

Circulation générale océanique : forçage, stabilité, variabilité

Thierry Huck <thuck@univ-brest.fr> et Bruno Ferron <bferron@ifremer.fr>
Laboratoire de Physique des Océans (UMR 6523 CNRS IFREMER UBO)

2 décembre 2003

Syllabus

Quels sont les forçages de la circulation générale océanique ?

Si l'insolation était équitablement distribuée à la surface de l'océan, on n'observerait pas de circulation thermohaline, ou elle serait bien différente.

Mais en l'absence de diffusion turbulente de chaleur, la circulation serait également extrêmement faible... or la source de cette diffusion turbulente dans l'océan n'est pas encore parfaitement définie : dissipation de la marée interne ou mélange par le vent ?

On essaye ici de dresser un bilan de l'état actuel de la connaissance sur ce sujet, et des implications que cela peut avoir sur la stabilité et la variabilité de la circulation générale océanique.

Organisation du cours en 2003

- mardis de 17h à 18h30 en salle G016 (UFR Sciences) : Thierry Huck,
- vendredis de 9h30 à 11h en salle de réunion LPO à IFREMER : Bruno Ferron,
- 5 semaines à raison de 2 cours de 1h30 par semaine, soit 15 heures.

Début des cours : semaine 14 (1er avril), pas cours semaine 15 (EGS), cours semaine 16, pas cours semaines 17 et 18 (vacances de Paques), puis 3 semaines de cours plus ou moins continues (ponts...).

Modalité de contrôle : "continu" càd assiduité, participation en cours, une présentation d'article par personne à chaque cours (maxi 15'), un questionnaire genre QCM à la fin du derniers cours.

Table des matières

1	La circulation océanique comme élément du système climatique terrestre	5
2	Forçage réel de la circulation océanique	6
3	La circulation océanique moyenne et l'équilibre climatique terrestre	9
4	Modèles de la circulation océanique et leur forçage	11
4.1	Rappel : équations primitives	11
4.2	Comment sont forcés les modèles de circulation océanique ?	11
4.3	Modèles couplés	13
5	Modèles stochastiques du climat, bruit de fond de la variabilité	14
6	Classification de la variabilité climatique	16
6.1	Rappels	16
6.2	Variabilité forcée : source externe au système climatique terrestre	16
6.3	Variabilité interne au système climatique océan-atmosphère-glace	17
7	Équilibres multiples de la circulation océanique : des modèles conceptuels aux modèles réalistes	17
7.1	Modèle de Stommel (1961), un prototype pour les équilibres multiples de la circulation thermohaline	17
7.2	Modèle d'équilibres multiples dus aux variations du coefficient de mélange avec la stratification (Edwards et Shepherd 2001)	20
7.3	Rétroactions thermohalines (Marotzke 1996)	22
7.4	Lecture Gnanadesikan (1999) : qu'est ce qui force la circulation moyenne ?	23
7.5	Lecture Broecker (1995) : un peu de paléoclimatologie	23
7.6	Lecture Manabe et Stouffer (1999) : est-ce que plusieurs modes de la circulation thermohaline sont stables ?	24
7.7	Lecture Rahmstorf (1994, 1995) : transitions climatiques et équilibres multiples de la circulation thermohaline	24
8	Oscillateurs thermohalins	25
8.1	Un oscillateur thermohalin simple : le modèle flip-flop de Welander (1982) .	25
8.2	Le modèle isopycnal de Stommel (1986)	27
8.3	La boucle de Howard–Malkus (Malkus 1972)	28
8.4	Autres exemples d'oscillateurs : la galerie de Welander (1986)	30
9	Mécanismes de variabilité réalistes	30
9.1	Mécanismes d'ajustement dans l'océan et oscillations	30
9.2	Interactions du gyre subtropicale avec l'atmosphère (Latif et Barnett 1994, 1996)	31

9.3	Interactions entre le courant d'eau profonde nord-atlantique et le Gulf Stream (Joyce et al. 2000)	31
9.4	Oscillation atlantique multidécennale (AMO)	31
9.5	Antarctic Circumpolar Wave (White et al. 1996)	31

Plan du cours de Bruno Ferron :

1. Considérations générales sur le besoin du mélange diapycnal dans les océans

- à partir de la stratification observée dans les océans (équilibre advection-diffusion)
- à partir du bilan énergétique (à la Munk et Wunsch)
- ⇒ nécessité d'un mélange diapycnal dit "turbulent"
- + équation d'énergie cinétique turbulente

2. Méthodes d'estimation du mélange

microstructure, finestructure, budgets de chaleur, spectres de cisaillement de vitesse, traceurs

3. Processus physiques responsables du mélange diapycnal

ondes internes, instabilités de KH, double diffusion
manip de cuisine pour les doigts de sel

4. Rôle du vent dans le forçage de la circulation thermohaline

- théorie de Togweiller et Samuels et limitations
- partition entre mélange diapycnal et mouvement isopycnal adiabatique

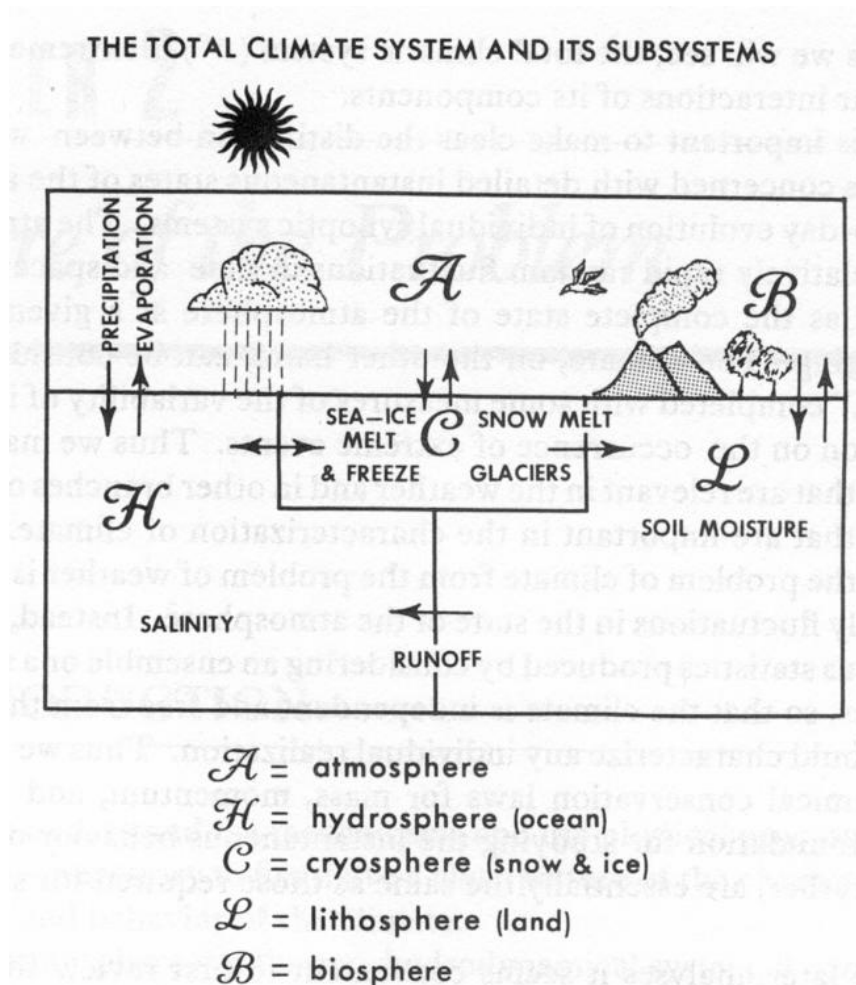


FIG. 1 – Schéma du système climatique terrestre (Peixoto et Oort, Physics of Climate, Figure 2.1).

1 La circulation océanique comme élément du système climatique terrestre

Système climatique terrestre : océan, atmosphère, glaces de mer, glaciers terrestres, ...

* contraintes de conservation : équilibre radiatif de la planète, conservation de l'eau (océan, glaces terrestres et océaniques, humidité)

changements de la circulation océanique

⇒ changements de la circulation atmosphérique

⇒ modifications du forçage océanique (flux de chaleur, eau douce, vent)

Autres éléments importants du système : cryosphère (glaces), biosphère, géophysique...

Multiplés études de la stabilité et variabilité de la circulation générale océanique de manière indépendante du "système" : plus simple, premier pas, mais à ne pas prendre pour argent

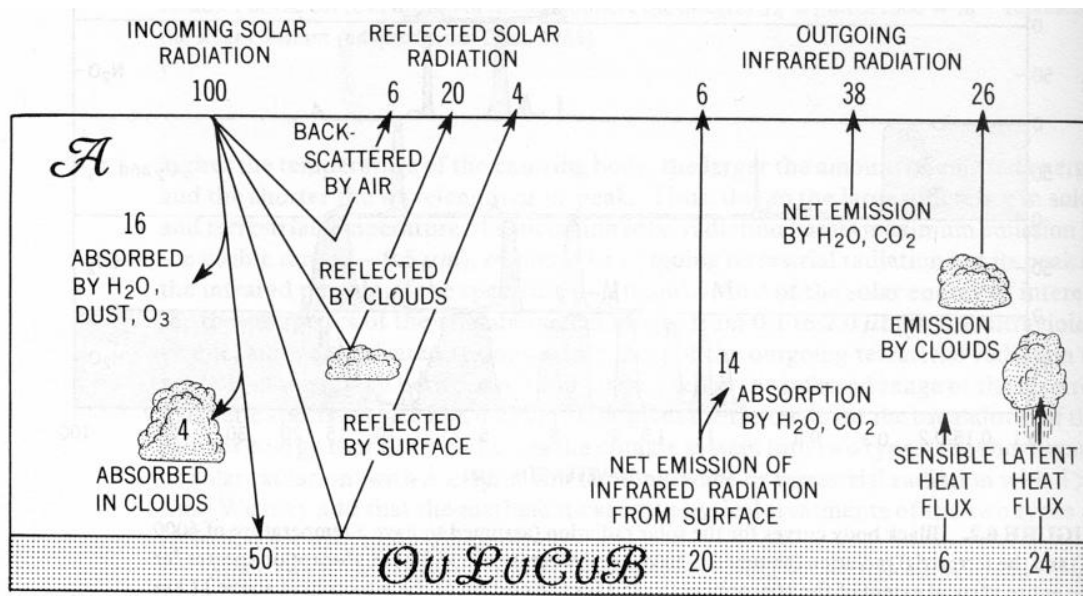


FIG. 2 – Équilibre radiatif terrestre (Peixoto et Oort, Physics of Climate, Figure 6.3).

comptant.

Océan, régulateur du climat ?

- énorme inertie thermique, 1000 fois celle de l'atmosphère (la capacité calorifique de toute l'atmosphère est celle des 3 premiers mètres de l'océan) → amortissement des variations de température saisonnières (climat océanique vs. continental),
- transport de chaleur des régions tropicales (bilan radiatif excédentaire) vers les régions polaires (déficitaires), au même titre que l'atmosphère.

2 Forçage réel de la circulation océanique

- flux de chaleur : principalement par la surface $O(50 \text{ W m}^{-2})$.
Par le fond les flux géothermiques sont de l'ordre de 0.5 W m^{-2} .
NB : capacité calorifique de l'eau $C_P = 4 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.
- flux d'eau douce ($\pm 1 \text{ m/an}$) : évaporation – précipitations
- flux de quantité de mouvement : tension de vent en surface (0.1 N m^{-2})
pompage d'Ekman $w_E = O(10^{-6} \text{ m/s})$ soit 30 m/an

Figures de l'atlas de Bunker (Isemer et Hasse 1985) et de Schmitt, Bogden et Dorman (1989) pour l'Atlantique Nord, en moyenne annuelle. Formulations classiques de ces flux (bulk formula). Attention : variations saisonnières très importantes !

