



Title	宗谷暖流の順圧不安定について
Author(s)	大島, 慶一郎
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 44, 85-98
Issue Date	1984-10-05
DOI	10.14943/gbhu.44.85
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/14130
Type	bulletin (article)
File Information	44_p85-98.pdf



[Instructions for use](#)

宗谷暖流の順圧不安定について

大 島 慶一郎

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和59年6月13日受理)

Barotropic Instability of the Sôya Warm Current

By Keiichirou OHSHIMA

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received June 13, 1984)

The instability of the Sôya Warm Current is investigated, in an attempt to explain the following two phenomena often found in summer, the undulation of the front seen in satellite infrared imagery, and the intervening of the offshore waters into the Sôya Warm Waters.

A barotropic model, including the bottom topography and the lateral shear of the current which determine the potential vorticity, is used, since the Sôya Warm Current is almost barotropic and the relative vorticity associated with the shear is comparable to the planetary vorticity. For typical lateral shears of this current in summer, the possibility of barotropic instability is suggested, and the most unstable waves have wavelengths and periods around 60 km and 2 days, respectively, in good agreement with the observed ones.

I. は じ め に

宗谷暖流は対馬暖流系の日本海水が宗谷海峡を通り、北海道オホーツク海沿岸に沿って流れる流れである。

近年の精力的な観測(青田, 1975), 或いはリモートセンシング技術の向上などにより, 宗谷暖流に関する情報はかなり増えつつある。それらによると, 宗谷暖流はかなり顕著な季節変動を示すことがわかっている。今回の研究は流量の最も大きい夏季の宗谷暖流を対象としたものである。さて, 高温・高塩の宗谷暖流水は, その沖側にある低温・低塩の中冷水と水質を異にし, かなりはっきりとしたフロントをつくっている。興味深いのは, このフロントに関し, 夏季には次のような現象がしばしば見つかるようになってきたことである。

- 1) 宗谷暖流水内に, しばしば沖側にある中冷水がとり込まれている(青田, 1982; 本井他, 1982)。

2) 人工衛星の赤外影像でみることのできる、宗谷暖流水とその沖合の水とのフロントに、比較的規則正しい波動が現れる (宗山他, 1983)。

以上示した2つの現象に関しては見つかったばかりでまだ詳細なことはわかっていないし、また互いに密接に関連した現象なのかどうかについても明確にはわかっていない。しかし、いずれにしてもこれらの現象は流れの不安定性を強く示唆する現象である。一方、この海域は岸沿い方向に海底地形・流速分布などの物理量がほぼ一様であることから、理論的には非常に考えやすい設定になっている。そこで、宗谷暖流の不安定性を理論的に考察しようと試みたのが本研究である。結論から先に述べてしまえば、夏季の宗谷暖流においては順圧不安定が起りえることが示され、またそうすると、1) 2) といった現象がうまく説明されることが示された。

II. 基 本 場

宗谷暖流のような岸に沿う流れの不安定性についてはいくつかの理論がある。それらの理論を適用する前に、まず流れの基本場がどうなっているかを捉える必要がある。今までの観測から夏季における基本場の特徴をまとめると次のようになる。

- 1) 岸沿い方向には流速場は変化せず、ほぼ一様であり、また岸沿い方向の成分が卓越する。
- 2) 暖流水とその沖合の水との密度差は、温度の効果と塩分の効果が相殺しあってほとんどない。従ってピクノクラインは水平面に近い形になっており、フロントも温度ないしは塩分のフロントにはなっているが、密度フロントにはなっていない。

- 3) 流れは上層から下層まで、ほぼ一様である。これは係留による測流 (青田・永田, 1983) や電磁式流速プロファイラーによる測流 (金成他, 1984) によって確かめられている。

- 4) ポテンシャル渦度分布に極大点をもちうる流速分布及び海底地形をもっている。これに関して簡単に説明する。宗谷暖流においては岸沿い方向の流速成分が卓越しているので、それを V とすると相対渦度は V_x (x は岸に垂直方向の座標) で近似される。そこで、実際に推定される流速分布 $V(x)$ 、及び海底地形 $H(x)$ (Fig. 1(a)) から、ポテンシャル渦度 $(f + V_x)/H$ を計算したのが Fig. 1(b) である。実際には詳細な流速分布がわかっているわけではなく、Fig. 1(a)に

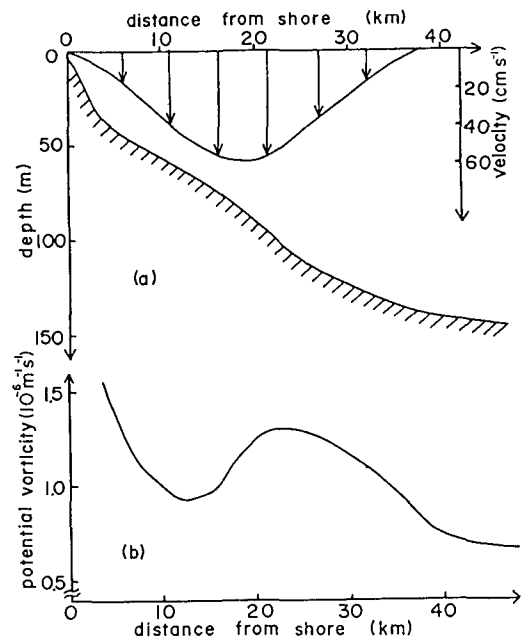


Fig. 1. (a) Bottom topography and velocity distribution of the Soya Warm Current and (b) the corresponding potential vorticity distribution.

