



Title	太平洋における年周期の赤道波
Author(s)	見延, 庄士郎; 竹内, 謙介
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 51, 77-86
Issue Date	1988-09-30
DOI	10.14943/gbhu.51.77
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/14198">http://hdl.handle.net/2115/14198</a>
Type	bulletin (article)
File Information	51_p77-86.pdf



[Instructions for use](#)

## 太平洋における年周期の赤道波

見延庄士郎・竹内 謙介

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和63年6月24日受理)

### Annual Equatorial Waves in Pacific Ocean

Shoshiro MINOBE and Kensuke TAKEUCHI

Department of Geophysics, Faculty of Science,

Hokkaido University

(Received June 24, 1988)

Annual equatorial waves in Pacific Ocean are calculated in two independent ways. These results are compared to investigate whether linear wave dynamics reproduces realistic features of them. Firstly these waves are calculated by linear model forced by annual cycle of zonal wind stress on the Pacific Ocean. And then they are detected in the manner of vertical and horizontal modes decomposition from observed climatological density data. The agreement is good in first and third mode Rossby waves of the first three vertical modes. But second mode Rossby and particularly Kelvin waves show poor agreement.

The first and third mode Rossby waves are mainly excited and enhanced in the eastern Pacific where wind forcing are larger than western. Wind forcing propagates westward in comparable phase-speed with Oceanic Rossby waves. The Oceanic Rossby waves are in phase with wind forcing in eastern Pacific Ocean and phases given at eastern boundary by incidental Kelvin waves are readily adjusted to wind phase there.

#### I. はじめに

大気変動に重要な影響を持つ、ENSO (El Niño and Southern Oscillation) は経年変動現象であるが、起きる季節が一定していること、また非 El Niño 時の季節変動と全く異なる経過を取るのではなくそれに重なっていることなどから、通常の季節変動と深い関係を持つと考えられる。しかし太平洋赤道域の通常の季節変動機構は未だ十分に解明されておらず、ENSO の機構の解明のためにも、通常の季節変動を理解する必要がある。

また赤道域では El Niño など非線型性が強い現象が知られているが、実際の現象を考える上で、

どの程度非線型性を考慮しなくてはならないかが問題である。線型現象ならば、物理過程を赤道波の重ね合わせと考えることができる。本研究では線型モデルに年周期の風を与えて、海洋赤道波の応答を計算し、また密度データから赤道波の分離を行った。両者の結果を比較することによって、どの程度赤道波理論が太平洋赤道域の年周期変動を説明できるかを調べた。また両者の結果から、年周期赤道波の東西変動を考察した。

従来、赤道波の観測データからの解析は水位・流速などの位相の東西方向の伝播速度を調べる事によってなされている。しかしこの方法では、赤道波の中には位相速度が同じようなものもあるため、完全には赤道波を同定し得ない上、局所的な風が赤道波の位相に及ぼす影響は論じることが出来なかった。本研究では密度データからの赤道波の再現を南北・鉛直断面内での鉛直・水平モード展開で行ったので、赤道波の東西方向の振幅・位相の変化を調べることができた。

II節では本研究で使用した方程式系と境界条件、また赤道波の振幅を定義する。III節では使用したモデルと、密度データから赤道波を検出する方法について説明する。IV節ではモデルで再現された赤道波と密度データから検出された赤道波がそれぞれどのような性質を持っているのかを考察した後、両者の結果の比較を行う。V節でまとめを行う。

## II. 方 程 式

基本方程式系は、赤道  $\beta$  平面近似と静水圧近似を用いた、非圧縮の線型方程式で、次に示す通りである。

$$u_t - \beta y v + p_x = (\nu \ v_z)_z \quad (1)$$

$$v_t + \beta y u + p_y = (\nu \ v_z)_z \quad (2)$$

$$p_z = -\rho g \quad (3)$$

$$\rho_t - (Nb^2 w)/g = (\kappa \ \rho_z)_z \quad (4)$$

$$u_x + v_y + w_z = 0 \quad (5)$$

ここで、 $x, y, z$  は各々東、北、上向きを正とする座標成分で、 $u, v, w$  は各々の方向の流速である。 $p$  は圧力、 $\rho$  は密度、 $\beta$  はコリオリパラメータの緯度変化、 $g$  は重力加速度、 $\nu$  は渦動粘性係数は、 $\kappa$  は渦動拡散係数である。いま  $u, v, w, p, \rho$  は基本場からのずれである。 $Nb(z)$  は基本場の buoyancy 周波数である。

