



**HAL**  
open science

# Etude de la dynamique océanique de la mer des Salomon : modélisation numérique à haute résolution

Bughsin' Djath

► **To cite this version:**

Bughsin' Djath. Etude de la dynamique océanique de la mer des Salomon : modélisation numérique à haute résolution. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENU012 . tel-01069989

**HAL Id: tel-01069989**

**<https://theses.hal.science/tel-01069989>**

Submitted on 30 Sep 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Océan, Atmosphère et Hydrologie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Bughsin' DJATH**

Thèse dirigée par **Jacques VERRON**

et codirigée par **Bernard BARNIER** et **Lionel GOURDEAU**

préparée au sein du **Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels** puis du **Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement**

et dans l'École Doctorale **Terre, Univers, Environnement**

## Etude de la dynamique océanique de la mer des Salomon : modélisation numérique à haute résolution

Thèse soutenue publiquement le **23 janvier 2014**,  
devant le jury composé de :

**M. Eric BLAYO**

Professeur, Président

**M. William S. KESSLER**

Professeur, Rapporteur

**M. Jérôme VIALARD**

Directeur de Recherche, Rapporteur

**M. Patrice KLEIN**

Directeur de Recherche, Examineur

**M. Norbert HOUNKONNOU**

Professeur, Examineur

**M. Jacques VERRON**

Directeur de Recherche, Directeur de thèse

**M. Bernard BARNIER**

Directeur de Recherche, Co-Directeur de thèse

**M. Lionel GOURDEAU**

Directeur de Recherche, Co-Directeur de thèse





*À la mémoire de mes parents.*





## Remerciements

En premier lieu, je voudrais remercier mes directeurs de thèse Jacques Verron, Bernard Barnier et Lionel Gourdeau pour l'encadrement soutenu dont j'ai bénéficié. Je les remercie également de la confiance qu'ils m'ont accordé et de m'avoir fait grandir dans un environnement scientifique et social très serein. Leur efficacité, basée sur des connaissances scientifiques, techniques et méthodologiques, s'est, une fois encore, avérée payante pour la réussite de ce travail. Je tiens particulièrement à exprimer ma reconnaissance à Jacques qui m'a donné l'opportunité d'effectuer cette thèse en France malgré la difficulté des démarches administratives. Je le remercie pour sa disponibilité : il a notamment enrichi mes trois années de thèse en expériences, opportunités de voyages et rencontres. Je tiens à remercier les membres du jury pour leur lecture attentive du manuscrit et pour l'intérêt qu'ils lui ont porté.

Ensuite, je remercie particulièrement Jean-Marc pour sa contribution à mon travail, son exceptionnelle expertise en modélisation et son assistance. Je le remercie pour sa disponibilité, pour ses connaissances informatiques et numériques, pour nos séances de discussion et de "debuggage" et pour m'avoir appris à mettre en place un modèle NEMO. Je remercie également Patrice Klein pour son accueil à l'IFREMER, pour nos échanges scientifiques et pour les outils de réalisation de spectres.

Je remercie aussi Angélique, mon premier guide sur le sentier de la modélisation dès mon arrivée dans l'équipe MEOM. Je la remercie en particulier pour ses enseignements sur la mer des Salomon, ainsi que l'ensemble des permanents de l'équipe qui ont su s'impliquer d'une façon ou d'une autre dans mon travail. Parmi eux, je citerai Josiane pour son efficacité dans les démarches administratives. Merci à Gaby et Olivier pour leurs services dans le domaine de l'informatique. Mes remerciements vont également aux doctorants, post-doctorants et stagiaires de l'équipe MEOM. Je remercie particulièrement Lucile Gaultier qui m'a fait découvrir la culture française ainsi que Gildas Mainsant et Cyrille Akuetevi.

Je remercie également Gérard Eldin qui m'a autorisé à embarquer à bord de l'Atalante et l'ensemble des scientifiques présents à bord (Alexandre Ganachaud, Sophie Cravatte, Billy Kessler, Catherine Jeandel, ...).

Enfin, je remercie tous ceux qui m'ont soutenu de proche ou de loin : la famille Kpemlie (Manu et Téréza) pour leur soutien et la préparation de mon pot de thèse, Suzy Polka et la famille Chango pour leur soutien sans faille, ainsi que ma famille et particulièrement mes frères et sœurs, à Dinikipirou Afoua. Je terminerai en remerciant Nicolas Pidassa Bidola pour son soutien et pour tout le reste.



## Liste des acronymes

<b>ADCP</b>	Acoustic Doppler Current Profiler
<b>AGRIF</b>	Adaptative Grid Refinement In Fortran
<b>CARS</b>	CSIRO Atlas of Regional Seas
<b>CLIVAR</b>	Climate Variability and Predictability
<b>CNES</b>	Centre National d'Etudes Spatiales
<b>CNRS</b>	Centre National de la Recherche Scientifique
<b>CSIRO</b>	Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization
<b>CTD</b>	Conductivity Temperature Depth
<b>EAC</b>	East Australian Current
<b>ECMWF</b>	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
<b>EKE</b>	Eddy Kinetic Energy
<b>ENSO</b>	El Niño Southern Oscillation
<b>EUC</b>	Equatorial Undercurrent
<b>GPC</b>	Gulf of Papua Current
<b>IDRIS</b>	Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique
<b>IRD</b>	Institut de Recherche pour le Développement
<b>ITCZ</b>	Inter Tropical Convergence Zone
<b>LGGE</b>	Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement
<b>LEGOS</b>	Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales
<b>LLWBC</b>	Low Latitude Western Boundary Current
<b>MEOM</b>	Modélisation des Ecoulements Océaniques Multi-échelles (équipe du LGGE)
<b>MKE</b>	Mean Kinetic Energy
<b>NBCU</b>	New Britain Coastal Undercurrent
<b>NCAR</b>	National Center for Atmospheric Research
<b>NCEP</b>	National Centers for Environmental Prediction
<b>NCJ</b>	North Caledonian Jet
<b>NEC</b>	North Equatorial Current
<b>NECC</b>	North Equatorial Countercurrent
<b>NEMO</b>	Nucleus for European Models of the Ocean
<b>NGCC</b>	New Guinea Coastal Current
<b>NGCU</b>	New Guinea Coastal Undercurrent
<b>NICU</b>	New Ireland Coastal Undercurrent
<b>NOAA</b>	National Oceanic and Atmospheric Administration
<b>NQC</b>	North Queensland Current
<b>NVJ</b>	North Vanuatu Jet
<b>OBC</b>	Open Boundary Conditions
<b>OGCM</b>	Ocean General Circulation Model
<b>OPA</b>	Océan Parallélisé (code de modélisation océanique)
<b>PDO</b>	Pacific (inter) Decadal Oscillation
<b>PNG</b>	Papouasie Nouvelle-Guinée
<b>RMS</b>	Root Mean Square

<b>SADCP</b>	Shipboard Acoustic Doppler Current Profiler
<b>SCJ</b>	South Caledonian Jet
<b>SEC</b>	South Equatorial Current
<b>SECC</b>	South Equatorial Countercurrent
<b>SICU</b>	Solomon Islands Coastal Undercurrent
<b>SGU</b>	St Georges Undercurrent
<b>SLA</b>	Sea Level Anomaly
<b>SOI</b>	Southern Oscillation Index
<b>SPCZ</b>	South Pacific Convergence Zone
<b>SPICE</b>	Southwest Pacific Ocean Circulation and Climate Experiment
<b>SSH</b>	Sea Surface Height
<b>SSS</b>	Sea Surface Salinity
<b>SST</b>	Sea Surface Temperature
<b>STC</b>	Subtropical Cell
<b>SWOT</b>	Surface Water and Ocean Topography
<b>TAO</b>	Tropical Atmosphere Ocean
<b>TKE</b>	Total Kinetic Energy
<b>WBC</b>	Western Boundary Current
<b>WEPOCS</b>	Western Equatorial Pacific Ocean Circulation Study
<b>WWV</b>	Warm Water Volume
<b>XBT</b>	Expendable Bathy Thermograph

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Contexte scientifique</b>	<b>9</b>
<b>1 L'océanographie du Pacifique tropical</b>	<b>11</b>
1.1 Etat moyen de l'océan Pacifique tropical . . . . .	12
1.1.1 Circulation atmosphérique . . . . .	12
1.1.2 Conditions de surface du Pacifique . . . . .	15
1.1.3 Courants moyens . . . . .	17
1.2 Variabilité interannuelle du Pacifique tropical . . . . .	18
1.2.1 Mécanismes de variabilité d'ENSO . . . . .	19
1.2.2 Modulation décennale d'ENSO . . . . .	20
1.3 Pourquoi la mer des Salomon ? . . . . .	23
1.3.1 Circulation du Pacifique sud-ouest . . . . .	23
1.3.2 Mer des Salomon . . . . .	23
1.3.3 Vers la haute résolution en mer des Salomon . . . . .	24
<b>2 Observations et turbulence océanique</b>	<b>29</b>
2.1 Les observations satellites de mesure du niveau de la mer . . . . .	31
2.1.1 Les altimètres classiques au nadir . . . . .	31
2.1.2 Nouvelle génération de satellite altimétrique : SWOT . . . . .	33
2.2 Observations in situ . . . . .	36
2.2.1 Climatologie CARS . . . . .	36
2.2.2 Les différentes campagnes océanographiques . . . . .	36
2.3 Echelles des processus océaniques . . . . .	41
2.4 Dynamique méso et sous-mésoéchelle . . . . .	43
2.5 Turbulence 2D et 3D . . . . .	45
2.5.1 Turbulence 3D . . . . .	45
2.5.2 Turbulence quasi-géostrophique . . . . .	46
2.5.3 Turbulence quasi-géostrophique de surface . . . . .	47
2.5.4 Spectre en nombre d'onde . . . . .	50
<b>II Approche méthodologique</b>	<b>53</b>
<b>3 Modélisation numérique océanique avec NEMO-OPA</b>	<b>55</b>
3.1 Equations de modèle océanique . . . . .	57

3.1.1	Equations primitives . . . . .	57
3.1.2	Calcul de la hauteur de la mer . . . . .	59
3.2	Discrétisation spatio-temporelle . . . . .	60
3.2.1	Discrétisation spatiale . . . . .	60
3.2.2	Discrétisation temporelle . . . . .	60
3.3	Paramétrisations . . . . .	61
3.3.1	Physique des échelles “sous maille” sur la verticale . . . . .	62
3.3.2	Physique des échelles “sous maille” latérale . . . . .	63
3.4	Conditions aux limites . . . . .	64
3.4.1	Conditions aux limites liées à la bathymétrie . . . . .	64
3.4.2	Conditions aux limites à la côte . . . . .	65
3.4.3	Conditions aux limites liées aux continents . . . . .	65
3.4.4	Conditions aux limites liées à l’atmosphère . . . . .	65
3.4.5	Conditions limites aux frontières ouvertes ou OBC (Open Boundary Condition) . . . . .	65
 <b>III Mise en œuvre du “laboratoire” de modélisation numérique haute résolution de la mer des Salomon</b>		 <b>67</b>
<b>4</b>	<b>Mise en place du modèle 1/36° de la mer des Salomon</b>	<b>69</b>
4.1	Mise en place de modèles . . . . .	70
	Article accepté au Journal of Operational Oceanography : A 1/36° model of the Solomon Sea embedded into a global ocean model : On the setting up of an interactive open boundary nested model system . . .	70
4.2	Compléments . . . . .	95
4.2.1	Validation du modèle global 1/12° . . . . .	95
4.2.2	Forçages atmosphériques . . . . .	99
 <b>IV Résultats et validation</b>		 <b>105</b>
<b>5</b>	<b>Analyse multi-échelle de la mer des Salomon à partir du modèle haute résolution</b>	 <b>107</b>
	Article soumis au Journal of Geophysical Research : Multiscale dynamical ana- lysis of a high resolution numerical model simulation of the Solomon Sea circulation . . . . .	109
5.1	Introduction . . . . .	110
5.2	Modelling approach . . . . .	111
5.3	General circulation . . . . .	112
5.3.1	Surface and thermocline circulations . . . . .	112
5.3.2	Vertical structure . . . . .	113
5.3.3	Currents at straits . . . . .	114
5.3.4	The hypothetical SICU . . . . .	115
5.4	Eddy Variability : An Eddy Kinetic Energy view . . . . .	116
5.4.1	Mean EKE . . . . .	116
5.4.2	Seasonal Variability . . . . .	117
5.5	Meso- and Submesoscales : a spectral view . . . . .	118

5.5.1	Spectral analysis . . . . .	118
5.5.2	Wavenumber SSH, SST and KE spectra . . . . .	119
5.5.3	Kinetic energy spectral flux . . . . .	120
5.6	Conclusion . . . . .	120
5.7	Compléments . . . . .	133
5.7.1	Validation du modèle régional 1/12° . . . . .	133
5.7.2	Validation du modèle haute résolution 1/36° . . . . .	138
5.7.3	Apport du modèle 1/36° par rapport au modèle 1/12° . . . . .	143
<b>V</b>	<b>Applications</b>	<b>149</b>
<b>6</b>	<b>Application 1 : Etude de faisabilité de l'inversion d'image traceurs à partir du modèle réaliste 1/36°</b>	<b>151</b>
	Article soumis au Journal of Geophysical Research : Inversion of submesoscale patterns from a high-resolution Solomon Sea model : feasibility assessment .	152
6.1	Introduction . . . . .	152
6.2	The image inversion method . . . . .	154
6.2.1	The tracer image . . . . .	154
6.2.2	The dynamical flow image : FSLE . . . . .	155
6.2.3	Cost function . . . . .	155
6.3	Tools and data . . . . .	156
6.3.1	High resolution model . . . . .	157
6.3.2	Tracer images . . . . .	159
6.4	Definition of the twin experiments . . . . .	160
6.4.1	True and background velocities . . . . .	160
6.4.2	Error sub-space . . . . .	161
6.4.3	Experiments . . . . .	161
6.5	Results . . . . .	162
6.5.1	Validity of FSLE as a proxy . . . . .	162
6.5.2	Feasibility of FSLE inversion . . . . .	163
6.5.3	Minimizing the cost function . . . . .	164
6.5.4	Estimated velocities . . . . .	165
6.6	Conclusion . . . . .	166
<b>7</b>	<b>Application 2 : Exploration préliminaire de l'“upscaling” de la mer des Salomon vers l'EUC</b>	<b>177</b>
7.1	L'influence du raffinement AGRIF sur le modèle 1/12° . . . . .	178
7.1.1	Energie cinétique . . . . .	178
7.1.2	Circulation . . . . .	183
7.1.3	Anomalie de hauteur de la mer . . . . .	183
7.1.4	Anomalie de température . . . . .	187
7.2	Discussion . . . . .	187
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>189</b>
<b>8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>191</b>



<b>Annexe</b>	<b>198</b>
<b>Solomon Sea circulation and water mass modifications : response at ENSO timescales</b>	<b>201</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>221</b>
<b>Listes des figures</b>	<b>232</b>
<b>Listes des tables</b>	<b>239</b>

# Introduction



L'océan est une machine complexe qui fonctionne à des échelles extrêmement différentes. Certains processus océaniques se déroulent à grande échelle sur des milliers de kilomètres, d'autres sur quelques mètres ou même quelques millimètres.

Les processus océaniques à mésoéchelle et à sous-mésoéchelle sont caractérisés respectivement par des échelles spatiales de l'ordre de 10-100 km et de l'ordre de 1 km (*Thomas et al.*, 2008). Les structures mésoéchelles comprennent les tourbillons, les méandres, les anneaux, les ondes, les fronts et les filaments (*Morrow and Le Traon*, 2012). Leur origine est souvent liée à la dynamique de plus grande échelle et à ses instabilités mais elle peut être aussi liée aux interactions des courants avec la bathymétrie ou associée aux forçages. Depuis de nombreuses années, la composante mésoéchelle fait l'objet d'un intérêt particulier car les observations (en particulier spatiales) ont montré qu'elle avait un caractère omniprésent dans l'océan mondial (*Chelton et al.*, 2007; *Morrow and Le Traon*, 2012). De plus, le rôle important de la mésoéchelle dans la circulation générale (*Bryan et al.*, 1998; *Smith et al.*, 2000), y compris leur impact potentiel dans la variabilité climatique (*McWilliams*, 2008) est de plus en plus évident. La composante de la sous-mésoéchelle a une dynamique très complexe. L'importance de la sous-mésoéchelle a été reconnue beaucoup plus récemment (*Lapeyre and Klein*, 2006a; *Klein and Lapeyre*, 2009; *Klein et al.*, 2008; *Lévy et al.*, 2010), en particulier en raison de son impact probable sur le bilan énergétique de l'océan (*Capet et al.*, 2008a) et du lien entre physique et biogéochimie à cette échelle (*Lévy et al.*, 2001; *Klein and Lapeyre*, 2009). L'observation spatiale et surtout l'altimétrie, a été et reste un moyen majeur d'observation de la mésoéchelle et des grande échelles océaniques. Des programmes récents (par exemple SARAL/AltiKa) de résolution accrue devrait permettre de mieux observer la variabilité mésoéchelle. De plus, le programme d'altimétrie futur SWOT pourra permettre d'accéder à la méso et sous-mésoéchelle grâce à des capteurs à haute résolution. Les observations biogéochimiques de couleur de l'océan et plus généralement les observations des traceurs donnent déjà une bonne indication de la réalité de ces sous-mésoéchelles (*Klein et al.*, 2010; *Gaultier et al.*, 2013).