Températures :

- température de surface océanique (SST) : 28°C à 4°C (65°N)

- température de surface atmosphérique (SAT) : 27 °C à 0°C (65°N)
- différence de température de surface atmosphérique et océanique -1°C (SAT < SST)

Flux de chaleur :

- radiation solaire (ondes courtes) "constant" : +100 à +200 W m⁻²
- radiation "ondes longues" " $A + B\theta$, avec $B=O(2 \text{ W/m}^2/\text{K})$ " : -30 à -40 W m^{-2}
- bilan radiatif net : +60 à +180 W m⁻², zonal
- flux de chaleur sensible $\approx \lambda(SAT - SST)$: -10 à -60 W m^{-2} (Gulf Stream) avec λ variable de 5 à 65 W/m²/K, peut-être 20 W/m²/K en moyenne (dépend du vent, de la stratification atmosphérique...)
- flux de chaleur latente = $L_V \cdot E$: -150 à -240 W m^{-2} (Gulf Stream). Notez l'importance de la chaleur latente par rapport à la chaleur sensible !
- flux de chaleur net : 0 à -200 W m^{-2} sur le Gulf Stream, -50 W m^{-2} plus nord.

ATTENTION bilan de chaleur non nul sur l'Atlantique !

Comme la Méditerranée est un bassin d'évaporation (elle importe des eaux douces de l'Atlantique et exporte des eaux salées), l'Atlantique nord est un bassin de refroidissement : elle importe des eaux de surface chaudes et exporte des eaux profondes (nord atlantique, NADW) froides – les flux de chaleur nets en surface sont largement négatifs, peut-être de 1 PetaWatt ? ($\rho_w C_P \times 20\text{Sv} \times 5^{\circ}\text{C} = 4 \cdot 10^6 \times 20 \cdot 10^6 \times 5 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ W}$).

Comparez les échelles de temps de disparition d'une anomalie de SST par flux de chaleur sensible (en supposant SAT constante) et par flux radiatifs (ondes longues), en supposant une couche mélangée de 50 à 100 m ?

$$(1) \rho_0 C_P h \partial_t \text{SST} = \lambda(\text{SAT} - \text{SST})$$

loi de décroissance exponentielle de SST initiale à SAT

$$\rightarrow \tau = \rho_0 C_P h / \lambda = 4 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1} \times 50\text{-}100 \text{ m} / (20 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}) = 1\text{-}2 \times 10^7 \text{ s} \text{ soit } 4 \text{ à } 9 \text{ mois}$$

$$(2) \rho_0 C_P h \partial_t \text{SST} = -(A + B\text{SST})$$

$$\rightarrow \tau = \rho_0 C_P h / B = 4 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1} \times 50\text{-}100 \text{ m} / (2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}) = 1\text{-}2 \times 10^8 \text{ s} \text{ soit } 3 \text{ à } 6 \text{ ans}$$

Soit en gros un ordre de grandeur de différence : on passe de quelques mois à quelques années.

Flux d'eau douce :

- évaporation (1 à 3 m/an), largement dominante sur le Gulf Stream
- précipitation (1 à 2 m/an)
- E-P (-1 à $+2 \text{ m/an}$)

Notez

- le couplage entre flux de chaleur et d'eau douce via les flux de chaleur latente,
- le couplage entre circulation océanique et atmosphérique via ces flux,

→ la dépendance extrême des flux sur la circulation océanique elle-même (position du Gulf Stream par exemple).

Flux de quantité de mouvement :

- pression atmosphérique au niveau de la mer (SLP) : anticyclone des Açores et dépression d'Islande (variations saisonnières et interannuelles – NAO – importantes)
- tension de vent : $A_V du/dz = \tau/\rho_0$
- rotationnel du vent et pompage d'Ekman $w_E = \text{curl}(\tau/f)/\rho_0 = O(10^{-6} \text{ m/s})$

Notez les zones de convergence et divergence, analogie avec flux de chaleur.

Comment peut-on comparer l'importance relative de ces différents forçages ?

équation d'état linéarisée $\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0)]$ avec $\rho_0 = 1023 \text{ kg m}^{-3}$, $\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $\beta = 8 \cdot 10^{-4} \text{ psu}^{-1}$

Pour la température et la salinité, il suffit de comparer les flux de densité associés (flux = propriété \times vitesse soit ici densité \times vitesse en $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) – on parle parfois en terme de flottabilité (buoyancy $B = -g\rho$). Figures 4 et 5 de Schmitt et al. (1989) :

- flux de densité relatif au flux de chaleur : $-\alpha Q/C_P$
- flux de densité relatif au flux d'eau douce : $\rho_0\beta(E - P)S$
 transformation des flux d'eau douce en flux de sel : $F_S = (E - P) \times S$
 conservation du sel : $h \times S = [h - (E - P) \times dt] \times (S + dS)$, soit $dS/dt = (E - P) \times S$
- flux de densité total (somme des 2)
- rapport des flux de densité relatifs aux flux de chaleur et d'eau douce

$$\frac{\alpha Q/C_P}{\rho_0\beta(E - P)S} = \frac{\alpha Q}{\beta\rho_0 C_P(E - P)S} = O(10)$$

Pour inclure le vent, on peut comparer l'ordre de grandeur des vitesses verticales associées (Stommel 1955, p. 158) :

- flux de chaleur : $w\Delta T = Q/\rho_0 C_P \rightarrow w = Q/(\rho_0 C_P \Delta T) = O(50 \text{ m/an})$ pour $Q=50 \text{ W m}^{-2}$, $\Delta T=10^\circ\text{C}$

- vent : $w_{Ekman} = \text{curl}(\tau/f)/\rho_0 \rightarrow O(10\text{-}30 \text{ m/an})$

- flux d'eau douce $\rightarrow O(1 \text{ m/an})$

* Quelle serait la circulation océanique dans un plan méridien forcée par chacun de ces 3 types de flux ?

- cellule thermique directe (plutôt stable, en fait LA cellule atlantique nord)

- cellules halines, indirecte au nord et équatoriale (peut-être pas stables) – le forçage halin s'oppose donc au forçage thermique dans le nord de l'Atlantique nord !

- cellules d'Ekman forcées par le vent

3 La circulation océanique moyenne et l'équilibre climatique terrestre

Transport de chaleur dans l'atmosphère et l'océan, participent conjointement et équitablement à l'équilibre radiatif terrestre.

- Fig. 13.17 Physics of climate
- Fig. Trenberth et Caron (2001)

Transport de chaleur dans l'océan et partitionnement entre les différents bassins.

- Fig. 13.18 Physics of climate
- Fig. Trenberth et Caron (2001)

Décomposition du transport de chaleur par la circulation moyenne, en moyenne zonale, et par les tourbillons : formules p.342 Physics of Climate.

Les circulations horizontales forcées par le vent et les cellules méridiennes, profondes (Atlantique) et intermédiaires (Pacifique).

- Fig. 8.1 Physics of Climate.

Sections de températures, salinités, oxygène, silicates illustrant les cellules méridiennes (Schmitz, 1995, 1996) :

Atlantique :

- Fig. I-2 World Ocean Circulation vol. 1.
- Fig. I-3 World Ocean Circulation vol. 1.

Pacifique :

- Fig. II-12, World Ocean Circulation vol. 2.
- Fig. II-13, World Ocean Circulation vol. 2.
- Fig. II-14, World Ocean Circulation vol. 2.

Indien :

- Fig. II-15, World Ocean Circulation vol. 2.
- Fig. II-16, World Ocean Circulation vol. 2.
- Fig. II-17, World Ocean Circulation vol. 2.

Pourquoi la circulation dans l'Atlantique Nord est-elle tellement différente du Pacifique Nord ? Pourquoi n'y-a-t'il pas d'eau profonde formée actuellement dans le Pacifique Nord (Warren, 1983) ?

Divers arguments ont été proposés mais dans l'ensemble la question est difficile et a toujours été abordée de manière partielle parce que l'on n'a qu'une réalisation de la circulation océanique que l'on connaît bien, la situation actuelle. Il semblerait toutefois que la circulation dans l'Atlantique n'ait pas toujours été telle qu'elle est actuellement, elle aurait ressemblé à celle du Pacifique avec uniquement formation d'eau intermédiaire (plus de ventilation des eaux profondes) pendant les ères glaciaires, ce qui aurait coûté quelques degrés de moins à la température moyenne en Europe (Broecker, 1995).

- L'Atlantique Nord est ouvert sur le bassin arctique, donc s'étend plus au nord et est en

contact avec des eaux plus froides.

- L'apport de sel par les eaux méditerranéennes aux eaux du courant de bord ouest et aux eaux entrant dans l'Arctique contribue à rendre la salinité suffisante pour que le refroidissement hivernal permette la formation d'eau profonde.

- Certaines simulations numériques en bassins idéalisés suggèrent que la plus grande largeur du Pacifique n'est pas propice à la formation des eaux profondes et que si elle commence dans un bassin, il y a moins de chance qu'elle ait lieu dans l'autre.

- Arguments de Warren (1983) :

La faible salinité des eaux du Pacifique nord empêche la formation des eaux profondes lors du refroidissement hivernal. Par contre, la forte salinité des eaux de l'Atlantique Nord permet cette formation. Cette différence de salinité s'explique par la différence d'évaporation sur les 2 courants de bord ouest (Gulf Stream et Kuroshio), due à la différence des températures de surface (eau chaude \Rightarrow évaporation \Rightarrow salinité plus importante).

La différence des températures de surface vient du plus faible apport d'eau de surface dans le Pacifique, dû au faible puits d'eau plus au nord (donc en quelque sorte à l'absence de formation d'eau profonde). On note également l'extension plus importante vers le sud du tourbillon subpolaire dans le Pacifique, alors qu'il est repoussé vers le nord par la contribution thermohaline du Gulf Stream dans l'Atlantique, ce qui fait que peu d'eau de surface issue du Kuroshio atteint le Pacifique Nord.

L'argument se mord la queue : qui est la poule ? qui est l'oeuf ? difficile de répondre dans l'état actuel de nos connaissances (des expériences numériques plus ou moins idéalisées devraient pouvoir apporter des arguments dans le futur.)

Transport de chaleur et d'eau douce dans l'atmosphère, partitionnement entre les tourbillons, les tourbillons stationnaires, et la circulation méridienne.

□ Fig. 13.11 Physics of climate

□ Fig. 12.12 Physics of climate

□ Fig. 12.16 Physics of Climate

cellules de Hadley, anticyclone et dépressions atmosphériques transitoires. Mécanismes dominant du transport de chaleur sensible et latente vers le nord par les tourbillons aux moyennes latitudes de l'hémisphère nord.

□ Fig. 13.14 Physics of climate

4 Modèles de la circulation océanique et leur forçage

4.1 Rappel : équations primitives

équations dynamiques où l'équilibre géostrophique est prépondérant :

$$\begin{aligned}d_t u - f v &= \partial_t u + \mathbf{u} \cdot \nabla u = -\rho_0^{-1} \partial_x p + \nabla_H \cdot (A_H \nabla_H u) + \partial_z (A_V \partial_z u) \\d_t v + f u &= \partial_t v + \mathbf{u} \cdot \nabla v = -\rho_0^{-1} \partial_y p + \nabla_H \cdot (A_H \nabla_H v) + \partial_z (A_V \partial_z v)\end{aligned}$$

$f = 2\Omega \sin(\theta)$ est le paramètre de Coriolis, θ la latitude, ϕ la longitude.

Sur la verticale, la pression est hydrostatique :

$$0 = -\partial_z p - \rho g.$$

La conservation de la masse (incompressible) implique la conservation du volume, encore appelée équation de continuité, et fournit la vitesse verticale :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \nabla_H \mathbf{u}_H + \partial_z w = 0.$$

équation d'état $\rho(T, S, P)$

Les équations prognostiques pour la température et la salinité incluent les processus d'advection, de diffusion, de convection et de forçage :

$$d_t T = \partial_t T + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla_H \cdot (K_H \nabla_H T) + \partial_z (K_V \partial_z T) + \text{Convection} + \text{Forçage}.$$

Paramétrisation de la convection est nécessaire à grande échelle, car il est impossible de résoudre les structure convectives fines O(km), souvent non-hydrostatiques :

- mélange des zones statiquement instables à chaque pas de temps,
- coefficient de mélange vertical important dans les zones instables,
- fermeture turbulente de la couche mélangée de surface.

