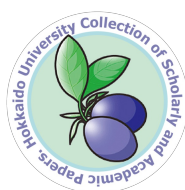




HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	海水-海洋境界層における乱流混合と熱塩バランスについて
Author(s)	川口, 悠介; Kawaguchi, Yusuke
Citation	低温科学, 82, 57-68
Issue Date	2024-03-29
DOI	https://doi.org/10.14943/lowtemsci.82.57
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/91846
Type	departmental bulletin paper
File Information	05_p057-068_LT82.pdf



海水-海洋境界層における乱流混合と 熱塩バランスについて

川口 悠介¹⁾

2023 年 11 月 22 日受付, 2023 年 12 月 18 日受理

本研究は、海水-海洋境界層における乱流による熱塩輸送と海水の成長・融解について、北極海中央海盆域で現地調査を実施した。この観測では、海水とともに砕氷船を漂流させながら海水直下の観測を継続的に行い、海水運動による境界層内の水温、塩分の時空間構造、および、乱流混合に関する知見を得た。多層式流向流速計を用いた調査では、水平流速が深さとともに時計回りに回転するエクマン螺旋の構造を捉えた。乱流エネルギー（TKE）の生成項を計算し、乱流計により得られたTKEの散逸率と比較すると、TKEの生成項と散逸項が混合層上部で均衡する結果を得た。一方、混合層下部ではTKEの散逸項が生産項を大きく上回っており、海水の慣性振動による海洋上層での内部重力波の発生が要因として考えられる。

Turbulent mixing and heat/salt balance in the ice-ocean boundary layer

Yusuke Kawaguchi¹

We conducted on-site investigations in the central Arctic Ocean about turbulent mixing and heat and salt transport in the sea ice-ocean boundary layer, related to the growth and melting of sea ice. During these observations, continuous measurements were performed beneath the sea ice while drifting with the icebreaker, RV Polarstern, providing insights into the spatiotemporal structure of water temperature, salinity, and turbulent mixing in the boundary layer associated with the periodic sea ice drift. Using an acoustic Doppler current profiler, the survey clearly captured the Ekman spiral in horizontal currents which rotate clockwise with the depth. The direct measurement of microscale current shear was conducted to estimate the production and dissipation terms of turbulent kinetic energy in the mixed layer. In its upper part, the two terms were well balanced. Meanwhile, in the lower part, the dissipation term significantly exceeded the production term, attributing to the near-inertial internal waves generated by the inertial oscillations of sea ice.

キーワード：海水-海洋境界層, 乱流混合, エクマン螺旋, 浮力フラックス, 北極海

Ice-ocean boundary layer, turbulent mixing, Ekman spiral, buoyancy flux, Arctic Ocean

1. はじめに

北極海や南極海を中心とした極域海洋において、海水の存在は大气と海洋の直接的な物理量の交換を遮断する重要

な役割を果たしている。近年、地球温暖化に伴う海水量の減少によって、その境界面における遮断効果が季節的に領域的に弱体化の傾向にある (Kawaguchi et al. 2016; 2019)。北極海を例にとれば、北米大陸の沖合の領域を中心 (西経

連絡先

川口 悠介

東京大学 大気海洋研究所

〒 277-0822 千葉県柏市柏の葉 5-1-5

Tel: 046-7136-9484

Email: ykawaguchi@aori.u-tokyo.ac.jp

1) 東京大学 大気海洋研究所

Atmosphere and Ocean Research Institute, The University of Tokyo, Kashiwa, Japan

が正の領域)に夏期の融解期には海水が一時的に完全に失われる状態にある。北極点やグリーンランド北部の領域では、多年氷の割合が比較的多いために1年間を通して海水に覆われた状態を継続している (Kawaguchi et al. 2012)。しかしながら、今後、地球温暖化の進行とともに、極点に近い高緯度海域においても多年氷の割合が減少し、もしくは、全体的に海水厚が縮小することによって、西部北極海と同様に季節海水域に変貌する可能性も否定できない (Vivier et al. 2016)。

北極海における海水厚の増減は、力学的、熱力学的な要素によって決定される。熱力学的な要素としては、海水周りの熱収支の不均衡が積み重なることで起こる氷盤の厚さの変化である。力学的な要素としては、観察する領域内に流入する海水と領域外に流出する海水の体積の不均衡によるもの、もしくは、流動場の変形(収束・発散・剪断)に伴う影響(収束場では氷脈化、発散場では開放水面の露出が発生)が考えられる。流動場の変形に伴う氷厚の変化は、局所的な現象であり、十分に広い領域を考えた場合、体積の保存則からその影響は無視する事ができる (Leppäranta, 2005)。領域外への流出に関しては、北極海は北大西洋につながるフラム海峡を通した南方への海水輸送が考えられる。トランスポーラードリフト海流 (TPD) と呼ばれる海洋表層の流れに伴う海水の流出である (Rudels et al. 1996; Dickson et al. 2007)。TPDによる海水輸送における長期的変動が北極海内部の海水量に影響を与える可能性も否定できないが、1980年代以降に見られる海水面積における一様な減少トレンドとの完全な一致は確認されていない (Sumata et al. 2022)。

一般に、海水と海洋の境界面における熱バランスは以下の式で表される:

$$\langle w'T' \rangle_0 = w_0 Q_L + \dot{q} \quad (1)$$

ここで、 $\langle w'T' \rangle_0$ が海洋からの乱流熱フラックスである。添字0, w はそれぞれ海水と海洋の境界面、および、海洋混合層の平均値を示す。プライム (') は変動場を示す。右辺第1項は相変化による潜熱で、 w_0 が海水底面の成長率、 Q_L が単位体積あたりの融解熱を表す。第2項 ($\dot{q}$) は海水内部を通過する熱伝導フラックスで、海水の鉛直方向の温度勾配から求める (e.g. Untersteiner, 1961; Vivier et al. 2016) :

$$\dot{q} = -K_i \frac{dT_i}{dz} / \rho_w C_p \quad (2)$$

T_i が海水内の温度、 K_i が海水の熱伝導係数、 ρ_w が海水の密度、 C_p が海水の比熱である。乱流熱フラックスの直接的な計測は、鉛直流速と水温の変動場に関して、乱流渦の影響半径内で同時に観測し、共分散を計測する手法 (いわゆる、“渦相関”) がもっとも信頼性が高い (Shirasawa & Ingram, 1997) ¹⁾。しかしながら、複数のセンサーを用いて、低温下の海水中で高頻度かつ高精度の観測を実現するには多くの経験と設備が必要となる。そのため、海水成長・融解の熱バランスを扱う研究の多くが、乱流フラックスを簡易的にモデル化したバルク式を採用している (McPhee & Martinson, 1994; Kawaguchi et al. 2012) :

$$\langle w'T' \rangle_0 = \alpha_h (T_w - T_0) u_0^* \quad (3)$$

ここで、 α_h は熱交換係数、 T_0 は境界面の温度、 T_w は海洋混合層の平均水温である。 u_0^* は、境界面における摩擦速度で、中立成層下の大気境界層と同様な手法を用いて陰方程式を数値的に解くことで解を得る (McPhee, 2008) :

$$\frac{u_i}{u_0^*} = \frac{1}{\kappa} \left(\log \frac{u_0^*}{f z_0} - A + iB \right) \quad (4)$$

