

黒潮親潮続流域に見られる十年規模変動の季節性

望月 崇*・木田 秀次**

*地球フロンティア研究システム，**京都大学理学研究科

要 旨

黒潮親潮続流域に見られる十年規模の海面水温変動の季節性とその物理過程について、3次元バルク混合層モデルを用いて調べた。十年規模変動の水温偏差が最も強く観測される季節は、北太平洋中央部では晩冬(2-4月)であったに対して、続流域では初冬(12-2月)であった。海洋混合層について季節規模での熱収支を調べたところ、9-10月の混合層底面におけるエントレインメント過程による熱輸送量偏差と11-12月のエクマン南北流による熱輸送量偏差によって、水温偏差の季節規模での増幅が説明されることがわかった。エントレインメント過程による熱輸送偏差についてより詳しく調べると、混合層の下層の水温偏差の形成(夏季)とその水温偏差の混合層内への取り込み(秋季)のいずれの場面でも、局所的な“再帰過程”が最も重要な物理過程であることが明らかになった。それに加えて、秋季には海面風応力による攪拌の大きさの変動も、混合層へ取り込まれる冷水の量を大きく変化させ、混合層熱収支に大きく寄与していることがわかった。

海面熱フラックスについては、過去の諸研究が示すように、大気場偏差からの熱強制がかなり強いことが確認された。しかし一方では、海洋中の水平方向と鉛直方向の熱輸送量偏差によって増幅した十年規模変動の水温偏差は海面で大きな局所熱減衰率偏差を生むこともわかった。そのため、これらの大部分が相殺しあうことになり、結果として十年規模変動の水温偏差が季節規模で増幅することに対して海面熱フラックス偏差の寄与は小さくなる。それどころか、秋季の続流域における海面熱フラックス偏差はむしろ逆に水温偏差を減衰させ、大気に対してローカルにフィードバックをかけるように働く傾向があることが示された。また地衡流(海洋大循環)による熱輸送量偏差は十年規模の時間スケールでは海面水温変動に対して支配的になるが、季節規模の時間スケールの変動に対する寄与は非常に小さいこともわかった。なお、十年規模変動の水温偏差は夏季に強く減衰するが、海面熱フラックスによる局所熱減衰によってほぼ説明された。

キーワード：十年規模変動，大気海洋相互作用，バルク混合層モデル，黒潮親潮続流

1. はじめに

北太平洋十年規模変動に対する変動仮説として最も有力なのは、中緯度大気海洋結合系で閉じた説明(Latif and Barnett 1994, 1996)であり、大規模な風応力偏差(e.g., アリュシャン低気圧の強さ)に対する数年規模での海洋亜熱帯循環の強さの変動(海洋中の傾圧ロスビー波によるgyre spin up)が時間スケールを決定するような重要なプロセスである(e.g., Miller et al. 1998; Münnich et al. 1998; Deser et al. 1999; Venzke et al. 2000; Xie et al. 2000;

Seager et al. 2001)。一方で、何がその大規模な風応力偏差場を形成するかは大きな問題として残っている。最近の研究ではその有力な候補として黒潮親潮続流(Kuroshio Oyashio Extension; KOE)域(35°N-45°N, 150°E-180°)の海面水温(Sea Surface Temperature; SST)偏差が挙げられている(e.g., Pierce et al. 2001; Seager et al. 2001; Schneider et al. 2002)。一般的にもSST正偏差に対する中緯度大気応答は東側(下流側)の高気圧偏差形成とされてきた(e.g., Palmer and Sun 1985; Lau and Nath 1990; Wallace et al. 1990; Ferranti et al. 1994)。しかしその応答の様子は、ス

トームトラックと SST 偏差の微妙な位置関係や西風ジェットの位置といった大気側の背景場の違い、すなわち季節に非常に強く依存する (さらに細かく月単位でも異なる) ことが、AGCM を用いた最近の詳細な数値実験から指摘されている (e.g., Peng et al. 1997, 1999)。例えば、Peng et al. (1999) は KOE 領域に SST 正偏差を与えた大気応答実験を行い、背景場 1 月では鉛直減衰する低気圧偏差が、同 2 月では等価順圧な高気圧偏差が SST 偏差の東側に現れるとの結果を得ている。よって、大気応答よりも一歩戻って、KOE 領域における十年規模 SST 偏差のより詳細な月々変動 (季節規模の増幅と減衰) と支配的な物理過程、及びそれに伴う大気海洋間の熱交換量偏差の振る舞いを調べるのが非常に重要である。本研究では、3 次元バルク混合層モデルを用いて、十年規模変動に関する海洋混合層の熱収支バランスについて調べた。

2. 3 次元バルク混合層モデル

海面での大気場要素 (風向風速, 気温, 比湿) に応じた海洋上層の水温場の変動を記述するために、3 次元バルク混合層モデルを用いた。各グリッド点における平均的な季節サイクルを、大気要素は National Centers for Environmental Prediction/ National Center for Atmospheric Research (NCEP/NCAR) 再解析データ (T62Gaussian) から、海洋要素は Simple Ocean Data Assimilation (SODA) データ ($1^\circ \times 1^\circ$) から、それぞれ定義した。それら平均的な季節サイクルからずれる “偏差” として定義した。モデルの予報変数は、混合層水温 (SST と等しいとした) 偏差 T' と混合層深 (Mixed Layer Depth; MLD) 偏差 H'_m である。(基本的には) 線形化したこれら 2 つの予報方程式に対して、NCEP/NCAR 再解析データの海上の風と気温, 比湿の daily データを外力として与え続けて混合層モデルの時間積分を行った。

2.1 水温方程式 (T' の予報)

式の導出などは Mochizuki and Kida (2003b) に任せるとして、基本場 (平均的な季節サイクル $\bar{()}$) に対して線形化した水温偏差 ($'$) に関する方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial T'}{\partial t} = & \frac{1}{H_m} \left[-H'_m \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right. \\ & - \left[\bar{H}_m (\mathbf{u}'_g \cdot \nabla \bar{T} + \bar{\mathbf{u}}_g \cdot \nabla T') + H'_m \bar{\mathbf{u}}_g \cdot \nabla \bar{T} \right] \\ & - \left[\frac{\boldsymbol{\tau}' \times \mathbf{k} \cdot \nabla \bar{T}}{\rho_o f} + \frac{\bar{\boldsymbol{\tau}} \times \mathbf{k} \cdot \nabla T'}{\rho_o f} \right] - [w_e \Delta T]' \\ & - \left[\frac{Q'(0)}{c_{po} \rho_o} - \frac{Q'(-H_m)}{c_{po} \rho_o} \right] \\ & \left. + H'_m \kappa \nabla^2 \bar{T} + \bar{H}_m \kappa \nabla^2 T' \right] \end{aligned} \quad (1)$$

と書くことができる (但しエントレインメント項 $w_e \Delta T$ のみ線形化していない)。右辺各項をそれぞれ以下のように計算することによって水温偏差 T' を予報した。使用した物理定数は表 1 にまとめた。

平均的な MLD の季節サイクル $\bar{H}_m$ は、ポテンシャル密度を指標として、SODA データの水温と塩分濃度の月平均値から各月の MLD を計算し、それを日平均値に線形内挿した。平均的な SST の季節サイクル $\bar{T}$ も SODA データの月平均値 SST を日平均値に線形内挿した。なお、SODA データの代わりに World Ocean Atlas 1994 (WOA94) や気象庁 (Japan Meteorological Agency; JMA) の客観解析データを用いて計算しても本研究の結論に大きな影響が出ることはない。

$\mathbf{u}'_g$ は地衡流速の偏差を表し、ここでは十年規模変動の変動プロセスに重要な役割を果たす海洋亜熱帯/亜寒帯循環の強弱の変動を考慮するために、海上風変動に起因する第一傾圧ロスビー波のみを考慮した (Gill 1982)。準地衡渦度方程式

$$\frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial \psi'_g}{\partial t} - \beta \frac{\partial \psi'_g}{\partial x} = - \frac{\nabla \times \boldsymbol{\tau}'}{\rho_o H_u} + \nu \nabla^2 \psi'_g \quad (2)$$

で表現されるような海洋力学モデルから予報される流線関数偏差 ψ'_g を用いて $\mathbf{u}'_g = \mathbf{k} \times \nabla \psi'_g$ として定義した。Watanabe and Kimoto (2000) を参考にして、流線関数偏差をもつ海洋上層の深さ H_u は 400m とし、ロスビー変形半径 $\lambda (= c/f)$ は $c = 3.4 \text{ m/s}$ を用いて計算した。海面風応力 $\boldsymbol{\tau}$ は海上風 $\mathbf{v}_a$ を用いたバルク式 $\boldsymbol{\tau} = \rho_a C_D |\mathbf{v}_a| \mathbf{v}_a$ から計算した。平均的な地衡流速の季節サイクル $\bar{\mathbf{u}}_g$ は 1000m 深での流速ゼロとそこから上層の静水圧平衡を仮定して SODA データを用いた鉛直積分を行い、計算された海面での流速に等しいとした。この計算方法では $\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_g$ が厳密にはゼロにならないけれども、それが生み出す誤差は以降の解析結果に大きな影響を与えるものではない。また、 $-(\boldsymbol{\tau}' \times \mathbf{k} \cdot \nabla \bar{T} + \bar{\boldsymbol{\tau}} \times \mathbf{k} \cdot \nabla T') / \rho_o f$ はエクマン流 $\mathbf{u}_E$ による水平方向の熱輸送量偏差を表す。

潜熱と顕熱フラックス、及び正味の短波と長波放射フラックスの和として定義した海面熱フラックスの偏差 $Q'(0) (= Q'_{LH}(0) + Q'_{SH}(0) + Q'_{SW}(0) + Q'_{LW}(0))$ は各成分を以下のバルク式から計算した。但し、海面での短波放射フラックスは平均的な季節サイクルしかもたないものと考えて $Q'_{SW}(0) \equiv 0$ に固定した。また長波放射フラックスに対する雲の影響は考慮していない。

$$Q'_{LH} = \rho_a L C_E [|\mathbf{v}_a|' (\bar{q} - q_a) + |\bar{\mathbf{v}}_a| (q' - q_a)] \quad (3)$$

$$Q'_{SH} = \rho_a c_{pa} C_H [|\mathbf{v}_a|' (\bar{T} - T_a) + |\bar{\mathbf{v}}_a| (T' - T'_a)] \quad (4)$$

$$Q'_{LW} = 4 \sigma_B \bar{T}^3 T' \quad (5)$$

q_a と T_a は海面近くでの大気の水蒸気と気温である。また q は海面水温に対応する飽和比湿である。混合層底面での熱フラックス偏差 $Q'(-H_m)$ としては、顕熱、潜熱、長波放射フラックスは無視できるので、鉛直に $\exp$ 減衰する短波放射フラックスの吸収量が MLD 変化によって変化する分のみを考えればよい。

$$\begin{aligned} Q'_{SW} = & \bar{Q}_{SW}(0) \cdot [-R/\gamma_1 \cdot \exp(-H'_m/\gamma_1) \\ & - (1-R)/\gamma_2 \cdot \exp(-H'_m/\gamma_2)] \end{aligned} \quad (6)$$

Table 1. Physical constants adopted in the mixed layer model.

