

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Spécialité : **Océanographie Physique**

présentée par

Olivier Arzel

**MÉCANISMES DE VARIABILITÉ
CLIMATIQUE INTERDÉCENNALE
DANS DES MODÈLES IDÉALISÉS**

Devant le jury composé de MM. :

Richard Schopp	Président	(LPO, Brest)
Michael Ghil	Rapporteur	(ENS, Paris)
Claude Frankignoul	Rapporteur	(LODYC, Paris)
Alain Colin de Verdière	Directeur de thèse	(LPO, Brest)
Thierry Huck	Tuteur	(LPO, Brest)
Nick Hall	Examineur	(LEGI, Grenoble)

Préparée au LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES OCÉANS (LPO)

Remerciements

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à mon directeur de thèse Alain Colin de Verdière pour m'avoir accueilli au laboratoire et permis de découvrir le monde fascinant de l'océanographie et en particulier du climat. Je le remercie pour avoir suivi mon travail avec enthousiasme, pour les fructueuses discussions, et de m'avoir proposé une expérience d'enseignement pour mener ce travail à terme. Je remercie Thierry Huck de m'avoir encadré depuis le stage de DEA, pour les nombreuses discussions qui m'ont permis de franchir les chemins escarpés de la modélisation de l'océan. Je le remercie de m'avoir offert une grande liberté qui m'a été très enrichissante.

Je tiens à remercier Claude Frankignoul et Michael Ghil d'avoir officié comme rapporteurs de mon travail, ainsi que Richard Schopp d'avoir présidé le jury et Nick Hall d'avoir accepté d'être examinateur de mon travail. Je remercie également Lien Hua d'avoir accepté de faire partie du comité de thèse.

Le déroulement de cette thèse et la vie au labo n'auraient pas été les mêmes sans les multiples débats et discussions en tout genre. Merci à Gilberte pour sa sympathie. Merci à Sandrine, Patrice et Pierrot. Merci à Bruno Blanke et Sabrina Speich pour leur gentillesse. Merci à Guillaume Rouillet et Mahdi Ben Jelloul pour leurs encouragements et leurs enthousiasmes.

Et bien entendu je remercie mes collègues de galère qui ont partagé un bout de thèse avec moi, merci à Mr Levier, Francis, Pierrick, Steven, Stéphanie, Rudy, Philippe, "le petit Rudy", Guillaume, et tous les autres.

Je souhaite finalement remercier mes parents sans qui rien n'aurait été possible.



Table des matières

Résumé	7
Introduction	9
I Interactions instables entre les vents zonaux et les gyres océaniques	19
I.1 Introduction	19
I.2 Article : Oscillations décennales dans un modèle couplé simplifié dues à des interactions instables entre les vents zonaux et les gyres océaniques	22
I.3 Introduction	25
I.4 The coupled model	27
I.4.1 The diagnostic atmosphere model	28
I.4.2 The prognostic ocean model	30
I.4.3 Wind stress response to temperature anomalies	32
I.5 The mean state and decadal variability	34
I.5.1 The mean state	34
I.5.2 The decadal variability	38
I.5.3 The role of interactive wind stress and surface heat flux	43
I.5.4 The ocean adjustment through forced and free Rossby waves	44
I.6 A simplified zonally-averaged analytical model	45
I.6.1 The zonally-averaged formulation	46
I.6.2 A simple wave equation	50
I.7 Parameter sensitivity analysis	51
I.7.1 Influence of the Coriolis parameter	51

I.7.2	Influence of the surface drag coefficient	52
I.7.3	Influence of the dissipation and model resolution	52
I.8	Discussion and conclusion	54
I.9	Remarques sur les régimes de variabilité	60
I.9.1	Régime petite échelle	60
I.9.2	Régime grande échelle	61
I.9.3	Régime intermédiaire	61
I.10	Modulation d'amplitude des ondes de Rossby	62
I.10.1	Solutions inviscides et frictionnelles	63
I.11	Conclusion	66
II Identification de deux types de variabilité interdécennale de la circulation thermohaline		69
II.1	Introduction	69
II.1.1	Observations	70
II.1.2	Influence du type de forçage de surface sur la variabilité climatique	72
II.1.3	Les conditions mixtes	74
II.1.4	Variabilité sous flux constants	78
II.1.5	Objectifs et méthodologie	81
II.2	Description du modèle océanique	83
II.3	Expérience de relaxation - <i>Spin-up</i> de l'océan	85
II.4	Transition vers les oscillations interdécennales	88
II.4.1	Flux constants	89
II.4.2	Conditions mixtes	91
II.5	Variable contrôlant la densité	97
II.6	Source d'énergie des oscillations	98
II.6.1	Flux constants	101
II.6.2	Conditions mixtes	103
II.7	Structure spatio-temporelle des perturbations de densité	108
II.7.1	Flux constants	110

II.7.2	Conditions mixtes	112
II.8	Rationalisation de la période	114
II.8.1	Flux constants	114
II.8.2	Conditions mixtes	117
II.9	Modèles simplifiés pour les conditions mixtes	117
II.9.1	Génération des perturbations	117
II.9.2	Croissance des perturbations	122
II.10	Conclusions	126

III Variabilité climatique interdécennale dans un modèle couplé intermédiaire **129**

III.1	Problématique - Objectifs - Méthodologie	130
III.1.1	Mécanismes de variabilité dans les modèles couplés	130
III.1.2	Objectifs et méthode	135
III.2	Brève description du modèle atmosphérique	137
III.2.1	Equations de conservation dynamique et thermodynamique	138
	Conditions aux limites	139
III.2.2	Paramétrisations	140
	Nuages convectifs et nuages de supersaturation	140
	Forçage radiatif	140
	Tourbillons atmosphériques des moyennes latitudes	141
III.3	Une solution oscillante	143
III.3.1	Le climat de l'expérience de contrôle : état moyen	146
III.3.2	Brève description de l'oscillation	152
III.3.3	Est-ce que la variabilité de la THC est un mode couplé ?	155
III.3.4	Rôle du couplage océan-atmosphère	164
III.3.5	Rôle du cycle hydrologique dans la variabilité interdécennale	166
III.4	Extension au cas bihémisphérique	168
III.4.1	Sensibilité au cycle saisonnier	168
III.4.2	Simulation avec Courant Antarctique Circumpolaire	171

III.5 Résumé du chapitre	178
Conclusion	181
Annexes	191
A Description du modèle de Cessi (2000)	193
A.1 Introduction	193
A.2 Le modèle atmosphérique diagnostique	194
A.2.1 L'équilibre thermodynamique	197
A.2.2 L'équilibre dynamique	198
A.3 Le modèle océanique prognostique	201
A.3.1 La conservation de la chaleur	201
A.3.2 L'équilibre dynamique	202
A.4 Résumé	203
B Le modèle océanique	205
C Description et validation du modèle atmosphérique	209
C.1 Introduction	209
C.2 Description du modèle	209
C.2.1 Equations du mouvement	210
C.2.2 Forçage radiatif	213
C.2.3 Convection et paramétrisation des nuages	214
C.3 Paramétrisation des tourbillons grande échelle	217
C.3.1 Introduction	217
C.3.2 Conservation du moment angulaire	218
C.3.3 Paramétrisation de Green (1970)	220
C.3.4 Implications pour la dynamique atmosphérique	225
C.3.5 Approche alternative	230
C.3.6 Forçage de la circulation moyenne par les tourbillons transitoires - Cellule de Ferrel	231

C.4	Réglage du modèle atmosphérique - choix des paramètres	233
C.5	Remarque sur l'effet de l'humidité	235
C.6	Résultats des simulations	236
C.6.1	Résultats des simulations avec cycle hydrologique	236
C.6.2	Comparaison avec le modèle sec	242
C.7	Réponse à une anomalie de SST située aux moyennes latitudes	243
C.8	Conclusion	246
D	Couplage océan-atmosphère	247
D.1	Synchronisation temporelle	247
D.1.1	Schéma d'intégration	249
D.2	Interpolation spatiale	250
	Bibliographie	255

Résumé

Plusieurs observations in-situ et satellitales montrent des variations prononcées de la température de surface de la mer (SST) sur des échelles de temps décennales à interdécennales dans l'Atlantique nord. A l'aide de modèles idéalisés purement océaniques ou couplés océan-atmosphère, nous étudions les mécanismes pouvant mener à de telles variations. Nous nous concentrons sur la partie éventuellement prévisible du système climatique si bien que nous nous affranchissons du forçage stochastique atmosphérique. Dans l'objectif d'améliorer notre compréhension des interactions océan-atmosphère aux échelles de temps supérieures à la décennie, nous nous affranchissons également de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO). Notre étude se décompose en trois parties.

Tout d'abord nous nous intéressons à la variabilité décennale impliquant uniquement les interactions entre les vents de surface et la circulation poussée par les vents dans un modèle couplé très simple. Nous mettons en évidence un mode couplé actif dans lequel la réponse du vent aux anomalies de SST sélectionne l'échelle méridienne des perturbations. Par ailleurs, la réponse océanique aux changements de vent de surface est forcée (locale) plutôt que retardée. Nous montrons que la propagation des anomalies de SST vers le sud, dans la gyre subtropicale, est indépendante du courant moyen, et est plutôt contrôlée par les interactions océan-atmosphère. Nous concluons que ce mode de variabilité n'est pas réaliste compte tenu de la petite échelle méridienne des perturbations émergeant dans le modèle (< 700 km).

La voie naturelle fut ensuite de considérer la dynamique de la circulation thermohaline Atlantique à travers un modèle océanique 3D idéalisé à basse résolution. Des oscillations de période interdécennale apparaissent spontanément pour deux types de conditions de surface : les *conditions de flux constants* et les *conditions mixtes* (rappel sur la SST et

flux d'eau douce constant). Le travail a consisté à fournir une carte d'identité de chacune de ces oscillations de la circulation thermohaline afin de les différencier. Tout d'abord, en se basant sur des bilans de variances, nous avons montré que les sources d'énergie des deux oscillations sont profondément différentes. La variabilité sous flux constants doit son existence aux flux turbulents (*downgradient*) de chaleur vers le nord dans le courant de bord ouest et son extension vers l'est. Tandis que sous conditions mixtes, c'est la combinaison de l'ajustement convectif et de la corrélation positive des anomalies de température et salinité de surface qui entretiennent les oscillations. D'autres caractéristiques fondamentales à chaque oscillation, telles que la variable contrôlant la densité et la structure spatio-temporelle des perturbations ont été mises en évidence. Nous pensons que ce type d'approche permettra d'identifier facilement quelle oscillation est à l'oeuvre dans des modèles couplés complexes.

La troisième partie s'est attachée à examiner la robustesse des oscillations, décrites dans les deux premiers chapitres, dans un modèle couplé simplifié, avec une atmosphère axisymétrique dynamique résolvant un cycle hydrologique interactif, en configurations uni et bi-hémisphérique. Une variabilité interdécennale émerge spontanément, mais s'amortit sur des périodes d'environ un millier d'années. Nous montrons que la variabilité est un mode purement océanique forcé par des flux constants (ou quasi-constants). Les interactions entre les vents de surface et la circulation océanique poussée par ces vents ne sont pas cruciales, discriminant alors le mode de variabilité couplée du premier chapitre. L'oscillation de type mixte n'est pas robuste au couplage, ce qui suggère que l'hypothèse d'une atmosphère à capacité thermique infinie n'est pas convenable pour mener des études de variabilité climatique. En configuration bi-hémisphérique, nous avons montré que le cycle saisonnier a un rôle amortisseur sur les perturbations. Des simulations avec une simple représentation du courant Antarctique circumpolaire rend la variabilité asymétrique par rapport à l'équateur : les perturbations se développent uniquement dans l'hémisphère nord pour lequel la circulation méridienne est intense, toujours dans la région du courant de bord ouest. Le mécanisme de variabilité reste inchangé. Malgré la simplicité des modèles utilisés dans cette thèse, nous avons espoir de capturer une partie de la variabilité interdécennale observée.

Introduction

Depuis plusieurs années, il y a une prise de conscience grandissante que les activités humaines ont un fort impact sur le climat (Fig 1). De manière à évaluer ces effets anthropiques, il s'avère indispensable, au préalable, de comprendre la variabilité *naturelle* du climat. Identifier les processus impliqués dans la variabilité naturelle est un challenge incontournable pour augmenter la prédictabilité du système couplé global. Griffies et Bryan (1997) suggèrent que la prédictabilité des températures de surface de la mer dans l'Atlantique nord, sur des échelles de temps de quelques années, est possible. Plus récemment, Collins et Sinha (2003) montrent que les variations de l'intensité de la circulation thermohaline de l'Atlantique nord sont prévisibles sur une à deux décennies. Les observations sont trop peu nombreuses et dispersées pour identifier clairement les mécanismes menant au changement climatique à long terme. Et, bien-sûr, beaucoup de mécanismes ressortent des études numériques pour expliquer de telles fluctuations, mais les réponses restent très controversées.

Le système climatique est composé de cinq ensembles majeurs (Fig. 2) qui interagissent tous ensemble sur des échelles de temps différentes. L'atmosphère est de loin la composante qui s'ajuste le plus rapidement (quelque jours à quelques mois) à des perturbations en raison de sa faible capacité thermique et densité. L'hydrosphère contient toute l'eau liquide de la planète, elle inclue les océans (mais aussi les mers, lacs, fleuves, etc ...). Les océans couvrent environ 2/3 de la planète si bien qu'ils absorbent la plupart du rayonnement solaire incident. Ils constituent un gigantesque réservoir de chaleur compte-tenu de leur énorme capacité thermique (les 3 premiers mètres de l'océan contiennent autant de chaleur que toute l'atmosphère). A cause de leur inertie thermique, les océans agissent comme des régulateurs de température de la planète. La circulation océanique régissant

cet équilibre thermique se caractérise par des cellules de circulations horizontales (barotrope) poussées par les vents de surface, et par une cellule thermohaline (dans le plan latitude profondeur, circulation barocline). Cette dernière est gouvernée par les flux de chaleur et d'eau douce (évaporation et précipitation) de surface et consiste en une boucle de circulation d'extension mondiale (tapis roulant), et est plus connue sous le nom de "Conveyor Belt" (Broecker et al., 1985).

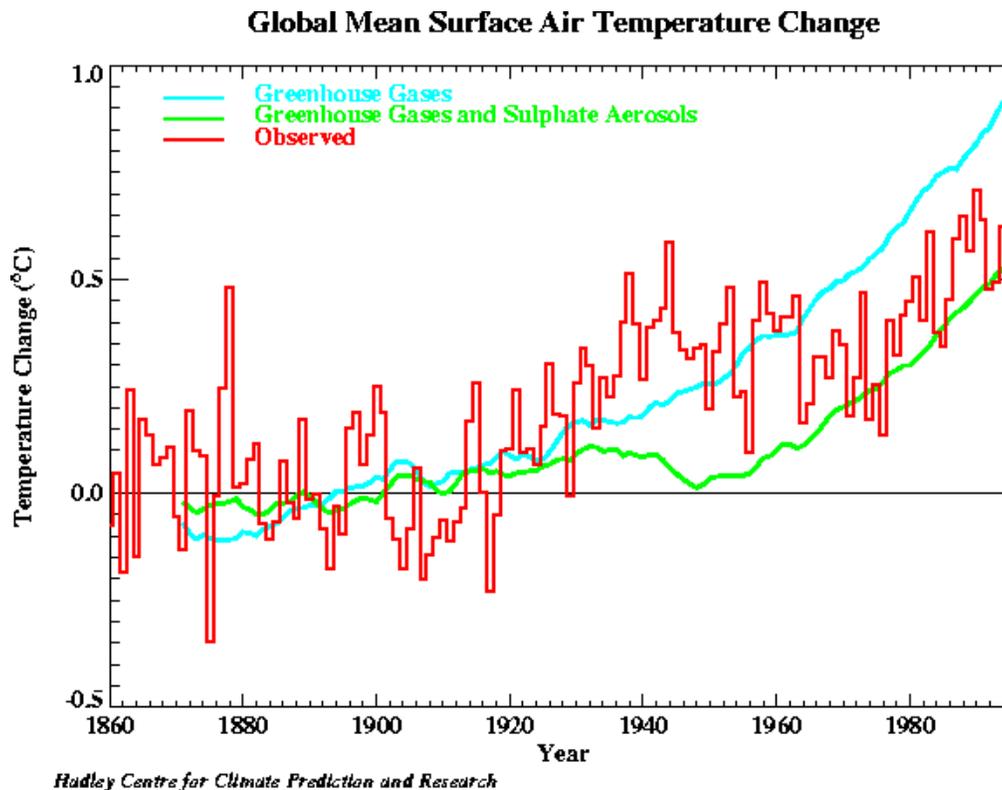


FIG. 1 – Simulations du réchauffement global moyen depuis 1860 jusqu'à 1990 (Mitchell et al., 1995). Les observations sont en rouge. La simulation avec augmentation (à un taux constant) de CO_2 (bleu) surestime le réchauffement observé. Lorsque le forçage radiatif dû aux aérosols sulfates est ajouté, le modèle est en meilleur accord avec les observations.

L'échelle de temps de réponse de l'océan à des perturbations externes est très variable : elle varie de quelques mois dans la couche de mélange de surface (épaisseur aux alentours d'une centaine de mètres) aux saisons dans la thermocline (plusieurs centaines de mètres), jusqu'à plusieurs siècles et même milliers d'années dans l'océan profond. La lithosphère représente les surfaces continentales, ses variations topographiques modifient la circulation

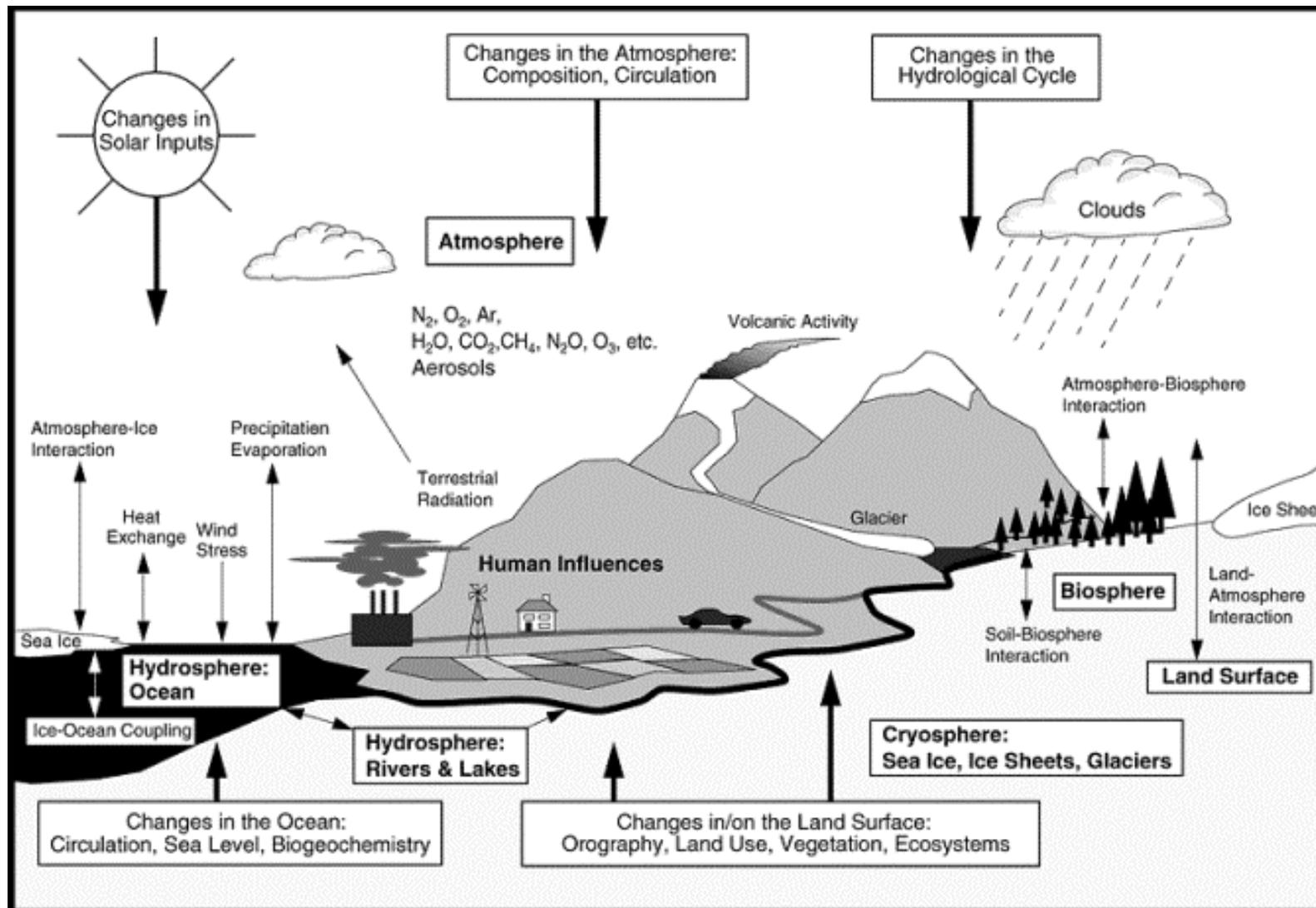


FIG. 2 – Le système climatique formé des cinq composantes hydrosphère, atmosphère, cryosphère, biosphère, lithosphère

atmosphérique. La cryosphère représente le plus gros réservoir d'eau douce de la terre, elle est composée principalement des calottes polaires et glace de mer. Elle interagit avec l'océan et l'atmosphère de l'échelle saisonnière jusqu'à plusieurs milliers d'années. Puis, la biosphère contient la végétation, la faune et la flore. Elle influence principalement le cycle du CO_2 dans l'océan et l'atmosphère à travers la photosynthèse et la respiration.

Nous savons aujourd'hui que le climat montre des variations naturelles prononcées sur une large gamme d'échelle de temps (Fig. 3). Cette variabilité naturelle peut être orchestrée par un forçage externe (variation de l'insolation par exemple) ou par des processus intrinsèques au système climatique, comme le phénomène *El niño* dans le Pacifique équatorial par exemple.

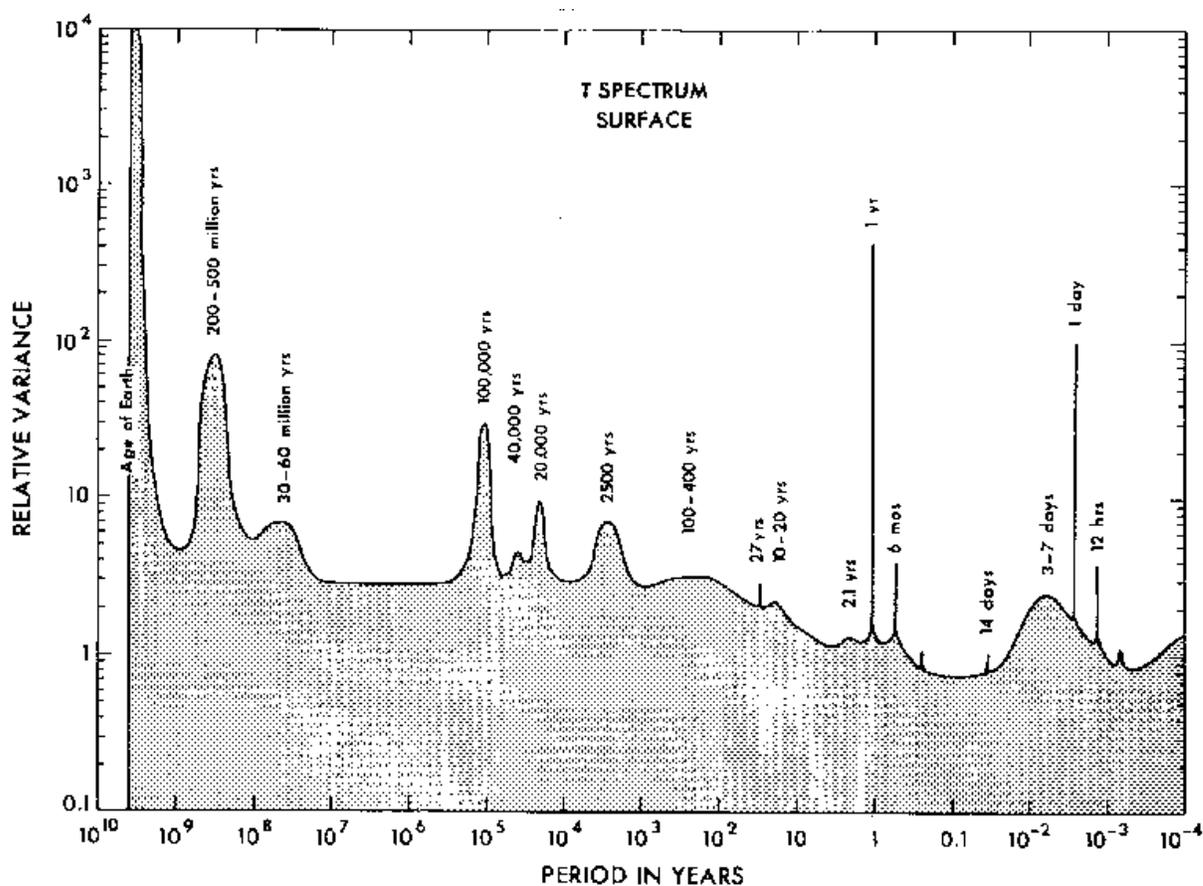


FIG. 3 – Schéma idéalisé du spectre de température atmosphérique entre 10^{-4} et 10^{10} ans. Source : Mitchell (1976). Voir aussi Ghil (2002) pour une mise à jour du spectre de variabilité climatique dans la bande interannuelle à interdécennale.

Le cycle saisonnier est l'exemple le plus marquant de variabilité naturelle du climat

forcée par des variations du rayonnement solaire incident au sommet de l’atmosphère. Sur des échelles de temps de plusieurs milliers d’années, l’analyse de certaines composantes sensibles aux phénomènes climatiques (données “proxy”) comme les carottes polaires de glace, les sédiments marins, ou même les cernes d’arbres (dendrochronologie), ont révélé des cycles très prononcés du climat à des périodes de 100000 ans, 40000 ans et 20000 ans. La théorie de Milanković (1941) associe ces grandes périodes de temps aux changements des paramètres orbitaux de la terre, respectivement à l’excentricité de l’orbite terrestre, l’obliquité de la terre et l’angle de précession des équinoxes.

De l’échelle interannuelle à interdécennale (et même séculaire), des rétroactions internes entre les différentes composantes du système climatique sont à l’oeuvre pour donner lieu à des variations climatiques naturelles (Fig. 4). Dans cette gamme de période, de nombreuses études numériques et observations ont montré le rôle central de l’atmosphère et de l’océan. Par exemple, de l’échelle interannuelle à décennale, le mode principal de variabilité climatique dans l’Atlantique nord est gouverné par l’atmosphère : c’est l’Oscillation Nord Atlantique (NAO¹), associée à des variations de différences de pression entre les basses pressions d’Islande et hautes pressions des Açores, et corrélée avec la distribution et l’intensité des tempêtes sur l’Europe principalement. Sur des échelles de temps décennales à interdécennales, la circulation thermohaline Atlantique a un impact important sur le climat. En effet, le transport océanique de chaleur vers le pôle, dans le bassin Atlantique, est surtout accompli par cette circulation qui, via le *Gulf Stream* et la dérive nord-Atlantique, permet un climat assez doux dans les régions d’Europe de l’ouest. Tout changement d’intensité de cette circulation induit des changements de SST² et donc de température atmosphérique. Par exemple, des stations météorologiques sur les terres entourant l’Atlantique nord révèlent des changements interdécennaux de la température de l’air qui suivent les changements interdécennaux de la SST (Kushnir, 1994). Des simulations avec un modèle couplé complexe (*Hadley Centre*), dans lequel la circulation thermohaline est contrainte à s’effondrer, montrent une diminution de la température atmosphérique d’environ 8°C aux alentours des côtes du Groenland, et un refroidissement

¹North Atlantic Oscillation

²Sea Surface Temperature

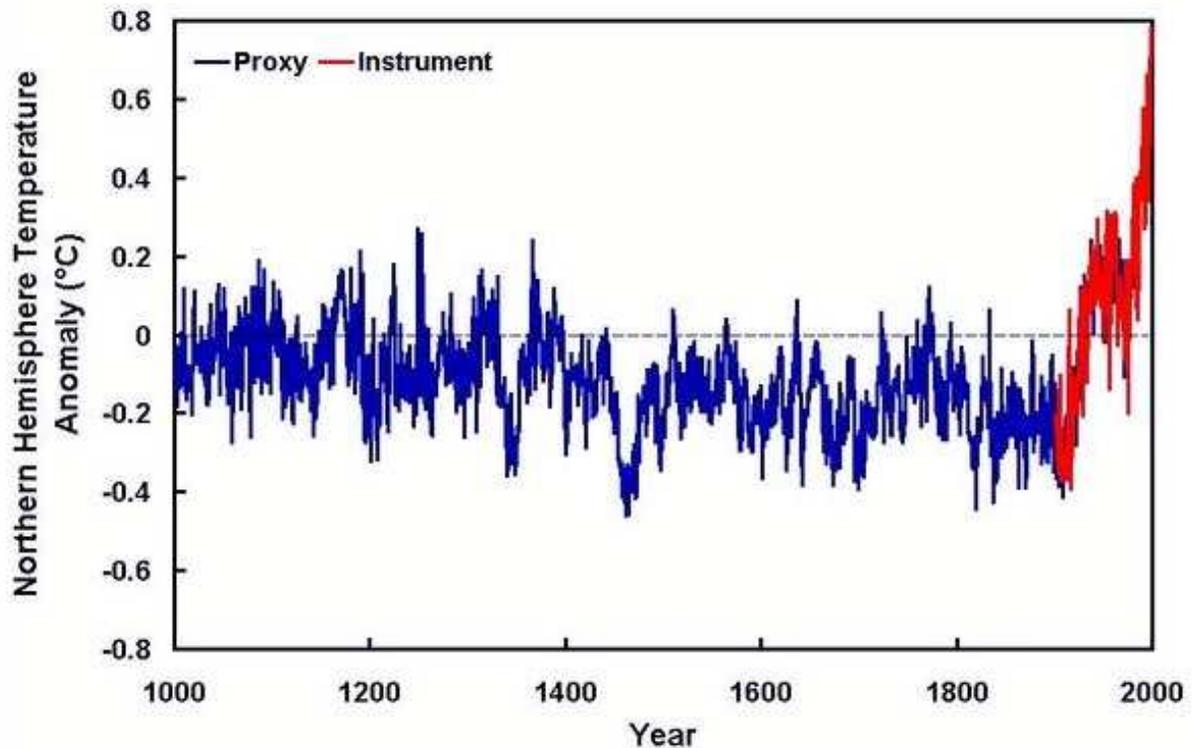


FIG. 4 – Série temporelle de l’anomalie de température moyenne dans l’hémisphère nord au cours du dernier millénaire (Mann et al., 1999) obtenue à partir de données “proxy” et de mesures instrumentales. Une forte variabilité décennale à multidécennale est très visible à l’époque pré-industrielle, avec un léger refroidissement entre le 15^{ème} et le 19^{ème} siècle (petit âge glaciaire). Depuis le début du 20^{ème} siècle, le réchauffement climatique est indéniable.

plus modéré de 2°C sur la majeure partie de l’Europe (Fig. 5). La circulation poussée par les vents joue un rôle majeur dans les océans dépourvus de circulation thermohaline, comme dans le Pacifique nord par exemple. Des changements dans l’intensité de cette circulation affectent le transport de chaleur vers le pôle (estimé à 1 PW dans le Pacifique nord) et ont donc un impact important sur le climat.

Objectifs et plan de la thèse

Cette thèse se consacre à l’analyse des mécanismes naturels de variabilité climatique. Nous aborderons aussi bien les mécanismes impliquant la circulation poussée par les vents que la circulation thermohaline. Nous nous concentrons sur la partie éventuellement prévisible

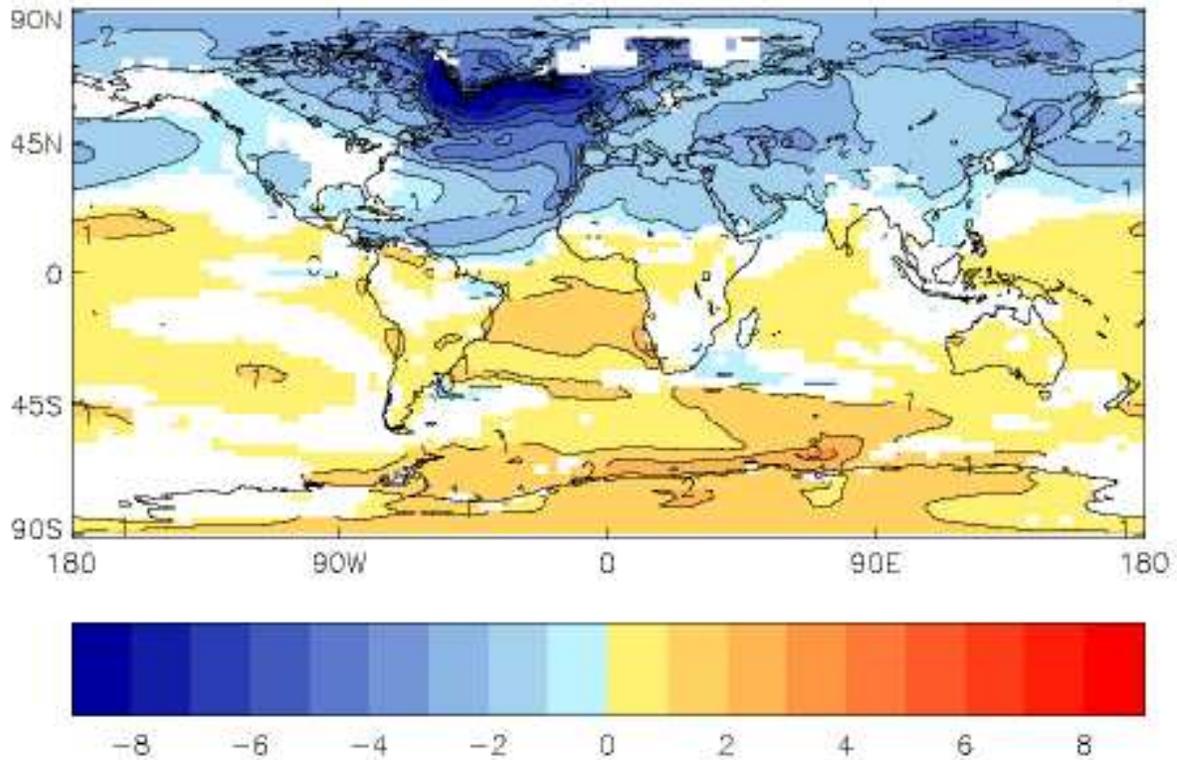


FIG. 5 – Changement de température atmosphérique en moyenne annuelle 30 ans après un effondrement de la circulation thermohaline. Source : <http://www.cru.uea.ac.uk/cru/info/thc/>

du système climatique, si bien que nous nous affranchissons de la variabilité liée aux fluctuations journalières du temps. Mais, nous sommes tout à fait conscients qu'une part de la variabilité décennale peut provenir de l'intégration du forçage stochastique atmosphérique par l'océan (Hasselmann, 1976; Frankignoul et Hasselmann, 1977). Par ailleurs, dans l'objectif d'améliorer la compréhension des interactions océan-atmosphère dans la variabilité climatique aux échelles de temps décennales à interdécennales, nous nous affranchissons également de la variabilité atmosphérique de type NAO qui pourrait éventuellement forcer la variabilité océanique (Eden et Jung, 2001). Cela revient à filtrer la turbulence atmosphérique, et à supprimer la projection de la petite échelle sur la grande échelle. Afin d'identifier les processus moteurs de la variabilité, et la manière dont ils agissent, nous utiliserons des modèles climatiques de complexité intermédiaire. En effet, les études qui ont utilisé des modèles couplés océan-atmosphère complexes (CGCMs³) sont connus

³Coupled General Circulation Models

pour produire des situations aussi complexes que le système climatique lui-même, et par conséquent il est difficile d'attribuer la variabilité à une simple cause. Dans la hiérarchie des modèles climatiques, les modèles de processus, d'un autre côté, permettent d'explorer les aspects conceptuels du système climatique, mais leurs résultats sont difficiles à relier directement aux observations. Puis les modèles de complexité intermédiaire (qui ne représentent qu'une partie de la dynamique de l'océan et de l'atmosphère) servent de pont entre la compréhension conceptuelle et les phénomènes compliqués rencontrés dans les GCMs (Ghil et Robertson, 2000).

Dans un premier chapitre, nous étudierons la manière dont des interactions instables entre la circulation atmosphérique et océanique poussée par les vents peuvent conduire à de la variabilité décennale dans un modèle très simple. La réponse océanique aux changements d'intensité des vents de surface et le mécanisme de propagation des perturbations seront appréhendés.

Nous porterons ensuite (chapitre II) toute notre attention sur la circulation thermohaline océanique. A ce stade, un modèle océanique tridimensionnel à géométrie idéalisée et équations simplifiées (géostrophiques planétaires, PG par la suite) sera utilisé. L'objectif principal de cette partie est de fournir une carte d'identité de deux modes spécifiques de variabilité *interdécennale* de la circulation thermohaline obtenus sous deux conditions différentes de surface : les *conditions de flux constants* (chaleur et eau douce) et les *conditions mixtes* (flux d'eau douce constant et rappel sur la SST). L'identification de chaque oscillation est appréhendée à travers les caractéristiques suivantes : la source d'énergie de l'oscillation, la variable contrôlant les perturbations de densité et la structure spatio-temporelle des perturbations de densité. Ces diagnostics s'avèrent très utiles puisqu'ils permettront d'identifier (ou de discriminer) facilement l'un ou l'autre mode de variabilité dans des modèles plus complexes (CGCMs).

La dernière partie (chapitre III) se consacre à examiner la robustesse des modes de variabilité (3 au total) obtenus dans les deux premiers chapitres dans un modèle océanique PG couplé à une atmosphère dynamique axisymétrique résolvant un cycle hydrologique interactif. Cette étude tire son originalité de l'utilisation d'un modèle climatique de complexité intermédiaire, dans lequel les composantes océaniques et atmosphériques

sont toutes deux dynamiques et prognostiques (en opposition aux modèles hybrides dans lesquels l'atmosphère est diagnostique, en équilibre d'énergie). Les caractéristiques du chapitre II seront appliquées au modèle couplé afin d'identifier le mécanisme de variabilité naturelle. Les rôles du cycle saisonnier, du cycle hydrologique, du vent, du Courant Antarctique Circumpolaire sont également analysés.

Quatre annexes succèdent aux chapitres et à la conclusion générale. L'annexe A fournit une description détaillée du modèle de Cessi (2000) utilisé dans le premier chapitre. Le modèle océanique PG est brièvement décrit en annexe B, l'annexe C détaille et valide le modèle atmosphérique en moyenne zonale, et la procédure de couplage entre le modèle océanique PG et le modèle atmosphérique axisymétrique est fournie en annexe D.

Chapitre I

Interactions instables entre les vents zonaux et les gyres océaniques

I.1 Introduction

Durant les dernières décennies, un effort considérable a été fait pour améliorer notre compréhension de la variabilité climatique naturelle des échelles saisonnières à interdécennales. Pour déterminer les mécanismes gouvernant cette variabilité, il est essentiel de comprendre les interactions entre les deux acteurs climatiques principaux que sont l’océan et l’atmosphère. Dans l’océan Pacifique, le mode tropical ENSO¹ est le signal interannuel de plus forte amplitude. Cependant une modulation interdécennale de ce signal est clairement présente dans les observations (Fig I.1). A partir d’observations s’étendant sur le 20^{me} siècle, Chao et al. (2000) mettent en évidence une variabilité interdécennale (15-20 ans) de la SST dans l’océan Pacifique qui implique des interactions fortes entre les tropiques et les latitudes extratropicales.

Cette variabilité très basse fréquence devrait impliquer la circulation forcée par les vents, puisque la circulation thermohaline est absente de cet océan (tout comme dans l’Atlantique sud). Dans le Pacifique nord et l’Atlantique sud, le lien entre les anomalies de SST et de SLP² aux moyennes latitudes a été analysé dans les observations et dans

¹El Niño Southern Oscillation

²Sea Level Pressure

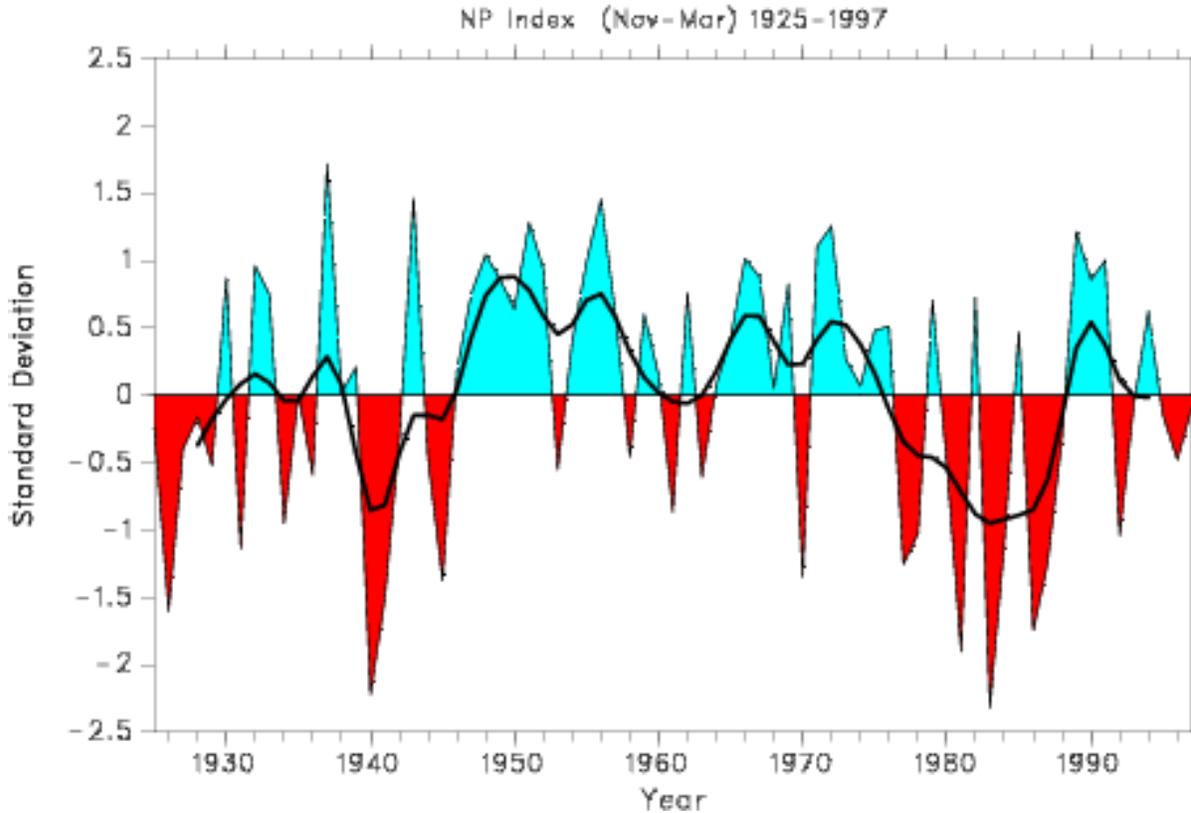


FIG. I.1 – Ecart-type de la pression de surface dans le Pacifique nord (NP) moyennée au-dessus de la région 30°N - 65°N , 160°E - 140°W (Trenberth et Hurrell, 1994). Une modulation multidécennale de la variabilité interannuelle (de type ENSO) est clairement visible.

une grande variété de modèles couplés, des modèles de processus jusqu'aux modèles de circulation générale. Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer ces fluctuations interdécennales. Le modèle de climat stochastique de Hasselmann (1976) est proposé dans de nombreuses situations pour lesquelles un spectre rouge survient de l'intégration du bruit atmosphérique par l'océan. D'autres auteurs soutiennent que les interactions océan-atmosphère sont responsables de la variabilité dans le Pacifique nord. Un mode couplé de variabilité décennale (17 ans) a été trouvé dans le Pacifique par von Storch (1994) dans une intégration de 325 ans du modèle couplé du MPI³. Le mode est visible dans tout le Pacifique bien qu'il n'y ait pas d'ENSO dans le modèle. La variabilité implique des changements dans l'intensité des gyres subtropicales via la propagation des ondes de Rossby et l'advection de perturbations dans les moyennes latitudes. Latif et Barnett (1994,

³Max-Planck-Institute für Meteorologie in Hamburg

1996) analysent la variabilité, de période 20 ans, dans le modèle couplé océan-atmosphère ECHO (GCM), et soutiennent que le mécanisme responsable du mode interdécennal est similaire à celui proposé dans l'étude pionnière de Bjerknes (1964) pour l'Atlantique : si une anomalie chaude est présente dans le Pacifique nord, alors le gradient de température atmosphérique nord-sud est diminué et par conséquent l'instabilité des moyennes latitudes est réduite - L'intensité de la "storm track" diminuée, affaiblit les vents qui renforcent l'anomalie de SST par plusieurs processus (réduction de la perte de chaleur à l'atmosphère, réduction de la turbulence océanique, augmentation du transport de chaleur vers le nord par les courants d'Ekman anormaux) - Simultanément, la gyre océanique subtropicale perd de son intensité en réponse à une réduction du rotationnel de vent - Ainsi, moins de chaleur est transportée vers le Pacifique nord (par le courant de bord ouest), et l'anomalie de SST devient négative. Par ailleurs, Latif et Barnett (1994, 1996) concluent que les interactions tropiques-extratropiques ne sont pas nécessaires pour l'existence du mode interdécennal du Pacifique nord en désaccord complet avec l'hypothèse de Trenberth et Hurrell (1994) par exemple.

Plusieurs modèles idéalisés ont été proposés pour comprendre la dynamique des interactions océan-atmosphère dans le Pacifique nord. Par exemple, Münnich et al. (1998) utilisent un modèle couplé idéalisé pour montrer que la variabilité décennale dans le Pacifique nord est attribuée au feedback non local de la tension de vent sur la profondeur de la thermocline. En effet, la structure spatiale de l'anomalie de tension de vent est spécifiée afin de représenter simplement le feedback initialement proposé par Latif et Barnett (1994), entre une anomalie de SST (de profondeur de thermocline) et le système de basses pressions des Aléoutiennes. Sans forçage stochastique, il y a une oscillation amortie. Dans une simulation purement océanique, l'introduction du forçage stochastique mène à une réponse spectrale rouge en accord avec Frankignoul et al. (1997). Si le feedback et le bruit sont appliqués simultanément à l'océan (simulation couplée), un pic décennal est superposé au spectre rouge en accord avec les observations.

Nous nous proposons, dans cette première partie de thèse, d'explorer le mécanisme de variabilité interdécennale initialement proposé par Cessi (2000) dans un modèle couplé simplifié (appliqué au Pacifique nord). Une description détaillée de ce modèle est fournie

en annexe A. Nous nous concentrons sur le rôle des ondes de Rossby (premier mode barocline) dans la variabilité interdécennale et sur le mécanisme de propagation des anomalies de SST. Nous trouvons un mécanisme très différent. Nous suggérons que la réponse de l'océan aux changements dans l'intensité des vents zonaux est plutôt locale dans le tiers ouest du bassin (englobant la zone de formation des anomalies de SST) plutôt que retardée (ondes de Rossby baroclines). Nous mettons également en évidence un mécanisme de propagation vers le sud basé essentiellement sur les interactions océan-atmosphère, l'advection par le courant moyen océanique jouant un rôle mineur. Cette étude a fait l'objet d'un article paru dans *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, et reproduit ici. Ensuite, nous discuterons la manière dont la combinaison de différents équilibres dynamiques et thermodynamiques, dans le modèle de Cessi, peut mener à différents régimes de variabilité. Finalement, nous montrons comment des conditions de résonance peuvent survenir dans la réponse océanique (locale + retardée) à un forçage de vent zonal variant uniquement dans le temps.

I.2 Article : Oscillations décennales dans un modèle couplé simplifié dues à des interactions instables entre les vents zonaux et les gyres océaniques

Decadal oscillations in a simplified coupled model due to unstable interactions between zonal winds and ocean gyres

Olivier Arzel⁴, Thierry Huck

Laboratoire de Physique des Océans (UMR 6523 CNRS IFREMER UBO),

Brest, France

accepted for *Dynamics of Atmospheres and Oceans*,

26 August 2003

⁴*Corresponding author address* : Laboratoire de Physique des Océans, Université de Bretagne Occidentale, UFR Sciences F302, 6 avenue Le Gorgeu, B. P. 809, 29285 Brest cedex, FRANCE – Tel. : (33) 298-016509 – Fax : (33) 298-016468 – Email : oarzel@univ-brest.fr

abstract

A simplified coupled ocean-atmosphere model, consisting of a one-layer bidimensional ocean model and a one-layer unidimensional energy balance atmospheric model (Cessi, 2000) is used to study the unstable interactions between zonal winds and ocean gyres. In a specific range of parameters, decadal variability is found. Anomalies, quite homogeneous zonally, show small-scale wavelength in latitude : Perturbations emerge and grow at the southern limb of the intergyre boundary and propagate southward before decaying. The wind stress anomalies are proportional to the meridional gradient of the atmospheric temperature anomalies : This ratio acts as a positive amplification factor, as confirmed by a parameter sensitivity analysis. Assuming zonally-averaged anomalies harmonic in the meridional direction, a very simple analytical model for the perturbations is derived, based on forced Rossby wave adjustment of the western boundary current and its associated anomalous heat transport : It accounts for the scale selection, the growth and the southward propagation of sea surface temperature anomalies in the subtropical gyre. The latter is not only due to the slow advection by the mean current, but to a prevailing mechanism of self-advecting coupled oceanic and atmospheric waves, out of phase in latitude. Relevance to the observational record is discussed.

Keyword : Ocean circulation ; Air-sea coupling ; Air-sea interaction ; Ocean-atmosphere system

I.3 Introduction

Interannual to interdecadal climate variability has been reported in several observations over the past decades (Folland et al., 1984; Levitus, 1989; Ghil et Vautard, 1991; Trenberth, 1990; Tanimoto et al., 1993, among many others). In the North Pacific and South Atlantic, the observed large-scale variability, characterized by covarying anomalies of sea surface temperature (SST) and sea level pressure (SLP), may be due to interactions between surface winds and oceanic gyres. In the ECHO coupled model, Latif et Barnett (1994, 1996) show how the mid-latitude SSTs over the Kuroshio extension strongly interact with the Aleutian low-pressure system to give rise to a 20 yr mode : They suggest that such a period results from the oceanic adjustment, through baroclinic Rossby waves, to wind-stress changes – see also Goodman et Marshall (1999) for a mechanistic approach. In the Hamburg ECHAM/LSG coupled model, Robertson (1996) obtains 18 yr oscillations, and shows similarities in the mode period and structure with those described by Latif et Barnett (1994). In the South Atlantic, the data analysis of Venegas et al. (1998) reveals the existence of coupled SST–SLP interdecadal fluctuations with a period around 20 yr, where the horizontal advection of heat in the subtropical gyre and surface heat fluxes are proposed as the dominant physical processes.

Of course several mechanisms have been proposed to explain such decadal variability, as reviewed in Latif (1998) for instance. Various authors have discussed the possible role of stochastic atmospheric forcing in addition to coupling in the excitation of climate variability on decadal time scales in simple ocean-atmosphere models of the North Pacific. Jin (1997) proposed a theory for the interdecadal variability which is produced by both coupling and temporal white noise wind stress and heat flux forcing. Weng et Neelin (1998a) argue that interdecadal variability is due to non-local coupled feedback associated with a specific SST pattern in the mid-latitudes, while the stochastic forcing feeds the variance. Sura et al. (1999) show that both the eddy activity along the storms tracks, with its inhomogeneous structure of stochastic wind forcing, and the coupling, are the two key factors exciting an oceanic mode leading to decadal variability.

To understand such feedback between eddy activity and oceanic currents, Cessi (2000)

(C00 hereafter) proposed a simple coupled model, consisting in an unidimensional atmospheric energy balance model with a wind parameterization based on momentum transport by atmospheric perturbations (Green, 1970), coupled to a reduced-gravity ocean model. She obtained regular oscillations of period 18 yr, and suggested that the westward propagating oceanic baroclinic Rossby waves across the basin are a key element to the variability period. Moreover she proposed that the sea surface temperature anomalies generated south of the intergyre boundary are advected by the mean surface current around the subtropical gyre. Primeau et Cessi (2000) have reformulated this model within planetary geostrophic equations in spherical coordinates, and show that the mechanism for generating oscillations remains the same. Nevertheless, a major difference is that the SST anomalies are preferentially advected around the subpolar gyre. Following this work, Gallego et Cessi (2000) (GC00 hereafter) built an idealized model which reproduces some features of Cessi’s model, and confirmed that the propagation of baroclinic Rossby waves explains the decadal period – however, we found surprising that the scale of the perturbations is much larger than in the original model, while the associated wind stress anomalies have the opposite sign!

The motivation of the present work arose from these intriguing differences between C00 and GC00 oscillations. First, we analyze the role of planetary waves in the adjustment of the ocean model to wind-stress changes. In a closed domain, the adjustment process results from the superposition of the forced and long baroclinic Rossby waves, the properties of which were examined by LaCasce (2000). He shows that the forced waves can change the apparent phase speed of baroclinic Rossby waves in ocean basins of finite width. We show that, with only time dependent wind forcing, the free baroclinic Rossby wave does not play a significant role close to the western boundary, but the forced wave does. This suggests that the free Rossby waves are not essential to the western boundary current fluctuations, and therefore also not to the temperature variability.

The second step is to understand the growth, scale selection and southward propagation of the SST anomalies in C00, using an approach similar to GC00. Given the zonal structure of ocean temperature and streamfunction anomalies, we derive a zonally-averaged analytical model after several simplifications. We show that the southward pro-

propagation of SST anomalies is mainly due to a coupled air-sea mode, rather than the mean advection. We finally obtain a single wave-like equation which exhibits a coupled mode of decadal period and a maximum growth rate for wavelength close to the size of the anomalies in the fully coupled model. The resulting basic mechanism we propose is based on the following processes : The meridional wavelength is set by the maximum response of wind stress to temperature anomalies ; The western boundary current fluctuations result from the forced Rossby wave response to varying winds ; The associated heat transport controls the growth of SST perturbations ; Tendency terms for ocean temperature and streamfunction lead to a coherent southward propagation of the whole structure.

The paper is structured as follow : In section I.4, the oceanic and atmospheric components of the model are described, and a scaling of the perturbed momentum equation relating the surface wind stress anomaly to surface atmospheric temperature anomaly is derived. In section I.5, the mean state and decadal variability are briefly detailed, the relative influence of interactive wind-stress and heat flux on the variability is assessed, and the adjustment process of the ocean model to changing winds is analyzed. A simple analytical model for zonally-averaged anomalies is derived in section I.6, that accounts for the scale, growth and southward propagation of temperature anomalies. In section I.7, a parameter sensitivity analysis is performed to validate the simplified model (specifically the amplification parameter responsible for the oscillation) and estimate the robustness of the variability. Discussion and conclusion are given in section I.8.

I.4 The coupled model

The model geometry is the same as in C00 : It consists in one hemisphere with a single rectangular ocean basin (Fig. I.2). Both the atmosphere and the ocean extend from equator ($y = 0$) to pole ($y = L_y$). The atmosphere is a zonally-averaged single layer of thickness D , with a stratification S in potential temperature θ , in energy balance : surface wind stress is diagnosed through Green (1970) eddy parameterization. The longitudinal extension of the atmosphere (ocean) is L_x/r (L_x), where r is the fraction of the latitude circle occupied by the ocean basin. The horizontal dimensions of the ocean basin are

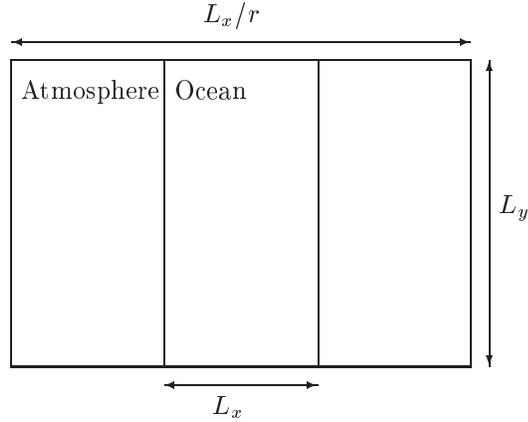


FIG. I.2 – Top-view of the coupled mode. The ocean and the atmosphere have the same meridional extension L_y . The longitudinal extension of the ocean is L_x , while the one of the atmosphere is L_x/r , with r the fraction of latitude circle occupied by the ocean basin.

approximately the ones of the North Pacific. The ocean consists in a single layer of constant thickness H representing the thermocline waters, which temperature varies according to air-sea heat flux and wind-forced advection. Cartesian geometry is used for simplicity and the equations are projected on a β -plane centered at 45°N . As the model geometry, the model equations are identical to those of C00 (except for the wind-stress meridional boundary condition), where they are carefully derived and justified, so we simply give here the minimum details required for understanding the present work complementing C00. The equations of motion are discretized using regular finite differences on an Arakawa C grid, and Euler forward (not centered and first order) time-stepping is used.

I.4.1 The diagnostic atmosphere model

On climatological time scales (interannual to interdecadal), due to its low thermal capacity and fast adjustment time, the atmosphere can be considered in thermal equilibrium (i.e. the atmosphere is assumed to adjust instantaneously to the ocean state). Therefore we consider that our zonally-averaged one-layer atmosphere is in energy balance between the meridional turbulent heat transport divergence, the incoming short-wave solar radiation $Q_i(y)$ at the top of the atmosphere, the re-emitted long-wave flux according to the linearized Stefan-Boltzmann's law $A + B\theta_s$ (around the Boussinesq temperature Θ), and

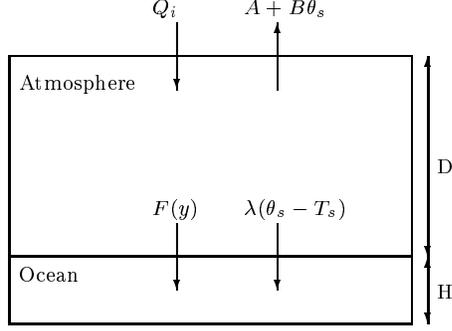


FIG. I.3 – The meridional-plane model, showing the radiation balance at the top of the atmosphere and the heat flux at the ocean surface. The only external forcing is the prescribed incoming solar radiation at the top of the atmosphere $Q_i(y)$ and at the ocean surface $F(y)$. The re-emitted long-wave flux is parameterized according to the linearized Stefan-Boltzmann's law $A + B\theta_s$. The sensible heat flux at the air-sea interface is $\lambda(\theta_s - T_s)$.

the zonally-averaged air-sea heat flux : $F(y) + \lambda(\theta_s - \overline{T_s})$, where θ_s is the surface air temperature, $\overline{T_s}$ the zonally-averaged sea surface temperature T_s , and λ the bulk transfer coefficient. The meridional profiles of $Q_i(y)$ and $F(y)$ are shown in C00. A picture of the meridional plane model, showing the heat flux at the top of the atmosphere and at the ocean surface, is given in Fig. I.3. The only external forcing is the prescribed incoming solar radiation at the top of the atmosphere $Q_i(y)$ and at the ocean surface $F(y)$, which meridional profiles are shown in C00. Thus the heat conservation equation gives :

$$-C_{pa}\rho_s k_s d_e \partial_y^2 \theta_s = Q_i(y) - (A + B\theta_s) - r[F(y) + \lambda(\theta_s - \overline{T_s})], \quad (\text{I.1})$$

where C_{pa} is the heat capacity of the atmosphere, ρ_s the air density at the sea level, k_s is the atmospheric eddy diffusivity and $d_e = dD/(d + D)$ is an effective scale with d (D) the vertical scale of the atmospheric eddy diffusivity (density).

Following Green (1970), the zonally-averaged surface wind stress τ equals the vertically-integrated divergence of momentum flux, related to the atmospheric potential temperature through the parameterization of eddy heat flux and quasigeostrophic potential vorticity (PV) flux by a turbulent diffusion law. Using a linearized drag law between the surface

stress and surface wind, C00 obtains :

$$\tau - \frac{d_e k_s}{\gamma} \partial_y^2 \tau = -\frac{\rho_s k_s d_e}{d} \left[\beta d + \frac{f}{S} (\partial_y \theta_s + L_\rho^2 \partial_y^3 \theta_s) \right], \quad (\text{I.2})$$

where γ is the surface drag coefficient, f the Coriolis parameter, and $\beta = \partial_y f$. L_ρ is the first baroclinic deformation radius of the atmosphere given by

$$L_\rho = \left(\frac{d d_e g S}{f^2 \Theta} \right)^{\frac{1}{2}} \sim 650 \text{ km},$$

where g is the gravitational acceleration. On the left hand side of (I.2), the first term is the surface wind stress, the second represents the contribution from the relative vorticity gradient associated with the surface wind shear. On the right hand side, the first term is the contribution from the planetary vorticity gradient (β), the second results from the contribution of stretching terms gradients of both PV and eddy heat flux, and the third, the contribution of relative vorticity gradient obtained from the integrated thermal wind balance.

C00 used a zero wind stress boundary condition at the meridional boundaries : $\tau=0$ at $y=0, L_y$, such that no transport of eddy momentum is allowed through the boundaries. Hence, two additional gyres of weak meridional extent are generated close to these boundaries. We found it preferable to choose a free-slip boundary condition : $\partial_y \tau = 0$ at $y=0, L_y$, that ensures zero momentum flux and the continuity of eddy momentum transport

$$\partial_y \tau = -\partial_y^2 \int_0^\infty \overline{\rho u'v'} dz = 0 \text{ at } y = 0, L_y.$$

We also impose a conservative constraint on the zonal stress such that there is no net transfer of angular momentum :

$$\int_0^{L_y} \tau dy = 0, \quad (\text{I.4})$$

that allows us to determine the vertical scale of eddy-diffusivity d by an iterative method. The values of all constants and parameters are given in Table I.1.

I.4.2 The prognostic ocean model

The ocean model represents a vertically-homogeneous thermocline of constant depth H forced by surface wind and heat flux. The ocean temperature (SST) varies with air-sea fluxes and the oceanic eddies are parameterized through the turbulent diffusion K_h ,

Atmospheric parameters		
D	8000 m	scale height for reference atmospheric density
ρ_s	1.25 kg m^{-3}	reference surface air density
S	$5 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$	potential temperature stratification
C_{pa}	$1000 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$	heat capacity
k_s	$2 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	eddy diffusivity
f	10^{-4} s^{-1}	Coriolis parameter at 45°N
A	200 W m^{-2}	outgoing longwave parametrization coefficient
B	$2.475 \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	outgoing longwave parametrization coefficient
Ocean parameters		
L_x	8,250 km	longitudinal extent
L_y	10,000 km	latitudinal extent
H	1000 m	thermocline depth
ρ_w	1000 kg m^{-3}	reference sea water density
C_{pw}	$4000 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$	heat capacity of sea water
K_h	$200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	horizontal heat diffusivity
A_{hx}	$2000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	horizontal zonal eddy diffusivity
A_{hy}	$200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	horizontal meridional eddy diffusivity
β	$1.6 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$\partial f / \partial y$ at 45°N
R	35 km	first baroclinic Rossby radius of deformation
Coupling parameters		
λ	$23 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$	bulk heat transfert coefficient
γ	$2.4 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$	surface drag coefficient
r	0.3	fraction of latitude circle occupied by the ocean

TAB. I.1 – Standard values of the model parameters, as in Cessi (2000) except for the atmospheric eddy-diffusion k_s .

which is isotropic here. The heat balance, a simple advection-diffusion-forcing equation, allows us to calculate the evolution of SST, assuming that the heat transport is only due to the wind-driven circulation (through the streamfunction Ψ , expressed in Sverdrups – $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$), i.e. there is no contribution of the thermohaline circulation :

$$C_{pw}\rho_w[H\partial_t T_s - \partial_x(T_s\partial_y\Psi) + \partial_y(T_s\partial_x\Psi)] = F(y) + \lambda(\theta_s - T_s) + C_{pw}\rho_w H\nabla \cdot (K_h\nabla T_s), \quad (\text{I.5})$$

where C_{pw} and ρ_w are respectively the heat capacity and the density of seawater. Zero heat flux conditions are applied normal to basin boundaries.

The mechanical balance equation is derived from the large scale limit of the quasi-geostrophic reduced-gravity potential vorticity equation for a two-layer ocean model (one at rest below the thermocline at depth $H=1000 \text{ m}$) – the nonlinear terms are purposefully neglected such that no intrinsic variability like mesoscale eddies can spontaneously appear :

$$\partial_t\Psi - \beta R^2\partial_x\Psi = R^2\rho_w^{-1}\partial_y\tau + A_{hx}\partial_x^2\Psi + A_{hy}\partial_y^2\Psi, \quad (\text{I.6})$$

where $c = \beta R^2$ is the speed of long baroclinic Rossby waves, R the first baroclinic deformation radius (35 km here), A_{hx} and A_{hy} respectively the eddy diffusivity in the zonal and meridional direction. No-normal-flow lateral boundary conditions imply that Ψ is a constant on the boundary, and we simply take $\Psi = 0$. Relatively low eddy-diffusivity is used in the ocean ($K_h=A_{hy}=200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) for oscillations to be sustained. However a proper representation of the 'Stommel' frictional western boundary layer (thickness $\delta_S=A_{hx}/c$) requires larger diffusivity in the zonal direction ($2000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Such values of diffusion are not in contradiction with the observations from lagrangian floats, which show a clear anisotropy of the eddy-diffusivity (Ollitrault et Colin de Verdière, 2002).

I.4.3 Wind stress response to temperature anomalies

To understand the response of the wind stress to perturbation in the atmospheric temperature (therefore oceanic), we carry out a simple scaling of the momentum balance (I.2). From the left-hand side, a critical meridional scale L_d emerges for measuring the relative importance of the contribution of relative vorticity gradient associated with the

surface wind shear compared to the wind stress :

$$L_d = \left(\frac{d_e k_s}{\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \sim 550 \text{ km.}$$

Neglecting the relative variations of d (typically a few percent), we can proceed to the scaling of the perturbed momentum balance equation, assuming a characteristic surface atmospheric temperature anomaly of scale θ^* and meridional extension scale L^* , and choosing the characteristic scale for the surface wind stress anomaly from the thermal wind balance $\tau^* = \theta^* \rho_s k_s d_e f_0 / (d S L^*)$: On the left hand side, the first term is of order τ^* , the second $\tau^*(L_d/L^*)^2$; On the right hand side, the first term is constant, the second of order τ^* , and the third $\tau^*(L_\rho/L^*)^2$.

Given the similarity in the scales L_d and L_ρ , only two types of balance between the wind stress anomaly and the atmospheric temperature gradient anomaly show up depending on the meridional scale of the anomaly :

- For large scale perturbations ($L^* \gg L_d$ and $L^* \gg L_\rho$), the wind stress anomaly response to temperature anomaly results from the contribution of stretching terms gradients of both PV and heat,

$$\tau' \simeq -\frac{\rho_s k_s d_e f}{d S} \partial_y \theta'_s; \quad (\text{I.8})$$

- For small scale perturbations ($L^* \ll L_d$ and $L^* \ll L_\rho$), the contributions from relative vorticity gradient dominate the anomalous momentum balance,

$$\frac{d_e k_s}{\gamma} \partial_y^2 \tau' \simeq \frac{\rho_s k_s d_e f L_\rho^2}{d S} \partial_y^3 \theta'_s. \quad (\text{I.9})$$

To compare these two regimes, let now assume that the wind stress anomaly and temperature anomaly are harmonic perturbations in latitude y , both proportional to $\exp(i l y)$, with l the meridional wavenumber. Equation (I.9) can then be written :

$$\tau' \simeq \frac{\rho_s f L_\rho^2 \gamma}{d S} \partial_y \theta'_s = \frac{\rho_s d_e \gamma g}{f \Theta} \partial_y \theta'_s. \quad (\text{I.10})$$

Compared to the previous large-scale case, commonly understood as equivalent barotropic, we find for the small-scale harmonic perturbation a similar relationship but with the *opposite* sign coefficient, although the amplitudes are rather close (2.2×10^4 vs. 3.1×10^4 $\text{kg s}^{-2} \text{K}^{-1}$) : This arises from the cancellation between both contributions to the meridional gradient of relative vorticity, from the surface and thermal winds.

I.5 The mean state and decadal variability

In the following experiments, all the parameters are the same as in C00 (experiment #25) except for the atmospheric turbulent diffusion k_s which is taken to be $2 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ here (to sustain the oscillatory solution described in section I.5.2, exp. #1) instead of $2.7 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (exp. #27, leading to a steady state with our boundary condition). The mean state presented in the following section is averaged over several periods of oscillations. Numerical experiments are summarized in Table I.2.

I.5.1 The mean state

The mean state of the ocean and the atmosphere are displayed in Figs. I.4 and I.5. In spite of the simplicity and crudeness of the model, the wind structure is relatively well represented with trade winds in the tropics, westerlies in the mid-latitudes and easterlies poleward of 60°N . Note that the new boundary condition on wind stress produces two ocean gyres instead of four in the case of C00, as expected. The result of advection by these two gyres is the formation of a strong thermal front at the intergyre boundary around 40°N . The subpolar gyre is very vigorous, reaching 50 Sv, since the wind stress curl is strong in this region, while the intensity of the subtropical gyre peaks at 25 Sv around 30°N . In the latter, warm water is advected by the western boundary current northward, then injected eastward into the ocean interior south of the intergyre boundary. The atmospheric potential temperature extends from -20°C at the pole to 40°C at the equator. The northward heat transport by the western boundary current results in an important heat loss within the northwest quadrant of the subtropical gyre ($O(300 \text{ W m}^{-2})$). The intergyre boundary is shifted northward because of the too large poleward domain extension. The overestimation of SST and heat flux in the subpolar gyre results from several factors : the Cartesian geometry responsible for the too large zonal extent of the domain in high latitudes, the absence of sea ice, convection and the thermohaline component of the circulation...

Exp	BC free/no slip	k_s ($\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$)	A_{h_x} ($\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$)	A_{h_y} ($\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$)	K_h ($\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$)	f lat. ($^\circ\text{N}$)	γ (cm s^{-1})	Nx Ny	KE mean (J m^{-2})	KE st.dev. (J m^{-2})	Oscil. period (yr)
1	$\partial_y \tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	45	2.4	500	415.6	8.2	18.2
2	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	45	2.4	200	612.0	3.8	21.4
3	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	22	2.4	200	816.9	33.6	23.2
4	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	33	2.4	200	683.8	20.2	19.2
5	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	56	2.4	200	588.8	5.2	19.6
6	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	67	2.4	200	560.9	2.3	16.8
7	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	45	2.0	200	504.1	2.7	21.6
8	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	45	2.8	200	715.1	5.3	21.8
9	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	45	3.2	200	815.4	7.9	~ 21.1
10	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	45	3.6	200	915.9	17.5	~ 13.3
11	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	100	45	2.4	200	692.4	17.7	18.2
12	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	300	45	2.4	200	570.0	3.8	20.2
13	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	500	45	2.4	200	507.6	1.4	18.4
14	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	800	45	2.4	200	476.3	0	–
15	$\tau = 0$	2×10^6	500	200	200	45	2.4	200	1000.2	13.6	18.0
16	$\tau = 0$	2×10^6	1000	200	200	45	2.4	200	750.8	2.8	20.4
17	$\tau = 0$	2×10^6	1500	200	200	45	2.4	200	660.6	3.5	21.0
18	$\tau = 0$	2×10^6	2500	200	200	45	2.4	200	579.5	3.9	21.6
19	$\tau = 0$	2×10^6	2000	100	200	45	2.4	200	1079.5	20.9	~ 25.0
20	$\tau = 0$	2×10^6	2000	150	200	45	2.4	500	792.9	15.2	17.8
21	$\tau = 0$	2×10^6	2000	250	200	45	2.4	200	506.4	4.1	19.6
22	$\tau = 0$	2×10^6	2000	350	200	45	2.4	500	342.5	0	–
23	$\tau = 0$	1.5×10^6	2000	200	200	45	2.4	300	626.7	23.2	19.4
24	$\tau = 0$	2.5×10^6	2000	200	200	45	2.4	300	647.9	5.6	19.0
25	$\tau = 0$	2.7×10^6	2000	200	200	45	2.4	300	640.7	1.5	16.8
26	$\tau = 0$	3×10^6	2000	200	200	45	2.4	300	671.0	0	–
27	$\partial_y \tau = 0$	2.7×10^6	2000	200	200	45	2.4	500	438.9	0	–
28	$\tau = 0$	2×10^6	2000	200	200	45	2.4	999	1768.0	10.5	16.3

TAB. I.2 – Summary of the numerical experiments. BC is the boundary condition for surface wind stress. Oscillation period is provided when available, and oscillation amplitude is measured through standard deviation of oceanic kinetic energy.

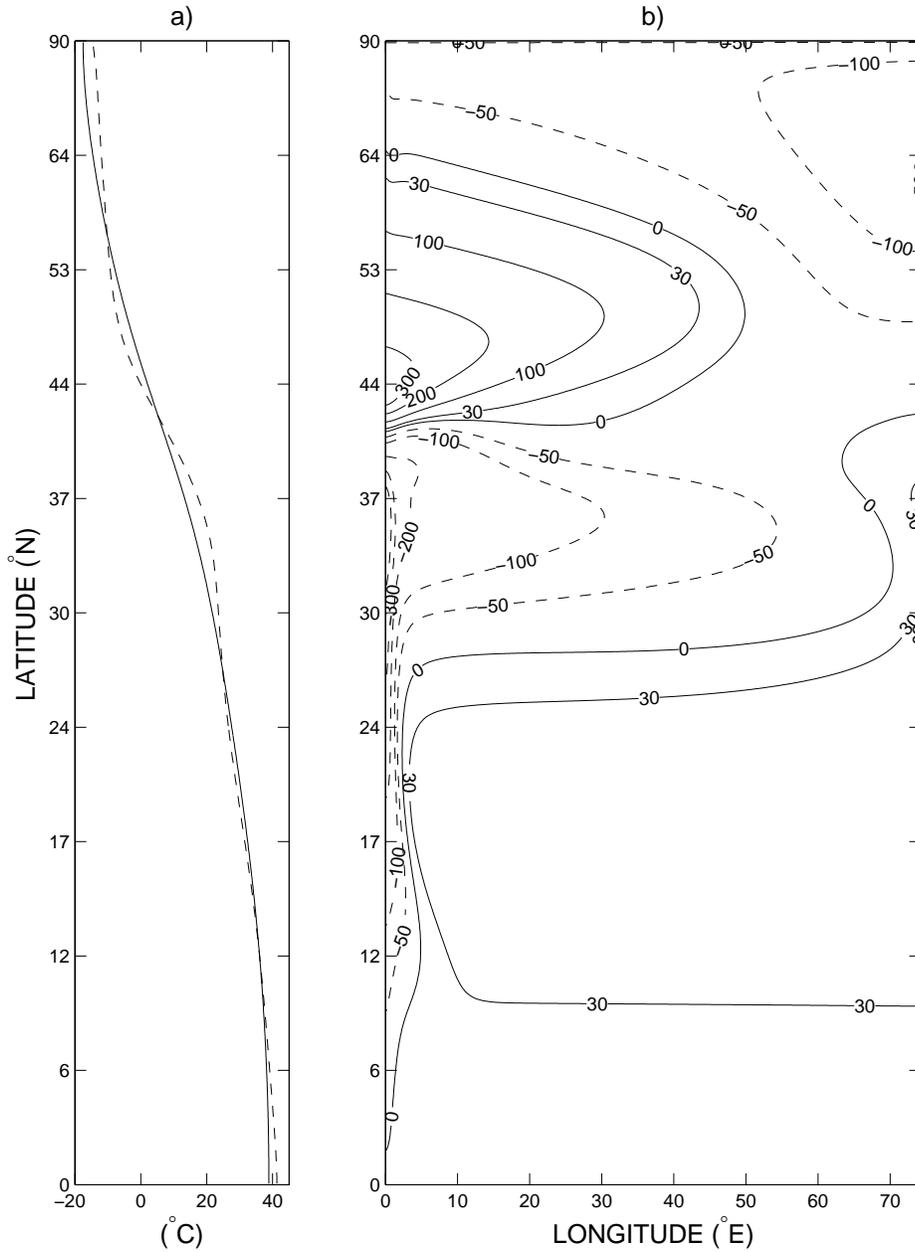


FIG. I.4 – a) The zonally-averaged surface air temperature (dashed) and zonal-mean sea surface temperature. The temperature spreads from $40^{\circ}C$ at the equator to $-20^{\circ}C$ at the pole, in the absence of sea ice . b) The net surface heat flux into the ocean ($W m^{-2}$) varies from $-300 W m^{-2}$ in the subtropical gyre western boundary current (WBC) to $440 W m^{-2}$ in the subpolar gyre WBC. The northward heat transport at the intergyre boundary reaches 3 PW (1 petawatt = 10^{15} watt).

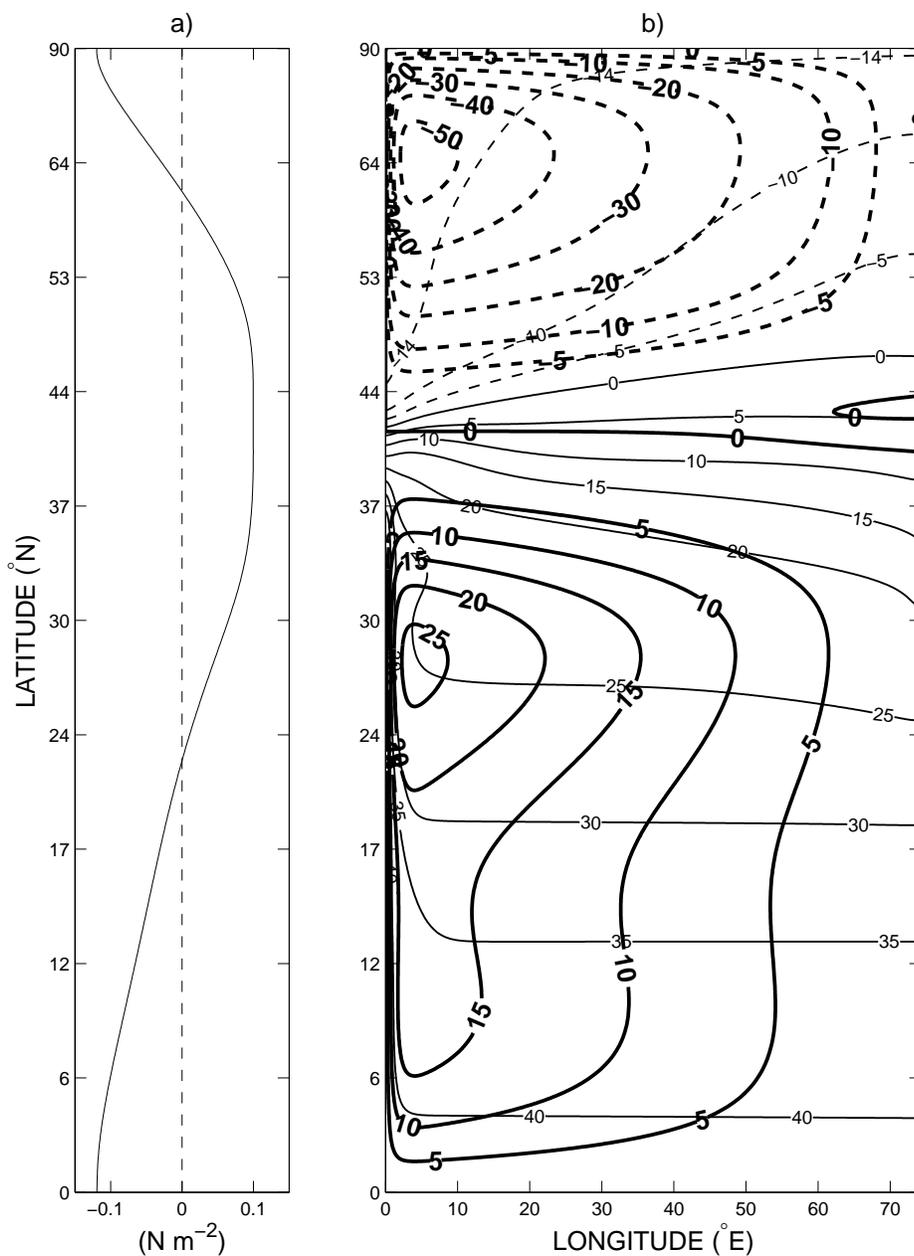


FIG. I.5 – a) The zonally-averaged wind-stress (in N m^{-2}). b) The corresponding transport streamfunction Ψ (thick contours, in Sv, $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) superimposed on the oceanic temperature field (thin contours, in $^{\circ}\text{C}$). The maximum transport is 50 Sv (cyclonic) in the subpolar gyre with relatively homogeneous SST, and 25 Sv (anticyclonic) in the subtropical gyre. The circulation produces a strong thermal front at the intergyre boundary.

I.5.2 The decadal variability

After the spin-up (70 yr), the system equilibrates into periodic oscillations with period of 18.2 yr in all fields. The variability is confined south of the intergyre boundary, in the north of the subtropical gyre. Evolution of transport streamfunction anomalies contours superimposed on SST anomalies during one period of the cycle are shown in Fig. I.6. The SST and streamfunction anomalies appear as zonal bands in shape, alternatively positive and negative : Anomalies reach $\pm 10^\circ\text{C}$ in SST and ± 10 Sv in streamfunction, and their meridional scale is roughly 400 km. SST anomalies formed in the northwest of the subtropical gyre around 40°N propagate southward with a velocity around 2.6×10^{-3} m s $^{-1}$, and clockwise ; About 30 yr after their formation the SST anomalies vanish near the western boundary at about 25°N .

The different terms (anomalies) in the atmospheric momentum equation, diagnosed at year 0 of the cycle, are displayed in Fig. I.7a. At first order, the balance of these terms is between the contribution of relative vorticity gradient related to the surface wind stress anomaly and to the thermal wind anomaly – note that during the whole cycle, this balance is well verified. The dimensional analysis in section I.4.3 suggests that the model is in the regime of the small meridional scale anomalies.

In response to the formation of SST anomaly in the northwest of the subtropical gyre, the perturbed atmosphere redistributes the anomalous heat flux over the whole width of the domain and, in addition with the oceanic advection, the SST anomaly rapidly extends eastward. The atmospheric temperature gradients, induced by the air-sea heat flux, modify the wind stress and thus perturb the ocean circulation. Figure I.7b shows that for each SST anomaly, there is a corresponding transport streamfunction anomaly of opposite sign, slightly shifted northward.

The two advective terms that dominate the oceanic heat balance are the zonal advection of mean temperature by the current anomaly $u' \overline{\partial_x T_s}$ (the overbar is for the time-mean state and the prime is for the deviation from the mean) and the meridonal advection of the temperature anomaly by the mean current $\overline{V} \partial_y T_s'$. These terms have a significant amplitude only close to the western edge (up to 300 km). We can now describe more precisely the oscillation mechanism.

