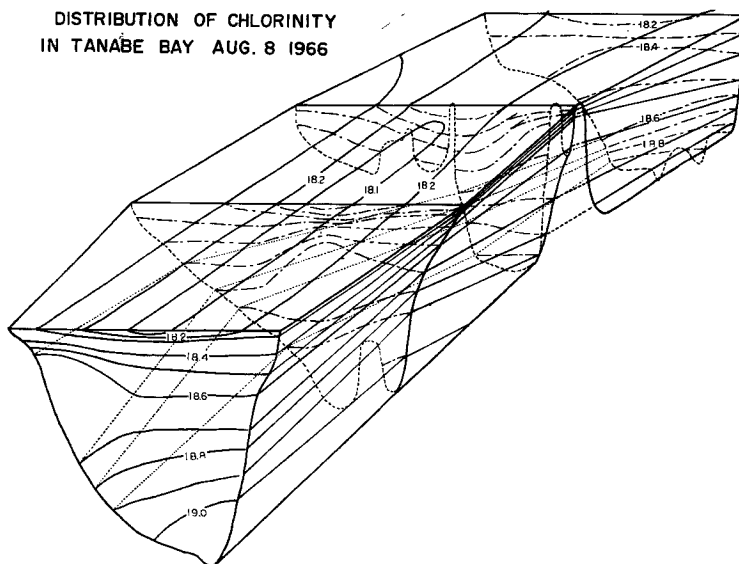


Fig. 4 Distribution of chlorinity in Tanabe Bay on August 8.

DISTRIBUTION OF σ_t IN TANABE BAY
AUG. 7 1966

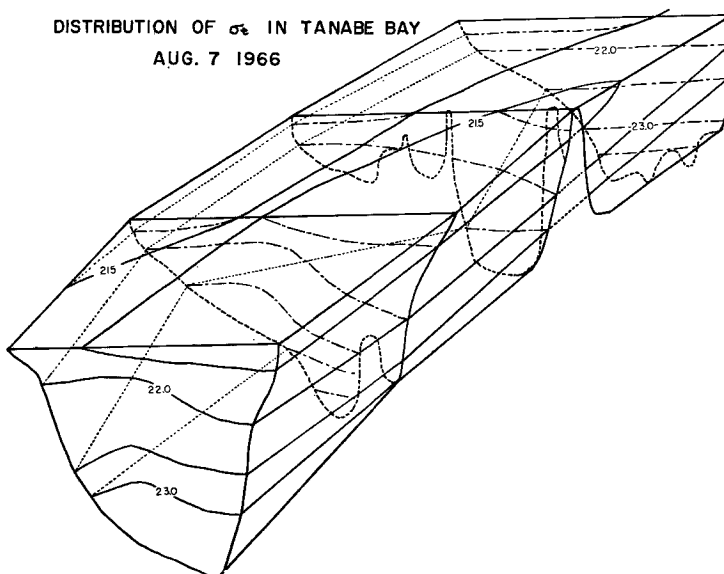


Fig. 5 Distribution of density in Tanabe Bay on August 7.

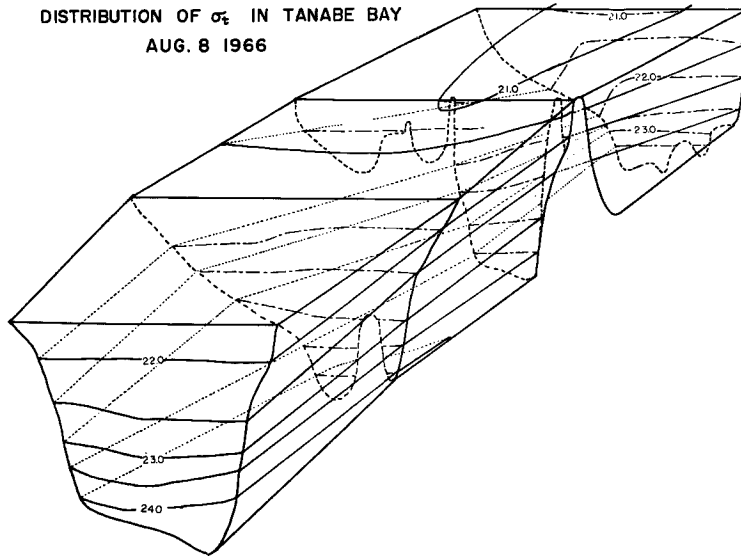


Fig. 6 Distribution of density in Tanabe Bay on August 8.

3. 力学計算

そこで、今回われわれは、まず第一に、地衡流の概念を用いて水温と塩素量の観測資料から流れの分布を計算し、塩素量のフラックスと湾内の塩素量の増減との関係を調べてみることにしたが、湾内全域の問題にとりかかる前に、測線ⅠとⅡの間の領域で見当をつけてみた。

水温は、各測定点において、表面から海底まで 2 m 毎に測定されているのに対し、塩素量は表面と 5 m、それに海底近くの 3 点しかとられていないが、一応水温、塩素量とも、1 m 毎の値を内挿によって求めて力学計算をし、無流面をきめる方法としては測線ⅠおよびⅡの鉛直断面を通過する流量がそれぞれ零となるような深さをとることにした。Fig. 7 が測線ⅠおよびⅡにおける流量の深さに関する分布を示したものである。これからもわかるように、測線ⅠおよびⅡともに、表面から 12 m までは湾口から湾奥にむかっただけの流入があることがうかがわれる。12 m 以下の部分は湾外へ流出している。なお、海底近くで流量が少なくなっているのは、水深が浅いので、Mohn (1885), Helland-Hansen (1934) 等によって用いられた手法を援用して計算を行なったことが反映されたものである。

Fig. 8 と 9 に 8 日と 9 日の測線ⅠおよびⅡでの鉛直断面における流量の深さに関する分布を示してある。8 日から 9 日にかけての湾内の密度分布を調べてみると、バロトロピックな場に近づいていることがわかるが、それに対応して流量分布も変化が少なくなっていて、密度場が静的安定の状態に近づいていっていることがうかがえる。これらの流量分布を使って、塩素量のフラックスを計算したものおよびその他の量が Table 1 に示してある。Total と印された欄は測線ⅠとⅡの間の領域における塩素量フラックスの収支で、プラスの値は塩素量が問題にしている海域全体で増加することを示している。この海域の塩素量の平均値の日変化を示したものが Fig. 10 であり、この図から求めた塩素量増減の時間変化と塩素量フラックスとの関係を示したものが Fig. 11 である。力学計算によって流量を求める方法が田辺湾程度の規模のところで適用できるならば、Fig. 11 の関係には 1 対 1 の対応がみられるはずである。この点からみると、塩素量フラックスの方が 10 倍も大きくてうまくあっていない。そこで力学計算から求めた流量分布から更に流速分布を求めてみると、Fig. 12 および Fig. 13 に示すように、田辺湾で考えられる流速のほぼ 10 倍程大きい