Ocean	ρ_o	sea water density	1030.0	$kg\ m^{-3}$
	c_{po}	specific heat of water	3981.1	$J\ kg^{-1}K^{-1}$
	κ	horizontal diffusion coefficient	2.0×10^3	$m^2\ s^{-1}$
	ν	horizontal viscosity coefficient	2.0×10^{-6}	s^{-1}
	κ_V	vertical eddy diffusion coefficient	2.0×10^{-5}	$m^2 s^{-1}$
Atmosphere	ρ_a	density	1.225	$kg\ m^{-3}$
	c_{pa}	specific heat	1004.6	$J\ kg^{-1}K^{-1}$
	L	condensation heat of water vapor	2.5×10^6	$J\ kg^{-1}$
	C_H	bulk coefficient for sensible heat	1.2×10^{-3}	
	C_E	bulk coefficient for latent heat	1.2×10^{-3}	
	C_D	bulk coefficient for momentum	1.7×10^{-3}	

として計算した。但し, $R = 0.77$, $\gamma_1 = 1.5m$, $\gamma_2 = 14m$ (Paulson and Simpson 1977)。

さて, 混合層底面でのエントレインメントによる熱輸送量偏差 $[w_e \Delta T]'$ の計算が最も厄介である。Qiu and Kelly (1993) や Yasuda et al. (2000) を参考にして, 混合層のポテンシャルエネルギー保存式から以下のように計算した。 $H_m/2$ を基準とした混合層のポテンシャルエネルギー保存式は,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \alpha g H_m w_e \Delta T = & \frac{\alpha g H_m}{2 c_{po} \rho_o} [Q(0) + Q(-H_m)] \\ & - \frac{\alpha g}{c_{po} \rho_o} \int_{-H_m}^0 Q_{sw}(z) dz \\ & - \alpha g \int_{-H_m}^0 \overline{w' T'} dz \end{aligned} \quad (7)$$

$$w_e = \left[\frac{\partial H_m}{\partial t} + \mathbf{u}_m \cdot \nabla H_m + H_m \nabla \cdot \mathbf{u}_m - \kappa \nabla^2 H_m \right] \quad (8)$$

但し, 熱拡散係数 $\alpha = 2.5 \times 10^{-4} K^{-1}$, 重力加速度 $g = 9.7976 m \cdot sec^{-2}$ である。左辺のエントレインメントによるエネルギー流入が, 右辺の海面加熱と短波放射吸収, 浮力フラックスの和とバランスすることを意味する。ここで式 (7) の右辺第三項 (浮力フラックス) は, 次のように風攪拌と混合層内のシア, 海面冷却の効果の和としてパラメタライズされる (Davis et al. 1981)。

$$\begin{aligned} -\alpha g \int_{-H_m}^0 \overline{w' T'} dz = \\ m_0 u_*^3 + m_s S - m_c \frac{\alpha g H_m}{4 c_{po} \rho_o} [|Q(0)| + Q(0)] \end{aligned} \quad (9)$$

但し, 海面での摩擦速度 u_* ($= \sqrt{|\tau|/\rho_o}$) であり, $m_0=0.5$, $m_s=0$ (Davis et al. 1981), $m_c=0.83$ (Deardorff et al. 1969) とした。物理的にはこのパラメタライゼーションは, 海面での風応力が大きいほどより深くまでかき混ぜられる, もしくは大気による海面冷却が強いほど海洋混合層の不安定度が高くなり深くまで混合する, すなわちエントレ

インメント速度が大きくなるということを表現している。式 (7) に式 (6) と式 (9) を代入して, (海面熱フラックス $Q(0)$ の入った海面冷却効果項以外を) 線形化すると,

$$\begin{aligned} [w_e \Delta T]' = & \frac{2m_0}{\alpha g H_m} \left[u_*'^3 - \frac{H'_m}{H_m} u_*'^3 \right] \\ & + \frac{2\overline{Q}_{sw}(0)}{\rho_o c_{po} H_m} \frac{H'_m}{H_m} \left[R\gamma_1 - R(\gamma_1 + \overline{H}_m) \exp\left(\frac{-\overline{H}_m}{\gamma_1}\right) \right. \\ & \quad \left. + (1-R)\gamma_2 - (1-R)(\gamma_2 + \overline{H}_m) \exp\left(\frac{-\overline{H}_m}{\gamma_2}\right) \right] \\ & + \frac{\overline{Q}_{sw}(0)H'_m}{\rho_o c_{po}} \left[\frac{R}{\gamma_1} \exp\left(\frac{-\overline{H}_m}{\gamma_1}\right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{1-R}{\gamma_2} \exp\left(\frac{-\overline{H}_m}{\gamma_2}\right) \right] \\ & + \frac{1}{\rho_o c_{po}} \left[\left(1 - \frac{m_c}{2}\right)(Q(0) - \overline{Q}(0)) \right. \\ & \quad \left. - \frac{m_c}{2} (|Q(0)| - |\overline{Q}(0)|) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

が得られる。以上により, 式 (1) の右辺各項が計算できて SST 偏差が予報される。

2.2 混合層深方程式 (H' の予報)

式 (8) を線形化すれば,

$$\begin{aligned} \frac{\partial H'_m}{\partial t} = & w'_e - \mathbf{u}'_g \cdot \nabla \overline{H}_m - \overline{\mathbf{u}}_g \cdot \nabla H'_m \\ & - H'_m \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}}_E - \overline{H}_m \nabla \cdot \mathbf{u}'_E + \kappa \nabla^2 H'_m \end{aligned} \quad (11)$$

が得られる。MLD 偏差時間変化率がエントレインメント速度とオブダクション率 (Qiu and Huang 1995), エクマンパンピング, 拡散の偏差によって記述されることを意味している。式 (11) の右辺のうち, w'_e 以外は既に計算方法を述べた。よってあとは, 前節で計算した $[w_e \Delta T]'$ とつじつまが合うようにエントレインメント速度 w'_e を計算すればよい。

$$w'_e = \frac{[w_e \Delta T]' - \overline{w}_e \Delta T'}{\Delta T} \quad (12)$$

とできる ($\overline{w'_e \cdot \Delta T'}$ は無視できる) から, 確定すべき値は $\bar{w}_e$ と $\overline{\Delta T}$ と $\Delta T'$ である。

平均的なエントレインメント速度 $\bar{w}_e$ は, 式 (8) を平均場に適用して,

$$\bar{w}_e = \frac{\partial \bar{H}_m}{\partial t} + \bar{u}_g \cdot \nabla \bar{H}_m + \bar{H}_m \nabla \cdot \bar{u}_E - \kappa \nabla^2 \bar{H}_m, \quad (13)$$

として計算できる。なお $\overline{u'_g \cdot \nabla H'_m}$ と $\overline{H'_m \nabla \cdot u'_E}$ が十分小さく無視できることは, SODA データの解析により確認した。

混合層とその直下の層の平均的な水温差 $\overline{\Delta T}$ は, SODA データを用いて, SST と混合層下 20m の水温差として定義した (Yasuda et al. 2000)。その偏差 $\Delta T'$ は, 混合層の水温偏差とその下の層の水温偏差の差で定義されるから, 水温偏差の“再帰過程” (Alexander and Deser 1995, Alexander et al. 1999, 2001) を表現するものだと考えてよい。混合層の下層の水温偏差を記述するためには混合層モデルとは別に何らかの方法が必要になる。例えば, 各地点で便宜的に鉛直方向にもグリッド (0m–500m; 10m 間隔) を用意して, 混合層モデルが 1 ステップ (1 日) 進む度に混合層内に存在すると判定されたグリッドにおいてだけ水温偏差を混合層モデルが予報した水温偏差に置き換えるという操作を繰り返せば, MLD が深いときの混合層水温偏差の記憶が混合層の下に残るという状況を表現できる。こうして水温偏差の鉛直プロファイルを作成しておくと, MLD がわかれば, その深さでの水温偏差と混合層モデルが予報した水温偏差を用いて, $\Delta T'$ の値を定めることが可能になる。但しこのままでは, 前冬の水温偏差の記憶を残すというよりも, ある特定の日の水温偏差の記憶を混合層の下に残すことになってしまう。また記憶している水温偏差の鉛直方向のばらつきが大きくなってしまい数値計算上の都合が非常に悪い。これらの問題を解決するために, 本研究では混合層モデルと平行して,

$$\frac{\partial T'_{diff}}{\partial t} = \kappa_V \frac{\partial^2 T'_{diff}}{\partial z^2} \quad (14)$$

で支配されるような簡易鉛直拡散モデル (0m–500m; 10m 間隔格子) を各地点で動かすことによって, 鉛直方向に平滑化した水温偏差の鉛直プロファイル $T'_{diff}(z)$ を定義した。そして, 混合層底面で予報される $T'_{diff}(-H_m)$ と T' を用いて, $\Delta T' = T' - T'_{diff}(-H_m)$ として $\Delta T'$ の値を定めた。このような ΔT の決めかたによる数値実験結果の特徴については後で述べることにする。

さて, エントレインメント時 ($w_e = \bar{w}_e + w'_e > 0$) は混合層下の層から冷水を取り込んで混合層が冷えるはずなので, 式 (1) で $w_e \Delta T > 0$ は物理的に正しい。よって式 (11) から MLD 偏差を予報すればつじつまが合う。

一方で, デトレインメント時 ($w_e = \bar{w}_e + w'_e < 0$) は混合層下の層から正の熱を与えられるわけではなくて, 混合層から水をはきだすことによる MLD の変化で式 (7) のポテンシャルエネルギー保存則を満たす。よって式 (1) で単に $w_e \Delta T < 0$ だとするのは物理的におかしい。そこで

MLD は式 (7) で $w_e = 0$ を満たすような深さに一瞬にして調節されるものとして診断的に計算する。つまり,

$$\frac{\alpha g H_m}{2 c_{po} \rho_0} [Q(0) + Q(-H_m)] - \frac{\alpha g}{c_{po} \rho_0} \int_{-H_m}^0 Q_{sw}(z) dz + m_0 u_*^3 - m_c \frac{\alpha g H_m}{4 c_{po} \rho_0} [|Q(0)| + Q(0)] = 0 \quad (15)$$

とおくことになり, 物理的には風応力による攪拌と海面加熱による安定化がバランスするような MLD に調節されることを意味する。これを MLD について解いて (MLD の変化は短波放射の吸収量には相対的にあまり影響しないとして) 線形化すると, 式 (16) のように書ける。その上で改めて $H'_m = H_m - \bar{H}_m$ とすればよい。本質的な部分について非常に乱暴な言い方をすれば, 混合層が深くなるときには式 (11) から MLD 偏差が予報されて, 混合層が浅くなるときには式 (16) で MLD が診断的に計算される, という設定になっていると考えて (厳密には計算の正しい説明ではないが) 大筋では正しい。

