



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	気候変化と対馬暖流の物理過程
Author(s)	磯田, 豊; Isoda, Yutaka
Citation	Memoirs of the Faculty of Fisheries Sciences, Hokkaido University, 53(2), 2-12
Issue Date	2011-06
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/47547
Type	departmental bulletin paper
File Information	2.-12.pdf



気候変化と対馬暖流の物理過程

磯田 豊

Climate Change and Physical Process Associated with the Tsushima Warm Current

Yutaka ISODA

Abstract

It has been considered that primary driving force of the Tsushima Warm Current (TWC) is the net pressure difference between the south and north straits, i.e., inflow-outflow dynamical process. On the other hand, the most intriguing aspect of surface circulation in the Japan Sea is the tremendous contrast between the incoming, TWC water and the cold water north of the polar front. So, the theory developed for inflow-outflow dynamics should be modified to include the thermo-dynamical process. To start a discussion for dynamics, we need to briefly review the scale of TWC system in space and in time. Next, I solved the heat equation containing the lateral heat transport from the East China Sea and sea surface cooling at the annual mean state in conjunction with the geostrophic equation of motion, and boldly predicted the TWC change caused by global warming.

Key words : Climate change, Tsushima Warm Current, thermo-dynamical process, sea surface cooling

対馬暖流の平均的な姿とその力学バランス

Fig. 1 (a) の日本海に描いた細い等値線 (1°C 間隔) は、長期間で平均した水深 100 m の水温水平分布を示す。水温値は日本海の南側ほど高く、最も暖かい海水 (15°C 程度) は対馬海峡付近にあり、この海峡からの暖水流入を示唆する。そして、流入後の暖水は日本海の真ん中付近まで大きく広がる。ほぼ北緯 40° 線に沿った暖水域の北限 (2°C 程度) は極前線と呼ばれ、一年中、安定して存在する水温前線である。日本海から北太平洋やオホーツク海への暖水の流出口は、日本海の北東側に位置する津軽海峡と宗谷海峡の二カ所である。流出後の暖水の流れは、それぞれ、宗谷暖流と津軽暖流に名前を変える。

Fig. 1 (b) は日本海を南北方向に横切った水温鉛直断面の模式図である。日本海の水深は 1,000 m~3,500 m もあるのに対し、流入・流出海峡の平均水深はいずれも 200 m 以下である。そのため、対馬海峡から流入した暖水の厚さは 200 m 程度に制限され、他の大部分の領域 (極前線以北と 200 m 以下) は数度以下の冷たい海水で占められている。このような海底地形の制限によって、日本海の深層域は北太平洋から完全に孤立している。日本海の非常に冷たい深層水 (1°C 以下) は日本海北部の表層冷却水を起源としており、日本海固有水とも呼ばれる。

静止している冷たい (重い) 海水の上に暖かい (軽い)

海水を注ぐと、船が海に浮かぶのと同じ理屈 (浮力の原理) で、暖水は冷水の上に浮かび、暖水側の海面がわずかに高くなる。日本海南側の暖水域では、北側の冷水域に比べて数 cm 程度の海面上昇となっている。このとき、海面付近では暖水側から冷水側への海面水位差による力が生じる。この力を圧力勾配力という。地球の回転 (または自転) 効果を考えなければ、この圧力勾配力によって、暖水は冷水域全体を覆う状態になるまで拡がり続け、最終的には停止する。しかし、地球自転周期 (正しくは、緯度の関数である慣性周期) よりも十分長い時間スケールの海洋現象を考えると、地球の回転効果から生じる「見かけの力」という不思議な力が現れる。というよりも、海洋物理の研究者はこの力を導入した方が現象を理解し易いと考えている。地球上の流体の動き (海流や潮流など) を記述したいとき、回転する地球の外側 (宇宙空間) に座標系 (観察者が固定された場所) を設定するよりも、回転する地球上に座標系を設定した方が便利である。なぜなら、地球上に住む地球人の視点で、北上流とか東向き流などの表現が容易に使えるからである。しかし、静止もしくは等速直線運動する座標系 (慣性系という) 以外の座標系 (非慣性系という、回転する座標系を含む) の場合、座標系の回転運動から生じる加速度の効果 (加速度に質量を乗じると力) が働くことを忘れてはいけない。車を運転してカーブ (回転運動) したとき、運転者は外側へ働く力を感じるが、これも見か

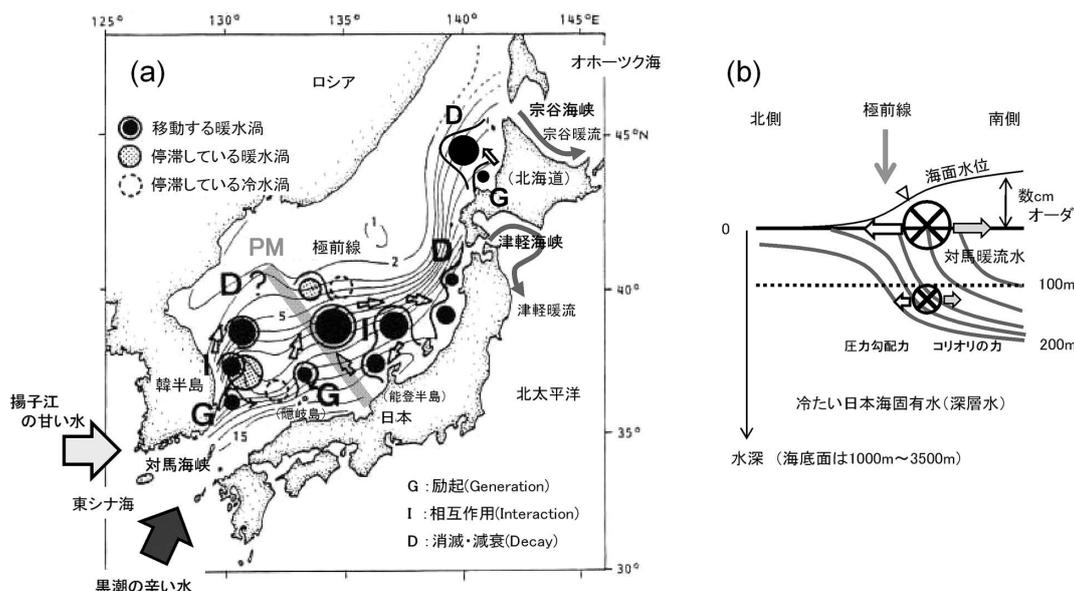


Fig. 1 (a) Annual mean thermal map at the depth of 100 m in the Japan Sea and the schematic view of typical warm eddies. (b) Schematic view of current system across the meridional vertical section in the Japan Sea.