A と B は定数であり、過去の北極海の観測より得られた数値を代入している ($A = 2.3$; $B = 2.1$)。 U_i は海水の漂流速度、 f はコリオリ周波数、 z_0 は海水底面の粗度、 κ はカルマン定数(0.4)である。

本研究では、北極海中央海盆域における海水-海洋境界層における海水の混合と海水底面での熱塩バランスの観点から、北極海の海水変動について詳しい考察を行う。本稿の内容は、すでにアメリカ地球物理学連合 (American Geophysical Union) の Journal of Geophysical Research Oceans から既に出版された論文 (Kawaguchi et al. 2022) をもとに、一部の図・表を刷新し、また海洋物理学的に新たな解釈を交えながらレビューするものである。

2. 観測手法とデータ

本研究で用いたデータは、ドイツのアルフレッド・ウェゲナー海洋研究所が中心となり、2019年10月から2020年9月に行われた MOSAiC (Multi-disciplinary drifting Observatory for the Study of Arctic Climate) 観測キャンペーンの第5レグにおいて取得された。この期間、海水

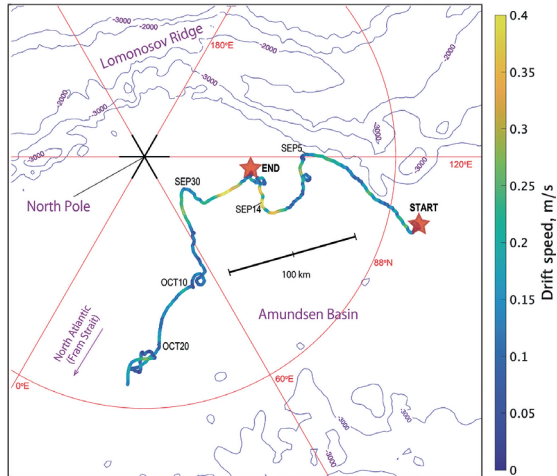


図1：北極海の観測領域と漂流の軌跡。色は漂流速度，星印はMOSAIC第5レグの開始と終了の地点を示す。

Figure 1: Observation Area and Drift Trajectory in the Arctic Ocean. Colors indicate drift speed, and star symbols indicate the starting and ending points of MOSAiC Leg 5.

上に設置した観測ステーションは北極点からほど近い領域（北緯88–89度，東経100–120度）を漂流していた（図1）。MOSAICは，砕氷船であるポーラシュテルン号を連結することで，海水の漂流とともに移動しながら，同一の海水に関してラングランジェ的な観測を行っている。本研究では，海水周辺の熱収支を取得するために，海水，海洋，大気熱量や流動に関して，漂流の軌跡上で反復的な計測を実施した。

海水下の境界層における乱流混合に関する物理特性を把握するために，我々のチームではMSS（Sea & Sun Ltd.）と呼ばれる自由落下型の乱流計を用いて，水温（ T ）・塩分（ S ）の取得とともに海水下の流速シアに対する微細構造の観測を行なった（Rabe et al. 2022）。MSSでは，センサーを水中に自由落下させることで流速の鉛直方向のシアを計測する。MSSデータの解析に際して，約5 mから400 mの深度帯を抽出し，外れ値の下処理を施した上で，鉛直1 mの解像度に線形補間している。流速の鉛直シアから乱流エネルギー散逸率（ ε ）を計算する方法は，Schultz et al. (2022) およびKawaguchi et al. (2014)を参照されたい。

観測ステーションが置かれている氷盤に対する剪断や回転などの変形に関する情報を得るために，一辺が約50–100 mの距離になるように3個のGPS装置（Marlin-Yug Ltd.）を氷盤上に配置した（図2）。GPSによる位置測定は10分ごとに行われ，イリジウム通信によりリアルタイムデータ

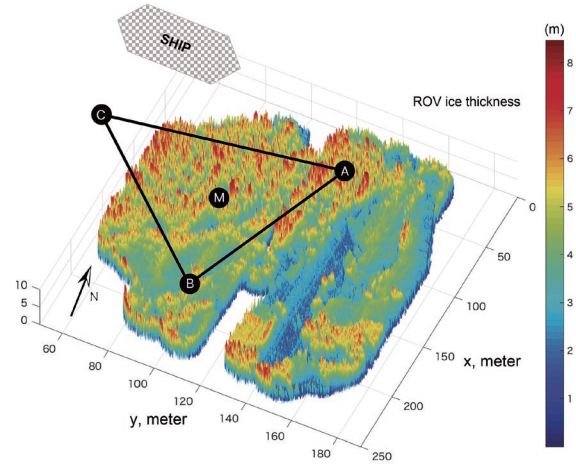


図2：ROVによる海水のドラフト高の分布と観測機器の配置。A, B, CはGPS, MはADCPの設置位置を示す。SHIPはポーラシュテルン号の停泊位置。

Figure 2: Horizontal distribution of sea-ice draft detected by ROV and the arrangement of observation instruments. A, B, C denote the positions of GPS, while M indicates the placement of ADCP. SHIP represents the mooring location of RV Polarstern.

を発信するように設定した。海洋の流速に関しては，多層型の流向・流速計（Acoustic Doppler Current Profiler = ADCP）を用いた観測を行なっている（図2の”M”）。ADCPによる観測では，400 kHz AquaDopp（Nortek）を用いて，海水下の約1 mの深度に設置された。水平・鉛直方向の流向・流速について，鉛直2 mの解像度で，表層2 mから約60 mの深さまで1時間の時間分解能で観測が続いている。海洋の水平流速の解析にあたり，氷盤に相対的な座標系（ X, Y ）から地球に固定された座標系（ E, N ）への変換処理を行なっている。

$$\mathbf{U}_w(z) = \begin{pmatrix} \cos \theta_0 & -\sin \theta_0 \\ \sin \theta_0 & \cos \theta_0 \end{pmatrix} \mathbf{U}_{w,xy}(z) + \mathbf{U}_i \quad (5)$$

ここで， $\mathbf{U}_{w,xy}$ は X, Y 座標で取得されたADCPの生の流速， $\mathbf{U}_w$, $\mathbf{U}_i$ は対地座標に変換された海洋の流速と海水の漂流速度を示す。気象に関する変数は，海水上に設置された気象タワーから得られた高さ10 mでの気温や風向・風速を利用している（Cox et al. 2021）。MSS・ADCP・GPSデータは一般に公開されている（Schulz et al. 2020; Kawaguchi et al. 2021a, b）。

図2に，ROV（Remotely Operated Vehicle）による海水底面の凹凸分布を示す。海水の厚さが均一ではなく，特にADCPが設置された位置（M）の領域で氷脈による海水底面の凹凸が確認される。