Au niveau des grandes échelles, l'océan mondial subit des variations à l'échelle saisonnière et interannuelle. La variabilité climatique la plus importante à l'échelle de la planète terre est celle du phénomène El Niño, observé dans l'océan Pacifique mais ayant une influence à l'échelle planétaire. L'océan Pacifique tropical est connu pour sa principale implication dans la modulation et la variabilité d'El Niño qui constitue le mode majeur de variabilité du bassin. La variabilité El Niño ou ENSO (El Niño Southern Oscillation) résulte de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère. El Niño désigne la phase chaude de l'oscillation du système couplé océan-atmosphère. Au cours de cette phase, une élévation anormale de la SST est observée dans le Pacifique Tropical central et est. Par l'ampleur du phénomène, la taille et l'étendue du bassin océanique Pacifique, El Niño a des répercussions sur les régions tropicales, extra-tropicales et à l'échelle globale : sécheresse, inondation et de nombreux dégâts matériels et humains. Ainsi, l'une des préoccupations de la communauté scientifique est de mieux comprendre l'origine d'El Niño et de mieux prédire son arrivée. A cet effet, des recherches scientifiques sont menées depuis longtemps et restent un enjeu majeur pour les scientifiques (*Bjerknes*, 1969; *Battisti and Hirst*, 1989; *Wang and Picaut*, 2004; *Chang et al.*, 2006). Les programmes d'observations spatiaux et des réseaux d'observations tels que TAO ont été mis en place en vue de créer un système mondial de surveillance et de prévision climatique en particulier pour ENSO. La cou-

verture synoptique des satellites a été particulièrement utile pour la caractérisation des phénomènes tels que El Niño, par exemple avec Topex/Poseidon pour les variations correspondants de la topographie dynamique. Parmi les nombreuses questions qui restent d'actualité sur le thème d'ENSO et plus généralement de la variabilité climatique de l'océan, celui des circuits de retour des grands courants à l'échelle du bassin Pacifique au niveau de l'équateur suscite un intérêt particulier, notamment dans le cadre du programme SPICE ([http://www.clivar.org/organization/pacific/pacific\\_SPICE.php](http://www.clivar.org/organization/pacific/pacific_SPICE.php)) de CLIVAR. Ces retours s'effectuent principalement à travers des courants de bord ouest de faible latitude (LLWBCs). Cependant, la dynamique de ces LLWBCs est peu connue. Un point remarquable est que ces LLWBCs sont fortement non-linéaires et instables à l'image des courants de bord ouest de moyennes latitudes de type Gulf Stream ou Kuro Shio. Ces LLWBCs sont donc fortement turbulents avec des circulations à mésoéchelle intenses et énergétiques. Ceci traduit le fait que les diverses échelles, des plus grandes échelles jusqu'aux mésoéchelles voire aux sous-mésoéchelles, sont fortement imbriquées et interactives. En particulier, dans la région du Pacifique sud-ouest, la relation entre la dynamique océanique de grande échelle venant de l'est (principalement le South Equatorial Current (SEC)) et la dynamique équatoriale n'est pas parfaitement connue (en particulier le retour vers l'Equatorial Undercurrent (EUC)). Les trajets de courants alimentant la bande équatoriale, la zone d'El Niño, et les transformations qui s'opèrent au cours de leurs trajets restent encore peu connus. Dans cette région du Pacifique sud-ouest, les LLWBCs qui vont alimenter l'EUC, transitent par la mer des Salomon (*Tsuchiya et al.*, 1989; *Blanke and Raynaud*, 1997; *Grenier et al.*, 2011). Cette mer qui constitue notre domaine d'étude, fait partie de l'une des régions peu étudiées malgré son implication potentielle dans la modulation décennale à l'équateur.

Même si les capacités d'observations de l'océan se sont fortement accrues depuis une vingtaine d'années, en particulier avec les satellites et plus récemment avec des programmes comme celui des flotteurs-profileurs ARGO, la capacité d'observation de l'océan face à la richesse du spectre des échelles dynamiques reste insuffisante. Les modèles numériques ont pris une place croissante pour compléter la vision apportée par les observations. Malgré leurs insuffisances propres en terme de paramétrisation et de résolution, les modèles ont permis de donner une certaine cohérence entre les échelles et de proposer une certaine vision synoptique. L'utilisation conjointe de ces deux sources d'informations que sont les observations et les modèles a connu un développement important ces dernières années.

## La mer des Salomon : enjeux scientifiques

La mer des Salomon est située dans l'océan Pacifique tropical occidental, au nord-est de l'Australie, entre la Papouasie Nouvelle-Guinée à l'ouest, les îles Salomon à l'est, et l'archipel Bismarck au nord. C'est une mer semi-fermée avec une topographie très complexe constituée de chaînes d'îles de tailles différentes. Elle communique avec l'océan équatorial via les détroits de Vitiaz, de Salomon et le chenal St George. La mer des Salomon constitue la zone de transit final des eaux de l'océan Pacifique tropical sud dans leur retour vers l'équateur. La variabilité de la circulation en mer des Salomon est d'une importance cruciale dans une perspective climatique car le système de courant dans cette zone fait partie du système des cellules subtropicales et ramène les eaux subductées du

gyre subtropical vers l'équateur au niveau de la thermocline. La variabilité des masses d'eaux advectées peut moduler les variations des propriétés de la thermocline équatoriale et la langue d'eau froide du Pacifique équatorial et ultimement influencer la circulation atmosphérique aux échelles caractéristiques de ENSO.

Malgré l'importance de la mer des Salomon, très peu d'observations in situ sont disponibles. Quelques campagnes océanographiques ont eu lieu telles que WEPOCS en 1986 (*Lindstrom et al.*, 1990) et en 1988 (*Butt and Lindstrom*, 1994) et plus récemment FLU-SEC en 2007 (*Maes et al.*, 2009; *Gasparin et al.*, 2012) et PANDORA en 2012 (*Eldin et al.*, 2013), mais elles sont globalement rares dans cette région éloignée de l'océan mondial. Pour être complet, il faut signaler aussi les travaux de synthèse de données à partir des SADCP (*Cravatte et al.*, 2011) et de flotteurs lagrangiens (*Hristova and Kessler*, 2011) qui ont permis d'établir récemment une vision plus grande échelle de la circulation et la variabilité en mer des Salomon.

En raison de son importance du point de vue de la variabilité climatique, des projets tels que SPICE (*Ganachaud et al.*, 2007, 2008a, 2013a), qui est une composante du programme international CLIVAR, ont été mis en place afin d'étudier de façon détaillée cette région clé. Il a donc permis d'améliorer les connaissances scientifiques du Pacifique sud-ouest et spécifiquement de la mer des Salomon. A cet effet, les études de *Melet et al.* (2010a,b, 2011, 2013) sur la mer des Salomon à partir d'un modèle 1/12° ont permis d'établir un premier schéma de la circulation de cette région peu connue montrant d'ailleurs ainsi le rôle que peut prendre le développement des simulations numériques pour fournir un schéma cohérent de circulation en l'absence presque totale d'observations dans la région. Les études de *Melet et al.* (2011, 2013) ont permis par ailleurs d'évaluer la transformation des masses d'eau dans cette mer des Salomon et son rôle dans la modulation ENSO.

L'observation spatiale, et principalement l'altimétrie, montrent que les plus hauts niveaux de variabilité du Pacifique tropical sud (entre 20°S et l'équateur) sont observés dans les régions des îles Salomon. Les études de *Melet et al.* (2010b) révèlent la richesse des mécanismes mis en jeu dans cette région (notamment au sud de la Nouvelle Bretagne où se concentrent de fortes instabilités) un haut niveau d'énergie cinétique turbulente et une forte variabilité de la Sea Level Anomalie (SLA).

En résumé, les motivations scientifiques sous-jacentes à l'étude de la mer des Salomon sont donc d'abord relatives à la dimension climatique évoquée précédemment sur le rôle de la mer des Salomon dans la connexion entre les subtropiques et l'équateur.

Elles concernent également tous les aspects de variabilité à méso et possiblement sous-mésoéchelles qui sont observés dans cette mer et dont une partie de l'origine est lié à la présence d'un fort courant de bord-ouest.

## La mer des Salomon : enjeux méthodologiques

Ce travail de thèse a avant tout pour objectif, la mise en œuvre d'une configuration de modèle permettant la résolution de nombreuses échelles océaniques, notamment la

mésoéchelle et autant que possible la sous-mésoéchelle. Cela impose donc de nombreuses contraintes numérique et des moyens important de calcul afin d'atteindre la résolution suffisante.

La complexité de la topographie de la mer des Salomon est un aspect très délicat pour les modèles (et d'ailleurs aussi pour les observations). La largeur des détroits de la mer des Salomon par exemple conditionnent nettement le flux d'eau sortant de cette mer pour rejoindre l'équateur (*Melet et al.*, 2010a). Il est donc clair qu'une bonne connaissance de la bathymétrie est importante et nécessite d'être finement reproduite et résolue dans un modèle haute résolution.

Une représentation réaliste de la circulation dans la mer des Salomon nécessite, comme il a été discuté précédemment, une bonne prise en compte des échelles pertinentes. Notre objectif ici est d'atteindre une résolution spatiale qui permette de résoudre correctement la mésoéchelle. En s'appuyant sur le concept de "résolution effective" (*Skamarock*, 2004; *Marchesiello et al.*, 2011), nous avons considéré que la résolution du  $1/36^\circ$  permettait de résoudre correctement les processus à mésoéchelle aux basses latitudes considérées.

Cette thèse réalisée dans l'équipe MEOM s'appuie bien évidemment sur les compétences et l'expérience de cette équipe en matière de modélisation. Le code NEMO utilisé dans l'équipe est donc naturellement utilisé pour cette thèse de même que les outils d'emboîtement de modèle (frontières ouvertes, AGRIF). Le projet DRAKKAR qui réalise des simulations globales au  $1/4^\circ$  puis désormais au  $1/12^\circ$  offre un environnement naturel pour permettre cette modélisation régionale de la mer des Salomon. Au démarrage de cette thèse, l'équipe MEOM n'avait pas réalisé de simulations numériques à un aussi haute résolution que le  $1/36^\circ$ . Cette thèse se présente donc bien évidemment comme un challenge méthodologique à la fois sur le plan numérique mais aussi informatique car les coûts de calcul associés sont extrêmement élevés (le modèle de la mer des Salomon au  $1/36^\circ$  représente presque deux fois le modèle DRAKKAR global au  $1/4^\circ$ ).

Par ailleurs et comme il a été dit, les satellites altimétriques sont essentiels pour accéder à la connaissance de la circulation de surface dans cette région. A l'avenir, des projets tels que la mission satellite franco-américaine SWOT (*Fu and Ferrari*, 2008) permettra d'accéder aux échelles fines de la circulation de surface. Le projet SWOT d'altimétrie interférométrique à large fauchée, a en effet pour objectif la caractérisation de la dynamique de sous-mésoéchelle océanique avec une résolution spatiale de l'ordre de 1 km. Une des préoccupations adressées à la communauté scientifique aujourd'hui par le projet SWOT est la question de l'observabilité : Qu'observera t-on véritablement à ces échelles ? A quelle physique et dynamique de turbulence s'attend-on ? Les modèles numériques peuvent aider à apporter de premières réponses à ces questions. C'est clairement un des objectifs qui avait été assigné au projet SOSMOD (Solomon Sea high résolution MODeling) qui est soutenu par la CNES et a permis la réalisation de cette thèse.

Ainsi, les motivations méthodologiques sous-jacentes à cette thèse sont la mise en œuvre d'un modèle à la résolution du  $1/36^\circ$  afin de représenter de façon assez réaliste la dynamique associée à la bathymétrie complexe de la région, la dynamique des mésoéchelles propres à cette région et d'aborder une première résolution des sous-mésoéchelles.

Cette mise en œuvre devra aboutir à la réalisation d’une sorte de “laboratoire de modélisation régionale à haute résolution” permettant dans le cadre de cette thèse, et de travaux futurs, de traiter un certain nombre de questions ou applications océanographiques et méthodologiques. Parmi celles-ci, la question de l’observabilité de l’altimétrie spatiale à haute résolution de type SWOT est un enjeu pour les prochaines années.

Cette thèse, bien que centrée sur la modélisation, fait appel à plusieurs thématiques scientifiques : variabilité interannuelle, circulation générale et turbulence à méso et sous-mésoéchelle. Ainsi cette thèse s’articule autour de cinq parties essentielles :

La **première partie** de cette thèse est consacrée à la présentation des concepts généraux et la problématique liée à notre zone d’étude, la mer des Salomon. Nous présentons dans le chapitre 1 les caractéristiques océaniques du Pacifique tropical et sa variabilité interannuelle ENSO. Nous nous attachons à expliquer l’implication de la mer des Salomon (qui sert de “pont” entre la zone équatoriale et la zone subtropicale) dans le circuit climatique ENSO. Puis, dans le chapitre 2, nous exposons de façon générale les processus de turbulence à méso et sous-mésoéchelle qui font parti des échelles non négligeable dans l’océan. Tous ces aspects sont ainsi abordés en vue de dégager la motivation de l’étude sur la mer des Salomon.

Dans la **deuxième partie**, nous présentons l’outil de modélisation numérique NEMO (chapitre 3) qui est utilisé pour mettre en place notre modèle haute résolution.

La **troisième partie** est dédiée à la description de la mise en place du système de modélisation haute résolution (chapitre 4). Dans cette partie, nous exposons la stratégie de modélisation adoptée pour construire le modèle au  $1/36^\circ$ . Les différentes étapes de la mise en place de la configuration et les ingrédients sont abordés. Des retraitements spécifiques sur la bathymétrie de la mer des Salomon sont présentés. Divers tests de sensibilité tels que par exemple la sensibilité au calcul de la tension du vent dans le modèle sont réalisés afin d’aboutir à une physique plus réaliste de la mer des Salomon.

Dans la **quatrième partie**, nous effectuons la validation des simulations avec les observations disponibles dans la région de la mer des Salomon. Cette validation est importante pour apprécier les modèles. Une des difficultés liées à l’exploitation du modèle  $1/36^\circ$  est que ce dernier contient beaucoup d’information et il n’est pas toujours facile de tout regarder. Nous avons alors abordé spécifiquement la circulation générale et la variabilité turbulente du modèle. Nous avons aussi commencé à regarder les spectres en nombre d’onde afin de caractériser la dynamique fine échelle de notre modèle. Tous ces aspects sont abordés sous forme d’un article à soumettre au Journal of Geophysical Research (chapitre 5).

Enfin, dans la **dernière partie** nous présentons deux applications du modèle à haute résolution construit. Dans la perspective SWOT, notre modèle est utilisé pour effectuer une étude de faisabilité d’inversion d’image de traceur (chapitre 6) en vue de la correction de la dynamique. Nous avons aussi exploré les effets d’“upscaling” d’un environnement régional sur un environnement grande échelle i.e. les impacts de la présence du modèle  $1/36^\circ$  (échelle



régionale) sur la dynamique de l'EUC à l'équateur (à grande échelle) (chapitre 7).

Première partie

**Contexte scientifique**



# Chapitre 1

## L'océanographie du Pacifique tropical

### Sommaire

---

<b>1.1 Etat moyen de l'océan Pacifique tropical</b> . . . . .	<b>12</b>
1.1.1 Circulation atmosphérique . . . . .	12
Circulation de Hadley et de Walker . . . . .	12
Vents et zones de convergence . . . . .	15
1.1.2 Conditions de surface du Pacifique . . . . .	15
Température de surface . . . . .	15
Salinité de surface . . . . .	16
Hauteur de la surface de la mer . . . . .	16
1.1.3 Courants moyens . . . . .	17
<b>1.2 Variabilité interannuelle du Pacifique tropical</b> . . . . .	<b>18</b>
1.2.1 Mécanismes de variabilité d'ENSO . . . . .	19
Phases positive et négative d'ENSO . . . . .	19
1.2.2 Modulation décennale d'ENSO . . . . .	20
Les connexions tropicales-extratropicales . . . . .	20
<b>1.3 Pourquoi la mer des Salomon ?</b> . . . . .	<b>23</b>
1.3.1 Circulation du Pacifique sud-ouest . . . . .	23
1.3.2 Mer des Salomon . . . . .	23
1.3.3 Vers la haute résolution en mer des Salomon . . . . .	24

---

## Introduction

La mer des Salomon est une petite mer semi-fermée située dans l'océan Pacifique subtropical. Elle est localisée (fig. 1.1) entre la Papouasie Nouvelle-Guinée (PNG) à l'ouest, la chaîne des îles Salomon (SI) à l'est, la Nouvelle Bretagne (NB) et la Nouvelle Irlande (NI) au nord. Sa bathymétrie est complexe avec de nombreuses îles et autant de détroits qui impactent la circulation océanique.

Cette mer voit transiter les eaux des subtropiques vers l'équateur via les courants de bord ouest de faible latitude (LLWBCs). Dans le Pacifique ouest, les LLWBCs apportent différentes masses d'eau des gyres subtropicaux vers l'équateur et alimentent en grande partie le Sous Courant Equatorial (EUC : Equatorial UnderCurrent). Ainsi, les LLWBCs jouent un rôle important dans la circulation générale et les transports de sel et de chaleur du Pacifique en connectant les subtropiques aux tropiques. La route privilégiée des LLWBCs pour l'alimentation de l'EUC est celle de l'hémisphère Sud (*Tsuchiya et al.*, 1989) et passe donc par la mer des Salomon. Les LLWBCs sont principalement composés, dans l'hémisphère Sud, d'une part du New Guinea Coastal Current, NGCC, qui est un courant de surface, et d'autre part du New Guinea Coastal Undercurrent, NGCU qui concentre le cœur du LLWBC. Les eaux en route vers l'équateur s'échappent de la mer des Salomon à travers les détroits de Vitiaz, Salomon et le chenal S<sup>t</sup> George, la route privilégiée du NGCU passant par le détroit de Vitiaz (*Lindstrom et al.*, 1990; *Butt and Lindstrom*, 1994).

La mer des Salomon, est incluse dans le réservoir d'eaux chaudes qui caractérise le pacifique tropical ouest. C'est une région clé en ce qui concerne les interactions air-mer des phénomènes large échelle qui conditionnent ENSO (El Niño South Oscillation). ENSO est la variabilité climatique aux échelles interannuelles la plus importante que l'on connaisse. L'amplitude du phénomène et sa fréquence sont modulées aux échelles décennales (*Fedorov and Philander*, 2001). Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer la variabilité basse fréquence d'ENSO. Parmi eux, les cellules subtropicales STC (*McCreary and Lu*, 1994), constituant des ponts océaniques entre les subtropiques et l'équateur, ont été identifiées comme pouvant moduler ENSO à basse fréquence. Elles seraient susceptibles de transporter des anomalies de masse ou de chaleur générées dans le Pacifique sud est vers l'ouest du Pacifique et les LLWBCs qui les propageraient jusqu'à l'EUC. La mer des Salomon avec sa circulation spécifique apparaît comme une zone charnière dans ces connections subtropiques/équateur de par son potentiel à perturber la circulation grande échelle.

Dans ce chapitre, nous ferons la description océanographique de l'océan Pacifique tropical en présentant les mécanismes grande échelle de forçage par le vent. L'état moyen de l'océan Pacifique tropical et la variabilité liée à ENSO sont présentés.