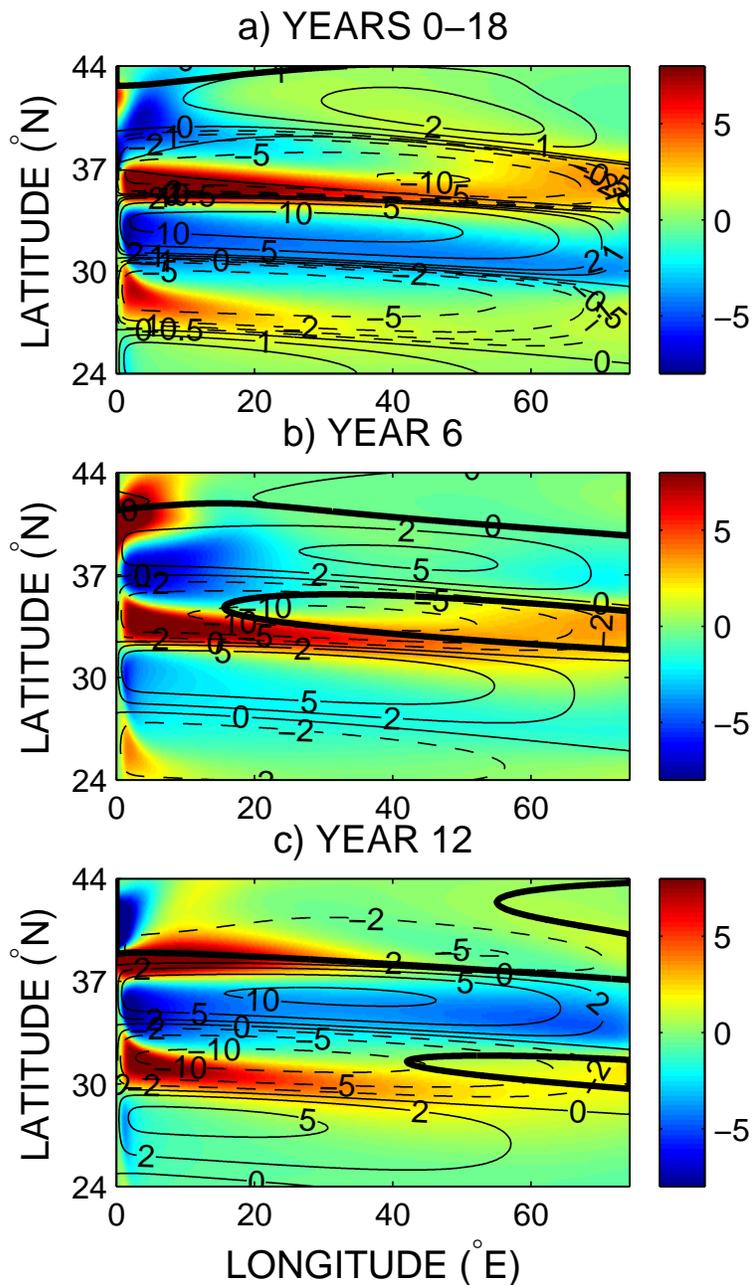


FIG. I.6 – Anomalies of SST ($^{\circ}\text{C}$, in color) and transport streamfunction (contours at 0, ± 2 , ± 5 , ± 10 Sv) between 24 and 44°N every 6 yr over one oscillation period (18.2 yr). The intergyre boundary ($\Psi = 0$) is superimposed (thick solid line). Negative contours are dashed and correspond to cyclonic circulation. SST anomalies spread over $\pm 8^{\circ}\text{C}$, and transport streamfunction anomalies over ± 10 Sv. The SST anomalies propagating southward (average velocity around 2.6 mm s^{-1}) are first reinforced by the circulation anomalies slightly shifted southward, and take about 35 yr to reach the tropics and decay.

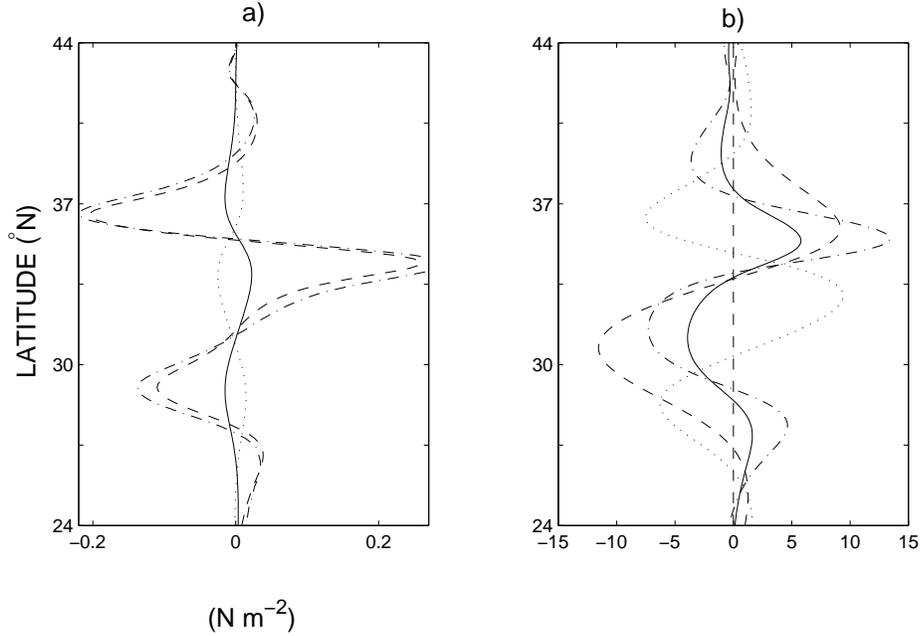


FIG. I.7 – Atmospheric momentum balance and anomalies in the strong variability region around the intergyre boundary, at year 0 of the oscillation cycle. a) Anomaly terms in the atmospheric momentum equation : surface wind stress τ' (solid), $-(\rho_s k_s d_e f / (dS)) \partial_y \theta'$ (dotted), $-(d_e k_s / \gamma) \partial_y^2 \tau'$ (dashed), and $-(\rho_s k_s d_e f L_\rho^2 / (dS)) \partial_y^3 \theta'$ (dash-dotted). The balance is clearly between the two terms in the meridional gradient of relative vorticity, one related to the surface winds (dashed) and the other to the thermal wind balance (dash-dotted), as analysed dimensionally for small scale perturbations (section I.4.3). b) Zonally-averaged anomalies in SST (solid : $\overline{T'_s}$, °C), surface air temperature (dashed : $\theta' \times 50$, °C), surface wind-stress curl (dash-dotted : $-\partial_y \tau' \times 10^8$, N m^{-3}), and transport streamfunction (dotted : $\overline{\Psi'}$, Sv). The air temperature anomalies are 20 times smaller than the SST anomalies. The negative SST anomaly which emerges between 38 and 41°N leads to the formation of a positive transport streamfunction anomaly slightly shifted northward.

Let suppose that, following a northward shift of the intergyre boundary associated with an anomalously strong subtropical gyre, a positive SST anomaly emerges at year 0 in the western boundary current (WBC) around 42°N (Fig. I.6a) : It is reinforced through increased WBC heat transport by the anticyclonic circulation anomaly growing just south of it (the positive SST anomaly is also stretched towards the ocean interior through anomalous eastward advection). As it develops, atmospheric temperatures follow oceanic temperatures through anomalous air-sea heat flux, that induce changes in the winds according to the small scale regime (section I.4.3) : Anomalous easterlies (westerlies) develop north (south) of the positive SST anomaly, leading to the formation of a cyclonic circulation anomaly just north of it, that already influences the whole width of the basin at year 6 (Fig. I.6b). The intergyre boundary is thus moved southward, the WBC weakened, and a negative temperature anomaly emerges at 42°N in the WBC (Fig. I.6c). Then the cold SST anomaly generates within a few years an anticyclonic streamfunction anomaly which acts to enhance the WBC, a positive SST anomaly reappears, and the cycle repeats itself. A schematic picture of this oscillation mechanism is shown in Fig. I.8. During the southward displacement of the SST anomalies, dissipation acts against the reinforcement : At about 35°N , the meridional gradient of the SST anomalies vanishes, thus the small scale response of the wind stress, and the reinforcement by the streamfunction anomalies weakens. The SST anomalies zonal extension is reduced by the gyre westward currents, and the anomalies are squeezed against the western boundary where they finally disappear.

Why is the whole anomalies pattern propagating southward away from the intergyre boundary? What is the mechanism of the ocean circulation adjustment to changes in the wind-stress curl? We will see later that the solution of (I.6) comprises three wave terms, a directly forced wave which is only latitude-dependent and two free waves (one propagating eastward and confined near the western edge, and the other one propagating westward in the interior). The three waves are equal in amplitude because of the boundary condition, and their combination possesses an apparent phase velocity faster than the long wave speed $c = \beta R^2$ in a finite width basin (White, 1977b; LaCasce, 2000). The zonal geometry structure of the streamfunction anomalies would rather be due to the forced wave which changes the circulation everywhere simultaneously. Nevertheless the signature

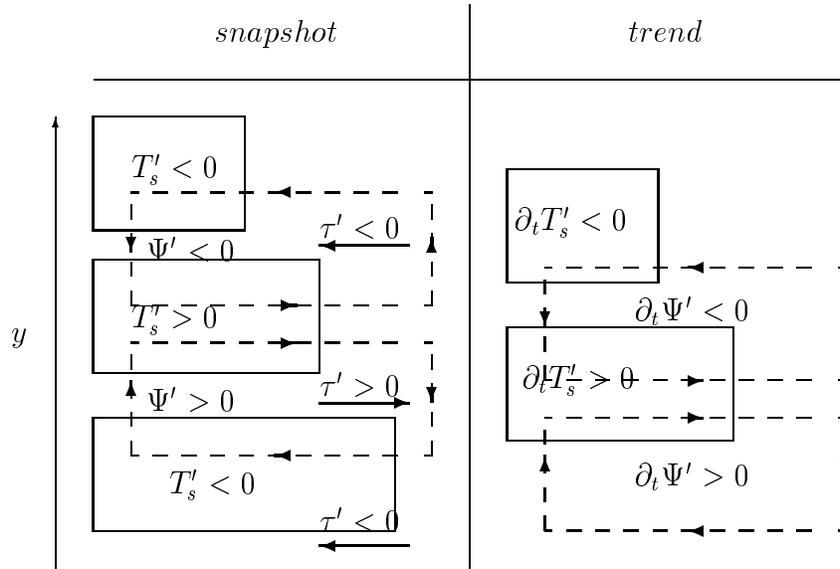


FIG. I.8 – Schematic picture of the oscillation mechanism. The left and right panels show respectively a snapshot and the associated trend of the anomalies. SST anomalies in the western boundary current are reinforced by the transport streamfunction anomalies (dashed) located just south (solid arrow). A positive SST anomaly leads to the formation of a negative streamfunction anomaly slightly shifted northward, which slows down (dashed arrow) the western boundary current and induces the following negative SST anomaly.

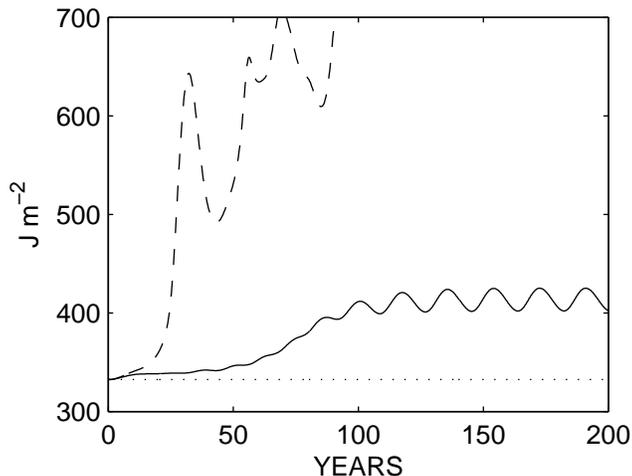


FIG. I.9 – Sensitivity of the model to the wind stress and surface heat flux coupling. With steady surface wind stress (but interactive heat flux) no oscillation appears (straight dotted line), while with steady heat flux (but interactive winds) the model is unstable and large amplitude oscillations arise (dashed line). The solid line is the control experiment. Hence an interactive wind stress is essential to the growth of the SST anomalies and therefore to the variability.

of the free baroclinic Rossby waves is hidden behind the forced wave, and one can wonder what importance the free waves have in the mechanism of the variability. This is why we have described the oscillation mechanism without taking into account the westward propagation of baroclinic Rossby waves, which is never obvious in our simulations.

I.5.3 The role of interactive wind stress and surface heat flux

For a better understanding of the influence of interactive wind stress and surface heat flux on the variability, we conducted two additional experiments in which the ocean is forced with a steady wind stress or/and a steady surface heat flux (Fig. I.9). These forcings were diagnosed from time-averaging the interactive fluxes over several oscillation periods. Then the model is integrated during 200 yr starting from the time-mean state and keeping one or both forcing fields constant.

Note that the kinetic energy of the mean state (332 J m^{-2}) is lower than the mean ki-

netic energy of the oscillations (413 J m^{-2}), meaning that the perturbations which develop during the oscillations contain a significant amount of kinetic energy. With steady wind stress but interactive heat flux, no oscillation appears, while with steady heat flux but interactive wind-stress, the model develops large unstable oscillations, while the kinetic energy increases rapidly. This suggests that the source of the energy sustaining the oscillation is the wind stress coupling, while the heat flux has a damping role. Hence, we will analyze further this “amplification” coefficient $a = \rho_s g d_e \gamma / (f \Theta)$ linking the wind stress anomaly to the atmospheric temperature gradient anomaly for small-scale perturbations (section I.4.3).

I.5.4 The ocean adjustment through forced and free Rossby waves

To justify that the circulation variability is due to the directly forced waves rather than the free propagating Rossby waves, we solve following LaCasce (2000) the linear quasigeostrophic reduced-gravity potential vorticity equation, unidimensional in the zonal direction :

$$\partial_t \Psi - c \partial_x \Psi = R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau + A_{hx} \partial_x^2 \Psi, \quad (\text{I.11})$$

with the boundary condition $\Psi = 0$ at the western and eastern edges, respectively $x = 0, L_x$. Note that the mass conserving boundary condition, allowing time dependant boundary value for Ψ , may be more appropriate, and have a significant impact on the relative amplitudes of forced and free waves (LaCasce, 2000), but this would not be consistent with the numerical model.

Assuming a wind stress forcing function of time only (no latitudinal or longitudinal variation) :

$$R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau = F \exp(-i\omega t), \quad (\text{I.12})$$

the solution to (I.11) reads :

$$\Psi(x, t) = \frac{F \exp(-i\omega t)}{i\omega} \left[-1 + \exp(-\alpha(x - L_x)) \frac{\sinh(Ax)}{\sinh(AL_x)} - \exp(-\alpha x) \frac{\sinh(A(x - L_x))}{\sinh(AL_x)} \right], \quad (\text{I.13})$$

with

$$\alpha = \frac{c}{2A_{hx}} ; A = \frac{\sqrt{c^2 - 4iA_{hx}\omega}}{2A_{hx}}. \quad (\text{I.14})$$

This solution has three components : a directly forced wave only time-dependent, a westward propagating wave required to satisfy the eastern boundary condition, and an eastward propagating wave required to satisfy the western boundary condition. The three waves are thus equal in amplitude due to the boundary conditions. The SST anomalies in the global two-dimensional coupled model are mainly due to the variability of the western boundary current, therefore we are interested in the relative influence of the propagating waves compared to the directly forced wave close to the western boundary.

For the observed period and the model zonal momentum diffusivity, the amplitude of the forced wave is more than twice larger than the eastward and westward propagating waves in the middle of the western boundary current. The temporal correlation between the directly forced wave and the global solution (I.13) is maximum in the western half of the basin, while the covariance of the forced and global solution is twice larger than the others in the western boundary current (not shown). Hence, we can make the simplifying assumption that the free Rossby waves are not essential to the western boundary current variability, therefore the temperature variability, in our configuration. Note that the phase difference between the wind-stress and the directly forced wave is a quarter of a period because of the time derivative. The instability should arise from local adjustment of the oceanic flow to changing winds.

I.6 A simplified zonally-averaged analytical model

The zonality of the geometry of the streamfunction and SST anomalies leads us to build a very simple zonally-averaged analytical model derived from the equations of the global model, in order to understand the physical mechanisms governing the scale selection, growth rate and southward propagation of anomalies. It thus appears that the mean surface current is not the only process responsible for the advection of SST anomalies southward.

I.6.1 The zonally-averaged formulation

For this purpose, we assume that all the anomalies (T'_s , Ψ' , θ'_s , τ') are zonal and have the same meridional structure as harmonic perturbations $\exp[i(l y - \omega t)]$, where $l > 0$ is the meridional wavenumber ($l = 2\pi/\sigma$, with σ the wavelength) and $\omega = \omega_r + i\omega_i$ the wave frequency. The solution has a positive (negative) growth rate if $\omega_i > 0$ (< 0), and propagates northward (southward) if $\omega_r > 0$ (< 0).

A linear relation between the surface air temperature anomaly θ'_s and the zonally-averaged oceanic temperature anomaly T'_s is simply derived from the heat balance in the atmosphere (I.1) :

$$\theta'_s = \frac{r\lambda}{C_{pa}\rho_s k_s d_e l^2 + B + r\lambda} \overline{T'_s} = \delta(l) \overline{T'_s}. \quad (\text{I.15})$$

From the momentum balance (I.2), where we neglect the relative variations of the vertical scale of the atmospheric eddy diffusivity d (its time average and standard deviation in the reference simulation are respectively 6536 and 4 m), we obtain the relation between the wind stress anomaly τ' and the atmospheric temperature anomaly θ'_s :

$$\tau' = i\alpha(l) \overline{T'_s}, \quad \text{where} \quad \alpha(l) = -\frac{\rho_s k_s d_e f}{dS} l \delta(l) \left(\frac{1 - l^2 L_\rho^2}{1 + l^2 L_d^2} \right) \quad (\text{I.16})$$

The proportionality factor $\alpha(l)$ is shown in Fig. I.10 : The wind stress response is maximum for a wavelength around 1700 km, for which according to (I.15) the atmospheric temperature anomaly is about 20 times smaller than the SST anomaly (in good agreement with the temperature anomalies profiles θ'_s and T'_s in Fig. I.7b).

The zonal mean barotropic vorticity equation reads :

$$\partial_t \overline{\Psi'} = R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau' + A_{hy} \partial_y^2 \overline{\Psi'} + A_{hx} [\partial_x \Psi']_0^{L_x}. \quad (\text{I.17})$$

The term representing the westward propagation of baroclinic Rossby waves only appears implicitly in this equation, through the last boundary term : We have no simple closure for it as a function of zonally-averaged quantities. Without a scaling argument to neglect it, we estimate its contribution to the balance in the numerical coupled model : it is less than 7% of the tendency term in root mean square. Furthermore, the spatio-temporal correlation between both sides of this equation, excluding this last term in the right-

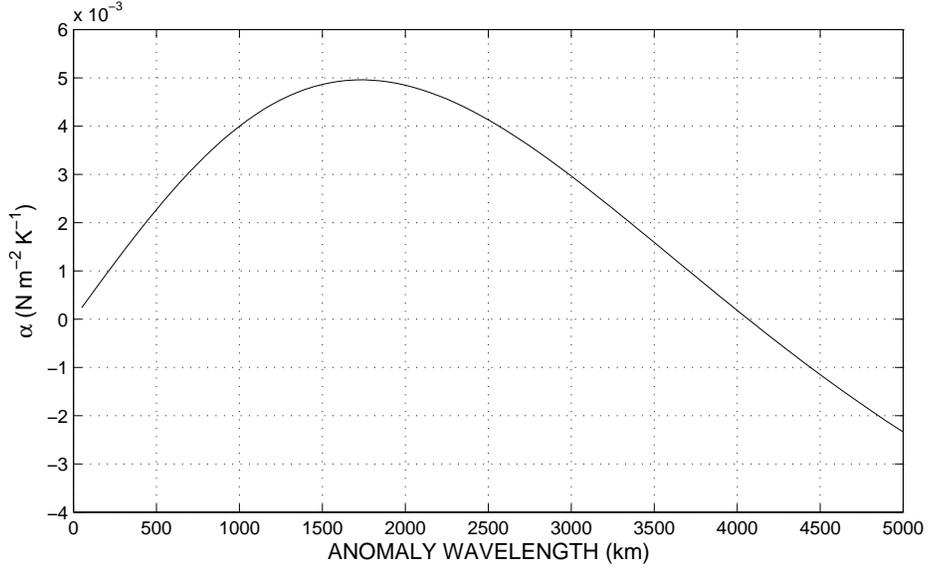


FIG. I.10 – Influence of SST anomaly wavelength on the amplitude of the wind stress response (assuming harmonic perturbations in latitude). The proportionality factor α between τ' and $\overline{T'_s}$, defined as $\tau' = i\alpha\overline{T'_s}$, is maximum for a wavelength around 1700 km ($\alpha \sim 5 \times 10^{-3} \text{ N m}^{-2} \text{ K}^{-1}$). Note the opposite sign response for the largest wavelength.

hand-side, is 96%. Thus we carry on with this equation without the last term as a good approximation for the zonally-averaged model.

The zonally-averaged ocean heat balance is the most difficult to simplify in terms of zonally-averaged quantities. We have seen that the dominant advective terms are $-\partial_y \Psi' \partial_x T_s$ and $\partial_x \Psi \partial_y T'_s$. We approximate the first term, zonally-averaged, by $-\partial_y \overline{\Psi'} \times \overline{\partial_x T_s}$, since their relative root mean square difference is less than 11%, and the spatio-temporal correlation between both terms is 98%. In order to take into account the mean southward current in the ocean interior east of the western boundary current, we approximate the second term by $\overline{\partial_x \Psi_{int}} \times \partial_y \overline{T'_s}$, where $\overline{\partial_x \Psi_{int}}$ is proportional to the mean interior (southward) meridional velocity $\overline{V_{int}}$: Note that this approximation is not satisfying, since the spatio-temporal correlation between both terms is only 36%. Thus, the simplified zonally-averaged heat balance equation is written, for the subtropical gyre :

$$\partial_t \overline{T'_s} - H^{-1} \overline{\partial_x T_s} \partial_y \overline{\Psi'} + \overline{V_{int}} \partial_y \overline{T'_s} = \frac{\lambda}{C_{pw} \rho_w H} (\theta'_s - \overline{T'_s}) + K_h \partial_y^2 \overline{T'_s}. \quad (\text{I.18})$$

These 4 coupled equations (I.15–I.18) lead to a second-order dispersion relation for ω :

$$\omega^2 + i\omega [l^2(A_{hy} + K_h) + il\overline{V_{int}} - \zeta] + il^2\chi - A_{hy}l^2(K_h l^2 - \zeta + il\overline{V_{int}}) = 0, \quad (\text{I.19})$$

where

$$\chi(l) = -\alpha(l)\frac{R^2\overline{\partial_x T_s}}{\rho_w H}; \quad \zeta(l) = \frac{\lambda(\delta(l) - 1)}{C_{pw}\rho_w H}. \quad (\text{I.20})$$

The solution consists of a wave propagating northward, which is always damped, and a wave propagating southward, which has a positive growth rate for wavelength larger than 700 km : Hence, this is the one that will emerge. Real and imaginary parts, representing respectively the propagation and growth/damping rate, are displayed in Fig. I.11 for different values of $\overline{V_{int}}$ in the subtropical gyre. In analogy with the global model $\overline{\partial_x T_s}$ is taken equal to -2×10^{-6} K m $^{-1}$, its mean value in the subtropical gyre. Figure I.11 shows that the southward advection of SST anomalies by the mean current $\overline{V_{int}}$ does not significantly modify the final southward propagation. When the interior mean meridional velocity $\overline{V_{int}}$ varies from -2 to 0 mm s $^{-1}$, the period and the growth rate only slightly increase. This suggests that the southward propagation of SST anomalies is hardly due to the advection by the mean oceanic current, but predominantly to a prevailing mechanism of self-advecting ocean-atmosphere coupled waves, where anomalies of temperature and ocean streamfunction are out of phase in latitude, as sketched in Fig. I.8.

The analytical expressions for the pulsation ω_r and the growth rate ω_i are given in the simple case where $\overline{V_{int}}=0$ and $K_h=A_{hy}=D_h$ (as in C00). For $\overline{\partial_x T_s} < 0$, the two solutions are simplified in the approximation $4l^2\chi/\zeta^2 \gg 1$ (well-verified for wavelength shorter than 2500 km), which means that the adjustment time of the circulation to wind stress anomalies is shorter than the adjustment time of SST to thermal forcing anomalies :

$$\omega_r(l) = \mp l\sqrt{\frac{\chi(l)}{2}}; \quad \omega_i(l) \sim -l^2 D_h \pm l\sqrt{\frac{\chi(l)}{2}}. \quad (\text{I.21})$$

In a linear framework, we expect the meridional scale of the anomalies that develop to be the wavelength with the maximum growth rate, that is 1300 km here, which is close to the observed scale of the anomalies in the nonlinear coupled model (1200 km) : The southward phase velocity is then $\sqrt{\chi/2} \sim 2.3$ mm s $^{-1}$ for $\overline{\partial_x T_s} = -2 \times 10^{-6}$ K m $^{-1}$, as compared to about 2.6 mm s $^{-1}$ in the numerical model. Equation (I.20) also suggests that

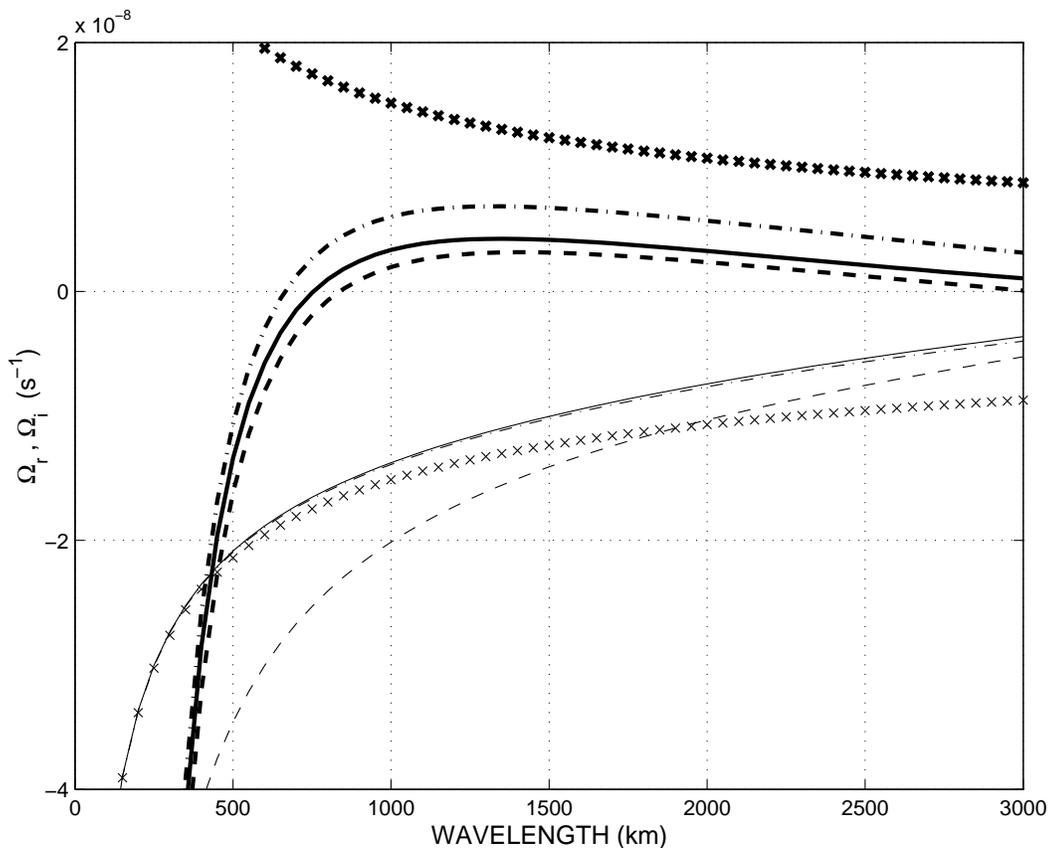


FIG. I.11 – The wave frequency ($\omega = \omega_r + i\omega_i$) for the solution propagating southward for different values of the mean meridional velocity $\overline{V_{int}}$ in the subtropical gyre : $\overline{V_{int}}=0$ mm s^{-1} (solid line), $\overline{V_{int}}=-2$ mm s^{-1} (dashed line). The real part of the wave frequency (southward propagation for $\omega_r < 0$) is in thin line, while the corresponding imaginary part (positive growth rate for $\omega_i > 0$) is in thick line. The growth rate is maximum for a wavelength of about 1300 km, to be compared to the actual meridional wavelength of the anomalies in the coupled model, around 1200 km. The solution propagating northward, not shown, has a negative growth rate, hence only the solution propagating southward emerges. In addition, the simplified solutions (I.21) (dash-dotted) and the wave-like solution of section I.6.2 (\times) are provided : the latter differs at small wavelength since diffusion terms are neglected.

the growth rate is stronger south of the intergyre boundary than north of it, since in the coupled model $\overline{\partial_x T_s}$ is stronger in the subtropical gyre than in the subpolar gyre (where temperature is more uniform because of its stronger intensity). This could explain why the variability mainly affects the subtropical rather than the subpolar gyre.

I.6.2 A simple wave equation

We try further to derive a simple wave equation that would account for the amplification and southward propagation of the SST anomalies. We need to make several more assumptions in order to simplify the set of equations (I.15–I.18) : We first eliminate the diffusivity terms in both (I.17) and (I.18), that are not essential for the growth and southward propagation of the anomalies, but only affect the scale selection corresponding to the strongest growth rate. For wavelength smaller than $2\pi\sqrt{C_{pa}\rho_s k_s d_e/(B+r\lambda)}$ (~ 6000 km), the atmospheric heat balance equation becomes :

$$\partial_y^2 \theta'_s = -\frac{r\lambda}{C_{pa}\rho_s k_s d_e} \overline{T'_s}. \quad (\text{I.22})$$

The small scale balance in the momentum equation (I.9) reads, after developing L_ρ :

$$\partial_y^2 \tau' = \frac{\rho_s d_e \gamma g}{f\Theta} \partial_y^3 \theta'_s. \quad (\text{I.23})$$

After removal of the viscosity terms, the zonal mean barotropic vorticity equation (I.17) reduces to the forced wave solution :

$$\partial_t \overline{\Psi'} = R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau'. \quad (\text{I.24})$$

We have shown that the advection of SST anomalies by the mean interior meridional velocity $\overline{V_{int}}$ is not crucial for the positive growth rate and southward propagation : we thus remove it from the heat balance equation. Then, without the damping and diffusive terms, the zonally-averaged oceanic heat balance (I.18) reads, within the subtropical gyre :

$$\partial_t \overline{T'_s} = -\frac{|\overline{\partial_x T_s}|}{H} \partial_y \overline{\Psi'}, \quad (\text{I.25})$$

where $\overline{\partial_x T_s}$ is the mean zonal gradient of SST in the subtropical gyre (<0). This new set of equations (I.22–I.25) leads to a single wave-like equation for $\overline{T'_s}$:

$$\partial_t^2 \overline{T'_s} - \eta^2 \partial_y^2 \overline{T'_s} = 0 ; \quad \eta^2 = \frac{R^2 |\overline{\partial_x T_s}| g \gamma r \lambda}{\rho_w H C_{pa} k_s f \Theta}. \quad (\text{I.26})$$

Seeking solutions of the form $\exp[i(l y - \omega t)]$ leads to the dispersion relation : $\omega^2 = -il\eta^2$, which gives two solutions :

- $\omega = (1 - i)\eta\sqrt{l/2}$: a damped solution propagating northward ;
- $\omega = (i - 1)\eta\sqrt{l/2}$: an amplified solution propagating southward.

We expect only the latter solution to emerge : Note that the phase velocity and the period both *increase* here with the square root of the wavelength. The meridional scale of the anomalies is given through (I.15) and (I.16) (see Fig. I.11). With a wavelength of 1300 km and $\overline{\partial_x T_s} = -2 \times 10^{-6}$ K m⁻¹, the phase velocity is 2.7 mm s⁻¹ and the period is 14.9 yr. Hence, given the meridional scale of SST anomalies, (I.26) provides a valuable estimate of southward phase velocity and period in good agreement with the full coupled model.

I.7 Parameter sensitivity analysis

Having now determined the physical mechanisms responsible for this decadal coupled mode, we try to estimate its robustness to various model parameters. We begin by comparing the variability found with the boundary condition of zero wind stress (C00, exp. #2) and the boundary condition of zero wind stress derivative (exp. #1). Since no major difference arise from applying either condition, we use the boundary condition of zero wind stress to analyze successively the influence of the Coriolis parameter f and the drag coefficient γ on the characteristics of the oscillations (period and amplitude) : This validates the use of the coefficient $a = \rho_s d_e \gamma g / (f \Theta)$, linking the wind stress anomaly to the meridional atmospheric temperature gradient anomaly, as the amplification factor for such small meridional scale variability. Then we look at the influence of the dissipative processes, through horizontal temperature and momentum diffusion. Overall, the oscillation period is quite robust to these parameter changes, as summarized in Table I.2.

I.7.1 Influence of the Coriolis parameter

We run the model for different values of the Coriolis parameter, ranging from $2\Omega \sin(22^\circ\text{N})$ to $2\Omega \sin(67^\circ\text{N})$, where Ω is the Earth rotation rate (exp. #3–6, note that in our β -plane formulation, f in the wind-stress equation and β in the oceanic Rossby waves speed are in-

dependent). The oscillation period and amplitude decrease when f increases (Fig. I.12a), hence the Coriolis parameter has a damping effect on the oscillation. The oscillation amplitude even becomes irregular when f is smaller than $2\Omega \sin(33^\circ\text{N})$. This is in good agreement with the formula of the amplification factor a .

The integration of (I.2) from equator ($y=0$) to pole ($y=L_y$) with the zero-net-stress constraint provides an approximation for the vertical scale of the atmospheric eddy diffusivity :

$$d \approx \frac{f(\theta_s(0) - \theta_s(L_y))}{\beta S L_y}. \quad (\text{I.27})$$

This approximation is valid everywhere except close to the edges where the first order derivatives terms become significant. This relation shows that d and f act in opposite way on the amplification coefficient a , since d increases with f . However, the large variations of d with f , more than doubling in the explored range of f , do not allow to compensate for the direct influence of f on a .

I.7.2 Influence of the surface drag coefficient

The wind stress is linearly related to the surface wind through the surface drag coefficient γ . We run the model for different values of this coefficient, ranging from 0.02 to 0.036 m s^{-1} (exp. #7–10). When the coupling is stronger (large γ), the surface winds are more intense, and the oscillation amplitude increases linearly with γ (Fig. I.12b) : Therefore γ acts as an amplifier. The variations of the vertical scale of eddy diffusivity are negligible here ($7230 \pm 30\text{m}$). Note that the parameters f and γ are the only ones influencing directly the amplification coefficient a .

I.7.3 Influence of the dissipation and model resolution

The oceanic horizontal diffusion has a very strong damping influence on the oscillations (exp. #11–14). Increasing the horizontal diffusion K_h smooths the horizontal gradients of temperature and reduces the wind stress response to SST anomalies, hence the oscillations amplitude decreases. Values larger than $800 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ lead to steady-states.

The oscillation sensitivity to oceanic viscosity in the meridional and zonal direction is

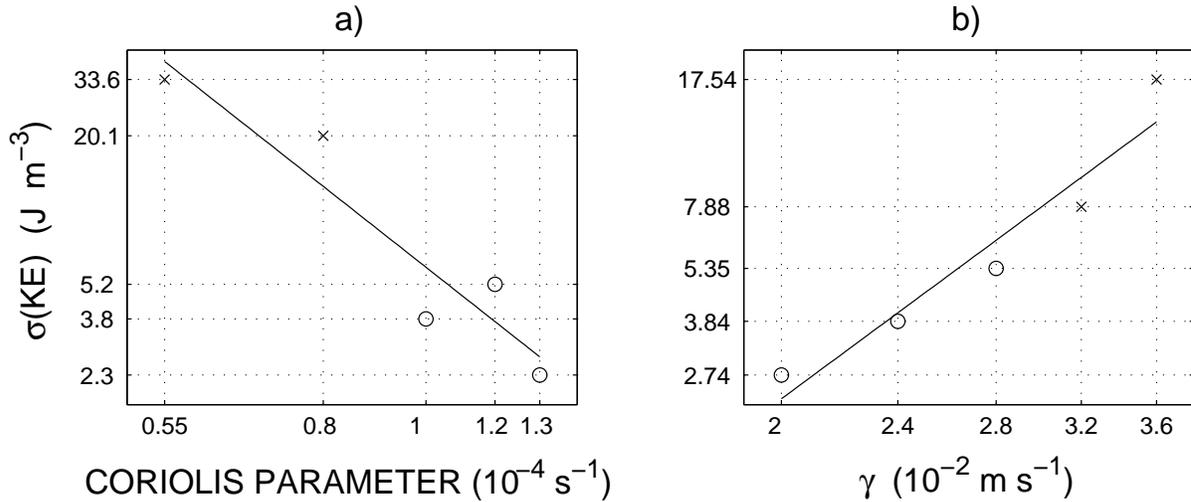


FIG. I.12 – The oscillation amplitude as a function of a) the Coriolis parameter, b) the surface drag coefficient (both in log-log plot). The amplitude is measured as the standard deviation of the total oceanic kinetic energy. Crosses are used for unstable oscillations, circles for stable oscillations.

even more critical. The influence of the viscosity in the zonal direction on the variability is not obvious to rationalize : When A_{hx} increases from 700 to 2500 $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$, the oscillation amplitude increases slowly (exp. #15–18). For values of A_{hx} lower than 700 $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$, the oscillation amplitude increases strongly with decreasing viscosity. This parameter has little impact on the oscillation period and the structure of SST anomalies remains unchanged.

The model is much more sensitive to the variations of viscosity in the meridional direction (A_{hy}), that has a strong damping effect on the variability (exp. #19-22) : Not only the amplitude but also the period varies significantly, from 25 yr for $A_{hy}=100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ to 14 yr for $A_{hy}=300 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. For values of A_{hy} larger than 350 $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$, the model settles in steady-states, which makes this dissipation coefficient the most critical for the variability. Associated with these changes in meridional viscosity, the variations in the mean southward current within the subtropical gyre are very weak (0.05 mm s^{-1}). This supports that the oscillation period depends only weakly on the surface current velocity, but is set through another mechanism, like the self-advecting coupled ocean-atmosphere waves we proposed. Unfortunately, this sensitivity of the period with A_{hy} could not be verified in the analytical model based on harmonic perturbations, since it does not take

into account the mean state.

Sensitivity experiments to the atmospheric eddy diffusivity (k_s) have also been performed (exp. #23–27). Results show similar behavior than C00 : that is, oscillation amplitude and period decreases with increasing diffusivity, until steady states are reached.

High resolution experiments (1000×1000) were also carried out to allow low isotropic momentum and temperature horizontal diffusion : These have shown the robustness of the oscillations for $A_{hx}=A_{hy}=K_h=200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (exp. #28). Furthermore, this proves that the oscillations are not due to the difference between viscosity in the zonal and meridional directions. However, more realistic oceanic diffusion coefficients $O(1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$ lead to a steady-state : Such a smoothing of the oceanic meridional gradients totally damps potential sources of variability in the model.

I.8 Discussion and conclusion

We have revisited herein the interdecadal oscillation proposed by Cessi (2000), but for a different lateral boundary condition for the wind stress (free-slip instead of no-slip) that removes spurious ocean gyres close to the equatorward and poleward boundaries. We have found that the oscillatory solution is due to a prevailing ocean-atmosphere coupled mode. The southward propagation of the anomalies results from the relative positions of SST, wind stress and ocean circulation anomalies, rather than the advection by the mean surface current. The role of westward propagating Rossby waves advocated by Cessi (2000) and Gallego et Cessi (2000) is not crucial in our mechanism. Instead the instability arises from the local adjustment of the oceanic flow to changing winds (rather than the delayed, remote mechanism associated with Rossby wave propagation). In a nonlinear quasigeostrophic ocean model coupled to a simple atmosphere, Dewar (2001) shows that the forced response of the inertial recirculation of the gyres also dominates the oceanic –and even climate– variability, rather than baroclinic Rossby waves.

Here, the wind stress coupling appears as the source of energy sustaining the oscillation, while the heat flux has a damping role. The mode shows preferentially a small meridional scale $O(500 \text{ km})$ maximizing the wind stress response to SST anomalies. The

positive amplification factor between wind stress anomaly and the atmospheric temperature gradient anomaly reads $a = \rho_s g d_e \gamma / (f \Theta)$. Note that for large scale perturbations, these two quantities are proportional through a negative factor $a = -\rho_s k_s d_e f / (dS)$. The coupled model exhibits this small scale variability south of the intergyre boundary for both wind-stress boundary conditions ($\tau = 0$ or $\partial_y \tau = 0$ at $y = 0, L_y$), but in a slightly different parameter range, especially in terms of horizontal diffusion.

The zonal shape of the anomalous circulation, and the fact that no Rossby wave propagation has been observed in the fully nonlinear model, suggests that the free Rossby waves are not essential to the interdecadal variability. The following simplified model we proposed uses a zonally-averaged barotropic vorticity equation, which does not represent the propagation of these waves, and yet show an amplification of the SST anomalies with a southward propagation.

Solving the linear quasigeostrophic reduced-gravity potential vorticity equation in the zonal direction for our basin width, we have shown that, close to the western boundary, the response of the circulation to changes in surface wind stress is dominated by the forced, only time dependent, Rossby wave. Hence the SST anomalies, generated by low-frequency variability of the western boundary current, may simply respond to these forced Rossby waves.

Consequently, a simple zonally-averaged analytical model is appropriate to understand the origin of the growth rate and propagation of the SST anomalies. It appears that the zonal gradient of mean oceanic temperature averaged within the subtropical gyre is the driving term for the growth of the SST anomalies, while the southward propagation is not only due to the advection by the mean subtropical gyre southward flow but mainly to a prevailing mechanism of self-advecting coupled ocean-atmosphere waves, where temperature and streamfunction anomalies are out of phase in latitude. Also, the scale selection of the most unstable meridional wavelength is obtained at the maximum of the proportionality factor between anomalous surface wind stress and temperature anomaly, i.e. 1300 km as compared to 1200 km in the nonlinear model.

Finally, ultimate simplifications have lead to a single wave-like equation for SST anomalies. Given the most unstable meridional wavelength, this single equation provides a

southward phase velocity (2.7 mm s^{-1}) and a period (14.9 yr) in good agreement with the fully coupled model (2.6 mm s^{-1} , 18.2 yr).

Gallego et Cessi (2000) already proposed a one-dimensional simplified model for C00 fully coupled model, in which large scale variability emerges : Their anomalies wavelength is about 2500 km and the period 40 yr. The sign of the wind stress curl anomaly ($-\partial_y \tau'$) is opposed to that of the atmospheric temperature anomaly (θ'), just as for the large scale perturbations regime described in section I.4.3. Neglecting the third-order derivative of the atmospheric temperature in the momentum equation and using a linear relaxation law rather than higher-order diffusion for the heat and vorticity flux thus induce fundamental differences between Gallego et Cessi (2000) and Cessi (2000) oscillations, that promote the selection of a large-scale instead of a small-scale mode. In fact, we could not obtain any oscillation in our fully-coupled model when the linear relaxation law was used for atmospheric temperature and potential vorticity eddy fluxes, even for smaller ocean viscosities/diffusivities and longer atmospheric relaxation times. Consequently, the existence of oscillations is crucially sensitive to the parameterization of atmospheric eddy fluxes, and given the large uncertainty on these, we cannot conclude on the relevance of the oscillations to the present climate system.

We carried out extensive numerical experiments to test the robustness of the oscillations to several model parameters, with both boundary condition of zero wind stress (C00) or free-slip boundary conditions. Results show the driving role of the surface drag coefficient γ , and the damping influence of the Coriolis parameter f (in agreement with the expression of the amplification coefficient a), the horizontal diffusion K_h , and the viscosity in the meridional direction A_{hy} , the latter being the most critical parameter to the oscillation. In fact, oscillations are not sustained for meridional viscosity larger than $350 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, hence stochastic forcing may be necessary to excite them in the real ocean.

Of course there are several deficiencies in our coupled model as compared to the Earth climate system. For instance the oceanic temperature has no influence on the ocean circulation, such that temperature anomalies do not propagate as planetary waves, as in a shallow-water or planetary geostrophic model, but this is not crucial to the oscillation (Primeau et Cessi, 2000). More crucial is the absence of zonal structure in our atmosphe-

ric anomalies that does not allow for coupled ocean-atmosphere perturbations travelling zonally, as discussed by Goodman et Marshall (1999) or Colin de Verdière et Blanc (2001) for instance.

Although such a coupled mechanism of decadal-scale oscillations is an interesting framework to analyze climate variability in data and realistic climate models, such meridional scales of variability do not seem to exist in oceanic or atmospheric observations where larger scales are observed. At the moment, there are no observations of ocean-atmosphere coupled waves that reinforce mutually by propagating southward either, but similar mechanisms may be relevant for large-scale anomalies.

Acknowledgments

This work was carried out at the Laboratoire de Physique des Océans (UMR 6523 CNRS IFREMER UBO) in the Université de Bretagne Occidentale, Brest, France. Computational facilities for the high resolution simulations were provided by the Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS, Orsay, France). Constructive comments and suggestions from A. Colin de Verdière and two anonymous reviewers are gratefully acknowledged.

References

- Cessi, P., 2000. Thermal feedback on wind-stress as a contributing cause of climate variability. *J. Clim.* 13, 232–244.
- Colin de Verdière, A., Blanc, M.L., 2001. Thermal resonance of the atmosphere to SST anomalies. Implications for the Antarctic circumpolar wave. *Tellus* 53A, 403–424.
- Dewar, W.K., 2001. On ocean dynamics in midlatitude climate. *J. Clim.* 14, 4380–4397.
- Folland, C.K., Parker, D.E., Kates, F.E., 1984. Worldwide marine temperature fluctuations 1856-1981. *Nature* 310, 670–673.
- Gallego, B., Cessi, P., 2000. Exchange of heat and momentum between the atmosphere and the ocean : a minimal model of decadal oscillations. *Clim. Dyn.* 16, 479–489.

- Ghil, M., Vautard, R., 1991. Interdecadal oscillations and the warming trend in global temperature time series. *Nature* 350, 324–327.
- Goodman, J., Marshall, J., 1999. A model of decadal middle-latitude atmosphere-ocean coupled modes. *J. Clim.* 12, 621–641.
- Green, J.S.A., 1970. Transfer properties of the large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 96, 157–185.
- Jin, F.F., 1997. A theory of interdecadal climate variability of the North Pacific ocean-atmosphere system. *J. Clim.* 10, 1821–1835.
- LaCasce, J.H., 2000. Baroclinic Rossby waves in a square basin. *J. Phys. Oceanogr.* 30, 3161–3178.
- Latif, M., 1998. Dynamics of interdecadal variability in coupled ocean-atmosphere models. *J. Clim.* 11, 602–624.
- Latif, M., Barnett, T.P., 1994. Causes of decadal climate variability over the north Pacific and north America. *Science* 266, 634–637.
- , 1996. Decadal variability over the North Pacific and North America : Dynamics and predictability. *J. Clim.* 9, 2407–2423.
- Levitus, S., 1989. Interdecadal variability of temperature and salinity of intermediate depths of the North Atlantic Ocean, 1970-1974 versus 1955-1959. *J. Geophys. Res.* 94, 9679–9685.
- Ollitrault, M., Colin de Verdière, A., 2002. SOFAR Floats Reveal Midlatitude Intermediate North Atlantic General Circulation. Part II : An Eulerian Statistical View. *J. Phys. Oceanogr.* 32, 2034–2053.
- Primeau, F., Cessi, P., 2001. Coupling between wind-driven currents and midlatitude storm tracks. *J. Clim.* 14, 1243–1261.
- Robertson, A.W., 1996. Interdecadal variability over the North Pacific in a multi-century climate simulation. *Clim. Dyn.* 12, 227–241.
- Sura, P., Lunkeit, F., Fraedrich, K., 1999. Decadal variability in a simplified wind-driven ocean model. *J. Phys. Oceanogr.* 30, 1917–1930.

- Tanimoto, Y., Hanawa, K., Toba, Y., 1993. Characteristic variations of sea surface temperature with multiple time scales in the North Pacific. *J. Clim.* 6, 1153–1160.
- Trenberth, K.E., 1990. Recent observed interdecadal climate changes in the northern hemisphere. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 71, 988–993.
- Venegas, S.A., Mysak, L.A., Straub, D.N., 1998. An interdecadal climate cycle in the South Atlantic and its links to other ocean basins. *J. Geophys. Res.* 103, 24 723–24 736.
- Weng, W., Neelin, J.D., 1998. On the role of ocean-atmosphere interaction in midlatitude interdecadal variability. *Geophys. Res. Lett.* 25, 167–170.
- White, W.B., 1977. Annual forcing of baroclinic long waves in the tropical North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 50–61.

I.9 Remarques sur les régimes de variabilité

Nous avons montré que la propagation et l'amplification des anomalies de SST vers le sud étaient une conséquence du régime petite échelle (méridienne des perturbations) dans lequel se trouvait le modèle. Le régime petite échelle est caractérisé par $L^* \ll L_d$ ($L_d \sim 550$ km) et $L^* \ll L_\rho$ ($L_\rho \sim 650$ km) pour la dynamique et $L^* \ll L_\theta$ pour la thermodynamique ($L_\theta = 2\pi \sqrt{C_{pa}\rho_s k_s d_e / (B + r\lambda)} \sim 6000$ km). Nous définissons ici un régime grande échelle défini par $L^* \gg L_d$, $L^* \gg L_\rho$, $L^* \gg L_\theta$ (grande échelle pour la dynamique et la thermodynamique), et un régime intermédiaire défini par $L^* \gg L_d$, $L^* \gg L_\rho$, $L^* \ll L_\theta$ (grande échelle pour la dynamique et petite échelle pour la thermodynamique). Dans cette section, nous nous attachons à expliquer l'évolution des perturbations en fonction des trois régimes de variabilité énoncés ci-dessus. Noter que le mécanisme de variabilité pour ces trois régimes de variabilité est identique à celui décrit dans l'article précédent, seuls le sens de propagation et le taux de croissance des perturbations sont modifiés.

I.9.1 Régime petite échelle

Nous avons appliqué, dans l'article précédent, le régime petite échelle à la gyre subtropicale ($\overline{\partial_x T_s} < 0$) puisque c'est là où les anomalies de SST prennent naissance. Cela conduit à l'expression suivante pour la pulsation du mode (linéaire) de variabilité

$$\omega = \pm(1 - i)\eta\sqrt{l/2} \quad , \quad \text{où } \eta \text{ est défini en (I.26)} \quad (\text{I.28})$$

Seule la solution amplifiée se propageant vers le sud est attendue. Si maintenant nous appliquons le régime petite échelle à la gyre subpolaire (dans laquelle nous avons plutôt $\overline{\partial_x T} > 0$), l'expression de la pulsation du mode devient

$$\omega = \pm(1 + i)\eta\sqrt{l/2} \quad (\text{I.29})$$

Le résultat est la situation opposée au cas précédent : seule la solution amplifiée se propageant vers le nord est attendue (l'autre solution est amortie en se propageant vers le sud).

I.9.2 Régime grande échelle

Le régime grande échelle appliqué aux gyres subtropicales et subpolaires mène aux expressions suivantes pour la pulsation du mode de variabilité :

$$\begin{aligned}\omega &= \pm(1+i)\Gamma\sqrt{(l^3/2)} \quad , \quad \text{gyre subtropicale;} \\ \omega &= \pm(1-i)\Gamma\sqrt{(l^3/2)} \quad , \quad \text{gyre subpolaire;}\end{aligned}$$

avec

$$\Gamma = \frac{R^2|\overline{\partial_x T_s}|}{\rho_w H} \frac{|\rho_s k_s d_e f}{dS} \frac{r\lambda}{B+r\lambda}. \quad (\text{I.30})$$

Nous obtenons la situation opposée au régime petite échelle : si c'est la gyre subtropicale (subpolaire) qui est instable, les perturbations s'amplifient en se propageant vers le nord (sud) dans la gyre subtropicale (subpolaire), et sont amorties en se propageant vers le sud (nord). Donc, seule la solution se propageant vers le nord (sud) est attendue. Il est important de signaler que le régime grande échelle n'est pas convenable puisqu'il implique des anomalies dont l'échelle méridienne est très supérieure à $L_\theta \sim 6000$ km. D'un autre côté, l'équilibre dynamique grande échelle a bien plus de réalité physique que l'équilibre dynamique petite échelle, puisqu'il traduit l'équilibre du vent thermique (les vent d'ouest anormaux s'intensifient avec l'altitude dans les régions où l'anomalie de température décroît vers le nord).

I.9.3 Régime intermédiaire

Le régime intermédiaire est plus attrayant que les deux autres puisqu'il met en jeu des perturbations dont l'échelle méridienne est supérieure à 650 km et inférieure à 6000 km. En appliquant aux gyres subtropicales et subpolaires les équilibres dynamiques et thermodynamiques de ce régime particulier, les expressions de la pulsation pour les gyres subpolaires et subtropicales sont :

$$\begin{aligned}\omega &= \pm(1+i)\Lambda\sqrt{(l/2)} \quad , \quad \text{gyre subtropicale;} \\ \omega &= \pm(1-i)\Lambda\sqrt{(l/2)} \quad , \quad \text{gyre subpolaire;}\end{aligned}$$

avec

$$\Lambda = \frac{R^2|\overline{\partial_x T_s}|}{\rho_w H} \frac{r\lambda f}{C_{pa}dS} \quad (\text{I.31})$$

Le résultat en terme de sens de propagation et d'amplification des perturbations est identique au cas grande échelle, mais avec des vitesses de propagation et des taux de croissance différents. Primeau et Cessi (2000) ont reformulé le modèle de Cessi (2000) en terme d'équations géostrophiques planétaires en géométrie sphérique et ont observé une propagation vers le nord d'anomalies de SST autour de la gyre subpolaire (période de 18.4 ans). Nous suggérons ici que le modèle de Primeau et Cessi (2000) se situe dans un régime intermédiaire plutôt que grande échelle : les perturbations prennent naissance légèrement au sud de la frontière intergyre (gyre subtropicale) et se propagent ensuite vers le nord autour de la gyre subpolaire par le mécanisme décrit dans l'article précédent.

I.10 Modulation d'amplitude des ondes de Rossby

La réponse des ondes baroclines quasigéostrophiques de Rossby à un forçage de vent ne dépendant que du temps est étudiée ici. Lorsqu'il n'y a qu'une frontière est, seules deux ondes (une forcée et une libre) peuvent se propager vers l'ouest, et la superposition de ces ondes se déplace à deux fois la vitesse des ondes de Rossby baroclines sans viscosité (White, 1977b). Plus tard, LaCasce (2000) étudie la réponse de l'océan à un rotationnel de vent dans un bassin océanique bidimensionnel doté de conditions aux limites conservant la masse, en présence de friction linéaire. Il montre que la superposition des ondes longues libres et forcées est responsable de l'augmentation de la vitesse de phase et que la condition au limite affecte fortement la réponse. Des observations altimétriques récentes ont montré l'existence claire d'une propagation des ondes de Rossby vers l'ouest dans le Pacifique nord (Chelton et Schlax, 1996) et dans l'Atlantique nord (Polito et Cornillon, 1997). La vitesse de phase de ces ondes est particulièrement plus élevée que celle des ondes libres de Rossby. Ces ondes planétaires connectent les bassins océaniques entre eux. Récemment, Cessi et al. (2004) suggèrent que les événements El Niño pourraient être déclenchés par la réponse retardée de la thermocline dans le Pacifique Est tropical aux changements de formation d'eau profonde dans l'Atlantique nord via des ondes de Rossby planétaires.

Dans ce travail, nous nous intéressons plutôt à la réponse en amplitude (plutôt qu'en vitesse de phase) des ondes de Rossby à un forçage de vent variant dans le temps. Pour cela,

nous nous plaçons dans une configuration géométrique très simplifiée, unidimensionnelle dans la direction zonale. La Largeur du bassin est $L_x = x_{est} - x_{ouest}$. Pour alléger les calculs nous prenons $x_{ouest} = 0$, donc $L_x = x_{est}$. Nous mettons en évidence la variation de l'amplitude des ondes de Rossby dans la direction longitudinale en fonction de la période du forçage. Les solutions inviscides et frictionnelles sont calculées.

I.10.1 Solutions inviscides et frictionnelles

Afin de simplifier l'étude, nous ne prenons pas en compte les effets topographiques. L'équation de conservation de vorticité quasi-géostrophique à gravité réduite est simplement :

$$\partial_t \Psi - c \partial_x \Psi = \frac{R^2}{\rho_w} \nabla \times \tau + A_{hx} \partial_x^2 \Psi, \quad (\text{I.32})$$

où $c = \beta R^2$ est la vitesse de phase du premier mode barocline, R est le premier rayon barocline de déformation. Le forçage de vent oscille de manière régulière dans le temps (période T , amplitude F) :

$$\frac{R^2}{\rho_w} \nabla \times \tau = F \sin(\omega t)$$

Nous cherchons des solutions proportionnelles à $\exp[(i(\omega t - kx))]$. La solution inviscide ($A_{hx} = 0$) de l'équation est :

$$\Psi(x, t) = \frac{F}{\omega} \sin(\omega t) \left(1 - \frac{\cos[k(x - \frac{L_x}{2})]}{\cos(\frac{kL_x}{2})} \right), \quad (\text{I.34})$$

où $\omega = 2\pi/T$ est la pulsation, $k = \omega/c$ est le nombre d'onde. Cette solution inviscide nous montre donc qu'il existe des maxima de même amplitude à intervalle régulier dans la direction longitudinale.

Avec dissipation ($A_{hx} \neq 0$), l'équation de conservation de vorticité utilisée est la même que dans Arzel et Huck (2003) :

$$\partial_t \Psi - c \partial_x \Psi = \frac{R^2}{\rho_w} \nabla \times \tau + A_{hx} \partial_x^2 \Psi, \quad (\text{I.35})$$

qui admet pour solution

$$\Psi(x, t) = \frac{F \exp(-i\omega t)}{i\omega} \left[-1 + \exp(-\alpha(x - L_x)) \frac{\sinh(Ax)}{\sinh(AL_x)} - \exp(-\alpha x) \frac{\sinh(A(x - L_x))}{\sinh(AL_x)} \right], \quad (\text{I.36})$$

avec

$$\alpha = \frac{c}{2A_{hx}} ; A = \frac{\sqrt{c^2 - 4iA_{hx}\omega}}{2A_{hx}}. \quad (\text{I.37})$$

Cette solution comporte trois ondes : une directement forcée ne dépendant que du temps, une se propageant vers l'ouest et une se propageant vers l'est. Les résultats sont illustrés dans la figure I.13 à la latitude de référence de 30°N et pour un rayon interne de déformation de 70 km (correspondant alors à une vitesse de phase des ondes de Rossby $c = 9.7 \text{ cm s}^{-1}$). La solution forcée a une amplitude constante. Les ondes de Rossby émises au bord-est ne se propagent que très faiblement dans le bassin intérieur. Tandis que les ondes de Rossby émises au bord-ouest voient leur amplitude diminuer progressivement au cours de leur propagation jusqu'au bord-est. Pour une viscosité fixée ($A_{hx} = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), on voit clairement que l'amplitude de la solution totale dépend fortement de la période du forçage. Aux périodes faibles (2 ans par exemple), la superposition de l'onde de Rossby longue barocline se propageant vers l'ouest et de la solution forcée donne lieu à deux maxima d'amplitude dans la solution totale dans l'intérieur du bassin. Lorsque la période du forçage devient très supérieure au temps de transit des ondes de Rossby (L_x/c), un *scaling* nous montre que nous convergions sans surprise vers la solution de Sverdrup. Nos résultats sont assez bien en accord avec les observations altimétriques Topex/Poseidon dans le Pacifique nord à 27° (Fig I.14). Ces observations révèlent deux maxima principaux (vers 200 et 160°E) dans l'amplitude de l'onde de Rossby totale pour une période de forçage de seulement 3 ans. Pour des périodes plus élevées, c'est la réponse de Sverdrup qui domine à ces latitudes. Par exemple, dans le cas du modèle de Cessi, la période du forçage (18 ans) est supérieure au temps de transit des ondes de Rossby (13 ans), et c'est donc l'équilibre de Sverdrup qui en résulte.

L'étude de la réponse barocline, à une latitude donnée, de l'océan à un forçage de vent variant dans le temps s'est faite dans le cadre d'une vision très simplifiée ici (pas de topographie et par conséquent plus appliqué au Pacifique nord). Mais cela nous donne toutefois une bonne idée des interactions possibles entre l'onde de Rossby barocline et la solution forcée, donnant lieu à des maxima d'amplitude dans l'intérieur du bassin. La comparaison avec les observations dans le Pacifique nord nous donne espoir que ce type de résonance devrait prévaloir aux périodes petites devant le temps de transit (L_x/c) d'est

en ouest du premier mode barocline de Rossby. Il reste donc à déterminer les fréquences auxquelles l'énergie du vent est concentrée en fonction de la latitude afin de comprendre éventuellement l'origine des maxima dans la réponse de l'onde de Rossby totale, qui finalement ont un impact significatif sur la circulation océanique et donc le climat.

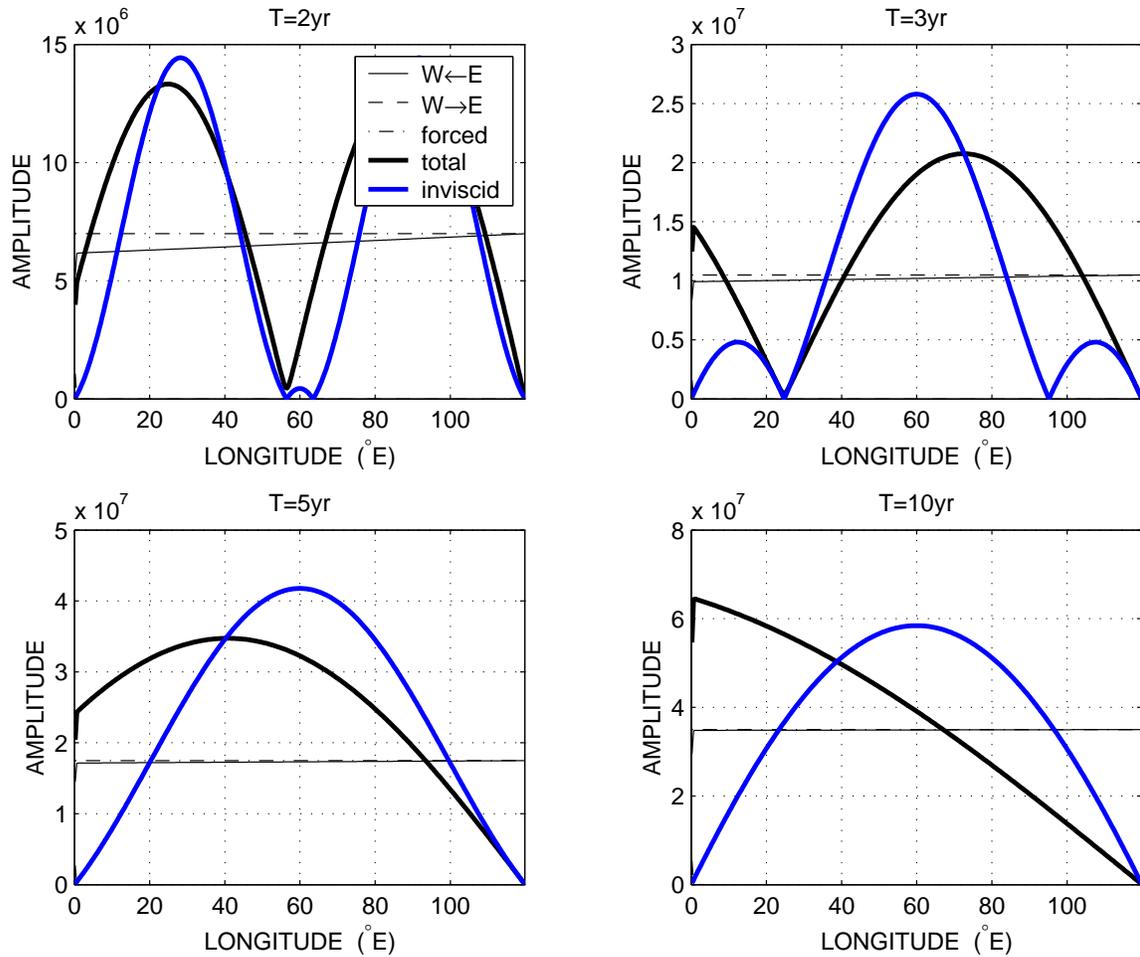


FIG. I.13 – Ecart-type temporel de l'amplitude des ondes de Rossby baroclines totale (solution I.36), et inviscide (solution I.34) en fonction de la longitude (120° de longitude pour l'océan Pacifique) à une latitude de référence de 30°N pour différentes périodes T de forçage. Le rayon de Rossby du premier mode barocline R est choisi égal à 70 km, et la dissipation horizontale A_{hx} est $1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

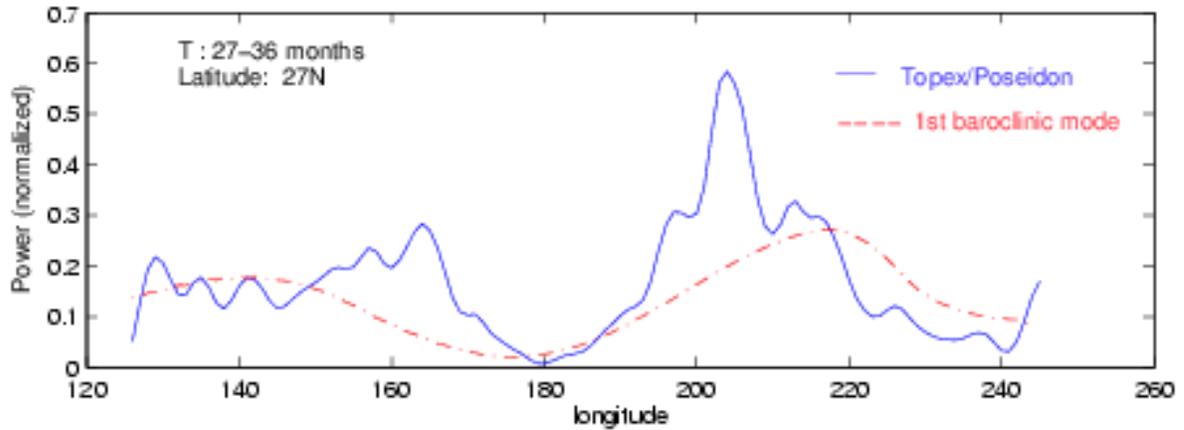


FIG. I.14 – Observations Topex/Poseidon dans le Pacifique de l'écart-type de l'amplitude normalisée de l'onde de Rossby totale au niveau de la mer à 27°N pour une période de forçage d'environ 3 ans. L'amplitude normalisée du premier mode barocline est calculée à partir de la théorie pour la vitesse de phase observée avec un taux de dissipation de $1/6 \text{ an}^{-1}$ (communication personnelle, Cécile Cabannes).

I.11 Conclusion

Cette première partie a mis en évidence un couplage océan-atmosphère actif menant à des fluctuations interdécennales (prototype de variabilité) de la circulation forcée par le vent dans un modèle très simple. Nous avons montré que la sélection d'échelle méridienne des perturbations ($\sim 700 \text{ km}$) est accomplie par la réponse maximale de la tension de vent à une anomalie de SST. Nous avons pu simplifier jusqu'à une pseudo-équation d'onde les équations initiales du modèle couplé en se basant d'une part sur l'équilibre *petite échelle* (méridienne des perturbations) reproduit par le modèle, et d'autre part sur la réponse locale (forcée) plutôt que retardée (ondes baroclines se propageant d'est en ouest) de la circulation océanique à des changements d'intensité des vents zonaux. De plus, nous suggérons que ce régime de variabilité ne devrait pas exister dans la réalité compte-tenu de la *petite échelle* des perturbations évoluant dans le modèle. Cependant, la reformulation du modèle de Cessi en terme d'équations géostrophiques planétaires (Primeau et Cessi, 2000) a révélé des anomalies d'échelles méridiennes plus réalistes pour lesquelles l'équilibre du vent thermique émerge. Nous avons alors suggéré que le modèle de Primeau et Cessi (2000) implique plutôt un régime de variabilité intermédiaire pour lequel les anomalies de SST se propagent préférentiellement vers le nord dans la gyre subpolaire, le mécanisme

de variabilité étant inchangé.

En parallèle, nous avons mis en évidence que des conditions de résonance, entre la réponse océanique locale et retardée à un forçage de vent (purement zonal) variant uniquement dans le temps, pouvaient survenir : pour des périodes de forçage petites devant le temps de transit des ondes de Rossby (premier mode) d'est en ouest à travers le bassin.

Il est clair que ce premier travail s'inscrit dans le cadre d'une vue très simplifiée du système océan-atmosphère. Une perspective directe de ce travail est d'examiner la robustesse de ce mode de variabilité couplé vent-gyres dans un modèle plus complet océan-atmosphère, résolvant la circulation atmosphérique de grande échelle et la composante thermohaline tridimensionnelle océanique : le chapitre III de cette thèse s'en chargera. Il sera intéressant de voir si la propagation d'anomalies de SST comme des ondes de Rossby (dynamique géostrophique planétaire), en opposition à l'advection passive présente ici (dynamique quasi-géostrophique), modifie le mécanisme de variabilité. Avant cela, nous procédons par étape et étudions, dans le prochain chapitre, la variabilité de la circulation thermohaline dans un modèle purement océanique tridimensionnel aux équations simplifiées géostrophiques planétaires, simulant la circulation thermohaline à l'échelle d'un bassin idéalisé sans forçage de vent.

Chapitre II

Identification de deux types de variabilité interdécennale de la circulation thermohaline

L'objectif de ce chapitre est de fournir une carte d'identité de deux modes spécifiques de variabilité interdécennale de la circulation thermohaline (THC¹) qui peuvent émerger dans un modèle océanique idéalisé forcé par différentes conditions aux limites dans les flux de surface.

II.1 Introduction

Le chapitre précédent nous a montré un exemple de variabilité interdécennale due aux interactions instables entre les vents zonaux et les gyres océaniques dans un modèle très simple. L'étape suivante est de considérer la circulation thermohaline qui est une composante fondamentale du système climatique aux échelles temporelles supérieure à la décennie.

¹ThermoHaline Circulation

II.1.1 Observations

La variabilité interdécennale de la température océanique de surface de l'océan a été identifiée très tôt par Bjerknes (1964). Dans l'Atlantique nord, Levitus (1989) a étudié deux périodes de 5 ans, 1955-1959 et 1970-1974, à 1750 m et en dessous. Il montre que la dernière période est plus froide et douce que l'ancienne. Il propose qu'un transport dans le *Gulf stream* anormalement faible a précédé la période froide. Plus tard Deser et Blackmon (1993) montrent que la température de surface de la mer, la glace de mer et les fluctuations de l'atmosphère au dessus de la gyre subpolaire changent de manière synchrone sur des échelles de temps décennales (8-15 ans), et indiquent une propagation d'anomalies froides de la mer du Labrador vers l'est. Kushnir (1994), en accord avec les arguments de Bjerknes (1964), conclut que les changements décennaux prononcés de la température de surface de la mer et de la pression à la surface de la mer au dessus des gyres subtropicales et subpolaires dans l'Atlantique nord étaient une indication des interactions couplées océan-atmosphère. Hansen et Bezdek (1996) présentent l'évidence d'anomalies de température de surface circulant autour des gyres subpolaires et subtropicales coïncidant avec les changements décennaux de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO). Reverdin et al. (1997) confirment l'aspect propagatif des anomalies de surface dans la gyre subpolaire à partir de stations hydrographiques, et suggèrent que ces anomalies sont liées à des fluctuations (NAO) dans l'intensité des courants de pentes qui entourent la mer du Labrador. Molinari et al. (1997) relie la variabilité de la température de subsurface, dans l'ouest Atlantique aux moyennes latitudes, à des variations décennales de l'intensité de la NAO. Sutton et Allen (1997) montrent une propagation (de l'ordre de 2 cm/s) de la côte nord américaine vers le nord ouest de l'Ecosse à travers l'Atlantique en un temps de transit de 9 ans, en suivant les forts gradients de SST associés avec le Gulf Stream (Fig II.1). Moron et al. (1998) mettent en évidence une structure dipolaire entre le Gulf Stream et la dérive nord Atlantique avec une période de 13 à 15 ans et une structure relativement monopolaire, de période 7 à 8 ans, impliquant la circulation des gyres subtropicales et subpolaires de l'Atlantique nord et intensifiée dans le nord-ouest de la gyre subtropicale. Les observations sont trop peu nombreuses pour identifier clairement les mécanismes responsables de la variabilité à long terme et des changements climatiques. Cependant, les

études paléoclimatiques de Broecker et al. (1985) en particulier, et divers travaux numériques suggèrent que les fluctuations à long terme du système climatique sont corrélées à des changements de la circulation thermohaline dans l'Atlantique nord. Un exemple remarquable de changement climatique du 20^{ème} siècle fut la grande anomalie de salinité (GSA²) à la fin des années 60 (Dickson et al., 1988) : originaire de la mer du Groenland vers les régions de formation d'eau profonde, elle réduisit considérablement et temporairement la formation d'eau profonde dans l'Atlantique nord (Lazier, 1988). Une intensification des vents du nord au dessus de la mer du Groenland (Dickson et al., 1988) accompagnée de changements de conditions de glace de mer (Mysak et al., 1990) contribua à l'excès d'eau douce polaire (Häkkinen, 1993) durant l'évènement GSA. Wohleben et Weaver (1995) ont proposé un mécanisme de variabilité interdécennale expliquant l'évènement GSA. Ce mécanisme implique la convection dans la mer du Labrador, la gyre subpolaire, l'atmosphère et l'export d'eau douce à travers le détroit de Fram. Delworth et Mann (2000) ont récemment comparé la variabilité multidécennale (60 ans) de l'Atlantique nord simulée dans le modèle couplé du *GFDL*³ à une nouvelle reconstruction de données climatiques sur plusieurs siècles (Fig II.2) : la variabilité simulée implique des fluctuations de la THC nord Atlantique, et une comparaison entre les structures spatiales dans les simulations et les observations révèle un bon accord dans le secteur nord Atlantique.

Le lien étroit qui existe entre le transport de chaleur méridien océanique et la circulation thermohaline a motivé plusieurs études numériques concernant la variabilité dans l'Atlantique nord, où l'eau profonde est principalement formée dans les hautes latitudes. Ces études se sont tout d'abord penchées sur les mécanismes de variabilité existant dans des modèles purement océaniques. Les travaux décrits ci-dessous constituent l'étape de base indispensable et nécessaire avant d'aborder le domaine du couplage océan-atmosphère.

²Great Salinity Anomaly.

³Geophysical Fluid Dynamics Laboratory.

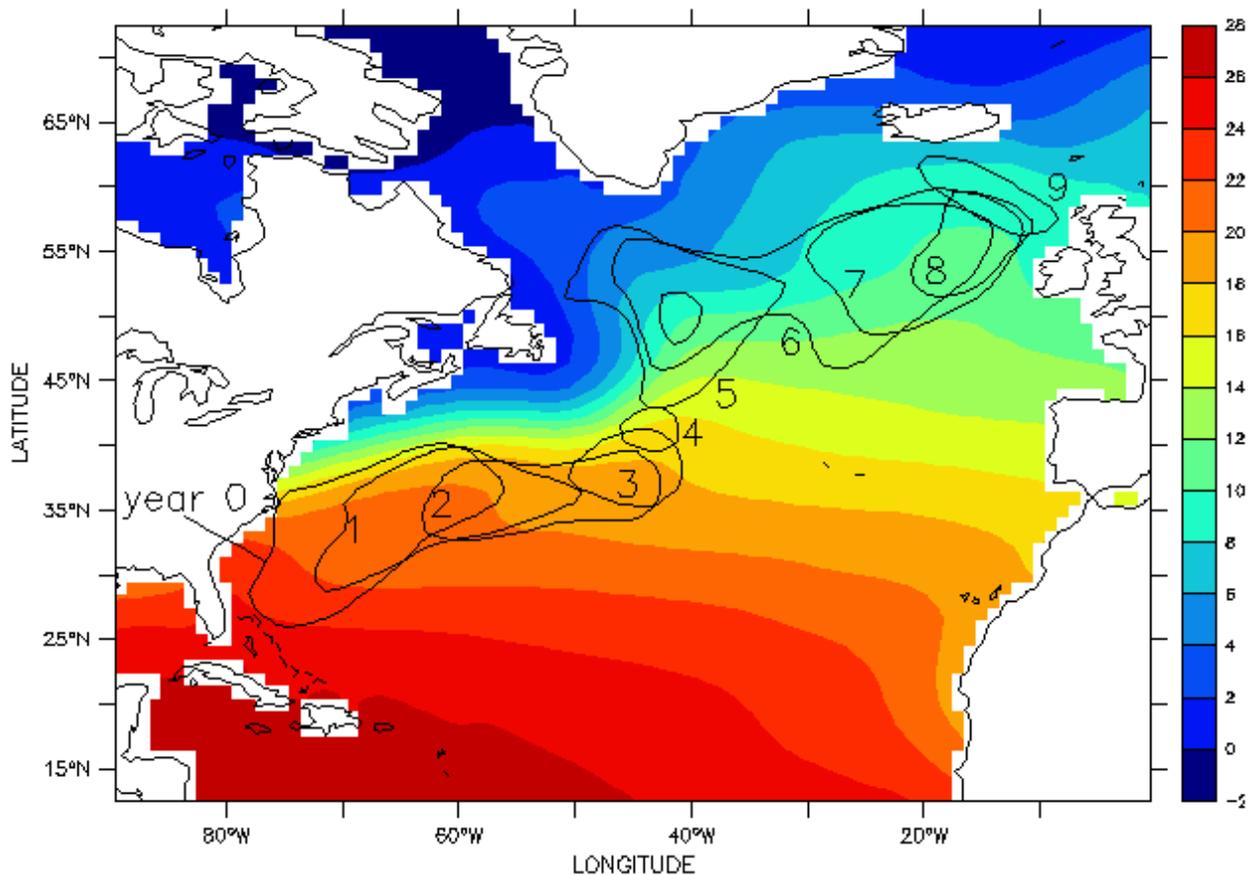


FIG. II.1 – Corrélations entre les fluctuations basse-fréquence locales de SST en hiver et les fluctuations basse-fréquence de la SST moyennée sur la région 80-60°W, 31.5-38.5°N (voisinage du *Cape Hatteras*, VCH) fonction d'un délai. Les contours entourent les régions où la corrélation retardée avec VCH est maximale. Les chiffres indiquent le délai en années. Dans tous les cas la SST de VCH est en avance sur la SST locale. Les contours sont superposés sur le champ de SST (°C) moyennés sur tous les hivers entre 1945 et 1989. Source : Sutton et Allen (1997).

II.1.2 Influence du type de forçage de surface sur la variabilité climatique

La sensibilité de la circulation thermohaline aux changements dans les flux atmosphériques dépend fortement du type de modèle utilisé. Deux types de conditions en surface sont très répandues :

- *Les conditions de flux constants* : flux de chaleur et flux d'eau douce prescrits ;
- *Les conditions mixtes* : relaxation de température suivant une loi newtonienne (Ha-

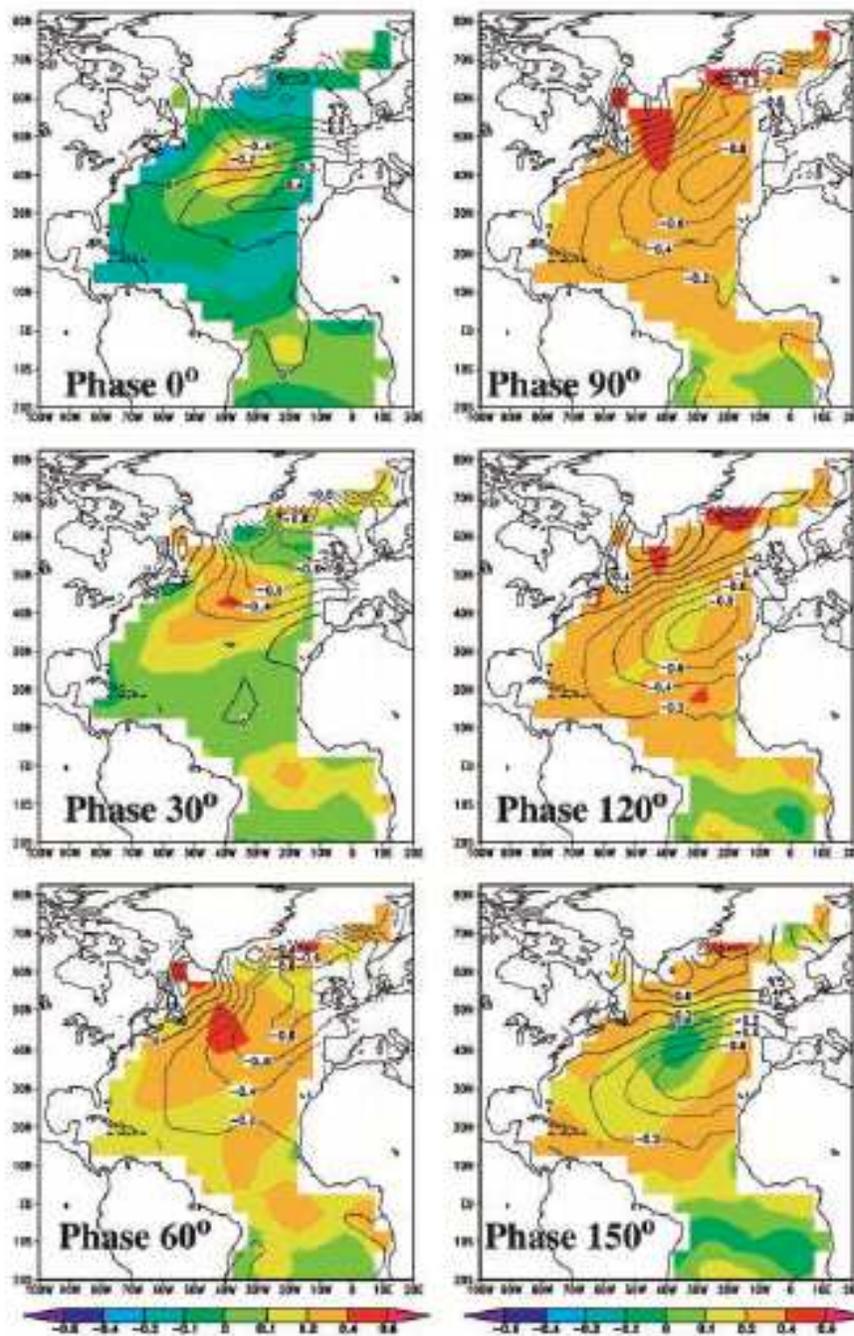


FIG. II.2 – Reconstruction du signal à 52 ans de la SST et la SLP (Kushnir, 1997). La SST ($^{\circ}\text{C}$) est en couleur, tandis que les contours (hPa) dénotent la SLP. Chaque figure est séparée par approximativement 4.3 ans. Source : Delworth et Mann (2000).

ney, 1971) puisqu'en première approximation les flux de chaleur de surface dépendent de la différence de température air-mer, et le flux d'eau douce est constant puisqu'il

est indépendant de la salinité de surface.

