Stabilité de la circulation thermohaline : que disent les modèles numériques et les études mathématiques ?

D. Le Roux

Université Lyon 1

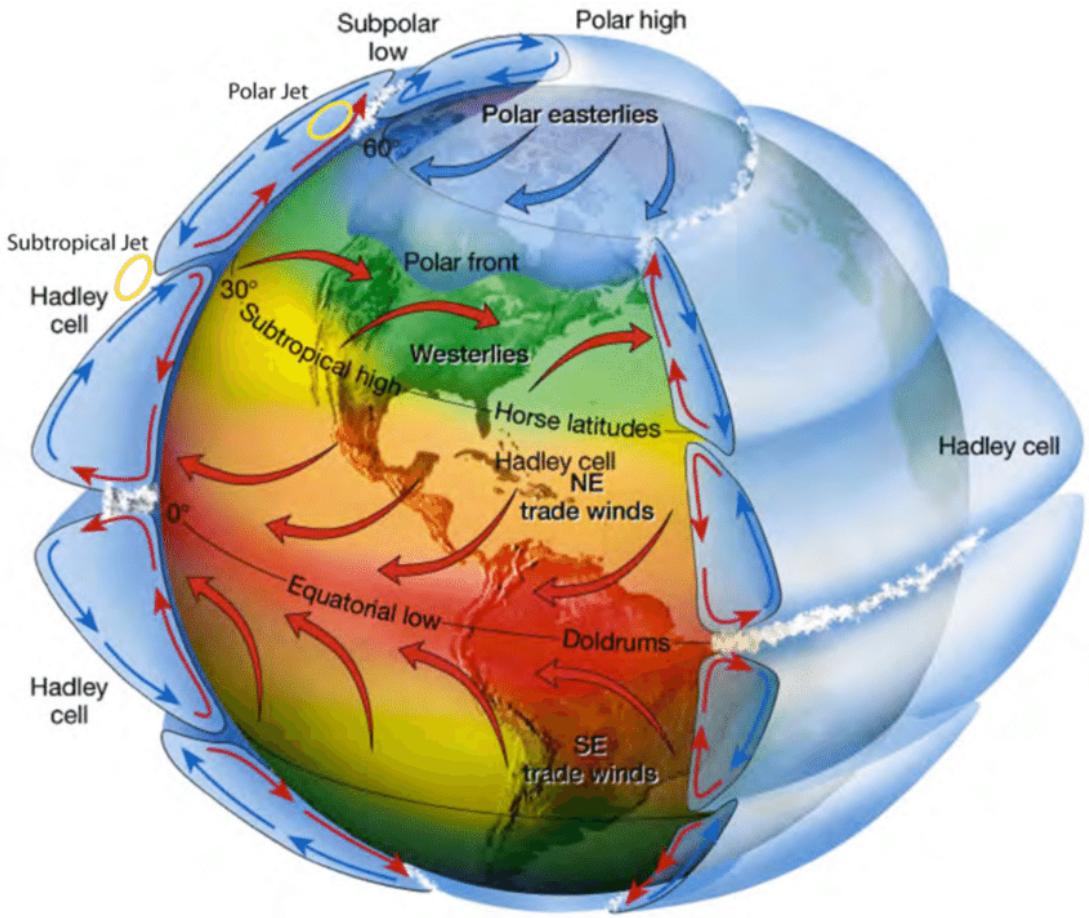
Groupe de Travail,
Lyon, 10 décembre 2021

Plan

- 1- Introduction : quelques généralités physiques
- 2- Les modèles : conception et solutions approchées
- 3- Les études plus "mathématiques"
- 4- Dernières études

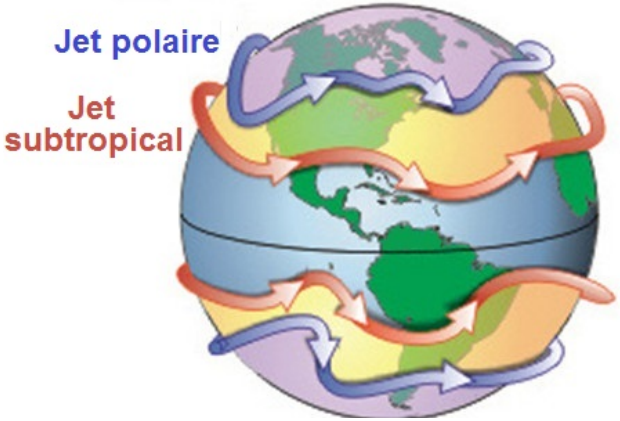
1- Introduction : quelques généralités physiques

Les circulations atmosphérique et océanique



Les Jet-Stream dans l'atmosphère

- Les Jet-Stream sont dus
  - à la rotation de la Terre (pseudo force de Coriolis)
  - à un déséquilibre thermique : la variation de température entre la surface et la haute troposphère, ainsi qu'à la différence de température entre l'équateur et les pôles
  - au transport du moment angulaire de paquets d'air ascendants dans les cellules où ils prennent naissance, jusqu'à la troposphère (*exemple des patineurs*)
  - leur insatibilité dynamique est due à des gradients de vorticité potentielle (*instabilité barocline*), de température, de pression ainsi qu'à la turbulence
- La vitesse de ces Jet-Stream est plus lente que celle déduite de la conservation du moment cinétique (5 fois) à cause : des mouvements convectifs turbulents (*prélèvement d'énergie dissipée en chaleur par viscosité, freinant le courant ascendant*) et du frottement