渦動粘性係数と渦動拡散係数は境界値問題が成立するように、次のように定める。

$$\nu = \kappa = R/Nb^2 \quad (6)$$

本研究では McCreary (1981) に従い、 $\nu$  の最小値が  $0.55 \text{ cm}^2/\text{s}$  になるように  $R$  を定めた。水深 ( $z = -D$ ) を場所によらず一定とすると、鉛直方向の次の境界条件、

$$\nu \ u_z = \tau^x, \ \nu \ v_z = 0, \ w = \rho = 0 \quad \text{at } z = 0 \quad (7)$$

$$v u_z = v v_z = w = \rho = 0 \quad \text{at } z = -D \quad (8)$$

の下では、McCreary (1981) に示される通り、(1)から(6)の式の方程式系を、鉛直方向の固有値関数を  $\psi_n(z)$  として次のように変数分離し、

$$(u, v, p) = \sum_{n=1}^N \psi_n(z) (u_n, v_n, p_n) \quad (9)$$

速度スケールを鉛直第  $n$  モードの重力波の位相速度  $C_n$ 、長さスケールを赤道ロスビー変形半径  $(C_n/\beta)^{1/2}$ 、時間スケールを  $(C_n\beta)^{-1/2}$  で無次元化を行い、更に東西流速は地衡流バランスするという長波近似を用いて、各鉛直モード  $n$  で  $u_n, v_n, p_n$  について解くことができる。解は Matsuno (1966)、Gill and Clarke (1974) などに示される通り、ケルヴィン波、ロスビー波、混合重力波の水平モードに分けられる。今長周期長波長の現象に興味があるので、混合重力波は無視し、他の二つのモードについては、次のように表される。

ケルヴィン波：

$$p_{n,-1}(x, y, t) = u_{n,-1}(x, y, t) = A_{n,-1} \exp(i(x-t)) \phi_0(y) \quad (10)$$

ロスビー波： ( $m \geq 1$ )

$$u_{n,m}(x, y, t) = A_{n,m} \exp(i(k_{n,m}x - \sigma_{n,m}t)) \\ \times \{\sqrt{m+1} \phi_{m+1}(y)/(\sigma_{n,m} - k_{n,m}) + \sqrt{m} \phi_{m-1}(y)/(\sigma_{n,m} + k_{n,m})\} \quad (11a)$$

$$p_{n,m}(x, y, t) = A_{n,m} \exp(i(k_{n,m}x - \sigma_{n,m}t)) \\ \times \{\sqrt{m+1} \phi_{m+1}(y)/(\sigma_{n,m} - k_{n,m}) - \sqrt{m} \phi_{m-1}(y)/(\sigma_{n,m} + k_{n,m})\} \quad (11b)$$

ここで、 $n$  は鉛直モード、 $m$  は水平モードで、 $\phi_m(y)$  は  $m$  次のエルミット関数である。本研究での赤道波の振幅は (10)、(11 a, b) 式で定義されるものとする。

### III. 赤道波の密度データからの検出とモデルによる再現

#### 1. モデルによる赤道波の再現

モデルによる赤道波の再現は、東西に境界を持ち、南北には無限に広がる、一様水深の海洋に風の年周期成分を与え、線型応答を計算したものである。Gill and Clarke (1974) によれば、鉛直モードを  $n$  として、

$$q_n = p_n + u_n \quad (12)$$

なる量  $q_n$  を導入して、

$$q_{n,m}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} q_n \phi_m(y) dy \quad (13)$$

と定義すると、赤道波の伝播は次の方程式によって支配される。

ケルヴィン波

$$(\partial/\partial t + R_n) q_{n,0} + \partial q_{n,0}/\partial x = X_{n,0} \quad (14 a)$$