2.3 数値積分

バルク混合層モデルは北太平洋の 10°N–70°N の領域を 2°×2° グリッド (緯度×経度) で覆っている。海面での境界条件として, 大気要素 (風向風速, 気温, 比湿) の daily 再解析データ (NCEP/NCAR) を用いた。いずれも T62 ガウシアングリッドから, 混合層モデルと全く同じような 2°×2° グリッドに内挿した。積分の時間ステップは 1 日である。まず初めに地衡流速の変動成分 u'_g を計算するために, 式 (2) で支配される力学モデルを用いて, 積分領域の全グリッドで 1950 年 1 月 1 日に $\psi'_g = 0$ を初期値として, 1999 年 12 月までの 50 年積分を行なった。第一傾圧ロスビーモードによる地衡流調節の時間スケールは約 2000 日程度とされているので, 初めの 10 年間はスピンアップ時間とみなして 1950 年から 1959 年までは以降の解析から除外した。こうして計算された地衡流速を利用して, 式 (1) で支配される熱力学モデル (バルク混合層モデル) と式 (14) で支配される簡易鉛直拡散モデル, 式 (11) で支配される混合層深予報モデルを用いて, 1960 年 1 月 1 日から 1999 年 12 月まで 40 年積分を行った。熱力学モデルの初期値は SODA データの 1960 年 1 月の SST 偏差を用いた。但し, WOA94 や JMA のデータから初期値を決めたり, 積分領域の全グリッドで $T' = 0$ とする初期値を採用したりするなど, 初期値を少々変えたとしても積分結果に大した影響はない。また簡易鉛直拡散モデルの初期値は $T'_{diff} = 0$ を用いた。鉛直拡散モデルは冬季の深い混合層の水温偏差が夏～秋季の混合層の下に存在し続けることを考慮するためのものなので, 冬季に混合層内に含まれるようなグリッドの水温偏差は基本的には冬季になる度に混合層水温偏差に置き換えられてしまう。よって積分開始から数年も経てば予報される SST 偏差に対する T'_{diff} の初期値設定の直接的な影響はほとんどなくなる。混合層深予報モデルの初期値は SODA データを用いて計算した。WOA94 と同じように, 各地点でポテン

$$H_m = \frac{m_0 u_*^3 - \frac{\alpha g \bar{Q}_{SW}(0)}{\rho_o c_{po}} \cdot [R \gamma_1 (1 - e^{-H_m/\gamma_1}) + (1 - R) \gamma_2 (1 - e^{-H_m/\gamma_2})]}{-\frac{\alpha g \bar{Q}_{SW}(0)}{2 \rho_o c_{po}} \cdot [R e^{-H_m/\gamma_1} + (1 - R) e^{-H_m/\gamma_2}] - \frac{\alpha g Q(0)}{2 \rho_o c_{po}}} \quad (16)$$

シャル密度¹が海面での値から $0.125\sigma_\theta$ だけ大きくなる深さを混合層の底面であると定義した。このような数値積分で得られた 1960–99 年の月平均値データセットを用いて以降の解析を行った。

3. 北太平洋十年規模変動の時空間構造

詳細な解析を行う前に、まずバルク混合層モデルを用いた数値実験に見られる北太平洋十年規模 SST 変動の時空間構造の基本的な特徴を観測 (同期間の気象庁客観解析月平均値データ) と比較しておく。なお十年規模変動を議論するために、数値実験結果の時系列に対して各月毎に 5 年移動平均 (ある特定の月について 5 年平均する) を施した。混合層モデルによる数値実験結果と観測データに見られる十年規模 SST 偏差が、1970 年代半ばと後半、及び 1980 年代初頭と終わりにどのような海域で符合変化するかを Fig. 1 と Fig. 2 に示した。まず、1970 年代半ばには北太平洋中央部 SST に寒冷化が見られる (Fig. 1a, 2a; See Nakamura et al. 1997 Fig. 2a)。またその 2–3 年後には、1970 年代後半の気候シフトに対応するような北太平洋中央部 SST の寒冷化が見られる (Fig. 1b, 2b; See Nakamura et al. 1997 Fig. 2b)。さらにその約 5 年後には KOE 領域 SST に強い寒冷化が見られ (Fig. 1c, 2c)、これは 1980 年代半ばに観測される大きな SST 負偏差 (e.g., White 1995; Schneider and Miller 2001) に対応している。冒頭で述べたように、この SST 偏差は 1970 年代後半に符合変化するような大規模な風応力偏差に対する海洋循環場のゆっくりとした応答を反映して形成されたと考えられる。さらに 1990 年頃には再び KOE 領域 SST 偏差の符合が変化する (Fig. 1d, 2d)。よって、前節で述べたようなモデル設定で数値積分を行った“標準実験”が、観測データに見られる十年規模 SST 変動の時空間構造をよく再現することがわかる。

本研究では黒潮親潮続流域に注目しているので、主に Fig. 1c, d に対応するような十年規模 SST 偏差の季節性について調べる。よく知られた 1970 年代後半の気候シフトではないことに注意されたい。

4. 十年規模変動の水温偏差の季節サイクル

さて、十年規模 SST 偏差には季節規模での増幅・減衰 (冬季に大きく夏季に小さい) が非常に顕著に観測されるこ

¹ポテンシャル密度 σ_θ とは、海水を断熱的にある基準圧力面 (ここでは特に海面) までもってきたときの密度 ρ を用いて、 $\sigma_\theta = \rho - 1000 [\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$ として書かれる。

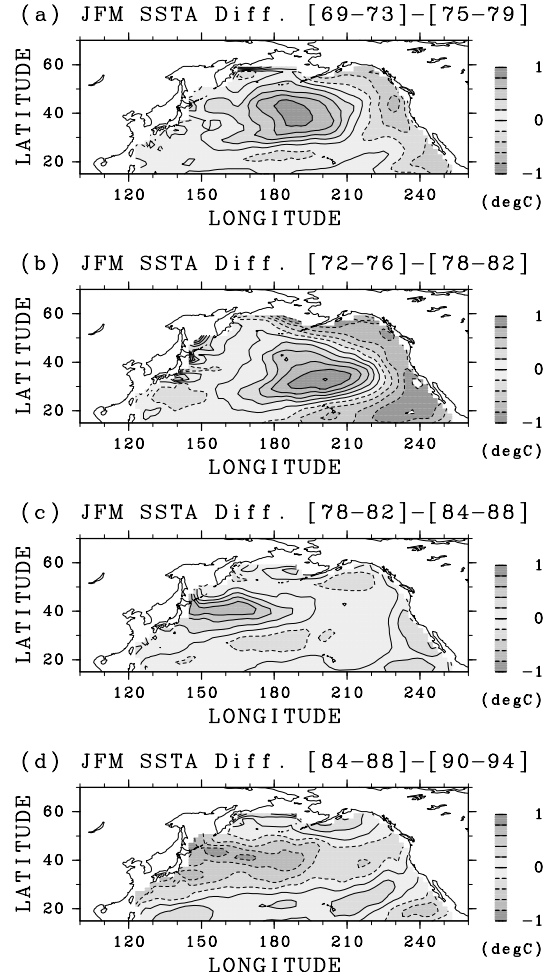


Fig. 1. Horizontal distributions of model simulated wintertime (Jan-Mar) SST anomaly differences between (a) 1969–73 minus 1975–79, (b) 1972–76 minus 1978–82, (c) 1978–82 minus 1984–88, and (d) 1984–88 minus 1990–94. Five-year running means are applied to each month. Contour intervals are 0.2K, and scales are given to the right of the figures.

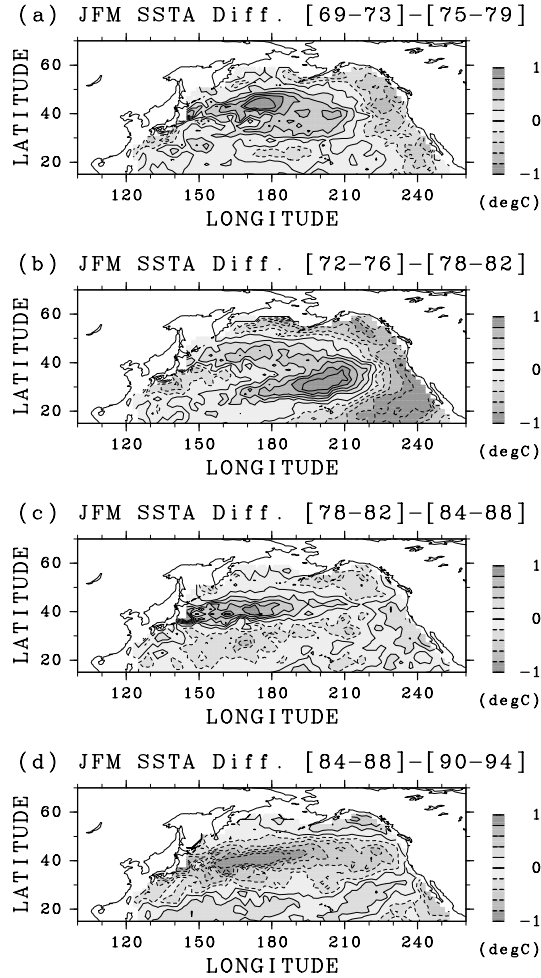


Fig. 2. The same as in Fig. 1, except for the SST data taken from the JMA observed dataset.

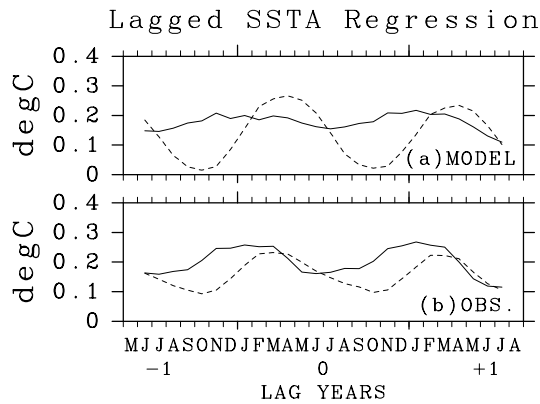


Fig. 3. Lagged regression coefficients of the decadal SST anomaly time series of each month to the annual averaged decadal SST anomaly time series, for those (a) simulated by the model, and for those (b) taken from the JMA observed dataset, in the KOE region (solid lines), and the Subtropical Frontal Zone (dashed lines).