Conditions aux limites pour ces équations :

dynamique : $A_V \partial_z \mathbf{u} = \tau / \rho_0$, tension de vent en surface

+ différentes paramétrisations de la friction au fond (linéaire, quadratique)

+ différentes conditions aux limites latérales : imperméabilité $u.n = 0$

(toujours sur les frontières physiques) + non glissement ($\mathbf{u} \cdot \mathbf{t} = 0$) ou glissement libre ($\partial_n(\mathbf{u} \cdot \mathbf{t}) = 0$)

thermodynamique : $K_V \partial_z T = Q / (\rho_0 C_P)$ à la surface, 0 au fond $K_H \partial_n T = 0$ sur les bords, idem pour la salinité

4.2 Comment sont forcés les modèles de circulation océanique ?

Rappel : conditions aux limites classiques pour équations aux dérivées partielles

- valeur fixée au bord (Neumann) : $T(z=0) = T_0$
- dérivée fixée au bord (Dirichlet) : $\partial_z T = F$

- mixtes : $\alpha T + \beta \partial_z T = \gamma$

Flux d'eau douce ou flux de sel : $F_S = (E - P) \times S \dots$

bilan de masse et conservation du sel : $h \times S = [h - (E - P) \times dt] \times (S + dS)$

Relaxation (*restoring, nudging*) : $d_t T = (T^* - T)/\tau$ (\sim analogue aux flux de chaleur de chaleur sensible)

Comme ce sont les propriétés de surface de l'océan qu'on connaît le mieux, on force le modèle océanique à ne pas s'écarter de la climatologie. Les flux de chaleur sont très mal connus, peut-être à 30 W m^{-2} près climatologiquement, alors instantanément???? (cf climatologies SOC vs. ECMWF). Les flux d'eau douce, n'en parlons pas, c'est peut-être le problème majeur des modèles actuellement (et ce que prédisent le moins bien les modèles atmosphériques : convection, changement d'état sur noyaux de condensation, évaporation pendant la précipitation).

$Q = (T^* - \text{SST})/\tau$, avec τ de l'ordre de 66 jours pour une couche mélangée de 50 m. Valeur "classique" du coefficient d'échange : $35 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (Haney 1971). Les estimations de ce coefficient de couplage varient (avec le vent, avec les auteurs...) de 10 à $65 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$... Problème : ca revient à rendre infinie la capacité calorifique de l'atmosphère, c'est-à-dire qu'une anomalie de température océanique même de grande échelle ne peut pas modifier la température atmosphérique et est érodée au rythme des pertes de chaleur sensible.

Flux constant : $d_t T = Q$ (\sim analogue aux flux radiatifs)

Il est raisonnable d'admettre que les flux de chaleur dépendent en partie des SST (chaleur sensible), mais il est beaucoup plus difficile d'admettre que les précipitations ou l'évaporation varient en fonction de la salinité de surface, d'où le recours fréquent à une formulation en flux constant pour la salinité (notez la différence subtile entre la réalité, les flux d'eau douce, et l'approche modèle simplificatrice, les flux de sel).

Depuis peu, certains auteurs utilisent aussi des flux constants pour la chaleur, pour révéler une variabilité longue-période interne à l'océan que la relaxation des SST détruit (on en parlera plus longuement plus tard).

Avantage : les propriétés de surface de l'océan sont libres, on peut voir s'exprimer sa variabilité interne.

Problème : on fixe le transport de chaleur par l'océan, or celui-ci varie dans le temps.

Formulation mixte (Barnier et al. 1995) : $d_t T = Q + (T^* - T)/\tau$

Problème des formulations précédentes : flux fixes trop incertains, relaxation trop contraignante et incorrecte pour satisfaire à la fois les flux de chaleur et les valeurs observées.

Pour essayer de réconcilier les 2, on ajoute les 2 termes dans une formulation mixte : $Q = Q_{obs} + (T_{obs} - \text{SST})/\tau$, ainsi seulement on a éventuellement $Q = Q_{obs}$ pour $\text{SST} = T_{obs}$. τ est en général variable spatialement et temporellement, et calculé à partir de climatologies (COADS, ECMWF...).

C'est ce qui donne les meilleurs résultats pour reproduire la circulation océanique actuellement (Hadley, NCAR, IPSL). Néanmoins, on est loin de représenter ainsi la liberté réelle de

l'océan, le terme de relaxation n'étant pas représentatif des interactions océan atmosphère réaliste.

*** Capacité calorifique de l'océan \gg à celle de l'atmosphère ***

Exo : Comparez la capacité calorifique totale de l'océan et de l'atmosphère ?

$$C_P(\text{océan}) = 4\pi \times (6400 \text{ km})^2 \times 0.7 \times 3500 \text{ m} \times 4 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$C_P(\text{atmosphère}) = 4\pi \times (6400 \text{ km})^2 \times 10^4 \text{ m} \times 10^3 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$\rightarrow C_P(\text{océan}) / C_P(\text{atmosphère}) \sim 1000!$$

Conclusion : on ne peut pas considérer la capacité de chaleur de l'atmosphère constante vis-à-vis de l'océan, surtout si l'on s'intéresse à des changements de grande échelle. Pour éviter d'avoir systématiquement recours à des modèles couplés pour faire des études de variabilité (les AGCM sont des usines à gaz comparés aux modèles océaniques) on développe des modèles atmosphériques de complexité intermédiaire : modèles de couche limite atmosphérique (Seager et al. 1995), modèles atmosphériques en équilibre d'énergie (Fanning et Weaver), modèles atmosphériques quasi-géostrophiques...

4.3 Modèles couplés

Le modèle océanique échange flux de chaleur, eau douce et quantité de mouvement de manière interactive avec le modèle atmosphérique, voir via un modèle de glace également. C'est l'idéal mais c'est très cher et compliqué à mettre en oeuvre !

Problème : la physique des modèles n'est pas parfaite ! En ne prescrivant que l'insolation au sommet de l'atmosphère, on arrive rapidement à des dérives très importantes du climat terrestre.

On peut voir le problème de différentes manières...

Du point de vue océanographique "l'océan est forcé par l'atmosphère", on considère ces forçages comme fixés (SST, SSS, vent), et on calcule quelle est la réponse de l'océan, et quels sont les flux de surface dont il a besoin pour ressembler à la réalité.

Les atmosphériciens font de même du point de vue de l'atmosphère, en prescrivant les températures à la surface océanique pour les modèles atmosphériques, et calculent les flux de chaleur, eau douce et quantité de mouvement à la surface océanique.

On arrive toujours à des différences importantes, et il y a 2 manières de réaliser le "couplage" des modèles océanique et atmosphérique : soit on privilégie la climatologie et on corrige artificiellement les flux de chaleur que s'échangent les modèles (souvent utilisé par le passé, dans des modèles à assez basse résolution où les différences entre les flux étaient de l'ordre des flux eux-mêmes) – on parle alors de '*flux correction*' –, soit on privilégie la physique des interactions en sacrifiant la climatologie moyenne (l'état moyen de chaque système ne collera pas avec les observations).

En composant ces différents types de forçages pour la température et la salinité on couvre quasiment tous les cas possibles et utilisés : par exemple, les conditions dites mixtes sont l'association de flux d'eau douce prescrits (constants) et de relaxation des températures de surface.

Il faut être bien conscients des limites des forçages que l'on utilise, principalement avec les conditions de type relaxation : par exemple, si la dynamique ou la résolution du modèle

ne permet pas de représenter convenablement le décrochement du Gulf Stream, les températures de l'océan ne seront pas celles qu'elles devraient être et la condition de surface impliquera des flux thermodynamiques complètement anormaux et énormes, à la fois dans la région du Gulf Stream simulé par le modèle mais aussi dans la région où il devrait être suivant les observations.

5 Modèles stochastiques du climat, bruit de fond de la variabilité

Hypothèse réductrice de la variabilité climatique (“*null hypothesis*”) formulée par Hasselmann (1976) : on sépare une composante climatique (océan, glace) et une composante synoptique ou météorologique (atmosphère) du système climatique terrestre.

Idee : le forçage de l'atmosphère stochastique, de spectre blanc (énergie equipartitionnée à toutes les fréquences) est transformé par intégration par l'océan en spectre rouge (énergie principalement aux basses fréquences).

anomalie de SST $y(t)$, température de la couche de mélange d'épaisseur h :

$$dy/dt = \frac{Q_{SH} + Q_{LH} + Q_R}{\rho_w C_P w h} = v(y, x(t))$$

fonction de variable atmosphérique $x(t)$.

Hypothèse : temps de corrélation caractéristique de l'atmosphère $\tau_X \ll$ temps de réponse de la SST τ_Y (ex quelques jours vs. quelques mois pour la couche mélangée).

Soit $\delta y = y(t) - y_0$, l'écart à l'état initial $y(t=0) = y_0$

$d\delta y/dt = v(y_0, x(t)) = v(t)$, une fonction aléatoire de t (vu la predictabilité limitée de l'atmosphère).

En décomposant en moyenne d'ensemble sur x et fluctuations : $\delta y = \langle \delta y \rangle + y'$, $v = \langle v \rangle + v'$, on retrouve l'équation classique d'une marche aléatoire : $dy'/dt = v'(t)$ (Taylor, 1921 ; Kundu, 1990 p.466-470). Soit v' le forçage statistiquement stationnaire, la réponse y' est non-stationnaire : sa variance augmente linéairement avec le temps pour $t \gg \tau_X$, soit

$$\langle y'^2 \rangle = 2Dt \text{ pour } \tau_X \ll t \ll \tau_Y,$$

où le coefficient de diffusion $D = 1/2 \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) d\tau$, et la fonction de covariance (autocorrélation) $R(\tau) = \langle v'(t+\tau) v'(t) \rangle$.

Soient F et G les spectres de variance du forçage v' et de la réponse y' :

$$F(\omega) = \{v'^2\}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} v'^2(t) \exp(i\omega t) dt,$$

$$G(\omega) = \{y'^2\}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} y'^2(t) \exp(i\omega t) dt,$$

$$\text{alors } G(\omega) = \frac{F(\omega)}{\omega^2} \approx \frac{F(0)}{\omega^2} \text{ pour } \tau_Y^{-1} \ll \omega \ll \tau_X^{-1} ;$$

$$D = \pi F(0) = \pi \int_{-\infty}^{+\infty} v^2(t) dt.$$

Pour $t = O(\tau_Y)$, y ne peut plus être considéré comme constant dans v , et les rétroactions (feedback) deviennent importantes : un feedback linéaire positif donnera une croissance exponentielle, ce qui n'est pas satisfaisant, on introduit donc un feedback négatif, stabilisateur, soit

$dy/dt = v(t) - \lambda y$, avec $\lambda > 0$ constant (typiquement $\lambda^{-1} =$ quelques mois).

Soit [...] une moyenne d'ensemble sur les valeurs de x et de y , correspondant à une moyenne temporelle sur une période $\tau \gg \tau_Y$:

$$\begin{aligned} [\delta y^2(t)] &= [(y(t_0 + t) - y(t_0))^2], \\ [\delta y^2] &= \frac{2D}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t)] \text{ pour } t \gg \tau_X, \\ G(\omega) &= \frac{F(0)}{\omega^2 + \lambda^2} \text{ pour } \omega \ll \tau_X^{-1}. \end{aligned}$$

Démonstration : en intégrant l'équation différentielle pour y , on obtient

$$\begin{aligned} y(t) &= y(t_0) \exp(-\lambda(t - t_0)) + \int_{t_0}^t v(t') \exp(-\lambda(t - t')) dt' \\ [y(t)] &= y(t_0) \exp(-\lambda(t - t_0)) \text{ puisque } [v] = 0 \\ [\delta y^2] &= \int_0^t dt' \int_0^t dt'' [v(t')v(t'')] \exp(-\lambda(t - t')) \exp(-\lambda(t - t'')) \\ &\text{or } [v(t)v(t + \tau)] = 2D\delta(\tau) (\sim \text{Dirac pour } \tau \gg \tau_X) \\ \text{soit } [\delta y^2] &= 2D \int_0^t \exp(-2\lambda(t - t')) dt' = \frac{D}{\lambda} (1 - \exp(-2\lambda t)) \end{aligned}$$

Présentation du modèle simplifié atmosphérique et océanique, résultats

□ Figures du papier : modèle et observations.