## 1.1 Etat moyen de l'océan Pacifique tropical

### 1.1.1 Circulation atmosphérique

#### Circulation de Hadley et de Walker

La principale source d'énergie que reçoit la surface terrestre vient du rayonnement solaire. Ce flux solaire n'est pas uniformément réparti. Il est en particulier maximal à

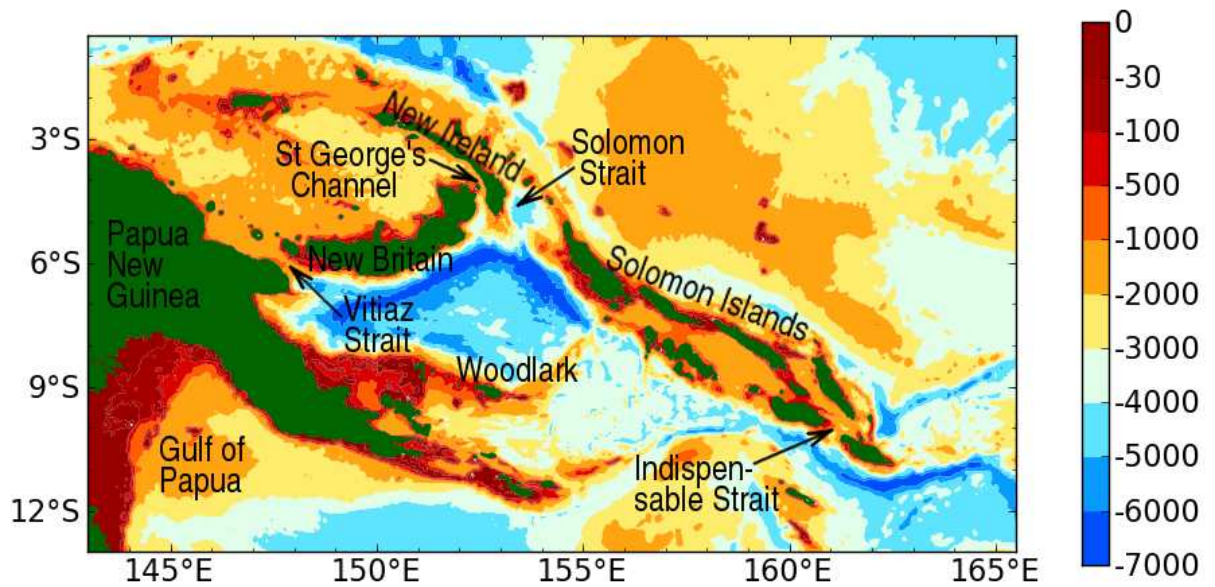


Fig. 1.1 – Carte Bathymétrique de la Mer des Salomon. Les principaux îles et détroits y sont indiqués. Unité : mètre.

l'équateur et minimal aux pôles en raison de la sphéricité de la terre. Pour redistribuer l'excédent d'énergie de l'équateur vers les pôles, une immense machine thermique se met en place avec une circulation de grande échelle dans l'océan et l'atmosphère. La circulation atmosphérique générale est représentée à la figure 1.2. Cette circulation est à la fois

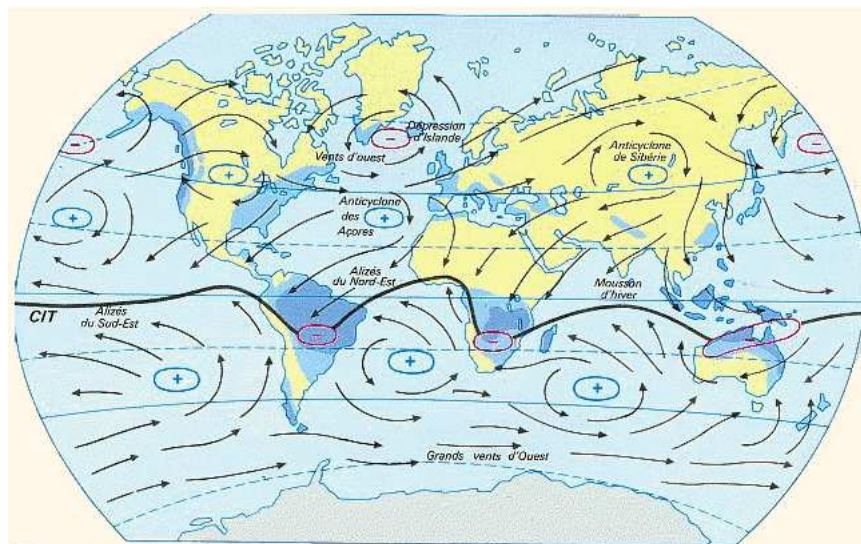


Fig. 1.2 – Carte de circulation atmosphérique générale. Les petits cercles en + et - représentent les centres de hautes pressions (anticyclone) et basses pressions (dépression) respectivement. La courbe noire délimite la convergence intertropicale. Source : <http://eduscol.education.fr/obter/appliped/circula/theme/atmo322.htm>.

méridionale et zonale.

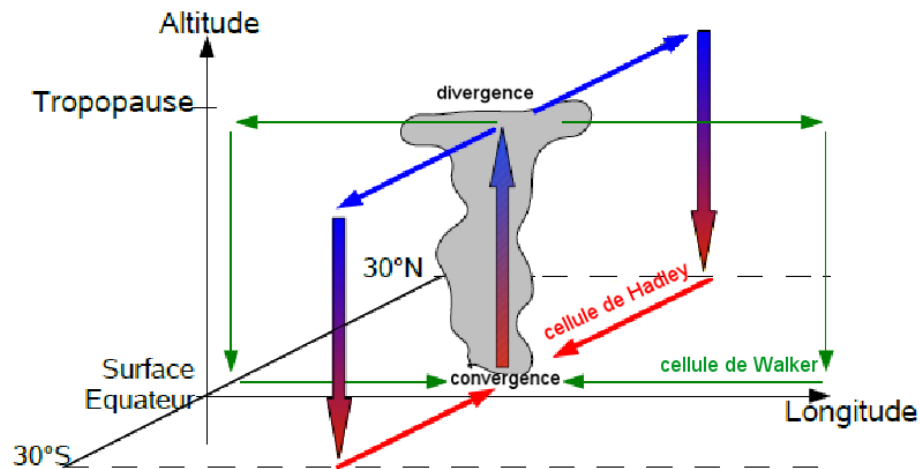


Fig. 1.3 – Illustration schématique des cellules de circulation de Hadley et de Walker. Les branches supérieures des cellules de Hadley redistribuent l'énergie sur l'horizontale en transportant celle-ci sous la forme d'énergie potentielle (flèches bleues). La circulation de Hadley a lieu jusqu'à environ 30°N et les limites nord et sud de la cellule sont marquées par des courants-jets subtropicaux.

La pression atmosphérique au niveau de la mer, déterminée par le poids de la colonne d'air, est donc plus basse dans les régions équatoriales chaudes et augmente lorsqu'on s'éloigne de l'équateur vers les subtropiques. Ainsi, dans la basse atmosphère, un gradient méridional de pression dirigé des subtropiques vers l'équateur apparaît. Dans la haute atmosphère, le gradient de pression est opposé. Une cellule de circulation atmosphérique méridienne, connue sous le nom de cellule de Hadley (fig. 1.3), se met donc en place avec, de façon très simplifiée, une convergence équatoriale des vents dans la basse atmosphère, une ascension d'air chaud à l'équateur, une divergence des vents dans la haute atmosphère et une subsidence d'air au niveau des subtropiques.

La force de Coriolis, en raison de la rotation de la Terre, dévie les vents induits par les cellules méridiennes qui laissent les hautes pressions à droite dans l'hémisphère Nord (à la gauche dans l'hémisphère Sud). Cette circulation zonale est constituée de vents d'est en surface à l'équateur et de vents d'ouest en altitude aux latitudes moyennes (le jet-stream). Dans l'océan Pacifique tropical, la circulation de Walker caractérise la boucle atmosphérique organisée en cellule le long de l'équateur. Les vents d'est en surface mettent en mouvement les masses d'eaux chaudes d'est et ouest. Limité par les côtes, ce transport induit la formation d'une "piscine d'eau chaude" (ou warm pool en anglais). C'est la zone convective de la circulation de Walker (fig. 1.3). En altitude, les vents d'altitude sont d'ouest, ils transportent l'accumulation d'eau condensée vers l'est. Durant ce transport, l'air s'assèche et génère la branche descendante de la cellule : la zone de subsidence. Cette circulation atmosphérique s'accompagne d'une importante circulation océanique à grande échelle, dont les courants équatoriaux et ceux associés aux grandes gyres de circulation subtropicale qui suivent le sens de rotation de l'atmosphère. La circulation océanique redistribue également l'excédent d'énergie des tropiques vers les plus hautes latitudes mais, de manière beaucoup plus lente que l'atmosphère et plus efficace en raison de la capacité

calorifique de l'eau. En profondeur, une circulation océanique, la circulation thermohaline, redistribue également l'excédent d'énergie sur des grandes échelles de temps (1000 ans).

### Vents et zones de convergence

Les circulations atmosphériques décrites ci-dessus font que l'océan Pacifique tropical est dominé par le système de vents de nord-est dans l'hémisphère Nord et de sud-est dans l'hémisphère Sud appelé "alizés". Les alizés convergent sur deux zones particulières appelées ITCZ (Inter Tropical Convergence Zone) et SPCZ (South Pacific Convergence Zone). L'ITCZ s'étend d'est en ouest entre (autour de 5°N). Elle se situe au niveau de "l'équateur météorologique", c'est-à-dire à l'endroit où l'énergie reçue par l'atmosphère est maximale. Cette énergie dépend des conditions de surface : réchauffement et humidité. Elle correspond à une zone de convergence des masses d'air dans les basses couches. L'ITCZ correspond en fait à la branche ascendante de la cellule de Hadley. Elle se déplace suivant les saisons entre l'équateur en hiver boréal et 10°N en été. La SPCZ (Zone de Convergence du Pacifique Sud en français) se situe dans l'hémisphère Sud, à l'ouest du bassin entre l'équateur à 140°E au niveau du réservoir d'eaux chaudes et 20°S à 160°W. La SPCZ s'étend de la Nouvelle-Guinée aux îles de la Polynésie. Elle résulte de la convergence des vents de sud-est associés aux anticyclones du Pacifique Sud et des alizés. Sa position varie également en fonction des saisons : elle descend vers le sud jusqu'à l'Australie en été austral, puis migre vers l'équateur en hiver austral. L'hiver austral est caractérisé par de forts alizés du sud-est en direction de l'équateur tandis qu'en été austral, ils sont faibles et renversés par les vents provenant du nord-ouest (i.e. système de mousson Indo-Pacifique). L'ITCZ et la SPCZ sont toutes deux associées à de fortes précipitations (>8 mm/jour).

### 1.1.2 Conditions de surface du Pacifique

#### Température de surface

La température de surface de la mer (SST : Sea Surface Temperature) est une variable fondamentale du couplage océan-atmosphère, susceptible d'influencer la convection atmosphérique et par conséquent de modifier la répartition des vents de surface. Ces derniers, à leur tour, influencent fortement la SST. La figure 1.4a présente le champ moyen de SST issu de la climatologie Levitus (*Levitus et al.*, 1998). On observe des eaux chaudes ( $T^{\circ} > 28-30^{\circ}\text{C}$  : warm pool) dans l'ouest du Pacifique tropical qui s'étendent le long des zones de convergence SPCZ et ITCZ, et des eaux équatoriales plus froides ( $T^{\circ} < 25^{\circ}\text{C}$  : langue d'eau froide) dans la partie centrale et est, liées à la présence de l'upwelling équatorial (remontée des eaux froides de subsurface vers la surface). Ce gradient zonal de température contribue à maintenir les vents dominants (alizés) d'est en ouest (fig. 1.2). Le long des côtes américaines, on observe deux bandes d'eau froide qui s'expliquent par l'arrivée des courants de Humbolt au sud et du courant de Californie au nord.



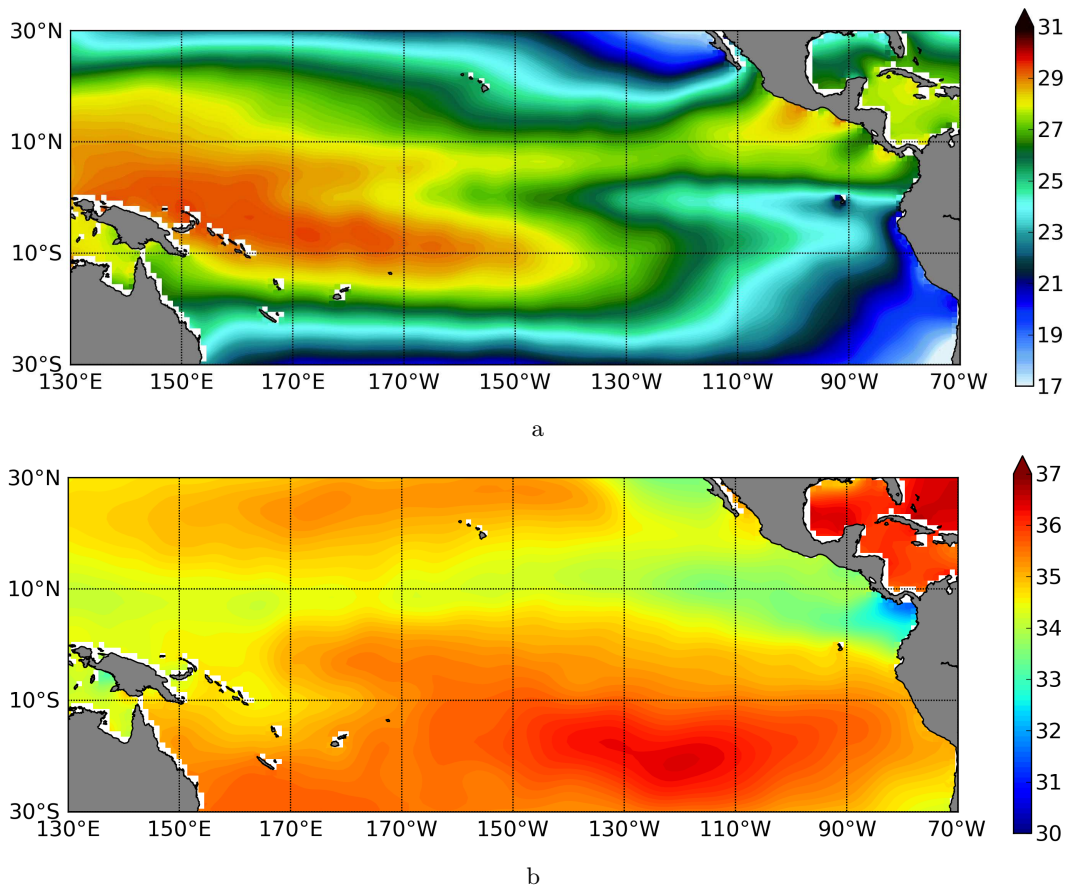


Fig. 1.4 – Température (en °C) (a) et salinité (b) de surface de la mer issues de la climatologie Levitus (*Levitus et al.*, 1998).

### Salinité de surface

La distribution du champ moyen de salinité de surface (SSS) est présentée à la figure 1.4b. De part et d'autre de l'équateur (vers 20°S et 20°N), se situent des zones de forte salinité. Elles se localisent au sud-est de la Polynésie dans l'hémisphère Sud et près d'Hawaii dans l'hémisphère nord. Elles correspondent à des zones de fortes évaporations associés aux régions de subsidence du système des hautes pressions atmosphériques. On observe des zones de faible salinité de surface au niveau du réservoir d'eaux chaudes et des zones de convergence intertropicale (ITCZ et SPCZ) associés aux fortes précipitations.

### Hauteur de la surface de la mer

La figure 1.5a montre le niveau moyen absolu de la surface de la mer (MSSH : Mean Sea Surface Height en anglais) issue des données altimétriques (AVISO). Globalement, les plus fortes amplitudes de la MSSH sont réparties à l'ouest tandis que les faibles amplitudes de MSSH se retrouvent à l'est du bassin. Le Pacifique tropical est donc marqué par un gradient zonal de la MSSH. Le niveau de la mer présente une forte variabilité au centre du bassin au niveau de l'équateur, et de part et d'autre de l'équateur dans le Pacifique tropical ouest (fig. 1.5b). Cette variabilité est largement associée au déplacement saisonnier des zones

de convergence ainsi qu'au déplacement du réservoir d'eaux chaudes lors des événements ENSO. A noter la forte variabilité au niveau de la mer des Salomon.

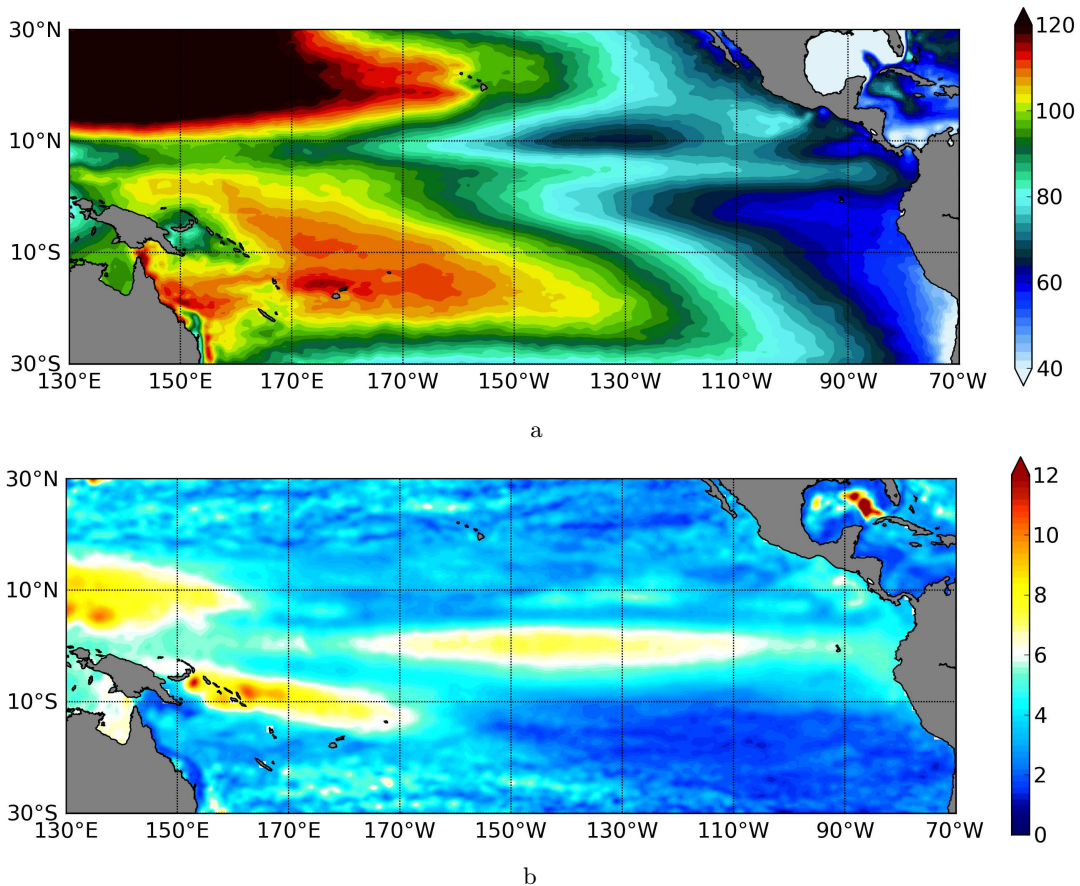


Fig. 1.5 – MSSH (en cm) de 1993-1999 (a) et l'écart type de la Sea Level Anomaly, SLA (en cm) (b) issus des données de AVISO couvrant la période de 1993-2006. L'anomalie est calculée par rapport aux moyennes de 1993-1999.

