

惑星大気研究会, 2016/3/9

Modeling micro-scale processes in the ocean

松村 義正

北海道大学 低温科学研究所

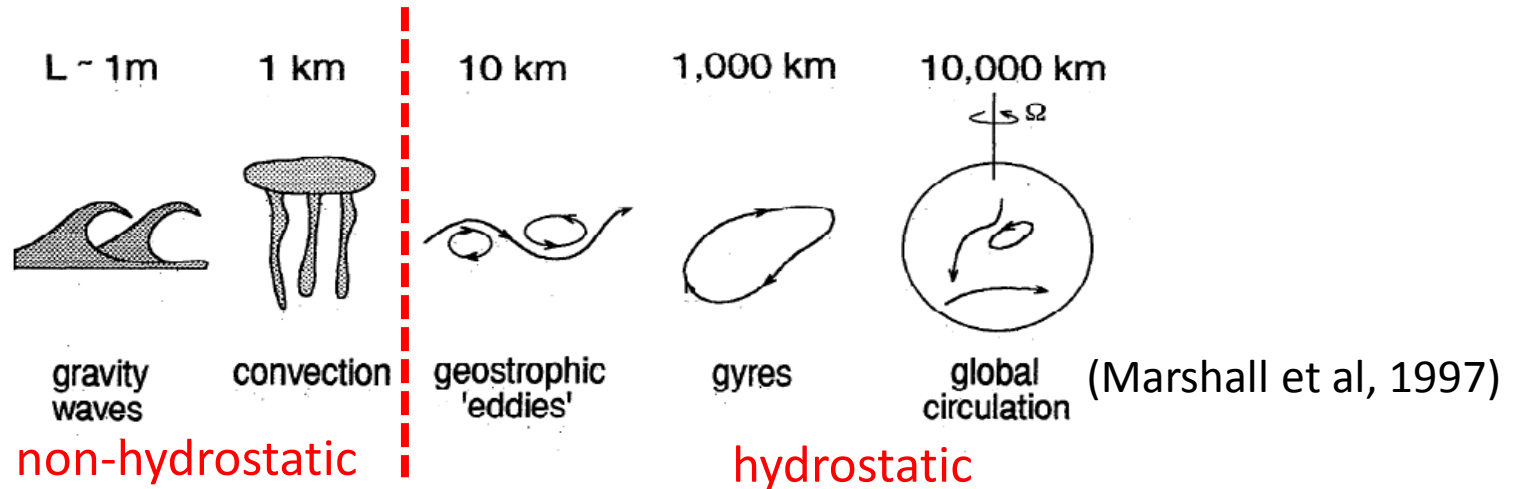
自己紹介

- CCSR (羽角先生)で学位 (2009)
 - 人のコードは読みたくない/使いたくない
 - 修士: FFTによる海洋非静力 (デカルト座標, 地形なし) + 海水
 - 博士: マルチグリッドPoissonソルバー (速い!, スケーラブル!)
南極底層水の沈み込み (~1km格子, 実は非静力関係ない)
- PD@CCSR, AORI (2009-2011):
 - 非静力モデルの数値計算チューニング、高並列対応
- 低温研 (2011-)
 - 底層水形成のエントレインメントを解像したい、データが必要
 - 係留系回収のため南極観測隊に (初めて船に乗る) → 失敗
 - 開き直ってコード書く, 追いつけ追い越せMIT-GCM

目次

- 非静力海洋モデル
 - マルチグリッドPoisson/Helmholtzソルバ
 - Dynamic Smagorinsky サブグリッドモデル
 - 南極底層水形成過程 (KH不安定)
 - 二重拡散(インターリービング)
- 粒子追跡による混相(分散)流モデル
 - 実装の詳細
 - 応用例いくつか (泥/氷/気泡)

“非静力学”海洋モデル開発の動機



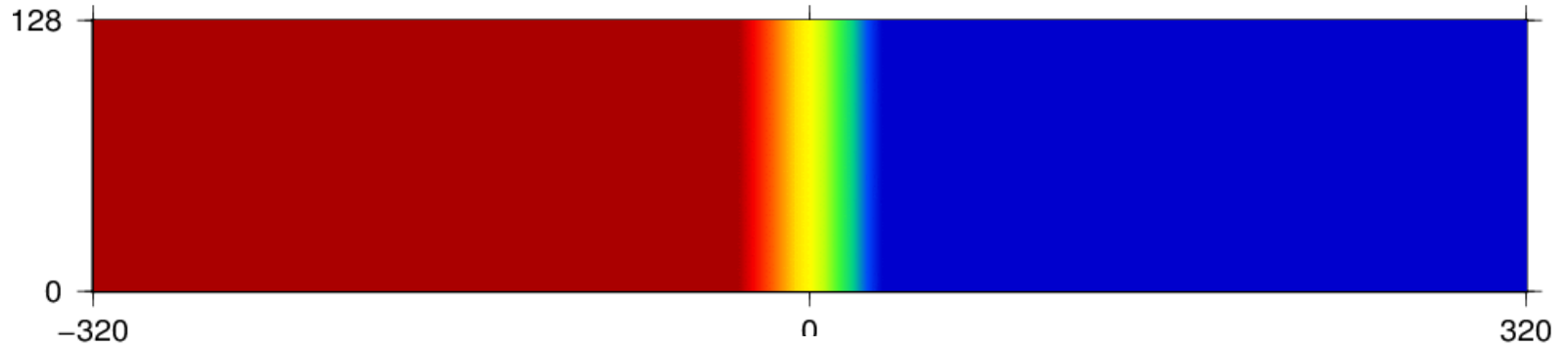
- 海洋には(も?)様々なスケールのプロセスが存在
- 数千年規模の大循環は乱流混合や局所的な沈み込みといったスモールスケールプロセスによって駆動されている
- 既存のOGCMでは解像できないプロセスはパラメタライズ
⇒ OGCMの信頼性はパラメタリゼーションのチューニングによって決まる
- 計算機の発展に伴いスモールスケールプロセスも陽に解像することが可能となりつつある (e.g., 渦解像/サブメソモデル)
- 1kmスケールを境に鉛直運動が重要、非静力項が無視できない
⇒ 既存のOGCMを高解像度するだけでは不十分

非静力学海洋モデル

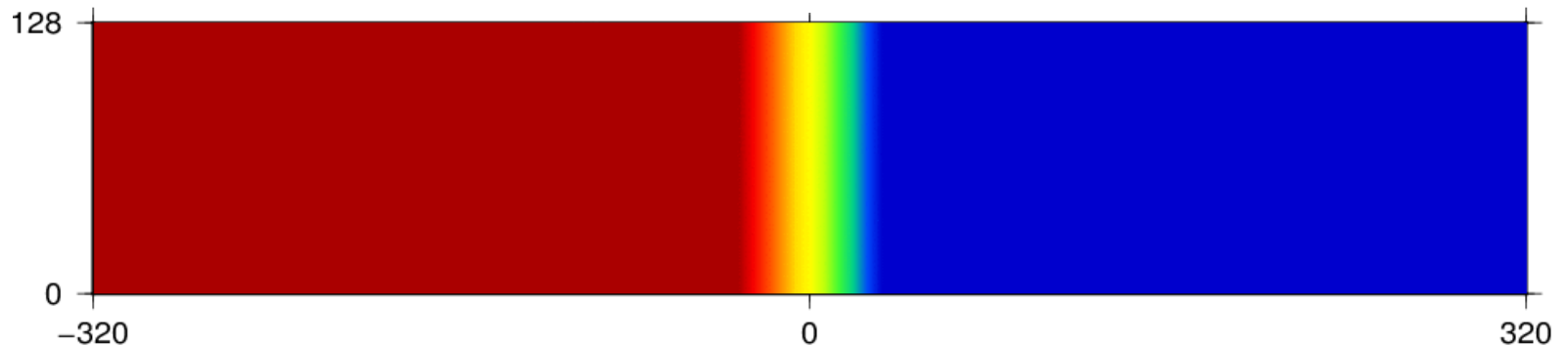
鉛直速度をちゃんと予報

→ 乱流混合や内部/外部重力波を正確に再現

Non-Hydrostatic



Hydrostatic



海洋非静力学モデルの方程式系

- 3次元Navier-Stokes方程式, Boussinesq近似

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \frac{\rho}{\rho_0} \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} + \frac{1}{\rho_0} \nabla \bar{\sigma}$$

- 非圧縮の連続の式: $\nabla \cdot \vec{u} = 0$

- 温位・塩分(溶存物質)の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \theta, S}{\partial t} = -(\vec{u} \cdot \nabla) \theta, S + \nabla(\bar{\kappa} \nabla \theta, S) + Q_{\theta, S}$$

- 状態方程式 (非線形, 有理関数近似): $\rho = \rho(\theta, S, z)$

- 圧力を静水圧部分とその他 (動圧?) に分割*:

$$p = p_{HS} + p_{NH}, \quad p_{HS} \stackrel{\text{def}}{=} \int_z^\eta \rho dz'$$

- N-S eq. 右辺中の p_{NH} 以外の項は評価可能、まとめて G と置くと

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \vec{G} - \nabla P, \quad P \stackrel{\text{def}}{=} \frac{p_{NH}}{\rho_0}$$

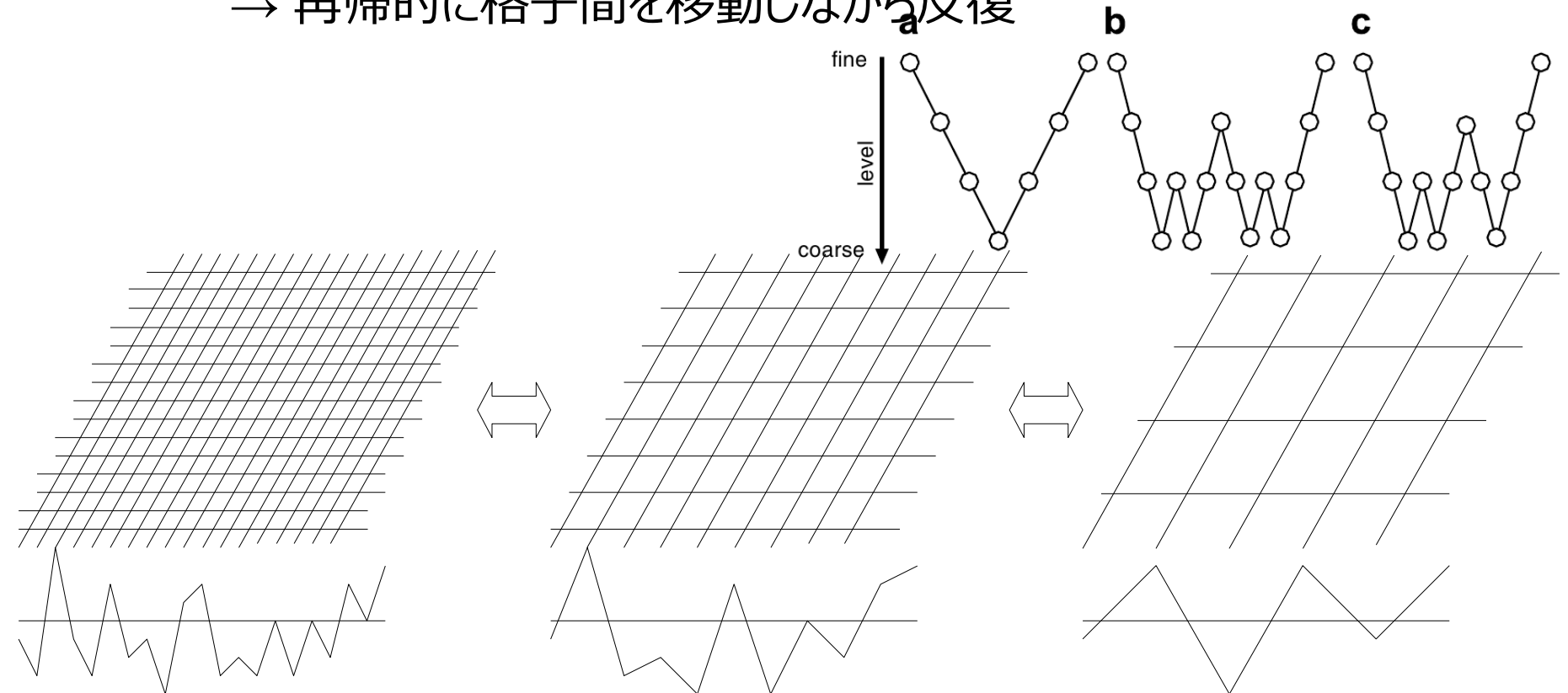
連続の式よりPoisson方程式 $\nabla \cdot \vec{G} = \nabla^2 P$ 境界条件は $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$

Poisson・Helmholtzソルバが極めて重要

- 離散化したPoisson・Helmholtz方程式は単なる線形問題、逆行列を解くだけ
- 総格子数 $> 10^6$, 直接法は $O(10^{12})$ の計算コスト、不可能
- 複雑な陸・海底地形形状 → FFTによるスペクトル法は不可
- 古典的反復法(GS, SOR, CG etc.)は反復回数が格子数に依存
→ 格子数に対してコストが指数関数的に悪化
- 自由表面 → 係数行列が時々刻々変化
- 並列化効率が極めて重要 ← ソルバは全域計算
- 10^8 程度の大規模問題を 10^6 回以上解く必要、スケーラビリティ
⇒ **Multigrid(多重格子)法導入**
 - ✓ 低波数の誤差は粗い格子でスムージング、を再帰的に各レベルで
 - ✓ 収束率が格子数に依らない, 理論的には $O(N\log N)$ で収束
 - ✓ 構造化格子の場合実装が容易 (スケール異方性の考慮は必要)

Multigrid(多重格子法)とは

- 長波長の誤差は荒い格子でも表現できる
 - 荒い格子での反復はコスト小
 - 誤差の各波長成分毎に最適な格子で拡散させる
 - 反復回数が総格子数によらない、**スケーラブル**
- a prioriに誤差を波数毎に分解できるわけではない
 - 再帰的に格子間を移動しながら反復



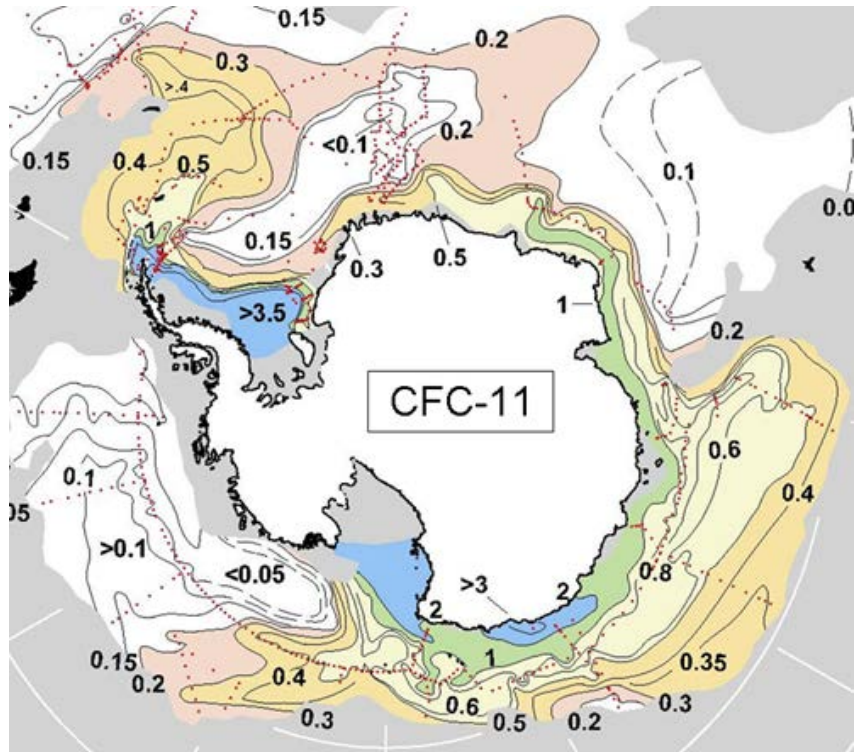
パフォーマンス

- 大規模並列時にも収束性能は良好, $N=2 \times 10^7$, 256PES並列, 現実地形のもとで~10反復で収束.
問題サイズに依存せず. **スケーラブル!!!**
- 全計算時間に対してソルバが占める割合は3~6割程度
- 高い実効性能, $O(10^6)$ 並列@京で~8%

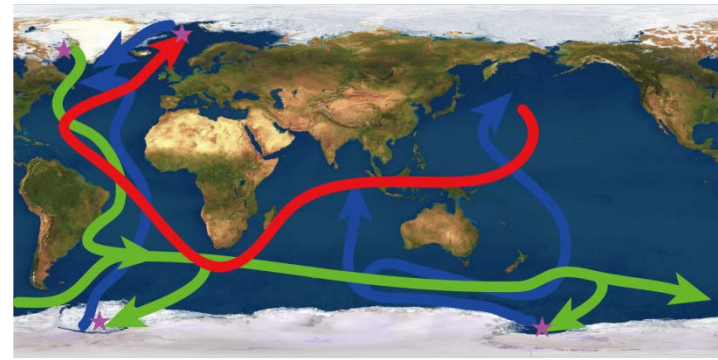
		node 数: 1024	cpu 数/node: 1	core 数/cpu: 16
問題サイズ *2		約 20 億格子 (8192 × 8192 × 32)		
2 点の並列数(m,n)での実行実績		m	n(≥ 2m)	
並列数 process 数 × thread 数*3		1024	16384	
ノード数と並列数の内訳 (Flat MPI 時は thread 数=1 を記入)	node 数	64	1024	
	process 数	1024	16384	
	thread 数	1	1	
実行時間*4		1066 sec	67.3 sec	
演算性能 (実行効率) *5		864 GFlops (5.7%)	13.99 TFlops (5.8%)	
実効並列化率*6		α =	99.9993 %	
並列化効率*7		En =	89.7 %	
最大総メモリ使用量 (概算)		1 GB TR		

もはや「非静力学モデル」自体は足かせにならない

南極底層水形成



海底でのフロンガス(CFC)濃度



表層流 (海面付近) 深層流 (~3000 m) 底層流 (~5000 m) ★ 深層水形成

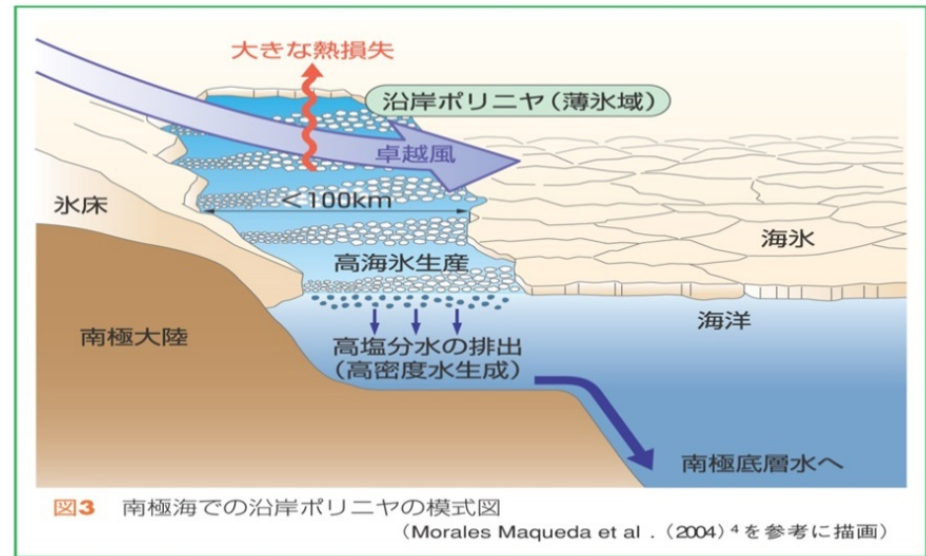
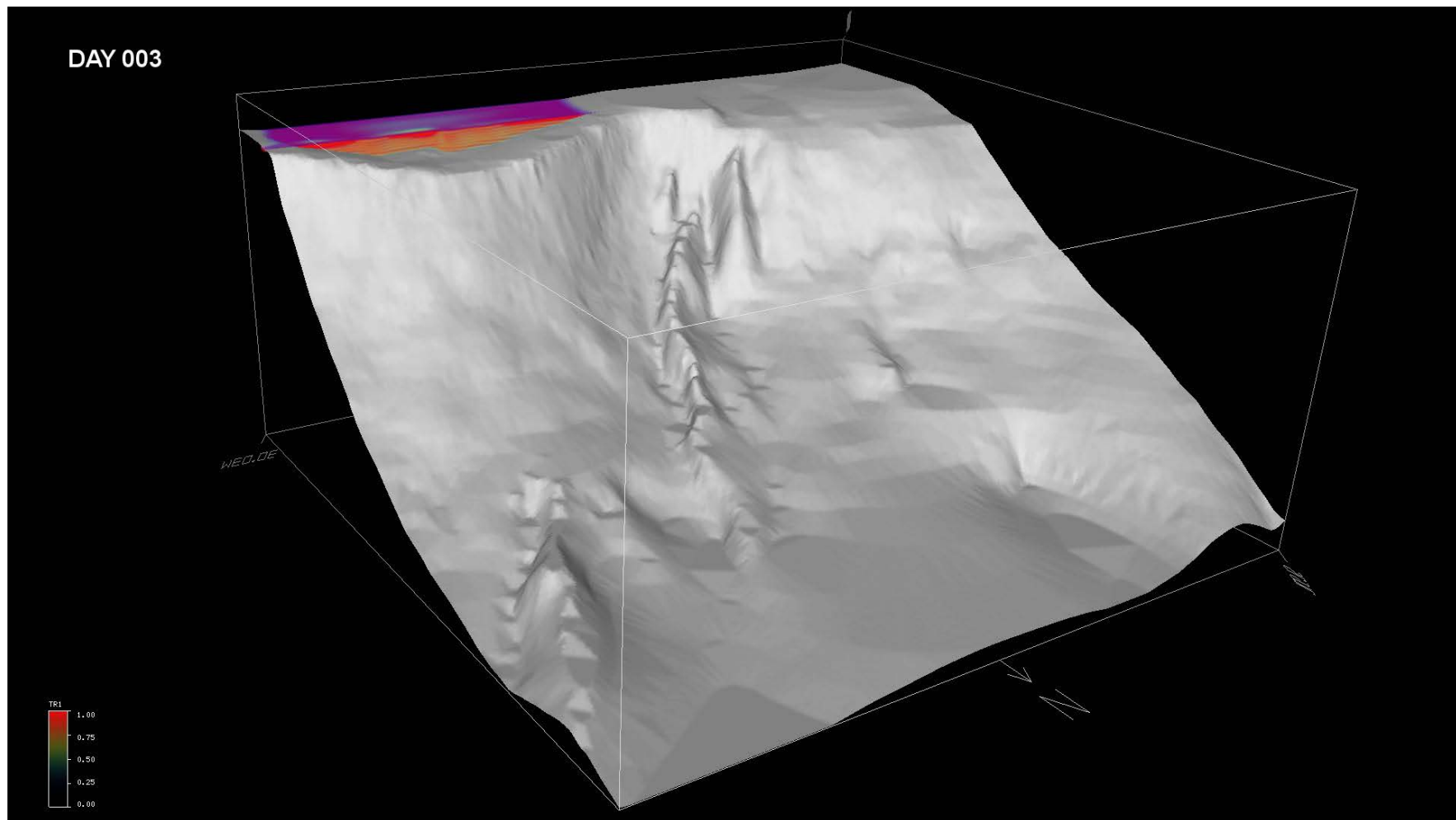