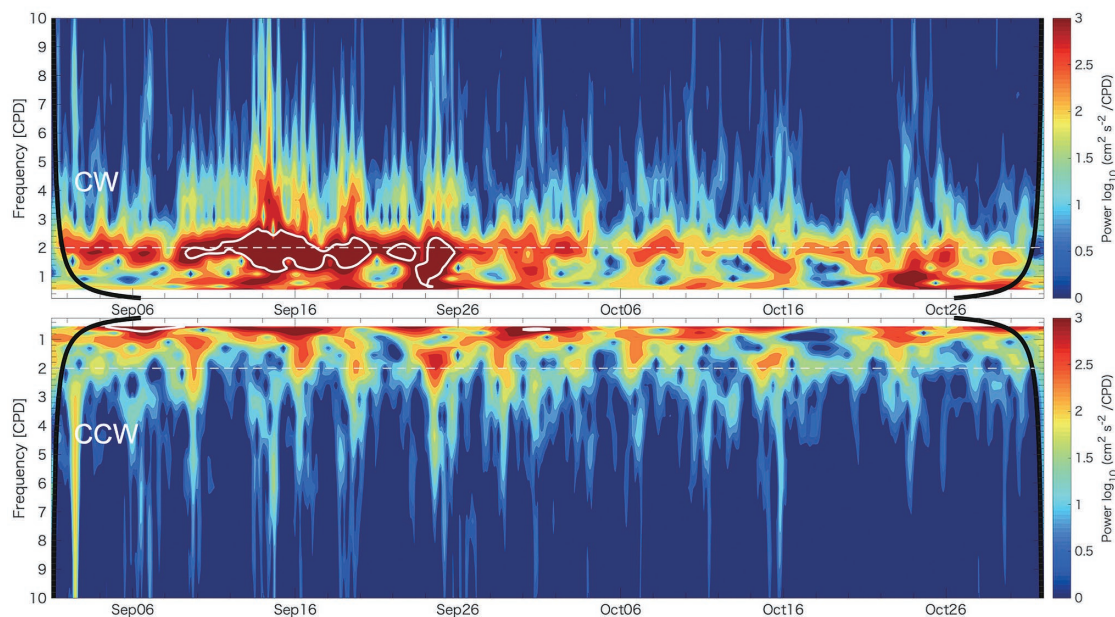


図3：海水の漂流速度に関するウェーブレット解析。時計回り (clockwise = CW) と反時計回り (counterclockwise = CCW) に分離。太い白線は95%の信頼限界，黒線は境界値の影響範囲 (cone of influence) を示す。白色の水平な点線は観測緯度帯における慣性周期 (2.0 cycle per day)。

Figure 3: Wavelet analysis of sea-ice drift speed with separation into clockwise (CW) and counterclockwise (CCW) components. Thick white lines represent the 95% confidence limits, while black lines indicate the boundary of the cone of influence. The white horizontal dashed lines represent the inertial period (2.0 cycles per day) in the observed latitudes.

3. 結果

3.1. 海水運動と慣性振動

GPSブイの漂流の軌跡から，海水が時計回りの弧を描きながら北北東の方向に移動していた (図1)。GPSによる位置情報のデータを時間差分し，海水速度を算出すると一定周期の振動が検出される。その周期は約12.0時間が突出しており，海水の漂流が慣性振動によって支配されていたことが窺える (図3)。観測が行われた融解の期間は，海水間の摩擦や衝突による漂流速度の鈍化が小さく，自由漂流に近い状態にあった。氷上の気象ステーションで得られた風速の大きさと比較すると，海水の漂流速度は風速に対して2.3%の強さの範囲にある。これは，過去の観測とも整合的である (Zubov, 1945)。季節を跨いだより長期的な時間スケールで見ると，融解期における半日周期の海水の慣性振動による挙動は結氷期以降でその振幅が著しく低下している。これは，融解期には氷同士の接触頻度が減少することで運動エネルギーの消耗が抑えられることを意味する (Leppäranta, 2005)。

3.2. 海水下の流れ：エクマン螺旋

ADCPによる海水下の流れを見ると，海水運動と同様に，

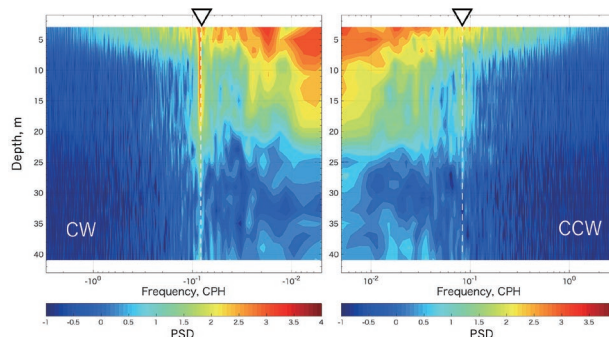


図4：ADCPの水平流速に対する鉛直軸周りの回転スペクトル。左が時間に対して時計回り (CW)，右が反時計回り (CCW)。白色の点線は観測緯度帯におけるコリオリ周波数。

Figure 4: Rotation spectrum around the vertical axis for horizontal current velocity measured by ADCP. The left-side panel corresponds to clockwise (CW) rotation with respect to time, while the right-side corresponds to counterclockwise (CCW) rotation. The white dashed lines represent the Coriolis frequency in the observed latitudes.

時計回りの半日周期の振動が顕著である (図4)。上層40 mまでの深度で観測された水平2次元の流速に対して回転スペクトルを計算した結果，海水に近いごく表層 (約7 m) を除き，最大で23 m程度まで時計回りの慣性周期に極大が確認できる。これは，海水と海水の速度差によって励起された海洋混合層内での慣性振動と考えられる。海水の慣性

