

UNIVERSITÉ PARIS VII – DENIS DIDEROT

U.F.R. SCIENCES PHYSIQUES DE LA TERRE

École Doctorale des Sciences de l'Environnement d'Ile-de-France
Laboratoire d'Océanographie Spatiale, IFREMER, Brest

Doctorat

Océanographie Physique et Spatiale

Sylvain MICHEL

TÉLÉDÉTECTION DE LA SALINITÉ
À LA SURFACE DES OCÉANS

Variabilité de la salinité de surface
d'après un modèle global de couche mélangée océanique

Thèse dirigée par Jean TOURNADRE

Soutenance effectuée le 10 mars 2006

Jury :

Mr Stéphane JACQUEMOUD, président

Mr Bruno BLANKE, rapporteur

Mr Thierry DELCROIX, rapporteur

Mr Jean TOURNADRE, directeur

Mr Bertrand CHAPRON, co-directeur

Mme Jacqueline BOUTIN, examinatrice

Mr Gilles REVERDIN, invité

Remerciements

Merci à Stéphane Jacquemoud, pour sa patience, sa disponibilité et son aide précieuse à l'amélioration de ce manuscrit.

Merci à Bertrand Chapron, sans qui je n'aurais jamais osé me lancer dans cette thèse.

Merci à Jean Tournadre pour soutien et sa rigueur.

Merci à Bruno Blanke et Thierry Delcroix d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et de recevoir mon manuscrit en pièces détachées.

Merci à Jacqueline Boutin de m'avoir encouragé depuis le début jusqu'à la fin.

Merci à Gilles Reverdin de m'avoir consacré tant de temps, pour corriger mon manuscrit, mes articles et m'apporter des conseils stimulants.

Merci à Fabienne Gaillard pour des discussions fructueuses au sujet de POMME.

Merci à Anne-Marie Treguier de m'avoir fait découvrir les joies de la recherche et de m'avoir toujours honnêtement conseillé depuis.

Merci à toute l'équipe du Laboratoire d'Océanographie Spatiale (permanents comme passagers, squatteurs comme réguliers), avec qui j'ai passé un excellent séjour : Marie-Laure, Francine, Sylvie et Sylvie, Fannie, Virginie, Pascale, Frédéric, Cédric, Romain, Olivier, Pierre, Robert, Yves, Nicolas, Abderrahim, Denis, Jean-François, Jordi, et les autres que j'aurais oublié ...

Merci aussi au club de plongée sous-marine de l'IFREMER, avec qui je me suis souvent détendu dans les grands fonds.

Merci au club de Breton de l'IFREMER, qui m'a permis d'apprendre de si jolis mots.

Enfin merci à tous les copains de l'IFREMER, de IUBO et d'ailleurs, avec qui j'ai tant apprécié les pause-café et les soirées : Herve, Gaston & Nan-Chin, Rudy, Marc, Guillaume & Domitille, Guillaume & Bénédicte, Caroline, Philippe, Claire, Bruno, Gaël, Eric, Jean-François, Andrea, et j'en passe ...

Je dédis cet ouvrage a Marie-Pierre, ma petite femme chérie,
qui a su patienter si longtemps pendant que je le réalisais.

Elle m'a même comblé avec les plus beaux des cadeaux,
en me donnant un premier enfant juste après la soumission de mon manuscrit
et un second après sa correction.

Table des matières

Introduction	7
• Motivations pour l'étude de la SSS	7
• Intérêt de l'étude pour le programme spatial SMOS	9
• Estimation indépendante de SSS	9
I. Synthèse bibliographique : méthodes d'estimation de la SSS	11
Introduction	12
Sommaire	14
Notations	16
I.1. Mesures in situ : observations de salinité dans la couche supérieure de l'océan	17
I.1.a. Analyses régionales de la SSS	17
<i>I.1.a.i. Echelles spatiales et temporelles</i>	17
<i>I.1.a.ii. Modes de variabilité</i>	25
<i>I.1.a.iii. Structures verticales</i>	40
I.1.b. Analyses globales de la SSS	47
<i>I.1.b.i. Variabilité saisonnière</i>	47
<i>I.1.b.ii. Variabilité interannuelle</i>	51
I.1.c. Profondeur de la couche mélangée	54
I.2. Observations satellitaires : description cohérente de la surface océanique	65
I.2.a. Elévation de surface et courants	65
I.2.b. Température et tension de vent	72
<i>I.2.b.i. Mésos-échelle</i>	72
<i>I.2.b.ii. Echelle régionale</i>	75
<i>I.2.b.iii. Echelle d'un bassin océanique</i>	80
I.2.c. Couleur de la surface océanique	83
I.3. Modèles numériques d'océan : simulation du bilan de chaleur et de la SST	88
I.3.a. Modèles 1D verticaux	88
<i>I.3.a.i. Estimation des flux air-mer</i>	88
<i>I.3.a.ii. Optimisation des flux air-mer</i>	93
I.3.b. Modèles 3D régionaux	99
<i>I.3.b.i. Circulation dans la couche mélangée</i>	99
<i>I.3.b.ii. Bilan de chaleur dans la couche mélangée</i>	106
I.3.c. Modèles 2D intermédiaires	114
<i>I.3.c.i. Domaine régional</i>	114
<i>I.3.c.ii. Bassin océanique</i>	121
I.4. Modélisation de la SSS : processus et variabilité simulée	134
I.4.a. Modèles de circulation océanique générale	134
I.4.b. Modèles couplés océan-atmosphère	138
<i>I.4.b.i. Variabilité interannuelle</i>	138
<i>I.4.b.ii. Variabilité décennale</i>	144
I.5. Conclusion : choix du modèle et des échelles simulées	154

II. Modèle de couche mélangée	157
II.1. Equation de conservation de la salinité	158
II.1.a. Cas général	158
II.1.b. Application à la surface océanique	159
II.2. Modèle de couche superficielle turbulente	161
II.2.a. Description	161
II.2.b. Limitations	162
II.3. Modèle de couche mélangée homogène	163
II.3.a. Description	163
II.3.b. Compatibilité avec le modèle de turbulence	165
II.3.c. Limitations	166
II.4. Inversion de la profondeur à partir de la température	168
II.4.a. Calcul direct	169
II.4.b. Méthode séquentielle	169
II.4.c. Méthode par minimisation	170
II.5. Conclusion : données nécessaires au modèle et modes d'intégration	172
III. Données de forçage du modèle	175
III.1. Origine et incertitude des données	177
III.1.a. Climatologie du SOC	177
III.1.b. Réanalyses de l'ECMWF	179
III.1.c. Réanalyse du NCEP	180
III.1.d. Vent QuikSCAT	181
III.1.e. Mesures altimétriques	181
III.2. Flux d'eau douce atmosphérique	182
III.2.a. Moyenne annuelle	182
III.2.b. Variabilité saisonnière locale	185
III.2.c. Variabilité en moyenne zonale	188
III.3. Apports fluviaux	189
III.3.a. Estimation de l'impact moyen	190
III.3.b. Distribution spatiale	191
III.3.c. Variabilité temporelle	192
III.4. Flux de chaleur	193
III.4.a. Moyenne annuelle	193
III.4.b. Variabilité en moyenne zonale	196
III.5. Tension de vent	198
III.5.a. Moyenne annuelle	200
III.5.b. Rotationnel du vent	202
III.6. Courant géostrophique	203
III.6.a. Moyenne annuelle	203
III.6.b. Variabilité temporelle	205
III.6.c. Filtrage des valeurs aberrantes	208
III.7. Température de surface	210
III.7.a. Moyenne annuelle	211
III.7.b. Variabilité temporelle	212
III.8. Salinité de surface	215
III.8.a. Moyenne annuelle	215
III.8.b. Variabilité saisonnière	216
III.8.c. Extrema locaux	217
III.9. Conclusion : choix des données de forçage	220

IV. Validation des résultats du modèle	221
IV.1. Bilan de température dans le Pacifique Nord (Qiu and Kelly, 1993)	222
IV.1.a. Différences de formulation	222
IV.1.b. Profondeur et température de la couche mélangée	224
IV.1.c. Bilan de température dans la couche mélangée	225
IV.2. Variabilité de la SST et la MLD dans le Pacifique Nord (Alexander et al, 2000)	229
IV.2.a. Différences de formulation	229
IV.2.b. Distribution spatiale de la MLD	231
IV.2.c. Variabilité journalière de la MLD	232
IV.2.d. Bilan de température en moyenne zonale	235
IV.2.e. Distribution spatiale de l'advection et de l'entraînement	240
IV.3. Variabilité de la couche mélangée dans l'Atlantique Nord-Est	243
IV.3.a. Comparaison avec un modèle 1D vertical (Caniaux et al, 2005a, 2005b)	243
IV.3.b. Comparaison avec un modèle 3D régional (Giordani et al, 2005a, 2005b)	245
IV.4. Variabilité de la SSS dans l'Atlantique (Reverdin et al, 2005)	248
IV.4.a. Cycle saisonnier de SSS	249
IV.4.b. Déviations par rapport à la SSS climatologique	250
IV.4.c. Variabilités saisonnière et journalière de la SSS	251
IV.4.d. Relation de la salinité avec les forçages atmosphériques et les processus océaniques	254
IV.5. Conclusion : validité de la simulation	260
V. Profondeur de couche mélangée et bilan de température	261
Présentation de l'article « Heat budget in the North-East Atlantic from a simplified mixed layer model »	262
V.1. Introduction	263
V.2. Model and forcing data	265
V.2.1. Slab mixed layer model	265
V.2.2. Forcing fields	267
V.2.3. Model configuration	268
V.2.4. Validation data	270
V.3. Mixed layer depth variability	270
V.3.1. Estimates of Mixed Layer Depth	270
V.3.2. Inversion from Sea Surface Temperature	271
V.3.3. Validation in the North-East Atlantic	272
V.4. Heat budget in the North-East Atlantic	277
V.4.1. Annual mean heat budget	278
V.4.2. Heat budget variability	283
V.4.3. Analysis in POMME area	287
V.5. Surface temperature variability	293
V.6. Conclusions and perspectives	299
V.6.1. Main results from the simulations	299
V.6.2. Future work	300
References	301

VI. Variabilité saisonnière de la SSS	303
Présentation de l'article « Sea Surface Salinity variability from a simplified mixed layer model of the global ocean »	304
VI.1. Introduction	305
VI.2. Model design	307
VI.2.1. Slab mixed layer formulation	308
VI.2.2. Assumptions and limitations	309
VI.2.3. Global implementation	310
VI.3. Mixed layer depth estimate	311
VI.3.1. Horizontal variability	312
VI.3.2. Seasonal variability	315
VI.3.3. Mixed layer stability	318
VI.3.4. Inversion performance	319
VI.4. Climatological salinity balance	320
VI.4.1. Processes tendency	320
VI.4.2. Processes variability	322
VI.4.3. Processes contribution to the global budget	324
VI.5. Salinity variability	325
VI.5.1. Seasonal variability	326
VI.5.2. Daily variability	330
VI.5.3. Annual mean salinity	331
VI.6. Conclusions	332
VI.6.1. Summary	332
VI.6.2. Discussion	334
VI.6.3. Perspectives	335
Appendix A: Forcing data	335
Appendix B: Inversion method	337
References	339
Conclusion	341
• Résumé	342
• Perspectives	344
• Applications	345
Références bibliographiques	347
Listes d'acronymes	353

Introduction

• Motivations pour l'étude de la salinité de surface

La salinité de la surface océanique (SSS) exerce une influence fondamentale sur l'ensemble du système océan-atmosphère. La salinité et la température déterminent la densité de l'eau-de-mer, donc sa stabilité verticale (flottabilité). Ainsi, dans les régions de formation d'eau profonde, principalement dans l'Atlantique Nord, la SSS contrôle en partie l'intensité de la convection hivernale. La circulation thermohaline (THC), qui transporte les eaux profondes vers l'équateur et les eaux superficielles vers les hautes latitudes, dépend de cette convection. Des conditions anormales, telles que les Grandes Anomalies de Salinité observées durant les années 1970 et 1980 (Belkin et al., 1998), peuvent avoir des conséquences considérables sur la quantité d'eau profonde formée. Certains auteurs avancent que la salinité pourrait diminuer notablement dans l'Atlantique Nord, à cause de la fonte des calottes glacières du Groënland, liée au réchauffement climatique (Dickson et al., 2002). Cela engendrerait une couche d'eau de surface dessalée, donc très stable, qui réduirait la convection et freinerait la THC. Pas conséquent, une petite perturbation de la SSS conduirait à d'importantes modifications de la circulation océanique, puis du système climatique global.

Les variations horizontales de salinité ont aussi des impacts sur les courants superficiels. En effet, les gradients de densité induisent des courants particulièrement intenses près de la surface (par géostrophie¹). De plus, la SSS constitue la signature visible de variations de salinité en profondeur, qui modifient localement les courants et l'élévation de la surface océanique (Maes et al., 2002). A grande échelle, les variations du niveau de la mer pourraient être dues autant à la salinité qu'à la température (Miller and Douglas, 2004).

La SSS est également un paramètre crucial pour les interactions air-mer. En agissant sur la stabilité de l'eau superficielle, la salinité influe sur la durée des échanges entre l'atmosphère et une masse d'eau donnée, avant qu'elle ne plonge et soit isolée de la surface (ventilation). Ce processus détermine les quantités de chaleur et d'eau douce qui peuvent être transférées, mais aussi celles des gaz capturés, notamment les gaz à effet de serre (dioxyde de carbone, méthane, fréons, etc.).

La SSS constitue le meilleur indicateur des flux d'eau douce à la surface des océans, qu'ils proviennent de l'atmosphère, des continents ou de la banquise. Les précipitations peuvent être mesurées par échantillonnage et par télédétection, par contre l'évaporation n'est estimée que de façon indirecte (par des formules « *bulk* » empiriques, dépendant de la vitesse du vent, de la température de l'air et de la mer et de l'humidité). Puisque le bilan évaporation – précipitations (E-P) a un effet direct sur la salinité, une observation continue de SSS permettrait de quantifier précisément ce flux, qui est actuellement le plus mal connu des flux atmosphériques. Près des embouchures des fleuves, de telles observations de SSS serviraient à estimer les fluctuations des débits fluviaux. A proximité des régions englacées, elles seraient utiles pour déterminer la quantité de glace fondue ou formée.

La salinité de surface a donc des effets importants sur les caractéristiques et les mouvements des masses d'eau. De plus, elle joue un rôle indirect sur les processus couplés océan-atmosphère (Mignot and Frankignoul, 2004). Ainsi, elle doit avoir un fort impact sur le système climatique, même s'il est moins évident que celui de la température. Aux périodes saisonnières, une meilleure connaissance de la SSS serait utile pour améliorer les prédictions des modèles numériques, comme les prévisions ENSO dans le Pacifique tropical (Ballabrera et al., 2002). Aux périodes interannuelles, la prise en compte de la salinité dans les modèles de climat permettrait de préciser le

¹ géostrophie : équilibre entre la force due au gradient de pression dans l'eau et la force de Coriolis due à la rotation terrestre

rôle de l'océan dans les changements climatiques (Guilyardi, 2001). On pourrait ainsi déterminer si la réponse océanique tendra à amplifier ou réduire le réchauffement global.

Pourtant, la salinité des océans reste un paramètre largement méconnu, même en surface, car sa mesure est bien plus compliquée que pour la température. Les mesures s'effectuaient auparavant grâce à des prélèvements en bouteilles lors de campagnes hydrographiques. Cette technique a été remplacée depuis les années 1970 par des mesures de la conductivité électrique de l'eau-de-mer. Les capteurs CTD (*Conductivity-Temperature-Depth*) fournissent des valeurs quasi-instantanées, mais ils doivent être calibrés par rapport à un échantillon. Ils peuvent être placés sur des bouées fixes (réseaux TAO/TRITON et PIRATA) et des flotteurs dérivants ou profilants (programme international ARGO). Plus récemment, les instruments de type TSG (ThermoSalinoGraphes) ont permis de mesurer la salinité à partir d'embarcations en déplacement, qu'il s'agisse de navires scientifiques ou d'opportunité (VOS, pour *Voluntary Observing Ship*). Malgré ces innovations technologiques, les données de salinité actuelles sont encore largement moins nombreuses que celles de température (d'environ un ordre de grandeur). D'autre part, des régions très étendues sont dépourvues d'observations, particulièrement dans l'hémisphère Sud et aux hautes latitudes (De Boyer-Montégut et al., 2004). Dans le domaine global, on ne dispose que d'une climatologie mensuelle² (*World Ocean Atlas*) et d'analyse des variations tous les 5 ans depuis 1955 (Boyer et al., 2005).

Pour toutes ces raisons, l'observation de la salinité de surface des océans a été classée parmi les priorités des programmes scientifiques internationaux CLIVAR (*Climate Variability*) et GOOS (*Global Ocean Observing System*). Les données de SSS sont aussi fortement sollicitées pour l'océanographie opérationnelle, comme l'ont exprimé le projet international GODAE (*Global Ocean Data Assimilation Experiment*) et le projet français Mercator. La communauté océanographique fournit un effort sans précédent pour développer les observations de SSS. Au niveau français, l'Observatoire Recherche-Environnement de la SSS a pour objectif de collecter, valider, archiver et distribuer toutes les mesures de salinité acquises par des VOS. Cet observatoire contribue au programme GOSUD (*Global Ocean Surface Underway Data pilot project*), qui vise à obtenir la meilleure description possible de la surface océanique, en temps réel et différé, à partir des données issues de navires.

Selon l'OOPC (*Ocean Observations Panel for Climate*), les données de SSS seront utiles à la détection des changements climatiques si on atteint un échantillonnage de 200 km de résolution spatiale, tous les 10 jours, avec une précision de 0.1 psu³. Les mesures in situ permettent d'obtenir une précision de l'ordre de 0.01 psu, mais certaines régions resteront toujours inaccessibles à des observations régulières (Océan Austral, mers englacées). De plus, les échelles de variabilité de la SSS sont parfois inférieures à 200 km (Delcroix et al., 2004 ; Reverdin et al., 2006), notamment près des fleuves et des gradients associés à de forts courants. C'est pourquoi on a cherché à développer la télédétection de la salinité, qui est devenue récemment réalisable grâce aux radiomètres micro-ondes en bande L. Deux missions spatiales sont en cours de finalisation : la mission Aquarius/SAC-D, co-opérée par la NASA (Etats-Unis) et la CONAE (Argentine), et la mission européenne SMOS menée par l'ESA.

² climatologie mensuelle : ensemble de 12 cartes représentant une quantité donnée pour cours de chaque mois d'une année standard, obtenue en moyennant les observations de différentes années

³ psu : *Practical Salinity Unit*. Un psu correspond approximativement à une concentration d'un gramme de sel par litre d'eau (ou 1 kg/m³). Certains auteurs utilisent aussi le PSS (*Practical Salinity Scale*), une échelle sans unité (ou kg de sel / kg d'eau).

- **Intérêt de l'étude pour le programme spatial SMOS**

Cette thèse contribue à la préparation de la mission SMOS (*Soil Moisture and Ocean Salinity*) de l'Agence Spatiale Européenne, qui lancera en 2007 le premier satellite permettant d'estimer la salinité à la surface de la mer (SSS). La salinité est une des grandeurs physiques qui manquent encore à la communauté océanographique pour obtenir une description complète de la surface des océans (Lagerloef, 2002). SMOS utilisera un instrument de conception inédite, capable de mesurer l'émissivité (ou « température de brillance » T_B) dans le domaine des micro-ondes, avec une finesse inégalée. La fréquence (1.4 GHz) a été choisie pour maximiser la sensibilité du signal aux variations de salinité. Les mesures bénéficieront de multiples angles d'incidence et d'une excellente couverture spatio-temporelle. Ainsi, la précision du produit final de SSS devrait atteindre 0.1 psu (*practical salinity unit*), avec une résolution spatiale de 50 à 100 km et une répétitivité de 3 à 10 jours.

Toutefois, l'émissivité de la surface océanique dépend de nombreux paramètres géophysiques (en particulier la température de surface, SST), si bien que dans certaines conditions la SSS ne représente qu'une faible part du signal (de l'ordre de 10%). L'émissivité varie en fonction du rayonnement solaire (incident et réfléchi), de la rugosité de la surface, et de la conductivité de l'eau-de-mer (déterminée par sa température et sa salinité). Pour restituer la salinité, les mesures de SMOS devront donc être combinées à des observations simultanées d'autres paramètres océaniques (insolation, température, vitesse du vent, hauteur des vagues, proportion d'écume, etc.). Tous ces paramètres, observés par d'autres satellites ou simulés par des modèles, seront entrés dans un algorithme qui calculera la SSS à partir de la mesure d'émissivité. La méthode d'inversion envisagée nécessite une estimation *a priori* du champ de SSS, dont la précision conditionnera la qualité du résultat final. D'autre part, la phase de « calibration/validation » du satellite nécessitera une évaluation indépendante de la SSS sur quelques zones de l'océan, avec des conditions environnementales variées. Enfin, on déterminera la qualité des données SMOS en vérifiant leur cohérence avec les flux air-mer estimés par des satellites ou des modèles météorologiques.

- **Évaluation indépendante de la SSS**

Ainsi, on voudrait disposer d'une estimation de la SSS à l'échelle globale, en temps quasi-réel et de résolution spatiale proche de celle de SMOS. Les mesures *in situ* actuelles donnent seulement accès à des climatologies mensuelles, avec une résolution de l'ordre de 100 km. Les mesures de SST sont plus fréquentes, mais la relation entre température et salinité est mal connue et peu fiable à la surface de l'océan. D'un autre côté, les modèles de circulation océanique peuvent assimiler des observations et prédire l'état de la surface océanique. Cependant, les données de forçages sont encore trop incertaines, si bien qu'on est généralement obligé de rappeler la SSS simulée vers une climatologie.

Nous avons donc cherché une méthode alternative pour obtenir une estimation globale de SSS, qui tire parti des paramètres déjà accessibles. Notre approche repose sur la cohérence implicite qui existe à l'interface air/mer entre les flux atmosphériques et les propriétés hydrologiques telles que la SSS. Nous avons procédé à différents essais, avec des modèles de plus-en-plus sophistiqués. L'utilisation d'une relation température/salinité (Emery and Wert, 1976) peut fournir une estimation intéressante au premier ordre. Néanmoins, cette méthode est insuffisamment précise, car les propriétés des masses d'eau ne sont pas conservées en surface. Plus avancé, le modèle de couche superficielle turbulente (O.M. Phillips, 1976) décrit uniquement les processus verticaux (voir chap. II.2). Il n'est adapté qu'aux zones où les mécanismes horizontaux sont négligeables et où le flux d'eau douce est connu avec une bonne précision. Pour l'océan mondial, cette simplification est inappropriée et ce modèle aboutit à des variations de salinité surestimées d'un ordre de grandeur.

Le modèle « *slab mixed layer* » a été initialement développé pour étudier la réponse de la température de la surface océanique aux flux air-mer (Frankignoul and Hassellman, 1977). Ce modèle tient compte des interactions avec l'atmosphère et des processus verticaux de mélange et de transport. Nous l'avons adapté afin d'inclure les processus horizontaux d'advection et de diffusion,

en nous inspirant de l'étude de Mignot et Frankignoul (2003). Ainsi, on peut utiliser les observations de façon optimale, en exploitant les estimations de paramètres atmosphériques, de courant de surface et de température. Le modèle permet alors de simuler les variations de SSS et d'étudier les mécanismes de son évolution. Cette approche aide également à mieux quantifier les apparentes incohérences des forçages utilisés et à comprendre les différences systématiques qui pourraient être constatées par rapport aux estimations de SMOS. Nous expliquons plus loin (conclusion du chap. I) les raisons qui ont conduit à choisir ce modèle horizontal 2D, plutôt qu'un modèle vertical 1D plus simple ou un modèle 3D plus sophistiqué.

- **Plan de l'étude**

L'organisation générale de ce manuscrit est la suivante. Nous présentons d'abord les différentes méthodes d'estimation des propriétés de la surface océanique, les processus physiques les contrôlant et les différents types de modèles pouvant les simuler. Nous détaillons particulièrement les études adaptées à l'analyse de la SSS (chap. I). Puis nous décrivons le modèle choisi et son implémentation numérique (chap. II). Nous expliquons ensuite le choix des données nécessaires pour intégrer le modèle, ainsi que les traitements effectués au préalable (chap. III). Nous comparons alors notre modèle avec certaines études présentées au chap. I, pour expliciter leurs différences et valider certains résultats (chap. IV). Dans un premier article en anglais, nous validons les résultats du modèle dans l'Atlantique Nord-Est, en termes de profondeur de couche mélangée et de bilan de chaleur (chap. V). Dans le second article, nous présentons les variations de profondeur de la couche mélangée et de salinité, simulées dans l'océan mondial (chap. VI). Finalement, nous résumons les principales conclusions de ce travail, discutons des améliorations souhaitables et examinons les applications potentielles au projet SMOS.

CHAPITRE I

I. Étude bibliographique : méthodes d'estimation de la SSS

Introduction :

Avant d'envisager une nouvelle méthode pour déterminer la salinité de surface des océans (SSS), il convient de dresser l'état-de-l'art des différents moyens disponibles et des connaissances qui en ressortent. Les seules estimations directes de la SSS proviennent des mesures *in situ*, qui font l'objet de la première partie de ce chapitre. Nous décrivons quelques-unes des analyses parmi les plus récentes et couvrant le spectre de variations qui sera visible par le satellite SMOS : depuis les échelles régionales (Maes et Behringer, 2000) jusqu'aux échelles globales (Boyer et al., 2004), et des fréquences mensuelles (Delcroix et al., 2005 ; Reverdin et al., 2006) aux fréquences interannuelles (Boyer et al., 2005). Ces études apportent un aperçu de la variabilité de la SSS aux différentes échelles, ce qui nous permettra de déterminer la résolution et la fréquence appropriées pour capturer l'essentiel des fluctuations de SSS. Nous abordons aussi le problème de la profondeur de la couche mélangée océanique (MLD), dont nous montrerons qu'il est intimement lié à la salinité et la température superficielles. Pour cela, nous évoquons l'analyse globale de De Boyer-Montégut et al. (2004), qui est basée sur le jeu-de-données *in situ* le plus exhaustif à ce jour.

Les observations satellitaires peuvent permettre de compléter les mesures *in situ* d'une façon irremplaçable. Grâce à leur couverture globale et leur période de revisite de quelques jours, on peut en tirer des cartes plus homogènes et plus fréquentes qu'avec les seules données *in situ*. De plus, la télédétection apporte des informations précieuses dans les régions difficiles d'accès, comme les latitudes polaires et le centre des océans de l'hémisphère Sud. Cependant, ces informations sont limitées à la surface océanique (température, rugosité, couleur) ou à des quantités intégrées sur toute la colonne d'eau (élévation de la surface). On doit donc généralement les combiner à des mesures *in situ* et/ou les assimiler dans des modèles numériques. La SSS n'étant pas encore estimée par télédétection (SMOS sera la première mission à s'atteler à cette tâche, en 2007), notre objectif consiste à la simuler à partir des observations disponibles. Nous verrons que les variables nécessaires pour y parvenir sont les courants dans la couche superficielle et la température de la surface océanique (SST). Nous décrivons une analyse des courants, basée sur des données altimétriques et diffusiométriques (Lagerloef et al., 1999). Puis nous nous intéressons à la SST, par le biais de plusieurs études des relations entre la température, le vent et le flux de chaleur, aux échelles locales (White et Annis, 2002), régionales (Maloney et Chelton, 2005) et d'un bassin océanique (Kamenkovich, 2005). Ces études soulignent l'importance d'une description cohérente de la couche-limite océan-atmosphère pour bien représenter les propriétés de surface, qu'il s'agisse de la SST ou de la SSS. Nous présentons aussi une étude combinant des observations de température et d'élévation de la surface avec la couleur de l'océan (Wilson et Coles, 2005). Cela montre que les paramètres biologiques peuvent aider substantiellement à mieux comprendre les processus à l'œuvre dans la couche mélangée océanique.

Les mesures *in situ* ne peuvent aboutir qu'à une vision incomplète de la salinité de l'océan global et les observations satellitaires doivent être incorporées dans un modèle numérique pour parvenir à estimer la SSS. Nous présentons les différents types de modèles qui peuvent être utilisés pour simuler la salinité. Parmi la large gamme des modèles d'océan, nous nous focalisons sur ceux qui sont dédiés à la couche supérieure et peuvent bénéficier de l'apport des données de télédétection. Un modèle 1D vertical fournit une description locale des propriétés océaniques et des flux air-mer (Caniaux et al., 2005a, 2005b), mais ses paramètres ne sont adaptés qu'à une région restreinte. Un modèle 3D représente l'océan de façon plus complète et peut inclure les courants horizontaux en assimilant des données altimétriques (Giordani et al., 2005a, 2005b). Toutefois, un

tel modèle requiert en permanence des conditions aux limites pour rester fiable, ce qui est difficile à obtenir sur des domaines étendus. Nous considérons donc des modèles 2D, plus simples car ils intègrent verticalement la couche mélangée. De tels modèles ont été utilisés intensivement pour étudier le bilan de chaleur de la surface océanique et simuler la SST, à l'échelle régionale (Qiu et Kelly, 1993) comme à l'échelle d'un bassin (Alexander et al., 2000). C'est ce concept de modèle « intermédiaire » qui a inspiré la définition de notre modèle, afin d'étudier le bilan de sel et de simuler la SSS à l'échelle globale.

On peut aussi exploiter les modèles numériques d'océan pour étudier la salinité, bien que ces études soient beaucoup plus rares que pour la température. Ceci s'explique partiellement par le manque de données de validation, mais aussi par le fait que la salinité a longtemps été considérée comme ayant un impact secondaire sur la circulation océanique et les interactions océan-atmosphère. Le rôle de la SSS sur le fonctionnement du système planétaire est aujourd'hui considéré comme crucial par la communauté scientifique, d'où un nombre croissant de travaux qui lui ont été consacrés ces dernières années. Parmi ceux-ci, nous avons sélectionné un échantillon représentatif des études basées sur des modèles 3D de circulation océanique. Ces modèles peuvent être uniquement forcés par les flux atmosphériques (Ferry et Reverdin, 2003), ou être couplés à un modèle atmosphérique (Mignot et Frankignoul, 2003, 2004). Ces exemples permettent de mieux cerner les échelles de variabilité de la SSS, complétant les résultats des analyses *in situ*. Ils apportent en outre une compréhension des mécanismes de cette variabilité, ce qui nous aide à définir le modèle approprié pour représenter les variations de SSS dans tous les océans.

Table 1 : Résumé des échelles impliquées dans chacune des études abordées dans le chapitre bibliographique. Les abréviations sont explicitées dans le sommaire du chapitre. Les études consacrées à la salinité sont indiquées en caractères normaux, les autres en italiques.

Echelle spatiale/ temporelle	méso-échelle	régionale	bassin	globale
journalière	<i>WA2002</i> <i>C2005a,b</i> <i>G2005a</i>	<i>MC2005</i>	<i>LI1999</i> <i>K2005</i>	
saisonnière	<i>C2005a,b</i> <i>G2005b</i>	<i>QK1993</i> <i>FR2003</i>	<i>ASD2000</i> <i>MF2003/2004</i> <i>Del2005</i> <i>R2006</i>	<i>DBM2004</i> <i>WC2005</i> <i>B2004</i>
interannuelle		<i>QK1993</i> <i>FR2003</i> <i>MB2000</i>	<i>ASD2000</i> <i>MF2003/2004</i> <i>R2006</i>	
décennale			<i>MF2004</i>	<i>B2005</i>

Sommaire du chapitre I :

(N.B. : Les abréviations figurant entre parenthèses après chaque titre désignent les publications présentées dans ce chapitre. Ces abréviations sont utilisées dans le tableau 1 et dans les figures de la conclusion du chapitre.)

1. Mesures *in situ* : observations de salinité dans la couche supérieure de l'océan

1.a. Analyses régionales de la SSS

1.a.i. Echelles spatiales et temporelles

Delcroix et al., 2005 : Echelles temporelles et spatiales de la salinité de surface dans les océans tropicaux (Del2005)

1.a.ii. Modes de variabilité

Reverdin et al., 2006 : Salinité de surface dans l'Océan Atlantique (30°S-50°N) (R2006)

1.a.iii. Structures verticales

Maes et Behringer, 2000 : Utilisation du niveau de la mer estimé par satellite et de profils de température pour déterminer la variabilité de la salinité : une nouvelle approche (MB2000)

1.b. Analyses globales de la SSS

1.b.i. Variabilité saisonnière

Boyer et al., 2004 : Analyses objectives de température et salinité annuelles, saisonnières et mensuelles dans l'océan mondial sur une grille à 0.25 degrés (B2004)

1.b.ii. Variabilité interannuelle

Boyer et al., 2005 : Tendances linéaires de la salinité dans l'océan mondial de 1955 à 1998 (B2005)

1.c. Profondeur de la couche mélangée

De Boyer-Montégut et al., 2004 : Profondeur de couche mélangée dans l'océan global : un examen de données de profils et une climatologie basée sur des profils (DBM2004)

2. Observations satellitaires : description cohérente de la surface océanique

2.a. Elévation de surface et courants

Lagerloef et al., 1999 : Courants de surface dans le Pacifique tropical estimés à partir de données d'altimètres, de diffusiomètres et de flotteurs (L1999)

2.b. Température et tension de vent

2.b.i. Méso-échelle

White et Annis, 2002: Couplage des tourbillons mésoéchelles extratropicaux dans l'océan avec les vents d'Ouest dans la couche-limite atmosphérique (WA2002)

2.b.ii. Echelle régionale

Maloney et Chelton, 2005 : Influence de la SST sur la tension du vent en surface dans des systèmes de prévision météorologique et des modèles climatiques (MC2005)

2.b.iii. Echelle d'un bassin océanique

Kamenkovich, 2005 : Impact du forçage de surface journalier sur la température et la structure de la couche mélangée dans l'Océan Austral (K2005)

2.c. Couleur de la surface océanique

Wilson et Coles, 2005 : Relations climatologiques globales entre les observations physiques et biologiques par satellite et les propriétés de l'océan superficiel (WC2005)

3. Modèles numériques d'océan : simulation du bilan de chaleur et de la SST

3.a. Modèles 1D verticaux

Caniaux et al., 2005 : Bilan de chaleur à la surface de l'océan dans l'Atlantique Nord-Est durant l'expérience POMME:

3.a.i. Estimation des flux (C2005a)

3.a.ii. Optimisation des flux (C2005b)

3.b. Modèles 3D régionaux

3.b.i. Circulation dans la couche mélangée

Giordani, Caniaux et Prieur, 2005 : Un modèle 3D simplifié assimilant les courants géostrophiques: application à l'expérience POMME (G2005a)

3.b.ii. Bilan de chaleur dans la couche mélangée

Giordani et al., 2005 : Une simulation à méso-échelle de l'Atlantique Nord-Est : bilans de chaleur et de masse dans la couche mélangée durant l'expérience POMME (G2005b)

3.c. Modèles 2D intermédiaires

3.c.i. Domaine régional

Qiu et Kelly, 1993 : Bilan thermique de l'océan superficiel dans la région d'extension du Kuroshio (QK1993)

3.c.ii. Bassin océanique

Alexander, Scott et Deser, 2000 : Processus influençant la variabilité de la température de surface océanique et la profondeur de couche mélangée dans un modèle couplé (ASD2000)

4. Modélisation de la SSS : processus et variabilité simulée

4.a. Modèles de circulation océanique générale

Ferry et Reverdin, 2003 : Variabilité interannuelle de la salinité de surface dans l'Atlantique tropical Ouest dans un modèle de circulation générale (FR2003)

4.b. Modèles couplés océan-atmosphère

4.b.i. Variabilité interannuelle

Mignot et Frankignoul, 2003 : Variabilité interannuelle de la salinité de surface dans l'Atlantique (MF2003)

4.b.ii. Variabilité décennale

Mignot et Frankignoul, 2004 : Variabilité interannuelle à décennale de la salinité de surface dans l'Atlantique et ses liens avec l'atmosphère dans un modèle couplé (MF2004)

5. Conclusion : choix du modèle et des échelles simulées

Notations du chapitre I :

Les notations utilisées dans la description des études suivantes sont rappelées ci-dessous, afin de ne pas les répéter pour chaque article. Elles ont parfois été modifiées par rapport aux équations originales, de façon à uniformiser les notations tout-au-long de ce chapitre. Dans la description de notre modèle (chap. II), on a choisi des notations cohérentes avec celles-ci.

- A_h (ou κ_h) : diffusivité horizontale ($m^2.s^{-1}$)
- $\alpha = 2.10^{-4}$: coefficient d'expansion thermique (K^{-1})
- $\beta = 1.10^{-3}$: coefficient de contraction haline (psu^{-1})
- B : flottabilité ($m.s^{-2}$)
- $C_p = 4200$: capacité calorifique de l'eau-de-mer ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
- e_T (ou e) : énergie cinétique turbulente ($m^2.s^{-2}$)
- E : évaporation ($m.s^{-1}$)
- $F_{net} = E - P - R$: flux net d'eau douce ($m.s^{-1}$)
- f : fréquence de Coriolis (s^{-1})
- $g = 9.81$: accélération de la pesanteur ($m.s^{-2}$)
- I : pénétration du flux solaire (%)
- k : vecteur unitaire vertical
- κ (ou κ_v) : diffusivité verticale ($m^2.s^{-1}$)
- H : profondeur de l'océan (m)
- h : profondeur de la couche d'Ekman (m)
- h_E : profondeur de la couche mélangée (m)
- N : flux de flottabilité ($m^2.s^{-3}$)
- P : précipitations ($m.s^{-1}$)
- p : pression ($kg.m.s^{-2}$)
- Q_{lat} : flux de chaleur latente ($W.m^{-2}$)
- $Q_{net} = Q_{lat} + Q_{sen} + Q_{sol} + Q_{th}$: flux net de chaleur ($W.m^{-2}$)
- Q_{sen} : flux de chaleur sensible ($W.m^{-2}$)
- Q_{sol} : flux de chaleur solaire ($W.m^{-2}$)
- Q_{th} : flux de chaleur thermique ($W.m^{-2}$)
- $q(z) = Q_{sol} I(z)$: flux radiatif pénétrant ($W.m^{-2}$)
- $q_a = Q_{sol} I(-h)$: flux radiatif à la base de la couche mélangée ($W.m^{-2}$)
- R : apports fluviaux ($m.s^{-1}$)
- ρ : densité in situ ($kg.m^{-3}$)
- $\rho_0 = 1020$: densité de référence ($kg.m^{-3}$)
- σ : déviation standard ou variance RMS
- S : salinité (psu)
- T : température ($^{\circ}C$)
- τ : tension du vent ($N.m^{-2}$)
- u : courant zonal vers l'Est ($m.s^{-1}$)
- v : courant méridien vers le Nord ($m.s^{-1}$)
- u_E, v_E : courant d'Ekman ($m.s^{-1}$)
- u_g, v_g : courant géostrophique ($m.s^{-1}$)
- u^* : vitesse de friction du vent ($m.s^{-1}$)
- w : courant vertical vers le haut ($m.s^{-1}$)
- w_E : vitesse de pompage d'Ekman ($m.s^{-1}$)
- w_e : taux d'entraînement vertical ($m.s^{-1}$)
- ζ : vorticité relative (s^{-1})

1. Mesures *in situ* : observations de salinité dans la couche supérieure de l'océan

1.a. Analyses régionales de la SSS

1.a.i. Echelles spatiales et temporelles

Delcroix et al., 2005 : Echelles temporelles et spatiales de la salinité de surface dans les océans tropicaux

Introduction

Dans les Tropiques, avant les années 1990 la plupart des données de salinité provenaient d'échantillons en bouteilles obtenus par des campagnes océanographiques ou des VOS (*Voluntary Observing Ships*). Depuis, les mesures par TSG (ThermoSalinoGraphe) ont amélioré la précision et la résolution le long des routes de navires. A partir des années 1980, l'installation de TSGs sur des mouillages a permis d'étendre le domaine spatial et d'accroître la fréquence des mesures en certains points. A l'heure actuelle, des données de SSS sont acquises en routine sur une douzaine de lignes maritimes dans les trois océans tropicaux, ainsi que par trois douzaines de mouillages TAO/TRITON (*Tropical Atmosphere-Ocean / TRIangle Trans-Ocean Network*) dans le Pacifique et une dizaine de mouillages PIRATA (*Pilot Research Array in the Tropical Atlantic*) dans l'Atlantique. D'autres données proviennent de croisières de recherche, des flotteurs ARGO et de sections XCDT (*eXpendable Conductivity Temperature Depth*).

Les mesures de SSS sont utiles dans de nombreux domaines, parmi lesquels les études de la variabilité climatique et des processus physiques, la validation des modèles numériques, la reconstruction de profils verticaux de salinité, les prévisions ENSO, l'assimilation dans les modèles, la comparaison aux données paléo-climatiques et l'estimation des flux de CO₂ en surface. De plus, les données de SSS en temps-réel seront cruciales pour calibrer les futurs satellites européen (SMOS) et américain (Aquarius). L'étude de Delcroix et al. (2005) vise à décrire la variabilité de la SSS dans les Tropiques, évaluer ses échelles temporelles et spatiales, et déterminer si le système actuel d'observations *in situ* peut la représenter correctement.

Collecte et traitement des données

Les données de SSS sont issues d'échantillons collectés par des VOS, de mesures TSG effectuées par des navires de recherche, des VOS ou les mouillages TAO/TRITON et PIRATA, et de mesures hydrocast, STD (*Salinity Temperature Depth*) et CTD réalisées par des navires de recherche.

- Les échantillons proviennent majoritairement du programme VOS de l'IRD, qui a débuté en 1969 dans le Pacifique et en 1977 dans l'Atlantique et l'Océan Indien, et s'est achevé vers 1990. Leur fréquence d'échantillonnage est de 3 à 6 heures, aboutissant à une résolution spatiale de 0.5 à 2°. La précision est de l'ordre de 0.1 psu.
- Les mesures par TSG embarqué sur des VOS ont commencé en 1991 dans le Pacifique et en 1995 dans l'Atlantique. Chaque navire fournit 1 à 3 sections par saison. Les mesures sont moyennées sur des intervalles de 5 minutes, menant à une résolution d'environ 0.02°. Leur précision est estimée à 0.02 psu, mais le nettoyage du capteur peut conduire à des différences de 0.1 psu. Les navires assurant l'entretien des mouillages ont aussi acquis des données TSG, qui sont calibrées avec des mesures CTD et atteignent une précision meilleure que 0.02 psu.
- Les mesures TSG des mouillages sont moyennées sur des intervalles de 5 à 60 minutes. Leurs déploiements ont duré environ 6 à 12 mois, avec une calibration par CTD au début et à la fin. Grâce au post-traitement et au contrôle-qualité, leur précision est d'environ 0.02 psu. Cependant, dans les régions à forte productivité biologique, les incertitudes peuvent être plus élevées à cause de l'encrassement des capteurs.
- Les données hydrocast, STD et CTD sont extraites du *World Ocean Atlas* (Stephens et al., 2002), auquel on a ajouté les mesures récentes des campagnes de l'IRD et du PMEL-NOAA. Leur précision est supposée plus haute que pour les autres types de données.

A l'exception des mouillages, toutes ces mesures ont été rassemblées pour créer des champs sur une grille régulière. On a d'abord éliminé les doublons et effectué une discrimination

basée sur des tests statistiques. L'analyse des données VOS est restreinte à la période 1970-2001. On a sélectionné 11 routes orientées Nord-Sud et 2 routes orientées Est-Ouest, dont les séries temporelles durent au moins 2 ans. On a aussi retenu 35 mouillages dans le Pacifique, couvrant les années 1988 à 2003, et 13 mouillages dans l'Atlantique, couvrant les années 1998 à 2003 (Fig. 1).

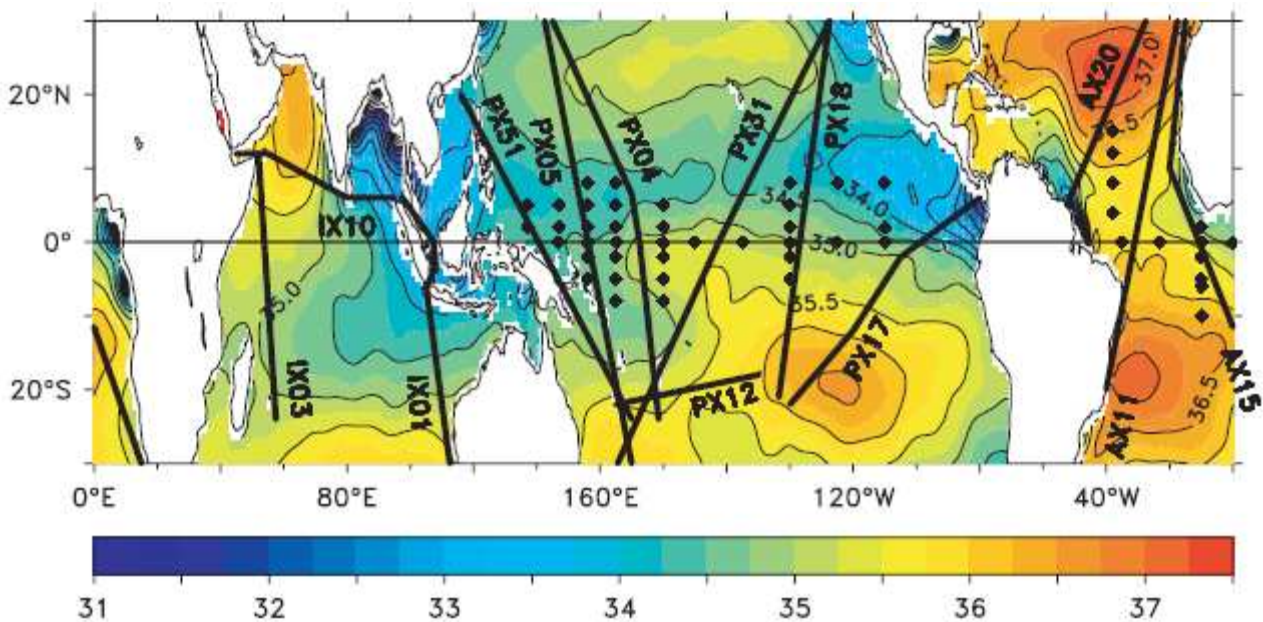


Figure 1 : SSS moyenne dans les océans tropicaux (données de Stephens et al., 2002). Les lignes épaisses représentent les routes maritimes bien échantillonnées (11 quasi-méridiennes et 2 quasi-zonales). Les étoiles indiquent les mouillages TAO/TRITON (35 sites) et PIRATA (13 sites), où la durée d'enregistrement dépasse généralement 2 ans. D'après la fig. 2 de Delcroix et al. (2005).

En prenant les mesures CTD comme référence, les échantillons collectés par VOS surestiment la SSS de 0.1 psu en moyenne, tandis que les TSGs la sous-estiment de 0.02 psu. Ces biais moyens ont été corrigés, mais il reste probablement des erreurs dues à la variation des biais au cours du temps. Les données de SSS ont été groupées sur des trajectoires moyennes de 2 à 10° de largeur. Le calcul des échelles de corrélation à partir des mesures indique que cela ne devrait pas fausser les résultats.

Les mesures de navires ont été moyennées avec un pas-de-grille de 1° en latitude et 2° en longitude, et un pas-de-temps de 1 mois. Ainsi, chaque élément de grille inclut plus de 5 données en moyenne. Les points au voisinage des trajectoires ont été remplis par interpolation, jusqu'à une distance de 3 pas-de-grille (3° de latitude, 6° de longitude ou 3 mois). Les variations d'échelles plus courtes que 2 pas-de-grille ne sont pas résolues par cette procédure, si bien que la variabilité présentée ensuite est certainement sous-estimée. La variabilité à petite échelle sera examinée uniquement avec les données de TSG.

Moyenne et variabilité saisonnière

Aucune période n'est commune à toutes les séries temporelles, si bien que la moyenne et le cycle saisonnier ont été calculés à partir de la période la plus longue pour chaque route et chaque mouillage. Néanmoins, comme toutes les routes (sauf une dans l'Océan Indien) comportent au moins 12 années de données, les climatologies obtenues sont supposées robustes.

La SSS moyennée le long des routes présente des structures grande-échelle associées au bilan Evaporation – Précipitations (E-P). Cependant, la distribution de la SSS est influencée par d'autres processus, notamment l'advection horizontale qui décale les minima de SSS dans les ITCZs (*Inter-Tropical Convergence Zones*) et la SPCZ (*South Pacific Convergence Zone*). D'autre part, les apports fluviaux affectent la SSS à l'échelle régionale, particulièrement au large de l'Amazonie et du Congo, et au Nord de la Baie du Bengale.

La déviation standard de SSS est comprise entre 0.2 et 1.4, avec des valeurs maximales dans l'archipel indonésien, au Sud-Est de l'Inde, à l'Est de Panama, à l'embouchure de l'Amazonie et dans l'ITCZ de l'Atlantique. Des maxima relatifs apparaissent aussi dans le Pacifique central, l'ITCZ et la SPCZ. Le pourcentage de variance associé au cycle saisonnier est faible (< 25%) dans la moitié Ouest du Pacifique, ce qui reflète la forte influence du signal ENSO. Par contre, le cycle saisonnier constitue un signal majeur (> 50%) dans la plupart de l'Océan Indien et dans les ITCZs du Pacifique et de l'Atlantique.

Les variations mensuelles montrent que dans l'Océan Indien, la SSS est forte durant l'hiver boréal, à cause du bilan E-P positif ou de l'advection d'eau très salée. Dans les ITCZs, la SSS est plus faible durant l'hiver boréal. Le minimum s'y produit 2 ou 3 mois après le maximum de précipitations et de transport d'eau peu salée par le NECC (*North Equatorial Counter-Current*) depuis l'Ouest. Ce décalage est compatible avec des variations de SSS gouvernées par ces deux processus. La phase du cycle saisonnier n'est pas uniforme dans le Pacifique Ouest et l'Atlantique, où le minimum de SSS apparaît graduellement plus tard de l'Ouest vers l'Est. Ceci serait dû aux précipitations intenses associées à l'ITCZ, qui se déplace vers l'équateur en automne boréal, affectant d'abord les régions situées le plus à l'Ouest.

Echelles spatio-temporelles et rapport signal sur bruit

Les champs placés sur une grille permettent d'estimer les échelles de décorrélation, indiquant la taille typique des structures cohérentes de SSS. Le rapport signal sur bruit (SNR) est supérieur à 1 si la variabilité observée (avec un échantillonnage donné) dépasse la variabilité non résolue. Pour obtenir les échelles de décorrélation, la valeur moyenne et la tendance temporelle sont d'abord soustraites, afin d'obtenir des anomalies de SSS. Puis les fonctions d'autocorrélation (ACF) sont calculées en chaque point des routes (zonales ou méridiennes). Les plus petites valeurs au Nord et au Sud de l'équateur déterminent l'ACF. L'échelle de décorrélation est alors définie comme la demi-largeur de la Gaussienne approximant l'ACF (Fig. 2, à gauche) :

$$A(y) = -\exp(y^2/Y^2), \text{ où } Y \text{ est échelle de décorrélation}$$

Une méthode similaire est utilisée pour estimer l'échelle de décorrélation temporelle. Pour les données de mouillages, cette échelle est dérivée à partir des moyennes mensuelles (par souci de cohérence avec les données TSG). Pour l'échelle méridienne, on a vérifié que les résultats obtenus avec les mouillages sont cohérents avec les données VOS. Pour les échelles zonales, on utilise tous les sites localisés à une même latitude, ayant au moins 2 années d'observations simultanées. On calcule les corrélations avec différents décalages spatiaux, puis on obtient l'échelle zonale en leur faisant correspondre une courbe. Cette méthode est assez approximative, mais procure des résultats cohérents avec ceux des lignes VOS. Le SNR est calculé en extrapolant l'ACF temporelle vers l'origine, à partir de la valeur correspondant au premier décalage :

$$\alpha^2 = \mu_0 / (1 - \mu_0), \text{ où } \mu_0 \text{ est la valeur à l'origine}$$

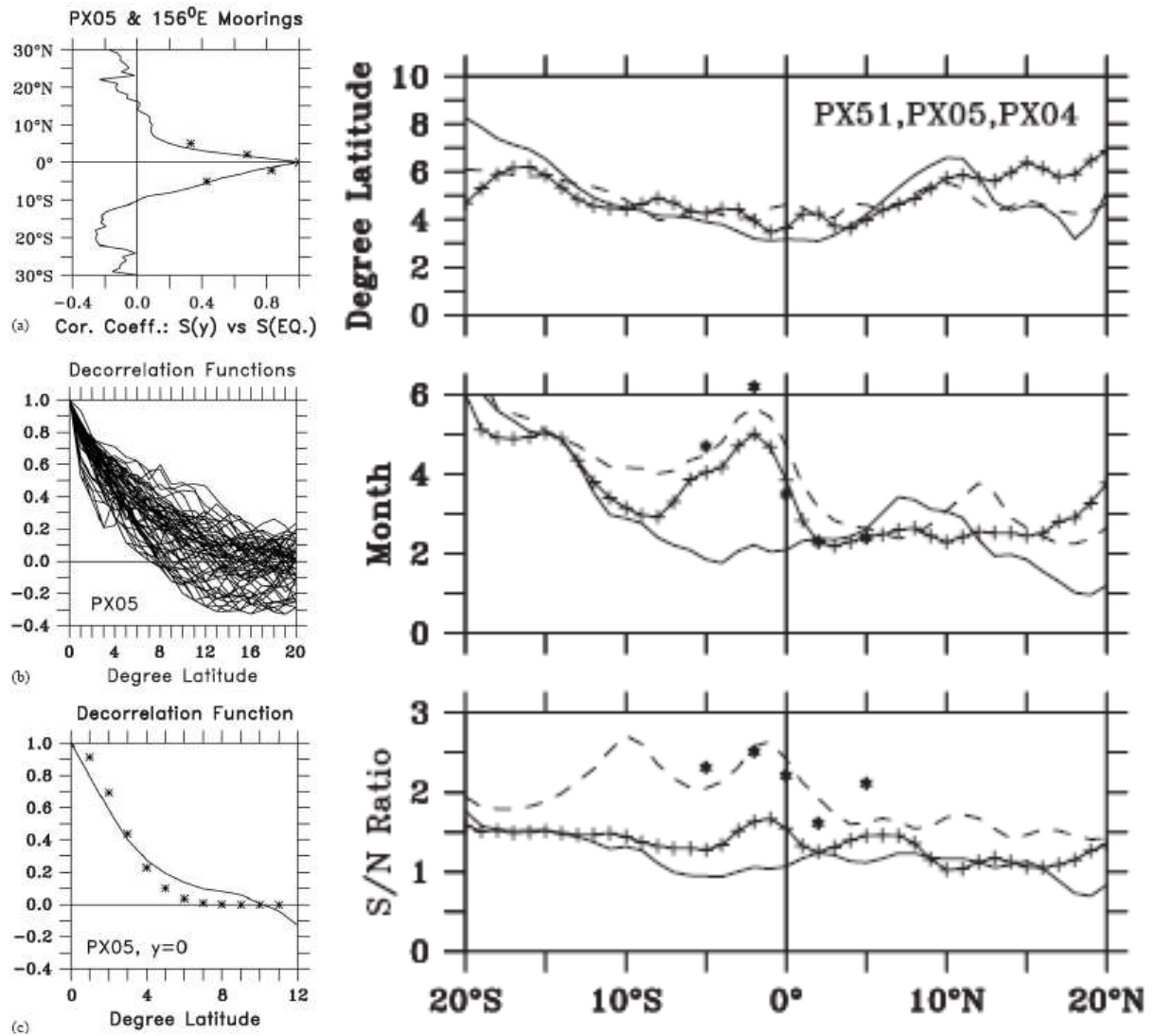


Figure 2 : à gauche : (haut) Corrélation entre la SSS à l'équateur et à d'autres latitudes, pour la route PX05 (trait) et pour les mouillages TAO/TRITON à 156°E (étoiles). (milieu) Fonctions de décorrélation méridienne à chaque latitude entre 30°S et 30°N. (bas) Fonction de décorrélation observée à l'équateur (trait) et fonction Gaussienne correspondante (étoiles). Dans ce cas particulier, l'échelle méridienne de décorrélation vaut $Y = 3.6^\circ$ et le rapport signal/bruit $\alpha = 2.0$.

à droite : (de haut en bas) Echelles méridiennes, zonales et temporelles pour les routes PX51 (trait continu) PX05 (trait continu avec croix) et PX04 (trait tireté) et pour les mouillages TAO/TRITON à 156°E (étoiles).

Une étude de sensibilité montre que les résultats sont peu sensibles à la période des séries temporelles, tant que celle-ci dure moins une dizaine années. Les échelles méridiennes sont similaires dans l'Ouest de l'Océan Indien, l'Est du Pacifique et l'Atlantique, avec des valeurs de l'ordre de 2-3° de latitude. Dans la *Warm Pool* à l'Ouest du Pacifique (Fig. 2, à droite), elles sont plus grandes, augmentant depuis 4° à l'équateur jusqu'à 7° de latitude vers 20°N et 20°S. Les échelles temporelles sont proches pour chaque ligne, environ 2-3 mois, reflétant la prédominance du cycle saisonnier. On trouve une exception dans la *Warm Pool*, où l'échelle augmente depuis 2 mois à 20°N jusqu'à 6 mois à 20°S. On remarque un maximum relatif de 5-6 mois juste au Sud de l'équateur et dans la SPCZ, correspondant au maximum de signature d'ENSO sur la SSS. L'échelle zonale ne peut être estimée qu'à partir de 2 lignes maritimes. Dans l'Océan Indien, elle est comprise entre 3° et 7° de longitude, tandis que dans la SPCZ du Pacifique elle est de l'ordre de 15-20°. Les corrélations issues des mouillages dans le Pacifique indiquent une échelle zonale d'environ 17.5°, sans variation notable entre l'Est et l'Ouest. Le rapport de l'échelle méridienne et sur l'échelle zonale apparaît donc de l'ordre de 1/5, en accord avec des études antérieures de la variabilité de

SSS dans les Tropiques. Cependant, ce rapport peut varier d'une région à une autre, comme en Mer d'Arabie où il est proche de 1.

Le SNR est généralement de l'ordre de 1 à 1.5. Il est sensiblement plus élevé près du bord Est de la *Warm Pool*, du fait du déplacement du front zonal de SSS lié à l'ENSO. Il est seulement légèrement supérieur à 1, ce qui indique qu'une partie de la variabilité de la SSS n'est pas résolue par la procédure d'analyse sur une grille.

Questions liées à l'échantillonnage et au moyennage

La technique d'interpolation utilisée a une résolution de 2° en longitude, 1° en latitude et 1 mois. Les auteurs tirent parti des données TSG à haute résolution pour caractériser la variabilité aux échelles plus petites. Puis ils discutent des problèmes liés aux systèmes d'observation. L'erreur d'échantillonnage est définie comme la capacité d'une mesure unique à représenter la vraie valeur, tandis que l'erreur de moyennage est la capacité d'un certain nombre de mesures à représenter la vraie moyenne.

La série temporelle la plus longue (1988-2002) provient du mouillage TAO/TRITON à 0°N-165°E (Fig. 3, en haut). On y distingue clairement le signal ENSO, mais les déviations standards à 10 et 30 jours montrent que les changements rapides ne sont pas négligeables (de l'ordre de 0.2 psu). En particulier, quand le front zonal de SSS à l'Est de la *Warm Pool* traverse la position du mouillage, les fluctuations rapides de SSS sont aussi intenses que la variabilité à long terme (0.5 psu). Le long d'une route maritime orientée Nord-Sud (Fig. 3, à gauche), les déviations standards sur des intervalles de 0.5, 1 et 2° en latitude sont généralement petites (moins de 0.1 psu). Mais elles peuvent augmenter considérablement (jusqu'à 0.4 psu) lorsque le front méridien de SSS associé à l'*upwelling* équatorial s'intensifie. Une campagne océanographique le long de l'équateur (Fig. 3, à droite) montre que les déviations standards sur des intervalles de 0.5, 1 et 2° en longitude sont aussi faibles (moins de 0.1 psu). On observe cependant des valeurs plus hautes (atteignant 0.3 psu) à l'Ouest de la *Warm Pool*, dues à de fortes précipitations, et sur son bord Est, dues au front zonal de SSS.

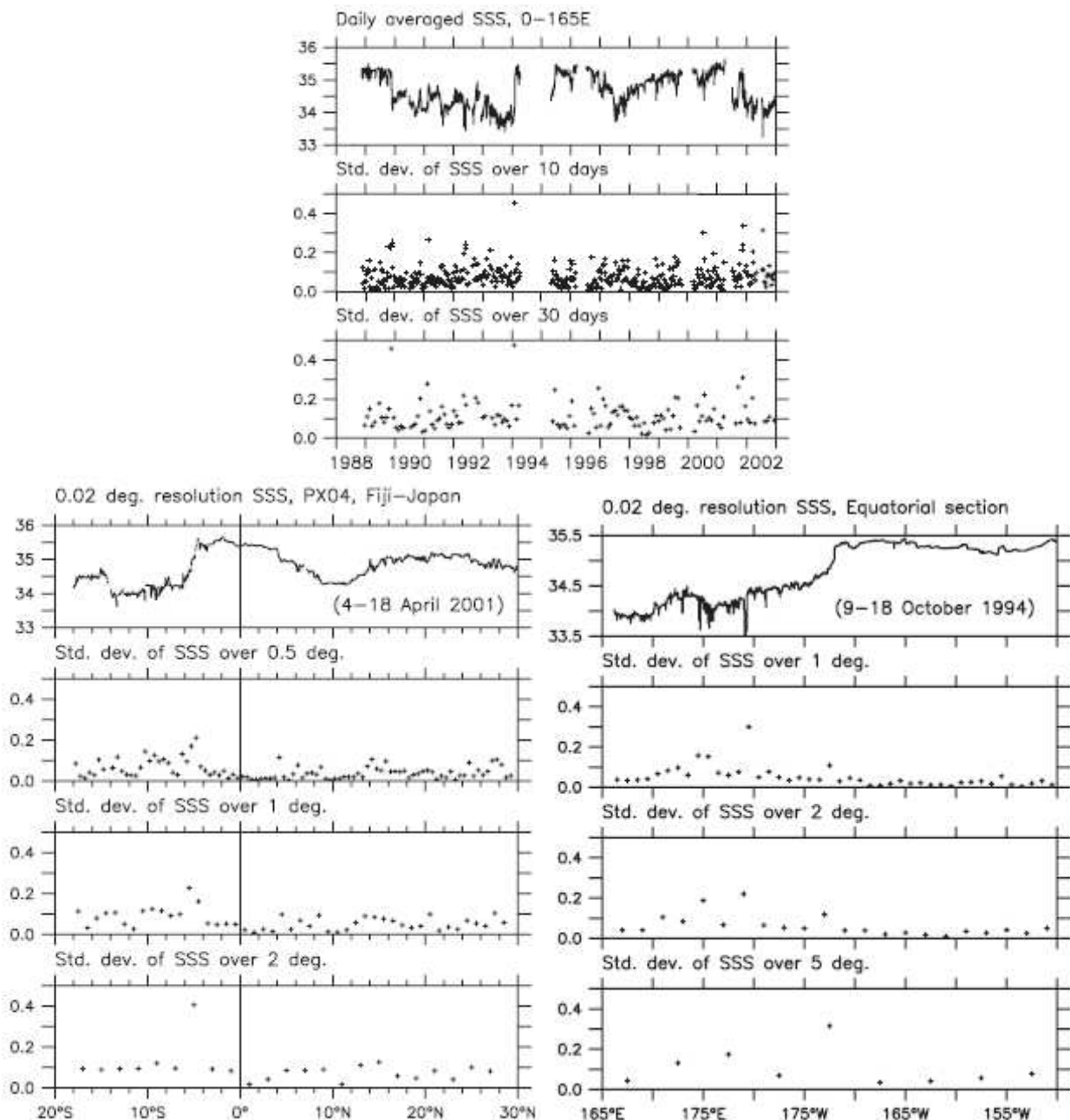


Figure 3 : (haut) SSS journalière enregistrée au mouillage TAO/TRITON à 0°N-165°E et déviations standards sur des intervalles de 10 et 30 jours. (bas, à gauche) SSS à haute résolution enregistrée le long de la route Fiji-Japon et déviation-standards sur des intervalles de 0.5, 1 et 2° de latitude. (bas, à droite) SSS à haute résolution enregistrée le long de l'équateur et déviation-standards sur des intervalles de 1, 2 et 5° de latitude.

Ces exemples indiquent que les variations de SSS à petite-échelle peuvent induire de grandes erreurs d'échantillonnage, en particulier dans la *Warm Pool*. Ces erreurs sont généralement inférieures à 0.1 psu, mais peuvent s'élever à 0.3 psu en présence de fronts de SSS très marqués. C'est surtout le cas pour les champs à basse résolution fournis par les échantillons en bouteilles, qui constituaient la principale technique avant les années 1990. Aujourd'hui, les données de mouillages et les mesures par VOS permettent de minimiser l'*aliasing* temporel et spatial, respectivement.

Les erreurs de moyennage sont ensuite considérées, en utilisant les recommandations du programme GODAE (*Global Ocean Data Assimilation Experiment*) : une précision de 0.1 psu sur 10 jours et une résolution de 100-200 km. Pour une ligne orientée Nord-Sud, l'occurrence des déviation-standards sur des intervalles de 0.5, 1 et 2° en latitude présente une répartition fortement asymétrique. Quelque soit la latitude, la variabilité est maximale vers 0.05 psu et environ 10% des fluctuations dépassent 0.1 psu. Les déviations standards moyennes sont de 0.10 psu pour un

intervalle de 1° en latitude, 0.12 psu pour un intervalle de 2° en longitude et 0.10 sur 10 jours. Cela correspond à une variabilité moyenne d'environ 0.2 psu dans une cellule de $1^\circ \times 2^\circ \times 10$ jours. Pour obtenir une précision de 0.1 psu, on aurait alors besoin d'au moins 16 mesures. Une telle densité d'observations n'est atteinte que dans les régions contenant à la fois des lignes VOS et des mouillages. Par contre, si les futurs satellites bénéficient d'une précision de 0.1 psu, ils pourraient obtenir cette densité partout, avec 3-4 passages tous les 10 jours et 4-5 pixels tous les 100-200 km (résolution de 40 km). Ces valeurs sont obtenues en utilisant les déviations standards moyennes, mais la variabilité peut être beaucoup plus grande, en plein océan comme près des côtes ou au large des embouchures de fleuve. De plus, certaines régions tropicales restent très mal connues en termes de variabilité petite-échelle de la SSS. Les futures observations satellitaires seront donc d'un grand intérêt pour affiner ou étendre ces résultats.

Conclusions

Cette étude rassemble une quantité inégalée d'observations *in situ*, afin de donner un aperçu de la variabilité de la SSS dans les océans tropicaux. Ceci prépare à la validation et l'analyse des futures mesures par télédétection. La déviation standard de la SSS (Fig. 4.a) est généralement comprise entre 0.1 et 0.3 psu dans les régions analysées. Cependant, elle est considérablement accrue dans certaines zones, soit à cause des variations saisonnières (dans l'ITCZ de l'Atlantique, l'Est de l'ITCZ du Pacifique et au Nord de l'Océan Indien), soit à cause de la variabilité ENSO (dans la *Warm Pool* à l'Ouest du Pacifique et la SPCZ). L'échelle temporelle (Fig. 4.b) est inférieure à 3 mois dans les régions caractérisées par un fort cycle saisonnier, tandis qu'elle est comprise entre 4 et 8 mois dans les régions contrôlées par ENSO. L'échelle méridienne (Fig. 4.c) est de $2-3^\circ$ de latitude dans la moitié Est du Pacifique, l'Atlantique et l'Ouest de l'Océan Indien équatorial. Elle augmente dans la *Warm Pool*, à cause des courants zonaux et des précipitations à grande échelle, hors de la bande équatoriale à l'Ouest du Pacifique, au Sud-Est de l'Atlantique et au Sud-Ouest de l'Océan Indien où la circulation méridienne domine. L'échelle zonale (estimée dans seulement 3 zones) est de $15-20^\circ$ de longitude dans le Pacifique équatorial et dans la SPCZ, et seulement $3-7^\circ$ au Nord de l'Océan Indien. De plus, dans la *Warm Pool*, les échelles de variabilité de la SSS varient suivant les conditions El Niño ou la Niña. Les rapports entre les échelles zonales, méridiennes et temporelles sont cohérents avec les études précédentes. Néanmoins, ces résultats indiquent que des échelles uniformes ne sont pas appropriées pour décrire les structures de SSS dans les Tropiques.

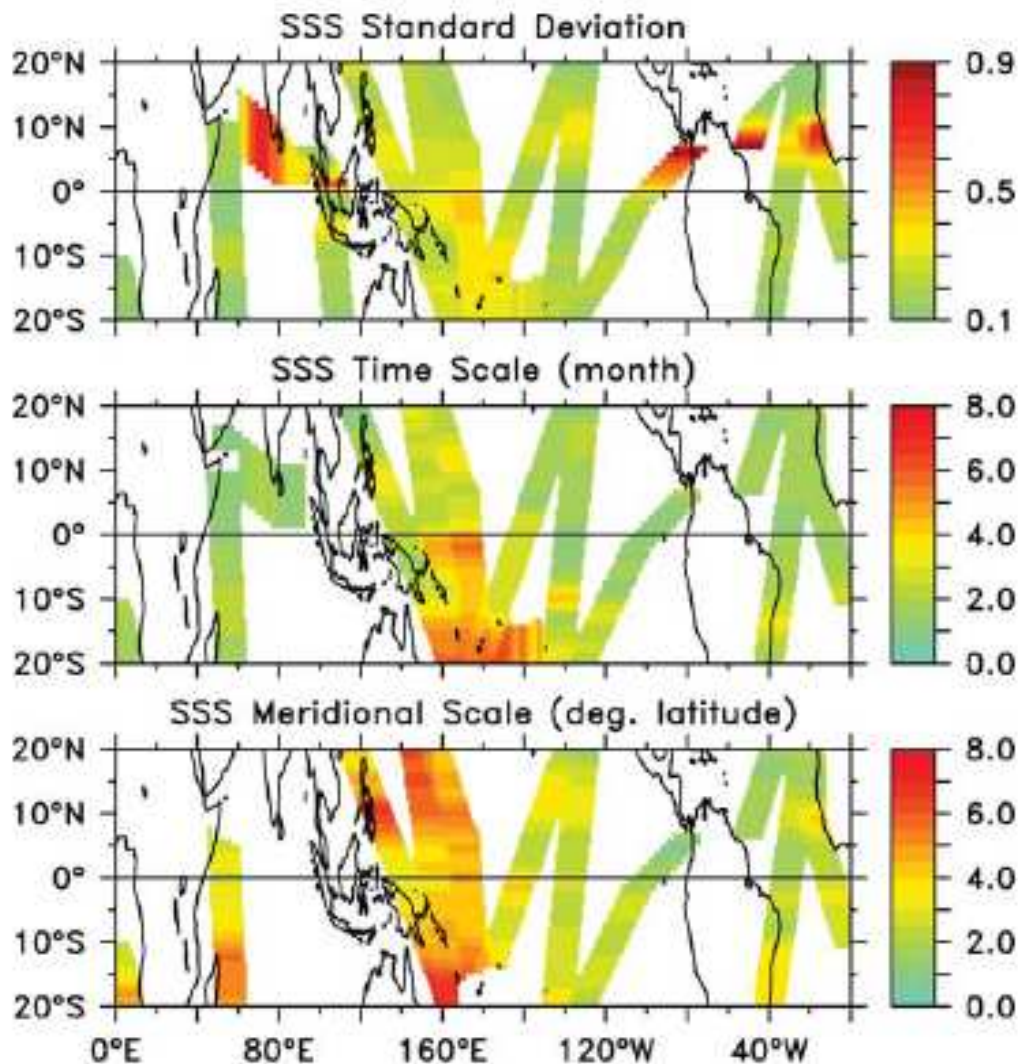


Figure 4 : Résumé des caractéristiques de la SSS le long des lignes maritimes montrées dans la fig. 1 : (haut) déviation standard, (milieu) échelle temporelle, et (bas) échelle méridienne. Chaque route est tracée avec une largeur arbitraire de 15° de longitude ou 10° de latitude. D'après la fig. 23 de Delcroix et al. (2005).

Le rapport signal/bruit obtenu est d'environ 1 à 1.5, ce qui signifie qu'une partie de la variabilité de la SSS n'est pas résolue avec l'échantillonnage utilisé (intervalles de 2° en longitude, 1° en latitude et 1 mois). Les données journalières enregistrées par les mouillages et la résolution de 0.02° des mesures TSG acquises par les navires permettent d'accéder à la variabilité petite-échelle. Pour les mouillages TAO/TRITON, la déviation standard sur 30 jours est de l'ordre de 0.15 psu, soit 2 à 3 fois plus forte que la valeur issue de modèles forcés par des flux air-mer journaliers. Dans une cellule correspondant aux recommandations de GODAE (2° en longitude, 1° en latitude et 10 jours), la variabilité moyenne est de 0.2 psu. Cela implique que pour atteindre une précision de 0.1 psu, un minimum de 16 observations indépendantes est requis. Le calcul des échelles de décorrélation permet d'estimer ce qui constitue une observation indépendante. On en déduit que le système actuel d'observations ne peut fournir qu'une précision de 0.2 psu, pour la résolution de GODAE, c'est-à-dire deux fois plus faible que la valeur préconisée.

L'incapacité des modèles à reproduire les variations de SSS est probablement due en grande partie aux flux air-mer, en particulier les précipitations. Les observations de SSS pourraient être utilisées pour contraindre ces flux. D'autre part, les programmes actuels pourraient être mieux exploités pour estimer la SSS et de vastes régions restent dépourvues de mesures. Cette étude est basée sur la plus grande collection de données de SSS disponibles à l'époque de sa réalisation. Elle devra être affinée et étendue, grâce à de nouveaux programmes de mesure *in situ* et aux futures observations spatiales.

1.a.ii. Modes de variabilité

Reverdin et al., 2006 : Salinité de surface dans l’Océan Atlantique (30°S-50°N)

Introduction

La SSS joue un rôle important dans l’Atlantique Nord, où elle contribue à la formation d’eau profonde, et ainsi à l’intensité de la circulation thermohaline (Rahmstorf, 1995). Dans le gyre subpolaire Nord, on a observé une forte décroissance de la SSS durant les années 1970, superposée à une variabilité pluriannuelle (Curry et al., 2003). La Grande Anomalie de Salinité (GSA) aurait été causée par les flux d’eaux douces originaires de l’Arctique (Belkin, 1998) et la variabilité à plus long terme serait due aux flux locaux (Josey and Marsh, 2005). Une partie de cette variabilité proviendrait des basses latitudes, par l’intermédiaire de la THC (Häkkinen, 2002). La salinité superficielle est aussi importante aux plus basses latitudes, où elle peut contrôler la profondeur de la couche mélangée et ainsi réguler les échanges océan-atmosphère (Lukas and Lindstrom, 1991). Elle participe également à la détermination des propriétés de l’eau subductée dans l’Est des subtropiques. De plus, l’effet de l’augmentation anthropique du CO₂, provoquant un réchauffement de la SST et une réduction de la THC, pourrait être contrebalancé par une augmentation de la SSS dans l’Atlantique (Thorpe et al., 2001)

Les informations récentes sur la SSS proviennent d’analyses in situ et de modèles numériques. A partir de données hydrographiques groupées par pentades, on a montré de la SSS dans les tropiques et subtropiques Nord était plus élevée au début des années 1970 qu’à la fin des années 1950 (Levitus, 1989) et que la salinité de l’océan supérieur avait augmenté durant les années 1960 et 1970 (Curry et al., 2003). Les tendances linéaires de la salinité en surface et dans la couche supérieure présentent les mêmes similarités entre 1955 et 1998 (Boyer et al., 2005). On a aussi détecté une variabilité décennale de la SSS dans l’Atlantique tropical Nord de 1977 à 1989, semblables à celle de la SST (Dessier and Donguy, 1994). D’autre part, une simulation de l’Atlantique Nord pendant les 50 dernières années a suggéré de grandes anomalies de SSS aux périodes inférieures à 4 ans au Sud de 20°N, ainsi qu’aux périodes supérieures à 4 ans entre 20°N et 28°N (Häkkinen, 2002). Un modèle climatique couplé a identifié une variabilité de SSS résultant de la NAO et de l’ENSO, par le flux air-mer et l’advection d’Ekman, qui domine aux fréquences interannuelles (Mignot and Frankignoul, 2003). Ce modèle indique aussi que les échelles spatiales des anomalies de SSS seraient plus petites que celles de la SST (Mignot and Frankignoul, 2004).

Dans ces études par modélisation, la SSS obéit à l’équation de tendance suivante :

$$\frac{\partial_g SSS}{\partial t} = \frac{1}{h^*} \left[SSS(E - P) - \bar{k} \times \frac{\bar{\tau}}{f} \cdot \bar{\nabla} SSS \right] + R \quad (1)$$

où $\partial_g/\partial t$ est la tendance suivant le courant géostrophique, les termes de droite représentent les forçages par le flux d’eau douce et l’advection d’Ekman, et h^* est une échelle de profondeur, parfois identifiée à une profondeur de mélange (Mignot and Frankignoul, 2003). Le terme R correspond à l’entraînement, ainsi qu’au mélange horizontal et vertical.

La réponse de ce modèle à un forçage stochastique montre comment SSS réagit au flux $E-P$ et l’advection d’Ekman (Spall, 1993, Hall et Manabe, 1997). A l’écart de l’équateur, ces forçages expliquent correctement l’amplitude de la variabilité de SSS et sa distribution spectrale aux fréquences interannuelles et supérieures. Cependant, ces études ne prennent pas en compte le cycle saisonnier de la stratification (h^*) et du mélange vertical (R), ni l’advection géostrophique, si bien qu’elles ne sont pas appropriées pour les périodes pluriannuelles. Aux basses fréquences, l’advection horizontale pourrait modifier les structures imposées par le forçage atmosphérique et induire une homogénéisation à l’échelle des gyres, comme cela semble s’être produit dans l’Atlantique Nord-Est (Josey and Marsh, 2005). Près de l’équateur, l’interaction entre le forçage et la dynamique devrait aboutir à une forte dépendance saisonnière de la SSS. Par exemple, au Nord du plateau continental d’Amérique du Sud, une étude par modélisation indique une grande modulation des anomalies de SSS en fonction des saisons (Ferry and Reverdin, 2004). Les

anomalies sont advectées depuis le plateau au printemps, puis disparaissent en hiver sous l'effet du mélange et de l'advection verticale, sans contribution notable du flux $E-P$ (Ayina, 2002).

Données

Les données de salinité proviennent principalement de navires de recherches et de VOS (*Voluntary Observing Ship*), ainsi que de profils par CTD, d'échantillonnages en bouteille, de flotteurs profilants, de mouillages (PIRATA de 1998 à 2002) et de bouées dérivantes (expérience POMME en 2001). Les différences de profondeur de mesure (2 m à 15 m) peuvent provoquer un bruit dépassant 0.1 psu dans les zones de fortes précipitations ou d'apports fluviaux, et de l'ordre de 0.02 psu ailleurs. Les données de navires océanographiques, collectées par thermosalinographes (TSG), sont issues de la base WOCE pour la période 1989-1995, ainsi que de campagnes dédiées et de transits depuis 2000, et enfin de navires de la NOAA entre 1996 et 2000. Les données de VOS, obtenues sur des lignes commerciales régulières et lors de campagnes hydrographiques, ont été acquises depuis 1977 par échantillonnage, puis progressivement par TSG depuis 1993. Les données de profileurs sont issues des flotteurs PALACE de 1997 à 2002, puis du programme ARGO. Les données des mouillages PIRATA, de 1998 à 2002 dans l'Atlantique tropical, ont été dépouillées de leurs erreurs et tendances artificielles, et les mesures les plus proches de la surface (2 m) ont été complétées par des mesures de subsurface lorsque c'était pertinent (couche mélangée profonde et pas de pluie).

Les données ont été rassemblées sur une grille de 1° en longitude et latitude, pour chaque mois de la période 1970-2002. Puis les déviations mensuelles ont été calculées par rapport au cycle saisonnier moyen, basé sur toutes les données disponibles de 1895 à 1990 (Reverdin et al., 1994). Dans chaque paquet ($1^\circ \times 1^\circ \times 1$ mois), la distribution de probabilité est non-Gaussienne, à cause des données erronées et de la nature de la variabilité (en particulier, les cellules d'eau douce produisent de faibles SSS). Comme il y a généralement peu de données par paquet (souvent 1 ou 2), la SSS n'est caractérisée que par sa moyenne et sa déviation standard. Les données aberrantes sont d'abord filtrées, en supprimant les valeurs qui diffèrent du cycle saisonnier de plus de $3(\sigma_{ia} + \sigma_{is})$ ou 0.3 psu (0.5 dans le Golfe de Guinée), où σ_{ia} et σ_{is} sont des estimations de la variabilité interannuelle et à l'intérieur d'un paquet. Cela retire 5 à 10% des données dans les zones de grande variabilité (Atlantique tropical Ouest, Golfe de Guinée, plateaux d'Amérique du Nord) et nettement moins ailleurs. Cette procédure réduit l'influence des très basses valeurs de SSS près des côtes, ce qui introduit un biais positif dans ces régions. La densité de données est pratiquement nulle au Sud de $5^\circ S$, tandis qu'elle est très élevée le long des lignes maritimes régulières. Le nombre de paquets contenant des données est petit avant 1977 et bien plus grand ensuite, sauf à la fin des années 1980 et au début des années 1990. Cependant, des intervalles vides de 2 mois ou plus sont fréquents partout.

Les échelles de corrélation spatio-temporelles sont évaluées à partir des déviations par rapport au cycle saisonnier moyen (1977-2002). Pour cela, on doit définir des sous-domaines contenant assez de points et dont les propriétés de SSS sont homogènes. Sur les 8 régions retenues, seules 2 satisfont les critères d'homogénéité (l'intérieur du gyre subtropical et l'Atlantique Nord-Est). L'année est divisée en 2 saisons, correspondant à une stratification forte (Juin-Novembre) ou faible (Décembre à Mai). Les échelles spatiales sont estimées d'après les fonctions de corrélation croisée, selon la longitude (L_x) et la latitude (L_y). Une exponentielle est ajustée à ces fonctions, avec un bon accord en général. Sa valeur à l'origine, indique la part de la variance correspondant à un signal de grande échelle, est comprise entre 0.2 et 0.6 psu. Les échelles L_x et L_y sont généralement bien définies, sauf au Nord de l'Amérique du Sud. Dans les subtropiques et l'Atlantique Nord, L_x et L_y sont comparables (2.5° à 4°). Les deux échelles sont plus grandes dans la région intergyre (où la variabilité est moindre) et durant l'hiver. Dans les tropiques, L_x est supérieure à L_y (de 3° à 4.5° , contre 2° à 2.5°) et les échelles sont plus grandes en été (saison de plus forte variabilité interannuelle). L'échelle temporelle L_t , déterminée de façon similaire, est longue dans les régions subtropicales et subpolaires (5 à 6 mois) et plus courte dans les tropiques (3 mois ou moins). Ces

durées sont cohérentes avec les estimations antérieures (Mignot and Frankignoul, 2003, Delcroix et al., 2005).

Les données de forçage ont été sélectionnées sur la base de comparaisons avec la SSS observée pendant la période 1977-2002 (la mieux échantillonnée). L'évaporation E et la tension de vent τ sont issues de la réanalyse mensuelle ERA40 de l'ECMWF). Les précipitations P proviennent d'une combinaison de données in situ et satellitaires CMAP (de 1979 à août 2002), précédée des estimations in situ COADS (1977-78) et terminée par le produit satellitaire GPCP (septembre à décembre 2002). L'utilisation de précipitations issues d'une réanalyse (ECMWF ou NCEP) dégradait sensiblement la comparaison avec les observations de SSS.

Analyse objective

Les anomalies de SSS sont calculées par rapport au cycle saisonnier moyen, basé sur des données antérieures (Reverdin et al., 1994, complété entre 25°S et 25°N par Dessier and Donguy, 1994). Pour réactualiser ce cycle saisonnier, on a utilisé la méthode suivante :

- moyenner les anomalies en chaque point et pour chaque mois,
- calculer les variances interannuelles σ_{ia} et l'erreur associée $1/N_{ia} \sigma_{ia}$, où N_{ia} est le nombre d'années,
- analyser objectivement les déviations, en utilisant les échelles de corrélation spatiale L_x et L_y , et comme estimation initiale les corrections pour le mois précédent ou suivant,
- réaliser deux analyses, en avant et en arrière dans le temps, sur deux cycles saisonniers consécutifs,
- calculer la moyenne des seconds cycles de chaque analyse.

Les anomalies sont ensuite calculées par rapport à ce nouveau cycle saisonnier, puis analysées objectivement (voir ci-dessous). On obtient un cycle saisonnier des déviations, pour les années 1977-2002, que l'on ajoute au cycle saisonnier moyen. Les écarts entre ce cycle saisonnier et la climatologie initiale sont de l'ordre de 0.1 psu (Fig. 5). Ils sont négatifs dans le gyre subtropical Nord et près de 50°N, et positifs dans le gyre subtropical Sud et près de 40°N, ce qui résulterait de la variabilité à très basse fréquence. Dans les zones côtières avec apport d'eau douce, la SSS de la nouvelle analyse est plus élevée, probablement à cause de l'élimination des valeurs excessives.

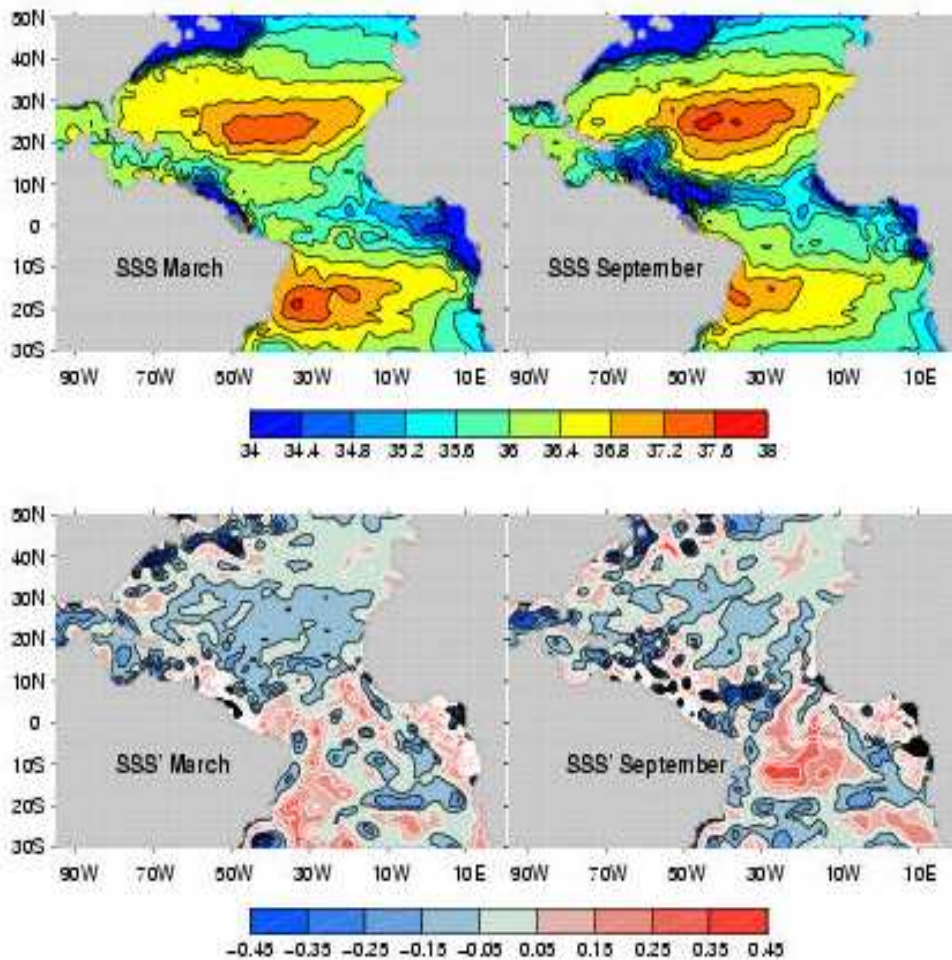


Figure 5 : En haut : moyenne de SSS en mars et septembre ; en bas : écart de la nouvelle climatologie par rapport aux champs initiaux basés sur la climatologie précédente, pour les mois de mars et septembre. D'après la fig. 3 de Reverdin et al., 2006.

L'analyse objective des anomalies est similaire à celle du cycle moyen, plus la prise en compte de la corrélation temporelle. L'estimation initiale est le champ du mois précédent ou suivant, pondéré par $\exp(-1/\tau)$, où τ est fixé à 2 mois, légèrement moins que l'échelle L_t . Deux analyses sont réalisées, en avant et en arrière dans le temps, au cours des années 1970-2002, puis elles sont moyennées. Cela fournit des estimations plus fiables, les différences entre les deux analyses étant généralement plus petites que les anomalies qu'elles décrivent et cohérentes avec les erreurs estimées. Les erreurs sont grandes dans le gyre subtropical Sud, où les données y sont très peu nombreuses, si bien que les anomalies y sont presque nulles. Comme prévu, les anomalies sont plus fiables dans les zones où la densité de données est élevée. Des exemples de champs d'anomalie montrent des structures à grande échelle dans les gyres subtropicaux et la région intergyre, et des motifs compliqués ailleurs, résultants des erreurs élevées.

Des séries temporelles de SSS' dans certaines zones (de 5° en longitude et 2° en latitude) où la couverture des données est bonne, prouvent que l'analyse suit fidèlement les données d'origine. Cependant, les grands pics ne sont pas reproduits et la variabilité de-mois-en-mois est réduite (comme on s'y attendait). Quelques événements significatifs sont détaillés :

- A 10°S-0°W, un signal de très basse salinité n'est pas reproduit parce qu'il a une trop petite extension méridienne ($1^\circ < L_y$).
- A 18°N-55°W, l'analyse reproduit bien un saut de -1.5 psu, dû à l'extension anormale vers le Nord de la langue d'eau douce provenant de l'Est des Petites Antilles.
- A 44°N-15°W, de plus petites anomalies à basse fréquence sont aussi capturées.

Quand la couverture des données est insuffisante, par exemple avant 1977, la variabilité de SSS' est trop faible (une propriété de l'analyse objective). Pour examiner la distribution spatiale de la variabilité de SSS' (Fig. 6), l'effet du nombre de données est supprimé en ne considérant que les points où l'erreur d'analyse est relativement faible (< 0.8). Dans les régions où l'erreur est proche de ce seuil, comme le gyre subtropical Sud, la variabilité est réduite par rapport aux régions bien échantillonnées (potentiellement d'un facteur 2), comme le gyre subtropical Nord.

Variabilité de la SSS

La variabilité interannuelle est décrite par sa déviation standard, suivant la saison (Fig. 6).

- Au Nord-Est des côtes de l'Amérique du Sud, la variabilité interannuelle est très forte en hiver et s'étend vers le Nord-Ouest au printemps. En été et en automne, elle s'étale vers le large, en direction de l'Est le long de 5-10°N (réflexion du NBC et NECC) et du Nord-Est jusqu'à 20-25°N.
- Dans les tropiques Nord, on obtient un maximum associé au NECC et à l'ITCZ, qui migre entre une position proche de l'équateur au printemps et une position plus au Nord en automne, imitant la zone de faible SSS en moyenne saisonnière (voir Fig. 5).
- Dans les tropiques Sud, la variabilité est forte au Sud-Est de l'Amérique du Sud au printemps et plus faible en automne-hiver. Un autre maximum se trouve à 8-10°S en été-automne, au Nord de la région de SSS maximale (gyre subtropical Sud).
- Dans les subtropiques Nord, on observe un maximum secondaire près de 18-20°N, à l'Est de 50°W (sauf en hiver), ce qui se situe au Sud-Ouest du maximum de SSS (gyre subtropical Nord). Au Nord de 20°N, à l'écart des plateaux, du Gulf Stream et du NAD, la variabilité est faible et varie peu selon la saison. On remarque cependant une bande de variabilité accrue à l'Ouest et au Nord-Ouest du gyre subtropical, particulièrement visible en été. La variabilité semble minimale en hiver-printemps dans les subtropiques Nord, et au printemps-été dans la région subpolaire.

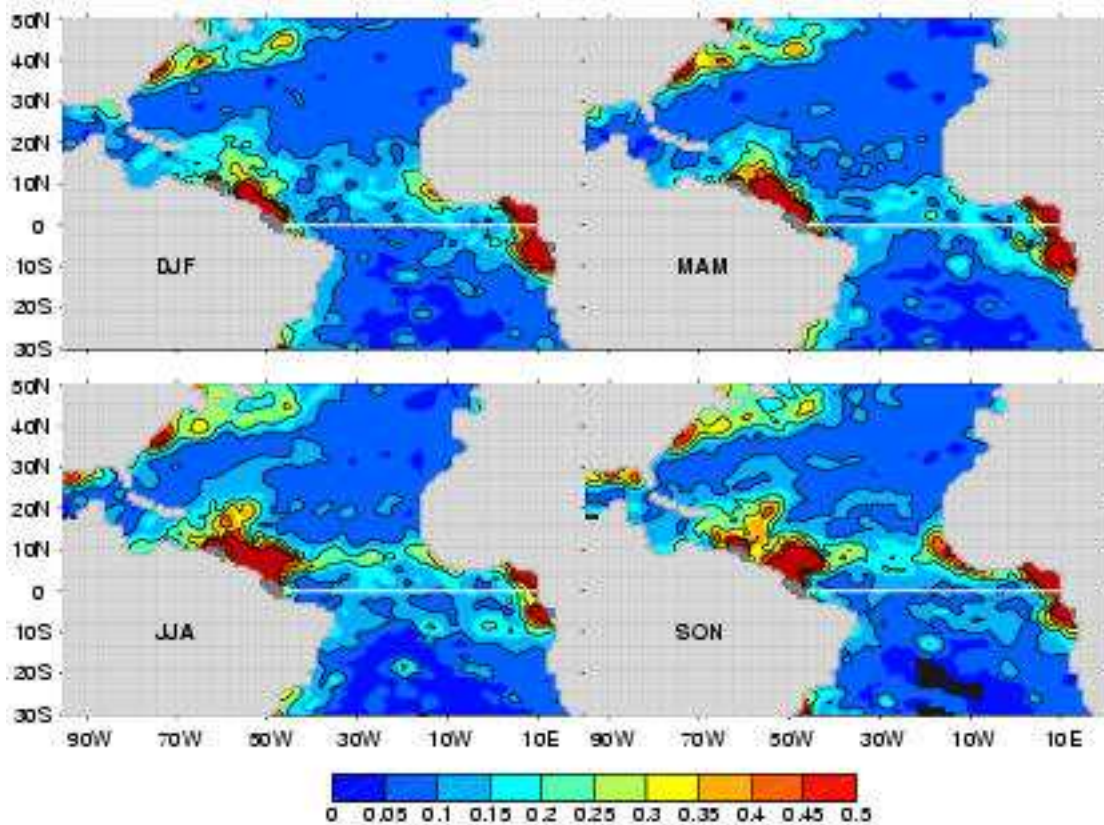


Figure 6 : Variabilité RMS interannuelle dans les analyses mensuelles, moyennée sur les 4 saisons (période 1977-2002, seulement pour les mois avec une erreur relative inférieure à 0.8). D'après la fig. 7 de Reverdin et al., 2006.

La persistance des anomalies est estimée d'après leurs corrélations retardées, seulement pour les mois dont l'erreur estimée est petite (erreur relative inférieure à 0.8) et dans les régions où les résultats incluent au moins 13 années. Les anomalies hivernales (Fig. 7, haut) ont une persistance supérieure à 6 mois, sauf dans les tropiques du Nord-Ouest, le Courant des Açores et le NAD. La persistance est même supérieure à 9 mois dans la région subpolaire Nord-Est, au centre du gyre subtropical Nord et de-part-et-d'autre du Gulf Stream. Elle est d'environ 6 mois dans les tropiques du Sud-Est.

En moyenne sur les régions définies précédemment (Fig. 7, bas), la persistance est plus forte dans les subtropiques Nord et la région intergyre au Nord-Est. Les anomalies estivales présentent une persistance similaire, quoique moins forte après 5 à 9 mois (hiver par rapport à l'été précédent) entre 16°N et 35°N. Ceci est probablement dû à l'approfondissement de la couche mélangée en automne et à l'entraînement de l'eau de subsurface.

Les anomalies de SST persistent généralement moins longtemps que celles de SSS et les corrélations de l'hiver à l'été sont bien plus faibles (surtout au Sud de 50°N). Les corrélations d'un hiver à l'autre (mars à décembre) sont néanmoins comparables, au moins au Nord-Ouest et près de 20-30°N à l'Est de 50°W. Dans ces régions, la persistance de SST' serait liée à la ré-émergence d'anomalies de subsurface durant l'approfondissement de la thermocline (Alexander and Deser, 1995). Cependant, ce mécanisme ne semble influencer les corrélations de SSS' que dans la zone située au Sud-Ouest du Gulf Stream.

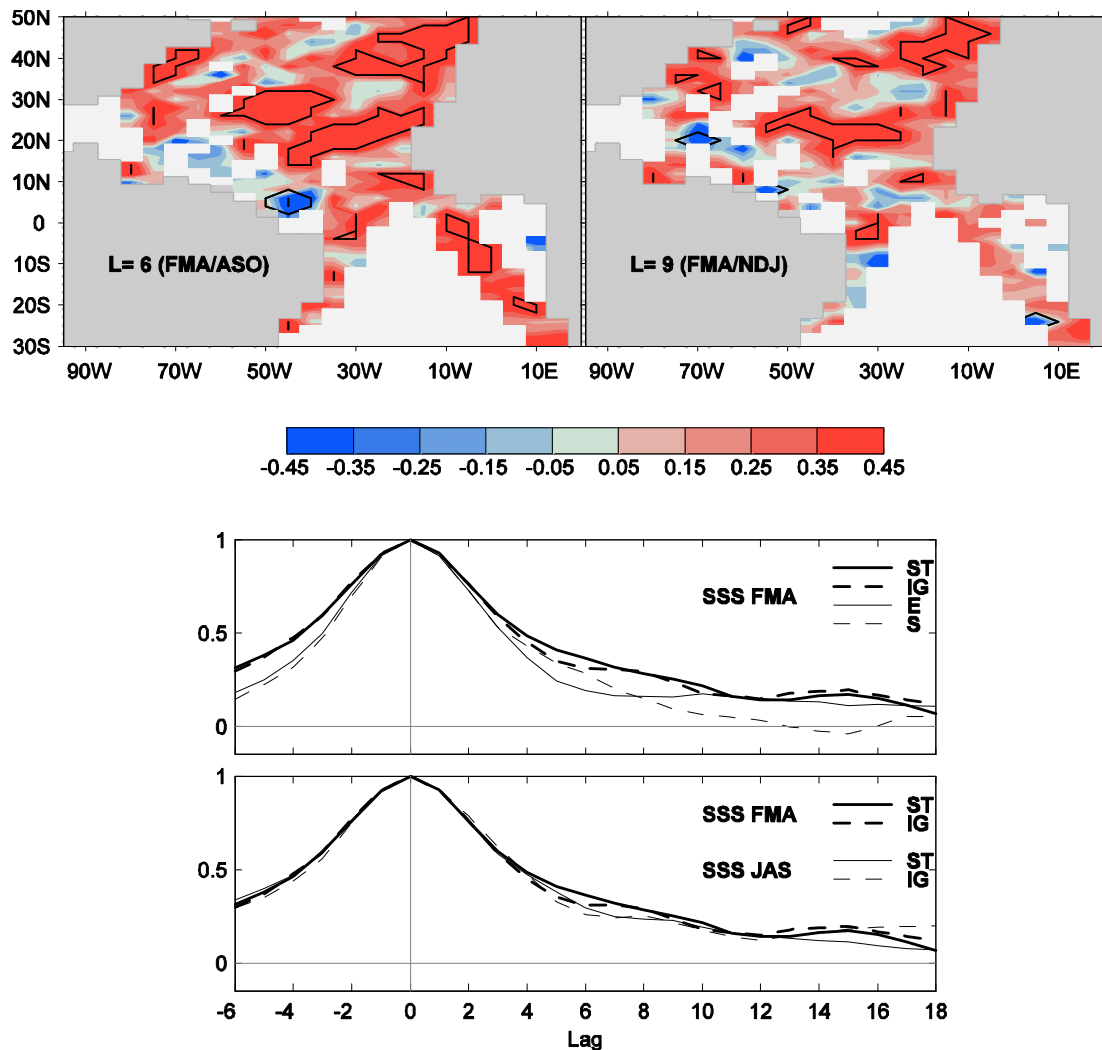


Figure 7 : Auto-corrélation des anomalies de SSS (le décalage 0 correspond à la saison FMA). En haut : cartes aux décalages de 6 et 9 mois (les lignes épaisses indiquent les corrélations non-nulles au niveau de 90% de confiance, en supposant que les différentes années sont indépendantes ; seuls les mois dont l'erreur relative estimée est inférieure à 0.8 sont inclus et une valeur n'est représentée que si au moins 13 années sont incluses). En bas : fonctions d'auto-corrélation des déviations, moyennées sur 4 domaines de la figure 2 (ST : gyre subtropical Nord, IG : région intergyre Nord, E : région équatoriale Est, S : région tropicale Sud) et comparaison des fonctions d'auto-corrélation pour deux saisons de référence (FMA et JAS) sur les domaines ST et IG. Les décalages positifs correspondent à des mois ultérieurs au cours du cycle saisonnier. D'après la fig. 8 de Reverdin et al., 2006.

Pour déterminer si la persistance obtenue est associée à la variabilité locale ou à grande échelle, on examine les corrélations retardées par rapport aux séries temporelles à des positions particulières (où l'erreur estimée est faible). Cette analyse révèle des structures à grande échelle, qui restent stationnaires pour des décalages temporels jusqu'à 1 an.

- Avec un point de référence à 20°N-30°W (où la variabilité présente un léger maximum), la corrélation reste significative dans les mêmes zones pour des retards de 0 à 12 mois. Le maximum se décale vers le Nord-Ouest jusqu'à 23°N-34°W et des corrélations négatives apparaissent plus à l'Ouest. Les mêmes caractéristiques sont obtenues en considérant une saison particulière ou la moyenne annuelle, donc cette distribution reflète bien les échelles de temps pluriannuelles.
- Avec une référence à 32°N-65°W (où la variabilité présente un signal à très basse fréquence), le maximum de corrélation se décale vers le Nord-Est après 3 et 6 mois, puis vers le Sud-Est après 12 mois, comme si l'anomalie de propageait autour du gyre subtropical. Une telle propagation semble aussi se produire avec une référence à 26°N-30°W.

Avec des références dans le gyre subtropical Nord et le Nord-Est, on obtient de fortes corrélations positives entre 15°N et 45°N, qui ne s'étendent pas zonalement à travers le gyre. Cela

suggère des échelles spatiales plus grandes que celles obtenues à partir des fonctions de corrélation (Fig. 5) et plus petites que celles de la SST. Cela pourrait être dû au bruit dans les analyses de SSS (comme le suggèrent les erreurs estimées), mais aussi aux différences dans les forçages et l'advection (Mignot and Frankignoul, 2003). Les corrélations retardées entre la SSS et la SST sont significatives en-dehors de la bande équatoriale, en particulier dans l'Atlantique Nord-Est, au Nord de 36°N (région intergyre), indiquant l'existence de processus communs à la SSS et la SST. Dans cette région, la corrélation est maximale quand la SSS retarde de 1 ou 2 mois par rapport à la SST. Cette corrélation positive ne peut être due à l'évaporation (qui combinerait $SST' < 0$ et $SSS' > 0$), mais résulte probablement de l'advection (à travers la relation T/S horizontale). On remarque que le flux de chaleur latente, amortirait les anomalies de SST et renforcerait les anomalies de SSS, donc il n'a pas d'effet important dans cette région. La corrélation se maintient quand la SSS est en avance sur la SST, ce qui pourrait être lié à la plus grande persistance de SSS'. Dans la bande équatoriale, la corrélation est négative et maximale pour un décalage de 0, suggérant l'influence de l'advection verticale avec les eaux de subsurface plus froides et plus salées, en plus de l'effet de l'évaporation.

Relation locale de la salinité avec le forçage atmosphérique

Le flux d'eau douce et l'advection d'Ekman sont des forçages importants pour la variabilité locale de la SSS (Mignot and Frankignoul, 2003). Dans cette analyse, une partie considérable de la variance est locale (comme le montrent les fonctions de corrélation spatiale), si bien que ces mécanismes devraient avoir une signature aux fréquences élevées (saisonniers ou plus rapides, voir Delcroix et al., 2005). Ils peuvent être représentés par un bruit blanc aux échelles mensuelles (Hall and Manabe, 1997), tandis que l'advection et les autres processus (mélange, entraînement) peuvent être considérés comme un terme dissipatif. Dans cette approche statistique, la corrélation entre les forçages et la SSS est positive quand les forçages mènent. La corrélation au décalage 0 est légèrement inférieure, à cause la persistance des forçages. Ici, on a décidé de lisser les forçages par une moyenne glissante de 3 mois, afin d'égaliser le lissage de SSS dû à la technique d'analyse. On calcule la fonction de régression entre la SSS et le forçage. Sa pente au décalage 0 devrait être égale à la variance du forçage (en supposant que l'advection et la diffusion sont faibles). Comme le terme de forçage dépend d'une profondeur de pénétration des flux h^* (voir Eq. 1), cela permet d'estimer cette profondeur (voir Cayan, 1992, pour une estimation avec la SST).

Avec le produit de forçages utilisé, le terme d'advection d'Ekman a souvent une amplitude supérieure à celle du flux d'eau douce, en particulier dans la bande intertropicale 20°S-20°N. Les corrélations décalées obtenues sont généralement positives pour un retard de la SSS de 0 à 2 mois, en accord avec le « modèle de forçage stochastique ». En utilisant directement l'équation 1, on trouve des pics de corrélation positive aux décalages de 0 à -2 mois, ainsi que des pics (faiblement) négatifs à +4 à +6 mois. Les corrélations à +1 mois sont positives sur la plupart du domaine (Fig. 8, en bas). Elles sont négatives dans quelques petites zones, notamment de-part-et-d'autre du Gulf Stream à 70°W et au centre du bassin à 10-15°N. Dans ces régions de forts courants, l'advection domine le forçage local. Par exemple, au Nord du Gulf Stream, la contribution de l'advection géostrophique devrait être importante (mais n'est pas prise en compte par ce modèle), à cause des déplacement méridiens du courant dûs aux changements atmosphériques (en particulier la NAO, voir Frankignoul et al., 2001). Au Nord-Ouest de l'Amérique du Sud, la contribution de l'advection horizontale et verticale devrait dominer celle des forçages (Ferry and Reverdin, 2004).

Ensuite, on sépare les contributions des deux termes de forçages :

- La corrélation avec le flux d'eau douce (Fig. 8, en haut) est responsable de la distribution obtenue et est positive presque partout. Elle est négative au Sud du Gulf Stream, près de l'Afrique du Nord et au Nord-Ouest de l'Amérique du Sud. La corrélation est positive près de l'équateur, mais comme son maximum est obtenu au décalage 0, il ne doit pas être interprété dans la cadre du modèle stochastique.
- Les anomalies dues à l'advection d'Ekman (Fig. 8, au milieu) présentent de plus fortes amplitudes, pourtant la corrélation avec la SSS est généralement plus faible. Ce terme domine

cependant au large de l'Afrique du Nord et près de la Péninsule Ibérique. La corrélation est négative entre 5°N et 16°N et au large de l'Amérique du Nord, en particulier au Nord-Ouest du Gulf Stream. Dans cette dernière région, cela pourrait s'expliquer par l'impact de la NAO, dont les phases positives induisent un déplacement du Gulf Stream vers le Nord qui augmente la SSS, tandis que l'advection d'Ekman la diminue (Joyce et al., 2000). Dans la partie Ouest du bassin (à l'Ouest de 50°W), la contribution d'Ekman réduit la corrélation avec les forçages.

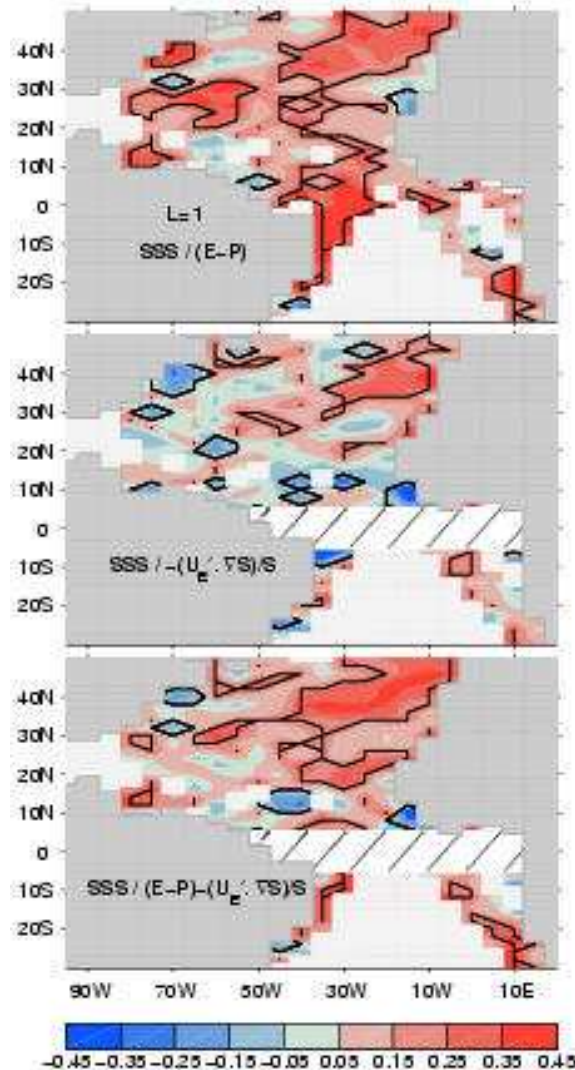


Figure 8 : Corrélation entre la SSS et différents termes de forçage au décalage 1 (la SSS suit le forçage d'un mois). Pour le terme d'Ekman, la bande 5°N-5°S a été retirée. Le contour épais représente l'intervalle de 90% de confiance (avec la même règle de sélection que pour la fig. 7). D'après la fig. 11 de Reverdin et al., 2006.

Les corrélations entre les forçages et la SSS sont moyennées dans les régions définies précédemment :

- Près de l'équateur et au Sud de 16°N, les corrélations présentent un pic pour un retard de la SSS de 0 à 1 mois, mais il est relativement faible.
- Dans les subtropiques et le Nord-Est, le pic apparaît pour un retard de la SSS de 1 à 2 mois et est plus prononcé. Le terme d'Ekman n'accroît les corrélations que dans ces régions. Les corrélations dépendent fortement de la saison : pour la SSS en hiver, on obtient un pic à 1 mois, et pour la SSS en été, un pic à 3 à 4 mois. Cela suggère qu'en été la SSS est plus sensible aux forçages de la fin de l'hiver ou du début du printemps, quand l'océan se re-stratifie et que le forçage est plus intense.

La profondeur de pénétration h^* est estimée en considérant une échelle temporelle de 1 mois, à partir de la valeur de la fonction de covariance au décalage de +1 mois (la pente à l'origine est trop bruitée pour être utilisable), ce qui donne seulement une estimation qualitative. Néanmoins, les

valeurs obtenues sont raisonnables en-dehors de la bande équatoriale, surtout en sélectionnant les points où les corrélations sont élevées. Au Nord de 15°N, h^* est de l'ordre de 50m en été et 100m ou plus en hiver, mais les points retenus sont trop éparpillés pour qu'elle soit comparée à une climatologie de profondeur de couche mélangée. Plus près de l'équateur, les valeurs sont grandes et très variables, ce qui montre que le modèle stochastique n'est pas approprié dans ces régions.

Basses fréquences

La persistance des anomalies et la réponse au forçage indiquent l'existence de signaux aux basses fréquences, avec des échelles spatiales plus grandes qu'aux fréquences élevées (mensuelle à saisonnière). Plusieurs mécanismes favorisent ces grandes échelles, notamment le forçage atmosphérique (NAO, ENSO, dipôle tropical) et la circulation moyenne (redistribuant l'eau de surface à l'échelle des gyres). On examine les signaux océaniques associés aux principaux modes de variabilité des forçages de la SSS. Pour cela, on considère deux régions où la variabilité est bien résolue :

- la zone intergyre entre 36°N et 47°N, à l'Est de 35°W,
- les parties Est et Ouest du gyre subtropical Nord entre 20°N et 36°N, séparées à 50°W.

On utilise la régression entre les anomalies de SSS et des séries temporelles associées aux modes, éventuellement avec un décalage, ce qui suppose une réponse linéaire. Les différents indices possibles pour la NAO et l'ENSO aboutissent à des résultats similaires, prouvant la robustesse de cette analyse. La signature de ces modes dans l'Atlantique est peu affectée par la variabilité inter-décennale durant la période étudiée. Pendant cette période, la NAO est caractérisée par un centre d'action située particulièrement loin à l'Ouest (Hilmer et Jung, 2000) et par une forte proportion d'évènements positifs, tandis que l'ENSO est associé à un réchauffement anormal dans le Pacifique équatorial central et est clairement connecté avec l'Atlantique équatorial (Chiang et al., 2000).

Les indices choisis sont les suivants :

- L'indice utilisé pour l'ENSO est l'opposé du SOI (*Southern Oscillation Index*). Il est sélectionné en hiver, car cette saison correspond à la phase mature des évènements et au plus fort signal dans la basse atmosphère de l'Atlantique Nord (Enfield and Mayer, 1997).
- Pour la NAO, on utilise un indice atmosphérique hivernal, car en hiver sa variabilité est plus énergétique et son impact est plus fort (Czaja, 2002). L'indice est la composante principale d'une analyse en rotation de la SLP (*Sea Level Pressure*), issue du modèle NCEP. Cet indice présente un fort bruit aux échelles mensuelles, comme un autre indice basé sur la SLP mesurée à une station de l'Atlantique Est (Hurrell, 1995). Les deux indices sont bien corrélés (0.61), malgré de grandes différences en certaines années.
- Le « mode dipolaire » présente un fort signal dans l'Atlantique tropical (Servain, 1991) et est mieux défini au printemps. Comme il partiellement corrélé à l'ENSO et à la NAO, on considère son pôle le plus au Sud, le mode équatorial atlantique, associé à un maximum de SST à l'Est de la bande équatoriale (Zebiak, 1993). Il est représenté par l'indice ATL3 (moyenne de la SST entre 5°S-5°N et 15°W-5°E). Cet indice est moyenné en hiver, pour garantir son indépendance par rapport à l'ENSO.

Les trois indices sont peu corrélés pendant la période 1977-2002. Ensemble, ils représentent souvent moins de 10% de la variance de la SSS (Fig. 9). La distribution de la variance expliquée est similaire pour les différentes saisons. Les plus fortes valeurs (jusqu'à 20%) se trouvent dans les subtropiques Ouest (particulièrement en automne, plutôt lié à l'ENSO) et au Nord-Est (surtout en hiver et au printemps, plutôt lié à la NAO). Dans la bande équatoriale et le Sud de l'Atlantique, la variance expliquée dépend davantage de la saison. Les valeurs les plus élevées sont obtenues en hiver et au printemps, à l'équateur et à 10°S-20°S près du Brésil. Pour la SST, les pourcentages de variance expliquée sont largement supérieurs, notamment dans l'Atlantique tropical où la NAO et l'ENSO représentent près de 50% de la variance (Wang, 2002).

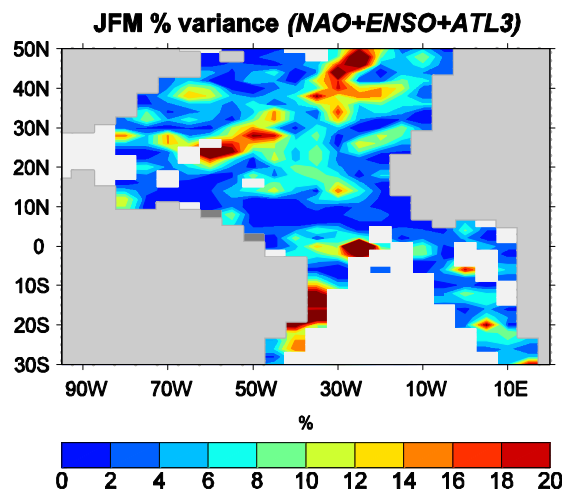


Figure 9 : Pourcentage de la variance de SSS (moyenne des mois JFM) associé aux modes de variabilité ENSO, NAO et ATL3. On n'a tracé que les zones où au moins la moitié de la série temporelle correspond à une erreur relative inférieure à 0.8. D'après la fig. 13 de Reverdin et al., 2006.

La corrélation avec l'indice ENSO hivernal est examinée. Avec un retard de 1 mois pour la SSS, on obtient un fort signal négatif dans les subtropiques Nord-Ouest (25-25°N/50-60°W). Après 6 mois, ce signal s'étire vers le Nord-Ouest, suivant le gyre subtropical et culmine vers 30°N. Près de l'Amérique du Sud, on trouve des corrélations positives, qui s'étendent ultérieurement vers les Petites Antilles en se renforçant jusqu'en été. A l'équateur, les corrélations sont positives dans la partie Ouest et atteignent leur maximum entre avril et juillet.

Les forçages de flux d'eau douce et d'advection d'Ekman contribuent tous-deux fortement aux anomalies de SSS liées à l'ENSO. Le terme *E-P* présente de fortes corrélations positives le long l'équateur, qui s'étendent jusqu'à 10°S à l'Ouest, de décembre à septembre. Pendant ces saisons, l'ITCZ est située plus au Nord et les Alizés soufflent plus forts (Enfield and Mayer, 1997), générant des anomalies positives de SSS près de l'équateur (en renforçant l'*upwelling* d'eau plus salée). Le terme d'Ekman est positif entre 5°N et 20°N (il n'est pas calculé dans la bande 5°S-5°N), de décembre à avril. Il domine alors le terme E-P, qui est généralement négatif, car il est associé à un affaiblissement des Alizés dans la partie Est. Entre 20°N et 35°N, les deux forçages présentent des corrélations négatives, qui perdurent toute l'année, mais sont réduites en été-automne et confinées près de 30°N.

La distribution de la corrélation avec la SSS est comparée à celle de la corrélation avec le forçage. La structure de SSS observée près de 20°N-60°W en hiver est décalée vers le Sud-Ouest par rapport aux plus fortes valeurs négatives du forçage. Dans la partie Est, le long de 25°N, le forçage a un signal fortement négatif, mais pas de signature en SSS. Par contre, dans les parties Ouest et centrale, entre 20°N et 35°N, le forçage semble engendrer des anomalies négatives au printemps. Ensuite, la diminution du forçage au Sud de 30°N contribuerait à réduire les anomalies de SSS au Sud de 30°N.

La corrélation avec l'indice NAO hivernal est maximale à la fin de l'hiver, mais sa distribution reste similaire aux saisons suivantes. Les corrélations sont positives, sauf au Nord-Ouest de l'Amérique du Sud et au Sud-Est de Terre-Neuve. En automne, les valeurs sont plus faibles et les zones de corrélation significative sont plus restreintes, tandis qu'elles sont maximales de février à mai. Par la suite, on examine la moyenne annuelle de ces corrélations. On sépare l'indice NAO en ses composantes basse-fréquence (LF) et haute-fréquence (HF), par une moyenne glissante à 5 ans. Les champs annuels de SSS sont plus corrélés à l'indice LF et les valeurs sont plus souvent significatives. L'indice LF présente des corrélations positives, sauf au Nord du Gulf Stream et dans le Golfe du Mexique. Ses valeurs sont plus élevées dans la partie Nord-Est, où l'indice HF présente des valeurs négatives. Les contributions des forçages associés à LF et HF se ressemblent davantage. LF présente toujours un plus fort signal, avec des valeurs négatives autour de 15°N et dans une bande allant du Golfe du Mexique au centre de l'Atlantique Nord. La distribution de la corrélation avec le forçage ressemble peu à celle de la SSS. Pour LF, on remarque des valeurs

positives à 20-35°N dans la partie Est et à 10°N au centre du bassin. Néanmoins, le forçage ne peut expliquer la distribution des anomalies de SSS à lui-seul.

Dans les trois sous-domaines définis précédemment, les anomalies de SSS ont des amplitudes semblables (Fig. 10). Les moyennes saisonnières successives sont fortement corrélées (moins entre l'automne et l'hiver), donc elles diffèrent peu des moyennes annuelles. A l'inverse, le terme de forçage n'est pas corrélé temporellement et n'est pas dominé par une saison particulière (bien qu'il soit sensiblement plus fort en automne-hiver, surtout à cause du terme d'Ekman). Les trois séries temporelles de SSS montrent des tendances linéaires positives, au moins jusqu'à 1989. Par contre, le forçage ne présente pas de tendance (du fait d'une compensation entre tendance négative en été et positive en hiver). Dans ces trois régions, la corrélation entre le forçage et la SSS sur ces régions est faible, mais positive. Elle est plus élevée dans la partie Ouest du gyre subtropical, du fait de la signature de l'ENSO. Elle n'est pas évidente dans la partie Est et dans la région intergyre, malgré l'effet de la NAO en hiver, à cause de la contribution du forçage pendant les autres saisons. Cependant, la composante LF de la NAO semble correspondre aux anomalies de SSS, au moins durant la première moitié de la série temporelle.

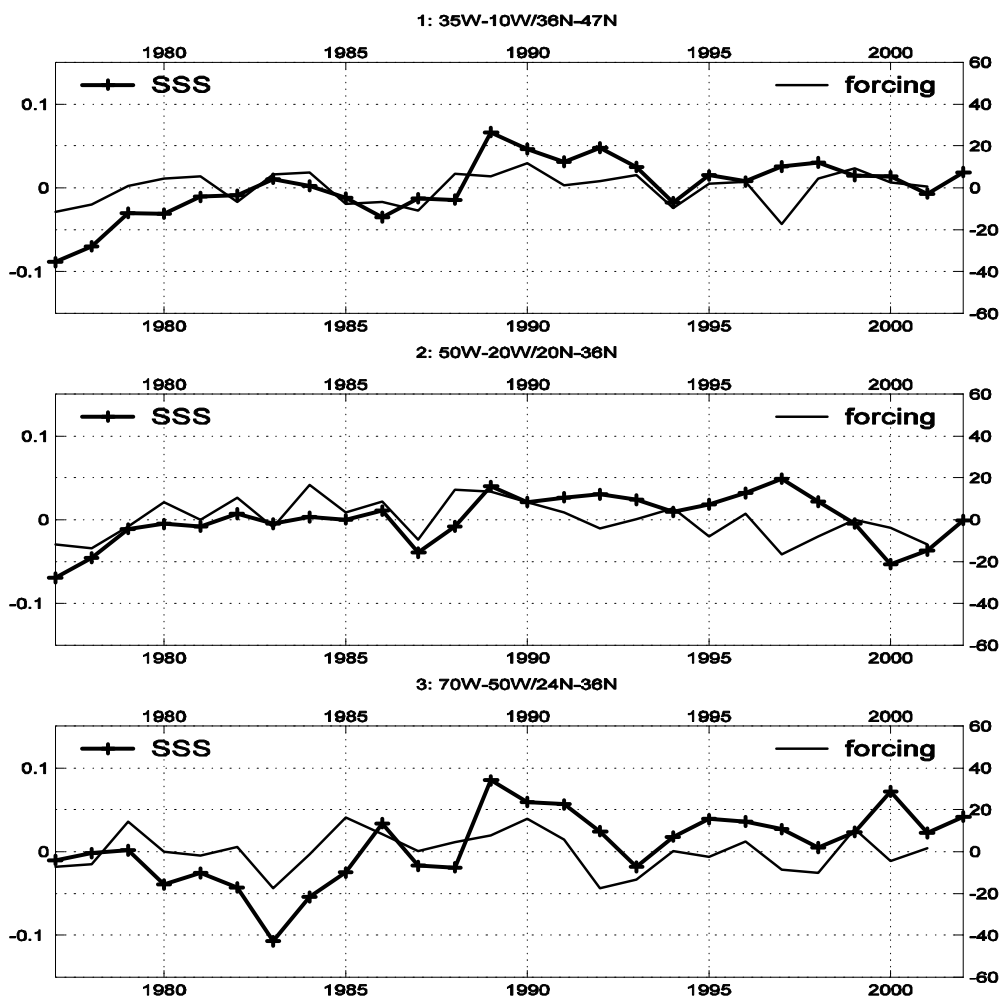


Figure 10 : Séries d'anomalies annuelles de salinité et de forçage externe sur trois domaines au Nord de 20°N. D'abord, les séries temporelles mensuelles de SSS' sont créées en ne retenant que les points où l'erreur relative est inférieure à 0.8. Puis ces séries temporelles sont moyennées de janvier à décembre pour créer des séries temporelles annuelles. D'après la fig. 16 de Reverdin et al., 2006.

Discussion

On a constaté de grandes différences entre les forçages externes et les signaux de SSS associés aux modes climatiques, ou moyennés sur de grandes régions. Par contre, à l'échelle locale les forçages et la SSS sont fortement corrélés. Aux grandes échelles spatio-temporelles, l'advection et le

mélange jouent donc un rôle important, qui peut dominer les forçages E-P et d'Ekman et devrait augmenter aux plus basses fréquences (Mignot and Frankignoul, 2004). Dans les signaux de SSS attribués à la NAO et à l'ENSO, les zones où la corrélation est la plus faible devraient être fortement influencée par l'advection. Le rôle de l'advection est illustré à travers quelques exemples :

- Dans l'Atlantique tropical Nord-Est, les forts indices ENSO (ou faible NAO) sont associés à de faibles Alizés et à une diminution de l'*upwelling*. Ces modes réduisent donc la désalinisation par advection verticale, en opposition à l'effet des forçages atmosphériques locaux.
- Dans l'Atlantique tropical Nord-Ouest, l'advection pourrait avoir une grande importance, par la propagation d'anomalies salées vers le Nord-Ouest, depuis la côte d'Amérique du Sud. La propagation est contrôlée par la dynamique de l'océan et les anomalies sont générées par des changements de l'apport d'eau douce des rivières, au printemps et en été (Ferry et Reverdin, 2004).
- Dans le Gulf Stream, les anomalies de SSS sont cohérentes avec les déplacements du courant, engendrant de grandes anomalies à cause des forts gradients horizontaux.

On considère la région du maximum de SSS dans le gyre subpolaire Nord ($18-29^{\circ}\text{N}/20-49^{\circ}\text{W}$), qui ne contient pas de forts gradients de SSS (donc est moins soumise à l'advection) et est bien échantillonnée. Les corrélations avec les termes de forçages y sont plus élevées que dans les régions précédentes, mais la significativité est à peine supérieure au seuil de 90% de confiance (Fig. 11). Les résultats dépendent de la période considérée, la corrélation étant forte avant 1986 et nulle ensuite. Cela pourrait être dû à un déplacement du maximum de salinité, de sorte que la région considérée soit régie par des équilibres différents durant les deux sous-périodes. Sur l'ensemble de la période, la corrélation de SSS' avec les termes de forçage est positive au décalage 0, significative pour E-P et légèrement supérieure en ajoutant le terme d'Ekman.

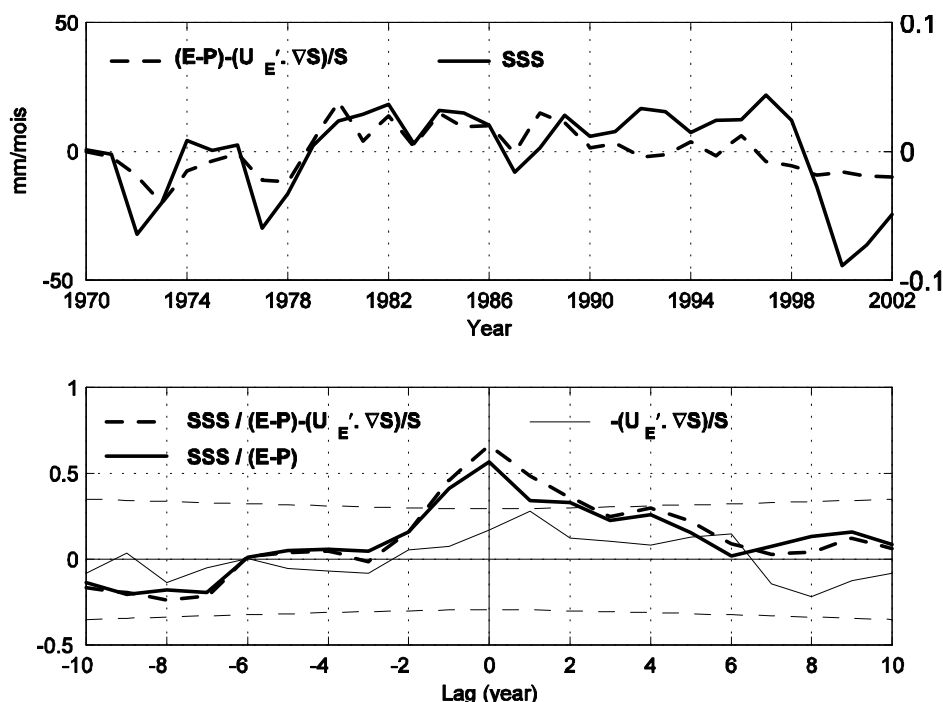


Figure 11 : Comparaison des moyennes annuelles de SSS et des termes de forçage dans la région de salinité maximale du gyre subtropical Nord ($18^{\circ}\text{N}-29^{\circ}\text{N}/20^{\circ}\text{W}-49^{\circ}\text{W}$). En haut : séries temporelles (corrélation = 0.62) ; en bas : corrélation entre la SSS et les termes de forçage (l'intervalle de 90% de confiance est indiqué par les tirets fins ; les décalages positifs correspondent à la SSS suivant les termes de forçage). D'après la fig. 17 de Reverdin et al., 2006.

La persistance des anomalies locales est courte, car les forçages présentent de forts signaux avec une durée brève et une petite extension. Elle est cependant plus longue en moyennant les

anomalies sur de grandes zones. En utilisant des modèles, on a trouvé une forte persistance à 20-30°N (Mignot and Frankignoul, 2003). Cette région est dominée par la variabilité à basse-fréquence (Häkkinen, 2002), avec une structure spatiale qui ressemble à celle de cette analyse (2 maxima situés entre 30-60°W et autour de 20°W, voir Fig. 7, à droite). Cependant, la variance estimée par l'analyse (> 0.1 psu) y est bien inférieure à celle des modèles. Dans l'analyse de Levitus (1989), on a constaté de grandes différences de SSS dans cette région entre 1970-74 et 1955-59 (supérieures à 0.2 psu entre 15°N et 30°N, autour de 40°W). Cela pourrait correspondre à une variabilité basse-fréquence, qui ne peut être capturée par cette analyse couvrant la période 1977-2002, et pourrait expliquer le désaccord avec les études par modélisation.

La tendance de la SSS au cours de la période 1977-2002 (Fig. 18) représente une part considérable de la variance (jusqu'à 16%) dans certaines régions, même si elle est généralement faible (1 à 2 %). Comme la composante LF de la NAO contient aussi une tendance, la distribution de la tendance est similaire à celle de ce mode. Pourtant, on trouve une zone de forte tendance (vers 25°N/50-70°W) qui n'est pas associée à la NAO, ni à l'ENSO. Elle est cohérente avec une extension vers l'Ouest du maximum de salinité. Les trois régions définies au Nord de 20°N présentent des tendances positives, s'arrêtant à la fin des années 1980, conformément à une analyse hydrographique (Curry et al., 2003).

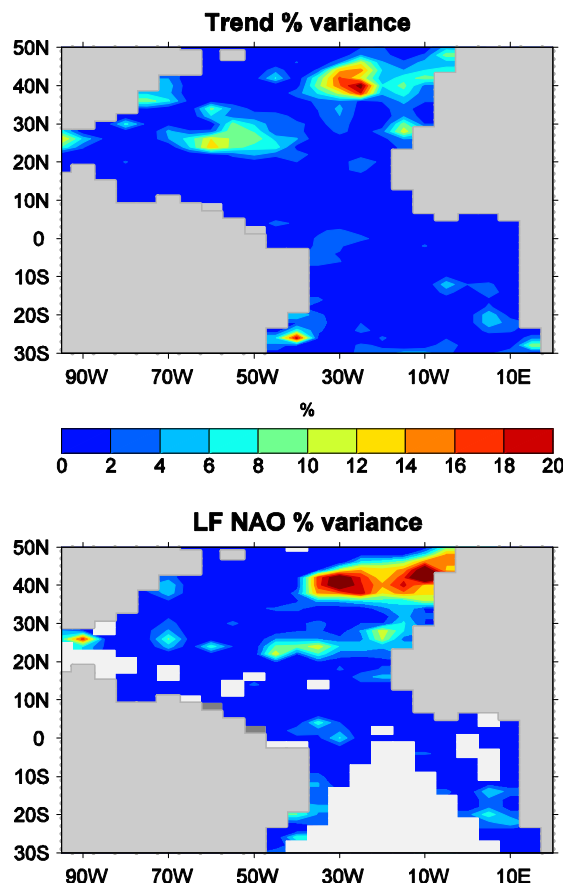


Figure 12 : Pourcentage de la variance totale associé à la tendance (en haut), et pourcentage de la variance totale de la SSS moyenne annuelle associé au mode LF NAO (en bas). Sur le graphique du bas, on n'a tracé que les zones où au moins la moitié de la série temporelle correspond à une erreur relative inférieure à 0.8. D'après la fig. 18 de Reverdin et al., 2006.

Conclusions

Le grand jeu-de-données collecté depuis 1977 a permis de calculer un cycle saisonnier plus précis que l'estimation précédente (Levitus, 1986) et des champs mensuels pour la période 1977-2002. La méthode est fiable là où les données sont nombreuses (dans l'Atlantique Nord-Est, le gyre subtropical Nord et le long des routes de navigation), mais ailleurs elle ne parvient pas à

reconstruire la variabilité, notamment à cause des petites échelles spatiales de la SSS (plus petites que pour la SST).

Les champs d'anomalies par rapport au cycle saisonnier montrent de fortes déviations au niveau de l'ITCZ et du NECC, près de la côte Nord d'Amérique du Sud et au Nord du Gulf Stream. La persistance est courte dans ces régions, probablement à cause de l'advection, tandis qu'ailleurs elle est supérieure à une saison, voire à un an dans des zones plus restreintes (au centre du gyre subtropical Nord et dans l'Atlantique Nord-Est). On ne constate pas de ré-émergence des anomalies de SSS d'un hiver à l'autre. La persistance de l'hiver à l'été est plus forte que de l'été à l'hiver, à cause de l'approfondissement de la couche mélangée en automne, qui modifie les anomalies de SSS. Les anomalies ont une distribution spatiale plutôt stationnaire, à l'exception d'une possible propagation autour du gyre subtropical.

Les anomalies de SSS présentent de faibles corrélations positives avec les anomalies de SST, plus prononcées aux hautes latitudes, avec un retard de la SSS. Les anomalies d'advection pourraient expliquer cette variabilité commune (l'évaporation provoquerait une anti-corrélation). Les anomalies de SST persistent moins longtemps, à cause de la rétroaction négative avec le flux de chaleur (Frankignoul and Kestenare, 2002).

La SSS est corrélée aux deux forçages atmosphériques, avec un retard de la SSS, en accord avec le modèle stochastique forcé par un bruit blanc. Ces corrélations sont maximales dans le gyre subtropical et plus au Nord, mais elles sont marginalement significatives et n'expliquent qu'une petite partie de la variance (10%). Ces résultats sont cohérents avec les modèles couplés, dans lesquels l'advection géostrophique influence la variabilité saisonnière de la SSS (Mignot and Frankignoul, 2003). Le flux d'eau douce contribue plus fortement que l'advection d'Ekman, mais la somme de ces deux termes augmente la corrélation seulement dans le gyre subtropical. Le produit de précipitations utilisé (combinant des mesures in situ et par satellite) réduit les incertitudes sur le flux d'eau douce, ce qui aboutit aux corrélations les plus élevées. Les apports fluviaux n'ont pas été pris en compte, mais devraient influencer sur les anomalies de SSS dans l'Atlantique équatorial, par l'advection depuis les marges continentales.

Aux longues échelles de temps, il est délicat d'attribuer des signaux en SSS à l'ENSO ou à la NAO, du fait de la courte série utilisée (26 ans). En particulier, pour la NAO le plus fort signal correspond à la composante lente (périodes plus longues que 5 ans), fréquences auxquelles l'advection peut influencer fortement les anomalies de SSS. Ainsi, le rôle de l'advection pourrait expliquer la faiblesse de la relation entre la SSS et les forçages externes. D'un autre côté, la NAO et l'ENSO sont probablement modulés par la variabilité décennale, si bien qu'il faudrait analyser des périodes séparées et que les structures de SSS' sont toujours difficiles à interpréter. Néanmoins, la part de variance associée à ces signaux basse-fréquence est relativement faible.

La technique d'analyse objective pourrait être remplacée par une méthode qui inclut une estimation de la circulation, de façon à propager l'information locale vers d'autres zones. D'autre part, les erreurs dans l'analyse objective peuvent produire des signaux artificiels, qu'on ne pourra réduire qu'en diminuant l'incertitude des données, ce qui nécessite un système d'observation plus complet.

1.a.iii. Structures verticales

Maes et Behringer, 2000 : Utilisation du niveau de la mer estimé par satellite et de profils de température pour déterminer la variabilité de la salinité : une nouvelle approche

Introduction

Le phénomène ENSO représente le plus fort signal climatique aux courtes échelles de temps. Son mécanisme provient du couplage océan-atmosphère, mais sa mémoire réside dans l'océan supérieur. Pour le prévoir, on a besoin de déterminer précisément les conditions initiales. Les systèmes de prévision actuels reposent sur l'assimilation de données de subsurface. Celles-ci sont constituées de mesures *in situ*, qui sont dispersées et concernent principalement la température, ainsi que d'observation satellitaires de SSH (*Sea Surface Height*).

Le lien entre la SSH et les propriétés de la couche supérieure présente de fortes incertitudes, ce qui limite la fiabilité des prévisions. Ji et al. (1998) ont montré qu'il pouvait y avoir une différence de 10 cm entre l'anomalie de niveau de la mer (SLA) issue de TOPEX/Poseidon et l'anomalie de hauteur dynamique (DHA) estimée à partir de profils de température (provenant des mouillages TAO) et d'une relation T/S climatologique. Ces écarts seraient dus aux variations de écarts qui ne sont pas représentées dans la relation T/S. De plus, il est difficile d'établir un diagramme T/S pour le Pacifique tropical Ouest. En situation El Nino, l'anomalie de SST dépasse 1.0°C et en situation La Nina, elle dépasse -0.8°C. Ces deux régimes se répercutent en profondeur et se traduisent par deux relations T/S différentes.

Vossepeol et al. (1999) ont proposé une méthode pour améliorer les estimations de salinité à partir d'une relation T/S et de données de SSH. Maes (1998) a montré que la variabilité de la salinité a un impact sur la SSH qui est détectable par un altimètre. Maes (1999) a présenté une méthode pour évaluer ces variations de différentes en utilisant des modes statistiques. Cette étude est une généralisation de la méthode précédente, qui permet d'utiliser des données différentes, c'est-à-dire des profils de température et de salinité combinés avec des champs de SSH.

Méthode et données

Maes (1999) a déterminé un ensemble d'EOFs (*Empirical Orthogonal Functions*) représentant la variabilité verticale de température et salinité, à partir de mesures CTD le long de 165°E. Chacune des EOFs est associée à une anomalie de SSH. L'auteur en a déduit une méthode pour reconstruire les profils $T(z)$ et $S(z)$ à partir de données de SST, SSS et SSH. Cependant, cette méthode est limitée par le fait qu'elle ne prend pas en compte les erreurs dans les observations.

Maes et al. (1999) ont aussi développé une méthode pour reconstruire la variabilité de la salinité à partir de modes T/S et de profils $T(z)$. Cela suppose que les modes déterminés par la température seule peuvent être utilisés pour la salinité, ce qui équivaut à une relation T/S. Néanmoins, ces relations statistiques restent valides avec de nouvelles observations de température. En outre, l'utilisation de plusieurs modes permet de représenter l'évolution de la relation T/S, ce qui est adapté à l'étude d'ENSO.

La méthode actuelle est une extension permettant d'inclure des données de SSH. Les profils de température et de salinité sont décomposés en une somme de modes :

$$T(k) = \sum_n C_n EOF_n^T(k)$$

$$S(k) = \sum_n C_n EOF_n^S(k)$$

où n est l'indice du mode et k le niveau vertical. Les coefficients C_n sont déterminés en minimisant l'écart entre $T(k)$ et $S(k)$ et les observations correspondantes, avec une fonction-coût qui inclut les mesures de SST, SSS et la SLA :

$$F = w_{SST} \alpha^2(1)(T(1) - SST)^2 \quad (1)$$

$$+ w_{SSS} \beta^2(1)(S(1) - SSS)^2 \quad (2)$$

$$+ \sum_k w_T(k) \alpha^2(k)(T(k) - T_{obs}(k))^2 \quad (3)$$

$$+ \sum_k w_S(k) \beta^2(k)(S(k) - S_{obs}(k))^2 \quad (4)$$

$$+ w_{SLA} \gamma(DHA - SLA)^2 \quad (5)$$

Les poids associés à chaque variable sont spécifiés de façon à refléter les incertitudes dans les observations et les modes. Dans les cas où les observations de $T(z)$ et $S(z)$ ne sont pas disponibles, elles sont remplacées par des profils climatologiques.

Les modes T/S sont déterminés à partir de mesures CTD, réalisées au cours de la période 1984-1992. Les profils $T(z)$ proviennent du réseau de mouillages TAO et la SLA de l'altimètre TOPEX/Poseidon (dont la précision est de 2 à 4 cm). Pour ces deux variables, les déviations ont été calculées pour la période 1993-1995. La SSS est issue de l'analyse mensuelle de Reynolds et al. (1998), consistant en une interpolation optimale des anomalies, ajoutée au cycle climatologique de Levitus et al. (1994). Les champs résultants sont lissés par une moyenne glissante à 3 mois et moyennés sur une grille de 2.5° , ce qui restreint l'analyse aux basses fréquences. La validation est effectuée grâce à des profils $S(z)$ mesures à deux mouillages situés à 165°E , à l'équateur et à 2°S . Ces mouillages constituent la seule source de données de salinité jusqu'à 200 m de profondeur, dans le Pacifique Ouest et pour la période 1988-1998.

Résultats

• Estimations utilisant des profils de température et la SLA

En l'absence de profils $S(z)$, le terme (4) de la fonction-coût F est contraint par la climatologie. La variabilité de la salinité obtenue est qualitativement différente de celle de la température. Au Nord de 2°N , on note un fort cycle saisonnier près de la surface, lié au déplacement de l'ITCZ. Autour de l'équateur, on trouve des variations interannuelles confinées à la couche supérieure, correspondant à la migration du bassin d'eau chaude et dessalée (*fresh warm pool*). Au Sud de 2°S , le cycle saisonnier est plus faible et la variabilité interannuelle se manifeste à toutes les profondeurs. En surface, elle est liée au déplacement de la SPCZ et à l'ENSO, tandis qu'en subsurface elle est associée à la masse d'eau très salée vers 150-200 m.

On observe certaines différences entre la SLA issue de T/P et la DHA reconstruite à partir des données TAO. Cependant, la variance de ces écarts est inférieure à 2 cm et la corrélation est supérieure à 0.9, donc la méthode parvient à bien exploiter les observations satellitaires. Une seconde estimation de la DHA a été calculée en remplaçant les profils $S(z)$ reconstruits par des profils moyens. On en déduit que la variabilité de la DHA due aux fluctuations de salinité est comprise entre 5 et 10 cm. L'impact de la variabilité de salinité est donc assez grand pour être détecté par un altimètre. D'un autre côté, les observations de SLA permettent d'améliorer la reconstruction de salinité.

Ces Résultats sont validés en utilisant des mesures indépendantes de salinité en subsurface. Pour cela, plusieurs séries temporelles ont été combinées à 2°S , entre 30 et 60 m, au cours de la période 1993-95 (Fig. 13). On montre que la variabilité de salinité a un faible impact sur la SSH durant les années 1993-94, mais que les données de SLA améliorent la reconstruction de $S(z)$ durant les années 1994-95.

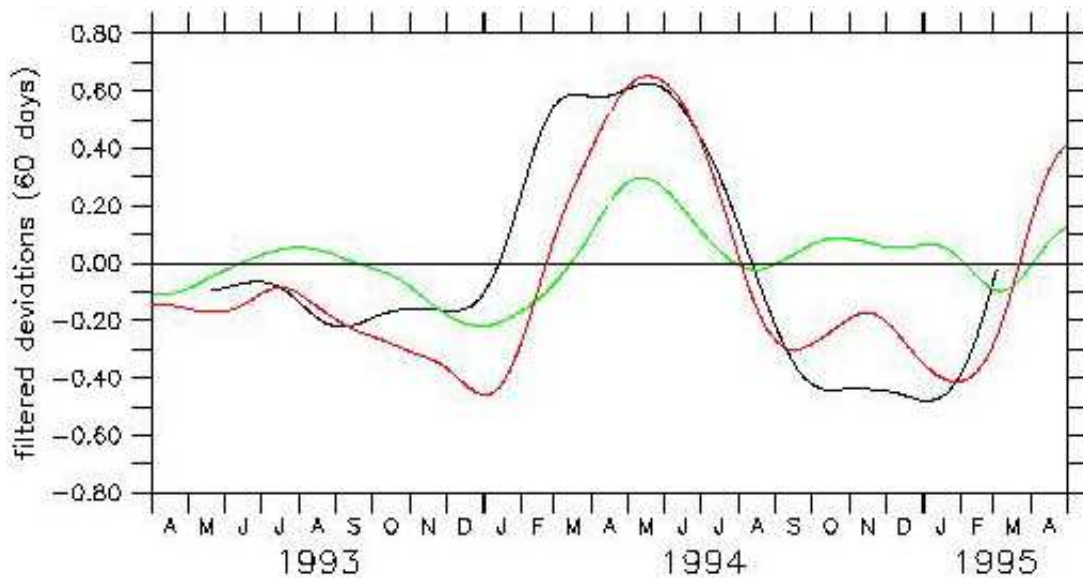


Figure 13 : Comparaison de la variabilité de salinité à 165°E-2°S, entre 30 et 60 m de profondeur, entre les observations directes (noir) et les estimations avec (rouge) ou sans (verts) la SLA de T/P. D'après la fig. 2 de Maes et Behringer (2000).

- **Estimations utilisant seulement les champs en surface (SST et la SLA)**

L'idée originale consiste à estimer la température et la salinité en subsurface à partir d'observations de surface, en utilisant des modes verticaux pour projeter l'information en profondeur. Comme on ne dispose pas d'observations de SSS, le terme (2) de la fonction-coût F est encore rappelé vers la climatologie. Les profils $S(z)$ et $T(z)$ étant inconnus, les termes (3) et (4) sont appliqués comme des contraintes.

Pour valider les Résultats, la température est comparée aux profils des mouillages TAO et la salinité, aux analyses de Reynolds et Levitus. L'évolution à 165°E-8°S montre que les températures reconstruites et observées présentent des structures similaires, en particulier dans la couche superficielle. Cependant, la variabilité estimée est davantage confinée au-dessus de la thermocline, en partie parce que la contrainte n'est appliquée qu'aux profondeurs supérieures à 300m. La comparaison des températures moyennées dans la thermocline permet d'estimer les incertitudes. Dans la bande équatoriale, la corrélation est supérieure à 0.7 et la différence RMS est d'environ 0.5°C. De part-et-d'autre de l'équateur, la corrélation est supérieure à 0.9 et la différence RMS est d'environ 0.9°C. Ces différences peuvent s'expliquer par la faible variabilité de la SSH à l'équateur, qui se projette moins efficacement sur les structures verticales. Il est aussi possible que les effets de la température et de la salinité s'annulent l'un-et-l'autre.

On ne dispose pas de longue série temporelle de salinité observée, si bien que les deux reconstructions de salinité sont comparées pour estimer la précision (Fig. 14). Dans la couche superficielle, la variabilité est cohérente, mais l'estimation à partir de la SST et de la SLA présente une plus grande variabilité et des échelles verticales plus courtes. Ainsi, les variations de salinité sont confinées dans la couche supérieure, à cause de la contrainte imposée en profondeur. Néanmoins, l'information de subsurface extraite à partir de la SLA paraît comparable à celle que l'on obtient à partir des profils $T(z)$.

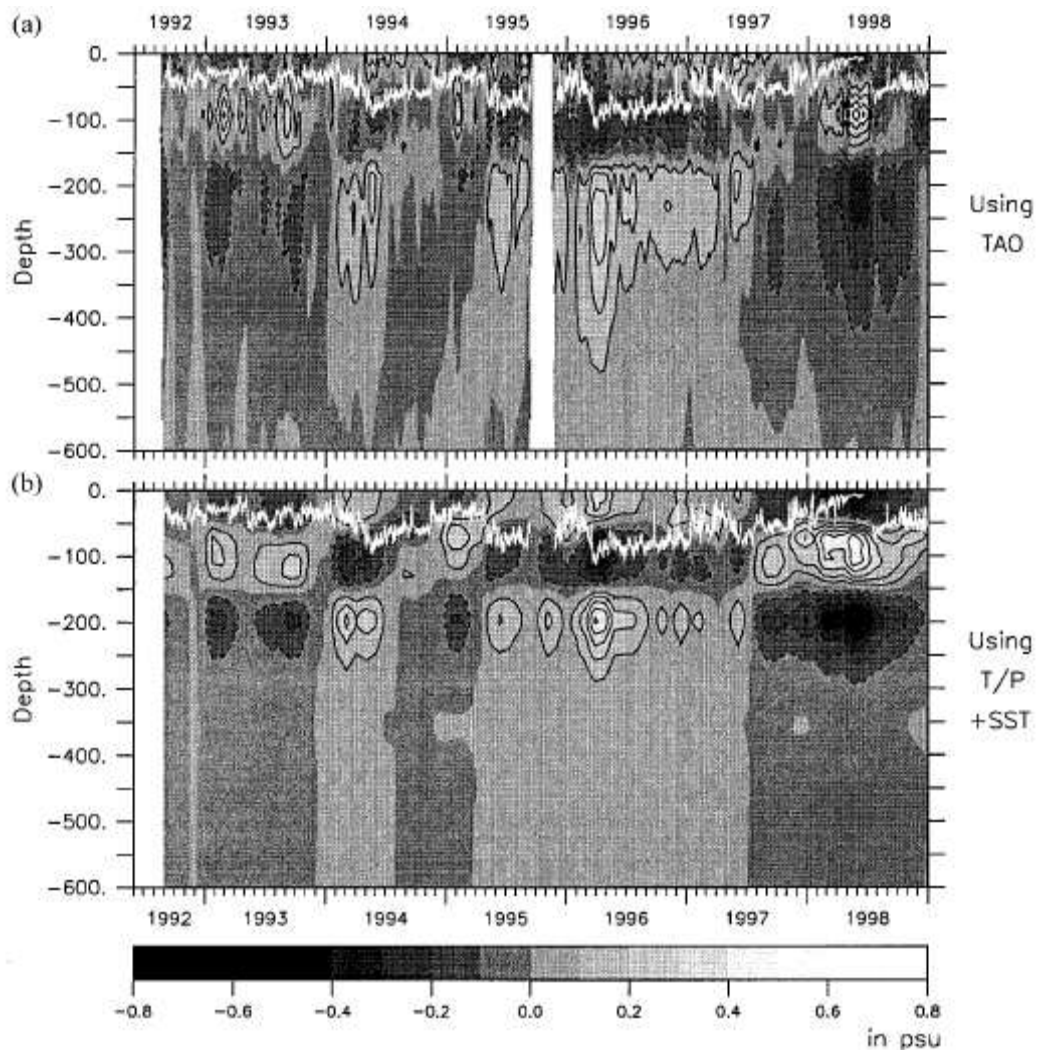


Figure 14 : Salinité à 8°S-165°E, reconstruite en utilisant (a) seulement les profils de température TAO et (b) seulement les champs de surface (SLA et SST). La ligne blanche est la profondeur de la couche isotherme, déterminée à partir des données TAO. D'après la fig. 5 de Maes et Behringer (2000).

- **Estimations utilisant une contrainte en salinité (SSS)**

La SSS de Reynolds est combinée avec la SST et la SLA pour reconstruire la salinité. La SSS reconstruite est alors comparée à celle qui a été obtenue à partir des profils $T(z)$ (Fig. 15). À 8°N, le cycle saisonnier est bien capturé et l'inclusion des observations de SSS réduit son amplitude, d'où un meilleur accord avec la climatologie. À 8°S, l'accord est moins bon, à cause de la variabilité interannuelle qui domine le signal et des incertitudes dans les analyses de SSS. Comme les profils $T(z)$ et la SLA dominent les résultats de la reconstruction, ces incertitudes ont des conséquences limitées. On note que les anomalies positives de température dans la thermocline sont bien restituées par toutes les estimations, ce qui serait difficile à obtenir avec une relation T/S classique.

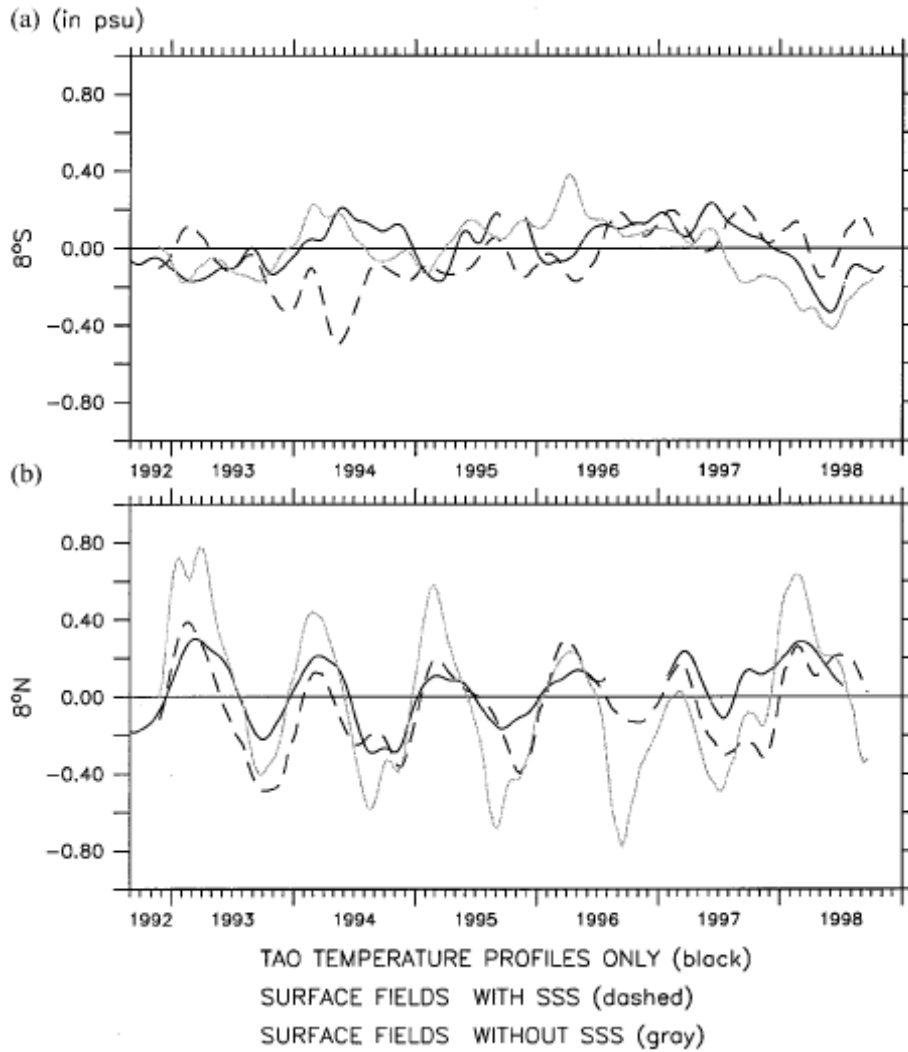


Figure 15 : SSS reconstruites a (a) 8°S-165°E et (b) 8°N-165°E, en utilisant seulement les profils de température TAO (lignes noires), seulement les champs de surface (lignes tiretées) et les champs de surface sans la SSS (lignes grises). D'après la fig. 6 de Maes et Behringer (2000).

La salinité reconstruite est ensuite comparée au profil $S(z)$ mesuré par le mouillage TAO à 165°E-0°N (Fig. 16). En surface, la SSS est restituée très précisément, donc les modes utilisés représentent correctement la SSS à haute fréquence. Sans contrainte de SSS, la variabilité à basse fréquence est aussi capturée. On remarque pourtant quelques grandes différences, qui pourraient être dues au sous-échantillonnage des données CTD ou à un faible couplage entre la salinité et la température. On aurait donc besoin d'observations indépendantes de salinité pour améliorer la précision. Les données de SSS permettent d'améliorer la détermination de la variabilité de la salinité jusqu'à 100 m de profondeur. Au-delà de 100 m, les deux reconstructions ne sont plus significativement différentes. Les statistiques se dégradent en incluant la SSS, mais la variabilité de la salinité reste correctement reproduite.

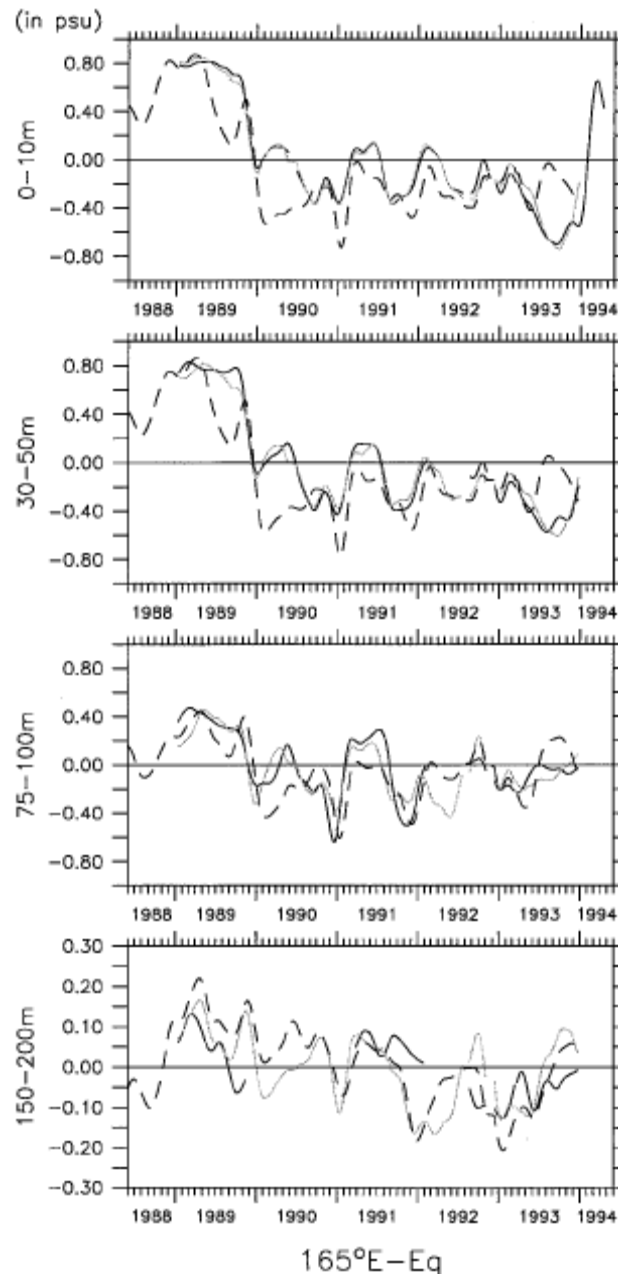


Figure 16 : Salinité à 0°N-165°E, observée (lignes noires) et reconstruite sans la contrainte de SSS (lignes tiretées) et avec la SSS (lignes grises). D'après la fig. 7 de Maes et Behringer (2000).

Conclusion et discussion

La rareté des observations de salinité oblige à chercher des méthodes d'estimation indirecte. Pour éviter les restrictions dues aux classiques relations T/S, les auteurs utilisent des modes verticaux, qui sont adaptés aux observations disponibles de température et de salinité. La reconstruction de la salinité obtenue le long de 165°E est satisfaisante, particulièrement durant les événements ENSO (Fig. 17a). Cette méthode pourrait donc être étendue à tout le Pacifique tropical. Il faudrait néanmoins déterminer si les modes déduits des relevés CTD peuvent représenter la variabilité ultérieure. Cette étude montre aussi que la variabilité de la salinité induit un signal de SLA de l'ordre de 5 à 10 cm (Fig. 17b), concentre près de la surface ou de la pycnocline. Réciproquement, les observations de SSH incluent la variabilité de la salinité et de la température, qui peut être projetée dans couche supérieure. Cette méthode pourrait donc être utile aux prévisions du phénomène ENSO.

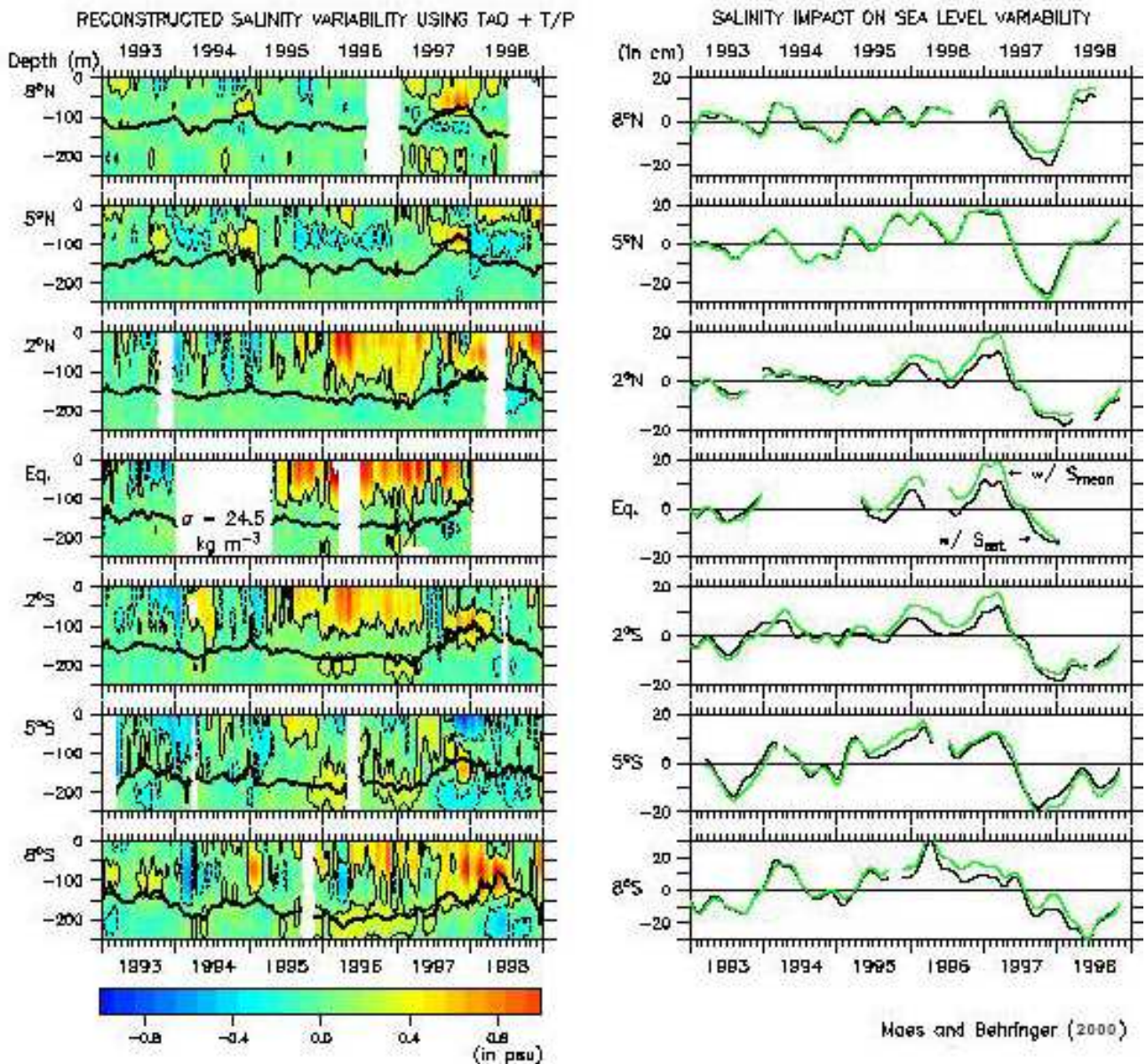


Figure 17 : (à gauche) Evolution de la salinité reconstruite (en psu), le long de 165°E durant la période 1993-98. La ligne noire représente l'isopycne $\sigma = 24.5 \text{ kg.m}^{-3}$. (à droite) Séries temporelles de DHA correspondantes (en cm), calculées avec les profils reconstruits de température et de salinité (lignes noires), ou avec la température reconstruite et les profils moyens de salinité (lignes vertes). D'après les images 1 et 2 de Maes et Behringer (2000).

1.b. Analyses globales de la SSS

1.b.i. Variabilité saisonnière

Boyer et al., 2004 : Analyses objectives de température et salinité annuelles, saisonnières et mensuelles dans l'océan mondial sur une grille à 0.25 degrés

Introduction

Les climatologies de température et salinité du *World Ocean Atlas 2001* (désigné ci-après par W01) (Stephens et al., 2002 ; Boyer et al., 2002) ont permis d'étudier les structures observées, ont fourni des conditions initiales et aux frontières pour les modèles, et des références pour la validation des données de télédétection (SST seulement jusqu'à présent). Depuis la première version de l'atlas (Levitus, 1982), une grande quantité de données a été ajoutée grâce à des projets de mesures et d'échanges internationaux.

Tous les champs climatologiques mensuels ont été calculés sur une grille de 1° en longitude et latitude. Une climatologie annuelle sur une grille de 1/4° a été réalisée (Boyer et Levitus, 1997 ; ci-après BL97), mais elle était bruitée spatialement, à cause de la distribution hétérogène des données. Les auteurs présentent une nouvelle climatologie au 1/4°, à la fois annuelle, saisonnière et mensuelle (ci-après Q01) et la comparent à W01 et BL97. Les champs de Q01 sont lissés de façon à réduire le bruit par rapport à BL97, tout en préservant les gradients. Ils sont basés sur le même jeu-de-données que W01, mais l'augmentation de résolution permet de mieux représenter les petites structures et les régions isolées. Les problèmes dûs au faible nombre de données dans certaines zones sont amplifiés par la haute résolution, mais ils sont atténués en utilisant les champs climatologiques à 1° comme estimations *a priori*.

Méthodes

La technique d'analyse objective est essentiellement la même que celle de W01, à l'exception de certains aspects décrits ci-dessous. Les champs annuels et saisonniers sont calculés sur des niveaux standards de la surface à 5500 m, tandis que les champs mensuels sont calculés de la surface à 1500 m. Une grande partie des mesures sont proches des côtes, si bien que davantage de données sont utilisables pour la grille au 1/4° que pour la grille au 1°. L'analyse objective est basée sur les différences entre les moyennes et les champs *a priori* à l'intérieur d'un rayon d'influence. La procédure est répétée 3 fois, en diminuant à chaque fois le rayon d'influence. Les rayons d'influence sont plus petits pour la grille au 1/4° (321 à 214 km) que pour la grille à 1° (892 à 446 km). On définit comme données manquantes les zones où il y a moins de 3 valeurs dans le plus grand rayon d'influence.

Les champs au 1/4° sont lissés avec un seul opérateur, au lieu de deux pour les champs à 1°. Cette opérateur est une médiane qui inclut les points situés jusqu'à 1.25° dans chacune des 4 directions, ce qui préserve mieux les gradients. Les champs *a priori* sont les champs sur la grille à 1°, en utilisant le point le plus proche si le point correspondant est associé à la côte ou au fond. Chaque point de la grille à 1° est associé à un bassin océanique et les points au 1/4° sont associés au bassin le plus représentatif. Pour éliminer une partie du bruit dû à la haute résolution, les champs mensuels ont ensuite été reconstruits à partir de la moyenne annuelle et des 3 premières harmoniques d'une analyse de Fourier. Les 12 champs mensuels résultants ont été moyennés pour obtenir la moyenne annuelle et les 4 champs saisonniers.

La dernière étape consiste à modifier les profils de température et salinité pour obtenir une structure verticale stable en densité. En effet, le fait d'analyser séparément la température et la salinité peut conduire à de petites instabilités entre des niveaux adjacents. La stabilité E est définie par le critère de Hesselberg-Sverdrup :

$$E = \lim(\delta z \rightarrow 0) 1/\rho_0 \delta\rho/\delta z$$

où $\rho_0 = 1020 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\delta\rho$ est la différence de densité entre niveaux adjacents.

Pour préparer la base-de-données, des mesures ont été exclues d'après des tests de déviation standard, tout comme dans W01. Un contrôle-qualité supplémentaire a été nécessaire pour Q01, car les plus petites aires d'intégration font apparaître d'autres données non-représentatives.

Cette analyse repose sur le principe que toute variable 2D peut être représentée par une somme d'harmoniques indépendantes. Une composante de Fourier nécessite 7 ou 8 pas-de-grille Δx pour être représentée correctement. Ainsi, une interpolation idéale supprimerait toutes les longueurs d'onde plus courtes que $8\Delta x$. Pour les climatologies au $1/4^\circ$, Δx est d'environ 27.5 km, donc la longueur de coupure est de 222 km. La fonction de réponse de la donnée à l'interpolation est calculée par l'expression suivante (Barnes, 1964) :

$$D = \exp(\Pi^2 R^2 / 4\lambda^2)$$

où R est le rayon d'influence et λ la longueur d'onde d'une composante de Fourier.

On veut résoudre autant de longueurs d'onde que possible, jusqu'à la limite idéale ($8\Delta x$). Cependant, à cause de la distribution hétérogène des mesures, on doit utiliser un rayon d'influence assez grand pour obtenir des valeurs climatologiques significatives. On a approximé la fonction de réponse correspondant aux 3 passages de l'analyse et au lissage après chacun d'eux. Pour cela, on crée un jeu-de-données parfait en sommant des composantes de longueurs d'onde entières sur la grille. Ce jeu-de-données est passé dans la procédure d'interpolation, puis analysé en composantes de Fourier. Les amplitudes résultantes (comprises entre 0 et 1), fournissent une estimation des structures spatiales résolues par la procédure. Pour la longueur d'onde minimale ($8\Delta x$), environ 40% de l'amplitude est supprimée dans W01 et seulement moins de 1% dans Q01. En utilisant 60% comme seuil pour la résolution spatiale, les structures de plus de 1110 km sont bien restituées dans W01, tandis que les structures de plus de 666 km le sont dans Q01.

Résultats

L'apport de la résolution accrue dans les climatologies de température et de salinité est illustré, d'abord dans la couche supérieure à l'échelle d'un bassin, puis dans l'océan plus profond à petite échelle. Les structures grande-échelle des champs de surface sont similaires à W01, mais des structures plus fines sont révélées dans Q01. Dans l'Atlantique (Fig. 18), les gradients de SST associés au Courant de Floride et au bord Nord du gyre subpolaire apparaissent clairement. Les gradients situés dans le *Gulf Stream*, au large de l'Argentine et de l'Afrique du Sud sont bien plus marqués.