けの力(遠心力)である。このような力の存在を忘れずに、座標系の回転運動から生じる加速度を見かけの力として導入すれば、本当は「回転する座標系」であるが、まるで「静止した座標系」のように流体を記述することができる。そのための数学的な手続きは省略するが、その見かけの力の大きさは海面水位差によって生じる流れの流速値に比例し、力の働く方向は流下方向へ向かって右側(北半球の場合)となる。このような見かけの力をコリオリの力という。なお、地球回転による遠心力(もう一つの見かけの力)は、回転軸(南北極を結ぶ軸)からの距離が大きいくほど(赤道が最大)、回転の外側へ向かって大きく海面を持ち上げるといふ平均海面形状(回転楕円体)を決めることに役割を担っている。

日本海の南側が暖水域なので、北向きの圧力勾配力(Fig. 1 (b)の白矢印)は南向きのコリオリの力(灰色矢印)とバランスできる状態に達することができる。この力学バランスを地衡流バランスという。よって、冷水の上に浮かんだ暖水は東向き流(または、高圧側である暖水側を右手にみた流れ)となる。皆さんがお馴染みの天気予報において、西高東低の気圧配置が日本列島に北風(西側の高圧帯を右手にみる地衡流)をもたらすことと同じ力学バランスである。ただし、実際の海洋では熱の水平渦拡散(小さな渦流による乱れ)が存在するために、ゆっくりとではあるが、結局、暖水は冷水上に拡がってしまう。また、日本海に存在する暖水の場合、その密度変化には塩分変化よりも水温変化の方が支配的である(密度は水温と塩分の関数)。それゆえ、Fig. 1 (a)の等温線は等圧面(密度の低い海水ほど海面が高い)ともほぼ一致するとみてもよく、等温線は地衡流バランスした流れの流線を間接的に表現している。ここまでの説明によって、日本海の南側に浮かんだ暖水は等温

線に沿った東流であることが理解され、私たちはこの流れを対馬暖流と呼んでいる。なお、日本海東端付近の対馬暖流は日本列島の海岸線によって歪められるので、岸に沿った北上流となる。

上述した東向きの対馬暖流は、冷たい海水に浮かんだ暖水がもつポテンシャルエネルギー(海面水位差)の一部を運動エネルギー(地衡流)に変換した結果で生じる、とも解釈できる。よって、対馬暖流を維持するためには、暖水を日本海南部に供給し続けるメカニズムが必要である。対馬海峡から暖水を供給できる要因の一つは、対馬海峡側の圧力(水位)が高く、津軽・宗谷海峡側の圧力(水位)が低いという圧力差である。この圧力差は日本海の外側の条件である北太平洋側の海洋構造(亜熱帯・亜寒帯循環流)により決定されている。対馬海峡の西側には東シナ海という浅く広い大陸棚があり、この海域で黒潮起源の暖かくて辛い水(高塩分水)と揚子江起源の甘い水(淡水または低塩分水)が混合し、黒潮水よりも少し甘くなった暖水(対馬暖流の起源水)が日本海へ流入している。

スナップショット的に対馬暖流域を海洋観測したときに描かれる水温分布は、Fig. 1 (a)の長期平均水温場とは少し異なる。それは対馬暖流が5~7個程度の暖水渦を常に抱え込んでいるためであり、複雑に蛇行しながら平均的には東向きに流れている、というのがこの海流の正しい姿である。これらの暖水渦は決してランダムに分布しているのではなく、海域毎に特徴的な挙動を示す(Fig. 1 (a)に模式的示した丸印の渦を参照)。比較的停滞性の高い暖水渦は、極前線付近に位置する大和堆上(水深1,000 m程度の浅瀬)と韓半島東方の二カ所にある。そして両暖水渦の東側にはそれぞれ、大和堆冷水域・島根沖冷水域が存在しており、暖・冷水域のペアが凹凸した海底地形に捕捉されている

ようにみえる。他の暖水渦は移動性が高く、それらの移動パターンから、日本海南部の東側と西側、そして北海道西岸沖の大きく三海域に分類できる。南部の西側海域（韓半島沖）では、対馬海峡から流入した暖水が数十 km スケールの小さな渦の形をとり (G)、停滞性の高い暖水渦の西側を北上し (I)、さらに北上移動しながら百 km スケールの渦まで成長する (Isoda and Saitoh, 1993)。その後、北朝鮮沖で消滅 (D?) するようであるが、その詳細はわからない。南部の東側海域の暖水渦は、隠岐島付近において数年に一回程度の割合で生じ (G)、能登半島の西方で渦同士の複雑な合体や分裂を繰り返す (I)。そして、能登半島を東向きに通過できた渦は、北日本沿岸域に沿って北上する流れ（沿岸分枝流という）との相互作用によって、小さな渦に分裂しながら消滅する (D) (Isoda, 1994)。このような南部海域の暖水渦と比較して、北海道西岸沖の暖水渦は明瞭な季節変化を示す。春季から対馬暖流の勢力が増加するにつれて、沿岸近傍の対馬暖流内で小さな時計回りの蛇行流が形成され (G)、この蛇行流は夏季から秋季にかけて沖合へ移動して百 km スケールの暖水渦にまで成長し、冬季の海面冷却による強い鉛直混合によって消滅する (D) (檜垣ら, 2008)。

個々の暖水渦は予測が不可能なくらい複雑な挙動をしているようにみえる一方、ほぼ十年程度の間隔で、南部の東西海域に分布する暖水渦は一斉に同期して大きな渦に成長することが知られている。渦が成長した時期の対馬暖流は南北方向に大きく流路を変化させる蛇行流にみえ、他の時期は東向きの平均流が強調された平行流にみえる (長沼, 1985)。このような蛇行流・平行流の経年変化が対馬暖流の流路パターン変化としては顕著であり、海洋生物の分散過程に大きな影響を与えていることが推測される。それ

ゆえ、現場の水産関係者からは、流路変化の将来予測を希望されるのかもしれない。対馬暖流の蛇行流を東向き一様流と惑星ロスビー波（地球回転系に存在する渦流波動）の重ね合わせと考えた数理モデルから、増加する東向き一様流の流速と西向きに伝播する性質をもつ惑星ロスビー波の伝播速度が一致したとき、東西方向の数か所において渦流の振幅が同時に増加すること（定在ロスビー波という考え方）が示される (磯田ら, 2002)。この考え方が正しければ、東向き平均流の強弱に関する将来予測をもとに、蛇行流・平行流のどちらが支配的な対馬暖流へ変化するかの予測は可能である。

日本海の十年スケール変動

先に述べたように、対馬暖流の厚さはたかだか 200 m 程度であり、黒潮（厚さ 1,000 m 程度）と比べると、非常に薄っぺらな海流である。それゆえ、冬季の海面冷却による表層混合層は対馬暖流の下部まで容易に達し、冬季の海面水温 (Sea Surface Temperature: 以下, SST と略す) は対馬暖流内部の水温を代表している。一方、夏季には海面加熱による成層が表層付近に発達するため、対馬暖流域における夏季の SST は対馬暖流内部の水温を代表できず、むしろ、その年の海面加熱量の大小に関係した水温を示す。ここで、冬季 SST が示す水温値を厳密に言い直せば、その前の夏季に成層した表層水とその下部に存在する対馬暖流水とが鉛直的に混合した水温値から、さらに、冬季の海面冷却による水温低下量を差し引いた値となる。この意味において、冬季の SST はその年を代表する大気-海洋相互作用の結果を指標した物理量とみることができ、海洋研究においては最もよく整備された時空間データである。

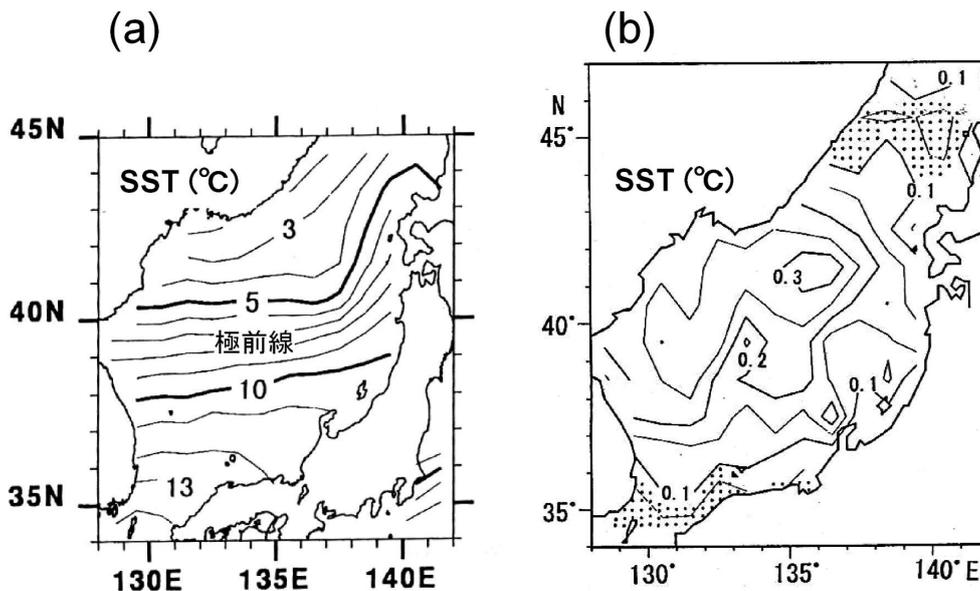


Fig. 2 Horizontal distributions of (a) the long-term mean winter SST and (b) the amplitude of winter SST with the period of 20 years (Isoda, 1999a).