Développements : prise en compte de la dynamique océanique, principalement des ondes de Rossby...

Conclusion : le climat est-il simplement une marche aléatoire ?

→ Non, rétroaction nécessaire.

Le spectre de variance de SST est grossièrement reproduit par un simple modèle de bruit blanc atmosphérique et un intégrateur linéaire autorégressif, avec une large séparation des temps caractéristiques du forçage et de la réponse.

NB : la réponse explosive d'un feedback positif est peut-être adaptée à certaines composantes du système climatique comme les glaces (lorsque les zones couvertes de glace s'étendent, l'albédo terrestre augmente, le climat se refroidit et les glaces continuent à s'étendre...). Ce feedback n'implique pas nécessairement une instabilité du climat à cause des nonlinéarités du système qui peuvent stabiliser la réponse à grande amplitude.

Ainsi, suivant cette théorie, les anomalies de SST sont imprédictibles, excepté qu'une fois générées, elles tendent à décroître avec un temps caractéristiques de l'ordre de 6 mois.

Cette évolution est indépendante de toute rétroaction avec l'atmosphère.

Dans les prochains cours, on étudiera certaines rétroactions qui peuvent expliquer une variabilité organisée du système, donc des pics fréquentiels caractéristiques et des structures déterminées.

6 Classification de la variabilité climatique

6.1 Rappels

spectre rouge de l'océan comme intégrateur de bruit blanc atmosphérique

Forçage atmosphérique d'énergie équi-répartie à toutes les fréquences (blanc), océan intègre le signal atmosphérique et génère ainsi un spectre où l'énergie s'accumule aux basses fréquences (rouge).

Observations de pics climatiques ? oui, à la limite des observations... explications ? interprétations ? Rétroactions : variabilité organisée, cohérente, prédictible...

Observations → évidence de variabilité organisée :

□ Propagation d'anomalies de température de grande échelle (2000 km) le long du Gulf Stream (Hansen et Bezdeck 1996, Sutton et Allen 1997).

□ Spectre d'EOF de SST ou SLP dans l'Atlantique Nord avec des pics statistiquement significatifs à des périodes interannuelles, décennales, interdécennales (Deser et Blackmon 1993, Kushnir 1994, Turre et al. 1999).

□ Figures 2 et 5 Mann et al. (1998) : les 5 premières EOF et leur séries temporelles des SST globales font apparaître le signal de réchauffement global, le phénomène climatique d'amplitude majeure El Niño dans le Pacifique tropical, l'oscillation nord-atlantique (NAO) dans l'Atlantique Nord, la modulation décennale d'El Niño dans le Pacifique tropical, et l'oscillation atlantique multidécennale (période ~ 60 yr).

□ Mode atlantique multidécennal apparemment lié à la circulation thermohaline (Bjerknes 1964, Kushnir 1994, voir aussi les papiers de Delworth et collaborateurs).

6.2 Variabilité forcée : source externe au système climatique terrestre

– cycles de Milankovitch (1941) : 10ky 20ky 40ky 100ky faible amplitude mais conséquences importantes à cause des rétroactions internes au système → coefficients d'amplification rétroaction positive due à l'albédo de la glace (stabilité du climat d'une terre boule de neige ?)

– forçage par les changements de composition de l'atmosphère, gaz à effet de serre, CO₂, méthane, sulfates, ozone : notez que la vapeur d'eau est le gaz à effet de serre principal ! Augmentation du CO₂ atmosphérique due aux activités industrielles consommant des énergies fossiles

⇒ réchauffement de l'atmosphère

⇒ augmentation de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère (loi de Clausius Clapeyron : quantité d'humidité à saturation dans l'air augmente exponentiellement

avec la température)

⇒ augmentation de l'absorption de chaleur dans l'atmosphère indirecte ... rétroaction positive !

(NB il y a aussi des rétractions négatives, par exemple via les nuages, selon leur altitude)

- activité solaire (tâches solaire) : cycles à 11 et 22y ? (références ???) influence des radiations solaires sur la formation des nuages et donc les précipitations
- volcanisme : chaque grosse éruption volcanique (Pinatubo, Philippines, 1991 ; El Chichon, Mexique, 1982 ; Agung, Indonésie, 1963 ; Cracatoa, Indonésie, 1883 ; Tambora, Indonésie, 1815 ; ...) influence le climat pendant 2 à 3 ans, le temps que les particules envoyées dans la stratosphère et qui bloquent les radiations solaires retombent à la surface. Certains ont émis l'hypothèse qu'il y a des périodes de l'histoire de la Terre où le volcanisme était plus fort qu'aujourd'hui et donc le climat plus froid...

Attribution de la variabilité observée :

- Figure 7 Mann et al. (1998, Nature)

6.3 Variabilité interne au système climatique océan-atmosphère-glace

Modèles océaniques ou atmosphériques turbulents, sous forçage constant ou avec un cycle saisonnier, produisent des variations sur des périodes très supérieures à celle qu'on attendrait (de l'échelle temporelle caractéristique des perturbations par exemple).

□ Océan : variabilité décennale de la circulation forcée par un vent constant (Jiang et al. 1995)

□ Atmosphère : variabilité décennale de l'atmosphère avec un forçage constant prescrit (James et James 1994)

□ Par exemple, le mode interdécennal (période ~ 50 ans) du modèle couplé du GFDL semble être un mode océanique mais qui a besoin d'un forçage atmosphérique contenant du bruit stochastique (Delworth et Greatbatch 2000)...

Question : comment déterminer si la variabilité est interne à un fluide ou l'autre (NAO atmosphérique) ou si elle est fondamentalement couplée (El Niño) ?

→ analyse des termes de variance T'^2 , énergie moyenne et des perturbations...

7 Équilibres multiples de la circulation océanique : des modèles conceptuels aux modèles réalistes

7.1 Modèle de Stommel (1961), un prototype pour les équilibres multiples de la circulation thermohaline

Idée : forçage dépend de l'état de l'océan (flux de chaleur, évaporation, et donc peut-être aussi précipitation)

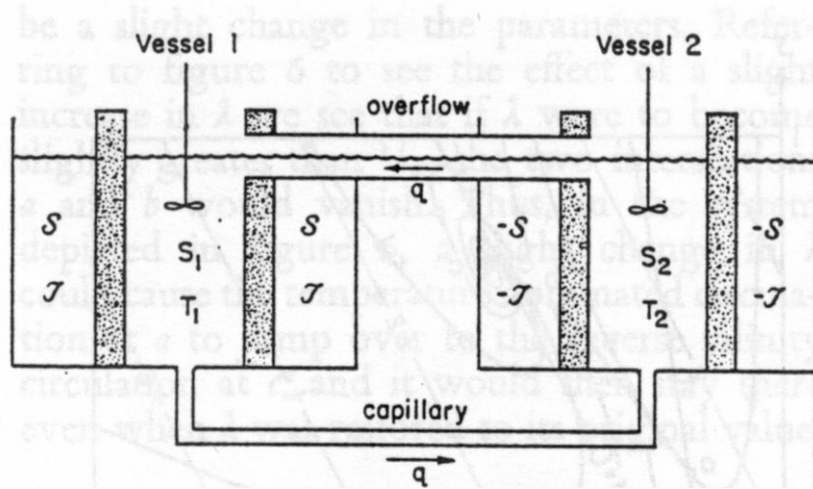


FIG. 3 – Schéma du modèle en boîte de Stommel 1961 (Figure 5).

Ingrédients : température, salinité, transport de masse entre les régions tropicales et polaires proportionnelle au gradient de densité nord-sud, l'existence d'équilibres multiples est basée sur les différentes conditions aux limites pour la température (relaxation rapide) et la salinité (relaxation lente, voire flux constant).

bassin tropical : T_1, S_1, ρ_1 , relaxé sur T^* et S^*

bassin polaire : T_2, S_2, ρ_2 , relaxé sur $-T^*$ et $-S^*$

$$T = T_1 = -T_2$$

$$S = S_1 = -S_2$$

$$\rho = \rho_0(1 + \beta S - \alpha T)$$

$$kq = \rho_1 - \rho_2 = \rho$$

$$\dot{T} = c(T^* - T) - 2|q|T$$

$$\dot{S} = d(S^* - S) - 2|q|S$$

La température s'ajustant plus rapidement que la salinité, $c > d$.

Les paramètres adimensionnels sont :

$$R = \frac{\beta S^*}{\alpha T^*} \text{ le rapport du forçage halin sur thermique}$$

$$\delta = \frac{d}{c} < 1 \text{ le rapport des temps de relaxation de la température et la salinité}$$

$$\lambda = \frac{ck}{4\rho_0\alpha T^*} \text{ le rapport des termes de relaxation sur advection.}$$

Il existe 2 solutions stables possibles suivant le régime de paramètres :

- circulation thermique directe (actuelle) : ΔT domine, $q < 0$
- circulation haline indirecte : ΔS domine, $q > 0$.

Ces équilibres multiples ont été étudiés depuis à l'aide modèles plus réalistes de la circulation océanique en 2 dimensions (Thual et McWilliams 1992 par exemple) et en 3 dimensions (cf papiers de Rahmstorf).

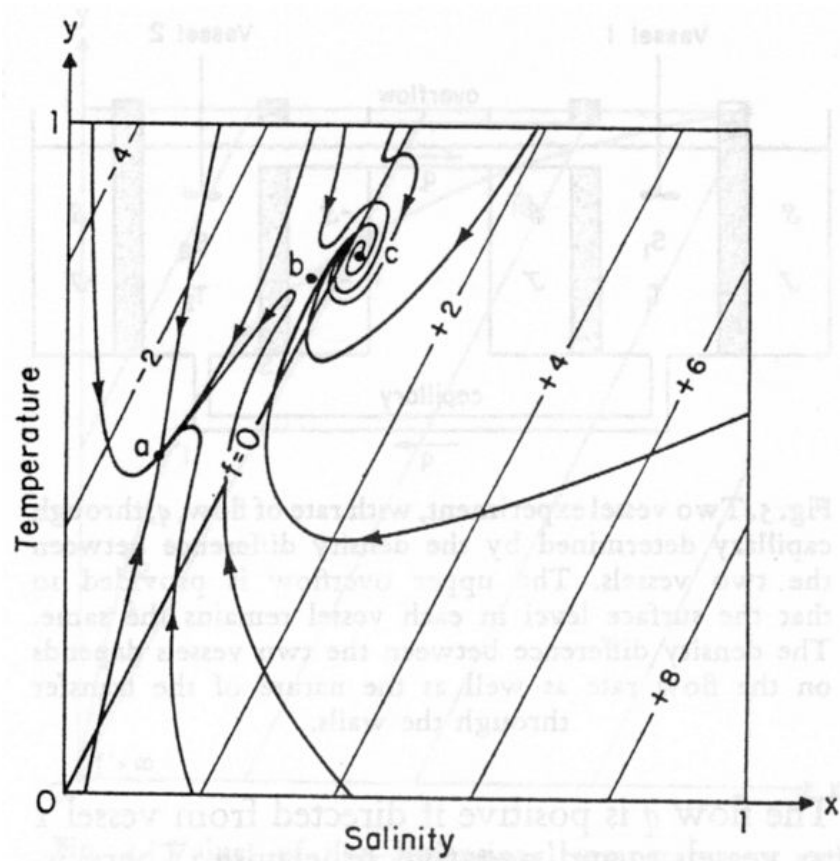


FIG. 4 – Les 3 équilibres du modèle à 2 boîte de Stommel 1961 (Figure 7) : plusieurs trajectoires sont dessinées pour montrer les solutions stables (a), le point selle (b) et le point spirale (c).