値がでてゐる。これらの値はかなり大きすぎて、流れが力学計算による地衡流で説明するには無理があるように思われた。

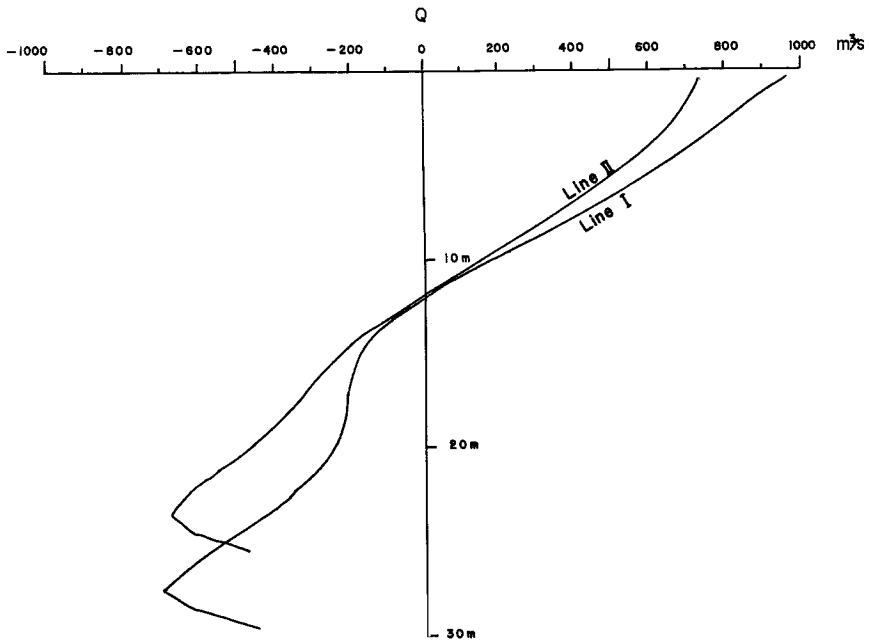


Fig. 7 The profiles of the volume transport across Line-I and Line-II on August 7.

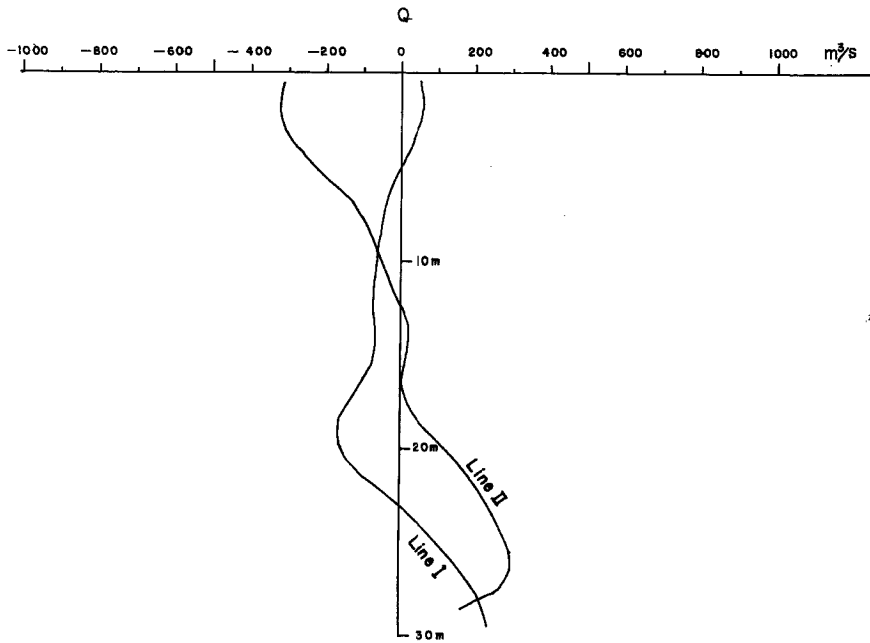


Fig. 8 The profiles of the volume transport across Line-I and Line-II on August 8.

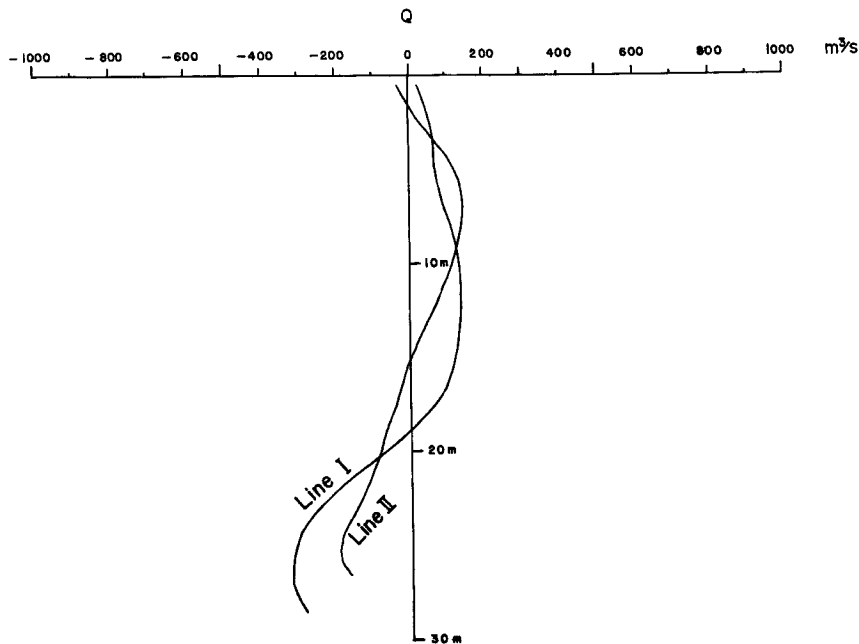


Fig. 9 The profiles of the volume transport across Line-I and Line-II on August 9.

Table 1 The chlorinity flux calculated from the dynamical calculation, mean chlorinity in the volume between Line-I and Line-II, the observation time interval and the volume between Line-I and Line-II.