冬季 (12~1月) の SST データを用いて、長期平均した SST の水平分布を Fig. 2 に示す (磯田, 1999a)。等温線の間隔の狭い領域で表現された極前線が北緯 40° 付近の緯度線に沿って認められる。似たような SST 分布パターンは毎年、同じようにみられるが、年々でわずかに異なる水温変動がある。「わずかに」という表現は、長期平均の SST 場をすっかり変化させることなく、言い換えれば、対馬暖流の基本構造を変えることなく、海洋生物に対して何らかの影響を与えるような水温変化のゆらぎはある、という意味である。50 年弱の解析期間において、冬季 SST を変動周期で大まかに分類すると、数年周期 (2~4 年周期)・6~8 年周期・15~20 年周期 (この周期帯を十年スケール変動と呼ぶ) の三つに分けられる。これらの中で、数年周期の SST 変動の振幅が最も大きく、この変動は日本海全域で卓越し、その振幅の極大域は南西側の対馬暖流側にある (ここでは図を示さない)。ところが、変動周期が長くなるにつれて、極大振幅となる海域は大きく北側へシフトする。1950 年代以降の冬季 SST に 20 年周期の正弦曲線を最小自乗法でフィッティングさせ、得られた振幅分布を Fig. 2 (b) に示す (磯田, 1999a)。この十年スケール SST 変動の振幅の極大域は、極前線よりも北側にあり、南側の対馬暖流域の変動は相対的に小さいことがわかる。対馬海峡側から対馬暖

流域へ直接供給される暖水の流入量や水温の変化だけでは、この観測結果を説明できないことが理解されよう。

SST の時空間的に整ったデータ量に比べて、海洋の内部構造を解析できる海面下の海洋データは限られる。ここでは、対馬暖流を横切る観測線断面 (Fig. 1 (a) に示した PM 線) における夏季の海洋資料 (主に、対馬暖流域の水温・塩分) を解析し、冬季 SST の十年スケール変動が示す 1970 年代の高水温期と 1980 年代の低水温期に注目した。夏季の断面データにおいて、表層付近の成層を除去すれば、海面加熱の影響が少ない対馬暖流の内部構造を捉えることができる。そこで、75 m 以深の水温・塩分値を用いて主成分解析 (直交性を仮定したモード分解) を行い、寄与率 (いずれも 30% 以上) が最も高い第 1 モードの結果を Fig. 3 に示す (磯田・是松, 1995)。左側が空間構造 (固有値), 右側が時間スコア (固有ベクトル) である。第 1 モードとして抽出された変動は、水温・塩分ともに十年スケール変動であり、対馬暖流域のほぼ断面全体において、1970 年代の海水は高水温で辛く、1980 年代の海水は低水温で甘い傾向がある。ちなみに、水温の主成分解析において、第 2 モード (寄与率 14.1%) は数年周期、第 3 モード (寄与率 11.3%) は 6~8 年周期の変動が抽出される。

実は、対馬暖流の流入口である対馬海峡付近において

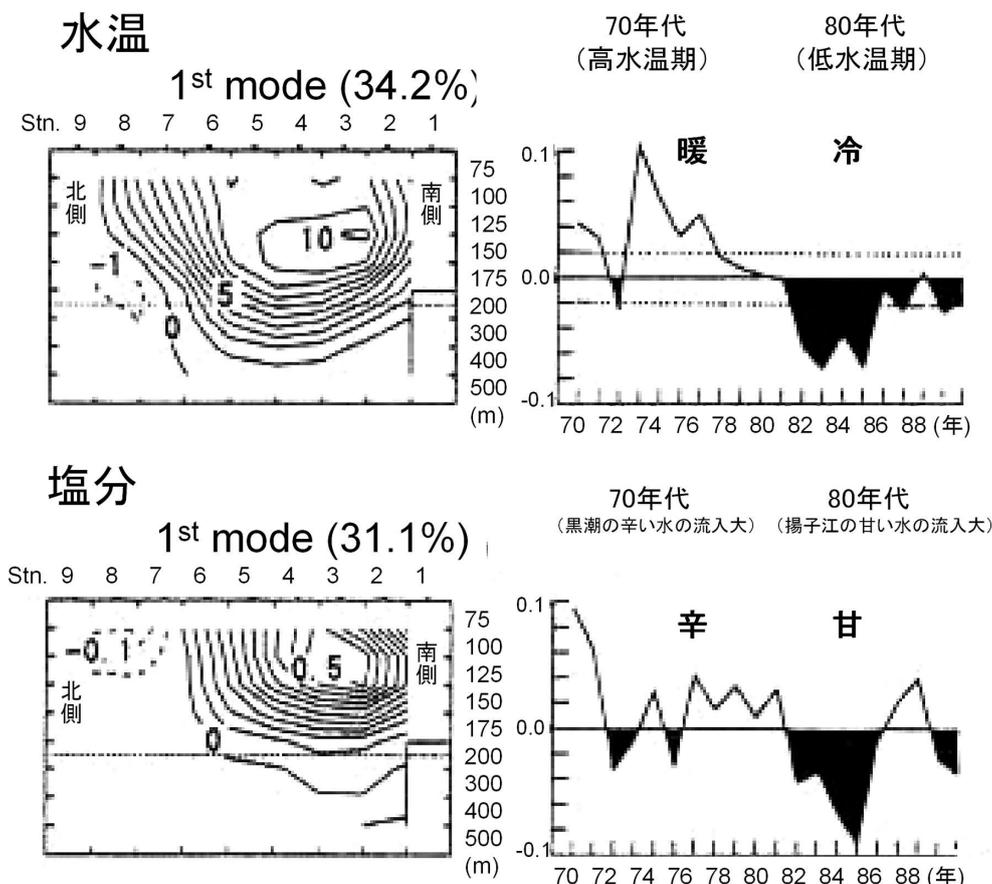


Fig. 3 Distribution maps of EOF analysis for the decadal time scale of temperature (upper panels) and salinity (lower panels) and their time coefficients (Isoda and Korematsu, 1995).

