

エルニーニョの海洋を通しての中高緯度への影響

下川信也*・松浦知徳*

The Impact of El Niño on Mid and High Latitudes through the Ocean

By

Shinya SHIMOKAWA* and Tomonori MATSUURA*

*National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, Japan

Abstract

We examine the impact of El Niño on mid and high latitude regions through the ocean (not through the atmosphere) using an ocean general circulation model. In particular, we focus on two problems: (1) Can Rossby waves excited by El Niño in the west coast of North America propagate to the west side of the north Pacific at mid latitude? (2) Can Kelvin waves excited by El Niño in the eastern equatorial Pacific propagate along the west coast of North America to the northwest Pacific? Our model regards El Niño as a spin-down process of the ocean and includes the whole earth, realistic topography and the effects of heat and salinity. The main results of our simulations are two: First, Rossby waves are dissipated by the effects of heat and salinity at mid latitude in the north Pacific; therefore, the waves do not propagate to the west side of the north Pacific from the west coast of North America. Second, Kelvin waves excited at the eastern equatorial Pacific propagate along the west coast of North America and reach the Kuroshio Extension about 1.5 years later. This second result affects the anomalous southward intrusion of the Oyashio.

キーワード：エルニーニョ (El Niño), 親潮の異常南下 (Anomalous southward intrusion of the Oyashio), 海洋大循環モデル (Ocean general circulation model)

1. はじめに

1.1 背景

エルニーニョイベントの影響は、太平洋の赤道直下のみならず、全地球規模に広がっていることが知られている (例えば, Horel & Wallace, 1981). 最近では, アンデス地方の雨量の変化からサハラ砂漠南端の乾燥地帯の干魃にまで, エルニーニョが関係しているとも言われている (Cane *et al.*, 1994). また, あるエルニーニョによる赤道海洋域の異常が大気大循環の場を変化させ, 中央アジア・ヒマラヤ付近の積雪域を広げ, インドモンスーンを弱め, さらに東風を弱めることにより, 次のエルニーニョのトリガーとなるというエルニーニョサイクルも提案されている (Yasunari, 1986a, 1986b). しかし, エルニーニョに関連した以上のような現象は, 赤道海洋

域の異常が海洋中ではなく大気中を伝搬して起きるものに限られている.

ところが, Jacobs *et al.* (1994, 以後 J94 と記す) は, 「1982-83 年に起こったエルニーニョの影響がロスビー波として北太平洋中緯度域を伝播し, そのおよそ 10 年後に黒潮付近にまで影響を与えた」と衛星による海面高度の観測と数値実験の結果から主張している. 彼らの主張の概略は次のようである: 赤道太平洋西部での貿易風の弱化により赤道ケルビン波が誘起される. この波は, 赤道太平洋を東進し, 米大陸西岸に達する. その一部は沿岸ケルビン波として北米西岸に沿って北上し, 海表面高度を上昇させることによりロスビー波を放射する. ロスビー波は緯度の二乗に逆比例する位相速度で西進するので, 中緯度では太平洋を東から西まで渡るのに数年以上かかる. その結果, ロスビー波はエルニーニョが起きてからおよそ 10 年後に黒潮付近に到達し, 黒潮の軸を押し上げ, それによる南北熱輸送を変化させることにより, 北太平洋北西部の海表面温度を上昇させる. これまでも

*防災科学技術研究所 気圏・水圏地球科学技術研究部
海気相互作用研究室

北太平洋中緯度域でロスビー波は観測されてきた (White, 1977; Meyers, 1979; White & Saur, 1981; White & Saur, 1983; White, 1985 など) が, そのロスビー波が北太平洋中緯度域を伝播し黒潮付近まで到達したとする観測は J 94 以外にない。

また, Chelton & Davis (1982) はエルニーニョによって励起された沿岸ケルビン波が北米西岸をアラスカ付近まで北上したことを北米西岸域の海面水位変動と赤道太平洋東部の海表面温度の相関をとることにより示している。同様のことを Enfield & Allen (1980) も示している。Weare *et al.* (1976) はこのエルニーニョによって励起された沿岸ケルビン波の北上を北太平洋の海表面温度の解析から北米西岸に沿って舌状に伸びる正の水温異常として示している。また, Pares-Sierra & O'Brien (1989) は北米西岸の海面水位変動にはエルニーニョによって励起された沿岸ケルビン波が重要であることを現実的な地形を含んだ数値実験の結果から示している。しかし, これらの観測や数値実験では, エルニーニョによって励起された沿岸ケルビン波がどこまで伝播しているかは必ずしも明らかではない。

1.2 数値実験の概略と意図

以上の研究はいずれも, エルニーニョの海洋を通しての中高緯度への影響を示すものである。そこで我々は「エルニーニョが大気を仲介せず海洋大循環を直接変化させ中高緯度にまでどのような影響を及ぼしうるか」, より具体的には, (1)「エルニーニョによって北米西岸で励起されたロスビー波が北太平洋中緯度域を北太平洋西部まで伝播しうるか」及び(2)「エルニーニョによって赤道太平洋東部で励起された沿岸ケルビン波が高緯度側から北太平洋北西部まで伝播しうるか」を統一的に調べるため, 海洋大循環モデルを使用して数値実験を行なった。数値実験では, まず, Levitus (1982) の気候値 (年平均) を海洋表面だけでなく内部も含めて強制することにより海洋をスピニングアップする。この場には表層のエクマン流は含まれていないが, 圧力勾配による流れは含まれている。そして, 次に, Levitus の気候値の強制を外すことにより, その海洋が持っているポテンシャルエネルギーを解放する。このことは, エルニーニョを, 貿易風が弱まったことにより海洋が持つポテンシャルエネルギーが解放される過程すなわち海洋のスピンドアウンの過程と捉えていることを意味する。現実には貿易風は弱まった後平年の強さに戻るわけであるが, この数値実験では風は弱まるのではなく無くなり, その後も風は無くなったままである。このことは, エルニーニョのトリガーは大気(風)であるが, その後の過程は本質的には海洋のみで決まると考えていることを意味する。さらに, 現実には風は赤道域でのみ弱まるが, この数値実験では風は赤道域だけでなく海洋全域で無くなる。このことは, 赤道域より高緯度側の風の強弱はエルニーニョにとって本質的ではないと考えていることを意味する。これらの考え方は, 低緯度域のみを含む矩形2層平坦地形のプリミティブ系力学モデルを使った Hurlburt *et al.* (1976) や McCreary

(1976) などの先駆的研究と基本的には同様のものである。しかし, もちろん, エルニーニョの発達過程の詳細や周期現象としてのエルニーニョを議論する際には, 海洋だけでなく大気との相互作用を考えなければならない (例えば, Philander *et al.*, 1984; Zebiak & Cane, 1987)。しかし, ここで問題にしているのは, それらのことではなく, あるエルニーニョが起こったとき, それが海洋を通して中高緯度にどのような影響を及ぼすかという点にある。エルニーニョの海洋を通しての中高緯度への影響を考えるということは, 数年以上の長期間の影響を考えるということでもある。そして, そのような観点からは, エルニーニョを海洋が持つポテンシャルエネルギーが解放される過程と捉えることが本質的であると考ええる。

