

海洋表層境界層の力学：流れ・波・渦の作用

吉川 裕・藤原 泰

京大理・神戸大海事

GRD セミナー 2026

- 海洋表層境界層の紹介【吉川・1】
 - 地球科学における位置付け
 - 1990年代頃までの研究の紹介
- 波浪と波・流れ相互作用【藤原・2、3、4】
 - 波浪の基礎
 - 波・流れ相互作用
 - ラグランジュ速度とオイラー速度
- 水面波と海洋表層境界層【吉川・5、6】
 - 波成乱流・波成混合・相似則
- 地球自転・熱の影響【吉川・7、8】
 - 吹送流・螺旋・地球自転の影響・相似則

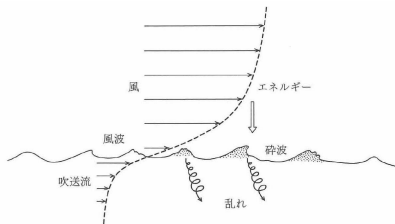
海洋表層境界層

境界層：定義

- (分子粘性が作用する) 境界の影響の及ぶ薄い流体層 (巽、流体力学、p273)
- part of the troposphere that is directly influenced by the presence of the earth's surface, and responds to surface forcings with a timescale of an hour or less (Stull, An Introduction to Boundary Layer Meteorology, p.2)

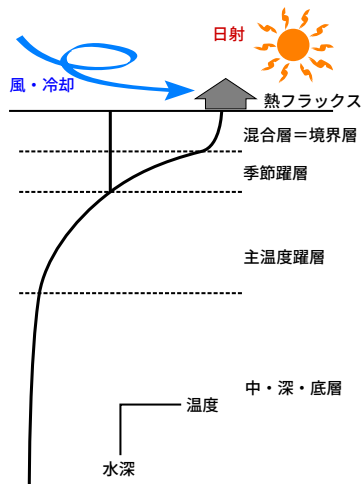
海洋表層境界層 (吉川流)

- 海面境界で強制された運動量や熱が (分子粘性・拡散や3次元乱流により) 輸送され流速や水温が直接変化する層
 - 混合層 (水温・塩分)
 - エクマン層 (流速)



光易 (1995)

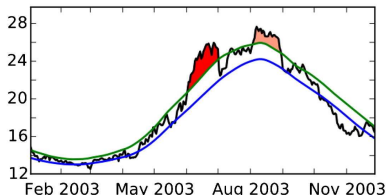
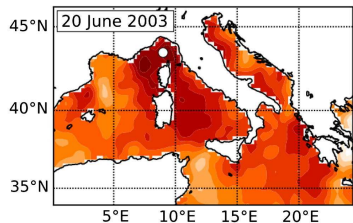
鉛直構造模式図



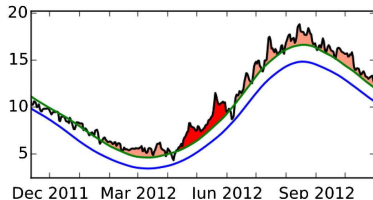
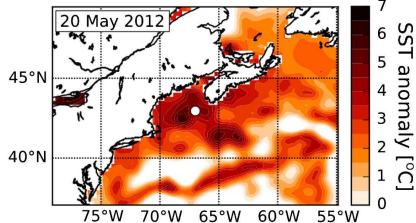
地球科学における位置付け

海洋熱波 : 例

Mediterranean (Med) 2003 Event



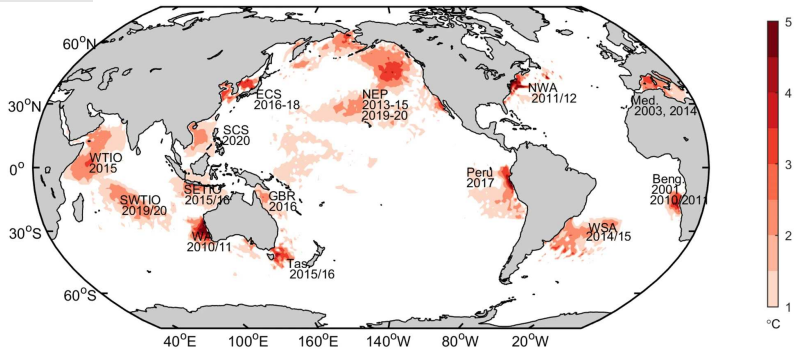
Northwest Atlantic (NWA) 2012 Event



(Hobday et al. 2016))

地球科学における位置付け

海洋熱波 : 分布

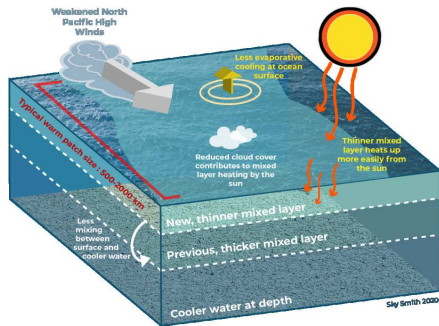


(Zhang et al. 2023)

地球科学における位置付け

海洋熱波：要因

$$\rho CH \frac{dT_{ML}}{dt} = Q$$

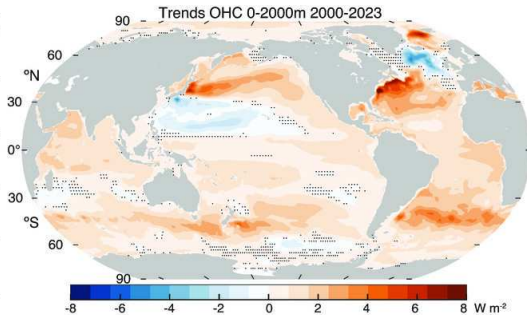
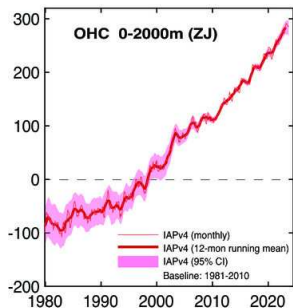


(Center for Climate Change Impacts and Adaptation, UCSD)

大気強制 + エントレイメント (混合層深度変化) が重要
(Nishihara and Sugimoto 2024; England et al. 2025)