ロスビー波： ( $m \geq 1$ )

$$(2m+1)(\partial/\partial t + R_n) q_{n,m+1} - \partial q_{n,m+1}/\partial x = m X_{n,m+1} - \sqrt{m(m+1)} X_{n,m-1} \quad (14 b)$$

ここで、 $X_{n,m}$  は  $X_n$  を鉛直  $n$  次モードへの風の応力の寄与として、次式で定義される。

$$X_{n,m}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X_n \phi_m(y) dy \quad (15)$$

さらに東西境界を考える。長波のみを考慮する場合の、東岸および西岸での境界条件は、Cane and Sarachick (1981) によると、

$$u = 0 \quad \text{at } x = X_E \quad (\text{東岸}) \quad (16)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u dy = 0 \quad \text{at } x = 0 \quad (\text{西岸}) \quad (17)$$

である。この境界条件の下で外力が時間的に周期的であればあいには、Phlips(1987)等々に示されている通り、東西両岸での反射係数を求めて、数値的に(14 a, b)式を解くことが出来る。

モデルに与えた風のデータはFSU (Florida State Univ.) のデータで、Goldenberg and O' Brien (1981) のデータに更に新しいデータを加え、 $30^\circ \text{N} \sim 30^\circ \text{S}$ ,  $123^\circ \text{E} \sim 69^\circ \text{W}$  において1961~1984年のデータを月別で $2^\circ \times 2^\circ$ に編集したものである。モデル海洋は東岸を $77^\circ \text{W}$ に西岸を $123^\circ \text{E}$ のFig. 1に示した領域とし、そこにFSUデータから得た年周期の風の応力の東西成分を与えた。

## 2. 赤道波の密度データからの検出

密度データからの赤道波の検出をするために、密度データからまず圧力場を求め、次に圧力場から地衡流計算によって流速場を求めた。赤道のごく近傍 ( $\pm 1^\circ$  程度) ではコリオリパラメータが非常に小さくなるために、中緯度で使用されている算出方法は取れないので、Tsuchiya(1955)およびLukas and Firing(1984)の方法に従った。次に圧力場と流速場を鉛直モードに展開して、ある鉛直モード  $n$  についての  $p_n$ ,  $u_n$  を求めた。

(11 a, b) 式を見ると、鉛直モード展開されたロスビー波の東西流速・圧力共に二つの次数のエルミット関数を含んでいる。しかし(13)式で定義されている  $q_n$  では、一つの赤道波について、一つのエルミット関数しか含まない。エルミット関数は直交関数系であるから、(14)式の手続きによって  $q_n$ ,  $m$  を求めれば、直ちに(10) (11 a, b) 式で定められている赤道波の振幅を、ある南北・鉛直断面で求めることが出来る。

赤道波を検出するのに使用した密度データ気候値は、Levitus (1982) のもので、全海洋における緯度1度、経度1度、深さ19層で、温度については月毎、塩分については季節毎に編集されている。しかし、生データがこの細かさで取られているわけではなく、空間的・時間的に相当程度の

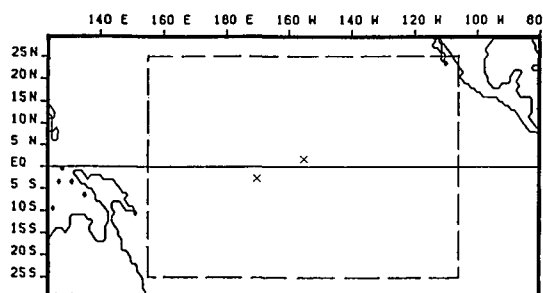


Fig. 1. Model Ocean (bold frame), region density data are analyzed (broken line), and location of Christmas island (157° W, 2° N) and Canton island (172° W, 2.8° S)(cross).