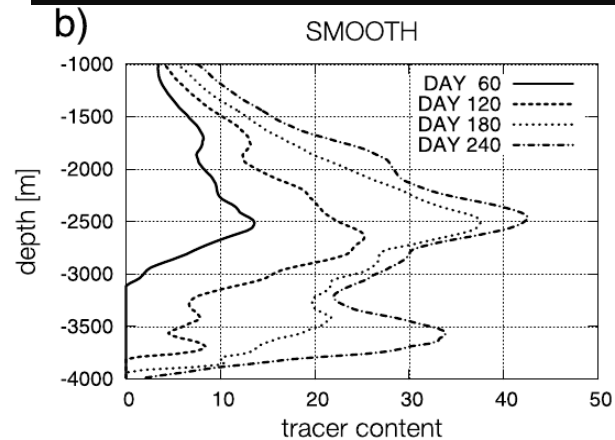
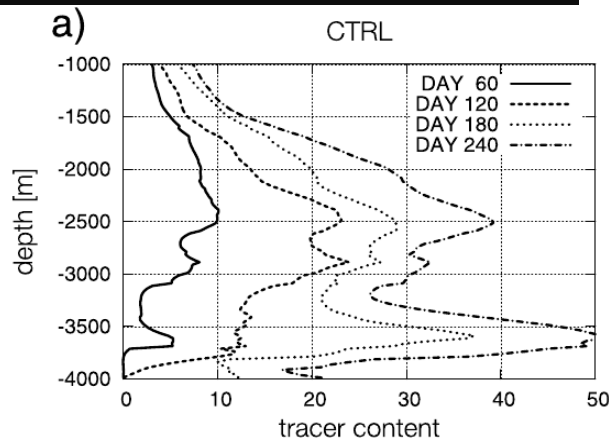
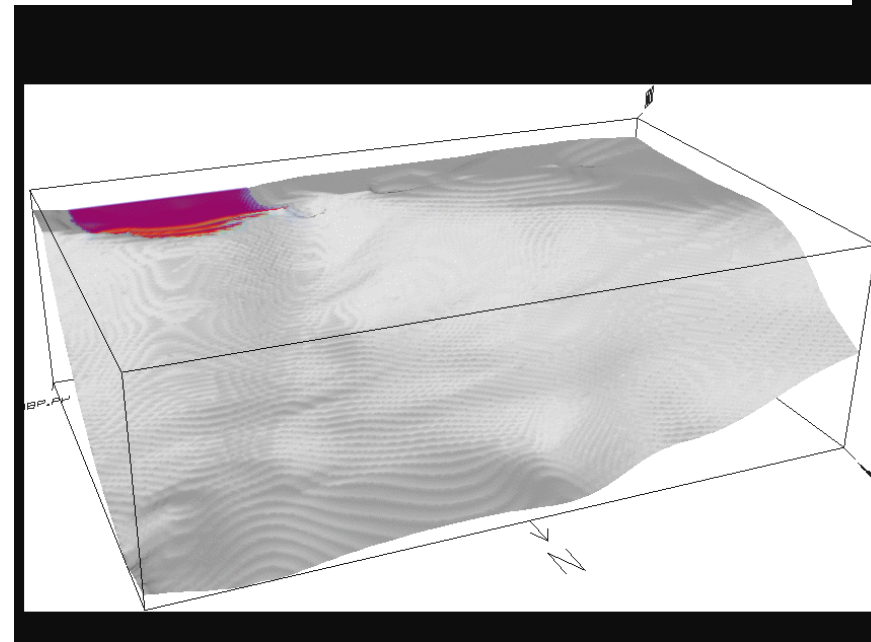
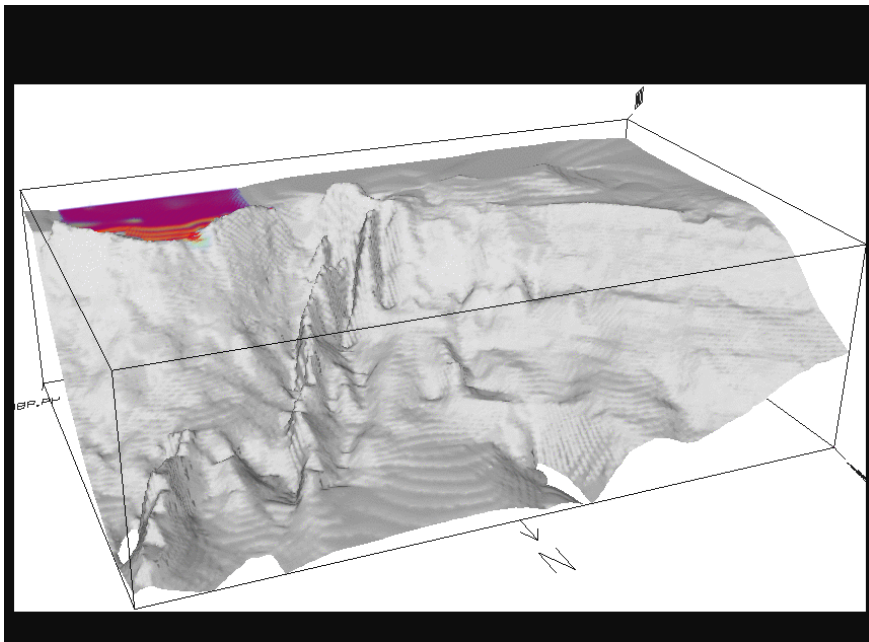
図3 南極海での沿岸ポリニヤの模式図 (Morales Maqueda et al. (2004) ⁴を参考に描画)

南極での海氷生成が全球海洋循環を維持、地球の気候をコントロールどのくらい海氷ができているか、どのくらい深層水ができているか？

非静力学モデルによる 南極底層水沈み込みのシミュレーション

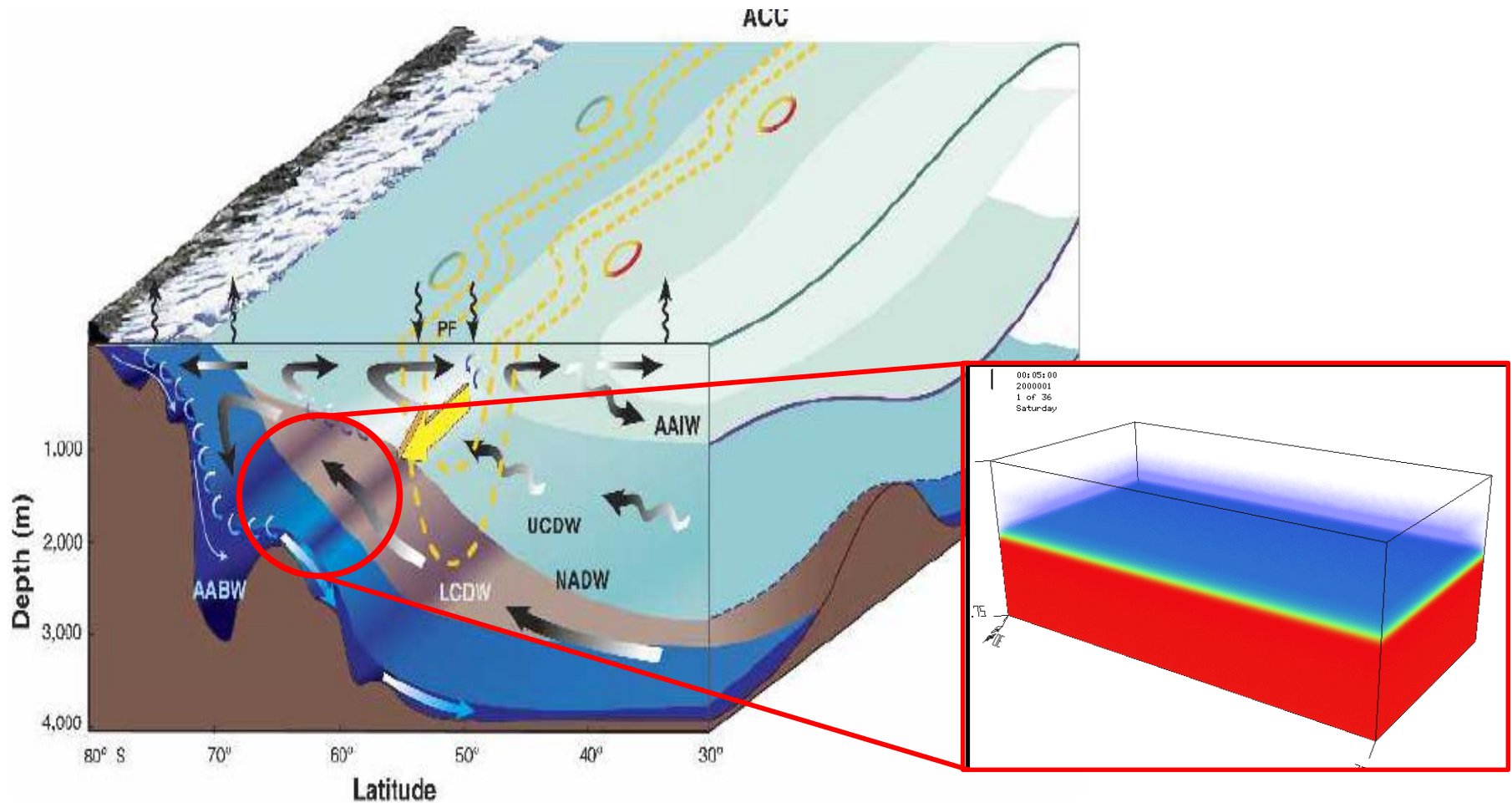


地形の凸凹だけでずいぶん違う



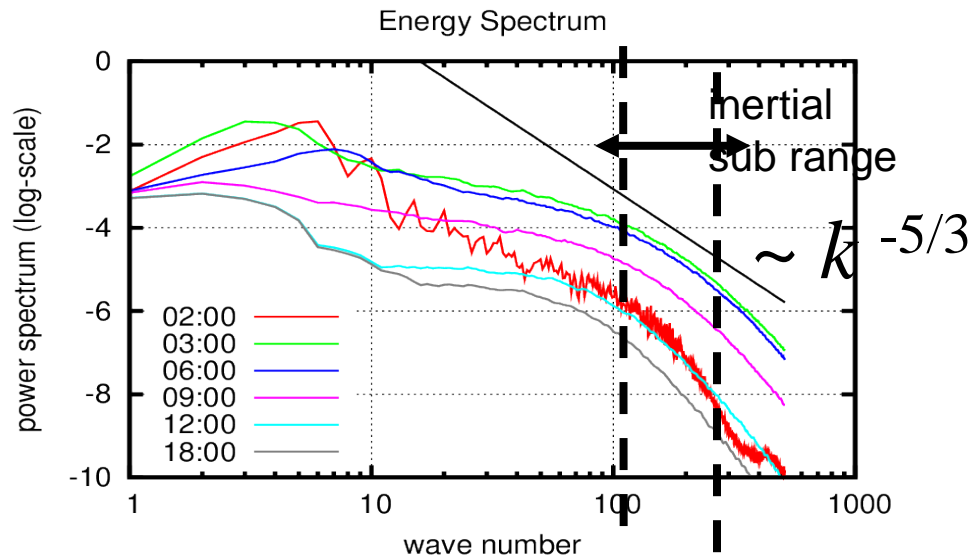
重くてもコリオリ力で沈みにくい

沈み込み過程はとても複雑



乱流混合が起こると軽い水と混ざる
軽くなる → 沈めなくなる

Large Eddy Simulation (LES)



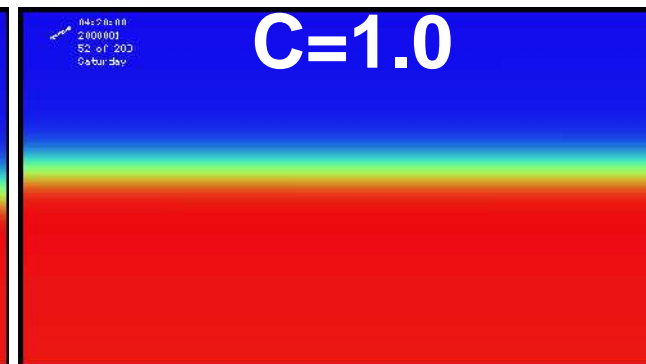
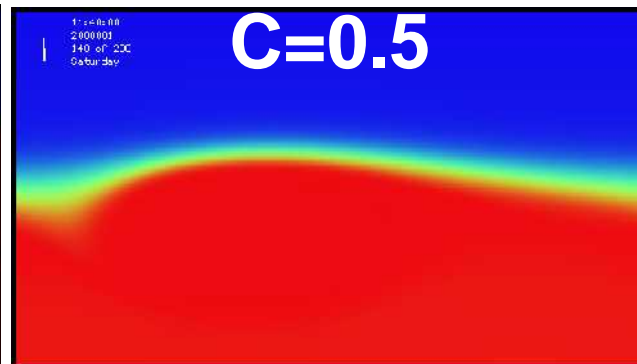
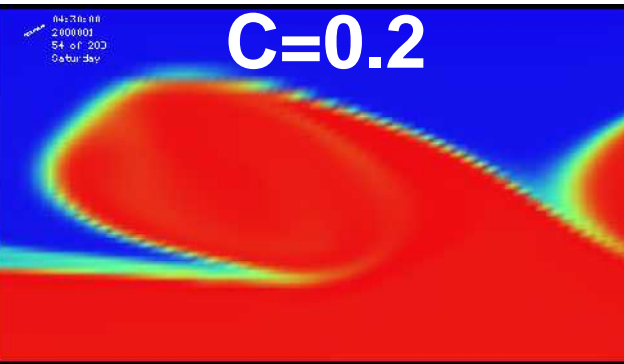
- パワースペクトルから10mより小さいスケールは等方乱流
- 格子幅 $\ll 10$ m とすればLESによってサブグリッドスケールの運動を記述できる.
- 最も単純なLESはSmagorinskyモデル (Smagorinsky 1963)

$$\nu = C^2 \Delta^2 |\bar{S}| \quad , \quad |\bar{S}| \equiv \sqrt{\frac{1}{2} \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$$

$$\kappa = \frac{C^2}{Pr} \Delta^2 |\bar{S}| \quad \bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

Smagorinskyモデルの結果:

- 格子幅 $\Delta=10\text{m}$
- Eddy Prandtl Number $Pr = 1$



どれも怪しい.

- 成層、格子幅の異方性 ($\Delta z \ll \Delta x, y$)

動的LES (dynamic Smagorinsky model)

モデルで解像されている流速場/トレーサー分布から、スケール間相似仮定に基づき適切なSmagorinsky定数を時々刻々診断

(Germano et al., 1991; Moin et al., 1991)

Test filter scale $\delta_{test} = \alpha \delta$, $\alpha \sim 3$

$$\phi(x) \equiv g_{test} * \phi(x) \equiv \int g_{test}(x') \phi(x - x') dx'$$

$$\tau_{test} \equiv uu - \overline{uu} = -2 (C_S \delta_{test})^2 (S) S$$

Germano identity: Assume that C is a scale-invariant

$$\tau_{test} - \tau = \underbrace{\overline{u} \overline{u} - \overline{u} \overline{u}}_L = 2C_{S^2} \delta^2 \underbrace{[(\overline{S}) \overline{S} - \alpha^2 (\overline{S}) \overline{S}]}_M$$

Diagnose C which minimize $Q \equiv (L - 2C_{S^2} M)^2$

$$C_{SD^2} = \frac{L_{ij} M_{ij}}{2M_{ij} M_{ij}}, \quad \tau_D = -2 (C_{SD} \delta)^2 (\overline{S}) \overline{S} = -\frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ii} M_{ii}} \delta^2 (\overline{S}) \overline{S}$$

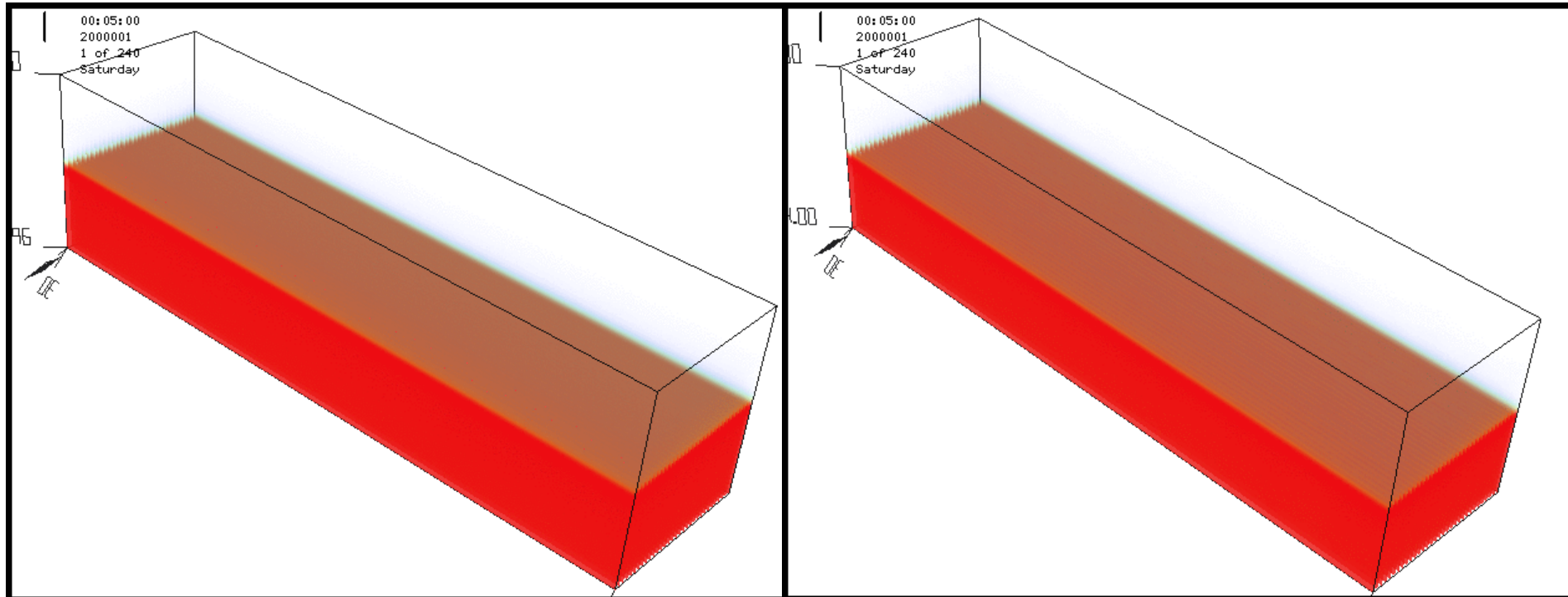
モデル定数を一切含まない

→ ad-hocなチューニング不要

結果の比較

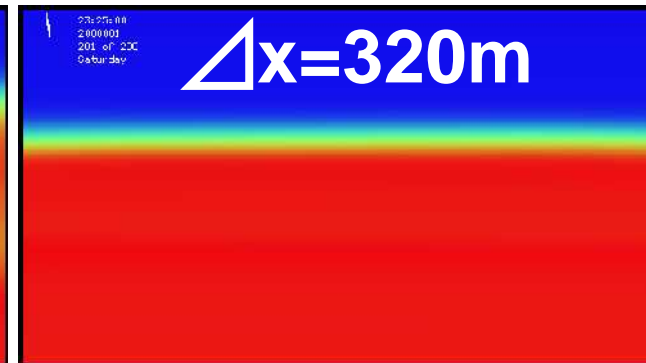
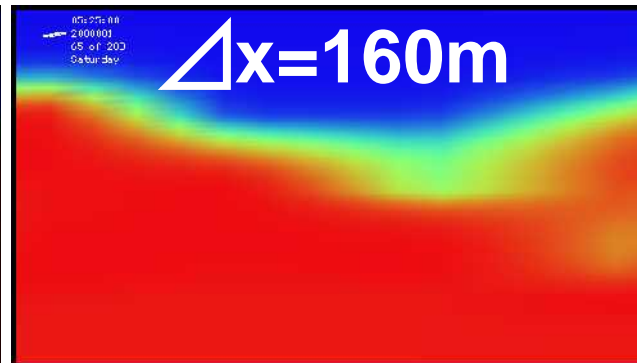
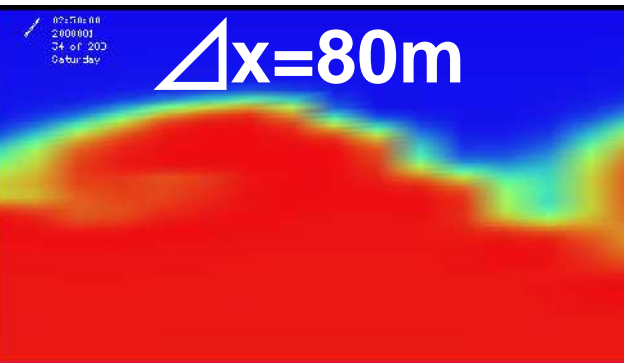
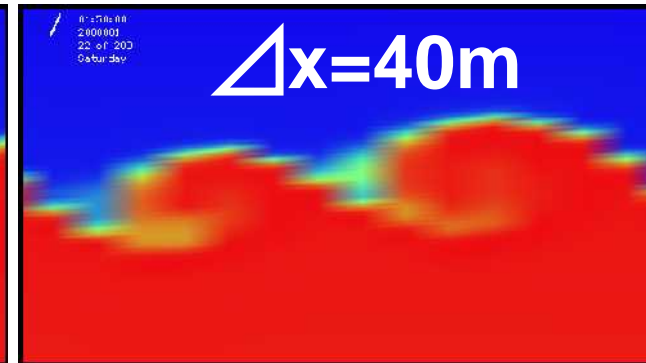
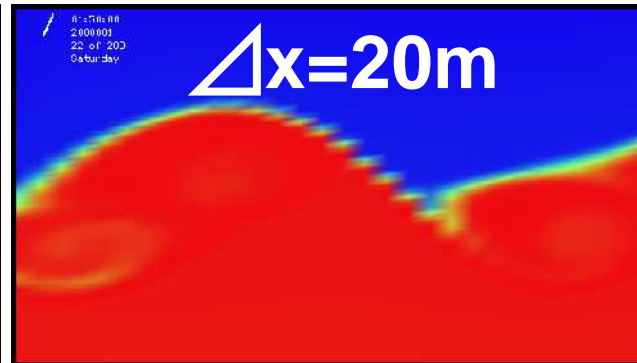
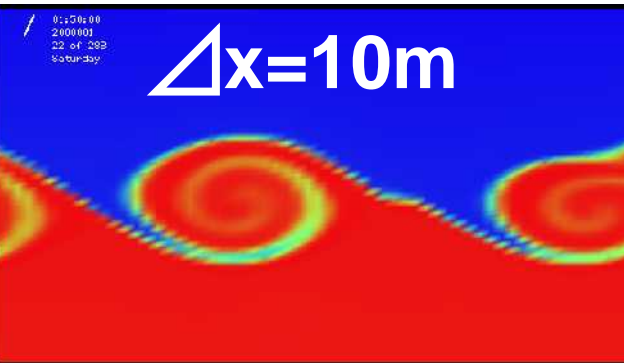
DNS* ($\Delta = 1.25\text{m}$)