### 1.1.3 Courants moyens

Le système de courant du Pacifique tropical est constitué d'un ensemble de courants zonaux (fig. 1.6). Une description quantitative de ces courants et de leurs transports est donnée par *Picaut and Tournier* (1991) à partir de mesures XBT le long de rails de navigation et par *Reverdin et al.* (1994) à partir de bouées dérivantes dans l'ensemble du bassin.

Le courant équatorial sud ou SEC (South Equatorial Current) et le courant équatorial nord, NEC (North Equatorial Current) correspondent à la branche tropicale des grandes gyres subtropicales de l'hémisphère Sud et Nord. Ils se dirigent d'est en ouest dans la direction des vents dominants. A contrario, le contre courant équatorial nord, NECC (North Equatorial Counter Current) et le contre courant sud équatorial, SECC (South Equatorial Counter Current) se dirigent d'ouest en est contre les vents dominants en réponse aux variations méridiennes du rotationnel de la tension du vent (*Meyers*, 1979). Le SEC se dirige vers l'ouest avec une vitesse de l'ordre de 0.5 à 1 m/s, il se situe entre

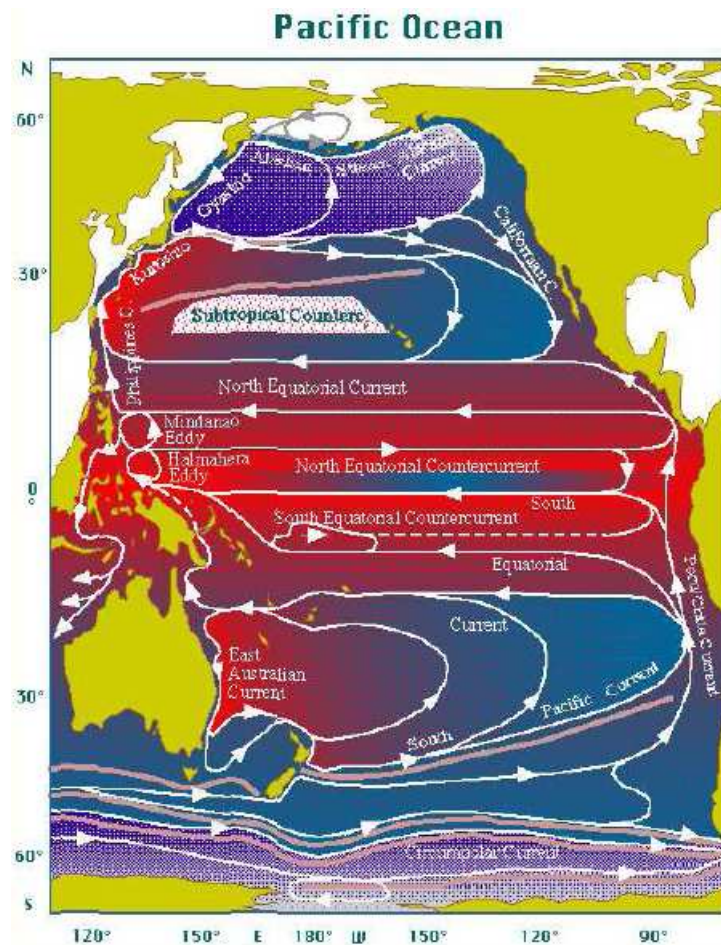


Fig. 1.6 – Courants dans le Pacifique.

$3^{\circ}\text{N}$  et  $8^{\circ}\text{S}$ , s'étire sur une centaine de mètres de profondeur, et peut transporter jusqu'à 30 Sv. Le NEC se situe vers  $\sim 5^{\circ}\text{N}$ - $10^{\circ}\text{N}$  et se dirige également vers l'ouest. Son intensité augmente d'est en ouest. Le NECC se situe entre  $4^{\circ}\text{N}$  et  $9^{\circ}\text{N}$  (entre le SEC et le NEC) suivant la position de l'ITCZ et se dirige vers l'est avec une intensité pouvant atteindre 0.5 m/s. Le SECC se dirige également vers l'est. Il se situe vers  $9^{\circ}\text{S}$  et il est surtout développé dans le Pacifique Ouest entre 50 et 200 m sous la surface. La bande équatoriale est dominée en subsurface par le sous courant équatorial, EUC. Il s'écoule vers l'est le long de la pente équatoriale de la thermocline et atteint des vitesses de plus de 1 m/s. Il est une réponse au forçage des alizés qui poussent les eaux chaudes vers l'ouest du bassin. Cela génère un gradient de pression dirigé vers l'est qui, en l'absence de force de Coriolis à l'équateur, donne naissance à l'EUC (en dessous de la zone influencée par le vent).

## 1.2 Variabilité interannuelle du Pacifique tropical

Le principal mode de variabilité interannuelle de l'océan Pacifique tropical est celui d'ENSO (El Niño/Southern Oscillation). El Niño, à l'origine désignait un contre courant chaud au large des côtes péruviennes qui recouvrait, peu après Noël, les eaux froides

produites par un upwelling côtier (d'où le nom "El Niño", "l'enfant Jésus" en espagnol). L'oscillation australe, SO (Southern Oscillation) a été mise en évidence par Walker en 1923 pour décrire les variations du système des hautes et basses pressions entre l'est et l'ouest du Pacifique sud à l'échelle interannuelle. Il existe plusieurs indices pour caractériser l'oscillation australe, mais l'un des plus utilisés le SOI (Southern Oscillation Index) qui est simplement la différence des anomalies normalisées des pressions en surface entre Darwin en Australie et Tahiti en Polynésie. Ces deux régions forment les branches ascendantes et descendantes de la circulation de Walker décrite précédemment. Les phases positives de l'oscillation australe correspondent à des hautes pressions plus fortes que la normale sur le Pacifique sud-est et/ou des basses pressions anormalement faibles sur l'Indonésie. En conséquence les alizés sont anormalement forts. Dans les phases négatives de l'oscillation australe, le phénomène est inversé : les alizés sont faibles.

*Bjerknes* (1969) a été le premier à établir le lien entre l'oscillation australe et les températures océaniques sur les côtes d'Amérique du sud et à proposer ainsi une vue d'ensemble des implications météorologiques et océaniques du phénomène ENSO. Le phénomène El Niño n'était pas simplement lié à des variations locales du courant chaud s'écoulant vers le sud et amplifiées par l'arrêt de l'upwelling côtier à cause de vents trop faibles. Il est en effet lié aussi aux anomalies de variables océanographiques et atmosphériques à l'échelle du bassin du Pacifique tropical. Ainsi, le phénomène El Niño est associé à la phase négative de l'oscillation australe, et son symétrique "La Niña" à la phase positive. L'ensemble du phénomène couplé océan/atmosphère est maintenant appelé ENSO.

### 1.2.1 Mécanismes de variabilité d'ENSO

#### Phases positive et négative d'ENSO

En temps normal, les alizés poussent les eaux chaudes de surface vers l'ouest. La divergence des eaux de surface à l'équateur due à la dérive d'Ekman provoque un upwelling (remontée des eaux froides à la surface). Les eaux sont donc froides dans le centre et l'est du Pacifique équatorial, d'autant plus que la thermocline est plus proche de la surface. Ainsi la thermocline est profonde à l'ouest et proche de la surface à l'est dans la bande équatoriale. Cela se traduit par un niveau de l'océan plus élevé dans la partie ouest que dans la partie est. Une pente de la surface océanique est ainsi établie entre l'est et l'ouest. Dans ce système l'océan et l'atmosphère sont intimement liés. La pente de l'océan est maintenue grâce aux alizés et réciproquement l'accumulation d'eau chaude dans l'ouest du bassin crée les basses pressions qui entretiennent les alizés. Ces eaux chaudes sont à l'origine de la zone de convection du Pacifique ouest qui se traduit par une pluviométrie intense. Au cours de la phase négative d'ENSO qui correspond à El Niño, les alizés faiblissent, en particulier à l'ouest de la ligne de changement de date, et la masse d'eau accumulée dans l'ouest se déplace vers l'est. De la même façon, la zone de convection se déplace vers l'est, et donc la zone d'évaporation et d'humidité se déplace aussi vers l'est (fig. 1.7). Des eaux anormalement chaudes (maximum d'anomalie de 2 à 5°C par rapport à la normale) centrées sur l'équateur s'étalent depuis la ligne de changement de date jusqu'aux côtes d'Amérique du sud. La pente de la surface océanique établie en situation normale diminue et se traduit par un approfondissement de la thermocline dans la partie est du bassin qui entraîne un affaiblissement des upwelling et une remontée de la thermocline dans la partie ouest. Cette baisse du gradient de pression zonal conduit à un affaiblissement des alizés et le processus se trouve ainsi amplifié. Nous avons donc là une rétroaction



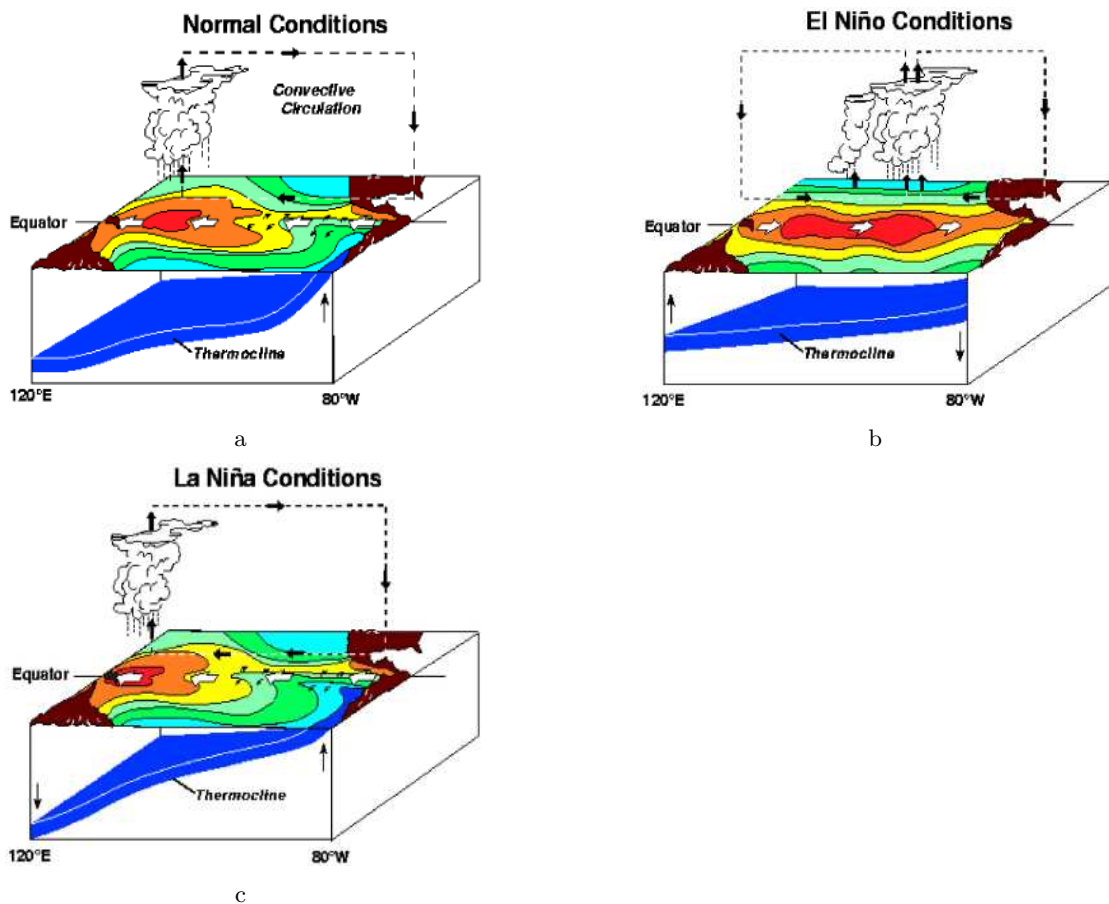


Fig. 1.7 – Illustration schématique des conditions océan-atmosphère dans le Pacifique tropical en condition normale (a), durant El Niño (b) et durant La Niña (c).

positive. L'amplitude du réchauffement varie selon les événements qui peuvent affecter différemment le Pacifique est ou le Pacifique central. On parle de eastern Pacific El Niño pour les événements majeurs 1997-1998 par exemple, et de central Pacific El Niño comme pour celui de 1991-1992 par exemple. Les anomalies d'eau chaude peuvent persister 1 à 2 ans avant de disparaître. On distingue aussi des événements froids qui correspondent à une intensification des alizés et au refroidissement anormal du Pacifique équatorial est et central, baptisés La Niña. Il faut souligner que la symétrie entre El Niño et La Niña n'est pas parfaite (*Philander, 1990*).

## 1.2.2 Modulation décennale d'ENSO

El Niño est modulé aux échelles décennale et multidécaennale. Plusieurs mécanismes peuvent influencer la variabilité d'ENSO à ces échelles. Parmi eux, ceux impliquant les connexions entre les tropiques et les subtropiques.

### Les connexions tropicales-extratropicales

*La PDO - ponts atmosphériques*

La PDO (Pacific Decadal Oscillation), apparaît comme une structure récurrente de la variabilité océan-atmosphère centrée sur les moyennes latitudes du Pacifique nord (*Mantua et al.*, 1997). Les changements décennaux illustrés par la PDO dans le Pacifique nord sont de grande échelle. Ainsi, la variabilité subtropicale liée à la PDO peut être transmise vers l'équateur via une variabilité interne de l'atmosphère, impliquant les cellules de circulation atmosphériques de Walker et de Hadley. La PDO, via les ponts atmosphériques constitue l'un des mécanismes de connexion entre les latitudes moyennes et les tropiques. Cette variabilité est suffisamment importante pour modifier les vents dans le Pacifique équatorial et par conséquent l'état moyen de l'océan équatorial. ENSO étant étroitement lié aux conditions moyennes océaniques, ces changements de conditions moyennes peuvent moduler ENSO aux échelles décennales.

#### *Dynamique linéaire*

Un autre mécanisme de connexion subtropicale-tropicale implique la propagation d'ondes océaniques entre les moyennes latitudes et les tropiques. En effet, les ondes émises lors d'un épisode El Niño engendrent des ondes de Rossby se propageant lentement aux latitudes moyennes, avant d'être réfléchies le long des côtes ouest en ondes de Kelvin côtières se propageant vers l'équateur. Ainsi la SST équatoriale est modifiée via les ondes océaniques entre les moyennes latitudes et la région équatoriale.

#### *Les ponts océaniques*

Les "SubTropical Cells" (STCs) (*McCreary and Lu*, 1994) sont des cellules de circulation méridienne peu profondes (< 500 m) dans lesquelles les eaux de surface sont subductées dans les subtropiques. Elles s'écoulent ensuite géostrophiquement vers l'équateur le long des surfaces isopycnales dans la thermocline permanente via les Low Latitude Western Boundary Currents (LLWBCs) ou directement via l'océan intérieur. Ces eaux sont alors advectées vers l'est par l'EUC et upwellées dans le Pacifique équatorial est, avant de retourner dans les subtropiques dans la couche de surface, grâce au transport divergent d'Ekman créé par les alizés.

Les STCs ont été mis en évidence par l'utilisation des observations (*Deser et al.* (1996); *Zhang et al.* (1998); *Johnson and McPhaden* (1999)) et de modèles (*McCreary and Lu* (1994); *Rohstein et al.* (1998); *Solomon et al.* (2003)).

Ainsi, les STCs forment un pont océanique grâce auquel la variabilité subtropicale peut forcer la variabilité du Pacifique équatorial (*Chang et al.*, 2006), aux échelles décennales.

Deux mécanismes sont proposés et permettent de forcer la variabilité à l'équateur via les STCs à travers des anomalies de température (*Gu and Philander*, 1997) ou de transport (*Kleeman et al.*, 1999).

Le mécanisme proposé par *Gu and Philander* (1997) repose sur la génération d'anomalies de température dans les subtropiques, produites par des anomalies de flux de chaleur de surface dans les régions de formations des eaux modales. Ces anomalies de température comme énoncé précédemment se propagent alors via les STCs jusqu'au Pacifique équatorial. Ainsi, ces anomalies modifient la température de l'EUC et une fois à la surface de l'équateur par le biais des upwellings, elles se retrouvent en tant qu'anomalies de SST qui vont interagir avec la circulation atmosphérique, à même de modifier les conditions atmosphériques.

Le second mécanisme, proposé par *Kleeman et al.* (1999) et mis en évidence par (*McPhaden and Zhang*, 2002), repose sur une oscillation décennale des anomalies de transport de la branche de surface des STCs. Les variations de la quantité d'eau drainée en surface vers les tropiques engendrent alors des anomalies de SST dans la bande équatoriale à même de modifier les conditions atmosphériques et d'induire une modulation basse fréquence de la dynamique, de la fréquence et de l'intensité des évènements El Niño.

Les STCs des hémisphères nord et sud se distinguent par le fait que la branche associée aux LLWBCs de l'hémisphère sud est la principale source d'alimentation de l'EUC (*Tsuchiya et al.*, 1989; *Blanke and Raynaud*, 1997; *Grenier et al.*, 2011) et que la branche intérieure de l'hémisphère nord est nettement moins intense que celle de l'hémisphère à cause de la barrière de vorticité potentielle introduite par l'ITCZ. Aussi, le taux de formation des eaux modales est beaucoup plus important dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord à cause d'une zone de formation et d'un taux de subduction plus élevés. Ces éléments pointent l'importance du Pacifique sud et plus particulièrement le Pacifique sud ouest comme une région potentiellement importante pour ces connexions tropiques/subtropiques    même d'expliquer la modulation basse fréquence d'ENSO

## 1.3 Pourquoi la mer des Salomon ?

### 1.3.1 Circulation du Pacifique sud-ouest

Le Pacifique sud ouest est constitué d'un très grand nombre d'îles, d'archipels qui vont interférer avec la circulation océanique. Courants de bord ouest, fines structures océaniques et courant grande échelle caractérisent la circulation dans cette région constituée de la mer de Corail et de la mer des Salomon.