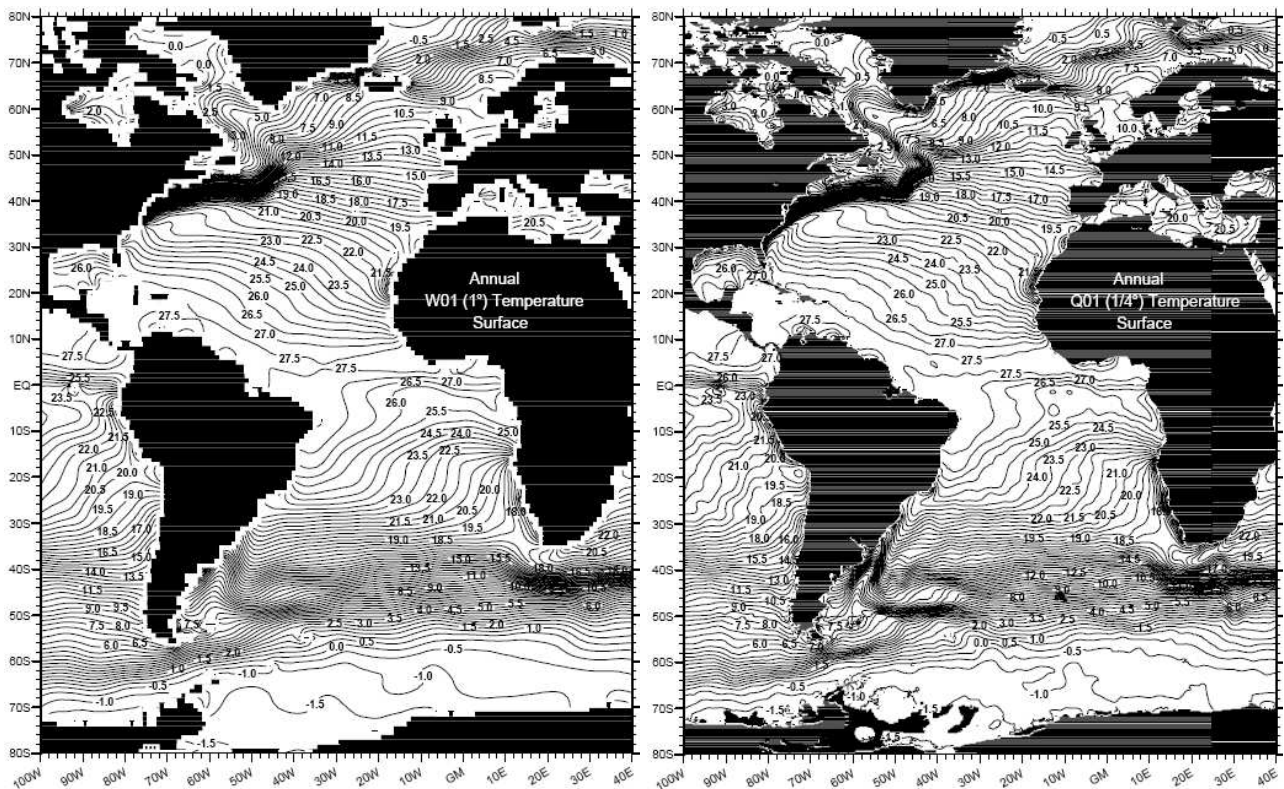


Figure 18 : SST moyenne annuelle dans l'Atlantique (à gauche) dans la climatologie W01 de résolution 1° et (à droite) dans la climatologie Q01 de résolution $1/4^\circ$. D'après les figs. 2.a et 2.c de Boyer et al. (2005).

La nouvelle climatologie présente aussi des améliorations par rapport à la précédente version au $1/4^\circ$. Dans BL97, l'analyse objective a été réalisée en un seul passage, avec un rayon d'influence de 134 km. Les gradients horizontaux y sont serrés, mais les champs sont très bruités dans certaines régions. Dans Q01, la procédure utilisée permet d'obtenir un compromis entre les forts gradients de BL97 et le faible niveau de bruit de W01. Par exemple, la Rétroflexion des Aiguilles (Fig. 19) est mieux définie dans la nouvelle climatologie. On observe dans BL97 des zones de forte salinité dues aux Anneaux des Aiguilles, qui se détachent et se propagent vers le Nord-Ouest. Ces structures transitoires sont absentes dans la moyenne annuelle de Q01, mais présentes dans les champs mensuels. La moyenne des 12 champs mensuels dans Q01 permet ainsi de mieux représenter les structures permanentes, les seules qui doivent figurer dans une climatologie annuelle.

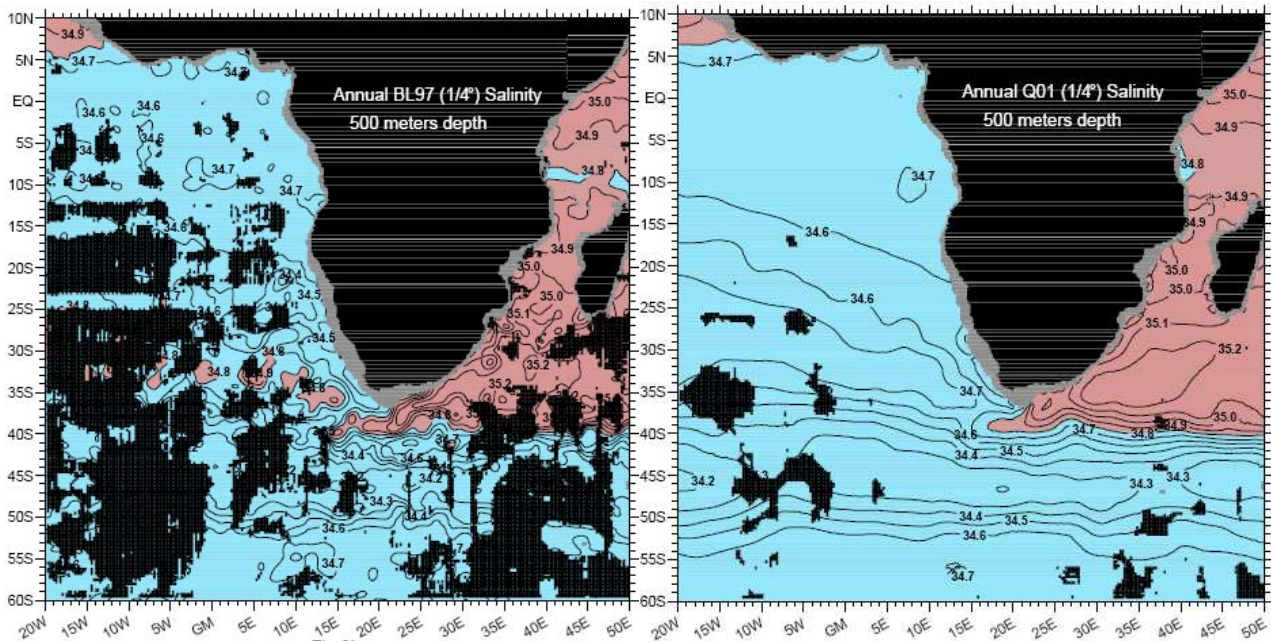


Figure 19 : Salinité moyenne annuelle à 500m (à gauche) dans l'ancienne climatologie BL97 et (à droite) dans la nouvelle climatologie Q01, toutes-deux de résolution $1/4^\circ$. Les valeurs supérieures à 34.8 psu sont coloriées en rouge pour marquer la séparation entre l'eau très salée de l'Océan Indien et l'eau de l'Atlantique. Les données manquantes sont hachurées. D'après les figs. 3.b et 3.c de Boyer et al. (2005).

La quantité de données manquantes diffère notablement entre BL97 et Q01. La majeure partie de la région au Sud et à l'Est de l'Afrique du Sud est vide de données dans l'ancienne version. La nouvelle version présente très peu de trous, à la fois grâce au plus grand rayon d'influence et aux mesures supplémentaires.

L'effet de l'accroissement de résolution est également visible dans la Mer des Caraïbes (Fig. 20). Le *Loop Current*, qui entre et sort du Golfe du Mexique, est bien mieux résolu dans Q01 que dans W01, comme le montre l'isohaline 36.0 psu. Les gradients de salinité associés au Courant de Floride et au *Gulf Stream* sont plus marqués dans la nouvelle climatologie, tout en restant moins forts que dans BL97. Dans BL97, seule la climatologie annuelle était calculée, à cause du manque de données, surtout de salinité. Le nombre de mesures de salinité a augmenté de 80% dans la nouvelle base-de-données, mais celles-ci sont distribuées de façon très irrégulière. De larges zones restent dépourvues de données durant certains mois, même dans l'Atlantique Nord-Ouest. Par exemple, le Golfe du Mexique est mieux échantillonné en juin qu'en décembre, tandis que l'Est de la Mer des Caraïbes est mieux échantillonné en décembre qu'en juin. Dans les régions qui manquent de données pendant seulement quelques mois de l'année, l'analyse en composantes de Fourier permet de corriger l'estimation *a priori*. D'un autre côté, l'utilisation de la climatologie à 1° comme point de départ permet de combler les zones où les données sont rares sur la grille au $1/4^\circ$. Ainsi, dans les zones disposant de plus de données, la climatologie mensuelle à haute résolution procure une nette amélioration. Dans les zones où les données sont encore peu nombreuses, elle est fortement influencée par la version à basse résolution.

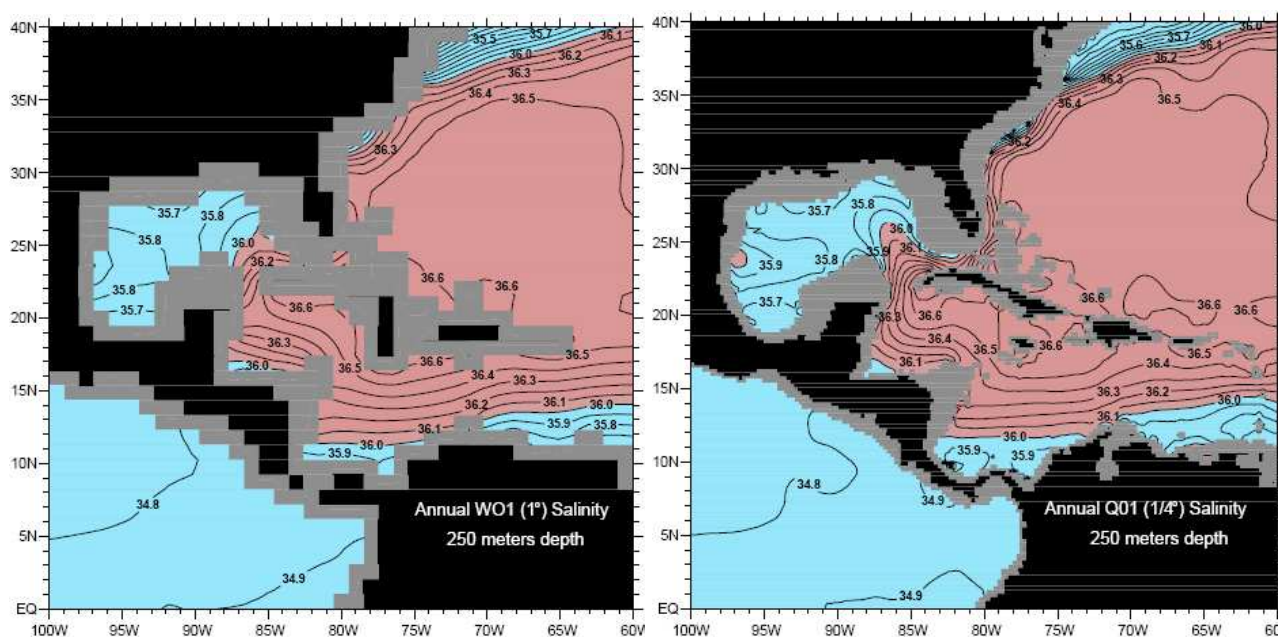


Figure 20 : Salinité moyenne annuelle à 250m (à gauche) dans la climatologie WO1 de résolution 1° et (à droite) dans la climatologie Q01 de résolution 1/4°. Les valeurs supérieures à 36.0 psu sont coloriées en rouge pour souligner le *Loop Current* entrant dans le Golfe du Mexique. D'après les figs. 4.a et 4.b de Boyer et al. (2005).

Conclusion

Dans la nouvelle climatologie de température et salinité au 1/4°, l'augmentation de résolution permet de résoudre des structures de plus petite échelle et de limiter le lissage des gradients horizontaux. La procédure d'interpolation employée parvient à réduire le bruit horizontal par rapport à la précédente version à haute résolution. Les instabilités verticales sont éliminées en ajustant les profils de densité. Les variations temporelles sont améliorées grâce à la décomposition de Fourier et à l'obtention de champs mensuels.

1.b.ii. Variabilité interannuelle

Boyer et al., 2005 : Tendances linéaires de la salinité dans l'océan mondial de 1955 à 1998

Introduction

La salinité est la moins connue des variables qui contrôlent la densité de l'océan mondial. Il est donc important de quantifier sa variabilité pour comprendre le changement climatique global. Notamment, la circulation thermohaline pourrait ralentir à cause d'une désalinisation de l'Atlantique Nord, rapportée par de nombreux auteurs (Rahmstorf, 1995). D'autre part, la salinité joue un rôle sur les variations du niveau de la mer, lié à la quantité d'eau douce et à la contraction haline de l'eau-de-mer (Maes, 1998). La plupart des études de variabilité de la salinité ont été consacrées à une région limitée et/ou un intervalle de temps particulier (Dickson et al., 2002). De plus, ces études étaient souvent focalisées sur la SSS, plus couramment mesurée (Delcroix et Henin, 1991). Grâce à plusieurs programmes internationaux, on dispose maintenant d'une quantité importante de mesures de salinité, à la fois historiques (par échantillons en bouteilles) et modernes (par CTD). Ces données ont été contrôlées et rassemblées dans la *World Ocean Database 2001* (ci-après WOD01) (Conkwright, 2002), qui est utilisée dans cette étude pour estimer les changements de la salinité globale, à l'échelle décennale, en surface comme dans l'océan profond.

Méthodes

Des climatologies mensuelles de salinité ont été préparées à partir des données WOD01, plus d'autres reçues après sa réalisation, y compris des mesures de profileurs ARGO. Les champs climatologiques de salinité ont été placés sur une grille de 1° en latitude et en longitude (Boyer et

al., 2002). Ensuite, les anomalies de salinité ont été calculées sur des intervalles de 5 ans, de 1955-59 à 1994-98, à cause de la rareté des données dans certaines régions océaniques. Ces anomalies sont issues des valeurs mensuelles pour les niveaux entre la surface et 1500 m, et des moyennes annuelles pour les niveaux de 1500 à 3000 m. Cette procédure élimine le cycle saisonnier, ce qui fait ressortir les variations de plus longue période.

Les anomalies pendant chaque pentade et dans chaque cellule de 1° sont moyennées, puis analysées objectivement, suivant la même méthode que Boyer et al. (2002). La seule différence de méthode est que l'estimation *a priori* de l'anomalie est fixée à 0.0, ce qui assure que l'anomalie ne soit pas calculée s'il n'y a pas de données dans le rayon d'influence (dont la plus grande valeur est 880 km). Ceci peut conduire à sous-estimer la variabilité de la salinité dans les régions pauvres en données. Cependant, la plus grande source d'incertitude reste la distribution hétérogène des mesures, dans l'espace et le temps (Fig. 21).

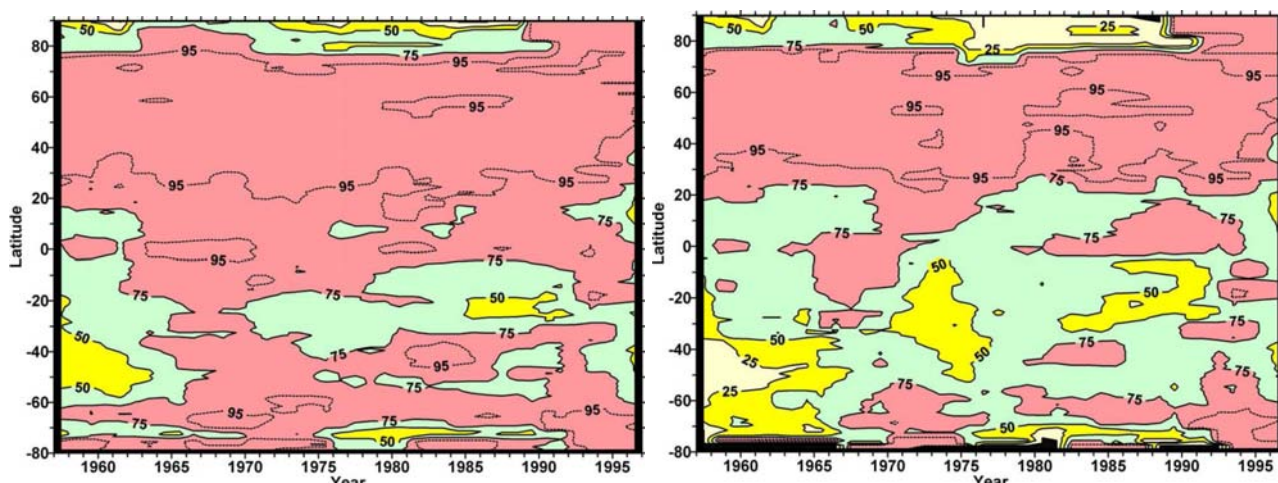


Figure 21 : Pourcentage de cellules de 1° ayant au moins 3 moyennes de salinité à l'intérieur du plus petit rayon d'influence (444 km), pour chaque bande de latitude et chaque période de 5 ans. Les valeurs correspondent à l'Océan Mondial à 100 m (à gauche) et à 1000 m (à droite). D'après les figs. S4 et S8 de Boyer et al. (2005).

Résultats

Les tendances linéaires sont obtenues par approximation des moindres carrés, pour les anomalies moyennées zonalement. Les résultats sont présentés pour les Océans Atlantique, Pacifique et Indien, ainsi que pour l'Océan Mondial (Fig. 22). L'importance de la tendance linéaire est estimée d'après le pourcentage de variance qu'elle représente. Les auteurs définissent une tendance significative comme une variation dépassant 0.0005 psu/an. Cette valeur est supérieure à deux fois l'erreur standard sur la tendance, partout sauf dans l'Océan Arctique.

L'Atlantique montre une forte désalinisation dans le gyre subpolaire (au Nord), ainsi qu'une forte salinisation dans les tropiques et subtropiques des deux hémisphères. Cette évolution dans l'Atlantique Nord a été remarquée par d'autres auteurs (Curry et al., 2003). La tendance linéaire est responsable de plus de 20% (et jusqu'à 60%) de la variance. La part de la tendance linéaire est généralement plus importante en subsurface qu'en surface, ce qui démontre que la variabilité de la salinité est principalement forcée à l'interface air-mer. La désalinisation du gyre subpolaire, qui s'étend très profondément (plus de 3000 m), serait due au changement de la convection en Mer du Labrador et à l'adoucissement des Mers Nordiques. Par contre, la salinisation aux plus basses latitudes est confinée au-dessus de 500 m, particulièrement au Sud de l'équateur, sauf autour de 40°N où elle atteint 1500 m. Elle serait liée à l'accroissement de l'évaporation, et peut-être à l'Eau Méditerranéenne dont la salinité augmente. Dans l'Océan Arctique, on obtient une salinisation intense près de la surface, mais elle est biaisée par les mesures sur le plateau continental. A l'inverse, la Mer de Weddell dans l'Océan Antarctique semble se dessaler.

Dans le Pacifique, les tendances significatives de salinité sont restreintes à de plus petites profondeurs (moins de 500 m). La seule exception est une désalinisation profonde près des côtes antarctiques, dans la Mer de Ross, qui a été reportée par ailleurs (Jacobs et al., 2002). Au Nord de

15°S, la salinité diminue dans la plupart de la couche supérieure (0-300 m). Pourtant, on a constaté une salinisation de la couche superficielle (Wong et al., 2001), mais pour une autre période de temps et avec des mesures différentes. Les subtropiques Sud montrent la plus forte salinisation, qui pénètre de la surface à 200 m et s'étend en subsurface vers l'équateur

Dans l'Océan Indien, la salinité augmente de la surface à 150 m, à toutes les latitudes. La salinisation est particulièrement marquée au Nord de 10°N, où elle pénètre jusqu'à 1000 m. En subsurface, on constate une désalinisation entre 40°S et l'équateur, qui représente plus de 40% de la variance. Elle serait causée par une diminution du bilan évaporation-précipitations au-dessus du gyre subpolaire (au Sud).

A l'échelle globale, on observe des changements significatifs de salinité essentiellement dans la couche supérieure (0-500 m). Les exceptions se situent aux hautes latitudes, à cause de désalinisations qui atteignent 3000 m dans l'Océan Austral (Mers de Ross et Weddell) et dans le gyre subpolaire de l'Atlantique. Dans la bande équatoriale, l'adoucissement du Pacifique compense quasiment la salinisation de l'Atlantique et de l'Océan Indien. Dans les subtropiques Sud, tous les océans subissent une augmentation de salinité entre 0 et 200 m. On observe aussi une désalinisation des eaux intermédiaires dans le Pacifique et l'Indien aux mêmes latitudes, mais celle-ci se produit plus loin au Sud dans l'Atlantique. Dans les subtropiques Nord, l'augmentation de salinité de l'Atlantique et de l'Indien excède la diminution dans le Pacifique, d'où une nette salinisation pour l'Océan Mondial.

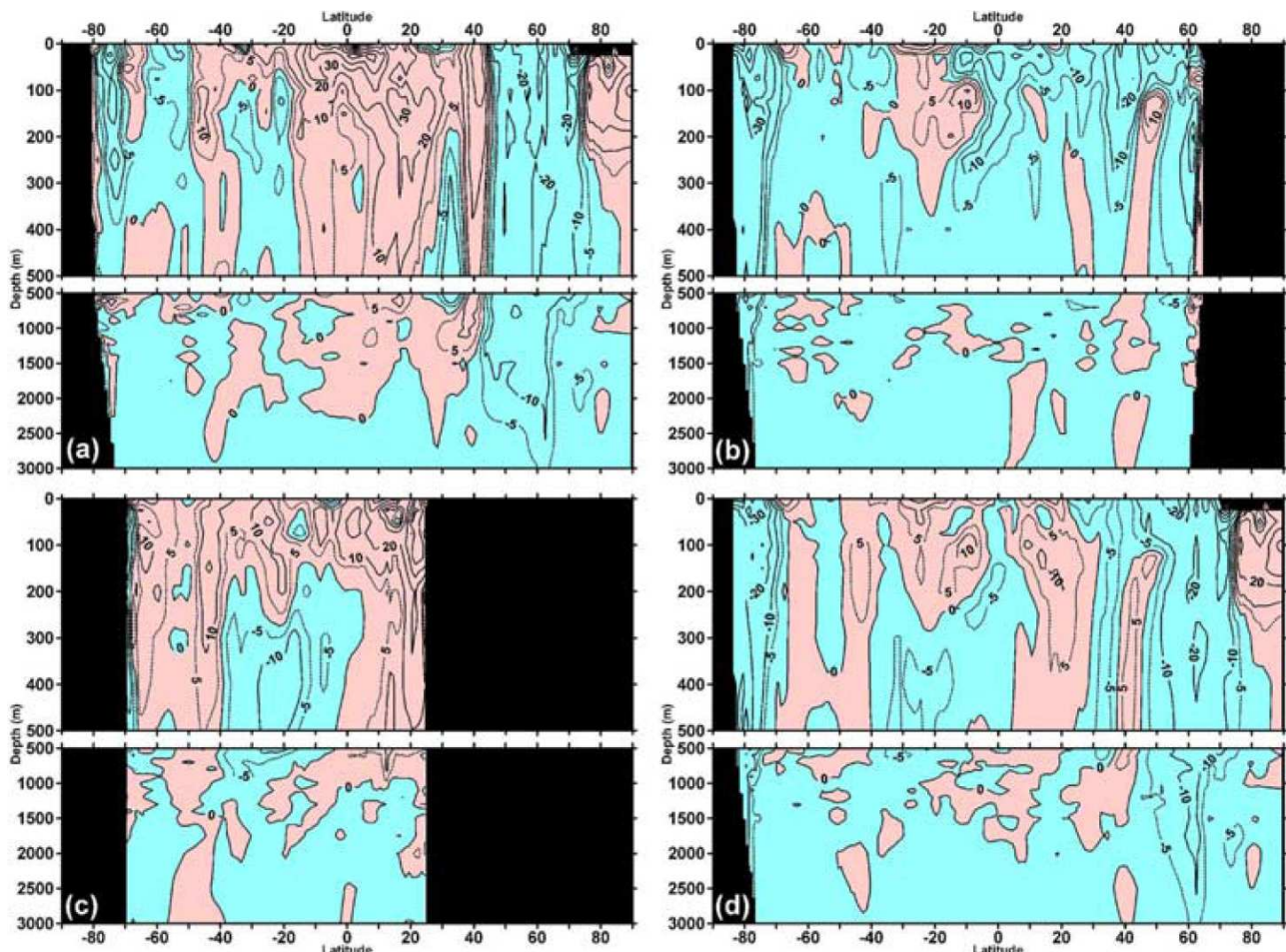


Figure 22 : Tendance linéaire de salinité (en 10^{-4} psu/an) des anomalies pentadales moyennées zonalement, de 1955-59 à 1994-98, pour (a) l'Atlantique, (b) le Pacifique, (c) l'Océan Indien et (d) l'Océan Mondial. Les tendances négatives sont colorées en bleu, les tendances positives en rose.

Conclusion

La tendance de salinité dans l'Océan Mondial présente des structures cohérentes à grande-échelle, particulièrement près de la surface, et parfois jusqu'à 3000 m de profondeur. Les gyres subpolaires

de l'Atlantique et du Pacifique subissent tous-deux une désalinisation. Au contraire, les tropiques et subtropiques ont des évolutions différentes dans chaque bassin : la salinité diminue dans le Pacifique et augmente dans l'Atlantique et l'Océan Indien, mais la tendance globale est une désalinisation. Dans le Pacifique, la salinité n'augmente que dans la couche supérieure du gyre subtropical Sud. Dans l'Océan Indien, la salinité augmente partout entre la surface et 150 m, et plus profondément au Nord de 10°N et au Sud de 40°S, avec un adoucissement de la couche intermédiaire entre ces deux latitudes. Dans l'Atlantique, le gyre subpolaire montre une désalinisation, tandis que les tropiques et subtropiques montrent une salinisation jusqu'à 500 m de profondeur. Les changements significatifs sont essentiellement limités à 500 m dans le Pacifique et 1000 m dans l'Océan Indien, mais ils atteignent 3000 m dans l'Atlantique.

1.c. Profondeur de la couche mélangée

De Boyer-Montégut et al., 2004 : Profondeur de couche mélangée dans l'océan global : un examen de données de profils et une climatologie basée sur des profils

Introduction

La couche mélangée (ci-après ML) est une structure quasi-universelle dans l'océan ouvert, due au vigoureux mélange turbulent qui se produit près de la surface. L'épaisseur de la ML détermine le contenu thermique et l'inertie mécanique de la couche en contact direct avec l'atmosphère, d'où son importance pour les transferts air-mer (Rahmstorf, 1991). Sa profondeur (MLD) est contrôlée par des processus 1D verticaux, mais aussi par l'advection latérale, la propagation d'ondes internes et les oscillations inertielles. Du fait des nombreux processus impliqués, la variabilité de la MLD est très complexe, incluant des variations diurnes, saisonnières, intra-saisonnières et interannuelles.

La définition de cette couche quasi-homogène est difficile, car les propriétés océaniques (température, salinité, densité, etc.) présentent presque toujours des valeurs constantes près de la surface, mais souvent à des profondeurs différentes. Cependant, on a besoin d'une climatologie de MLD pour comprendre le système climatique. Cela permet notamment de valider les Modèles de Circulation Océanique Générale (OGCMs) (Masson et al., 2002) et les paramétrisations utilisées dans les Modèles de Couche Mélangée (MLMs) (Chen et al., 1994), de localiser les régions de couche-barrière, de calculer les tendances des échanges océan-atmosphère, d'estimer l'épaisseur de la zone euphotique et son impact sur la production biologique.

La ML est un concept arbitraire, qui peut être basé sur différents paramètres et représenter une moyenne sur différents intervalles de temps. La méthode du seuil consiste à déterminer la MLD comme la profondeur à laquelle une propriété donnée (généralement température ou densité) change d'une certaine valeur par rapport à une profondeur de référence (près de la surface). Les choix de la valeur du seuil et de la profondeur de référence sont subjectifs. Par le passé, ils ont été effectués par examen visuel des profils (Sprinthal et Roemmich, 1995), par comparaisons statistiques (Kara et al., 2000a, ont choisi 0.8°C) ou pour correspondre à une masse d'eau particulière (Levitus, 1982, a choisi 0.125 kg.m⁻³).

Les climatologies globales de MLD disponibles sont basées sur le *World Ocean Atlas* de Levitus (1994), à partir de profils moyennés et interpolés sur une grille. On peut aussi estimer la MLD directement à partir des profils individuels, comme cela a été réalisé dans quelques régions restreintes (Sprinthal et McPhaden, 1994). Cette approche a été adoptée par les auteurs, afin de créer une climatologie globale de MLD utilisant les données les plus récentes de température et de salinité. Les profils individuels représentent mieux les processus à l'œuvre dans cette couche, car la moyenne et l'interpolation lissent les profils, induisant un mélange artificiel. Cette étude est consacrée à la ML saisonnière et thermodynamique, qui doit être verticalement homogène pour tous les traceurs. Cette ML contrôle les flux air-mer, par opposition à la ML dynamique (la couche d'Ekman), où les courants sont uniformes.

Sources de données et méthodologie

Les données utilisées proviennent de plus de 4 millions de stations hydrographiques, issues du *National Oceanographic Data Center* (NODC) et du *World Ocean Circulation Experiment* (WOCE). Les profils ont une haute résolution verticale et ont été acquis de 1941 à 2002, par des bathythermographes mécaniques (MBT) ou largables (XBT), des capteurs CTD (*Conductivity-Temperature-Depth*) et des flotteurs profilants (de l'appareil le plus ancien au plus récent). La distribution spatiale et saisonnière des données (Fig. 23) montre une différence frappante entre les deux hémisphères. Les mesures de salinité sont quasiment absentes dans l'océan austral, particulièrement en hiver, mais aussi au printemps et en automne, tandis que l'océan tropical et l'Atlantique Nord sont raisonnablement bien couverts pendant toutes les saisons. Par contre, les mesures de température sont abondantes, avec plus de 10 profils par cellule jusqu'à 50°S.

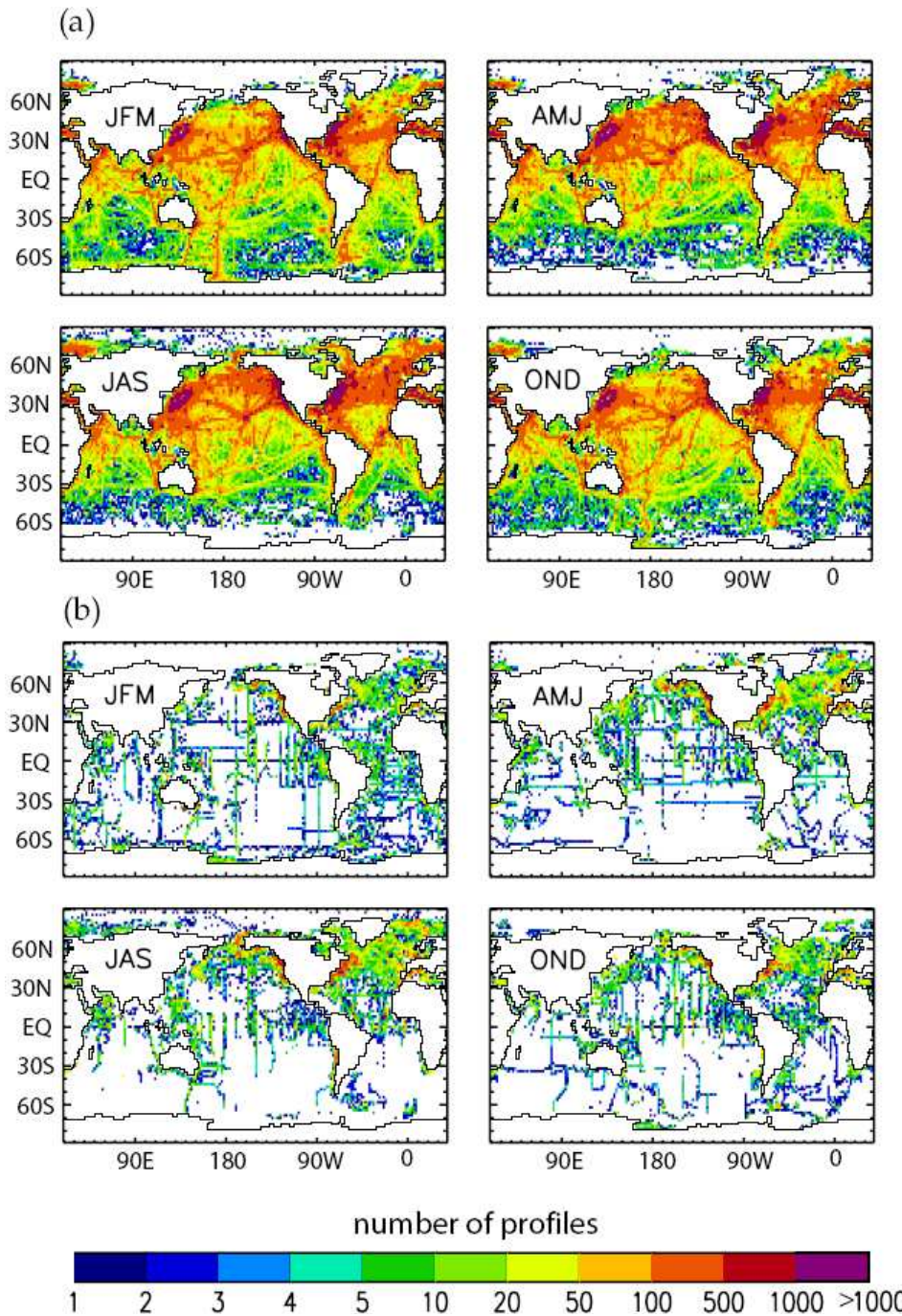


Figure 23 : Nombre de profils (a) de température et (b) de salinité, dans chaque cellule de $2^\circ \times 2^\circ$, pour chaque saison. D'après la fig. 1 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

La méthodologie employée consiste d'abord à sélectionner tous les profils sans données aberrantes dans la couche supérieure. Ensuite, la MLD est estimée d'après le critère retenu et toutes les valeurs sont rassemblées suivant le mois, dans des cellules de 2° en longitude et latitude. Comme la distribution des résultats est généralement étirée vers les grandes valeurs, la médiane est un meilleur estimateur que la moyenne. Cette réduction des données supprime une partie importante de la variabilité de la MLD, notamment durant la restratification printanière où les variations intramensuelles et interannuelles sont les plus fortes. Finalement, les valeurs obtenues sont lissées par « krigage » avec un rayon de 1000 km, ce qui comble les valeurs manquantes sans interpoler trop loin les données. Cette technique fournit aussi une estimation d'erreur, sous la forme d'une déviation standard.

Critère de MLD

La méthode de calcul est basée sur les profils individuels, en conservant les niveaux verticaux des observations. Cette approche est plus fiable que d'utiliser des profils déjà moyennés, qui peuvent comporter des inversions artificielles de densité et des gradients verticaux erronés. La MLD est définie par un seuil de différence, ce qui est plus stable qu'un critère sur le gradient (car on ne dispose pas d'une assez bonne résolution verticale). Ainsi, pour chaque profil, on recherche, en partant de la surface, le premier niveau pour lequel la différence par rapport au niveau de référence excède le seuil choisi. Pour la température, on utilise la valeur absolue de la différence, parce que la température peut augmenter avec la profondeur (cas des couche-barrières et des régions polaires). La profondeur exacte est ensuite calculée par interpolation linéaire entre les deux niveaux trouvés.

La ML est produite par la turbulence 3D, qui homogénéise la densité à partir de la surface. La stratification en densité empêche le mélange turbulent de pénétrer plus profond, d'où un équilibre entre la quantité d'énergie cinétique turbulente (TKE) disponible et la MLD. La densité est donc la variable la plus appropriée pour définir la MLD. Cependant, cela requiert des données de salinité, qui sont encore trop rares dans certaines régions et/ou à certaines saisons. Les auteurs se basent sur des données de température, dont la couverture est presque complète, bien qu'elles puissent aboutir à des biais dans les zones où la salinité contribue considérablement au gradient de densité. On utilise la température potentielle, afin de tenir compte de l'effet de la pression. La densité potentielle est ensuite obtenue en utilisant une salinité constante (égale à la moyenne de l'océan global $S = 34.72654$ psu).

La définition de la MLD nécessite aussi un choix de l'échelle temporelle. En effet, l'océan supérieur comporte généralement une ML journalière (couche de mélange instantanée), une ML saisonnière (la plus grande profondeur atteinte par la ML journalière au cours d'un cycle diurne) et une ML persistante (la plus grande profondeur atteinte par la ML saisonnière au cours d'une année). La base de ces différentes MLs est marquée par la thermocline journalière, saisonnière ou permanente, respectivement. Ici, on veut estimer la profondeur sur laquelle les flux de surface doivent être intégrés, pour des échelles temporelles de quelques cycles diurnes. La ML saisonnière est celle qui correspond le mieux à cette définition.

On doit alors sélectionner les paramètres du critère, c'est-à-dire une valeur de seuil et une profondeur de référence. Le choix de ces paramètres peut affecter considérablement les bilans de chaleur et de sel déduits de cette MLD. La profondeur de référence est fixée à 10 m, de façon à éviter la majeure partie du cycle diurne. La valeur du seuil a d'abord été choisie d'après un examen visuel de profils extraits aléatoirement. Le seuil de 0.01 kg.m^{-3} communément utilisé conduit à des ML trop superficielles, car il représente souvent la couche de mélange due au chauffage diurne. Un seuil de 0.1 kg.m^{-3} correspond parfois à la thermocline permanente. Un seuil de 0.05 kg.m^{-3} tombe souvent à l'intérieur de la thermocline saisonnière, plutôt qu'à son sommet. Ainsi, un seuil de 0.03 kg.m^{-3} semble aboutir au meilleur compromis. Le seuil de température associé est de 0.2°C .

Le choix de ce seuil de température est validé par comparaison à des mesures de mouillages, qui fournissent des séries temporelles à haute résolution temporelle et verticale. Cela prouve que le critère retenu parvient bien à restituer la MLD, en particulier la première restratification printanière. Plusieurs critères de ML (basés sur la différence $T(10\text{m}) - 0.2$, 0.5 ou

0.8°C) ont aussi été comparés à la profondeur de la couche de mélange ($T(0m) - 0.1^\circ\text{C}$), pour trois mouillages soumis à des régimes océaniques très différents. Seul le critère retenu apparaît suffisamment sensible pour capturer les restratifications sans retard. Malgré la réduction des données par les médianes mensuelles, ce critère restitue bien l'enveloppe des profondeurs journalières de la couche de mélange. Afin d'examiner la sensibilité de la restratification, la distribution de MLD dans une cellule est présentée pour 3 mois caractéristiques (Fig. 24). En décembre, les 3 critères aboutissent à une distribution gaussienne et en avril, une distribution étirée vers les grandes valeurs. En janvier, seul le critère à 0.2°C présente une distribution bimodale, reflétant la variabilité intra-saisonnière et interannuelle au moment de la restratification.

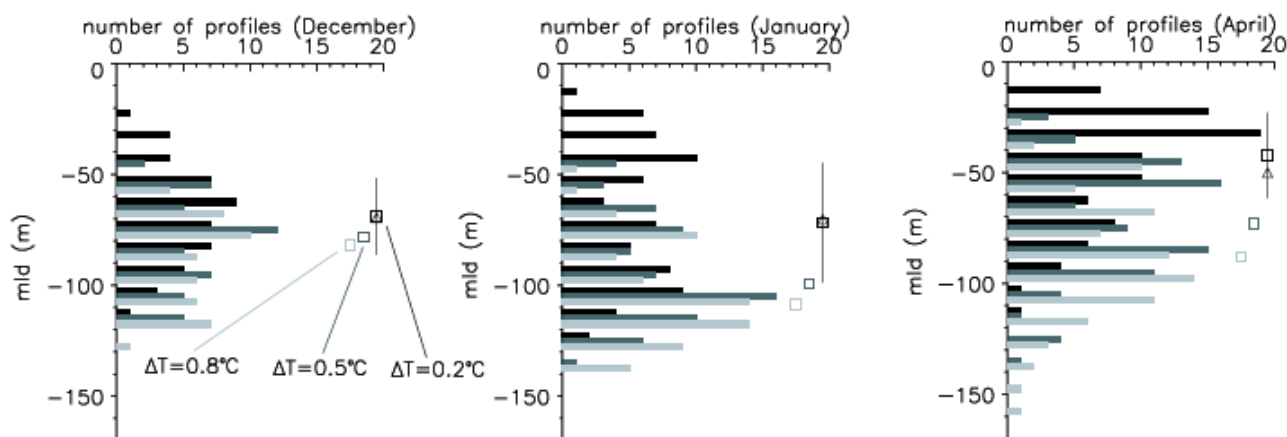


Figure 24 : Distribution des MLD dans une cellule de $2^\circ \times 2^\circ$ située dans le Pacifique Nord subtropical (158°W , 26°N), pour les mois de décembre, janvier et avril. Les 3 critères de MLD sont $T(10m) - T(z) = 0.2^\circ\text{C}$ (noir), 0.5°C (gris foncé) et 0.8°C (gris clair). Pour chaque critère, la médiane est indiquée par un carré, la déviation moyenne de la médiane par une barre verticale et la moyenne par un triangle. D'après la fig. 4 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

Distribution globale de MLD

Le critère optimal de température $\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$ a été utilisé pour produire une climatologie mensuelle de MLD sur la grille de 2° de résolution (Fig. 25). Le nombre de profils dans chaque cellule (Fig. 23) fournit un indice de confiance. Les cellules ayant moins de 3 profils par saison doivent être considérées prudemment. Les résultats ont du être interpolés dans les régions au Sud de 55°S et dans l'Océan Arctique. En-dehors de ces régions, la déviation moyenne par rapport à la médiane est inférieure à 20 m en été et au début de l'automne, et 40 m en moyenne en hiver (avec un maximum de 100 m dans l'Atlantique Nord).

La distribution de la MLD obtenue présente la plupart des caractéristiques bien connues. Dans les subtropiques et aux latitudes moyennes, le cycle saisonnier est fort, avec des valeurs généralement comprises entre 20 m en été et 150 m en hiver. Les maxima se trouvent dans les régions de formation d'eau profonde de l'Atlantique Nord, atteignant 500 m dans la Mer du Labrador et 700 m dans les Mers du Groenland, d'Islande et de Norvège (GIN). Dans l'Océan Indien, on retrouve le cycle semi-annuel lié à la mousson, avec des maxima de 100 m en août et 90 m en janvier. Dans les régions équatoriales, on obtient un minimum MLD (20 m) le long d'une bande zonale dans le Pacifique Est et l'Atlantique, associée à l'ITCZ au Nord. Dans le Pacifique équatorial Ouest, la MLD atteint 50 m en été, mais cette région peut receler des couche-barrières (cf. paragraphe suivant). Dans l'Océan Austral (45°S - 60°S), la MLD présente un cycle saisonnier marqué, avec des valeurs dépassant 300 m en hiver et réduites à 70 m en été. Au Sud de 60°S , le cycle saisonnier apparaît plus faible, avec une MLD variant de 100 m à 30 m. Elle atteint 500 m dans les Mers de Weddell et de Ross, probablement à cause de la convection.

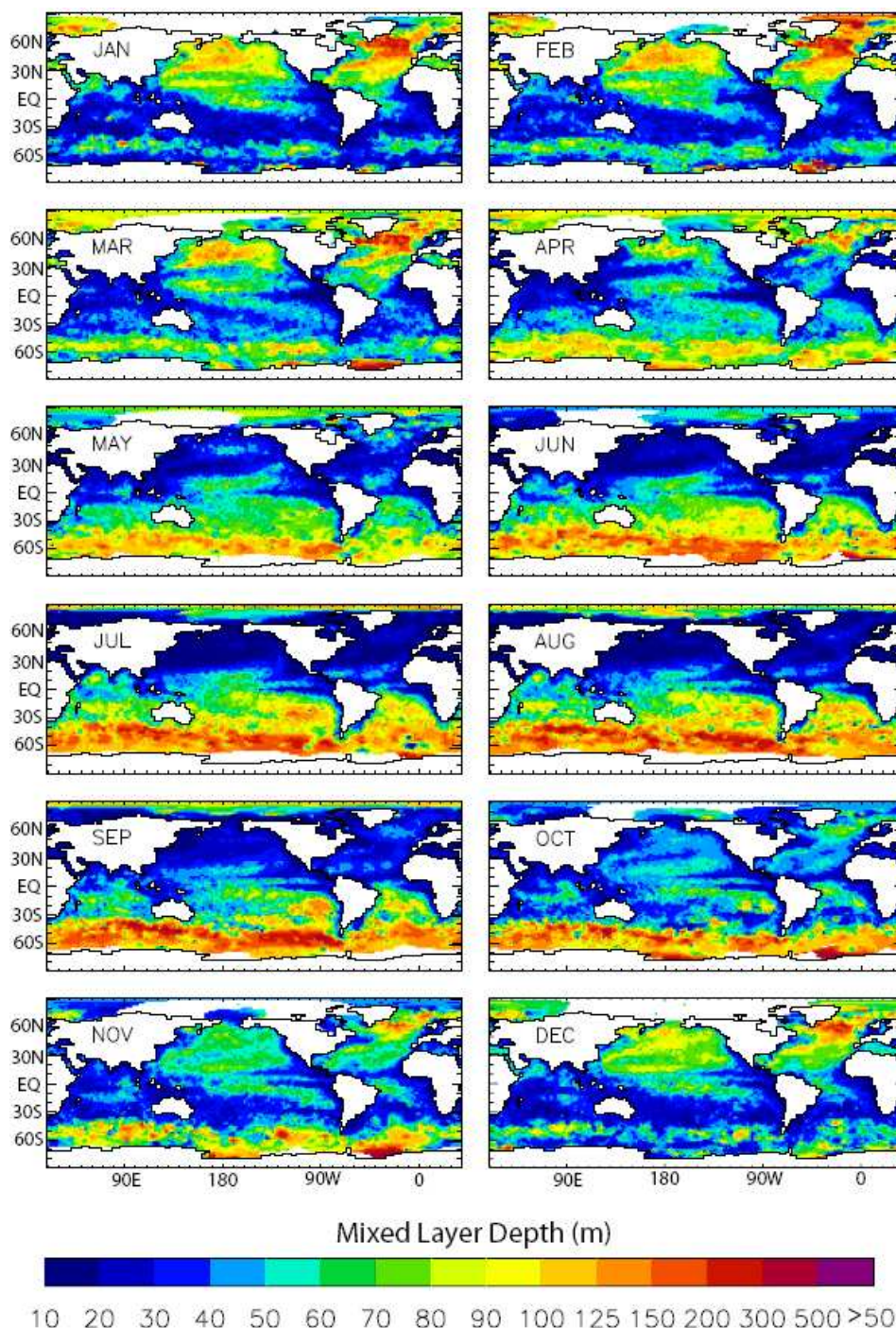


Figure 25 : Climatologie mensuelle de MLD estimée à partir des profils individuels de température, avec le critère optimal $T(10m) - T(z) = 0.2^{\circ}C$. D'après la fig. 4 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

Les auteurs comparent la MLD obtenue à partir des profils individuels à celle que l'on obtient avec des profils moyens (Fig. 26.a). Les données de température sont moyennées mensuellement, sur la même grille ($2^{\circ} \times 2^{\circ}$) et sur les niveaux de la climatologie Levitus (dont l'espacement est compris entre 10 m près de la surface et 100 m à la profondeur de 1000 m). Puis la MLD est calculée en utilisant le même critère $\Delta T = 0.2^{\circ}C$. La climatologie de MLD basée sur les profils moyens est globalement inférieure de 25%. En effet, la moyenne des profils individuels intègre tous les gradients observés durant un mois donné. Cela produit une stratification moyenne plus superficielle que la moyenne des MLDs individuelles.

La MLD obtenue à partir profils moyens est aussi déterminée avec un critère $\Delta T = 0.5^{\circ}C$ (Fig. 26.b). Les valeurs résultantes sont plus proches de celles de la MLD « optimale », ce qui explique pourquoi les climatologies antérieures ont été calculées avec un critère artificiellement élevé. Cependant, cette méthode tend à sous-estimer l'approfondissement de la MLD en automne et

à surestimer la MLD au printemps, d'où un retard de la re-stratification. La méthode proposée ici évite également les problèmes liés au regroupement de mesures avec différentes profondeurs maximales. Par rapport aux climatologies de MLD basées sur l'Atlas Levitus, on obtient des structures plus détaillées, car la température et la salinité n'ont pas été interpolées.

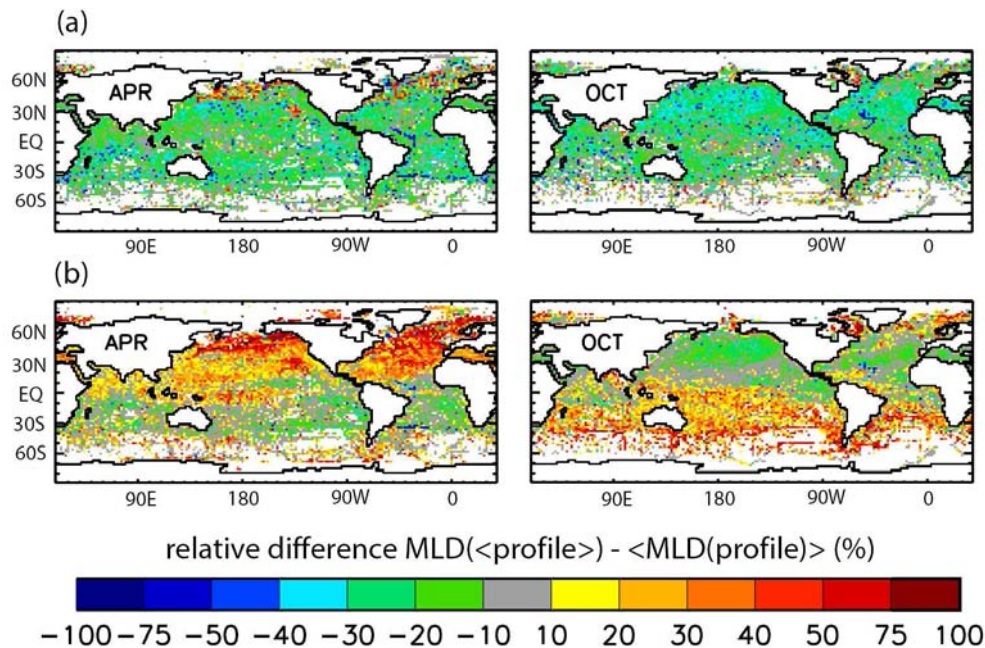


Figure 26 : Différence relative entre la MLD estimée à partir des profils moyens et la MLD moyenne estimée à partir des profils individuels, en utilisant (a) le même critère $\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$ pour les deux MLDs, (b) $\Delta T = 0.5^\circ\text{C}$ pour la première MLD et $\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$ pour la seconde. D'après la fig. 6 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

Bien que la MLD basée sur la température semble fiable dans de nombreux endroits, la densité reste la variable la plus pertinente. Dans la climatologie basée sur le critère $\Delta\sigma = 0.003 \text{ kg.m}^{-3}$ (Fig. 27), le krigeage laisse de vastes zones sans données, à cause du manque de mesures de salinité. L'indice de confiance saisonnier n'est élevé que dans l'Atlantique Nord, où la déviation standard du krigeage est proche de zéro de mai à novembre et inférieure à 0.4 pendant les mois restants. La convection profonde est apparente dans les Mers du Labrador et GIN, avec des valeurs de plus de 1000 m, bien plus grandes que dans la climatologie basée sur la température. Cette différence est due à la faible expansion thermique de l'eau froide (à 0°C , une différence de 0.003 kg.m^{-3} correspond à 0.6°C), ainsi qu'aux zones où la salinité contrôle les variations de densité.

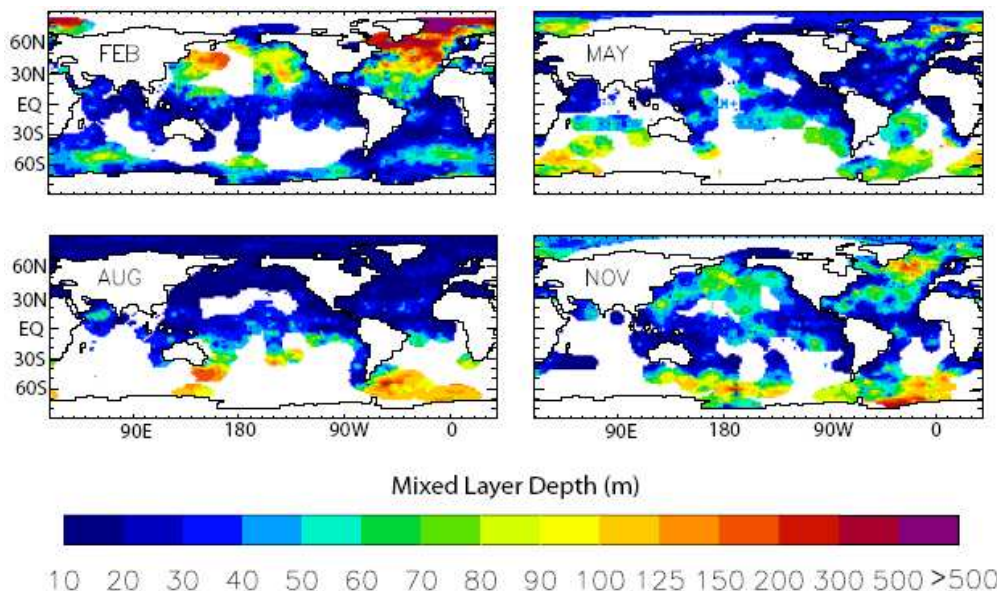


Figure 27 : Climatologie saisonnière de MLD estimée à partir des profils individuels de densité, avec le critère optimal $\sigma(10m) - \sigma(z) = 0.03 \text{ kg.m}^{-3}$. D'après la fig. 8 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

Pour estimer le rôle de la halocline, les auteurs éliminent l'effet des variations d'expansion thermique en calculant la MLD avec un critère de densité variable correspondant à $\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$. Toute différence entre celle-ci et la MLD basée sur la température est due uniquement à la salinité et correspond à l'épaisseur d'une couche-barrière. Les cartes saisonnières de cette épaisseur (Fig. 28) montrent la couche-barrière équatoriale, particulièrement étendue dans le Pacifique Ouest. Les régions des ITCZs et de la SPCZ présentent aussi des couche-barrières, qui sont dues aux fortes précipitations et suivent le même cycle saisonnier. L'épaisseur est d'environ 20 m dans ces régions. Elle atteint 40 m dans l'Océan Indien et l'Atlantique tropical Nord-Ouest, où la couche-barrière est créée par l'advection d'eau douce depuis l'Amazonie. La halocline détermine aussi la MLD aux hautes latitudes en hiver, car le refroidissement approfondit la thermocline bien au-delà de la couche mélangée. Dans ces régions, les profils présentent une inversion de température vers 200 à 300 m et la couche-barrière peut atteindre 500 m. Enfin, aux températures proches de 0°C , l'expansion thermique est si faible que le critère de densité variable devient très petit (0.01 kg.m^{-3}), ce qui peut aboutir à une MLD trop superficielle. Ces deux derniers points montrent que le critère utilisé n'est pas adapté pour identifier les couche-barrières aux hautes latitudes.

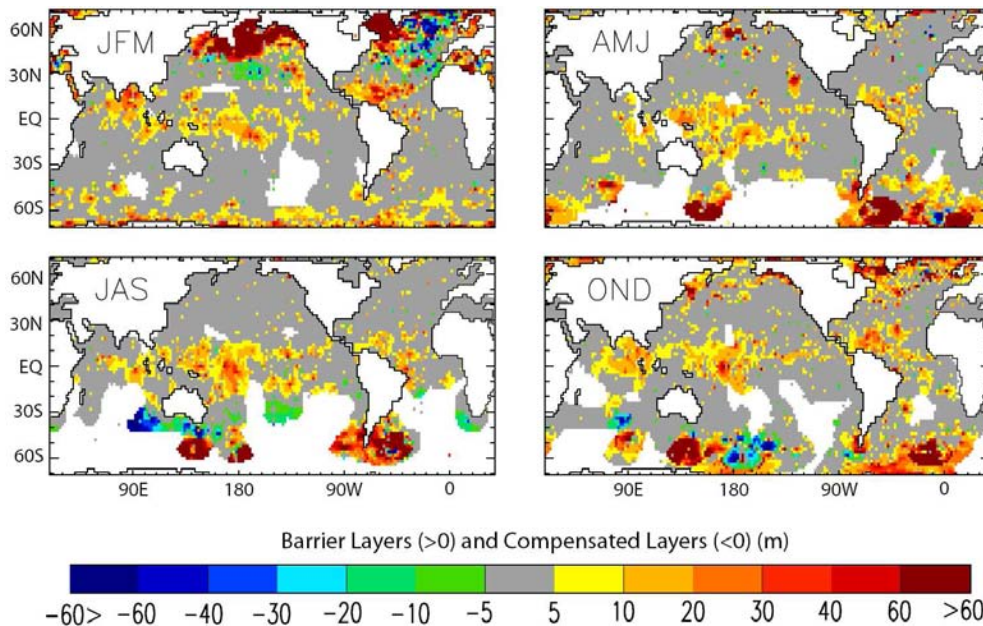


Figure 28 : Différence de MLD entre le critère $\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$ et un critère variable de densité correspondant à une diminution de température de 0.2°C . D'après la fig. 9 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

La MLD basée sur la densité est plus profonde que la MLD basée sur la température dans les régions de compensation en densité (Fig. 28). Celles-ci apparaissent dans les gyres subtropicaux et les zones de convergence, là où le pompage d'Ekman est négatif en moyenne annuelle. La couche isotherme y est plus fine que la couche isopycnale, parce que la température et la salinité se compensent sous la thermocline. Le mélange ne peut être actif dans une couche compensée, car elle contient des gradients significatifs de température et de salinité. La formation d'une telle structure peut être expliquée par plusieurs mécanismes de compensations horizontales (Fig. 29) :

- L'advection latérale d'Ekman peut transporter une partie superficielle d'une masse d'eau au-dessus d'une autre.
- Dans les subtropiques, les couches compensées plus étendues peuvent être dues à de la subduction, entraînant l'eau superficielle sous la thermocline supérieure.
- Dans les régions de formation d'eau profonde, la convection peut être déviée par les forces de rotation et amener de l'eau de même densité sous la couche de surface.
- Enfin, des gradients existants de température et de salinité peuvent être inclinés par les courants de densité et mélangés verticalement par le forçage en surface.

En présence de couche compensée, le critère de température aboutit à la véritable MLD et le critère de densité n'est pas adapté.

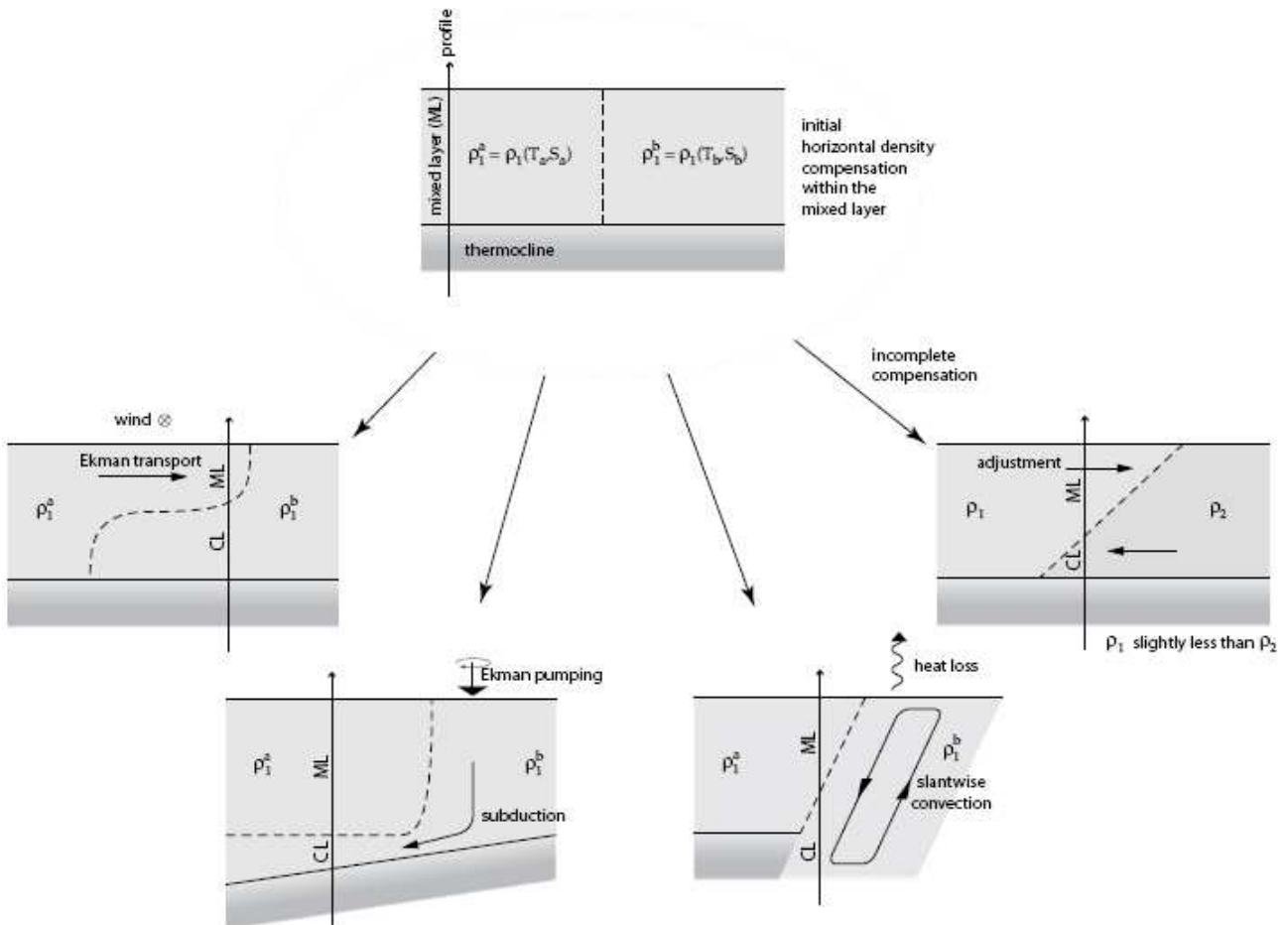


Figure 29 : Schémas des mécanismes 3D proposés pour expliquer l'apparition d'une couche compensée verticalement. D'après la fig. 11 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

Les auteurs proposent une estimation optimale de la MLD qui tient compte des cas de couche-barrières et de couches compensées. Elle est constituée par le critère de température, qui fournit une bonne couverture spatiale, que l'on corrige dans les régions de couche-barrière. Pour cela, on estime d'abord le pourcentage de couche-barrière à partir des profils de densité, puis la correction est interpolée spatialement et temporellement, et appliquée à la MLD basée sur la température.

Comparaison de la MLD optimale avec d'autres climatologies

Les deux climatologies réalisées sont comparées aux produits de Monterey et Levitus, 1997 (ML97) et de Kara et al., 2003 (KRH03), tous-deux basés sur des profils moyens de température, avec des critères $\Delta T = 0.5^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 0.8^\circ\text{C}$, respectivement. L'analyse est restreinte à l'Atlantique Nord, où les mesures sont les plus nombreuses, donc l'indice de confiance est le plus élevé. La phase du cycle saisonnier est examinée d'après le mois du maximum de MLD. Dans la climatologie basée sur la température comme dans la climatologie optimale, la restratification commence fin janvier/début février, un mois plus tôt que dans les deux autres produits. Cela confirme que les critères habituels ne sont pas capables de détecter les changements superficiels. Dans les Mers Nordiques, les climatologies ML97 et KRH03 présentent des maxima tardifs, correspondant aux mouvements de la thermocline principale plutôt qu'à des changements du mélange. La climatologie basée sur la densité montre un maximum plus précoce, sauf dans les régions de couches compensées, où l'on a vu qu'elle surestime l'extension verticale du mélange.

La MLD optimale ne diffère de la MLD basée sur la température que dans les régions de couche-barrières. Les différences se manifestent surtout en termes d'amplitude du cycle saisonnier. Le critère de température aboutit à des profondeurs d'au plus 500m dans les régions de convection, tandis que les climatologies ML97 et KRH03 atteignent des valeurs 2 ou 3 fois plus élevées et dans

des régions plus étendues. Le critère $\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$ permet d'identifier la véritable base de la couche mélangée et les grands critères de température capturent la thermocline principale. La MLD proposée présente aussi des maxima peu profonds (50 m) près de certaines côtes, dus à des couche-barrières et qui sont absents des climatologies précédentes. Dans les Tropiques, seule la MLD optimale capture les minima associés aux couche-barrières. Cette climatologie apparaît comme la plus fiable, même si la correction basée sur la densité n'a pu être calculée dans certaines zones, à cause du manque de données de salinité.

La profondeur maximale de la ML en hiver, appelée « bol », représente la frontière entre l'océan intérieur et l'océan superficiel, qui est en contact avec l'atmosphère au moins une fois par an. Cette profondeur détermine largement la ventilation de la thermocline et les propriétés des masses d'eau formées en surface. Elle peut être estimée à partir de la saturation à 95% en oxygène, fournie par des mesures CTD. La comparaison de la limite de saturation en O_2 et de la MLD basée sur la température (Fig. 30) montre des écarts importants dans certaines régions. Dans la divergence Antarctique, la profondeur du bol est moindre d'après les données d'oxygène, ce qui n'est pas totalement expliqué par l'influence de la salinité. Les mesures d' O_2 pourraient être biaisées car elles ont été collectées pendant l'été austral, caractérisé par un pompage d'Ekman vers le haut. Aux latitudes moyennes et hautes de l'hémisphère Nord, la saturation en O_2 pourrait être sous-estimée à cause de la forte production biologique durant les floraisons printanières. Dans les gyres subtropicaux, la profondeur du bol basée sur l' O_2 est supérieure à celle basée sur la température, du fait du pompage d'Ekman vers le bas.

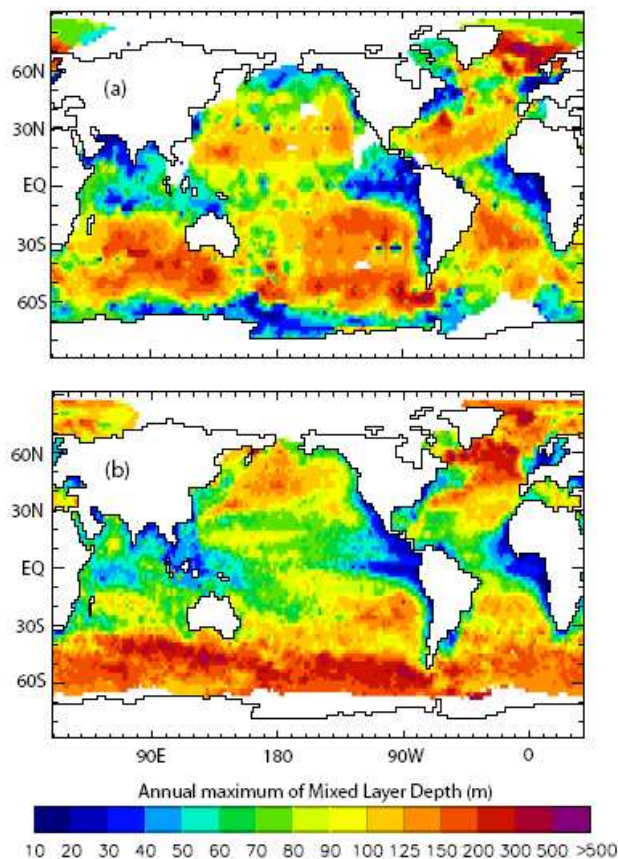


Figure 30 : (a) Profondeur de la saturation à 95% d'oxygène d'après des données CTD krigées, (b) maximum hivernal de MLD basée sur le critère $\Delta T = 0.2^\circ\text{C}$. D'après la fig. 14 de De Boyer-Montégut et al. (2004).

Conclusion

La nouvelle climatologie globale de MLD a été construite à partir de millions de profils individuels, ce qui permet de préserver des structures bien plus détaillées que les estimations précédentes. Le critère retenu est un seuil de $0.03 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ pour la densité et 0.2°C pour la température, par rapport à

10 m de profondeur. Il a été sélectionné pour sa signification physique instantanée et parce qu'il suit au mieux la base de la ML.

L'utilisation de profils individuels plutôt que de profils moyennés aboutit à une MLD plus profonde de 25% environ. La MLD proposée est comparable à celle que l'on obtient avec des profils moyens et un critère de 0.5°C, plus couramment utilisé. A cause du manque de mesures de salinité, la MLD basée sur la densité présente de vastes zones sans données et doit être limitée à une climatologie saisonnière. Celle-ci fournit cependant une estimation des couche-barrières, où la salinité contrôle la stratification. Elle révèle aussi l'omniprésence de couches compensées en densité, dans les gyres subtropicaux et les zones de convergence subtropicales, en hiver. Dans de telles régions, le critère en densité surestime la MLD et le critère en température est adéquat, à l'inverse des couche-barrières. Une MLD optimale est donc proposée, basée sur le critère en température, avec une correction utilisant la salinité dans les couche-barrières.

Les comparaisons avec des estimations antérieures de la MLD montrent que, dans l'Atlantique Nord, la restratification commence un mois plus tôt d'après la nouvelle climatologie. Le maximum est moins profond car le critère utilisé capture la base de la ML au lieu de l'intérieur de la thermocline. Par conséquent, la phase et l'amplitude du cycle saisonnier sont considérablement améliorées. Par rapport à la profondeur du « bol » issue de données oxygène, le maximum annuel de cette MLD présente des différences dues à la salinité, au pompage d'Ekman et à l'activité biologique.

Cette méthode devrait être utilisée à la place calcul basé sur des profils moyens, comme pour les estimations de MLD dans les OGCMs. Elle permet en outre de choisir un critère qui est en accord avec l'observation directe des profils. Une climatologie complète de MLD basée sur la température et la salinité devrait être disponible prochainement, notamment grâce aux profileurs ARGO.

2. Observations satellitaires : description cohérente de la surface océanique

2.a. Elévation de surface et courants

Lagerloef et al., 1999 : Courants de surface dans le Pacifique tropical estimés à partir de données d'altimètres, de diffusiomètres et de flotteurs

Introduction

La circulation de surface peut être estimée à partir de mesures in situ, mais cela ne fournit que des cartes des grandes échelles et/ou peu synoptiques. Les observations satellitaires permettent d'accéder à des échelles spatiotemporelles bien plus fines. Certains OGCMs incorporent ces observations en tant que conditions aux limites ou par le biais de l'assimilation, mais ils sont très sophistiqués et coûteux en calculs. Lagerloef et al. (1999) proposent une approche plus simple, basée sur la dynamique de premier ordre, permettant d'estimer la vitesse en surface d'après des observations satellitaires.

La vitesse en surface est définie par le mouvement d'une bouée dérivant à 15 mètres de profondeur. Elle est décomposée en un terme géostrophique et un terme d'Ekman. La composante géostrophique représente l'équilibre fondamental pour la circulation quasi-stationnaire. Aux latitudes hautes et moyennes, le courant est proportionnel au gradient d'élévation de surface (η) divisé par la fréquence de Coriolis (f). Aux basses latitudes, f tend vers zéro, si bien que le courant devient indépendant du gradient d'élévation. On utilise alors l'approximation du plan β , basée sur les dérivées d'ordre supérieur. Il faut définir la transition entre les deux domaines. Picaut et Tournier (1991) ont appliqué une petite correction de pression pour éliminer la pente méridienne de la surface près de l'équateur (méthode toujours utilisée dans l'analyse SSALTO-DUACS en 2001). Ils ont obtenu une échelle méridienne de piégeage similaire à celle de Lagerloef et al. (1999). Ces derniers réalisent la transition par des fonctions de pondération, calculées grâce à une régression avec des vitesses de flotteurs. Quant à la composante d'Ekman, ils la dérivent de la tension de vent en utilisant un modèle à 2 paramètres (un coefficient de friction et une échelle de profondeur).

Données et traitement

Les données d'anomalie élévation de surface (SLA) proviennent de l'altimètre TOPEX/Poseidon (T/P). Elles sont interpolées sur une grille de résolution 1° , dans le domaine 25°S - 25°N / 90°E - 290°E , et sont échantillonnées tous les 10 jours pendant la période octobre 1992-septembre 1998. La moyenne de ces 6 années est soustraite, afin de retirer les erreurs dues au géoïde marin. La hauteur de surface (SSH) est obtenue en ajoutant une hauteur dynamique moyenne, calculée à partir des climatologies de température de Levitus et al. (1994) et de salinité de Levitus et Boyer (1994). Les vitesses du vent sont issues du diffusiomètre SSM/I (*Special Sensor Microwave Imager*). Lorsqu'il est utilisé pour forcer un OGCM, ce produit aboutit à une SSH qui se compare très bien à celle de T/P. Les champs de vent moyennés à 5 jours sont filtrés à 20 jours pour éliminer les fréquences supérieures à celles de la SSH. Puis les vitesses sont converties en tension par la formule de friction de Large et Pond (1981).

Les vitesses in situ ont été mesurées par des flotteurs WOCE/TOGA (*World Ocean Circulation Experiment* et *Tropical Ocean Global Atmosphere*). Ils sont constitués d'une drogue suspendue entre 10 et 20 mètres de profondeur, ce qui leur confère un glissement minimal par rapport au courant. Leurs échelles temporelles de décorrélation étant d'au moins 5 jours, leurs vitesses sont calculées d'après les déplacements pendant des intervalles de 5 jours. Ces vitesses sont utilisées pour l'analyse par régression, après les avoir classées par bandes de 1° de latitude.

Les résultats à l'équateur sont comparés à des courants issus de mouillages, à 10 mètres de profondeur (provenant du *Pacific Marine Environment Laboratory* et du programme TOGA). Les moyennes journalières sont filtrées à 21 jours pour lisser les ondes d'instabilité, puis interpolées temporellement pour obtenir le même échantillonnage de 10 jours que les données satellitaires.

Formulation

La vitesse des flotteurs est représentée comme le mouvement moyen dans une couche de profondeur h . Elle est séparée en ses composantes géostrophique et d'Ekman :

$$\begin{aligned} -f h v &= -g h \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho} - r u_e \\ f h u &= -g h \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho} - r v_e \end{aligned}$$

où r est un coefficient de friction. Sous forme complexe, ces équations deviennent :

$$i f h U = -g h Z + \tau - r U_e$$

où $Z = \partial \eta / \partial x + i \partial \eta / \partial y$ est le vecteur de gradient d'élévation de *surface*,

et $\tau = \tau_x / \rho + i \tau_y / \rho$ est le vecteur de tension de vent.

Les vecteurs de courant géostrophique et d'Ekman vérifient alors :

$$i f U_g = -g Z$$

$$(i f h + r) U_e = \tau$$

Près de l'équateur, la vitesse géostrophique est obtenue par l'approximation du plan β (la fréquence de Coriolis étant donnée par $f = \beta y$) :

$$\beta U_g + \beta y \frac{\partial U_g}{\partial y} = i g \frac{\partial Z}{\partial y}$$

Pour assurer une transition lisse entre la bande équatoriale et les latitudes supérieures, Lagerloef et al. utilisent 2 fonctions de pondération :

$$U = W_b U_b + W_f U_f$$

avec $W_b + W_f = 1$

A l'équateur, on a $W_b = 1$, $W_f = 0$, et loin de l'équateur $W_b = 0$, $W_f = 1$.

Les auteurs montrent que ces 2 fonctions sont bien approximées par des gaussiennes. Leur échelle méridienne de décroissance est déduite des vitesses de flotteurs. Pour cela, ces auteurs effectuent une analyse par régression multilinéaire, en posant :

$$U_{drifter} = a_1 Z + a_2 \tau$$

Les coefficients a_1 et a_2 sont calculés dans chaque bande de 1° de latitude. Leurs parties réelles représentent les mouvements parallèles au gradient de SSH ou au vent, tandis que leurs parties imaginaires représentent les mouvements perpendiculaires à ces directions.

Auparavant, les auteurs montrent que, même à l'écart de la bande équatoriale (aux latitudes supérieures à 5°), les vitesses géostrophiques sont sous-estimées par rapport aux flotteurs d'un facteur d'environ 1.4. Ceci s'explique par le lissage spatiotemporel des données de SSH et de vent. En conséquence, le coefficient a_1 est multiplié par 1.4 pour corriger ce biais. L'analyse par régression aboutit à un coefficient a_1 de partie réelle nulle, conformément au modèle de U_g explicite ci-dessus ($a_1 = i g W_f / f$). Sa partie imaginaire augmente vers les basses latitudes, culmine vers $2-3^\circ$ et s'inverse à l'équateur (Fig. 31). L'influence du plan f est ainsi maximale aux latitudes proches du rayon de Rossby $R_0 = 2.25^\circ$. La solution sur le plan β est applicable jusqu'à une distance R_0 de l'équateur.

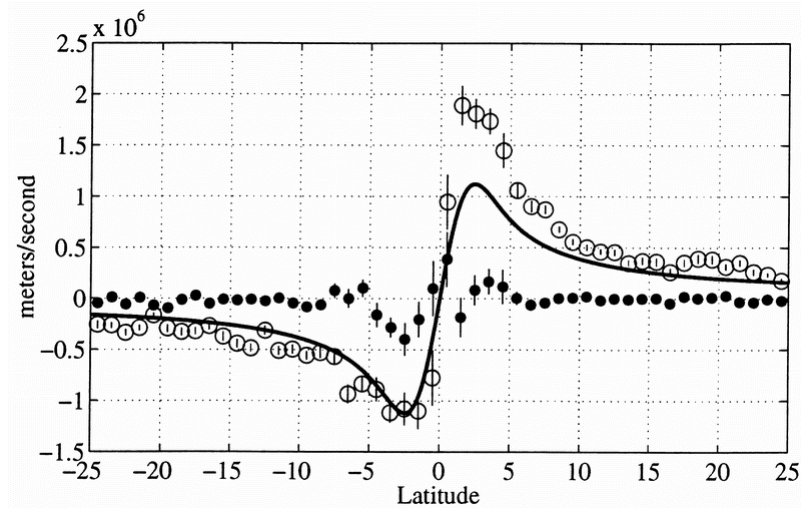


Figure 31 : Parties réelles (cercles pleins) et imaginaires (cercles vides) du coefficient de regression a_1 , avec barres d'erreur (1σ). La ligne continue montre le modèle calculé pour a_1 . D'après la fig. 3 de Lagerloef et al. (1999).

Le coefficient a_2 , dépendant des 2 paramètres r et h ($a_2 = 1 / (i f h + r)$), est aussi estimé grâce à l'analyse régressive. On obtient des valeurs de $r = 2.15 (\pm 3) \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ et $h = 32.5 (\pm 1.2) \text{ m}$, dont la dispersion augmente avec la latitude. La partie imaginaire de a_2 présente une forme similaire à a_1 , avec un signe opposé (Fig. 32). Sa partie réelle est maximale à l'équateur, où elle vaut $1/r$, indiquant un courant d'Ekman dirige dans la direction du vent.

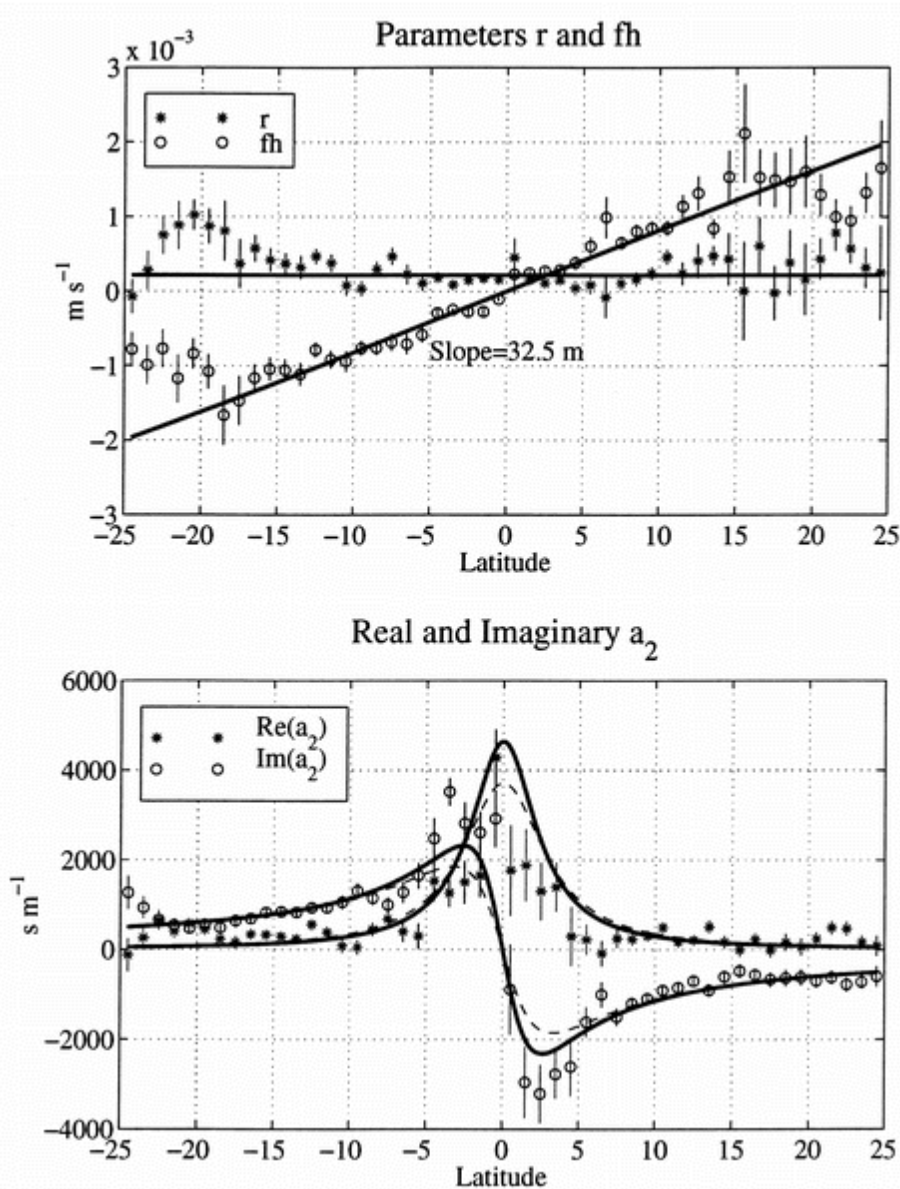


Figure 32 : (haut) Coefficient de friction r (astérisques) et coefficient fh (cercles) avec barres d'erreur, estimé par la régression du coefficient a_2 . La ligne horizontale représente la valeur moyenne $r = 2.14 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ et la pente $h = 32.5 \text{ m}$. (bas) Parties réelles (astérisques) et imaginaires (cercles) du coefficient de régression a_2 , pour les composantes de vitesse dans la direction du vent et perpendiculaires au vent, respectivement. Les lignes continues indiquent les coefficients du modèle utilisant les valeurs moyennes de r et h . Les lignes pointillées montrent les résultats du modèle avec r multiplié par 1.25, pour illustrer la sensibilité à r . D'après la fig. 4 de Lagerloef et al. (1999).

Le courant d'Ekman peut aussi être formulé en fonction de son amplitude B et de son angle φ par rapport au vent :

$$U_e = B \exp(i\varphi)\tau$$

B augmente d'un ordre de grandeur entre l'équateur et les latitudes tropicales, ce qui montre que la réponse équatoriale est amplifiée. L'angle φ tend vers 90° après le modèle avec r et h constants, tandis qu'il est limité à $60-70^\circ$ d'après les coefficients de régression. Les paramètres h et r devraient donc varier avec la latitude, mais dans cette étude ils sont fixés à des valeurs constantes en première approximation. D'autres auteurs ont obtenu des valeurs de h comprises entre 26 et 33 mètres, à différentes latitudes et avec des conditions océaniques variées, si bien que l'estimation de h paraît assez stable. Cette échelle de profondeur représente l'épaisseur d'intégration du flux de quantité de mouvement, plutôt qu'une MLD explicite.

Les vitesses de surface sont calculées en combinant les champs de SSH et de tension du vent avec les modèles obtenus pour les fonctions a_1 , a_2 et W_b (ce dernier étant négligé aux latitudes supérieures à 5°) :

$$U_{drifter} = W_b U_b + a_1 Z + a_2 \tau$$

Comparaison aux mesures in situ

Les résultats de ce modèle sont d'abord comparés statistiquement aux vitesses des flotteurs, dans des intervalles de 1° de latitude (Fig. 33). À l'équateur, on obtient un jet vers l'Est, qui est surestimé à cause de la répartition des flotteurs, décalée vers l'Ouest du bassin. Le modèle restitue correctement les structures dominantes : les Courants Sud- et Nord-Equatoriaux (SEC et NEC) et le Contre-Courant Nord-Equatorial (NECC). Il montre que ces courants zonaux sont principalement géostrophiques, tandis que la contribution d'Ekman est restreinte à l'équateur, à 5°S et à 10°N . Cependant, l'accord avec les observations est moins bon entre l'équateur et 12°N , avec des écarts atteignant $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les courants dirigés vers l'Est (jet équatorial et NECC). Les courants méridiens sont bien plus faibles, hormis des pics à 5°S et 10°N , dominés par la composante d'Ekman. La divergence équatoriale due au vent est donc bien représentée et l'accord avec les mesures est excellent à toutes les latitudes. Les erreurs standards sont supérieures à $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à toutes les latitudes et atteignent 0.3 et $0.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à l'équateur pour les vitesses zonale et méridienne, respectivement. Ceci peut s'expliquer par leur plus grande variabilité à l'équateur, l'absence de terme d'accélération dans le modèle et la faible résolution des champs de SSH. Les corrélations sont moins bonnes pour les vitesses méridiennes, du fait de processus non résolus par l'analyse.

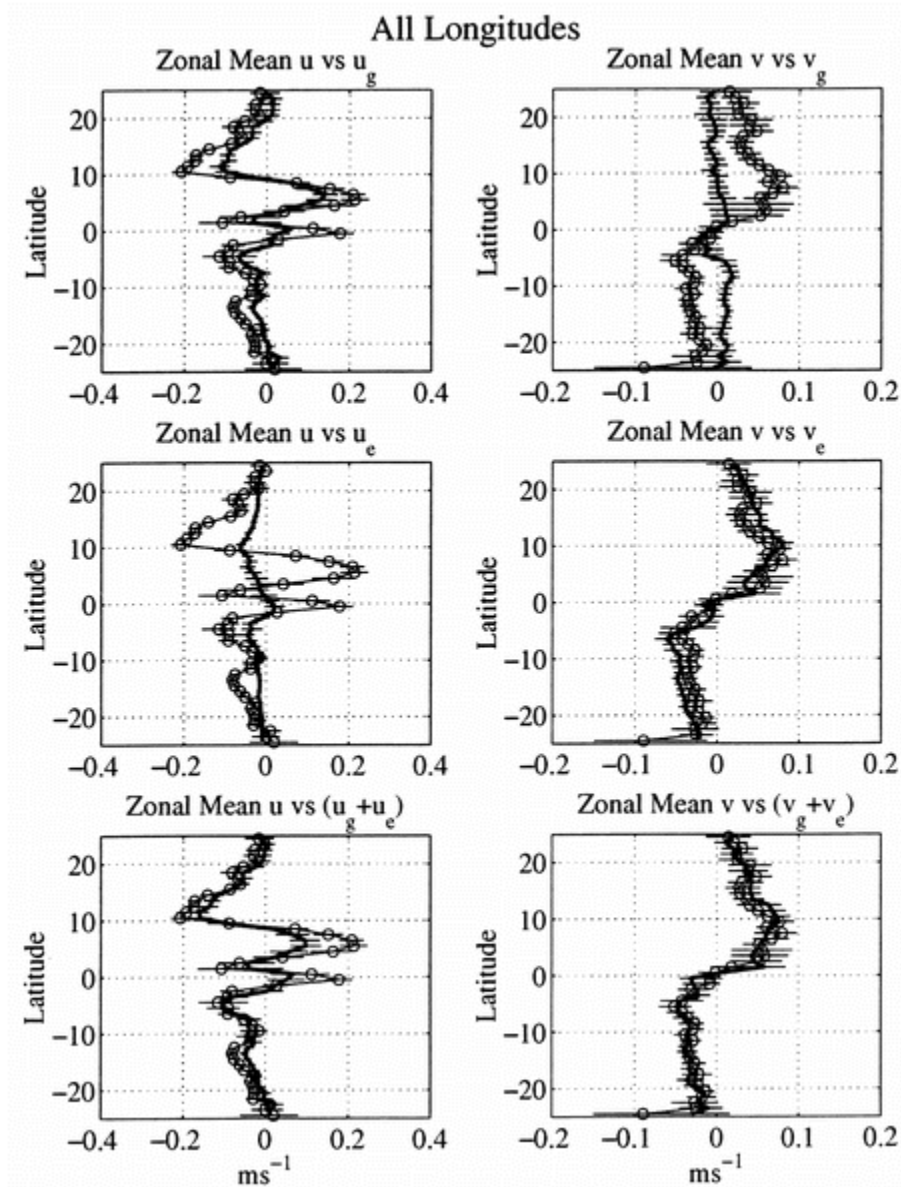


Figure 33 : Comparaisons moyennées zonalement entre les composantes de vitesse issues des flotteurs (lignes fines avec cercles) et dérivées des satellites (lignes épaisses), avec barres d'erreur standard (traits horizontaux). (gauche) Vitesse zonale u et (droite) vitesse méridienne v , avec les indices g et e indiquant les termes géostrophiques et d'Ekman, respectivement. D'après la fig. 6 de Lagerloef et al. (1999).

Les résultats sont aussi comparés aux séries temporelles issues des mouillages à l'équateur. A l'Est du bassin, les vitesses zonales sont biaisées vers l'Ouest de 0.3 m.s^{-1} , ce qui confirme la comparaison statistique. Néanmoins, la plupart des variations à basse fréquence sont bien restituées, si bien que les corrélations sont comprises entre 0.2 et 0.5. A l'Ouest du bassin, les vitesses zonales sont caractérisées par des erreurs inférieures à 0.1 m.s^{-1} et un léger biais vers l'Est. Les corrélations sont plus élevées et les erreurs sont plus faibles que dans le bassin Est. A l'Est comme à l'Ouest, les vitesses méridiennes présentent des différences de seulement 0.1 m.s^{-1} , mais leurs corrélations sont quasi-nulles. Ceci peut s'expliquer par le fait que les mesures sont bruitées à cause d'ondes instabilité et d'inertie-gravité.

Cependant, le principal défaut est le biais vers l'Ouest dans le bassin Est, causé par des vitesses géostrophiques insuffisantes. Ce courant est dominé par la hauteur dynamique moyenne, si bien que le biais pourrait provenir de la climatologie de Levitus et al. (1994). Sa basse résolution pourrait produire un gradient élévation de surface trop faible, mais cela induirait un biais vers l'Est. Il se peut aussi que la climatologie ne soit pas représentative de la période considérée, caractérisée par des anomalies chaudes dans le bassin Est, ce qui correspond à un flux vers l'Est. Cette

hypothèse est testée en utilisant une hauteur dynamique moyenne issue de la réanalyse RA-6 du modèle NCEP, mais cela accroît les écarts des deux côtés du bassin. La sous-estimation du courant équatorial pourrait aussi provenir d'erreurs d'interpolation. Mais le facteur le plus significatif est le cisaillement vertical, qui est fort entre la surface et le Sous-Courant Equatorial (EUC). A cause de ce cisaillement, la composante d'Ekman peut être biaisée vers l'Ouest et la composante géostrophique peut varier de 0.1 m.s^{-1} entre la surface et la profondeur de 10 m. Le cisaillement est plus faible dans le bassin Ouest, d'où des biais moins élevés. De plus, dans le bassin Est, l'EUC présente de nombreux méandres, ce qui peut expliquer les faibles corrélations obtenues.

Etudes de cas

Les courants estimés à partir des données satellitaires sont utilisés pour étudier deux cas particuliers. D'abord, les auteurs s'intéressent à un coup-de-vent d'Ouest dans le bassin Ouest. Cela produit un fort jet d'Ekman vers l'Ouest, associé à une convergence équatoriale, ainsi qu'un courant géostrophique vers l'Est dans le NECC et à l'équateur. Ensuite, l'apparition de l'évènement El Nino de 1997-1998 est examinée. En décembre 1996, des anomalies de température froide et de vent d'Est sont présentes à l'Est. Un courant d'Ekman vers l'Ouest traverse le bassin central, associé à une divergence équatoriale. Le courant géostrophique est dirigé vers l'Ouest le long de l'équateur, à l'Est et au milieu du bassin, tandis que le NECC vers l'Est couvre tout le bassin. Au total, on obtient donc une anomalie de courant équatorial vers l'Ouest. En juin 1997, on observe une anomalie de température chaude à l'Est et une anomalie de vent d'Ouest dans tout le bassin. Le courant d'Ekman est plus faible, la zone des Alizés étant restreinte à l'Est du bassin. Le courant géostrophique est dirigé vers l'Est à l'équateur et fusionne avec le NECC. On obtient alors une anomalie de courant vers l'Est, capable Alizés une quantité considérable d'eau chaude.

Conclusions

Cette méthode fournit une estimation des courants d'Ekman et géostrophiques à partir de données satellitaires d'élévation de surface et de vecteur de vent. Elle assure la continuité des courants à l'équateur, malgré l'annulation du paramètre de Coriolis, ce qui a permis de se focaliser sur le Pacifique tropical. La composante géostrophique combine des estimations sur le plan β près de l'équateur et sur le plan f à l'écart de l'équateur. La transition est effectuée en utilisant des fonctions de pondération, calculées grâce à une analyse par régression entre le gradient de SSH et les vitesses de flotteurs. La validité de ces deux approximations alterne à une distance de l'équateur proche du rayon de Rossby R_ρ . La composante d'Ekman est représentée par un modèle à deux paramètres : un coefficient de friction r et une échelle de profondeur h . Tous deux sont déduits de l'analyse régressive et considérés comme des constantes. Néanmoins, il faudrait utiliser une faible variation de r pour permettre à l'angle du courant par rapport au vent de devenir constant vers les hautes latitudes.

La comparaison avec les vitesses de flotteurs se révèle excellente pour le courant méridien, dominé par la composante d'Ekman. Le courant zonal, dominé par la composante géostrophique, est en bon accord seulement au Sud de l'équateur. Dans l'hémisphère Nord, il est sous-estimé et l'erreur augmente vers l'équateur, notamment à cause de l'absence de terme accélération locale dans le modèle. La comparaison avec les mouillages est satisfaisante à l'Ouest du bassin. A l'Est, l'accord est dégradé par le cisaillement vertical au-dessus de l'EUC. Les méandres et les ondes d'instabilité sont responsables des faibles corrélations entre le modèle et les mesures.

Cette méthode permet de surveiller la circulation aux échelles mensuelles, en exploitant les flux continus d'observations satellitaires. (Voir le système OSCAR, basé sur ce modèle, qui fournit des estimations de courant de surface dans le Pacifique tropical.)

2.b. Température et tension de vent

2.b.i. Mésos-échelle

White et Annis, 2002 : Couplage des tourbillons mésoéchelles extratropicaux dans l'océan avec les vents d'Ouest dans la couche-limite atmosphérique

Introduction

Les tourbillons mésoéchelles présentent des amplitudes maximales dans les courants de bords Ouest (WBCs) et dans le Courant Antarctique Circumpolaire (ACC). Ils sont dominés par des longueurs d'onde de 400 à 1200 km et des périodes de 6 à 18 mois. Ils sont générés par l'instabilité barocline et barotrope due au cisaillement et sont régis par la dynamique des ondes de Rossby. D'autre part, ils sont associés à des anomalies de SST qui altèrent la stabilité de la couche-limite atmosphérique (ABL). Ceci affecte la tension du vent en surface (SWS), le coefficient de friction et les flux de surface. Des observations par avion de fronts de SST ont montré que, du côté chaud d'un front, la tension du vent augmente et la stabilité de la couche-limite diminue, et inversement du côté froid. Ceci peut aboutir à un doublement du coefficient de friction. De plus, ces modifications rétroagissent sur l'océan, altérant la dynamique du front.

Cette étude se focalise sur les tourbillons dans les extensions des WBCs et dans l'ACC. Ces régions sont soumises à des vents d'Ouest dominants, qui sont ici dérivés du diffusiomètre QuikScat. Elle montre que les anomalies de SST positives sont associées à des anomalies de tension de vent zonal (ZWS) vers l'Est, et vice versa. Cet effet est un artefact de la diffusiométrie, dû au fait que l'on calcule des tensions de vent en considérant que l'ABL est de stabilité neutre, bien qu'elle ne le soit pas toujours. Les auteurs proposent une estimation du changement correspondant pour le coefficient de friction.

Données et méthodes

Les données utilisées sont la SLH issue d'une combinaison des altimètres T/P et ERS-2 et la SST du radiomètre AVHRR. Tous ces champs sont échantillonnés à 10 jours, sur une grille de 0.25° de résolution, au cours d'une période 18 mois. Les vitesses zonale et méridienne du vent en surface (ZSW et MSW) proviennent du diffusiomètre QuikScat, avec une fréquence de 1 jour. La tension et le rotationnel du vent en surface (SWS et WSC) sont calculés d'après des formules *bulk* (Large et Pond, 1981), en supposant des conditions de stabilité neutre. Ainsi, le coefficient de friction augmente avec la vitesse du vent, mais est indépendant de la différence de température entre l'air et la mer. Les champs de vent sont ensuite moyennés tous les 10 jours et interpolés sur la même grille à 0.1° .

La méthode présentée est basée sur des résidus, calculés par la différence entre les champs à 10 jours et la moyenne annuelle. Pour supprimer la variabilité synoptique, on applique un filtre temporel passe-bas de 1 mois. Pour isoler les tourbillons mésoéchelles, on utilise un filtre spatial de bande passante 400-1200 km. La significativité statistique est assurée en considérant 4 domaines de 15° en latitude et 60° en longitude, qui sont traversés par 12 à 16 tourbillons durant l'intervalle de 18 mois. Sur ces 4 domaines, on obtient ainsi entre 48 et 64 tourbillons, correspondant à autant de degrés de liberté.

Distribution géographique de la variabilité des résidus mésoéchelles de SLH, SST, ZSW et SWC

La variabilité est la plus grande dans les extensions des WBCs et dans l'ACC, surtout au Sud-Est de l'Afrique, au Sud de la Tasmanie et de la Nouvelle-Zélande. Elle est relativement intense près des côtes Est et Ouest du Sud de l'Australie et dans la Zone de Convergence du Pacifique Sud (SPCZ). Les différents résidus présentent des correspondances dans les régions de fort courant, où des tourbillons sont générés par l'instabilité de cisaillement. On observe donc des structures covariantes de SLH et de SST, capables d'influencer le ZSW.

Relation de phase entre les résidus mésoéchelles de SLH, SST, ZSW et SWC

Les 4 domaines étudiés sont les extensions du Kuroshio-Oyashio, du Gulf Stream, et du Courant du Brésil, ainsi que l'ACC au Sud de l'Afrique. Ils ont été choisis parce qu'ils sont caractérisés par une activité mésoéchelle robuste et dominés par des vents d'Ouest significatifs. La relation de phase spatiale y est examinée par des matrices de corrélation en fonction des décalages zonaux et méridiens (Fig. 34). Elles montrent que les SST chaudes se superposent à de hautes SLH et à des ZWS vers l'Ouest. D'autre part, les WSC cycloniques sont superposées et décalées vers les pôles par rapport aux hautes SLH.

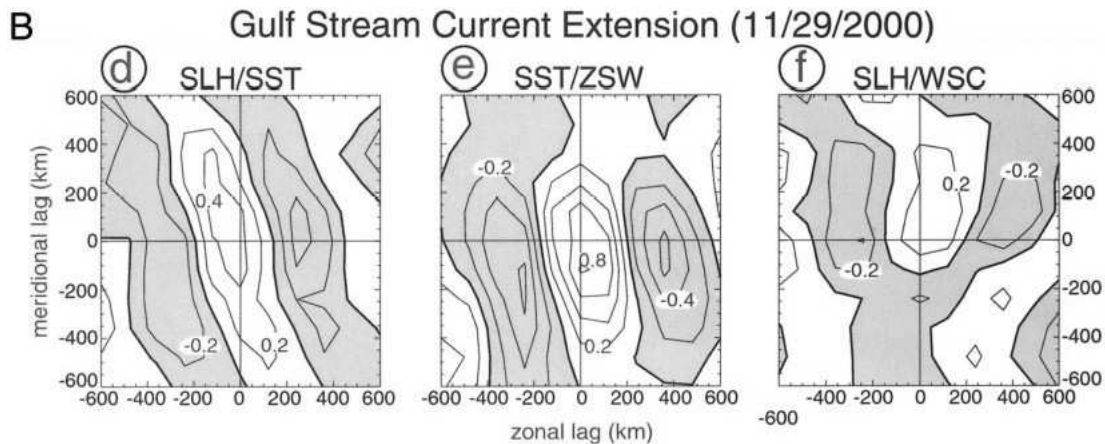


Figure 34 : Corrélation en fonction du décalage zonal et méridien dans l'extension du Gulf Stream, de 35°N à 50°N et 80°W à 20°W pour la période de 10 jours autour du 29 novembre 2000, durant le milieu de l'hiver quand les vents d'Ouest sont forts près du courant. Les 3 diagrammes correspondent à (d) la SST mésoéchelle et les résidus de SLH, (e) la SST mésoéchelle et les résidus de ZSW, et (f) la SLH mésoéchelle et les résidus de WSC, avec des contours de 0.2. Les corrélations de 0.32 sont significatives à 95% de confiance pour les 40 degrés de liberté effectifs sur le domaine (Snedecor et Cochran, 1980). D'après la fig. 2b de White et Annis (2002).

La réponse de la tension du vent à la SST, est donc différente de celle d'un chauffage diabatique profond de l'atmosphère, qui s'étendrait à l'échelle d'un bassin océanique. Ici, la réponse est due à un artefact du diffusiomètre. Ceci indique l'influence de la SST sur la stabilité de l'ABL et sur l'échange air-mer de quantité de mouvement. Notons qu'un mécanisme similaire a été observé dans les ondes tropicales d'instabilité (TIWs) le long de l'équateur. L'amplitude des anomalies de SST est de l'ordre de 0.8°C, ce qui correspond à une modification du ZSW d'environ 1.2 m.s⁻¹, avec un vent permanent de 6 m.s⁻¹. Ce changement est équivalent à une augmentation du coefficient de friction de 40%, qui peut donc pratiquement doubler en passant d'un tourbillon froid à un tourbillon chaud.

Réponse des résidus de ZSW aux résidus de SST

La réponse est révélée par les structures de corrélation dans des boîtes de 10°x10°, pendant des périodes de 10 jours en hiver. Les corrélations de la SST avec la SLH et le ZSW sont significatives là où le vent d'Ouest moyen est supérieur à 4 m.s⁻¹, ce qui dépasse les extensions des WBCs et l'ACC. Les anomalies de SST induisent donc des anomalies de ZSW partout où l'on trouve un vent robuste et des tourbillons mésoéchelles. On obtient alors une composante à petite échelle dans le champ de ZSW, bien que le vent d'Ouest dominant soit à l'échelle du bassin. De plus, au niveau des Alizés d'Est, on observe des corrélations significativement négatives.

Amplitude de la rétroaction des résidus de WSC sur les tourbillons mésoéchelles extratropicaux

La propagation des tourbillons mésoéchelles est gouvernée par la dynamique des ondes de Rossby baroclines. L'équation correspondante indique que le pompage d'Ekman se s'oppose à la propagation et à la diffusion :

$$\frac{\partial \eta'}{\partial t} + \kappa \eta' + C_s \frac{\partial \eta'}{\partial t} = - \frac{\rho'}{\rho_0} \frac{WSC'}{\rho_0 f}$$

Des profils zonaux dans les 4 régions examinées montrent que les résidus de WSC contribuent pour 19 à 66% aux tendances de SLH. Les matrices de corrélation entre la SLH et le WSC révèlent que les vents cycloniques mésoéchelles sont décalés vers les pôles par rapports aux anomalies d'élévation positives. Le mécanisme proposé (Fig. 35) explique que les anomalies de WSC s'alignent dans la direction Nord-Sud par rapport aux tourbillons chaud : le pompage s'effectue vers le haut du côté des pôles et vers le bas du côté de l'équateur, ce qui déplace les tourbillons vers les basses latitudes et amplifie leur dissipation. On obtient ainsi une rétroaction du vent sur la SST, se traduisant par un couplage des vitesses de phase vers l'équateur. Une analyse des échelles aboutit à une vitesse de phase méridienne de l'ordre de 0.01 m.s^{-1} , ce qui est du même ordre que la vitesse de phase zonale des ondes de Rossby.

Schematic of Mesoscale Eddy in Background Westerly Wind Field

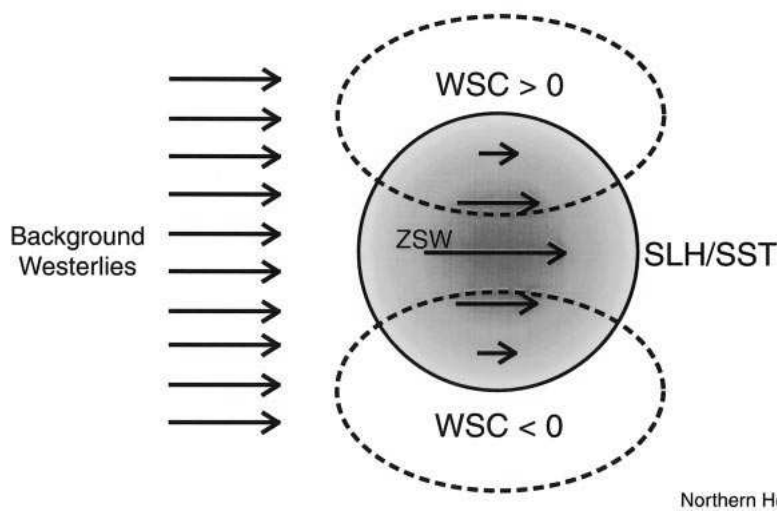


Figure 35 : Schéma d'un tourbillon mésoéchelle anticyclonique (chaud) dans un champ de vent d'Ouest permanent, montrant l'augmentation du ZSW dérivé du diffusiomètre (neutralement stable) au-dessus du résidu de SST. Ceci amène un résidu de WSC, cyclonique au Nord du tourbillon et anticyclonique au Sud, qui conduit à un résidu de SLH qui tend à déplacer le tourbillon vers l'équateur. En réalité, le tourbillon chaud diminue la stabilité de l'ABL, augmentant ainsi la vitesse frictionnelle en surface associée au vent d'Ouest permanent. Cette vitesse frictionnelle amplifiée mesurée par le diffusiomètre du satellite aboutit à un plus grand ZSW neutralement stable à 10 m de hauteur. D'après la fig. 5 de White et Annis (2002).

Discussion et conclusions

Les anomalies de SST et de SLH dans les tourbillons sont associées à des anomalies de ZSW dans les vents d'Ouest dominants, qui ajoutent une composante mésoéchelle au vent. Le lien entre les tourbillons océaniques et la tension du vent est la stabilité de l'ABL. En effet, pour le vent diffusiométrique, une SST chaude se traduit par une augmentation du coefficient de friction (jusqu'à 40%), car il est calculé en conditions de stabilité neutre. En retour, on obtient une rétroaction du vent sur la SST, due à des anomalies de WSC suffisamment grandes pour affecter les tourbillons. Ce processus est différent du chauffage diabatique profond, dans lequel une anomalie de SST provoque de la convection jusqu'en haut de la troposphère, ce qui engendre des ondes de Rossby couplées de la dimension d'un bassin. Ici, les tourbillons mésoéchelles provoquent de la convection limitée à l'ABL, qui altère l'efficacité de l'échange air-mer de quantité de mouvement. Cela engendre des ondes de Rossby couplées d'échelle beaucoup plus petite. Les ondes de Rossby baroclines sont modifiées par le pompage d'Ekman, résultant en un phasage spatial. Les tourbillons sont déplacés vers l'équateur et leur amplitude est atténuée.

Il resterait à estimer l'impact cumulé de cette rétroaction sur les tourbillons individuels. D'autre part, comme le couplage de l'ABL s'étend dans l'intérieur de l'océan, il faudrait déterminer son influence sur les tourbillons mésoéchelles sur l'intégralité du globe.

2.b.ii. Echelle régionale

Maloney et Chelton, 2005 : Influence de la SST sur la tension du vent en surface dans des systèmes de prévision météorologique et des modèles climatiques

Introduction

A l'échelle d'un bassin (celle de la variabilité atmosphérique), les interactions océan-atmosphère impliquent des corrélations négatives entre la tension du vent en surface (SWS) et la température en surface (SST). Un modèle au premier ordre de ces interactions consiste à réguler le contenu thermique de la couche mélangée océanique (OML) par les flux turbulents induits par le vent (voir O.M. Phillips, 1975). Ce modèle peut être amélioré en ajoutant les courants dus au vent et l'advection d'air. Ces processus ont une importance croissante aux périodes décennales et plus longues.

Aux plus petites échelles (de l'ordre de 1000 km), des corrélations entre la SWS et la SST sont positives. C'est particulièrement le cas dans les régions de fronts de SST marqués, comme les extensions des courants de bords Ouest (WBCs), où les méandres et les tourbillons maintiennent les anomalies de SST. Dans les Tropiques, les ondes d'instabilité tropicales (TIWs) produisent des corrélations positives similaires à celles des latitudes moyennes.

Ce type d'interactions est dû à l'ajustement hydrostatique de la couche-limite atmosphérique (ABL) : les anomalies de SST influent sur la pression en surface (SLP) et la SWS. On peut modifier ce modèle en tenant compte de l'effet de « retour de pression », qui change la hauteur de l'ABL et atténue l'anomalie de SLP. Ce phénomène altère aussi la stabilité de l'ABL : une SST chaude diminue la stabilité et augmente la SWS, et inversement. D'autre part, les fronts de SST affectent la divergence et le rotationnel de la SWS. Le pompage d'Ekman peut alors engendrer une forte rétroaction du vent sur la SST. La divergence du vent peut quant-à-elle changer l'épaisseur de l'ABL, ce qui modifie les échanges air-mer.

L'objectif de cette étude est d'examiner la capacité de modèles climatiques à restituer les corrélations entre la SST et la SWS observées aux petites échelles spatiales.

Description des modèles et des observations

Les 6 modèles sont ceux des « Simulations du Climat du 20^{ème} Siècle », réalisées pour l'*Intergovernmental Panel on Climate Change*. Leurs composantes atmosphériques sont des modèles spectraux ou en points de grille, avec des résolutions équivalentes comprises entre 5° et 1°, et entre 19 et 56 niveaux. Leurs composantes océaniques ont des résolutions de 5° à 0.2° et 13 à 50 niveaux.

Les observations de vent proviennent du diffusiomètre micro-onde SeaWinds sur le satellite QuikScat. On obtient un vecteur de vent en « stabilité neutre équivalente » en supposant que l'ABL est stratifiée neutralement. Les SWS sont moyennées sur 4 mois (de novembre 2002 à février 2003), interpolées sur une grille à 0.25° et lissées à 1.2°. Les observations de SST sont issues du radiomètre micro-onde AMSR (*Advanced Microwave Scanning Radiometer*) à bord du satellite Aqua. Celui-ci apporte une résolution d'environ 50 km, qui n'est corrompue que dans les régions de fortes précipitations.

Ces simulations et observations sont comparées à des produits opérationnels. Le modèle de prévision de l'ECMWF (*European Centre for Medium Range Weather Forecasting*) bénéficie d'une résolution spectrale équivalente à 0.35°. On utilise sa SWS car la vitesse du vent en surface est biaisée par rapport aux mesures de QuikScat et de bouées. La SST globale en temps-réel de la NOAA (*National Ocean and Atmosphere Administration*) sert de condition aux limites pour les prévisions ECMWF depuis mai 2001. Elle présente des échelles de décorrélation inversement proportionnelles aux gradients de SST, pouvant diminuer jusqu'à 100 km. Auparavant, ce modèle utilisait la SST des analyses de Reynolds, basées sur les mêmes données de navires, de bouées et de satellites infra-rouge, mais dont les échelles sont fixées à 900 x 600 km. Cette modification améliore la SWS de l'ECMWF dans les régions de forts fronts de SST.

Couplage air-mer dans les observations satellitaires et le modèle ECMWF

La SWS de QuikScat et la SST de l'AMSR ont été traitées par un filtre passe-haut de dimensions $18^\circ \times 6^\circ$, afin d'isoler les petites échelles spatiales. Cela révèle que les maxima de SWS coïncident avec les anomalies chaudes de SST, et vice versa, d'où des corrélations positives. L'évolution saisonnière montre que ces structures sont plus énergétiques en hiver qu'en été. D'autre part, la variabilité de la SST est plus basse dans le Kurushio que dans le Gulf Stream, bien que celle de la SWS soit aussi élevée. Cela s'explique par l'advection d'air froid, venu d'Asie en hiver, sur les eaux chaudes du Kurushio. Ainsi, la stabilité de l'ABL paraît importante pour la relation entre SWS et SST.

L'effet sur la divergence et le rotationnel de la tension du vent dépend de sa direction par rapport au gradient de SST (voir le schéma en Fig. 36).

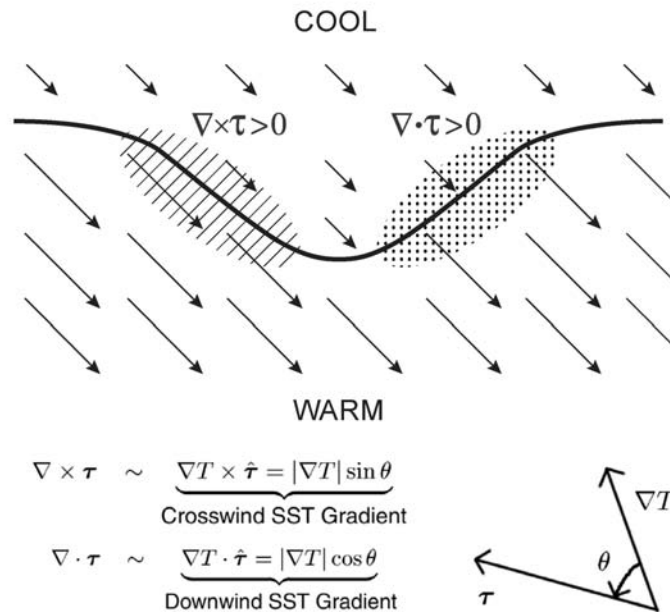


Figure 36 : Schéma montrant comment les variations de SST près d'un fort front influencent la tension du vent, et comment ces variations de tension peuvent générer des divergences et des rotationnels. Les vecteurs représentent la tension du vent en surface. D'après la fig. 3 de Maloney et Chelton (2005).

La divergence est associée à un gradient de SST dirigé suivant le vent, tandis que le rotationnel est associé à un gradient de SST perpendiculaire au vent. Des cartes correspondant à l'hiver boréal mettent en évidence la covariabilité spatiale entre :

- $\overline{\nabla \cdot \vec{\tau}}$ et $\overline{\nabla T \cdot \vec{\tau}}$
- $\overline{\nabla \times \vec{\tau}}$ et $\overline{\nabla T \times \vec{\tau}}$

Celle-ci est particulièrement visible dans le Kurushio, le Gulf Stream et le Courant Antarctique Circumpolaire (ACC). Des diagrammes de dispersion permettent de quantifier ces relations (Fig. 37). Les valeurs de SST ont été rassemblées par intervalles de 0.1°C , en utilisant des moyennes mensuelles, au cours d'une période de 2 ans. Cette méthode est mieux adaptée qu'une simple comparaison point-à-point, qui souffrirait d'une dispersion due à la variabilité synoptique de l'atmosphère. Les corrélations obtenues sont modérées, quelque soit le mois (environ 0.5). On aboutit à des relations linéaires entre la SST et la SWS. Dans le Kurushio, la variabilité saisonnière et de petite échelle rend cette relation bruitée, avec un couplage plus faible ($0.02 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{C}^{-1}$). Dans le Courant des Aiguilles, la structure de l'ABL est différente, ce qui produit un couplage plus fort ($0.02 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{C}^{-1}$).

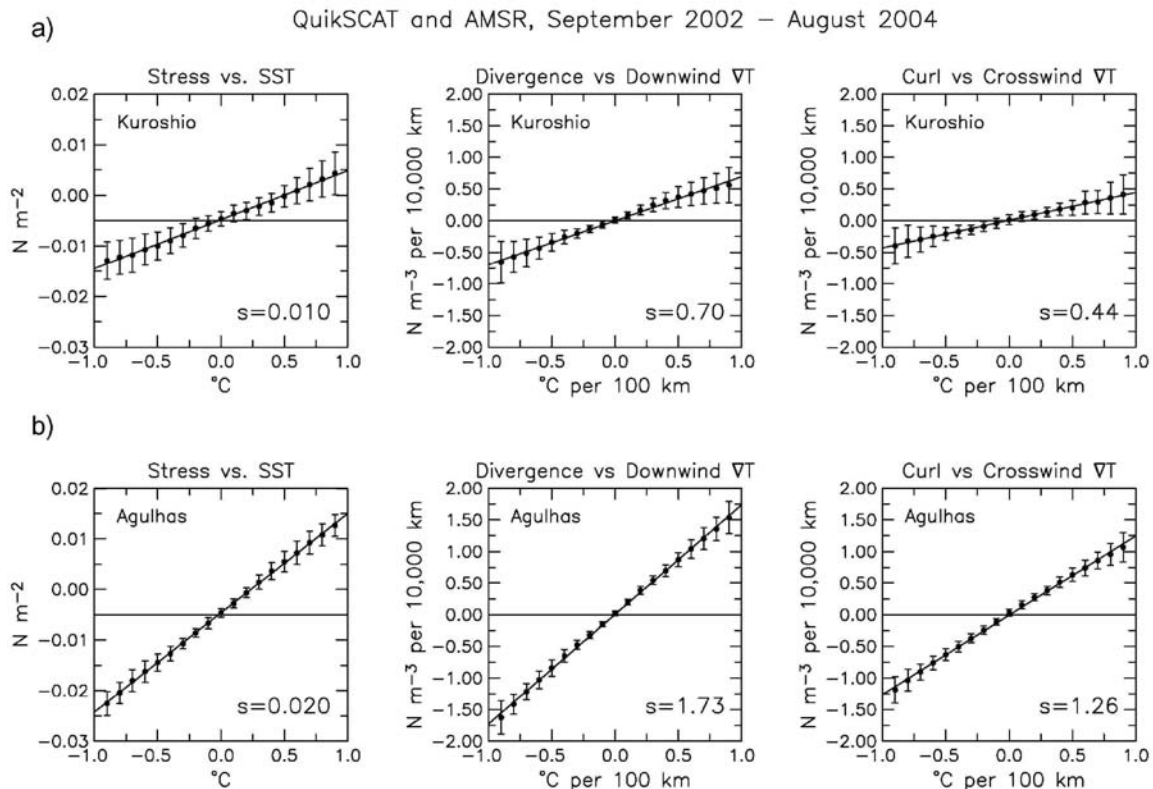


Figure 37 : (à gauche) Diagrammes de dispersion de la tension du vent QuikSCAT en fonction de l’anomalie de SST AMSR, dans les régions (a) du Kuroshio et (b) du Courant des Aiguilles. Les autres diagrammes représentent (au centre) la divergence de la tension en fonction du gradient de SST parallèle au vent et (à droite) le rotationnel de la tension en fonction du gradient de SST perpendiculaire au vent. D’après la fig. 4 de Maloney et Chelton (2005).

Le modèle opérationnel ECMWF bénéficie d’une haute résolution et d’une SST réaliste comme condition aux limites. De plus, il assimile peu de données de vent au-dessus de l’océan ouvert. Il permet donc de tester la réponse d’un modèle au forçage de SST. On retrouve les mêmes relations entre SST et SWS qu’avec les observations satellitaires, mais leur variabilité est moins énergétique. Les diagrammes de dispersion (Fig. 38) montrent que le couplage avec la SST est environ la moitié de celui des observations pour la SWS et la divergence, et un tiers pour le rotationnel. Ceci serait dû à la paramétrisation de l’ABL dans le modèle ou à sa résolution verticale. Les résultats sont comparés avant et après le changement de SST. Grâce à la nouvelle condition en surface augmente la résolution spatiale de la SST et de la SWS. De plus, le modèle capture mieux la modulation de la SWS par les perturbations de SST à petite échelle. Ceci a des implications pour les modèles climatiques couplés : le réalisme des interactions air-mer dépend de la résolution de la SST. Les modèles d’océan considérés ont une résolution moins fine que la SST globale temps-réel (supérieure à 0.3°), ce qui limite la représentation de la SST.

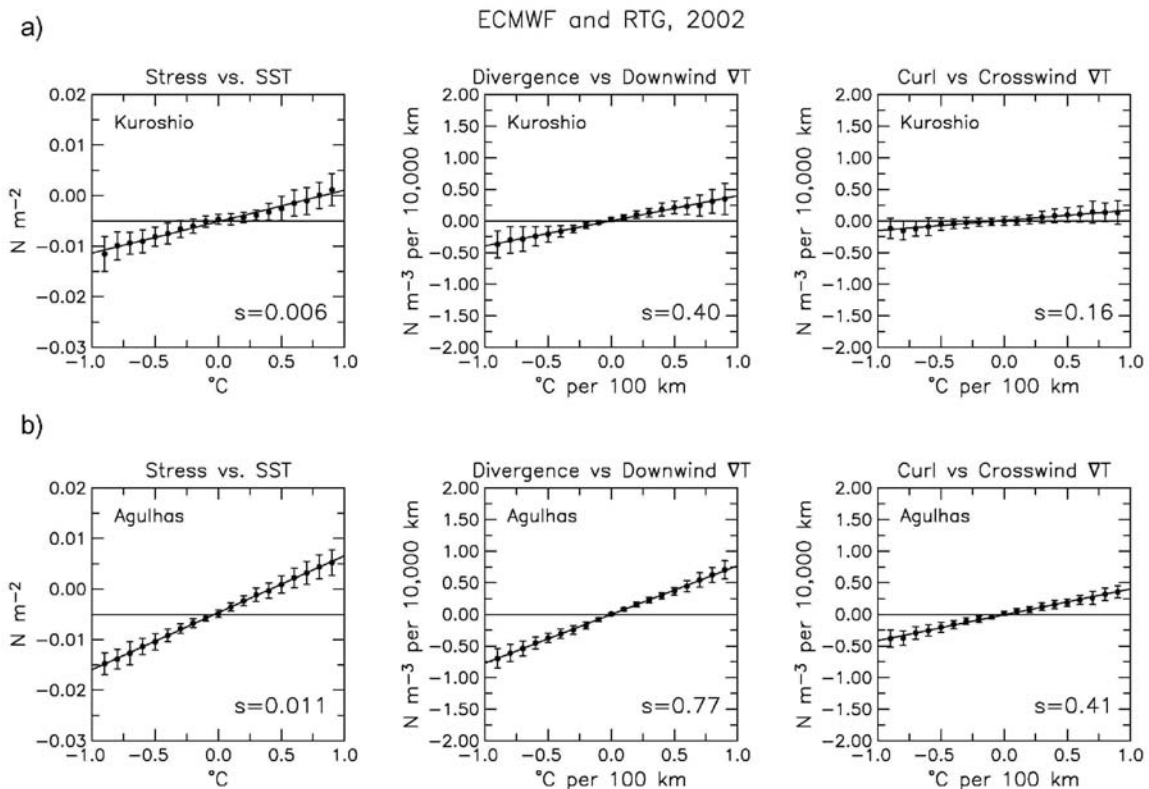


Figure 38 : Comme la figure précédente, pour la tension du vent prévue par le système opérationnel ECMWF et la SST globale en temps-réel (RTG) de l'année 2002. D'après la fig. 6 de Maloney et Chelton (2005).

Couplage entre SST et SWS dans les modèles de l'IPCC

La covariabilité de la SST et de la SWS est clairement visible dans les modèles MIROC-HR et NCAR, de plus haute résolution. Elle est moindre dans les modèles MIROC-MR et GFDL, de résolution intermédiaire. Dans tous les cas, elle est moins élevée que celle des observations. Les échelles spatiales sont plus grandes que dans les observations, sauf dans MIROC-HR. Les échelles de la SST de MIROC-HR sont comparables avec celles de l'ECMWF et du satellite, tandis que NCAR sous-estime les plus petites échelles. Les échelles de SWS sont sous-estimées dans MIROC et ECMWF par rapport au satellite, quoique moins que dans NCAR.

Les diagrammes de dispersion montrent que la version HR de MIROC présente un couplage similaire à ECMWF. La version MR présente un couplage plus faible, ce qui confirme l'importance de la résolution horizontale. Les modèles NCAR et GFDL aboutissent à des couplages moins forts que dans ECMWF et à de plus faibles anomalies de SST. Le modèle UKMO fait apparaître des zones de corrélation positive, mais aussi de plus vastes régions de corrélation négative. Le modèle GISS ne révèle pas de relation claire, car sa résolution est trop grossière. Quelque soit le modèle, le couplage simulé est inférieur de moitié aux observations, ce qui s'explique par les limites de leur résolution et les défauts de paramétrisation de l'ABL.

Les modèles qui reproduisent le mieux la relation entre la SST et la SWS produisent aussi des relations avec la divergence et le rotationnel du vent. Ces covariabilités augmentent avec la résolution du modèle. Les diagrammes de dispersion (Fig. 39) prouvent que NCAR et MIROC obtiennent des relations comparables, voire plus fortes, que l'ECMWF. Néanmoins, ces relations dépendent de la région : dans certaines zones, les biais du modèle et les faibles SWS inhibent la réponse du rotationnel à la SST. De tels biais sont particulièrement prononcés dans les modèles spectraux, où des structures en anneaux apparaissent à l'Ouest des hautes montagnes (à cause de la troncation des harmoniques sphériques), sans équivalent dans les champs de SST.

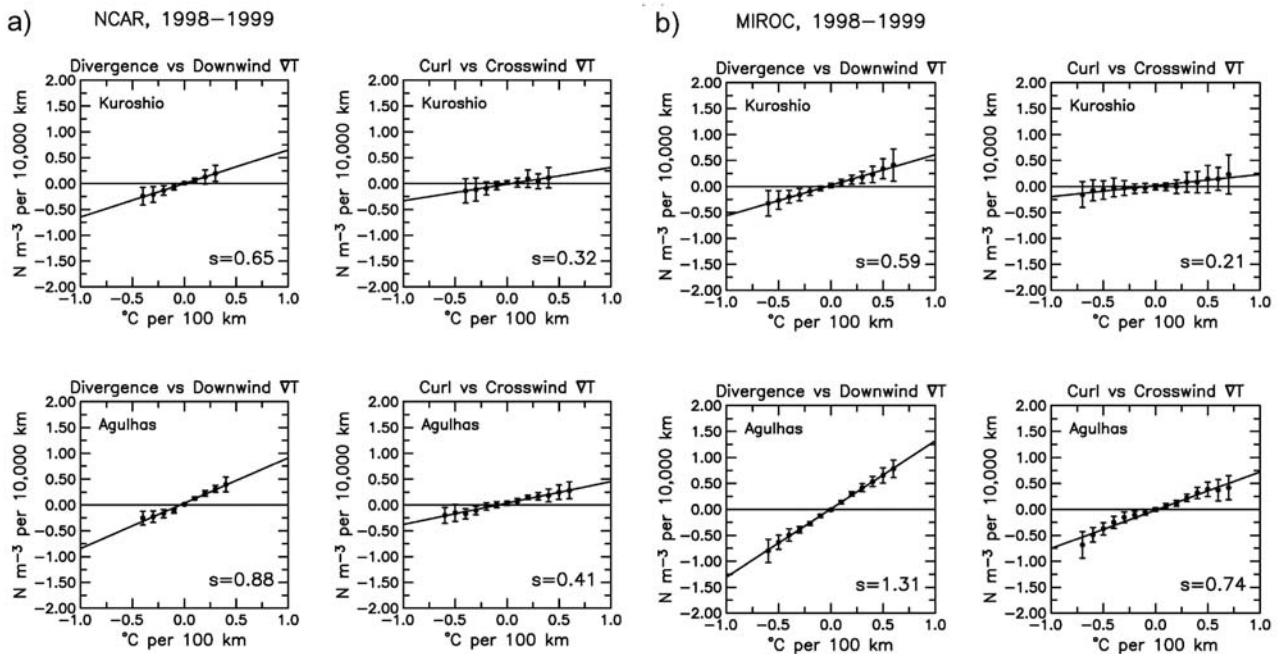


Figure 39 : Diagrammes de dispersion de la divergence de la tension en fonction du gradient de SST parallèle au vent et du rotationnel de la tension en fonction du gradient de SST perpendiculaire au vent, dans les régions (en haut) du Kuroshio et (en bas) du Courant des Aiguilles, pour les modèles (a) NCAR et (b) MIROC à haute résolution. D'après la fig. 11 de Maloney et Chelton (2005).

Conclusions

Les coefficients de couplage des modèles climatiques et du modèle opérationnel ECMWF sont inférieurs de moitié à ceux des observations satellitaires. La condition aux limites de SST a une importance cruciale pour simuler de façon réaliste les interactions air-mer. Ainsi, le changement de la SST Reynolds à celle de la NOAA améliore considérablement leur représentation. D'autre part, les modèles de plus haute résolution (MIROC-HR et NCAR) sont ceux qui aboutissent au plus fort couplage. Les échelles spatiales dans MIROC-HR sont comparables aux observations satellitaires. Elles sont plus grandes dans NCAR, probablement à cause de la plus faible résolution de la bathymétrie, qui influence le parcours des courants. La précision des modèles est limitée par la résolution de leur composante atmosphérique, ainsi que par la paramétrisation de l'ABL.

En retour, le vent peut rétroagir sur la SST par le mélange turbulent et le pompage d'Ekman. De plus, la variabilité du vent à petite échelle peut affecter le transport des WBCs et les anomalies de SST à petite échelle peuvent affecter les écoulements atmosphériques. Cette dynamique a des implications significatives pour la simulation réaliste du système couplé océan-atmosphère.

2.b.iii. Echelle d'un bassin océanique

Kamenkovich, 2005 : Impact du forçage de surface journalier sur la température et la structure de la couche mélangée dans l'Océan Austral

Kamenkovich (2005) utilise un OGCM pour examiner la réponse de l'Océan Austral au forçage haute-fréquence, en termes de température et de stratification de la couche mélangée. Le modèle MOM3 du GFDL est implémenté dans l'océan global, avec une résolution de 2° et 25 niveaux verticaux. Les paramétrisations employées représentent la diffusivité verticale par un profil fixé, la diffusion latérale par le schéma de Gent-McWilliams, le mélange turbulent près de la surface par le schéma *K-profile parametrisation* (KPP), les viscosités horizontale et verticale par des constantes. Les flux turbulents en surface sont déterminés par des formules *bulk*, à partir des variables atmosphériques journalières de la réanalyse NCEP. Le flux solaire et la couverture nuageuse sont donnés par une climatologie mensuelle. La SSS est rappelée vers la climatologie de Levitus, pour éviter une dérive du modèle. Un modèle thermodynamique de glace-de-mer est utilisé, mais comme il ne représente pas l'advection, l'analyse est restreinte aux régions non englacées. Le modèle est intégré pendant 23 ans (1979 à 2001). Quatre simulations différentes sont réalisées, dans lesquelles on a lissé ou non (par une moyenne glissante de 30-jours) certains paramètres atmosphériques : la tension du vent, la vitesse du vent, la température et l'humidité de l'air. L'impact du forçage journalier sur la salinité de l'océan supérieur n'est pas considéré, à cause de la relaxation incluse dans le flux d'eau douce.

Les fluctuations journalières de la tension du vent amplifient le mélange vertical, ce qui affecte fortement la moyenne annuelle de la température et la structure de la couche mélangée. Par contre, ces champs moyens sont peu sensibles à la présence de fluctuations journalières dans la vitesse du vent et dans la température de surface.

Dans l'expérience avec forçage journalier, durant l'été, la température est plus froide en surface et plus chaude en subsurface, et la couche mélangée est plus profonde. La stratification est donc réduite, ce qui implique que la salinité augmente en surface et diminue en subsurface. La température moyenne est plus sensible au forçage journalier en subsurface qu'en surface, car les autres processus (advection et mélange) y sont plus importants, si bien que la réponse au forçage est moins linéaire. Durant l'hiver, l'effet des fluctuations journalières sur la SST et la température en subsurface est négligeable, parce que la couche mélangée est très profonde. La couche mélangée est plus fine dans le secteur du Pacifique, car le contraste de densité augmente entre la couche superficielle et l'océan sous-jacent.

En été et au début de l'automne, le mélange turbulent (représenté par une profondeur de pénétration dans le schéma KPP) atteint presque la base de la couche mélangée, si bien qu'elle est très sensible aux fluctuations journalières du vent. A la fin de l'automne et en hiver, la couche s'approfondit par convection, qui est ralentie par la plus forte stratification (d'où une Eau Modale Sub-Antarctique plus fine). Au printemps, la remontée de la couche mélangée et la re-stratification sont plus lentes avec le forçage journalier.

Le bilan de chaleur est comparé dans les expériences avec et sans forçage journalier (Fig. 40). En été, le chauffage en surface est amplifié de 5 W.m^{-2} , à cause de la SST plus froide, ce qui est compensé par une intensification du mélange vertical. En automne, la perte de chaleur est augmentée par la SST plus chaude et le mélange vertical reste légèrement plus fort. En hiver et au printemps, le bilan de chaleur est inchangé.

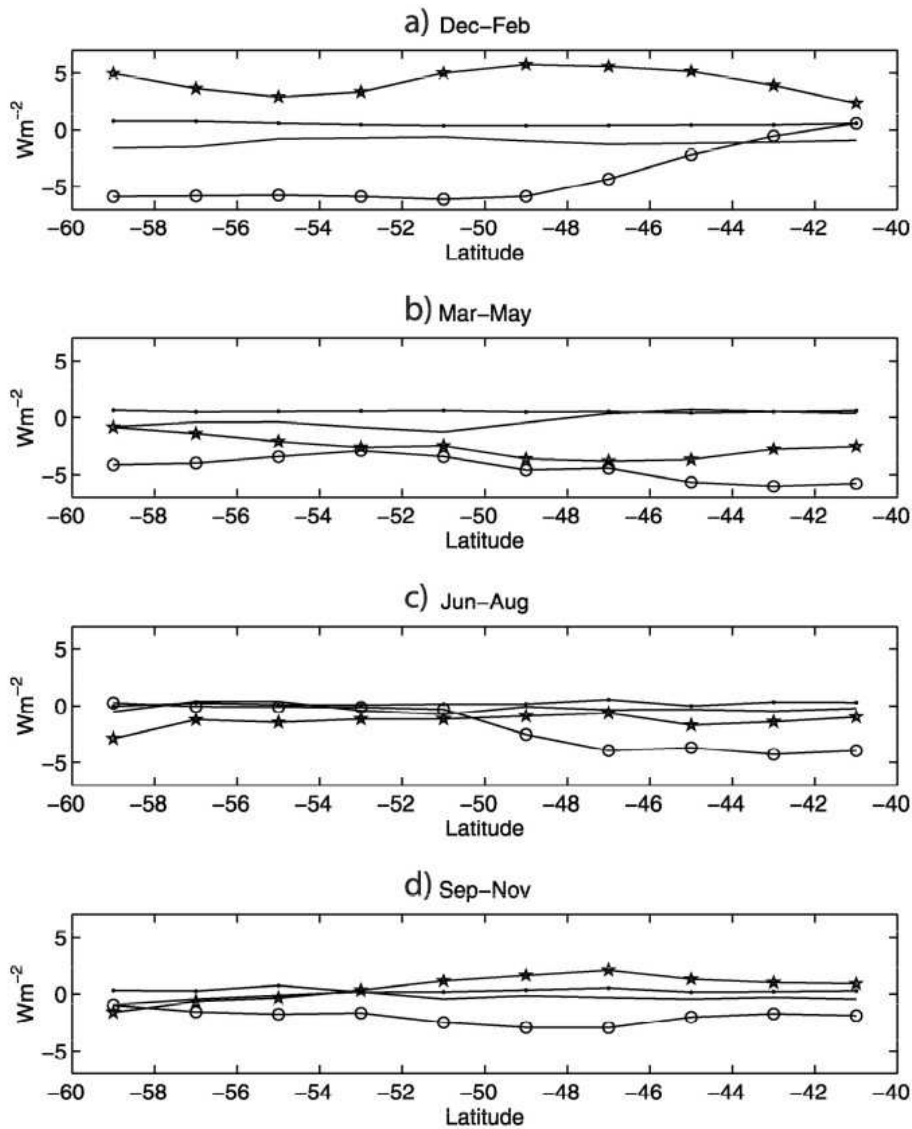


Figure 40 : Différence entre les simulations avec tension de vent journalière et lissée mensuellement, en moyenne saisonnière et zonale, des termes de l'équation du bilan de chaleur dans la couche mélangée (en $W.m^{-2}$) : convergence des flux advectifs (trait continu), flux en surface (étoiles), flux dû au mélange vertical (cercles) et convergence des flux dus au mélange horizontal (points). D'après la fig. 6 de Kamenkovich (2005).

La variabilité haute-fréquence de la température est principalement due à la tension du vent aux hautes latitudes et au flux de chaleur en surface aux latitudes moyennes (Fig. 41). Sans forçage journalier, la déviation standard des anomalies de SST ne représente que 40% de la variabilité maximale, les variations restantes étant dues aux fluctuations des courants. Avec des fluctuations journalières de la tension du vent, la déviation standard atteint 80% près des glaces, mais seulement 50% au Nord, où le rôle du vent diminue. Les fluctuations journalières de la température de l'air sont donc importantes pour la variabilité haute-fréquence de la température aux latitudes moyennes. Ces fluctuations sont responsables de la majeure partie de la variabilité des flux de chaleur turbulent. En effet, la température de l'air et la SST ne covarient pas, donc la différence de température air-mer est bien plus variable dans l'expérience avec fluctuations journalières de la température atmosphérique. Ainsi, dans ce modèle d'océan forcé par l'atmosphère, la température de l'air et de la surface de la mer sont peu corrélées aux courtes échelles de temps, si bien que les fluctuations journalières de la température de l'air augmentent considérablement la variabilité du flux de chaleur turbulent.

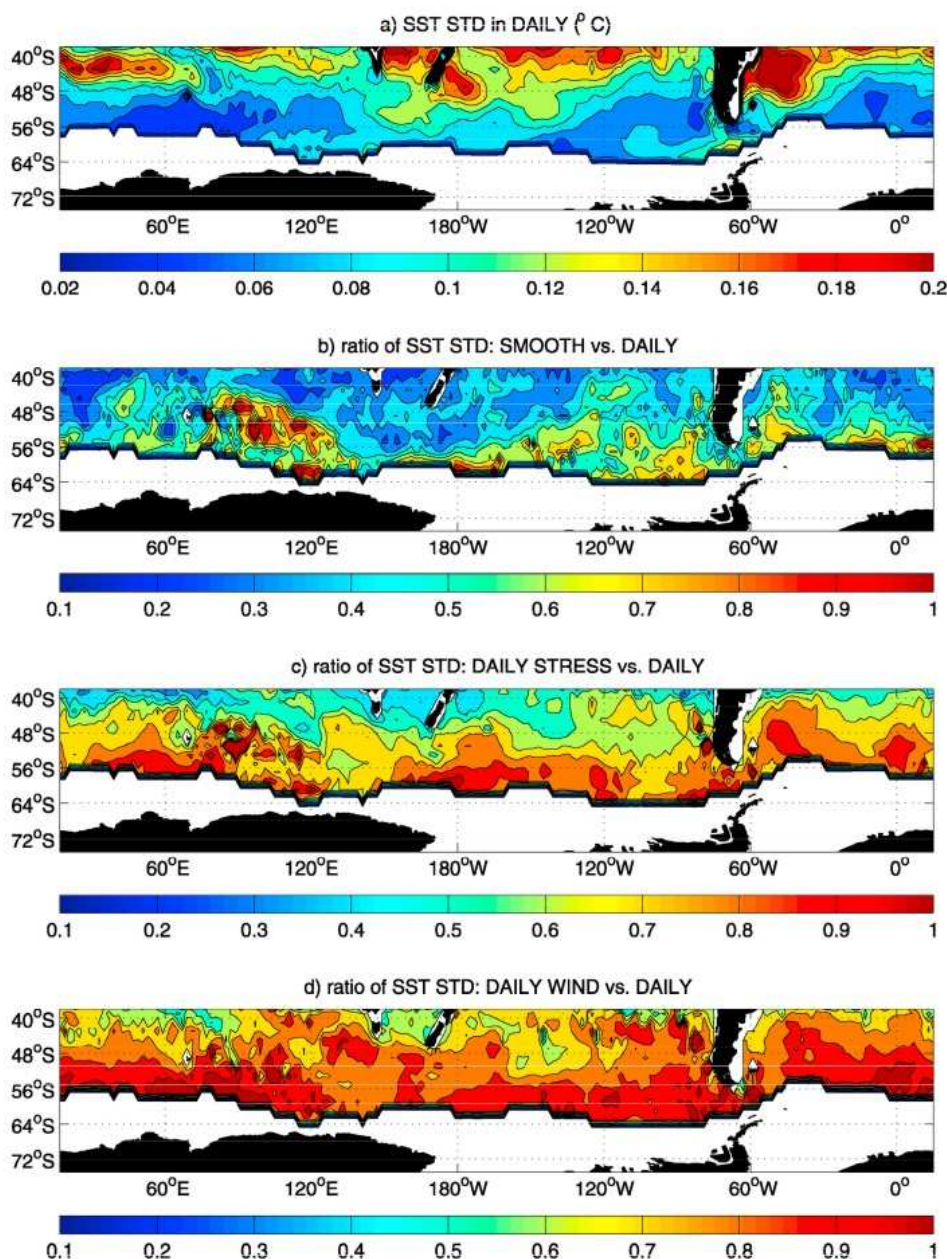


Figure 41 : (a) Déviation standard des anomalies journalières de SST (en °C) pour la simulation avec tous les forçages journaliers (tension et vitesse du vent, humidité et température de l'air). (b) Ratio de la déviation standard de SST pour la simulation avec forçages mensuels par rapport à la simulation avec forçages journaliers. (c) Idem pour la simulation avec seulement la tension de vent journalière. (d) Idem pour la simulation avec tension et vitesse du vent journalières. D'après la fig. 7 de Kamenkovich (2005).

Un modèle conceptuel de réponse de l'océan au passage des tempêtes permet d'interpréter le spectre en nombre d'onde/fréquence de la SST. Aux plus hautes fréquences, la longueur d'onde favorisée est déterminée par l'advection atmosphérique rapide, tandis que la basse fréquence favorisée est déterminée par l'advection océanique lente.

Ces résultats montrent que les modèles climatiques nécessitent une représentation précise de la variabilité haute-fréquence (journalière, voire plus rapide) de la SST, du vent, de la température et de l'humidité de l'air.

2.c. Couleur de la surface océanique

Wilson et Coles, 2005 : Relations climatologiques globales entre les observations physiques et biologiques par satellite et les propriétés de l'océan superficiel

Introduction

Les données satellitaires offrent une perspective inégalable sur la variabilité climatique. Mais les mécanismes sous-jacents nécessitent de comprendre les interactions entre le couplage océan-atmosphère, la biologie marine et la capture de CO₂. Les profondeurs de couche mélangée (MLD) et de thermocline (TD) ont des impacts importants sur les flux air-mer et la biologie en surface. L'étude de Wilson et Coles (2005) vise à mieux quantifier les relations entre les observations satellitaires (SSH, SST et chlorophylle-a, notée CHL) et les propriétés de subsurface (MLD et TD), afin d'améliorer l'interprétation de leur variabilité.

Contrairement à la SST et la CHL, la SSH représente une quantité intégrée sur toute la profondeur de la colonne d'eau. Sa variabilité est contrôlée principalement par l'effet stérique aux périodes saisonnières, et par le forçage du vent aux autres périodes. La réponse de la SSH au vent est généralement barocline dans les tropiques et barotrope ailleurs. Ainsi, aux latitudes tropicales, les anomalies de SSH reflètent les changements de la structure en subsurface et peuvent être utilisées pour estimer les variations de TD et MLD. Aux latitudes extratropicales, la thermocline est plus profonde et diffuse, les flux de flottabilité sont plus forts, si bien que la TD et la MLD sont mieux déterminées par la SST.

La MLD et la TD peuvent toutes-deux être considérées comme délimitant la couche superficielle de l'océan et sont généralement supposées varier de façon synchrone. Ces deux quantités ont pourtant des dynamiques différentes : la MLD est fixée par la pénétration de la turbulence, tandis que la TD est influencée par le rotationnel du vent et par la re-stratification. Elles affectent toutes-deux les écosystèmes : la MLD augmente par entraînement vertical, ce qui amène des nutriments vers la surface, et la TD est souvent liée à la profondeur de nutricline, qui détermine le niveau des nutriments. Ainsi, la corrélation TD/CHL devrait être élevée là où les nutriments sont limitants et la thermocline peu profonde, comme dans les tropiques et les régions d'*upwelling*. Cependant, les observations montrent que ce n'est pas le cas partout, ce qui suggère que le flux vertical de nutriments peut être moins dominant que l'advection horizontale.

Jusqu'à présent, les analyses des relations entre les observations en surface et les propriétés de subsurface ont été effectuées sur des zones restreintes. Ici, on examine, aux échelles globales et climatologiques, les relations entre des mesures satellitaires de SSH, SST et CHL et des estimations de MLD, TD et Z_{2N} (la profondeur de l'isocline 2 μmol de concentration de NO₃).

Données et méthodes

Des observations satellitaires de 1999 à 2003 ont été utilisées pour constituer des climatologies mensuelles de SSH, SST et CHL, sur une grille globale de 1° de résolution. La SSH provient d'un produit combinant les données de TOPEX/Poseidon et ERS-1/2, la SST de l'analyse de Reynolds et al. (2002) et la CHL du capteur SeaWiFS (*Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor*). La MLD et la TD sont déduites de la climatologie de Levitus et Boyer (1994), afin d'assurer la cohérence spatiale entre ces deux champs. La MLD est calculée en utilisant un critère de densité de $1.25 \times 10^{-4} \text{ kg.m}^{-3}$. La TD est calculée comme le maximum local du gradient vertical de température, immédiatement sous la MLD. Cette définition permet de distinguer la thermocline saisonnière de la thermocline permanente. Elle est pertinente pour la biologie, car elle représente la profondeur du mélange vertical. Enfin, la Z_{2N} est issue du *World Ocean Atlas* 2001. Cette quantité absolue est plus représentative que le gradient vertical, car l'entraînement vertical est supposé dominer le flux de nutriments. Tous ces champs ont été lissés par une moyenne glissante de 5° et 3 mois, de façon à accentuer les structures spatiales à grande échelle.

Résultats

• Couche de surface (MLD et TD)

La limite entre la couche superficielle et la couche profonde peut être définie par la MLD ou la TD, suivant que la distinction est dynamique ou biologique. Ces deux profondeurs sont corrélées positivement ($R > 0.8$) sur la majeure partie de l'océan global (Fig. 42). Dans les tropiques, la corrélation est moins forte, voire négative, car les cycles annuels de chauffage et de friction sont moins couplés et plus faibles. Les régions de corrélation négative ou nulle se regroupent dans trois bandes zonales de l'Atlantique et du Pacifique : 10°S , 5°N et $15\text{-}20^{\circ}\text{N}$, avec des maxima au centre des bassins. En effet, les cycles saisonniers de MLD et de TD sont plus faibles dans ces zones et les transitions entre tropiques et extra-tropiques présentent des différences significatives. La bande $15\text{-}20^{\circ}\text{N}$ correspond à une transition brusque pour la MLD et plus graduelle pour la TD, qui comporte un minimum secondaire en mars, dû à un minimum de la tension du vent. Les bandes près de 5°N et 10°S sont associées aux ITCZs, où la MLD et la TD acquièrent des cycles semi-annuels, mais avec une transition plus proche de l'équateur pour la MLD. Ces différences proviennent des mécanismes impliqués : la vitesse du vent et le forçage de flottabilité pour la MLD, plus le rotationnel du vent pour la TD. La dynamique de la TD est plus compliquée, puisqu'elle dépend du signe et de l'amplitude du rotationnel du vent, ainsi que de l'effet distant des ondes. D'autre part, on remarque des régions de corrélation négative dans le Pacifique Ouest et l'Océan Indien, qui pourraient résulter de couche-barrières, dont la formation réduit la MLD sans affecter la TD.

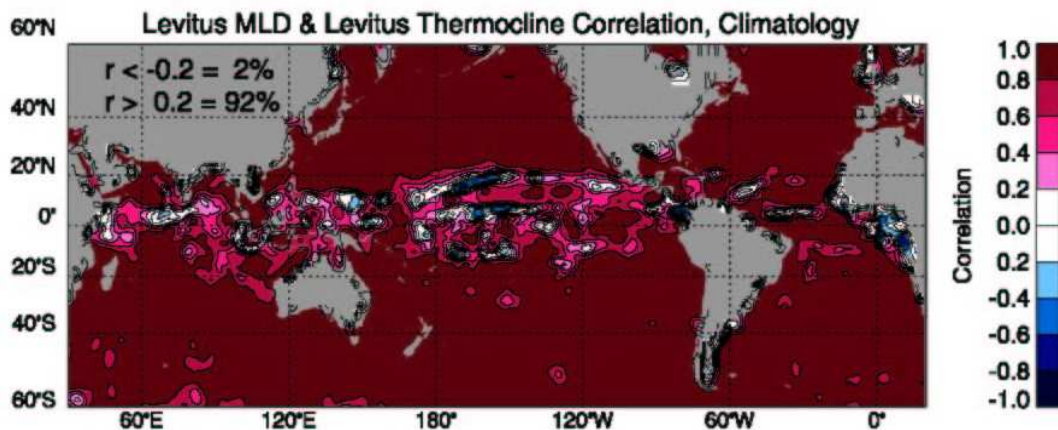


Figure 42 : Corrélation entre les climatologies mensuelles de profondeur de couche mélange (MLD) et de profondeur de thermocline (TD). Les corrélations de valeurs absolues > 0.4 sont significatives à 80% de confiance. L'intervalle des contours est 0.2. D'après la fig. 1 de Wilson et Coles (2004).

• Mesures satellitaires et épaisseur de la couche superficielle (SSH/SST et MLD/TD)

On suppose souvent qu'une élévation positive de la surface indique une thermocline plus profonde, d'où une corrélation positive entre SSH et TD. L'analyse globale et climatologique montre que ceci n'est vérifié que dans les tropiques. Les régions de corrélation positive sont plus petites dans les tropiques Sud, à cause de l'asymétrie de la circulation grande-échelle : l'hémisphère Sud ne comporte pas de gyre tropical et le gyre subtropical pénètre plus près de l'équateur. La transition des corrélations positive à négative est due au changement de saisonnalité de la SSH : celle-ci est dominée par le vent dans les tropiques et par l'effet stérique en-dehors. Dans les extra-tropiques, en été, le chauffage de la surface fait remonter la MLD et la TD, tandis que la couche superficielle se dilate, d'où une corrélation SSH-TD négative. La transition vers 20°S/N correspond aussi à la séparation entre les processus baroclines dans les tropiques et barotropes ailleurs. L'équation barocline reliant les anomalies de SSH aux changements de TD n'est donc pas applicable aux grandes échelles en-dehors des tropiques.

Les corrélations SST-TD et SST-MLD sont quasi-exclusivement négatives, car le refroidissement de la surface implique un approfondissement de la couche superficielle. La corrélation négative entre SST et MLD est aussi due à l'entraînement vers le bas d'eau plus froide. La corrélation positive le long de l'équateur est causée par un décalage de la latitude de changement

du cycle saisonnier, qui se situe juste au Sud de l'équateur pour la SST. On note d'autres zones de corrélation positive près des ITCZs, entre la SST et la TD uniquement, qui sont associées à des changements de saisonnalité de TD liés au rotationnel du vent.

• Thermocline et nutricline

La profondeur de thermocline est souvent utilisée pour approximer Z_{2N} . En effet, la thermocline est supposée limiter le flux vertical de nutriments vers la surface. Aux échelles saisonnières, les nitrates sont considérés comme les nutriments limitant la production biologique, du moins en-dehors des régions HLNC (*High-Nutrient, Low-Chlorophyll*). On obtient généralement un bon accord entre TD et Z_{2N} dans l'Atlantique tropical et l'Océan Indien. Au milieu des gyres subtropicaux, Z_{2N} peut être plus profonde de 100 à 200 m que TD, ce qui produit de grandes zones oligotrophes, caractérisées par les plus faibles valeurs de CHL. Dans les régions HLNC (les hautes latitudes et la majeure partie du Pacifique), Z_{2N} est en surface, mais la production est limitée par le fer ou d'autres micro-nutriments, et/ou par la lumière aux hautes latitudes. Les écosystèmes limités par le fer sont peu influencés par la thermocline, puisque la principale source de fer est la déposition atmosphérique. Par contre, les écosystèmes limités par la lumière sont affectés par la MLD, car la production est accrue lorsque la couche mélangée est peu profonde, piégeant le phytoplancton dans la zone euphotique.

• Variabilité de subsurface et chlorophylle (TD/MLD et CHL)

Les corrélations entre les profondeurs TD et MLD et la chlorophylle CHL sont négatives dans les régions subpolaires (40° - 60°), positives aux latitudes moyennes (20° - 40°) et hautement variables dans les tropiques (20° S- 20° N) (Fig. 44).

Ces relations sont expliquées par trois scénarios différents (Fig. 43) :

- En cas d'advection vers le haut (*upwelling*), la thermocline et la nutricline remontent ensemble, ce qui apporte des nutriments dans la couche de surface. Dans un système limité par les nutriments, cela augmente la chlorophylle, d'où une corrélation TD-CHL négative, comme observée dans les tropiques.
- Si le réchauffement estival forme une thermocline au-dessus de la nutricline, les nutriments deviennent limitants. Puis le mélange hivernal approfondit la thermocline, ce qui entraîne des nutriments vers la surface et augmente la chlorophylle. D'où une corrélation TD-CHL positive, comme dans les subtropiques.
- Dans un système limité par la lumière, le mélange hivernal crée une forte concentration de nutriments dans la couche de surface. Ceux-ci ne sont utilisés que lors de la remontée printanière de la MLD, qui piège le phytoplancton près de la surface. Cela augmente la chlorophylle, d'où une corrélation TD-CHL négative.

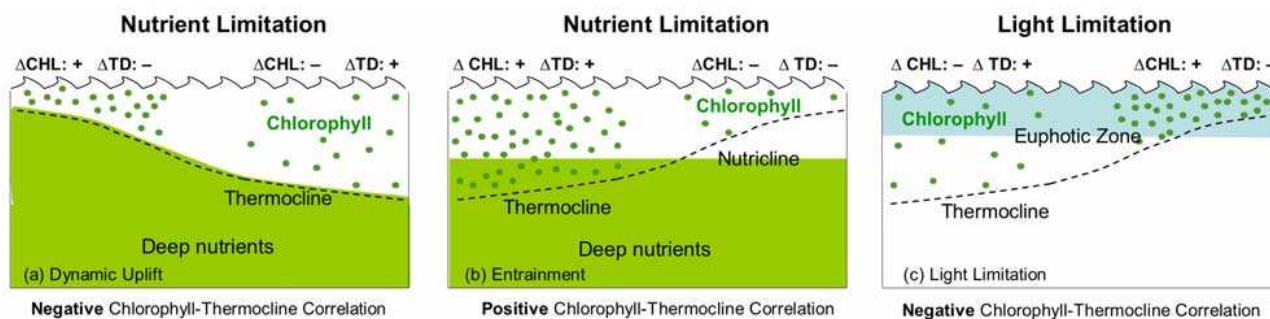


Figure 43 : Schémas illustrant les trois scénarios d'interaction de la thermocline, Z_{2N} , profondeur euphotique et chlorophylle. (a) Ascension dynamique (*upwelling*), (b) entraînement vertical et (c) limitation par la lumière. D'après la fig. 6 de Wilson et Coles (2004).

Les tropiques présentent des zones de corrélation négative, correspondant au scénario d'*upwelling*, en particulier dans le Pacifique équatorial central et les courants de bord Est. La période de remontée de la thermocline coïncide alors avec le maximum de chlorophylle. La

corrélation tend aussi à être négative dans les régions HNLC, bien qu'il n'y ait pas de relation causale entre la TD et la CHL. Par contre, la corrélation est positive dans les *warm pools*, au centre des gyres tropicaux et là où la Z_{2N} est peu profonde tout-au-long de l'année, correspondant au scénario d'entraînement.

Aux latitudes moyennes, la corrélation est fortement positive, ce qui est cohérent avec le scénario d'entraînement hivernal. Pourtant, la Z_{2N} y est généralement plus profonde que la thermocline. Ces régions sont les plus oligotrophes et leur faible maximum saisonnier de chlorophylle ne nécessite qu'un petit apport de nutriments. Les cycles saisonniers de Z_{2N} et de TD sont découplés, car la nutricline est associée à la thermocline permanente et la thermocline saisonnière restratifie bien au-dessus. Il existe des régions où Z_{2N} est toujours plus profonde TD, mais la thermocline se rapproche de Z_{2N} en hiver, si bien que le modèle d'entraînement s'applique quant-même. A l'inverse, l'intersection saisonnière de TD et Z_{2N} n'implique pas forcément que l'entraînement domine la CHL. C'est le cas dans les régions équatoriales où les deux profondeurs sont constamment proches l'une-de-l'autre. Le scénario d'entraînement s'applique aussi quand le maximum profond de chlorophylle est entraîné dans la couche de surface, même si cela n'engendre pas de production nouvelle. Enfin, la corrélation TD-CHL positive peut coïncider avec la présence de chlorophylle photo-adaptative en hiver, bien qu'il n'y ait pas de relation de cause à effet.

Les régions subpolaires sont caractérisées par une corrélation négative, cohérente avec le scénario de limitation par la lumière. Le changement se produit vers 40° de latitude, où la nutricline atteint la surface. En hiver, la couche mélangée est très profonde, ce qui empêche la croissance du phytoplancton pendant la période d'injection des nutriments. Au printemps, la MLD et la TD remontent, tandis que la Z_{2N} reste en surface, déclenchant une brusque augmentation de la CHL. La SST et la SSH sont quant-à-elles maximales en été. La MLD, TD, SST et SSH sont donc anti-corrélées à la CHL, mais cette anti-corrélation est faible à cause de la réponse rapide de la chlorophylle.

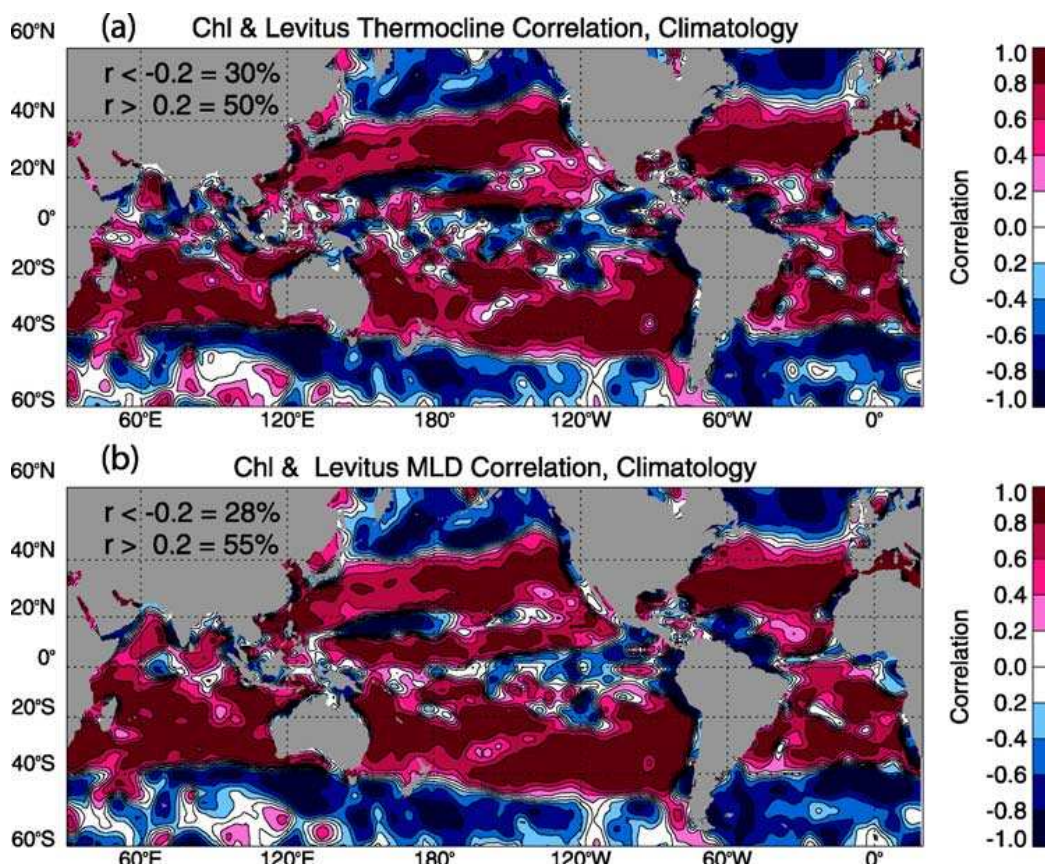


Figure 44 : Corrélation entre les climatologies mensuelles de (a) CHL et TD et (b) CHL et MLD. Les corrélations de valeurs absolues > 0.4 sont significatives à 80% de confiance. L'intervalle des contours est 0.2. D'après la fig. 5 de Wilson et Coles (2004).

• Provinces biogéographiques

Les trois types d'interactions biophysiques définies ci-dessus permettent de délimiter des provinces écologiques dans l'océan ouvert. Ces résultats sont cohérents avec la classification de Longhurst (1995, 1998) en cinq modèles :

- limitation par la lumière dans les régions polaires (limitation par la lumière)
- limitation par les nutriments aux moyennes latitudes (*upwelling*)
- limitation par les nutriments aux latitudes subtropicales (entraînement)
- forte saisonnalité dans les zones de mousson (entraînement)
- faible saisonnalité dans les tropiques (pas de changements significatifs)

La répartition globale correspondant aux modèles de Longhurst est en bon accord avec la carte de relation MLD-CHL obtenue ici (Fig. 44), montrant des corrélations négatives aux hautes latitudes et positives aux moyennes latitudes. Cependant, dans les tropiques, les corrélations sont variables mais significatives, tandis que le modèle de Longhurst indique une corrélation nulle. De plus, les latitudes de transition sont plus proches de l'équateur d'après l'étude de Wilson et Coles.

Conclusions

Quatre relations ont été examinées, aux échelles globales et saisonnières :

1. La MLD et la TD covarient, sauf dans trois bandes de latitude correspondant à des transitions de leur cycle saisonnier. Par conséquent, la variabilité de la thermocline saisonnière est bien représentée par l'une ou l'autre de ces profondeurs.
2. L'épaisseur de la couche (TD et MLD) et les propriétés de surface (SST et SSH) ont des relations variables. La SSH est corrélée positivement dans les tropiques, du fait de la dynamique barocline associée au vent, et négativement ailleurs, à cause de l'effet stérique. La SST est mieux corrélée à la MLD/TD, même si cette relation n'est pas partout causale.
3. La relation entre la thermocline et la nutricline varie aussi géographiquement. TD et Z_{2N} ne sont corrélées positivement que dans les régions tropicales de l'Atlantique et de l'Océan Indien. Dans les gyres subtropicaux, la Z_{2N} est généralement plus profonde que TD, mais intercepte la thermocline lors de son approfondissement hivernal.
4. La relation entre la chlorophylle de les variables de subsurface délimite trois régions, présentant des dynamiques différentes : remontée de la thermocline dans les tropiques, entraînement vertical aux latitudes moyennes et limitation par la lumière aux hautes latitudes.

Cette dernière relation permet d'interpréter les champs observables par satellite (SSH et CHL) en termes de dynamique de la subsurface (caractérisée par TD) (Fig. 45). Là où les corrélations SSH-TD et CHL-TD ont le même signe, la corrélation SSH-CHL est positive, comme dans les régions de limitation par la lumière et dans une partie des tropiques. Là où la corrélation SSH-TD est négative et la corrélation CHL-TD positive, la corrélation SSH-CHL est négative, comme dans les subtropiques, ce qui correspond au scénario d'entraînement. Enfin, là où la corrélation SSH-TD est positive la corrélation CHL-TD négative, la corrélation SSH-CHL est négative, correspondant au scénario d'*upwelling*. Les relations entre observations satellitaires peuvent donc être expliquées grâce à la compréhension des processus dans la couche mélangée océanique.

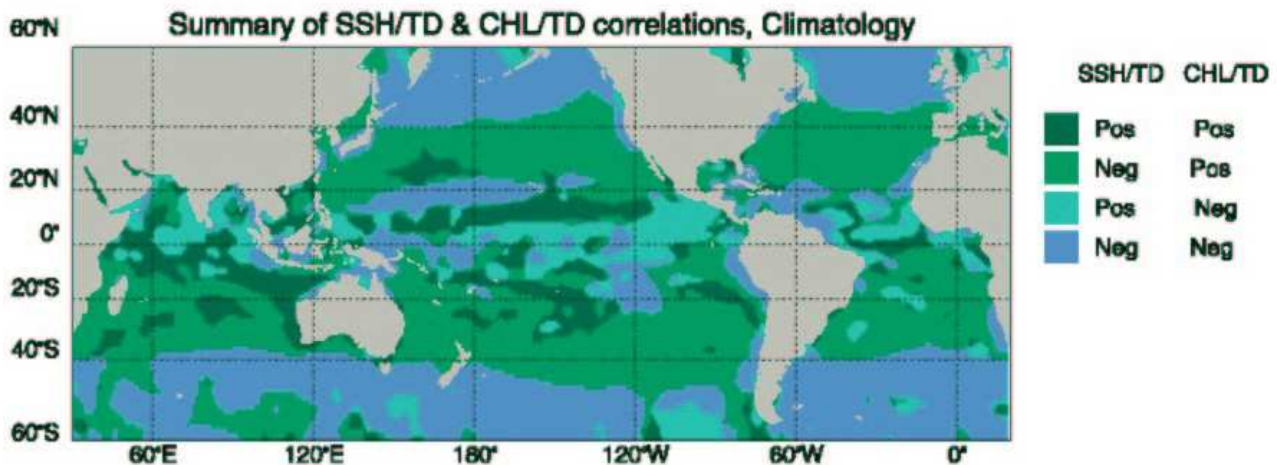


Figure 45 : Carte synthétique des relations climatologiques saisonnières observées entre la SSH-TD et CHL-TD. D'après la fig. 10 de Wilson et Coles (2004).

3. Modèles numériques d'océan : simulation du bilan de chaleur et de la SST

3.a. Modèles 1D verticaux

3.a.i. Estimation des flux air-mer

Caniaux et al., 2005 : Bilan de chaleur à la surface de l'océan dans l'Atlantique Nord-Est durant l'expérience POMME : 1. Estimation des flux

Introduction

Les échanges air-mer sont essentiels pour forcer les modèles océaniques, notamment parce qu'ils modifient la SST, la SSS et la MLD. Ils permettent ainsi d'estimer la quantité d'eau de la couche mélangée qui est incorporée sous la thermocline en hiver, après avoir été en contact avec l'atmosphère. Le programme POMME (Mémery et al., 2005) était dédié à l'étude du rôle de la mésoéchelle sur mécanisme de subduction, dans un domaine de l'Atlantique Nord-Est centré sur 42°N-18°W et large de 500 km en longitude sur 750 km en latitude. Dans cette région, la MLD atteint plusieurs centaines de mètres en hiver et est nettement plus profonde au Nord. Les courants de subsurface exportent alors l'eau subductée vers le Sud. La région est connue comme « zone de flux nul », avec un flux annuel de flottabilité négatif au Nord et positif au Sud. Cependant, des estimations récentes (Weller et al., 2004) indiquent que la région entière gagnerait de la chaleur.

Durant l'expérience POMME, 4 campagnes intensives (P0 à P3) ont été menées entre septembre 2000 et septembre 2001. Un des objectifs était l'obtention de flux fiables de quantité de mouvement, de chaleur et d'eau douce, sur une grille fine, à fréquence assez élevée et pendant une année. Cela était nécessaire pour simuler la zone de façon réaliste avec des modèles 3D. Une des façons d'y parvenir consiste à utiliser des flux de modèles de prévision météorologique (NWP), mais ceux-ci sont souvent biaisés et leurs erreurs sont difficiles à corriger. Une seconde approche est l'utilisation de flux satellitaires, qui bénéficient d'une haute résolution spatiale et temporelle. Mais l'estimation d'un bilan complet de flottabilité requiert des paramètres dont la calibration n'est pas encore satisfaisante, comme l'humidité et les précipitations. Une troisième possibilité réside dans une méthode synthétique, consistant à sélectionner les meilleurs produits disponibles parmi les jeux-de-données et les algorithmes « *bulk* », pour déterminer séparément tous les composants du bilan de surface.

Pour minimiser les erreurs sur ces flux, plusieurs étapes sont cruciales :

- valider intensivement les données d'entrée,
- sélectionner la méthode de projection sur la grille, en fonction de la résolution spatio-temporelle des variables observables,

- choisir l'algorithme « bulk » le plus approprié.

Enfin, il faut valider les bilans obtenus, soit par comparaison avec des mesures in situ, soit indirectement en forçant un modèle océanique, soit par la contrainte de la conservation de masse, de chaleur et d'eau douce. Le premier article présente une méthodologie qui satisfait les trois étapes ci-dessus, tandis que le second vise à valider les bilans et à examiner le réalisme des flux.

Jeux -de-données utilisés

Les données in situ utilisées pour la validation proviennent d'une bouée ancrée près du centre de la zone POMME, qui a mesuré les paramètres atmosphériques et la SST de septembre 2000 à avril 2001 (8 mois), et du mât météorologique installé sur le navire *L'Atalante* entre février et avril 2001 (3 mois). Un produit spécifique de SST a été obtenu en mélangeant les mesures de thermosalinographes (sur les navires de recherche et d'opportunité, et sur des flotteurs) et les données AVHRR des satellites NOAA-14 et NOAA-15 (conduisant à des champs deux fois par jour avec une résolution de presque 1 km). Les flux de chaleur radiatifs incidents (ondes longues et courtes) proviennent du satellite METEOSAT (distribués avec une fréquence horaire et une résolution plus fine que 1 km). On a montré qu'ils sont bien meilleurs que les flux de NWP, particulièrement pour estimer les flux à mésoéchelle dans les Tropiques et aux latitudes moyennes (Weill et al., 2003). Enfin, les autres flux de chaleur (turbulents et radiatifs ascendants) sont calculés par un algorithme « bulk ». Les paramètres atmosphériques nécessaires (vitesse du vent, température de l'air, humidité, pression et précipitation) sont extraits du modèle de prévision de l'ECMWF, qui assimile des observations par méthode 4D-VAR. Ce système délivre des analyses toutes les 6 heures sur une grille régulière de résolution 0.5°.

Traitement des données

Les mesures de turbulence collectées à bord de *L'Atalante*, dans une large gamme de conditions atmosphériques et d'état-de-mer, ont été exploitées pour construire l'algorithme « bulk ». Les flux de moment cinétique et de chaleur latente ont été calculés par la méthode classique de dissipation inertielle et le flux de chaleur sensible, par la méthode de corrélation tourbillonnaire (Brut et al., 2005). On a ainsi obtenu des paramétrisations de C_d , C_e et C_h (coefficients de transfert neutre pour le moment cinétique, la chaleur latente et la chaleur sensible, respectivement) en fonction de U_{10} (vitesse du vent à 10 m). Le coefficient C_d est réparti en 2 classes de vitesse du vent (décroissant pour $U_{10} < 6.3 \text{ m.s}^{-1}$, croissant pour $U_{10} > 6.3 \text{ m.s}^{-1}$) et est en bon accord avec les études précédentes, du moins pour les vents intermédiaires. C_e croît linéairement avec la vitesse du vent, conformément avec d'autres estimations sur l'océan hauturier. C_h est divisé en deux classes de stabilité (z/L , le rapport de la hauteur de la mesure sur la longueur de Monin-Obukhov) : constant en stratification stable et décroissant avec la vitesse du vent en stratification instable.

Les flux turbulents de référence ont été calculés en entrant les mesures de la bouée et du navire dans l'algorithme « bulk ». On a d'abord dû ajuster ces mesures à l'altitude des analyses ECMWF et convertir l'humidité relative en température du point de rosée. La précision des flux obtenus a été évaluée, d'après la précision des paramètres observables, à environ 12 W.m^{-2} pour les ondes courtes, 15 W.m^{-2} pour les ondes longues, 19 W.m^{-2} pour la chaleur latente, 3 W.m^{-2} pour la chaleur sensible et 0.014 N.m^{-2} pour la tension de vent. Comme ces biais se compensent souvent, ces nombres doivent être considérés comme des valeurs extrêmes.

Les flux de chaleurs dépendent de la SST et sont considérablement affectés par ses structures à mésoéchelle (Giordani et Caniaux, 2001 ; Gao et al., 2003). Les analyses de SST, combinant données satellitales et in situ, ont été réalisées avec une fréquence de 3 jours et un pas-de-grille de 5 km. Les données matinales ont été sélectionnées, afin d'éviter les effets indésirables du cycle diurne. Puis une interpolation optimale a été réalisée, en partant des champs satellitaires et en incluant les toutes les mesures in situ disponibles.