D-LES ($\Delta = 10\text{m}$)



- 動的Smagorinskyモデルはリファレンス実験とよく一致
- チューニングパラメータを含まないので
(解像度さえ十分であれば)様々な状況に適用可能

水平解像度依存性



最低 $\Delta x = 40\text{m}$ は必要?

二重拡散対流/インターリーピング

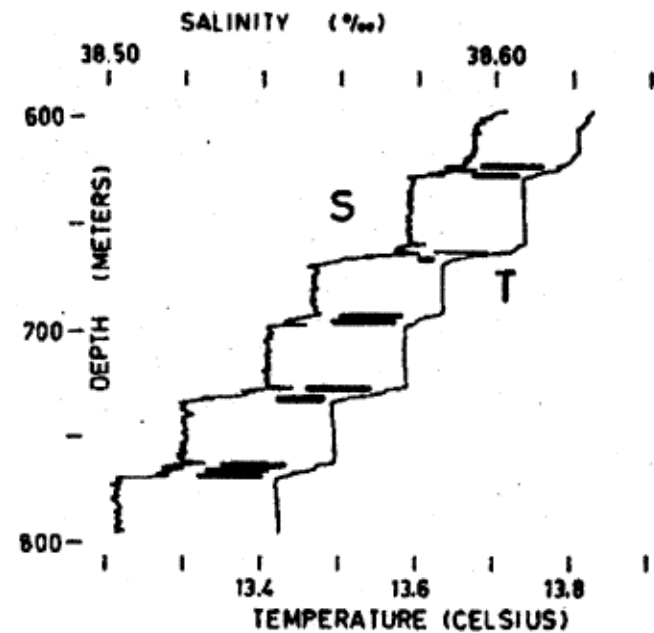
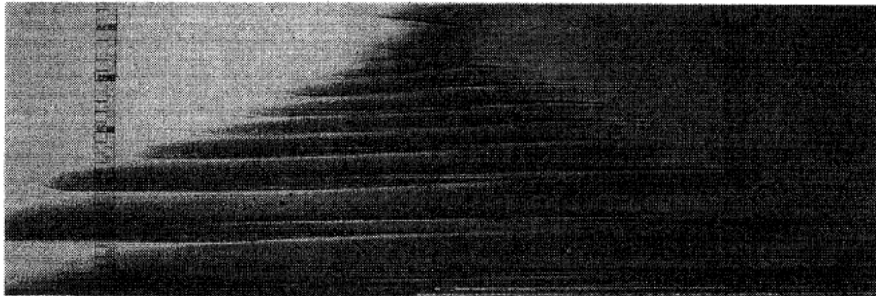
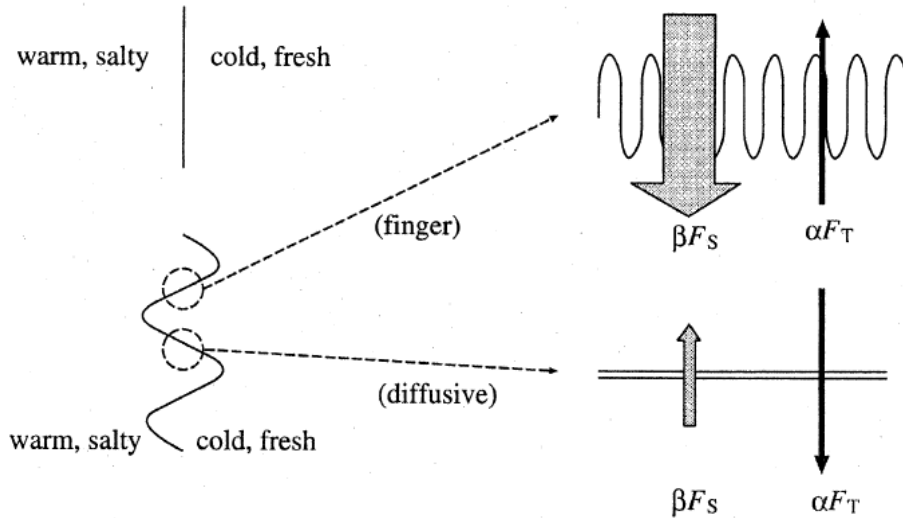
熱拡散係数

$\sim 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$

塩分拡散係数

$\sim 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$

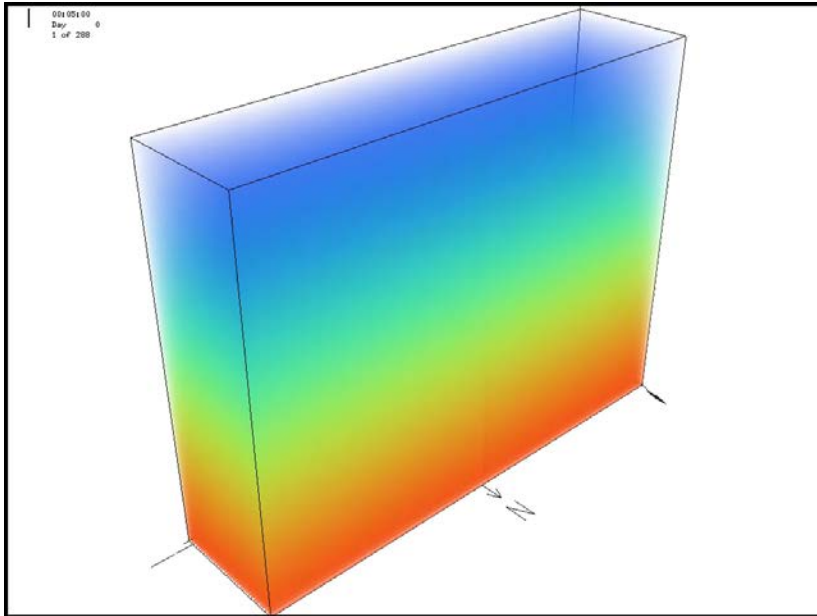
高温高塩と低温低塩の水塊が接すると...



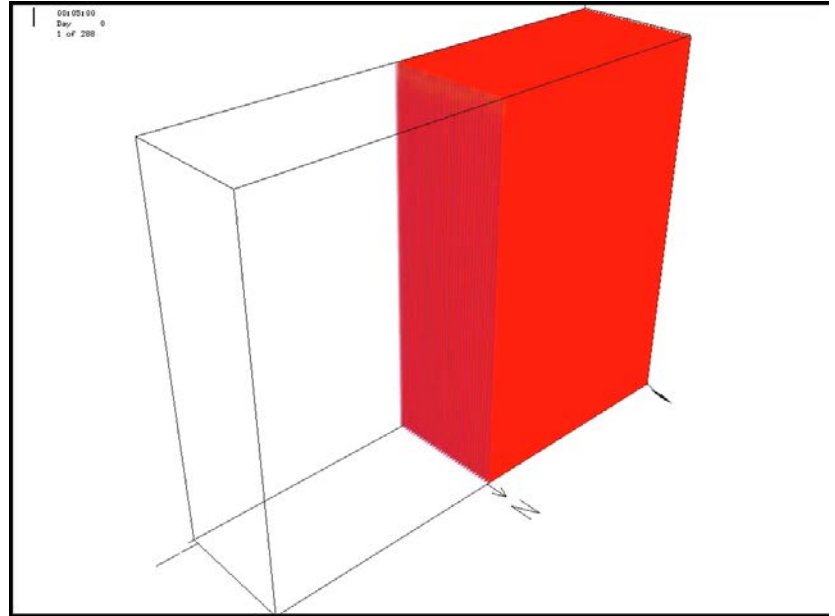
温度塩分のステップ構造 ($\sim 10 \text{ m}$)

二重拡散対流/インターリーブング

密度



塩分



ドメイン:2.5次元, 12.8 m x 3.2 m x 10m,

格子解像度 0.1 m 等方

粘性: Smagorinsky (C = 0.2)

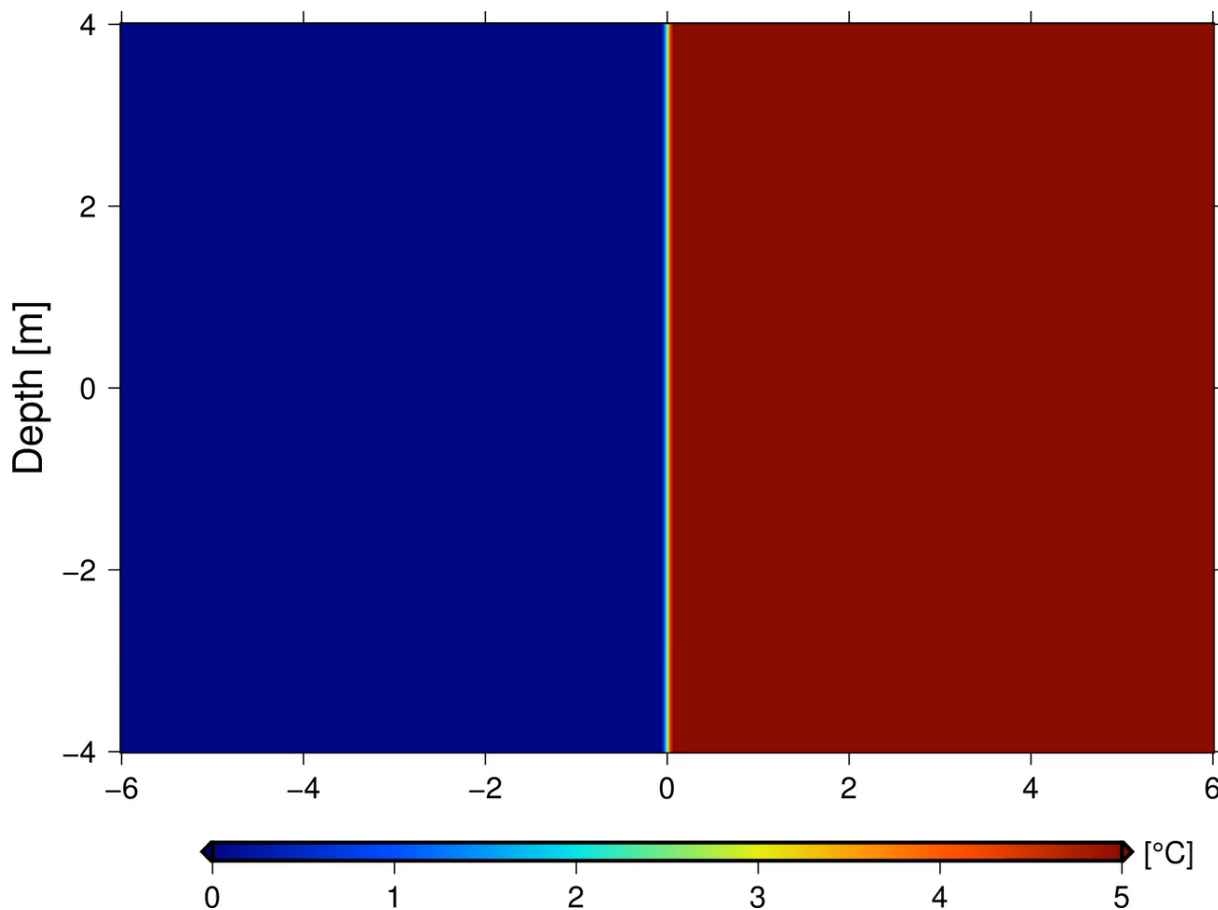
拡散: Smagorinsky (Eddy Pr = 1)

+ 分子熱拡散 (10^{-7} m²/s), 塩分拡散 (10^{-9} m²/s)

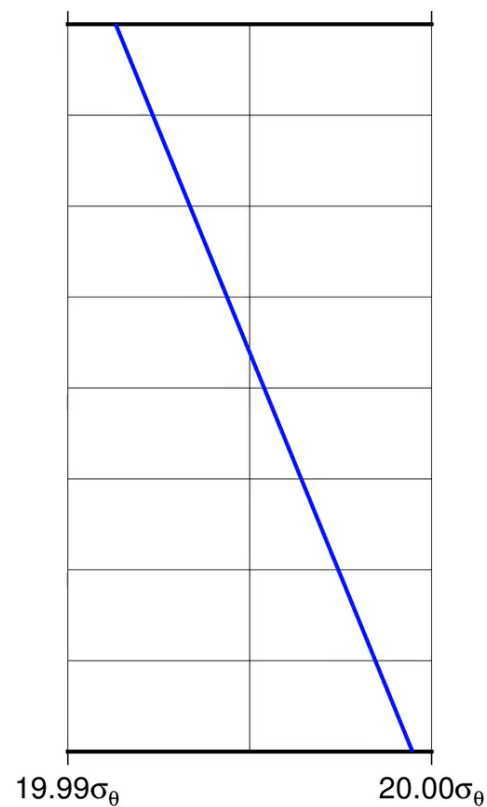
二重拡散対流/インターリーブング

00:05

Temperature

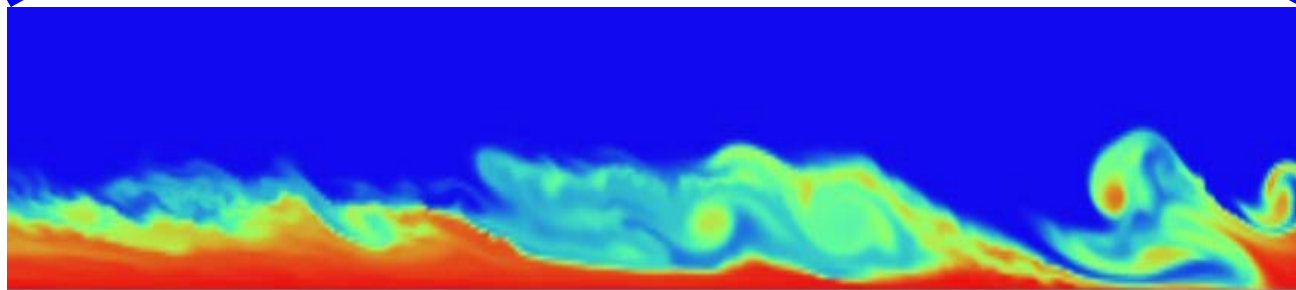
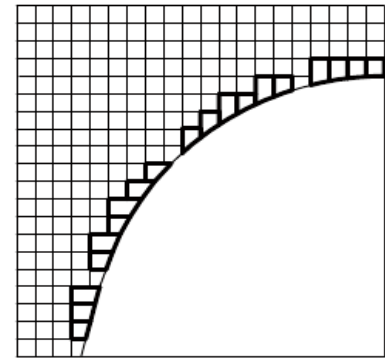
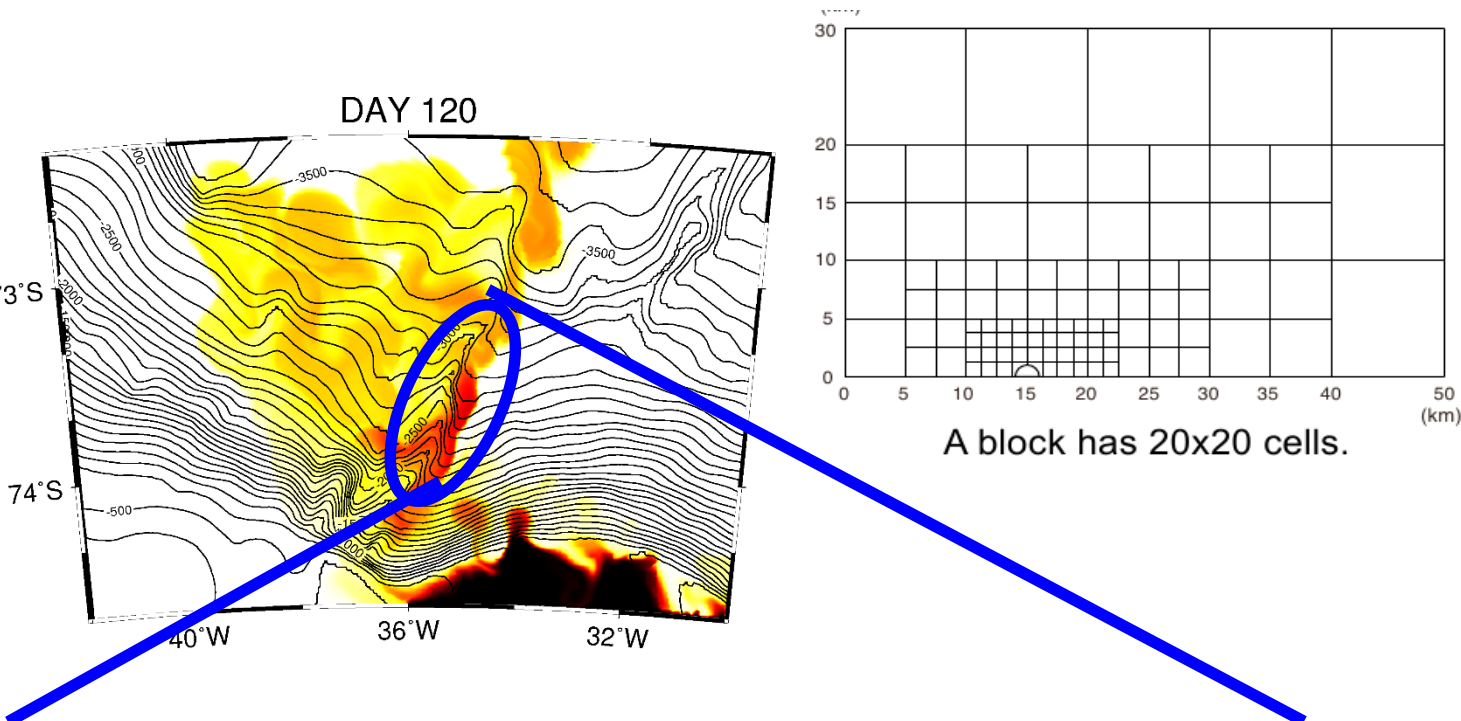