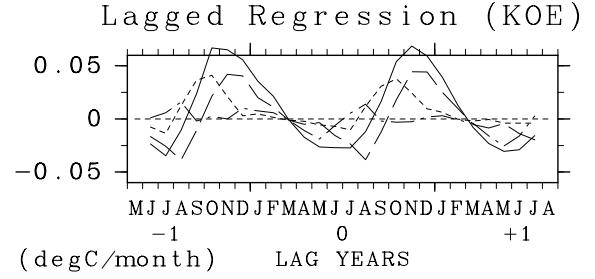


Fig. 4. Lagged regression coefficients of the decadal time series for each term in Eq. (1) for each month, to the annual averaged decadal SST anomaly time series in the KOE region. Namely, $[H_m \partial T / \partial t]'$ (solid line), $-[H_m \mathbf{u} \cdot \nabla T]'$ (broken line), $-[w_e \Delta T]'$ (dashed line), and $-Q'_{sfc} / c_{po} \rho_o$ (dashed-dotted line). Plotted values of each term have been divided by the climatological MLD $\bar{H}_m$.

とが指摘されている (e.g., Nakamura and Yamagata 1999; Schneider et al. 2002)。年平均 SST の十年規模変動時系列に対する、各月の SST の十年規模変動時系列のラグ回帰係数²は、明瞭な季節変動を示す (Fig. 3)。しかし、KOE 領域と亜熱帯フロント域³では、十年規模 SST 偏差の季節サイクルに 2–3ヶ月の位相のずれが見られる。夏季に減衰した十年規模 SST 偏差は、KOE 領域では、9–10 月頃に再び増幅し始めて、1 月頃に極大期を迎える。つまり、KOE 領域の十年規模 SST 偏差に関する季節規模の混合層熱収支に対しては、秋季の何らかの物理過程が SST 偏差の増幅に対して非常に重要であることが示唆される。一方で亜熱帯フロント域の十年規模 SST 偏差の季節サイクルは、KOE 領域よりも位相が遅く 3 月頃に極大を迎えることがわかる。なお、本稿では詳述しないが、本研究で利用した混合層モデルを利用して、1970 年代後半の気候シフトに注目してこの亜熱帯フロント域に見られる水温偏差の季節変動について調べた結果は、Tomita et al. (2002) や Mochizuki and Kida (2003a) がデータ解析から得た結果とよく一致する。

5. 季節サイクルを支配する物理過程

KOE 領域における十年規模 SST 偏差の季節サイクル (Fig. 3) を説明する物理過程を明らかにするために、各月の混合層熱収支を調べた。年平均 SST の十年規模変動時系列に対する、Eq. (1) の各項の各月の十年規模変動時系列のラグ回帰係数を Fig. 4 に示す。KOE 領域に見られる十年規模 SST 偏差は 9–12 月頃に季節規模で増幅して、5–7 月頃に季節規模で減衰する。この SST 偏差増幅の前

²年平均 SST の十年規模変動時系列と各月の SST の十年規模変動時系列の相関係数に、各月の SST の十年規模変動時系列の標準偏差をかけたものとして定義した。

³1970 年代後半の気候シフト (Fig. 1b, 2b 参照) に対応して大きな水温偏差が現れる 25°N–35°N, 175°E–145°W として定義した (See Mochizuki and Kida 2003a; cf., Nakamura et al. 1997)。

Table 2. List of experiments with various water temperature equations.

Name	Temperature Equation
ML1:	$\bar{H}_m \frac{\partial T'}{\partial t} = -\frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 [\bar{H}_m T']$
ML2:	$\left[H_m \frac{\partial T}{\partial t} \right]' = -[w_e \Delta T]' - \frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 [H_m T]'$
ML3:	$\left[H_m \frac{\partial T}{\partial t} \right]' = -[H_m \mathbf{u}_g \cdot \nabla T]' - [w_e \Delta T]' - \frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 [H_m T]'$
ML4:	$\left[H_m \frac{\partial T}{\partial t} \right]' = -[H_m (\mathbf{u}_g + \mathbf{u}_E) \cdot \nabla T]' - [w_e \Delta T]' - \frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 [H_m T]'$

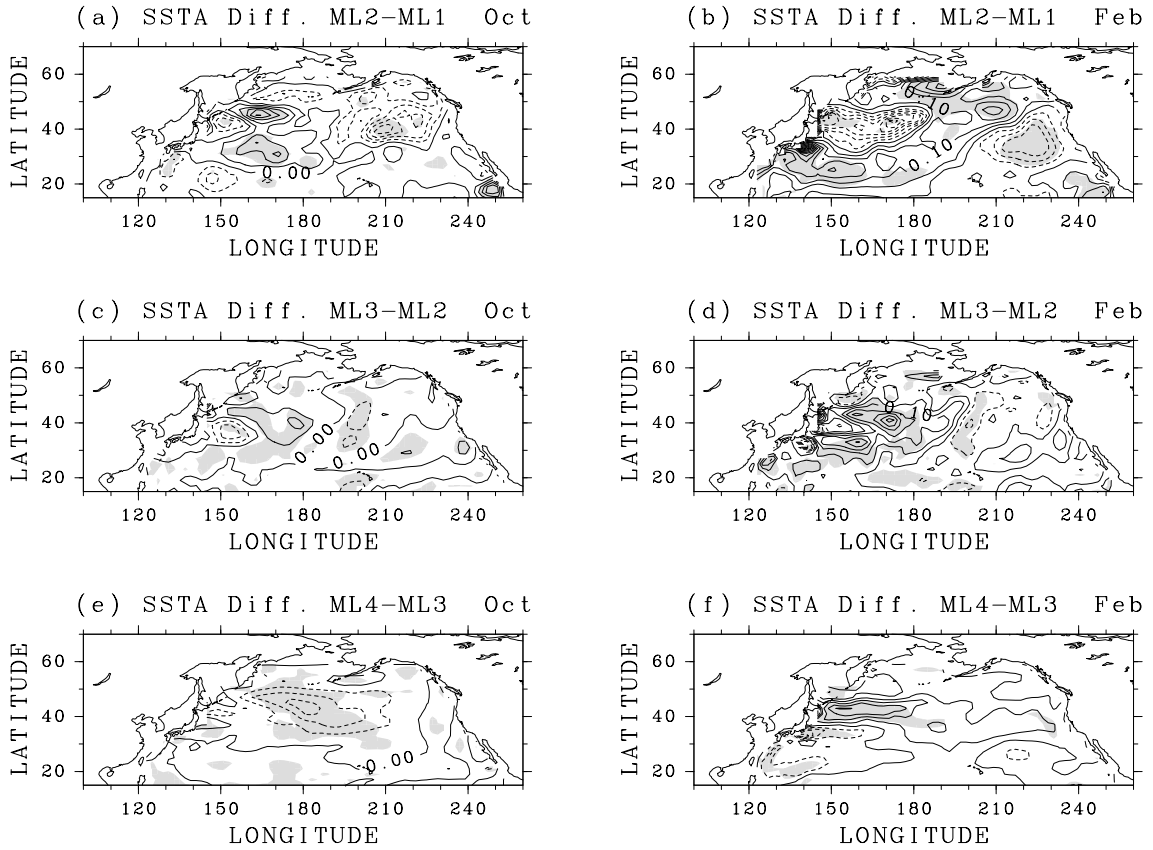


Fig. 5. Average of the differences in the SST anomalies of those in 1978–82 minus those in 1984–88 (see Fig. 1c), and those in 1990–94 minus those in 1984–88 (see Fig. 1d), between the control runs ML2–ML1 (upper panels), ML3–ML2 (middle panels), and ML4–ML3 (lower panels), in the previous October (left) and February (right). Contour intervals are 0.05K. Solid lines represent positive values, dashed lines negative values. Shaded regions denote areas where the composited values are significant at 90% confidence limit by Student's t-Test with 4 degrees of freedom assumed.

半(9月, 10月)においては, SST 偏差時間変化率は混合層底面でのエントレインメントによる熱輸送量偏差とバランスしている。また増幅の後半(11月, 12月)においては, SST 偏差時間変化率はエクマン流による熱輸送量偏差によって説明される。地衡流による水平熱輸送量偏差の効果は, 十年規模 SST 偏差の季節規模での変動にはほとんど寄与しない(See Mochizuki and Kida 2003b Fig. 3)。熱フラックス偏差(ほぼ海面熱フラックス偏差に等しい)についても, 夏季に局所熱減衰の効果が見られるが, SST 偏差の増幅に対しての寄与は特に認められない。

6. 各物理過程によって形成される十年規模水温偏差の定量評価

十年規模 SST 偏差の季節規模の増幅に重要であるとされたエクマン流や混合層底面でのエントレインメントが実際にどのくらいの大きさの SST 偏差をつくるのかを調べるために, Table 2 に示すような 4 種類の水温方程式(Eq. (1) に相当するもの)を用意して, それぞれ数値実験を行って予報される SST 偏差の大きさと空間構造について比較した。ML1 は MLD を気候値としての季節サイクルに固定して, 海面熱フラックスだけで SST が支配されるような, いわゆるスラブモデルになっている。ML4 は水温方程式として Eq. (1) そのものを用いた標準実験である。標準実験に対して, エクマン流による熱輸送量の変化を無視したものが ML3 で, さらに地衡流による熱輸送量の変化も無視したものが ML2 である。但し, MLD 偏差の予報式は ML2-4 のいずれも同じである。つまり, ML2 や ML3 でも地衡流による MLD 勾配の移流やエクマンバンピングが MLD を変化される効果を考慮していて, 設定を変えているのは SST 偏差の予報式だけである。

Fig. 5 は, Table 2 の 4 つ数値実験によって予報される十年規模 SST 偏差の差を表している。ここで十年規模 SST 偏差と呼んでいるのは, 1978-82 年平均 SST 偏差から 1984-88 年平均 SST 偏差をひいたもの(図 1c 参照)と, 1990-94 年平均 SST 偏差から 1984-88 年平均 SST 偏差をひいたもの(図 1d 参照)の平均として定義した合成(コンポジット)値である⁴。上段は ML2 の合成値から ML1 の合成値をひいたものであり, 同様にして中段と下段は ML3 の合成値から ML2 の合成値をひいたものと ML4 の合成値から ML3 の合成値をひいたものである。左側と右側は前年 10 月と当年 2 月の合成値の差である。

KOE 領域では, エクマン流による水平熱輸送量偏差を考慮することによって, 10 月に見られる十年規模 SST 偏差はやや小さくなるが, 2 月に見られる十年規模 SST 偏差は KOE 領域ほぼ全域に渡って 0.1K 以上も大きくなる(Fig. 5f)。また強化される SST 偏差の空間構造が定義した KOE 領域とよく一致している。エクマン流による熱輸

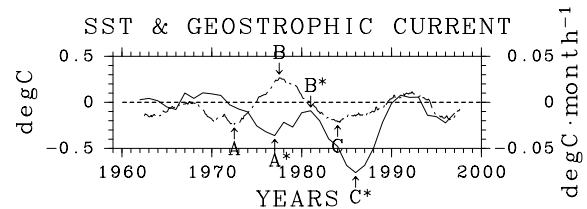


Fig. 6. Time series of the wintertime (JFM) decadal SST anomaly (solid line, left ordinate), and the monthly heat transport rate anomaly due to the geostrophic current to which 60 months running mean applied (dashed-dotted line, right ordinate) in the KOE region.