示したものは今までの観測（青田・永田，1983；金成他，1984）などから総合的に判断して描いたものでかなり任意性がある。しかしながら夏季の宗谷暖流においては、沖合にポテンシャル渦度の極大点をもちうる流速分布をしているのはかなり確かなようである。

以上、基本場についてまとめたが、まず1)より、岸沿い方向の変化を考えなくてよいから問題は2次元に帰し、理論的扱いが容易になる。また2)から、密度フロントが本質的であるような不安定が生じるとは考えにくい。また、ピクノクラインがほぼ水平面に近い形であることから、傾圧的な不安定は重要にはならないであろう。2)、3)より、基本場としてはバロトロピックなモデルを考えてよいと思われる。不安定性にとって本質的であると思われるのは4)である。4)に言う、ポテンシャル渦度に極値をもつというのは、(KUO, 1949)が示した順圧不安定の必要条件に他ならないからである。

以上より、バロトロピックを仮定し、ポテンシャル渦度分布を決める要素である、水平流速シアと海底地形とをとり入れたモデルを考えることにする。問題を一般的な立場から捉えると、「斜面上を流れる沿岸境界流の順圧不安定について」というテーマを考えることになる。尚、今回の研究では散逸の効果は考えておらず、また、線形の範囲でのみ不安定の問題を扱う。

NILLER and MYSAK (1971) (以下 N & M と略す) はステップ形の海底地形と三角型の流速分布をもつモデルを用いて、不安定波及び安定波を解析的に調べている。ただし N & M は、ガルフストリームを念頭においているため、北半球で岸を左手に見るような流れの場合のみ考えていて、宗谷暖流のように岸を右手に見るような流れについては計算していない。そこでまず、第III章では、N & M の用いたモデル (以下、ステップモデルとする) を使って、不安定波の議論を行なう。N & M のモデルは分散関係が解析的に求まるという点では秀れているが、地形・流速シアに不連続点が存在するなど、現実との対応を考えた場合、問題点が多い。そこで第IV章では、より現実的な海底地形及び流速分布をとり入れたモデルによって、不安定波の議論を行なう。

III. ステップモデル

Fig. 2(a)のように座標系をとり、北半球で、 y 方向に無限な陸棚を考える。順圧、非粘性、非圧縮を仮定し、惑星 β 効果は無視する。変数の無次元化を行なうために、時間を $1/f$ (f はコリオリパラメーター)、水平座標を陸棚幅 l 、水深を最大深 H_{max} で規格化する。基本場には y 方向にのみ流速 $v(x)$ があるとする。 \tilde{u} , \tilde{v} を擾乱による x , y 方向の流速、 h を水深とする。

ポテンシャル渦度保存則により、

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{1+\xi}{h} \right) = 0 \quad (1)$$

が成り立つ。ここで、 ξ は相対渦度を表わし、

$$\xi = \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$$

rigid-lid を仮定し、次のような流量流線関数を導入する。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u} &= -\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ \tilde{v} &= \frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

y 方向に次のような波動解を考える。

$$\phi = \phi(x) \exp\{i(\sigma t + ky)\} \quad (3)$$

(1)~(3)より、

$$(\sigma + vk) \left[\left(\frac{\phi'}{h} \right)' - \frac{k^2}{h} \phi \right] - kP'\phi = 0 \quad (4)$$

を得る。ここで、' は x に関する微分を表わし、また、

$$P(x) = \frac{1+v'}{h}$$

境界条件は

$$\left. \begin{aligned} \phi &= 0 & ; x &= 0 \\ \phi &= 0 & ; x &= \infty \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

となる。

Fig. 2(a)に示すような海底地形及び流速分布において、I, II, IIIの各領域での ϕ を ϕ_i ($i = I, II, III$) とする。各領域内では、 $h' = P' = 0$ なので、(4)は結局、次のようになる。

$$\phi_i'' - k^2 \phi_i = 0 \quad (6)$$

h, P が不連続になる所で(4)を積分すると、

$$(\sigma + vk) [h^{-1} \phi']^{\pm} - k^2 (\sigma + vk) \int_{-}^{+} h^{-1} \phi dx - k [P\phi]^{\pm} - k \int_{-}^{+} P\phi' dx = 0 \quad (7)$$