Les flux radiatifs satellitaires ont été moyennés journalièrement et spatialement sur la grille de 5 km de résolution. Le flux net ondes-longues est obtenu en soustrayant au flux incident le flux réfléchi (avec une réflectance constante de 0.045) et le flux émis (qui dépend de la SST selon la loi

de Stefan-Boltzmann). Le flux net ondes courtes est diminué de sa fraction réfléchi (avec un albédo constant de Les flux turbulents ont été calculés avec la paramétrisation « *bulk* » à partir des variables atmosphériques des analyses ECMWF et des champs de SST analysés. Les variables de résolution 0.5° ont d'abord été interpolées linéairement sur la grille à 5 km, puis les champs toutes les 6 heures ont été moyennés journalièrement.

Le flux net de chaleur est la somme des flux radiatifs (ondes courtes et longues) et turbulents (chaleur latente et sensible). Le flux net d'eau douce est quant-à-lui la différence de l'évaporation, déduite du flux de chaleur latente, et des précipitations issues des analyses ECMWF. Remarquons que le cycle hydrologique de ce modèle est marqué par des précipitations excessives par rapport aux climatologies (Béranger et al., 1999), en particulier dans les Tropiques. Aux latitudes moyennes, on a noté des valeurs surestimées de 10%, mais qui ont tendance à être compensées par l'évaporation.

Validation des observables et des flux

Les variables observables des analyses ECMWF sont d'abord comparées aux mesures effectuées par la bouée et à bord de *L'Atalante*. La température de l'air du modèle est surestimée par rapport à la bouée (biais de 0.12°C) et surtout par rapport au navire (biais de 0.60°C), malgré de bonnes corrélations (0.97 et 0.88, respectivement). La vitesse du vent est surestimée par rapport à la bouée ($0.26 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) et sous-estimée par rapport au navire ($-0.64 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), mais les corrélations sont satisfaisantes (0.80). La pression au niveau de la mer est très bien restituée par le modèle (biais de -0.2 et -0.8 hPa et corrélation maximale). Par contre, l'humidité relative est difficilement reconstruite : les biais sont de -2.5% et -1.6% et les corrélations de 0.85 et 0.84, parce que les erreurs sur la température de l'air et la température du point de rosée se cumulent. Au final, les erreurs n'excèdent pas la précision des différents capteurs, si bien que les observables ECMWF et la SST analysée sont appropriés pour estimer des flux sur la zone POMME,

Les flux analysés journaliers sont ensuite comparés à leurs contreparties in situ. Les flux radiatifs incidents estimés par satellite sont en très bon accord avec les mesures de la bouée : les biais ne dépassent pas $-12 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ et les corrélations sont de 0.99 et 0.89 pour les ondes courtes et longues, respectivement. Les flux radiatifs nets sont aussi très proches des mesures du navire, avec des corrélations sont de 0.98 et 0.92. Le flux radiatif net présente des biais inférieurs à $5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ et $3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ par rapport à la bouée et au navire respectivement. Ces flux sont donc de qualité suffisante pour être étendus à mésoéchelle et à toutes les saisons.

Le flux de chaleur latente représente la principale perte de chaleur et varie considérablement en fonction de la vitesse du vent et du gradient d'humidité. Les valeurs issues de l'algorithme « *bulk* » sont sous-estimées d'environ $3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ par rapport à la bouée et $14 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ par rapport au navire. Cependant la variabilité est bien reconstituée (corrélation de 0.92 et 0.90, respectivement). Le flux de chaleur sensible est bien plus faible, pourtant il est sous-estimé d'autant : $7 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ et $11 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ par rapport à la bouée et au navire, respectivement. Il contribue ainsi à un gain de chaleur, au lieu de la perte observée. Ce défaut est dû à la sous-estimation et même à l'inversion du gradient de température air-mer. Les corrélations restent satisfaisantes (0.95 pour la bouée et 0.92 pour le navire).

Le flux net estimé à partir de la bouée est négatif ($-46 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$), indiquant un refroidissement au cours de cette période de l'année (automne-hiver). Celui du navire est positif ($25 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$), impliquant un réchauffement pendant la retraite de la couche mélangée (au printemps). L'analyse sous-estime la perte de chaleur au niveau de la bouée ($-33 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$) et surestime le gain le long du trajet du navire ($47 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). Finalement, le flux net analysé est localement surestimé, principalement parce que les composantes turbulentes sont sous-estimées.

La tension de vent est légèrement surestimée par rapport à la bouée (biais de 0.010 N m^{-2} et corrélation de 0.95), tandis qu'elle est sous-estimée par rapport au navire (biais de $-0.025 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$).

La sensibilité des flux aux paramétrisations est testée en comparant l'algorithme POMME (obtenu avec des vents de 1 à $18 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) à trois autres formulations :

- Large et Pond (1982), calibrée avec des vitesses de vent très variées (4 à $26 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$),

- Smith (1980) pour C_d (vent de 6 à 22 m.s⁻¹), combiné avec DeCosmo et al. (1996) pour C_h et C_e , (vent de 5 à 18 m.s⁻¹)
- Fairall et al. (2003), étendue aux vents jusqu'à 20 m.s⁻¹.

La dispersion des résultats est faible, puisqu'elle ne dépasse pas 5 W.m⁻² pour les composantes du flux de chaleur et 10% pour le flux net. La paramétrisation POMME tend à surestimer le flux de chaleur latente et à sous-estimer le flux de chaleur sensible, mais les deux peuvent se compenser partiellement. La tension de vent est dans la gamme de valeur des autres paramétrisations.

En conclusion, les flux radiatifs satellitaires se comparent très bien aux estimations in situ, par contre les flux turbulents obtenus biaisent le flux net de chaleur. Le second article (Caniaux et al., 2005b) cherche donc à calculer les corrections qui devraient être appliquées à la paramétrisation « *bulk* ».

Comparaison des flux POMME aux flux de NWPs

Les flux obtenus précédemment sont comparés aux flux calculés par deux NWPs :

- le modèle européen ECMWF, utilisant la paramétrisation de Beljaars (1994), avec assimilation 4D-VAR et résolution spectrale T213/L31,
- le modèle français ARPEGE utilisant la paramétrisation de Louis et al. (1981), avec assimilation 3D-VAR et résolution spectrale T106/L31.

Pour chacun d'eux, les flux sont cumulés pendant des intervalles de 6 heures et distribués sur une grille régulière de 0.5° en latitude et longitude.

La comparaison aux mesures de la bouée montre que les modèles ECMWF et ARPEGE surestiment largement le flux de chaleur latente (de -33 W.m⁻² et -40 W.m⁻², respectivement). Cette surestimation a déjà été constatée dans plusieurs études et est attribuée aux coefficients des paramétrisations « *bulk* ». Le modèle ECMWF surestime la perte de chaleur latente (biais de -9 W.m⁻²), tandis que le modèle ARPEGE indique un gain de chaleur (biais de 6 W.m⁻²). Au contraire, le modèle ECMWF sous-estime le gain par ondes courtes (de -15 W.m⁻²) et le modèle ARPEGE surestime la perte par ondes longues (de -28 W.m⁻²). Ces biais sont confirmés par de nombreux auteurs et associés à des problèmes récurrents de paramétrisation des nuages. La perte nette de chaleur issue des modèles est bien supérieure à l'estimation de la bouée (de -55 W.m⁻² pour ECMWF et -63 W.m⁻² pour ARPEGE). Ces différences proviennent principalement de la surestimation du flux de chaleur latente, à laquelle s'ajoute une contribution du flux solaire dans le cas du modèle ECMWF et du flux ondes longues dans le cas d'ARPEGE. La tension du vent est surestimée par les deux modèles (de 0.038 N.m⁻² pour ECMWF et 0.030 N.m⁻² pour ARPEGE). Les estimations déduites de POMME sont plus proches de la référence in situ pour le flux net de chaleur (supérieur de 13 W.m⁻²), comme pour la tension du vent (supérieur de 0.010 N.m⁻²). Les flux nets d'eau douce diffèrent essentiellement par l'évaporation : le modèle ARPEGE indique une salinisation (0.40 mm.j⁻¹), tandis que le modèle ECMWF indique un adoucissement (-1.10 mm.j⁻¹), quoique moins prononcé l'analyse POMME (-2.44 mm.j⁻¹).

La comparaison aux mesures de *L'Atalante* confirme les conclusions précédentes, bien que la période de réchauffement/retraite de la couche mélangée soit complètement différente de la période de refroidissement/approfondissement échantillonnée par la bouée. Les modèles sous-estiment le gain net de chaleur (de -12 W.m⁻² pour ECMWF et -33 W.m⁻² pour ARPEGE) et l'analyse le surestime (de 22 W.m⁻²). Les erreurs sur le flux net restent donc ordonnées de la même façon que pour la bouée, même si leurs amplitudes sont réduites. La tension de vent est à nouveau surestimée par les modèles, mais leur biais (0.010 N.m⁻²) est moins important que dans l'analyse (-0.025 N.m⁻²). Tout cela suggère que les biais des modèles ne sont pas systématiques et peuvent évoluer au cours du temps.

Les bilans sont ensuite comparés en moyenne sur tout le domaine et durant toute l'expérience POMME (Fig. 46). Le flux net de chaleur analysé est positif (33 W.m⁻²) et dominé par un excès de chauffage solaire par rapport à la perte de chaleur latente. Au contraire, les deux modèles ont des bilans de chaleur négatifs (-9 W.m⁻² pour ECMWF et -25 W.m⁻² pour ARPEGE), dûs à une surestimation de la perte de chaleur latente, ainsi qu'une sous-estimation du gain solaire

(pour ECMWF) ou une surestimation de la perte par ondes longues (pour ARPEGE). La tension du vent dans l'analyse (0.111 N.m^{-2}) est inférieure à celles des deux modèles (0.136 N.m^{-2} et 0.130 N.m^{-2} pour ECMWF et ARPEGE, respectivement). Le flux net d'eau douce est négatif dans l'analyse (-1.1 mm.j^{-1}) et dans le modèle ECMWF (-0.3 mm.j^{-1}), mais pas dans le modèle ARPEGE (0.6 mm.j^{-1}). Les taux de précipitations sont similaires, mais n'ont pu être mesurés avec fiabilité, si bien que le bilan d'eau douce est très incertain.

La distribution spatiale de la moyenne annuelle des flux diffère fortement entre l'analyse et les modèles. Le flux net de chaleur de l'analyse présente des structures flux fines, grâce à la haute résolution de ses champs de SST et de radiations. Des différences importantes existent également entre chaque modèle, principalement à cause du flux de chaleur latente. Le flux net d'eau douce présente globalement un gradient du Nord au Sud. Cependant dans l'analyse il est négatif partout, tandis que dans le modèle ECMWF il n'est négatif qu'au nord de 40°N et dans le modèle ARPEGE il est positif presque partout. Les structures de l'analyse et du modèle ECMWF se ressemblent car ils sont obtenus avec les mêmes champs de précipitations, qui dominent dans cette région.

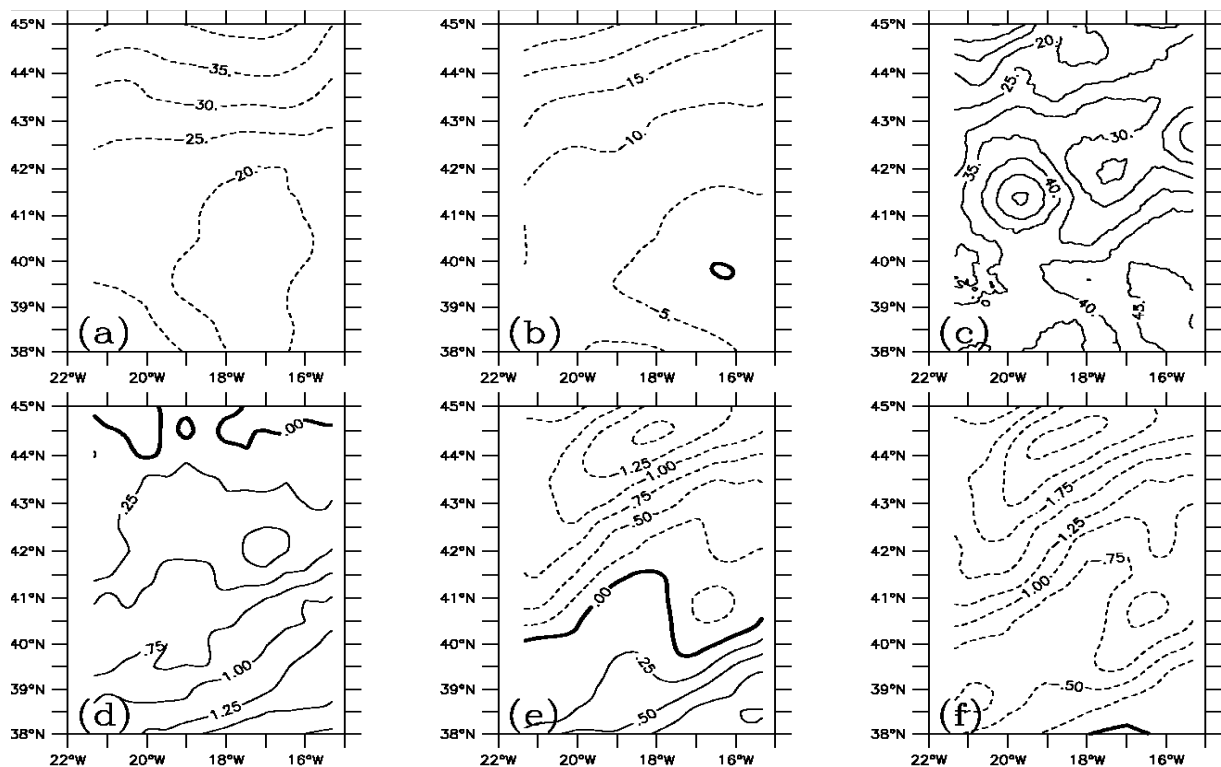


Figure 46 : (a-c) Moyenne annuelle du flux net de chaleur en W.m^{-2} pour ARPEGE, ECMWF et PFE, respectivement, avec des intervalles de 5 W.m^{-2} et des tirets pour les valeurs négatives. (d-f) Idem pour les bilans d'eau douce, avec des intervalles de 0.25 mm.j^{-1} . D'après la fig. 5 de Caniaux et al., 2005a.

La sensibilité de ces bilans aux algorithmes « *bulk* » a aussi été testée, en utilisant les trois formulations précédentes. Tous les flux nets de chaleur obtenus sont positifs et diffèrent de moins de 7 W.m^{-2} , essentiellement du fait de variations du flux de chaleur sensible. On a également testé la sensibilité aux données SST, en remplaçant les analyses par les champs de l'ECMWF. Le flux net de chaleur diminue alors de -9 W.m^{-2} , à cause de la réduction des flux de chaleur latente et sensible. De plus, les structures mésoéchelle ne sont plus reproduites. Ces tests démontrent l'importance du choix de la SST et de la formulation des flux pour calculer des bilans à mésoéchelle.

Conclusions

La comparaison des observables mesurés par la bouée et le navire aux sorties du modèle ECMWF, et des flux radiatifs satellitaires aux mesures in situ, prouvent que ces champs sont d'excellente qualité. Les flux turbulents calculés par un algorithme « *bulk* » spécifique conduisent à des flux nets de chaleur intermédiaires entre les estimations in situ et les modèles météorologiques. En moyenne

annuelle sur la zone POMME, cette analyse indique un gain de chaleur (de 33 W.m^{-2}), tandis que les modèles ECMWF et ARPEGE indiquent un déficit (de -9 W.m^{-2} et -25 W.m^{-2} , respectivement).

La sous-estimation du flux net par les NWP est causée par :

- une surestimation de la perte de chaleur latente, due aux coefficients de la formulation « *bulk* »,
- une surestimation du refroidissement par flux radiatifs, liée à la paramétrisation des nuages.

La sensibilité du bilan de chaleur à la paramétrisation et aux champs de SST utilisés est de l'ordre de 10 W.m^{-2} . Ces résultats tendent à prouver que l'approche synthétique est bien adaptée à l'évaluation des flux à méso-échelle.

Le bilan annuel d'eau douce présente des différences plus importantes, indiquant une désalinisation pour l'analyse POMME (-1.1 mm.j^{-1}) et pour le modèle ECMWF (-0.3 mm.j^{-1}), mais une salinisation pour le modèle ARPEGE (0.6 mm.j^{-1}).

La validité de ces différents bilans est examinée dans le second article, en se basant sur l'évolution des contenus thermiques et halins de la couche mélangée.

3.a.ii. Optimisation des flux air-mer

Caniaux et al., 2005 : Bilan de chaleur à la surface de l'océan dans l'Atlantique Nord-Est durant l'expérience POMME : 2. Optimisation des flux

Introduction

La fermeture des bilans de chaleur et d'eau douce est problématique, à cause des biais dans les formulations « *bulk* » et de la résolution des données utilisées pour estimer les flux. Des flux incohérents faussent les contenus thermiques et halins, ce qui fait diverger les modèles océaniques. Des corrections sont souvent appliquées aux flux pour réduire les dérives des modèles (généralement par relaxation de la SST vers une climatologie). Comme la SST influence sur les échanges air-mer, il est alors difficile de discerner les erreurs dues au forçage de surface et les erreurs dues au modèle lui-même (Barnier et al., 1999).

Ce problème a été examiné à l'échelle climatologique, en utilisant des méthodes inverses et des contraintes sur le transport océanique de chaleur. Les flux du *Southampton Oceanography Centre* (SOC) ont ainsi été ajustés de façon à clore le bilan global de chaleur, qui présentait un gain moyen de 30 W.m^{-2} (Grist et Josey, 2003). Une autre technique consiste à utiliser les bilans atmosphériques comme contraintes. Les flux du programme TOGA/COARE ont été évalués en utilisant la température et d'humidité de l'air, ce qui a montré que le bilan de chaleur de la zone présente un déséquilibre de 34 W.m^{-2} (Curry et al., 1999). Enfin, les flux peuvent être déduits d'un bilan de chaleur de l'océan superficiel, comme cela a été réalisé dans l'Atlantique Nord-Est des Açores, aboutissant à une erreur de seulement 25 W.m^{-2} , grâce à la faiblesse de l'advection et de la diffusion (McCulloch and Leach, 1998).

Dans la zone de l'expérience POMME, les flux estimés par Caniaux et al. (2005.a) indiquent un gain annuel de chaleur de 33 W.m^{-2} , tandis que les modèles ECMWF et ARPEGE produisent des pertes de -9 W.m^{-2} et -25 W.m^{-2} , respectivement. Des mesures collectées par un mouillage au Sud de la zone en 1991-1993 indiquent aussi un gain (15 W.m^{-2}), quoique plus faible (Weller et al. 2004).

La méthode proposée, basée sur un modèle numérique d'océan, vise à calculer les corrections de flux permettant d'équilibrer les équations de température et de salinité dans la couche mélangée. De très nombreux tests de sensibilité sont nécessaires pour ajuster les flux de surface, mais aussi les paramétrisations du modèle, si bien qu'un modèle 3D serait trop coûteux numériquement. Les auteurs utilisent donc un modèle 1D-vertical (simulant l'ensemble du domaine à différentes profondeurs). Cette approche est adaptée à la zone POMME, car elle se situe dans la région intergyre, où l'EKE et l'activité mésoéchelle sont faibles comparées à la plupart des zones de moyennes latitudes (Ducet et al., 2000), et parce que le courant grande-échelle a un impact faible par rapport au flux de surface (Caniaux et Planton, 1998).

Approche unidimensionnelle

L'équation d'évolution de la température est modifiée pour simuler un profil de température moyen (représentant l'ensemble du domaine). Le mélange vertical est modélisé classiquement par une paramétrisation en « profil K ».

$$\partial_t T = \frac{Q_{sol}}{\rho_0 C_p} \partial_z I(z) + \partial_z (\kappa \partial_z T) - \vec{u} \cdot \vec{\nabla}_h T - w \partial_z T - \vec{\nabla} \cdot (\vec{T}' \cdot \vec{u}')$$

Les courants horizontaux et verticaux sont séparés en leurs composantes d'Ekman (déduite de la tension du vent) et non-Ekman : $u = u_E + u_{nE}$, $w = w_E + w_{nE}$.

Certains termes sont décomposés en leur moyenne spatiale et la déviation par rapport à cette moyenne. On aboutit à une équation d'évolution de la température à chaque niveau du modèle, dépendant de 10 termes :

- flux solaire pénétrant (moyenne et anomalie),
- mélange vertical (moyenne et anomalie),
- transport vertical d'Ekman (moyenne et anomalie),
- transport horizontal d'Ekman (moyens),
- transports horizontal et vertical non-Ekman (moyens),
- transport turbulent.

Une équation similaire est obtenue pour la salinité, en remplaçant en surface le flux net de chaleur par le bilan évaporation – précipitations. La température T , la salinité S et la diffusivité κ sont calculées à chaque pas-de-temps du modèle. Les forçages sont évaluées à partir de l'estimation des flux POMME, moyennés sur la zone : le flux net d'ondes-courtes et la tension du vent.

L'advection horizontale d'Ekman est estimée en supposant que, dans la couche d'Ekman, la température est homogène et peut être assimilée à la SST. Cette hypothèse est valide puisque la profondeur de la couche d'Ekman (ELD) est toujours inférieure à celle de la couche mélangée (MLD). L'advection d'Ekman peut alors s'écrire :

$$-\vec{u}_E \cdot \vec{\nabla} T = -\frac{\vec{k} \times \vec{\tau}}{\rho_0 f h_E} \cdot \vec{\nabla} SST$$

où l'ELD est calculée par (Cushman-Roisin, 1987) :

$$h_E = 0.4 \frac{u^*}{f} = \frac{0.4}{f} \left(\frac{\tau}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Ce terme présente une moyenne annuelle négative, en accord avec le transport d'Ekman dirigé vers le Sud et la SST diminuant vers le Nord. Cela induit un refroidissement moyen, particulièrement intense d'Octobre à Janvier. L'advection de salinité a aussi été estimée, à partir d'analyses de SSS issues de thermosalinographes (Reverdin et al., 2005a), dont la résolution temporelle (1 mois) et spatiale ($1^\circ \times 1^\circ$ est plus grossière que celle de la SST). Les champs de SSS sont interpolés bilinéairement sur la grille de 5 km et linéairement à 1 jour. L'advection de salinité obtenue a une évolution très similaire à celle de la température.

A cause des différences de résolution, des incohérences peuvent exister entre les analyses de SSS et de SST, ce qui pourrait affecter le mélange vertical dans la couche mélangée. C'est pourquoi on attribue un poids moindre à la SSS dans la fonction de coût utilisée pour optimiser le modèle.

L'advection verticale d'Ekman nécessite un profil vertical de w_E : il est fixé à zéro en surface, maximum à la base de la couche d'Ekman, puis décroît linéairement jusqu'au fond. Le maximum de w_E est proportionnel au rotationnel de la tension du vent (Gill, 1982) :

$$w_E = \frac{\vec{\nabla} \times \vec{\tau}}{\rho_0 f} \cdot \vec{k}$$

La vitesse verticale d'Ekman est dirigée vers le bas en moyenne annuelle, correspondant à une circulation atmosphérique anticyclonique. Des pics positifs sont obtenus entre Décembre et Mars, associés au passage des dépressions extratropicales.

Les autres termes d'advection sont estimés à partir de l'évolution observée des profils de T et S . On fait l'hypothèse que les variations sous la couche mélangée sont dues aux processus d'advection non-Ekman. On déduit alors ces termes de la tendance de T et S en dessous d'une certaine profondeur (300 m), entre deux des analyses (P0, P1, P2 et P3). Cela suppose aussi que ces évolutions sont constantes entre deux campagnes hydrographiques.

Le mélange vertical petite-échelle est difficile à estimer, mais il est important pour corriger les flux. On suppose que son effet est d'accroître le mélange vertical simulé, à cause des fluctuations du vent à petite échelle. Par conséquent, il est pris en compte en augmentant la tension du vent par un facteur $\alpha = 1.4$.

La contribution petite-échelle du flux solaire pénétrant est négligée, parce qu'on n'observe pas de corrélation entre l'irradiance et la pénétration solaire. Celle de l'advection verticale d'Ekman est aussi négligée, car son impact est supposé inférieur de plusieurs ordres de grandeur à celui du transport vertical moyen.

Le modèle 1D utilisé est celui de Gapsar et al. (1990), utilisant une fermeture turbulente basée sur une équation de TKE et avec une paramétrisation améliorée pour le mélange diapycnal (Large et al., 1994). Sa résolution est de 5m et le fond est fixé à 500m. Les forçages journaliers de l'analyse POMME sont moyennés sur le domaine et interpolés à chaque pas-de-temps (10 minutes).

Le modèle est initialisé avec la moyenne des profils mesurés par CTD pendant P0. La précision de ces données à été estimée à 0.02°C à chaque niveau, correspondant à une incertitude de 1 W.m^{-2} sur la correction des flux.

Optimisation

Le modèle et les flux de surface (flux turbulents et précipitations) doivent être optimisés simultanément, en ajustant un ensemble de paramètres sélectionnés. Certaines constantes utilisées dans les paramétrisations du modèle 1D sont mal connues, mais jouent un rôle important sur les résultats. Elles ont été sélectionnées après de nombreux tests de sensibilité.

Pour la paramétrisation de la radiation solaire, on utilise un profil de transmission à double exponentielle (Paulson et Simpson, 1977) :

$$I(z) = R \exp\left(-\frac{z}{D_1}\right) + (1-R) \exp\left(-\frac{z}{D_2}\right)$$

Des tests ont montré que la SST est très sensible à D_2 , la profondeur d'extinction de la partie bleue du spectre, qui est donc retenue comme paramètre ajustable (les autres paramètres étant fixés à $R = 0.74$ et $D_1 = 1.3\text{m}$).

Le mélange diapycnal est causé par l'instabilité du cisaillement vertical et par le déferlement d'ondes internes (Large et al., 1994). La diffusivité ε et la viscosité ω associées au déferlement ne sont pas bien définies, mais conditionnent beaucoup les résultats, donc elles sont à optimiser.

Les flux radiatifs satellitaires sont en très bon accord avec les mesures in situ et sont utilisés tels quels. Par contre, les flux turbulents et les précipitations sont entachés d'erreurs dues aux formules « *bulk* » et aux variables météorologiques, si bien qu'ils doivent être corrigés. On introduit pour cela 5 coefficients ajustables : β_w , β_1 , β_s , C_d et C_e . Le facteur β_w doit corriger les erreurs sur la vitesse du vent et β_w sur le coefficient de transfert C_d . β_1 corrige à la fois les erreurs sur le coefficient de transfert C_e et sur la différence d'humidité entre l'air et la surface. β_s doit compenser le biais sur le flux de chaleur sensible. L'évaporation est ajustée avec les mêmes coefficients multiplicateurs que le flux de chaleur latente ($\beta_1 \beta_w$). Les précipitations, peu fiables dans le modèle ECMWF, sont ajustées grâce au facteur β_p . Les gammes de valeurs de ces 8 paramètres ajustables sont choisies pour être sûr d'obtenir l'optimum, mais dans des intervalles raisonnables pour éliminer les solutions non-physiques.

L'optimisation est réalisée en utilisant un algorithme génétique (Carroll, 1996), plus approprié que les méthodes basées sur le gradient quand la fonction étudiée présente plusieurs extrema ou des discontinuités. L'algorithme recherche l'ensemble de paramètres qui minimisent un fonction-coût, évaluée pour chaque expérience du modèle. La fonction-coût est basée sur la

différence entre les observations et simulations pour la SST, la SSS, les profils de T et de S . Ces différences sont cumulées pendant la durée de la simulation et sur les niveaux jusqu'à 200 m pour les profils. Chaque contribution est normalisée par la variance correspondante. Des poids sont attribués de façon inversement proportionnelle au nombre de données de chaque sorte, donnant dix fois moins d'impact à la salinité qu'à la température.

Résultats

L'optimisation a consisté à réaliser 10000 simulations d'une année, couvrant la durée de l'expérience POMME. Le tracé de l'adéquation en fonction des différents paramètres ajustables montre la sensibilité de l'optimisation à chacun d'eux. Pour la pénétration solaire, l'optimum ($D_2 = 20$ m) est plus grand que les estimations habituelles, mais représente une moyenne annuelle pour les différents types d'eau. La diffusivité due au déferlement d'ondes internes ($\epsilon = 6.4 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$) est proche d'autres estimations, ainsi que la viscosité ($\varphi = 0.88 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$). La fonction d'adéquation présente des pics assez nets pour les paramètres liés aux flux, en particulier pour la chaleur latente (β_l), la tension de vent (β_w) et les précipitations (β_p), indiquant que la solution est unique dans l'intervalle considéré.

L'utilisation de ces paramètres optimaux conduit à une intensification de la tension de vent ($+0.027 \text{ N.m}^{-2}$) et de la chaleur latente (-8 W.m^{-2}), ainsi qu'à une diminution de la chaleur sensible (-8 W.m^{-2}) et des précipitations (-1.5 mm.j^{-1}). Le flux net de chaleur, intégré sur la zone POMME, est réduit mais indique toujours un gain (17 W.m^{-2}), tandis que le flux net d'eau douce devient positif (0.75 mm.j^{-1}), indiquant que l'évaporation domine les précipitations.

Les paramètres ajustés ont été utilisés pour réaliser une simulation optimale avec le modèle 1D. L'évolution de la SST (Fig. 47.a) est très bien reproduite, autant pour son cycle saisonnier (avec une amplitude $8.5 \text{ }^\circ\text{C}$) que pour sa variabilité haute-fréquence. La moyenne de différence par rapport aux observations est de 0.02°C , avec une déviation standard de 0.18°C . Au contraire, lorsque le modèle est forcé avec les flux non-ajustés, la SST dérive jusqu'à 3°C de trop, à cause du refroidissement trop faible sur la couche mélangée fine en été.

La SSS simulée avec les flux non-ajustés (Fig. 47.b) n'a pas de cycle saisonnier et décroît continuellement, à cause des précipitations excessives. Par contre, la SSS optimisée présente un cycle saisonnier marqué (avec une amplitude 0.15 psu), en accord avec l'analyse in situ et les climatologies. La différence par rapport aux observations est de 0.02 psu , avec une déviation standard de 0.03 psu . La salinité est cependant moins bien simulée que la température, avec notamment une variabilité intra-saisonnière sensiblement différente des analyses. La SSS du modèle présente des augmentations rapides, dues à l'advection horizontale d'Ekman, qui n'ont pas d'équivalent dans les analyses, mais semblent réalistes. Les écarts de SSS peuvent être attribués aux erreurs dans les forçages et dans les analyses, plutôt qu'au modèle lui-même.

Le profil de température obtenu à la fin de la simulation se compare bien avec les observations à P3, impliquant que l'évolution saisonnière des couches supérieures est bien restituée, tandis que le profil de salinité est moins bien simulé.

La MLD a été estimée avec un simple critère de changement de densité de 0.02 kg.m^{-3} par rapport au niveau à 10 m (De Boyer-Montégut et al., 2004), qui s'est montré bien approprié à la zone POMME durant toute la durée de l'expérience. La MLD simulée (Fig. 47.c) varie de moins de 25 m en été à un maximum hivernal de 185 m, au mois de Mars. La période de remontée est très courte (1 mois) par rapport à la période d'approfondissement (5 mois et demi), d'où une asymétrie évidente dans le cycle annuel. En utilisant les flux non-ajustés, la MLD est largement sous-estimée tout-au-long de l'année, comme dans la climatologie de Levitus et al. (1994), qui ne reproduit pas correctement l'asymétrie du cycle annuel.

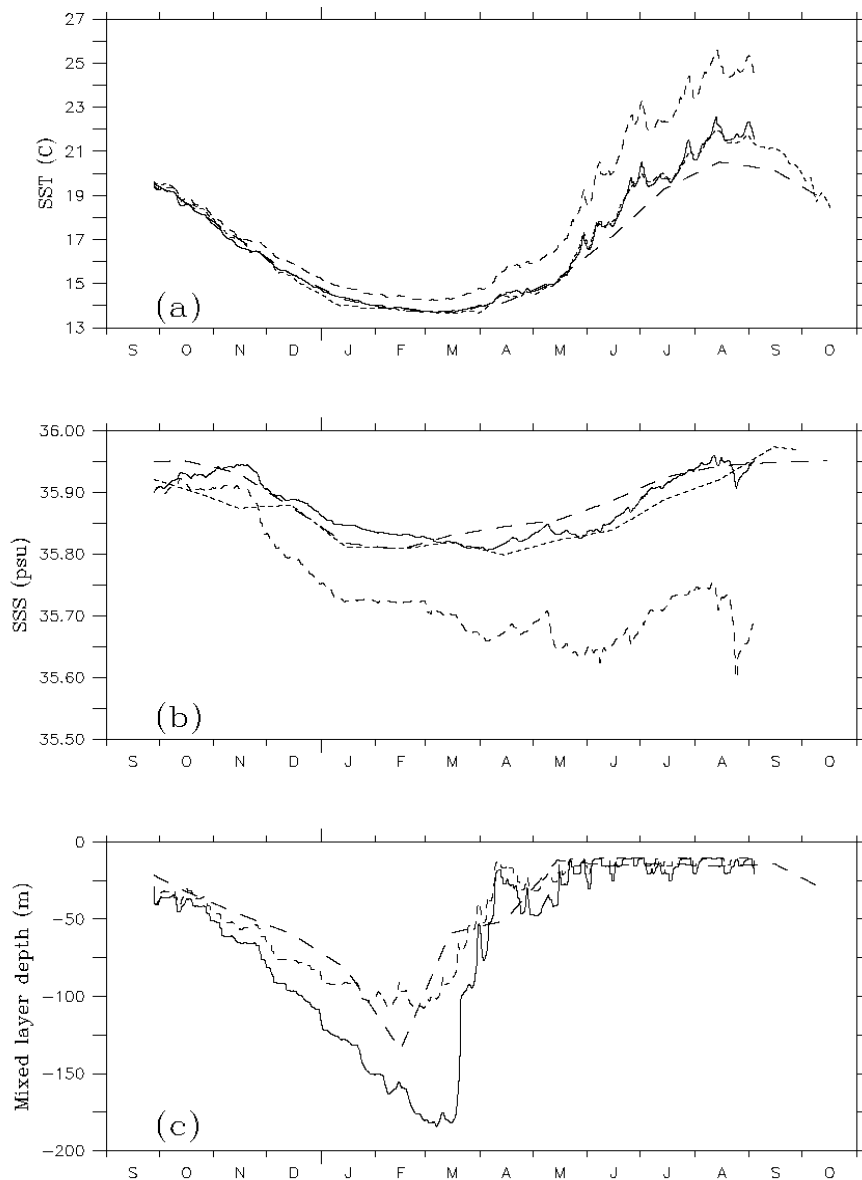


Figure 47 : Evolution temporelle de (a) la température de surface de la mer (SST) (°C), (b) la salinité de surface de la mer (SSS) (psu) et (c) la profondeur de couche mélangée simulées par le modèle forcé par les flux ajustés (traits continus), non-ajustés (tirets), déduits des analyses (tirets courts) et des climatologies mensuelles de Levitus et Boyer (1994) (SST) et Levitus et al. (1994) (SSS) (tirets longs). D'après la fig. 5 de Caniaux et al., 2005b.

Ces résultats valident *a posteriori* les corrections proposées pour les flux de chaleur et de sel, mais aussi les hypothèses de l'approche unidimensionnelle.

La moyenne annuelle des flux de chaleur ajustés (Fig. 48) montre que les composantes les plus importantes sont, en ordre décroissant : le flux net d'ondes-courtes, la chaleur latente, le flux net d'ondes-longues et la chaleur sensible. Le bilan de chaleur est négatif au Nord-Ouest du domaine et positif partout ailleurs, avec un gradient marqué entre 43°N et 45°N. Le flux d'ondes-longues augmente du Nord vers le Sud, tandis que le flux de chaleur latente présente de fortes hétérogénéités, augmentant au Sud où la SST est plus chaude et au Nord où les vents sont plus intenses. Les contributions de ces deux flux ne sont donc pas les mêmes sur toute la zone : la perte par chaleur latente domine au Nord-Ouest, le gain par ondes courtes l'emporte au Sud et les deux flux s'équilibrent presque au centre du domaine. Le flux net de chaleur présente des structures à mésoéchelle, dues à la chaleur latente et, dans une moindre mesure, à la chaleur sensible. Ces structures ne reflètent pas le champ moyen de SST, mais proviennent d'intensifications des flux turbulents, particulièrement en été et en hiver. Ces anomalies de flux ont été générées par les hétérogénéités de SST pendant ces périodes spécifiques.

Le bilan d'eau douce présente une distribution zonale, avec un gradient marqué du Nord vers le Sud, reflétant l'augmentation de l'évaporation sur les eaux plus chaudes et la diminution des précipitations vers le Sud.

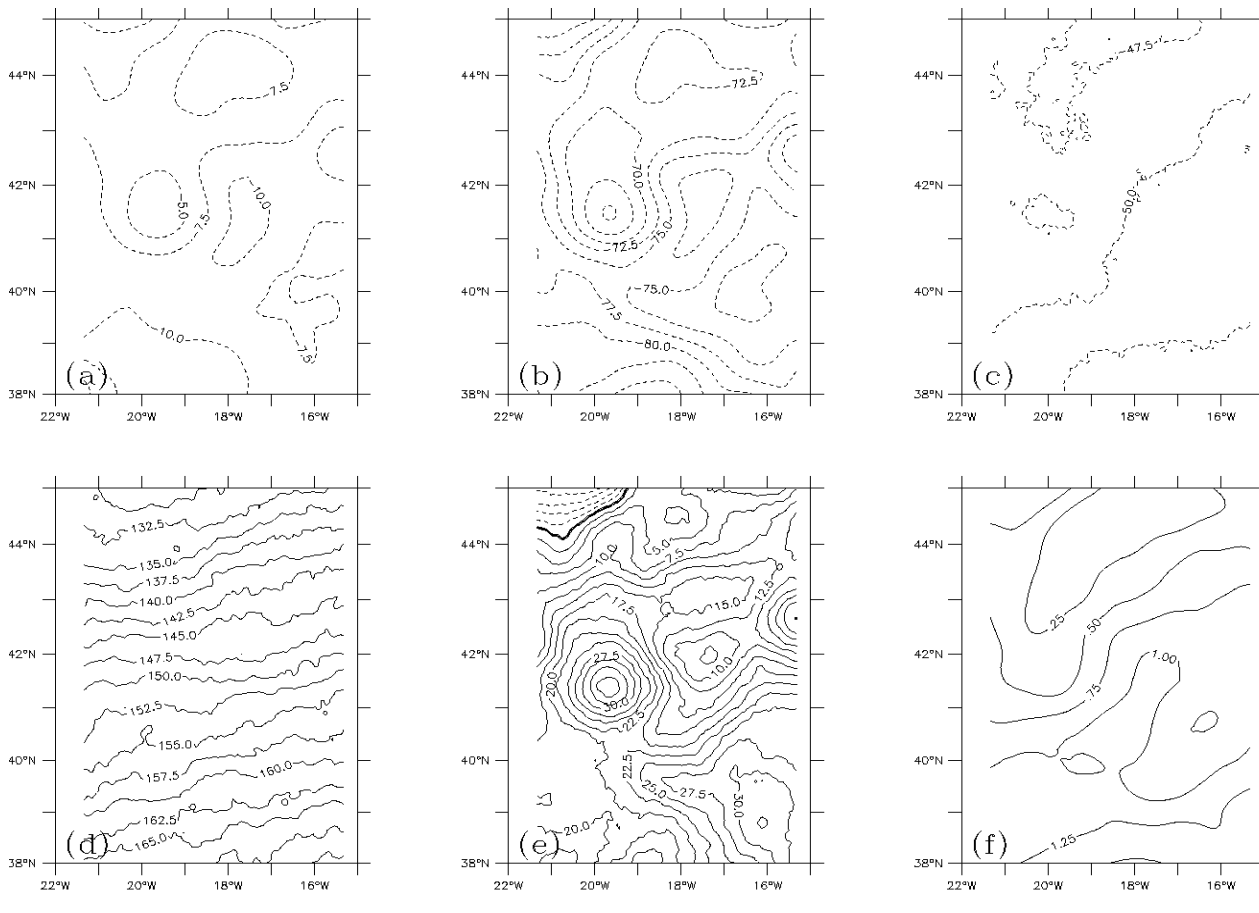


Figure 48 : Composantes des flux de chaleur annuel : (a) sensible, (b) latente, (c) ondes longues net, (d) ondes courtes net, (e) chaleur net (W.m^{-2}) ; et (f) $E-P$ (mm.j^{-1}). Les intervalles de contours sont 2.5 W.m^{-2} pour les flux de chaleur et 0.25 mm.j^{-1} pour $E-P$. La période considérée est 2 septembre 2000-2 septembre 2001. D'après la fig. 7 de Caniaux et al., 2005b.

Le flux de flottabilité étant d'une grande importance pour la subduction, il a aussi été évalué à partir des flux ajustés, selon la formule classique :

$$F = -\frac{\alpha g}{C_p} Q_{net} + \beta g \rho \frac{S(E-P)}{1 - S/1000}$$

Le flux obtenu présente un cycle saisonnier d'amplitude 400 W.m^{-2} (exprimé en flux de chaleur équivalent) et est négatif de mi-septembre à mars, atteignant son maximum à la mi-décembre et son maximum en mai-juin. En moyenne annuelle, il est positif ($+13 \text{ W.m}^{-2}$), à cause d'un excès de la composante thermique ($+17 \text{ W.m}^{-2}$) sur la composante haline (-4 W.m^{-2}). La contribution du flux de sel représente donc un quart de la contribution du flux de chaleur, bien que ses valeurs instantanées soient bien plus faibles. Dans certaines conditions, l'effet de la pluie sur la flottabilité peut être considérable, amincissant la couche mélangée de plusieurs dizaines de mètres (McCulloch et al., 2004).

La structure spatiale du flux de flottabilité est très hétérogène, reflétant principalement la contribution thermique. Ses valeurs moyennes sont comprises entre $+30 \text{ W.m}^{-2}$ au centre de la zone et -15 W.m^{-2} au Nord-Ouest. La contribution haline est conséquente dans la partie Sud du domaine, où l'évaporation dominante réduit l'effet du gain de chaleur.

Conclusions

L'utilisation du modèle 1D est possible grâce à la simplicité des processus océaniques ayant lieu dans cette zone. Cependant cette approche dépend de façon cruciale des échelles spatiales et temporelles, si bien qu'elle ne serait pas forcément appropriée dans une autre région et pour d'autres échelles. Les paramètres optimaux pourraient aussi varier selon la saison, en particulier la profondeur de pénétration D_2 et les coefficients de mélange diapycnaux ε et ω .

Les flux ajustés présentent de grandes différences par rapport aux flux issus de NWP. Dans les analyses ECMWF, le flux solaire serait sous-estimé de 15 W.m^{-2} et la perte de chaleur non-solaire serait surestimée de 11 W.m^{-2} , conduisant à sous-estimer le flux net de 26 W.m^{-2} . Dans le modèle ARPEGE, le flux solaire est très proche de l'estimation satellitaire, mais la perte non-solaire est surestimée de 43 W.m^{-2} , ce qui provoque une sous-estimation du flux net de 42 W.m^{-2} . Le flux net d'eau douce issu de l'optimisation est positif, tandis que celui du modèle ECMWF est négatif et sous-estimé de 1.05 mm.j^{-1} . Celui du modèle ARPEGE est positif, mais aussi sous-estimé de 0.18 mm.j^{-1} . Ces différences sont dues essentiellement aux précipitations excessives des NWP.

Cette étude révèle également les incertitudes sur le flux de flottabilité : bien que la SST et la SSS observées durant POMME soient proches des climatologies, le flux de flottabilité résultant diffère grandement des estimations climatologiques (McLaren et Williams, 2001). Celles-ci présentent des distributions spatiales similaires, mais avec des biais de -20 à -35 W.m^{-2} , indiquant un accroissement de la densité de la couche superficielle. Comme les anomalies dues à la variabilité interannuelle ne dépassent probablement pas 10 W.m^{-2} , ces écarts doivent provenir d'un refroidissement excessif dans les climatologies (Weller et al., 2004).

Les flux ajustés ont été utilisés avec succès pour forcer des modèles physiques 3D (Paci et al., 2005, Giordani et al., 2005a et 2005b). Ils ont aussi permis de fermer le bilan de chaleur produit par un modèle statistique assimilant toutes les données collectées durant l'expérience POMME (Gaillard et al., 2005). Ces résultats prouvent que l'optimisation des flux peut contribuer significativement à la réalisation de simulations réalistes de l'océan supérieur.

3.b. Modèles 3D régionaux

3.b.i. Circulation dans la couche mélangée

Giordani, Caniaux et Prieur, 2005 : Un modèle 3D simplifié assimilant les courants géostrophiques: application à l'expérience POMME

Introduction

L'expérience POMME (Mémery et al., 2005) s'est déroulée en Atlantique Nord-Est, de septembre 2000 à septembre 2001, avec pour objectif d'étudier l'impact des structures à mésoéchelle sur la subduction d'eau modale et les bilans de chaleur et de masse dans la couche mélangée. Pour cela, un modèle océanique 3D est nécessaire et doit être couplé à un système d'assimilation de données. La plupart des modèles utilisent l'assimilation séquentielle (Robinson, 1996), qui est efficace pour réduire les dérives, mais provoque des déséquilibres entre le champ de masse et la circulation. Chaque réinitialisation produit des chocs et propage des ondes de gravité artificielles, qui empêchent les diagnostics physiques et les bilans intégrés sur de longues durées.

Des approches alternatives ont été développées, comme le modèle 2D horizontal de couche mélangée de Qiu et Kelly (1993). Ce modèle a fourni une représentation fiable des transports d'Ekman et géostrophique, ce dernier étant calculé à partir d'analyses de la hauteur de surface issues de l'altimètre de Geosat. Cette technique permet de capturer l'essentiel de la dynamique et de la thermodynamique de la couche mélangée pendant de longues périodes.

Cette étude est basée sur un modèle 3D simplifié, largement inspirée du travail de Qiu et Kelly (1993). Le modèle assimile les courants géostrophiques, selon une méthode d'insertion directe de données, décrite par Robinson (1998). Celle-ci consiste à insérer les vitesses graduellement dans l'équation du moment cinétique, ce qui permet l'ajustement géostrophique.

Formulation du modèle

Le modèle 3D est dérivé d'un modèle 1D de couche mélangée, développé par Gaspar et al. (1990). Les équations de conservation du moment cinétique, de la chaleur et du sel s'écrivent :

$$\begin{aligned}\partial_t u_h &= -\vec{f}\vec{k} \times \vec{u}_h + \partial_z (\kappa \partial_z u_h) \\ \partial_t T &= \frac{Q_{sol}}{\rho C_p} \partial_z I(z) + \partial_z (\kappa \partial_z T) \\ \partial_t S &= \partial_z (\kappa \partial_z S)\end{aligned}$$

La paramétrisation du mélange vertical est basée sur une équation de conservation de la TKE :

$$\partial_t e_T = \partial_z (\kappa \partial_z e_T) + \kappa (\partial_z u_h)^2 + \frac{g}{\rho} \kappa \partial_z \rho - C_\varepsilon \frac{e_T^{3/2}}{l_\varepsilon}$$

où C_ε est une constante et l_ε est une longueur caractéristique de dissipation. Cette formulation repose sur le calcul de deux échelles de longueur turbulente, représentant les conversions de TKE en énergie potentielle et inversement. Elle permet d'améliorer la représentation de la structure verticale de la couche mélangée, de la SST et des courants superficiels (Blanke et Delecluse, 1994). Mais elle échoue à simuler le mélange dans les couches fortement stables, comme la thermocline supérieure, provoquant un déficit de chaleur dans la couche mélangée. On a donc ajouté une paramétrisation du mélange diapycnal (Large et al., 1994), tenant compte des sources de mélange non-locales, comme le déferlement d'ondes internes et le cisaillement du courant.

Le modèle est tri-dimensionnalisé en ajoutant la force de pression dans l'équation du moment cinétique et l'advection dans les trois équations, et en introduisant l'équation hydrostatique. Cela est équivalent à ajouter aux équations précédentes l'opérateur de couplage suivant :

$$\begin{aligned}\partial_t \vec{u}_h &= -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}_h p - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{u}_h \\ \partial_t T &= -(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T \\ \partial_t S &= -(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) S \\ \partial_z p &= -\rho g\end{aligned}$$

Comme le bilan de TKE est faiblement affecté par l'advection et la diffusion horizontales (Gaspar et al., 1990), l'équation régissant e_T n'est pas modifiée.

La vitesse verticale w peut être obtenue directement par l'équation de continuité, mais la divergence horizontale de la vitesse est faible car le courant s'écarte peu de l'équilibre géostrophique. De plus, les calculs en différences finies amplifient les erreurs sur les vitesses. On peut cependant déduire w de l'équation de vorticité (Pedlosky, 1987):

$$\partial_t (\zeta + f) = -(\zeta + f) \vec{\nabla}_h \cdot \vec{u}_h + \frac{\vec{k}}{\rho^2} (\vec{\nabla}_h \rho \times \vec{\nabla}_h p) + \vec{k} \cdot (\partial_z \vec{u}_h \times \vec{\nabla}_h w) - \frac{\vec{k}}{\rho} \partial_z \vec{\tau} \times \vec{k}$$

Les termes du membre de droite représentent respectivement la divergence, la baroclinicit , l'inclinaison et la tension. L'équation de continuité $\vec{\nabla}_h \cdot \vec{u}_h + \partial_z w = 0$ permet d'extraire la vitesse verticale du terme de divergence. L'évolution locale et l'advection de vorticité sont forcées en grande partie par les courants géostrophiques   mésoéchelle. Le terme d'inclinaison est dû à la déformation du champ de vorticité et le terme barocline permet l'ajustement du champ de masse à la circulation géostrophique. Le terme de tension représente le pompage d'Ekman.

Pour tirer parti de cette équation de vorticité, il faut d'abord éliminer le bruit dans les courants géostrophiques, qui masque le signal physique. Comme un filtrage direct affaiblirait les courants, on filtre plutôt le terme d'advection de vorticité. Les champs de w obtenus présentent des structures cohérentes et en accord avec les courants de surface.

La méthode d'assimilation choisie nécessite de dégénérer le système d'équations primitives. Pour cela, on remplace la force du gradient horizontal de pression par un courant géostrophique u_g

prescrit, en utilisant l'équation de la géostrophie $\vec{u}_g = 1/(\rho f)\vec{k} \times \vec{\nabla}_h p$. L'équation du moment cinétique devient alors :

$$\partial_t u_h = -f\vec{k} \times (\vec{u}_h - u_g) + \partial_z (\kappa \partial_z u_h) - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{u}_h$$

Cette assimilation est donc une insertion directe des vitesses géostrophiques, ce qui dispense notamment d'évaluer des incertitudes statistiques.

Pendant l'expérience POMME, des analyses optimales de u_g ont été réalisées avec une fréquence hebdomadaire et une résolution de 50 km. Ces courants sont interpolés linéairement à chaque pas-de-temps du modèle, permettant une insertion graduelle et continue dans la simulation.

Ce système PE simplifié diffère des modèles standards en plusieurs points :

- L'insertion directe de u_g correspond à une relaxation avec une fréquence égale au paramètre de Coriolis, et non à l'imposer dans le courant total comme dans le modèle de Qiu et Kelly (1993). Cela autorise l'ajustement géostrophique et rend inutile l'équation hydrostatique.
- Les courants agéostrophiques sont calculés explicitement, contrairement aux modèles quasi-géostrophiques, ce qui est important pour représenter de manière réaliste les fronts et les tourbillons.
- La séquence temporelle de u_g est utilisée comme interpolateur à basse fréquence et faible résolution, qui agit comme un guide pour l'ajustement géostrophique. La circulation agéostrophique équilibre ensuite le champ de masse, à travers les équations de T et S . Dans les OGCMs non-dégénérés, le couplage entre le moment cinétique et la densité se fait dans les deux sens.

L'ajustement géostrophique fonctionne différemment suivant les échelles spatiales (Bougeault et Sadourny, 2001) : aux échelles inférieures au rayon de déformation de Rossby R_0 (de l'ordre de 20 km aux moyennes latitudes), le champ de masse s'ajuste à la vitesse, et inversement aux échelles supérieures à R_0 . Par conséquent, une bonne prévision aux petites échelles nécessite une initialisation précise des vitesses. Pour simuler la mésoéchelle, l'assimilation de courants géostrophiques de résolution fine (50 km) est donc plus appropriée que l'assimilation du champ de masse. Ainsi, Robinson (1996) a montré que l'assimilation de u_g améliorerait les prévisions d'un modèle PE de l'Atlantique Nord-Ouest, de 35% avec une méthode intermittente et de 70% avec une méthode continue, tandis que l'assimilation de T et S ne l'améliore que de 1.5%.

Les avantages de ce modèle sont multiples. Le système PE dégénéré ne nécessite pas de calcul de la fonction de courant barotrope (effectué généralement par un solveur coûteux numériquement). L'insertion directe des vitesses évite les dérives durant les longues simulations et les chocs associés à l'assimilation séquentielle. Néanmoins, certaines limitations doivent être mentionnées : les courants géostrophiques doivent être fournis, soit par un système d'analyse/prévision, soit par une climatologie. L'interpolation linéaire du guide géostrophique n'est valide que si l'intervalle de temps entre deux analyses est assez court. Enfin, les analyses altimétriques ne fournissent que les courants en surface, mais ceux-ci peuvent être projetés sur des modes verticaux issus d'une climatologie.

Implémentation du modèle dans la zone POMME

Entre août 2000 et octobre 2001, quatre campagnes océanographiques ont permis d'estimer les conditions hydrographiques avec une résolution de 50 km, presque deux fois le rayon de Rossby. Des analyses objectives de température et de salinité ont été produites, sur une grille horizontale de 5 km de maille et sur 65 niveaux verticaux. L'initialisation provenait de la climatologie de Levitus (1982) et un rayon d'influence spatio-temporelle de 50 km et 10 jours a été utilisé. Quatre analyses ont ainsi été obtenues, correspondant aux dates centrales des campagnes P0, P1, P2 et P3. Ces analyses ont ensuite été exploitées pour calculer des courants géostrophiques, suivant l'équation du vent thermique, en utilisant un niveau de non-mouvement à 1500 m (déterminé par comparaison avec des mesures par ADCP).

Les courants géostrophiques ont aussi été estimés à fréquence hebdomadaire grâce au modèle quasi-géostrophique SOPRANE, qui a assimilé des observations altimétriques de SLA. Les

fonctions de courant simulées ont ensuite été corrigées par analyse objective, en utilisant les fonctions de courant observées in situ. Les courants géostrophiques sont finalement calculés par différences finies, sur la grille SOPRANE (50 km de résolution et 10 niveaux verticaux).

La SST estimée par satellite a été fusionnée avec les mesures in situ, afin de produire des champs de 5 km de résolution, tous les 3 jours et pendant 1 an (Caniaux et al., 2005a).

Le modèle est implémenté dans la zone POMME (21°W-15°W et 37°N-45°N), sur la même grille que les analyses (isotrope, de maille 5 km), avec 19 niveaux verticaux espacés de 10 à 100 m. Les analyses P1 et P2 sont les plus complètes et les 50 jours qui les séparent coïncident avec la retraite de la couche mélangée, si bien que cette période a été choisie pour tester le modèle.

La simulation à « physique complète »

Cette simulation a été réalisée en activant tous les processus physiques dans le modèle. Elle est initialisée avec les analyses de température et de salinité de la campagne P1 (13 février 2001) et intégrée jusqu'à P2 (4 avril 2001). Elle est forcée par des flux de chaleur journaliers et par les vitesses géostrophiques interpolées linéairement entre les deux analyses. Le guide géostrophique constitue la composante lente de la circulation et le modèle simplifié simule la physique rapide et de petite échelle.

Dans l'analyse P1, on observe un front près de 41°N, associé à deux tourbillons mésoéchelle : un cyclone à coeur froid (13°C) à 42°N-20°W et un anticyclone à coeur chaud (15°C) à 40°N-19°W. Les courants atteignent 0.3 m.s⁻¹ entre ces deux structures. Un anticyclone à coeur froid se trouve à 43.5°N-17.5°W, ainsi qu'une langue d'eau tiède le long de 20°W, dirigée vers le Nord.

Au moment de l'analyse P2, la SST simulée est plus chaude de 0.2°C et le gradient associé au méandre vers 41°N est décalé vers le Sud-Ouest. Une intrusion d'eau tiède apparaît le long de 19°W, vers le Nord, tandis qu'une langue d'eau froide descend vers le Sud le long de 16.5°W. Les courants de surface simulés présentent un méandre formé d'une branche vers le Nord, responsable de l'intrusion d'eau chaude, et d'une branche vers le Sud, responsable de l'advection d'eau froide. Ces deux branches sont connectées par un tourbillon anticyclonique à 41°N. Les autres tourbillons se sont déplacés ou ont été déformés, ce qui génère des vitesses verticales dont le rôle pourrait être aussi important que les flux de surface pour la subduction.

La MLD est définie par un critère de densité : $\rho(h) = \rho(20 \text{ m}) + 0.02 \text{ kg.m}^{-3}$. En moyenne sur le domaine, son évolution présente des similarités avec le flux de chaleur en surface (Fig. 49) : pendant la seconde partie de la simulation, l'augmentation du flux de chaleur est associée à une diminution de la MLD, qui s'accroît quand le flux devient positif. Cette phase de re-stratification s'accompagne d'une augmentation de la SST. La tension de vent présente deux événements intenses, qui n'affectent pas la couche mélangée parce qu'elle celle-ci est épaisse (> 100 m) et possède donc une grande inertie thermique. A échelle synoptique, la couche mélangée semble forcée par le flux de chaleur atmosphérique.

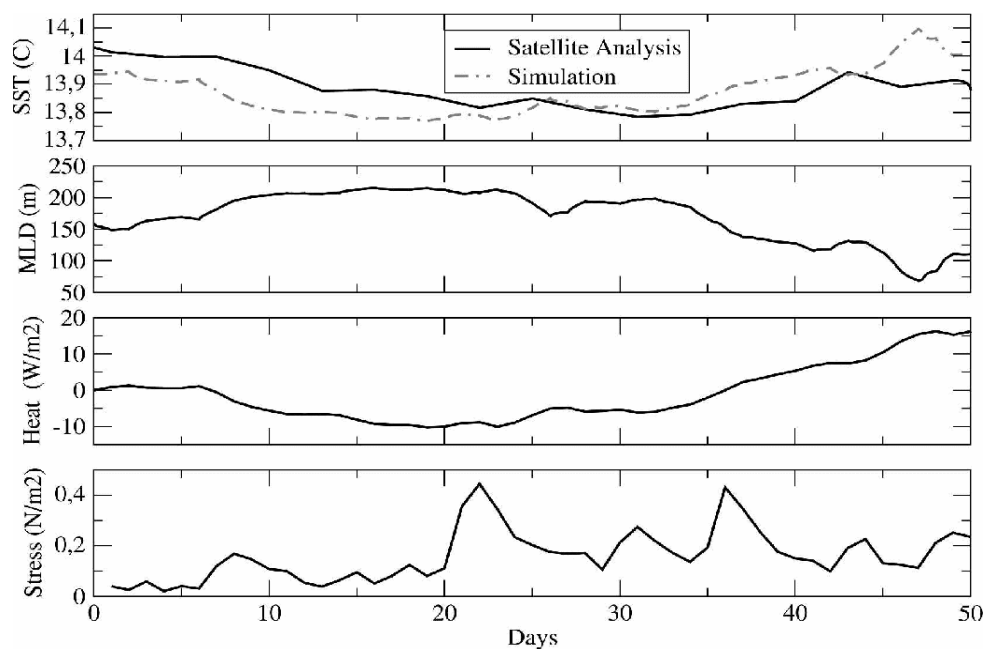


Figure 49: (de haut en bas) Moyennes spatiales de SST, profondeur de couche mélangée, flux de chaleur net en surface et flux de moment cinétique en surface durant POMME1-2. D'après la fig. 5 de Giordani et al., 2005a.

Validation

La SST et les courants simulés à P2 sont proches de ceux de l'analyse. Le courant de surface simulé inclut l'impact de la tension du vent, si bien qu'il est plus fort que le courant géostrophique analysé. La SST présente des erreurs de l'ordre -1°C par rapport à l'analyse P2, partiellement dues à la non-synopticité des mesures. Les erreurs sont d'environ $+1^{\circ}\text{C}$ par rapport à la SST satellitaire, avec des valeurs fréquemment inférieures à 0.5°C , ce qui tombe sous la marge d'incertitude cette l'analyse. Au moment de P2, la MLD est moins profonde, donc les paramètres de surface sont plus réactifs aux forçages atmosphériques et l'analyse in situ est davantage affectées par la non-synopticité. Le champ de masse simulé devrait devenir plus réaliste, grâce à la qualité des flux atmosphériques et à l'ajustement au guide géostrophique. L'état final de la simulation capture bien les structures mésoéchelle, comme le front au Sud-Ouest et les tourbillons. La SST moyennée sur le domaine (Fig. 49) est initialement plus froide (de 0.1°C) que la SST satellitaire, car les observations assimilées dans chacune des deux analyses ne sont pas les mêmes. La SST simulée reste plus froide pendant la moitié de la simulation (25 jours) et finit plus chaude de 0.2°C à P2. Cet écart est faible mais signifie probablement qu'il y a un biais positif dans le flux de chaleur.

Les structures verticales de température et salinité, le long de la section à 18°W sont bien simulées, en particulier le front thermohalin à 42.5°N . La MLD est estimée à environ 100 m dans ce front et 50 m partout ailleurs. Néanmoins, le modèle produit une remontée d'eau froide à 40.5°N qui n'est pas présente dans l'analyse.

Pour obtenir une carte de MLD de référence, les profils de densité mesurés ont été examinés visuellement, ce qui présente le grand avantage de ne pas dépendre d'un critère subjectif. Cependant, puisque les mesures ne sont pas synoptiques, certaines structures du champ obtenu ne sont certainement pas cohérentes (Fig. 50). Pour la simulation, on utilise un critère de saut de densité ($0.02 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$), plus stable qu'un critère sur le gradient (Brainerd et Gregg, 1995), en partant d'un niveau assez profond (20 m) pour éviter les effets de peau (Price et al., 1988). Les structures de MLD restent cependant très sensibles au critère utilisé. Pourtant, la simulation capture le maximum situé dans le coin Nord-Ouest du domaine, les maxima relatifs à l'Ouest et au Sud-Ouest, et le minimum relatif au Sud-Est.

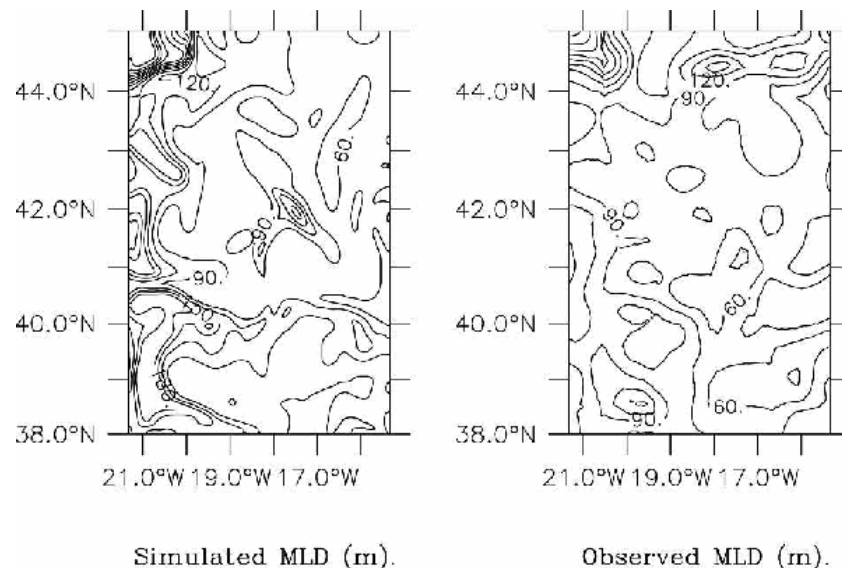


Figure 50 : Profondeurs de couche mélangée (à gauche) simulée et (à droite) observée à POMME2. D'après la fig. 8 de Giordani et al., 2005a.

La circulation de surface est estimée de manière indépendante grâce aux trajectoires de bouées dérivantes. Celles-ci sont comparées à la hauteur dynamique par rapport au niveau à 1000 m. La simulation reproduit un tourbillon, un front et une recirculation en phase avec les trajectoires de bouées. A la fin de la simulation, le champ de hauteur dynamique présente un étirement Nord-Sud, caractéristique des zones de frontogénèse dont le rôle sur le déentraînement/entraînement est important (Horoyuki et Yasuda, 2004). Les trajectoires divergent parfois de la topographie altimétrique, potentiellement à cause de l'action du vent et/ou des courants inertiels sur les bouées. En général, le modèle capture bien les structures dynamiques fines.

Sensibilité aux processus activés

La modularité du modèle permet d'activer les processus physiques un-par-un, d'où la réalisation de quatre tests de sensibilité (les 3 premiers sont montrés dans la fig. 51).

En activant seulement la diffusion verticale, la couche mélangée n'évolue que par les forçages de flux de chaleur et de moment cinétique. Ceux-ci affectent la couche uniformément, si bien que la SST reste proche du champ initial. Dans ce cas, le courant d'Ekman n'est pas pris en compte que dans la diffusion verticale. Quand on ajoute l'advection d'Ekman, les processus verticaux sont couplés les-uns-aux-autres, donc les structures de SST sont plus cohérentes. Le champ de SST agit en retour sur le courant de surface, de sorte qu'il devient très différent de l'effet du vent. Le courant d'Ekman rétroagit donc fortement sur lui-même, ce qui affecte aussi le mélange vertical en augmentant la TKE par cisaillement vertical. En ajoutant l'advection géostrophique, les structures de SST et de courant changent radicalement et se rapprochent des analyses. Ceci prouve que le forçage géostrophique est un composant important de la dynamique dans cette région. Les courants de surface diffèrent des courants géostrophiques à cause des processus agéostrophiques, qui les renforcent et les rendent plus réalistes. Enfin, quand on active l'advection verticale, on obtient la simulation à « physique complète », dans laquelle la SST et les courants sont légèrement modulés par rapport au cas précédent. L'advection verticale refroidit la couche mélangée et permet d'atteindre le meilleur score de SST comparée avec l'estimation satellitale.

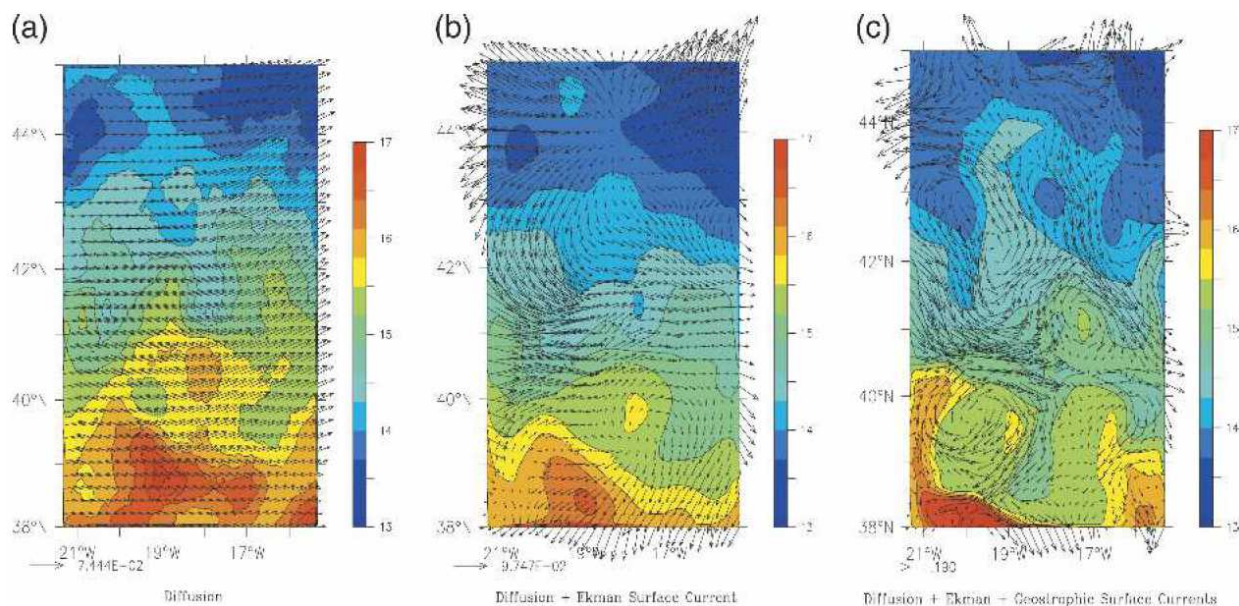


Figure 51 : SST (°C) et courant de surface (m.s-1) simulés à POMME2 : (a) diffusion verticale activée, (b) diffusion verticale et advection d'Ekman activées, (c) diffusion verticale et advection d'Ekman et géostrophique activées. D'après la fig. 10 de Giordani et al., 2005a.

Conclusions

Le modèle 3D simplifié assimile les courants géostrophiques, dont la séquence temporelle constitue un guide représentant la partie lente de la dynamique. Il est donc nécessairement couplé à un système fournissant les vitesses géostrophiques.

Le système d'équations primitives dégénéré ne produit pas d'ondes de gravité et induit un effet des courants géostrophiques sur les structures agéostrophiques, mais pas l'inverse. En l'absence de force de pression, l'ajustement du champ de masse aux courants imposés se fait grâce aux équations thermodynamiques.

La méthode d'assimilation consiste à insérer directement les données à chaque pas-de-temps, donc de façon graduelle et continue. Ceci évite les chocs et le « spin up » suivant habituellement une séquence d'assimilation. Cette méthode empêche aussi les fortes dérives du modèle et permet de réaliser des diagnostics intégrés pendant de longues durées. Enfin, chacun des processus physiques peut être activé indépendamment.

La simulation de 50 jours, entre les analyses POMME1 et POMME2, reproduit bien les structures de SST et de courant à mésoéchelle. L'utilisation du guide géostrophique inhibe la dérive du modèle et devrait produire des simulations longues réalistes, à condition de disposer de flux atmosphériques de qualité suffisante.

Les tests de sensibilité réalisés avec ce modèle permettent de mieux étudier le développement des structures qu'avec un modèle PE classique. On a ainsi pu identifier des boucles de rétroaction entre les processus et quantifier les effets non-linéaires des uns sur les autres. Les structures mésoéchelle simulées deviennent réalistes lorsqu'on active le forçage géostrophique, grâce à l'ajustement du champ de masse aux courants. La solution finale est améliorée en ajoutant l'advection verticale, ce qui indique que l'impact de w , qui pourrait paraître négligeable, pourrait devenir important pour des simulations plus longues.

Pour améliorer ce modèle, on pourrait mélanger les vitesses géostrophiques analysées et prévues, en fonction de leurs incertitudes. Il pourrait alors y avoir une rétroaction des structures agéostrophiques sur la composante géostrophique. Ce modèle est complémentaire des OCMs et peut servir de banc d'essais pour tester des techniques d'assimilation. Il pourrait aussi être incorporé dans un OCM opérationnel, afin de réaliser des prévisions à résolution accrue et à coût de calcul réduit.

3.b.ii. Bilan de chaleur dans la couche mélangée

Giordani et al., 2005 : Une simulation à méso-échelle de l'Atlantique Nord-Est : bilans de chaleur et de masse dans la couche mélangée durant l'expérience POMME

Introduction

Pour simuler des structures mésoéchelle réalistes, les OCMs régionaux doivent être couplés à des systèmes d'assimilation de données. Sans assimilation, un modèle PE à frontières ouvertes ne conserve un certain degré de réalisme pendant 3 mois au maximum (Paci et al., 2005). Avec assimilation, les simulations longues se dégradent au cours du temps à cause des frontières latérales (Gavart et al., 1996). Dans les simulations climatiques, on limite la dérive du modèle par une correction interactive du flux net de chaleur, en rappelant la SST vers une climatologie (Barnier et al., 1995). Ce rappel a une justification physique et dépend de l'échelle spatiale de l'anomalie de température. Ainsi, il est difficile de réaliser des simulations de durée annuelle avec un modèle PE régional à haute résolution.

Le modèle 3D simplifié qui est proposé résout ce problème par une méthode d'insertion directe des données, qui impose des courants géostrophiques continus dans l'équation du moment cinétique. La séquence temporelle des vitesses agit comme un guide et empêche les écoulements chaotiques et irréalistes.

Après avoir testé ce modèle dans une simulation de 50 jours (Giordani et al., 2005a), il est intégré durant l'ensemble de l'expérience POMME (septembre 2000 à septembre 2001). Puisque le modèle ne recourt pas à la relaxation des flux de surface, ni à l'assimilation du champ de masse, on doit d'abord valider la circulation et les structures thermohalines. Ensuite, on analyse l'effet de la mésoéchelle et sous- mésoéchelle sur les bilans de chaleur et de masse dans la couche mélangée.

Configuration expérimentale

La simplification du système PE repose sur le remplacement de la force de pression horizontale par la vitesse géostrophique u_g , dans l'équation du moment cinétique. Les trois équations suivantes sont inchangées (voir le résumé de Giordani et al., 2005a). Elles décrivent la conservation de la température T , de la salinité S et de l'énergie cinétique turbulente e_T , dont la conversion en énergie potentielle détermine le coefficient de diffusion verticale κ . Enfin, l'équation de conservation de la vorticité permet de diagnostiquer la vitesse verticale w . Les forçages en surface sont inclus dans les termes diffusifs verticaux.

Les vitesses géostrophiques peuvent être fournies par un OCM, une (ré)analyse de mesures ou une climatologie. Ici, u_g est interpolé linéairement entre deux analyses, à chaque pas-de-temps du modèle, puis directement inséré dans les équations de moment cinétique et de vorticité. Cette procédure permet une assimilation lisse et graduelle des données. Le système PE est dégénéré par la substitution du terme de pression, ce qui permet au courant simulé de s'ajuster au guide géostrophique à la fréquence de Coriolis. Les équations de T et S sont complètement prognostiques, puisqu'elles ne sont pas contraintes directement par le guide. Une circulation agéostrophique apparaît pour équilibrer le champ de masse avec les courants géostrophiques, de sorte que les structures soient dynamiquement cohérentes avec le guide à toutes les échelles. Cet ajustement n'est pas instantané, ce qui engendre un déséquilibre du vent thermique, d'où une différence entre les u_g imposé et simulé. Le principal avantage de cette technique est d'empêcher les dérives lors des longues simulations et d'éviter les chocs associés à l'assimilation séquentielle.

Le modèle est utilisé pour obtenir des bilans réalistes dans la couche mélangée pendant un an, entre les campagnes P0 et P3. Il est implémenté dans la zone POMME, sur une grille de 5 km de résolution (très inférieure au rayon de Rossby R_0), avec 19 niveaux espacés de 10   100 m.

Une des difficultés majeures de la modélisation régionale est le traitement des frontières ouvertes. Les équations prognostiques peuvent être modifiées près des limites du domaine, en appliquant une relaxation newtonienne vers un champ à grande-échelle :

$$X_f = (I - \alpha(i)X_p) + \alpha(i)X_l(i)$$

où X_f est le champ final, X_p le champ prognostique, X_p le champ grande-échelle, $\alpha(i)$ un coefficient de rappel et $i = 1, \dots, N_{relax}$ la distance à la frontière. Le nombre de cellules relaxées a été fixé à un et le coefficient $\alpha(i) = 1$, car la méthode d'insertion utilisée ne génère pas d'ondes de gravité artificielles. L'information de grande échelle traverse ainsi les limites latérales grâce à l'advection par les courants géostrophiques prescrits. Ceci évite le calcul délicat d'une vitesse normale de radiation/propagation.

Le modèle est initialisé avec les analyses de courant géostrophique, de température et de salinité des campagnes P0, P1, P2 et P3. La simulation annuelle est donc constituée de trois simulations, de durées respectives 139, 50 et 154 jours. Les mesures de T et S issues des quatre campagnes hydrographiques ont été interpolées sur 65 niveaux, puis analysées objectivement sur une grille de 5 km de résolution. La première estimation provient de la climatologie de Levitus (1982) et les données sont corrigées dans un rayon d'influence de 50 km et 10 jours (De Mey et Ménard, 1989). Les vitesses géostrophiques en sont déduites à chaque niveau d'après l'équation du vent thermique, en utilisant un niveau d'immobilité à 1700 m. Aux frontières latérales, l'information grande-échelle est fournie par les estimations in situ de T et S , interpolées linéairement entre deux analyses.

Les analyses successives de courant et de SST montrent des tourbillons mésoéchelle dérivant vers le Sud-Ouest, certains quittant rapidement le domaine et d'autres y restant jusqu'à 6 ou 7 mois. Les anticyclones A1 et A2 et le cyclone C4 sont quasi-permanents et structurent la circulation pendant toute l'expérience POMME. Un front thermique et dynamique persiste entre 40°N et 44°N, avec des vitesses atteignant 0.3 m.s⁻¹.

Les courants géostrophiques assimilés proviennent du modèle SOPRANE, un système opérationnel de prévision régionale sur l'Atlantique Nord-Est. Il est basé sur le modèle QG barocline de Blayo et al. (1994), avec 10 km de résolution et 10 niveaux verticaux. Il utilise la méthode SOFA (De Mey et Benkiran, 2000), consistant en une interpolation optimale dans un espace réduit, pour assimiler des données de SLA, avec cycle d'assimilation d'une semaine. Les données sont des mesures de SLA le long de la trace issues de quatre satellites altimétriques (TOPEX/Poseidon, ERS-1/2 et Jason) et réanalysées durant la période 1993-2002. Pendant l'expérience POMME, la fonction de courant provenant de cette réanalyse a été interpolée sur la grille du modèle. Puis les vitesses géostrophiques hebdomadaires ont été calculées par différences finies et interpolées linéairement à chaque pas-de-temps des simulations. Ceci fournit la composante lente de la circulation, servant de fond pour la dynamique rapide et de petite échelle. Comme pour le champ de masse, les courants géostrophiques aux frontières sont obtenus par interpolation linéaire entre deux analyses SOPRANE.

Différents jeux-de-données ont été utilisés pour construire le flux net de chaleur en surface. Les flux radiatifs (solaire et ondes-longues incidentes) sont issus du satellite Meteosat, avec une fréquence d'une heure et une résolution de 4 km. La SST provient de plusieurs satellites, offrant une résolution de 2 km, et a été mélangée avec des données in situ pour obtenir des champs journaliers sur la grille du modèle (Caniaux et al., 2005a). Le flux ondes-longues ascendant est calculé à partir de cette SST, puis soustrait au flux incident pour obtenir le flux net. Les flux turbulents sont estimés par une formulation « *bulk* » spécifique, développée grâce aux mesures de POMME. Les paramètres atmosphériques (température de l'air, humidité, vitesse du vent, pression et précipitations) sont issus des analyses ECMWF, interpolées sur la grille du modèle. Ils sont combinés à la SST satellitale pour obtenir la tension du vent et les flux de chaleur sensible et latente. L'algorithme « *bulk* » a été optimisé en utilisant un modèle océanique 1D, de façon à équilibrer le contenu thermique de la couche mélangée déduit des données POMME (Caniaux et al., 2005b). Les flux turbulents obtenus présentent de fortes intermittences, associées au passage de dépressions, et restituent bien les structures mésoéchelle.

Impact de l'assimilation

La hauteur dynamique en surface, moyennée sur le domaine, représente l'énergie potentielle intégrée du fond (1000 m dans le modèle) à la surface. Son évolution est continue durant toute la

simulation, malgré les cycles d'assimilation hebdomadaires et les réinitialisations à P1 et P2, ce qui prouve que la technique employée ne génère pas de chocs. La hauteur dynamique simulée présente un cycle annuel, avec des valeurs élevées en été et basses en hiver, qui reflète le flux de flottabilité. Sa valeur à la fin de la simulation (P3) est plus élevée qu'au début (P0), à cause de la variabilité interannuelle de la température observée et non d'une dérive énergétique du modèle.

La hauteur dynamique évolue en accord avec le guide géostrophique, qui induit des déformations et des étirements, sources de vitesse verticale. La vitesse verticale à 50 m, moyennée sur le domaine, montre que l'assimilation n'engendre pas de phase de « *spin up* ». Elle est cohérente avec le rotationnel de la tension du vent, qui présente des fluctuations rapides. Sa moyenne annuelle est de -0.06 m.j^{-1} , proche de la moyenne de la vitesse d'Ekman qui vaut -0.06 m.j^{-1} (Caniaux et al., 2005b).

Validation

Les champs de surface simulés sont d'abord comparés aux champs analysés à P1, P2 et P3, afin de valider la distribution horizontale aux échelles proches de $2 R_0$ (50 km). Les principales structures mésoéchelle sont bien capturées : les trois tourbillons quasi-permanents A1, A2 et C4, ainsi que le front thermique associé à un jet zonal associé à 41°N . Ce front n'était pas présent dans l'analyse P0 et a été créé par ajustement géostrophique. Les courants sont plus forts que dans l'analyse, parce que la composante agéostrophique s'y ajoute et parce que ce sont des champs instantanés, incluant d'intenses courants d'Ekman. La moyenne annuelle du courant montre une circulation vers le Sud, fortement affectée par les trois tourbillons quasi-permanents, et est en accord avec l'estimation par filtre de Kalman de l'ensemble des mesures POMME (Gaillard et al., 2005). La SST présente des biais de l'ordre de $\pm 0.5^\circ\text{C}$, plus forts à P3 car la couche mélangée est moins profonde, donc plus sensible, et à cause de la longue durée de l'intégration entre P2 et P3, qui favorise l'accumulation des erreurs. Ces écarts sont dûs au décalage des structures mésoéchelle par rapport aux analyses, mais aussi à la non-synopticité des analyses et aux erreurs associées leur analyse objective (utilisant une covariance d'erreur gaussienne et isotrope).

La comparaison avec les analyses satellitaires et les mesures en surface permet de valider les structures simulées aux échelles inférieures à R_0 (5-10 km). La SST est comparée aux analyses journalières à haute résolution (Caniaux et al., 2005b). Le cycle saisonnier est bien reconstruit (Fig. 51), avec une amplitude de 8.2°C , un minimum en mars et un maximum en août, ainsi que les variations à plus hautes fréquences. La SSS est comparée à des analyses in situ mensuelles et de résolution $1^\circ \times 1^\circ$ (Reverdin et al., 2005a). Les évolutions saisonnières analysée et simulée s'accordent bien, avec une amplitude de 0.15 et 0.2 psu, respectivement, mais l'augmentation en octobre-novembre n'a pas d'équivalent dans les observations. La MLD est comparée aux mesures d'une bouée, en utilisant un simple critère de changement de densité : $\rho(h) = \rho(12.5 \text{ m}) + 0.02 \text{ kg.m}^{-3}$. Elle varie entre 11 m en été et 186 m en hiver, autour du 10 mars. Son évolution asymétrique est bien connue (Cushman-Roisin, 1987), avec un approfondissement durant 6 mois et une re-stratification pendant 1.5 mois. Cette asymétrie joue un rôle important pour déterminer la période effective de subduction et les conditions du « *bloom* » printanier.

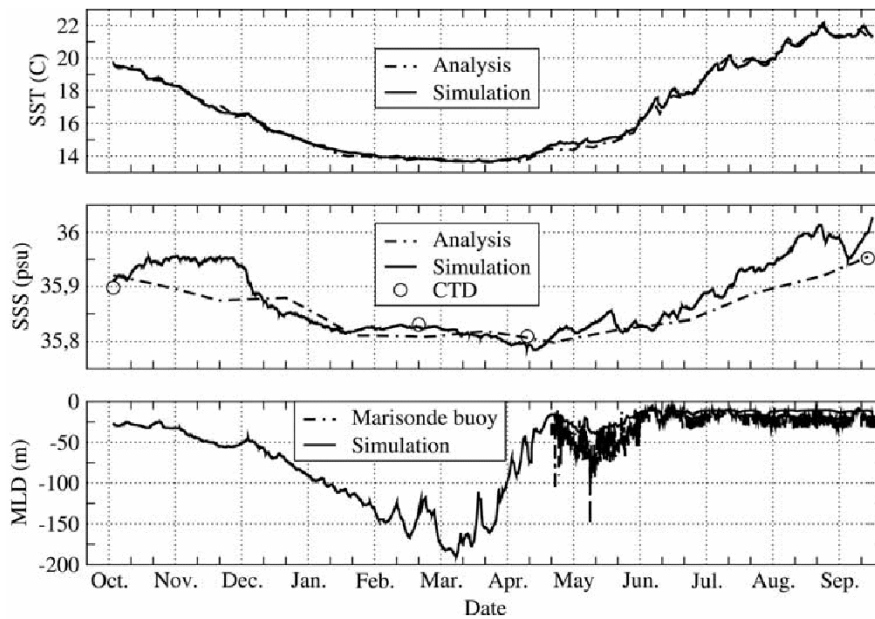


Figure 52 : Evolution annuelle de la moyenne sur le domaine de la SST (°C), SSS (psu) et MLD (m). Les données de conductivité-température-profondeur (CTD) et de Marisonde ont été moyennées de façon à être comparées au modèle. D'après la fig. 5 de Giordani et al., 2005b.

Une validation plus fine de la SST et de la SSS est réalisée grâce aux mesures acquises par thermosalinographe embarqué sur *L'Atalante*, le long de la route du navire entre le 13 février et le 6 mai, moyennées journalièrement. La SST présente un biais de $+0.15^{\circ}\text{C}$, une erreur standard de 0.34°C et une corrélation de 0.93, tandis que pour la SSS ces valeurs sont de $+0.024$ psu, 0.054 psu et 0.88. Le modèle capture donc bien les structures à sous-mésoéchelle (inférieures à $R_0/3$). La hauteur dynamique est hautement corrélée à la SST et à la SSS (avec des coefficients de 0.65 et 0.75), ce qui indique que la circulation géostrophique conditionne fortement les structures thermohalines. La MLD est validée localement par comparaison avec les profils CTD collectés par le navire. Cette validation est plus pertinente que la précédente, à cause de la grande variabilité spatio-temporelle de la MLD. De plus, la fréquence journalière des flux utilisés pourrait être insuffisante pour reproduire l'évolution de la MLD in situ, dont les variations diurnes peuvent atteindre 100 m dans les observations (entre février et avril). On constate un bon accord entre les séries temporelles simulées et observées, avec un biais de 10m, une corrélation de 0.73 et une variabilité de même magnitude. Certaines structures manquent cependant et le biais atteint $+100$ m pendant quatre jours, pendant lesquels une petite erreur sur la localisation des structures a pu aboutir à des écarts importants.

Les courants de surface simulés sont comparés aux mesures directes fournies par l'ADCP de coque du navire, du 3 février au 12 avril, moyennées entre la surface et 100 m. Les vitesses simulées sont moyennées journalièrement et les vitesses observées sont lissées dans une fenêtre de 12 heures, afin de retirer les ondes inertielles et les mouvements agéostrophiques. Les vitesses zonales u et méridiennes v présentent toutes-deux une corrélation de 0.74. Cela confirme le bon positionnement des courants géostrophiques, même aux échelles inférieures à R_0 , bien que les analyses SOPRANE assimilées aient une résolution de l'ordre de $3 R_0$. Néanmoins, des biais significatifs existent notamment pour u , qui est surestimé de $4 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ durant P2 et jusqu'à $1.4 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ durant les autres périodes. Ces écarts peuvent être attribués aux erreurs dans les flux de surface ou dans les vitesses assimilées.

Vitesses verticales et profondeur de couche mélangée

On examine d'abord les influences respectives du champ de masse et de la MLD sur le champ de w , pendant la phase de réchauffement intense au printemps (22 mars 2001). La hauteur dynamique en surface est caractérisée par de forts gradients, correspondant aux bords de tourbillons et aux lignes

de front. Ces gradients révèlent une intense déformation, associée à de fortes valeurs de w à 200 m. La MLD présente principalement les mêmes structures, également associées à de fortes valeurs de w à 50 m. Mais elle diffère substantiellement de la hauteur dynamique en certains endroits, où w à 50 m décrit des filaments et s'ajuste à la MLD. A 50 m, la vitesse verticale peut donc être reliée à la distribution des flux de chaleur et de moment cinétique dans la couche mélangée, tandis qu'à 200 m elle serait induite par la déformation du champ de masse. Près de la surface, de petites échelles énergétiques émergent, à la fois dans les champs de w et de MLD, et ne sont pas encore résolues par les observations. Ces échelles ont aussi été révélées par un modèle PE (Paci et al., 2005), montrant que la retraite de la couche mélangée s'effectue à sous-mésoéchelle, avec des longueurs typiques des filaments simulés (de l'ordre de 40 km).

Bilan de chaleur et de déentraînement/entraînement dans la couche mélangée

Le bilan de chaleur dans la couche mélangée a été estimé de façon similaire à Caniaux et Planton (1998) :

$$\rho C_p h \partial_t \hat{T} = Q_{sol} \{I(0) - I(h)\} + Q_{nsol} + \rho C_p \left\{ h \overline{\hat{u}_h} \cdot \overline{\nabla T} + \overline{\nabla} \cdot \int_{-h}^0 \overline{\hat{u}_h} \hat{T} dz \right\} - \rho C_p \left\{ \hat{T} - T(-h) \right\} w_e(-h) + \rho C_p \overline{w' T'}(-h)$$

où les $\hat{\quad}$ représentent les valeurs moyennées entre la surface et la base de la couche mélangée et les \sim , les déviations par rapport à cette moyenne. h est la MLD, estimée à partir du critère de densité précédent. w_e est le flux vertical de masse ou taux d'entraînement à travers la l'interface mouvante $z = -h$, exprimé par :

$$w_e(-h) = w(-h) + \partial_t h + \overline{\hat{u}_h} \cdot \overline{\nabla} h$$

Les termes du bilan de chaleur représentent, de gauche à droite, le flux air-mer (incluant l'extinction du flux solaire en profondeur), l'advection horizontale par le courant moyen et sa déviation, le transport vertical et l'entraînement turbulent.

Les résultats sont présentés en moyenne sur le domaine et cumulés dans le temps (Fig. 52). On distingue deux périodes, suivant la même évolution que le flux net en surface :
- Pendant la phase de refroidissement, jusqu'au 17 mars, la perte de chaleur atteint -44 W.m^{-2} , tandis que le flux air-mer décroît jusqu'à -36 W.m^{-2} . L'advection horizontale diminue linéairement jusqu'à -7 W.m^{-2} , le transport vertical augmente jusqu'à $+1 \text{ W.m}^{-2}$ et compense l'entraînement turbulent.
- Pendant la phase de réchauffement, le gain de chaleur atteint $+10 \text{ W.m}^{-2}$, en suivant toujours le flux air-mer qui culmine à $+18 \text{ W.m}^{-2}$. L'advection horizontale contribue faiblement, n'atteignant que -10 W.m^{-2} , à cause de la diminution de l'activité mésoéchelle et des courants d'Ekman. Le transport vertical augmente plus rapidement, jusqu'à $+4 \text{ W.m}^{-2}$, du fait de l'amincissement de la couche mélangée, et s'oppose encore à l'entraînement turbulent, qui atteint -3 W.m^{-2} .

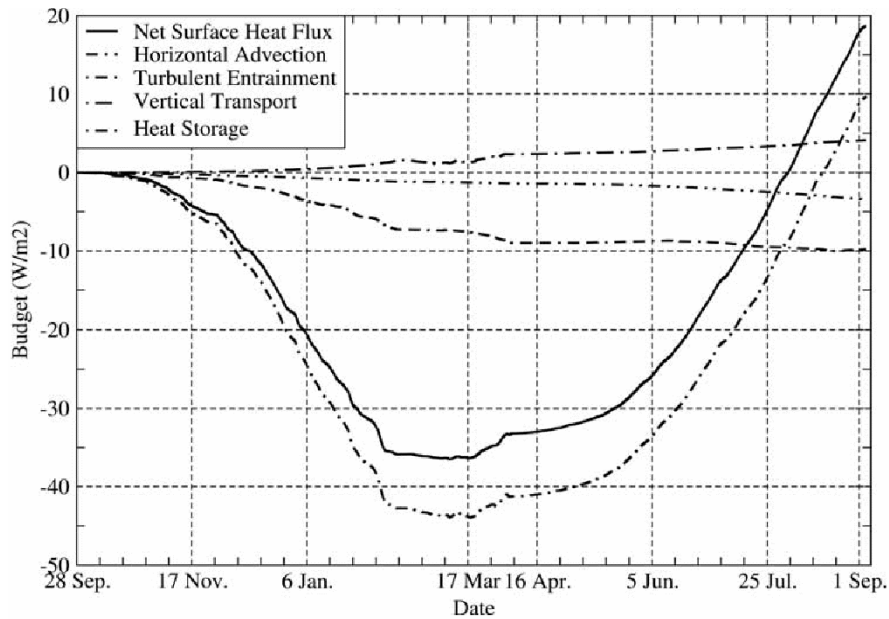


Figure 53 : Evolution annuelle cumulée du bilan de chaleur de la couche mélangée, moyenné dans le domaine. Les unités sont des W.m^{-2} , obtenus en divisant chaque terme du bilan de chaleur par la durée totale (343 jours). D'après la fig. 11 de Giordani et al., 2005b.

A la fin de la simulation, le stockage de chaleur est significativement positif, ce qui est cohérent avec les observations de SST plus chaudes à P3 qu'à P0. La variation du contenu thermique et l'advection horizontale s'accordent avec les valeurs estimées par Gaillard et al. (2005). Certains termes de ce bilan peuvent aussi être comparés à des estimations climatologiques. Marshall et al. (1993) ont obtenu une perte de chaleur de -10 W.m^{-2} sur la zone POMME, une différence probablement due en partie à la variabilité interannuelle. Le pompage d'Ekman a été estimé à $+6 \text{ W.m}^{-2}$, ce qui est proche du transport vertical simulé par le modèle. McCulloch et Leach (1998) ont calculé le bilan de chaleur dans les 500 premiers mètres de profondeur, évaluant la contribution de la dérive d'Ekman à -14 W.m^{-2} , tout comme dans la simulation. Par contre, l'advection géostrophique a été estimée à -10 W.m^{-2} , tandis que le modèle aboutit à $+4 \text{ W.m}^{-2}$, une inversion de signe qui peut être attribuée à la variabilité interannuelle des courants géostrophiques. Suivant les auteurs, la contribution de la dérive d'Ekman apparaît inférieure ou supérieure à celle du pompage d'Ekman, ce qui illustre les incertitudes affectant ces composantes du bilan de chaleur.

La variabilité spatiale du stockage thermique et de ses termes est examinée, en moyenne annuelle (Fig. 54). L'entraînement turbulent est assez uniforme et de l'ordre de -3 W.m^{-2} . Par contre, l'advection horizontale présente des structures mésoéchelle, particulièrement dans les zones frontales où elle atteint -40 W.m^{-2} , ce qui explique la distribution spatiale du stockage de chaleur. Celui-ci est donc affecté plus efficacement par la circulation à mésoéchelle que par le flux de chaleur en surface. Le transport vertical module le stockage de chaleur et est bien corrélé aux structures mésoéchelle stationnaires. Il est maximal autour des tourbillons quasi-permanents, atteignant $+8 \text{ W.m}^{-2}$. Ce terme est structuré à sous-mésoéchelle, parce que w restaure l'équilibre géostrophique à des échelles plus petites que la circulation géostrophique et parce que la MLD a une grande variabilité spatio-temporelle à ces échelles. Le bilan de chaleur ne présente pas la même répartition spatiale que le flux net en surface, ce qui montre l'importance de la redistribution de chaleur, principalement par l'advection horizontale.

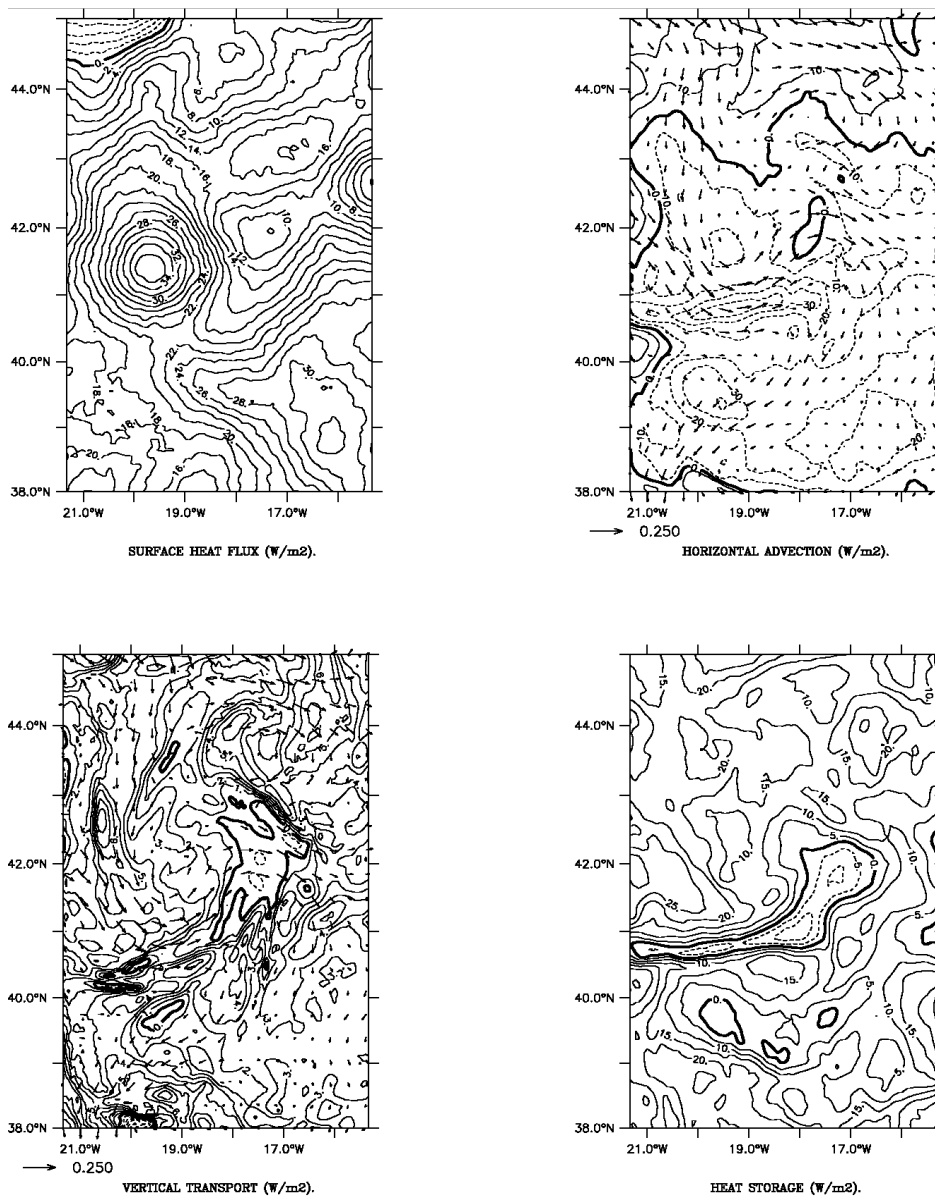


Figure 54 : Cartes des moyennes annuelles de chaque terme du bilan de chaleur dans la couche mélangée. Le courant de surface annuel moyen (m.s-1) est superposé à l'advection horizontale et au transport vertical. Les intervalles des contours sont 2 W.m^{-2} pour le flux en surface, 10 W.m^{-2} pour l'advection horizontale, 1 W.m^{-2} pour le transport vertical et 5 W.m^{-2} pour le bilan de chaleur. D'après la fig. 12 de Giordani et al., 2005b.

Le bilan de masse est estimé par le taux de déentraînement (Cushman-Roisin, 1987) : $D = -w_e(-h)$. Il est constitué de la vitesse verticale, de la tendance de MLD et de l'induction horizontale (formule précédente).

Le taux de déentraînement, cumulé dans le temps et moyenné sur le domaine, décrit un cycle annuel fermé : l'eau entraînée dans la couche mélangée pendant l'automne et l'hiver est entièrement restituée durant le printemps et l'été. La tendance de la MLD explique l'asymétrie du bilan de masse : l'entraînement dure 5 mois (d'octobre à février), induit par un lent approfondissement, puis le déentraînement se produit en 1.5 mois (de mars à mi-avril), à cause d'une remontée rapide. A la fin de la simulation, la tendance est positive de 15 m, indiquant que la MLD à P3 est moins profonde qu'à P0. La contribution de la vitesse verticale atteint +22 m à la fin et reste constamment positive. La vitesse est dirigée vers le bas à cause du « downwelling » à grande échelle engendré par le vent anticyclonique. Ce terme est plus fort avant le mois de mars, parce que le gyre anticyclonique est renforcé en automne et en hiver. L'induction latérale entraîne activement de l'eau dans la couche mélangée jusqu'en mars, contribuant pour -43 m dans le bilan, puis en retire durant le printemps et l'été, atteignant -37 m en septembre. Aucune estimation climatologique n'étant disponible dans la zone POMME, le bilan de masse est comparé à des estimations de subduction, obtenue par la

méthode cinématique. Celle-ci sépare la subduction en ses composantes dues à la vitesse verticale et à l'induction latérale (Marshall et al., 1993). L'advection verticale simulée par le modèle est dans la même gamme de valeur que les résultats climatologiques ($+20/25 \text{ m.an}^{-1}$), car les vitesses verticales sont similaires au maximum hivernal de MLD et à la MLD évoluant saisonnièrement.

La distribution spatiale du bilan de masse, moyenné sur l'année, montre trois zones de détraînement autour des tourbillons A1, A2 et C4. La variabilité spatiale du bilan est expliquée par l'induction latérale, qui comporte de nombreuses structures à mésoéchelle et sous-mésoéchelle, atteignant des intensités de +100 m et +300 m, respectivement. Celles-ci sont dues à l'action combinée de la circulation mésoéchelle et des forts gradients de MLD. L'induction latérale produit aussi un fort entraînement (+160 m) le long du front à 41°N , dans un corridor où des tourbillons se propagent vers le Sud-Ouest. La contribution de la vitesse verticale provoque partout de l'entraînement (+20 à +40 m), à cause du « downwelling » à grande échelle, sauf dans le front et en bordure des tourbillons, où ce terme inclut des structures à sous-mésoéchelle. La tendance de MLD présente une distribution homogène avec des valeurs partout positives (+10 à +20m), ce qui en fait une composante à grande-échelle.

Conclusion

Le modèle parvient à simuler les structures à (sous)mésoéchelle de température, de salinité, de couche mélangée et de circulation, associées aux tourbillons et aux fronts. Cet objectif est atteint grâce à l'ajustement géostrophique guidé, des flux de surface réalistes et des conditions aux frontières appropriées. La vitesse verticale est particulièrement intense à la périphérie des tourbillons et présente de petites échelles horizontales à la surface. La validation par rapport à des observations satellitales et in situ montre que ce modèle est bien adapté à l'estimation de bilans annuels dans la couche mélangée.

Pendant l'expérience POMME, le stockage de chaleur simulé s'élève à $+10 \text{ W.m}^{-2}$. Il est essentiellement fourni par le flux net en surface ($+19 \text{ W.m}^{-2}$) et partiellement compensé par l'advection horizontale (-10 W.m^{-2}). Le transport vertical ($+4 \text{ W.m}^{-2}$) et l'entraînement turbulent (-3 W.m^{-2}) s'opposent et jouent des rôles secondaires. Le bilan de masse est nul et se décompose en détraînement causé par la tendance de la MLD ($+15 \text{ m.an}^{-1}$) et la vitesse verticale ($+12 \text{ m.an}^{-1}$), opposé à l'entraînement dû à l'induction horizontale (-37 m.an^{-1}).

La distribution spatiale de ces bilans recèle des motifs de petites échelles, imprimés par l'advection horizontale de chaleur et par l'induction latérale de masse, liées aux tourbillons et aux fronts. Trois zones-clés de détraînement sont ainsi révélées : autour des tourbillons quasi-permanents A1 et C4, et dans un couloir au Sud-Est du domaine. Ces zones abritent aussi un intense refroidissement par advection horizontale, à cause de forts courants et gradients de MLD. De plus, ces centres dynamiques sont stationnaires, si bien que la circulation moyenne annuelle est représentative de l'écoulement à mésoéchelle et permet d'identifier les structures advectives privilégiées. Aux échelles plus fines, la distribution des bilans de chaleur et de masse est enrichie par la vitesse verticale. Celle-ci contient un signal à grande échelle, dû au « downwelling » induit par le gyre du vent anticyclonique tropical. Mais elle a aussi une composante à sous-mésoéchelle, associée à l'ajustement géostrophique interne et à la variabilité fine des flux de surface. La localisation des zones de détraînement est confirmée par des simulations avec un modèle PE (Paci et al., 2005) et par des observations de concentration d'oxygène.

3.c. Modèles 2D intermédiaires

3.c.i. Domaine régional

Qiu et Kelly, 1993 : Bilan thermique de l'océan superficiel dans la région d'extension du Kuroshio

Introduction

La connaissance des échanges de chaleur et de moment cinétique à l'interface air-mer est cruciale pour notre compréhension du changement climatique et du couplage entre l'atmosphère et l'océan. Une quantité significative de chaleur est perdue par l'océan dans les régions où les courants de bord Ouest (WBC) se séparent de la côte (Isemer et Hasse, 1987). Pourtant, les rôles des WBCs sur la structure thermique et la circulation ne sont pas encore bien compris. Une approche utile a consisté à étudier la physique de la couche mélangée, notamment le bilan de TKE relié au mélange vertical turbulent (Kraus et Turner, 1967), la pénétration des radiations ondes-courtes, l'effet du flux de sel et l'effet de la stratification à la base de la couche mélangée (Davis et al., 1981). En utilisant des modèles 1D, on a réussi à simuler les fluctuations de l'océan supérieur aux périodes plus longues que quelques jours. Pour les fluctuations plus rapides, il est nécessaire de représenter complètement la stratification (Price et al., 1986).

La plupart des études précédentes ont négligé l'influence des écoulements d'Ekman et géostrophique, bien que l'importance de l'advection horizontale soit reconnue. Le manque d'observations de vitesse a limité les autres études au seul transport d'Ekman ou au courant géostrophique issu d'une climatologie. Le satellite Geosat de l'U.S. Navy a fourni des mesures altimétriques de SSH (de novembre 1986 à novembre 1989), qui apportent un nouveau moyen d'estimer la vitesse géostrophique en surface. Un problème est que l'information de SSH moyenne n'est pas accessible parce qu'on ne connaît pas le géoïde terrestre, si bien qu'on ne peut estimer que la SLA. Pour surmonter cet inconvénient, le modèle cinématique (Kelly et Gille, 1990) exploite les caractéristiques de pente, qui diffèrent entre les profils de hauteur instantanée et moyenne. Ce modèle a été étendu de façon à estimer la SSH dans un espace 2D en combinant les données le long des traces ascendantes et descendantes (Qiu et al., 1991). En appliquant cette méthode à la région d'extension du Kurushio, on a obtenu un champ de MSSH qui s'accordent bien à la hauteur dynamique dérivée de données hydrographiques climatologiques. Des champs de SSH absolues ont ensuite été calculés par analyse objective, pour les premiers 2.5 ans de la mission Geosat. Ces données sont utilisées dans un modèle 2D horizontal de la couche mélangée, afin de clarifier les rôles de l'advection dans le bilan de chaleur.

Formulation du modèle

L'équation d'évolution de la température en présence de vitesses horizontales s'exprime par :

$$\partial_t T = \frac{1}{\rho_0 C_p} \partial_z q(z) - \vec{u} \cdot \overline{\nabla_h T} - w \partial_z T - \partial_z \overline{w'T'} + A_h \nabla_h^2 T$$

où κ_h est la diffusivité turbulente horizontale et $q(z)$ est le flux radiatif incident, donné par une formule à double exponentielle (Paulson et Simpson, 1977).

La couche mélangée est définie comme la couche de l'océan supérieur dont la température moyennée sur la profondeur est plus élevée de 1°C par rapport à l'eau juste en-dessous :

$$\Delta T = T_m - T_d = \frac{1}{h_m - (-h_m)} \int_{-h_m}^0 T(z) dz - T_d = 1^\circ C$$

où les indices « m » et « d » désignent les quantités dans la couche mélangée et immédiatement en-dessous. On suppose que la couche mélangée est limitée à sa base par une fine couche d'entraînement (d'épaisseur $\delta \ll h_m$) et on intègre l'équation de la température de $z = -h_m - \delta$ à la surface. On néglige le mélange vertical turbulent sous la couche-limite d'entraînement et on suppose la continuité de la vitesse du fluide à travers l'interface.

Pour clore la dynamique du modèle, une équation d'énergie est nécessaire. Elle est obtenue en multipliant l'équation de température par $\alpha g (z - z_0)$, où $z_0 = -h_m/2$ est le niveau choisi comme référence pour l'énergie potentielle, puis en l'intégrant sur la verticale. On obtient un terme de flux de flottabilité N , qui correspond à la conversion de TKE en énergie potentielle et peut être paramétrisé par (Davis et al., 1981) :

$$-\alpha g \int_{-h_m}^0 \overline{w'T'} dz = m_0 u^{*3} + m_n N - m_c \frac{\alpha g h_m}{4 \rho_0 C_p} (|Q_{net}| - Q_{net})$$

où les termes du membre de droite représentent les sources d'énergie par friction du vent ($u^* = (\tau/\rho_0)^{1/2}$ est la vitesse frictionnelle), par production de cisaillement et la dissipation en conditions de refroidissement. Puisque F n'est pas accessible par des observations, on fixe $m_n = 0$, auquel cas $m_0 = 0.5$ est une valeur appropriée. L'efficacité convective a été estimée à $m_c = 0.5$ (Deardorff, 1969).

On introduit la vitesse d'entraînement w_e telle que :

$$\partial_t h + h \overline{\nabla_h \cdot \vec{u}} = A_h \nabla_h^2 h + w_e$$

où les quantités sans indice désignent maintenant les valeurs moyennées dans la couche mélangée. Alors les équations de température et d'énergie intégrées dans la couche mélangée s'écrivent :

$$\partial_t T = \frac{Q_{net} - q_d}{\rho_0 C_p h} - \vec{u} \cdot \nabla_h \vec{T} - \frac{\Delta T w_e}{h} + A_h \left(\nabla_h^2 T - \frac{\Delta T}{h} \nabla_h^2 h \right)$$

$$\frac{\alpha g \Delta T}{2} h w_e = -\frac{\alpha g h}{2 \rho_0 C_p} (Q_{net} + q_d) + \frac{\alpha g}{\rho_0 C_p} \int_{-h}^0 q(z) dz + m_0 u^{*3} - m_c \frac{\alpha g h}{4 \rho_0 C_p} h (|Q_{net}| - Q_{net})$$

Quand la couche mélangée est en phase de retraite ($Q_{net} > 0$), on fixe $w_e = 0$. La dernière équation aboutit alors à une expression pour h , qui résulte de l'équilibre de TKE entre les effets de la friction du vent et de la stabilisation pour le réchauffement de la surface :

$$h = 2 \left[\frac{m_0 \rho_0 C_p}{\alpha g} u^{*3} + \int_{-h}^0 q(z) dz \right] / (Q_{net} + q_d)$$

Données d'entrée et implémentation du modèle

Ce modèle est appliqué à l'extension du Kurushio (30°N-40°N, 141°E-175°E), afin d'étudier le bilan de chaleur dans cette région typique d'un WBC.

La SSH déduite des données Geosat est utilisée pour déterminer le courant géostrophique. La MSSH obtenue grâce à la méthode cinématique a été ajoutée à la SLA, analysée objectivement avec une fonction de covariance dont les rayons d'influence sont $R_x = 145$ km, $R_y = 83$ km et $R_t = 30$ jours (déterminées à partir des SLA originales de Geosat). La SSH est finalement interpolée sur la grille du modèle, avec un intervalle temporel de 1 jour.

Les vecteurs de vitesse du vent proviennent des analyses ECMWF, avec une résolution de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ et une fréquence bi-quotidienne. La tension du vent est ensuite calculée en utilisant des formules « bulk » (Trenberth et al., 1990). Pour s'assurer que les transports d'Ekman et géostrophique ont des échelles temporelles similaires, les tensions de vent sont lissées par un filtre gaussien avec la même échelle de temps R_t . Puis les tensions sont interpolées sur la grille du modèle et sous-échantillonnée quotidiennement.

Les flux de chaleur proviennent eux-aussi des analyses ECMWF, avec une résolution de $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ et une fréquence bi-quotidienne (cumulés de 6h à 12h et de 18h à 24h UTC). Les flux ondes-longues, de chaleur sensible et latente peuvent être moyennés journalièrement, mais le flux ondes-courtes $q(0)$ doit être traité spécialement, à cause de sa forte variation diurne. Le flux solaire en ciel dégagé a été calculé à partir d'une formule théorique, puis la couverture nuageuse a été déduite des différences par rapport aux $q(0)$ cumulés pendant 6 heures. La moyenne des deux estimations de couverture nuageuse a finalement été utilisée pour calculer la moyenne journalière de $q(0)$. Les flux résultants sont encore filtrés, de façon à retirer les fluctuations de périodes inférieures à quelques semaines.

La grille du modèle a un espacement de 1° en longitude et 0.5° en latitude, principalement déterminé par la résolution des observations. Le pas d'intégration est de 1/4 jour, afin de respecter la condition CFL dans le Kurushio. Les champs de surface sont gardés constants pendant les quatre pas-de-temps de chaque jour.

Les conditions initiales sont apportées par la climatologie mensuelle de Levitus (1982), de résolution $1^\circ \times 1^\circ$. L'intégration numérique commence le 1^{er} octobre 1986, avec la température et la MLD climatologiques du mois de septembre. Pendant 1.5 mois, l'intégration est réalisée avec les forçages ECMWF contemporains, mais la SSH fixée au début des données Geosat (15 novembre 1986). Ce « *spin-up* » suffit à ajuster les champs de T et h au champ de vitesse initiale.

Les conditions aux limites sont fournies par des observations in situ et par la climatologie. A l'entrée du Kurushio dans le domaine, la température et la profondeur de la couche mélangée varient considérablement. Pour capturer ces fluctuations, on a calculé les valeurs de T et h à partir de mesures par CTD et XBT. Ces données ont été interpolées temporellement de manière à s'ajuster aux harmoniques annuelle et semi-annuelle de la climatologie, tout en conservant les variations d'amplitude observées. Aux autres frontières, la climatologie mensuelle est utilisée, car il n'y a pas de forts courants entrant dans le domaine.

A cause du schéma de mesure de Geosat (cycle de répétition de 17 jours et séparation des traces d'environ 100 km), cette étude est restreinte aux périodes plus longues que la semaine et aux échelles spatiales plus grandes que 1° de longitude et 0.5° de latitude. Les processus à plus petites échelles sont paramétrisés par la diffusion horizontale. D'après des trajectoires de flotteurs (Rossby et al., 1983), la diffusivité turbulente est presque linéairement reliée à l'EKE. Pour un niveau d'EKE typique de l'extension du Kurushio ($0.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$), la diffusivité est de l'ordre de $A_h = 8 \times 10^3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, valeur adoptée dans le modèle.

Résultats du modèle

Les évolutions temporelles de T et h , moyennées sur le domaine, présentent des cycles saisonniers bien définis (Fig. 55). La couche mélangée est la plus mince en été, environ 20 m, et s'approfondit jusqu'en mars. En avril, une brusque diminution de h se produit, à cause du changement du flux net de chaleur en surface, qui passe du refroidissement au réchauffement. La déviation standard de h augmente pendant l'hiver et est maximale en avril. Ces changements sont en phase avec la climatologie de Levitus. Des variations interannuelles apparaissent également, comme le maximum de h qui varie de 275 m en 1987 à 240 m en 1989 et la retraite de la couche mélangée qui commence plus tôt en 1989.

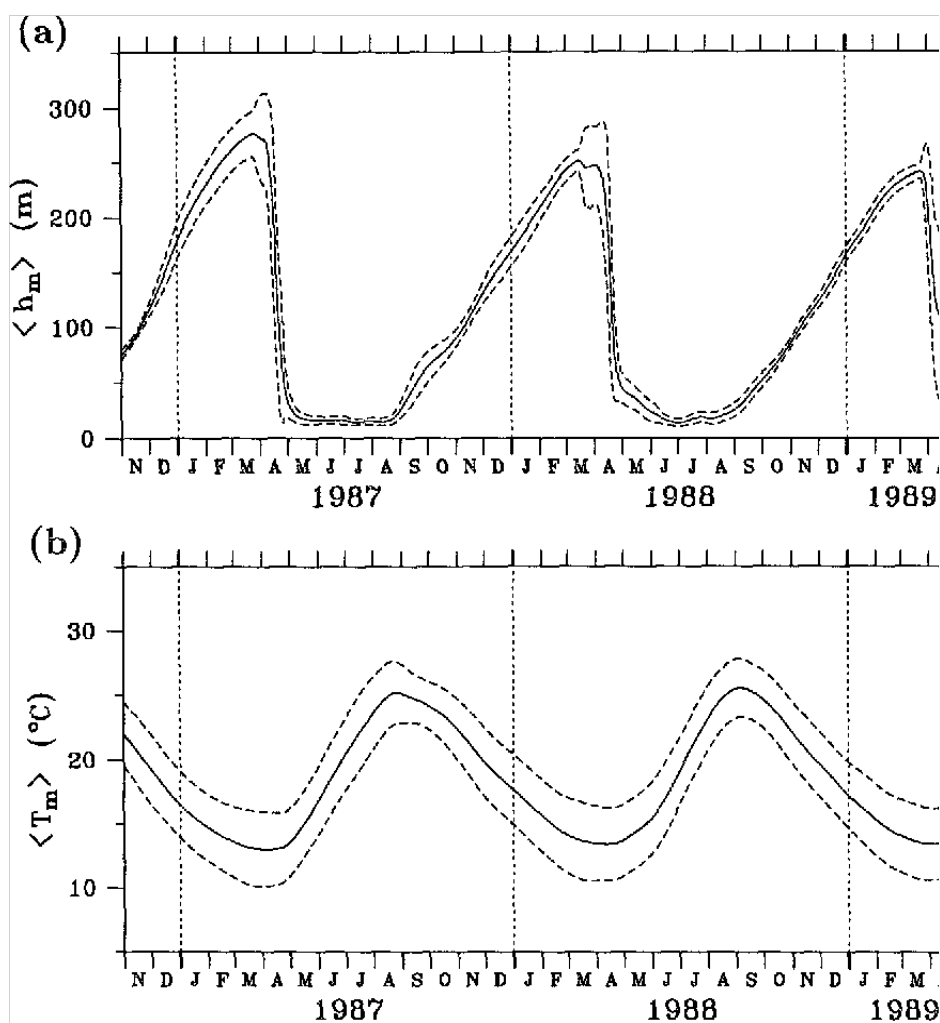


Figure 55 : Evolution temporelle de (a) la profondeur de couche mélangée et (b) la température simulées durant la période Geosat ERM. Les lignes continues sont les valeurs moyennées dans le bassin du modèle et les lignes tiretées indiquent leurs déviations standard. D'après la fig. 6 de Qiu et Kelly, 1993.

Pour examiner ces changements, le bilan de TKE est moyenné dans le domaine (Fig. 56.a). Le maximum de h au début du printemps est essentiellement déterminé par l'intégrale temporelle de la vitesse d'entraînement w_e à partir de l'automne précédent. La tension du vent et le flux net de chaleur en surface ont été considérablement réduits en automne 1988-hiver 1989, car le phénomène ENSO était en phase froide (Qiu et Joyce, 1992). Les effets de ces deux flux sont responsables du plus faible maximum de h au printemps 1989. De plus, le signe du flux net de chaleur s'est inversé plus tôt en avril 1989, d'où une érosion plus précoce de la couche mélangée. Ces variations interannuelles peuvent expliquer que le maximum de h en mars est plus faible dans la climatologie (200 m).

La température simulée présente des minima en mars/avril et des maxima en août/septembre, avec des déviations standard plus élevées au printemps qu'en automne. Les variations interannuelles de T ne sont pas évidentes, malgré la réduction de l'entraînement liée à ENSO. Le bilan de chaleur moyenné sur le domaine (Fig. 56.b) montre que la température de la couche mélangée est plus sensible aux termes de flux de chaleur en surface et d'advection horizontale qu'à l'entraînement d'eau froide à travers la base de la couche. La valeur minimale de T varie sensiblement d'une année à l'autre (13.0°C en 1987, 13.4°C en 1988 et 13.2°C en 1989), et ces différences sont principalement dues aux changements interannuels de Q_{net} . Les faibles fluctuations de T impliquent que les variations de tension du vent dans la bande de fréquence interannuelle affectent peu la température de la couche mélangée.

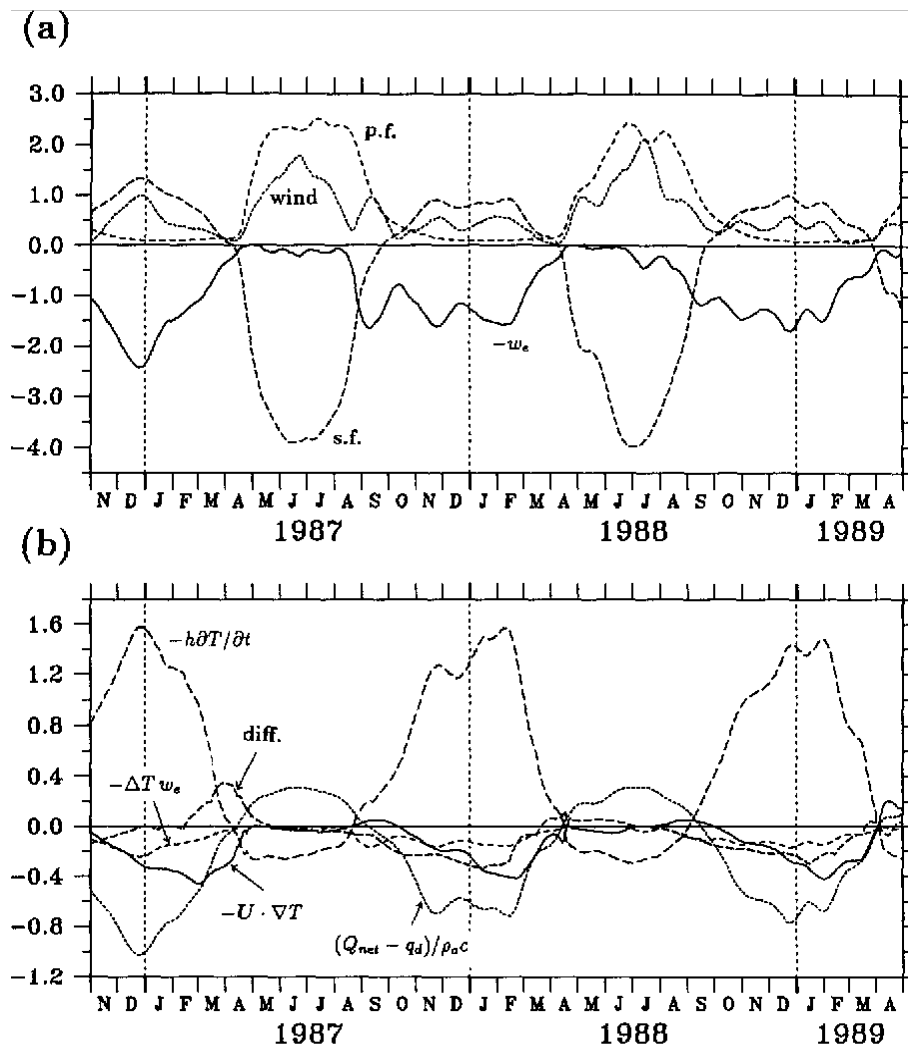


Figure 56 : (a) Bilans moyennés sur le bassin des termes contribuant à la vitesse d'entraînement w_e : "wind" indique le terme de friction du vent, "s.f." indique le terme de flottabilité en surface et "p.f." indique le terme de radiation pénétrante. L'unité des ordonnées est 10^{-5} m.s⁻¹. (b) Bilan moyenné sur le bassin des termes contribuant au contenu en chaleur de la couche mélangée. "diff." indique le terme de diffusion horizontale turbulente. L'unité des ordonnées est 10^{-4} m.°C.s⁻¹. D'après la fig. 7 de Qiu et Kelly, 1993.

Les structures horizontales de T sont ensuite comparées avec des observations de SST in situ mensuelles. La SST n'est pas égale à la température de la couche mélangée (la comparaison avec la climatologie de Levitus indique une différence $SST - T$ comprise entre 0.3°C en novembre et 0.9°C en avril), mais elle peut être considérée comme un bon indicateur de la distribution spatiale de T . Le modèle capture la plupart des fluctuations des deux méandres du Kurushio (quasi-stationnaires, près de 143°E et 149°E). Il reproduit aussi la déflexion vers le Sud (permanente, près de 157°E) et des distortions sporadiques des isothermes (dues à des intrusions d'eau chaude ou froide). Il y a cependant des défauts. La température dans le coin Nord-Ouest n'est pas assez froide en hiver, car l'entrée du courant froid Oyashio est absente dans les conditions à la frontière Ouest. Du fait de la faible résolution temporelle et spatiale, les méandres et les intrusions d'eau chaude apparaissent moins marqués dans la simulation. Dans la région en aval du Kurushio, les gradients de T sont assez différents de ceux de la SST observée. Néanmoins, on considère que ce modèle est capable de simuler les principaux changements thermiques et de clarifier le rôle de l'extension du Kurushio dans le bilan de chaleur dans l'océan supérieur.

Influence de l'extension du Kurushio sur le bilan de chaleur de l'océan supérieur

On examine d'abord l'impact de l'advection horizontale en refaisant une simulation identique, à l'exception des vitesses fixées à zéro. La température résultante présente des structures spatiales orientées plus-ou-moins zonales, parce que le flux de chaleur en surface, qui dépend essentiellement de la latitude, est le terme dominant. Cette simulation ne capture pas les fluctuations zonales associées aux méandres du Kurushio, mais les différences ne sont pas confinées à la zone de courant intense. L'inclusion de l'advection augmente la température en amont de l'extension du Kurushio (à l'Ouest de 150°E) et la diminue en aval.

Pour analyser quantitativement le rôle de l'advection, les différents termes de l'équation de température sont tracés en moyenne zonale (Fig. 57), en séparant les contributions du transport d'Ekman et du courant géostrophique. Le terme de tendance est très similaire au forçage thermique de surface, car celui-ci est particulièrement fort dans cette région. Pourtant, le forçage en surface ne domine les changements de T que d'avril à juillet, quand la couche mélangée s'érode. Pendant le reste de l'année, il n'est responsable que d'environ 50% des variations. Sa contribution annuelle est positive, c'est-à-dire que l'atmosphère réchauffe l'océan. Ceci est contre-intuitif, car le flux net de chaleur en surface est négatif en moyenne annuelle, mais la forte perte de chaleur en hiver se produit dans une couche mélangée profonde (200 m), tandis que le faible gain de chaleur en été est piégé dans une couche fine (20 m).

Les autres termes compensent presque le réchauffement par le flux en surface (un équilibre annuel parfait n'est pas atteint à cause des variations interannuelles associées à ENSO). L'entraînement vertical abaisse toujours T et son effet annuel compense 35% du réchauffement en surface. Par conséquent, les processus verticaux à eux-seuls ne peuvent pas maintenir l'équilibre thermique de la couche mélangée dans cette région. Le transport d'Ekman est dirigé vers le Sud, à cause du vent soufflant généralement vers l'Est, ce qui résulte en une divergence du flux de température, à l'exception de l'été. Ce terme annule 16.5% du réchauffement annuel.

Les termes précédents ont des structures méridiennes bien définies, mais le transport géostrophique est moins cohérent spatialement, à cause des larges méandres et des tourbillons éjectés dans l'extension du Kurushio. Néanmoins, ce terme garde un signe stable dans certains endroits. Au Nord de la veine principale du Kurushio ($> 37.5^\circ\text{N}$) il est généralement positif, du fait des fréquents détachements de tourbillons au cœur chaud. À l'inverse, au Sud ($< 34^\circ\text{N}$) il est principalement négatif, à cause de la recirculation permanente vers le Sud dans la partie Est du domaine. Cependant, en été dans cette zone, la contribution devient positive, car le gradient méridien de T s'affaiblit, or la composante méridienne domine le flux de température. Le faible gradient thermique est associé à la diminution du gradient de Q_{net} . Ce changement en été a une influence significative sur la moyenne de l'advection géostrophique, puisque ce terme est positif en août et septembre, mais négatif durant le reste de l'année. Ce terme a aussi une forte dépendance zonale : à l'Ouest de 150°E il est toujours positif, indiquant un apport d'eau chaude par le Kurushio, tandis qu'à l'Est il est principalement négatif, à cause de la recirculation vers le Sud. Ceci explique les différences obtenues dans la simulation sans advection : le transport horizontal réchauffe la couche mélangée en amont de l'extension du Kurushio et la refroidit en aval. Bien que l'advection géostrophique soit importante localement, son effet intégré spatialement et annuellement, ne compense que 12% du réchauffement en surface.

La diffusion horizontale s'oppose partiellement à l'advection géostrophique, en supprimant les anomalies thermiques dues aux courants géostrophiques qui traversent les isothermes. À cause des forts gradients de température et de l'intense activité tourbillonnaire dans l'extension du Kurushio, la contribution de ce terme est significative : il annule 35% du réchauffement, soit autant que l'entraînement vertical.

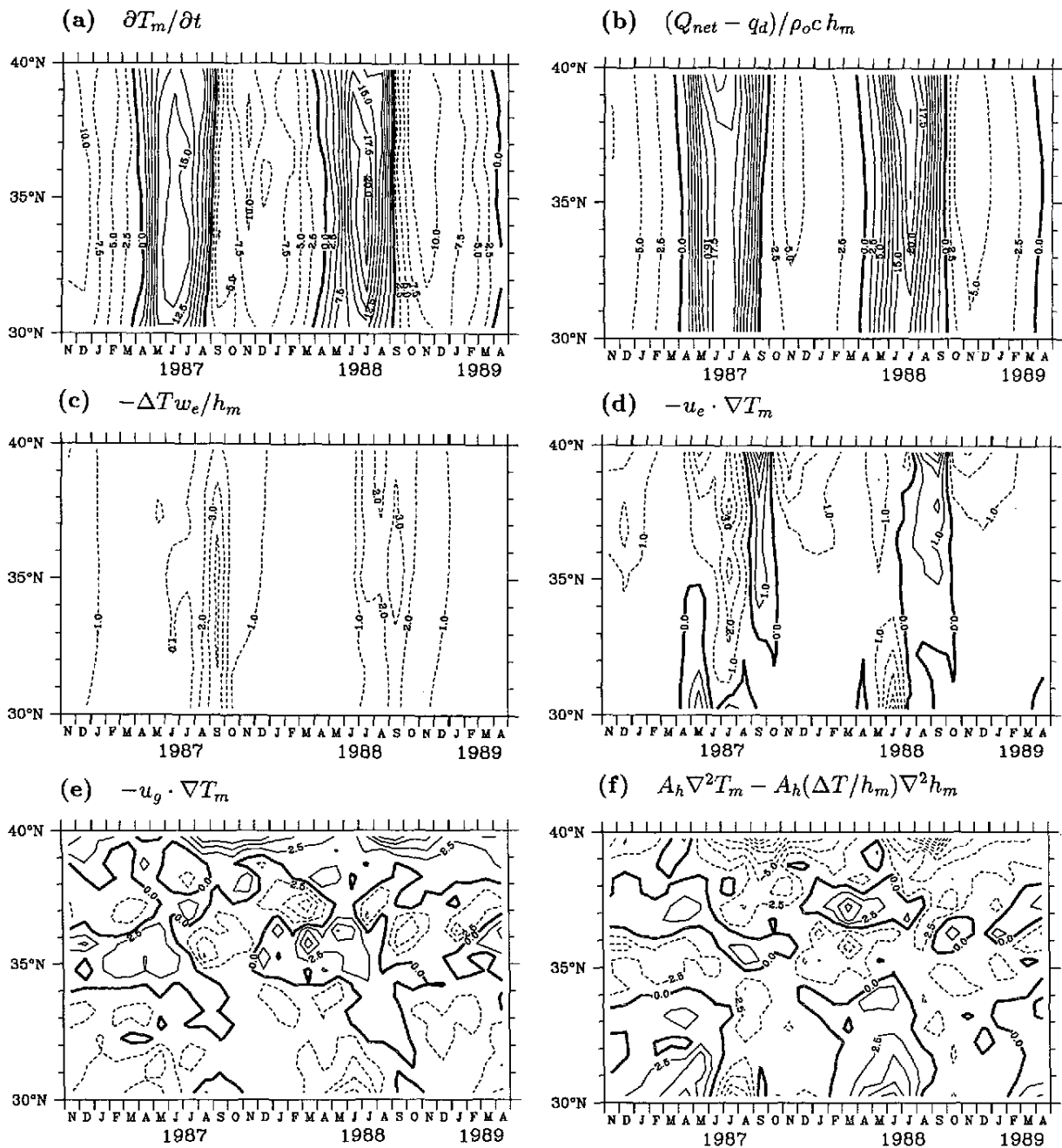


Figure 57 : Bilans moyennés zonalement des termes de l'équation de température de la couche mélangée, en fonction du temps. Toutes les valeurs ont une unité de $10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$. Les intervalles des contours de (a), (b), (e) et (f) sont 2.5 et ceux de (c) et (d) sont 1.0. D'après la fig. 11 de Qiu et Kelly, 1993.

Conclusions

Les extensions des WBC, comme celles du Kurushio et du Gulf Stream, sont le siège d'intenses interactions air-mer. On sait que leur influence sur le bilan de chaleur de l'océan supérieur est importante, mais leur rôle exact est longtemps resté méconnu, à cause du manque de données de vitesse. L'avènement de l'altimétrie satellitaire a permis d'estimer la composante géostrophique des courants de surface, avec une répétition temporelle et une couverture globale. Dans cette étude, les données de SSH de l'altimètre Geosat sont entrées dans un modèle 2D de couche mélangée, représentant la région de l'extension du Kurushio. Ce modèle inclut l'advection horizontale, par ses composantes d'Ekman et géostrophique, et l'entraînement vertical, basé sur le bilan de TKE dans la couche mélangée. Le coefficient pour le mélange vertical induit par le vent est fixé empiriquement à $m_0 = 0.5$, mais comme le forçage de flottabilité en surface domine dans cette région, cette valeur n'est pas déterminante.

Les cycles saisonniers de température et de profondeur de la couche mélangée s'accordent bien avec la climatologie de Levitus, en amplitude et en phase. Les déviations par rapport à la climatologie sont dues aux fluctuations interannuelles du vent et du flux de chaleur en surface. La distribution horizontale de la température, comparée à celle de la SST observée, montre que le modèle capture la plupart des structures d'échelles plus grandes que 200 km.

Le flux net de chaleur de l'atmosphère vers l'océan est négatif, pourtant son effet intégré annuellement est d'augmenter la température de la couche mélangée, parce que celle-ci est bien plus épaisse pendant la période de refroidissement. Le réchauffement par le flux en surface est partiellement compensé par l'entraînement vertical turbulent (35%), mais le reste est annulé par les processus horizontaux. Le transport d'Ekman, dirigé vers le Sud en général, refroidit la couche mélangée. L'advection par les courants géostrophiques présente de fortes variations zonales : elle provoque un réchauffement en amont de l'extension du Kurushio et un refroidissement en aval. Une exception se produit en été, quand le gradient méridien de température est le plus faible. Ce terme a un effet relativement petit lorsqu'il est intégré pendant l'année et dans le domaine, mais il domine généralement le bilan de chaleur local. La diffusion horizontale turbulente réduit efficacement les anomalies thermiques induites par l'advection géostrophique.

Le bilan de température présenté n'est valide que dans la couche mélangée, car l'équilibre thermique est probablement très différent en-dessous de cette couche. Notamment, le transport d'Ekman disparaît et la diffusion verticale turbulente doit être paramétrisée différemment. En outre, le gradient méridien de température étant plus faible en profondeur, l'effet de l'advection géostrophique pourrait être inversé par rapport à la couche mélangée. Le modèle proposé est donc trop simple pour fournir une description, même quantitative, du bilan de chaleur dans l'océan profond.

3.c.ii. Bassin océanique

Alexander, Scott et Deser, 2000 : Processus influençant la variabilité de la température de surface océanique et la profondeur de couche mélangée dans un modèle couplé (ASD2000)

Introduction

De nombreuses études des anomalies de SST aux moyennes latitudes ont prouvé l'importance du rôle de l'advection, tant par les fluctuations du transport d'Ekman que par le courant moyen (Namias, 1972). Cependant, aux échelles inférieures à 10 ans, le flux de chaleur en surface domine l'advection (Halliwell and Mayer, 1996), tandis que le pompage d'Ekman est négligeable. Les processus dans la couche supérieure de l'océan ont aussi un impact considérable, notamment à cause des variations de MLD au printemps et en été qui peuvent piéger des anomalies thermiques sous la thermocline (Alexander and Deser, 1995).

Parmi les divers modèles utilisés pour étudier le rôle de l'océan sur le climat, les modèles intermédiaires sont particulièrement efficaces pour simuler les processus dans l'océan supérieur (Large et al., 1994). Cela inclut les modèles 1D en niveaux verticaux et modèles de type « bulk », dans lesquels la température et la salinité sont prédites pour l'ensemble de la couche mélangée. Les modèles « bulk » se sont révélés aussi précis pour la simulation de la SST et de la MLD que les modèles 1D, plus sophistiqués et coûteux numériquement (Gaspar et al., 1988). Mais ces deux types de modèles ont généralement été développés et testés à des endroits précis. De plus, les modèles « bulk » ne peuvent pas reproduire la structure verticale de la turbulence. Ils ont cependant permis de simuler la SST dans différentes régions et sont utilisés dans les OGCMs isopycnaux pour paramétriser la couche superficielle (New et al., 1995).

Les modèles de couche mélangée océanique (OMLMs) sont utiles pour étudier les processus qui contribuent à la variabilité de la SST et de la MLD (Alexander and Penland, 1996). Un tel modèle, forcé par un modèle d'atmosphère statistique, indique que les anomalies de flux de chaleur,

de MLD et d'entraînement peuvent amplifier les anomalies de SST. Quant aux anomalies de MLD, elles sont liées au flux de flottabilité en hiver et à la tension du vent en été.

L'évolution saisonnière et la variabilité horizontale de la MLD sont aussi fondamentales pour la subduction et la formation d'eau modale (Ladd and Thompson, 1999). Le forçage de flottabilité joue un rôle critique, en influençant la profondeur de la couche mélangée et hiver, puis la stratification de sa base en été.

Dans cette étude, un AGCM est couplé à une grille horizontale de OMLM 1D-vertical. Il est utilisé pour examiner la SST moyenne et ses anomalies dans l'hémisphère Nord extra-tropical. Les auteurs étudient le rôle des processus verticaux sur les anomalies de SST et leur corrélation d'hiver à l'autre. Ils s'intéressent aussi à la variabilité interannuelle de la MLD et aux rôles respectifs du forçage de flottabilité, de la friction du vent et de la stratification sur son cycle saisonnier. Grâce au couplage des modèles, on évite la tâche difficile de choisir des conditions aux limites appropriées pour forcer l'océan. De plus, comme ce système couplé ne contient pas de dynamique ENSO, on peut isoler les effets sur la SST de la variabilité interne de l'atmosphère, du couplage thermodynamique air-mer et de la physique de la couche mélangée.

Modèle couplé

Le modèle atmosphérique est celui du GFDL, modèle spectral avec une troncature au nombre d'onde 30, ce qui correspond à une résolution de 2.25° en latitude et 3.75° en longitude, et 14 niveaux en coordonnées sigma, dont le premier à 30 m au-dessus de la surface. Ses paramétrisations incluent la formation de nuages stratiformes et les précipitations d'échelle sous-grille.

Le modèle de couche mélangée océanique est constitué d'une couche mélangée uniforme au-dessus d'un modèle en niveaux verticaux. L'équation d'évolution de la température T dans la couche mélangée s'écrit :

$$\partial_t T = \frac{Q_{net} + Q_{cor} - Q_{swh}}{\rho_0 C_p h} + \frac{w_e \Delta T}{h} + CA - \frac{\kappa_z}{h} \partial_z T_d$$

Les notations sont les mêmes que pour la description de notre « *slab mixed layer* » (en notant $\Delta T = T - T_d$), avec en plus Q_{cor} qui représente une correction du flux de chaleur et Q_{swh} le flux radiatif solaire pénétrant à la profondeur h (paramétrisé suivant Paulson and Simpson, 1977). Ici, T_d est la température du niveau vertical sous h et κ_z est le coefficient de diffusion pour les mouvements à petite-échelle. L'ajustement convectif CA est déclenché si la couche mélangée devient plus dense que le niveau sous-jacent, en incorporant la chaleur du reste de ce niveau et en fixant h à la profondeur de sa base. Une équation similaire est employée pour la salinité, en remplaçant le flux en surface par le bilan précipitations – évaporation ($P-E$).

En intégrant l'équation de la TKE dans la couche mélangée et en appliquant quelques hypothèses standard (Niiler and Krauss, 1977), on obtient cette expression pour le taux d'entraînement:

$$w_e = \frac{m u_*^3 - 0.5 h B(h) - h \varepsilon}{h \Delta b + e^2}$$

où m est une constante, $u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$ est la vitesse de friction en surface, $B(h)$ est la flottabilité intégrée dans la couche mélangée (qui dépend de Q_{net} , Q_{swh} et $P-E$), ε est le taux de dissipation turbulente, Δb est le saut de flottabilité à la base de la couche mélangée (tous-deux paramétrisés d'après Gaspar, 1988) et e^2 est la TKE (paramétrisée d'après Kim, 1976). Cette formulation néglige le mélange dû au cisaillement de courant à la base de la couche mélangée. Quand celle-ci s'approfondit par entraînement (et non par convection), h est calculé comme une variable prognostique ($\partial_t h = w_e$). Quand la couche s'amincit, w_e est fixé à zéro et h est calculé comme une quantité diagnostique, en supposant un équilibre entre la friction du vent, la flottabilité et la dissipation ($h = m u_*^3 / (0.5 B(h) + \varepsilon)$). Le profil de température (salinité) est alors ajusté de façon à conserver la chaleur (le sel) et le saut à la base de la couche.

Sous la couche mélangée, la température et la salinité des niveaux changent par ajustement convectif (CA), par diffusion verticale (suivant le schéma de Crank-Nicholson, avec une diffusivité

constante de 10^{-5} m.s^{-2}), par pénétration du flux solaire (dans les premiers 300 m) et par relaxation linéaire vers une climatologie (avec une échelle temporelle de 10 ans). Cette faible relaxation est nécessaire pour maintenir une stratification stable dans les régions à fort cisaillement. Le MLM est limité à 1000 m de profondeur, ou le fond réel de l'océan, et contient 31 niveaux, dont 15 dans les 100 premiers mètres. La température et la salinité du dernier niveau sont fixées à une climatologie. La profondeur h est contrainte à rester supérieure à 10 m et inférieure à 850 m.

Pour les points où de la glace-de-mer apparaît durant l'année, le MLM est désactivé. A sa place, l'épaisseur et la fraction de glace (ou la SST quand il n'y a pas de glace) sont prescrites, à partir d'une climatologie mensuelle. La glace peut aussi se former au points où le MLM est actif, si la température devient inférieure à -1.9°C , auquel cas un modèle simple de bilan de chaleur est utilisé.

A l'interface air-mer, les flux de chaleur sensible et latente, ainsi que la tension du vent, sont calculés par des formules « *bulk* ». On utilise pour cela la vitesse du vent, la température de l'air et l'humidité au plus bas niveau de l'AGCM, et la SST est donnée par la température de couche mélangée du MLM. Les flux de l'atmosphère vers l'océan sont moyennés jour-par-jour, tandis que les flux de l'océan vers l'atmosphère sont calculés à chaque pas-de-temps de l'AGCM (15 minutes), avec la moyenne journalière de la SST.

Les flux doivent être corrigés pour empêcher les dérives du modèle, qui affecteraient la réponse climatique aux perturbations (Sausen et al., 1988). Les corrections des flux en surface sont calculées de sorte que les cycles saisonniers moyens de T et S restent proches des observations. Elles varient en fonction de la position et du moment de l'année, mais pas d'une année à l'autre. Pour obtenir ces corrections, on a d'abord effectué une simulation indépendante avec l'AGCM, dans laquelle la SST était fixée à la climatologie mensuelle de Smith et al (1996). Ensuite, les flux air-mer obtenus ont été utilisés pour forcer une simulation de 20 ans avec le modèle d'océan, en utilisant un traitement spécifique : à chaque pas-de-temps du MLM (1 jour), la température T est libre d'évoluer à partir de la SST climatologique, puis la correction de flux de chaleur est calculée de façon à ce que la valeur de T prédite corresponde à la SST du pas-de-temps suivant. Une méthode similaire est utilisée avec la salinité, pour évaluer les corrections du flux d'eau douce. Cette procédure est répétée pendant les 20 ans de la simulation, puis les corrections journalières moyennes Q_{cor} et $(E-P)_{cor}$ sont calculées. Elles sont ajoutées aux forçages de la simulation couplée de 50 ans, mais ne sont pas incluses dans les calculs de w_e et h .

La moyenne annuelle de Q_{cor} (Fig. 58) ajoute de la chaleur dans les moitiés occidentale du Pacifique et de l'Atlantique Nord, jusqu'à 150 W.m^{-2} près des côtes. L'amplitude et la structure de Q_{cor} ressemble à celles du Q_{net} observé, équivalent à la convergence océanique de chaleur (Moisan and Niiler, 1998). Ceci montre que la correction compense principalement l'absence d'advection dans le modèle d'océan. Elle dépasse 300 W.m^{-2} dans le Kurushio et le Gulf Stream en mars, mais est négligeable en septembre, du fait de la grande variabilité saisonnière du transport de chaleur par ces courants (Wilkin et al., 1995). Comme beaucoup de modèle climatique, l'AGCM surestime le flux solaire, à cause d'erreurs dans la simulation des nuages, ce qui se traduit par des corrections de -50 à -100 W.m^{-2} entre 40°N et 60°N .

Les conditions initiales du modèle d'océan sont issues de la moyenne des 1^{ers} janvier de la simulation de 20 ans, tandis que celles du modèle d'atmosphère proviennent d'une simulation de 5 ans démarrant au repos.

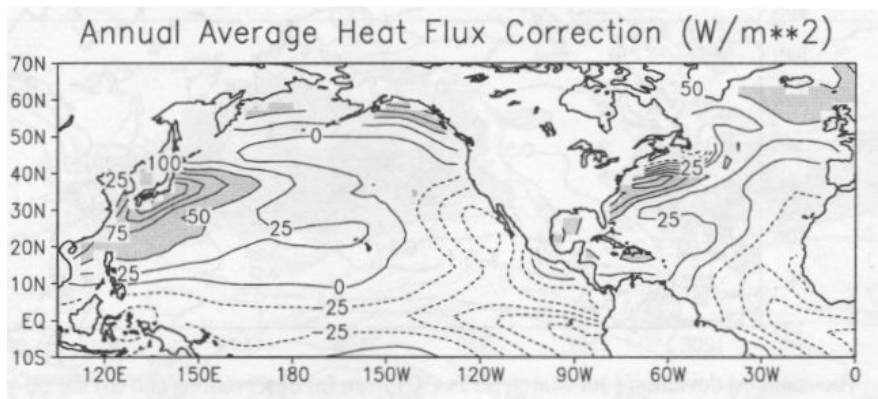


Figure 58 : Moyenne annuelle de la correction du flux de chaleur en surface ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$). Les valeurs positives indiquent un gain de chaleur pour l'océan. L'intervalle des contours est 25 et les valeurs supérieures à 50 sont grisées. D'après la fig. 1 d'Alexander et al., 2000.

SST et MLD

Les moyennes mensuelles à long-terme (50 ans) de la SST simulée diffèrent peu des observations (moins de 1°C), du fait de la correction imposée au flux de chaleur. Cependant, ces petites différences sont systématiquement trop chaudes en été et trop froides en hiver, à cause des non-linéarités du MLM et de la méthode utilisée pour interpoler temporellement les corrections de flux.

Les déviations standard mensuelles (σ) de la SST (calculées à partir des écarts des moyennes mensuelles individuelles par rapport à la moyenne mensuelle à long-terme) sont comparées à celles des analyses de Smith et al (1996), couvrant la période 1950-1995. En mars, σ_T est maximale (1.2°C) le long de la côte Est de l'Amérique du Nord, mais seules les observations montrent une bande s'étendant jusqu'à Terre-Neuve, probablement due à la variabilité du Transport d'Ekman et du Gulf Stream. Dans le Pacifique Nord central, σ_T atteint 0.6°C dans les observations et le modèle, mais dans celui-ci le maximum (0.8°C) est situé à 20°N au lieu de 35°N . Comme le modèle couplé ne contient pas de processus horizontaux, il n'y a pas de dynamique ENSO et σ_T est sous-estimée dans le Pacifique tropical Est. L'influence de l'ENSO sur la SST des moyennes latitudes est examinée grâce à une simulation supplémentaire, dans laquelle les observations de SST sont imposées entre 25°N et 25°S , dans le Pacifique uniquement. Le fait d'inclure le signal ENSO observé améliore la variabilité de la SST simulée, notamment en décalant le maximum de σ_T à la bonne latitude dans le Pacifique central.

En septembre, la variabilité est plus forte qu'en mars, à cause de la petite inertie thermique de la fine couche mélangée. Dans les observations, σ_T dépasse 0.6°C entre 30°N et 50°N dans les deux océans. Dans la simulation cette forte variabilité est située trop au Sud dans l'Atlantique et le Pacifique central, et n'atteint pas le Pacifique Est. Les écarts dans le Pacifique central pourraient résulter des erreurs de simulation des stratus dans l'AGCM et de ses conséquences sur le flux solaire. Le modèle sous-estime fortement la variabilité dans le Pacifique tropical, puisqu'il ne représente pas l'ENSO. Contrairement au mois de mars, la simulation dans laquelle le signal ENSO est imposé ne présente pas de changement clair en-dehors du Pacifique tropical. Cela confirme que les changements atmosphériques extra-tropicaux associés à l'ENSO sont plus forts en hiver qu'en été (Mitchell and Wallace, 1996).

Les moyennes mensuelles de MLD sont comparées aux estimations de Monterey et Levitus (1997), basées sur une augmentation en densité de $0.0125 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ par rapport à la surface. En mars (Fig. 59), la MLD observée atteint ses plus grandes valeurs en Atlantique Nord, entre la Mer du Labrador et l'Est de l'Écosse, où elle dépasse 500 m. Dans ces régions, la formation d'eau profonde peut engendrer des profondeurs instantanées de plus de 1500 m (Dickson et al., 1996). Un maximum secondaire est observé en Atlantique central, s'étendant vers le Nord-Ouest. Le modèle reproduit ces structures, mais sous-estime leur intensité, particulièrement au Nord de 45°N . Dans le Pacifique, le maximum de MLD observée n'atteint que 200 m, dans la partie Ouest entre 30°N et 45°N , et est associé au forçage en surface dans le sillage des tempêtes ou « *Storm Tracks* »

(Alexander and Scott, 1997). Dans la simulation, le maximum de h est légèrement réduit, situé 5° plus au Sud et plus près de la côte. Le long de la côte Ouest de l'Amérique du Nord, on observe une région de faible MLD qui est absente dans la simulation, peut-être parce que le MLM ne représente pas l'upwelling côtier. Dans les Tropiques, la MLD observée et simulée est comprise entre 25 et 75 m.

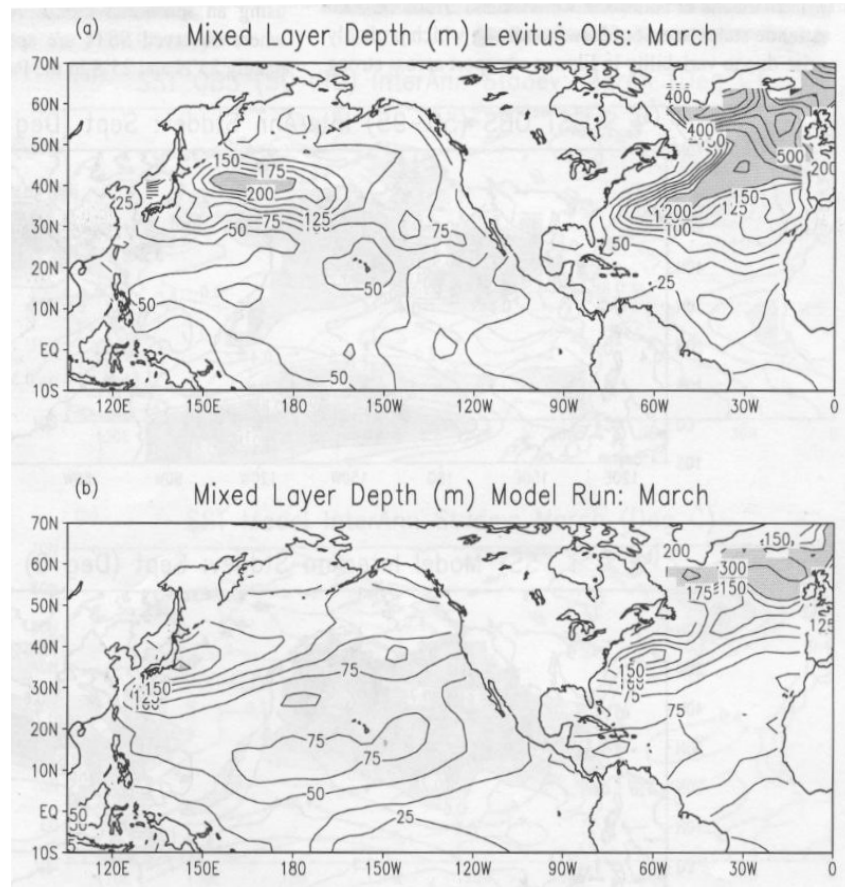


Figure 59 : Profondeur de la couche mélangée (m) en mars (a) observée et (b) simulée. Les valeurs observées proviennent de Monterey et Levitus (1997) et ont été interpolées d'une grille $1^\circ \times 1^\circ$ vers la grille R30. L'intervalle des contours est de 25 pour $h < 200$ et 100 pour $h > 200$; les valeurs supérieures à 200 sont grisées. D'après la fig. 4 d'Alexander et al., 2000.

Plusieurs raisons peuvent expliquer la sous-estimation de la MLD en hiver :

- h diminue trop rapidement en conditions stables,
- plusieurs processus turbulents ne sont pas inclus dans le modèle (tels que les cellules de Langmuir, le déferlement de vagues, le cisaillement de courant inertiel),
- les moyennes journalières des forçages suppriment les courtes périodes de vents extrêmes,
- h est limitée à 850 m, ce qui réduit la convection profonde,
- les courants ne sont pas simulés, si bien qu'il n'y a pas de mélange dû au cisaillement, ni d'advection qui pourrait déstabiliser la colonne d'eau,
- la MLD observée est estimée à partir de profils de T et S , tandis que dans le modèle elle représente la profondeur jusqu'à laquelle la turbulence générée en surface est active.

En septembre (Fig. 60), la MLD observée est peu profonde, même si elle atteint son minimum entre juin et août. Le modèle reproduit correctement la MLD dans l'Atlantique Nord central et la plupart du Pacifique Nord, avec des valeurs de l'ordre de 20 m. Il surestime légèrement h au Nord de 50°N en Atlantique et dans les subtropiques des deux bassins (environ 30 m).

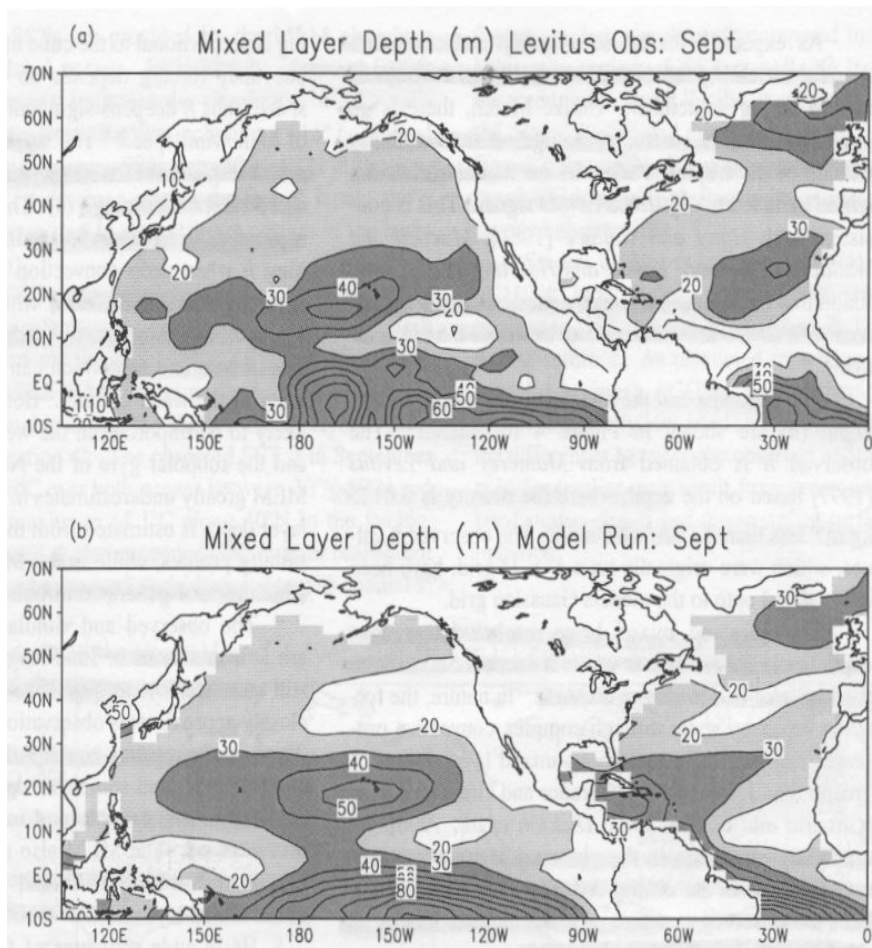


Figure 60 : Profondeur de la couche mélangée (m) en septembre (a) observée et (b) simulée. L'intervalle des contours est de 10 ; les valeurs $20 < h < 30$ sont en gris clair et $h > 30$ en gris foncé. D'après la fig. 5 d'Alexander et al., 2000.

Les déviations standards interannuelles ne sont pas accessibles par les observations, mais sont présentées pour la simulation. Les régions de forte variabilité coïncident avec les maxima de h , en hiver comme en été. En mars, σ_h est maximale en Atlantique Nord, où elle dépasse 30 m au Nord de 30°N et 60 m au Nord de 45°N . Dans le Pacifique, σ_h dépasse 30 m sur la partie Nord-Ouest et au voisinage de Hawaï. En septembre, la variabilité est considérablement réduite, σ_h n'excédant pas 5 m au Nord de 30°N et atteignant un maximum d'environ 15 m à 15°N et 10°S dans le Pacifique central et l'Atlantique occidental.

Composantes de l'équation de tendance de la SST

Les facteurs contrôlant l'évolution de la SST sont exprimés sous forme de flux en surface et à la base de la couche mélangée, obtenus en multipliant les termes de l'équation de T par $\rho C_p h$. Les six composants sont examinés par le cycle saisonnier de leur moyenne zonale (Fig. 61).

Le flux net en surface Q_{net} est le terme dominant sur la plupart de l'hémisphère Nord. Il est supérieur à 80 W.m^{-2} au Nord de 20°N , en été et en hiver, avec une amplitude maximale de 200 W.m^{-2} vers 40°N . En été, le réchauffement est dû à la radiation solaire, tandis qu'en hiver le refroidissement provient des pertes de chaleur sensible et latente. La correction de flux Q_{cor} réduit le flux net et a une amplitude d'environ la moitié de Q_{net} . Le flux d'entraînement Q_{we} refroidit la couche mélangée presque partout et culmine en automne, quand la différence de température est maximale. Son intensité est alors similaire à celle de Q_{net} , dépassant -80 W.m^{-2} entre 35°N et 60°N . Les trois autres contributions sont nettement plus faibles. L'ajustement convectif CA est négligeable, sauf aux hautes latitudes en hiver, quand des épisodes de convection amènent de l'eau plus salée et chaude dans la couche mélangée. Le flux solaire pénétrant Q_{sw} refroidit la couche mélangée, principalement dans les subtropiques en été, quand la radiation est maximale et h est

minimale. La diffusion verticale T_{dif} agit de façon similaire à Q_{we} , mais son intensité ne dépasse pas -20 W.m^{-2} .

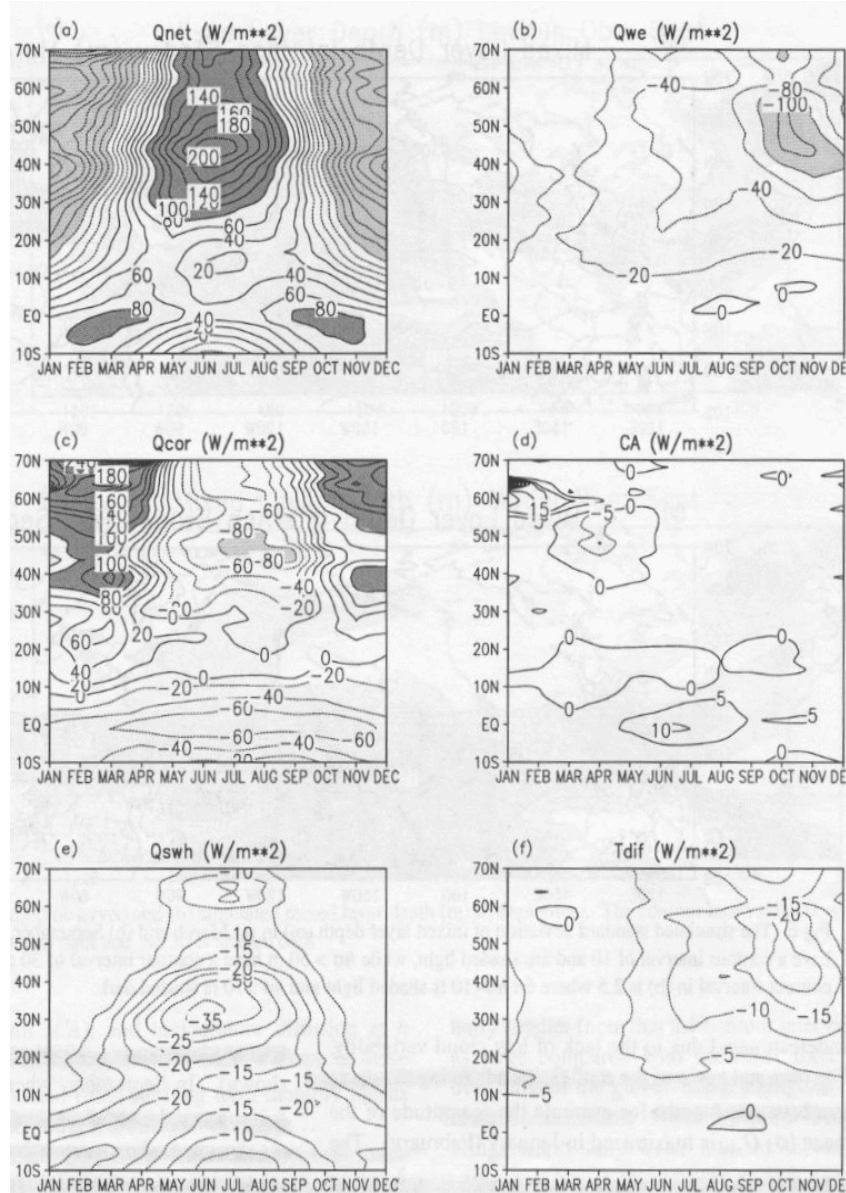


Figure 61 : Moyenne zonale du (a) flux net de chaleur en surface, (b) flux de chaleur dû à l'entraînement, (c) correction du flux de chaleur en surface, (d) ajustement convectif, (e) radiation solaire pénétrante et (f) diffusion de température (W.m^{-2}) dans le MLM, en fonction du mois calendaire. L'intervalle des contours est 20 dans (a)-(c) et 5 dans (d)-(f). Les contours négatifs sont tiretés et les valeurs inférieures à -80 (supérieures à 80) sont en gris clair (foncé). D'après la fig. 7 d'Alexander et al., 2000.

La déviation standard interannuelle est présentée pour les termes dominants Q_{net} et Q_{we+CA} (Fig. 62). Q_{cor} a le même cycle saisonnier chaque année, donc $\sigma_{Q_{cor}} = 0$. Q_{we} et CA sont regroupés car la convection correspond à une forme extrême d'entraînement. La déviation standard $\sigma_{Q_{net}}$ est maximale en hiver (jusqu'à 60 W.m^{-2} vers 60°N) et opposée à la moyenne de Q_{net} , avec un retard d'environ un mois par rapport à la moyenne. $\sigma_{Q_{we+CA}}$ présente un maximum principal aux hautes latitudes en hiver (environ 55 W.m^{-2} à 60°N), dû à la convection, et un maximum secondaire aux moyennes latitudes en automne, dû à l'entraînement (25 W.m^{-2} autour de 50°N).

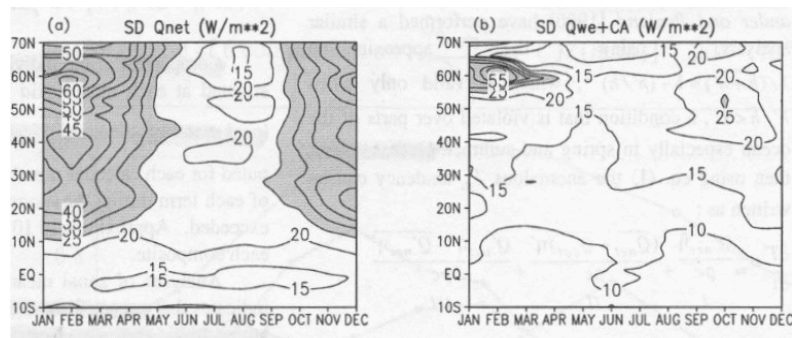


Figure 62 : Moyenne zonale des déviations standards du (a) flux net de chaleur en surface, et (b) flux de chaleur dû à l'entraînement plus l'ajustement convectif ($W.m^{-2}$), en fonction du mois calendaire. Les déviations standards sont calculées en utilisant les anomalies mensuelles à chaque point de grille du MLM, puis en les moyennant zonalement. L'intervalle des contours est 5 ; les valeurs supérieures à 25 sont grisées. D'après la fig. 8 d'Alexander et al., 2000.

La distribution spatiale de Q_{net} dans le modèle atmosphérique du GFDL est en accord avec les observations (Alexander and Scott, 1997), si bien que seule celle de Q_{we+CA} est détaillée (Fig. 63). En mars, l'entraînement est relativement faible, avec un refroidissement maximal ($-30 W.m^{-2}$) au Sud du Japon, à $10^{\circ}N$ dans le Pacifique central et à $50^{\circ}N$ dans l'Atlantique central. La convection engendre un réchauffement ($+30 W.m^{-2}$) au Sud du Groënland. En septembre, la convection est négligeable et l'entraînement présente une structure quasiment zonale, avec un refroidissement qui augmente vers les pôles, atteignant $-100 W.m^{-2}$ dans le Pacifique Nord-Ouest et $-50 W.m^{-2}$ dans l'Atlantique Nord-Ouest. L'entraînement réchauffe légèrement le Pacifique tropical, où la différence est positive, parce que le flux d'eau douce $P-E > 0$ créé une fine couche mélangée marquée par un saut en salinité. Cette « barrière de sel » contribue à maintenir des SSTs élevées dans le Pacifique tropical Ouest (Anderson et al., 1996). Par contre, la contribution positive simulée dans le Pacifique tropical Est est irréaliste.

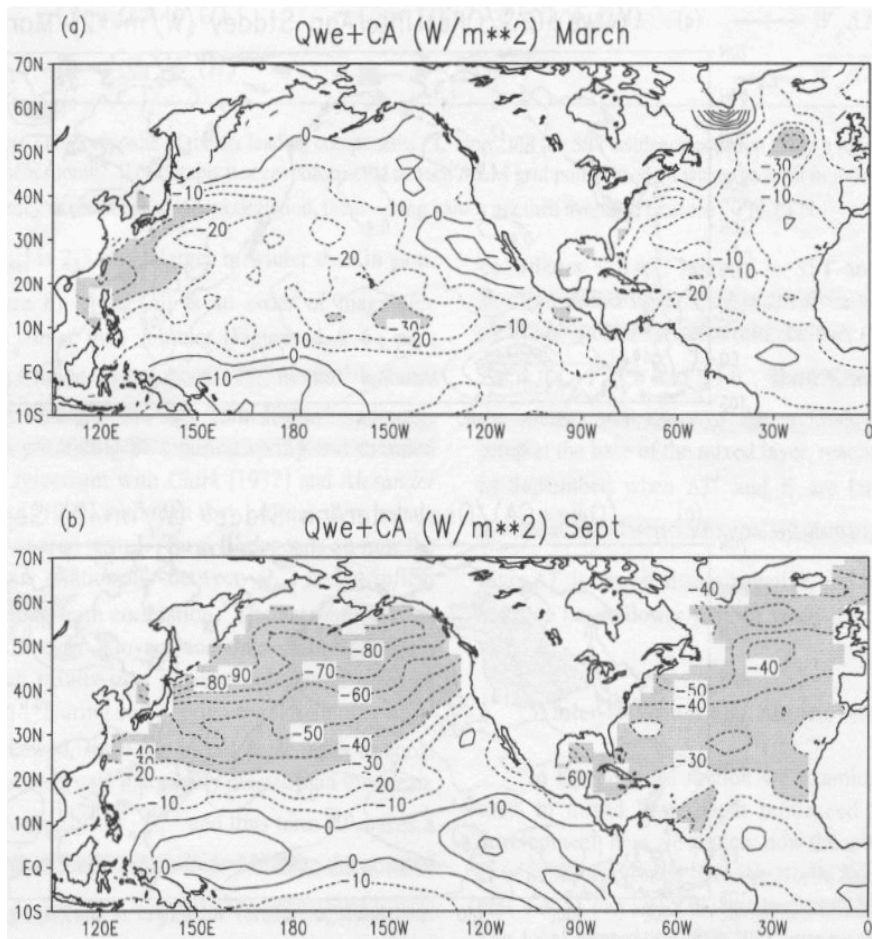


Figure 63 : Flux de chaleur dû à l'entraînement plus l'ajustement convectif ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$), en (a) mars et (b) septembre. L'intervalle des contours est 10 ; les valeurs inférieures à 30 sont grisées. D'après la fig. 9 d'Alexander et al., 2000.

La variabilité Q_{net} joue un rôle considérable dans le développement des anomalies de SST (Deser and Timlin, 1996). L'importance relative de l'entraînement par rapport au flux net en surface est estimée par le quotient de leurs déviation standard $\sigma_{Q_{we+CA}} / \sigma_{Q_{net}}$. En mars, ce quotient est petit (entre 0.2 et 0.4), sauf dans l'Atlantique au Nord de 30°N , du fait de la convection, et dans Pacifique tropical Ouest, probablement à cause de la variabilité de l'oscillation Madden-Julian (Shinoda and Hendon, 1998). En septembre, le quotient est élevé (supérieur à 1.0) sur la plupart de l'Atlantique au Nord de 45°N et du Pacifique au Nord de 35°N , ce qui provient essentiellement du mélange dans un environnement non-convectif.

Le développement des anomalies de SST est examiné en décomposant les variables de l'équation de T en leur moyenne journalière ($\bar{\quad}$) et les déviations ($'$) par rapport à ces moyennes. Alexander et Penland (1996) avaient effectué une telle décomposition, en utilisant l'approximation $1/h \approx 1 - (h'/\bar{h})$, mais comme elle n'est pas valide quand $h' > \bar{h}$, on pose ici $\eta = 1/h$. On obtient ainsi une décomposition de l'évolution des anomalies de T avec six termes principaux :

$$\partial_t T' = \frac{Q'_{net} \bar{\eta}}{\rho_0 C_p} + \frac{(\overline{Q_{net}} + \overline{Q_{cor}}) \eta'}{\rho_0 C_p} + \frac{Q'_{net} \eta' - \overline{Q'_{net}} \eta'}{\rho_0 C_p} + w'_e \overline{\Delta T \eta} + \overline{w_e \Delta T' \eta} + \overline{w_e \Delta T \eta'} + \dots$$

En chaque point du domaine, on construit des composites pour chacun de ces termes, en sélectionnant les mois pendant lesquels $\partial_t T' > \sigma_T$. Les valeurs journalières sont alors moyennées pour chaque mois et environ 10 moyennes mensuelles entrent dans chaque composite (au cours des 50 ans de la simulation). Les six termes présentent des distributions zonales hétérogènes dans les Tropiques, mais relativement uniformes au Nord de 20°N , si bien que les moyennes zonales sont examinées entre 20°N et 70°N (Fig. 64). Le terme I domine tout-au-long de l'année, indiquant que Q'_{net} est responsable des anomalies de SST croissant le plus rapidement. Il varie de $0.4^\circ\text{C}/\text{mois}$ en

janvier à 1.0°C/mois en juillet (quand Q'_{net} est 2 à 3 fois plus petit, mais η est supérieur d'un ordre de grandeur). Le terme II joue un rôle important au printemps et en été, Alexander et Penland (1996) ayant même estimé qu'il est équivalent à celui du terme I. Le terme III dépend des non-linéarités entre Q_{net} et η , qui sont corrélées positivement, parce qu'un flux net de chaleur positif ($Q_{net} > 0$) accroît la flottabilité et amincit la couche mélangée (augmentant η). Au début du printemps, la couche mélangée remonte brusquement, si bien que $Q'_{net} \eta' > Q_{net} \eta > 0$ et le terme III contribue significativement à la croissance d'anomalies chaudes (0.3°C/mois). Le terme IV est maximal en juillet (0.4°C/mois) et correspond à une réduction du taux d'entraînement ($w_e' > 0$). Le terme V présente de fortes valeurs positives en septembre (0.5°C/mois), dues à l'entraînement d'anomalies négatives du saut de température ($\Delta T' < 0$). Le terme VI est toujours négatif (car un réchauffement amincit la couche mélangée, donc $\eta' > 0$), donc il agit toujours en amortissant les anomalies de SST.