L'influence de ces conditions en surface sur les caractéristiques de la variabilité très basse-fréquence de la circulation thermohaline dans des modèles purement océaniques n'a pas été clairement mise en évidence dans les études antérieures.

II.1.3 Les conditions mixtes

Les modèles océaniques à basse résolution utilisant des conditions mixtes produisent une large gamme d'échelles de temps de variabilité, s'étendant de la décennie au millénaire. Trois modes de variabilité associés à trois échelles de temps sont rencontrés dans la littérature : la variabilité décennale associée à la propagation d'anomalies de densité dans la direction plus ou moins est-ouest, la variabilité centenaire associée à l'advection d'anomalies de salinité le long de la boucle de circulation thermohaline, et la variabilité millénaire associée à la formation d'une piscine d'eau douce (halocline) dans les latitudes de formation d'eau profonde. Pour chacun de ces modes, le forçage halin domine le forçage thermique.

L'existence de variabilité interdécennale sous conditions mixtes est indépendante des conditions initiales (Weaver et al., 1993) mais apparaît être très sensible à la structure spatiale du flux d'eau douce diagnostiqué à la fin de l'expérience de relaxation comme l'ont souligné Weaver et Hughes (1994). Ces auteurs ont conclu que l'existence de variabilité interdécennale dépend des trois conditions suivantes : premièrement il doit y avoir une nette évaporation dans les moyennes latitudes, deuxièmement il doit y avoir une désalinisation au nord de cette région, et troisièmement le système doit être en mode halin dominant (les anomalies de densité sont contrôlées par les anomalies de salinité). Les modèles océaniques utilisant des conditions mixtes en surface sont très sensibles aux apports d'eau douce dans les régions de convection. Dans les hautes latitudes, Bryan (1986) a montré que la circulation thermohaline directe (thermique) obtenue sous conditions aux limites de relaxation était instable au passage vers les conditions mixtes : c'est la *catastrophe de la halocline polaire* dans laquelle l'accumulation d'eau douce en surface ne permet plus la plongée des eaux froides, entraînant ainsi l'effondrement de la THC. Cette instabilité

et les équilibres multiples⁴ sous conditions mixtes ont été étudiés dans des modèles de complexité variée, des modèles en boîtes (Stommel, 1961; Walin, 1985) à travers des modèles intermédiaires (Zhang et al., 1993) à des modèles de circulation générale (Bryan, 1986; Weaver et Sarachik, 1991a,b; Marotzke et al., 1991). Dans un modèle de circulation générale océan-atmosphère-terre-glace, Manabe et Stouffer (1993) montrent qu'un quadruplage de concentration de CO₂ mène à une catastrophe de la halocline polaire au bout de 500 ans de simulation, et par conséquent à un effondrement de la circulation thermohaline nord Atlantique.

En raisonnant sur le temps de résidence des eaux de surface dans la zone de forte évaporation, Weaver et al. (1991) ont suggéré que lorsque la circulation thermohaline est anormalement faible, les eaux de surface passent lentement dans la région de forte évaporation, et une anomalie chaude et salée se développe. Elle est ensuite advectée jusqu'à la frontière est par le courant moyen, où elle est convectée vers l'océan profond, menant à la génération d'une cellule renversée qui cause l'intensification de la circulation thermohaline. Ensuite, les eaux de surface passent rapidement au dessus de la zone de forte évaporation, et ne deviennent donc pas aussi salées qu'auparavant. Lorsque cette anomalie froide et peu salée arrive dans les hautes latitudes, la formation d'eau profonde s'arrête et l'intensité de la circulation thermohaline diminue, et un autre cycle recommence. L'échelle de temps de l'oscillation est fixée par le temps de transit des anomalies de salinité de la zone de forte évaporation jusqu'à la région de formation d'eau profonde.

En réalité, le forçage océanique de surface n'est pas constant, puisque l'océan et l'atmosphère interagissent continuellement entre eux sur des petites échelles spatiales et temporelles. Weaver et al. (1991) ont considéré ces interactions comme des perturbations stochastiques du forçage du flux d'eau douce. Ils ont montré que la variabilité persistait lorsqu'une composante stochastique était ajoutée au flux d'eau douce constant. Plus tard, Myers et Weaver (1992) ont montré que l'utilisation d'un forçage de surface variant de manière saisonnière n'altère pas les résultats. Weaver et al. (1994) montrent que leur variabilité, de période 22 ans, persiste en présence de forçage de vent réaliste et est insensible

⁴L'unicité des équations de Navier-Stokes n'est pas prouvée, et il peut donc exister plusieurs solutions pour un même forçage de surface.

au forçage de flux d'eau douce utilisé. En revanche lorsque l'export de flux d'eau douce de l'Arctique vers la mer du Labrador devient trop important leur oscillation disparaît.

Des périodes centenaires ont également été obtenues dans des modèles en moyenne zonale. Par exemple, Winton et Sarachik (1993) ont obtenu une oscillation de période 460 ans. Le mécanisme est le suivant. Lorsque l'anomalie de sel (d'eau douce) est dans les basses (hautes) latitudes, la circulation est ralentie, les eaux tropicales (polaires) de surface sont longtemps soumises à l'évaporation (précipitations) nette, et l'anomalie de salinité (d'eau douce) initiale de surface est alors amplifiée. Lorsque l'anomalie de salinité (d'eau douce) est dans l'océan polaire (tropical), l'intensité de la circulation méridienne augmente, et par conséquent les anomalies sont soumises peu de temps au flux de surface qui tend maintenant à les amortir. Le forçage de sel en surface doit être suffisamment fort pour que l'anomalie de salinité (d'eau douce) des basses (hautes) latitudes soit suffisamment amplifiée pour perdurer contre la dissipation. En résumé, l'anomalie de salinité peut croître ou se maintenir seule contre la dissipation grâce à son effet sur l'*overturning*. L'échelle de temps de ces oscillations est fixée par le temps d'advection de l'anomalie de salinité autour de la boucle de circulation thermohaline ("Malkus-Howard loop oscillation", Malkus (1972)). Ce mécanisme a également été mis en évidence par Mikolajewicz et Maier-Reimer (1990) et Mysak et al. (1993) en réponse à un forçage stochastique de flux d'eau douce.

La variabilité d'échelle de temps millénaire a également été reproduite dans des modèles bidimensionnels (Marotzke et al., 1988; Wright et Stocker, 1991) et tridimensionnels (Winton et Sarachik, 1993). Ce mode de variabilité apparaît lorsqu'un flux d'eau douce important est présent dans les hautes latitudes. Le mécanisme consiste en la formation d'une halocline polaire inhibant peu à peu la formation d'eau profonde et entraînant l'effondrement de la circulation thermohaline. Pendant ces périodes de circulation faible, l'océan polaire profond emmagasine de la chaleur par homogénéisation horizontale de chaleur avec l'océan tropical profond (Marotzke et al., 1988). Au bout d'un certain temps, une instabilité statique (eaux froides et peu salées au dessus d'eaux chaudes et salées) survient dans les hautes latitudes : c'est le *flush*. Les *flushes* sont des événements très brefs (quelques décennies) et très violents au cours desquels la circulation méridienne est très intense en réponse à la brisure de la halocline polaire de surface. Pendant ces périodes courtes

l'océan polaire profond libère dans l'atmosphère toute la chaleur qu'il avait emmagasinée pendant plusieurs siècles. Ensuite, une nouvelle halocline se forme et le cycle recommence.

Ces conditions mixtes sont-elles pertinentes pour l'étude de variabilité climatique ?

A cause de l'absence de feedback entre la salinité et le flux d'eau douce, la condition à la surface de l'océan dans le système couplé océan-atmosphère est alors similaire à l'utilisation des conditions mixtes dans un modèle océanique seul. C'est pourquoi l'implication de cette instabilité est sérieuse dans les études de climat qui utilisent un océan équilibré par les conditions de relaxation (Haney, 1971) pour initialiser un modèle couplé océan-atmosphère (Tziperman et al., 1994).

L'utilisation des conditions mixtes a été sérieusement remise en question pour l'étude de la variabilité du climat, car elles représentent mal les rétroactions océan-atmosphère (Cai et Godfrey, 1995; Rahmstorf et Willebrand, 1995). L'utilisation des conditions mixtes en surface permet en particulier de laisser plus de liberté à la salinité permettant ainsi de jouer un rôle important dans l'existence de variabilité, tandis que la température de surface, gouvernant la circulation thermohaline thermique directe, ne s'éloigne jamais beaucoup de la température de rappel. De plus, dans ce type de conditions, l'atmosphère est implicitement modélisée. Le flux d'eau douce constant est équivalent à la différence entre la précipitation et l'évaporation, et donc équivaut à un cycle hydrologique invariable dans l'atmosphère. La condition de relaxation de température signifie que l'atmosphère est en équilibre d'énergie et ne varie pas dans le temps (capacité thermique infinie, transport latéraux de chaleur fixes). Ainsi, l'atmosphère ne peut pas répondre à des changements de flux de surface résultant de changements dans la circulation océanique. C'est pourquoi ce type de condition n'est pas approprié pour des études climatiques dans lesquelles l'atmosphère est attendue variable. En opposition, la condition de flux constant est équivalente à considérer une capacité thermique atmosphérique nulle. La condition réelle en surface est plutôt un mélange des deux conditions aux limites (rappel sur la SST + flux de chaleur constant), traduisant alors une capacité thermique finie.

II.1.4 Variabilité sous flux constants

Plusieurs simulations numériques récentes ont montré le caractère variable du système océanique sur des échelles de temps interdécennales sous conditions de flux constants (Huang et Chou, 1994; Greatbatch et Zhang, 1995; Cai et al., 1999). Huang et Chou (1994) ont obtenu des oscillations dans le contexte de circulation haline (dans laquelle la circulation méridienne dans un bassin idéalisé est inversée par rapport à la THC actuelle, avec formation d'eau profonde à l'équateur). Greatbatch et Zhang (1995) obtiennent une oscillation de période 50 ans dans un bassin océanique à géométrie idéalisée (modèle aux équations simplifiées géostrophiques planétaires) forcé uniquement par un flux de chaleur constant en moyenne zonale. Ils soulignent la forte similarité entre leurs oscillations et celles du modèle couplé océan-atmosphère du *GFDL* décrit par Delworth et al. (1993).

Dans un premier article, Huck et al. (1999a) utilisent le même type de modèle que Greatbatch et Zhang (1995) et trouvent que l'amplitude des anomalies de température, intensifiées en surface, est maximale dans les régions où le refroidissement de surface est le plus important, c'est à dire dans la région de courant de bord ouest. Ils suggèrent que l'instabilité qui survient dans cette région mène la circulation océanique vers un mode résonnant : des ondes baroclines périodiques de grandes longueurs d'ondes sont continuellement excitées par le mécanisme d'instabilité. De plus ils indiquent que les régions de fort refroidissement de surface pourraient être les régions où le profil vertical de courant est le plus barocliniquement instable.

Plus tard, Colin de Verdière et Huck (1999) s'intéressent au mécanisme de cette instabilité. Ils fournissent plusieurs indications qui suggèrent le mécanisme d'instabilité barocline "grande échelle" pour expliquer la variabilité interdécennale sous flux constant de surface. Tout d'abord ils trouvent que le terme qui domine la croissance de la variance de la température est $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ avec des valeurs positives maximales dans la région de courant de bord ouest en accord avec la stationnarité des anomalies de température à cet endroit : les flux turbulents méridiens de température se nourrissent de l'énergie potentielle extraite de l'écoulement moyen. L'analyse de la structure verticale des perturbations de température dans la région instable de courant de bord ouest révèlent des déphasages significatifs d'environ un quart de période entre les anomalies de surface (0-300 m) et

celles en profondeurs (500-3000 m) : de tels déphasages sont caractéristiques du mécanisme d'instabilité barocline d'un écoulement zonal. C'est d'ailleurs pour cette raison que l'ajustement convectif a un rôle stabilisateur (Huck et al., 1999a) puisqu'il élimine les déphasages verticaux nécessaires à l'instabilité barocline. Afin de mettre en évidence ce mécanisme, il reproduisent dans un modèle à trois couches, basé sur la géostrophie avec en plus un terme de dissipation horizontale, des taux de croissance d'un à deux cycles par an pour des valeurs réalistes de diffusion et de cisaillement vertical. Ces taux de croissance sont en bon accord avec ceux observés dans le modèle, et l'échelle horizontale des perturbations qui maximise ce taux de croissance est de l'ordre de 10 rayons de Rossby (avec $R \approx 70$ km). Tous ces éléments supporte alors l'idée que l'instabilité barocline ondes longues (grande échelle) gouverne la variabilité interdécennale sous flux constants.

L'existence de l'instabilité barocline aux grandes longueurs d'ondes dans les équations simplifiées géostrophiques planétaires avait été démontrée plus tôt par Colin de Verdière (1986). Sans friction (système inviscide), l'effet β est nécessaire à l'instabilité⁵. L'ajout de friction horizontale induit une échelle préférentielle de l'instabilité qui augmente avec la friction : au nombre d'onde maximisant le taux de croissance de l'instabilité, le taux de croissance inviscide linéaire s'équilibre avec l'amortissement par la friction horizontale. Dans cette configuration l'instabilité fonctionne aussi bien sur plan f que sur plan β . Avec les valeurs de dissipation horizontale utilisées dans les modèles à basse résolution, des longueurs d'ondes d'échelles planétaires (plusieurs centaines de km) peuvent alors apparaître⁶.

Le mécanisme de variabilité sous flux constant peut être décrit comme suit. Supposons que l'*overturning* soit anormalement fort, alors le transport de chaleur vers le nord par le courant de bord ouest augmente, et quelque temps plus tard une anomalie positive de température se forme dans les hautes latitudes. En conséquence, le gradient méridien de température est réduit, et cela tend à diminuer l'intensité de l'*overturning*. Le transport de chaleur par le courant de bord ouest diminue et quelques années plus tard une anomalie

⁵pour permettre une divergence ($\partial_z w \neq 0$) de l'écoulement horizontal et ainsi permettre l'extraction d'énergie potentielle ($\rho w g \neq 0$) de l'écoulement moyen par les perturbations.

⁶Néanmoins la nature de la solution devrait changer considérablement avec l'augmentation de la résolution et les valeurs de dissipation horizontale plus faibles utilisées.

négative de température se forme dans les hautes latitudes. Ainsi, le gradient méridien de température augmente et tend à intensifier l'*overturning*. Huck et al. (1999a) ont montré que l'oscillation peut être décrite à partir de l'intensité de l'*overturning* Ψ et de la différence de température nord-sud ΔT . A travers la conservation de la chaleur, le taux de changement $\Delta \dot{T}$ est relié à l'advection de température ($-\Psi \overline{\Delta T}$), et le taux de changement $\dot{\Psi}$ est relié à ΔT (contrairement au modèle de Stommel (1961) qui relie Ψ à ΔT à l'équilibre). Pour soutenir l'oscillation, une différence de phase doit nécessairement exister entre ΔT et le courant de bord ouest qui est la contribution dominante de l'*overturning* Ψ en surface. Winton (1996) et Greatbatch et Peterson (1996) soutiennent que des ondes de Kelvin visqueuses sont responsables de l'ajustement de l'oscillation, tandis que Colin de Verdière et Huck (1999) mettent en évidence des ondes de vorticité potentielle se propageant sur la stratification dans un courant moyen. Par ailleurs, Huck et al. (1999a) soulignent l'importance d'une circulation très énergétique pour permettre à des perturbations de se développer à travers l'instabilité barocline. En effet ces auteurs effectuent une série d'expériences de sensibilité à plusieurs paramètres de la variabilité interdécennale sous flux de chaleur constants (Fig. II.3). Ces expériences révèlent que lorsque l'amplitude du forçage augmente, l'index d'oscillation aussi avec une loi en puissance 1/2 en accord avec le scaling de Huang et Chou (1994) sous flux constant de surface. Si par ailleurs le forçage de surface est gardé constant (profil linéaire de 45 W m^{-2} à l'équateur à -45 W m^{-2} au pôle) et que la diffusion verticale k_v augmente, alors l'index d'oscillation augmente également⁷. Puisque l'intensité de la circulation moyenne augmente avec l'amplitude du forçage et la diffusion verticale alors, ces deux expériences de sensibilité révèlent que plus la circulation est énergétique, plus l'amplitude des oscillations augmente. La diffusion horizontale est le principal amortisseur des oscillations : pour des valeurs supérieures à $2500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, il n'y a plus d'oscillations : la nature bifurcatoire (de Hopf) de cette oscillation est donc mise en évidence. Il existe également une valeur critique pour le coefficient de rappel de la SST : pour des valeurs supérieures à $22 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, il n'y a plus d'oscillations. En fait en augmentant le coefficient de rappel, l'amplitude du forçage diminue et donc la

⁷L'effet diffusif de k_v sur les perturbations est largement contrebalancé par son effet intensificateur sur l'*overturning*.

circulation moyenne également et par conséquent l'amplitude des oscillations.

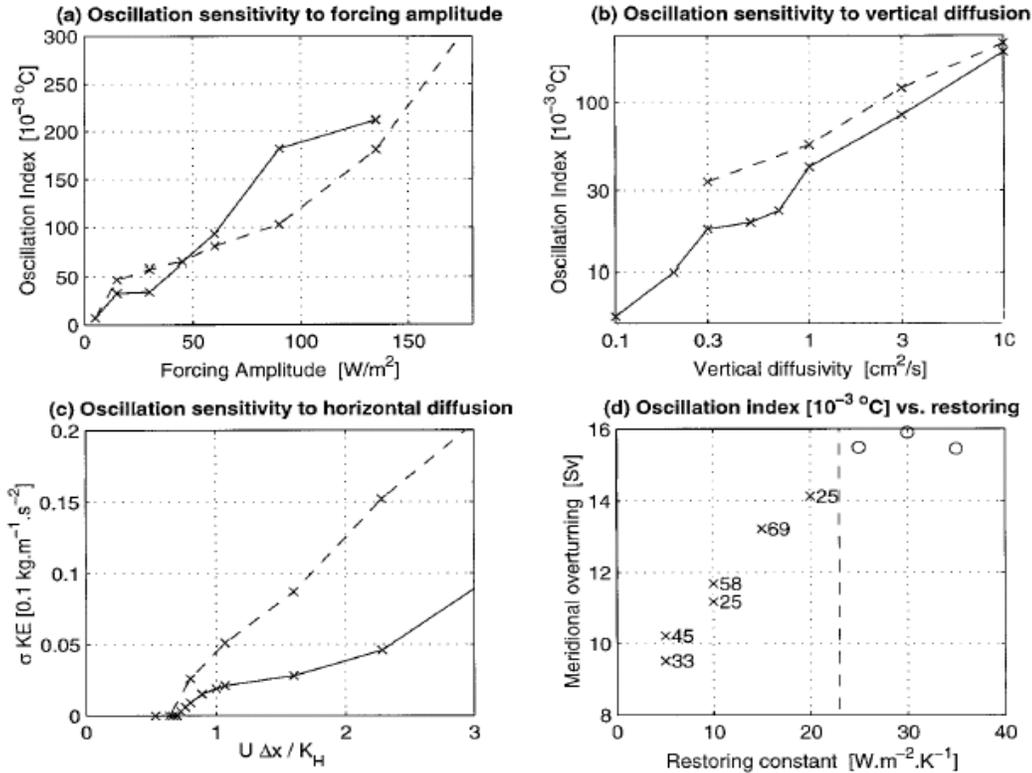


FIG. II.3 – Sensibilité des oscillations interdécennales à a) l'amplitude du flux de chaleur de surface (définie comme la différence de forçage entre l'équateur et le pôle). L'index d'oscillation, en ordonnée, est l'écart-type de la température moyennée sur tout le bassin et sur une période d'oscillation; b) la diffusion verticale k_v , c) la diffusion horizontale k_h (nombre de Peclet en abscisse avec $U = 1 \text{ cm s}^{-1}$, $\Delta x = 160 \text{ km}$). L'écart-type de l'énergie cinétique moyennée sur tout le bassin est en ordonnée; d) des variations du coefficient d'échange turbulent de chaleur de surface. L'intensité maximale de la circulation méridienne est représentée en ordonnée. Les croix et les cercles dénotent respectivement la présence et l'absence d'oscillations. La ligne continue résume les résultats avec le modèle géostrophique planétaire ($k_h = 2000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $k_v = 2000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $a_h = 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), et la ligne pointillée s'associe à un modèle purement géostrophique (sans dissipation). Source : Colin de Verdière et Huck (1999).

II.1.5 Objectifs et méthodologie

Les travaux décrits ci-dessus se sont concentrés sur l'étude de variabilité dans des modèles purement océaniques. Ces études ont mis en évidence deux types de variabilité interdécennale pour deux types de conditions en surface : les conditions de flux constants

et les conditions mixtes.

La compréhension de la variabilité qui émerge dans les modèles couplés reste problématique, et il n'est pas toujours facile d'attribuer les fluctuations à une simple cause parce que tous les processus sont couplés de manière inhérente. Plusieurs auteurs ont trouvé des ressemblances entre leur mode de variabilité émergeant dans des modèles purement océaniques et ceux apparaissant dans des modèles couplés. Par exemple, Chen et Ghil (1996) suggèrent que le mécanisme de variabilité de leur modèle océanique couplé à un simple modèle atmosphérique en équilibre d'énergie (EBM⁸) est le même que dans le modèle uniquement océanique forcé par des conditions mixtes (Chen et Ghil, 1995). De plus, Chen et Ghil (1996) soulignent que la composante de flux de chaleur constant en surface dans leur modèle couplé est essentielle à la variabilité. Ce résultat est surprenant puisque ce qui est crucial à l'oscillation mixte est le rappel sur la SST et non le flux de chaleur constant. Huck et al. (2001) trouvent que les oscillations du modèle océanique forcé par des flux de chaleur constants sont robustes avec un EBM. Greatbatch et Zhang (1995) ont suggéré que la variabilité interdécennale détectée par Delworth et al. (1993) dans le modèle couplé de circulation globale du GFDL ressemblait à la variabilité obtenue dans leur modèle océanique forcé par des flux de chaleur constants. Plus tard, Delworth et Greatbatch (2000) montrent que la variabilité obtenue auparavant par Delworth et al. (1993) est un mode océanique amorti (non couplé) excité par les fluctuations basse-fréquence des flux de chaleur de surface générées intrinsèquement dans l'atmosphère (lié à l'Oscillation Nord Atlantique).

Ces études nous montrent que des similitudes existent entre les oscillations émergeant dans des modèles couplés sophistiqués et celles obtenues dans des modèles océaniques simplifiés forcés par des flux de chaleur constants. Cependant ces similitudes n'affirment pas avec certitude que ce sont bien les mêmes modes de variabilité présent dans les modèles couplés et uniquement océaniques. C'est pourquoi, cette étude s'attache à fournir des caractéristiques fondamentales aux deux types de variabilité type-flux et type-mixte. Ces caractéristiques permettront dans un premier temps de montrer que les mécanismes des deux oscillations impliquent des processus vraiment très différents. Et surtout, ces

⁸Atmospheric Energy Balance Model.

caractéristiques permettront de fournir des indications fiables sur le type de variabilité (type flux, type mixte ou autre) émergeant dans des modèles montrant un certain degré de réalisme. Les caractéristiques qui nous semblent les plus pertinentes sont les suivantes :

- la transition de l'état stationnaire obtenu à la fin du *spin-up* vers la solution oscillante ;
- la variable (température ou salinité) contrôlant les perturbations de densité ;
- les termes gouvernant la croissance de la variance de la densité nous indiquera la source d'énergie des oscillations : cette partie constitue le diagnostique le plus important ;
- La structure spatio-temporelle des perturbations (structure verticale et propagation).

La méthode consiste à amener le modèle à l'équilibre (*spin-up*) en utilisant les conditions de relaxation sur la température et la salinité. Puis, les conditions aux limites de flux constants et les conditions aux limites mixtes sont appliquées sur le même état océanique. En dernière partie, deux modèles très simples expliquant la naissance et l'entretien (voire amplification) des perturbations sous conditions mixtes sont proposés. Toutes les expériences menées ici utilisent des bassins océaniques idéalisés, nous ne nous attendons donc pas à ce que les résultats se comparent bien avec les observations. Cependant, les résultats qualitatifs nous donnent espoir que ce type de modèles doit capturer certains aspects de la circulation moyenne et de la variabilité interdécennale observée.

II.2 Description du modèle océanique

Notre intérêt ici est la mise en évidence des caractéristiques de modes de variabilité, d'échelle temporelle au moins supérieure à la décennie, émergeant dans des modèles océaniques forcé par des conditions mixtes ou par des flux constants. Aussi, nous employons le modèle le plus simple capable de représenter la THC, et son transport de chaleur associé vers le nord, dans un bassin océanique dont les dimensions sont approximativement celles de l'Atlantique nord. Le modèle est le même que celui de Colin de Verdière et Huck (1999) et Huck et al. (1999b), et sa description est fournie en annexe B. C'est un mo-

dèle aux équations géostrophiques planétaires en coordonnées sphériques qui est valide pour les études des écoulements grande échelle (Salmon, 1986; Colin de Verdière, 1988; Winton et Sarachik, 1993). Ainsi, la dynamique non-linéaire représentant la variabilité intrinsèque (les tourbillons méso-échelles) de l’océan n’est pas résolue et doit être paramétrisée. Dans les expériences présentées ici, le forçage de vent est nul de manière à se concentrer uniquement sur la réponse barocline de la circulation océanique.

Paramétrisation des tourbillons méso-échelles

Les modèles de circulation générale qui résolvent les tourbillons méso-échelles peuvent seulement être intégrés pendant quelques décennies à cause du coût calcul extrêmement élevé. C’est pourquoi, aujourd’hui des modèles à basse résolution sont utilisés pour simuler la circulation générale d’un bassin océanique, et doivent donc paramétriser les transferts de chaleur associés à ces tourbillons méso-échelles (rayon de l’ordre du rayon interne de déformation de Rossby ~ 50 km aux moyennes latitudes).

Les schémas de paramétrisation sont la traditionnelle diffusion de “Fick” : les termes non-diagonaux du tenseur de diffusion sont nuls, elle est habituellement utilisée dans les modèles à basse résolution. La paramétrisation de “Green-Stone” basée sur la théorie linéaire de l’instabilité barocline : l’énergie est extraite du champ de densité moyen, le coefficient de diffusion est pris proportionnel au taux de croissance maximal d’une instabilité barocline fois une échelle de mélange caractéristique de mélange (largeur de la zone barocline (Green, 1970)). Ici le processus est diabatique : les flux turbulents peuvent traverser les surfaces isentropiques de l’écoulement moyen. Cette paramétrisation permet au coefficient de diffusion de varier dans l’espace et le temps en fonction du champ moyen de densité grande échelle plutôt que de rester constant (comme la paramétrisation Fickienne). La paramétrisation de Gent et McWilliams (1990), qui fait l’hypothèse que le rôle des tourbillons dans l’établissement de la structure en densité moyenne peut être représentée par un processus adiabatique : une vitesse turbulente est ajoutée à la vitesse eulérienne moyenne, lorsque la pente de l’isopycne est faible, on retrouve la paramétrisation Fickienne. La partie la plus attractive du schéma est la nature adiabatique comme une grande partie de l’océan est essentiellement quasi-adiabatique, et le mélange survient

de manière prédominante dans la direction isopycnale.

Certains trouvent que la paramétrisation de Gent-McWilliams offre des améliorations dans les simulations climatiques par rapport à la simple diffusion de "Fick" (Danabasoglu et al., 1994; Jiang et al., 1999), d'autres études montrent que le schéma ne représente pas bien les effets des tourbillons dans le champ de traceur. C'est le cas de Soloviev et al. (2002) qui se sont intéressés au rôle des tourbillons méso-échelles dans la modélisation de l'océan sur des échelles de temps climatiques. Pour cela, ils testent les trois schémas de paramétrisation, mentionnés ci-dessus, des flux de chaleur turbulents pour représenter l'effet des tourbillons méso-échelles dans un GCM idéalisé. Puis ils comparent les résultats à une simulation réaliste qui résoud la turbulence. Ils montrent qu'aucun schéma de paramétrisation n'est plus efficace qu'un autre pour représenter les propriétés locales de la divergence du flux de chaleur turbulent. Motivé par ces résultats, nous décidons d'employer la simple paramétrisation de "Fick" pour les flux turbulents de traceurs, mais également de quantité de mouvement.

II.3 Experience de relaxation - *Spin-up* de l'océan

Le modèle océanique est amené à l'équilibre en utilisant des conditions aux limites de relaxation (Haney, 1971). L'état initial est un océan au repos, avec une température uniforme de 4°C, et une salinité de 35 psu. Les flux de chaleur (\mathcal{Q}) et d'eau douce ($\mathcal{P} - \mathcal{E}$) sont estimés en rappelant la température de surface T_s et la salinité de surface S_s respectivement, vers une température prescrite (T^* dépendante uniquement de la latitude, variant comme un profil cosinusoïdal de 25°C à 10°N à 0°C à 66°N) et une salinité prescrite (S^* uniquement dépendante de la latitude, variant comme un profil linéaire de 37 psu à 10°N à 35.5 psu à 66°N) :

$$\begin{aligned}\mathcal{Q} &= \frac{\lambda}{\rho_w C_{pw} h_s} (T^* - T_s); \\ \mathcal{E} - \mathcal{P} &= \frac{H_1 s p y}{S_0 \tau_s} (S^* - S_s).\end{aligned}$$

Les valeurs des constantes et paramètres utilisés dans ce chapitre sont données dans le tableau II.1. Le coefficient de couplage thermique λ est fixé à 35 W m⁻² K⁻¹, menant à

un temps de rappel ($\tau = \rho_w C_{pw} h_s / \lambda$) d'environ 66 jours⁹ pour une épaisseur de couche de surface h_s de 50 m. Le temps de rappel de la salinité est plus petit et est fixé à 30 jours (pas de justification physique pour choisir ce temps de rappel, par exemple Mikolajewicz et Maier-Reimer (1990) ont utilisé un temps de rappel de 40 jours). A ce stade, on peut noter que Stommel (1961) a montré que l'utilisation de temps de rappel différents sur la température et la salinité peut mener à des oscillations de relaxation. Le modèle est intégré pendant 5000 ans de manière à amener l'océan profond en équilibre avec les flux de surface¹⁰. La circulation méridienne, la température et salinité de surface, et les flux de chaleur et d'eau douce obtenus à la fin du *spin-up* sont montrés dans la figure II.4.

La circulation méridienne (Fig. II.4-d) est caractérisée par une plongée d'eau dans les régions polaires et une remontée près de l'équateur. L'intensité maximale de cette circulation est 11.4 Sv (entre 15 et 20 Sv d'après les GCMs réalistes). Malgré un fort désalage près du bord nord (Fig. II.4-b), le refroidissement intense des eaux de surface (Fig. II.4-c) induit une forte convection jusqu'au fond du bassin (Fig II.4-c) et un deuxième maximum est visible vers 45°N, près du bord est, où la convection atteint 1000 m. L'écoulement intérieur est géostrophique, tandis que sur les bords, ouest et est principalement, il est divergent : un *upwelling* est présent le long du bord ouest (entre 20 et 60°N) et un *downwelling* est présent le long du bord est (entre 35 et 60°N) (Huck et al., 1999b)

Les flux de chaleur et d'eau douce ont des distributions qualitativement en accord avec les observations. L'advection d'eaux chaudes subtropicales vers le nord par le courant de bord ouest entraîne une perte importante de chaleur entre 40 et 50°N près du bord ouest (-60 W m^{-2}). Entre 10 et 50°N dans l'océan intérieur, il y a un faible gain de chaleur par l'océan ($+15 \text{ W m}^{-2}$). Entre 50°N et le bord nord, il y a une faible perte de chaleur par l'océan (-15 W m^{-2}) dans l'intérieur. Dans le coin nord-est il y a une perte de chaleur plus prononcée (-30 W m^{-2}). Le courant de bord ouest advecte également des

⁹le coefficient de couplage λ est plus élevé que ce qui est donné par les observations de Peixoto et Oort (1992) ($12 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) afin de prendre en compte l'amortissement par les émissions infrarouges (Stefan-Boltzman).

¹⁰Le temps d'ajustement de l'océan profond est de l'ordre de $O(H^2/k_v)$, où $H \sim 4000 \text{ m}$ est la profondeur du bassin océanique, et $k_v \sim 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ est la diffusion verticale, ce qui donne $(H^2/k_v) \sim 5000$ ans.

Y_0	10°N	latitude du bord sud du bassin
Y_1	66°N	latitude du bord nord du bassin
H	4500 m	profondeur du bassin
nx	32	résolution longitudinale
ny	28	résolution latitudinale
nz	15	nombre de niveaux (variables) sur la verticale
Δt	1 jour	pas de temps
λ	35 W m ⁻²	coefficient de couplage thermique
α	1.5×10 ⁻⁴ K ⁻¹	coefficient d'expansion thermique
β	8×10 ⁻⁴ psu ⁻¹	coefficient d'expansion halin
C_{pw}	4000 J kg ⁻¹ K ⁻¹	capacité calorifique de l'eau à pression constante
ρ_w	10 ³ kg m ⁻³	densité de référence
k_v	10 ⁻⁴ m ² s ⁻¹	diffusion verticale de traceurs (T et S)
k_h	10 ³ m ² s ⁻¹	diffusion horizontale de traceurs (T et S)
a_h	10 ⁵ m ² s ⁻¹	viscosité horizontale (laplacien)
spy	365.25×86400 s	secondes par an
S_0	35 psu	salinité de référence
τ_s	30 jours	temps de rappel de la salinité de surface

TAB. II.1 – Valeurs standards des paramètres du modèle océanique.

eaux salées subtropicales vers le nord, et en conséquence à certains endroits la salinité de surface devient plus forte que la salinité de rappel, d'où un flux d'eau douce important à cet endroit ($\mathcal{E} - \mathcal{P} = -70 \text{ cm an}^{-1}$). Légèrement au nord du décrochement du courant de bord ouest (59°N), une petite zone (4 points de grille seulement) n'est pas alimentée par les eaux salées provenant du sud. Le rappel sur la salinité génère donc une zone de forte évaporation à cet endroit. Dans l'océan intérieur entre 10 et 50°N, c'est globalement une zone d'évaporation. Près du bord nord des précipitations importantes (-150 cm an^{-1}) ont lieu.

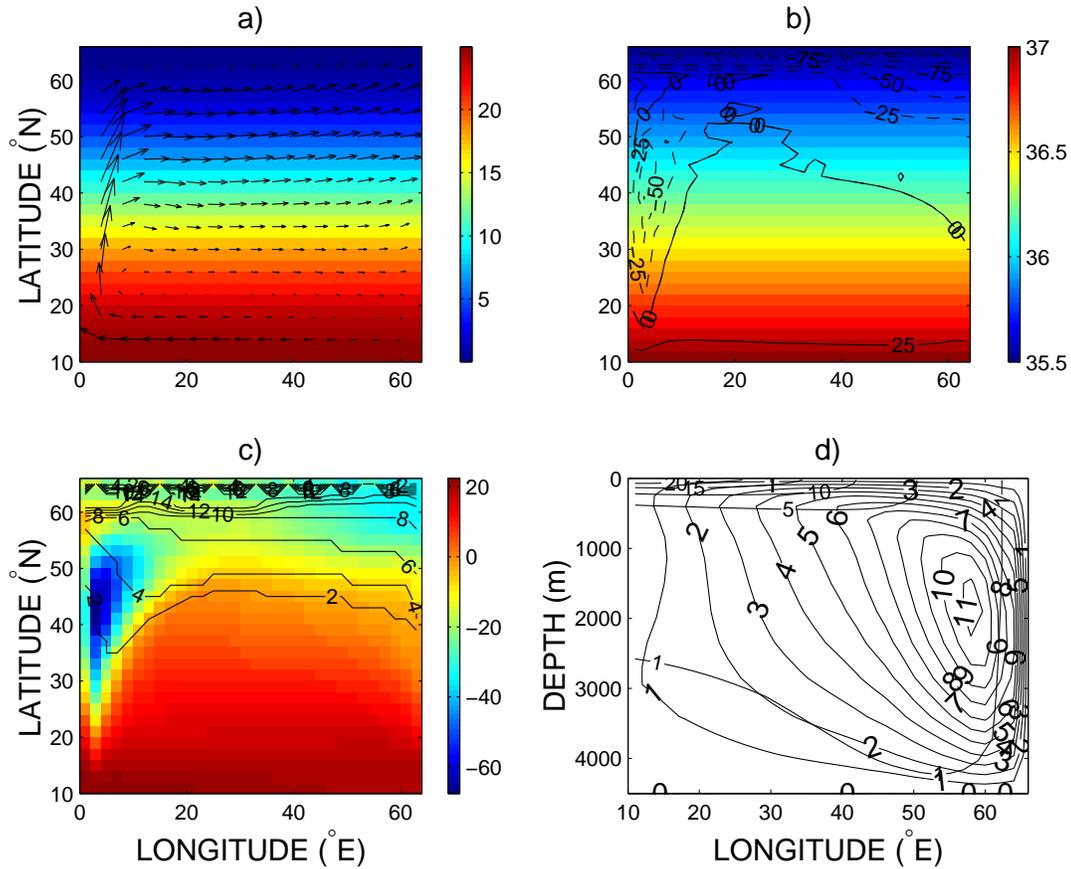


FIG. II.4 – Etat d'équilibre obtenu à la fin de l'expérience de relaxation (*spin-up*). a) SST ($^{\circ}\text{C}$) et courant de surface (0-50 m); b) SSS (psu) et contours de flux d'eau douce (cm yr^{-1}); c) flux de chaleur de surface (SHF, W m^{-2}) et niveaux de convection; d) circulation méridienne (Sv) et contours du champ de température en moyenne zonale ($^{\circ}\text{C}$).

II.4 Transition vers les oscillations interdécennales

Habituellement, la procédure utilisée pour faire des études climatiques dans lesquelles des intégrations de plusieurs siècles sont souvent nécessaires est d'amener à l'équilibre les modèles atmosphériques et océaniques via des conditions de rappel vers la climatologie¹¹. Une fois que les modèles océaniques et atmosphériques sont équilibrés avec les flux de rappel de surface, le couplage est effectué, les deux modèles évoluent alors ensemble et le modèle océanique est gouverné par les flux air-mer calculés par le modèle atmosphérique. A cause de l'absence de feedback entre la salinité et le flux d'eau douce de surface, les

¹¹de telle manière que le système couplé évolue proche des observations.

conditions aux limites dans le système couplé sont similaires aux conditions mixtes dans un modèle uniquement océanique (Tziperman et al., 1994). D'autres, cependant considèrent qu'à très basse-fréquence l'océan voit plutôt un flux de surface (chaleur, eau douce, quantité de mouvement) constant avec des variations temporelles du flux air-mer beaucoup plus petites que la valeur moyenne (Greatbatch et Zhang, 1995). Deux scénarii possibles sont alors envisagés pour la transition de l'état constant obtenu à la fin du *spin-up* vers la solution finale du modèle couplé.

Dans cette section, l'attention est donc tournée vers la transition de l'état constant obtenu à la fin du *spin-up* vers les solutions oscillantes obtenues sous conditions mixtes (RTFS¹²) et sous conditions de flux de sel et de chaleur constants (FTFS¹³). Ces transitions sont alors comparées. Cette étape constitue la première caractéristique des oscillations type mixte et type flux. La figure II.5 montre l'évolution temporelle du maximum de l'intensité de la circulation méridienne (Sv) du modèle à travers les expériences de relaxation (RTRS¹⁴), de flux constants (FTFS) et de conditions mixtes (RTFS).

II.4.1 Flux constants

Ce qui est directement évident à partir de cette série temporelle (Fig II.5), est que le système forcé par des flux de flottabilité constants (exp. FTFS) évolue lentement vers un cycle limite en approximativement 5000 ans, la période de ce dernier est d'environ 57 ans. L'overtuning varie autour d'un état moyen (11.42 ± 1.28 Sv) qui est l'état d'équilibre obtenu à la fin de l'expérience de relaxation.

Afin de mettre en évidence le rôle de la salinité dans la variabilité sous flux constant de surface, une expérience supplémentaire est réalisée dans le contexte purement thermique (Fig. II.6). La température de rappel T^* est la même dans que l'expérience RTRS (voir section II.3). Une fois qu'un état stationnaire est atteint (exp. RT), le flux de chaleur de surface est diagnostiqué, la moyenne enlevée, puis gardé constant (exp FT). En faisant une analyse de stabilité linéaire de l'état d'équilibre obtenu à la fin de l'expérience de

¹²RT : rappel sur la SST, FS : flux constant de sel (ou d'eau douce).

¹³FT : flux constant de chaleur.

¹⁴RS : rappel sur la salinité.

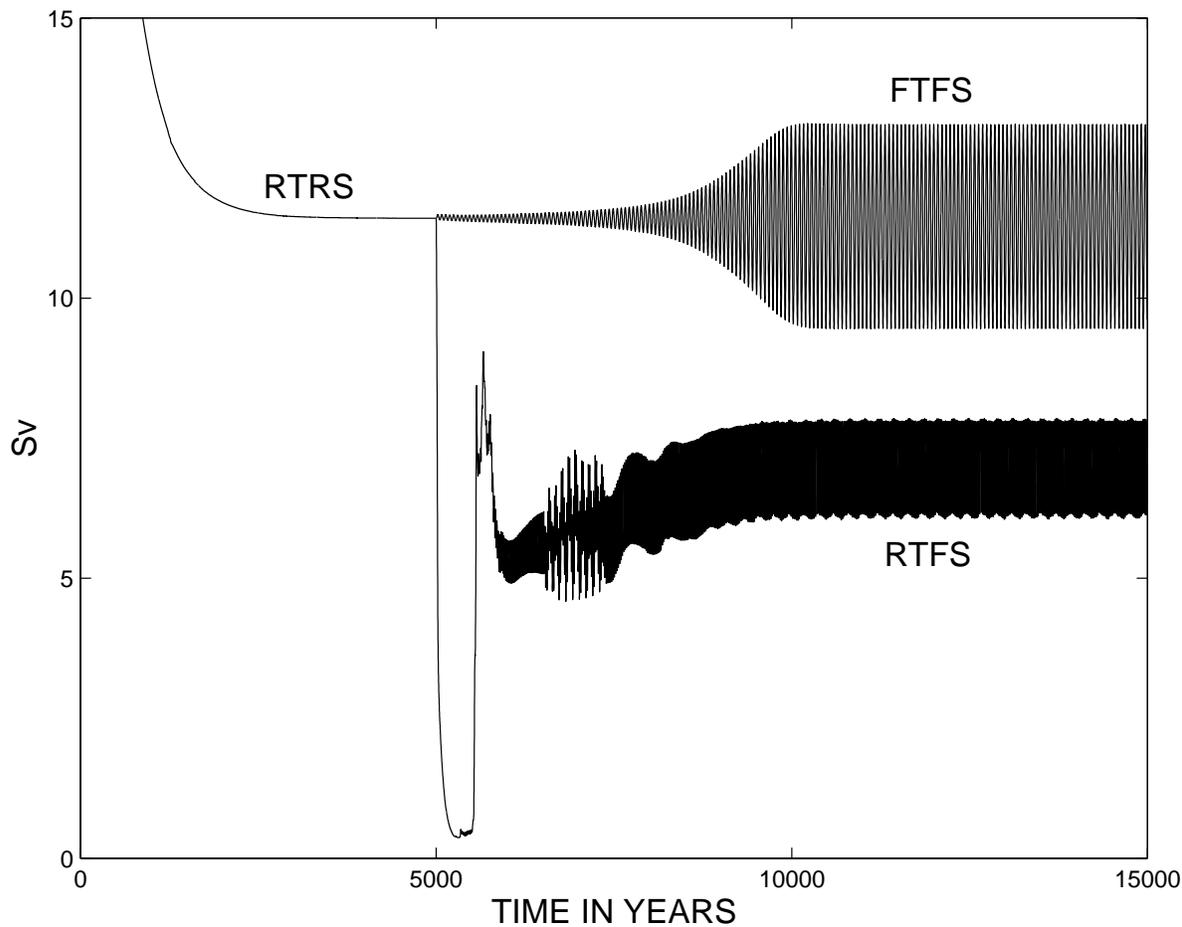


FIG. II.5 – Intensité maximale de la circulation méridienne sous conditions de relaxation (RTRS). Les conditions mixtes (RTFS) et de flux constant (FTFS) sont appliquées à l'année 5000 de l'intégration.

relaxation, Huck et Vallis (2001) ont montré que l'oscillation interdécennale obtenu sous flux de chaleur constant (exp. FT) survient d'un mode instable linéaire de l'écoulement moyen (avec un taux de croissance de 58.4 ans). Dans notre simulation, l'échelle de temps du taux de croissance des perturbations sous flux de chaleur constant est 56 ans. De la même manière, nous montrons ici que sous flux d'eau douce et de chaleur constants, les oscillations interdécennales sont dues à un mode instable linéaire qui croît sur l'écoulement moyen, mais avec un taux de croissance beaucoup plus faible (1136 ans). La période des oscillations obtenues sous flux de chaleur constant uniquement (Fig II.6) est 38 ans, et le maximum de l'intensité de l'overturning oscille autour d'une valeur moyenne de 12.17 Sv avec un écart-type de 2.45 Sv. L'effet de la salinité est donc de diminuer le taux

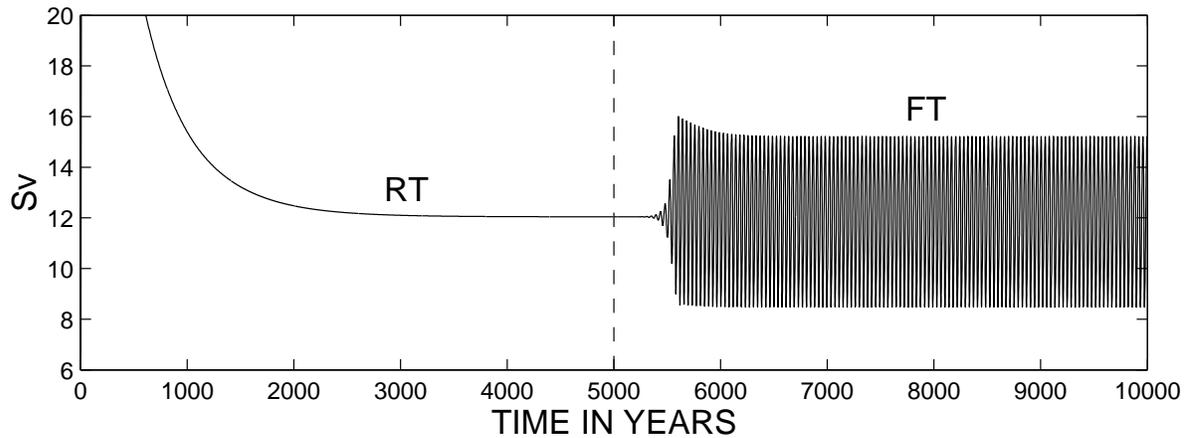


FIG. II.6 – Intensité maximale de la circulation méridienne sous conditions de relaxation de température (exp. RT). A l’année 5000, le flux de chaleur de surface est diagnostiqué, sa moyenne retirée puis est gardé constant (exp. FT). La SST de rappel est la même pour les deux expériences de *spin-up* (exp. RT et RTRS).

de croissance des perturbations, l’amplitude des oscillations, l’intensité de la circulation moyenne, et de rallonger la période des oscillations. La salinité agit comme un frein non seulement sur l’état moyen (circulation moins intense puisque le gradient méridien de densité est plus faible), mais aussi sur la variabilité.

II.4.2 Conditions mixtes

Avant de décrire les résultats obtenus sous conditions mixtes, il est important de signaler que nous avons été forcé de faire un grand nombre de simulations avant d’obtenir des solutions oscillantes interdécennales. L’existence de variabilité interdécennale sous conditions mixtes apparaît être très sensible à l’état constant obtenu sous conditions de relaxation comme nous l’avons mentionné en introduction. Le tableau II.2 récapitule quelques expériences en conditions mixtes qui montrent un large intervalle d’échelle de temps de variabilité s’étendant de la décennie au millénaire. L’expérience 19 constitue notre simulation de référence.

Très peu de simulations présentent de la variabilité interdécennale (exp. 12, 15, 16, 17, 19). Certaines des expériences que nous avons menées (exp. 4,6,7 par exemple) qui utilisent des temps de rappel de SSS plus longs (respectivement 66, 45 et 40 jours plutôt

que 30 jours) n'ont pas révélé de variabilité. En effet, des temps de rappel de SSS plus longs mènent à un forçage de sel plus faible et diminuent donc les chances d'apparition d'oscillations sous conditions mixtes (Weaver et al., 1994). Les oscillations d'échelle millénaire dont le mécanisme a été décrit en introduction ont également été obtenues (exp. 5, 8, 13, et 18).

Sous conditions mixtes (exp. RTFS), la transition de l'état constant obtenu à la fin du *spin-up* vers les oscillations interdécennales comprend trois phases distinctes que nous allons brièvement décrire ici.

(a) La catastrophe de la halocline polaire

A la fin de l'expérience de relaxation, la convection dans les régions polaires est due à un fort refroidissement malgré la présence de fortes précipitations près du bord nord (-150 cm an^{-1}) et aussi dans le quart nord-est (-50 cm an^{-1}). Lorsque l'on passe en conditions mixtes, ces précipitations, appliquées de manière constante, génèrent une piscine de faible salinité au bout de 500 ans de simulation : la salinité moyenne entre 51 et 66°N au dessus de 1000 m subit une baisse d'environ 0.6 psu en 500 ans (voir Fig. II.7c) car l'apport de sel venant des régions subtropicales ne compense plus les fortes pluies. Le gradient méridien de densité devient peu à peu négatif, et en conséquence le jet zonal vers l'est présent à la fin du *spin-up* disparaît au profit d'un courant vers l'ouest (en équilibre géostrophique avec le gradient méridien de densité) au delà de 50°N , 30 ans après le passage en conditions mixtes. Il en résulte une baisse (environ 0.4°C en 100 ans) de la SST dans les hautes latitudes puisque le courant de bord ouest ne parvient plus à advecter les eaux chaudes provenant des régions subtropicales au delà de 50°N . Néanmoins, cela ne suffit pas à augmenter la densité de surface : l'effet halin est supérieur à l'effet thermique sur la densité. La piscine d'eau peu salée dans les hautes latitudes inhibe peu à peu la convection profonde. Dans le même temps, en subsurface (entre 1000 et 50 m de profondeur), l'océan polaire est de moins en moins ventilé et accumule donc de la chaleur (Fig. II.7d). Marotzke et al. (1988) soulignent que lorsque la circulation thermohaline est effondrée (ou lorsque l'échelle de ventilation est extrêmement longue), la diffusion verticale de chaleur dans les régions équatoriales et sa conséquente homogénéisation diffusive

Exp	τ_T	T_{pr}	τ_S	S_{pr}	$ss1$	$ss2$	osf_{max}	osf_{min}	ssf_{max}	ssf_{min}	période
	jours		jours		psu	psu	Sv	Sv	cm/an	cm/an	ans
1	66	cos	66	lin	36.5	35.0	10.6	0.0	34.0	-107.6	-
2	66	cos	66	sin	36.0	35.0	7.8	0.0	276.5	-140.8	-
3	66	lin	66	lin	36.5	35.0	12.0	0.0	41.3	-87.0	-
4	66	cos	66	lin	37.0	35.0	13.7	0.0	42.5	-147.8	-
5	66	cos	66	lin	37.5	35.0	8.54	-1.7	49.3	-162.1	1000
6	66	cos	45	lin	36.5	35.0	10.96	0.0	34.9	-128.4	-
7	66	cos	40	lin	36.5	35.0	11.1	0.0	35.1	-134.6	-
8	66	cos	40	lin	37.5	35.0	6.2	-2.1	86.1	-207.4	1000
9	66	lin	40	lin	36.5	35.0	12.0	0.0	42.6	-108.2	-
10	66	lin	40	lin	37.0	35.0	11.0	0.0	53.6	-144.5	-
11	66	cos	40	sin	36.0	35.0	9.1	0.0	408.8	-146.8	-
12	66	cos	35	lin	36.5	35.0	6.7	-1.1	36.8	-141.8	19.0
13	66	cos	35	lin	37.5	35.0	5.2	-2.1	95.3	-192.4	1000
14	66	lin	35	lin	36.5	35.0	12.0	0.0	42.9	-114.0	-
15	66	cos	35	sin	36.5	35.5	4.7	-1.9	641.7	-144.3	25.0
16	66	cos	30	lin	36.5	35.0	6.8	-0.9	50.9	-147.0	19.2
17	66	cos	30	lin	37.0	35.0	6.9	-0.9	50.8	-154.0	19.0
18	66	cos	30	lin	37.5	35.0	8.3	-2.1	114.2	-218.8	750
19	66	cos	30	lin	37.0	35.5	6.8	-1.0	50.8	-154.0	19.2
20	66	lin	30	lin	36.5	35.0	12.0	0.0	43.1	-120.8	-
21	66	lin	30	lin	37.0	35.0	11.0	0.0	54.2	-160.8	-
22	66	lin	25	lin	36.5	35.0	12.1	0.0	43.4	-128.7	-
23	66	lin	25	lin	37.0	35.0	14.13	0.0	54.5	-170.7	-

TAB. II.2 – Récapitulation des expériences en condition mixte - τ_T et τ_S sont respectivement les temps de rappel de la SST et de la SSS. T_{pr} est le profil de température de rappel (cosinusoidal, sinusoidal ou linéaire). S_{pr} est le profil de salinité de rappel qui prend des valeurs $ss1$ à l'équateur et $ss2$ au pôle. osf_{max} et osf_{min} (*Overtuning StreamFunction*) sont respectivement les moyennes dans le temps (sur un nombre fixe de périodes d'oscillations s'il y en a) des maxima et minima de l'*overtuning* dans l'expérience en condition mixte. ssf_{max} et ssf_{min} sont respectivement les maxima et minima du flux d'évaporation à la fin de l'expérience de relaxation (identique en condition mixte, ssf : *surface salt flux*). Enfin *period* est la période des oscillations en condition mixte.

horizontale de chaleur en profondeur tend à réchauffer l'océan polaire profond. Au bout de 500 ans de simulation, la halocline polaire, intensifiée dans les 1000 premiers mètres, est complètement formée. Cette cascade d'évènements est responsable de la migration des latitudes de convection profonde (Fig. II.8) vers le sud entraînant alors l'effondrement de

la circulation thermohaline (de 11.4 Sv à pratiquement 0 Sv en 300 ans) car l'océan est plus stratifié aux moyennes latitudes que dans les régions polaires : c'est la catastrophe de la halocline polaire de Bryan (1986). La figure II.8 illustre les changements majeurs de la circulation thermohaline engendrés par les modifications thermodynamiques (T et S) de l'océan polaire de surface (au dessus de 1000 m). Lorsque la circulation est quasiment interrompue, la convection prend place principalement entre 40 et 50°N près du bord est et reste très peu profonde (250 m).

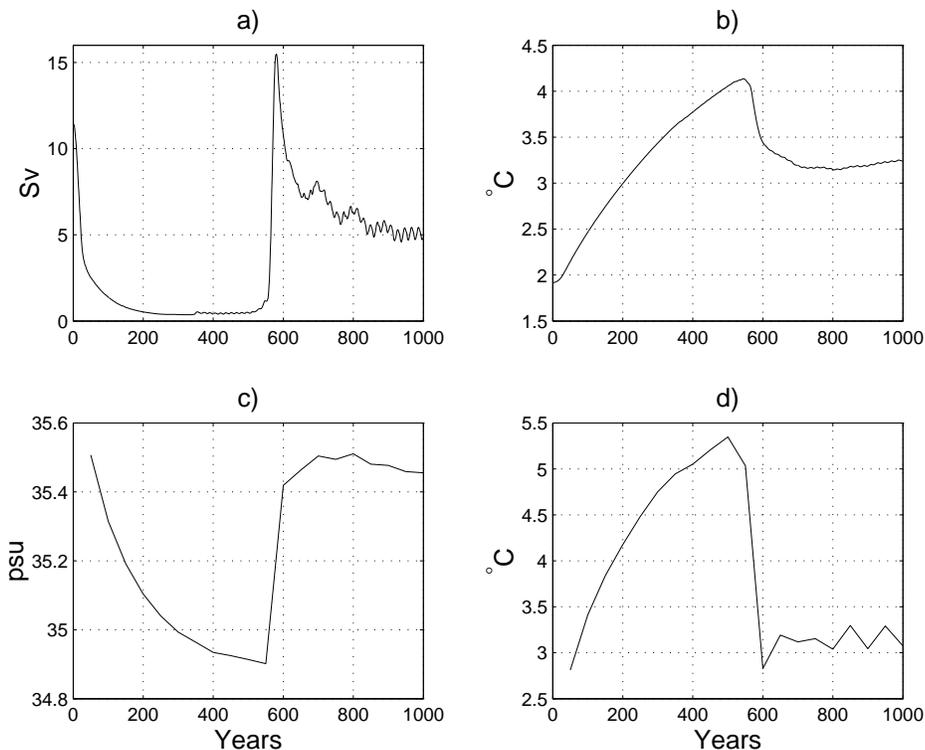


FIG. II.7 – Transition du système de l'état d'équilibre obtenu à la fin du *spin-up* (année 0) vers les oscillations interdécennales obtenues sous conditions mixtes. a) intensité maximale de l'*overturning* ; b) température moyenne du bassin ; c) salinité et d) température moyennées dans la boîte polaire entre 50 et 66°N entre la surface et 1000 m.

(b) Evènement *flush*

Cette période se situe entre l'année 550 et 600 de l'expérience en condition mixte. Lorsque la halocline polaire est complètement formée, de l'eau anormalement froide et douce se retrouve au dessus d'eau anormalement chaude et salée. A ce stade, une instabi-

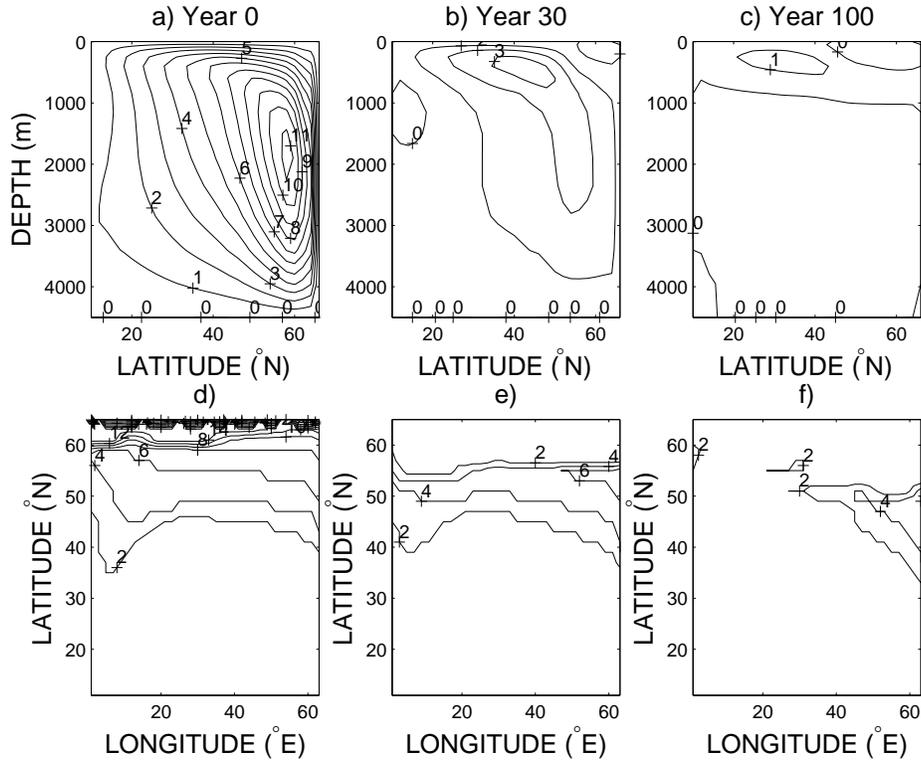


FIG. II.8 – Evolution de l'*overturning* (a,b,c en Sv) et des profondeurs de convection (d,e,f) pour 3 instants différents au début de l'expérience en condition mixte (état initial, 30 ans, 100 ans).

lité convective survient entraînant la brisure de la halocline polaire. Les régions polaires du bassin océanique deviennent à nouveau bien mélangées de la surface jusqu'au fond. Dans le même temps, le bassin entier perd de la chaleur très rapidement (figure II.7-b) : la chaleur accumulée pendant les 500 premières années de l'expérience est libérée dans l'atmosphère en quelques années (Weaver et Sarachik, 1991a,b; Chen et Ghil, 1995). La SST (densité) dans les hautes latitudes chute (augmente) alors brutalement, et par conséquent la circulation méridienne s'intensifie considérablement (de 0.4 à 16 Sv en 50 ans). La figure II.9 montre le changement brutal de stratification dans les hautes latitudes associé au *flush* en un point de coordonnées 61°N-31°E.

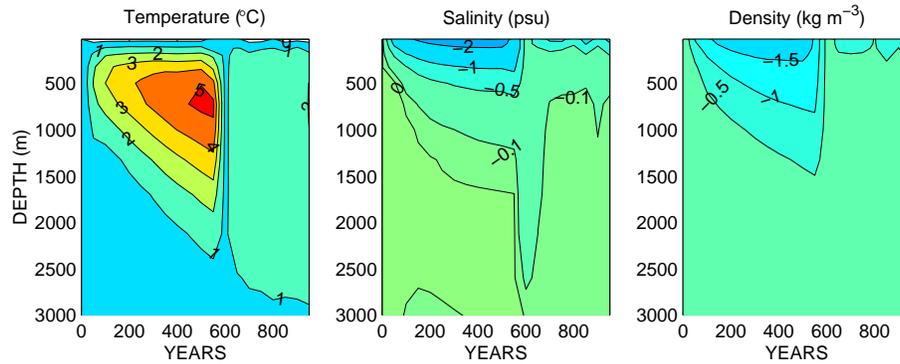


FIG. II.9 – Evolution du changement de température, salinité, et densité par rapport à l'état initial, dans les hautes latitudes durant les 1000 premières années de l'expérience en condition mixte, en un point de coordonnée 61°N , 31°E .

(c) Vers les oscillations interdécennales ...

La phase suivant le *flush* fut appelée la phase couplée par Winton et Sarachik (1993) puisque l'océan est en accord avec les flux de surface¹⁵. Durant le *flush*, l'intensité de la circulation méridienne augmente très vite, ainsi le transport de chaleur vers le nord augmente très vite et agit comme réduire la convection profonde (feedback négatif de la température sur la circulation thermohaline). En conséquence, la circulation thermohaline perd de son intensité (de 16 à 6 Sv en environ 500 ans). Le système évolue ensuite vers un état dans lequel la stratification moyenne est propice au développement d'oscillations. La période des oscillations est de 19.2 ans (exp. 19, tableau II.2). Le maximum d'intensité de l'*overturning* oscille autour une valeur moyenne de 6.9 Sv, plus faible que sous flux constants, avec un écart-type de 0.6 Sv.

En comparant l'état moyen (moyenne sur un nombre fixe de périodes d'oscillations) obtenu sous conditions mixtes à celui obtenu sous flux constant (ou à la fin de l'expérience de relaxation), on remarque plusieurs différences importantes dont l'origine a été décrite de manière qualitative dans les paragraphes a et b. La figure II.10 montre qu'il y a eu une désalinisation de surface d'environ 1.5 psu dans une bande de 4° de latitude près

¹⁵durant les 500 premières années de l'expérience en conditions mixtes, l'océan profond est découplé du système entier car il se réchauffe par une homogénéisation horizontale de chaleur subséquente à la diffusion verticale de chaleur dans l'océan équatorial comme l'a souligné Marotzke et al. (1988).

de la frontière nord (II.10b à comparer avec II.4b). Cette différence est due aux fortes précipitations à cet endroit qui font reculer vers le sud le décrochement (ou l'extension vers l'est) du courant de bord ouest (Fig II.10a à comparer avec Fig. II.4a) jusqu'à 50°N. En conséquence, le courant de bord ouest ne parvient plus à advecter les eaux salées subtropicales vers les hautes latitudes. La SST des hautes latitudes de l'état moyen sous condition mixte est légèrement plus faible que celle sous flux constant (Fig. II.10a à comparer avec Fig. II.4a). La barrière dynamique générée par les fortes précipitations sous conditions mixtes ne permettent plus la formation profonde près du bord nord (Fig. II.4d) mais plutôt vers 50°N (Fig. II.10d).

Pour résumer, nous avons montré que l'état moyen sous conditions mixtes est fondamentalement différent de celui obtenu sous conditions de flux constants. Les différences les plus marquantes sont principalement dans les hautes latitudes et sont liées aux changements dans la région de formation d'eau profonde.

II.5 Variable contrôlant la densité

Une différence majeure entre la variabilité sous flux constant (exp. FTFS) et celle sous condition mixtes (exp. RTFS), réside dans le contrôle des perturbations de densité par les anomalies de température ou salinité. Sous conditions mixtes, nous nous attendons à ce que les anomalies de densité en surface soient dominées par les anomalies de salinité. En effet l'utilisation des conditions mixtes en surface permet en particulier de laisser plus de liberté à la salinité permettant ainsi de jouer un rôle important dans l'existence de la variabilité, tandis que la température de surface, gouvernant la circulation thermohaline, ne s'éloigne jamais beaucoup de la température de rappel (Fig II.11b). Weaver et Sarachik (1991a,b) confirment que la variabilité apparaît seulement lorsque le forçage halin est assez fort devant le forçage thermique, une preuve que l'action de la salinité sur la déstabilisation de la circulation doit être un facteur dominant. Sous conditions de flux constants le forçage thermique domine le forçage halin, et c'est la température qui contrôle les perturbations de densité de surface (Fig II.11-a). Dans les deux cas (exp. RTFS et FTFS), sous 1500 m, nous ne distinguons plus quelle variable (T ou S) contrôle les perturbations de densité.

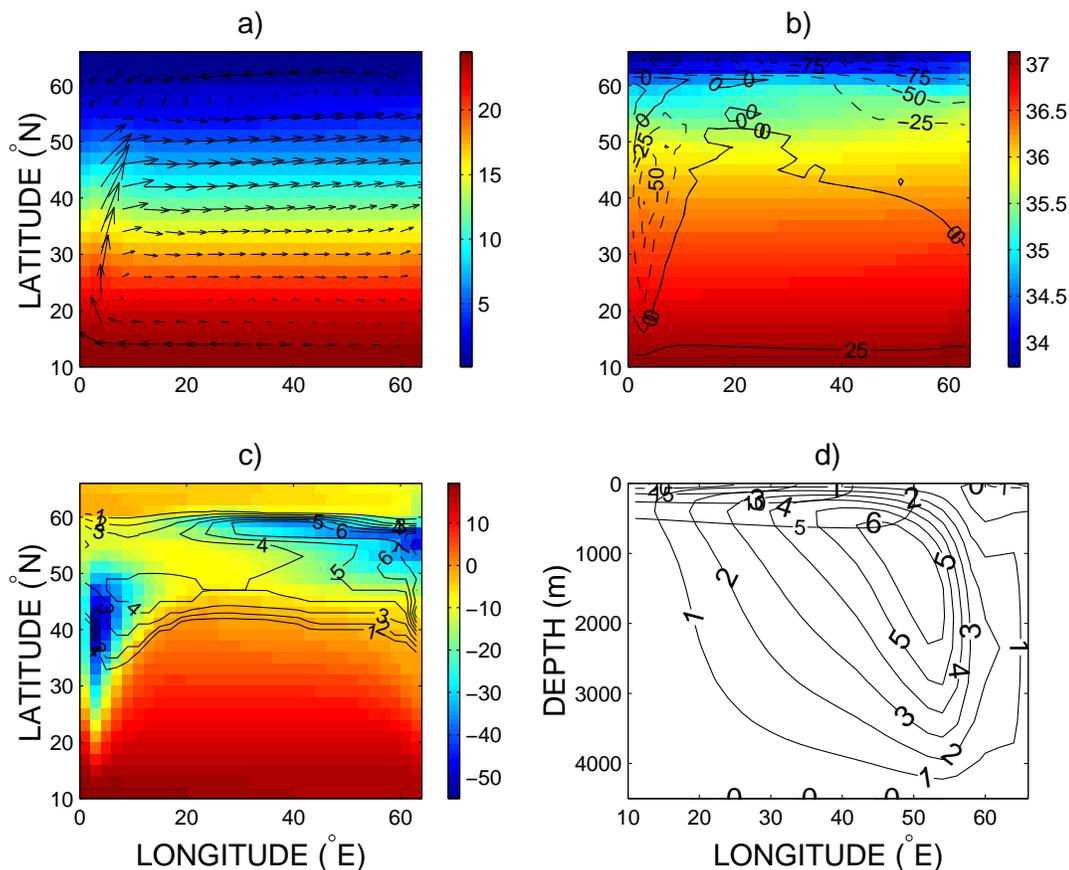


FIG. II.10 – Etat moyen (moyenne sur une période d’oscillation) de l’expérience en condition mixte : a) température océanique de surface (SST) et courant moyen ; b) salinité de surface (SSS) et flux de sel ; c) flux de chaleur total vers l’océan (SHF) et niveaux de convection ; d) *overturning* et contours de température en moyenne zonale.

II.6 Source d’énergie des oscillations

Nous avons mis en évidence deux types de transitions de l’état constant obtenu à la fin du *spin-up* vers des oscillations interdécennales pour deux types de conditions de surface (flux et mixte) dans un modèle uniquement océanique. Nous poursuivons notre analyse en nous intéressant maintenant à la source d’énergie de ces oscillations type flux et type mixte. Puisque les deux oscillations (exp. RTFS et FTFS) sont forcées par différentes conditions aux limites, nous nous attendons à ce que les sources d’énergie soient également différentes. Pour comprendre l’influence de la condition en surface sur le taux de croissance des perturbations sur un état moyen donné, nous devons considérer les termes gouvernant

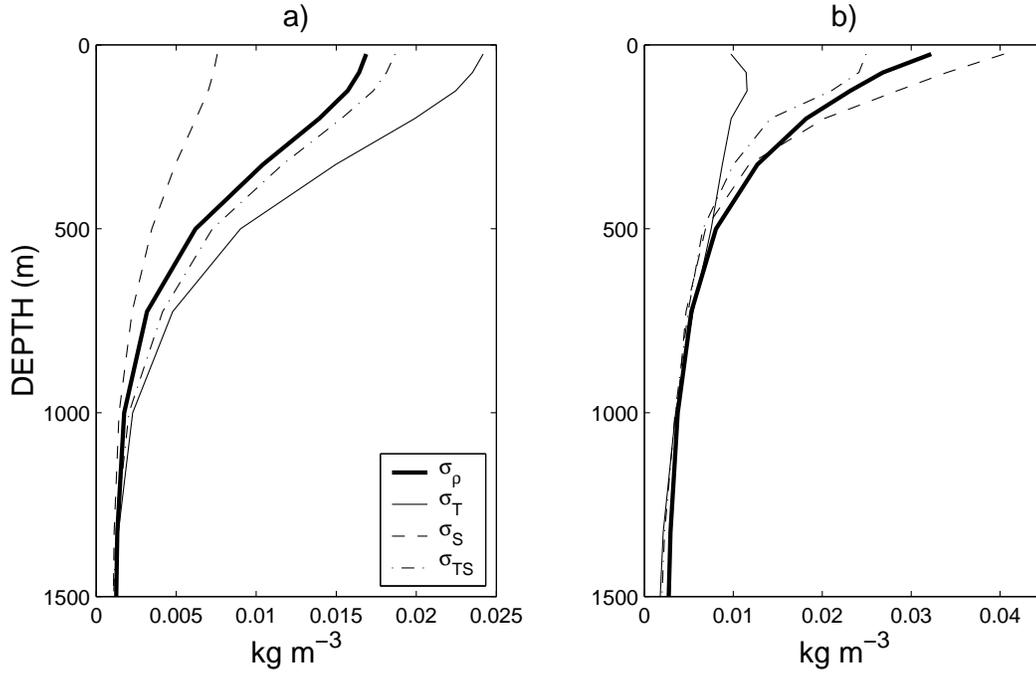


FIG. II.11 – Moyenne horizontale sur tout le bassin de l'écart-type des perturbations de densité et sa décomposition en variable température et salinité pour les cas flux (a, FTFS) et mixte (b, RTFS).

l'évolution temporelle de l'énergie potentielle disponible, dont une expression parmi tant d'autres est la variance de la densité (Huang, 1998). La croissance des perturbations de densité résultant des variances de température et salinité peut être mise en évidence en examinant l'évolution temporelle de l'énergie E_ρ donnée par la relation suivante :

$$\frac{\partial E_\rho}{\partial t} = \mathcal{P}_A + \mathcal{D}_h + \mathcal{D}_v + \mathcal{D}^T + \mathcal{P}^S + \mathcal{D}_{conv}, \quad (\text{II.1})$$

où

$$\begin{aligned} E_\rho &= \frac{1}{2} \langle \rho'^2 \rangle \\ \mathcal{P}_A &= - \langle \mathbf{u}' \rho' \rangle \cdot \nabla \bar{\rho} \\ \mathcal{D}_h &= -K_h \langle |\nabla_h \rho'|^2 \rangle \\ \mathcal{D}_v &= -k_v \langle |\partial_z \rho'|^2 \rangle \\ \mathcal{D}^T &= -\alpha^2 \lambda \langle H(z) T'^2 \rangle \\ \mathcal{P}^S &= \alpha \beta \lambda \langle H(z) T' S' \rangle \\ \mathcal{D}_{conv} &= \rho' C'_\rho \end{aligned}$$

Dans les relations ci-dessus, la barre représente la moyenne sur un nombre fixe d'oscillations, et le prime est la différence par rapport à cette moyenne. $H(z)$ est la fonction de Heaviside (vaut l'unité dans la couche de surface 0-50 m et est nulle partout ailleurs), \mathbf{u}' est le champ de vitesse anormal tridimensionnel. \mathcal{P} dénote la production de variance de densité, tandis que \mathcal{D} dénote la destruction. C'_ρ représente le changement de densité due à la convection anormale. Dans le cas de conditions aux limites de flux constant (FT et FTFS), les termes \mathcal{D}^T et \mathcal{P}^S disparaissent, et en conséquence les flux turbulents *downgradient* de flottabilité ($\mathbf{u}'\rho'$) devraient être essentiels à l'existence de variabilité climatique. L'amortissement des anomalies de SST à travers la condition aux limites de relaxation (\mathcal{D}^T) et les termes de dissipation (\mathcal{D}_h et \mathcal{D}_v) tendent à diminuer l'énergie potentielle de l'écoulement, et ont donc un rôle stabilisateur (la variance associée est négative). Le terme \mathcal{P}_A représente le changement d'énergie potentielle disponible dû au feedback de l'advection anormale de flottabilité sur la perturbation de densité. Supposons que $\mathbf{u}'\cdot\nabla\bar{\rho}$ et ρ' soient tous deux positifs alors la densité décroît (comme $\partial\rho'/\partial t = -\mathbf{u}'\cdot\nabla\bar{\rho} < 0$) et l'eau devient plus légère ($\rho' < 0$). Ce feedback positif tend à augmenter l'énergie E_ρ (puisque $-\mathbf{u}'\rho'\nabla\bar{\rho} > 0$), correspondant à une déstabilisation de l'écoulement. L'advection anormale de flottabilité peut être décomposée en une advection anormale du champ de température moyen, et une advection anormale du champ de salinité moyen :

$$\mathcal{P}_A = \mathcal{P}_A^T + \mathcal{P}_A^S = \alpha \langle \mathbf{u}'\rho'\nabla\bar{T} \rangle - \beta \langle \mathbf{u}'\rho'\nabla\bar{S} \rangle . \quad (\text{II.2})$$

Habituellement, le feedback d'advection de sel \mathcal{P}_A^S est positif et celui de la température \mathcal{P}_A^T est négatif. Ces deux feedbacks sont la cause d'une chaîne de processus dans le plan méridien (latitude-profondeur) de l'*overturning*. Une anomalie négative de salinité (température) dans les hautes latitudes réduit (augmente) l'intensité de la circulation thermohaline, causant une réduction (augmentation) de l'advection de sel (d'eau chaude) vers le nord en surface, renforçant (amortissant) ainsi l'anomalie de salinité (température) initiale. Le terme \mathcal{P}^S , non nul uniquement sous conditions mixtes, représente littéralement le feedback du flux de rappel de flottabilité anormale ($\alpha\lambda H(z)T'$) sur les perturbations de densité associées aux fluctuations de salinité ($\beta S'$). On peut le voir aussi comme une corrélation temporelle des anomalies de température et salinité. Noter que les feedbacks \mathcal{P}_A et \mathcal{P}^S sont les seuls processus physiques capables d'augmenter la variance de densité

correspondant à une déstabilisation de l'écoulement.

Lorsque la température est la seule variable active, le flux de chaleur de surface peut être réécrit en terme de flux de densité, et par conséquent le mécanisme de variabilité devrait être le même que sous flux de chaleur et d'eau douce constants. Ainsi, de manière à évaluer l'impact de la salinité sous flux constants sur le taux de croissance des perturbations, les termes de production de variance pour l'expérience sous flux de chaleur constant (FT) sont examinés. Les valeurs des termes de production pour les expériences FT, FTFS et RTFS sont donnés dans le tableau II.3.

Comme attendu, la source d'énergie des expériences sous flux constants (FTFS et FT) et sous conditions mixtes (RTFS) est très différente. Sous des conditions de surface de flux constants le feedback des flux turbulents *downgradient* de température sur le gradient moyen de température ($-v'T'\partial_y\bar{T}$) est à l'origine de l'existence de l'oscillation. Tandis que sous conditions mixtes, la source d'énergie provient de la corrélation positive des anomalies de température et salinité de surface (\mathcal{P}^S). Pour les deux types d'oscillations, les feedbacks d'advection anormale zonale et verticale de densité sur les perturbations de densité augmentent l'énergie potentielle disponible de l'écoulement, mais avec une intensité faible devant la principale source d'énergie. Pour les deux types d'oscillations, la convection a un rôle stabilisateur sur l'écoulement ($\langle \overline{\rho'C'_\rho} \rangle$ négatif).

II.6.1 Flux constants

Sous conditions de surface de flux d'eau douce et de chaleur constants, la distribution spatiale de la source d'énergie (Fig II.12) a la même forme que dans Colin de Verdière et Huck (1999) qui ont forcé leur modèle uniquement par un flux de chaleur constant (FT). La région la plus instable se situe dans le tiers nord de la région de bord ouest lorsque le courant de bord ouest tourne vers l'est. Les flux turbulents de température vers le nord à cet endroit (Fig II.13) apparaissent donc être au coeur de l'existence de l'oscillation. Dans l'intérieur, les flux turbulents de température sont principalement vers le sud, résultant en une stabilisation de l'écoulement.

EXP	FT	FTFS	RTFS
$-\alpha^2 < \overline{u'T'}\partial_x \overline{T} >$	0.2	0.89	1.11
$-\beta^2 < \overline{u'S'}\partial_x \overline{S} >$	0	0.19	4.51
$\alpha\beta < \overline{u'T'}\partial_x \overline{S} >$	0	-0.70	-1.40
$\alpha\beta < \overline{u'S'}\partial_x \overline{T} >$	0	-0.21	-2.51
$- < \overline{u'\rho'}\partial_x \overline{\rho} >$	0.2	0.17	1.71
$-\alpha^2 < \overline{v'T'}\partial_y \overline{T} >$	16.6	6.76	8.07
$-\beta^2 < \overline{v'S'}\partial_y \overline{S} >$	0	0.46	17.82
$\alpha\beta < \overline{v'T'}\partial_y \overline{S} >$	0	-1.76	-8.27
$\alpha\beta < \overline{v'S'}\partial_y \overline{T} >$	0	-1.57	-16.80
$- < \overline{v'\rho'}\partial_y \overline{\rho} >$	16.6	3.89	0.82
$-\alpha^2 < \overline{w'T'}\partial_z \overline{T} >$	4.3	1.74	4.33
$-\beta^2 < \overline{w'S'}\partial_z \overline{S} >$	0	0.15	10.17
$\alpha\beta < \overline{w'T'}\partial_z \overline{S} >$	0	-0.49	-4.36
$\alpha\beta < \overline{w'S'}\partial_z \overline{T} >$	0	-0.52	-6.90
$- < \overline{w'\rho'}\partial_z \overline{\rho} >$	4.3	0.88	3.24
$\alpha^2 < \overline{T'C'_T} >$	-0.45	1.70	41.61
$\beta^2 < \overline{S'C'_S} >$	0	2.67	33.89
$-\alpha\beta < \overline{T'C'_S} >$	0	-3.72	-14.56
$-\alpha\beta < \overline{S'C'_T} >$	0	-1.24	-98.0
$< \overline{\rho'C'_\rho} >$	-0.45	-0.59	-37.06
$-\alpha^2 \lambda < H(z)\overline{T'^2} >$	0	0	-32.30
$\alpha\beta \lambda < H(z)\overline{T'S'} >$	0	0	100.98
$\alpha \lambda < H(z)\overline{\rho'T'} >$	0	0	68.68

TAB. II.3 – Termes de l'équation d'évolution de la variance de densité pour les cas mixtes (RTFS), flux (FT et FTFS) (10^{-6} (kg m⁻³)² / an).

Rôle de la salinité

Quel est le rôle de la salinité sur la croissance des perturbations de densité sous flux constants ? Le tableau II.3 nous montre que l'énergie introduite par les flux turbulents $v'T'$

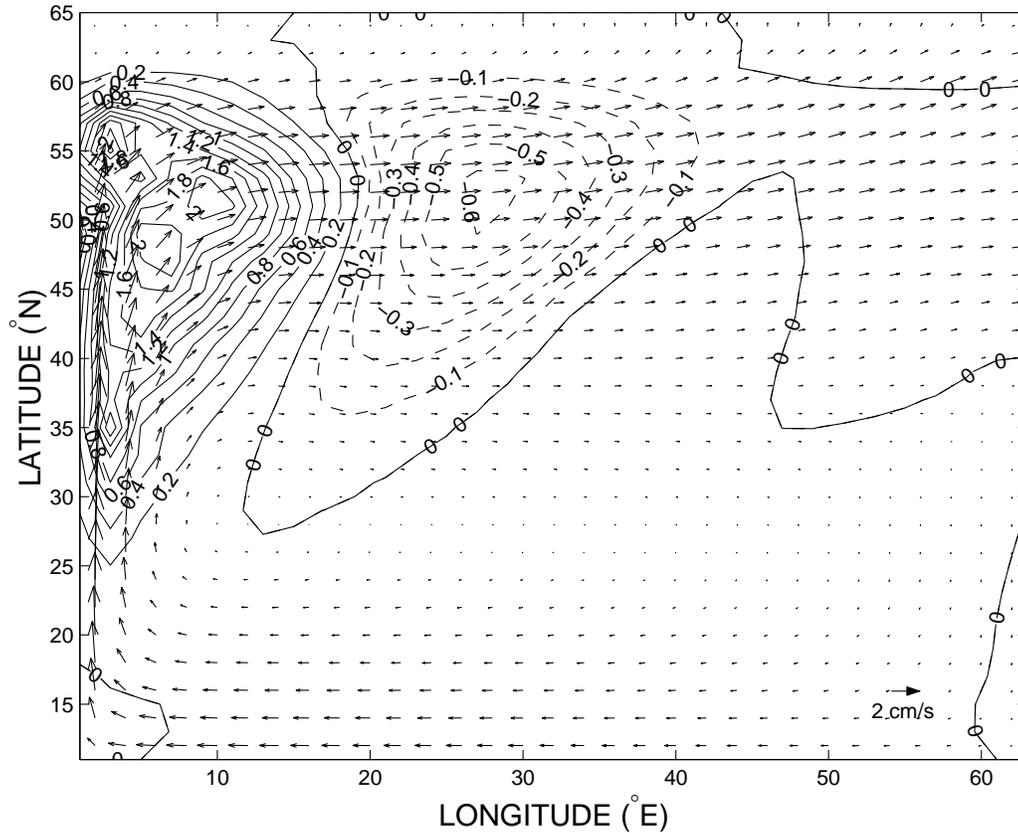


FIG. II.12 – Moyennes dans les 250 premiers mètres et sur une période d'oscillation du terme responsable de la croissance de la variance de densité sous conditions de flux constants ($-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$, 10^{-3} (kg m^{-3})² / an), superposé au courant horizontal. Les valeurs maximales surviennent pour les flux méridiens dans le coin nord est. La région la plus instable coïncide avec l'endroit où le courant de bord ouest tourne vers l'est (instabilité barocline d'un jet zonal).

est plus faible lorsque la salinité est active (expérience FTFS). Les perturbations de densité à l'origine des fluctuations de la circulation océanique sont contrôlées par la température. Les perturbations de salinité agissent alors comme un frein sur les fluctuations de la circulation.