ここで、+, - は不連続点の両側の点である。アンダーラインを施した項の被積分項は有限であるから積分値は0となる。よって(7)は

$$(\sigma + vk) [h^{-1} \phi']^{\pm} - k [P\phi]^{\pm} = 0 \quad (8)$$

となる。

$k > 0$ としても一般性を失わないので、以後 $k > 0$ とする。すると、(5), (6)及び ϕ の連続性により次式が成り立つ。

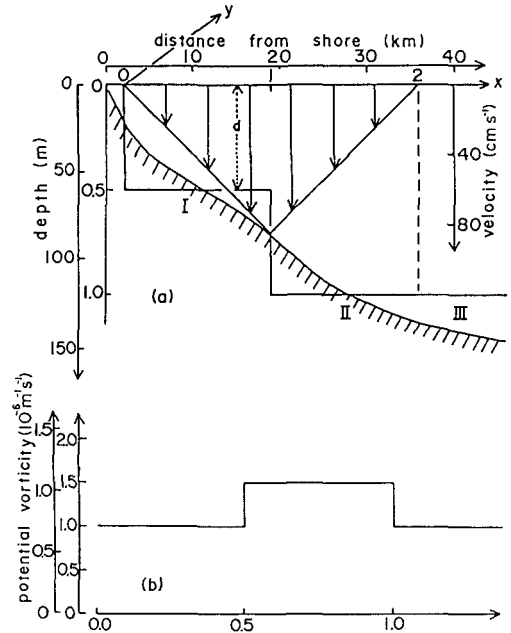


Fig. 2. (a) The current and topographic configurations of the step model and (b) the corresponding potential vorticity distribution. The values in the figure are chosen for the principal case, i. e. $d=0.5$, $R=-0.5$. The dimensional scales are also indicated.

$$\left. \begin{aligned} \phi_I &= A \sinh kx && ; 0 < x < 1 \\ \phi_{II} &= A \sinh kx + B \sinh k(x-1) && ; 1 < x < 2 \\ \phi_{III} &= (A \sinh 2k + B \sinh k) \exp\{-k(x-2)\}; && 2 < x \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(9)を用い、(8)の条件を不連続点 $x = 1, 2$ において適用すると、 A, B が自明でない解をもつための条件から、次に示す分散関係式が得られる (詳細は NILLER and MYSAK, 1971).

$$\begin{aligned} &\sigma^2[\mu \exp(k) \cosh k - 1] \\ &+ \sigma[\mu R \cosh k \sinh k + \mu R \exp(k)(k \cosh k - \sinh k) \\ &\quad - Rk + (2 - \mu) \exp(k) \sinh k] \\ &+ R \sinh k[\mu R(k \cosh k - \sinh k) + (2 - \mu) \sinh k] = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

ここで $\mu = 1 + d^{-1}$

$$R = v = v'$$

(10)において、ある実数 k を与えるとき、 σ が実根となるか虚根となるかによって、その波が安定であるか不安定であるかが決まる。

N & M は北半球で岸を左手に見て流れる場合 ($R > 0$) についてしか計算していない。宗谷暖流のように岸を右手に見て流れる場合 ($R < 0$) だと、 $R > 0$ の場合と比べ、安定波のみならず不安定波の様相も変わってくる。実際に $\mu = 3$ (陸棚水深がその沖の水深の 1/2 のとき) として、 $R = -1.0, -0.5, 0, 0.5, 1.0$ のときの分散関係を示したのが Fig. 3 である。実線で示された、シア波と陸棚波の両者がカップリングを起したとき、不安定となる。点線が不安定波を示す。この図で示されるように $R < 0$ のときの方がより小さい波数領域で不安定を生ずることがわかる。陸棚波は本来岸を右手に見て伝播するのであるが、一般流があるとそれによって移流され、その伝播特性が変化する。一方、一般流の存在によって流速シアが生じると、新たにシア波が存在するようになる。これら 2 つのモードがある波数において、競合するような位相速度を持ったとき、カップリングを起こして

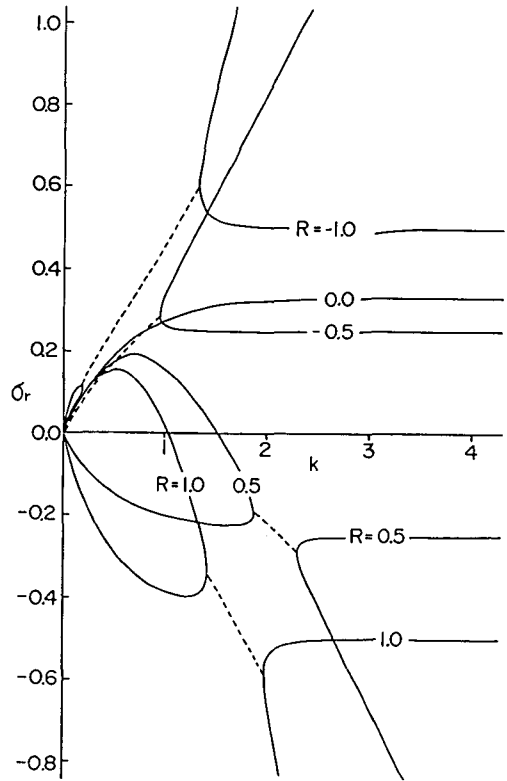


Fig. 3. The dispersion relations of the step model for the case $R = -1.0, -0.5, 0.0, 0.5, 1.0$. The waves are unstable where the two roots of (10) coalesce (dotted lines).

