

北太平洋十年規模変動の微細構造を伴う 中緯度海面水温偏差に関する研究

望月 崇*・木田 秀次*

*京都大学 大学院理学研究科

要 旨

北太平洋十年規模変動の中緯度海面水温偏差の持続性と過程について調べた。特に水温偏差の季節サイクルに注目しながら、三次元バルク混合層モデルを用いた数値実験を行なって、強い変動シグナルをもつ南部領域 (25°N – 35°N , 175°E – 145°W) と北部領域 (39°N – 49°N , 165°E – 155°W) において別々に熱収支を調べた。秋～冬季に顕著に見られる十年規模変動の海面水温偏差に関して、南部領域では12月から2月にかけてエクマン流による南北方向の熱輸送量に変化することが重要である。それに対して、北部領域では10月から12月にかけてエクマン流による南北方向の熱輸送量に変化することに加え、混合層底面での鉛直混合量の変化も海面水温偏差の持続に働いている。また春～夏季に見られる海面水温偏差の季節的減衰は、同季節の海面熱フラックスと対応がよく、局所的な熱減衰に起因していると考えられ、より低緯度の南部領域のほうが相対的に大きい。

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，熱収支解析

1. はじめに

近年、北太平洋中緯度の海面水温十年規模変動に関して、従来の研究ではひとつのモードとされていた変動のなかに二種類の変動の存在が指摘された (Nakamura et al., 1997)。再解析データなどを用いたデータ解析によれば、強い変動シグナルは南部領域 (25°N – 35°N , 175°E – 145°W) と北部領域 (39°N – 49°N , 165°E – 155°W) に分離して現れる (Fig. 1)。

北太平洋十年規模変動の時間スケールを決定するような有力な駆動源として、海洋大循環 (地衡流) による熱輸送量の変化が考えられている。ひとつは平均地衡流による水温偏差の輸送である (Gu and Philander, 1997) が、水温偏差形成に対してどれほど本質的な要素であるかは疑わしい (Schneider et al., 1999)。むしろ地衡流偏差による平均水温勾配の移流が効果的だと考えられている (Latif and Barnett, 1994, 1996)。中緯度の海面水温偏差に注目すれば、風応力偏差に起因する海洋循環場のゆっくりとした応答によって低緯度から中緯度へ輸送される熱量が変化して、特に黒潮続流域の水温偏差が形成されること

が指摘されている (Deser et al., 1999; Xie et al., 2000; Schneider and Miller, 2001; Seager et al., 2001)。さらに、ローカルな中緯度大気海洋結合は十年規模変動に関する中緯度の水温偏差を増幅させていると考えられている。ENSO 時に見られる中緯度大気海洋結合過程と同じように冬季の気温偏差とそれに見合う海面熱フラックス偏差を通した海洋の応答が最も重要だと考えられてきた (Blade, 1997; Barsugli and Battisti, 1998; Saravanan, 1998)。一方で Fig. 1 に見られるような微細な空間構造に注目した場合には、海面熱フラックスよりもエクマン流による熱輸送が重要だとのデータ解析結果もある (Yasuda and Hanawa, 1997; Mochizuki and Kida, 2002)。

中緯度水温偏差の十年規模の持続に対して、どのような物理過程が最も重要なのだろうか？本研究では簡単な過程のみを含む海洋混合層モデルに対して NCEP/NCAR 再解析データの気象要素を与え続けた数値実験を行ない、海洋混合層の熱収支を調べた。ここでポイントとなるのは、冬季に大きく夏季に小さいという (e.g., Kachi and Nitta, 1997)、十年規模変動の水温偏差の季節サイクルに注目していることである。

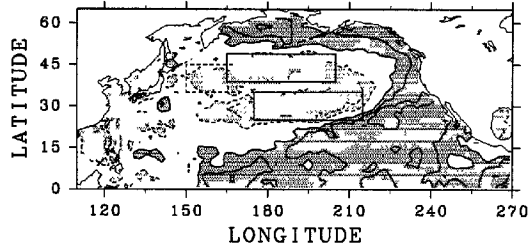


Fig. 1. Homogeneous correlation pattern of the North Pacific SST for the first SVD mode in winter. The contour interval is 0.25. Solid lines represent positive values, dashed lines negative values. The dark shaded regions denote areas greater than 0.25, the light shaded regions those less than -0.25. The three rectangles represent the northern region (solid), the southern region (solid) and the Kuroshio Extension region (dashed).

2. バルク混合層モデルの概要

熱力学モデルは混合層に対する熱力学方程式で、

$$\left(H_m \frac{\partial T}{\partial t}\right)' = -(H_m \mathbf{u}_g \cdot \nabla T)' - (H_m \mathbf{u}_E \cdot \nabla T)' - (w_e \Delta T)' - \frac{Q'}{c_{po} \rho_o} + \kappa \nabla^2 (H_m T)', \quad (1)$$

のように表現され、水温偏差を予報する。水温偏差の十年規模の持続に関して季節サイクルを考慮するために、 $(\bar{\cdot})$ と $(\cdot)'$ をそれぞれ各地点での平均的な季節サイクル (daily 気候値) とそこからの偏差として定義した。実際の計算においては Eq. (1) の各項は基本場について線形化されている。

$\mathbf{u}_g'$ は準地衡渦位方程式、

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

で表現されるような海洋の力学モデルから予報される流線関数の偏差 ψ_g' を用いて $\mathbf{u}_g' = \mathbf{k} \times \nabla \psi_g'$ として書かれる。これはいわゆる海洋中の地衡流調節の効果を表している。 H_u は傾圧ロスビー波第一モードの亜熱帯海域における等価深度を表していて、ここでは 400m に固定した。またロスビーの変形半径 $\lambda = c/f$ (c : 第一モードに対する重力波の位相速度, f : コリオリパラメータ) は、26°N での観測値 $c = 3.4 \text{ m s}^{-1}$ を用いて計算した。 $\boldsymbol{\tau}$ は海面風応力であり、海上風データ $\mathbf{v}_a$ を用いてバルク式 $\boldsymbol{\tau}' = \rho_a C_D (|\mathbf{v}_a| \mathbf{v}_a - |\bar{\mathbf{v}}_a| \bar{\mathbf{v}}_a)$ から計算した。平均水温 $\bar{T}$ は World Ocean Atlas 94 (WOA94) に含まれる SST 月平均値データから線形内挿により daily 気候値を計算した。