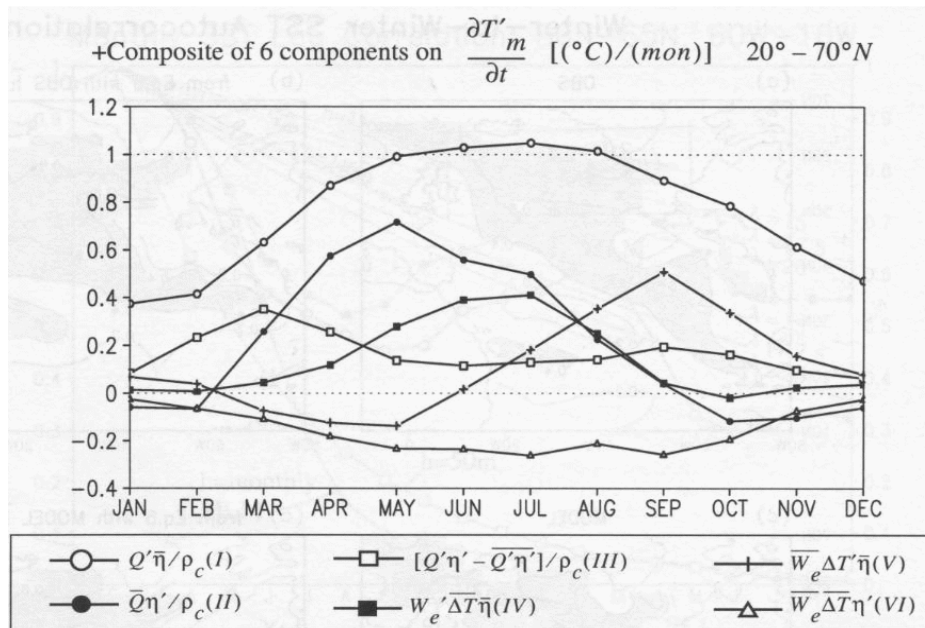


Figure 64 : Composites des six termes dominants (°C.mois⁻¹) de l'équation de tendance de SST, en fonction du mois calendaire. Les composites sont construits à chaque point de grille du MLM, en sélectionnant les mois pendant lesquels la tendance de SST dépasse sa déviation standard, puis en moyennant les valeurs dans le domaine 20°N-70°N. D'après la fig. 11 d'Alexander et al., 2000.

Autocorrélation de la SST d'hiver-en-hiver

Le cycle saisonnier de h affecte fortement la persistance des anomalies de SST, surtout en Atlantique Nord. On présente donc l'autocorrélation des anomalies dans cette région, d'après les observations et la simulation. Les structures spatiales sont similaires, avec des valeurs maximales au Nord de 50°N (supérieures à 0.6) et minimales dans la zone subtropicale Est (inférieures à 0.4). Les valeurs sont sous-estimées par le modèle entre le Groënland et l'Islande, car il sous-estime la MLD en hiver.

Un modèle stochastique de climat est utile pour comprendre la structure de l'autocorrélation de SST (Frankignoul et Hasselmann, 1977) :

$$\rho C_p h \frac{\Delta SST'}{\Delta \tau} = -\lambda SST' + F'$$

où F' représente le forçage atmosphérique par un bruit blanc, τ est le décalage temporel et λ est un coefficient d'amortissement linéaire, dont la valeur est estimée à environ 17.5 W.m⁻².°C⁻¹ (Frankignoul et al., 1998). Si h est considérée comme constante, la fonction d'autocorrélation s'exprime simplement par :

$$R(\tau) = \exp\left(\frac{-\lambda}{\rho C_p h}\right) \Delta\tau$$

On présente la distribution spatiale de l'autocorrélation à $\tau = 1$ an, obtenue avec la moyenne de h en février. Les structures issues des observations et de la simulation se ressemblent grossièrement.

Les moyennes de l'autocorrélation dans la région de couche mélangée profonde (50°N-65°N, 60°W-10°W) sont présentées, en fonction du décalage mensuel par rapport au mois de février. Elles diminuent rapidement de février à juin, sont minimales en août-septembre et présentent un second maximum en février suivant. Cette évolution est caractéristique du mécanisme de ré-émergence (Alexander and Deser, 1995) : les anomalies thermiques forcées par l'atmosphère en hiver, dans la couche mélangée profonde, sont piégées sous la couche fine en été, puis ré-entraînées dans la couche pendant l'automne et l'hiver. On obtient des résultats semblables en utilisant différentes valeurs de λ et la moyenne de h en février, issue des observations ou de la simulation. Par contre, en fixant h à 50 m ou en lui imposant des variations saisonnières, on obtient une décroissance trop rapide des anomalies. Cela prouve que le modèle stochastique explique bien les corrélations de SST tant que h est fixé à son maximum hivernal. A cause du stockage des anomalies thermiques créés en hiver sous la thermocline saisonnière, la MLD effective peut être approximée par sa valeur maximale. La valeur de λ représente un taux d'amortissement moyen sur l'année, mais pourrait diminuer en été quand la rétroaction négative du flux air-mer est confinée près de la surface, et augmenter en hiver quand les processus de subduction et de diffusion réduisent les anomalies de SST.

Composantes de l'équation d'entraînement

Le taux d'entraînement w_e est contrôlé par u^{*3} , $B(h)$ et Δb , qui représentent respectivement la friction du vent, le forçage de flottabilité dans la couche mélangée et le saut en flottabilité à sa base. On présente les corrélations de ces trois paramètres avec w_e (Fig. 64), en moyennes mensuelles calculées avec les anomalies des jours où de l'entraînement s'est produit. La corrélation des anomalies de w_e et u^{*3} est minimale en hiver (0.35 en février) et maximale en été (0.6 en juin), tandis que celle de w_e et $-B(h)$ est maximale en hiver (0.6 en janvier) et minimale en été (0.3 en juillet). Celle de w_e et $-\Delta b$ est faible, à part en automne (0.3 en septembre).

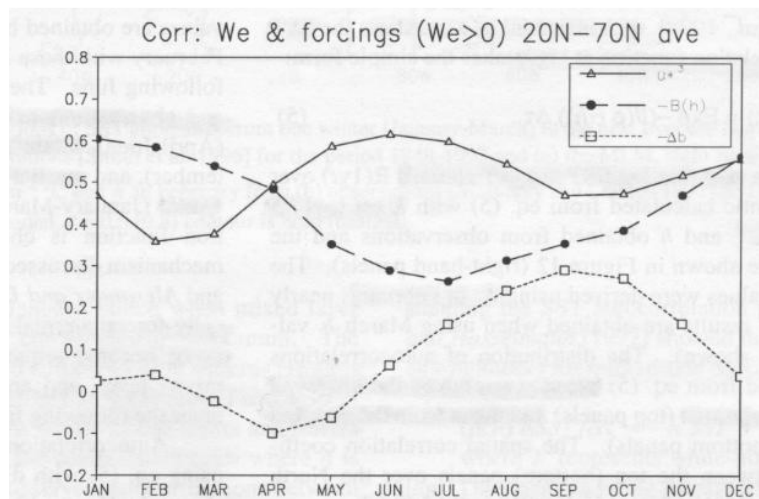


Figure 65 : Corrélations du taux d'entraînement (w_e) avec la vitesse de friction (u^{*3}), le forçage de flottabilité négative intégrée dans la couche mélangée ($-B(h)$) et le saut de flottabilité à la base de la couche mélangée ($-\Delta b$), calculées en utilisant les anomalies journalières au cours de chaque mois calendaire. D'après la fig. 14 d'Alexander et al., 2000.

Le taux d'entraînement dépend aussi de la dissipation ε , qui est une fonction complexe de $B(h)$, u^{*3} et u^*/f . On peut cependant définir une efficacité de mélange adimensionnelle :

$$P^* = \frac{h\Delta b W_e}{u^*{}^3}$$

qui ne dépend que de la longueur de Monin-Obukhov $L = u^*{}^3/B(h)$ et de l'échelle de rotation d'Ekman ou Rossby $\lambda = u^*/f$. P^* augmente quand h/L diminue, car le refroidissement en surface ($B(h) < 0$) accroît le mélange, et quand h/λ augmente, puisque la rotation réduit l'extension verticale des tourbillons.

On présente le diagramme de dispersion de P^* en fonction de h/L et h/λ , obtenu à partir des moyennes mensuelles de la simulation dans le domaine 20°N-70°N (Fig. 66). De septembre à avril la variabilité saisonnière domine la variabilité interannuelle, car les valeurs de chaque mois se situent dans une zone distincte sur le diagramme (dans le domaine $h/L < -2.0$ et $h/\lambda > 0.5$). Les valeurs maximales de h/L apparaissent en décembre-février (supérieures à -20) et celle de h/λ en janvier-mars (supérieures à 1.0). Les valeurs minimales des deux échelles se trouvent en juin-juillet ($h/L \approx +5.0$ et $h/\lambda \approx 0.3$). P^* est presque toujours positif, ce qui suggère que l'entraînement se produit beaucoup plus souvent que la retraite. De plus, P^* dépend bien plus fortement de L que de λ , mais les variations locales de λ peuvent influencer l'entraînement de mars à septembre. Le cycle saisonnier de P^* décrit une boucle d'hysteresis qui résulte des décalages entre $B(h)$, $u^*{}^3$ et h , atteignant leur maxima en novembre, janvier et mars, respectivement. La profondeur de la couche mélangée est en retard par rapport au chauffage et au forçage mécanique en surface, parce qu'elle s'approfondit lentement par entraînement et se reforme rapidement près de la surface.

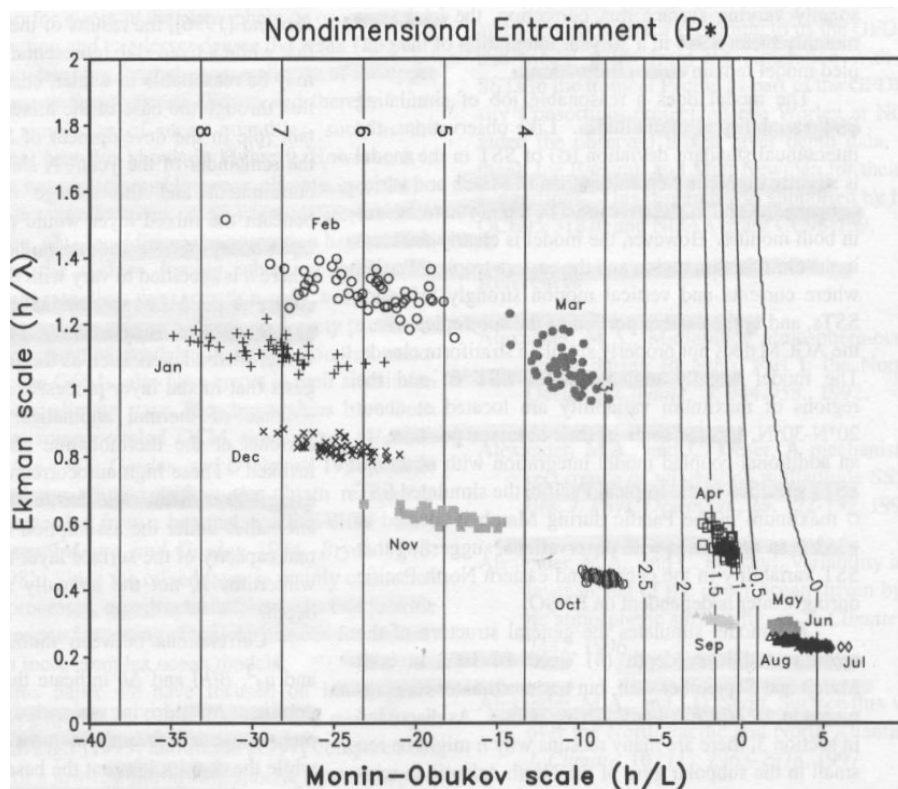


Figure 66 : Efficacité adimensionnelle du mélange (P^*) en fonction des paramètres adimensionnels de stabilité (h/L) et de rotation (h/λ), qui déterminent P^* dans le MLM. L'intervalle des contours est 0.5 pour $0.0 < P^* < 3.0$ et 1.0 pour $P^* > 3.0$. On y a superposé le diagramme de dispersion de h/L et h/λ , issu de la simulation avec le modèle couplé, en utilisant les valeurs moyennes mensuelles intégrées dans le domaine 20°N-70°N. D'après la fig. 15 d'Alexander et al., 2000.

Conclusions

La correction saisonnière des flux en surface permet à la SST du modèle de rester proche des observations pendant une simulation longue de 50 ans. La variabilité de la SST est raisonnable, à l'exception du Gulf Stream et du Pacifique tropical Est, du fait de l'absence de courants et de

mouvements verticaux, ainsi que dans les subtropiques Est, à cause de la mauvaise représentation des nuages stratiformes. La déviation standard est légèrement sous-estimée et son maximum est situé à 10° - 15° au Sud des observations. Ce défaut est corrigé dans une expérience où l'on impose la SST observée dans le Pacifique tropical, ce qui prouve que la SST en hiver dans le Pacifique Nord central et oriental dépend de l'ENSO.

La structure de la MLD est correctement simulée en hiver et en été, mais son maximum hivernal est sous-estimé dans l'Atlantique Nord. Des analyses avec des OGCMs aideraient à élucider le rôle des courants et du cisaillement vertical sur la stratification, donc sur h . Les régions de grande variabilité de h coïncident toujours avec ses valeurs maximales.

L'étude des termes de l'équation de tendance de la SST montre que le flux net de chaleur en surface domine le cycle saisonnier et le développement d'anomalies, particulièrement en hiver. L'entraînement refroidit toujours la couche mélangée, sauf dans l'Atlantique Nord subpolaire en hiver et dans certaines parties du Pacifique tropical, où l'eau est plus chaude en profondeur et la salinité contrôle la densité. L'entraînement influe fortement sur les anomalies de SST en automne, surtout au Nord de 35° N dans le Pacifique et au Nord de 45° N dans l'Atlantique. Son impact dépend principalement des anomalies de taux d'entraînement ($w_e' \underline{h}$) en été et des anomalies du gradient de température ($w_e \underline{\Delta T' h}$) en automne. Les anomalies de profondeur h' ont un effet indirect, à travers le flux de chaleur en surface, au printemps et en été.

Ces résultats suggèrent qu'un modèle « *slab mixed layer* » avec un profondeur h constante peut donner des résultats acceptables en hiver, mais pas pendant le reste de l'année, car les variations de h et le flux de chaleur à la base de la couche jouent des rôles importants. Un tel modèle, sans entraînement et sans stockage des anomalies thermiques sous la couche mélangée, aboutit à une décroissance trop rapide des anomalies de SST. Le MLM reproduit correctement la persistance des anomalies d'hiver-en-hiver, suggérant que les processus de la couche mélangée suffisent à représenter la ré-émergence, sans advection ni circulation thermohaline. Ce mécanisme peut être simulé avec un modèle stochastique de climat, à condition d'estimer la capacité thermique effective par le maximum de h en hiver, et non par sa moyenne annuelle.

Les anomalies du taux d'entraînement w_e sont dominées par la friction du vent en été et par le forçage de flottabilité en hiver, tandis que le gradient de densité à la base de la couche mélangée joue un rôle secondaire tout-au-long de l'année. Les forçages mécanique et de flottabilité sont reliés à la vitesse du vent et peuvent être évalués par les échelles de longueur de Monin-Obukhov L et de Rossby λ . Ces échelles montrent que la flottabilité contrôle l'entraînement, particulièrement en hiver, et que la rotation peut être importante pour déterminer quand se produit l'amincissement de la couche mélangée.

Ces résultats reposent en partie sur les hypothèses utilisées dans le MLM. Plusieurs études utilisant des modèles 1D « *bulk* » comme celui-ci ont obtenu des simulations de la couche mélangée aussi bonnes qu'avec des modèles en niveaux (Krauss, 1988). La correction des flux en surface compense principalement l'absence de transport océanique de chaleur. Cette correction - ainsi que la faible relaxation dans une moindre mesure - maintient l'océan supérieur proche des observations, ce qui est nécessaire pour examiner le développement des anomalies de SST.

Les modèles couplés plus complexes ont aussi besoin de correction de flux, sans quoi soit leur climat dérive, soit leur bilan de chaleur est irréaliste (Bryan, 1998). D'autres études avec des modèles couplés ont montré que le couplage air-mer aux moyennes latitudes réduit l'amortissement des anomalies de température de l'air, ce qui accroît sa variabilité et la persistance de certaines structures (Barsugli and Battisti, 1997). Cependant, l'impact du stockage des anomalies en subsurface et leur ré-entraînement dans la couche mélangée pourrait être supérieur (Bhatt et al., 1998).

4. Modélisation de la SSS : processus et variabilité simulée

4.a. Modèles de circulation océanique générale

Ferry et Reverdin, 2003 : Variabilité interannuelle de la salinité de surface dans l'Atlantique tropical Ouest dans un modèle de circulation générale

Introduction

L'Atlantique tropical Ouest est caractérisé par une vaste étendue de faible SSS. Les variations saisonnières y sont fortes, en particulier au Nord-Ouest de la rétroflexion du Courant Nord-Brazil (NBC) et près des Petites Antilles. La stratification haline engendre parfois des couche-barrières, principalement de mai à octobre.

Une étude précédente de cette région, basée sur un OGCM (Masson et Delecluse, 2001), a montré que l'eau douce provient essentiellement de l'Amazonie et de l'Orénoque, mais que ces apports fluviaux influencent peu les changements saisonniers et interannuels de salinité. De plus, le vent détermine la distribution de la SSS et des couche-barrières. En supprimant le rappel vers la SSS observée, ces auteurs ont obtenu des flux méridiens de sel plus réalistes. Cependant, le manque de tourbillons dans la rétroflexion du NBC fait que le minimum estival de SSS ne s'étend pas suffisamment vers le Nord.

Ici, les auteurs s'interrogent sur les mécanismes contrôlant la variabilité interannuelle de la SSS. Ils étudient notamment les interactions entre l'advection horizontale, les flux atmosphériques et fluviaux, et les processus verticaux. Ils se focalisent sur l'impact de différents forçages hydriques, en utilisant un OGCM qui produit des diagnostics détaillés pour la SSS (comme dans Vialard et al., 2001).

Description du modèle et configuration expérimentale

Le modèle d'océan est basé sur le code MOM. Son domaine est l'Atlantique Nord (de 15°S à 65°N), avec une résolution de 1/3° x 2/5° (permettant de représenter les tourbillons). Les frontières ouvertes sont traitées par une relaxation vers la température et la salinité de la climatologie Levitus. La grille verticale comporte 37 niveaux, espacés de 11 à 250 m. Le mélange turbulent est calculé à partir de l'équation de l'énergie cinétique turbulente (TKE). Le forçage est constitué de la tension du vent, de l'apport de TKE et des flux de chaleur et de sel. Ces deux derniers incluent un terme de rappel vers la SST et la SSS observées :

$$Q_{net} = Q_0 - R_T (SST_{mod} - SST_{obs})$$

$$F_w = \frac{(E - P) SSS_{mod}}{\Delta z} - R_S (SSS_{mod} - SSS_{obs})$$

Le coefficient de rappel en température R_T varie géographiquement (de 20 à 45 W.m⁻²), tandis que le coefficient de rappel en salinité R_S est constant (1/15 jour⁻¹). La profondeur d'intégration du flux d'eau douce Δz est fixée à l'épaisseur du premier niveau (11 m).

Les expériences de sensibilité commencent toutes par un *spin-up* de 20 ans, forcé par des climatologies mensuelles. Puis le modèle est intégré pendant 8 ans avec un forçage climatologique journalier, issu de la réanalyse ERA15 de l'ECMWF durant la période 1989-1993. Les propriétés de surface sont rappelées vers des climatologies : la SST hebdomadaire de Reynolds et la SSS mensuelle de Levitus. Les 5 dernières années de cette intégration constituent la simulation de référence (nommée REF). Celle-ci est exploitée pour calculer des moyennes mensuelles des termes de rappel de chaleur et d'eau douce. La première expérience de sensibilité (CL-PR) est identique, à l'exception des termes de rappel qui sont prescrits à partir de REF. Dans la deuxième expérience (MO-PR), le forçage climatologique est remplacé par un forçage interannuel mensuel. Dans la troisième expérience (MO-IR), on ajoute un rappel interactif de la SSS vers sa climatologie.

Le bilan de salinité dans la couche mélangée est diagnostiqué en détails. La couche mélangée est définie par une variation en densité de 0.1 kg.m⁻³, ce qui permet d'identifier la SSS à la salinité moyennée dans cette couche. L'évolution temporelle de la SSS est alors donnée par :

$$\partial_t S = \int_{-h}^0 (\vec{u} \cdot \nabla S + D(S)) dz + w(-h)(S - S(-h)) + \frac{dh}{dt}(S - S(-h)) + \kappa \frac{\partial_z S}{h} + F_w \frac{\Delta z}{h}$$

Les termes de droite représentent respectivement l'advection horizontale, l'advection verticale, l'entraînement à travers la pycnocline, le flux turbulent vertical et le flux d'eau douce en surface. $D(S)$ est l'opérateur de diffusion horizontale et κ est le coefficient de mélange vertical. La profondeur h de la couche mélangée peut valoir environ 20 m là où la SSS est très faible, et dépasser 100 m là où la SSS est élevée (à cause de l'évaporation).

Variabilité de la SSS

Le cycle saisonnier de la SSS simulée est en bon accord avec les observations, montrant un minimum sur le plateau continental en mars et une langue d'eau douce au large en septembre (Fig. 67). Cela est dû à l'interaction entre les apports fluviaux et les courants qui varient saisonnièrement, plus une petite contribution des précipitations. Ces processus affectent la stratification et peuvent générer des "couche-barrières".

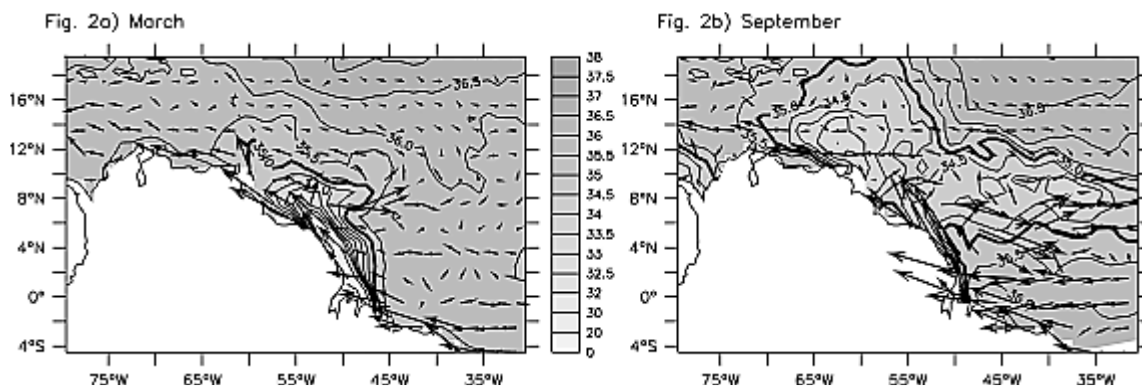


Figure 67 : SSS (en psu) moyenne mensuelle en (a) mars et (b) septembre dans la simulation CL-PR. Les flèches représentent les courants intégrés dans la couche mélangée. D'après la fig. 2 de Ferry et Reverdin (2004).

La variabilité interannuelle est étudiée grâce aux différences entre les 3 expériences de sensibilité et la simulation de référence (Fig. 68). La différence est toujours la plus forte près de l'embouchure de l'Amazonie et s'étend vers le Nord-Ouest. Dans CL-PR, l'écart est généralement faible (< 0.5 psu) mais non-nul, ce qui indique que la variabilité méso-échelle est capable de générer des anomalies de SSS persistant de-mois-en-mois. Dans MO-PR, on obtient des différences plus grandes (jusqu'à 2.0 psu) près de l'Amazonie et sur le plateau, ainsi que vers le Nord-Ouest dans le NBC et vers l'Est dans le NECC (*North Equatorial Counter-Current*). Dans MO-IR, les différences sont relativement fortes (< 1.0 psu) à la source des anomalies (l'Amazonie) et très faibles ailleurs.

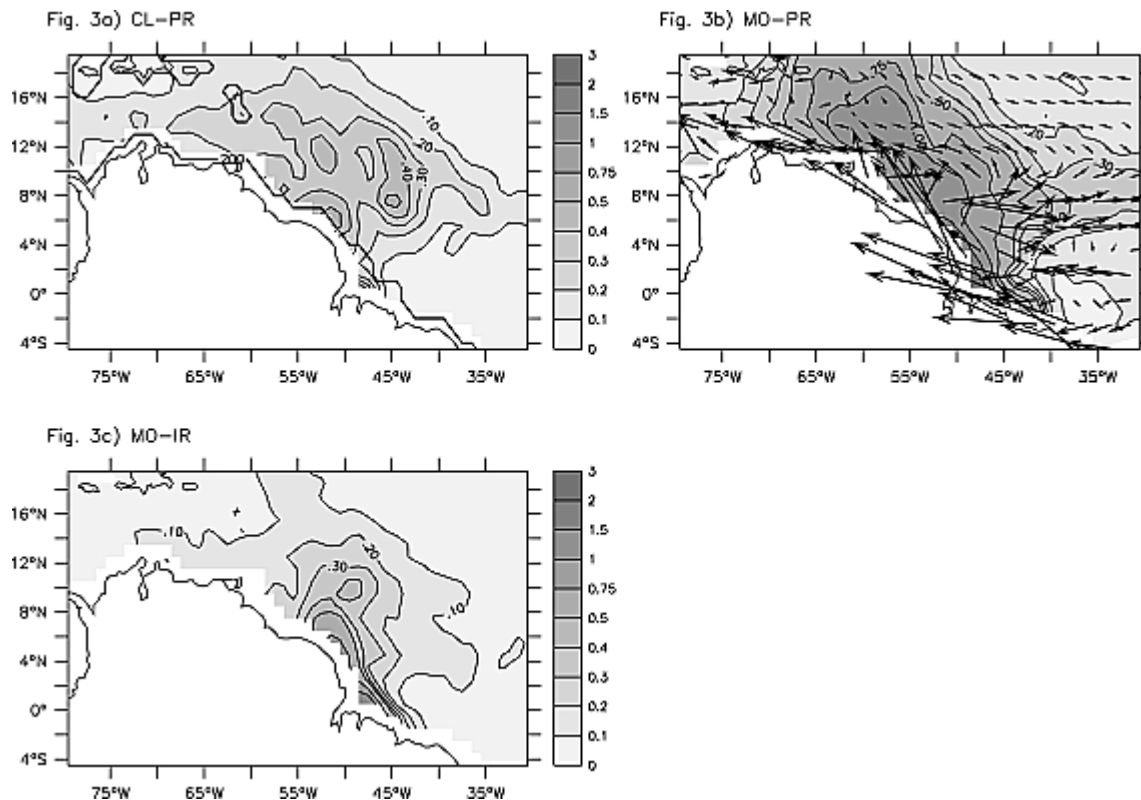


Figure 68 : RMS des anomalies interannuelles de SSS (en psu) pour les simulations (a) CL-PR, (b) MO-PE et (c) MO-IR. La ligne épaisse dans (a) représente l'isobathe 200 m. Les flèches dans (b) représentent le courant moyen intégré dans la couche mélangée. D'après la fig. 3 de Ferry et Reverdin (2004).

Ces résultats sont comparés avec des mesures in situ, provenant de navires d'opportunité et de campagnes hydrographiques, analysées sur une grille de $1^\circ \times 1^\circ$ avec une fréquence mensuelle. La variabilité observée est grande à l'Ouest de 47° W, où elle atteint un maximum de 2.0 psu le long de la Guyane et dépasse 0.5 psu à l'Est des Petites Antilles. La variabilité présente la même structure dans les simulations, mais elle est surestimée dans MO-PR et sous-estimée dans CL-PR et MO-IR.

L'occurrence des grandes anomalies interannuelles ($> \pm 1.0$ psu) est caractérisée par une forte saisonnalité dans les 3 expériences. Ces anomalies sont rares en automne-hiver et plus fréquentes au printemps-été. Dans CL-PR et MO-IR, leur intensité est faible et varie peu d'une année à l'autre, car le rappel vers la climatologie mensuelle atténue la variabilité interannuelle de la SSS. Par contre, dans MO-PR la variabilité interannuelle est élevée et les anomalies sont bien plus étendues.

Bilan de SSS

L'expérience MO-PR capture une partie significative de la variabilité. Cette simulation est donc utilisée pour quantifier le bilan de salinité (Fig. 69a). Le processus le plus important paraît être l'advection, responsable de 72% de la variabilité interannuelle. Le second processus est l'entraînement vertical. Ces deux processus expliquent que le cycle saisonnier atteigne son maximum en juin et son minimum en janvier. Les corrélations décalées entre les différents termes du bilan et la tendance totale de la SSS sont ensuite examinées (Fig. 69b). La corrélation de l'advection à la tendance est fortement positive (+0.65) pour un décalage nul et reste positive pour des décalages de +1 et -1 mois. Ceci est dû principalement à l'advection horizontale (corrélation de +0.80 au décalage nul), avec des contributions équivalentes des termes d'Ekman et géostrophiques. L'advection verticale (principalement le pompage d'Ekman) est corrélée négativement, aux décalages de 0 et +1 mois, s'opposant à l'effet des courants horizontaux. L'entraînement vertical présente une corrélation significativement négative aux décalages de +1 à +8 mois. Ce processus amortit donc les anomalies, mais elles décroissent assez lentement et peuvent persister pendant la

moitié de l'année. Cette conclusion est renforcée par la corrélation entre l'advection horizontale et entraînement (Fig. 69c). Les corrélations restent fortement négatives jusqu'au décalage +6 mois. Ainsi, entraînement joue un rôle plus important que l'advection dans la décroissance des anomalies de SSS. Le flux d'eau douce n'a pas de corrélation significative avec la tendance, donc il ne peut expliquer la variabilité interannuelle de SSS. Cependant, ces simulations n'incluent pas de variations de apports fluviaux, si bien que cette conclusion ne concerne que les échanges air-mer. La diffusion verticale n'a d'effet notable qu'au-dessus du plateau. Elle est corrélée négativement à la tendance, pour les décalages de 0 et +1 mois, contribuant à atténuer les anomalies.

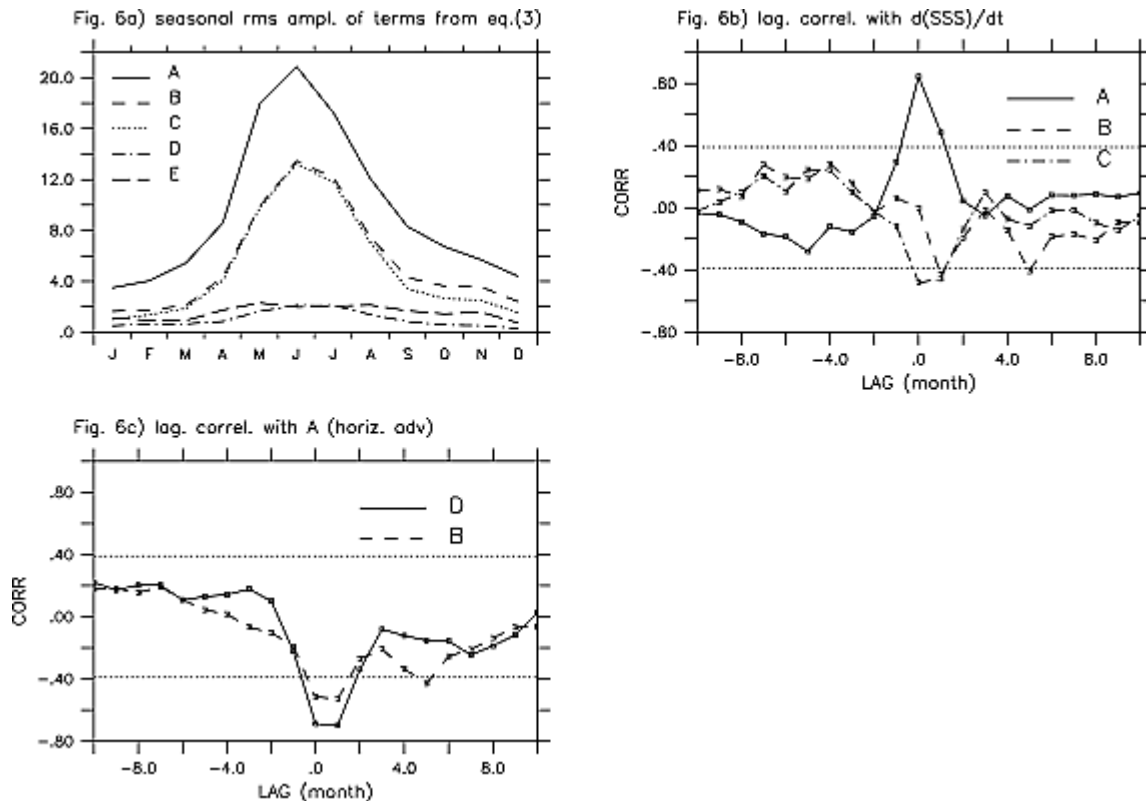


Figure 69 : (a) Amplitude saisonnière de la RMS de chaque terme du bilan de SSS, moyennée sur l'Atlantique tropical Nord-Ouest (70-45°W, 0-20°N). A est l'advection horizontale, B l'entraînement, C l'advection verticale, D la diffusion verticale, et E le flux d'eau douce en surface. Seule la région de profondeur supérieure à 200 m est considérée. (b et c) Corrélations décalées entre différents termes du bilan pour la simulation MO-PR, sur le même domaine que la fig. 68a, calculées à partir des anomalies mensuelles interannuelles. La ligne pointillée représente le seuil de significativité. Un décalage positif signifie que la tendance $\partial_t SSS$ mène dans la fig. 68b et que l'advection horizontale A mène dans la fig. 68c. D'après la fig. 6 de Ferry et Reverdin (2004).

La contribution des différents termes aux fortes anomalies ($> \pm 1.0$ psu) est également analysée. L'advection horizontale est responsable de l'apparition des anomalies au cours de la première partie de l'année, puis l'entraînement les fait lentement diminuer durant la seconde moitié.

Conclusions

Les flux d'eau douce sont très importants pour simuler correctement le développement des anomalies de SSS. Les termes de rappel devraient être exclus, car c'est l'advection qui détermine la distribution horizontale des anomalies de SSS. De plus, dans l'Atlantique tropical Nord-Ouest, les apports fluviaux sont deux fois plus intenses que le bilan évaporation-précipitations (équivalents à 0.2 Sv et 0.1 Sv, respectivement).

Les anomalies interannuelles sont formées au-dessus du plateau continental par l'advection, avec une forte contribution de l'Amazonie. Elles sont ensuite étirées vers le Nord-Ouest par le NBC et vers l'Est par le NECC. Puis elles sont dissipées durant l'été par l'entraînement et le mélange vertical. Le flux d'eau douce air-mer n'a pas de rôle significatif, contrairement au forçage

de vent qui peut créer des anomalies. Cette simulation indique aussi un faible impact des anomalies de transport générées par les instabilités du courant (dues aux méandres et aux tourbillons).

La distribution des anomalies simulées est similaire aux observations. Une large étendue d'eau dessalée apparaît saisonnièrement au Nord-Ouest du Brésil et à l'Est des Petites Antilles, provoquant une variabilité interannuelle considérable. Cependant, l'expérience avec forçages interannuels mensuels surestime ces variations et elles sont faiblement corrélées avec les mesures. Cela peut provenir de la circulation dans le modèle, qui présente certains défauts. En particulier, le NBC est trop faible et sa rétroflexion est insuffisante. Une plus haute résolution et de meilleurs flux d'eau douce aideraient à améliorer les anomalies de SSS. Celles-ci devraient être assez fortes pour affecter la stratification, donc le développement des anomalies de SST, le couplage et air-mer et la variabilité climatique.

La représentation du mélange vertical souffre aussi du manque de résolution et d'une paramétrisation correcte. Cela permettrait de mieux simuler les échanges entre le plateau de la Guyane et la circulation au large. D'autres facteurs pourraient contribuer à améliorer les simulations. Les courants de marée et le mélange associé ont un rôle déterminant pour la distribution des bassins d'eau dessalée dans les zones côtières. Les cellules d'eau douce peuvent avoir un fort impact, mais leur épaisseur est inférieure à 10m, du même ordre que les niveaux verticaux du modèle. Enfin, en augmentant la fréquence des données de forçage (idéalement, toutes les 6 heures), on obtiendrait des anomalies de SSS de plus faible intensité, donc plus proches des observations.

4.b. Modèles couplés océan-atmosphère

4.b.i. Variabilité interannuelle

Mignot et Frankignoul, 2003 : Variabilité interannuelle de la salinité de surface dans l'Atlantique

Introduction

La salinité à la surface de l'océan (SSS) a un impact global important, puisqu'elle contrôle en partie la variabilité de la circulation thermohaline (THC), par le biais de la convection profonde en Atlantique Nord. Localement, la SSS indique les changements des flux d'eau douce. A grande échelle, elle renseigne sur l'advection d'anomalies salées par la cellule méridienne de retournement (MOT) depuis les bassins tropicaux. Elle témoigne aussi de la réponse géostrophique aux anomalies de SST.

Les mécanismes gouvernant la SSS sont encore mal connus, parce que les observations sont rares. Dans l'Atlantique Nord, on a observé la propagation d'eaux de faible salinité depuis l'Océan Arctique, comme dans le cas de la « *Great Salinity Anomaly* » de 1968 à 1982. L'origine de cette anomalie serait liée à un indice NAO (*North Atlantic Oscillation*) particulièrement faible (Dickson et al., 1996). Plus généralement, les fluctuations décennales de salinité à grande échelle seraient influencées par la NAO (Reverdin et al., 1997, 2002). Ce mode couplé océan-atmosphère génère un tripôle de SST en hiver, par l'intermédiaire des flux de chaleur latente et sensible, ainsi que de l'advection par les courants d'Ekman. Les flux d'eau douce associés à la NAO pourraient dominer le forçage de la SSS (Bojariu et Reverdin, 2002).

Les mécanismes des changements de SSS ont été étudiés par Spall et al. (1993), à l'aide d'un simple modèle de forçage stochastique. Cela montre que les anomalies de SSS sont plus persistantes que celles de SST. Elles sont caractérisées par des échelles de temps supérieures à celles de l'advection, d'où une plus forte influence des courants horizontaux que dans le cas de la SST. Hall et Manabe (1997) ont utilisé un modèle « *slab mixed layer* » forcé stochastiquement. Celui-ci représente correctement la SSS, sauf dans les régions de fort courant et d'activité mésoéchelle. Mignot et Frankignoul utilisent un modèle semblable pour examiner les importances relatives du forçage hydrique, des courants d'Ekman et de l'advection géostrophique. Du fait du

nombre limité d'observations de SSS, leur analyse est basée sur une simulation avec un modèle couplé.

Données

Le modèle couplé est constitué de ECHAM4 pour l'atmosphère (avec 19 niveaux et une résolution spectrale T30) et de OPA8 pour l'océan (avec 32 niveaux et une résolution horizontale de 2°). Ce modèle a été intégré pendant 200 ans, sans correction de flux. A cause des incertitudes sur le bilan d'eau douce, on obtient une lente augmentation de la SSS, qui étend les régions de convection profonde. Cependant, cette simulation reste appropriée pour étudier les variations interannuelles aux basses et moyennes latitudes (jusqu'à 65°N). Une période de 50 ans a été retenue (les années 61 à 110), parce qu'elle présente un état stationnaire, sans être altérée par la dérive.

La moyenne annuelle de la SSS se compare bien à une climatologie issue d'observations (Fig. 70). Néanmoins, elle apparaît trop salée dans les subtropiques, avec un maximum qui s'étend trop à l'Est et un gradient trop fort au Nord. La SSS est aussi trop élevée dans les courants de bord Ouest (WBCs), parce que les courants sont trop larges, du fait de la basse résolution.

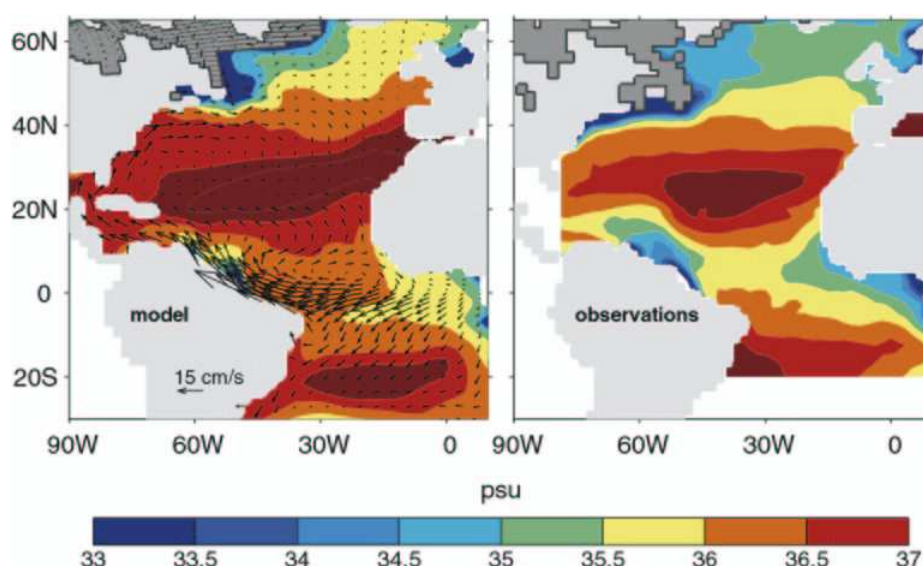


Figure 70 : (gauche) SSS et courant de surface moyens (flèches) dans le modèle couplé. (droite) SSS moyenne observée (Gilles Reverdin, communication personnelle, 2001). Les zones couvertes de glace à la fin de l'hiver sont grisées. D'après la fig. 1 de Mignot et Frankignoul (2003).

Dans la suite de l'analyse, les anomalies mensuelles sont calculées en soustrayant le cycle saisonnier moyen aux moyennes mensuelles. Les variables atmosphériques proviennent de la réanalyse NCEP (1958-2000), la SST des données de Smith et al. (1996) et la MLD de la climatologie de Levitus (1994), basée sur un critère de densité potentielle.

Modèle stochastique des anomalies de SSS

Le modèle « *slab mixed layer* » suppose que la température T , la salinité S et le courant horizontal u sont constant dans une couche d'épaisseur h . Les tendances de T et S sont alors déterminées par la somme de l'entraînement vertical, de l'advection et de la diffusion horizontale et du forçage en surface. En cas d'approfondissement de la couche mélangée, l'entraînement est activé et tend à diminuer T et S . Par contre, en cas d'amincissement de la couche, l'entraînement ne modifie pas T et S . Les propriétés sont décomposées en moyenne saisonnière et anomalie. Le transport horizontal est séparé en composantes d'Ekman et géostrophique.

Le système est linéarisé en considérant que l'atmosphère est dominée par des changements journaliers, si bien qu'il présente un spectre blanc aux basses fréquences. La couche mélangée océanique a une faible inertie, donc elle répond rapidement et présente aussi un spectre blanc. Pour de petites anomalies, les termes de forçages peuvent ainsi être linéarisés (à l'exception des termes géostrophiques, qui sont négligés) :

$$\frac{dT'}{dt} = F_T' - \lambda_T T'$$

$$\frac{dS'}{dt} = F_S' - \lambda_S S'$$

où F' est un forçage stochastique et λ un facteur de rétroaction (dépendant de l'échelle).

Une analyse des échelles montre que les longueurs caractéristiques des anomalies de SST et de SSS sont similaires, mais que la durée caractéristique des anomalies de salinité est plus longue. En conséquence, l'advection est plus importante pour la SSS.

Dans le cas de courants faibles, l'advection peut être négligée et les équations ci-dessus représentent un processus de Markov de premier ordre. Le spectre en fréquence et l'autocorrélation des anomalies peuvent alors être exprimés analytiquement :

$$f(\omega) = \frac{F(0)}{\omega^2 + \lambda^2}$$

$$R(\tau) = \frac{\pi}{\lambda} F(0) e^{-\lambda|\tau|}$$

où ω est la fréquence, τ le décalage temporel et $F(0)$ le niveau de bruit blanc du forçage. Le modèle couplé montre que les anomalies de SSS et de SST sont bien représentées par les deux équations précédentes (du moins au centre du gyre subtropical Nord).

Les échelles de temps sont plus longues pour la salinité que pour la température, parce que le flux de chaleur amortit les anomalies de SST. La SSS est influencée par le flux d'eau douce (avec une corrélation maximale quand E-P est en avance de 1 mois), mais ne modifie pas le flux en retour. Sa signature est donc celle d'une réponse passive de l'océan au forçage atmosphérique. Au contraire, la SST rétroagit négativement sur le flux de chaleur, d'où une corrélation négative lorsque la SST est en avance. Les réponses de la SST et de la SSS au forçage d'Ekman sont similaires, sans rétroaction significative. La SSS est davantage corrélée à E-P qu'au terme d'Ekman. La persistance des anomalies est d'environ 5 mois pour la salinité et 2 mois pour la température, dans la région des Alizés. Elle augmente dans les subtropiques (9 et 5 mois, respectivement), ce qui s'explique par la rétroaction plus faible du flux de chaleur.

Structure et causes de la variabilité de SSS

La déviation standard des anomalies de SSS (Fig. 71 à gauche) est généralement comprise entre 0.1 et 0.2 psu, avec des valeurs supérieures au large de Terre-Neuve, au Sud-Est du Groënland et aux embouchures du Congo et de l'Amazone (par ordre croissant). La validité du modèle local est estimée par le rapport du terme d'advection ($u \Delta S'$) sur le terme de forçage ($\lambda_S S'$), avec un coefficient d'amortissement λ_S calculé par minimisation aux moindres carrés. Cela montre que l'advection est généralement négligeable, sauf dans les tropiques et le Gulf Stream (Fig. 71 à droite).

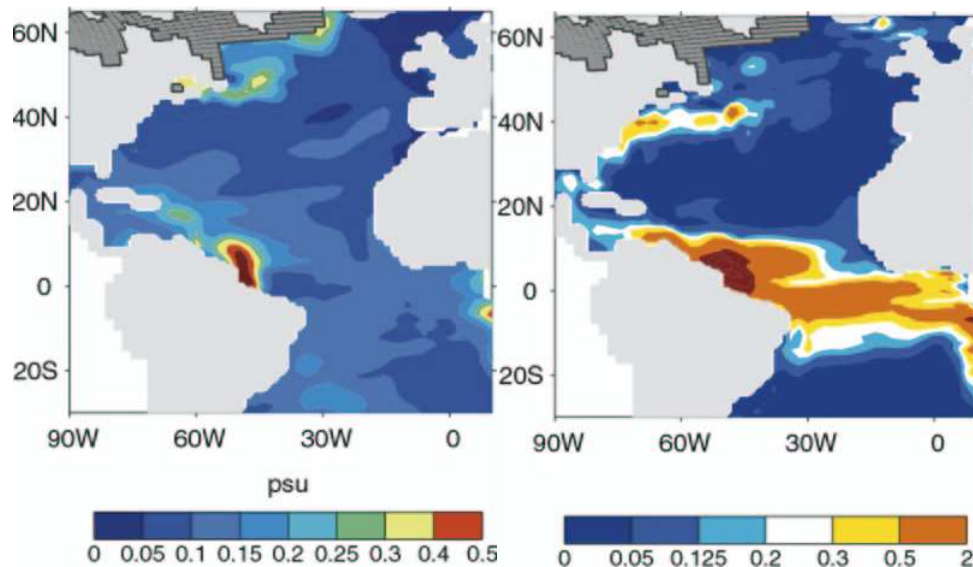


Figure 71 : (gauche) Déviation standard des anomalies mensuelles de SSS dans le modèle couplé. (droite) Rapport des déviations standards des termes $\underline{u}_E \Delta S'$ et $\lambda_S S'$ dans le modèle couplé. D'après les figs. 4 et 5 de Mignot et Frankignoul (2003).

Les causes sont examinées en comparant les principaux termes de forçages entre eux et avec les estimations de NCEP (Fig. 72). Le flux d'eau douce du modèle est semblable à celui de NCEP, sauf dans les tropiques où il apparaît plus fort. L'advection d'Ekman ($U_E' \Delta S$) a une amplitude moyenne comparable à celle de E-P, avec des valeurs extrêmes plus élevées. Il domine là où le gradient de SSS est fort : au Nord-Est de l'Amérique du Sud et dans le Nord-Ouest du bassin. Le modèle montre que l'advection des anomalies de salinité ($U_E' \Delta S'$) est négligeable par rapport aux anomalies d'advection du champ moyen ($U_E' \Delta S$). Ce terme est plus important que le flux d'eau douce sur la moitié de l'Atlantique. Cette situation diffère du cas des anomalies de SST, qui sont principalement générées par le flux de chaleur, tandis que le terme d'Ekman n'est important que dans les forts gradients.

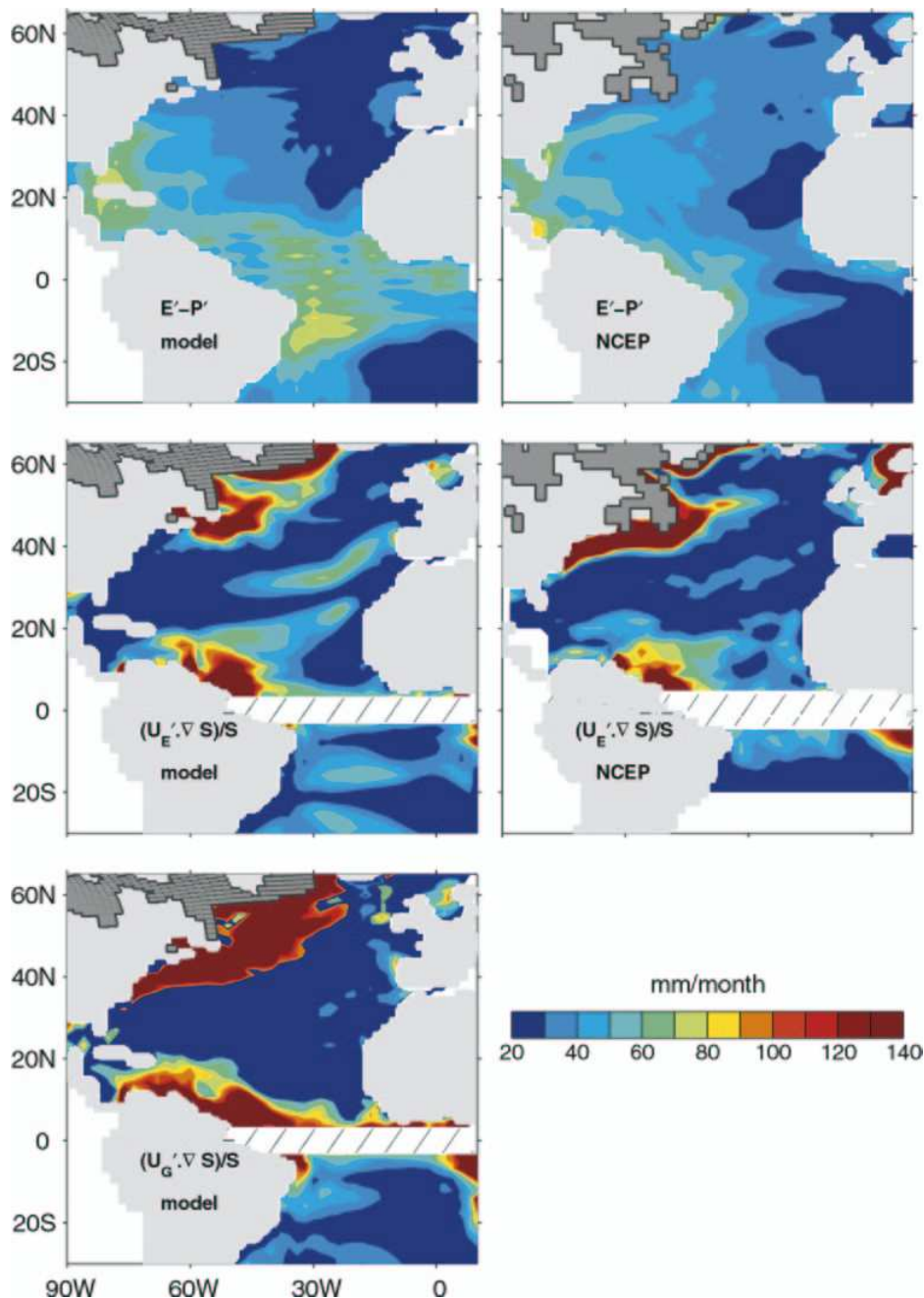


Figure 72 : Déviation standard des anomalies de flux d'eau douce (en haut), d'advection d'Ekman (milieu) et d'advection géostrophique (en bas), dans le modèle couplé (à gauche) et la réanalyse NCEP (droite). D'après la fig. 6 de Mignot et Frankignoul (2003).

La corrélation entre le flux d'eau douce et l'advection d'Ekman est positive ou négative, suivant les régions. Elle est négative dans les tropiques, car une anomalie de vent d'Ouest diminue la tension et l'évaporation, tout en augmentant le transport d'Ekman de sel, car la SSS diminue avec la latitude. A l'inverse, elle est positive dans les subtropiques, parce qu'une même anomalie de vent augmente la tension. Elle est aussi négative près du Gulf Stream, car la SSS y diminue avec la latitude. Enfin, elle est positive au Sud-Ouest de l'Europe, car une anomalie de vent d'Ouest y augmente les précipitations, donc diminue le flux E-P, tandis que le transport de sel augmente.

Le terme d'advection géostrophique est important dans les zones où la couche mélangée est plus profonde que la couche d'Ekman : dans le Gulf Stream et la Dérive Nord-Atlantique (NAD), le long du Courant Nord-Brésilien (NBC) et de l'équateur. Le rapport du terme géostrophique sur les termes atmosphériques (E-P et Ekman) montre que celui-ci domine dans toutes ces régions. Ceci est particulièrement vrai aux périodes supérieures à 2 ans, parce que les courants géostrophiques présentent des variations basse-fréquence. A ces échelles interannuelles,

l'advection par la circulation moyenne domine, à cause de la longue persistance des anomalies de SSS (Fig. 73, à gauche). En comparaison, l'advection est largement moins importante pour les anomalies de SST, sauf dans le Gulf Stream et la NAD (Fig. 73, à droite).

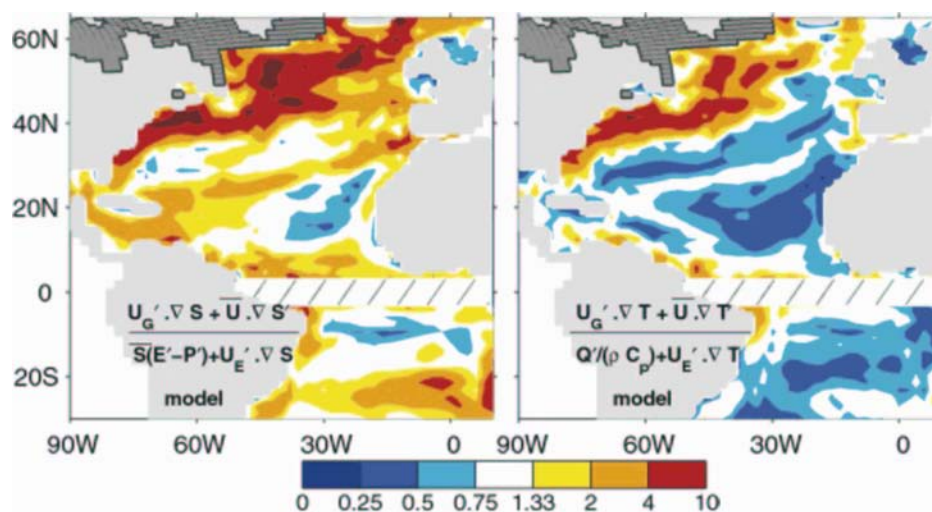


Figure 73 : (gauche) Rapport entre les déviations standards des anomalies de la somme de l'advection géostrophique et de l'advection moyenne des anomalies de SSS et celle de la somme du flux d'eau douce et des anomalies d'advection d'Ekman dans le modèle couplé. Les fréquences supérieures à 2 cycles/an ont été filtrées. (droite) Idem pour la SST. D'après la fig. 10 de Mignot et Frankignoul (2003).

Structures principales de la variabilité de SSS

Une analyse en Fonctions Empiriques Orthogonales (EOFs) montre que la variabilité de l'atmosphère dans le modèle est similaire à celle de NCEP. Notamment, la première composante de la pression en surface (SLP) ressemble bien à la NAO. Les EOFs de la SSS ne présentent pas de structures dominantes et peu de correspondance avec les modes atmosphériques. Ceci est confirmé par la projection des EOFs de SLP sur celles de la SSS, avec un mois d'avance pour l'atmosphère, conformément au modèle stochastique. Au contraire, la projection sur les EOFs de SST montre une bonne correspondance pour chacun des modes. Cette différence est due aux trois facteurs détaillés précédemment :

- la plus longue persistance des anomalies de SSS,
- les mécanismes de forçages distincts (pas de rétroaction dans le cas de la SSS),
- la plus grande influence de l'advection pour la SSS.

La relation avec la NAO est examinée en projetant la SSS sur la composante de SLP correspondant à la NAO (Fig. 74). La structure ainsi obtenue ressemble au tripôle de SST forcé par la NAO. Le flux E-P présente un quadripôle associé à la NAO : lorsque l'indice est positif, on obtient des anomalies des précipitations sur le Nord-Est de l'Atlantique et l'Ouest du bassin, et des anomalies d'évaporation dans la Mer du Labrador et l'Est du bassin. Dans la même situation, l'advection d'Ekman est négative au Sud de 25°N et au Nord de 45°N, et positive dans les subtropiques. Sa contribution associée à la NAO domine celle du flux d'eau douce sur la plupart du bassin, contrairement à l'analyse précédente. La contribution de l'advection géostrophique n'a pas pu être estimée, car les séries temporelles sont trop courtes et bruitées, bien que ce terme soit probablement influencé par la NAO.

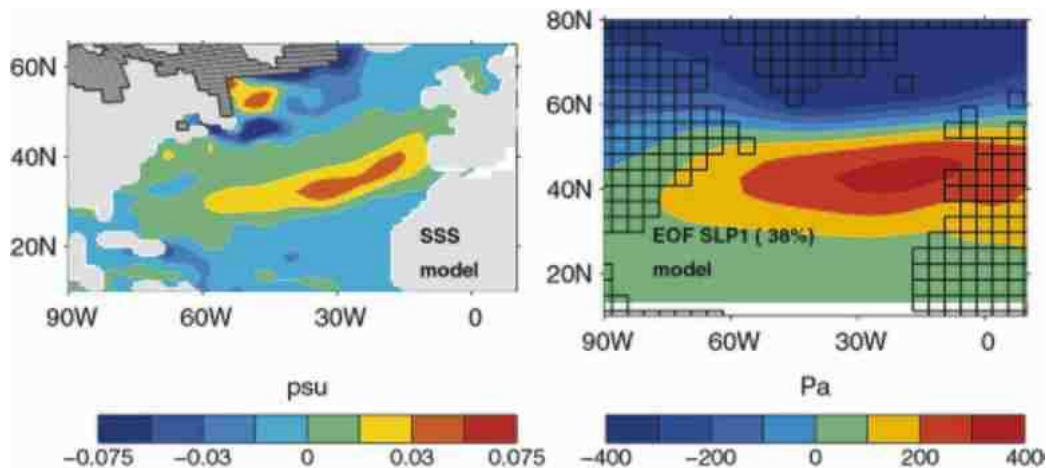


Figure 74 : (gauche) Projection de la SSS du modèle sur la composante principale de la NAO avec un mois d'avance. (droite) Composante principale de SLP associée à la NAO, dont le pourcentage de variance est indiqué entre parenthèses. D'après la fig. 12 de Mignot et Frankignoul (2003).

Conclusion

Les mécanismes de la variabilité interannuelle de la SSS peuvent être représentés par un modèle de couche mélangée forcé par des fluctuations atmosphériques rapides et aléatoires. Ce modèle simple peut s'appliquer aussi bien à des données de SSS issues d'un modèle couplé qu'à des observations. Il montre que l'advection d'Ekman et le flux d'eau douce ont des amplitudes semblables. Cela contraste avec les anomalies de SST, qui sont dominées par le flux de chaleur en surface. Les anomalies de SSS ont des échelles de temps bien plus longues, parce qu'elles ne sont pas amorties par le flux en surface. Elles sont donc plus affectées par les courants moyens et la variabilité géostrophique. Aux basses fréquences, les anomalies de SSS sont principalement contrôlées par les processus non locaux. Cela diffère aussi des anomalies de SST, qui sont gouvernées par des processus locaux, sauf dans l'Atlantique tropical et le Gulf Stream.

Les structures de variabilité de la SSS à grande échelle ne sont dominées par aucun mode particulier. A l'opposé, les modes de variabilité de la SST correspondent un-à-un avec les modes atmosphériques. L'advection a une plus grande influence sur la SSS que sur la SST, d'où une faible réponse de la SSS à la NAO. Cette réponse se manifeste principalement par l'advection d'Ekman, à l'opposé de la SST qui est dominée par les échanges de chaleur air-mer. L'advection géostrophique n'a pas pu être reliée à la NAO, à cause de la dérive du modèle. Mais puisque son influence augmente avec l'échelle temporelle, l'impact de la NAO sur les changements de SSS est supposé bien plus grand que ne le montre cette étude. La contribution de l'entraînement vertical n'a pas été évoquée, à cause de l'absence d'estimation fiable des variations de MLD.

4.b.ii. Variabilité décennale

Mignot et Frankignoul, 2004 : Variabilité interannuelle à décennale de la salinité de surface dans l'Atlantique et ses liens avec l'atmosphère dans un modèle couplé

Introduction

La SSS joue un rôle important dans la variabilité de la circulation thermohaline, en affectant l'intensité de la convection profonde dans l'Atlantique Nord. Dans ce bassin, on a observé la propagation d'anomalies désalées (Reverdin et al., 2002), causées par des changements de l'export d'eau douce depuis l'Arctique, eux-mêmes liés à la NAO. Dans l'Atlantique tropical Ouest, les anomalies de SSS traduisent la réponse aux précipitations reliées à ENSO (Giannini et al., 2000). A l'échelle globale, on observe une désalinisation aux hautes latitudes et une salinisation dans les tropiques et les subtropiques, qui pourrait être causée par une intensification du cycle hydrique (Curry et al., 2003).

Les observations sont trop clairsemées pour documenter la variabilité interannuelle de la SSS en Atlantique. Les auteurs utilisent donc un modèle couple océan-atmosphère, ce qui permet d'étudier les causes et les mécanismes. Dans les modèles d'océan forcés, les résultats sont affectés par les incertitudes du flux d'eau douce et par la relaxation artificielle de la SSS vers une climatologie. Les modèles couplés sont plus réalistes, mais leur résolution est moins élevée. Dans l'étude de Mignot et Frankignoul (2003), la dérive du modèle limitait l'étude aux échelles annuelles. Ici, la simulation couplée est suffisamment équilibrée pour étudier les échelles mensuelles à multi-décennales.

Données

Les auteurs utilisent le modèle climatique de l'Université de Bergen. La composante atmosphérique est le modèle ARPEGE, avec une résolution spectrale T63 et 31 niveaux. La composante océanique est le modèle MICOM, avec une résolution horizontale de 2.4° , 24 couches isopycnales et un module de glace-de-mer. Le système est intégré avec une correction fixée des flux de chaleur et d'eau douce, pendant 300 ans, et seules les 200 années centrales sont considérées.

Le champ moyen de SSS reproduit bien les principales structures observées (Fig. 75) : la SSS est faible à l'embouchure des grands fleuves et maximale dans les gyres subtropicaux. Cependant, le maximum du Nord est décalé vers l'Est et celui du Sud est trop faible. Le gradient dans le Gulf Stream est sous-estimé, à cause de la résolution insuffisante.

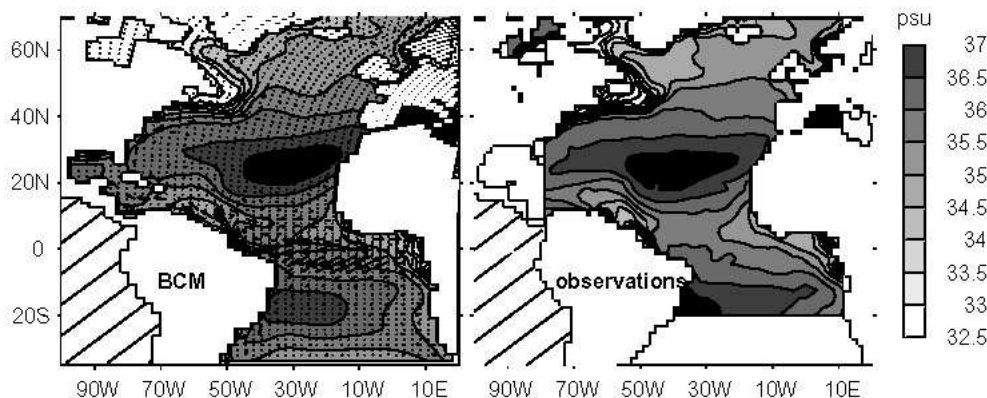


Figure 75 : (gauche) Moyennes de SSS et des courants dans la couche mélangée (flèches) dans le modèle couplé. (droite) Moyenne de SSS observée (Gilles Reverdin, communication personnelle, 2001). D'après la fig. 1 de Mignot et Frankignoul (2004).

La variabilité saisonnière est estimée par les anomalies mensuelles (comme dans l'étude précédente), et la variabilité décennale est obtenue en filtrant les périodes inférieures à 10 ans par une transformation continue en ondelettes. Les variables atmosphériques proviennent de la réanalyse NCEP et la MLD, de la climatologie de Levitus.

Variabilité de la SSS

Les anomalies grande-échelle de SSS peuvent être représentées par le modèle « *slab mixed layer* ». Au premier ordre, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{dS'}{dt} \approx - \frac{\vec{U}' \cdot \vec{\nabla} (\bar{S} + S')}{\bar{h}} - \frac{h'}{\bar{h}} \partial_t \bar{S} - \left[\frac{\Gamma_e(w_e)}{h} w_e (S - S') \right] + \frac{\bar{S}(E' - P')}{\bar{h}} + \kappa \Delta^2 S'$$

où $U = U_E + U_g$ est la somme des transports d'Ekman et géostrophique dans la couche mélangée, de profondeur h , w_e le taux d'entraînement, Γ la fonction en escalier et κ une diffusivité horizontale. Les apostrophes désignent les anomalies et les variables soulignées, les moyennes.

Le forçage atmosphérique présente un spectre blanc aux latitudes extratropicales. Comme la couche mélangée répond rapidement, h' présente aussi un spectre blanc, mise-à-part l'influence de l'advection géostrophique. Le forçage à distance par l'ENSO ajoute une composante persistante, particulièrement dans l'Atlantique tropical. Là où la variabilité géostrophique est faible et où

l'influence d'ENSO est négligeable, les anomalies de SSS peuvent être formulées par un simple modèle stochastique :

$$\frac{dS'}{dt} = F_s' - \lambda S'$$

où F' est le forçage haute-fréquence et λ le coefficient de rétroaction. L'advection des anomalies de SSS par le courant moyen limite leur persistance locale, si bien que λ diffère d'un taux de décroissance. En négligeant les variations saisonnières, l'équation précédente correspond à un processus de Markov du premier ordre. L'autocorrélation des anomalies de SSS s'exprime alors par :

$$r(\tau) = e^{-\lambda|\tau|}$$

où τ est le décalage temporel. Ceci permet d'estimer λ à partir de séries temporelles de S' . On en déduit que la persistance de anomalies est supérieure à 1 an dans les subtropiques et inférieure à 1 an au niveau des Alizés. La persistance est probablement sous-estimée dans les tropiques et les WBCs, à cause l'importance de l'advection.

Aux échelles mensuelles, la déviation standard de la SSS (Fig. 76, en haut) est maximale aux embouchures des fleuves qui présentent de forts cycles annuels, ainsi que dans l'Atlantique tropical Nord. Aux échelles décennales, la variabilité (Fig. 76, en bas) est moins forte dans les panaches fluviaux et plus forte dans les tropiques Nord et au large de Terre-Neuve.

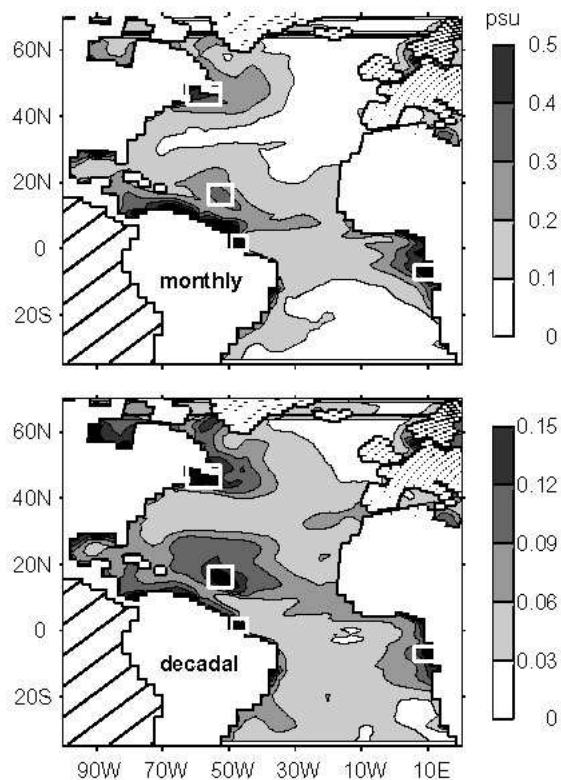


Figure 76 : Déviation standard (en psu) des anomalies de SSS aux échelles mensuelle (haut) et décennale (bas). D'après la fig. 3 de Mignot et Frankignoul (2004).

L'analyse en EOFs montre les mêmes centres d'action que dans l'analyse en points de grille (Fig. 77). On obtient des structures petite-échelle de grande amplitude, mais qui n'expliquent qu'une petite partie de la variance de la SSS. Ceci contraste avec la SST, qui présente des EOFs plus énergétiques et de plus grandes échelles. La persistance des composantes principales de SSS est inférieure à 1 an, mais supérieure à celle de la SST. On obtient des corrélations significatives entre les différentes EOFs. Notamment, l'EOF1 est bien corrélée à l'EOF4 avec une avance d'un mois (Fig. 77, en bas à droite), ce qui traduit une propagation des anomalies. Les auteurs ont calculé la régression des anomalies de SSS sur l'indice de l'EOF1, qui contient le maximum de variance. On constate une propagation depuis la Mer des Caraïbes vers le Sud des Etats-Unis, qui quitte la

côte après 3 ans, puis reste dans le gyre subtropical et disparaît au bout de 6 ans. Une telle propagation peut expliquer la courte persistance des anomalies de SSS et la faible part de variance associée aux EOFs.

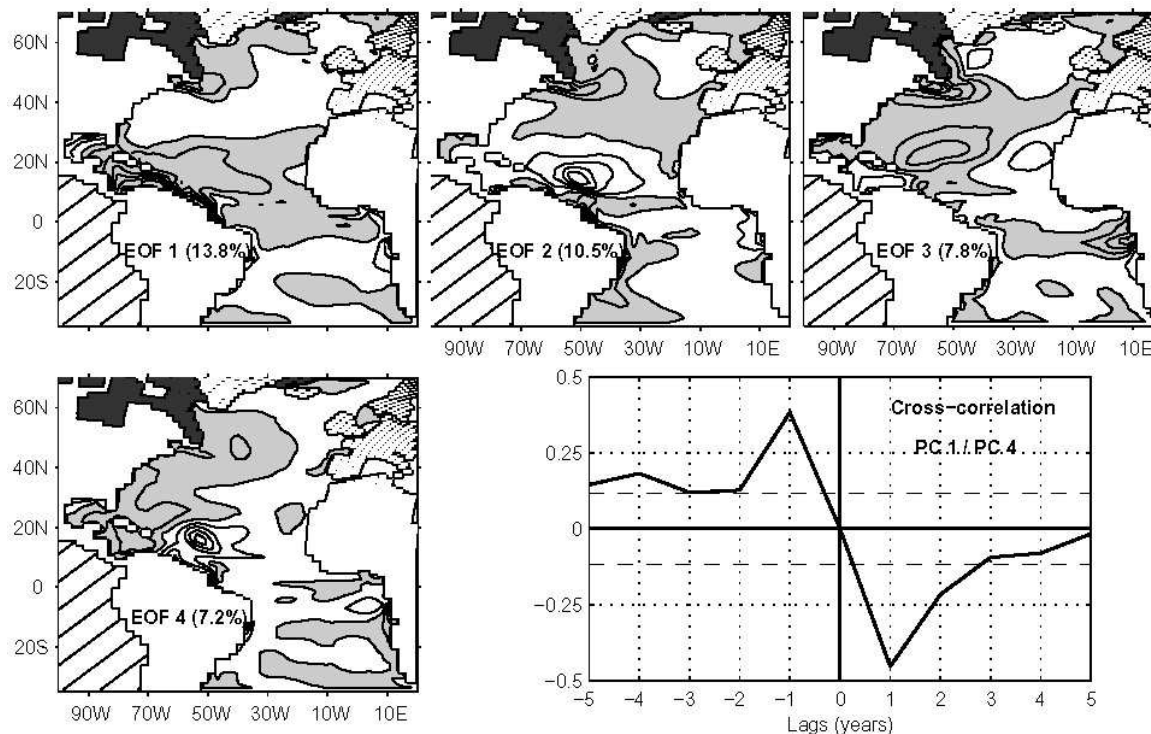


Figure 77 : Les quatre premières EOFs de la SSS annuelle dans le modèle couplé. Le pourcentage de variance représentée est indiqué entre parenthèses. L'intervalle des contours est 0.04 psu et les zones grisées sont positives. (bas droite) Fonction de corrélation entre les composantes principales 1 and 4. L'EOF1 mène lorsque que décalage est négatif. Les lignes tiretées montrent le niveau de significativité à 10% pour la corrélation nulle. D'après la fig. 4 de Mignot et Frankignoul (2004).

Les auteurs présentent aussi une analyse lagrangienne, basée sur les trajectoires tridimensionnelles de particules fictives. Cette analyse suppose que les courants sont constants pendant les intervalles d'échantillonnage (1 mois) et que le mélange peut être négligé. Les particules sont relâchées au centre d'action de l'EOF1. Après 1 à 3 ans, les trajectoires correspondent précisément à l'évolution des anomalies de SSS, confirmant une propagation par les courants moyens. Au bout de 6 à 10 ans, les particules subduisent dans le gyre subtropical, En 10 à 20 ans, elles sont ré-entraînées dans la couche mélangée, puis recirculent dans le gyre subtropical ou atteignent le gyre subpolaire. Néanmoins, le mélange ne peut être négligé à des échelles temporelles si longues, si bien que la ré-émergence des anomalies devrait être étudiée avec un modèle plus sophistiqué.

Forçage et advection des anomalies de SSS

L'origine des anomalies de SSS est révélée par la déviation standard des termes du modèle « *slab mixed layer* » (Fig. 78), auquel il manque cependant une estimation du terme d'entraînement vertical. Le forçage atmosphérique est composé du flux d'eau douce et de l'advection d'Ekman, qui peut être approximée par les anomalies d'advection de la SSS moyenne (Mignot et Frankignoul, 2003) : $U_E \cdot \Delta S \approx U_E \cdot \Delta S$. L'advection d'Ekman domine le flux air-mer sur la moitié du bassin, contrairement au cas de la SST. L'advection géostrophique est forte près du Gulf Stream, de la NAD, du NBC et de l'équateur, mais faible partout ailleurs. Aux échelles décennales, elle domine le terme d'Ekman et le flux E-P dans tout l'Atlantique. L'importance de l'advection augmente aux basses fréquences.

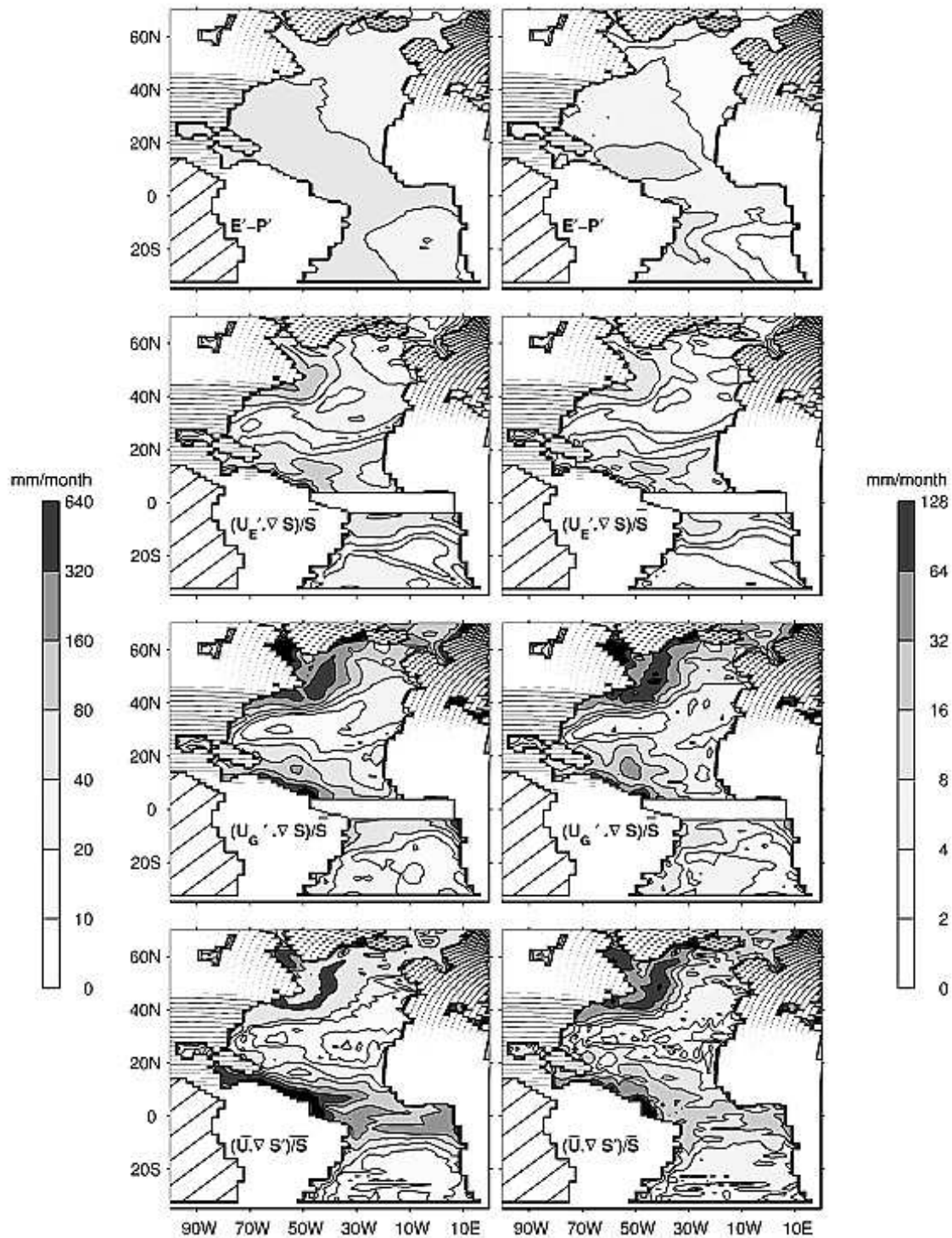


Figure 78 : (haut) Déviations standard des anomalies du flux d'eau douce atmosphérique, (milieu) des anomalies de l'advection d'Ekman et géostrophique, et (bas) de l'advection moyenne des anomalies de SSS, pour les données (gauche) mensuelles et (right) décennales. D'après la fig. 6 de Mignot et Frankignoul (2004).

La dynamique de la SSS est examinée grâce aux corrélations décalées entre les anomalies de SSS et les termes de forçage (Fig. 79). Celles-ci sont calculées dans 4 zones, correspondant aux principaux centres de variabilité : les embouchures de l'Amazone, du Congo et du Saint-Laurent, plus les tropiques Nord. Dans le panache de l'Amazone, les corrélations sont négligeables quand la SSS est en avance et maximales quand la SSS est en retard de 1 mois, en accord avec le modèle stochastique. La SSS est d'abord forcée par les anomalies d'advection, puis par les apports fluviaux et le flux atmosphérique. La régression de la SSS montre que les anomalies sont assez persistantes, mais rapidement advectées. Les trajectoires lagrangiennes révèlent trois chemins différents : vers le gyre subtropical, dans les tropiques et le long de équateur.

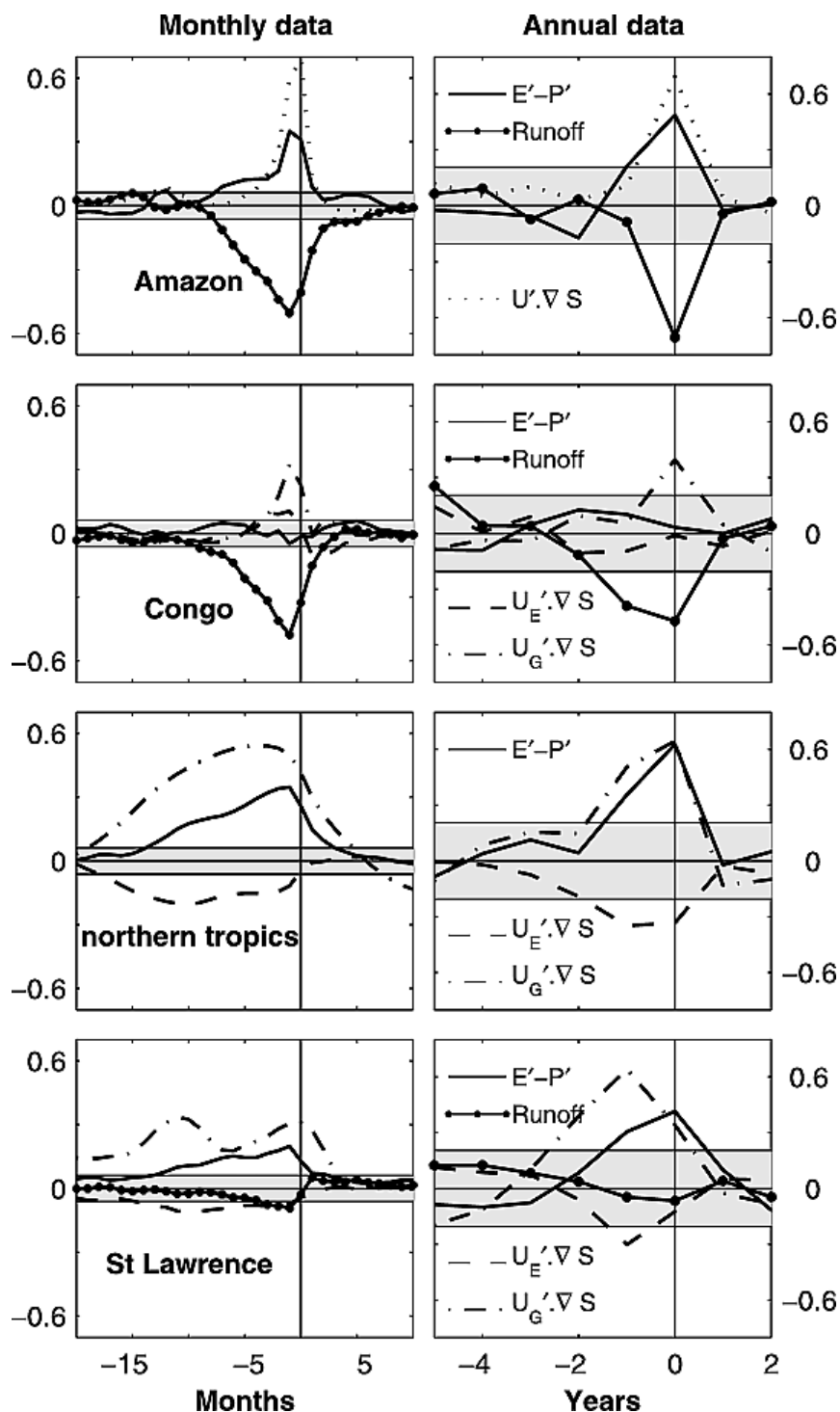


Figure 79 : Corrélations des forçages (gauche) mensuels et (droite) annuels avec les anomalies de SSS, dans les boîtes montrées dans la fig. 3. La SSS retarde lorsque le décalage est négatif. Les lignes continues correspondent au flux d'eau douce, les cercles pleins aux apports fluviaux, les lignes pointillées à l'advection totale, les lignes tiretées à l'anomalie d'advection d'Ekman, et les lignes tiretées-pointillées à l'anomalie d'advection géostrophique. L'intervalle gris indique le niveau à 10% pour la corrélation nulle. D'après la fig. 6 de Mignot et Frankignoul (2004).

Dans le panache du Congo, les corrélations sont plus faibles, probablement parce que les processus verticaux y sont importants. Les corrélations avec l'advection et les apports fluviaux restent compatibles avec le modèle stochastique.

Dans les tropiques Nord, on obtient des corrélations à de plus longues échelles de temps, parce que les courants sont plus faibles. L'advection géostrophique domine et le terme d'Ekman joue un rôle opposé. Le flux d'eau douce est moins important que l'advection à l'échelle mensuelle, mais contribue autant à l'échelle annuelle.

A la sortie du Saint-Laurent, les anomalies d'advection géostrophique, d'évaporation et l'advection d'anomalies par le courant moyen contribuent à parts égales. La persistance est plus longue qu'ailleurs, car les anomalies provenant de la Mer du Labrador ou du Gulf Stream y sont advectées. La régression de la SSS fait apparaître un dipôle lié à la NAO, qui est déformé par la NAD. Les trajectoires lagrangiennes révèlent deux chemins, correspondant aux branches Nord et Sud du Gulf Stream, qui aboutissent à la NAD et au Courant des Açores, respectivement.

Anomalies de SSS générées par la NAO

Les auteurs s'intéressent ensuite aux changements de SSS à grande échelle dûs au forçage par la NAO, le principal mode de variabilité dans l'Atlantique Nord.

La NAO est bien représentée dans le modèle : la première EOF de SLP explique 37% de la variance. Son spectre est blanc aux périodes supérieures à 5 mois. Le flux d'eau douce associé à la NAO est positif sur la majeure partie du bassin et négatif dans le Gulf Stream, le Nord-Est et les tropiques. L'advection d'Ekman correspondant est négative au Sud de 25°N et au Nord de 45°N, et positive dans les tropiques et dans l'Ouest de la Mer du Labrador. Ce terme domine sur la plupart du bassin, déterminant la structure du forçage associé à la NAO.

La réponse de la SSS mensuelle est maximale avec un retard de 1 ou 2 mois, en accord avec le modèle stochastique. A l'échelle annuelle (Fig. 80), la réponse est en phase et reflète fidèlement la structure du forçage (quadripôle), contrairement au cas de la SST qui présente une structure plus simple (tripôle). Ainsi, on obtient une anomalie de SSS positive de la péninsule ibérique jusqu'à la côte nord-américaine, une anomalie négative au large de Terre-Neuve, dans les tropiques Nord et les subtropiques Est, et des zones positives dans la Mer du Labrador, les Mers Nordiques, le Golfe du Mexique et l'embouchure du Congo. Cependant, l'impact direct de la NAO sur la SSS est bien plus faible que pour la SST (2.3% de variance contre 7.4%). Cela s'explique par l'importance de l'advection, qui empêche de représenter la variabilité de la SSS par un mode stationnaire. La réponse de la SSS reste significative pendant plusieurs années, comme l'indiquent des particules lagrangiennes lâchées aux quatre centres d'action de la NAO.

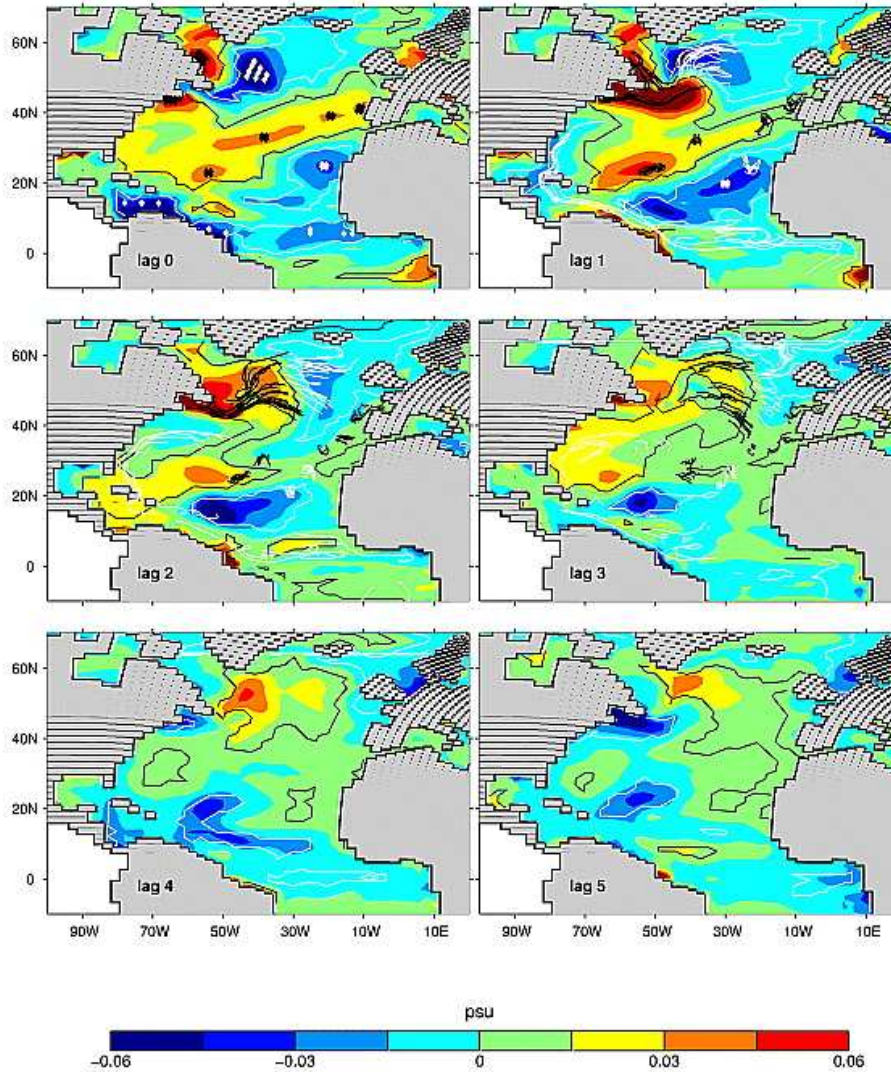


Figure 80 : Régression de la SSS sur la série temporelle de NAO annuelle normalisée (les décalages sont en années). Les contours noirs (blancs) indiquent le niveau de significativité à 10%. Les lignes noires (blanches) indiquent les trajectoires Lagrangiennes des particules fictives lâchées au principal centre d'action positif (négatif) de la réponse de SSS. Les points de départ sont représentés par des losanges et les chemins des flotteurs ne sont montrés que pour l'année précédente et pour les flotteurs restants dans la couche mélangée (en moyenne annuelle). D'après la fig. 10 de Mignot et Frankignoul (2004).

Aux échelles décennales, la variance associée à la NAO est plus forte et présente un pic à la période de 33 ans. Le flux d'eau douce a une importance relative plus grande qu'aux courtes échelles et devient comparable à l'advection d'Ekman. La réponse de la SSS est aussi plus forte (5.6% de la variance) et plus confinée à l'Ouest du bassin (Fig. 81). Ceci contraste encore avec la SST, dont la réponse présente la même structure et la même amplitude qu'à l'échelle annuelle. Dans la partie Est du bassin, la réponse de la SSS a une structure proche de celle de la réponse annuelle, bien expliquée par le forçage atmosphérique. Dans la partie Ouest, les échelles spatiales sont plus grandes, reflétant l'étalement par l'advection. Les anomalies décennales de SSS sont lentement advectées par la circulation moyenne. Elles décroissent considérablement au bout de 10 ans, puis réapparaissent après 15 à 20 ans, en opposition de phase avec la NAO. Ce changement de signe est plus apparent que dans les forçages, à cause de la nature intégrale de la réponse océanique.

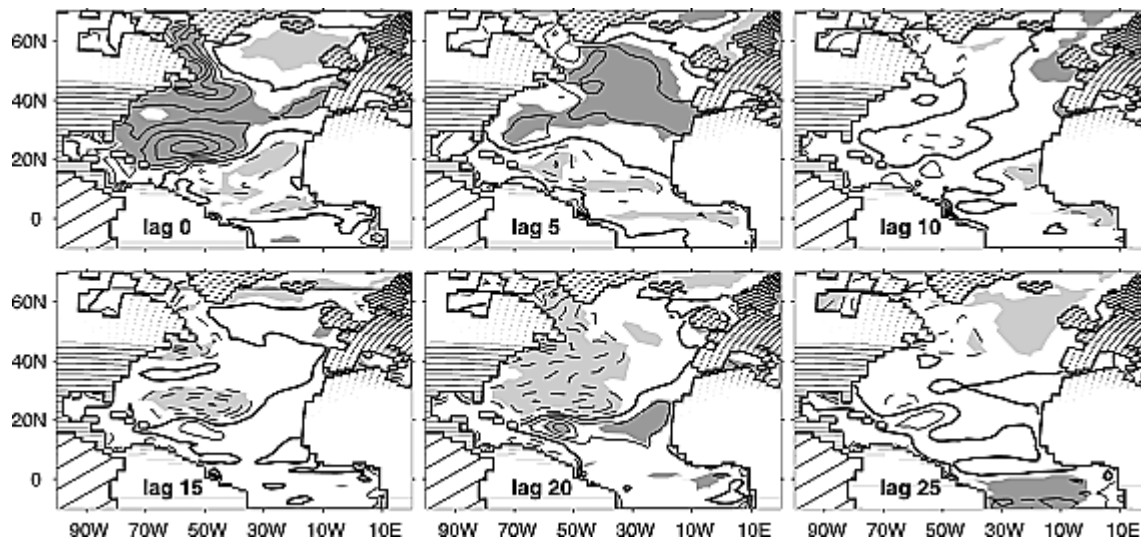


Figure 81 : Régression décalée de la SSS sur les séries décennales normalisées de NAO. L'intervalle des contours est 0.015 psu. Les lignes continues indiquent les valeurs positives, les lignes tiretées les valeurs négatives et le contour épais le zéro. Les zones sombres (claires) correspondent aux valeurs positives (négatives) et significatives au niveau 10%. D'après la fig. 13 de Mignot et Frankignoul (2004).

Anomalies de SSS générées par le mode Atlantique Est

Le mode EA est le second mode de variabilité atmosphérique, représentant 17% de la variance de SLP. Le flux d'eau douce associé est négatif au centre et au Nord-Est du bassin, dans les tropiques et dans les subtropiques Ouest. L'advection d'Ekman le domine, mais son importance décroît aux longues échelles temporelles.

La réponse de la SSS reflète bien la structure du forçage, particulièrement aux moyennes latitudes (Fig. 82). Elle est positive le long de la NAD et négative au Nord-Est de Terre-Neuve et au centre des subtropiques. Ce mode explique 1.2 % de la variance annuelle de la SSS, contre 2.6% pour la SST. La structure de la réponse est persistante, bien qu'elle soit advectée et déformée par les courants moyens.

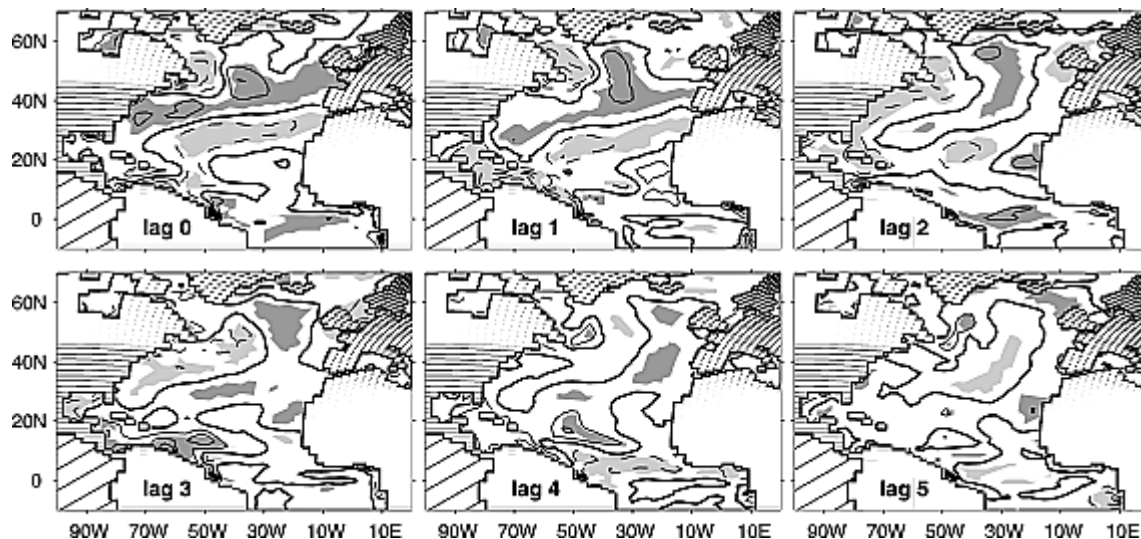


Figure 82 : Comme pour la figure précédente, mais pour les séries annuelles normalisées de EA. D'après la fig. 15 de Mignot et Frankignoul (2004).

Conclusions

Tous les centres de variabilité de la SSS se trouvent au voisinage des grands fleuves, sauf un qui est localisé dans les tropiques Nord-Ouest. Cette variabilité est générée par les apports fluviaux et les anomalies d'advection, ainsi que par l'évaporation à l'embouchure du Saint-Laurent et les précipitations au Nord-Ouest des tropiques. L'entraînement et l'advection verticale n'ont pas été pris en compte dans cette étude, mais leurs contributions pourraient être fortes, en particulier près

des côtes. En moyenne sur le bassin, les anomalies d'advection d'Ekman dominent le flux local d'eau douce. Les anomalies d'advection géostrophique et la circulation moyenne sont aussi importantes, surtout aux longues échelles temporelles. La propagation et la distorsion des anomalies de SSS sont principalement dues aux courants moyens, ce qui permet de suivre ces anomalies pendant des durées atteignant 5 ans.

A cause de la grande influence de l'advection, l'analyse en EOFs n'est pas efficace pour déterminer les structures de variabilité de la SSS. Cependant, les variations associées à la NAO et au mode Atlantique Est apparaissent significatives. Le forçage associé à la NAO est dû principalement à l'advection d'Ekman, même si le flux hydrique devient comparable aux échelles décennales. La réponse de la SSS est plus faible que pour la SST et augmente aux longues périodes. Les anomalies associées à la NAO sont généralement advectées par la circulation moyenne, sauf dans les subtropiques où elles se propagent vers l'Ouest sous l'action des anomalies de courant géostrophique. A l'Est du bassin, la réponse décennale reflète la structure du forçage, tandis qu'à l'Ouest elle présente de plus grandes échelles que le forçage, du fait de l'étalement par l'advection. Le forçage du mode Atlantique Est est lui-aussi dominé par les anomalies d'advection d'Ekman et la réponse de la SSS est similaire à la réponse associée à la NAO.

Les fortes anomalies de SSS sont advectées jusqu'aux Mers Nordiques, au bout de plusieurs années. Cela peut influencer la convection profonde et la cellule de retournement méridien. Ainsi, des simulations climatiques, incluant le réchauffement dû à l'effet de serre, montrent que l'advection d'anomalies de salinité à travers l'Atlantique pourrait affecter la circulation thermohaline. Aux échelles décennales et supérieures, il est donc crucial d'étudier les liens entre l'atmosphère, la SSS et la variabilité du transport méridien de chaleur.

5. Conclusion : choix du modèle et des échelles simulées

Cette étude bibliographique est forcément incomplète, puisque nous nous intéressons à la salinité de surface dans tous les océans du globe, à toutes les latitudes, et dans les régions bien connues comme dans celle qui sont dépourvues de mesures. Nous avons cependant essayé de présenter une sélection de travaux couvrant toutes les échelles pertinentes pour le projet SMOS : la variabilité journalière (Caniaux et al., 2005) à interannuelle (Reverdin et al., 2006) et les structures spatiales depuis la méso-échelle (Ferry et Reverdin, 2003) jusqu'à l'échelle d'un bassin océanique (Boyer et al., 2004 ; Delcroix et al., 2005). De plus, la méthode de Maes et al. (2000) illustre la possibilité de projeter l'information de surface (SSS, SST, SLA) pour déduire la structure verticale ($S(z)$). La fig. 83 présente un inventaire des échelles spatiales et temporelles abordées dans chacune de ces références.

Cette étude révèle que la SSS est contrôlée par un grand nombre de processus différents, qui peuvent être communs avec la température ou particuliers à la salinité (comme le flux d'eau douce et les couche-barrières). Les analyses dédiées à la SST et au bilan de chaleur indiquent quels processus doivent être représentés *a minima* dans notre modèle et quelles données sont nécessaires à leur simulation. De plus, les études de Mignot et Frankignoul (2003, 2004) montrent que l'importance respective de ces processus varient suivant les échelles considérées, notamment entre le cycle saisonnier et les variations interannuelles. Il en ressort avec certitude que l'advection horizontale doit être prise en compte dans notre modèle, ainsi que l'entraînement vertical. Pour estimer les courants horizontaux à partir de données satellitaires, nous nous sommes inspirés de la méthode développée par Largerloef et al. (1999).

Toutes les études du bilan de chaleur dans la couche mélangée soulignent l'importance d'une détermination fiable de sa profondeur. L'analyse de De Boyer-Montégut et al. (2004) rappelle l'impossibilité de définir la MLD de façon universelle. Il est même difficile d'en trouver une définition significative à l'échelle globale et celle-ci dépend de l'utilisation que l'on veut en faire ultérieurement. Nous avons donc cherché à calculer une MLD adaptée à notre modèle et qui puisse être estimée à partir d'observations satellitaires.

Les travaux de Kamenkovich (2005), Maloney et Chelton (2005) et White et Annis (2002) montrent l'importance de décrire la couche-limite océan-atmosphère de façon cohérente. Le vent, la température et le flux de chaleur sont intimement liés, et l'intensité de leurs interactions dépend de la MLD. D'où l'idée d'obtenir celle-ci à partir d'observations de SST, de tension de vent et de flux de chaleur estimés d'après les paramètres atmosphériques. Ceci a inspiré la méthode d'inversion que nous avons développée dans notre modèle. De manière plus prospective, l'étude de Wilson et Coles (2005) rappelle que les variables physiques ne sont pas les seuls indicateurs de l'état de la surface océanique. Des paramètres biologiques (telle que la concentration en chlorophylle) pourraient apporter un complément d'information substantielle, afin de représenter le système couplé atmosphère-océan-écosystème dans son ensemble.

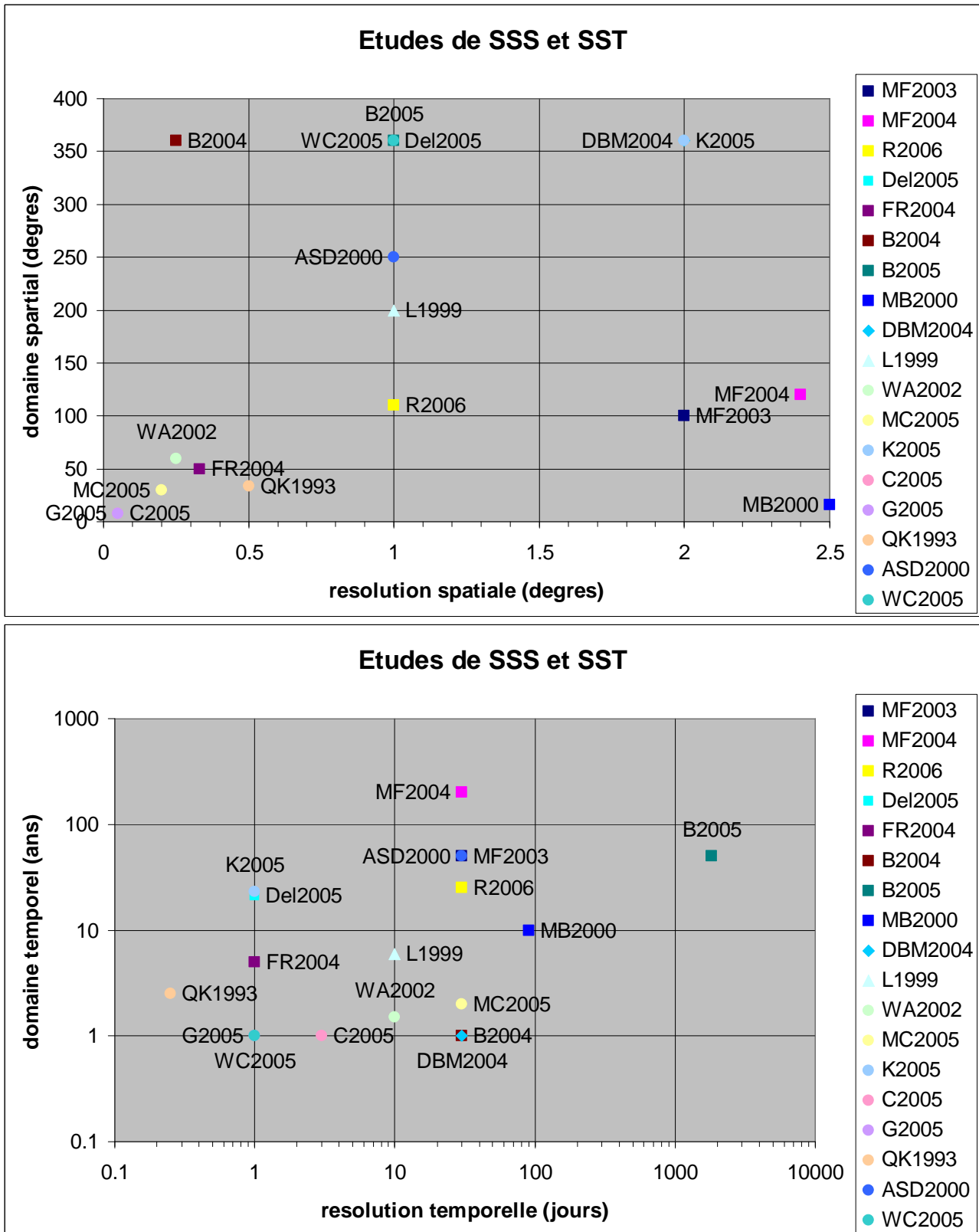


Figure 83 : Echelles caractéristiques des études citées, avec les abréviations explicitées dans le sommaire du chapitre. (en haut) résolution spatiale (échantillonnage des données) et domaine spatial (extension des analyses ou simulations) ; (en bas) résolution temporelle (fréquence des données) et domaine temporel (durée des analyses ou simulations). Les études consacrées à la salinité sont indiquées par un carré, la température par un rond, la profondeur de couche mélangée par un losange et les courants par un triangle.

Ce chapitre met en évidence les restrictions des modèles 1D, ainsi que les difficultés pour implémenter un modèle 3D de couche mélangée à l'échelle globale. Par conséquent, nous avons opté pour un modèle intermédiaire 2D. Un tel système est approprié pour simuler les variations de SSS et évaluer les mécanismes qui la gouvernent. En outre, les modèles 2D reposent moins sur des paramètres arbitraires et sur la disponibilité de données sous la surface océanique. Notre modèle est dérivé de celui que Mignot et Frankignoul (2003, 2004) ont utilisé pour étudier la SSS. Mais il est aussi très proche de ceux d'Alexander et al., (2000), Qiu et Kelly (1993) et Giordani et al. (2005) pour l'évaluation des bilans de chaleur dans des domaines spatio-temporels variés (Fig. 84). Les études de la SSS, qu'elles soient basées sur des mesures *in situ* ou des simulations numériques, indiquent que l'essentiel de la variabilité est incluse dans le cycle saisonnier et à des échelles supérieures à 100km. Ces résultats ont guidé la configuration de notre simulation et le choix des données d'entrée (décrites au chapitre III). Ainsi, notre modèle de couche mélangée et sa procédure d'inversion de la MLD (décrits au chapitre II) sont finalement intégrés sur une grille de 1° de résolution et avec une fréquence de 1 jour, sur l'océan global et pendant un cycle saisonnier complet (voir le point « SML » sur la fig. 84).

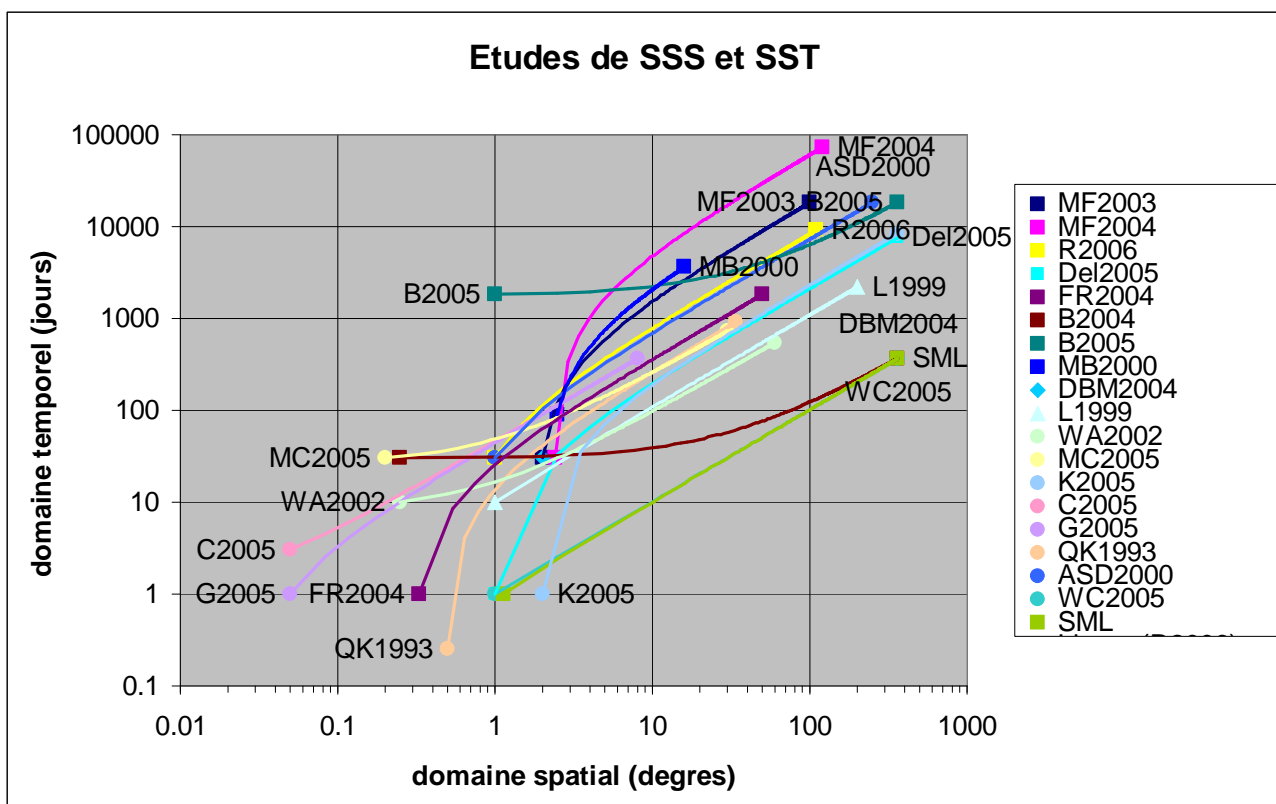


Figure 84 : Echelles spatiales (de la résolution à la taille du domaine) et temporelles (de la fréquence à la durée des analyses ou simulations) des études citées, avec les abréviations explicitées dans le sommaire du chapitre. Les études consacrées à la salinité sont indiquées par un carré, la température par un rond, la profondeur de couche mélangée par un losange et les courants par un triangle. La référence SML correspond à la simulation avec notre modèle « Slab Mixed Layer », décrite dans les chapitres suivant.

CHAPITRE II

II. Modèle de couche mélangée

Dans ce chapitre, nous décrivons le modèle de couche mélangée, développé pour simuler la salinité à la surface de l'océan (SSS). Nous partons de l'équation générale d'évolution de la salinité, puis l'appliquons à la couche mélangée océanique. En considérant que cette couche est gouvernée par les processus verticaux, on aboutit à un modèle nommé « *Turbulent Surface Layer* », proposé par Phillips (1976). Nous avons d'abord envisagé cette formulation pour calculer les variations de salinité, car le modèle devait être aussi simple que possible. Cependant, face aux limitations de cette formulation, nous avons finalement adopté un modèle plus sophistiqué, qui tient compte des processus horizontaux. Celui-ci est basé sur la formulation « *Slab Mixed Layer* » de Frankignoul et Hasselmann (1977), initialement proposée pour étudier les interactions océan-atmosphère. Nous détaillons les hypothèses inhérentes à cette représentation simplifiée, ainsi que les hypothèses supplémentaires qui permettent de revenir au premier modèle.

Par ailleurs, ce modèle nécessite une estimation de la profondeur de la couche mélangée (MLD). Nous proposons une technique originale qui permet d'utiliser des observations de température (SST) pour obtenir une profondeur cohérente avec le modèle. Les différents algorithmes envisageables sont présentés et le choix de l'algorithme le plus approprié est expliqué. Enfin, du fait du couplage entre SSS, SST et MLD, le modèle peut être intégré de différentes manières, selon les données utilisées en entrée. Ces modes d'intégration permettent de répondre à des objectifs variés, suivant que l'on s'intéresse sur les processus influençant la couche mélangée ou sur l'évolution de la SSS.

II.1. Équation de conservation de la salinité

II.1.a. Cas général

La dynamique de l'océan est habituellement décrite par les équations de la mécanique des fluides, appliquées à une couche d'eau peu profonde sur une sphère en rotation (équations de Navier-Stokes). Pour la salinité, cela aboutit à la relation de conservation suivante :

$$\frac{dS}{dt} = \partial_t S + \vec{u} \cdot \nabla S + w \partial_z S = \vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \nabla S) + \partial_z (\kappa_v \partial_z S) \quad (1)$$

où : $S = S(x, y, z, t)$: salinité (en p.s.u.)
 u : vitesse du courant horizontal (en m.s^{-1})
 w : vitesse du courant vertical (en m.s^{-1})
 κ_h : diffusivité latérale (en $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$)
 κ_v : diffusivité verticale (en $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$)

Cette équation d'évolution traduit l'équilibre universel entre advection et diffusion. De plus, elle sépare explicitement les processus horizontaux et verticaux. Une telle séparation est artificielle, puisque le déplacement des masses d'eau s'effectue en réalité le long des surfaces neutres (ou surfaces isopycnales, c'est-à-dire de densité potentielle constante). Une décomposition en advection isopycnale et diffusion diapycnale serait donc plus exacte, mais l'utilisation des directions horizontale et verticale simplifie la géométrie du problème (Griffies et al., 2000).

La diffusion représente tous les processus d'échelle spatiale inférieure à la résolution employée, pas seulement la diffusion "physique" à l'échelle moléculaire. Les coefficients de diffusivité κ_h et κ_v dépendent donc de la taille de la maille de calcul : plus la maille est grossière, plus on doit paramétrer des phénomènes au lieu de les résoudre, donc plus ces coefficients doivent être élevés. A cause de l'utilisation des coordonnées cartésiennes, la diffusion verticale inclut

implicitement une partie du transport isopycnal (sa composante qui n'est pas représentée explicitement par l'advection verticale).

Remarquons que cette équation s'applique à toute propriété thermodynamique de l'eau de mer (température, densité, épice, voir Guilyardi, 2001) et à tout traceur passif (colorant artificiel, concentration en éléments inertes, phytoplancton) à condition d'y ajouter les termes de sources et de puits. Dans le cas d'un traceur actif, cette équation est couplée à la dynamique par la densité, qui influe sur la pression, donc sur la vitesse des courants.

II.1.b. Application à la surface océanique

En surface, la salinité est modifiée par les échanges d'eau douce avec l'atmosphère, sous forme d'eau liquide (précipitations et condensation) et de vapeur (évaporation). Il faut y ajouter les flux dus aux apports terrestres (fleuves et ruissellement), ainsi que l'effet de la glace de mer (formation et fonte). Ceux-ci peuvent s'exercer jusqu'à des profondeurs importantes (celles du fond d'une embouchure ou de la base de la banquise), mais pour simplifier on les applique généralement en surface. Tous ces flux peuvent être introduits par le biais du terme d'advection verticale dans l'équation générale (1) :

$$\left(\frac{dS}{dt}\right)_{z=0} = \partial_t S + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S = \vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla} S) + \partial_z (\kappa_v \partial_z S) + \frac{F_{net} S}{h} \quad (2)$$

où : $S = S(x, y, z=0, t)$: salinité de surface

$F_{net} = E - P - R$: flux net d'eau douce (en m.s^{-1})

(évaporation – précipitations – apports fluviaux et glaciaires)

h : profondeur de la couche influencée par les flux de surface (en m)

Les contributions des fleuves et des glaces peuvent être rassemblées dans le même terme R . Celui-ci est donc positif dans le cas d'une fonte de glace, amenant un supplément d'eau douce, et négatif dans le cas de la formation de glace, retirant de l'eau douce. Notons que tous ces flux d'eau douce, exprimés ici comme des vitesses verticales, sont équivalents à des flux halins « virtuels » (Roulet and Madec, 2000) : l'évaporation correspond à une concentration du sel et les autres phénomènes à une dilution. D'autre part, nous exprimons les flux d'eau douce en volume (en $\text{litre.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ou m.s^{-1}), mais on peut également les décrire comme des flux de masse (en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

Ajoutons que l'on peut écrire une équation similaire pour la température de la couche superficielle :

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{z=0} = \partial_t T + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T = \vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla} T) + \partial_z (\kappa_v \partial_z T) + \frac{Q_{net}}{\rho_0 C_p h} \quad (3)$$

où : $T = T(x, y, z=0, t)$: température de surface (en K ou °C)

$Q_{net} = Q_{sol} + Q_{th} + Q_{lat} + Q_{sen}$: flux net de chaleur (en W.m^{-2})

(radiation solaire nette (incidente – réfléchie)

+ radiation thermique nette (absorbée - émission)

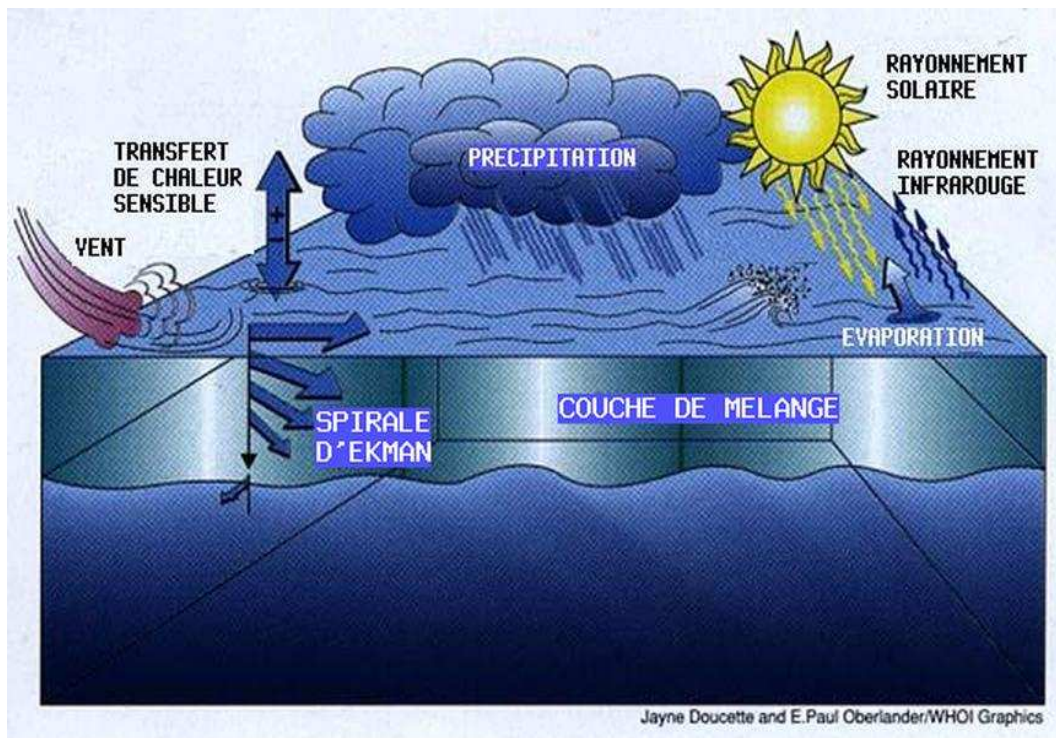
+ chaleur latente de changement d'état

+ chaleur sensible de conduction)

$\rho_0 = 1020 \text{ kg.m}^{-3}$: densité de référence de l'eau-de-mer

$C_p = 4200 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$: capacité calorifique de l'eau-de-mer

Les principaux flux affectant la salinité et la température de la couche mélangée sont schématisés dans la Fig.1, pour le cas le plus simple de l'océan ouvert, sans influence des apports d'eau douce terrestres et glaciaires.



Source: Weller, Robert A. and David M. Farmer. **Dynamics of the Ocean Mixed Layer**. *Oceanus*, Summer 1992, Vol. 35, No. 2, p.47.

Figure 1 : Principaux flux de quantité de mouvement, de chaleur et d'eau douce forçant la couche mélangée océanique.

Il existe différentes façons d'estimer ces flux de chaleur et d'eau douce. Ils peuvent être déterminés à partir de mesures *in situ* (vent, rayonnement, humidité), diagnostiqués dans un modèle de circulation atmosphérique, ou estimés d'après des observations satellitaires. Si on utilise des données de télédétection, il faut multiplier les flux observés par un facteur "d'état atmosphérique" (Q_{AS} et F_{AS}), pour tenir compte des perturbations dues à la présence de nuages, d'aérosols, de l'humidité, de la turbulence de l'air, etc. (Large and Yeager, 2004). Dans tous les cas, on a besoin de formules reliant les paramètres observables aux flux effectifs (formules *bulk*, voir Caniaux et al., 2005a). Celles-ci introduisent de nombreux coefficients empiriques et nécessiteraient encore des travaux théoriques importants pour devenir universelles.

La détermination de la profondeur h constitue un problème critique dans cette formulation. En toute rigueur, cette profondeur devrait être différente pour les flux atmosphériques, fluviaux et glaciaires. Pour l'évaporation, la profondeur de la diffusion est estimée comme une longueur de mélange turbulent. Pour les précipitations, il s'agit de la profondeur de pénétration de l'eau de pluie par diffusion et advection verticale (due à la vitesse d'impact des gouttes à l'interface air-mer). Pour les apports des fleuves, il faudrait considérer la profondeur de l'embouchure et la salinité de l'eau fluviale, qui n'est jamais strictement nulle. Enfin, l'effet des glaces de mer est ressenti sur toute la hauteur de la couche de glace, qui peut atteindre plusieurs mètres pour la banquise, voire plusieurs centaines de mètres pour les glaciers continentaux.

Une simplification courante de ce problème consiste à considérer h comme la profondeur de la couche mélangée de surface, dont la base est marquée par un fort gradient de densité (pycnocline). Celle-ci peut être identifiée à la thermocline, lorsque la température domine la salinité en termes de stratification (De Boyer-Montégut et al., 2004). Les observations et les modèles numériques montrent que la couche mélangée peut varier de quelques mètres (par exemple, dans les régions tropicales fortement stratifiées) à plus de 1000 mètres (aux latitudes subpolaires, lors de la convection hivernale). Même avec cette simplification, la profondeur de couche mélangée peut être définie de multiples façons et il n'existe pas de critère universel : cela dépend de la région et de la nature des données disponibles. Cette question sera largement détaillée plus loin (chap. IV).

II.2. Modèle de couche superficielle turbulente

II.2.a. Description

La première méthode d'estimation de la salinité que nous avons développé repose sur le modèle le plus simple qui puisse être envisagé (après l'utilisation de relations température/salinité empiriques). Celui-ci est basé sur la théorie de la turbulence verticale (O.M. Phillips, 1976). Dans cette représentation de la couche de surface, on néglige tous les processus horizontaux (en supposant que leur contribution est secondaire aux courtes échelles de temps considérées), ainsi que la diffusion verticale (qui est faible à l'intérieur de la couche mélangée). L'équation de la salinité en surface (Eq. 2) se réduit alors à :

$$\partial_t S = \frac{F_{net} S}{h} \quad (4)$$

De même, la température de la couche superficielle est contrôlée, au premier ordre, par le flux de chaleur atmosphérique. L'équation d'évolution de la température de surface (Eq. 3) peut donc se simplifier par :

$$\partial_t T = \frac{Q_{net}}{\rho_0 C_p h} \quad (5)$$

On peut alors déterminer l'évolution de la densité de la couche superficielle à partir des flux de surface :

$$\partial_t \rho = \rho_0 (\beta \partial_t S - \alpha \partial_t T) = \frac{\rho_0}{h} \left(\beta F_{net} S - \frac{\alpha Q_{net}}{\rho_0 C_p} \right) \quad (6)$$

où : $\rho = \rho_0 (1 + \beta S - \alpha T)$: densité de la couche superficielle (en kg.m^{-3})

$\alpha = 2.10^{-4} \text{ K}^{-1}$: coefficient de dilatation thermique de l'eau-de-mer

$\beta = 1.10^{-3} \text{ psu}^{-1}$: coefficient de contraction haline de l'eau-de-mer

Notons qu'en première approximation, les coefficients α et β sont considérés comme des constantes, bien qu'en réalité ils dépendent de T et S .

La tendance d'une particule d'eau à changer de profondeur sous l'effet des forces de pression est déterminée par sa flottabilité B . Pour la couche superficielle, celle-ci peut s'écrire :

$$B(0) = -\frac{g}{\rho_0} \delta\rho = -\frac{g}{\rho_0} (\rho(0) - \rho(h)) \quad (7)$$

où : $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$: accélération de la pesanteur terrestre

Le flux de flottabilité d'une couche donnée contrôle son évolution dans la colonne d'eau. Dans la couche mélangée, ce flux s'écrit comme la variation temporelle de l'écart de flottabilité entre la surface et la profondeur h :

$$N(0) = \int \partial_t B(z) dz = -\frac{gh}{\rho_0} \partial_t (\rho(0) - \rho(h)) \approx -\frac{gh}{\rho_0} \partial_t \rho(0) \quad (8)$$

La couche mélangée est soumise à la compétition entre la force de flottabilité interne (qui stabilise la surface en stratifiant la colonne d'eau) et le mélange turbulent induit par le vent (qui la déstabilise en homogénéisant la colonne). Cet équilibre peut se traduire par l'équation de Monin-Obukhov :

$$N(0) = \frac{\kappa_0}{L_b} \left(\frac{\tau}{\rho_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (9)$$

où : $\kappa_0 = 0.42$: constante de Karman

L_b : longueur de mélange (en m)

En combinant les équations précédentes (Eqs. 6, 8 et 9), on obtient finalement une relation entre les flux atmosphériques (chaleur, humidité et tension de vent) et la salinité de la couche superficielle :

$$N(0) = g \left(\frac{\alpha Q_{net}}{\rho_0 C_p} - \beta F_{net} S \right) = \frac{\kappa_0}{L_b} \left(\frac{\tau}{\rho_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (10)$$

Deux situations distinctes (schéma 1) peuvent résulter de cet équilibre, suivant le signe et l'intensité des flux de chaleur et d'eau douce :

- déentraînement/retraite : $\rho(0)$ diminue, $N(0) > 0$, $L_b > 0$ (Fig. 2.a)
- entraînement/convection : $\rho(0)$ augmente, $N(0) < 0$, $L_b < 0$ (Fig. 2.b)

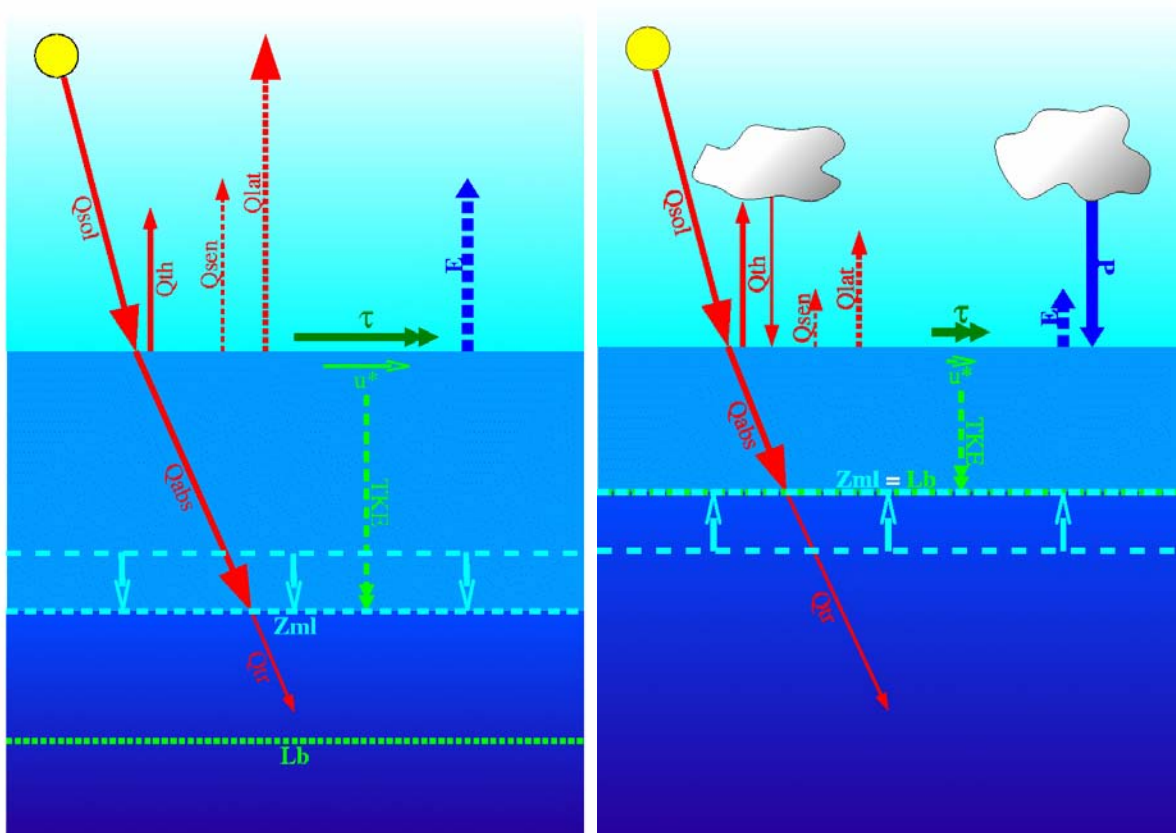


Figure 2 : (à gauche) Situation de déstabilisation de la couche superficielle (entraînement) : la perte de chaleur ($Q_{lat} + Q_{sen} + Q_{th}$) et/ou l'évaporation (E) domine, ce qui homogénéise et approfondit la couche mélangée. La pénétration de la turbulence augmente jusqu'à une profondeur z , sans rapport avec L_b . (à droite) Situation de stabilisation de la couche superficielle (déentraînement) : l'apport de chaleur (Q_{sol}) et/ou les précipitations (P) dominent, ce qui renforce la stratification et remonte la base de la couche mélangée. La pénétration de la turbulence est limitée à la profondeur $z = L_b$.

II.2.b. Limitations

Ce modèle est basé sur l'équilibre entre flottabilité et turbulence (Eq. 10). Nous l'avons utilisé pour déduire les variations de salinité à partir des flux air-mer. Les résultats se sont révélés exploitables seulement dans des zones très restreintes. En général, il est difficile d'extraire d'un tel modèle une information quantitative sur la salinité, pour plusieurs raisons :

- La quantité diagnostiquée est le flux halin ($F_{net} S$) et non la SSS, donc toute incertitude sur le flux d'eau douce induit une incertitude équivalente sur la salinité.

- Par construction, la relation (Eq. 10) n'est valide que dans les situations de stabilisation de la couche superficielle ($N(0) > 0$), sans quoi la longueur de mélange n'a plus de signification physique.
- Même dans les cas de stabilisation, la longueur de mélange (L_b) est difficile à déterminer à partir des paramètres océaniques observables (voir chap. III.1, Figs. 1, 2). Notamment, nous avons montré par une analyse climatologique qu'elle n'est pas liée linéairement à la profondeur de couche mélangée.

Ce modèle local permet d'appréhender un certains processus physiques, mais il n'est pas adapté à une détermination précise de la SSS. Notre étude nécessite un modèle qui permette d'estimer directement les variations de SSS, qui soit utilisable en toutes conditions et qui ne recourt pas à un paramètre mal déterminé comme la longueur de mélange.

II.3. Modèle de couche mélangée homogène

II.3.a. Description

Pour estimer les variations de salinité superficielle, on peut utiliser un modèle bidimensionnel de la couche mélangée océanique et de ses interactions avec l'atmosphère (Frankignoul et Hasselmann, 1977). Dans une telle représentation, la couche mélangée est supposée avoir une température et une salinité homogènes sur la verticale (Fig. 3). Sa profondeur peut être fixe ($h = 50\text{m}$ dans l'étude de Mignot et Frankignoul, 2003) ou variable dans l'espace et le temps (comme dans les modèles de Qiu et Kelly, 1993, et Alexander et al., 2000, voir chap. I). On obtient l'équation d'évolution de la salinité de cette couche en intégrant l'équation générale (Eq. 1) entre la surface ($z = 0$) et la base de la couche ($z = -h$).

Lors de cette intégration verticale, on fait les hypothèses suivantes :

- La couche mélangée est parfaitement homogène, de sorte que sa salinité S est constante de la surface à la base. Par conséquent, l'évolution temporelle de la salinité intégrée dans la couche mélangée est identique à l'évolution de la SSS :

$$\int_{z=-h}^{z=0} \partial_t S dz = h \partial_t S_{z=0}$$

- Le transport horizontal U à l'intérieur de cette couche est la somme du transport d'Ekman U_E induit par le vent (perpendiculaire à la tension en surface) et du transport géostrophique U_g . Le transport d'Ekman est supposé entièrement contenu dans la couche mélangée. Le transport total est représenté par le courant u , moyenné verticalement sur l'épaisseur de la couche ($U = l h u$, l étant la largeur d'intégration du transport) :

$$\int_{z=-h}^{z=0} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S dz = \frac{\vec{U}}{l} \cdot \vec{\nabla} S_{z=0} = h \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S_{z=0}$$

- La vitesse verticale est remplacée en surface par le flux net d'eau douce F_{net} (comme dans l'Eq. 2) et à la base de la couche mélangée par le pompage d'Ekman w_E :

$$\int_{z=-h}^{z=0} w \partial_z S dz = (w \partial_z S)_{z=0} - (w \partial_z S)_{z=-h} = -F_{net} \frac{S}{h} + w_E \frac{S - S_d}{h}$$

- La diffusion verticale est réduite à la diffusion à la base de la couche et peut être représentée par l'évolution de son épaisseur h :

$$\int_{z=-h}^{z=0} \partial_z (\kappa_v \partial_z S) dz = -\kappa_v (\partial_z S)_{z=-h} = -(\partial_z S)_{z=-h} \partial_t h = \partial_t h \frac{S - S_d}{h}$$

- Les processus verticaux à la base de la couche (pompage d'Ekman et diffusion) n'ont pas d'effet si le pompage d'Ekman est dirigé vers le bas (*downwelling*) ou si la couche s'affine (situation de « déentraînement », voir Fig. 2.b). Par contre, dans le cas d'un *upwelling* ou d'un épaissement de la couche (situation « d'entraînement », voir Fig. 2.a), l'eau de la couche superficielle est

mélangée avec l'eau profonde, si bien que ses propriétés sont modifiées. On peut donc représenter ces deux phénomènes par une vitesse d'entraînement multipliée par une fonction en escalier Γ (fonction d'Heavyside) :

$$\Gamma(w_e) = w_e = w_E + \partial_t h \quad \text{si } w_e > 0$$

$$\Gamma(w_e) = 0 \quad \text{si } w_e < 0$$

- La diffusivité latérale est moyennée verticalement dans la couche mélangée (on supposera de plus qu'elle ne dépend ni de la longitude, ni de la latitude) :

$$\int_{z=-h}^{z=0} \vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla} S) dz = \int_{z=-h}^{z=0} \kappa_h \nabla^2 S dz = h \kappa_h \nabla^2 S$$

Ainsi, dans ce modèle (baptisé « SML », pour *Slab Mixed Layer*), la couche mélangée est soumise aux échanges de chaleur et d'humidité avec l'atmosphère, à la turbulence induite par le vent (comme dans le modèle « TSL »), ainsi qu'aux transports horizontaux, au mélange vertical avec la couche sous-jacente et au mélange latéral (voir Fig. 3) :

$$\frac{dS}{dt} = \partial_t S + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S = \frac{F_{net} S}{h} - \frac{\Gamma(w_e)(S - S_d)}{h} + \kappa \nabla^2 S \quad (11)$$

- où :
- u : vitesse du courant horizontal (en m.s^{-1})
 - h : profondeur de la couche mélangée (en m)
 - w_e : vitesse verticale d'entraînement (en m.s^{-1})
 - S : salinité de la couche mélangée (en p.s.u.)
 - S_d : salinité de la couche profonde (en p.s.u.)
 - $F_{net} = E - P - R$: flux net d'eau douce (en m.s^{-1})
(évaporation – précipitations – apports fluviaux)
 - $\kappa = \kappa_h$: diffusivité latérale (en $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$)

Le premier terme de droite dans l'Eq. (11) représente le mélange diapycnal et n'intervient que si la vitesse d'entraînement est positive ($\Gamma(w_e) = 1$ si $w_e > 0$, $\Gamma(w_e) = 0$ si $w_e < 0$). Celle-ci est la somme du pompage d'Ekman w_E (dû à la divergence du vent) et de la vitesse d'approfondissement de la couche mélangée w_m :

$$w_e = w_E + w_m = \frac{\vec{\nabla} \times \vec{\tau} \cdot \vec{k}}{\rho f} + \partial_t h \quad (12)$$

- où :
- ρ : densité de la couche superficielle (en kg.m^{-3})
 - τ : tension de vent en surface (en N.m^{-2})
 - $f = 2 \Omega \sin(\varphi)$: facteur de Coriolis (en s^{-1})
 - $\Omega = 7.27 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$: vitesse de rotation terrestre

Le transport latéral est constitué par la somme du transport d'Ekman U_E et du transport géostrophique U_g :

$$\vec{U} = l h \vec{u} = \vec{U}_E + \vec{U}_g = \frac{\vec{\tau} \times \vec{k}}{\rho f} + \frac{g h l}{f} \vec{\nabla} \eta \times \vec{k} \quad (13)$$

- où :
- l : largeur d'intégration du transport (en m)
 - η : élévation de la surface océanique (en m)

On peut écrire une équation équivalente pour la température de la couche mélangée : pour le terme de flux atmosphérique, il suffit de remplacer le flux halin ($F_{net} S$) par le flux net de chaleur (Q_{net}), tous les autres termes restant similaires.

$$\frac{dT}{dt} = \partial_t T + \bar{u} \cdot \nabla T = \frac{Q_{net}}{c_p \rho h} - \frac{\Gamma(w_e)(T - T_d)}{h} + \kappa \nabla^2 T \quad (14)$$

- où :
- T : température de la couche mélangée (en K ou °C)
 - T_d : température de la couche profonde (en K ou °C)
 - $Q_{net} = Q_{sol} + Q_{th} + Q_{lat} + Q_{sen}$: flux net de chaleur (en $W \cdot m^{-2}$)
(radiation solaire + radiation thermique + chaleur latente + chaleur sensible)
 - $\rho_0 = 1020 \text{ kg} \cdot m^{-3}$: densité de référence de l'eau-de-mer
 - $C_p = 4200 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot K^{-1}$: capacité calorifique de l'eau-de-mer

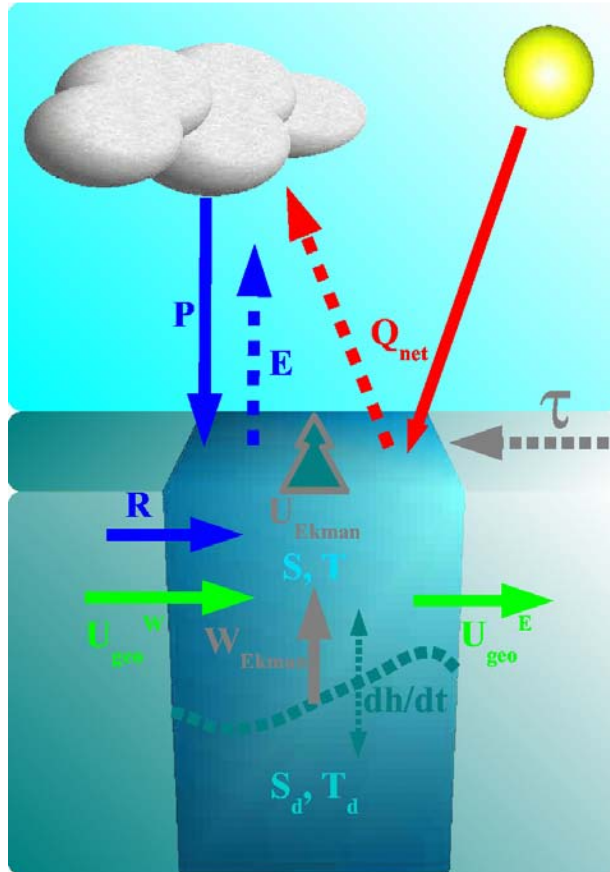


Figure 3 : Modèle “Slab Mixed Layer” : la couche superficielle est soumise aux flux nets de chaleur (Q_{net}), d'eau douce ($E-P-R$), à l'advection verticale due à la divergence du vent (w_{Ekman}), à la diffusion diapycnale (dh/dt), à l'advection horizontale due a la friction du vent (u_{Ekman}) et au courant géostrophique (u_{geo}).

II.3.b. Compatibilité avec le modèle de turbulence

On peut démontrer que ce modèle est équivalent au modèle de couche superficielle turbulente, moyennant quelques hypothèses supplémentaires. On supprime les termes d'advection horizontale (en considérant qu'on ne s'intéresse qu'à des échelles de temps trop courtes pour que l'advection soit conséquente) et on néglige le terme de diffusion latérale (faible en dehors des fronts les plus intenses). Les équations d'évolution de la température et de la salinité (Eqs. 11 et 14) se réduisent alors à :

$$\partial_t S = \frac{F_{net} S}{h} - \frac{\Gamma(w_e)(S - S_d)}{h} \quad (15)$$

$$\partial_t T = \frac{Q_{net}}{c_p \rho h} - \frac{\Gamma(w_e)(T - T_d)}{h} \quad (16)$$

En utilisant l'équation d'état linéaire (Eq. 6), on obtient alors l'évolution temporelle de la densité :

$$\partial_t \rho = \rho_0 (\beta \partial_t S - \alpha \partial_t T) = \frac{\rho_0}{h} \left(\beta F_{net} S - \alpha \frac{Q_{net}}{\rho_0 C_p} \right) - \frac{\Gamma(w_e)(\rho - \rho_d)}{h} \quad (17)$$

Alors la définition du flux de flottabilité dans la couche mélangée (Eq. 8) aboutit à :

$$N(0) \approx -\frac{gh}{\rho_0} \partial_t \rho_{z=0} = g \left(\frac{\alpha Q_{net}}{\rho_0 C_p} - \beta F_{net} S \right) + \frac{g}{\rho_0} \Gamma(w_e)(\rho - \rho_d) \quad (18)$$

Dans une situation de déentraînement de la couche mélangée ($w_e < 0$), on retrouve donc l'équation du premier modèle (Eq. 10). Dans une situation d'entraînement ($w_e > 0$), on obtient un terme supplémentaire, qui correspond au processus vertical de pompage d'Ekman et/ou de mélange diapycnal, qui approfondissent tous deux la base de la couche mélangée.

Ainsi, le modèle “*Slab Mixed Layer*” peut être vu comme une généralisation du modèle de couche superficielle turbulente, dans laquelle on tient compte des processus d'entraînement vertical, d'advection horizontale et de diffusion latérale.

II.3.c. Limitations

Ce modèle bidimensionnel, bien que plus complet que le modèle local de couche mélangée turbulente, repose sur plusieurs simplifications. Il est bien moins sophistiqué que les modèles 3D de circulation générale, mais il est particulièrement adapté à la simulation des propriétés de la surface océanique. Les différences par rapport à des modèles plus évolués sont décrites et commentées plus loin, avant de comparer nos résultats aux études antérieures (chap. IV). Néanmoins, nous résumons ici les principales hypothèses de cette formulation :

- La couche supérieure est supposée « parfaitement » mélangée, de sorte que la SSS et la SST sont assimilées à la salinité S et à la température T moyennées verticalement sur son épaisseur. La stratification au sein de la couche est négligée, en particulier les effets de peau qui peuvent être importants en cas de précipitations intenses ($E-P < 0$) ou de fort réchauffement ($Q_{net} > 0$) (voir Kudryavtsev et al., 1990).
- De la même façon, les vitesses géostrophiques en surface, déduites de l'élévation du niveau de la mer, sont assimilées aux vitesses moyennes (u_g, v_g) dans la couche mélangée. Le cisaillement vertical du courant géostrophique y est donc négligé, en accord avec l'absence de stratification.
- Le transport d'Ekman U_E est supposé entièrement contenu dans couche mélangée. Ceci est acceptable tant que la tension du vent est modérée et que la couche est assez profonde. En général, la MLD s'ajuste à la turbulence induite par la friction du vent sur la surface, si bien que profondeur et tension évoluent de conserve. Toutefois, en cas de fort coup-de-vent, puisque la couche mélangée s'approfondit relativement lentement, une partie du transport d'Ekman peut se situer sous la base de la couche. Ensuite, le mélange turbulent et le déferlement d'ondes internes rétablissent rapidement l'équilibre entre couche mélangée et couche d'Ekman.
- La profondeur h de couche mélangée (liée à la stratification de la colonne d'eau) est supposée égale à la profondeur de pénétration des flux turbulents (de chaleur, d'eau douce et de moment cinétique). Cette approximation est généralement raisonnable, mais dans certaines situations ces différentes profondeurs sont décorrélées. C'est notamment le cas pour une couche compensée en densité (eau chaude et salée au-dessus d'eau plus froide et plus douce, Fig. 4.a). La turbulence peut alors pénétrer jusqu'à la variation de densité, mais la transition de température et de salinité se situe à une profondeur moindre.

- Le modèle suppose que le gradient vertical de température coïncide avec un gradient vertical de salinité. Dans l'océan réel, cela n'est pas toujours le cas. La profondeur du gradient de densité (pycnocline) est généralement contrôlée par le gradient de température (thermocline). Mais dans certaines conditions, un gradient de salinité (halocline) existe à l'intérieur d'une couche de température constante (couche-barrière de sel, Fig.4 .b). Dans ce cas, la salinité seule contrôle la profondeur de pénétration des flux de surface et la MLD se peut pas être déduite du profil de température (Be Boyer-Montégut et al., 2004).
- Le modèle n'inclut pas de paramétrisation pour la pénétration du flux de chaleur solaire, de sorte qu'il est supposé intégralement absorbé dans la couche mélangée. En réalité, la pénétration du flux solaire dépend de la transparence de l'eau, liée à sa turbidité et à sa concentration en phytoplancton. Dans les eaux dénuées de particules et pauvres en production primaire, une fraction significative de ce flux peut atteindre la couche intermédiaire.
- Le mélange vertical à la base de la couche mélangée est représenté implicitement par le terme d'entraînement diapycnal. Il incorpore donc les effets de nombreux processus de nature et d'échelles différentes, comme la turbulence induite par la friction en surface et par le cisaillement du courant, le déferlement d'ondes internes, la double diffusion, etc. Plutôt que d'utiliser une des nombreuses paramétrisations existantes pour chacun de ces phénomènes, le mélange est pris en compte par sa conséquence sur la profondeur de la couche mélangée $\partial_t h$. Ainsi, un faible mélange se traduit par un amincissement de la couche, tandis qu'un fort mélange provoque un approfondissement. Toutefois, dans certaines conditions, les propriétés T et S de la couche mélangée peuvent être modifiées sans que sa profondeur n'évolue. C'est le cas lorsque de l'eau froide et dessalée se mélange verticalement avec de l'eau chaude et salée (double diffusion, comme dans le cas d'une couche compensée en densité).

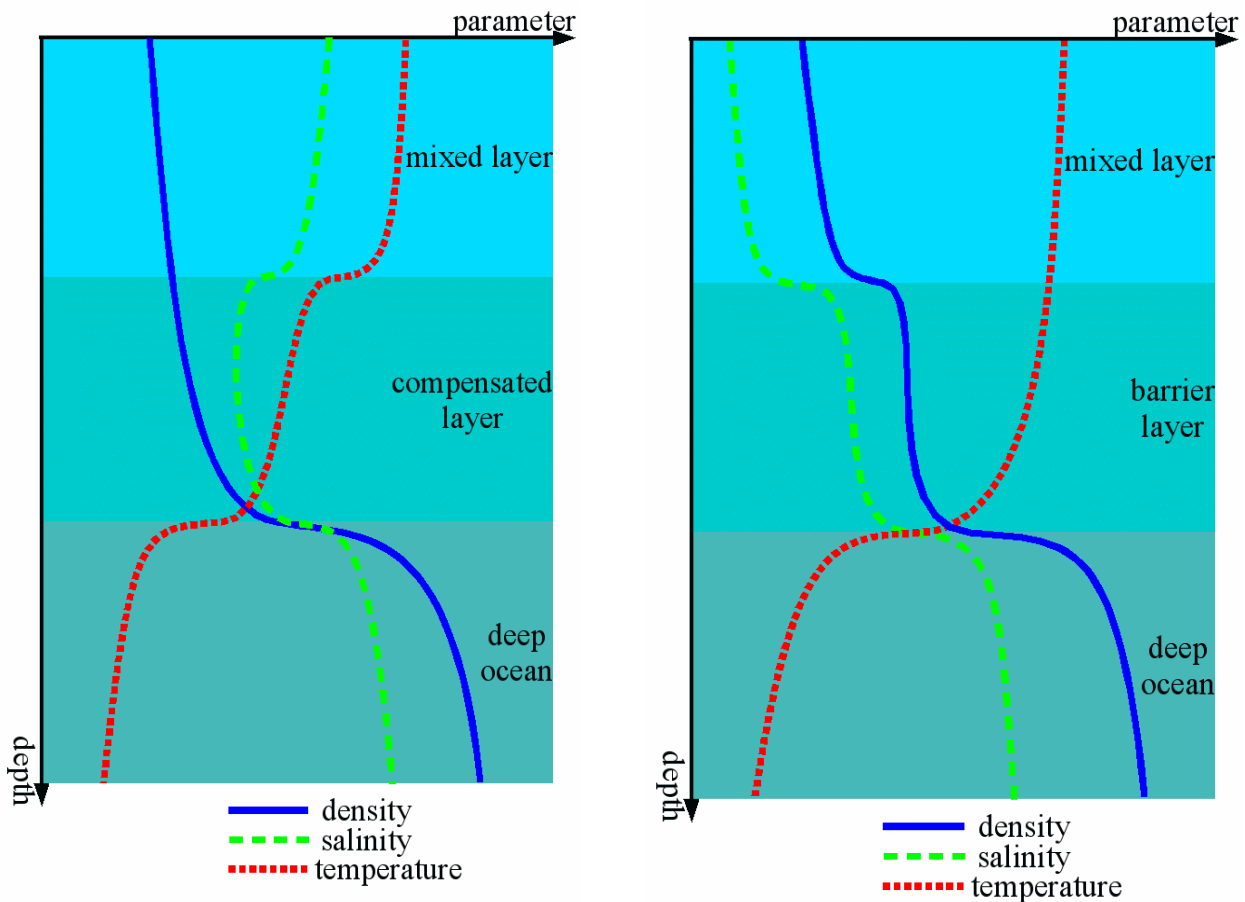


Figure 4 : Profils verticaux de température, salinité et densité, schématisant une situation de couche compensée en densité (à gauche) et de couche-barrière de sel (à droite).

Ce modèle implique aussi certaines limitations en terme d'utilisation, à cause des données nécessaires à son fonctionnement :

- Les vitesses du courant géostrophique (u_g, v_g) doivent être connues. Elles peuvent être calculée à partir de champs de température et de salinité, en utilisant l'équation du vent thermique (équilibre géostrophique), vérifiée surtout aux grandes échelles et aux longues périodes. Les vitesses peuvent aussi provenir d'un modèle de circulation générale, comme dans l'étude de Caniaux et al. (2005b) (voir chap. IV). Enfin, elles peuvent être issues d'une analyse de l'élévation de surface mesurée par altimétrie. Nous avons choisi cette dernière alternative, afin de bénéficier de l'amélioration récente des données altimétriques (réanalyse SSALTO-DUACS, voir chap. III).
- La température T_d et la salinité S_d sous la couche mélangée doivent être connues, ou du moins leur gradient vertical à la base de la couche ($(T-T_d)/h$ et $(S-S_d)/h$). En effet, le calcul du terme d'entraînement vertical nécessite une estimation de la stratification en profondeur. Celle-ci peut être fixée à une constante (Qiu et Kelly l'ont fixée à 1.0°C) ou simulée par un modèle 1D couplé au modèle de couche mélangée (comme dans l'étude d'Alexander et al. (2000), voir chap. IV). Pour ne pas dépendre d'une paramétrisation du mélange vertical et permettre à la stratification d'évoluer saisonnièrement, nous utilisons une climatologie mensuelle de T_d et S_d .
- La profondeur de la couche mélangée h doit aussi être connue. Elle peut être issue d'une analyse de données *in situ*, comme la climatologie de De Boyer-Montégut et al. (2004) que nous avons utilisée initialement (voir chap. V), ou d'une équation d'évolution, comme dans le modèle de Qiu et Kelly (1993) (voir chap. IV). Dans la section suivante, nous proposons une technique permettant d'estimer la MLD à partir de données de SST.

II.4. Inversion de la profondeur à partir de la température

Reprenons l'équation qui régit les variations de température dans la couche mélangée (Eq. 14). En y développant les expressions du transport horizontal u (Eq. 12) et de la vitesse d'entraînement vertical w_e (Eq. 13), puis en multipliant par la profondeur h , on obtient :

$$\left(\partial_t T + \overline{u_g} \cdot \overline{\nabla T} - \kappa \nabla^2 T\right)h = -\frac{\overline{\tau} \times \overline{k}}{\rho f l} \cdot \overline{\nabla T} - \Gamma(w_e) \left(\frac{\overline{\nabla} \times \overline{\tau} \cdot \overline{k}}{\rho f} + \partial_t h\right) (T - T_d) + \frac{Q_{net}}{C_p \rho_0} \quad (19)$$

Dans cette équation, la profondeur h n'apparaît plus que dans le membre de gauche, mais elle intervient implicitement dans la variation temporelle $\partial_t h$ et dans la température à la base de la couche $T_d = T_d(z=-h)$.

A présent, on se situe en un point particulier de l'océan (de coordonnées x, y) et à un instant t . On suppose connus tous les champs de forçages (Q_{net} , τ et u_g), le profil de température profonde ($T_d(z)$) et la température de surface (T), ainsi que son évolution temporelle (entre les instants t et $t-l$).

Pour séparer les termes ne dépendant que des forçages à l'instant t et les termes dépendant de la profondeur h , on utilise désormais les notations simplifiées suivantes :

$$\begin{aligned} D(t) &= \partial_t T + \overline{u_g} \cdot \overline{\nabla T} - \kappa \nabla^2 T \\ M(t) &= N(t) + P(t, \partial_t h, T_d) \\ N(t) &= -\frac{\overline{\tau} \times \overline{k}}{\rho f l} \cdot \overline{\nabla T} + \frac{Q_{net}}{C_p \rho_0} \\ P(t, \partial_t h, T_d) &= -\Gamma(w_e) \left(\frac{\overline{\nabla} \times \overline{\tau} \cdot \overline{k}}{\rho f} + \partial_t h\right) (T - T_d) \end{aligned} \quad (20)$$

Le terme D (le diviseur pour l'inconnue h) est constitué de la somme de l'évolution de température, de l'advection géostrophique et de la diffusion latérale. Le terme M (le multiplicateur pour h) est composé d'un terme N indépendant de h et d'un terme P qui dépend implicitement de h . N contient les termes de flux air-mer et d'advection d'Ekman, tandis que P représente l'entraînement vertical.

On obtient ainsi une équation simplifiée liant la profondeur h , la température de surface et les forçages associés :

$$D(t)h(t) = M(t, h, \partial_t h) = N(t) + P(t, \partial_t h, T_d) \quad (21)$$

Il s'agit d'une équation différentielle dépendant uniquement du temps, avec pour inconnue la profondeur h . Elle peut être résolue numériquement, soit par un calcul direct moyennant certaines approximations, soit par différentes méthodes itératives que nous allons détailler.

II.4.a. Calcul direct

On peut éviter la résolution d'une équation différentielle en calculant directement la profondeur h , à partir de l'équation (21), comme le quotient du numérateur $M = N + P$ et du dénominateur D :

$$h(t) = \frac{M(t, h, \partial_t h)}{D(t)} = \frac{N(t) + P(t, \partial_t h, T_d)}{D(t)} \quad (22)$$

Puisque seul P dépend de h , il suffit de faire une approximation sur sa valeur pour obtenir une estimation de h :

$$h(t) \approx \frac{N(t) + P(t, \partial_t h_0, T_{d0})}{D(t)} \quad (23)$$

Connaissant tous les paramètres de forçages et la température aux instants présent et précédent, on a juste besoin d'une estimation *a priori* de la profondeur h_0 et de sa variation temporelle $\partial_t h$. La valeur de la température à la base de la couche est déterminée par le profil de température climatologique $T_d(z)$, à la profondeur h .

Nous avons effectué une série de simulations avec des forçages climatologiques journaliers, pour tester différentes valeurs *a priori* de la profondeur et de son évolution temporelle. Les formulations les plus adaptées se sont révélées être :

$$\begin{aligned} h_0(t) &= \frac{M(t)}{D(t)} \approx \frac{N(t) + P(t-I)}{D(t)} \\ \partial_t h_0(t) &= \frac{h_0(t) - h_a(t-I)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (24)$$

où $h_a(t-I)$: profondeur issue de l'analyse, à l'instant précédent

II.4.b. Méthode séquentielle

Du fait de l'instabilité du calcul direct de la MLD, il est plus approprié d'utiliser une méthode itérative, afin de résoudre numériquement l'équation différentielle en h (Eq. 21). Là-aussi, différentes techniques sont envisageables, dont le résultat est plus-ou-moins conditionné par les estimations *a priori*. Nous décrivons la plus simple d'entre-elles : la méthode séquentielle. Elle consiste à raffiner le calcul direct grâce à des évaluations successives des inconnues, ici h et $\partial_t h$.

A chaque itération i , on calcule la profondeur h^i , son évolution $\partial_t h^i$ et la température T_d^i à la base de la couche. Les termes D et N (Eq. 20) sont fixés, pour un point et un instant donnés. Seul le terme P , correspondant à l'entraînement vertical, change d'une itération à l'autre, donc on le note P^i .

A l'itération numéro i , si l'on est en situation d'entraînement ($w_e^i = w_E + \partial_t^i h > 0$ et $|T - T_d^i| \neq 0$), on commence par calculer la variation de h , puis sa valeur actuelle et la température à cette profondeur (résolution implicite) :

$$\begin{aligned}
 Dh^i &\approx N + P^i(\partial_t^{i+1} h, T_d^i) \\
 \Rightarrow Dh^i &= N - \Gamma(w_e)(w_E + \partial_t^{i+1} h)(T - T_d^i) \\
 \text{si } \Gamma(w_e) &= 1 \quad , \quad \partial_t^{i+1} h = \frac{(N - Dh^i)}{(T - T_d^i)} - w_E \\
 h^{i+1}(t) &= h(t-1) + \partial_t^{i+1} h(t) \Delta t \\
 T_d^{i+1} &= T(z = h^{i+1})
 \end{aligned} \tag{25.a}$$

En situation de déentraînement ($w_e^i < 0$) ou si le saut en température est faible ($|T - T_d^i| \approx 0$), on doit commencer par calculer la valeur de h , puis on en déduit sa variation et la température correspondante (résolution explicite) :

$$\begin{aligned}
 Dh^{i+1} &\approx N + P^i(\partial_t^i h, T_d^i) \\
 \Rightarrow Dh^{i+1} &= N - \Gamma(w_e)(w_E + \partial_t^i h)(T - T_d^i) \\
 \Rightarrow h^{i+1} &= \frac{N - \Gamma(w_e)(w_E + \partial_t^i h)(T - T_d^i)}{D} \\
 \partial_t^{i+1} h(t) &= \frac{h^{i+1}(t) - h(t-1)}{\Delta t} \\
 T_d^{i+1} &= T(z = h^{i+1})
 \end{aligned} \tag{25.b}$$

On itère jusqu'à ce que la variation de température correspondant à la profondeur h_i soit suffisamment proche de l'observation, c'est-à-dire :

$$\left| D - \frac{N + P^{i+1}}{h^{i+1}} \right| < \frac{\Delta T_{max}}{\Delta t} \tag{26}$$

où ΔT_{max} : erreur maximale sur la variation de SST

Δt : pas-de-temps d'intégration

Pour définir cette condition d'arrêt, on a choisi une erreur en température égale à 10% de la variation de SST observée, ou à 10^{-3} °C au cas où la variation de SST soit particulièrement faible :

$$\Delta T_{max}(t) = \max(0.1 \times |SST(t) - SST(t-1)|, 0.001^\circ\text{C})$$

Cette méthode fonctionne bien avec des forçages idéalisés et converge rapidement vers une solution h optimale. Cependant, avec des forçages réels, la méthode diverge souvent, car les incertitudes sur les données peuvent être rapidement amplifiées. Plusieurs facteurs expliquent l'instabilité de ce calcul :

- La différence de température entre la surface et la base de la couche mélangée est en général positive : $T - T_d > 0$. Mais rien ne garantit que cette différence soit non nulle (elle peut être négative, si la couche de surface est stabilisée par une faible salinité). Pour appliquer l'algorithme (25.a), il faut donc que la différence soit supérieure à un certain seuil.
- De même le terme D , constitué de la somme des termes de tendance de SST, d'advection géostrophique et de diffusion, peut être positif ou négatif, donc il peut aussi s'annuler. Pour appliquer l'algorithme (25.b), il faut aussi qu'il soit supérieur à un seuil.

- Le terme M n'est pas non-plus contraint à un signe particulier, donc il peut être très proche de zéro, ce qui peut aboutir à des valeurs de h très petites.

II.4.c. Méthode par minimisation

Une autre méthode de résolution approchée de l'équation différentielle en h (Eq. 21) est basée sur la minimisation de l'erreur de température. Cette erreur est définie comme la différence entre la température simulée et la température observée, en un point (x, y) et à un instant t : $\Delta T = |T(x, y, t) - SST(x, y, t)|$. Plutôt que de se baser sur une estimation a priori de h et de répéter le calcul jusqu'à ce qu'on obtienne une erreur ΔT suffisamment petite (ou que le calcul diverge), on teste toutes les valeurs d'une série discrète de h pour trouver celle qui correspond à la plus petite valeur de ΔT .

Les techniques de minimisation emploient souvent un algorithme de descente de gradient. Dans le cas de l'inversion de la MLD, un tel algorithme n'est pas efficace car l'erreur présente souvent deux minima distincts, donc deux valeurs de h optimales. En effet, en cas de déentraînement ($\Gamma(w_e) = 0$), la variation temporelle de h n'a pas d'impact sur la température et seule sa valeur intervient dans l'équation d'évolution (Eq. 19). L'équation différentielle en h se réduit alors à une simple équation diagnostique. Avec les notations simplifiées définies précédemment (Eq. 20), cette équation s'écrit :

$$h_{det}(t) = \frac{N(t)}{D(t)} \quad (27)$$

Par contre, en cas d'entraînement ($\Gamma(w_e) = w_e > 0$), la valeur et la variation temporelle de h doivent être déterminées simultanément. La valeur optimale de h est alors celle qui vérifie au mieux l'équation différentielle complète (Eq. 21) :

$$D(t)h_{ent}(t) - N(t) - P(t, \partial_t h_{ent}, T_d) \approx 0 \quad (28)$$

La solution h_{det} conduit toujours à la plus petite erreur ΔT , puisqu'il s'agit d'un calcul exact. Comme expliqué pour la méthode précédente, ce quotient peut être aussi bien négatif que positif et si le dénominateur D est petit, le résultat est très sensible aux erreurs sur le numérateur N . On exclut les valeurs de h_{det} inférieures à 1 m ou supérieures à la profondeur au pas-de-temps précédent $h(t-1)$ (qui conduiraient en fait à $\partial_t h > w_E$, donc une situation d'entraînement). Même dans cet intervalle de valeurs acceptables, la valeur de h_{det} peut varier considérablement d'un pas-de-temps au suivant, à cause des incertitudes sur les termes N et D . On amortit ces variations brutales en rappelant la profondeur h vers la valeur h_{det} , avec une constante de temps donnée :

$$h(t) = h(t-1) + (h_{det}(t) - h(t-1)) \frac{\delta t}{\Delta t} \quad (29)$$

où Δt : échelle de temps de la relaxation
 δt : pas-de-temps de l'intégration du modèle

L'autre solution h_{ent} est une solution approchée, mais qui assure une certaine continuité de h dans le temps. En effet, une variation trop rapide d'un pas-de-temps au suivant induirait un trop fort terme d'entraînement, qui éloignerait la température simulée de la température observée. La valeur de h_{ent} peut donc être appliquée sans relaxation. Lorsque les deux solutions sont possibles, on choisit h_{ent} , car cette profondeur correspond à un processus d'entraînement lent, qui peut être rapidement compensé par le déentraînement.

Ainsi, l'algorithme d'inversion de h peut se résumer comme suit (voir Fig. 5):

- Tant que l'entraînement permet de minimiser ΔT , h est augmenté suivant h_{ent} .
- Si seul le déentraînement aboutit à un minimum de ΔT , h est diminué suivant h_{det} .
- S'il n'existe aucun minimum local de ΔT , h est conservé à sa valeur précédente $h(t-1)$.

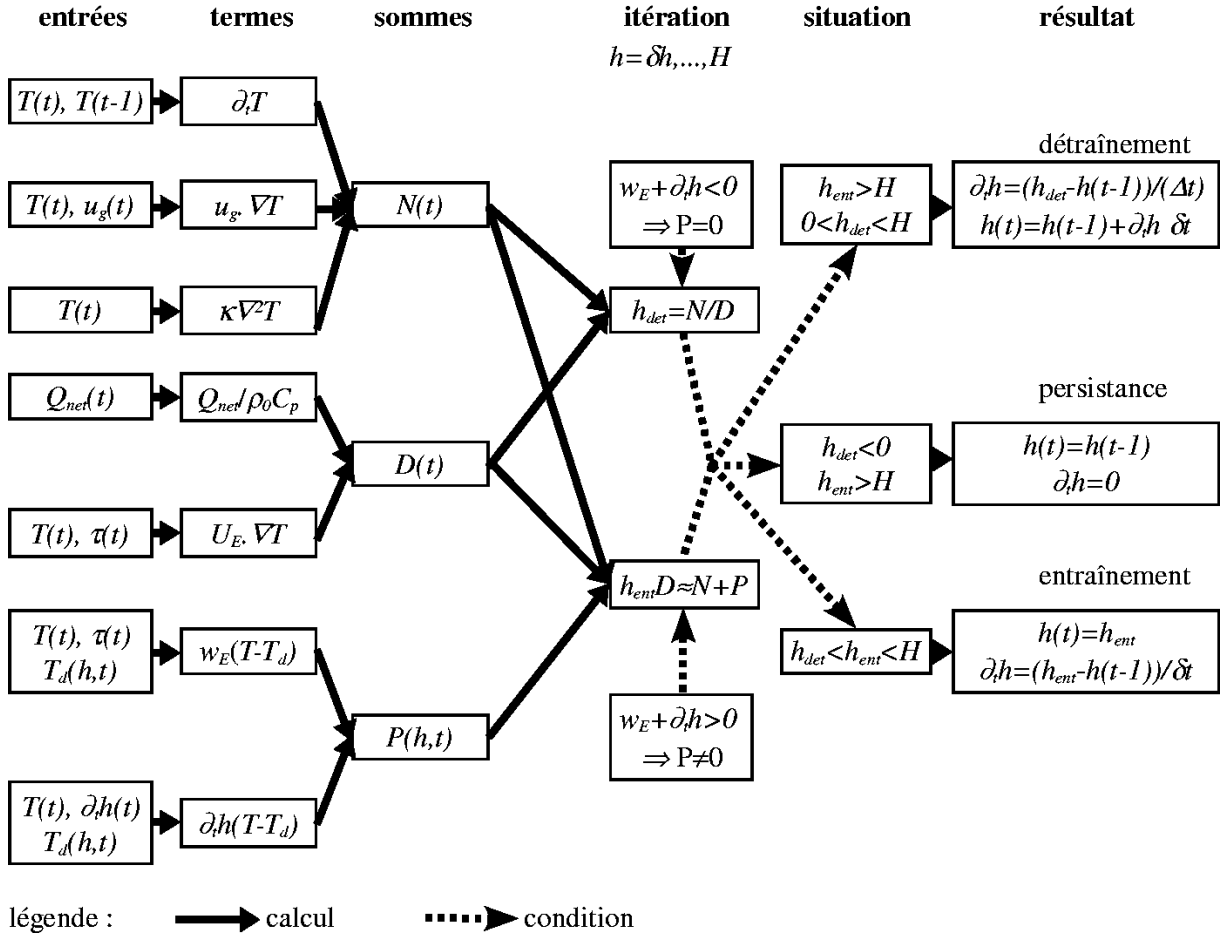


Figure 5 : Algorithme d'inversion de la profondeur de la couche mélangée h à partir de l'équation de température du modèle *Slab Mixed Layer*, avec les notations simplifiées de l'Eq. 20. Les deux profondeurs h_{det} et h_{ent} sont calculées à chaque pas-de-temps d'après les Eqs. 27 et 28. Le choix de la solution est effectué ainsi :

- 1) Si h_{ent} est acceptable, elle est retenue (entraînement).
- 2) Sinon h_{det} est retenue (détraînement), mais appliquée avec un relaxation temporelle (Eq. 29).
- 3) Si ni h_{det} , ni h_{ent} ne sont acceptables, la valeur au pas-de-temps précédent est conservée (persistance).

II.5. Conclusion : données nécessaires au modèle et modes d'intégration

Pour simuler l'évolution de la salinité dans la couche océanique superficielle (SSS), nous avons recherché un modèle de complexité nécessaire et suffisante. Un modèle de circulation océanique générale (3D) résolvant les équations de Navier-Stokes sur toute la colonne d'eau serait trop compliqué (Eq. 1). De plus, ce type de modèles est souvent intégré avec des simplifications importantes dans la couche supérieure (relaxation vers des observations, paramétrisations du mélange, etc.). D'un autre côté, le modèle local (0D) de couche turbulente (Phillips, 1976) paraît attractif par sa simplicité (Eq. 10). Mais il s'est révélé insuffisant pour nos objectifs, car il ne peut être appliqué que dans des conditions particulières (stabilisation de la surface par les flux air-mer), qui ne sont vérifiées que pour environ 50% des cas dans l'océan global (chap. III.1).