- Ils soufflent d'Ouest en Est, vitesse moyenne 90 km/h mais elle peut dépasser 360 km/h pour le Jet polaire
- Entre 40 et 60 degrés de latitude Nord et Sud selon les saisons pour le jet polaire
- Altitude comprise entre 7 et 16 km
- Plusieurs milliers de km de longueur, quelques centaines de large

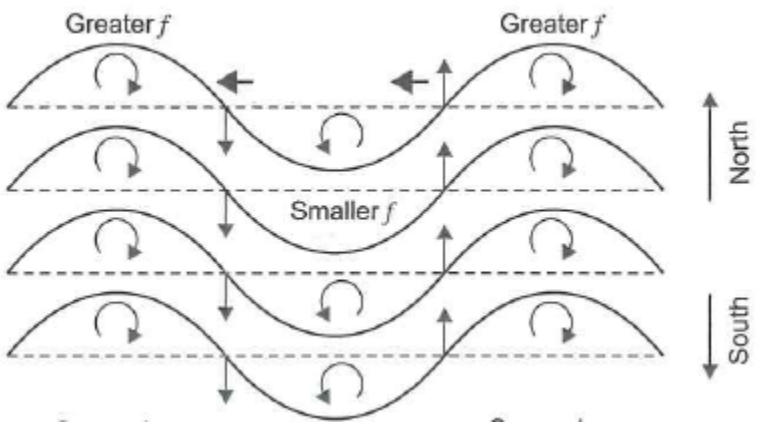
Remarque : Moins vigoureux que les Jet-stream polaires, les Jet subtropicaux ont une position géographique très stable et une direction quasi-constante, leur influence directe est plus faible.

Ondes (lentes) de Rossby dans l'atmosphère

Les ondes de Rossby sont excitées par des perturbations baroclines au cœur du Jet-stream.

vorticité : relative ($\zeta = v_x - u_y$), planétaire ($f = f_0 + \beta y$), potentielle ($(\zeta + f)/h$)

Si, sous l'action d'une perturbation initiale, les particules de fluide :

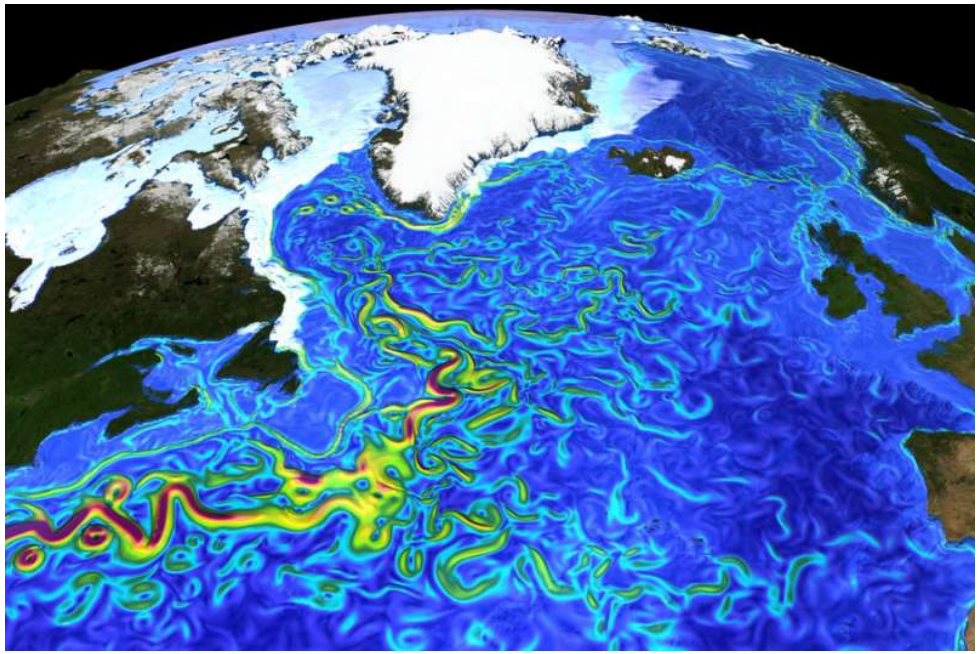


- proches d'une crête ont été déplacées vers le Nord , f augmente, et pour conserver $(\zeta + f)/h$, ζ doit diminuer : rotation horaire (cyclonique)
- proches d'un creux ont été déplacées vers le Sud, f diminue, et pour conserver $(\zeta + f)/h$, ζ doit augmenter : rotation anti-horaire
- les déplacements Nord (Sud) génèrent de nouvelles crêtes (creux)

- Un cyclone (ou un anticyclone) isolé peut donc générer une onde de Rossby
- Cycle de vie typique des perturbations baroclines :
  - **croissance** : énergie potentielle de l'état moyen $\longrightarrow$ énergie potentielle des perturbations (conversion barocline) $\longrightarrow$ énergie cinétique des perturbations
  - **propagation de l'onde** : elle cède une partie de son énergie à l'écoulement moyen sous forme d'énergie cinétique $\longrightarrow$ accélération du vent (conversion barotrope) $\longrightarrow$ la croissance barocline cesse puis décroît (Une autre partie est reconvertie sous forme d'énergie potentielle à l'écoulement moyen)
  - **l'onde n'est plus alimentée** : l'onde cède son énergie cinétique à l'écoulement moyen $\longrightarrow$ accélération du Jet
- D'où le lien étroit entre ondes de Rossby et l' alternance de dépressions et d'anticylones, conformément aux instabilités de la zone barocline des latitudes moyennes (Jet-stream)