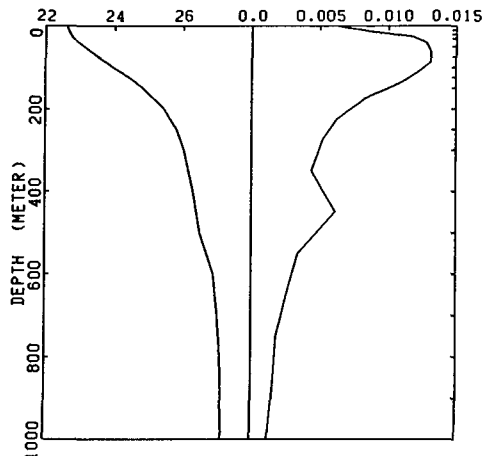


Fig. 2. Vertical profiles of sigma-t ( $\text{Kg/m}^3$ : left) and buoyancy frequency ( $1/\text{s}$ : right) averaged in the region where density data is analyzed. Tip marks on right side show the levels of Levitus (1982) data.

補間を行っている。このデータからの解析は東西に  $5^\circ$  ずつの移動平均を取って行った。Levitus (1982) のデータの内、解析に使用した領域を Fig. 1 に示す。またこのデータから求めた密度と buoyancy 周波数の鉛直プロファイルを Fig. 2 に示す。第一鉛直モードから第四鉛直モードの内部重力波の位相速度は各々、 $2.9 \text{ m/s}$ ,  $1.8 \text{ m/s}$ ,  $1.4 \text{ m/s}$ ,  $0.9 \text{ m/s}$  であった。

#### IV. 結果と考察

Fig. 3~Fig. 10 に鉛直第一及び第二モードについて、ケルヴィン波と第一から第三モードロスビー波の振幅を流速で次元化して、密度データから検出されたものと、モデルによって再現されたものを示す。またモデルに与えた風の各モードへの寄与も併せて示す。

##### 1. モデルによって再現された赤道波と外力関数

まずモデルに与えた、風の各々の赤道波への寄与である外力関数を見てみると、鉛直・水平モードの違いによらず赤道に対称な波については、海洋ロスビー波の位相速度程度のスピードでの西への伝播を示している。Meyers (1979) と Lukas and Firing (1985) は Wyrтки and Meyers (1979) の太平洋上の風の解析を行って、東西方向の風の年周期成分は赤道付近数度の範囲では、ほぼ一様な位相速度で太平洋を西へ伝播していることを示しているが、これはここでの結果と一致するものである。一方赤道に対して反対称である第二モードロスビー波の外力関数の位相は、東岸から  $180^\circ \text{ E}$  付近までほとんど変化しない。また図には載せていないが、第四モードロスビー波の外力関数の位相もこの領域では、ほとんど変化しない。

モデルで再現されたケルヴィン波の位相の東西分布からは、この波が東へ伝播している様子は特に読み取れなかった。これは、ここに示した鉛直第一・第二ケルヴィン波の波長が非常に長い

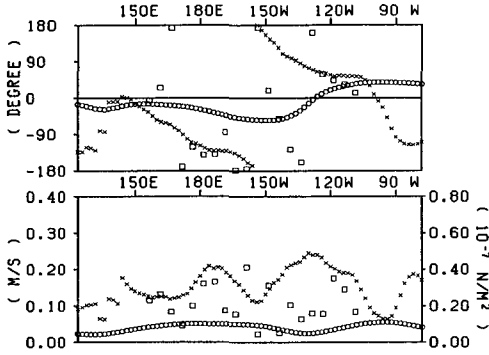


Fig. 3. Phase (upper) and amplitude (lower) of first baroclinic kelvin wave detected from density data (square), calculated by mode (circle) and corresponding contribution of wind stress (cross).

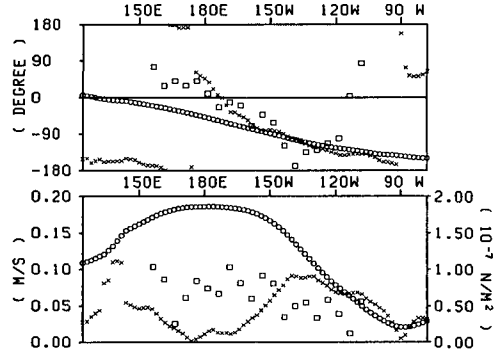


Fig. 4. Same as Fig. 3, but first baroclinic first mode Rossby wave.