	8/7	8/8	8/9	8/10	8/11
Line-I Salt Flux (m^3s^{-1})	1098	-3713	-7938	-23972	-2271
Line-II Salt Flux (m^3s^{-1})	-4037	2418	-1310	9453	1477
Total Salt Flux (m^3s^{-1})	5135	-6131	-6628	-33425	-3748
LineI-II Mean Chlorinity (‰)	18.50	18.64	18.46	18.37	18.28
Observation time Interval $\times 10^4$ (sec)		6.5	8.9	8.8	9.0
LineI-II Volume $\times 10^7$ (m^3)		8.3	9.0	9.0	9.0

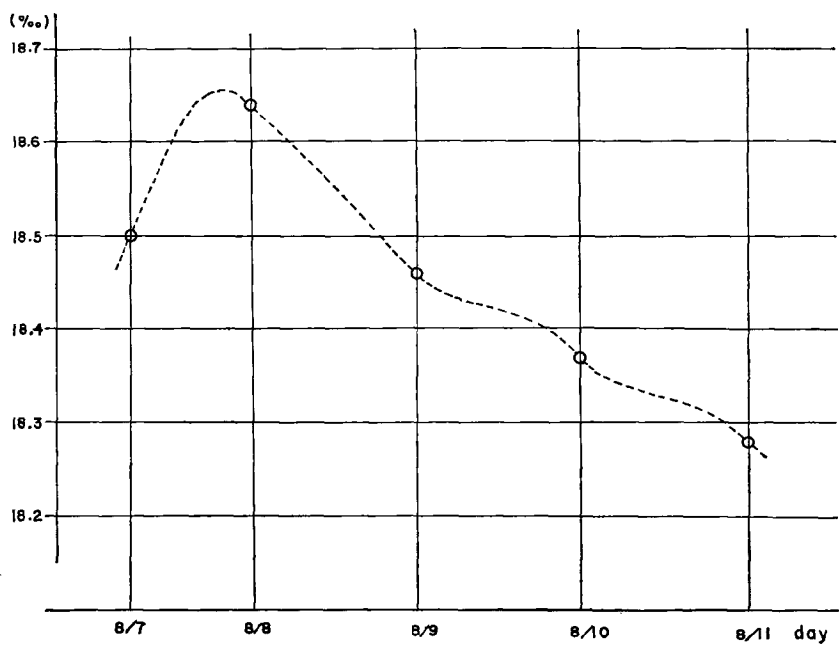


Fig. 10 Diurnal variation of the mean chlorinity in the volume between Line-I and Line-II.

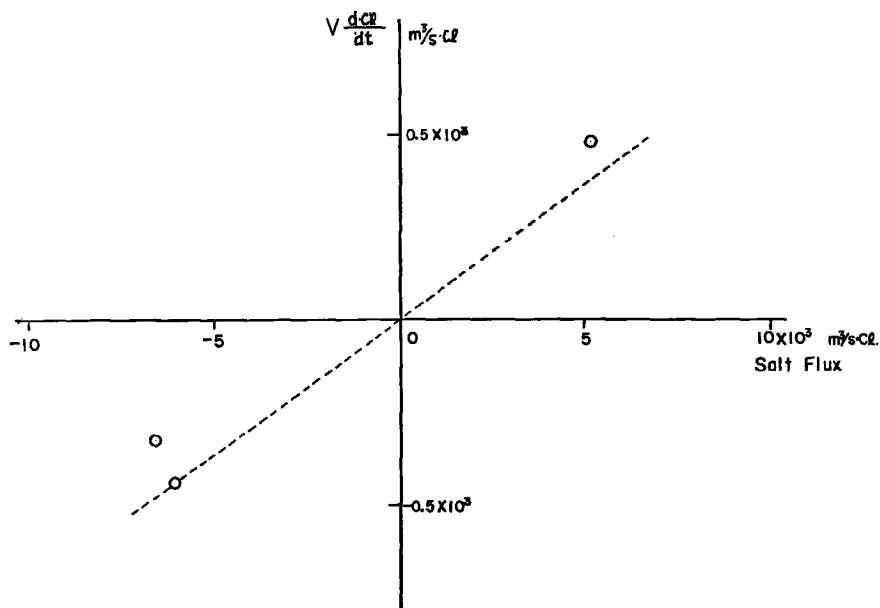


Fig. 11 Relationship between the chlorinity flux difference and the time change of the volume of the chlorinity in the volume between Line-I and Line-II.

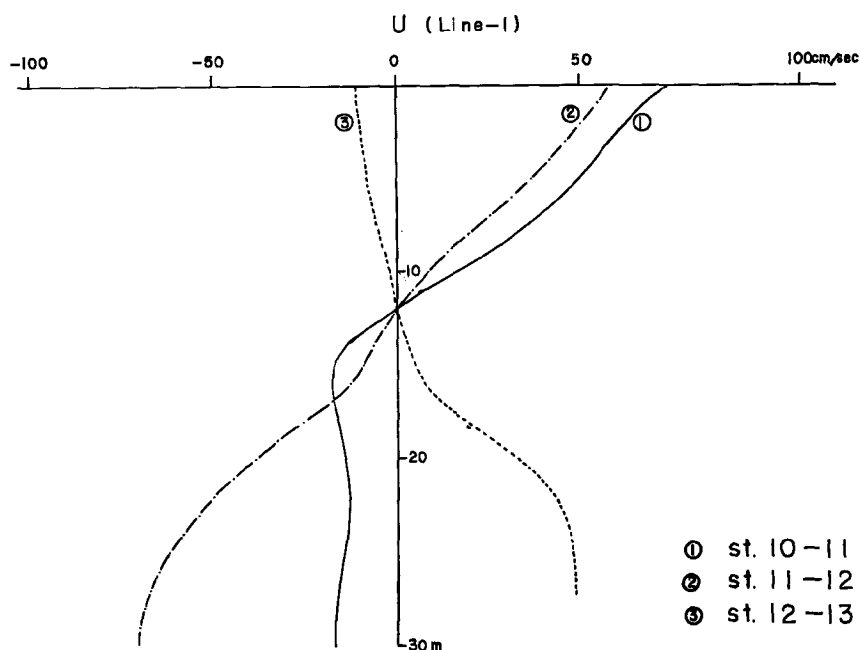


Fig. 12 The velocity profiles calculated from the dynamical calculation on Line-I.

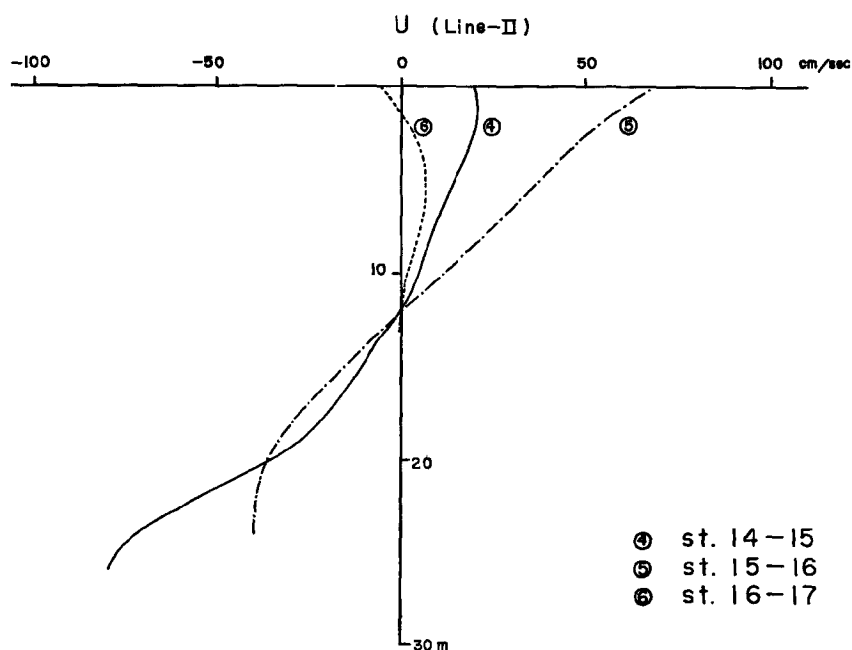


Fig. 13 The velocity profiles calculated from the dynamical calculation on Line-II.