Ondes (très lentes) de Rossby dans l'océan

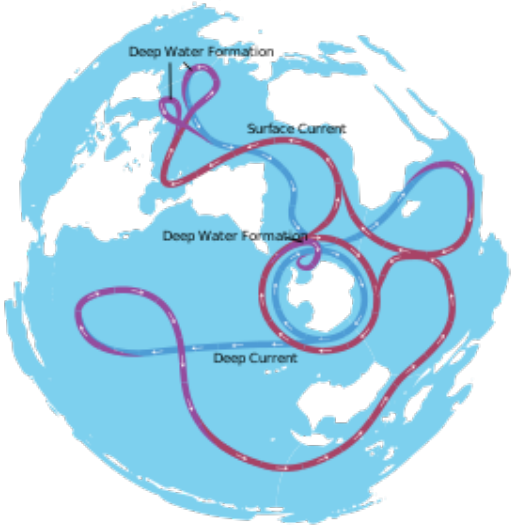
- Conceptualisées dans les annés 30 elles n'ont pu être observées que par satellite
- L'amplitude de leur mouvement vertical est faible à la surface de l'océan (mode barotrope < 10 cm) mais important dans la thermocline profonde (mode barocline $\approx$ 100 m)
- Elles se présentent sous la forme de puissants mouvements ondulants qui s'étendent horizontalement à travers l'océan sur des milliers de km vers l'Ouest
- Elles contribuent aux marés hautes, aux inondations côtières, à El Niño, affectent la thermocline, influencent les courants et les échanges de chaleur avec l'atmosphère
- Les ondes océaniques de Rossby sont la principale réponse de l'océan à :

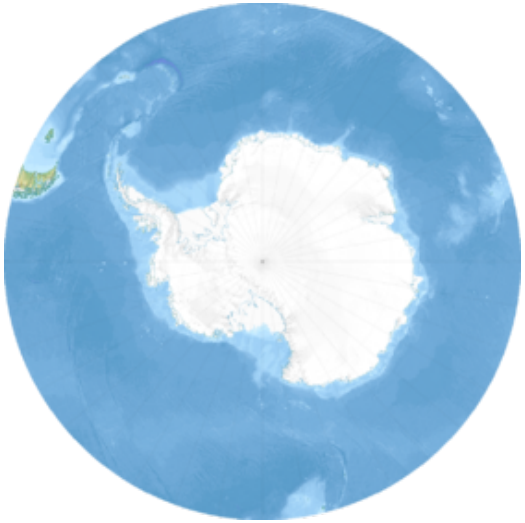


Credit: Helmholtz Association of German Research Centres

- la propagation de tourbillons (ex. méso-échelle dans le Gulf Stream : écoulement très turbulent ($R_e = \frac{UL}{\nu} \approx 10^{11}$)
- Mécanisme : Si H constant les ondes barotropes sont dues au gradient de vorticité planétaire tandis que les ondes baroclines existent grâce au gradient de vorticité potentielle
- les variations du vent
- la propagation des ondes de Kelvin le long des frontières Est

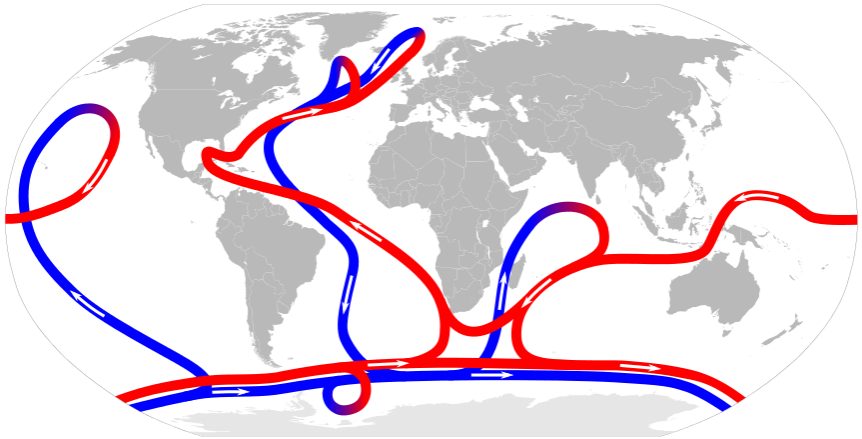
La circulation thermohaline : MOC (Meridional Overturning Circulation)





- Circulation à grande échelle de l'océan (profonde et de surface : formation d'une boucle)
- Engendrée par des différences de densité de l'eau de mer dues aux variations de température et de salinité des masses d'eau, influence des vents et marées : **MOC**
- La formation d'eau profonde (plongée de l'eau de surface) est irrégulière et très localisée :
  - **Atlantique Nord** (20 Sv) : mer de Norvège (du Labrador et du Groenland) ; *les eaux chaudes salées du Gulf Stream se refroidissent et deviennent plus denses*
  - **Antarctique** (10 Sv) : mers de Weddell et de Ross ; *combinaison de la formation de glace de mer (rôle du vent) et refroidissement des eaux de surface*
- En Atlantique Nord les eaux qui plongent s'accumulent dans le bassin de Norvège sous-jacent, qui se vide par brusques décharges lorsque l'eau déborde la crête sous-marine : formation du North Atlantic Deep Water (**NADW**) entre 2000 et 3500 m