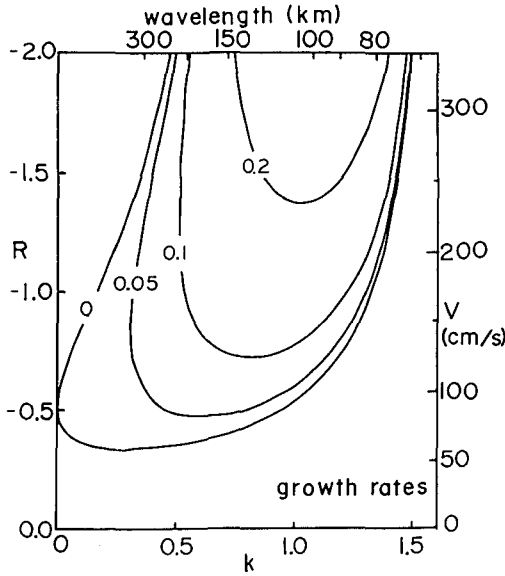


Fig. 4. Growth-rates of the unstable wave of the step model for the case $\mu=3, R<0$. The dimensional wavelength and e-folding time are also indicated.

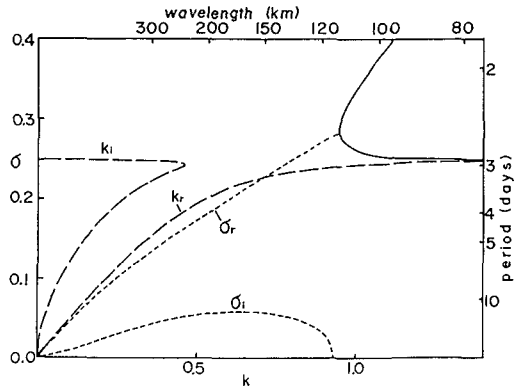


Fig. 5. The dispersion relations of the step model for the case $\mu=3, R=-0.5$. Solid line : stable wave, dotted lines : unstable wave when σ is taken imaginary, broken lines : unstable wave when k is taken imaginary.

Table 1. Characteristic properties of the most unstable wave for the step model. $\mu=3, R=-0.5$, A : when σ is taken imaginary, B : when k is taken imaginary.

	Period (days)	Wavelength (km)	e-folding time (days)	e-folding distance (km)	Phase velocity (cm/sec)	Group velocity (cm/sec)
A	3.5	167	2.0	—	56	41
B	3.0	108	—	37	42	4

不安定波が生ずる。従って、本来陸棚波が伝播すべき方向に対して、一般流が同方向 ($R < 0$) に流れているか、あるいは逆方向 ($R > 0$) に流れているかにより、カップリングを起こして不安定になる波数領域もかなり異なってくるわけである。

Fig. 4 は $R < 0$ の場合の不安定波の成長率を、横軸に波数、縦軸に R をとって表わしたものである。この図から、シアが強ければ、不安定波はより短波長で生じ、また成長率も大きくなることがわかる。

以上は波数 k を実数にとり、周波数 σ が虚根となりうるようにして解いた。すなわち、時間的に成長するような不安定波を調べたわけである。時間的には定常を仮定し、空間的に成長するような不安定波を調べることもできる。つまり、分散関係式(10)において周波数 σ を実数にとり、 k が虚根となりうるようにして解けばよいわけである。Fig. 5 は、 $d=3, R=-0.5$ の場合について、時間的に成長する不安定波と空間的に成長する不安定波の両方を調べたものである。成長率

が最も大きくなる不安定波（最大不安定波）の波数及び周波数が両者で異なっている。宗谷暖流域に適当な次元量、 l （陸棚幅）=17 (km), $f=10^{-4}$ (rad/sec), $H_{max}=120$ (m) を用い、両者の最大不安定波の諸特性をまとめたのが table 1 である。また Fig. 2(a)には実際の地形との比較も示してある。また、この場合のポテンシャル渦度の分布を Fig. 2(b)に示した。

以上から、ステップモデルを用いて、宗谷暖流において順圧不安定が生ずることが示唆されたが、このモデルにより算出される最大不安定波の波長は、赤外影像にみられるフロントの波長に比べ、2～4 倍程度大きい。このモデルは、地形及び流速シアに不連続点をもっているので現実の状況によく対応しているとはいえない。観測などとの比較を適切に行ない、より定量的な議論を行なうには、もっと現実的な地形・流速分布をもったモデルを考える必要がある。そこで第IV章では、地形及び流速シアに不連続点を持たないような現実的なモデルを用いて不安定の議論を行なう。

IV. 連続的な流速シア及び海底地形をもったモデル

(4)の渦度方程式が(5)の境界条件のもとで解析的に解けるのは、ごく限られた $v(x)$ 及び $h(x)$ の場合だけであり (COLLINGS and GRIMSHAW, 1980 ; 1983), 任意の $v(x)$, $h(x)$ に対しては近似的に解かなくてはならない。BROOKS and MOOERS (1977) は不安定波が生じない領域についてのみ(4)を数値的に解いているが、不安定波については解いていない。本研究では任意の $v(x)$, $h(x)$ に対して、(4)・(5)のもとに生ずる不安定波を近似的に求めることを考えた。具体的な解き方は付録に示す。

さて、現実に対応させるために、海底地形及び流速分布を以下の形で近似する。

$$\left. \begin{aligned} h &= (1-h_0)x + h_0 && ; 0 \leq x \leq 1 \\ h &= 1 && ; 1 < x \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} v &= \frac{R_0}{2} (\cos 2\pi x - 1) && ; 0 \leq x \leq 1 \\ v &= 0 && ; 1 < x \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