Density at x=0



今後の課題

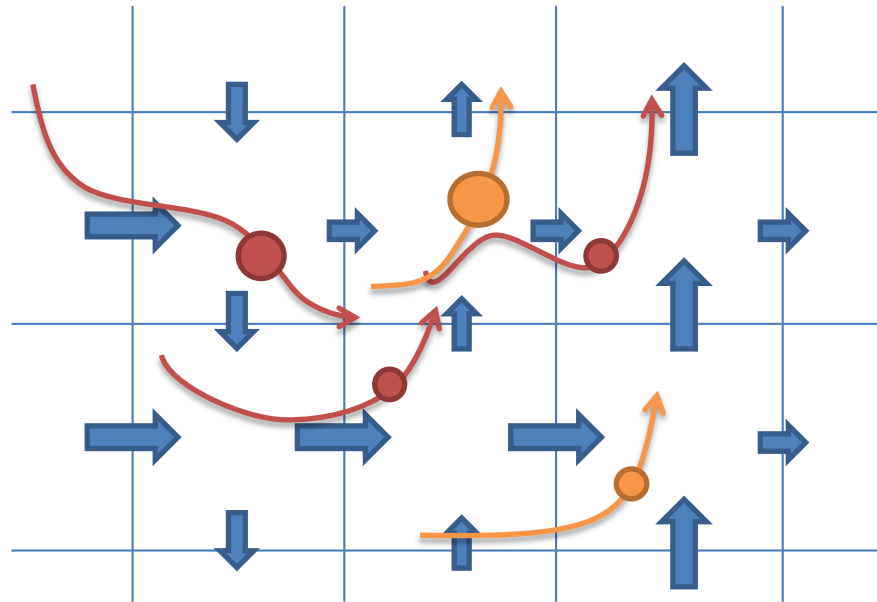
- 現実設定のシミュレーション
 ネストモデル・adaptive格子により混合のホットスポットのみ
 を高解像度LESで



非静力学コア + オンライン粒子追跡 による海洋モデリングの新たな展開

粒子追跡

- 格子平均量でなく、粒子が各物理量を代表
- 各粒子は格子内を予報流速によって独自に移流
 - 原理的に数値分散・拡散が存在しない
- 各粒子の履歴を追跡できる
 - オイラー的なトレーサー濃度分布に対する利点



なぜ粒子追跡が有用か

通常の温位 θ , 塩分 S は有限体積法により格子平均量の時間発展を移流拡散方程式を解いて予報する

- 現在の海洋モデルにおいて、 θ, S の移流が計算コストの $\sim 50\%$ を占める
 - 100個のトレーサーを導入するとコストが25倍
- トレーサー種毎に存在場所が局所的
 - θ, S のように全領域一様に扱うのは非効率
- ダイナミックレンジが広い、薄い領域でも定量性重要
 - 数値拡散・数値分散を排除する必要

Lagrangian粒子追跡

“オンライン”粒子追跡とは

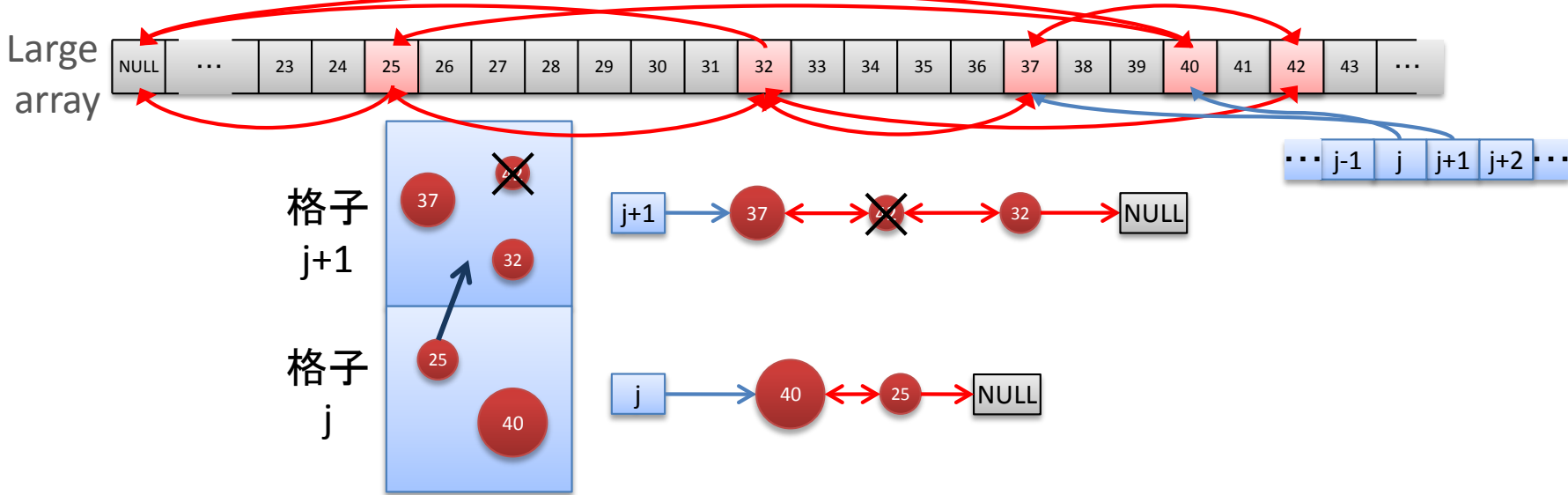
- “オフライン”粒子追跡が一般的
 - 流速の出力データを元に粒子追跡のみを単体で行う
 - パッシブトレーサー
 - 元モデルはそのままOK、逆追跡が可能
 - 渦輸送を表現できない
- 力学的・熱力学的に流速や水塊特性に影響を与えるには“オンライン”である必要
 - タイムステップ毎に流速・温位・塩分の予報と同時に粒子追跡
 - 大量の粒子を扱うための処理の高速化・並列化対応が必要

データ構造と実装

- 大量の粒子 (up to $O(10^{10})$ 個) を扱う事を念頭
 - 単純に配列で扱うと...
 - 粒子の位置は配列順とは無関係、ソートは高コスト(?)
 - 特定の興味対象(海面・海底等)にある粒子を探すには全配列をスキャンする必要
 - 粒子同士の相互作用を考えるには N 対 N の近接/衝突判定
 - 生成・消滅の扱い,
 - 並列化、隣のノードへ移動する粒子は？
- 検索性: 「何処にどの粒子がいるか」を高速に
- いかに近傍の粒子同士をまとめるかが重要
単位としては「格子」が適当、各格子に含まれる粒子群をグループ化
 - 粒子集積度は非一様
格子毎に十分な大きさの固定長配列を用意することは不可能

データ構造と実装

- 動的配列: 双方向の**連結リスト(linked-list)**を採用
 - 各粒子が近傍粒子へのポインタを持つ
 - ノード毎に大きな配列を用意
配列のインデックスをポインタとして扱う
 - 数珠つなぎ式に粒子群がリストを構築
 - 格子毎にリスト先頭へのポインタ、終端はNULL
 - 隣の格子へ移動したらポインタをつなぎ替えるだけ
 - 利用していない粒子群のリンクリスト(図のグレー)も保持し、ヒープとして利用
 - 生成時はヒープ先頭から取得、消滅時はヒープに返す (初期化時以外はアロケートしない)



格子毎にリンクリストを構築するメリット

- 高い検索性
 - 全配列をスキャンすることなく対象格子(たとえば海面や海底セル)の粒子集積度を容易に計算
- 多量の粒子が存在しても衝突判定等の粒子間相互作用を扱える
- 任意の場所・時刻で粒子の生成消滅が容易
- 完全並列化
 - 袖領域に出た粒子群のリストをまとめて転送するだけ
- 出力が場所順にソートされている
- キャッシュ効率が高いため高速
 - 粒子毎にランダムアクセスによるフェッチは1回のみ、流速その他はオンキャッシュ

混相流 (multiphase flow) ≧ 分散流 (dispersed flow)

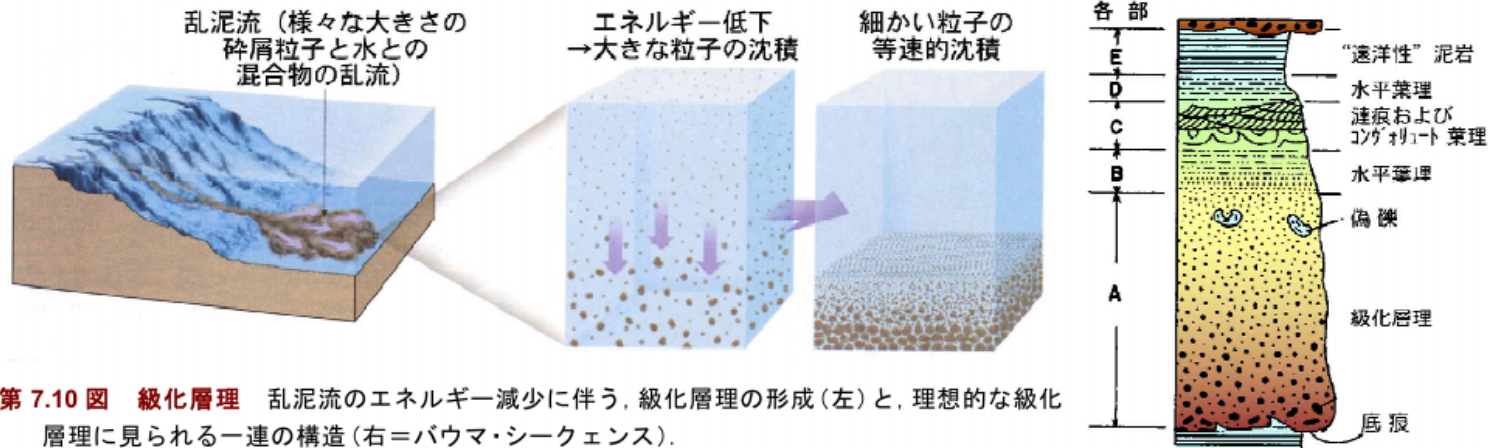
流体(分散媒)中に異なる相の物質(分散質)が存在

c.f. コロイド溶液、噴霧燃焼、血液、エアロゾル、雲、etc

近年のCFDの主要な対象領域 (流体相と分散相のカップリング)

海洋における分散流:

- 混濁流: 海水中に砂泥



- グリースアイス: 海水中に晶氷(フラジールアイス)
- 気泡 (海面でのガス交換 or 海底漏出)

分散流のモデリング

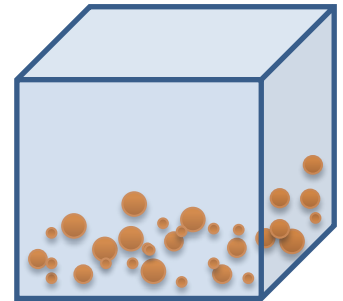
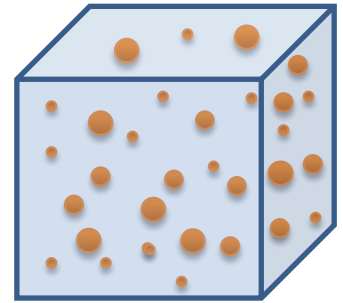
- 前提: 分散媒のスケールより分散質のスケールが小さい
 - ✓ 分散媒はEuler的な連続体、分散質はサブグリッドスケール
 - ✓ 移動境界は解かない
- 分散質は希薄ではない、流れに影響を与える
(希薄であればパッシブトレーサー、オフライン粒子追跡でOK)
- 分散質はそれなりの大きさかつ非均一
 - 均一に溶存しているとみなせるならEuler的な格子平均濃度で扱える
 - Euler的トレーサーでも状態方程式をいじることで
 - 分散質(堆積物等)による密度変化は考慮可能
 - $$\rho = \rho(T, S, \text{Sed}, \text{etc..})$$
 - ただし沈降は擬似的な下向き移流で表現, 粒径分布が扱えない

分散流のモデリング

連続相 (分散媒)

分散相

	Euler	Lagrange
Euler	普通の格子モデル (有限体積法)	——
Lagrange	有限体積 + 粒子追跡	“粒子法” モデル

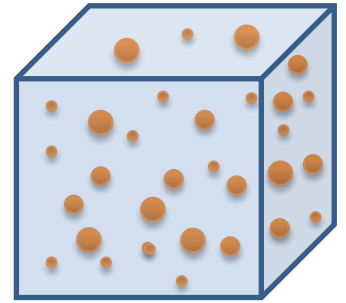
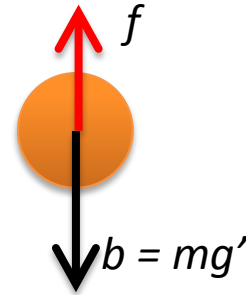


3D非静力モデルに粒子追跡を組み込むことにより、
Euler-Lagrange型分散流モデルを構築

分散質粒子が分散媒(海水)に及ぼす力

- 個々の粒子は重力(体積力)と水圧(面積力)を受ける
- 重力と静水圧の差が浮力:

$$b = -mg + \rho_0 \delta g = -m \frac{\rho_s - \rho_0}{\rho_s} g$$



- 動圧 = 形状抵抗:

$$f \approx -S \rho_0 C_D |v - U| (v - U)$$

個々の粒子の形状や向きに依存

- 粒子に作用する抵抗の反作用が分散媒(海水)に作用

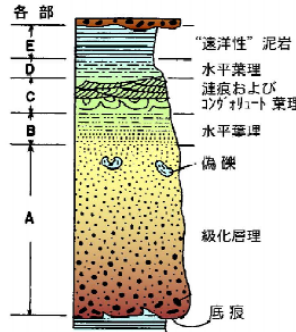
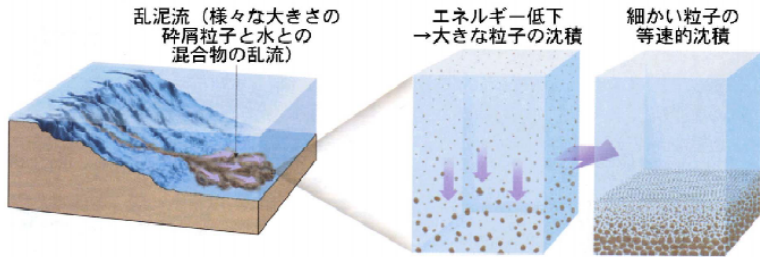
各格子での流速の時間発展の右辺にから格子内の粒子が受ける抵抗の総和を引けばよい、ただしCd値は不明

- 一定時間経過後、浮力と抵抗が釣り合う終端速度に

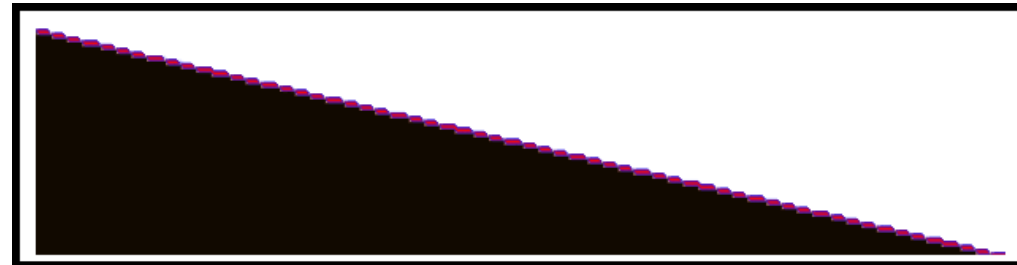
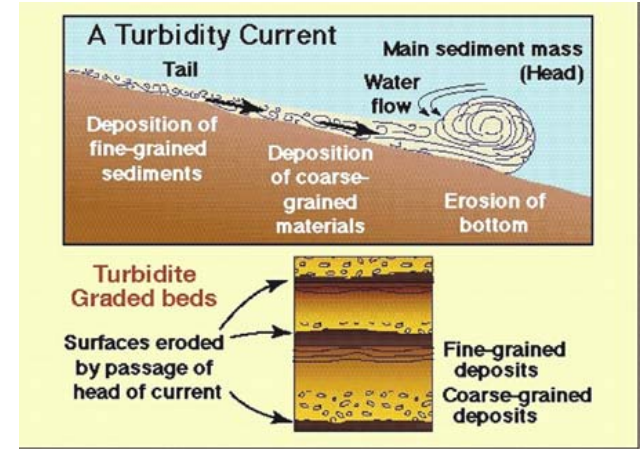
$$\rightarrow \frac{dw}{dt} = -g - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0 \Delta V} \sum_i m_i \frac{\rho_s - \rho_0}{\rho_s} g = -\frac{\rho^*}{\rho_0} g - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z}$$

終端速度にあると仮定することにより、格子に含まれる個々の粒子の寄与を鉛直加速度の右辺へ。

海底堆積物の再浮上・輸送



第 7.10 図 級化層理 乱泥流のエネルギー減少に伴う、級化層理の形成(左)と、理想的な級化層理に見られる一連の構造(右=パウマ・シーケンス)。

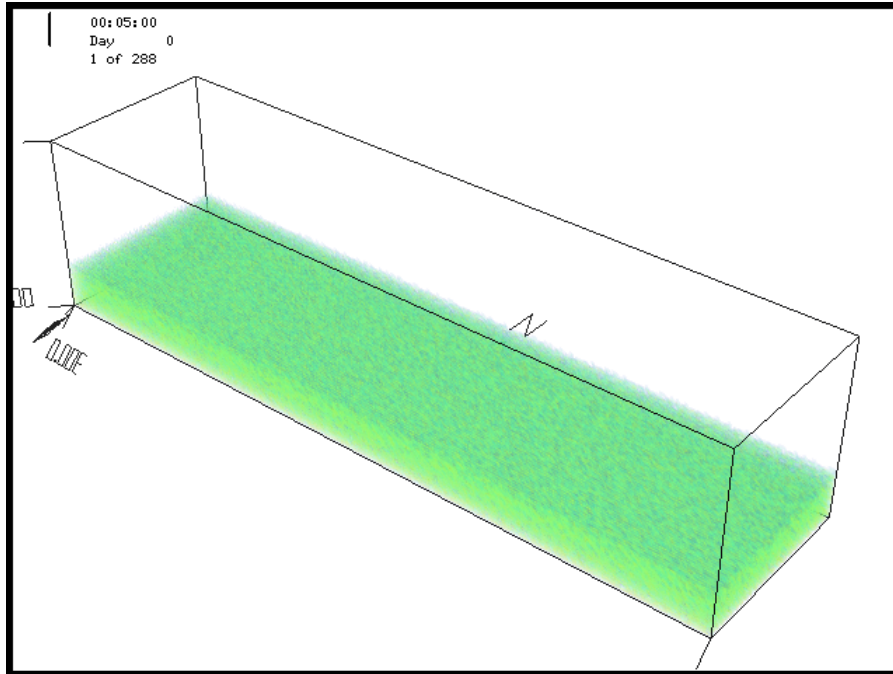


河川からの陸起源物質の海洋への供給に本質的
海洋物質循環サイクルの起点

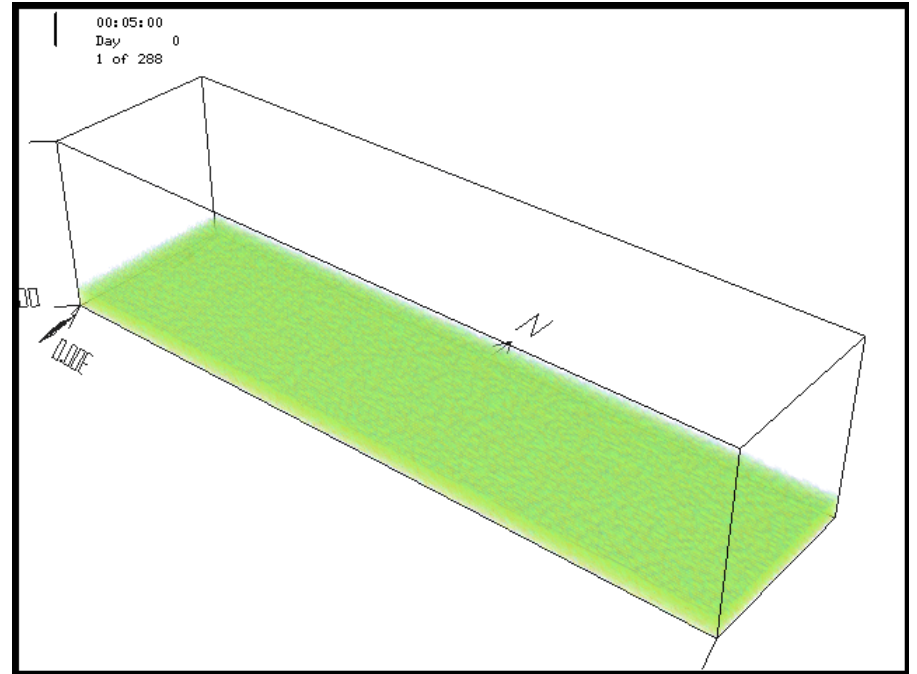
堆積物の再浮上

- 実際の堆積物は重い→ 浮上にはエネルギーが必要
- 境界層でのシア不安定によるエネルギー供給

粒径の小さい粒子が大量



粒径の大きい粒子が少数



実効密度が同じでも粒径により浮上の様相は大きく異なる

Hyperpycnal流

- 台風・豪雨による洪水等に生じる河川からの混濁流
- 大量の砂泥を含むが、**溶媒は淡水**（堆積物が沈めば浮上）
- **斜面を下ることによるKEの獲得が砂泥粒子の自己浮遊に十分であれば遠方まで運ばれる**
- 発生頻度は低いが、陸から海洋への堆積物の供給の大半を担う？
地質学的にも極めて重要 (Mulder and Syvitski, 1995)
- 発生頻度の見積もりには大きな幅 (発生条件が不明)
- 観測が困難（イベント的、仮に起こっても測器が埋もれる）