- Dans l'océan Austral la plongée de l'eau dense alimente le Antarctic Bottom Water (**AABW**). Cette eau est si dense qu'elle passe sous le NADW. La partie du AABW formé en mer de Weddell alimente les bassins Indien et Atlantique, tandis que l'autre partie, formée en mer de Ross, s'écoule vers le Pacifique
- Dans l'océan Indien, une partie de l'eau froide et salée de l'Atlantique - attirée par le flux d'eau océanique supérieure plus chaude et plus douce venant du Pacifique tropical - provoque un échange vertical d'eau dense (du dessous) et d'eau plus douce (du dessus) : diapycnal mixing $\longrightarrow$ overturning. L'énergie nécessaire à cette remontée proviendrait des ondes de marées dont le frottement sur le fond créerait des turbulences
- Dans l'océan Pacifique (le moins salé), le reste de l'eau froide et salée de l'Atlantique subirait un forçage d'eau douce en devenant plus chaude et moins salée.
- Flux lent d'eaux supérieures plus chaudes et plus douces du Pacifique tropical à l'océan Indien puis à l'Atlantique Sud et enfin à travers le Gulf Stream, remontée des eaux très salées de la mer des Caraïbes jusqu'au Groenland. *Rôle de la Méditerranée* ??



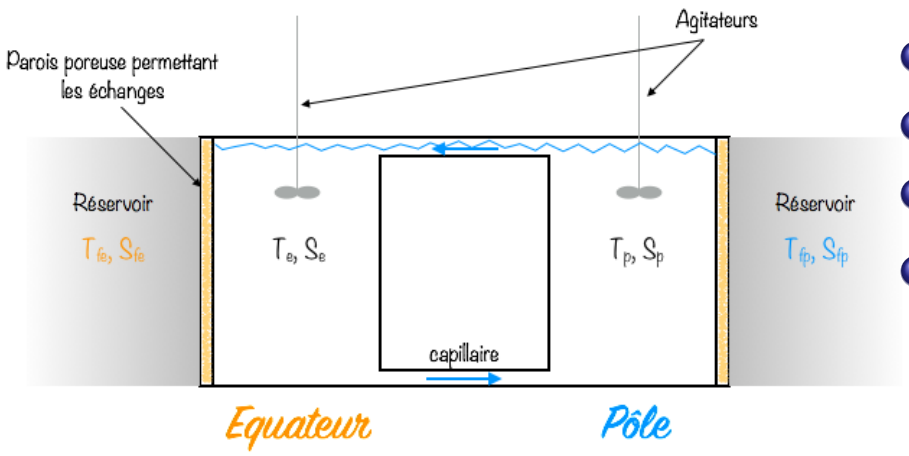
- Il n'y a pas de formation d'eau profonde dans le Pacifique Nord : le Kurushio se développe dans des eaux où les précipitations sont supérieures à l'évaporation
- Durée de la boucle $>$ 1000 ans
- Cette boucle est fragile : Dryas brutal récent il y a 12000 ans (dernière phase du Pléistocène)

Stabilité de la MOC / **AMOC** (Atlantic Meridional Overturning Circulation)

- Points délicats : Modélisation et résolution
  - Rôle et approximation des tourbillons océaniques (milieu très turbulent)
  - Calcul précis des ondes de Rossby ?
  - Mouvements convectifs dans l'océan Indien, mélange vertical : comment approximer correctement les effets turbulents dus aux courants de marée ?
  - Prise en compte d'une bathymétrie accidentée réaliste : effets turbulents
  - Feedback convectif (océan / atmosphère) toujours très mal approximé avec l'ajustement convectif
  - Paramétrisations physiques peu précises
- Modèles de boîtes
  - Modèles simples et idéalisés
  - Ne peuvent pas rendre compte de la complexité du système étudié
  - Ils ont cependant l'avantage de pouvoir isoler une composante du système et de la caractériser (S, T, ρ)
  - Les interactions entre composantes sont mises en équation (principe de conservation, équilibre ...)
  - Résolution simple, parfois solution analytique
  - Les points de bifurcation peuvent généralement être calculés facilement
- Outils mathématiques simples
  - Formes normales
  - Méthodes de continuation
  - Stabilité linéaire

2- a) Les modèles de boîtes

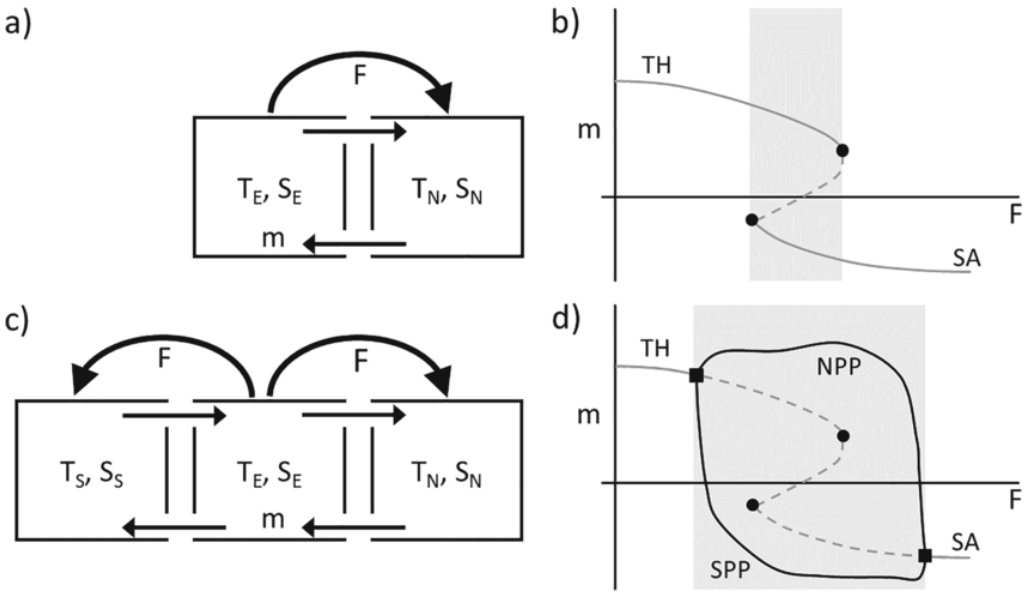
Modèle de boîtes de Stommel (1961)



