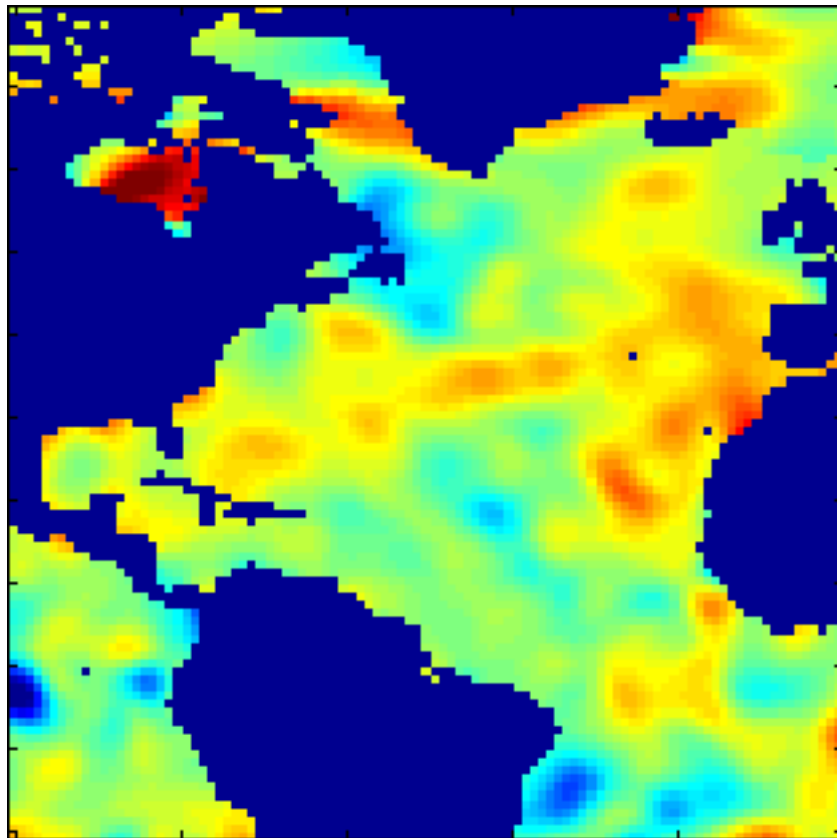


ANALYSE DE DONNÉES HYDROLOGIQUES DANS L'ATLANTIQUE

Rapport de stage de Master recherche 1^{ère} année PMMC
Thierry BEGOT

17 juin 2005



Encadrant : Thierry HUCK

Laboratoire de Physique des Océans, Université de Bretagne Occidentale, Brest

Table des matières

1	Préliminaire	3
1.1	Présentation du sujet	3
1.2	Les outils informatiques	3
2	Description de l'Oscillation Multidécennale Atlantique	3
2.1	Méthodologie	3
2.2	Etude des températures	4
2.2.1	Identification de l'AMO	4
2.2.2	Corrélation de l'AMO avec les anomalies thermiques en profondeur	6
2.2.3	Coefficient de régression linéaire	8
2.2.4	Evolution des SSTA dans l'Atlantique Nord	10
2.3	Etude de la salinité	12
2.3.1	Corrélation de l'AMO avec la salinité dans les océans	12
2.3.2	Coefficient de régression linéaire	13
3	Modélisation des courants géostrophiques	14
3.1	Vitesse barocline	14
3.2	Vitesse barotrope	16
3.3	Fonction courant méridienne ψ	19
3.4	Exploitation des résultats dans l'Atlantique Nord	20
3.4.1	Vitesse méridienne v	20
3.4.2	Fonction de transport méridienne	20
3.4.3	Variation du maximum de transport méridien vers 45°N	21
4	Conclusion	23

1 Préliminaire

1.1 Présentation du sujet

Il existe dans les océans différents modes de variabilité qui se traduisent par des fluctuations périodiques de la température et de la salinité. Sur le bassin Atlantique, le mode dominant est l'Oscillation Nord Atlantique (*North Atlantic Oscillation, NAO*). L'Oscillation Multidécennale Atlantique (*Atlantic Multidecadal Oscillation, AMO*) quant à elle, se caractérise par une oscillation des températures de surface sur une période de 60-80 ans. On suppose actuellement que ce signal interdécennal est lié aux variations dans l'intensité de la circulation thermohaline.

En utilisant les bases de données hydrologiques Levitus à ma disposition (climatologies maillées de l'océan de 1x1 degrés), je me suis d'abord attaché à décrire l'AMO en termes d'évolution de température et de salinité puis par la suite à modéliser les courants océaniques en partant de l'hypothèse géostrophique.

1.2 Les outils informatiques

L'environnement de travail au Laboratoire de Physique des Océans est constitué d'un réseau d'ordinateurs fonctionnant sous des systèmes d'exploitation de type UNIX (*Solaris, GNU/Linux*). Cette configuration est très efficace puisqu'elle offre la possibilité de travailler à distance sur des machines du réseau plus performantes via le protocole SSH, d'avoir un accès quasi illimité aux données des autres utilisateurs et de les exploiter directement avec MATLAB.

MATLAB (abréviation de *MATrix LABoratory*) largement utilisé au LPO, est un logiciel interactif puissant et simple d'utilisation destiné au calcul numérique. Il se montre particulièrement performant pour le calcul vectoriel en privilégiant les produits de matrices aux boucles et dispose de possibilités d'affichage très riches. MATLAB est un langage à interpréter efficace qui permet de traiter des problèmes à l'aide de programmes et de fonctions que l'on peut développer rapidement. Il a néanmoins l'inconvénient de ne pas avoir un temps d'exécution aussi rapide que les langages évolués (*Fortran* ou *C*) et demande une place en mémoire plus importante.

2 Description de l'Oscillation Multidécennale Atlantique

2.1 Méthodologie

Mon étude de l'oscillation multidécennale Atlantique est basée sur les champs d'anomalies en température du *World Ocean Database 2004*¹ de 1955-59 à 1994-98. Ces données sont

¹Site internet : http://www.nodc.noaa.gov/OC5/DATA_ANALYSIS/anomaly_data.html

regroupées dans des fichiers ASCII (un fichier par pentade : 1955-1959, 1956-1960 etc...) et classées en fonction de leur position. La climatologie a une résolution horizontale de $1^\circ \times 1^\circ$ d'arc et s'étend en profondeur sur 28 niveaux jusqu'à 3000 *m*.

Dans un premier temps, j'ai réalisé des scripts sous MATLAB permettant de retrouver dans les anomalies thermiques de surface (ci-après SSTA pour *sea surface temperature anomalies*) l'indice correspondant à l'AMO. Ce travail s'appuie sur une étude menée en 2001 par Enfield [1]. Voici les étapes du traitement :

1. L'AMO étant un signal typique de l'Atlantique Nord, on élabore d'abord un masque excluant les autres océans du globe de notre étude.
2. Ce masque réalisé, on calcule ensuite la moyenne horizontale des SSTA (voir annexe) dans la zone sélectionnée pour chaque pentade.
3. Le signal obtenu étant très bruité, la dernière étape consiste à ne garder que les basses fréquences en retirant la tendance et en effectuant un filtrage temporel (SSTA moyennées sur plusieurs années).

2.2 Etude des températures

2.2.1 Identification de l'AMO

Le traitement précédemment décrit permet de mettre en évidence une oscillation des SSTA durant la période 1955 - 1998.

La courbe rouge de la figure 1 correspond à un filtrage décennal des SSTA dans l'Atlantique Nord. Si on la compare à la courbe noire en lignes brisées des SSTA filtrées nativement sur 5 ans, on note d'importantes différences dans l'amplitude et la variabilité des deux signaux. Plus le filtrage temporel est grand, plus on s'affranchit des hautes fréquences qui ne nous intéressent pas ici. Ainsi, le filtrage décennal s'avère le plus judicieux pour représenter l'AMO : on le prendra donc comme référence pour la suite de notre étude.

On observe des phases chaudes de l'AMO avant 1965, après 1990 et une phase froide entre les deux. L'amplitude du signal est d'environ 0.15°C sur l'intervalle de temps considéré mais est normalement plus importante (autour de 0.2°C) : ceci dit, notre base de donnée étant limitée en temps, nous n'obtenons pas non plus tout à fait une période de ce mode de variabilité qui est de l'ordre de 60-80 ans.