も、他の周期帯の変動に比べて十年スケール変動が卓越している。同じく夏季の海洋資料を解析し、1970年代と1980年代における水深100mと海底付近の水温水平分布をFig. 4に示す(磯田・田中, 1999)。暖水の流入口である対馬海峡付近の流れ場は、大河川の河口付近に形成されるエスチャリー循環流によく似た鉛直循環の様相を呈する。沿岸海洋学の知見によれば、河川水の流出量が大きいつき、エスチャリー循環流は強化され、底層を河口側へ戻る逆流も大きくなる。対馬海峡付近に分布する底層の冷水(底部冷水と呼ばれ、日本海の中深層を起源とする)は、海峡北側から対馬海峡内へ侵入する流れの存在を示唆している。この底部冷水の侵入は、高水温期の1970年代よりも低水温期の1980年代に顕著である。水深100mの等温線を流線としてみれば、1970年代よりも1980年代の水温水平勾配が大きくなり、暖水側を右手にみて、日本海へ流入する地衡流が大きかったことが推測される。低水温期の1980年代は高水温期の1970年代に比べて、対馬暖流の流入量が多く、強い鉛直循環流が発達していたことが示唆される。先にみたように、流入量の多い時期であった1980年代、日本海へ流入する海水は甘くなる傾向があり、揚子江を起源とした海水の割合が高かったのである。

ここで紹介した日本海の十年スケール変動を矛盾なく説明できる対馬暖流の駆動メカニズムについては後述する「海面冷却駆動流の提案」の節で提案される。提案するメカ

ニズムが日本海において働くためには、ある前提条件が必要である。その条件は、対馬暖流の北限である極前線が形成される理由を考えることで提示できる。年平均の海面熱収支において、もしも日本海が海面加熱されていたなら、日本海は水平的にも(対馬海峡からの暖水供給)鉛直的にも(海面からの熱供給)暖められてしまい、極前線は決して形成されないであろう。実は、このような心配をしなくても、夏季の海面加熱量よりも冬季の海面冷却量が常に過剰となる熱収支計算結果が得られており(Hirose et al., 1996)、日本海は年平均において必ず海面冷却となる。極前線は海面冷却という前提条件のもとで存在できるのである。それでは、なぜ、日本海は海面冷却になるのだろうか? たまたまではなく、何か必然的な理由があるはずである。そうでなければ、極前線の存在自体が危ういものとなる。極前線以北に変動の極大をもつ十年スケール変動は、安定した極前線の存在、言い換えれば、安定した海面冷却を前提に理解されるのである。

日本海が海面冷却になる理由

私の少し飛躍した回答は「日本海は海面冷却は大気-海洋間の相互作用の結果ではなく、地理的に閉じた中深層域を経由する熱輸送経路が存在するため」となる。Fig. 5は4つの箱で日本海の南北方向の水温鉛直断面を濃淡で表現

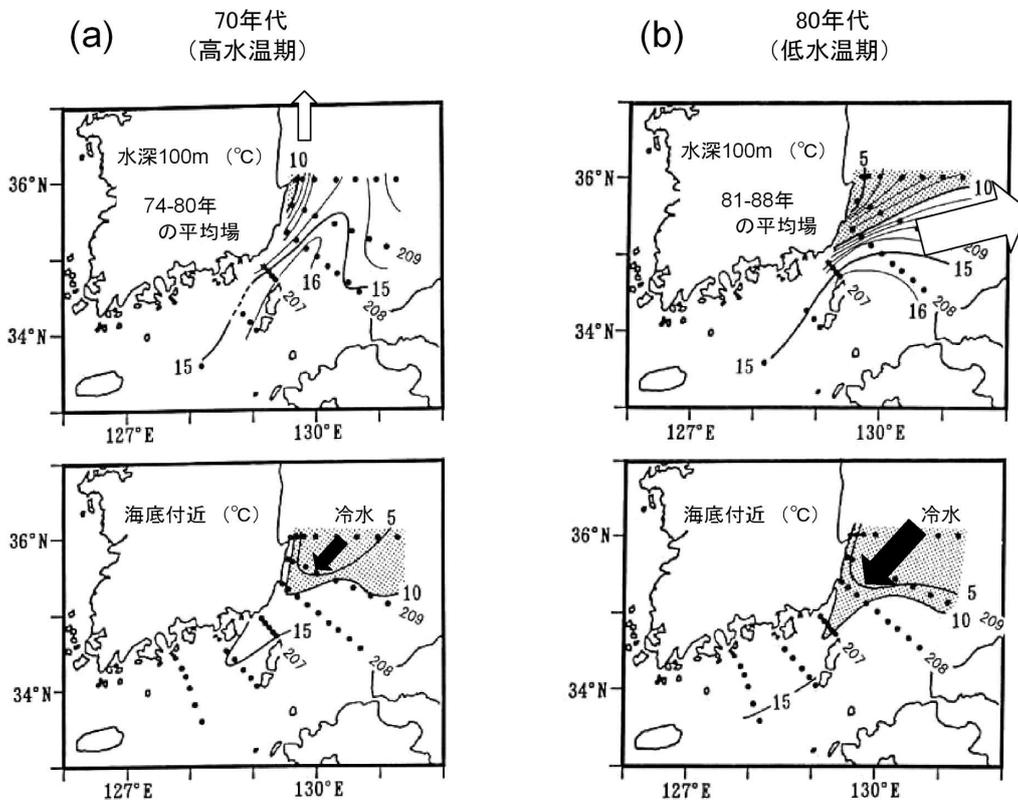


Fig. 4 Mean water temperature in August at the depths of 100 m (upper) and sea bottom (lower) during (a) 1974-1980 and (b) 1981-1988 (Isoda and Tanaka, 1999).

し、極前線が形成される条件のもとに考えられる熱輸送経路を矢印で示している (磯田, 2003)。暖水を供給する東シナ海側の水温を T_e 、南側上層の対馬暖流域の水温を T_{s1} 、その下層 (中深層) を T_{s2} 、極前線以北の上下層の水温を $T_{n1} \cdot T_{n2}$ とする。濃い色の箱ほど水温が高いことを示し、熱輸送は常に高温の箱から低温の箱へ方向である。もし、一つの箱に入る方向だけの矢印を描いた場合、その箱の水温は永遠に上昇し続けることになるので、必ず、箱に入る矢印と出る矢印が必要である。水平的な熱供給を出発点 ($T_e \rightarrow T_{s1}$) に、読者自身も水温を示す濃淡を描きながら、矢印の方向を順に決めてみて欲しい。おそらく、 T_{n2} の箱を出入りする矢印の方向に、少し迷うのではないだろうか？ Fig. 5 (私の解答) が示す重要なポイントは、日本海の中深層域が閉じているために、中深層へ輸送された熱は必ず、表層へ戻る必要があり、それは極前線よりも北側の海面冷却に繋がらなければならない、というものである。

ここでは示さないが、適当な大気条件を与え、大気-海洋相互作用を考慮した数値計算を行っても、「中深層が暖められる」という海側の調節機構によって、最終的には (対馬暖流域の T_{s1} 箱を含め) 日本海全域が海面冷却となる結果が得られる。私の解答では北側の下層 T_{n2} の箱から上層 T_{n1} の箱へ向かう熱輸送の矢印を描いている。しかし、下層が上層よりも暖かい (軽い) ことは重力的に不安定であり、北側の上下の箱は鉛直的に混合 (または対流) し易い状況にあると考えられる。すなわち、 $T_{n2} > T_{n1}$ ではなく、 $T_{n2} = T_{n1}$ になろうとする。それゆえ、矢印の方向はそのまま、どちらの箱も同じ白色 (冷たい水) で表示した。