II.6.2 Conditions mixtes

Sous conditions mixtes, les anomalies de température et salinité sont corrélées positivement tout au long de leur propagation dans les hautes latitudes (Fig II.14). Dans ce cas l'interprétation du mécanisme physique responsable de la croissance de la variance des

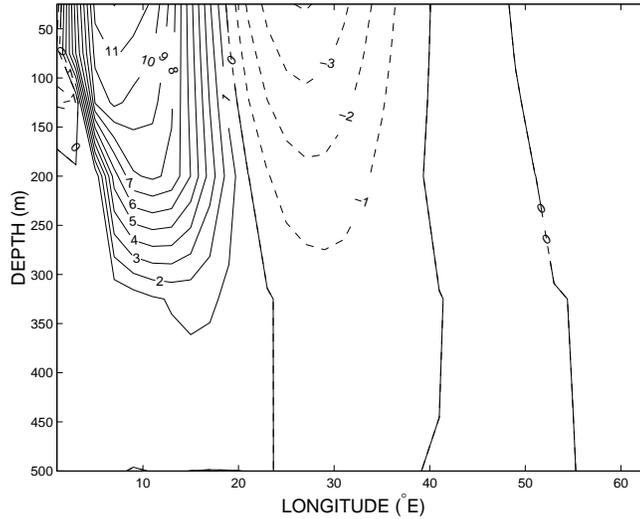


FIG. II.13 – Flux méridien $\overline{v'T'}$ moyenné sur une période à 49°N fonction de la longitude et de la profondeur ($10^{-4} \text{ }^\circ\text{C m s}^{-1}$). Le transport turbulent de chaleur vers le nord dans le tiers ouest du bassin sont au coeur de l'existence de la variabilité sous flux constants de surface.

perturbations de densité nécessite quelques analyses supplémentaires. Nous allons donc tenter de comprendre, avec l'aide des diagnostics énergétiques, les phénomènes impliqués dans l'amplification, ou le maintient contre la dissipation, des anomalies de densité.

La source d'énergie atteint son maximum dans le milieu du bassin (aux alentours de 57°N). Cet endroit ne coïncide pas avec celui où les perturbations de densité émergent (dans la zone de fort flux de sel près du bord ouest) mais plutôt avec la zone caractérisée par une convection profonde importante (Fig II.16) : il semble donc qu'au premier abord, la convection ait un rôle non négligeable dans la variabilité. Le feedback positif peut être expliqué basiquement comme suit. Supposons que l'anomalie de densité de surface soit positive ($\rho' > 0 \iff T', S' > 0$) alors le refroidissement ($-\lambda T' < 0 \implies \partial_t \rho' > 0$) induit par le flux de chaleur de rappel anormal renforce la perturbation de densité initiale ($\rho' \partial_t \rho' > 0$). De la même manière, si l'anomalie de densité de surface est négative ($\rho' < 0 \iff T', S' < 0$) alors le réchauffement induit par le flux de chaleur de rappel anormal ($-\lambda T' > 0 \implies \partial_t \rho' < 0$) renforce la perturbation de densité initiale ($\rho' \partial_t \rho' > 0$). Dans les deux cas, au cours de la propagation des anomalies de densité à travers le bassin, le feedback seul devrait être de moins en moins efficace puisque les anomalies de température sont peu à peu amorties par la condition au limite de rappel en surface. Mais ce n'est pas ce

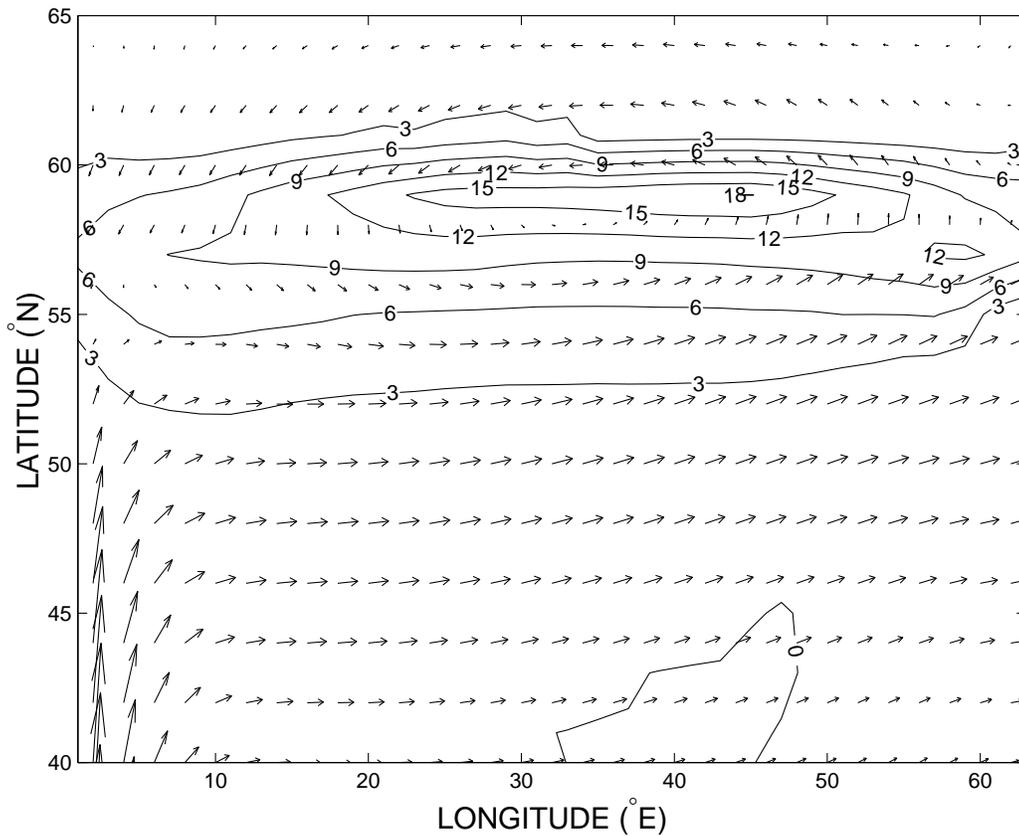


FIG. II.14 – Moyennes dans les 250 premiers mètres et sur une période d'oscillation du terme responsable de la croissance de la variance de densité sous conditions mixtes ($\alpha\beta\lambda H(z)\overline{T'S'}$, 10^{-2} (kg m^{-3})² / an) et du courant horizontal.

que l'on observe, la figure II.14 montre que la source d'énergie est maximale vers le milieu du bassin. Les anomalies de température et salinité de surface doivent donc être forcément soutenues par un autre processus au cours de leur propagation. Le tableau II.3 nous indique que les anomalies de température et de salinité sont renforcées par la convection ($\alpha^2 T' C'_T > 0$, $\beta^2 S' C'_S > 0$). Mais le résultat est un amortissement de l'anomalie de densité ($\rho' C'_\rho < 0$). La figure II.15 illustre la moyenne horizontale de la variance des anomalies de température et de salinité, associée à la convection, en fonction de la profondeur : la variance est concentrée dans les 100 premiers mètres pour la température et dans les 200 premiers mètres pour la salinité. Pour comprendre cela, il faut simplement remarquer que la température et la salinité augmentent avec la profondeur dans la zone de propagation des anomalies. Ainsi, lorsque l'anomalie de densité de surface est positive ($T', S' > 0$),

la colonne d'eau est instable et la convection anormale¹⁶ apporte vers le haut des eaux chaudes et salées qui finalement renforcent les perturbations initiales de température et salinité de surface (accompagné d'un amortissement de l'anomalie de densité). De la même manière, si l'anomalie de densité de surface est négative ($T', S' < 0$), la colonne de fluide est stable et la convection anormale¹⁷ apporte vers le haut des eaux froides et douces qui renforcent encore les perturbations initiales de température et salinité de surface (mais le résultat est un amortissement de l'anomalie de densité).

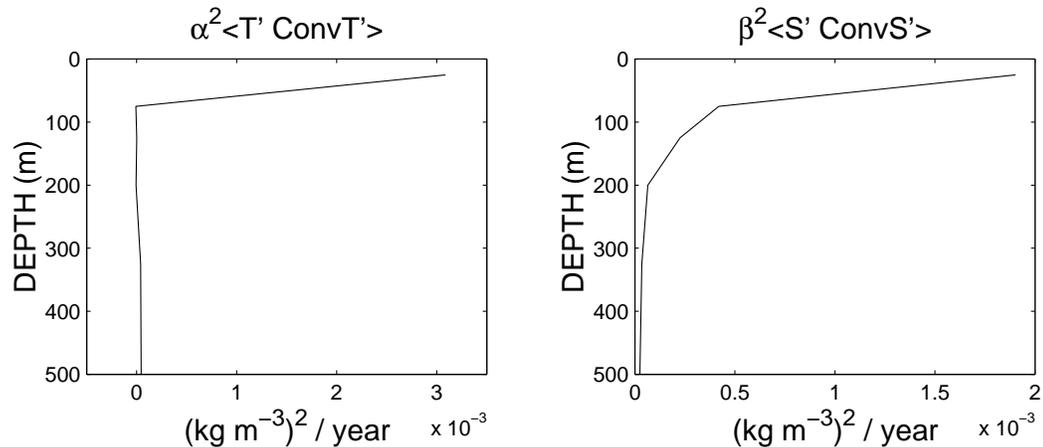


FIG. II.15 – Moyenne horizontale de la variance de température et de salinité associée à la convection.

Au cours de leur trajet vers l'est, les anomalies de salinité se renforcent à travers la convection contre la dissipation horizontale principalement. Pour la température, une compétition survient entre l'amortissement par les flux de chaleur de surface et le renforcement par la convection. La figure II.17 montre que le renforcement par la convection prédomine sur l'amortissement par les flux de chaleur de surface sur la majeure partie de la zone de propagation des perturbations, excepté proche du bord est. L'amplification des anomalies de SST par convection contre l'amortissement par les flux de chaleur de rappel augmente vers l'est et est maximum vers 48°E. Cet endroit coïncide avec l'intensité maximale du feedback dominant (Fig II.14) dans lequel les flux de chaleur anormaux vers l'océan sont cruciaux. Cette amplification nette des anomalies de température est nécessaire pour générer une rétroaction suffisamment forte sur la perturbation de densité

¹⁶En surface, $C'_T = C_T - \overline{C_T} > 0$ et $C'_S = C_S - \overline{C_S} > 0$.

¹⁷En surface, $C'_T = -\overline{C_T} < 0$ et $C'_S = -\overline{C_S} < 0$.

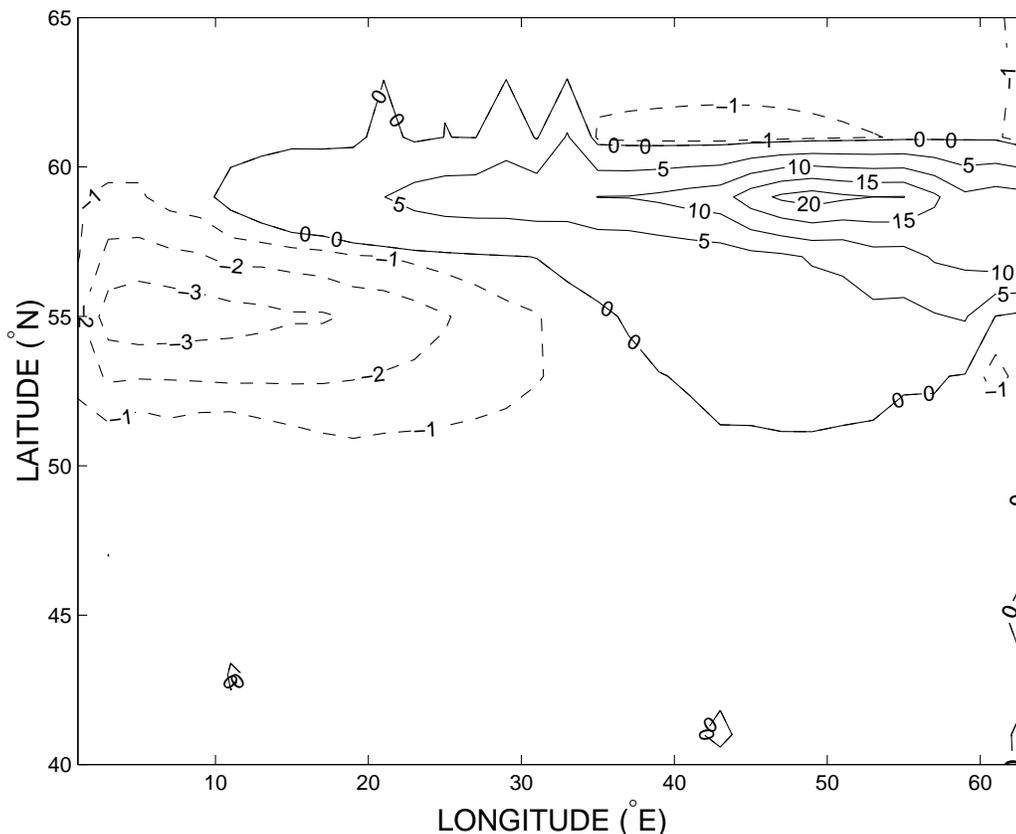


FIG. II.17 – Somme des variances de température associées à l’amortissement par les flux de chaleur anormaux de surface et au renforcement par la convection ($\alpha^2(-\lambda T'^2 + T' C'_T)$, $10^{-3} \text{ (kg m}^{-3})^2 / \text{an}$) dans les 50 premiers mètres. Excepté proche du bord est, l’amplification des anomalies de SST par convection domine l’amortissement par les flux de chaleur de surface, et augmente vers l’est.

II.7 Structure spatio-temporelle des perturbations de densité

Les observations satellitales nous fournissent exclusivement un signal altimétrique permettant de détecter des anomalies de pression dans l’océan. Et les observations de subsurface fournissent une description enrichissante de la variabilité climatique à long-terme parce que l’effet du cycle annuel, et la variabilité saisonnière atmosphérique décroît rapidement avec la profondeur (Marshall et al., 2001). Pour le moment, il n’y a pas eu d’observations de subsurface (stations de mesures fixées par exemple) suffisamment longues pour pouvoir éventuellement détecter des anomalies persistant sur des échelles de temps

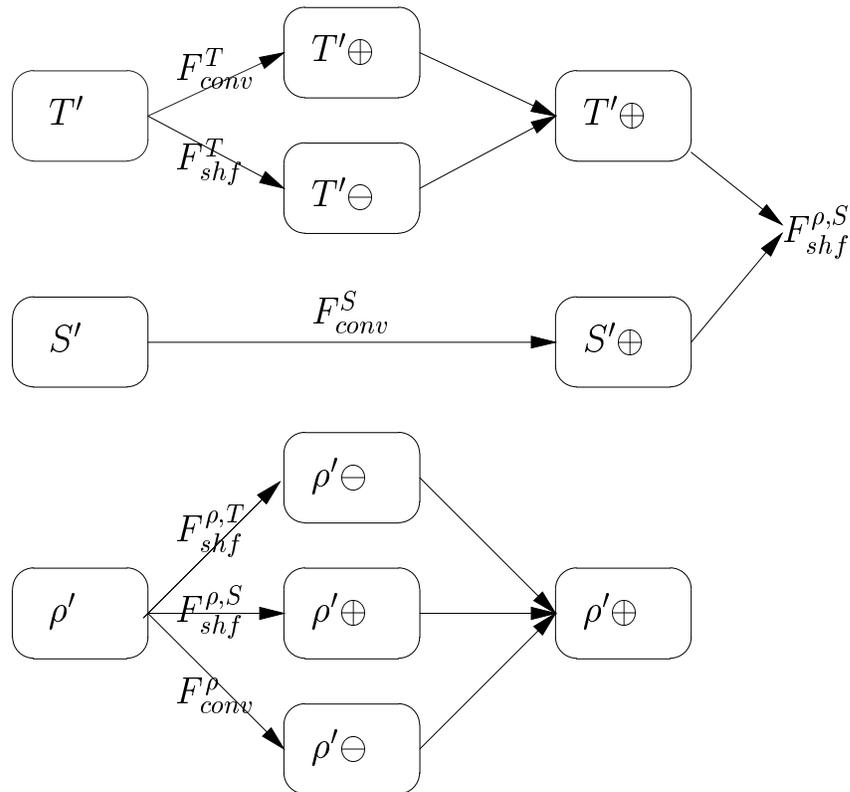


FIG. II.18 – Schéma expliquant la croissance des perturbations de température, salinité et densité. Les différents feedbacks auxquels sont soumis les anomalies sont dénotés par F , les indices *conv* et *shf* dénotent respectivement des feedbacks associés à la convection et au flux de chaleur de rappel de surface. Les symboles \oplus et \ominus indiquent le résultat du feedback, respectivement positif et négatif. Les expressions des différents feedbacks mis en jeu sont les suivants : $F_{conv}^T = T'C'_T$, $F_{shf}^T = -\lambda H(z)T'^2$, $F_{conv}^S = S'C'_S$, $F_{shf}^{\rho,T} = -\alpha^2 \lambda H(z)T'^2$, $F_{shf}^{\rho,S} = \alpha \beta H(z) \lambda T' S'$, $F_{conv}^{\rho} = \rho' C'_{\rho}$. Pour que le feedback $F_{shf}^{\rho,S}$ soit efficace, les anomalies de température et salinité doivent nécessairement être amplifiées à travers les feedbacks liés à la convection.

climatiques (au moins supérieures à la décennie). Nous nous concentrons dans cette partie à mettre en évidence les caractéristiques des perturbations de densité, température et salinité, sous conditions de flux constants (FTFS) et sous conditions mixtes (RTFS). Nous nous intéressons à la structure verticale puis à la propagation des perturbations. Nous montrons que les anomalies de densité qui émergent sous conditions mixtes et de flux constants ont des structures spatio-temporelles qui montrent des différences significatives.

En surface, la comparaison de la structure spatiale (à un instant donné) des anomalies

de densité entre nos deux expériences FTFS et RTFS ne révèle aucune différence significative qui permettrait d'identifier un type d'oscillation plutôt qu'un autre. En revanche, sur la verticale, des différences importantes surviennent qui méritent d'être examinées. La figure II.19 montre les diagrammes caractéristiques dans le plan temps-profondeur des anomalies de densité, salinité et température en un point des régions instables (coïncidant avec l'aire dans laquelle le terme source de variance de densité est maximal).

II.7.1 Flux constants

La description de la structure spatiale des anomalies de température intensifiées en surface qui émergent sous des conditions de flux de chaleur constants a été fournie par Colin de Verdière et Huck (1999). Nous retrouvons sans surprise des résultats identiques lorsqu'un flux d'eau douce constant est ajouté. Dans le tiers nord-ouest du bassin, les anomalies sont stationnaires sans propagation. Tandis que dans l'intérieur, les perturbations se propagent vers l'ouest (Fig. II.20) dans une large bande de latitude (entre 40 et 55°N environ, Fig. II.21) comme des ondes planétaires (de vorticité potentielle) sur la stratification moyenne, contre le courant moyen vers l'est (extension du courant de bord ouest). Néanmoins, le sens de propagation dans l'intérieur n'est pas universel et devrait dépendre de la stratification moyenne. Le temps de propagation des perturbations de densité à travers le bassin est deux fois plus long dans l'expérience FTFS que FT puisque le gradient méridien moyen de densité est plus faible. La salinité a donc agit comme un frein à la propagation est-ouest des perturbations, et en conséquence rallonge considérablement la période de la variabilité. Sans fournir d'explication, Greatbatch et Zhang (1995) ont noté la même tendance dans leurs simulations idéalisées forcées par des flux constants de chaleur et d'eau douce de surface. Les figures II.19a-c montrent les diagrammes caractéristiques temps-profondeur des anomalies de densité, température et salinité en un point 50°N-10°E situé dans le coin nord-ouest instable (coïncidant avec l'aire dans laquelle le terme source dominant de variance de densité, $-\alpha^2 \overline{v'T'} \partial_y \overline{T}$, est maximal). La structure verticale montre des différences de phase (environ 1/4 de période entre 200 et 500 m de profondeur) dans tous les champs anormaux de traceurs. La structure est très similaire à celle obtenue par Colin de Verdière et Huck (1999) sous flux de chaleur constant unique-

ment. En résumé, l'inclusion conjointe de la salinité et d'un forçage de sel constant n'a pas modifié la structure spatio-temporelle des anomalies de densité par rapport au cas

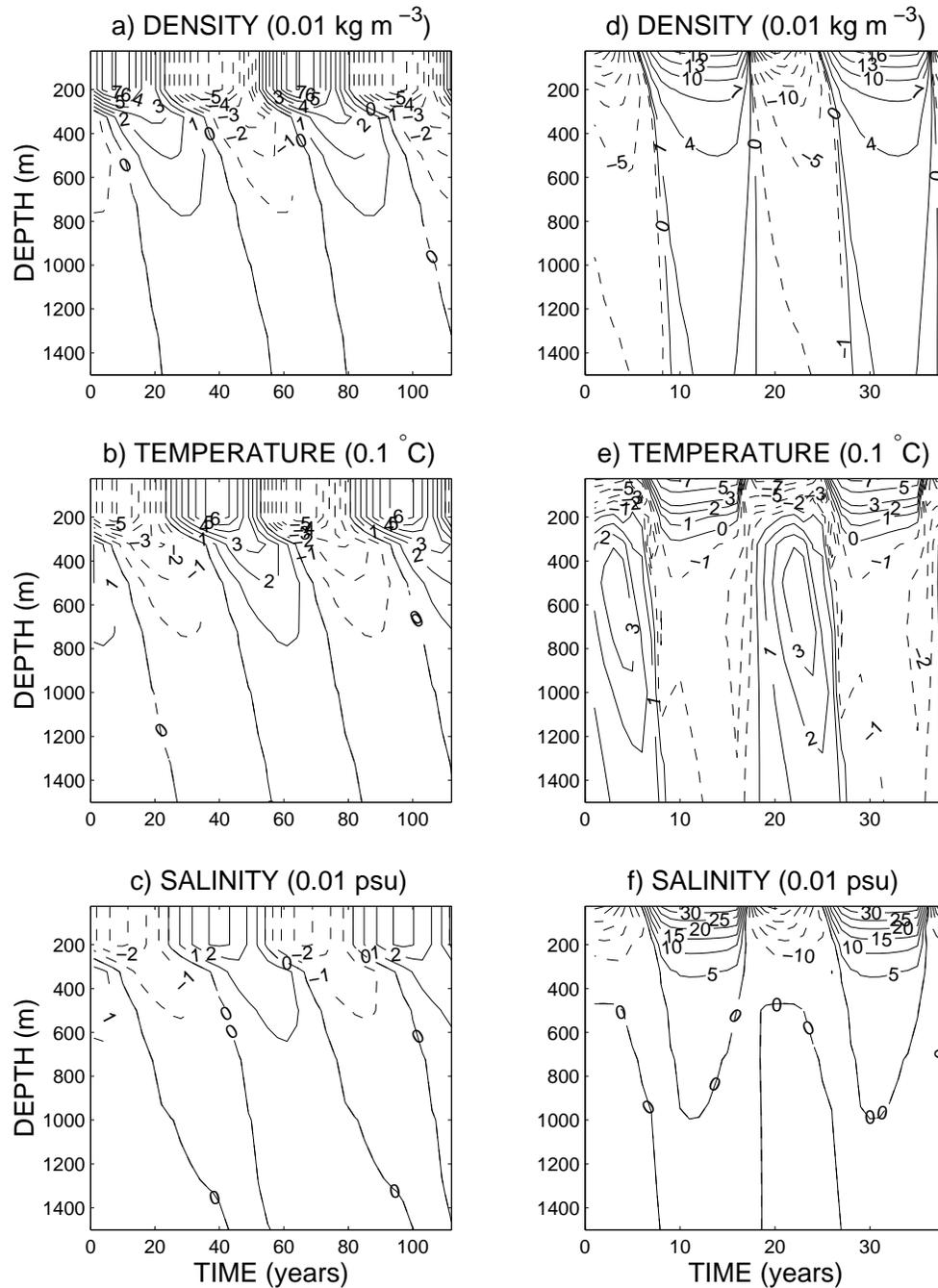


FIG. II.19 – Diagramme caractéristique z-t des champs d’anomalies de densité, salinité et de température en un point situé dans la région instable sous conditions de flux constants (5°E-49°N ; a, b, c) et sous conditions mixtes (39°E-59°N ; d, e, f).

purement thermique.

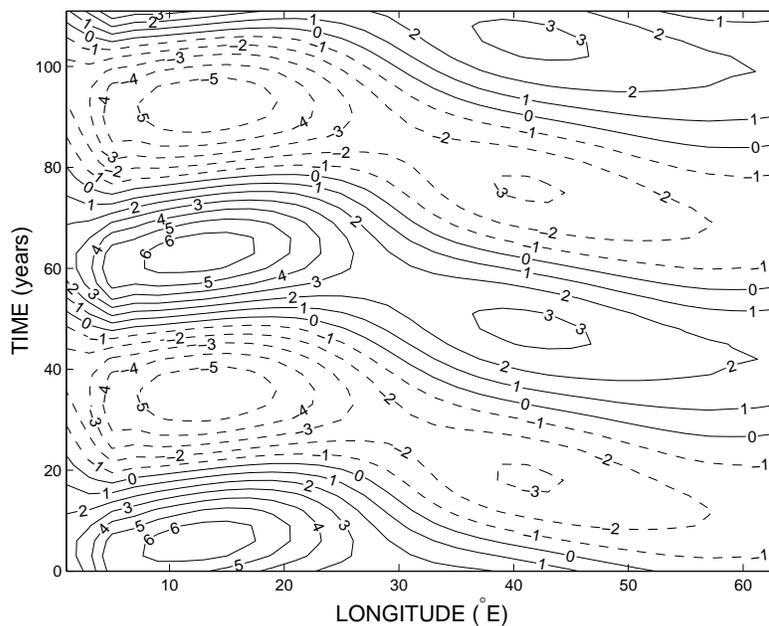


FIG. II.20 – Diagramme temps-longitude des anomalies de densité (0.01 kg m^{-3}) sous flux constants (exp. FTFS). Les anomalies de densité sont stationnaires dans le tiers nord-ouest et se propagent vers l'ouest dans l'intérieur (40°N).

II.7.2 Conditions mixtes

Sous conditions mixtes, les anomalies de densité se propagent vers l'est (Fig II.22) à des latitudes plus nord que sous flux constants, plus particulièrement dans les régions de formation d'eau profonde entre 50 et 60°N . Les anomalies prennent naissance près du bord ouest, au nord du décrochement du courant de bord ouest, dans une région où le bilan évaporation moins précipitation est élevé. Les perturbations de densité se propagent ensuite vers l'est (Fig II.23). Lorsqu'elles atteignent le bord est, elles sont en partie éliminées par un puissant mélange convectif. De là, des petits résidus d'anomalies, surtout visibles sous 400 m , retournent très rapidement vers l'ouest (2 ans environ) le long du bord nord. Le rôle de ces résidus dans la réinitialisation du cycle est loin d'être comprise. Greatbatch et Peterson (1996) ont suggéré que ces résidus sont la signature d'une onde de Kelvin visqueuse nécessaire à l'ajustement de l'oscillation.

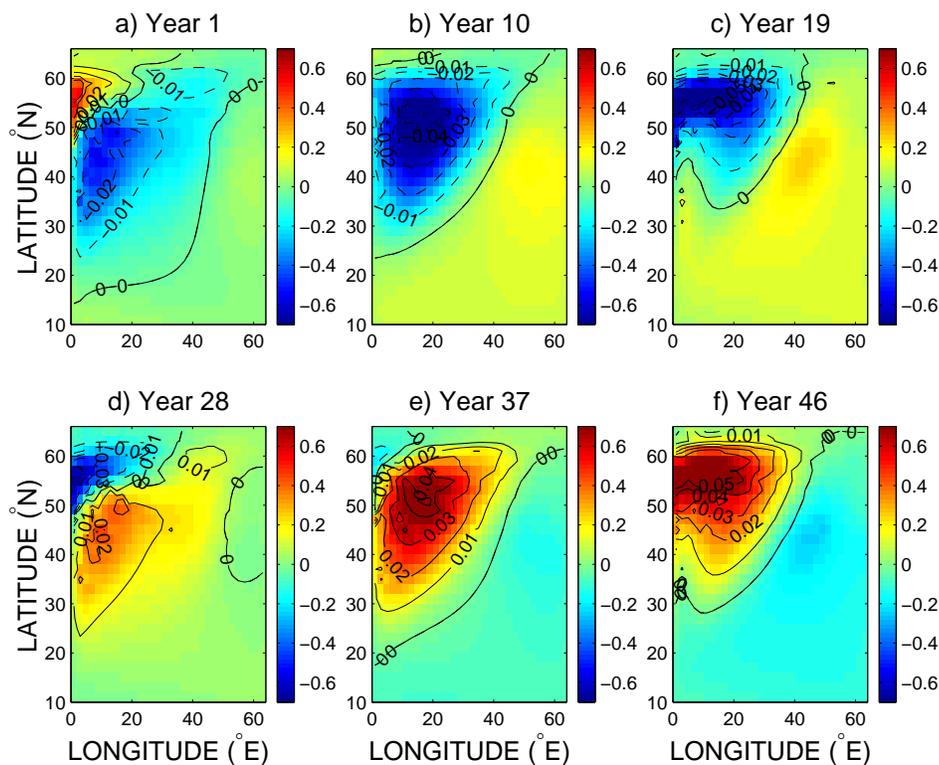


FIG. II.21 – Oscillation sous flux constants. Anomalies de température (couleur) et salinité (contours) durant un cycle de l'oscillation. Les anomalies de courant les plus fortes atteignent 0.71 cm s^{-1} , l'amplitude des anomalies de salinité oscille entre -0.078 psu et 0.086 psu , tandis que celle des anomalies de température varie entre -0.92 et $1.02 \text{ }^\circ\text{C}$.

Les structures verticales des perturbations de densité, température et salinité en un point de la région instable sont montrées dans les figures II.19d-f. On remarque une forte baroclinicité en température : les anomalies de surface (0-300 m) et de subsurface (400-1500 m) sont en opposition de phase et présentent une amplitude assez comparable. Les anomalies de densité et de salinité intensifiées en surface ne présentent pas de structure barocline, et leur épaisseur atteint environ 800 m. Le fait que les anomalies de température de surface soient moins épaisses que les anomalies de salinité (et donc de densité) et fortement baroclines est dû à la contrainte de rappel, associée aux conditions mixtes, qui ne permet pas à la SST de s'éloigner beaucoup de la température de rappel.

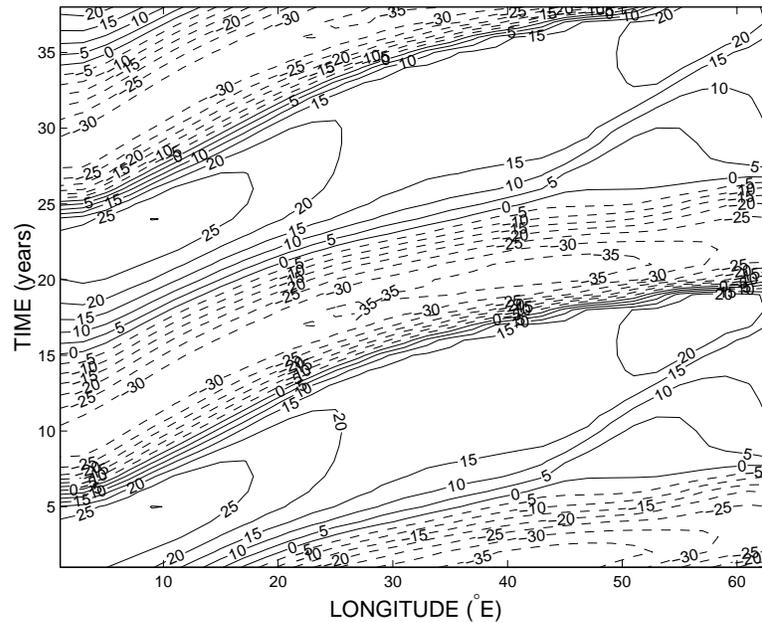


FIG. II.22 – Diagramme caractéristique temps-longitude du champ d'anomalie de densité (0.01 kg m^{-3}) à 59°N (exp. RTFS). Une propagation vers l'est est clairement apparente.

II.8 Rationalisation de la période

Dans cette section, nous nous concentrons sur les mécanismes fixant la période des oscillations sous flux constants et sous conditions mixtes.

II.8.1 Flux constants

Sous flux constants, la période de l'oscillation est fixée par le temps de transit des perturbations (intensifiées en surface) à travers le bassin (Colin de Verdière et Huck, 1999; te Raa et Dijkstra, 2002). Ces perturbations se comportent comme des ondes de Rossby planétaires évoluant dans le champ de courant moyen et sur la stratification moyenne (Colin de Verdière et Huck, 1999). Supposons une anomalie chaude et salée plongée dans un gradient méridien de température et salinité (avec la température et salinité diminuant vers le pôle) : à l'ouest (est) de son centre la perturbation de vitesse méridienne apporte des eaux chaudes et salées (froides et peu salées) impliquant une propagation vers l'ouest. Le gradient méridien de densité moyen joue le rôle d'effet β . Mais un courant vers l'est en équilibre géostrophique avec le gradient méridien moyen de densité est également présent,

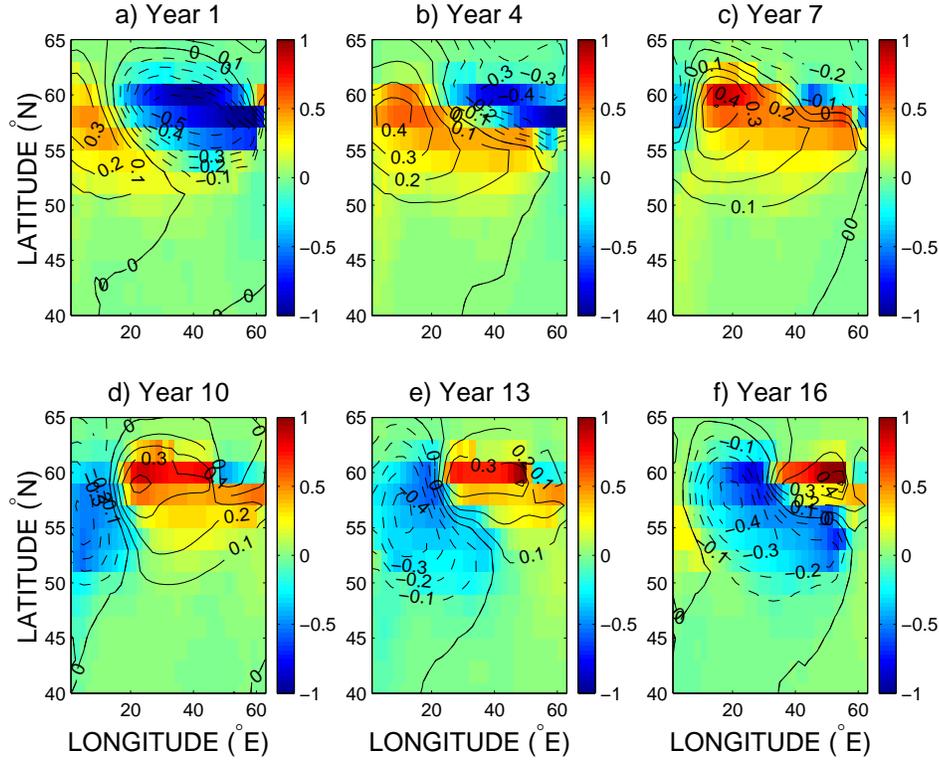


FIG. II.23 – Oscillation sous conditions mixtes. Anomalies de température (couleur, en $^{\circ}\text{C}$) et anomalie de salinité (contours, en psu). Les anomalies de courant les plus fortes atteignent 2.67 cm s^{-1} , l'amplitude des anomalies de salinité oscille entre -0.64 psu et 0.56 psu , tandis que celle des anomalies de température varie entre -1.25 et $1.43 \text{ }^{\circ}\text{C}$. L'amplitude des perturbations de densité oscille entre -0.38 et 0.30 kg m^{-3} .

et une compétition survient entre l'advection moyenne et la propagation des ondes.

En faisant l'hypothèse que la densité varie de manière exponentielle sur la verticale, te Raa et Dijkstra (2002) ont fournit une expression de la vitesse de phase de ces ondes.

$$\rho'(\theta, \phi, z, t) = e^{kz} \hat{\rho}(\theta, \phi, t) \quad , \quad z < 0. \quad (\text{II.3})$$

On utilise la géostrophie pour relier la vitesse à la pression :

$$v' = \frac{1}{2\Omega\rho_w R \sin\phi \cos\phi} \frac{\partial P'}{\partial\theta} \quad (\text{II.4})$$

Où R et Ω sont respectivement le rayon et la pulsation de rotation terrestre. Comme les anomalies se déplacent à la vitesse barocline, nous estimons la pression barocline :

$$P'(z) = - \left[\int_{-H}^z \rho' g dz - \frac{1}{H} \int_{-H}^0 \left(\int_{-H}^z \rho' g dz' \right) dz \right], \quad (\text{II.5})$$

Ce qui mène à :

$$P'(z) = -g\hat{\rho} \left[\frac{e^{kz}}{k} - \frac{1}{k^2 H} + \frac{e^{-kH}}{k^2 H} \right]. \quad (\text{II.6})$$

Où H (4500 m) est la profondeur du bassin. Les termes d'advection qui dominent l'équilibre de la chaleur dans l'océan intérieur sont $\bar{U}\partial_x\rho'$ et $v'\partial_y\bar{\rho}$. La somme de ces deux termes s'écrit :

$$\begin{aligned} \bar{U}\frac{\partial\rho'}{\partial x} + v'\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial y} &= \frac{\bar{U}}{R\cos\phi}\frac{\partial\rho'}{\partial\theta} + \frac{v'}{R}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial\phi} \\ &= \frac{\bar{U}}{R\cos\phi}\frac{\partial\rho'}{\partial\theta} - \frac{\alpha g}{2\Omega\rho_w R^2\sin\phi\cos\phi}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial\phi}\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial\theta}, \end{aligned}$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{k} - \frac{1}{k^2 H} + \frac{e^{-kH}}{k^2 H}. \quad (\text{II.7})$$

Les anomalies étant intensifiées en surface, on calcule ces termes d'advection en $z=0$:

$$\bar{U}\frac{\partial\rho'}{\partial x} + v'\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial y} = \frac{1}{R\cos\phi}\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial\theta} \left[\bar{U} - \frac{\alpha g}{2\Omega\rho_w R\sin\phi}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial\phi} \right]. \quad (\text{II.8})$$

Les anomalies de densité déplacent plutôt dans la direction zonale :

$$\frac{\partial\rho'}{\partial t} + \bar{U}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial x} + v'\frac{\partial\rho'}{\partial y} \approx \frac{\partial\rho'}{\partial t} - \frac{c}{R\cos\phi}\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial\theta}. \quad (\text{II.9})$$

Ainsi, on obtient une relation pour la vitesse de phase des perturbations :

$$c = \frac{\alpha g}{2\Omega\rho_w R\sin\phi}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial\phi} - \bar{U}. \quad (\text{II.10})$$

Cette relation montre qu'il y a compétition entre la propagation des ondes longues de Rossby et le courant moyen. $c > 0$ indique une propagation vers l'ouest. Nous estimons le courant zonal moyen \bar{U} , et le gradient méridien moyen de densité ($\partial_\phi\hat{\rho}$) dans une boîte englobant les perturbations. Les anomalies atteignent leur amplitude maximale entre 38 et 60°N sur toute la largeur du bassin, et sont confinées dans les 800 premiers mètres (correspond environ à la profondeur des 7 premières couches du modèle = 850 m). Cela entraîne des estimations de $\bar{U} = 0.3055 \text{ cm s}^{-1}$ (vers l'est), $\partial_\phi\hat{\rho} = 1.2927 \text{ kg m}^{-3}\text{rad}^{-1}$. L'ajustement exponentiel des perturbations dans le nord ouest du bassin donne $\alpha = 0.002 \text{ m}$. La combinaison de ces estimations donnent une vitesse de phase $c = 0.50 \text{ cm s}^{-1}$ (vers l'ouest). La largeur (L_x) du bassin aux latitudes de propagation des perturbations est de l'ordre 4700 km (à 49°N). Nous obtenons donc une période ($T = 2L_x/c$) de 60 ans. Cette valeur est en très bon accord avec le modèle 3D qui donne une période de 57 ans.

II.8.2 Conditions mixtes

Les études précédentes ont suggéré que la période des oscillations est fixée par le temps d'advection à travers le bassin (Weaver et Sarachik, 1991a,b). Dans la simulation présente, le mécanisme de propagation des anomalies n'est pas aussi clair. Tout d'abord nous voulons savoir si le mécanisme de propagation est le même que sous flux constant : les perturbations, plongées dans un courant zonal moyen, se déplacent-elles comme des ondes planétaires sur un gradient méridien moyen de densité ? Quel que soit la surface sur laquelle nous effectuons les calculs de moyenne $(\bar{U}, \partial_{\phi}\bar{\rho})$, le gradient méridien de densité dans le chenal de propagation des perturbations est toujours négatif, et le courant zonal moyen de surface n'est jamais assez fort pour permettre une vitesse de phase positive (vers l'est). Il semble donc qu'au premier abord, nous soyons en présence d'un mécanisme de propagation différent de celui obtenu sous flux constants.

L'analyse des termes gouvernant l'évolution des anomalies de densité dans l'océan intérieur (Fig II.24) sont le forçage anormal de surface ($\alpha\lambda T'$), la convection anormale, puis l'advection anormale (terme $v'\partial_y\bar{\rho}$ plus précisément). Ces trois processus combinés permettent une propagation vers l'est.

II.9 Modèles simplifiés pour les conditions mixtes

II.9.1 Génération des perturbations

Dans cette section, nous nous proposons d'expliquer le processus responsable du développement des perturbations dans la région de forte évaporation dans le modèle océanique PG forcé par des conditions mixtes en surface. Les études antérieures ont montré que la circulation thermohaline apparaît extrêmement sensible à l'apport d'eau douce dans les régions de convection (catastrophe halocline, équilibres multiples). Mais sa variabilité est tout aussi sensible. Lenderink et Haarsma (1994) utilisent un modèle similaire à celui de Welander (1982), une boîte de surface forcée par les conditions mixtes au dessus d'un réservoir profond infini, et analysent les changements brusque dans la distribution de la convection en réponse à un changement atmosphérique évoluant lentement. Mikolajewicz

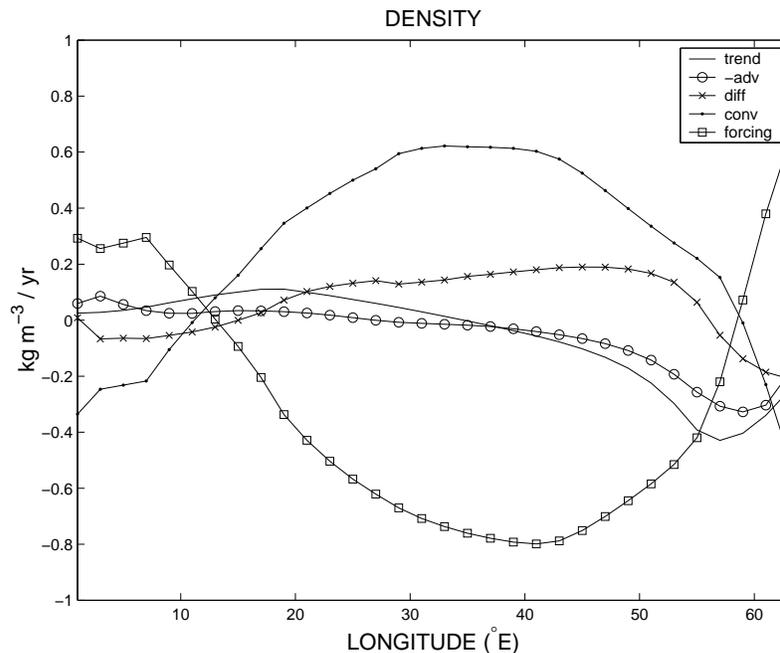


FIG. II.24 – Les termes de l'équation de conservation de l'anomalie de densité (année 1 du cycle) en fonction de la longitude en surface à 59°N , dans le chenal de propagation des anomalies. Noter que cet équilibre est bien représentatif du cycle total.

et Maier-Reimer (1990) et Pierce et al. (1995) ont attribué la variabilité centenaire obtenue sous conditions mixtes à des changements dans l'activité convective dans toute la région de formation d'eau profonde de l'Atlantique Sud. Dans un travail récent, Hirshi et al. (1999) ont étudié les processus responsables de la convection intermittente (période de quelque mois) dans un OGCM forcé par des conditions aux limites de relaxation, et ont montré comment cette intermittence pouvait mener à l'effondrement de la formation d'eau profonde dans l'hémisphère sud, dépendant de la méthode utilisée pour diagnostiquer le flux d'eau douce (à la fin du *spin-up*). Plusieurs auteurs ont trouvé que, sous conditions mixtes, les perturbations émergent dans la région de nette et forte évaporation près du bord ouest dans les hautes latitudes, et à partir de là se propagent dans l'intérieur (Weaver et Sarachik, 1991a,b; Weaver et al., 1991). Pourquoi une forte évaporation nette ($\mathcal{E} - \mathcal{P} \gg 0$) est requise pour générer des perturbations? Cette question trouve sa réponse à travers le modèle colonne simple décrit ci-dessous.

Le modèle

Le modèle est le même que Lenderink et Haarsma (1994) qui ont étendu le modèle en boîtes de Welander (1982) aux conditions mixtes. Une boîte de surface dans laquelle la température T et la salinité S sont autorisées à changer à travers la convection avec le réservoir profond de température T_b et salinité S_b fixées. La circulation moyenne mélange bien les eaux profondes, et par conséquent les variations de la température et salinité en profondeur sont faibles devant celles de surface. La boîte de surface échange horizontalement de la chaleur et du sel avec les eaux environnantes. Bien sûr, dans le modèle 3D, le taux d'échange q (s^{-1}) entre les boîtes varie dans le temps. Néanmoins, afin de simplifier au maximum la compréhension, nous fixons cette échelle de temps, et considérons fixes température et salinité des eaux environnantes (T_e et S_e respectivement). L'échange avec le réservoir profond survient uniquement si la boîte de surface est plus dense que celle du fond, et l'échelle de temps de ce processus (γ^{-1}) est de l'ordre de quelques jours. Comme dans le modèle océanique, des conditions mixtes sont appliquées en surface : la température T est rappelée vers une température prescrite T_a atmosphérique avec une échelle de temps λ^{-1} , et le flux net d'évaporation est prescrit à une valeur constante Q_s . Une vision schématique du modèle est montrée dans la figure II.25.

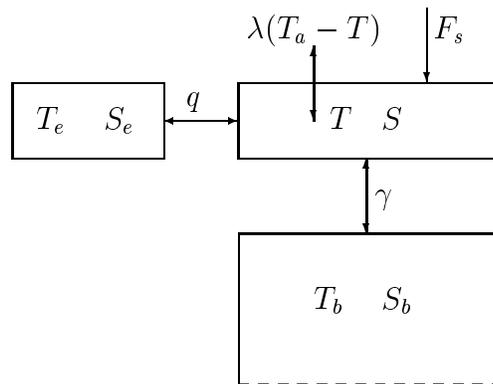


FIG. II.25 – Schéma du modèle en boîtes.

En forme dimensionnelle, les équations pour la température et salinité de surface sont :

$$\partial_t T = \lambda(T_a - T) + q(T_e - T) + \gamma\Delta(T_b - T), \quad (\text{II.11})$$

$$\partial_t S = F_s + q(S_e - S) + \gamma\Delta(S_b - S). \quad (\text{II.12})$$

Lorsque la colonne est stable ($\rho - \rho_b < 0$, avec $\rho = -\alpha T + \beta S$ et $\rho_b = -\alpha T_b + \beta S_b$), il n'y a pas d'échange entre les boîtes de surface et de fond, et donc $\Delta = 0$, sinon ($\rho - \rho_b > 0$) il y a ajustement convectif et $\Delta = 1$.

Condition pour le développement de perturbations

Les solutions à l'équilibre du modèle en boîte sont les suivantes

$$\overline{T(\Delta)} = \frac{\lambda T_a + q T_e + \gamma \Delta T_b}{\lambda + q + \gamma \Delta} ; \quad \overline{S(\Delta)} = \frac{F_s + q S_e + \gamma \Delta S_b}{q + \gamma \Delta}. \quad (\text{II.13})$$

Le modèle en boîtes a deux équilibres (ou points fixes en terme de système dynamique) : un équilibre convectif $(\overline{T(1)}, \overline{S(1)})$, et un équilibre non-convectif $(\overline{T(0)}, \overline{S(0)})$. Le modèle oscille uniquement si ces équilibres ne sont jamais atteints. Ainsi, on peut montrer facilement que la condition sur le taux d'évaporation pour l'existence d'oscillations s'écrit :

$$q \left[\frac{\alpha}{\beta} (\overline{T(0)} - T_b) + S_b - S_e \right] < F_s < (q + \gamma) \frac{\alpha}{\beta} (\overline{T(0)} - T_b) + q(S_b - S_e). \quad (\text{II.14})$$

Cette relation nous montre qu'il existe des valeurs critiques en-dessous et au-dessus desquelles le système est stable (pas de variabilité), et aucune perturbation n'émerge. Ce résultat est cohérent avec les expériences de sensibilité que nous avons menées dans lesquelles nous avons trouvé que l'oscillation disparaissait lorsque nous divisons par deux l'amplitude de l'évaporation nette (25 cm an⁻¹ au lieu de 50 cm an⁻¹) située au nord du décrochement du courant de bord ouest. Cependant pour des valeurs du forçage de sel au dessus de la valeur critique supérieure, les oscillations se sont montrées persistantes mais modulées avec une période de plusieurs siècles¹⁸.

Pour un certain régime de paramètres ($\lambda^{-1}=100$ jours, $q^{-1}=100$ jours, $\gamma^{-1}=5$ jours, $T_a=8$ °C, $T_b=4$ °C, $T_e=10$ °C, $S_b=35$ psu, $S_e=35$ psu), des oscillations émergent pour $53.81 < F_s < 820.1$ cm an⁻¹. Nous choisissons $F_s=55$ cm an⁻¹, et obtenons des oscillations décennales (15.7 ans) des propriétés de la boîte de surface (Fig II.26).

¹⁸ces grandes échelles de temps sont peut-être liées à un mécanisme initialement proposé par Mysak et al. (1993) dans lequel les anomalies de salinité sont advectées le long de la boucle thermohaline dans le plan latitude-profondeur (voir en introduction).

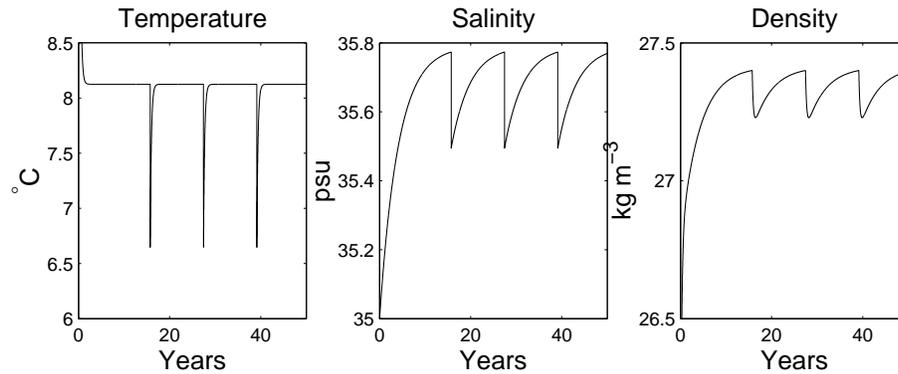


FIG. II.26 – Séries temporelles de la température, salinité et densité de la boîte de surface du modèle de Lenderink et Haarsma (1994). La période des oscillations est environ 15.7 ans.

La période de l'oscillation est fixée par le temps de déstabilisation de la colonne par la salinité, c'est-à-dire le temps qu'il faut au système pour aller de l'équilibre convectif à l'équilibre non-convectif (ou encore le temps qu'il faut au système pour aller de $\overline{S(0)}$ à $\overline{S(1)}$ qui est beaucoup plus grand que le temps de l'ajustement convectif). Le calcul analytique de la période P des oscillations mène à :

$$P = \frac{1}{q} \ln \left(\beta \frac{\overline{S(0)} - \overline{S(1)}}{\overline{\rho(0)} - \rho_b} \right). \quad (\text{II.15})$$

Proche du point de bifurcation du système (borne inférieure de l'expression II.14) la période est très longue. La période décroît ensuite rapidement lorsque le forçage de sel augmente (Fig II.27) : la période des oscillations est très sensible à l'amplitude du flux de sel proche du point de bifurcation.

Ce modèle très simple nous a permis de montrer qu'un forçage de sel important est nécessaire pour permettre l'émergence de perturbations de densité. Cependant, il ne semble pas approprié pour expliquer les naissances successives d'anomalies positives et négatives de densité dans cette région de fort flux de sel : le flux q est attendu variable dans le temps comme l'a souligné Weaver et al. (1991) en raisonnant sur le temps de résidence des eaux dans la région de forte évaporation (voir en introduction).

Noter que ces résultats sont cohérents avec ceux de Cessi (1996) : elle a étudié les propriétés du modèle de Welander (1982) et montre, entre d'autres, que l'oscillation existe ou pas selon la valeur du flux d'eau douce et que la période des oscillations devient très

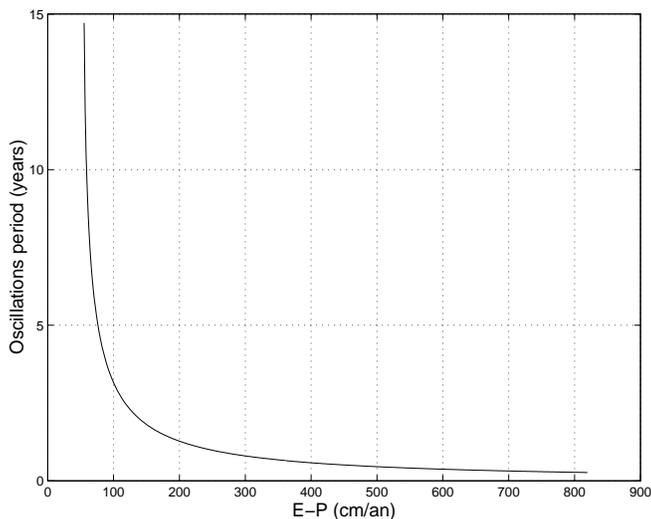


FIG. II.27 – Période des oscillations du modèle de Lenderink et Haarsma (1994) fonction du forçage de sel en surface. Proche du point de bifurcation la période est très longue.

longue près du point de bifurcation. Elle conclut que son modèle capture l'essentiel de la sensibilité de la période des oscillations, trouvées dans les OGCMs, au flux d'eau douce de surface (Weaver et al., 1993; Huang et Chou, 1994; Pierce et al., 1995).

II.9.2 Croissance des perturbations

Nous avons montré que le taux de croissance des perturbations de densité sous conditions mixtes était attribué au feedback positif du flux de chaleur anormal sur les fluctuations de densité associées aux variations de salinité ($\alpha\beta\lambda T'S'$). Et le renforcement de cette rétroaction positive au cours de la propagation des perturbations de densité n'est possible que si les perturbations de température et salinité sont elles-même amplifiées à travers l'ajustement convectif. Nous allons mettre en évidence les caractéristiques particulières sous lesquelles les perturbations peuvent croître. Cette partie vient en complément de l'analyse de variance dans laquelle nous avons pressenti le rôle crucial de la convection dans le renforcement des anomalies.

Pour cela, nous nous proposons d'utiliser un modèle très simple à une dimension sur la verticale. La profondeur est discrétisée comme le modèle océanique tridimensionnel, avec des profondeurs de couches augmentant de 50 m en surface jusqu'à 550 m au fond.

Les conditions mixtes sont appliquées à la boîte de surface, et l'ajustement convectif du modèle océanique est utilisé sur toute la colonne. Pour comparer les résultats au modèle complet 3D, au lieu d'intégrer une colonne immobile dans le temps, nous intégrons les équations dans la direction longitudinale (x). Cela signifie que nous suivons la colonne d'eau au cours de la propagation des anomalies vers l'est à la vitesse \bar{U} . Les équations du modèle sont les suivantes :

$$\bar{U} \frac{\partial T}{\partial x} = H(z) \lambda (T_a - T) + C_T, \quad (\text{II.16})$$

$$\bar{U} \frac{\partial S}{\partial x} = H(z) F_s + C_S, \quad (\text{II.17})$$

$$\rho = -\alpha T + \beta S. \quad (\text{II.18})$$

où $H(z)$ est la fonction de Heaviside (elle vaut 1 dans la couche de surface est est nulle pour les niveaux inférieurs), la température de surface est rappelée vers une valeur de température atmosphérique T_a constante de 1°C avec une échelle de temps de 66 jours (λ^{-1}); ces valeurs sont identiques à celles du modèle 3D. La valeur du flux évaporation–précipitation (F_s), constante, correspond à la moyenne du flux $\mathcal{E} - \mathcal{P}$ du modèle 3D moyennée dans le chenal de propagation des perturbations, c'est-à-dire -10 cm an^{-1} . Nous choisissons une vitesse de propagation \bar{U} de 1.3 cm s^{-1} vers l'est en accord avec le modèle 3D.

Le système est initialisé avec des profils stables et instables de température et salinité issus du modèle 3D en un point situé près de la région de formation des perturbations.

Lorsque l'on initialise le système avec une anomalie positive de densité, on constate un renforcement des perturbations de température, salinité et densité (Fig II.28) et la colonne devient de plus en plus instable. A chaque fois que la profondeur de convection devient plus importante l'intensité des anomalies de température et salinité de surface augmente. Dans les phases où le niveau de convection est constant, c'est le refoissement par les flux de chaleur de surface qui domine sur l'apport de chaleur par convection. L'anomalie positive de salinité est uniquement contrôlée par la convection si bien qu'elle se renforce toujours. Vers 35°E, la convection atteint le fond du bassin (4500 m) et est en bon accord avec le modèle 3D (Fig II.16). L'évolution en marche d'escalier des anomalies de température et salinité et de profondeur de convection est directement reliée à la discrétisation verticale (15 niveaux).

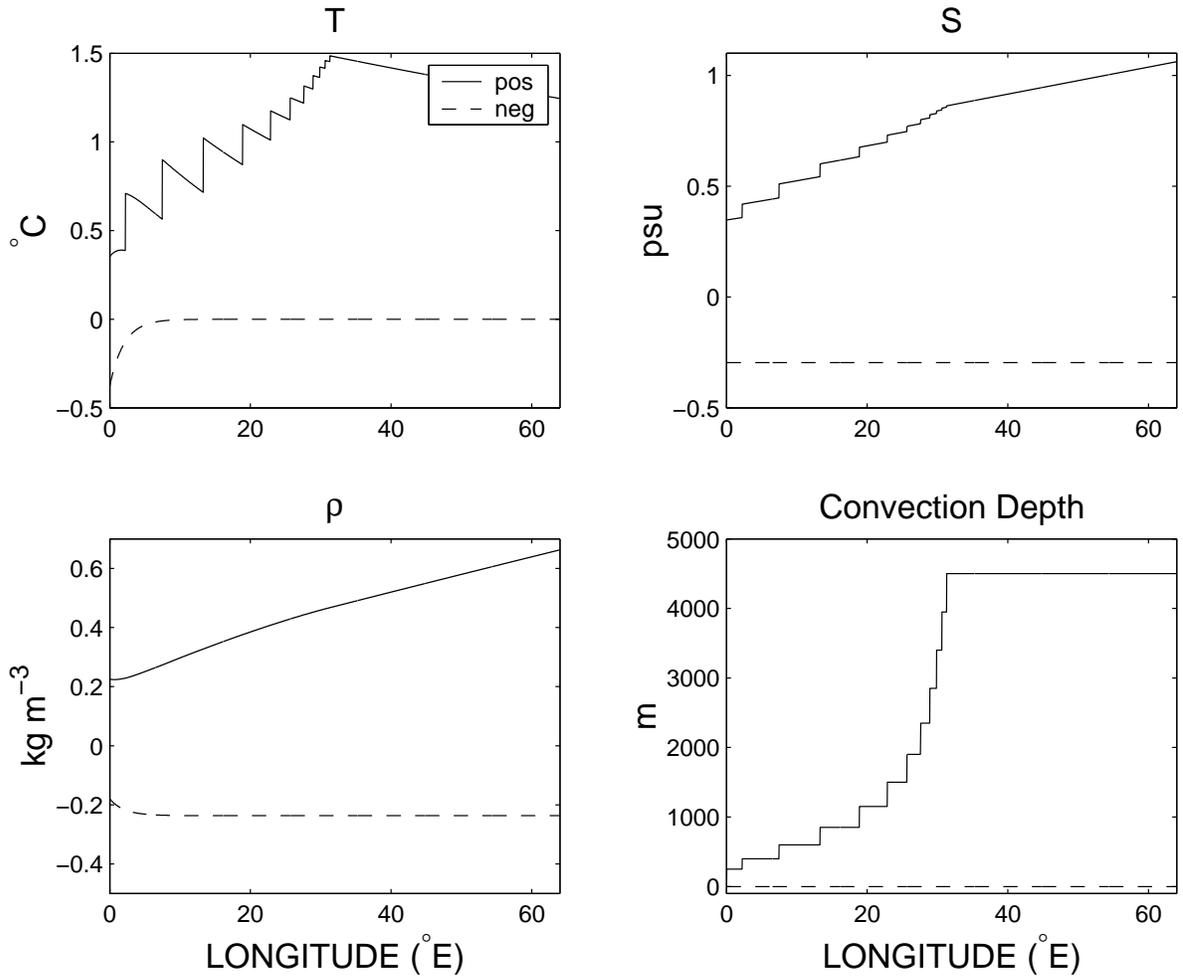


FIG. II.28 – Evolution des anomalies de température (T), salinité (S) et densité (ρ) de surface et anomalie de profondeur de convection pour une initialisation avec un profil instable de densité (trait plein) et stable (pointillés).

Lorsque l'on initialise la colonne avec les profils de température et salinité de l'état moyen, on constate que le profil évolue. L'état moyen sur lequel évolue ces perturbations n'est pas constant puisqu'il manque tous les autres termes d'advection et de diffusion. De plus ce profil reste toujours stable et par conséquent la convection associée à l'état moyen dans notre modèle colonne est nulle. Dans le modèle 3D, le profil vertical de densité est stable partout, mais la convection moyenne n'est pas nulle (moyenne sur une période d'oscillation)¹⁹. Ainsi, une anomalie négative de température ou salinité sera renforcée par la convection anormale qui apporte des eaux froides et douces en surface. La figure II.29

¹⁹la convection de l'état moyen $\overline{C(\bar{\rho})}$ est différente de la moyenne des convections $\overline{C(\rho)}$.

montrent clairement que les anomalies négatives de température et salinité atteignent leur maximum d'intensité dans la région où la profondeur de convection anormale est maximale (-0.8°C et -0.6 psu respectivement). L'intensité des anomalies positives de température et salinité restent relativement constante dans l'intérieur du bassin, puis s'intensifient proche du bord est. Ces constatations sont différentes des résultats de notre modèle simplifié puisque nous avons négligé la dissipation et pas défini d'état moyen fixe.

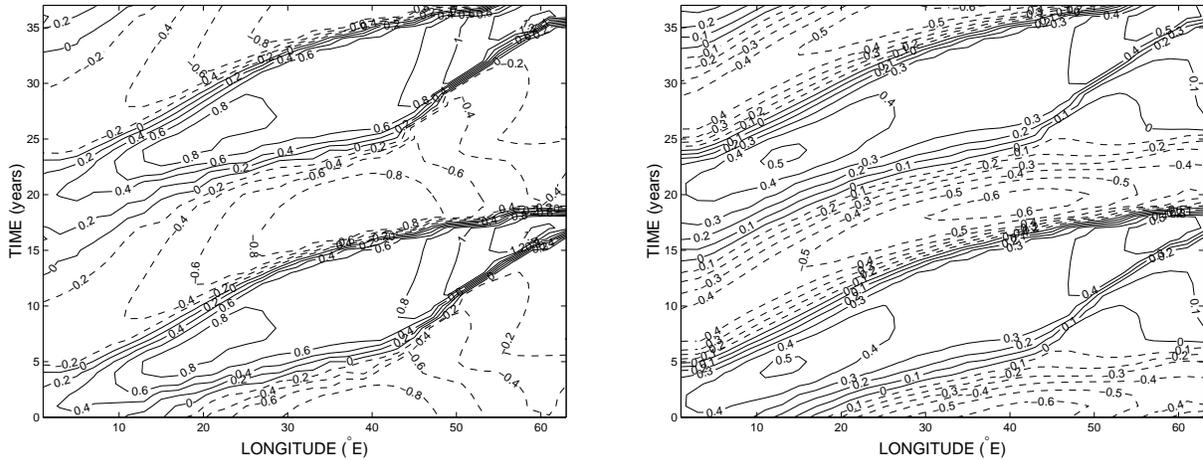


FIG. II.29 – Diagrammes caractéristiques temps-longitude à 59°N des anomalies de a) SST et b) SSS.

Nous avons proposé ici un nouveau mécanisme permettant le renforcement ou le maintien des perturbations de densité de surface contre la dissipation dans un modèle océanique forcé par des conditions mixtes. Il est clair que cette amplification apparaît dans des conditions très particulières : (1) la température et la salinité augmentent avec la profondeur, (2) la convection associée à l'état moyen est non nulle ($\overline{C_\rho} \neq 0$), (3) les anomalies de densité sont contrôlées par la salinité, (4) le renforcement des anomalies de température par la convection doit être supérieur à l'amortissement par les flux de chaleur de surface. Dans l'océan réel, la stratification est principalement contrôlée par la température. Il est tout à fait possible qu'il existe localement des conditions permettant à ce mécanisme de fonctionner. Néanmoins, à l'échelle de bassin, de telles conditions exceptionnelles devraient être peu probables.

II.10 Conclusions

Pour conclure, nous avons caractérisé, à l'aide de diagnostics simples, deux types de variabilité interdécennale de la circulation thermohaline dans un modèle océanique idéalisé, forcé par différentes conditions aux limites sur la température et la salinité : les conditions de flux constants (flux de chaleur et flux d'eau douce) et les conditions mixtes (rappel sur la SST et flux d'eau douce constant). Ces diagnostics sont la variable contrôlant les perturbations de densité (température ou salinité), la source d'énergie des oscillations (dans l'équation de variance de la densité) qui est vraiment le plus important, et la structure spatio-temporelle du champ anormal de traceur (température, salinité et densité). Les résultats sont résumés dans le tableau II.4. Nous suggérons que ces caractéristiques sont spécifiques à chaque oscillation et ne devraient pas dépendre du type de modèle employé. De plus, ces caractéristiques fondamentales devraient permettre d'identifier quelle oscillation (de type flux, mixte ou autre) est à l'oeuvre dans des modèles couplés plus complexes. Il serait intéressant de diagnostiquer ces caractéristiques dans un modèle océanique plus complexe résolvant de la variabilité interne (i.e. tourbillons méso-échelles) pour évaluer leur robustesse.

En parallèle, nous avons mis en évidence le rôle de la salinité dans ces oscillations. Nous avons montré que les mécanismes de variabilité associés à chaque condition de surface sont très différents. En complément de l'étude de variabilité sous conditions mixtes, nous avons pu expliquer pourquoi le flux net d'évaporation devait être supérieur à une valeur critique pour rendre le système instable, et en conséquence mener à de la variabilité. Puis, nous avons proposé un simple modèle colonne reproduisant l'amplification des anomalies de densité (nécessaire à la soutenance de la variabilité).

Remarques

- La raison pour laquelle la variabilité sous flux constants n'apparaît pas sous conditions mixtes est due au fort amortissement des anomalies de température associé à la condition au limite de relaxation (capacité thermique infinie de l'atmosphère) qui ne peut pas laisser l'anomalie de SST évoluer librement (Cai et Godfrey, 1995). Ainsi l'oscillation

EXPÉRIENCE	FT	FTFS	RTFS
Robustesse		robuste	sensible
Variable contrôlant la densité		T	S
Source d'énergie des oscillations		$-\alpha^2 v' T' \partial_y \bar{T}$	$\alpha \beta \lambda H(z) T' S'$
Mécanisme		Instabilité barocline régionale <i>ondes longues</i>	Feedback positif convection - flux de chaleur de surface
Mode		linéaire	non-linéaire
ω_i^{-1} (années)	58	1136	-
Période (années)	38	57	20
Rôle de la salinité		stabilise l'écoulement, augmente la période	crucial
Rôle de la convection		amortisseur	cruciale
propagation		ondes planétaires (sur la stratification moyenne)	advection + convection + rappel SST

TAB. II.4 – Tableau récapitulatif montrant les différences fondamentales entre les oscillations sous flux constants (FT et FTFS) et sous conditions mixtes (RTFS). ω_i^{-1} est l'inverse du taux de croissance des perturbations.

thermique sous flux constant ne peut se développer. Par ailleurs, des mesures in situ en mer (Cayan, 1980) montrent que la température de l'air en surface suit les changements de SST, la différence de température de surface air-mer est alors pratiquement constante. Cela suggère alors que l'hypothèse de capacité thermique infinie de l'atmosphère est peu probable, et par conséquent que l'oscillation de type mixte n'est pas réaliste.

- Dans l'expérience en conditions mixtes (RTFS) présentée ici, il y a une incohérence entre l'advection et l'évaporation : habituellement l'évaporation est importante dans les régions où la SST est élevée, c'est-à-dire dans les régions où l'apport advectif de chaleur est important (courant de bord ouest). Or dans les simulations présentées ici, la zone de forte évaporation se situe au nord du décrochement du courant de bord ouest, dans une zone d'ombre non alimentée par les eaux chaudes subtropicales. Néanmoins on peut imaginer des situations où la zone de forte évaporation nette (cruciale à l'existence de variabilité) se situe dans une région alimentée par des eaux chaudes.

La voie naturelle est maintenant de coupler le modèle océanique à un modèle atmosphérique afin de rendre les conditions de forçage de surface plus réalistes, principalement pour le flux d'eau douce qui montre des incohérences comme mentionnées ci-dessus. Dans le système couplé, de nombreux feedbacks supplémentaires existent entre la couche océanique de surface et la tension du vent, comme par exemple la réponse retardée dans le courant de bord ouest à une perturbation de rotationnel de vent. Les feedbacks entre la circulation océanique et les transports atmosphériques (de chaleur et d'humidité), détaillés par Wang et al. (1999), rendent le système couplé plus réaliste que les simulations de ce chapitre. Il sera alors intéressant de voir si les modes de variabilité purement océaniques décrits dans ce chapitre sont robustes au couplage avec une atmosphère dynamique ? Nous nous intéresserons également au rôle des interactions air-mer, du cycle saisonnier, et du Courant Circumpolaire Antarctique sur la variabilité du modèle couplé.

Chapitre III

Variabilité climatique interdécennale dans un modèle couplé intermédiaire

Les deux premiers chapitres de cette thèse ont mis en évidence trois modes de variabilité distincts. Le premier mode de variabilité, couplé, implique des interactions entre les vents zonaux de surface et la circulation océanique poussée par les vents (chapitre I). Le chapitre précédent nous a montré deux types possibles de variabilité interdécennale de la circulation thermohaline dans un modèle purement océanique idéalisé, sans forçage de vent, forcé par différentes conditions en surface : les conditions mixtes et les conditions de flux constants. Ces deux oscillations ont été caractérisées par différents diagnostics dans le but de les identifier facilement dans des modèles couplés plus complexes. Dans ce chapitre, notre objectif principal est d'examiner la robustesse des modes de variabilité couplée et purement océaniques, obtenus dans les deux premiers chapitres, dans un modèle couplé de complexité intermédiaire, résolvant le cycle hydrologique et les vents zonaux.

III.1 Problématique - Objectifs - Méthodologie

III.1.1 Mécanismes de variabilité dans les modèles couplés

L'introduction du chapitre I et la section II-1-1 du chapitre II décrivent quelques observations de variabilité décennale à interdécennale de la SST (Bjerknes, 1964; Levitus, 1989; Ghil et Vautard, 1991; Hansen et Bezdek, 1996; Sutton et Allen, 1997, et beaucoup d'autres). Sur des échelles de temps décennales, la variabilité pourrait être gouvernée par des processus qui modulent la circulation méridienne océanique et son transport de chaleur associé vers le nord, et donc la SST et en conséquence la circulation atmosphérique. Bjerknes (1964) et Kushnir (1994) ont suggéré qu'à l'échelle pluridécennale l'océan pourrait avoir un rôle fondamental dans la variabilité et les changements climatiques. Mais le rôle de l'atmosphère dans la variabilité longue période est beaucoup moins clair. Les études menées avec différents modèles de circulation générale (GCMs) donnent des résultats contradictoires qui ne fournissent pas de réponse unique sur le rôle du couplage océan-atmosphère des moyennes latitudes dans la variabilité climatique. Latif (1998) fournit une revue des principaux mécanismes de variabilité émergeant dans des simulations du système couplé océan-atmosphère. Les mécanismes les plus pertinents émergeant des modèles couplés idéalisés ou globaux concernant la variabilité décennale à multidécennale dans l'océan Atlantique sont décrits ci-dessous. Certains auteurs privilégient la circulation poussée par les vents et/ou la circulation thermohaline comme uniques acteurs de la variabilité. Tandis que d'autres soutiennent que la variabilité naturelle basse fréquence atmosphérique ou que le couplage océan-atmosphère orchestre la variabilité.

Dans leur modèle couplé océan-atmosphère du GFDL, Delworth et al. (1993) obtiennent des oscillations irrégulières de la circulation thermohaline de l'Atlantique nord avec une période dominante d'une cinquantaine d'années. Ils attribuent la variabilité à l'advection d'anomalies de densité dans la région de formation d'eau profonde (entre 52°N et 72°N), et suggèrent une ressemblance de la structure spatiale des anomalies de SST et SSS avec les observations de Kushnir (1994) pour la SST et Levitus (1989) pour la SSS. Le mécanisme de variabilité est basé sur l'interaction entre la circulation thermohaline et la circulation poussée par les vents. Le cycle est décrit comme suit. Une circulation ther-

mohaline anormalement faible produit des eaux plus froides que la normale dans l'océan de surface des moyennes latitudes. Comme la densité est contrôlée par la température à ces latitudes, une circulation cyclonique s'ajuste géostrophiquement avec l'anomalie froide de SST. Cela entraîne une advection anormale de sel vers les régions de formation d'eau profonde plus au nord, qui finalement intensifie la circulation thermohaline (dans ces régions la salinité contrôle les perturbations de densité). Ensuite le cycle se poursuit avec des signes opposés. La clé de leur oscillation réside dans la différence de phase entre les changements de température et de salinité. Le rôle de l'atmosphère n'est pas clair, mais ne semble pas être essentiel.

Une hypothèse qui suggère un mode de variabilité couplé air-mer dans lequel la mémoire du système réside dans l'océan a émergé des résultats des modèles couplés de Latif et Barnett (1996) et Grotzner et Latif (1997). Ces études suggèrent qu'une anomalie positive de SST dans l'Atlantique central nord est générée par un renforcement de la gyre subtropicale qui transporte des eaux chaudes tropicales vers le nord par le courant de bord ouest et son extension. La réponse dans l'atmosphère est une circulation anticyclonique et un affaiblissement de la "*storm track*", laquelle renforce les anomalies de SST à travers des flux de chaleur anormaux et un pompage d'Ekman. La réponse atmosphérique cependant, consiste aussi en une anomalie de rotationnel de vent qui freine la gyre subtropicale, réduisant alors le transport de chaleur vers le nord pour finalement générer une anomalie négative de SST. Ensuite, le mécanisme de réponse dans l'atmosphère est similaire, mais de signe opposé, menant ainsi à une variabilité décennale. Les anomalies de pression dans l'atmosphère créées par ce mode ont quelques ressemblances avec celles du mode NAO¹, bien que les centres d'action du modèle couplé soient déplacés de 10 degrés. La période de l'oscillation est 17 ans.

Timmermann et Latif (1998) ont utilisé le modèle couplé du MPI (modèle atmosphérique ECHAM couplé à un modèle océanique géostrophique LSG et à un simple modèle thermodynamique de glace) et ont montré que des anomalies positives de SST surviennent dans l'Atlantique nord lorsque l'intensité de la circulation thermohaline est anormalement

¹L'Oscillation Nord Atlantique est une fluctuation de différence de pression entre les basses pressions d'Islande et les hautes pressions des Açores.

forte. La réponse atmosphérique aux anomalies de SST est un renforcement de la NAO, qui mène à une anomalie de flux d'eau douce au niveau de la mer du Groenland et de Terre Neuve. Les anomalies négatives de salinité résultantes sont advectées par la gyre subpolaire, puis atteignent la région de convection active au sud du Groenland. La convection et par conséquent l'intensité de la circulation thermohaline diminuent, menant à une réduction du transport de chaleur vers le pôle et à la formation d'anomalies négatives de SST. Le cycle complet prend environ 35 ans.

Dickson et al. (1996) ont analysé des observations dans l'Atlantique nord et on relié les variations de l'activité convective profonde aux changements de phase de la NAO. Ces auteurs trouvent une forte évidence de l'impact direct des changements de la circulation atmosphérique sur la circulation océanique. Néanmoins, ils n'appuient pas l'hypothèse de l'existence d'un mode couplé océan-atmosphère dans l'Atlantique nord. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Delworth et Greatbatch (2000) qui concluent que la variabilité de la circulation thermohaline dans le modèle couplé du GFDL (Delworth et al., 1993) est principalement un mode océanique excité par la variabilité intrinsèque basse-fréquence atmosphérique présente dans les flux de chaleur de surface (NAO). Eden et Jung (2001) trouvent, en accord avec Delworth et Greatbatch (2000), que la variabilité interdécennale de la circulation océanique dans l'Atlantique nord durant la période 1865-1997 est une réponse passive au flux de chaleur de surface associé à la variabilité interdécennale de la NAO. Plus tard, Eden et Greatbatch (2003) concluent que c'est une oscillation amortie orchestrée par la circulation forcée par le vent et la THC.

Les modèles stochastiques de climat constituent une famille dont l'intérêt n'a pas cessé de croître depuis plusieurs décennies. L'étude pionnière de Hasselmann (1976) associe les variations basse fréquence du climat à la réponse intégrée de l'océan au bruit blanc atmosphérique représentant les fluctuations journalières du temps. Frankignoul et Hasselmann (1977) reproduisent de la variabilité interannuelle de la SST aux moyennes latitudes dans un simple modèle climatique, consistant en une couche de mélange océanique forcée des flux de chaleur et de quantité de mouvement stochastiques à travers la surface. Plus récemment, Frankignoul et al. (1997) invoquent la dynamique des ondes de Rossby (générées par un forçage de vent stochastique dans un bassin semi-infini) pour sélectionner

une échelle de temps décennale. En utilisant une analyse en EOF étendue, Zorita et Frankignoul (1997) identifient deux modes oscillants distincts dans une intégration de 325 ans du modèle couplé du MPI (voir von Storch (1994) pour les détails de l'intégration). Un mode de période 20 ans, très énergétique, est visible dans la thermocline, mais pas dans l'atmosphère. Ces auteurs suggèrent que ce mode est une réponse océanique au forçage de vent stochastique, mécanisme proposé par Frankignoul et al. (1997), et l'échelle de temps est fixée par le temps de transit des ondes de Rossby à travers le bassin. Le deuxième mode (indépendant du premier vraisemblablement), peu énergétique, a une période de 10 ans, et apparaît comme un mode couplé soutenu par un feedback positif air-mer. Les auteurs suggèrent que le mode à 10 ans montre quelques similarités avec le mode couplé à 20 ans trouvé par Latif et Barnett (1994) dans le Pacifique nord. Noter que ce mécanisme n'implique pas la circulation thermohaline de l'Atlantique nord. Saravanan et McWilliams (1998) généralisent le modèle de Hasselman/Frankignoul en prenant en compte l'advection moyenne dans l'océan, et montre que le forçage stochastique qui par définition a une incohérence temporelle, excitent des modes de variabilité océanique à travers une résonance spatiale.

Les modèles atmosphériques en équilibre d'énergie (EBM, diagnostique) sont couramment utilisés comme condition en surface des modèles océaniques (plutôt que les conditions de flux constants ou conditions mixtes). Ces modèles hybrides² n'ont pas révélé de modes couplés de variabilité : le couplage ne modifie pas le mécanisme de variabilité présent dans le modèle purement océanique forcé par des conditions mixtes (Chen et Ghil, 1996) ou conditions de flux (Huck et al., 2001).

Rôle de la réponse atmosphérique à une anomalie de SST

Pourquoi certains modèles reproduisent de la variabilité couplée comme le modèle du MPI (Timmermann et Latif, 1998) et d'autres pas, comme celui du GFDL (Delworth et Greatbatch, 2000)? L'influence climatique des anomalies de SST extratropicales n'a pas été mise en évidence dans les observations. Par contre, elle apparaît dans les modèles at-

²modèles qui couplent des variables prognostiques océaniques à des composantes diagnostiques atmosphériques.

mosphériques de circulation générale (AGCMs), mais d'une manière variable d'un modèle à l'autre. Delworth et Greatbatch (2000) suggèrent que le couplage extra-tropical air-mer dépend de la nature de la réponse de l'atmosphère aux anomalies de SST. Kushnir et Held (1996) qui utilisent la composante atmosphérique du GFDL ont montré une faible réponse de l'atmosphère aux anomalies de SST des moyennes latitudes par rapport à la variabilité interne atmosphérique. Tandis que la composante atmosphérique de Timmermann et Latif (1998) répond fortement aux anomalies de SST, et par conséquent le couplage air-mer devrait être plus important. C'est pourquoi la réponse de l'atmosphère aux anomalies de SST extra-tropicales a motivé plusieurs travaux. Sur ce point, les résultats des chercheurs diffèrent largement. Certains trouvent une réponse équivalent barotrope (Palmer et Sun, 1985) tandis que d'autres trouvent plutôt une réponse barocline (Kushnir et Held, 1996). Kushnir et Held (1996) montrent que la réponse atmosphérique à une anomalie de SST présente dans les moyennes latitudes de l'Atlantique est plutôt barocline et faible sur des échelles de temps interdécennales, et il n'obtient pas de réponse équivalent barotrope. Plusieurs auteurs ont proposé que le transport océanique anormal de chaleur induit par le vent agit comme un feedback positif sur l'anomalie de SST. C'est le cas de Goodman et Marshall (1999) qui suggèrent que les flux turbulents *downgradient* de chaleur libèrent de l'énergie potentielle disponible (APE³) associée à la présence de la thermocline, le vent étant le facteur de couplage. D'un autre côté, Colin de Verdière et Blanc (2001) ont exploré la réponse linéaire de l'atmosphère à une distribution de SST et ont proposé un nouveau mécanisme à travers lequel une structure couplée instable émerge dans une configuration de canal périodique. Lorsque les ondes de Rossby sont stationnaires dans les moyennes latitudes de vent d'ouest, des conditions de résonance (thermique) surviennent permettant une forte amplification de la réponse atmosphérique à des perturbations externes. Dans ce cas, ce sont les flux turbulents *downgradient* qui libèrent de l'APE par interaction avec l'écoulement moyen atmosphérique, supportant alors le mode océanique instable à travers les flux de chaleur anormaux à l'interface air-mer.