- Deux boîtes connectées par un tube capillaire
- Les forçages $T_{fe}, S_{fe}, T_{fp}, S_{fp}$ sont constants
- flux de transport dans le tube : $kq = \rho_e - \rho_p$
- $\frac{dT}{dt} = c(T_{fe} - T) - 2|q|T$, $\frac{dS}{dt} = d(S_{fp} - S) - 2|q|S$
  $\rho = \rho_0(\iota - \alpha T + \beta S)$
  $\iota =$ étant l'état d'équilibre de T et S

- La boîte équatoriale est sujette à une augmentation de salinité et la boîte polaire est sujette à un refroidissement.
- Dans les eq pour T et S on a $|q|$ et donc les échanges de propriétés sont insensibles à la direction de la circulation.
- Dans les calculs Stommel introduit le paramètre $\lambda = \frac{ck}{4\rho_0 \alpha T_{fe}}$
- Stommel trouve un choix de paramètres conduisant à deux régimes différents stables :
  - 1 - plongée des eaux dans la boîte polaire (AMOC) induite par la température
  - 2 - plongée des eaux dans la boîte équatoriale induite par la salinité
- Il montre qu'un petit changement dans la valeur de λ permet de passer du régime 1 au 2

Modèle de boîtes de a) Stommel (1961) et c) Welander (1986)



- Au point de bifurcation l'advection d'eau salée ne peut plus équilibrer l'ajout d'eau douce de surface aux hautes latitudes (Stommel, 1961; Rooth, 1982; Marotzke, 1990; Joyce, 1991; Huang et Stommel, 1992; Tziperman et al., 1994)
- En b) Dijkstra et Ghil (2005) : modèle de Stommel avec des équations sans dimension :
$$\frac{dT}{dt} = \eta_1 - T(1+|T-S|), \quad \frac{dS}{dt} = \eta_2 - S(\eta_3 + |T-S|), \quad \Psi = T - S$$
Les paramètres η_j représentent l'importance des forçages en température et eau douce, m est identique à q. Représentation graphique de Ψ après calcul des 2 valeurs propres de la matrice jacobienne du système pour des valeurs de η_j. Trait continu (pointillé) : équilibre stable (instable). Zone grise : plusieurs équilibres sont stables. Point (carré) : bifurcation noeud selle (pitchfork). NPP (SPP) : plongée Nord (Sud). TA : température, SA : salinité
- En d) Dijkstra et Molemaker (1997) et Dijkstra et al. (2001) pour le modèle de Welander

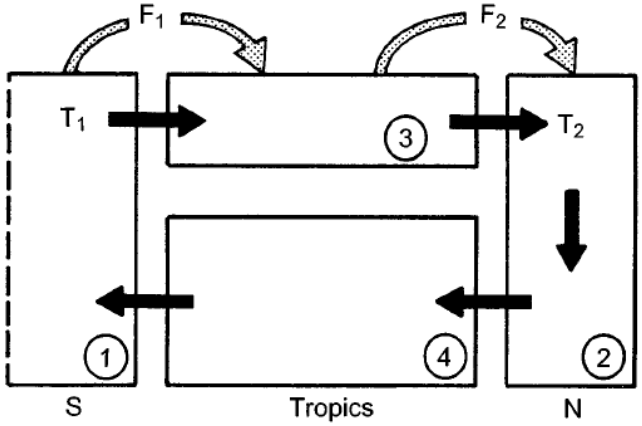
Modèle de Stommel stochastique Les modèles de boîtes sont les cas les plus simples pour étudier les systèmes stochastiques forcés

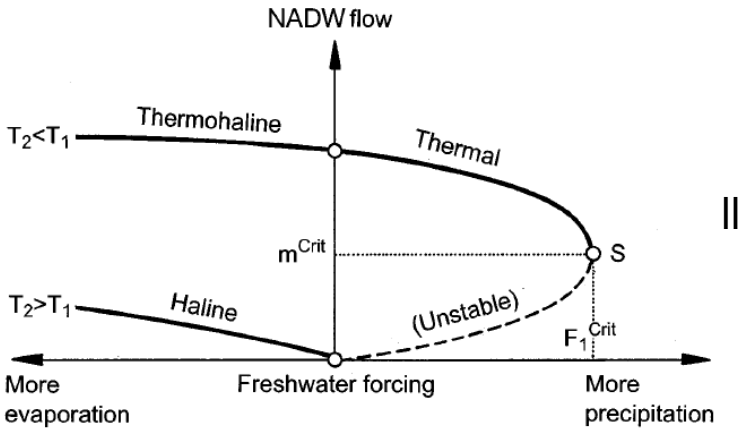
- Cessi (1994) : le gradient de salinité est soumis à un mouvement brownien. En utilisant les paramètres correspondant au Dryas brutal, elle montre que le transport de la THC peut s'affaiblir considérablement à partir d'une amplitude critique de la pertrubation
- Vélez-Belchi et al. (2001) reprennent les travaux de Cessi (1994) avec un forçage périodique faible. Ils montrent qu'une augmentation de 5% du forçage d'eau douce est suffisant pour changer l'état stable de la circulation thermohaline
- Wang et al. (2012) soumettent le gradient de salinité à un forçage composé de la somme d'un mouvement brownien standard et d'un processus (symétrique) de Lévy α-stable indépendant avec $\alpha \in]0,2[$. Pour $\alpha = 2$, le processus de Lévy se réduit au mouvement brownien. Un processus de Lévy est processus stochastique à temps continu. Si $f(y_t)$ est un champ de vecteurs déterministe, σ l'intensité du bruit et $\{L_t\}, t \geq 0$ est le processus de Lévy (non gaussien) dans un espace probabiliste :