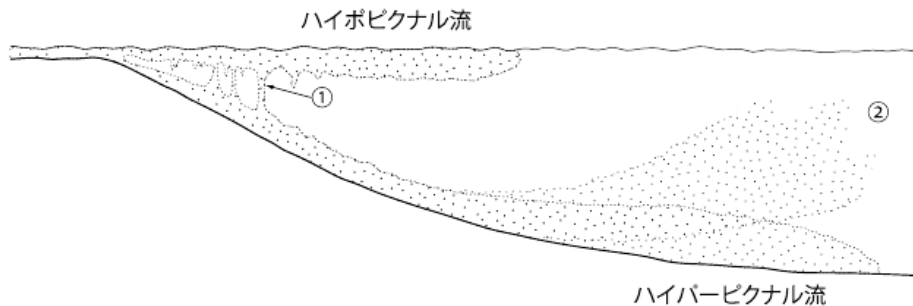
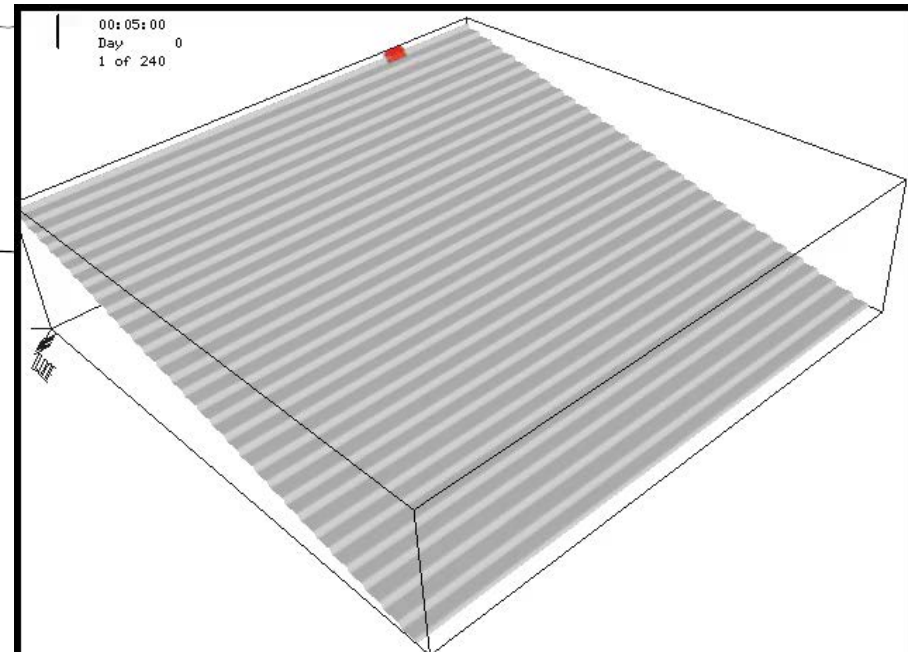
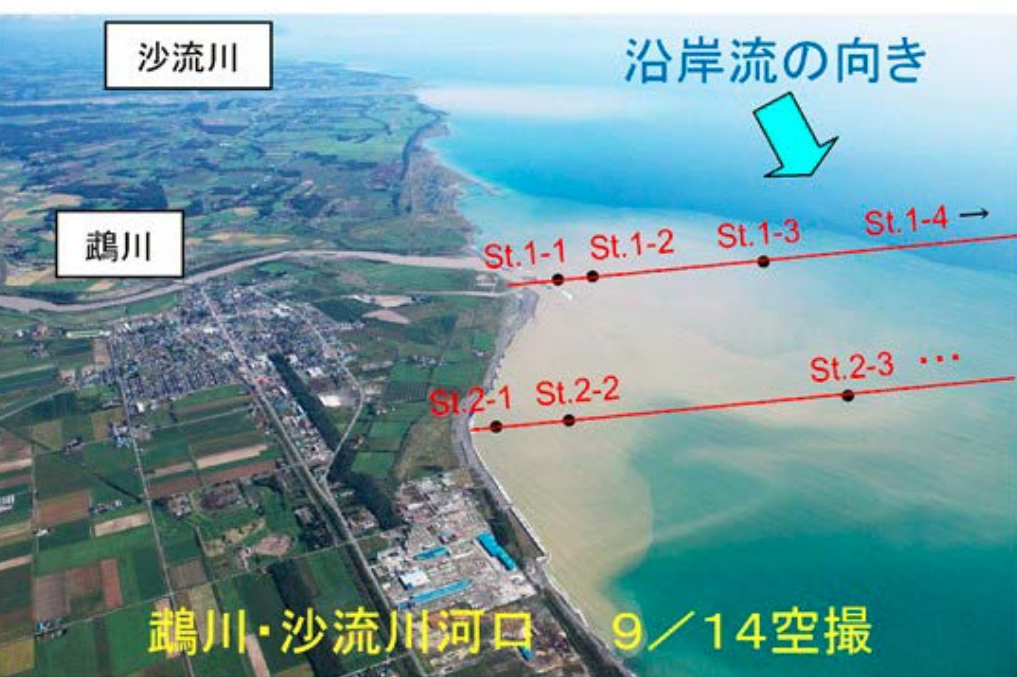


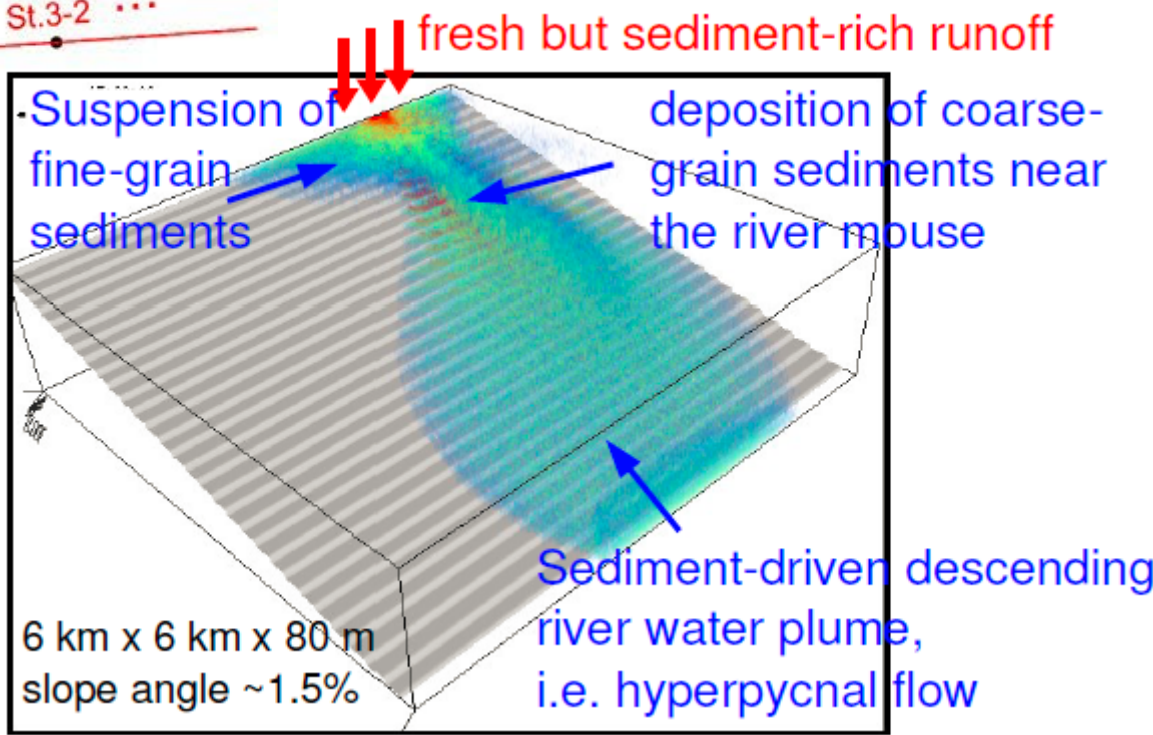
図 1 ... 超ピクナル流の横断断面図



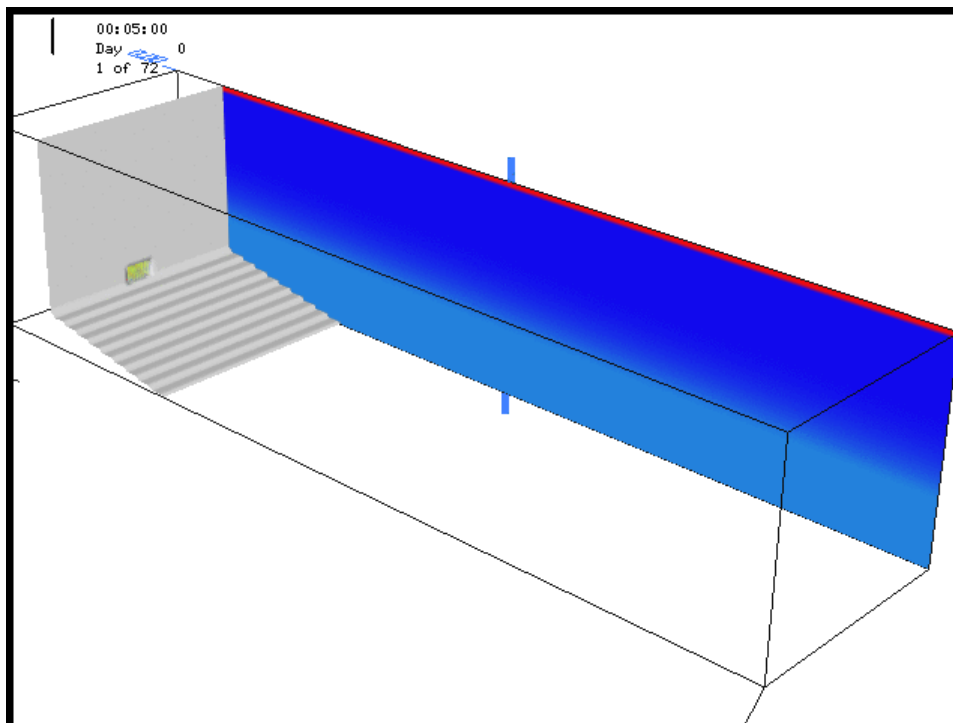
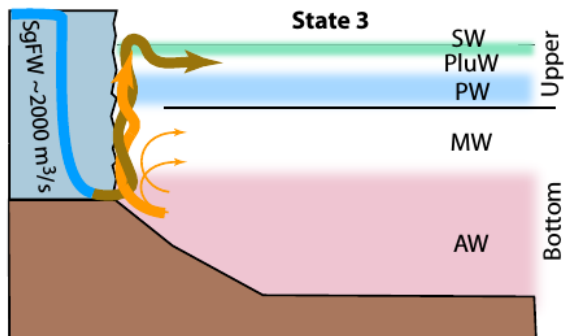
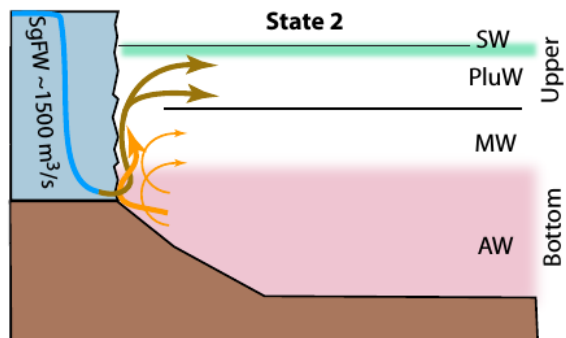
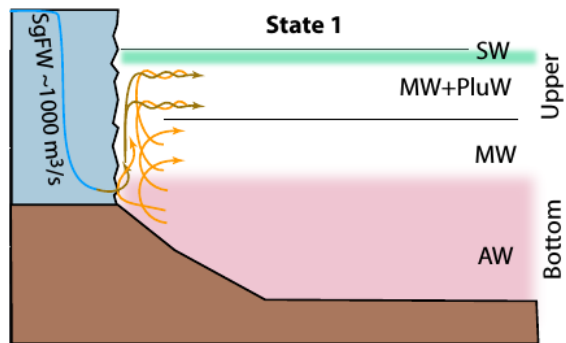


現実の河川濁流とも
それなりに対応する？
→ 来年度大槌湾で
濁度流の観測計画

St.3-1 St.3-2 ...



グリーンランド氷河融解水



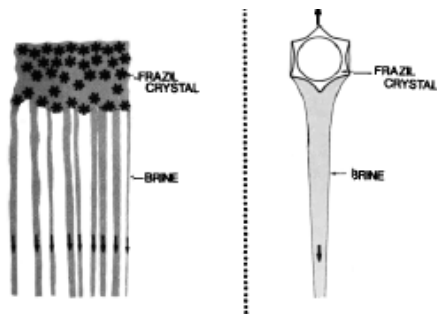
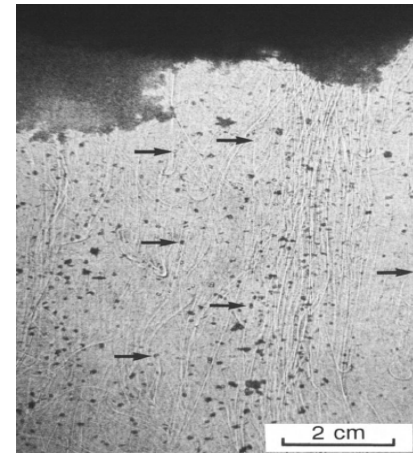
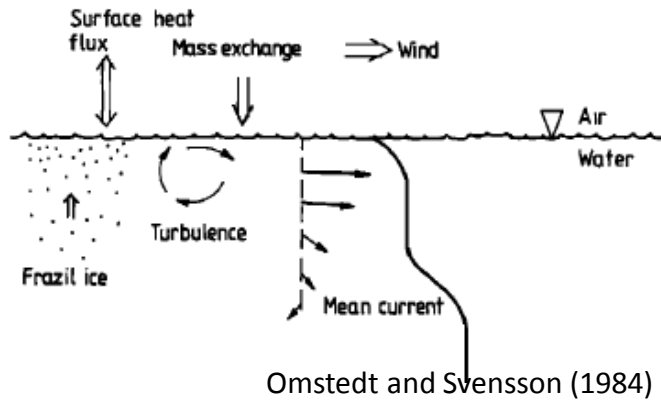
過冷却とフラジルアイス(晶氷)生成

海面熱フラックス → 表層に過冷却水 (~0.01K)

→ フラジル結晶が析出 → 海面に浮上し集積

風が強いとグリースアイス (granular ice)

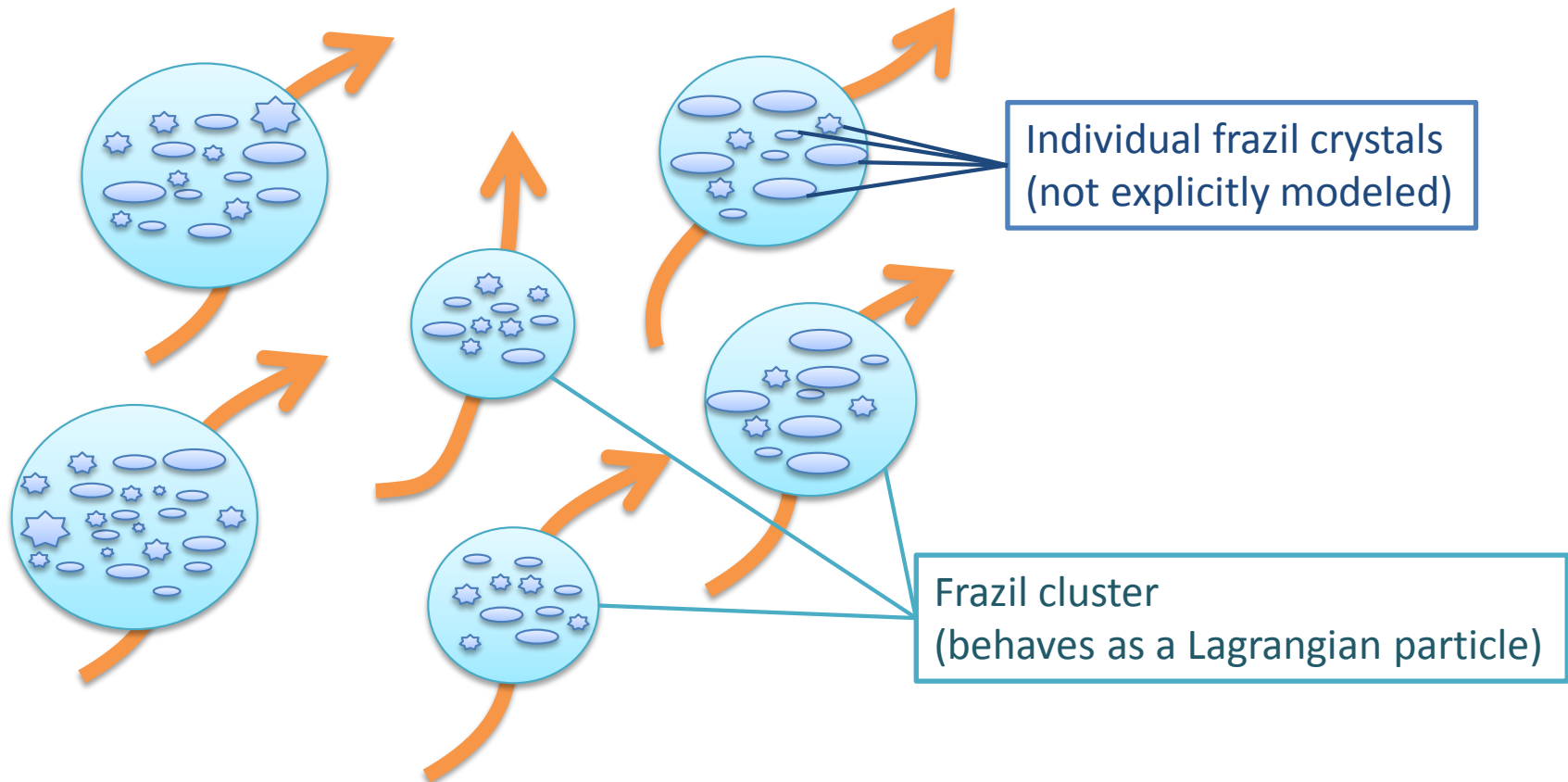
風が弱いと板状氷 (columnar ice)



Smedsrud (2001)

フラジルアイスを粒子追跡で

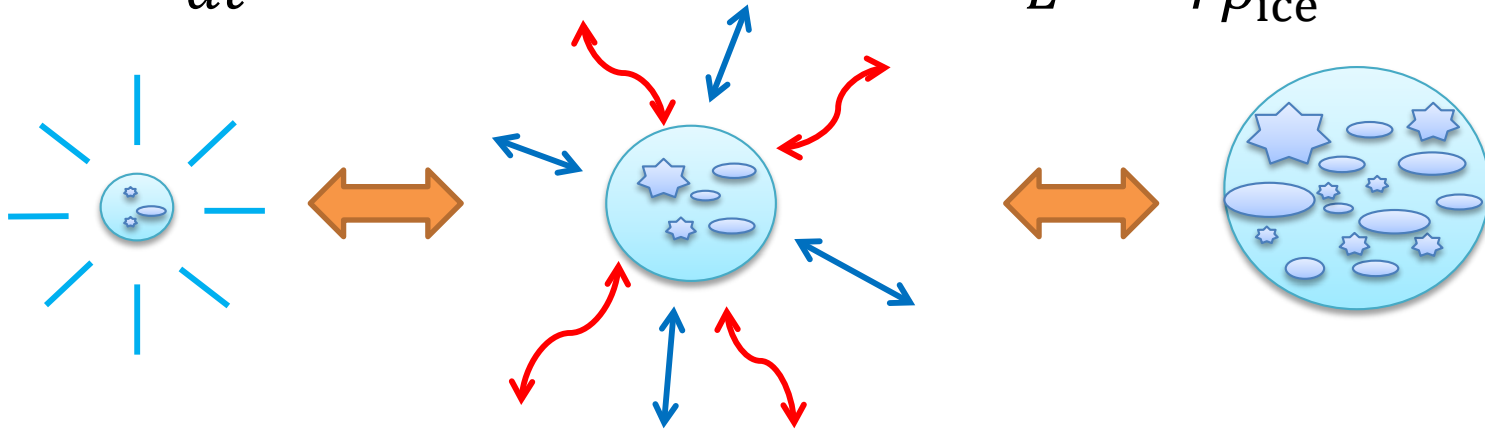
- 実際のフラジル結晶は膨大な数
 - 全てを個別にシミュレートすることは原理的に不可能 (無意味)
 - 個々の粒子は一体となって移流するクラスター状のフラジル結晶群
 - クラスター内のフラジル結晶の総質量のみを保持する
 - 個々の結晶の粒径分布は扱わない、総質量で代用



熱力学

- ある格子で予報水温が結氷点を下回る(過冷却)と微小質量のフラジル粒子を生成
- 生成された粒子は移流され、タイムステップ毎に現場の水温と結氷点の差に基づき熱力学的に成長・融解

$$\frac{d}{dt} M_{\text{frazil}} = (T_{\text{freeze}} - T_{\text{insitu}}) \frac{C_p \rho}{L} \gamma \frac{2M_{\text{frazil}}}{\bar{r} \rho_{\text{ice}}}$$



潜熱放出/吸収

$$\frac{dT}{dt} = \frac{L}{C_p \rho_0 \Delta V} \sum_{\text{cell}} \frac{d}{dt} M_{\text{frazil}}$$

ブライン排出/淡水放出

$$\frac{dS}{dt} = \frac{S_0 - S_i}{\rho_0 \Delta V} \sum_{\text{cell}} \frac{d}{dt} M_{\text{frazil}}$$

粘性

- フラジルが海面に集積すると**グリースアイス**を形成
- **力学的効果を粘性を増大させることで表現**

$$\nu^* = \nu_{eddy} + \nu_{mol},$$

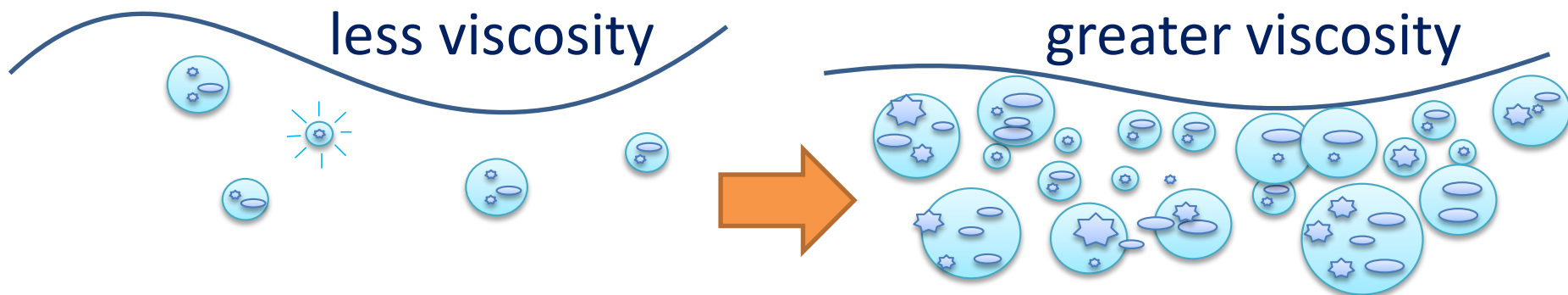
– 渦粘性: Smagorinsky 型LES, $\nu_{eddy} = (C_{smag}\Delta)^2 |S|$