地球科学における位置付け

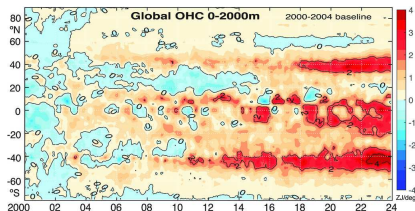
温暖化：海洋貯熱量変化



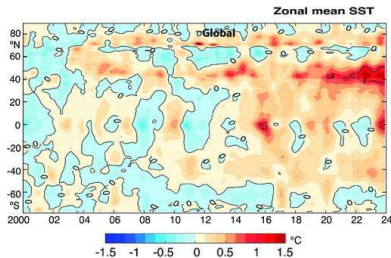
(Trenberth et al. 2025)

地球科学における位置付け

貯熱量変化 (東西平均)



海面水温変化 (東西平均)



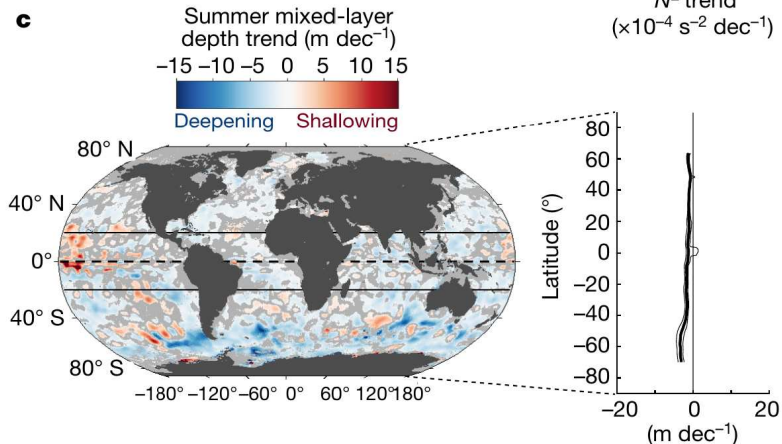
(Trenberth et al. 2025)

貯熱量増加は南半球、海面水温上昇は北半球 ← 混合層深度の違い

地球科学における位置付け

混合層深度の変化傾向

c



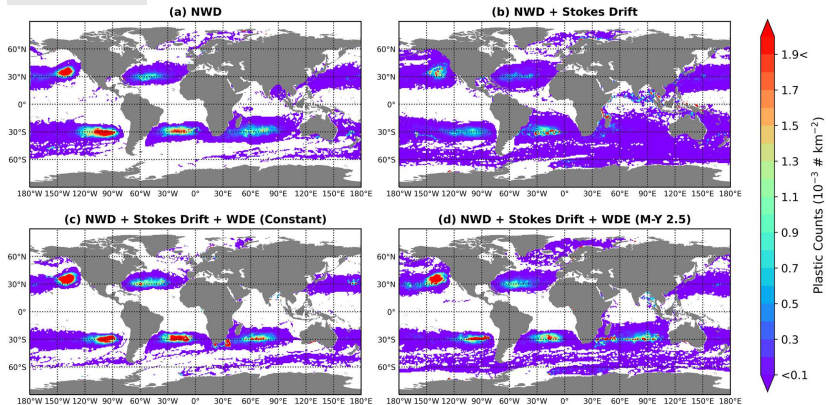
(Sallee et al. 2021)

温暖化 vs 混合層深化 (している海域もある)

要因? (風? 波? 内部波?)

地球科学における位置付け

漂流物の集積：海洋大循環模型＋粒子追跡による評価



(Cunningham et al. 2022)

混合層スキームに依存

地球科学的位置付け

- 地球気候システムの1構成要素
 - 大気海洋の接点、大気海洋相互作用
 - 海洋中・深層水の形成、海洋深層大循環・中層循環
- 環境問題
 - 漂流・漂流物の集積
 - 海洋生態系・赤潮

流体力学的位置付け

- 境界層乱流
 - 風
 - 熱
 - 波
 - 地球自転

準備：境界層の支配方程式

運動方程式、浮度の移流拡散方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} - f \epsilon_{ij3} u_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + b \delta_{i3} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}$$
$$\frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial u_j b}{\partial x_j} = \kappa \frac{\partial^2 b}{\partial x_j \partial x_j}, \quad b \equiv -\frac{\rho}{\rho_0} g \text{ 浮力加速度 (浮度)} \propto \alpha g T$$

レイノルズ分解 (全成分=平均成分+乱流成分)

$$u_i = \underbrace{\bar{u}}_{\text{平均流}} + \underbrace{u'_i}_{\text{乱流}}, \quad \bar{u}'_i = \bar{u}_i, \quad \bar{u}'_i = 0$$
$$b = \bar{b} + b', \quad \bar{b}' = \bar{b}, \quad \bar{b}' = 0$$

平均成分

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} - f \epsilon_{ij3} \bar{u}_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{b} \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right)$$
$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{b}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa \frac{\partial \bar{b}}{\partial x_j} - \overline{u'_i b'} \right)$$

$-\overline{u'_i u'_j}, -\overline{u'_i b'}$: 乱流輸送 (乱流応力・乱流運動量フラックス、乱流浮度フラックス)

乱流成分

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} - f \varepsilon_{ij3} u'_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + b' \delta_{i3} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

$$\frac{\partial b'}{\partial t} + \frac{\partial u'_i \bar{b}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i b'}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i b'}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u'_i b'}}{\partial x_i} = \kappa \frac{\partial^2 b'}{\partial x_i \partial x_i}$$

乱流成分2次量

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - f \left(\varepsilon_{ik3} \overline{u'_j u'_k} + \varepsilon_{jk3} \overline{u'_i u'_k} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(-\overline{u'_i u'_j u'_k} - \frac{p' u'_j}{\rho} \delta_{ik} - \frac{p' u'_i}{\rho} \delta_{jk} + \nu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) + \frac{1}{\rho} p' \left(\frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \\ & \quad + \overline{b' u'_j} \delta_{i3} + \overline{b' u'_i} \delta_{j3} - 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{u'_i b'}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i b'}}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{b}}{\partial x_k} + \overline{u'_k b'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - f \varepsilon_{ij3} \overline{u'_j b'} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(-\overline{u'_i u'_k b'} - \frac{p' b'}{\rho} \delta_{ik} + \nu b' \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} + \kappa \overline{u'_i} \frac{\partial \overline{b'}}{\partial x_k} \right) + \frac{p'}{\rho} \frac{\partial \overline{b'}}{\partial x_i} + \overline{b'^2} \delta_{i3} - (\nu + \kappa) \frac{\partial \overline{b'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \overline{b'^2}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{b'^2}}{\partial x_k} + 2\overline{u'_k b'} \frac{\partial \bar{b}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u'_k b'^2}}{\partial x_k} = \kappa \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{b'^2}}{\partial x_k} - 2\kappa \frac{\partial \overline{b'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{b'}}{\partial x_k}$$