上で述べた通り, 我々の数値実験は Hurlburt *et al.* (1976) などの研究と基本的には同様のものであるが, 我々の数値モデルは, 熱・塩分の効果を含んでいる。J 94 の数値モデルは熱・塩分の効果を含まないレイヤーモデルである。すなわち, J 94 の数値モデルでは, 熱・塩分の効果が長期間のロスビー波の伝播に影響を与えないという仮定が暗になされている。しかし, 我々は, 長期間のロスビー波の伝播を考えるには, 熱・塩分の効果を見捨てることはできないと考える。

また, この数値実験では, 現実的な海 (全球, 現実的な地形, 熱・塩分の効果を含むこと) で, 極端な条件 (外力を全く与えないこと) を設定している。矩形の海で簡略化した方程式と条件を使った場合, 現象の本質を明瞭な形でとらえられるが, 果たして現実の海ではどうなるのかという疑問がどうしても残る。一方, 現実的な海を観測値を使って駆動した場合, 現実をよく再現はできるが, 現象の本質が見えなくなってしまうがちである。本数値実験では, その中間をねらうことにより, 現実の海で起こりうる現象の本質をより明快に捉えることができると考える。

2. 数値モデル

2.1 使用した数値モデル

使用した数値モデルは, Bryan-Cox タイプの海洋大循環モデルである (Brayn, 1969; Cox, 1984; Pacanowski *et al.*, 1993)。その数値モデルとしての主な仮定は次の4点である。

- (1) リジッドリッド近似 (海表面高度の変化は無視する)
- (2) 静水圧近似 (重力による下向きの力が鉛直方向の圧力傾度と釣り合っている)
- (3) プシネスク近似 (密度変化は浮力項以外考慮しない)
- (4) 渦一混合近似 (数値モデルが解像できない小規模運動は粘性項に含める)

予報変数は温度・塩分・東西流速・南北流速の4つである。鉛直混合のために対流調節が含まれる。水平格子間隔は南北東西共に2度, 鉛直方向は15層, 最大水深は

5700 m である。積分領域は全球である。大陸・島及び海底地形は現実に近いものであるが、海底地形はそれによる数値不安定 (Killworth, 1987) が起きないようにスムージングを施してある。粘性係数は、水平・鉛直それぞれ 1×10^9 及び $20 \text{ (cm}^2/\text{s)}$ である。拡散係数は、水平・鉛直それぞれ 1×10^7 及び $1 \text{ (cm}^2/\text{s)}$ である。積分時間間隔は、スピニングアップ過程では 1 日、スピニングダウン過程では 1 時間である。積分時間は、スピニングアップ過程では 1000 年間、スピニングダウン過程では 10 年間である。

2.2 計算したケース

数値実験はふたつのステップからなる：

- (1) まず、海洋表面だけでなく内部も含めて Levitus の気候値 (年平均) を強制し、海洋をスピニングアップさせる。

このステップ(1)では、海洋表面で風も熱・塩分フラックスも与えない。しかし、海洋表面でも Levitus の気候値を強制している。初期値は、温度はおおざっぱに深さ及び緯度に依存させ、塩分は一樣 (34.6%)、流れは静止状態とした。この初期値から出発して、Levitus の気候値に馴染むように積分する。具体的には、塩分の場合、その予報方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial S}{\partial t} + V \cdot \nabla S + w \cdot \frac{\partial S}{\partial z} = A_h \nabla^2 S + A_v \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + \gamma (S^* - S)$$

ここで、 S は数値モデルの塩分、 S^* は Levitus の気候値 (年平均) の塩分、 γ は緩和時定数で $1/50$ 日である。残りの記号は慣用に従う。

また、時間積分には Bryan (1984) に基づく加速法を使用した。そのときの積分時間間隔は、温度・塩分に関しては 1 日、流速に関しては 1 時間である。その加速定数は、上の 5 層で 1.0、以下 0.65, 0.26, 0.26, 0.14, 0.09, 0.05, 下の 4 層で 0.04 である。これは、上層の 1 年が下層の 25 年 ($=1 \div 0.04$) に相当することを意味する。この方法で、上層で考えて 1000 年積分したところではほぼ定常に達した。この定常場の第一層の流速場は図 2-1, 2(a) に示されている (この図について詳しくは後述)。

- (2) その後、Levitus の気候値の強制を外し、海洋をスピニングダウンさせる。

このステップ(2)では、海洋表面で風は与えていないが、熱・塩分フラックスは与えた場合と与えなかった場合の両方の計算を 10 年間行なった。また、次章以降において、熱・塩分フラックスを与えなかった場合の数値実験を FREE、与えた場合の数値実験を FLUX と記す。熱・塩分フラックスを与えた場合の数値実験に用いた熱フラックス F^Q 及び塩分フラックス F^S は次式で与えられる。

$$F^Q = \rho_0 C_p \gamma (T^* - T_1) \times \Delta z_1$$

$$F^S = \frac{\gamma (S^* - S_1)}{S_0} \times \Delta z_1$$

ここで、 T^* 及び S^* はそれぞれ Levitus の気候値の温度及び塩分、 T_1 、 S_1 及び Δz_1 はそれぞれ定常状態の第 1 層の温度、塩分及び厚さ、 S_0 は基準の塩分濃度で 34.6 ‰ である。残りの記号は慣用に従う。上式で表される熱・

塩分フラックスはステップ(2)の初期状態 (ステップ(1)の最終定常状態) を保つために与えられるべきフラックスを意味する。数値モデルに与えた熱・塩分フラックスの分布を図 1 に示す。

2.3 エルニーニョの再現

まず、数値モデルの妥当性を検証するために、エルニーニョが再現されていることを確認する。FREE の場合の第 1 層の流速場の時間変化を図 2-1 に示す。初期の場合 (図 2-1 (a)) において、赤道に沿って存在する東向きの流れは赤道潜流を表している。赤道潜流が海洋表面に表れているのは、定常場をつくるときに風を与えていないからである (1.2 参照)。Levitus の気候値の強制を外した (すなわち、現象的には、貿易風が弱まった) 直後から、赤道ケルビン波が東進し、アメリカ大陸西岸に達する (図 2-1 (b))。アメリカ大陸西岸に衝突した赤道ケルビン波の一部は沿岸ケルビン波として極方向に向かい (図 2-1 (c))。沿

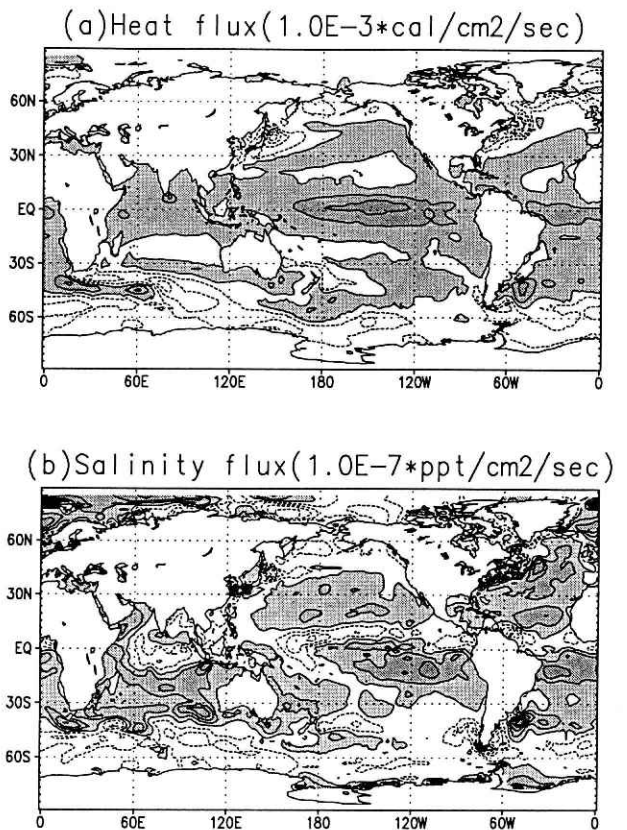


図 1 数値モデルに与えた熱・塩分フラックス

(a) 熱フラックス

(コンターの間隔は $1.0 \times 10^{-3} \text{ ppt/cm}^2/\text{sec}$).