ところで、日本海の緯度 40° 線付近に沿って東西方向に存在する水温前線は温帯域にあるにもかかわらず、昔から極前線と呼ばれている。南極や北極の海洋前線？ 読者に

は少し違和感のある名称かもしれない。そのため、日本海の極前線を亜寒帯前線と呼び換える研究者もいるが、日本海の極前線は北太平洋の亜寒帯前線とは明らかに異なる海洋構造をもつ。例えば、北太平洋の亜寒帯前線の北側 (親潮域) では黒潮から切離された巨大な暖水渦 (直径が数百 km) が常にいくつか存在しているが、対馬暖流域から極前線以北へ暖水渦が切離されることはない。親潮域の中層には中暖水と呼ばれる水温極大層が水深 $200 \sim 800$ m に存在しているが、日本海の極前線以北にはそのような層はない。日本海の深層水は日本海北部の表層で形成され、その北部海域の冬季には海面下数百~千 m にまで及ぶ鉛直的に一様な水塊が形成されることで、極前線は一年を通して明瞭な水温前線となっている。このような様子は温帯域の亜熱帯・亜寒帯前線よりも、極域の前線に非常に近い海洋構造である。海洋研究者の大先輩 (誰かは不明) が海洋構造の類似性を根拠に、温帯域にある水温前線をあえて極前線と名付けたのは正しい選択だと私は思う。なお、日本海の極前線以北で深い鉛直混合水が形成され易い理由、加えて、切離した暖水渦や水温極大層が存在しない理由は、 $T_{n2} \rightarrow T_{n1}$ の矢印で説明したように、「北部海域の表層が中深層から常に加熱される」という日本海特有の (少なくとも、北太平洋にはない) 熱輸送経路をもっているためである。

海面冷却駆動流の提案

中深層域を経由する熱輸送経路が存在する限り、日本海全域は必ず海面冷却となる。熱力学の法則によると、熱を供給する熱源 (東シナ海から供給される暖水) の温度と熱が捨てられる吸収源 (海面冷却) の温度の差から、自発的な仕事の発生が期待される。この自発的な仕事として、私は海面冷却駆動流 (Cooling Induced Current: 以下、CIC と略す) の存在を提案する。CIC は日本海の動的秩序の現れであり、この秩序を安定に維持するためには、熱の絶えざる流れ (熱輸送) が必要である。私たちは毎日食べ、排泄して生きているが、日本海も生き物と同じように、熱を食べ、排泄して海流を生み出しているのである。

始めの節において、対馬暖流を維持するためには、暖水を日本海南部に供給し続けるメカニズムが必要であり、出入り口である海峡間の圧力差がその要因の一つであることを述べた。しかし、この圧力差により外部から暖水を押し込むだけの条件では、熱の水平渦拡散によって日本海の表層全体が暖かくなり続けてしまい、東向き地衡流 (対馬暖流) の維持が難しくなる。日本海が海面冷却されることによって、暖水がいつまでも南側に偏ったまま、東向き地衡流 (CIC) が維持され、冷たい海水の上に浮かぶことが可能となる。このとき、熱は暖水側から冷たい北側へ、そして海面全体から大気側へ流れ続けている状況を思い描いておくことが大切である。先の要因が「日本海へ暖水を押し込む」のに対し、この CIC は日本海内部で生じるため、CIC の形成に伴う擾乱 (波) の伝播方向を考えれば (後述)、

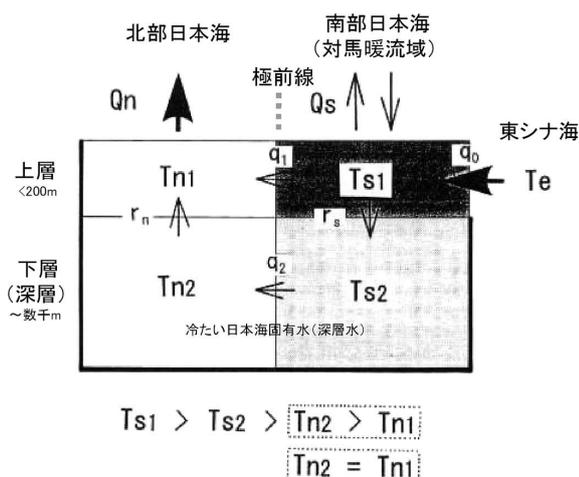


Fig. 5 Schematic diagram of the equilibrium heat transport in the 4-Box of Japan Sea type. Arrows indicate the direction of heat transport. T denotes temperature, and then the subscript [n, s] and [1, 2] indicate that the variable in equation is associated with [north, south] and [upper, lower], respectively (Isoda, 2003).

「日本海が外部の暖水を引き込む」メカニズムを提案していることになる。擬人化した表現をすれば、海面冷却される日本海は東シナ海の熱を自発的に食べることができる。これが日本海南部に暖水を供給できる、もう一つの要因である。ただし、外部から暖水を押し込む要因と内部から暖水を引き込む要因は同時に存在し、現場の海洋現象において両者を明瞭に区別することは難しい。

Fig. 6 (a) は日本海周辺の海流場を示し、Fig. 6 (b) は日本海上層を南北2個の箱モデルで表現したCICモデルの概略図である (Isoda, 1999b)。図に示した記号を用いて、南北箱の水温変化 (時間変化は d/dt で表現) に関する微分方程式として表現すると下記ようになる。

$$\frac{dT_n}{dt} = \frac{K_h \cdot (T_s - T_n) \cdot L}{l \cdot S_n} + \frac{r_u \cdot Q}{\rho \cdot H \cdot C_p} \quad (1)$$

$$\frac{dT_s}{dt} = -\frac{K_h \cdot (T_s - T_n) \cdot L}{l \cdot S_n} + \frac{Q}{\rho \cdot H \cdot C_p} + \frac{U \cdot L_s \cdot (T_e - T_s)}{S_s} \quad (2)$$

ここで、

$$U = (1 + r_u) \cdot U_g \quad (3)$$

$$U_g = \frac{g \cdot H \cdot \alpha \cdot (T_s - T_n)}{f \cdot l} \quad (4)$$

である。東シナ海、日本海の南部と北部を表現した箱の水温値をそれぞれ、 T_e ・ T_s ・ T_n の記号で表現している。なお、以下で説明しないパラメータについては、図説を参照して欲しい。(1) (2) 式の微分方程式が意味することは、各式の左辺が示す水溫 (T_s と T_n) の時間変化が右辺に示した2~3項を原因として生じる、とみて欲しい。

図と数式を見比べながら、以下にCICモデルの概略的な説明を行う。日本海北部 (T_n 箱) と対馬暖流域である南部 (T_s 箱) の境界には極前線が位置している。極前線を横切る熱輸送量は水平渦拡散で表現し、その水平拡散係数を K_h とする。南北箱間の水溫差 ($T_s - T_n > 0$) に比例した水平渦拡散項が (1) (2) 式の右辺第1項であり、常に、暖かい南部の箱から冷たい北部の箱への熱輸送となる。対馬暖流域における単位面積当たりの海面冷却量を $Q (< 0)$ とし、北部側の小さめの海面冷却量は、熱収支計算結果をもとに r_u のパラメータで調整した。これらの海面冷却項が (1) (2) 式の右辺第2項である。次に、日本海北部 (T_n 箱) の水溫に代表される冷水の上に、対馬暖流水 (T_s 箱) が浮かんでいる様子を想像して欲しい。両箱の海面水位差から生じる力、すなわち、圧力勾配力は両箱の水溫差をもとに熱膨張率 α を考慮して換算することができる。そこで、南北箱間の水溫差 ($T_s - T_n$) に比例した東向き地衡流 U (対馬暖流) が T_s 箱で生じると考え、数式で表現すると (3) (4) 式の形になる。ここで、(4) 式の U_g が東向き地衡流であるが、(3) 式の $r_u U_g$ 成分は海峡間の圧力差で生じる流入成分が r_u 割合で含まれていることを意味する。日本海内部で生じた東流 U (対馬暖流) は、東シナ海 (T_e 箱) と対馬暖流域 (T_s 箱) の水溫差 ($T_e - T_s$) の熱分量を日本海へ引き込んでいるので、水平熱輸送量は (2) 式の右辺第3項の形で表現される。このように、CICモデルでは対馬暖流の東流 U が対馬海峡からの流入量に比例すると考えている。すなわち、計算される U の変動は流入量の変動も意味し、以下の記述ではしばしば、流入量という言葉が登場する。