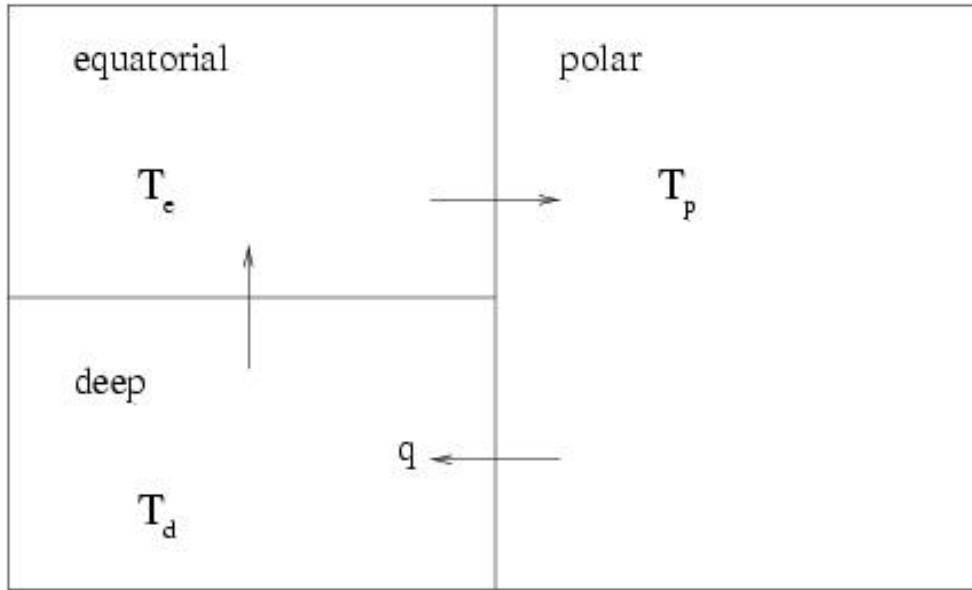


FIG. 5 – Schéma du modèle en boîte (Edwards et Shepherd 2001, figure 1).

7.2 Modèle d'équilibres multiples dus aux variations du coefficient de mélange avec la stratification (Edwards et Shepherd 2001)

Idée : forçage dépend aussi du mélange dans l'océan, de l'épaisseur de la couche de mélange, de l'existence de convection...

La convection réchauffe l'eau de surface, donc augmente la différence de température océan-atmosphère et intensifie les flux de chaleur qui refroidissent l'océan : si on arrête la convection, l'océan de surface se refroidit, réduit le contraste air-mer et donc les flux de chaleur !
Ingrédients : modèle à 3 boîtes, dont 2 de température fixées, température seulement, et mélange vertical fonction de la stratification.

Le modèle en boîte comprend :

- 1 boîte polaire, de profondeur H et d'extension méridienne $L/2$, de température T_P fixée (par les interactions avec l'atmosphère par exemple).
- 1 boîte tropicale supérieure, de profondeur $H/2$ et d'extension méridienne $L/2$, de température T_E fixée.
- 1 boîte tropicale profonde, de profondeur $H/2$ et d'extension méridienne $L/2$, de température T_D variable.

Le transport de masse q représentant la circulation méridienne (de la boîte tropicale supérieure vers la boîte polaire, vers la boîte tropicale profonde, vers la boîte tropicale supérieure), est proportionnel à la différence de densité entre les boîtes polaires et tropicales : $q = \beta(T_D - T_P)$, en première approximation, mais une paramétrisation plus précise ne change pas les résultats (mais complique la résolution).

La diffusion verticale à l'interface entre les boîtes tropicales profonde et supérieure est une fonction décroissante de la stratification (différence $T_E - T_D$) pour représenter l'inhibition

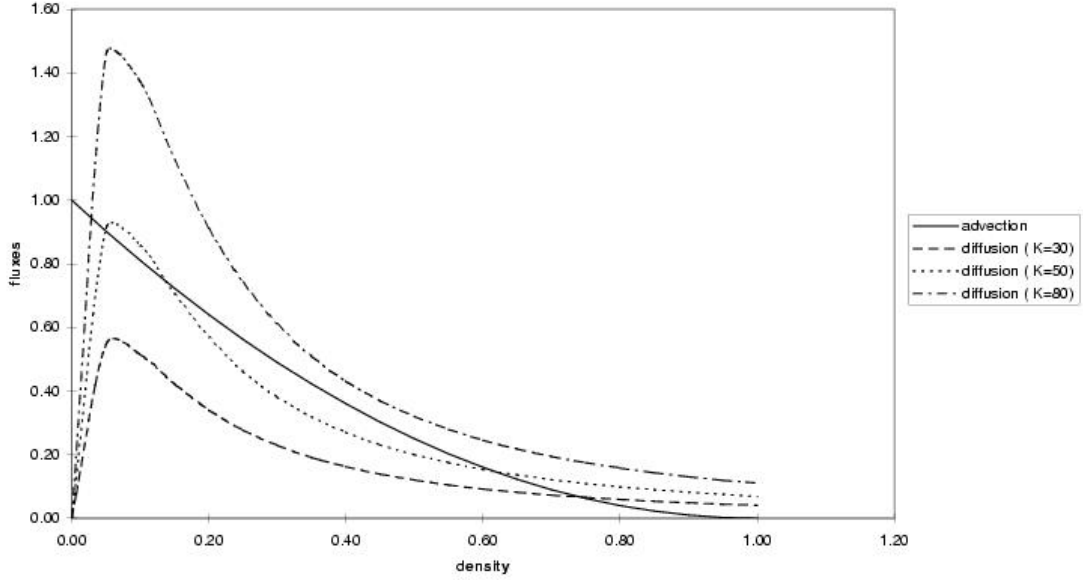


FIG. 6 – Solutions du modèle en boîte de Edwards et Shepherd 2001 (Figure 2)

du mélange vertical par la stratification, mais à part ça peu connue.

$$\dot{T}_D = \frac{q}{L}(T_P - T_D) + \frac{2\kappa}{H^2}(T_E - T_D)$$

À l'équilibre : $\beta(T_D - T_P)^2 = \frac{2\kappa}{H^2}(T_E - T_D)$.

En introduisant la variable adimensionnelle $d = (T_E - T_D)/(T_E - T_P)$, mesurant une stratification relative, on obtient une équation de la forme : $(1 - d)^2 = kf(d)d$, que l'on peut résoudre graphiquement.

Prenons par exemple $f(d) = \frac{1}{(1 + \frac{\epsilon d}{n})^n}$ pour certaines valeurs de ϵ et n , il existe 3 solutions, une instable et 2 stables :

- faible stratification d correspondant à une eau profonde chaude, associée à des flux de chaleur advectifs et diffusifs importants ;
- forte stratification, eau profonde froide, transports advectifs et diffusifs faibles.

7.3 Rétroactions thermohalines (Marotzke 1996)

Modèle couplé simplifié : 2 boîtes océaniques de profondeur D , 2 boîtes atmosphériques en équilibre énergétique entre les radiations au sommet de l'atmosphère et les flux de chaleur à la surface de l'océan.

La boîte 1 représente les hautes latitudes (35 °N-75°N), la boîte 2 les basses latitudes (10 °N-35°N).

□ Schéma latitude-altitude du modèle de Marotzke (Figure 1, Marotzke 1996).

H_i sont les flux de chaleur nets entrants dans l'océan, H_{0i} les flux de chaleur nets entrant au sommet de l'atmosphère, H_d (F_W) le transport atmosphérique de chaleur (humidité) de la boîte 2 vers la boîte 1.

Modèle océanique identique à Stommel (1961), paramétrisation du transport entre les boîtes océaniques $q = k(\rho_1 - \rho_2)$.

On suppose que le transport de chaleur et d'humidité dans l'atmosphère se fait principalement par les structures synoptiques dues à l'instabilité barocline, dont l'intensité augmente avec le gradient de température nord-sud.

Equations de conservation pour l'océan (cf Stommel 1961) :

$$\begin{aligned}\dot{T}_1 &= H_1 + |q|(T_2 - T_1) \\ \dot{T}_2 &= H_2 - |q|(T_2 - T_1) \\ \dot{S}_1 &= -H_S + |q|(S_2 - S_1) \\ \dot{S}_2 &= H_S - |q|(S_2 - S_1) \\ q &= k[\alpha(T_2 - T_1) - \beta(S_2 - S_1)] \\ H_S &= S_0 \frac{E}{D} \\ H_d &= \chi_n (T_2 - T_1)^n \quad n \geq 0 \\ F_W &= \gamma_m (T_2 - T_1)^m \quad m \geq 0\end{aligned}$$

États d'équilibre : soient $T = T_2 - T_1$ et $S = S_2 - S_1$,

$$\begin{aligned}\dot{T} &= \lambda(T_E - T) - 2|q|T \\ \dot{S} &= \frac{2S_0\gamma}{\epsilon_W D} T - 2|q|S \\ q &= k(\alpha T - \beta S)\end{aligned}$$

□ Équilibres multiples du modèle de Marotzke (Figure 2, Marotzke 1996).

Équations pour les perturbations :

on linéarise les équations précédentes pour une cellule thermique directe ($\bar{q} > 0$).

$$\begin{aligned}\dot{T}' &= H'_T(T') - 2q'\bar{T} - 2\bar{q}T' \\ \dot{S}' &= H'_S(T') - 2q'\bar{S} - 2\bar{q}S' \\ q' &= k(\alpha T' - \beta S')\end{aligned}$$

avec les anomalies de flux de surface :

$$H'_T(T') \approx -\lambda T' = -\frac{2n\chi_1 + B}{\epsilon c \rho_0 D} T' ; H'_S(T') \approx \frac{2m\gamma_1 S_0}{D\epsilon_W} T'.$$

Rétroactions thermohalines :

On parle de rétroaction négative (positive) quand une perturbation s'amortit (s'amplifie) par les modifications qu'elle produit.

#0. Rétroaction due à la circulation moyenne, négative.

La circulation moyenne tend systématiquement à éliminer les anomalies de température et salinité (3ième terme de droite dans les équations pour \dot{T}' et \dot{S}' :

$$T' > 0 \Rightarrow \dot{T}' < 0 ; S' > 0 \Rightarrow \dot{S}' < 0.$$

#1. Rétroaction due au transport océanique de chaleur, négative :

$$q' > 0 \Rightarrow \dot{T}' < 0 \Rightarrow \dot{q}' < 0.$$

#2. Rétroaction due au transport océanique de salinité, positive :

$$q' > 0 \Rightarrow \dot{S}' < 0 \Rightarrow \dot{q}' > 0.$$

Rétroactions couplées :

#3. Rétroaction due au transport atmosphérique de chaleur, positive :

$$q' > 0 \Rightarrow \dot{T}' < 0 \Rightarrow |\dot{\Delta T}| < 0 \Rightarrow \dot{H}'_D < 0 \Rightarrow \dot{T}' > 0 \Rightarrow \dot{q}' > 0.$$

#4. Rétroaction due au transport atmosphérique d'eau douce, positive :

$$q' > 0 \Rightarrow \dot{T}' < 0 \Rightarrow |\dot{\Delta T}| < 0 \Rightarrow \dot{F}'_W < 0 \Rightarrow \dot{S}' < 0 \Rightarrow \dot{q}' > 0.$$

7.4 Lecture Gnanadesikan (1999) : qu'est ce qui force la circulation moyenne ?

Rappel : circulation océanique forcée par le vent (thermocline ventilée) et les flux de chaleur et d'eau douce qui fixent la stratification.

Schéma récapitulatif bidimensionnel, convergence et divergence en surface, conversion de masses d'eau dans la couche de mélange, mais aussi transformation par mélange induit par la topographie (AABW : eau antarctique de fond).