Les masses d'eau du Pacifique sud-ouest au niveau de la thermocline proviennent des eaux modales formés dans la gyre du Pacifique sud-est (*Wong and Johnson*, 2003). Ces eaux sont caractérisées par de très fortes salinités et sont advectées vers l'ouest formant le noyau du SEC qui s'écoule dans la mer de Corail (*Gouriou and Toole*, 1993; *Donguy*, 1994). Le transport du SEC à l'entrée de la mer de Corail, entre la Nouvelle Calédonie et les   les Salomon est de  $\sim 22$  Sv (*Qiu et al.*, 2009).    l'entrée de la mer de Corail, le SEC interagit avec les îles de la Nouvelle Calédonie, de Vanuatu et de Fiji pour se subdiviser en une série de jets (*Ridgway and Dunn*, 2003; *Kessler and Gourdeau*, 2007) avant de rejoindre le système de courant de bord ouest à la côte est de l'Australie. Les principaux jets sont essentiellement le NVJ (North Vanuatu Jet)    13  S (*Webb*, 2000; *Gourdeau et al.*, 2008), le NCJ (North Caledonian Jet)    18  S et le SCJ (South Caledonian Jet)    24  S (voir fig. 1.8). Tous ces jets alimentent le système de courants de bord ouest. Le NCJ bifurque à la côte est de l'Australie pour alimenter l'EAC (East Australian Current) qui s'écoule vers le pôle sud et le NQC (North Queensland Current) qui s'écoulent vers le nord. Les études à partir de la climatologie CARS (*Ridgway et al.*, 2002) et de modèles numériques ont montré que le NCJ via le NQC, est la principale source d'alimentation du NGCU en mer des Salomon (*Qu and Lindstrom*, 2002; *Kessler and Gourdeau*, 2007). Il est aussi montré qu'une partie du SEC pénètre directement dans la mer des Salomon sans transiter par les courants de bord ouest.

### 1.3.2 Mer des Salomon

En dépit de son rôle stratégique dans les connexions tropiques/équateur, la mer des Salomon a été très peu étudié avant le programme SPICE. Une des raisons pour cela est sa localisation dans une région difficile d'accès. Dans les années 1990, les campagnes WEPOCS ont malgré tout permis de donner une première estimation des transports et de la circulation dans la mer des Salomon (*Tsuchiya, 1981; Tsuchiya et al., 1989; Lindstrom et al., 1990; Murray et al., 1995*).

Depuis 2007, dans le cadre de SPICE, un effort important a été entrepris en terme d'observation et modélisation afin de comprendre la circulation et sa variabilité dans cette mer. De nombreuses études ont permis d'améliorer la connaissance de cette région (*Melet et al., 2010a,b; Cravatte et al., 2011; Hristova and Kessler, 2011; Grenier et al., 2011; Gasparin et al., 2012; Davis et al., 2012; Melet et al., 2013; Eldin et al., 2013; Gourdeau et al., 2013*).

Des campagnes océanographiques (FLUSEC, *Maes et al. (2009)*; PANDORA, *Eldin*

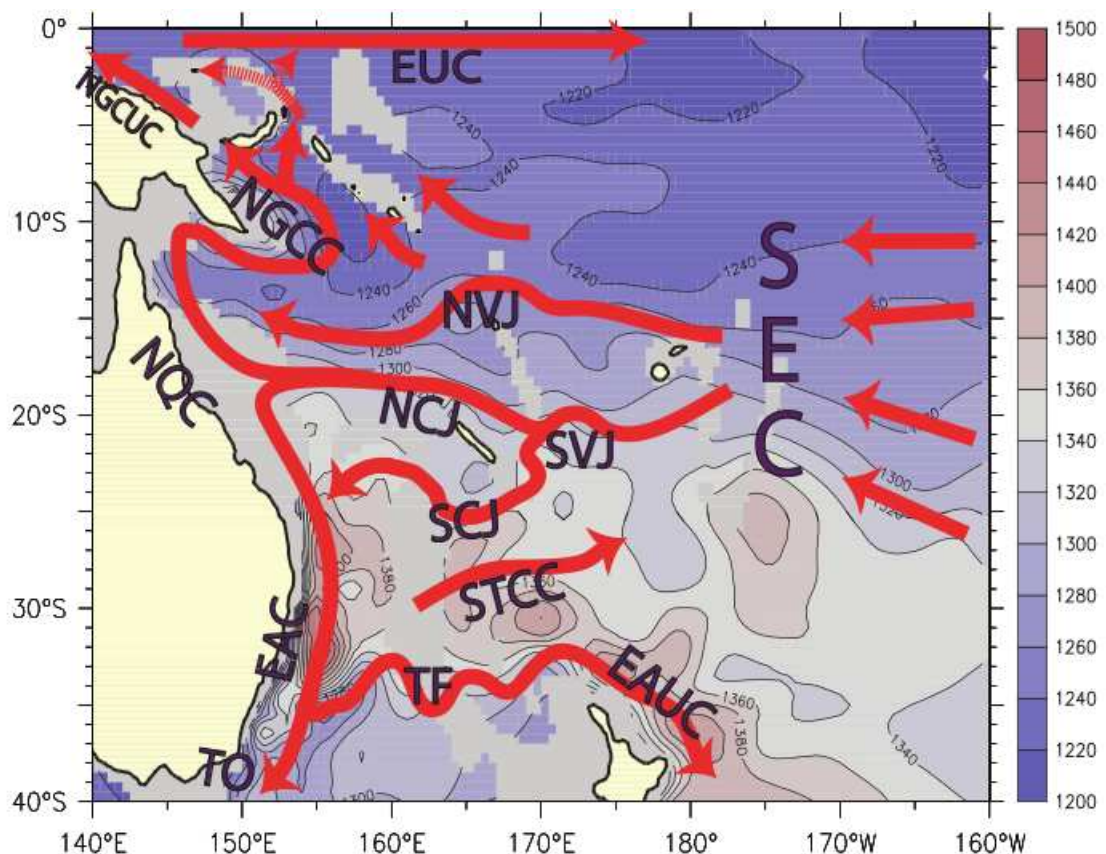


Fig. 1.8 – Hauteur dynamique intégrée entre 0 et 2000 m ( $m^3/s^2$ ) issue des données CARS avec une superposition des systèmes de courants du Pacifique sud-ouest. (Extrait de *Ganachaud et al. (2007)*).



*et al.* (2013)) et le déploiement de “gliders” en continu depuis 2007 ont permis de donner des estimations sur le transport à l'entrée de la mer des Salomon (*Gasparin et al.*, 2012; *Davis et al.*, 2012). *Gasparin et al.* (2012) a estimé à  $29 \pm 5$  Sv le transport entrant dans la mer des Salomon lors de la campagne FLUSEC. *Davis et al.* (2012) ont montré que les transports en mer des Salomon pouvaient varier d'un facteur 2 aux échelles interannuelles. Des bouées ont aussi été déployées dans les détroits principaux de la mer des Salomon lors de la campagne océanographique PANDORA afin de réaliser un suivi quantitatif des transports sur quelques années (*Eldin et al.*, 2013).

Citons aussi les études à partir des observations altimétriques (*Melet et al.*, 2010b) indiquant que la variabilité dans la mer des Salomon se concentre sur la partie est du bassin et particulièrement au nord est au niveau du détroit de Salomon (*Melet et al.*, 2010b).

La mise en place d'un modèle  $1/12^\circ$  sur la mer des Salomon par *Melet et al.* (2010a) a permis de décrire de façon détaillée la circulation (fig. 1.9b) et la répartition des transports entre les différents détroits de Vitiaz et de Salomon. *Melet et al.* (2010a) ont montré que dans la mer des Salomon le NGCU se subdivise en deux branches s'écoulant d'une part à travers le détroit de Vitiaz avec un transport de 16 Sv et d'autre part à travers le détroit de Salomon (NBCU). L'existence d'un courant côtier SICU (Solomon Islands Coastal Undercurrent) sur la côte est des îles Salomon est révélée (*Melet et al.*, 2010a). Le NBCU, le SEC et le SICU alimentent le NICU qui alimente à son tour l'EUC de façon directe. La circulation et les transports simulés sont validés par *Cravatte et al.* (2011) dont les études sont basées sur les observations SADCP (fig. 1.9a). La circulation en surface est aussi validée par les flotteurs lagrangiens (*Hristova and Kessler*, 2011).

La modification des masses d'eau dans la mer des Salomon (*Melet et al.*, 2011) indique qu'elle est caractérisée par la réduction du gradient vertical de température et de salinité sur la colonne d'eau. Cela se traduit par une érosion du maximum de salinité de 0.3 des eaux de la thermocline supérieure entre l'entrée de la mer des Salomon au Sud et la côte Nord de la PNG associée à un refroidissement de  $1.2^\circ\text{C}$  (*Melet et al.*, 2011).

L'étude de la variabilité interannuelle des transports a montré qu'en période d'El Niño, le transport vers le nord (vers l'équateur) augmente modifiant la répartition des flux entre les différents détroits à cause de la saturation de l'écoulement à travers le détroit de Vitiaz (*Melet et al.*, 2013) (voir annexe).

### 1.3.3 Vers la haute résolution en mer des Salomon

Jusqu'à présent, les études sur la mer des Salomon sont surtout focalisées sur la circulation moyenne et la variabilité saisonnière et interannuelle alors que la mer des Salomon a révélé une forte activité mésoéchelle (*Melet et al.*, 2010b) qui pourrait influencer les caractéristiques des masses d'eau alimentant la zone équatoriale.

A l'échelle du globe, la circulation est dominée par la variabilité mésoéchelle, due aux tourbillons océaniques, aux fronts, aux courants sous forme de méandres, ou aux filaments (*Morrow and Le Traon*, 2012). Il existe aussi dans l'océan des processus à sous-mésoéchelle

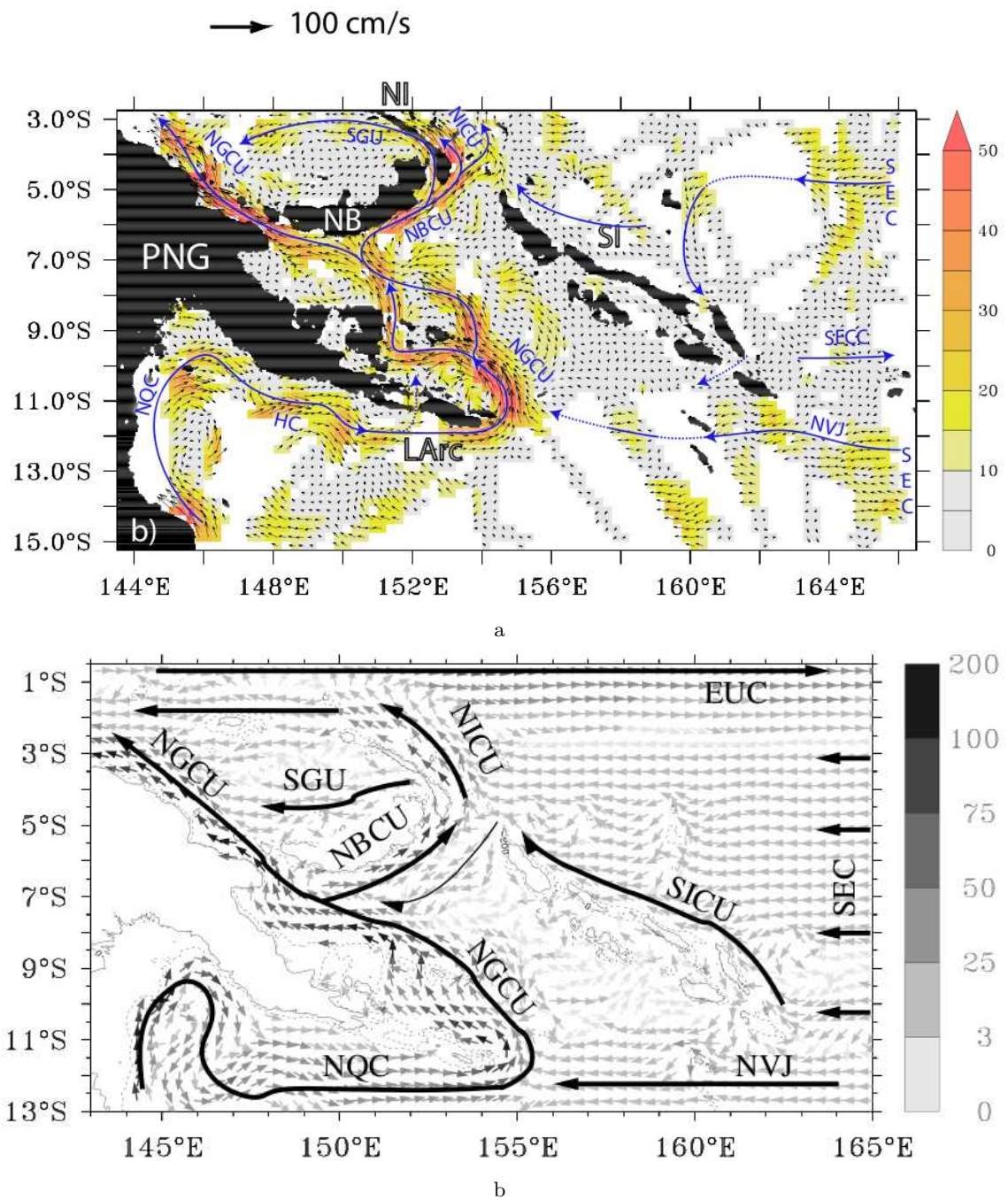


Fig. 1.9 – Circulation moyenne entre 100 et 300m (en cm/s) en mer des Salomon à partir des données SADC (tiré de *Cravatte et al. (2011)*) (a). Circulation moyenne intégrée dans la thermocline entre les isopycnes 24-26.5  $kg/m^3$  (en  $m^2/s$ ) et à partir de modèle 1/12° (tiré de *Melet et al. (2010a)*) (b).

dont les échelles sont inférieures à la mésoéchelle.

Dans l'océan mondial, les tourbillons océaniques jouent un rôle important dans la circulation grande échelle. La méso et particulièrement la sous-mésoéchelle ont un impact important sur le bilan énergétique (*Capet et al.*, 2008a; *Klein et al.*, 2008; *Thomas et al.*, 2008). Ils interviennent dans le transport méridien de la chaleur (*Bryan et al.*, 1998; *Smith et al.*, 2000). De nombreuses études ont montré l'importance de la méso et surtout de la sous-mésoéchelle dans les processus océaniques tels que ceux de la biogéochimie (*Lévy et al.*, 2001; *Klein and Lapeyre*, 2009; *Lévy et al.*, 2012a).

En ce qui concerne la mer des Salomon, l'approche conjointe des observations satellitaires et du modèle "eddy-resolving" à  $1/12^\circ$  par *Gourdeau et al.* (2013) permet pour la première fois de caractériser l'activité mésoéchelle. La génération des structures mésoéchelles semble être expliquée par les instabilités de la circulation régionale. Cependant, la modulation de l'activité mésoéchelle semble davantage être liée à l'intrusion du SEC au niveau du détroit de Salomon qui module les cisaillements horizontal et vertical (*Gourdeau et al.*, 2013). Néanmoins, la résolution spatiale des données de cette étude est limitée. Il est donc nécessaire d'aller vers une haute résolution afin d'étudier les variabilités méso et sous-mésoéchelles.

Etant donné le manque d'observations, nous proposons dans cette thèse d'étudier la mer des Salomon à partir d'un modèle numérique à très haute résolution ( $1/36^\circ$ ). La résolution spatiale de ce modèle, équivalente à 3 km, permettra pour la première fois d'accéder aux processus à très fine échelle. Les résultats issus du modèle sont validés par les observations disponibles. Nous abordons principalement :

1. La mise en place du modèle  $1/36^\circ$  de la mer Salomon et notamment les difficultés liées à la modélisation de cette région.
  - La présence d'une bathymétrie assez complexe qui rend la modélisation complexe.
  - La complexité du choix de bons paramètres pour une modélisation réaliste étant donné le peu d'observations disponibles (domaine sous échantillonné).
2. La validation des résultats du modèle.
3. L'étude de la dynamique des courants.
4. L'analyse de la variabilité mésoéchelle et des processus à fine échelle.

Au préalable, une étude détaillée des observations disponibles dans la mer des Salomon est faite en liaison avec les concepts de la turbulence océanique, dans le cadre de processus à méso et sous-mésoéchelles.

## Conclusion

Le Pacifique subtropicale est connecté à l'équateur via les LLWBCs qui transitent par la mer des Salomon. Plusieurs processus turbulents à petite échelle dans la mer des Salomon pourraient influencer les propriétés des masses d'eau. L'étude de la turbulence à petite échelle est donc importante et nécessite des données à haute résolution. Cependant il y a très peu d'observations à haute résolution. Nous avons donc choisi d'étudier la mer des Salomon à partir d'un modèle numérique à haute résolution. Les questions de modélisation, de circulation et de variabilité ainsi que des études des activités méso et sous-mésoéchelles seront abordées dans les prochains chapitres.





## Chapitre 2

# Observations et turbulence océanique

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Les observations satellites de mesure du niveau de la mer . . .</b>	<b>31</b>
2.1.1	Les altimètres classiques au nadir . . . . .	31
	Principe de mesure . . . . .	31
	Les produits dynamiques . . . . .	33
2.1.2	Nouvelle génération de satellite altimétrique : SWOT . . . . .	33
<b>2.2</b>	<b>Observations in situ . . . . .</b>	<b>36</b>
2.2.1	Climatologie CARS . . . . .	36
2.2.2	Les différentes campagnes océanographiques . . . . .	36
	Campagnes historiques WEPOCS . . . . .	36
	Campagnes FLUSEC 2007 et PANDORA 2012 . . . . .	37
	Données XBT le long du rail Nouvelle Zélande-Japon . . . . .	39
	Données SADCP (Shipboard Acoustic Doppler Current Profiler) . . . . .	39
	Données SST de <i>Reynolds et al.</i> (2002) . . . . .	41
	Les Gliders . . . . .	41
<b>2.3</b>	<b>Echelles des processus océaniques . . . . .</b>	<b>41</b>
<b>2.4</b>	<b>Dynamique méso et sous-mésoéchelle . . . . .</b>	<b>43</b>
<b>2.5</b>	<b>Turbulence 2D et 3D . . . . .</b>	<b>45</b>
2.5.1	Turbulence 3D . . . . .	45
2.5.2	Turbulence quasi-géostrophique . . . . .	46
	Spectre d'énergie observé . . . . .	47
2.5.3	Turbulence quasi-géostrophique de surface . . . . .	47
	Spectre d'énergie observé . . . . .	48
2.5.4	Spectre en nombre d'onde . . . . .	50

---

## Introduction

Les systèmes destinés à l'observation de l'océan se sont fortement développés à partir des années 1980. Dans le Pacifique tropical, le programme TOGA sur ENSO (WCRP, 1985) a permis la mise en place d'un ensemble de mouillages TAO dans la bande du Pacifique équatorial. C'est aussi l'arrivée des premières missions spatiales altimétriques avec Seasat et Topex/Poseidon dédiées à la mesure du niveau de la mer.