  $$dy_t = f(y_t)dt + \sigma dL_t^{\alpha}.$$

  Ils observent, pour différentes valeurs de α, une variabilité en temps plus basse pour certains intervalles de salinité. D'où l'impact potentiel sur la circulation thermohaline
- Tesfay et al. (2020) reprennent le modèle de Wang et al. (2012) en maximisant la densité de probabilité (via une équation non locale de Fokker-Planck) et identifient les états stables les plus probables. De nouveau un bruit de faible intensité, pour certains intervalles de α, montre un affaiblissement de la THC

Modèle de boîtes de Rahmstorf (1996) (extention de Rooth (1982) et Marotzke (1990))

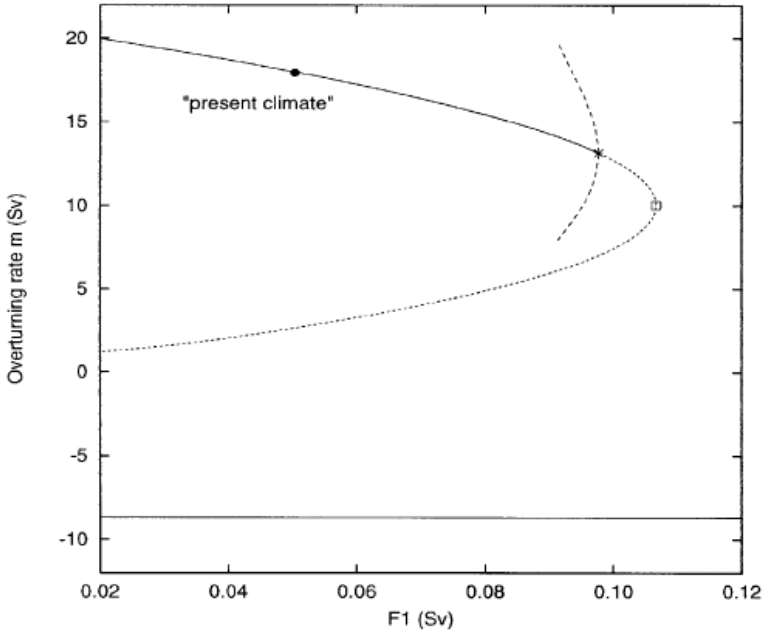




- Pas de circulation verticale entre les boîtes 3 et 4
- L'eau profonde de l'AN se forme dans la boîte 2, son déplacement vers la boîte 1 est contrôlé par la différence de densité entre les boîtes 1 et 2.
- La salinité des boîtes est déterminé par les flux d'eau douce de surface entrant dans les boîtes 2 et 3 (i.e. échanges *asymétriques* de vapeur atmosphérique F_1 et F_2) et l'écoulement entrant dans la boîte 1. Les températures de surface peuvent être prescrites
- BC : températures de surface prescrites, F_1, F_2 fixés. $S_0 = 35$ psu : salinité de référence
- On impose $S_4 = S_2$ (conditions à l'équilibre), le flux de transport m (q pour Stommel) s'écrit
- $m = -\frac{1}{2}k\alpha(T_2 - T_1) \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left(k\alpha(T_2 - T_1)\right)^2 - k\beta S_0 F_1}$ (F_2 n'a que peu (pas) d'influence)
- Seules les racines $m > 0$ correspondent à un état d'équilibre stable (idem pour Stommel)
  - Cas $T_2 < T_1$ et $F_1 < 0$: circulation thermohaline
  - Cas $T_2 > T_1$ et $F_1 < 0$: flux entraîné par le sel (pas de formation d'eau profonde à l'Eq comme pour Stommel)
  - Cas $T_2 < T_1$ et $F_1 > 0$: flux entraîné par la température (pas de formation d'eau profonde au pôle Nord)
  - Cas $T_2 > T_1$ et $F_1 > 0$: solution instable, S sur la figure est un noeud-selle

Noeud selle et bifurcation de Hopf dans le modèle de Rahmstorf (1996)

- Au point de bifurcation (Stommel, 1961) s'ajoute dans certains modèles une bifurcation de Hopf (Tziperman et al., 1994; Scott et al., 1999) et la circulation thermohaline devient instable avant que le noeud selle soit atteint
- Titz et al. (2002) montrent que c'est aussi le cas pour le modèle de Rahmstorf :

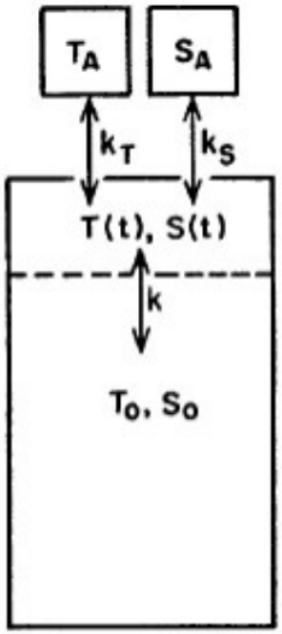


- Branche supérieure (trait continu) : l'augmentation de F_1 conduit à une bifurcation de Hopf (étoile)
- Branche en pointillé : orbite périodique instable à la bifurcation de Hopf
- La bifurcation de Hopf est sous-critique car le cycle émergent est instable
- Au noeud selle (carré) la solution reste instable (point de bifurcation de Stommel)