□ figure Gnanadesikan.Science1999.fig.gif

7.5 Lecture Broecker (1995) : un peu de paléoclimatologie

L'analyse des carottes de glace au Groenland et en Antarctique ont permis de reconstituer des indices de l'histoire climatique de notre planète depuis 500 ky (cycles de Milankovitch

à 100 ky par exemple). Type de mesure : C13, C14, O18, CO2 dans les bulles d'air incluses dans la glace ...

□ Figure GRIP

Le climat terrestre est exceptionnellement stable depuis 10 000 ans alors que de larges variations de température avaient eu lieu régulièrement auparavant, avec des périodes froides de 1000 ans qui s'établissaient en quelques dizaines d'années, la plus récente étant le Younger Dryas (12-11 ky BP).

Bien d'autres mesures ou proxy sont utilisées pour documenter plus précisément la répartition des températures à la surface du globe lors de ces périodes révolues (pollens, cernes des arbres, coraux).

7.6 Lecture Manabe et Stouffer (1999) : est-ce que plusieurs modes de la circulation thermohaline sont stables ?

Dans un modèle couplé réaliste (GFDL), deux profils du mélange vertical dans l'océan sont comparés : un uniformément égal à $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, l'autre identique au fond mais plus faible dans les couches supérieures ($0.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Dans le premier cas, la cellule thermohaline "classique" est intense (29 Sv) et une forte perturbation de la salinité dans le nord de l'Atlantique Nord (par un apport d'eau douce important pendant 100 ans) réduit la circulation thermohaline pendant quelques milliers d'années mais elle retrouve ensuite son niveau initial.

Dans le deuxième cas, la cellule thermohaline classique est moins intense (17 Sv), et la perturbation provoque une transition définitive de la cellule thermohaline dans un régime différent de la circulation classique. C'est ce cas qui semble le mieux correspondre aux conditions de mélange vertical observé dans l'océan, donc 2 états d'équilibres stables de la circulation thermohaline sont peut-être possibles ; reste à savoir quelle amplitude de perturbation provoque une transition !

7.7 Lecture Rahmstorf (1994, 1995) : transitions climatiques et équilibres multiples de la circulation thermohaline

Attention à la condition de surface sur la température 'sioux' : la constante de relaxation vers la température atmosphérique (coef. de couplage) dépend de l'échelle des anomalies de température.

Idée : la convection entretient les fort flux de chaleur négatifs qui la déclenchent ; pas de convection réduit l'épaisseur de la couche de mélange, donc permet à l'eau de surface de se refroidir jusqu'à la température atmosphérique et finalement de réduire l'intensité des flux de chaleur négatifs.

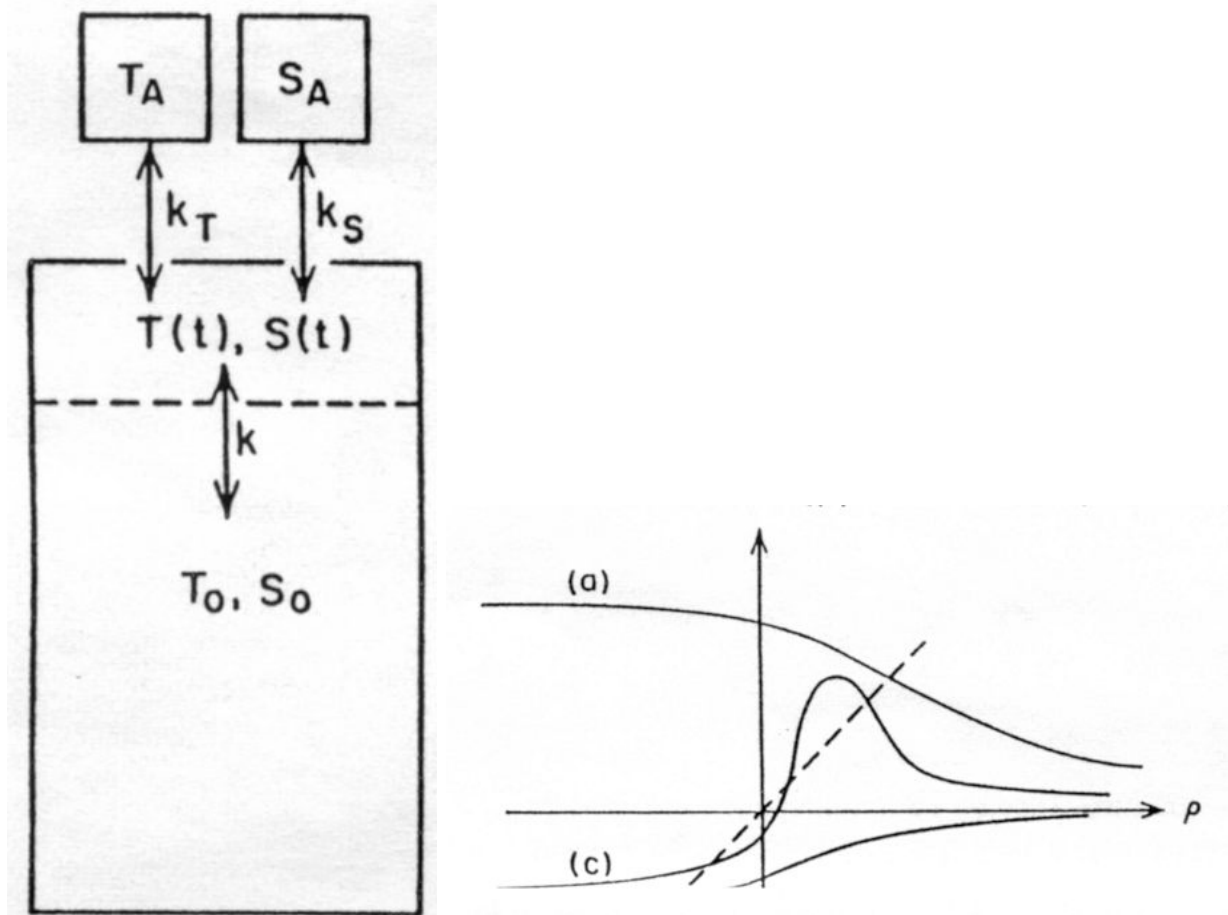


FIG. 7 – (Welander 1982, Figures 1 et 2).

8 Oscillateurs thermohalins

Dans le modèle de Stommel (1961) on a le germe d'une oscillation : "thermally-driven solution is a stable node, but salinity driven solution is a stable spiral, thus attracting trajectories in an oscillatory fashion". Certes elle est amortie mais il suffirait d'introduire du bruit dans le forçage atmosphérique et on aurait un prototype d'oscillateur thermohalin basé sur les ingrédients suivants :

- température et salinité influencent la densité et l'intensité de la cellule méridienne,
- le rappel des propriétés en surface se fait sur des échelles de temps différentes.

8.1 Un oscillateur thermohalin simple : le modèle flip-flop de Welander (1982)

Ingrédients :

- température T et salinité S influencent la densité (équation d'état linéarisée),

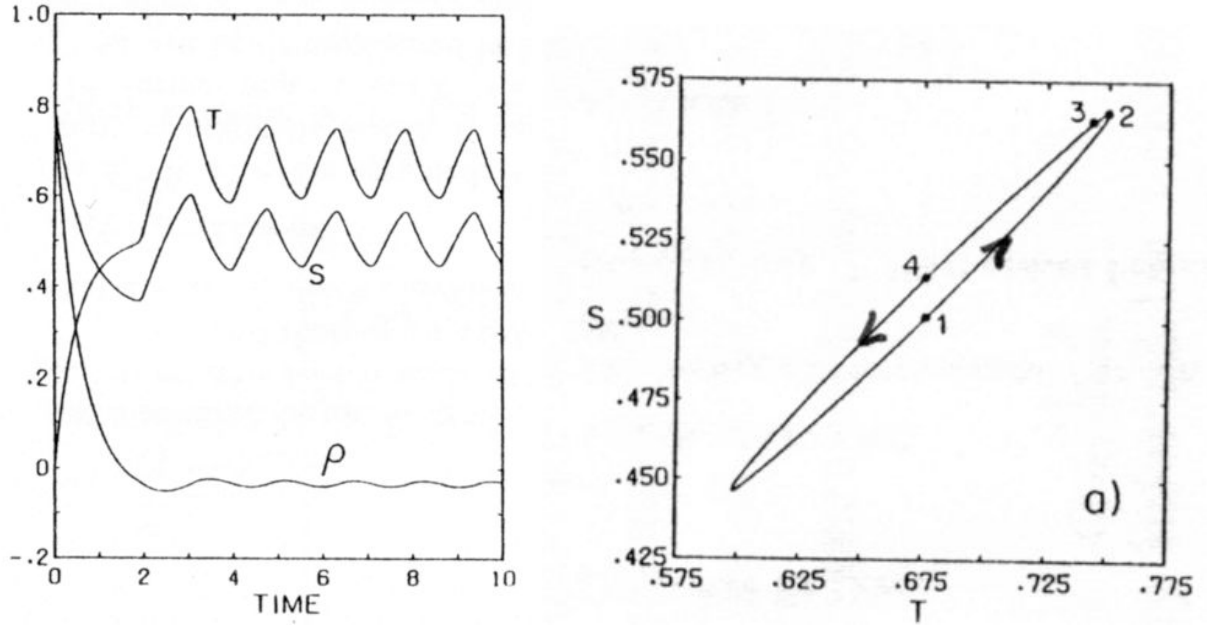


FIG. 8 – (Welander 1982, Figures 4 et 6).

- constantes de relaxation différentes pour T et S : $k_T > k_S$,
 - mélange vertical κ intensifié pour des stratifications instables (convection).
- Une couche mélangée homogène (T, S) interagit avec l'atmosphère par relaxation à des propriétés prescrites (T_A, S_A), avec des constantes de relaxation k_T et k_S différentes ($k_T > k_S$), et par mélange vertical avec une couche profonde de propriétés fixées (T_0, S_0).

T_A, S_A, k_T, k_S

$T, S, \rho = -\alpha T + \beta S$

$T_0, S_0, \rho_0, \kappa(\rho - \rho_0)$

Équations :

$$\dot{T} = k_T(T_A - T) - \kappa(\rho)T$$

$$\dot{S} = k_S(S_A - S) - \kappa(\rho)S$$

$$\rho = -\alpha T + \beta S$$

Par simplicité, on prend $T_0 = S_0 = \rho_0 = 0$.

Solutions stationnaires :

$$T = \frac{k_T T_A}{k_T + \kappa} \quad S = \frac{k_S S_A}{k_S + \kappa} \quad \rho = -\alpha T + \beta S = \frac{-k_T \alpha T_A}{k_T + \kappa} + \frac{k_S \beta S_A}{k_S + \kappa} = F(\rho)$$

Welander étudie alors la stabilité de ces solutions. Pour certains paramètres, on obtient un cycle limite (Fig. 8a) :

$k_T > k_S$ (relaxation de température plus rapide que salinité),

$T_A > T_0$ (processus rapide stabilisateur),
 $S_A > S_0$ (processus lent déstabilisateur),
 $\rho(T_A, S_A) > \rho(T_0, S_0)$ (équilibre avec l'atmosphère instable vis-à-vis des eaux profondes).

Un cycle comporte 3 phases idéalisées :

- un réchauffement rapide qui stabilise la couche de mélange $(T_0, S_0) \rightarrow (T_A, S_0)$
- une augmentation lente de la salinité qui déstabilise la couche de mélange,
 $(T_A, S_0) \rightarrow (T_A, S_C)$ tel que $\rho(T_0, S_0) = \rho(T_A, S_C)$, soit $\alpha(T_A - T_0) = \beta(S_C - S_0)$,
- jusqu'à une phase très rapide de convection qui rétablit les propriétés profondes en surface, $(T_A, S_C) \rightarrow (T_0, S_0)$.