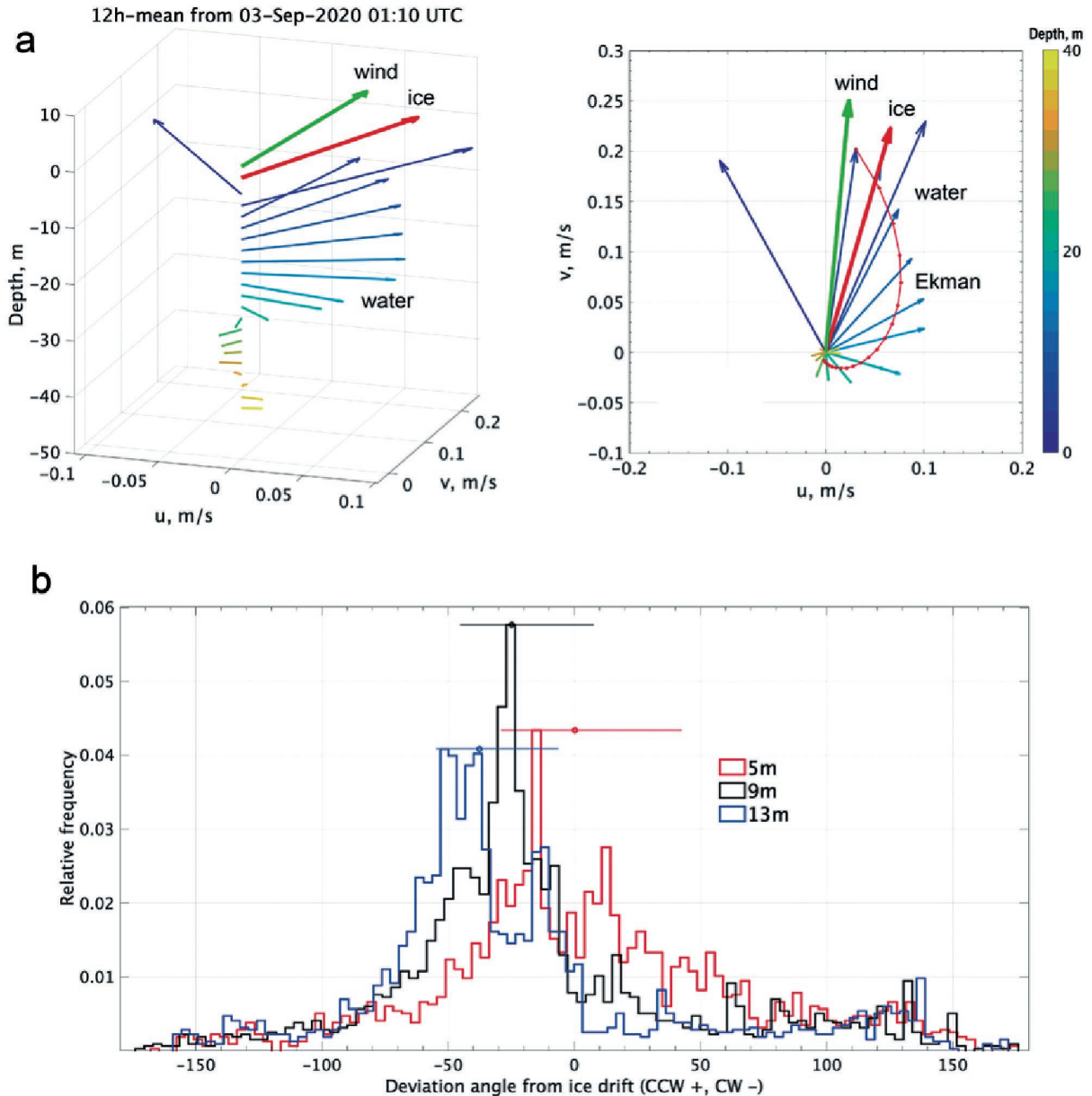


図5：(a) 水平流速のエクマン螺旋構造（9月3日1:10～12:10世界標準時の平均）。(b)各深度における海水漂流速度からの回転角度の頻度分布。反時計回りを正とする。(a)において、左・右図はそれぞれ3次元、2次元空間上の水平流速の分布を示す。(a)右図で、赤線は、境界層理論から推測されるエクマン螺旋の軌跡。(b)は、MOSAic第5レグ（9月2日から9月19日）に得られたADCP流速より計算。詳細はKawaguchi et al. (2022)を参照。

Figure 5: Ekman spiral structure of horizontal flow velocity (averaged from 1:10 to 12:10 UTC on September 3). In (a), the left and right panels respectively show the distribution of horizontal currents in 3D and 2D space. In the right panel of (a), the red line represents the trajectory of the Ekman spiral inferred from the boundary layer theory. (b) Frequency distribution of rotational angles from sea-ice drift at each depth. The CCW is set to be positive. Panel (b) is calculated from ADCP velocity obtained during MOSAic Leg 5 (September 2 to September 19). For further details, refer to Kawaguchi et al. (2022).

振動は、海洋混合層内の慣性振動を共鳴によってより強化させる。Kawaguchi et al. (2022) では、混合層内の慣性振動に対する診断モデルを計算することで、海面応力の特定の振動が引き起こす影響についてより深い議論を行なっている。

海水下の境界層で観測された水平流速に関して、その鉛直的な構造を詳しく見ていく（図5）。ここでは、海洋流速

と同様、対地座標に変換された海水と表層風速（10 m高度）の水平成分を参照する。ここで解析に用いた流速は混合層内の平均流速を除去してあることに注意してほしい（詳しくはKawaguchi et al. 2022を参照）。海上風が穏やかでゆっくりと変化する期間の限定ではあるものの、海洋上層部の流速場に明瞭な螺旋状の構造を見る事ができる。流速のベクトルは深さに応じて時計回りに回転し、流速の大きさは

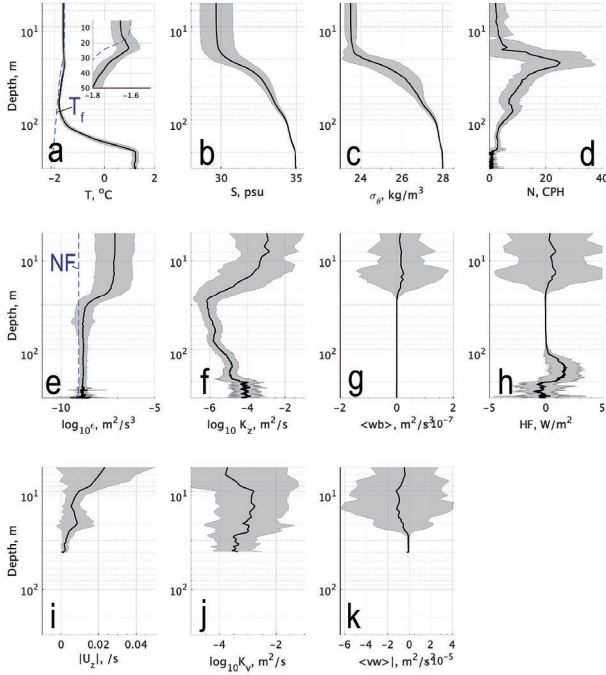


図6：MSSで得られた乱流混合に関する変数の鉛直プロファイル：(a)水温 T ，(b)塩分 S ，(c) ポテンシャル密度アノマリ σ_θ ，(d) 浮力振動数 N ，(e) 乱流エネルギー消散率 ε ，(f) 渦拡散係数 K_z ，(g) 浮力フラックス $\langle w'b' \rangle$ ，(h) 熱フラックス $HF = \rho_w C_p \langle w'T' \rangle$ ，(i) 水平流の鉛直シア $[\partial U_w / \partial z]$ ，(j) 渦粘性係数 K_v ，(k) 運動量フラックス $\langle u'w' \rangle$ 。黒の太線は中央値を，灰色の陰影は四分位範囲を示す。(e)の青の点線は計測機器の観測限界(電気ノイズ)の値を示す。

Figure 6: Vertical profiles of variables related to turbulent mixing obtained by a turbulent instrument, MSS: (a) water temperature (T), (b) salinity (S), (c) potential density anomaly (σ_θ), (d) buoyancy frequency (N), (e) turbulent kinetic energy dissipation rate (ε), (f) eddy diffusivity (K_z), (g) buoyancy flux $\langle w'b' \rangle$, (h) heat flux ($HF = \rho_w C_p \langle w'T' \rangle$), (i) vertical shear of horizontal flow $[\partial U_w / \partial z]$, (j) eddy viscosity (K_v), (k) momentum flux $\langle u'w' \rangle$. The thick black lines represent the median, and the gray shading indicates the interquartile range. The blue dashed line in (e) represents the observation limit (electrical noise) of the measuring instrument.