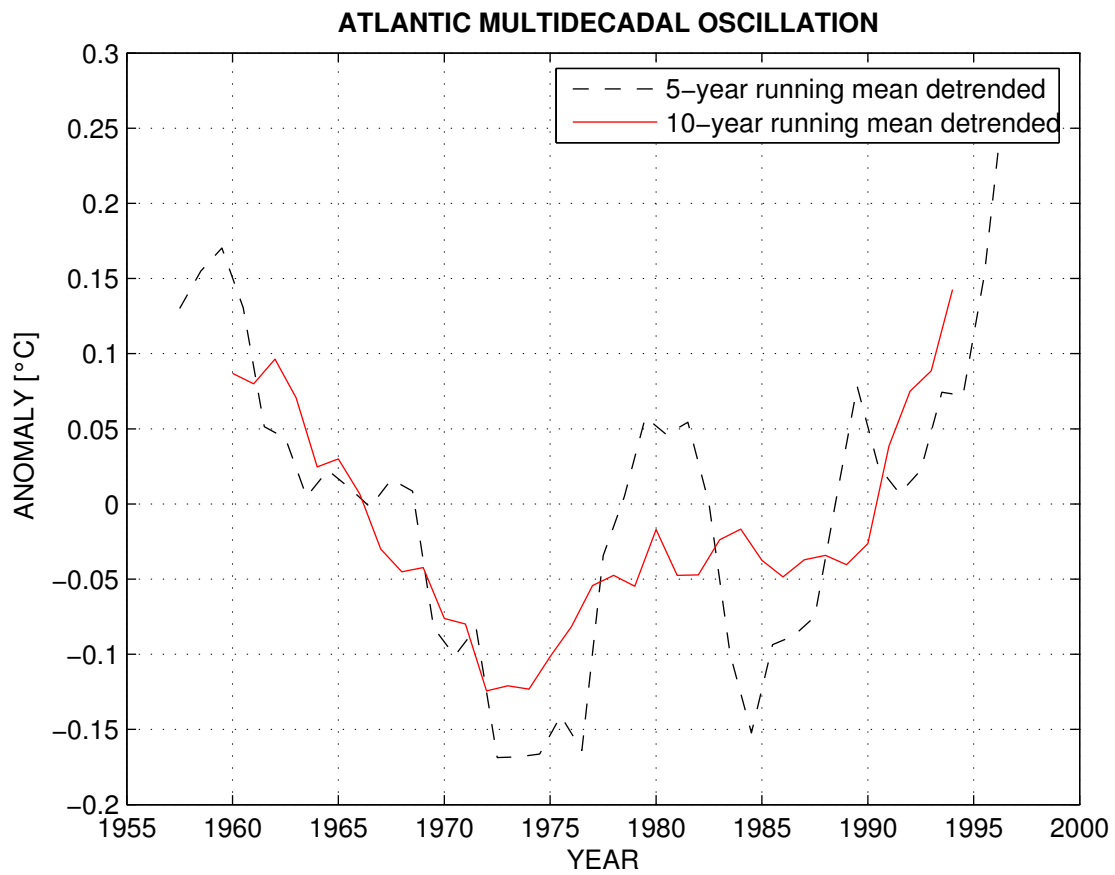


FIG. 1 – *Indice AMO obtenu pour un filtrage temporel des SSTA dans l’Atlantique Nord sur 5 et 10 ans. Dans les deux cas, la tendance a été retirée du signal.*

2.2.2 Corrélation de l'AMO avec les anomalies thermiques en profondeur

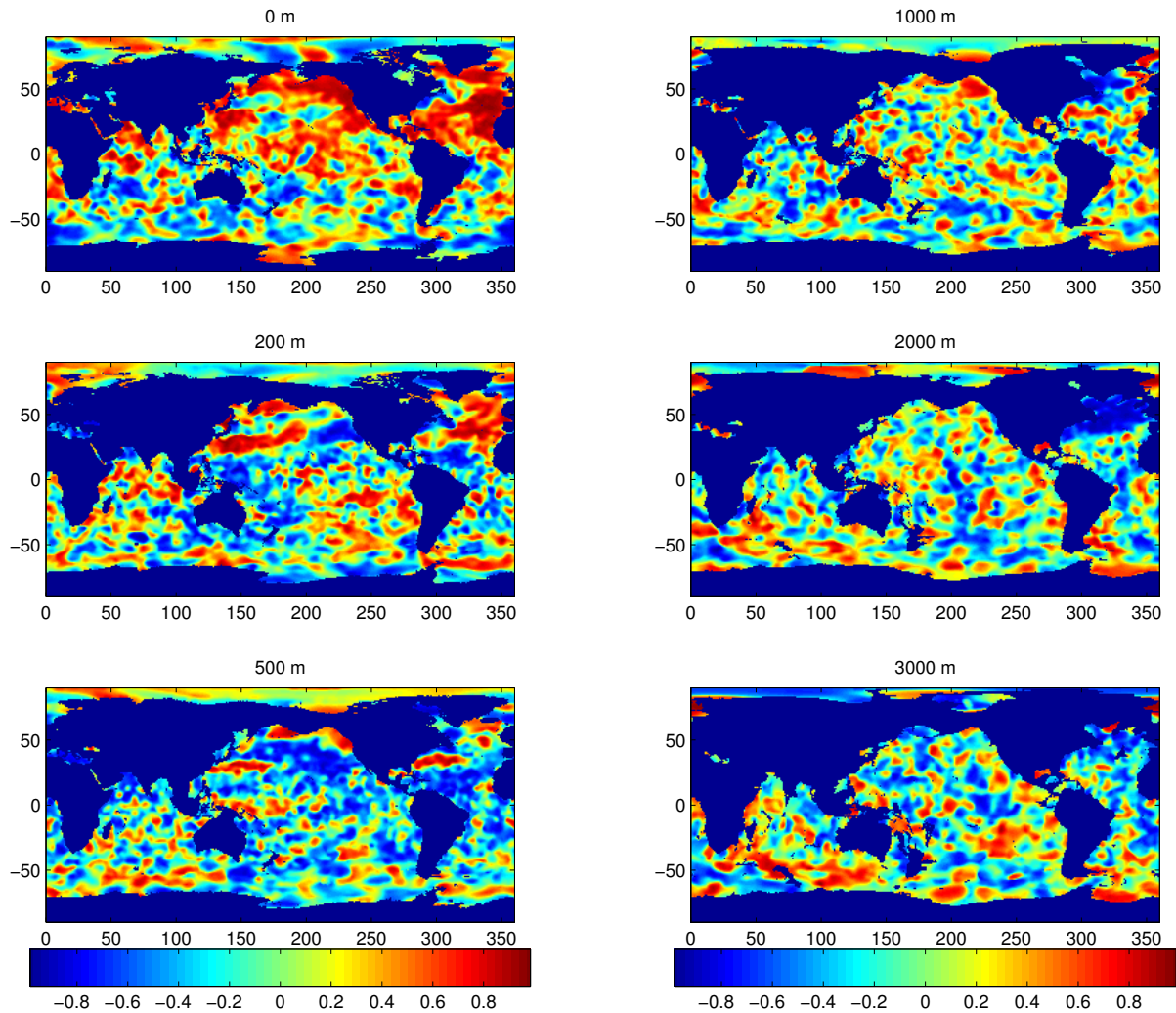


FIG. 2 – *Corrélation de l'indice AMO avec les anomalies thermiques décennales ($^{\circ}\text{C}$) dans les océans durant la période 1960-1994 à différentes profondeurs.*

En surface, les régions particulièrement en phase avec l'AMO se situent principalement dans l'Atlantique Nord et le Pacifique Nord mais la distribution des corrélations n'est pas uniforme. Au large de la côte est des Etats-Unis, on note la présence d'une bande de corrélations négatives. Par ailleurs, les corrélations sont proches de 1 au sud du Groenland, dans la partie centre-est de l'Atlantique Nord ainsi que le long de la côte Ouest de l'Amérique du Nord.

Si on étend notre étude en profondeur, globalement, on remarque que les corrélations positives s'estompent pour laisser la place à des anomalies thermiques en opposition de phase avec l'AMO : c'est le cas à 2000 m pour toute la partie septentrionale de l'Atlantique Nord où les corrélations sont proche de -1 et relativement uniformes. En outre, on peut s'étonner que le signal de l'AMO ne soit pas plus présent dans l'Atlantique Sud. Cette observation se confirme avec l'étude du coefficient de régression linéaire ci-après.