(b) 塩分フラックス

(コンターの間隔は $1.0 \times 10^{-7} \text{ cal/cm}^2/\text{sec}$).

影の部分は正のフラックスを表す。

Fig. 1 Fluxes of heat and salinity used in our model. (a) Heat flux (the contour interval is $1.0 \times 10^{-3} \text{ ppt/cm}^2/\text{sec}$.) (b) Salinity flux (the contour interval is $1.0 \times 10^{-7} \text{ cal/cm}^2/\text{sec}$.) Shading shows positive flux.

Case FREE

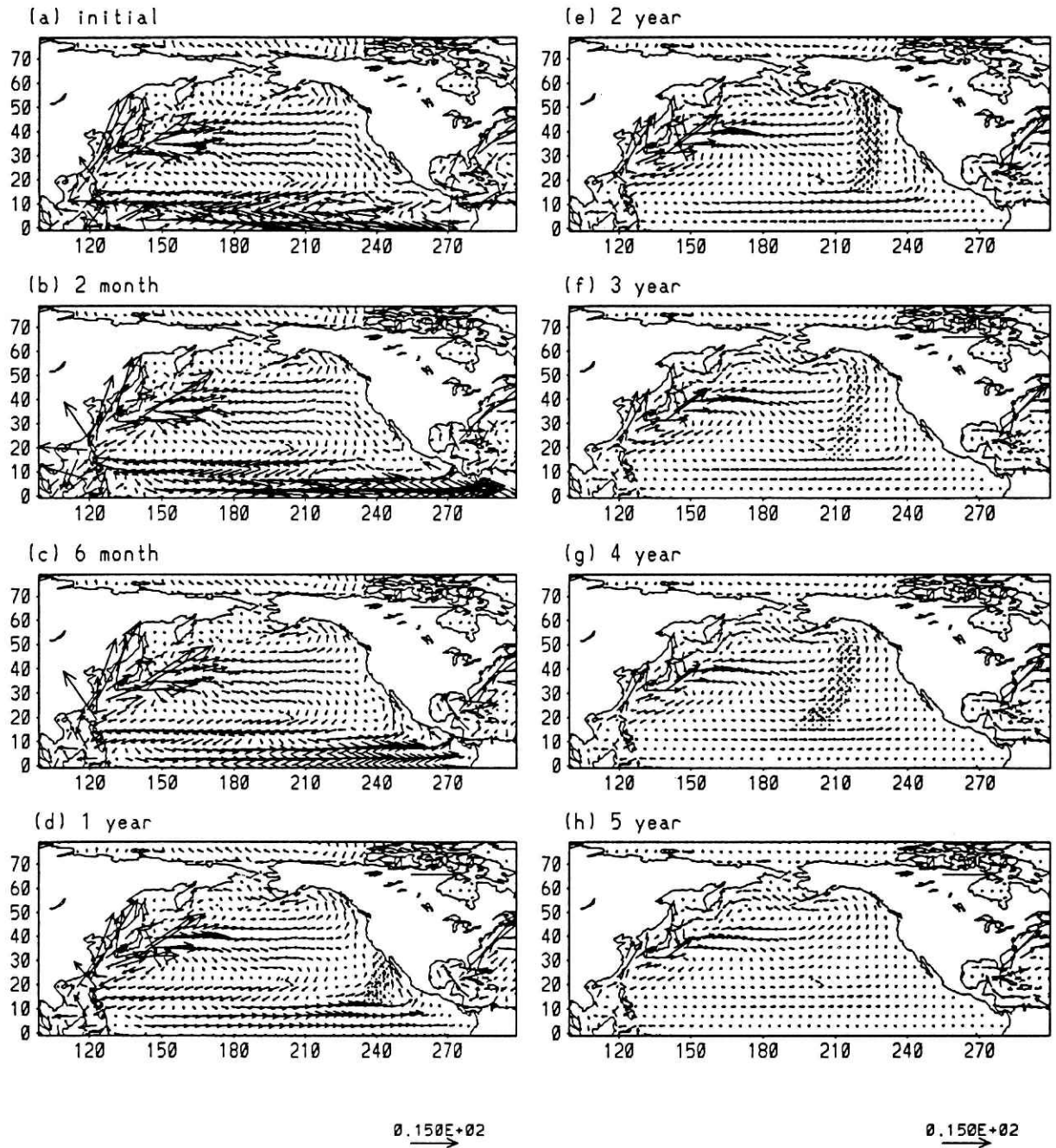


図2-1 第1層の流速場，フラックスを与えなかった場合 (Case FREE)

(a)初期状態，(b)2ヶ月目，(c)6ヶ月目，(d)1年目，(e)2年目，(f)3年目，(g)4年目，(h)5年目，影の部分は擾乱の等位相部分を表す (ロスビー波の伝播が明瞭な期間のみ示した)。

Fig. 2-1 Velocity vectors at the first layer. without flux (Case FREE)

(a) initial condition, (b) 2 months, (c) 6 months, (d) 1 year, (e) 2 years, (f) 3 years, (g) 4 years and (h) 5 years later, respectively. Shading shows equal phase region of disturbances only during the period showing clear propagation of the disturbances.