– 分子粘性: 格子内のフラジル粒子の体積分率の関数)

$$\nu_{mol} = (1 + 2.5\phi + 10.5\phi^2 + 2.73 \times 10^{-3} e^{16.6\phi}) \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s},$$

$$\text{where volume fraction } \phi \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sum M_{frazil}}{\rho_{ice}\Delta V}$$

(based on Thomas 1965 for colloidal fluid)



Large frazils tend to float up to the surface → **grease ice cover**

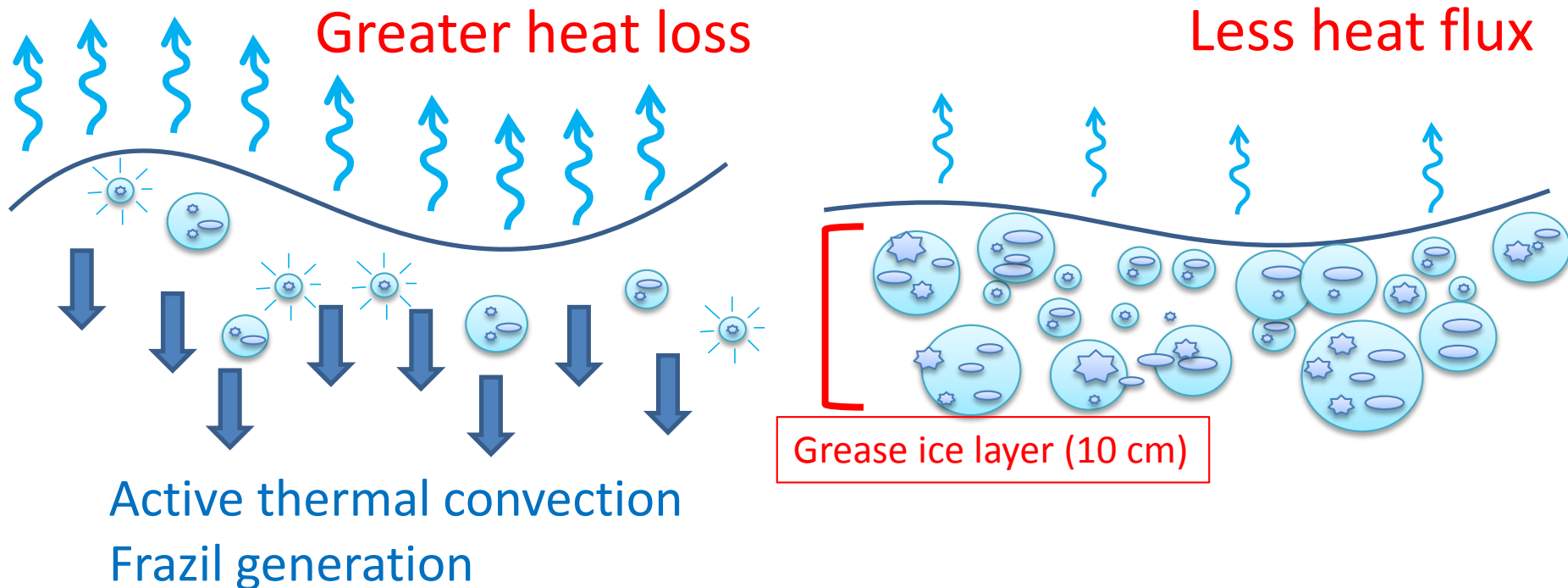
断熱効果

- 十分集積率が高まれば固相に近づく => 断熱効果
- 表層 10 cm に存在するフラジルは熱交換を阻害

$$Q = -\frac{Q_T \kappa_{\text{ice}}}{Q_T h_{\text{ice}}^* + \kappa_{\text{ice}}} (T_{\text{air}} - T_{\text{surface}}),$$

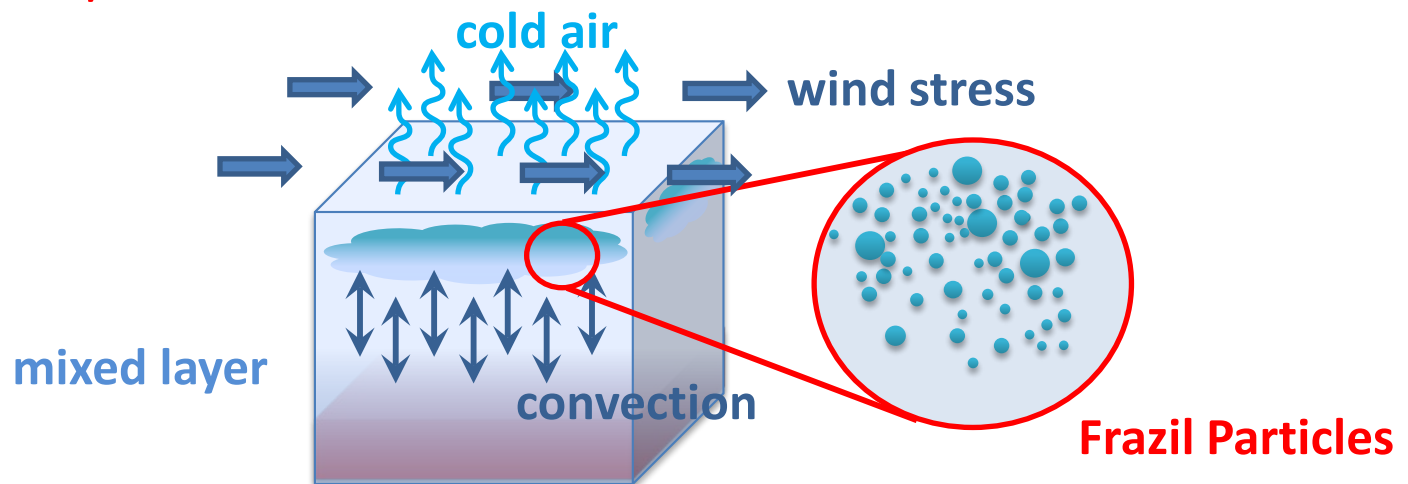
where equivalent ice thickness $h_{\text{ice}}^* \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sum_{z > -10\text{cm}} M_{\text{frazil}}}{\rho_{\text{ice}} \Delta S}$

γ : heat relaxation coefficient ($40 \text{ W m}^2 \text{ K}^{-1}$)



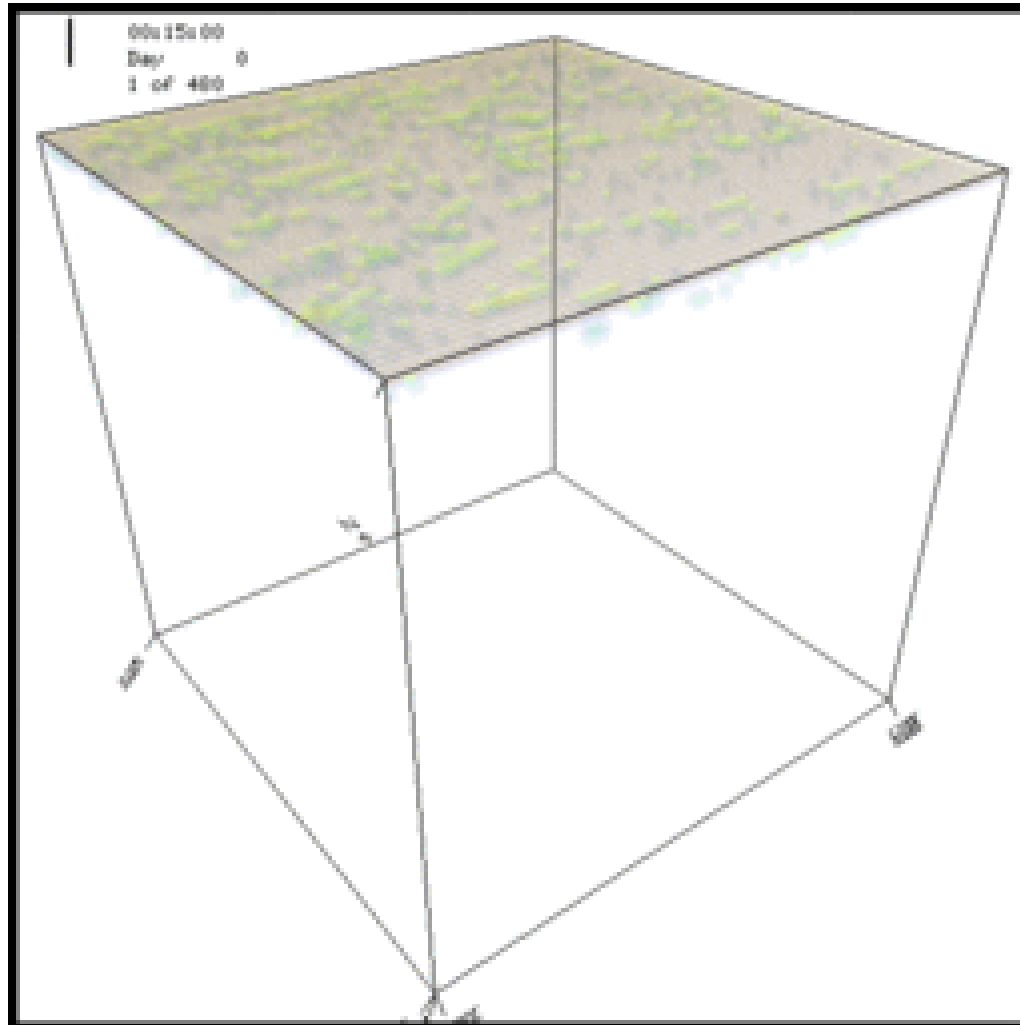
実験設定

- モデル: kinaco (非静力, Matsumura and Hasumi, 2008)
+ ラグランジアン フラジルアイス
- 領域: 64m x 64m x 64m, 水平周期境界.
- 格子解像度: 1m x 1m x 1m
- 粘性・拡散: スマゴリンスキー型LES + フラジル質量比による増大
- 初期条件: $\theta = -1.6^{\circ}\text{C}$, $S = 30\text{psu}$ 一様
- 大気温度: -20°C (開放水面で最大 $\sim 730\text{ W/m}^2$ の熱フラックス)
- 海上風: 10 m/s
- 5日間積分

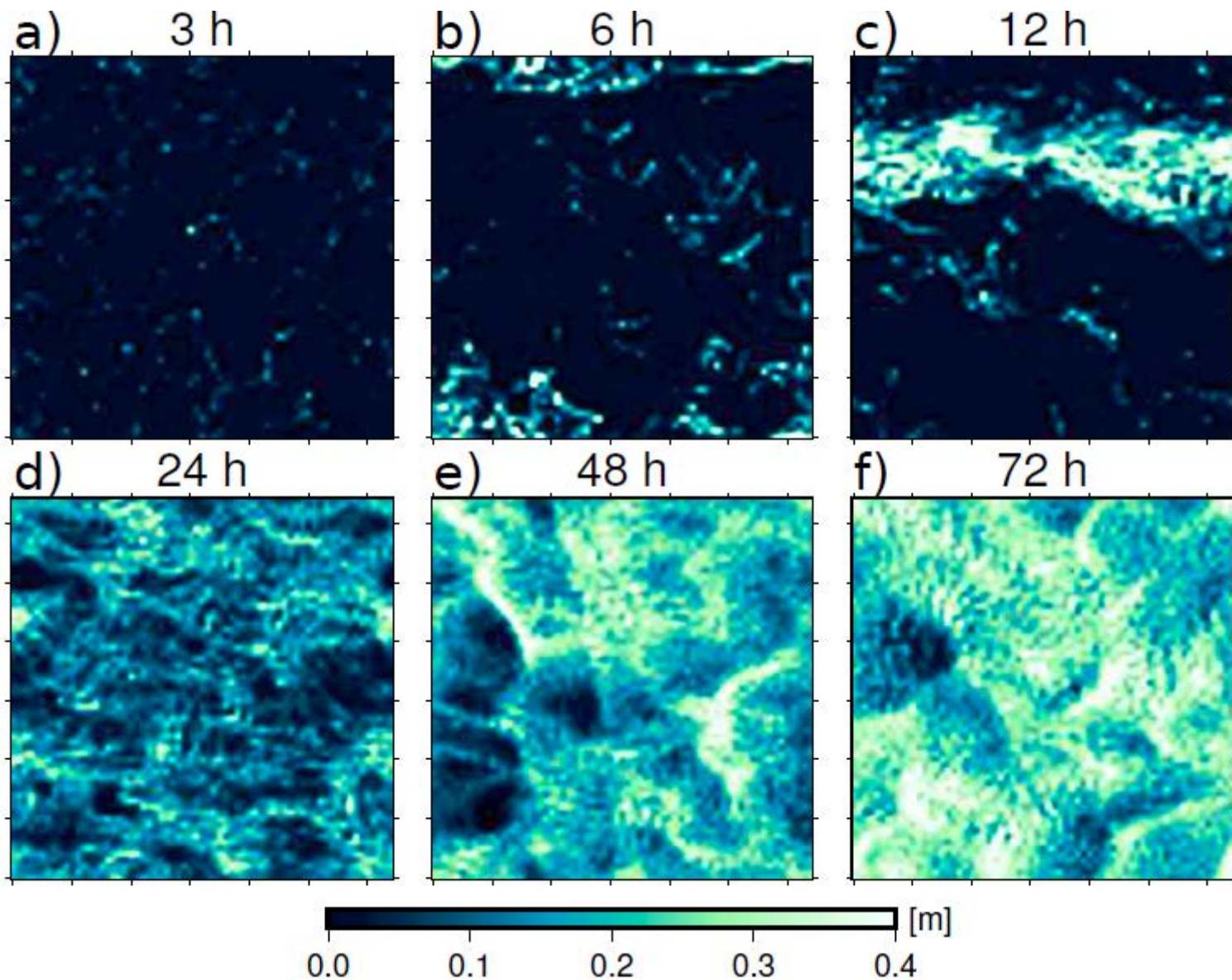


結果

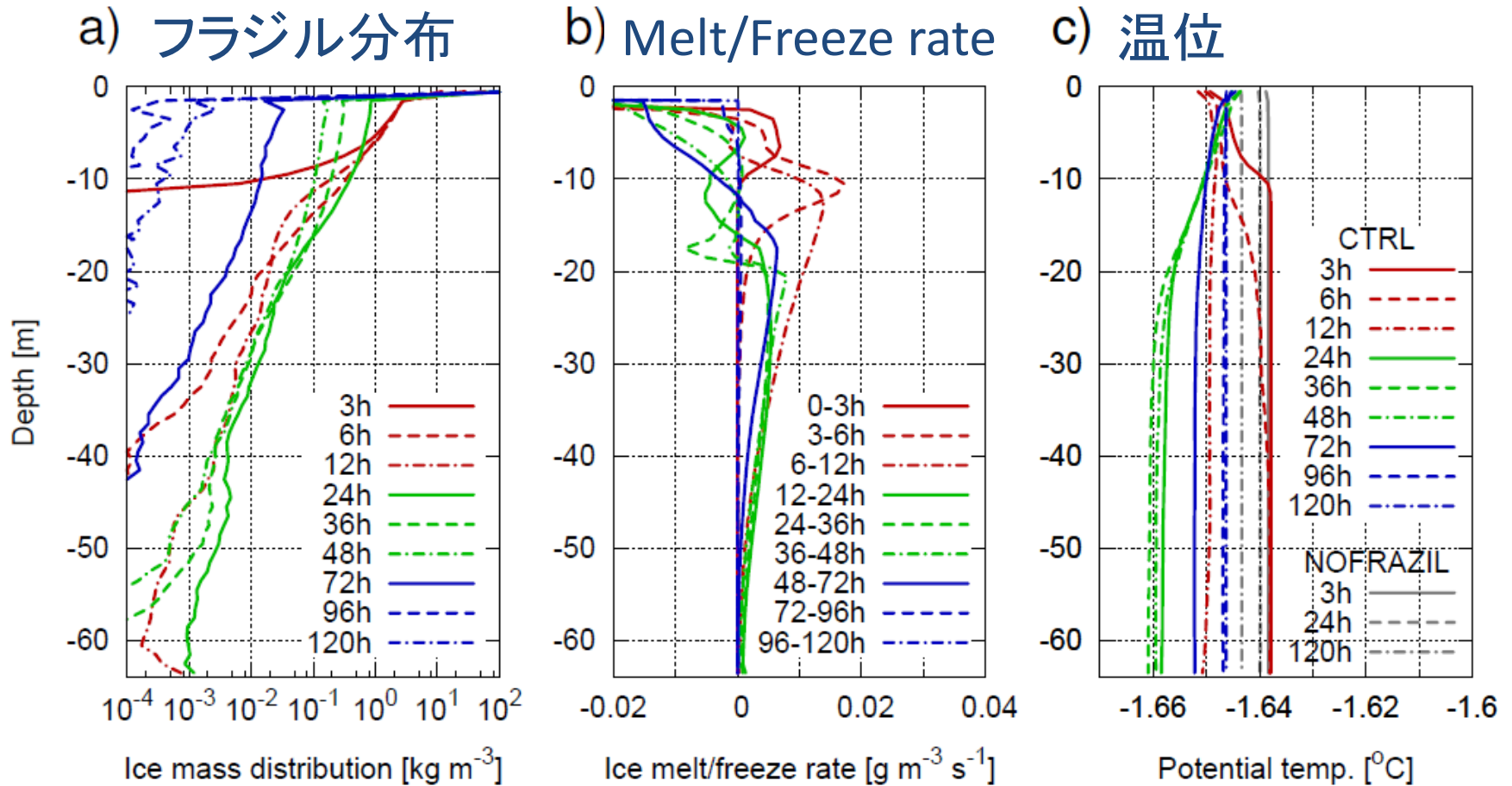
フラジル分布 (logスケール, 青 10^{-2} kg/m³ -- 赤 10^2 kg/m³)



表層に浮上したフラジル → グリーンアイス



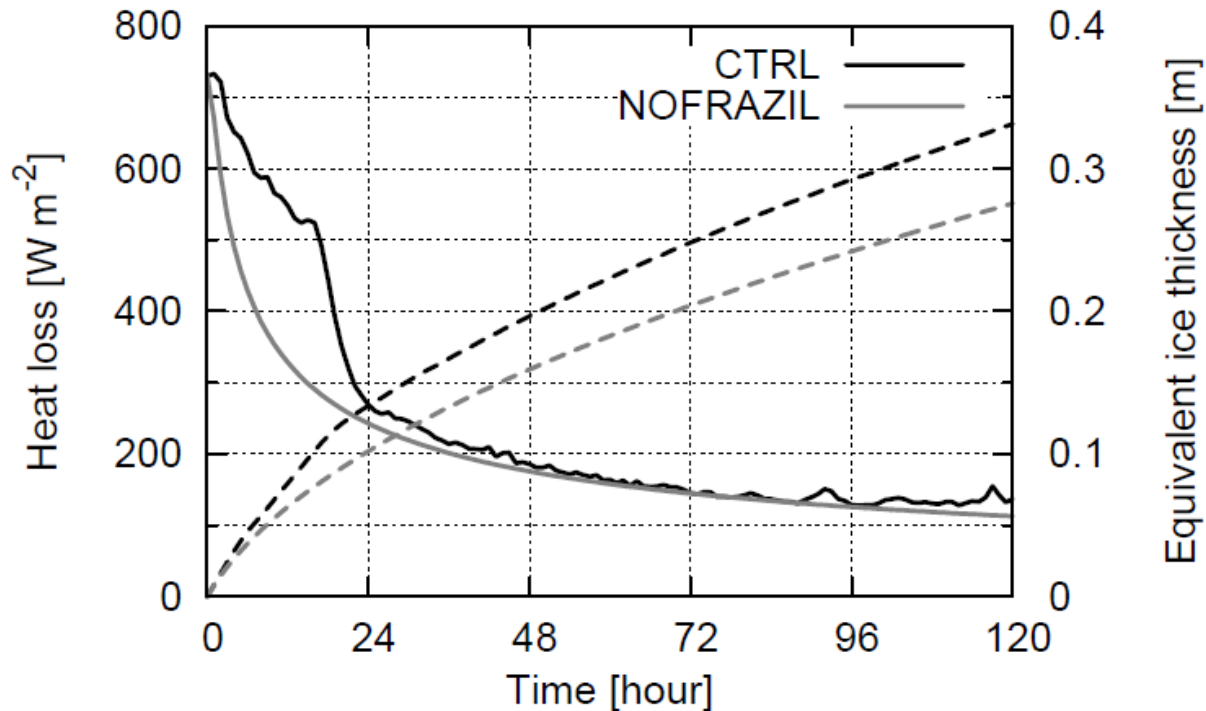
鉛直プロファイル



表層で生じたフラジルアイスが風による攪拌で下層へ
→ 結氷点の圧力依存性により、下層で融解: 上向き潜熱輸送
→ ~20mK程度の **ポテンシャル過冷却** を実現、観測とよく整合