³Available Potential Energy.

III.1.2 Objectifs et méthode

Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur l'étude des modes de variabilité climatique sur des échelles de temps interdécennales dans un modèle couplé de complexité intermédiaire. Nous nous plaçons en continuité des travaux menés dans les deux premiers chapitres. L'objectif principal est d'examiner la robustesse des modes purement océanique (type flux et type mixte) de variabilité climatique obtenus dans le chapitre précédent, au couplage avec une atmosphère dynamique interactive (i.e capable de répondre à des changements de la circulation océanique via les flux air-mer). Nous nous intéressons également à la robustesse du mode couplé (vent zonal de surface - gyres océaniques) océan-atmosphère du chapitre I dans le modèle couplé de complexité intermédiaire utilisé ici. Il est clair qu'une partie de la variabilité est gouvernée par le bruit stochastique atmosphérique, ou encore orchestrée par la NAO. Dans cette étude, nous voulons attirer l'attention sur le caractère éventuellement prévisible de la variabilité climatique décennale à interdécennale. C'est pourquoi nous nous affranchissons volontairement de la variabilité intrinsèque basse-fréquence de l'atmosphère (type NAO) et celle liée aux fluctuations temporelles (forçage stochastique). Nous tenterons de répondre par l'utilisation du modèle couplé océan-atmosphère aux questions suivantes concernant la nature de la variabilité simulée de la circulation thermohaline :

- 1 - Est-ce que la variabilité de la circulation thermohaline est un mode couplé océan-atmosphère ? Quel est le rôle de l'atmosphère dans la variabilité ?
- 2 - Parmi les 3 modes de variabilité climatique (1 couplé vent-gyre) et 2 purement océaniques thermohalins (type flux et type mixte) décrits dans les deux premiers chapitres, y en a-t'il un qui soit robuste ?
- 3 - Quel est le rôle du cycle hydrologique *interactif* sur la variabilité ? Quel est le rôle du vent sur l'amplitude et la période de l'oscillation ?
- 4 - Le mode de variabilité persiste-t-il en configuration plus réaliste bihémisphérique ? Quel est le rôle du cycle saisonnier ? Comment le courant Antarctique circumpolaire modifie-t-il la variabilité ?

Choix du modèle atmosphérique

Nous souhaitons reproduire un forçage de surface plus réaliste que les conditions mixtes (atmosphère figée) ou conditions de flux. Il apparaît donc nécessaire, dans un premier temps, de bien représenter le flux d'eau douce à l'interface air-mer dans le modèle, c'est-à-dire que l'utilisation future d'un modèle atmosphérique représentant correctement l'humidité et par conséquent le cycle hydrologique est inévitable. Afin de bien représenter les transports méridiens d'énergie et l'échange de chaleur à l'interface air-mer, l'utilisation d'un schéma radiatif est nécessaire. Nous souhaitons également reproduire un forçage dynamique interactif exprimé en fonction des perturbations atmosphériques (issue de l'instabilité barocline) plutôt que directement proportionnel au gradient méridien de température. De plus, un modèle atmosphérique de coût calcul limité est requis puisque des intégrations de plusieurs siècles sont attendues.

Une hiérarchie de modèles atmosphériques est aujourd'hui utilisée dans le but d'améliorer notre compréhension du système climatique. Cette hiérarchie s'étend des modèles atmosphériques en équilibre d'énergie (EBM), en passant par les modèles en moyenne zonale⁴ (plan latitude-altitude), jusqu'aux modèles de circulation générale (AGCM⁵). Les EBMs sont basés sur l'énergie intégrée verticalement et traitent les variations méridiennes du climat en terme de température de surface : ce type de modèle est utile pour comprendre l'effet des processus variant lentement dans le temps (Budyko, 1969). En général, ces modèles ne représentent pas l'humidité ou paramétrisent simplement le flux d'eau douce à l'interface air-mer (Fanning et Weaver, 1996). Les modèles atmosphériques en moyenne zonale sont largement plus sophistiqués que les EBMs. Ces modèles tirent leur avantage du caractère essentiellement zonal de la circulation atmosphérique, et permettent de longues intégrations numériques. Habituellement, ces modèles résolvent explicitement le cycle hydrologique et ils permettent plus de feedbacks entre la thermodynamique et la dynamique atmosphérique que les simples EBMs. Ils nécessitent la paramétrisation des mouvements non-zonaux liés à l'activité synoptique des moyennes latitudes. Ces modèles

⁴Ces modèles sont parfois appelés les modèles dynamiques-statistiques étant donné leur nombre élevé de paramétrisations.

⁵Atmospheric General Circulation Model.

ont montré leur efficacité à représenter avec un certain degré de réalisme la circulation grande échelle observée en moyenne zonale (Schneider, 1977). Plus haut dans la hiérarchie, les AGCMs à basse résolution sont utilisés pour reproduire les schémas de circulation grande échelle (cellules de Hadley, Ferrel, polaire, et de Walker ; les moussons ; les systèmes de basses pressions d'Islande et des Aléoutiennes et de hautes pressions des Açores, ...), mais les mouvements à l'échelle synoptique doivent être aussi paramétrisés. Par exemple, Ganopolski et al. (1998) ont utilisé ce type de modèle à une résolution de 10° de latitude par 51° de longitude pour étudier le climat au dernier maximum glaciaire. Enfin, les AGCMs haute résolution sont couramment utilisés pour mener des simulations réalistes et analyser la réponse du climat à des perturbations, ou encore reproduire les climats régionaux. Ils représentent en particulier du bruit stochastique lié aux fluctuations journalières du temps et leur coût calcul demeure extrêmement élevé.

Ces considérations nous indiquent que le modèle atmosphérique dynamique le plus à même de satisfaire les objectifs énoncés ci-dessus est un modèle axisymétrique aux équations primitives. Ce type de modèle nécessite une paramétrisation du transport turbulent de quantité de mouvement aux moyennes latitudes. Sa description et sa validation sont fournies dans l'annexe C. Le modèle océanique est le même que dans le chapitre II, sa description est fournie en annexe B. La figure III.1 montre une vision schématique du modèle couplé. L'annexe D énonce les hypothèses faites pour la terre solide.

III.2 Brève description du modèle atmosphérique

Nous fournissons ici une brève description du modèle atmosphérique, le détail des paramétrisations est fourni en annexe C. Le modèle atmosphérique en moyenne zonale que nous utilisons dans cette étude couvre toute la sphère et s'étend du sol à la tropopause. Il est forcé par l'insolation au sommet et par les flux de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement au sol. Il inclut l'humidité et résoud un cycle hydrologique interactif. Les tourbillons atmosphériques de grande échelle des moyennes latitudes sont paramétrisés.

III.2.1 Equations de conservation dynamique et thermodynamique

Nous utilisons les équations primitives d'une atmosphère compressible en coordonnées sphériques et isobariques normalisées σ . Il y a 20 niveaux sur la verticale du sol à la tropopause. Les équations du modèles sont écrites sur une grille en sinus de la latitude et la résolution diminue vers le pôle de 2° à l'équateur jusqu'à environ 5° près du pôle.

$$\frac{Du}{Dt} = fv + \frac{uv \tan \phi}{a} - \nabla_h \overline{u'v'} + a_v \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + b_h \nabla_h^4 u, \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu - \frac{u^2 \tan \phi}{a} - \nabla_h \Phi + a_v \frac{\partial^2 v}{\partial \sigma^2} + b_h \nabla_h^4 v, \quad (\text{III.2})$$

$$0 = \nabla_h (v - \langle v \rangle) + e^{(\sigma/H_0)} \frac{\partial}{\partial \sigma} (e^{-(\sigma/H_0)} \dot{\sigma}), \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = g_0 \frac{T}{T_0}, \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{DT}{Dt} = \nabla_h k_h \nabla_h T + \mathcal{Q}_{rad} + \mathcal{Q}_h + C_T + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(k_v \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right), \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{Dq}{Dt} = \nabla_h k_h \nabla_h q + C_q + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(k_v \frac{\partial q}{\partial \sigma} \right), \quad (\text{III.6})$$

où f est le paramètre de Coriolis, (u, v) sont respectivement les vitesses zonales et méridiennes, ϕ est la latitude, Φ est le géopotential, ∇_h est l'opérateur de gradient méridien, le symbole $\langle \dots \rangle$ dénote la moyenne verticale, $\dot{\sigma}$ ($= D\sigma/Dt$) est la vitesse verticale en coordonnées σ , $-\nabla_h \overline{u'v'}$ représente la divergence ou convergence des flux turbulents de quantité de mouvement, \mathcal{Q}_{rad} représente le forçage radiatif, \mathcal{Q}_h est la libération de chaleur latente induite lors du processus de condensation de la vapeur d'eau, C_T et C_q représentent respectivement le changement de température et d'humidité dus à l'ajustement convectif. La dissipation latérale k_h dépend du gradient méridien de température. Les valeurs des constantes sont données dans le tableau III.1.

Les équations III.1 et III.2 sont respectivement les équations de conservation de quantité de mouvement dans la direction zonale et méridienne. L'équation III.3 est l'équation de continuité ou de divergence. Dans la direction verticale, l'équilibre hydrostatique est une bonne approximation de l'atmosphère réelle (III.4). Les évolutions temporelles de la température et de l'humidité sont respectivement données par les équations III.5 et III.6.

a	6370 km	rayon terrestre
k_v	$5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	diffusion verticale de traceurs (T et q)
a_v	$5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	viscosité verticale
b_h	$2 \times 10^{16} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$	diffusion biharmonique horizontale
u_{tt}	7 m s^{-1}	vitesse du vent turbulent de surface
c_h	1.3×10^{-3}	nombre de <i>Stanton</i>
c_e	1.5×10^{-3}	nombre de <i>Dalton</i>
c_{drag}	3×10^{-3}	coefficient de friction de surface

TAB. III.1 – Constantes utilisées dans les équations du modèle atmosphérique. Noter que les valeurs de ces constantes ont été fixées après plusieurs études de sensibilité afin de faire correspondre aux mieux l'état moyen du modèle atmosphérique aux observations.

Conditions aux limites

En surface

$$k_v \frac{\partial T}{\partial \sigma} = \frac{Q_{sens}}{\rho_s C_{pa}}, \quad k_v \frac{\partial q}{\partial \sigma} = \mathcal{E} - \mathcal{P}, \quad a_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} = -\frac{\tau_s^x}{c_{drag}}, \quad a_v \frac{\partial v}{\partial \sigma} = -\frac{\tau_s^y}{c_{drag}}, \quad \dot{\sigma} = 0 \quad (\text{III.7})$$

Où C_{pa} est capacité calorifique atmosphérique, ρ_s la densité atmosphérique de surface. Le flux de chaleur sensible est paramétrisé comme $Q_{sens} = \rho_s u_{tt} c_h (\overline{T_s} - T_a)$, où $\overline{T_s}$ représente la SST en moyenne zonale et T_a la température atmosphérique de surface. Le taux d'évaporation est $\mathcal{E} = \rho_s u_{tt} c_e (q_{sat}(\overline{T_s}) - q_s)$ avec $q_{sat}(\overline{T_s})$ l'humidité spécifique de saturation à la température de surface de la mer, et q_s est l'humidité spécifique de surface dans l'atmosphère. Le taux de précipitation, \mathcal{P} , est déterminé par la procédure d'ajustement convectif. La tension de vent de surface $(\tau_s^x, \tau_s^y) = \rho_s c_{drag} u_{tt} (u_s, v_s)$, où (u_s, v_s) est le champ horizontal de vent atmosphérique de surface. A la tropopause, les flux de chaleur (non-radiatif) et d'humidité sont nuls, il n'y a pas de frottement et un toit rigide est imposé :

$$k_v \frac{\partial T}{\partial \sigma} = 0, \quad k_v \frac{\partial q}{\partial \sigma} = 0, \quad a_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} = 0, \quad a_v \frac{\partial v}{\partial \sigma} = 0, \quad \dot{\sigma} = 0 \quad (\text{III.8})$$

Le forçage radiatif est traité directement dans l'équation de conservation de la chaleur.

III.2.2 Paramétrisations

Nuages convectifs et nuages de supersaturation

Les nuages et les mouvement convectifs associés constituent un acteur fondamental du climat par leur interaction avec le forçage radiatif et la circulation moyenne, et doivent donc être paramétrisés. Pour cela nous utilisons le très simple ajustement convectif de Manabe et al. (1965). Deux types de “nuages” sont représentés dans le modèle. Tout d’abord les nuages de supersaturation surviennent lorsque l’humidité spécifique à une température et pression donnée devient supérieure à l’humidité spécifique de saturation : la colonne est stable, la vapeur d’eau est condensée et il y a libération de chaleur latente. Puis les nuages convectifs surviennent lorsque la colonne d’air est instable : dans ce cas un ajustement convectif opère et la chaleur et l’humidité sont redistribués sur la verticale de telle manière que le gradient vertical de température soit égal au gradient de température “pseudo-adiabatique” de saturation. Par ailleurs nous faisons l’hypothèse que toute la vapeur d’eau condensée précipite, et nous négligeons la formation de neige.

Forçage radiatif

Nous utilisons le très simple schéma radiatif de *Lambert-Bouguet-Beer* dans lequel l’absorption du rayonnement dans une couche d’épaisseur dz est proportionnelle au flux fois la masse de la couche. Ainsi le forçage solaire s’effectue à travers la relation

$$\frac{dF_{sw}}{d\sigma} = -k_{sw} \exp(-\sigma/H_0) F_{sw} \text{ avec } k_{sw} = 0.2 \text{ m}^{-1}. \quad (\text{III.9})$$

Afin de faire interagir la vapeur d’eau, qui est le principal gaz à effet de serre, avec le rayonnement infrarouge nous choisissons un coefficient d’absorption aux ondes longues qui dépend de l’humidité $k_{lw} = 2.5 + 600q$ (Saravanan et McWilliams, 1995). Et le forçage infrarouge comprend en plus la ré-émission interne (loi de Stefan-Boltzman) et se calcule comme

$$\frac{dF_{lw}}{d\sigma} = -k_{lw} \exp(-\sigma/H_0) (F_{lw} - \gamma T^4), \quad (\text{III.10})$$

Le chauffage radiatif net est alors déterminé par :

$$Q_{rad} = \frac{e^{\sigma/H_0}}{\rho_s C_{pa}} \frac{d}{d\sigma} (F_{sw} + F_{lw}) \quad (\text{III.11})$$

Tourbillons atmosphériques des moyennes latitudes

Aux moyennes latitudes, ce sont les tourbillons de grande échelle (dépressions, anticyclones) qui assurent le transport de chaleur vers le nord. De plus, ces flux turbulents constituent la source d'énergie pour maintenir les vents de surface contre la friction (Starr et White, 1951). Dans le contexte de modèle atmosphérique en moyenne zonale, la paramétrisation de ces flux est donc cruciale. Nous choisissons la paramétrisation de Green (1970) que nous avons également utilisée dans le premier chapitre. Le détail du calcul des flux méridiens perturbés de vortacité ($\nabla_h \overline{u'v'}$) étant donné en annexe C, nous fournissons ici que les hypothèses de la paramétrisation. Green (1970) se base sur la théorie quasi-géostrophique et fait l'hypothèse que les quantités conservatives sont diffusées (température potentielle et vortacité potentielle), principalement de manière horizontale, par les tourbillons. Cet auteur obtient alors une expression de l'accélération zonale induite par les tourbillons sur l'écoulement moyen. Néanmoins, alors que la distribution méridienne des flux turbulents de quantité de mouvement est bien représentée avec une concentration des flux aux moyennes latitudes, nous remarquons que cette paramétrisation ne représente pas bien la distribution verticale de ces flux : en effet, ces flux sont intensifiés en surface plutôt qu'en altitude, approximativement sous le jet stream, là où les gradients méridiens de température sont les plus élevés comme le montre les observations. Pour remédier à ce problème nous faisons recours à une approche alternative (Vallis, 1982) qui spécifie le profil vertical des flux turbulents de quantité de mouvement comme une fonction croissante de l'altitude

$$\overline{u'v'_{\sigma}} = a \exp[-b(s\sigma_T - \sigma)^2] \quad , \quad \overline{u'v'^x} = \overline{u'v'^x \sigma} \overline{u'v'_{\sigma}}, \quad (\text{III.12})$$

et la contrainte conservative sur le moment angulaire est cette fois-ci appliquée sur l'atmosphère entière pour déterminer l'amplitude du *vortex stretching* qui est dominant aux moyennes latitudes. Lorsque le modèle atmosphérique est utilisé seul, la valeur du coefficient a (sans dimension) est 2. Les coefficients b et c sont choisis pour bien localiser les flux turbulents sur la verticale : $b = 3$ et $c = 0.75$. La présence de ces flux turbulents intensifiés en altitude aux moyennes latitudes force une cellule de Ferrel.

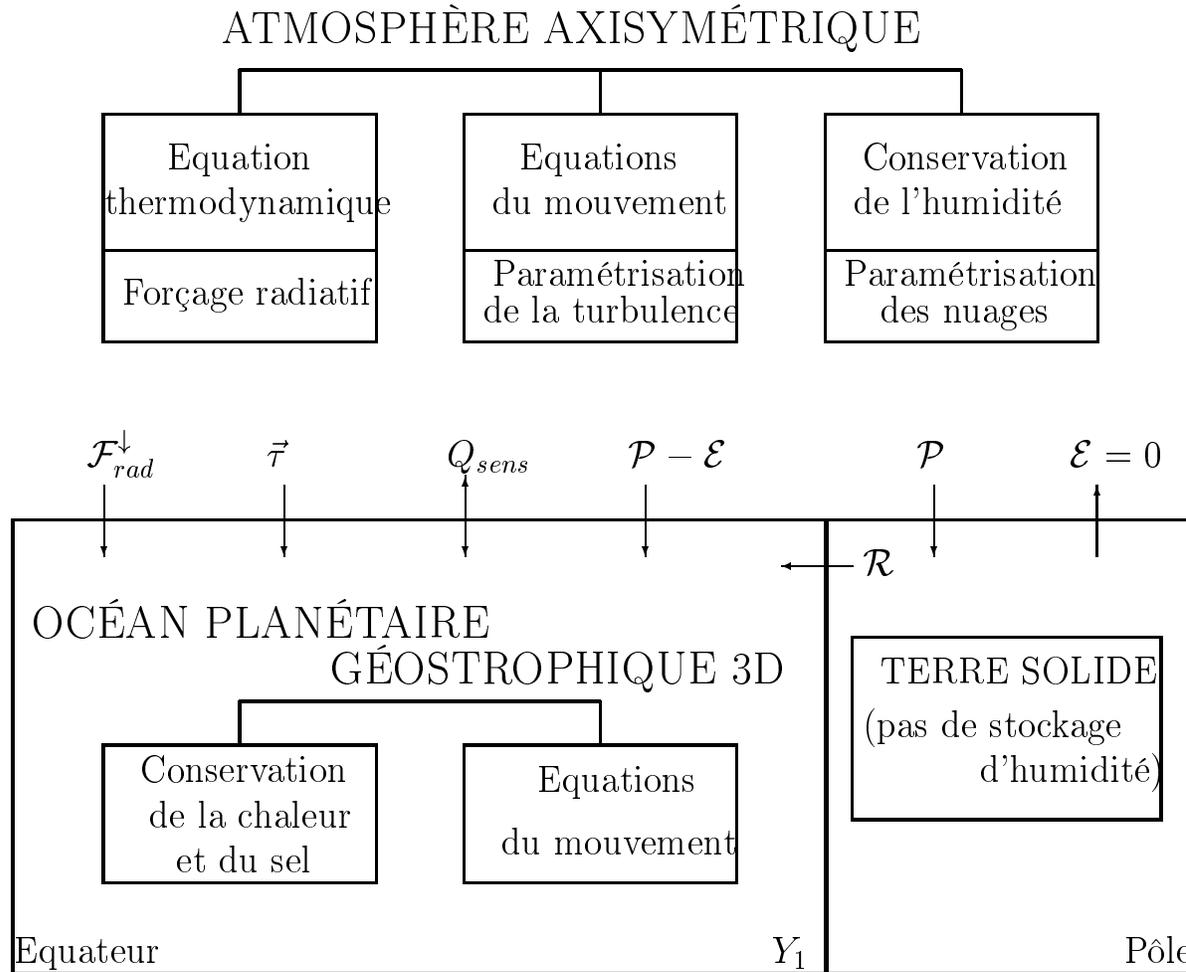


FIG. III.1 – Plan méridien (unihémisphérique ici) du modèle couplé : une atmosphère humide axisymétrique nécessitant la paramétrisation des flux turbulents de quantité de mouvement aux moyennes latitudes (Green, 1970), et la paramétrisation des nuages (condensation de grande échelle et ajustement convectif sec ou humide suivant les cas, Manabe et al. (1965)) ; un océan géostrophique planétaire tridimensionnel s'étendant de l'équateur à Y_1 . $\mathcal{F}_{rad}^\downarrow$ est le flux radiatif net en surface (solaire + infrarouge), Q_{sens} est le flux de chaleur sensible, τ est la tension de vent de surface, \mathcal{P} est la pluie, \mathcal{E} est l'évaporation, \mathcal{R} est le *runoff* ayant lieu uniformément le long du bord nord du bassin océanique. La terre solide ne représente qu'un point de grille au nord du bassin océanique dans le modèle.

Mise au point du modèle

La première étape s'est consacrée à mettre au point le modèle atmosphérique (implémentation de la paramétrisation de Green (1970) et réglage (*tuning*) du modèle, annexe C), c'est-à-dire à obtenir un état moyen acceptable pour mener des études de variabilité du climat. Le couplage entre les modèles atmosphériques et océaniques a été développé (annexe D). Ce couplage effectue l'interpolation spatiale d'une grille à l'autre et la synchronisation temporelle des deux modèles.

Simulations

Les premières simulations couplées se consacreront à rechercher de la variabilité dans le modèle (exp. COUPLED, tableau III.2). Ensuite le travail consistera à déterminer si la variabilité est un mode couplé ou forcé (exp. FLUX). Les diagnostics proposés dans le deuxième chapitre seront utiles ici pour infirmer ou confirmer la robustesse des oscillations obtenues en océan seul (oscillation type flux ou type mixte). La troisième étape s'intéressera au rôle du cycle hydrologique (exp. DRY) sur la variabilité du système couplé océan-atmosphère. Puis une extension se consacrera à l'étude de ces oscillations dans une configuration plus réaliste bihémisphérique (exp. COUPLED-2). Dans cette configuration la sensibilité de la variabilité au cycle saisonnier sera analysée (exp. SEASON-2). Pour finir, l'influence du courant circumpolaire Antarctique (exp. TOTAL) sur la variabilité sera étudiée.

III.3 Une solution oscillante

Cette première étape se consacre à rechercher une solution oscillante (exp. COUPLED, tableau III.2) du modèle couplé. Dans le premier chapitre, un état stationnaire était atteint pour une diffusivité turbulente atmosphérique k_s supérieure à $3 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, et de la variabilité interdécennale pour des valeurs inférieures. Aussi, dans le modèle atmosphérique utilisé ici, nous faisons varier l'amplitude des flux turbulents de quantité de mouvement (coefficient a dans la relation C.46 de l'annexe C) des moyennes latitudes qui assurent le mélange grande échelle dans l'atmosphère. Ces flux turbulents de quantité

EXP	CARACTÉRISTIQUES
COUPLED	Expérience de contrôle du modèle couplé. Simulation unihémisphérique avec cycle hydrologique et salinité active
DRY	identique mais atmosphère sèche et salinité constante
FLUX	Expérience purement océanique forcée par les flux air-mer moyennés sur une période d'oscillation de l'expérience COUPLED.
COUPLED-2	identique à COUPLED, mais en configuration bihémisphérique
SEASON-2	identique à COUPLED-2, mais avec forçage solaire saisonnier
TOTAL	identique à SEASON-2, mais avec le courant Antarctique Circumpolaire.

TAB. III.2 – Liste des expériences de complexité croissante menées dans ce chapitre.

de mouvement sont directement reliés à la tension de vent de surface (Starr et White, 1951), et par conséquent à la circulation forcée par le vent. Cette série d'expériences est donc équivalente à une analyse de sensibilité de la variabilité de longue période au forçage de vent. Les résultats sont illustrés dans la figure III.2 pour des valeurs du coefficient a variant de 3 à 2 (sans dimension).

Les flux turbulents de quantité de mouvement ont un rôle amortisseur sur les pertur-

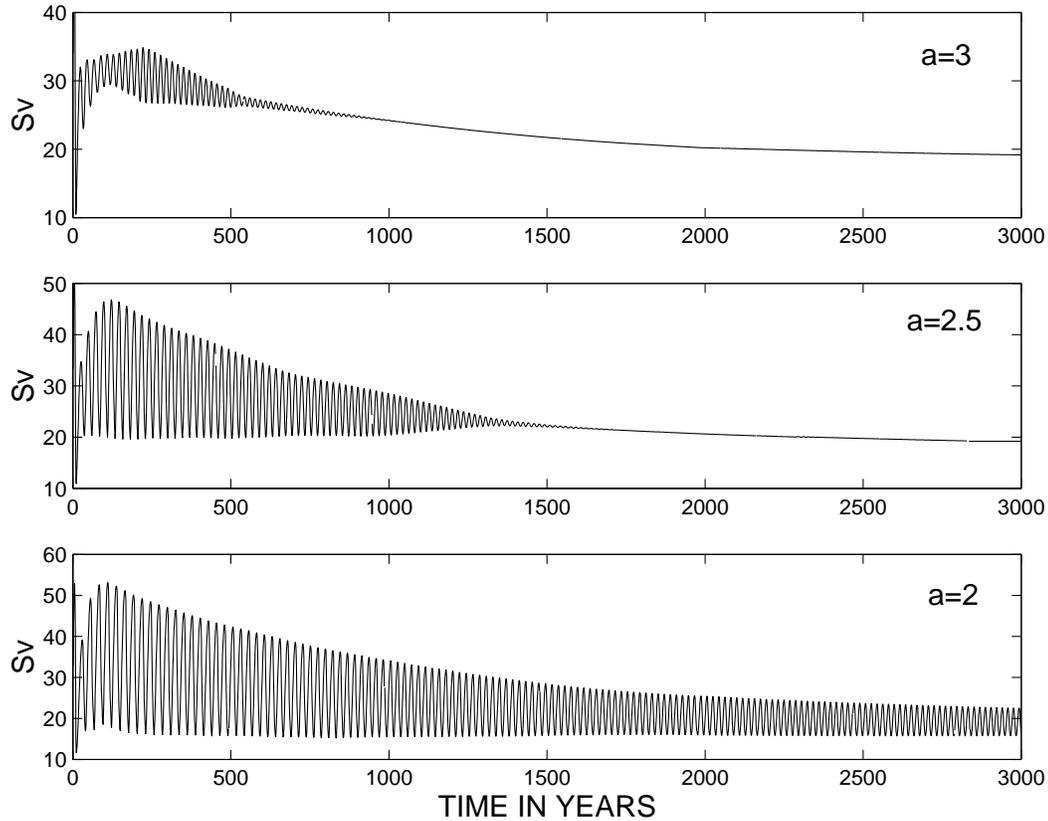


FIG. III.2 – Sensibilité du maximum d’intensité de l’overturning océanique (S_v) fonction de l’amplitude maximale du profil vertical des flux turbulents de quantité de mouvement dans l’atmosphère.

bations : plus ces flux sont importants, plus la tension de vent de surface aux moyennes latitudes est importante, et plus le rotationnel de la tension de vent est fort. Noter que l’intensité de la circulation moyenne est quasiment identique dans les trois simulations (20 Sv). Huck et al. (2001) ont montré que le pompage d’Ekman W_E (vers le haut) dans la gyre subpolaire a un rôle amortisseur sur les perturbations dans leur modèle océanique idéalisé forcé par des flux de chaleur constants : $\partial_t \rho' = -W_E \partial_z \rho' < 0$ dans la gyre subpolaire. Uniquement la dernière expérience ($a=2$) donne des oscillations (très faiblement amorties avec une échelle de temps d’amortissement de 4244 ans) de période régulière d’environ 18 ans. Cette solution oscillante constitue l’expérience de contrôle de ce chapitre (exp. COUPLED). L’état moyen de cette solution est présenté dans la section suivante. Noter que cette solution a été obtenue pour une diffusion verticale océanique k_v uniforme de $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ au lieu de $0.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ qui a mené à une solution stationnaire. Par ailleurs Huck

et al. (1999a) montrent que la variabilité apparaît être fortement dépendante de l'intensité de la circulation méridienne sous flux de chaleur constants : une circulation plus énergétique développe plus facilement des instabilités. C'est pourquoi la diffusion verticale est cruciale sous flux constants de surface (Huck et al., 1999a) puisqu'elle augmente l'énergie potentielle de l'écoulement (contre la dissipation latérale et la convection), et l'intensité de la circulation méridienne est proportionnelle à $k_v^{1/2}$ (Huang et Chou, 1994). Il est clair qu'à ce stade nous ne savons pas si nous sommes en présence d'une variabilité purement océanique de type flux constants, néanmoins ces premières études de sensibilité sont en accord avec les résultats de Huck et al. (1999a).

III.3.1 Le climat de l'expérience de contrôle : état moyen

Nous comparons la climatologie de l'état moyen (moyenne sur une période d'oscillation) de l'expérience de contrôle COUPLED aux observations de Peixoto et Oort (1992) et Da Silva (1994). Les figures présentées ici servent de références pour les sections suivantes. Le modèle couplé a bien reproduit les circulations grandes échelles océaniques et atmosphériques (Fig. III.3). La circulation océanique en moyenne zonale se caractérise par un puissant *overturning* (18 Sv vers 67°N) avec un transport d'eaux chaudes et salées vers le nord en surface, et un retour vers le sud au fond. Une cellule renversée de faible intensité (-4 Sv) est présente plus au nord. La circulation atmosphérique moyenne se caractérise par une cellule de Hadley ($8 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$) qui s'étend de l'équateur jusqu'à 30° de latitude, et une cellule de Ferrel d'intensité plus faible ($2.5 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$). Le transport de masse par les cellules de circulation atmosphérique est en assez bon accord avec les observations en moyenne annuelle de Peixoto et Oort (1992) qui donnent une intensité maximale de $7 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$ pour la cellule de Hadley et $2 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$ pour la cellule de Ferrel.

Le profil méridien de la tension zonale de vent de surface a été reproduit de manière assez réaliste par le modèle (Fig. III.4a). La tension de vent atteint -0.08 Pa vers 18°N et 0.12 Pa vers 55°N. La circulation barotrope associée (Fig. III.4b) est caractérisée par une gyre tropicale cyclonique (-13 Sv), une gyre subtropicale (25 Sv), et une gyre subpolaire (15 Sv). Le vent zonal (Fig. III.5) a une structure qualitativement en accord avec les observations, mais présente des vitesses trop faibles (18 m s^{-1}) au niveaux des courants

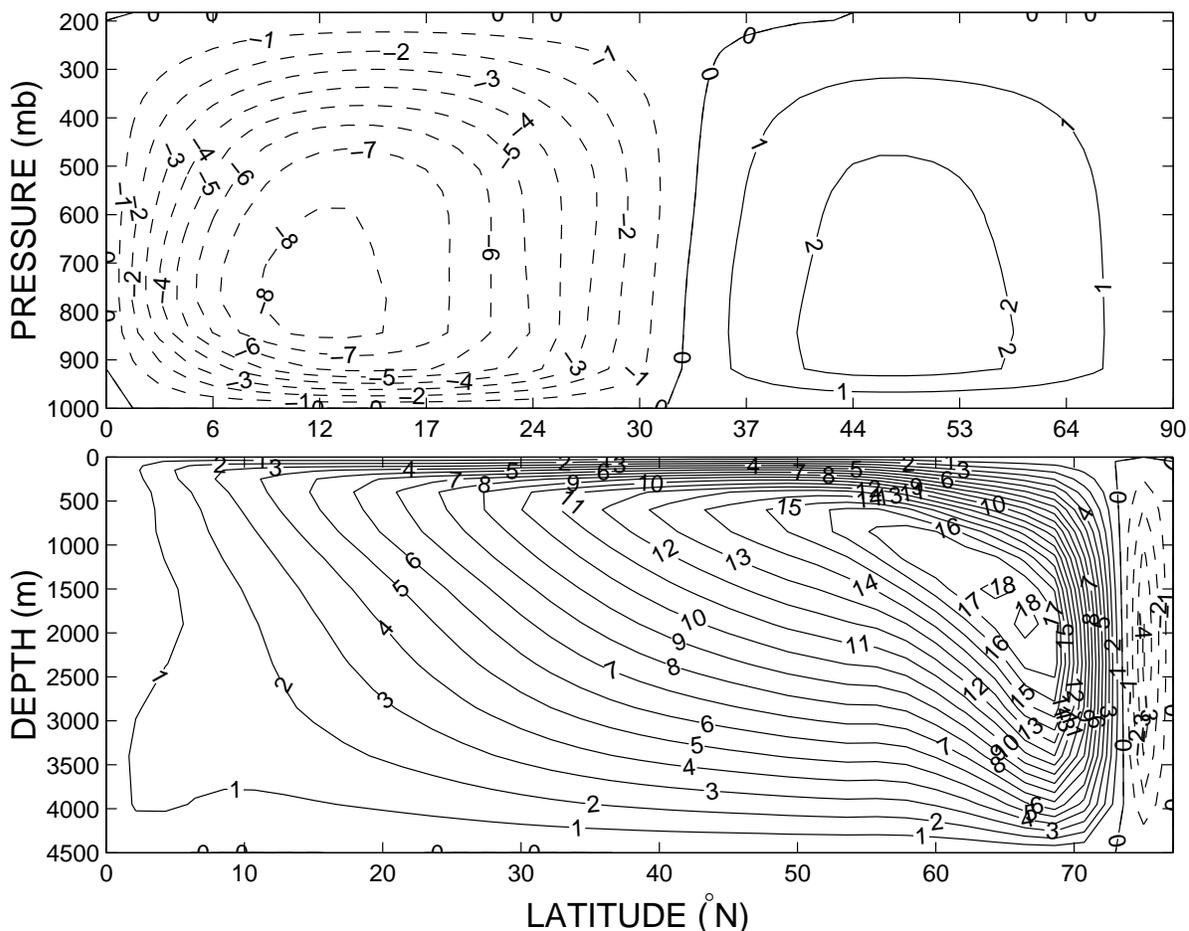


FIG. III.3 – Circulations méridiennes en moyenne zonale dans l’atmosphère ($\times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$) et l’océan (Sv). Les intensités maximales de l’*overturning* océanique, des cellules de Hadley et de Ferrel sont en bon accord avec les observations.

jets des moyennes latitudes, les observations de Peixoto et Oort (1992) donnant plutôt 25 m s^{-1} en moyenne annuelle. Les flux turbulents de quantité de mouvement ($\overline{u'v'} \cos^2 \phi$, Fig. III.5) atteignent une amplitude maximale de $34 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ vers 200 mb à 30°N et sont en très bon accord avec les observations de Peixoto et Oort (1992) qui montrent une amplitude maximale de $37 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ vers 200 mb à 30°N .

Contrairement au modèle atmosphérique seul forcé par une SST constante (voir annexe C), le modèle couplé n’a pas reproduit un contenu thermique atmosphérique proche des observations : l’atmosphère apparaît trop froide avec des valeurs maximales de 15°C à l’équateur en surface (Fig. III.5). De même la température potentielle montre des valeurs trop faibles dans les régions tropicales et près de la tropopause. Néanmoins le gradient

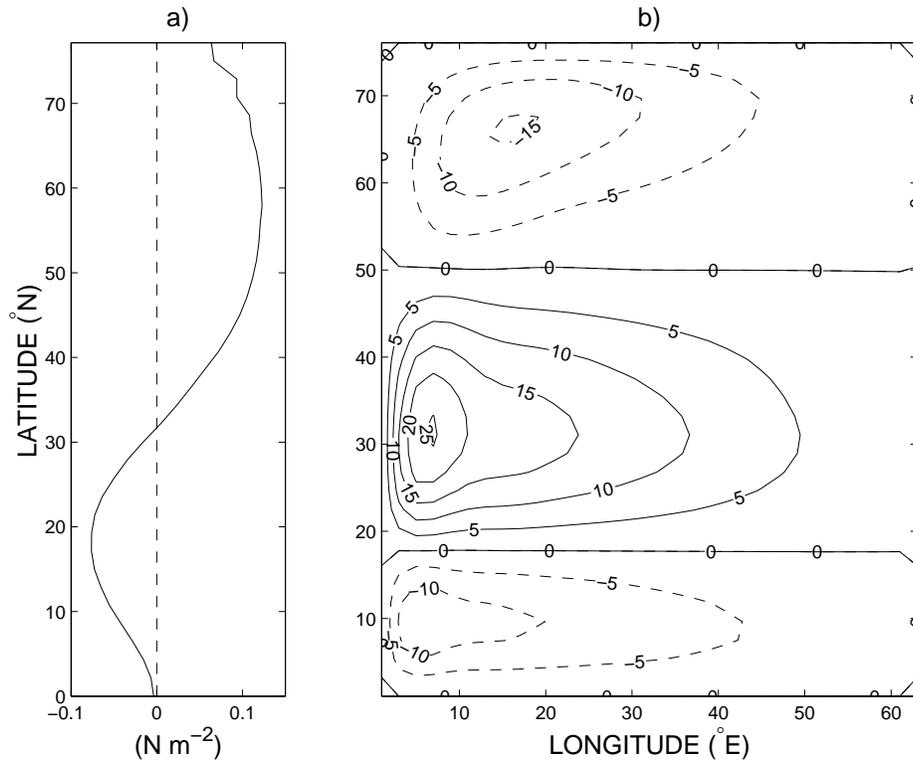


FIG. III.4 – a) Tension de vent zonale de surface et b) fonction courant barotrope correspondante (Sv).

méridien est maximal aux moyennes latitudes, c'est une condition nécessaire pour avoir une bonne localisation des tourbillons grande échelle issus de l'instabilité barocline (voir la paramétrisation de Green (1970) en annexe C). Dès le début du couplage, la moyenne des flux de chaleur air-mer est négative; par conséquent l'océan se refroidit dès le début de la simulation. C'est peut-être la raison pour laquelle le système couplé évolue préférentiellement vers un état froid⁶.

Le maximum de pluie (1.80 m an^{-1} , Fig. III.6) dans l'étroite zone de convergence inter-tropicale (ITCZ⁷) et aux moyennes latitudes (0.70 m an^{-1}) autant que le minimum d'évaporation dans l'ITCZ (1.40 m an^{-1}) et l'excès dans les subtropiques sont en accord qualitatif avec les observations. Le modèle reproduit qualitativement une distribution

⁶Pour avoir les flux de chaleur nuls en surface, une méthode consiste à régler la largeur de la fenêtre spectrale sur laquelle les ondes longues peuvent s'échapper dans l'espace ("*picket fence approximation*"), plutôt que de considérer une structure uniforme du spectre d'absorption des ondes longues (Saravanan et McWilliams, 1998).

⁷Inter-Tropical Convergence Zone.

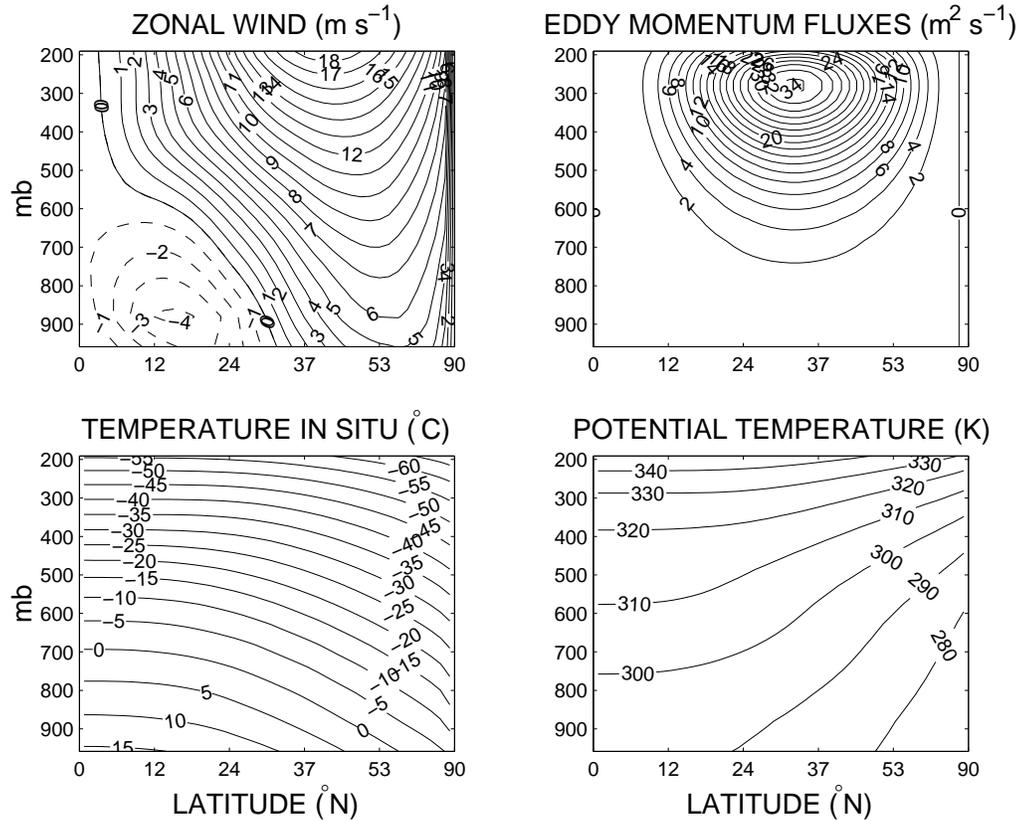


FIG. III.5 – Etat moyen de l’atmosphère dans la simulation couplée de contrôle.

d’humidité (Fig. III.6) proche des observations avec une diminution de concentration de vapeur d’eau avec l’altitude et la latitude. Mais le taux d’humidité reste trop faible dans les régions tropicales sous 800 mb ; les observations de Peixoto et Oort (1992) donnant 16 g kg^{-1} près de la surface à l’équateur. Cette lacune est encore une fois due au faible contenu thermique de l’atmosphère (atmosphère froide \rightarrow humidité faible \rightarrow peu d’absorption des radiations infrarouges \rightarrow atmosphère encore plus froide).

Globalement les flux en surface (Fig. III.7) ont une distribution qualitativement en accord avec les observations, avec un refroidissement plus important dans le courant de bord ouest (-110 W m^{-2} pour le flux de chaleur net). Le bilan évaporation moins précipitation est également largement positif sur le courant de bord ouest, négatif dans les tropiques, positif dans les subtropiques. Les flux de chaleur en moyenne zonale du modèle (Fig. III.8) se comparent assez bien avec les observations de Da Silva (1994). Les différences les plus importantes surviennent entre 30 et 50°N au niveau du décrochement du courant de

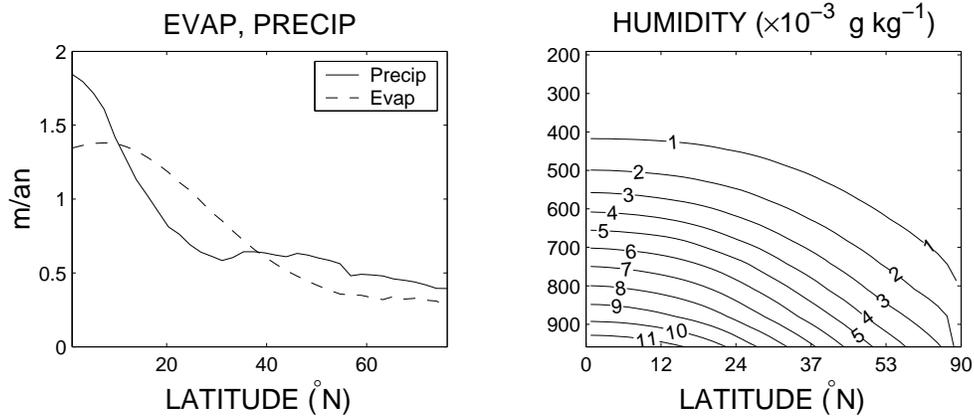


FIG. III.6 – Les taux d'évaporation (vu par le modèle atmosphérique) et de précipitation au dessus du domaine océanique sont en bon accord avec les observations. La contenance en vapeur d'eau du modèle reste trop faible par rapport aux observations.

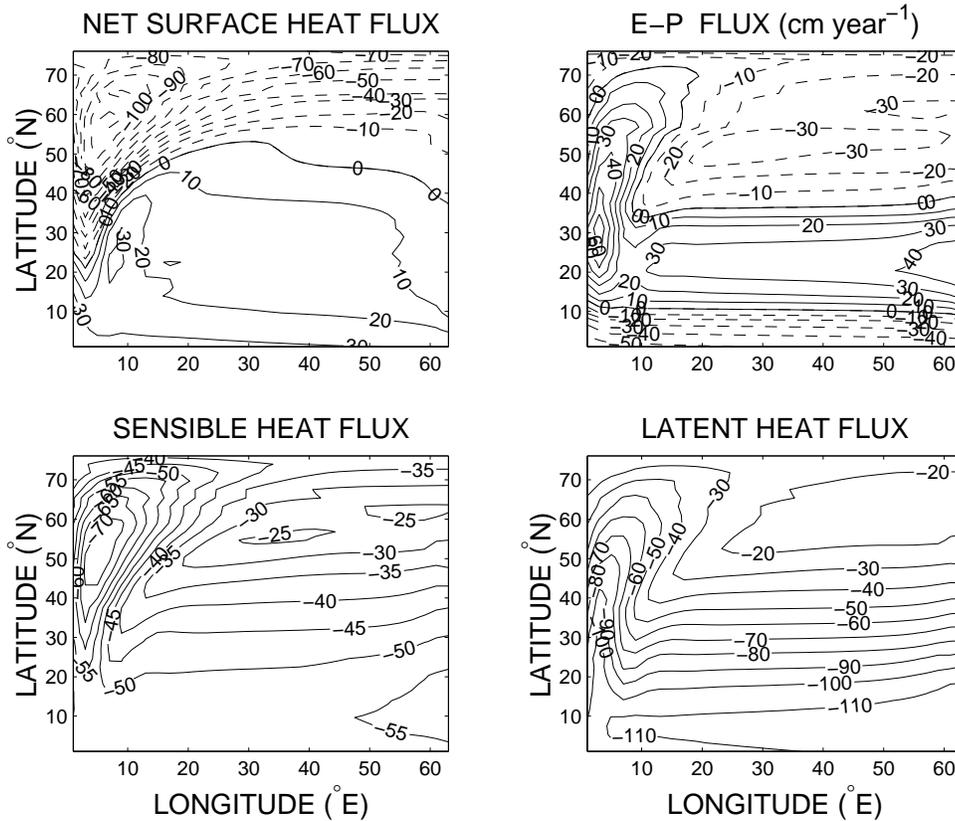


FIG. III.7 – Flux de chaleur net vers l'océan et bilan évaporation moins précipitation.

bord ouest qui est inexistant dans notre simulation. Les SST et SSS ont des structures trop zonales (Fig. III.9) par rapport à ce que montrent les observations. La SST varie de

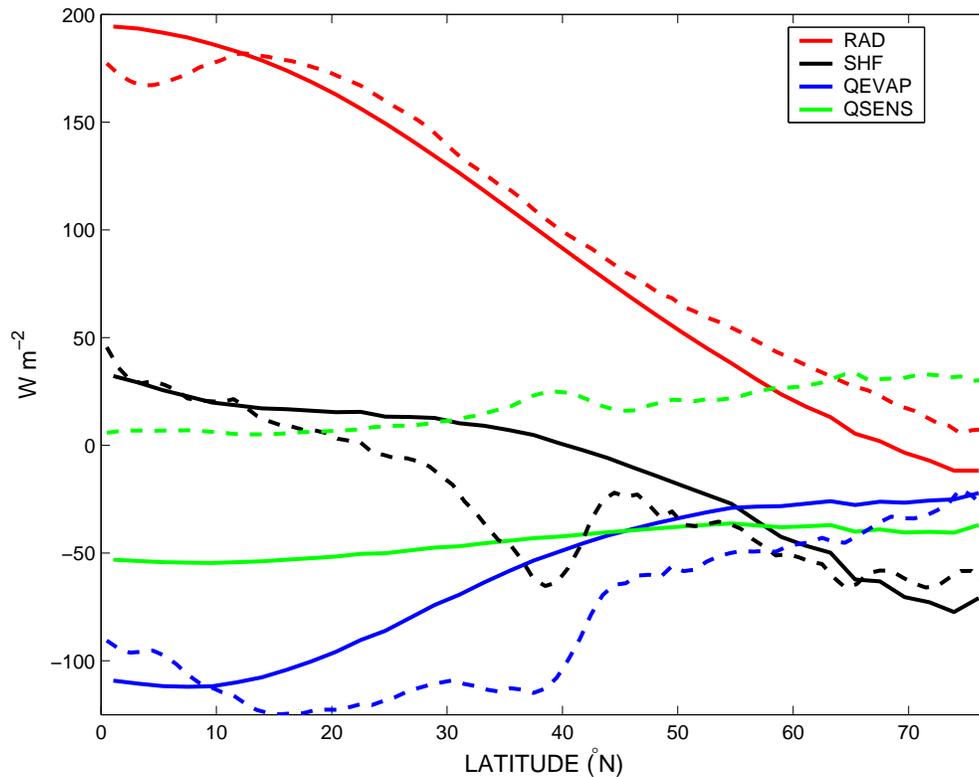


FIG. III.8 – Flux de chaleur en moyenne zonale à la surface de l'océan (comptés positivement vers le bas) dans le modèle (traits continus) et issus des observations de Da Silva (1994) au-dessus de l'Atlantique nord (pointillés). Le flux radiatif est en rouge (RAD), le flux de chaleur total est en noir (SHF), le flux de chaleur latente ou de vaporisation est en bleu (QEVAP) et le flux de chaleur sensible est en vert (QSENS).

21°C à l'équateur jusqu'à -1°C au bord nord. La SSS se caractérise principalement par un minimum de 35.2 psu dans les tropiques et un maximum de 37 psu dans les subtropiques près du bord est.

Le transport méridien d'énergie⁸ (Fig. III.10a) vers le pôle dans l'atmosphère est trop faible (2 PW au lieu des 4 PW observés), et le transport de chaleur vers le nord par l'océan (Fig. III.10b) est environ 2 fois trop faible par rapport aux observations de Peixoto et Oort (1992) pour l'océan Atlantique⁹.

⁸Le détail des termes contribuant au transport vers le pôle est donné en annexe C.

⁹Les transports de chaleur vers le pôle dans l'océan et l'atmosphère sont trop faibles par rapport aux observations puisque le contraste de température équateur-pôle est sous-estimé (20°C au lieu des 30°C observés).

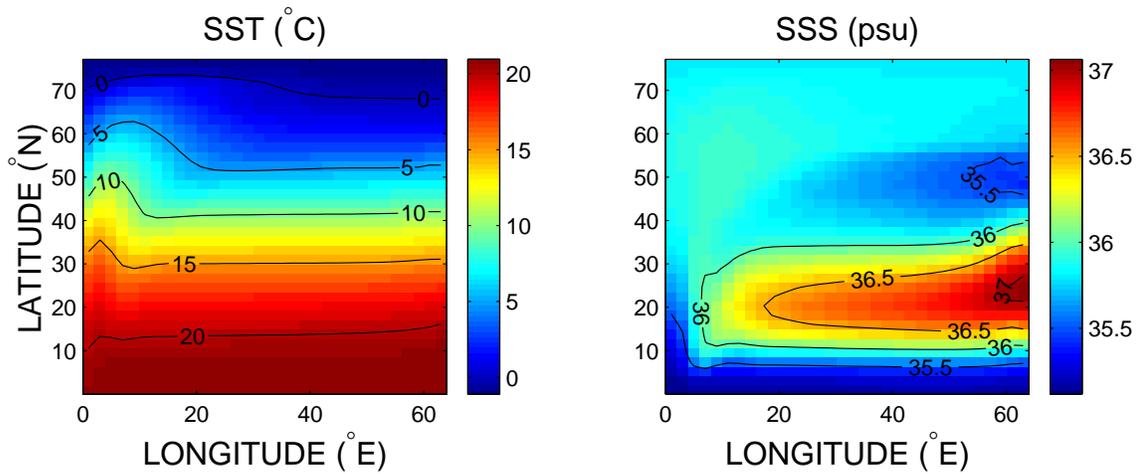


FIG. III.9 – Température et salinité de surface de l'état moyen de l'océan.

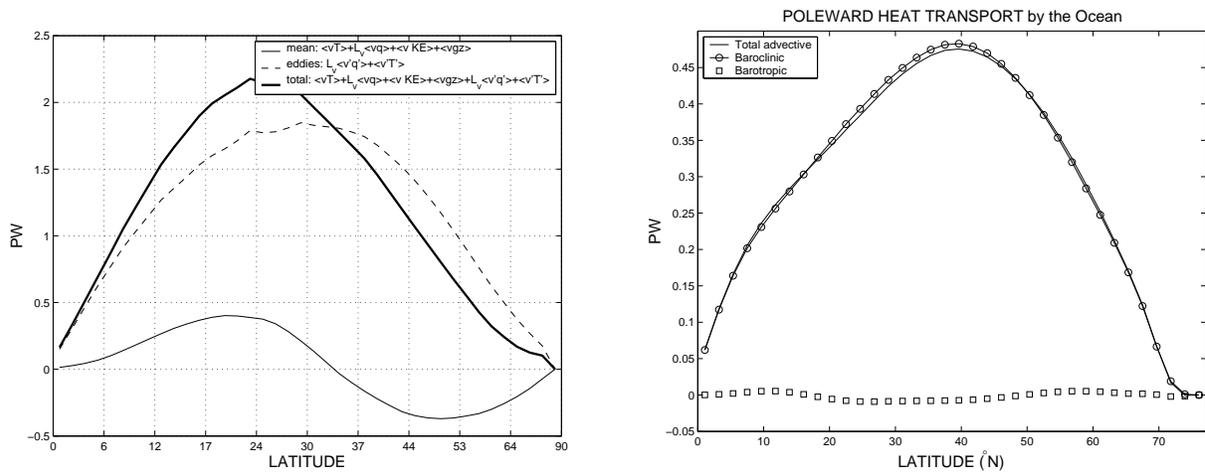


FIG. III.10 – a) Transport d'énergie vers le pôle par l'atmosphère par la circulation moyenne, les tourbillons, et le total ; b) Le transport de chaleur vers le nord par l'océan est accompli par la circulation thermohaline (barocline).

III.3.2 Brève description de l'oscillation

Avant de s'intéresser au mécanisme de variabilité, nous allons brièvement décrire les caractéristiques principales de la variabilité interdécennale du modèle couplé. L'oscillation est profondément liée aux changements dans l'intensité de la circulation méridienne océanique. Le maximum d'intensité de l'*overturning* oscille autour d'une valeur moyenne de 18.4 Sv avec un écart-type de 1.7 Sv (Fig. III.11). Lorsque l'intensité de la cellule directe de l'*overturning* est à son minimum, une cellule inversée est présente plus au nord avec

une intensité atteignant -8 Sv.

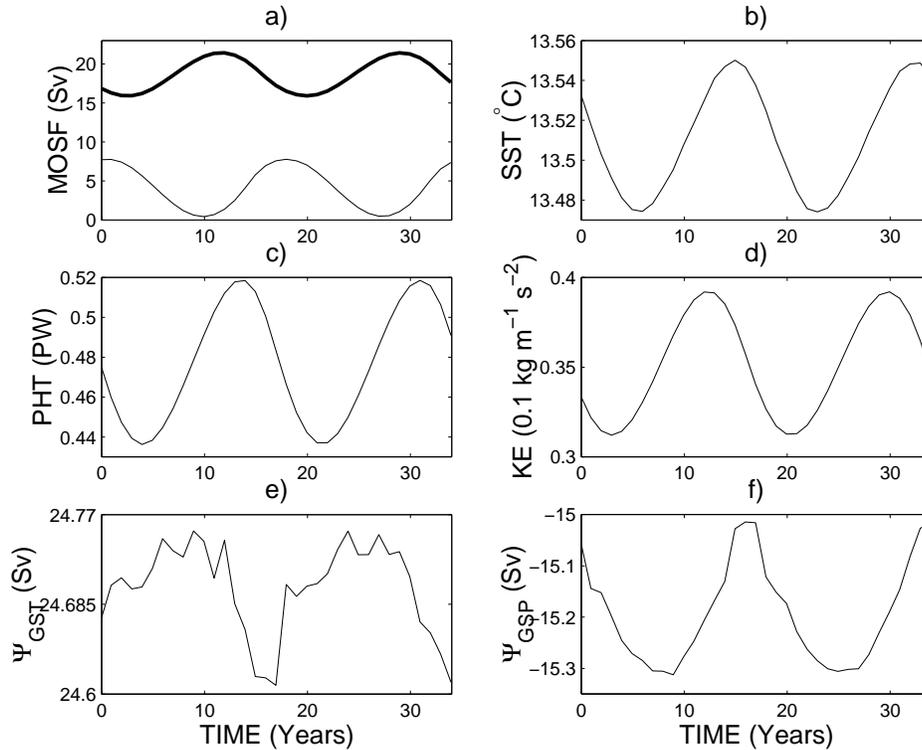


FIG. III.11 – Evolution temporelle de différentes quantités : a) maximum de l'intensité de l'*overturning* (épais) et minimum (opposé en fin), b) SST moyenne, c) Maximum du transport advectif océanique de chaleur vers le nord, d) Energie cinétique moyenne, e) et f) sont respectivement les maximum et minimum de l'intensité de la circulation forcée par le vent aux latitudes subtropicales et subpolaires.

La variabilité de la SST (Fig. III.12) est principalement concentrée dans la région de courant de bord ouest et son extension vers l'est (amplitude de $\pm 0.5^\circ\text{C}$). A cet endroit, les extrema d'amplitude des anomalies de SST surviennent environ 4 ans plus tard que les extrema d'intensité de la circulation méridienne océanique¹⁰ : par exemple l'*overturning* est au plus fort (20.7 Sv) à l'année 6 du cycle et l'amplitude de l'anomalie de SST est maximale à l'année 10 (0.5°C). Dans la moitié est du bassin, au nord de 40°N , l'amplitude des anomalies de SST ne dépasse pas 0.1°C en valeur absolue. La variabilité en SSS (Fig. III.13) est très faible puisque l'amplitude des perturbations ne dépasse pas 0.05 psu, et n'est très que faiblement corrélée à celle de la SST. Les fluctuations de SSS s'étendent principalement des tropiques, près du bord ouest, jusqu'aux moyennes latitudes dans

¹⁰ou du courant de bord ouest qui est la signature de l'*overturning* en surface.

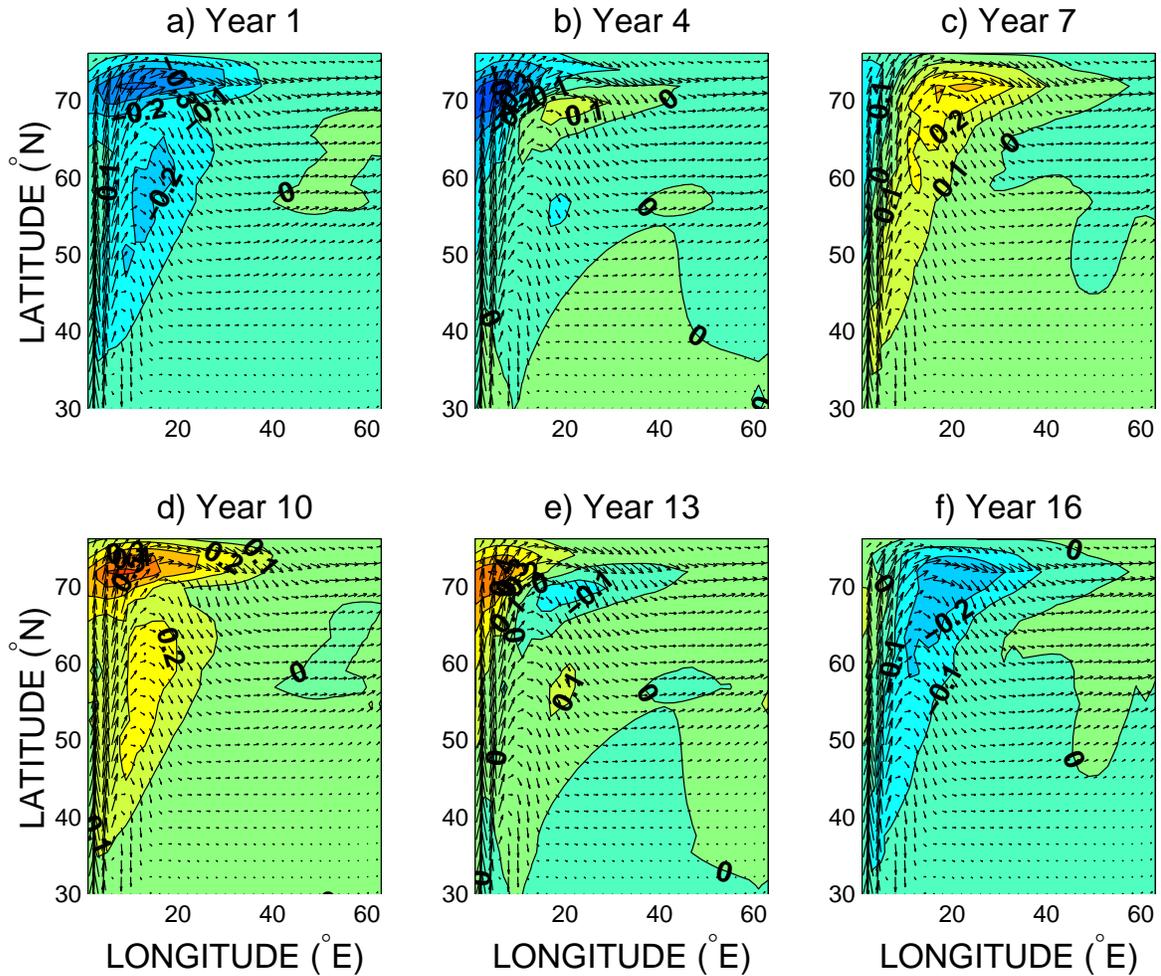


FIG. III.12 – Anomalies de SST ($^{\circ}\text{C}$) au cours d'une période d'oscillation de la simulation de contrôle COUPLED superposées au courant de surface. Comme la variabilité de la SST est concentrée dans le coin nord-ouest du bassin, nous montrons seulement l'évolution des anomalies à partir de 30°N .

l'intérieur. La variabilité dans le flux d'eau douce de surface ($\mathcal{P}-\mathcal{E}$) est attribuée à la variabilité de l'évaporation de surface qui est fortement corrélée aux anomalies de SST. Les fluctuations des précipitations sont faibles et sont confinées dans les tropiques : elles sont associées à des variations dans l'intensité de la cellule de Hadley. Ainsi, les variations de SSS sont plutôt dues à des changements de la circulation eux-mêmes contrôlés à priori par des changements de densité dans les régions de formation d'eau profonde. La variabilité des flux de chaleur de surface (de l'ordre de 5 W m^{-2} dans la région de courant de bord ouest) est pratiquement entièrement attribuée aux variations dans les flux de chaleur

sensible et latente (le forçage radiatif ne varie presque pas¹¹) qui montrent des écarts-types comparables. Puisque l'atmosphère est en moyenne zonale, les flux de chaleur anormaux sont redistribués sur toute la largeur du bassin océanique. Les anomalies de température atmosphérique, équivalent barotrope (voir section C.7) répondent en phase aux anomalies de SST et leur amplitude oscille entre 0.14°C et -0.12°C . Ajusté géostrophiquement à ces perturbations, le vent zonal de surface exhibe des variations de seulement 7 cm s^{-1} . Il en découle des variations relatives (écart-type / valeur moyenne) de l'intensité des circulations forcées par le vent qui sont très petites : 0.18% pour la gyre subtropicale et 0.43% pour la gyre subpolaire. Le transport de masse maximal dans la cellule de Hadley oscille entre 8.41 et $8.52 \times 10^{10}\text{ kg s}^{-1}$, et le transport dans la cellule de Ferrel oscille entre 2.5 et $2.55 \times 10^{10}\text{ kg s}^{-1}$.

III.3.3 Est-ce que la variabilité de la THC est un mode couplé ?

Le but de cette section est donc de déterminer si les fluctuations du modèle couplé peuvent être vues comme un mode couplé air-mer, ou comme une réponse océanique au forçage atmosphérique de surface, dans lequel les feedbacks de grandes échelles de l'océan vers la circulation atmosphérique ne sont pas prédominants. Pour cela, nous utilisons les diagnostics du chapitre II (bilan énergétique, variable contrôlant la densité et structure spatio-temporelle des perturbations) qui définissent la nature de la variabilité de deux modes océaniques spécifiques (type conditions mixtes ou type flux constants).

(a) Variable contrôlant la densité

Il apparaît clairement que les perturbations de densité sont contrôlées par les anomalies de température (Fig. III.14), la salinité jouant un rôle mineur. A ce stade, nous pouvons déjà affirmer que nous ne sommes pas en présence d'une oscillation de type mixte pour laquelle la salinité est cruciale (Weaver et Sarachik, 1991a,b; Weaver et al., 1991). Des confirmations seront apportées dans les prochains paragraphes. L'importance du rôle de la température dans la variabilité décennale à interdécennale a été mis en évidence dans

¹¹Le forçage solaire est constant, et les variations des radiations infrarouges sont très petites puisqu'elles varient comme SST⁴.

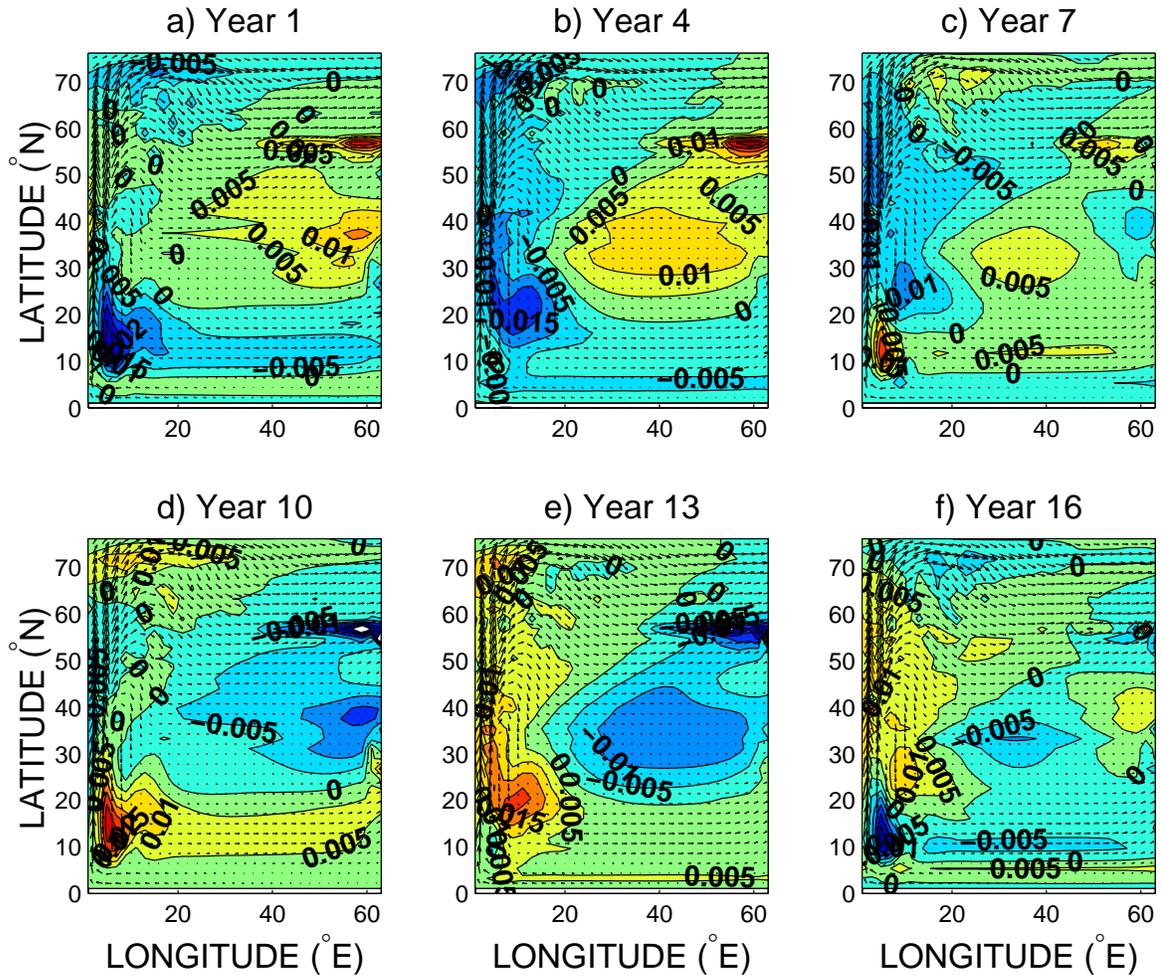


FIG. III.13 – Anomalie de SSS (psu) au cours d’une période d’oscillation de la simulation de contrôle COUPLED superposées au courant de surface. L’amplitude des anomalies reste très petite.

les observations (Deser et Blackmon, 1993; Kushnir, 1994) et plusieurs travaux idéalisés (Greatbatch et Zhang, 1995; Colin de Verdière et Huck, 1999) ou complexes (Timmermann et Latif, 1998; Delworth et Greatbatch, 2000).

(b) Bilan énergétique

Afin d’identifier les processus responsables de la variabilité, nous étudions le bilan de variance de densité (equation III.13) qui reflète la conservation d’énergie potentielle disponible (Huang, 1998). Le but de cette section est triple, il s’agit :

1- d’affirmer si ces fluctuations peuvent être vues comme un mode couplé air-mer, ou

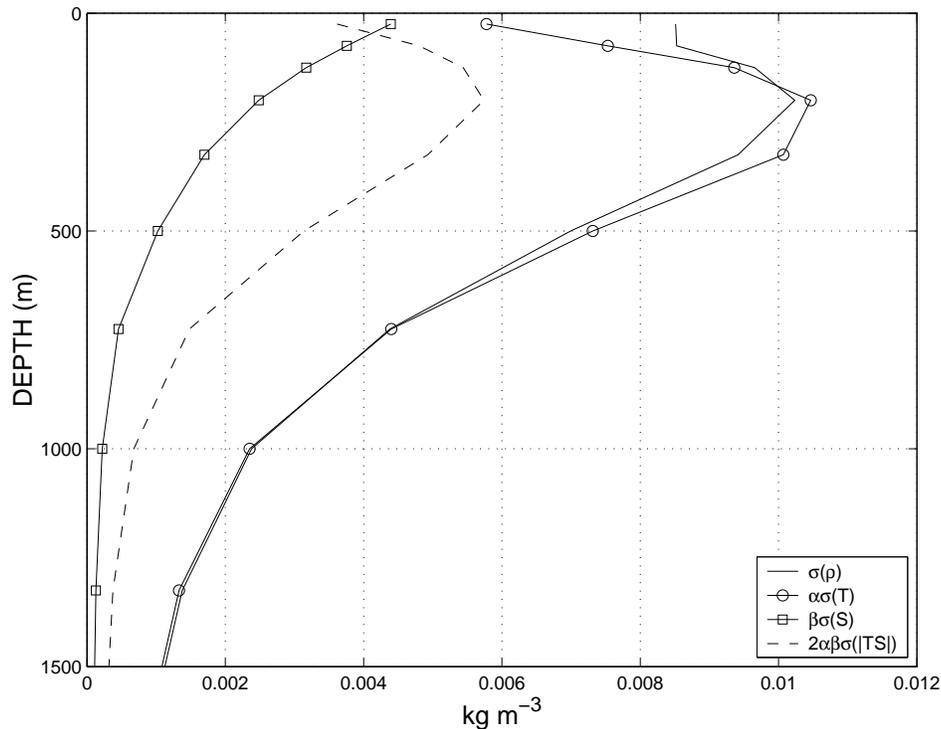


FIG. III.14 – Ecart-type (σ) de la densité (ρ) et sa décomposition en variable de température et salinité.

comme une réponse océanique au forçage atmosphérique de surface, dans lequel les feedbacks de grandes échelles de l'océan vers la circulation atmosphérique ne sont pas cruciaux,

2- de trouver la source d'énergie de l'oscillation, c'est-à-dire identifier les processus responsables de la croissance de la variance de la densité,

3- identifier éventuellement l'existence des modes de variabilité des deux premiers chapitres (mode couplé vent-gyres ou modes thermohalins type mixte ou type flux).

Si la variabilité est un mode couplé à travers les flux de densité, comme dans la simulation de Timmermann et Latif (1998), alors la variance associée aux flux de densité de surface devrait contrôler l'évolution de l'énergie potentielle disponible moyennée sur tout le volume du bassin. Dans le cas contraire des processus intrinsèques à l'océan devraient être cruciaux à la variabilité (Delworth et Greatbatch, 2000). L'équation d'évolution de la variance s'écrit :

$$\frac{\partial E_\rho}{\partial t} = - \langle \mathbf{u}' \rho' \rangle \nabla \bar{\rho} + E_{shf} + E_{ssf} + E_{conv} + E_{diff}, \quad (\text{III.13})$$

avec

$$\begin{aligned}
 E_\rho &= \langle \rho'^2 / 2 \rangle \\
 E_{shf} &= -\alpha \langle H(z) \rho' SHF' \rangle \\
 E_{ssf} &= \langle \beta H(z) \rho' SSF' \rangle \\
 E_{conv} &= \langle \rho' C'_\rho \rangle \\
 E_{diff} &= -k_h \langle |\nabla_h \rho'|^2 \rangle - k_v \langle |\partial_z \rho'|^2 \rangle
 \end{aligned}$$

Où $H(z)$ est la fonction de Heaviside (1 dans la couche de surface et 0 partout ailleurs). Les primes dénotent la différence par rapport à la moyenne sur une période d'oscillation (barre), et les crochets dénotent la moyenne sur tout le volume du bassin. Le tableau III.3 donne les valeurs de chaque terme de l'équation de variance.

termes	$-\langle \overline{u' \rho' \partial_x \bar{\rho}} \rangle$	$-\langle \overline{v' \rho' \partial_y \bar{\rho}} \rangle$	$-\langle \overline{w' \rho' \partial_z \bar{\rho}} \rangle$	$\overline{E_{conv}}$	$\overline{E_{shf}}$	$\overline{E_{ssf}}$	$\overline{E_{diff}}$
COUPLED	4.71	3.05	3.83	-0.73	-3.05	-0.28	-7.53

TAB. III.3 – Termes de l'équation de variance de densité. Les termes de la forme $\overline{\mathbf{u}' \rho' \nabla \bar{\rho}}$ dominent (unités $10^{-6} (\text{kg m}^{-3})^2 \text{ an}^{-1}$).

Plusieurs résultats importants se dégagent de ce bilan de variance de densité. Tout d'abord, il apparaît clairement que les flux air-mer de densité ont un rôle stabilisateur sur l'écoulement. En effet, les variances associées au flux de chaleur ($\overline{E_{shf}}$) et flux d'eau douce ($\overline{E_{ssf}}$) sont négatives suggérant alors le caractère amortisseur de l'atmosphère dans la variabilité interdécennale de la circulation thermohaline. C'est principalement les flux de chaleur de surface qui sont responsables à plus de 90% de l'amortissement de la variance des perturbations de densité par l'atmosphère ($E_{shf}/(E_{shf} + E_{ssf}) = 91.6\%$). Plus précisément, cette stabilisation est complètement assurée par les flux de chaleur latente et sensible (tableau III.4, $-\alpha \langle H(z) \overline{\rho' Q'_s} \rangle$ et $-\alpha \langle H(z) \overline{\rho' Q'_h} \rangle$ sont négatifs et du même ordre de grandeur) dans le coin nord-ouest du bassin. Le forçage radiatif ne joue quasiment aucun rôle dans la croissance de la variance des perturbations de densité ($\alpha \langle H(z) \overline{\rho' Q'_{rad}} \rangle$ faiblement positif).

$\overline{E_{shf}} = -3.05$	$\overline{E_{shf}^T} = -3.32$	$\overline{E_{shf}^S} = 0.27$
$-\alpha < H(z)\overline{\rho'Q'_s} > = -1.40$	$\alpha^2 < H(z)\overline{T'Q'_s} > = -1.54$	$-\alpha\beta < H(z)\overline{S'Q'_s} > = 0.14$
$-\alpha < H(z)\overline{\rho'Q'_h} > = -1.67$	$\alpha^2 < H(z)\overline{T'Q'_h} > = -1.79$	$-\alpha\beta < H(z)\overline{S'Q'_h} > = 0.12$
$-\alpha < H(z)\overline{\rho'Q'_{rad}} > = 0.02$	$\alpha^2 < H(z)\overline{T'Q'_{rad}} > = 0.01$	$-\alpha\beta < H(z)\overline{S'Q'_{rad}} > = 0.01$

TAB. III.4 – Variance de densité, température et salinité associée aux flux de chaleur sensible Q_s , latente Q_h et radiatif Q_{rad} . $\overline{E_{shf}} = \overline{E_{shf}^T} + \overline{E_{shf}^S}$. Les unités sont en $10^{-6} \text{ (kg m}^{-3}\text{)}^2 \text{ an}^{-1}$.

Dans le chapitre II, nous avons montré que, sous conditions mixtes, le flux de chaleur sensible anormal était à l'origine de la croissance de la variance des perturbations de densité (terme $-H(z)\alpha\rho'Q'_s$). C'est une condition nécessaire qui n'est pas accomplie par le modèle couplé ici puisque $< -H(z)\alpha\overline{\rho'Q'_s} >$ est négatif, par conséquent nous pouvons confirmer que l'oscillation du modèle couplé n'est pas une oscillation mixte. Ce résultat suggère que les conditions mixtes de surface utilisées dans le modèle purement océanique ne reflète pas le forçage de surface de l'océan dans notre modèle couplé.

Le deuxième résultat concerne la source d'énergie de l'oscillation identifiée ici comme les termes de la forme $< -\mathbf{u}'\rho'\nabla\overline{\rho} >$ (où \mathbf{u}' est le champ de vitesse anormal tridimensionnel). Afin d'estimer le rôle de la circulation forcée par le vent sur la croissance de la variance de la densité, les termes de variances d'advection barotrope ont été calculés : ils se sont révélés négligeables devant ceux d'advection barocline. C'est pourquoi la circulation poussée par le vent joue un rôle négligeable dans la croissance de la variance de la densité, et donc la variabilité : nous pouvons alors affirmer que nous ne sommes pas en présence d'un mode couplé vent-gyres comme celui décrit dans le chapitre I (nous discuterons de ce résultat dans la conclusion du chapitre).

Le tableau III.5 montre que ce sont en fait les termes de la forme $-\alpha^2\mathbf{u}'T'\nabla\overline{T}$ qui dominant la croissance de la variance de la densité. Colin de Verdière et Huck (1999) ont montré que les termes de la forme $-\mathbf{u}'_hT'\nabla\overline{T}$ étaient dominants lorsque leur modèle océanique géostrophique planétaire était forcé par des flux de chaleur constants, et les termes verticaux étaient au moins d'un ordre de grandeur plus petits. Un résultat similaire a été obtenu dans le chapitre II, lorsque le modèle était forcé en plus par un flux d'eau douce constant. Mais ici les termes verticaux ne sont pas négligeables et sont du même

ordre de grandeur que les termes horizontaux : le forçage de vent génère des $w'T'$ important dans le courant de bord ouest. Le terme $-\alpha^2 \overline{\mathbf{u}'T' \nabla \overline{T}}$ (Fig. III.15) atteint ses plus fortes valeurs positives dans le coin nord ouest du bassin ($+48 \times 10^{-4} (\text{kg m}^{-3})^2 / \text{an}$) et est négatif dans l'intérieur près du bord nord ($-7 \times 10^{-4} (\text{kg m}^{-3})^2 / \text{an}$). La structure spatiale de ce terme est très similaire à celle obtenue sous flux constants (Fig. II.12). Toutefois, nous ne pouvons pas conclure sur la nature du mécanisme de l'oscillation tant que nous n'avons pas examiné la structure spatiale des anomalies de densité et le mécanisme responsable de l'ajustement de l'oscillation ou fixant la période.

EXP	COUPLED
$-\alpha^2 < \overline{u'T' \partial_x \overline{T}} >$	5.19
$-\beta^2 < \overline{u'S' \partial_x \overline{S}} >$	0.15
$\alpha\beta < \overline{u'T' \partial_x \overline{S}} >$	-0.36
$\alpha\beta < \overline{u'S' \partial_x \overline{T}} >$	-0.27
$-\alpha^2 < \overline{v'T' \partial_y \overline{T}} >$	2.05
$-\beta^2 < \overline{v'S' \partial_y \overline{S}} >$	0.06
$\alpha\beta < \overline{v'T' \partial_y \overline{S}} >$	-0.11
$\alpha\beta < \overline{v'S' \partial_y \overline{T}} >$	1.05
$-\alpha^2 < \overline{w'T' \partial_z \overline{T}} >$	4.31
$-\beta^2 < \overline{w'S' \partial_z \overline{S}} >$	0.01
$\alpha\beta < \overline{w'T' \partial_z \overline{S}} >$	-0.38
$\alpha\beta < \overline{w'S' \partial_z \overline{T}} >$	-0.11
$\alpha^2 < \overline{T'ConvT'} >$	-0.04
$\beta^2 < \overline{S'ConvS'} >$	0.73
$-\alpha\beta < \overline{T'ConvS'} >$	-1.21
$-\alpha\beta < \overline{S'ConvT'} >$	-0.21

TAB. III.5 – Termes de variances advectifs exprimés en fonction de la température et de la salinité ($\times 10^{-6} (\text{kg m}^{-3})^2 \text{ an}^{-1}$). Les termes de la forme $\overline{\mathbf{u}'T' \nabla \overline{T}}$ sont responsables de la croissance des perturbations dans le modèle couplé.