Case FLUX

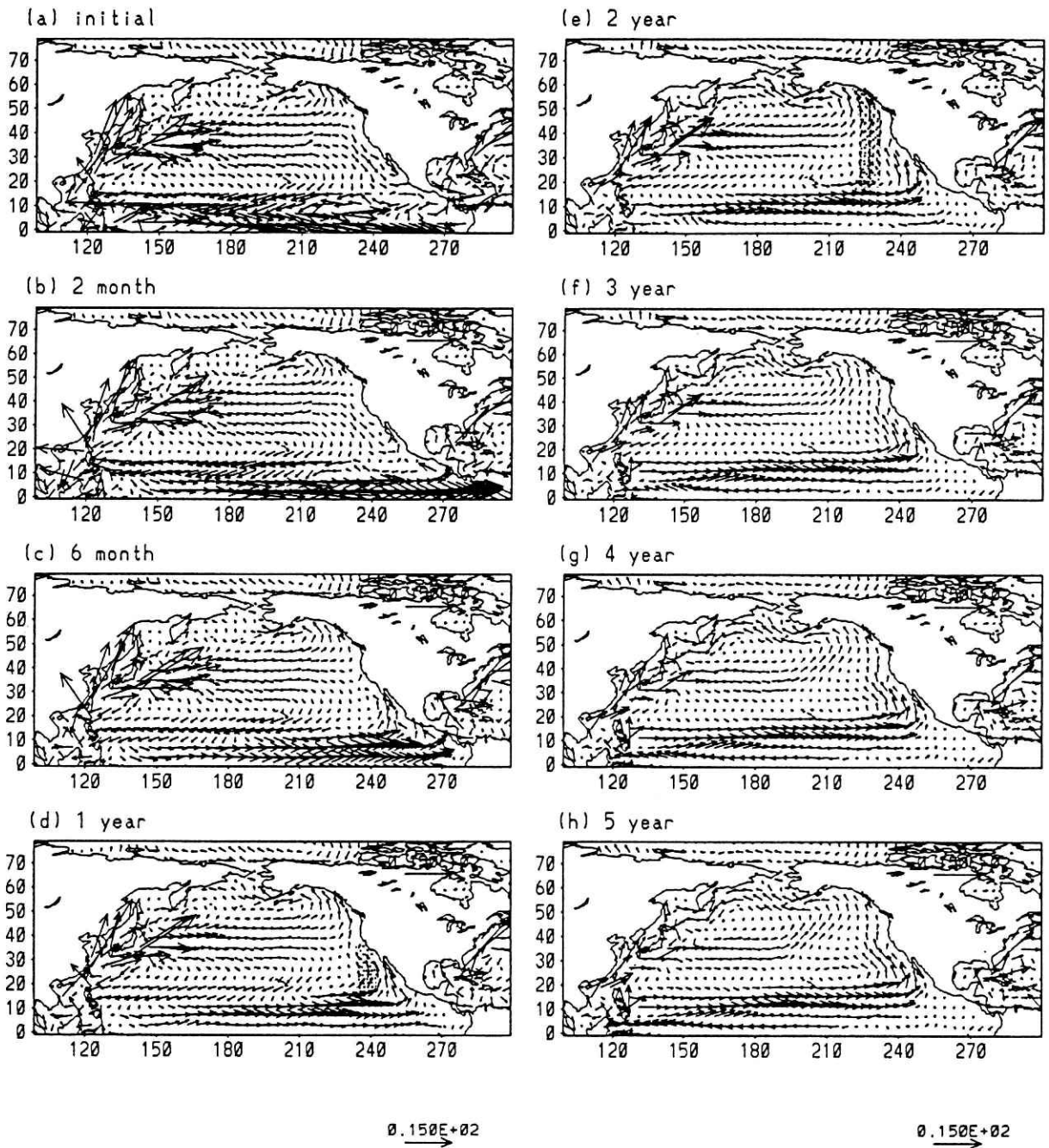


図 2-2 第 1 層の流速場，フラックスを与えた場合 (Case FLUX)

(a)初期状態，(b)2ヶ月目，(c)6ヶ月目，(d)1年目，(e)2年目，(f)3年目，(g)4年目，(h)5年目，影の部分は擾乱の等位相部分を表す（ロスビー波の伝播が明瞭な期間のみ示した）。

Fig. 2-2 Velocity vectors at the first layer with flux (Care FLUX)

(a) initial condition, (b) 2 months, (c) 6 months, (d) 1 year, (e) 2 years, (f) 3 years, (g) 4 years and (h) 5 years later, respectively. Shading shows equal phase region of disturbances only during the period showing clear propagation of the disturbances.

岸ケルビン波に伴う流れはロスビー波の西進に伴ってアメリカ大陸西岸を離岸する(図2-1(d)の影の部分)。ロスビー波の位相速度は緯度が増加するに従って減少するので、離岸の程度は低緯度側ほど著しい(図2-1(g)の影の部分)。これらの一連の過程は、エルニーニョ現象のこれまでの多くの研究で認められているところである(例えば, Hurlburt *et al.*, 1976; McCreary, 1976 など)。す

なわち、この数値モデルにおいて、エルニーニョの基本的な過程は再現されていると考えられる。以上のことは、図2-2に示すように FLUX の場合でも同様である。

3. 北太平洋中緯度域でのロスビー波の伝播と減衰

図2-1,2において北太平洋中緯度域にあらわれている最も顕著なシグナルは北米西岸から西進するロスビー波である。図3に、北緯30度付近の南北流(V)の時間—経度ダイアグラムを示す。南北流の場合を示すのは、中緯度域でのロスビー波の伝播は、流れの場としては、極向きの沿岸ケルビン波に伴う流れの離岸という形で現れるからである。FREE の場合、どの緯度でも180°E付近まで擾乱が西に伝播している。その擾乱の位相速度は低緯度ほど大きくなっている。また、高緯度(35°N, 31°N)では、位相速度は時間に依らずほぼ一定であるが、低緯度(27°N, 23°N)では、4年目以降の位相速度ははじめの3年間のそれより遅くなっている。図4は、その位相速度を非分散ロングロスビー波の第一傾圧成分の位相速度の理論値と比較したものである。ただし、低緯度(27°N, 23°N)に関してははじめの3年間の位相速度を使っている。数値モデルの値は理論値よりやや大きめながら、ほぼ一致しているとみてよい。すなわち、この擾乱は非分

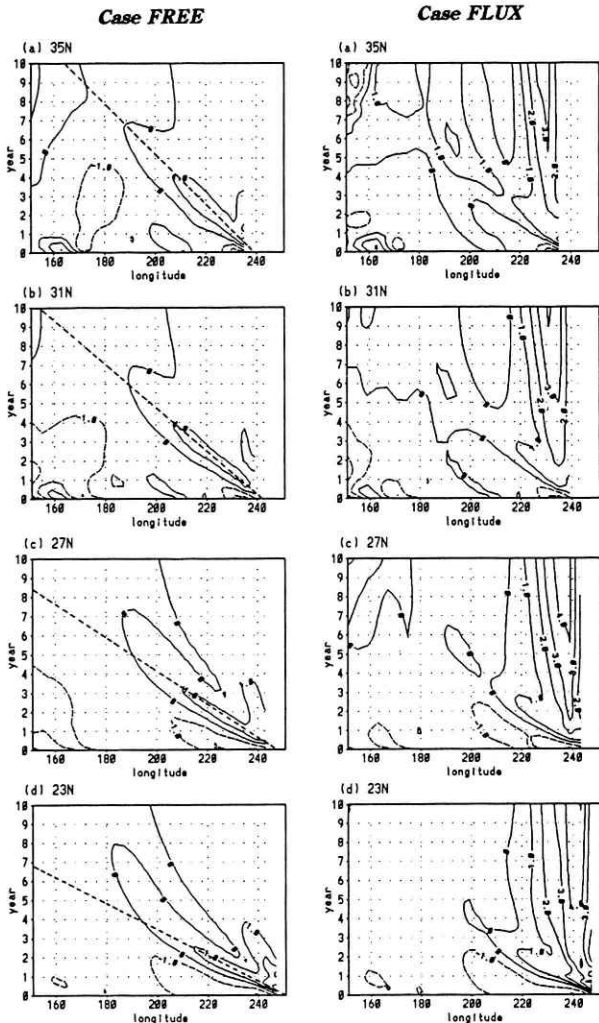


図3 北緯30度付近の第1層の南北流の時間—経度ダイアグラム

左図：フラックスを与えなかった場合 (FREE)

右図：フラックスを与えた場合 (FLUX)

(a) 35°N, (b) 31°N, (c) 27°N, (d) 23°N

コンターの間隔は1.0cm/s, 破線は擾乱の等位相線を表す。

Fig. 3 Time-longitude sections of northward velocity at first layer around 30°N.

The right hand panels show the case without flux (FREE) and the left hand panels show the case with flux (FLUX) at (a) 35°N, (b) 31°N, (c) 27°N and (d) 23°N. The contour interval is 1.0cm/s. The dashed line shows an equal phase line of disturbances in our model.