海面熱フラックスと正味の海氷生成量

0層熱力学氷板モデル(熱損失が全て一様な氷板成長に)と比較



フラジルアイス・グリースアイスモデルは開放水面を比較的長く維持

→積分開始後24時間での 総熱損失 41%

正味の海氷生成量 44% 増加

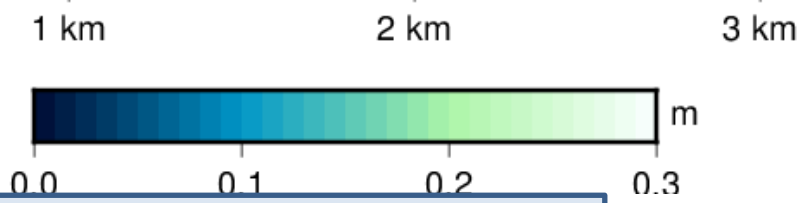
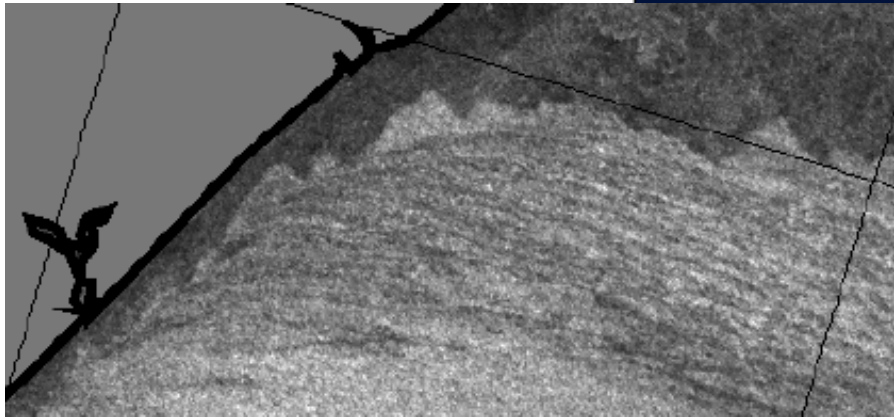
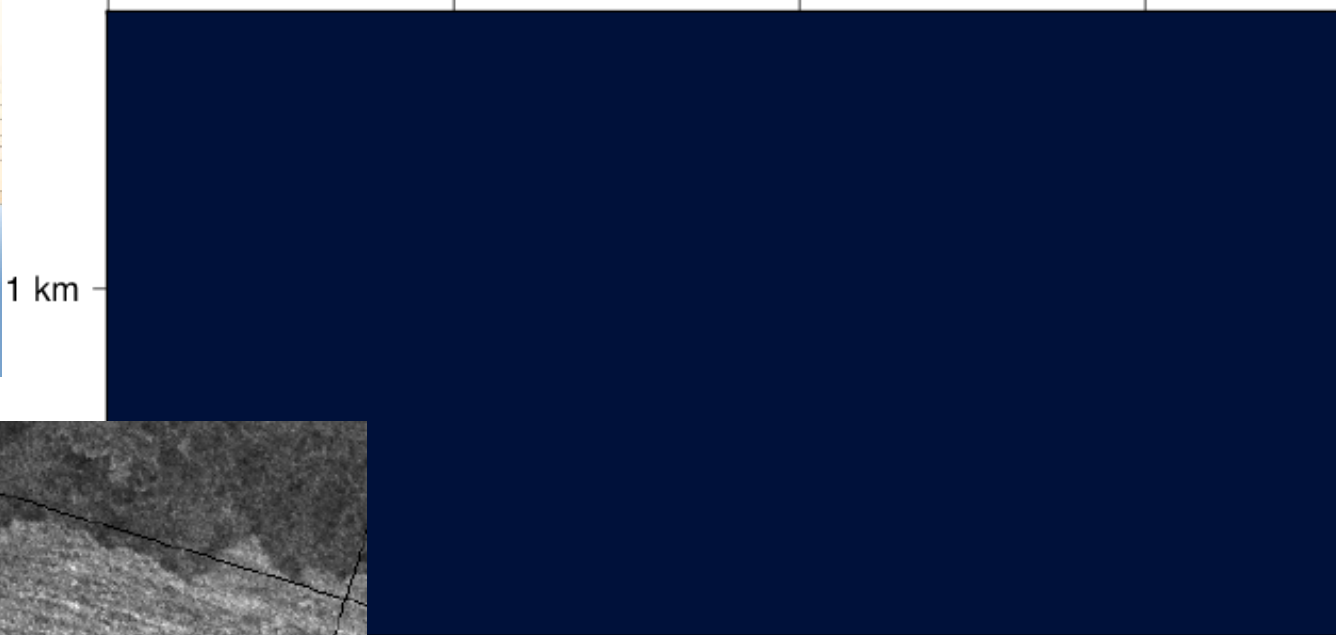
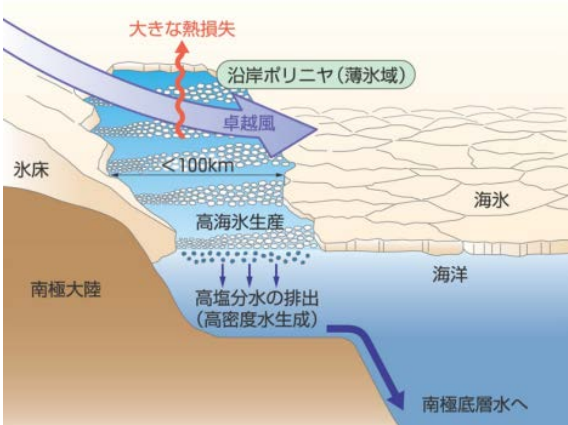
グリースアイスが全面を覆った後は両ケースで同等に

沿岸ポリニヤ実験

広い領域+沖向き

岸 → 風 (10m/s) Day 1 00:05

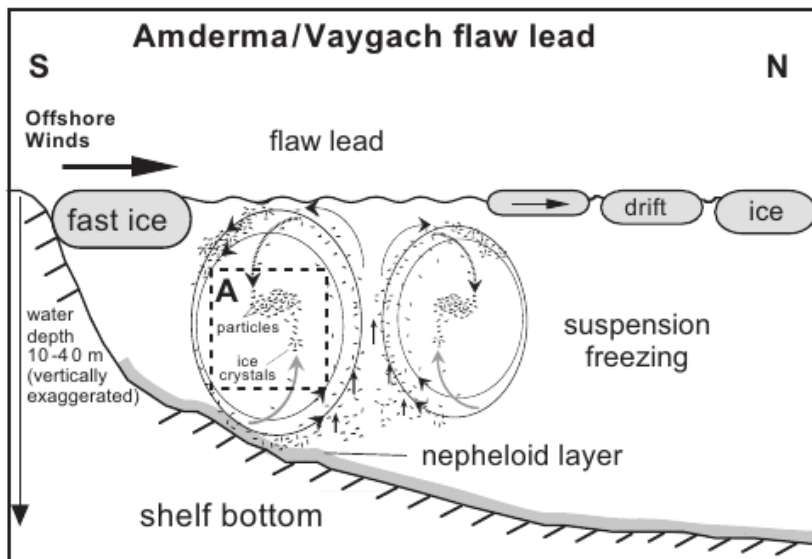
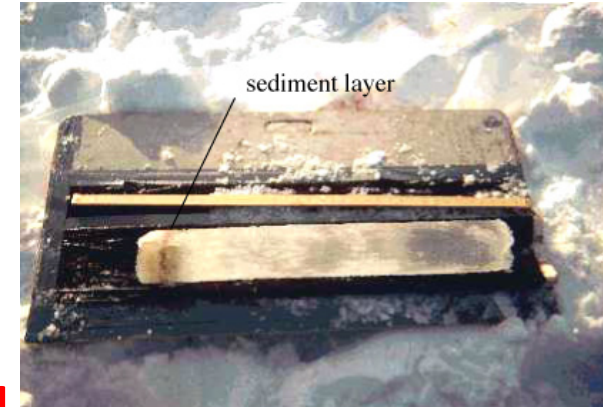
沖



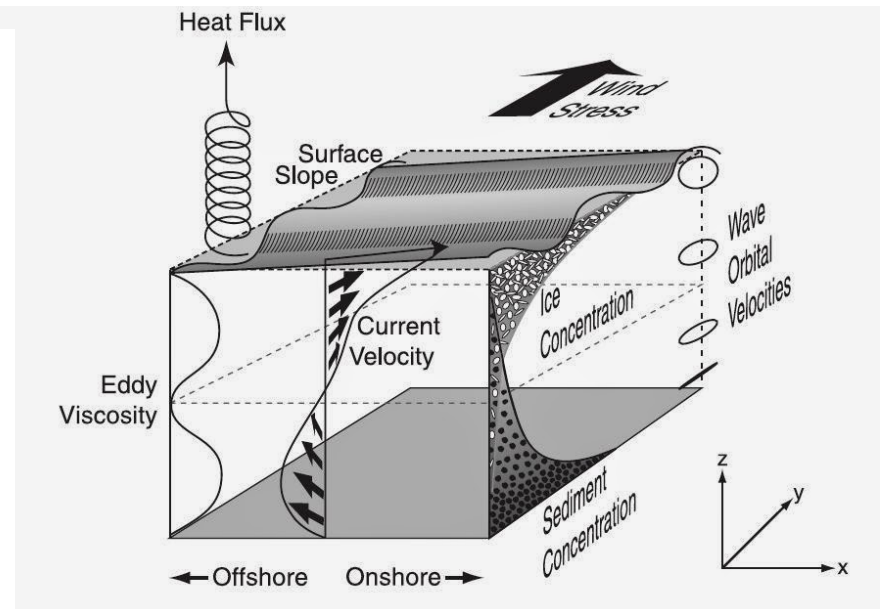
衛星SAR画像に見られる沿岸ポリニヤでの特徴的なストリーク構造を再現

海氷に含まれるセジメント

- Sea ice (sometimes) contains a lot of **small grain sediments**
 - ✓ Surface albedo decline, can enhance melting.
 - ✓ Transport trace elements, significantly affects **ocean bio-geochemistry**.
- Origin:
 - ✓ Dust fallen with snows (from continents).
 - ✓ **Suspended from ocean floor and entrained**



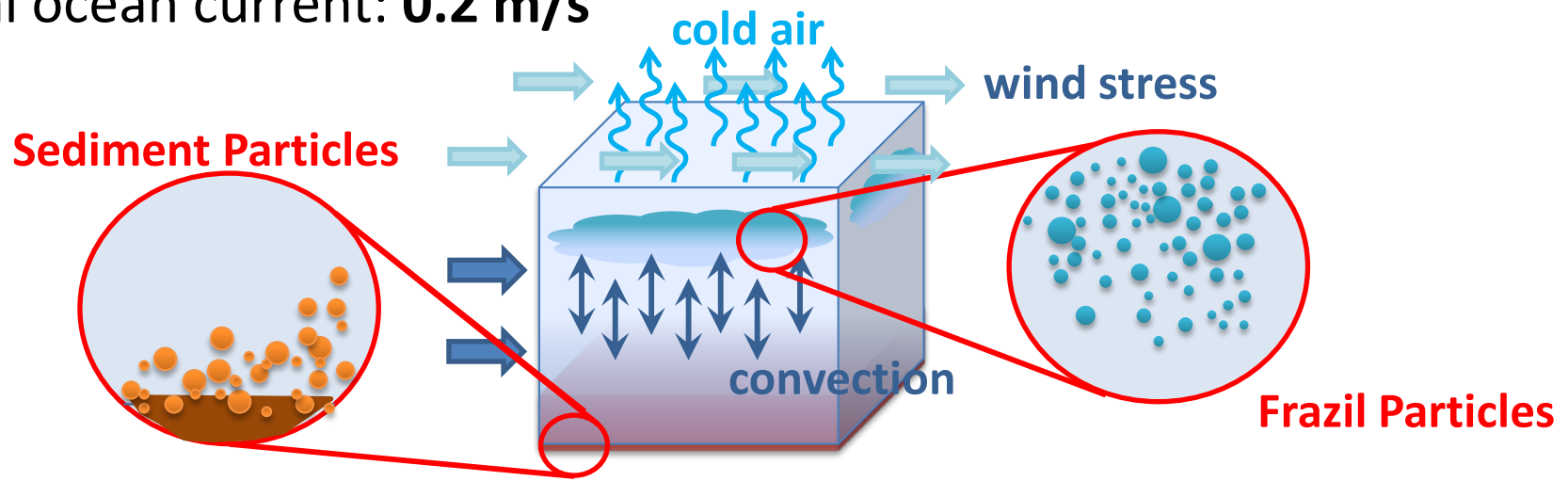
Dethlef and Kuhlmann (2009)



Sherwood et al. (2009)

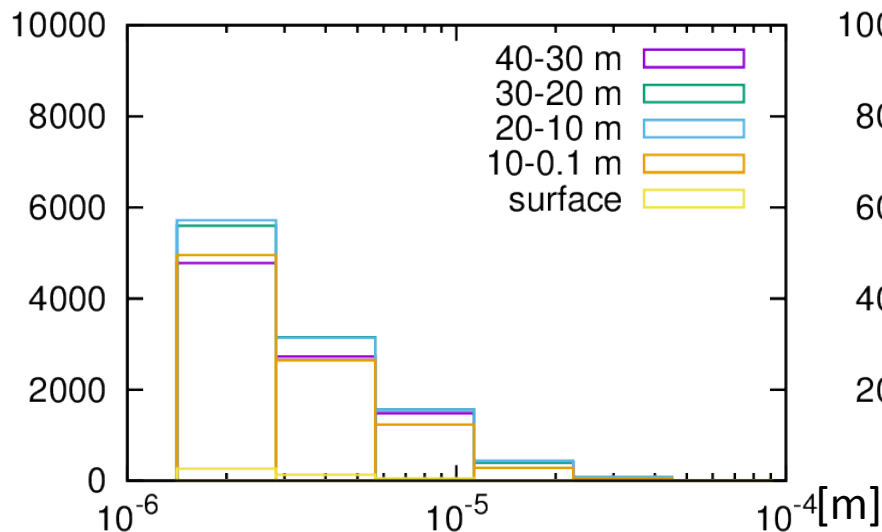
A simple idealized experiment

- Ocean component: kinaco (nonhydrostatic, Matsumura and Hasumi, 2008) + **Lagrangian frazil ice component** (developed in the present study)
- Domain: 64m x 32m x 40m, horizontally periodic boundaries.
- Resolution: 1m x 1m x 1m
- Subgrid-model: Smagorinsky-type LES, C is reduced at $z < 10\text{m}$
- Initial condition: $\Theta = -1.6^{\circ}\text{C}$, $S = 30\text{psu}$ uniform
- Air temperature: -20°C (Up to $\sim 730\text{ W/m}^2$ heat flux at the open water)
- Wind forcing: **5 m/s**
- Initial ocean current: **0.2 m/s**

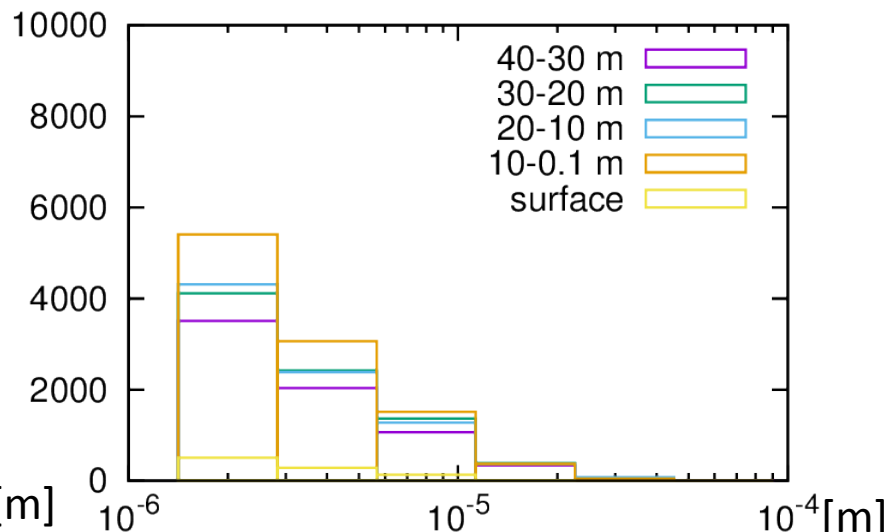


Histogram (categorized by layer/diameter)

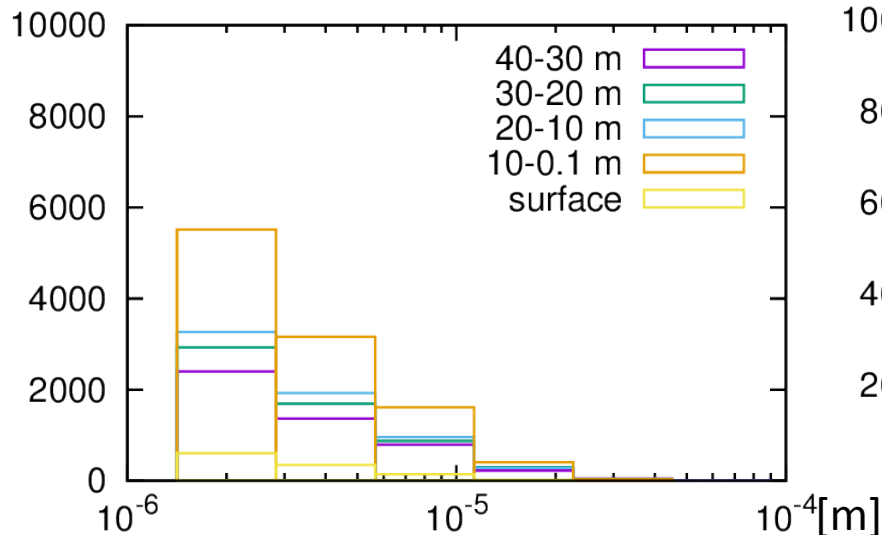
hour 06



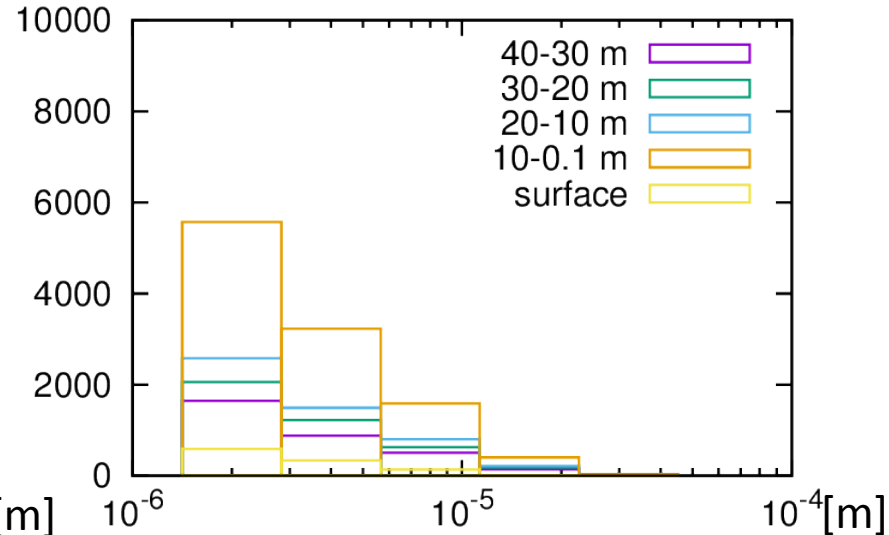
hour 12



hour 18



hour 24



Diameter of sediments near surface $\leq 20\mu\text{m}$

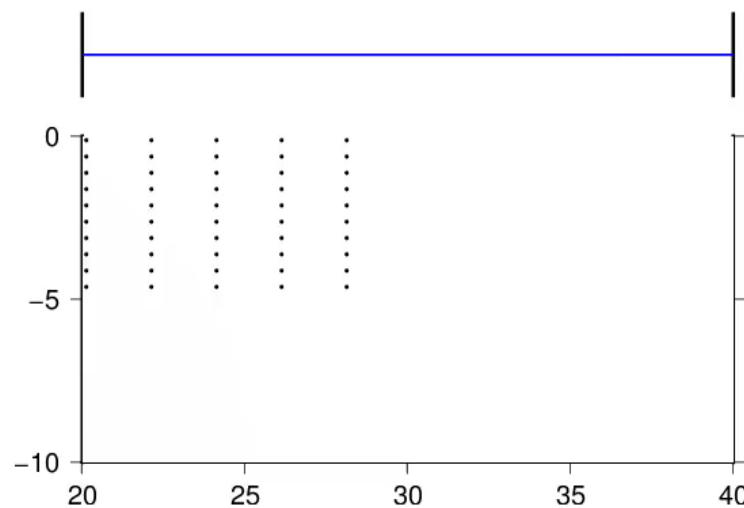
風波/吹送流の表現

- 従来の「海洋モデル」の自由表面は浅水波($c=\sqrt{gh}$)が前提
- 「波浪モデル」(スペクトルモデル)では個々の波と流れの相互作用は陽に扱わない
- 粒子法などで波面を陽に解くモデル(船舶・土木・沿岸工学など)はシームレスに海洋循環とつながらない