$\bar{\mathbf{u}}_g$ は海洋上層の平均的な地衡流速を表す。水深 1000m での $\bar{\mathbf{u}}_g(1000) = 0$ と海面までの静水圧平衡を仮定し、WOA94 に含まれる水温と塩分濃度 (月平均値) を用いて上

方積分した時の海面の地衡流速 $\bar{\mathbf{u}}_g(0)$ を用いて $\bar{\mathbf{u}}_g = \bar{\mathbf{u}}_g(0)$ として求めた月平均値から線形内挿により daily 気候値を得た。

$\mathbf{u}_E \cdot \nabla T$ は水平方向のエクマン熱輸送量を表す。エクマン輸送量を混合層の深さで割ったものを水平方向のエクマン流速と定義して、

$$(H_m \mathbf{u}_E \cdot \nabla T)' = \frac{1}{\rho_o f} (\boldsymbol{\tau}' \times \mathbf{k} \cdot \nabla \bar{T} + \bar{\boldsymbol{\tau}} \times \mathbf{k} \cdot \nabla T'), \quad (3)$$

のように計算した。

$Q' (= Q'_{LH} + Q'_{SH} + Q'_{SW} + Q'_{LW})$ は海面における上向き正の熱フラックスを表す。潜熱フラックス Q_{LH} と顕熱フラックス Q_{SH} 、短波放射フラックス Q_{SW} 、長波放射フラックス Q_{LW} の偏差はそれぞれ

$$Q'_{LH} = \rho_a L C_E |\mathbf{v}_a|' (\bar{q} - q_a) + \rho_a L C_E |\bar{\mathbf{v}}_a| (q' - q_a) \quad (4)$$

$$Q'_{SH} = \rho_a c_{pa} C_H |\mathbf{v}_a|' (\bar{T} - T_a) + \rho_a c_{pa} C_H |\bar{\mathbf{v}}_a| (T' - T_a), \quad (5)$$

$$Q'_{SW} = \overline{Q_{SW}(0)} \cdot [-0.77/1.5 \cdot \exp(-H'_m/1.5) - 0.23/14 \cdot \exp(-H'_m/14)], \quad (6)$$

$$Q'_{LW} = 4\sigma_B \bar{T}^3 T', \quad (7)$$

のように計算した。海面での短波放射フラックスの daily 気候値 $\overline{Q_{SW}(0)}$ は NCEP/NCAR 再解析データを使用し、海洋中の減衰スケールは Paulson and Simpson (1977) による。雲による放射量の変化 (モデルパラメータ依存が大きい) は考慮していない。 q_a は比湿であり、 T_a は気温である。 σ_B (Stefan-Boltzman 定数) は $5.7 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ を使用した。物理定数は Table 1 に記述した。

エントレインメントによる混合層底面での熱交換量 $w_e \Delta T$ は Qiu and Kelly (1993) を参考にしてポテンシャルエネルギー保存式から計算した (付録参照)。簡単に言えば、海面風応力によるかき混ぜ効果と海面熱フラックスによる対流不安定効果に依存する。特に断らない限り $\Delta T = 1 \text{ K}$ に固定している。なお、いわゆる水温偏差の再帰過程 (Alexander et al., 1995, 1999) は考慮していない。

力学モデルも熱力学モデルも 2×2 度格子のグリッドモデルで、時間間隔は 1 日。力学モデルは、積分領域 (10N 以北の北太平洋) の全グリッドで 1950 年 1 月 1 日に $\psi_g' = 0$ を初期値として、大気要素 (風速、気温、比湿) の Daily 再解析データ (NCEP/NCAR) を海面で与え続ける 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 年間をスピニングアップ時間とみなした。熱力学モデルは初期値として積分領域の全グリッドで 1959 年 12 月と 1960 年 1 月の海面水温偏差の平均値を初期値 (1960 年 1 月 1 日の T') として、同様に 1999 年まで 40 年積分を行なった。

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}
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}	

3. 混合層モデルで表現される十年規模変動

3.1 海面水温

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。月平均値の海面水温偏差時系列に対する EOF 第 1, 2 モードは、1970 年代後半の気候シフトに代表される北太平洋の十年規模変動と ENSO 変動をそれぞれ表し、モデル値と観測値はかなりよく似た時空間構造をもつ。それに加えて、南部領域と北部領域 (Fig. 1 矩形領域) でそれぞれ領域平均した海面水温の十年規模変動が互いにやや異なっている (1970 年代後半の符合変化が 2, 3 年ずれている) ことも観測値の特徴とよく合致している (Fig. 2)。よって本研究のバルク混合層モデルが、これまで指摘されてきたような海面水温場の十年規模変動の時空間的特徴を表現できていることがわかる。なお、ここで言う十年規模変動成分とは、各地点で各月毎に 5 年移動平均を施した時系列を指している (以下同様)。

3.2 混合層の深さ

南部領域と北部領域の混合層の深さの年々変動時系列を Fig. 3 に示した。南部領域の混合層の深さが 1970 年代後半を境に深くなり水温偏差 (Fig. 2a) と負相関関係にあるという特徴は、過去の研究でも指摘されている (Miller et al., 1994; Deser et al., 1996)。また同時に (本研究とは対象とする領域がやや異なるが) Deser et al. (1996) が言うような混合層の深さの偏差は特に秋～冬季に明瞭であり、冬季のほうがより大きいという季節的な特徴も混合層モデルで表現できている。ところが北部領域では、冬季にはっきりとした相関関係は見られず、むしろ 1980 年代に入ってから符合変化しているように見える。また秋季には十年規模変動自体がよく検出できない。このことから北部領域では混合層の深さの偏差や鉛直混合量偏差の年々変動時系列が秋季と冬季で異なることが示唆される。