送を考慮した ML4 の 2 月の SST 偏差が ML3 よりも非常に大きくなることは, ラグ回帰係数による解析結果(11月や 12 月に SST 偏差を増幅させるような強い熱輸送量偏差がある)と一致する(Fig. 4)。

10 月に見られる十年規模 SST 偏差は混合層底面でのエントレインメント過程によって強化され, 空間構造は KOE 領域と明瞭に一致するわけではないけれども, 大きさはエクマン流による SST 偏差強化に匹敵する(Fig. 5a)。2 月には逆に KOE 領域 SST 偏差は小さくなるが(Fig. 5b), これを理解するためには ML1 と ML2 のモデル設定の間には, エントレインメント過程の有無の他に, MLD 偏差を考慮するかどうかという違いがあったことを思い出さなくてはならない。例えば, 下層から取り込む冷水が増加すると混合層水温は低下するが, 同時にエントレインメント量の増加は混合層を深く, すなわち混合層の熱容量を増加させるので, 海面熱フラックスなどによる平均的な季節規模の混合層水温の低下は抑えられる。このようなプロセスを考えると, 秋季から冬季にはエントレインメント過程と MLD 偏差は季節規模の SST 偏差時間変化率に対して逆の効果をもつことがわかる。9-10 月には MLD 偏差はそれほど小さくなく, エントレインメント過程による熱輸送量偏差が大きいので, エントレインメント過程による SST 偏差増幅の効果のほうが支配的になる。しかし, 冬季はエントレインメント過程による熱輸送量偏差は非常に小さく, 逆に非常に大きな MLD 偏差が生じるので, MLD 偏差による SST 偏差減衰の効果のほうが支配的になる。とは言え, 2 月の MLD 偏差の効果は SST 偏差をやや減衰させる程度であって, 逆符合の SST 偏差を形成するわけではない。

地衡流が形成する十年規模 SST 偏差は, いずれの月にも見られて特に 2 月に強くエクマン流や鉛直混合に起因する SST 偏差と同じ程度の大きさをもつ(Fig. 5c, d)。季節規模という時間スケールの十年規模 SST 偏差には地衡流による熱輸送量変化は寄与しないけれども(Fig. 4c), 十年規模という時間スケールでの SST 変動には海洋大循環の強さの変化が大いに寄与しているということを意味している。1-3 月平均した KOE 領域の SST 偏差時系列と, 60ヶ月移動平均を施した地衡流による熱輸送量偏差時系列を Fig. 6 に示した。なお, KOE 領域では地衡流による

⁴10 年平均(1978-82 と 1990-94)と 5 年平均(1984-88)の差として定義した合成値なので, 天下り的に各々のサンプル数を $n_+ = 4$ と $n_- = 2$ と仮定して, 自由度を $\nu = n_+ + n_- - 2 = 4$ とした検定を行った。

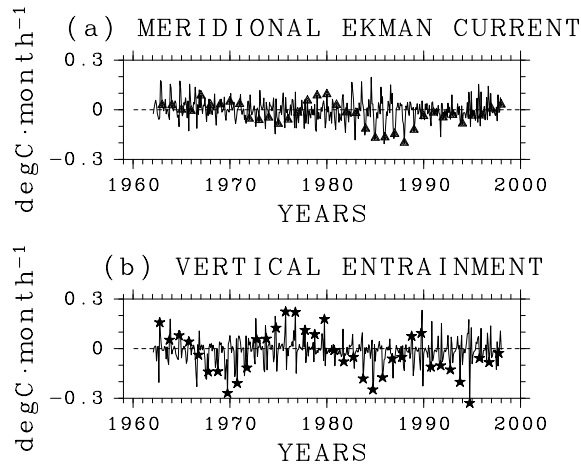


Fig. 7. Month-to-Month time series of heat influx due to (a) the horizontal Ekman transport, and those due to (b) the vertical entrainment at the mixed layer base. Each term has been divided by the climatological mixed layer depth, and averaged over the KOE region. Values of heat influx due to the horizontal Ekman transport in December and those due to the vertical entrainment in September are plotted by $\blacktriangle$ and $\star$, respectively.

熱輸送量偏差とは、ほとんどが地衡流速の変動に起因していて、SST 偏差が平均的な地衡流速に流されてゆく成分は小さい (not shown)。2 つの時系列の間にはラグ相関関係が見てとれる。Yasuda and Kitamura(2002) でも指摘されているように、各月の地衡流による熱流入量偏差の極小期 (A, C) と極大期 (B) に対応して、その数年後には SST 時系列が極小期 (A^* , C^*) と極大期 (B^*) をとることがわかる。つまり Fig. 5c, d に示されるような SST 偏差は数年を経てゆっくりと形成されたものである。地衡流による熱輸送量偏差はここではほとんどが地衡流速の変化に起因したものになっているが、地衡流速の変動が大規模な風応力に対する海洋の遅い応答を反映していること (少なくともこのモデルの中ではそうである) を考えれば、その熱輸送量偏差が季節規模の変動をしないのは当然である。

地衡流に起因する十年規模 SST 偏差 (Fig. 5c, d) は、数年という長い時間スケールで形成されたものである一方で、エントレインメント過程やエクマン流に起因する十年規模 SST 偏差 (Fig. 5a, f) は、数ヶ月という短い時間スケールで形成されたものである、ということに注意しなければならない。Fig. 7 はエクマン流と混合層底面でのエントレインメント過程による混合層への熱流入量偏差の月々変動時系列を示したものである。エクマン流とエントレインメント過程による混合層への熱流入量偏差は、季節変化を除去しなければその年々変動の特徴を掴むことが不可能であると思われるくらいに、非常に強い季節変化をもっている。とは言え、ある月だけに注目すれば、12 月のエクマン流の熱流入量偏差の時系列 ($\blacktriangle$) と 9 月の

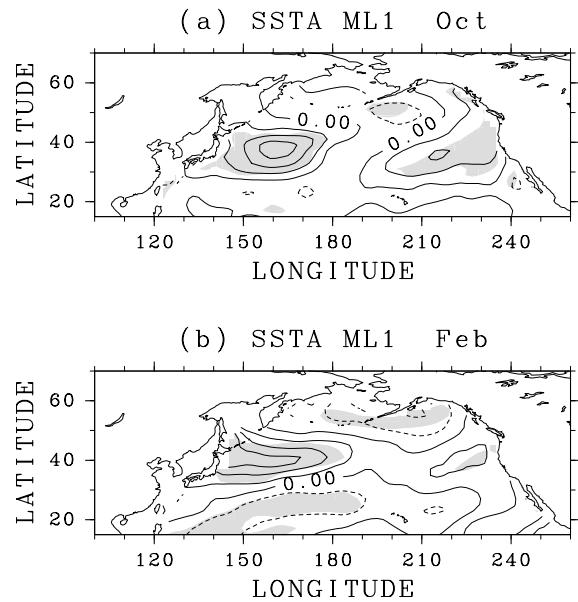


Fig. 8. Average of the SST anomalies of those in 1978–82 minus those in 1984–88, and those in 1990–94 minus those in 1984–88, in (a) the previous October and (b) February of ML1. Contour intervals are 0.2K. Solid lines represent positive values, dashed lines negative values. Shaded regions denote areas where the composited values are significant at 90% confidence limit.

エントレインメント過程の熱流入量偏差の時系列 ($\star$) は、確かに KOE 領域 SST とよく似た十年規模変動を示していて、Fig. 5a, f に示されるような SST 偏差が月単位の短い時間スケールで (主に印をつけた月に) 形成されたものであるとの解釈を支持する。短い時間スケールではあるけれども、これらの熱輸送量偏差は地衡流による熱輸送量偏差 (Fig. 6 鎖線) よりも 1 桁くらい大きく、時間スケールは 1 桁くらい小さい (数ヶ月と数年) ので、形成される十年規模 SST 偏差は地衡流によるものと同程度の大きさをもつことになる。

なお、Eq. (1) はエントレインメント過程の項の存在のために、完全に線形な方程式系ではない。それぞれの物理過程によって形成される十年規模 SST 偏差の大きさを ML1–4 の比較によって調べたことの妥当性については、ML1–4 以外にいくつかの数値実験結果について同じような解析を行って確認した。例えば、エクマン流による熱輸送量偏差が形成する十年規模 SST 偏差を調べるために、ML1 にエクマン流の熱輸送効果を加えた

$$\bar{H}_m \frac{\partial T'}{\partial t} = -\bar{H}_m [u_E \cdot \nabla T'] - \frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 [\bar{H}_m T'] \quad (17)$$

という水温方程式で SST 偏差が予報されるような ML1_E という数値実験を行い、ML1 で予報される十年規模 SST 偏差との差を計算して、本節で議論した ML4 と ML3 の差と比較した。ML1 と ML1_E の SST 合成値の差 (not shown) からは Fig. 5 下段によく似た結果が得られた。

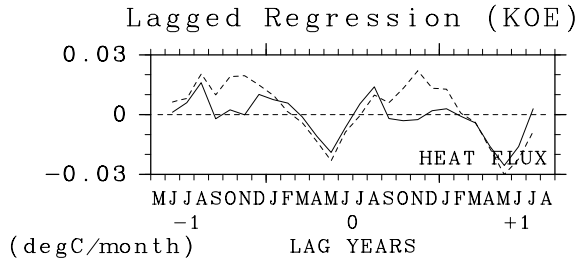


Fig. 9. Lagged regression coefficients of the decadal time series of the monthly heat flux anomaly at the sea surface, to those of the annual averaged SST, for ML4 (solid line) and ML1 (dashed line).