Actuellement, tout un panel de mesures in situ existent à l'échelle de l'océan global. Le Ship Of Opportunity Programme (SOOP) permet de maintenir un réseau d'observation effectué à partir des navires marchands. Il s'agit principalement de mesures de profils verticaux de température (sondes XBT : expendable bathythermograph), de salinité de surface (thermosalinographe). Le programme mondial de bouées de surface Lagrangienne SVP (Surface Velocity Programme, <http://www.pacificgyre.com/svp-gps-data-buoys.aspx>) a pour objectif d'avoir en permanence 1250 bouées en opération pour principalement la mesure de la SST, ainsi que le courant déduit de leurs mouvements. Depuis 2007, le programme ARGO ([http://www.argo.ucsd.edu/Origins\\_of\\_Argo.html](http://www.argo.ucsd.edu/Origins_of_Argo.html)) maintient un réseau de plus de 3000 profileurs Lagrangiens qui échantillonnent température et salinité de la surface à 2000 m de profondeur de l'océan. Le Global Sea Level Observing System (GLOSS, <http://www.gloss-sealevel.org>) recense l'ensemble des mesures marégraphes du niveau de la mer réparties sur l'ensemble des côtes et des îles. Ces mesures globales sont complétées par celles plus occasionnelles obtenues lors des campagnes océanographiques et aussi lors de campagnes de gliders afin de répondre à des problématiques spécifiques.

Les observations satellitaires ont révolutionné l'océanographie en apportant une vision synoptique à l'échelle globale qui n'existait pas auparavant. Sa limitation est son champ d'observation qui concerne seulement la surface de l'océan et aussi un nombre limité de variables. Ainsi les mesures satellite et in situ sont bien complémentaires. Les satellites altimétriques (TOPEX-Poseidon, JASON, GEOSAT, ERS1/2, ENVISAT, SARAL/Altika) mesurant une quantité dynamique comme le niveau de la mer ont été d'une importance cruciale dans la compréhension de la dynamique océanique (*Fu and Cazenave, 2001*). D'autres observations satellite fournissant par exemple la SST (MODIS par exemple), la SSS (SMOS), la tension du vent (QuickSCAT), les précipitations, la couleur de l'eau (SeaWiFS par exemple) sont également importantes pour fournir les variables de forçage de l'océan et des informations sur la biologie.

Ces observations ont été essentielles dans notre compréhension de la circulation grande échelle des océans. Elles ont aussi montré l'importance de la mésoéchelle dans le bilan énergétique de l'océan (*Morrow and Le Traon, 2012*) et de plus en plus les phénomènes à haute fréquence (mésoéchelle, sous-mésoéchelle) sont pointés du doigt comme une part de la physique cruciale pour la compréhension de la circulation à plus grande échelle (*Capet et al., 2008a; Klein et al., 2010*). L'engouement pour cette dynamique à haute fréquence est relativement récent et est renforcé par le projet SWOT (*Fu and Ferrari, 2008*) dont le lancement est prévu pour 2020. Aussi, les études actuelles bénéficient des nouvelles possibilités informatiques permettant le développement de modèle à haute résolution capable de résoudre la dynamique en question (*Lapeyre and Klein, 2006a; Capet et al., 2008b; Richman et al., 2012*) et d'étudier les concepts de turbulence (théories QG et SQG).

Ce chapitre est composé de deux parties. L'objectif de la première partie n'est pas de faire une description exhaustive des systèmes d'observations de l'océan de façon générale mais de présenter les observations satellitaires et in situ utilisées dans cette thèse. Dans un second temps, nous présenterons les processus de méso et sous-mésoéchelle et les théories classiques de turbulence océanique.

## 2.1 Les observations satellites de mesure du niveau de la mer

### 2.1.1 Les altimètres classiques au nadir

#### Principe de mesure

L'altimètre émet au nadir du satellite un faisceau radar (dont la fréquence de l'onde électromagnétique appartient à la bande Ku ou Ka) et mesure le temps aller retour satellite-surface de l'onde radar pour estimer la distance entre le satellite et la surface océanique (noté  $R$  sur la figure 2.1). L'altitude du satellite par rapport à une surface de référence (appelée ellipsoïde de référence et noté  $H$  sur la figure 2.1) est déterminée avec précision à l'aide d'un système appelé DORIS constitué d'un réseau de stations au sol. Connaissant  $R$  et  $H$ , on en déduit la hauteur de la mer par rapport à cet ellipsoïde, nommée SSH (Sea Surface Height), le long de la trace du satellite.

La hauteur de la mer est représentative de deux effets :

- La hauteur du géoïde (toujours par rapport à l'ellipsoïde) correspond à la topographie de surface d'un océan au repos. C'est une surface d'isopotential du champ de gravité terrestre qui n'a pas exactement la forme d'une ellipsoïde car la répartition des masses n'est pas homogène sur toute la terre.
- La hauteur (notée  $DT$  sur la figure 2.1) appelée topographie dynamique, variable dans l'espace et dans le temps, est directement liée aux caractères de la circulation et aux variations océaniques.

En océanographie, la variable pertinente est la topographie dynamique, qui contient les informations sur la circulation océanique. Il faudrait donc soustraire la hauteur du géoïde à la SSH. Depuis les années 2000, plusieurs missions gravimétriques (CHAMP (CHALLENGING Minisatellite Payload), GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment)) ont cartographié le champ de gravité terrestre à basse résolution. En 2009, la mission GOCE (Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer) a été lancée pour mesurer à une résolution intermédiaire (100 km) le champ de gravité moyen et en déduire ainsi le géoïde. Ces mesures sont récentes et ne sont donc pas toujours encore utilisées pour calculer la topographie dynamique. On s'affranchit alors de la méconnaissance du géoïde en soustrayant de la SSH la partie stationnaire du signal qui intègre à la fois le géoïde et la topographie moyenne des océans. Ainsi, l'information satellitaire sur la dynamique de l'océan concerne donc uniquement la partie variable de  $DT$  communément appelée SLA (Sea Level Anomaly).

Une façon d'accéder à l'information absolue de la  $DT$  est de référencer la SLA à une surface moyenne de topographie dynamique (MDT) calculée en combinant l'ensemble des



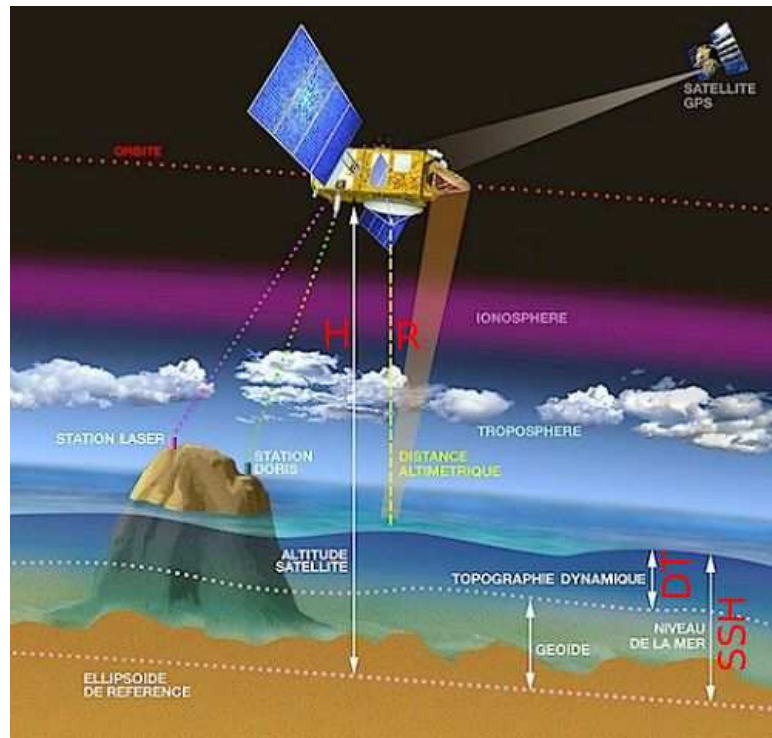


Fig. 2.1 – Principe de la mesure altimétrique spatiale.

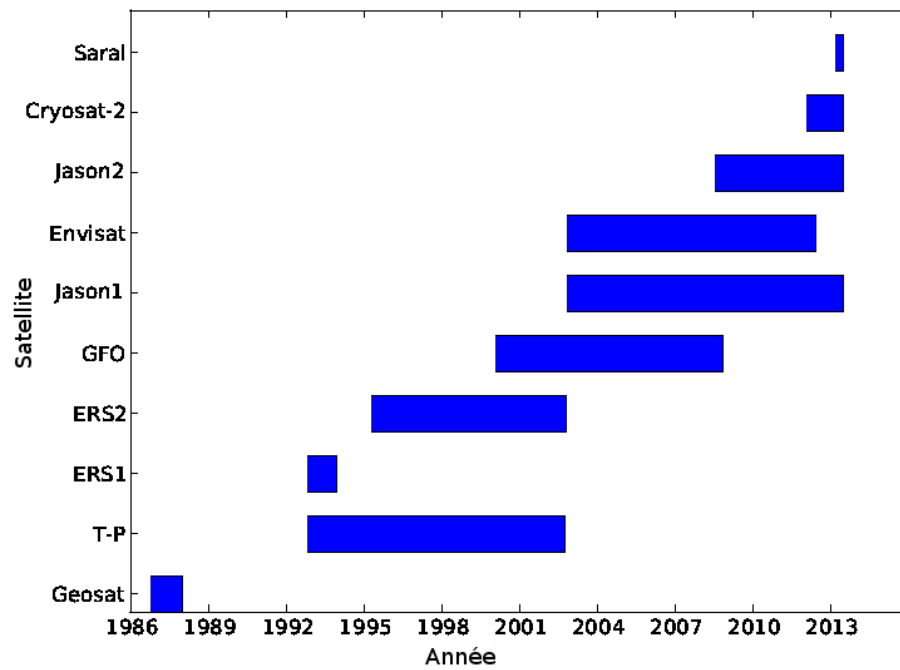


Fig. 2.2 – Missions altimétriques dédiées à la mesure de la topographie dynamique.

informations in situ et satellitale disponibles (*Rio et al.*, 2011).

Plusieurs altimètres ont été lancés depuis 1986 afin d'observer la dynamique océanique (voir le récapitulatif fig. 2.2). Le dernier radar, SARAL/Altika a été lancé en février 2013 et les données sont exploitables depuis le mois de juillet 2013. Il est capable de mesurer à une meilleure résolution verticale et horizontale la surface océanique grâce à une altimètre haute fréquence (en bande Ka large bande, 35.75 GHz - 500 MHz). Les premières observations sont très prometteuses et on peut ainsi espérer une amélioration de la précision des mesures altimétriques (surtout en zones côtières).

### Les produits dynamiques

Les données altimétriques sont distribuées par le centre AVISO ([www.aviso.oceanobs.com](http://www.aviso.oceanobs.com)). Les produits disponibles sont des données de SLA ou de DT le long des traces du satellite (fig. 2.3) ou des champs grillés combinant l'ensemble des informations en provenance de différents satellites. La résolution spatiale de ces champs est au  $1/3^\circ$  et la résolution temporelle est de 7 jours. Dans notre étude, nous avons utilisé principalement les champs grillés de SLA et de vitesses géostrophiques produites par AVISO.

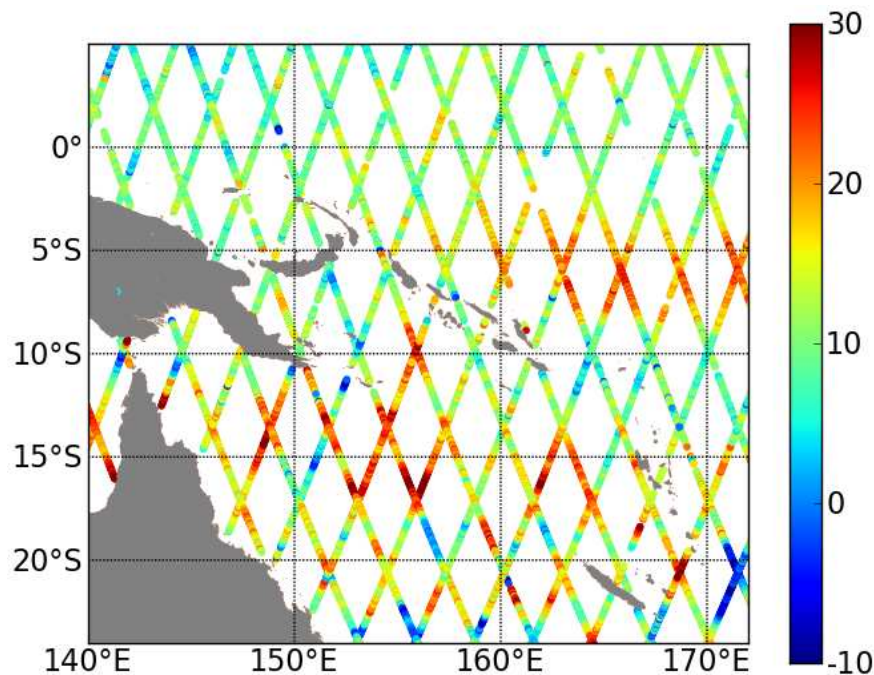


Fig. 2.3 – Traces altimétriques de la SLA (cm) issues de JASON 2 sur le Pacifique sud-ouest de 05-19 décembre 2012

#### 2.1.2 Nouvelle génération de satellite altimétrique : SWOT

La mesure altimétrique à large fauchée sera utilisée dans le cadre du projet satellitaire SWOT (*Fu and Ferrari*, 2008) (fig. 2.4). Le lancement du satellite SWOT est prévu pour

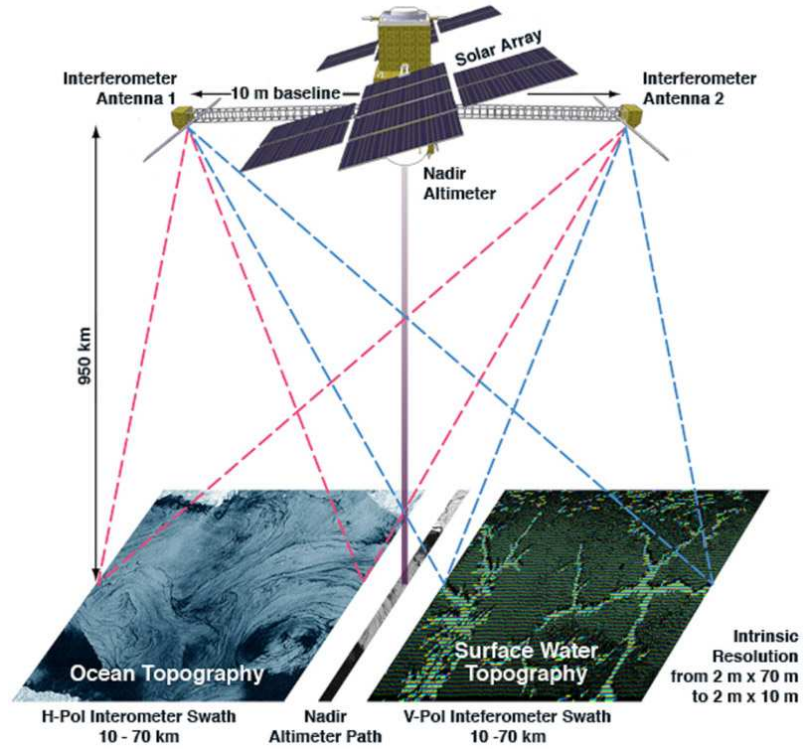


Fig. 2.4 – Instrument conceptuel de mesure SWOT.

2020. L'objectif est de mesurer la SSH sur une large fauchée à très haute résolution pour caractériser la circulation à méso et sous-mésoéchelle.

Le principe de l'altimètre à large fauchée repose sur l'interférométrie radar en bande Ka (fig. 2.4). Un signal électromagnétique est émis et réfléchi par la surface de l'océan, de même que pour les satellites classiques. En revanche, la mesure de la réflexion du signal est réalisée sur deux antennes séparées par une "base d'antennes". L'interférométrie radar détermine la position d'une cible en mesurant le déphasage entre des signaux émis par deux antennes séparées d'une certaine distance. La position de la cible peut alors se déduire par géométrie (fig. 2.5).

Nous avons besoin de connaître la distance entre les deux antennes ( $B$ ), la distance  $r_1$  et l'angle de visée  $\theta$  (fig. 2.5).

- $B$  est une caractéristique du satellite, donc  $B$  est connu.
- La distance  $r_1$  est déterminée par le temps d'aller-retour du signal radar.
- L'angle de visée se déduit par géométrie une fois que la différence  $r_1 - r_2$  ( $\Delta r$ , fig. 2.5) connue :

$$\sin(\theta) = \Delta r / B. \quad (2.1)$$

- La différence de phase  $\Delta\Phi$  et la différence de distance ( $\Delta r$ ) sont liées par l'équation :

$$\Delta\Phi = 2\pi\Delta r / \lambda, \quad (2.2)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du signal radar.

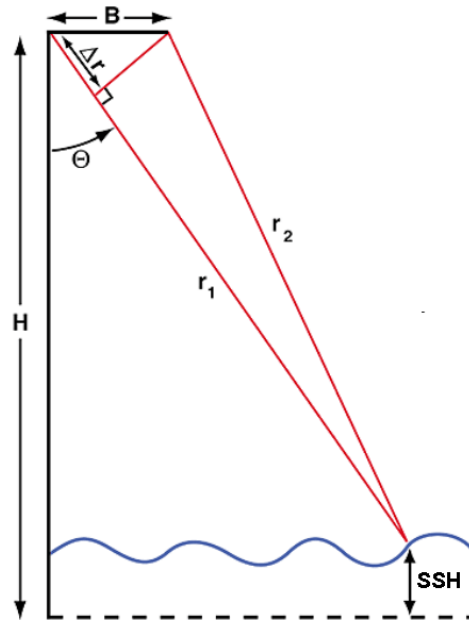


Fig. 2.5 – Principe de mesure par interférométrie large fauchée.