深度とともに減少している。エクマン境界層の理論の観点から，観測で得られた螺旋状の水平流速に対する最適値を探索すると，その深度は約11.7 mであった(図5a)。エクマン層の厚さは渦粘性係数(K_v)を用いて定式化されるのが一般的である(McPhee, 2008)。

$$\delta_E = \sqrt{\frac{2K_v}{f}} \quad (6)$$

観測されたエクマン層の深度(11.7 m)に対する粘性係数は， $K_v = 1.2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ と見積もられる。同じ期間に得られた6個のMSSデータの平均として得られる粘性係数の値は

$K_v = 1.3 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ であり，粘性境界層の理論(式6)とほぼ一致している。

ADCPによる連続的な深度における回転角の知見は，海水—海洋結合モデルなどの大型シミュレーションにおける定数として重要な情報となる(Leppäranta, 2005)。ADCPで得られた各深度での水平流速について，海水運動に対する角度差を統計的に整理した(図5)。5, 9, 15 mの各深度における中央値はどれも時計回りの回転を示しており，それぞれ，15, 35, 42°という結果であった。

3.3. 海洋境界層における乱流混合

MSSの観測から海洋上層での海水の乱流混合に関する定量的な知見が得られた(図6)。水温・塩分の鉛直分布から，海面から深度が約70 mまで1°Cを下回る低温な海水が海洋上層部を占めている(図6a)。塩分と水温から導かれるポテンシャル密度アノマリ(σ_θ)の鉛直分布を見ると，この低温層が約20 mの深度で鉛直的に分断されていることがわかる(図6c)。密度成層の強さを示す浮力振動数(N)を見ると，この深度は，混合層下端の密度躍層に対応している(図6d)。ここでは，北極海の過去の観測事例に従い， σ_θ が海面から0.125 kg m^{-3} 増加する深度を混合層厚(D_{ML})と定義する(Toole et al. 2012)。その結果，観測期間全体で D_{ML} は約18.4 mと算出される。

次にMSSの微細な流速シアから計算される乱流エネルギー消散率(ε)の鉛直分布を見ていく(図6e)。 ε は，海面から混合層下端の深さまでほぼ一様な構造を持つ。MSSから得られる水温・塩分の値と，前出の ε の見積もりを組み合わせて渦拡散係数(K_z)を計算する(図6f)：

$$K_z = \frac{\Gamma \varepsilon}{N^2} \quad (7)$$

ここで，混合定数(Γ)は0.2を仮定した。浮力振動数(N^2)は以下の式で与えられる：

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (8)$$

g は重力加速度の大きさ， $\rho(z)$ は海水の密度である。観測の期間全体で平均すると，海面から約10 m深度までは $K_z = O(10^{-4} \sim 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$ と比較的な大きな値を取り，混合層下部の密度躍層より下方では急激な減少を示している($K_z = O(10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$)。 K_z を得ることで，乱流による海水の諸量に関する鉛直フラックスの計算が可能となる。例えば，水温場の鉛直フラックスは以下の式で記述される：

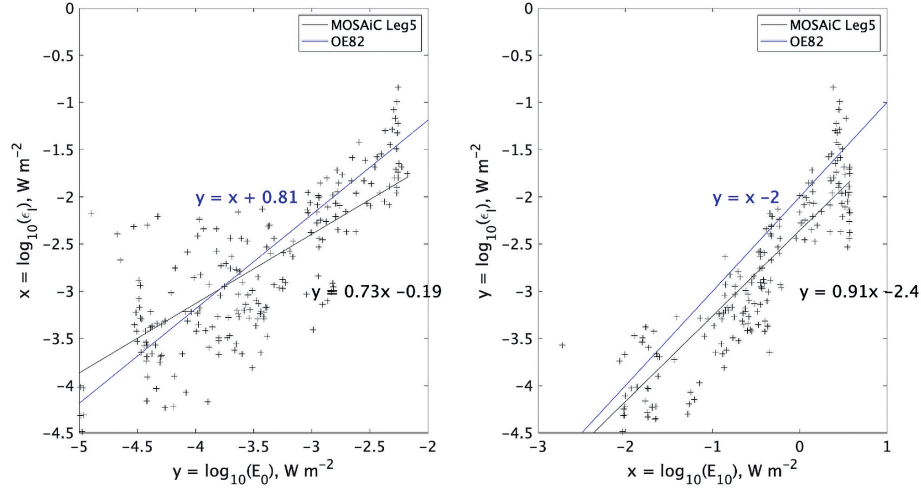


図7：(左) E_0 と ε_l 、(右) E_{10} と ε_l の関係、黒色の直線は本研究の観測データ、青色の直線はOakey & Elliot (1982)による線形の回帰モデル。対数軸での表示に注意。

Figure 7: (Left) Relationship between E_0 and ε_l , (Right) Relationship between E_{10} and ε_l . The black lines represent observational data from this study, while the blue lines depict a linear regression model proposed by Oakey & Elliot (1982). Note that the axes are displayed on a logarithmic scale.

$$\langle w'T' \rangle = -K_z \frac{\partial T}{\partial z} \quad (9)$$

密度と水温に対してフラックス計算を行うと、混合層下部の躍層付近でその絶対値にピークが現れることがわかる(図6g,h)。つまり、躍層によって隔てられる二つの水塊が、混合層内の強い乱流混合によって強制的に混じり合っている。

次に、ADCPから得られる水平流速の鉛直勾配(シア)と ε を組み合わせると渦粘性係数 K_v を算出する:

$$K_v = \frac{\varepsilon}{\left(\frac{\partial |U_w|}{\partial z}\right)^2} \quad (10)$$

流速シアの絶対値は海面付近で最大値を取り、混合層下部で2つ目のピークをもつ特徴がある(図6i)。この事実から、 K_v はごく表層を除いた混合層全体において比較的大きな値($O(10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$)を持つことがわかる(図6j)。得られた粘性係数を用いて、乱流に伴う運動量の鉛直フラックス(レイノルズ応力)を計算する:

$$\langle u'w' \rangle = -K_v \frac{\partial |U_w|}{\partial z} \quad (11)$$

その結果、運動量の絶対値は常に鉛直下向きに輸送され、その値は深度10 m付近で最大値をとる(図6k)。

次に大気境界層から海洋表層にもたらされる乱流エネルギー輸送量について査定する(図7)。大気境界層内(10 m)