準備：境界層近似

水平スケール ≫ 鉛直スケール

$$\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial z}, \frac{\partial}{\partial y} \ll \frac{\partial}{\partial z}$$

微小な水平平均鉛直流

$$\bar{w} \simeq 0$$

平均成分

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} - f\bar{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right)$$

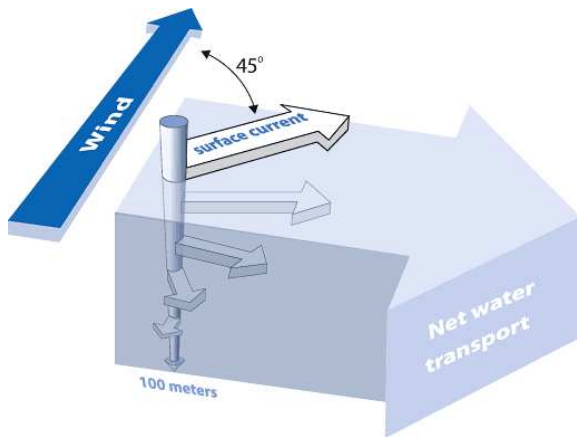
$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial z} + f\bar{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \overline{v'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{v'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \overline{v'w'} \right)$$

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{b}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{b}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{b}\bar{w}}{\partial z} = + \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial \bar{b}}{\partial x} - \overline{b'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa \frac{\partial \bar{b}}{\partial y} - \overline{b'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} - \overline{b'w'} \right)$$

乱流成分 2 次量：乱流運動エネルギー (TKE) 方程式

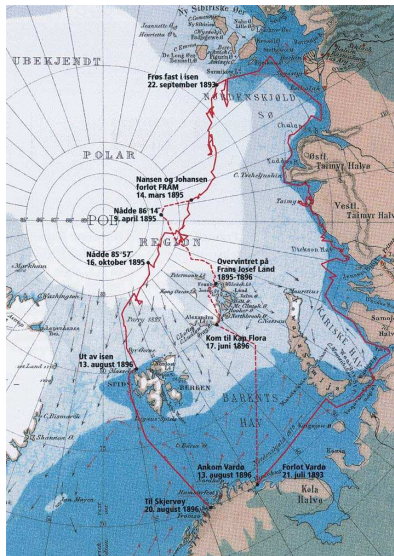
$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \frac{\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}}{2}}_{\text{TKE}} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}_{\text{シアー生成}} + \underbrace{\overline{w'b'}}_{\text{浮度変換}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{w'TKE} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho} - \nu \frac{\partial \text{TKE}}{\partial z} \right\}}_{\text{輸送}} \underbrace{- \epsilon}_{\text{散逸}}$$

海洋表層境界層：エクマン層



(NOAA HP より)

Nansen の北極遠征



半年の航海・数年の漂流



ソリで北極点へ (86度14分)

科学的成果

- ▶ 流速と風速に高い相関 ⇒ 海流は風成
- ▶ 流向 = 風向 + 20-30 度

Ekman (1905) の線形解

$$-\overline{u'w'} = K \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad -\overline{v'w'} = K \frac{\partial \bar{v}}{\partial z},$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = K \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + f\bar{u} = K \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2},$$

$$K \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{\tau_x}{\rho}, \quad K \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \frac{\tau_y}{\rho} \quad \text{at } z = 0,$$

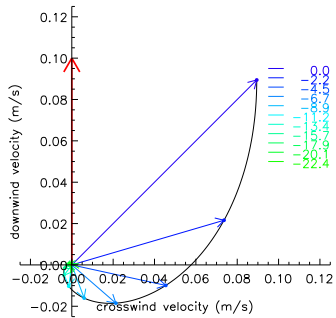
$$\bar{u} = \bar{v} = 0 \quad \text{at } z = -\infty$$

↓ 定常、 $\tau_x + i\tau_y = T^w \exp i\theta^w$

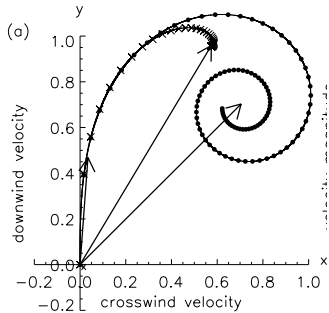
$$\bar{u}(z) + i\bar{v}(z) = \underbrace{\frac{T^w}{\rho_0 \sqrt{fK}}}_{\text{海面での流速}} \underbrace{\exp i\left(\theta^w - \frac{\pi}{4}\right)}_{\text{海面での流向}} \underbrace{\exp\left(\left(1+i\right)\frac{z}{\delta_E}\right)}_{\text{鉛直構造}}$$

$$\left(\delta_E = \sqrt{\frac{2K}{f}}\right)$$

定常解



Fredholm 解

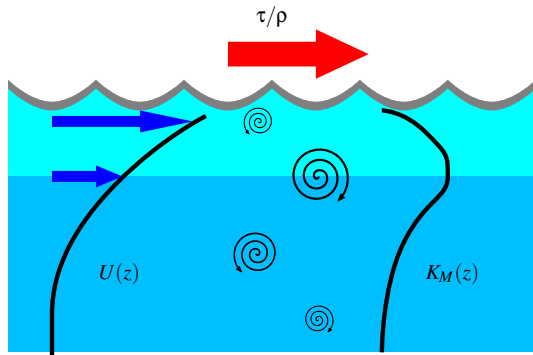


Ekman (1905) の線形解の限界

- ▶ 流速
ナンセン観測： \propto 風速
エクマン理論： \propto 風応力 \propto 風速²
- ▶ 流向
ナンセン観測：20-30°
エクマン理論：45°
- ▶ 厚さ
ナンセン観測：?
エクマン理論：風速に依存しない