ここで

$$R_0 = \frac{V_{max}}{fl}$$

$$h_0 = 0.2$$

Fig. 6(a)は l (斜面の幅)=34 (km), $H_{max}=140$ (m) として、モデルの海底地形と実際の地形を比較し、さらに $R_0=0.2$ の場合の流速分布を次元量で示したものである。また、このときのポテンシャル渦度の分布を Fig. 6(b)に示した。

具体的な値として、 $R_0=0.12, 0.2$ (それぞれ $V_{max}=41$ cm/sec, 68 cm/sec に相当) を用いて

解くと、不安定波が生ずる。Fig. 7(a)(b)はその分散関係を表わしたものである。\$R_0=0.12, 0.2\$は流量にすると、それぞれ約 \$0.97(Sv), 0.55(Sv)\$に相当する。今までの研究(青田, 1975; 金成他, 1984)から、夏季の宗谷暖流の流量はおおよそこれらの値の範囲内にあるものと考えられる。これらの値の範囲では Fig. 7に示すように広範囲の波数領域において不安定波が生ずる。注目されるのは、第1モードの不安定波の他に第2モードの不安定波が存在することである。Fig. 8(a)(b)は、\$R_0=0.2\$における、第1モード及び第2モードの最大不安定波の流線を描いたものである。Table 2は、\$R_0=0.12, 0.2\$における第1モード、及び \$R_0=0.2\$における第2モードの最大不安定波の諸特性をまとめたものである。第1モードにおいては、最大不安定波の波長は \$R_0\$によらずにほぼ一定で 60 km 程度となる。また、擾乱の振幅が \$e\$ 倍になる時間(e-folding time)は 1日半から 2日半程度、周期は 1日半から 2日程度となる。第V章でも議論するように、これらの諸特性から第1モードの不安定波が、現実には起こっている現象によく対応するようである。

Fig. 9は第1モードの不安定波の成長率を、横軸に波数、縦軸に \$R_0\$をとって表したものである。不安定が生じない臨界点 \$R_c\$はポテンシャル渦度 \$P\$が極値をもたない条件から求まる。

(11), (12)式より具体的に \$R_c\$を求めると、次のようになる。

$$R_c = \frac{1}{\pi^2} \frac{1-h_0}{1+h_0} \tag{13}$$

Table 2. Characteristic properties of the most unstable waves for the continuous model.

Ro	Vmax	Mode	Period (days)	Wavelength (km)	e-folding time (days)	Phase velocity (cm/sec)	Group velocity (cm/sec)
0.12	41	1	2.1	61	2.3	33	25
0.2	68	1	1.5	60	1.4	46	38
0.2	68	2	2.8	97	2.4	39	44

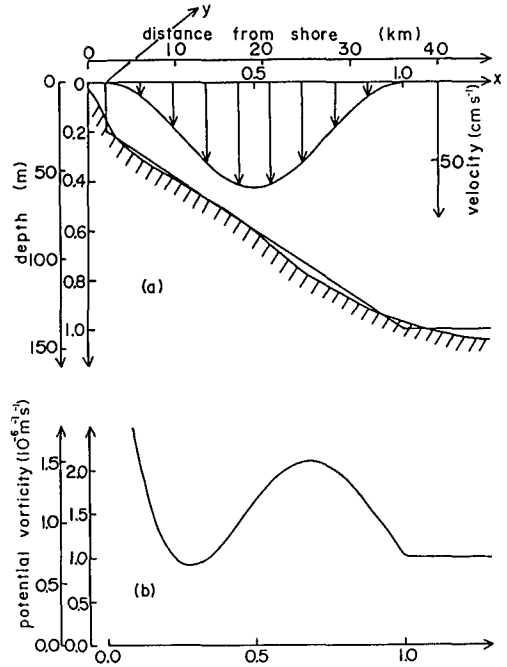


Fig. 6. (a) The current and topographic configurations of the continuous model and (d) the corresponding potential vorticity distribution. The values in the figures are chosen for the principal case, i. e. \$R_0=0.2\$. The dimensional scales are also indicated.

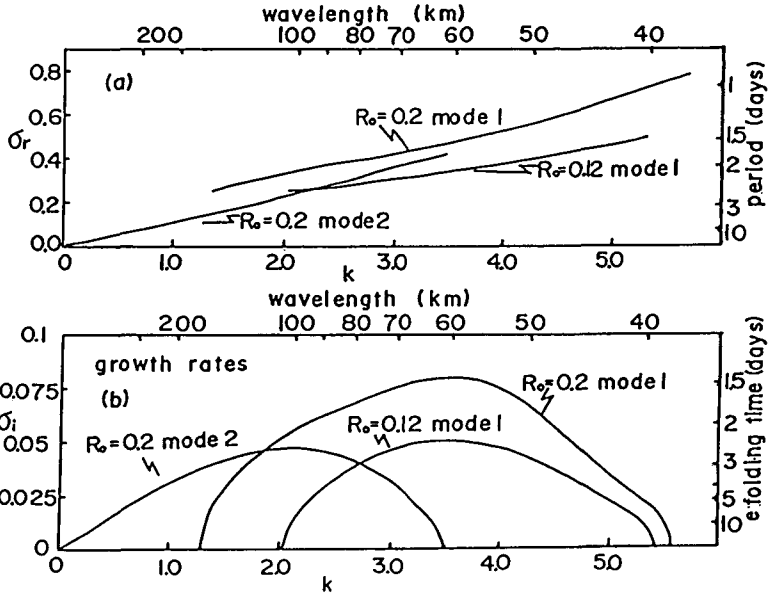


Fig. 7. The dispersion relations of the continuous model for the case $R_0=0.12, 0.2$. For $R_0=0.12$, only mode 1 is indicated. The dimensional wavelength, period, and e-folding time are also indicated.