7. 海面熱フラックス偏差のふるまい

ラグ回帰係数による解析では、KOE 領域で領域平均した海面熱フラックスは十年規模 SST 偏差の季節規模の増幅にはほとんど効かないという結論を得た (Fig. 4)。しかし、海面熱フラックスだけで SST 変動を決定するような ML1 の SST 偏差の合成値 (See Fig. 5) を調べると、大きさはやや小さいものの KOE 領域に明瞭な十年規模 SST 偏差をもつことがわかる (Fig. 8)。しかも大きさがやや小さいとは言っても、エントレインメント過程やエクマン流が形成する SST 偏差よりは十分に大きい (cf. Fig. 8a and Fig. 5a; Fig. 8b and Fig. 5f)。この一見自己矛盾しているかのように見える問題について調べるために、ML1 の海面熱フラックスの振る舞いをより詳しく調べた。Fig. 4 鎖線に対応するようなラグ回帰係数を ML1 において調べると (Fig. 9)、夏季の局所熱減衰の効果は ML1 でも ML4 でも同じであるが、秋季から冬季にかけて大きな違いがある。ML4 では秋季から冬季にかけて季節規模の十年規模 SST 偏差の増幅に対して海面熱フラックスは全く寄与していなかったのにもかかわらず、ML1 では SST 偏差時間変化率が海面熱フラックスで説明される。なお、ML1 と ML4 では当然、基準にする年平均 SST の十年規模変動は厳密には一致しないが、お互いの時系列に (位相が大きく異なるなどという) 大きな違いはない。

ML4 と ML1 における秋～冬季の海面熱フラックスの相違の原因を考えるために、海面熱フラックス偏差 $Q'_o(0)$ を、

$$Q'_o(0) = \rho_a L C_E [\overline{v_a'}(q - q_a) - \overline{v_a} q'_a] + \rho_a c_{pa} C_H [\overline{v_a'}(T - T_a) - \overline{v_a} T'_a] \quad (18)$$

$$Q'_o(0) = \rho_a L C_E \overline{v_a} q' + \rho_a c_{pa} C_H \overline{v_a} T' + 4\sigma_B \overline{T}^3 T' \quad (19)$$

として、つまり大気要素 (T'_a, q'_a, v_a') の関数 $Q'_o(0)$ と、海洋要素 (T') の関数 $Q'_o(0)$ に分けた (See Eq. (3)–(5))。ここで、数値積分に際して大気要素 (T'_a, q'_a, v_a') は全て、外力として NCEP/NCAR 再解析データを与えているので、ML1 でも ML4 でも $Q'_o(0)$ は厳密に等しい。よって海面熱フラックスの相違は $Q'_o(0)$ の相違に等しく、ゆえに SST

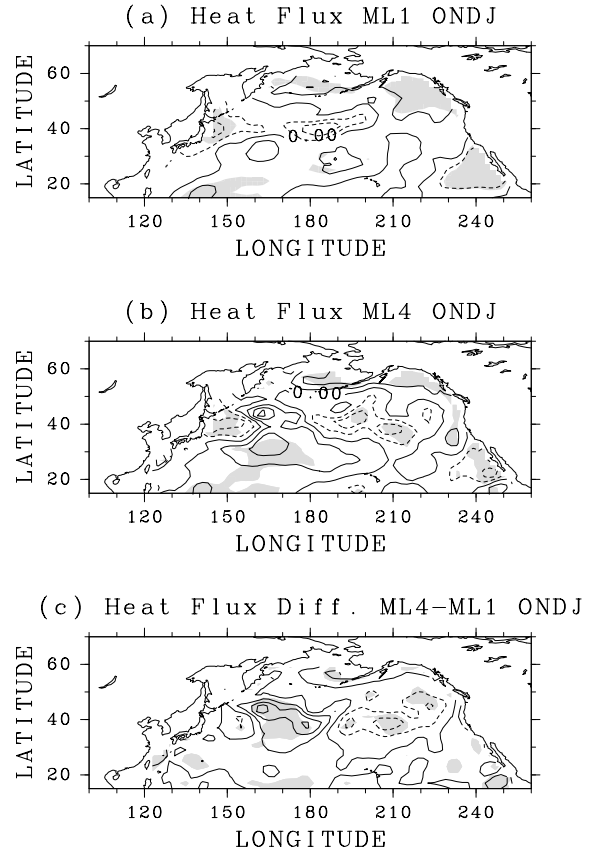


Fig. 10. Average of the sea surface heat flux anomalies of those in 1978–82 minus those in 1984–88, and those in 1990–1994 minus those in 1984–88, averaged over October–January, of (a) ML1, (b) ML4, and (c) the differences between ML4–ML1. Contour intervals are $5W \cdot m^{-2}$. Solid lines represent positive values, dashed lines negative values. Shaded regions denote areas where the composited values are significant at 90% confidence limit.

偏差 T' の相違にほぼ等しい。つまり ML4 では、エントレインメント過程やエクマン流によって 10–11 月に形成された十年規模 SST 偏差分だけ局所熱減衰率の偏差 $Q'_o(0)$ が増加して、それがほぼ $Q'_o(0)$ とバランスしていると考えられることができる。

さらに詳しく海面熱フラックスの空間構造について調べた。Fig. 10a, b は、Fig. 9 で ML1 と ML4 の海面熱フラックスの回帰係数に大きな相違が見られた前年 10 月–当年 1 月で平均した ML1 と ML4 の海面熱フラックスによる混合層冷却率の合成値 (See Fig. 5) を示している。またその差 (ML4 から ML1 をひいたもの) も Fig. 10c に示す。ML1 では KOE 領域全体で負値をとり、十年規模 SST 偏差が増幅させられていることがわかる。それに対して ML4 では、日本近海では十年規模 SST 偏差増幅の方向に海面熱フラックスが動くが、それよりも東方の KOE 領域のほとんどの海域では逆に十年規模 SST 偏差を減衰させ

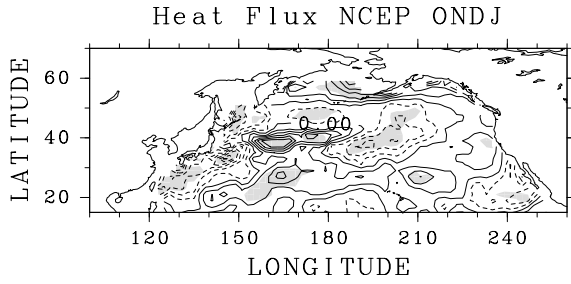


Fig. 11. The same as in Fig. 10a, except for the total heat flux anomalies at the sea surface, taken from the NCEP/NCAR reanalysis dataset.

る方向に働く。比較のために、NCEP/NCAR 再解析データセットに含まれる海面熱フラックスデータを用いて、Fig. 10a, b と全く同じ図を描いた (Fig. 11)。日本近海では十年規模 SST 偏差が増幅の方向に動き、KOE 領域ではむしろ減衰の方向に働くという点で、ML1 よりも ML4 のほうが現実的であると言える。また日付変更線よりさらに東方の熱フラックス偏差も ML4 のほうが NCEP/NCAR 再解析データが示す特徴に近い。したがって、エントレインメント過程やエクマン流を考慮することによって KOE 領域全体で十年規模 SST 偏差の 10–1 月の局所熱減衰率が大きくなり (Fig. 10c)、海面熱フラックスが現実 (NCEP/NCAR 再解析) に近い振る舞いを見せるようになると結論づけられる。また、同季節の KOE 領域のほとんどの海域において海面熱フラックスは、最近の諸研究 (Pierce et al. 2001; Seager et al. 2001; Schneider et al. 2002) が指摘するように、熱的にはむしろローカルに大気側の偏差を強化するような方向に働く。高々 $10\text{--}15\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 程度の海面熱フラックス偏差 (Fig. 10b) が大気にどの程度のインパクトをもち得るかは、海面熱フラックスの誤差評価などとも絡んでくる難しい問題だが、少なくともエントレインメント過程やエクマン流の熱輸送によって KOE 領域の局所熱減衰率が $10\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 程度増加するということまでは確かであろう (Fig. 10c)。

8. エントレインメント過程による熱輸送偏差と混合層の深さ偏差

KOE 領域の SST 偏差の重要な特徴のひとつは、他の領域 (例えば亜熱帯フロント域) に比べて、冬季だけではなく秋季にも大きな値をもつことであった (Fig. 3)。また、その秋季の SST 偏差 (と海面熱フラックス偏差) には、混合層底面でのエントレインメント過程が非常に重要であった。よってエントレインメント過程について、本節でさらに詳しく調べることにする。

エントレインメント過程に関する詳細な物理過程を調べる前に、まず SST 偏差と MLD 偏差に対する ΔT の影響について調べておく必要がある。混合層の下層 (亜表層) に存在する水温偏差は、バルク混合層モデルでは $\Delta T'$ の変化として表現される。 ΔT はそもそも、混合層底面で

Table 3. List of experiments with different definitions of ΔT .

Name	$\overline{\Delta T}$	$\Delta T'$
DT1:	1K (fixed)	0K (fixed)
DT2:	clim. seasonal cycle	0K (fixed)
DT3:	clim. seasonal cycle	vert. diff. model

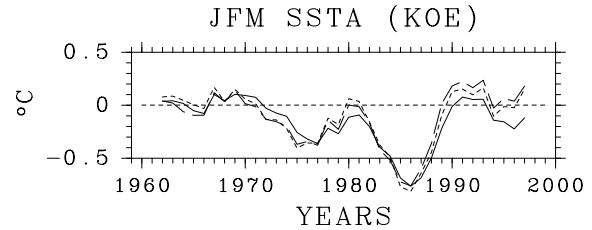


Fig. 12. Temporal distribution of winter (JFM) mean SST anomalies in the KOE region. The solid, dashed and broken lines represent the DT3 (standard run), DT2, and DT1 integrations (see text for details), respectively.

のエントレインメントによる熱輸送量偏差 $[w_e \Delta T]'$ の計算のためにあらかじめ陽に決定しておかねばならない量であり、これは SST 偏差 T' の予報に影響するだけではなく、エントレインメント速度偏差 w_e' を通して (Eq. (12)) MLD 偏差 H_m' の予報にも影響する (Eq. (11))。 ΔT は理想的には混合層とその下の層の水温ギャップで定義されるが、どのような定義が妥当であるかよく知られていない。例えば、黒潮続流域において Qiu and Kelly (1993) は時空間的に一様に $\Delta T = 1\text{ K}$ とした。また Yasuda et al. (2000) は混合層底面の水温と混合層底面から 20m 下の水温の差で定義した ΔT の季節変動 (冬季には 1–2K 程度、夏季には 3–4K 程度) と年々変動 (気候値の 2 割程度の振幅) を議論した。ここでは、 $\overline{\Delta T}$ と $\Delta T'$ の定義として表 3 に表されるような 3 種類の数値実験を行い、 ΔT の定義が予報される SST 偏差と MLD 偏差に及ぼす影響を調べた。標準実験 DT3 の設定は冒頭で述べた “標準実験” であり、DT1 と DT2 ではそこから水温差の偏差 $\Delta T'$ を無視した。DT1 ではさらに、 $\overline{\Delta T}$ の季節変動と空間的差異を無視して、全ての場所時刻において水温差を 1K に固定した。

DT1–3 の数値実験から得られた KOE 領域で領域平均した冬季 (12–2 月平均) の SST 偏差と MLD 偏差の十年規模変動時系列をそれぞれ Fig. 12 と Fig. 13 に示す。DT1–3 のいずれでも領域平均した SST 偏差時系列は似たような十年規模変動を示し、1980 年代半ばに大きな SST 負偏差が見られ、SST 偏差からその違いを見出すのは難しい。DT1 (点線) と DT2 (破線) では、MLD 偏差についても表現される十年規模変動時系列はよく似ている。よって $\overline{\Delta T}$ の季節変化や空間非一様性が SST や MLD の十年規

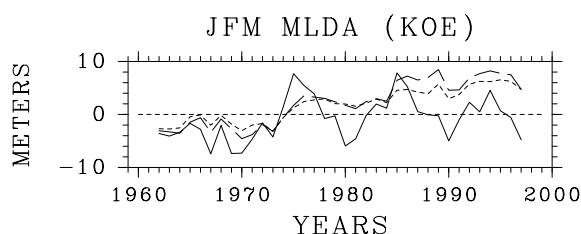


Fig. 13. The same as in Fig. 12, except for the anomalies of the depth of the mixed layer. Positive and negative values correspond to deeper and shallower than normal mixed layers, respectively.