- Un modèle de trois boîtes est nécessaire pour l'existence d'une bifurcation de Hopf
- Il y a donc deux mécanismes différents par lesquels la THC devient instable
  - Le noeud selle ne peut se produire que pour un apport d'eau douce dans l'Atlantique Nord, mais pas pour une redistribution d'eau douce entre l'équateur et le pôle
  - Par contre la bifurcation de Hopf dépend des deux flux d'eau douce
- Rivin et Tziperman (1997) ont montré que la bifurcation de Hopf est supercritique dans le cas où m est une fonction non linéaire du gradient de densité (orbite périodique stable)

- Des équilibres multiples robustes ont été trouvés dans les modèles de boîtes mais aussi dans tout le spectre des modèles de l'AMOC, y compris les modèles bidimensionnels ou moyennés par zone, les modèles de circulation générale océanique, les modèles de climat couplés et les modèles quasi-adiabatiques de la circulation de renversement
- Le processus dynamique responsable des équilibres multiples, à savoir la feedback sel-advection, est bien compris et systématiquement trouvé dans cette hiérarchie de modèles
- Cependant dans un certain nombre de modèles océan - climat couplés, l'existence d'équilibres multiples n'est pas confirmée (influence des corrections de flux)
- Aucun feedback n'a encore été identifié qui serait suffisamment fort pour neutraliser le feedback sel-advection
- Cependant, la résolution spatiale de ces modèles reste très largement insuffisante. Non seulement des modèles permettant les tourbillons sont nécessaires mais aussi les modèles résolvant effectivement les tourbillons

- Les modèles de boîtes précédents s'intéressaient aux **feedback advectifs**
- **Modèle de Welander (1982)** : **Feedback convectif**



Welander, Pierre. "A simple heat-salt oscillator." Dynamics of Atmospheres and Oceans 6.4 (1982): 233-242.

- Couche de fond bien mélangée avec T_0 et S_0 constants
- Forçée par le dessus (atmosphère) par un flux de chaleur $k_T(T_A - T)$ et un flux de salinité $k_S(S_A - S)$, où T_A et S_A sont deux valeurs de référence de T et S
- La couche de surface $(T(t), S(t))$ a un échage turbulent de chaleur et de sel avec la couche du dessous (T_0, S_0) (océan profond)
- Cet échange est faible dans le cas stable et important dans le cas instable (conditions convectives)
- Si $k_T > k_S$ des oscillations auto-entretenues peuvent se produire. En un cycle, T augmente rapidement, l'augmentation est plus lente pour S, et on observe une relaxation finale lorsque la couche s'adapte aux conditions (T_0, S_0)
- Le modèle peut développer des oscillations spontanées en passant d'un mode convectif à un mode non convectif, et cela avant d'atteindre l'un des points fixes

- Lenderink et Haarsma (1994) aboutissent aux mêmes conclusions
- Les modèles numériques n'ont pas la résolution suffisante pour examiner ce problème (il faudrait 1 km de résolution)

2- b) Modèles numériques : Modes oscillatoires

Une autre manière de considérer la stabilité de l'AMOC consiste à regarder son **comportement transitoire** en raison de la présence de modes oscillatoires qui peuvent :

- déstabiliser l'équilibre sous-jacent
- ou bien être excités par un forçage stochastique
- ou encore un comportement anormal qui peut provoquer la croissance de certaines perturbations d'un équilibre initialement stable

De nombreuses études ont été menées dans cette direction avec de nombreux modèles océaniques (analyses de stabilité linéaire, solution d'un problème aux valeurs propres généralisées):

- Huck et Vallis, 2001; Weijer et Dijkstra, 2003; Sévellec et al. 2006
- Tziperman et al, 2008; Sévellec et Fedorov, 2017; Germe et al., 2018

Les instabilités associées aux "decoupling" oscillations (oscillations auto-entretenues) dues à de petites perturbations d'une situation de renversement stable. Ces oscillations se stabilisent en augmentant la diffusivité verticale.

- Winton et Sarachik, 1993; Cessi, 1996

ainsi que les équilibres multiples qui reflètent de petits changements dans les régions de convection profonde. Pour un même flux de salinité, plusieurs états coexistent qui dépendent de la résolution du maillage et des paramétrisations de l'ajustement convectif

- Lenderink et Haarsma, 1994; Vellinga, 1998

2- c) Modèles numériques : Problème de l'ajustement convectif

Nous avons déjà évoqué les travaux de Welander, 1982; Lenderink et Haarsma, 1994

L'application de l'analyse des bifurcations aux modèles océan-climat est considérablement entravée par des difficultés associées à l'utilisation de l'ajustement convectif, c'est-à-dire une paramétrisation de la convection non résolue (notamment dans les modèles utilisant l'approximation hydrostatique). Pour pallier à cette difficulté deux approches sont utilisées dans les codes :