乱流エクマン層：模式図

- ▶ 乱流も風に応じて変化
- ▶ 乱流特性は境界層内で非一様



粘性層（・碎波層？）

対数層 (U_*)

（狭義の）エクマン層 (U_* 、 f)

乱流応力が卓越（自己相似）

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\overline{u'w'} \right)$$

$$\text{定常} \Rightarrow |\overline{u'w'}| = U_*^2 \text{ (一定)}$$

速度分布：対数

$$u \propto \frac{U_*}{\kappa} \log \left(\frac{z}{z_0} \right)$$

z_0 : 粗度（海面下は不明）

厚さ： δ_{log}

$$\delta_{log} \sim O \left(0.01 \frac{U_*}{f} \right) = O(1\text{m})$$

対数層での諸特性

渦粘性係数

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{U_*}{\kappa|z|} \\ K \frac{\partial u}{\partial z} = U_*^2 (= \text{一定}) \end{cases}$$

↓

$$K = \kappa U_* |z|$$

渦粘性係数が境界からの距離に比例

運動エネルギー収支

$$\frac{\partial TKE}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \varepsilon \simeq 0$$

$$\varepsilon \simeq -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{U_*^3}{\kappa|z|}$$

Madsen (1977)

$K = \kappa U_* z$ をエクマン方程式に適用
観測と良くあうと言うが...

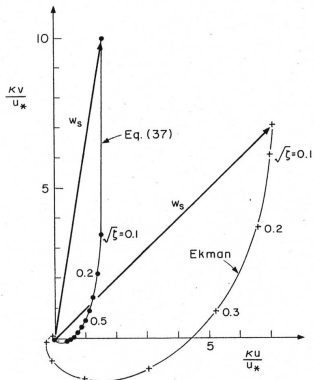


FIG. 1. Vertical velocity structure of a pure drift current in an infinitely deep homogeneous ocean of infinite lateral extent, comparing the turbulent Ekman spiral (●) and the classical Ekman spiral (+).

(狭義の) エクマン層

乱流応力とコリオリ加速度が卓越

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\overline{u'w'} \right) = K \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}$$

厚さ : δ_E (Rossby and Montgomery 1935)

$$\left. \begin{array}{l} \delta_E \propto \left(\frac{K}{|f|} \right)^{1/2} \\ K = \kappa U_* \delta_E \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \delta_E \propto \frac{U_*}{|f|} \\ |K_M|_{\max} = \kappa U_* \delta_E \propto \frac{U_*^2}{|f|} \\ |\bar{u}|_{\max} = \frac{\tau}{\rho \sqrt{|f| K_M}} \propto U_* \end{array} \right.$$

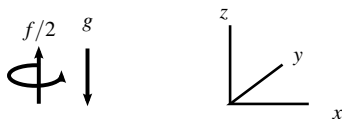
例：風速 $\simeq 10$ m/s、中緯度

↓

$$U_* \simeq 10^{-2} \text{ m/s}, \quad |f| \simeq 10^{-4} \text{ s}^{-1}, \quad \frac{U_*}{|f|} = 10^2 \text{ m}$$

$$\delta_E = O(100 \text{ m})$$

乱流エクマン層：LES (リジッド・リッド近似)



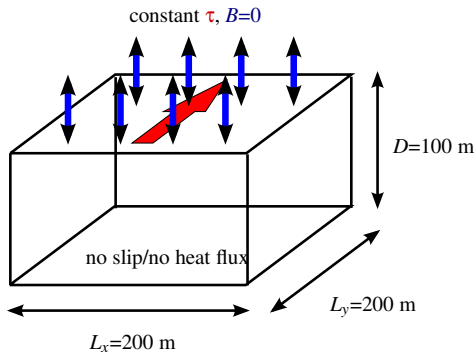
数値模型 (LES)
(風：一定)

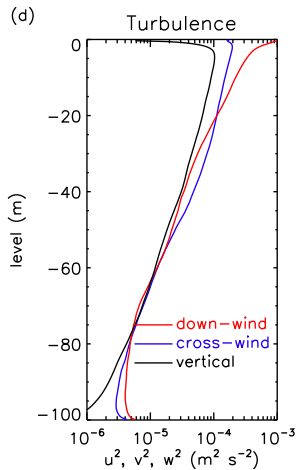
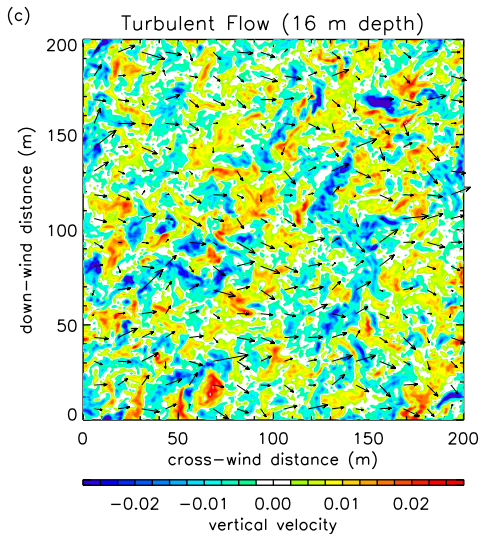
$$f = 8.13 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1},$$

$$g = 9.80 \text{ ms}^{-2},$$

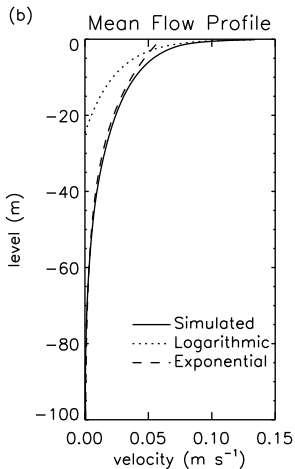
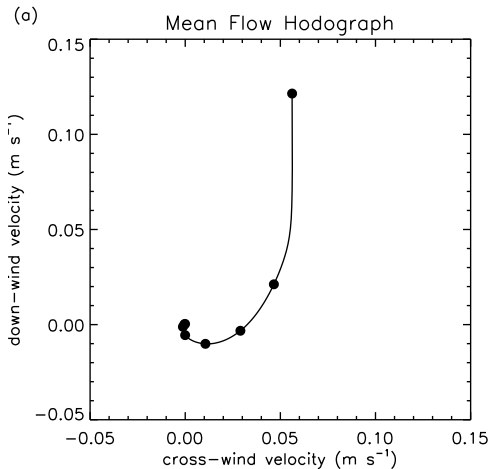
$$\Delta x = \Delta y = 1.25 \text{ m},$$

$$\Delta z = 0.625 \sim 2.5 \text{ m}$$





Yoshikawa (2019)