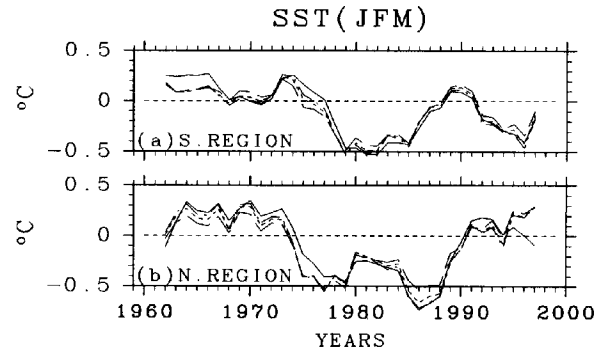


Fig. 2. Sea surface temperature anomalies to which 5-year running means are applied during Jan.–Mar. for JMA observation (solid) and the model ($\Delta T=1K$ dashed; $\Delta T=2K$ dotted; $\Delta T=3K$ dash-dotted) in (a) the southern region and (b) the northern region.

3.3 ΔT の値に対する感度

詳細は付録にあるが、混合層底面での鉛直混合による熱輸送量 ($w_e \Delta T$) を計算するためには、 ΔT の値をあらかじめ陽に決定しておく必要がある。しかしどのような ΔT を用いるのが妥当であるかはあまり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 $\Delta T = 1K$ とした。また Yasuda et al. (2000) は 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) を観測的に議論した。ここでは簡単に ΔT を 1, 2, 3K のいずれかに固定した 3 つの数値実験を行い、 ΔT の値に対する水温偏差 T' と混合層の深さ偏差 H'_m の感度を調べた。どちらの領域でも ΔT と混合層の深さの変動幅がほぼ反比例関係にあり (Fig. 3), 混合層の深さに対して (移流よりも) 鉛直混合量の寄与が大きいと考えられる (Eq. (17) 参照)。水温偏差は ΔT の選び方でどのような影響を受けるのか? 熱力学方程式 Eq. (1) の各項のなかで、鉛直混合による熱輸送量偏差 ($w_e \Delta T$)' はポテンシャルエネルギー保存式 Eq. (14) からこれそのものが計算されているので ΔT の

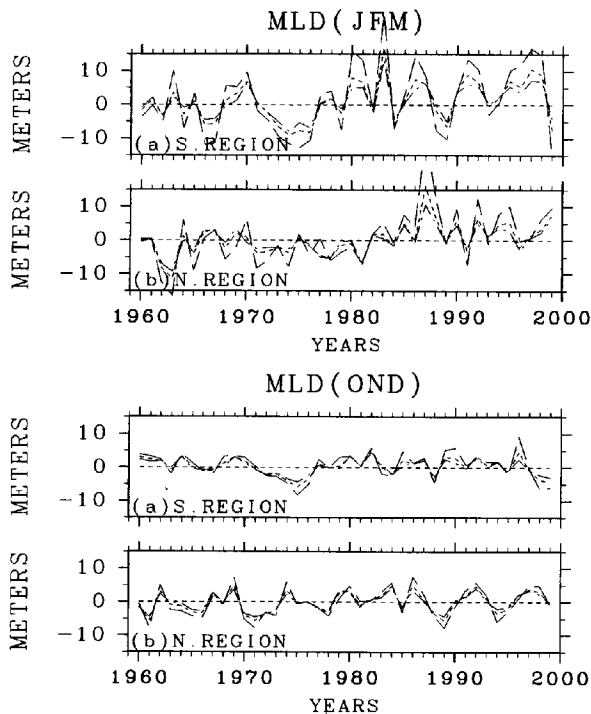


Fig. 3. The same as in Fig. 2, except for mixed layer depth anomalies not applied any kind of time filters, during the period Jan.–Mar. (upper) and Oct.–Dec. (lower).

値に依存しない。Eq. (1) のなかで ΔT の影響を受けるとすれば (鉛直混合量偏差に伴う) H'_m が入った項だけである。しかし水温偏差の時系列は ΔT の値を変えても極めてよく似ていて (Fig. 2), ΔT に対する水温偏差の感度が非常に小さいことがわかる。すなわち混合層の海水の質量変化によって熱容量が変化することは、少なくとも変動幅が Fig. 3 に示す程度であれば、十年規模の水温変動にとって重要ではないらしい。また年平均した水温偏差時系列でも、 ΔT に対する感度は非常に小さい (not shown)。

4. 南北領域の混合層熱収支

4.1 水温偏差とのラグ相関解析

十年規模変動の時空間構造は冬季 (JFM) に最も明瞭に検出されることが知られている (e.g., Kachi and Nitta, 1997)。Fig. 4a, 5a は南部領域と北部領域において冬季海面水温偏差を基準にした自己相関関数を表している。いずれの領域でも十年規模の海面水温偏差が春～夏季に減衰してゆき、逆に影をつけた月 (南部領域では 12–2 月、北部領域では 10–12 月) に増幅していることがわかる。冬季海面水温偏差の十年規模の持続に関して、この季節的な増幅と減衰はどのような過程で説明されるのか、Eq. (1) の各項の相対重要度を調べた。但し、地衡流については

