

# 熱塩成層乱流における diffusive 型不安定性の効果

課題責任者  
花崎 秀史

京都大学大学院 工学研究科

著者

花崎 秀史<sup>\*1</sup>, 沖野 真也<sup>\*1</sup>

<sup>\*1</sup> 京都大学大学院 工学研究科

キーワード：熱塩成層流体，減衰乱流，浮力比，diffusive 型不安定，ポテンシャルエネルギー

## 1. 緒言

海洋における鉛直密度成層は主に熱と塩分によって形成され、熱塩成層と呼ばれる。熱と塩分の拡散係数は約 100 倍異なるため、熱拡散のプラントル数が  $Pr = \nu^* / \kappa_T^* = 7$  であるのに対し、塩分拡散のシュミット数は  $Sc = \nu^* / \kappa_S^* = 700$  である ( $\nu^*$ : 流体の動粘性係数、 $\kappa_T^*$ : 熱拡散係数、 $\kappa_S^*$ : 塩分拡散係数)。その結果、熱と塩分の両方の効果によって形成される鉛直密度分布が静的に安定であっても、両者の拡散係数の違いに起因してしばしば不安定性や対流が生じることが古くから知られている。そのような対流は二重拡散対流と呼ばれ[1, 2]、従来、線形安定性解析によって説明されてきた[3]。また近年は、海洋観測で見られる階段状の密度分布[4]の再現の他、二重拡散対流の三次元直接数値計算も行われるようになった[5-7]。

一方、密度成層流体中の「乱流」については、これまで室内実験、数値計算、理論解析により幅広く研究されてきたが、ほとんどの場合、一種類のスカラーによって形成される密度成層が対象であった。拡散係数の異なる二種類のスカラーによって形成された密度成層流体中の乱流の数値計算をおこなった例としては、Gargett, Merryfield & Holloway [8]がある。そこでは、熱 ( $Pr = 7$ ) と塩分 ( $Sc = 70$  (実際の 1/10 の値を使用)) がともに安定に成層している場合について、熱と塩分の乱流拡散係数の違い (differential diffusion) が議論されている。

本研究では、Gargett et al. [8]を拡張し、熱または塩分のいずれかが不安定成層している場合についても直接数値計算をおこなった。本稿では特に、diffusive 型不安定性が乱流全体の減衰にどのような効果を及ぼすかを調べた。

## 2. 直接数値計算

周期境界を有する立方体領域中に満たされた、安定な熱塩成層流体を考える。静止状態における温度場 ( $Pr = 7$ ) と塩分場 ( $Sc = 700$ ) は一定の鉛直勾配をもち、流体の密度  $\rho^*$  と温度  $T^*$ 、塩分  $S^*$  は次の状態方程式によって関連付けられるものとする。

$$\rho^* = \rho_0^*[1 - \alpha^*(T^* - T_0^*) + \beta^*(S^* - S_0^*)] \quad (1)$$

ただし、 $\alpha^*(>0)$  は熱膨張係数、 $\beta^*(>0)$  は塩分収縮係数であり、下付きの 0 は基準状態を表す。このとき、密度成

層に対する温度と塩分の寄与は次の浮力比を用いて表される。

$$R_\rho = \left( \alpha^* \frac{dT^*}{dz^*} \right) / \left( \beta^* \frac{dS^*}{dz^*} \right) \quad (2)$$

ここで、バーは静止状態を表すものとする。

本研究では、安定な熱塩成層流体における減衰乱流の直接数値計算を実施した。初期速度場に等方的な攪乱を与えるが、密度場 (温度場と塩分場) には攪乱を与えない。

系は、連続の式、ナビエ・ストークス方程式、温度攪乱と塩分攪乱の輸送方程式、状態方程式によって支配される。フーリエ・スペクトル法によって支配方程式の直接数値計算を実施した。非線形項の評価の際に生じるエイリアス誤差は 3/2 則によって除去した。また、時間積分は 4 次精度のルンゲ・クッタ法により実行した。計算に用いる格子点数は初期には 4096<sup>3</sup> 点とし、時間の経過とともに高波数成分が減衰するため、途中で格子点数を 2048<sup>3</sup> 点に減らして計算を続けた。