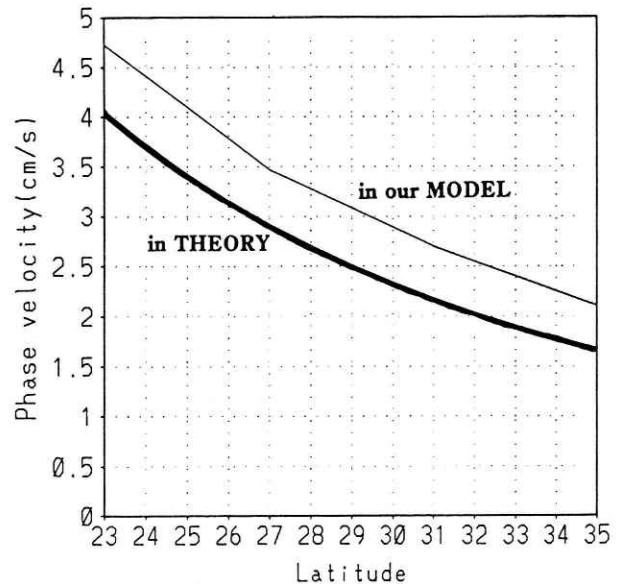


図4 経度の関数としてのロスビー波と数値モデルの擾乱の位相速度

太線は非分散ロングロスビー波の第一傾圧成分の位相速度 (Gill, 1982)

細線は数値モデルの擾乱の位相速度

Fig. 4 Phase speed of theoretical Rossby waves and disturbances in our model as a function of latitude.

The broad line shows the phase speed of long nondispersive Rossby waves (Gill, 1982). A narrow line shows the phase speed of disturbances in our model.

散ロングロスビー波の第一傾圧成分とみることができる。一方、FLUX の場合、どの緯度でも 140°W (220°E) 付近までは FREE の場合とほぼ同じ位相速度で伝播しているが、140°W を越えると急速に減衰する。以上をまとめると、熱・塩分フラックスの効果によって、北太平洋中緯度域ではロスビー波は減衰し、北太平洋西部にまで影響を与えない、と結論できる。

ここで熱・塩分フラックスの効果によって、北太平洋中緯度域でロスビー波は減衰することの解釈を述べる。数値モデルに与えた熱・塩分フラックスは図 1 (既出) に示されている。北太平洋では低緯度域の熱フラックスは正、塩分フラックスは負、中緯度域 (北緯 30 度付近) の熱フラックスは負、塩分フラックスは正である。これらの熱・塩分フラックスの分布は低緯度域では成層を強め、中緯度域では成層を弱めるように働く。成層が強まると混合が弱くなり、成層が弱まると混合が強くなる。混合が強くなれば、それだけ効率的に場を平均化するので、ロスビー波が伝播することにより場を平均化する必要がなくなる。すなわち、熱・塩分フラックスを与えると中緯度域ではロスビー波は減衰する。もし、この解釈が正しければ、北緯 30 度付近とは逆に、熱フラックスが正、塩分フラックスが負となる北緯 45 度付近では、熱・塩分フラックスを与えた場合の方が、混合は弱くなるので、むしろロスビー波は減衰しにくいであろう。図 5 はまさにそのことを示している。すなわち、43°N 及び 47°N では FLUX の場合よりも FREE の場合の方がロスビー波の減衰が見られる。39°N と 51°N ではどちらの方がロスビー波の減衰が卓越しているかは判別しにくい。これは、39°N 付近では熱・塩分フラックスが共に正、51°N 付近では熱・塩分フラックス共に負であるので、どちらの緯度でも北緯 30 度付近と北緯 45 度付近の中間の性質を示すことのためと考えられる。

J 94 は 1982-83 年のエルニーニョによって励起されたロスビー波が北太平洋中緯度域を 10 年かけて伝播し黒潮域に影響を与えたと衛星による海面高度の観測と数値モデルの結果から主張している。上記の我々の数値モデルの結果をふまえて、まず J 94 の数値モデルの結果について、次に J 94 の観測の結果について考える。

J 94 の数値モデルは鉛直 6 層、水平 0.25 度の解像度をもつプリミティブ系海洋モデルであり、変数として流速・圧力・海面高度をもつ。彼らはその数値モデルを気候値の風 (Hellerman & Rosenstein, 1983) でスピンアップして定常状態をつくり、その後 1981 年から 1993 年までの観測値の風 (ECMWF: ヨーロッパ中期予報センター) で駆動する。彼らの数値モデルは風のみによって駆動され、熱・塩分フラックスの効果を含んでいない。このことと我々の結果の比較から、熱・塩分の効果は中緯度太平洋のロスビー波の伝播に大きな影響を与えると考えられる。

次に J 94 の観測の結果について考える。J 94 の中でも述べられているように、観測の結果と数値モデルの結果は互いに相補うもので、どちらかの結果だけでは様々な

誤差と仮定のために決定的なことは言えない。よって、数値モデルの結果が否定されたならば、観測の結果も根拠の薄いものとなるように思われるが、観測の結果に新しい解釈を与えることも可能かと思われる。以下、そのことについて考察する。北太平洋中緯度域で観測されているロスビー波には、その励起源として、ふたつの可能性が考えられている。ひとつは、北米西岸を北上する沿

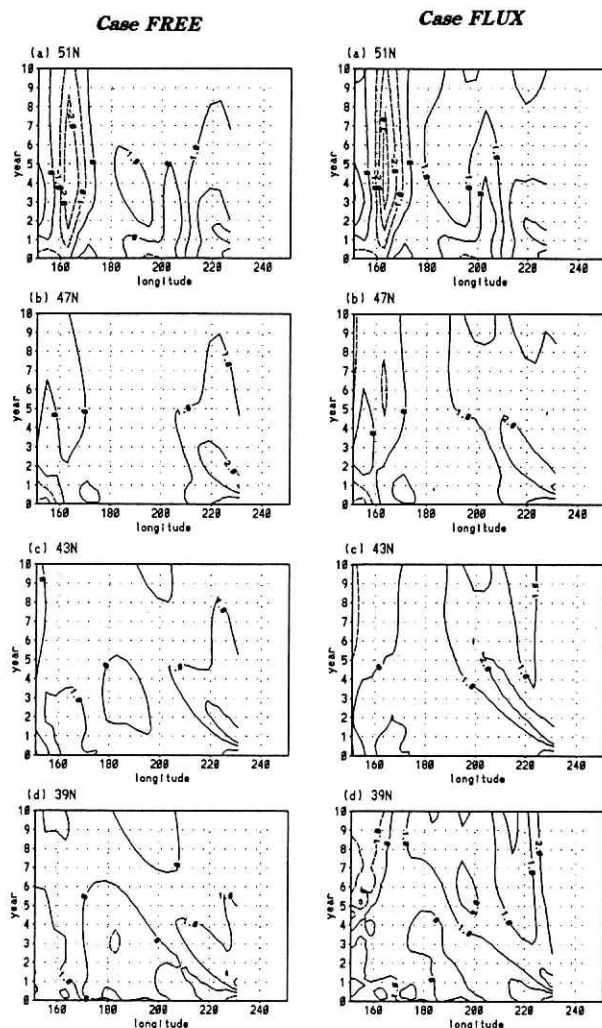


図 5 北緯45度付近の第1層の南北流の時間—経度ダイアグラム

左図：フラックスを与えなかった場合 (FREE)

右図：フラックスを与えた場合 (FLUX)

(a) 51°N, (b) 47°N, (c) 43°N, (d) 39°N

コンターの間隔は1.0cm/s, 破線は擾乱の等位相線を表す。

Fig. 5 Time-longitude sections of northward velocity around 45°N at the first layer.