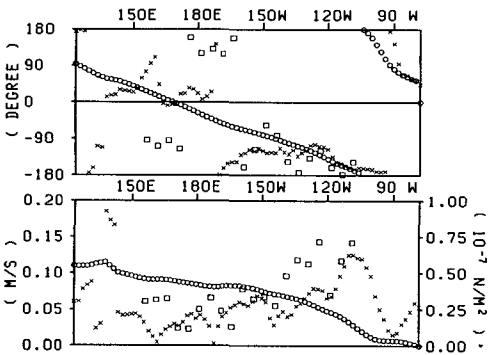


Fig. 5. Same as Fig. 3, but first baroclinic second mode Rossby wave.

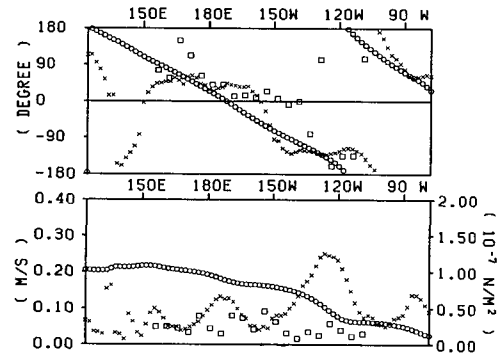


Fig. 6. Same as Fig. 3, but first baroclinic third mode Rossby wave.

ので伝播にもなう位相の東西変化が小さく、さらに外力関数が海洋のケルビン波の波長より遙かに短いスケールで変動しているため、この外力の局所的な影響が卓越するのであろう。図には載せなかったが、第三・第四鉛直モードのケルビン波は波長が短いため、位相の東西分布はほとんどケルビン波の伝播によって説明される。一方モデルで再現されたロスビー波の位相は、ごく東岸付近を除いては全て各々のロスビー波の位相速度程度での、西への伝播を示した。しかし、自由波として伝播しているわけではなく、例えば鉛直第一モードの水平第一モードロスビー波の振幅は東太平洋で強められ、西太平洋で弱められている。ロスビー波は、太平洋東岸から中央部にかけて振幅の大きい外力関数と位相が合っていて、そこで強く励起されているので、比較的外力関数の振幅のよわい太平洋西部で位相が合わなくとも、ロスビー波の位相には強い影響を受けないのであろう。例えば、鉛直第一モードロスビー波では、170°E付近から東では、外力関数とほぼ逆位相となっており、振幅が減少しているが、東太平洋で与えられた位相・振幅を打ち消

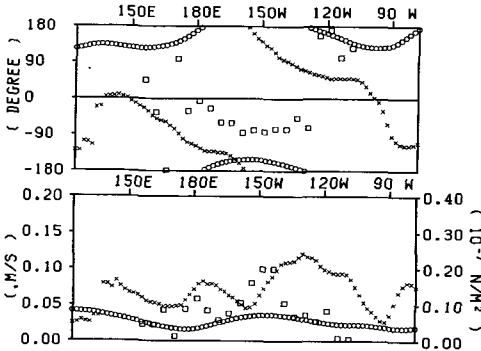


Fig. 7. Same as Fig. 3, but second baroclinic Kelvin wave.

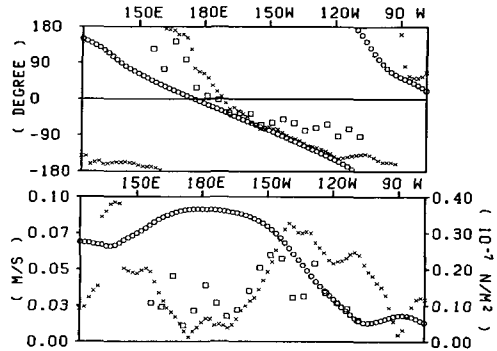


Fig. 8. Same as Fig. 3, but second baroclinic first mode Rossby wave.

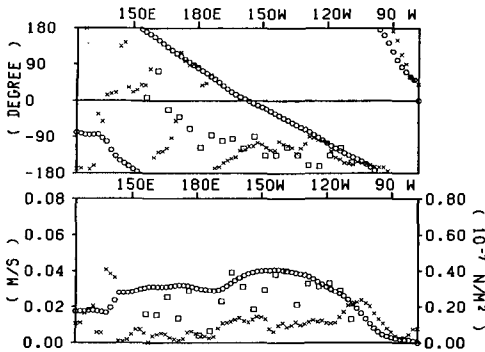


Fig. 9. Same as Fig. 3, but second baroclinic second mode Rossby wave.