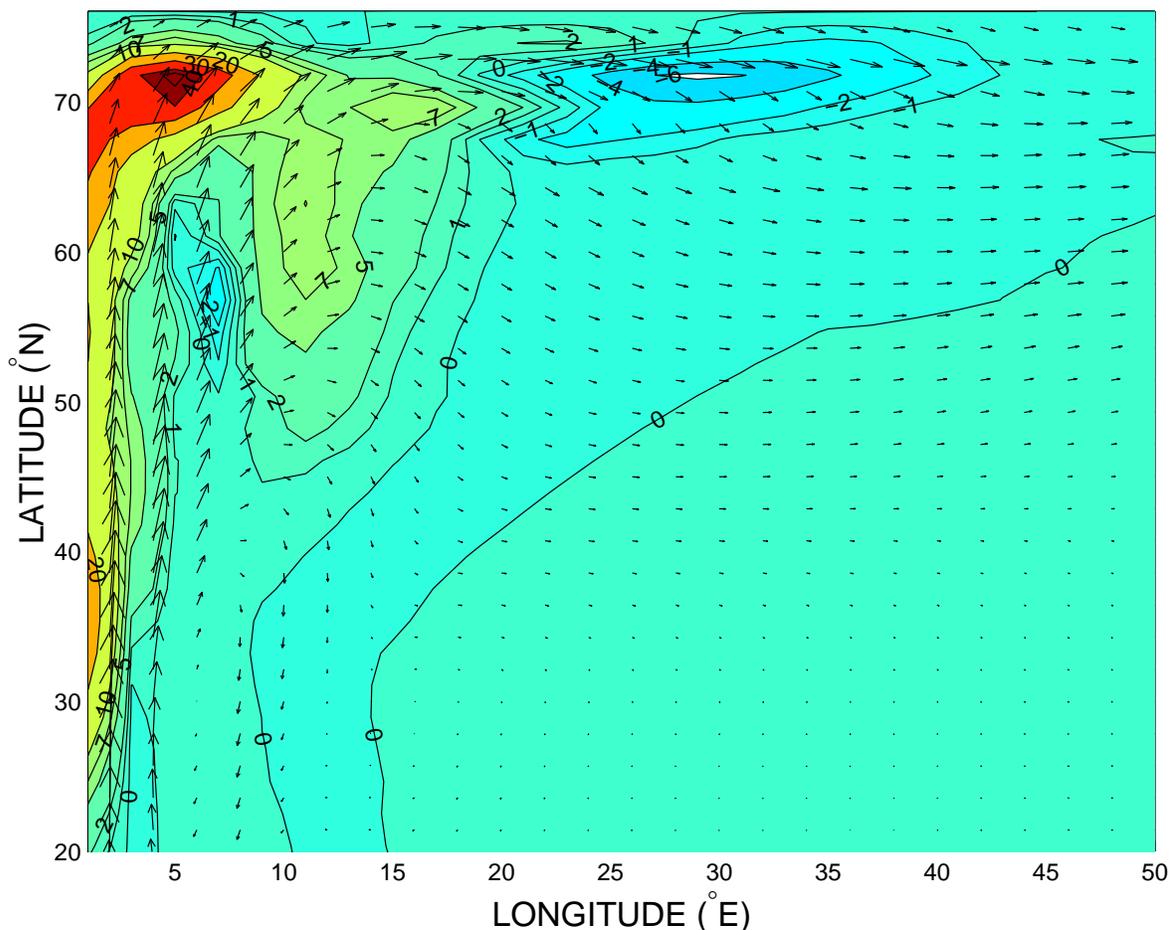


FIG. III.15 – Moyenne dans les 250 premiers mètres du terme de variance $-\alpha^2 \overline{\mathbf{u}'T'\nabla T}$ ($\times 10^{-4}$ (kg m^{-3}) $^2 \text{ an}^{-1}$) et du courant moyen sur une période d'oscillation.

(c) Structure des perturbations

Nous nous concentrons ici sur l'analyse de la structure verticale des perturbations dans la région instable (dans le coin nord-ouest ici). Le diagramme de phase temps-profondeur (Fig. III.16) montre qu'il y a une différence de phase très significative entre les perturbations en surface et celles en profondeur. Ce déphasage est nécessaire pour permettre l'existence de flux turbulents de densité ($\overline{v'\rho'} \neq 0$). Cette structure verticale est très similaire à celle trouvée par Colin de Verdière et Huck (1999) et dans le deuxième chapitre avec le modèle géostrophique planétaire forcé par des flux de chaleur et d'eau douce constants. Avant de conclure définitivement sur la nature de la variabilité, nous devons examiner le mécanisme fixant la période de l'oscillation.

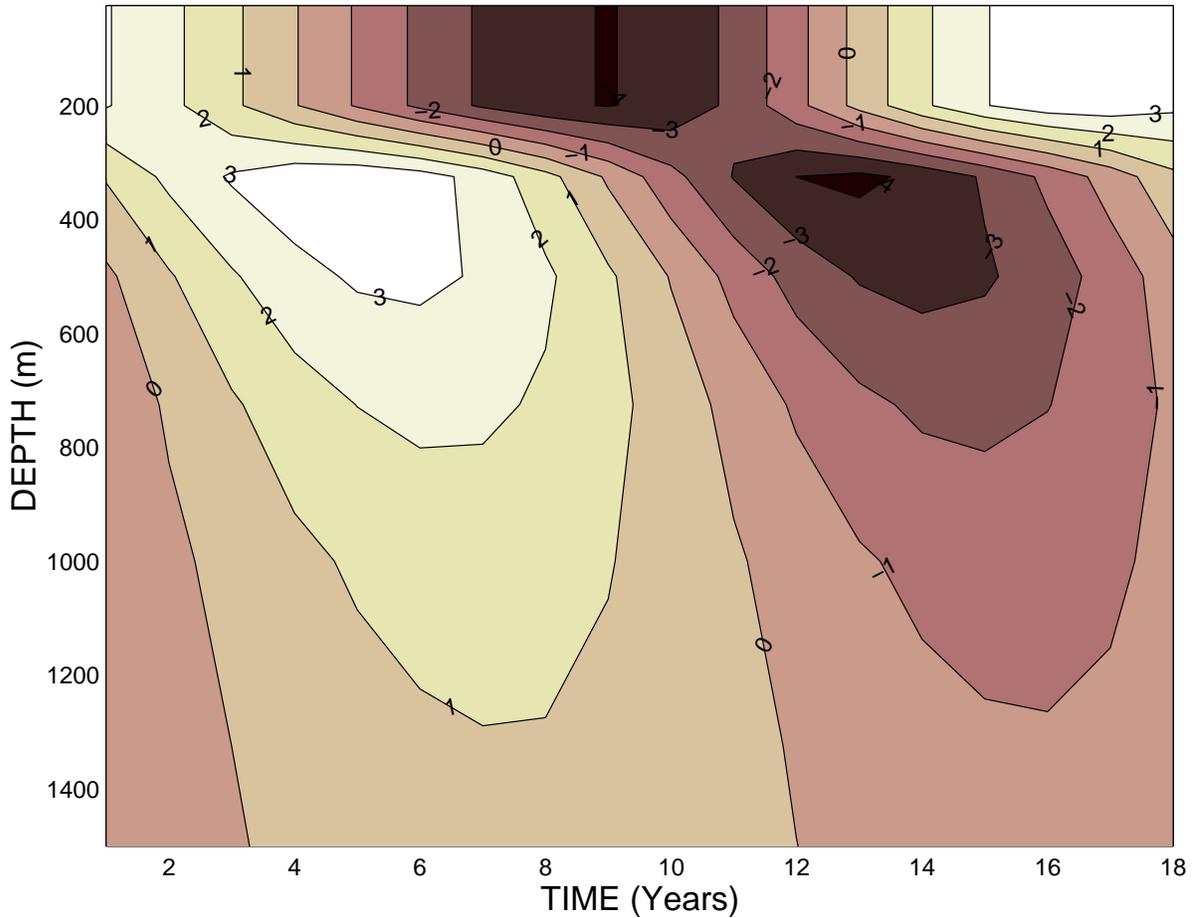


FIG. III.16 – Diagramme caractéristique temps-profondeur des perturbations de densité ($\times 10^{-2}$ kg m^{-3}) en un point de la région instable ($63.22^{\circ}N$, $9^{\circ}E$).

(d) Rationalisation de la période

Si nous faisons l'hypothèse que nous sommes effectivement en présence d'une oscillation de type flux constant, alors des ondes de Rossby planétaires, plongées dans un champ de courant, se propageant sur la stratification moyenne devraient exister dans l'océan intérieur (Colin de Verdière et Huck, 1999). Comme dans le modèle océanique seul forcé par des flux constants de surface, les termes advectifs dominants dans l'intérieur sont $v'\partial_y\bar{\rho}$ et $\bar{U}\partial_x\rho'$. Selon te Raa et Dijkstra (2002), la vitesse de phase (positive vers l'ouest) des perturbations s'écrit (voir section II.8 pour la démonstration) :

$$c = \frac{\alpha g}{2\Omega\rho_0 R \sin\phi} \partial_\phi\bar{\rho} - \bar{U}.$$

Comme dans le modèle purement océanique, les anomalies atteignent leur amplitude

maximale dans le nord du bassin entre 51 et 77°N , et sont intensifiées dans les 800 premiers mètres (les 7 premières couches du modèle ont une épaisseur de 850 m). Le courant zonal moyen \bar{U} et le gradient méridien moyen de densité $\partial_\phi \bar{\rho}$ peuvent être estimés dans la boîte $[0^\circ\text{E}, 64^\circ\text{E}] \times [51^\circ\text{N}, 77^\circ\text{N}] \times [0 - 850 \text{ m}]$. Nous obtenons $\bar{U} = 1.0584 \text{ cm s}^{-1}$, $\partial_\phi \bar{\rho} = 2.2177 \text{ kg m}^{-3} \text{ rad}^{-1}$. L'ajustement exponentiel des perturbations de densité dans la partie nord-ouest du bassin en $(9^\circ\text{E}, 63.22^\circ\text{N})$ donnent $\alpha = 0.008 \text{ m}$. Tous ces éléments fournissent une vitesse de phase *vers l'est* de 1.05 cm s^{-1} à comparer avec la vitesse de phase de 0.5 cm s^{-1} *vers l'ouest* dans le modèle purement océanique. En effet, une propagation vers l'est est clairement visible dans l'intérieur du bassin (Fig. III.17). La largeur du bassin L_x dans le chenal de propagation des anomalies est 3220 km à 63°N . Ces estimations nous fournissent une période $(2L_x/c)$ d'oscillations de 26 ans à comparer avec la période 18 ans du modèle couplé.

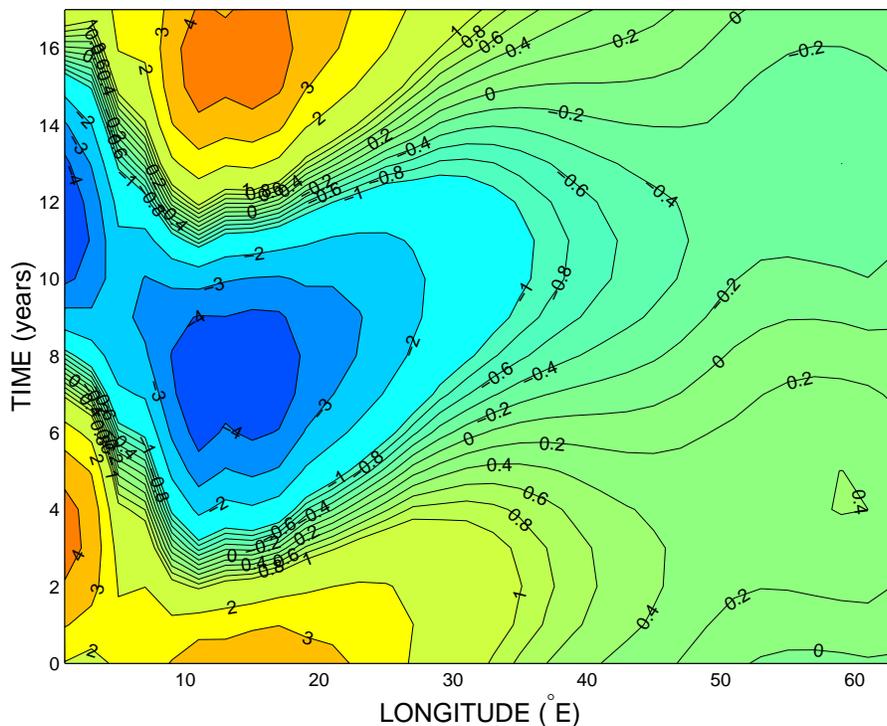


FIG. III.17 – Diagramme caractéristique temps-longitude des anomalies de densité de surface ($\times 10^{-2} \text{ kg m}^{-3}$) à la latitude de 63°N au cours d'une période d'oscillation. Les perturbations sont intensifiées dans l'ouest du bassin, tandis que dans l'intérieur la signature des anomalies de densité de surface est très faible. Une propagation vers l'est est toutefois clairement visible sur la majeure partie du domaine.

En résumé, nous avons montré que les flux turbulents *downgradient* de température sont responsables de la croissance de la variance de la densité, les anomalies de température contrôlent les anomalies de densité, la structure verticale des anomalies de densité dans la région la plus instable (coin nord-ouest) se caractérise par un fort déphasage (environ 1/4 de période), et l’ajustement de l’oscillation s’effectue par la propagation d’ondes de Rossby planétaires sur la stratification et le courant moyen. Ces résultats suggèrent fortement que nous sommes en présence d’une oscillation de type flux constants dont le mécanisme de variabilité a été identifié par Colin de Verdière et Huck (1999) comme une instabilité barocline “ondes longues” dans la région du courant de bord ouest.

Dans notre modèle couplé, comme dans un modèle océanique seul forcé par des flux constants, les flux turbulents de densité, par interaction avec le gradient méridien de densité, libèrent de l’énergie potentielle dans l’extension du courant de bord ouest (coin nord-ouest du bassin). Cette puissante source d’énergie potentielle excite des ondes de vorticité potentielle de période interdécennale qui se propagent ensuite vers l’est dans la région stable intérieure. Leur vitesse de phase dépend de la stratification moyenne et du courant moyen (Colin de Verdière et Huck, 1999).

III.3.4 Rôle du couplage océan-atmosphère

Nous voulons nous assurer que nous sommes bien en présence d’une oscillation de type flux. Pour cela, nous menons une expérience supplémentaire (exp. FLUX). La méthode est de moyenner, à la surface océanique, les flux de chaleur, d’eau douce et de quantité de mouvement sur une période d’oscillation et de les appliquer à l’état moyen océanique. Le rôle de cette expérience est triple :

- 1- confirmer le caractère amortisseur du couplage air-mer.
- 2- le forçage constant appliqué dans cette expérience élimine les feedbacks air-mer tels qu’il existent dans les expériences de Weaver et Sarachik (1991b,a) sous conditions mixtes ou dans les simulations du premier chapitre (Cessi, 2000; Arzel et Huck, 2003), ce qui devrait à nouveau discriminer la variabilité couplée vent-gyre et l’oscillation de type mixte.
- 3- déterminer l’impact du couplage sur la période des oscillations.

La figure III.18 montre que l'oscillation persiste en effet sous flux constants¹². Cela démontre définitivement que l'oscillation mixte n'est pas robuste au couplage et que la variabilité de la circulation thermohaline ne dépend pas crucialement du couplage air-mer. De même, les interactions entre les vents de surface et les gyres ne sont pas cruciales à l'oscillation. Le couplage a uniquement un effet amortisseur sur l'amplitude, et aucun impact sur l'échelle de temps de l'oscillation. Ces résultats sont en désaccord avec ceux de Delworth et Greatbatch (2000) qui suggèrent que le couplage air-mer dans la simulation de Delworth et al. (1993) (GFDL) modifie la période de l'oscillation et augmente l'amplitude de la variabilité par rapport aux simulations purement océaniques forcées par les flux d'une atmosphère non-couplée.

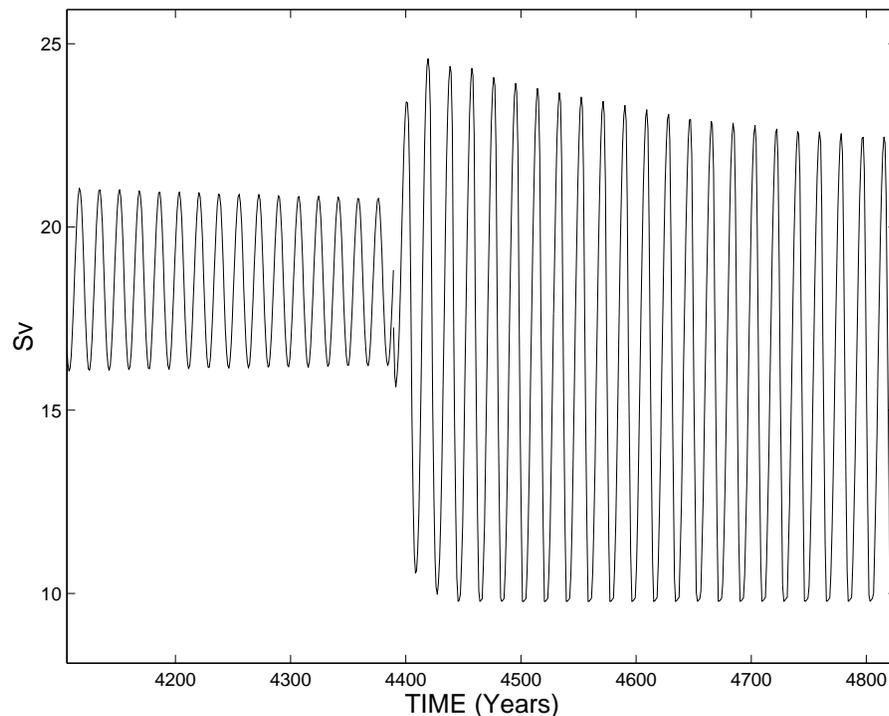


FIG. III.18 – Intensité maximale de l'*overturning* (Sv). A l'année 4390, les flux de chaleur, d'eau douce, et de quantité de mouvement moyennés sur une période d'oscillation sont appliqués à l'état moyen océanique. Les oscillations persistent en présence de flux constants (exp. FLUX).

¹²L'état moyen dans l'expérience FLUX est différent de celui de la simulation COUPLED suggérant alors que la non-linéarité du système couplé.

III.3.5 Rôle du cycle hydrologique dans la variabilité interdécennale

Afin d'évaluer le rôle conjoint du cycle hydrologique interactif et de la salinité, nous menons une simulation sans cycle hydrologique (exp. DRY) et avec salinité constante et uniforme ($S=35$ psu). Tous les paramètres sont les mêmes que dans l'expérience COUPLED, mais c'est l'ajustement convectif sec qui est utilisé dans l'atmosphère (voir annexe C).

La variabilité est toujours présente dans l'expérience DRY. L'analyse du bilan de variance indique, comme dans la simulation avec cycle hydrologique, que les flux turbulents *downgradient* de température ($\mathbf{u}'T'\nabla\bar{T}$) contrôlent la croissance de la variance de la densité (tableau III.6).

termes	$-\overline{u'\rho'}\partial_x\bar{\rho}$	$-\overline{v'\rho'}\partial_y\bar{\rho}$	$-\overline{w'\rho'}\partial_z\bar{\rho}$	E_{conv}	E_{shf}	E_{ssf}	E_{diff}
DRY	39.5	103.6	59.2	-40.9	-52.2	0	-109.2

TAB. III.6 – Termes de l'équation de variance de densité ($\times 10^{-6}$ $(\text{kg m}^{-3})^2 \text{ an}^{-1}$) dans la simulation sèche. Les termes de la forme $\overline{\mathbf{u}'\rho'}\nabla\bar{\rho}$ dominant ($\rho = \rho_0(1 - \alpha T)$).

On remarque que les flux turbulents $\overline{\mathbf{u}'\rho'}$ sont plus énergétiques dans la simulation DRY que COUPLED. Donc l'humidité conjointement à la salinité ont un rôle stabilisateur sur le système couplé : l'écart-type des oscillations dans la simulation DRY est 4.16 Sv, alors qu'il est seulement de 1.66 Sv dans la simulation COUPLED. L'effet amortisseur de la salinité sur la variabilité avait déjà été souligné dans le chapitre II.

La structure spatiale du terme de variance dominant est très similaire à celui montré dans la figure III.15. L'analyse de la structure des perturbations de densité n'a pas révélé de différences significatives par rapport à l'expérience COUPLED : il y a toujours un déphasage d'environ 1/4 de période sur la verticale dans la région la plus instable (extension du courant de bord ouest vers l'est). Les perturbations sont stationnaires dans le tiers ouest du bassin et des ondes de Rossby se propageant vers l'est, sur la stratification moyenne contre le courant moyen dans l'intérieur, ont été identifiées.

Tout cela indique que nous sommes en présence du même type de variabilité que dans

la simulation avec cycle hydrologique : une oscillation de type flux constant admettant pour mécanisme de variabilité l'instabilité barocline "ondes longues" dans la région de courant de bord ouest. La période des oscillations est sensiblement la même que dans la simulation COUPLED. En effet la figure montre que la salinité a surtout un impact des tropiques aux moyennes latitudes dans notre modèle. Au-delà de 55°N le gradient de salinité de surface (simulation COUPLED) est presque nul. La salinité n'a donc aucun impact sur le temps de transit vers l'ouest des perturbations (qui se déplacent sur la stratification moyenne).

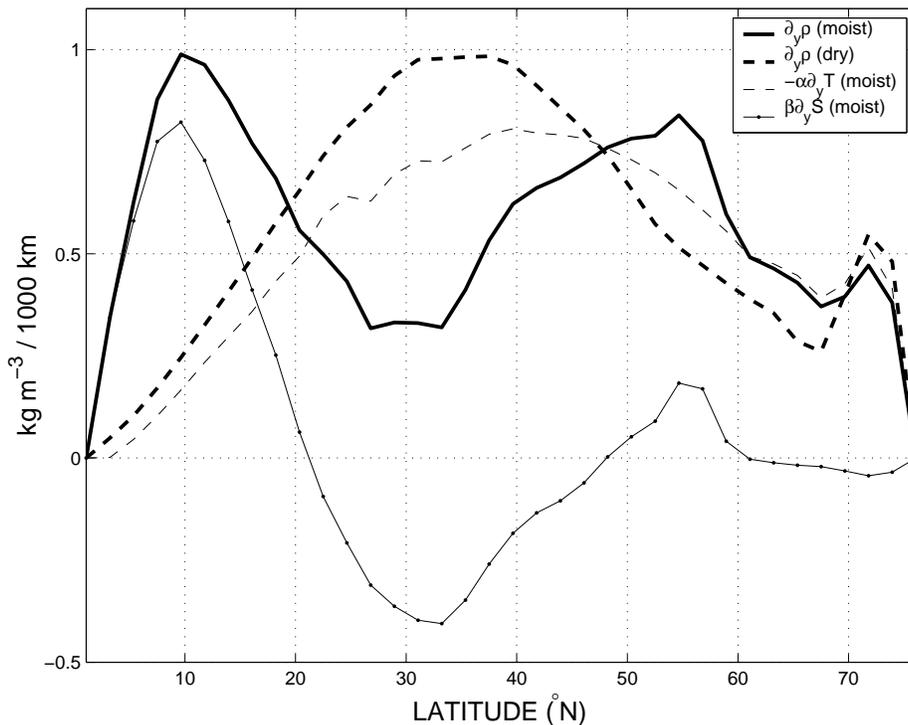


FIG. III.19 – Gradients méridiens de densité de surface pour les états moyens des expériences COUPLED (avec cycle hydrologique et salinité active) et DRY (sans cycle hydrologique et salinité constante uniforme). Les contributions de la température et de la salinité sont différenciées pour l'expérience COUPLED.

III.4 Extension au cas bihémisphérique

Les études de variabilité de la circulation thermohaline ont principalement été menées dans des modèles unihémisphériques. Or la circulation thermohaline Atlantique est actuellement gouvernée par une dynamique pôle-pôle. Par exemple, Weijer et al. (1999) trouvent que la circulation pôle-pôle observée dans l'Atlantique est favorisée par la présence de flux latéraux de chaleur et de sel au niveaux du courant des Aiguilles. La distribution de température est relativement symétrique par rapport à l'équateur, mais la salinité de surface a des asymétries nord-sud. Les observations de Peixoto et Oort (1992) montrent que la salinité dans l'Atlantique nord est environ 0.5 psu plus élevée que dans la mer de Weddell. Par conséquent, la formation d'eau profonde est asymétrique par rapport à l'équateur. Et cette asymétrie est cruciale pour le climat de l'océan Atlantique : par exemple le transport de chaleur dans l'Atlantique sud et à l'équateur est principalement vers le nord.

Dans cette section, nous étudions en configuration bihémisphérique la robustesse de la variabilité interdécennale COUPLED au cycle saisonnier et à une représentation très simplifiée du courant Antarctique circumpolaire. Le bassin océanique est symétrique par rapport à l'équateur et a une extension méridienne exactement 2 fois plus grande que dans les expériences précédentes (77.16°S-77.16°N).

III.4.1 Sensibilité au cycle saisonnier

La comparaison des expériences avec (exp. SEASON-2) et sans (exp. COUPLED-2) cycle saisonnier montrent que ce dernier a un rôle amortisseur sur l'oscillation (Fig. III.20). Encore une fois, nous avons vérifié que l'oscillation qui persiste sans cycle saisonnier est une oscillation de type flux, avec les mêmes caractéristiques que les simulations précédentes unihémisphériques. L'état moyen est complètement symétrique par rapport à l'équateur et est très similaire à l'équivalent à deux hémisphères de la simulation précédente unihémisphérique COUPLED. La variabilité dans la simulation COUPLED-2 est également complètement symétrique par rapport à l'équateur et les variations de densité les plus importantes surviennent dans l'extension du courant de bord ouest de chaque hémisphère. Les intensités maximales des *overturnings* des deux hémisphères oscillent parfaitement en

phase (Fig. III.20).

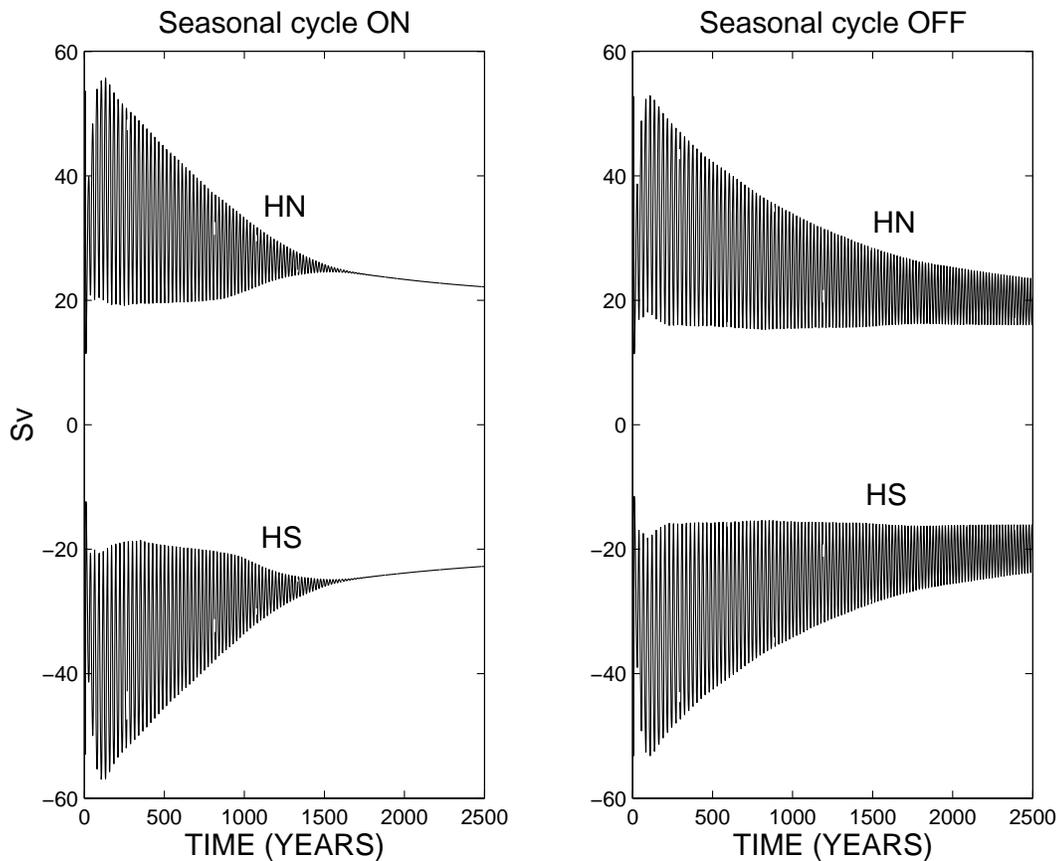


FIG. III.20 – Sensibilité du maximum de l'intensité de l'*overturning* au cycle saisonnier. HN et HS dénotent respectivement l'hémisphère nord et l'hémisphère sud.

La présence du cycle saisonnier accentue considérablement les gradients méridiens de température atmosphérique, dans l'hémisphère d'hiver, à cause du déplacement nord-sud de la cellule de Hadley. Ces gradients plus forts augmentent l'instabilité aux moyennes latitudes, et par conséquent les flux turbulents de quantité de mouvement sont plus importants. En conséquence la tension zonale du vent d'ouest de surface est intensifiée dans l'hémisphère d'hiver (Fig. III.21).

Les expériences menées auparavant nous ont montré le caractère amortisseur de ces flux turbulents sur la variabilité (voir Fig. III.2). C'est donc la cause invoquée ici pour expliquer la convergence vers un état stationnaire du système océan-atmosphère avec cycle saisonnier dans nos simulations : l'intensification de la tension zonale de vent d'ouest de surface dans l'hémisphère d'hiver augmente le pompage d'Ekman (vers le haut) dans la

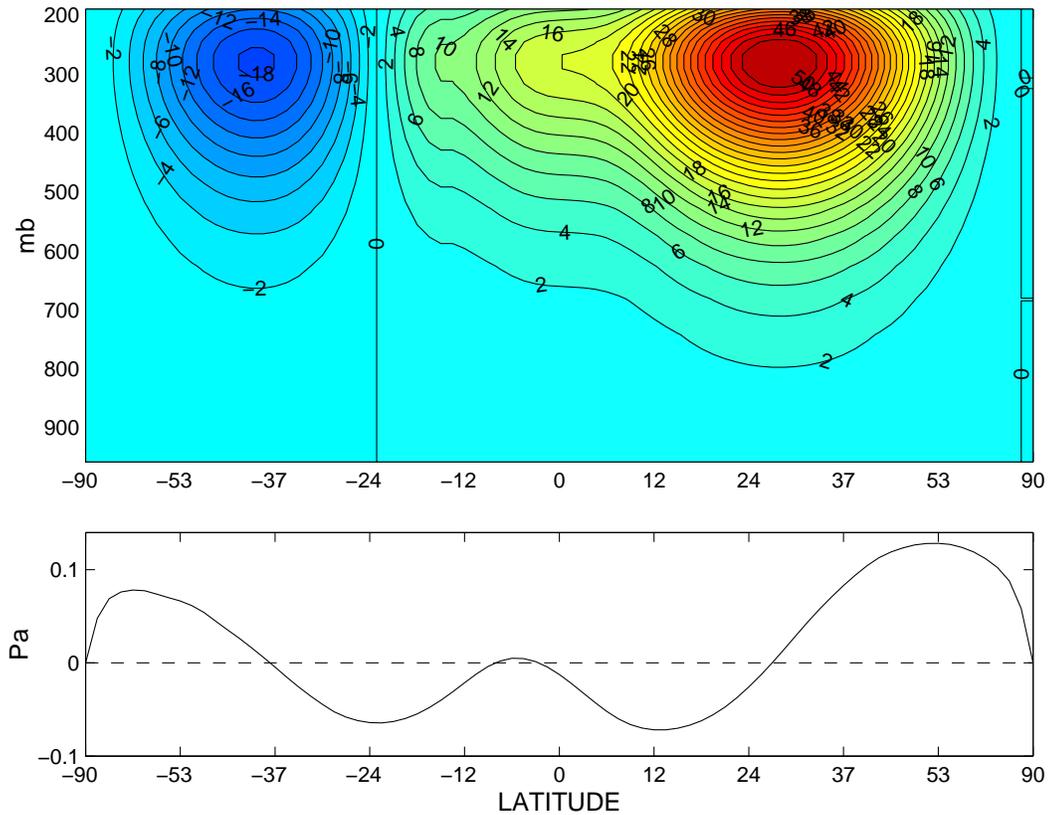


FIG. III.21 – Flux turbulents de quantité de mouvement en hiver boréal ($\overline{u'v'} \cos^2 \phi$, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ en haut) et tension zonale de vent de surface associée (Pa, en bas).

gyre subpolaire et résulte en un amortissement des perturbations de densité qui évoluent à ces latitudes. Le taux d'amortissement des perturbations par le cycle saisonnier et par la dissipation horizontale principalement est plus important que le taux de croissance des perturbations par instabilité barocline, et les oscillations sont alors amorties. Noter que l'échelle de temps d'amortissement des perturbations devrait dépendre du coefficient a (relation III.12) de l'amplitude des flux turbulents de quantité de mouvement : plus a est petit et plus l'échelle de temps d'amortissement est longue (parce que le pompage d'Ekman vers le haut dans la gyre subpolaire diminue avec a). Noter que l'intensité des *overturnings* dans les deux simulations est très proche. L'amortissement dans la simulation SEASON-2 ne peut donc pas provenir d'une circulation méridienne faiblement énergétique. Ces résultats sont en contradiction avec l'étude de Huck et al. (1999a) : ils ont utilisé un modèle purement océanique identique au nôtre et trouvent que des variations saisonnières

dans le flux de chaleur de surface n'ont pas d'effet significatifs sur la variabilité.

III.4.2 Simulation avec Courant Antarctique Circumpolaire

Le Courant Antarctique Circumpolaire (ACC), très puissant en raison de l'absence de barrières terrestres, est une caractéristique fondamentale de la circulation océanique mondiale puisqu'il connecte aux trois océans que sont le Pacifique, l'Atlantique et l'Indien. Il apparaît donc crucial de déterminer son influence à la fois sur la circulation moyenne et sur la variabilité à l'échelle de bassin océanique. Dans le cas présent, nous voulons savoir si de la variabilité interdécennale émerge en présence d'un ACC idéalisé, et l'oscillation du modèle couplé persiste-t-elle en présence de l'ACC? Notre analyse se base sur l'expérience baptisée TOTAL dont les caractéristiques sont mentionnées ci-après. Dans la réalité, l'ACC est équilibré par la friction au fond et est contraint par la topographie (passage de Drake en particulier qui permet un transport net de masse vers le nord). Ici, il n'y a ni friction au fond, ni topographie, et c'est la dissipation latérale qui équilibre le débit de l'ACC! Bien entendu, ceci est une énorme approximation, mais cela nous permettra d'asymétriser simplement la circulation thermohaline dans notre bassin bihémisphérique sous un forçage symétrique de surface. Les conditions périodiques sont appliquées du bord sud à -60°S , et le coefficient de dissipation latérale de quantité de mouvement A_H est choisi à $10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ de manière à obtenir un transport barotrope de l'ACC proche des observations¹³. La procédure de couplage est identique aux simulations précédentes. Le forçage saisonnier est appliqué et le cycle hydrologique résolu.

Les observations de White et Peterson (1996) ont révélé un mode couplé de variabilité de période 4-5 ans dans l'océan Austral : les anomalies de SST, de glace de mer, et de vent se propagent vers l'est autour du continent Antarctique en approximativement 8-10 ans. Nous ne nous attendons pas à ce qu'un mode de variabilité propre associé à l'ACC, telle que l'onde Antarctique circumpolaire, se développe dans notre modèle. En effet, il semble que les interactions océan-atmosphère existant dans le mécanisme de l'ACW ne peuvent être reproduites via un modèle atmosphérique en moyenne zonale : Colin de Verdière et

¹³L'épaisseur de la couche de Munk $((A_H/\beta)^{1/3})$ est alors multipliée par 2.15 par rapport aux simulations précédentes.

Blanc (2001) proposent un nouveau mécanisme basé sur l'interaction entre le train d'onde d'anomalie de SST et les ondes de Rossby atmosphériques des moyennes latitudes (le type de réponse atmosphérique qu'ils obtiennent est expliqué en annexe C, section C.7).

Sensibilité à la diffusion verticale

Afin de rechercher une solution oscillante, nous faisons une étude de sensibilité de la solution à la diffusion verticale k_v . Contrairement aux études de sensibilité menées en océan seul (Huck et al., 1999a), la diffusion verticale a un effet stabilisateur dans les simulation couplées TOTAL. Pour $k_v = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ le système atteint un état stationnaire 700 ans après le couplage. Tandis qu'avec $k_v = 0.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, les oscillations sont toujours amorties, mais sur une échelle de temps plus longue, de 1300 ans environ. Le modèle couplé contient des feedbacks air-mer (impliquant la température principalement) qui ne sont pas représentés dans le modèle uniquement océanique, et par conséquent des différences importantes peuvent survenir dans la sensibilité à la diffusion verticale (Weber, 1998). Wang et al. (1999) ont montré que les feedbacks entre les transports de chaleur et d'humidité atmosphériques et le transport de chaleur induit par la circulation méridienne océanique sont tous positifs en configuration uni et bihémisphérique, lorsqu'ils sont vus indépendamment. Cependant, il notèrent que la combinaison de ces feedbacks (4 au total) peut avoir un effet stabilisant ou déstabilisant lorsqu'ils interagissent entre eux, et il est généralement impossible de prédire quel sera le résultat. Comme la période des oscillations est beaucoup plus courte que le temps d'amortissement de l'oscillation, nous nous intéressons désormais à la solution obtenue avec $k_v = 0.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Brève description de l'état moyen

Nous décrivons ici l'état du système couplé moyenné sur une période d'oscillation (25 ans) située à 500 ans après le couplage. La présence de l'ACC a asymétrisé les circulations océaniques et atmosphériques (Fig. III.22). Les cellules atmosphériques de Ferrel et de Hadley sont intensifiées dans l'hémisphère sud en accord avec les observations. L'influence de l'ACC sur la circulation méridienne océanique est tout à fait remarquable puisque la circulation est désormais intensifiée dans l'hémisphère nord (24 Sv) avec une cellule

renversée dans l'hémisphère sud confinée sous 2000 m et d'intensité seulement 12 Sv. Les eaux profondes de l'hémisphère sud, qui peuvent être assimilées aux "Eaux Antarctiques de Fond", s'écoulent vers le nord jusqu'à environ 35°N.

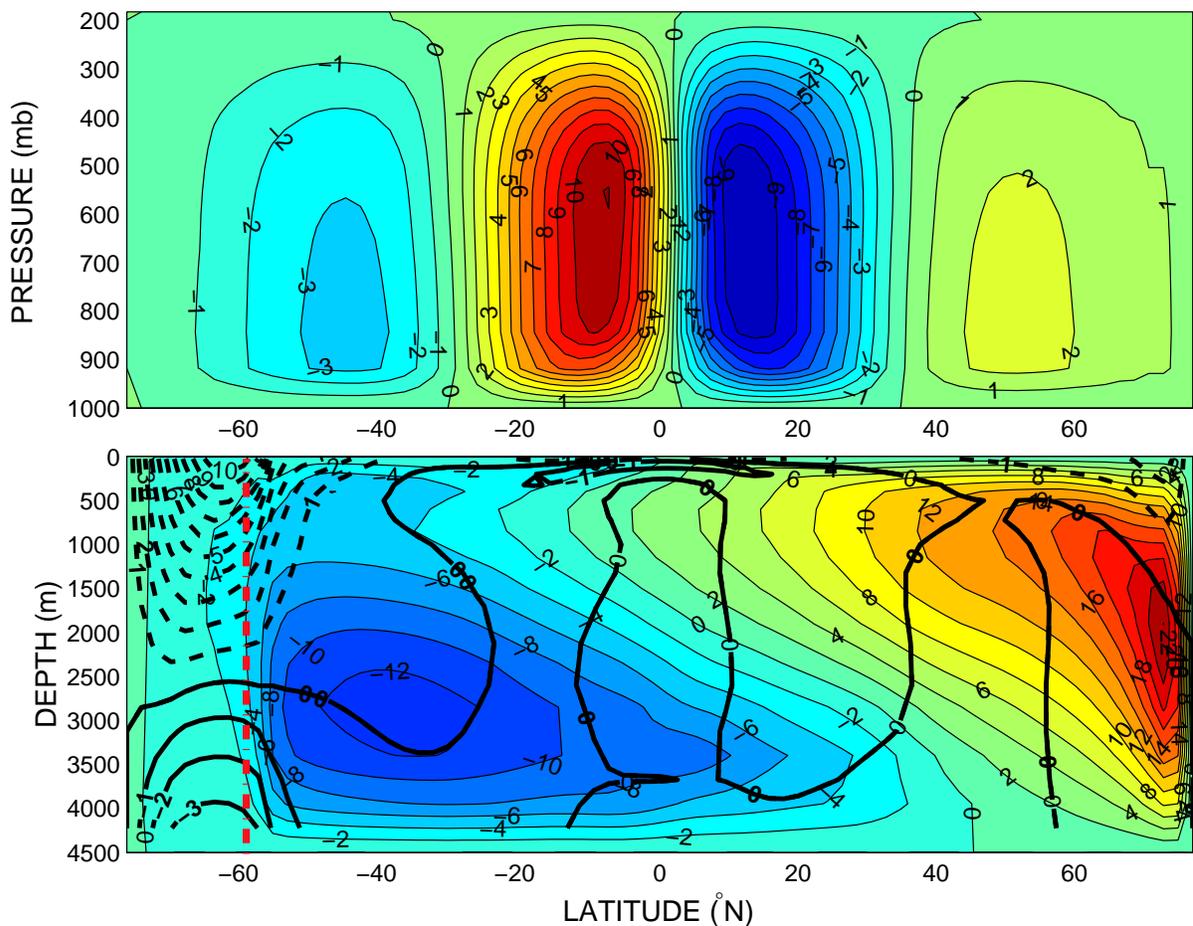


FIG. III.22 – Simulation TOTAL. Circulations moyennes méridiennes atmosphériques (haut, $10^{10} \text{ kg s}^{-1}$) et océaniques (bas, Sv en couleurs) et courant zonal moyen en moyenne zonale (contours noirs épais), les pointillés indiquent une vitesse vers l'est. Les conditions périodiques sont appliquées du bord sud à -60°S (délimité par le trait pointillé épais rouge).

Le débit de l'ACC est environ 140 Sv. Le courant zonal atteint 10 cm s^{-1} dans l'ACC. La tension zonale de vent d'ouest est également plus forte dans l'hémisphère sud (0.14 Pa) que dans l'hémisphère nord (0.10 Pa) en accord avec les observations. En accord avec une circulation océanique intensifiée dans l'hémisphère nord, la perte de chaleur nette en surface (Fig. III.23) est maximale dans le coin nord-ouest du bassin (-90 W m^{-2}) alors qu'elle est seulement de -20 W m^{-2} dans l'extension du courant de bord ouest de

l'hémisphère sud (40°S).

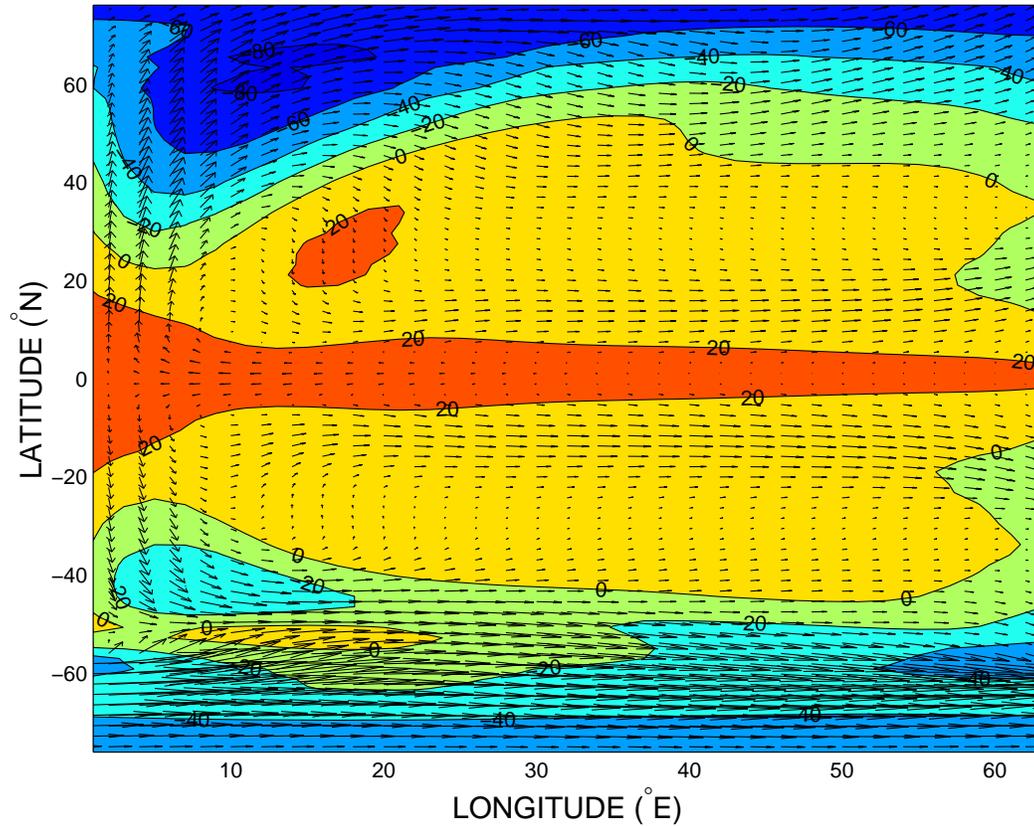


FIG. III.23 – Flux de chaleur net de surface (W m^{-2}) vers l'océan et courant de surface (10 cm s^{-1} dans l'ACC) dans la simulation TOTAL.

Les observations en moyenne annuelle de Da Silva (1994) montrent également une forte asymétrie dans le bassin Atlantique avec des pertes maximales de chaleur dans la région de courant de bord ouest (-160 W m^{-2}) de l'hémisphère nord. Dans la majeure partie du bassin le gain de chaleur reste faible et n'excède pas 20 W m^{-2} dans notre simulation. La circulation océanique de surface est très asymétrique par rapport à l'équateur. Dans l'hémisphère nord, les eaux chaudes des régions équatoriales parviennent dans les hautes latitudes via le courant de bord ouest et sont refroidies dans le coin nord-ouest. Tandis que dans l'hémisphère sud, les eaux équatoriales ne sont pas advectées au delà de 50°S , à la limite du fort courant Antarctique vers l'est, et subissent un faible refroidissement. On peut noter que des courants vers l'est, contre le vent, aux latitudes tropicales de chaque hémisphère sont présents : ces vitesses pratiquement géostrophiques sont liées aux forts

gradients de salinité dans ces régions. Le transport de chaleur par la circulation océanique (Fig. III.24) est vers le nord entre 5°S et le pôle nord et est maximal vers 40°N (0.45 PW), et est vers le sud ailleurs (maximum de -0.3 PW vers 40°S). Le transport d'énergie par la circulation atmosphérique est légèrement intensifié dans l'hémisphère sud pour compenser le transport océanique plus faible vers le sud. Le transport total d'énergie vers les pôles atteint 2.5 PW aux moyennes latitudes, et c'est l'atmosphère qui est le plus important contributeur, alors que les observations montrent plutôt que l'océan et l'atmosphère transporte la même quantité d'énergie.

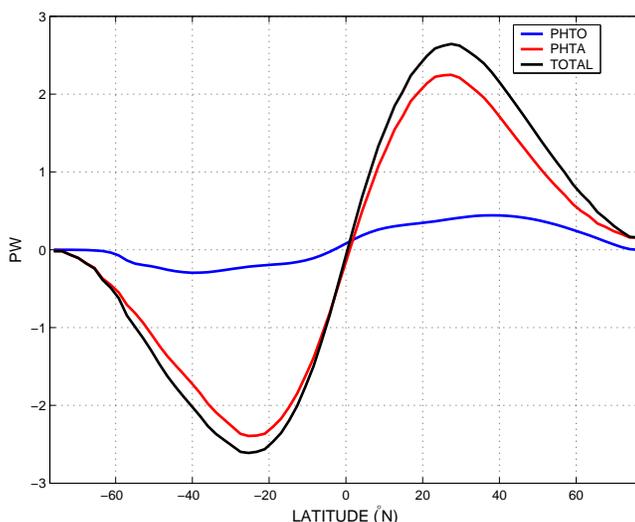


FIG. III.24 – Transports de chaleur vers le nord océanique (PHTO), atmosphérique (PHTA) et leur somme (TOTAL) dans la simulation TOTAL.

Les champs de SST et de SSS sont asymétriques par rapport à l'équateur (Fig. III.25) : les températures les plus froides surviennent dans l'ACC, en accord avec les observations, et atteignent -4°C ¹⁴, la SSS a des valeurs maximales dans les latitudes tropicales de l'hémisphère sud. En résumé, l'état moyen de cette simulation couplée se compare mieux aux observations que les expériences précédentes uni-hémisphériques (COUPLED) ou bi-hémisphériques (COUPLED-2 et SEASON-2) puisqu'une asymétrie à l'échelle du bassin Atlantique des circulations atmosphériques et océaniques a été reproduite.

¹⁴Un simple modèle thermodynamique de glace suffirait à empêcher la température de descendre en dessous de -2°C .

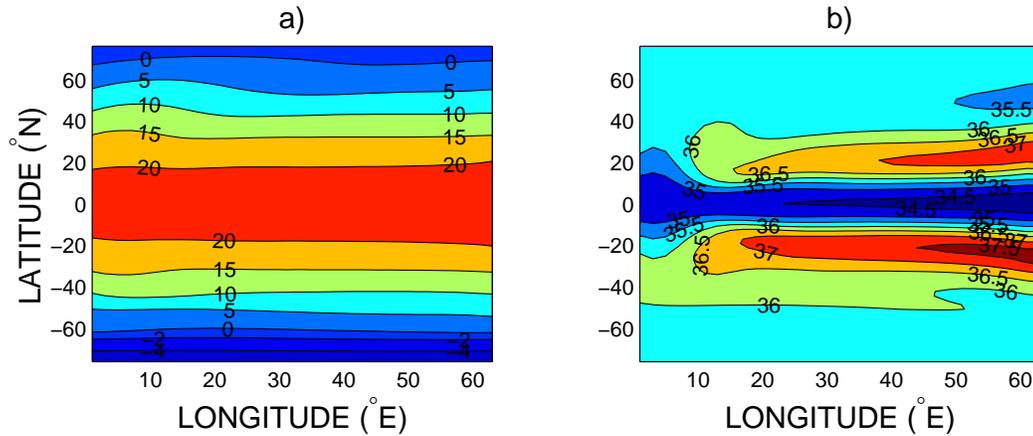


FIG. III.25 – Champs moyens de SST (a) et SSS (b) dans l'expérience TOTAL.

Analyse de la variabilité

Dès le début du couplage, le système évolue dans un état oscillant de période régulière d'environ 25 ans. L'influence de l'ACC sur la variabilité est tout a fait remarquable. En effet, comme la circulation méridienne océanique, la variabilité est maintenant complètement asymétrique par rapport à l'équateur. Les perturbations se développent maintenant uniquement dans l'hémisphère nord, toujours dans la région de courant de bord ouest et son extension vers l'est. Comme dans les simulations précédentes, les fluctuations de salinité restent faibles et c'est la température qui contrôle les variations de densité. L'écart-type des températures atmosphériques et océaniques (Fig. III.26) sont similaires ($0.25\text{ }^{\circ}\text{C}$ au maximum).

Les résultats de l'analyse de variance montrent que ce sont encore les termes $\mathbf{u}'T'\nabla\bar{T}$ qui sont responsables de la croissance de la variance de la densité. La région la plus instable se situe dans le coin nord-ouest du bassin (Fig. III.27) entre 40°N et le bord nord, dans la moitié ouest du bassin. La structure verticale des anomalies de densité (température) dans cette région instable a révélé des différences de phase d'environ $1/4$ de période entre la surface et 500 m de profondeur. Puis des ondes de Rossby se propageant vers l'est sur la stratification moyenne contre le courant moyen sont présentes dans l'océan intérieur. Le temps de transit de ces ondes à travers le bassin fixe la période. Ces résultats nous montre immédiatement que nous sommes en présence d'une oscillation de type flux constants

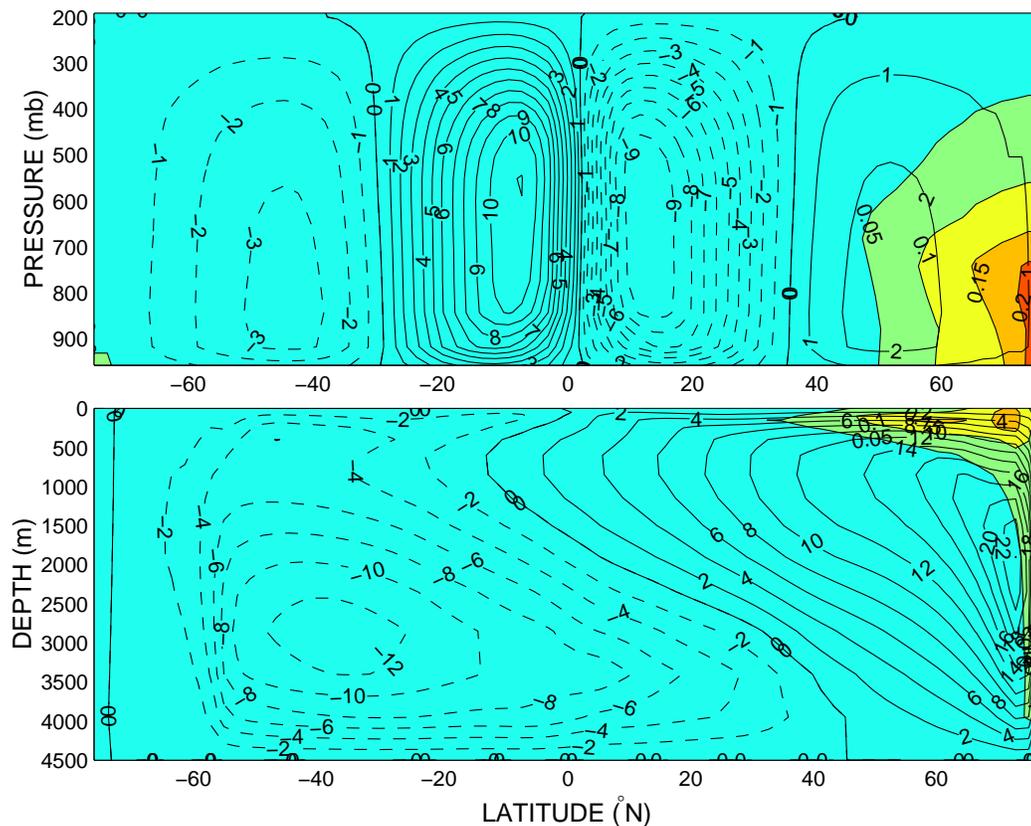


FIG. III.26 – Ecart-type ($^{\circ}\text{C}$) des températures atmosphériques et océaniques en moyenne zonale et circulations méridiennes moyennes atmosphériques ($10^{10} \text{ kg s}^{-1}$) et océaniques (Sv) dans la simulation TOTAL. La variabilité n'est présente que dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord.

décrite par Colin de Verdière et Huck (1999).

La présence du courant Antarctique circumpolaire permet aux perturbations de se développer uniquement dans l'hémisphère nord, dans lequel la circulation méridienne est intense. La circulation dans l'hémisphère sud est trop faible pour présenter des régions barocliniquement instables, et les perturbations ne peuvent se développer. Cependant, la présence des frontières ouvertes ne permet plus la propagation d'ondes de bords, et il est possible que ce simple effet suffisse à supprimer la variabilité dans l'hémisphère sud. Des analyses supplémentaires devront donc être menées. Les résultats présentés ici sont en accord avec les observations de Kushnir (1994) et beaucoup d'autres qui présentent l'évidence de variabilité interdécennale de la SST dans la région nord Atlantique (mer du Labrador, nord-est des Bermudes, proximité de l'Islande).

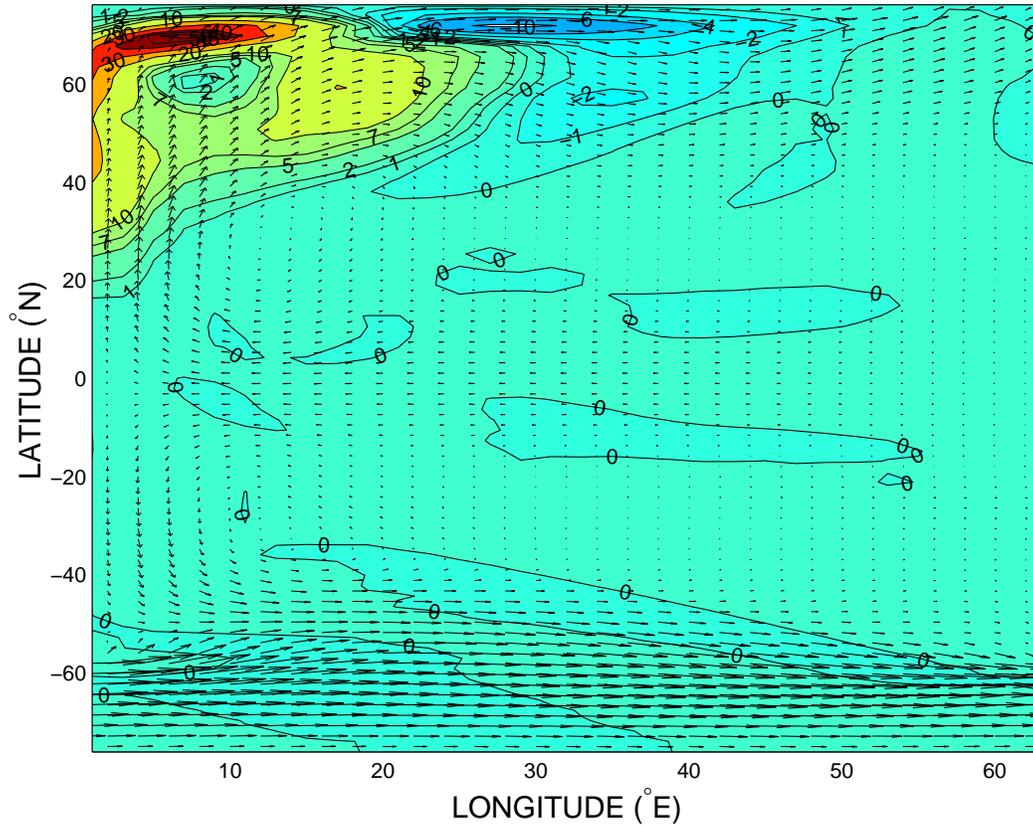


FIG. III.27 – Moyenne dans les 250 premiers mètres du terme de variance $-\alpha^2 \mathbf{u}'T'\nabla\bar{T}$ et courant moyenné sur une période d'oscillation ($\times 10^{-4} (\text{kg m}^{-3})^2 \text{ an}^{-1}$) dans la simulation TOTAL. Le courant de surface atteint 10 cm s^{-1} vers l'est dans l'ACC.

III.5 Résumé du chapitre

La variabilité interdécennale émergeant dans un modèle océanique géostrophique planétaire couplé à un modèle atmosphérique axisymétrique résolvant le cycle hydrologique a été analysée. Les diverses simulations que nous avons menées nous conduisent aux résultats suivants :

- Nous avons identifié cette variabilité comme étant un mode purement thermique océanique forcé par des flux constants (chaleur, eau douce, quantité de mouvement) de surface. Les perturbations de densité sont très largement contrôlées par les anomalies de température. Les fluctuations de densité sont concentrées dans le courant de bord ouest et son extension vers l'est. Les flux de chaleur sensible et latente ont un rôle stabilisateur sur

la circulation océanique. Le couplage air-mer n'a aucun effet sur la période des oscillations.

- L'oscillation du chapitre I (Cessi, 2000; Arzel et Huck, 2003) n'est pas robuste : les interactions entre les vents de surface et la circulation océanique poussée par les vents ne sont pas cruciales à l'oscillation. Le mode de variabilité mixte obtenu dans le modèle océanique seul (chapitre II) ne persiste pas au couplage avec le modèle atmosphérique. Il semble donc que sur des échelles de temps interdécennales, l'hypothèse d'une atmosphère à capacité thermique infinie ne semble pas acceptable pour étudier la variabilité du système océan-atmosphère.
- Le rôle du cycle hydrologique conjointement à celui de la salinité est de stabiliser le système couplé : il a un effet sur l'amplitude des oscillations mais pas sur la période.
- En configuration bihémisphérique, dans un bassin océanique symétrique par rapport à l'équateur, la variabilité est concentrée dans la région de courant de bord ouest dans chaque hémisphère. Les *overturnings* de chaque hémisphère oscillent parfaitement en phase. Le cycle saisonnier a un rôle amortisseur sur les perturbations : l'activité turbulente importante dans l'hémisphère d'hiver intensifie la tension de vent d'ouest aux moyennes latitudes, et par conséquent le rotationnel du vent. Le fort pompage d'Ekman anormal amplifié dans la gyre subpolaire amortit les anomalies qui s'y développent.
- L'inclusion d'un courant Antarctique circumpolaire n'a pas modifié le mécanisme de variabilité du système couplé. Néanmoins et c'est un résultat majeur, il supprime la variabilité dans l'hémisphère sud, et ne permet aux perturbations de se développer désormais uniquement dans l'hémisphère nord dans lequel la circulation méridienne est intense, toujours dans la région du courant de bord ouest.

Pourquoi l'oscillation du premier chapitre (Cessi, 2000; Arzel et Huck, 2003) n'est pas retrouvée dans le modèle couplé ?

Dans les simulations couplées du dernier chapitre, la rétroaction sur la circulation océa-

nique, de la réponse dynamique de l'atmosphère aux anomalies de SST est très faible par rapport au modèle couplé de Cessi (2000) : l'écart-type de la tension de vent zonal de surface des simulations du chapitre I est 76 fois plus important que celui des simulations COUPLED. Pourquoi une telle différence dans les fluctuations de la tension de vent de surface ? Nous avons montré dans le chapitre I, que la réponse de la tension du vent à des anomalies de SST est maximale pour une échelle méridienne des perturbations plutôt *petite* (700 km suggérant alors le caractère non réaliste de ce mode de variabilité). Les gradients méridiens de SST et de température atmosphérique sont donc forcément augmentés par rapport au cas d'anomalies d'échelle méridienne plus réaliste (1500 km) comme celles rencontrées dans le dernier chapitre. La réponse de la tension du vent dans le modèle de Cessi, proportionnelle au gradient méridien de température atmosphérique de surface (relation petite échelle I.10), est donc fortement augmentée par rapport au dernier chapitre. En résumé, c'est la grande échelle méridienne des perturbations qui ne permet pas au mode de variabilité du chapitre I d'apparaître dans la simulation COUPLED.

Quelques perspectives de ce travail sont proposées dans la conclusion générale.

Conclusion générale

Cette thèse s'est concentrée sur l'étude des mécanismes de variabilité *naturelle* du climat sur des échelles de temps décennales à interdécennales. L'étude s'est basée sur l'utilisation de modèles purement océaniques ou couplés océan-atmosphère à géométrie idéalisée et équations simplifiées. Ces modèles de complexité intermédiaire sont des outils indispensables pour identifier précisément les mécanismes physiques présents dans la variabilité, et la manière dont ils agissent.

L'objectif principal de cette thèse était d'améliorer notre compréhension de la variabilité naturelle du climat, principalement dans le bassin Atlantique où une circulation thermohaline est présente. Afin de simplifier la compréhension, l'Oscillation Nord Atlantique et le forçage stochastique n'ont pas été considérés. Différentes oscillations décennales à interdécennales (3 au total) impliquant la circulation poussée par les vents puis la circulation thermohaline ont été étudiées dans des configurations simplifiées. Ensuite, le travail a consisté à étudier la robustesse de ces oscillations dans un modèle couplé océan-atmosphère de complexité intermédiaire simulant à la fois la composante barotrope et barocline océanique.

Nous résumons ici les principaux résultats récoltés au cours de ce travail de thèse. Puis nous discuterons de la pertinence de ces modes de variabilité pour le système climatique réel. Enfin, quelques perspectives nécessaires à la compréhension de la variabilité naturelle du climat seront proposées.

Interactions instables entre les vents zonaux et les gyres océaniques

En premier lieu, nous avons mis en évidence un couplage océan-atmosphère actif menant à des fluctuations interdécennales (prototype de variabilité) de la circulation forcée par le

vent dans un modèle très simple (Cessi, 2000) : un modèle atmosphérique 1D en équilibre d'énergie couplée à un modèle océanique 2D à gravité réduite. Nous avons montré que la réponse océanique à des changements d'intensité des vents zonaux était plutôt forcée (locale) que retardée (ondes de Rossby baroclines se propageant d'est en ouest) dans le courant de bord ouest. Une simple équation d'onde en moyenne zonale a permis de capturer des taux de croissance et période en accord avec le modèle couplé. Nous avons montré que la sélection d'échelle méridienne des perturbations observée dans le modèle couplé est accomplie par la réponse maximale de la tension de vent à une anomalie de SST. Compte-tenu de l'échelle méridienne (< 700 km) de la réponse de la tension de vent à une anomalie de SST, nous suggérons que ce régime de variabilité petite échelle ne devrait pas exister dans la réalité. Cependant, la reformulation du modèle de Cessi en terme d'équations géostrophiques planétaires (Primeau et Cessi, 2000) a révélé des anomalies d'échelle méridienne plus réaliste. Nous avons alors suggéré que le modèle de Primeau et Cessi (2000) impliquait plutôt un régime de variabilité intermédiaire pour lequel les anomalies de SST se propagent préférentiellement vers le nord dans la gyre subpolaire, le mécanisme de variabilité étant inchangé.

Identification de deux types de variabilité interdécennale de la circulation thermohaline

Nous nous sommes ensuite intéressés à la composante thermohaline de l'océan à l'aide d'un modèle uniquement océanique tridimensionnel, à géométrie idéalisée (bassin rectangulaire à fond plat) et aux équations simplifiées géostrophiques planétaires sans forçage de vent. Des oscillations de période interdécennale apparaissent spontanément pour deux types de conditions de surface : les *conditions de flux constants* et les *conditions mixtes*. Le travail a consisté à fournir une carte d'identité de chacune de ces oscillations de la circulation thermohaline afin de les différencier. En l'occurrence, nous avons montré que les sources d'énergie des deux oscillations sont profondément différentes. La variabilité sous flux constants doit son existence aux flux turbulents *downgradient* de chaleur ($-v'T'\partial_y\bar{T}$) vers le nord dans le courant de bord ouest et son extension vers l'est. Tandis que sous conditions mixtes, c'est la combinaison de l'ajustement convectif et de la corrélation po-

sitive des anomalies de température et salinité ($\alpha\beta\lambda H(z)T'S'$) qui entretiennent les oscillations. D'autres caractéristiques fondamentales à chaque oscillation, telles que la variable contrôlant la densité, la structure spatio-temporelle des perturbations et l'ajustement de l'oscillation ont été mises en évidence. Nous suggérons que ces caractéristiques permettront d'identifier clairement quelle oscillation (type flux ou type mixte), et quels mécanismes associés sont à l'oeuvre dans des simulations réalistes complexes. Le tableau III.7 résume ces caractéristiques fondamentales à chaque oscillation.

Varibilité climatique interdécennale dans un modèle couplé de complexité intermédiaire

L'étape naturelle suivante fut de rendre les conditions de surfaces océaniques plus réalistes que les conditions mixtes ou conditions de flux constants. Un modèle atmosphérique en moyenne zonale nécessitant la paramétrisation des tourbillons grande échelle des moyennes latitudes et résolvant le cycle hydrologique a été réglé puis couplé au modèle océanique géostrophique planétaire en configuration idéalisée à un puis deux hémisphères. De la variabilité interdécennale amortie sur des périodes d'environ un millier d'années a émergé spontanément. Les diverses simulations que nous avons menées nous conduisent à plusieurs résultats. Tout d'abord, nous avons identifié cette variabilité comme un mode purement océanique forcé par des flux constants (chaleur, eau douce, quantité de mouvement) de surface dont le mécanisme repose sur l'instabilité barocline de la région de courant de bord ouest (Colin de Verdière et Huck, 1999). C'est un résultat majeur qui montre la robustesse de ce mode de variabilité purement océanique au couplage avec une atmosphère dynamique interactive. La région de courant de bord ouest est déterminante pour exciter des ondes de période interdécennale. Les interactions entre les vents de surface et la circulation océanique poussée par ces vents ne sont pas cruciales, discriminant alors le mode de variabilité couplée du premier chapitre. L'oscillation de type mixte n'est pas robuste au couplage. Cela suggère alors que l'hypothèse d'une atmosphère à capacité thermique infinie n'est pas convenable pour mener des études de variabilité climatique, en accord avec Cai et Godfrey (1995) et Rahmstorf et Willebrand (1995). Le couplage air-mer n'a aucun effet sur la période des oscillations. Les flux de chaleur latente et sensible sont les

EXPÉRIENCE	FT	FTFS	RTFS
Robustesse		robuste	sensible
Variable contrôlant la densité		T	S
Source d'énergie des oscillations		$-\alpha^2 v' T' \partial_y \bar{T}$	$\alpha \beta \lambda H(z) T' S'$
Mécanisme		Instabilité barocline régionale <i>ondes longues</i>	Feedback positif convection - flux de chaleur de surface
Mode		linéaire	non-linéaire
ω_i^{-1} (années)	58	1136	-
Période (années)	38	57	20
Rôle de la salinité		stabilise l'écoulement, augmente la période	crucial
Rôle de la convection		amortisseur	cruciale
propagation		ondes planétaires (sur la stratification moyenne)	advection + convection + rappel SST

TAB. III.7 – Tableau récapitulatif montrant les différences fondamentales entre les oscillations sous flux constants (FT et FTFS) et sous conditions mixtes (RTFS). ω_i^{-1} est l'inverse du taux de croissance des perturbations.

principaux acteurs de l'amortissement des perturbations océaniques par les flux de densité air-mer. En configuration bihémisphérique, nous avons montré que le cycle saisonnier a un rôle amortisseur sur les perturbations : l'activité turbulente importante dans l'hémisphère d'hiver aux moyennes latitudes intensifie la tension de vent zonale aux moyennes latitudes, et en conséquence le rotationnel du vent. Le fort pompage d'Ekman anormal dans la gyre subpolaire amorti les anomalies qui s'y développent (Huck et al., 2001). Des simulations avec une simple représentation du courant circumpolaire Antarctique rend la variabilité asymétrique par rapport à l'équateur : les perturbations se développent uniquement dans l'hémisphère nord pour lequel la circulation méridienne est intense, toujours dans la région du courant de bord ouest. Le mécanisme de variabilité reste le même qu'en configuration unihémisphérique : une instabilité barocline généralisée dans la région de courant de bord ouest.

Cette oscillation est-elle à l'oeuvre dans la réalité ?

Les simulations menées ici montrent que le mode purement océanique obtenu sous flux constant est robuste au couplage avec une atmosphère interactive résolvant le cycle hydrologique en configuration uni et bihémisphérique. Cette oscillation interdécennale apparaît faiblement amortie sur des échelles de quelques siècles au millier d'années. Les principaux acteurs de cet amortissement sont le cycle saisonnier, les flux de chaleur air-mer, la circulation forcée par le vent, la dissipation latérale (Huck et al., 2001). De plus, la topographie (dorsale médio-Atlantique en particulier) devrait amortir considérablement cette oscillation par interaction des modes baroclines et barotropes (Winton, 1997). Des simulations hautes résolutions ont montré que la variabilité persiste en présence de tourbillons méso-échelles (Huck et al., 2001). Dans la réalité, si le mécanisme d'instabilité barocline "ondes longues" dans la région du courant de bord ouest est effectivement à l'oeuvre pour exciter des oscillations interdécennales, alors un forçage stochastique atmosphérique est requis pour soutenir la variabilité contre tous les facteurs d'amortissement mentionnés ci-dessus. Par exemple, l'étude de Griffies et Tziperman (1995) attribue le mode de variabilité océanique trouvé dans le modèle du GFDL (Delworth et al., 1993) à une excitation par le forçage stochastique atmosphérique de modes thermohalins amortis.

Les observations des changements de température de surface ou du niveau de la mer sur des échelles de temps climatiques demeure extrêmement difficile et laborieuse compte tenu des surfaces à couvrir et de l'éparsité des mesures. Néanmoins, nous l'avons vu en introduction du chapitre II, plusieurs études soulignent la forte variabilité dans la région Atlantique nord ouest (Bjerknes, 1964; Deser et Blackmon, 1993; Kushnir, 1994, ...). Certains ont mis en évidence des signaux propagatifs vers l'est aux latitudes subpolaires (Hansen et Bezdek, 1996; Sutton et Allen, 1997, ...). Nos simulations mettent en évidence une variabilité prononcée dans la région du courant de bord ouest et son extension vers l'est, avec une légère propagation des anomalies de température (densité) vers l'est. Les observations de subsurface fournissent une description enrichissante de la variabilité climatique à long-terme parce que l'effet du cycle annuel, et de la variabilité mensuelle atmosphérique décroît rapidement avec la profondeur (Marshall et al., 2001). Une vision tridimensionnelle très éparsée de l'océan Atlantique nord été fournie par Grey et al. (2000) à partir de bathythermographes. Ils présentent l'évidence que les anomalies de surface (100-250m) sont en avance de phase d'environ 2 à 6 ans sur les anomalies de subsurface (300-500 m) autour des gyres subtropicales et subpolaires. Ils ne fournissent aucune indication des mécanismes éventuellement responsables d'une telle structure. Nos expériences révèlent aussi une avance de phase des anomalies de surface (0-250 m) d'environ 1/4 de période (5 ans) sur les anomalies de subsurface (250-1200 m) uniquement dans le nord ouest (région où l'instabilité est la plus forte) du bassin. Bien que ces comparaisons soient intéressantes, il reste difficile d'attribuer le mécanisme de variabilité de notre modèle aux observations.

Perspectives

Au cours de notre travail de thèse, nous avons négligé beaucoup de processus afin de nous concentrer sur la partie éventuellement prévisible de la variabilité naturelle du climat. Nous nous sommes placés dans le cadre d'une géométrie fortement idéalisée, sans traits de côtes ni topographie, à basse résolution. La glace de mer, le forçage stochastique lié aux fluctuations journalières du temps et la NAO qui est le signal le plus fort dans l'Atlantique nord n'ont pas été pris en compte. De plus, le modèle océanique géo-

strophique planétaire que nous avons utilisé ne représente pas la dynamique équatoriale. Ces nombreuses simplifications rendent difficile la comparaison de nos résultats avec les observations. Cependant, nous pensons que ce type de modèle capture certains aspects de la variabilité interdécennale observée (concentrée dans l'Atlantique nord ouest). Le travail futur doit se concentrer à étudier la robustesse de cette oscillation dans des configurations plus réalistes.

Simulation réaliste

Récemment, Bellucci (2003) a obtenu des oscillations interdécennales de la circulation thermohaline de période 22 ans dans un modèle réaliste (MICOM) de l'Atlantique nord. Il trouve des ressemblances avec l'oscillation de Greatbatch et Zhang (1995) qui ont forcé leur modèle océanique idéalisé par des flux de chaleur constants. Par ailleurs, en accord avec Colin de Verdière et Huck (1999) et de Raa et Dijkstra (2002), il montre que l'oscillation survient d'une bifurcation supercritique de Hopf de la diffusion horizontale océanique K_h : la variabilité apparaît pour des valeurs inférieures à $1670 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Encore une fois, des similitudes existent entre la variabilité obtenue dans le modèle réaliste et celles obtenues dans des modèles idéalisés sans pour autant conclure sur le mécanisme de l'oscillation. Pour savoir si le mécanisme de cette variabilité est le même que celui de Colin de Verdière et Huck (1999), il pourra être largement bénéfique de diagnostiquer les caractéristiques fondamentales définies dans le chapitre II (bilans de variance, structure spatio-temporelle des perturbations, rationalisation de la période) permettant de discriminer ou pas l'oscillation de type flux ou mixte.

Modèles idéalisés

La deuxième voie est de continuer dans le registre de modèles climatiques couplés idéalisés. La méthode est de procéder par étapes, en complexifiant petit à petit le modèle, et cela dans le but d'identifier à chaque fois l'impact d'un phénomène sur la variabilité. A chaque étape, la robustesse de l'oscillation pourra être étudiée en diagnostiquant les caractéristiques fondamentales de la variabilité définies dans le chapitre II.

Tout d'abord, en continuité du chapitre III, nous pourrions envisager le couplage avec

un simple modèle thermodynamique de glace afin d'améliorer l'état moyen du système couplé. Nous nous attendons à ce que l'oscillation persiste dans cette configuration. En effet, Kravtsov et Ghil (2003) ont étudié la variabilité interdécennale dans un modèle océanique aux équations primitives (PE) couplé à un modèle atmosphérique en équilibre d'énergie, et à un modèle thermodynamique de glace. Ils trouvent que l'oscillation est la même que Colin de Verdière et Huck (1999) avec des anomalies de température stationnaires dans le coin nord-ouest et une propagation vers l'ouest dans l'intérieur. L'oscillation de type flux constant est donc robuste à l'inclusion de la glace de mer, et ne dépend pas crucialement des feedbacks entre la glace de mer et les autres composantes du système couplé.

La principale critique que l'on peut adresser à notre travail est l'utilisation d'un modèle atmosphérique en moyenne zonale. En effet, de nombreuses études ont montré que la réponse de l'atmosphère à des anomalies de SST situées aux moyennes latitudes dépend de phénomènes non-zonaux, et que l'efficacité du couplage dépend de l'amplitude de cette réponse. Il serait donc souhaitable d'utiliser dans le futur des modèles atmosphériques tri-dimensionnels. Pour commencer, un simple modèle atmosphérique quasi-géostrophique à plusieurs niveaux, comme celui de Marshall et Molteni (1993), couplé au modèle géostrophique planétaire pourra être utilisé. Ce type de modèle permettra de voir si les feedbacks air-mer proposés par Goodman et Marshall (1999) et Colin de Verdière et Blanc (2001) apparaissent dans un bassin idéalisé type Atlantique nord. La robustesse de la variabilité de type flux pourra être à nouveau examinée.

A terme, l'utilisation d'un AGCM représentant les fluctuations journalières du temps est inévitable. Le forçage stochastique joue certainement un rôle important dans la soutenance du mode de variabilité interdécennal (Griffies et Tziperman, 1995) contre tous les facteurs d'amortissement (cycle saisonnier, topographie, dissipation horizontale, ...). Plusieurs processus supplémentaires, faisant intervenir différentes échelles de temps, associés à ce forçage stochastique sont attendus (Hasselmann, 1976; Frankignoul et al., 1997; Weng et Neelin, 1998b; Sura et al., 1999, ...). Il sera donc intéressant de voir si l'oscillation de type flux est robuste dans cette configuration.

Nous avons utilisé un modèle océanique géostrophique planétaire, qui par définition

ne représente pas la dynamique équatoriale. Il sera donc intéressant d'utiliser un modèle océanique PE à haute résolution pour voir comment la variabilité de type flux est modifiée. Par exemple, Gu et Philander (1997) ont suggéré que les échanges entre les masses d'eau tropicales et extratropicales via la ventilation de la thermocline pouvaient mener à de la variabilité décennale de la SST en modifiant la vitesse des ondes équatoriales.

ANNEXES

Annexe A

Description du modèle de Cessi (2000)

A.1 Introduction

Nous décrivons ici le modèle couplé océan-atmosphère original de Cessi (2000). Il consiste en un océan mono-couche bidimensionnel horizontal couplé à une atmosphère mono-couche unidimensionnelle dans la direction méridienne forcée uniquement par l'insolation (Fig. A.1). Ce modèle est destiné à être utilisé pour étudier les interactions instables qui peuvent survenir entre les vents zonaux et les gyres océaniques, principalement aux moyennes latitudes.

Bien que le domaine d'intérêt s'étende de l'équateur au pôle (sur un hémisphère), la géométrie cartésienne est utilisée et les équations sont projetées sur un plan β centré à 45°N . Ce choix est une approximation forte faite pour raison de simplicité. Dans ce cas, la largeur du bassin dans les hautes latitudes est largement surestimée et le temps de transit des ondes de Rossby (d'est en ouest) à travers le bassin est indépendant de la latitude alors qu'il devrait diminuer avec latitude. En revanche le modèle est adapté aux moyennes latitudes. Le schéma numérique choisi est un schéma Euler pour le pas de temps (non centré et d'ordre premier), et les équations sont écrites pour une grille C selon la nomenclature d'Arakawa.

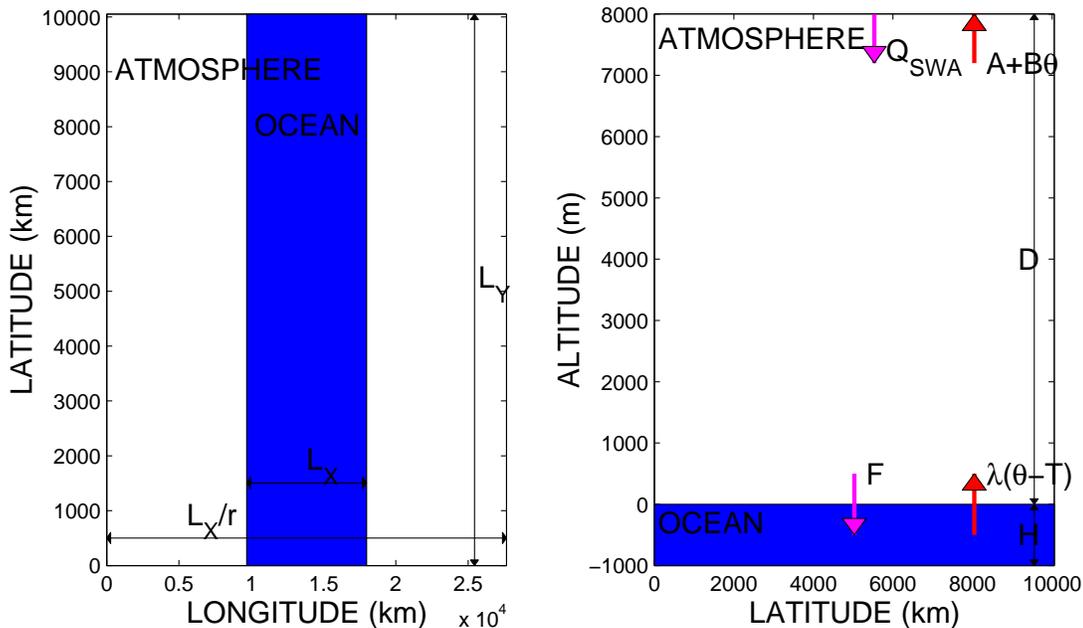


FIG. A.1 – Géométrie du modèle de Cessi (2000). L’atmosphère est en moyenne zonale et est monocouche d’épaisseur uniforme D , avec une stratification S en température, L_y est la distance pôle-équateur sur une sphère, la dimension longitudinale de l’atmosphère est L_x/r . Les dimensions horizontales du bassin océanique sont approximativement celles du nord Pacifique de largeur L_x et de longueur L_y . L’océan est un bassin fermé bidimensionnel horizontal et est monocouche d’épaisseur constante H . a) Vue du modèle couplé dans le plan longitude-latitude. b) Vue du modèle couplé dans le plan latitude-altitude. L’équilibre radiatif au sommet de l’atmosphère s’effectue entre le rayonnement solaire net incident Q_{swa} (ondes courtes) et le rayonnement infrarouge (ondes longues) : cette ré-emission infrarouge dans l’espace est paramétrisé selon la loi de Stefan-Boltzman linéarisée $A+B\theta_s$, où θ_s est la température potentielle de surface. En surface, l’équilibre radiatif s’effectue entre le flux de chaleur incident F et les flux de chaleur sensible $\lambda(\theta_s - \overline{T_s})$, où $\overline{T_s}$ est la SST en moyenne zonale.