Yoshikawa (2019)、Zikanov (2003)

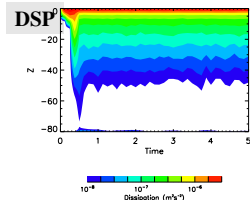
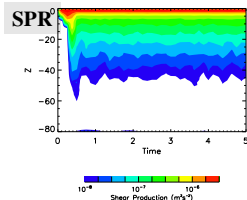
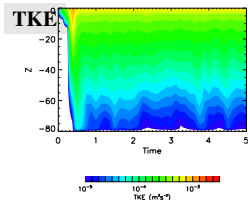
流速： U_* の 12 倍 (風速の 1.2%)

流向：風向から 23 度

⇒ ナンセン観測とエクマン理論の差を埋める

乱流運動エネルギー (TKE) 方程式

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \frac{\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}}{2}}_{\text{TKE}} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}_{\text{シアー生成}} + \underbrace{\overline{w'b'}}_{\text{浮度変換=0}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{w'TKE} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho} - \overline{v} \frac{\partial \text{TKE}}{\partial z} \right\}}_{\text{輸送}} - \underbrace{\varepsilon}_{\text{散逸}}$$



風成乱流：特徴

- シアー生成がエネルギー源 (MKE \Rightarrow TKE)
- シアー生成 \simeq 散逸@各深度
- 鉛直輸送はほぼ無い
 - \Rightarrow 乱流は局所的 (local)：その深さのシアーが乱流生成
- 乱流応力 \parallel 鉛直シアーベクトル

$$\left(\overline{u'w'}, \overline{v'w'}\right) \propto \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right) \Rightarrow \left(\overline{u'w'}, \overline{v'w'}\right) = -K \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)$$

螺旋構造の観測例

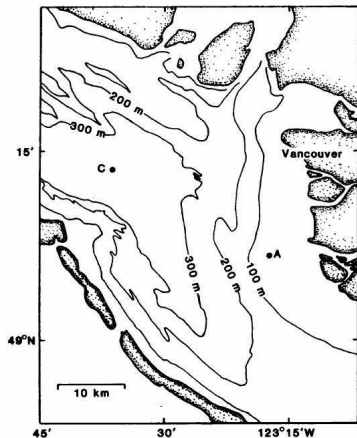


Fig. 1. Plan view of the Strait of Georgia, showing the cycle sonde (C) and anemometer (A) stations. The anemometer is located 18 m above sea level.

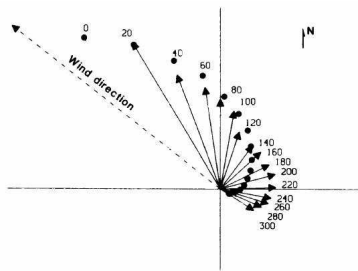


Fig. 3. The mode 1 eigenfunction. Its direction has been fixed by picking the arrow at 20 m to lie along the direction of the principal axis of the covariance matrix of the currents at 20 m. The dots show the amplitude and direction as given by the Ekman spiral. The wind direction is the direction of the principal axis of the covariance matrix of the wind.

(Stacey 1986)

螺旋構造の観測例

カリフォルニア沖係留観測
係留期間：約6ヶ月

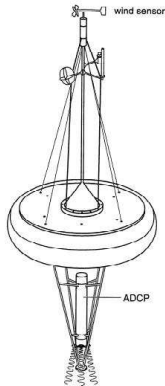


Figure 2. Schematic diagram of EBC surface buoy. Wind sensor is at the top of the buoy mast; downward looking acoustic Doppler current profiler (ADCP) is mounted in the buoy bridge.

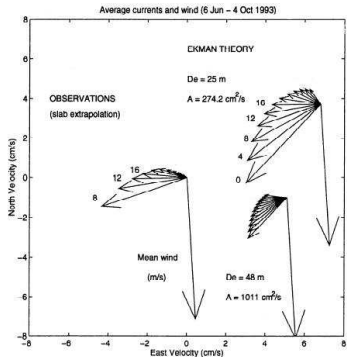


Figure 9. Mean ageostrophic spiral calculated from observations using a slab extrapolation from 8 m to the surface and the corresponding Ekman spirals calculated by fitting e -folding depth scale from amplitude decay and from rate of turning of the velocity vector. Theoretical spirals are offset from the origin for clarity. Mean wind vector is also shown. Scales are centimeters per sec for currents and meters per sec for wind.

Chereskin (1995)

特徴：流速減少率 > 流向変化率

エクマン層のまとめ

理論・予想

対数層（コリオリが効かない層）：

| | | | |
|------|-----------------------|-----------------------|--------------------------------|
| 応力 | 一定 | $u'w'$ | $= U_*^2$ |
| 流速 | 対数（減少） | \bar{u} | $= (U_*/\kappa) \log(z /z_0)$ |
| 粘性係数 | 線形（増加） | K_M | $= \kappa U_* z $ |
| 厚さ | $\simeq 0.01 U_* / f$ | $\sim O(1 \text{ m})$ | |

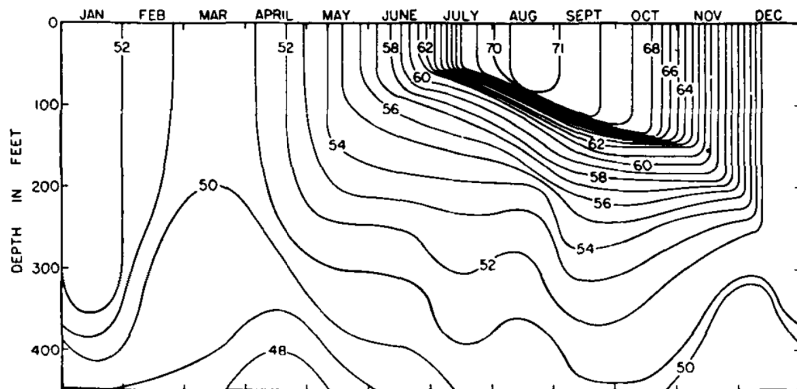
(狭義の) エクマン層（コリオリが効く層）：

| | | | |
|------|------------------|-------------------------|---|
| 応力 | 指数（減少） | $u'w'$ | $\propto U_*^2 \exp(- z /\delta_f)$ |
| 流速 | 指数（減少） | \bar{u} | $\propto U_* \exp(- z /\delta_f)$ |
| 粘性係数 | 指数（減少） | K_M | $\propto (U_*^2/f) \exp(- z /\delta_f)$ |
| 厚さ | $\simeq U_* / f$ | $\sim O(100 \text{ m})$ | |