2.2.3 Coefficient de régression linéaire

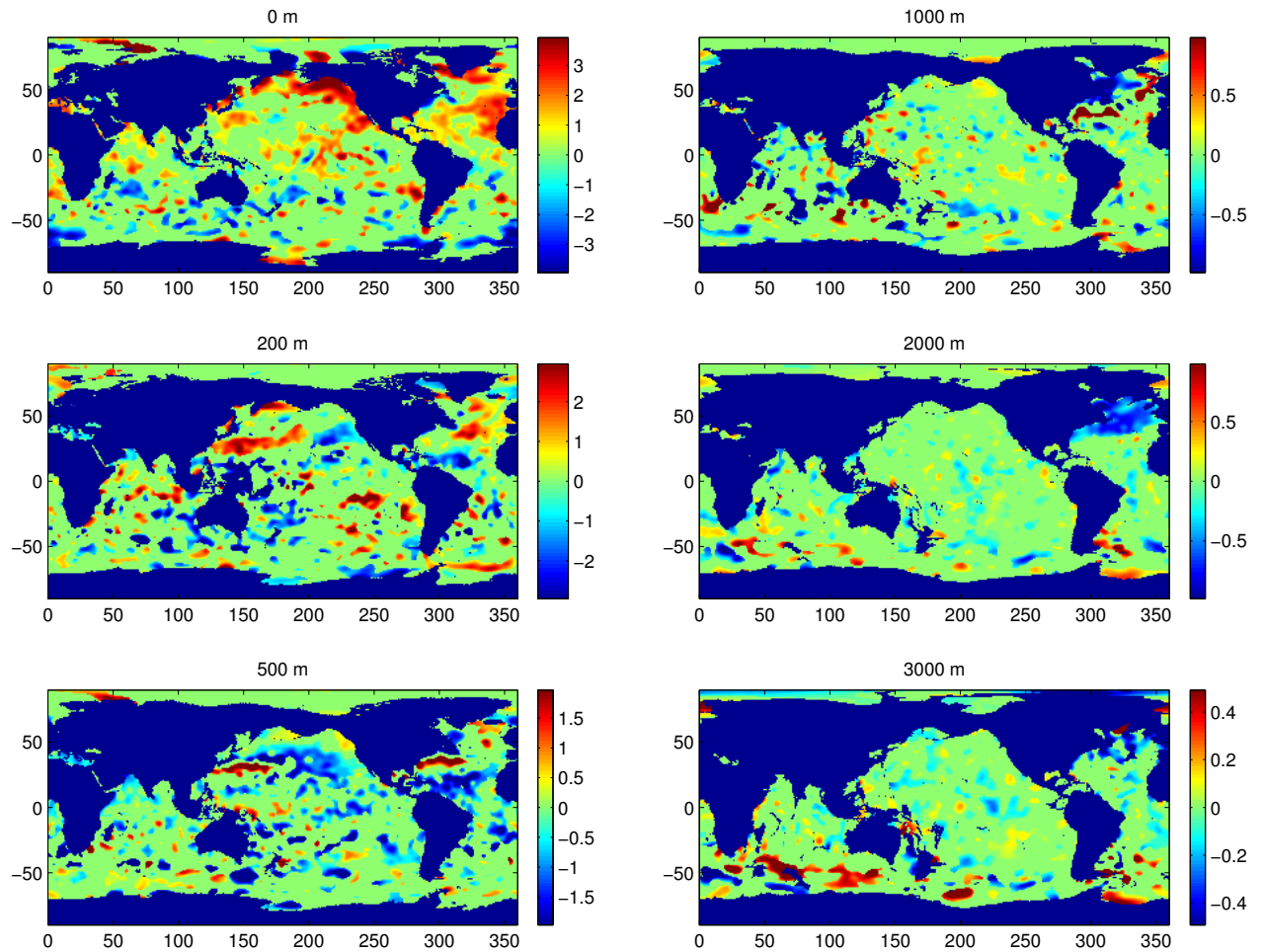


FIG. 3 – Coefficient de régression entre l'indice AMO et les anomalies thermiques décennales ($^{\circ}\text{C}$) dans les océans durant la période 1960-1994.

Si l'étude des corrélations nous informe sur le déphasage entre l'AMO et les anomalies thermiques en fonction de la profondeur durant l'intervalle de temps 1960-1994, il nous manque le rapport des amplitudes qui exprime la proportionnalité entre les deux signaux. Le calcul du coefficient de régression est une étape indispensable pour repérer quelles zones dépendent réellement de l'AMO.

La figure 3 est le résultat du calcul du coefficient de régression linéaire en tout point du

globe. Les parties colorées en vert clair correspondent à des régions où les corrélations, inférieures à 0,5 en valeur absolue, ne sont pas assez significatives pour qu'il y ait la moindre relation avec l'AMO. Si on s'intéresse aux régions où les SSTA sont bien corrélées avec l'indice AMO, on observe dans l'Atlantique Nord une large bande s'étendant des Caraïbes aux côtes espagnoles et africaines où l'amplitude des anomalies est au moins égale à celle de l'AMO voire le double pour la partie centre est de l'Atlantique Nord et le sud du Groenland. Coté Pacifique, on remarque que 1°C d'indice AMO correspond à 2°C de SSTA le long de la côte Ouest de l'Amérique du Nord et même plus de 3°C au large de l'Alaska. On pourrait donc penser que l'AMO est un signal climatique d'extension plus importante que le seul bassin Atlantique.

En revanche à partir de 200 *m* de profondeur dans le Pacifique, il n'y a plus aucun lien entre l'AMO et les anomalies le long de la côte Ouest de l'Amérique du Nord. A 500 et 1000 *m* de profondeur, on est frappé par la bande d'anomalies dans l'Atlantique Nord (en rouge) dont l'amplitude est environ 2 fois celle de l'indice AMO. Cette zone de passage du Gulf Stream pourrait contribuer en partie à la création de l'AMO.