本研究では、初期攪乱の rms 速度  $U_0^*$  と積分長  $L_0^*$  に基づく初期レイノルズ数を  $Re_0 = U_0^* L_0^* / \nu^* = 50$ 、初期フルード数を  $Fr_0 = U_0^* / (N^* L_0^*) = 1$  に固定した。ただし、 $N^* (= \sqrt{-(g^* / \rho_0^*) (d\rho^* / dz^*)})$  はブラント・バイサラ振動数である ( $g^*$  は重力加速度)。本研究では、流れの浮力比依存性 ( $R_\rho = 0.5, 0.9$ ) を調べた。浮力比が  $0 < R_\rho < 1$  のとき、温度成層は不安定、塩分成層は安定である。線形安定性解析によれば、 $R_\rho > 0.88$  において静止状態は不安定となる。

以後、アスタリスクなしの物理量は  $U_0^*, L_0^*, -L_0^* (d\rho^* / dz^*)$  によって無次元化された量を表すものとする。

## 3. 結果

はじめに、線形安定である、浮力比  $R_\rho = 0.5$  における密度攪乱の空間分布を図 1 に示す。初期 ( $t = 4$ ) には攪乱は概ね等方的であるが、時間の経過とともに攪乱は減衰し、やがて鉛直方向に扁平な構造 (パンケーキ構造) が現れる ( $t = 10$ )。こうした構造は流体の鉛直変位が浮力によって抑制されるために生じるものであり、密度成層流体中の乱流の減衰終期において現れる[9]。

次に、浮力比  $R_\rho = 0.9$  における密度攪乱の空間分布を図 2 に示す。この浮力比において静止状態は線形不安定であり、はじめ密度攪乱は著しく成長する ( $t = 4$ )。線形

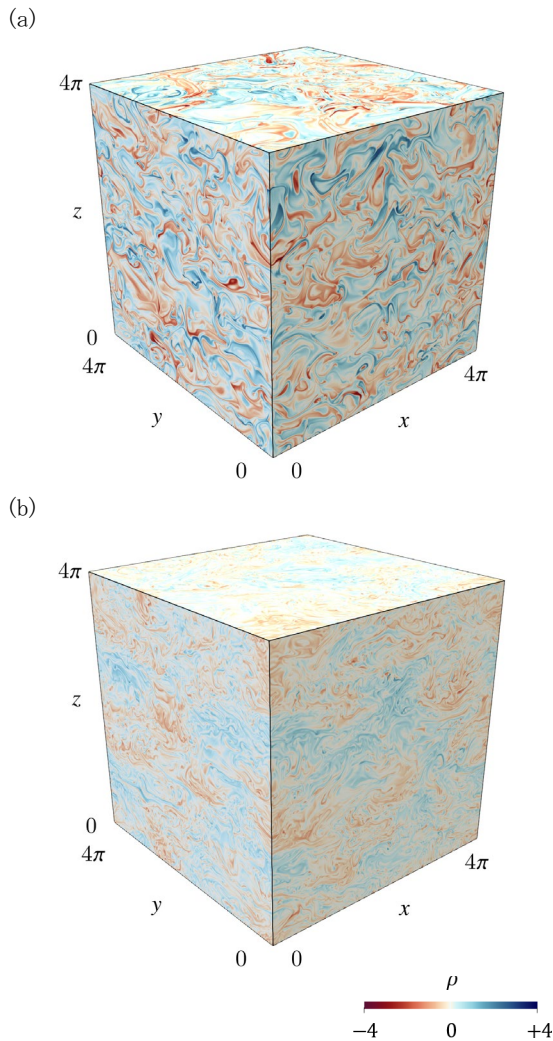


図1. 浮力比  $R_\rho = 0.5$  における密度攪乱分布。赤(青)は負(正)の密度攪乱を示す。(a)  $t = 4$ , (b)  $t = 10$ 。

安定である浮力比  $R_\rho = 0.5$  の分布(図1a)と比べると、振幅が大きいことに加え、小さなスケールにおいて攪乱が顕著に成長していることが分かる。また、時間が経過しても、攪乱はあまり減衰しない( $t = 10$ )。時刻  $t = 10$  における密度場の特徴は、密度攪乱の大きな領域(青)と小さな領域(赤)が近接している構造が多数見られ、その構造が水平方向に伸びていることである。このことは、局所的に密度勾配が非常に大きくなっていることを表しており、海洋においてしばしば観測される階段状の密度分布[4]の形成と関連する可能性がある。