と海水-海洋境界面におけるTKEフラックスはそれぞれ以下の式で定義される(Richman & Garrett, 1977)：

$$E_{10} = \tau_a U_{10} \quad (12)$$

$$E_0 = \rho_w (u_0^*)^3 \quad (13)$$

ここで、 $\tau_a = \rho_a C_a U_{10}$ 、 U_{10} 、 u_0^* は、それぞれ大気表層内のレイノルズ応力、10 m高度における平均的な風速、海洋表層での摩擦速度の絶対値、 C_a は抵抗係数、 ρ_a は大気密度を示す。海洋混合層内で積分されたTKE散逸率(ε_l)については以下の式を用いる(Oakey & Elliot, 1982)：

$$\varepsilon_l = \int_{D_{ML}}^{0.2D_{ML}} \rho_w \varepsilon dz \quad (14)$$

D_{ML} の値は、MSSによる σ_θ の鉛直プロファイルより算出される混合層深度である。算出の結果、 E_{10} 、 E_0 、 ε_l の3者は互いに明らかな比例関係にある(E_{10} と ε_l 、 E_0 と ε_l の相関係数はそれぞれ0.68と0.87)。観測データを統計的にまとめると、それぞれ以下の線形回帰モデルを得ることができる(図7も参照)：

$$\varepsilon_l = 0.012 E_{10} \quad (15)$$

$$\varepsilon_l = 11 E_0 \quad (16)$$

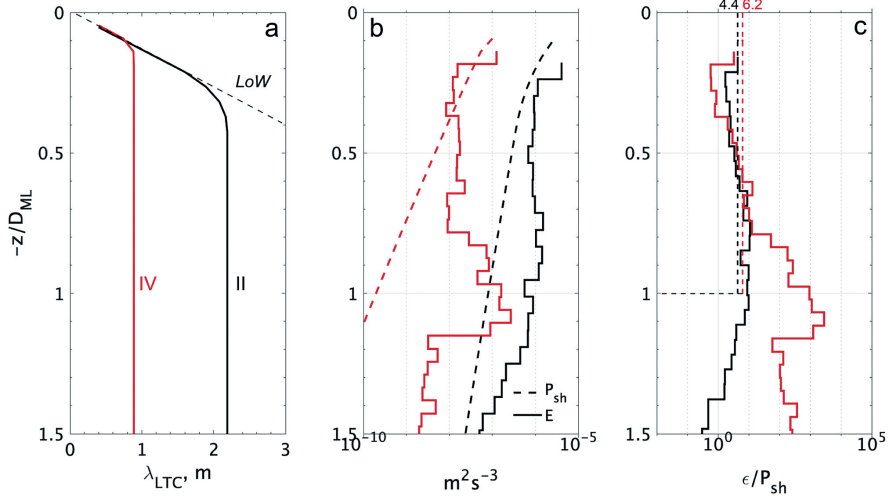


図8：観測から見積もられるTKEの生成項 (P_{sh}) と散逸項 (ϵ_{MLE}) の鉛直プロファイル。 (a) 混合長 (λ_{LTC}), (b) P_{sh} (点線) と ϵ_{MLE} (実線), (c) 2 項の比 ϵ_{MLE}/P_{sh} 。縦軸は混合層の深さ D_{ML} で規格化された深度。赤と黒の線はそれぞれ強風イベントの最中 (II)・後 (IV) を示す。

Figure 8: Vertical profiles of turbulent kinetic energy (TKE) production term (P_{sh}) and dissipation term (ϵ_{MLE}) estimated from observations. (a) Mixing length (λ_{LTC}), (b) P_{sh} (dotted line) and ϵ_{MLE} (solid line), (c) ratio of the two ϵ_{MLE}/P_{sh} . The vertical axis is normalized by the depth of the mixing layer (D_{ML}). The red and black lines indicate during (II) and after (IV) intense wind events, respectively.

これは、大気境界層内で輸送されるTKEの約1%が海洋境界層内で乱流によって粘性散逸する。そして、海洋混合層内で散逸する単位時間あたりのTKEは海面から注入される量の10倍以上という解釈が成り立つ。この結果は、過去の大気-海洋境界層での報告と概ね一致する (Oakey & Elliot, 1982; Lombargo & Gregg, 1989)。混合層において、海面から流入するTKE量より散逸する量が多いという事実は、海洋境界層内で生産されるTKEが十分であり、かつ、その大半が散逸により消失するという解釈につながる (McPhee, 2008)。

海水-海洋境界層における乱流エネルギーの収支について考察する。単位時間あたりのTKEの生成率 (P_{sh}) は平均流の鉛直勾配 (シア) が支配的と考えられる：

$$P_{sh} = \frac{u_*^3}{\lambda_{LTC}}. \quad (17)$$

摩擦速度 ($u^*(z)$) は境界層内の任意の深度で定義される量であり、深度ともに対数的に減衰すると仮定する (McPhee & Martinson, 1994)：

$$u^*(z) = u_0^* \exp(z/\delta_E) \quad (18)$$

ここで、エクマン層厚 (δ_E) は渦粘性係数 ($K_{v_{max}}$) を用いて

以下のように定義される：

$$\delta_E = \sqrt{\frac{2K_{v_{max}}}{f}} \quad (19)$$

$K_{v_{max}}$ は以下のように表現される：

$$K_{v_{max}} = u_0^* \lambda_{max} \quad (20)$$

MSSで取得された同量と一定の相関が確認されている (相関係数が0.57)。

λ_{LTC} は混合を司る特徴的な距離のスケールである：

$$\lambda_{LTC} = \begin{cases} \lambda_{Low} = \kappa|z|, & |z| < z_{Low}, \\ \lambda_{max} = \Lambda_* u_0^* \eta^2 / |f|, & |z| \geq z_{Low} \end{cases} \quad (21)$$

λ_{Low} は“壁の法則” (Law of the Wall = LoW) によって規定される距離である。 λ_{max} は惑星境界層理論から推測される混合長である。 $\Lambda_* = 0.028$ の定数を用いて以下のように定義される (McPhee, 2008)：

$$\lambda_{Low} = \Lambda_* u_0^* \eta^2 / (\kappa|f|) \quad (22)$$

安定度 (η) は以下の式で定義され、

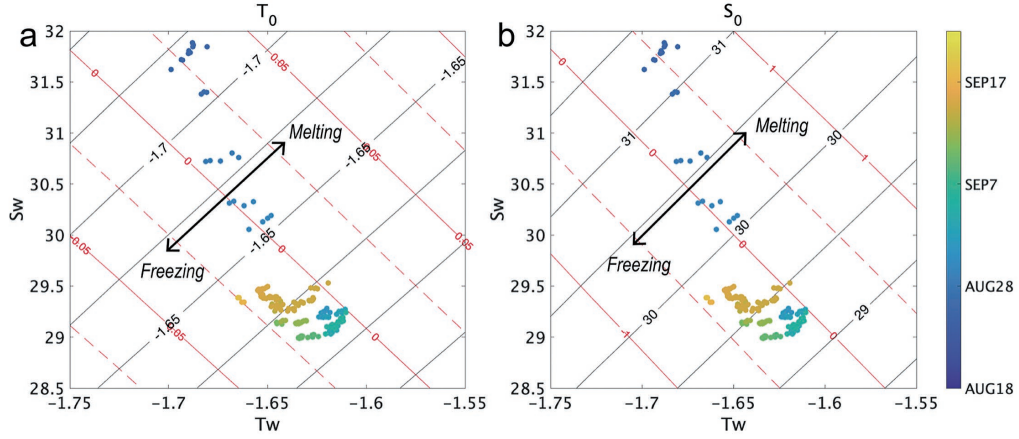


図9：熱・塩バランスから見積もられる海水-海洋境界面の(a)水温 (T_0) と(b)塩分 (S_0) (黒の等値線)。赤の等値線は水温・塩分における境界面の値と混合層平均との差：(a) $T_w - T_0$, (b) $S_w - S_0$ 。点は MSSによって観測された T_w と S_w で、色 (黄色—紺色) は観測された日付を示す。詳細はKawaguchi et al (2022)を参照。