2.2.4 Evolution des SSTA dans l'Atlantique Nord

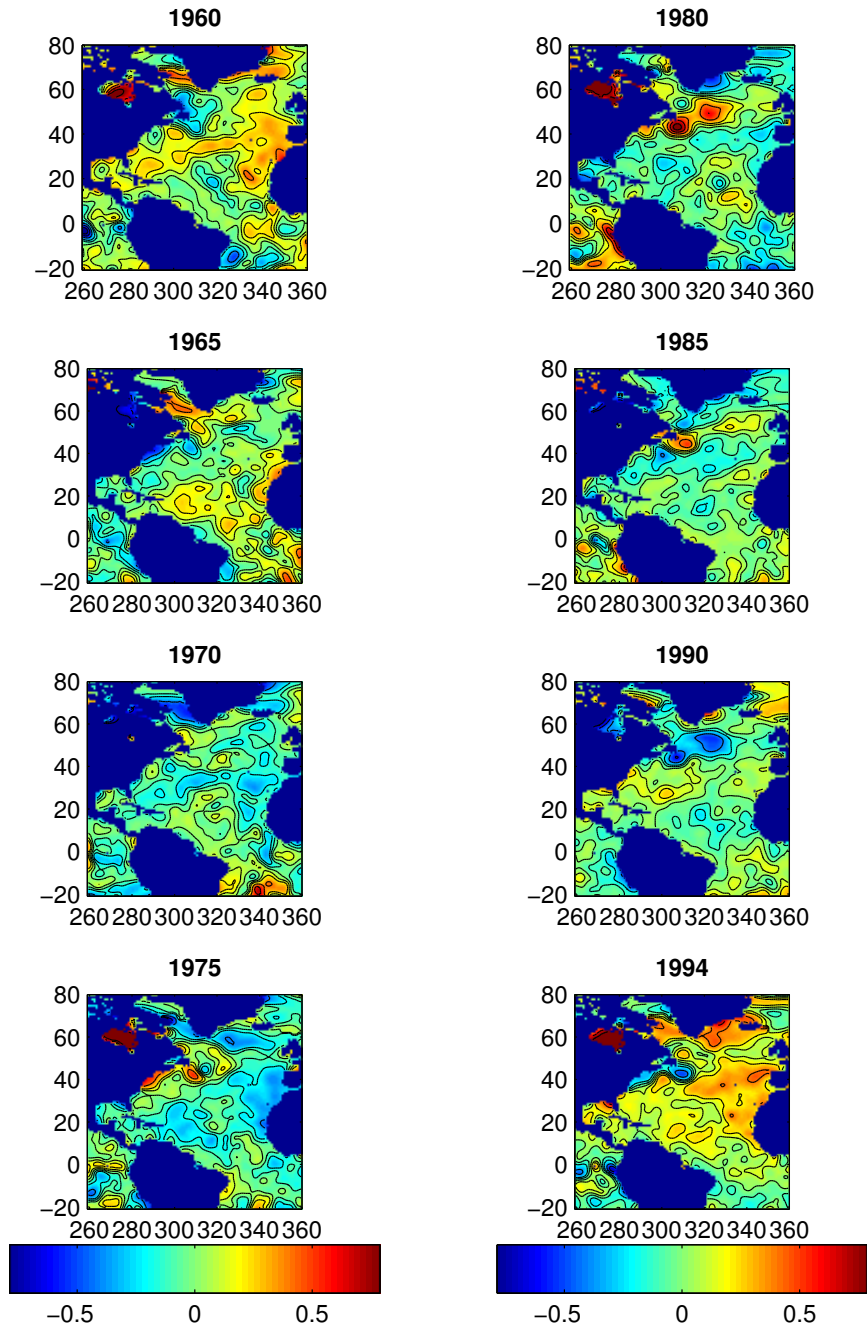


FIG. 4 – Les SSTA décennales ($^{\circ}\text{C}$) dans l'Atlantique Nord de 1960 à 1994.

La figure 4 représente les anomalies de température de surface dans l'Atlantique Nord de 1960 à 1994 (positives en rouge, négatives en bleu) moyennées sur des périodes de 10 ans et auxquelles on a enlevé la tendance. On observe en 1960 des anomalies thermiques positives principalement au niveau des côtes du Groenland ainsi que sur une large bande allant de 10 à 50 degrés en latitude et s'étendant des Caraïbes jusqu'aux côtes espagnoles et africaines. En 1965, les anomalies positives restent majoritaires mais commencent à décroître : on passe dans la phase froide de l'AMO. L'année 1980 correspond à des anomalies dans l'ensemble négatives hormis deux pôles voisins, l'un situé au sud du Groenland et l'autre au large de Terre Neuve où les températures sont bien plus élevées que la normale, d'où une modération dans l'amplitude des anomalies durant la phase froide de l'indice AMO (voir figure 1). Après 1980, les anomalies positives dans ces deux régions importantes diminuent en intensité pour finalement devenir négatives en 1990. A partir de cette date, l'Atlantique Nord se réchauffe en surface et on finit par obtenir en 1994 une répartition des anomalies semblable à celle de 1960.

Si l'on s'intéresse à l'évolution spatiale des SSTA avec le temps, on remarque que certaines anomalies de moyenne échelle restent au même endroit pendant plusieurs années : c'est le cas des deux pôles explicités ci-dessus. D'autres se déplacent en suivant la circulation des grands tourbillons océaniques à des vitesses de quelques *km/jour*. Des études suggèrent également une propagation des SSTA dans l'Atlantique Nord des côtes Américaines jusqu'au nord de l'Angleterre en une dizaine d'années.

2.3 Etude de la salinité

2.3.1 Corrélation de l'AMO avec la salinité dans les océans

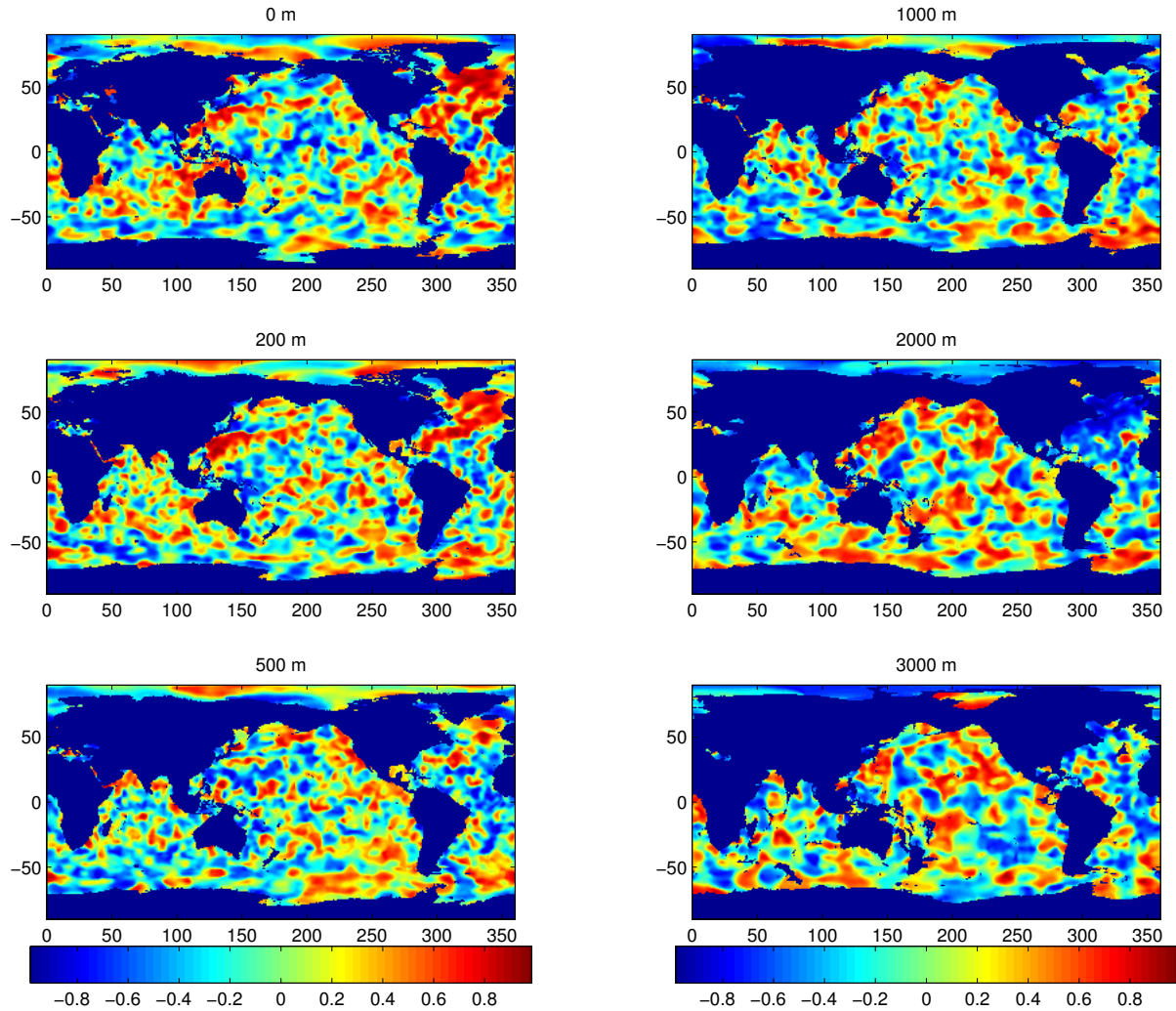


FIG. 5 – Corrélation de l'indice AMO avec les anomalies de salinité décennales (psu) dans les océans durant la période 1960-1994.

La répartition des corrélations entre l'AMO et la salinité en fonction de la profondeur ressemble à ce qui a été obtenu pour les températures même si l'on note des différences. Par exemple, en surface on n'enregistre pas de corrélations positives vraiment significatives avec l'indice AMO au niveau de la côte ouest de l'Amérique du Nord ni pour le Pacifique

en général. En revanche à 2000 *m* de profondeur, on fait la même observation qu'avec les températures pour l'Atlantique Nord, à savoir des corrélations proches de -1 sur toute la région qui se trouve au dessus de la ligne imaginaire Floride - Angleterre.