図3に、ポテンシャルエネルギーのプレマルチプライド・スペクトル (premultiplied spectrum) の時間変化を示す。浮力比  $R_\rho = 0.5$  において(図3a)、はじめ( $t \sim 3$ )、波数  $k \sim 20$  の高波数成分が急速に増加するが、時間の経過とともに高波数成分は減衰する。特に、プリミティブ波数(図中の鉛直破線)において、ポテンシャルエネルギーは運動エネルギーへと変換されるため、その減少は速く、スペクトルは低波数と高波数にそれぞれ一つずつピークをもつようになる。図1(b)において、大きなス

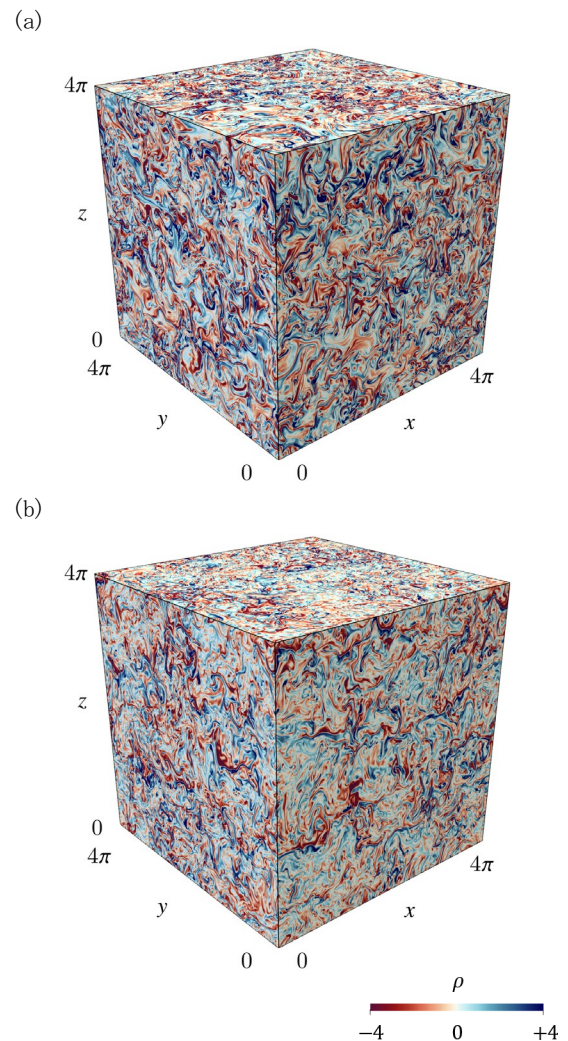


図2. 浮力比  $R_\rho = 0.9$  における密度攪乱分布。赤(青)は負(正)の密度攪乱を示す。(a)  $t = 4$ , (b)  $t = 10$ 。

ケールの構造とそれを形成する小さなスケールの攪乱が確認できるが、それぞれのスケールがスペクトルのピークをとる波数に対応している。同様の振る舞いは塩分成層乱流の直接数値計算[9]においても確認されている。一方、浮力比  $R_\rho = 0.9$  のとき(図3b)、初期の小スケールにおけるポテンシャルエネルギーの増大はより顕著である。時刻  $t = 3$  程度でポテンシャルエネルギーは最大値をとった後、減少するが、その速さは非常に緩やかである。このことは、小スケールにおける不安定性によってエネルギーが生成されていることを表している。線形安定性解析の結果から得られる最も不安定な波数(臨界波数)は  $k \approx 5$  であるのに対し、エネルギースペクトルのピークは  $k \sim 40$  付近に存在する。このことは非線形効果によってより小スケールの密度攪乱が生成されていることを示唆している。