観測

- ▶ 螺旋構造（長期平均して見える）
- （俗説）海面では、流速：風速の 2-3 %、流向：20-30 度
- ▶ 深度方向の流速変化率と流向変化率の不一致

海洋表層境界層：混合層



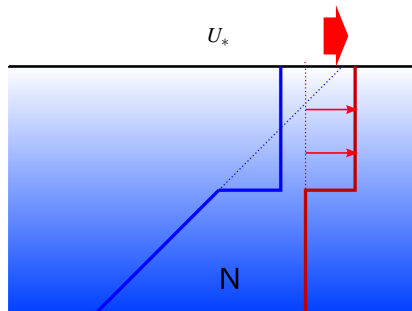
Turner and Kraus (1967)

バルク模型

$$\bar{u}(z) \simeq \bar{u}_{ML}$$

$$\bar{v}(z) \simeq \bar{v}_{ML}$$

$$\bar{b}(z) \simeq \bar{b}_{ML}$$



Kraus - Turner 模型 (Kraus and Turner 1967)

浮度方程式

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'b'})$$

↓鉛直積分

$$H \frac{\partial \bar{b}_{ML}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{w'b'}_{z=0}}_{B_s} + \underbrace{\overline{w'b'}_{z=-H}}_{-B_e}, \quad B_s = \alpha g Q / \rho_0 C (> 0 \text{ 海が暖まるとき})$$

TKE 方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\frac{\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}}{2}}_{\text{TKE}} = \underbrace{-\overline{u'w'}}_{P: \text{シア-生成}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \underbrace{\overline{v'w'}}_{C: \text{浮度変換}} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \underbrace{\overline{w'b'}}_{T: \text{輸送}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{w'TKE} + \frac{\overline{w'p}}{\rho} - v \frac{\partial \text{TKE}}{\partial z} \right\}}_{\text{散逸}} - \epsilon$$

↓鉛直積分、定常 = 0

$$0 = \underbrace{\int_{-H}^0 P dz}_{P^*} - (B_s + B_e) H / 2 - \underbrace{\int_{-H}^0 T dz}_{T^*} - \underbrace{\int_{-H}^0 \epsilon dz}_{\epsilon^*}$$

エントレイメント

$$B_e = \mathcal{H} (\bar{b}_{ML} - \bar{b}_b) \frac{dH}{dt}, \quad \mathcal{H} = \begin{cases} 1 & dH/dt > 0 \\ 0 & dH/dt < 0 \end{cases}$$

浮度方程式

$$H \frac{\partial \bar{b}_{ML}}{\partial t} + \mathcal{H}(\bar{b}_{ML} - \bar{b}_b) \frac{dH}{dt} = B_s$$

TKE 収支式

$$\mathcal{H} \frac{dH}{dt} = \frac{1}{(\bar{b}_{ML} - \bar{b}_b)} \left(\frac{2P^* + 2T^* - 2\varepsilon^*}{H} - B_s \right)$$

$$P^*、T^*、\varepsilon^*、B_s、\bar{b}_b \Rightarrow \bar{b}_{ML}、H$$

混合層淺化 ($\mathcal{H} = 0$)

$$\frac{\partial \bar{b}_{ML}}{\partial t} = \frac{B_s}{H},$$
$$H = \frac{2P^* + 2T^* - 2\varepsilon^*}{B_s}$$

混合層深化 ($\mathcal{H} = 1$)

$$\frac{\partial \bar{b}_{ML}}{\partial t} + \frac{\bar{b}_{ML} - \bar{b}_b}{H} \frac{dH}{dt} = \frac{B_s}{H},$$
$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{(\bar{b}_{ML} - \bar{b}_b)} \left(\frac{2P^* + 2T^* - 2\varepsilon^*}{H} - B_s \right)$$

Kraus - Turner 模型

条件設定

$$P^* = \bar{\tau} \cdot \bar{u} = m_1 U_*^3$$

$$T^* = m_2 U_*^3$$

$$\varepsilon^* = m_3 U_*^3 \text{ (Niller and Kraus 1977)}$$

$B_s = \text{periodic}$

$$\bar{b}_b = \frac{a}{z^3}$$

*混合層浅化時

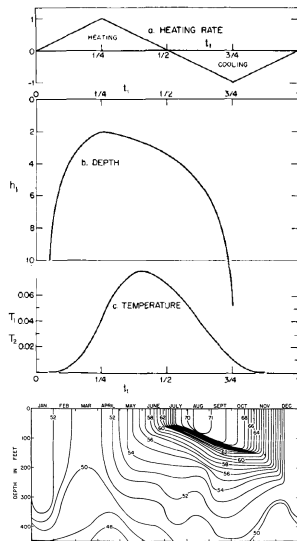
$$H = \frac{2(m_1 + m_2 - m_3)U_*^3}{B_s} \propto L_O: \text{Obukhov 長}$$

成功

- ▶ 海面水温・混合層深度の季節変化 (定性的だが)

欠点

- ▶ P^* 、 T^* 、 ε^* の表現
- ▶ H は f と無関係? (エクマン層は?)