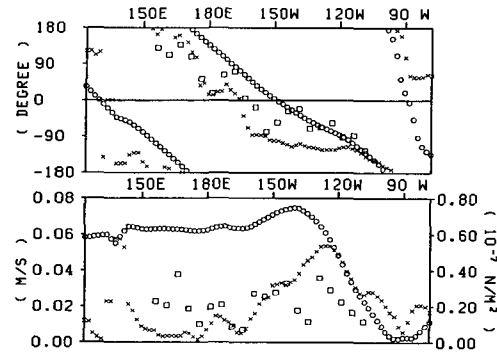


Fig. 10. Same as Fig. 3, but second baroclinic third mode Rossby wave.

す程ではなかった。従って、ロスビー波は東太平洋で主に励起され、西太平洋ではそれを修整するのにとどまると言える。また、ケルヴィン波の反射によって東岸でロスビー波に与えられた位相は、太平洋内部域でのロスビー波の位相にほとんど影響しない。

## 2. Levitus (1982) の密度のデータから検出された赤道波

密度データから検出されたロスビー波は、鉛直第一モードの第二モードロスビー波以外、西向きの波の伝播を示している。この東西方向の位相の伝播速度は、概ね各々のモードの自由ロスビー波の位相速度程度である。一方ケルヴィン波の位相の東西分布は、東への伝播によっては説明できない。特に鉛直第一モードのケルヴィン波では、位相の東西分布は非常に不規則になっている。図には示さなかったが、鉛直第三モードでも、鉛直第二モードと同様の傾向がみられた。

## 3. モデルからと密度データから得られた赤道波の比較

両者の位相を比較すると鉛直第一・第二モードとも、ケルヴィン波・第二モードロスビー波は



一致しないが、第一・第三モードロスビー波はよく一致している。ただし振幅は二倍程度、モデルで再現されたものの方が大きい。また図に示さなかったが、鉛直第三モードの赤道波も、やはりケルヴィン波と第二モードロスビー波が一致せず、第一・第三モードロスビー波は良く一致した。

一致しなかった赤道波の内、密度データから検出された鉛直第一モードのケルヴィン波は、モデルで再現されたものに較べ振幅が一桁は大きく、また、位相の東西分布が非常に不規則であることから、この波が正しく密度データに捕捉されていない可能性が強い。その原因としては、赤道潜流が密度データの平均場ではなく擾乱場に混入しているためではないかと思われる。第二モードロスビー波が、なぜ一致しなかったのは不明である。

第一・第三モードロスビー波が密度データから検出したものと、モデルで再現したものがよく一致を示したので、第一・第二・第三鉛直モードの年周期の第一・第三ロスビー波については線型モデルは良く実際の赤道波を再現していると言える。またモデルの結果より得られた、第一・第三ロスビー波がロスビー波程度の位相速度で西へ伝播する風によって主に東太平洋で励起されるという結論は、密度データから検出されたロスビー波にとっても妥当なものである。

また、赤道に対称な外力関数は海洋ロスビー波とほぼ同位相で西へ伝播しているが、大気ロスビー波の位相速度は海洋のそれより数倍速いのであるから、これは海洋ロスビー波が伝播速度を決定するような大気海洋相互作用によるのではないかと思われる。

#### 4. 太平洋中央部における水位変動

これらの赤道波の重ね合わせで表面水位変動を計算し (Fig. 11), Meyers (1979) が過去の観測から求めた太平洋中央部のクリスマス島 (157° W, 2° N) とカントン島 (172° W, 2.8° S) におけるものと比較した。Meyers (1979) によれば両島での水位変動は年周期が卓越し、共に振幅 40 cm 程度で、最大値と最小値は各々、クリスマス島では 11 月と 4 月で、カントン島では 11 月と 5 月である。モデルで再現された赤道波による水位変動は、振幅は両島で等しく、位相も一ヶ月しかずれていないので、Meyers (1979) の結果を良く再現していると言え、モデルによる結果は妥当なものであると思われる。一方密度データから検出された赤道波による水位変動はカントン島では位相が 1.5ヶ月ほどずれているだけであるが、クリスマス島では振幅が 1.5 倍大きく位相も 2.5ヶ月ずれており、良く一致しているとは言えない。各モードの寄与を調べてみると、この違いをもたらした最大の原因は鉛直第一モードのケル