The right hand panels show a case without flux (FREE) and the left hand panels show a case with flux (FLUX) at (a) 51°N, (b) 47°N, (c) 43°N and (d) 39°N. The contour interval is 1.0cm/s. The dashed line shows an equal phase line of disturbances in our model.

岸ケルビン波から放射されるロスビー波で、もうひとつは北米西岸での風応力の1年周期の変化によって励起されるロスビー波である(White, 1977; Meyers, 1979). 前者の位相速度は自由ロングロスビー波のそれに等しく、後者の位相速度は強制ロングロスビー波のそれに等しい。後者の位相速度は前者のその2倍である。これらの緯度30度での理論値は、前者が約2.5 cm/s、後者が約5 cm/sである(White, 1977). 前者が1年周期の風応力によって変形されることも考えられるが、エルニーニョに伴うシグナルが強ければ、北太平洋中緯度域を伝播するロスビー波の位相速度は前者に近いものが主に現れるであろう。ところが、J94の得た値は、北緯30度で4.9 cm/sで強制ロングロスビー波の位相速度にほぼ等しい。すなわち、J94の観測で捉えられたロスビー波は北米西岸での風応力の1年周期の変化によって励起されたものと考えられる。

4. 北太平洋高緯度域での沿岸ケルビン波の伝播と親潮の異常南下

図2-1, 2において高緯度域にあらわれている最も顕著なシグナルは、北米西岸沿いに高緯度まで伝わる沿岸ケルビン波である。その沿岸ケルビン波は赤道太平洋東部で励起され(図2-1(c)), 北米西岸沿いに北上しながら反時計回りに伝播する(図2-1(e))。その後、沿岸ケルビン波がどこまで伝播しているかを見るために、北太平洋北西部(緯度55°N-60°N, 経度160°E-160°W付近)に注目してみよう。北太平洋北西部の流れは亜寒帯循環の一部を成すが、初期の流れは弱く西向きである(図2-1(a))。しかし、その後、スピンドダウンの過程で亜寒帯循環の南半分の東向きの流れは徐々に弱まっているにも関わらず、北太平洋北西部の西向きの流れは強まっている(図2-1(d))。その流れはカムチャツカ海流を加速し、さらには親潮域に達している(図2-1(c))。この北太平洋北西部の西向きの流れの加速は沿岸ケルビン波によるもので、亜寒帯循環の南半分の東向きの流れの加速によるものではない。上に述べたように、亜寒帯循環の南半分の東向きの流れはスピンドダウンの過程で弱まっており、それが北太平洋北西部の流れの励起源となることはできないからである。

一方、親潮に影響を与える沿岸ケルビン波の励起源は常に赤道太平洋東部にある。FREEの場合、赤道ケルビン波が米大陸西岸に到達したあと、赤道域の東向きの流れは徐々に弱まっている。それに応じて、沿岸ケルビン波は約1年目までは赤道太平洋東部で強く励起されているが、それ以降は徐々に弱まっている。FLUXの場合、赤道ケルビン波が米大陸西岸に到達したあと、赤道域の東向きの流れは一旦弱まるが、1年目以降はその強さを維持する。それに応じて、沿岸ケルビン波は常に強く励起され続けている。このように沿岸ケルビン波の励起の様子はFREEとFLUXでかなり異なるが、その沿岸ケルビン波が北太平洋北西部の流れの加速の励起源になっている点では同様である。

この沿岸ケルビン波の位相速度を図2-1から大ざっぱに見積もると、赤道太平洋東部(10°N, 260°E付近)から親潮域(50°N, 160°E付近)まで1年半で達するとして、約40 cm/sとなる。この値は、Chelton & Davis (1982)の得た値に近い。以上をまとめると、赤道太平洋東部で励起された沿岸ケルビン波は、北米西岸沿いを伝播し、そのおよそ1年半後に親潮域に達する、と結論できる。

この結果は1.2節で記した問題「エルニーニョによって赤道太平洋東部で励起された沿岸ケルビン波が高緯度側から太平洋北西部まで伝播しうるか」に対する解答となる。ここでは、このことを親潮の異常南下という現象との関連において考察する。

近年、親潮第1分岐(親潮には3本の分岐があり、そのうち最も沿岸側の分岐)の異常な南下が観測されている。この南下現象のある年の冬には、平年よりシベリア高気圧が発達しアリューシャン低気圧が南偏すること、風の海面応力の鉛直回転成分が0となる緯度が南下することが指摘されている(Sekine, 1988a)。さらに、この風の海面応力の変化に対する海洋の順圧的な応答で親潮の南下が生じる可能性が数値モデルでも示されている(Sekine, 1988b)。また、そのアリューシャン低気圧の南偏は赤道太平洋のエルニーニョとテレコネクションを持つPNAパターンと呼ばれる大気場の一部分とみなせる。すなわち、これまでの研究では、親潮の異常南下は、エルニーニョの影響が一旦大気に伝わり、その大気の影響が海洋に伝わる結果として生じると考えられている。

しかし、風応力場の経年変化を詳細に検討すると、それは必ずしも親潮の異常南下とよい対応を示すわけではないことがわかる(図6, 7, 8参照)。図6は、南北38°N-40°N, 東西142.5°E-147.5°Eの領域で平均した風応力の時系列である。これは、シベリア高気圧の発達の指標となる。図7は、南北35°N-37°N, 東西145°E-140°Wの領域で平均したスベルドラップ輸送量である。これは、アリューシャン低気圧の南下の指標となる。これらの図から、1961-83年の間の親潮付近の冬に強い南東向きの風応力の年(南向きと東向きの風応力のピークが一致し、それらのピークの差が0.3 N/m²以上の年、図6参照)として1963, 68, 74, 76年、亜寒帯循環の冬に強い正のスベルドラップ輸送の年(40 SV以上の年、図7参照)として1961, 62, 63, 68, 74, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86年が挙げられる。一方、同じ期間の親潮の異常南下の年は1963, 74, 81, 84, 86年である(Sekine (1988a)及び図8参照)。上に挙げた強い南東向きの風応力の年(5ヶ年)の内、親潮の異常南下の年は3ヶ年である。また、1984年と86年は親潮の異常南下の年であるが、南東向きの風応力は強くない。さらに、上に挙げた強いスベルドラップ輸送の年(11ヶ年)の内、親潮の異常南下の年は5ヶ年である。以上より、北太平洋の風応力場は親潮の異常南下と必ずしもよい対応を示さない。

もし親潮の異常南下が主に風応力場の変動によって引き起こされるのであれば、親潮の異常南下の時系列(図8)は亜寒帯循環のスベルドラップ輸送の時系列(図7)