Le diagramme des phases dans un plan $T - S$ montre ainsi une boucle parcourue dans le sens trigonométrique direct (Fig. 8b). La période est fixée principalement par le processus le plus lent : la constante de relaxation de la salinité.

Welander étudie la solution pour des diffusions finies et des fonctions idéalisées et plus réalistes de $\kappa(\rho)$ et met en évidence des oscillations perpétuelles.

Commentaires : si on prend une boîte profonde de profondeur finie D , ses propriétés vont tendre lentement vers les propriétés "atmosphériques" (T_A, S_A) , donc une circulation moyenne est nécessaire pour maintenir les propriétés profondes.

Les oscillations résultent des nonlinéarités dans la fonction $\kappa(\rho)$: dans chacun des régimes (mélange faible et convectif), le système tend vers un équilibre qui se trouve dans l'autre régime...

8.2 Le modèle isopycnal de Stommel (1986)

Ingrédients :

- Température et Salinité (équation d'état linéarisée), soumis à des forçages différents en surface (respectivement relaxation et flux constant),
- 2 boîtes, une tropicale, une polaire,
- échanges entre les 2 boîtes suivant une loi de diffusion isopycnale (si la différence de densité entre les boîtes est faible, le mélange est fort ; si la différence de densité est grande, le mélange est faible).

Équations :

- boîte 1 (tropicale) de température $\bar{T} + T$ et de salinité $\bar{S} + S$,
- boîte 2 (polaire) de température $\bar{T} - T$ et de salinité $\bar{S} - S$,
- diffusivité $A/2$ entre les boîtes pour la température et la salinité.

$$\dot{T} = k(T_0 - T) - AT ; \dot{S} = E\bar{S} - AS,$$

où la température extérieure est fixée à $T_0 + \bar{T}$, k est le coefficient de relaxation, E le taux constant d'évaporation dans la boîte 1 et précipitant dans la boîte 2.

Les positions d'équilibre se trouvent sur la courbe

$$T = \frac{kT_0}{k + \frac{E\bar{S}}{S}}$$

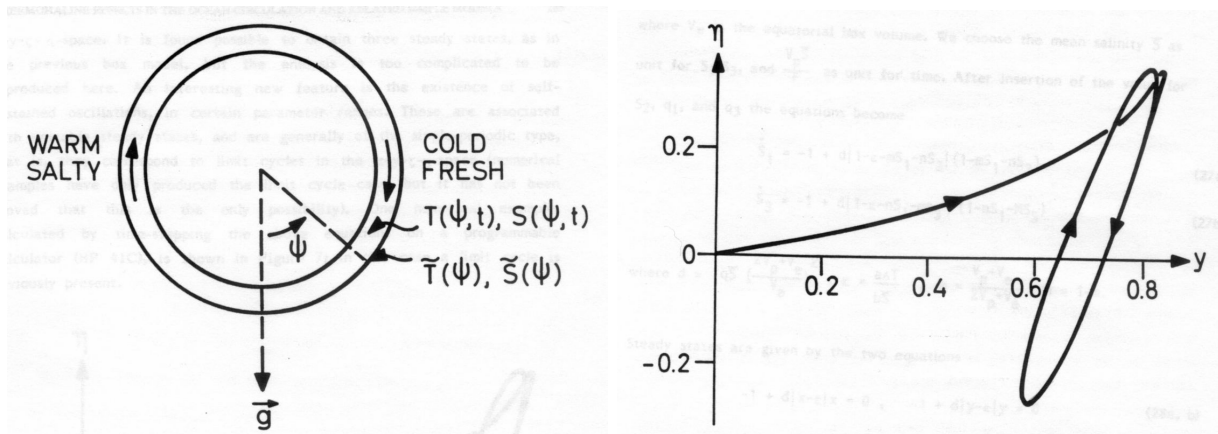


FIG. 9 – (Welander 1986, Figures 6 et 7).

et s'éloignent de l'origine quand A diminue.

A représentant les échanges entre les boîtes, on peut s'attendre à ce qu'il dépende de la différence de densité entre les boîtes, $R = S - T$ (normalisé par commodité). On a vu que si A est proportionnel à R , on obtient des équilibres multiples (Stommel 1961). Si par contre on s'intéresse au mélange induit par les tourbillons le long des isopycnes, A serait intensifié dans une gamme de densité de largeur ΔR centrée sur la diagonale $R = 0$; à l'extérieur de cette bande, A aurait une valeur plus faible a .

□ Figure 4, Stommel (1986).

Paramètres : $T_0 = 1, k = 3, E\bar{S} = 1, A = 10, a = 1.1, \Delta R = 0.1$.

$P(A) : S(A) = 0.1, T(A) = 0.23; P(a) : S(a) = 0.9, T(a) = 0.73$.

Pour l'exemple présenté dans la figure, $P(A)$ n'est pas dans la bande de faible différence de densité et ne peut donc pas être atteint.

Une trajectoire partant de $(S, T) = (0, 1)$ tend vers le point stationnaire $P(a)$ correspondant à la faible valeur du coefficient de mélange a . Quand elle arrive dans la zone de faible ΔR , elle est redirigée vers le point stationnaire $P(A)$ correspondant à la forte valeur du mélange A . Comme $P(A)$ se trouve en dehors de la bande faible ΔR , la trajectoire ressort de la bande : elle est alors rapidement réchauffée et à nouveau dirigée vers $P(a)$ par évaporation, et ainsi de suite... on obtient un cycle limite, où R est toujours négatif.

Éventuellement, des trajectoires issues de point de forte salinité à droite de la bande arrivent directement à l'état stationnaire $P(a)$.

NB Comme pour le modèle précédent, l'oscillation repose sur une formulation non-linéaire du mélange entre les boîtes.

8.3 La boucle de Howard–Malkus (Malkus 1972)

Ce prototype d'oscillateur, décrit à l'origine par Howard et Malkus pour illustrer le caractère potentiellement chaotique de la circulation d'un fluide dans un tuyau périodique, a été dépoussiéré par Welander (1986) et Winton et Sarachik (1993). C'est cette dernière pré-

sentation que l'on développe ici, car la plus facile à traiter analytiquement. D'autant plus qu'il est ainsi directement applicable pour expliquer les oscillations de 460 ans observées dans des modèles bidimensionnels et tridimensionnels.

Soit un anneau circulaire dans lequel circule un fluide de température T et salinité S variable, à la vitesse angulaire ω . L'angle θ identifiant une particule du fluide est mesuré dans le sens trigonométrique direct à partir de la verticale dirigée vers la bas, la direction du champ de gravité g .

On suppose que la température est relaxée de manière quasi-instantanée vers un profil de température $-T_0 \sin \theta$, forçant une cellule thermique indirecte ($\omega < 0$). Le forçage de salinité $-S_0 \sin \theta$ produirait quant à lui une cellule haline directe ($\omega > 0$) s'il dominait.

L'équation de conservation de la salinité s'écrit :

$$\dot{S} + \omega \frac{\partial S}{\partial \theta} = r(-S_0 \sin \theta - S)$$

La vitesse angulaire de la circulation résulte d'un équilibre frictionnel avec le couple des forces de flottabilité :

$$\omega = \int_0^{2\pi} k(-\alpha T_0 \sin \theta - \beta S) \sin \theta d\theta.$$

Pour résoudre cette équation, on fait appel à une décomposition en séries de Fourier, où seuls les termes du premier mode sont excités par le forçage :

$$S_C = \int_0^{2\pi} S \cos \theta d\theta ; S_S = \int_0^{2\pi} S \sin \theta d\theta.$$

En multipliant l'équation de conservation de la salinité par $\sin(\theta)$ puis $\cos(\theta)$ et en intégrant de 0 à 2π , on obtient le système :

$$\begin{aligned} \dot{S}_S - \omega S_C &= -r(\pi S_0 + S_S), \\ \dot{S}_C + \omega S_S &= -r S_C, \\ \omega &= -k(\pi \alpha T_0 + \beta S_S). \end{aligned}$$

En prenant $(\pi \alpha T_0 \beta^{-1})$ comme échelle pour la salinité et $(k \pi \alpha T_0)^{-1}$ comme échelle temporelle, le système s'écrit :

$$\begin{aligned} \dot{S}_S - \omega S_C &= -r(S_0 + S_S), \\ \dot{S}_C + \omega S_S &= -r S_C, \\ \omega &= -(1 + S_S). \end{aligned}$$

Les points d'équilibre vérifient :

$$-S_S = \omega + 1 = \frac{r^2 S_0}{\omega^2 + r^2}.$$

Suivant les valeurs de S_0 on a 1 ou 3 équilibres, dont 2 sont stables dans ce dernier cas. Sur la figure, on a pris $r \ll 1$ pour représenter la faible relaxation des anomalies de salinité (évaporation et précipitation dépendent peu de la salinité dans l'océan).

L'analyse de stabilité linéaire de la solution autour des points d'équilibres pour $S_0 = 1.5$ montre que la forte cellule thermique est un point spirale stable, la cellule thermique faible est un point selle donc instable, et la cellule haline est un noeud stable.

Pour $S_0 = 2.5$, la forte cellule thermique devient un point spirale instable.

Dans ces oscillations, on peut suivre une anomalie de salinité tout au long de sa rotation dans l'anneau. La période est fixée par la vitesse angulaire ω , soit dimensionnellement $T = 2\omega/(k\alpha T_0)$.

Rappel : analyse de stabilité linéaire du système autonome $\dot{X} = f(X)$

On linéarise les équations autour du point d'équilibre (x_0, y_0) : $x = x_0 + x'$, $y = y_0 + y'$; et on cherche les valeurs propres de la matrice linéaire tangente $(\partial f_i / \partial X_j)$:

- si elles sont toutes les 2 réelles et de même signe, on a un noeud, stable si elles sont positives, instable si elles sont négatives ;
- si elles sont réelles mais de signe contraire, on a un point selle ;
- si elles sont complexes conjuguées, on a un point spirale, stable si la partie réelle est négative, instable si la partie réelle est positive.

8.4 Autres exemples d'oscillateurs : la galerie de Welander (1986)

* La cellule de Howard-Malkus thermique

* Oscillations dues au couplage de l'océan avec la glace

La formation de glace de mer à la surface de l'océan apporte un nouvel ingrédient générateur de non-linéarité. En effet, imaginons une boîte océanique mélangée, contenant une source de chaleur, et se refroidissant par la surface vers l'atmosphère. Si le refroidissement en surface l'emporte, la température va atteindre le point de congélation et de la glace va commencer à se former. Cette couche de glace va isoler la boîte océanique de l'atmosphère, et notre eau va donc se réchauffer, jusqu'à faire fondre la couche de glace. Le refroidissement l'emporte alors et le cycle reprend. Cet oscillateur a été proposé à l'origine par Welander (1977).

Lecture article Zhang et al. (1993) :

Influence des conditions aux limites (relaxation, mixtes, flux) sur la stabilité de la circulation océanique dans les modèles...

9 Mécanismes de variabilité réalistes

9.1 Mécanismes d'ajustement dans l'océan et oscillations

Ondes dans l'océan \rightarrow réponse retardée aux variations du forçage atmosphérique (\neq Stommel : $q \propto \Delta\rho$) :

– ondes de Kelvin (bord,équatorial), "rapides" ;

– ondes de Rossby barotropes, "rapides" :

rayon externe $r_0 = (gH)^{1/2}/f = O(1000 \text{ km}) \rightarrow c = \beta r_0^2 = 20 \text{ m/s}$;

- ondes de Rossby baroclines, "lentes" :
rayon de déformation interne $r_1 = NH/f = O(20-200 \text{ km})$ suivant la latitude,
 $c = \beta r_1^2 = \beta N^2 H^2 / f^2 = O(\text{cm/s})$ mais dépend fortement de la latitude. Ainsi ces ondes mettent quelques mois pour traverser le bassin atlantique dans les tropiques mais quelques dizaines d'années aux hautes latitudes (en fait, ces calculs de vitesse sont à revoir en présence d'un gradient méridien de vorticité potentielle dû aux variations méridiennes de températures qui dominant $f\partial\rho/\partial z$ dans les couches supérieures) .
 - un exemple d'oscillateur retardé : Suarez et Schopf (1988)
- Modes de bassin faiblement amorti, en résonance entre ondes planétaires et conditions aux bords, voire instables par instabilité barocline grande échelle (Cessi et Primeau 2001, Ben Jelloul et Huck 2003).