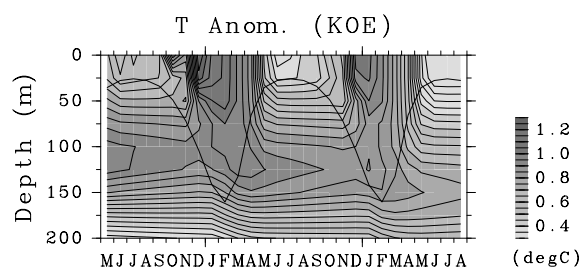


Fig. 14. Compositing values of the decadal water temperature anomalies averaged over the KOE region for DT3 (See Fig. 5 for the compositing years). Thick line represents the climatological seasonal variation of the mixed layer depth.

模変動に与える影響は小さい。また DT2 では $\overline{\Delta T}$ を SST と混合層底面から 20m 下の水温の差として定義したが、例えば 30m 下の水温を用いて定義してみたり、その他、DT1 では 1K としていた定義を 2K 固定や 3K 固定にしてみたり、という簡単な感度実験を行ったところ、SST や MLD の十年規模変動はその振幅には違いが出るが時間的な構造はほとんど変わらなかった (not shown)。一方、DT3 の MLD 偏差時系列は他の 2 つとは大きく異なっている (Fig. 13)。 $\Delta T'$ を用いて再帰過程を考慮するか否かは、十年規模 SST 偏差時系列に及ぼす影響は小さいが、十年規模 MLD 偏差時系列には非常に大きな影響を及ぼす。十年規模 MLD 偏差と十年規模 SST 偏差の間には高い相関関係が認められ、SST 負偏差のときには混合層は深くなり (1975, 85, 95)、逆に SST 正偏差のときには混合層は浅くなる (1970, 80, 90)。なお両者のこのような相関関係は、KOE 領域よりも東方の北太平洋中央部でも観測されることが、Deser et al. (1996) によって指摘されている。したがって $\Delta T'$ の変動、すなわち再帰過程を考慮することは、現実的な MLD 変動 (ゆえにエントレインメント過程) を考える上で極めて重要である。

SST 偏差の季節規模の再帰過程に関する詳細な物理過程を考える上で、2 つの重要な局面が存在する。そのひとつは、夏季に混合層の下に存在する水温偏差はどのようにして形成されたものであるか、ということである。標準実験 DT3 では、夏季に混合層の下に存在する水温

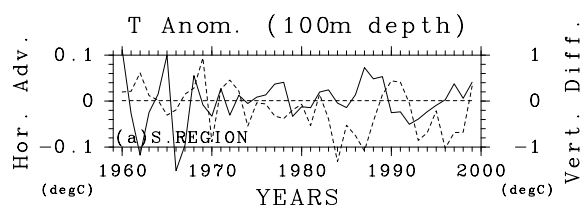


Fig. 15. Temperature anomalies at a depth of 100m along 40°N, 150°E–180°, formed by horizontal temperature transport on the isopycnal surface, integrated from April to September, taken from the SODA data (solid line, left ordinate). Simulated temperature anomalies at a depth of 100m by the vertical eddy diffusive model (DT3), averaged over July–September (dashed line, right ordinate).

偏差は、冬季に深い混合層のなかに形成された水温偏差が海洋の長い熱慣性によってその場に残り続けたもののみであるとした。Fig. 14 に示されるように、どの季節にも水深 100–150m 付近に冬季の残骸としての大きな水温偏差が存在する。Fig. 14 で秋季に KOE 領域平均して水深 50–150m 付近に見られる水温偏差は、SODA データや過去の研究 (Deser et al. 1996; Yasuda and Hanawa 1997) で表されるものとほぼ同じである。もちろん Eq. (14) で支配される鉛直拡散モデルによる水温偏差の記述は、グリッド間隔や鉛直拡散係数にある程度依存する。そのため、実際にはこの混合層の下の水温偏差形成には熱慣性による局所的な再帰過程の他に、季節規模では混合層の下の地衡流による熱輸送量偏差が影響している可能性もある (Schneider et al. 2002)。そこで、水深 100m (夏季は混合層の下であり、冬季は混合層のなか。) における等ポテンシャル密度面上の水温移流 (ほとんど地衡流に等しい) が 4–9 月の半年間を費やして形成する水温偏差の大きさを SODA データから計算した (Fig. 15 実線)。その結果、熱慣性によって 7–9 月に水深 100m に見られる水温偏差の大きさ (図 15 点線) と比べて、移流の効果は 1 桁くらい小さいことがわかった。したがって、KOE 領域で領域平均した場合には、夏季に混合層の下に観測される水温偏差は、冬季の深い混合層内の水温偏差の残骸であると結論づけられる。各グリッド点で見れば混合層の下の水温偏差がその場に半年間もとどまっているとは考えにくい、KOE 領域平均した場合には地衡流による移流効果は小さい。Fig. 15 で 1980 年代後半の正の熱輸送量偏差や 1990 年代初頭の負の熱輸送量偏差を考えると、水深 100m の地衡流による熱輸送量偏差は、むしろ十年規模 SST 変動の符号を変化させるように働くと考えほうが妥当かもしれない。

もうひとつの重要な局面は、混合層の下に存在している温度偏差をもった水塊が秋季にどのような物理過程によって混合層内に取り込まれるか、ということである。水

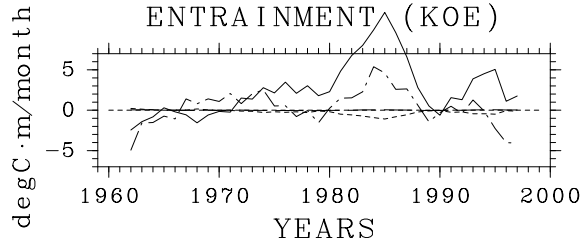


Fig. 16. Rate of vertical heat transport during September–December in the KOE region, by the local reemergence process $-\partial \bar{H}_m / \partial t T'_{diff}$ (solid line), that due to the obduction reemergence process $-\bar{u}_m \cdot \nabla \bar{H}_m T'_{diff}$ (broken line), that due to the Ekman pumping $-\bar{H}_m \nabla \cdot \bar{u}_m T'_{diff}$ (dashed line), and that due to the anomalous bouyancy generation of turbulence $w'_e \bar{\Delta T}$ (dashed-dotted line).

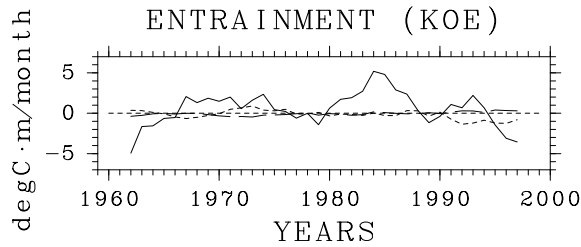


Fig. 17. The same as in Fig. 16, except for the time series of each components of the term $w'_e \bar{\Delta T}$ (Fig. 16 solid line). Namely, anomalous heat transport rate due to the changes of the tendency of the mixed layer development $\partial H'_m / \partial t \bar{\Delta T}$ (solid line), that due to the obduction process $[\bar{u}'_m \cdot \nabla \bar{H}_m + \bar{u}_m \cdot \nabla H'_m] \bar{\Delta T}$ (broken line), and that due to the Ekman pumping process $[H'_m \nabla \cdot \bar{u}_m + \bar{H}_m \nabla \cdot \bar{u}'_m] \bar{\Delta T}$ (dotted line).

平拡散を無視すると, Eq. (12) と Eq. (13) から,

$$[w_e \Delta T]' = w'_e \bar{\Delta T} + \bar{w}_e \Delta T' \quad (20)$$

$$= w'_e \bar{\Delta T} - \frac{\partial \bar{H}_m}{\partial t} T'_{diff} - \bar{u}_m \cdot \nabla \bar{H}_m T'_{diff} - \bar{H}_m \nabla \cdot \bar{u}_m T'_{diff} + \bar{w}_e T' \quad (21)$$

というバランスを考えることができる。Eq. (21) の左辺が鉛直熱輸送による混合層冷却率偏差である。右辺各項が表す物理過程は第一項から順に、海面で与えられた TKE 偏差に起因する鉛直混合量偏差、局所的な再帰成分、オブダクションによる再帰成分、エクマンポンピングによる再帰成分、混合層内の水温偏差による効果、を表している。KOE 領域において 9–12 月で平均した右辺第 1–4 項による鉛直熱輸送量偏差のそれぞれの時系列を Fig. 16 に示す。秋季のエントレインメント過程による熱輸送量偏差に対しては、(混合層内の水温偏差の効果 $\bar{w}_e T'$ によってある程度打ち消されるけれども) 局所的な再帰過程 $-\partial \bar{H}_m / \partial t T'_{diff}$ が最も重要であり、海面で与えられる TKE 偏差によるエントレインメント速度の変化 $w'_e \bar{\Delta T}$ も次に重要である。

これらと十年規模 SST 偏差時系列との相関係数はそれぞれ -0.91 と -0.82 である。よって混合層の下の水温偏差が取り込まれる再帰過程としては、局所的な再帰過程が支配的であると言える。KOE 領域では他の海域に比べて MLD の水平勾配が大きいためにオブダクション率も大きくなるので (Qiu and Huang 1995), 混合層底面での鉛直熱輸送過程として一般にオブダクション過程は非常に重要だとされている。しかし鉛直熱輸送量の十年規模偏差に対する寄与は小さい。

最後に、エントレインメント速度の変化による鉛直熱輸送量偏差 $w'_e \bar{\Delta T}$ の詳細な物理過程についても調べた (Fig. 17)。その結果、局所的な混合層の発達度合いの変化による成分がほとんどであることがわかった (十年規模 SST 偏差時系列との相関係数 -0.83)。ここでもオブダクション過程 (同相関係数 -0.09) やエクマンポンピング (同相関係数 -0.05) の効果は非常に小さかった。

9. まとめ

KOE 領域の十年規模 SST 偏差の季節性とそれを説明する物理過程について調べた。海面での大気要素を外力として与え続けて 3 次元バルク混合層モデルによる数値実験結果を解析した。KOE 領域において十年規模 SST 偏差が季節的に極大値をとる月は、他の海域よりも早くて 12–2 月頃である。混合層熱収支を調べた結果、KOE 領域の十年規模 SST 偏差の季節規模の増幅は、9–10 月頃の混合層底面でのエントレインメント過程による熱輸送量偏差と 11–12 月頃のエクマン流による水平熱輸送量偏差によって説明されることが明らかになった。地衡流による熱輸送量変化は、大規模な風応力偏差に対する海洋のゆっくりとした応答として表現され、十年規模の時間スケールでは SST 偏差に寄与するが、季節規模の時間スケールでは SST 偏差時間変化率に対する寄与は非常に小さい。