A.2 Le modèle atmosphérique diagnostique

Alors que l’océan est la composante lente du système climatique à cause de sa capacité thermique élevée (les 3 premiers mètres de l’océan contiennent autant de chaleur que toute l’atmosphère), l’atmosphère s’ajuste rapidement à des perturbations externes. C’est pour cette raison que, sur des échelles de temps climatiques supérieures à l’année, l’atmosphère s’ajuste “instantanément” aux perturbations de SST : sous cette hypothèse, l’atmosphère devient en équilibre d’énergie entre les flux air-mer et les flux au sommet de l’atmosphère. C’est-à-dire que le flux méridien de chaleur est égal au flux radiatif solaire incident net

Paramètres atmosphériques		
D	8000 m	hauteur d'échelle
ρ_s	1.25 kg m^{-3}	densité de l'air à la surface
S	$5 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$	stratification de température potentielle
C_{pa}	$1000 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$	capacité calorifique de l'air
k_s	$2 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	dissipation latérale turbulente (moyennes latitudes)
f	10^{-4} s^{-1}	Paramètre de Coriolis à 45°N
A	200 W m^{-2}	coefficient de paramétrisation ondes longues
B	$2.475 \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	coefficient de paramétrisation ondes longues
Θ	273 K	température de Boussinesq
Paramètres océaniques		
L_x	8250 km	étendue longitudinale du bassin
L_y	10000 km	étendue méridionale du bassin
H	1000 m	épaisseur de la thermocline
ρ_w	1000 kg m^{-3}	densité de référence
C_{pw}	$4000 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$	capacité calorifique de l'eau
K_h	$200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	dissipation horizontale isotrope
A_{hx}	$2000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	viscosité horizontale zonale
A_{hy}	$200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	viscosité horizontale méridienne
β	$1.6 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$\partial f / \partial y$ à 45°N
R	35 km	premier rayon de Rossby barocline de déformation
Paramètres de couplage		
λ	$23 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$	coefficient d'échange turbulent de chaleur
γ	$2.4 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$	coefficient de frottement de surface
r	0.3	fraction de cercle de latitude occupée par le bassin océanique

TAB. A.1 – Valeurs standards des paramètres du modèle de Cessi (2000), sauf pour la dissipation latérale turbulente k_s .

absorbé moyenné zonalement (ondes courtes) $Q_{swa}(y)$ au sommet de l'atmosphère moins le flux réémis (ondes longues) selon la loi linéarisée de Stefan-Boltzmann $A + B\theta_s$ moins le flux à l'interface air-mer moyenné zonalement $F(y) + \lambda(\theta_s - \overline{T_s})$ (compté positivement vers l'océan) où $F(y)$ est un flux de chaleur constant. Les seuls flux prescrits dans le modèle sont $Q_{swa}(y)$ et $F(y)$ (Fig. A.2). Les significations et valeurs des constantes et paramètres sont données dans le tableau A.1. Le déséquilibre de forçage solaire entre les tropiques et les hautes latitudes crée un transport net d'énergie vers le nord dans l'atmosphère. Ce

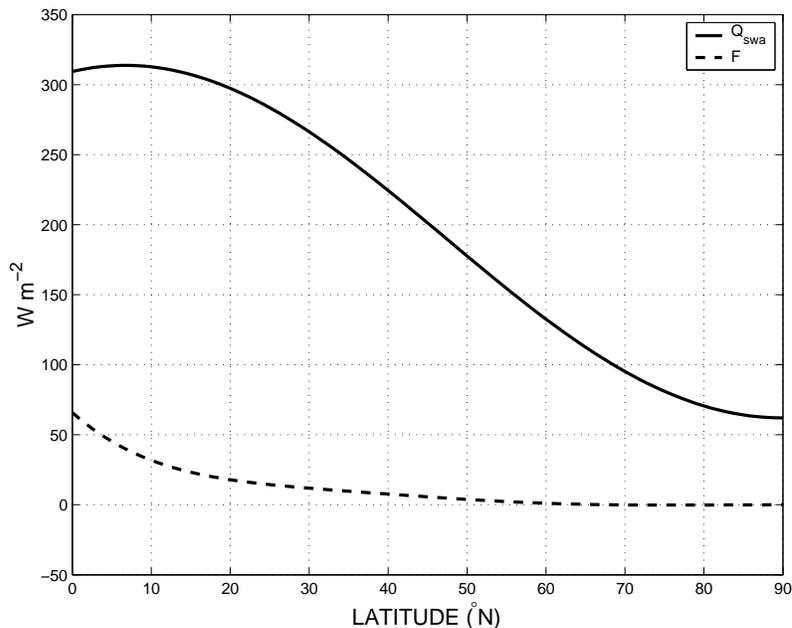


FIG. A.2 – Le flux radiatif solaire incident net absorbé au sommet de l’atmosphère Q_{swa} et le flux de chaleur incident net absorbé à la surface de l’océan F quand le système couplé est en équilibre thermique ($\overline{T_s} = \theta_s$). Les expressions théoriques de ces flux ont été obtenues par Stephens et al. (1981) pour Q_{swa} et par Haney (1971) pour F . $Q_{swa} = -322.72 \sin^2 \phi + 75.26 \sin \phi + 309.40$ et $F = 0.5(511.6 \sin^4 \phi - 1306.9 \sin^3 \phi + 1233.3 \sin^2 \phi - 569.9 \sin \phi + 131.7)$ avec ϕ la latitude.

transport d’énergie est assuré par la circulation moyenne dans les basses latitudes (cellule de Hadley) et par les tourbillons atmosphériques de grande échelle aux moyennes latitudes (voir également l’annexe C.6 pour un détails des différents transports intervenant dans une atmosphère en moyenne zonale y-z). Le modèle ne prend pas en compte l’humidité responsable de la majeure partie de l’absorption du rayonnement infrarouge. Il n’y a donc pas d’effet de serre dans le modèle, et par conséquent nous nous attendons à tendre plutôt vers un climat froid. Sur ce point, on pourra se référer à l’article de Fanning et Weaver (1996) qui développent un modèle atmosphérique bidimensionnel horizontal en équilibre d’énergie et d’humidité. Le modèle de Cessi (2000) est destiné à être utilisé pour étudier les interactions air-mer aux moyennes latitudes où l’activité tourbillonnaire atmosphérique prédomine largement sur la circulation moyenne caractérisée par la cellule de Ferrel. Ainsi, le flux méridien de chaleur et de quantité de mouvement est supposé être exclusivement turbulent.

A.2.1 L'équilibre thermodynamique

Avec les considérations précédentes, l'équilibre d'énergie intégré verticalement et zonalement dans l'atmosphère s'écrit :

$$C_{pa} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \overline{\rho \theta' v'} dz = Q_{swa} - A - B\theta_s - r[F(y) + \lambda(\theta_s - \overline{T_s})], \quad (\text{A.1})$$

Le terme du membre de gauche représente le flux méridien turbulent de chaleur intégré sur toute l'épaisseur de l'atmosphère. Aux latitudes extra-tropicales, ce sont les tourbillons atmosphériques de grande échelle, issus de l'instabilité barocline, qui sont responsables du transport de chaleur vers le nord. Green (1970) paramétrise ces flux turbulents *non-zonaux* comme

$$\overline{\theta' v'} = -k \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y}, \quad (\text{A.2})$$

avec $k > 0$ la dissipation latérale turbulente, la barre représente la moyenne zonale. Noter le signe moins dans la relation ci-dessus : les flux turbulents de chaleur descendent (*down-gradient*) le gradient méridien moyen de température et ont donc tendance à le diminuer. Green (1970) suppose que ce sont les quantités qui sont conservées dans une atmosphère quasi-géostrophique qui sont diffusées par les tourbillons baroclines, c'est pour cette raison que c'est la température potentielle qui est diffusée et non la température in-situ. Les paramétrisations courantes (Green, 1970; Vallis, 1982) utilisent un coefficient k dépendant du gradient méridien de température afin de prendre en compte l'effet des tourbillons des moyennes latitudes¹ : ainsi, le coefficient k devrait être maximal aux moyennes latitudes et minimal aux basses et hautes latitudes. Néanmoins, Cessi (2000) choisit un coefficient k ne dépendant que de l'altitude z :

$$k = k_s \exp(-z/d), \quad (\text{A.3})$$

avec k_s la dissipation latérale en surface, et d l'échelle verticale des tourbillons. Les observations de Peixoto et Oort (1992) montrent clairement que le transport turbulent méridien de chaleur aux moyennes latitudes décroît avec l'altitude. La décroissance du coefficient k avec l'altitude est alors justifiée. Encore une fois, cette simple spécification du profil vertical de k est justifiée par le fait que le modèle de Cessi traite l'atmosphère en terme de

¹voir en annexe A.3.3 pour une description approfondie de la paramétrisation de Green (1970).

température de surface, et c'est l'énergie intégrée verticalement qui est considérée. Dans ces conditions, le profil vertical de k n'est pas crucial. La dissipation latérale k_s a une valeur constante cohérente avec les observations aux moyennes latitudes.

La variation verticale de la température potentielle en moyenne zonale $\bar{\theta}$ est supposée linéaire et la stratification (sèche) $S > 0$ constante² :

$$\bar{\theta}(y, z, t) = \theta_s(y, t) + Sz, \quad (\text{A.4})$$

avec $\theta_s(y, t)$, la température potentielle à la surface.

Par ailleurs, l'équilibre hydrostatique et la loi des gaz parfaits nous montrent que la pression décroît de manière exponentielle avec l'altitude, faisant alors intervenir la hauteur d'échelle $D (= RT_0/g)$. Cessi (2000) fait l'hypothèse que la densité suit la même loi que la pression, une hypothèse justifiée si l'on regarde l'atmosphère dans son intégralité avec une température constante uniforme T_0 :

$$\rho = \rho_s \exp(-z/D). \quad (\text{A.5})$$

Et imposant par ailleurs des flux de chaleur nuls aux 2 bords (équateur et pôle), l'équilibre thermodynamique s'écrit :

$$-C_{pa}\rho_s k_s d_e \frac{\partial \theta_s}{\partial y^2} = Q_{swa}(y) - A - B\theta_s - r[F(y) + \lambda(\theta_s - \bar{T}_s)], \quad (\text{A.6})$$

où $d_e = dD/(d + D)$ est une échelle effective avec d l'échelle verticale des tourbillons atmosphériques.

A.2.2 L'équilibre dynamique

Sous l'action du vent de surface, l'océan se met en mouvement progressivement pour finalement tendre vers la solution équilibrée de *Sverdrup* indépendante de la profondeur. La majeure partie de cette circulation océanique est forcée par les vents zonaux, donc seuls ceux-ci sont considérés dans le modèle. Dans un modèle en moyenne zonale, les mouvements non-zonaux doivent être paramétrisés, et en particulier les mouvements transitoires (anticyclones, dépressions) des moyennes latitudes liés aux ondes de Rossby planétaires.

²La température potentielle augmente avec l'altitude en opposition à la température in-situ.

Aux moyennes latitudes la friction zonale ou *stress* de surface résulte de la convergence ($\tau > 0$) ou de la divergence ($\tau < 0$) des flux turbulents de quantité de mouvement intégrés verticalement (Starr, 1951) :

$$\tau = -\frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \overline{\rho u'v'} dz, \quad (\text{A.7})$$

Le problème revient maintenant à paramétriser les flux turbulents de quantité de mouvement. Pour cela, Green (1970) se base sur la théorie quasi-géostrophique. En l'absence de friction et de chauffage diabatique, la vorticité potentielle (VP) q' associée aux tourbillons atmosphériques est conservée dans une atmosphère quasi-géostrophique durant une advection horizontale :

$$q' = \zeta'_z + f + \frac{f}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho}{S} \theta' \right), \quad (\text{A.8})$$

où ζ'_z est la vorticité relative dans la direction verticale. Le flux méridien turbulent de VP en moyenne zonale s'écrit alors :

$$\overline{v'q'} = \overline{v'\zeta'_z} + f\overline{v'} + \frac{f}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho}{S} \overline{v'\theta'} \right) - \frac{\rho}{S} \overline{\left(\theta' \frac{\partial v'}{\partial z} \right)} \right], \quad (\text{A.9})$$

En supposant l'écoulement non-divergent horizontalement, on a $\overline{v'} = 0$ (puisque la vitesse dérive d'une fonction courant). De plus, en utilisant la géostrophie, la non-divergence horizontale, la première loi de la thermodynamique et l'équation des gaz parfaits on montre que le dernier terme du membre de droite est nul. Enfin, en utilisant la non-divergence horizontale, on montre facilement que $\overline{v'\zeta'_z} = -\partial_y \overline{u'v'}$. Tout cela nous mène à

$$\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} = -\overline{v'q'} + \frac{f}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho}{S} \overline{v'\theta'} \right), \quad (\text{A.10})$$

De la même manière que pour les flux turbulents de chaleur, Green (1970) fait l'hypothèse que la VP est diffusée par les tourbillons baroclines comme

$$\overline{v'q'} = -k \frac{\partial \overline{q}}{\partial y}, \quad (\text{A.11})$$

Noter que le terme vertical est nul comme pour la température potentielle, puisque celui-ci est négligeable devant la diffusion latérale (Green, 1970). De plus le coefficient de diffusion k est le même que pour le flux de chaleur : en effet Wiin-Nielsen et Sela (1971) ont calculé ce coefficient pour le flux de chaleur et de VP à partir de la combinaison de la théorie de

Green (1970) et des observations, et montrent que les coefficients de diffusion pour le flux de chaleur et de VP sont proches. La VP ambiante \bar{q} est

$$\bar{q} = f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{f}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho}{S} \bar{\theta} \right), \quad (\text{A.12})$$

Ainsi, l'accélération zonale induite par les tourbillons quasi-géostrophiques sur l'écoulement moyen est :

$$\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} = k \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{f}{S} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right), \quad (\text{A.13})$$

Alors que le premier terme du membre de droite a une faible variation verticale (\sim barotrope) et est plutôt dominant dans les basses latitudes, le second (terme de *stretching* barocline) a une forte variation verticale et prédomine aux moyennes latitudes. Green (1970) souligne que ces termes sont du même ordre de grandeur, mais de signes opposés, et le résultat est une petite divergence ou convergence nette des flux turbulents de quantité de mouvement dépendant de la latitude.

En supposant l'équilibre du vent thermique

$$\bar{u} = \bar{u}_s(y, t) - z \frac{g}{f\Theta} \frac{\partial \theta_s(y, t)}{\partial y}, \quad (\text{A.14})$$

où \bar{u}_s est le vent zonal de surface, et en utilisant une linéarisation de la tension zonale de vent en fonction du vent zonal de surface ($\tau = \rho_s \gamma \bar{u}_s$), puis en intégrant sur la verticale, Cessi (2000) aboutit à :

$$\tau - \frac{d_e k_s}{\gamma} \frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = -\frac{\rho_s k_s d_e}{d} \left[\beta d + \frac{f}{S} \left(\frac{\partial \theta_s}{\partial y} + L_\rho^2 \frac{\partial^3 \theta_s}{\partial y^3} \right) \right], \quad (\text{A.15})$$

avec L_ρ le rayon de déformation atmosphérique :

$$L_\rho = \left(\frac{d d_e g S}{f^2 \Theta} \right)^{1/2} \sim 650 \text{ km}. \quad (\text{A.16})$$

De plus Cessi (2000) impose une contrainte conservative sur la tension zonale de telle manière qu'il n'y ait pas de transport net de moment angulaire dans l'atmosphère, soit :

$$\int_0^{L_y} \tau dy = 0. \quad (\text{A.17})$$

Cette contrainte permet de déterminer l'échelle verticale de diffusion turbulente d (par une méthode itérative). Habituellement, le coefficient liant le stress de surface au vent ($= \rho_s \gamma$

ici) dépend du vent ou plus précisément d'une vitesse turbulente. Par souci de simplicité, Cessi (2000) choisit de le garder constant³. Cessi (2000) utilise une tension de vent nulle aux bords qui génère deux gyres supplémentaires proches des frontières. Néanmoins, afin d'assurer un flux nul de quantité de mouvement à travers les frontières, nous imposons $\partial_y \tau = 0$ à l'équateur et au pôle.

A.3 Le modèle océanique prognostique

L'étude se focalise sur l'interaction entre les vents zonaux de surface et la circulation forcée par ces vents qui est surtout intensifiée dans les 1000 premiers mètres, correspondant approximativement à la profondeur de la thermocline. Ainsi la composante barocline thermohaline forcée par les gradients de densité, prédominante sous la thermocline, est négligée. Le modèle est par conséquent plus adapté au Pacifique nord pour lequel la totalité du transport de chaleur vers le nord (~ 1 PW) est accompli par la circulation poussée par les vents.

Le modèle océanique représente une thermocline d'épaisseur constante qui est assimilée à une couche de mélange océanique forcée par le vent et les flux de chaleur de surface : la capacité thermique est donc beaucoup trop élevée et le temps d'ajustement de la SST à des changements dans les flux de surface est par conséquent largement surestimé ($C_{pw}\rho_w H/\lambda \approx 5.5$ ans pour les paramètres utilisés) par rapport à ce qui est observé (2 mois). La SST varie en fonction des flux de chaleur régnant à l'interface océan-atmosphère.

A.3.1 La conservation de la chaleur

La conservation de la chaleur, qui est une simple équation d'advection-diffusion nous permet de calculer la SST, en faisant l'hypothèse que le transport de chaleur par l'océan est seulement dû à la circulation forcée par le vent représentée par la fonction courant Ψ . La température océanique supposée homogène sur la verticale est déterminée en intégrant le budget de chaleur de la surface jusqu'à la profondeur où la circulation forcée par le vent

³voir aussi le paragraphe A.4 pour une brève description de l'influence de quelques paramétrisations de ce coefficient sur la circulation atmosphérique.

devient négligeable à $z = -H$:

$$C_{pw}\rho_w \left[H \frac{\partial T_s}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(T_s \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(T_s \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] = F(y) + \lambda(\theta_s - T_s) + C_{pw}\rho_w \nabla \cdot (K_h \nabla T_s). \quad (\text{A.18})$$

Les tourbillons océaniques sous-maïlles sont représentés à travers la simple paramétrisation traditionnelle *downgradient* de “Fick” avec un coefficient de diffusion isotrope K_h . Les flux de chaleur à la base de la thermocline sont supposés négligeables. Il n’y a pas de contribution de la circulation thermohaline, la salinité est supposée constante et uniforme dans le modèle, et il n’y a pas de glace. Nous imposons des flux de chaleur normaux nuls sur toutes les frontières latérales du bassin océanique.

A.3.2 L’équilibre dynamique

La dynamique nous permet de déterminer les vitesses horizontales dans le domaine via la fonction courant. L’équation d’équilibre dynamique est dérivée à partir de l’équation de conservation de VP à gravité réduite (ou équivalent barotrope) linéarisée pour un océan à une couche et demie (au repos sous la thermocline à la profondeur $H = -1000$ m). La linéarisation nous permet de supprimer facilement la variabilité intrinsèque, associée aux tourbillons méso-échelles, qui pourrait apparaître. La température n’a aucun impact sur la circulation : les anomalies de température sont alors passivement advectées et ne peuvent se propager comme des ondes planétaires de Rossby. Il n’y a pas de friction au fond. L’équilibre dynamique est donné par :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} - \beta R^2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{R^2}{\rho_w} \frac{\partial \tau}{\partial y} + A_{hx} \frac{\partial \Psi}{\partial x^2} + A_{hy} \frac{\partial \Psi}{\partial y^2}, \quad (\text{A.19})$$

où $c = \beta R^2$ est la vitesse des ondes de Rossby baroclines et R est le premier rayon interne de déformation de Rossby. Des valeurs faibles de diffusion et de viscosité sont utilisées dans le modèle ($K_h = A_{hy} = 200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) afin de rendre le système couplé oscillant. L’utilisation d’une forte viscosité dans la direction zonale ($A_{hx} = 2000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) est nécessaire à une correcte représentation de la couche limite de Stommel de bord ouest (d’épaisseur $\delta_s = A_{hx}/c \sim 100$ km). Néanmoins ces valeurs de diffusion ne sont pas en contradiction avec les observations de flotteurs lagrangiens qui ont montré une anisotropie

de la diffusion (Ollitrault et Colin de Verdière, 2002). Aux frontières latérales du domaine, nous imposons $\Psi = 0$.

A.4 Résumé

A partir des flux radiatifs prescrits au sommet de l'atmosphère Q_{swa} et à la surface de l'océan F , le modèle de Cessi (2000) calcule la température potentielle atmosphérique de surface θ_s , puis la tension du vent zonal de surface τ . Soumise à ce stress, la circulation océanique Ψ s'établit et advecte le champ de température T_s . Le modèle couplé est plutôt adapté aux moyennes latitudes puisqu'il est basé sur la dynamique quasi-géostrophique.

Nous devons aussi souligner que l'utilisation d'un modèle atmosphérique en moyenne zonale ne peut représenter les rétroactions air-mer reproduites dans des modèles plus réalistes (GCMs)⁴. La champ de validité d'un tel modèle reste donc très limité dans la modélisation du climat sur des échelles de temps au moins décennales. Néanmoins, il apparaît nécessaire de comprendre la réponse grande échelle du système climatique (vents de surface et circulation forcée par le vent) au forçage radiatif de base (insolation au sommet de l'atmosphère). Cela est une étape nécessaire et indispensable dans le but de mieux appréhender l'effet de processus plus compliqués (tourbillons transitoires atmosphériques, turbulence méso-échelle océanique, forçage stochastique, etc).

⁴voir la section A.7 pour une description de quelques réponses atmosphériques à une anomalie de SST rencontrées dans divers modèles.

Annexe B

Le modèle océanique

Les modèles géostrophiques planétaires (PG) sont des outils efficaces et simples conceptuellement pour étudier la circulation grande échelle (Samelson et Vallis, 1997). Ils sont valides pour des échelles spatiales plus grandes que le rayon de déformation, et pour des échelles de temps advectives grande échelle. Ils diffèrent des équations primitives dans leur négligence des termes de dérivée temporelle et d'advection non linéaire dans les équations du mouvement. Il en résulte ainsi des équations diagnostiques pour les champs de vitesse. La paramétrisation de la dissipation (induite par la turbulence) aux frontières latérales introduit des couches limites de petites échelles dont l'influence est d'ordre 1 sur la solution (Huck et al., 1999b). La dynamique présente dans ce type de modèle n'est plus appropriée lorsque l'on se rapproche de l'équateur ($< 2^\circ\text{N}$).

Le modèle océanique utilisé a été développé et validé par Thierry Huck. Afin de bien isoler les effets de la température et de la salinité sur le champ de densité, nous avons choisi d'utiliser une équation d'état linéaire. Cependant Capotondi et Holland (1997) ont indiqué que les non-linéarités doivent être importantes dans les hautes latitudes où la température est très basse, et l'utilisation d'une équation d'état linéaire devrait surestimer l'effet de la température sur le champ de densité dans les hautes latitudes. Il n'y a pas de friction au fond, et une condition de non-glissement est imposée aux frontières latérales. La procédure de convection assure la stabilité statique de la colonne fluide. Les équations du modèle sont les suivantes :

$$f\mathbf{k}\times\mathbf{u} = \frac{1}{\rho_0}\nabla_H p + D_h, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial p}{\partial z}\mathbf{k} = -\rho g\mathbf{k}, \quad (\text{B.2})$$

$$\nabla\cdot\mathbf{u} = 0, \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{u}\cdot\nabla T + \nabla\cdot(K_H\nabla_H T) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K_V\frac{\partial T}{\partial z}\right) + H(z)F_T + C_T, \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\mathbf{u}\cdot\nabla S + \nabla\cdot(K_H\nabla_H S) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K_V\frac{\partial S}{\partial z}\right) + H(z)F_S + C_S, \quad (\text{B.5})$$

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T + \beta S), \quad (\text{B.6})$$

où \mathbf{u} , p , ρ , T et S sont respectivement les champs de vitesse, pression, densité, température, salinité, K_H est le coefficient de diffusion horizontale identique pour la température et la salinité. Le mélange vertical est paramétrisé à travers le coefficient K_V identique pour la température et la salinité. \mathbf{k} est le vecteur unitaire dans la direction verticale (parallèle et dans le même sens que le vecteur de rotation locale terrestre). F_T et F_S sont le forçage de surface pour la température et la salinité respectivement ($H(z)$ est la fonction de Heaviside, elle vaut 1 dans la couche de surface et est nulle partout ailleurs). C_T et C_S sont respectivement les changements de température et de salinité dû à l'ajustement convectif. Un toit rigide est pris à la surface. $D_h = \nabla_h A_H \nabla_h \mathbf{u}$ est la dissipation horizontale de quantité de mouvement, A_H est le coefficient de viscosité horizontale (isotrope). La densité de référence est ρ_0 (1023 kg m⁻³), α est le coefficient d'expansion thermique, β est le coefficient d'expansion halin.

Les équations sont écrites pour une grille B sphérique. La géométrie du domaine est idéalisée, à fond plat, l'extension en longitude est 64°, l'extension en latitude varie selon les simulations. On utilise une basse résolution de 28×32 sur l'horizontale (i.e 2° lat×2° long) pour les expériences uniquement océanique (chapitre II) et une résolution un peu plus élevée (36×32) en mode couplé (chapitre III) à cause de l'extension plus grande du domaine (0-77°N). La profondeur totale du bassin est 4500 m, il y a 15 niveaux sur la verticale dont l'épaisseur augmente de 50 m en surface jusqu'à 550 m au fond.

Résolution de la circulation barotrope

Les ondes barotropes sont filtrées par le modèle si bien que la résolution de la circulation

barotrope (ψ) forcée par le vent s'effectue de manière diagnostique : la dynamique est toujours en équilibre avec le forçage. Nous choisissons de résoudre une couche limite de Munk (plutôt que de Stommel), qui a une épaisseur (courant de bord ouest) de $(A_H/\beta)^{1/3}$.

$$\beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} - A_H \nabla^4 \Psi = \frac{\nabla \times \tau}{f} \quad (\text{B.7})$$

La condition aux limites est $\Psi = 0$ aux bords dans le cas où il n'y a pas de canal périodique.

Courant Antarctique Circumpolaire

L'implémentation du courant Antarctique dans le modèle nécessite de calculer la valeur de Ψ sur le bord sud du bassin. Dans ce cas la solution totale s'écrit $\Psi = \Psi_0 + \mu \Psi_1$, où Ψ_0 est calculé avec un forçage non nul et $\Psi = 0$ aux bords et Ψ_1 est calculé avec un forçage de vent nul alors que $\Psi = 1$ au bord sud. Ainsi la valeur de Ψ au bord sud est μ qui est calculé par intégration de l'équation de quantité de mouvement zonale sur le bord sud :

$$\mu = \frac{\frac{1}{A_H} \oint \frac{\tau_x}{\rho_0} dx - \oint \frac{\partial^3 \Psi_0}{\partial y^3} dx}{\oint \frac{\partial^3 \Psi_1}{\partial y^3} dx} \quad (\text{B.8})$$

En réalité, le courant Antarctique est équilibré par la friction au fond et contraint par la topographie (passage de *Drake* en particulier qui permet un transport net de masse vers le nord). Ici, il n'y a ni friction au fond, ni topographie, et c'est la dissipation latérale qui équilibre le débit du courant Antarctique. La résolution peut se faire de manière itérative par la méthode SOR (Successive Over Relaxation) ou de manière plus directe par la méthode du gradient conjugué.

Annexe C

Description et validation du modèle atmosphérique

C.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons le modèle atmosphérique troposphérique aux équations primitives qui a été développé en majeure partie par Alain Colin de Verdière. Les équations du mouvement, le schéma radiatif solaire et infrarouge, et l'ajustement convectif sec et humide sont brièvement décrits. La paramétrisation des flux turbulents de quantité de mouvement s'appuyant principalement sur les travaux de Green (1970) et Vallis (1982) est détaillée. Différentes simulations de contrôle en atmosphère sèche et humide sont également présentées.

C.2 Description du modèle

Le modèle résout les équations primitives en coordonnées sphériques et isobariques normalisées σ . Il y a 20 niveaux sur la verticale du sol à la tropopause. En surface, il n'y a pas de topographie, l'atmosphère est forcée par une SST fixe ou variant saisonnièrement, et les flux de surface (chaleur, humidité, quantité de mouvement) sont calculés indépendamment du type de surface (mer ou terre). Le tableau C.1 montre la définition de quelques variables et paramètres apparaissant dans le texte

a	rayon terrestre
ϕ	latitude
y, y'	$a \sin \phi, y/a$
σ	coordonnée verticale $-H_0 \ln p/p_s$
σ_T	altitude de la tropopause ($= 1.7H_0$) en coordonnées σ
u, v	vitesse zonale et méridienne dans le repère (y, σ)
g_0	accélération de la gravité à la surface terrestre
Φ	$d\Phi = g_0 dz$ géopotential (pression dynamique)
T_0	température de Boussinesq
R	constante des gaz parfaits
H_0	RT_0/g_0 hauteur d'échelle
p	pression
p_s	pression atmosphérique de surface
f	paramètre de Coriolis
β	$1/a \partial f / \partial \phi$
Θ	température potentielle (K)
T	Température in situ ($^{\circ}\text{C}$)
q	humidité spécifique (kg de vapeur d'eau par kg d'air sec)
ρ_0	densité de l'air en surface
Ω	taux de rotation terrestre
$\dot{\sigma}$	$D\sigma/Dt$ vitesse verticale
C_{pa}	capacité calorifique atmosphérique
ρ_s	densité atmosphérique de surface
c_{drag}	coefficient de frottement en surface
a_h, a_v	viscosité horizontale et verticale
k_h, k_v	diffusion horizontale et verticale (traceurs T et q)

TAB. C.1 – Symboles utilisés dans les équations du modèle atmosphérique.

C.2.1 Equations du mouvement

Ce modèle atmosphérique est destiné à être utilisé pour étudier la variabilité du climat sur des échelles de temps supérieures à la décennie. Aussi nous filtrons les ondes de

gravité (rapides) atmosphériques connues sous le nom d'*ondes de Lamb*. L'amplitude de ces ondes est maximale près de la surface et diminue avec la pression. Ces ondes de gravité peuvent être filtrées simplement en prenant la vitesse verticale ω nulle à la limite inférieure ($\omega = dp/dt = 0$). Pour plus de simplicité, nous considérons que la pression de surface est constante dans l'espace, nous avons alors une relation simple liant le gradient de pression en coordonnée z au gradient de géopotential en coordonnée *sigma* :

$$-\frac{1}{\rho}\nabla_h p|_z = -\nabla_h \Phi|_\sigma. \quad (\text{C.1})$$

La condition d'équilibre hydrostatique fournit une excellente approximation de la dépendance verticale du champ de pression dans l'atmosphère réelle. La masse relative d'humidité est négligeable devant celle de l'air sec. Uniquement pour des systèmes de petites échelles, comme par exemple les tornades, cette approximation n'est plus valable. En coordonnées sphériques et sigma, les équations du mouvement prennent la forme :

$$\frac{Du}{Dt} = fv + \frac{uv \tan \phi}{a} - \nabla_h \overline{u'v'} + a_v \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + b_h \nabla_h^4 u, \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu - \frac{u^2 \tan \phi}{a} - \nabla_h \Phi + a_v \frac{\partial^2 v}{\partial \sigma^2} + b_h \nabla_h^4 v, \quad (\text{C.3})$$

$$0 = \nabla_h(v - \langle v \rangle) + e^{(\sigma/H_0)} \frac{\partial}{\partial \sigma} (e^{-(\sigma/H_0)} \dot{\sigma}), \quad (\text{C.4})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = g_0 \frac{T}{T_0}, \quad (\text{C.5})$$

$$\frac{DT}{Dt} = \nabla_h k_h \nabla_h T + \frac{\partial}{\partial \sigma} k_v \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{e^{\sigma/H_0}}{\rho_s C_{pa}} \frac{dF}{d\sigma} + Q_h + C_T, \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{Dq}{Dt} = \nabla_h k_h \nabla_h q + \frac{\partial}{\partial \sigma} k_v \frac{\partial q}{\partial \sigma} + C_q, \quad (\text{C.7})$$

avec les opérateurs définis comme :

$$\begin{aligned} \nabla_h(\dots) &= \frac{\partial(1-y^2)\dots}{\partial y}, \\ \langle X \rangle &= \frac{1}{\sigma_T} \int_0^{\sigma_T} X e^{-(\sigma/H_0)} d\sigma, \\ \frac{D(\dots)}{Dt} &= \frac{\partial(\dots)}{\partial t} + \nabla_h(\dots \langle v \rangle) + e^{\sigma/H_0} J(\dots, \Psi), \\ J(A, \Psi) &= \partial_y(A \partial_\sigma \Psi) - \partial_\sigma(A \partial_y \Psi). \end{aligned}$$

Les équations C.2 et C.3 sont respectivement les équations de conservation de quantité de mouvement dans la direction zonale et méridienne. L'équation C.4 est l'équation

de continuité ou de divergence. Dans la direction verticale, l'équilibre hydrostatique est une bonne approximation de l'atmosphère réelle (C.5). Les évolutions temporelles de la température et de l'humidité sont respectivement données par les équations C.6 et C.7. Le forçage radiatif n'est pas inclus dans les conditions aux limites, mais introduit directement dans les équations où F est égal à la somme du forçage solaire et du forçage infrarouge ondes-longues. Les conditions aux limites à la tropopause et en surface sont les suivantes :

- Au sommet de la troposphère ($\sigma = \sigma_T$) :

$$a_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} = 0; a_v \frac{\partial v}{\partial \sigma} = 0; k_v \frac{\partial T}{\partial \sigma} = 0; k_v \frac{\partial q}{\partial \sigma} = 0; \dot{\sigma} = 0. \quad (\text{C.8})$$

- En surface ($\sigma = 0$) :

$$a_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} = -\frac{\tau_s^x}{c_{drag}}; a_v \frac{\partial v}{\partial \sigma} = -\frac{\tau_s^y}{c_{drag}}; k_v \frac{\partial T}{\partial \sigma} = \frac{Q_{sens}}{\rho_s C_{pa}}; k_v \frac{\partial q}{\partial \sigma} = \mathcal{E} - \mathcal{P}; \dot{\sigma} = 0. \quad (\text{C.9})$$

A partir de l'équation de divergence C.4, une fonction courant Ψ est alors introduite :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \sigma} = (1 - y^2)^{1/2} e^{-(\sigma/H_0)} (v - \langle v \rangle), \quad (\text{C.10})$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} = -e^{-(\sigma/H_0)} \dot{\sigma}, \quad (\text{C.11})$$

où :

- $\tau_s^x = \rho_s c_{drag} u_{tt} u_s$ est la tension zonale de vent de surface¹, u_{tt} est une vitesse turbulente constante de surface, u_s est le vent zonal de surface ;
- $\tau_s^y = \rho_s c_{drag} u_{tt} v_s$ est la tension méridienne de vent de surface, v_s est le vent méridien de surface ;
- $Q_{sens} = \rho_s u_{tt} c_h (\overline{T_s^x} - T_a)$ est le flux de chaleur sensible où T_a est la température atmosphérique de surface, et $\overline{T_s^x}$ est la SST en moyenne zonale. c_h est le nombre de Stanton. •
- $\mathcal{E} = \rho_s u_{tt} c_e [q_{sat}(\overline{T_s}) - q_s]$ est le taux d'évaporation où $q_{sat}(\overline{T_s})$ est l'humidité spécifique de saturation à la température de surface de la mer, et q_s est l'humidité spécifique de surface dans l'atmosphère. c_e est le nombre de Dalton ;
- \mathcal{P} est le taux de précipitation qui est fournie par l'ajustement convectif humide décrit dans le paragraphe C.2.3.

¹Comme le modèle ne résout pas la turbulence, nous la paramétrisons simplement en fixant une vitesse turbulente u_{tt} qui est plus grande que la vitesse du vent de surface.

C.2.2 Forçage radiatif

Le chauffage radiatif solaire et infrarouge constitue le forçage de base du système climatique. Dans l'atmosphère réelle, l'absorption du rayonnement solaire et infrarouge est accompli par les constituants gazeux qui représentent une petite fraction de la masse totale de l'atmosphère. L'absorption est efficace aux fréquences correspondant à l'énergie de transition des gaz atmosphériques. Il y a donc des bandes spectrales d'absorption correspondant aux fréquences de transition de ces différents gaz (par ordre décroissant de pouvoir d'absorption : H₂O, CO₂, O₃, CH₄, N₂O, et beaucoup d'autres). Dans cette étude, nous utilisons une expression très simplifiée du forçage radiatif : la loi de *Lambert-Bouguet-Beer*. Cette loi stipule que l'absorption dans une couche d'épaisseur dz est proportionnelle au flux radiatif fois la masse de la couche. En faisant l'approximation $p_s \approx p_0 = \rho_0 RT_0$, la loi en coordonnées σ s'écrit :

$$\frac{dF}{d\sigma} = -k_{abs} \exp(-\sigma/H_0)F. \quad (\text{C.12})$$

Le coefficient k_{abs} dépend de la pression et de la température. Le forçage radiatif est décomposé en une composante vers le haut (F^\uparrow) et une vers le bas (F^\downarrow). L'atmosphère est très transparente au rayonnement solaire, et très opaque aux radiations infrarouges. La vapeur d'eau est le plus important absorbeur de rayonnement infrarouge. Pour représenter l'effet de l'humidité sur l'absorption des ondes longues, la formulation empirique de Saravanan et McWilliams (1995) du coefficient d'absorption ondes longues est adoptée : $k_{lw} = 2.5 + 600q$, le premier nombre représente l'absorption par le CO₂ (et détermine l'équilibre radiatif dans les hautes latitudes, là où l'humidité est faible), le deuxième nombre détermine l'intensité du minimum tropical des radiations infrarouges émises vers l'espace au sommet de l'atmosphère.

Le calcul de la radiation solaire (ondes courtes) s'effectue à travers la relation suivante :

$$\frac{dF_{sw}}{d\sigma} = -k_{sw} \exp(-\sigma/H_0)F_{sw} \text{ avec } k_{sw} = 0.2 \text{ m}^{-1}. \quad (\text{C.13})$$

Pour la radiation infrarouge, nous rajoutons simplement la ré-émission interne sous forme d'ondes longues en γT^4 (loi de *Stefan-Boltzman*, $\gamma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$) :

$$\frac{dF_{lw}}{d\sigma} = -k_{lw} \exp(-\sigma/H_0)(F_{lw} - \gamma T^4). \quad (\text{C.14})$$

C.2.3 Convection et paramétrisation des nuages

Les nuages affectent le transfert radiatif et les mouvements convectifs associés produisent des flux importants de masse, de chaleur et d'humidité. Les phénomènes qui ont lieu à des échelles sous mailles, tels que la convection, la turbulence, déclenchés par des colonnes d'air instables peuvent exercer une influence significative sur les grandes échelles qui sont explicitement simulées à travers le transport de chaleur, d'humidité, et de quantité de mouvement, et par conséquent ne peuvent pas être négligés. Dans les modèles climatiques, trois effets importants sont associés à la formation des nuages : (1) la condensation de vapeur d'eau, la libération de chaleur latente associée et la pluie, (2) les transports verticaux de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement par les mouvements associés aux nuages, (3) l'interaction des particules constituant les nuages avec le forçage radiatif. Les modèles climatiques doivent traiter chacun de ces effets de manière consistante. Deux types de nuages sont habituellement paramétrisés dans les modèles climatiques : les nuages convectifs et les nuages de supersaturation grande échelle qui surviennent lorsque l'humidité excède l'humidité spécifique de saturation. Les nuages convectifs sont associés avec l'ascendance de parcelles d'air saturées dans un environnement instable. La plus simple paramétrisation de la convection est l'ajustement convectif adiabatique humide de Manabe et al. (1965). Si le gradient de température ($\Gamma = -dT/dz$) excède le gradient adiabatique humide critique Γ_s (ou sec suivant les simulations, Γ_d), l'humidité et la chaleur sont réajustées sur la verticale de telle manière que l'air dans chaque couche soit saturé, le gradient de température est égal à Γ_s et l'énergie est conservée. L'excédent d'humidité est converti en précipitation, mais il n'y a pas de transport de quantité de mouvement. En réalité la convection survient à des échelles spatiales qui sont généralement en-dessous de la résolution des modèles atmosphériques, c'est pourquoi la convection dans la paramétrisation de Manabe et al. (1965) a lieu seulement sur une fraction de la maille.

Il existe aussi des schémas pénétratifs dans lesquels la convection est exercée dans les niveaux adjacents aux couches instables. D'autres schémas de complexité élevée tiennent compte de la convergence grande échelle de l'humidité induite par la convection (Kuo, 1974). Par souci de simplicité nous emploierons par la suite le schéma de Manabe et al. (1965) qui a été utilisé également dans le modèle du GDFL.

Nous décrivons ci-après le traitement simplifié de la condensation stable grande échelle, de la convection sèche et humide. La technique consiste, en chaque point de grille, à examiner les erreurs liées à la sursaturation et à l'adiabaticité pour les profils verticaux de température et d'humidité. Les champs de température T et d'humidité q sont ajustés respectivement par les incréments δT et δq vers un état neutre en accord avec les procédures suivantes :

Cas A : Ajustement sec, $q < q_s$

$$A_1 : \Gamma \leq \Gamma_d, \textit{Stable}, \delta T = \delta q = 0$$

$$A_2 : \Gamma > \Gamma_d, \textit{Instable}, \delta T \neq 0, \delta q = 0$$

Dans le cas A_2 , pour une couche présentant un $\Gamma > \Gamma_d$, le profil vertical de température est ajusté vers le profil neutre $\Gamma_d = g/C_p$, au cours de cette transformation, l'énergie potentielle totale (chaleur) est conservée :

$$\int_{z_B}^{z_T} C_{pa} \delta T \rho dz = \frac{C_{pa}}{g_0} \int_{p_T}^{p_B} \delta T dp, \quad (\text{C.15})$$

où les indices B et T représentent le bas (bottom) et le sommet (top) de la couche instable. Le processus physique impliqué ici est que la convection sèche se développe lorsque Γ excède Γ_d ; la convection a alors pour effet de transporter de la chaleur vers le haut jusqu'à ce qu'un gradient neutre soit établi. Ainsi, l'énergie potentielle est convertie en énergie cinétique, laquelle finalement, est éventuellement dissipée sous forme de chaleur. Le résultat final est la redistribution de température avec la conservation de l'énergie totale.

Si $\Gamma < \Gamma_d$, le système est stable. Dans ce cas plus la différence $\Gamma_d - \Gamma$ est grande, plus la force de rappel pour un déplacement donné est importante, et plus la stabilité est forte. Les couches d'air qui présentent des $\Gamma < 0$ (la température augmente avec l'altitude) sont appelées des inversions. Il est clair que ces couches sont marquées par une très forte stabilité statique. La condition $\Gamma = \Gamma_d$ correspond à une stabilité neutre. Lorsque des parcelles d'air non saturées se déplacent verticalement, elles se réchauffent (ou se refroidissent) à exactement le même taux que l'air environnant, et ne rencontrent aucune force de rappel.

Si $\Gamma > \Gamma_d$, le système est instable. Si on déplace une parcelle d'air vers le haut (vers le bas), alors la température de la parcelle sera plus grande (plus petite) que la température de l'air environnant et donc la parcelle poursuivra son ascendance (sa subsidence). Généralement, de telles situations instables ne persistent pas dans l'atmosphère, puisque l'instabilité est éliminée par un puissant mélange vertical.

Cas B : Ajustement humide : $q \geq q_s$

Cas B_1 : $\Gamma < \Gamma_s$, $q > q_s$, *Stable*, Condensation de grande échelle.

Dans ce cas, Γ est plus petit que le gradient adiabatique humide de saturation Γ_s ² qui est donné par :

$$\Gamma_s = -\frac{dT}{dz} = \frac{\Gamma_d}{1 + (L_v/C_{pa})(dq_s/dT)}.$$

Ainsi n'importe quel excès d'humidité devrait être condensé isobariquement accompagné d'un réchauffement de l'air par le chauffage latent. L'ajustement de la température et de l'humidité spécifique (incrément δT et δq) doit amener l'air vers un état saturé en accord avec les équations :

$$\begin{cases} -L\delta q = C_{pa}\delta T, \\ q + \delta q = q_s(T + \delta T, p). \end{cases} \quad (\text{C.16})$$

Ce système qui est implicite puisque q_s est fonction de T et p , peut être résolu de manière numérique en utilisant une méthode itérative.

Cas B_2 : $\Gamma \geq \Gamma_s$, $q \geq q_s$, *Instable*, Convection humide

Dans ce cas, la colonne d'air est instable et la convection humide avec condensation prend place. Ici la chaleur latente de condensation est distribuée sur toute la couche instable, de telle manière que dans l'état final, la colonne d'air soit neutre ($\Gamma = \Gamma_s$). Comme auparavant, l'air est juste saturé à chaque niveau, $q + \delta q = q_s(T + \delta T, p)$, et toute la chaleur latente libérée par condensation est utilisée pour chauffer l'air de la couche

²ou pseudo-adiabatique puisque de la matière est continuellement enlevée au système lors du processus de précipitation.

instable (mais pas niveau par niveau) :

$$\int_{p_T}^{p_B} C_{pa} \delta T dp = - \int_{p_T}^{p_B} L \delta q dp. \quad (\text{C.17})$$

Ce système implicite doit être résolu de manière numérique par itérations successives pour évaluer correctement les incréments de température et d'humidité spécifique à chaque niveau.

En résumé, la procédure d'ajustement convectif prédit premièrement l'humidité spécifique et la température en excluant la condensation, puis ajuste la température et l'humidité en accord avec la première loi de la thermodynamique pour éliminer les gradients adiabatiques surcritiques et la sursaturation. Dans les cas condensés la précipitation est donnée par l'intégrale :

$$\mathcal{P} = - \int_0^{\infty} \delta q \rho dz = - \frac{1}{g_0} \int_0^{p_0} \delta q dp. \quad (\text{C.18})$$

Nous avons fait l'hypothèse que toute l'eau liquide formée lors de la condensation précipite, comme dans Saravanan et McWilliams (1995), et nous avons négligé la formation de neige.

Dans les régions de subsidence, il n'y a pas de problème de stabilité car généralement l'humidité relative augmente lorsque l'altitude diminue. Dans les régions d'ascendance, cependant, la part de vapeur d'eau qui peut être retenue diminue. En conséquence, la parcelle d'air acquiert plus de flottabilité à cause du chauffage latent induit par le processus de condensation très important dans ces régions.

C.3 Paramétrisation des tourbillons grande échelle

C.3.1 Introduction

Les modèles bidimensionnels (latitude-altitude) sont utilisés pour simuler la structure zonale de l'atmosphère, en particulier la circulation moyenne et son influence sur le champ de température et d'humidité. Dans ce type de modèle les variations longitudinales ne sont pas résolues, et les tourbillons (non-zonaux) de grandes échelles doivent donc être paramétrisés.

C.3.2 Conservation du moment angulaire

Le moment angulaire est un paramètre fondamental qui caractérise la circulation générale de l'atmosphère et du climat puisque c'est la quantité qui est conservée dans un système clos en rotation. On considère un écoulement sans diffusion et sans forçage pour obtenir l'équation quasi-géostrophique de conservation de la vorticité potentielle dans un modèle en moyenne zonale. L'équation de conservation de quantité de mouvement en coordonnées sphériques (λ, ϕ, z) dans la direction zonale s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \phi} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{uv \tan \phi}{a} - fv = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \quad (\text{C.19})$$

Cette équation peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a \cos \phi} \frac{\partial(u \cos \phi)}{\partial \phi} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}. \quad (\text{C.20})$$

La vorticité relative ζ_z dans la direction verticale est :

$$\zeta_z = \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial(u \cos \phi)}{\partial \phi} \right),$$

et dans la direction méridienne :

$$\zeta_\phi = \frac{\partial u}{\partial z}.$$

Ainsi l'équation C.20 devient en fonction de la vorticité :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - (\zeta_z + f)v + w\zeta_\phi = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\Phi + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_h|^2 \right).$$

On prend la moyenne zonale définie comme :

$$\overline{X} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X d\lambda.$$

Sans forçage on a :

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} - \overline{\zeta_z v} - f\overline{v} + \overline{w\zeta_\phi} = 0. \quad (\text{C.21})$$

En posant $\mathbf{u} = \overline{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$, $\zeta_z = \overline{\zeta_z} + \zeta'_z$, où les primes dénotent la différence par rapport à la moyenne zonale, on montre que $\overline{\zeta_z v} = \overline{\zeta_z} \overline{v} + \overline{\zeta'_z v'}$, $\overline{u w} = \overline{u} \overline{w} + \overline{u' w'}$. Ainsi la moyenne zonale de l'équation C.21 devient :

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} - (\overline{\zeta_z} + f)\overline{v} + \overline{w\zeta_\phi} = \overline{v' \zeta'_z} - \overline{w' \zeta'_\phi}. \quad (\text{C.22})$$

Pour un écoulement non-divergent horizontalement :

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (v' \cos \phi)}{\partial \phi} = 0$$

alors on peut montrer que

$$\boxed{v' \zeta'_z = -\frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial u' v' \cos^2 \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{v'^2 - u'^2}{2} \right)}. \quad (\text{C.23})$$

On réécrit l'équation C.19 en terme de moment angulaire qui est défini comme :

$$m = ua \cos \phi + \Omega a^2 \cos^2 \phi$$

On multiplie par $a \cos \phi$ l'équation C.19 sans considérer le forçage :

$$a \cos \phi \left(\frac{Du}{Dt} - \frac{uv \tan \phi}{a} - fv \right) = -\frac{\partial \phi}{\partial \lambda},$$

où

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \phi} + w \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (\text{C.24})$$

On obtient

$$\frac{Dua \cos \phi}{Dt} - ua \frac{D \cos \phi}{Dt} - uv \sin \phi - 2a\Omega \sin \phi \cos \phi = -\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}.$$

Comme $D\phi/Dt = v/a$, on a

$$\frac{Dua \cos \phi}{Dt} + uva \sin \phi - uva \sin \phi + \frac{D\Omega a^2 \cos^2 \phi}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}.$$

ce qui donne

$$\boxed{\frac{Dm}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}} \quad (\text{C.25})$$

Le taux de changement de moment angulaire par unité de volume est égal à la somme de tous les couples agissant sur lui :

$$\frac{Dm}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + F_\lambda a \cos \phi + \text{autres couples externes}$$

Pour l'atmosphère, seulement les deux premiers termes du membre de droite sont importants : couples de pression et de friction, respectivement. La quantité qui est conservée est :

$$\boxed{M = \int_0^H \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \underbrace{m \cos \phi}_{d_{vol}} d\lambda d\phi dz} \quad (\text{C.26})$$

Sans les termes d'advection verticale supposés faibles devant l'advection horizontale, l'équation de conservation du moment angulaire en moyenne zonale peut se réécrire :

$$\frac{\partial \bar{m} \cos \phi}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{m} \bar{v} \cos \phi}{\partial \phi} = 0.$$

En posant $m = \bar{m} + m'$, $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$, où la barre est la moyenne zonale et les primes la différence par rapport à cette moyenne, on a alors, en utilisant C.23 :

$$\frac{\partial \bar{m} \cos \phi}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{m} \bar{v} \cos \phi}{\partial \phi} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \overline{m'v'} \cos \phi}{\partial \phi} = -\frac{\partial \overline{u'v'} \cos^2 \phi}{\partial \phi} = a \cos^2 \phi \overline{\zeta'_z v'}.$$

Pour assurer la conservation du moment angulaire associée à la circulation moyenne, on impose qu'à chaque niveau :

$$\boxed{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \overline{\zeta'_z v'} \cos^2 \phi \, d\phi = 0} \quad (\text{C.27})$$

C.3.3 Paramétrisation de Green (1970)

Le transport de chaleur et de quantité de mouvement aux moyennes latitudes est surtout assuré par les tourbillons atmosphériques de grande échelle, et nous devons donc paramétriser ces mécanismes turbulents dans le contexte d'atmosphère en moyenne zonale. Il est bien connu que les flux turbulents de moment angulaire d'ouest de grande échelle intégrés verticalement constituent le mécanisme primordial pour le maintien des vents zonaux de surface contre la friction de surface (Starr et White, 1951). Nous nous proposons donc d'utiliser la paramétrisation couramment utilisée de Green (1970) ("théorie de transfert") que nous allons décrire dans la section présente. Plusieurs auteurs ont utilisé cette paramétrisation dans les modèles d'atmosphères en moyenne zonale dépendant du temps (Vallis, 1982; White et Green, 1984), tandis que d'autres l'ont utilisé pour diagnostiquer les coefficients de transfert (coefficients de dissipation) à partir des observations (Wiin-Nielsen et Sela, 1971), ou à partir de modèles atmosphériques en moyenne zonale (White, 1977a). Nous faisons le calcul des flux turbulents de quantité de mouvement pour un modèle axisymétrique en coordonnées sigma et sphériques. Pour le calcul qui suit, on enlève les "primes" pour simplifier l'écriture.

L'équation de continuité en coordonnées σ est :

$$\nabla_h \cdot \mathbf{u} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\bar{\rho} \dot{\sigma}) = 0, \quad (\text{C.28})$$

où $\bar{\rho} = \rho_s \exp(-\sigma/H_0)$. On considère un fluide isentropique (pas de forçage, pas de friction), l'équation de conservation de la chaleur en coordonnées σ s'écrit alors :

$$\frac{D_h \Theta}{Dt} + \dot{\sigma} \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} = 0. \quad (\text{C.29})$$

Et on considère l'équilibre hydrostatique sur la verticale :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = \frac{RT}{H_0}, \quad (\text{C.30})$$

où $d\Phi = gdz$ est le géopotentiel.

En prenant le rotationnel de l'équation de conservation de quantité de mouvement horizontal et en utilisant l'équation C.28, on aboutit à une première forme de l'équation de conservation de la vorticité potentielle :

$$\frac{D_G}{Dt} (\zeta_z + f) = \frac{f}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\bar{\rho} \dot{\sigma}).$$

On élimine $\dot{\sigma}$ à travers l'équation C.29. En posant $\Theta = \bar{\Theta}(\sigma) + \Theta'(y, \sigma, t)$ puis en faisant l'hypothèse que les zones d'excursions de densité sont faibles ($\partial \Theta' / \partial \sigma \ll \partial \bar{\Theta} / \partial \sigma$), on obtient une expression pour la vitesse verticale $\dot{\sigma}$:

$$\dot{\sigma} = \frac{-1}{S} \frac{D_G \Theta'}{Dt},$$

où $S = \partial \bar{\Theta} / \partial \sigma$ représente la stabilité statique, par la suite on enlève les "primes" associés à la température potentielle. Nous obtenons alors la forme de la vorticité potentielle Q qui est conservée ($D_G Q / Dt = 0$) durant une advection *horizontale* (si la friction et le chauffage diabatique sont négligés) :

$$Q = \zeta_z + f + \frac{f}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\bar{\rho}}{S} \Theta \right).$$

Les flux de vorticité potentielle moyennés zonalement induits par les tourbillons quasi-géostrophiques s'écrivent :

$$\overline{vQ} = \overline{v(\zeta_z + f)} + \frac{f}{\bar{\rho}} \overline{v \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\bar{\rho}}{S} \Theta \right)}. \quad (\text{C.31})$$

Comme v dérive d'une fonction courant Ψ , alors $\bar{v} = 0$. Le dernier terme de l'équation C.31 peut alors se réécrire sous la forme :

$$\overline{v \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\bar{\rho}}{S} \Theta \right)} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\bar{\rho}}{S} \overline{v \Theta} \right) - \frac{\bar{\rho}}{S} \overline{\Theta \frac{\partial v}{\partial \sigma}}. \quad (\text{C.32})$$

Nous allons maintenant montrer que le dernier terme de cette équation vaut zéro. Tout d'abord l'approximation géostrophique nous montre comment la fonction courant est reliée au géopotentiel

$$-fv = -\frac{f}{a \cos \phi} \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda},$$

donc

$$\Psi = \Phi/f. \quad (\text{C.33})$$

Lors d'une transformation adiabatique, la première loi de la thermodynamique nous montre que la température potentielle est reliée à la température in situ comme :

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p},$$

et la pression en coordonnée sigma est :

$$p = p_s \exp \left(-\frac{\sigma}{H_0} \right).$$

En faisant l'approximation $p_s \approx p_0$, on aboutit à

$$\Theta = T \exp \left(\frac{\sigma R}{C_p H_0} \right). \quad (\text{C.34})$$

En utilisant les équations C.30, C.33 et C.34 on obtient une expression de la température potentielle en fonction de Ψ :

$$\Theta = \frac{f H_0}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial \sigma} \exp \left(\frac{\sigma R}{C_p H_0} \right).$$

Ainsi le dernier terme de l'équation C.32 se réécrit :

$$\begin{aligned} \overline{\Theta \frac{\partial v}{\partial \sigma}} &= \frac{f H_0}{R} \exp \left(\frac{\sigma R}{C_p H_0} \right) \overline{\frac{\partial \Psi}{\partial \sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda} \right)} \\ &= \frac{f H_0}{R} \exp \left(\frac{\sigma R}{C_p H_0} \right) \frac{1}{a \cos \phi} \overline{\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \sigma} \right)^2} \\ &= 0 \end{aligned}$$

Et l'équation C.31 devient :

$$\overline{vQ} = \overline{v\zeta_z} + \frac{f_0}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\bar{\rho}}{S} \overline{v\Theta} \right). \quad (\text{C.35})$$

Green (1970) a fait l'hypothèse qu'une loi diffusive pouvait être formulée pour le transport méridien des quantités qui se conservent dans une atmosphère quasi-géostrophique, telles que l'entropie (température potentielle) et la vorticité potentielle (VP). En coordonnées sphériques ces lois s'écrivent :

$$\begin{aligned}\overline{vQ} &= -\frac{K_{hq}}{a} \frac{\partial \overline{Q}}{\partial \phi} - K_{vq} \frac{\partial \overline{Q}}{\partial \sigma}, \\ \overline{v\Theta} &= -\frac{K_{h\Theta}}{a} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial \phi} - K_{v\Theta} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial \sigma}.\end{aligned}$$

La justification d'une telle approche est que le flux méridien turbulent d'entropie (de VP) est dû à l'existence de l'instabilité barocline, elle-même gouvernée par le gradient méridien de température (de VP). Dans des modèles en moyenne zonale, d'autres auteurs (Gentson et al., 1990; Stone et Yao, 1990) ont proposé une relation non-linéaire entre les transports turbulents de chaleur et le gradient méridien de température. Par souci de simplicité, nous choisissons la paramétrisation la plus simple des flux turbulents de chaleur (Green, 1970).

Nous faisons l'hypothèse que le terme lié au gradient vertical est négligeable par la suite. En incorporant ces expressions à l'équation C.35, on obtient une première expression pour la force dans la direction zonale induite par les tourbillons quasi-géostrophiques sur l'écoulement en moyenne zonale :

$$\mathcal{F}_\lambda = \overline{\rho v \zeta_z} = -\frac{\overline{\rho}}{a} K_{hq} \frac{\partial \overline{Q}}{\partial \phi} + \frac{f}{a} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\overline{\rho}}{S} K_{h\Theta} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial \phi} \right). \quad (\text{C.36})$$

Nous considérons ici un modèle axisymétrique, dans lequel les champs de vitesses sont déjà des champs en moyenne zonale ($\overline{\mathbf{u}} = \mathbf{u}$), ainsi l'expression de \overline{Q} est :

$$\overline{Q} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \overline{u} \cos \phi}{\partial \phi} + f + \frac{f}{\overline{\rho}} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\overline{\rho}}{S} \overline{\Theta} \right).$$

Et donc

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_\lambda &= -\overline{\rho} K_{hq} \left[\beta - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial \overline{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \right] \\ &\quad + \frac{f_0}{a} \left[\frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\overline{\rho}}{S} K_{h\Theta} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial \phi} \right) - K_{hq} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\overline{\rho}}{S} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial \phi} \right) \right]. \quad (\text{C.37})\end{aligned}$$

Noter que $f = f_0$ est constant ici dans le terme de *vortex stretching*, et que β varie avec la latitude³. Pour simplifier, on fait l'hypothèse que les coefficients de transfert de

³approximation du plan β en géométrie sphérique.

chaleur et de vorticité potentielle sont identiques, Wiin-Nielsen et Sela (1971) ont montré que ces coefficients étaient peu différents, et que les variables latitude et altitude sont séparables :

$$\begin{cases} K_{hq} = K_{h\Theta} = K_h, \\ K_h = g_1(\phi)g_2(\sigma). \end{cases}$$

où $g_2(\sigma)$ est une fonction de forme. L' quation C.37 devient alors :

$$\boxed{\mathcal{F}_\lambda = \frac{\bar{\rho}g_1(\phi)}{a} \left[-g_2(\sigma) \left[2\Omega \cos \phi - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \right] + \frac{f_0}{S} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \phi} \frac{\partial g_2(\sigma)}{\partial \sigma} \right]} \quad (\text{C.38})$$

Pour déterminer la partie verticale $g_2(\sigma)$ du coefficient de transfert K_h , nous utilisons la contrainte C.27 qui se traduit ici par :

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \mathcal{F}_\lambda \cos^2 \phi \, d\phi = 0.$$

Cette contrainte signifie que les tourbillons ne peuvent pas induire de moment angulaire net dans l'atmosphère (sinon l'air accélérerait ou freinerait la terre !). Ainsi en multipliant l'équation C.38 par $\cos^2 \phi$ et en intégrant de pôle à pôle :

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\rho}}{a} \left[-g_2(\sigma) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} g_1(\phi) \left(a\beta - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \right) a \cos^2 \phi \, d\phi \right. \\ \left. + \frac{dg_2(\sigma)}{d\sigma} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{f_0}{S} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \phi} g_1(\phi) a \cos^2 \phi \, d\phi \right] = 0. \quad (\text{C.39}) \end{aligned}$$

La contrainte sur $g_2(\sigma)$ s'écrit alors

$$\boxed{\frac{1}{g_2(\sigma)} \frac{dg_2(\sigma)}{d\sigma} = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} g_1(\phi) \left(a\beta - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \right) \cos^2 \phi \, d\phi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} g_1(\phi) \frac{f_0}{S} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \phi} \cos^2 \phi \, d\phi}} \quad (\text{C.40})$$

Pour déterminer la valeur en surface, on fait l'hypothèse que les coefficients de transfert intégrés verticalement dépendent uniquement des effets baroclines : $\overline{K_h}^\sigma = g_1(\phi)$, c'est à dire

$$\boxed{\frac{1}{\sigma_T} \int_0^{\sigma_T} g_2(\sigma) \, d\sigma = 1} \quad (\text{C.41})$$

En estimant le signe des intégrales dans l'expression ci-dessus, on est capable de prédire la variation verticale de g_2 . Le gradient de vorticité potentielle ambiante grande échelle est toujours positif puisque le nombre de Rossby grande échelle est très inférieur à l'unité

($\beta - u_{yy} > 0$), donc l'intégrale au numérateur est positive. Au dénominateur, la stabilité statique *sèche* est toujours positive ($S > 0$), et $f_0 \partial_\phi \bar{\Theta}$ est négatif, et l'intégrale correspondante est donc négative. Par conséquent, la dissipation décroît avec l'altitude. Nous remédierons à ce problème dans un prochain paragraphe.

Variation horizontale de K_h

Nous choisissons par la suite la variation horizontale de K_h (i.e. $g_1(\phi)$) proportionnelle au gradient méridien de température potentielle moyenné sur la verticale. Cela assure que le maximum de $g_1(\phi)$ soit dans les moyennes latitudes, dans les régions où l'activité barocline est maximale. Dans les basses latitudes, la circulation moyenne transporte assez de chaleur vers le nord pour que les gradients méridiens de température potentielle soient suffisamment faibles, et par conséquent $g_1(\phi)$ aussi. Wiin-Nielsen et Sela (1971) ont calculé les coefficients K_h liés aux flux turbulents de chaleur et de vortacité potentielle à partir de la combinaison des observations et de la théorie basée sur le travail de Green (1970). Ils en déduisent, pour chaque niveau de pression, un maximum aux moyennes latitudes et des valeurs plus basses à des latitudes plus élevées. Dans les tropiques, les observations ne donnent pas d'information à propos de ces coefficients. Par la suite, nous adoptons la formulation de Vallis (1982) :

$$g_1(\phi) = \frac{K_0}{a \cos \phi} \left| \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \phi} \right|. \quad (\text{C.42})$$

avec $K_0 = 4.8 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$, la valeur maximale de $g_1(\phi)$ est alors typiquement $2 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ aux moyennes latitudes en accord avec les observations de Peixoto et Oort (1992). Il est important de noter qu'actuellement, la connaissance des tourbillons grande échelle dans l'atmosphère reste incomplète, et il n'existe pas de paramétrisation idéale.

C.3.4 Implications pour la dynamique atmosphérique

En surface ...

Les résultats obtenus avec la paramétrisation de Green (1970) sont en bon accord avec les observations. Avec ou sans le cycle hydrologique, l'impact de cette paramétrisation par

rapport au cas où l'on utilisait la théorie diffusive (loi de “*Fick*”) a été qualitativement identique. C'est pourquoi nous présentons ici uniquement les résultats obtenus avec une atmosphère humide.

La figure C.1 montre les vents zonaux de surface et la tension de vent associée avec et sans la paramétrisation de Green (1970). Clairement, on remarque le puissant effet de cette paramétrisation dans l'intensification de la circulation en surface. L'importance des tourbillons atmosphériques de grande échelle, et leur aptitude à transporter du moment angulaire d'ouest (d'est) vers des latitudes où le vent d'ouest (d'est) augmente, ne fait alors aucun doute dans la maintenance des vents de surface. Les résultats sont en bon accord avec les observations en moyenne annuelle uniquement lorsque la paramétrisation de Green (1970) est utilisée : les alizés atteignent -4 m s^{-1} vers 10° de latitude, alors que les vents d'ouest atteignent 5 m s^{-1} vers 42° de latitude.

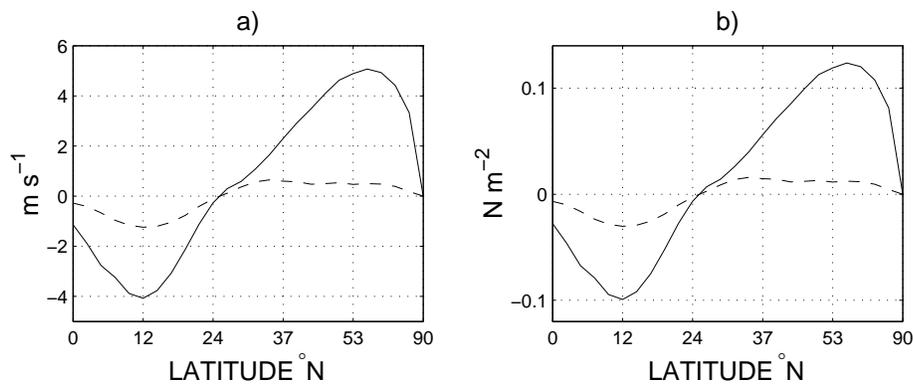


FIG. C.1 – a) Vents de surface avec la paramétrisation de Green (1970) (trait plein) et sans (traits pointillés), b) la tension du vent zonal de surface correspondante.

Intégrale verticale ...

L'équilibre des termes dans l'équation de conservation de quantité de mouvement intégrée verticalement est montré dans la figure C.2. Dans les basses latitudes, la circulation moyenne de Hadley n'est pas négligeable, tandis qu'aux moyennes latitudes l'accélération zonale due aux tourbillons de grande échelle est bien équilibrée avec le stress de surface.

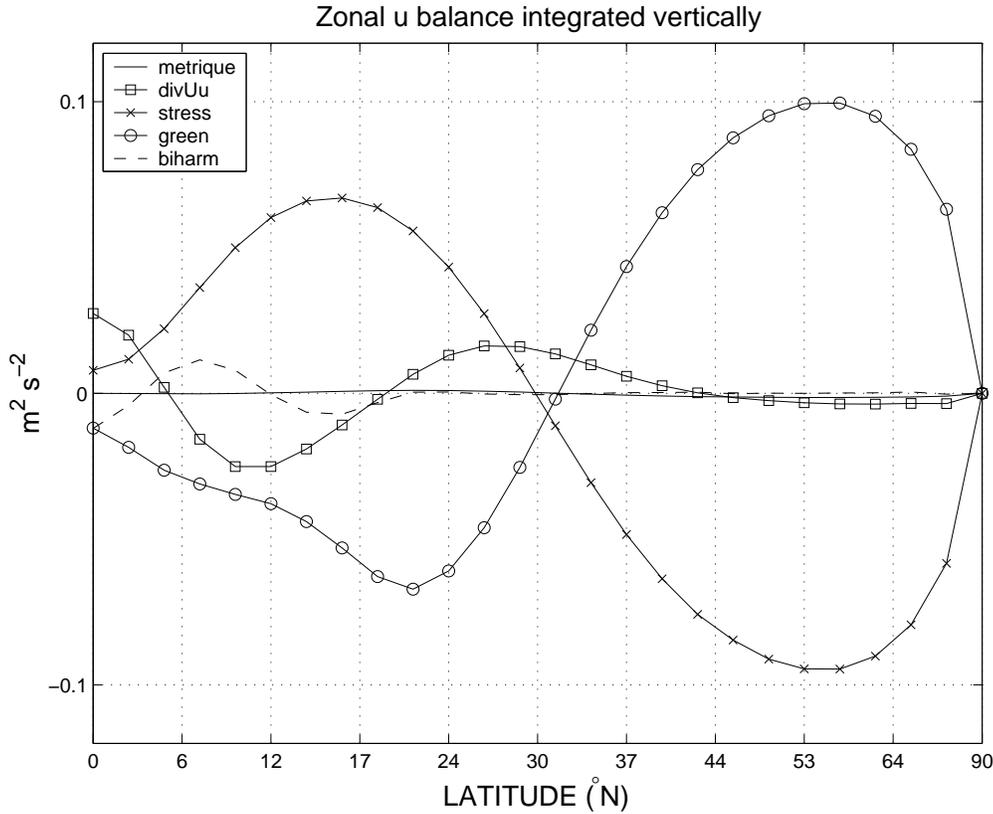


FIG. C.2 – Equilibre des termes de l'équation de conservation de quantité de mouvement zonal intégrés verticalement. Le terme métrique est $\int_0^{\sigma^T} \exp(-\sigma/H_0) uv \tan \phi/a d\sigma$, $divUu = \int_0^{\sigma^T} \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{U}) d\sigma$, $stress = -c_{drag} u_{tt} u_s$, $Green = \int_0^{\sigma^T} \exp(-\sigma/H_0) v' \zeta'_z d\sigma$, $biharm = \int_0^{\sigma^T} bih \nabla^4 U d\sigma$. Dans les moyennes latitudes, la paramétrisation de Green (1970) est cruciale : la tension zonale de vent de surface est bien équilibrée par le transport de quantité de mouvement induit les tourbillons atmosphériques de grande échelle.

La figure C.3 montre les termes de l'intégrale verticale de l'accélération zonale due aux tourbillons quasi-géostrophiques. Dans les moyennes latitudes, l'activité barocline importante (devant la circulation barotrope) est responsable des vents d'ouest de surface. On peut noter que le modèle n'a pas reproduit de vents d'est de surface dans les hautes latitudes. Dans les basses latitudes, la circulation moyenne domine (terme barotrope).

Distribution verticale

Nous avons vu que la paramétrisation de Green (1970) est très acceptable lorsque l'on s'intéresse à l'écoulement zonal de surface. Mais en altitude, une défaillance de première importance apparaît. En effet, les flux turbulents de quantité de mouvement sont inten-

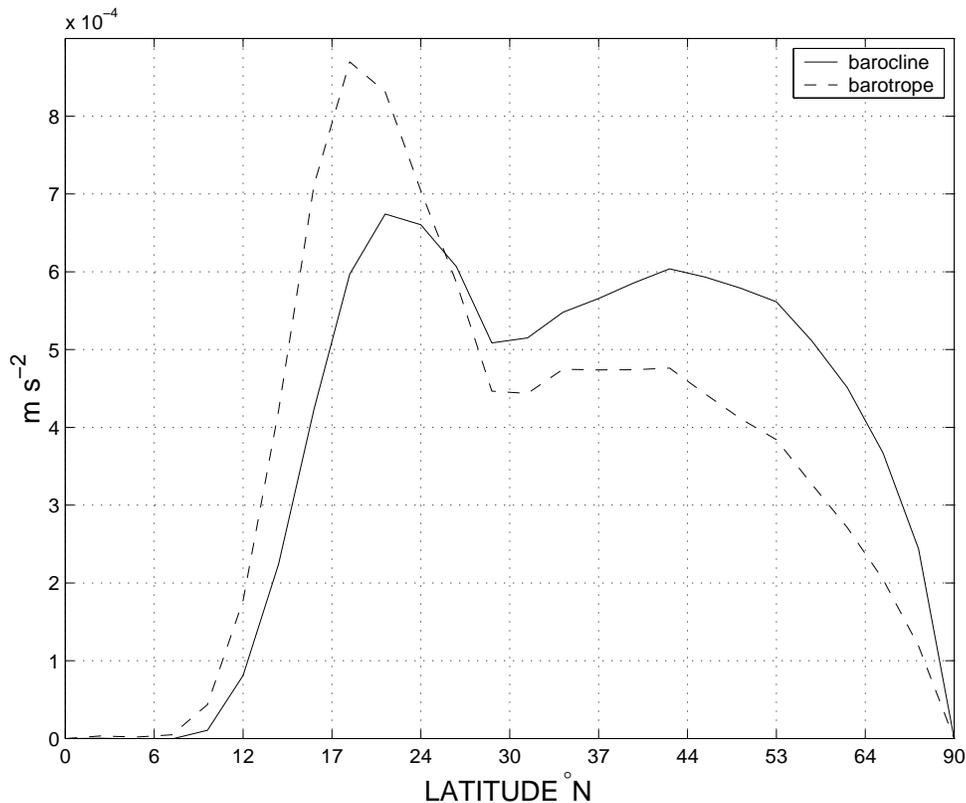


FIG. C.3 – Termes de l'accélération zonale due aux tourbillons de grande échelle intégrés verticalement. Le terme *barotrope* (faible variation verticale) est $-\int_0^{\sigma_T} K_h \left[\beta - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \right] d\sigma$. Le terme *barocline* (forte variation verticale) est $\int_0^{\sigma_T} \frac{f_0}{S} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} \frac{\partial K_h}{\partial \sigma}$.

sifiés près de la surface (Fig. C.4), alors que les observations montrent qu'ils sont plutôt intensifiés aux moyennes latitudes vers 200 mb approximativement sous le jet-stream, là où les gradients méridiens de température sont les plus élevés. Cette mauvaise distribution verticale est due à la faiblesse de la paramétrisation dans la prédiction de la variation verticale du coefficient de diffusion g_2 qui est une fonction décroissante de l'altitude (Fig. C.5b). En revanche, les flux turbulents moyennés verticalement (Fig. C.5a) sont en bon accord avec les observations de Peixoto et Oort (1992) ($\sim 15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ aux moyennes latitudes).

Les cellules méridiennes de *Hadley* et *Ferrel* se sont intensifiées par rapport au cas diffusif⁴, puisqu'en surface c'est la force de Coriolis qui équilibre le frottement, ainsi dans les régions de vents d'ouest (est), la vitesse méridienne est dirigée vers le nord (sud).

⁴théorie *downgradient* des flux turbulents de quantité de mouvement (Loi de "Fick").

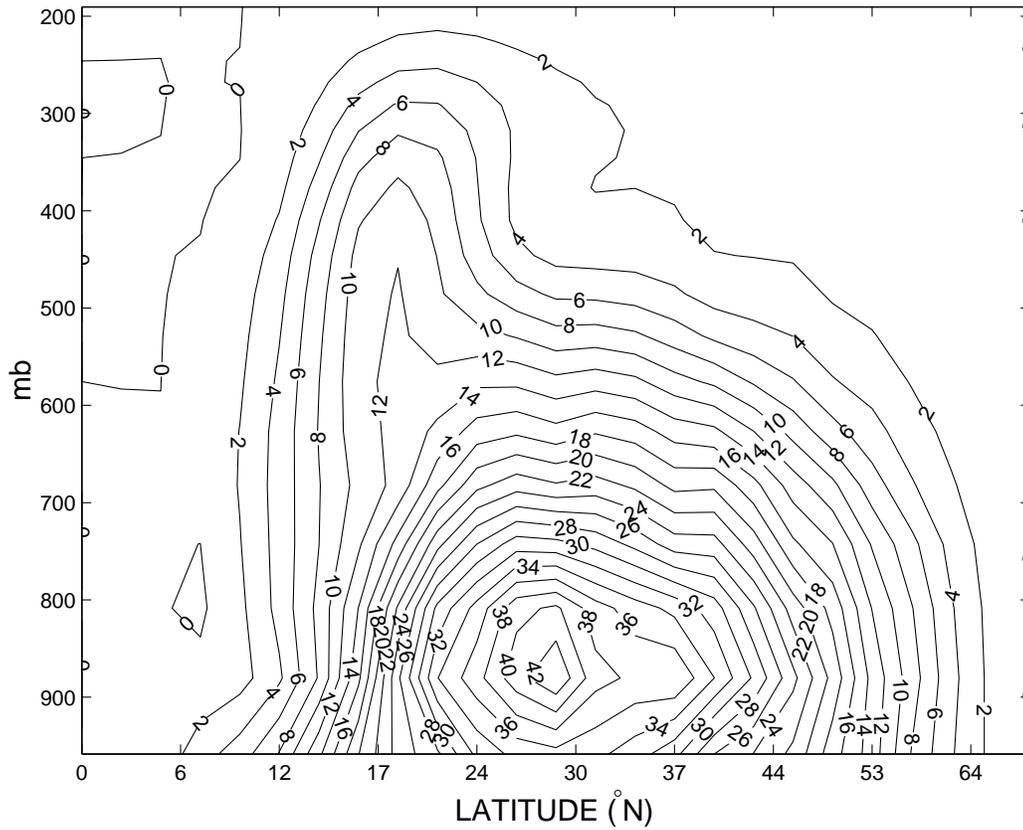


FIG. C.4 – Flux turbulents de quantité de mouvement $\overline{u'v'} \cos^2 \phi$ ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$).

Comme le stress de surface est plus fort, les vitesses méridiennes au sol également et par conséquent le transport de masse par les cellules méridiennes aussi.

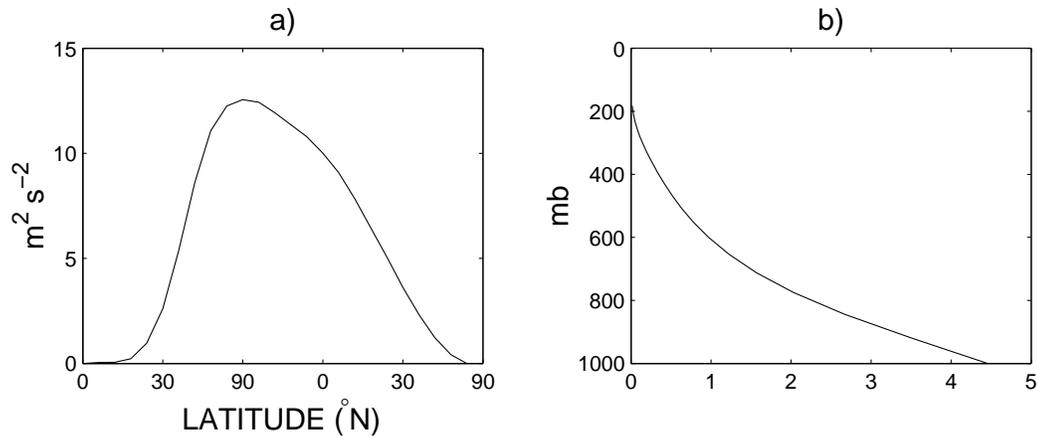


FIG. C.5 – a) Moyenne verticale des flux turbulents de quantité de mouvement, b) variation verticale du coefficient de dissipation de chaleur et de vorticité potentielle (g_2).

C.3.5 Approche alternative

Nous avons vu que la théorie fournissait une mauvaise variation verticale de la fonction de forme $g_2(\sigma)$ du coefficient de diffusion (relation C.40). Le profil décroissant avec l'altitude de ce coefficient est responsable de la mauvaise distribution verticale des flux turbulents de quantité de mouvement qui sont alors intensifiés en surface plutôt que vers 200 mb approximativement sous le jet stream aux moyennes latitudes. Pour remédier à ce problème, Vallis (1982) spécifie la variation verticale des flux turbulents de quantité de mouvement comme une fonction croissante de l'altitude qui ressemble aux observations. La distribution méridienne des flux turbulents de quantité de mouvement est obtenue en considérant cette fois-ci la conservation de moment angulaire sur l'atmosphère entière :

$$\frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial \overline{u'v'^{x\sigma}} \cos^2 \phi}{\partial \phi} d\phi = \overline{K_h}^\sigma \left[\beta - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \overline{u^{x\sigma}} \cos \phi}{\partial \phi} \right) - \gamma f_0 \frac{\partial \overline{\Theta^{x\sigma}}}{\partial \phi} \right], \quad (\text{C.43})$$

avec

$$\gamma = \frac{\int_0^{\sigma_T} \frac{1}{aS} \frac{\partial K_h}{\partial \sigma} d\sigma}{\int_0^{\sigma_T} K_h d\sigma}. \quad (\text{C.44})$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation C.43 est appelé le terme barotrope et le second le terme barocline (White, 1977a). Ces deux termes sont du même ordre de grandeur, mais de signes opposés, et le résultat de la somme est une petite divergence ou convergence nette des flux turbulents de quantité de mouvement, dépendant de la latitude. Dans les études antérieures, la paramétrisation de Green (1970) a surtout été utilisée pour étudier l'écoulement zonal de surface (White, 1977a; White et Green, 1984; Wu et White, 1986), et c'est donc la relation C.43 intégrée verticalement qui est utilisée.

Vallis (1982) a fait l'hypothèse que les gradients de vorticité potentielle ambiante et de température potentielle varient peu avec l'altitude. La constante γ est alors évaluée à chaque pas de temps en appliquant la contrainte intégrale :

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\overline{u'v'^{x\sigma}} \cos^2 \phi}{\partial \phi} d\phi = 0,$$

ce qui donne :

$$\gamma = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \overline{K_h}^\sigma \left[a\beta - \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \overline{u^{x\sigma}} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \right] \cos^2 \phi d\phi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \overline{K_h}^\sigma f_0 \frac{\partial \overline{\Theta^{x\sigma}}}{\partial \phi} \cos^2 \phi d\phi} \quad (\text{C.45})$$

avec

$$\overline{K_h}^\sigma = K_o \left| \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial y} \right|.$$

La variation verticale des flux turbulents $\overline{u'v'_{\sigma}^x}$ de quantité de mouvement est spécifiée comme une fonction croissante de l'altitude qui ressemble aux observations :

$$\overline{u'v'_{\sigma}^x} = a \exp[-b(s\sigma_T - \sigma)^2] \quad , \quad \overline{u'v'^x} = \overline{u'v'^{x\sigma}} \overline{u'v'_{\sigma}^x}. \quad (\text{C.46})$$

La spécification, bien qu'insatisfaisante d'un point de vue théorique, est nécessaire pour obtenir une variation verticale des flux turbulents de quantité de mouvement en accord avec les observations. Le paragraphe suivant décrit brièvement l'impact des tourbillons grande échelle sur la circulation moyenne. Dans cette annexe, les coefficients dans la dernière relation sont fixés, $a = 1.5$, $b = 3.0$, $s = 0.75$.