4. 摩 擦 項

そこでわれわれは、次に、流れが圧力勾配項と摩擦項とのバランスで説明できるとする立場から、次の計算を行なった。この方法を適用した海域を Fig. 14 に示す。フラックスを考える領域は Line I' および Line II' で示される点線で囲まれた部分である。まず y 方向の流速 v について考える。用いた式を以下に示す。運動は定常であり、鉛直渦動拡散係数 K_z は深さ方向で変わらないとする。

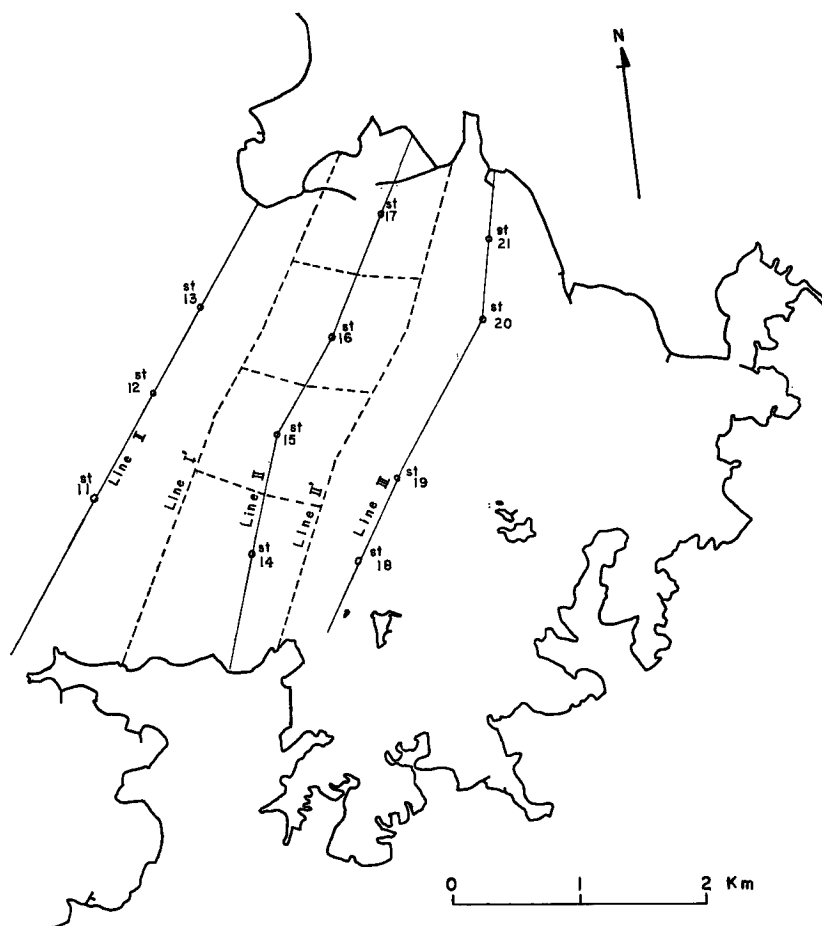


Fig. 14 Location of stations in Tanabe Bay used to calculate the balance between the pressure gradient and the stress term.

運動方程式は一般的に、

$$fu = -\frac{10^5 \Delta(\delta D + \varepsilon)}{\Delta y} + K_z \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \dots \dots \dots (1)$$

f : コリオリパラメーター

u, v : x および y 方向の流速 (cm/sec)

δD : dynamic-depth anomaly (dynamic meter)

ε : 海面の傾きをあらわす補正項 (dynamic meter)

Δy : y 方向の測点間の距離 (cm)

K_z : 鉛直渦動拡散係数 (cm^2/sec)

$z, \bar{H}$: 鉛直方向の距離および測点間の平均水深 (m)

と書かれる。今コリオリの力の項を無視すると

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{\Delta}{K_z \Delta y} 10^5 (\delta D + \varepsilon) \dots \dots \dots (2)$$

海面において、風の shear はない

$$\left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \dots \dots \dots (3)$$

として、(2) 式を積分すれば、

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\Delta}{K_z \Delta y} \int_0^z 10^5 (\delta D + \varepsilon) dz = \frac{10^5 \Delta}{K_z \Delta y} \left\{ \sum_0^z 10^5 \delta D + 10^5 \varepsilon z \right\} \dots \dots \dots (4)$$

となる。これを更に積分し、表面流速を v_0 と書いて、

$$v - v_0 = \frac{\Delta}{K_z \Delta y} \int_0^z \int_0^z 10^5 (\delta D + \varepsilon) dz = \frac{10^4}{K_z \Delta y} \left\{ \Delta \sum_0^z \sum_0^z 10^5 \delta D + 10^5 \frac{\Delta \varepsilon}{2} z^2 \right\} \dots \dots \dots (5)$$

が得られる。ここで流量のフラックスが零

$$\int_0^{\bar{H}} v dz = 0 \dots \dots \dots (6)$$

と仮定すると、(5) 式をさらに積分することによって、

$$-v_0 \bar{H} = \frac{10^6}{K_z \Delta y} \left\{ \frac{\bar{H}}{2} \Delta \sum_0^{\bar{H}} \sum_0^{\bar{H}} 10^5 \delta D + 10^5 \frac{\Delta \varepsilon}{6} \bar{H}^3 \right\} \dots \dots \dots (7)$$

の関係が得られるが、一方、海底において流れはない

$$v_{z=\bar{H}} = 0 \dots \dots \dots (8)$$

と仮定することによって、(5) 式から、

$$-v_0 = \frac{10^4}{K_z \Delta y} \left\{ \Delta \sum_0^{\bar{H}} \sum_0^{\bar{H}} 10^5 \delta D + 10^5 \frac{\Delta \varepsilon}{2} \bar{H}^2 \right\} \dots \dots \dots (9)$$