2.3.2 Coefficient de régression linéaire

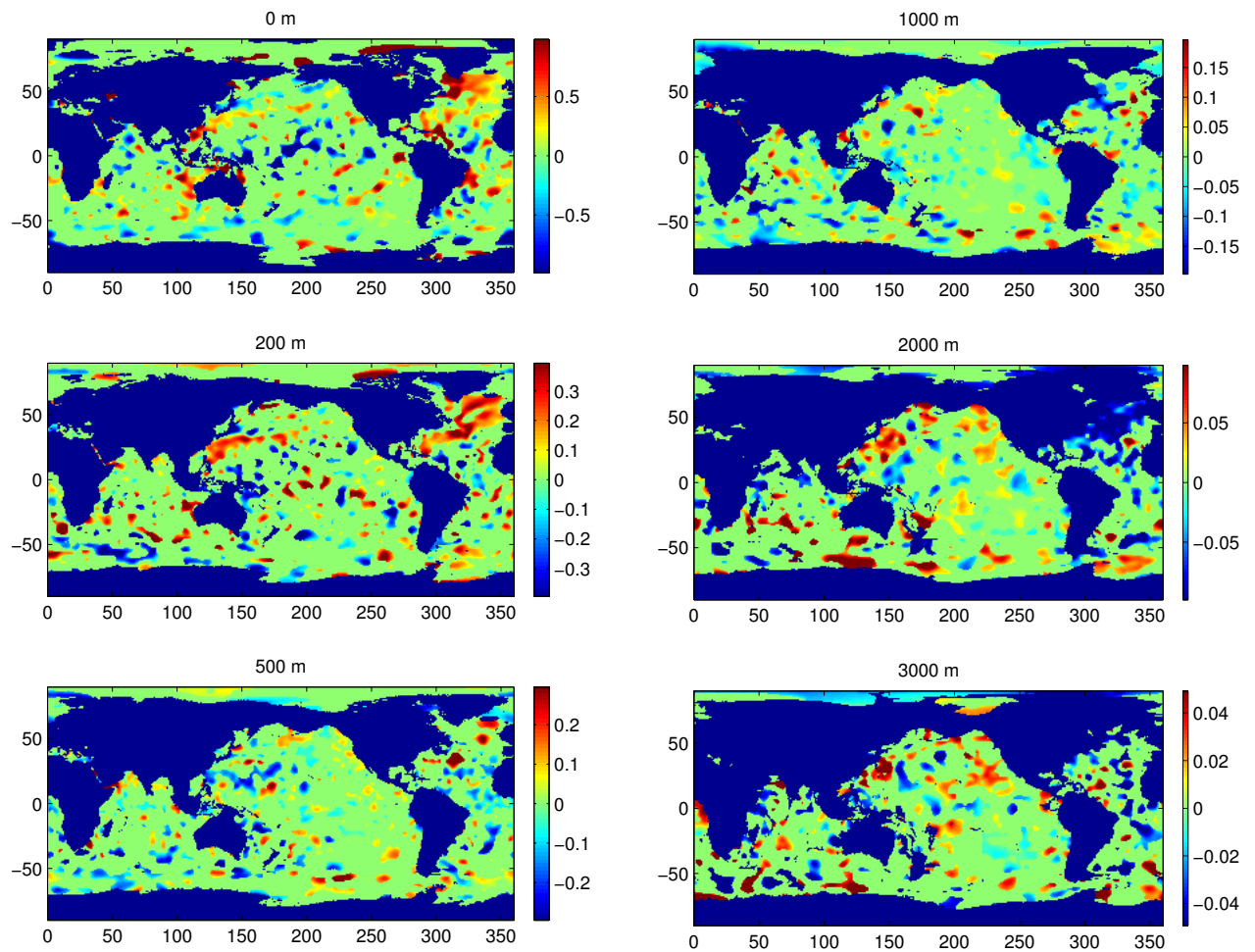


FIG. 6 – Coefficient de régression entre l'indice AMO et les anomalies de salinité décennales (*psu*) dans les océans durant la période 1960-1994.

Le même traitement que pour les températures a été appliqué pour la figure 6. On constate que les anomalies de salinité pouvant éventuellement avoir une correspondance avec l'os-

cillation multidécennale Atlantique se situent en surface, l'amplitude du coefficient de régression étant trop faible en profondeur. La salinité n'apporte pas autant d'informations que la température pour la compréhension de l'AMO.

3 Modélisation des courants géostrophiques

On cherche à déterminer la vitesse méridienne v des courants océaniques à partir de l'équilibre géostrophique afin d'obtenir la fonction courant méridienne. Décomposons v en deux parties telles que

$$v = \bar{v} + v'$$

$v'(x, y, z)$ est la composante barocline dépendant de la profondeur ;

$\bar{v}(x, y)$ est la composante barotrope forcée principalement par le vent.

Par définition \bar{v} s'écrit

$$\bar{v} = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 v dz,$$

et v' vérifie donc la condition

$$\int_{-h}^0 v' dz = 0.$$

$h(x, y)$ dénote la profondeur de l'océan en un point donné.

Indice de longitude	i	$i \in [1, 360]$ par pas de 1
Indice de latitude	j	$j \in [1, 180]$ par pas de 1
Indice de profondeur	k	$k \in [1, 33]$ par pas de 1
Longitude	$lon(i)$	$lon(i) \in [0.5^\circ, 359.5^\circ]$ par pas de 1°
Latitude	$lat(j)$	$lat(j) \in [-89.5^\circ, 89.5^\circ]$ par pas de 1°
Profondeur d'une couche Levitus	$z(k)$	
Épaisseur d'une couche Levitus	$dz(k)$	
Nombre de couches selon la topographie	$np(i, j)$	

FIG. 7 – Liste des variables utilisées pour les calculs numériques ci-dessous.

3.1 Vitesse barocline

Elle est définie par la relation :

$$v' = v - \frac{1}{h} \int_{-h}^0 v dz \tag{1}$$

On part de l'équilibre géostrophique selon x :

$$fv = \frac{1}{\rho_0} \partial_x P, \quad (2)$$

où $f = 2\Omega \sin \theta$ est le paramètre de Coriolis, θ la latitude, $\Omega = (2\pi/86164) \text{ s}^{-1}$ la vitesse angulaire de rotation de la Terre et ρ_0 la densité moyenne de l'eau.

La deuxième condition sur v' est satisfaite par l'équilibre hydrostatique :

$$\partial_z P = -\rho g. \quad (3)$$

En dérivant (2) selon z et en se servant de (3) dans cette nouvelle relation, on obtient l'équation du vent thermique :

$$f \partial_z v = -\frac{g}{\rho_0} \partial_x \rho.$$

En coordonnées sphériques on pose $dx = a \cos \theta d\varphi$ avec a le rayon de la Terre et φ la longitude, d'où :

$$\partial_z v = -\frac{g}{\rho_0 f} \frac{1}{a \cos \theta} \partial_\varphi \rho. \quad (4)$$

Comme on ne dispose pas d'une infinité de valeurs pour la densité potentielle² ρ , on définit la dérivée numérique de $\partial_\varphi \rho$ entre deux longitudes lon d'indices i et $i + 1$. La relation (4) devient

$$dzv = -\frac{g}{\rho_0 f(j)} \frac{\rho(i+1, j, k) - \rho(i, j, k)}{a \cos(lat(j)) \times [lon(i+1) - lon(i)]}.$$

On note que $lon(i+1) - lon(i) = 1^\circ$ soit $\pi/180$ en radians.

Or on a aussi

$$dzv = \frac{v(i, j, k+1) - v(i, j, k)}{z(k+1) - z(k)}$$

avec $z(k) \leq 0 \forall k$ et $z(k+1) < z(k)$.

D'où la relation de récurrence qui déduit $v(i, j, k+1)$ de $v(i, j, k)$:

$$v(i, j, k+1) = v(i, j, k) + dzv \times [z(k+1) - z(k)].$$

Remarque : La vitesse barocline v' étant définie à une constante près suivant z, on prend

²La densité potentielle est calculée avec un programme MATLAB prenant en argument la température T, la salinité S, la pression P et un niveau de référence (la surface dans notre cas). Les données (T,S) sont fournies par la climatologie Levitus *World Ocean Atlas 2001* (maillée $1^\circ \times 1^\circ$ sur 33 niveaux jusqu'à 5500 m de profondeur) et P s'obtient à partir de la latitude et de la profondeur.

arbitrairement $v(i, j, k) = 0$ pour $k = 1$ pour commencer l'intégration verticale du vent thermique.

On obtient finalement une approximation de v' à partir de (1) :

$$v'(i, j, k) = v(i, j, k) - \frac{\sum_{k=1}^{np(i,j)} v(i, j, k) dz(k)}{\sum_{k=1}^{np(i,j)} dz(k)}$$

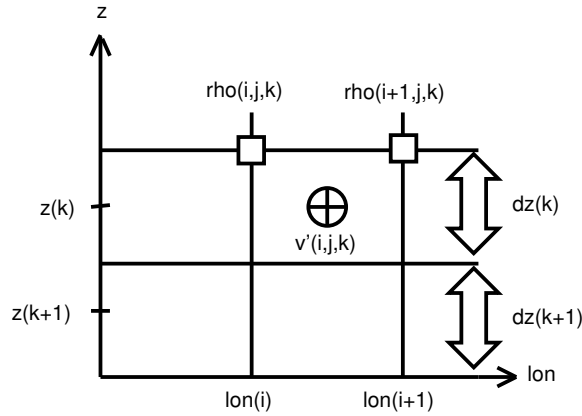


FIG. 8 – Représentation de la vitesse barocline sur la grille Levitus verticale pour une latitude $lat(j)$ quelconque.