#### 4. 結言

熱塩成層乱流における diffusive 型不安定性の効果

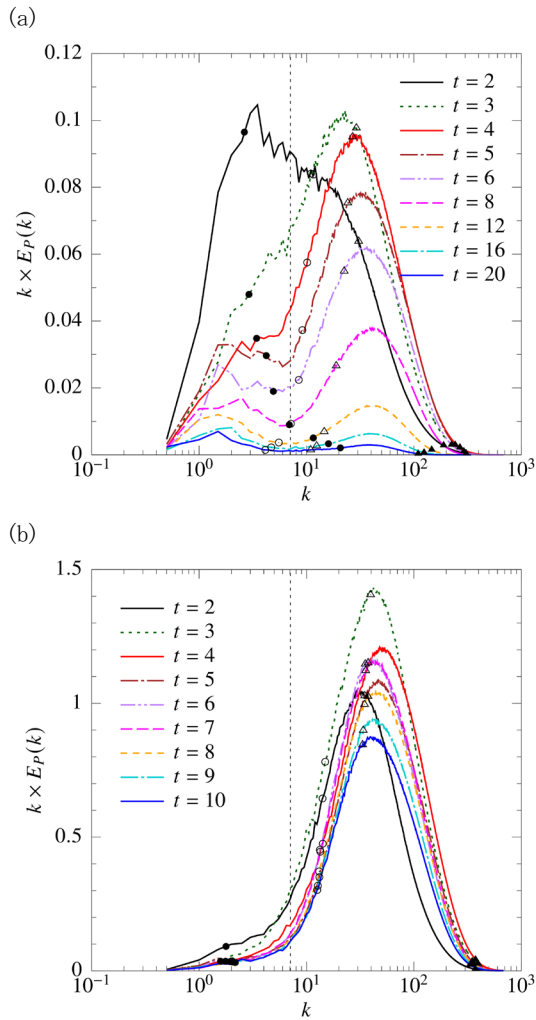


図3. ポテンシャルエネルギーのプレマルチプライド・スペクトル  $k \times E_p(k)$  の時間変化 ( $E_p(k)$  はポテンシャルエネルギー・スペクトル)。(a)  $R_\rho = 0.5$ , (b)  $R_\rho = 0.9$ 。白丸はコルモゴロフ波数、黒丸はオズミドフ波数、白三角は温度のパチェラー波数、黒三角は塩分のパチェラー波数を示す。鉛直破線は成層流体のプリミティブ波数  $k_p = \sqrt{Re_0/Fr_0} \simeq 7.1$  である。

直接数値計算により調べた。塩分成層が安定、かつ温度成層が不安定である場合には、diffusive型の線形不安定であるか否かにかかわらず、初期には小スケールにおいて攪乱が増大することが確認された。これは初期攪乱の非線形効果によるものであると考えられる。時間の経過とともに小スケールの密度攪乱は減衰するが、線形不安定な場合には小スケールにおけるエネルギー生成が続くため、運動エネルギーおよびポテンシャルエネルギーの減衰は緩やかであった。

## 謝辞

本研究成果は令和5年度地球シミュレータ公募課題により、海洋研究開発機構の地球シミュレータを利用して得られたものである。

## 文献

- [1] J. S. Turner, *Buoyancy effects in fluids*, Cambridge University Press, 1979.
- [2] T. Radko, *Double-diffusive convection*, Cambridge University Press, 2013.
- [3] P. G. Baines, and A. E. Gill, "On thermohaline convection with linear gradients," *J. Fluid Mech.*, 37(2), pp. 289-306, 1969.
- [4] R. I. Tait, and M. R. Howe, "Thermohaline staircase," *Nature*, 231, pp. 178-179, 1971.
- [5] M. E. Stern, T. Radko, and J. Simeonov, "Salt fingers in an unbounded thermocline," *J. Mar. Res.*, 59(3) pp. 355-390, 2001.
- [6] A. Traxler, S. Stellmach, P. Garaud, T. Radko, and N. Brummell, "Dynamics of fingering convection. Part 1 Small-scale fluxes and large-scale instabilities," *J. Fluid Mech.*, 677, pp. 530-553, 2011.
- [7] S. Stellmach, A. Traxler, P. Garaud, N. Brummell, and T. Radko, "Dynamics of fingering convection. Part 2 The formation of thermohaline staircases," *J. Fluid Mech.*, 677, pp. 554-571, 2011.
- [8] A. E. Gargett, W. J. Merryfield, and G. Holloway, "Direct numerical simulation of differential scalar diffusion in three-dimensional stratified turbulence," *J. Phys. Oceanogr.*, 33, pp. 1758-1782, 2003.
- [9] S. Okino, and H. Hanazaki, "Direct numerical simulation of decaying turbulence in a salt-stratified fluid," *J. Fluid Mech.*, 891, A19, 2020.