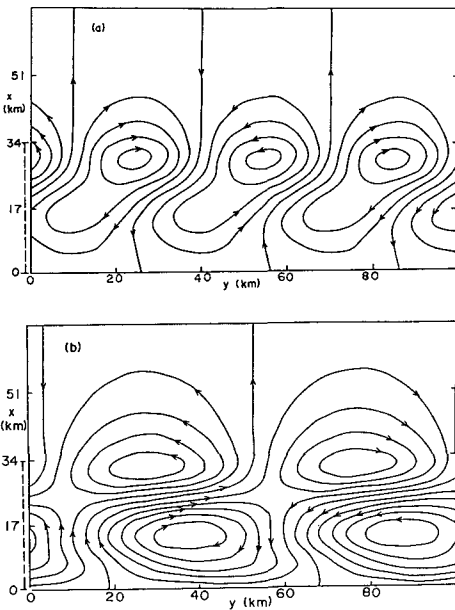


Fig. 8. The mass transport streamfunction for (a) mode 1, $R_0=0.2, k=3.6, (\sigma_r, \sigma_i)=(0.483, 0.080)$ and (b) mode 2, $R_0=0.2, k=2, (\sigma_r, \sigma_i)=(0.256, 0.048)$, corresponding to the most unstable wave, respectively. The amplitude is arbitrary. Broken line indicates sloping region.

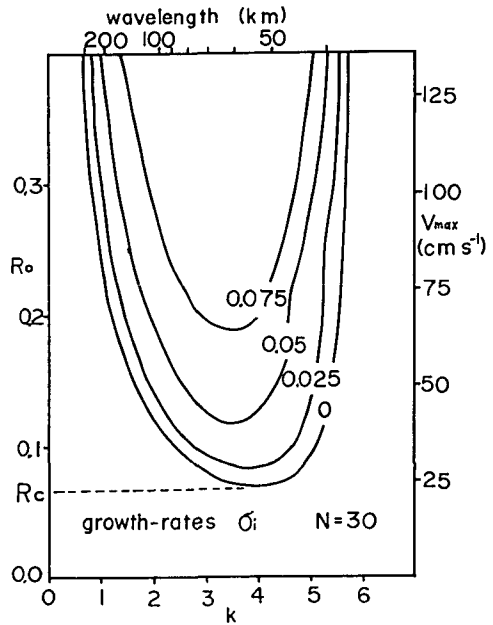


Fig. 9. Growth-rates of the unstable wave for the continuous model. The dimensional wavelength and e-folding time are also indicated.

ここで $h_0=0.2$ とすると, $R_c \approx 0.68$ となる. このとき $V_{max}=23$ cm/sec で, これは流量にすると $0.33(Sv)$ に相当する.

V. 観測との対応

本研究は, 赤外影像にみられるフロントの波動, 或いは中冷水の暖流水内への貫入, といった現象を説明する機構として, 順圧不安定を考えたわけであるが, 今回得られた計算結果と実際の現象とを対応させてみた. その結果次のようにまとめられる.

1) 計算結果では, 不安定が生ずるのは流量約 $0.33(Sv)$ 以上となる. 一方, 赤外影像において波動がみられたり, 中冷水の貫入が観測されるのは, おもに流量の大きい夏であり, 流量の小さい季節ではあまり見られないようである. これらの結果は (青田, 1975) などによって見積られている季節ごとの流量から考えると, 定量的におおよその一致を示しているといえる.

2) 計算結果では, 第1モードの最大不安定波の波長は, R_0 (従って流量) によらずほぼ一定で, 約 60 km 程度となる. これは赤外影像にみられる波動の波長とよい一致を示している.

3) Fig. 10 は, 基本場による流線に, $R_0=0.2$ のときの最大不安定波による流線を適当な振幅でたし合わせたものである. もちろん, 擾乱の振幅がこれ程大きくなると, 線形性はすぐれるわけであるが, おおよその傾向はみることができ. 不安定が生じ擾乱 (渦) が充分発達すると, Fig. 10 で示される, A, B 地点にある沖合の水は沿岸側の

一般流にとり込まれる. これは, 観測でしばしば見つかっている, 沖合の水 (中冷水) の貫入といった現象に対応しているという見方もできる. 係留による観測 (青田, 1982; 本井他, 1982) によると, 中冷水の貫入継続時間は 1 日~ 2 日程度であり, これは最大不安定波のタイムスケールに一致する.