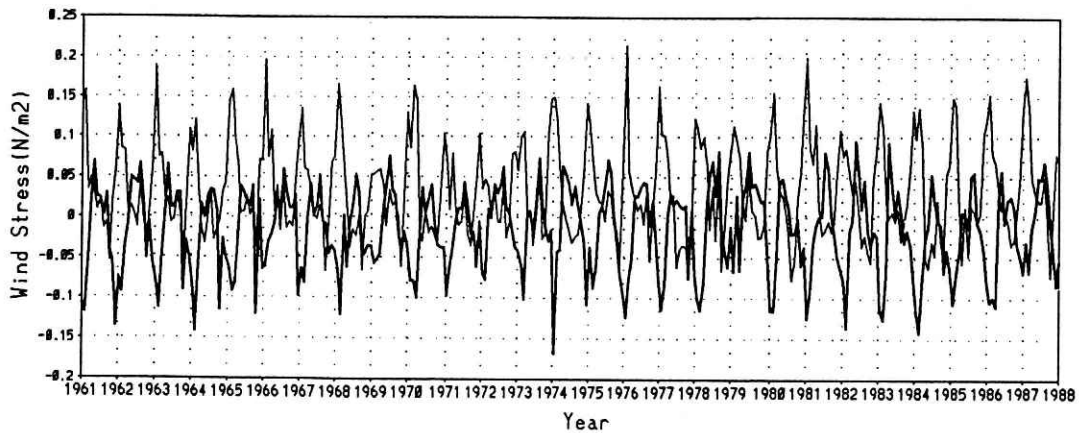


図6 38°N-40°N : 142.5°E-147.5°Eの領域の平均の風応力の時系列 (1961-87年)
太線は南北成分, 細線は東西成分, 単位はN/m²
(Sekine (1988a) のFig. 7と同様の図. ただし, 1961-87年のデータを用いて作成.)

Fig. 6 Time series of wind stress averaged on 38°N-40°N : 142.5°E-147.5°E during 1961-87.
The thick solid line shows the northward component. The thin solid line shows the eastward component. The unit is N/m². (This figure is similar to Fig. 7 in Sekine (1988a). We used data during 1961-87.)

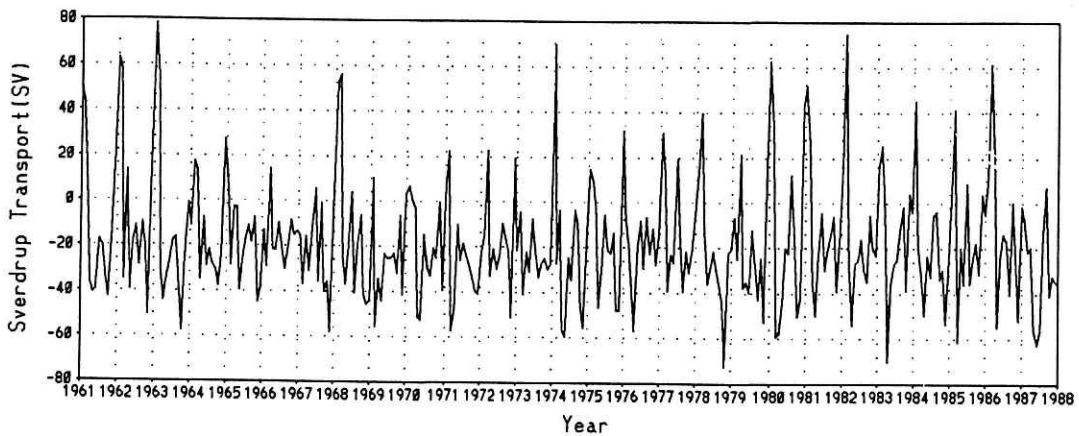


図7 35°N-37°N : 145°E-140°Wの領域の平均のスベルドラップ輸送量の時系列 (1961-87年) 単位はSV (=10⁶m³/s)
(Sekine (1988a) のFig. 8と同様の図. ただし, 1961-87年のデータを用いて作成.)

Fig. 7 Time series of the Sverdrup transport averaged on 35°N-37°N : 145°E-140°W during 1961-87.
The unit is SV (=10⁶m³/s). (This figure is similar to Fig. 8 in Sekine (1988a). We used data during 1961-87.)

とよい対応を示すはずである。しかし、以上でみてきたように、必ずしもそうはなっていない。しかも、それらが比較的よい対応を示す年でも、定量的にみると、整合性のないことがわかる。例えば、1963, 74, 81, 84, 86年はいずれの年も親潮の異常南下がみられた年であつ強いスベルドラップ輸送の年である。その親潮の異常南下の程度は1986, 84, 74, 81, 63年の順に大きい、そのスベルドラップ輸送量は1963, 81, 74, 86, 84年の順に大きい。すなわち、親潮の異常南下の程度は亜寒帯循環のスベルドラップ輸送量に比例しない。以上より、親潮

の異常南下は少なくとも風応力場の変動だけが原因ではないと考えられる。

風応力場の変動が親潮の異常南下の唯一の原因でないとすると、他の原因としてどういうものがありうるであろうか。我々の数値実験の結果より、エルニーニョによって励起された沿岸ケルビン波はそのひとつの可能性となるであろう。すなわち、我々の数値実験の結果は、エルニーニョの影響が沿岸ケルビン波として海洋を通して直接親潮域に伝わり、親潮が南下する可能性のあることを示唆する。エルニーニョの影響が沿岸ケルビン波を通し

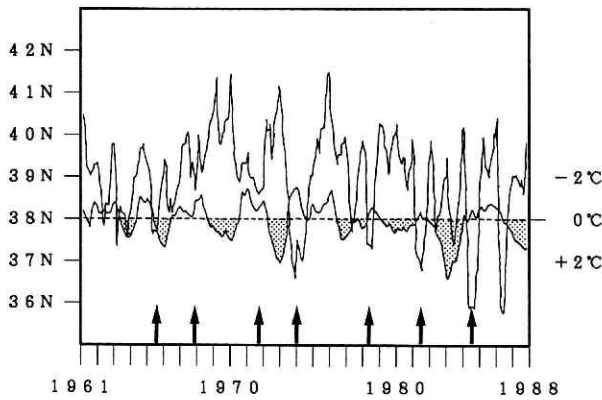


図8 親潮第1分枝の南限緯度と赤道太平洋東部の海面水温偏差の時系列(1961-87年)
海面水温偏差は4°N-4°S, 150°W-90°Wの平均で正偏差を下向きにとっている。0°Cと38°Nを重ねて表示している。影の部分は正の偏差を示す。
(異常気象レポート'89(気象庁編)より作成)

Fig. 8 Time series of southern limit of the first Oyashio intrusion and SST anomalies on the eastern equatorial Pacific during 1961-87. SST anomalies are averaged on 4°N-4°S, 150°W-90°W and the positive anomalies shows a downward. A 0°C line is laid on 38°N line. Arrow shows anomalous southward intrusion of the Oyashio within the second year after El Niño event. Shading shows positive anomalies. (This figure is made from "Report on Anomalous climate '89".)