(1)~(4) 式を用いて定常解 ($d/dt=0$) を求めると、下記のようになる。

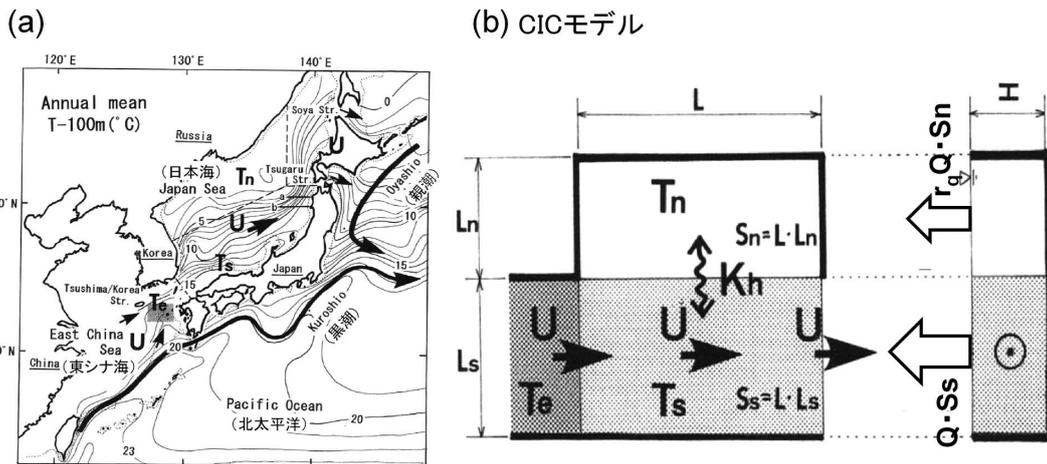


Fig. 6 (a) Annual mean thermal map at the depth of 100 m around the Japanese islands. This map also shows a schematic view of current systems. T_s and T_n : water temperature along both sides of the polar front; T_e : water temperature west of the Tsushima/Korean Strait; U : the throughflow current speed of TWC. (b) Schematic distribution of water temperature in a simple two-box model of the semi-closed Japan Sea, which has a throughflow U in the south box and a heat flux Q through the sea surface. L : transverse scale; L_n and L_s : side-wall scales of north and south boxes; $S_s = L_s \times L$ and $S_n = L_n \times L$: sea surface areas of both boxes; H : thickness of each box; l : meridional mean distance between both boxes; g : acceleration gravity; ρ : water density; f : Coriolis parameter; α : thermal expansion coefficient; C_p : specific heat (Isoda, 1999b).

$$\overline{Tn} = \overline{T_s} + \frac{\overline{Q} \cdot r_q \cdot Sn}{K} \quad (5)$$

$$\overline{T_s} = \overline{T_e} - K \cdot \frac{r_q \cdot Sn + S_s}{(1+r_u) \cdot M \cdot r_q \cdot Sn} \quad (6)$$

ここで、 $M = \frac{g \cdot H^2 \cdot \alpha \cdot L_s \cdot \rho \cdot C_p}{f \cdot l}$ 、 $K = \frac{\rho \cdot H \cdot C_p \cdot K_h \cdot L}{l}$ で

ある。この定常解は北部海域の水温 T_n が海面冷却量 Q の関数であるのに対し、南部の対馬暖流域の水温 T_s は Q の関数ではない、という興味深い関係を示す。すなわち、長周期 ($d/dt \rightarrow 0$) の海面冷却量変化に対して、極前線以北の水温は大きく変化するのに対し、対馬暖流域の水温はほとんど変化しないことを意味する。このような傾向は、冬季 SST の十年スケール変動にみられた特徴と同じである。ここで紹介したようなモデル研究は、真実を追求していく過程で、私たちの認識を進めていく上に重要な役割を果たしてくれる。もちろん、観測結果と矛盾するモデル結果が出れば、このモデルは当然捨てられるべき運命にある。さて、CIC モデルを用いた十年スケール変動の再現性はどの程度のものなのか？

CIC モデルを用いた十年スケール変動の再現

提案した CIC モデルを計算機で動作させようとするとき、海洋資料の解析からは簡単に得ることができない未知のパラメータが一つだけある。それは極前線を横切る熱輸送量を左右する水平拡散係数 K_h であり、この係数の大きさが本モデル応答の時間スケールを決める重要なパラメータとなる。ここでは、(6)式に $T_e \cdot T_s$ の年平均水温（観測値）を与えて K_h を逆算し、拡散時間 ($t_d \sim L \cdot (L_s + L_n) / K_h$) に換算すると、 $t_d = 10 \sim 20$ 年が得られる。すなわち、10~20年よりも長周期の変動であれば、CIC モデルは定常解に近い応答を示すのである。

先に紹介した日本海の十年スケール変動は、拡散時間と同程度の 10~20 年の周期帯にある。全てのパラメータを設定し、流入暖水の水温値 ($T_e = 18^\circ\text{C}$) を固定した条件のもと、海面冷却量 Q を 15 年周期で強制したときの計算結果を Fig. 7 に示す (Isoda, 1999b)。なお、 Q の平均値は観測結果から与えられるが、15 年周期の Q 振幅値（非常に小さい振幅と推定）が正確にはわからない。そこで、北部海域の水温 T_n の全振幅が 2°C （観測結果を参照）となる Q 振幅値を設定した。計算結果は、北部海域における全振幅 2°C の水温変動 T_n に対して、対馬暖流域の水温 T_s の全振幅が 0.5°C 以下の小さな変動となることを示す。海面冷却が大きな時期には、北部海域の水温 T_n だけが大きく低下するため、南北方向の水温差 ($T_s - T_n$) に比例した東向き地衡流 U （流入量に対応）が大きく増加することを示している。これは 1980 年代（低水温期）の観測結果と矛盾しない。そして、海面冷却の大きな時期においても対馬暖流域の水温 T_s が大きく低下しない理由は、このとき、CIC による暖水の引き込み量（流入量）が大きくなり、水平的な熱供給に

よる水温上昇量が海面冷却による水温低下量を抑制しているためである。さらに長周期の海面冷却量の変動を考えれば、対馬暖流域の水温 T_s の振幅はさらに零に近づき、定常解 (6) 式の結果となることが理解されよう。このモデル結果は、私たちが海洋生物と海洋環境の関係を調べようとするとき、水温変動のシグナル（十年スケール変動）が小さい場所（対馬暖流域）だからと言って、その場所の詳細をみないのは危険であることを警告している。なぜなら、水温変化としては認識できないが、海洋生物の水平輸送量

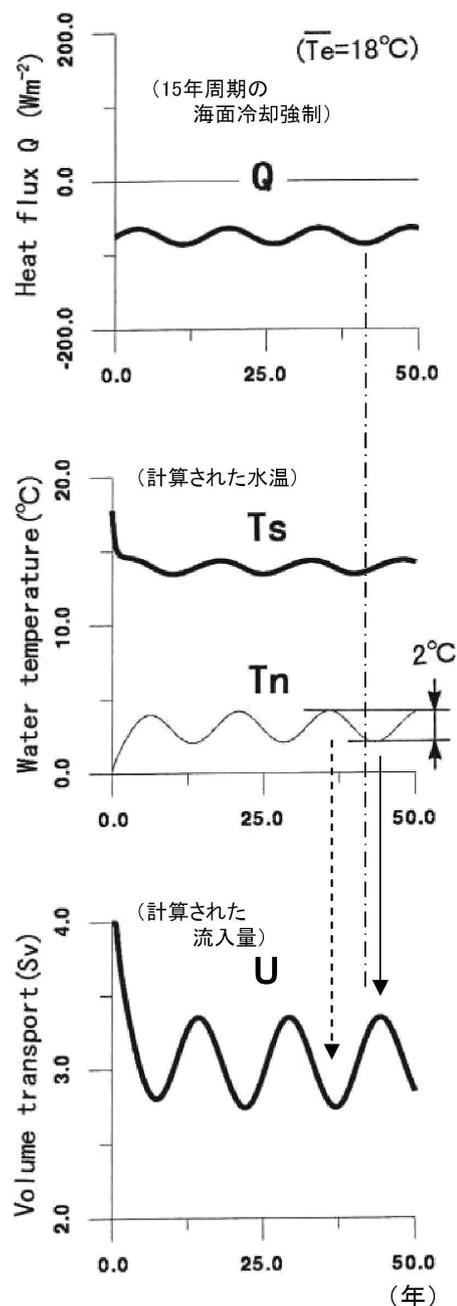


Fig. 7 The response time variations of T_s , T_n and U under periodical cooling $Q (<0)$ in the case of 15 years period and a constant $T_e = 18^\circ\text{C}$ (Isoda, 1999b).