4) 赤外影像に見られるフロントの波動は夏季の場合, 流下方向にのめったパターンを示しているが, これは Fig. 10 に示された流線のパターンとよく似ている.

5) 最近の観測でしばしば宗谷暖流の沖合に反流が観測されている (青田・永田, 1983; 金成他, 1984) が, これは Fig. 10 に示した B の部分をたまたま捉えたという見方も可能である.

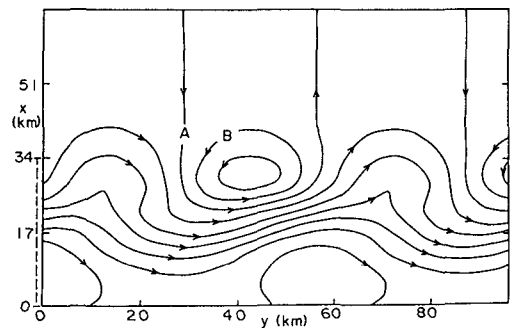


Fig. 10. The mass transport streamfunction for the perturbed flow (equivalent to Fig. 8(a)) superposed on the basic flow with arbitrary amplitude. Broken line indicates sloping region.

VI. まとめと今後の課題

以上の計算及び考察から、宗谷暖流の安定性に関して次のようなシナリオが考えられる。

宗谷海峡から流入した暖流水は海底に捕捉されて岸に沿って流れる。流量が小さいうちは流れは安定な形で存在するが、流量が大きくなるとシアも強くなり、ある臨界値を超えると順圧不安定が生じ、一般流から擾乱場へのエネルギーの輸送が起こる。その結果として、赤外影像にみられるようなフロントの波動、或いは中冷水の貫入といった現象が起こるというわけである。

ただ、これら2つの現象はごく最近発見されたばかりであり、あまり明確にはわかっていない。互いに密接に関連したものなのかもはっきりしていない。また、反流というものがあるが定常的に存在するものも含めて、宗谷暖流域の流速分布構造をもっと詳しく知る必要がある。全後さらに観測を充実させるとともに、赤外影像から得られる情報も併用させて、現実に行っている現象をより明確に把握することが大切である。

さて、今回の計算では非粘性を仮定したが、実際には底摩擦によるエクマン層での散逸、あるいは内部領域での粘性散逸といった効果が、流れの不安定性に関し重要なファクターになる可能性がある。定性的にはこれらの効果は流れを安定化させる方向に働くと考えられるので、不安定が生ずる臨界値 R_c はもっと大きな値になるであろう。より定量的な議論は今後の課題である。また今回は線形において、すなわち擾乱の振幅を微小として不安定を扱ったが、擾乱の振幅が大きくなると非線形性が効いてくる。そこで例えば弱非線形による定式化 (Niino, 1983) によってその効果を調べることも考えられる。また、宗谷暖流域は潮汐がかなり大きい海域なのでその影響も考慮する必要がある。

謝辞 本研究を行なうきっかけを与えて下さり、研究の間じゅう、有益な御助言・励ましをいただいた当教室の金成誠一教授に深く感謝の意を表します。また常に議論の相手をして下さり、有益な御意見をいただいた当教室の竹内謙介講師に深く感謝いたします。またいろいろな面で暖かい御助言・励ましをいただいた小賀百樹助手をはじめとする当研究室の皆様には深く感謝いたします。

尚、計算には北海道大学大型計算機センターの HITAC M-280 を使用した。

付 録

Fig. 11 のように領域を $(N + 1)$ 個に分割して海底地形及び流速分布を近似する。各領域 i では $k' = P' = 0$ となるから次式が成り立つ。

$$\phi_i'' - k^2 \phi_i = 0 \quad (\text{A1})$$

よって各領域での解は

$$\phi_i = A_i \exp(kx) + B_i \exp(-kx) \quad (\text{A2})$$

と表わされる。

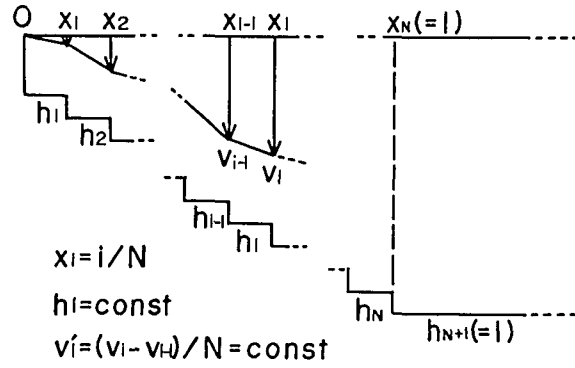


Fig. 11. Schematic diagram of the method used in this study.