3.2 Vitesse barotrope

On calcule la vitesse barotrope \bar{v} à partir de la tension de vent $\vec{\tau}$ à la surface des océans.

$$\vec{\tau} = \left\{ \begin{array}{l} \tau^x = \mu \partial_z u \\ \tau^y = \mu \partial_z v \end{array} \right\}$$

Elle s'exprime en N/m^2 . μ est le coefficient de viscosité dynamique ($\mu = \rho_0 \nu$).

La tension de vent perturbe les couches superficielles de l'océan où se crée un courant appelé dérive d'Ekman.

Considérons le transport d'Ekman T_E qui a pour composantes :

$$U_E = \int_{-\infty}^0 u dz = \frac{\tau^y}{\rho_0 f} ; V_E = \int_{-\infty}^0 v dz = -\frac{\tau^x}{\rho_0 f} .$$

En intégrant l'équation de continuité depuis h_E (profondeur supposée constante de la couche d'Ekman) jusqu'à la surface et en supposant $w = 0$ à la surface, on obtient la

vitesse verticale w_E à la base de la couche d'Ekman :

$$\int_{h_E}^0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dz = 0 \Rightarrow w_E = \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau^y}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau^x}{f} \right) \right].$$

La vitesse verticale met l'océan profond en mouvement. En négligeant la friction, on peut utiliser l'équation de transport de Sverdrup $\beta v = f \partial_z w$. L'intégration selon z et la division par h de cette équation

$$\frac{\beta}{h} \int_{-h}^0 v dz = \frac{f}{h} \int_{-h}^0 \partial_z w dz,$$

nous donne la vitesse barotrope en prenant la vitesse verticale nulle au fond :

$$\bar{v} = \frac{f w_E}{\beta h}. \quad (5)$$

Remarques

- Un inconvénient de l'équation de Sverdrup est qu'elle n'est plus valable au voisinage de l'équateur : la nullité du paramètre de Coriolis f entraîne une singularité empêchant le passage des masses d'eaux d'un hémisphère à l'autre.
- Commentaires concernant la discrétisation de la vitesse barotrope \bar{v} :

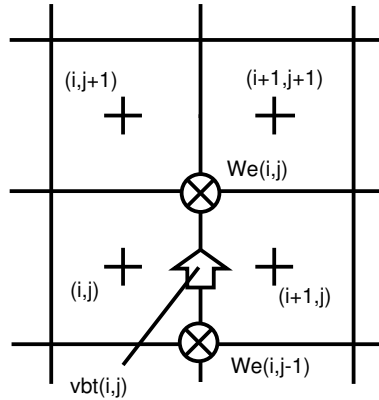


FIG. 9 – Position du pompage d'Ekman $w_E(i, j)$ et de la vitesse barotrope $vbt(i, j)$ par rapport à la grille horizontale de la climatologie de tension de vent Da Silva.

Les tensions de vents étant confondues avec la grille Levitus (Fig. 9), le calcul de la demi-somme des dérivées de τ^x et τ^y respectivement selon θ et φ permet de positionner le pompage d'Ekman $w_E(i, j)$ au milieu de la maille.

$$\frac{\partial \tau^x(i, j)}{\partial y} = \frac{1}{2a} \left[\frac{\partial \tau^x(i+1, j)}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau^x(i, j)}{\partial \theta} \right]$$

$$= \frac{1}{2a} \left[\frac{\tau^x(i+1, j+1) - \tau^x(i+1, j)}{\pi/180} + \frac{\tau^x(i, j+1) - \tau^x(i, j)}{\pi/180} \right]$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau^y(i, j)}{\partial x} &= \frac{1}{2a \cos \theta} \left[\frac{\partial \tau^y(i, j)}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau^y(i, j+1)}{\partial \varphi} \right] \\ &= \frac{1}{2a \cos(\text{lat}(j))} \left[\frac{\tau^y(i+1, j+1) - \tau^y(i+1, j)}{\pi/180} + \frac{\tau^y(i, j+1) - \tau^y(i, j)}{\pi/180} \right] \end{aligned}$$

La vitesse barotrope doit être ramenée sur la même grille que la vitesse barocline. Pour cela, on prend la demi-somme du pompage d'Ekman entre les latitudes $j-1$ et j . La discrétisation de (5) nous donne :

$$vbt(i, j) = \frac{f(j)}{2 \Omega \cos(\text{lat}(j))/a \sum_{k=1}^{np(i, j)} dz(k)} \times \frac{w_E(i, j-1) + w_E(i, j)}{2}$$

Notre modèle n'est pas complètement valide car il faut considérer l'existence de courants de bord ouest frictionnels. On va fermer le bilan de masse en supposant que l'océan global est un bassin fermé. Le transport méridien à l'intérieur des océans est compensé par le transport sur une bande étroite de bord ouest. La vitesse barotrope doit ainsi vérifier la condition supplémentaire :

$$\int_{x_e}^{x_o} \bar{v} h dx = 0 \Leftrightarrow \int_{x_e}^{x_o-1} \bar{v} h dx + \int_{x_o-1}^{x_o} \bar{v} h dx = 0$$

Le transport méridien est intégré depuis le bord est x_e jusqu'au bord ouest x_o de chaque bassin océanique à toutes les latitudes.

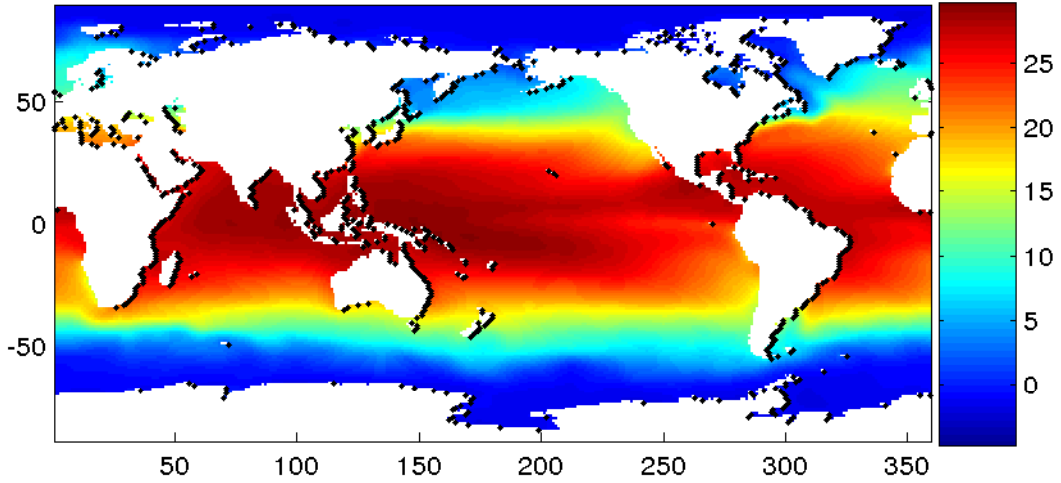


FIG. 10 – Les positions où les courants de bord ouest ont été calculés figurent en points noirs sur cette carte représentant la moyenne des températures annuelles de surface de la climatologie Levitus World Ocean Atlas 2001.

Sur la grille des vitesses, le transport vers le nord $\int_{x_{o-1}}^{x_o} \bar{v} h dx$ est calculé pour une bande océanique de 1° en longitude le long des côtes ouest de chaque continent (Fig. 10) .

3.3 Fonction courant méridienne ψ

Intégrons par rapport à x l'équation de continuité $\partial_x u + \partial_y v + \partial_z w = 0$. Il vient :

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_x v dx + \frac{\partial}{\partial z} \int_x w dx = 0,$$

car $u = 0$ sur les bords ouest et est des continents.

Il en découle la fonction courant méridienne ψ que l'on définit par

$$\int_x v dx = \partial_z \psi. \quad (6)$$

L'intégration verticale du transport méridien par unité de longueur $\int_x v dx$ nous donne ψ . Comme condition aux limites, on impose la nullité de ψ en surface et au fond : les lignes de courant sont ainsi fermées dans le plan (y,z) du bassin.