Figure 9: Estimates of heat and salt balances at the sea ice-ocean boundary interface: (a) water temperature (T_0), and (b) salinity (S_0) (black contour lines). Red contour lines represent the difference between the values at the boundary interface and the mixed-layer average: (a) $T_w - T_0$, (b) $S_w - S_0$. Points represent observed T_w and S_w by MSS, with color (from yellow to navy) indicating the observation date. For more details, refer to Kawaguchi et al. (2022).

$$\eta = \left[1 + \frac{\Lambda_s u_0^*}{\kappa |f| R_c L_O} \right]^{-1/2} \quad (23)$$

一般的に、 $\eta = 0.9$ – 1.1 の範囲に位置する。臨界リチャードソン数(R_c)は定数 ($R_c=0.2$) を仮定している。ここで、オブコフ混合長 (L_O) は以下の式で表記される (Obukhov, 1946) :

$$L_O = \frac{u_0^{*3}}{\kappa \langle w'b' \rangle_0} \quad (24)$$

海水-海洋境界面における浮力フラックス ($\langle w'b' \rangle_0$) は、境界面での水温・塩分収支を解くことで得られる:

$$\langle w'b' \rangle_0 = g(\beta_s \langle w'S' \rangle_0 - \beta_T \langle w'T' \rangle_0) \quad (25)$$

ここで、 β_s と β_T はそれぞれ塩分収縮係数と水温膨張係数、 $\langle w'S' \rangle$ は乱流による鉛直方向の塩分フラックスである。

境界層周辺におけるTKE収支について見ていく (図8)。9月14–15日に、嵐の通過に伴う暴風イベントが観測されている。鉛直軸は深度を示し、混合層の深度DMLで規格化されていることに注意されたい。暴風に晒されている期間 (Period II: 9月14日) は、風による海水の移流速度が大きいために”壁の法則”が適用される鉛直範囲も大きくなる ($\lambda_{max}=0.4D_{ML}$)。したがって、境界層理論から見積もられる混合距離 (λ_{LTC}) は比較的大きい。一方、嵐が去った後 (Period

IV: 9月15日) は、”壁の法則”の鉛直範囲は $\lambda_{max} < 0.2D_{ML}$ にとどまり、 λ_{LTC} も1 m以下という見積もりが得られた。

混合距離に関する上記の知見をもとに、TKE収支における生成と散逸を比較する (図8b,c)。ここで、散逸率 (ϵ_{MLE}) はMSSから得られた値の期間内での最尤推定値 (maximum likelihood) を用いた (詳細はKawaguchi et al. 2022を参照)。嵐の最中 (II) と通過後 (IV) に注目すると、境界層の上部 ($z < 0.5D_{ML}$) において生成項 (P_{sh}) と散逸項 (ϵ_{MLE}) は同じオーダーの値を示している。便宜上の利点から、各深度の生成項で規格化された散逸の鉛直構造を見ると、混合層深度 (つまり、 $z/D_{ML} = 1$) まではほぼ一定に近い値を示している (図8c)。TKE収支における2項の比較の中で、混合層下部の深度帯において境界層理論では説明できないTKE散逸率のピークが存在する ($\epsilon_{MLE}/P_{sh} \gg 1$)。特に、このピークは嵐が通過した後により顕著な発達を示している。これは、密度躍層の機械的な崩壊とともに混合層の深化が起きていることを暗に示している。

3.4. 熱・塩分収支と相変化

今回の観測では、海水-海洋境界層面における熱バランスが変化することで海海底面での融解が停止し、再結氷へと移行するプロセスが捉えられた (図9)。結氷初期において、氷底面でのわずかな氷厚の変化を正確に計測することは難しい。本研究では、境界面付近の熱収支を詳しく調べ

ることで、熱収支の観点から理論上の海水の融解・成長について議論する。

境界面における熱収支の各項のバランスを考えると、海洋側の乱流熱フラックスと海水を通過する熱伝導との差が海水底面の海水増加・減少に直結する(式1)。乱流による熱フラックスを見積もる上で、“境界面の温度が常に結氷温度に等しい”という仮定を用いる。ちなみに、結氷温度は塩分の関数であるため、境界面における塩分収支を考える必要がある(McPhee, 2008)：

$$\langle w's' \rangle_0 = \alpha_s(S_w - S_0)u_0^* = -w_0(S_i - S_0) \quad (26)$$

ここで、 α_s は塩分に対する交換係数、 S_i は海水の塩分、 S_w は海洋混合層の塩分、 S_0 は境界面での塩分、 $w_0 = -\frac{\rho_i}{\rho_w} \frac{dH}{dt}$ はアイソスタシーを考慮した海水の融解率である(ρ_i , $\frac{dH}{dt}$ はそれぞれ海水の密度、海水厚Hの時間変化)。熱収支の式(3)と塩分収支の式(26)を連結することで、 S_0 に関する二次方程式を得る：

$$mS_0^2 + (T_H + T_L - mS_i)S_0 - T_H S_i - T_L S_w = 0 \quad (27)$$

ここで、 $T_H = T_w - \frac{q}{a_h u_0^*}$ であり、 $T_L = \frac{\alpha_s Q_L}{a_h}$ である。 m は、結氷水温と塩分をつなぐ係数(0.055 K psu⁻¹)で、以下の近似式で表される：

$$m \approx -\frac{T_0}{S_0} \quad (28)$$

MSSによる混合層内の平均化された水温(T_w)・塩分(S_w)を用いて、式(27)より S_0 を、式(3)より T_0 の値を得る(図9a,b)。

計算の結果、9月1週目を境にして、海水底面が融解から結氷の状態へと遷移している。注目すべき点は、この期間に混合層の平均塩分が3近くも低下していることである。混合層の平均水温に関してはむしろ増加傾向(温暖化)にあり、境界面が融解から結氷フェーズに遷移した理由が塩分低下による結氷点の引き上げによると解釈できる。MOSAIC観測においては、MSSステーションは海水とともに漂流している。この塩分値の低下が局所的な現象であった可能性は否定できない。しかしながら、周囲に結氷温度を下回る海水が存在していたことも事実である。9月14日近辺の強風の影響で、乱流混合による熱輸送は一時的に増大し、最大で10 W m⁻²を超える熱量が境界面から海洋側に流出した。この時の海水の成長率は0.2–0.3 cm/dと試

算される。

定性的な解釈として、境界面における結氷フェーズへの遷移は高密度なブライン水の排出を通して海洋側に負の浮力フラックスを注入し、境界層の中を密度的に不安定な状態へと導くと考えられる(式25)。しかしながら、本観測から示された計算結果を見る限り、結氷の準備段階と言える9月中旬において、 $\langle w'b' \rangle_0$ の大きさはO(10⁻⁹ W kg⁻¹)以下であり、レイノルズ応力による機械的な混合と比べると3オーダー以上も小さい(図4e)。したがって、浮力フラックスが境界層内の乱流混合に対して与える実際的な影響は極めて小さいと言える。