が得られる。したがってこれらの二式 (7) と (9) とから v_0 を消去することにより、 $\Delta \varepsilon$ と δD との関係式が、

$$10^5 \Delta \varepsilon = \frac{3}{\bar{H}^2} \left\{ \frac{\bar{H}}{2} \Delta \sum_0^{\bar{H}} \sum_0^{\bar{H}} 10^5 \delta D - \bar{H} \Delta \sum_0^{\bar{H}} \sum_0^{\bar{H}} 10^5 \delta D \right\} \dots \dots \dots (10)$$

と得られる。

7日の各測点での δD から、 y 方向の各測点間の $10^5 \Delta \varepsilon$ を求め、(5) 式に代入して v の鉛直方向の分布を求めたものが Fig. 15 である。ここで K_z の値としては、観測塔における上下2層の水温の連続記録にあらわれる日変化から求めた鉛直渦動拡散係数²⁾の値が、夏の場合 $270 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であったことを参考にして、平均水深が最も深い St. 14-15 間で $K_z = 250 \text{ cm}^2/\text{sec}$ をとり、ほかの場所は、 $K_z = \alpha \bar{H}$ と仮定することによって得られる値を用いた。この時 α の値として 10.4 を用いると、St. 15-16 間で $K_z = 200 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、St. 16-17 間で $K_z = 100 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となる。これらの K_z の値を用いて流速を計算した結果は、たかだか $4 \text{ cm}/\text{sec}$ 程度の流速であり、まず妥当な値と考えられる。

次に x 方向の流速 u についての計算を行なった。この計算を行なうにあたり、Fig. 16 に示すようなテンソル表示および定義を行なった。

運動方程式はここでも一般的に、

$$-fv_{ij} = -\frac{10^5 \Delta_i (\delta D_{ij} + \varepsilon_{ij})}{\Delta x_{ij}} + K_z \frac{\partial^2 u_{ij}}{\partial z^2} \dots \dots \dots (11)$$

と書かれるが、コリオリの力の項を無視すると、

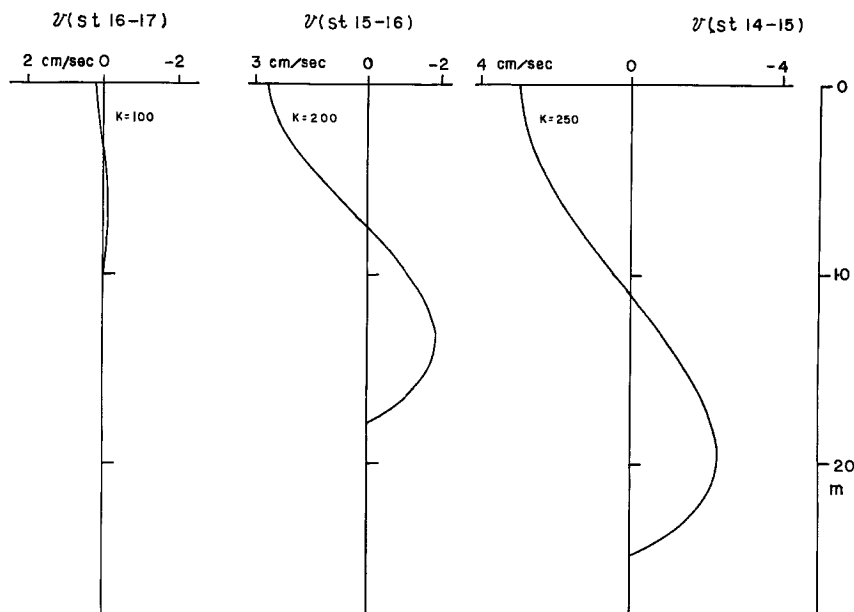


Fig. 15 The velocity profiles of the Y-direction.

$$\frac{\partial^2 u_{ij}}{\partial z^2} = \frac{A_i}{K_z \Delta x_{ij}} (10^5 \delta D_{ij} + 10^5 \varepsilon_{ij} z) \dots \dots \dots (12)$$

海面において風の shear が無い

$$\left. \frac{\partial u_{ij}}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \dots \dots \dots (13)$$

として, (12) 式を積分すれば,

$$\frac{\partial u_{ij}}{\partial z} = -\frac{10^5 A_i}{K_z \Delta x_{ij}} \left\{ \sum_0^z 10^5 \delta D_{ij} + 10^5 \varepsilon_{ij} z \right\} \dots \dots \dots (14)$$

となり, これをさらに積分することによって,

$$u_{ij} - u_{0ij} = \frac{10^4}{K_z \Delta x_{ij}} \left\{ A_i \sum_0^z \sum_0^z 10^5 \delta D_{ij} + 10^5 \frac{A_i \varepsilon_{ij}}{2} z^2 \right\} \dots \dots \dots (15)$$

が得られる。 u_{0ij} は表面流速を表わす。

ここで測線 I' および II' の y 方向鉛直断面における流量フラックスがそれぞれ零という仮定をおく。すなわち,

$$\sum_j \Delta y_{ij}' \sum_0^{\bar{H}_{ij}} u_{ij} = 0 \dots \dots \dots (16)$$

である。(15) 式を積分し y 方向鉛直断面を通過する流量フラックスを求め, これを(16) 式に代入すると,

$$-\sum_j \Delta y_{ij}' \sum_0^{\bar{H}_{ij}} u_{0ij} \bar{H}_{ij} = \sum_j \frac{10^4}{K_z \Delta x_{ij}} \left\{ \sum_0^{\bar{H}_{ij}} \sum_0^z \sum_0^z 10^5 \delta D_{ij} + 10^5 \frac{A_i \varepsilon_{ij}}{6} \bar{H}_{ij}^3 \right\} \dots \dots \dots (17)$$

となる。さらに前同様、海底において流速は零とすると (15) 式より,

$$-u_{0ij} = \frac{10^4}{K_z \Delta x_{ij}} \left\{ A_i \sum_0^{\bar{H}_{ij}} \sum_0^z \sum_0^z 10^5 \delta D_{ij} + 10^5 \frac{A_i \varepsilon_{ij}}{2} \bar{H}_{ij}^2 \right\} \dots \dots \dots (18)$$