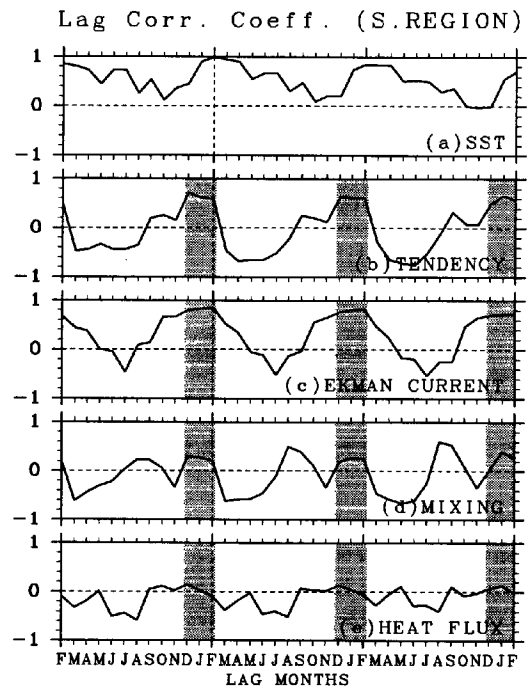


Fig. 4. (a) Auto correlation coefficients of wintertime SST anomalies in the southern region. Lag correlation coefficients between wintertime SST anomalies and (b) $H_m \partial T / \partial t$, (c) $-H_m \mathbf{u}_E \cdot \nabla T$, (d) $-w_e \Delta T$, (e) $-Q / c_p \rho_o$ in the southern region.

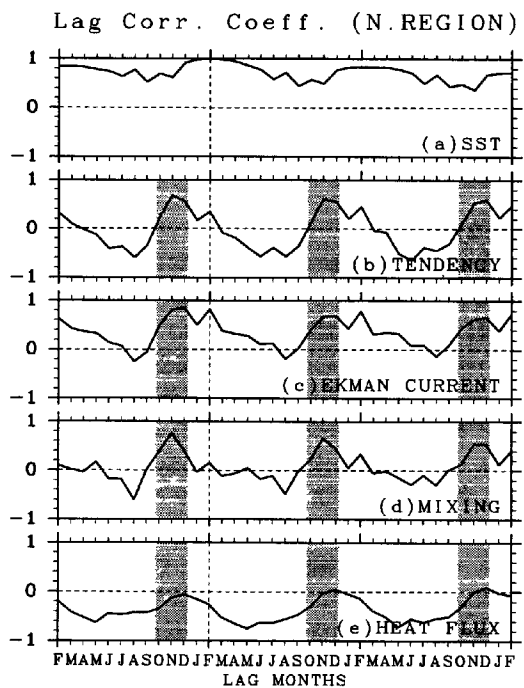


Fig. 5. The same as in Fig. 4, except for the northern region.

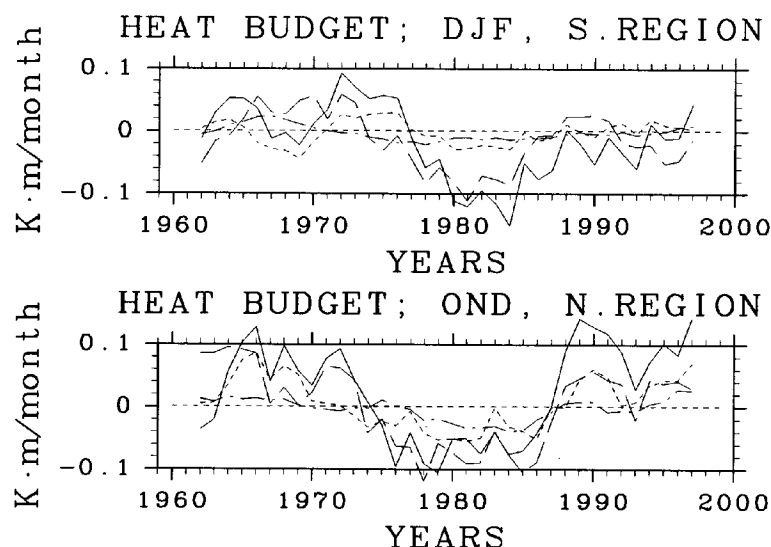


Fig. 6. Time series of $H_m \partial T' / \partial t$ (solid), $-H_m \mathbf{u}'_E \cdot \nabla \bar{T}$ (dashed), $-w'_e \Delta T$ (dotted) and $-H_m (\mathbf{u}_g \cdot \nabla T)'$ (dashed-dotted), during Dec.-Feb. in the southern region (upper) and during Oct.-Dec. in the northern region (lower).

次節で扱うことにした。

Fig. 4b-e, 5b-e は冬季海面水温偏差と Eq. (1) の各項とのラグ相関係数をそれぞれ表している。影をつけた月に高い正のラグ相関をもつ項は、水温変化率項とバランスしてそれゆえ十年規模の持続に働いていると見ることができる。南部領域では十年規模変動の海面水温偏差は、エクマン流による熱輸送量 ($-H_m \mathbf{u}_E \cdot \nabla T$) の偏差と非常によく対応している (Fig. 4b,c)。それに対して、北部領域ではエクマン流による熱輸送量に変化することに加え、混合層底面での鉛直混合量 ($-w_e \Delta T$) の変化も海面水温偏差の増幅と対応がよい (Fig. 5b,c,d)。いずれの領域でも秋～冬季の海面熱フラックスは相関が低い。よく知られているように、ENSO 変動成分 (ここでは元のデータから十年規模変動成分を除去した残差として定義した) に対して北太平洋中央部において全く同じ解析を行うと、秋～冬季の海面熱フラックスは高い正のラグ相関をもつ (not shown) が、十年規模の水温偏差の持続に対する海面熱フラックスの役割は ENSO 変動でみられるほどには重要ではないと思われる。

一方、水温偏差の季節的減衰は、同季節の海面熱フラックス ($-Q/c_p \rho_o$) と対応がよく (Fig. 4b,e, 5b,e)、局所的な熱減衰に起因していると考えられる。局所的な熱減衰の時間スケールは低緯度ほど短いことが知られていて (Lau and Nath, 1996; Watanabe and Kimoto, 2000), そのため南部領域のほうが北部領域よりも春～夏季の相関の落ち方が激しい。