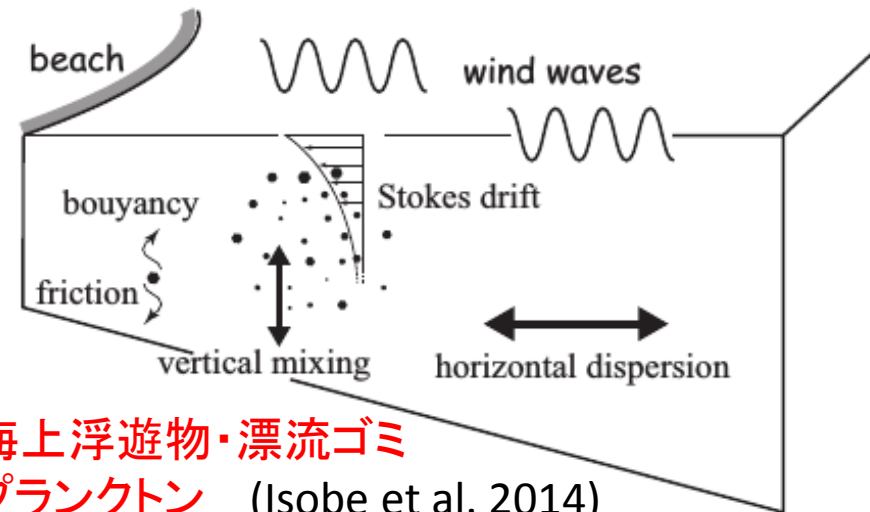
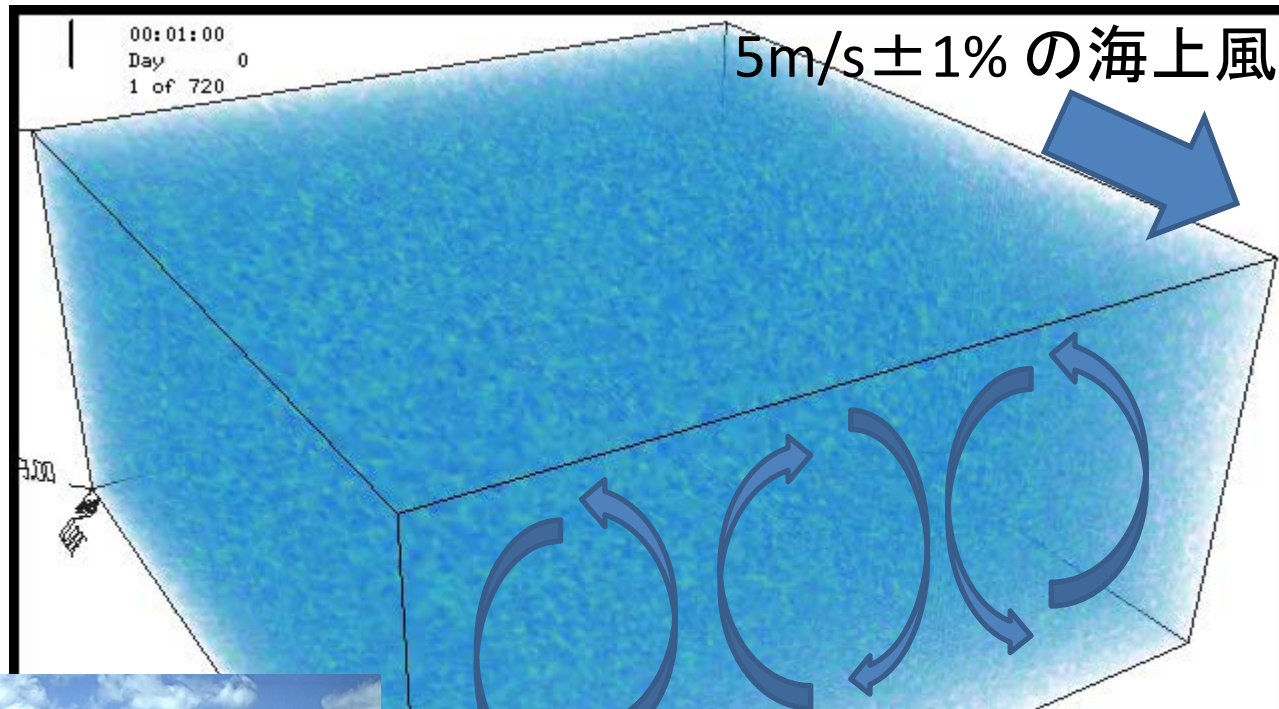
圧カソルバを改良, 圧力と海面昇降を同時に計算

外部重力波における非静力学的効果(深水波)を正確に

粒子追跡でStokesドリフトを再現



風波/吹送流の表現



海上浮遊物・漂流ゴミ
プランクトン (Isobe et al. 2014)

生態系モデルを導入

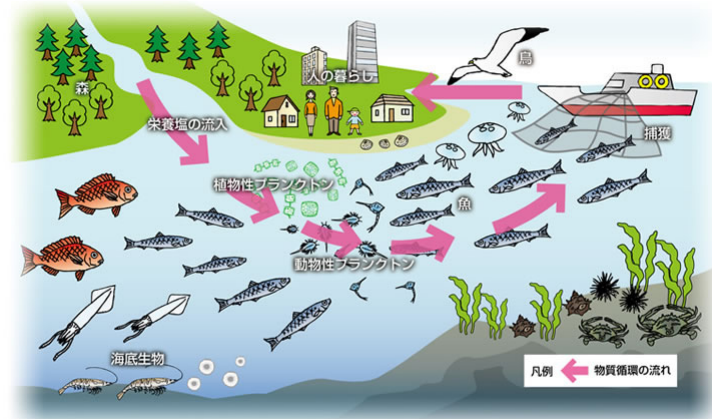
陸⇒河川⇒海 ①栄養塩 海洋の物質循環を考える上で重要

- ◆ 陸上では生物にとって必須の栄養分(N、P、Si、Fe etc.)が海洋より豊富
- ◆ 河川は海洋へ栄養分を供給

重要
高栄養塩⇒植物プランクトン増加⇒
食物連鎖⇒豊かな海
(森が海をつくる; 里海概念)

河川水が影響を与える海域
⇒**河川影響海域**
(ROFI: Region Of Freshwater Influence;
Simpson, 1997)

沿岸域の生物生産にとって非常に



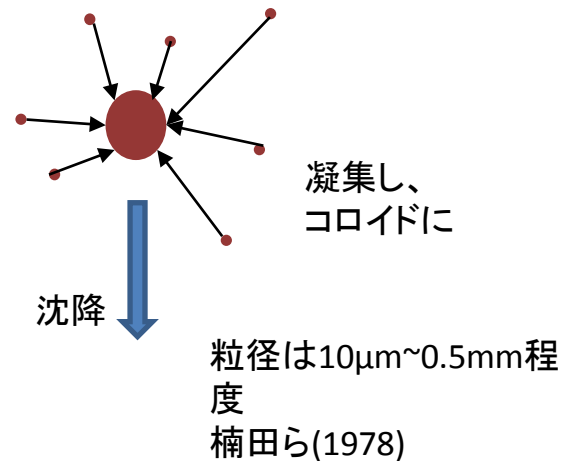
環境省里海ネットより

陸⇒河川⇒海 ②懸濁物質

- ◆ 洪水時に河川から海へ運ばれた無機懸濁物質(泥、砂 etc.)が大量な場合は植物プランクトン光合成を阻害(Kaiser *et al.*, 2005)
- ◆ 河川水中で微粒子だった懸濁物は海水に触れると凝集し、沈降

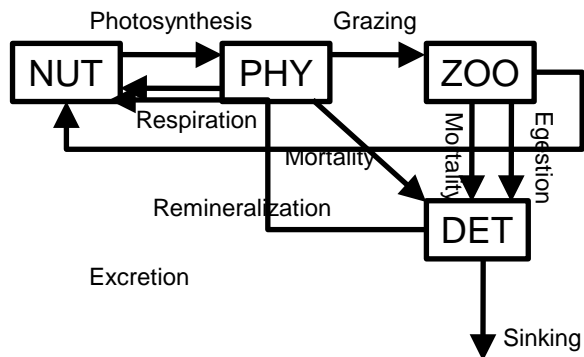


リオグランデ川2000.8.18 NASA Oceancolorより

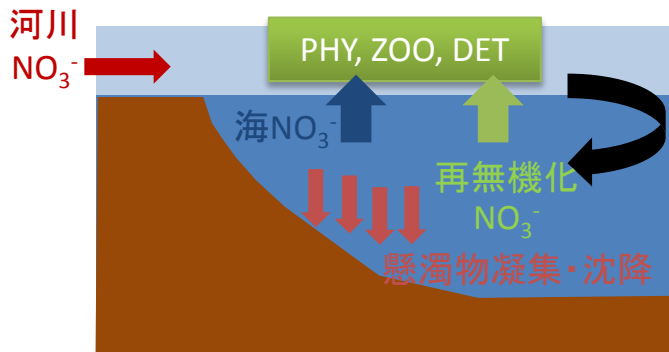


生態系モデル

本計算の前に生態系モデル(河川流入なし)のみで10年間Spinup
NPZD各1コンポーネント



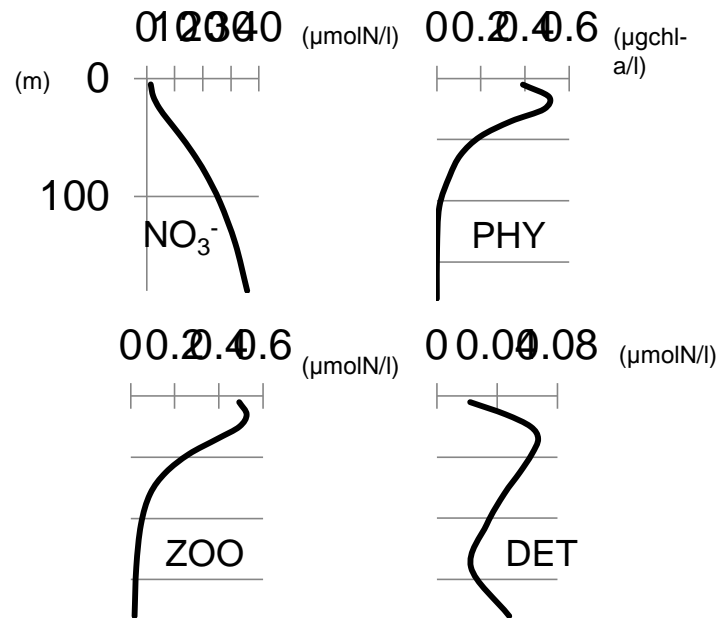
詳細な各パラメータはYoshikawa et al.(2005)を参照



NO₃⁻をそれぞれ3種類に分けた

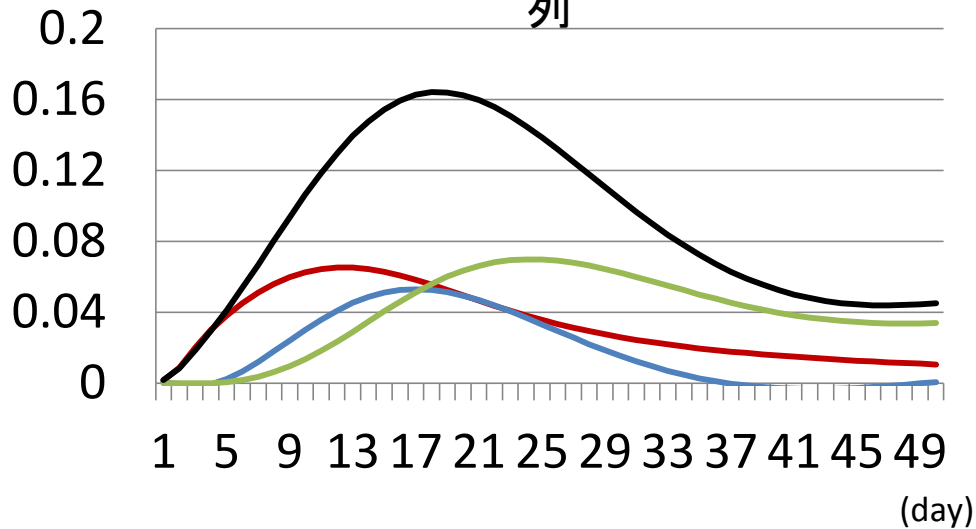
- ・河川起源 NO₃⁻
- ・海洋起源 NO₃⁻
- ・再無機化起源 NO₃⁻

初期値



結果

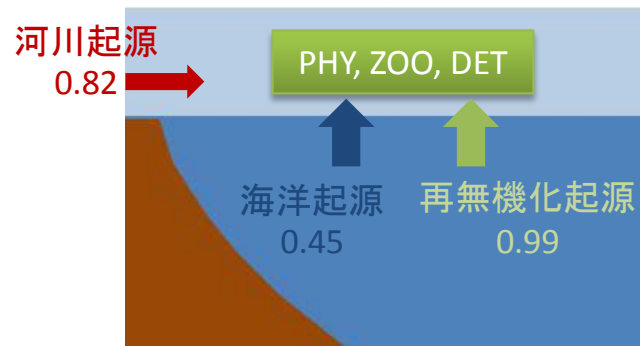
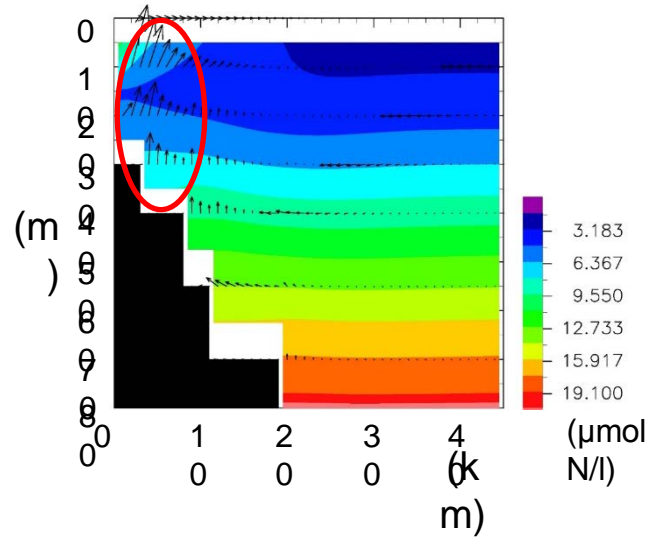
規格化した起源別基礎生産時系列



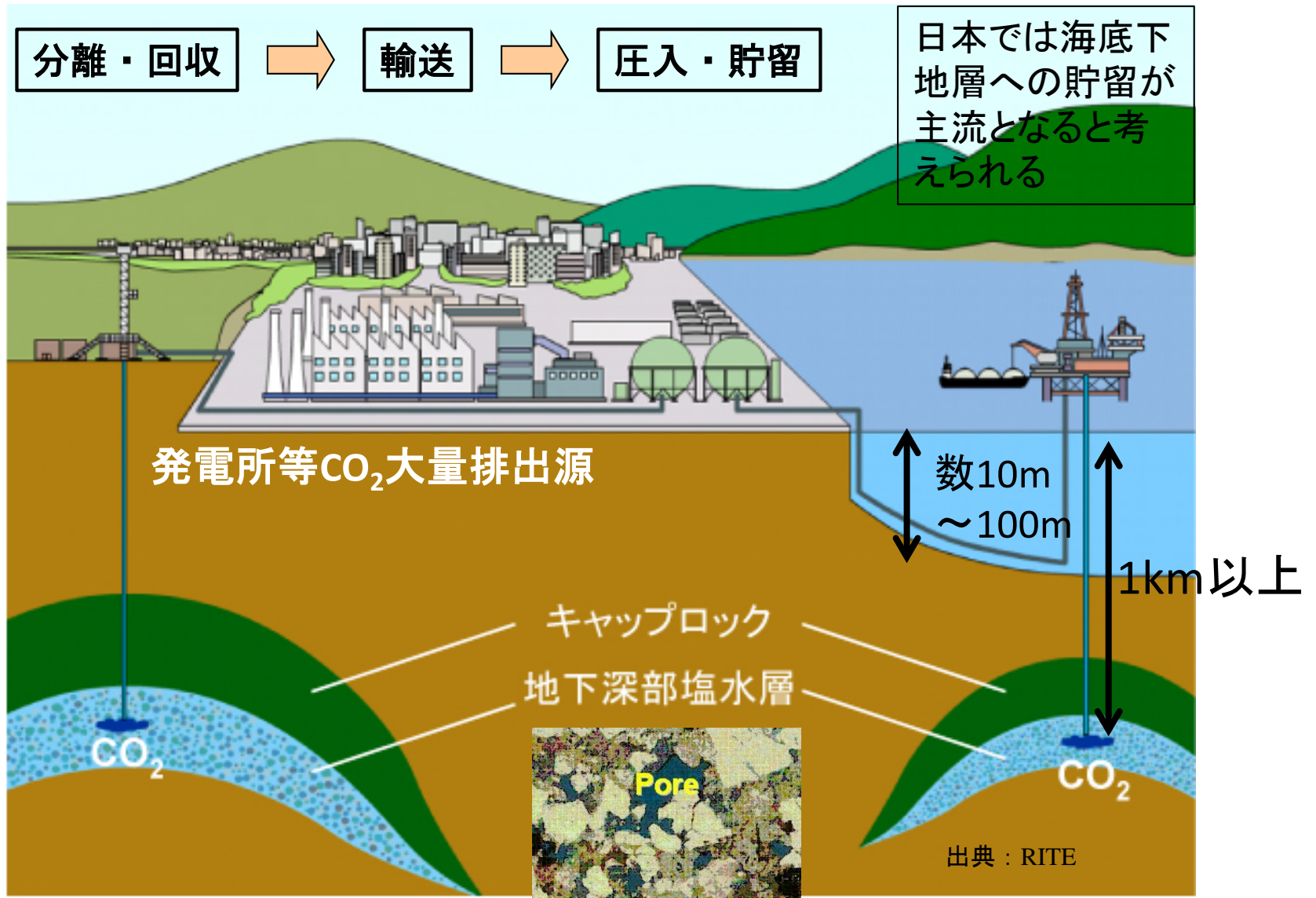
- 河川起源
- 海洋起源
- 再無機化起源
- 正味基礎生産

植物プランクトンブルームの基礎生産には
河川起源以外の栄養塩ソースも重要
メインソースは時間と共に変化する

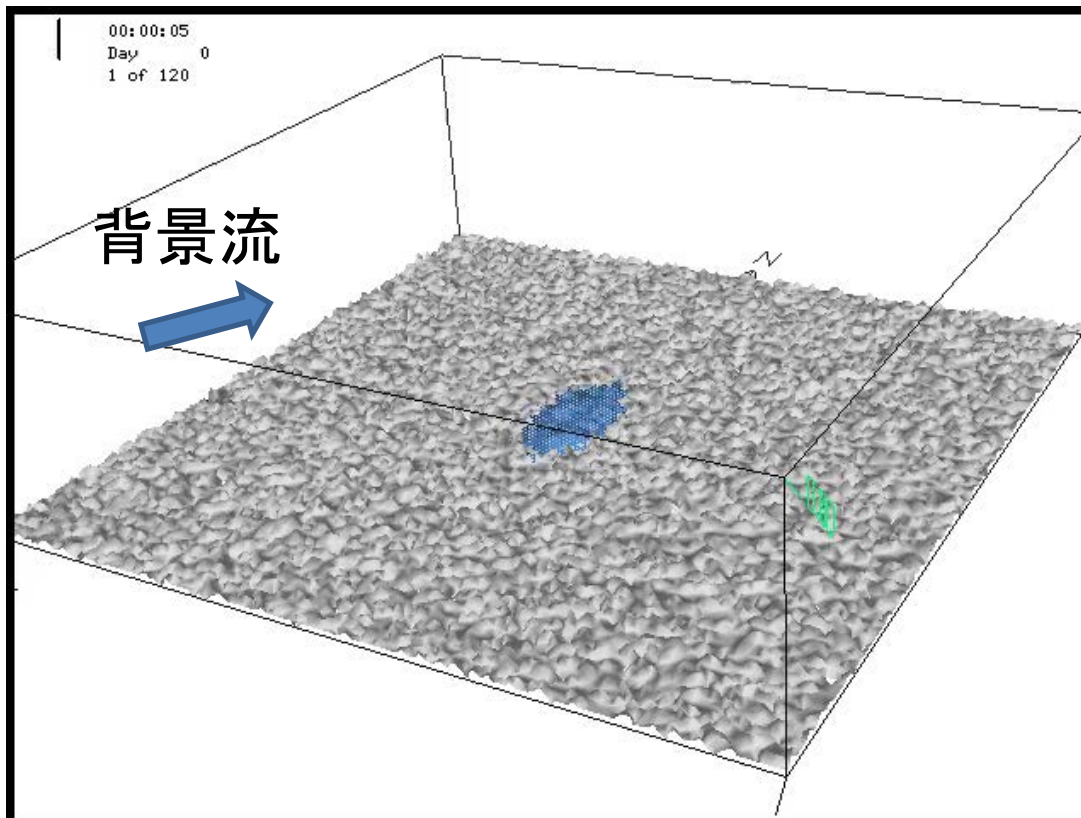
NO₃⁻と流速鉛直断面(Day 6)



CCS (carbon capture and storage)のための 環境アセスメント, CO₂漏出影響評価 with RITE



CCS (carbon capture and storage)のための 環境アセスメント, CO2漏出影響評価



- 海底からCO2漏出
 ~ 100 kg/day
- 気泡を海底で多数生成 (2千個/秒)
- 水圧に応じて体積変化
- 体積->浮上速度
 球・楕円・球冠で場合分け
- 気泡表面積・水温・圧力・pCO2
 →融解量計算、全炭酸(トレーサー)
- 海面まで到達した気泡は
 大気へ放出

まとめ

- 海洋モデリングは既存のコード(静水圧近似)では対応できない領域へ
- 多重格子法による高性能な非静力海洋モデルを開発
- 乱流混合・鉛直対流・波浪を直接表現可能
- 大量の粒子を扱うことが可能なオンライン粒子追跡を実装
- 堆積物の再浮上・輸送モデル、フラジルアイス、CO₂気泡の海底漏出などに応用

今後の課題・発展

- **開発フェーズ・理想化実験から現実の問題解決へ:**
 - 現実の海をよく再現したモデルが必要 → ネスト, adoptive mesh
- 物質輸送モデル (陸起源栄養塩・微量元素)、放射性物質
- 高次生態系モデル 回遊魚・魚卵等、経験した水温履歴等を記録、捕食の判定