Ainsi connaissant la position du satellite ( $H$ ), on en déduit la hauteur du niveau de la mer (SSH) par :

$$\text{SSH} = H - r_1 \cos(\theta) \quad (2.3)$$

Les antennes de SWOT seront des antennes SAR (Synthetic Aperture Radar) qui vont permettre des mesures sur deux larges fauchées de 60 km de part et d'autre du satellite. Entre les deux antennes de mesure, une trace de 20 km de large ne peut être mesurée par l'interférométrie. Un radar altimétrique classique sera alors utilisé au nadir pour effectuer les mesures.

Les mesures sur ces larges fauchées permettront de calculer directement les gradients de SSH sous les fauchées. Cela permettra donc d'accéder aux vecteurs de vitesse géostrophique, ce qui n'est pas le cas avec les satellites pointant au nadir qui mesurent la SSH seulement le long de leur trace. La résolution au sol est de l'ordre de quelques mètres mais les données devront être moyennées afin de réduire les erreurs. L'objectif à atteindre est une précision de 1 cm pour des pixels de mesure de  $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ .

La résolution élevée de SWOT permettra pour la première fois, d'observer la dynamique à sous-mésoéchelle. Pour cette résolution aussi élevée jamais observée par l'altimétrie, une question adressée à la communauté scientifique est l'observabilité du satellite SWOT. Quelle sera la signature altimétrique des signaux observés ? Quels sont les processus physiques observables par SWOT ? Cette question est d'autant plus cruciale que la répétitivité du satellite est de l'ordre de 21 jours, nettement plus importante que la durée de vie de certains événements à méso ou sous-mésoéchelle. Les outils permettant d'aborder cette question d'observabilité sont en particulier les modèles numériques à très haute résolution. Une des motivations de la mise en place de notre modèle à haute résolution est

l'observabilité.

## 2.2 Observations in situ

Contrairement aux mesures des satellites altimétriques qui fournissent des données à la surface de l'océan, les observations in situ donnent accès à des informations à différentes profondeurs de l'océan.

Les données in situ en mer des Salomon sont peu nombreuses. Elles sont constituées de la climatologie (CARS, ARGO), de campagnes océanographiques, de XBT (réalisé par les navires marchands, des campagnes) et de gliders dans la mer des Salomon. Cette partie s'intéresse principalement aux données disponibles et utilisées pour la validation de nos simulations numériques dans cette thèse.

### 2.2.1 Climatologie CARS

La climatologie CARS (CSIRO Atlas of Regional Seas, *Ridgway et al.* (2002)) a été construite au départ spécifiquement pour le pacifique sud-ouest en prenant en compte la bathymétrie complexe de la région dans l'interpolation des observations. Maintenant, CARS 2009 (<http://www.marine.csiro.au/~dunn/cars2009/>) est une climatologie qui couvre l'ensemble des océans. Ces données sont grillées sur une résolution spatiale de  $1/2^\circ$  (en longitude et latitude) avec une distribution verticale de 56 niveaux (de la surface à 1100 m de profondeur). Les champs fournis sont constitués de la température, de la salinité. Bien que CARS semble être la climatologie du Pacifique sud-ouest la plus pertinente, elle souffre du peu de données existantes en mer des Salomon.

### 2.2.2 Les différentes campagnes océanographiques

#### Campagnes historiques WEPOCS

Les campagnes sont constituées de campagnes WEPOCS (The Western Equatorial Pacific Ocean Climate Studies) effectuées durant juillet 1985-février 1986 (*Lindstrom et al.*, 1990), en 1988 (*Butt and Lindstrom*, 1994) et d'une autre campagne en 1992-1993 (*Murray et al.*, 1995). Au cours des campagnes WEPOCS, 3 mouillages et 6 courantomètres ont été déployés dans le détroit de Vitiaz et du chenal de S<sup>t</sup> George. Ces campagnes ont permis de fournir des données hydrographiques de température, de salinité et de courant dans la région de la mer des Salomon. La structure des courants et les transports (table 2.1) dans le détroit de Vitiaz et du chenal S<sup>t</sup> George sont déterminés.

Transports observés (Sv)	Détroit de Vitiaz	Chenal S <sup>t</sup> George
<i>Lindstrom et al.</i> (1990) (01/1986)	6.6	2
<i>Lindstrom et al.</i> (1990) (05/1988)	5.6	2.7
<i>Butt and Lindstrom</i> (1994)	4.3	2.5
<i>Murray et al.</i> (1995)	15	

Tab. 2.1 – Transports observés (en Sv) dans le détroit de Vitiaz et du chenal S<sup>t</sup> George à partir des campagnes océanographiques historiques.

### Campagnes FLUSEC 2007 et PANDORA 2012

Les campagnes FLUSEC 2007 (*Maes et al.*, 2009) et PANDORA 2012 (*Eldin et al.*, 2013) sont des campagnes océanographiques interdisciplinaires dédiées spécialement à l'étude de la circulation et des transports de la mer des Corail à la mer des Salomon. Elles s'inscrivent dans le cadre du projet SPICE (*Ganachaud et al.*, 2007, 2008a, 2013a).

- Campagne FLUSEC 2007

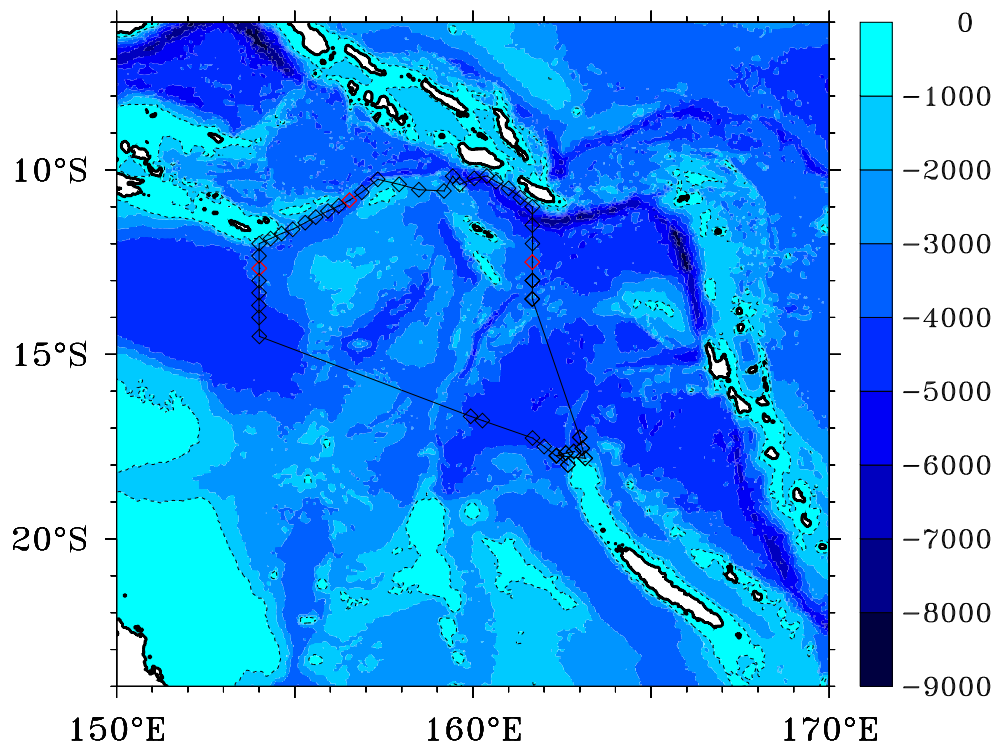


Fig. 2.6 – Trajets de la campagne FLUSEC1 montrant les stations de prélèvements.

La campagne FLUSEC s'est déroulée en Août 2007. Les régions échantillonnées sont représentées sur la figure 2.6. Au cours de cette campagne, des mesures de température, de salinité et d'oxygène dissous entre la surface et 2000 m ont été effectuées à partir des sondes CTD (Conductivity Temperature Depth). Des mesures de courants ont été également réalisées à partir des ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler). Pour notre étude, cette campagne présente l'intérêt d'avoir une section à l'entrée de la mer des Salomon. Cette campagne a été analysée par *Gasparin et al.* (2012). Le flux entrant en mer des Salomon entre la surface et 1300 m de profondeur a été estimé à 28 Sv.

- Campagne PANDORA 2012

C'est une campagne pluri-disciplinaire PANDORA qui a eu lieu du 28 juin au 06



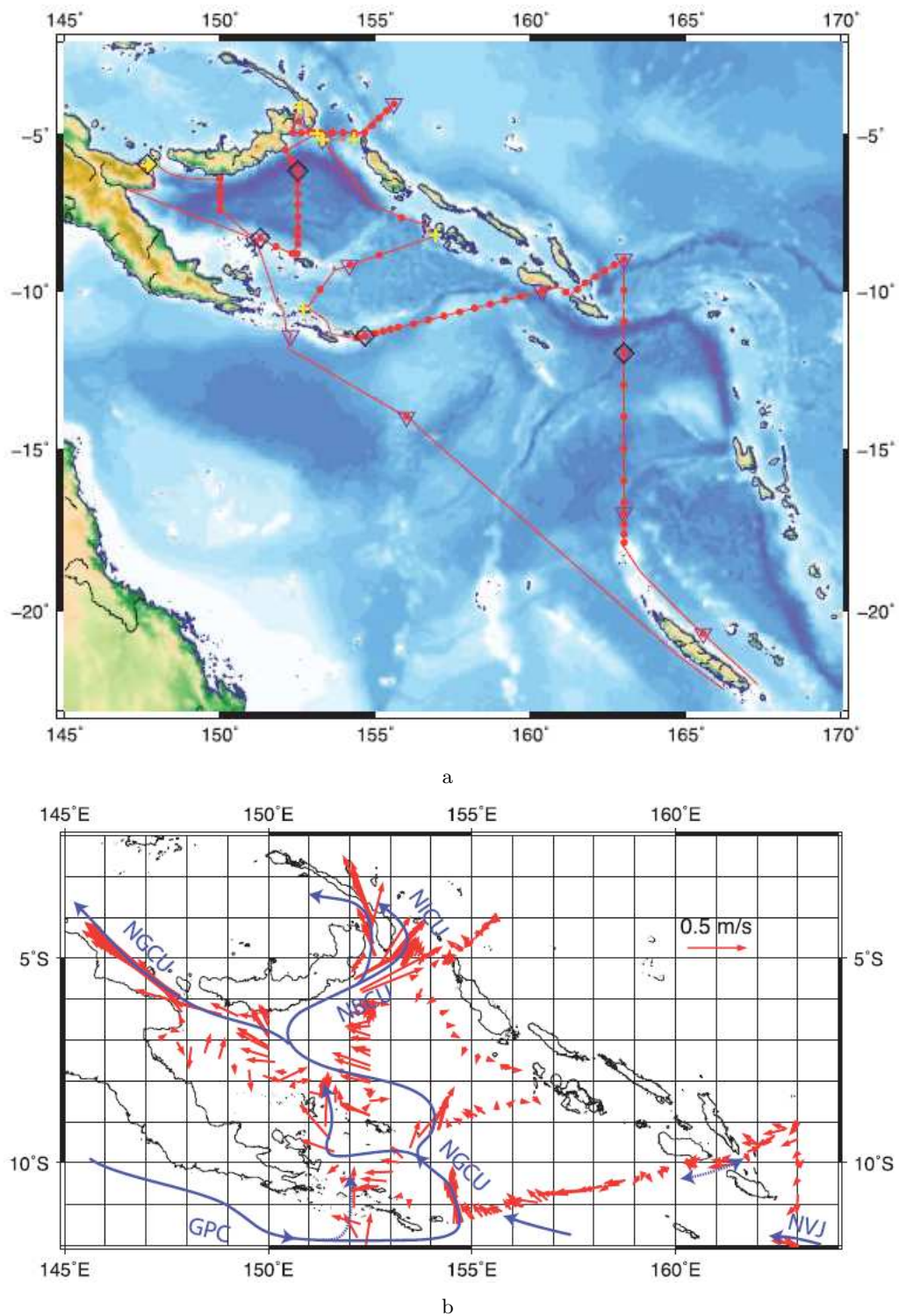


Fig. 2.7 – Trajets de la campagne PANDORA montrant les stations de prélèvements (a). (b) courants observés (intégrés entre 50-700 m de profondeur) au cours de cette campagne. (extrait de (Eldin *et al.*, 2013)).

août 2012 à bord de l'Atalante et a permis de collecter des données hydrologiques de température, de salinité, d'oxygène, de courants à l'aide des CTD et de courants à l'aide des ADCP installés sur la CTD, depuis la pointe nord de la Nouvelle Calédonie jusqu'à la partie nord de la mer des Salomon (fig. 2.7a). Les objectifs principaux (*Eldin et al.*, 2013) de cette campagne sont :

- Fournir une description quasi-synoptique de la circulation en surface et en subsurface de la mer des Salomon et dans ses détroits
- Déployer des mouillages dans les détroits et obtenir une variabilité temporelle de la circulation
- Documenter la transformation et le mélange des masses d'eau.

De ce fait, des mouillages (11 mouillages au total) ont été déployés dans des régions clés de la mer des Salomon : à l'entrée de la mer des Salomon, dans les détroits de Vitiaz, de Salomon et dans le chenal S<sup>t</sup> George en vue d'estimer la répartition de flux de masses d'eau entrant et sortant de la mer des Salomon. Ainsi, la figure 2.7b montre les courants moyens observés au cours de cette campagne (*Eldin et al.*, 2013). Des prélèvements pour la biogéochimie (fer, néodyme, terre rare, radium, ...) ont été également effectués.

J'ai eu la chance de participer à cette campagne et de travailler aux côtés des scientifiques Gérard Eldin (chef de mission), Billy Kessler, Alexandre Ganachaud, Catherine Jeandel. Même si je n'avais pas le pied marin, j'ai pu ainsi participer aux prélèvements d'oxygène, de nutriments, de salinité ainsi qu'à des opérations de déploiements de bouées.

### **Données XBT le long du rail Nouvelle Zélande-Japon**

Des profils de XBT sont collectés par les navires marchands allant de la Nouvelle Zélande au Japon en passant par la partie est de la mer des Salomon (ligne noire de la figure 2.8) dans le cadre du programme VOS (Voluntary Observing Ship) de façon régulière de 1985-1999. Ces données ont été analysées par *Kessler and Cravatte* (2013) afin de documenter la variabilité du SEC à l'entrée de la mer des Corail. Nous utiliserons ces données en mer des Salomon pour valider nos modèles.

### **Données SADCP (Shipboard Acoustic Doppler Current Profiler)**

Certains bateaux commerciaux (et militaires) ont été équipés de ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler). Les ADCP donnent accès aux composantes horizontales des vitesses à différentes profondeurs. Leur fonctionnement est basé sur l'effet Doppler. Dans la mer des Salomon, *Cravatte et al.* (2011) ont traité des données de SADCP issues de 94 campagnes océanographiques de passage dans la mer des Salomon. Les données SADCP ont été moyennées sur chaque couche de profondeur et grillées ensuite sur une grille régulière mensuelle de  $1/4^\circ$  (en latitude et longitude) en utilisant la méthode d'interpolation optimale. Ce traitement fournit donc une base de données pour l'étude de la circulation de la mer des Salomon. La distribution saisonnière des profils indique un échantillonnage au niveau du détroit de Vitiaz, du chenal S<sup>t</sup> George et la partie ouest du détroit de Salomon (fig. 2.9). Ce jeu d'observation sera très utile pour valider nos simulations.



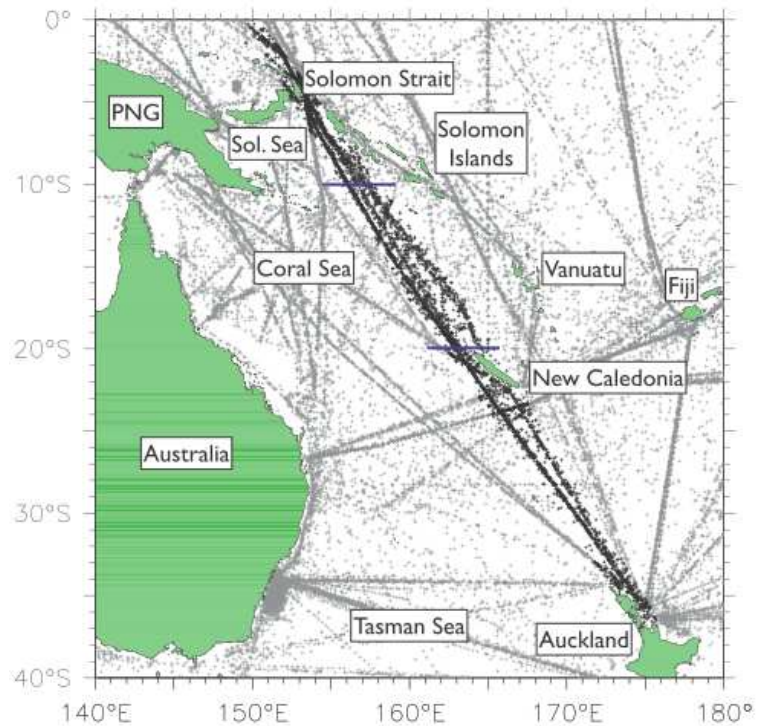


Fig. 2.8 – Profils XBT le long de la trace (ligne noire) dans le Pacifique sud-ouest allant de Auckland (Nouvelle Zélande) à la mer des Salomon (extrait de *Kessler and Cravatte* (2013)).