が得られる。したがって (17) 式および (18) 式より u_{0ij} を消去して,

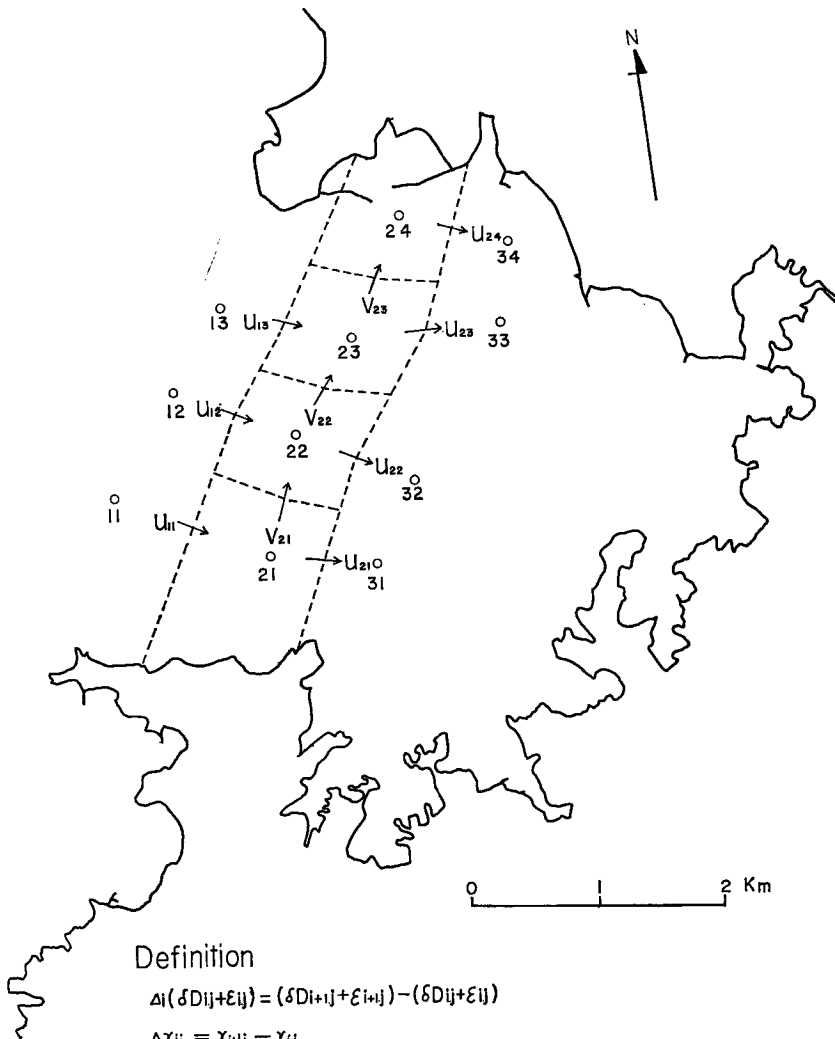


Fig. 16 The tensor expression of location of stations and velocities.

$$\sum_j \frac{10^6 \Delta y_{ij}'}{K_z \Delta x_{ij}} \left\{ \sum_0^{\bar{H}_{ij}} \Delta_i \sum_0^{\bar{H}_{ij}} 10^5 \delta D_{ij} - \bar{H}_{ij} \Delta_i \sum_0^{\bar{H}_{ij}} \sum_0^{\bar{H}_{ij}} 10^5 \delta D_{ij} - 10^5 \Delta_i \varepsilon_{ij} \frac{\bar{H}_{ij}^3}{3} \right\} = 0 \quad (19)$$

となる。今、 $\Delta_i \varepsilon_{ij}$ をさらに、

$$\Delta_i \varepsilon_{ij} = \Delta_i \varepsilon + \Delta_i \varepsilon_{ij}' \quad (20)$$

と二つの部分にわけて考えることにする。ここで $\Delta_i \varepsilon_{ij}'$ は測点 11 と 14 および 14 と 18 の間の海面差を零とおいた時の x 方向の各対応測点間の海面差であり、 $\Delta_i \varepsilon$ は測点 11 と 14 および 14 と 18 の間の海面差である。(19) 式に (20) 式を代入して整理すると、

$$10^5 \Delta_i \varepsilon = \frac{\sum_j \frac{10^6 \Delta y_{ij}'}{K_z \Delta x_{ij}} \left\{ \sum_0^{\bar{H}_{ij}} \Delta_i \sum_0^{\bar{H}_{ij}} 10^5 \delta D_{ij} - \bar{H}_{ij} \Delta_i \sum_0^{\bar{H}_{ij}} \sum_0^{\bar{H}_{ij}} 10^5 \delta D_{ij} - 10^5 \Delta_i \varepsilon_{ij}' \frac{\bar{H}_{ij}^3}{3} \right\}}{\sum_j \frac{10^6 \Delta y_{ij}'}{K_z \Delta x_{ij}} \frac{\bar{H}_{ij}^3}{3}} \quad (21)$$

の関係式が得られる。(10) 式の関係によって $\Delta \epsilon_{ij}'$ は計算できるので、これから $\Delta \epsilon$ の値が定まる。 K_s の値としては先の $K_s = \alpha \bar{H}$ ($\bar{H}$ はそれぞれの測定点間の平均水深) を用いたが、 α の値としては 11.05 を使用した。 $\Delta \epsilon$ の値が求まれば、これと $\Delta \epsilon_{ij}'$ とから $\Delta \epsilon_{ij}$ が定まり、これによって (18) 式および (15) 式から流速を求めることができる。このようにして求めた流速の大きさは、ただだか 6 cm/sec の程度で、田辺湾で期待される流速としては適当であると考えられる。しかし、流量フラックスのバランスを調べてみると、Fig. 17 に示すように、各部では必ずしもうまくバランスしていない。

流量のバランスが成立たないと塩素量のフラックスを考えても無意味であるから、この流量バランスが成立つように K_s の値を少し変えてみた。その結果、測線 II' 上の K_s の値はそのままにして、測線 I' 上の K_s の値をそれぞれの測定点間の平均の深さには無関係にすべて $400 \text{ cm}^2/\text{sec}$ という値にして流量を求めてみると、Fig. 18 の括弧内の数字で示すように非常にうまくバランスすることが見出された。この時の流速分布を示したものが Fig. 19 および 20 である。流速の値としては最大 5.25 cm/sec であり、十分妥当な値であると思われる。なお、Fig. 21 にこの時の水面の高低の状況を示しておいた。 $\Delta \epsilon_{ij}$ の値の分布からひかれたものである。