C.3.6 Forçage de la circulation moyenne par les tourbillons transitoires - Cellule de Ferrel

L'effet des tourbillons synoptiques générés par l'instabilité barocline aux moyennes latitudes est de transporter de la quantité de mouvement vers les latitudes où le vent d'ouest s'intensifie. Ces tourbillons agissent donc comme une viscosité négative (Starr et White, 1951), et en conséquence alimentent en énergie cinétique l'écoulement moyen. A travers la paramétrisation de Green (1970), il a été clairement mis en évidence que la circulation moyenne de surface aux moyennes latitudes est maintenue par le transport turbulent de quantité de mouvement (voir Fig. C.2). Sans dissipation biharmonique, le vent d'ouest de surface aux moyennes latitudes est approximé par :

$$u_s(\phi, 0) \approx \frac{1}{c_{drag} u_{tt}} \int_0^{\sigma_T} \overline{\zeta'_z v'} \exp(-\sigma/H_0) d\sigma. \quad (\text{C.47})$$

La direction du vent méridien de surface peut être maintenant connue en intégrant sur l'épaisseur δ de la couche limite de surface l'équation de conservation de quantité de mouvement dans la direction zonale (nous négligeons les termes advectifs non-linéaires près de la surface) :

$$f \int_0^{\delta} v dz = fV = c_{drag} u_{tt} u_s(\phi, 0) - a_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} \Big|_{\delta}. \quad (\text{C.48})$$

Si le stress interne est négligeable devant la friction de surface, alors $fV \approx c_{drag} u_{tt} u(0, \phi)$: un écoulement vers le nord apparaît au dessus de la région des vents d'ouest de surface. En d'autres termes si l'échelle de temps diffusive du stress de surface (c_{drag}) est très inférieure à celle de la friction interne (a_v), nous n'attendons pas l'apparition d'une cellule de Ferrel. La branche inférieure de la cellule de Ferrel est donc forcée par la friction de surface. Qu'en est-il en altitude ? Pour le savoir, reprenons l'équation de conservation de quantité de mouvement dans la direction zonale. Dans l'approximation quasi-géostrophique, les termes impliquant la vitesse verticale peuvent être négligés, et aux moyennes latitudes $\overline{\zeta v} \ll \overline{\zeta' v'}$. En négligeant le mélange vertical devant le mélange latéral, la forme finale de la vitesse méridienne de l'écoulement moyen en altitude peut s'approximer par :

$$\overline{v} \approx -\frac{1}{f} \overline{\zeta' v'}. \quad (\text{C.49})$$

Cette relation nous montre que la circulation méridienne est forcée par les mouvements turbulents. Les observations montrent que les termes de flux de quantité de mouvement sont plutôt importants dans les niveaux élevés de l'atmosphère, tandis que le terme de friction est plus important près de la surface. La convergence de quantité de mouvement aux moyennes latitudes force un écoulement vers l'équateur ($\overline{v} < 0$) dans l'hémisphère nord (la branche supérieure de la cellule de Ferrel), tandis que la divergence observée dans les latitudes tropicales et subtropicales induit un écoulement vers le pôle dans les niveaux élevés (la branche supérieure de la cellule de Hadley). Noter que la cellule de Ferrel ne peut pas s'étendre jusqu'à la tropopause, sinon elle détruirait le transport de quantité de mouvement en partie responsable de sa propre existence. La cellule de Ferrel est une circulation purement frictionnelle, et des courants verticaux doivent apparaître pour alimenter la divergence de l'écoulement de surface.

La cellule de Ferrel est une caractéristique fondamentale de la circulation atmosphérique moyenne aux latitudes tempérées (latitudes 40°-60°). Il est donc indispensable de bien la représenter dans les simulations futures. Pour cela les flux turbulents de quantité de mouvement doivent être concentrés en altitude. La première forme proposée (section C.3.3) ne fournit pas une bonne variation verticale de ces flux (décroissance en altitude), c'est pourquoi nous adopterons la forme alternative de la paramétrisation (section C.3.5)

qui spécifie le profil vertical de quantité de mouvement pour ressembler aux observations (fonction croissante de l'altitude).

C.4 Réglage du modèle atmosphérique - choix des paramètres

Cette partie se concentre sur le réglage (*tuning*⁵) du modèle atmosphérique, dont le but est de fournir une circulation atmosphérique acceptable pour étudier des modèles simplifiés de climat. Afin d'obtenir une circulation atmosphérique assez proche de la circulation observée plusieurs paramètres doivent être ajustés. Ces paramètres doivent être choisis de telle manière que le modèle atmosphérique en mode humide devienne suffisamment proche des observations pour mener des études de climat. La gamme de variation d'un paramètre doit être contenue dans les limites suggérées par les observations ou la théorie. Comme il est très difficile d'obtenir tous les champs atmosphériques en accord avec les observations, nous avons privilégié uniquement ceux qui nous paraissaient les plus importants autant pour la circulation moyenne de l'atmosphère que pour le forçage de surface du modèle océanique. Les champs que nous souhaitons voir ressembler aux observations sont les suivants :

- cellule de circulation tropicale de Hadley et cellule de Ferrel aux moyennes latitudes,
- flux d'eau douce à l'interface air-mer,
- les radiations ondes longues nettes en surface,
- la tension zonale de vent de surface.

Dans ce type de modèles atmosphériques PE bi-dimensionnels ($y-z$), le problème majeur reste la mauvaise représentation des processus gouvernant la circulation tropicale de Hadley. Lorsque nous utilisons l'ajustement convectif humide de Manabe et al. (1965) (paramétrisation de la convection et sursaturation) avec cycle saisonnier, le transport de masse en moyenne annuelle par la circulation moyenne de Hadley reste environ 4 fois trop élevé par rapport aux observations (Peixoto et Oort, 1992) : 25×10^{10} au lieu de 7×10^{10}

⁵méthode empirique consistant à régler les paramètres de manière à ce que le modèle converge ou pas vers un état réaliste

kg s⁻¹. Le taux de précipitations tropicales est également surrestimé : 3.7 m an⁻¹ au lieu de 2 m an⁻¹. Dans les multiples simulations que nous avons menées, aucun ensemble de paramètres n'a permis de résoudre ce problème. Finalement, le seul moyen que nous avons trouvé pour y remédier a été de rajouter à la diffusion classique de traceurs (température et humidité), une forte dissipation de base intensifiée dans les régions tropicales. Le coefficient de diffusion de traceur employé dans les simulations devient alors :

$$k_h = (1 - y'^2)[g_1(y) + 3 \times 10^6 \exp(-10y'^2)], \quad (\text{C.50})$$

où $g_1(y)$ est défini par la relation C.42. L'application d'une forte dissipation de chaleur et d'humidité à l'équateur ($3 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) pourrait se justifier par le fait que les cheminées convectives de petites échelles qui surviennent dans cette région du globe génèrent de la turbulence, et contribuent donc au mélange.

Certains paramètres ont des valeurs standards que nous adoptons dans les simulations, c'est le cas du nombre de Stanton c_h et du nombre de Dalton c_e intervenant respectivement dans les formules empiriques des flux de chaleur sensible et d'évaporation à l'interface air-mer : $c_h = 1.3 \times 10^{-3}$, $c_e = 1.5 \times 10^{-3}$, selon Fanning et Weaver (1996). Dans toutes les simulations nous choisissons des coefficients de viscosité et de diffusion identiques dans la direction verticale : $a_v = k_v = 5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. La vitesse turbulente u_{tt} apparaît dans les relations empiriques de flux de chaleur sensible, d'évaporation et de tension de vent de surface, il est donc important de bien la choisir. Neelin et al. (1987) montrent que les variations d'évaporation associées aux variations de la vitesse du vent de surface jouent un rôle important dans la maintenance des perturbations grande échelle tel que l'oscillation à 30-60 jours dans l'atmosphère tropicale (feedback vent-évaporation). Dans nos simulations, une vitesse turbulente u_{tt} constante permettrait de nous affranchir de ce type de variabilité haute fréquence qui est complètement intégrée par l'océan et par conséquent ne joue pas de rôle essentiel dans le mécanisme de variabilité climatique supérieure à la décennie. Nugamuti (1993) a montré que la structure de la cellule tropicale de Hadley était fortement influencée par la distribution d'évaporation, et donc par la forme de la paramétrisation du taux d'évaporation, mais à faible vitesse de vent de surface, le taux d'évaporation était largement sous-estimé à cause de la négligence des variations turbulentes sous-mailles associées en partie à l'activité des cumulus. Encore une fois, l'utilisation

d'un coefficient constant permettrait de nous affranchir de ce type de problème. Habituellement le coefficient de proportionnalité entre le vent de surface et la tension de vent dépend de la vitesse du vent. Cependant, White (1977a) indique que l'utilisation d'un coefficient constant ou dépendant de la vitesse du vent n'est pas un facteur critique dans la détermination du profil de la tension de vent de surface. Ces études nous poussent à utiliser une vitesse turbulente constante dont la valeur est choisie par le coefficient de transfert de chaleur sensible entre l'océan et l'atmosphère qui est donné par $\rho_s c_h u_{tt} C_{pa}$ ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$). Une vitesse turbulente de 7 m s^{-1} mène à un coefficient d'échange de $10.57 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ à comparer à Peixoto et Oort (1992) qui donnent $12 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$). Cessi (2000) a choisi un coefficient $\gamma = c_{drag} u_{tt} = 2.4 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ liant la tension du vent au vent. En prenant le coefficient de frottement $c_{drag} = 3 \times 10^{-3}$, le coefficient de proportionnalité a une valeur de $2.1 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$.

C.5 Remarque sur l'effet de l'humidité

L'effet principal de la libération de chaleur latente est de concentrer la plupart des mouvements ascendants de la circulation de Hadley dans la zone de convergence inter-tropicale (ITCZ). Cette région particulière, d'échelle méridienne d'une centaine de km, est caractérisée par de la convection profonde s'étendant à travers l'épaisseur de la troposphère.

L'effet de l'humidité est d'introduire une asymétrie entre l'ascendance et la subsidence dans la cellule de Hadley. Dans le cas sec, les aires de montée et descente sont approximativement identiques. Lorsque la condensation et la libération de chaleur latente deviennent importantes, les mouvements verticaux deviennent plus intenses et plus concentrés.

L'effet de l'humidité est également d'augmenter le gradient de température atmosphérique équateur-pôle à cause (i) de la libération importante de chaleur latente au niveau de l'ITCZ lors du processus de condensation, et (ii) de l'absorption plus importante de radiations infrarouges dans les tropiques car l'humidité décroît vers le pôle. Ainsi, en première approximation, l'activité turbulente des moyennes latitudes (proportionnelle au gradient méridien de température) devrait être plus importante dans les simulations avec

cycle hydrologique.

C.6 Résultats des simulations

Avant de coupler ce modèle atmosphérique au modèle océanique précédemment décrit, nous présentons des simulations atmosphériques seules avec et sans cycle hydrologique forcées par une insolation saisonnière (au sommet de l’atmosphère) et une distribution de SST en moyenne zonale variant saisonnièrement (avec un déphasage d’environ 2 mois par rapport au forçage solaire afin de représenter simplement l’ajustement d’une couche de mélange océanique).

Utiliser une SST fixe ou variant indépendamment de l’atmosphère est une bonne approximation puisque la capacité thermique de l’océan est beaucoup plus importante que celle de l’atmosphère, et par conséquent l’échelle de temps de changement de SST est beaucoup plus grande que celle de la circulation atmosphérique. Évidemment, la SST dépend de la circulation atmosphérique à travers les échanges de surface de chaleur, d’humidité et de quantité de mouvement, et ne peut pas être traitée séparément. Néanmoins, pour comprendre le système couplé, il est important et nécessaire d’étudier le comportement de l’atmosphère au dessus d’un océan figé.

Nous décrivons les résultats d’intégration pour une atmosphère sèche (sans cycle hydrologique) et humide. Dans chaque expérience, le modèle est intégré pendant deux ans et uniquement la moyenne annuelle sur la dernière année de simulation est présentée.

C.6.1 Résultats des simulations avec cycle hydrologique

Les distributions des taux de précipitation et d’évaporation avec les paramètres standards sont montrés dans la figure C.6. Ces distributions sont assez bien en accord avec les observations (Fig. C.7) qui montrent un minimum d’évaporation à l’équateur, et un bilan E-P positif dans les tropiques.

Qualitativement, le champ de vent zonal (Fig. C.8) ressemble beaucoup aux observations, mais avec une intensité plus faible au niveau des courants jets : 18 m s^{-1} au lieu de 25 m s^{-1} d’après les observations de Peixoto et Oort (1992). La circulation méridienne

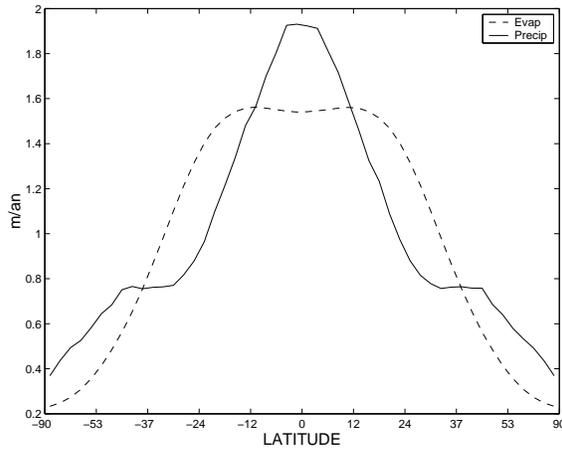


FIG. C.6 – Distribution méridienne des taux d'évaporation et de précipitation (m/an) dans le modèle.

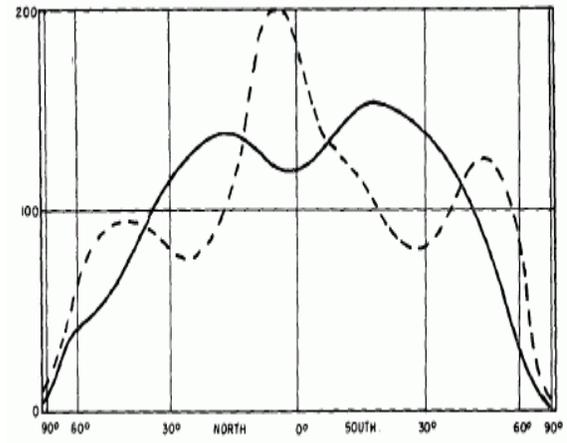


FIG. C.7 – Moyenne annuelle du taux d'évaporation (trait plein) et de précipitation (pointillés) dans les observations. Les valeurs sont en $\text{g cm}^{-2} \text{an}^{-1}$. Source : Lorenz (1967).

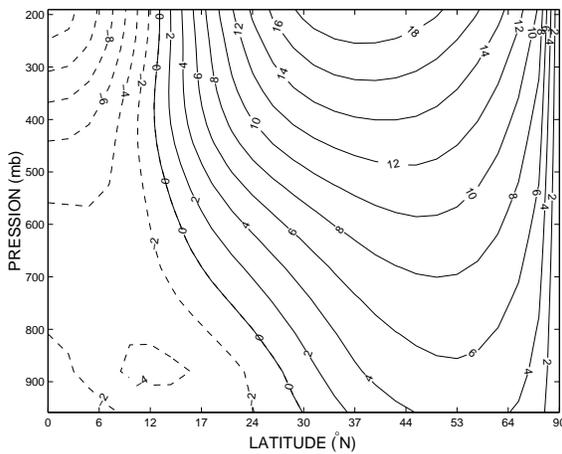


FIG. C.8 – Champ de vent zonal moyen (m s^{-1}).

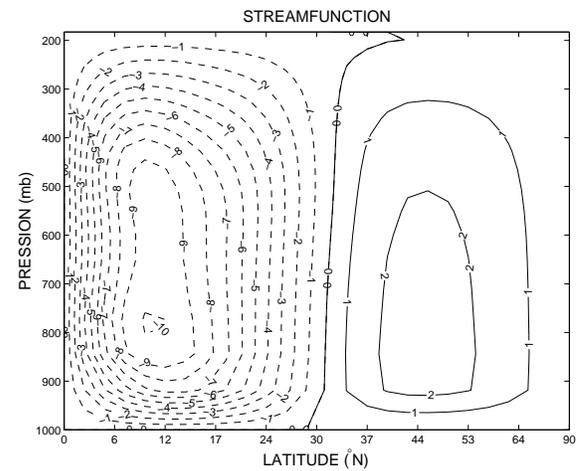


FIG. C.9 – Circulation méridienne moyenne ($\times 10^{10} \text{kg s}^{-1}$).

moyenne (Fig. C.9) est dominée par les cellules de Hadley (tropiques) et Ferrel (moyennes latitudes). En moyenne annuelle, l'intensité de la cellule de Hadley atteint 10^{11}kg s^{-1} et celle de la cellule de Ferrel atteint $2.5 \times 10^{10} \text{kg s}^{-1}$, alors que les observations de Peixoto et Oort (1992) montrent une intensité maximale de $7 \times 10^{10} \text{kg s}^{-1}$ pour la cellule de Hadley et $2 \times 10^{10} \text{kg s}^{-1}$ pour la cellule de Ferrel. La cellule de Hadley s'étend jusqu'à 30° de

latitude dans chaque hémisphère et est gouvernée par le gradient méridien de chauffage diabatique (chaleur latente et sensible). L'équilibre dynamique s'effectue entre la force de Coriolis et l'advection de quantité de mouvement. La cellule de Ferrel doit en grande partie son existence à la paramétrisation des flux turbulents de quantité de mouvement : dans les niveaux élevés de l'atmosphère l'équilibre est approximativement entre la force de coriolis et la divergence des flux turbulents de quantité de mouvement (relation C.49). Le modèle n'a pas reproduit la cellule de circulation polaire (alimentée par la friction de surface) des hautes latitudes ($> 80^\circ$ de latitude) montrée par les observations. Cette lacune est due à l'absence de vents d'est de surface dans les hautes latitudes.

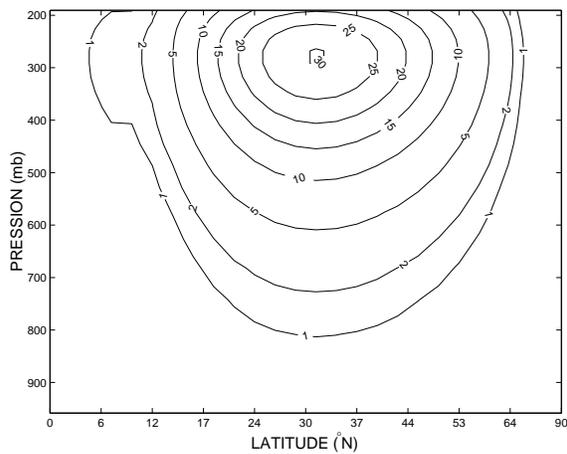


FIG. C.10 – Flux turbulent de quantité de mouvement $\overline{u'v'} \cos^2 \phi$ ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$).

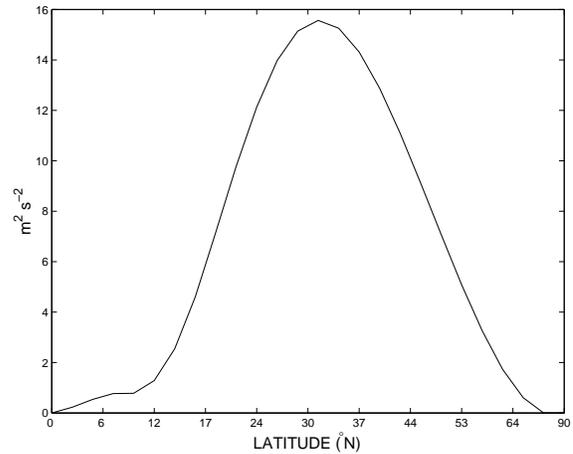
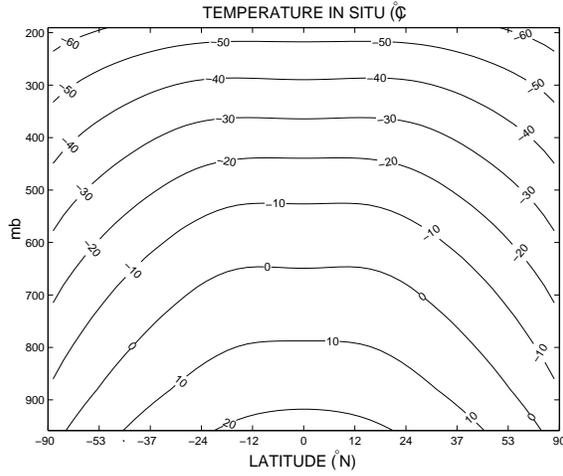
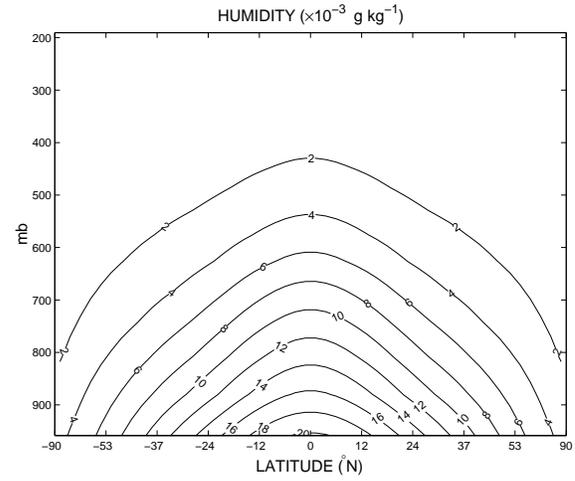


FIG. C.11 – Intégrale verticale du flux turbulent de quantité de mouvement ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$).

La distribution verticale des flux turbulents de quantité de mouvement ($\overline{u'v'} \cos^2 \phi$) est montrée dans la figure C.10. Le transport de quantité de mouvement est accompli par les tourbillons transitoires atmosphériques de grande échelle aux moyennes latitudes et en altitude (concentré entre 20 et 50° de latitude) et atteint $30 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$; les observations de Peixoto et Oort (1992) fournissent une intensité maximale de $37 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ dans l'hémisphère nord. L'intensité maximale de la moyenne verticale des flux turbulents de quantité de mouvement (Fig. C.11) atteint $15 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ vers 30° de latitude et est en très bon accord avec les observations.

La température in situ en moyenne annuelle du modèle (Fig. C.12) présente des valeurs

FIG. C.12 – Champ de température in situ ($^{\circ}\text{C}$).FIG. C.13 – Distribution de vapeur d'eau (g kg^{-1}).

légèrement en dessous des observations dans les basses latitudes. Les gradients méridiens de température les plus forts apparaissent aux moyennes latitudes (condition nécessaire pour avoir une bonne localisation des flux turbulents de quantité de mouvement). La vapeur d'eau (Fig. C.13) est concentrée sous 600 mb et diminue avec l'altitude et la latitude. Malgré des valeurs trop fortes en surface (20 grammes de vapeur d'eau par kilogramme d'air sec), cette distribution reste en assez bon accord avec les observations qui montrent plutôt une valeur maximale de 16 g kg^{-1} en moyenne annuelle.

Le transport méridien total d'énergie intégré verticalement dans l'atmosphère est donné par

$$\mathcal{F}_E = C_p \overline{\langle vT \rangle} + L_v \overline{\langle vq \rangle} + \overline{\langle v\phi \rangle} + \overline{\langle vKE \rangle} \quad (\text{C.51})$$

Les termes du membre de droite sont, dans l'ordre, le transport de chaleur sensible, de chaleur latente, d'énergie potentielle et d'énergie cinétique. La barre dénote la moyenne verticale, et les crochets la moyenne temporelle. Chaque terme peut être décomposé par un transport par la circulation moyenne et les mouvements turbulents. Le transport méridien d'énergie par la circulation moyenne est principalement confiné dans les tropiques, où le flux de masse associé à la cellule de Hadley est maximal.

Les transport d'énergie sensible et latente par la cellule de Hadley sont tous les deux

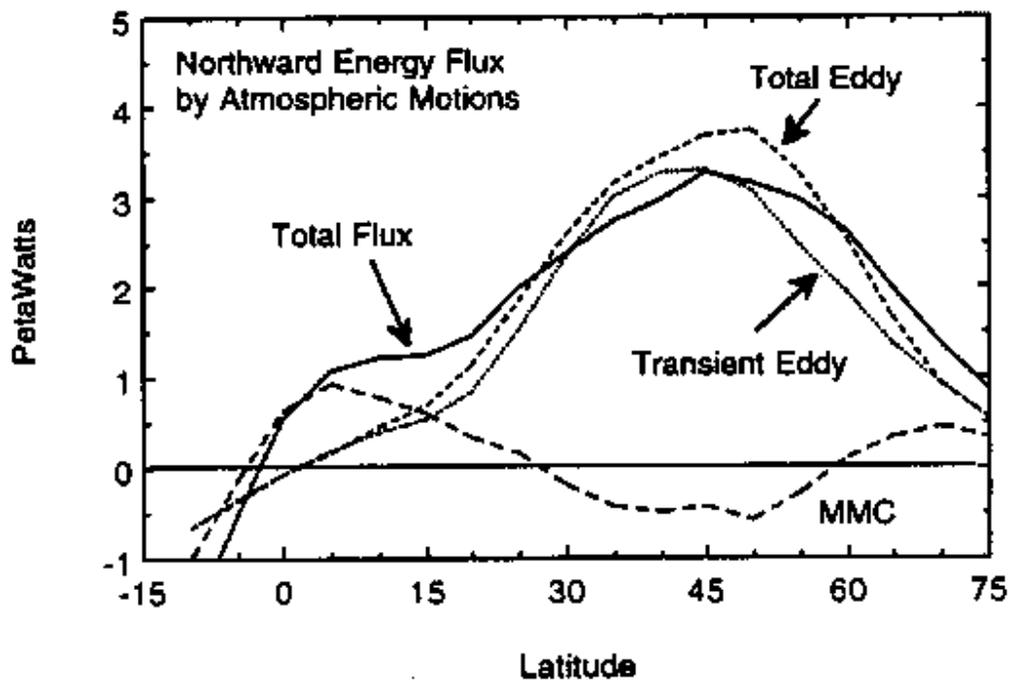


FIG. C.14 – Observations du transport d’énergie vers le nord par la circulation atmosphérique dans l’hémisphère nord. Source : Oort (1971).

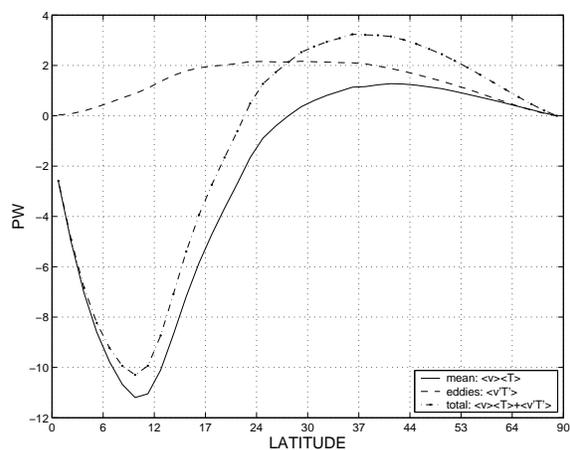


FIG. C.15 – Transport d’énergie sensible par la circulation méridienne moyenne et turbulente.

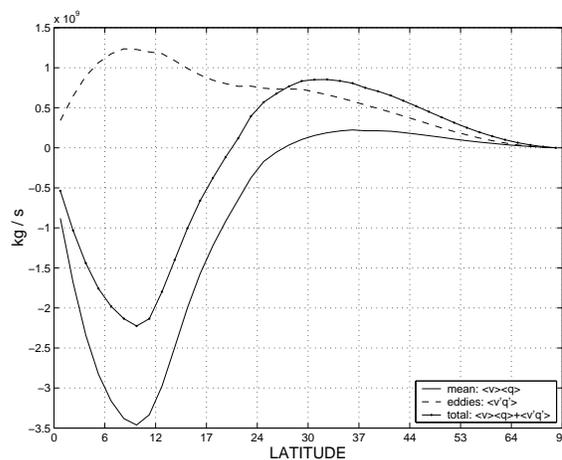


FIG. C.16 – Transport d’énergie latente par la circulation méridienne moyenne et turbulente,

vers l’équateur et sont maximaux vers 10° de latitude (Figs C.15 et C.16). En fait l’écoulement de surface vers l’équateur advecte de l’air chaud et humide. La cellule de Ferrel

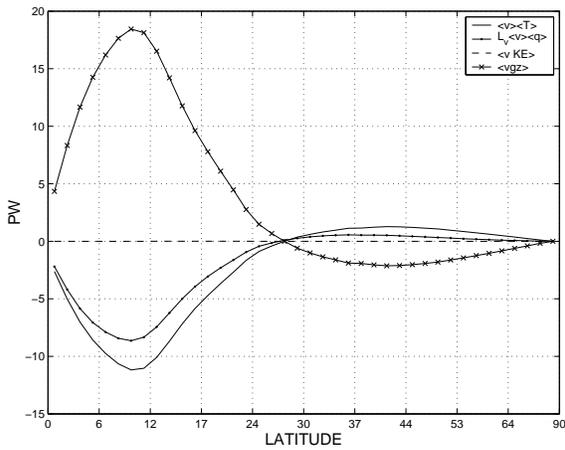


FIG. C.17 – Transport d'énergie sensible (noir continu), latente (bleu), cinétique (rouge) et potentielle (tirets) par la circulation moyenne et turbulente.

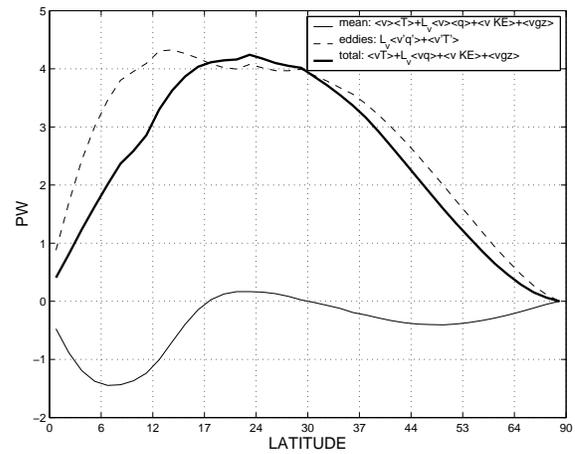


FIG. C.18 – Transport total d'énergie vers le pôle : par la circulation moyenne (trait fin continu), par les mouvements turbulents (tirets), et par l'écoulement total (trait épais continu).

et les mouvements turbulents induisent un transport d'énergie sensible et latente vers le pôle⁶. Les fortes précipitations surviennent lorsque l'air chaud humide converge près de l'équateur. La libération de chaleur latente et la convergence du flux de chaleur sensible gouverne les puissants mouvements ascendants de la cellule de Hadley. Dans la branche supérieure de la cellule de Hadley l'énergie interne et latente sont converties en énergie potentielle. Contrairement à ce qui est observé, le transport d'énergie potentielle vers le pôle dans la branche supérieure de la cellule de Hadley n'excède pas la somme des flux d'énergie sensible et latente en surface vers l'équateur (Fig. C.17). Dans notre simulation, il en résulte donc un petit transport d'énergie vers le sud (1.4 PW, Fig. C.18) dans la cellule de Hadley. Le transport méridien d'énergie cinétique ($\overline{\langle vKE \rangle}$) est négligeable devant les autres transports (de l'ordre de 7 TW au maximum à 20° de latitude dans cette simulation). Le transport d'énergie total (Fig C.18) vers le pôle atteint 4 PW (24°lat) et est en relativement bon accord avec les observations (Fig C.14).

⁶La forte dissipation de chaleur et d'humidité dans les basses latitudes (relation C.50) est associée à un transport turbulent de chaleur et d'humidité intensifié dans la cellule de Hadley et ne correspond pas à l'atmosphère réelle à ces latitudes.

Remarque : oscillations tropicales hautes fréquences

Les simulations avec cycle hydrologique que nous avons menées n'ont jamais abouti à un équilibre stationnaire contrairement aux simulations "sèches", mais plutôt à un équilibre statistique. En effet, une oscillation de période d'environ 1 semaine est présente dans tous les champs. La variabilité est concentrée dans les tropiques et semble due à une instabilité convective humide tropicale. Le mécanisme de cette variabilité mériterait d'être étudié et identifié.

C.6.2 Comparaison avec le modèle sec

Pour mieux apprécier l'effet de l'humidité sur la circulation atmosphérique, nous menons une expérience sans cycle hydrologique (simulation sèche) avec exactement les mêmes paramètres et hypothèses que dans l'expérience humide.

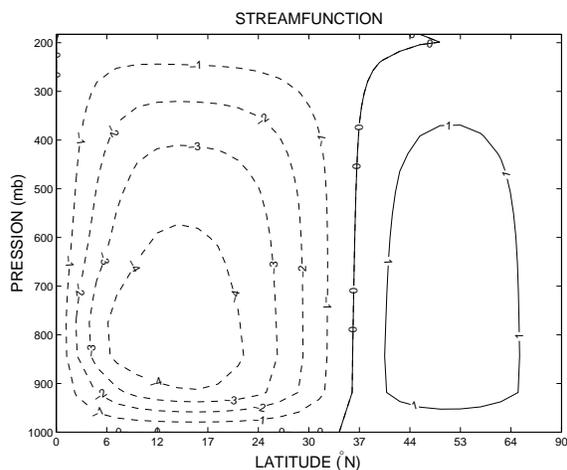


FIG. C.19 – Cellules de circulation méridienne moyenne pour le cas sec.

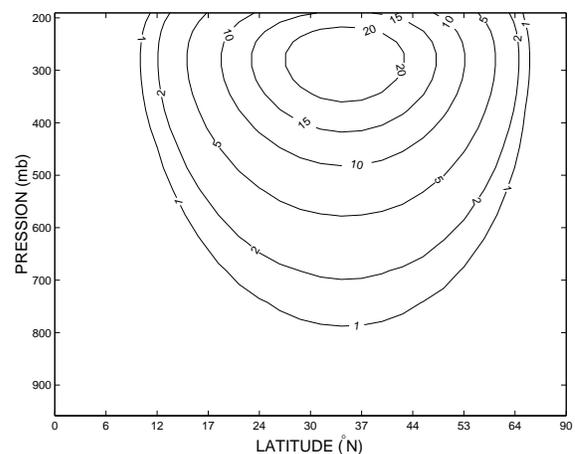


FIG. C.20 – Flux turbulents de quantité de mouvement pour le cas sec.

La condensation de l'humidité dans les niveaux élevés de la cellule de Hadley produit un gradient méridien de chauffage plus intense dans le modèle humide. La conséquence est une circulation méridienne de Hadley plus forte dans le modèle humide ($10^{11} \text{ kg s}^{-1}$) que dans le modèle sec ($4 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$, Fig. C.19). L'extension latitudinale de la cellule de Hadley dans les simulations sèche et humide est identique (30° de latitude). Les gradients méridiens de température dans le modèle sec sont plus faibles, et par conséquent les flux

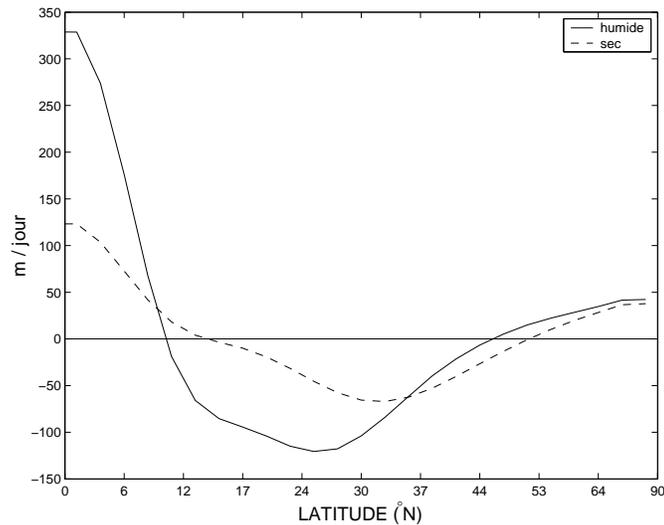


FIG. C.21 – Vitesses verticales moyennées verticalement pour les cas humide et sec. L’effet de l’humidité est d’amincir légèrement la branche ascendante de la cellule de Hadley et d’intensifier la cellule de Hadley par rapport au cas sec.

turbulents de quantité de mouvement aussi (Fig. C.20). La figure C.21 compare la vitesse verticale en moyenne verticale dans les simulations humide et sèche : l’effet de l’humidité est d’amincir légèrement la branche ascendante de la cellule de Hadley par rapport à la simulation sèche.

C.7 Réponse à une anomalie de SST située aux moyennes latitudes

En vue de comprendre la rétroaction de l’atmosphère sur l’océan dans le modèle couplé, il apparaît naturel de décrire la réponse de l’atmosphère à une anomalie de température (d’amplitude + ou - 1°C) située dans l’hémisphère nord par exemple.

La réponse de l’atmosphère à une anomalie positive de SST (Fig C.22) d’amplitude 1°C est une anomalie positive de température concentrée sous 600 mb et d’amplitude avoisinant également 1°C (Fig. C.23a). Partout ailleurs la réponse en température n’est pas significative. L’anomalie de vent zonal (Fig C.23b) est en équilibre géostrophique avec

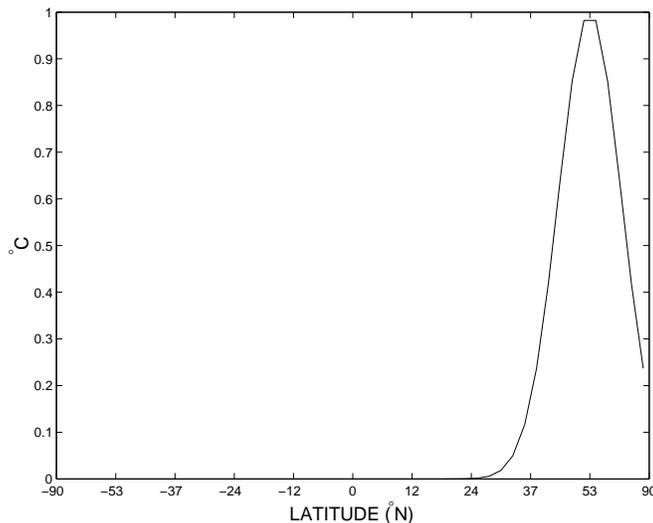
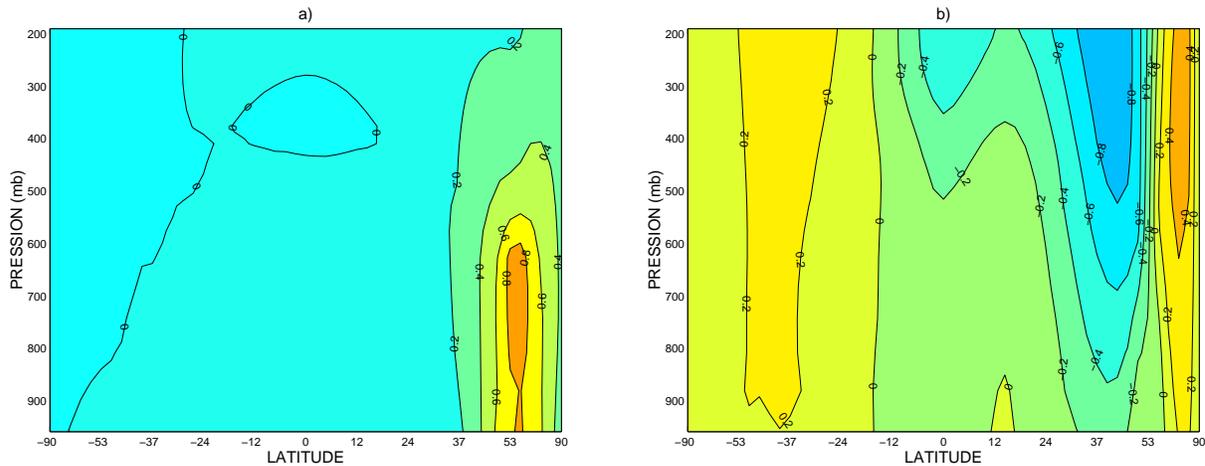


FIG. C.22 – Anomalie de SST centrée aux moyennes latitudes de l'hémisphère nord.

l'anomalie de température de surface : $\partial_\sigma u \propto -\partial_y T$. L'anomalie de vent zonal s'intensifie en altitude avec une amplitude maximale près de la tropopause : -0.97 m s^{-1} pour les vents d'est et $+0.49 \text{ m s}^{-1}$ pour les vents d'ouest. La réponse atmosphérique apparaît donc comme *équivalent barotrope*. Le niveau de référence associée à cette réponse semble être proche de la surface, en effet la variation verticale du vent pourrait être approximée par $u(z) = u_0 - z(g/fT_0)\partial_y T$, où u_0 et T sont respectivement le vent zonal et la température atmosphérique au niveau de référence⁷. Nous sommes conscients que la simplicité du modèle atmosphérique employé ici ne reflète pas les réponses observées dans les modèles quasigéostrophiques ou de circulation générale.

Par exemple, Colin de Verdière et Blanc (2001) utilisent un modèle atmosphérique à deux niveaux basé sur la théorie quasi-géostrophique et montrent que la réponse atmosphérique est équivalent barotrope près de la résonance (pour laquelle nous avons la relation $|\mathbf{K}|^2 = U^+/\beta$) et est barocline pour les autres nombres d'ondes ($|\mathbf{K}|$ est la norme du vecteur d'onde et U^+ est le courant zonal barotrope de l'état moyen). La réponse de l'atmosphère dépend donc de la différence de phase entre le train d'onde d'anomalie de SST et les ondes de Rossby stationnaires atmosphériques. Proche de la résonance, une

⁷Dans le cas d'une réponse barocline, le niveau de référence est en altitude, ce qui permet au vent zonal de changer de signe sur la verticale.



échelles de temps plus longues (quelques mois).

C.8 Conclusion

En dépit de la simplicité du schéma radiatif, les simulations précédentes montrent que ce modèle atmosphérique axisymétrique en mode humide reproduit assez bien les caractéristiques grandes échelles de l'atmosphère réelle : les cellules de circulation méridienne de Hadley et Ferrel, les flux turbulents de quantité de mouvement aux moyennes latitudes, le flux d'eau douce à l'interface air-mer. Nous pouvons donc conclure que ce modèle est tout à fait acceptable pour mener des études climatiques dans le contexte de modèle idéalisé. Bien-sûr, le modèle peut être amélioré au niveau du schéma radiatif⁹, puis au niveau des interactions air-mer en incorporant un modèle de glace (pour éviter les SST inférieures à -2°C), et enfin au niveau des paramétrisations des flux méridiens et verticaux d'humidité et de chaleur (Stone et Yao, 1990).

⁹spectre d'absorption ondes longues non-uniforme avec des fenêtres d'échappement des radiations infrarouges vers l'espace (Saravanan et McWilliams, 1998).

Annexe D

Couplage océan-atmosphère

Le couplage océan-atmosphère assure l'interpolation spatiale d'une grille à l'autre et la synchronisation temporelle des modèles atmosphériques et océaniques. Les paramètres du modèle couplé sont donnés dans le tableau D.1.

D.1 Synchronisation temporelle

Les pas de temps atmosphériques et océaniques sont différents, c'est pour cette raison que les échanges d'information à l'interface air-mer ne se font qu'à une période au moins supérieures au pas de temps océanique (composante lente du système).

Nous avons vu que le modèle atmosphérique avec cycle hydrologique présentait une forte variabilité, haute fréquence, de période d'environ une semaine. Cette variabilité est présente dans les flux de chaleur et d'eau douce à l'interface air-mer, mais aussi dans la tension de vent. Cette forte variabilité de la tension de vent de surface est incompatible avec la résolution de la fonction courant barotrope utilisée dans le modèle océanique, qui est toujours en équilibre avec le forçage et par conséquent s'applique plutôt à des forçages variant peu dans le temps. C'est principalement pour cette raison, mais aussi pour des raisons numériques¹ que nous choisissons une fréquence de communication entre le modèle

¹La méthode du gradient conjugué permettant d'obtenir l'écoulement barotrope océanique nécessite plusieurs itérations, dont le nombre dépend des variations en intensité de la tension de vent d'un pas de temps océanique à un autre.

Paramètres atmosphériques		
n	40	résolution latitudinale (de l'équateur au pôle)
l	20	nombre de niveaux sur la verticale
Δt	2×10^{-3} jours	pas de temps
k_v	$5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	diffusion verticale de traceurs (T et q)
a_v	$5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	viscosité verticale (laplacien)
b_h	$2 \times 10^{16} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$	viscosité biharmonique horizontale
α	$4.8 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$	diffusivité thermique latérale
Paramètres océaniques		
Y_0	-77.16 ou 0 deg.lat	latitude du bord sud du bassin
Y_1	77.16 deg.lat	latitude du bord nord du bassin
H	4500 m	profondeur du bassin
nx	32	résolution longitudinale
ny	36 ou 73	résolution latitudinale (1 ou 2 hémisphères)
nz	15	nombre de niveaux (variables) sur la verticale
Δt	0.1 jours	pas de temps
k_v	$(0.5 \text{ ou } 1 \times) 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	diffusion verticale de traceurs (T et S)
k_h	$10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	diffusion horizontale de traceurs (T et S)
A_H	$10^5 \text{ ou } 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	viscosité horizontale (laplacien)
Paramètres de couplage		
u_{tt}	7 m s^{-1}	vitesse du vent turbulent de surface
c_h	1.3×10^{-3}	nombre de <i>Stanton</i>
c_e	1.5×10^{-3}	nombre de <i>Dalton</i>
c_{drag}	3×10^{-3}	coefficient de friction de surface

TAB. D.1 – Valeurs standards des paramètres du modèle couplé.

océanique et atmosphérique égale à la période de l'oscillation haute fréquence (induite par l'instabilité convective humide tropicale), c'est-à-dire sept jours.

La composante océanique requiert l'information de la tension de vent de surface, des flux de chaleur (sensible, latent, radiatif net) et d'eau douce, tandis que le modèle atmosphérique ne requiert que la température de surface océanique et les flux de chaleur et d'humidité. Le modèle atmosphérique utilise la distribution de SST du modèle océanique du pas de temps précédent et est intégré avec cette SST gardée constante pendant 7 jours. A la fin de l'intégration, les flux requis par le modèle océanique sont moyennés sur 7 jours. Le modèle océanique est ensuite intégré pendant une durée de 7 jours au bout de laquelle il produit une nouvelle distribution de SST.

D.1.1 Schéma d'intégration

Habituellement, les études de climat utilisent un état initial (pour l'océan et l'atmosphère) qui est équilibré avec des flux climatologiques observés par exemple. Ensuite les modèles océaniques et atmosphériques sont couplés. Cela permet au modèle couplé de rester relativement proche des observations. Nous allons utiliser une méthode identique ici (Fig. D.1).

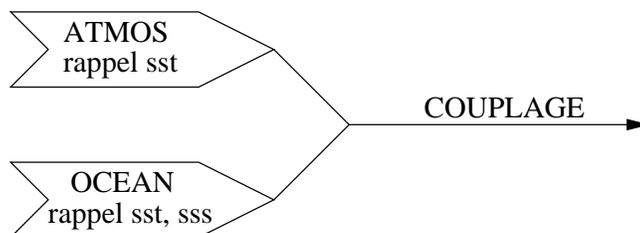


FIG. D.1 – Méthode d'intégration du modèle couplé. L'atmosphère est uniquement ajustée avec une température de surface tandis que le modèle océanique est amené à l'équilibre via des conditions de rappel sur la température et la salinité.

La température de rappel océanique est un profil cosinusoidal variant de 28°C à l'équateur jusqu'à 0°C à 77°N . La salinité de rappel est un profil linéaire variant de 37.5 psu à l'équateur jusqu'à 35 psu au bord nord du bassin océanique. Entre l'équateur et le bord nord du bassin, la température de surface de rappel pour l'atmosphère est identique à celle du modèle océanique.

Terre solide

Pour simplifier, nous choisissons de coupler entièrement le modèle océanique au modèle atmosphérique : il n’y a pas de terre solide sur les bords est et ouest du bassin océanique. Cela revient donc à faire l’hypothèse que les flux air-terre sont identiques aux flux air-mer en moyenne zonale. En revanche, au nord du bassin océanique (entre 77°N et le pôle) la terre solide n’est représentée que sur 1 point de la grille atmosphérique. Dans toutes nos simulations couplées, la température de la terre solide est une simple extrapolation de la SST (ou extrapolation de température de rappel pour les simulations de *spin-up*) en moyenne zonale². A partir de cet état le modèle est intégré pendant plusieurs milliers d’années jusqu’à ce que l’état moyen n’évolue presque plus. Nous imposons une évaporation nulle au dessus de la terre solide. Puis nous faisons l’hypothèse que le continent ne stocke pas d’humidité si bien que toutes les précipitations au dessus de la terre solide sont évacuées par *runoff* \mathcal{R} uniformément le long du bord nord du bassin océanique ($\mathcal{R} = \mathcal{P}$ puisqu’il n’y a qu’un seul point de grille de terre solide).

D.2 Interpolation spatiale

Les modèles océanique et atmosphérique ont des résolutions différentes dans la direction méridienne. Le travail a donc consisté à construire des matrices de transfert d’une grille à l’autre qui assurent la conservation totale des flux (de chaleur, d’eau douce et de quantité de mouvement).

La grille océanique est une grille régulière dans la direction méridienne de résolution en latitude $\Delta\theta_o = Y_1/ny$, où Y_1 est la latitude du bord nord du bassin océanique et ny le nombre de mailles de l’équateur à Y_1 . La grille atmosphérique est non régulière et est en coordonnée $y = \sin(\text{latitude})$ si bien que la résolution en latitude diminue vers le pôle. En coordonnée y , la résolution dy est constante³ (en adimensionnel, $dy = 1/n = \text{cste}$,

²En considérant la terre solide comme une couche de mélange ou en calculant la température à partir d’un bilan radiatif nul de surface (Fanning et Weaver, 1996), nous avons observé des forts gradients de température de surface au niveau du bord nord du bassin océanique. Cela a entraîné des tensions de vents irréalistes (qui augmentent vers le pôle).

³puisque ce type de coordonnée conserve l’aire de la maille dans le plan horizontal.

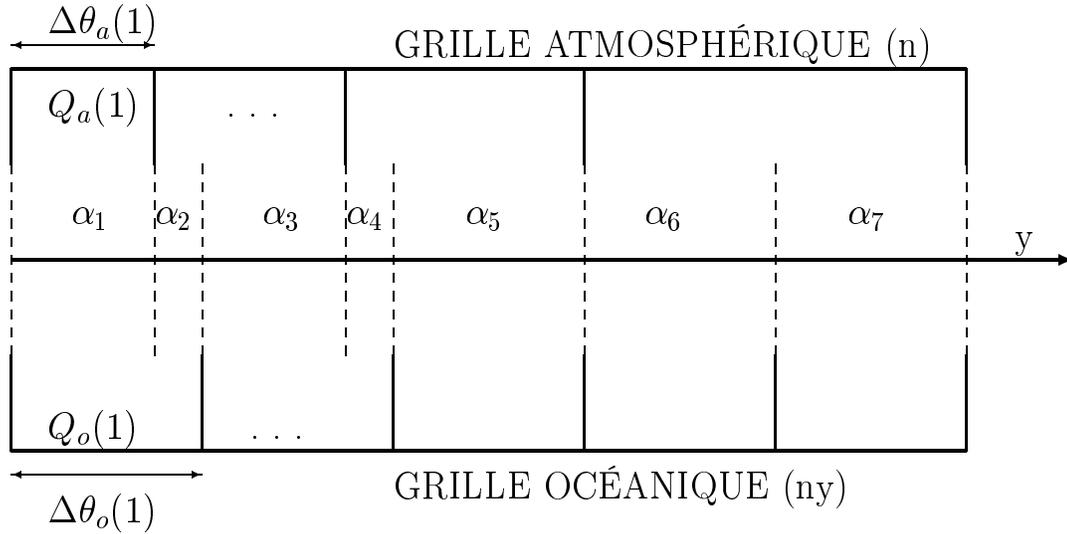


FIG. D.2 – Superposition des grilles atmosphériques et océaniques (représentées ici de l'équateur au bord nord de l'océan). Nous nous sommes arrangés pour que l'extension méridienne du bassin océanique corresponde à un nombre fixe de mailles atmosphériques

où n est le nombre de mailles de l'équateur au pôle). Une vision schématique des grilles océaniques et atmosphériques est montré dans la figure D.2.

(a) Matrice de passage de l'océan vers l'atmosphère

En suivant l'exemple du schéma D.2, l'interpolation d'un champ océanique en moyenne zonale (Q_o de dimension $ny=5$) sur la grille atmosphérique (Q_a de dimension $n=4$) s'effectue comme :

$$\begin{aligned} Q_a(1) &= \alpha_1 Q_o(1) / \alpha_1 \\ Q_a(2) &= (\alpha_2 Q_o(1) + \alpha_3 Q_o(2)) / (\alpha_2 + \alpha_3) \\ Q_a(3) &= \dots \end{aligned}$$

Q_o représente la SST en moyenne zonale et Q_a son interpolation sur la grille atmosphérique. La matrice de passage de l'océan à l'atmosphère est donc

$$A(i, j) = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \alpha_2 & \alpha_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_4 & \alpha_5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \alpha_6 & \alpha_7 \end{pmatrix},$$

où les coefficients α_k sont calculés comme :

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \Delta\theta_a(1)/\Delta\theta_o(1) \\ \alpha_2 &= (\Delta\theta_o(1) - \Delta\theta_a(1))/\Delta\theta_o(1) \\ \alpha_3 &= (\Delta\theta_a(1) + \Delta\theta_a(2) - \Delta\theta_o(1))/\Delta\theta_o(2) \\ \alpha_4 &= \dots\end{aligned}$$

On peut noter que $\sum \alpha_k = ny$.

L'interpolation spatiale assure la conservation des flux entre les deux grilles. Ces flux sont définis comme l'intégrale des champs entre l'équateur et le bord nord de l'océan :

$$\begin{aligned}F_o &= \frac{\sum_{j=1}^{ny} Q_o(j) \cos \theta_o(j)}{ry} \quad \text{avec } ry = \sum_{j=1}^{ny} \cos \theta_o(j) \quad \text{sur la grille océanique;} \\ F_a &= \frac{\sum_{j=1}^n Q_a(j) dy}{n dy} \quad \text{sur la grille atmosphérique.}\end{aligned}$$

L'expression du champ océanique sur la grille atmosphérique se calcule comme

$$Q_a(i) = \frac{\sum_{j=1}^{ny} A(i, j) Q_o(j)}{\sum_{j=1}^{ny} A(i, j)},$$

Et une petite correction doit être apportée pour conserver exactement les flux :

$$Q_a(i) = Q_a(i) + F_o - F_a \quad \text{pour } i = 1 \text{ à } n.$$

(b) Matrice de passage pour les traceurs de l'atmosphère vers l'océan

Pour calculer les flux à l'interface air-mer, la température atmosphérique de surface et l'humidité de surface doivent être exprimés sur la grille océanique. La matrice de passage des traceurs de l'atmosphère vers l'océan s'écrit :

$$B(i, j) = \begin{pmatrix} \beta_1 & \beta_2 & 0 & 0 \\ 0 & \beta_3 & \beta_4 & 0 \\ 0 & 0 & \beta_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \beta_6 \\ 0 & 0 & 0 & \beta_7 \end{pmatrix},$$

Où les β_k sont calculés comme :

$$\begin{aligned}\beta_1 &= \Delta\theta_a(1)/\Delta\theta_a(1) = 1 \\ \beta_2 &= (\Delta\theta_o(1) - \Delta\theta_a(1))/\Delta\theta_a(2) \\ \beta_3 &= (\Delta\theta_a(1) + \Delta\theta_a(2) - \Delta\theta_o(1))/\Delta\theta_a(2) \\ \beta_4 &= \dots\end{aligned}$$

Cette fois-ci, $\sum \beta_k = n$.

Et l'expression du champ atmosphérique sur la grille océanique est

$$Q_o(j) = \frac{\sum_{i=1}^n B(i, j) Q_a(i)}{\sum_{i=1}^n B(i, j)},$$

Une petite correction doit être apportée :

$$Q_o(i, j) = Q_o(i, j) + \frac{ry(F_a - F_o)}{ny \cos \theta_o(j)} \text{ pour } i = 1 \text{ à } nx \text{ et } j = 1 \text{ à } ny.$$

La méthode est similaire pour exprimer la tension de vent de surface (calculée à des points de grille différents de ceux des traceurs) sur la grille océanique.

Remarques

- *Conservation des flux :*

Si l'on avait choisi une méthode qui conserve exactement les flux (sans correction de flux) alors nous aurions (dans le sens atmosphère vers océan)

$$Q_o(j) \cos \theta_o(j) = \sum_{i=1}^n B(i, j) Q_a(i). \quad (\text{D.1})$$

Près des pôles, le cosinus tendant vers 0 nous aurait par conséquent conduit à des valeurs énormes des champs Q_o (de SST ou de tension de vent), très éloignés des champs atmosphériques de surface (Q_a).

- *Résolution :*

Cette méthode d'interpolation très simple nécessite des résolutions assez proches dans la

direction méridienne des modèles atmosphériques et océaniques afin d'éviter les profils en marches d'escalier. Nous choisissons $ny = 36$ pour la résolution océanique (2.14°lat), et $n = 40$ pour le modèle atmosphérique, c'est-à-dire 39 points sur le bassin océanique (1 point pour la terre solide au nord).

Exemple

Un exemple d'interpolation d'un profil de SST en moyenne zonale sur la grille atmosphérique est présenté dans la figure D.3 ci-dessous.

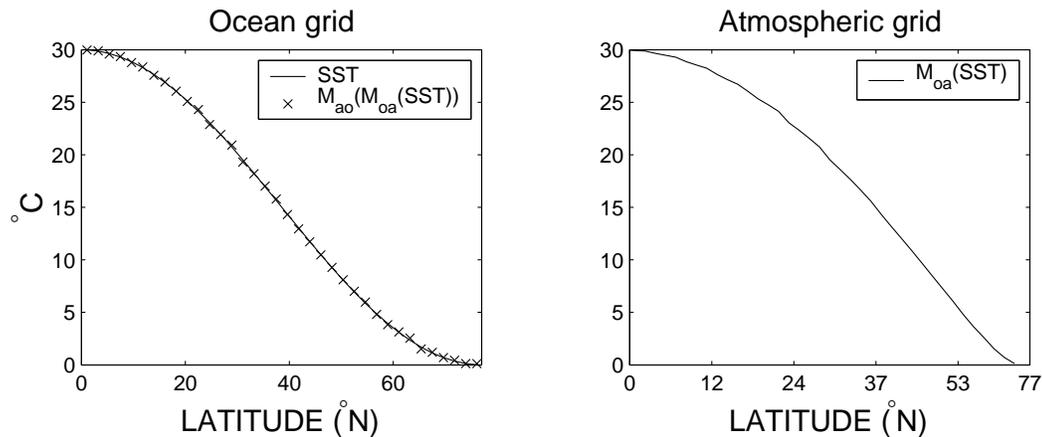


FIG. D.3 – La SST sur la grille océanique (gauche en trait plein) est interpolée sur la grille atmosphérique (droite, $SST_{atm} = M_{oa}(SST)$). Puis l'interpolation de SST_{atm} sur la grille océanique est montrée (à gauche en croix, $SST_{atm \rightarrow oc} = M_{ao}(M_{oa}(SST))$). M_{ao} et M_{oa} sont respectivement les matrices de transfert de l'atmosphère vers l'océan et de l'océan vers l'atmosphère.

Les profils de SST et $SST_{atm \rightarrow oc}$ sont très proches (Fig. D.3 à gauche) puisque l'erreur relative est seulement de 0.002% . Les corrections de flux mentionnées au-dessus sont très faibles : l'interpolation du champ de la grille océanique sur la grille atmosphérique nécessite une correction relative de $9.33 \times 10^{-4}\%$, dans l'autre sens la correction relative est du même ordre de grandeur ($8.4 \times 10^{-4}\%$).

Bibliographie

- Arzel, O. et T. Huck, 2003 : Decadal oscillations in a simplified coupled model due to unstable interactions between zonal winds and ocean gyres. *Dyn. Atm. Oceans*, **37**, 245–270.
- Bellucci, A., 2003 : *Free and forced variability in the north Atlantic ocean*. Ph.D. thesis, University of Southampton.
- Bjerknes, J., 1964 : Atlantic air-sea interaction. *Adv. Geophys*, **10**, 1–82.
- Broecker, W. S., D. M. Peteet, et D. Rind, 1985 : Does the ocean-atmosphere system have more than one stable mode of operation ? *Nature*, **315**, 21–26.
- Bryan, F., 1986 : High-latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulation. *Nature*, **323**, 301–304.
- Budyko, M. I., 1969 : The effect of solar radiation variations on the climate of the earth. *Tellus*, **21**, 611–619.
- Cai, W. et S. J. Godfrey, 1995 : Surface heat flux parameterizations and the variability of the thermohaline circulation. *J. Geophys. Res.*, **100**, 10,679–10,692.
- Cai, W., R. Greatbatch, et S. Zhang, 1999 : Interdecadal variability in a ocean model driven by a small zonal redistribution of the surface buoyancy flux. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 1998–2010.
- Capotondi, A. et W. R. Holland, 1997 : Decadal variability in an idealized ocean model and its sensitivity to surface boundary conditions. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1072–1093.
- Cayan, D. R., 1980 : Large scale relationship between sea surface temperature and surface air temperature. *Mon. Weather Rev.*, **108**, 1293–1301.

- Cessi, P., 1996 : Convective adjustment and thermohaline excitability. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 481–491.
- , 2000 : Thermal feedback on wind-stress as a contributing cause of climate variability. *J. Clim.*, **13**, 232–244.
- Cessi, P., K. Bryan, et R. Zhang, 2004 : Global seiching of thermocline waters between the Atlantic and the Indian-Pacific ocean basins. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, doi :10.1029/2003GL019091.
- Chao, Y., M. Ghil, et J. C. McWilliams, 2000 : Pacific interdecadal variability in this century's sea surface temperatures. *Geophys. Res. Lett.*, **27**(15), 2261–2264.
- Chelton, D. B. et M. G. Schlax, 1996 : Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*, **272**, 3161–3178.
- Chen, F. et M. Ghil, 1995 : Interdecadal variability of the thermohaline circulation and high-latitude surface fluxes. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2547–2568.
- , 1996 : Interdecadal variability in a hybrid coupled ocean-atmosphere model. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1561–1578.
- Colin de Verdière, A., 1986 : On the mean flow instabilities within the planetary geostrophic equations. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 1981–1984.
- , 1988 : Buoyancy driven planetary flows. *J. Mar. Res.*, **46**, 215–265.
- Colin de Verdière, A. et M. L. Blanc, 2001 : Thermal resonance of the atmosphere to SST anomalies. Implications for the Antarctic circumpolar wave. *Tellus*, **53A**, 403–424.
- Colin de Verdière, A. et T. Huck, 1999 : Baroclinic instability : An oceanic wavemaker for interdecadal variability. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 893–910.
- Collins, M. et B. Sinha, 2003 : Predictability of decadal variations in the thermohaline circulation and climate. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1306–1309.
- Danabasoglu, G., J. C. McWilliams, et P. R. Gent, 1994 : The role of mesoscale tracer transports in the global ocean circulation. *Science*, **264**, 1123–1126.
- Delworth, T. L. et R. J. Greatbatch, 2000 : Multidecadal thermohaline circulation variability excited by atmospheric surface flux forcing. *J. Clim.*, **13**, 1481–1495.

- Delworth, T. L., S. Manabe, et R. J. Stouffer, 1993 : Interdecadal Variations of the Thermohaline Circulation in a Coupled Ocean-Atmosphere Model. *J. Clim.*, **6**, 1993–2011.
- Delworth, T. L. et M. E. Mann, 2000 : Observed and simulated multidecadal variability in the northern hemisphere. *Clim. Dyn.*, **16**, 661–676.
- Deser, C. et M. L. Blackmon, 1993 : Surface climate variations over the north Atlantic during winter : 1900-1989. *J. Clim.*, **6**, 1743–1753.
- Dewar, W. K., 2001 : On the dynamics in midlatitude climate. *J. Clim.*, **14**, 4380–4397.
- Dickson, R. R., et al., 1988 : The "Great Salinity Anomaly" in the northern north Atlantic. *Prog. in Oceano.*, **20**, 103–151.
- , 1996 : Long-term coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Prog. in Oceano.*, **38**, 214–295.
- Eden, C. et R. J. Greatbatch, 2003 : A damped decadal oscillation in the North Atlantic climate system. *J. Clim.*, **16**, 4043–4060.
- Eden, C. et T. Jung, 2001 : North Atlantic interdecadal variability : oceanic response to the North Atlantic Oscillation (1865-1997). *J. Clim.*, **14**, 676–691.
- Fanning, A. F. et A. J. Weaver, 1996 : An atmospheric energy-moisture balance model : climatology, interpentadal climate change, and coupling to an general circulation model. *J. Geophys. Res.*, **101**, 111–128.
- Folland, C. K., D. E. Parker, et F. E. Kates, 1984 : Worldwide marine temperature fluctuations 1856-1981. *Nature*, **310**, 670–673.
- Frankignoul, C. et K. Hasselmann, 1977 : Stochastic climate models, Part II : Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, **29**, 289–305.
- Frankignoul, C., E. Zorita, et P. Müller, 1997 : A simple model of the decadal response of the ocean to stochastic wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1533–1546.
- Gallego, B. et P. Cessi, 2000 : Exchange of heat and momentum between the atmosphere and the ocean : a minimal model of decadal oscillations. *Clim. Dyn.*, **16**, 479–489.
- Ganopolski, G., et al., 1998 : Simulation of modern and glacial climates with a coupled global model of intermediate complexity. *Nature*, **391**, 351–356.

- Gent, P. R. et J. C. McWilliams, 1990 : Isopycnal mixing in ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 150–155.
- Genthon, C., et al., 1990 : Parametrization of eddy sensible heat transports in a zonally averaged dynamic model of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2475–2487.
- Ghil, M., 2002 : Natural climate variability. *Encycl. Global. Env. Change*, **1**, 544–549.
- Ghil, M. et A. W. Robertson, 2000 : Solving problems with GCMs : General Circulation Models and their role in the climate modeling hierarchy. *General Circulation Model Development : Past, Present and Future*, 285–325. D. Randall (Ed.), Academic Press.
- Ghil, M. et R. Vautard, 1991 : Interdecadal oscillations and the warming trend in global temperature time series. *Nature*, **350**, 324–327.
- Goodman, J. et J. Marshall, 1999 : A model of decadal middle-latitude atmosphere-ocean coupled modes. *J. Clim.*, **12**, 621–641.
- Greatbatch, J. et K. A. Peterson, 1996 : Interdecadal variability and oceanic thermohaline adjustment. *J. Phys. Oceanogr.*, **101**, 20467–20482.
- Greatbatch, R. J. et S. Zhang, 1995 : An interdecadal oscillation in an idealized ocean basin forced by constant heat flux. *J. Clim.*, **8**, 81–91.
- Green, J. S. A., 1970 : Transfer properties of the large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **96**, 157–185.
- Grey, S. M., H. Haines, et A. Troccoli, 2000 : A study of temperature changes in the upper north Atlantic : 1950-94. *J. Clim.*, **13**, 2697–2711.
- Griffies, S. M. et K. Bryan, 1997 : Predictability of North Atlantic multidecadal climate variability. *Science*, **275**, 181–184.
- Griffies, S. M. et E. Tziperman, 1995 : A linear thermohaline oscillator driven by stochastic atmospheric forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 2440–2453.
- Grotzner, A. et M. Latif, 1997 : A decadal climate cycle in the North Atlantic ocean as simulated by the ECHO coupled GCM. *J. Clim.*, **11**, 831–847.
- Gu, D. F. et S. G. H. Philander, 1997 : Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics. *Science*, **275**, 805–807.

- Haney, R. L., 1971 : Surface boundary condition for ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **1**, 241–248.
- Hansen, D. V. et H. F. Bezdek, 1996 : On the nature of decadal anomalies in North Atlantic sea surface temperature. *J. Geophys. Res.*, **101**, 8749–8758.
- Hasselmann, K., 1976 : Stochastic climate models. Part I : Theory. *Tellus*, **28**, 473–484.
- Hirshi, J., J. Sander, et T. F. Stocker, 1999 : Intermittent convection, mixed boundary conditions and the stability of the thermohaline circulation. *Clim. Dyn.*, **15**, 277–291.
- Häkkinen, S., 1993 : An arctic source for the great salinity anomaly : A simulation of the arctic ice-ocean system for 1955-1975. *J. Geophys. Res.*, **98**, 16,397–16,410.
- Huang, R. X., 1998 : Mixing and available potential energy in a Boussineq ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 669–678.
- Huang, R. X. et R. L. Chou, 1994 : Parameter sensitivity study of the haline circulation. *Clim. Dyn.*, **9**, 391–409.
- Huck, T., A. Colin de Verdière, et A. Weaver, 1999a : Interdecadal variability of the thermohaline circulation in box-ocean models forced by fixed surface fluxes. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 865–892.
- Huck, T., G. Vallis, et A. Colin de Verdière, 2001 : On the robustness of the interdecadal modes of the thermohaline circulation. *J. Clim.*, **14**, 940–963.
- Huck, T. et G. K. Vallis, 2001 : Linear stability analysis of the three dimensional thermally-driven ocean circulation : application to interdecadal oscillations. *Tellus*, **53A**, 526–545.
- Huck, T., A. J. Weaver, et A. Colin de Verdière, 1999b : On the influence of the parametrization of lateral boundary layers on the thermohaline circulation in coarse resolution ocean-models. *J. Mar. Res.*, **57**, 387–426.
- Jiang, S., P. H. Stone, et P. Malanotte-Rizzoli, 1999 : An assessment of the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory ocean model with coarse resolution : Annual mean climatology. *J. Geophys. Res.*, **104**, 25,624–25,645.
- Jin, F. F., 1997 : A theory of interdecadal climate variability of the North Pacific ocean-atmosphere system. *J. Clim.*, **10**, 1821–1835.

- Kravtsov, S. et M. Ghil, 2003 : Interdecadal variability in a hybrid coupled ocean-atmosphere-sea-ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, **in press**.
- Kuo, H. L., 1974 : Further studies of the parametrization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232–1240.
- Kushnir, Y., 1994 : Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Clim.*, **7**, 141–157.
- Kushnir, Y. et I. M. Held, 1996 : Equilibrium atmospheric response to north Atlantic SST anomalies. *J. Clim.*, **9**, 1208–1220.
- LaCasce, J. H., 2000 : Baroclinic Rossby waves in a square basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 3161–3178.
- Latif, M., 1998 : Dynamics of interdecadal variability in coupled ocean-atmosphere models. *J. Clim.*, **11**, 602–624.
- Latif, M. et T. P. Barnett, 1994 : Causes of decadal climate variability over the north Pacific and north America. *Science*, **266**, 634–637.
- , 1996 : Decadal variability over the North Pacific and North America : Dynamics and predictability. *J. Clim.*, **9**, 2407–2423.
- Lazier, J. R. N., 1988 : Temperature and salinity changes in the deep Labrador Sea. *Deep-Sea Res.*, **35**, 1247–1253.
- Lenderink, G. et R. J. Haarsma, 1994 : Variability and multiple equilibria of the thermohaline circulation associated with deep-water formation. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1480–1493.
- Levitus, S., 1989 : Interdecadal variability of temperature and salinity of intermediate depths of the North Atlantic Ocean, 1970-1974 versus 1955-1959. *J. Geophys. Res.*, **94**, 9679–9685.
- Li, Z. X. et S. Conil, 2003 : Transient response of an atmospheric GCM to north Atlantic SST anomalies. *J. Clim.*, **16**, 3993–3998.
- Malkus, W. R., 1972 : Non-periodic convection at high and low Prandtl number. *Memoires Societe Royale des Sciences de Liege*, **6ème série**, **IV**, 125–128.

- Manabe, S., J. Smagorinsky, et R. F. Strickler, 1965 : Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle. *Mon. Weather Rev.*, **93**, 769–798.
- Manabe, S. et R. J. Stouffer, 1993 : Century-scale effects of increased atmospheric CO₂ on the ocean-atmosphere system. *Nature*, **364**, 215–218.
- Mann, M. E., R. S. Bradley, et M. K. Hughes, 1999 : Northern hemisphere temperatures during the past millennium : inferences, uncertainties, and limitations. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 759–762.
- Marotzke, J., P. Welander, et J. Willebrand, 1988 : Instability and multiple steady-states in a meridional-plane model of the thermohaline circulation. *Tellus*, **40A**, 162–172.
- , 1991 : Multiple equilibria of the global thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1372–1385.
- Marshall, J. et F. Molteni, 1993 : Toward a dynamical understanding of planetary-scale flow regimes. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1792–1818.
- Marshall, J., et al., 2001 : North Atlantic climate variability : phenomena, impacts and mechanisms. *Int. J. Climatol.*, **21**, 1863–1898.
- Mikolajewicz, U. et E. Maier-Reimer, 1990 : Internal secular variability in an ocean general circulation model. *Clim. Dyn.*, **4**, 145–156.
- Milanković, 1941 : Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eizeitenproblem. *Ed. Sp. Acad. Royale Serbe - Belgrade*. Translation : Canon of insolation and ice-age problem by Israel program for scientific translation. Published for U.S. Department of Commerce and the National Science Foundation. (1969).
- Mitchell, J. F. B., et al., 1995 : Climate response to increasing levels of greenhouse gases and sulphate aerosols. *Nature*, **376**, 501–504.
- Mitchell, J. M., 1976 : An overview of climatic variability and its causal mechanisms. *Quaternary Res.*, **6**, 481–493.
- Münnich, M., et al., 1998 : Decadal oscillations in a simple coupled model. *J. Clim.*, **11**, 3309–3319.

- Molinari, R. L., et al., 1997 : Multiyear variability in the near-surface temperature structure of the midlatitude western North Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, **102**, 3267–3278.
- Moron, V., R. Vautard, et M. Ghil, 1998 : Trends, interdecadal and interannual oscillations in global sea surface temperatures. *Clim. Dyn.*, **14**, 545–569.
- Myers, P. G. et A. J. Weaver, 1992 : Low-frequency internal oceanic variability under seasonal forcing. *J. Geophys. Res.*, **97**, 9541–9563.
- Mysak, L. A., D. K. Manak, et R. F. Marsden, 1990 : Sea-ice anomalies observed in the Greenland and Labrador Seas during 1901-1984 and their relation to an interdecadal Arctic climate cycle. *Clim. Dyn.*, **5**, 111–133.
- Mysak, L. A., T. F. Stocker, et F. Huang, 1993 : Century-scale variability in a randomly forced, two dimensional thermohaline ocean circulation model. *Clim. Dyn.*, **8**, 103–116.
- Neelin, J. D., I. M. Held, et K. H. Cook, 1987 : Evaporation-wind feedback and low-frequency variability in the tropical atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2341–2351.
- Nugamuti, A., 1993 : Dynamics and energy balance of the Hadley circulation and the tropical precipitation zones : significance of the distribution of evaporation. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1874–1887.
- Ollitrault, M. et A. Colin de Verdière, 2002 : SOFAR Floats Reveal Midlatitude Intermediate North Atlantic General Circulation. Part II : An Eulerian Statistical View. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2034–2053.
- Palmer, T. N. et Z. Sun, 1985 : A modelling and observational study of the relationship between SST in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **111**, 947–975.
- Peixoto, J. P. et A. H. Oort, 1992 : Physics of Climate. *American Institute of Physics*, 520pp.
- Pierce, D. W., T. P. Barnett, et U. Mikolajewicz, 1995 : Competing roles of heat and freshwater flux in forcing the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2046–2064.

- Polito, P. S. et P. Cornillon, 1997 : Long baroclinic Rossby waves detected by TOPEX/POSEIDON. *J. Geophys. Res.*, **102**, 3215–3235.
- Primeau, F. et P. Cessi, 2000 : Coupling between wind-driven currents and midlatitude storm tracks. *J. Clim.*, **14**, 1243–1261.
- Rahmstorf, S. et J. Willebrand, 1995 : The role of temperature feedback in stabilizing the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 787–805.
- Reverdin, G., D. Cayan, et Y. Kushnir, 1997 : Decadal variability of hydrography in the upper northern North Atlantic in 1948-1990. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8505–8531.
- Robertson, A. W., 1996 : Interdecadal variability over the North Pacific in a multi-century climate simulation. *Clim. Dyn.*, **12**, 227–241.
- Rodwell, M. J., D. P. Rowell, et C. K. Folland, 1999 : Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate. *Nature*, **398**, 320–323.
- Salmon, R., 1986 : A simplified linear ocean circulation theory. *J. Mar. Res.*, **44**, 695–711.
- Samelson, R. M. et G. K. Vallis, 1997 : A simple friction and diffusion scheme for planetary geostrophic basin models. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 186–194.
- Saravanan, R. et J. C. McWilliams, 1995 : Multiple equilibria, natural variability, and climate transitions in an idealized ocean-atmosphere model. *J. Clim.*, **8**, 165–188.
- , 1998 : Advective ocean-atmosphere interaction : An analytical stochastic model with implications for decadal variability. *J. Clim.*, **11**, 165–188.
- Schneider, E. K., 1977 : Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. Part II : Nonlinear calculations. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 280–296.
- Solovev, M., P. H. Stone, et P. Malanotte-Rizzoli, 2002 : Assessment of mesoscale eddy parametrizations for a single-basin coarse-resolution ocean model. *J. Geophys. Res.*, **107**, 1–19.
- Starr, V. P. et R. M. White, 1951 : A hemispherical study of the atmospheric angular momentum balance. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **77**, 215–224.
- Stephens, G. L., G. G. Campbell, et T. H. V. Haar, 1981 : Earth radiation budgets. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9739–9760.

- Stommel, H., 1961 : Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, **13**, 224–230.
- Stone, P. H. et M. S. Yao, 1990 : Development of two-dimensional zonally averaged statistical-dynamical model. Part III : The parametrization of the eddy fluxes of heat and moisture. *J. Clim.*, **3**, 726–740.
- Sura, P., F. Lunkeit, et K. Fraedrich, 1999 : Decadal variability in a simplified wind-driven ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 1917–1930.
- Sutton, R. T. et M. R. Allen, 1997 : Decadal predictability of North Atlantic sea surface temperature and climate. *Nature*, **388**, 563–567.
- Tanimoto, Y., et al., 1993 : Characteristic variations of sea surface temperature with multiple time scales in the North Pacific. *J. Clim.*, **6**, 1153–1160.
- te Raa, L. A. et H. A. Dijkstra, 2002 : Instability of the thermohaline circulation on interdecadal timescales. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 138–160.
- Timmermann, A. et M. Latif, 1998 : Northern hemispheric interdecadal variability : a coupled air-sea mode. *J. Clim.*, **11**, 1906–1931.
- Trenberth, K. E., 1990 : Recent observed interdecadal climate changes in the northern hemisphere. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **71**, 988–993.
- Trenberth, K. E. et J. W. Hurrell, 1994 : Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific. *Clim. Dyn.*, **9**, 303–319.
- Tziperman, E., et al., 1994 : Instability of the THC with Respect to Mixed Boundary Conditions : Is It Really a Problem for Realistic Models. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 217–232.
- Vallis, G. K., 1982 : A statistical-dynamical climate model with a simple hydrological cycle. *Tellus*, **34**, 211–227.
- Venegas, S. A., L. A. Mysak, et D. N. Straub, 1998 : An interdecadal climate cycle in the South Atlantic and its links to other ocean basins. *J. Geophys. Res.*, **103**, 24 723–24 736.
- von Storch, J. S., 1994 : Interdecadal variability in a global coupled model. *Tellus*, **46A**, 419–436.

- Walin, G., 1985 : The thermohaline circulation and the control of ice ages. *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, **50**, 323–332.
- Wang, X., P. H. Stone, et J. Marotzke, 1999 : Global Thermohaline Circulation. Part II : Sensitivity with Interactive Atmospheric Transports. *J. Clim.*, **12**, 83–91.
- Weaver, A. J., S. M. Aura, et P. G. Myers, 1994 : Interdecadal variability in an idealized model of the north Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **99**, 12,423–12,441.
- Weaver, A. J. et T. Hughes, 1994 : Rapid interglacial climate fluctuations driven North Atlantic ocean circulation. *Nature*, **367**, 447–450.
- Weaver, A. J. et E. S. Sarachik, 1991a : Evidence for decadal variability in an ocean general circulation model : an advective mechanism. *Atmos. Ocean*, **29**, 197–231.
- , 1991b : The role of mixed boundary conditions in numerical models of the ocean's climate. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1470–1493.
- Weaver, A. J., E. S. Sarachik, et J. Marotzke, 1991 : Freshwater flux forcing of decadal and interdecadal oceanic variability. *Nature*, **353**, 836–838.
- Weaver, A. J., et al., 1993 : Stability and variability of the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 39–60.
- Weber, S. L., 1998 : Parameter sensitivity of a coupled atmosphere-ocean model. *Clim. Dyn.*, **14**, 201–212.
- Weijer, W., et al., 1999 : Impacts of interbasin exchange on the Atlantic overturning circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 2266–2284.
- Welander, P., 1982 : A simple heat-salt oscillator. *Dyn. Atm. Oceans*, **6**, 233–242.
- Weng, W. et J. D. Neelin, 1998a : On the role of ocean-atmosphere interaction in midlatitude interdecadal variability. *grl*, **25**, 167–170.
- , 1998b : On the role of ocean-atmosphere interaction in midlatitude interdecadal variability. *Geophys. Res. Lett.*, **25**(2), 167–170.
- White, A. A., 1977a : The surface flow in a statistical climate model - a test of a parametrization of large scale momentum fluxes. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **103**, 93–119.

- White, A. A. et J. S. A. Green, 1984 : Transfer coefficient eddy flux parametrizations in a simple model of the zonal average atmospheric circulation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **110**, 1035–1052.
- White, W. B., 1977b : Annual forcing of baroclinic long waves in the tropical North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 50–61.
- 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.
- Wiin-Nielsen, A. et J. Sela, 1971 : On the transport of quasi-geostrophic potential vorticity. *Mon. Weather Rev.*, **99**, 447–468.
- Winton, M., 1996 : The role of horizontal boundaries in parameter sensitivity and decadal-scale variability of coarse-resolution ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 289–304.
- , 1997 : The damping effect of bottom topography on internal decadal-scale oscillations of the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 203–208.
- Winton, M. et E. S. Sarachik, 1993 : Thermohaline oscillations induced by strong steady salinity forcing of ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1389–1410.
- Wohleben, T. M. H. et A. J. Weaver, 1995 : Interdecadal variability in the subpolar North Atlantic. *Clim. Dyn.*, **11**, 459–467.
- Wright, D. G. et T. F. Stocker, 1991 : A zonally averaged model for the thermohaline circulation. Part I : Model development and flow dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1713–1724.
- Wu, G.-X. et A. A. White, 1986 : A further study of the surface zonal flow predicted by an eddy flux parameterization scheme. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **112**, 1041–1056.
- 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.
- Zorita, E. et C. Frankignoul, 1997 : Modes of north Atlantic decadal variability in the ECHAM1/LSG coupled ocean-atmosphere general circulation model. *J. Clim.*, **10**, 183–200.