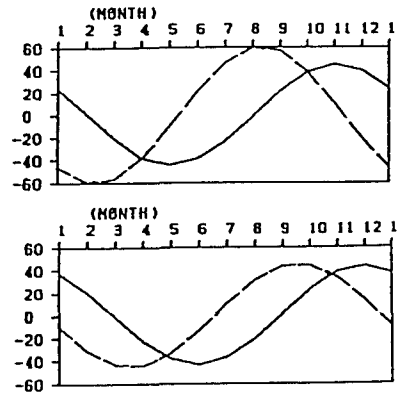


Fig. 11. Sea level variations (cm) at Christmas island (upper) and at Canton island (lower) are calculated by model (real line) and detected from density data (broken line).

ヴィン波であることが分かった。

## V. ま と め

以上の結果から次の事項が明かとなった。

- 1) ロスビー波を密度データから水平・鉛直のモード展開によって分離することができる。
- 2) 第一・第三モードロスビー波は第一・第二・第三鉛直モードについて、線型モデルで計算されたものと、密度データから再現されたものとの位相が良く一致し、年周期のこれらの赤道波は、線型力学で論じ得ることが示された。ただし振幅には2倍程度の差が生じた。
- 3) 第一・第三モードロスビー波は主に太平洋東部で励起される。
- 4) 第一・第三モードロスビー波の位相は、ほぼ位相速度程度での西への伝播を示す。
- 5) ケルヴィン波、第一・第三モードロスビー波の外力関数も、海洋ロスビー波の位相速度程度での西への伝播を示している。

また次の点が今後の課題として残された。

- 1) ケルヴィン波と第二モードロスビー波はモデルで再現したものと、密度データから検出されたものとは一致しなかったが、その原因は何か？
- 2) 赤道に対称な外力関数は、なぜロスビー波の位相速度程度での西への伝播を示すのか？

謝辞 本研究をまとめるにあたり、終始御助言いただきました、海洋物理学講座の金成誠一教授、また当時本講座におられました琉球大学理学部の小賀百樹助教授に感謝致します。

## 文 献

- Cane, M. A. and E. A. Sarachick, 1977. Forced baroclinic ocean motions. II. The linear equatorial bounded case. *J. Mar. Res.*, **37**, 355-398.
- Gill, A. E. and A. J. Clarke, 1974. Wind-induced upwelling, coastal current and sea-level change. *Deep-Sea Res.*, **109**, 1190-1207.
- Goldenberg, S. B. and J. J. O'Brien, 1981. Time and space variability of tropical Pacific wind stress. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1190-1207.
- Lukas, R. and E. Firing, 1984. The geostrophic balance of the Pacific equatorial under current. *Deep-Sea Res.*, **31**, 61-66.
- Lukas, R. and E. Firing 1985. The annual Rossby wave in the central equatorial Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 55-67.
- Levitus, S., 1982. Climatological atlas of the world ocean. *NOAA Professional Paper No. 13*, U. S. Govt. Printing Office, 173pp.
- Matsuno, T., 1966. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc., Japan*, **44**, 25-43.
- McCreary, J. P., 1981. A linear stratified ocean model of the equatorial undercurrent. *Phil. Trans. Roy. Soc., London*, **A298**, 603-635.
- Meyers, W. G., 1979. Annual variation in the slope of the 14°C isotherm along the equator in the Pacific Ocean.

*J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 855–891.

Phlips, P. J., 1987. A simple model of the wind-driven tropical ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 2003–2015.

Tsuchiya, M., 1955. On a simple method of estimating the current velocity at the equator., *J. Oceanogr. Soc., Japan*, **11**, 1–4.

Wyrтки, K. and W. G. Meyers, 1976. The trade wind field over the Pacific Ocean. *J. Appl. Meteor.*, **15**, 698–704.