(Kraus and Turner 1967)

Kraus - Turner 模型

改良 Garwood (1977), Gasper (1988)

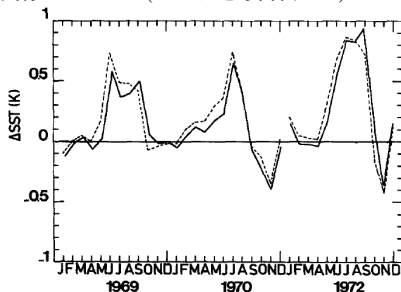
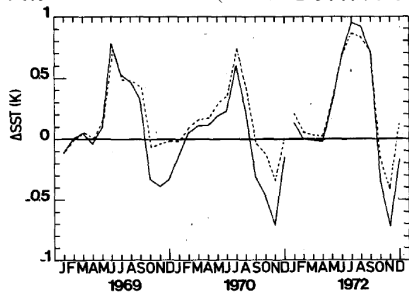
$$\epsilon^* = cU_*^2 H / f$$

*混合層浅化時

$$H = \frac{2(m_1 + m_2)U_*^3}{B_s + 2cU_*^2 f} = \frac{1}{L_o^{-1} + 2cL_E^{-1}} : \text{オブコフ長とエクマン長の小さい方}$$

検証：海面水温誤差

実線：Niller and Kraus (1977、地球自転なし) 破線：Garwood (1977、地球自転あり)



Gasper (1988)

訂正：破線は観測値ではなく地球自転を考慮した別のバルク模型 (Wells 模型) でした。

Pollard 模型 (Pollard 1973)

運動方程式 ⇐ ここがポイント

$$\frac{\partial \bar{u}_{ML}}{\partial t} - f \bar{v}_{ML} = \frac{\tau_x - \tau_x(z = -H)}{\rho H}$$

$$\frac{\partial \bar{v}_{ML}}{\partial t} + f \bar{u}_{ML} = \frac{\tau_y - \tau_y(z = -H)}{\rho H}$$

浮度方程式

$$\frac{\partial \bar{b}_{ML}}{\partial t} = \frac{B_s - B_e}{H}$$

エントレイメント

$$\tau_x(z = -H) = \mathcal{H} \Delta u \frac{dH}{dt} = \mathcal{H} (\bar{u}_{ML} - \bar{u}_b) \frac{dH}{dt}$$

$$\tau_y(z = -H) = \mathcal{H} \Delta v \frac{dH}{dt} = \mathcal{H} (\bar{v}_{ML} - \bar{v}_b) \frac{dH}{dt}$$

$$B_e = \mathcal{H} \Delta b \frac{dH}{dt} = \mathcal{H} (\bar{b}_{ML} - \bar{b}_b) \frac{dH}{dt}$$

バルクリチャードソン数 ⇐ ここのポイント

$$Ri_b \equiv \frac{\Delta b H}{\Delta u^2 + \Delta v^2} = Ri_{bc}$$

Pollard 模型：例（制止、一様成層）

初期条件

$$\bar{u}_{ML} = 0,$$

$$\bar{v}_{ML} = 0,$$

$$\bar{b}_{ML} = N^2 z$$

エントレイメント

$$\Rightarrow \tau_x(z = -H) = \Delta u \frac{\partial H}{\partial t} = \bar{u}_{ML} \frac{dH}{dt},$$

$$\tau_y(z = -H) = \Delta v \frac{\partial H}{\partial t} = \bar{v}_{ML} \frac{dH}{dt},$$

$$B_e = \Delta b \frac{\partial H}{\partial t} = \left(\bar{b}_{ML} - (-N^2 H) \right) \frac{dH}{dt}$$

運動方程式・浮度方程式

$$\frac{\partial H \bar{u}_{ML}}{\partial t} - f H \bar{v}_{ML} = \frac{\tau_x}{\rho}$$

$$\frac{\partial H \bar{v}_{ML}}{\partial t} + f H \bar{u}_{ML} = \frac{\tau_y}{\rho}$$

$$\frac{\partial H \bar{b}_{ML}}{\partial t} + N^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{H^2}{2} \right) = B_s$$

バルクリチャードソン数

$$Ri_b = \frac{\bar{b}_{ML} H + N^2 H}{\bar{u}_{ML}^2 + \bar{v}_{ML}^2} = Ri_{bc}$$

Pollard 模型：例（制止、一様成層）

例

冷却のみ： $\tau_x = \tau_y = 0$, $B_s < 0$

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_{ML} = \bar{v}_{ML} = 0, \\ \bar{b}_{ML} = -N^2 H \end{aligned} \right\} \Rightarrow H(t) = \frac{\sqrt{-2B_s}}{N^{3/2}} (Nt)^{1/2}$$

風のみ・非回転： $\tau_x/\rho = U_*^2$, $\tau_y = B_s = 0$, $f = 0$

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_{ML} = \frac{U_*^2 t}{H}, \bar{v}_{ML} = 0, \\ \bar{b}_{ML} = \frac{-N^2 H}{2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow H(t) = (2Ri_{bc})^{1/4} \frac{U_*}{N} (Nt)^{1/2}$$

風のみ・回転： $\tau_x/\rho = U_*^2$, $\tau_y = B_s = 0$, $f > 0$

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_{ML} + \bar{v}_{ML} = \left(\frac{2U_*^2}{fH} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{ft}{2} \right) < \left(\frac{2U_*^2}{fH} \right)^2 \\ \bar{b}_{ML} = \frac{-N^2 H}{2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow H < (8Ri_{bc})^{1/4} \frac{U_*}{\sqrt{Nf}}$$

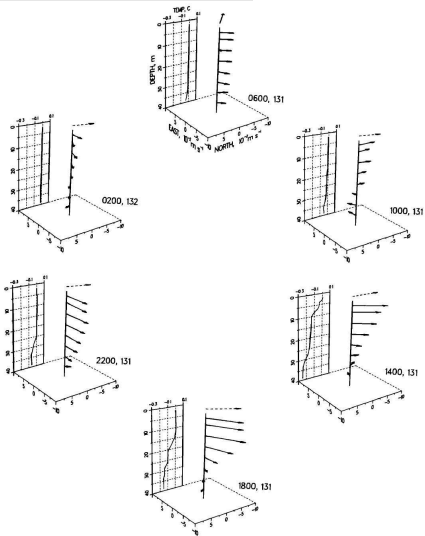
自転下では混合層深化（エントレイメント）に制限

Price, Weller and Pinkel (1986)

FLIP



流速の鉛直構造の時間変化



SIO/UCSD

(Price et al. 1986)