て北太平洋北西部に伝わるのには約1年半かかるので、沿岸ケルビン波が親潮の異常南下と関係しているとすれば、親潮の異常南下はエルニーニョの約1年半後に起きるはずである。図8はまさにそのことを示している。図8は親潮の南限緯度と赤道太平洋東部のSST偏差の時系列である。斜線部はエルニーニョの期間、矢印はエルニーニョの1-2年後に起きた親潮の異常南下を示している。ただし、ここでは、親潮の異常南下をその年の親潮第一分枝の南限緯度が前後の年のそれよりも南下している場合と定義している。親潮の南限緯度は季節変化が顕著であるが、それとともに数~10年周期の変化もみられる。おおまかにいって、親潮の南限緯度は、矢印の年には前後の年より南にある。さらに、矢印の年の南下の程度はその直前のエルニーニョの強さに比例しているように見える。このことは、強いエルニーニョによっては沿岸ケルビン波も強く励起され、その強い沿岸ケルビン波によっては親潮の異常南下の程度も大きくなることを示唆する。しかし、矢印の年でなくても親潮の異常南下が起きている年もある。それは、1963年と1986年である。同年とも前後の年に比べて親潮の南限緯度は南下しているが、その直前のエルニーニョは1957-58年及び1982-83年であり、直前のエルニーニョとの間に5年及び3年の間隔が開いている。以上をまとめると、親潮の異常南下は、

エルニーニョの1-2年後に必ず起きていること、その後、次のエルニーニョまでの間の年には1963年と1986年を除いて起きていないことがわかる。

Sekine(1988 a)は強い正のスペルドラップ輸送を示すにも関わらず親潮異常南下が観測されない年として1968, 80, 82, 83年を挙げ、その理由を津軽海流の東方への張り出しのためとした。しかし、親潮の異常南下の原因が沿岸ケルビン波であるとすれば、1968, 80, 82, 83年に親潮の異常南下が起こらないのは当然の結果として説明することができる。すなわち、これらの年はいずれもエルニーニョの起きた年であり、その時点ではエルニーニョによる沿岸ケルビン波が励起されていたとしても北太平洋北西部には到達していないので、親潮の異常南下は起こらないのである。

5. まとめ

エルニーニョの海洋を通しての中高緯度への影響を海洋大循環モデルを使って調べた。数値モデルは、エルニーニョを海洋のスピンダウンと捉えるもので、全球で現実的な地形と熱・塩分の効果を含んでいる。数値実験の主な結果は次の2点である。①熱・塩分フラックスの効果によって、北太平洋中緯度域では、ロスビー波は減衰し、北太平洋西部にまで影響を与えない。②赤道太平洋東部で励起された沿岸ケルビン波は、北米西岸沿いを伝播し、そのおよそ1年半後に親潮域に達する。結果①は、Jacobs *et al.* (1994) のモデリングの結果を否定する。結果②は親潮の異常南下と関係する可能性がある。1963年及び1986年を除いて、親潮の異常南下の発生時期はエルニーニョによって励起された沿岸ケルビン波が親潮付近に達する時期とよい対応を示す。すなわち、エルニーニョによって励起された沿岸ケルビン波は親潮の異常南下の重要な原因のひとつと考えられる。

謝辞：最後に、本研究を進めるうえで貴重なコメントをいただいた東京大学 山形俊男教授と北太平洋の風応力データの便宜を図っていただいた東海大学 轡田邦夫助教授に記して感謝を表します。

参考文献

- 1) Bryan, K. (1969): A numerical method for the study of the circulation of the world ocean, *J. Computat. Phys.*, **4**, 347-376
- 2) Bryan, K. (1984): Accelerating the convergence to equilibrium of ocean-climate models, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 666-673
- 3) Cane, M. A., Gidon, E. & Buckland, R. W. (1994): Forecasting Zimbabwean maize yield using eastern equatorial Pacific sea surface temperature, *Nature*, **304**, 204-205
- 4) Chelton, D. B. & Davis, R. E. (1982): Monthly mean sea-level variability along the west coast of North America, *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 757-784
- 5) Cox, M. D. (1984): A primitive equation, 3 -

- dimensional model of the ocean, The GFDL Ocean Group Technical Report No. 1
- 6) Enfield, D. B. & Allen, J. S. (1980): On the structure and dynamics of monthly mean sea level anomalies along the Pacific coast of North and South America, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 557-578
- 7) Gill, A. E. (1982): *Atmosphere Ocean Dynamics*, Academic Press, 662pp
- 8) Hellerman, S. and Rosenstein, M. (1983): Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093-1104
- 9) Horel, J. D. & Wallace, J. M. (1981): Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the southern oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 813-829
- 10) Hurlburt, H. E., Kindle, J. C. & O'Brien, J. J. (1976): A numerical simulation of the onset of El Niño, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 621-631
- 11) Jacobs, G. A., Hurlburt, H. E., Kindle, J. C., Metzger, E. J., Mitchell, J. L., Teague, W. J. & Wallcraft, A. J. (1994): Decade-scale trans-Pacific propagation and warming effects of an El Niño anomaly, *Nature*, **370**, 360-363
- 12) Killworth, P. D. (1987): Topographic instabilities in level model OGCMs, *Ocean Modeling*, **75**, 9-12
- 13) 気象庁編 (1989): 異常気象レポート'89, 433pp, 大蔵省印刷局
- 14) Kutsuwada, K. & Teramoto, T. (1987): Monthly maps of the surface wind fields over the North Pacific during 1961-1984, *Bulltin of the Ocean Research Institute, Univ. Tokyo*, No. **24**, 1-100
- 15) Levitus, S. (1982): *Climatological atlas of the world oceans*, NOAA Professional Paper No. **13**, 173pp, U.S. Government Printing Office Washington D. C.
- 16) McCreary, J. (1976): Eastern tropical ocean response to changing wind systems: with Application to El Niño, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 632-645
- 17) Meyers, G. (1979): On the annual Rossby wave in the tropical North Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 663-674
- 18) Pacanowski, R. C., Dixon, K., Rosati, A. (1993): The G. F. D. L modular ocean model users guide, The GFDL Ocean Group Technical Report No. 2
- 19) Pares-Sierra, A. & O'Brien, J. J. (1989): The seasonal and interannual variability of the California current system: A Numerical Model, *J. Geophys. Res.*, **94**, 3159-3180
- 20) Philander, S. G. H., Yamagata, T. & Pacanowski, R. C. (1984): Unstable air-sea interactions in the tropics, *J. Atmos. Phys.*, **41**, 604-613
- 21) Sekine, Y. (1988a): Anomalous southward intrusion of the Oyashio east of Japan 1. Influence of the seasonal and interannual variations in the wind stress over the North Pacific, *J. Geophys. Res.*, **93**, 2247-2255
- 22) Sekine, Y. (1988b): A numerical experiment on the anomalous southward intrusion of the Oyashio east of Japan Part 1. Barotropic model, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **44**, 60-67
- 23) Weare, B. C., Navato, A. R. & Newell, R. E. (1967): Empirical orthogonal analysis of Pacific sea surface temperatures, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 671-678
- 24) White, W. B. (1977): Annual forcing of baroclinic long waves in the tropical North Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 50-61
- 25) White, W. B. & Saur, J. F. T. (1981): A source of annual baroclinic waves in the eastern subtropical North Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1452-1462
- 26) White, W. B. & Saur, J. F. T. (1983): Sources of interannual baroclinic waves in the eastern subtropical North Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 531-544
- 27) White, W. B. (1985): The resonant response of interannual baroclinic Rossby waves to wind forcing in the eastern midlatitude North Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 403-415
- 28) Yasunari, T. (1986a): Global structure of the El Niño Southern Oscillation Part 1. El Niño composites, *J. Met. Soc. Japan*, **65**, 67-80
- 29) Yasunari, T. (1986b): Global structure of the El Niño Southern Oscillation Part 2. Time evolution, *J. Met. Soc. Japan*, **65**, 81-102
- 30) Zebiak, S. E. & Cane, M. A. (1987): A model El Niño-Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262-2278

(原稿受理: 1995年7月28日)