4.2 混合層熱収支

前節で冬季海面水温偏差の十年規模の持続を説明すると予想されたエクマン流による熱輸送量 ($-H_m \mathbf{u}_E \cdot \nabla T$)

と混合層底面での鉛直混合量 ($-w_e \Delta T$) の偏差は、どの程度の振幅を持っているのだろうか？ 南部領域では 12-2 月で、北部領域では 10-12 月でそれぞれの 3ヶ月平均した年々変動時系列を Fig. 6 に示した。併せて、前節では省略した地衡流の熱輸送量も描いた。

南部領域では、冬季水温偏差とラグ相関関係にあったエクマン流による熱輸送量偏差が鉛直混合偏差よりもはるかに大きな振幅を持っている。つまり、南部領域の海面での西風偏差/東風偏差に伴う南向きのエクマン流量の増加/減少によって、混合層が通常より冷却/加熱される、ということになる。地衡流の影響は非常に小さい。

北部領域でもエクマン流の影響は大きい、冬季水温偏差とのラグ相関解析 (Fig. 5) でも見られたように、(エクマン流の熱輸送量に比べて振幅はやや小さいものの) 鉛直混合量の偏差もまた混合層熱収支に効いている。鉛直混合量偏差に関する定性的な説明は、海面での風速の強化/弱化による海洋上層のかき混ぜが強く/弱くなり、通常よりも混合層が深く/浅くなって、下層の冷水の取り込み量が増加/減少し混合層が冷却/加熱される、として与えられる。また海面で冷却が強化/弱化により混合層の不安定度が大きく/小さくなることも混合層を深く/浅くするので、同じように混合層が冷却/加熱されるはずである。地衡流に関しては、1980年代前半あたりに限って大きな熱輸送量偏差があるが、期間全体で見れば寄与は小さい。但し、流速の振幅が大きな黒潮続流域 (Fig. 1 参照) に近い北部領域西部では地衡流の影響は大きいかもしれない。とは言え、十年規模変動の駆動源である可能性が高い地衡流の変動が水温偏差の季節性までも説明するのは全く不明であり、黒潮続流域での熱収支にはさらに進んだ解析が必要である。

Table 2. List of experiments (water temperature equations).

ML :	$\left(H_m \frac{\partial T}{\partial t}\right)' = -(H_m \mathbf{u}_g \cdot \nabla T)' - (H_m \mathbf{u}_E \cdot \nabla T)' - (w_e \Delta T)' - \frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 (H_m T)'$
ML-W :	$\left(H_m \frac{\partial T}{\partial t}\right)' = -(w_e \Delta T)' - \frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 (H_m T)'$
ML-H :	$\left(H_m \frac{\partial T}{\partial t}\right)' = -\frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 (H_m T)'$
SL (slab) :	$\bar{H}_m \frac{\partial T'}{\partial t} = -\frac{Q'}{c_{po}\rho_o} + \kappa \nabla^2 (\bar{H}_m T')$

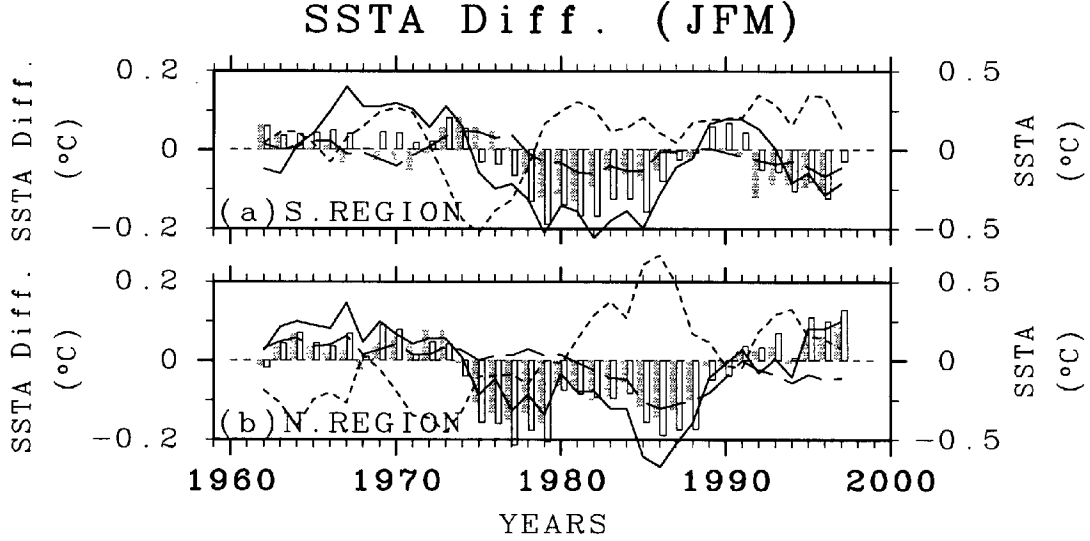


Fig. 7. Time series of decadal SSTAs of ML (white bars) and SL (shaded bars), and decadal SSTA differences between ML - ML-W (solid), between ML-W - ML-H (dashed) and between ML-H - SL (dotted),

5. スラブ海洋モデルとの比較

さて、冬季の気温偏差とそれに見合う海面熱フラックス偏差を通した海洋の応答は、海面水温の十年規模変動にとって非常に重要であるという研究が過去には多かった。実際、‘スラブ海洋モデル’(Table 2 SL)を動かした場合でも、海面水温の十年規模変動がよく似た形で表現される (Fig. 7 bars)。これは、水温偏差の十年規模の持続に寄与するのはエクマン流や鉛直混合による熱輸送であるとした前節の結果と矛盾している。本章ではこの矛盾の解決に向けた初期解析結果について述べることにする。