On calcule la fonction courant méridienne en discrétisant la relation (6) :

$$\psi(j, k + 1) = \psi(j, k) + \left[a \times \cos(\text{lat}(j)) \times (\pi/180) \times \sum_{i=1}^{360} v(i, j, k) \right] \times dz(k)$$

Remarque : Pour calculer la fonction courant méridienne relative à l'Atlantique Nord, on utilise un masque qui vaut 1 sur l'Atlantique Nord et 0 ailleurs.

3.4 Exploitation des résultats dans l'Atlantique Nord

3.4.1 Vitesse méridienne v

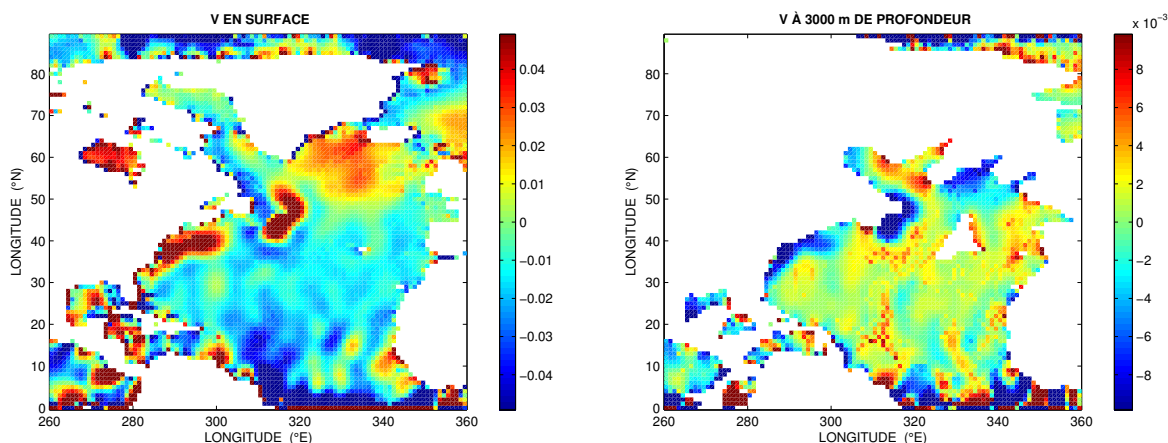


FIG. 11 – Moyenne annuelle de la vitesse méridienne (m/s) en surface et à 3000 m dans l'Atlantique Nord.

v est la vitesse dans la direction nord-sud, positive vers le nord et négative vers le sud. On note la présence du Gulf Stream en surface et le courant profond Nord Atlantique au fond le long des côtes américaines (Fig. 11). La forte dissymétrie entre l'intensité des courants de bord ouest et les courants de bord est beaucoup plus lents, est conforme à ce qu'on s'attend à observer.

3.4.2 Fonction de transport méridienne

La fonction courant (Fig. 12) correspond au transport méridien annuel moyen intégré verticalement dans l'Atlantique Nord et caractérise la circulation thermohaline. Cette dernière répond au forçage thermique et de l'eau douce ainsi qu'à la transformation des masses d'eau dans l'océan.

Le graphique obtenu, bien qu'assez bruité est en partie exploitable. La cellule méridienne située entre 40 et 55 degrés nord (en orange sur la figure) traduit le transport en surface d'une masse d'eau chaude vers le nord (Gulf Stream) et la circulation d'eau froide vers le sud entre 2000 et 3000 m de profondeur (courant profond Nord Atlantique). Le maximum de transport dans la cellule est situé aux alentours de 1000 m de profondeur et vaut 20 Sv.

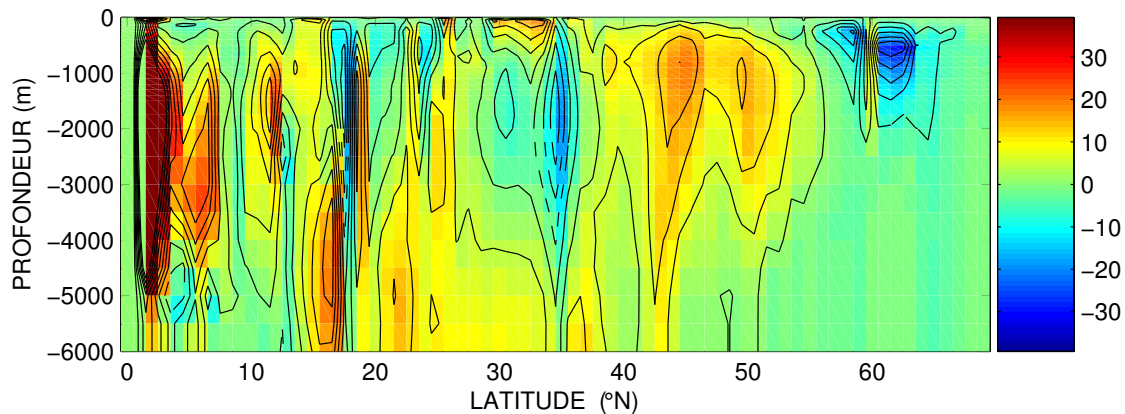


FIG. 12 – Fonction de courant annuelle moyenne ψ (en Sverdrups ou $10^6 m^3 s^{-1}$) dans le plan méridien pour l'Atlantique Nord.

3.4.3 Variation du maximum de transport méridien vers 45°N

Les anomalies pentadales du *WOD 2004* sont rajoutées aux champs annuels moyens de la climatologie Levitus *WOA 2001* pour la température et la salinité. On cherche dans la cellule méridienne décrite ci-dessus la valeur maximale du transport pour les années 1955-1998.

La série pentadale résultante (courbe noire Fig. 13) se résume à une intensification de la circulation thermohaline dans la cellule de 1957 à 1984 avec un transport maximal de 26 Sverdrups atteint cette année là (Fig 14) puis une diminution par la suite. Si on fait la moyenne sur des intervalles de 10 ans (courbe rouge), l'allure générale reste globalement la même. Le retrait de la tendance de cette série nous amène à calculer la corrélation entre l'oscillation multidécennale Atlantique et le maximum de transport. On trouve un coefficient de -0.5, ce qui est insuffisant pour conclure à une dépendance directe de la circulation Nord Atlantique avec l'AMO.

Ces résultats ne vont pas dans le sens de ce qui est avancé dans le travail de Delworth et Mann [2], à savoir une variation de la circulation thermohaline dans l'Atlantique en phase avec le signal de l'AMO. En revanche, les modèles numériques du transport de chaleur à 45°N réalisés par Häkkinen [4] suggèrent une augmentation de la circulation méridienne dans les années 80 puis un affaiblissement brutal après 1990. Ceci est cohérent avec l'allure des courbes de la figure 13.

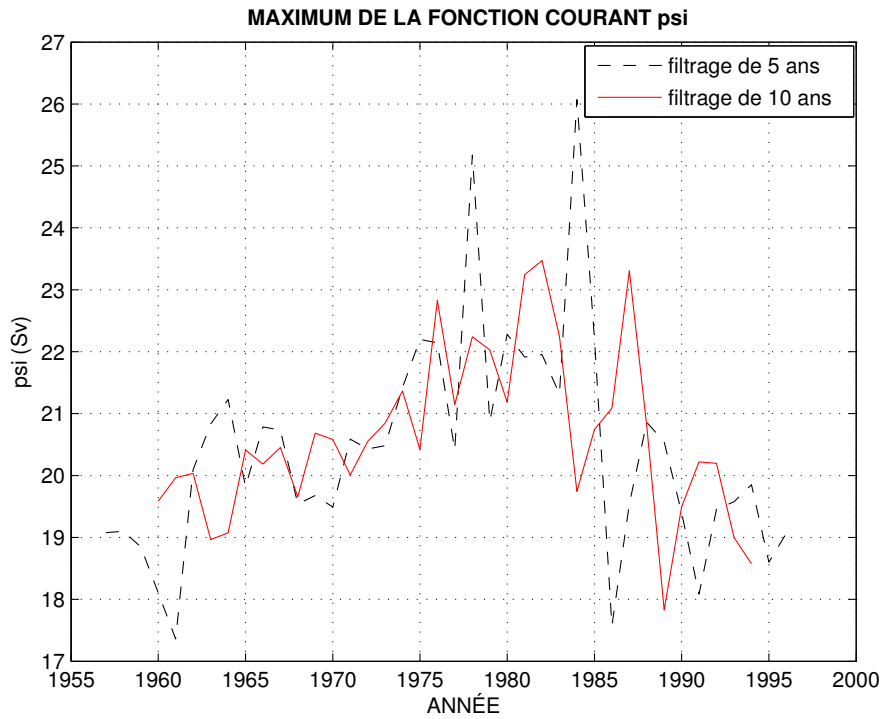


FIG. 13 – Valeurs maximales prises par la fonction courant dans la cellule méridienne relative au Gulf Stream année par année.