$\phi = 0$ ($x = 0, x \rightarrow \infty$) なる境界条件より,

$$\phi_1 = A_1 \sinh kx \quad (\text{A3})$$

$$\phi_{N+1} = B_{N+1} \exp(-k(x-1))$$

また N 個の不連続点において次の接続条件が成り立つ,

$$[\phi]^\pm = 0 \quad (\text{A4})$$

$$(\sigma + vk)[h^{-1}\phi']^\pm - k[P\phi]^\pm = 0 \quad (\text{A5})$$

(A2), (A3) の ϕ を用い, (A4), (A5) の条件を適用すれば,

$$\mathbf{P} = *(A_1, A_2, B_2, \dots, A_i, B_i, \dots, A_N, B_N, B_{N+1})$$

に対して次式が成り立つ.

$$\mathbf{A}\mathbf{P} = \mathbf{0} \quad (\text{A6})$$

ここで \mathbf{A} は $2N \times 2N$ の行列で, 各行列成分 a_{ij} は以下で表わされる.

$$a_{11} = \sinh kx_1, \quad a_{12} = -\exp(kx_1), \quad a_{13} = -\exp(-kx_1),$$

$$a_{21} = \frac{-(\sigma + v_1 k) \cosh kx_1 + (1 + v'_1) \sinh kx_1}{h_1},$$

$$a_{22} = \frac{(\sigma + v_1 k - 1 - v'_2) \exp(kx_1)}{h_2},$$

$$a_{23} = -\frac{(\sigma + v_1 k + 1 + v'_2) \exp(-kx_1)}{h_2},$$

$$a_{2i-1, 2i-2} = \exp(kx_i)$$

$$a_{2i-1, 2i-1} = \exp(-kx_i)$$

$$a_{2i-1, 2i} = -\exp(kx_i)$$

$$a_{2i-1, 2i+1} = -\exp(-kx_i)$$

$$a_{2i, 2i-2} = \frac{(v'_i + 1 - \sigma - v_i k) \exp(kx_i)}{h_i},$$

$$a_{2i, 2i-1} = \frac{(v'_i + 1 + \sigma + v_i k) \exp(-kx_i)}{h_i},$$

$$a_{2i, 2i} = \frac{-(v'_i + 1 - \sigma - v_i k) \exp(kx_i)}{h_{i+1}},$$

$$a_{2i, 2i+1} = \frac{-(v'_i + 1 + \sigma + v_i k) \exp(-kx_i)}{h_{i+1}},$$

$$a_{2N-1, 2N-2} = \exp(kx_N),$$

$$a_{2N-1, 2N-1} = \exp(-kx_N),$$

$$a_{2N-1, 2N} = -\exp(-kx_N),$$

$$a_{2N, 2N-2} = \frac{(-\sigma + v'_N + 1) \exp(kx_N)}{h_N},$$

$$a_{2N, 2N-1} = \frac{(\sigma + v'_N + 1) \exp(-kx_N)}{h_N},$$

$$a_{2N, 2N} = -(\sigma + 1) \exp(-kx_N),$$

但し, $i = 2, \dots, N-1$. また上記以外の成分はすべて0.

\mathbf{P} が自明でない解をもつためには \mathbf{A} が逆行列をもたないといけない。よって,

$$\text{Det } \mathbf{A} = 0 \tag{A7}$$

となる。

任意に与えた k に対して (A7) が成り立つような σ を見つければ分散関係が求まる。

尚, N をいろいろ変えて分散関係を求めたが, $N \geq 20$ でほとんど分散関係に変化が見られないので $N \geq 20$ では充分よい近似になっているといえる。本解析では $N = 30$ として解いた。

文 献

- 青田昌秋, 1975. 宗谷暖流の研究, 北海道大学低温科学研究所流水研究施設研究報告, **33**, 151-172.
- 青田昌秋, 1982. 宗谷暖流潮境の水塊構造 (序報), 北海道大学低温科学研究所流水研究施設研究報告, **41**, 207-215.
- 青田昌秋・永田豊, 1983. 陸棚域における海水流動特性——オホーツク海を中心に——, 昭和58年度文部省科学研究費補助金特定研究「海洋の動的構造に関する基礎的研究」総合シンポジウム講演要旨集, **58-2**, 35-38.
- BROOKS D. A. and C. N. K. MOOERS, 1977. Free, stable continental shelf waves in a sheared, barotropic boundary current. *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 557-571.
- COLLINGS I. L. and GRIMSHAW R., 1980. The effect of current shear on topographic Rossby waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 363-371.
- COLLINGS I. L. and GRIMSHAW R., 1983. Stable and unstable barotropic shelf waves in a coastal current. *Mathematics Research Report*, Univ. of Melbourne, **No. 21**.
- 金成誠一・青田昌秋・小賀百樹, 1984. フリーフォール型電磁式流速プロファイラーによる宗谷暖流の流速分布とフロント周辺の渦度構造について, 北海道大学地球物理学研究報告, **44**, 67-76.
- KUO H. L., 1949. Dynamic instability of two-dimensional non-divergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, **6**, 105-122.
- 本井達夫・小野延雄・青田昌秋, 1982. オホーツク海・北海道沿岸に夏現われる冷水塊, 北海道大学低温科学研究所流水研究施設研究報告, **41**, 199-206.
- 宗山敬・佐々木保徳・浅沼市男・斎藤誠一・青田昌秋・戸沢義夫, 1983. 宗谷暖流のアンデューレーションと中冷水帯 (II), 1983年度日本海洋学会春季大会講演要旨集, **147**.
- NIINO H., 1982. A weakly non-linear theory of barotropic instability. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 1001-1023.
- NILLER P. P. and MYSAK L. A., 1971. Barotropic waves along an eastern continental shelf. *Geophys. Fluid Dyn.*, **2**, 273-288.