運動方程式・浮度方程式

$$\frac{\partial u(z)}{\partial t} - fv(z) = \frac{\partial X(z)}{\partial z}$$

$$\frac{\partial v(z)}{\partial t} + fu(z) = \frac{\partial Y(z)}{\partial z}$$

$$\frac{\partial b(z)}{\partial t} = \frac{\partial F(z)}{\partial z}$$

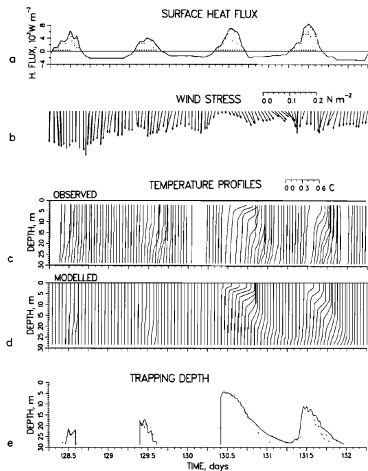
手順

- (1) 対流不安定
 $\partial b/\partial z < 0$ を解消するまで海面から鉛直一様化
- (2) 混合層不安定
 $R_b < R_{bc} = 0.65$ を解消するまで海面から鉛直一様化
- (3) シアー不安定
 $R_g < R_{gc} = 0.25$ を解消するまでその深度で混合

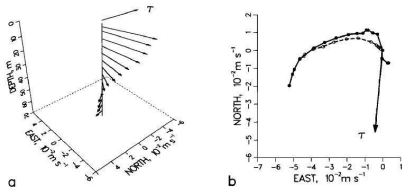
$$R_g = \frac{\partial b/\partial z}{(\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2}$$

*バルク模型ではないが、ほぼバルク模型

PWP 模型



(Price et al. 1986)



成功

- ▶ 水温・流速の日変化
- ▶ 螺旋構造 (流速減少率 > 流向変化率)

欠点 (Pollard 模型)

- ▶ 海面加熱時、流速は風に依存せず

$$\Delta u = \frac{U_*^2}{fH}, \quad \Delta b = \frac{B_s t}{H}, \quad Ri_{bc} = \frac{\Delta b H}{\Delta u^2}$$

⇓

$$\Delta u = Ri_{bc}^{-1/2} (B_s t)^{1/2}$$

- ▶ バルクリチャードソン数は何を表す？

■ バルク模型

- 観測とともに更新
季節変化 ⇒ Kraus-Turner 模型
日変化 ⇒ PWP 模型
- 解析的取扱 ⇒ パラメータ依存性が見やすい
- 軽量 ⇒ 気象シミュレーションに活用 (PWP 模型 in JMA-MSM)

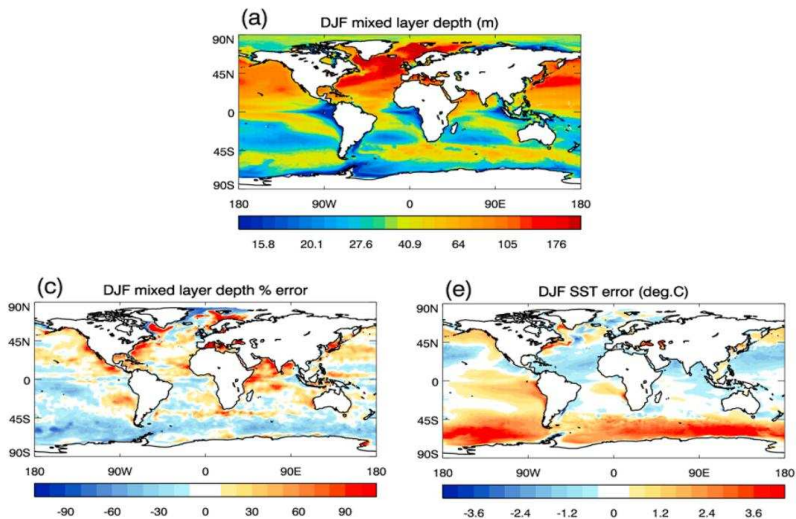
■ 高精度計算には乱流クロージャーマodel

- Mellor-Yamada
- KPP
- 説明できたこともあるが、説明できないこともある

ここまでのまとめ

- エクマン層と混合層
 - 同層なのに別扱い
 - 混合層を考えるとときはエクマン層を脇に置く (バルク模型)
 - エクマン層を考えるとときは混合層を脇に置く
 - 境界層として一体として見る必要あり
- 現象を解像できていない
 - 現場観測は容易でない
 - 数値実験も (当時は)

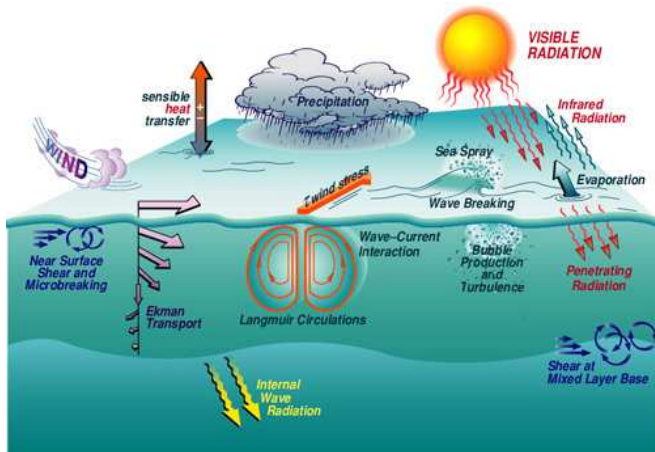
大気・海洋結合モデルでの海面水温誤差 (Belcher et al. 2012)



(Belcher et al. 2012)

海洋表層境界層

乱流生成要因：風、熱、波



<https://www.whoi.edu/science/AOPE/dept/CBLASTmain.html>

海洋表層境界層

- 風成乱流 ・ 熱成乱流 (対流)
 - ▶ ~~シアー乱流・熱対流 (先行研究の振り返り)~~
 - ▶ 新知見 (大気境界層との相似性、海洋境界層の独自性)
- 波成乱流 (海洋境界層の独自性)
 - ▶ (A) 碎波
 - ▶ (B) 波・流れ相互作用
 - 波浪・ラングミュア循環・ラグランジュ流速
 - 理論 (Craig and Leibovich 1976) と検証 ・ 実測
 - ▶ (C) 非碎波混合
 - メカニズムの解明・混合評価