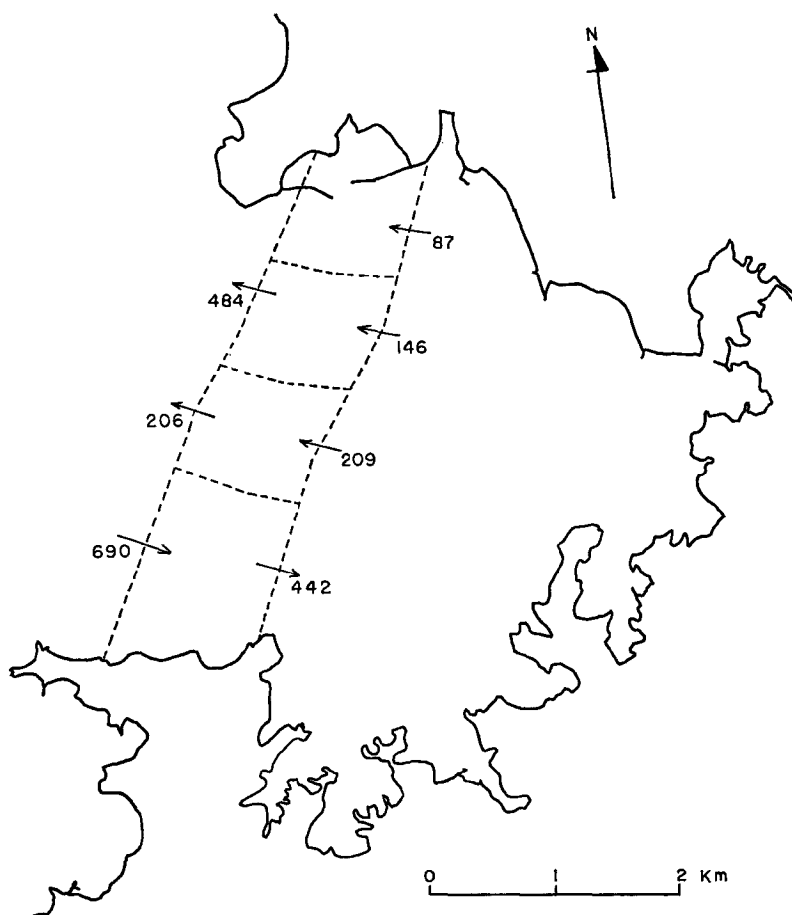


Fig. 17 The volume transport.

そこで次に、この流速分布と塩素量の分布とから塩素量のフラックスを求めてみる。**Fig. 18** の括弧をつけていない数字がこれを示したものである。これをみると、測線 I' および II' の正味の塩素量フラックスはいずれも湾外に向っているが、前者よりも後の方が大きくて、測線 I' と II' との間の領域の平均塩素量は増加しなければならない。次の日の 8 日に行なった観測から得られた塩素量の平均値は、この 7 日より 0.087‰ 増加している。一方、この塩素量フラックスから推定される塩素量増加分を計算してみると、 $0.12\text{‰}/\text{day}$ となる。**Fig. 10** から推定されるように、観測時の塩素量の増加傾向は 7 日から 8 日にかけての増加分の値 0.087‰ よりは大きいと思われることを考慮すると、この値はむしろきわめて妥当なものといえることができる。したがって、上述した流速分布を求める計算方法はほぼ適当なものであろうと結論できよう。厳密な一致を求めるには、用いたデータがあまりにもラフであり、多くの仮定、推算を含んでいるので今後のよりよい観測によってさらに再検討することが必要であると考えられるが、この田辺湾の海況の推移が圧力勾配項と摩擦項とがバランスした密度流によるとの考えはほぼ正しいものといってよいであろう。

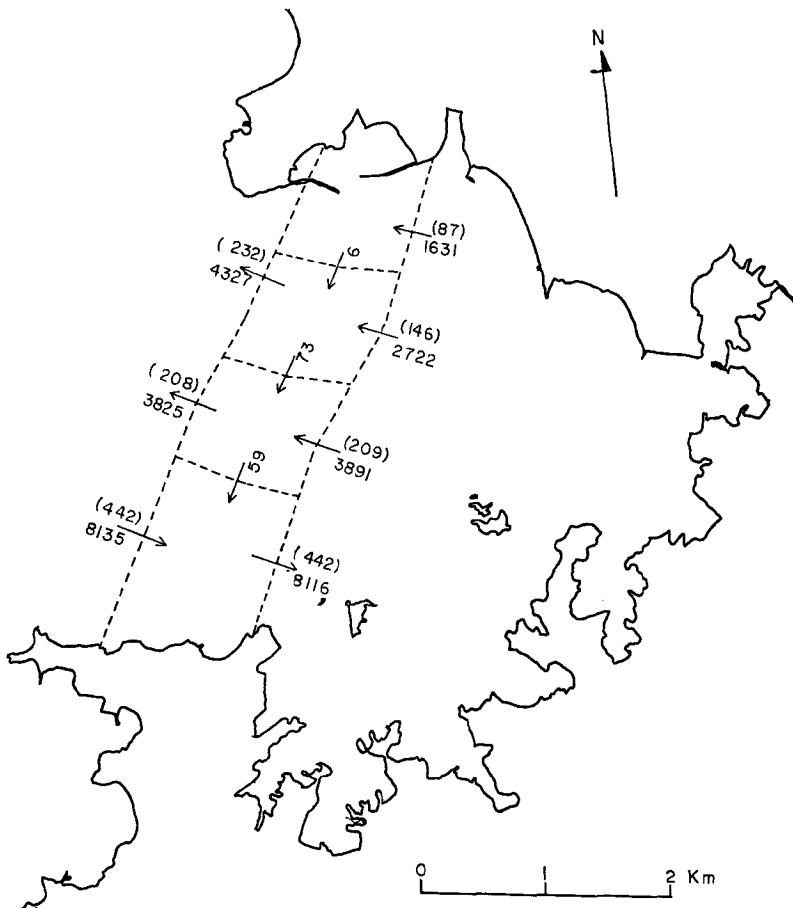
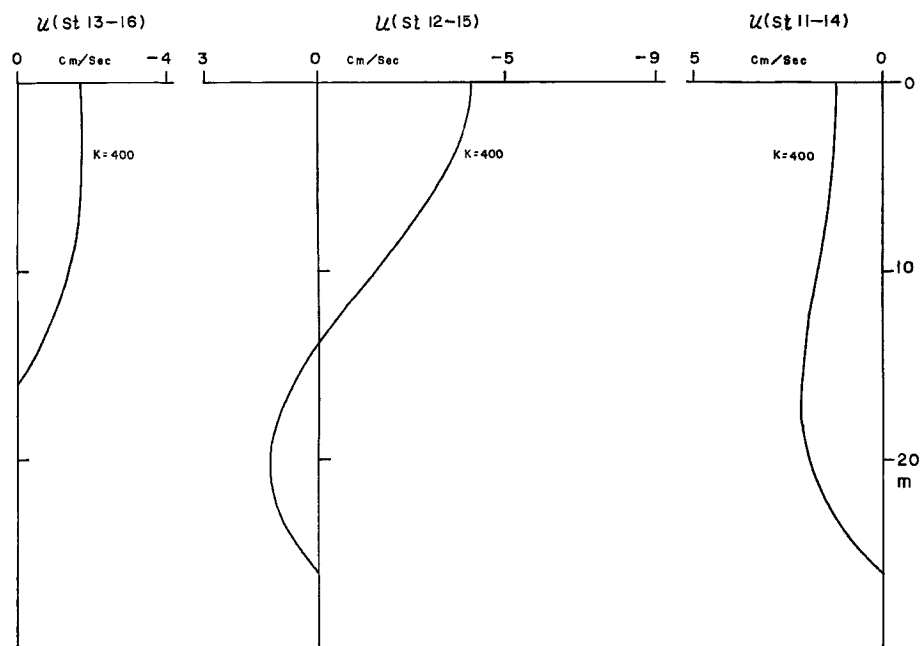
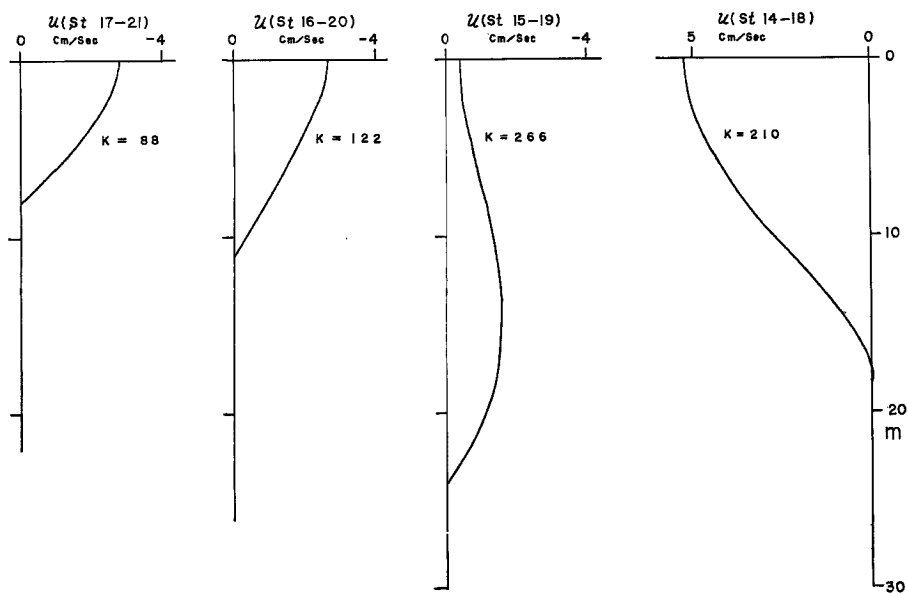