Le modèle dit « *slab mixed layer* » (couche mélangée homogène) (Frankignoul and Hasselmann, 1977) est aussi un modèle local, mais il repose sur des hypothèses différentes. En y ajoutant des termes horizontaux, nous avons obtenu un modèle 2D de la couche mélangée océanique qui peut être appliqué en tout lieu (Eq. 11). Ce modèle traite différemment les situations stabilisantes (détraînement) et déstabilisantes (entraînement) (Eq. 12), et présente l'avantage de rester valide en toutes circonstances. Nous avons démontré l'équivalence entre les modèles de

couche mélangée homogène et de surface turbulente, ce dernier s'obtenant au prix de quelques simplifications supplémentaires (Eq. 18).

Ainsi, nous avons porté notre choix sur le modèle SML pour réaliser une simulation globale de l'évolution de la SSS. Les hypothèses sur lesquelles repose ce modèle ont été explicitées, ainsi que leurs implications en terme de données nécessaires à son utilisation. On a notamment besoin d'estimer les courants océaniques, ce qui peut être obtenu en combinant les courants de friction du vent et les courants géostrophiques déduits d'observations altimétriques (Eq. 13). D'autre part, il faut estimer les différences de température et de salinité entre la couche mélangée et l'océan sous-jacent (Eq. 12), par exemple à partir d'une climatologie *in situ*.

Cependant, le principal inconvénient de ce modèle est qu'il requiert une estimation de la profondeur de couche mélangée (MLD). Les données de température de surface (SST) étant aujourd'hui abondantes et précises, nous en avons tiré parti pour obtenir une estimation de MLD. Pour cela, l'équation de température (Eq. 14) est exploitée de façon inverse, afin d'obtenir une valeur de MLD cohérente avec le modèle. Puis l'équation de salinité (Eq. 11) est intégrée de façon directe, pour calculer l'évolution de la SSS. Plusieurs méthodes d'inversion ont été envisagées et testées (directe, séquentielle et minimisation). Seule la méthode par minimisation s'est montrée stable avec des données de forçage réalistes. Elle est plus coûteuse en calculs, mais permet d'assurer une évolution continue de la MLD, tout en restituant au mieux la température observée.

Notons que deux modes d'intégration peuvent être utilisés, suivant l'objectif de la simulation (Fig. 6) :

- En mode « prognostique », les champs de température et de salinité calculés à un pas-de-temps donné sont utilisés au pas-de-temps suivant (pour obtenir les gradients horizontaux et verticaux, ainsi que l'effet du flux d'eau douce dans le cas de la salinité). Ce mode est utile pour simuler les variations de SST et de SSS, connaissant précisément tous les paramètres de forçage. Cependant, une erreur dans l'un de ces paramètres peut produire une erreur importante de T ou S, qui peut rapidement s'amplifier au cours du temps, puis se propager horizontalement.
- En mode « diagnostique », les gradients de température et/ou de salinité sont extraits de champs de référence (par exemple, des climatologies). Les champs calculés à un pas-de-temps donné n'affectent pas le calcul au pas-de-temps suivant. L'évolution de SST et SSS simulée est alors contrainte par celle des champs de référence, ce qui permet d'évaluer les termes du bilan de façon plus fiable. Nous utilisons généralement ce mode « diagnostique » dans la suite de notre étude, car nous voulons quantifier les différents processus influençant la SSS et déterminer ainsi les champs de forçage les plus importants.

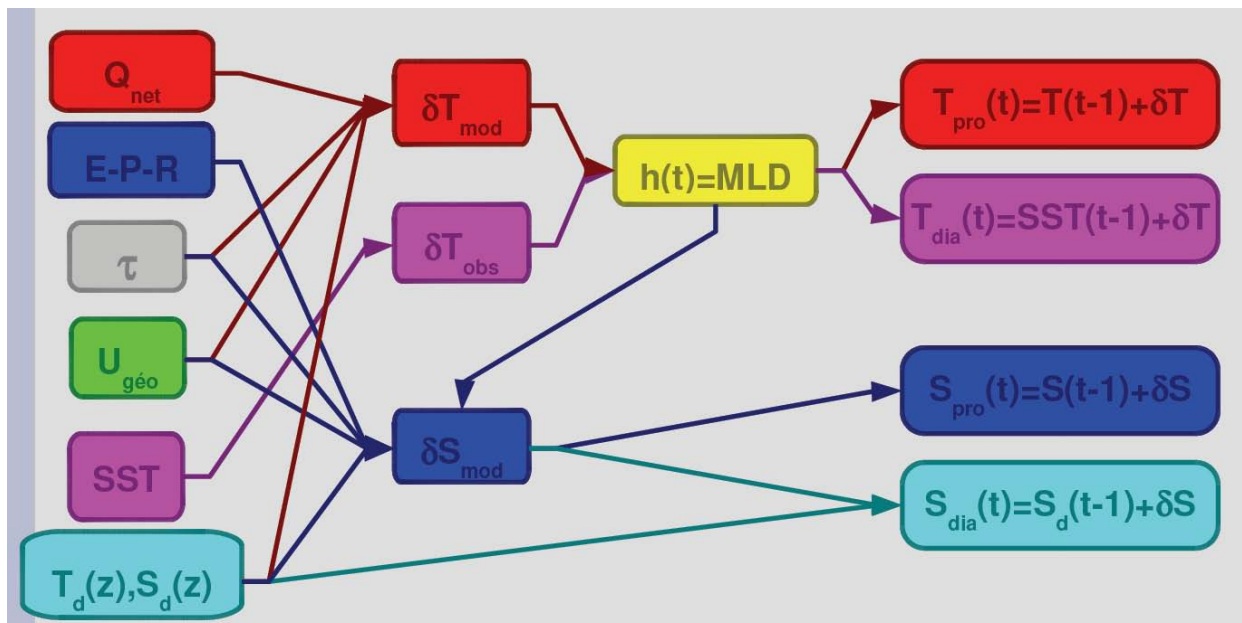


Figure 6 : Les deux modes d'intégration du modèle « *slab mixed layer* ». A partir des données de forçage au pas-de-temps t (1^{ère} colonne à gauche), on peut calculer les variations de température δT et de salinité δS (2^{ème} colonne). La comparaison entre δT_{mod} du modèle et δT_{obs} des observations peut servir à estimer la profondeur de couche mélangée h (3^{ème} colonne). Cette estimation de h peut être utilisée pour calculer la variation δS_{mod} . En ajoutant les variations δT et δS aux variables simulées au pas-de-temps $t-1$, on obtient une évolution diagnostique T_{pro} et S_{pro} (colonne de droite). En ajoutant les variations δT et δS aux variables observées, on obtient une évolution diagnostique T_{dia} et S_{dia} .

Dans le chapitre suivant, nous détaillons les données nécessaires à l'intégration de notre modèle « *slab mixed layer* » : flux air-mer, courants géostrophiques, température de surface (à haute résolution temporelle), profils de température et de salinité (climatologiques). Nous cherchons les sources de données les plus appropriées pour chacune de ces variables d'entrée, compte tenu de notre objectif : réaliser une simulation de l'océan global, avec une résolution de l'ordre de 100 km, une fréquence de forçage de quelques jours et durant au moins un cycle annuel. Les données d'entrée doivent être précises, afin d'évaluer l'effet de chaque processus sur la SSS, mais aussi cohérentes entre elles, pour estimer la MLD par notre méthode d'inversion. Ces contraintes requièrent donc un examen approfondi des différents champs de forçages disponibles : leurs caractéristiques, leurs mérites respectifs et leur impact potentiel sur la salinité de surface.

CHAPITRE III

III. Données de forçage du modèle

Plusieurs bases de données de forçages ont été rassemblées, afin de les analyser et de déterminer laquelle est la plus adaptée à notre méthode d'estimation de la salinité de surface. Le tableau 1 résume les propriétés des différents jeu-de-données collectés. Nous y avons fait figurer toutes les variables nécessaires au modèle : les flux de chaleur et d'eau douce, la tension du vent et l'élévation de surface, mais aussi la température de surface, qui peut être inversée pour déduire la profondeur de la couche mélangée (chap. II.4).

Une analyse statistique des flux air-mer issus de ces différentes sources a été réalisée, tant en termes de qualité des données que de variabilité des paramètres à différentes échelles temporelles (rapport technique du Département d'Océanographie Spatiale n°2004-09). Nous en résumons les principaux résultats et conclusions ci-dessous (chap. III.1). Nous discuterons aussi des données d'élévation de surface, pour déterminer comment les adapter à notre modèle.

En particulier, nous analysons les différences en termes de flux de flottabilité $N(\theta)$ induit par les échanges air-mer (Eq. 8 du chap. II). Comme cela a été expliqué dans la description du modèle de couche superficielle turbulente, cette quantité conditionne la stabilité de la masse d'eau supérieure, donc les variations de la salinité de surface :

- Si le flux de flottabilité est positif, la couche est stable, donc relativement isolée de la couche sous-jacente. La SSS dépend alors principalement des interactions avec l'atmosphère et des processus océaniques horizontaux (advection et mélange latéral).
- Si le flux de flottabilité est négatif, la couche est déstabilisée et les processus verticaux interviennent (convection, pompage d'Ekman et mélange diapycnal). La SSS dépend alors également des propriétés de la masse d'eau inférieure (salinité et stratification).

Les situations de stabilisation de la couche mélangée océanique sont donc plus favorables à l'estimation de la SSS à partir des paramètres de surface. Par conséquent, on a cherché à estimer leur occurrence et leur distribution spatiale. De plus, dans le cas d'une stabilisation, la longueur de Monin-Obukhov L_b (Eq. 9 du chap. II) décrit l'intensité du mélange vertical dû à la friction du vent.

nom	version	type	variables	période	fréquence	résolution	domaine
SOC (Josey et al., 1998)	v1.1	climatologie <i>in situ</i> (navires)	Q_{net} $E-P$ τ SST	1980-1993	mensuelle	1° x 1°	84.5°S-84.5°N 179.5°W-179.5E
SOC (Grist et al., 2002)	sol. 3	climatologie <i>in situ</i> ajustée par analyse inverse	Q_{net}	1980-1993	mensuelle	1° x 1°	84.5°S-84.5°N 179.5°W-179.5E
ECMWF	ERA15	réanalyse de modèle météo-rogique	Q_{net} $E-P$ τ	1979-1993	journalière (6h)	1.125° x 1.125°	90°S-90°N 0°E-358.875°E
ECMWF	ERA40	réanalyse de modèle météorologique	Q_{net} $E-P-R$ τ SST	1958-2002	journalière (6h)	1.125° x 1.125°	90°S-90°N 0°E-358.875°E
NCEP/ NCAR	NMC	réanalyse de modèle météorologique	Q_{net} $E-P-R$ τ	1948-2002	journalière (6h)	1.875° x 1.875°	88.5°S-88.5°N 0°E-358.25°E
CERSAT	Quik- SCAT	mesures diffusiométriques	τ	juillet 1999- présent	journalière	0.5° x 0.5°	80°S-80°N 180°W-180°E
ENACT	T/P-ERS	combinaison de mesures altimétriques	SLA	octobre 1992- février 2002	hebdomadaire	0.33° x 0.33°	82°S-82°N 0°E-359.7°E
AVISO	SSALTO- DUACS	combinaison de mesures altimétriques (T/P, ERS-2, Jason, GFO, ENVISAT)	SLA ADT	août 2001- présent	hebdomadaire puis bi- hebdomadaire	0.33° x 0.33°	82°S-82°N 0°E-359.7°E

Tableau 1 : Données globales de flux air/mer et d'élévation réunies pour l'estimation de la salinité de surface. (Q_{net} : flux de chaleur net, $E-P$: évaporation moins précipitations, $E-P-R$: évaporation moins précipitations et apports fluviaux, τ : tension de vent, SST : température de surface de la mer, SLA : anomalie de niveau de la mer, ADT : topographie dynamique absolue).

III.1. Origine et incertitude des données

III.1.a. Climatologie du SOC

La climatologie du SOC (*Southampton Oceanographic Centre*) est une réanalyse des données COADS (*Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set*), basée sur de très nombreuses mesures de navires (Josey et al., 1998). Elle fournit un cycle saisonnier moyen qui peut servir de référence pour de nombreuses études, mais le taux d'erreur des différents paramètres est assez difficile à estimer, d'autant plus que certaines variables sont ajustées de façon relativement arbitraire. De plus, la densité de mesure varie beaucoup d'un bassin océanique à l'autre, les routes commerciales étant bien mieux échantillonnées que le reste des océans. Ainsi, les bandes tropicales et l'Atlantique Nord sont très bien couvertes, tandis que les régions arctiques et l'Océan Austral sont moins connues.

On peut néanmoins estimer les incertitudes en calculant les bilans des flux (ou leur moyenne spatiale) à l'échelle mondiale. Notamment, le flux net de chaleur a une moyenne annuelle globale de +25 W/m² (pour une amplitude moyenne de 75 W/m²), bien qu'il devrait être quasi-nul. On peut interpréter cela comme une incertitude d'au moins 25 W/m² sur toute la surface du globe, mais elle doit être modulée par la densité de mesures. Ainsi, on estime que l'erreur moyenne est de l'ordre de 10 W/m² aux latitudes tropicales et subtropicales Nord, mais plutôt de 50 W/m² aux latitudes polaires et subpolaires Sud. Cependant, il existe une seconde version de ces flux de chaleur, qui ont été ajustés par l'inversion de transports de chaleur mesurés le long de plusieurs sections

hydrologiques (Grist et al., 2002). Cette variante présente une moyenne globale de -6 W/m^2 , ce qui est plus cohérent et plus adapté à une analyse à l'échelle globale.

Quant au flux d'eau douce, sa moyenne annuelle globale n'est que de $+0.1 \text{ mm/jour}$ (sans inclure les apports fluviaux), pour une amplitude moyenne de 2 mm/jour . On pourrait donc en déduire que l'incertitude est bien plus faible que pour le flux de chaleur (c'est-à-dire 5% contre 33%). Un si faible écart par rapport au bilan nul pourrait s'expliquer par l'absence de la contribution des apports fluviaux ou glaciaires. Mais des analyses séparées des termes d'évaporation et de précipitations ont montré que l'incertitude peut atteindre 100%, en particulier pour les précipitations dans les régions de forte activité convective comme les ITCZs (*InterTropical Convergence Zone*). Le flux d'eau douce étant égal à la différence entre ces deux quantités d'amplitudes similaires, son taux d'erreur peut être très fort.

En termes de variabilité, cette climatologie permet d'estimer l'importance des variations saisonnières de chaque paramètre. Le calcul de la variance RMS (*Root Mean Square*) donne accès à la variabilité annuelle (ou amplitude du cycle saisonnier) : 75 W/m^2 pour le flux de chaleur, 1.7 mm/jour pour le flux d'eau douce et 0.03 N/m^2 pour la tension de vent (ou flux de moment cinétique). On peut aussi approximer la variabilité mensuelle, grâce à la moyenne des incréments : pour le flux d'eau douce et le vent, elle est du même ordre qu'à la fréquence annuelle (1.6 mm/jour et 0.02 N/m^2 , respectivement), tandis que pour le flux de chaleur elle est deux fois moindre (40 W/m^2). Les variations de flux de chaleur sont donc en général plus lentes, à cause de la grande inertie thermique de l'océan et de la rétroaction entre les températures de l'atmosphère et de la couche océanique superficielle.

Le flux de flottabilité $N(0)$ issu de la climatologie du SOC sol. 3 (avec les flux de chaleur ajustés par inversion) présente une moyenne globale légèrement négative ($-4 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$), et l'effet thermique domine généralement l'effet halin. Ce paramètre est très variable, sa variance RMS étant globalement équivalente à son amplitude moyenne ($37 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$). Il est stabilisant ($N(0) > 0$) dans 52% des données mensuelles, mais ne le reste tout-au-long de l'année que sur 3.5% de la surface océanique. Dans les situations de stabilisation, la tension du vent est statistiquement 2 fois plus faible, ce qui aboutit à une longueur de mélange L_b modérée (36 m en moyenne), mais encore très variable (45 m de variance RMS).

Cette première climatologie nous a permis d'étudier la variabilité des flux à l'échelle annuelle, en général et en conditions stabilisantes (tab. 2). Cela montre que, sur la quasi-totalité des océans, le flux de flottabilité s'inverse en suivant un cycle saisonnier. Les situations de stabilisation ne représentent donc pas la norme, ce qui interdit de négliger les processus verticaux dans la couche océanique superficielle. De plus, même dans ces situations, les variations de la longueur de mélange sont bien trop fortes pour qu'on puisse inverser ce paramètre dans le but d'estimer des variations de SSS. Néanmoins, il existe certains endroits (Fig. 1), essentiellement dans la bande inter-tropicale, où les échanges air-mer stabilisent en permanence la surface océanique et où le vent est suffisamment modéré pour que l'on puisse envisager de calibrer la mesure de SSS grâce aux flux air-mer (par le biais d'une équation d'inversion telle que l'Eq. 10 du chap. II).

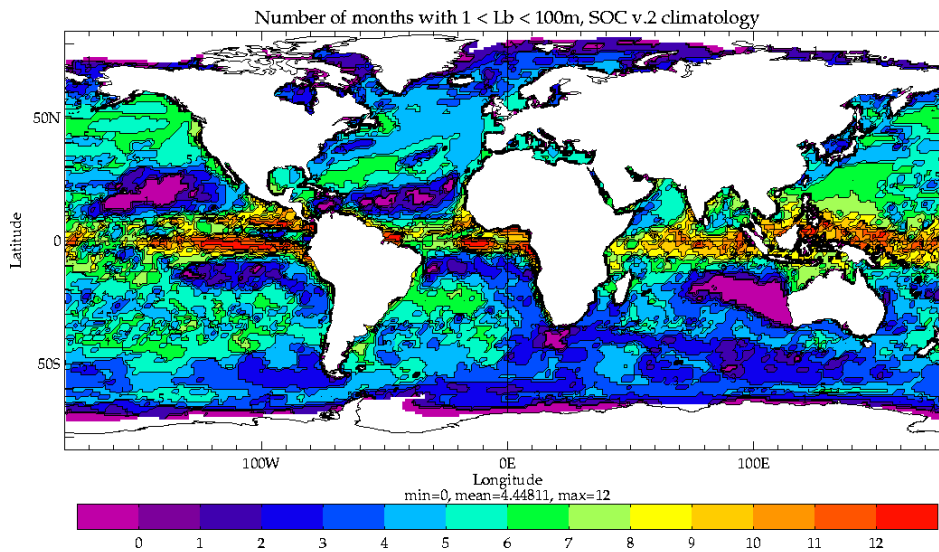


Figure 1 : Nombre d'occurrences (en mois) des longueurs de mélange comprises entre 1 et 100m, déduites des flux de la climatologie du SOC (sol. 3).

III.1.b. Réanalyses de l'ECMWF

Les résultats du modèle météorologique de l'ECMWF (*European Centre for Medium-range Weather Forecast*) sont diffusés sous forme de prévisions et d'analyses toutes les 6 heures. Nous préférons utiliser des réanalyses, qui fournissent des flux plus cohérents entre eux. Au début de notre étude, seule la réanalyse ERA15 (couvrant les années 1979 à 1993) était accessible. Nous avons donc effectué notre analyse statistique sur une climatologie journalière calculée à partir de ce jeu-de-données. Depuis, la réanalyse ERA40 (sur la période 1958-2002) a été terminée et nous avons récupéré la série temporelle 1990-2002. De nombreux problèmes ont été corrigés dans le modèle ECMWF avant de réaliser ERA40, si bien que les flux résultants devraient se montrer plus réalistes, avec notamment des précipitations moins extrêmes et un bilan de chaleur mieux équilibré.

Les incertitudes sur les différents flux d'ERA15 ont été estimées précisément dans plusieurs études (Garnier et al., 2000 ; Siefridt, 1994). Pour le flux net de chaleur, on obtient une moyenne zonale de l'incertitude comprise entre 35 et 65 W/m², avec un maximum dans la bande inter-tropicale. L'incertitude sur le bilan évaporation-précipitations est évaluée entre 10% et 100%, et est particulièrement élevée dans les régions de pluies intenses, comme les ITCZs. La vitesse du vent est mieux modélisée, avec une erreur moyenne de 0.1 m/s, qui augmente sensiblement avec la latitude, mais une variance d'erreur de 3.4 m/s, ce qui peut représenter jusqu'à 50% de l'amplitude du vent.

Le flux de chaleur de cette climatologie est presque équilibré à l'échelle planétaire : sa moyenne globale ne vaut que -3 W/m². Son amplitude moyenne est très proche de celle du SOC (73 W/m²), ainsi que sa variance RMS (79 W/m²). Cela montre que sa variabilité est essentiellement saisonnière et que les fréquences journalières contribuent peu aux fluctuations. Le bilan d'eau douce est lui-aussi quasiment fermé: la moyenne globale est pratiquement nulle. L'amplitude et la variance sont également similaires à celles du SOC (2.1 et 1.7 mm/jour, respectivement). Quant à la tension de vent, son intensité et sa variabilité ne sont que légèrement supérieures à celles du SOC : sa moyenne globale est de 0.07 N/m² et sa variance, 0.03 N/m². Les structures spatiales de ERA15 et du SOC étant comparables, le seul aspect qui différencie vraiment les flux simulés des flux mesurés est la gamme des fréquences représentées. Ainsi, le flux de chaleur local journalier peut varier de -580 à +260 W/m², tandis que ses moyennes mensuelles sont comprises entre -190 et +160 W/m². De même, le flux d'eau douce journalier peut atteindre -68 et +14 mm/jour, bien que ses valeurs mensuelles n'excèdent pas -20 et +6 mm/jour. Enfin, la tension de vent peut dépasser 1.2 N/m² sur un jour, mais son maximum n'est que de 0.6 N/m² sur un mois. De tels extrema dans les flux de surface ont des impacts considérables sur la couche mélangée océanique et doivent donc être pris en compte dans l'inversion de la SSS.

Le flux de flottabilité $N(0)$ présente là-aussi une moyenne annuelle globale légèrement négative ($-2 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$), c'est-à-dire une tendance à déstabiliser la couche superficielle. Son intensité moyenne et sa variance (38×10^{-9} et $41 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$) sont à peine supérieures à celles de la climatologie du SOC. La proportion de situations stabilisantes et déstabilisantes confirme la tendance globale à la déstabilisation : seulement 48% des valeurs journalières sont positives. Cela constitue une autre différence par rapport aux flux du SOC, où les flottabilités positives sont moins intenses mais plus courantes que les flottabilités négatives. Dans ERA15, les flux de flottabilité positifs présentent une moyenne globale plus élevée ($47 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$). Dans les conditions de stabilisation ($N(0) > 0$), l'intensité et la variabilité du vent diminuent drastiquement : sa moyenne globale ne vaut plus que 0.03 N/m^2 et sa variance baisse à 0.01 N/m^2 . La longueur de mélange correspondante est plus courte et moins changeante que dans la climatologie du SOC, avec une moyenne et une variance égales à 16 m (tab. 2)

L'importance des variations journalières est aussi soulignée par le calculs des incréments : leur moyenne s'élève à 13 W/m^2 pour le flux de chaleur, soit 20% de sa variance totale. Pour le flux d'eau douce et la tension de vent, la moyenne atteint 1.1 mm/jour et 0.06 N/m^2 , respectivement, ce qui est proche de la variance annuelle. Le flux de flottabilité, surtout conditionné par l'effet thermique, varie moins à la fréquence journalière, avec un incrément moyen de $7 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$. Mais la longueur de mélange, qui dépend avant tout du vent, subit des fluctuations plus rapides, de l'ordre de 5 m par jour, soit un tiers de sa variance.

Ces flux atmosphériques journaliers paraissent donc plus propices à l'inversion de la SSS. Mais ils nous révèlent que les lieux où les conditions stabilisantes persistent toute l'année sont encore plus rares que d'après la climatologie mensuelle du SOC : le flux de flottabilité journalier reste continuellement positif sur seulement 1% de la surface des océans. Cette analyse nous montre aussi que la variabilité de chaque flux est généralement du même ordre que son amplitude moyenne. On ne peut donc pas leur appliquer l'approximation des petites perturbations pour tenter de restituer les anomalies de SSS. Seules certaines zones constamment stabilisées et caractérisées par des flux relativement stationnaires pourraient supporter une telle approximation. Là-encore, une carte des longueurs de mélange (Fig. 2) montre que seules quelques bandes zonales dans les bassins tropicaux satisfont les critères nécessaires à l'inversion de la SSS à partir des flux en surface.

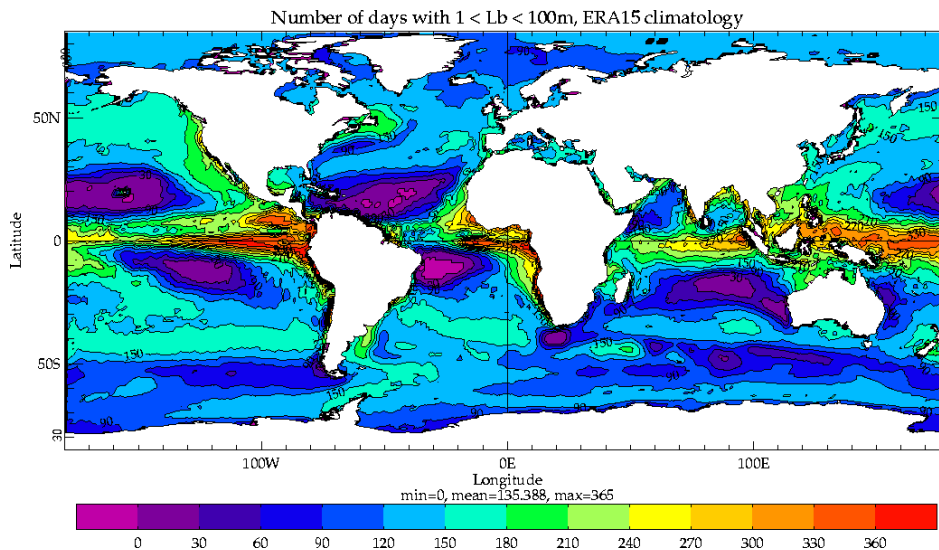


Figure 2 : Nombre d'occurrences (en jours) des longueurs de mélange comprises entre 1 et 100m, déduites des flux de la climatologie journalière ERA15.

III.1.c. Réanalyse du NCEP

La réanalyse du modèle NCEP (*National Center for Environmental Prevision*) présente des caractéristiques très proches de celles d'ERA40 : une durée de 40 ans, couvrant les années récentes

(jusqu'à 2002), une fréquence journalière et une résolution spatiale de l'ordre du degré. Des analyses de sensibilité dans des modèles des OGCMs (*Oceanic General Circulation Model*) ont révélé que les vents de ce modèle sont plus réalistes que ceux d'ERA15, et que ses flux de chaleur et d'eau douce sont de qualité comparable.

Cependant, les modèles météorologiques à formulation spectrale (comme NCEP et ECMWF) ont tendance à lisser les flux de surface à des échelles de l'ordre de 2 ou 3 pas de grille horizontale. La résolution effective des flux serait donc plutôt de 2 à 3° pour le modèle de l'ECMWF, et de 4 à 5° pour celui du NCEP. Or nous cherchons à restituer la SSS à des échelles proches de la résolution du capteur de SMOS, c'est-à-dire 0.5° en latitude et en longitude. Nous avons donc choisi de nous concentrer sur la réanalyse qui offre la plus fine résolution, c'est-à-dire celle de l'ECMWF. Celle du NCEP pourrait nous servir de base de comparaison pour les processus de plus grande échelle, ou pour vérification si l'on détecte un comportement anormal dans les flux atmosphériques.

III.1.d. Vent QuikSCAT

Les mesures de vent du satellite QuikSCAT, distribuées par le CERSAT, bénéficient d'une haute résolution, identique à celle qui est prévue pour SMOS. De plus, sa fréquence journalière est amplement suffisante pour nos analyses, puisque la période de revisite de SMOS sera d'environ 3 jours (on devra probablement utiliser des moyennes à 10 jours pour obtenir la précision espérée de 0.1 psu). D'après certaines études comparatives, sa variabilité est plus réaliste que celle des modèles météorologiques, avec notamment des pics spectraux bien plus énergétiques aux périodes de quelques jours. Des simulations océaniques forcées par ces vents indiquent même que la tension de vent serait surestimée dans certaines régions. Mais cela dépend fortement de la paramétrisation employée pour calculer les tensions à partir des mesures brutes (les sections efficaces de rétrodiffusion).

Un autre avantage des vents diffusiométriques est la disponibilité d'indicateurs de qualité de la mesure et de cartes d'erreur précises. Ainsi, il serait possible de quantifier l'incertitude de nos estimations d'anomalie de SSS due aux fluctuations du vent. De même, les flux turbulents de chaleur et d'évaporation générés au CERSAT, à partir des mesures d'ERS-2, bénéficient d'un calcul d'erreur rigoureux. Ils pourraient donc entrer dans notre inversion, en permettant de contrôler l'incertitude sur la SSS résultante. Cependant, ces observations satellitaires n'existent que pour les années récentes (pas avant 1999 pour QuikSCAT). Pour valider notre méthode sur une longue série temporelle (d'une dizaine d'années), il nous faudra donc recourir à des données de modèles.

III.1.e. Mesures altimétriques

Les mesures altimétriques permettent d'estimer la circulation géostrophique en surface (Ducet et al., 2000), qui contribue à l'advection des anomalies de SSS, tout comme le transport d'Ekman lié au vent. Les anomalies de vitesses géostrophiques peuvent être déduites des anomalies d'élévation de la surface (SLA), qui sont mesurées par plusieurs satellites. Le projet SSALTO-DUACS combine les mesures de Jason, ENVISAT, GFO, ERS-2 et TOPEX-Poseidon pour obtenir la meilleure précision possible sur les données de SLA. Ces données sont distribuées par le centre de traitement AVISO, sous forme de champs grillés d'anomalies de niveau de la mer et de vitesses géostrophiques, à partir du mois d'août 2001 et avec une fréquence maintenant bi-hebdomadaire. Depuis peu, l'amélioration de l'estimation du géoïde terrestre (projet GOCE, Rio and Hernandez, 2004) a permis d'élaborer un produit encore plus intéressant : la topographie dynamique absolue (ADT), qui donne accès aux vitesses totales et non plus seulement aux anomalies.

Ce nouveau produit est donc particulièrement approprié pour étudier les variations de SSS causées par l'advection en surface, d'autant plus que sa résolution est proche de celle de SMOS : 1/3° en longitude et latitude, avec un délai de revisite de 3,5 jours. Le seul inconvénient est la durée relativement courte de la série temporelle disponible (un peu plus de 4 ans). Cependant, si nous voulions examiner la variabilité interannuelle, nous pourrions exploiter les données de SLA du

projet ENACT, qui combine les mesures de TOPEX-Poseidon et ERS-1/2. Ce jeu-de-données couvre les années 1992 à 2002, mais il ne fournit que des anomalies de niveau de la mer.

Variable (unité)	source	min. mensuel /journalier	min. annuel	moy. globale annuelle	max. annuel	max. mensuel /journalier	dév. std. annuelle	incrément moyen	incertitude/ % $N > 0$
Q_{net} ($W.m^{-2}$)	SOC v.1		-139	25	158		74	38	10/50
	SOC v.2		-191	-6	137		75	39	
	ERA15	-579	-195	-3	159	260	79	16	35/65
	ERA40		-193		195				
$E-P$ ($mm.jour^{-1}$)	SOC	-19.0	-8.3	0.1	5.9	6.8	1.7	1.6	100%
	ERA15	-68/-30	-20.1	0.0	5.7	6.9/13.6	1.7	1.1	10/100%
	ERA40	-59.7	-51.3		5.7	7.1			
τ ($N.m^{-2}$)	SOC	0.0	0.01	0.07	0.20		0.03	0.02	
	ERA15	0.0	0.0	0.07	0.64	1.26	0.03	0.06	0.1
N ($10^{-9} m^2.s^{-3}$)	SOC v.2		-97	-4	52		38	21	52%
	ERA15	-331	-100	-2	105	213	41	7	48%
$L_b (N > 0)$ (m)	SOC v.2		2	36	211		45	32	
	ERA15		1	16	96		16	5	

Table 2 : Principales statistiques des flux atmosphériques (Q_{net} : flux de chaleur, $E-P$: flux d'eau douce, τ : tension de vent), flux de flottabilité N et longueur de mélange L_b associés (dans les situations de stabilisation $N > 0$). La dernière colonne indique soit l'incertitude moyenne sur la variable, soit le pourcentage de situations où N est positif. Parmi les diverses sources de données analysées, on présente celles dont les différences sont les plus significatives : la climatologie *in situ* du SOC (2 versions pour le flux de chaleur) et les réanalyses ERA15 et ERA40 du modèle ECMWF.

III.2. Flux d'eau douce

III.2.a. Moyenne annuelle

Malgré les fortes incertitudes sur l'évaporation et des précipitations, le flux net d'eau douce présente des structures similaires dans toutes les climatologies considérées (figs. 3, 4, 5). Les caractéristiques les plus saillantes du champ annuel moyen sont :

- des précipitations intenses dans le Pacifique équatorial (l'ITCZ Nord dans la partie Est et les 2 branches de l'ITCZ dans la partie Ouest), dans l'Océan Indien équatorial Est et dans l'Atlantique équatorial,
- une évaporation forte dans le Pacifique et l'Atlantique, au centre des gyres subtropicaux (décalés à l'Est des bassins, sauf dans l'Atlantique Sud), ainsi que dans le Courant des Aiguilles, l'Océan Indien subtropical Est et la Mer d'Oman.

Dans la climatologie du SOC (Fig. 3), la moyenne annuelle de ce flux atteint un maximum de 5.9 mm/jour dans la Mer Rouge et des maxima locaux de 5.0 dans le Courant Ouest-Australien, 4.1 dans l'Atlantique et seulement 3.9 dans le Pacifique. Le minimum est de -8.3 mm/jour au bord Est du Pacifique équatorial, avec des minima secondaires de -8.2 au centre et -6.8 à l'Ouest du Pacifique équatorial, -6.2 à l'Est de l'Océan Indien équatorial et seulement -4.3 dans l'Atlantique équatorial.

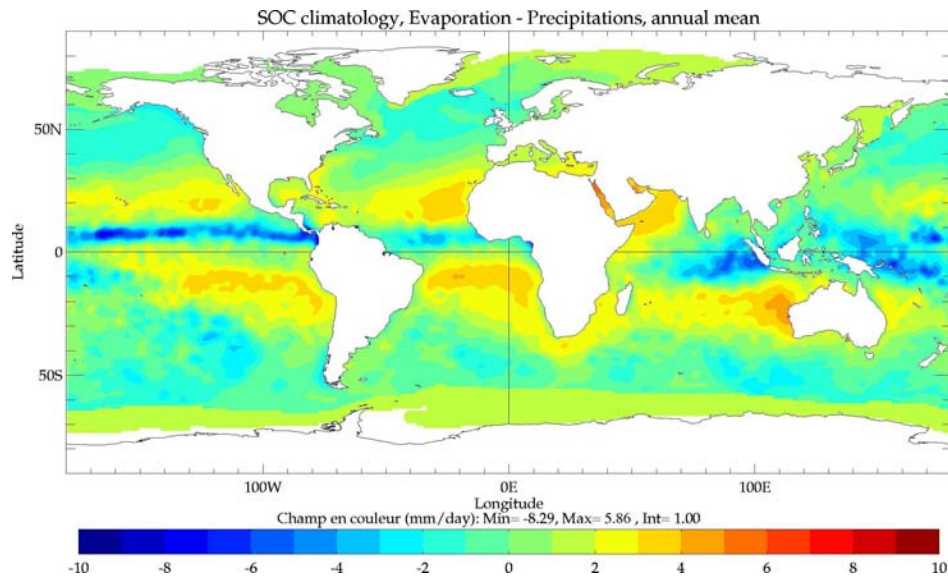


Figure 3 : Moyenne annuelle du flux net d'eau douce (sans les apports fluviaux) dans la climatologie du SOC (en mm/jour).

Dans la réanalyse ERA15 de l'ECMWF (Fig. 4), les structures principales sont beaucoup plus intenses, mais plus lissées spatialement. Le maximum de la moyenne annuelle est localisé dans l'Atlantique tropical Sud et vaut 5.7 mm/jour. Dans le Courant Ouest-Australien, l'évaporation est presque aussi intense, avec 5.5 mm/jour. Cependant, l'évaporation est bien inférieure dans la Mer Rouge et n'atteint que 4.5 dans la Mer d'Oman, probablement à cause de la résolution insuffisante du modèle ECMWF. Le pôle d'évaporation du Pacifique tropical Sud s'élève à 5.0 mm/jour. Parmi les zones de fortes précipitations, la côte de Colombie présente le maximum absolu de -20.1 mm/jour et la côte Ouest de Sumatra présente un pic à -16.5. Dans l'Atlantique, les précipitations sont extrêmes près de certaines côtes : -11.1 mm/jour près de la Guinée, -10.9 pour le Cameroun et -8.4 pour le Brésil (vers 2°N). Au large, elles sont moins généralement moins importantes : -5.4 dans l'Atlantique équatorial Nord, -4.3 dans l'Océan Indien équatorial Sud et -10.1 dans le Pacifique équatorial Nord-Ouest.

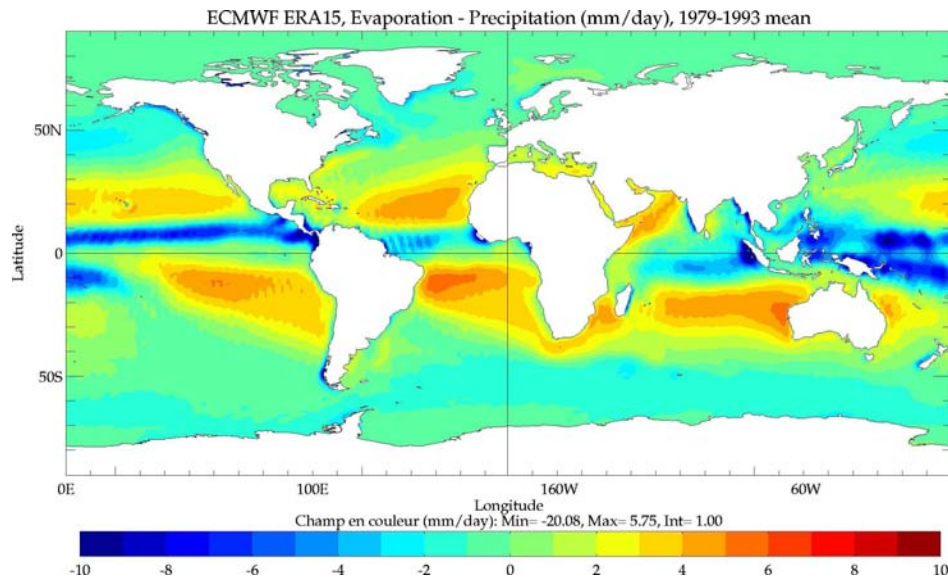


Figure 4 : Moyenne annuelle du flux net d'eau douce (sans les apports fluviaux) dans la climatologie issue de la réanalyse ERA15 (en mm/jour).

Dans la nouvelle réanalyse ERA40 (Fig. 5), les structures sont encore plus marquées, en particulier dans les régions à fortes précipitations. Le maximum d'évaporation atteint 5.7 mm/jour dans le Courant Ouest-Australien et les maxima secondaires s'élèvent à 5.1 dans l'Atlantique tropical Sud et 4.9 dans le Pacifique tropical Sud-Est. Les minima locaux correspondent aux régions d'intenses précipitations : -51.3 mm/jour à l'Ouest de l'île de Sumatra, -34.1 à la côte de la Colombie. Dans l'Atlantique, les minima se trouvent souvent aux embouchures des plus grands fleuves : -10.4 mm/jour au Nord du Brésil, -9.4 au niveau du Cameroun et -8.4 au large de la Guinée. Cela n'a rien d'une coïncidence, puisque les plus grands fleuves sont engendrés par les bandes de fortes précipitations tropicales, qui s'étendent sur les continents et sur les océans. En océan hauturier, les précipitations atteignent des valeurs moyennes plus modestes : -6.3 mm/jour dans l'Atlantique équatorial Nord, -8.4 dans l'Océan Indien équatorial Sud et -11.9 dans le Pacifique équatorial Nord-Ouest.

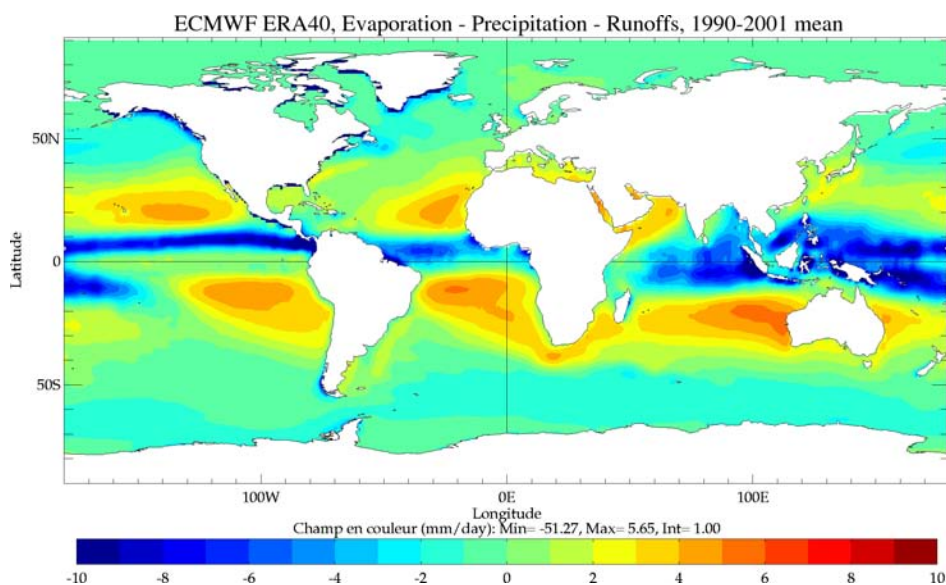


Figure 5 : Moyenne annuelle du flux net d'eau douce (incluant les apports fluviaux) dans la climatologie issue des années 1990 à 2001 de la réanalyse ERA40 (en mm/jour).

Les cartes de différences moyennes entre les climatologies (figs. 6 et 7) nous renseignent sur la structure spatiale des incertitudes. Elles sont concentrées dans la bande intertropicale, en particulier dans les zones de fortes précipitations, qui reste le paramètre atmosphérique le plus difficile à mesurer en mer et à modéliser. Ainsi, dans la climatologie du SOC (Fig. 6), le flux moyen est largement inférieur à celui de la réanalyse ERA15. Le déficit en précipitations dans les ITCZ atteint couramment 6 à 7 mm/jour, du même ordre que la moyenne annuelle, et culmine à 12.9 dans l'Océan Indien, à l'Ouest de Sumatra. On observe aussi un déficit en évaporation, dont le maximum se situe dans le Pacifique tropical Sud, avec une sous-estimation de 4.1 mm/jour.

Dans la climatologie ERA40 (Fig. 7), les précipitations de la zone inter-tropicale sont généralement plus intenses, avec des différences atteignant fréquemment 5 à 6 mm/jour et jusqu'à 44.9 à l'Ouest de Sumatra. Les seules exceptions se trouvent dans l'Océan Indien, le long des côtes du Nord-Est, avec des précipitations parfois inférieures de 4 à 5 mm/jour et jusqu'à 6.8, dans l'Atlantique au niveau du Liberia, où le flux est inférieur de 3.5, et dans le Pacifique le long de la côte du Mexique, où il est inférieur de 4.8.

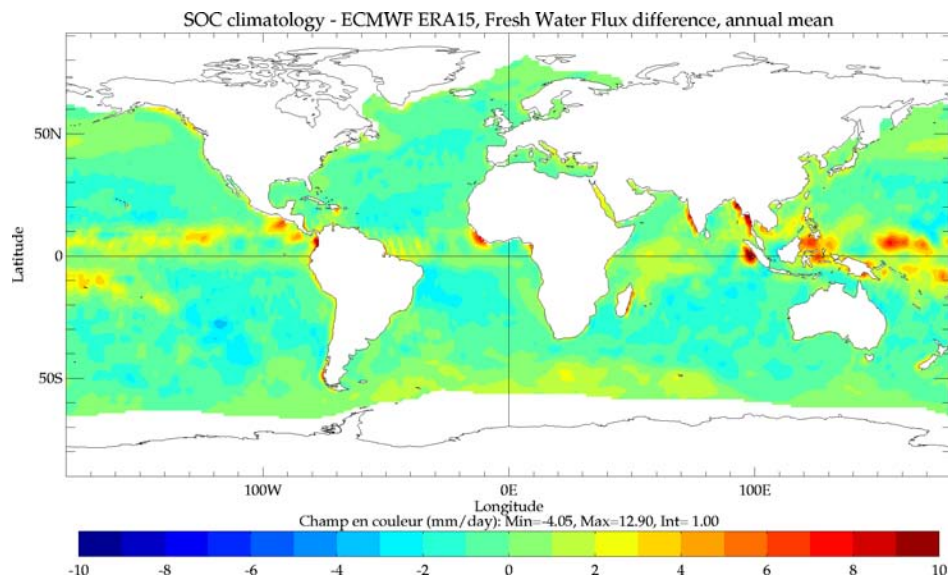


Figure 6 : Différence entre la climatologie du SOC et la réanalyse ERA15 de la moyenne annuelle du flux net d'eau douce (en mm/jour).

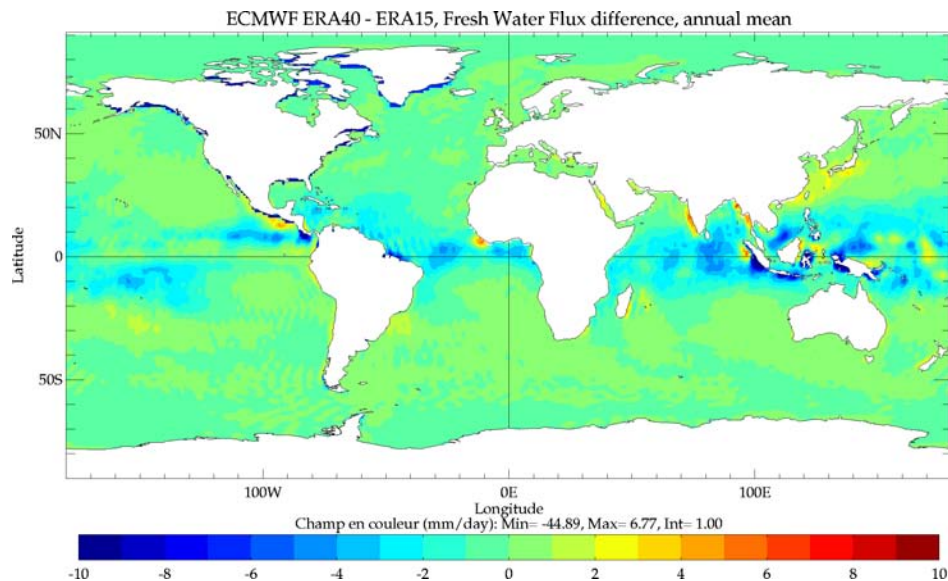


Figure 7 : Différence entre les réanalyses ERA40 et ERA15 de la moyenne annuelle du flux net d'eau douce (en mm/jour).

III.2.b. Variabilité saisonnière locale

On vient de voir que la moyenne annuelle des flux d'eau douce présente des différences considérables dans les zones d'extrema. Leur variabilité saisonnière est aussi très différente d'une climatologie à l'autre. Pour illustrer ces écarts, nous avons tracé le cycle annuel aux points où l'on obtient la plus forte moyenne, en valeurs négative et positive, dans chacun des trois océans (Fig. 8). Ces pôles d'évaporation ou de précipitations sont décalés de quelques degrés suivant les climatologies. Notamment, le maximum de l'Atlantique se trouve vers 10°S-20°W dans les climatologies du SOC et ERA40, mais vers 30°W dans ERA15. Dans le Pacifique, le maximum est toujours autour de 12°S, mais à 127°W pour le SOC, 120°W dans ERA15 et 106°W dans ERA40. Par contre, dans l'Océan Indien, la position du maximum est remarquablement cohérente vers 24°S-112°E, au milieu du Courant Ouest-Australien. Les flux minimaux sont en général dûs aux précipitations convectives situées près des côtes, si bien que leurs positions sont moins variables. Il

Il y a une exception pour climatologie du SOC, dans l'Atlantique, où l'on observe peu de précipitations près de la côte Nord du Brésil. Le minimum est alors situé au milieu du bassin, à 5°N - 33°W .

Les amplitudes et les phases des cycles saisonniers sont très différentes suivant que l'on considère un centre d'évaporation ou de précipitations. Pour les flux positifs, l'amplitude est inférieure à 5 mm/jour et l'intensité maximale est atteinte entre les mois de mai et octobre, c'est-à-dire en hiver puisqu'il s'agit de l'hémisphère Sud. Pour les flux négatifs, l'amplitude atteint 30 mm/jour, avec des valeurs qui peuvent être positives pendant 2 ou 3 mois. Dans l'Atlantique équatorial, la climatologie du SOC présente les plus fortes précipitations en décembre. Pour ERA15 les précipitations sont aussi maximales en décembre, tandis que pour ERA40 cela intervient en février (en incluant le ruissellement près de l'embouchure de l'Amazone). Dans le Pacifique équatorial Est, les précipitations présentent deux maxima, en juin-juillet et en octobre. Pour le SOC, le second pic est le plus intense (-15 mm/jour), pour ERA15 les deux sont équivalents mais bien plus forts (-30 mm/jour) et pour ERA40 c'est le premier qui domine (-58 mm/jour), même si le second est conséquent (-45 mm/jour). Dans l'Océan Indien, le cycle de la mousson complique l'évolution des précipitations : pour le SOC, elles présentent quatre minima, dont le principal culmine en novembre (-19 mm/jour). Dans ERA15 on obtient deux minima en mars et octobre (-23 et -20 mm/jour), tandis que dans ERA40, si ces deux pics sont présents, ils sont dominés par un troisième qui apparaît en janvier (-60 mm/jour).

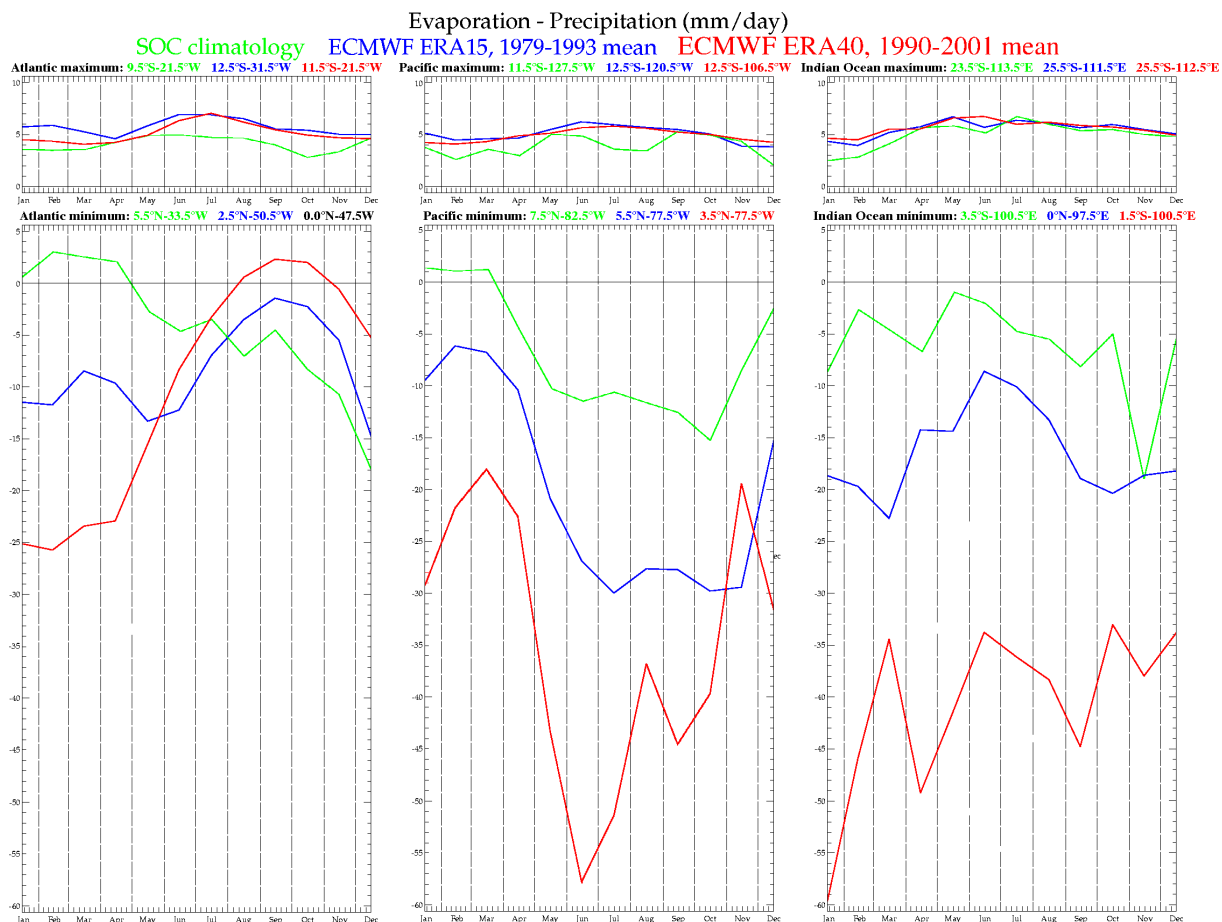


Figure 8 : Cycle annuel du flux net d'eau douce $E-P$ aux points des maxima (en haut) et minima (en bas) de chaque océan (de gauche à droite : Atlantique, Pacifique et Indien) pour les climatologies du SOC (en vert), ERA15 (en bleu) et ERA40 (en rouge). L'échelle verticale est la même pour tous les graphiques, mais elle représente un intervalle de 0 à +10 mm/jour pour les maxima et -65 à +5 pour les minima. Le flux net de ERA40 inclut le ruissellement ($E-P-R$), d'où les valeurs nettement plus négatives pour les minima, tous-les-trois situés près des côtes.

Dans la climatologie journalière issue du modèle ECMWF, la variabilité du flux d'eau douce est largement supérieure à sa variabilité mensuelle. En particulier, les zones de fortes précipitations présentent des variations à haute fréquence, dues à des événements durant quelques heures à quelques jours. Ainsi, dans la climatologie ERA40 (Fig. 9), l'amplitude des anomalies journalières est de l'ordre de 1 mm/jour dans les zones d'évaporation de l'Atlantique et du Pacifique, et de 2 à 5 mm/jour dans celle de l'Océan Indien. Dans les zones de précipitations intenses et d'apport fluviaux, ces anomalies sont bien supérieures : de l'ordre de 10 mm/jour à l'embouchure de l'Amazone, à 15 mm/jour le long de côte mexicaine et même 20 mm/jour à l'Est de Sumatra. Ces événements ne sont pas représentatifs du cycle saisonnier moyen, donc ils doivent être lissés pour obtenir un champ de forçage climatologique acceptable. C'est pourquoi nous avons appliqué une moyenne glissante avec un intervalle de 30 jours aux champs utilisés pour forcer notre modèle.

ECMWF ERA40, Evaporation - Precipitation - Runoffs, 1990-2001 mean

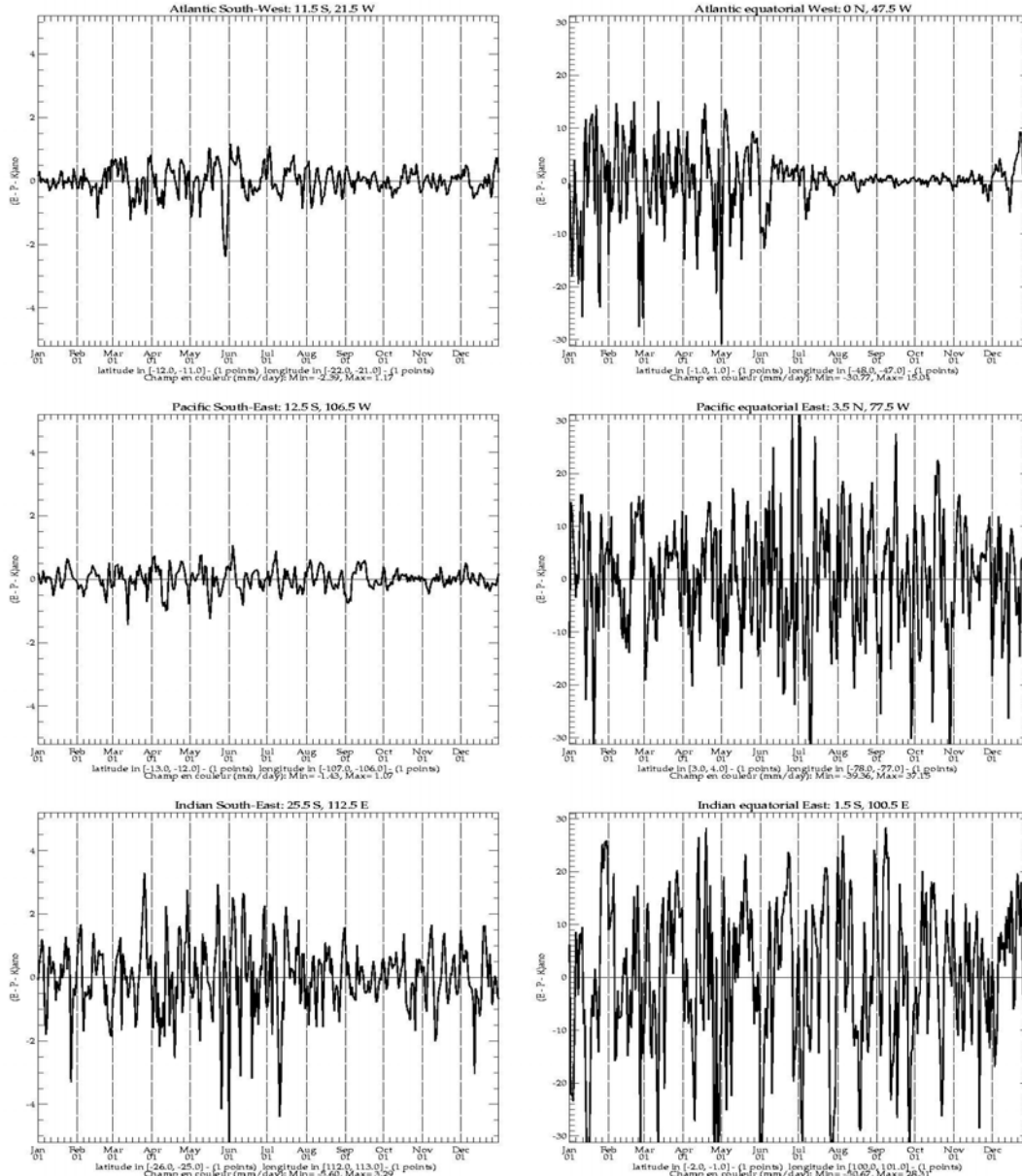


Figure 9 : Anomalies journalières par rapport à la climatologie mensuelle du flux net d'eau douce (Fig. 8), issue de la moyenne des années 1990 à 2001 de ERA40. Les points sélectionnés correspondent aux maxima (à gauche) et minima (à droite) de chaque océan (de haut en bas : Atlantique, Pacifique et Indien). L'échelle verticale représente un intervalle de -5 à +5 mm/jour pour les maxima et -30 à +30 mm/jour pour les minima. Ces valeurs n'ont pas de signification physique mais montrent l'intensité des fluctuations haute-fréquence, qui sont efficacement supprimées par la moyenne glissante sur 30 jours.

III.2.c. Variabilité en moyenne zonale

Pour conclure sur les différentes climatologies du flux d'eau douce, nous examinons l'évolution temporelle de leur moyenne zonale (Fig. 10). C'est une façon synthétique de comparer à la fois leur distribution spatiale et leur variabilité saisonnière. La structure de ce flux (figs. 3, 4, 5) étant principalement méridienne (précipitations maximales dans la bande équatoriale, évaporation dominant aux latitudes tropicales, précipitations plus faibles aux latitudes subpolaires), on capture ainsi l'essentiel de ses caractéristiques spatio-temporelles sur un seul graphique.

On retrouve alors les différences qualitatives déjà évoquées : les pôles d'évaporation sont moins marqués dans la climatologie du SOC, en particulier dans l'hémisphère Sud, et la bande de précipitations correspondant aux ITCZs est à la fois moins intense et moins étalée. Par contre, les précipitations sont plus fortes aux latitudes subpolaires, avec notamment un maximum vers 50°N au mois d'août que l'on n'observe pas dans ECMWF. En comparant les 2 réanalyses, on retrouve des pôles d'évaporation de même intensité, de même extension méridienne et de même phase (maximum en janvier dans l'hémisphère Nord et en juillet dans l'hémisphère Sud). Par contre, les précipitations associées aux ITCZs sont supérieures d'environ 25% dans ERA40 et leurs déplacements méridiens sont légèrement déphasés et surtout plus marqués : l'isoline de -4 mm/jour atteint 14°N en août et 5°S en avril pour ERA15, tandis qu'elle atteint 16°N en septembre et 13°S en février pour ERA40. Cette extension vers le Sud est due à la SPCZ (*South Pacific Convergence Zone*), qui apparaît bien plus marquée dans la réanalyse ERA40 que dans ERA15 (comme le montre la carte de différence de la Fig. 7).

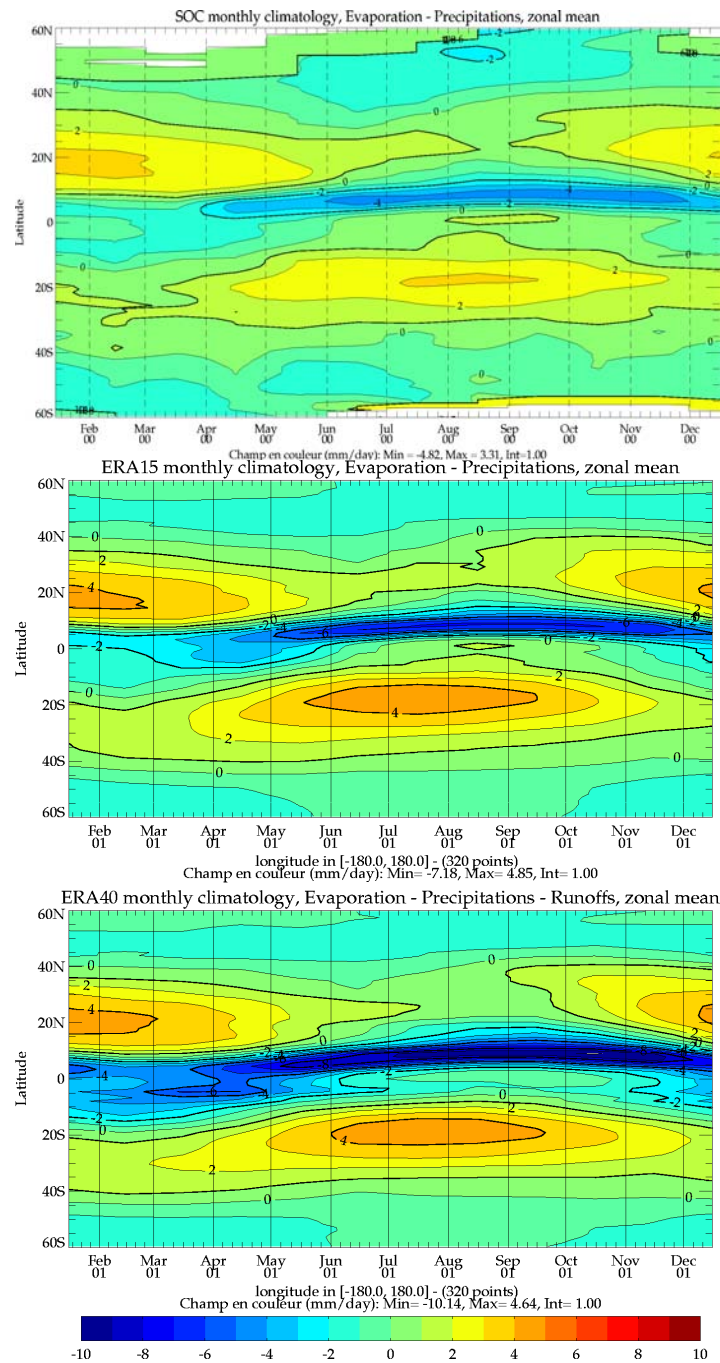


Figure 10 : Cycle annuel de la moyenne zonale du flux net d'eau douce (en mm/jour) pour les climatologies mensuelles du SOC, ERA15 et ERA40 (de haut en bas).

III.3. Apports fluviaux

Avant d'examiner les autres flux (chaleur et quantité de mouvement), nous complétons la description du flux d'eau douce par la contribution des fleuves. Ce terme est particulier, car il peut dominer localement mais n'existe qu'en certains points de la côte (Fig. 11). A l'échelle planétaire, sa contribution au flux d'eau douce entrant dans l'océan est estimée à environ 1 Sverdrup ($10^6 \text{ m}^3/\text{s}$), ce qui équivaut à des précipitations moyennes de 0.7 mm/jour sur toute la surface du globe. Son inclusion dans le flux d'eau douce nécessite donc des précautions supplémentaires. Notamment, on peut se demander s'il vaut mieux le représenter en tant que flux diffusif vertical, comme les

précipitations et l'évaporation, ou en tant que flux advectif horizontal (depuis un point-source où la salinité est artificiellement réduite).

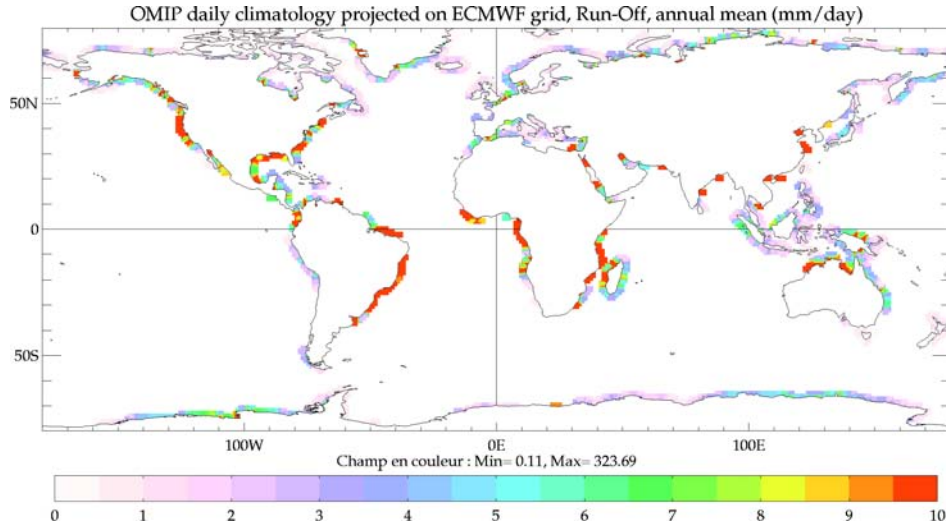


Figure 11 : Apports fluviaux (en mm/jour) de la climatologie journalière OMIP (Ocean Model Intercomparison Project), projetée sur la grille ECMWF, en moyenne annuelle.

III.3.a. Estimation de l'impact moyen

Les apports fluviaux issus des modèles météorologiques sont calculés de façon diagnostique, par différence entre les précipitations et l'évaporation sur chaque maille de la grille. Ils représentent donc le flux d'eau douce qui doit s'écouler au sol dans chaque cellule, mais pas le flux qui se déverse dans l'océan. Pour obtenir cette quantité, il faudrait intégrer les apports sur chaque bassin fluvial. Dans la suite de notre étude, nous préférons donc utiliser des mesures de débits des fleuves à leur embouchure, représentant directement la quantité d'eau douce injectée dans l'océan.

Pour obtenir un ordre de grandeur, voyons quel peut être l'impact sur la salinité du maximum de débit annuel, estimé à $6642 \text{ km}^3/\text{an}$ pour l'Amazone (Dai and Trenberth, 2002), soit 0.21 Sverdrup. C'est un transport très modeste pour l'océan, mais comme il est concentré sur une petite surface, il peut avoir un impact considérable sur la salinité locale. L'embouchure de l'Amazone se situe sur la côte Nord du Brésil (2°S - 55°W) (Fig. 12, en haut). A cette latitude, la largeur d'une cellule de la grille est presque maximale, soit environ 125 km. On peut alors calculer le flux d'eau douce correspondant, en divisant ce flux de volume par la surface horizontale de la cellule (environ 15600 km^2) :

$$D = R \times \Delta x \times \Delta y \Leftrightarrow R = D / (\Delta x \times \Delta y)$$

où D est le débit (en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), R est le flux vertical d'eau douce (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) et Δx , Δy sont les dimensions d'une cellule de grille horizontale (en m). On obtient un flux d'eau douce $R = 1165 \text{ mm/jour}$. C'est environ 20 fois plus que le maximum de précipitations (51 mm/jour) que la réanalyse ERA40 situe près de l'Ile de Sumatra (vers 2°S - 101°E , voir Fig. 8). Dans les régions des embouchures, l'apport fluvial domine donc largement les flux atmosphériques et probablement tous les autres processus.

De plus, on peut estimer la vitesse d'advection horizontale équivalente à ce flux, en divisant le débit par la surface verticale de la cellule :

$$D = u_R \times \Delta x \times h \Leftrightarrow u_R = D / (\Delta x \times h)$$

où u_R est la vitesse horizontale correspondante (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) et h la profondeur de la couche mélangée (en m). Si la couche est mélangée jusqu'au fond, la profondeur de la bathymétrie à ce point de grille (sur le plateau continental) étant d'environ 50m, on obtient une surface verticale de (6.25 km^2), ce qui aboutit à une vitesse horizontale $u_R = 3.4 \text{ cm/s}$. C'est une vitesse très modérée pour l'océan, mais

puisque'elle correspond à un point-source de salinité nulle, cela engendre un flux advectif de sel important.

Le taux de variation associé à cet apport fluvial peut être calculé de deux façons, suivant qu'il est considéré comme un flux diffusif vertical (2nd terme de gauche dans l'Eq. 11 du chap. II.2) ou advectif horizontal (2nd terme de droite) :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_R = -R \frac{\partial S}{\partial z} = -\vec{u}_R \cdot \vec{\nabla} S$$

Ainsi, si l'on suppose une salinité moyenne de 35 psu au large de cette embouchure (dans la cellule située juste à l'Est), l'impact de l'advection d'eau douce est de -0.815 psu/jour. Cette désalinisation est identique à celle qui serait due à des précipitations (dans l'Eq. 11) ayant une intensité moyenne de 1165 mm/jour, sur une cellule de la même superficie, la couche mélangée ayant 50m de profondeur. En l'absence d'autres processus, cela suffirait à désaliniser totalement la cellule en 43 jours.

Cet exemple montre que la manière dont on introduit les apports fluviaux (flux en surface ou transport horizontal) dans le bilan de salinité n'est pas déterminante, tant qu'on estime bien la profondeur de couche mélangée. Pour un même flux d'eau douce, l'impact sur la salinité dépend de cette profondeur si on le traduit comme une vitesse verticale, mais pas si on le représente par une vitesse horizontale. Dans le cas précédent, si la couche mélangée n'atteint pas le fond océanique, mais seulement la moitié de la profondeur (25m dans notre exemple), l'impact du flux vertical est 2 fois plus important (-1.6 psu/jour).

III.3.b. Distribution spatiale

Nous examinons maintenant les moyennes annuelles des apports fluviaux, qui déterminent l'impact des fleuves sur la salinité. Nous nous focalisons sur les 10 embouchures des fleuves les plus intenses, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 3.

océan	Région	fleuve	latitude	longitude	débit (km ³ /an)	flux (mm/jour)
Atlantique	subpolaire Nord-Est	Yenisey	67°N	86°E	599	269
	subtropical Nord-Ouest	Mississippi	32°N	91°W	610	126
	tropical Nord-Ouest	Orenoke	8°N	64°W	1129	200
	équatorial Ouest	Amazone	2°S	55°W	6642	1165
	équatorial Est	Congo	4°S	15°E	1308	223
	subtropical Sud-Ouest	Parana	32°S	61°W	568	117
Pacifique	subpolaire Nord-Ouest	Lena	71°N	127°E	531	286
	subtropical Nord-Ouest	Chang Jiang	31°N	118°E	944	193
Indien	subtropical Nord central	Brahmaputra	25°N	90°E	628	121
	tropical Nord-Est	Mekong	15°N	106°E	525	95

Tableau 3 : Caractéristiques des maxima d'apport fluvial d'après Dai et Trenberth (2002) : position géographique, débit moyen (en km³/an) et flux d'eau douce correspondant sur la grille ECMWF (en mm/jour).

On remarque que la répartition des grands fleuves est très inégale d'un bassin océanique à l'autre : l'Atlantique (y compris sa jonction avec l'Arctique) est deux à trois fois moins large que le Pacifique, mais collecte les eaux de 6 des 10 plus grands fleuves. Ils représentent un débit total de 10856 km³/an, soit plus de la moitié de l'eau douce se déversant dans ce bassin (19168 km³/an). En comparaison, le Pacifique reçoit une quantité d'eau deux fois moindre (9092 km³/an), l'Océan Indien quatre fois moindre (4532 km³/an), et l'Océan Arctique six fois moindre (3658 km³/an). Les 10 plus grands fleuves injectent dans l'océan 13484 km³/an, c'est-à-dire à eux-seuls 36% de l'apport

total d'eau douce ($37288 \text{ km}^3/\text{an}$). Notons que les 50 principaux fleuves atteignent plus de la moitié de ce total ($21152 \text{ km}^3/\text{an}$, soit 57%), tandis qu'avec 200 fleuves on n'atteint que les deux tiers ($25091 \text{ km}^3/\text{an}$, soit 67%). Si l'on veut représenter quantitativement l'impact des apports fluviaux, on ne peut donc pas se contenter de représenter les quelques fleuves majeurs : une part considérable des apports provient de rivières au débit modeste. Pour leurs estimations, Dai et Trenberth (2002) ont utilisé les mesures des 921 plus grands fleuves. Nous intégrons tous ces débits dans nos forçages de flux d'eau douce.

III.3.c. Variabilité temporelle

Enfin, nous examinons la variabilité saisonnière des apports fluviaux. A titre d'exemple, nous nous focalisons sur le cas de l'Amazonie, qui est connue pour avoir un impact considérable sur la salinité de l'Atlantique tropical. Nous présentons aussi, à titre de comparaison, l'évolution du débit des deux plus grands fleuves à l'Est de l'Atlantique, le Zaïre et le Niger (Fig. 12, au milieu et en bas).

On voit sur la courbe correspondant à l'Amazonie (Fig. 12, en haut) que la variabilité de ce flux d'eau douce est très marquée et que le cycle saisonnier comporte deux phases :

- pendant l'hiver et le printemps boréaux, une croissance continue du débit, avec un maximum en mai-juin ($2.6 \times 10^5 \text{ m}^3/\text{s}$),
- pendant l'été et l'automne, une décroissance rapide du débit, avec un minimum en novembre ($1.2 \times 10^5 \text{ m}^3/\text{s}$).

La transition de la saison humide à la saison sèche se fait rapidement, mais des fluctuations plus brutales rapides sont dues à des événements convectifs dans l'ITCZ Nord, qui peuvent déclencher d'intenses précipitations pendant de brèves périodes. Ces pluies torrentielles se ressentent (avec un certain retard) dans les apports fluviaux, qui intègrent les apports atmosphériques sur de vastes zones. Il est donc important de représenter le cycle saisonnier, mais dans l'idéal il faudrait disposer de données à plus haute fréquence pour simuler l'impact des fluctuations rapides sur la SSS. Ces fluctuations sont peu importantes pour les plus grands fleuves, dont les crues sont lentes. Mais elles sont cruciales pour les fleuves moyens et les rivières, qui représentent près de la moitié des apports fluviaux mondiaux (les 50 principaux fleuves ne produisent que 57% des apports).

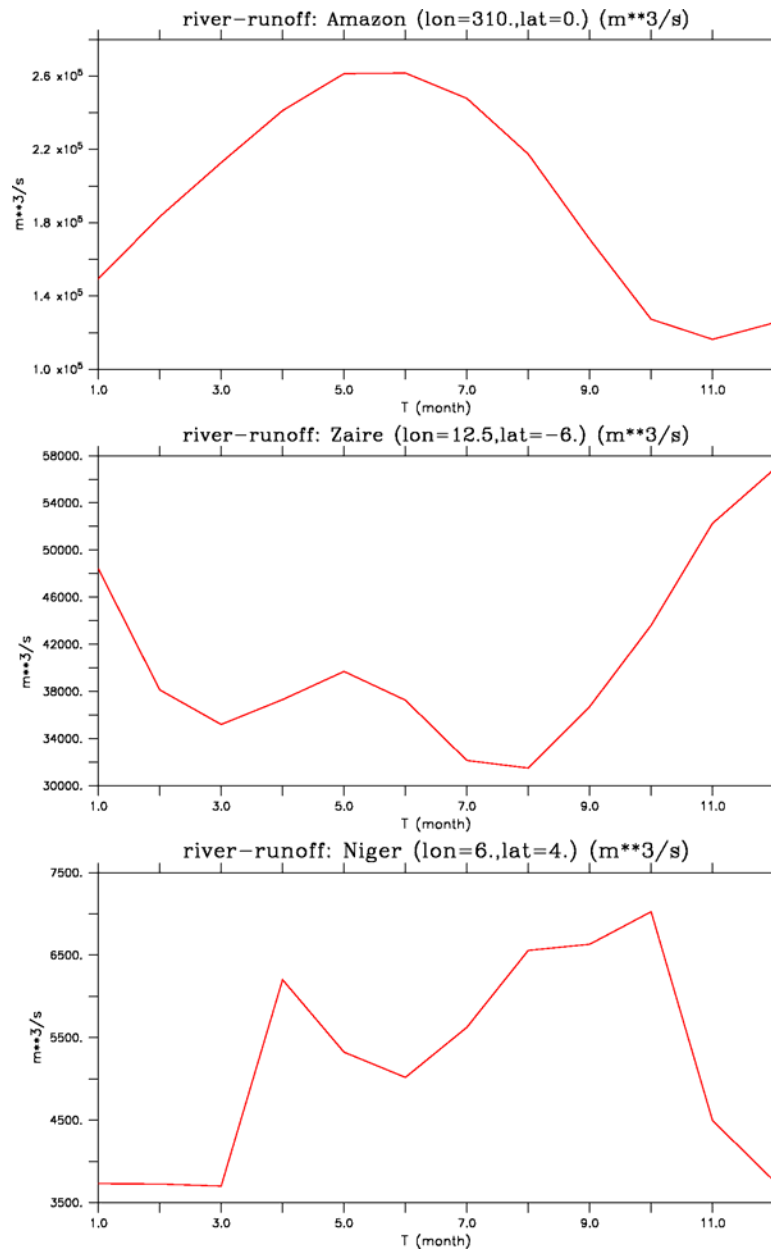


Figure 12 : Débits fluviaux mensuels (en m^3/s) issus de la climatologie GSFC (*Global Surface Flux Climatology*, distribuée par la NOAA/PMEL) pour l'Amazoné (en haut), le Zaïre (au milieu) et le Niger (en bas). L'échelle verticale est différente pour chaque fleuve.

III.4. Flux de chaleur

III.4.a. Moyenne annuelle

Contrairement au flux d'eau douce, le flux net de chaleur présente une distribution spatiale qui évolue beaucoup au cours de l'année. Les cartes de sa moyenne annuelle ne sont donc pas représentatives du forçage qu'il exerce sur la surface océanique. Mais pour comparer différentes climatologies, de telles cartes sont utiles, puisqu'elles renseignent sur l'intensité et l'extension des structures permanentes.

La moyenne annuelle du flux net de chaleur présente la même distribution quelque soit l'origine des données (figs. 13, 14). Les principaux traits consistent en :

- un gain maximal de chaleur dans la bande équatoriale Est pour le Pacifique et le long de la côte Sud-Est pour l'Atlantique,
- des gains importants dans le Pacifique et l'Atlantique équatorial central, le long de la côte Nord-Ouest de l'Afrique et de l'Amérique, dans la bande équatoriale Ouest et au Nord-Ouest de l'Océan Indien, ainsi qu'au milieu de l'archipel d'Indonésie,
- une perte maximale de chaleur dans le Gulf Stream, puis dans le Kuroshio,
- des pertes élevées dans les Mers Nordiques, dans le Courant des Aiguilles, ainsi que dans les Courants Ouest et Est-Australiens.

Dans les climatologies du SOC (Fig. 13), la seconde version a été obtenue par ajustement avec des transports mesurés le long d'une dizaine de sections hydrologiques. L'effet principal est une diminution globale du flux de chaleur de l'atmosphère vers l'océan. En particulier, le flux est considérablement réduit dans toute la bande intertropicale des trois océans. Le maximum global, situé dans l'Atlantique tropical Sud-Est, passe ainsi de 159 à 137 W/m², tandis que le maximum secondaire du Pacifique équatorial Est passe de 135 à 113 W/m². Les minima sont particulièrement intensifiés, celui du Gulf Stream passant de -139 à -191 W/m² et celui du Kuroshio de -116 à -168 W/m². En moyenne, le flux net de chaleur diminue de 31 W/m², aboutissant à un bilan thermique bien mieux équilibré comme nous l'avons expliqué précédemment (chap. III.1). L'ajustement du flux net de chaleur dans la version 2 consiste principalement en la suppression d'un biais positif, d'où une correction comprise entre -20 et -50 W/m². Dans la suite de cette étude, nous ne considérons que cette version, puisqu'elle est plus fiable. De plus, dans la version ajustée, la distribution spatiale et l'évolution saisonnière sont très semblables à la version 1.

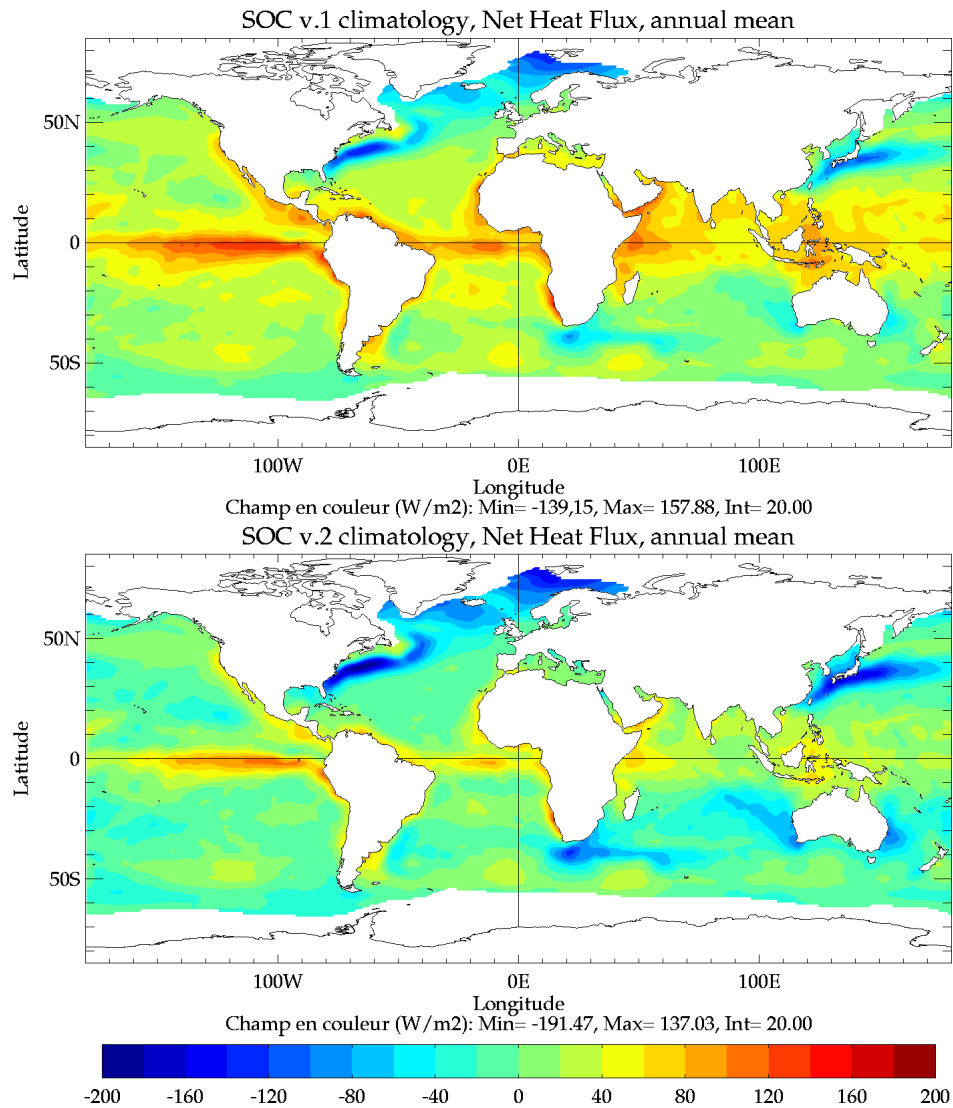


Figure 13 : Moyenne annuelle du flux net de chaleur dans les climatologies du SOC (en W/m²), pour la version originale de Josey, 1998 (en haut) et la version révisée par Grist, 2002 (en bas).

Les climatologies issues des réanalyses de l'ECMWF (Fig. 14) se ressemblent bien davantage et se rapprochent de la seconde version du SOC, mais avec des extrema plus marqués. Les principales différences quantitatives entre le SOC et ECMWF sont des gains de chaleur largement plus importants dans le Courant Antarctique Circumpolaire (où les mesures in situ sont rares), dans le Pacifique équatorial Est et le long des côtes occidentales de l'Amérique, mais plus faibles dans l'Océan Indien. Le maximum ne se trouve plus dans l'Atlantique Sud-Est, mais dans le Pacifique Est. La comparaison des deux réanalyses montre en général une intensification des extrema dans ERA40, surtout dans les régions de gain de chaleur. Par exemple, dans la Mer de Norvège la perte passe de -97 à -130 W/m², tandis que le gain dans l'Atlantique tropical Sud-Est augmente de 139 à 182 W/m² et dans le Pacifique équatorial Est, de 159 à 195 W/m².

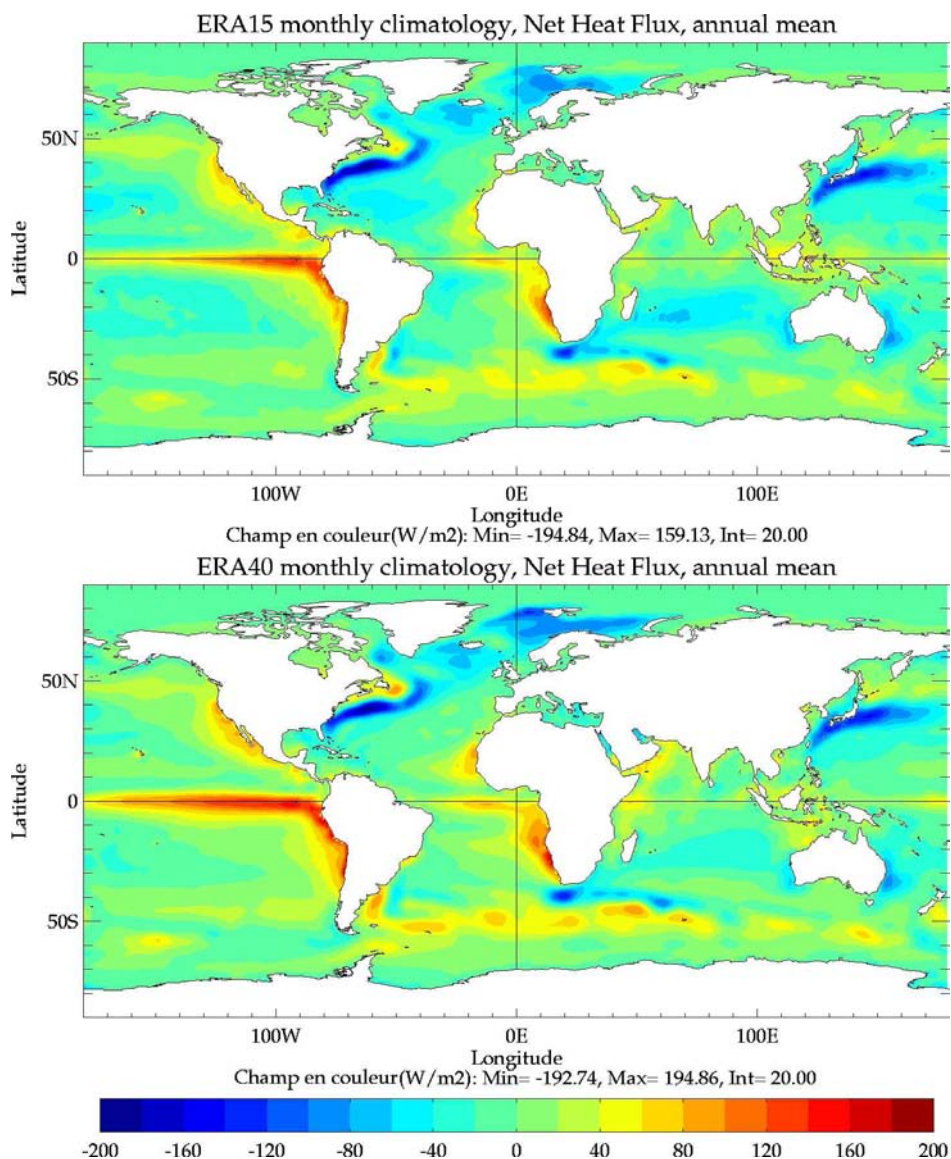


Figure 14 : Moyenne annuelle du flux net de chaleur (en W/m^2) dans les climatologies issues des réanalyses ERA15, pour les années 1979-1993 (en haut) et ERA40 , pour les années 1990-2001 (en bas).

III.4.b. Variabilité en moyenne zonale

Pour comparer le cycle saisonnier du flux de chaleur, le plus efficace consiste à examiner sa moyenne zonale, comme nous l'avons fait pour le flux d'eau douce (chap. III.2.c). La structure du flux net est elle-aussi essentiellement méridienne, à l'exception des déperditions de chaleur dans les courants de bord Ouest et des apports de chaleur le long des côtes Est de l'Atlantique et du Pacifique. La moyenne zonale est donc un bon indicateur de l'évolution du flux de chaleur dans l'intérieur des bassins.

Dans la climatologie du SOC (Fig. 15), on retrouve des pertes de chaleur bien plus importantes avec l'ajustement de la version 2. Le minimum absolu, en décembre dans l'hémisphère Nord, est accru d'environ $40 W/m^2$, comme le minimum secondaire en juin dans l'hémisphère Sud. Le maximum apparaît en juillet dans l'hémisphère Nord et ne décroît que de $20 W/m^2$, tandis que dans l'hémisphère Sud, il se produit en décembre et décroît d'environ $30 W/m^2$. Ces différences se ressentent aussi en termes de pénétration vers l'équateur des zones de perte de chaleur : dans la version 1, elles n'atteignent que $6^\circ S$ en juin-juillet et $12^\circ N$ en décembre, mais dans la version 2 elles arrivent jusqu'à $4^\circ S$ en juin et $5^\circ N$ en décembre.

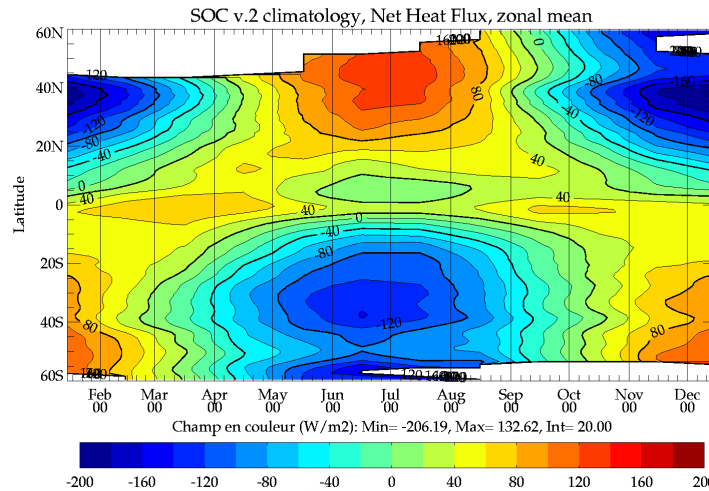


Figure 15 : Cycle annuel de la moyenne zonale du flux net de chaleur (en W/m^2) pour la climatologie mensuelle du SOC, version 2 (« sol. 3 », Grist et al., 2002).

Dans les réanalyses de l'ECMWF (Fig. 16), la structure méridienne de la moyenne zonale est assez similaire à la seconde version du SOC, avec tout-au-long de l'année des zones de déperdition et d'absorption de chaleur nettement séparées par la bande équatoriale. Dans les deux réanalyses, les minima apparaissent en décembre au Nord et en juin au Sud, mais ils sont intensifiés de 40 W/m^2 dans ERA40. Les maxima sont atteints en juin dans l'hémisphère Nord et en décembre dans l'hémisphère Sud, mais ils sont réduits d'environ 20 W/m^2 dans ERA40. En ce qui concerne ces extrema saisonniers, le passage de ERA15 à ERA40 a des effets comparables à l'ajustement de la climatologie du SOC dans la version 2. De plus, l'extension méridienne des zones de flux négatif est semblable : pour ERA15 comme pour ERA40, elles atteignent 3°S en juin-juillet et 4°N en décembre-janvier. Par contre, l'intensité du flux à l'équateur diffère sensiblement : on observe une zone de flux négatif juste au Nord de l'équateur en juin-juillet, tandis que dans la climatologie du SOC il reste largement négatif. Dans ERA40, ces pertes de chaleur se prolongent jusqu'à l'hiver boréal et sont probablement associées à un renforcement de l'activité convective dans l'ITCZ Nord.

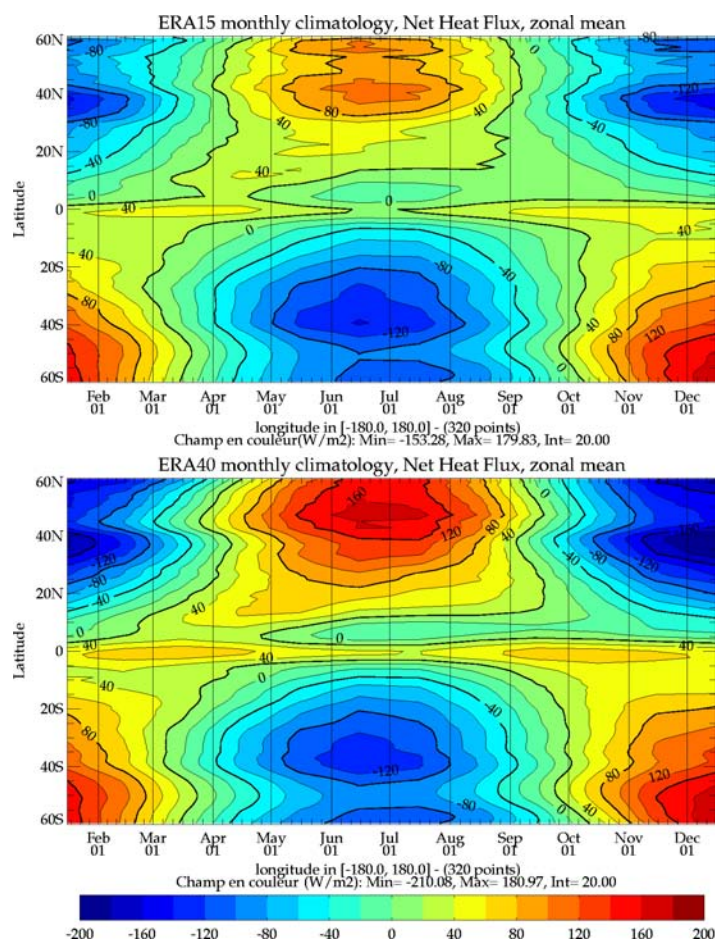


Figure 16 : Cycle annuel de la moyenne zonale du flux net de chaleur (en W/m^2) pour les climatologies mensuelles issues des réanalyses ERA15 (en haut) et ERA40 (en bas).

III.5. Tension de vent

La tension du vent sur la surface de l'océan est elle-aussi cruciale pour la dynamique de la couche mélangée. Elle agit comme une source de moment cinétique, ce qui conditionne à la fois le transport horizontal, due aux courants de friction, et l'advection verticale, par le biais du pompage d'Ekman. Comme le vent présente beaucoup plus de variabilité à haute fréquence que les flux de chaleur et d'eau douce, un forçage par des champs mensuels (en particulier, ceux de la climatologie du SOC) ne serait pas suffisant pour simuler les processus les plus importants. Par contre, les vents journaliers, comme ceux des réanalyses ECMWF, contiennent l'essentiel de la variabilité et sont donc bien adaptés à notre problème. Nous n'utilisons pas la fréquence de sortie du modèle (4 fois par jour), car les propriétés T, S superficielles ne s'ajustent pas à de si courtes variations, du fait de l'inertie de la couche mélangée océanique. Cependant, pour un modèle 3D de circulation océanique, les fluctuations haute-fréquence du vent peuvent être importantes, car elles génèrent un cisaillement vertical des courants. Notons que les tensions de vent issues d'observations satellitaires (par exemple, QuickSCAT) sont aussi disponibles avec des fréquences journalières, voire de quelques heures.

III.5.a. Moyenne annuelle

La variabilité spatiale du vent est essentielle pour forcer notre modèle de couche mélangée. Nous examinons donc les moyennes annuelles des différentes climatologies, afin de comparer les structures des vents permanents et de déterminer les régions de plus fortes incertitudes. Les principales caractéristiques des vents stationnaires, communes à toutes les climatologies, sont :

- les Alizés (vents d'Est) de-part-et-d'autre de l'équateur dans le Pacifique et l'Atlantique, qui sont d'intensité maximale à l'Est des bassins et décroissent sensiblement vers l'Ouest, à mesure qu'ils convergent vers l'équateur,
- les vents d'Ouest aux latitudes subpolaires Nord, à l'intérieur des bandes de propagation des dépressions ("Storm Tracks"), qui s'incurvent vers le pôle à mesure qu'elles avancent vers l'Est,
- le Jet Circumpolaire Antarctique, qui souffle vers l'Est de façon quasi-continue et présente les plus fortes vitesses permanentes du globe, intensifiées au Sud de l'Océan Indien,
- des zones de "pot-au-noir" le long de l'équateur météorologiques, où les vents sont d'intensité faible tout-au-long de l'année.

Nous examinons tout d'abord l'intensité moyenne de la tension du vent, car elle détermine l'importance de l'advection horizontale dans la couche d'Ekman. Nous l'avons calculée à partir des modules des vecteurs à la fréquence des climatologies : mensuelle pour le SOC et journalière pour ECMWF. Cette méthode est préférable au calcul du module du vecteur moyen, qui peut sous-estimer considérablement la tension dans les régions où la direction du vent est très variable.

En comparant les climatologies du SOC et de l'ECMWF (figs. 17 et 18), on observe avant tout une intensification des vents dans le modèle par rapport aux observations. Notamment, la tension du Jet Antarctique ne dépasse pas 0.20 N/m^2 pour le SOC, tandis que dans les réanalyses elle atteint plus de 0.25 N/m^2 . Les deux réanalyses présentent d'ailleurs des intensités très proches, dont la distribution est quasi-identique visuellement, si bien que nous ne montrons que la carte correspondant à ERA40. Le champ de vent moyen paraît plus lisse dans ECMWF, en partie parce qu'il est obtenu à partir de valeurs journalières. Mais le modèle semble sous-estimer l'extension et/ou l'intensité des vents forts près des côtes, notamment au large de la Californie, dans la Mer des Antilles, le long du Benguela, à la pointe de la Somalie, dans la Mer de Chine et à l'Est du Groënland.

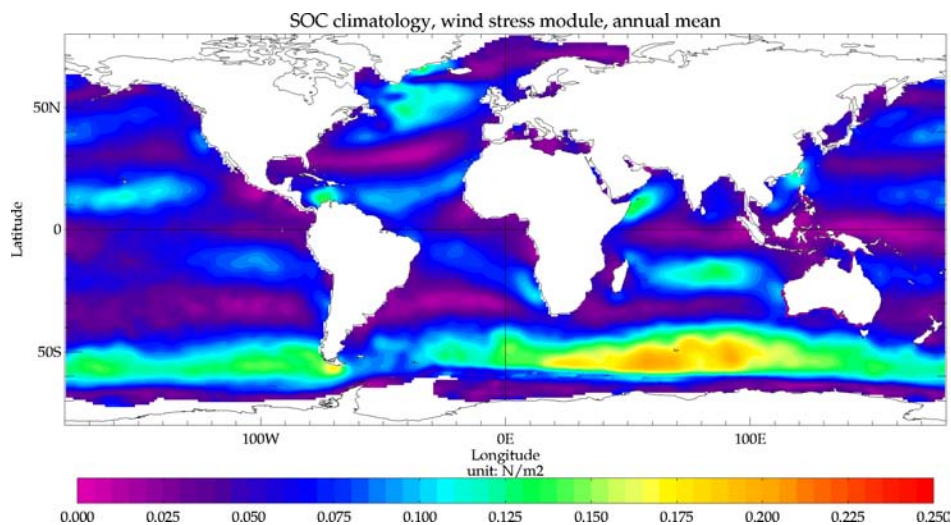


Figure 17 : Moyenne annuelle de l'intensité de la tension du vent (en N/m^2) dans la climatologie du SOC.

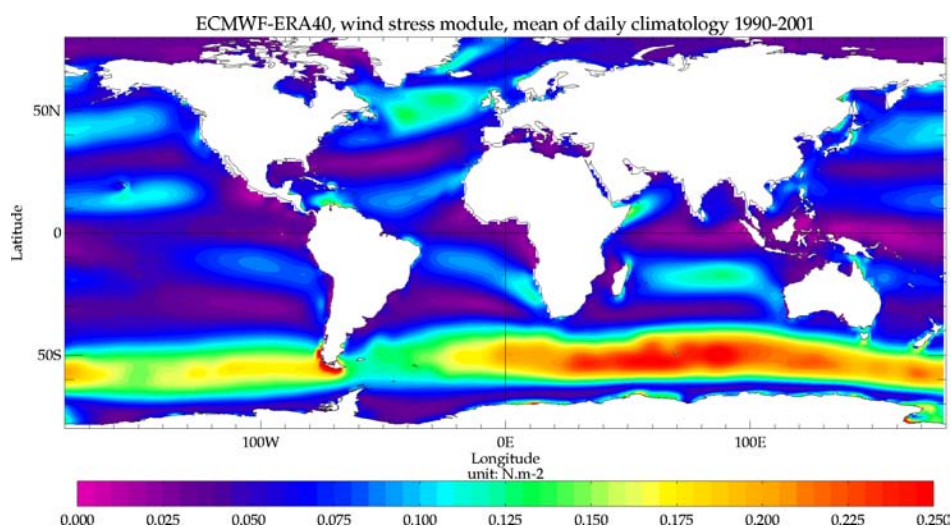


Figure 18 : Moyenne annuelle de l'intensité de la tension du vent (en N/m^2) dans la climatologie ERA40.

Les maxima locaux de la tension moyenne sont plus élevés dans les résultats du modèle (de 0.01 à $0.03 N/m^2$ en général), à l'exception de l'intensification côtière en Mer de Chine Méridionale, au passage entre l'île de Taïwan et le continent asiatique (0.13 contre $0.11 N/m^2$). La distribution des maxima est très cohérente entre les différentes climatologies : pour l'Atlantique, le maximum se trouve dans le Sud de la Mer des Antilles, et pour le Pacifique et l'Océan Indien, dans le Jet Antarctique, avec un maximum au Sud des Iles Kerguelen (vers $50^{\circ}S-70^{\circ}E$).

Cette comparaison peut être précisée en calculant la différence entre l'intensité moyenne de la climatologie du SOC et celle de la réanalyse ERA15 (Fig. 19). Le vent est globalement moins énergétique dans les observations, en particulier dans le Jet Antarctique où le déficit dépasse $-0.05 N/m^2$ et atteint $-0.08 N/m^2$ au Sud de la Pointe du Cap (vers $45^{\circ}S-15^{\circ}E$). Par contre, il est plus intense dans les nombreuses régions côtières citées précédemment, avec des écarts allant jusqu'à $0.06 N/m^2$ dans la Mer de Chine Méridionale, $0.05 N/m^2$ dans la Mer des Antilles et $0.04 N/m^2$ au Sud-Est du Groënland (région mal échantillonnée, avec des observations pour moins de 6 mois par an).

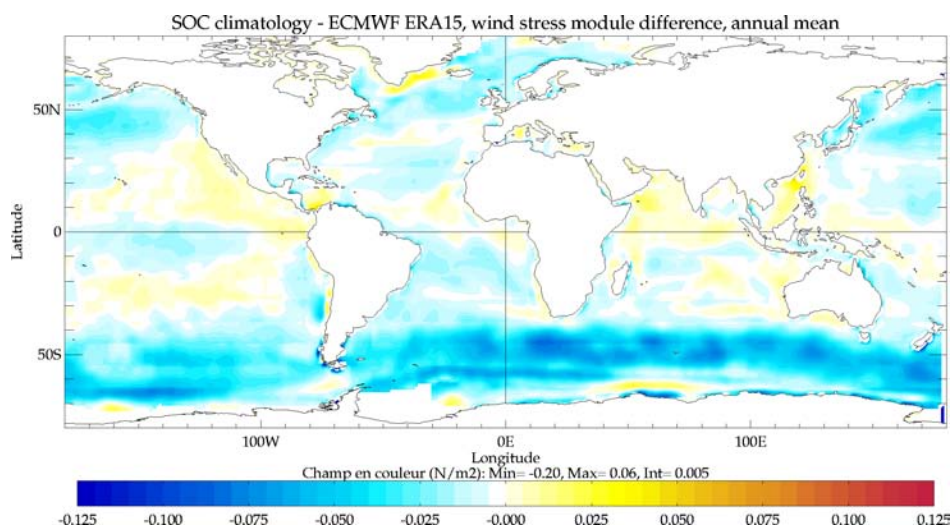


Figure 19 : Différence entre la climatologie du SOC et la réanalyse ERA15 de la moyenne annuelle de l'intensité de la tension du vent (en N/m^2).

La comparaison des deux réanalyses de l'ECMWF (Fig. 20) montre que le vent est généralement plus intense dans ERA40, avec un écart maximal de $0.02 N/m^2$ dans le Jet Antarctique

(au niveau du Pacifique Est) et 0.04 N/m^2 au Nord-Est du Groënland. Cela est probablement dû en partie à l'assimilation des mesures satellitaires de vent, qui ont été introduites dans le modèle ECMWF à partir de 1995. Cependant, le vent diminue dans certaines parties de l'océan aux basses et moyennes latitudes, avec notamment une baisse de -0.02 N/m^2 dans le Pacifique équatorial central (vers 5°S - 140°W) et -0.02 N/m^2 le long de la côte du Chili (35°S , 85°W).

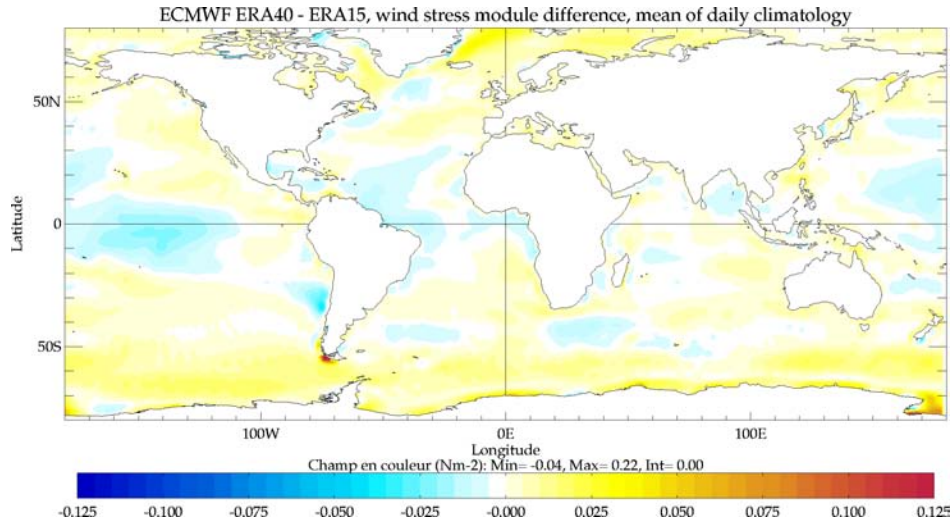


Figure 20 : Différence entre les réanalyses ERA40 et ERA15 de la moyenne annuelle de l'intensité de la tension du vent (en N/m^2).

III.5.b. Rotationnel du vent

Il est également utile d'examiner le rotationnel de la tension de vent, car il est responsable du pompage d'Ekman (modulé par l'intensité de la force de Coriolis), qui détermine l'advection verticale dans notre modèle de couche mélangée. En l'absence de diffusion diapycnale (terme en $\partial n/\partial t$ dans l'Eq. 11 du chap. II), l'entraînement vertical n'a d'effet sur les propriétés de la couche superficielle que s'il est dirigé vers le haut. Par conséquent, seuls les rotationnels positifs dans l'hémisphère Nord et négatifs dans l'hémisphère Sud (voir Eq. 12 au chap. II) influencent cette couche. De plus, ce terme étant inversement proportionnel à la fréquence de Coriolis, plus la latitude est basse, plus il est potentiellement important. Les régions les plus sensibles au pompage d'Ekman sont donc les régions tropicales et subtropicales Nord (resp. Sud) où le rotationnel du vent est fortement positif (resp. négatif).

La distribution du rotationnel moyen (figs. 21 et 22) est assez semblable dans les trois climatologies :

- modérément positif au niveau des Alizés de Nord-Est et de Sud-Est,
- fortement positif aux latitudes subpolaires Sud, dans la partie Est du Pacifique et l'Atlantique, et sur toute la largeur de l'Océan Indien
- maximal aux latitudes subpolaires Nord dans le Pacifique et surtout l'Atlantique,
- modérément négatif autour de l'équateur, particulièrement dans la partie Sud-Est de chaque bassin,
- fortement négatif aux latitudes subtropicales Nord dans le Pacifique et l'Atlantique,
- minimal dans tout l'Océan Antarctique.

Cependant, les résultats du modèle ECMWF montrent des champs plus lisses à l'intérieur des bassins océaniques, mais avec plus d'intensifications locales près des côtes. Les réanalyses tendent donc à accentuer les phénomènes d'*upwelling* côtier (notamment, le long de la côte occidentale de l'Amérique du Sud, du Benguela, de Mauritanie et du Mexique). Les maxima de grande échelle spatiale sont aussi plus marqués, notamment aux latitudes subtropicales. Néanmoins, la résolution du modèle n'est pas suffisante pour représenter correctement les gradients près des côtes et les effets topographiques sur le vent. Pour bien quantifier le rotationnel du champ de vent,

qui est issu d'une dérivée spatiale, une résolution plus fine sera nécessaire, ce que nous pourrions obtenir grâce à des produits satellitaires (par exemple, QuikSCAT au $1/10^\circ$). Notons cependant que les vents à haute-résolution issus des diffusiomètres, comme ceux des modèles, sont moins fiables en région cotière, donc leurs rotationnels sont moins fiables.

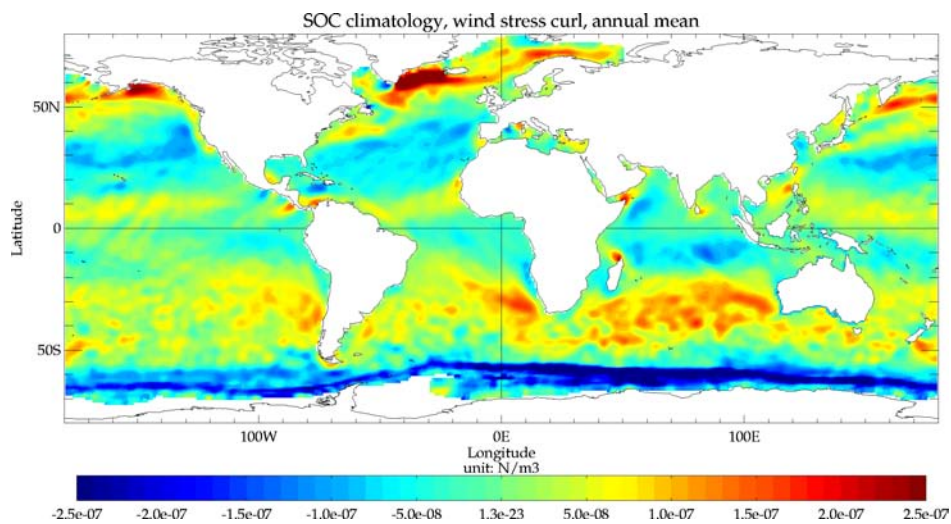


Figure 21 : Moyenne annuelle du rotationnel de la tension du vent dans la climatologie du SOC (en N/m^3).

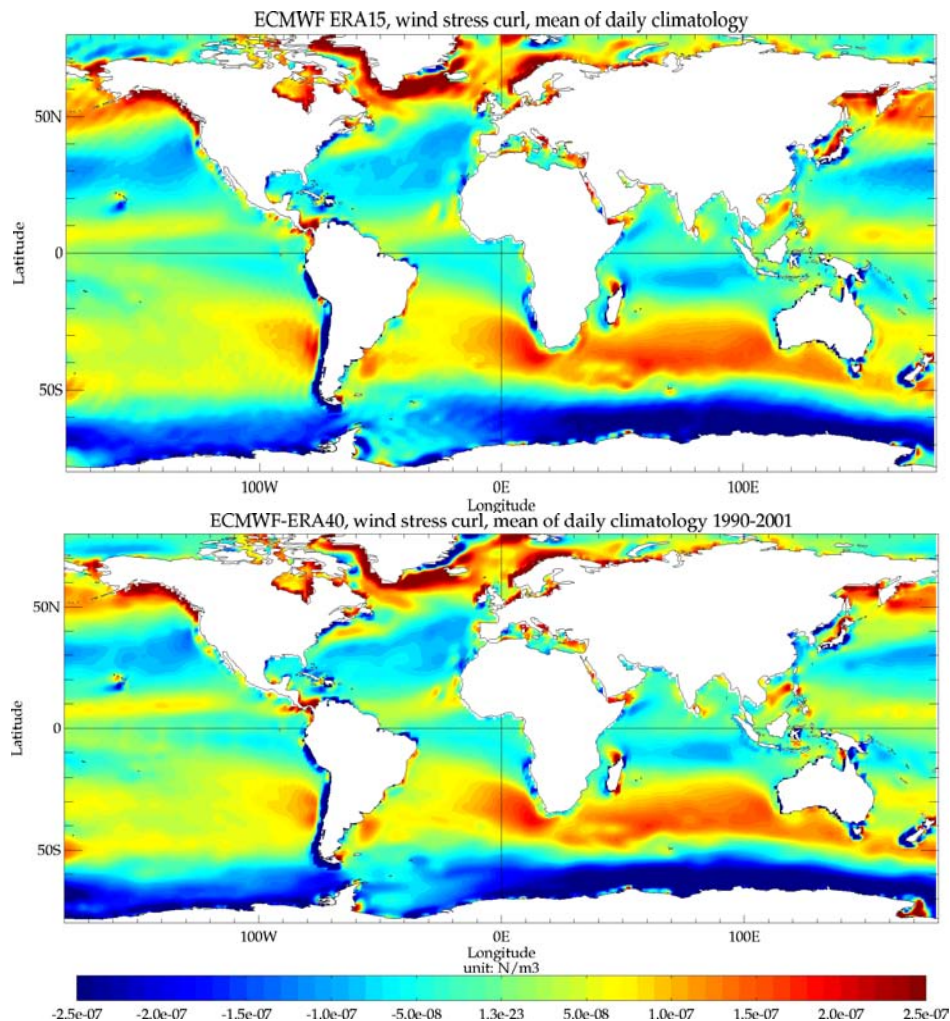


Figure 22 : Moyenne annuelle du rotationnel de la tension du vent (en N/m^3) dans les climatologies ERA15 (en haut) et ERA40 (en bas).

III.6. Courant géostrophique

Les courants géostrophiques constituent la seconde contribution à l'advection des anomalies de surface, après les courants d'Ekman dûs à la friction du vent. Ils peuvent être déterminés à partir de l'élévation de la surface océanique, mesurée par altimétrie. Avant le lancement des satellites altimétriques de haute précision comme Jason, on ne pouvait estimer que les anomalies d'élévation, car il y avait trop d'incertitude sur la partie non-dynamique du signal (gravité, marée, houle, etc.). Mais aujourd'hui, grâce aux altimètres de précision millimétrique, à l'utilisation d'un champ gravimétrique amélioré et à la combinaison des 5 satellites actuellement en orbite (ERS-2, GFO, TOPEX/Poseidon, ENVISAT et Jason), on parvient à calculer la hauteur totale de la surface (projet SSALTO-DUACS). On peut alors en déduire les courants géostrophiques absolus, avec une résolution spatiale fine ($1/3^\circ$) et un échantillonnage temporel fréquent (3.5 jours).

III.6.a. Moyenne annuelle

Les données de vitesses absolues sont disponibles depuis août 2001, avec une fréquence d'abord hebdomadaire, puis bi-hebdomadaire à partir de février 2003. Pour constituer une climatologie aussi représentative que possible, nous avons utilisé les données des quatre années complètes (août 2001 à août 2005) et nous avons moyenné les champs bi-hebdomadaires pour obtenir un échantillonnage hebdomadaire sur toute la série temporelle. On élimine ainsi les plus hautes fréquences et on obtient

une série homogène de quatre ans. Puis nous avons interpolé journalièrement cette série et moyenné chaque jour des quatre années, afin d'aboutir à une climatologie journalière, comparable avec les autres forçages (issus de la réanalyse ERA40). Nous verrons plus loin qu'un lissage mensuel est nécessaire pour éliminer les hautes fréquences résiduelles (chap. III.6.b).

Cette climatologie représente fidèlement l'intensité (Fig. 23) et la direction (Fig. 24) des courants permanents dans la couche de surface. En termes d'intensité, on retrouve :

- les jets zonaux près de l'équateur, particulièrement dans le Pacifique Est, l'Atlantique Est et l'Ouest de l'Océan Indien,
- les courants de bord Est, tels que le Gulf-Stream, le Kuroshio, les Courants Nord et Sud-Brésil,
- les cellules de recirculation, notamment dans le Golfe du Mexique, la zone de Confluence des Malouines, le Courant des Aiguilles.

Quelques aspects du courant moyen paraissent cependant moins réalistes. D'abord, on constate des vitesses très élevées près des côtes, en particulier sur les plateaux continentaux où la topographie est complexe, comme l'archipel indonésien et l'embouchure de l'Amazone. On note aussi un courant zonal au Nord de Madagascar, qui est exagéré par rapport aux observations. Dans ces régions, la vitesse moyenne dépasse 1 m/s et atteint même 10 m/s en quelques points, ce qui ne peut se produire en réalité. D'autre part, le signal du Courant Circumpolaire Antarctique paraît faible et discontinu, en comparaison aux modèles de circulation océanique, par exemple le modèle MESO de la NOAA. Sa vitesse atteint à peine 0.4 m/s au Passage de Drake et son intensification au niveau de l'Océan Indien se produit trop au Nord (vers 50°S au lieu de 60°S comme dans le modèle MESO), ce qui fait qu'il semble fusionner avec le Courant des Aiguilles vers 40°E. Cette faiblesse de l'AACC est probablement due au champ de SSH moyen, qui conduit à sous-estimer la composante barotrope du courant.

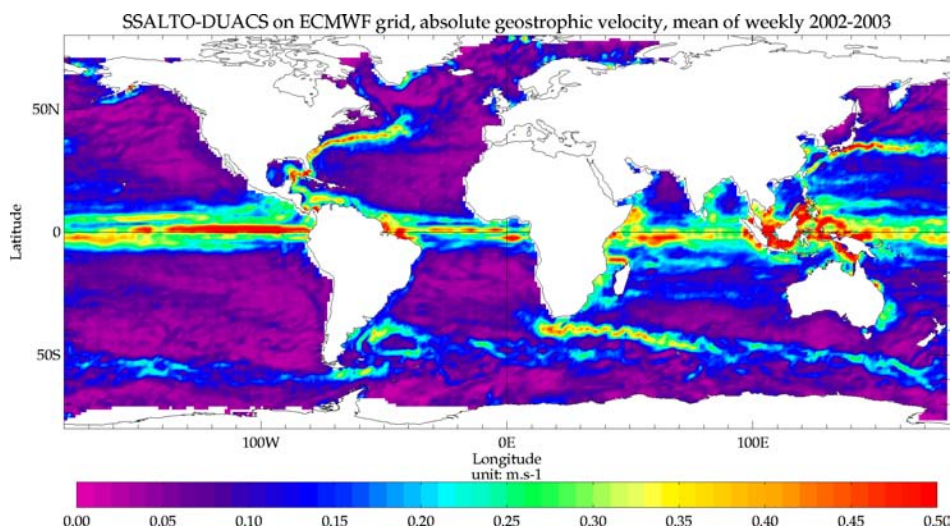


Figure 23 : Module de la vitesse géostrophique absolue (en m/s) de SSALTO/DUACS. Le champ représenté est la moyenne du module pour les années 2002 et 2003, calculée à partir des champs hebdomadaires des composantes zonale et méridienne.

En termes de direction des vitesses, la moyenne de la climatologie restitue bien les courants permanents (Fig. 24). On y retrouve notamment, dans les trois océans, les jets équatoriaux vers l'Ouest, les contre-courants tropicaux vers l'Est, les courants de bord Est vers les pôles et leurs prolongements vers l'Est, les gyres subtropicaux (anticycloniques) et les gyres subpolaires (cycloniques). A nouveau, la trajectoire du Courant Circumpolaire semble à une latitude trop basse, les plus fortes vitesses vers l'Est apparaissant autour de 50°S. Enfin, les vitesses aberrantes autour des îles de l'Indonésie présentent des directions totalement erratiques.

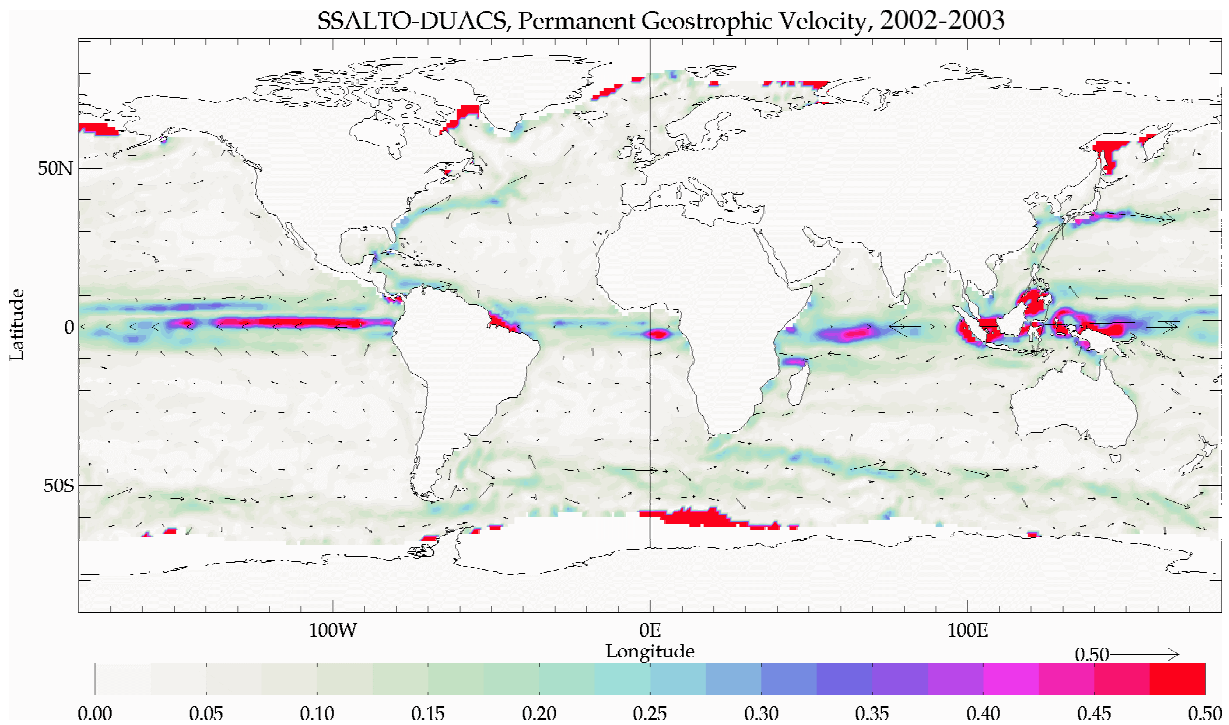


Figure 24 : Vecteur de vitesse géostrophique absolue (en m/s) de SSALTO/DUACS, moyenne des années 2002 et 2003, projeté sur une grille de $1^\circ \times 1^\circ$ et sous-échantillonné tous les 10° pour le tracé.

III.6.b. Variabilité temporelle

Les courants géostrophiques ont une structure spatiale qui évolue lentement, comparée à celle de la tension du vent et des courants d'Ekman qu'elle engendre. Cependant, les vitesses géostrophiques présentent un spectre de fréquences très riche, en raison des nombreuses ondes qui se propagent et interfèrent à la surface des océans. Pour s'en convaincre, il suffit par exemple d'examiner l'évolution temporelle des vitesses le long d'un parallèle aux latitudes subéquatoriales. Dans le Pacifique à 5°N , on observe des ondes très nettes se propageant vers l'Ouest (Fig. 25) : elles semblent générées près du bord Est et se propagent presque jusqu'à la ligne de changement de date. Elles parcourent ainsi la bande tropicale de 110°W à 160°W en moins de 6 mois, soit une vitesse d'environ 0.35 m/s , puis ralentissent progressivement et disparaissent dans la partie Ouest du bassin. Leur longueur d'onde est de l'ordre de 10° de longitude, soit plus de 1000 km , et elle sont caractérisées par des anomalies de vitesses de près de 1 m/s . Il pourrait s'agir d'ondes de Rossby interagissant avec le courant moyen, qui à cette latitude est un jet dirigé vers l'Est. On note aussi un défaut de l'analyse pour la composante méridienne entre 120°E et 140°E , qui présente des bandes alternées positives et négatives. Ce problème est atténué par un lissage spatial.

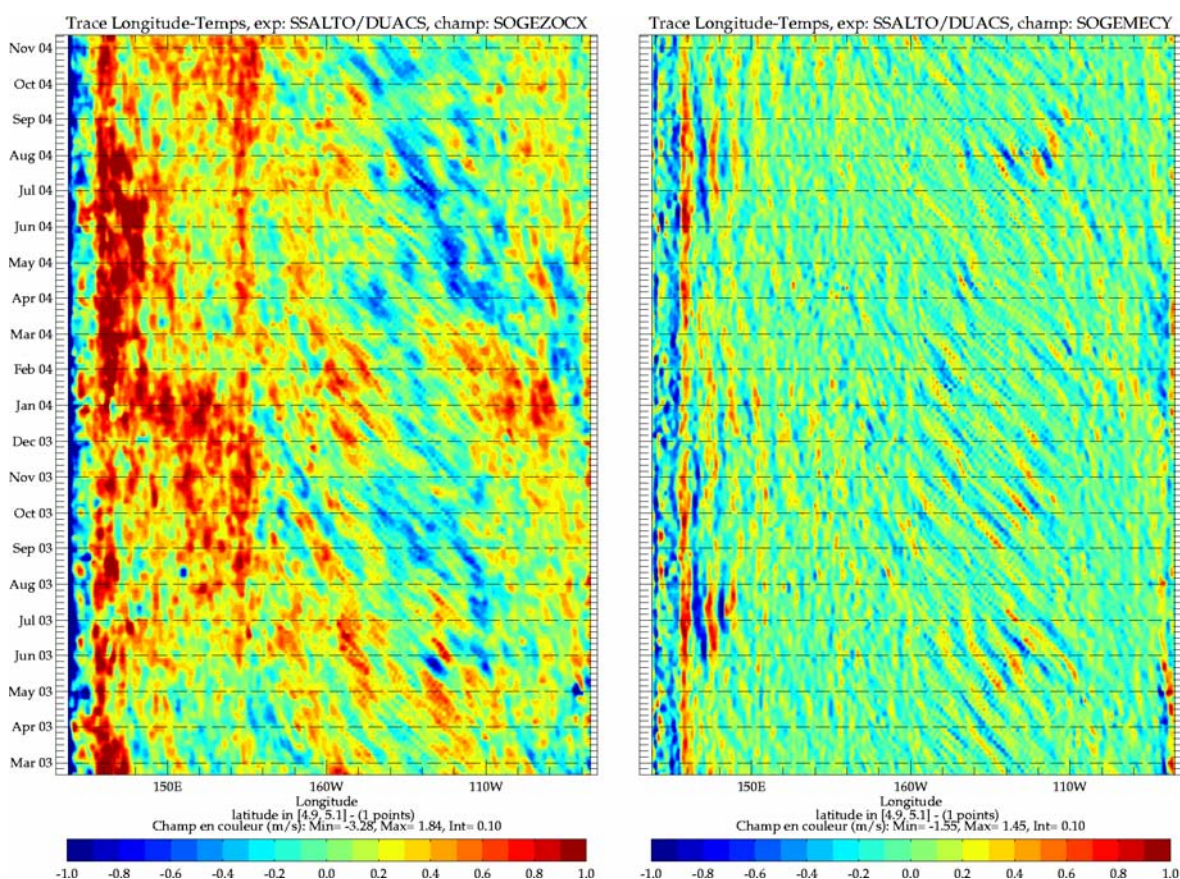


Figure 25 : Vitesses géostrophiques absolues (en m/s) zonale (à gauche) et méridienne (à droite) de SSALTO-DUACS, à 5°N à travers le Pacifique, de mars 2003 à novembre 2004 (fréquence de 3.5 jours et résolution de 1/3°).

De telles oscillations dans le champ de vitesse peuvent avoir un impact considérable sur l'advection des masses d'eau en surface. Pour notre objectif, qui est d'estimer l'effet à grande échelle sur la salinité, il vaut mieux filtrer les ondes à haute fréquence, tout en conservant les ondes de Rossby annuelles. L'utilisation d'une climatologie calculée à partir de quatre années supprime une partie des fluctuations rapides, mais pas la totalité. Nous avons donc lissé les vitesses par deux filtres successifs :

- temporellement par une moyenne glissante de 30 jours,
- spatialement par une moyenne de 9 points sur la grille du modèle ECMWF (1.125° de résolution).

L'interpolation des vitesses sur la grille à plus basse résolution de l'ECMWF réduit drastiquement les ondes traversant le Pacifique tropical Est. Leur amplitude ne dépasse pas 0.5 et 0.2 m/s pour les composantes zonales et méridiennes, respectivement, et leur extension en longitude est bien moindre. Après l'application de la moyenne glissante, les ondes haute-fréquence ont quasiment disparu : seul subsiste un léger signal de juillet à septembre, traduisant des vitesses vers l'Ouest de l'ordre de 0.3 m/s et confinées entre 120°W et 140 °W. Le filtrage paraît donc efficace pour éliminer les phénomènes ondulatoires aux fréquences infra-saisonniers, qui pourraient fausser notre analyse de l'advection dans la couche superficielle.

Pour estimer l'effet du lissage spatial, nous comparons les champs de vitesses moyennes avec la résolution d'origine et une fois lissés, tous deux interpolés sur la grille ECMWF (Fig. 26). Les courants lissés présentent beaucoup moins de petites échelles spatiales et semblent plus continus. En particulier, pour la vitesse méridienne, le bruit persistant au niveau du Courant Circumpolaire est presque totalement éliminé.

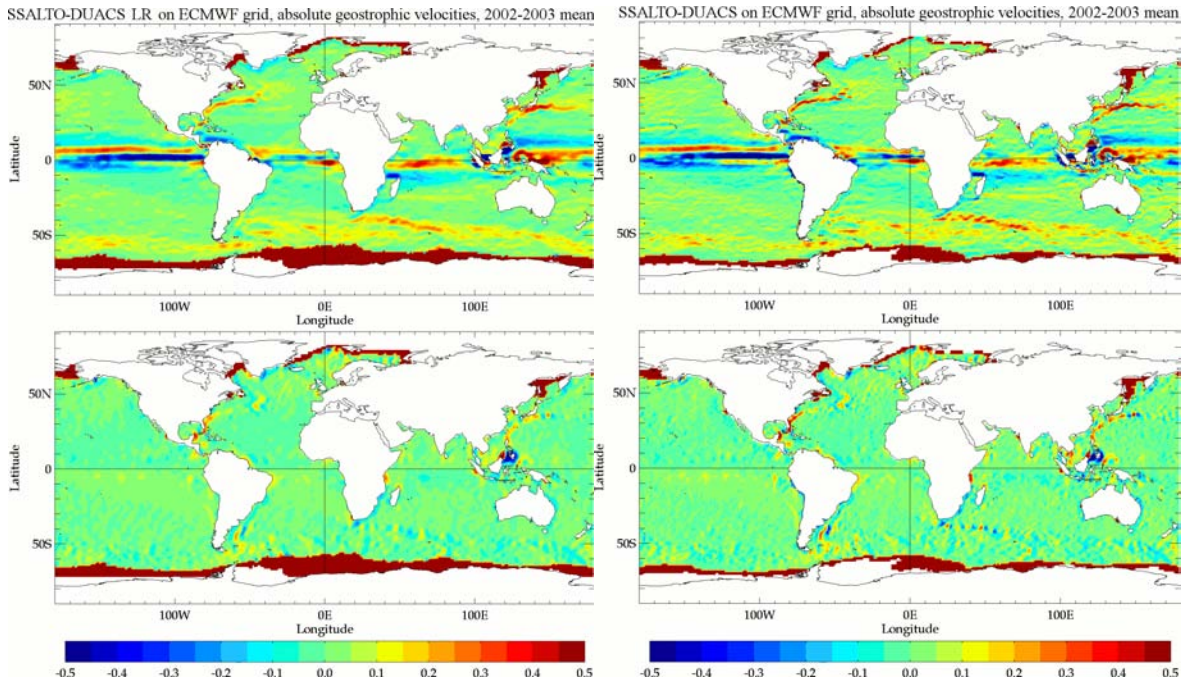


Figure 26 : Composantes de la vitesse géostrophique absolue (en m/s) de SSALTO/DUACS, moyenne des années 2002 et 2003, sur la grille haute-résolution ($1/3^\circ \times 1/3^\circ$, à gauche) et moyenné sur une grille basse-résolution ($1^\circ \times 1^\circ$, à droite). En haut : vitesses zonales, en bas : vitesses méridiennes.

Finalement, on doit déterminer si notre climatologie de vitesses, calculée sur quatre années seulement, est représentative du cycle annuel moyen. On sait que de fortes variations pluri-annuelles ont lieu aux hautes latitudes, mais la série de 4 ans est trop courtes pour les représenter. Par contre, on peut évaluer la variabilité interannuelle de ces vitesses en calculant la différence entre deux années consécutives, par exemple 2002 et 2003 (Fig. 27). On constate alors que les variations d'une année à l'autre sont faibles en général (inférieures à 0.1 m/s) ou limitée à du bruit à l'échelle du pas-de-grille. Cependant, dans la bande intertropicale, les vitesses zonales présentent des différences significatives. Ainsi dans le Pacifique, le contre-courant équatorial Nord, dirigé vers l'Est ($u > 0$), semble avoir faibli de 2002 à 2003, tandis que le jet équatorial vers l'Ouest ($u < 0$) a forcé. De même dans l'Atlantique, le contre-courant à l'Ouest s'est rapproché de l'équateur et le jet équatorial s'est intensifié au centre du bassin. Dans l'Océan Indien, le courant moyen, dirigé vers l'Est le long de l'équateur, a diminué dans la partie Ouest et augmenté dans la partie Est. La variabilité interannuelle dans la bande équatoriale est donc loin d'être négligeable. Mais une partie de ces différences pourrait être due aux incertitudes plus fortes près de l'équateur, car les équations géostrophiques aux basses latitudes emploient des dérivées spatiales d'ordre supérieur (approximation sur le plan β).

D'autre part, on observe des différences importantes dans les deux principaux courants de bord Est, le Gulf Stream et le Kuroshio, particulièrement dans ce dernier, dont la trajectoire semble décalée vers le Sud de quelques degrés. Ces fluctuations de vitesse sont lissées dans la moyenne des quatre années et restent inférieures au courant moyen, donc elles ne devraient pas fausser considérablement l'impact sur la salinité de l'advection géostrophique.

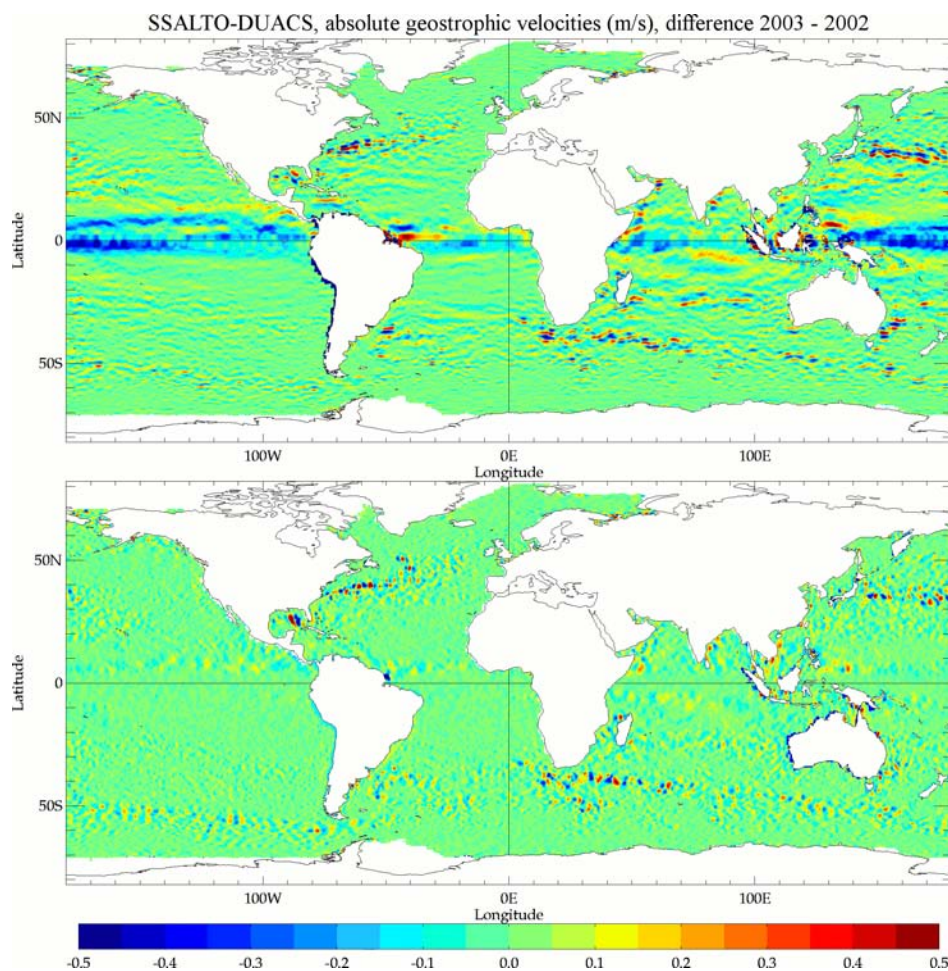


Figure 27 : Composantes de la vitesse géostrophique absolue (en m/s) de SSALTO/DUACS, différence entre les moyennes des années 2003 et 2002, sur la grille haute-résolution ($1/3^\circ \times 1/3^\circ$). En haut : vitesse zonale, en bas : vitesse méridienne.

III.6.c. Filtrage des valeurs aberrantes

Une dernière difficulté inhérente au forçage par ces vitesses géostrophiques tient aux valeurs excessives qui apparaissent à proximité de certaines côtes. Là où la topographie est particulièrement complexe, on trouve des vitesses de plus de 10 m/s, sur la grille d'origine au $1/3^\circ$ et avec l'échantillonnage (bi)hebdomadaire. De telles vitesses sont irréalistes et peut fausser le calcul des vitesses moyennées sur la grille du modèle, malgré le lissage spatial et temporel. Pour éliminer préalablement ces valeurs excessives, nous avons testé trois approches :

- étendre le masque terrestre vers l'océan de façon isotrope,
- ne pas tenir compte des vitesses dans les zones peu profondes,
- supprimer les vitesses d'amplitude très élevée.

Même en étendant le masque de 10 points (plus de 3° , soit environ 300 km aux basses latitudes) ou en fixant la profondeur minimale à 1000 mètres, c'est-à-dire bien au-delà du plateau continental, des valeurs aberrantes subsistent. Nous avons donc fixé des limites sur l'amplitude des vitesses, en essayant de ne pas perturber la structure spatiale à grande échelle du courant. Il faut alors choisir soigneusement les valeurs de coupure, afin de ne pas supprimer de vitesses physiquement cohérentes et garder assez de points pour ne pas modifier leur structure spatiale. Les valeurs excessives sont assez peu nombreuses (tab. 4) : seulement 0.12% des vitesses zonales dépassent 2 m/s et seulement 0.05 % des vitesses méridiennes excèdent 1.5 m/s. Nous avons

finalement choisi ces deux limites différentes pour les deux composantes de la vitesse, car elles permettent de filtrer les valeurs excessives sans altérer le champ de vitesse.

Limite d'amplitude (m/s) année	Vitesses zonales filtrées (%)		Vitesses méridiennes filtrées (%)	
	2002	2003	2002	2003
3.0	0.065	0.060	0.005	0.004
2.0	0.120	0.111	0.020	0.017
1.5	0.189	0.182	0.048	0.041
1.0	0.477	0.491	0.168	0.156
0.5	2.879	3.007	1.250	1.230

Table 4 : Pourcentages de valeurs supprimées en fonction de la limite maximale des vitesses géostrophiques absolues, pour les valeurs hebdomadaires des années 2002 et 2003.

Au final, une fois qu'on a appliqué les différents lissages et filtrages expliqués plus haut, on obtient une climatologie de vitesse géostrophique homogène et cohérente avec les autres forçages. Les différentes étapes de la préparation de la climatologie peuvent être récapitulées ainsi :

1. filtrer les valeurs aberrantes (avec une limite de 2.0 m/s pour la vitesse zonale et 1.5 m/s pour la vitesse méridienne),
2. combler les données manquantes par interpolation temporelle,
3. interpoler les deux composantes de la grille d'origine ($1/3^\circ$) vers la grille des autres forçages (1.125°),
4. interpoler temporellement pour obtenir une série journalière de août 2001 à août 2005,
5. moyenner chaque jour des quatre années pour obtenir une climatologie journalière,
6. lisser par une moyenne glissante temporelle de 30 jours.

La moyenne de notre climatologie (correspondant à la "topographie dynamique moyenne") montre alors des courants moins turbulents, plus continus et d'intensité réaliste, le maximum de vitesse étant alors de 1.2 m/s (Fig. 28). Ces champs de vitesses sont donc mieux adaptés à notre objectif : estimer la contribution de l'advection géostrophique aux variations de salinité de surface, aux échelles de l'ordre de 1° , aux périodes de quelques jours et sur le domaine global, y compris à proximité des côtes.

SSALTO-DUACS on ECMWF grid, absolute geostrophic velocity, filtered and smoothed, mean of 2002-2003

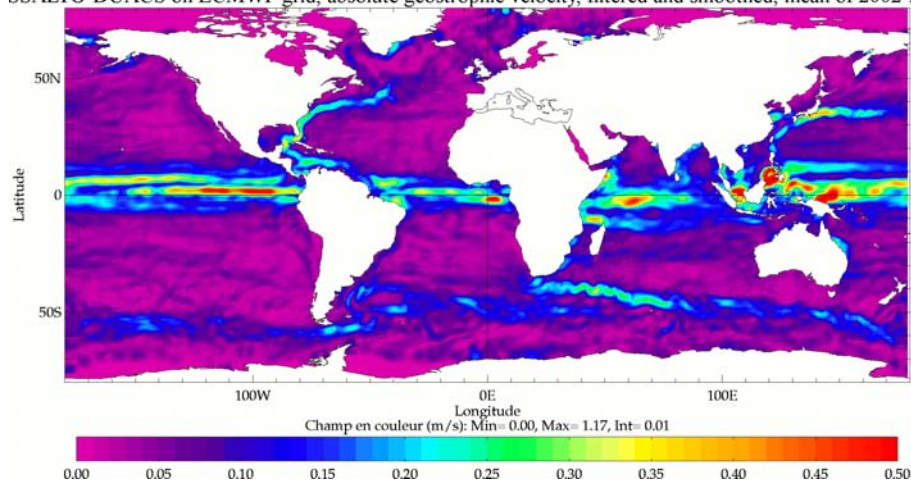


Figure 28 : Module de la vitesse géostrophique absolue (en m/s) de SSALTO/DUACS, moyenne des années 2002 et 2003, après filtrage des valeurs excessives ($|u| < 2.0$ m/s, $|v| < 1.5$ m/s), lissage spatial sur la grille ECMWF et application d'une moyenne glissante de 30 jours.

III.7. Température de surface

Nous avons vu que la profondeur de couche mélangée peut être inversée à partir de la température de surface (Eq. 14 du chap. II.3). On a besoin pour cela d'un champ de SST de bonne qualité, car cette variable intervient dans tous les termes de l'équation. La SST influe même indirectement sur le flux de chaleur atmosphérique Q_{net} , par le biais des termes de radiation thermique et de chaleur sensible. Il faut en outre une bonne précision sur l'évolution temporelle de la température, car le terme de tendance $\partial T/\partial t$ domine généralement le bilan de température. Nous allons donc examiner la variabilité de la SST dans les différents jeux-de-données considérés, afin de déterminer lequel est le plus approprié à une inversion de la MLD.

Les sources de données de température, disposant d'une couverture globale et d'une durée annuelle, peuvent être classées en trois catégories (tab. 5) : les observations satellitaires, les analyses de mesures *in situ* et les résultats de modèles climatiques. Nous ne considérons pas pour l'instant les données issues de satellites (ENVISAT, SAFO&SI, etc.). En ce qui concerne les mesures, les deux principales sources sont les synthèses de Reynolds et Smith (1994) et du *World Ocean Atlas*, même si la plupart des données sont communes à ces deux analyses. Pour les modèles, les deux références les plus reconnues sont les réanalyses du NCEP américain et de l'ECMWF européen. Tous deux assimilent les données de température de surface de Reynolds et Smith (1994), si bien que leurs champs de SST sont proches de cette analyse. De plus, le modèle de l'ECMWF bénéficie d'une résolution sensiblement meilleure et ses données sont plus facilement accessibles. Nous nous bornerons donc à comparer la climatologie du WOA et celle de l'ECMWF, les deux sources les plus indépendantes.

nom	version	Type	Variables	période	fréquence	résolution	domaine	coordonnées
WOA (NODC / OCL)	2001	climatologie <i>in situ</i> (MBT, CTD, XBT, bouées, flotteurs, navires)	S, T	19??-2001	mensuelle	1° x 1° 10-100m	global	89.5°S-89.5°N 179.5°W-179.5E 0-1500m
Coriolis (IFREMER)	/	analyse objective (flotteurs, CTD, XBT, bouées)	S, T	2002-2005	hebdomadaire	1° x 1° 5-100m	Atlantique	60°S-70°N 98°W-20°E 5-1950m
Reynolds and Smith, 1994	v2	analyse par interpolation optimale	SST	1982-1993	hebdomadaire	1° x 1°	Atlantique Nord et tropical	19.6°S-69.7°N 98°W-14°E
CERSAT	SAF-O & SI	combinaison de mesures radio-métriques	SST	2001-2005	12 heures (3h)	0.1° x 0.1°	Atlantique	60°S-90°N 100°W-45°E
ECOP (IRD)	/	champs grillés <i>in situ</i> (bouteilles, TSG)	SSS	1969-2000	mensuelle	10° x 2°	Pacifique tropical	28°S-28°N 135°E-75°W
PIRATA (IRD)	/	réseau de bouées	$S, T, \sigma, Q_{sol}, P, U_{wind}, H_{dyn}$	1987-2005	journalière (10 min)	12 points 20-200m	Atlantique tropical	10°S-15°N 38°W-0°E 1-120m
TAO/TRITON (+COARE) (NOAA)	/	réseau de bouées	$S, T, \sigma, U_{wind}, H_{dyn}$	1987-2005	journalière (10 min)	67 (97) points 2-250m	Pacifique tropical	8°S-12°N 130°E-95°W 1-750m

Tableau 5 : Données hydrologiques réunies pour l'estimation et la validation de la salinité de surface (T : température, S : salinité, θ : température potentielle, σ : densité potentielle, SSS : salinité de surface de la mer, Q_{sol} : flux de chaleur solaire, H_{dyn} : hauteur dynamique).

III.7.a. Moyenne annuelle

En moyenne annuelle, la distribution de la température de surface est bien connue et est semblable dans les deux climatologies (WOA2001 et ERA40), si bien que nous ne présentons que celle issue d'ERA40 (Fig. 29). Cette distribution est quasiment méridienne et ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Les maxima sont situés de part-et-d'autre de l'équateur dans chaque bassin océanique, correspondant aux ITCZs. La température moyenne la plus élevée se trouve dans le Pacifique Ouest : 29.6°C vers 4°S.
- Aux latitudes extratropicales, les fronts sont les plus marqués et incurvés par les courants de bords (notamment le Gulf-Stream, le Kuroshio et le Courant du Benguela).
- Aux latitudes subpolaires, les fronts arctiques et antarctiques sont un peu moins intenses, mais tout aussi importants pour la dynamique des masses d'eau. La plus haute latitude atteinte par l'isotherme 0°C est 80°N dans l'Atlantique et seulement 65°S dans l'Océan Antarctique (au niveau du Pacifique Est).

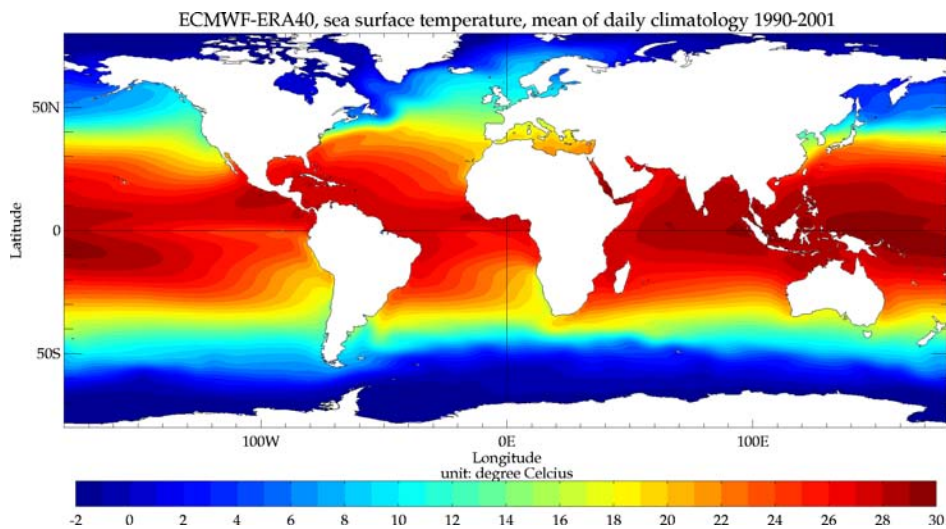


Figure 29 : Température de surface (en °C) dans la réanalyse ERA40, en moyenne annuelle de la climatologie des années 1990 à 2001.

Si l'on examine la différence entre les moyennes des deux climatologies, on constate un biais important entre les deux hémisphères (Fig. 30) : le modèle ECMWF présente généralement des températures plus chaudes au Nord et plus froides au Sud. Dans l'hémisphère Nord, la différence provient essentiellement des courants de bord ouest, en particulier du Gulf-Stream où l'écart est maximal et dépasse 4°C. Les courants de bord Est sont aussi plus chauds, notamment les courants du Pérou et du Benguela, ainsi que l'*upwelling* du Sénégal, tout comme l'Océan Arctique, en particulier la Mer du Groënland, avec un excès de 1.9°C. Néanmoins, le gyre subpolaire dans l'Atlantique Nord présente des températures plus froides que les observations, notamment en Mer du Labrador. On remarque aussi de forts biais négatifs aux latitudes subpolaires Nord, dans les baies de Baffin et d'Hudson, où l'écart atteint -4.4°C. Dans l'hémisphère Sud, les différences négatives sont réparties plus uniformément, de 30°S à 70°S, avec des maxima dans le Courant Circumpolaire.

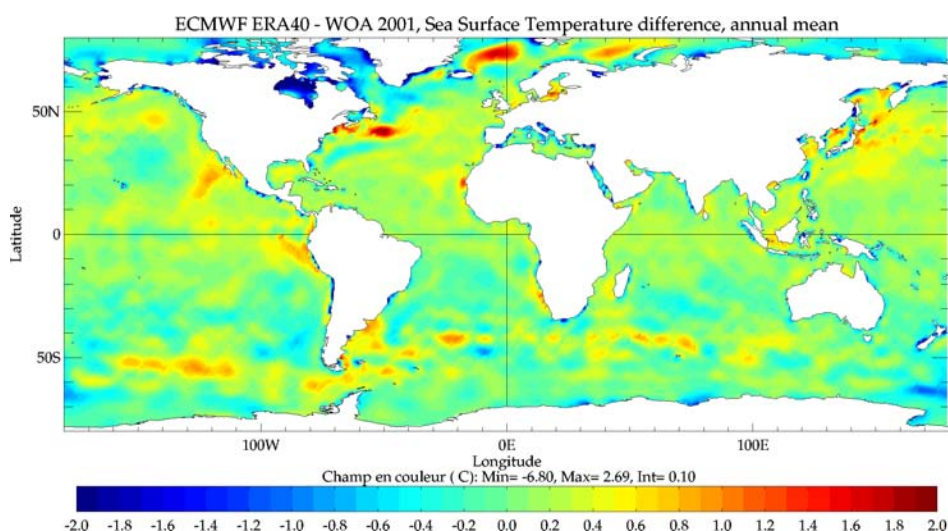


Figure 30 : Différence de température de surface (en °C) entre les climatologies de la réanalyse ERA40 et WOA 2001 (interpolée sur la grille ECMWF), en moyenne annuelle.

Les extrema locaux de température de ERA40 sont plus élevés dans l'Atlantique et le Pacifique Nord. Deux exceptions sont la Baie d'Hudson, sans doute à cause du manque de mesures en hiver, et la Mer Rouge, probablement mal représentée par le modèle parce qu'il s'agit d'une mer fermée. Aux basses latitudes, la température assimilée dans le modèle n'est pas assez chaude dans certaines zones littorales, comme la côte Ouest du Mexique et les îles de l'Indonésie. A l'inverse, le modèle présente des températures moins froides dans les régions d'*upwelling* de l'Atlantique (au large du Maroc au Nord et de la Namibie au Sud). Par contre, les *upwellings* semblent plus intenses dans le Pacifique Sud (au large du Pérou et du Chili) et de l'Océan Indien (à l'Est et à l'Ouest de l'Australie). Ces régions, moins bien échantillonnées par les observations, souffrent probablement de gradients trop lisses dans la climatologie WOA. Cela se ressent aussi aux plus hautes latitudes Sud, particulièrement au niveau du Courant Circumpolaire et de la Mer de Weddell, où les températures de la réanalyse sont plus froides.

III.7.b. Variabilité temporelle

La variabilité saisonnière est estimée par la déviation standard (ou « variance *Root Mean Square* ») des moyennes mensuelles :

$$\sigma_m = \left(\frac{1}{12} \sum_{m=1}^{12} (\bar{T}(m) - \bar{\bar{T}})^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

où $\bar{T}(m)$ est la moyenne mensuelle du mois m et $\bar{\bar{T}}$ est la moyenne annuelle.

En termes de variabilité saisonnière, les deux climatologies sont très semblables (Fig. 31). Comme la moyenne annuelle, la variabilité saisonnière présente une distribution quasi-zonale, avec des maxima dans la bande équatoriale, dûs au déplacement Nord-Sud des eaux les plus chaudes. L'amplitude du cycle saisonnier culmine ainsi à 10.2°C dans la réanalyse ERA40 et 11.2°C dans la climatologie WOA 2001. Elle diminue rapidement à moins de 5°C aux latitudes supérieures à 30° et moins de 1°C aux latitudes supérieures à 60°.

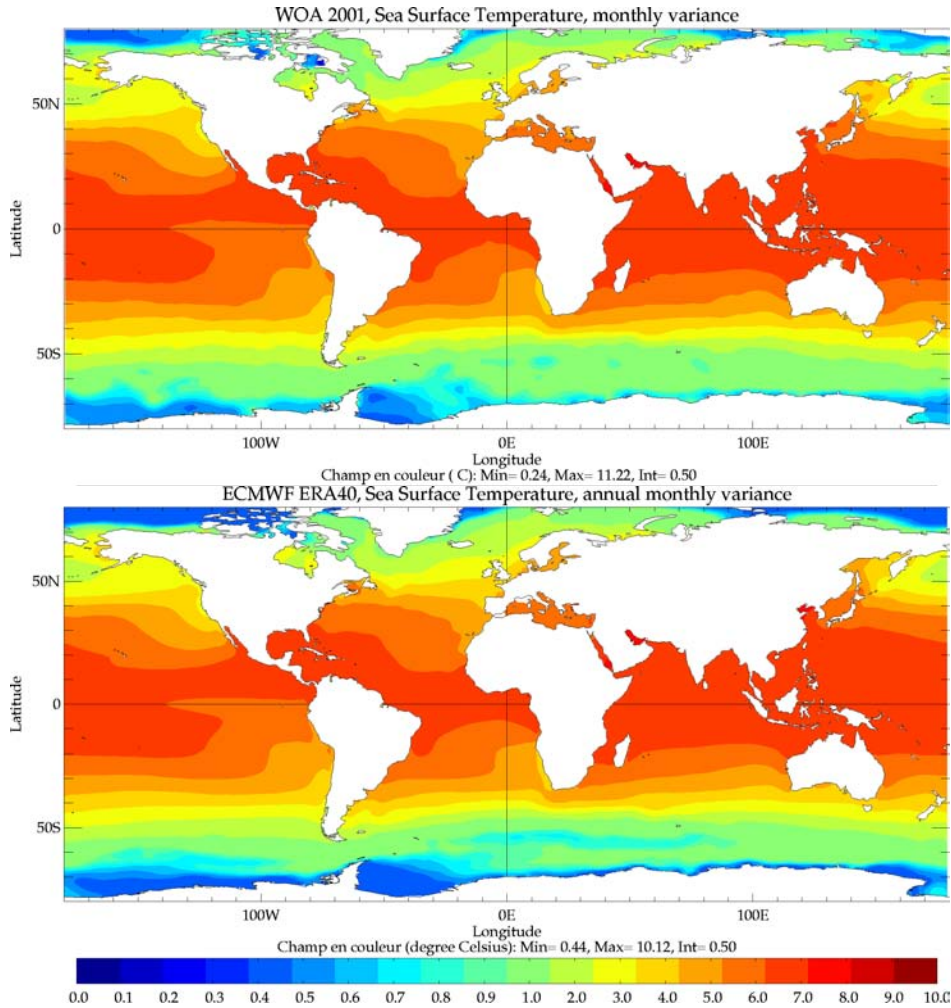


Figure 31 : Variance RMS mensuelle σ_m de la température de surface (en °C, échelle non-linéaire) dans les climatologies WOA 2001 (en haut) et ERA40 (en bas).

La différence de variabilité entre ces deux climatologies provient en partie de la variabilité à plus haute fréquence, qui n'existe que dans les données issues du modèle. Pour quantifier l'importance de la variabilité aux périodes comprises entre un mois et un jour, nous avons interpolé la climatologie WOA sur la même grille spatiale et à la même fréquence que celle de ERA40. La variabilité annuelle est alors indiquée par la déviation standard des valeurs journalières :

$$\sigma_d = \left(\frac{1}{365} \sum_{d=1}^{d=365} (T(d) - \bar{T})^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

où $T(d)$ est la valeur du jour d et \bar{T} est la moyenne annuelle.

La variance RMS obtenue est alors très proche de celle du modèle (Fig. 32). Elle est quasiment partout de l'ordre de 1°C, sauf au voisinage des courants de bord Ouest (Gulf-Stream et Kuroshio) et dans les mers fermées et quasi-fermées : la Méditerranée, la Mer Baltique, la Mer Rouge, la Mer du Japon et surtout la Mer de Chine septentrionale, où la variance RMS atteint son maximum (9.7°C dans WOA et 10.1°C dans ERA40).

WOA2001 on ECMWF grid, daily interpolated climatology, SST variance RMS

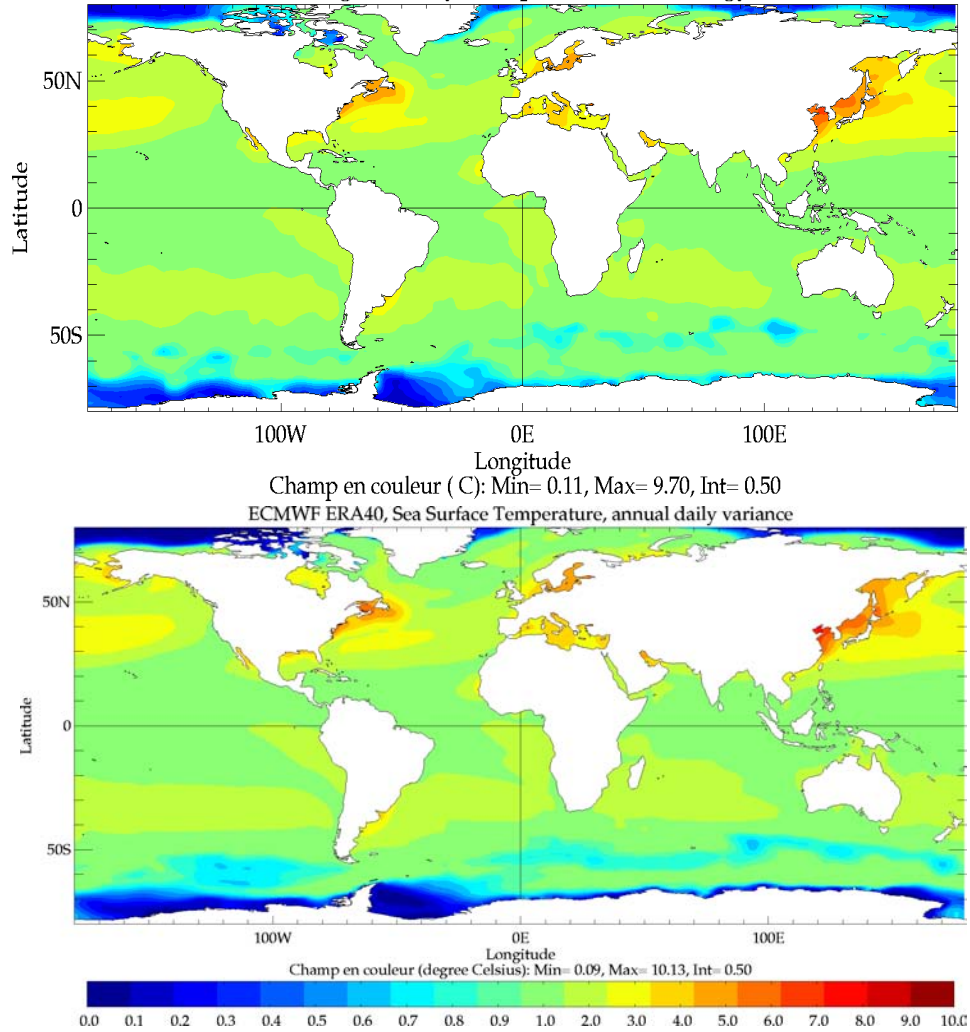


Figure 32 : Variance RMS journalière σ_d de la température de surface (en °C, échelle non-linéaire) dans la climatologie WOA 2001, interpolée journalièrement et horizontalement sur la grille ECMWF, (en haut) et dans la climatologie journalière ERA40 (en bas).

L'importance de la variabilité journalière peut être quantifiée plus précisément en calculant la variance des anomalies journalières par rapport au cycle mensuel (ou « variance intra-mensuelle ») :

$$\sigma_i = \frac{1}{12} \sum_{m=1}^{m=12} \left(\left(\frac{1}{N_m} \sum_{d=1}^{d=N_m} (T(m,d) - \bar{T}(m))^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right)$$

où $T(m,d)$ est la valeur du jour d pendant le mois m et $\bar{T}(m)$ est la moyenne mensuelle du mois m .

On constate (Fig. 33) que, dans la climatologie ERA40, la variabilité de fréquence journalière à mensuelle est faible (inférieure à 0.7°C) sur toute la surface de l'océan, à l'exception des régions où l'on a observé que la variance totale (Fig. 33) est maximale. Elle atteint ainsi un maximum de 1.4°C, à nouveau dans la Mer de Chine septentrionale.

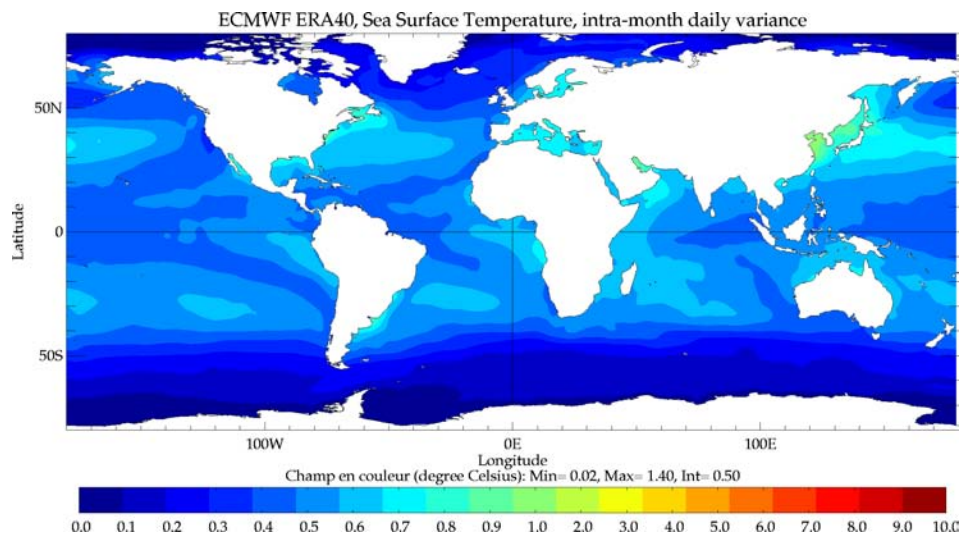


Figure 33 : Variance RMS intra-mensuelle σ_i de la température de surface (en °C, échelle non-linéaire) dans la climatologie de la réanalyse ERA40.

Dans la climatologie ERA40, les variations de SST d'échelle temporelle inférieure au mois sont donc globalement négligeables par rapport au cycle saisonnier. Cela était attendu puisque la climatologie a été calculée en moyennant 12 années consécutives, ce qui atténue considérablement les anomalies journalières. Mais si l'on considérait un forçage interannuel, la variabilité journalière de la SST présenterait une intensité bien plus forte, susceptible d'affecter la variabilité de la MLD, qui est cruciale pour notre estimation de l'évolution de la SSS.

III.8. Salinité de surface

Pour implémenter notre méthode d'inversion, nous avons besoin d'un champ de salinité de surface, qui sert d'état initial pour notre modèle. Nous avons recensé les principales sources de données de salinité (tab. 5, comme pour les données de température). Plusieurs analyses régionales existent, soit sur des grilles régulières (notamment Delcroix et al. 2004, dans le Pacifique tropical), soit sur des réseaux de points (surtout les bouées PIRATA et TAO). Mais le seul jeu-de-données d'extension globale est la climatologie du *World Ocean Atlas*, dont nous avons déjà comparé la température de surface à celle du modèle ECMWF (chap. III.7). Dotée d'une fréquence mensuelle et d'une résolution de 1°, elle est cohérente avec les échelles de la climatologie de flux air-mer que nous avons construite à partir de la réanalyse ERA40.

III.8.a. Moyenne annuelle

L'état moyen de la salinité de surface (Fig. 34) est relativement bien connu, même si les incertitudes restent fortes aux hautes latitudes, surtout dans l'hémisphère Sud, où les mesures sont plus rares. Au cours d'un cycle saisonnier, sa distribution spatiale évolue moins fortement que celle de la température, car il n'y a pas d'échanges directs avec l'atmosphère. Sa structure moyenne est donc généralement représentative et peut être décrite par quelques traits principaux :

- des valeurs élevées à l'équateur (SSS > 35 psu) et des minima locaux de part-et-d'autre, dûs aux précipitations dans les ITCZs, en particulier là où elles sont les plus intenses : dans le Pacifique et l'Atlantique Nord, ainsi que dans l'Océan Indien Sud,
- des maxima locaux au centre des gyres subtropicaux (SSS > 36.5 psu), caractérisés par une évaporation intense, particulièrement dans l'Atlantique Nord,
- des minima très localisés à l'embouchure des grands fleuves (SSS < 32 psu) : Amazone, Congo, Orenoke, Chimborazo, etc.
- des maxima absolus dans les mers semi-fermées (SSS > 38 psu), où l'évaporation domine les apports d'eau douce : la Méditerranée, la Mer d'Oman et surtout la Mer Rouge,

- une salinité minimale aux latitudes polaires (SSS < 33 psu), dans les eaux affectées par la fonte de la banquise et des glaciers continentaux.

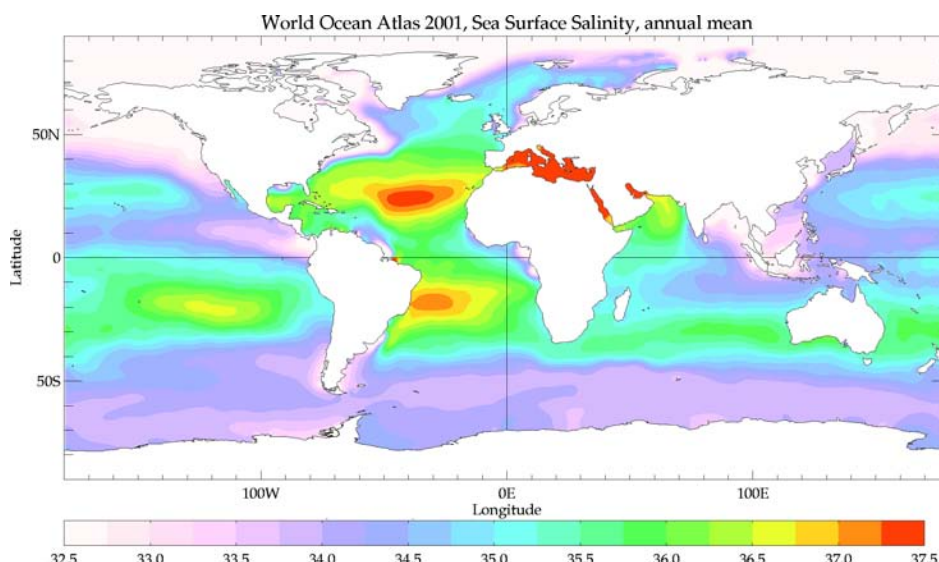


Figure 34 : Moyenne annuelle de la salinité de surface (en psu) dans la climatologie WOA 2001.

III.8.b. Variabilité saisonnière

La carte de la variance mensuelle (RMS) de la salinité de surface révèle que les variations saisonnières sont généralement inférieures à 1 psu (Fig. 35). Seules quelques régions côtières présentent une variance de plus de 1 psu, ainsi que l'Océan Arctique. Dans les régions recouvertes de glace durant une partie de l'année, la variance est surestimée, à cause de l'absence de données de surface pour certains mois. Dans l'océan libre, les plus fortes variances se trouvent aux embouchures de l'Amazonie (9.5 psu) et du Gange (6.1 psu), puis à celles des fleuves Rio de la Plata (2.5 psu), Orenoke, Congo, Niger, Mississippi, Chimborazo, Yang Tsé Kiang (2.4 à 0.7 psu, dans l'ordre décroissant). On observe aussi de fortes variances dans quelques zones où existe un front de salinité très marqué et qui se déplace saisonnièrement : à la sortie de la Mer Rouge et de la Mer Baltique. Les précipitations intenses sont responsables de la forte variabilité de certaines régions, notamment dans l'Est de la Mer d'Arabie (plus de 0.5 psu) à cause de la mousson, ainsi que dans les ITCZs (environ 0.4 psu).

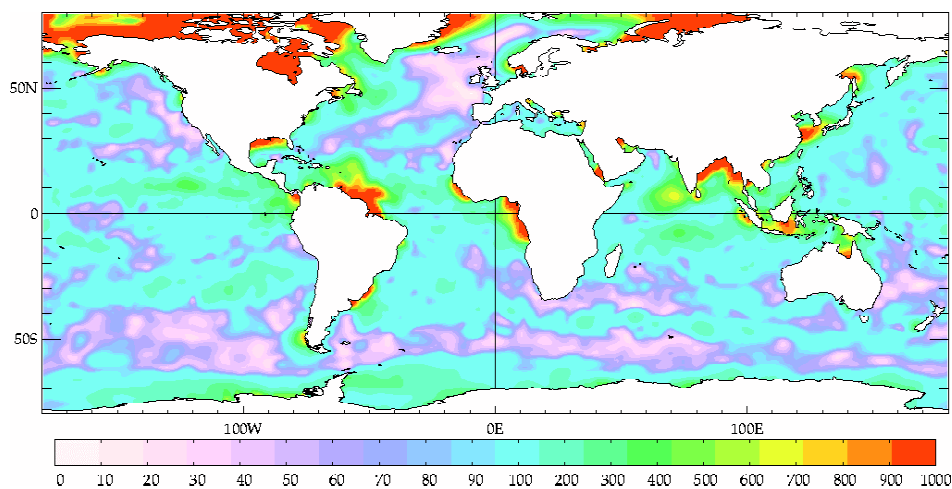


Figure 35 : Variance RMS mensuelle de la salinité de surface (en $1/1000^e$ psu) dans la climatologie WOA 2001.