- enlever les instabilités statiques à la fin de chaque pas de temps par une procédure itérative (choix non adapté à l'analyse des bifurcations pour laquelle le modèle doit être continu en temps)
- augmenter la diffusion verticale

den Tom et al., 2011

- ont examiné l'origine des équilibres multiples dans les modèles d'océan-climat qui se produisent à cause de l'ajustement convectif
- ils ont montré que la coexistence de plusieurs états stationnaires augmentait avec la résolution
- ont montré que les équilibres multiples sont inhérents à la discrétisation de l'ajustement convectif et donc artificiels

3- Les études plus "mathématiques"

- **Gao et Duan, "Dynamics of the thermohaline circulation under winf forcing",2002** : Modèle de Navier-Stokes 2D (dans le plan méridien) avec des équations de convection - diffusion pour la température et la salinité. Relation d'état linéaire. Les auteurs montrent que la fonction de courant et la fluctuation de densité tendent vers 0 exponentiellement lorsque t tend vers l'infini, sans forçage de vent, puis avec forçage de vent moyenné en temps.

- **Bresch et al., "Circulation thermohaline et équations planétaires géostrophiques : propriétés physiques, numériques et mathématiques",2002** : Résultat de convergence entre le modèle de Salmon 3D et le modèle planétaire géostrophique classique.

- **Wang et al., "Dynamics of the thermohaline circulation under uncertainty", 2007** : Les auteurs utilisent les équations de Boussinesq avec équations de convection - diffusion pour les traceurs (T, S). Ils réécrivent les équations en introduisant une fonction de courant (éq sous forme de vorticité) et ajoute un processus de Wiener. Ils montrent que le système est décrit asymptotiquement par un attracteur aléatoire, avec un nombre fini de degrés de liberté

- **Dhiman et Kumar, "On the modulation of oscillation in thermohaline convection problems using temperature dependent viscosity", 2015** : Outil : stabilité linéaire. Modèle trés simplifié. Les auteurs obtiennent un critère portant sur les nombres de Rayleigh (température et salinité) afin éviter les modes oscillants dus à la convection dans la THC lorsque la température dépend de la viscosité

- **Xing et al., "The steady state solutions to thermohaline circulation equations", 2016** : Les auteurs considèrent l'existence et la régularité de solutions stationnaires pour des équations de THC via les valeurs propres du système $-\Delta u(\mathbf{x}) = \lambda\, u(\mathbf{x})$ avec conditions aux limites. La discussion porte sur la borne inférieure de λ_1, la plus petite valeur propre non nulle.

- **Özer et Sengül, "Transitions of spherical thermohaline circulation to multiple equilibria", 2018** : Étude et analyse de la dynamique de la THC dans le cas d'un domaine sphérique. Équations de Boussinesq, stabilité linéaire.

  Suite au tableau ...

4- Dernières études

- Depuis mars 2004 projet international Rapid Climate Change Program (RAPID), l'AMOC est mesurée en Sv à 26.5^o N toutes les 12 h : grande variabilité (4 à 35 Sv la première année). La **série temporelle** sur 15 ans se distingue t-elle d'une variabilité décennale ?
- Rapport du GIEC (2019) sur les océans et la cryosphère : "Les observations in situ (2004 - 2017) et les reconstitutions de la **température de surface** de la mer indiquent que l'AMOC a ralenti par rapport à la période 1850 - 1900 (degré de confiance moyen). Les données sont insuffisantes pour quantifier l'ampleur de ce ralentissement, ou pour l'attribuer rigoureusement au forçage anthropique, faute de relevés d'observation suffisamment longs" (A.2.7)
- Août 2021, sixième rapport du GIEC : la déstabilisation de l'AMOC n'est pas exclue
- Pour pallier le manque de séries sur le long terme, des **données indirectes** sont utilisées
- Article du 25 février 2021 dans la revue *Nature Geoscience*, "Current Atlantic Meridional Overturning Circulation weakest in last millennium", L. Caesar et al, 14, 118-120 :
  - Compilations de **proxys** (glaces, sédiments marins, etc.) de l'an 400 à aujourd'hui
  - L'AMOC a été stable jusqu'au 19e siècle
  - Phase d'affaiblissement vers 1850 au sortir du petit âge glaciaire
  - Deuxième affaiblissement plus marqué dans la deuxième moitié du 20e siècle

Article du 5 août 2021 dans la revue *Nature Climate Change*, "Observation-based early-warning signals for a collapse of the Atlantic Meridional Overturning Circulation", N. Boers, 11, 680-688

- Idée : les transitions critiques entre différents états d'équilibre d'un système dynamique sont précédées par des indicateurs d'alerte précoce (EWS)
- Les EWS sont recherchés en utilisant : des modèles de climat, des données et les séries temporelles obtenues de modèles non linéaires de type $dx/dt = f(x,\lambda) + \eta(t)$, où $x(t)$ est un état du système proche de l'équilibre, λ un "restoring rate" et η un forçage stochastique représentant les fluctuations hautes fréquences. λ peut être obtenu par une régression linéaire pour un intervalle de temps et sert de mesure pour les changements de stabilité. Plusieurs EWS significatifs sont obtenus pour l'AMOC
- Le déclin de l'AMOC n'est pas seulement une fluctuation de la variabilité basse fréquence du climat : il y a une perte de stabilité depuis un siècle, l'AMOC serait proche d'une transition critique vers son mode de circulation faible
- L'auteur suggère que les modèles de climat sous estiment l'apport d'eau douce aux latitudes Nord, calculant un AMOC trop stable, notamment à cause d'un manque de résolution qui ne permet pas de simuler les tourbillons

Ritchie et Sieber, 2018 : "Early-warning indicators for rate-induced tipping"

Weijer et al., 2019 : review paper