(東シナ海から日本海への輸送量) は大きく変化しているかもしれないからである。

CIC モデルは、東向き地衡流 U が十年スケールで大きく変動することを示しているが、この変動を生じさせるためには流れの微妙な調節が必要である。この調節とは、東向き地衡流が強くなった/弱くなったという情報を日本海の外側の海へ伝え、日本海内部と外部の流れを無理なく繋げるという調節であり、その情報伝達の役割を担うのが波である。CIC モデルにはこの調節過程が考慮されていないが、想定される波をイメージしてモデルは作成されている。ある状態の地衡流から次の状態の地衡流になるまでの調節、これを地衡流調節という。それゆえ、この調節過程で発生する波は準地衡流波動 (波長は数百 km から数千 km) と呼ばれ、地球回転の影響を受けるため、波の伝播方向には大きな偏りが生じる。対馬暖流の地衡流調節において想定される波は、惑星ロスビー波 (西向き伝播)・内部ケルビン波 (沿岸を右手にみて伝播)・地形性ロスビー波 (浅瀬を右手にみて伝播) の三つである。各波の力学的性質については海洋物理学の教科書にゆずり、ここでは伝播方向だけの議論で話を進める。まず、日本海内部の海面冷却の変動によって生じた東流が強弱するという情報の伝達は、西向き伝播の惑星ロスビー波が担い、その情報はまず韓半島へ達する。この東流は韓半島の北上流に繋がり、北上流が強弱するという情報は沿岸を右手にみて伝播する内部ケルビン波が担い、南下して対馬海峡の流入流の強弱を生じさせる。ここで再び、Fig. 2 (b) に示した 20 年周期の SST 振幅分布図をみて欲しい。極前線以北に極大振幅をもつ変動領域が韓半島沖では極前線を横切り、対馬海峡付近まで大きく南下していることがわかる。このような分布の特徴は、「強い北上流ほど冷たい深層水を海面付近まで大きく湧昇させながら伝播する」という性質をもつ内部ケルビン波が韓半島沖を南下している証拠である。次に、対馬海峡から東シナ海へ伝播できる波は地形性ロスビー波である。対馬海峡で流入流が強弱するという情報は浅瀬を右手に見ながら伝播するので、対馬海峡から韓半島を時計回りに迂回し、中国本土側では反時計回りに南下して揚子江にまで至ることができる。

海面冷却の大きな時期、すなわち、暖水の引き込み量が増加するための調節時期には、揚子江起源の甘い水を多く取り込み、この水が東シナ海の北側から対馬海峡を通して日本海内部へ供給される「流れの経路」が強化されるのである。逆に、海面冷却の小さい時期はこの経路が弱まり、黒潮の高温で辛い水が対馬海峡へ押し込まれる割合が増加する。このような調節に伴う波の伝播を考えれば、大きな海面冷却によって東シナ海の「流れの経路」が強化された 1980 年代 (低水温期) において、対馬海峡からの流入量が増加し (CIC の増加)、対馬暖流水が相対的に甘い水であったことが理解される。なお、上述の波が次々に伝播する時間 (調節時間) の総計は数ヶ月以内の範囲にある。それゆえ、今考えている現象が数年周期よりも長い変動であ

れば、波の伝播による調節時間は無視できるほど小さい。例えば、調節時間の数ヶ月は 15 年 (3 年) 周期変動の約百分の一 (数十分の一) 程度となり、CIC モデルは瞬時に調節が完了するというイメージで動作するモデルとなっている。

数年周期の冬季 SST 変動は、その振幅値も大きく、日本海全域で卓越していた。同じ CIC モデルを用いて、3 年周期で海面冷却量 (十年スケールの 4 倍の変動振幅を設定) を変化させた場合、対馬暖流域と北部海域の水温 $T_s \cdot T_n$ はほぼ同位相・同振幅で大きく変化するが、水温差 ($T_s - T_n$) が小さくなるために CIC 変動の振幅はむしろ小さい、という結果が得られる。これは 3 年という周期が拡散時間 (10 ~ 20 年) よりも十分に小さいことが原因である。日本海において、数年周期の水温変動は確かに卓越しているけれども、それに同期した対馬暖流の変化 (生物輸送量の変化) はあまり期待できない、と私は推測する。

地球温暖化による対馬暖流変化の予測

日本海の十年スケール変動の様子をうまく再現できた CIC モデルを用いて、その強制周期をどんどん長くしていけば、地球温暖化に伴う将来予測も可能となる。さらに、地球温暖化がほぼ直線的なゆっくりとした変動であれば ($d/dt \rightarrow 0$)、(5) (6) 式に示した定常解をそのまま予測に利用できる。この定常解において、地球温暖化の影響を表現できるパラメータは二つある。一つは東シナ海の水温 T_e 、もう一つは海面冷却量 Q である。まず、これらのパラメータを独立に変化させ、それぞれケース (a) (b) として、その将来予測を模式的に Fig. 8 に示した。

ケース (a) は「流入水温の上昇」、すなわち、揚子江からの河川水もしくは黒潮水の水温が地球温暖化の影響によって上昇し、それらの混合水 (T_e の強制的な上昇) が日本海へ流入することを想定している。このケースでは、日本海の南北海域の水温 $T_s \cdot T_n$ のどちらもが流入水温 T_e の上昇量と同じ率で上昇するため、その水温差 ($T_s - T_n$) は一定のままとなり、暖水の流入量 U (対馬暖流) には変化がない、となる (Fig. 8 (a))。

ケース (b) は「寒い冬の年が減る」、すなわち、地球温暖化の影響 (例えば、年平均気温の上昇) によって大気側を主な原因とした海面冷却量の減少 ($Q < 0$ の強制的な減少) が起こることを想定している。このケースでは、極前線以北の水温 T_n だけが上昇し、暖水の流入量 U が減少するために、対馬暖流域の水温 T_s の変化はない、となる (Fig. 8 (b))。ただし、大気側を原因とした海面冷却量が次第に零となり、深層への表層冷却水の沈降が消滅する、と予測するのは少し単純過ぎると思う。海面冷却量の減り始めの時期は、深層への沈降量はおそらく減少するであろう。実際に、日本海の深層水はわずかながらも上昇しているという報告があり、現在はまさにそのような状況にあるのかもしれない。しかし、海面冷却量が減少する間にも、閉じた中深層