Les maxima de variance peuvent être très localisés (Fig. 36, en haut), comme dans les zones d'*upwelling* (au large de la Namibie et de la Guinée), ou plus étendus, comme dans les régions d'apports fluviaux soumis à de forts courants (côte Nord du Brésil et Baie du Bengale) et surtout les régions périodiquement englacées (Océan Arctique, Baies de Baffin et d'Hudson). Par contre, les zones de faible variabilité sont très étalées (Fig. 36, en bas) : toute la partie Sud du Courant Circumpolaire Antarctique présente une variance inférieure à 0.1 psu, ainsi que le Courant des Aiguilles, les Courants Ouest et Est-Australien, le Courant de Californie et la Dérive Nord-Atlantique. Dans ces zones, les forts courants horizontaux brassent de façon permanente les eaux de surface avec les eaux intermédiaires, dont les propriétés varient peu au cours de l'année. La variabilité la plus faible est observée dans l'Atlantique Nord : au large du Golfe de Gascogne, au Sud de l'Islande et dans la Mer de Norvège la variance baisse jusqu'à 0.02 psu.

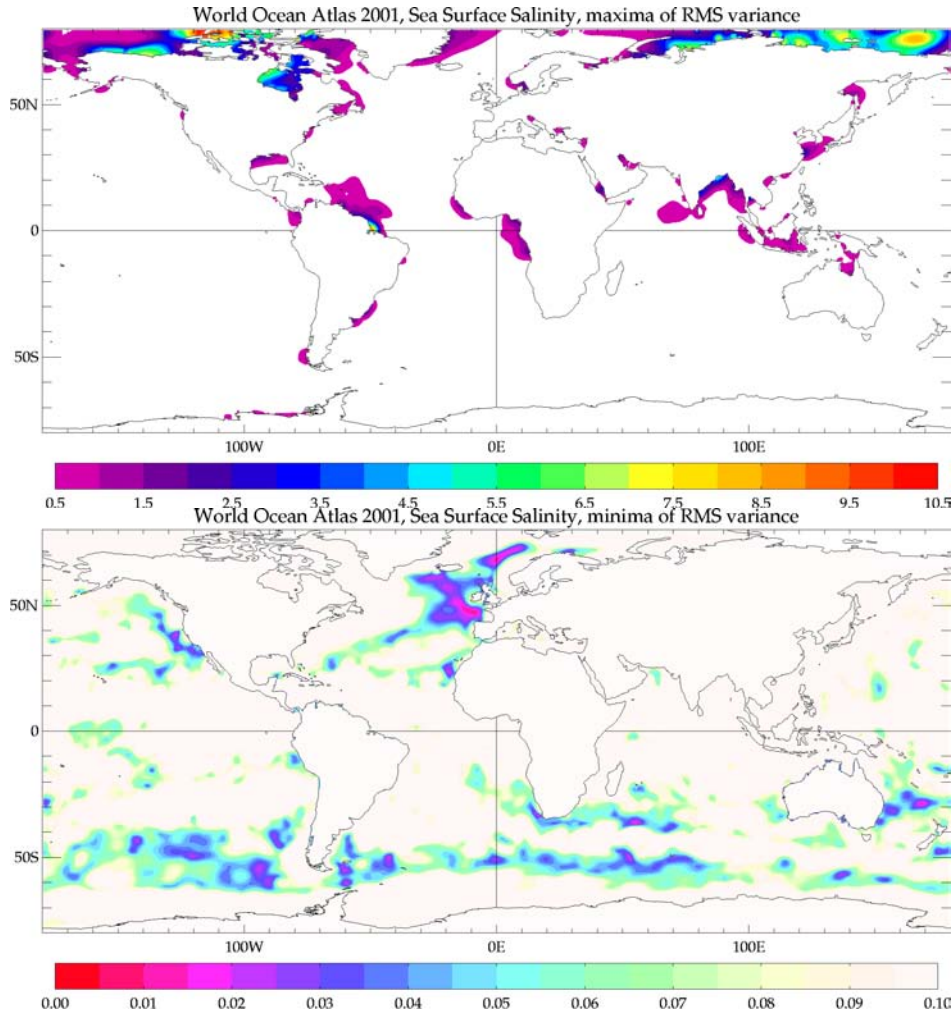


Figure 36 : Extrema de variance de la SSS dans la climatologie WOA 2001 : en haut, maxima (valeurs supérieures à 0.5 psu) et en bas, minima (valeurs inférieures à 0.1 psu).

III.8.c. Extrema locaux

Pour donner une description plus quantitative du champ moyen de salinité de surface, nous décrivons les principaux extrema dans chaque océan (tab. 6). Dans l'Atlantique, on constate que les salinités les plus faibles se trouvent à l'embouchure des glaciers, des fjords (3.5 psu à l'extrémité orientale de la Mer Baltique) et des plus grands fleuves (4.3 psu pour l'Amazone). Les zones

englacées pendant une partie de l'année présentent des moyennes relativement basses : 21.6 psu dans la Baie d'Hudson, 30.1 à l'Est du Groënland et jusqu'à 34.6 dans la Mer de Weddell. Mais les observations ne représentent que les périodes sans glace, pendant lesquelles la salinité est abaissée par la fonte de la banquise. Les embouchures des autres fleuves exhibent des salinités intermédiaires : 21.8 psu pour le Rio de la Plata, 30.4 pour le Niger, 30.6 pour le Congo 32.3 psu pour l'Orenoke et 32.5 pour le Mississipi. La désalinisation est donc approximativement proportionnelle au débit du fleuve. Les régions de fort *upwelling* côtier sont aussi caractérisées par des minima de SSS : 33.5 psu le long de la côte de la Guinée et 34.9 près de la Namibie.

On trouve des maxima de SSS là où l'advection est faible et le bilan évaporation-précipitations est maximal. C'est le cas dans les mers quasi-fermées, comme le Golfe du Mexique où la moyenne s'élève à 36.5 psu. C'est aussi le cas au centre des gyres subtropicaux : 37.2 psu au Sud et 37.4 au Nord (ce dernier étant plus marqué à cause de l'influence de la Méditerranée). On observe également un maximum de salinité juste à l'Est de l'Amazone, de 37.9 psu, qui ne peut être due qu'à une erreur dans la climatologie. La salinité est largement plus élevée en Méditerranée, où les apports fluviaux sont faibles et l'évaporation considérable : dans sa partie Est, la SSS moyenne atteint 39.3 psu.

En règle générale, les minima de salinité sont associés à des maxima de variance, et les maxima de salinité à des minima de variance. Ainsi, l'écart-type atteint 9.5 psu à l'embouchure de l'Amazone, 6.7 dans la Baie d'Hudson et 2.5 à l'embouchure du Rio de la Plata. La variabilité est moins forte au niveau des fleuves de débit inférieur : 2.0 psu pour le Congo, 1.7 pour le Niger et 1.6 pour le Mississipi. Les mers nordiques présentent aussi des écart-types importants : 1.9 psu dans le courant Est-Groënland et au milieu de la Mer Baltique. Mais comme ces régions sont recouvertes de glaces pendant une partie de l'année, ces valeurs doivent être considérées comme des bornes supérieures. La variabilité est particulièrement faible à proximité des maxima de salinité : l'écart-type est d'environ 0.1 psu au Sud de la Mer de Weddell et même inférieure à l'Est de la Méditerranée, ainsi qu'au centre des gyres subtropicaux.

En comparant les extrema de l'Atlantique avec ceux des deux autres océans, on constate deux différences principales. Premièrement, l'Océan Indien et le Pacifique sont invariablement moins salés, à l'exception des mers quasi-fermées. Le maximum de SSS en domaine hauturier s'élève à 36.6 psu dans le Pacifique et 35.9 dans l'Océan Indien, au centre des gyres subtropicaux Sud. Les seules exceptions à cette règle sont la Mer Rouge et la Golfe Persique, où l'on trouve des salinités moyennes de 40 psu. Deuxièmement, la variabilité est moins prononcée, parce que ces océans ne reçoivent pas l'apport de fleuves aussi importants, et n'ont pas de contact avec la banquise aussi étendus que dans l'Atlantique. Les seules exceptions sont le Golfe du Bengale et l'Est de la Mer d'Arabie, où l'eau douce du Gange et les précipitations de la mousson induisent un écart-type de 6.1 psu.

Dans le Pacifique, on observe d'autres maxima de salinité dans les forts courants : 35.9 psu à l'Ouest de l'Australie et 35.4 le long de la Californie. Les minima se trouvent dans les régions de précipitations intenses (34.1 psu dans l'ITCZ Nord), à l'embouchure des fleuves (31.4 au large de la Colombie, 30.3 pour la rivière Columbia, 26.9 au Nord de la Mer de Chine) et dans les régions où l'influence de la glace-de-mer est importante (32.7 psu en Antarctique et 26.7 dans le Détroit de Bering). Les écart-types correspondants sont particulièrement faibles dans les gyres subtropicaux (0.03 psu) et intermédiaires dans les régions soumises aux apports fluviaux (1.3 psu au large du Chili, 1.4 près de la Colombie) et aux apports glaciaires (1.4 psu en Mer d'Okhotsk et 1.8 au Détroit de Bering).

Enfin, dans l'Océan Indien, on observe aussi un maximum de salinité le long de la côte australienne (36.1 psu) et des minima plus-ou-moins marqués dans les régions soumises à la mousson (29.8 psu au milieu de l'archipel indonésien, 26.2 près de la côte thaïlandaise). La variabilité est toujours forte à l'emplacement de ces minima (4.4 psu près des côtes de la Thaïlande et 1.0 près de l'Indonésie), mais aussi dans les mers très salées (0.4 psu en Mer Rouge et 1.7 dans le Golfe Persique). A proximité de l'Antarctique, les eaux sont moins dessalées à ces longitudes, avec un minimum de 33.5 psu. Par conséquent, la variabilité y est moins forte, l'écart-type ne dépassant pas 0.5 psu.

océan	région	nom	latitude	longitude	moyenne (psu)	dév. std. (psu)	
Atlantique	subpolaire Nord-Est	Mer Baltique	57-64°N	11-22°E	3.51	1.91	
	équatorial Ouest	Amazonie	2°N	55°W	4.29	9.49	
	subpolaire Nord-Ouest	Baie d'Hudson	53-63°N	79-91°W	21.56	6.69	
	subtropical Sud-Ouest	Rio de la Plata	32°S	52°W	21.84	2.50	
	minima locaux	polaire Nord	Groënland Est	73-80°N	17-22°W	30.05	1.92
		équatorial Est	Congo	4°S	15°E	30.59	2.01
		tropical Nord-Ouest	Orenoque	8°N	64°W	32.30	2.44
		subtropical Nord-Ouest	Mississippi	29°N	92°W	32.45	1.64
	maxima locaux	tropical Nord-Est	Golfe de Guinée	10°N	14°W	33.54	1.70
		tropical Sud-Est	Benguela	31°S	18°E	34.85	0.11
polaire Sud		Mer de Weddell	74-77°N	51-57°W	34.60	0.45	
tropical Nord-Ouest		Golfe du Mexique	19-22°N	91-92°W	36.54	0.45	
subtropical Sud		gyre	15-18°S	32°W	37.19	0.08	
subtropical Nord		gyre	23-24°N	42-45°W	37.42	0.06	
équatorial Ouest		Courant Nord-Brazil	1-2°S	42-46°W	37.93	0.42	
Pacifique		subtropical Nord-Est	Méditerranée	37°N	28°E	39.32	0.08
	polaire Nord-Est	Mer de Bering	64-67°N	162-163°W	26.66	1.84	
	subtropical Nord-Ouest	Yang Tse Kiang	39°N	118°E	26.87	0.69	
	minima locaux	subpolaire Nord-Est	Columbia	47°N	124°E	30.32	0.81
		subpolaire Nord-Ouest	Mer d'Okhotsk	54°N	138-141°E	30.88	1.40
		subpolaire Sud-Est	Courant du Chili	50°S	75°W	31.03	1.25
	tropical Nord-Est	Chimborazo	7°N	78°W	31.40	1.38	
maxima locaux	polaire Sud-Est	Antarctique	73°S	77°W	32.67	0.90	
	subtropical Nord	gyre	26-28°N	152°E -149°W	35.39	0.03	
	subtropical Sud-Ouest	Courant Est-Australie	27-28°S	165-169°E	35.85	0.01	
Indien	subtropical Sud	gyre	19-21°S	138°E -126°W	36.59	0.03	
	subtropical Nord	Gange	22°N	88°E	25.48	6.13	
	minima locaux	tropical Est	Thaïlande	13°N	101°E	26.17	4.40
		équatorial Est	Indonésie	1°S	103°E	29.75	1.02
		polaire Sud	Front Subantarctique	67-69°S	77-82°E	33.45	0.50
maxima locaux	subtropical Sud	gyre	29-31°S	106-108°E	35.86	0.05	
	subtropical Sud-Est	Courant Ouest-Australie	29-32°S	129-132°E	36.05	0.23	
	subtropical Nord-Ouest	Golfe Persique	28-29°N	48-51°E	40.04	1.72	
	subtropical Nord-Ouest	Mer Rouge	27-28°N	34-35°E	40.37	0.42	

Tableau 6 : Caractéristiques des extrema de SSS dans la climatologie WOA 2001 : position géographique, moyenne annuelle et déviation standard (en psu). Pour chacun des 3 bassins océaniques, les extrema sont ordonnés du plus faible au plus fort.

III.9. Conclusion : choix des données de forçage du modèle

Nous venons de décrire les différentes variables d'entrée nécessaires à notre modèle « *slab mixed layer* », en illustrant chacune d'elles par un ou plusieurs jeux-de-données récents, choisis parmi les plus fiables. L'analyse de leur distribution spatiale et de leur variabilité temporelle sera utile pour comprendre la réponse de la salinité aux différents processus représentés dans le modèle.

La comparaison de plusieurs sources de données, notamment *in situ* (climatologie du SOC) et simulés (modèle ECMWF), révèlent les incertitudes qui existent sur la plupart des paramètres. Pour éviter que ces incertitudes aient trop d'impact sur la simulation de la SSS, nous avons besoin de flux atmosphériques cohérents entre eux. Les données satellitaires fournissent la plus haute résolution et probablement la meilleure précision sur les paramètres individuels, mais ils ne sont pas cohérents entre eux. D'un autre côté, la climatologie ajustée du SOC est cohérente, mais ne contient pas de fluctuations aux périodes inférieures à 1 mois. Nous utilisons donc la tension de vent et les flux nets de chaleur et d'eau douce issus de la réanalyse ERA40. De même, pour que la SST soit cohérente avec l'ensemble des flux, nous avons choisi la SST de ERA40. Celle-ci sera donc la donnée de base pour notre inversion de la profondeur de couche mélangée.

Les données de courants géostrophiques complètent ces forçages atmosphériques, en imposant l'advection horizontale dans la couche mélangée. La seule source d'observations de vitesses géostrophiques absolues sur l'océan global est l'analyse SSALTO-DUACS. Ces vitesses ne sont disponibles que depuis août 2001, tandis que la réanalyse ERA40 s'achève en août 2002, si bien que la durée de recouvrement est trop courte pour obtenir un forçage représentatif du cycle saisonnier moyen. Nous avons donc construit des climatologies pour tous les champs de forçage. Les flux air-mer ERA40 sont moyennés sur les années 1990 à 2001 (12 ans), durant lesquelles un grand nombre de données satellitaires ont été assimilées. Les vitesses géostrophiques sont moyennées sur les années d'août 2001 à août 2005 (4 ans). Comme on l'a vu, un lissage spatio-temporel est appliqué à ces vitesses pour éliminer les fluctuations à haute-fréquence et obtenir des échelles compatibles avec la climatologie des flux air-mer.

Enfin, les propriétés internes de l'océan sont nécessaires pour calculer le terme d'entraînement vertical. Nous utilisons la température et la salinité du *World Ocean Atlas*, qui inclut une grande partie des mesures *in situ* de ces 30 dernières années. Notons qu'une climatologie plus récente (Boyer et al., 2004) apporte une résolution supérieure ($1/4^\circ$), mais elle serait incompatible avec la résolution des flux atmosphériques sélectionnés. Les analyses de Reynolds et al. (2001) fournissent des données de SST avec une fréquence hebdomadaire, qui ont été assimilées dans le modèle ECMWF. Leur utilisation directe dans notre modèle pourrait aussi provoquer des incompatibilités entre la SST et la température climatologique en profondeur. En choisissant des données climatologiques pour les flux, les courants et la SST, nous limitons les incohérences avec les propriétés T/S sous la couche mélangée. Néanmoins, les incohérences qui peuvent subsister entre deux ou plusieurs de ces champs de forçage se répercuteront sur la MLD et/ou la SSS simulées par le modèle.

Finalement, la climatologie *World Ocean Atlas* est également utilisée comme champ initial pour la SSS et servira de référence pour estimer le réalisme de la simulation. Nous avons déterminé les régions de variabilité maximale et minimale et la localisation des extrema de SSS dans cette climatologie. Cet examen nous donne des points de repère pour évaluer la performance de notre modèle en terme de variabilité de la SSS.

CHAPITRE IV

IV. Validation des résultats du modèle

Ce chapitre propose des comparaisons à plusieurs études antérieures, tant au niveau de la méthode employée pour représenter la couche mélangée océanique que des résultats obtenus. Les études ont été choisies pour leurs similitudes avec cette thèse et sont résumées en annexe, avec les figures qui peuvent être comparées aux nôtres. Nous abordons d'abord des études basées sur des modèles d'océan, qui sont comparées à nos simulations en termes de profondeur et de température de la couche mélangée. Ensuite, nous utilisons une analyse objective de SSS *in situ* pour valider nos résultats en terme de salinité. A chaque fois, nous commençons par discuter des différences entre les méthodes des auteurs et notre modèle, avant de décrire nos résultats et de les analyser.

Dans un premier temps, nous comparons notre simulation à deux modèles 2D implémentés dans l'hémisphère Nord et dédiés sur la température de surface. L'article de Qiu et Kelly (1993) est basé sur un modèle 2D proche du nôtre, assimilant également des données altimétriques, mais son domaine est restreint à l'extension du Kuroshio. L'article d'Alexander et al. (2000) repose sur un système plus sophistiqué, composé d'un modèle 2D couplé à des modèles 1D locaux, qui couvre tout le Pacifique et l'Atlantique Nord. Ensuite, nous comparons notre approche à plusieurs modèles de la zone POMME de l'Atlantique Nord-Est, qui a été l'objet d'un effort sans précédent d'observation et de modélisation. Deux méthodes très différentes sont présentées : le modèle 1D de Caniaux et al. (2005a, b), proposant une méthode d'estimation des flux air-mer, et du modèle 3D de Giordani et al. (2005a, b), qui assimile des courants géostrophiques tout comme notre modèle. Les résultats des études de POMME ne sont pas comparés aux nôtres dans ce chapitre, car cela fait l'objet de l'article du chapitre suivant (chap. V). Finalement, nous validons notre simulation en termes de salinité en la confrontant à l'analyse objective de Reverdin et al. (2006) dans l'Atlantique, une des rares études dédiées à la SSS.

IV.1. Bilan de température dans le Pacifique Nord

L'étude de Qiu et Kelly (1993) (ci-après QK) est particulièrement intéressante à comparer à nos résultats, car elle est focalisée sur l'extension d'un WBC, une des régions océaniques les plus énergétiques, donc où la couche mélangée est la plus délicate à modéliser. L'importance de l'advection horizontale y est reconnue et ces auteurs tiennent compte des composantes d'Ekman et géostrophique, tout comme dans nos simulations. La tension de vent est là-aussi issue du modèle météorologique ECMWF et le courant géostrophique est déduit de l'altimétrie, en utilisant les données d'une des premières missions de ce genre (*Exact Repeat Mission*, sur le satellite Geosat). En l'absence d'estimation précise du géoïde terrestre, on combine les traces ascendantes et descendantes afin de déterminer la SSH moyenne. En y ajoutant la SLA mesurée, on accède à l'élévation totale de la surface, dont sont déduites les vitesses géostrophiques. La résolution spatio-temporelle de ces champs (répétitivité de 17 jours et environ 1° de résolution) est largement inférieure à ce qu'on obtient aujourd'hui en combinant les observations de plusieurs satellites (3.5 jours et 1/3° dans le cas de l'analyse SSALTO-DUACS), mais elle est suffisante pour représenter la circulation de surface à grande échelle.

IV.1.a. Différences de formulation du modèle

Le modèle 2D proposé est de type « *slab mixed layer* » comme le nôtre, mais il comporte en plus une équation pour la TKE, qui permet de déterminer la profondeur de la couche mélangée h , puis la vitesse d'entraînement w_e . Cette équation est basée sur la formulation de Davis et al. (1981) et paramétrise le flux de flottabilité en fonction de la vitesse du vent (terme de production par friction) et du flux net de chaleur en surface (terme de dissipation en situation de refroidissement). Dans notre modèle, la MLD et la vitesse d'entraînement associée sont inversées à partir de l'équation de la température, si bien que ces grandeurs incluent les effets du flux de chaleur en surface et de la

tension du vent (sous la forme du transport d'Ekman horizontal et vertical, et non de la vitesse frictionnelle u^*), mais aussi les effets du courant géostrophique et de la diffusion latérale. Les deux approches sont valides, mais notre méthode d'inversion permet de tirer profit des estimations précises de SST actuellement disponibles et d'accéder à la salinité.

Les auteurs rappellent que la SST diffère sensiblement de la température de la couche mélangée: leur définition de T mène à des différences de l'ordre de 0.5°C d'après la climatologie. Cependant, notre modèle simule les variations spatiales et temporelles de T , mais dépend peu de sa valeur (hormis dans le calcul du gradient vertical $(T - T_d) / h$ pour déterminer l'effet de l'entraînement vertical et, dans une moindre mesure, pour estimer la densité de la couche mélangée). La température du modèle peut donc être assimilée à la SST sans perturber significativement les résultats. D'ailleurs les auteurs valident leur simulation en comparant les distributions horizontales de T et de la SST observée. On pourrait corriger a posteriori cet écart de température en appliquant un profil empirique dans la couche mélangée (Kitaigoroskii, 1973).

Les deux modèles comportent des différences mineures dans l'équation d'évolution de la température :

- La vitesse d'entraînement w_e est utilisée dans les deux cas pour représenter l'effet de la diffusion turbulente verticale, mais le modèle de QK y ajoute un terme $A_h \nabla^2 h$, correspondant à la diffusion horizontale à travers l'interface de la couche mélangée. Ce terme est aussi différent de l'induction latérale $(\bar{u} \cdot \nabla h)$ dans le bilan de chaleur de Giordani et al. (2005b), qui représente l'advection horizontale à travers l'interface. Dans notre modèle, la base de la couche mélangée est considérée comme une frontière imperméable à l'advection horizontale, en supposant que les courants suivent les surfaces isopycnales, et la diffusion diapycnale est incluse dans le terme d'entraînement.
- Le gradient vertical de température ∇T est fixé à 1°C , par définition de la couche mélangée, tandis que dans notre modèle il est calculé en chaque point et à chaque pas-de-temps, par différence avec la température T_d issue d'une climatologie mensuelle. La définition de la couche mélangée de QK semble appropriée dans le Pacifique Nord subtropical, mais ne conviendrait certainement pas à toutes les régions de l'océan global.
- Le flux net de chaleur air-mer Q_{net} est diminué de la fraction q_d du flux solaire pénétrant au-delà de la couche mélangée, qui est négligée dans notre modèle. Compte-tenu des valeurs des profondeurs d'atténuation utilisées ($\gamma_1 = 1.5$ m et $\gamma_2 = 14$ m) et du minimum de h de l'ordre de 20 m, cette fraction ne peut dépasser 8% du flux solaire en été (de l'ordre de $200 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$), soit $15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Le fait de négliger q_d semble donc une approximation raisonnable et dispense du choix des paramètres de la pénétration solaire, qui varient considérablement selon la classification du type d'eau.
- Les vitesses géostrophiques sont calculées à partir de la hauteur de surface η et du contenu thermique de la couche mélangée $\alpha h T$ (équation 5 de QK), si bien que l'évolution de la couche mélangée a un impact sur le transport géostrophique. Cependant, une fois ce transport multiplié par le gradient horizontal de T , il ne reste que la contribution de η dans l'advection horizontale de température (équation 9 de QK). Ainsi, cette différence par rapport à notre modèle n'a d'effet que sur l'estimation de la vitesse verticale d'entraînement w_e (équation 8 de QK), où l'advection verticale est représentée par la divergence du transport horizontal $\nabla \cdot \bar{U}$. Dans notre modèle, on considère que seul le transport d'Ekman est divergent car l'ajustement géostrophique est réalisé à ces échelles. Ainsi, l'advection verticale provient uniquement de la vitesse de pompage d'Ekman w_E .
- La diffusion turbulente horizontale est traitée de la même façon dans les deux modèles, mais QK ont choisi une valeur supérieure pour la diffusivité $A_h = 8000 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, au lieu de $2000 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$. Cette valeur élevée est cohérente avec l'intense activité tourbillonnaire dans l'extension du Kuroshio, mais serait trop forte pour des régions océaniques plus calmes. Nous avons choisi une diffusivité constante et faible, afin qu'elle représente une moyenne sur l'océan global, mais il serait plus approprié de la faire varier en fonction de l'EKE. Néanmoins, la diffusion horizontale affecte généralement peu les bilans dans la couche mélangée, si bien que l'impact de ce paramètre n'est pas fondamental.

IV.1.b. Profondeur et température de la couche mélangée

Les résultats de notre modèle global dans la région d'extension du Kuroshio sont comparables à ceux de QK. Nous présentons la simulation « ClimMon », forcée par une climatologie journalière de flux air-mer et de courants géostrophiques, dans laquelle on a filtré les fluctuations de périodes inférieures au mois. Cela autorise une comparaison quantitative avec la simulation de ces auteurs, qui ont lissé les champs de forçages par une gaussienne de largeur 30 jours.

La MLD obtenue, moyennée dans le domaine (Fig. 1.a), présente un cycle saisonnier similaire, avec un maximum de l'ordre de 200 m en mars (inférieure à la valeur issue du modèle de QK et plus proche de celle de la climatologie de Levitus) et un minimum de l'ordre de 60 m en août-septembre (bien supérieur à la valeur du modèle et de la climatologie, toutes deux d'environ 20 m). La variance de la MLD est maximale en avril et minimale en été (non montrée), comme dans la simulation de QK et dans la climatologie.

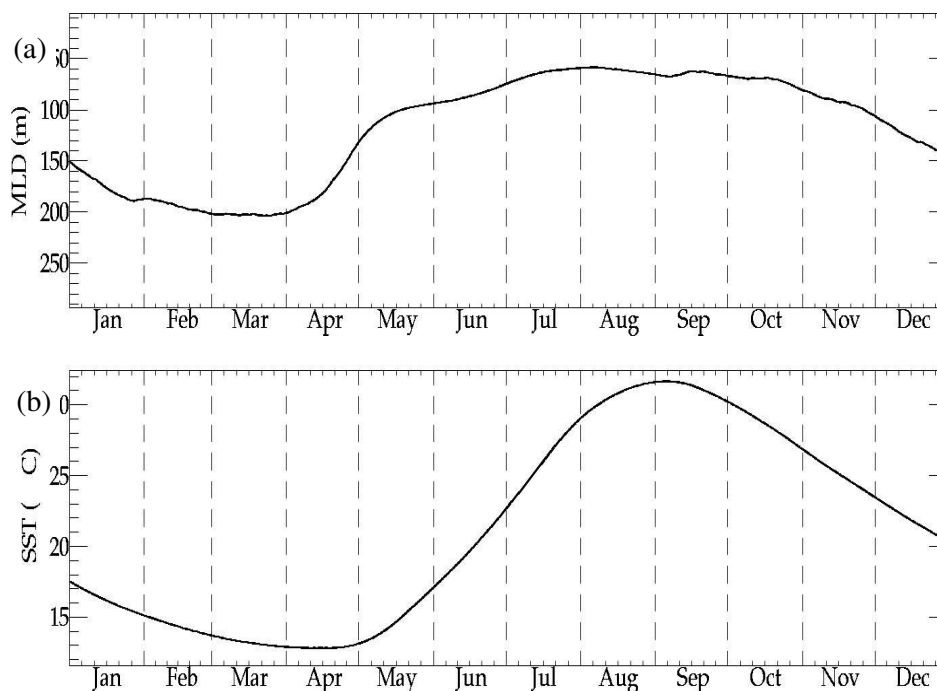


Figure 1 : MLD (a, en m) et SST (b, en °C) simulées par le modèle, moyennées dans la région de l'extension du Kuroshio (30°N-40°N, 140°E-175°E), au cours d'une année climatologique avec forçages lissés par une moyenne glissante de 30 jours.

L'amplitude des variations saisonnières est sensiblement plus petite, principalement à cause de la valeur en été. Comme l'entraînement vertical est peu actif durant cette saison, cette différence ne peut s'expliquer que par le flux de chaleur air-mer ou la diffusion verticale turbulente. Le flux air-mer est traité de la même façon dans les deux modèles, à l'exception de la pénétration du flux solaire, qui peut diminuer le flux net d'environ 15 W.m^{-2} en été. Cette différence contribue à abaisser la MLD de notre modèle, de façon à compenser l'excès de chaleur apporté en surface. La diffusion turbulente tient compte de la friction par le vent dans le modèle de QK (par le terme en $m_0 u^{*3}$), tandis que dans le nôtre elle est représentée implicitement par les variations de h . Pendant l'été ce terme est important, du fait du renforcement du vent et de la mince couche mélangée, si bien que notre modèle le remplace en approfondissant la couche. La MLD simulée est donc une profondeur effective, incluant l'effet de la turbulence verticale et de la pénétration radiative ondes-courtes.

Durant l'automne et l'hiver, l'augmentation de h est plus progressive dans notre modèle, démarrant lentement en septembre-octobre pour atteindre un maximum en décembre-janvier et marquer un plateau en février-mars. Dans le modèle de QK, cet approfondissement est quasi-linéaire de septembre à février. Cette différence peut s'expliquer par le fait que, dans notre modèle,

l'advection horizontale influence directement l'évolution de la MLD, ce qui donne lieu à des comportements plus complexes et plus variés suivant la localisation géographique. Dans le modèle de QK, h évolue principalement en fonction des flux imposés en surface (Q_{net} , $q(z)$ et u^* , voir l'équation 10) et le seul effet de l'advection horizontale passe par la vitesse w_e , qui dépend de la divergence du transport (équation 8). Cette divergence est essentiellement due au transport d'Ekman, car les courants géostrophiques sont faiblement divergents par nature, si bien que h varie finalement selon les forçages atmosphériques. Ainsi, sa distribution doit être de plus grande échelle et son évolution plus homogène que dans notre modèle.

Ceci explique également la différence de comportement pendant la phase de re-stratification. Dans le modèle de QK, la remontée de la couche mélangée en avril paraît brutale et uniforme sur tout le domaine. Au contraire, dans notre modèle, elle s'effectue plus graduellement, avec une première phase intense en avril, suivie d'une phase plus lente en mai-juin. Dans notre simulation, la retraite de la couche mélangée est initiée à différentes dates, suivant l'intensité et le rôle de l'advection horizontale : si en point donné, la circulation apporte de la chaleur, cela compense le flux air-mer négatif et la retraite commence plus tôt (mi-mars). A l'inverse, si la circulation soustrait de la chaleur, la retraite est retardée (mi-avril). Notre modèle autorise donc une plus grande variété de comportements, ce qui se traduit par un étalement de la phase de diminution rapide de la MLD moyennée sur le domaine.

Lors de cette phase de détraînement, la valeur de h est donnée par une équation diagnostique dans les deux modèles. Dans le modèle de QK, elle est fixée de façon à détraîner instantanément la longueur de Monin-Obukhov (exprimant l'équilibre entre la stabilisation par le flux de chaleur et le mélange dû à la friction du vent, voir l'équation 11). Dans notre modèle, cette valeur est déterminée conjointement par l'évolution de la SST observée, par l'advection géostrophique, le flux net en surface et le transport d'Ekman :

$$h = \left[\frac{Q_{net}}{C_p \rho_0} - \vec{U}_E \cdot \vec{\nabla} T \right] / \left[\partial_z T + \vec{u}_g \cdot \vec{\nabla} T - \kappa \nabla^2 T \right]$$

Ces deux approches sont très différentes, mais si les flux en surface et l'évolution de la SST sont connus précisément, elles devraient conduire à des estimations similaires pour la MLD. Elles ont toutes-deux le même point faible : si le dénominateur est proche de zéro, le résultat est très sensible aux incertitudes. Dans le cas de QK, les erreurs sur le flux net de chaleur ont donc un fort impact, tandis que dans notre cas, ce sont les erreurs sur la SST et sur la vitesse géostrophique, dans une moindre mesure, qui peuvent fausser la valeur de h pendant la re-stratification.

La température de la couche mélangée simulée par notre modèle (Fig. 1.b) présente une évolution saisonnière semblable à celle obtenue par QK, avec un minimum très proche à la mi-avril (12.8°C, au lieu de 13.0°C à 13.4°C), une phase de réchauffement d'avril à août (4 mois), plus rapide que le refroidissement de septembre à mars (6 mois), et un maximum fin août. La valeur maximale de T (31.6°C, au lieu d'environ 26°C dans l'autre modèle et la climatologie) est surestimée dans notre simulation. Cette différence provient d'une élévation trop forte de la température durant le printemps. Il semble donc qu'il manque un mécanisme capable de contrebalancer l'augmentation rapide du flux de chaleur en surface durant cette période de l'année. Par conséquent, la simulation présente une dérive annuelle positive (+3°C), qui pourrait aussi s'expliquer par un biais positif dans le flux net de chaleur ECMWF. Cependant, cette dérive est du même ordre que les variations interannuelles simulées par QK (environ 1°C à 2°C entre deux débuts d'année consécutifs).

IV.1.c. Bilan de température dans la couche mélangée

Le bilan de chaleur diffère sensiblement entre les deux modèles, en dépit des similitudes dans l'évolution de la MLD et de la température. Nous présentons les résultats de notre simulation, moyennés sur le domaine, en termes de variations de température (en $10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{jour}^{-1} = 1.2 \times 10^{-8} \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$), plutôt qu'en terme de flux de chaleur comme QK (en $10^{-4} \text{ m}\cdot^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1} = 8.64 \text{ m}\cdot^\circ\text{C}\cdot\text{jour}^{-1}$, équivalent à $428 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). Comme la grandeur qui nous intéresse *in fine* est la température, cette description est plus pertinente, car elle permet de comparer directement l'impact de chaque terme sur T . Les flux de

chaleur correspondant s'obtiennent en multipliant par $\rho_0 C_p h$, si bien qu'à chaque instant, les rôles respectifs des différents termes sont ordonnés comme dans le bilan de chaleur. De plus, notre bilan de température peut être directement comparé au tableau 11 de QK, indiquant les moyennes mensuelles de chacun des termes.

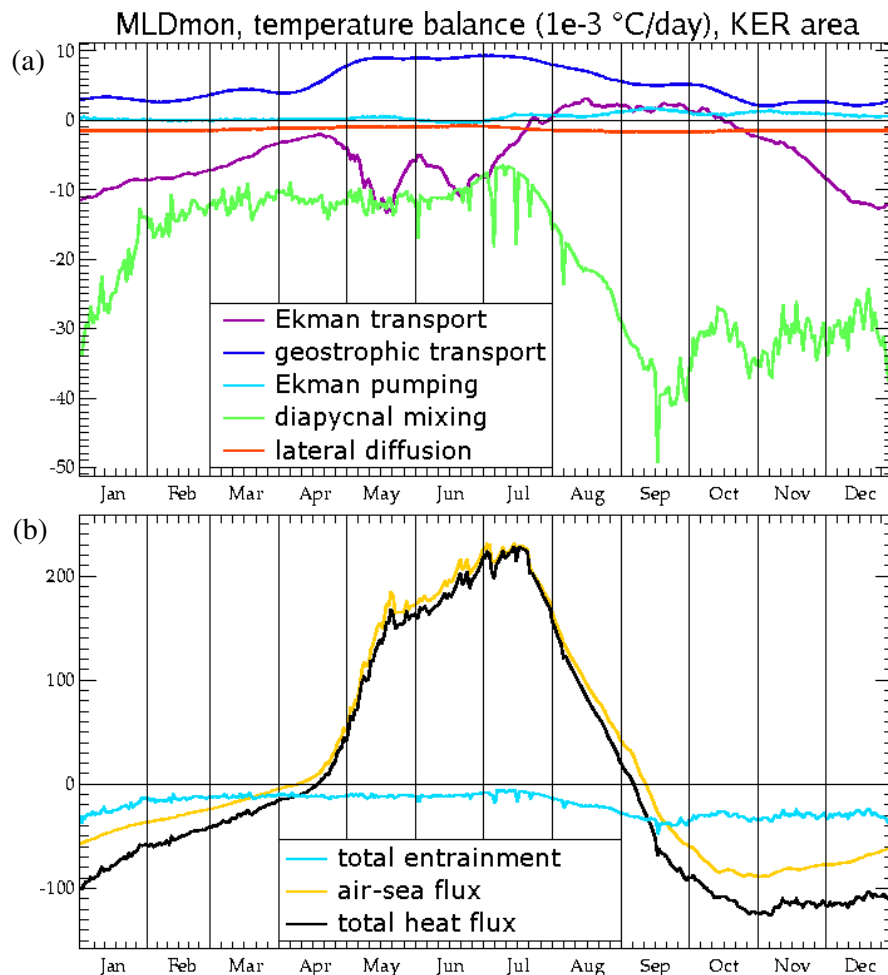


Figure 2 : Termes de l'équation de température de la couche mélangée, moyennés sur le domaine précédent, pour la même simulation que la figure 3 (en $10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$, avec une échelle allant de -50 à +10 pour les termes de (a) et de -150 à +250 pour les termes de (b)).

Les variations de T (Fig. 2.b) sont largement dominées par la contribution du flux air-mer, comme dans le modèle de QK (où il représente 50% du bilan annuel de température). Ce terme contrôle quasi-exclusivement la tendance de T au printemps et en été, culminant $231 \times 10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$ en juillet ($170 \times 10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$ dans la simulation de QK). En hiver et surtout en automne, la tendance de T s'écarte notablement de la contribution du flux en surface, qui n'est responsable que de la moitié du refroidissement au mois de décembre. Le refroidissement en surface est maximal en novembre, atteignant $89 \times 10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$ (très proche des $90 \times 10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$ de l'autre modèle).

Les autres termes tendent à refroidir la couche mélangée (Fig. 2.a), à l'exception de l'advection géostrophique. Celle-ci a un impact faible en moyenne sur le domaine, mais positif tout au long de l'année, contrairement à l'estimation de QK qui indique des valeurs négatives, sauf en août et septembre. Il atteint $9 \times 10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$ en été, tandis que ces auteurs obtiennent un maximum de $1 \times 10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$ en septembre et un minimum de $-9 \times 10^{-3} \text{ °C.jour}^{-1}$ en février. Cette comparaison montre la grande sensibilité de l'effet moyen des courants géostrophiques à la résolution spatio-temporelle des vitesses (meilleure dans les données SSALTO-DUACS que dans l'analyse Geosat utilisée par QK).

Le transport d'Ekman s'oppose généralement à l'advection géostrophique et refroidit la couche mélangée tout-au-long de l'année (les vents d'Ouest advectant de l'eau plus froide vers le Sud), sauf en août et septembre, comme pour QK. Le réchauffement atteint alors $3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$, au lieu de $8 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$ pour ces auteurs, tandis que le refroidissement culmine à $-13 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$ en décembre, au lieu de $-9 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$. Notre modèle induit donc un refroidissement plus intense par le transport d'Ekman que celui de QK. En hiver, cela s'explique par la plus faible profondeur de la couche mélangée, qui amplifie l'impact de l'advection vers le Sud. À l'inverse en été, la MLD étant globalement plus profonde, cela réduit l'effet du transport vers le Nord.

L'impact du pompage d'Ekman est très faible dans cette région, ne dépassant pas $2 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$, du fait que le domaine se situe entre les gyres subtropical et subpolaire, où le rotationnel du vent est négligeable. L'entraînement vertical est donc essentiellement causé par le mélange diapycnal. Ce terme domine le refroidissement de la couche mélangée, comme dans la simulation de QK (où il représente 35% du refroidissement annuel). Il présente aussi une intensité maximale en septembre, atteignant $-40 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$ (avec un pic journalier à $-49 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$), contre $-28 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$ en moyenne mensuelle pour ces auteurs. Cependant, dans leur simulation ce terme s'annule quasiment en avril, au moment de la re-stratification rapide, tandis qu'il reste à un seuil de $-6 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$ dans notre simulation. Cela peut s'expliquer par la différence de formulation de la vitesse d'entraînement w_e , qui provient de l'équilibre de TKE par les processus uniquement verticaux dans leur modèle, et est diagnostiquée à partir de l'évolution totale de la SST dans le nôtre. Notre formulation inclut implicitement les processus non résolus, tels que la turbulence verticale et l'induction latérale à la base de la couche mélangée, qui aboutissent à fond constant dans l'entraînement vertical.

Enfin, la diffusion horizontale présente une moyenne spatiale très faible et constamment négative, d'environ $-1.5 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$. QK obtiennent aussi une contribution généralement négative pour ce terme, mais avec des valeurs bien plus élevée ($-10 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$ en moyenne et jusqu'à $-25 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$ au mois de septembre). Cette intensité supérieure provient d'une part du coefficient de diffusivité horizontale A_h , quatre fois plus fort, et d'autre part du second terme $A_h (\Delta T/h) \nabla^2 h$, représentant la diffusion à l'interface de la couche mélangée. Ce processus étant inclus implicitement dans notre estimation du mélange diapycnal $\partial h / \partial t (T - T_d) / h$, on peut comparer la somme de l'entraînement et de la diffusion dans les deux modèles. En moyenne annuelle, ces deux termes représentent 70% du refroidissement dans la simulation de QK, soit $-20 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C.jour}^{-1}$, une valeur très proche de la moyenne obtenue dans notre modèle.

Les moyennes zonales de ces différents termes (Fig. 3) s'accordent bien avec les résultats de QK. Le flux air-mer détermine l'essentiel de la tendance de T et lui impose une distribution principalement méridienne. La température augmente ainsi uniformément à partir du début du mois de mai, s'élève le plus rapidement en juillet et commence à décroître en août, d'abord au Sud du domaine. L'advection d'Ekman est aussi cohérente dans le domaine, induisant un fort refroidissement en automne et en hiver, particulièrement dans la partie Nord, et un léger réchauffement en été, surtout dans la partie Sud. Au contraire, l'advection géostrophique montre une forte dépendance méridienne : elle réchauffe considérablement la couche mélangée dans la veine centrale du Kuroshio (entre 34°N et 37°N), mais tend à la refroidir à la périphérie. Comme l'ont noté QK, ce refroidissement est dû à la re-circulation vers le Sud, transportant des eaux plus froides. On retrouve aussi le réchauffement de la partie Nord en été, dû au détachement de tourbillons chauds vers le Nord. Le pompage d'Ekman ne présente pas de structures notables (non montré), par contre l'entraînement diapycnal est clairement maximal là où le courant est le plus intense (autour de 35°N). L'entraînement s'oppose donc à l'advection géostrophique, en dissipant les anomalies chaudes transportées par le Kuroshio. Il joue ainsi le même rôle que la diffusion turbulente horizontale du modèle de QK. Toutefois, son effet ne se limite pas à contrebalancer l'advection, puisqu'il est maximal en hiver, quand le réchauffement par le courant géostrophique est minimal. Il agit surtout en ajustant la profondeur de la couche mélangée au flux de chaleur échangée avec l'atmosphère. Finalement, la diffusion horizontale à l'intérieur de la couche mélangée, joue un rôle mineur. Elle est plus intense là où les gradients thermiques sont les plus marqués, le long des bords du Kuroshio, et contribue à refroidir la couche mélangée sur le flanc Nord (37°N) et à la réchauffer dans la partie Sud.

La validation de ce bilan de température par comparaison à l'étude de QK, basée sur un autre modèle 2D avec une formulation considérablement différente, permet d'accorder un bon degré de confiance au bilan de salinité issu de notre modèle.

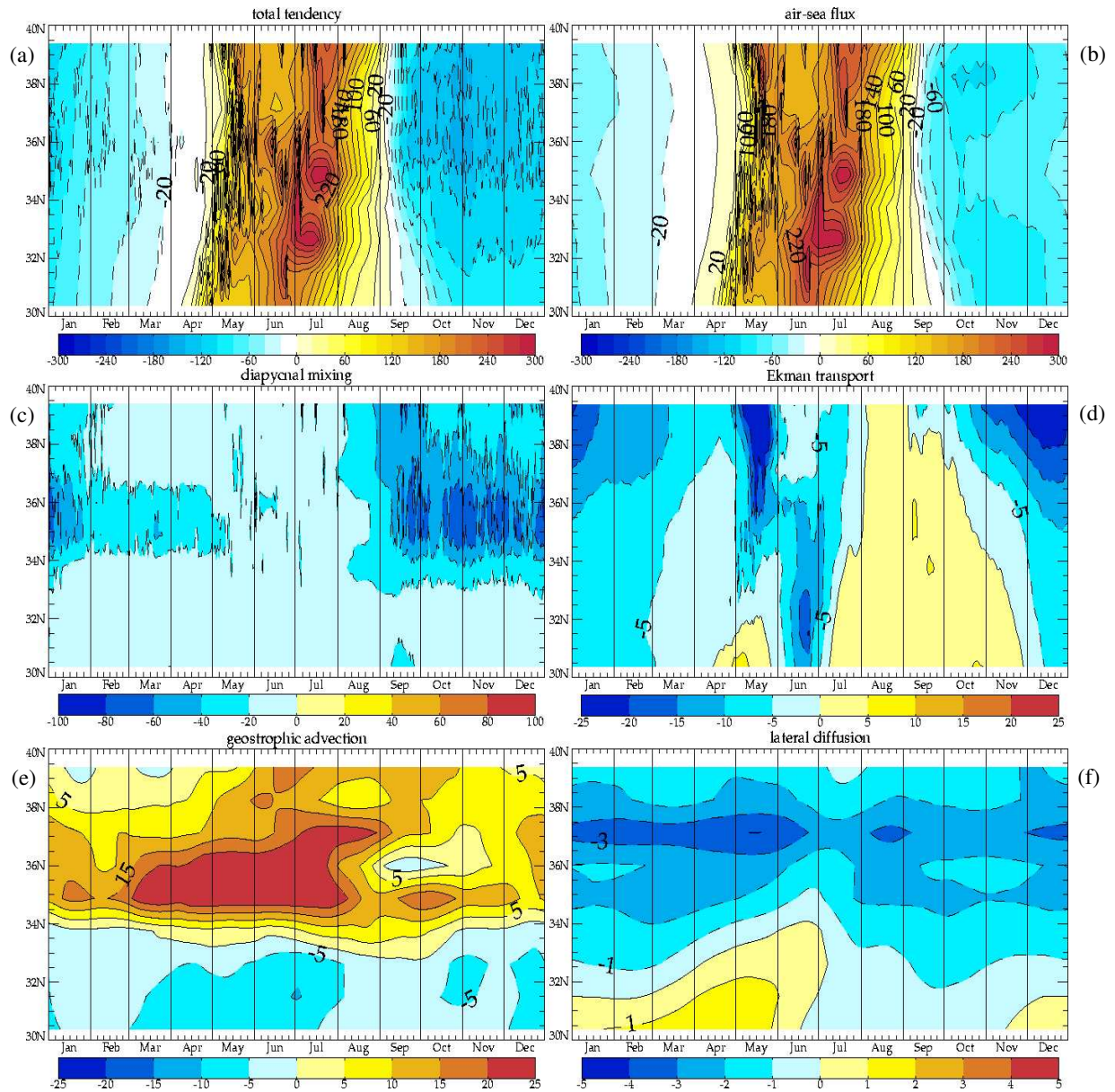


Figure 3 : Termes du bilan de température, moyennés zonalement, pour la même simulation que les figures 1 et 2 (en $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}\cdot\text{jour}^{-1}$). L'intervalle des contours est de 20 pour la tendance totale (a), le flux air-mer (b) et l'entraînement diapycnal (c), 5 pour l'advection d'Ekman (d) et géostrophique (e), 1 pour la diffusion horizontale (f). Les termes sont ordonnés comme dans la figure 11 de Qiu et Kelly (1993).

IV.2. Variabilité de la SST et de la MLD dans le Pacifique Nord

La méthode d'analyse utilisée par Alexander et al. (2000) (ci-après ASD) présente de fortes similitudes avec la nôtre. Tout d'abord, le modèle de couche mélangée océanique est un modèle de type « *slab mixed layer* » (que les auteurs nomment ici « *bulk model* »). Ensuite, ce MLM est forcé par des flux air-mer provenant d'un modèle d'atmosphère, même si dans leur cas le modèle d'océan peut interagir avec les paramètres atmosphériques (la SST influe sur les variables de la couche-limite). Enfin, des observations de SST sont utilisées pour assurer la cohérence entre le modèle océanique et les forçages atmosphériques. Néanmoins, plusieurs différences existent et peuvent avoir des implications importantes.

IV.2.a. Différences de formulation

La différence principale réside dans le fait que leur modèle ne tient pas compte de l'advection (ni horizontale, ni verticale), si bien que leur océan est constitué d'une grille de colonnes d'eau non connectées entre elles. Au contraire, notre modèle représente explicitement les termes d'advection comme des forçages extérieurs : le transport d'Ekman (horizontal et vertical) est calculé à partir de la tension du vent, tandis que l'advection géostrophique est obtenue à partir de la topographie dynamique absolue. Les colonnes d'eau interagissent donc entre elles (du moins en mode « pronostique » où T et S sont libres d'évoluer à partir de leur état initial), principalement par advection horizontale des anomalies et dans une moindre mesure par diffusion latérale.

- **Assimilation de SST**

Pour palier à l'absence de transport de chaleur dans le modèle de ASD, une correction des flux en surface est calculée, grâce à une simulation préliminaire dans laquelle la SST est fixée à une climatologie. L'océan influe alors sur le modèle d'atmosphère, mais pas l'inverse (couplage unidirectionnel ou « *one-way* »). Ensuite le flux net de chaleur issu de cette première simulation est appliqué dans une seconde simulation (de 20 ans), où le flux est corrigé à chaque pas-de-temps de façon à ce que la température T de la couche mélangée corresponde à la SST observée. Enfin, ces corrections sont moyennées journalièrement, pour obtenir un cycle saisonnier qui est appliqué dans la simulation finale (de 50 ans). Cette technique s'apparente donc à l'assimilation de la SST et permet de compenser les défauts du modèle océanique et des forçages atmosphériques (provenant ici de l'AGCM), de façon plus cohérente qu'avec une relaxation vers la SST observée. Une faible relaxation est cependant conservée, car elle reste nécessaire à la stabilité du modèle dans les régions où les courants sont très intenses. La correction du flux de chaleur permet de restituer de façon satisfaisante la variabilité de la SST, mais remarquons que rien n'est dit sur la correction similaire du flux d'eau douce et son impact sur la SSS simulée.

Nous utilisons une technique similaire, non pas pour corriger les flux de surface, mais pour estimer la profondeur de la couche mélangée. Dans notre cas, le flux net de chaleur et la SST observée sont supposés parfaits, si bien qu'on peut les utiliser pour ajuster la MLD. A chaque pas-de-temps (1 jour également dans notre simulation de base), la variation de h est calculée de façon à ce que la température T prédite se rapproche au mieux des observations de SST. On représente ainsi implicitement les processus responsables des fluctuations de MLD. Cette « assimilation » de SST permet d'assurer la cohérence du modèle de couche mélangée, en ajustant son contenu thermique, plutôt que le flux de chaleur entrant comme dans la simulation de ASD.

- **Estimation de MLD**

Dans le modèle de ASD, l'évolution de h est obtenue en combinant une équation pronostique ($\partial h = w_e$) en cas d'approfondissement et une équation diagnostique ($w_e = 0$) en cas de retraite de la couche mélangée. Le taux d'entraînement w_e est calculé par une formulation nécessitant des paramétrisations de la friction induite par le vent (u^*), de la dissipation turbulente (ϵ) et de l'énergie cinétique turbulente (q^2). Elle repose donc sur de nombreux paramètres et de multiples hypothèses.

Notre formulation pour w_e est beaucoup plus simple, car tous les processus sont rassemblés implicitement dans le terme $\partial_t h$. On y ajoute l'influence du pompage d'Ekman, par la vitesse

verticale w_E . Comme notre estimation de ∂h est déduite des variations de température, ce terme représente essentiellement l'impact du flux de flottabilité $B(h)$. L'impact de la friction du vent n'est pris en compte que par la longueur L de Monin-Obukhov, qui constitue une limite inférieure pour h en cas de stabilisation de la couche superficielle ($B(h) > 0$). Dans leur étude, ASD montrent que les anomalies de w_e sont déterminées principalement par $B(h)$ en hiver et par u^* en été (Fig. 14 de ASD). De plus, leur estimation de l'efficacité du mélange P^* (Fig. 15 de ASD) dépend fortement de L (h/L variant de +5 en été à -30 en hiver) et faiblement du rayon de rotation de Rossby λ (h/λ variant de 0.3 en été à 1.3 en hiver). L'entraînement est donc contrôlé principalement par la flottabilité, ce qui peut justifier notre méthode d'estimation de la MLD. Par ailleurs, la moyenne de P^* dans le domaine choisi (20°N-70°N) est presque toujours positive, ce qui montre que l'entraînement vertical est un processus permanent aux latitudes subtropicales et subpolaires.

• **Autres différences de formulation**

Quelques différences mineures entre les deux modèles sont encore à signaler :

- La colonne d'eau sous la couche mélangée est simulée par un modèle en niveaux (1D vertical) dans ASD, tandis que dans notre modèle elle est représentée par une climatologie mensuelle (interpolée linéairement pour chaque jour et sur la verticale). La température T_d à la base de la couche est donc entièrement déterminée par la profondeur h et le profil vertical ne peut présenter d'anomalies interannuelles. Toutefois, ASD concluent que les anomalies du saut de température $T-T_d$ contribuent peu aux anomalies de SST (terme VI dans la Fig. 11 de ASD), qui sont principalement dues aux anomalies du flux net en surface (terme I) et de la profondeur de la couche (termes II et VI). La stratification à la base de la couche mélangée peut donc être correctement représentée par une climatologie, afin d'estimer l'impact de l'entraînement vertical sur l'océan superficiel.
- Le modèle de ASD comporte un terme de diffusion verticale, avec un coefficient constant $\kappa_z = 1 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}$. Cette contribution est incluse dans notre représentation du mélange diapycnal, à travers les variations ∂h . Notons cependant que la diffusivité utilisée correspond, en supposant un saut de température maximal de l'ordre de 1°C, à une vitesse verticale inférieure à $1 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$, soit environ 1 m par jour. Les taux d'entraînement obtenus dans le modèle de ASD, comme dans le nôtre, sont souvent bien supérieurs à cette valeur, ce qui indique d'emblée que l'effet de la diffusion verticale doit être faible. En outre, la moyenne zonale de ce terme (Fig. 7.f de ASD) ne dépasse pas -20 W.m^{-2} en flux de chaleur équivalent. L'effet de l'entraînement atteint -100 W.m^{-2} aux mêmes latitudes et à la même époque, tandis que celui du flux atmosphérique dépasse -200 W.m^{-2} . La diffusion verticale peut donc être considérée comme une petite contribution au mélange diapycnal.
- Dans l'océan réel, le flux de chaleur net entrant dans la couche mélangée est réduit par la fraction du flux solaire qui pénètre au-delà de sa base. Dans le modèle de ASD, le terme Q_{swh} (dont la paramétrisation n'est pas détaillée) s'oppose à Q_{net} en été, quand h est minimal, et est négligeable durant le reste de l'année (Fig. 7.e de ASD). Sa valeur ne dépasse pas -35 W.m^{-2} , ce qui représente moins de 20% du flux de chaleur corrigé $Q_{net} - Q_{cor}$ à la même latitude et à la même saison. Son rôle n'est donc pas fondamental dans l'évolution de la température de la couche mélangée. Il est pris en compte de façon implicite par notre méthode d'inversion de h : en été, si le flux net de chaleur est trop élevé pour permettre la température observée, le modèle augmente h de façon à restaurer la cohérence entre T et Q_{net} . On obtient alors une contribution négative du terme de mélange diapycnal ($\partial h (T-T_d) / h$), qui correspond à l'impact de la pénétration du flux solaire.
- L'ajustement convectif CA utilisé dans le modèle de ASD est déclenché quand le profil de densité devient instable et h est alors fixé à la profondeur du niveau sous-jacent. Notre modèle inclut aussi la convection (surtout active en mode pronostique, car en mode diagnostique le profil de densité reste stable quasi-exclusivement), mais h est alors déterminé de façon à ce que la stratification soit neutre. Pour cela, la température et la salinité sont interpolées verticalement pour trouver la profondeur à laquelle la densité du profil climatologique égale celle de la couche mélangée. Cette technique évite les sauts brusques de h d'un niveau à l'autre, les niveaux étant

espacés en profondeur de 10 à 100 m dans notre climatologie comme dans le modèle 1D de ASD.

Les objectifs de l'étude de ASD et de la nôtre sont assez différents : ces auteurs se sont focalisés sur le cycle saisonnier et la variabilité interannuelle de la SST, tandis que nous nous intéressons aux variations journalières à saisonnières de la SSS. Cependant, les échelles spatiales (de 1° à la taille d'un bassin), la couverture géographique (hémisphère Nord ou domaine quasi-global) et les méthodes employées sont similaires. Par conséquent, il est révélateur de comparer les deux simulations, en termes de profondeur de couche mélangée et de bilan de chaleur obtenus.

Dans la suite de ce chapitre, nous analysons les résultats de notre modèle dans le même domaine que ASD, le Pacifique et l'Atlantique Nord et équatorial. Comme ces auteurs, nous examinons en particulier les moyennes des mois de mars et de septembre, représentatifs des deux états extrêmes du cycle saisonnier. Cependant, notre simulation est intégrée pendant une seule année, forcée avec des champs climatologiques journaliers, tandis que celle de ASD est intégrée durant 50 ans, puis ses résultats sont moyennés jour-par-jour. On peut donc s'attendre à ce que les champs mensuels moyens présentés par ASD (représentant 50x30 valeurs journalières) paraissent plus lisses que nos moyennes mensuelles (constituées de 30 jours). Néanmoins, notre simulation « ClimMon » peut être plus aisément comparée à celle de ASD, car nous y avons lissé tous les paramètres de forçage avec une moyenne glissante de 30 jours.

IV.2.b. Distribution spatiale de la MLD

Nous comparons la structure spatiale de la MLD obtenue par notre méthode d'inversion et la profondeur h simulée par le modèle de ASD. Nous confrontons aussi nos résultats de simulation avec les observations de Monterey et Levitus (1997) (Figs. 4.a et 5.a de ASD) et avec la climatologie plus récente de De Boyer-Montégut et al. (2004) (non montré). Notons que ces derniers utilisent soit un critère en température (-0.2°C par rapport à T à 10 m), soit un critère en densité ($+0.03 \text{ kg.m}^{-3}$ par rapport à ρ à 10 m). La profondeur de pycnocline ainsi estimée est nettement supérieure à la profondeur de thermocline, ainsi qu'à l'estimation de Monterey et Levitus (1997), qui ont choisi un seuil de densité bien plus faible ($+0.0125 \text{ kg.m}^{-3}$ par rapport à ρ en surface). Étant donnée le caractère arbitraire des divers critères pouvant définir la MLD à partir de données in situ, on ne peut pas comparer quantitativement les résultats de notre modèle à l'une ou l'autre de ces estimations. Néanmoins, on peut comparer leur structure spatiale avec les observations et leurs valeurs avec le modèle de ASD, puisqu'il est aussi de type « *slab mixed layer* ».

En mars, la MLD simulée par notre modèle est en bon accord avec les observations (Fig. 4.a). La couche mélangée s'approfondit considérablement au Nord de 20°N (passant d'environ 50 m à plus de 150 m en 10° de latitude). Comme dans les observations, ce front de MLD est situé à plus basse latitude dans l'Atlantique (vers 20°N) que dans le Pacifique (vers 25°N). Dans l'Atlantique subtropical, la MLD simulée est maximale le long du Gulf Stream et de la Dérive Nord-Atlantique (de l'ordre de 300 m), conformément aux observations. Dans l'Atlantique subpolaire, on retrouve les régions de convection profonde, où la MLD dépasse 500m : les Mers du Labrador, d'Irminger et de Norvège. Notre modèle situe donc correctement les zones de formation d'eau dense. Contrairement au modèle de ASD, il aboutit à des profondeurs supérieures à la celle de la pycnocline de Monterey et Levitus (1997) et proches de celle de De Boyer-Montégut et al (2004). Dans le Pacifique, les résultats semblent plus discutables, car notre modèle prédit un maximum local de MLD aussi fort que dans l'Atlantique (jusqu'à 1000 m), tandis que les observations montrent un maximum trois fois moindre (200 m dans le Pacifique et 600 m en Atlantique). La zone de couche mélangée profonde s'étend depuis le Kuroshio et son extension, vers le Nord-Est en suivant les « *Storm Tracks* » jusqu'aux côtes de l'Alaska, et culmine au centre du bassin vers 50°N. Dans les observations, cette zone est restreinte à la moitié Ouest du bassin et le maximum se trouve dans l'extension du Kuroshio vers 40°N. A l'inverse, le modèle de ASD sous-estime les valeurs et l'étalement de la couche mélangée profonde, avec un maximum de 150 m restreint à la source du Kuroshio, près de la côte du Japon. Notre représentation de l'entraînement vertical et l'inclusion de l'advection

horizontale, les principales différences entre les deux modèles, semblent donc aboutir à une plus grande amplitude des processus convectifs.

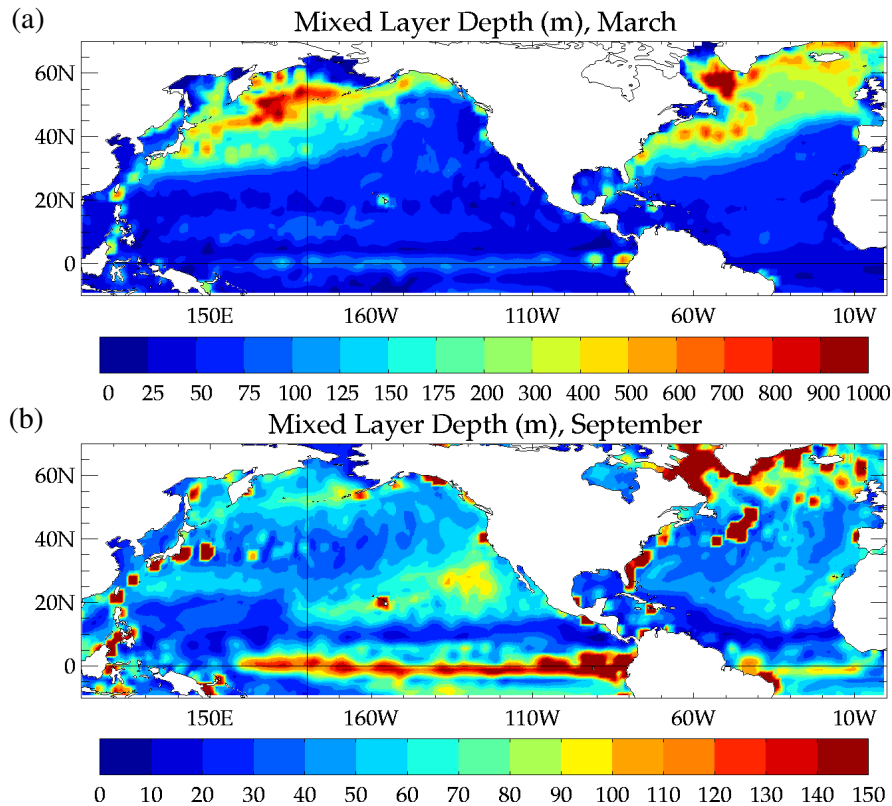


Figure 4 : Profondeur de couche mélangée (en m) simulée en mars (a) et en septembre (b). Les intervalles de valeurs sont les mêmes que dans les figures 4 et 5 de Alexander et al. (2000) : (a) intervalles de 25 m pour $h < 200$ m et 100 m pour $h > 200$ m, (b) intervalles de 10 m. Les champs ont été aussi lissés avec une moyenne spatiale de 3x3 points.

En septembre (Fig. 4.b), la MLD simulée est largement inférieure aux valeurs hivernales dans la quasi-totalité du domaine (dépassant rarement 100 m), hormis dans la zone tropicale où le cycle saisonnier est quasi-inexistant. Les structures ressemblent fortement à celles des observations, avec dans l'Atlantique des zones de mélange intensifié à l'extrême Nord du bassin, à l'Est vers 25°N et dans la bande équatoriale. On obtient aussi des intensifications près de la côte dans le Gulf Stream et au large de Terre-Neuve, qui ne sont pas présentes dans les observations, peut-être à cause des limites en résolution de la climatologie. Dans le Pacifique, le modèle restitue correctement la zone de MLD élevée le long de l'équateur dans la partie orientale et centrale du bassin, jusqu'à 5°N environ. Cependant, aux latitudes subtropicales la région de MLD maximale est simulée dans la moitié Est, tandis qu'elle se situe au milieu du bassin d'après les observations et le modèle de ASD. Cet écart pourrait être dû à l'intensité des Alizés, plus forts dans le modèle ECMWF et pouvant refroidir considérablement la couche océanique superficielle. La zone d'*upwelling* le long de la côte Ouest de l'Amérique du Nord, matérialisée par un minimum de MLD dans les observations, n'est présente que ponctuellement dans notre simulation. La représentation de l'*upwelling* côtier dans notre modèle semble donc insuffisante, mais ce processus ne peut influencer que les points les plus proches de la côte du fait de notre résolution d'environ de 100 km.

IV.2.c. Variabilité journalière de la MLD

Alexander et al. se sont intéressés à la variabilité interannuelle de la MLD dans leur simulation de 50 ans. Comme nous cherchons à simuler l'évolution de la couche mélangée sur des périodes inférieures à l'année, nous examinons plutôt sa variabilité journalière. Comme pour les variations interannuelles, aucune donnée in situ ne permet d'estimer les variations aux échelles de quelques jours, pour un bassin océanique entier. Néanmoins, on peut tirer parti de la dispersion des mesures pour un mois donné et une zone géographique donnée. La climatologie De Boyer-Montégut et al. (2004) fournit les déviations standard des estimations de MLD pour chaque mois et pour chaque point de grille (de résolution $2^\circ \times 2^\circ$). Comme les profils in situ utilisés ont été acquis au cours d'une longue période (plus de 10 ans), on peut considérer que cette déviation standard est représentative de la variabilité journalière, plutôt que de la variabilité spatiale dans une cellule de la grille. Pour la profondeur de pycnocline, la variabilité apparaît très faible, à cause du manque de données de salinité. Elle reste généralement inférieure à 10 m et atteint un maximum de seulement 50 m en hiver dans l'Atlantique Nord (non montré). Nous examinons donc les déviations standard de la profondeur de thermocline, qui a été estimée avec environ 20 fois plus de données.

Comme la variabilité interannuelle, la variabilité journalière est intensifiée dans les régions de MLD maximale. En mars (Fig. 5.a), on trouve donc de fortes valeurs de la déviation standard (supérieures à 100 m) le long du Gulf Stream, dans les Mers Nordiques, et plus localement à l'extrême Nord du Pacifique et en amont du Kuroshio. La déviation standard dépasse 50 m au Nord de 10°N , hormis dans le Pacifique subpolaire, et est minimale au niveau de l'ITCZ Nord et dans la partie Est du Pacifique équatorial. Dans notre simulation (Fig. 6.a), cette structure est correctement restituée, mais les contrastes entre les zones de forte et faible variabilité sont bien plus marqués. Dans l'Atlantique, la zone de variance modérée (environ 50 m) située au large de l'Europe s'étend nettement vers le Sud-Ouest, jusqu'aux Caraïbes, suivant la trajectoire des Alizés. De même dans le Pacifique, une bande de variabilité accrue s'étire entre 20°N et 30°N sur presque toute la largeur du bassin. Dans le Pacifique subtropical, la région des « *Storm Tracks* », où la MLD moyenne est surestimée, présente aussi une très forte variance (jusqu'à 300 m). La variabilité semble aussi exagérée dans l'extrême Nord du Pacifique, puisqu'elle dépasse les valeurs simulées dans l'Atlantique aux mêmes latitudes, bien que peu de convection profonde est supposée s'y produire. Toutefois, comme les mesures sont plus éparées dans cette région (comme en témoigne la carte du nombre d'échantillonnages, non montrée), ce maximum local pourrait être réaliste, même si son intensité est surestimée. Les données in situ de cette région sont également rares dans la climatologie *World Ocean Atlas* qui sert à contraindre la température de la couche profonde T_d . Par conséquent, la stratification y est probablement moins bien représentée que dans l'Atlantique Nord, ce qui conduirait notre modèle à surestimer le taux d'entraînement w_e pour rester proche de la SST observée. La variance simulée est minimale dans les régions tropicales du Pacifique Est et de l'Atlantique, ne dépassant pas 10 m là où les observations présentent un bruit-de-fond de l'ordre de 30 m. Comme ces régions sont thermodynamiquement stables, la variabilité des observations est probablement liée à la dispersion des mesures dans le temps et dans l'espace, plutôt qu'à de véritables fluctuations de la MLD.

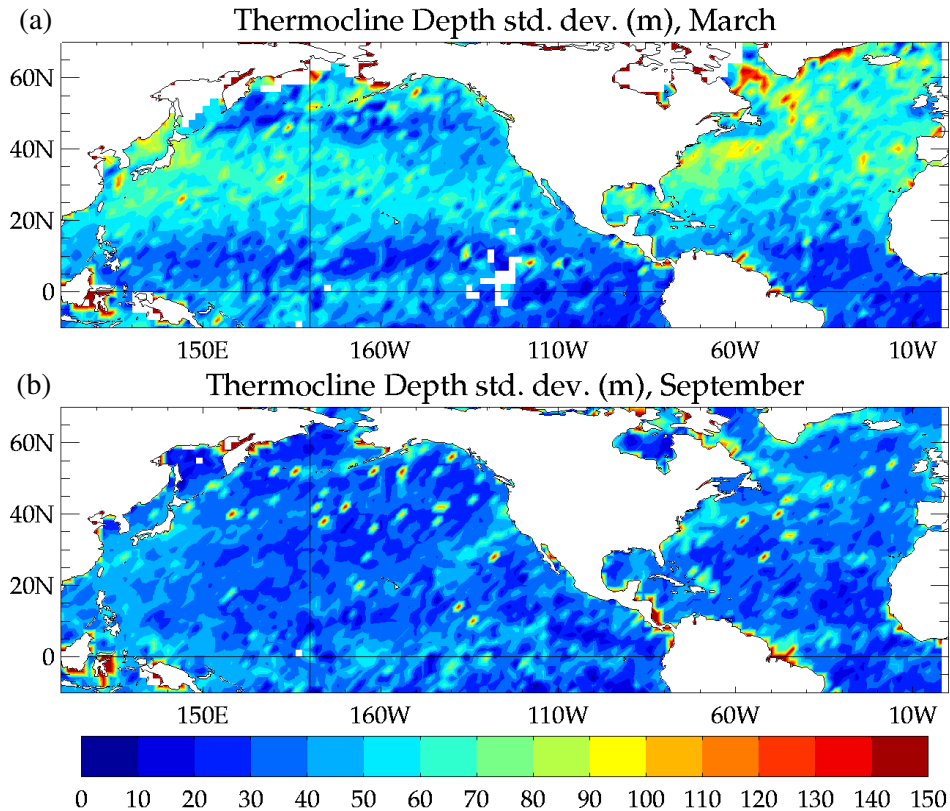


Figure 5 : Déviation standard de la profondeur de thermocline (en m) dans la climatologie de De Boyer-Montégut et al. (2004), en mars (a) et en septembre (b). L'échelle de couleurs est linéaire avec un intervalle de 10 m.

En septembre (Fig. 5.b), la variabilité des observations est bien plus faible qu'en hiver. Pourtant, elle reste conséquente (supérieure à 50 m) dans les courants de bords Ouest, dans les régions de convection de l'Atlantique Nord et dans la bande tropicale, surtout à l'Ouest et au centre du Pacifique. Dans la simulation (Fig. 6.b), la variabilité de MLD semble encore plus limitée que dans les observations. Elle ne dépasse pas 30 m dans la quasi-totalité du domaine, atteint 40 m dans la bande tropicale, mais culmine à 150 m dans la Mer du Labrador. La stabilité de la couche mélangée est peut-être surestimée à cause de l'utilisation de forçages atmosphériques moyennés journalièrement et lissés mensuellement. Ce filtrage supprime les événements météorologiques courts et intenses, qui sont susceptibles de mélanger considérablement la couche superficielle, durant des périodes de quelques heures à quelques jours, particulièrement en été quand la couche est peu profonde. Par conséquent, les variations à haute-fréquence de la couche mélangée devraient être bien mieux représentées dans la simulation où l'on a conservé toute la variabilité des forçages.

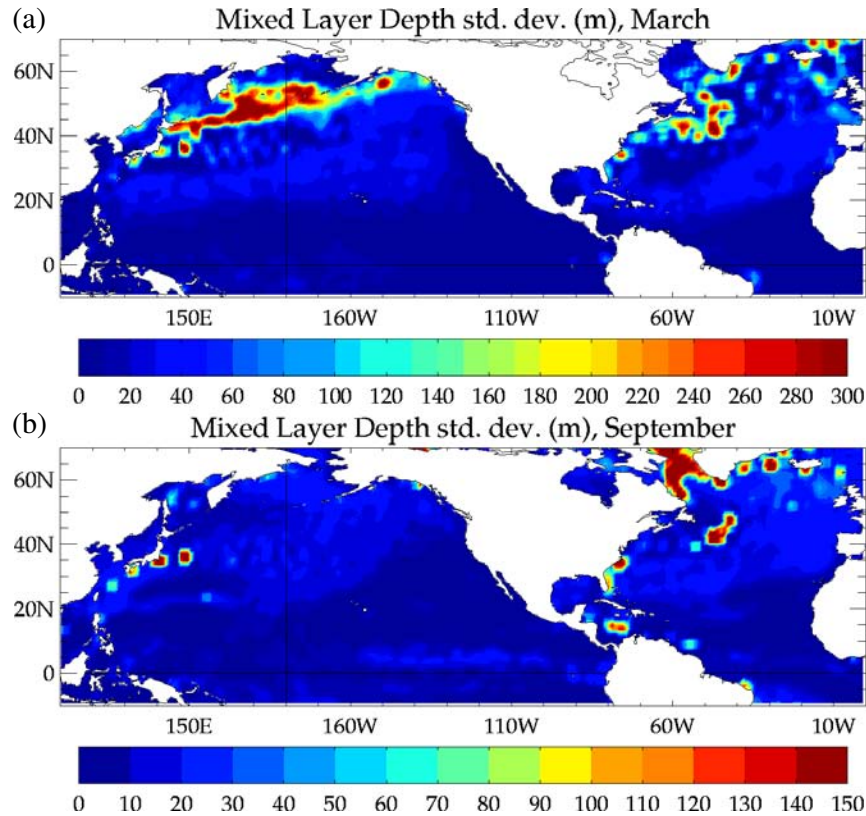


Figure 6 : Variance RMS journalière de la profondeur de couche mélangée (en m) simulée en mars (a) et en septembre (b). L'échelle de couleurs est linéaire avec un intervalle de 10 m et un maximum de 300 m pour (a) et 150 m pour (b).

IV.2.d. Bilan de température en moyenne zonale

Le cycle saisonnier des termes de l'équation de T est présenté en moyenne zonale dans l'hémisphère Nord (entre 10°S et 70°N). Nous présentons d'abord les diagrammes latitude/temps des valeurs de chaque terme (Fig. 7), pour expliquer les variations saisonnières de T , puis les diagrammes de variance journalière des principaux termes (Fig. 8), pour examiner la variabilité infra-saisonnière. Contrairement à ASD, nous avons choisi de représenter les termes du bilan de température dans la couche mélangée (en $^{\circ}\text{C}$ par unité de temps), plutôt que les termes du flux de chaleur (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, obtenus en multipliant par $\rho C_p h$). Cela traduit directement l'impact de chaque processus sur la SST, or ce sont les propriétés de la surface qui nous intéressent en premier lieu (particulièrement pour l'étude de la SSS), davantage que les variations du contenu thermique (ou halin) de la couche supérieure. Les termes de flux air-mer, de transport d'Ekman et d'entraînement vertical sont alors inversement proportionnels à h , tandis que les termes d'advection géostrophique et de diffusion latérale sont indépendants de h (voir Eq. 14 du chapitre II).

L'impact du flux net de chaleur en surface (Fig. 7.a) présente la même structure méridienne que le Q_{net} issu du modèle d'atmosphère du GFDL (Fig. 7.a de ASD). Le réchauffement est maximal en été vers 45°N ($+0.12^{\circ}\text{C}/\text{jour}$) et le refroidissement est environ deux fois moins rapide en hiver ($-0.06^{\circ}\text{C}/\text{jour}$) et légèrement décalé vers le Sud, culminant à 35°N . On observe des extrema secondaires aux hautes latitudes, mais comme la surface océanique est largement moins étendue au Nord de 60°N , ces moyennes zonales sont peu significatives. Dans la région tropicale, l'impact du flux air-mer devient négatif de mai à août aux latitudes des deux ITCZs (jusqu'à $-0.02^{\circ}\text{C}/\text{jour}$ à 10°S), ce qui est en accord avec les résultats de ASD dans l'ITCZ Sud, mais pas au Nord (où Q_{net} reste supérieur à $+20 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). Les différences de représentation de la convection atmosphérique d'un AGCM à l'autre peuvent expliquer cet écart, car le modèle de l'ECMWF est

connu pour surestimer la perte de chaleur latente au niveau des Tropiques. Dans la bande équatoriale, on retrouve deux périodes de réchauffement maximal (de l'ordre de $+0.02\text{ }^{\circ}\text{C/jour}$), en février-mars et en octobre-novembre, qui traduisent essentiellement les variations de Q_{net} , puisque le cycle saisonnier de h y est très faible.

L'effet de l'entraînement vertical (Fig. 7.b) se compare également bien à l'estimation de ASD. Il engendre un refroidissement important aux latitudes subtropicales et subpolaires (au Nord de 30°N), depuis la fin de l'été jusqu'au milieu de l'hiver. Cependant, notre simulation montre un maximum plus précoce (en septembre au lieu de novembre) et légèrement décalé vers le Sud (40°N au lieu de 45°N), atteignant $-0.07^{\circ}\text{C/jour}$. On obtient un refroidissement significatif par entraînement tout-au-long de l'année entre 30°N et 40°N , ainsi que dans la bande équatoriale, particulièrement en été (jusqu'à $-0.04^{\circ}\text{C/jour}$ à 2°S). La contribution du pompage d'Ekman à l'entraînement (Fig. 7.d) reste relativement faible et agit principalement en bordure de la zone équatoriale, où elle refroidit la surface au Sud ($-0.02^{\circ}\text{C/jour}$) et la réchauffe au Nord ($+0.02^{\circ}\text{C/jour}$), compensant l'effet du mélange diapycnal. L'entraînement total (non montré), obtenu en additionnant les contributions du mélange diapycnal et du pompage d'Ekman, est négatif de-part-et-d'autre de la bande équatoriale (jusqu'à $-0.03^{\circ}\text{C/jour}$ à 3°S), en accord avec ASD. Le terme ∂h semble palier la faiblesse de l'*upwelling* équatorial au Sud et compenser le *downwelling* au Nord. Aux plus hautes latitudes, l'impact du pompage d'Ekman n'est notable qu'entre 40°N et 50°N en été ($-0.02^{\circ}\text{C/jour}$ au maximum), lorsque le transport vers le haut induit par le gyre subtropical injecte de l'eau froide dans la couche supérieure, chaude et peu profonde. On note aussi un faible réchauffement dû au mélange diapycnal, entre 50°N et 60°N au printemps (de l'ordre de $+0.01^{\circ}\text{C/jour}$), correspondant à de l'entraînement au sein d'une structure verticale contenant des inversions de température. Au final, notre représentation de l'entraînement vertical, incluant l'effet du rotationnel du vent, aboutit à une distribution similaire à celle du modèle de ASD. On remarque cependant quelques différences aux fines échelles, notamment un réchauffement passager aux latitudes subpolaires, plutôt que dans la bande équatoriale. La diffusion verticale ajoutée dans le modèle de ASD présente quasiment la même structure que l'entraînement, avec une intensité cinq fois moindre. On peut donc considérer qu'elle est incluse implicitement dans notre terme de mélange diapycnal.

Les termes d'advection horizontale apparaissent bien moins importants en moyenne zonale, car leur distribution n'est pas essentiellement méridienne comme pour les processus verticaux. Néanmoins, le transport d'Ekman (Fig. 7.c) présente nettement des bandes zonales alternées de réchauffement et de refroidissement. Aux latitudes subtropicales, les vents d'Ouest dominants transportent des eaux froides vers le Sud, refroidissant la couche superficielle (jusqu'à $-0.01^{\circ}\text{C/jour}$ en novembre, lorsque les vents sont les plus intenses). A l'inverse, aux latitudes tropicales, les Alizés de Nord-Est advectent des eaux chaudes vers le Nord, ce qui réchauffe la surface en hiver et au printemps (environ $+0.005^{\circ}\text{C/jour}$). La contribution du transport d'Ekman est maximale au Sud de la bande équatoriale en été, où la divergence équatoriale tend à refroidir cette zone de maximum de SST (jusqu'à $-0.015^{\circ}\text{C/jour}$). L'advection géostrophique (Fig. 7.e) ne montre pas de signe net aux basses latitudes, car ces régions sont caractérisées par des jets zonaux tandis que les gradients de SST sont méridiens. Par contre, sa contribution est clairement positive aux latitudes des courants de bords Ouest (environ $+0.005^{\circ}\text{C/jour}$ vers 35°N) et négative dans leurs prolongements (environ $-0.010^{\circ}\text{C/jour}$ vers 45°N), conformément aux résultats de QK (1993) dans la région d'extension du Kuroshio. L'advection totale (non montrée) a une influence sur la température de la couche mélangée bien inférieure à celles du flux air-mer et de l'entraînement. En moyenne zonale, les transports géostrophique et d'Ekman s'opposent souvent, sauf aux latitudes subpolaires, où les vents d'Ouest et l'extension de WBCs se conjuguent pour refroidir la couche mélangée (jusqu'à $-0.02^{\circ}\text{C/jour}$ vers 45°N , de novembre à janvier). Localement, les effets des termes d'advection peuvent égaler l'effet du flux net en surface, si bien qu'il n'est pas possible de les négliger. Dans leur simulation, ASD ont tenu compte de l'advection en ajustant le flux de chaleur en surface. La distribution du flux correctif obtenu présente quelques similitudes avec celle de l'advection dans notre simulation. On retrouve la contribution négative dans la bande équatoriale, positive au niveau des WBCs et négatives dans leurs extensions. Mais ces corrections sont en opposition de phase avec l'advection, dont l'impact est maximal au printemps et en été au Sud des WBCs, et maximal en

automne et hiver au Nord. La correction calculée par ASD agit principalement en atténuant le flux net en surface, ce qui indique qu'elle compense une surestimation Q_{net} et d'autres biais du modèle, en plus de représenter la divergence du flux de chaleur.

Enfin, le terme de diffusion horizontale (Fig. 7.f) est inférieur d'un ordre de grandeur aux autres processus, mais il présente une distribution méridienne bien marquée. Il est positif à l'équateur et négatif de-part-et-d'autre (avec des intensités d'environ $0.001^{\circ}\text{C}/\text{jour}$), car les maxima de SST se trouvent à l'écart de la bande d'*upwelling* équatorial. La diffusion refroidit aussi la couche mélangée aux latitudes des WBCs ($-0.002^{\circ}\text{C}/\text{jour}$ vers 40°N), car ces courants transportent des eaux plus chaudes que le milieu environnant. En contrepartie, la diffusion réchauffe la couche superficielle en bordure de ces courants chauds, particulièrement au Nord où le gradient de SST est plus fort ($+0.002^{\circ}\text{C}/\text{jour}$ à 45°N). Ce terme n'est donc pas crucial à l'échelle d'un bassin océanique, mais peut considérablement atténuer des anomalies locales de SST.

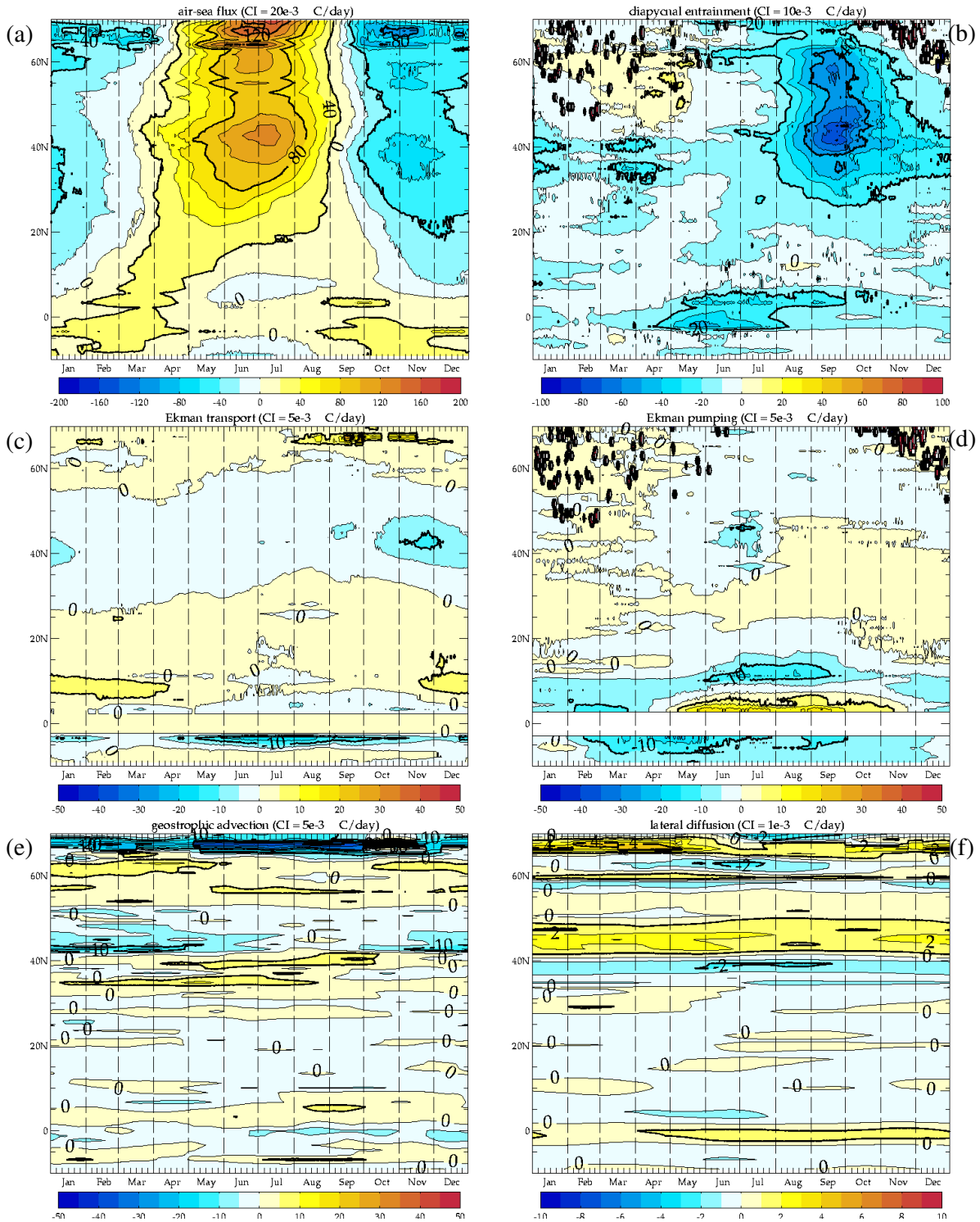


Figure 7 : Moyennes zonales des contributions à la température de la couche mélangée (en 10^{-3}C/jour), pour le flux net en surface (a), l'entraînement diapycnal (b), le transport d'Ekman (c), l'entraînement d'Ekman (d), le transport géostrophique (e) et la diffusion horizontale (f). Les intervalles des contours sont 20 pour (a), 10 pour (b), 5 pour (c)-(e) et 1 pour (f). Les termes d'Ekman sont fixés à zéro dans la bande équatoriale 3°S-3°N.

Nous examinons à présent la variabilité intra-saisonnière (c'est-à-dire mensuelle à journalière) des processus dominants l'évolution de la température dans la couche mélangée, comme ASD l'ont fait pour la variabilité interannuelle (Fig. 8 de ASD). La variance RMS du flux air-mer,

de l'entraînement total (mélange + Ekman) et de l'advection totale (géostrophique + Ekman) est comparée à la variance de la température simulée. L'effet du flux air-mer (Fig. 8.a) présente des maxima de variabilité vers 40°N, en avril et en septembre (0.025°C/jour), et non en février et décembre comme le Q_{net} présenté par ASD. Ces fluctuations sont donc principalement dues aux variations de h , maximales pendant la phase de retraite rapide au printemps et le début de la phase d'entraînement en automne, plutôt qu'aux variations du flux de chaleur. On retrouve un minimum de variance dans la bande équatoriale, où h est quasiment constante et le cycle saisonnier de Q_{net} est très faible.

La variance du terme d'entraînement (Fig. 8.b) est presque exclusivement due au mélange diapycnal (non montré), hormis dans la région subéquatoriale, où la variance associée à l'*upwelling* équatorial atteint 0.008°C/jour en été, vers 5°N. La contribution du mélange diapycnal présente un large maximum en octobre vers 45°N (0.025°C/jour), égalant celle du flux air-mer lors du déclenchement de l'approfondissement. Son effet culmine cependant de janvier à avril aux latitudes subpolaires, où la variance dépasse 0.050°C/jour dans plusieurs zones peu étendues et à différents moments, traduisant la convection profonde dans les Mers Nordiques. Ces pics de variabilité, étendu en automne et plus localisés en hiver, sont en accord avec les résultats de ASD. L'entraînement semble donc caractérisé par les mêmes anomalies aux échelles inférieures à la saison (de 1 jour à 1 mois dans notre simulation) et supérieures à la saison (de 1 an à 50 ans pour ASD).

La variabilité du terme d'advection horizontale (Fig. 8.c) n'est pas négligeable par rapport à celle des deux processus verticaux dominants. Elle est maximale le long de 40°N tout-au-long de l'année (supérieures à 0.010°C/jour). L'examen séparé des deux contributions (non montré) prouve que cette variabilité est causée essentiellement par les courants géostrophiques (environ 0.008°C/jour), du fait des fluctuations dans les WBCs et leurs prolongements. Ces fluctuations sont dues aux tourbillons et aux méandres qui peuvent se déplacer ou se déformer considérablement durant des périodes de quelques jours. La contribution du transport d'Ekman est plus faible (avec un maximum de 0.004°C/jour) et plus intermittente, provoquant les deux renflements obtenus en juin et en octobre. La divergence équatoriale est responsable du maximum situé juste au Sud de l'équateur entre juillet et septembre (0.010°C/jour).

Finalement, la variabilité journalière de la température (Fig. 8.d) est une composition non-linéaire de ces trois termes. Le maximum dû au flux air-mer en septembre est modulé par l'entraînement vertical, si bien que le pic estival est avancé au mois d'août et légèrement amplifié (0.030°C/jour). Quant au maximum dû au flux air-mer en avril, il est atténué par l'advection horizontale, qui le diminue de moitié (environ 0.015°C/jour). Les anomalies thermiques engendrées par le flux en surface sont donc rapidement supprimées, soit par l'advection horizontale qui les dilue au fil du courant, soit par l'entraînement vertical qui les enfouit sous la couche mélangée. Cependant, les anomalies les plus fortes sont dues à l'entraînement aux latitudes subpolaires (avec des taux de croissance supérieur à 0.050°C/jour entre 50°N et 70°N) et sont effacées par ce même processus. En hiver, la convection entraîne des eaux froides vers le fond, puis la couche mélangée se reforme près de la surface au début du printemps, isolant les anomalies sous la couche mélangée. Ce phénomène initie le mécanisme de ré-émergence des anomalies décrit par ASD.

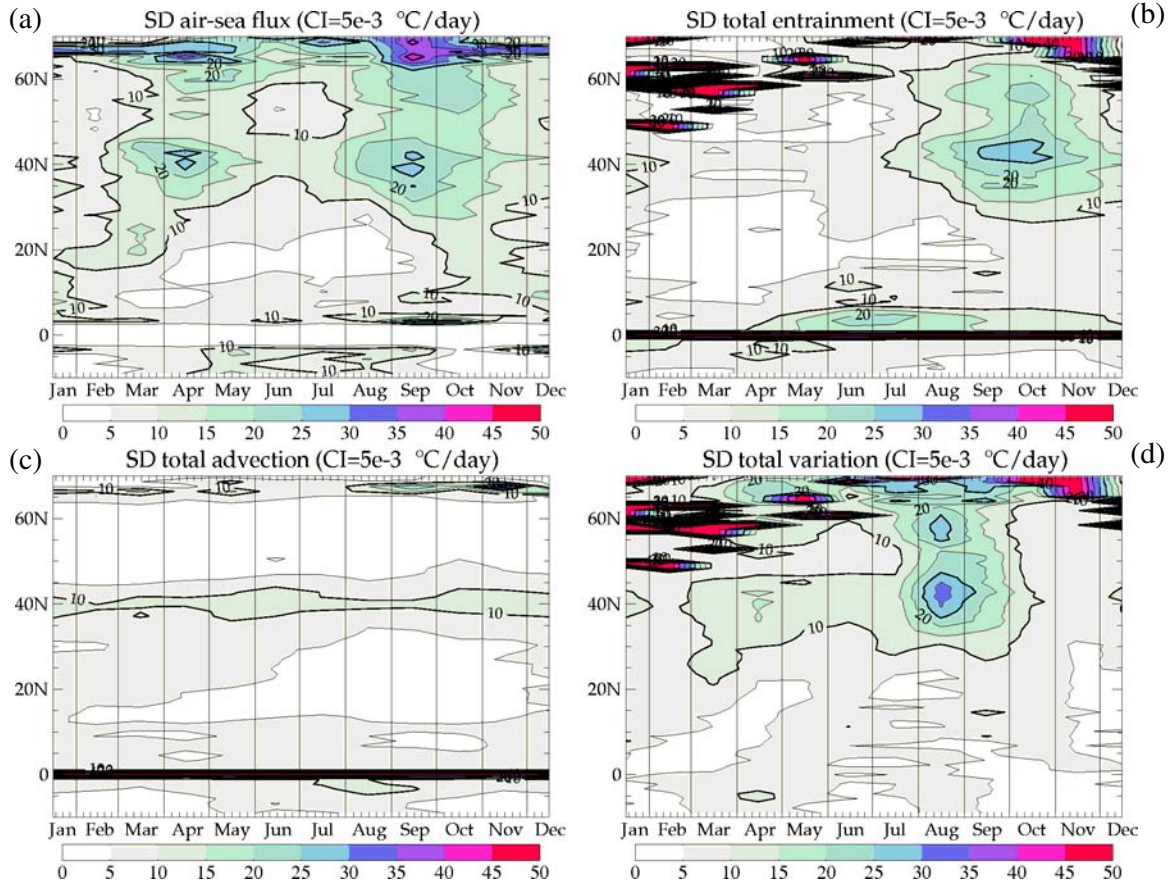


Figure 8 : Moyenne zonale de la déviation standard intra-saisonnière (en 10^{-3}°C/jour), pour le flux net en surface (a), l'entraînement total (b), le transport total (c) et la variation totale de température (d). La déviation standard est calculée en chaque point, par l'écart des valeurs journalières par rapport aux moyennes mensuelles. L'intervalle des contours est de 5 pour tous les termes.

IV.2.e. Distribution spatiale de l'advection et de l'entraînement

Nous présentons maintenant la distribution spatiale des termes dominants le bilan de température, car ceux-ci peuvent avoir des effets antagonistes suivant la longitude, si bien que leur moyenne zonale n'est pas toujours représentative de leur véritable impact sur la couche mélangée.

Le cycle saisonnier du flux air-mer est bien connu et l'advection horizontale présente relativement peu de variabilité saisonnière. Les cartes de moyennes annuelles de ces deux termes sont présentées plus loin (Fig. 10). Nous illustrons donc uniquement les variations saisonnières de l'entraînement vertical, qui est représenté de façon différente dans les deux modèles et dont ASD montrent la distribution en hiver et en été (Fig. 9 de ASD). En mars (Fig. 9.a), l'entraînement simulé dans notre modèle est assez faible et présente les mêmes structures que dans la simulation de ASD. Ce processus refroidit la couche mélangée dans les WBCs, car l'eau chaude transportée par ces courants depuis les latitudes tropicales y est mélangée avec de l'eau plus froide située à la base de la couche. On note aussi un refroidissement conséquent à l'Est et au centre des zones tropicales, respectivement dû à l'*upwelling* induit par les vents anticycloniques et à la flottabilité négative causée par la perte de chaleur latente. Également en accord avec ASD, l'entraînement réchauffe la couche superficielle dans l'Ouest des régions subpolaires, où l'eau en surface devient plus froide qu'en profondeur suite à la perte de chaleur au profit de l'atmosphère.

En septembre (Fig. 9.b), l'entraînement est plus intense et le refroidissement se généralise à toutes les régions subtropicales et subpolaires (au Nord de 20°N). Les zones les plus refroidies sont encore les WBCs et leurs prolongements, ainsi que l'Est de régions subpolaires, conformément aux résultats de ASD. L'échange de chaleur en faveur de l'atmosphère et les forts vents d'Ouest se

combinent pour diminuer rapidement la température de la couche mélangée, ce qui la déstabilise et l'approfondit. L'eau de la couche superficielle est alors mélangée avec l'eau sous-jacente plus froide, ce qui accélère encore son refroidissement. Contrairement à ASD, notre simulation ne montre pas de réchauffement significatif aux latitudes subéquatoriales Nord. Cette différence peut provenir du fait que notre modèle tient compte du pompage d'Ekman, tandis que celui de ASD représente seulement l'équilibre entre friction, flottabilité et diffusion turbulente.

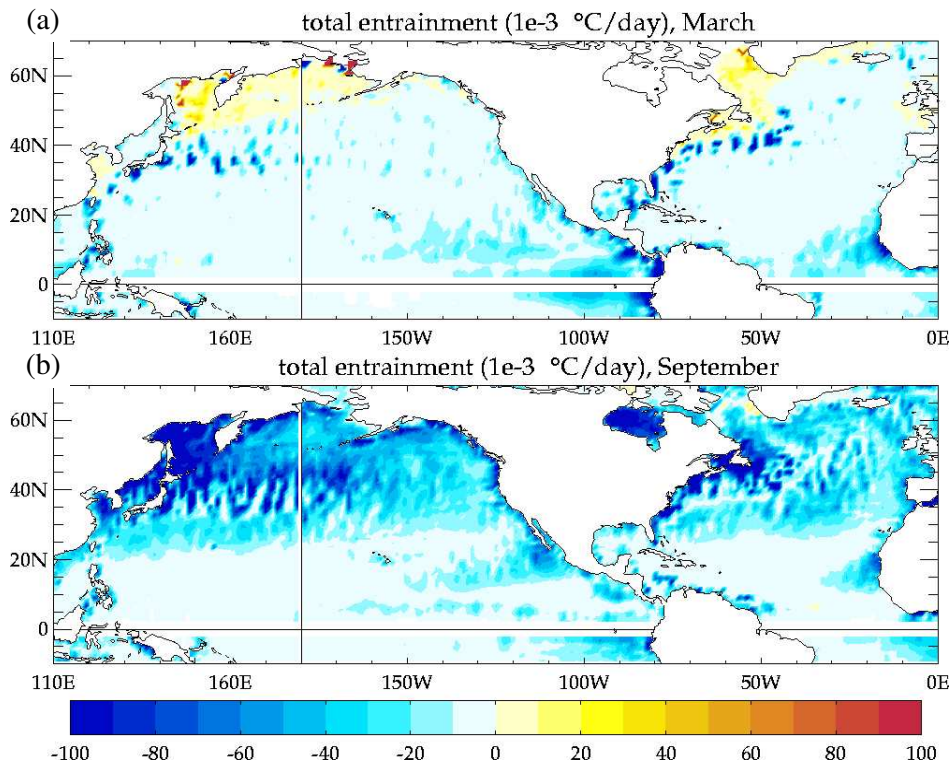


Figure 9 : Contribution à la température de la couche mélangée (en 10^{-3}°C/jour) de l'entraînement vertical, moyennes mensuelles en mars (a) et en septembre (b).

La moyenne annuelle des trois termes dominants permet de juger de leurs rôles respectifs en chaque point des bassins océaniques. Le flux air-mer (Fig. 10.a) constitue la principale source de chaleur pour la couche mélangée. Il induit un réchauffement maximal dans les régions dans la bande équatoriale, où il est constamment positif. Le réchauffement est aussi important aux latitudes subtropicales, car l'impact du flux air-mer y est positif lorsque la couche mélangée est fine et négatif lorsqu'elle est profonde. Dans les WBCs, l'eau est plus chaude que l'air, si bien que la contribution du flux air-mer est négative. L'entraînement vertical (Fig. 10.b) apparaît comme le principal processus qui redistribue cet apport de chaleur, en l'injectant vers les profondeurs. Nous avons déjà décrit sa distribution spatiale à travers les deux situations extrêmes du cycle saisonnier (Fig. 9). Enfin, l'advection horizontale (Fig. 10.c) se présente au premier ordre en opposition aux flux air-mer. Elle est donc conforme à la divergence du flux de chaleur, comme l'ont rappelé ASD, et s'apparente à la correction Q_{cor} calculée par ces auteurs. A grande échelle, son effet consiste en un réchauffement à l'amont des WBCs, ainsi qu'aux latitudes subpolaires (les courants de surface étant dirigés vers le Nord), et un refroidissement au niveau des jets équatoriaux (dirigés principalement vers l'Est, donc transportant des eaux plus froides vers la *Warm Pool*). Aux plus petites échelles, l'effet de l'advection est bien plus complexe que la correction de flux de ASD, notamment parce que les courants géostrophiques issus de l'altimétrie présentent de nombreuses structures aussi fines que la résolution du modèle. Par conséquent, l'inclusion de l'advection horizontale dans le MLM paraît nécessaire, dès lors que l'on s'intéresse à des échelles inférieures à celles des forçages atmosphériques.

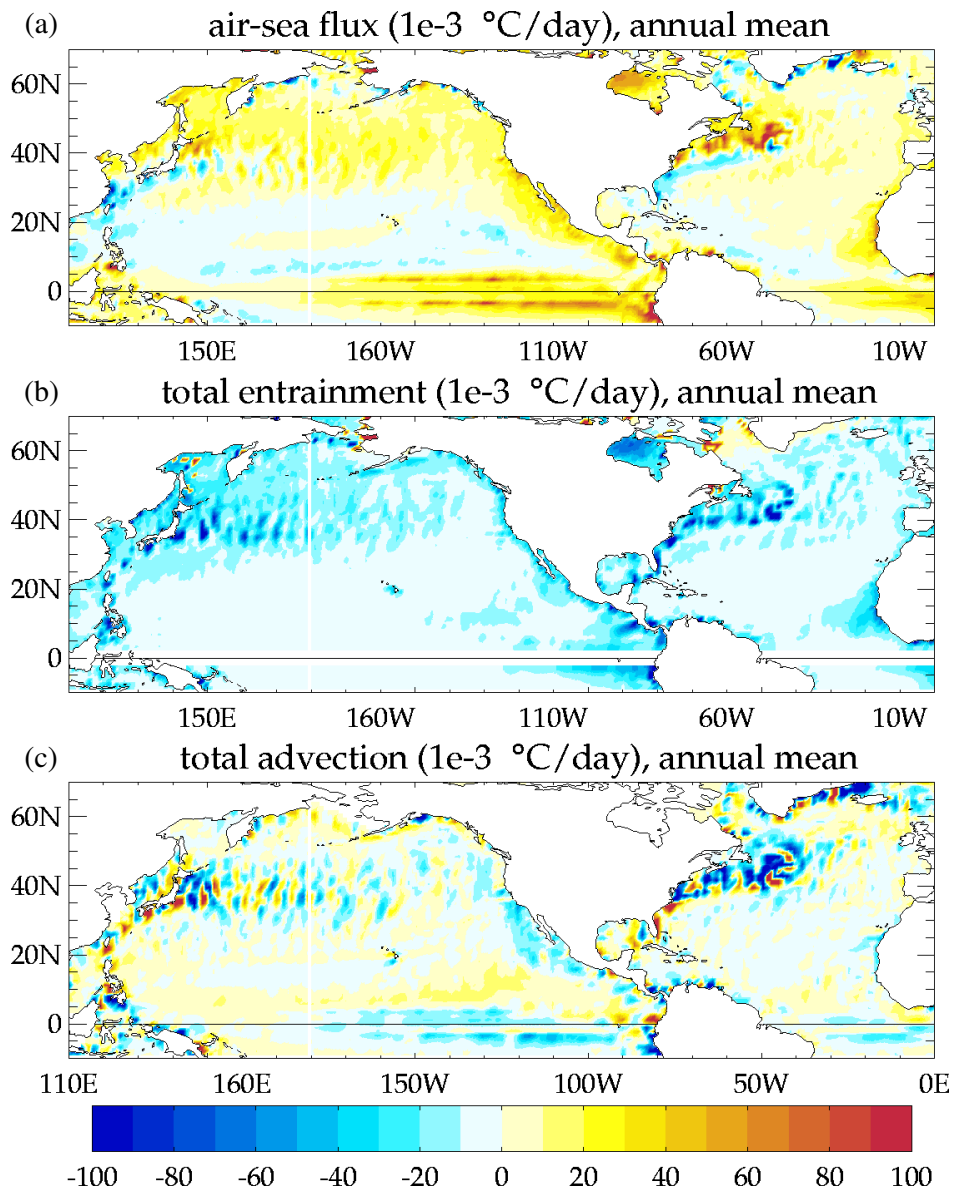


Figure 10 : Moyennes annuelles des contributions à la température de la couche mélangée (en $10^{-3}\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{jour}$) du flux air-mer (a), de l'entraînement vertical (b) et de l'advection horizontale (c).

IV.3. Variabilité de la couche mélangée dans l'Atlantique Nord-Est

IV.3.a. Comparaison avec un modèle 1D vertical

Le modèle 1D utilisé par Caniaux et al. (2005b) pour simuler la zone POMME est assez proche de notre modèle 2D global. Toutefois, le modèle « *slab mixed layer* » intègre tous les processus sur l'épaisseur de la couche mélangée (de l'ordre de 50 m dans cette région), tandis que le modèle 1D les calcule à chaque niveau (tous les 5 m). Dans le plan horizontal, le modèle 1D moyenne les processus horizontalement sur tout le domaine (de dimensions 500 x 700 km), tandis que notre modèle les calcule dans chaque maille de la grille (de largeur 100 km environ). Les mêmes termes sont pris en considération : flux de chaleur et d'eau douce, advection horizontale d'Ekman et non-Ekman (géostrophique), advection verticale, mélange vertical et diffusion horizontale. Le traitement de chacun des termes présente des différences notables :

- Le flux de chaleur ne nécessite pas de paramétrisation de la pénétration du flux solaire $I(z)$, puisque celui-ci est quasiment entièrement absorbé entre la surface et la base de la couche mélangée. La MLD étant située au-delà de la plus grande profondeur d'extinction (D_2 estimée à 20 m par l'optimisation), cette approximation apparaît tout-à-fait justifiée.
- Dans le modèle 1D, le mélange vertical à grande-échelle est calculé explicitement (par une paramétrisation de type « *K profile* », nécessitant une équation d'évolution de la TKE, à laquelle est ajoutée une paramétrisation sophistiquée du mélange diapycnal (Large et al., 2004). Le mélange à petite échelle est pris en compte par une augmentation de la tension de vent (par un facteur constant $\alpha = 1.4$). Notre modèle représente implicitement le mélange vertical (à la base de la couche mélangée) par le terme d'entraînement diapycnal. Cela évite d'introduire des paramètres mal déterminés, tels que les coefficients de mélange ϵ et ω , associés au déferlement d'ondes internes.
- L'advection horizontale d'Ekman est représentée de façon similaire dans les deux modèles, en considérant que la température de la couche affectée est homogène et égale à la SST. Cependant, dans le modèle 1D, ce terme est appliqué uniformément jusqu'à la profondeur h_E de la couche d'Ekman, qui augmente comme la racine carrée de la tension du vent. On peut s'interroger sur la pertinence de ce choix, qui ne tire pas parti du profil vertical et ignore l'existence de la spirale d'Ekman. Dans le modèle SML, le transport d'Ekman ($\overrightarrow{U}_E = \delta \overline{hu}_E = \frac{\delta}{\rho f} \vec{k} \wedge \vec{\tau}$, exprimé en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, δ étant la largeur d'une cellule de la grille), qui représente une quantité et une direction intégrées sur la colonne d'eau, est appliqué à la couche mélangée et divisé par sa profondeur h . Le flux de chaleur correspondant est rigoureusement le même dans les deux cas, mais l'intégration sur la verticale est plus justifiée pour le modèle SML.
- Dans le modèle 1D, l'advection verticale d'Ekman est supposée maximale à la profondeur h_E , puis décroît linéairement. Notre modèle emploie la même expression pour la vitesse verticale d'Ekman w_E , mais celle-ci est appliquée à la base de la couche mélangée. Cela constitue une forte approximation, tout comme le profil de w_E considéré dans l'autre modèle. Le modèle SML n'applique ce terme que si la vitesse totale d'entraînement ($w_e = w_E + \partial h / \partial t$) est dirigée vers le bas, ce qui est équivalent au schéma d'advection « *upstream* » choisi dans le modèle 1D.
- Les termes d'advection non-Ekman du modèle 1D sont dérivés de l'évolution des profils de T et S en-dessous de la couche mélangée (à 300 m). Cela suppose que l'impact de ces termes est constant dans le temps (entre deux analyses des champs T et S , soit une durée de 2 à 5 mois) et uniforme sur toute la colonne d'eau. Dans notre modèle, l'advection non-Ekman est calculée à partir des vitesses géostrophiques issues de l'altimétrie. On suppose à nouveau que les propriétés de la couche mélangée sont homogènes jusqu'à sa base, tant pour la température et la salinité que pour la vitesse. Cette hypothèse est moins forte que de considérer que l'effet de l'advection géostrophique est constant à toutes les profondeurs, à l'intérieur comme en-dessous de la couche mélangée. En outre, l'utilisation des vitesses satellitaires autorise des fluctuations rapides, puisque ces données sont délivrées deux fois par semaine (projet SSALTO-DUACS).

- L'advection verticale non-Ekman est aussi contenue dans le terme d'entraînement vertical de notre modèle, tout comme l'advection verticale d'Ekman à petite-échelle, qui est négligée dans le modèle 1D.
- La diffusion horizontale est elle-aussi négligée dans le modèle 1D, ce qui peut se justifier compte-tenu de la haute résolution (5 km) des données utilisées et du fait que les termes sont ensuite moyennés sur la surface du domaine. Par contre, dans notre configuration de modèle, avec une résolution de l'ordre de 100 km, un terme diffusif est nécessaire pour représenter l'advection aux échelles plus fines que la grille horizontale. Même avec un coefficient de diffusion fixé à une valeur relativement faible ($\kappa = 2000 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$), ce terme peut jouer un rôle important dans les régions présentant de forts gradients horizontaux.

D'autre part, la méthode d'optimisation des flux consiste à rechercher l'ensemble de paramètres des flux air-mer (décrits par les formules *bulk*) permettant de restituer l'évolution observée de la température et de la salinité. De façon complémentaire, nous considérons que les flux ERA40 sont exacts et choisissons d'optimiser la MLD pour restituer l'évolution de la SST. Les flux de chaleur et de moment cinétique sont généralement bien déterminés par les NWP, surtout s'ils assimilent des données satellitaires (comme c'est le cas pour le modèle ECMWF). La SST mesurée par satellite permet d'obtenir le meilleur compromis entre résolution et couverture globale, avec une très bonne précision (de l'ordre de 0.1°C). Cette méthode est donc particulièrement bien adaptée aux données de surface disponibles.

Comme il n'y a qu'un paramètre à ajuster (la profondeur), un algorithme génétique comme celui de Caniaux et al. ne serait pas approprié. Notre méthode de minimisation fournit la meilleure estimation possible. Cette estimation de MLD est ensuite exploitée pour calculer l'évolution de la salinité, en supposant que le flux d'eau douce est fiable. Notons que si l'on disposait de données précises de SSS (comme on espère en obtenir grâce au satellite SMOS), il serait possible d'inverser la procédure, pour optimiser le flux net d'eau douce grâce à l'utilisation conjointe de la SSS et de la SST. Cette méthode donne également accès au flux de flottabilité, dont on a évoqué l'importance pour l'évaluation de la subduction.

En termes de validation du modèle, l'évolution des caractéristiques de la couche mélangée dans notre simulation (Fig. 11) est proche de celle qui a été obtenue avec le modèle 1D forcé par les flux ajustés (Fig. 5 de Caniaux et al., 2005b). Les erreurs moyennes sur la SST et la SSS par rapport à la climatologie WOA01 sont inférieures à 0.02°C et 0.02 psu , respectivement. Le cycle saisonnier de la MLD est semblable à celui du modèle 1D, présentant une nette asymétrie entre les phases d'entraînement et de retraite. Ses valeurs sont plus faibles, ce qui s'explique à la fois par la spécificité de cette profondeur, intrinsèquement liée au modèle SML, et par le critère arbitraire choisi pour le modèle 1D. Finalement, notre modèle 2D simplifié semble aussi réaliste que le modèle 1D optimisé par une technique complexe, pour la simulation du cycle saisonnier de la couche mélangée. Le bilan de chaleur intégré dans le domaine POMME est comparé aux résultats de Caniaux et al. (2005b) dans l'article dédié à la validation de nos simulations en Atlantique Nord-Est (chap. V).

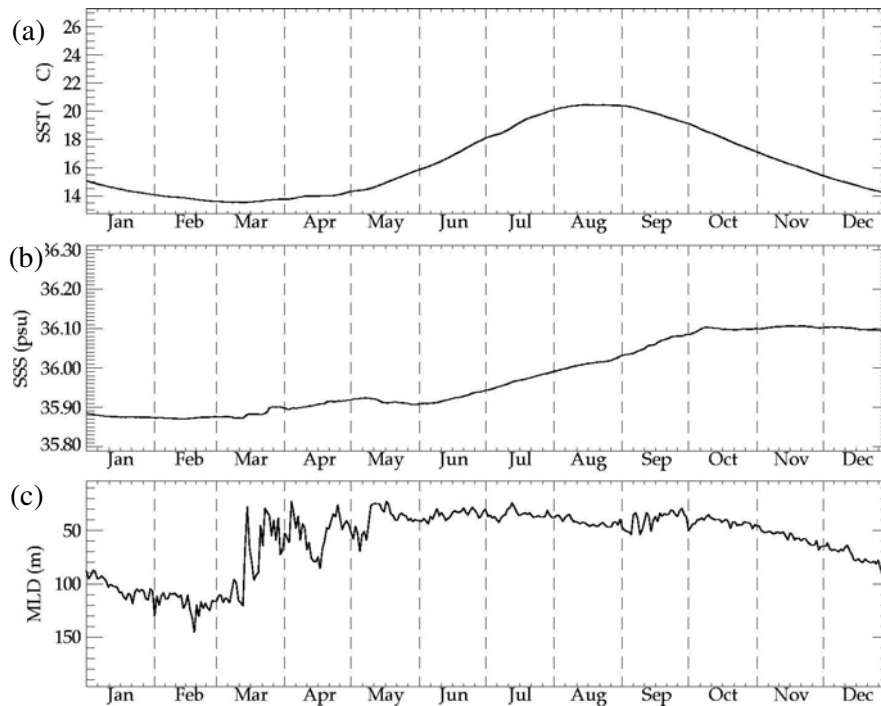


Figure 11: Température (a, en °C), salinité (b, en psu) et profondeur (c, en m) de la couche mélangée, moyennée dans la zone POMME (37.5°N-45.5°N, 22°W-14°W), issues de la simulation avec forçages climatologiques journaliers, en mode diagnostique. Les échelles de valeurs sont les mêmes que dans la figure 5 de Caniaux et al. (2005b).

IV.3.b. Comparaison avec un modèle 3D régional

Le modèle 3D « simplifié » de Giordani et al. (2005a,b) présente de nombreuses similarités avec notre modèle 2D : il est basé sur des équations primitives dégénérées et assimile les courants géostrophiques par insertion directe des vitesses. Toutefois, le modèle « *slab mixed layer* » représente la couche mélangée de façon intégrée sur la verticale, tandis que le modèle de Giordani et al. inclut explicitement la dimension verticale. Pour faire interagir les différents niveaux à l'intérieur de la couche mélangée, on a alors besoin d'une paramétrisation du mélange vertical (« *K profile* », basée sur la conservation de la TKE) et du profil de la vitesse verticale (obtenu à partir de l'équation de conservation de la vorticité). L'équation de conservation du moment cinétique est donc indispensable, ne serait-ce que pour obtenir la TKE et la vorticité. Ainsi, cinq équations doivent être résolues simultanément (pour la température, la salinité, le moment cinétique, la TKE et la vitesse verticale), là où notre modèle n'en requiert que deux (pour la température et la salinité). Le modèle 3D est donc bien plus sophistiqué et repose sur de plus nombreux paramètres. Ce modèle présente cependant l'avantage de donner accès à la dynamique, qui est incluse comme un forçage dans notre modèle 2D.

D'autres différences de formulation sont à signaler :

- Dans l'équation de température, le terme de flux solaire comporte une paramétrisation de l'absorption $I(z)$, tandis que le modèle « *slab mixed layer* » suppose que le flux solaire est intégralement absorbé avant d'atteindre la base de la couche mélangée. Cette simplification nous dispense des paramètres inhérents au calcul de $I(z)$ (obtenus par optimisation dans le modèle 1D de Caniaux et al., 2005b).
- Le terme de mélange vertical, nécessitant le calcul du coefficient de diffusion K (basé sur deux échelles de longueur turbulentes) est remplacé dans notre modèle par le mélange diapycnal, déduit des variations de la MLD. On évite ainsi la dépendance aux paramètres de conversion de l'énergie cinétique turbulente, et plus généralement à la paramétrisation du mélange vertical.
- L'advection horizontale comporte une partie géostrophique imposée par les champs de vitesses assimilés, tout comme dans notre modèle, mais aussi une composante agéostrophique due à

l'ajustement du champ de masse. Dans notre modèle, les champs T et S s'ajustent à la circulation, mais n'affectent pas les courants en retour. Giordani et al. montrent que les courants géostrophiques constituent les fluctuations rapides et fines (sous-mésoéchelle) de la circulation. Aux échelles qui nous intéressent (de l'ordre de 100 km et un jour), on peut donc considérer que l'ajustement est instantané. Dans la couche mélangée, la circulation géostrophique est superposée au transport d'Ekman, qui est pris en compte de façon intégrale dans le modèle « *slab mixed layer* », tandis qu'il est réparti sur tous les niveaux dans le modèle 3D.

- L'advection verticale due au pompage d'Ekman est la même dans les deux modèles, mais les autres termes de l'équation de la vitesse verticale w utilisée dans le modèle 3D sont négligés dans notre modèle, ou inclus dans l'entraînement diapycnal. Cependant, Giordani et al. expliquent que w est en grande partie forcé par l'évolution des structures géostrophiques à mésoéchelle, lesquelles sont presque totalement lissées par la basse résolution de notre modèle. Une autre partie est due à la circulation géostrophique, dont on a dit qu'elle est négligeable aux échelles que nous étudions.
- La diffusion horizontale est négligeable à petite échelle, si bien que le modèle 3D ne contient pas de paramétrisation pour ce processus (à 5 km de résolution les courants turbulents sont bien représentés). Par contre dans notre modèle 2D à grande échelle (de l'ordre de 100 km dans notre modèle), on doit ajouter un terme pour paramétriser l'effet des fluctuations fines de la circulation horizontale sur les propriétés thermohalines.

Notons que notre modèle pourrait être implémenté à une résolution comparable à celle du modèle de Giordani et al. Il faudrait alors ajouter explicitement les processus physiques importants à mésoéchelle, comme l'induction latérale à travers la base de la couche mélangée et l'advection verticale géostrophique. On pourrait continuer à utiliser les analyses altimétriques SSALTO-DUACS pour forcer ces termes, puisque leur résolution de 0.33° est suffisante pour décrire les structures fines des courants dans cette région. Par exemple, au moment de la campagne POMME3, coïncidant avec le début de l'analyse SSALTO-DUACS, on retrouve les mêmes structures que dans la simulation du modèle SOPRANE (Fig. 12) : en particulier, les anticyclones A1, A4, A31 et les cyclones C5, C32 et C7.

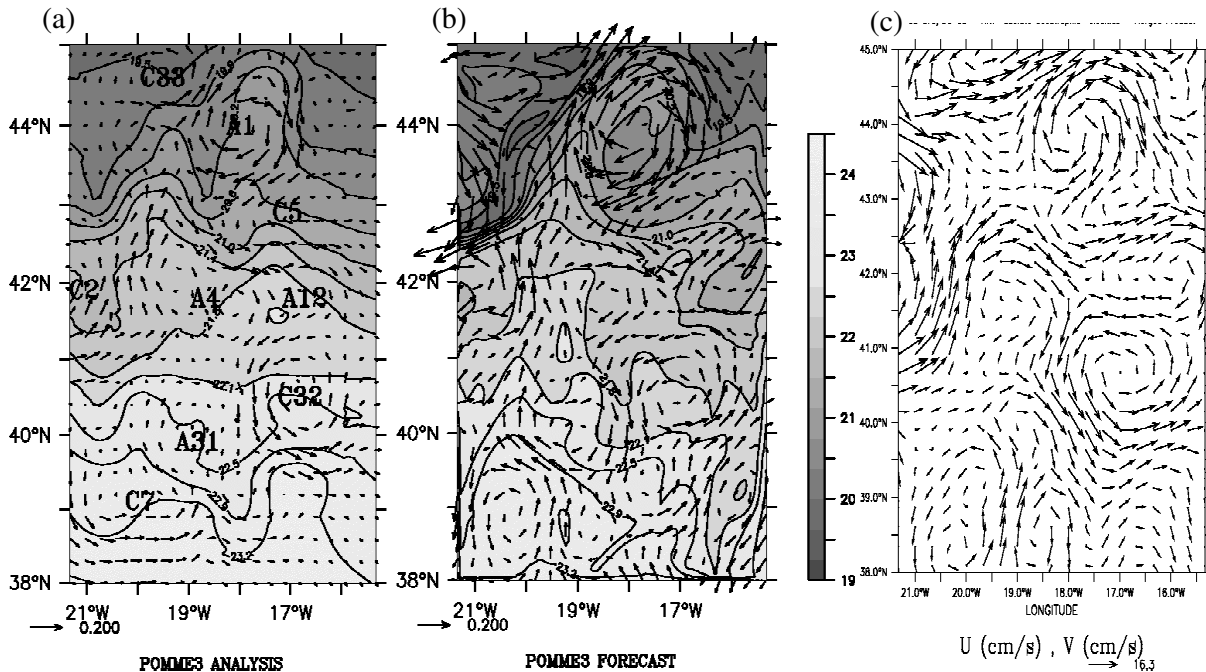


Figure 12 : Courants de surface à la fin de l'expérience POMME (5 septembre 2001) issus de (a) l'analyse in situ (courant géostrophique), (b) du modèle de Giordani et al. (courant total) et (c) de l'analyse altimétrique SSALTO-DUACS (courant géostrophique absolu). Les cartes (a) et (b) sont extraites de la figure 2 de Giordani et al. (2005b).

Le bilan de chaleur formulé par Giordani et al. (d'après Caniaux et Planton, 1998) est presque identique à celui du modèle « *slab mixed layer* ». Néanmoins, on note trois différences qui méritent d'être détaillées, pour expliquer les correspondances entre les deux approches :

- Le terme d'advection horizontale inclut une composante due à la déviation des champs de vitesse et de température par rapport à leur moyenne sur l'épaisseur de la couche. Cependant les auteurs ne disent pas si sa contribution est importante.
- Le bilan contient aussi un terme d'entraînement turbulent, dont la contribution apparaît significative (jusqu'à -3 W.m^{-2} en moyenne sur la zone POMME). Ce processus, qui agit uniformément en refroidissant la couche mélangée, est intégré dans le terme d'entraînement diapycnal de notre modèle.
- Enfin, la contribution du transport vertical est basée sur le taux d'entraînement w_e , qui est exprimé comme la vitesse d'entraînement du modèle « *slab mixed layer* » (en associant la vitesse verticale seulement au pompage d'Ekman), plus l'induction latérale. Ce terme représente le transport de masse à travers l'interface de la couche mélangée et est responsable de la quasi-totalité de l'entraînement (-37 m.an^{-1}) dans le bilan de masse. A grande échelle, les courants suivent essentiellement les surfaces isopycnales, si bien que l'induction latérale est faible. De plus, si ce mécanisme a un effet à grande échelle, on peut considérer qu'il est incorporé dans le terme d'entraînement diapycnal du modèle « *slab mixed layer* » ($w_m \partial_z T = \partial h (T - T_d) / h$), puisqu'il injecte de l'eau à l'intérieur de la couche mélangée, augmentant ainsi son épaisseur h .

Ces considérations permettent de justifier les approximations utilisées dans notre modèle, compte-tenu des échelles spatio-temporelles que nous voulons représenter. Malgré sa grande simplicité par rapport au modèle 3D dégénéré de Giordani et al., l'évolution saisonnière de la couche mélangée est correctement simulée (Fig. 13, à comparer avec la Fig. 5 de Giordani et al., 2005b). Le bilan de chaleur intégré sur la zone POMME se compare qualitativement bien aux estimations obtenues avec le modèle 3D, malgré des différences liées à la variabilité interannuelle (article du chapitre V).

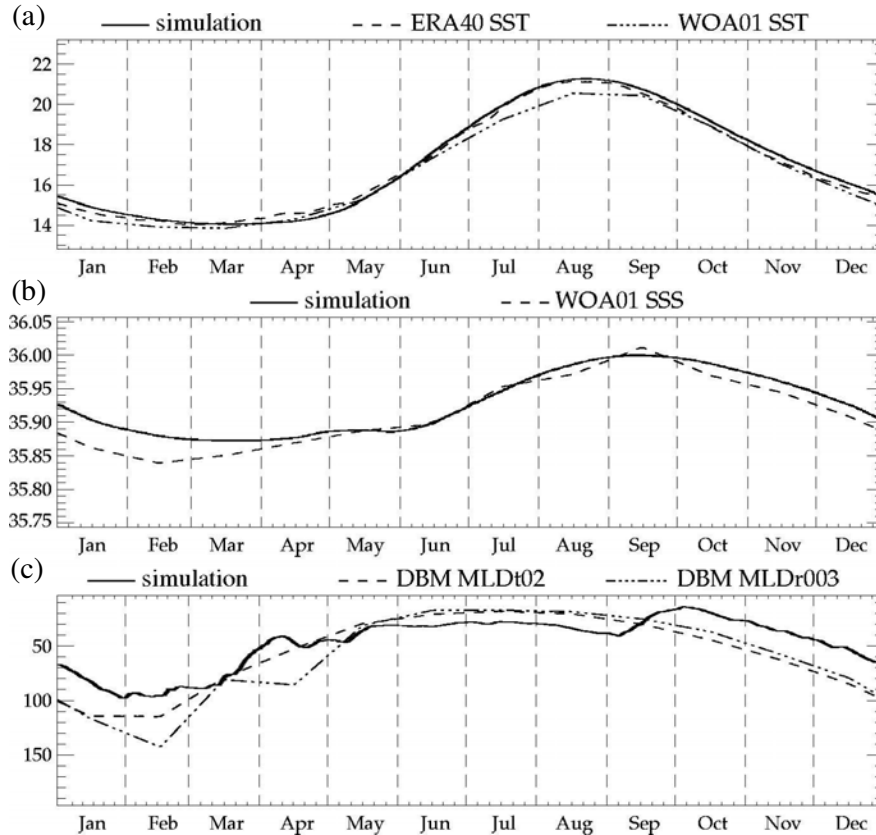


Figure 13 : Température (a, en °C), salinité (b, en psu) et profondeur (c, en m) de la couche mélangée, moyennée dans la zone POMME (37.5°N-45.5°N, 22°W-14°W) issues de la simulation avec forçages climatologiques, en mode pronostique (traits continus). Les résultats du modèle sont comparés à : (a) SST de la réanalyse ERA40 (trait tireté) et de la climatologie de WOA 2001 (trait tireté-pointillé), (b) SSS de la climatologie de WOA 2001 (trait tireté), (c) MLD de la climatologie de De Boyer-Montégut (trait tireté : thermocline, trait tireté-pointillé : pycnocline). Les échelles de valeurs sont les mêmes que dans la figure 5 de Giordani et al. (2005).

IV.4. Variabilité de la SSS dans l'Atlantique

L'étude de Reverdin et al. (2006) (ci-après RKFD) décrit une des analyses les plus complètes de la SSS dans l'Atlantique. Elle est basée sur un jeu-de-données in situ provenant de sources diverses, tant en ce qui concerne les instruments (échantillons en bouteille, CTDs, TSGs) que leurs supports (navires scientifiques, VOS, flotteurs, mouillages). Ces données ont été sélectionnées et vérifiées avec toutes les précautions requises pour former un ensemble cohérent. Notamment, elles sont rassemblées par « paquets » de 1° x 1° x 1 mois et les valeurs qui s'écartent trop du cycle saisonnier moyen sont éliminées. La technique d'analyse objective employée contribue aussi à homogénéiser les champs de SSS, en utilisant des échelles de corrélation spatiale estimées préalablement (de l'ordre de 2° à 5°) et en moyennant les résultats de deux analyses, en avant et en arrière dans le temps (ce qui impose une échelle temporelle de l'ordre de 3 mois).

Les échelles spatiales représentées sont donc plus grandes que dans nos simulations, où le pas-de-grille est de 1° x 1° et les champs de forçage contiennent des échelles caractéristiques comprises entre 2 ou 3° (pour les variables atmosphériques) et environ 1° (pour les vitesses géostrophiques). Les échelles temporelles sont aussi plus longues dans cette analyse (de 1 mois à 26 ans, c'est-à-dire la longueur de la série de données) que dans nos simulations (de 1 jour à 1 an). Pour comparer les résultats de cette étude à nos simulations, il faut donc ignorer les plus petites échelles du modèle. Cependant, on peut faire des analogies entre la variabilité interannuelle dans cette analyse (estimée par les déviations des moyennes mensuelles par rapport au cycle saisonnier moyen) et la variabilité journalière dans nos simulations (déviations des valeurs journalières par

rapport cycle saisonnier). En particulier, dans une zone donnée, si les forçages atmosphériques ont un fort impact sur les anomalies mensuelles de SSS, ils peuvent aussi avoir un fort impact sur les variations journalières. Néanmoins, cette correspondance entre les hautes et les basses fréquences n'est pas systématique. L'advection joue un rôle moins important que les forçages externes pour la variabilité saisonnière, mais son influence devrait augmenter aux échelles interannuelles et interdécennales (Mignot and Frankignoul, 2004).

Cette étude utilise les mêmes sources de données pour le vent et l'évaporation que dans le forçage de nos simulations (la réanalyse ERA40 du modèle ECMWF). Pour les précipitations, ces auteurs ont préféré un produit combinant des données satellites (CMAP) et in situ (COADS). Les corrélations obtenues entre les anomalies de SSS et les termes de forçage sont plus élevées qu'avec les précipitations issues de ERA40. Nous verrons que les incertitudes de ce champ peuvent expliquer les problèmes constatés dans notre simulation au niveau de l'ITCZ.

Notons que les champs de forçages climatologiques utilisés dans nos simulations ont été calculés à partir des années 1990-2001, qui correspondent approximativement à la seconde moitié de la période analysée dans cette étude (1977-2002). Les auteurs ont montré que, par rapport à la première moitié, ces années sont caractérisées par une plus faible tendance de la SSS (Fig. 16 de RKFD), potentiellement liée à un changement de la variabilité décennale. En particulier, dans le gyre subtropical, les anomalies interannuelles de SSS sont fortement corrélées aux forçages avant 1986, mais pas après, ce qui pourrait être dû au décalage vers l'Ouest du maximum de salinité. D'après ces résultats, la période représentée dans nos simulations devrait être assez homogène, en termes de forçages comme en termes de variabilité de la SSS.

IV.4.a. Cycle saisonnier de SSS

On compare les moyennes de SSS en mars et septembre obtenues dans l'analyse objective (Fig. 3 de RKFD) à celles qui sont issues de notre modèle (Fig. 14). En certains points, la simulation présente des salinités largement inférieures à 34 psu ou supérieures à 38 psu, là où le modèle ne parvient pas à ajuster la SST aux forçages (flux atmosphériques et courants géostrophiques). Dans ces zones, la MLD obtenue est incohérente et la SSS dérive considérablement par rapport à la climatologie initiale (WOA 2001). Ainsi, on obtient une alternance de fortes et faibles valeurs à l'Est de la bande équatoriale, dans le Golfe du Mexique et au Nord du Gulf Stream. Ces valeurs erronées sont particulièrement visibles en septembre, après 9 mois d'intégration. Toutefois, dans le mode « diagnostique » utilisé, les points où la simulation diverge ne peuvent pas contaminer les points avoisinants, si bien que les résultats restent cohérents dans le reste du domaine.

Conformément à l'analyse in situ, le maximum de salinité du gyre subtropical Nord se renforce entre mars et septembre, particulièrement dans la partie Ouest où il atteint 38 psu. Dans le gyre Sud, la salinité augmente aussi, quoique de façon moins prononcée qu'au Nord, contrairement aux observations qui montrent une valeur plus élevée en mars. Néanmoins, la localisation du maximum est correctement reproduite, passant du large ($15^{\circ}\text{S}/30^{\circ}\text{W}$) en mars à la côte du Brésil ($12^{\circ}\text{S}/40^{\circ}\text{W}$) en septembre. Dans la bande équatoriale, les résultats de la simulation sont difficilement interprétables, à cause de la dérive du modèle. Ce problème est probablement dû à l'absence des termes d'Ekman et devrait être résolu en ajoutant un coefficient de friction qui assure la continuité des courants d'Ekman à l'équateur (Lagerloef et al., 1999). Au niveau de l'ITCZ, la SSS diminue considérablement en septembre, comme dans l'analyse où le minimum atteint 34 psu vers 45°W , au niveau de la rétroflexion du Courant du Brésil Nord (NBC). Dans la simulation, ce minimum est inférieur à 32 psu, à cause de la surestimation des précipitations utilisées, issues de la réanalyse ERA40. La simulation restitue le minimum observé en aval du NBC ($12^{\circ}\text{N}/60^{\circ}\text{W}$) en septembre, mais surestime aussi son intensité. Aux latitudes subtropicales Nord, le gradient méridien de SSS associé au Gulf Stream est plus prononcé en mars et la désalinisation s'étend davantage vers l'Est en septembre (atteignant 35°W contre 45°W en mars), tout comme dans l'analyse.

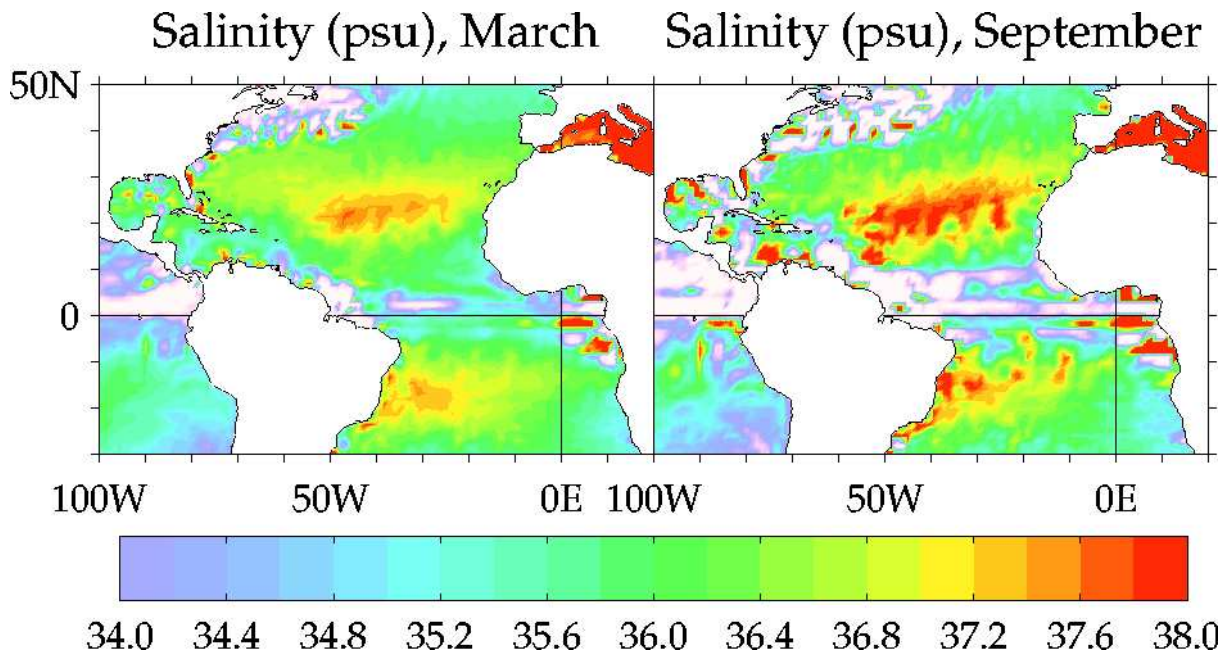


Figure 14 : Salinité de la couche mélangée (en psu) moyenne en mars et en septembre, issue de la simulation « ClimMon » avec forçages climatologiques lissés à 30 jours.

IV.4.b. Déviations par rapport à la SSS climatologique

L'accord entre la simulation et la climatologie peut être quantifié plus précisément en examinant la différence moyenne entre les deux champs de SSS (Fig. 15, à gauche). Toutefois, dans les régions où les variations de salinité sont très faibles, cette différence n'indique pas si le modèle reproduit correctement le cycle saisonnier. Nous présentons également la corrélation temporelle entre la SSS simulée et observée. On accède ainsi à deux estimations complémentaires du réalisme de la simulation, en termes d'amplitude (par la différence moyenne) et de phase du cycle saisonnier (par la corrélation temporelle). Les données in situ étant relativement denses dans l'Atlantique tropical et subtropical, la climatologie peut être considérée comme très fiable. Par conséquent, l'essentiel des écarts constatés provient de défaillances du modèle et/ou des erreurs des forçages.

Comme on l'a vu dans les moyennes mensuelles, la SSS simulée est trop basse au niveau de l'ITCZ (anomalies dépassant -1.0 psu) à cause des précipitations trop intenses. À l'équateur, l'absence des termes d'Ekman aboutit généralement à une sous-estimation de la SSS, car la divergence du transport d'Ekman devrait amener de l'eau plus salée depuis l'océan profond, puis vers les pôles. Au contraire, dans l'Est de la bande équatoriale, la SSS est surestimée, parce que la salinisation due au jet géostrophique vers l'Est n'est pas compensée par l'advection d'Ekman. Dans le Golfe de Guinée, le Golfe du Mexique et le Gulf Stream, on obtient une alternance d'anomalies positives et négatives (de l'ordre de ± 1.0 psu), due à l'advection géostrophique. Cela indique que le courant géostrophique n'est pas cohérent avec les autres champs de forçage, soit parce que ses échelles spatiales sont plus petites (moins de 1° contre $2-3^\circ$), soit parce qu'il correspond à une période différente (2001-2005 au lieu de 1990-2001 pour les forçages). En lissant davantage les vitesses géostrophiques et en utilisant des forçages atmosphériques contemporains, on devrait atténuer ce problème.

Dans le reste du domaine, la salinité simulée est proche de la SSS observée, avec des différences souvent inférieures à 0.1 psu. Ces différences sont du même ordre de grandeur que les écarts entre l'analyse objective de RKFD et la climatologie initiale (Fig. 3, en bas, de ces auteurs). Néanmoins, à l'Ouest du gyre subtropical (vers $15^\circ\text{N}/55^\circ\text{W}$), on obtient une forte anomalie positive

(de l'ordre de +0.5 psu), associée au déplacement du maximum de salinité vers l'Ouest, constaté dans la moyenne de septembre. Ceci pourrait être causé par une surestimation de l'entraînement vertical, qui fait remonter de l'eau plus salée, et/ou par une sous-estimation de l'advection horizontale, qui devrait amener des eaux dessalées depuis la côte Nord-Ouest du Brésil (Ferry et Reverdin, 2003). De plus, la corrélation temporelle (Fig. 15, à droite) est faible dans cette région, ce qui confirme que le modèle ne reproduit pas correctement le cycle saisonnier dans cette zone particulière. De l'autre côté de l'équateur (vers 15°S), on obtient une faible corrélation pour les mêmes raisons, même si le maximum de salinité au Sud est moins surestimé.

Ailleurs, la corrélation est satisfaisante, avec des valeurs souvent supérieures à +0.7. Sa distribution présente beaucoup de petites structures, car les échelles représentées par le modèle (jusqu'au pas-de-grille de 1.125°) sont sensiblement plus fines que les échelles caractéristiques de la climatologie (de l'ordre de 2-3° à cause de l'analyse objective). La corrélation est proche de zéro dans la zone intergyre, car le cycle saisonnier y est très faible, si bien que le modèle et la climatologie sont plus sensibles aux incertitudes des données. A l'inverse, dans l'ITCZ, la corrélation est bonne malgré la sous-estimation de la salinité moyenne, car le signal saisonnier y est très fort.

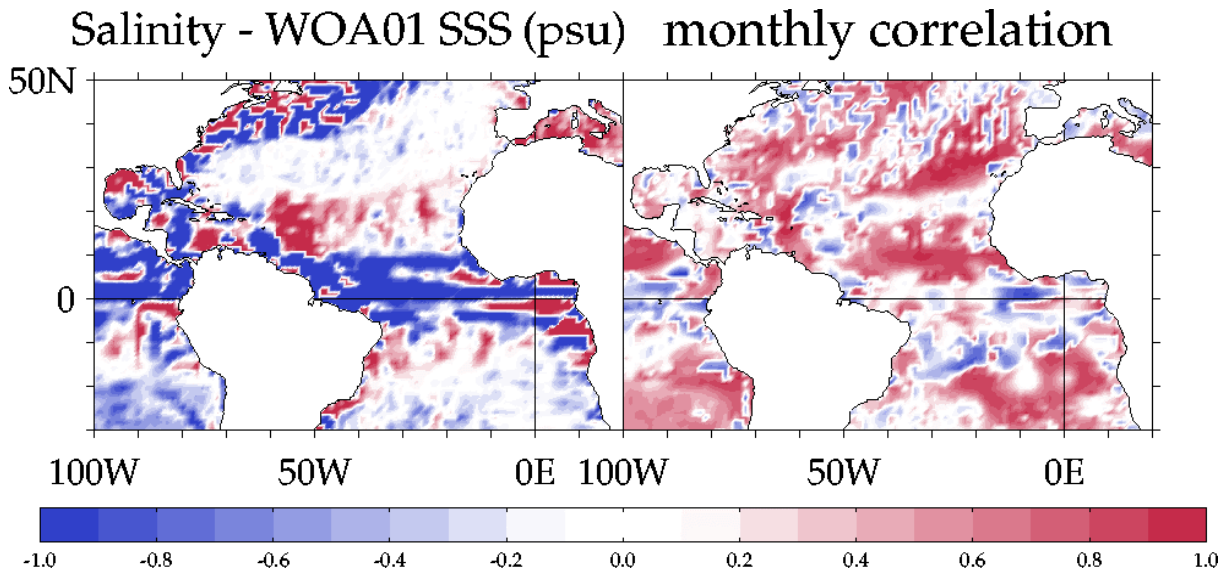


Figure 15 : (à gauche) Différence de salinité (en psu) entre la simulation et la climatologie WOA 2001, en moyenne annuelle ; (à droite) corrélation temporelle (sans unité) entre la salinité de la simulation et la climatologie.

IV.4.c. Variabilité saisonnière et journalière de la SSS

Pour quantifier l'amplitude du cycle saisonnier de SSS, nous examinons la variance des moyennes mensuelles, issues de la simulation et de la climatologie WOA 2001 (Fig. 16). Comme expliqué plus haut, la variabilité saisonnière peut aussi être comparée à la variabilité interannuelle présentée par RKFD pour les différentes saisons (Fig. 7 de ces auteurs). Nous la confronterons aussi à la variabilité infra-saisonnière, représentée par la variance des incréments journaliers de SSS (c'est-à-dire la variation entre deux jours consécutifs). Les variances RMS (ou « déviations standards ») saisonnières σ_m (basée sur les moyennes mensuelles) et infra-saisonnières σ_d (basée sur les incréments journaliers) sont calculées comme dans la description des forçages (chap. III) et l'analyse des simulations (chap. V et VI) :

$$\sigma_m = \left(\frac{1}{12} \sum_{m=1}^{m=12} (S(m) - \bar{S})^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\sigma_d = \left(\frac{1}{365} \sum_{d=1}^{d=365} (S(d) - S(d-1))^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Dans la simulation comme dans la climatologie, la variabilité saisonnière présente une distribution similaire à celle de la variabilité interannuelle. Dans les deux cas, les variances mensuelles sont maximales près des embouchures des grands fleuves, à cause des fluctuations de leur débit et de la circulation océanique. L'amplitude maximale est atteinte dans le panache de l'Amazonie (autour de 2°N/50°W), avec des variances σ_m dépassant 2.0 psu dans la simulation et la climatologie. On trouve aussi des maxima locaux de l'ordre de 1.0 psu au niveau de l'Orenoke (à 10°N le long de la côte d'Amérique du Sud), ainsi que des fleuves Niger et Zaïre (à 4°N et 6°S le long de la côte Ouest de l'Afrique). Dans l'analyse objective, la variance interannuelle dépasse 0.5 psu dans ces quatre embouchures. Un autre maximum est dû à de fortes précipitations saisonnières près de la côte du Sénégal (vers 10°N/10°W) et atteint 1.5 psu dans la climatologie et plus de 2.0 psu dans la simulation. Ce maximum est clairement visible dans la variance interannuelle, surtout en automne quand il culmine à 0.5 psu. La bande zonale de forte variabilité associée à l'ITCZ est bien localisée le long de 8°N, mais son intensité est probablement surestimée dans la simulation (à cause de l'excès de précipitations évoqué plus haut). Les valeurs de σ_m sont de l'ordre de 0.2 psu dans la climatologie, 0.3 dans l'analyse (particulièrement en été) et 1.5 à 2.0 psu dans la simulation.

La variance simulée est forte dans le NBC et présente des renflements caractéristiques au niveau de la rétroflexion du courant (vers 8°N) et du panache de l'Orenoke (à 12°N), qui ne sont pas évidents dans la climatologie, mais bien identifiables dans l'analyse (surtout en été et automne). Le Gulf Stream induit également de fortes variations de SSS à toutes les fréquences, du fait de ses méandres (fluctuations infra-saisonnières) et des déplacements de sa trajectoire principale (fluctuations saisonnières et interannuelles). La simulation reproduit bien l'extension de cette zone de forte variabilité, malgré les restrictions concernant son intensité (dues aux incohérences entre les courants et les flux). Son prolongement vers l'Ouest atteint environ 40°W dans la climatologie et 30°W dans la simulation, ce qui est plus proche de l'analyse interannuelle, au moins au printemps et en été. On remarque que la climatologie présente une zone de faible variance entre le Gulf Stream et Terre-Neuve vers 67°W, qui n'a pas d'équivalent dans la simulation, ni dans l'analyse. Ce minimum pourrait être causé par un manque de données in situ ou par leur lissage spatial. Un peu plus au Sud, la climatologie montre un minimum de variance au Nord-Est des Antilles (autour de 30°N/65°W), tandis que la simulation y situe un maximum local (environ 0.3 psu). Cette structure simulée ressemble à la zone de forte variabilité interannuelle présente dans l'analyse en été et en automne. A l'inverse, la climatologie contient un maximum de variance au centre du gyre subtropical (à 30°N/35°W), atteignant 0.15 psu. La SSS simulée est caractérisée dans cette région par plusieurs maxima de l'ordre de 0.2 psu, mais ils sont de petite taille et ne marquent pas particulièrement le centre du gyre. La variance interannuelle ne recèle pas non plus de maximum dans cette zone, hormis en été mais plutôt à l'Ouest du gyre (vers 30°N/40°W). Ce maximum dans la climatologie pourrait être lié à un déplacement du maximum de salinité vers l'Ouest durant la période des données WOA 2001 (essentiellement les années 1980-1990), plutôt qu'à la variabilité saisonnière.

La simulation reproduit donc la variabilité de la SSS avec une distribution similaire à la climatologie mensuelle et à l'analyse interannuelle, bien que certains de ses maxima soient probablement surestimés. De plus, le modèle ajoute des structures qui ne sont pas (ou peu) représentées dans la climatologie, mais identifiables en terme de variabilité interannuelle. Il semble même éliminer quelques artefacts de la climatologie, probablement dûs à l'échantillonnage des données in situ.

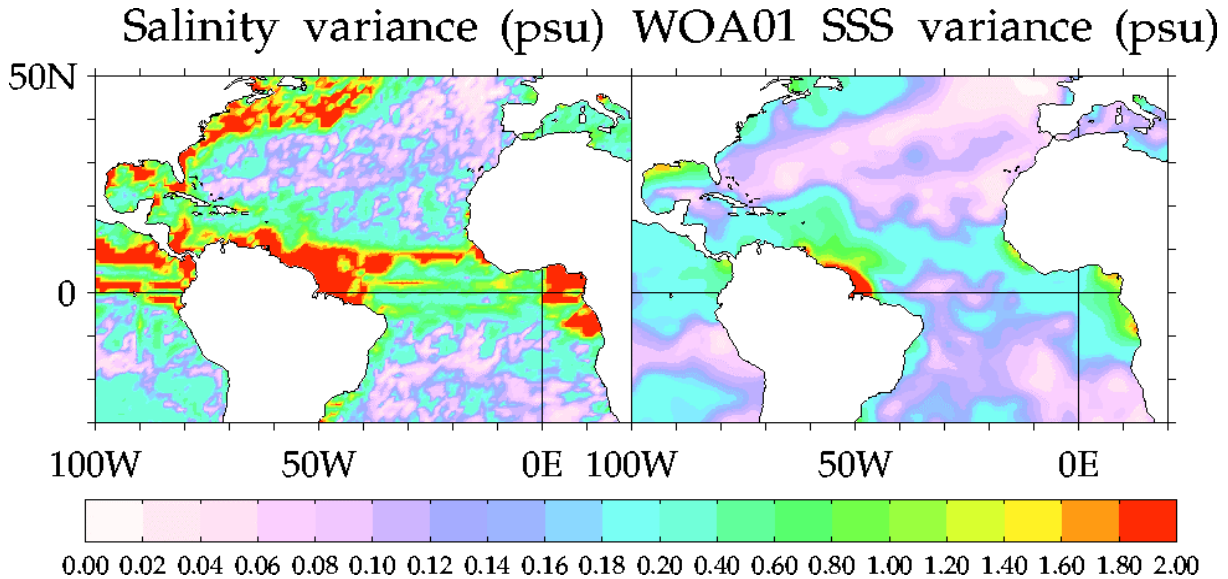


Figure 16 : Variance RMS de la salinité σ_m (en psu) de la simulation (à gauche) et de la climatologie WOA 2001 (à droite). L'échelle de couleurs n'est pas linéaire, avec des intervalles de 0.02 psu entre 0 et 0.2, puis 0.2 psu jusqu'à 2.0 (un maximum 4 fois plus grand que pour la variance interannuelle dans la figure 7 de Reverdin et al., 2006).

On peut s'attendre à ce que la variabilité journalière de la salinité (Fig. 17), qui n'est accessible par la simulation, présente certaines similitudes avec la variabilité interannuelle, issue de l'analyse objective. En effet, si les fluctuations de SSS sont fortes d'un jour à l'autre, il est plus probable que les déviations soient importantes d'une année à l'autre, pour une saison donnée. Les fluctuations journalières ont une intensité inférieure d'un ordre de grandeur à la variabilité saisonnière. Cette faible amplitude est attendue, puisque σ_d représente des variations sur des échelles beaucoup plus courtes que σ_m (1 jour contre 1 mois à 1 an). De plus, le fait d'utiliser un forçage climatologique réduit inévitablement les fluctuations journalières.

On retrouve une distribution semblable à celle de la variabilité saisonnière, mais avec des différences notables concernant les intensités relatives. Tout comme σ_m , la variance σ_d est maximale aux embouchures des quatre principaux fleuves subtropicaux et du Mississippi, l'Amazone dominant toujours largement (avec des valeurs supérieures à 0.02 psu). Ensuite, la zone de plus forte variabilité journalière est située le long du Gulf Stream et au Nord de ce courant, jusqu'à 40°W, où la variance est de l'ordre de 0.01 psu. Au niveau de l'ITCZ, la variance est environ deux fois moindre (0.005 psu), ce qui montre que les fluctuations journalières sont relativement faibles par rapport aux variations saisonnières. Dans le Gulf Stream, les fluctuations journalières sont plus importantes, car il s'agit d'un courant fortement turbulent, au sein duquel l'activité mésoéchelle engendre des méandres et des tourbillons qui se déplacent considérablement en quelques jours. Au contraire, l'ITCZ et le Contre-Courant Nord-Equatorial (NECC) ont des dynamiques lentes, ce qui se traduit par des variations essentiellement saisonnières de leur intensité et de leur position méridienne.

A l'équateur, on obtient de faibles variations journalières dans les parties Ouest et centrale, à cause de l'absence des termes d'Ekman. Vers 5°S, on retrouve une bande de variabilité amplifiée, présente aussi dans la variance saisonnière de la climatologie (au centre du bassin) et dans la variance interannuelle de l'analyse (surtout dans la partie Est, mais s'étendant à travers tout le bassin en été). Au Sud de cette bande et au Nord de 10°N dans la partie Est, la variabilité journalière est extrêmement faible, avec des valeurs ne dépassant pas 0.001 psu. Ces régions se comparent très bien avec les régions de faible variabilité interannuelle dans l'analyse de RKFD. Au centre des gyres subtropicaux, on note une légère augmentation de la variance, qui serait due aux

variations de l'évaporation (augmentant la SSS) et au mélange vertical qui s'ensuit (réduisant la SSS pour revenir à une stratification stable).

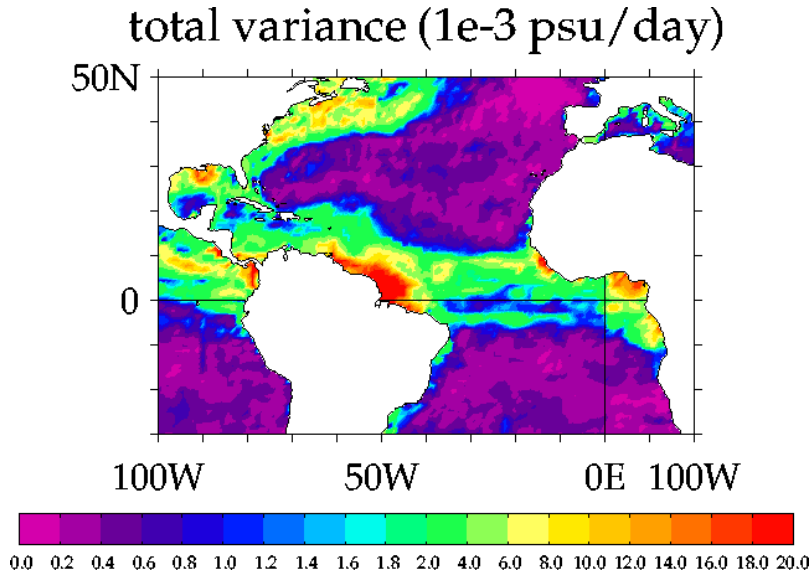


Figure 17 : Variance RMS des variations journalières de salinité σ_d (en 10^{-3} psu) issue de la simulation. L'échelle de couleurs n'est pas linéaire, avec des intervalles de 0.2×10^{-3} psu entre 0 et 2, puis 2×10^{-3} psu jusqu'à 2.0 (soit 10 fois plus petit que l'échelle de la figure 16).

IV.4.d. Relation de la salinité avec les forçages atmosphériques et les processus océaniques

Le modèle stochastique employé par RKFD (Eq. 1 de ces auteurs) est basé sur la même formulation « *Slab Mixed Layer* » que notre modèle. Cependant, ce modèle n'est pas intégré dans le temps, mais on détermine ses paramètres optimaux par comparaison statistique avec les champs analysés. Cette méthode permet d'estimer la contribution des forçages aux anomalies de SSS, mais ne prend en compte que les termes de flux d'eau douce (sans les apports fluviaux) et de transport d'Ekman. L'advection géostrophique est incluse dans la dérivée temporelle $\partial_g/\partial t$, tandis que l'advection verticale et le mélange sont rassemblés dans un terme R qui est négligé par la suite. Les écarts importants entre le terme de forçage et les anomalies de SSS sont donc souvent attribués à l'effet de l'advection ou du mélange.

Dans notre modèle, les contributions de tous ces termes sont calculées explicitement, sauf le terme de mélange vertical qui est représenté implicitement par les variations de profondeur de la couche mélange (appelé terme d'« entraînement diapycnal »). Nous présentons donc les contributions des six termes aux variations de salinité. D'abord, nous examinerons la moyenne annuelle de chaque processus, qui indique son effet moyen (création d'anomalies positives ou négatives) et permet de quantifier son intensité (à condition que son effet ne s'inverse pas au cours du cycle saisonnier). Puis nous estimerons les impacts respectifs des différents termes, en chaque point du domaine, en considérant la proportion de variation qu'ils représentent (pourcentage de l'amplitude des incréments journaliers).

Auparavant, nous abordons la question de la profondeur de la couche mélangée, qui conditionne fortement le bilan de salinité dans notre modèle. Dans l'étude de RKFD, le modèle stochastique est utilisé pour estimer la profondeur de mélange h^* , par le biais de la fonction de covariance avec un retard de +1 mois de la SSS par rapport au forçage. Les valeurs obtenues sont compatibles avec celle de notre inversion de MLD à partir de la SST (Fig. 18). En hiver, la couche mélangée est peu épaisse au Sud de 20°N et s'approfondit considérablement au Nord, atteignant une moyenne de 150m et dépassant 500m dans les régions de convection. En été, la profondeur est de

l'ordre de 50m sur tout le domaine, sauf au Sud de 10°S où elle présente des valeurs jusqu'à 200m à cause du mélange vertical. Les points isolés présentant des maxima de MLD stationnaires (par exemple, dans la terminaison du Gulf Stream, à 52°N-47°W) sont dûs à une forte divergence des vitesses géostrophiques, qui empêche le modèle de parvenir à un état d'équilibre. Dans le mode d'intégration « diagnostique » (voir chap. II.5), cela n'a pas de conséquences sur la solution au voisinage de ces points.

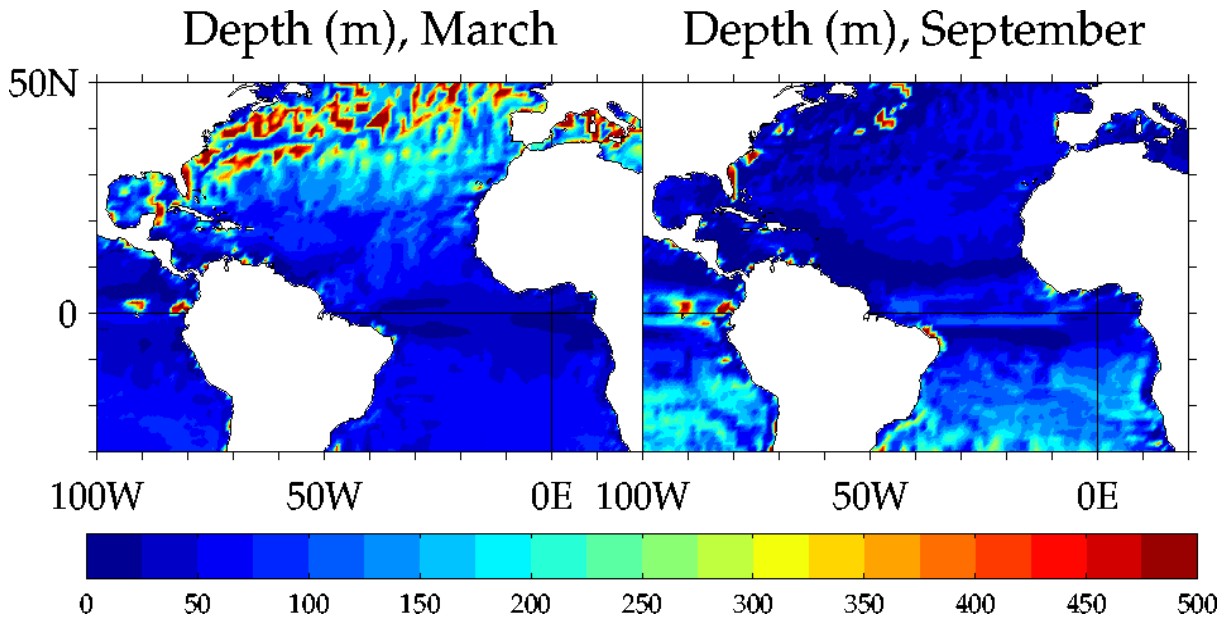


Figure 18 : Profondeur de couche mélangée (en m) moyenne en mars et en septembre, issue de la simulation.

L'étude de RKFD montre de fortes corrélations entre les forçages atmosphériques et la SSS, maximales avec un retard de 1 mois (Fig. 11 de ces auteurs). Cela reflète les effets du flux d'eau douce et de l'advection d'Ekman sur les anomalies de salinité. Le terme E-P a plus d'impact sur la SSS, si bien qu'il est toujours corrélé positivement aux anomalies SSS', tandis que le terme d'Ekman peut être corrélé ou positivement ou négativement suivant la localisation. Dans l'Atlantique Nord-Est, il se combine au flux d'eau douce et renforce la corrélation des forçages avec la SSS.

Dans notre modèle, l'effet de chacun des termes peut être estimé simplement d'après la moyenne annuelle des variations de SSS qu'ils induisent (Fig. 19). Ainsi, on retrouve des distributions similaires à celles des corrélations décalées de RKFD. Le flux d'eau douce (Fig. 19.e) a un effet salinisant de part et d'autre de l'ITCZ (jusqu'à $+5 \times 10^{-3}$ psu.jour⁻¹), culminant vers 20°N dans l'Atlantique Nord-Est et vers 10°S dans l'Atlantique Sud central (région qui n'est pas représentée dans l'analyse objective, à cause du petit nombre de données disponibles). On retrouve la surestimation des précipitations dans l'ITCZ, qui se traduit par un fort impact négatif sur la salinité (dépassant -10×10^{-3} psu.jour⁻¹) à travers tout le bassin, tandis que l'analyse ne montre qu'une petite zone négative contre la côte d'Amérique du Sud. Dans l'Atlantique Nord-Est, l'analyse présente une vaste région de corrélation positive au Nord de 30°N, contrairement à la simulation où l'impact de E-P paraît négligeable. Par contre, la simulation reproduit bien le dipôle situé de-part-et-d'autre du Gulf Stream vers 65°W (environ $\pm 3 \times 10^{-3}$ psu.jour⁻¹).

La distribution de l'advection d'Ekman présente aussi de grandes similarités avec la corrélation issue de l'analyse. Ce terme a une structure de plus petite échelle, avec des zones alternées d'impact positif et négatif, suivant les gradients horizontaux de salinité (particulièrement aux embouchures des grands fleuves). Il tend à diminuer la SSS au niveau des Alizés (centrés autour de 10°S et 15°N), car il transporte les eaux dessalées de l'ITCZ vers les pôles (de l'ordre de -5×10^{-3} psu.jour⁻¹). L'effet du transport d'Ekman s'oppose donc à celui du flux d'eau douce dans cette région, ce qui explique que la corrélation avec la SSS diminue lorsque l'on somme les deux

termes de forçage (Fig. 11 de RKFD, en bas). A l'inverse, juste au Sud de l'ITCZ (vers 5°N), les vents d'Est tendent à augmenter la SSS (cette latitude est masquée dans l'analyse objective). On retrouve des anomalies négatives dans le NBC, à l'Est des Petites Antilles et dans le Gulf Stream. Par contre, l'effet du transport d'Ekman semble faible dans l'Atlantique Nord-Est, où l'analyse objective montre une corrélation fortement positive. Cela pourrait être dû à une sous-estimation des gradients de SSS dans la climatologie, ou bien à une surestimation de la MLD par notre méthode d'inversion (ce qui expliquerait aussi le faible impact du terme $E-P$). La MLD simulée est relativement profonde à la fin de l'hiver dans cette région, mais pendant le reste de l'année elle est uniforme jusqu'à 10°N (Fig. 18). Par conséquent, la première explication est plus plausible et ce problème devrait disparaître en utilisant le modèle en mode « prognostique », permettant de modifier les gradients horizontaux de la climatologie.

Dans l'étude de RKFD, les basses corrélations entre les forçages et la SSS sont attribuées à l'effet de l'advection et du mélange. Ces termes ne peuvent pas être évalués à partir de l'analyse objective, mais les auteurs estiment indirectement leur impact à travers les écarts entre les anomalies de SSS et le terme de forçage. Aux échelles interannuelles, la contribution de l'advection est supposée augmenter et pourrait expliquer la faible relation avec les indices ENSO et NAO (Figs. 14 et 15 de RKFD). Nous comparons l'effet des quatre autres termes (advection géostrophique, pompage d'Ekman, mélange diapycnal et diffusion latérale) avec les corrélations SSS/forçages dans l'analyse objective. L'advection géostrophique (Fig. 19.b) a un fort impact négatif dans le jet équatorial, le NBC et le Gulf Stream (dépassant souvent -10×10^{-3} psu.jour⁻¹), car elle transporte les eaux douces du Golfe de Guinée vers l'Ouest, puis les eaux dessalées de l'ITCZ le long du bord Ouest vers le Nord. Ce terme peut donc expliquer les faibles corrélations de la SSS avec l'ENSO et la NAO, qui ne sont pas significatives dans ces régions à forts courants. Cependant, on remarque une zone de corrélation significativement négative au Nord du Gulf Stream (vers 40°N/70°W), aussi bien pour l'indice ENSO que pour la composante basse-fréquence de la NAO. Cela illustre le fait que les modes ENSO et NAO ne sont pas des phénomènes purement atmosphériques, mais couplés océan-atmosphère, qui peuvent modifier le trajet du Gulf Stream et ainsi l'advection des anomalies de SSS. L'advection géostrophique a un effet particulièrement faible au Sud-Est du Gulf Stream (autour de 30°N/60°W), où la SSS est corrélée négativement à l'ENSO, et dans l'Atlantique Nord-Est (autour de 40°N/20°W), où la SSS est corrélée positivement à la NAO. Ces correspondances confirment que l'intensité de l'advection géostrophique est responsable, au moins en partie, de la répartition de la réponse aux modes atmosphériques.

Le mélange vertical (Fig. 19.d) joue un rôle moins important que l'advection, mais peut aussi expliquer certaines différences entre le forçage externe et les anomalies de SSS. Aux latitudes subtropicales, il s'oppose à l'effet du flux d'eau douce, en mélangeant les eaux dessalées par les précipitations ou par les apports fluviaux avec les eaux plus salées en profondeur. Son effet moyen atteint $+2$ à $+10 \times 10^{-3}$ psu.jour⁻¹ sous l'ITCZ et à l'embouchure des fleuves, respectivement. Ce terme pourrait donc être la cause du faible accord entre la SSS et l'indice ENSO (corrélation peu significative) le long de l'ITCZ, malgré un fort signal dans les précipitations. Dans les gyres subtropicaux, le mélange diapycnal a un impact négatif sur la SSS (jusqu'à -3×10^{-3} psu.jour⁻¹), car la couche mélangée contient un maximum de salinité dû à la forte évaporation, si bien que le mélange dessale l'eau en surface. Cela pourrait contribuer à expliquer pourquoi le signal de l'ENSO est décalé vers l'Ouest dans la SSS (autour de 30°N/60°W), bien que son signal dans les forçages s'étende à travers tout le bassin. De la même façon, le signal de la NAO sur la SSS est maximal au Nord-Est du gyre subtropical (vers 40°N/20°W), bien que sa signature atmosphérique soit centrée sur le gyre (autour de 30°N/35°W).

Les deux termes restants ont des impacts généralement bien plus faibles. Le pompage d'Ekman (Fig. 19.c) a néanmoins un effet important dans le Golfe de Guinée et le NBC (jusqu'à $+8 \times 10^{-3}$ psu.jour⁻¹), où il amène de l'eau salée dans les eaux douces originaires des grands fleuves. Il contribue aussi à augmenter la SSS près de la côte du Sénégal, du fait de l'*upwelling* côtier (probablement sous-estimé dans la simulation, dont la résolution est d'environ 100km). On remarque que dans l'analyse objective, cette petite zone est associée à des corrélations négatives avec l'ENSO (en été) et positives avec la NAO (à basse-fréquence). Ces deux modes ont ainsi des

effets contraires sur l'intensité des Alizés, donc sur la force de l'*upwelling* côtier. Notons que le pompage d'Ekman pourrait avoir un impact considérable au niveau de la divergence équatoriale, mais il est ignoré dans la bande 3°S-3°N dans cette version du modèle, à cause de la divergence de la force de Coriolis.

Enfin, la diffusion latérale (Fig. 19.f) n'a d'effet notable que dans les zones à très forts gradients de SSS. Elle présente une amplitude maximale à l'embouchure de l'Amazonie (environ -8×10^{-3} psu.jour⁻¹), où elle amplifie légèrement la désalinisation due à l'advection d'eau douce. Elle est aussi significative de part-et-d'autre du Gulf Stream (jusqu'à $\pm 6 \times 10^{-3}$ psu.jour⁻¹), à cause du fort gradient méridien associé au courant, séparant l'eau d'origine subtropicale (peu salée) de l'eau d'origine subpolaire (plus salée). Ainsi, la diffusion a une faible intensité par rapport aux autres processus, mais elle contribue à atténuer l'impact local des flux atmosphériques.