海面熱フラックス偏差の振る舞いについてさらに詳しく調べるために、海面熱フラックス偏差を $Q' = Q'_a + Q'_o + Q'_{sw}$ と分解して考えてみる。

$$Q'_a = \rho_a LC_E [|\mathbf{v}_a|' (q - q_a) - |\mathbf{v}_a| q'_a] + \rho_a c_{pa} C_H [|\mathbf{v}_a|' (T - T_a) - |\mathbf{v}_a| T'_a], \quad (8)$$

$$Q'_o = \rho_a LC_E |\mathbf{v}_a| q' + \rho_a c_{pa} C_H |\mathbf{v}_a| T' + 4\sigma_B \bar{T}^3 T', \quad (9)$$

ここで、 Q'_a は大気要素 ($T_a, q_a, |\mathbf{v}_a|$) が変化する (水温は気候値) ことに起因する海面熱フラックス変化を、すなわち大気から海洋への熱フラックス強制を表していて、NCEP/NCAR の再解析データにある大気要素を与え続けている本研究ではスラブモデルでも混合層モデルでも厳密に等しい。 Q'_o は海洋混合層水温 (T) が変化する (大気要素は気候値) ことに起因する海面熱フラックス変化であり、水温偏差の局所的な熱減衰率を表している。混合層で吸収される短波放射量の偏差 Q'_{sw} はここでは混合層の深さの偏差のみで決まっているが、他より十分小さくて無視できる。よってスラブモデルと混合層モデルの間の上述のような矛盾の解決のためには、 Q'_o の振る舞いを調べるのが鍵になる。SL とは違って、水平熱移流や鉛直混合、混合層の深さの変化を考慮することで Q'_o にはどのような差異が現れるのだろうか? Table 2 のように 4 つの数値実験を行ない、表現される水温偏差時系列を比較した。

例えば南部領域で風速が強くなった時を考えてみよう。 Q'_a の効果で水温は低下して、SL ではそれにより T' が決まり Q'_o が決まる。しかし、ML-H では Q'_a に応じて H'_m

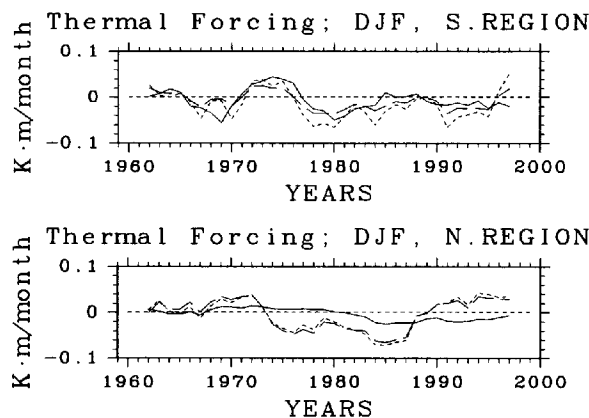


Fig. 8. The same as in Fig. 6, except for $-Q'_a(|v_a|')/c_{po}\rho_o$ (solid), $-Q'_a(T'_a)/c_{po}\rho_o$ (dashed) and $-Q'_a(q'_a)/c_{po}\rho_o$ (dotted) during Dec.-Feb. in each region.

も変化するし、ML-Wではさらに $w'_e\Delta T$ も変化する。Eq. (14) と (15) からわかるように、 H'_m の効果 (混合層が深くなり海水の量が増える) によって SL よりも ML-H の混合層水温の低下は抑えられる (Fig. 7 dotted)。つまり、水温変動の振幅 (それゆえ Q'_e の振幅) は小さくなる。一方、この時 $w'_e\Delta T$ の効果 (鉛直混合が盛んになる) によって ML-H よりも ML-W の混合層水温の低下は激しくなる (Fig. 7 dashed)。しかしその変動幅は H'_m の効果に比べて小さい。風速偏差と同じ時系列を持つ気温偏差 (Fig. 8 上) を用いても同じ議論が進められる。よって、鉛直混合と混合層深の変化を考慮すると、SL よりも ML-W のほうが Q'_e の振幅は小さくなるので、海面熱フラックス偏差は混合層熱収支に対してむしろ重要であることになり、矛盾は解決されない。実際、ML-W と ML-H の秋～冬季の海面熱フラックス偏差は、SL のように、水温偏差とラグ相関が高いままである (Fig. 9a)。さて、ML と ML-W の違いは、主に南北方向のエクマン流量変化である (他の水平移流成分は相対的に小さい)。西風偏差の時には南向きエクマン流偏差により混合層の冷却は激しくなり、その分だけ Q'_e の振幅は大きくなる (Fig. 7 solid)。但し、ML と ML-W の差の振幅が他に比べて特別大きいというわけではない。それでも秋～冬季の海面熱フラックスと冬季水温偏差の相関は著しく下がる (Fig. 9a)。むしろ重要なポイントは、南部領域の平均的な東西風は弱く、東西風偏差と風速や気温の偏差の時系列は位相が一致しないことである。Fig. 7 上において、混合層深と鉛直混合の影響による数値実験間の水温偏差の差異 (点線と破線) は SL の水温偏差 (影棒) と位相が非常によく合っているが、エクマン流の存在による差異 (実線) は ML の水温偏差 (白棒) と位相が非常によく合っている。したがって、ML で Q'_e と $\partial T'/\partial t$ の相関が低いのは、このエクマン流による熱流量偏差に起因する Q'_e の分だけ Q'_e が打ち消されること (Seager et al. 2001) に加えて、変動の位相が

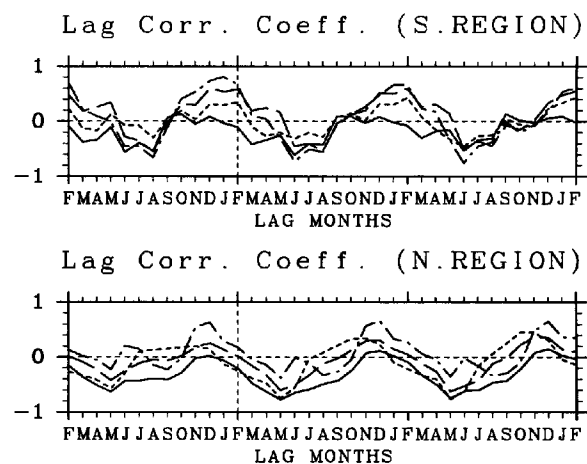


Fig. 9. Lag correlation coefficients between winter-time SST and surface heat flux, for ML (solid), ML-W (dashed), ML-H (dotted) and SL (dashed-dotted).