Fig. 18 The volume transport and chlorinity flux.

Fig. 19 The velocity profiles of the X -direction on Line-I.Fig. 20 The velocity profiles of the X -direction on Line-II.

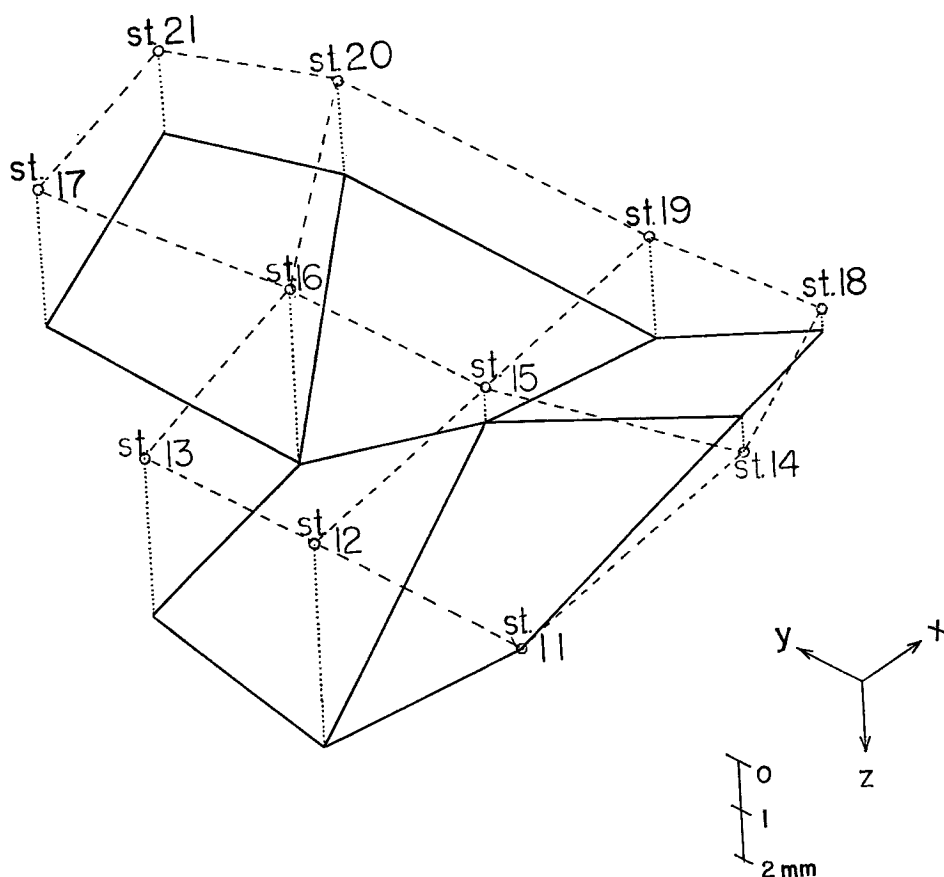


Fig. 21 The topography of the sea surface relative to St. 11.

5. あとがき

田辺湾の海洋観測塔でとられている水温の記録上にあらわれる急激なジャンプの実態が、湾外水の湾内へのつつこみであり、それは密度流という形でとらえられ、その流れを規制するものが摩擦項であるという考えがほぼ確実なものとして理解される段階に達した。しかしながら、このような流れの計算法自体を確立することにもなお多くの問題点が残されている。まず第一に、塩素量の鉛直分布をもっと細かく測定しなければならないが、実際の流速分布の測定ならびに鉛直渦動拡散係数の実測によって、さらに確実化していかなければならないであろう。ただ、このような考え方がこのような湾あるいは沿岸海域での海況変動現象を理解していくのに有効であろうと考えられるので、さらにこの線に沿った研究を先へ進めていく考えである。この際、もっとも有力かつ中心的な武器となるものは、近年とくに進歩した STD とよばれる測器であると考えられるので、このような浅海領域でもっとも使い易いものを早急に導入したいと考えている。

最後に、この研究を進めるにあたって、資料の整理に協力していただいた芹沢重厚氏、嶋美知子氏に謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 國司秀明・西 勝也・鈴木 徹：田辺湾における海況変動の観測（第 2 報），京都大学防災研究所年報，昭 43，第 11 号 B，pp. 327-335.
- 2) 國司秀明・西 勝也・由佐悠紀：白浜海洋観測塔における水温変動について（第 2 報），京都大学防災研究所年報，昭 42，第 10 号 B，pp. 295-303.
- 3) Fomin, L. M.: The Dynamic Method in Oceanography, 1964, pp. 141-151.