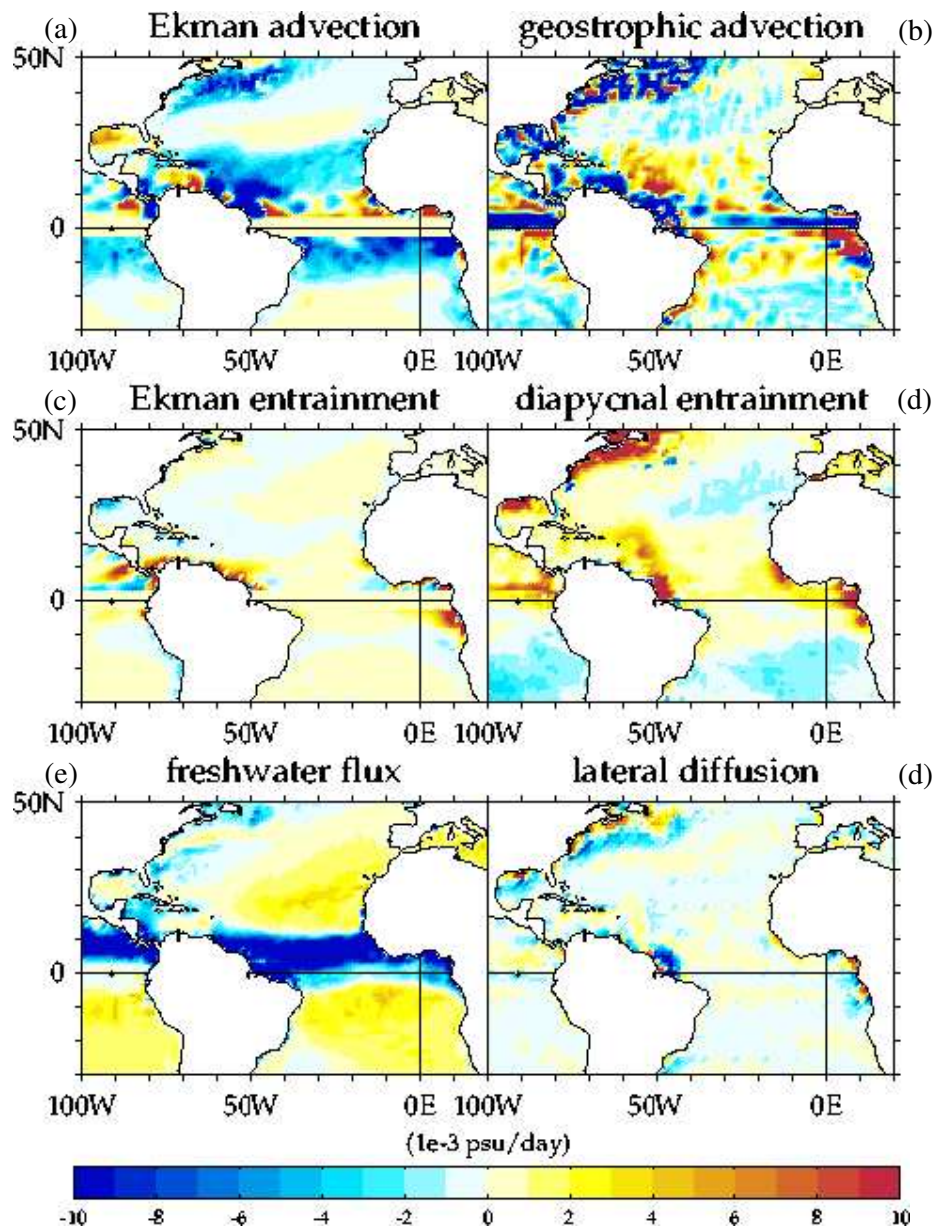


Figure 19 : Contributions des six termes (en 10^{-3} psu.jour⁻¹) au bilan de salinité dans la simulation, en moyenne annuelle.

Les impacts respectifs des différents processus sont plus clairement révélés en examinant les contributions relatives des six termes (Fig. 20). On s'aperçoit ainsi que l'advection géostrophique représente près de 50% des variations de SSS dans une grande partie du domaine et plus de 80% le long du Gulf Stream. Dans la bande équatoriale, son influence est certainement importante, mais elle est surestimée dans cette simulation du fait de l'absence des termes d'Ekman. L'advection d'Ekman est responsable de la majeure partie des anomalies (40 à 60%) au niveau des Alizés de Nord-Est et de Sud-Est, particulièrement au centre du bassin vers 10°S. Le flux d'eau douce joue un rôle dominant à l'Ouest de la bande équatoriale et dans l'ITCZ (jusqu'à 70%), à l'exception du panache de l'Amazonie où l'advection prend le dessus. Le terme E-P a aussi un effet prépondérant au Nord-Ouest des Caraïbes (où les précipitations dominent) et au centre des gyres subtropicaux (où l'évaporation est maximale). La contribution du mélange diapycnal est sensiblement inférieure à celle du flux d'eau douce dans les gyres subtropicaux (pas plus de 40%). Partout ailleurs, elle est relativement faible (de l'ordre de 20%), à l'exception de la zone étroite entre le Gulf Stream et Terre-Neuve (30%). Le pompage d'Ekman est généralement négligeable par rapport aux autres processus, sauf au niveau des *upwellings* côtiers et dans le Golfe de Guinée (jusqu'à 15%). La diffusion a aussi un rôle secondaire, mais comme elle intervient constamment, contrairement au pompage d'Ekman qui est un phénomène intermittent, elle présente une contribution légèrement supérieure (de l'ordre de 10% au centre des bassins).

Ces contributions relatives éclairent l'impact des modes atmosphériques (ENSO, NAO et ATL3) sur la SSS, représenté par le pourcentage de variance dans l'étude de RKFD (Fig. 13 de ces auteurs). Ainsi, la grande part de variance au Nord-Ouest des Caraïbes (plus de 20% à 25°N/60°W) est associée à l'effet du flux d'eau douce, qui domine les variations de SSS dans cette zone (Fig. 20.e), et dans une moindre mesure au transport d'Ekman, qui est important un peu plus loin au Sud-Est (vers 20°N/65°W). Dans la bande équatoriale, le maximum de variance expliquée à 25°W semble aussi dû au flux d'eau douce, avec probablement une forte contribution de l'advection d'Ekman. Un autre maximum se trouve à 10°S contre la côte d'Amérique du Sud et serait causé par le transport d'Ekman. Aux latitudes subpolaires, l'analyse objective montre une forte variance liée aux indices climatiques dans l'Atlantique Nord-Est (autour de 45°N/25°W). D'après la simulation, ces anomalies ne seraient pas dues directement aux forçages atmosphériques, mais plutôt aux courants géostrophiques, qui déterminent les variations de salinité dans cette région (Fig. 20.b). En effet, la trajectoire de la Dérive Nord-Atlantique (NAD) peut être modifiée par les modes atmosphériques, en particulier par la NAO. L'analyse de RKFD (Fig. 15) montre que la SSS de cette zone est fortement corrélée à l'indice NAO, bien que son signal dans les forçages soit négligeable. Ainsi, les modulations des courants géostrophiques à relativement petite échelle expliqueraient la réponse de la SSS à ce mode atmosphérique de grande échelle.

De façon similaire, on peut relier la tendance interannuelle de la SSS aux processus qui gouvernent son évolution saisonnière. RKFD montrent que la tendance représente plus de 15% de la variance totale dans une certaine zone de l'Atlantique Nord-Est (Fig. 18 de ces auteurs, en haut). Cette zone correspond à un des deux pôles de la NAO à basse fréquence, responsable de plus de 20% des fluctuations de la SSS (Fig. 18 de RKFD, en bas). La simulation indique que l'advection géostrophique est la cause la plus probable de cette tendance. La composante lente de la NAO (ou un changement climatique à long terme) a pu décaler le trajet de la NAD, modifiant son impact sur la distribution locale de la SSS. D'un autre côté, les propriétés de l'eau transportée par la NAD ont pu changer, suite à des modifications des masses d'eau aux latitudes tropicales.

La cause exacte de ces variations de salinité à long terme (de l'ordre de +0.1 psu en 10 ans d'après la Fig. 16 de RKFD) est hors de portée de notre étude. Mais la grande cohérence entre l'analyse objective et notre simulation indique que le modèle pourrait apporter une aide précieuse à ces questionnements.

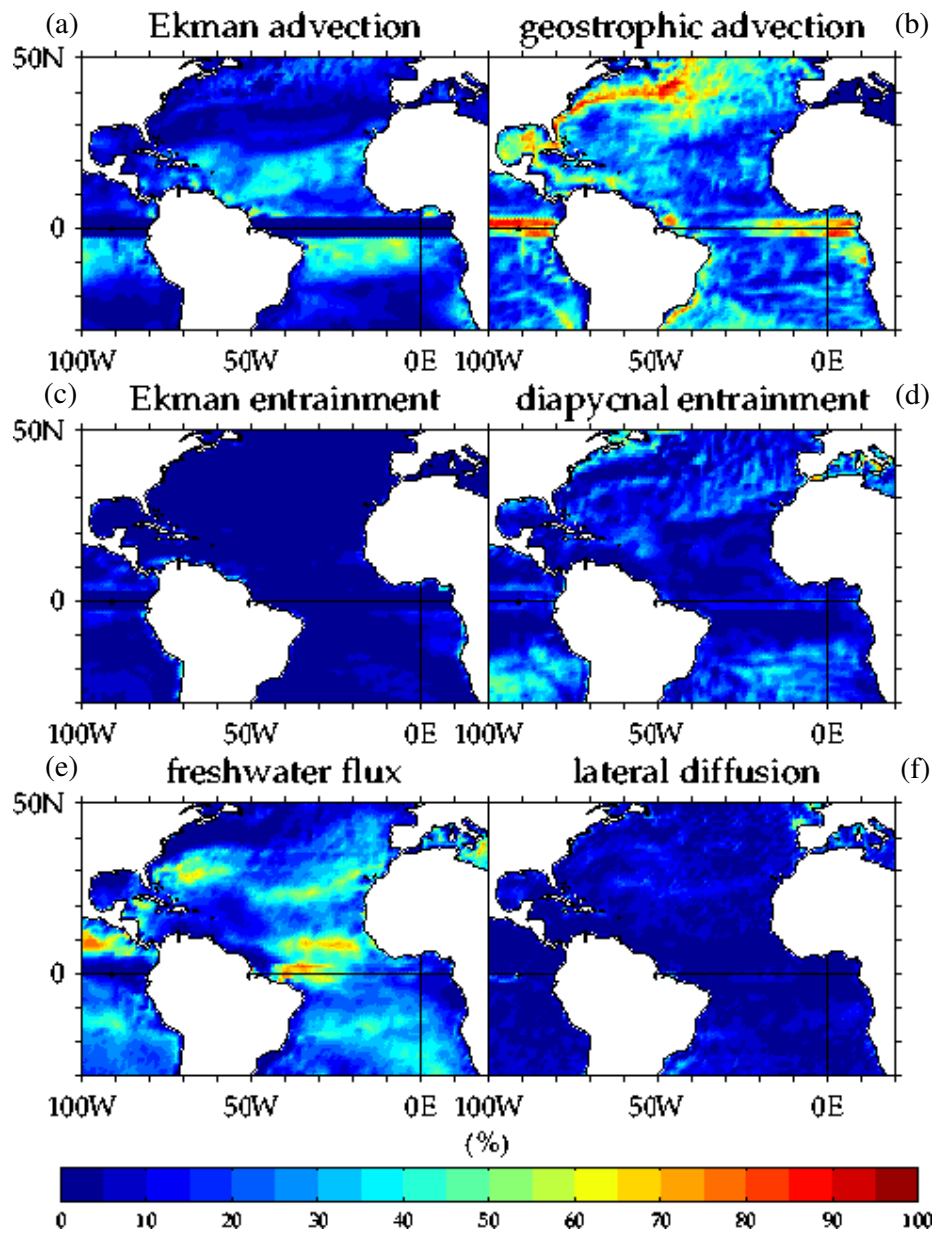


Figure 20 : Contributions relatives des six termes (en %) au bilan de salinité dans la simulation, en proportion de l'amplitude des variations journalières.

IV.5. Conclusion : validité de la simulation

La comparaison de notre simulation aux autres modèles, bien qu'elle ne constitue pas une validation *stricto sensu*, permet de prouver la pertinence de notre approche simplifiée. Nos résultats sont assez proches de ceux des deux modèles utilisant la représentation « *slab mixed layer* ». Celui de Qiu et Kelly (1993) est limité à la région très énergétique du Kuroshio et de son prolongement. Notre simulation montre un bon accord avec la leur, en termes d'évolution saisonnière de la MLD. La température intégrée sur le domaine dérive sensiblement (environ 2°C en un an), probablement à cause d'une incohérence entre les flux de chaleur atmosphériques et les courants géostrophiques. Malgré ce problème d'ajustement, l'équilibre de la température peut être examiné de façon qualitative. Il est compatible avec le bilan de chaleur présenté par Qui et Kelly, même si leur paramétrisation des processus verticaux est différente. Cette comparaison indique que notre modèle reste fiable dans les zones à forts courants, mais gagnerait en réalisme en étant implémenté à plus haute résolution.

Le modèle d'Alexander et al. (2000) couvre un domaine plus étendu, incluant les latitudes tropicales et subpolaires du Pacifique et de l'Atlantique Nord. La distribution et la variabilité saisonnière de la MLD simulée dans leur modèle et dans le nôtre sont comparables, malgré des définitions distinctes. Nos résultats sont aussi en bon accord avec la MLD climatologique de De Boyer-Montégut et al. (2003). On note cependant une surestimation de la convection hivernale dans le Pacifique Nord, probablement liée aux profils de température utilisés (climatologie *World Ocean Atlas*), ainsi qu'un décalage vers l'Est des MLDs profondes dans la bande équatoriale du Pacifique, peut-être dû aux erreurs sur le flux de chaleur air-mer. Le bilan de température apparaît compatible avec celui d'Alexander et al., en ce qui concerne sa répartition méridienne et son évolution saisonnière. La variabilité intra-saisonnière des processus dominants est généralement semblable à la variabilité interannuelle obtenue par ces auteurs. Enfin, la correction du flux atmosphérique qu'ils ont estimée peut être expliquée par l'advection horizontale, calculée explicitement dans notre modèle.

Dans une région plus restreinte de l'Atlantique Nord-Est, les études de Caniaux et al. (2005a,b) et Giordani et al. (2005a,b) procurent l'opportunité de comparer nos résultats à des modèles très différents. En outre, les simulations peuvent être validées grâce aux analyses in situ conduites dans le cadre de l'expérience POMME. L'évolution saisonnière de la couche mélangée dans la zone POMME est proche dans notre simulation climatologique et dans les simulations de l'année 2000-2001 des auteurs précédents. Nous présentons dans l'article suivant (chap. V) une étude détaillée de la variabilité de la MLD et de la SST dans la région environnante, ainsi que du bilan de chaleur dans la zone POMME.

Ces comparaisons montrent que notre modèle produit une variabilité de SST et un bilan de chaleur cohérents avec les travaux antérieurs, dans des régions océaniques variées. Nous pouvons alors analyser les résultats en termes de salinité avec un degré de confiance satisfaisant. L'analyse objective de SSS de Reverdin et al. (2006) permet de valider certains de ces résultats, comme la distribution à différentes saisons et la variabilité saisonnière de la SSS. Notre modèle donne accès à un bilan complet des variations de salinité, qui ne peut être obtenu seulement à partir de l'analyse objective. Nous proposons ainsi des explications aux divergences constatées par Reverdin et al. entre l'évolution de la SSS et les forçages atmosphériques, en invoquant les processus d'advection géostrophique et d'entraînement diapycnal. Le bilan et la variabilité de la salinité sont examinés à l'échelle de l'océan global dans le second article (chap. VI).

CHAPITRE V

V. Profondeur de couche mélangée et bilan de température

Présentation de l'article

« Bilan de chaleur dans l'Atlantique Nord-Est d'après un modèle simplifié de couche mélangée, forcé par des données altimétriques et météorologiques »

Nôtre modèle simplifié de couche mélangée, basé sur la représentation « slab mixed layer » (couche mélangée uniforme), permet d'étudier aussi bien la température de surface (SST) que la salinité (SSS). Dans l'étude suivante, le modèle a été intégré durant une année moyenne, en utilisant des champs de forçages climatologiques journaliers. Ces forçages combinent les sorties d'un modèle météorologique (ECMWF), des données d'altimétrie satellitaires (SSALTO-DUACS) et des données in situ (*World Ocean Atlas* 2001). Quatre simulations ont été réalisées pour tester la sensibilité à la profondeur de couche mélangée (MLD in situ ou effective) et à la fréquence du forçage (journalière ou avec lissage mensuel). La MLD effective est obtenue par le modèle, en inversant les champs de SST observée. Cette profondeur présente une évolution saisonnière cohérente avec l'estimation in situ (profondeur de thermocline calculée par De Boyer-Montégut et al., 2004). La comparaison aux mesures in situ des campagnes POMME (Programme Océan Multidisciplinaire Mésos-Echelle), près des Iles des Açores, montre que la MLD inversée restitue bien le cycle de la convection hivernale et de la re-stratification printanière.

Le bilan de chaleur dans la couche mélangée est ensuite calculé pour les quatre simulations. Dans l'Atlantique Nord-Est, ce bilan apparaît toujours dominé par les flux atmosphériques. L'advection horizontale de chaleur y contribue par deux processus différents : le transport induit par le vent refroidit constamment la couche mélangée, tandis que les courants géostrophiques ont un impact plus contrasté et plus fort. Parmi les processus verticaux, le pompage d'Ekman peut localement égaler l'advection horizontale. Cependant, le mélange diapycnal refroidit la couche mélangée bien plus efficacement. La diffusion latérale, qui paramétrise l'effet du mélange turbulent et du transport par les tourbillons, n'est significative que dans les zones frontales.

Les quatre expériences numériques révèlent clairement le rôle central de l'estimation de MLD, qui détermine essentiellement les effets de l'entraînement vertical et du transport géostrophique sur le bilan de chaleur. Ainsi, la variabilité de la SST simulée est bien plus réaliste en utilisant notre profondeur « effective » qu'avec l'estimation in situ.

Heat budget in the North-East Atlantic from a simplified mixed layer model forced by meteorological and altimeter data

S. Michel, B. Chapron, and J. Tournadre

Laboratoire d'Océanographie Spatiale,
IFREMER, BP 70, 29280 Plouzané, France

communicating author: Sylvain Michel, smichel@ifremer.fr
tel.: (33)02.98.22.45.54, fax: (33)02.98.22.45.33

submitted to Ocean Dynamics, 25 October 2005

Abstract

A simplified model, based on the slab mixed layer representation, was designed to study sea surface temperature (SST) and salinity (SSS). The model is run during an average year, using daily climatological forcing fields which combine meteorological model, satellite altimetry and in situ data. Four experiments were performed to test the model sensibility to mixed layer depth (MLD) and forcing frequency. An effective MLD, resulting from the inversion of observed SST fields, exhibits a seasonal behaviour consistent with in situ estimates. Comparison to in situ measurements from POMME (Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Echelle), near Azores Islands, shows a proper cycle of winter convection and spring re-stratification. The mixed layer heat budget over the North-East Atlantic appears dominated by atmospheric flux. Horizontal advection of heat contributes significantly, with wind-induced transport continuously cooling the mixed layer, while geostrophic currents exhibit a more complex and stronger impact. Among the vertical processes, Ekman pumping can locally equal horizontal advection, but diapycnal mixing cools the mixed layer much more efficiently. Lateral diffusion, accounting for turbulent mixing and eddy transport, is marginally significant. Numerical experiments clearly reveal the central role of the MLD estimate, mainly because it determines the effects of vertical entrainment and geostrophic transport. Thus, the SST variability from the model is much more realistic with our “effective” depth than using one of the most reliable in situ estimates.

Keywords: ocean mixed layer, heat budget, satellite data, North-East Atlantic

1 Introduction

The ocean mixed layer plays a key-role in atmosphere-ocean heat balance. It controls the amount of heat absorbed in the upper ocean, the penetration of turbulence due to wind and waves, the deep

waters ventilation and formation through convection. Its study is crucial for today's environmental questions, such as global warming, climate regulation by the ocean and CO₂ uptake. The North-East Atlantic is an area of particular interest, characterized by complex dynamics: deep winter convection, intense wind mixing due to storm-tracks, strong coastal upwelling, solar flux and precipitation with high seasonal contrasts. Moreover this region is crossed by strong surface currents: North-Atlantic Drift (NAD), Azores Current, North-African and Iberian coastal currents (Le Cann et al., 2005).

Satellite data now represent an incomparable source of information about ocean surface. Derived parameters include sea surface temperature (SST), wind stress and sea surface height (SSH), from which geostrophic current can be deduced. All those observations can be used along with heat and freshwater fluxes estimates. In situ measurements also provide precious estimates of heat budget, but many parameters are required (vertical profiles of temperature, solar heat flux, wind velocity, currents, etc.) and must be acquired over large areas and during long periods. Attempts were made in the frame of POMME cruises in the North-East Atlantic (Gaillard et al., 2005), or using surface drifters in the South-East Pacific (Chaigneau and Pizarro, 2005). Satellite and in situ observations are now commonly assimilated in ocean general circulation models (OGCM), but they can also be directly used in a simplified mixed layer model (MLM).

Heat budget from 3-D OGCMs are more extensive and complete than in situ analysis. Investigations have been made in the global ocean (Noh et al., 2002), in the subtropical North Pacific (Yan and Okubo, 1992) and in the North-East Atlantic (Giordani et al., 2005). Such models represent very powerful tools, but they are computationally expensive. Yet, the mixed layer representation is still an open research topic, particularly for what concerns the problem of vertical coordinates (isopycnal or geopotential). Due to unresolved processes and/or inconsistency with the forcing fields, significant long-term drifts are generally obtained. So these models often need surface relaxation to a climatology or observations (Paiva and Chassignet, 2000), unless surface fluxes are computed using bulk formula, including implicitly a kind of relaxation. Some OGCMs assimilate remote sensing measurements at surface, usually SSH and SST (Penduff et al., 2002), but the deep layers have their own dynamics, which maybe incompatible with surface observations. As ocean physics are very different in the mixed layer (which interacts with the atmosphere) and in deeper layers (which are isolated from direct atmospheric influence), an increasing number of modelers use a MLM atop of a layered circulation model (Alexander et al., 2000). This combination is necessary in isopycnal GCMs, where the first density level corresponds to the mixed layer and always requires a specific treatment.

To study the ocean surface heat balance, a horizontal MLM presents many advantages over 3-D models. First of all, such a simplified model is well suited to combine measurements from various space-borne sensors, whereas a GCM needs self-consistent forcing fields to avoid rapid drift from observations. The MLM physics shall ensure the consistency between ocean surface properties and air-sea fluxes, through the adjustment of vertical processes, while more complex models usually require artificial relaxation. Moreover, a MLM can be directly forced by geostrophic velocities derived from altimeters, contrarily to GCMs for which the currents in each vertical layer are linked by volume conservation. Additionally, in a MLM, heat exchanges with deeper layers are conveniently represented in a single term, while 3-D models require sophisticated parametrizations for vertical mixing, diapycnal transport, convection, etc. It can be further assumed that the properties of the deep water are set to a climatological mean (constant or seasonal), as variations are much faster and stronger close to the surface than at depth. Thus, a MLM provides complete budgets of heat and salt in the mixed layer, including the relative importance of horizontal versus vertical processes. These budgets rely on a minimum number of parameters and hypothesis, contrarily to a 3-D model where at least the vertical discretization is determinant. Finally, a bi-dimensional model offers a lower computational cost, thus many numerical experiments can be performed, in particular to evaluate various forcing datasets. A global configuration can be easily achieved, which suppresses the problem of open boundary conditions.

In this study, such a model is then used to examine some open questions about the heat budget in the North-East Atlantic mixed layer, namely:

- What are the relative contributions of horizontal and vertical mechanisms?

- How important are advective processes compared to diffusive ones, and surface processes compared to depth-distributed ones?
- What parts of advection are induced by external wind friction (Ekman transport) and internal pressure force (geostrophy)?
- Does this heat balance exhibit a significant seasonal variability?
- What are the respective roles of local and remote forcing of SST anomalies?
- Is the North-East Atlantic acting as a heat sink or source toward atmosphere?
- What is the amount of heat injected into or gained from deeper layers?

In section 2, the mixed layer model is described then the forcing fields, the experimental design and a validation dataset are presented. In section 3, the mixed layer depth problem is addressed, then a method based on inversion from SST is detailed and its results are compared to observations. In section 4, the simulated heat budget in the North-East Atlantic is examined, in terms of space distribution and time evolution, then compared to estimates from the POMME campaigns and the observed SST variability. In the last section, the simulation results are summarized then possible improvements and future applications are discussed.

2 Model and forcing data

2.1 Slab Mixed Layer model

The mixed layer is represented as a slab, with constant properties from its surface to its base, following Frankignoul and Hasselmann (1977). This representation was used by Mignot (2003) to study the SSS balance in North-Atlantic with a stochastic forcing. The model is 2-D horizontal and consists in 1 ½ layer: the mixed layer and the deep ocean. The surface mixed layer is characterized by its variable thickness, temperature and salinity. These three parameters interact and are forced by air-sea fluxes and surface currents. In contrast, the deep layer is fixed to a climatological cycle of temperature and salinity and considered having an infinite thickness. So, it is treated as a passive layer and the associated transport is neglected. A schematic view of one model grid-cell is shown in Fig. 1.

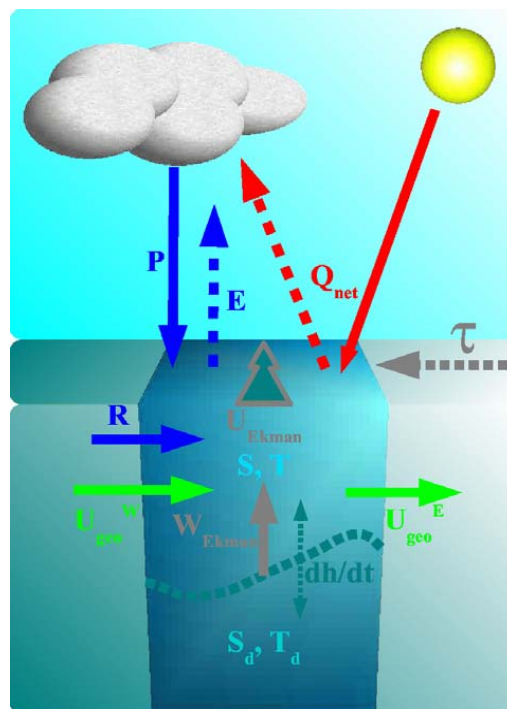


Fig. 1 Schematic of the slab mixed layer model for an individual grid cell: surface heat fluxes in red, freshwater fluxes in blue, geostrophic currents in green, wind stress and transports in gray

The equations of temperature and salinity evolution are based on the heat and salt conservation within the mixed layer:

$$\partial_t T = -\vec{u} \cdot \nabla \vec{T} - \frac{\Gamma(w_e)w_e(T - T_d)}{h} + \frac{Q_{net}}{C_p \rho_0 h} + \kappa \nabla^2 T \quad (1)$$

$$\partial_t S = -\vec{u} \cdot \nabla \vec{S} - \frac{\Gamma(w_e)w_e(S - S_d)}{h} + \frac{(E - P - R)S}{h} + \kappa \nabla^2 S \quad (2)$$

where T and S represent the temperature and salinity of the mixed layer, T_d and S_d are their counterparts at the top of the deep layer, h is the mixed layer depth.

In the mixed layer, the current is the superposition of Ekman velocity and geostrophic velocity:

$$\vec{u} = \vec{u}_E + \vec{u}_g = \frac{1}{\rho f h} \vec{\tau} \times \vec{k} + \frac{g}{f} \nabla \eta \times \vec{k} \quad (3)$$

where u_E is the wind-induced Ekman velocity, u_g the geostrophic velocity, f the Coriolis parameter, τ the surface wind stress vector, ρ the seawater density, g the gravitational acceleration and η the sea surface elevation. Thus, the first term on the right-hand side of Eqs. (1) and (2) represents horizontal advection.

The internal vertical physics are represented by the second term, where w_e is the vertical entrainment velocity, also composed of two parts:

$$w_e = w_E + w_m = \frac{1}{\rho} \left| \frac{\nabla \wedge \vec{\tau}}{f} \right| + \partial_t h \quad (4)$$

where w_E is the Ekman pumping velocity, induced by wind stress curl, w_m is the rate of vertical displacement of the mixed layer base, due to diapycnal mixing. This term is supposed to affect the upper layer only in case of entrainment (Ekman upwelling and mixed layer deepening), i.e. if the total velocity is positive. In case of retreat (Ekman downwelling and mixed layer shallowing), it has no effect on the surface properties: $\Gamma(w_e) = w_e$ if $w_e > 0$, $\Gamma(w_e) = 0$ if $w_e < 0$.

Note that entrainment velocity is not an observable quantity. It represents the rate at which the surface layer mixes with the underlying water ($w_e > 0$) or stratifies ($w_e < 0$). This process is due to the combination of Ekman vertical advection and turbulent mixing. It can affect the upper water properties only when the sum of the two effects (not the mixing term alone) leads to entrainment, i.e. when deeper water is included in the mixed layer. For instance, if MLD is constant ($w_m = 0$) and wind curl is not negligible ($w_e = w_E$), Ekman downwelling would have no effect on the mixed layer, whereas Ekman pumping would transport water from the deep layer, modifying T and S in the upper layer (which could subsequently modify h). Alternatively, if wind curl is low ($w_E = 0$, $w_e = w_m$), stable buoyancy would decrease the mixed layer depth ($\partial_t h < 0$) without affecting its thermohaline properties, while strong turbulent mixing would deepen the layer ($\partial_t h > 0$), modifying T and S .

The third term on the right-hand side of Eqs. (1) and (2) deals with the flux across the air-sea interface: Q_{net} is the net heat flux into the ocean and $E-P-R$ is the net freshwater flux entering the ocean, resulting from evaporation, precipitations and river runoffs. C_p and ρ_0 are two constants, respectively the seawater thermal capacity and reference density.

The last term stands for lateral diffusion, κ being the diffusivity, simulating unresolved horizontal processes like eddy transport and turbulent mixing. Such a parametrization is based on a commonly used Fickian law and represents the effects of all processes which spatial scales are too small to be explicitly computed in the model, from molecular diffusion to mesoscale eddy activity. Its value is chosen in accordance to the horizontal grid size (Sect. 2.3).

In this simplified representation, the upper layer is not supposed to be perfectly homogeneous, but temperature, salinity and currents represent vertically averaged quantities. One assumption behind this model is that horizontal transports are entirely contained in mixed layer. This is reasonable for Ekman transports, both horizontal and vertical, as they take place in the Ekman layer, which depth is around 50 meters. MLD can be of order 10 m during periods of strong stratification (essentially in summer), but simultaneously wind is weak. When wind strengthens, it induces mixing which penetrates downward, what can deepen the mixed layer if turbulence reaches its base. Therefore, Ekman layer and mixed layer generally evolve in phase, but mixed layer is thicker by definition. Geostro-

phic transport is also supposed to be concentrated in the upper layer, because the horizontal pressure gradients are much stronger near surface than at depth. Moreover, geostrophic currents induce lateral mixing through dynamic instability (due to horizontal shear and eddy activity), so they lie essentially within the mixed layer. MLD can also be defined as the lower boundary where turbulence is significant, may it originate from potential or kinetic energy. Thus the model mixed layer shall contain the quasi-totality of horizontal heat and salt transports.

Another assumption concerns vertical entrainment. In this model, it is supposed to be entirely determined by the sum of vertical velocity at the mixed layer base and the time evolution of its depth. Another term should be added for lateral induction (Giordani et al., 2005), which represents the impact of water removed or included in the mixed layer by horizontal advection. As water masses generally move parallel to isopycnal surfaces, the lateral transport across the mixed layer interface shall be relatively small. Giordani et al. (2005) included this term in a 3D model of the North-East Atlantic and obtained high values at submesoscale (5 km). Once averaged over a domain of a few degrees in longitude and latitude, its impact has the same magnitude as vertical velocity and is much weaker than MLD trend. Here, given the coarse resolution of the model configuration (around 100 km, see chap. 2.3) and the short time scales which are considered (from days to months), lateral induction can be neglected. Alternatively, one can consider that the diapycnal mixing term also includes the impact of horizontal transport across the mixed layer boundary.

2.2 Forcing fields

To force the slab mixed layer model at surface, outputs from a meteorological model are used rather than direct satellite estimates. The selected dataset is ERA40 reanalysis from the European Centre for Medium-range Weather Forecast (ECMWF) model. This model assimilates many satellite data (SST, wind speed, wave heights, etc.) and its reanalysis ensures the best adjustment of fluxes to observations. ERA40 provides time-series of homogeneous fluxes from 1958 to 2001. The years since 1990 are used, because this period roughly corresponds to multi-satellite data availability. Model outputs are available at 6-hour and 0.5° resolution, but daily means and the standard 1.125° grid are preferred, so that the fluxes scales are consistent with other forcing parameters.

The net heat flux consists in solar incoming radiation (long wave), thermal outgoing radiation (short wave), latent turbulent flux (due to evaporation) and sensible turbulent flux (due to conductivity). The last three terms are partly derived from SST, which comes from Reynolds weekly analysis of in situ and satellite measurements (Reynolds et al., 2002). The net freshwater flux is computed as the sum of evaporation and precipitations (both convective and large-scale, plus snowfall at high latitudes). River runoffs are added at specific coastal points, from Dai and Trenberth (2002) monthly climatology. The momentum flux is also obtained ECMWF model, which assimilates ERS scatterometer data since 1992. These measurements clearly improve wind-induced transport and Ekman pumping estimates. Error bars on model outputs are difficult to evaluate, but some attempts were performed by comparison to fluxes derived from in situ measurements (Garnier et al., 2000). Such studies indicate that ERA uncertainties range from 25 to 75 W/m^2 for net heat flux, 10 to 100% for net freshwater flux and up to 50% for wind speed. Besides, all parameters exhibit highest errors within the tropical band, but the fluxes are reasonably reliable over the North Atlantic mid-latitudes. Heat and salt transports are partially due to geostrophic currents, now routinely inferred from altimeter measurements (Ducet et al., 2000). Since August 2001, thanks to availability of 5 simultaneous altimeters (TOPEX/Poseidon, ERS-2, GFO, Jason and ENVISAT) and a precise geoid estimate (from GRACE project, see Rio and Hernandez, 2004), total sea surface height is obtained. This gives access to absolute dynamic topography and to the associated absolute geostrophic velocities (SSALTO-DUACS project). These products are delivered twice-weekly on a $1/3^\circ$ regular grid, including the equatorial band thanks to a computation based on second order meridional derivatives (Picaut and Tournier, 1991). To force our model with these velocities, they were averaged onto the 1.125° resolution mesh used in ECMWF model, thus conserving volume transport and keeping space scales similar to other forcing fields. Some unrealistically high values were found, mainly in areas where ocean is too shallow for geostrophy to apply. After some tests, zonal velocities higher

than 2.0 m/s and meridional velocities higher than 1.5 m/s were eliminated, which represent only 0.2% of original data.

The slab mixed layer model also requires inputs of temperature and salinity in the lower layer. The World Ocean Atlas (WOA) 2001 from NOAA (National Oceanography and Atmosphere Agency) is used. This monthly global climatology has a 1° resolution and was built from a huge collection of various in situ datasets (Antonov et al., 2004). Its SST fields are very close to ERA40, so it is basically consistent with the selected air-sea fluxes. For the seasonal cycle in the North-East Atlantic (area defined in Sect. 3.3) away from the coasts, the mean bias does not exceed $\pm 0.7^\circ\text{C}$, the RMS difference ranges from 0.1 to 0.4°C and the monthly correlation coefficient is better than 0.98. The surface salinity from WOA also serves as an initial state and to compute seawater density at each time-step. Table 1 summarizes the various datasets used in our simulations.

Table 1 Original characteristics of the climatological input data used in the slab mixed layer model

Input parameter	Notation	Dataset	Resolution	Frequency	Period
wind stress	τ_x, τ_y	ERA40	1.125°	daily	1990-2001
heat flux	Q_{net}	ERA40	1.125°	daily	1990-2001
freshwater flux	$E-P$	ERA40	1.125°	daily	1990-2001
runoffs	R	Dai & Trenberth	1°	monthly	1990's
geostrophic velocity	u_g, v_g	SSALTO-DUACS	$1/3^\circ$	twice-weekly	2001-2005
deep properties	S_d, T_d	WOA2001	1°	monthly	1990's
surface salinity	S	WOA2001	1°	monthly	1990's
surface temperature	T	ERA40	1.125°	daily	1990-2001
mixed layer depth	h	De Boyer-Montégut	2°	monthly	1990's

2.3 Model configuration

The model grid is the same as in ECMWF model: a global, isotropic grid with 1.125° resolution. The coastline is inferred from SST fields. Ekman transport and pumping are suppressed in the equatorial band (between 3°S and 3°N), where Coriolis force tends to zero. Geostrophic velocities are ignored over shallow areas (depth lower than 200 m), where geostrophic equilibrium cannot be achieved. Lateral diffusivity is set according to horizontal mesh size: $\kappa = 2000 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, a value which leads to satisfying results in many OGCMs with similar resolution (as in the CLIPPER model, see Treguier et al., 2001). Note that this lateral diffusion estimation is minimal, as several authors have shown from drifters measurements (Le Cann et al., 2005, Chaigneau and Pizarro, 2005) or from SST anomaly statistics (Herterich and Hasselmann, 1987) that this coefficient can reach 5000 and even $10000 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Nevertheless, our simulations indicate that this parameter is not crucial, as lateral diffusion has a weak impact on the mixed layer heat budget, compared to other processes (Sect. 4). So even if the model diffusivity was increased locally by an order of magnitude, taking into account the turbulence induced by wind stress, current shear and buoyancy, heat budget would not be dramatically changed over wide areas.

A daily climatology was built for all forcing fields. The twice-weekly geostrophic velocities were first linearly interpolated at each day of the 4-year time-series (August 2001 to August 2005), then a daily climatological cycle was computed by averaging the four years. As other forcing fields come from ERA40 reanalysis, which ends during year 2002, the average climatological cycle helps to overcome the non-synchronicity of the various input parameters. The annual mean of the main forcing fields in the North-East Atlantic region shows that parameters related to atmosphere (wind stress and surface temperature) present much larger space scales than oceanic parameters, such as geostrophic currents (Fig. 2).

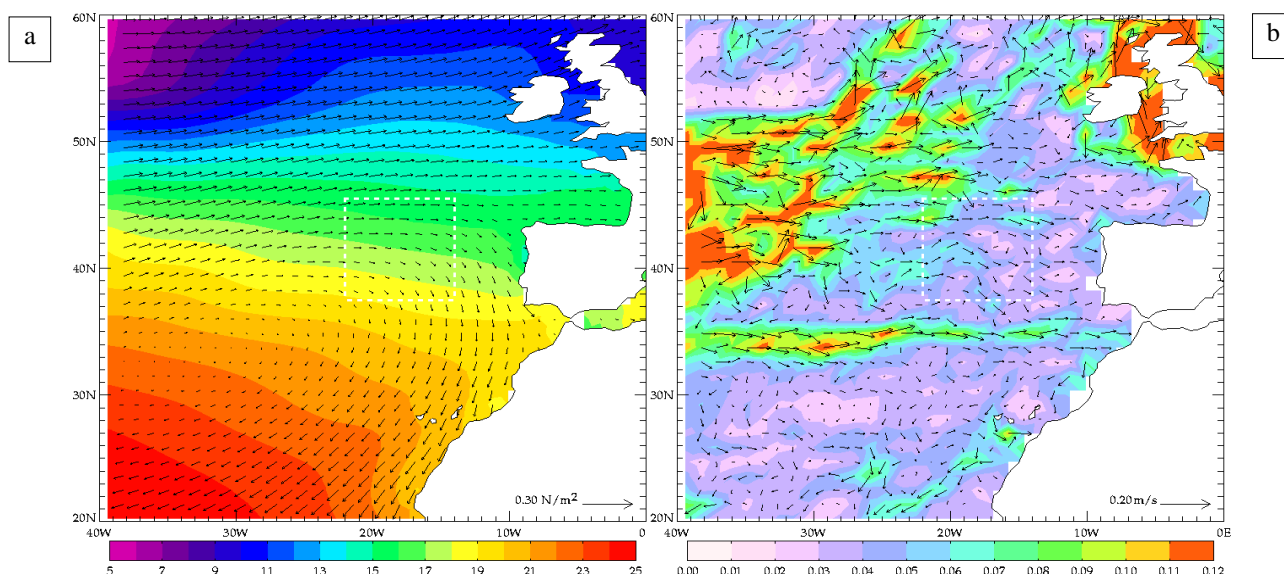


Fig. 2 Annual mean of SST and wind stress vector from the ERA40 reanalysis (a, in °C and N/m²) and geostrophic current from SSALTO-DUACS absolute dynamic topography (b, in m/s). Dashed lines represent the limits of POMME area.

The model can be run in two different modes:

- setting at each time-step the SST and SSS fields to their observed (or climatological) values, to quantify heat and freshwater budgets precisely, without estimating long-term variations of temperature and salinity (but only their anomalies at time-step scale),
- letting SST and SSS evolve freely from an initial state, leading to more uncertain budgets, to simulate the evolution of hydrological properties during the whole simulation.

The first way is called “robust diagnostic” or “analysis” mode, whereas the second way corresponds to “prognostic” or “forecast” mode. In this study, we focus on a typical seasonal cycle and on the mixed layer budget rather than on its observable characteristics. Therefore, in the simulations described here, the model is used in diagnostic mode. This mode has several advantages: it does not require any preliminary spin-up phase, since T and S are continuously restored to observed values (so results do not depend on a spin-up duration). Moreover, the integration time-step does not need to fulfil the numerical stability condition (CFL criterion). So the time-step is set according to the most frequent forcing fields, that is 1 day.

Some forcing variables are characterized by a slow seasonal evolution (for example, large-scale air-sea heat flux and geostrophic currents), while others have strong daily variations (in particular, wind stress and curl). The mixed layer cannot adjust instantaneously to rapid fluctuations, because of its thermal and mechanical inertia, even if large daily variability was observed in some areas (Caniaux et al., 2005b). To investigate the forcing frequency dependency, simulations obtained with daily and monthly-smoothed forcing fields can be compared. The model is also sensible to the mixed layer depth, as this quantity controls the intensity of four processes among the six represented processes: Ekman transport and pumping, air-sea flux and diapycnal mixing. To understand the impact of this parameter and get some insight on the model reliability, two different estimates of mixed layer depth are used:

- De Boyer-Montégut et al. (2004) in situ climatology (Sect. 3.1),
- the “effective” MLD inverted from observed SST (Sect. 3.2).

These considerations lead to design a set of four experiments, which differences are described in Table 2. The two most different experiments will be described in details: “T02mon” and “MLDday”. They were chosen because each forcing dataset is characterized by the same minimum time scale as the corresponding MLD estimate, i.e. 30 days for T02 thermocline depth and 1 day for the inverted MLD.

Table 2 Characteristics of the sensitivity experiments, using the slab mixed layer model and the forcing fields described in Table 1

Experiment name	Forcing frequency	Mixed layer depth
T02day	Daily	T-0.2°C thermocline
T02mon	30-day filter	T-0.2°C thermocline
MLDday	Daily	SST inversion
MLDmon	30-day filter	SST inversion

2.4 Validation data

The POMME experiment offers a rare opportunity to estimate heat fluxes in the mixed layer. It consisted in four cruises during one year, from September 2000 to October 2001. Many instruments were used, in order to study physics, chemistry and biology and to gain access to integral quantities, such as mode water formation rate. It was designed over a relatively large area off Iberian Peninsula (in the ranges 37.5°N-45.5°N and 14°W-22°W, see Fig. 2), with high spatio-temporal sampling (see Memery et al. 2005 for a detailed description). Temperature and salinity were acquired from profiling floats, surface buoys, moorings and ships. Currents were obtained from Acoustic Doppler Profilers and moored velocimeters, while geostrophic velocities were computed by SOPRANE circulation model (Assenbaum and Reverdin, 2005).

An objective analysis was performed (Gaillard et al. 2005) during the whole seasonal cycle. Temperature, salinity and stream-function were decomposed into vertical modes then converted into phase space by Fourier transform, with equivalent space resolution approximately equal to 0.4°. The analysis is based on a Kalman filter, which guarantees to find the best estimates of tri-dimensional fields, consistent with the input datasets at each time-step (but without any constraint on the time-evolution of the system). For our validation purpose, this method has the advantage to provide precise quantification of MLD, thermal content of the mixed layer and heat transports (due to mean flow and transient eddies). The resulting estimates are used as a reference to investigate the realism of our simulations (Sects. 3.3 and 4.3).

An important restriction comes from the time period sampled in POMME, as it deals with a particular year whereas the model experiments use forcing fields corresponding to an average year. Year 2001 was recognized to be far from representative of the climatological cycle in the studied area. In particular, SST was warmer by 0.3°C on average, the deep MLD front in winter was displaced northward by 1 or 2°, its maximum depth was slightly higher and occurred one month later than observed during the previous and following years (F. Gaillard, personal communication). Nevertheless, MLD seasonal evolution and heat budget variability shall keep the same orders of magnitude from one year to another. So the comparison of climatological simulations to POMME high-quality measurements still offers an interesting validation. Using synchronous forcing fields for year 2000-2001 would be more valuable, but at the present day no data of absolute geostrophic velocities are available before August 2001.

3 Mixed layer depth variability

3.1 Estimates of Mixed Layer Depth

Mixed layer may have different definitions. In air-sea interactions studies, the appropriate depth would be a penetration length, while in a hydrological context it would be a water mass boundary. The definition depends on the available information: profiles or gridded fields, in situ data or model outputs, temperature, salinity, density, mixing intensity, etc. Permanent, seasonal and diurnal mixed layers generally coexist in the ocean, corresponding to very different time scales and depth values. The permanent mixed layer lasts all year long and is often characterized by the strongest stratification. The seasonal mixed layer usually deepens in winter, reaches the permanent one during spring, retreats in summer and remains approximately at constant depth during fall. The diurnal mixed

layer appears at surface during day, due to solar heating, and vanishes at night. Moreover, MLD can be defined from temperature (thermocline), salinity (halocline) or density (pycnocline) profiles, giving very different results. Thermocline is generally preferred, as in situ temperature data are much more frequent (about 20 times more than salinity measurements over the global ocean). Besides, only 10% of ocean surface would be subjected to salt barrier or density-compensated layers (De Boyer-Montégut et al., 2004).

In our model, we further used the thermocline depth from De Boyer-Montégut et al. (2004) climatology (hereafter DBM). This dataset was built from millions of individual temperature profiles measured during the WOCE period (in the 1990's). It consists in monthly, global maps at 2° resolution, based on a criterion of -0.2°C temperature threshold from 10-meter depth. This choice was adopted after a careful examination of resulting depths, even if it leads to rather shallow depths compared to other estimates (traditionally, a value around 0.5°C is chosen, as in Gaillard et al., 2005). Where salinity data are available and in case of salt barrier layer, this criterion was replaced by an equivalent density threshold. The corresponding pycnocline depth is more physically relevant, but it suffers from the lack of salinity data, which makes its seasonal cycle less reliable and leaves large gaps in southern oceans and at high latitudes.

Despite the high quality of this in situ MLD estimate, its definition remains rather subjective. A more natural definition would be the maximum depth at which the ocean is affected by surface fluxes (of momentum, heat and freshwater). The downward propagation of energy (either kinetic or thermal) is stopped by a strong stratification, but the corresponding gradient is difficult to determine and highly dependent on environmental conditions. According to Phillips (1998), the turbulence penetration depth can be given by Monin-Obukhov length. This quantity requires evaluating the buoyancy flux, so it is not accessible using only surface data. One solution consists in using SST observations to deduce MLD. By construction, this estimate shall be consistent with the surface fluxes and the model physics. Moreover, it takes advantage of accurate and high-resolution SST data, either from in situ analysis or satellite measurements.

3.2 Inversion from Sea Surface Temperature

The temperature equation (Eq. 1) can be separated in two parts: one is inversely proportional to MLD (sum of Ekman transport and pumping, surface heat flux and diapycnal mixing) and the other is independent of depth (time tendency, geostrophic advection and lateral diffusion). Thus, to first approximation, MLD can be written:

$$h = \frac{\frac{Q_{net}}{C_p \rho_0} - \frac{\overrightarrow{U}_E \cdot \overrightarrow{\nabla} T}{l} - \Gamma(w_e) w_e (T - T_d)}{\partial_t T + \overrightarrow{u}_g \cdot \overrightarrow{\nabla} T - \kappa \nabla^2 T} \quad (5)$$

where U_E is the Ekman transport, given from the Ekman velocity u_E in Eq. (3), l being the length of integration (in the model, the width of a grill cell):

$$\overrightarrow{U}_E = \overrightarrow{u}_E l h = \frac{l}{\rho f} \tau \quad (6)$$

The upper part of this expression is implicitly dependent on MLD, as the entrainment velocity w_e is partly related to its time evolution $\partial_t h$ (Eq. 4) and the deep layer temperature T_d is taken as the value of the climatological profile at depth $z = h$. A direct computation leads to very noisy results, because both the upper and the lower parts in Eq. (5) can reach very low values. Consequently, an minimization algorithm was developed to ensure that MLD has a reasonably slow evolution and remains inside physically acceptable bounds. The scheme is based on fitting the simulated temperature evolution (from Eq. 1) to observed SST time variations. It is equivalent to solving numerically the non-linear differential equation in h :

$$\left(\partial_t T + \overrightarrow{u}_g \cdot \overrightarrow{\nabla} T - \kappa \nabla^2 T \right) h = \frac{Q_{net}}{C_p \rho_0} - \overrightarrow{U}_E \cdot \overrightarrow{\nabla} T \dots \quad (7)$$

$$- \Gamma(w_e) (w_E + \partial_t h) (T - T_d(h))$$

MLD is computed with a 1-meter precision and only constrained to be positive and lower than the bathymetry depth. For the computation of entrainment velocity (Eq. 4), the depth variation $\partial_t h$ is computed using the monthly running mean of h ($\partial_t h = (h(t) - \bar{h}(t - \Delta t)) / \Delta t$, with $\Delta t = 30$ days). This constrains the mixed layer base not to react instantaneously to forcing variations, to be consistent with its great thermal inertia.

Thanks to this iterative technique, 75% of simulated SST daily variations are very close to observed ones over the global ocean (within a range of 10% of the observed variation, or 10^{-3} °C if the variation is lower than 10^{-2} °C). Periods and areas where the misfit is large can correspond to inadequacy of the model to the environmental situation, as well as high uncertainties in the SST or forcing data. In the entrainment computation, the time smoothing of h simply removes artificial instabilities. The sensitivity to the averaging window Δt proved to be rather low (durations of 1 week to 3 months lead to similar results). This method does not rely on any subjective criterion, contrarily to thermocline and pycnocline definitions. This MLD estimate represents an “effective” depth, consistent with the complete forcing dataset.

3.3 Validation in the North-East Atlantic

Globally, the time-correlation between inverted and in situ MLD is very high (Fig. 3). This is especially true in the northern hemisphere (with correlation around 0.8), where in situ measurements are more frequent. The correlation is lower at tropical latitudes (less than 0.2 and even negative). This indicates that either the model does not represent properly the mixed layer physics in these specific areas, or the thermal balance is more sensible to errors in the forcing fields (in particular, the air-sea fluxes over Inter-Tropical Convergence Zones, or the geostrophic velocities in highly turbulent areas such as equatorial counter-currents). The correlation is very low over seasonally ice-covered regions (northern Labrador and Greenland Seas, southern Austral Ocean), showing that either ice physics are crucial for the mixed layer evolution in such areas or in situ data are not sufficient to describe properly the MLD seasonal cycle. Nevertheless, the correlation appears particularly high in the North-East Atlantic (about 0.8 on average and even greater than 0.9 North of 30°N), so this area is suited for a detailed study of mixed layer dynamics.

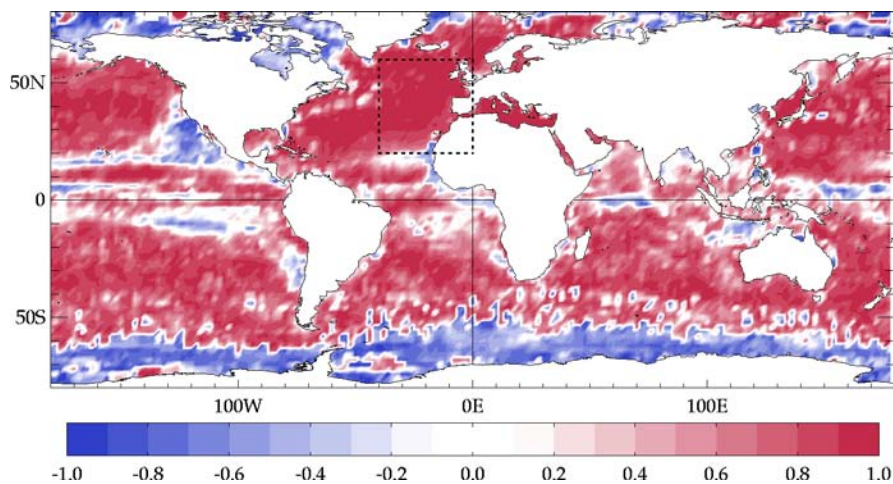


Fig. 3 Time correlation between thermocline depth from DBM monthly climatology and monthly means of MLD from the inversion of ERA40 temperature. Dashed lines represent the limits of the North-East Atlantic region studied in the following sections.

The following study focuses on a square region around POMME area, from 20°N to 60°N and from 40°W to 0°E. According to previous in situ studies (Paillet and Arhan, 1996) and model experiments (Alexander et al., 2000), the MLD in this region exhibits a high seasonal variability and a strong meridional gradient. The mixed layer is characterized by quasi-constant depth in the southern part and intense winter convection in the northern part. Thus for a comparison between in situ and simulated MLD estimates, the evolution during winter is more relevant than its annual mean. More-

over, the winter MLD maximum value and horizontal distribution present a high interest for oceanographers, as they determine the deep waters formation. In DBM thermocline depth (Fig. 4), winter values vary from 20 m along the North-African coast, over the shelves in the Gulf of Biscay and around the British Isles, to more than 200 m in the central northern part. The annual maximum reaches 350 m around 60°N-10°W in February and a marked zonal front lies along 40°N.

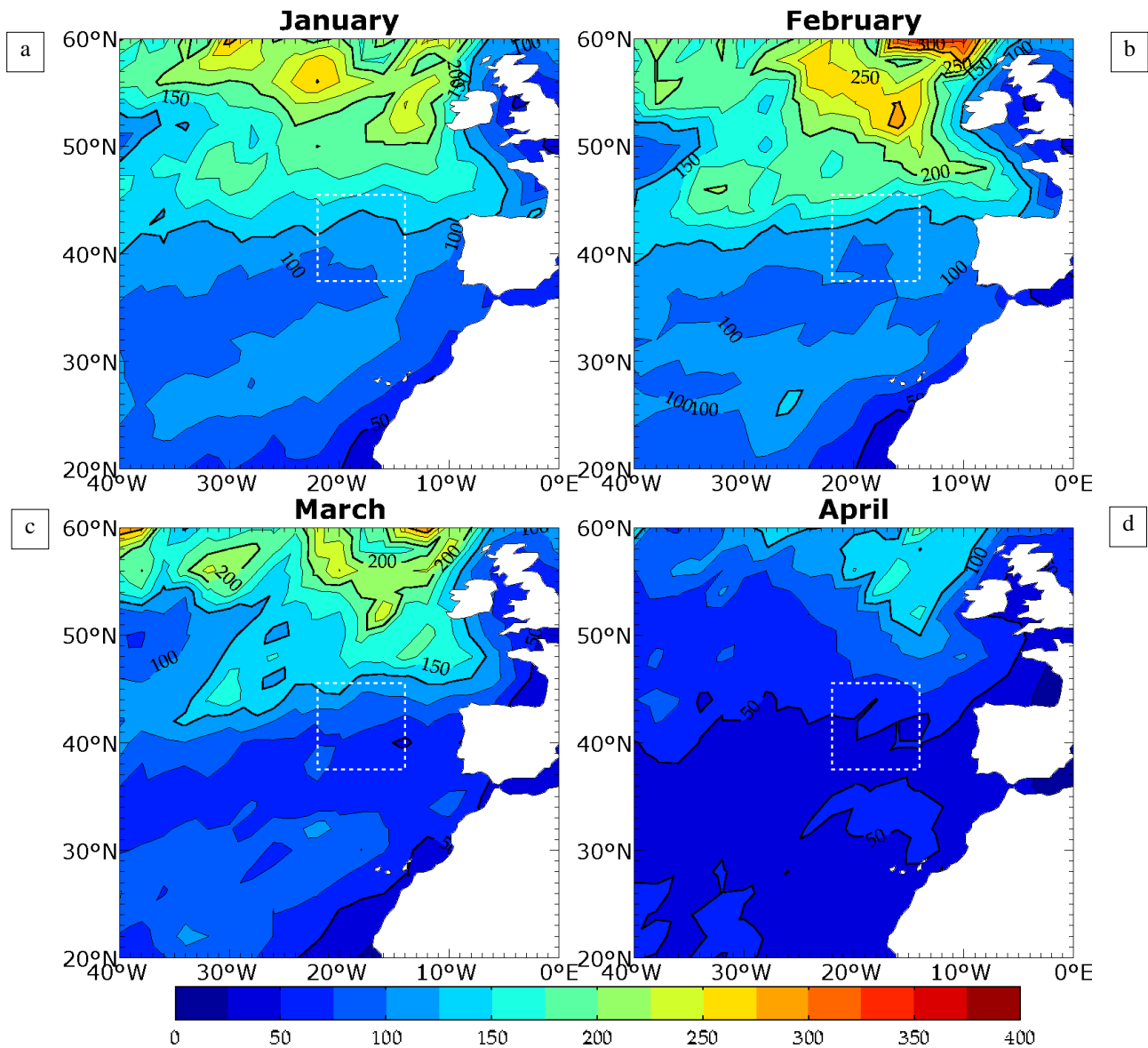


Fig. 4 Thermocline depth (in meters) from DBM monthly climatology, during winter and early spring. White dashed lines are the limits of POMME area. Contour intervals are 25 m.

The MLD obtained from SST inversion (Fig. 5) exhibits higher values and a stronger variability than this in situ climatology. The depth ranges from less than 50 m around British Isles and in the southern part, to more than 300 m in the northern part. Maximum convection occurs slightly later, between February and March. The maximum is deeper, reaching 530 m, and is located to the North-West of Ireland. Two other convection poles appear: a large-scale area in the north-western corner and a smaller centre around 50°N-25°W. The marked front is no longer zonal, but rather North-West/South-East oriented, in better agreement with other analysis (Alexander et al., 2000). Some smaller scale features also exist, drawing a link between the deep mixed layer front and Gulf of Biscay, as observed in hydrography data. A patch of moderate depth (about 100 m) is found in the central southern part, around Azores Islands (38°N-22°W), where enhanced turbulent currents are able to deepen the mixed layer.

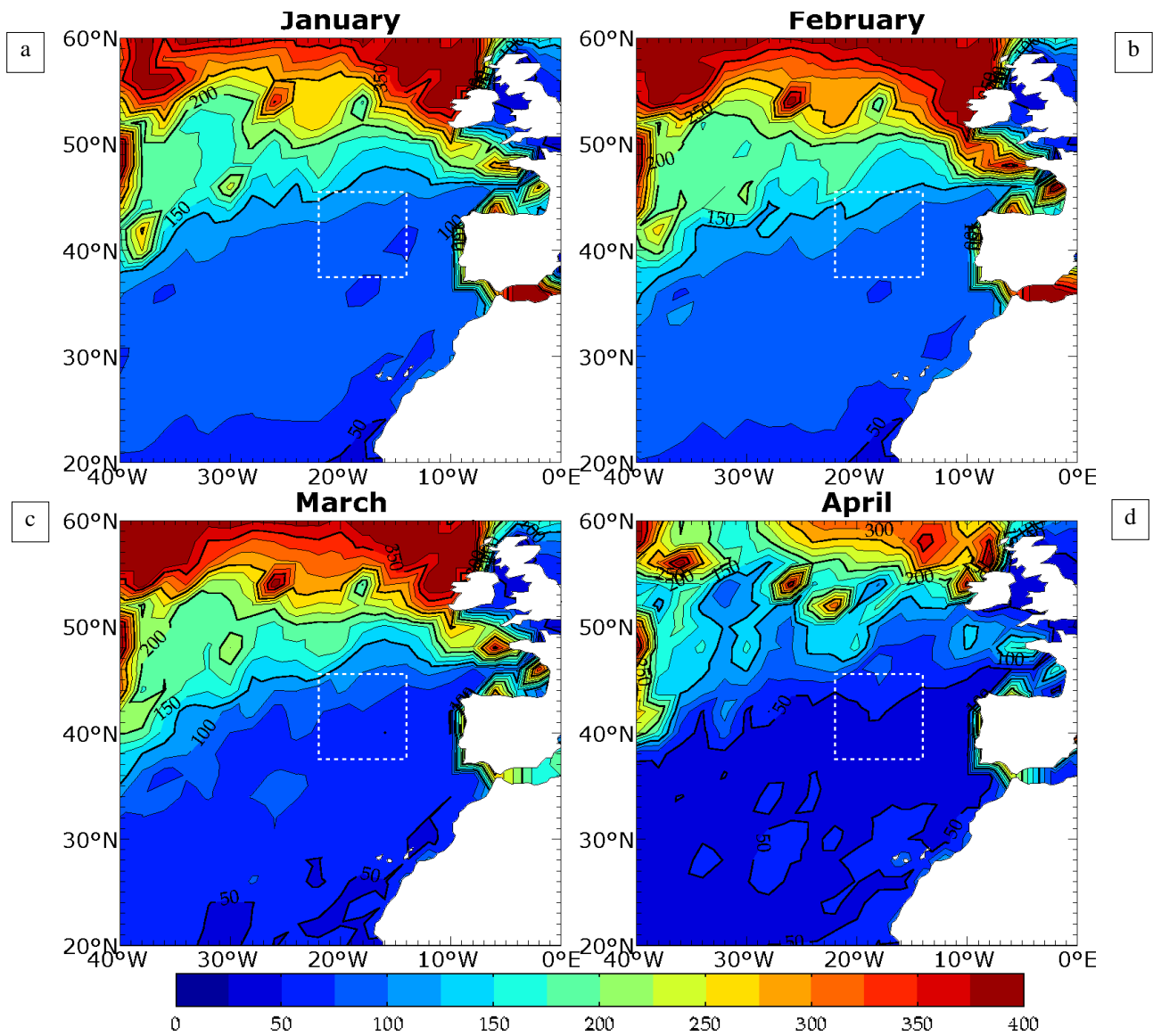


Fig. 5 Same as Fig. 4 for the mixed layer depth from the daily inversion of ERA40 sea surface temperature

It proves interesting to compare this MLD with the pycnocline depth from DBM. The density threshold of $+0.03 \text{ kg/m}^3$ leads to systematically deeper estimates. This depth is quite reliable in the North-East Atlantic, where the salinity is reasonably well sampled. The corresponding values (Fig. 6) are closer to the inverted MLD, showing a maximum in February, reaching 500 m along the northern limit. Three convection centres are clearly identified, together with a smaller structure in central southern part (associated to the Azores Current). The major difference from DBM thermo-cline depth is that the deepest convection occurs later in March, reaching as much as 600 m.

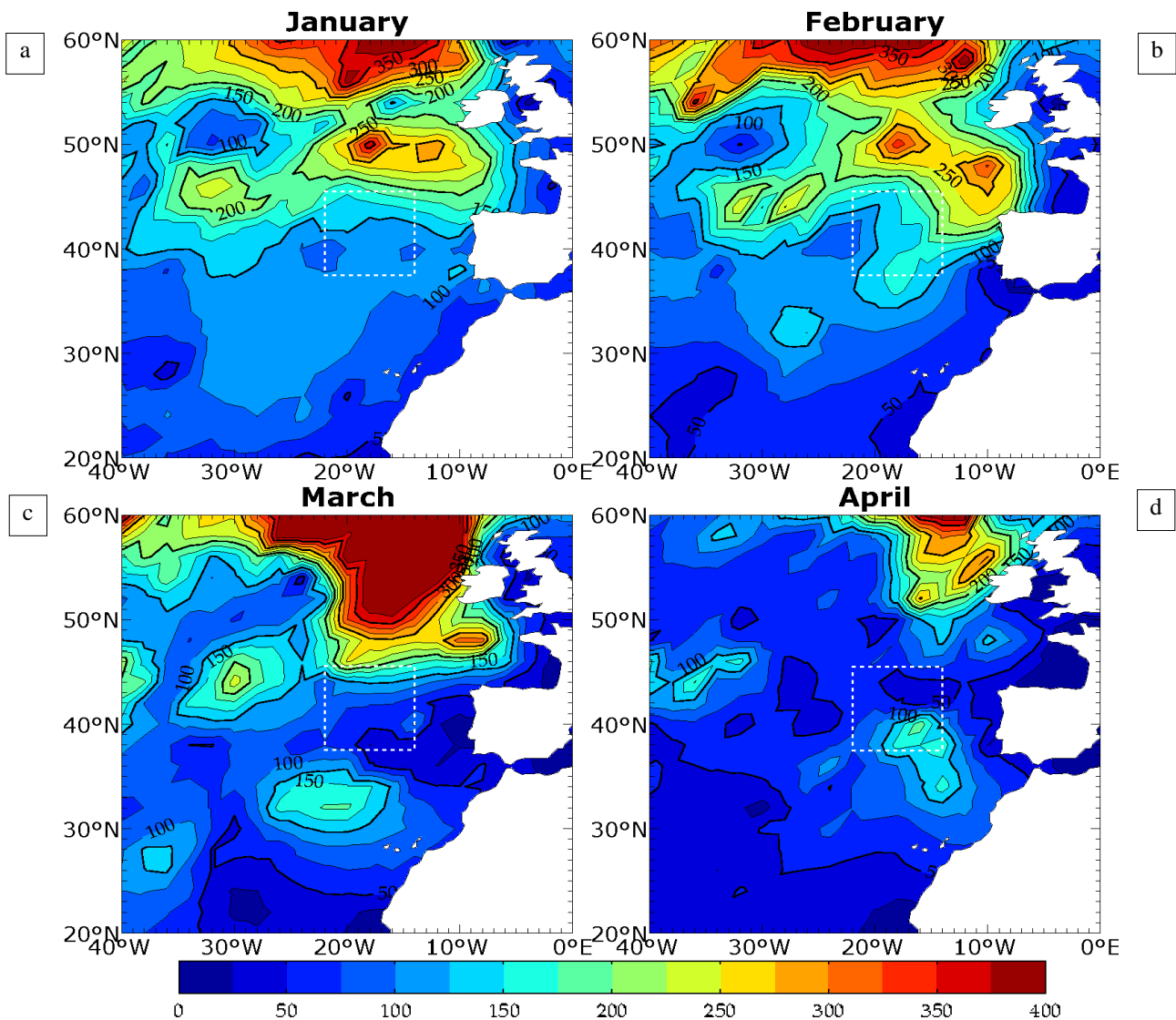


Fig. 6 Same as Fig. 4 for the pycnocline depth from DBM monthly climatology

Gaillard et al. (2005) used a threshold of 0.5°C with respect to temperature at 20 m depth to study the mixed layer evolution in POMME area (see Sect. 2.4). According to their objective analysis (Figs. 13 and 14 from these authors), MLD exceeds 300 m in March at the north-eastern and north-western corners, the front is located along 42°N and the values at the southern limit do not exceed 125 m. The mixed layer also exhibits smaller scale structures, with a typical width of 100 or 200 km. In contrast, DBM thermocline (Fig. 4) reaches only 140 m, this maximum occurs in February and at the north-western corner of POMME area, while the depth at the southern limit remains slightly less than 100 m. Inverted MLD (Fig. 5) also exhibits a maximum in February and at the north-western corner, but it exceeds 150 m, as in Gaillard et al. objective analysis. It reveals that the northern part of POMME area is located at the southern edge of a strong convection pole. Moreover, its southern part is located away from the convection front, thus the mixed layer hardly reaches 100 m in February at the southern limit, in agreement with Gaillard et al. (2005). Table 3 summarizes the comparison of the various MLD estimates. As a different criterion is used for each estimate, the range of variations and the date of deepest convection are more relevant than their values.

Table 3 Annual mean, local extrema of MLD (in meters) and time of maximum convection, in POMME area (37.5°N-45.5°N, 14°W-22°W)

Dataset	Criterion	Mean	Minimum	Maximum	Time of maximum
Gaillard et al.	T(20m)-0.5°C	100	25	375	March 1-15
DBM thermocline	T(10m)-0.2°C	54	17	143	January/February
DBM pycnocline	$\rho(10m)+0.03$	65	14	235	February
ERA40 inversion	none	55	21	156	February 20

In Gaillard et al. (2005), the seasonal cycle of MLD (zonally averaged over bands of 2° in latitude, Fig. 12 from these authors) show the deepest mixed layer in March at all latitudes, with maximum depths ranging from 120 m at 38.5°N to 260 m at 44.5°N. A slow deepening is observed from December to March, followed by rapid shallowing until May, which tends to begin earlier in the southern part. The same tendency is obtained in DBM climatology (Figs. 7.a,b), but the maximum occurs in February and the thermocline reaches only 100 to 140 m from South to North, while the pycnocline ranges between 140 and 160 m. In both cases, the mixed layer retreat seems slower and lasts until June or July, whereas convection slowly starts as soon as August or September. Inverted MLD (Fig. 7.c) reaches its maximum in late February, increasing from 85 m at the southern limit, to 100 m in the central part and 120 m at the northern boundary. As in POMME in situ analysis, the mixed layer retreat seems composed of two phases: a fast phase till the end of March (at all latitudes), followed by a slower phase until the beginning of June (in the northern part). Then MLD remains almost constant and very homogeneous, around 40 m, while it stays at 25 m in Gaillard et al. analysis and 20 m in DBM climatologies. The depth only exhibits a weak oscillation, increasing by a few meters at the end of August, which could be related to wind bursts. Finally, it starts deepening in October, which is slightly earlier than in POMME observations but later than in both climatologies. In summary, the inverted MLD exhibits values generally higher than -0.2°C thermocline and lower than +0.03 kg.m⁻³ pycnocline, and its seasonal cycle in POMME area is very similar to Gaillard et al. objective analysis, without the delayed re-stratification observed during spring 2001.

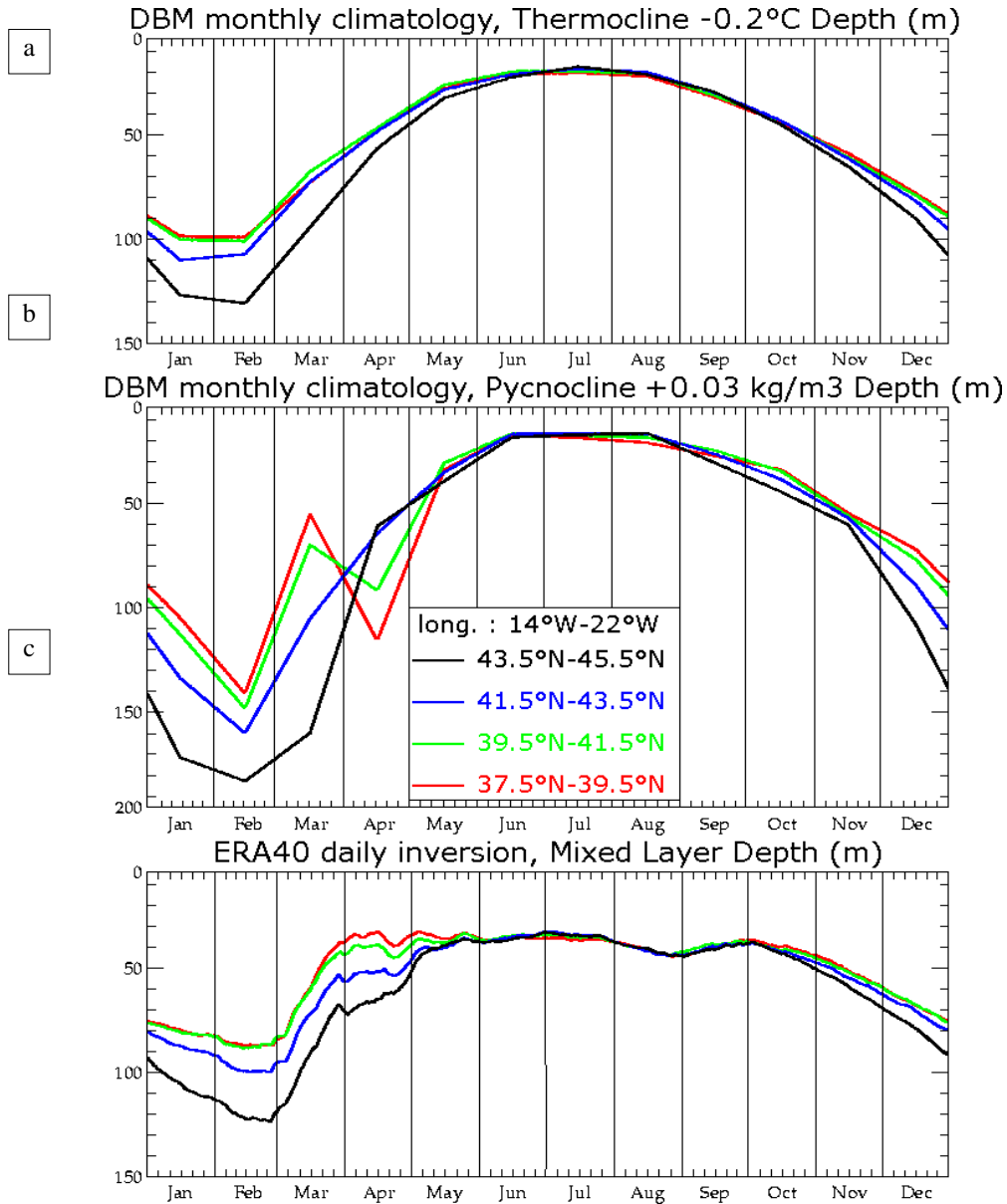


Fig. 7 Annual cycle of mixed layer depth (in meters) over POMME area, averaged over 2° latitude bands, for DBM thermocline (a), pycnocline (b) and ERA40 temperature inversion (c)

4 Heat budget in the North-East Atlantic

Both in situ and inversion estimates of MLD described in Sect. 3 appear equally reliable, so both are used in our model to evaluate the heat fluxes between atmosphere and sea surface, as well as between mixed layer and deeper ocean. The four experiments detailed in Sect. 2.3 allow us to investigate separately the impacts of MLD input and forcing frequency. However, the results description will be limited to “T02mon” and “MLDday” simulations in order to shorten the discussion.

From Eq. (7), the heat budget in the mixed layer model writes:

$$\begin{aligned} \partial_t HC &= hC_p \rho_0 \partial_t T = Q_{net} \dots \\ -C_p \rho_0 \left\{ \left(\overrightarrow{U}_E + h \overrightarrow{u}_g \right) \cdot \overrightarrow{\nabla} T - \Gamma(w_e)(w_E + \partial_t h)(T - T_d) + h\kappa \nabla^2 \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

where HC stands for the mixed layer heat content (expressed in J/m^2). The 6 terms on the right-hand side represent the heat fluxes associated respectively with air-sea exchange (at surface), horizontal advection by Ekman transport and geostrophic current (within the layer thickness), vertical en-

trainment by Ekman pumping and diapycnal mixing (at the layer base) and lateral diffusion (accounting for subgrid scale advection and mixing).

4.1 Annual mean heat budget

First, we examine the terms of Eq. (8) which are independent of MLD: Ekman transport and air-sea flux. Over the major part of the North-East Atlantic, Ekman transport (Fig. 8.a) exhibits a negative annual mean (down to -50 W/m^2), especially in the Storm Tracks region (around 50°N , in the western part). Indeed dominant westerlies bring colder water from Nordic Seas (see the mean wind stress field in Fig 2). Highly negative values are found along North-African coast (with a -55 W/m^2 peak at the most western cape), where equatorward winds drive upwelled waters offshore. Slightly positive values (less than $+5 \text{ W/m}^2$) arise in the south-western part, South of 30°N , where Trade winds advect warmer water from the tropical Atlantic. Positive values are also obtained North of Spain and Ireland (up to $+12 \text{ W/m}^2$), where eastward alongshore winds transport warmer waters from the open ocean towards the coasts.

Air-sea flux (Fig. 8.b) presents a strong North-West/South-East contrast: two negative poles (-100 and -70 W/m^2) are found at the western and northern edges of the domain (around $45^\circ\text{N}-40^\circ\text{W}$ and $60^\circ\text{N}-25^\circ\text{W}$, respectively), due to weaker solar flux and intense latent heat loss. The evaporation over these two poles is essentially associated to strong winds in the Storm Tracks, with annual mean stress reaching 0.12 N/m^2 . Positive values are mainly concentrated along the shores of Portugal and North Africa, where cool water is continuously upwelled, then warmed by air-sea heat conduction. This heating culminates at the southern limit of the domain ($+88 \text{ W/m}^2$), as the strongest upwelling coincides with a higher solar flux.

Vertical entrainment terms depend on MLD time variation. In the experiment using in situ depth, Ekman pumping (Fig. 8.c) is slightly positive almost everywhere (up to $+7 \text{ W/m}^2$), because of the large-scale anti-cyclonic wind, apart from weakly negative values over the northern part (North of 50°N) and along the eastern shore. Along African and Iberian shores, Ekman pumping is intensified by coastal upwelling, leading to a maximum heat loss at the southern limit (-44 W/m^2).

Diapycnal mixing (Fig. 8.d) tends to cool surface water everywhere and seems globally more intense than Ekman component. In “T02mon” simulation, it is stronger in the interior basin, particularly over the northern half and in a large patch around $35^\circ\text{N}-25^\circ\text{W}$ (reaching -26 W/m^2). Positive values lie along the coast of Portugal ($+9 \text{ W/m}^2$), where upwelling is so strong that mixing would warm the mixed layer during its retreat. The diapycnal mixing term is very different using inverted MLD (Fig. 8.f). Highly negative values are found all over the domain, especially within the North-Atlantic Drift. The maximum lies in north-eastern part, around $50^\circ\text{N}-37^\circ\text{W}$ (probably overestimated, as it reaches -265 W/m^2), and additional patches are located within Azores Current and at Southern of Cabo Verde Islands (-51 and -116 W/m^2 , respectively). Diapycnal mixing is intensified in this simulation because the mixed layer is deeper and more variable. As MLD increases, the temperature gradient between surface and the mixed layer base is enhanced. In addition, time fluctuations of MLD are higher from our daily inversion than in the monthly climatology. Thus, vertical entrainment shall have a strong impact on the mixed layer heat content (see Sect 4.3 for a more quantitative comparison over POMME area).

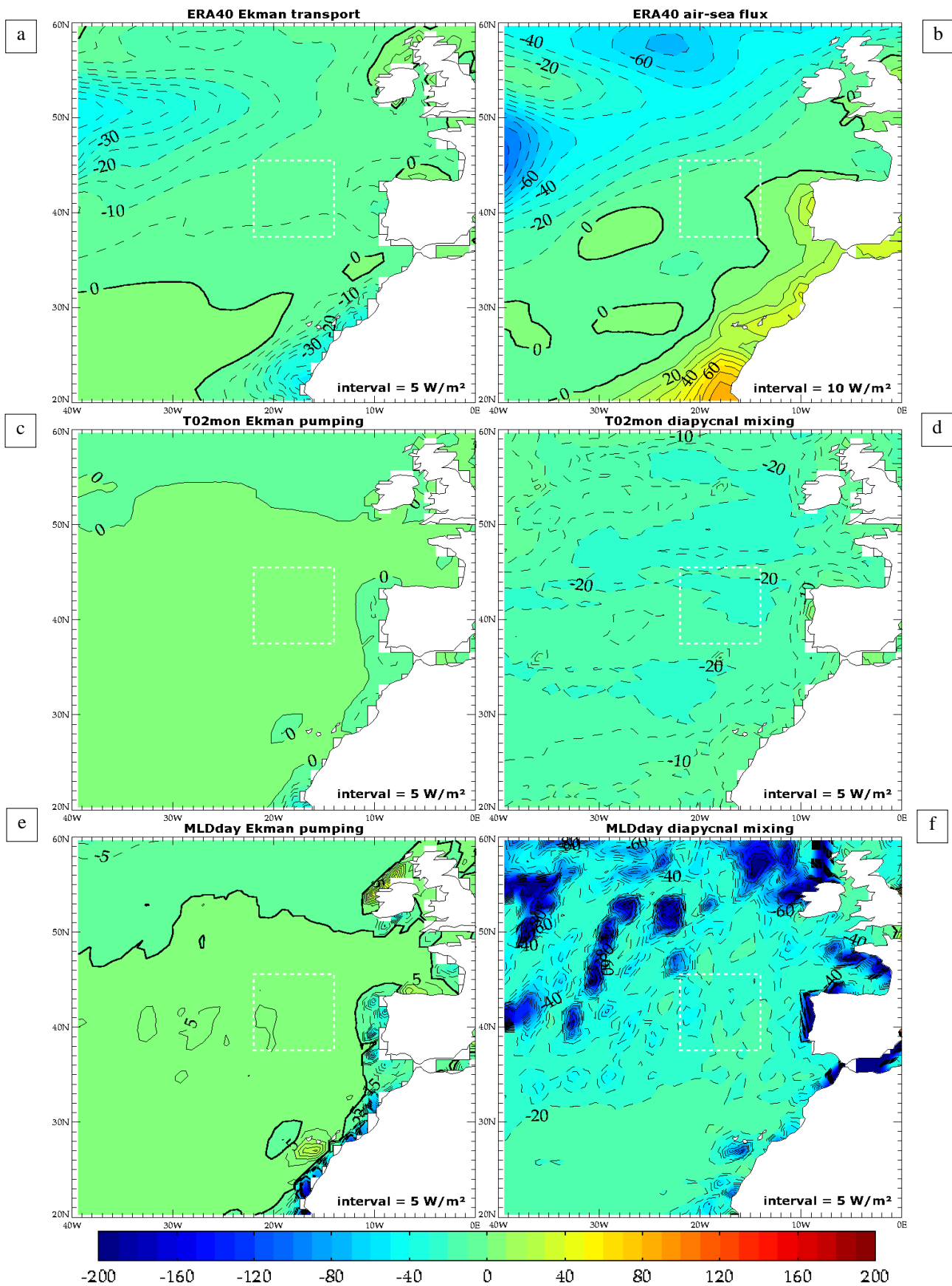


Fig. 8 Annual mean of heat fluxes (in W/m^2) for Ekman transport and air-sea flux (a, b), Ekman pumping and diapycnal entrainment terms from "T02mon" (c, d) and "MLDday" (e, f) simulations. Contour intervals are 5 W/m^2 , except 10 W/m^2 for air-sea flux. Dashed contours are negative values. White dashed lines represent the limits of POMME area.

The remaining terms, geostrophic advection and lateral diffusion, are directly proportional to MLD. In all simulations, geostrophic transport dominates the annual mean of advective heat flux. In “T02mon” simulation (Fig. 9.a), this term is generally highly positive over the northern half of the domain (up to $+225 \text{ W/m}^2$), where North-Atlantic Drift brings warmer water from the Gulf Stream region. Meanwhile, several patches of surface cooling are found in the northern part, because geostrophic circulation presents quasi-permanent meanders and re-circulations (see the mean geostrophic currents in Fig. 2). For example, given the large-scale southward SST gradient, anti-cyclonic meanders induce cooling at their eastern edge and warming at their western edge (as at 53°N , between 29°W and 24°W). The greatest heat loss (-215 W/m^2) is located close to the western limit, around 46°N , due to an intense southward current (-5 cm/s in annual mean) combined with a strong meridional temperature gradient (-1°C over 100 km) and a local MLD maximum (reaching 150 m in January, see Fig. 5). This term is slightly negative over the whole southern half, because of southward transport by the subtropical gyre, except in a zonal band around 34°N in the western part, associated to eastward advection by the Azores Current. Intensity appears rather sensitive to time filtering: it is considerably enhanced in experiments without running mean of velocities, as in “MLDday” simulation (Fig. 10.a). As the inverted depth is generally greater, stronger geostrophic advection is obtained (up to $+510 \text{ W/m}^2$ and down to -305 W/m^2 in NAD meanders). Horizontal diffusion (Figs. 9.b and 10.b) exhibits a much lower effect. Its annual mean is close to zero, except in some coastal areas and along strong thermal fronts. The strongest front is located at the northern edge of NAD (around 55°N - 40°W), where horizontal diffusion intensity is comparable to other processes ($+30 \text{ W/m}^2$ in “T02mon” and $+100 \text{ W/m}^2$ in “MLDday”). Therefore this term shall not be neglected, given the coarse resolution of this model configuration.

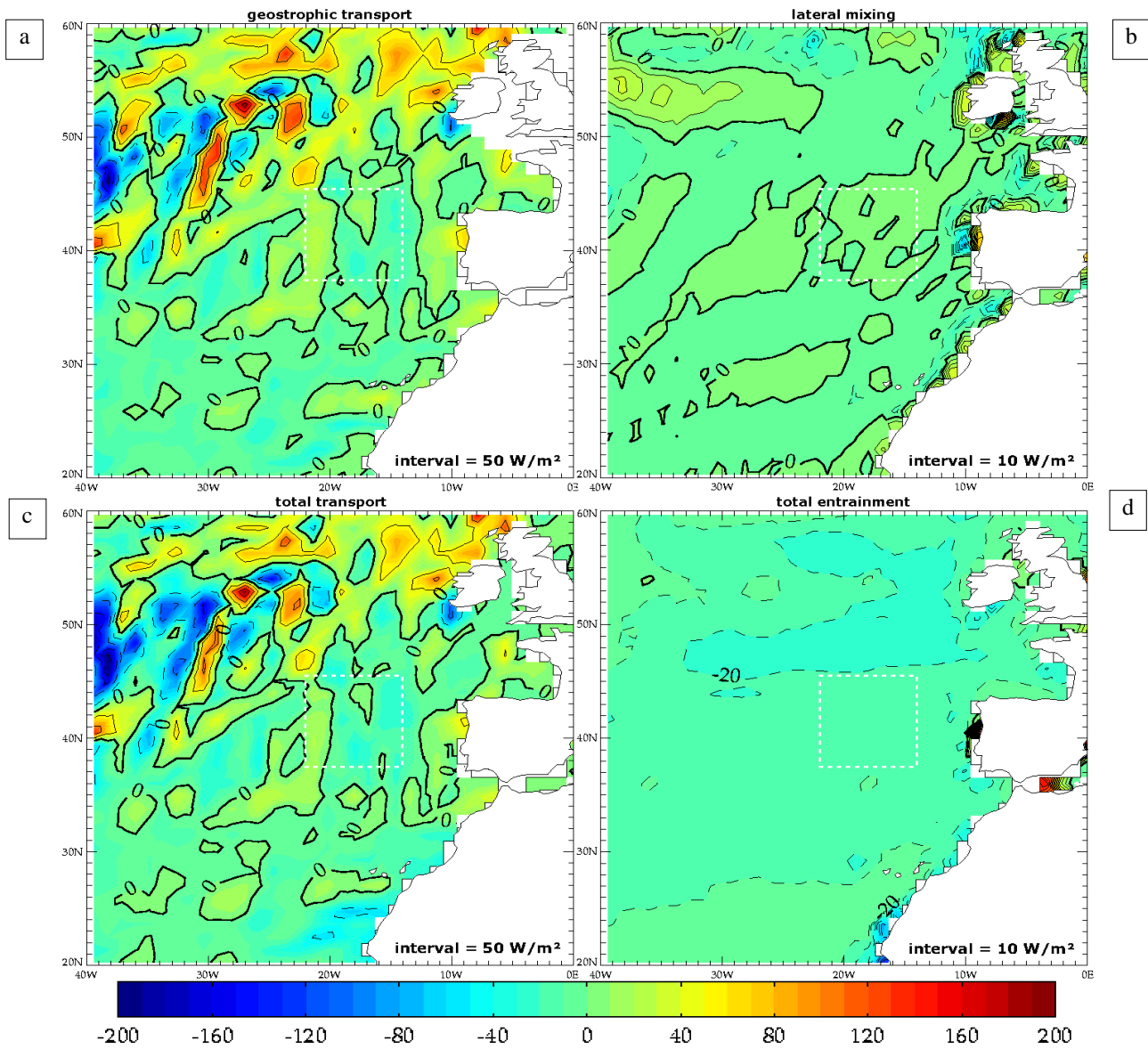


Fig. 9 Same as Fig. 8 for terms due to geostrophic advection (a), lateral diffusion (b), total transport (c) and total entrainment (d) from “T02mon” simulation. Contour intervals are $50 W/m^2$ for advection terms and $10 W/m^2$ for other terms.

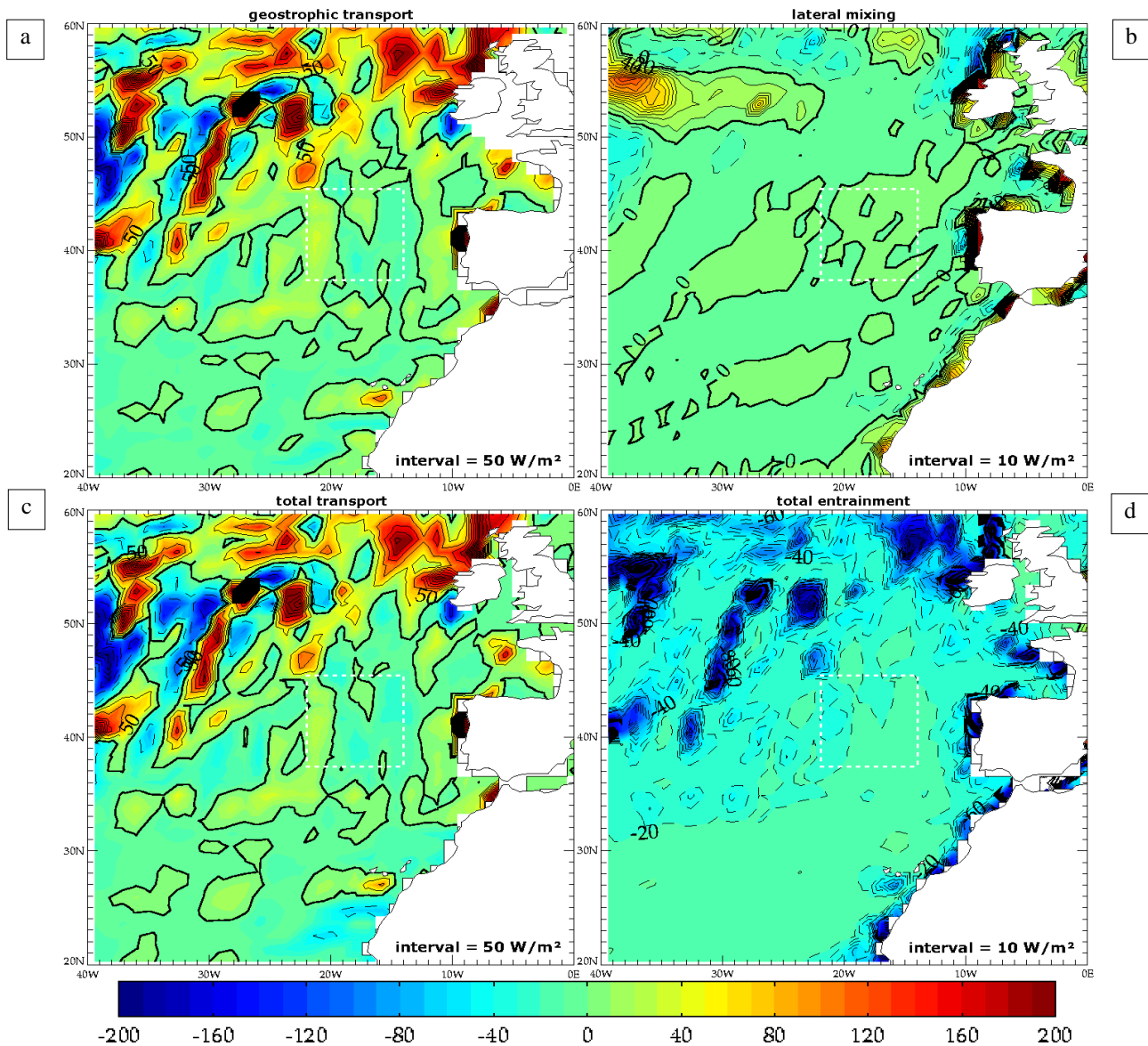


Fig. 10 Same as Fig. 9 from “MLDday” simulation

Summation of these six terms leads to the total heat flux entering the mixed layer (Fig. 11). The annual mean structure is similar in all four simulations, meanwhile its intensity appears higher using inverted MLD. Highly negative values are found over the north-western quarter (reaching -360 W/m^2 in “T02mon” and -520 W/m^2 in “MLDday”, at the western edge of the domain), mainly because of air-sea heat loss and Ekman southward transport. Exceptions are found as positive patches due to North-Atlantic Drift geostrophic transport (from $+150$ to $+200 \text{ W/m}^2$, located at 36°W , 27°W and 23°W). It is clearly positive along south-eastern coasts, with a maximum against the Portuguese shore (exceeding $+200 \text{ W/m}^2$), due to warming of upwelled water by horizontal diffusion and air-sea sensible heat flux. Both “T02” experiments exhibit important warming close to the southern limit (up to $+40 \text{ W/m}^2$). In “MLD” experiments, this warming is weaker and the cooling associated to Morocco upwelling is enhanced (-100 W/m^2). The main difference between experiments lies in the northern half, where the cooling is considerably increased using inverted MLD, essentially because of the stronger entrainment term.

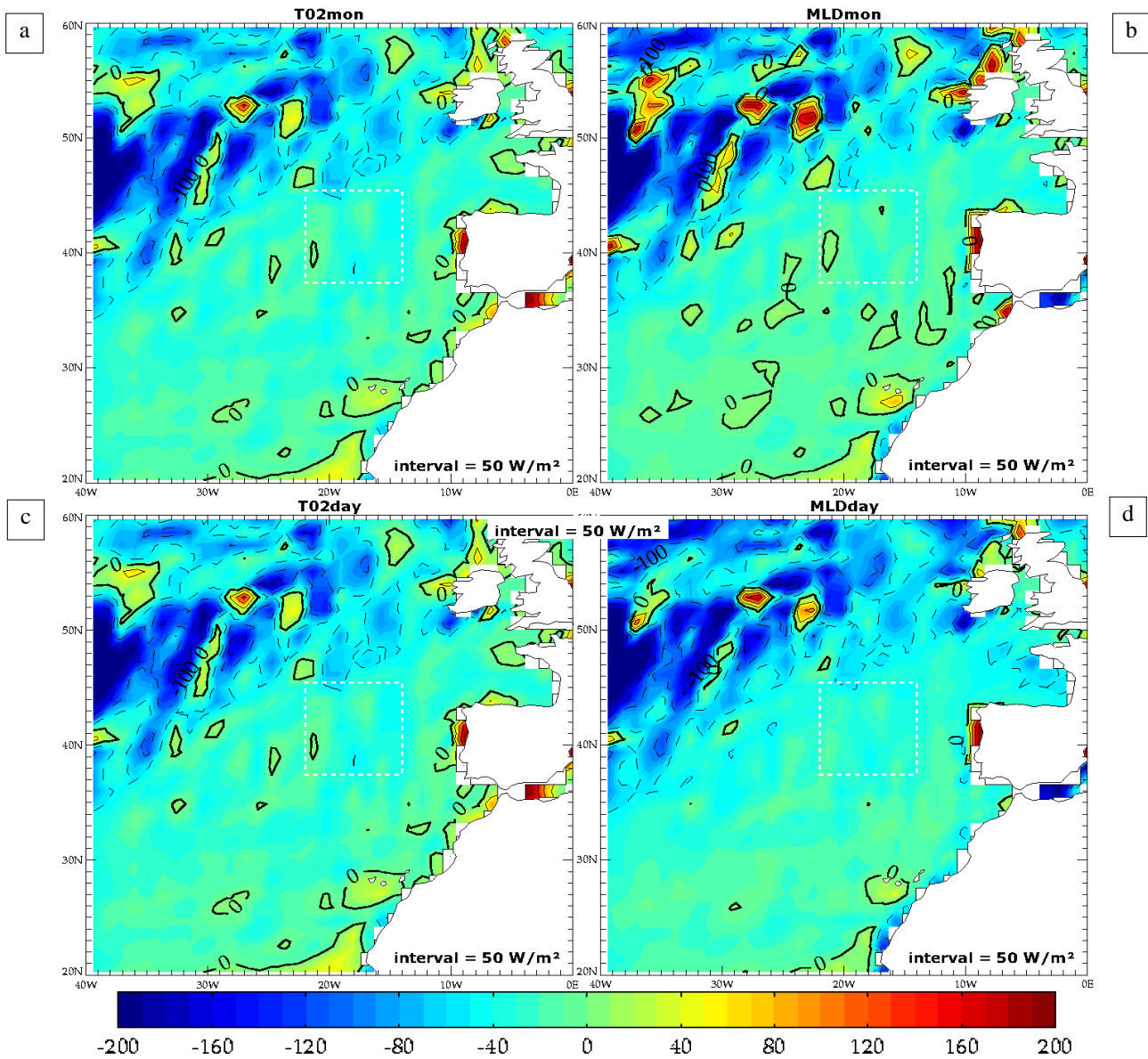


Fig. 11 Annual mean of total heat fluxes (in W/m^2) from the 4 simulations: T02mon (a), MLDmon (b), T02day (c) and MLDday (d). Contour intervals are $50 \text{ W}/\text{m}^2$. Dashed contours are negative values.

4.2 Heat budget variability

Several mechanisms occurring in the mixed layer can either extract or inject heat, depending on the period of year. For such mechanisms, the annual mean heat flux is not a relevant quantity. The impact on mixed layer evolution is better characterized by the root-mean-square variance (in W/m^2), while the relative variance (in %) would be best suited to sort the processes from dominant to negligible effects.

The Ekman transport (Fig. 12.a) highest variability is found over the Storm Tracks region (up to $32 \text{ W}/\text{m}^2$ at 50°N close to the western limit of the domain) and in coastal upwelling areas (reaching $20 \text{ W}/\text{m}^2$ along coasts of Portugal and Morocco). The limit between Westerlies and Easterlies is marked by a calm band (along 30°N). The air-sea flux (Fig. 12.b) exhibits the strongest seasonal cycle of all terms, increasing northward (from less than $80 \text{ W}/\text{m}^2$ to more than $120 \text{ W}/\text{m}^2$). It culminates in the Storm Tracks region ($166 \text{ W}/\text{m}^2$), essentially because of high latent heat flux associated to maximum wind stress. Without monthly filtering of atmospheric forcing fields (Figs. 13.a,b), the variability of these two terms is only slightly enhanced: their maximum values reach 40 and $120 \text{ W}/\text{m}^2$, respectively. Indeed atmospheric variations are essentially seasonal, so fluctuations at daily frequencies weakly affect the mixed layer heat content.

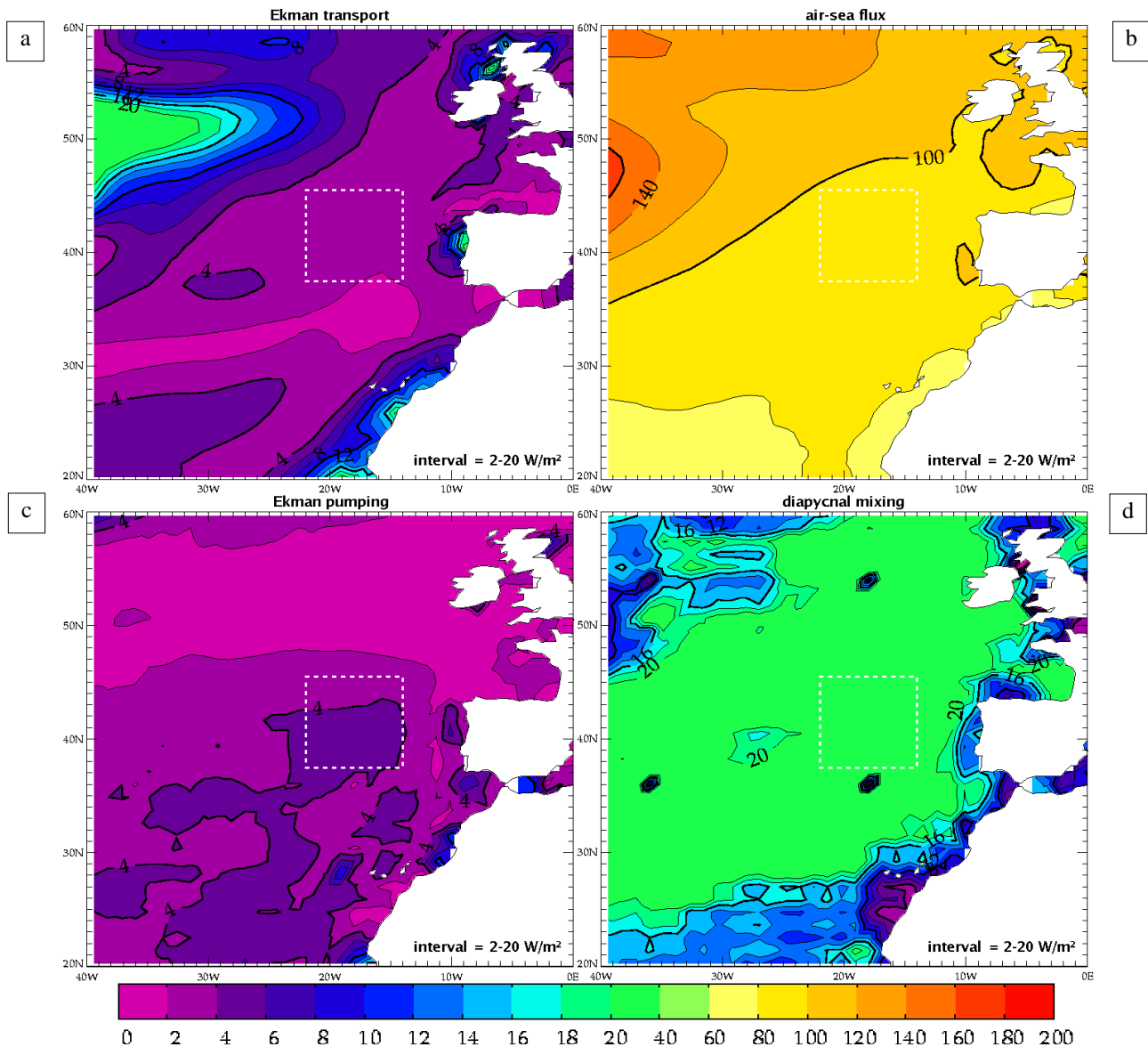


Fig. 12 RMS variance of heat fluxes (in W/m^2 , with a non-linear scale) from “T02mon” simulation, for terms due to Ekman transport (a), air-sea flux (b), Ekman pumping (c) and diapycnal entrainment (d). Contour intervals are 2 W/m^2 in 0-20 range and 20 W/m^2 above.

Using the in situ depth, Ekman entrainment (Fig. 12.c) exhibits a low variability, especially in the northern part (less than 2 W/m^2 North of 45°N). Exceptions are found along the shores of Portugal and Morocco (up to 16 W/m^2) due to intermittent coastal upwelling, as well as in the central part of the southern domain (up to 8 W/m^2), because of variations in the wind curl associated to the Trades Winds seasonal changes. This term is much more variable using the inverted MLD (Fig. 13.c), not only over the same coastal areas, but also around Cabo Verde islands and in the NAD termination. Ekman pumping enhancement is related to higher temperature contrasts at the mixed layer base. Diapycnal entrainment variability is drastically different in the two simulations. In “T02mon” experiment (Figs. 12.d), the related heat flux exhibits a moderate variability (no more than 30 W/m^2) over most of the domain, between the two energetic fronts associated to NAD and Azores Current. The variance is even lower everywhere else (less than 15 W/m^2), close to the eastern coasts, along the southern limit and in the north-western corner. In “MLDday” experiment (Figs. 13.d), similar values are found in the southern part of the open ocean (ranging from 15 to 40 W/m^2). Several patches of intense variability are located over the northern half around 50°N , in the central part around 35°N and in coastal areas. There diapycnal mixing is more variable than air-sea flux, particularly in the NAD close to the western limit (more than 200 W/m^2). These areas present large MLD fluctuations, because of strong circulation changes associated to sharp thermal fronts.

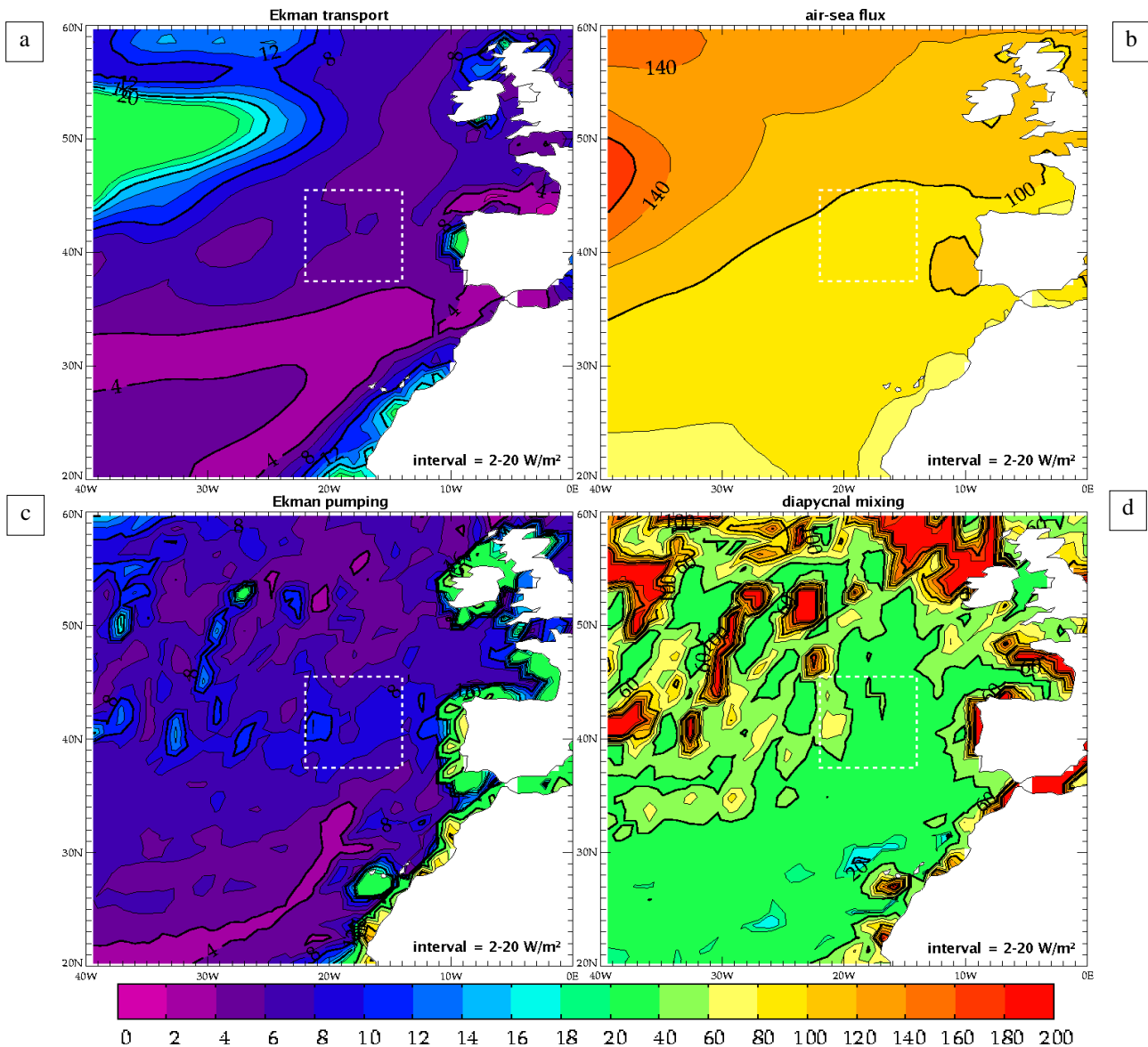


Fig. 13 Same as Fig. 12 from “MLDday” simulation

In all simulations, geostrophic advection dominates the total transport variability (Figs. 14.a and 15.a). The highest variations occur along the North-Atlantic Drift axis, oriented north-westward and curving northward at subpolar latitudes. In “T02mon” simulation, the variance culminates at the western limit of the domain, around 45°N (195 W/m²), while in “MLDday” the maximum area is stretched over all the western part and reaches much higher values (up to 400 W/m²). In addition to this wide area, significant variability (exceeding 20 and 100 W/m² in “T02mon” and MLDday”, respectively) is found inside a thin zonal band around 35°N, corresponding to Azores Current, and in near-shore currents along North-Africa and the Iberian Peninsula. The geostrophic term maximum variance is reduced by approximately 50% using monthly-smoothed velocities, as in “MLDmon” experiment. Comparing “T02day” and “MLDday” experiments (not shown), this term appears less sensible to MLD input, even if its impact is far from negligible.

There is no clear effect of SST time filtering on the lateral diffusion variability (Figs. 14.b and 15.b). Using the deeper inverted MLD simply enhances its intensity, extending areas where it has a significant impact on heat budget. Diffusion is particularly strong along the north-eastern coasts and North of the SST front associated to North-Atlantic Drift (exceeding 20 and 100 W/m² in “T02mon” and “MLDday”, respectively).

The total transport variability (Figs. 14.c and 15.c) is slightly modified by Ekman transport in the Storm Tracks region (reaching 210 W/m² in “T02mon” experiment and decreasing to 390 W/m² in

“MLDday” experiment) and close to the south-eastern coasts. Similarly, total entrainment variability (Figs. 14.d and 15.d) is very close to diapycnal mixing (with maxima of 32 and 430 W/m^2 in “T02mon” and “MLDday”, respectively). The entrainment fluctuations are generally higher than pumping or mixing alone. One exception is found around Azores Islands (where variance is reduced by 2 W/m^2 in “T02mon” and 20 W/m^2 in “MLDday”), because of compensation between wind-induced downwelling and mixed layer deepening.

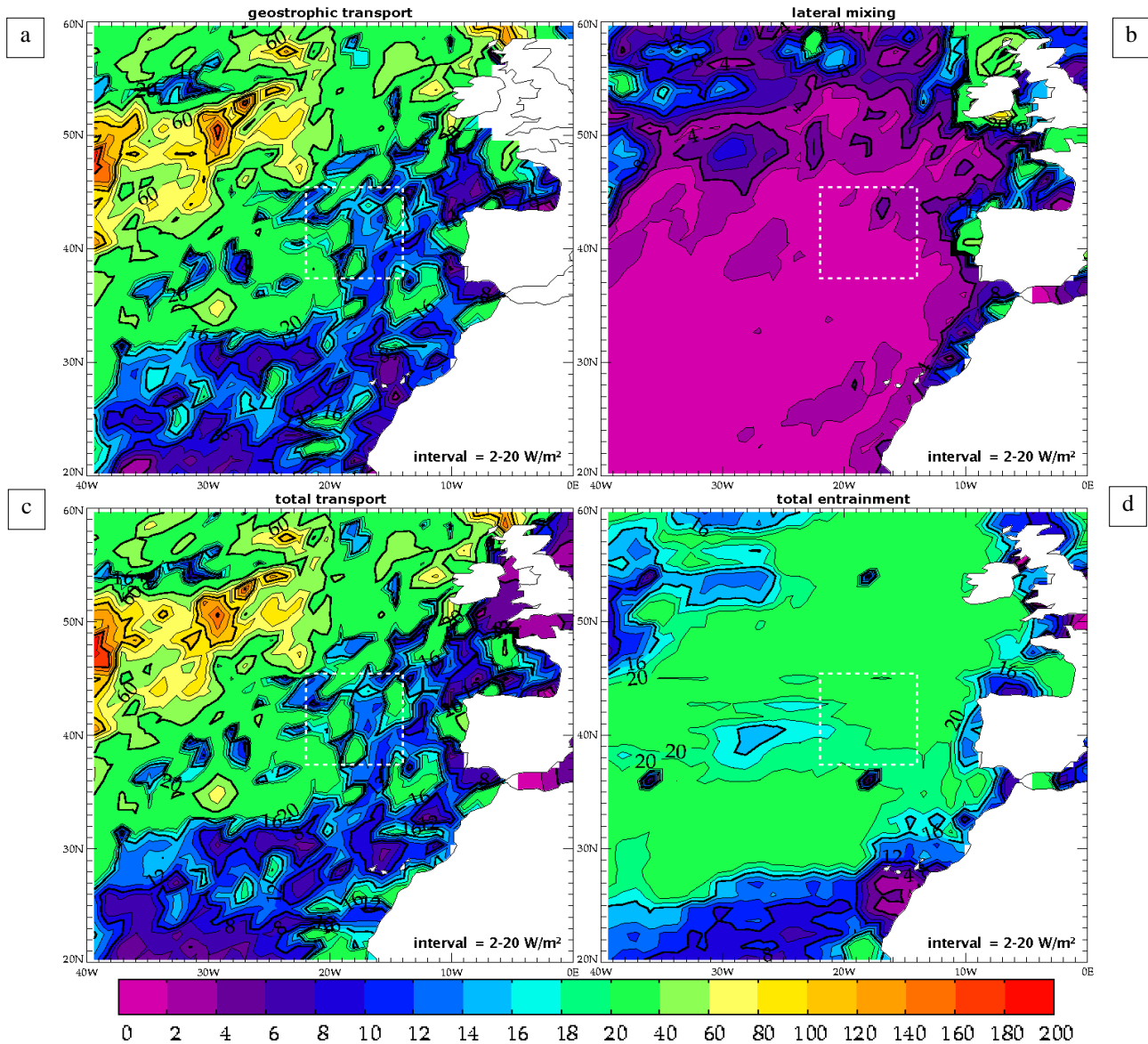


Fig. 14 Same as Fig. 12 for terms due to geostrophic advection (a), lateral diffusion (b), total transport (c) and total entrainment (d) from “T02mon” simulation

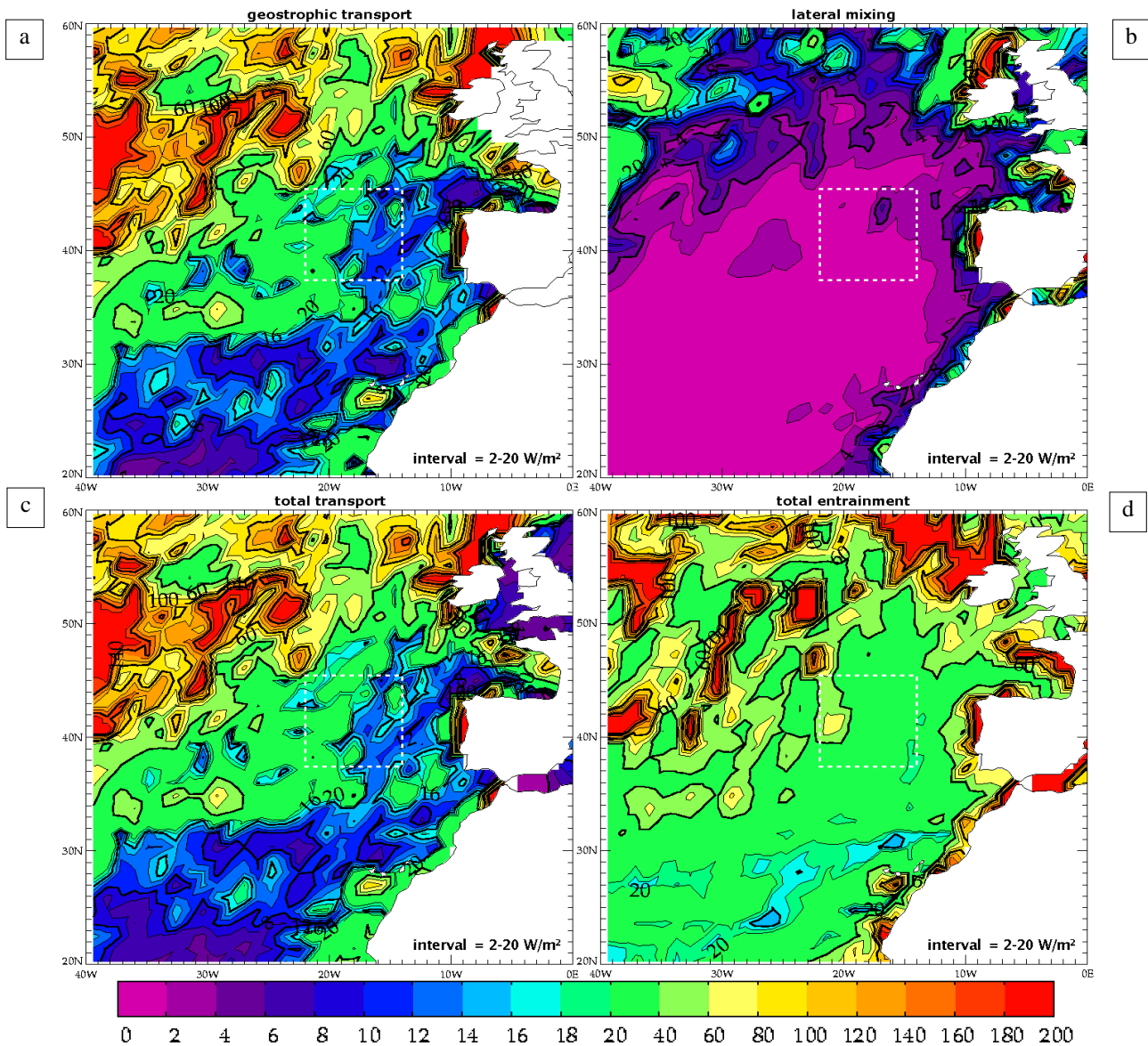


Fig. 15 Same as Fig 14 from “MLDday” simulation

4.3 Analysis in POMME area

Gaillard et al. (2005) could estimate air-sea flux and advective fluxes (mean and turbulent) by objective analysis. Giordani et al. (2005) performed a simulation of the mixed layer during the POMME experiment, based on a 3D model assimilating geostrophic currents, which provides a complete heat budget. This particular period (September 2000-September 2001) can be compared to a typical year, using results from McCulloch and Leach (1998) climatological analysis. The annual mean values of each term of the heat budget in POMME area are given in Table 4, for the two experiments, along with estimates from these three studies.

For Gaillard et al. and Giordani et al., air-sea fluxes are adjusted to in situ measurements and indicate a mean warming of ocean by atmosphere (+11 and +19 W/m², respectively). On the contrary, ERA40 climatology points to a slight cooling (-3 W/m²). This difference is only partly due to inter-annual anomalies, as the reanalysis still exhibits a weak cooling during year 2001 (-2 W/m²). The analysis by McCulloch and Leach points to an even stronger cooling (-10 W/m²). The simulated heat transports show qualitative agreements with the in situ and 3D model estimates. The climatological analysis exhibits a very strong total advection (-24 W/m²), as both Ekman and geostrophic currents remove heat from the domain. The “MLDday” experiment is closer to Giordani et al. simulation, as it leads to a cooling by Ekman transport (-7 W/m²) opposed to a warming by geostrophic circulation (+1 W/m²). Giordani et al. also found a higher impact from the Ekman term (-14 W/m²)

compared to the geostrophic term ($+4 \text{ W/m}^2$). The “T02mon” experiment shows a cooling from both terms, with a much weaker contribution by geostrophic currents. The circulation in this area is shaped by intense mesoscale eddies, so that annual averages underestimate the heat flux. Geostrophic transport could seem negligible when averaged over this wide domain and during a seasonal cycle, but its local and instantaneous impacts are equivalent to wind-induced transport (compare Figs. 12.a and 14.a, Figs. 13.a and 15.a).

The vertical entrainment was estimated by Giordani et al. to be less important. These authors used a very different formulation which includes lateral induction, but does not consider separately entrainment and detrainment situations. Their model leads to a weak positive contribution of vertical processes ($+4 \text{ W/m}^2$), as entrainment and detrainment almost compensate. On the contrary, both simulations show strong negative contributions (-16 and -21 W/m^2). Indeed, only entrainment can affect the mixed layer heat content in our model. Giordani et al. also computed the effect of turbulent vertical mixing (-3 W/m^2), thanks to the high vertical and time resolutions of their model, which tends to counteract detrainment. In our model, this effect is included in the diapycnal mixing term, which tends to cool the upper layer and dominates the heat flux across the mixed layer base (-20 and -25 W/m^2). This term is rather sensible to forcing frequency, as in “MLDmon” experiment its annual mean is considerably reduced (-14 W/m^2), dividing by two the contribution of vertical entrainment (-11 W/m^2). The climatological estimate for Ekman vertical transport indicates a warming ($+6 \text{ W/m}^2$), due to downwelling induced by the large-scale anticyclonic wind, in agreement with our simulations ($+4 \text{ W/m}^2$). As POMME optimal analysis benefits from mesoscale resolution, it is able to quantify turbulent heat transport ($+2 \text{ W/m}^2$), which is partially represented by horizontal diffusion in our model ($+1 \text{ W/m}^2$).

The detailed heat balance from the slab mixed layer model is strongly sensitive to MLD, mainly because of its impact on heat transport by geostrophic currents and on vertical entrainment. However, the in situ thermocline depth and the optimal MLD from SST inversion lead to remarkably close heat losses in POMME area (-27 and -29 W/m^2). This value is consistent with the previous climatological analysis (-28 W/m^2), even if it lacks an estimate for diapycnal mixing contribution. On the other hand, for the period of POMME experiment, both the in situ analysis and the 3D model estimate indicate a low heat gain ($+6$ and $+10 \text{ W/m}^2$, respectively). This difference could be related to interannual variability and estimation methods.

Table 4 Various estimates of the annual mean heat budget in POMME area (in W/m^2), from previous studies and from the two simulations

Analysis	Gaillard et al.	Giordani et al.	McCulloch and Leach	experiment T02mon	experiment MLDday
Air-sea flux	+11	+18.7	-10	-3.4	-3.4
Ekman transport		-14 ^C	-14	-6.5	-6.5
Geostrophic transport		+4 ^C	-10	-1.8	+1.0
Total transport	-7	-9.7	-24	-8.2	-5.4
Ekman entrainment			+6	+3.4	+4.2
Diapycnal entrainment				-19.5	-25.2
Total entrainment		+4.1/-3.4 ^D		-16.1	-21.0
Lateral diffusion	+2 ^A			+0.8	+0.7
Total heat balance	+6 ^B	+9.7	-28 ^E	-26.9	-29.1

^A This value stands for the contribution of eddy advection, which is replaced by lateral diffusion in our coarse resolution model.

^B As several components of the heat budget can not be estimated from POMME in situ measurements, this balance should not be compared directly to the balance from model experiments.

^C These values are taken from Caniaux et al. (2005b), whose optimized heat fluxes are used as surface forcing in Giordani et al. simulation.

^D The second value stands for the turbulent vertical transport, which is supposed to be included into diapycnal mixing in the slab mixed layer model.

^E This balance must be considered with caution, as it was estimated over the upper 500m and not the mixed layer, and some potentially important terms are missing.

Examination of annual means and seasonal variability of heat fluxes (Sects. 4.1 and 4.2) reveals that different balances of terms are present, depending on seasons and locations. As the heat balance type primarily depends on latitude, comparisons are made easier considering zonal averages. Gaillard et al. study (Fig. 11 from these authors) shows that the mean currents contribute to a cooling in the southern POMME area, South of 40°N , as well as around 43.5°N , and induces a warming at 42°N . According to their objective analysis, the effect of eddy transport is much more variable over the domain. It can be opposite or combined to the mean flow effect, which intensity is limited to 25 W/m^2 , while turbulent transport exceeds 80 W/m^2 at several latitudes.

According to ERA40 reanalysis, atmospheric flux produces moderate cooling in the southern part, appears almost neutral in the central part and induces cooling in the northern part, increasing rapidly northward (down to -14 W/m^2). In “T02mon” experiment (Fig. 16.a), geostrophic advection is the only other term that exhibits clear meridional variations. In the southern part, this term induces cooling (-4 W/m^2 at 38°N) associated to southward mean currents. Close to the northern limit, it induces warming (up to $+5 \text{ W/m}^2$ at 44°N) associated to NAD, which southern branch crosses the area. Ekman transport, induces cooling at all latitudes and doubles from South to North of POMME area (-4 to -8 W/m^2). Ekman entrainment is remarkably constant in zonal average, with an intensity slightly lower than Ekman transport (up to $+4 \text{ W/m}^2$). Diapycnal mixing dominates the mean heat flux and exhibits weak meridional variability, slightly increasing northward (from -18 to -22 W/m^2). Lateral mixing weakly depends on latitude and shows a positive mean in the northern area ($+2 \text{ W/m}^2$ at most), due to the NAD thermal front.

In “MLDday” experiment (Fig. 16.b), air-sea flux and Ekman transport are almost identical to the previous case, as these terms are not affected by MLD and are weakly sensible to forcing frequency. Ekman pumping shows a slight intensification (up to $+5 \text{ W/m}^2$) compared to the previous experiment. Geostrophic transport exhibits a similar structure, with a negative contribution in the southern part (-4 W/m^2 at 38°N) and a positive peak in the northern part (up to $+9 \text{ W/m}^2$ at 44°N). This enhancement is due, in equal parts, to the higher frequency of velocities and to the deeper MLD, as indicated by comparing experiments “T02day” and “MLDmon” (not shown). Diapycnal entrainment is much stronger (less than -20 W/m^2 at all latitudes) and presents an intensification in the NAD area (down to -48 W/m^2 at 44°N). This feature is related to the high MLD area, extending southward in winter, that was described in Sect. 3.3 (Fig. 5). The mean heat flux associated to lat-

eral mixing appears weakly dependent on the MLD field and the SST frequency, as it remains positive at almost all latitudes and presents a similar maximum ($+2 \text{ W/m}^2$ at 44°N).

The latitudinal variations of total heat balance are quite comparable in both simulations, showing an overall heat loss with a gradual northward intensification. Their values are very close in the southern part of POMME domain (slightly lower than -20 W/m^2) and their highest magnitudes are located at the northern edge, within the NAD (-38 and -40 W/m^2 at 45°N , in “T02mon” and “MLDday” experiments). Nevertheless, the contribution of horizontal transport differs significantly. In the first experiment, it induces cooling at all latitudes, decreasing smoothly northward (from -10 to -2 W/m^2). In the second experiment, it induces a slight warming in the NAD southern branch ($+1 \text{ W/m}^2$ at 44°N). Thus the total transport in “MLDday” simulation compares better with Gaillard et al. analysis, even if its maximum intensity is weaker (-12 instead of -25 W/m^2), due to a lower resolution. In their analysis, current data are projected on geostrophic modes, so Ekman transport may be underestimated. In “MLDday” simulation, warming in the NAD is compensated by diapycnal entrainment, showing that geostrophic advection has an indirect effect on the mixed layer displacement. Thus, even if lateral induction (i.e. heat transfer due to horizontal transport across the slope of mixed layer base) is not explicitly included in the model, the inversion method succeeds in representing its impact through MLD variations.

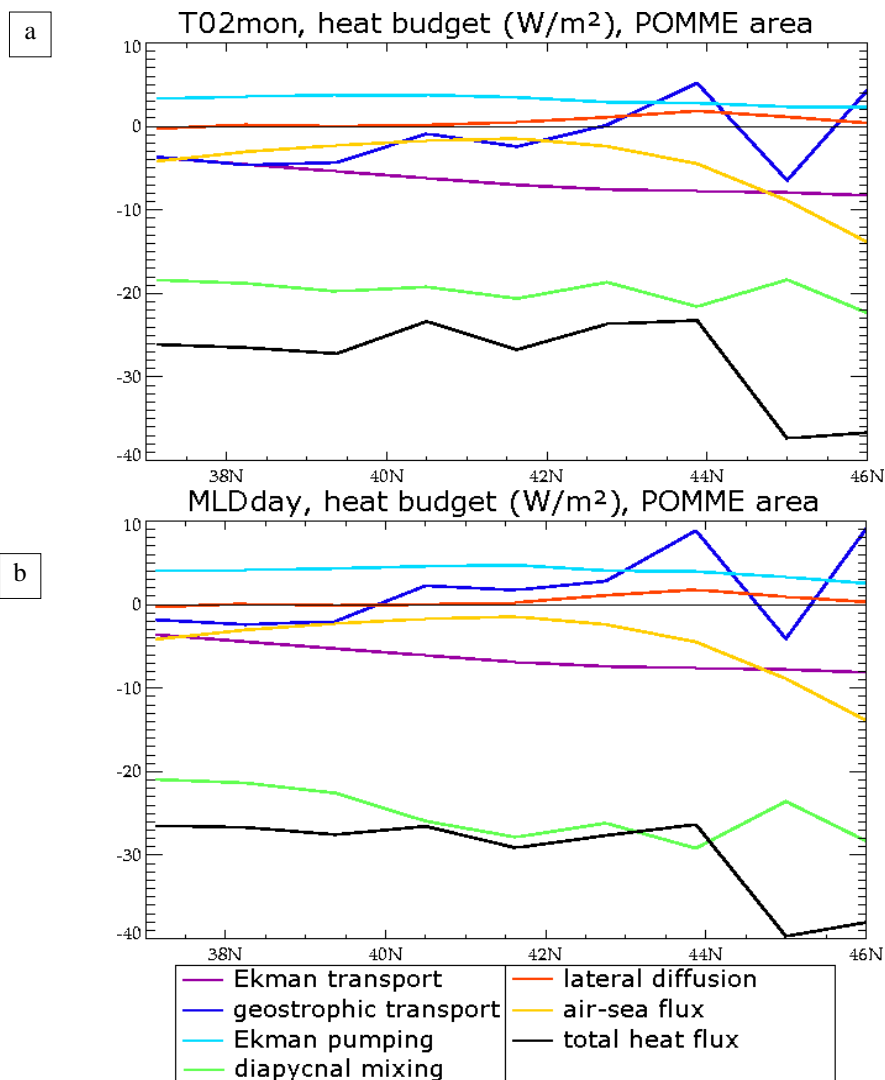


Fig. 16 Annual mean of heat fluxes (in W/m^2) in the mixed layer, zonally averaged over POMME area, from “T02mon” (a) and “MLDday” (b) simulations

The time evolution of heat budget averaged over POMME area shows that various balances can exist in function of seasons. Using in situ depth and monthly forcing fields (Fig. 17), the total heat

flux stays very close to the atmospheric flux. They are almost equal from February to July (increasing to $+130 \text{ W/m}^2$ in June) and the total flux is slightly lower during the rest of year (falling to -190 W/m^2 in December, while the air-sea flux is -130 W/m^2). Starting at the beginning of August, diapycnal mixing cools the mixed layer (down to -80 W/m^2 at the end of October), while Ekman downwelling acts in the opposite way, compensating a small part of the heat loss (reaching 15 W/m^2 in September and November). In this simulation, vertical entrainment exhibits strong bumps because the depth climatology is monthly, so rates of deepening can vary abruptly from one month to the following. This term is zero during the period of mixed layer retreat, which seems to occur from February to July. This duration seems overestimated compared to Gaillard et al. (2005), who observed the re-stratification from March to May (Sect. 3.3), but it was shown that the retreat started later than usual during year 2001 (personal communication from F. Gaillard). Ekman transport always cools the mixed layer in this area, with a slight intensification during autumn and a maximum in January (-15 W/m^2). Geostrophic advection is slightly positive during summer ($+2 \text{ W/m}^2$), negative during late autumn and winter (down to -9 W/m^2) and has a neutral contribution during spring. Lateral mixing is very weak when averaged over this area. The only exception is a significantly positive contribution during late winter ($+3 \text{ W/m}^2$), which corresponds to the end of the surface cooling period and the presence of the strongest SST gradients.

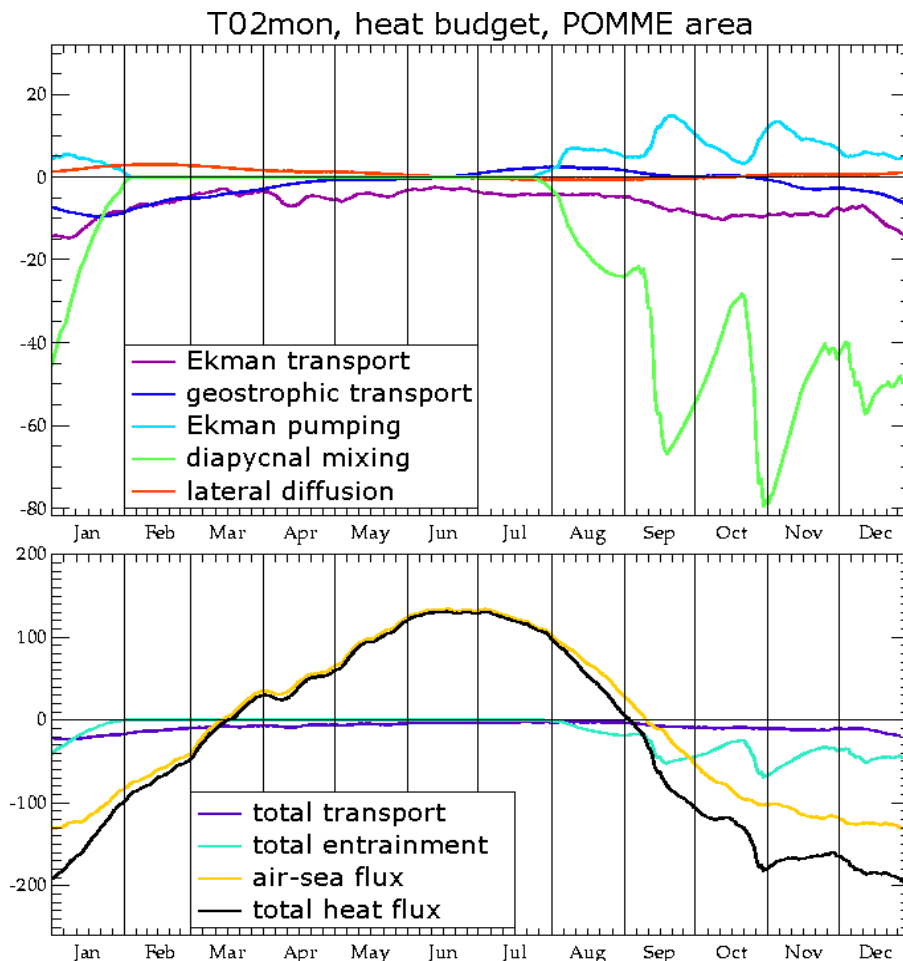


Fig. 17 Seasonal cycle of heat fluxes in the mixed layer, averaged over POMME area, from “T02mon” simulation (in W/m^2 , with a larger scale for terms in the bottom plot)

Using inverted MLD and daily forcing fields (Fig. 18), total heat flux stays close to atmospheric flux (up to $+151$ and $+162 \text{ W/m}^2$ in June, respectively), but exhibits much lower values when diapycnal entrainment is active, mainly from the end of July to February (reaching a minimum of -219 W/m^2 in early January, while air-sea flux decreases to -175 W/m^2). It differs especially from atmospheric flux in August and September, when surface warming is counteracted by strong diapyc-

cnal cooling (down to -139 W/m^2 in late July). Besides, these two terms combine their effects from September to February, leading to mixed layer cooling significantly stronger than atmospheric flux alone. As in the previous experiment, Ekman entrainment acts generally oppositely to diapycnal mixing, except during a few days in May and December. It has a strong positive contribution from July to October (up to $+26 \text{ W/m}^2$ in late July and early August), when intense winds blow and the mixed layer is deepening, and a lower but significant contribution from November to January. Ekman transport is almost continuously negative, but it exhibits a much higher variability than in the previous simulation, with intensity similar to wind-induced downwelling (reaching -26 W/m^2 in late December and early January). Geostrophic advection shows values much lower than daily Ekman transport, but comparable to the slow component of Ekman transport component (the monthly-smoothed version does not exceed -15 W/m^2). It is clearly positive during most of the year (up to $+7 \text{ W/m}^2$ in August) and only negative from November to the end of February (-6 W/m^2). As noted earlier, geostrophic heat transport is about 50% stronger with twice-weekly forcing than using monthly-filtered velocities. Horizontal diffusion shows the same seasonal behaviour as in the other experiment, apart from slightly higher negative values from July to September.

As a result of the high frequency evolution of forcing fields and MLD estimate in “MLDday” experiment, the heat balance exhibits much stronger fluctuations. The heat content of the mixed layer is still controlled by air-sea flux at first order. During autumn and winter, when winds or currents are at their strongest, the balance is highly modulated by processes occurring over the layer thickness, essentially horizontal transport. From mid-summer to early winter, when negative buoyancy induces deepening, the balance is perturbed by processes occurring at the layer base, mainly diapycnal mixing. These overall characteristics are found in all simulations, but some quantitative differences appear indeed. In “T02mon” experiment, horizontal transport is dominated by the Ekman component and stays negative all year long (not exceeding -20 W/m^2). In “MLDday” experiment, the geostrophic component is the strongest in July and August (thus the total transport reaches $+5 \text{ W/m}^2$ in August). This comparison reveals that a fine sampling of geostrophic currents and a precise MLD estimate are necessary to correctly evaluate their impact on heat budget,.

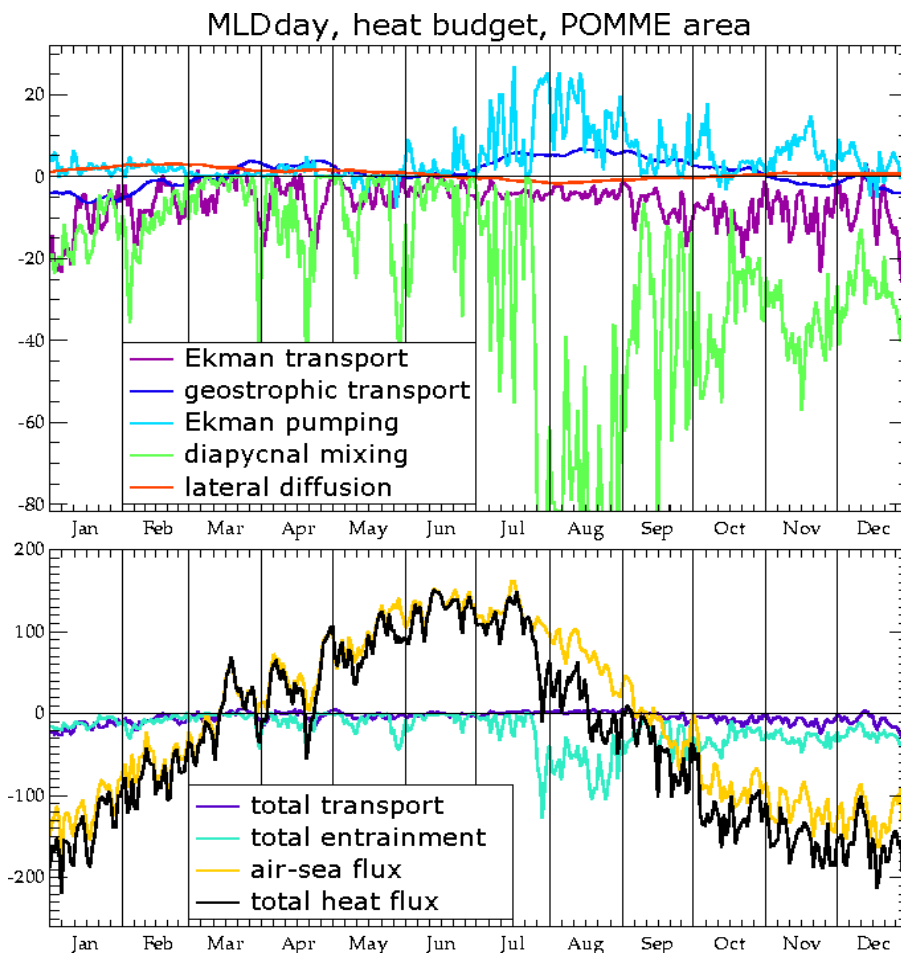


Fig. 18 Same as Fig. 17 from “MLDday” simulation

5 Surface temperature variability

One major application of heat budget studies is to improve our understanding of temperature evolution. SST variability inferred from our simulations is examined, starting with the annual mean of temperature daily increments. We call “increments” the quantity which is added by the model to the initial value (here, SST from ERA40 daily climatology). Their annual mean represents the tendency of the mixed layer, after integration during a full seasonal cycle. As a matter of comparison, a mean increment of $10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$ corresponds to a yearly variation by $0.365 \text{ }^\circ\text{C}$, which is the order of magnitude of the SST evolution induced by climate change.

Using in situ depth (Figs. 19.a, c), the North-East Atlantic seems to experience an important global warming, despite the negative heat balance (Sect. 4.1). This is due to non-linear effects in the temperature evolution (Eq. 1): the SST daily increment is ultimately obtained by dividing the total heat flux by MLD, so the mean increment differs from the mean heat flux divided by the mean depth. In all simulations, the maximum warming is obtained along the coasts of Portugal and Northern Spain (reaching $+195 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$ with the shallow thermocline depth from DBM and only $+34 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$ with our deeper MLD estimate). Important cooling appears in the north-western quarter (down to -94 and $-76 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$ around 50°N - 40°W , in “T02mon” and “MLDday” respectively). This is due to the combination of heat release toward atmosphere and advection of colder water, both from North-Atlantic Drift re-circulations and southward Ekman transport. This area also presents local positive anomalies (up to $+54$ and $+9 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$, respectively), corresponding to the warming patches associated to quasi-permanent meanders within the NAD (as noted earlier in Figs. 9.a and 10.a). Using our synthetic MLD, the mean increments of temperature are less contrasted and globally negative. This cooling tendency is maximized in the north-western quarter, as in all experiments. Cooling also occurs in most of the southern part, except over several patches where atmospheric flux dominates diapycnal entrainment. The simulations using the inverted MLD estimate

appears more balanced than using DBM thermocline depth, as the SST tendency is weaker everywhere. For example, in the POMME area, the domain average reaches $+12 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$ in “T02mon”, while it is only $-3 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$ in “MLDday”. Thus, the synthetic MLD succeeds in reducing the temperature drifts, which can be due to the model inadequacy, but also to inaccuracy in the forcing data and to inconsistency between various forcing fields.

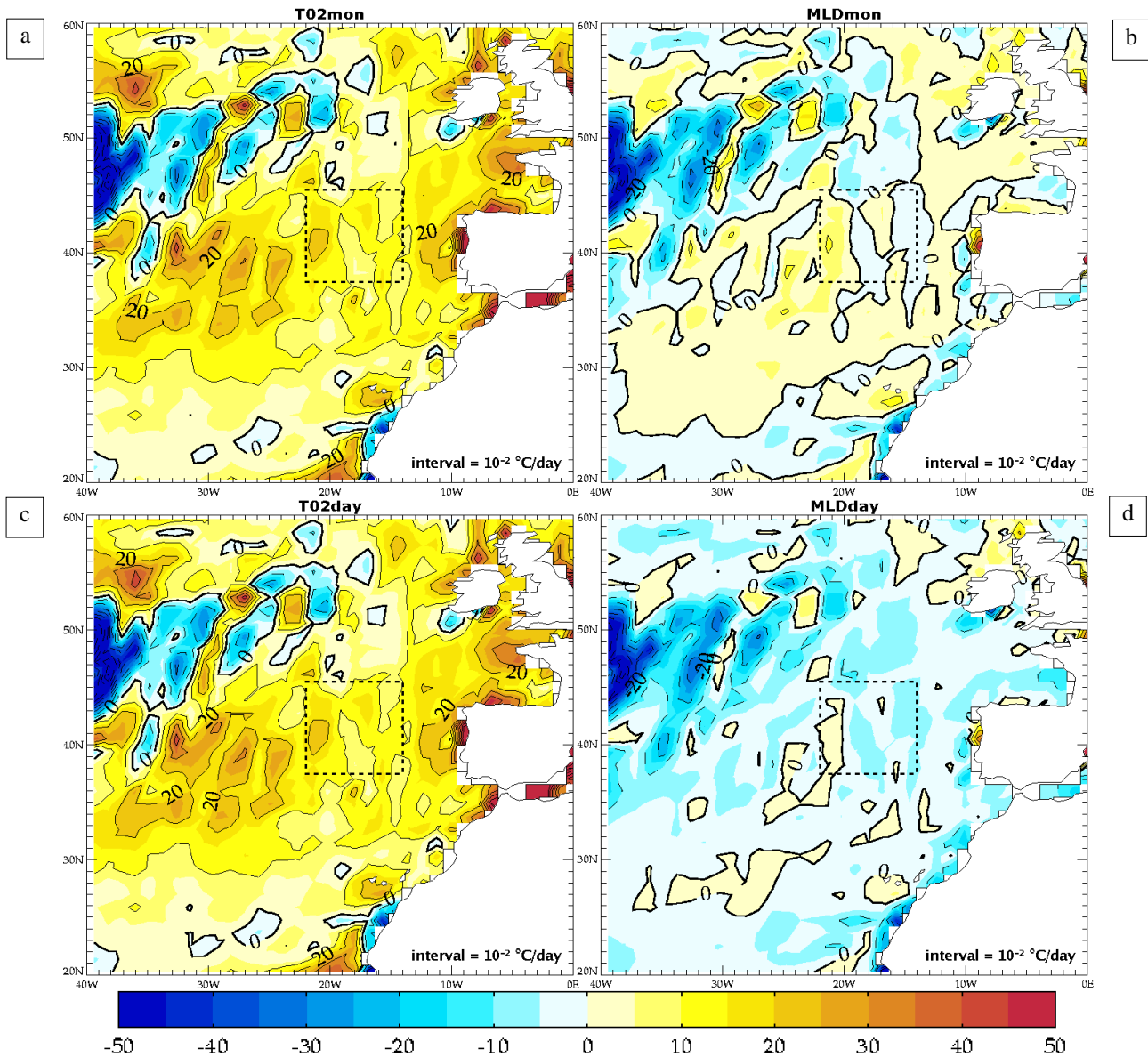


Fig. 19 Annual mean of temperature increments (in $10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/day}$) from the 4 simulations: T02mon (a), MLDmon (b), T02day (c) and MLDday (d). Contour intervals are $10^{-2} \text{ }^\circ\text{C/day}$. Dashed contour are negative values.

To further validate the simulated temperature variations, they are confronted to the SST from ERA40 reanalysis, very close to Reynolds in situ analysis. The RMS variance of daily increments from the model is compared to their counterpart from the observed SST. In the observations, day-to-day increments (Fig. 20.a) show that SST is highly variable at daily scale over a wide zonal band crossing the North-East Atlantic, from the central western part of the domain (reaching $56 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ at 37°N - 40°W) to Gulf of Biscay (where it culminates at $63 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$). All four experiments exhibit comparable structures of daily variability. Its intensity is significantly enhanced using daily forcing data (Figs. 20.b-e). SST variability is lower using inverted MLD, in spite of much more variable heat fluxes. Again, this is due to non-linear effects and to the fact that the in situ depth is systematically shallower. Using in situ depth, the area of highest variability extends farther East (up to $106 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ at 36°N - 36°W in “T02mon”) and exhibits a stronger intensification in Gulf of Biscay.

Using MLD from inversion, high variability is concentrated in the western part (reaching 91.10^{-3} °C at 46°N - 38°W in “MLDday”) and its extension toward Gulf of Biscay is reduced. Consequently, simulations using the synthetic MLD present a daily variability in better agreement with observations. The shallow in situ MLD estimate leads to overestimate the impact of atmospheric fluxes on surface temperature, resulting in day-to-day increments which values are as high as the observed daily anomalies (not shown).

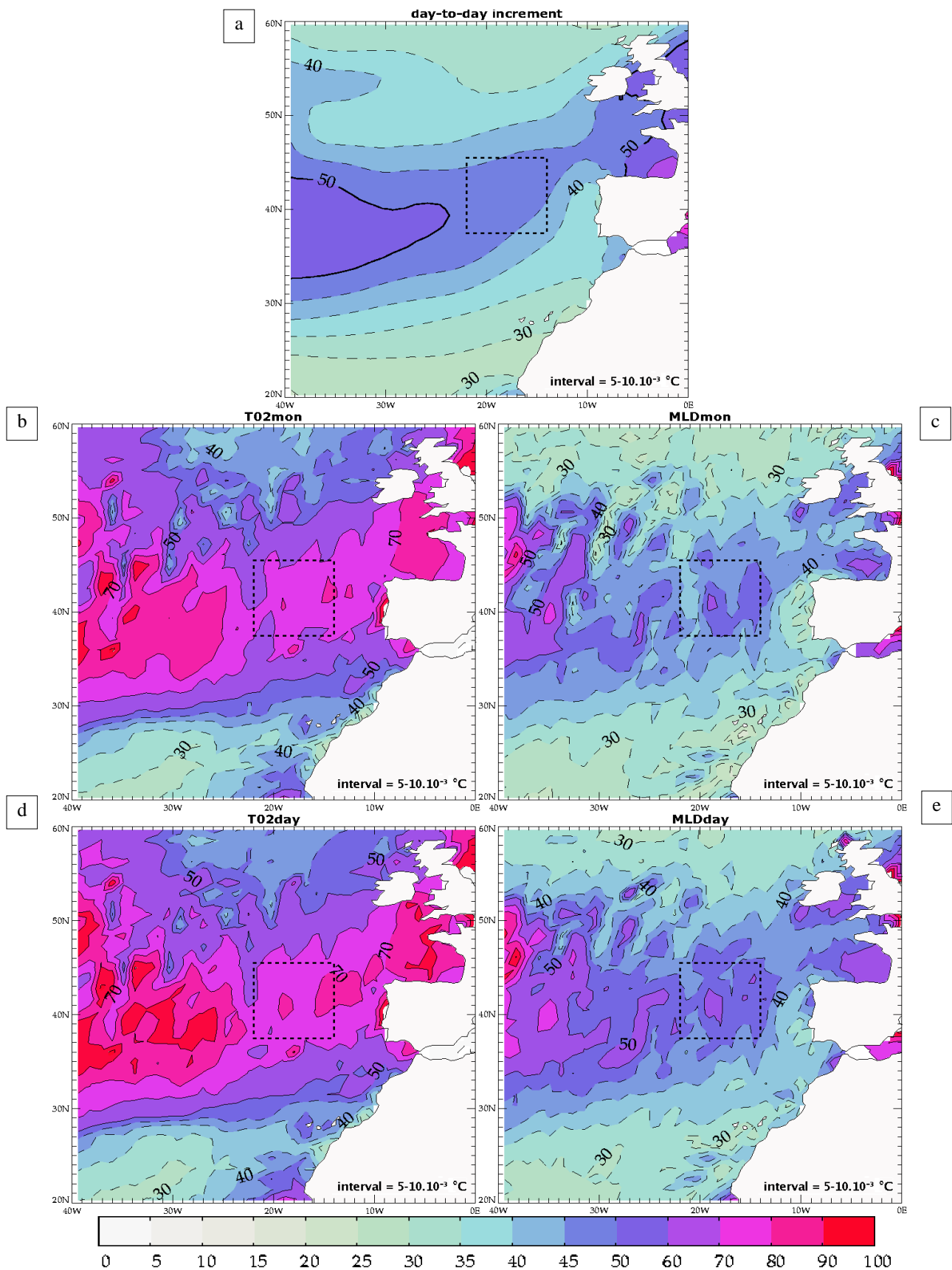


Fig. 20 RMS variance of temperature daily increments from ERA40 climatology (a) and from the 4 simulations (b, c, d, e) (in $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$, with a non-linear scale). Contour intervals are $5 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$ for values lower than 50 (dashed contours) and $10 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$ for higher values.

Finally, the simulated SST is obtained by adding daily increments to observed climatological temperatures. Therefore, its values cannot differ greatly from observed ones and only its variability

shall be discussed. The SST variance from ERA40 reanalysis is compared to the variance obtained from the simulations. Observations show that variability (Fig. 21.a) is concentrated in a zonal band around 40°N, curving northward to British Isles. Thus, temperature variance presents essentially the same distribution as day-to-day increments (Fig. 20.a). Most of the variability lies in the seasonal cycle, as the variance at shorter scales (from one day to one month) is smaller by almost one order of magnitude (not shown). The seasonal variance reaches 2.9°C within the NAD (at 37°N-40°W), where the daily variance peaks at 0.4°C. Similarly, a local maximum is found in the southern Gulf of Biscay, which intensity is 3.2°C at seasonal scale, but only 0.4°C at daily scale.

All simulations exhibit the same overall structure as observations, but many small scale features are superimposed and the variability is intensified in several areas. Experiments using in situ depth show a much stronger variability over the central North-East Atlantic, around the Iberian Peninsula and in the Gulf of Biscay (Figs. 21.b, d). In particular, in the subtropical gyre and North of NAD, SST variance exceeds 6°C, twice as high as in the observed fields. Experiments using inverted MLD lead to SST variability much closer to observations (Figs. 21.c, e). In the subtropical gyre, it does not exceed 3°C and presents a maximum in the NAD termination (4°C in "MLDday"). The variance is even reduced close to the southern and northern boundaries, as well as along African and Portuguese shores. The in situ MLD implies too strong SST seasonal variations over most of the North-East Atlantic, mainly because the impact of surface heat fluxes is overestimated. On the contrary, the MLD obtained from inversion keeps the simulated temperature close to the climatological SST, by compensating the surface fluxes with deep processes and giving a larger contribution to advection.

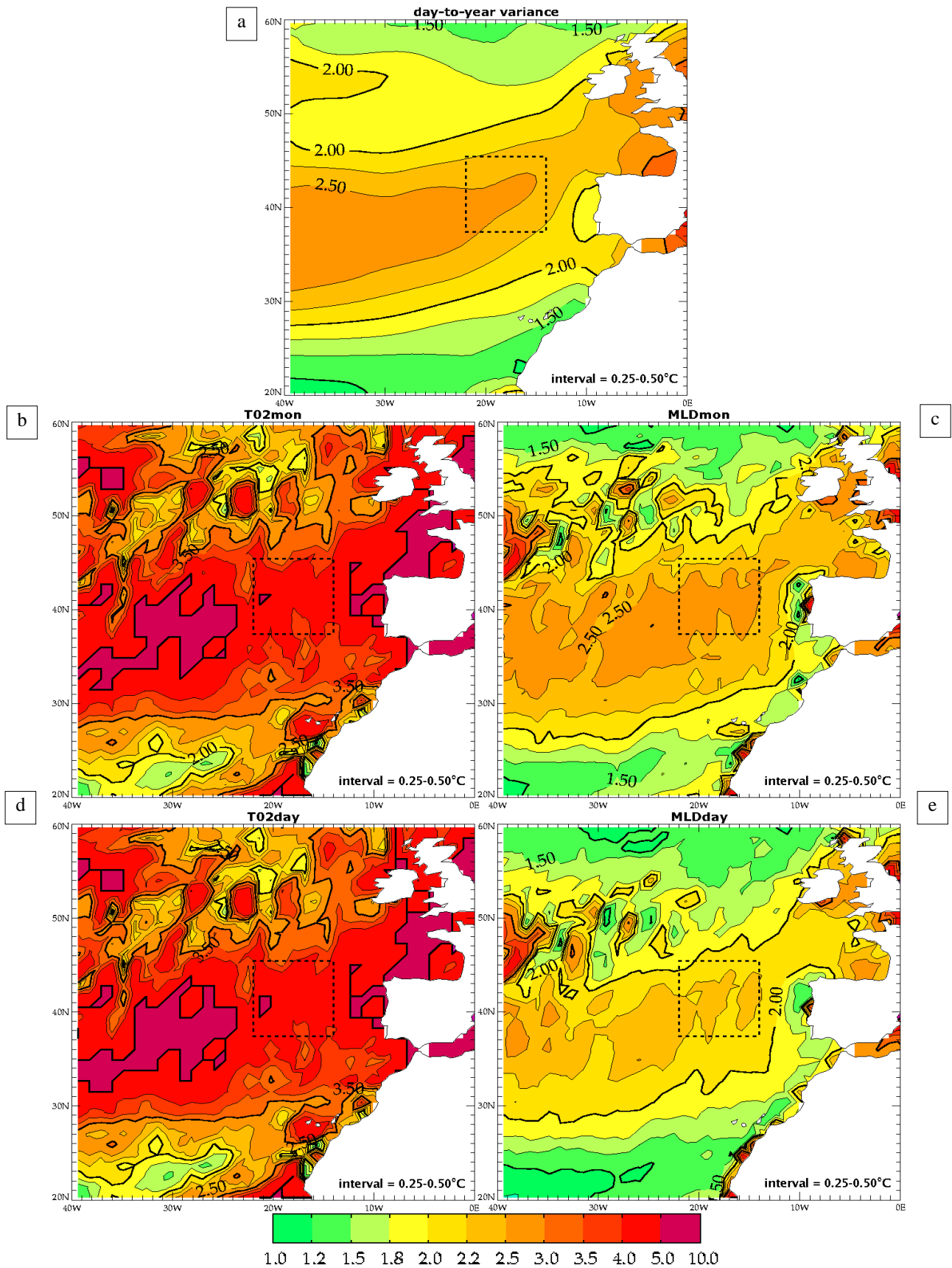


Fig. 21 RMS variance of daily sea surface temperature (in °C, with a non-linear scale) from ERA40 climatology (a) and from the 4 simulations (b, c, d, e). Contour intervals are 0.25°C for values lower than 2.50°C (dashed contours) and 0.50°C for higher values.

6 Conclusions and perspectives

6.1 Main results from the simulations

A 2D-horizontal ocean model was designed from the Slab Mixed Layer formulation, which consists in an active upper layer and a passive deep layer. It is more sophisticated than 1D-vertical models, as it represents horizontal advection, and simpler than 3D ocean circulation models, as it does not require to discretize vertical structures. Thus, this model provides a vertically integrated representation of the mixed layer and simplifies considerably the parameterization of interior processes, by grouping them into a vertical entrainment term. The upper layer is directly forced by daily atmospheric fluxes (from a meteorological model) and geostrophic velocities (from satellite altimeters). This technique enables a continuous prescription of fluxes and currents, which avoids shocks caused by sequential assimilation and prevents drifts in long term simulations. Above all, the consistency between hydrological characteristics and surface forcing fields is ensured, through the adjustment of the thermohaline equations.

The model was used to compute an effective Mixed Layer Depth, by inverting the temperature equation and minimizing the misfit to observed Sea Surface Temperature data. This MLD estimate benefits from a daily frequency and does not rely on any subjective criterion. At the global scale, its variability is in good agreement with the in situ climatology from De Boyer-Montégut et al. (2004) and its values are intermediary between the pycnocline depth (based on a commonly used density threshold) and the thermocline depth (based on a relatively low temperature threshold). In the North-East Atlantic, the MLD seasonal evolution is realistic and leads to a correct description of winter convection and spring re-stratification. While consistent with climatologies, the latter occurs one month earlier than in POMME observations during year 2001 (Gaillard et al. 2005). Still, an extensive validation indicates this MLD is suitable to quantify heat budget.

The model also provides a detailed heat budget, composed of six terms, which is difficult to estimate through in situ measurements and strongly depends on the mixed layer representation in ocean circulation models. In the North-East Atlantic, air-sea flux weakly extracts heat from the ocean surface, but has the strongest seasonal variability of all terms. Ekman transport always tends to cool the mixed layer, whereas geostrophic advection can either cool or warm the layer, and exhibits much lower time variability. Vertical entrainment has a considerable impact, mainly due to diapycnal mixing during the periods of mixed layer deepening, while Ekman downwelling only counteracts it partially. Lateral diffusion is not negligible everywhere, as important contributions are found in certain coastal areas and along the northern front of North Atlantic Drift.

Heat budget sensitivity to MLD was investigated, using either the “effective” depth computed through SST inversion or the in situ thermocline depth. For sensitivity experiments, the thermocline depth was preferred to the pycnocline depth, as it was built from a much larger dataset and its variability is more reliable. Using our MLD estimate, the effect of atmospheric flux on SST is reduced and the local impact of geostrophic transport is more important than the Ekman component. Moreover, the diapycnal mixing contribution is increased and can temporarily equal air-sea flux. Therefore, in the POMME area the total heat flux differs significantly from the air-sea flux, particularly during the downward entrainment phase (from the beginning of summer until early winter). This balance indicates that during such periods, the heat exchange between the mixed layer and the deep ocean (cooling by downward entrainment) can be higher than the exchange between ocean surface and atmosphere (net air-sea heat flux).

Sensitivity to forcing frequency was also tested, using either daily forcing data or monthly-smoothed data. This change weakly affects air-sea heat flux, which varies essentially at seasonal scale. It strongly impacts the peak intensities of Ekman terms, related to wind bursts, but not their annual means. A weaker effect is obtained on geostrophic transport, as the associated heat flux is only slightly reduced using time-filtered velocities. Given the strong mesoscale activity in the North-East Atlantic area and the coarse resolution of our model, this term is probably underestimated in our simulations.

The mixed layer heat balance from our simulations was compared to other model (Giordani et al., 2005) and in situ estimates (Gaillard et al., 2005, McCulloch and Leach, 1998). Many uncertainties

remain on this budget and it depends strongly on methodological choices. Besides, in situ data were acquired during a particular year, which is not representative of the climatological state. Nonetheless, this comparison indicates that the synthetic MLD leads to more realistic results than using a MLD from in situ data. The simulation based on the inverted depth provides a detailed heat balance in closer agreement with the POMME estimates, even if the total budget is quite similar in all experiments. A further validation method consists in confronting the SST variability to observed data. In the North-East Atlantic, the best agreement is obtained using the effective MLD estimate, both in terms of spatial distribution and amplitude of SST variance, and from daily to seasonal scales.

6.2 Future work

The inverted MLD and simulated SST both present small features, limited by the model resolution, and even smaller ones were observed during POMME experiment (Assenbaum and Reverdin, 2005). These observations motivate the use of higher resolution input data, such as ECMWF reanalysis at 0.5° , WOA temperature and salinity climatology at 0.25° , scatterometer wind stresses and merged SST products at $1/10^\circ$. Interannual variability is also a challenging subject and will be investigated using ERA40 forcing fields during the whole multi-satellite period (1990-2001), continued with fully-satellite data from 2002 to present, as soon as a complete forcing dataset will be available. As foreseen and already under development, it will combine QuikSCAT wind stress estimates, blended heat fluxes, TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission) satellite precipitations and sea surface temperature from GHRSSST (Global High-Resolution SST) project, with SSALTO-DUACS absolute geostrophic velocities. The latter resolve properly geostrophic currents, as high-resolution altimeter data were acquired simultaneously by 5 satellites, which was only possible during the few recent years (2001 to 2005).

Another on-going research topic deals with the consistence of air-sea fluxes with ocean surface properties. It is addressed by using our model in prognostic mode, which reveals its long-term stability. Comparisons to observed temperature and salinity should point to areas where the surface fluxes are not consistent with the mixed layer evolution. It shall improve freshwater and heat fluxes estimates, as in the optimization performed by Caniaux et al. (2005) for the POMME experiment.

The slab mixed layer model can be similarly exploited to estimate salt budgets. Ocean salinity is poorly sampled compared to temperature, so very few studies of salt balance have been performed (Mignot and Frankignoul, 2003a and 2003b). The North-East Atlantic is again an interesting validation area, as more in situ measurements were acquired than in most ocean basins. Besides, this region is not directly affected by freshwater input from major rivers, which are still roughly monitored. This study of heat and salt budgets can be easily extended to global ocean, as all necessary forcing data are already available and the model has no intrinsic geographical limitation. Meanwhile, to extend the domain towards high latitudes, at the vicinity of ice sheets, estimates of the freshwater fluxes associated to ice-melting and freezing will be required. Finally, a key-objective is the simulation of salinity evolution, as this fundamental parameter is only roughly known at monthly scale and over a few instrumented areas. Our model provides SSS estimates consistent with observed geophysical parameters and enables to deduce realistic scales of spatial and temporal variability. This will help the calibration/validation of SMOS mission (Soil Moisture and Ocean Salinity) and the elaboration of higher-level products combining SST and SSS. The study of salt budget and SSS variability at the global scale, based on the slab mixed layer model, will be the subject of a forthcoming publication.

Acknowledgments

The authors would like to acknowledge the National Oceanographic Data Center for the WOA climatology (<http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA01>), the European Center for Medium-range Weather Forecast and Meteo France for providing the ERA40 reanalysis (<http://data.ecmwf.int/data>) and the AVISO center for the SSALTO-DUACS Absolute Dynamic Topography (<http://www.jason.oceanobs.com/html/donnees/duacs>). We thank Clément De Boyer-

Montégut for kindly sharing his mixed layer depth climatologies (<http://www.lodyc.jussieu.fr/~cdblod/mld.html>).

A special thank goes to Fabienne Gaillard for having generously spent time in valuable scientific discussions. We also thank the two anonymous reviewers who enabled to improve considerably the first version of this article through their thoughtful comments. Finally, we are grateful to Gilles Reverdin for reading carefully the final version and providing many helpful remarks.

This work was funded by a Ph.D. grant from IFREMER and CNES, as a contribution to the European Space Agency's SMOS project.

References

- Alexander MA, Scott JD, Deser C (2000) Processes that influence sea surface temperature and ocean mixed layer depth variability in a coupled model. *J Geophys Res*, vol 105 (C7), pp 16823-16842
- Antonov JI, Levitus S, Boyer TP, Levitus S (2004) Climatological annual cycle of ocean heat content. *Geophys Res Letters*, vol 31 (4), pp 32-35
- Assenbaum M, Reverdin G (2005) Near real-time analyses of the mesoscale circulation during the POMME experiment. *Deep Sea Res*, vol 52 (8), 1345-1373
- Caniaux G, Brut A, Bourras D, Giordani H, Paci A, Prieur L, Reverdin G (2005a) A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during POMME experiment: 1. Flux estimates. *J Geophys Res*, vol 110, C07S02
- Caniaux G, Brut A, Bourras D, Giordani H, Paci A, Prieur L, Reverdin G (2005b) A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during POMME experiment: 2. Flux optimization. *J Geophys Res*, vol 110, C07S03
- Chaigneau A, Pizarro O (2005) Mean surface circulation and mesoscale turbulent flow characteristics in the eastern South Pacific, from satellite tracked drifters. *J Geophys Res*, vol 110, C05014
- Dai A, Trenberth KE (2002) Estimates of freshwater discharge from continents: latitudinal and seasonal variations. *J Hydrometeorol*, vol 3 (6), pp 660-687
- De Boyer Montégut C, Madec G, Fischer AS, Lazar A, Iudicone D (2004) Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile-based climatology. *J Geophys Res*, vol 109 (C12), pp 52-71
- Ducet N, Le Traon PY, Reverdin G (2000) Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *J Geophys Res*, vol 105 (C8), pp 19477-19498
- Frankignoul C, Hasselmann K (1977) Stochastic climate models, Part II: application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, vol 29, pp 289-305
- Gaillard F, Mercier H, Kermabon C (2005) A synthesis of POMME physical data set: one year monitoring of the upper layer. *J Geophys Res*, vol 110, C07S07
- Garnier E, Barnier B, Siefridt L, Béranger K (2000) Investigating the 15-years air-sea flux climatology from the ECMWF reanalysis project as a surface boundary condition for ocean models. *Int J Clim*, vol 20, pp 1653-1673
- Giordani H, Caniaux G, Prieur L, Paci A, Giraud S (2005) A 1 year mesoscale simulation of the northeast Atlantic: mixed layer heat and mass budgets during the POMME experiment. *J Geophys Res*, vol 110, C07S08
- Herterich K, Hasselmann K (1987) Extraction of mixed layer advection velocities, diffusion coefficients, feedback factors and atmospheric forcing parameters from the statistical analysis of North Pacific SST anomaly fields. *J Phys Ocean*, vol 17, pp 2145-2156
- Kitaigorodskii SA (1973) The physics of air-sea interaction. Chapter 12: The upper quasihomogenous layer and the seasonal thermocline in the open ocean. Greenberg P (ed), pp 204-221
- Le Cann B, Assenbaum M, Gascard JC, Reverdin G (2005) Observed mean and mesoscale upper ocean circulation in the midlatitude northeast Atlantic. *J Geophys Res*, vol 110, C07S05
- McCulloch M, Leach H (1998) Air-sea fluxes inferred from an upper ocean heat budget north-east of the Azores, *Q J R Meteorol Soc*, vol 124, 2465-2476
- Memery L, Reverdin G, Paillet J, Oschlies A (2005) Introduction to the POMME special section: Thermocline ventilation and biogeochemical tracer distribution in the northeast Atlantic Ocean and impact of mesoscale dynamics. *J Geophys Res*, vol 110, C07S01
- Mignot J, Frankignoul C (2003a): On the interannual variability of surface salinity in the Atlantic. *Clim Dyn*, vol 20, pp 555-565
- Mignot J, Frankignoul C (2003b): Interannual to interdecadal variability of sea surface salinity in the Atlantic and its link to the atmosphere in a coupled model. *J Geophys Res*, vol 109 (C4), pp 1-14

- Noh Y, Jang CJ, Yamagata T, Chu PC, Kim CH (2002) Simulation of more realistic upper-ocean processes from an OGCM with a new ocean mixed layer model. *J Phys Ocean*, vol 32 (5), pp 1284-1307
- Paillet J, Arhan M (1996) Oceanic ventilation in the eastern North Atlantic. *J Phys Ocean*, vol 26, pp 2036-2052
- Paiva A, Chassignet E (2000) The impact of surface flux parameterizations on the modeling of the North Atlantic Ocean. *J Phys Ocean*, vol 31, pp 1860-1879
- Penduff T, Brasseur P, Testut CE, Barnier B, Verron J (2002) A four-year eddy-permitting assimilation of sea-surface temperature and altimetric data in the South Atlantic Ocean. *J Mar Res*, vol 60, pp 805-833
- Phillips, OM (1998): The dynamics of the upper ocean. Chapter 6.6: Turbulence in the surface layer. Cambridge University Press, pp 281-295
- Picaut J, Tournier R (1991) Monitoring the 1979-1985 equatorial Pacific current transports with expendable bathythermograph data. *J Geophys Res*, 96, 3263-3277
- Reverdin G, Kestenare E, Frankignoul C, Delcroix T (2005) In situ surface salinity and subtropical Atlantic Ocean. Part 1: large scale variability. *Prog Ocean*, submitted
- Reverdin G, Kestenare E, Frankignoul C, Delcroix T (2005) In situ surface salinity and subtropical Atlantic Ocean. Part 2: Variability associated with ENSO, NAO and tropical Atlantic modes of climate variability. *Prog Ocean*, submitted
- Reynolds RW, Rayner NA, Smith TM, Stokes DC, Wang W (2002) An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *J Clim*, vol 15 (13), pp 1609-1625
- Rio MH, Hernandez F (2004) A mean dynamic topography computed over the world ocean from altimetry, in situ measurements, and a geoid model. *J Geophys Res*, vol (109 (C12)), pp 23-41
- Soloviev A, Lukas R, Hacker P (2001) An approach to parameterization of the turbulent boundary layer in the western Pacific warm pool. *J Phys Ocean*, vol 106 (C3), pp 4421-4435
- Treguier AM, Barnier-B, De Miranda AP, Molines JM, Grima N, Imbard M, Madec G, Messenger C, Reynaud T, Michel S (2001) An eddy-permitting model of the Atlantic circulation: Evaluating open boundary conditions. *J Geophys Res*, vol 106 (C10), pp 22115-22129
- Yan XH, Okubo A (1992) Three-dimensional analytical model for the mixed-layer depth. *J Geophys Res*, vol 97, pp 20201-20226

CHAPITRE VI

VI. Variabilité saisonnière de la SSS

Présentation de l'article

« Variabilité de la salinité de surface de la mer d'après un modèle simplifié de couche mélangée dans l'océan global »

Notre modèle de couche mélangée (MLM) bidimensionnel est utilisé pour étudier le bilan de la salinité de surface (SSS) de l'océan global et sa variabilité aux échelles journalières à saisonnières. Pour cela, une simulation est réalisée durant une année moyenne, avec des forçages climatologiques journaliers. Les données de forçages combinent les flux air-mer provenant d'un modèle météorologique (ECMWF), les courants géostrophiques de satellites altimétriques (SSALTO-DUACS) et des données in situ pour les apports fluviaux (Dai and Trenberth, 2002), ainsi que pour la température et la salinité profondes (*World Ocean Atlas 2001*).

La formulation « *slab mixed layer* » du modèle permet de nombreuses simplifications dans la représentation du mélange vertical, mais cela nécessite une estimation précise de la profondeur de couche mélangée (MLD). La MLD du modèle est obtenue par une méthode d'inversion originale, en ajustant la température simulée à des données de température de surface (SST). La distribution géographique et la variabilité saisonnière de cette MLD « effective » sont validées par rapport à une profondeur de thermocline in situ. Cette comparaison prouve que la profondeur du modèle est généralement cohérente avec les observations, sauf aux hautes latitudes et dans certaines parties de la bande équatoriale. Le bilan de salinité peut alors être analysé dans les régions restantes.

La tendance annuelle et l'amplitude de chacun des six processus inclus dans le modèle sont décrites, tout en proposant des explications physiques. On en déduit une carte du processus dominant en chaque point du domaine. Cela montre que le flux d'eau douce contrôle la SSS dans la plupart des zones tropicales, le transport d'Ekman dans les régions des Alizés, l'advection géostrophique dans les jets équatoriaux, les courants de bord Ouest et la majeure partie des gyres subtropicaux, tandis que le mélange diapycnal l'emporte dans le reste des zones tropicales et aux hautes latitudes. A l'échelle globale, les variations de SSS sont principalement causées par l'advection horizontale (46%), puis l'entraînement vertical (24%), le flux d'eau douce (2%) et la diffusion latérale (8%).

Finalement, la variabilité de la SSS simulée est comparée avec une climatologie in situ, en termes de distribution et de variabilité saisonnière. L'accord est globalement satisfaisant, ce qui confirme que le bilan de salinité est fiable. La simulation présente des gradients horizontaux plus intenses et une variabilité plus forte, du fait de sa résolution plus fine et de la haute fréquence de ses forçages. De plus, le modèle permet d'analyser la variabilité journalière de la SSS, qui révèle des structures spatiales considérablement différentes de celles du cycle saisonnier.

En préparation des futures missions satellitaires dédiées à la restitution de la SSS (SMOS et Aquarius/SAC-D), le MLM pourrait servir à déterminer des zones de calibration, caractérisées par une salinité très stable ou très contrastée. D'autre part, le modèle pourrait fournir une estimation initiale de SSS pour les algorithmes d'inversion de la mesure par télédétection.