ずれているためでもあると考えられる。しかしこの位相のずれにどのくらい意味があるかについて、さらに深い解析を行わなければならない。

北部領域ではエクマン流の存在による差異 (実線) は SL の水温偏差 (影棒) や ML の水温偏差 (白棒) と位相が非常によく合っている。当然 12 月から 2 月の海面熱フラックス強制 (Fig. 8 下) は ML の水温変動 (Fig. 2b) と同位相である。これらに対して、混合層深と鉛直混合の影響による数値実験間の水温偏差の差異 (点線と破線) の時系列は、いつも位相が合っているわけではない。海面熱フラックス強制はユーラシア大陸からの冷たく乾いた空気の流入量でほぼ決まっていて、風速からの直接の影響は非常に小さい (Fig. 8 下) が、しかし風速偏差はここでも鉛直混合量や混合層の深さを変化させる。ここで問題となるのは、10 月から 12 月 (エクマン南北流量が十年規模時系列をもつ) と 12 月から 2 月 (海面熱フラックス強制が十年規模時系列をもつ) とで風速偏差 (それゆえ混合層の深さ) の年々変動時系列が異なることである (Fig. 3 参照)。つまり季節性に注目した熱収支解析が重要な意味をもつ。北部領域では ML-W や ML-H でも秋～冬季の海面熱フラックスと冬季水温偏差の相関は下がっていて (Fig. 9), エクマン流の熱輸送だけではなく、鉛直混合量や混合層の深さの変動も海面熱フラックス量を大きく変化させる要因になっていると思われる。

このように、スラブ海洋モデルとの比較、すなわち海面熱フラックスの水温変化率に対する寄与についての議論には、時空間的により慎重な混合層の深さの計算と再解析データなどを用いたより深い考察の必要性が初期解析から明らかであり、今後の大きな課題である。

6. 結論

三次元バルク混合層モデルを用いた数値実験を行い、水温偏差の季節サイクルに注目した解析によって、北太平洋十年規模変動の中緯度海面水温偏差の持続に関する物理過程について以下の結論を得た。秋～冬季に顕著に見られる十年規模変動の海面水温偏差に関して、‘南部領域’では12月から2月にかけてエクマン流による南北方向の熱輸送量が増加することが重要である。‘北部領域’では10月から12月にかけてエクマン流による南北方向の熱輸送量が増加することに加え、混合層底面での鉛直混合量の変化も海面水温偏差の持続に働いている。海面熱フラックスは春～夏季に見られる海面水温偏差の季節的減衰を説明するが、秋～冬季にはエクマン流による熱輸送や混合層の深さの変化のため、十年規模の水温偏差の季節的増幅（水温時間変化率偏差）にはそれほど寄与しない。

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.
- Barsugli, J. J. and D. S. Battisti, 1998: The basic effects of atmosphere–ocean thermal coupling on midlatitude variability. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 477–493.
- Blade, I., 1997: The influence of midlatitude ocean–atmosphere coupling on the low–frequency variability of a GCM. Part I: No Tropical SST forcing. *J. Climate*, **10**, 2087–2106.
- 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.
- Gu, D. and S. G. H. Philander, 1997: Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics. *Science*, **275**, 805–807.
- Kachi, M. and T. Nitta, 1997: Decadal variation of the global atmosphere–ocean system. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 657–675.
- 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, 1996: The role of the “Atmospheric Bridge” in linking Tropical Pacific ENSO events to Extratropical SST anomalies. *J. Climate*, **9**, 2036–2057.
- Miller, A. J., D. R. Cayan, T. P. Barnett, N. E. Graham and J. M. Oberhuber, 1994: Interdecadal variability of the Pacific ocean: Model response to observed heat flux and wind stress anomalies. *Clim. Dyn.*, **9**, 287–302.
- Mochizuki, T. and H. Kida, 2002: Maintenance of decadal SST anomalies with detailed spatial structures in the midlatitude North Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, revised.
- 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.
- Paulson, C. A. and J. J. Simpson, 1977: Irradiative measurements in the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 952–956.
- Qiu, B. and K. A. Kelly, 1993: Upper–ocean heat balance in the Kuroshio Extension region. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 2027–2041.
- Saravanan, R., 1998: Atmospheric low–frequency variability and its relationship to midlatitude SST variability: Studies using the NCAR climate system model. *J. Climate*, **11**, 1386–1404.
- Schneider, N., A. J. Miller, M. A. Alexander and C. Deser, 1999: Subduction of decadal North Pacific temperature anomalies: observations and dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1056–1070.
- Schneider, N. and A. J. Miller, 2001: Predicting western North Pacific ocean climate. *J. Climate*, **14**, 3997–4002.
- 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.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2000: Behavior of midlatitude decadal oscillations in a simple atmosphere–ocean system. *J. Meteor. Soc. Japan*, **78**, 441–460.

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.