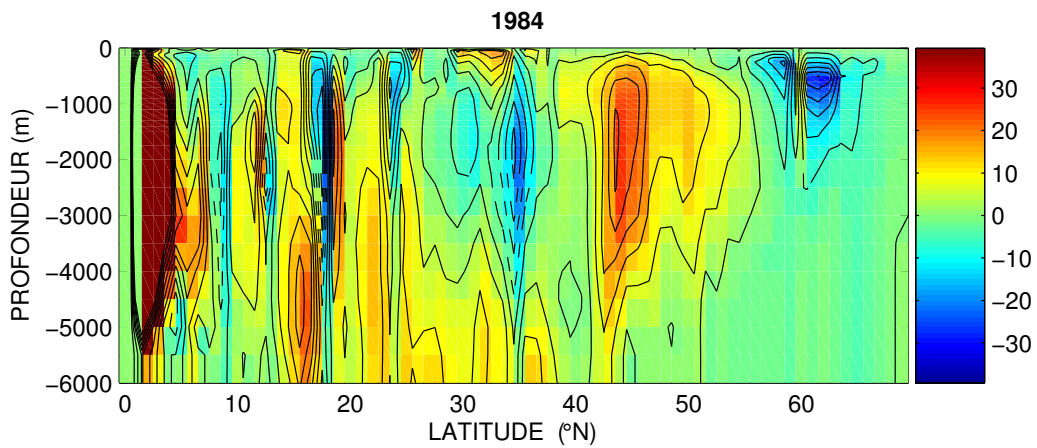


FIG. 14 – Fonction courant méridienne pentadale dans l'Atlantique Nord en 1984. Le maximum de transport à 42° N est de 26 Sv (soit 6 Sv de plus que la moyenne annuelle trouvée avec la climatologie WOA 2001).

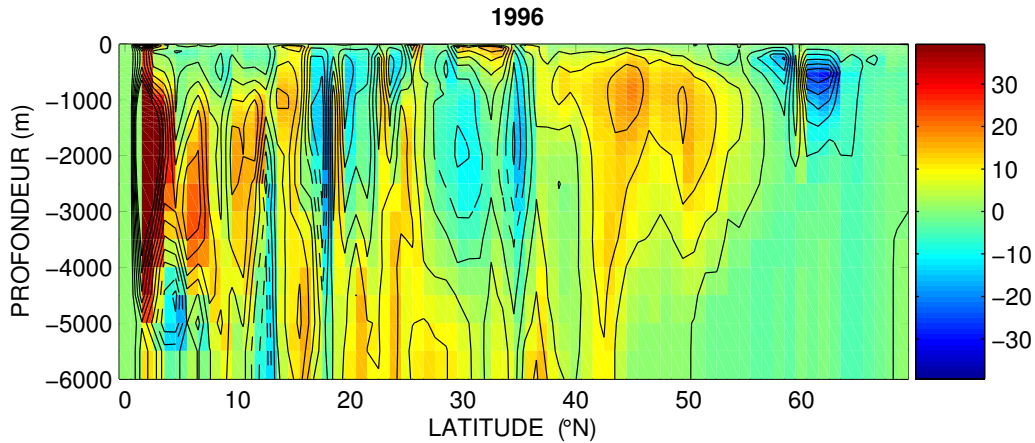


FIG. 15 – *Fonction courant méridienne pentadale dans l’Atlantique Nord en 1996. On voit bien la différence d’intensité du transport dans la cellule étudiée par rapport à 1984.*

4 Conclusion

A partir de calculs statistiques et en me basant sur la littérature déjà existante dans le domaine, il m’a été possible de retrouver l’indice de l’AMO. Ce signal thermique de surface attribué à l’Atlantique Nord n’en est pas moins global puisqu’on retrouve sa présence à la surface d’autres océans (notamment le Pacifique Nord). La nouveauté par rapport aux études menées jusqu’à présent sur l’AMO, c’est que j’ai pu mettre en évidence sa signature en profondeur et sur la salinité.

Le modèle développé pour les courants apparaît quelque peu limité en terme de résultats significatifs. Les approximations faites dans la théorie (vitesse verticale nulle au fond, transport moyen inexistant dans la couche d’Ekman, emploi d’une climatologie moyenne de tension de vent pour le calcul des maximums de transport année par année) et le manque de données dans le temps (une seule période de l’AMO) limitent pour le moment l’exploitation de ce travail, qui sera poursuivi cet été.

Références

- [1] D. B. Enfield, A. M. Mestas-Nunez et P. J. Trimble, 2001 : The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to rainfall and river flows in the continental US. *Geophysical Research Letter*, 28, 2077-2080.
- [2] T. L. Delworth et M. E. Mann, 2000 : Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere. *Climate Dynamics*, 16, 661-676.
- [3] M. E. Mann, R. S. Bradley, et M. K. Hughes, 1998 : Global-scale temperature patterns and climate forcing over the past six centuries. *Nature*, 392, 779-787.
- [4] S. Häkkinen, 2001. Variability of the sea surface height : A qualitative measure for meridional overturning in the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, 106, 13837-13848.
- [5] T. Huck et B. Blanke, 2003 : Cours d'océanographie ISEB.
- [6] P. Bougeault et R. Sadourny, 2001 : Dynamique de l'atmosphère et de l'océan. Éditions de l'École Polytechnique.

Annexe : quelques notions de statistique descriptive

Moyenne horizontale

Découpons la surface de notre planète en mailles élémentaires de 1° d'arc en longitude et en latitude. La contribution surfacique ou pondération de chacune de ces mailles dépend de la latitude. Ainsi, l'aire d'une maille située près de l'équateur sera proche de l'unité alors que celle d'une maille située près des pôles sera quasi nulle.

Posons α le rayon de la planète,

Soient θ la latitude, ℓ_x la longueur et ℓ_y la hauteur de la maille,

alors

$$\ell_x = \alpha \pi \cos \theta$$

et

$$\ell_y = \alpha \pi = cte$$

On définit la pondération d'une maille située à une latitude i et une longitude j par la fonction :

$$dS(i, j) = \ell_x \times \ell_y$$

Associons une grandeur physique à cette pondération, par exemple des anomalies de température. La moyenne horizontale \bar{T} des anomalies $T(i, j)$ sur la surface totale s'écrit alors :

$$\bar{T} = \frac{\sum_i \sum_j T(i, j) dS(i, j)}{\sum_i \sum_j dS(i, j)}$$

Covariance et coefficient de corrélation

On appelle covariance de 2 caractères quantitatifs x et y mesurés sur n individus d'une population la quantité :

$$cov(x, y) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})$$

\bar{x} et \bar{y} étant les moyennes de x et y .

Remarque : Cette définition étend celle de la variance σ_x^2 , dans la mesure où $\sigma_x^2 = cov(x, x)$

En divisant la covariance par le produit des écarts-types σ_x et σ_y , on obtient le coefficient de corrélation :

$$c(x, y) = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y}$$

Quels que soient l'unité et les ordres de grandeur de x et y , le coefficient de corrélation est un nombre sans unité, compris entre -1 et 1. Il traduit la plus ou moins grande dépendance linéaire de x et y .

Un coefficient de corrélation nul ou proche de 0 signifie qu'il n'y a pas de relation linéaire entre les caractères. Quand il est proche de 1 ou -1, les caractères sont dits « fortement corrélés ».

Régression linéaire (ou tendance)

On appelle droite de régression linéaire de y sur x la droite d'équation $y = \hat{a}x + \hat{b}$

On montre que $\hat{a} = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x^2}$ et $\hat{b} = \bar{y} - \hat{a}\bar{x}$.

La régression linéaire minimise la somme des distances verticales des points à la droite : c'est une interpolation avec un polynôme de degré 1.

Le coefficient de régression (ou tendance) \hat{a} exprime la proportionnalité entre les 2 caractères x et y .