Sea surface salinity variability from a simplified mixed layer model of the global ocean

S. Michel^{1,*}, B. Chapron¹, J. Tournadre¹ and N. Reul¹

[1]{Laboratoire d'Océanographie Spatiale, IFREMER, Brest, France}

[*]{now at: Proudman Oceanographic Laboratory, Liverpool, United Kingdom}

Correspondence to: S. Michel (smic@pol.ac.uk)

Published in Ocean Science Discussions 4, 41-106, 15 January 2007

Abstract

A bi-dimensional mixed layer model (MLM) of the global ocean is used to investigate the sea surface salinity (SSS) balance and variability at daily to seasonal scales. Thus a simulation over an average year is performed with daily climatological forcing fields. The forcing dataset combines air-sea fluxes from a meteorological model, geostrophic currents from satellite altimeters and in situ data for river run-offs, deep temperature and salinity. The model is based on the “slab mixed layer” formulation, which allows many simplifications in the vertical mixing representation, but requires an accurate estimate for the Mixed Layer Depth. Therefore, the model MLD is obtained from an original inversion technique, by adjusting the simulated temperature to input sea surface temperature (SST) data. The geographical distribution and seasonal variability of this “effective” MLD are validated against an in situ thermocline depth. This comparison proves the model results are consistent with observations, except at high latitudes and in some parts of the equatorial band. The salinity balance can then be analysed in all the remaining areas. The annual tendency and amplitude of each of the six processes included in the model are described, whilst providing some physical explanations. A map of the dominant process shows that freshwater flux controls SSS in most tropical areas, Ekman transport in Trades regions, geostrophic advection in equatorial jets, western boundary currents and the major part of subtropical gyres, while diapycnal mixing leads over the remaining subtropical areas and at higher latitudes. At a global scale, SSS variations are primarily caused by horizontal advection (46%), then vertical entrainment (24%), freshwater flux (22%) and lateral diffusion (8%). Finally, the simulated SSS variability is compared to an in situ climatology, in terms of distribution and seasonal variability. The overall agreement is satisfying, which confirms that the salinity balance is reliable. The simulation exhibits stronger gradients and higher variability, due to its fine resolution and high frequency forcing. Moreover, the SSS variability at daily scale can be investigated from the model, revealing patterns considerably different from the seasonal cycle. Within the perspective of the future satellite missions dedicated to SSS retrieval (SMOS and Aquarius/SAC-D), the MLM could be useful for determining calibration areas, as well as providing a first-guess estimate to inversion algorithms.

1 Introduction

The impact of sea surface salinity (SSS) on the coupled ocean/atmosphere has been recognized for a long time. Salinity in the upper layer determines the rate of deep water formation at high latitudes in winter (Dickson et al., 2002). This process modulates the intensity of thermohaline circulation, which in turn modifies the heat exchanges between tropical and polar regions, as well as between the northern and southern hemispheres (Lagerloef, 2002). Thus year-to-year SSS variations are strongly linked to climate change (Boyer et al., 2005). At high latitudes, SSS is related to the sea ice melting-freezing cycle and controls the buoyancy changes. As CO₂ solubility increases at low

temperature, salinity variations have a strong potential for modifying the uptake of carbon from atmosphere to ocean.

The present knowledge of global SSS is limited by the lack of in situ measurements. Salinity data can be acquired from CTDs soundings, surface drifters, profiling floats, thermosalinographs on board of research vessels or opportunity ships, etc. But routine measurements are only available in a few limited regions. Despite constant efforts, only global climatologies can be generated, with a resolution limited to 1° in space and a monthly frequency. Higher resolution datasets were obtained in some well-sampled areas, using optimal data interpolation (Gaillard et al., 2005). Meanwhile, the specification of errors and correlation scales remain an open issue, as no independent method of analysis exists at the moment. At monthly scales, SSS generally exhibits an important seasonal cycle, amplified with respect to the deeper ocean. In many regions, it also presents a significant interannual variability, which is correlated to changes over the whole water column (Boyer et al., 2004). Nonetheless, the results from these in situ data analyses should be considered with caution. Indeed, many SSS measurements are performed at subsurface (at a few meters depth in the case of CTDs, profilers, etc.) and the latter can be isolated from the surface by a thin layer of fresher water.

Ocean General Circulation Models (OGCMs) represent precious tools to estimate salinity variations. For instance, they are not biased by the actual depth or the availability of data. Unfortunately, the representation of near-surface processes is still relatively poor in such models. Additionally, important inconsistencies remain in existing surface fluxes datasets, especially in the freshwater component. Thus, these models often require some kind of relaxation towards a SSS climatology, to prevent strong drift during long simulations (Paiva and Chassignet, 2000). More sophisticated techniques rely on the assimilation of salinity, where data are not too sparse in time and space. But assimilation methods generally produce shocks at the beginning of each cycle and no precise long-term budgets can be inferred from that kind of models. Moreover, as in the case of optimal interpolations, the estimation of uncertainties (for the error covariance matrix) is still an unsolved problem for salinity.

A variety of mixed layer models (MLMs) has been developed to improve the representation of the upper ocean processes. They range from intermediary complexity 3D models (Alexander et al., 2000), to 2D horizontal (Qiu and Kelly, 1993) and 1D vertical models (Caniaux et al., 2005b). Such models have been used mainly to study the mixed layer temperature, because it has a direct impact on the air-sea heat exchanges and a generally higher impact on the circulation through geostrophic currents. The SST and thermal profile are then quite well reconstructed in these models, but salinity suffers from larger uncertainties.

In this study, we present a 2D mixed layer dedicated to the SSS retrieval, making use of state-of-the-art surface and subsurface datasets. The model is based on the classical “slab mixed layer” formulation (Frankignoul and Hasselmann, 1977), consisting in a vertically integrated mixed layer above a passive deep layer. An inversion method is proposed to compute a mixed layer depth (MLD) which is intrinsically consistent with the model formulation and forcing. The model is forced continuously by wind-induced and geostrophic currents. This technique does not require a spin-up and does not generate shocks, allowing for long-term budget estimation. The model simplicity enables fast computations. Thus global simulations are affordable (avoiding the delicate setting of open boundaries conditions) and they can be integrated for several years (allowing the assessment of long-term variability).

This study focuses on the SSS variability over the global ocean, at a rather fine scale (1° in both directions) and at time scales spanning from days to years. The model takes advantage of the high quality surface data which are currently available at these scales, from remote sensing measurements and meteorological model outputs. The simulation results are analysed to address some of the key issues on the role of surface salinity:

- Which processes dominate the local salt budget?
- What is the relative importance of surface forcing and deep processes?

- Which are the critical input parameters to simulate realistic salinity variations?
- Where are the highest and lowest SSS variability areas?
- What is the annual evolution of SSS in poorly sampled areas?
- How does daily variations in salinity compare to its seasonal cycle?

In the next section, we briefly describe the model formulation, its global implementation and the forcing datasets. In the third section, we present an inversion technique to deduce the MLD from observed SST variations then we validate the results against in situ data. In the fourth section, we analyse the mixed layer salinity balance obtained using a climatological forcing. In the fifth section, the daily-to-seasonal SSS variability is addressed and compared to in situ measurements. In the last section, the model results are summarized, future improvements are described and some possible applications are discussed.

2 Model design

The model is based on the slab mixed layer formulation, which was originally developed to analyse atmosphere/ocean interactions under a stochastic forcing (Frankignoul and Hasselmann, 1977). This formulation has also been used to investigate the upper layer salinity variability at interannual to decadal scales, in a coupled GCM of the North Atlantic (Mignot and Frankignoul, 2003). The same concept has been exploited to simulate the mixed layer evolution in the Kuroshio extension region (Qiu and Kelly, 1993).

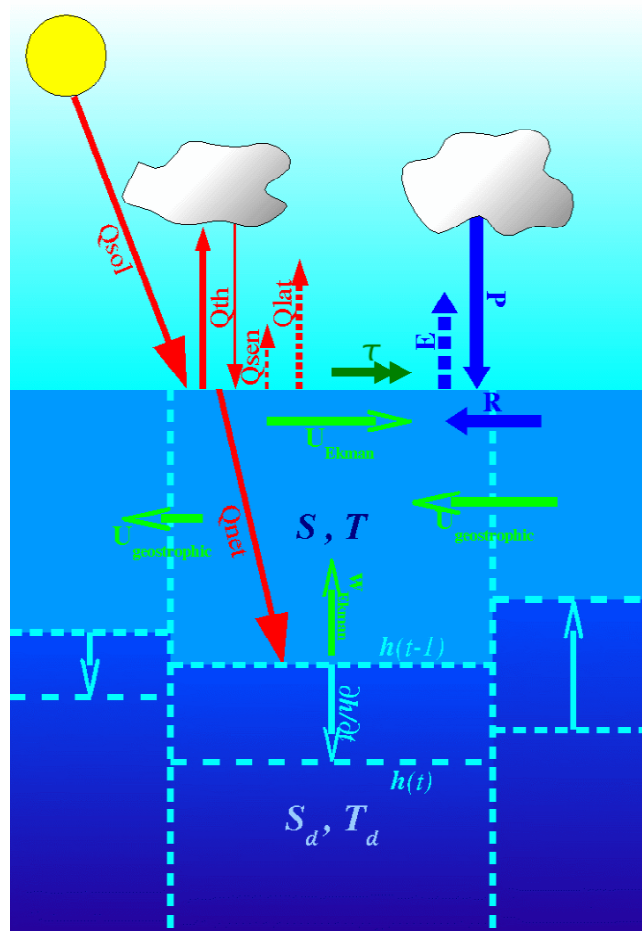


Figure 1. Schematic of the slab mixed layer model, for a given horizontal grid cell. The notations are the same as in the text (Sect. 2.1). Red arrows represent the components of the surface heat flux, blue arrows the surface freshwater fluxes, green arrows the wind stress and the horizontal and vertical currents.

2.1 Slab mixed layer formulation

The mixed layer is represented as a slab of seawater (Fig. 1), having uniform properties from its top (the air-sea interface) to its bottom. The temperature T and salinity S of this layer are supposed to be equal to the SST and SSS, respectively. Alternatively, T and S can be considered as vertically averaged quantities over the layer thickness. The equations governing T and S evolutions are based on the heat and salt conservation in the mixed layer and can be written as follows:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q_{net}}{C_p \rho_0 h} - \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T - \Gamma(w_e) \frac{w_e (T - T_d)}{h} + \kappa \nabla^2 T \quad (1)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{(E - P - R)S}{h} - \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S - \Gamma(w_e) \frac{w_e (S - S_d)}{h} + \kappa \nabla^2 S \quad (2)$$

where \vec{u} is the (vertically averaged) current vector, h is the mixed layer depth (estimated using an inversion technique, [Appendix B](#)), T_d and S_d are the properties of the deep layer just below h and w_e is the vertical entrainment rate at depth $z = h$. The constant parameters are the horizontal diffusivity κ , (set to a value appropriate to the resolution, [Sect. 2.3](#)) the seawater thermal capacity $C_p = 4200 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ and the seawater reference density $\rho_0 = 1020 \text{ kg.m}^{-3}$.

The surface fluxes are represented by the net fluxes of heat Q_{net} and freshwater $E-P-R$. The net heat flux is obtained by summing the net radiative fluxes (solar short-wave radiation and thermal long-wave radiation) and the turbulent fluxes (latent heat and sensible heat). In the real ocean, a fraction of solar radiation penetrates below the mixed layer. This quantity is neglected in the model, because it decreases rapidly with h and is generally one order of magnitude lower than the incoming radiation. The net freshwater flux is composed of the evaporation rate E (proportional to the latent heat flux), the precipitations rate P and the input by river runoffs R . Unlike temperature, the impact of this flux on the surface water strongly depends on salinity itself. Moreover, SSS has no direct feedback on the surface flux. These particularities have important consequences on the salt budget and on the duration of SSS anomalies (see [Sect. 4.3](#)).

The horizontal advection is classically separated into a wind induced component, the Ekman transport, and an internal force component, the geostrophic current:

$$\vec{u} = \vec{u}_E + \vec{u}_g = \frac{1}{\rho f h} \vec{\tau} \times \vec{k} + \frac{g}{f} \vec{\nabla} \eta \times \vec{k} \quad (3)$$

where $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ is the gravity acceleration, f is the Coriolis frequency (in s^{-1} , increasing with latitude), $\vec{\tau}$ is the wind stress (in N.m^{-2}) and η is the sea surface elevation (in m).

Ekman transport is due to wind friction on the sea surface, which is rotated by the Coriolis force as it penetrates in depth. The Ekman layer depth is systematically lower than the mixed layer depth, because both increase with the wind stress, but the mixed layer is also deepened by other processes. Thus, the Ekman transport lies entirely above h . Geostrophic currents are generated by the horizontal pressure gradient, due to the atmospheric pressure field and to the density structure. This internal process is distributed over the whole water column, but density gradients are much stronger close to the surface. Therefore, geostrophic adjustment occurs principally within the mixed layer and geostrophic circulation can be considered to be restricted to this layer. Moreover, as density is supposed to be uniform from the surface to the mixed layer base, the velocities are assumed to be vertically homogenous in the layer.

The vertical processes are conveniently represented by a single entrainment term, consisting in vertical Ekman advection and MLD tendency:

$$w_e = w_E + w_m = \frac{1}{\rho} \left| \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{\tau}}{f} \right| + \partial_t h \quad (4)$$

The Ekman vertical velocity w_E corresponds to the upwelling (or downwelling) generated by the convergence (respectively, divergence) of the horizontal Ekman transport. The time variations of h , or its equivalent mixing velocity w_m , can be induced by a variety of processes, ranging from turbulent mixing (due to wind stress, current shear, internal wave breaking, etc.) to lateral induction (occurring when intermediate water is advected across the upper isopycnal interface). Thus, this term integrates the effects of several small scale mechanisms whose parameterisations are still a matter of debate, avoiding the use of any empirical parameter. It will be further referred as “diapycnal mixing”, even if it can include other processes. The total entrainment term must be treated differently in case of upward or downward entrainment, so it is multiplied by a step function Γ in Eqs. (1) and (2). Indeed, when additional water is included into the mixed layer, its properties are affected by mixing with the deeper layer: $\Gamma(w_e) = w_e$ if $w_e > 0$. On the contrary, if water is removed from the mixed layer, the properties of the remaining water are conserved and only its depth h can change: $\Gamma(w_e) = 0$ if $w_e < 0$.

The subgrid scale lateral processes are parameterized using a Laplacian horizontal diffusion, with a coefficient κ . This term is necessary because the model is run with a relatively coarse resolution, so mesoscale and submesoscale eddy advection can not be represented explicitly, although they may have a large impact on the surface properties distribution (Giordani et al., 2005b). It was shown that κ should increase primarily with the eddy kinetic energy (Herterich and Hasselmann, 1987) and should depend, at second order, on other parameters such as stratification, current shear, wave height, etc. As no consensus exists on the formulation of the upper layer diffusivity, the model diffusivity κ is fixed to a lower bound value (see [Sect. 2.3](#)).

2.2 Assumptions and limitations

Several restrictions must be highlighted when using such a simplified model. First of all, no equation is necessary for the dynamic part of the model, as the horizontal and vertical velocities are considered as forcing variables for the mass field. Thus, the mixed layer temperature and salinity can not feedback on the model currents. This is a reasonable approximation for the wind-induced component, but is arguable for the geostrophic component. Indeed, any perturbation of the density field induces current anomalies, through the thermal wind balance. However, at large space scales (about 100 km, much greater than the first Rossby deformation radius) the geostrophic balance is generally achieved. Additionally, at time scales from hours to days, the mass field adjust rapidly to the currents (Giordani et al., 2005a). In order to minimize the potential impact of inconsistencies between the geostrophic circulation and the mass field, the model is run using a rather low resolution and with the highest frequency from available velocity estimates (a few days).

Another important characteristic of the model formulation is that it does not require a turbulent closure equation. In most areas of the real ocean, turbulent processes (eddy diffusion, winter convection, mixing induced by current shear, internal waves and wind friction, etc.) strongly constrain the mixed layer evolution. In the model, these processes are represented implicitly by the “diapycnal mixing” term. Their impact on the mixed layer properties is accounted for by multiplying the variation of h by the vertical gradient of T or S in Eqs. (1), (2) and (4). This simple parameterization avoids detailed representations of each vertical mixing process, but requires knowing the evolution of MLD.

In this model, T and S stand for vertically averaged quantities over the mixed layer thickness, not for surface quantities. By definition, variations in thermohaline properties within the mixed layer are supposed to be small. Many authors delineate the mixed layer using a variation around 0.5°C in temperature or 0.02 kg.m^{-3} in density (for a review, see De Boyer-Montégut et al., 2004).

Nevertheless, as the upper layer is never totally homogenous, T and S can not be strictly considered equal to the SST and SSS. Note that the surface properties could be reconstructed subsequently from the model outputs, using estimates for their vertical structures (such as the empirical profiles proposed by Kitaigorodski, 1973, or climatological profiles from in situ data). Similarly, geostrophic velocities are assumed to be vertically uniform in the mixed layer, but the current shear could be approximated using empirical profiles.

As proposed, the simulations rely on the availability of surface elevation or geostrophic velocity data. Estimates of dynamic topography can be obtained either from an in situ climatology, a full ocean circulation model or altimetry measurements. The latter solution has been chosen for our simulations, to take advantage of an accurate analysis of satellite altimetric data with high space and time resolution is now available ([Appendix A](#)). The simulation realism is also highly dependent on the consistency of momentum, heat and freshwater fluxes. In particular, fluctuations in the turbulent heat fluxes and in the evaporation must be synchronous and commensurate with the fluctuations in the wind speed. Otherwise, adverse effects on the T and S in the surface layer could lead to spurious anomalies, which would be amplified instead of being reduced by air-sea exchanges. All the air-sea fluxes are derived from the same meteorological model, so they are consistent with each other. This model also provides the SST fields which are required to initialize the simulation and compute the MLD ([Appendix B](#)).

Finally, the model is suited for open ocean areas, but would require some modifications to be extended to coastal regions. The processes dominating the mixed layer evolution in shallow seas are characterized by much smaller temporal and spatial scales (Holt and James, 2001). In such areas, narrow currents, small eddies, bottom friction and tidal mixing have impacts similar to (if not higher than) large scale processes. Thus, the geostrophic equilibrium is rarely achieved in shallow seas and geostrophic velocities can not be used as a forcing. Moreover, the mixed layer strongly interacts with the bottom frictional layer and can even merge with it during entrainment periods. The model relies on the existence of thicker layer below the mixed layer, which is supposed to be insensitive to rapid fluctuations at the sea surface. As a consequence, the mechanisms represented in the model may not be sufficient to simulate the complicated dynamics of continental shelves. The results obtained close to the coasts are certainly less reliable than in the deep ocean, so they must be regarded with caution.

2.3 Global implementation

The slab mixed layer model has been implemented over the global ocean. The horizontal mesh is the same as the meteorological model providing most of the forcing. The grid is isotropic, with a resolution of 1.125° , corresponding to mesh widths ranging from 125 km at the equator to 22 km at the highest latitudes. The domain extends between 80°N and 80°S , because no altimetry data are available at higher latitudes. As the geostrophic equilibrium is not guaranteed in shallow areas, geostrophic velocities are masked at points where the depth is lower than 200 m (generally one grid point from the coast, except over wide continental shelf regions). Because the Coriolis force diverges at low latitudes, the Ekman terms are masked in the 3°S - 3°N equatorial band.

The advection terms are computed using a centred scheme on an Arakawa C-grid. The current velocities (u , v) are interpolated at each side of a grid cell, while T and S are defined at the centre of each cell. Thus, the small scale thermohaline gradients are preserved (down to the width of the mesh elements), while the currents are weakly affected by the spatial interpolation because of their larger typical scales. The time-stepping depends on the variable. The MLD computation is based on a semi-implicit scheme and does not require any stability criterion, so the time-step for h is equal to the forcing data frequency, i.e. 1 day. On the contrary, the simulation of T and S is based on a forward implicit scheme and must satisfy the CFL criterion. In this model configuration, the maximum current speed is around $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and the minimum spacing of the horizontal grid is 20 km, thus a 1-hour time-step is sufficient to ensure numerical stability.

The coefficient κ for the lateral diffusion term is set according to the horizontal resolution. Many OGCMs with similar resolution use background diffusivity values around $2,000 \text{ m.s}^{-2}$. Meanwhile, several authors have argued that κ should increase with the Eddy Kinetic Energy, thus reaching much higher values in strongly turbulent areas (Le Cann et al., 2005). Our model results demonstrate that horizontal diffusion term is always one or two orders of magnitude lower than the dominant processes. Thus, the diffusivity was fixed to $\kappa = 2,000 \text{ m.s}^{-2}$, corresponding to a rather low but reasonable estimate.

The equation-of-state, used to calculate the seawater density ρ from T and S , is based on Jackett and McDougall's (1994) formulation. The mixed layer density partly determines the intensity of the Ekman terms, as seen in Eqs. (3) and (4). It is also used to detect unstable stratification situations (when $\rho(z=0) > \rho(z=h)$), in which case the mixed layer properties are instantaneously mixed with the lower level of the climatological fields, until a stable situation is found. In particular, this algorithm provides a simple representation of deep convection occurring in winter at subpolar latitudes.

The model is run with a high-frequency climatological forcing, in order to focus on the variability at daily to seasonal scales. The air-sea fluxes and SST are extracted from the ERA40 reanalysis of ECMWF meteorological model, while the geostrophic currents are obtained from the SSALTO-DUACS analysis of altimeter dynamic topography. As these two datasets span over separated time periods (Table 1), average annual time-series have been computed for each input variable. Moreover, deep temperature and salinity data are taken from an in situ climatology (World Ocean Atlas 2001), as well as the river run-offs data (Dai and Trenberth, 2002). The initial characteristics of the input variables are listed in Table 1 and the forcing fields preparation is detailed in [Appendix A](#).

Table 1. Original characteristics of the input datasets used in the simulation, with the same notations as in Eqs. (1) and (2). All these data were interpolated onto the ECMWF grid and converted temporally into daily climatologies.

Variable	Source	Period	Frequency	Resolution
$\tau_x, \tau_y, Q_{\text{net}}, E-P, \text{SST}$	ECMWF ERA40	Jan. 1990-Aug. 2002	6 hours	$1.125^\circ \times 1.125^\circ$
R	Dai & Trenberth	climatology	1 month	$2^\circ \times 2^\circ$
u_g, v_g	SSALTO-DUACS	Aug. 2001-Aug. 2005	3.5 day	$0.33^\circ \times 0.33^\circ$
$T_d(z), S_d(z)$	WOA 2001	climatology	1 month	$1^\circ \times 1^\circ$

3 Mixed layer depth estimate

Various definitions for the MLD are equally pertinent, as several types of mixed layer can exist simultaneously (Fig. 2). The “mixing layer” is the layer which is affected by turbulence generated at surface, in particular through wind friction, inertial motions and wave breaking (Phillips, 1969). The “diurnal mixed layer” develops in areas with highly stable stratification, due to solar heating, then vanishes during night time (Kudryavtsev, 1990). The “seasonal mixed layer” appears as a thin layer during summer, because of heat gain from the atmosphere and relatively low turbulence, then gradually deepens under cooling conditions during fall (Kitaigorodskii, 1973). In winter, it can reach the “permanent mixed layer”, which is marked by a strong increase in stratification which remains all year long at approximately constant depth. In our model, the depth of the mixed layer represents the water column which is directly affected by surface fluxes, at time-scales ranging

from one day to the annual cycle. Thus, the most appropriate definition is the seasonal mixed layer and this estimate will be used to validate the simulated MLD.

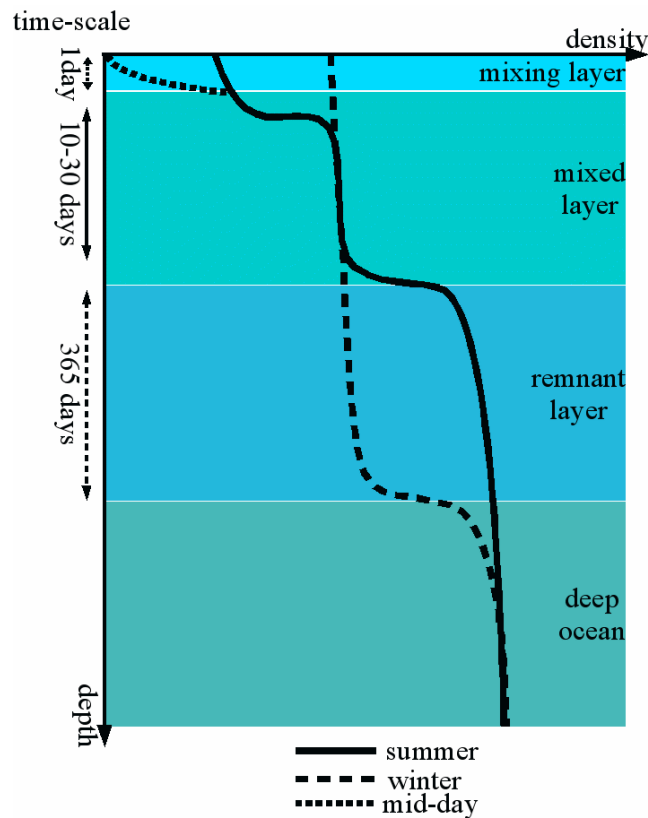


Figure 2. Schematic of the various mixed layers, in terms of density, as a function of depth and characteristic time scale.

MLD is difficult to define at a global scale and is highly dependent on the available parameters and their sampling. In situ MLD products may be highly suitable for quantitative studies (for a review, see De Boyer-Montégut et al., 2004), but they are probably not consistent with the model formulation. Thus we decided not to use any in situ MLD data and to derive an estimate from the model itself. Over the global ocean, SST observations benefit of a high resolution and accuracy, especially if they are obtained from space-borne measurements. Therefore, SST data are used to obtain a specific MLD estimate, which is in agreement with the model physics and the whole forcing dataset, without relying on a subjective criterion. The technique we designed for this purpose is detailed in [Appendix B](#).

3.1 Horizontal variability

The spatial distribution of MLD obtained from our inversion technique is illustrated using monthly averages for March and September, corresponding to both extremes of the seasonal cycle at subtropical to polar latitudes. The inverted MLD is validated against the “T02” thermocline depth from De Boyer-Montégut et al. (2004). This comparison is essentially qualitative, as the in situ depth is computed using a subjective criterion ($|T(h)-T(10m)| = 0.2^{\circ}\text{C}$), while the model depth is inherent to the slab mixed layer formulation. These two MLD estimates are characterized by the same order of magnitude, but their amplitudes can be significantly different (thus, the scales differ by a factor two in Figs. 3 and 4).

In March, the in situ depth (Fig. 3.a) exhibits maximum values (above 800 m) in the Labrador Sea, Irminger Sea and Norway Sea, as well as between Iceland and Scotland, where deep waters are produced through convection. The model (Fig. 3.b) broadly reproduces this structure with four key

areas of deep convection, the northern one being slightly more extended. The MLD values reach 1000 m over these areas and even exceed 1500 m at the centre of the most convective regions. In the Pacific, the observed depth is considerably lower than in the Atlantic at the same latitudes, because the atmospheric forcing is weaker and convection occurs only marginally. The simulation does not exhibit such a high contrast, as MLD also exceeds 1000 m in the Pacific around 50°N. Both the observed and simulated depths show a relatively narrow band of thicker mixed layer along the path of the Gulf Stream and North Atlantic Drift, as well as in the Kurushio and its extension (with values up to 200 m in the observations and 400m in the simulation). The model also reproduces the areas of enhanced depth along the Trades winds, off the coasts of North-West Africa in the Atlantic and around 30°N in the eastern Pacific (approximately 75 m). Along the equatorial band, the simulation exhibits a MLD minimum, as in the observations, except over the Warm Pool in the western and central Pacific. In this area, the local maximum in the simulated MLD is probably related to inconsistencies between the strong geostrophic currents and the atmospheric forcing.

In the southern hemisphere, the MLD is slightly increased by the South-Easterlies winds, for instance in the Eastern Indian Ocean. In the AntArctic Circumpolar Current (AACC), the mixed layer is deeper because of intense wind stress, strong current shear and weak buoyancy, particularly around 110°W and 70°E. The in situ estimate does not exceed 150 m and presents zonally elongated structures, while the model estimate contains much higher values and many small scale features. These differences may arise from inconsistencies between SST data, air-sea fluxes and geostrophic circulation, all of which are less accurate at high latitudes. Additionally, the subduction process (advection of water across the mixed layer base, associated to strong currents and weak stratification) is not explicitly included in the model and could be of critical importance within the AACC. Moreover, as in situ measurements are particularly rare over southern subpolar regions, the thermocline depth estimate should also be regarded with caution.

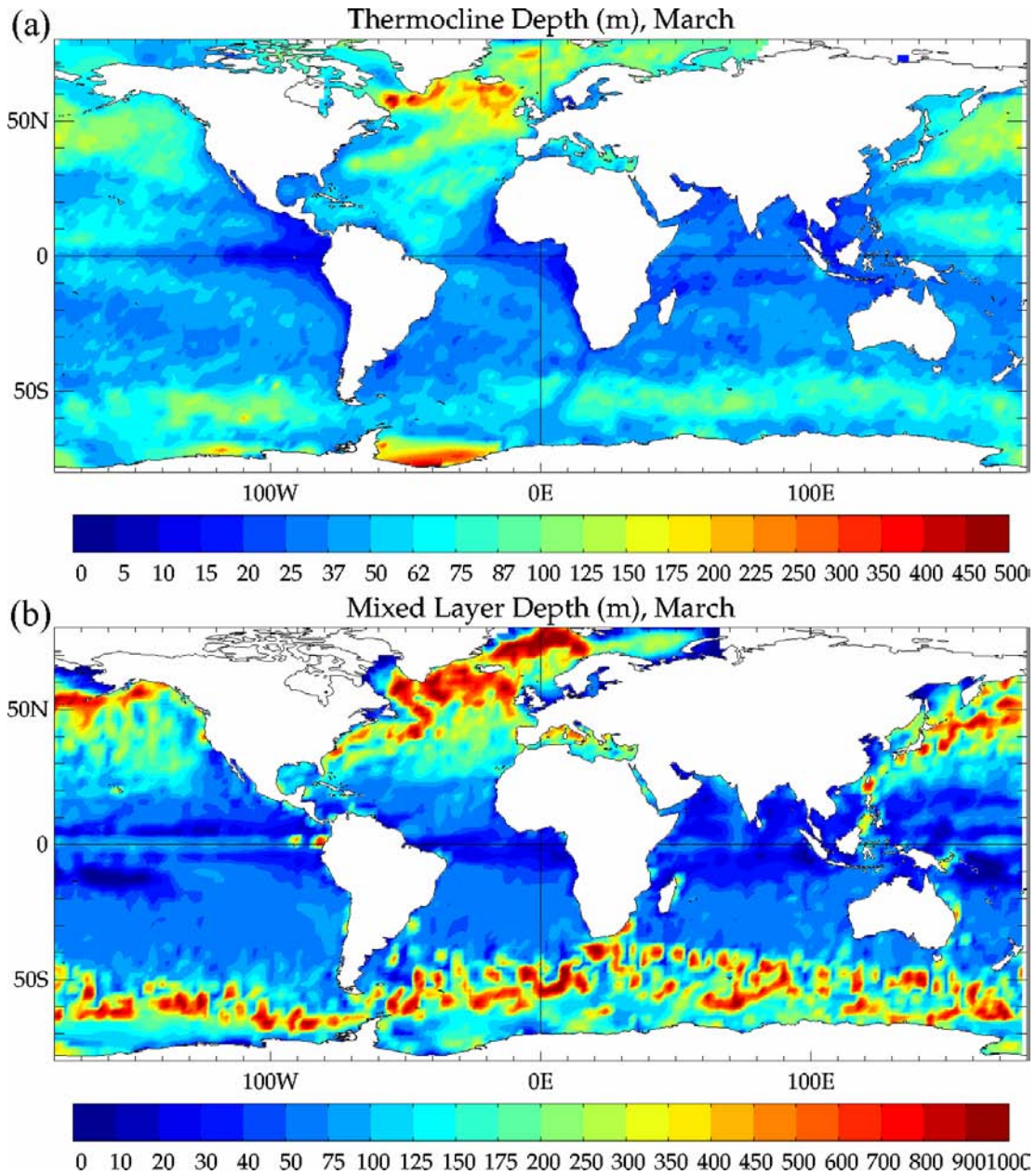


Figure 3. March averages of (a) the “T02” thermocline depth from De Boyer-Montégut et al. (2004) climatology and (b) the mixed layer depth from the simulation. The colour scale is twice larger in (b) than in (a) and is non-linear. In (b) the colour intervals range from 10 m for $10 < h < 50$, to 100 m for $500 < h < 1000$. In the subsequent plots (Figs. 3-6), the simulated MLD fields are smoothed with a $3^\circ \times 3^\circ$ filter to be consistent with the resolution of the observed fields.

September averages reveal a very different picture of the mixed layer horizontal distribution. The in situ depth (Fig. 4.a) exhibits almost constant values over the whole northern hemisphere (less than 40 m), apart from a patch in the Atlantic, to the South of Iceland (50 m). The simulated MLD (Fig. 4.b) is seemingly uniform, except in western boundary currents, possibly because of divergences in the geostrophic currents. In tropical regions, the observed MLD is enhanced below the ITCZs (up to 100 m), especially in the eastern Pacific and in the central Indian Ocean, due to the monsoon system. In the simulation, the mixed layer presents similar tropical structures, but the maxima are located closer to the coasts of Southern America and Eastern Africa. In the southern hemisphere, the MLD is enhanced over Trades winds regions, in the eastern part of the Pacific and Atlantic oceans (reaching 150 and 125 m, respectively). The subtropical maxima lie within the subtropical gyres in the observations, while they are situated closer to the continents in the simulation. At

subpolar latitudes, the deep mixed layer associated to the AACC exhibits a much greater extension than in summer. In the observations, two zonally stretched areas present depths higher than 300 m, from 150°W to Cape Horn and from 70°E to the South of Australia. The simulation depicts a wider and more elongated structure, covering all longitudes, with values as high as 500 m locally.

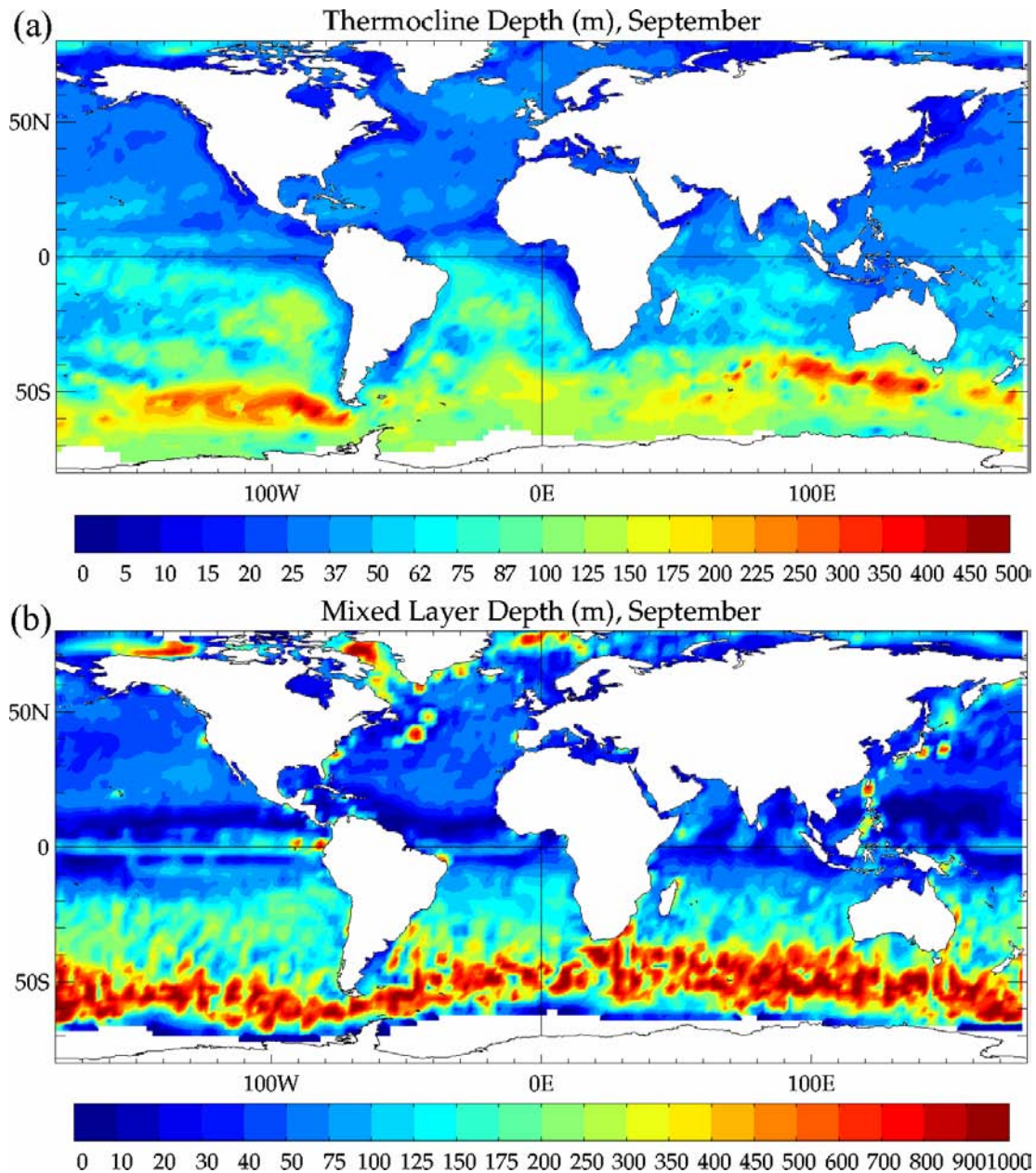


Figure 4. September averages of (a) the “T02” thermocline depth from De Boyer-Montégut et al. (2004) climatology and (b) the mixed layer depth from the simulation. The colour scales are the same as in Fig. 3.

3.2 Seasonal variability

The simulated MLD variability is compared to the in situ climatology, in terms of standard deviation of the monthly fields. These two estimates should not be compared quantitatively, as each depth is based on a different definition of the mixed layer. Therefore, in the simulation the maximum variance is greater by a factor four with respect to the climatology (Fig. 5). The observed variability reaches 150 m in the Weddell Sea, while the simulated variability reaches almost 500 m in the Labrador Sea and 400 m in the subpolar North Pacific. In the climatology, the maximum variability in the North Pacific (about 50 m) is half lower than in the North Atlantic (reaching 100

m). The simulated field also exhibits local maxima in these areas, associated to deep water formation during winter, but the values are similar in both oceans. Therefore, the maximum in the North Pacific seems overestimated, due to the very high depths obtained in March (see Fig. 3.b). Other maxima are found in the northern parts of the Gulf Stream and the Kuroshio, while the observations show wider maxima which extend slightly farther South. As stated previously, this discrepancy is probably caused by strong divergences in the geostrophic velocities.

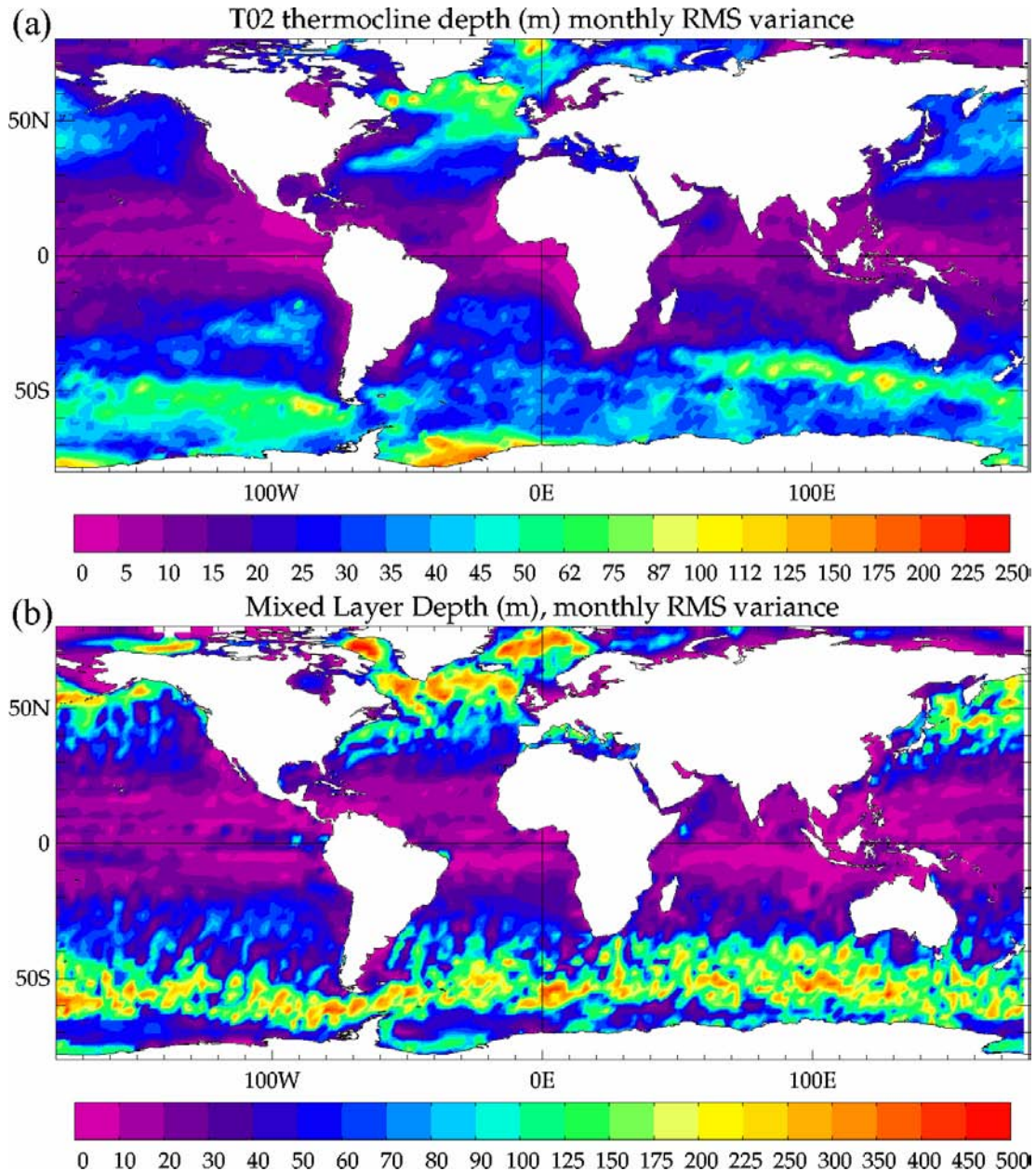


Figure 5. Standard deviation of the monthly fields of (a) the “T02” thermocline depth from De Boyer-Montégut et al. (2004) climatology and (b) the mixed layer depth from the simulation. The colour scale is twice larger in (b) than in (a). The scales are non-linear: in (b) the colour intervals range from 10 m for $10 < h < 100$, to 50 m for $250 < h < 500$.

MLD exhibits its lowest variability in tropical regions, particularly in the eastern basins, due to quasi permanent winds and heat forcing, as well as weak surface currents. In these areas, both the observation and the simulation present very low standard deviations, of order 10 m and 20 m, respectively. In the simulation, the low values spread from the equator to 30° in each hemisphere, whereas in the observations they are confined between 15°S and 15°N . At southern subpolar latitudes, the mixed layer is much more variable, due to winter deepening. The observed variability

reaches 100 m in the AACC, upstream from Cape Horn (around 90°W) and to the South-West of Australia (between 80°E and 130°E). The simulation also exhibits increased variability in these areas (about 300 m), but the maximum values are found at the longitudes of the Atlantic and eastern Indian Ocean (between 30°W and 110°E). The variance maximum lies within the core of the AACC in the simulation (along 60°S), while it is located at the subpolar front stream in the observations (around 55°S in the eastern Pacific and 50°S in the Indian Ocean). This model deficiency is related to an overestimation of the deepening under extreme surface cooling, in presence of strong currents and low thermal stratification. Nonetheless, as in situ measurements are extremely sparse at high southern latitudes, the climatology is less reliable in this region.

The phase of the seasonal evolution of the MLD is validated through its time correlation with in situ estimates. The monthly correlation between the “T02” thermocline depth and the simulated MLD (Fig. 6) is satisfying over most of the global ocean. The correlation values are typically higher than 0.8 and even greater than 0.9 at midlatitudes, particularly in the North Atlantic and North-East Pacific. Despite this overall agreement, the correlation is very low in tropical areas, essentially below ITCZs (around 5°S and 10°N). This defect could imply that the model lacks some mixing mechanism which is particularly important at low latitudes. But it could also indicate that the surface heat flux is not consistent with the SST evolution. Indeed, the ECMWF model, like many weather prediction systems, does not simulate correctly the cloud cover and the evaporation in convective regions, resulting in large errors in the solar and latent heat fluxes. Moreover, the correlation between the observed depths of T02 thermocline and R003 pycnocline (based on $\rho(10m) - \rho(h) = 0.03 \text{ kg.m}^{-3}$) are close to zero in many tropical areas (not shown). Therefore, the low correlations could also be associated to hydrological contexts where the thermocline is not representative of the effective mixed layer boundary (in cases of “salt barrier” or “compensated layer”).

The correlation is rather low in the Gulf Stream and Kuroshio, because the model is not adapted to intense geostrophic currents and strong divergence. At subpolar latitudes, the correlation is generally negative in regions covered with sea ice during part of the year. In case of ice formation (SST lower than -1.8°C), the model MLD is kept to its previous value (corresponding to a fall maximum), until the surface becomes ice free (during spring). On the contrary, the in situ depth can be computed despite the presence of sea ice, using subsurface measurements. SST generally becomes lower than temperature at depth, leading to the formation of a thin winter thermocline. Thus the model MLD is kept to a maximum in winter, while the in situ depth reaches a minimum, which explains the negative correlations obtained in polar regions.

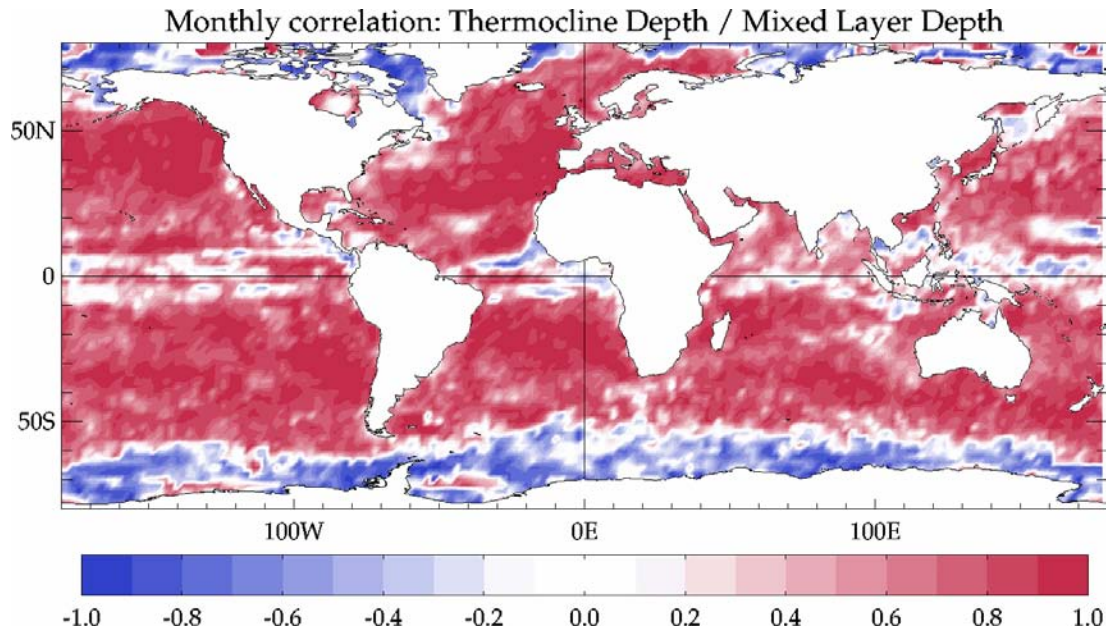


Figure 6. Monthly correlation between the “T02” thermocline depth from De Boyer-Montégut et al. (2004) climatology and the mixed layer depth from the simulation.

3.3 Mixed layer stability

The stability of our MLD inversion algorithm is assessed from the annual drift, computed as the difference between the end and beginning of the climatological simulation (December 31st minus January 1st). The December-January period corresponds to a rather slow deepening at northern midlatitudes and a sustained shallow mixed layer at southern midlatitudes. Thus, this drift estimate shall be relatively insensitive to chosen date. The annual drift of MLD (Fig. 7) is generally lower than $\pm 10 \text{ m}\cdot\text{year}^{-1}$, proving that its seasonal evolution is self-consistent over most of the global domain.

In the inter-tropical band, the mixed layer deepens by about $-10 \text{ m}\cdot\text{year}^{-1}$ in some small areas. The surface fluxes from the meteorological model are less accurate over the ITCZs (see [Sect. 3.2](#)) and the thin mixed layer is more sensitive to the fluxes errors. Moreover, the presence of salt barrier layers can alter the link between the observed SST and the simulated MLD. Thus haline stratification would result in a lower MLD than in regions where the stratification is controlled by temperature alone.

At midlatitudes, the MLD drift appears quite noisy, but no clear tendency appears at large scale, thus the simulated depth is fairly stable. Nonetheless, large scale tendencies are obtained in the eastern Pacific, with values reaching $-5 \text{ m}\cdot\text{year}^{-1}$ around 40°N and $+5 \text{ m}\cdot\text{year}^{-1}$ around 30°S . In these areas, the model is not able to find an exact balance between entrainment and detrainment, possibly because of inconsistencies within the atmospheric forcing.

At subpolar latitudes, the MLD drift reaches considerably higher values, as high as $\pm 100 \text{ m}\cdot\text{year}^{-1}$ locally. In the central Labrador Sea, the mixed layer deepens by about $+100 \text{ m}$, while in the Arctic Ocean the MLD decreases by approximately the same amount. Such regions are characterized by very intense convection during winter, so the drift estimate is more sensitive to the reference date than elsewhere. In the Antarctic Ocean, the drift values exhibit the same order of magnitude, but its distribution is burdened with small features all along the AACC. The large scale tendency indicates a deepening of the mixed layer, pointing to model inadequacy to the local physics. This drift could also mean that the stratification from the temperature climatology (WOA 2001) is not consistent with the surface forcing fluxes (ERA40), which is likely as in situ data are extremely rare at high southern latitudes.

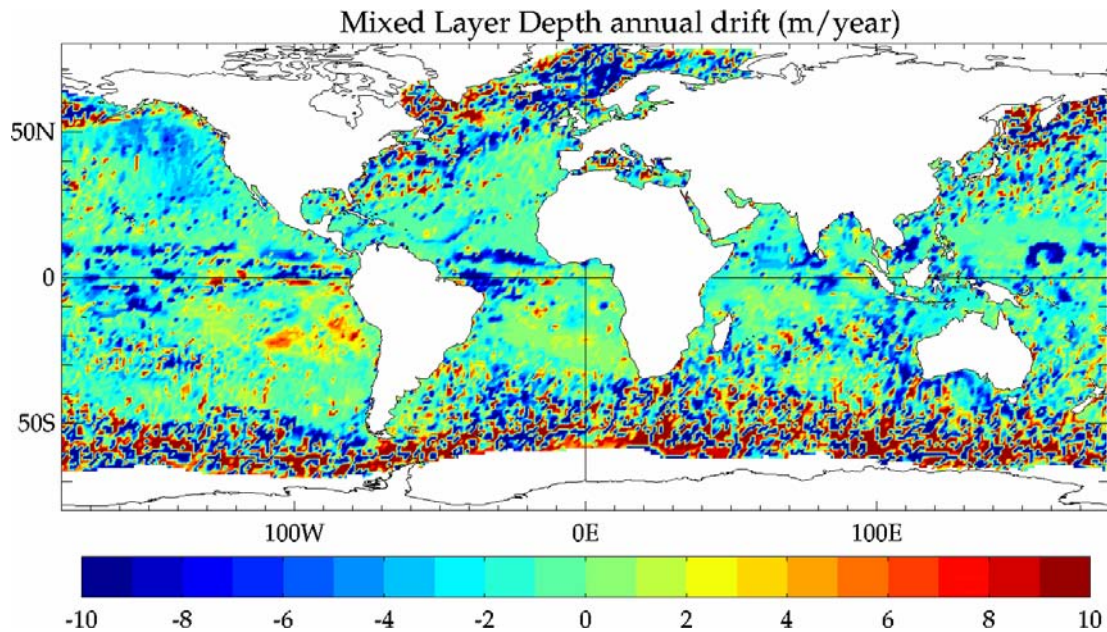


Figure 7. Annual drift of the mixed layer depth (in m/year) from the simulation, computed as the difference between the final and initial fields: $drift = h(\text{Dec. 31}) - h(\text{Jan. 1})$.

3.4 Inversion performance

As the MLD inversion is based on the fit to observed SST, its performance can be evaluated through the temperature error, defined as the difference between the simulated temperature and the SST input. The annual mean error (Fig. 8) is low over most of the global ocean ($<0.5^\circ\text{C}$), thus the model temperature stays generally close to the observations. Indeed, the algorithm converges with a daily error lower than 0.01°C in more than 50% of the cases.

Despite this good overall performance, small errors can cumulate all year long and lead to a significant drift. The simulated temperature exhibits a clear negative bias over several regions. At inter-tropical latitudes, the mean error reaches -2°C over thin bands along the northern ITCZs in the eastern Pacific, western Atlantic and Indian Ocean, and even exceeds -3°C over a broader area in the tropical north-western Pacific. The negative temperature bias indicates that the downward entrainment overcompensates for the surface heat input.

At midlatitudes, errors are larger (up to -5°C), within the WBCs and their extensions, as expected from the MLD drift (Fig. 7). In these areas, advection is as important as the air-sea flux, so this defect could arise from inconsistencies between the air-sea heat flux (from the ECMWF meteorological model) and the geostrophic currents (from the SSALTO-DUACS altimeter data). As the errors are systematically negative, the vertical adjustment of the simulated mixed layer is not sufficient to ensure thermal equilibrium. Adding a horizontal mixing mechanism in the model would help maintaining the SST fit during the winter cooling, without deepening the layer to very large depths.

Temperature errors are also highly negative (from -1 to -5°C) along the AACC, where intense advection could lead to overestimating the mixed layer cooling. Alternatively, as the thermal stratification is weak in this region, a slight underestimation of the vertical temperature gradient can lead to very deep entrainment during winter. Finally, the errors indicate a slightly positive annual tendency (around $+2^\circ\text{C}$) along the limit of sea ice in both hemispheres, because the model overestimates the warming due to poleward heat advection.

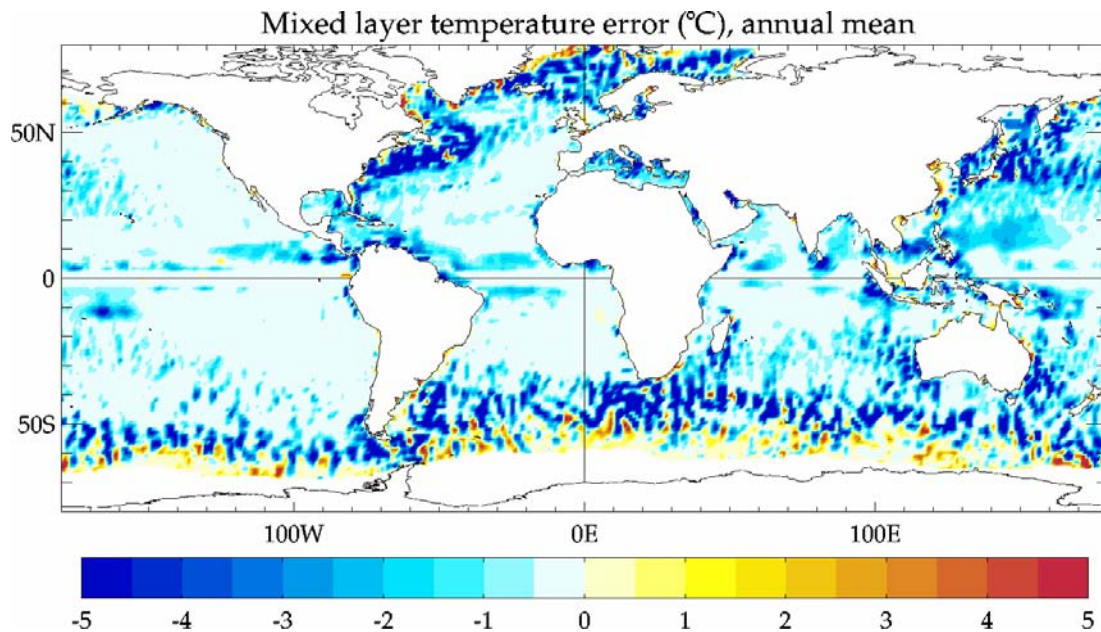


Figure 8. Annual mean of the mixed layer temperature error (in °C) from the simulation, computed as the difference between the simulated temperature and the observed SST: $error(t) = T(t) - SST(t)$.

4 Climatological salinity balance

The previous section shows the inversion algorithm succeeds in reproducing the MLD variability and the SST seasonal evolution over most of the global domain. Moreover, the simulated heat budget has been analysed in several sub-domains, including the North-East Atlantic (Michel et al., 2006, submitted), the whole North Pacific (by comparison with Alexander et al., 2000) and the Kuroshio extension region (by comparison with Qiu and Kelly, 1993). In these three regions, the heat budget from the model lies within the range of estimates from previous studies. Thus, the model can be used to infer the salinity balance and to assess the SSS variability. Nonetheless, this analysis must be restricted to areas where MLD and SST are simulated accurately. Such areas can be defined from three simple criteria:

- the simulated MLD is highly correlated to observations (monthly correlation higher than 0.8),
- the MLD exhibits a weak annual drift (order of magnitude of 10 m),
- the SST error is reasonably low (annual mean lesser than 1.0°C).

As seen previously (Figs. 6, 7 and 8), the areas which do not satisfy all these criteria are located South of 50°S and North of 60°N, as well as in the strongest WBCs and some small areas in the inter-tropical band. Therefore, the salinity budget and variability will not be discussed over these areas.

4.1 Processes tendency

The salinity balance computed from Eq. (2), as well as the temperature balance, is composed of six terms:

- The first term on the RHS of Eq. (2) stands for the impact of freshwater fluxes ($E-P-R$) from atmosphere to ocean (precipitations), from ocean to atmosphere (evaporation) and from continents into ocean (river runoffs).
- The second and third terms, standing for horizontal advection, consist in the effects of Ekman transport (U_E) and geostrophic currents (u_g).
- The fourth and fifth term, standing for vertical entrainment, represent Ekman vertical advection (named “Ekman pumping”) and vertical mixing across the mixed layer base (named “diapycnal

mixing”).

- The last term parameterizes horizontal processes at sub-grid scales (named “lateral diffusion”).

The salinity balance in the mixed layer is first examined through the annual mean of each of these six terms, indicating qualitatively whether a given process tends to freshen or salinize the mixed layer during the seasonal cycle.

Both horizontal advection terms (Fig. 9.a,b) display high values over inter-tropical regions, along the WBCs and within the AACC. In the tropical Pacific and Atlantic, as the SSS minimum is located below the northern ITCZ (around 5°N), the Ekman divergence tends to increase salinity North of equator and decrease it South of equator. On the contrary, geostrophic westward jets decrease salinity along 2°N and increase it along 2°S. These effects are more obvious East of both basins, where SSS is particularly low. Around the Indonesian archipelago, surface water is freshened by heavy precipitations and runoffs. Thus, eastward geostrophic currents decrease salinity in the western part of equatorial Pacific and increase it in the eastern part of Indian Ocean.

At tropical latitudes, the Ekman transport associated to Westerlies is directed poleward and freshens the high salinity waters from subtropical gyres. Geostrophic currents are strong within the WBCs, which advect fresher waters from the ITCZs and from large river mouths. In subtropical northern areas, winds blow mainly eastward, thus Ekman transport is equatorward and decreases salinity by advecting fresher water from subpolar regions. This is particularly apparent within the Gulf Stream and Kuroshio, as they are associated with strong salinity gradients. The geostrophic transport of these currents exhibits an ambivalent effect. At large-scale, salinity decreases due to advection of fresher water by the mean flow, while some small areas exhibit a strong salinisation, due to permanent northward meanders. Similarly, in the AACC, alternate northward/southward meanders generate a series of positive/negative features, with a typical wave length around 6-7° in longitude. Ekman transport has a negative impact on salinity all along the AACC, as it advects fresh water northward from the ice sheet boundary. As for geostrophic currents, the effect of Ekman transport is particularly strong downstream of Good Hope Cape, where the meridional salinity gradient is highest due to eastward entrainment of South Atlantic surface water.

In the vertical entrainment terms (Fig. 9.c,d), the two contributions are not equivalent, in contrast with horizontal advection. Ekman pumping is significant only in inter-tropical areas, where it is generally positive due to equatorial upwelling which mixes the surface waters (freshened by rain or runoffs) with deep salty water. A few exceptions are found where upwelling occurs below saltier surface water, due to the presence of a density-compensated layer (as in the Indian Ocean, around 5°N-60°E), or where downwelling freshens the mixed layer (as in the north-eastern equatorial Pacific and Atlantic). At higher latitudes, coastal upwelling marginally affects salinity, but this effect is hampered by the coarse resolution of the model.

Diapycnal mixing appears to be much more important at most latitudes. In tropical areas, it induces a strong salinisation, with peak values at the location of the strongest vertical salinity gradient, i.e. close to the major rivers mouths. At subtropical latitudes, the maximum salinity waters at the centre of subtropical gyres mix with fresher waters at depth, thus the contribution is negative. Conversely, the contribution is highly positive along the northern edges of Gulf Stream and Kuroshio, where the vertical salinity gradient is particularly. In a similar fashion, the southern edge of AACC limits the fresh water penetration from the Antarctic Ocean, thus diapycnal mixing exhibit a highly positive effect. In the subpolar North Atlantic, this process reaches its highest values due to deep winter convection, particularly in the Labrador Sea and West Greenland Sea.

The spatial pattern of net freshwater flux is well-known, but its impact on the mixed layer salinity is modulated by MLD and by salinity itself, as seen in Eq. (2). Thus the distribution of the surface flux impact on salinity (Fig. 9.e) is slightly different from the *E-P*. The contribution from river runoffs *R* is not clearly visible on a global map, as this flux is concentrated at a few points against the coastal boundaries. Nonetheless, its impact can be important over large areas, through advection of fresh water and diffusion across the strong horizontal gradients associated with river mouths. The largest

impact of air-sea flux consists in an intense freshening over the ITCZs. These areas are limited poleward by high evaporation-dominated regions within the subtropical gyres. High positive impacts are also found in semi-enclosed areas, such as the Mediterranean Sea, Red Sea and Gulf of Oman. At subtropical latitudes, the freshwater flux impact is weaker, because E and P fluxes are lower and MLD is larger, thus smaller surface anomalies are mixed within a thicker water column. A significant contribution is obtained along Storm Tracks in the North Pacific and Atlantic, due to strong precipitations, with an impact lower than in inter-tropical areas by one order of magnitude. Similarly, moderate rain over the Southern Ocean gives rise to a slight desalinisation along the AACC, but only at its northern edge, as MLD is rather deep within the current core.

Finally, lateral diffusion (Fig. 9.f) is negligible over most open oceans, but it can equal other processes in the vicinity of the strongest SSS horizontal gradients. Therefore diffusion exhibits a considerable negative effect around large rivers outputs, in particular those of the Amazon and Rio de la Plata. As explained above, the Gulf Stream is characterized by a strong southward salinity gradient, thus the contribution of diffusion is positive (resp. negative) North (resp. South) of the current. In the subpolar North Atlantic, diffusion freshens the interior of the Nordic Seas and increases salinity close to ice sheet boundaries.

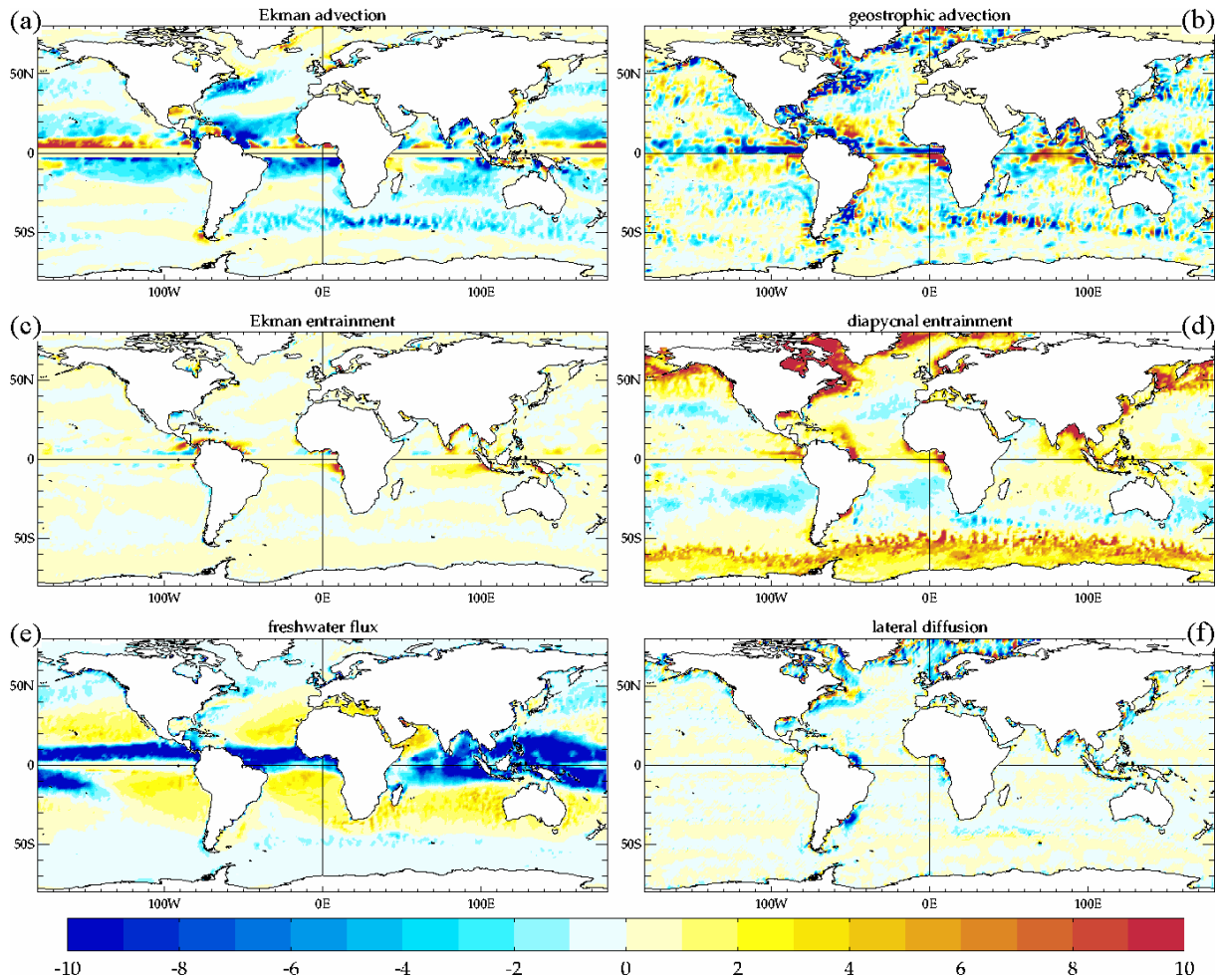


Figure 9. Annual mean of the salinity balance terms (in $10^{-3} \text{ psu.day}^{-1}$) from the simulation. (a) Ekman advection, (b) geostrophic advection, (c) Ekman entrainment, (d) diapycnal entrainment, (e) surface freshwater flux, (f) lateral diffusion. The colour scale is linear, with blue levels indicating an annual freshening ($\partial_t S < 0$) and red levels indicating an annual salinisation ($\partial_t S > 0$).

4.2 Processes variability

To further understand the role of the various processes in the SSS evolution, we examine their annual variability, computed as the standard deviation of daily anomalies. For processes which sign reverses during the seasonal cycle, the impact is better quantified from standard deviation than from annual mean. This variability analysis reveals the dominant processes in each part of the global ocean, and subsequently the most important forcing data and the most critical parameterisations.

The standard deviation of each term in the salinity balance (Fig. 10) is generally lower than 20×10^{-3} psu.day^{-1} (equivalent to ~ 7 psu.year^{-1}). Only a few limited areas exhibit a higher variability, essentially over the inter-tropical band, along the WBCs, in the northern subpolar regions and within the AACC. We describe each of these four types of area successively, in order to determine the dominant processes. At inter-tropical latitudes, the precipitations impact is very strong (as shown in Fig. 9.e), as well as the contribution of horizontal advection. Ekman transport is particularly important in the western Atlantic (due to Trade winds blowing over the Amazon plume) and eastern Indian Ocean (due to Monsoon winds and strong salinity gradients in the Bay of Bengal). Geostrophic advection plays a fundamental role close to the equator, mainly in the western parts of the Pacific and Atlantic, where intense westward jets flow from freshened areas. Vertical entrainment plays a secondary role at low latitudes, as the diapycnal mixing impact is generally lower than 5×10^{-3} psu.day^{-1} , except within major rivers plumes. Ekman pumping reaches 10×10^{-3} psu.day^{-1} only in the vicinity of large rivers where the wind blows parallel to the continents. The contribution of horizontal diffusion does not exceed 5×10^{-3} psu.day^{-1} , even inside the main river plumes.

Within the WBCs, the main contributor to salinity variations appears to be geostrophic transport. These currents advect either freshened waters from river plumes and ITCZs, as in the case of the North Brazil Current, or salty waters from tropical latitudes, as the Brazil-Malvinas Confluence and the Gulf Stream, where the variability exceeds 20×10^{-3} psu.day^{-1} . This is also the case for the Kuroshio, but to a lesser degree (around 5×10^{-3} psu.day^{-1}) because the meridional salinity gradient is lower in the Pacific. The Ekman transport contribution is important over the Amazon plume (more than 10×10^{-3} psu.day^{-1}) and along the Gulf Stream (up to 6×10^{-3} psu.day^{-1}), because the dominant winds blow parallel to the strong haline fronts induced by geostrophic currents. This is less obvious within the Kuroshio (less than 2×10^{-3} psu.day^{-1}), because the associated haline front is weaker. The impact of diapycnal mixing is important (exceeding 10×10^{-3} psu.day^{-1}) poleward of these haline fronts, where relatively fresh water lie above salty water. The air-sea flux impact is significant along the cores of the Gulf Stream and Kuroshio (around 5×10^{-3} psu.day^{-1}), as these currents transport warm surface waters which enhance precipitations along their paths.

In northern subpolar areas, salinity variability is quasi-exclusively controlled by diapycnal entrainment (exceeding 20×10^{-3} psu.day^{-1}), particularly in the Labrador Sea, West Greenland Sea and North Pacific. This process is important all year long, because of the stratification induced by ice melting during spring and summer, then the convection due to intense surface cooling in fall and winter. Geostrophic advection plays a secondary role in these regions, where coastal currents transport freshened water from ice-covered areas. Ekman advection is large only in the Denmark Strait (up to 10×10^{-3} psu.day^{-1}), where westward wind induces a northward transport across the salinity front, counteracting the effect of geostrophic current. The impact of lateral diffusion appears significant along the sea ice boundaries, particularly in the northern Labrador Sea and Arctic Ocean (reaching 4×10^{-3} psu.day^{-1} locally).

At southern subpolar latitudes, salinity variability is governed either by horizontal advection or by vertical entrainment. Along the AACC northern edge, geostrophic advection plays a dominant role (approximately 10×10^{-3} psu.day^{-1}) by transporting waters across the strong zonal front located around 45°S , through its large North-South meanders (apparent in Fig. 9.b). Ekman advection plays a much smaller role in this area (less than 2×10^{-3} psu.day^{-1}), due to weak equatorward transport across the front. Along the AACC southern edge, salinity variations are mainly attributed to

diapycnal mixing. The related mechanism is similar to the stratification/convection cycle in the North Atlantic, but on a much larger spatial scale and with a lower intensity (between 10 and $20 \times 10^3 \text{ psu.day}^{-1}$).

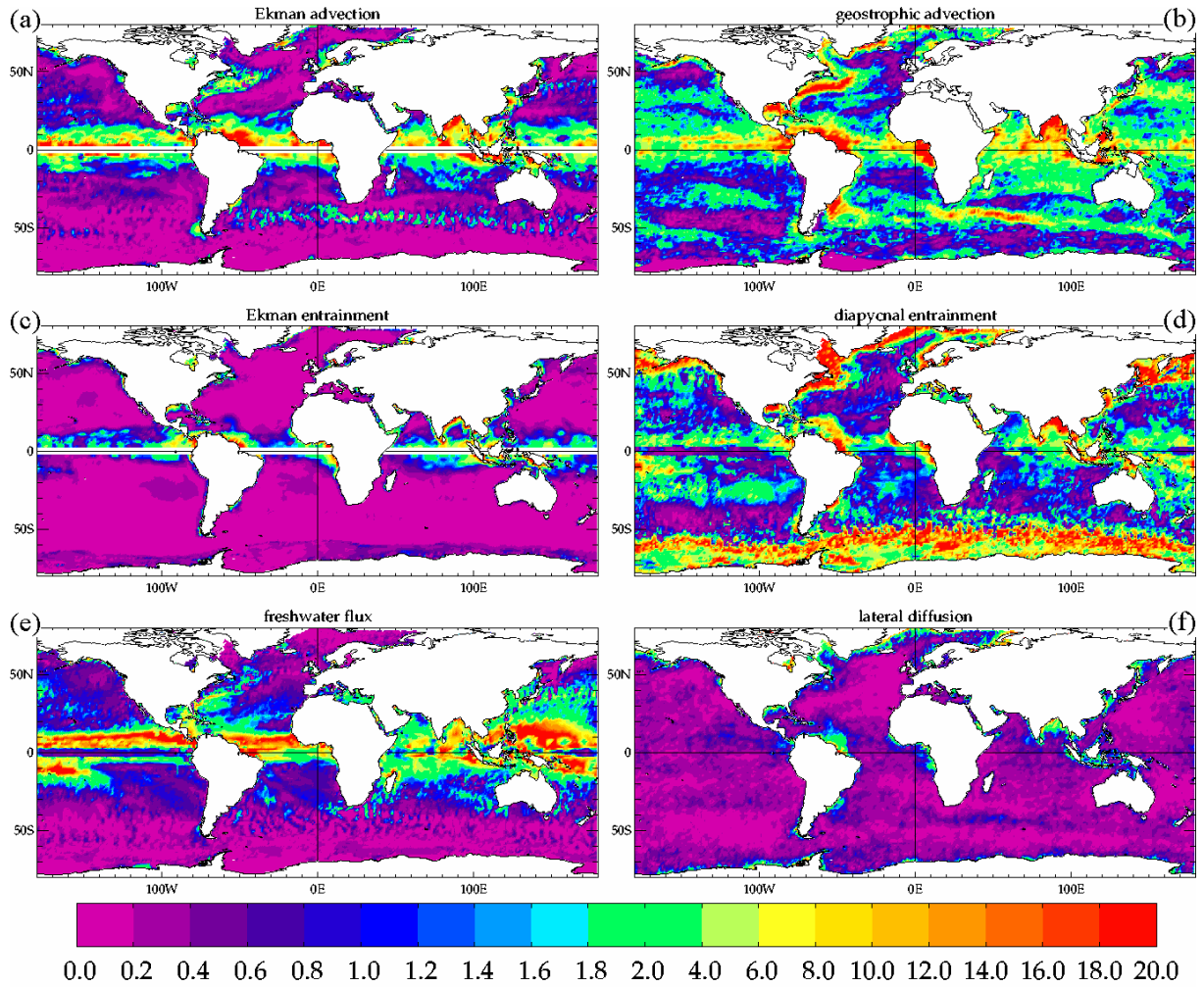


Figure 10. Annual RMS of the daily values of the salinity balance terms (in $10^{-3} \text{ psu.day}^{-1}$) from the simulation. (a) Ekman advection, (b) geostrophic advection, (c) Ekman entrainment, (d) diapycnal entrainment, (e) surface freshwater flux, (f) lateral diffusion.

4.3 Processes contribution to the global budget

The salinity balance is described more synthetically by determining the dominant process at each point of the domain. This is achieved by computing the annual mean amplitude a_i of each term (for $i = 1, \dots, 6$), then by dividing each mean by their sum b , to obtain the contribution c_i :

$$\begin{aligned}
 a_i(x, y) &= \overline{|\partial_t S_i(x, y, t)|} \\
 b(x, y) &= \sum_{j=1}^{j=6} a_j(x, y) \\
 c_i(x, y) &= \frac{a_i(x, y)}{b(x, y)}
 \end{aligned} \tag{5}$$

The dominant process is the term i corresponding to the highest contribution. The map of dominant processes is useful to summarize the salinity balance, but is not relevant in areas where two or more processes have similar contributions. However, it highlights the conclusions from previous sections (Sects. 4.1 and 4.2) and provides additional information on areas where every terms exhibit low intensity.

The distribution of the dominant process (Fig. 11) confirms that salinity variations are primarily controlled by the freshwater fluxes in the tropical northern Atlantic, the tropical northern and southwestern Pacific (where precipitations dominate due to ITCZs) and in the central parts of the subtropical gyres (where evaporation dominates). Ekman transport dominates essentially over the Trade wind areas. Geostrophic advection dominates along almost all the equatorial band, over the northern part of the subtropical gyres, most of the subpolar gyres, in the WBCs and along the AACC northern part. Diapycnal entrainment plays the main role at some gyre boundaries, over areas of deep water formation in the North Atlantic and Pacific, as well as all along the AACC southern part. Lateral diffusion is the dominant process in a few narrow areas, for instance in the plume of Rio de la Plata and over parts of the North-West European Shelf.

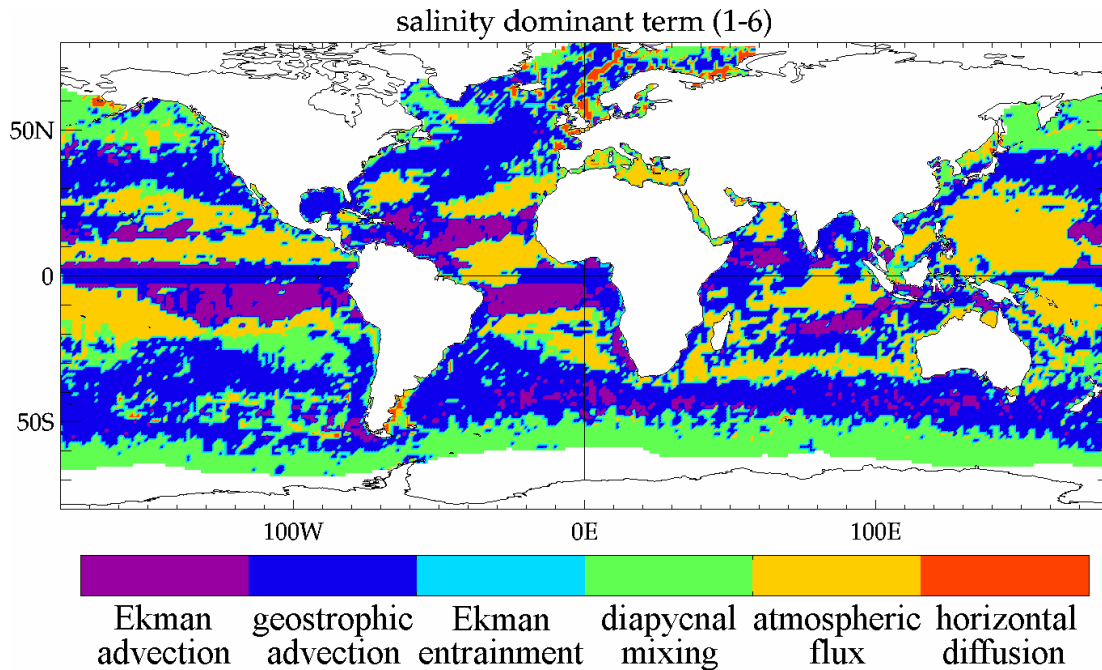


Figure 11. Dominant term of the mixed layer salinity balance from the simulation. Areas temporarily covered with sea-ice are excluded, as their mean amplitudes are not representative of the annual balance. (See the text for the computation details.)

The globally averaged contributions are indicated in Table 2, in terms of annual mean value (corresponding to Fig. 9), annual mean amplitude (similar to the standard deviations in Fig. 10) and relative amplitude (leading to the major term distribution displayed in Fig. 11). The salinity balance is expected to be more reliable over the ice-free ocean, where the forcing data are more accurate and the simulated MLD is more consistent with observations (Sect. 3.3). Therefore, all the global averages are computed over the domain which is never covered with sea-ice during any day of the climatological year (85% of the ocean points). For readability reasons, the salinity variation unit, 10^{-3} psu.day⁻¹, is omitted in the following paragraph.

The global mean values (1st column in Table 2) reveal that the freshwater flux implies a net freshening of the upper ocean (-1.9). Indeed, precipitations slightly dominate evaporation in the ECMWF model (the globally averaged $E-P$ is equal to -0.1 mm.day⁻¹) and the runoffs add a substantial negative contribution to the freshwater budget (equivalent to a flux of -0.3 mm.day⁻¹). Moreover, precipitations produce shallow mixed layers, while evaporation induces thicker mixed layers, thus the impact of P on SSS is generally stronger than the impact of E . In contrast, vertical entrainment exhibits a highly positive contribution (+1.8), because it always tends to increase the mixed layer salinity. Its effect is mainly due to diapycnal mixing (+1.5), which is generally much stronger and more wide-spread than Ekman pumping (+0.3). The mean effect of advective terms is significantly lower (-0.9). The geostrophic contribution is weak (-0.2), indicating that currents have

no preferred direction across the SSS fronts, while the Ekman contribution is clearly negative (-0.7). At low latitudes, wind-induced transport is often directed poleward, so it brings freshened waters (due to rain or runoffs) from inter-tropical band to subtropical areas. Conversely, at high latitudes, Ekman transport is generally directed equatorward, bringing ice-melt water toward subpolar regions. The diffusive contribution is almost zero, because this process mixes waters equally in both down-gradient and counter-gradient directions.

In summary, the global salinity balance is governed by an opposition between vertical entrainment, which systematically increases salinity, and the combination of surface flux and horizontal advection, which overall tend to decrease salinity. The total tendency indicates a net freshening by -1.05×10^{-3} psu.day⁻¹, equivalent to an annual variation of -0.38 psu.year⁻¹. Note that this tendency is reversed if ice-covered areas are included (because of the salinisation due to vertical entrainment). Therefore, the global SSS tendency is very sensitive to the simulation of the mixed layer in polar regions. In terms of salt fluxes ($F_S = \rho_0/\rho_f h \partial_t S$, ρ_0 being the seawater density and ρ_f the freshwater density), the global budget is slightly positive over the ice-free domain. Thus the simulated salinity tends to decrease inside shallow mixed layers and increase inside thick mixed layer. The global salt balance (not shown) reveals that this salt injection into the upper ocean is essentially due to diapycnal mixing.

Table 2. Globally averaged contribution of each term of the salinity balance, in terms of mean value, mean amplitude (in 10^{-3} psu.day⁻¹) and local contribution (in %). Subtotals are also indicated for the advection and entrainment terms. The averages are computed over the “ice-free” domain, excluding the points where sea-ice is found on any day during the year. The mean local contribution is obtained by averaging the relative contribution c_i , defined in Eq. (5), over the global domain ($1/(n_x n_y) \sum_x \sum_y c_i(x,y)$, $i=1, \dots, 6$). Thus, it differs from the global mean contribution ($\sum_x \sum_y a_i(x,y) / \sum_x \sum_y b(x,y)$), which can be computed from the annual amplitudes.

Salinity balance term	Annual mean (10^{-3} psu/day)	Annual amplitude (10^{-3} psu/day)	Local contribution (%)
Ekman advection (Ae)	-0.72	2.12	13.1
Geostrophic advection (Ag)	-0.23	4.08	32.5
Total advection (A=Ae+Ag)	-0.95	3.73	45.5
Ekman pumping (Be)	+0.33	0.59	2.5
Diapycnal mixing (Bd)	+1.48	2.15	21.7
Total entrainment (B=Be+Bd)	+1.82	2.45	24.2
Air-sea flux (C)	-1.89	3.31	22.2
Lateral diffusion (D)	-0.028	0.88	8.0
Total tendency (T=A+B+C+D)	-1.05	8.05	57.9
Total amplitude (S= A + B + C + D)	/	13.13	100.0

In terms of annual amplitude (mean absolute value of each process, 2nd column in Table 2), diapycnal mixing is only the third contributor to the global variations (2.2). Geostrophic advection (4.1) exhibits the most important contribution, while the contribution of Ekman transport is approximately half lower (2.2). The total advection amplitude (3.7) is smaller than its geostrophic component, which implies that Ekman transport is generally opposed to the effect of geostrophic currents. The surface flux contribution (3.3) is slightly weaker than total advection. Ekman pumping is affected with the smallest impact (0.6), even lower than lateral diffusion (0.9). Finally, the total salinity variations exhibit a global amplitude of 8×10^{-3} psu.day⁻¹. Note that this value corresponds to daily fluctuations, which are one order of magnitude lower than seasonal variations (analysed below, see Fig. 12). The sum of the mean amplitudes (13.1) is significantly higher than the mean of the total amplitude, confirming that compensations occur between some processes, as expected from the mean values of each term.

The local relative contributions (3rd column in Table 2) indicate the impact of each term on local salinity variations. In contrast with the previous diagnostics, this quantity is not computed from the global averages of the processes, but from the local contributions $c_i(x,y)$ defined by Eq. (5), integrated over the simulation duration. For example, in the case of diapycnal mixing, the contribution to the mean amplitude is $2.2/13.1 = 17\%$, but its average local contribution is 22%. This difference implies that this term is particularly important in areas with low salinity variations. Geostrophic advection also dominates the local salinity balance (33%), while the impact of Ekman advection is three times smaller (13%). However, Ekman terms are not computed in the equatorial band (3°S-3°N) (because of the divergence of the Coriolis parameter f), where their contributions are expected to be determinant. The local effect of surface flux is considerably less important (22%) than advection. The contribution of lateral diffusion is much weaker, though significant (8%) and the effect of Ekman pumping is generally negligible (3%). Thus horizontal advection also appears as the main process (46%) in the local salinity balance, clearly dominating vertical entrainment (24%) and surface flux.

5 Salinity variability

The total salinity variations arise from the combination of the six processes, described above in terms of annual tendency (Sect 4.1), seasonal variability (Sect. 4.2) and global contribution (Sect. 4.3). The salinity variability our mixed layer model should be validated against in situ estimates characterized by the same time and space scales (1 day and approximately 100 km, respectively). As no global salinity observations are available with such a high time sampling, we use the World Ocean Atlas 2001 (hereafter, WOA01) monthly climatology. This climatology is used in the simulation (see Appendix A) to initialize the salinity and to compute its vertical gradient, thus it can not be considered as a strictly independent dataset. However, the comparison between these observations and the simulation highlights the spatial and temporal variations added by the model, as the climatology only provides the large-scale and slow background of the salinity.

5.1 Seasonal variability

The salinity variability from the simulation is compared to the SSS variability from WOA01 in terms of monthly standard deviation, computed as follows:

$$\sigma_m(x, y) = \left\{ \frac{1}{12} \sum_{m=1}^{m=12} [S(x, y, m) - \bar{S}(x, y)]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

where $S(x, y, m)$ is the mean of salinity for a month m and $\bar{S}(x, y)$ is the annual mean salinity at a grid point (x, y) .

The SSS variability from the WOA01 climatology (Fig. 12.a) is concentrated in three types of areas: river plumes, salty water inputs and subpolar fronts. The variability maxima of each basin are associated with the major river outputs. The maximum σ_m range from 9.5 psu in the Amazon plume, 6.1 in the Gange plume, 1.4 psu in the Chimborazo and 0.7 psu in the Yang Tse Kiang, for the Atlantic, Indian, eastern and western Pacific basins, respectively. The salinity variability in these plumes is related to the runoffs intensity and to the freshwater spreading by oceanic currents. The second type of maxima is due to displacements of salty waters, generally originating from semi-enclosed seas, such as the Persic Gulf (1.7 psu) and the Red Sea (0.4 psu). The third type of maxima is associated with strong haline fronts in subpolar areas, due to advection of ice-melt waters. For instance, σ_m is particularly high at the output of the Labrador Sea (6.7 psu) in the Atlantic, Bering Sea (1.8 psu) in the northern Pacific and Ross Sea (0.9 psu) in the southern Pacific. Note that the variability appears also very high over the whole Arctic Ocean and in the Hudson Bay, but its quantification is uncertain because of frequent sea-ice coverage and lack of in situ data.

The simulation reproduces the location of these maxima (Fig. 12.b), which represent the first order of the salinity variability. This was expected from the mixed layer model, as such maxima are caused either by river runoffs or by strong haline fronts which are already depicted in the climatology. In the inter-tropical band, the variability is enhanced both in the climatology and the simulation. The simulated variability is considerably higher, because the simulation is forced with daily data. For instance, the climatological σ_m does not exceed 0.4 psu in the north-eastern tropical Pacific and 0.6 psu in the northern central Indian Ocean, where the simulated σ_m reaches 2.0 and 1.2 psu, respectively. The simulated variability is amplified closer to the equator. In the tropical Atlantic, the climatology exhibits high values ($\sigma_m > 0.2$) between 15°S and 20°N, while in the simulation they are restricted to 10°S-12°N. In the northern tropical Pacific, the climatology shows a broad high variability area in the eastern part (centred on 12°N-125°W), whereas in the simulation the variability is higher in the western part (from the Indonesian Archipelago to 165°E). Conversely, in the northern Indian Ocean, the climatological maximum is found in the western part (Arabic Sea), while its simulated counterpart lies in the eastern part (Bay of Bengal). Such shifts in longitude are likely to be caused by errors in the forcing fluxes from the ECMWF model, which are enhanced over ITCZs (see [Sect. 3.5](#)). The freshwater flux impacts directly the simulated SSS, while the net surface heat flux had an indirect effect through MLD. For instance, in the north-eastern tropical Pacific, precipitations are overestimated and MLD is too shallow, resulting in too strong a desalination over the rain-induced fresh pool.

At subtropical latitudes, variability maxima are found along the WBCs in the climatology as well as in the simulation. The simulated σ_m is much higher, with local maxima around 2.0 psu in the Gulf Stream and 1.5 psu in the Kuroshio, while in the climatology they do not exceed 0.4 and 0.2 psu, respectively. Such differences are reasonable, since the frequency of the geostrophic current data is a few days, while the climatology is monthly. Similarly, because of the small scales in the geostrophic forcing, the simulated salinity structures are finer (down to the model grid resolution, 1.125°) than in the climatological fields (constructed using an optimal interpolation with influence radii around 3°). Away from the WBCs, the observed variability is very small ($\sigma_m < 0.1$ psu), except at the centre of the subtropical gyres. The simulation exhibits a significant variability over most of the subtropical gyres ($\sigma_m \sim 0.1$ psu), due to daily fluctuations in the forcing fields, but the local maxima are properly located at the centres. A more detailed analysis reveals that the observed maxima in the Pacific gyres (0.3 and 0.2 psu in the northern and southern parts) are twice higher than in the Atlantic gyres (0.2 and 0.1 psu, respectively), a contrast which is reproduced in the simulation (0.6 and 0.4 psu in the Pacific, 0.3 and 0.2 in the Atlantic).

In subpolar regions, salinity variability is enhanced in the WBCs extensions. Thus, an area of high variability ($\sigma_m > 0.2$ psu) extends eastward within the North-Atlantic Drift, to 30°W in the climatology and 20°W in the simulation. An equivalent area is found in the Kuroshio extension region, extending at least to 160°W in the climatology and the simulation. But its eastern limit is

less obvious, as it merges with the region of freshened water from the Bering Sea. In the Norwegian Sea, the simulation exhibits some high variability features ($\sigma_m \sim 1.0$ psu), associated with fine scale geostrophic currents (see Fig. 10.b), which are not represented in the observations. At southern subpolar latitudes, the climatological variability is extremely low ($\sigma_m < 0.05$ psu) all along the AACC and relatively high along both edges, the subpolar front (up to 0.2 psu) and the extension limit of the Antarctic ice-sheet (up to 0.3 psu). The simulated variability is also enhanced along the subpolar front (up to 1.0 psu), especially at the longitudes of the western Indian Ocean, where the meridional salinity gradient is highest. But the AACC core is affected with a variance maximum, due to diapycnal mixing in the model (see Fig. 10.d). In this area, the model adjusts to the atmospheric forcing and the geostrophic currents through large MLD variations. A stable solution can not be found all the time, because the various forcing data are not consistent, resulting in an overestimation of MLD and SSS variability.

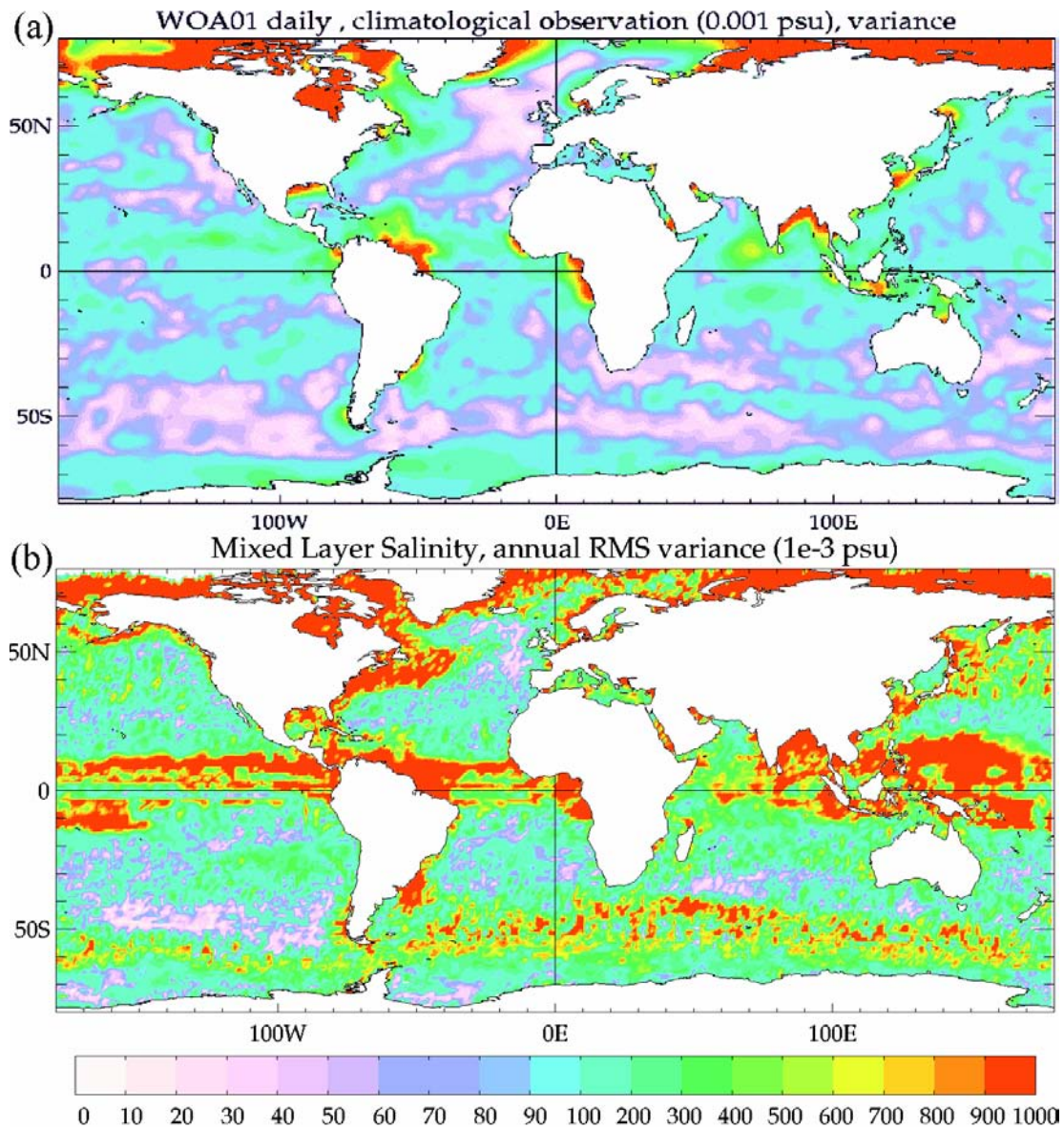


Figure 12. Monthly standard deviation of the surface salinity (in 10^{-3} psu), as defined in Eq. (6), from (a) the World Ocean Atlas 2001 monthly climatology and (b) the simulation. The colour scale is non-linear, with intervals of 10 for $0 < \sigma_m < 100$ and 100 for $100 < \sigma_m < 1000$.

5.2 Daily variability

The model enables to investigate the salinity variability at time scales smaller than in the climatology (from one day to one month). No in situ estimate is available to validate this high-frequency variability over the global domain, but it can be compared to the seasonal variability. The intensity of day-to-day fluctuations is represented by the standard deviation of daily increments:

$$\sigma_d(x, y) = \left\{ \frac{1}{365} \sum_{t=1}^{t=365} [S(x, y, t) - S(x, y, t-1)]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \approx \left\{ \overline{[\partial_t S(x, y, t)]^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

The typical values of the daily variability σ_d (Fig. 13) are one order of magnitude lower than those of the monthly variability σ_m (Fig. 12.b). It reaches 0.1 psu over the northern seas and the largest rivers plumes. In tropical oceans, the daily fluctuations magnitude is around 0.01 psu below ITCZs and it reaches 0.03 psu at some small locations, mainly in the Pacific. Thus the highest daily variations are not distributed like the seasonal variability. Moreover, σ_d is higher in the Gulf Stream and along the northern edge of the Kuroshio (up to 0.05 psu) than within equatorial jets, in contrast with σ_m . The daily variability is also enhanced along the AACCC core and within the southern subpolar front, downstream of the South African tip (up to 0.03 psu locally). Thus the variability reaches the same values as in the equatorial band at daily scales, whereas it is considerably lower at seasonal scale. Consequently, in inter-tropical areas, salinity variations are essentially characterised by the seasonal cycle, while in subtropical and subpolar currents they include a significant contribution of high frequencies.

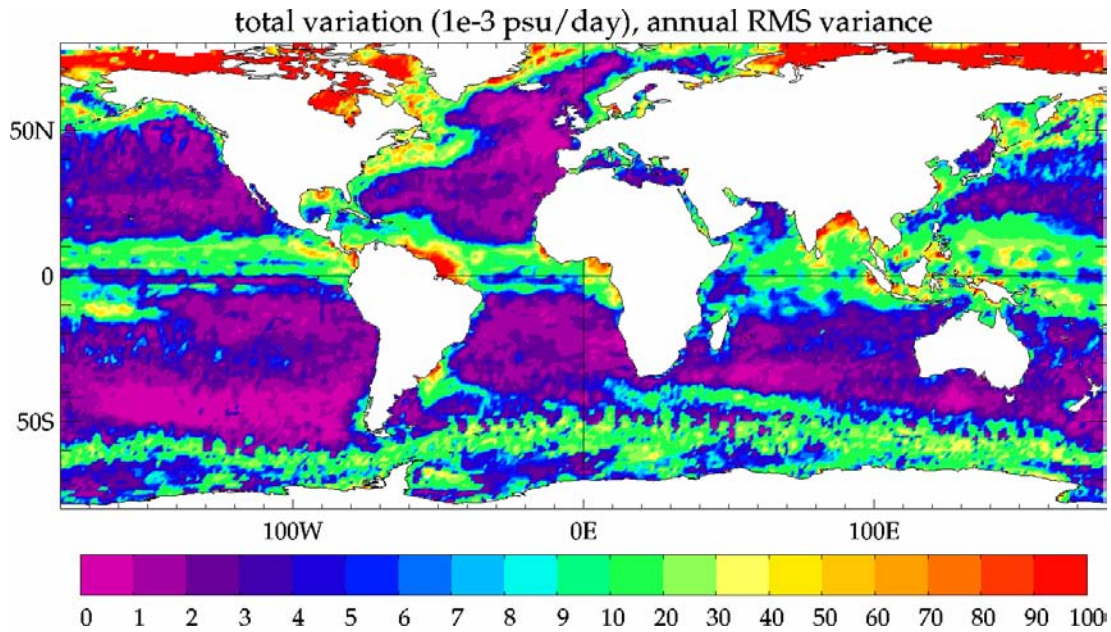


Figure 13. Standard deviation of the salinity daily increments (in 10^{-3} psu), as defined in Eq. (7), from the simulation. The colour scale is non-linear, with intervals of 1 for $0 < \sigma_d < 10$ and 10 for $10 < \sigma_d < 100$.

The daily variability distribution reveals that fast salinity fluctuations are especially low (down to 0.001 psu) over some regions at midlatitudes. The most widespread area lies in the southern Pacific (along 45°S , between 170°W and 115°W) and some less extended areas are found in the north-eastern Atlantic (around 45°N - 15°W), in the south-western Indian Ocean (around 35°S - 60°E) and to the South of Australia (around 45°S - 130°E). The simulated mixed layer is not particularly thick over these areas (see Fig. 3 and Fig. 4), thus the salinity stability is due low variability in the forcing fields. Indeed, such areas are characterized by weak geostrophic currents and steady winds

and freshwater fluxes. Thus, over these four areas, surface salinity variations are negligible at seasonal to daily scales.

5.3 Annual mean salinity

The annual mean salinity from the simulation is compared to SSS mean in the WOA01 climatology, although these two estimates are intrinsically different. Indeed, the model salinity represents an average over the mixed layer depth, but at seasonal scale it is expected to be very similar to the sea surface salinity. Moreover, most in situ measurements are realised at a few meters depth (generally between 1 to 10 m), so the top level in the climatology corresponds to a vertically integrated layer, away from surface skin effects.

The global distribution of the simulated salinity is similar to the observed SSS distribution (Fig. 14), in spite of its highest seasonal variability (Fig. 12) and additional daily variations (Fig. 13). Superimposed on these large-scale structures, the simulation presents features at smaller scales and stronger horizontal gradients. The two salinity maxima in the Atlantic subtropical gyres are prominent in the climatology, the northern one being stronger (37.5 psu around 25°N) and wider than the southern one (37.25 psu around 20°S). In the simulation, these maxima are stronger and closer to the equator (38.0 psu at 20°N and 37.75 psu at 15°S, respectively). The shapes of these high salinity areas are also slightly different from the climatology, as the northern area is more zonally elongated and the southern one is located closer to the coast of Brazil. In the subtropical Pacific, the simulated maxima are also nearer to the equator, but their values are very close to the observations (35.75 in the northern gyre and 36.5 psu in the southern one). In the Indian Ocean, the southern maximum at 30°S lies closer to the western coast of Australia than in the observations and exhibits a higher value (36.75 instead of 36.75 psu). Such differences are linked to the combined effect of local evaporation, which create the SSS maxima, and horizontal advection, which displace and distort salty water areas (Fig. 9.a,b,e). A more pronounced difference is found in the Gulf of Oman, where the climatology exhibits a 36.5 psu maximum at the northern end, while the simulation generates a 37.5 psu maximum at the centre of the gulf. This local maximum is due to geostrophic advection of salty water from the Bay of Bengal (Fig. 10.b), a feature which scale is too small to be captured in the climatology.

In inter-tropical regions, the climatology exhibits local minima below the ITCZs, particularly in the northern Pacific and the southern Indian Ocean. These features are well located in the simulation, but the surface freshening appears stronger. In particular, in the north-eastern equatorial Pacific, the climatology shows a freshened water tongue ($S < 34.0$ psu) along 10°N, from the coast of South America to 120°W, while in the simulation it extends all across the basin. In the southern Pacific, a salinity minimum originates from the coast of Indonesia along 12°S and extends to 180°E in the climatology, whereas it continues to 150°W in the simulation. Similarly, in the southern Indian Ocean, the salinity minimum along 10°S is stronger and extends further East in the simulation. These too large areas with low salinity are partially due to overestimated precipitations (see [Sect. 4.1](#)), but also to deficiencies in the surface heat flux causing too shallow MLD, and occasionally to the presence of salt barrier in the climatological salinity profiles. In equatorial areas, several spurious extrema are found (mainly in the Atlantic and the eastern Pacific), probably due to the suppression of the Ekman transport and pumping within the 3°S-3°N band.

At subpolar latitudes, the model maintains properly the salty waters ($S > 35.0$ psu) in the North Atlantic. The mixed layer salinity is considerably lower over the Grand Banks region, because of the fresh water import by the southward boundary current. In both the climatology and the simulation, the salinity is less than 33.0 psu to the North of the Gulf Stream, but the freshened area extends further East in the simulation (35°W instead of 40°W). In the North Pacific, the salinity falls below 33.0 psu to the North of 40°N in the climatology and 35°N in the simulation, thus the meridional gradient of the simulated salinity is stronger. A small zonal band of high salinity appears to the North of the Kuroshio in the simulation and is too thin to be represented in the climatology.

In the southern oceans, the subpolar front is well located, i.e. around 35°S in the central Pacific and 45°S in the Atlantic and Indian Ocean. In the climatology, a salinity minimum is found all along the southern edge of the AACC, with values down to 33.5 psu. In the simulation, this minimum lies in the core of the AACC and reaches 33.0 psu. This discrepancy is associated with a weak salinity maximum along the southern edge of the AACC (around 60°S), with values up to 35.0 psu. This artificial feature is caused by the overestimation of diapycnal mixing (Fig. 9.d), induced by inconsistencies in the forcing dataset.

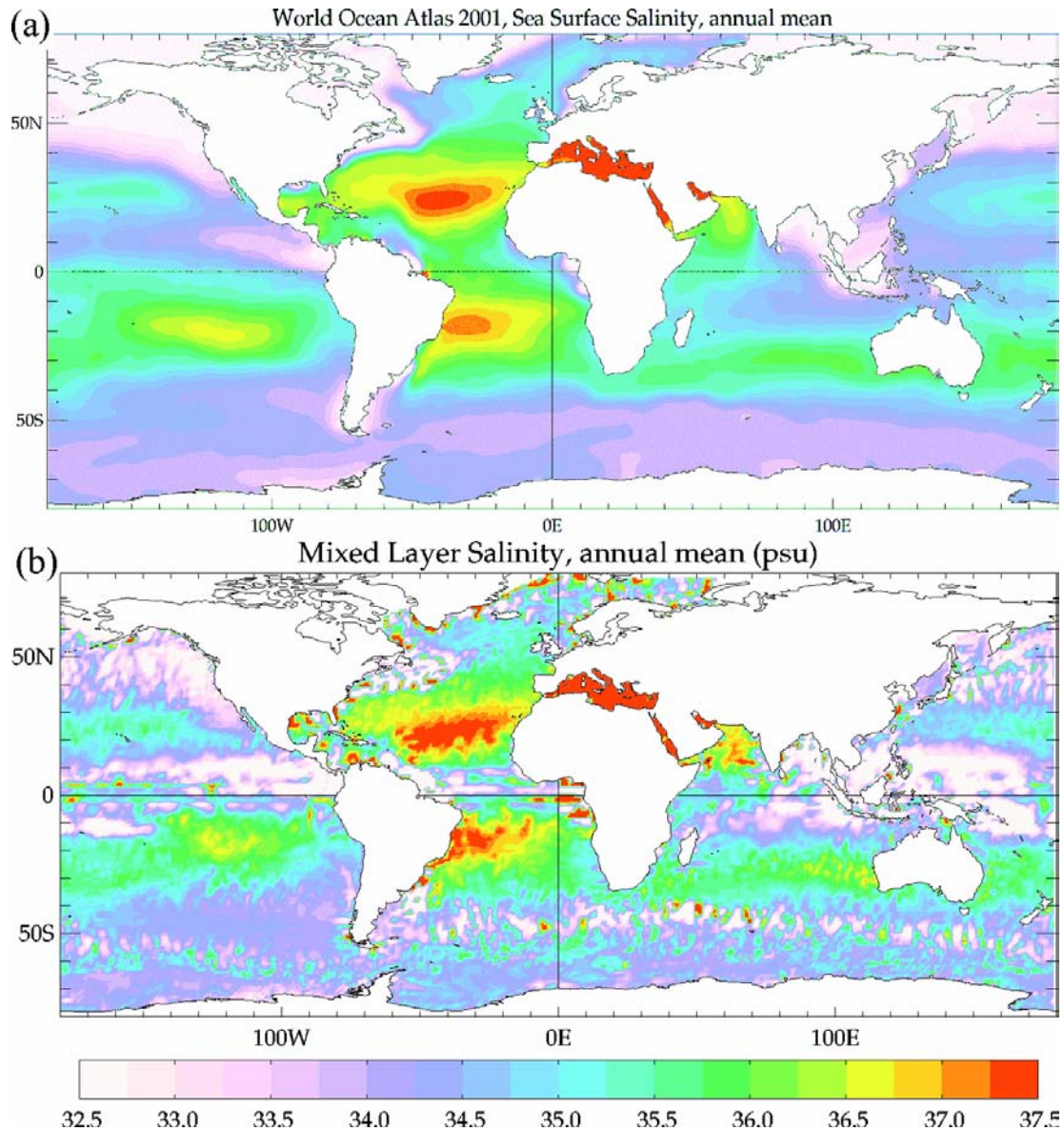


Figure 14. Annual mean of the surface salinity (in psu) from (a) the World Ocean Atlas 2001 climatology and (b) the simulation. The colour scale is linear, with intervals of 0.25 psu.

6 Conclusions

6.1 Summary

Our simplified model is based on the “slab mixed layer” formulation (Frankignoul and Hasselmann, 1977), which has been used mainly to investigate the temperature variability. The proposed model is designed to simulate the mixed layer salinity over the global ocean, thus it presents several original aspects:

- The surface freshwater flux consists in the evaporation minus precipitations budget from an

atmospheric model, plus river runoffs from in situ measurements.

- The horizontal advection is split into an Ekman term depending on the MLD, computed from the wind stress, and a depth-averaged geostrophic term, estimated from satellite altimetry.
- The vertical entrainment consists in Ekman pumping, deduced from the wind stress curl, and diapycnal mixing, represented by the MLD variations.
- The deeper layer salinity, necessary to compute the entrainment effect, is obtained from an in situ climatology (preferred to using a 1D vertical mixing model, as in Alexander et al., 2000).
- The diapycnal mixing term represents in a simple way the effect of unresolved vertical processes (such as shear instability, internal wave breaking and lateral induction).
- The horizontal mixing is represented by a Laplacian diffusion operator with a constant diffusivity, providing an estimate for the mesoscale activity effect.

The model is integrated during a 1-year long simulation, using a 1.125° regular grid and a daily time-step. Climatological air-sea fluxes and SST data were computed from the last 12 years of the ERA40 reanalysis, when many satellite measurements were assimilated. Geostrophic currents were obtained from the 4-year SSALTO-DUACS, using all the recent satellite altimeters. River runoffs are provided by an in situ global climatology (Dai and Trenberth, 2002). The deep layer temperature and salinity are extracted from the World Ocean Atlas 2001 monthly climatology.

Any mixed layer model requires the determination of an appropriate mixed layer depth. As the domain is global, the MLD can not be considered as a constant (as in Mignot and Frankignoul, 2003). Moreover, to quantify the salinity balance, the MLD can not rely on an arbitrary criterion (as in Qiu and Kelly, 1993). Therefore, we use an inversion method to infer the MLD from observed temperature variations. Our algorithm is based on the temperature error minimization, while preserving a physically consistent MLD evolution. Two different computations are used in case of entrainment or detrainment of the mixed layer base. The method converges toward an acceptable MLD solution for more than 80% of situations, with temperature errors generally lower than 0.01°C . This “effective depth” ensures consistency between the forcing dataset and the observed SST.

The resulting MLD variability is validated by comparison to the in situ thermocline depth from De Boyer-Montégut et al. (2004). The values can not be compared directly, but the spatial distributions in winter and summer are in fairly good agreement. Thus the model reproduces properly the location and time of the MLD minima in tropical and equatorial regions, as well as the maxima corresponding to deep water formation in the North Atlantic. However, the simulation slightly overestimates mixed layer deepening in the North Pacific, probably because of too weak a stratification in the climatology used for the deep layer. Along the AACC, the simulated depth reaches values as high as at northern high latitudes, while they should be restricted to small areas according to observations. This deficiency could arise either from a missing process in the model, or from uncertainty in the forcing dataset, which is less reliable over the Antarctic Ocean than elsewhere. The time-correlation between the in situ thermocline depth and the simulated MLD are remarkably high (more than 0.8) over most of the ocean. As expected, the agreement is poor in subpolar areas which are temporarily covered with sea-ice. The correlation is weak in the inter-tropical band, because the mixed layer is shallow, thus more sensible to errors in the forcing fields. Nonetheless, this overall agreement, confirmed by the annual stability of the simulated MLD and SST, allows us to trust the salinity balance inferred from the model over most of the global domain.

The six processes governing the salinity evolution in the MLM exhibit very different distributions and often antagonist effects. The surface freshwater flux induces a strong salinity decrease in the inter-tropical band and a weaker increase at midlatitudes. The Ekman transport impact is high near the equator, over the Trade wind regions and across haline fronts associated with intense steady currents. Geostrophic currents produce much smaller scales in the salinity field and their effect is important in equatorial zonal jets, in WBCS and along the AACC northern edge. Diapycnal mixing appears as an essential mechanism, not only in tropical areas characterised by freshened surface

layers, but also in subtropical gyres where it counteracts the evaporation effect and at subpolar latitudes where it represents deep convection. Ekman pumping is much weaker and restricted to some inter-tropical divergence regions and a few coastal upwelling areas. Lateral diffusion is lower than the dominant processes by one order of magnitude, but it is significant within major rivers plumes and in haline fronts associated with strong currents or sea-ice melting. A synthetic view of the global salinity balance is obtained by plotting the dominant process at each grid point. Based on the global mean of their local impacts, the processes are sorted as follows (away from the seasonally ice-covered areas): geostrophic advection (33%), freshwater flux (22%), diapycnal mixing (22%), Ekman transport (13%), lateral diffusion (8%) and Ekman pumping (3%). Note that the ranking obtained for the temperature balance differs significantly, as the surface heat flux is responsible for almost half of the variations (44%), while horizontal advection and vertical entrainment exhibit closer contributions (29% and 24%, respectively).

The salinity variability arising from the combination of these processes is confronted to the WOA 2001 in situ climatology. The seasonal variability distribution is well reproduced in the model, even if its amplitude is systematically higher in the simulation, due to its daily forcing and its finer effective resolution. The simulation also enables to investigate the salinity variability at daily frequency, which can not be assessed from the monthly climatology. Daily fluctuations are high mainly over areas characterised by a strong seasonal cycle, but their distribution is significantly different. In particular, the daily variability is higher within the midlatitudes currents than in tropical regions, in contrast with the seasonal variability. The annual mean salinity is used for detecting areas where the model behaviour is inconsistent with the climatology. The simulation retains salinity extrema reasonably well, even if their shapes and locations are slightly modified. In particular, the model tends to enhance the maximum values and to shift them either toward the equator or toward the coast. The model generally enhances the horizontal gradients in comparison with the observed fields and generates some local extrema which are not found in the climatology.

6.2 Discussion

The examination of the salinity monthly variability and annual mean reveals some simulation defects:

In inter-tropical areas, the simulated salinity is too low because of overestimated precipitations in the ECMWF model, caused by too strong atmospheric convection over ITCZs. As the mixed layer is particularly thin, the surface water is considerably freshened. Some ocean modellers have chosen to reduce these tropical precipitations by up to 30%. Alternatively, rain estimates from satellite micro-wave remote sensing could provide a more reliable freshwater forcing.

In the vicinity of the equator, the simulated salinity exhibits zonal structures inconsistent with observations. This is caused by the Ekman terms removal in the 3°S-3°N band. However, the Ekman terms continuity can be ensured by using a β -plane approximation, equivalent to using a complex friction coefficient (Lagerloef et al., 1999). Thus, Ekman transport switches gradually from a right-wind direction away from the equatorial band to a downwind direction at the equator.

Within the strongest currents, such as the Gulf Stream, the Kuroshio and the AACC, the simulated MLD and SSS present many small scale features, associated with very high variability. These artificial structures are due to inconsistencies between geostrophic currents and atmospheric fluxes. Indeed, the currents in these areas are characterized by intense mesoscale activity, associated with spatial scales down to $1/3^\circ$, while the atmospheric fields contain no scales smaller than $2-3^\circ$. Therefore, the geostrophic currents transport fine scale anomalies which have no signature in the meteorological data (including the SST), then the model can not adjust properly the MLD evolution. Such inconsistencies would be reduced by using forcing fields for a particular year, rather than from a climatology. Additionally, to ensure that all input variables have similar spatial scales, satellite data could be used to estimate surface fluxes and SST at a finer resolution.

At subpolar latitudes, the simulated salinity drifts from the observations because of the sea-ice influence. During spring and summer, ice melting generates considerable amounts of freshwater which spread toward lower latitudes. This process is not properly accounted for in the model, which uses a salinity climatology as a boundary condition. During autumn and winter the ocean surface experiences a very intense cooling, eventually leading to ice formation. The resulting stratification is so weak that even a slight modification in the surface forcing can result in a large deepening of the mixed layer. Both mechanisms contribute to overestimated salinity variability at high latitudes. This problem could be solved by using satellite observations to infer the ice coverage and by improving the in situ vertical profiles in polar regions.

6.3 Perspectives

Many sensitivity studies can be conducted with this model, thanks to its low computational cost. In particular, the advection feedback effect should be investigated. In the present simulation, the horizontal salinity gradients are computed from climatological fields. This “robust diagnostic” mode provides a stable simulation and is appropriate to study the salinity balance over the global domain. Alternatively, in the “full prognostic” mode, the gradients are computed from the simulated salinity fields. This mode allows studying anomalies growth or decay and their horizontal propagation, as in the analysis by Delcroix et al. (2005), based on in situ measurements over the tropical Atlantic and Pacific.

Some simulation inconsistencies are likely to be suppressed using interannual forcing fields instead of climatological fields, in particular for geostrophic currents and surface temperature. The local daily variability and the interannual variations of the salinity could then be validated against time-series at PIRATA and TAO moorings. At large scales, the salinity variability could be compared to objective analyses in the Atlantic performed by Reverdin et al. (2006). At global scale, the simulated long-term tendency could be compared to the estimates from Boyer et al. (2005). The results from this simple 2D model should be compared to more sophisticated 3D OGCMs, particularly those not using relaxation toward a climatological salinity.

Additionally, areas where the simulated SSS drifts systematically, while the SST is stable, reveal errors in the freshwater forcing. When a reliable global SSS estimate will be available (as expected from the SMOS satellite, to be launched by ESA in 2007), the model could be used to adjust freshwater fluxes to observed salinity variations. Such an inversion was performed for heat fluxes by Caniaux et al. (2005a) over a limited area in the North-East Atlantic, using a combination of in situ data and satellite SST measurements. The SMOS mission will infer SSS using a complex retrieval algorithm. The MLM could provide a salinity first guess for this algorithm, as well as upper and lower bounds for its results. Moreover, the model could be used to localize areas characterized by very high or low SSS variability, useful for the sensor calibration.

Appendix A: Forcing data

The model is run with a high-frequency climatological forcing, in order to focus on the variability at daily to seasonal scales. Thus a mean year must be computed for each of the input variables (see Table 1 for a summary of the input data characteristics). Heat, freshwater and momentum fluxes at the sea surface are obtained from the ERA40 reanalysis of the ECMWF meteorological model. This reanalysis covers years from 1958 to 2002, but the period 1990-2002 was chosen to compute an annual time-series, because it benefits from a higher consistency and accuracy. Indeed, since the beginning of the 1990's, the model assimilates many satellite data, including sea surface wind speed and elevation, solar and thermal radiations. As several fluxes are strongly constrained by observable surface parameters, they remain close to satellite estimates, in particular the wind stress and the

radiative heat fluxes. Moreover, the meteorological model provides a set of fluxes which is more consistent than the individual estimates from various satellites.

The net heat flux entering the ocean surface is obtained by summing the radiative and turbulent fluxes. The net radiative components consist in short-waves solar radiation and long-waves thermal radiation. The fraction of solar radiation which penetrates beneath the mixed layer is neglected. The turbulent components are the latent heat flux and the sensible heat flux. Both turbulent fluxes strongly depend on wind speed, so it is more accurate to use wind data from the same source. Turbulent fluxes, as well as thermal radiation, also depend on SST. Thus there can be strong feedbacks between atmospheric fluxes and upper ocean temperature. Ideally, heat forcing at the ocean surface should be modified according to the simulated temperature variations. As we focus on the mixed layer salinity, our model assimilates the SST from the ECMWF reanalysis as an additional forcing field, thus no flux modification is required. Note that the ECMWF model uses a first guess of SST, which is set to the weekly analyses from Reynolds and Smith (1994), obtained from a combination of in situ and satellite measurements. It was shown that the integrated SST fields remain very close to these initial values. Thus the SST input of our model is also close to up-to-date satellite estimates.

Salinity at the sea surface does not affect directly air-sea exchanges, so it can be treated as a passive variable. The net freshwater flux is obtained by subtracting the evaporation rate from the sum of precipitations and river runoffs. As the evaporation rate is proportional to the latent heat flux, it is also strongly linked to wind speed. It shares the same origin, namely the ERA40 reanalysis. The precipitations rate can be considered as an independent parameter with respect to other fluxes. The rain outputs are known to be of poor quality in the ECMWF model (as in most global weather prediction systems), especially in tropical regions, because of persistent and unsolved problems in the cloud parameterization (Caniaux et al., 2005a). Nonetheless, the ERA40 precipitations fields are also used to force our simulations, as no significantly better estimate is available with a global coverage and a daily frequency. Finally, the river runoffs are extracted from the global climatology computed by Dai and Trenberth (2002), which gathers in situ data from hundreds of major rivers, integrated on $2^\circ \times 2^\circ$ grid and with a monthly frequency.

The geostrophic current is a crucial input variable in our model, as the mixed layer dynamics are imposed by the forcing (see [Sect. 2.2](#)). The best estimates of sea surface height (SSH) are obtained from space-borne altimetry, through the combination of measurements from several satellites with complementary orbits. Data from five recent altimetry missions (TOPEX/Poseidon, ERS-2, GFO, ENVISAT and Jason-1), starting from August 2001, were combined and objectively analysed to produce gridded fields of sea level anomaly (SLA). A new estimate of the Earth's geoid (Rio and Hernandez, 2004), benefiting of an unprecedented precision, was added to the SLA fields to obtain total SSH. This dataset, built in the frame of the SSALTO-DUACS project, is delivered with a 0.33° resolution in both directions and a 3.5 day frequency. Its accuracy is estimated around 1 cm, which makes it the most reliable SSH product available over the whole global ocean. The absolute geostrophic velocities were then computed through finite differencing of the SSH fields, using the classical geostrophy relation, as written in Eq. (3). A particular treatment for low latitudes, based on the derivation of this equation in the meridional direction, allows the computation of velocities near the equator (Picaut and Tournier, 1991). The velocity divergence (not shown) presents no large scale and permanent structures, except in shallow areas and around islands. Thus the resulting circulation is essentially non-divergent, consistently with the geostrophic equilibrium assumption.

The model also requires estimates of temperature T_d and salinity S_d within the deep layers, to compute the vertical gradients used in the entrainment term, computed from Eq. (4). The accuracy of these parameters is less important than for the forcing variables, as only the differences from the mixed layer values ($T - T_d$) and ($S - S_d$) are used. Nonetheless, better results are obtained using realistic profiles than using a constant average profile. A monthly climatology is used to constrain the seasonal evolution of the deep layer properties at each point of the global domain. The World Ocean Atlas 2001 (hereafter WOA01) was chosen, because it was built from numerous in situ

measurements, leading to acceptable uncertainties, even for salinity in the most sparsely sampled areas. Other advantages of this climatology lie in its horizontal resolution, similar to the ECMWF forcing fields (1° in both directions) and its vertical resolution which is enhanced near the surface (with a level spacing from 10 to 100 meters). The SSS values from this climatology are also used to initialize the salinity of the mixed layer model. The initial temperature field is set to the SST from the ERA40 reanalysis, to be consistent with the air-sea fluxes. The differences between the SST climatological averages from ERA40 and WOA01 (not shown) exhibit only small scale features, with mean biases lower than 0.5°C .

A simulation using a fully climatological forcing dataset was conducted, to assess the model ability to reproduce the seasonal evolution of the mixed layer. The air-sea fluxes from the ECMWF model, originally cumulated during 6-hour periods, were integrated daily. Then each set of 12 daily values from the 1990-2001 series was averaged to obtain daily climatological values. The geostrophic velocities, originally provided with a weekly, then twice-weekly frequency, were first interpolated daily during the series from August 22, 2001 to August 21, 2005. Then each set of 4 daily values was averaged, similarly to the meteorological variables, but over a shorter, though significant period. Finally, the velocities were interpolated onto the ECMWF model grid, using a 3×3 points averaging scheme which smoothes the current intensity, but preserves the volume transport in each mesh cell. The tri-dimensional temperature and salinity fields from the WOA01 climatology were also projected on the ECMWF grid, using a different scheme based on a 2×2 points interpolation, in order to preserve the horizontal gradients which are crucial for the advection terms.

Appendix B: Inversion method

In Eq. (1) governing the mixed layer temperature, if T is considered as an input parameter, h might be obtained through a direct calculation:

$$h = \frac{Q_{net} / (C_p \rho_0) - \vec{U}_E \cdot \vec{\nabla} T - \Gamma(w_e)(T - T_d)}{\partial_t T + \vec{u}_g \cdot \vec{\nabla} T - \kappa \nabla^2 T} \quad (\text{A1})$$

where \vec{U}_E is the (depth-independent) Ekman transport, expressed from Eq. (3):

$$\vec{U}_E = \delta_x h \vec{u}_E = \frac{\delta_x}{\rho f} \vec{\tau} \times \vec{k} \quad (\text{A2})$$

with δ_x the width of a grid cell. However, as the entrainment velocity w_e and the temperature of the deep layer T_d also depends on h in Eq. (4), the inversion is not straightforward. Note that both upper and lower terms in Eq. (A1) can be either positive or negative, thus *a priori* nothing ensures that the resulting depth is positive. Moreover, if the components in the upper (lower) term almost cancel each other, the result can reach very low (large) values, violating the continuous nature of the mixed layer depth.

Therefore, two different situations must be considered: if the mixed layer is in detrainment phase ($w_e < 0$), the vertical entrainment term is cancelled and Eq. (A1) simply writes:

$$h_{det} = \frac{Q_{net} / (C_p \rho_0) - \vec{U}_E \cdot \vec{\nabla} T}{\partial_t T + \vec{u}_g \cdot \vec{\nabla} T - \kappa \nabla^2 T} \quad (\text{A3})$$

Alternatively, in case of entrainment ($w_e > 0$), Eq. (A1) becomes:

$$h \left(\partial_t T + \vec{u}_g \cdot \vec{\nabla} T - \kappa \nabla^2 T \right) = \frac{Q_{net}}{C_p \rho_0} - \vec{U}_E \cdot \vec{\nabla} T - (w_E + \partial_t h) (T - T_d(h)) \quad (\text{A4})$$

This formula leads to a non-linear differential equation in h , which cannot be solved exactly. Thus it must be solved numerically, using a time-integration. A semi-implicit scheme is necessary, in order to adjust simultaneously the depth value h , its temporal variation $\partial_t h$ and the corresponding temperature T_d . This is performed through a minimization technique, which fits the model temperature T to the input SST. In particular situations, this method can lead to two different minima for the temperature error. The algorithm selects the shallowest error minimum, in order to capture the upper layer base (seasonal thermocline), rather than a deeper layer (main thermocline) which would not be in phase with the SST evolution.

In case of detrainment, because of the unstable nature of Eq. (A3), h is very sensitive to errors and inconsistencies between the various parameters. Thus the resulting depth can reach arbitrarily high or low values. Meanwhile, in the real ocean, the mixed layer can not shoal to the surface because of wind induced turbulence. The lower bound of MLD is set to a mixing length, which characterizes the equilibrium between stabilization by air-sea fluxes and mixing by wind friction (Phillips, 1969). This length can be computed from the classical formulation for the buoyancy flux at the surface:

$$N(0) = g \left(\frac{\alpha Q_{net}}{C_p \rho_0} - \beta (E - P - R) S \right) = \frac{K}{L_b} \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{A5})$$

where $\alpha = 2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ and $\beta = 1 \times 10^{-3} \text{ psu}^{-1}$ are the seawater thermal expansion and haline contraction coefficients, respectively, $K = 0.42$ is the Karman constant, and L_b is the Monin-Obukhov length. Therefore, if the computation indicates that the mixed layer is detrained, the value of h resulting from Eq. (A3) is bounded by L_b from Eq. (A5): $h = \max(h_{det}, L_b)$.

Two other adjustments are applied in case of detrainment. Excessively high values are removed by selecting only the results which correspond to effective detrainment ($w_e < 0$) and to a positive depth ($h > 0$). Finally, h is relaxed toward the computed value: $h(t) = h(t-1) + (h_{det} - h(t-1)) \delta t / \Delta t$, using a time-scale $\Delta t = 1$ month. Thus, the mixed layer is not allowed to adjust instantaneously to stabilising fluxes, but shoals progressively to its equilibrium depth, as observed in the real ocean (Gaillard et al., 2005).

As a first step, this algorithm requires determining whether the mixed layer is shoaling or deepening, to decide which of Eqs. (A3) or (A4) shall be used. For this purpose, both entrainment and detrainment computations are performed, then the algorithm retains the h value which leads to the best agreement with the SST input. This way, the algorithm selects objectively the more physically consistent solution, without any empirical stability criterion. In cases where no entrainment depth leads to an error minimum and the detrainment depth h_{det} is negative, h is set according to its long-term persistence (with a time scale equal to Δt). Over the global domain, such situations arise during less than 20% of the time-series, thus the algorithm converges in more than 80% of cases.

This simple minimisation technique relies on very few parameters. The only necessary parameters are the step Δh for depth scanning in case of entrainment, or the relaxation time-scale Δt in case of detrainment. Sensitivity tests show that the computation stability and the seasonal evolution of h are weakly sensible to both values (for $\Delta h = 0.1$ to 1.0 m and $\Delta t = 7$ days to 3 months). As a result, this algorithm provides an MLD estimate which is consistent with the all the forcing fluxes and the input surface variables (SST and surface currents), without using any arbitrary criterion.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the National Oceanographic Data Center for the WOA climatology (<http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA01>), the European Center for Medium-range Weather Forecast and Meteo France for providing the ERA40 reanalysis (<http://data.ecmwf.int/data>) and the AVISO center for the SSALTO-DUACS Absolute Dynamic Topography (<http://www.jason.oceanobs.com/html/donnees/duacs>). We thank Clément De Boyer-Montégut for kindly sharing his mixed layer depth climatologies (<http://www.lodyc.jussieu.fr/~cdblod/mld.html>). We are particularly grateful to Gilles Reverdin for providing many helpful remarks. This work was funded by a Ph.D. grant from IFREMER and CNES, as a contribution to the European Space Agency's SMOS project.

References

- Alexander, M. A., Scott, J. D., and Deser, C.: Processes that influence sea surface temperature and ocean mixed layer depth variability in a coupled model, *J. Geophys. Res.*, 105 (C7), 16823-16842, 2000.
- Boyer, T. P., Levitus, S., Garcia, H. E., Locamini, R. A., Stephens, C., and Antonov, J.: Objective analyses of annual, seasonal, and monthly temperature and salinity for the world ocean on a 0.25 degrees grid, *Int. J. Climatol.*, 25 (7), 931-945, 2004.
- Boyer, T. P., Levitus, S., Antonov, J. I., Locamini, R. A., and Garcia, H. E.: Linear trends in salinity for the World Ocean, 1955-1998, *Geophys. Res. Letters*, 32 (1), L01604, 2005.
- Caniaux, G., Brut, A., Bourras, D., Giordani, H., Paci, A., Prieur, L., and Reverdin, G.: A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during POMME experiment: 1. Flux estimates, *J. Geophys. Res.*, 110, C07S02, 2005a.
- Caniaux, G., Brut, A., Bourras, D., Giordani, H., Paci, A., Prieur, L., and Reverdin, G.: A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during POMME experiment: 2. Flux optimization, *J. Geophys. Res.*, 110, C07S03, 2005b.
- Dai A., and Trenberth, E.: Estimates of freshwater discharge from continents: latitudinal and seasonal variations, *J. Hydrometeorol.*, 3 (6), 660-687, 2002.
- De Boyer-Montégut, C., Madec, G., Fischer, A. S., Lazar, A., and Iudicone, D.: Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology, *J. Geophys. Res.*, 109 (C12), 52-71, 2004.
- Delcroix, T., Dessier, A., Gourriou, Y., McPhaden, M.: Time and space scales for sea surface salinity in the tropical oceans, *Deep Sea Res.*, 52 (5), 787-813, 2005.
- Dickson, B., Yashayaev, I., Meincke, J., Turrell, B., Dye, S., and Holfort, J.: Rapid freshening of the deep North Atlantic Ocean over the past four decades, *Nature*, 416 (6883), 832-837, 2002.
- Frankignoul, C., and Hasselmann, K.: Stochastic climate models, Part II: application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability, *Tellus*, 29, 289-305, 1977.
- Gaillard, F., Mercier H., and Kermabon, C.: A synthesis of POMME physical data set: one year monitoring of the upper layer, *J. Geophys. Res.*, 110, C07S07, 2005.
- Giordani, H., Caniaux, G., and Prieur, L.: A simplified 3D oceanic model assimilating geostrophic currents: Application to the POMME experiment, *J. Phys. Ocean.*, 35 (5), 628-644, 2005a.
- Giordani, H., Caniaux, G., Prieur, L., Paci, A., and Giraud, S.: A 1 year mesoscale simulation of the northeast Atlantic: mixed layer heat and mass budgets during the POMME experiment, *J. Geophys. Res.*, 110, C07S08, 2005b.

Herterich, K., and Hasselmann, K.: Extraction of mixed layer advection velocities, diffusion coefficients, feedback factors and atmospheric forcing parameters from the statistical analysis of North Pacific SST anomaly fields, *J. Phys. Ocean.*, 17, 2145-2156, 1987.

Holt, J. T., and James, I. D.: An s-coordinate density evolving model of the northwest European continental shelf - 1, Model description and density structure, *J. Geophys. Res.*, 106 (C7), 14015-14034, 2001.

Kitaigorodskii, S. A.: The physics of air-sea interaction. Chapter 12: The upper quasihomogenous layer and the seasonal thermocline in the open ocean, Israel program for scientific translations, ed. P. Greenberg, 204-221, 1973.

Kudryavtsev, V. N., and Soloviev, A. V.: Slippery near-surface layer of the ocean arising due to daytime solar heating, *J. Phys. Ocean.*, 20, 617-628, 1990.

Lagerloef, G. S. E., Mitchum, G. T., Lukas, R. B., and Niiler, P. P.: Tropical Pacific near-surface currents estimated from altimeter, wind, and drifter data, *J. Geophys. Res.*, 104 (C10), 23313-23326, 1999.

Lagerloef, G. S. E.: Introduction to the special section: The role of surface salinity on upper ocean dynamics, air-sea interaction and climate, *J. Geophys. Res.*, 107 (C12), 8000, 2002.

Le Cann, B., Assenbaum, M., Gascard, J. C., and Reverdin, G.: Observed mean and mesoscale upper ocean circulation in the midlatitude northeast Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 110, C07S05, 2005.

Paiva, A., and Chassignet, E.: The impact of surface flux parameterizations on the modelling of the North Atlantic Ocean, *J. Phys. Ocean.*, 31, 1860-1879, 2000.

Phillips, O. M.: The Dynamics of the Upper Ocean. Chapter 6.6: Turbulence in the surface layer, ed. Cambridge University Press, 281-295, 1969.

Picaut, J., and Tournier, R.: Monitoring the 1979-1985 equatorial Pacific current transports with expendable bathythermograph data, *J. Geophys. Res.*, 96 (supplement), 3263-3277, 1991.

Qiu, B., and Kelly, K. A.: Upper-ocean heat balance in the Kuroshio extension region, *J. Phys. Ocean.*, 23, 2027-2041, 1993.

Reverdin, G., Kestenare, E., Frankignoul, C., and Delcroix, T.: Surface salinity in the Atlantic Ocean (30°S-50°N), *Prog. Ocean.*, in press, 2006.

Reynolds, R. W., and Smith, T. M.: Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation, *J. Clim.*, 7 (9), 929-948, 1994.

Rio, M. H., and Hernandez, F.: A mean dynamic topography computed over the world ocean from altimetry, in situ measurements, and a geoid model, *J. Geophys. Res.*, 109 (C12), 23-41, C12032, 2004.

CONCLUSION

Conclusions, perspectives et applications

• Résumé

L'étude réalisée permet de mieux comprendre les relations entre la salinité de surface des océans et les flux air-mer, ainsi que son influence sur la formation d'eau profonde. Le satellite SMOS sera le premier à fournir une estimation de la SSS, mais l'interprétation de ses observations dépendra d'une évaluation préalable de la salinité. Pour l'instant, les mesures in situ de salinité sont très lacunaires, surtout en comparaison avec la température. A l'échelle globale, les données de SSS disponibles permettent seulement de constituer une climatologie ou d'évaluer les variations entre des périodes de plusieurs années (Boyer et al., 2005). Par conséquent, notre étude est fondée sur un modèle numérique, que l'on a voulu aussi simple que possible et qui puisse tirer parti des observations in situ et satellitaires actuelles.

Notre modèle 2D de couche mélangée océanique, basé sur la formulation *slab mixed layer*, couvre l'océan mondial. Il est forcé par les flux atmosphériques estimés par un modèle atmosphérique et les courants de surface issus de l'altimétrie. Ce modèle simplifie la physique de l'océan superficiel, en regroupant dans un terme d'entraînement vertical les processus de mélange difficiles à paramétriser. Pour simuler précisément les propriétés de la couche mélangée, un tel modèle requiert une estimation appropriée de sa profondeur. Le modèle fournit sa propre estimation de MLD par inversion de la SST, respectant ainsi la cohérence entre la physique interne et les forçages externes.

Les forçages du modèle comportent la tension de vent, le flux de chaleur et le flux d'eau douce en surface. Toutes ces variables sont extraites de la réanalyse ERA40 du modèle ECMWF, afin d'assurer que les différentes composantes soient cohérentes entre elles. Le flux net d'eau douce est complété par les apports fluviaux issus de la climatologie de Dai et Trenberth (2002). La circulation en surface est imposée par la somme du transport d'Ekman (calculé à partir du vent) et des vitesses géostrophiques issues de l'analyse altimétrique SSALTO-DUACS. La température et la salinité de l'océan profond sont données par la climatologie *World Ocean Atlas 2001*. La SSS climatologique sert d'état initial aux simulations et de référence pour valider les résultats du modèle. Toutes les variables de forçage sont interpolées sur la grille du modèle ECMWF (de résolution 1.125°). Une année climatologique de fréquence journalière a été construite pour forcer les simulations.

La validité de la MLD obtenue a été vérifiée, soit en la comparant directement avec d'autres estimations de profondeur, soit en examinant le bilan de chaleur qui en résulte (chap. IV.1,2,3). La SST est une variable d'entrée dans notre méthode, mais son évolution permet de contrôler la stabilité du modèle. Les simulations ont été validées par comparaison avec des études basées sur d'autres modèles. Pour cela, on a choisi un échantillon représentatif des différents types de modèles dédiés à la couche mélangée, allant des modèles 1D verticaux aux modèles 3D de circulation générale, en passant par les modèles 2D intermédiaires. Ainsi, la MLD de notre modèle et le bilan de température associé sont en bon accord avec les résultats de Qiu et Kelly (1993) dans la région très énergétique de l'extension du Kurushio. Dans le Pacifique Nord et équatorial, la variabilité saisonnière de la MLD et le bilan de chaleur issu de nos simulations sont compatibles avec les résultats du modèle d'Alexander et al. (2000).

Nos résultats ont aussi été validés dans un domaine restreint à l'Atlantique Nord-Est, incluant la zone de l'expérience POMME, qui a fourni une analyse très précise de la couche mélangée pendant toute une année (article du chap. V). La MLD inversée par le modèle se compare de manière satisfaisante avec la climatologie in situ de Boyer-Montégut et al. (2004). La variabilité saisonnière est bien reproduite, présentant une longue phase d'approfondissement en automne-hiver, suivie d'une brusque phase de remontée au printemps. Les valeurs de la MLD inversée se situent généralement entre les profondeurs de thermocline T02 et de pycnocline R003 de la climatologie. Dans la zone POMME, elles sont proches de celles de l'analyse objective de Gaillard et al. (2005).

Les processus gouvernant l'évolution saisonnière de la température ont été étudiés. Le flux de chaleur en surface domine généralement le bilan, mais il peut être supplanté par l'advection géostrophique dans les zones à forts courants, ou par le mélange diapycnal lorsque la turbulence est intense. Le bilan de chaleur dans la zone POMME est en bon accord qualitatif avec l'estimation in situ de Gaillard et al. (2005) et le modèle 3D de Giordani et al. (2005b). Une simulation utilisant la MLD de De Boyer-Montégut et al. (2004) aboutit à un bilan net comparable, mais le détail des termes est moins conforme aux études précédentes qu'en utilisant la MLD inversée. La comparaison avec une simulation dont les forçages sont lissés temporellement prouve que les termes d'advection ont une composante haute-fréquence importante. Le meilleur accord avec la variabilité de SST du modèle ECWMF est obtenu dans la simulation basée sur la MLD inversée et forcée avec une fréquence journalière. Ces résultats en termes de température apportent un bon degré de confiance au modèle et à la méthode d'inversion de la MLD. Cela nous autorise à analyser le bilan de salinité et l'évolution de la SSS dans ces simulations.

L'analyse objective de Reverdin et al. (2005) dans l'Atlantique démontre l'importance des forçages atmosphériques pour la création d'anomalies de SSS. Ces auteurs ont notamment étudié la relation avec les modes couplés océan-atmosphère et ont conclu que la SSS peut être fortement influencée par la NAO et l'ENSO dans certaines zones. Dans les autres zones, les écarts entre les forçages et les anomalies seraient liés à l'advection et au mélange. La comparaison avec nos résultats de simulation (chap. IV.4) révèle que les régions de fortes variations interannuelles dans l'analyse objective coïncident avec de grandes variabilités journalières à saisonnières dans le modèle. Le bilan de salinité issu du modèle permet de déterminer les processus responsables de la génération et de l'amortissement des anomalies de SSS. Il en ressort que les faibles corrélations entre la SSS et les forçages atmosphériques peuvent s'expliquer par l'impact des courants géostrophiques et du mélange diapycnal.

La variabilité de la MLD issue de la simulation a également été examinée à l'échelle globale (article du chap. VI). L'inversion fournit une profondeur cohérente avec l'ensemble des données de forçage et adaptée au modèle de couche mélangée. La variabilité saisonnière présente un remarquable accord avec la climatologie in situ de De Boyer-Montégut et al. (2004). Néanmoins, cette analyse permet de délimiter les régions où le modèle est moins fiable, indiquées par une faible corrélation avec la MLD observée ou une dérive importante de la SST simulée.

Le bilan annuel de SSS a lui-aussi été décrit à l'échelle globale. Il se révèle plus complexe que le bilan de température, dans lequel le flux de chaleur en surface est prépondérant. En-dehors des régions englacées, la contribution moyenne de l'advection est de 33% pour la composante géostrophique et 13% pour la composante d'Ekman, la contribution de l'entraînement vertical est de 24% (essentiellement par mélange diapycnal) et celle du flux d'eau douce en surface (y compris l'apport des fleuves) s'élève à 22%. Les processus de mélange horizontal (incluant l'effet de la dynamique aux échelles inférieures à la résolution du modèle) pourraient contribuer à hauteur de 8%.

Finalement, la variabilité saisonnière de la SSS simulée présente un accord satisfaisant avec celle de la climatologie, tant en termes d'amplitude que de distribution spatiale. On remarque quelques régions où la salinité du modèle n'est pas cohérente avec les observations. Certaines de ces régions ont déjà été signalées d'après les erreurs de SST ou la dérive de la MLD, ce qui indique que le modèle n'y est pas approprié car certains processus physiques importants lui font défaut. C'est le cas des régions temporairement recouvertes par la glace-de-mer et des courants de bords Ouest les plus intenses. D'autres régions subissent de forts écarts de SSS car les données de forçage ne sont pas cohérentes entre elles, notamment dans les bandes inter-tropicales où les précipitations du modèle ECMWF sont excessives. Malgré ces restrictions, la SSS de la simulation présente généralement une évolution en accord avec les mesures in situ. Cette méthode permet d'examiner les processus responsables de l'évolution de la SSS et de déterminer les paramètres (océaniques ou atmosphériques) qui la gouvernent. Le modèle donne aussi accès à des échelles de temps non résolues par les observations actuelles. En particulier, la simulation montre que la variabilité journalière de la SSS est inférieure d'un ordre de grandeur à sa variabilité saisonnière, et que leurs répartitions géographiques diffèrent sensiblement.

• Perspectives

Le modèle offre la qualité non négligeable de rester relativement simple et d'avoir un coût de calcul abordable. Cet outil permet donc des utilisations rapides, pour tester différentes paramétrisations et choisir de nouveaux de forçages, qui pourront intégrer des observations de plus en plus précises. Tout en restant facile à implémenter et économique en calcul, le modèle et ses données de forçage peuvent être améliorés de nombreuses manières.

Les principales modifications envisageables dans le modèle sont les suivantes :

- Tout d'abord, il serait souhaitable de développer une technique d'inversion de la MLD plus sophistiquée. Celle-ci devrait prendre en compte toute la série temporelle de SST disponible, plutôt que son évolution d'un pas-de-temps au suivant. Une telle méthode, basée sur un cycle de correction/prédiction (par exemple, un filtre de Kalman), aiderait à limiter les régions où le modèle ne produit pas une solution physiquement acceptable.
- Dans la bande équatoriale, les résultats du modèle doivent être interprétés avec prudence, à cause de l'absence des termes d'Ekman, qui ont un impact potentiellement important. Ce problème peut être résolu en ajoutant un coefficient de friction complexe dans le calcul des courants d'Ekman, comme l'ont fait Lagerloef et al. (1999) pour les analyses OSCAR dans le Pacifique tropical (chap. I.2.a).
- Aux hautes latitudes, le flux d'eau douce est incomplet sans prendre en compte l'influence de la glace-de-mer. Un modèle de glace utilisant des données satellitaires, inclus dans le modèle global de couche mélangée, aiderait à étendre la fiabilité de nos résultats dans les régions polaires.
- D'autre part, nous avons choisi dans notre modèle d'ignorer l'advection verticale géostrophique, car les vitesses issues de l'altimétrie produisent des champs trop bruités. Aux grandes échelles représentées par les simulations, l'ajustement géostrophique est supposé atteint en permanence, si bien que la composante verticale du courant doit être faible. Mais aux plus petites échelles, il serait souhaitable d'inclure la composante verticale du courant.
- Le modèle ignore également l'induction latérale à travers la base de la couche mélangée (contrairement à Giordani et al., 2005a), car elle est peu significative en dehors des tourbillons à mésoéchelle. Sa contribution est représentée implicitement dans le terme d'entraînement diapycnal. Toutefois, comme l'advection verticale géostrophique, ce processus pourrait être inclus explicitement dans le modèle, sans apport de données de forçage ou de paramètres supplémentaires.
- La pénétration du flux solaire est négligée dans le modèle, car on suppose que l'intégralité de la radiation est absorbée dans la couche mélangée. Cette approximation peut s'avérer erronée lorsque l'insolation est forte et la couche mélangée fine. On paramétrise généralement cette pénétration par une formule en double exponentielle (Paulson and Simpson, 1977). Néanmoins, on ne sait pas encore déterminer précisément les deux coefficients nécessaires, pour tous les différents types d'eau à la surface de l'océan mondial.
- Pour affiner l'évaluation des termes d'entraînement vertical, on pourrait remplacer les climatologies de T et S par un modèle 1D, comme dans l'étude d'Alexander et al. (2000). Un tel couplage permet de propager les modifications issues de la surface vers l'océan profond et autorise des anomalies interannuelles dans la couche sous-jacente. Mais la modélisation de la turbulence verticale repose sur diverses paramétrisations, dont le choix reste un problème ouvert.
- Enfin, ce modèle peut certainement être implémenté à plus haute résolution, en ajoutant les processus qui interviennent à mésoéchelle. Les champs utilisés pour l'état initial en surface et pour l'océan profond pourraient provenir de la nouvelle climatologie mensuelle *World Ocean Atlas* à 0.25° (Boyer et al., 2004). Cependant, pour bénéficier pleinement de l'augmentation de résolution, toutes les données de forçages devraient présenter des échelles spatiales aussi fines.

Les données de forçages peuvent aussi être considérablement améliorées, en utilisant des estimations des flux en surface issus de la télédétection. Par exemple, les vents du diffusiomètre QuikSCAT sont maintenant disponibles avec une résolution de 0.1° et sur une période de plusieurs années. Les flux de chaleur produits au LOS, combinant les mesures de plusieurs instruments, sont

prometteurs même s'ils ne donnent pas encore accès à toutes les composantes du flux net. Les précipitations déduites du radiomètre micro-ondes TRMM devraient se révéler également bien plus fiables que celles des modèles météorologiques, mais elles ne couvrent pas les hautes latitudes. Les propriétés optiques de la surface (par exemple, couleur de la mer SeaWIFS) pourraient également être envisagées comme indicateurs de l'épaisseur de la couche mélangée (Zawada et al., 2005), voire directement de la salinité de surface (Wilson and Coles, 2005), même si cette technique n'est pas encore mature. Ces mesures satellitaires, valides près des côtes et incluant l'impact des grands fleuves (Hu et al., 2004), ainsi que les produits globaux combinant plusieurs capteurs, seront certainement des sources d'information à considérer pour approcher la précision des mesures in situ de salinité.

En utilisant ces nouveaux produits, des simulations interannuelles sont envisageables à partir de données presque exclusivement satellitaires. Leurs forçages combineront les flux cités précédemment avec l'analyse de vitesses géostrophiques SSALTO-DUACS, débutant en août 2001. Pour simuler les années précédentes, il faudrait utiliser les données d'une réanalyse météorologique (ECMWF ou NCEP), en adéquation avec une topographie dynamique contemporaine. Celle-ci pourrait être dérivée des données ENACT (1992-2000), même si elle est moins précise que celle de SSALTO-DUACS, car seuls un ou deux altimètres étaient en orbite.

Les simulations interannuelles donneraient accès à la variabilité de la SSS à basse fréquence, mal connue à l'heure actuelle. On pourrait ainsi étudier la contribution des différents processus à des échelles plus longues que le cycle saisonnier. D'un autre côté, l'utilisation de données de forçage satellitaires permettrait de simuler la SSS en temps quasi-réel, ce qui présente de nombreuses applications opérationnelles. Les résultats de ces simulations pourraient être aisément validés par comparaison avec les mesures in situ récentes, notamment celles des flotteurs du programme mondial ARGO, ou celles des bouées des réseaux TAO dans le Pacifique et PIRATA dans l'Atlantique.

• Applications

Comme prévu initialement, le modèle simplifié de couche mélangée peut fournir une ébauche pour l'algorithme d'inversion de la mesure SMOS. Cette estimation nécessite un ensemble de variables géophysiques en temps quasi-réel, dont on vient de voir qu'elles sont aujourd'hui accessibles, soit par des observations satellitaires, soit par des modèles météorologiques. La précision atteinte par ce modèle en termes de SSS est certainement moins bonne que les 0.1 psu attendus grâce aux mesures SMOS. Cependant, les champs de SSS simulée et sa variabilité pourront fournir des limites utiles pour la calibration/validation. Un trop fort écart par rapport aux estimations du modèle indiquera un problème dans la chaîne de traitement de la mesure, provenant d'une défaillance du capteur ou d'un des nombreux modules nécessaires à l'inversion de la salinité à partir de l'émissivité mesurée. De plus, le modèle peut s'avérer pratique pour repérer des régions où la SSS présente des valeurs particulièrement stables ou des gradients horizontaux particulièrement marqués. De telles régions peuvent servir de cible pour la calibration de l'instrument, voire la validation par rapport à des mesures in situ.

Le modèle apporte aussi une méthode d'amélioration des flux océan-atmosphère à partir de la SSS, en particulier le flux d'eau douce $E-P$ qui est le moins bien estimé à l'heure actuelle. En effet, si l'on connaît précisément la SSS (par exemple grâce aux mesures SMOS), en inversant le modèle on peut en déduire une correction du flux. Une méthode similaire a été employée par Caniaux et al. (2005b), afin d'améliorer les flux de chaleur et la tension du vent, à partir d'une estimation de SST satellitaire et des mesures in situ de l'expérience POMME.

Enfin, le modèle peut avoir de multiples utilisations pour mieux comprendre les mécanismes d'évolution de SSS. Notamment, il peut aider à étudier la formation des couches de « barrière de sel » dans les océans tropicaux. On pourrait alors mieux simuler les déplacements de la *Warm Pool* dans le Pacifique équatorial et améliorer la prévision d'ENSO (Maes et al., 2000). La salinité de surface a aussi un impact sur les changements d'élévation des océans, car la contribution haline à l'effet stérique est significative par rapport à la contribution thermique (Maes, 1998). En particulier, une augmentation globale de la SSS pourrait provoquer une contraction de la colonne d'eau, qui

s'opposerait à la dilatation due à l'augmentation de la température. Cet effet serait comparable à l'effet des changements de masse, causés fonte des glaciers et l'augmentation des apports fluviaux (Miller and Douglas, 2004).

La SSS influe également sur formation d'eau profonde aux hautes latitudes, car elle détermine en partie la flottabilité de la couche superficielle. Par conséquent, l'intensité et la durée de la convection hivernale dépendent notablement de la salinité (Dickson et al., 2002). La SSS est donc un facteur important pour la quantité d'eau profonde et pour la force de circulation thermohaline. En outre, en participant à la stabilité de la couche mélangée, elle contrôle la ventilation des eaux de subsurface et le piégeage de CO₂ dans l'océan profond.

Toutes ces questions liées aux changements climatiques obtiendraient quelques éclaircissements grâce à une meilleure connaissance de la salinité à la surface de l'océan mondial. Le modèle estime raisonnablement bien la SSS et pourrait fournir des informations utiles, en attendant les mesures du satellite SMOS et de la mission Aquarius/SAC-D de la NASA. En tout état de cause, ce modèle constitue un outil générique pour comprendre les interactions air/mer et permet d'assimiler de nouvelles données satellitaires, dans un cadre assurant la cohérence de la couche mélangée océanique.

Bibliographie

- **Articles de journaux scientifiques :**

Alexander, M.A., J.D. Scott, C. Deser, 2000: Processes that influence sea surface temperature and ocean mixed layer depth variability in a coupled model. *Journal of Geophysical Research*, 105 (C7), 16823-16842.

Ayina, L.H., J. Servain, 2003: Spatial-temporal evolution of the low frequency climate variability in the tropical Atlantic. *Interhemispheric water exchange in the Atlantic Ocean*, 2003, ed. Elsevier, 475-495.

Ballabrera-Poy, J., R. Murtugudde, A.J. Busalacchi, 2002: On the potential role of sea surface salinity observations on ENSO predictions. *Journal of Geophysical Research*, 107, 8007.

Belkin, Igor M., S. Levitus, J. Antonov, S.A. Malmberg, 2002: "Great Salinity Anomalies" in the North Atlantic. *Progress in Oceanography*, 41, 1-68.

Boyer, Timothy P., S. Levitus, H.E. Garcia, R.A. Locamini, C. Stephens, J. Antonov, 2004: Objective analyses of annual, seasonal, and monthly temperature and salinity for the world ocean on a 0.25 degrees grid. *International Journal of Climatology*, 25 (7), 931-945.

Boyer, Timothy P., S. Levitus, J.I. Antonov, R.A. Locamini, H.E. Garcia, 2005: Linear trends in salinity for the World Ocean, 1955-1998. *Geophysical Research Letters*, 32 (1), L01604.

Caniaux, G., A. Brut, D. Bourras, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur, G. Reverdin, 2005: A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during POMME experiment: 1. Flux estimates. *Journal of Geophysical Research*, vol 110, C07S02.

Caniaux, G., A. Brut, D. Bourras, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur, G. Reverdin, 2005: A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during POMME experiment: 2. Flux optimization. *Journal of Geophysical Research*, vol 110, C07S03.

Chaigneau, A., O. Pizarro, 2005a: Mean surface circulation and mesoscale turbulent flow characteristics in the eastern South Pacific, from satellite tracked drifters. *Journal of Geophysical Research*, 110 (C5), C05014, 23-39.

Czaja, A., van der Vaart, P., Marshall, J., 2002: A Diagnostic Study of the Role of Remote Forcing in Tropical Atlantic Variability. *Journal of Climate*, 15, 3280-3290.

Dai A., E. Trenberth, 2002: Estimates of freshwater discharge from continents: latitudinal and seasonal variations. *Journal of Hydrometeorology*, 3 (6), 660-687.

Da Silva, A., C. Young-Molling, S. Levitus, 1996: Revised surface marine fluxes over the global oceans : the UWM/COADS data set. In *WCRP Workshop on air-sea flux fields for forcing ocean models and validating GCMs*, WCRP-95, WMO Ed., Geneva, Switzerland, 13-18.

De Boyer Montégut, C., G. Madec, A. S. Fischer, A. Lazar, D. Iudicone, 2004: Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 109 (C12), 52-71.

Delcroix, T., M. McPhaden, 2002: Interannual sea surface salinity and temperature changes in the western Pacific warm pool during 1992-2000. *Journal of Geophysical Research*, 107 (C12), 15-31.

- Delcroix, T., A. Dessier, Y. Gourriou, M. McPhaden, 2005:** Time and space scales for sea surface salinity in the tropical oceans. *Deep Sea Research*, 52 (5), 787-813.
- Dickson, B., I. Yashayaev, J. Meincke, B. Turrell, S. Dye, J. Holfort, 2002:** Rapid freshening of the deep North Atlantic Ocean over the past four decades. *Nature*, 416 (6883), 832-837.
- Ducet, N., P. Y. Le Traon, G. Reverdin, 2000:** Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *Journal of Geophysical Research*, 105 (C8), 19477-19498.
- Emery, W.J., Wert, R.T., 1976:** Temperature-Salinity Curves in the Pacific and their Application to Dynamic Height Computation. *Journal of Physical Oceanography*, 6, 613-617.
- Ferry, N., G. Reverdin, 2003:** Sea surface salinity interannual variability in the western tropical Atlantic: an ocean general circulation model study. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 109 (C5), 97-107.
- Frankignoul, C., K. Hasselmann, 1977:** Stochastic climate models, Part II: application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, 29, 289-305.
- Furevik, T., M. Bentsen, H. Drange, J.A. Johannessen, A. Korablev, 2002:** Temporal and spatial variability of the sea surface salinity in the Nordic Seas. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 107 (C12), 109-124.
- Gaillard, F., H. Mercier H, C. Kermabon, 2005:** A synthesis of POMME physical data set: one year monitoring of the upper layer. *Journal of Geophysical Research*, 110, C07S07.
- Garnier, E., B. Barnier, L. Siefridt, K. Béranger, 2000:** Investigating the 15-years air-sea flux climatology from the ECMWF reanalysis project as a surface boundary condition for ocean models. *Int. J. Clim.*, 20, 1653-1673.
- Giordani, H., G. Caniaux, L. Prieur, 2005:** A simplified 3D oceanic model assimilating geostrophic currents: Application to the POMME experiment. *Journal of Physical Oceanography*, 35 (5), 628-644.
- Giordani, H., G. Caniaux, L. Prieur, A. Paci, S. Giraud, 2005:** A 1 year mesoscale simulation of the northeast Atlantic: mixed layer heat and mass budgets during the POMME experiment. *Journal of Geophysical Research*, 110, C07S08.
- Griffies, S. M., C. Böning, F. O. Bryan, E. P. Chassignet, R. Gerdes, H. Hasumi, A. Hirst, A-M. Treguier, D. Webb (2000):** Developments in ocean climate modelling. *Ocean modelling*, 2, 123-192.
- Guilyardi, E., 2001:** Quand le sel de l'océan pimente le climat. *La Météorologie*, 33, 34-44.
- Herterich, K., K. Hasselmann, 1982:** The Horizontal Diffusion of Tracers by Surface Waves. *Journal of Physical Oceanography*, 12, 704-711.
- Herterich, K., K. Hasselmann, 1987:** Extraction of mixed layer advection velocities, diffusion coefficients, feedback factors and atmospheric forcing parameters from the statistical analysis of North Pacific SST anomaly fields. *Journal of Physical Oceanography*, 17, 2145-2156.

- Johnson, Charles L., Cox, Charles S., Gallagher, Brent, 1978:** The Separation of Wave-Induced and Intrusive Oceanic Finestructure. *Journal of Physical Oceanography*, 8, 846-860.
- Kako, S., M. Kubota, 2005:** Important physical process for the mixed layer variability in the North Pacific. *to be submitted*.
- Kamenkovich, I. V., 2005:** Role of daily surface forcing in setting the temperature and mixed layer structure of the Southern Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 110, C07006.
- Kenyon, Kern E., 1978:** The Shallow Salinity Minimum of the Eastern North Pacific in Winter. *Journal of Physical Oceanography*, 8, 1061-1069.
- Kitaigorodskii, S. A., 1973:** The physics of air-sea interaction. Chapter 12: The upper quasihomogenous layer and the seasonal thermocline in the open ocean. *Israel program for scientific translations*, ed. P. Greenberg, 204-221.
- Kudryavtsev, Vladimir N., Soloviev, Alexander V., 1990:** Slippery Near-Surface Layer of the Ocean Arising Due to Daytime Solar Heating. *Journal of Physical Oceanography*, 20, 617-628.
- Lagerloef, G.S.E., G.T. Mitchum, R.B. Lukas, P.P. Niiler, 1999:** Tropical Pacific near-surface currents estimated from altimeter, wind, and drifter data. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 104 (C10), 23313-23326.
- Lagerloef, G.S.E., 2002:** Introduction to the special section: The role of surface salinity on upper ocean dynamics, air-sea interaction and climate. *Journal of Geophysical Research*, 107 (C12), 8000.
- Maes, C., 1998:** Estimating the influence of salinity on sea level anomaly in the ocean. *Geophysical Research Letter*, 25, 3551-3554.
- Maes C., 1999:** A note on the vertical scales of temperature and salinity and their signature in dynamic height in the western Pacific Ocean. Implications for data assimilation. *Journal of Geophysical Research*, 104, 11.037-11.048.
- Maes C., D. Behringer, R. W. Reynolds, M. Ji, 2000:** Retrospective analysis of the salinity variability in the western tropical Pacific Ocean using an indirect minimization approach. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17, 512-524.
- Maes C., D. Behringer, 2000:** Using satellite-derived sea level and temperature profiles for determining the salinity variability: a new approach. *Journal of Geophysical Research*, 105, 8537-8547.
- Maes C., 2000:** Salinity variability in the equatorial Pacific Ocean during the 1993-98 period. *Geophysical Research Letters*, 27, 1659-1662.
- Maes C., M. J. McPhaden, D. Behringer, 2002:** Signatures of salinity variability in tropical Pacific Ocean dynamic height anomalies. *Journal of Geophysical Research*, 107(C12), 8012.
- Mignot, J., C. Frankignoul, 2003:** On the interannual variability of surface salinity in the Atlantic. *Climate Dynamics*, 20, 555-565.
- Mignot, J., C. Frankignoul, 2003:** Interannual to interdecadal variability of sea surface salinity in the Atlantic and its link to the atmosphere in a coupled model. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 109 (C4), 1-14.

Miller, L., B. C. Douglas, 2004: Mass and volume contributions to twentieth-century global sea level rise. *Nature*, 428 (6981), 406-409.

Noh, Y., C.J. Jang, T. Yamagata, P.C. Chu, C-H. Kim, 2002: Simulation of more realistic upper-ocean processes from an OGCM with a new ocean mixed layer model. *Journal of Physical Oceanography*, 32 (5), 1284-1307.

Paiva, A., E. Chassignet, 2000: The impact of surface flux parameterizations on the modeling of the North Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 31, 1860-1879.

Penduff, T., P. Brasseur, C-E. Testut, B. Barnier, J. Verron, 2002: A four-year eddy-permitting assimilation of sea-surface temperature and altimetric data in the South Atlantic Ocean. *Journal of Marine Research*, 60, 805-833.

Pezzi, L., K., Richards, 2003: The effects of lateral mixing on the mean state and eddy activity of an equatorial ocean. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 106 (C12), 1-16.

Picaut, J., R. Tournier, 1991: Monitoring the 1979-1985 equatorial Pacific current transports with expendable bathythermograph data. *Journal of Geophysical Research*, 96 (supplement), 3263-3277.

Phillips, O.M., 1998: The Dynamics of the Upper Ocean. Chapter 6.6: Turbulence in the surface layer. ed. Cambridge University Press, 281-295.

Qiu, B., K. A. Kelly, 1993: Upper-ocean heat balance in the Kuroshio extension region. *Journal of Physical Oceanography*, 23, 2027-2041.

Reverdin, G., E. Kestenare, C. Frankignoul, T. Delcroix, 2006: Surface salinity in the Atlantic Ocean (30°S-50°N). *Progress in Oceanography*, submitted.

Reynolds, R.W., T.M. Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *Journal of Climate*, 7 (9), 929-948.

Reynolds, R.W., N.A. Rayner, T.M. Smith T.M., D.C. Stokes, W. Wang, 2002: An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *Journal of Climate*, 15 (13), 1609-1625.

Richards, K., H. Banks, 2002: Characteristics of interleaving in the western equatorial Pacific. *Journal of Geophysical Research*, 107 (C12), 3231-3242.

Richards, K., N. Edwards, 2003: Lateral mixing in the equatorial Pacific: the importance of inertial instability. *Geophysical Research Letters*, 30 (17), 21-24.

Rio, M.H., F. Hernandez, 2004: A mean dynamic topography computed over the world ocean from altimetry, in situ measurements, and a geoid model. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 109 (C12), 23-41, C12032.

Roullet, G., G. Madec, 2000: Salt conservation, free surface, and varying levels: A new formulation for ocean general circulation models, *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 105 (C10), 23,927-23,942.

Soloviev, A., R. Lukas, P. Hacker, 2001: An approach to parameterization of the oceanic turbulent boundary layer in the western Pacific warm pool. *Journal of Physical Oceanography*, 106 (C3), 4421-4435.

Stammer, D., 1997: Steric and wind-induced changes in TOPEX/POSEIDON large-scale sea surface topography observations. *Journal of Geophysical Research*, 102, 20,987-21,009.

Tailleux, R., A. Lazar, C. Reason, 2003: Active versus passive propagation of large-scale oceanic temperature and salinity anomalies. *To be submitted*. (26 pages + figures)

Vossepoel, F.C., Behringer, D.W., 2000: Impact of Sea Level Assimilation on Salinity Variability in the Western Equatorial Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 30, 1706-1721.

Vossepoel, F.C., G. Burgers, P.J. Van Leeuwen, 2002: Effects of correcting salinity with altimeter measurements in an equatorial Pacific ocean model. *Journal of Geophysical Research*, 107(C12), 8001.

Wilheit, T.T., A.T.C. Chang, L.S. Chieu, 1991: Retrieval of monthly rainfall indices from microwaveradiometric measurements using probability distribution functions. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 8, 118-136.

Wilson and Coles, 2005: Global climatological relationships between satellite biological and physical observations and upper ocean properties. *Journal of Geophysical Research*, 110, C10001, doi:10.1029/2004JC002724.

Xie, Shang-Ping, 1999: A dynamic ocean-atmosphere model of the tropical atlantic decadal variability. *Journal of Climate*, 12, 64-70.

Yan, X-H., A. Okubo, 1992: Three-dimensional analytical model for the mixed-layer depth. *Journal of Geophysical Research*, 97, 20,201-20,226.

Zawada, D. G., J. R. V. Zaneveld, E. Boss, W. D. Gardner, M. J. Richardson, A. V. Mishonov, 2005: A comparison of hydrographically and optically derived mixed layer depths. *Journal of Geophysical Research*, 110, C11001, doi:10.1029/2004JC002417.

- **Rapports techniques et scientifiques :**

CLS/IFREMER/NERSC consortium, 2001: Study of Salinity Data Processing. *Technical proposal*, Response to ESA request for quotation AO/1-3571/00/NL/SF.

Dehouck, A., H. Dupuis, F. Gohin, B. Chapron, N. Reul, A.M. Jegou, R. Garello, 2002: Measuring sea surface salinity from an airborne SAR in the Gironde region, France. (6 pages)

Lagerloef, G.S.E., 1998: Preliminary assessment of the scientific and technical merits for salinity remote sensing from satellite, Final report of the 1st workshop of Salinity Sea Ice Working Group (SSIWG).

Large, W.G., S.G. Yeager, 2004: Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models: the data sets and flux climatologies. *NCAR Technical Note* NCAR/TN-460+STR, 111 pages.

LEGI/CLS/UPC consortium, 2001: Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies. *Final report for tasks 2210, 2220 and 2230*.

NERSC, 2002: Cost functions and refinement of the first guess TB. *SMOS-Salinity Data Processing Study, Work package 4220*.

Siefridt, L., 1994: Validation des données de vent ERS-1 et des flux de surface du CEPMMT dans le contexte de la modélisation des circulations océaniques à l'échelle d'un bassin. *thèse de l'Université J. Fourier-Grenoble I.*

Treguier, A-M., 1999: Turbulent closure model for CLIPPER. *Rapport technique du projet CLIPPER.*

Uppala, S., 1997: Observing System Performance in ERA. *ECMWF Re-Analysis Project Report Series.*

Liste des acronymes employés dans le manuscrit :

AACC	<i>AntArctic Circumpolar Current</i>
ABL	<i>Atmospheric Boundary Layer</i>
AGCM	<i>Atmosphere General Circulation Model</i>
AMSR	<i>Advanced Microwave Scanning Radiometer</i>
AVHRR	<i>Advanced Very High Resolution Radiometer</i>
COADS	<i>Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set</i>
CTD	<i>Conductivity-Temperature-Depth</i>
DHA	<i>Dynamic Height Anomaly</i>
ECMWF	<i>European Centre for Medium-range Weather Forecast</i>
ELD	<i>Ekman Layer Depth</i>
ENSO	<i>El Nino-Southern Oscillation</i>
EOF	<i>Empirical Orthogonal Function</i>
ERA	<i>ECMWF ReAnalysis</i>
EUC	<i>Equatorial Under-Current</i>
GFDL	<i>Geophysical Fluids Dynamics Laboratory</i>
ITCZ	<i>InterTropical Convergence Zone</i>
MLD	<i>Mixed Layer Depth</i>
MLM	<i>Mixed Layer Model</i>
MSW	<i>Meridional Wind Stress</i>
NAD	<i>North Atlantic Drift</i>
NAO	<i>North Atlantic Oscillation</i>
NBC	<i>North Brazil Current</i>
NCAR	<i>National Center for Atmospheric Research</i>
NCEP	<i>National Center for Environmental Prediction</i>
NEC	<i>North Equatorial Current</i>
NECC	<i>North Equatorial Counter-Current</i>
NOAA	<i>National Ocean and Atmosphere Administration</i>
NWP	<i>Numerical Weather Prediction</i>
OGCM	<i>Ocean General Circulation Model</i>
OML	<i>Ocean Mixed Layer</i>
POMME	<i>Programme d'Observation Multidisciplinaire Méso-Echelle</i>
psu	<i>Practical Salinity Unit</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
SeaWiFS	<i>Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor</i>
SEC	<i>South Equatorial Current</i>
SLA	<i>Sea Level Anomaly</i>
SLP	<i>Sea Level Pressure</i>
SML	<i>Slab Mixed Layer</i>
SMOS	<i>Soil Moisture and Surface Salinity</i>
SOC	<i>Southampton Oceanographic Centre</i>
SOI	<i>Southern Oscillation Index</i>
SPCZ	<i>South Pacific Convergence Zone</i>
SSH	<i>Sea Surface Height</i>
SSALTO-DUACS	<i>Segment Sol multimissions d'ALTimétrie et d'Orbitographie - Data Unification and Altimeter Combination System</i>
SSS	<i>Sea Surface Salinity</i>
SST	<i>Sea Surface Temperature</i>
STD	<i>Salinity-Temperature-Depth</i>
SWS	<i>Surface Wind Stress</i>
THC	<i>ThermoHaline Circulation</i>
TIW	<i>Tropical Instability Wave</i>
TKE	<i>Turbulent Kinetic Energy</i>
TSG	<i>ThermoSaniloGraphe</i>
VOS	<i>Voluntary Observing Ship</i>
WBC	<i>Western Boundary Current</i>
WOA	<i>World Ocean Atlas</i>
WSC	<i>Wind Stress Curl</i>
XBT	<i>eXpendable BathyThermoGraph</i>
UKMO	<i>United Kingdom Meteorological Office</i>
ZSW	<i>Zonal Wind Stress</i>