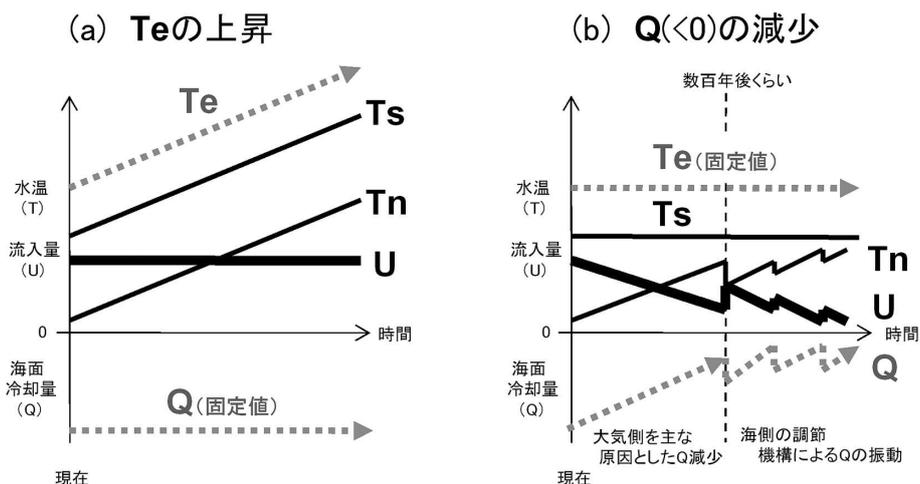


Fig. 8 Predicted changes in the TWC (i.e., T_s , T_n and U) caused by global warming in the cases of (a) the linear increase in T_e and (b) the linear decrease in $Q (<0)$.

域の水温は上昇を続け、比較的暖かい表層冷却水でも中深層へ沈み込める状態に変化していくはずである。私は海側の調節機構（暖かい中深層水の形成）によって、中深層を経由する熱輸送経路は比較的長期に渡って維持される、と考える。すなわち、寒い冬の年が減っても、海面冷却量がどこかで増加に転じ（ $Q < 0$ の増加）、深層水と表層水との海水混合が一時的に活発となるために、極前線以北の水温 T_n が下降して、流入量 U が増加する時期もあることが期待される (Fig. 8 (b))。おそらく、このような T_n の上昇下降を何度か繰り返しながら（自励振動の発生）、 $T_n = T_s$ となってしまったとき、対馬暖流は停止 ($U = 0$) するであろう。海面冷却量が最初に増加に転じる時期であるが、現在の深層水の年齢（百年程度）を深層水と表層水の海水交換時間の目安とすれば、数百年後くらいと予想する。

私は過去 100 年を含め、今後 100 年くらいは、上述した両ケースの中間的な状態で説明・予測されると考える。過去 100 年間の SST 資料解析は気象庁によって行われ、日本近海を 13 海域に区分し、100 年間の SST の線形トレンド量（直線的な SST の上昇・下降）を見積もっている（気象庁ホームページ http://www.data.kishou.go.jp/kaiyou/shindan/a_1/japan_warm/japan_warm.html を参照）。統計的に有意と認められる線形トレンドは、海面冷却により鉛直混合が発達した冬季 SST にみられる。日本近海で最も大きな SST 上昇量を示した海域は、十年スケールの SST 変動とほぼ同じ場所、日本海の極前線以北の $+2.4^{\circ}\text{C}/100$ 年であった。日本海南部の対馬暖流域は $+1.6^{\circ}\text{C}/100$ 年であり、これは黒潮域と同程度の上昇量であった。ちなみに、日本近海で SST 下降を示す海域は全くない。対馬暖流域 (T_s) と黒潮域 (T_e に対応) が同程度の水温上昇を示すことは、ケース (a) の特徴である。日本海北部海域の水温上昇 (T_n) が南部の対馬暖流域の水温上昇 (T_s) よりも大きいことは、ケース (b) の特徴である。よって、両ケースを合わせて解釈すると、北太平洋側から高温化する海水流入 (T_e) に

より、日本海表層全域 (T_s と T_n) は上昇するが、同時に、海面冷却量の減少によって対馬暖流域の水温 (T_s) に比して、極前線以北の水温 (T_n) 上昇がさらに大きく、その結果、対馬暖流の流入量 (U) は低下する、というシナリオが描ける。少なくとも、このシナリオは過去 100 年の水温トレンドの地理的相違をうまく説明できる。流入水の水温上昇と大気側を原因とした海面冷却量の減少が今後 100 年間においても維持されるのであれば、同じシナリオが続くであろう。また、予測された対馬暖流の流入量の低下は、東向き平均流速の減少となる。蛇行流の発達（渦流の振幅増加）は東向き一様流の増加時に発生することから、東向き平均流の減少が継続するならば、小さな空間スケールの暖水渦（発達しない惑星ロスビー波）の西方伝播だけが支配的となり、ほとんど蛇行しない対馬暖流へと変化していくことが予測される。

以上が、何らかの根拠をもとに（CIC が維持されるという前提のもとに）、私が提示できる海流変化の予測である。最後に、これまで考慮しなかった塩分の影響を考え、日本海にとっての最悪なシナリオを提示して終わりたい。それは、地球温暖化による気温や水温の上昇と同期して、もしも降水量が増加したならば……、というシナリオである（現在、そうなっているという証拠はない）。どの程度の降水量かといえば、日本海表層が低塩分水（非常に軽い水）で覆われてしまい、海面冷却による深層への海水沈降が完全に停止するくらいの量である。このような状態になると、深層を経由する熱輸送経路が消滅するために、日本海が海面冷却となる保障がなくなり、それゆえ、極前線の形成が不安定になり、CIC が維持できない日本海となる。実は、これに似たシナリオをずっと昔の日本海はすでに経験している。「ずっと昔」とは 1.7 万～2.7 万年前、寒い氷期の終わり頃の時代である。海底堆積物による古環境の復元研究から、この時代は東シナ海の低塩分水が日本海表層に多量に蓄積したことが原因で、海水の上下混合が大きく抑制

され、深層水が無酸素化し、海底の生物は硫化水素の発生により死滅したことが推測されている (大場, 1999)。自然の摂理でこのような日本海になるのは諦めもつくが、人類による地球温暖化が原因ならば悲しいことである。

参 考 文 献

- 檜垣直幸・磯田 豊・磯貝安洋・矢幅 寛 (2008) 北海道西岸沖における水系分布と流れパターンの季節変化. *海の研究*, **17**, 223-240.
- Hirose, N., Kim, H. and Yoon, J.H. (1996) Heat budget in the Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **52**, 553-574.
- Isoda, Y. (1994) Warm eddy movements in the eastern Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **50**, 1-15.
- 磯田 豊 (1999a) 日本海における冬季海面水温の6～8年スケール変動. *海と空*, **74**, 156-164.
- Isoda, Y. (1999b) Cooling-induced current in the upper ocean of the Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **55**, 585-596.
- 磯田 豊 (2003) 熱輸送経路からみた日本海の深層水と極前線. *海の研究*, **12**, 69-84.
- 磯田 豊・是松弘志 (1995) 対馬暖流域における水温・塩分・溶存酸素の鉛直断面分布の経年変化. *海と空*, **71**, 47-57.
- Isoda, Y. and Saitoh, S. (1993) The northward intruding eddy along the east coast of Korea. *J. Oceanogr.*, **49**, 443-458.
- 磯田 豊・田中希美子 (1999) 対馬/韓国海峡周辺における対馬暖流分岐の経年変化. *海と空*, **75**, 71-79.
- 磯田 豊・伊藤綾子・中田聡史 (2002) 対馬暖流の輸送量と流路変動. *月刊海洋号外*, **31**, 22-33.
- 長沼光亮 (1985) 日本海における漁況と海況. *海と空*, **60**, 89-103.
- 大場忠道 (1999) 海は語る—海底堆積物による古環境の復元. *水の惑星と私たち*. 北海道大学