9.2 Interactions du gyre subtropicale avec l'atmosphère (Latif et Barnett 1994, 1996)

9.3 Interactions entre le courant d'eau profonde nord-atlantique et le Gulf Stream (Joyce et al. 2000)

9.4 Oscillation atlantique multidécennale (AMO)

Lecture d'articles : oscillation atlantique multidécennale dans le modèle couplé du GFDL et dans les observations (Delworth trilogy) :

- description (Delworth et al. 1993),
- mécanisme couplé ou non ? (Delworth et Greatbach 2000, mais aussi Weaver and Valcke 1998),
- comparaison aux observations (Delworth et Mann 2000).

9.5 Antarctic Circumpolar Wave (White et al. 1996)

Références

- Barnier, B., L. Siefridt, et P. Marchesiello, 1995 : Thermal forcing for a global ocean circulation model using a three-year climatology of ECMWF analyses. *J. Mar. Systems*, **6**, 363-380.
- Bjerknes, J., 1964 : Atlantic air-sea interactions. *Adv. Geophys.*, **10**, 1-82.
- Broecker, W. S., 1995 : Chaotic climate. *Scientific American*, Nov. 1995, 62-68.
- Cessi, P., et F. Primeau, 2001 : Dissipative selection of low frequency modes in a reduced-gravity basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 127-137.
- Chu, P. C., Y. Chen, et S. Lu, 1998 : On Haney-type surface thermal boundary conditions for ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 890-901.

- Delworth, T., S. Manabe, et R. J. Stouffer, 1993 : Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **6**, 1993-2011.
- Delworth, T. L., et R. J. Greatbatch, 2000 : Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing. *J. Climate*, **13**, 1481-1495.
- Delworth, T. L., et M. E. Mann, 2000 : Observed and simulated multidecadal variability in the North Atlantic. *Clim. Dyn.*, **16**, 661-676.
- Deser, C., et M. L. Blackmon, 1993 : Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter : 1900-1989. *J. Climate*, **6**, 1743-1753.
- Dijkstra, H. A., 2000 : Nonlinear physical oceanography : A Dynamical Systems Approach to the Large Scale Ocean Circulation and El Niño. Atmospheric and oceanographic sciences library, Vol. 22, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht , 480pp.
- Edwards, N. R., et J. G. Shepherd, 2001 : Multiple thermohaline states due to variable diffusivity in a hierarchy of simple models. *Ocean Modelling*, **3**, 67-94.
- Frankignoul, C., et K. Hasselmann, 1977 : Stochastic climate models. Part II : Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, **29**, 289-305.
- Gnanadesikan, A., 1999 : A simple predictive model for the structure of the oceanic pycnocline. *Science*, **283**, 2077-2079.
- Haney, R., 1971 : Surface thermal boundary condition for ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **1**, 241-248.
- Hasselmann, K., 1976 : Stochastic climate models. Part I : Theory. *Tellus*, **28**, 473-485.
- Isemer, et Hasse, 1985 : The bunker climate atlas of the North Atlantic ocean. Springer Verlag.
- James, I. N., et P. M. James, 1989 : Ultra-low frequency variability in a simple atmospheric circulation model. *Nature*, **342**, 53-55.
- Jiang, S., F. Jin, et M. Ghil, 1995 : Multiple equilibria, periodic and aperiodic solutions in a wind-driven, double-gyre, shallow-water model. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 764-786.
- Joyce, T. M., C. Deser, et M. A. Spall, 2000 : The relation between decadal variability of subtropical mode water and the North Atlantic Oscillation. *J. Climate*, **13**, 2550-2569.
- Kundu, 1990 : Fluid mechanics. Academic Press.
- Kushnir, Y., 1994 : Interdecadal variations in North Atlantic Sea Surface Temperature and associated atmospheric conditions. *J. Climate*, **7**, 141-157.
- Latif, M., et T. P. Barnett, 1994 : Causes of decadal climate variability over the North Pacific and North America. *Science*, **266**, 634-637.
- Latif, M., et T. P. Barnett, 1996 : Decadal variability over the North Pacific and North America : Dynamics and predictability. *J. Climate*, **9**, 2407-2423.
- Malkus, W. R., 1972 : Non-periodic convection at high and low Prandtl number. Mémoires Société Royale des Sciences de Liège, 6° série, IV, 125-128.

- Manabe, S., et R. J. Stouffer, 1999 : The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus*, **51A-B**, 91-109.
- Mann, M. E., R. S. Bradley, et M. K. Hughes, 1998 : Global-scale temperature patterns and climate forcing over the past six centuries. *Nature*, **392**, 779-787.
- Marotzke, J., 1996 : Analysis of thermohaline feedbacks. In : Decadal climate variability. Dynamics and predictability. D. L. T. Anderson and J. Willebrand eds., NATO ASI Series, Series I, vol. 44, 333-378.
- Milankovitch, M. M., 1941 : Kanon der Erdbestrahlung and seine Anwendung auf das Eizeitenproblem. Ed. Sp. Acad. Royale Serbe, Belgrade.
- Olbers, D. , 2001 : A gallery of simple models from climate physics. Progress in Probability, 49, 3-63. Eds. : P. Imkeller and J.-S. von Storch, Birkhäuser Verlag.
- Peixoto, J. P., et A. H. Oort, 1992 : Physics of Climate. American Institute of Physics, New York, 520 pp.
- Rahmstorf, S., 1994 : Rapid climate transitions in a coupled ocean-atmosphere model. *Nature*, **372**, 82-85.
- Rahmstorf, S., 1995 : Bifurcation of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle. *Nature*, **378**, 145-149.
- Schmitt, R. W., P. S. Bogden, et C. E. Dorman, 1989 : Evaporation minus Precipitation and density fluxes for the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1208-1221.
- Schmitz, W. J., 1996 : On the world ocean circulation : Volume I. Some global features / North Atlantic circulation. Woods Hole Oceanog. Inst. Tech. Rept., WHOI-96-03, 150 pp.
- Schmitz, W. J., 1996 : On the world ocean circulation : Volume II. The Pacific and Indian oceans / A global update. Woods Hole Oceanog. Inst. Tech. Rept., WHOI- 96-08, 241 pp.
- Seager, R., M. B. Blumenthal, et Y. Kushnir, 1995 : An advective atmospheric mixed layer model for ocean modeling purposes : Global simulation of surface heat fluxes. *J. Climate*, **8**, 1951-1964.
- Seager, R., Y. Kushnir, et M. A. Cane, 1995 : On heat flux boundary condition for ocean models. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 3219-3230.
- Stommel, H., 1955 : The Gulf Stream. A physical and dynamical description. University of California Press, Berkeley, USA, 248pp.
- Stommel, H., 1961 : Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, **XIII**, 224-230.
- Stommel, H., 1986 : A thermohaline oscillator. *Ocean Modelling*, **72**, 5-6.
- Suarez, M. J., et P. S. Schopf, 1988 : A delayed action oscillator for ENSO. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3283-3287.
- Sutton, R. T., et M. R. Allen, 1997 : Decadal predictability of North Atlantic sea surface temperature and climate. *Nature*, **388**, 563-567.

- Taylor, G. I., 1921 : Diffusion by continuous movements. Proceedings of the London Mathematical Society, 20, 196-211.
- Thual, O., et J. C. McWilliams, 1992 : The catastrophe structure of thermohaline convection in a two-dimensional fluid model and a comparison with low-order box models. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **64**, 67-95.
- Toure, Y. M., B. Rajagopalan, et Y. Kushnir, 1999 : Dominant patterns of climate variability in the Atlantic ocean region during the last 136 years. *J. Climate*, **12**, 2285-2299.
- Vallis, G. K., 2000 : Large-scale circulation and production of stratification : Effects of wind, geometry and diffusion. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 993-954.
- Warren, B. A., 1983 : Why is no deep water formed in the North Pacific ? *J. Mar. Res.*, **41**, 327-347.
- Weaver, A. J., et S. Valcke, 1998 : On the variability of the thermohaline circulation in the GFDL coupled model. *J. Climate*, **11**, 759-767.
- Welander, P., 1977 : Thermal oscillations in a fluid heated from below and cooled to freezing from above. *Dyn. Atm. Oceans*, **1**, 215-223.
- Welander, P., 1982 : A simple heat-salt oscillator. *Dyn. Atm. Oceans*, **6**, 233-242.
- Welander, P., 1986 : Thermohaline effects in the ocean circulation and related simple models. Large-scale transport processes in O&A, 163-200, Willebrand&Anderson.
- White, W. B., et R. G. Peterson, 1996 : An Antarctic circumpolar wave in surface pressure, wind, temperature and sea-ice extent. *Nature*, **380**, 699-702.
- Zhang, S., R. J. Greatbatch, et C. A. Lin, 1993 : A reexamination of the polar halocline catastrophe and implications for coupled ocean-atmosphere modeling. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 287-299.

ARTICLES PROPOSÉS POUR LE COURS D'INITIATION À LA RECHERCHE 2003

Circulation générale océanique : forçage, stabilité, variabilité

Rappel : la présentation des articles (à l'aide de quelques transparents) doit être très concise (maximum 10 minutes) et compréhensible par une personne ne connaissant RIEN au papier. Elle doit rappeler les motivations, la méthode et les résultats de chaque papier, et une petite note critique personnelle sur ce qui vous semble intéressant, robuste ou discutable.

TH1 mardi 1 avril 2003, 17h-18h30

TH2 mardi 15 avril 2003, 17h-18h30

TH3 mardi 6 mai 2003, 17h-18h30

Zhang, S., R. J. Greatbatch, et C. A. Lin, 1993 : A reexamination of the polar halocline catastrophe and implications for coupled ocean-atmosphere modeling. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 287-299. (Guillaume Maze)

TH4 mardi 13 mai 2003, 17h-18h30

Rahmstorf, S., 1994 : Rapid climate transitions in a coupled ocean-atmosphere model. *Nature*, **372**, 82-85.

Rahmstorf, S., 1995 : Bifurcation of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle. *Nature*, **378**, 145-149. (Gael André)

BF1 mardi 20 mai 2003, 17h-18h30

BF2 vendredi 23 mai 2003, 9h30-11h

Toole, Polzin et Schmitt, 1994 : Estimates of diapycnal mixing in the abyssal ocean. *Science*, **264**, 1120-1123.

McCarthy, Talley et Baringer, 1997 : Deep upwelling and diffusivity in the southern central Indian Basin. *Geophys. Res. Let.*, **24**, 2801-2804. (Philippe Estrade)

TH5 mardi 27 mai 2003, 17h-18h30

Vallis, G. K., 2000 : Large-scale circulation and production of stratification : Effects of wind, geometry and diffusion. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 993-954. (Gael Forget)

Manabe, S., et R. J. Stouffer, 1999 : The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus*, **51A-B**, 91-109. (Bamol Sow)

BF3 mardi 3 juin 2003, 17h-18h30

Ledwell, Montgomery, Polzin, St Laurent, Schmitt et Toole, 2000 : Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, **403**, 179-182.

Watson et al., 1999 : Mixing and convection in the Greenland sea from a tracer release experiment. *Nature*, **401**, 902-904. (Emilie Brion)

BF4 vendredi 6 juin 2003, 9h30-11h

Moum, 1990 : The quest for K_ρ - Preliminary results from direct measurements of turbulent fluxes in the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 1980-1984. (Catherine Guivarc'h)

BF5 vendredi 13 juin 2003, 9h30-11h : QCM final

Hasumi et Sugimoto, 1999 : Effects of locally enhanced vertical diffusivity over

rough bathymetry on the world ocean circulation. *J. Geophys. Res.*, **104**, 23367-23374.