海面熱フラックスだけで SST の変動が支配されるような枠組みの数値実験によっても、かなり現実的な十年規模 SST 変動が再現される。よって海面熱フラックスを通じた大気からのローカルな熱強制は非常に強いと言える。しかし、その時の海面熱フラックス偏差の時空間構造はあまり現実的ではない。海洋中の水平と鉛直方向の熱輸送過程を考慮すると、前述のエントレインメントやエクマン流による熱輸送量偏差がかなり大きく、それらに起因する SST 偏差が生み出す局所熱減衰率の偏差もかなり大きい。したがって、局所熱減衰を表すような海面熱フラックス成分と、大気要素の変化によって SST 偏差増幅に働く海面熱フラックス成分とがバランスしてしまい、KOE 領域平均では季節規模の SST 偏差時間変化率に対する海面熱フラックス偏差の寄与はほとんど見られなくなる。さらに、KOE 領域のなかで海面熱フラックス偏差は空間的な非一様性をもつ。NCEP/NCAR 再解析データにも見られるように、日本近海では SST 偏差を増幅させる方向に働くが、より東方では SST 偏差を減衰させる方

向に働く。そのため、KOE 領域の特に東部ではローカルには大気側の偏差を強化する方向に海面熱フラックスが働くことがわかった (e.g., Pierce et al. 2001; Seager et al. 2001; Schneider et al. 2002)。

秋季の混合層底面でのエントレインメントに関わる詳細な物理過程についても調べた。KOE 領域では夏季の混合層の下に存在する水温偏差が、秋季の混合層熱収支に対して非常に重要であり、またエントレインメント速度を変化させることによって、混合層の発達度合い、つまり MLD 偏差に対しても非常に重要な要素である。また、混合層の下のような水温偏差に関して、夏季の水温偏差形成と秋季の混合層内への取り込みのいずれの局面においても、局所的な再帰過程が最も重要な物理過程であることが明らかになった。KOE 領域は MLD の水平勾配が大きく、地衡流速変動も大きいので、等密度面上の地衡流による熱輸送量変化も他の海域に比べて小さくないはずだが、KOE 領域平均した場合には、十年規模変動に関する再帰過程のいずれの局面においてもその寄与は非常に小さい。

謝辞

本研究を行うにあたり、文部科学省「人・自然・地球共生プロジェクト」第 7 課題よりサポートいただきました。

参考文献

- Alexander, M. A. and C. Deser, 1995: A mechanism for the recurrence of winter time midlatitude SST anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 122–137.
- Alexander, M. A. and C. Deser and M. S. Timlin, 1999: The reemergence of SST anomalies in the North Pacific ocean. *J. Climate*, **12**, 2419–2433.
- Alexander, M. A., M. S. Timlin and J. D. Scott, 2001: Winter-to-winter recurrence of sea surface temperature, salinity and mixed layer depth anomalies. *Prog. Oceanogr.*, **49**, 41–61.
- Davis, R. E., R. de Szoeke and P. Niiler, 1981: Variability in the upper ocean during MILE. Part II: Modeling the mixed layer response. *Deep-Sea Res.*, **28**, 1453–1475.
- Deardorff, J. W., G. E. Willis and D. K. Lilly, 1969: Laboratory investigation of non-steady penetrative convection. *J. Fluid Mech.*, **35**, 7–35.
- Deser, C., M. A. Alexander and M. S. Timlin, 1996: Upper-ocean thermal variations in the North Pacific during 1970–1991. *J. Climate*, **9**, 1840–1855.
- Deser, C., M. A. Alexander and M. S. Timlin, 1999: Evidence for a wind-driven intensification of the Kuroshio Current Extension from the 1970s to the 1980s. *J. Climate*, **12**, 1697–1706.
- Ferranti, L., F. Molteni and T. N. Palmer, 1994: Impact of localized tropical and extratropical SST anomalies in ensembles of seasonal GCM integrations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1613–1645.
- Gill, A. E., 1982: *Atmosphere–Ocean Dynamics*, Academic Press, 662pp.
- Latif, M. and T. P. Barnett, 1994: Causes of decadal climate variability over the North Pacific and North America. *Science*, **266**, 634–637.
- Latif, M. and T. P. Barnett, 1996: Decadal climate variability over the Northern Pacific and North America: dynamics and predictability. *J. Climate*, **9**, 2407–2423.
- Lau, N. -C. and M. J. Nath, 1990: A general circulation model study of the atmospheric response to Extratropical SST anomalies observed in 1950–79. *J. Climate*, **3**, 965–989.
- Miller, A. J., D. R. Cayan and W. B. White, 1998: A westward-intensified decadal change in the North Pacific thermocline and Gyre-Scale Circulation. *J. Climate*, **11**, 3112–3127.
- Mochizuki, T. and H. Kida, 2003a: Maintenance of decadal SST anomalies in the midlatitude North Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, in press.
- Mochizuki, T. and H. Kida, 2003b: Seasonality of decadal SST anomalies in the Northwestern Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, submitted.
- Münnich, M., M. Latif, S. Venzke and E. M. Reimer, 1998: Decadal oscillations in a simple coupled model. *J. Climate*, **11**, 3309–3319.
- Nakamura, H. and T. Yamagata, 1999: Recent decadal SST variability in the northwestern Pacific and associated atmospheric anomalies. *Beyond El Niño: Decadal and Interdecadal Climate Variability*, A. Navarra, Ed., Springer Verlag, 49–72.
- Nakamura, H., G. Lin and T. Yamagata, 1997: Decadal climate variability in the North Pacific during the recent decades. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2215–2225.
- Palmer, T. N. and Z. Sun, 1985: A modeling and observational study of the relationship between sea surface temperature in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 947–975.
- Peng, S., W. A. Robinson and M. P. Hoerling, 1997: The modeled atmospheric response to midlatitude SST anomalies and its dependence on background circulation states. *J. Climate*, **10**, 971–987.

- Peng, S. and J. S. Whitaker, 1999: Mechanisms determining the atmospheric response to midlatitude SST anomalies. *J. Climate*, **12**, 1393–1408.
- Pierce, D. W., T. P. Barnett, N. Schneider, R. Saravanan, D. Dommenget and M. Latif, 2001: The role of ocean dynamics in producing decadal climate variability in the North Pacific. *Clim. Dyn.*, **18**, 51–70.
- Qiu, B. and K. A. Kelly, 1993: Upper-ocean heat balance in the Kuroshio Extension region. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 2027–2041.
- Qiu, B. and R. X. Huang, 1995: Ventilation of the North Atlantic and North Pacific: subduction versus obduction. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2374–2390.
- Schneider, N., A. and A. J. Miller, 2001: Predicting western North Pacific ocean climate. *J. Climate*, **14**, 3997–4002.
- Schneider, N., A. J. Miller and D. W. Pierce, 2002: Anatomy of North Pacific decadal variability. *J. Climate*, **15**, 586–605.
- Seager, R., Y. Kushnir, N. H. Naik, M. A. Cane and A. J. Miller, 2001: Wind-driven Shifts in the latitude of the Kuroshio–Oyashio Extension and generation of SST anomalies on decadal timescales. *J. Climate*, **14**, 4249–4265.
- Tomita, T., S. -P. Xie and M. Nonaka, 2002: Estimates of surface and subsurface forcing for decadal sea surface temperature variability in the mid-latitude North Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 1289–1300.
- Venzke, S., M. Munnich and M. Latif, 2000: On the predictability of decadal changes in the North Pacific. *Clim. Dyn.*, **16**, 379–392.
- Wallace, J. M., C. Smith and Q. Jiang, 1990: Spatial patterns of atmosphere–ocean interaction in the Northern winter. *J. Climate*, **3**, 990–998.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2000: Behavior of mid-latitude decadal oscillations in a simple atmosphere–ocean system. *J. Meteor. Soc. Japan*, **78**, 441–460.
- White, W. B., 1995: Design of a global observing system for gyrescale upper ocean temperature variability. *Prog. Oceanogr.*, **36**, 169–217.
- Xie, S. -P., T. Kunitani, A. Kubokawa, M. Nonaka and S. Hosoda, 2000: Interdecadal thermocline variability in the North Pacific for 1958–1997: A GCM simulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2798–2813.
- Yasuda, I., T. Tozuka, M. Noto and S. Kouketsu, 2000: Heat balance and regime shifts of the mixed layer in the Kuroshio Extension. *Prog. Oceanogr.*, **47**, 257–278.
- Yasuda, T. and K. Hanawa, 1997: Decadal changes in the mode waters in the midlatitude North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 858–870.
- Yasuda, T. and Y. Kitamura, 2003: Long-term variability of the North Pacific Subtropical mode water in response to the spin-up of the subtropical gyre. *J. Oceanogr.*, *in press*.

Seasonality of Decadal SST Anomalies in the Kuroshio–Oyashio Extension Region

Takashi MOCHIZUKI* and Hideji KIDA**

*Frontier Research System for Global Change (FRSGC), **Graduate School of Science, Kyoto University

Synopsis

With the use of a three-dimensional bulk mixed layer model, the seasonality of the decadal sea surface temperature (SST) anomalies and the related physical processes in the Kuroshio–Oyashio extension (KOE) region were investigated. In the KOE region, the strongest decadal SST anomaly was observed during December–February, while that of the central North Pacific occurred during February–April. From an examination of the seasonal heat budget of the ocean mixed layer, it was revealed that the seasonal-scale enhancement of the decadal SST anomaly was controlled by horizontal Ekman temperature transport in the previous November–December, and by vertical entrainment in the previous September–October. As for the detailed physical processes of vertical entrainment, it was concluded that the local reemergence mechanism played the main role in both stages of the formation of the subsurface temperature anomaly in summer, and its mixing into the surface layer in autumn. The anomalous buoyancy generation by surface wind stirring, also made a large contribution to the variation of the vertical mixing velocity in early autumn.

When averaging over the entire KOE region, the net sea surface heat flux made no contribution to the seasonal-scale enhancement of the decadal SST anomaly, despite playing an important role to the seasonal-scale decay of the SST anomaly in summer. It was due to the fact that the enhanced local thermal damping of SST resulting from the anomalous vertical entrainment in early autumn was considerably strong enough to surpass (or balance with) the anomalous local atmospheric thermal forcing which acted to enhance the decadal SST anomaly. By examining the horizontal distributions of the local thermal damping rate in autumn, it was also concluded that the autumnal decadal SST anomaly in the eastern KOE region could make a strong impact on the local atmosphere, as well as that in winter.