4. 最後に

本稿では、2020年8–9月に実施された海水下の観測データをもとに、海水-海洋境界層における乱流混合と熱・塩輸送に関する新しい知見を報告した。成層が安定している夏期の境界層において、海水底面の融解を促進する上で、乱流混合による熱の鉛直輸送は大きな影響力を持つ(式1)。ただし、再結氷による海洋への浮力フラックスが、境界層内の混合に与える力学的な影響力は限定的であった。融解から結氷への遷移において、融解期の間に表層に蓄積された海水の融け水が海水の塩分濃度を希釈し、その結果、結氷温度を上昇させていた事実は興味深く、北極圏の気候変動において重要な知見である。これは、氷の融解が増大することによって結氷開始が早まる(もしくは結氷の速度が増大する)という効果は、北極海の海水減少を食い止めようとする自然の抵抗力、もしくは、治癒力とも言えよう。実際に、1980年代後半から続く北極海の海水面積の減少は、2010年代以降にその減少速度を鈍化させている。筆者の個人的な見解ではあるが、海水自らが完全な消失を免れようと地球温暖化に争(あらが)っているように思えてならない。今後は、その自然の抵抗力がどの程度、実際に海水面積の減少を食い止める効果があるのか定量的な議論が期待される。

前述した通り、本研究で扱う力学・熱力学エネルギーの項目はバルク式で得た値を用いている(式3, 4)。乱流の運動エネルギー(TKE)や摩擦速度(u_0^*)、熱フラックス($\langle w'T' \rangle$)に関しては渦相関手法による正確な計測が可能であり、今後の進展に期待したい。

注

*1 本研究においても渦相関手法による乱流熱フラック

スの計測を試みたが、技術的な問題が重なり、良好なデータを得ることはできなかった。

謝辞

北極海での観測を実施するにあたり、科学研究費 (JP18H03745; JP18KK0292; JP17KK0083; JP17H04715; JP20H04345; JP22H01296), 東京大学海洋教育センター (日本財団), 北極研究推進プロジェクト (ArCS II) から支援をいただいた。

参考文献

- Cox, C., M. Gallagher, M. Shupe, O. Persson, A. Solomon, et al. (2021) 10-meter meteorological flux tower measurements (Level 1 Raw), Multidisciplinary Drifting Observatory for the Study of Arctic Climate (MOSAiC), central Arctic, October 2019–September 2020, doi:10.18739/A2VM42Z5F.
- Dickson, R., B. Rudels, S. Dye, et al. (2007) Current estimates of freshwater flux through Arctic and subarctic seas, *Prog. Oceanogr.*, **73**, 210–230.
- Kawaguchi, Y., J. K. Hutchings, T. Kikuchi, J. H. Morison and R. A. Krishfield (2012) Anomalous sea-ice reduction in the Eurasian Basin of the Arctic Ocean during summer of 2010. *Polar Sci.*, **6**, 39–53.
- Kawaguchi, Y., T. Kikuchi and R. Inoue (2014) Vertical heat transfer based on direct microstructure measurements in the ice-free Pacific-side Arctic Ocean: the role and impact of the Pacific water intrusion. *J. Oceanogr.*, **70**, 4, doi:10.1007/s10872-104-234-8.
- Kawaguchi, Y., S. Nishino, K. Maeno, H. Takeda, and K. Ohshima (2016) Enhanced diapycnal mixing due to near-inertial internal waves propagating through an anticyclonic eddy in the ice-free Chukchi Plateau. *J. Phys. Oceanogr.*, **46**, 2457–2481, doi:10.1175/JPO-D-15-0150.1.
- Kawaguchi, Y., Z. Koenig, and M. Hoppman (2021a) Geographical positioning data from Argo buoys during MOSAiC expedition, 0.00, *Arctic Data archive System (ADS)*, Japan, doi:10.17592/001.2022022102.
- Kawaguchi, Y., Z. Koenig and M. Hoppman (2021b) ADCP velocity data during leg 5 of MOSAiC expedition with R/V Polarstern, 0.00, *Arctic Data archive System (ADS)*, Japan, doi:10.17592/001.2022022101.
- Kawaguchi, Y., Z. Koenig, D. Nomura, M. Hoppmann, J. Inoue, Y.-C. Fang, et al. (2022) Turbulent mixing during late summer in the ice–ocean boundary layer in the central Arctic Ocean: Results from the MOSAiC expedition. *J. Geophys. Res.:Oceans*, **127**, e2021JC017975. <https://doi.org/10.1029/2021JC017975>.
- Leppäranta, M. (2005) *The drift of sea ice*, Springer.
- Lombardo, C. P. and M. C. Gregg (1989) Similarity scaling of viscous and thermal dissipation in a convecting surface boundary layer. *J. Geophys. Res.*, **94**, 6273–6284.
- McPhee, M. G. and D. G. Martinson (1994) Turbulent mixing under drifting pack ice in the Weddell Sea. *Science*, **263**, 218–221.
- McPhee, M. G. (2008a) *Air-ice-ocean interaction: Turbulent ocean boundary layer exchange process*, Springer.
- Oakey, N. S. and J. A. Elliot (1982) Dissipation within the surface mixed layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 171–185.
- Obukhov, A. M. (1946) Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature. *Boundary-Layer Meteorology*, **2**, 7–29.
- Rabe, B., Y. Kawaguchi, et al. (2022) Overview of the MOSAiC expedition: Physical oceanography, *Elementa Science Anthropathy*, **10**, 1, doi:10.1525/elementa.2021.00062.
- Richman, J. and C. Garrett (1977) The transfer of energy and momentum by the wind to the surface mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 876–881.
- Rudels, B., L. G. Anderson and E. P. Jones (1996) Formation and evolution of the subsurface mixed layer and the halocline of the Arctic Ocean. *J. Geophys. Res.*, **101**, 8807–8821.
- Schulz, K., V. Mohrholz, I. Fer, M. A. Janout, et al. (2022) Turbulent microstructure profile (MSS) measurements from the MOSAiC drift, Arctic Ocean. *PANGAEA*, doi:10.1594/PANGAEA.939816.
- Shirasawa, K. and R. G. Ingram (1997) Current and turbulent fluxes under the first-year sea ice in Resolute Passage, Northwest Territories, Canada. *J. Mar. Syst.*, **11**, 21–32.
- Sumata, H. et al. (2023) Regime shift in Arctic Ocean sea ice thickness. *Nature*, **615**, 443–449.
- Toole, J. M., M.-L. Timmermans, D. K. Perovich, R. A. Krishfield, A. Proshutinsky and J. A. Richter-Menge (2010) Influence of the ocean surface mixed layer and thermocline stratification on the Arctic sea ice in the central Canada Basin. *J. Geophys. Res.*, **115**, C10018, doi:10.1029/2009JC005660.
- Untersteiner, N. (1961) On the mass and heat budget of arctic sea ice. *Arch. Met. Geophys. Bioklim.*, **A(12)**, 151–182.
- Vivier, F., J. K. Hutchings, Y. Kawaguchi, T. Kikuchi, J. H.

- Morison, A. Lourenço and T. Noguchi (2016) Sea ice melt onset associated with lead opening during the spring/summer transition near the North Pole. *J. Geophys. Res. Oceans*, **121**, doi:10.1002/2015JC011588.
- Zubov, N. N. (1945) Arctic Ice, *Izdatel'stvo Glavermorputi*, Moscow.