付 録

水温方程式について本文中よりも詳しい説明をしよう。ある水塊の水温変化率は次の方程式で表現される。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T + w \frac{\partial T}{\partial z} - \kappa \nabla^2 T + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'T'} = -\frac{1}{c_{po}\rho_o} \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (10)$$

ここで $q(z)$ は短波放射吸収による局所的な加熱を表している。鉛直方向には全て上向き正の符号をとっている。

混合層の深さを H_m として、その下に遷移層として微小な深さ δ をとり、混合層の水温 (T_m) と下層の水温 (T_d)、及び混合層の水平流速 ($\mathbf{u}_m$) と下層の水平流速 ($\mathbf{u}_d$) が遷移層内では z の一次関数でつながること、混合層の底面に鉛直な速度成分の連続性から $w_m + \mathbf{u}_m \cdot \nabla h = w_d + \mathbf{u}_d \cdot \nabla h$ が成り立つことを考慮して式 (10) を $z = -H_m - \delta$ から 0(海面) で積分して整理すると、

$$H_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = -H_m \mathbf{u}_m \cdot \nabla T_m - w_e \Delta T + H_m \kappa \nabla^2 T_m - \overline{w'T'}(0) - \frac{1}{c_{po}\rho_o} \int_{-H_m}^0 \frac{\partial q}{\partial z} dz, \quad (11)$$

を得る。ここで海面での正味の放射フラックスと潜熱、顕熱フラックスの総和は

$$Q_{net} = c_{po}\rho_o \overline{w'T'}(0) + q(0), \quad (12)$$

で表されていて、混合層底面での熱フラックスは無視できるとした ($\overline{w'T'}(-H_m) = 0$)。

また w_e は、

$$w_e = \frac{\partial H_m}{\partial t} + \mathbf{u}_m \cdot \nabla H_m + H_m \nabla \cdot \mathbf{u}_m - \kappa \nabla^2 H_m, \quad (13)$$

で表現される混合層底面におけるエントレインメント速

度であり、混合層底面を挟んだ鉛直方向の水温ギャップを $\Delta T (= T_m - T_d)$ で表している。混合層底面での熱交換量 ($w_e \Delta T$) については Qiu and Kerry (1993) を参考にすれば以下のように計算できる。Eq. (11) の導出時と同じ状況を考え、Eq. (10) の各項に $\alpha g(z + H_m/2)$ をかけて (α と g は熱膨張率と重力加速度)、 $z = -H_m - \delta$ から 0(海面) で積分して整理すると、

$$\frac{1}{2} \alpha g H_m w_e \Delta T = \frac{\alpha g H_m}{2 c_{po} \rho_o} [Q_{net} + q(-H_m)] - \frac{\alpha g}{c_{po} \rho_o} \int_{-H_m}^0 q(z) dz - \alpha g \int_{-H_m}^0 \overline{w'T'} dz, \quad (14)$$

が得られる。これは $z = -H_m/2$ を基準とした混合層内のポテンシャルエネルギー保存式になっている。右辺第三項は TKE からポテンシャルエネルギーへの変換を表し、

$$-\alpha g \int_{-H_m}^0 \overline{w'T'} dz = m_0 u_*^3 + m_s S - m_c \frac{\alpha g H_m}{4 c_{po} \rho_o} [|Q_{net}| + Q_{net}], \quad (15)$$

とパラメタライズされる。 $u_* (u_*^2 = |\tau|/\rho_o)$ は海面での摩擦速度であり、右辺第一項は風のかき混ぜ効果を表し、第二項は混合層内の鉛直シアの効果を表す。二つのパラメータ値は関係しあっていて、ここでは $m_0 = 0.5$, $m_s = 0$ とした。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て混合層へエントレインされる水量が多くなることを表す。右辺第三項は海面が冷却 ($Q_{net} > 0$) の時の対流不安定効果を表し、 $m_c = 0.83$ とした。

以上をふまえて ΔT を既知のものとして与え、偏差 w'_e と H'_m を以下のようにして計算した。

$$\overline{w}_e = \frac{\partial \overline{H}_m}{\partial t} + \overline{\mathbf{u}}_m \cdot \nabla \overline{H}_m + \overline{H}_m \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}}_m - \kappa \nabla^2 \overline{H}_m, \quad (16)$$

から $\overline{w}_e$ を計算し、混合層内のポテンシャルエネルギー保存式から w'_e を計算する。そして、もし $w_e (= \overline{w}_e + w'_e) > 0$ (エントレインメント) ならば、

$$\frac{\partial H'_m}{\partial t} = w'_e - \mathbf{u}'_m \cdot \nabla \overline{H}_m - \overline{\mathbf{u}}_m \cdot \nabla H'_m - H'_m \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}}_m - \overline{H}_m \nabla \cdot \mathbf{u}'_m + \kappa \nabla^2 H'_m, \quad (17)$$

によって H'_m を予報する。もし $w_e \leq 0$ (デトレインメント) であれば、 $w_e = 0$ とした TKE 保存式から H'_m を診断的に計算する。すなわち混合層の深さ H_m が一瞬にして鉛直混合がない ($w_e \Delta T = 0$) 深さに調節されるものとする。またその時の w'_e は $\overline{w}_e > 0$ であれば $w'_e = -\overline{w}_e$ とし、 $\overline{w}_e \leq 0$ であれば $w'_e = 0$ とする。

A Study of Decadal SST Anomalies with Detailed Spatial Structures in the Midlatitude North Pacific

Takashi MOCHIZUKI* and Hideji KIDA*

* Graduate School of Science, Kyoto University

Synopsis

Investigated are mechanisms to maintain decadal SST anomalies in the midlatitude North Pacific, with 3-D bulk ocean mixed layer model. Focused on the seasonality of SST anomalies, heat budget analyses are conducted for the ocean mixed layer separately in the southern region (25°N – 35°N , 175°E – 145°W) and the northern region (39°N – 49°N , 165°E – 155°W), where the strong decadal variations appear. It is revealed that the decadal SST anomaly in the southern region is maintained only by meridional Ekman temperature transport that occurs during December–February. On the other hand, the decadal SST anomaly in the northern region is maintained by the effects of the vertical mixing as well as the meridional Ekman temperature transport during the period October–December. The seasonal persistence, however, would be controlled by the time scales of local thermal damping.

Keywords: decadal variation, air–sea interaction, bulk mixed layer model, heat budget analysis