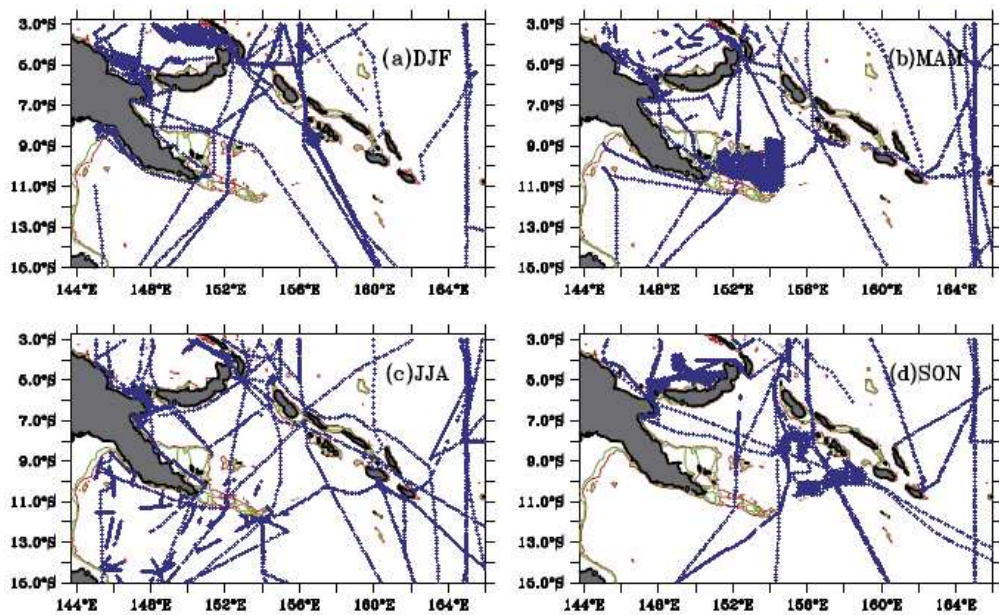


Fig. 2.9 – Disponibilité des SADC par saison. (a) décembre, janvier, février ; (b) mars, avril, mai ; (c) juin, juillet, août ; (d) septembre, octobre, novembre.

### Données SST de *Reynolds et al.* (2002)

Il existe des données d'analyse SST distribuées par la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Ces données sont produites par la combinaison des données in situ (mouillage, bateau) et satellitaires (AVHRR) par interpolation optimale et grillées sur une grille spatiale de résolution  $1^\circ$ .

### Les Gliders

Les Gliders sont des véhicules autonomes, qui naviguent à l'intérieur de l'océan (*Davis et al.*, 2012). Une fois qu'ils sont mis à l'eau, ils peuvent être dirigés à distance en leur communiquant toutes les quatre heures des instructions de navigation. Ils sont particulièrement adaptés pour observer l'océan le long de transects spécifiques. Ce sont des outils adaptés à l'exploration régionale.

Il existe des missions de gliders pour l'échantillonnage des transports entre les îles Salomon et la PNG en continu depuis 2007 à raison de 3-4 campagnes par an. Les résultats ont fait l'objet d'un article de *Davis et al.* (2012). Ces observations ayant une résolution temporelle et spatiale très élevées (4 km, 4 heures), elles seront utiles dans la suite pour documenter les événements à méso et sous-mésoéchelle dans la région.

## 2.3 Echelles des processus océaniques

Les phénomènes océaniques ont un large spectre de variabilité spatiale et temporelle. Les échelles spatiales vont des grandes échelles typiques des bassins océaniques jusqu'à la plus petite échelle millimétrique et des échelles temporelles de l'ordre du millénaire à la seconde.

La figure 2.10 représente les différentes échelles mises en jeu au sein de l'océan. La grande échelle se réfère aux processus d'échelle spatiale de l'ordre de 1000 km et plus. Elle concerne en particulier la circulation moyenne grande échelle, des phénomènes de variabilité climatique (El Niño), les forçages climatiques, le réchauffement global, le cycle saisonnier, la marée de surface, etc. Ces phénomènes ont le plus souvent une variabilité temporelle allant de quelques mois à l'année (voire décennie ou des centaines d'années). Les processus à grande échelle sont souvent décrits par l'équilibre géostrophique. Aux processus de l'écoulement grande échelle s'ajoutent les processus turbulents tels que la mésoéchelle et la sous-mésoéchelle.

Les processus mésoéchelles océaniques apparaissent dans certaines structures telles que les tourbillons, méandres, anneaux, ondes et fronts dont les dimensions sont de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres (10-100 km) et leurs échelles temporelles de l'ordre du mois (10-100 jours) (*Barnier et al.*, 2010). Les effets de la rotation et les effets de la stratification sur la dynamique sont dominants à cette échelle.

La sous-mésoéchelle est définie par les échelles plus petites que la mésoéchelle dont certaines sont encore influencées par la rotation (onde inertie-gravité). Elle englobe en effet des échelles comprises entre la mésoéchelle et la micro-échelle. Ce sont des processus d'échelles spatiales de l'ordre du kilomètre avec des échelles temporelles de l'ordre de

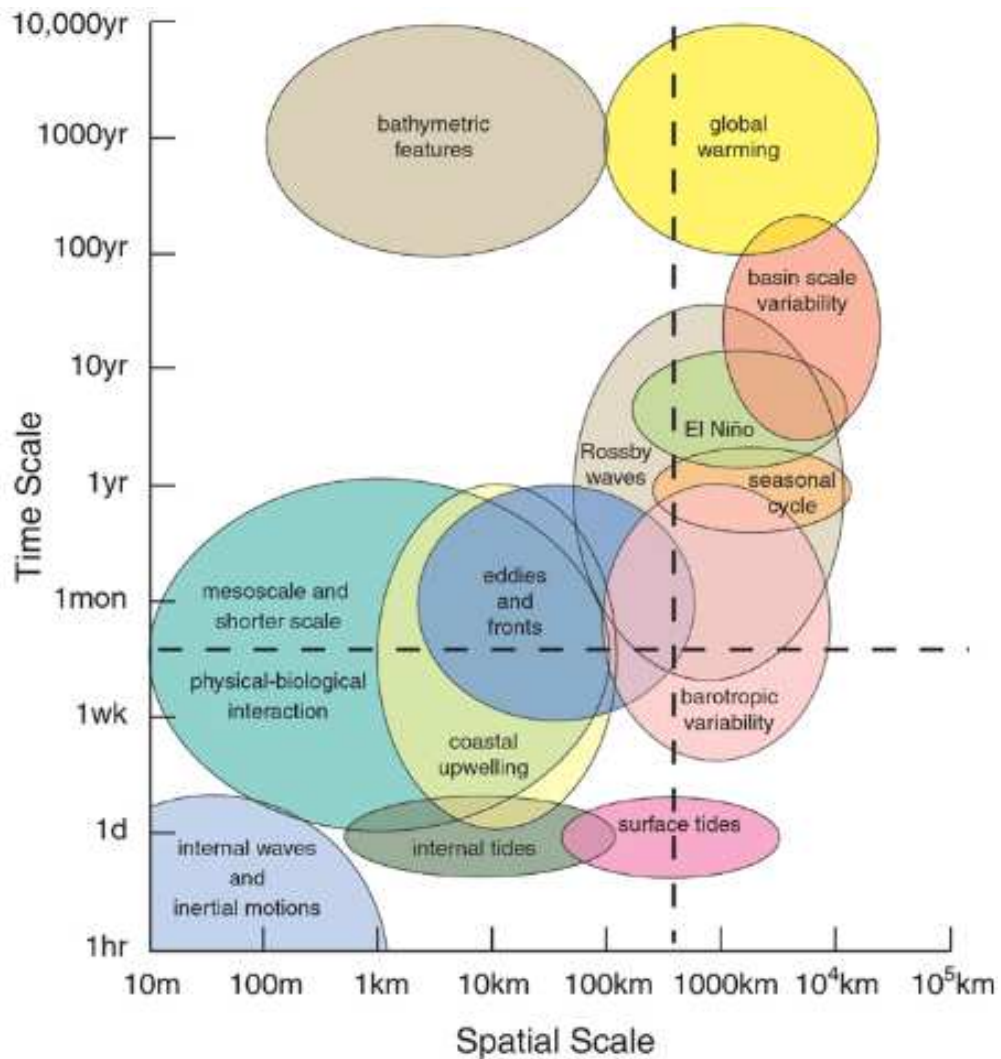
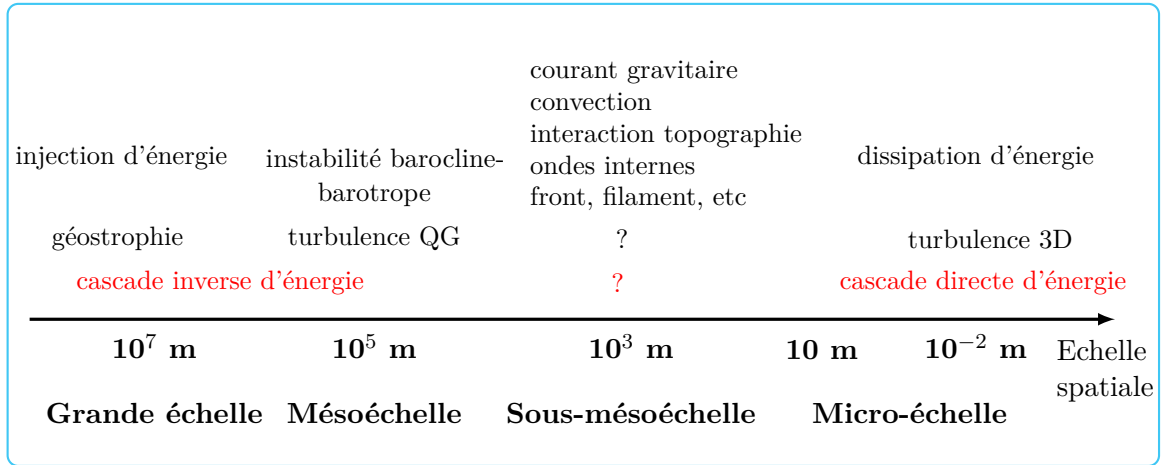


Fig. 2.10 – Distribution des processus océaniques en fonction des échelles de temps et d’espace caractéristiques (figure extraite de *Chelton* (2001)).

l’heure au jour. Certains processus tels que les ondes internes, courant gravitaire, fronts, filaments (tab. 2.2) ont des signatures à sous-mésoéchelle. La turbulence micro-échelle (d’échelle de l’ordre de 10 ou inférieure à 1 m) se répertorie dans la turbulence 3D. C’est à travers la micro-échelle qu’a lieu la dissipation énergétique.

L’inhomogénéité des échelles de l’océan, la présence des structures comme les courants de bord ouest et leur extensions, les tourbillons, les zones de fronts subtropicaux, etc rendent le système océanique très complexe. La grande échelle et (ou une partie de) la mésoéchelle sont relativement bien observées par les satellites et simulées par les modèles numériques. Les activités mésoéchelles ont un impact important sur la circulation générale. La sous-mésoéchelle est par contre un domaine assez mal connu (tab. 2.2). La caractérisation de la méso et surtout de la sous-mésoéchelle est un challenge qui demeure un problème compliqué mais essentiel à la bonne compréhension et représentation de la



Tab. 2.2 – Diagramme de la dynamique des processus océaniques classifiés par échelle. Les points d'interrogation englobent toutes les incertitudes sur la connaissance de la dynamique de la sous-mésoéchelle.

circulation générale. Ces échelles sont actuellement difficiles à observer et à représenter dans les modèles numériques. Ainsi, des efforts à la fois de modélisation à haute résolution (c'est le cas par exemple de notre modèle 1/36°) et d'observation (projet SWOT) sont en cours pour caractériser cette dynamique de turbulence assez complexe.

## 2.4 Dynamique méso et sous-mésoéchelle

L'océan mondial est composé de multitudes de structures tourbillonnaires et filamenteuses (à méso et sous-mésoéchelle). La densité des structures tourbillonnaires dans l'océan rend très probables les interactions entre elles. Les processus de mésoéchelle sont fortement quasi-géostrophiques alors que les filaments, caractéristiques de la sous-mésoéchelle, sont agéostrophiques (*Thomas et al.*, 2008).

Des nombres caractéristiques et adimensionnels en géophysique sont souvent utilisés pour caractériser de façon quantitative les échelles de processus de l'écoulement géophysique. Dans la suite, on définit des nombres adimensionnels pour notre étude.

Pour un fluide géophysique (océan, atmosphère) verticalement stratifié, la stratification verticale est caractérisée par la fréquence de Brünt-Vaisala  $N$  :

$$N^2 = -\frac{g\partial_z\rho}{\rho} \quad (2.4)$$

où  $\partial_z\rho$  est le gradient vertical de densité,  $g$  l'accélération gravitationnelle.

L'écoulement d'un fluide géophysique stratifié en rotation est régi par l'équation primitive (cf. chapitre 3) suivante (*Vallis*, 2006) :

$$\frac{Du}{Dt} + f \times u = -\frac{1}{\rho}\nabla_{h|z}P \quad (2.5)$$

où  $u$  représente la vitesse horizontale,  $f$  le paramètre de Coriolis,  $\rho$  la densité et  $P$  la pression.  $\nabla_{h|z}$  est le gradient horizontal à  $z$  constant. L'analyse dimensionnelle de l'équation 2.5 donne :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (v\nabla)u + fu = -\frac{1}{\rho}\nabla_{h|z}P, \quad (2.6)$$

$$\frac{U^2}{L} \quad fU \quad (2.7)$$

où  $U$  est l'amplitude de vitesse horizontale,  $L$  la longueur caractéristique.  $(v\nabla)u$  représente les termes de l'advection et  $fu$  la force de Coriolis. Le nombre de Rossby est le rapport entre l'amplitude des termes advectifs et la force de Coriolis, et caractérise l'importance de la rotation d'un fluide géophysique. Ainsi,

$$R_o = \frac{U^2}{L}/fU = \frac{U}{fL} \quad (2.8)$$

$R_o \ll 1$  implique que la force de Coriolis est importante par rapport aux termes advectifs. Il caractérise en effet les écoulements grandes échelles et mésoéchelles. Pour les écoulements mésoéchelles, cela implique aussi que l'écoulement est quasiment en équilibre géostrophique (Vallis, 2006; Barnier et al., 2010).

Le rayon de déformation de Rossby (Cushman-Roisin, 1994) est défini par

$$R_d = \frac{\sqrt{gH}}{f}, \quad (2.9)$$

avec  $H$  la profondeur moyenne. Le nombre de Richardson, rapport entre la stabilité statique et la stabilité dynamique, est défini par

$$R_i = \frac{N^2}{(d\bar{u}/dz)^2}, \quad (2.10)$$

où  $\bar{u}$  est la vitesse horizontale moyenne. Il permet de caractériser différents régimes de turbulence. La sous-mésoéchelle est caractérisée par  $R_o = \mathcal{O}(1)$  et  $R_i = \mathcal{O}(1)$ .

Les tourbillons mésoéchelles jouent des rôles importants sur la dynamique de la circulation générale. Ils maintiennent les courants de bord ouest et équatoriaux. Les structures tourbillonnaires permettent en particulier de rendre plus efficace la redistribution de la chaleur entre l'équateur et les pôles (Bryan et al., 1998; Smith et al., 2000). Les écoulements mésoéchelles participent aussi à la conversion d'énergie potentielle. Les interactions non linéaires entre les tourbillons océaniques et la circulation grande échelle sont susceptibles de développer des variabilités climatiques à long terme (McWilliams, 2008). Ainsi, l'étude des tourbillons mésoéchelles est importante pour la compréhension de la dynamique de la circulation océanique.

Comme décrit plus haut, la sous-mésoéchelle constitue un pont reliant la mésoéchelle et la micro-échelle. Les processus sous-mésoéchelles jouent un rôle important dans le transport vertical et dans le mélange des propriétés des couches superficielles de l'océan (Wunsch and Ferrari, 2004). Les processus sous-mésoéchelles peuvent transférer verticalement des

propriétés et des traceurs entre la surface et l'intérieur de l'océan (*Thomas et al.*, 2008). La sous-mésoscale a aussi une influence sur les processus biogéochimiques. Prendre en compte la sous-mésoscale accroît l'intensité des blooms de phytoplancton (*Lévy et al.*, 2001; *Klein and Lapeyre*, 2009).

La formation des tourbillons résulte de différents mécanismes : les instabilités dynamiques des courants intenses, la déstabilisation d'un jet par instabilité barocline ou barotrope, les interactions de l'écoulement avec la topographie de fond, le passage d'un courant dans un détroit, etc. A l'aide des observations et de profils verticaux, *Gill et al.* (1974) ont été parmi les premiers à constater et mentionner la conversion de l'énergie de la circulation à grande échelle vers les petites échelles. En effet, le vent injecte de l'énergie à la circulation grande échelle ; cette dernière fournit à son tour de l'énergie aux petites structures tourbillonnaires. Une des routes vers la dissipation de l'énergie de la circulation moyenne est la conversion de l'énergie potentielle en énergie turbulente (pour les tourbillons). Cette conversion s'établit à travers les instabilités baroclines où les fluctuations s'amplifient avec les flux de flottabilité associés (*McWilliams*, 2008). La conversion d'énergie barocline constitue probablement la route dominante vers la dissipation des grandes échelles (circulation générale) à travers la mésoscale (*Wunsch and Ferrari*, 2004) bien que la contribution de la turbulence micro-échelle soit significative (*McWilliams*, 2008). Les processus d'instabilité barocline résultent des cisaillements verticaux des courants moyens et s'opèrent préférentiellement à l'échelle du rayon interne de déformation. Les tourbillons mésoéchelles peuvent aussi être générés par l'instabilité barotrope, qui résulte des cisaillements horizontaux des vitesses horizontales moyennes (réservoirs d'énergies cinétique et potentielle disponibles pour les perturbations instables). Ces deux types d'instabilité constituent donc les principaux mécanismes pour la génération des structures mésoéchelles (*Haidvogel and Holland*, 1978).

## 2.5 Turbulence 2D et 3D

### 2.5.1 Turbulence 3D

Selon *Kolmogorov* (1941), les mouvements turbulents couvrent une large gamme d'échelle, de la grande échelle à laquelle l'énergie est fournie, à la micro-échelle pour laquelle l'énergie est dissipée par viscosité. En effet, les grandes structures tourbillonnaires se rompent en de plus petites structures tourbillonnaires par étirement de vorticité ("vortex stretching") et par conséquent transfèrent l'énergie aux petites échelles. Enfin, l'énergie est dissipée par viscosité lorsque les tourbillons ont atteint une taille suffisamment petite. Ce processus de passage graduel de l'énergie des tourbillons de grandes échelles aux tourbillons petites échelles est connu sous le nom de la cascade directe d'énergie.

La théorie de turbulence de Kolmogorov s'applique à une turbulence homogène, isotrope, stationnaire et 3D. C'est le cas par exemple des échelles dissipatives (micro-échelles). La densité d'énergie spectrale suit la loi (fig. 2.11)

$$E(k) = C \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (2.11)$$

où  $C$  est une constante adimensionnelle ;  $\varepsilon$  le taux de dissipation et  $k$  le nombre d'onde. Le taux de dissipation est en effet le taux à laquelle l'énergie est dissipée aux petites échelles.

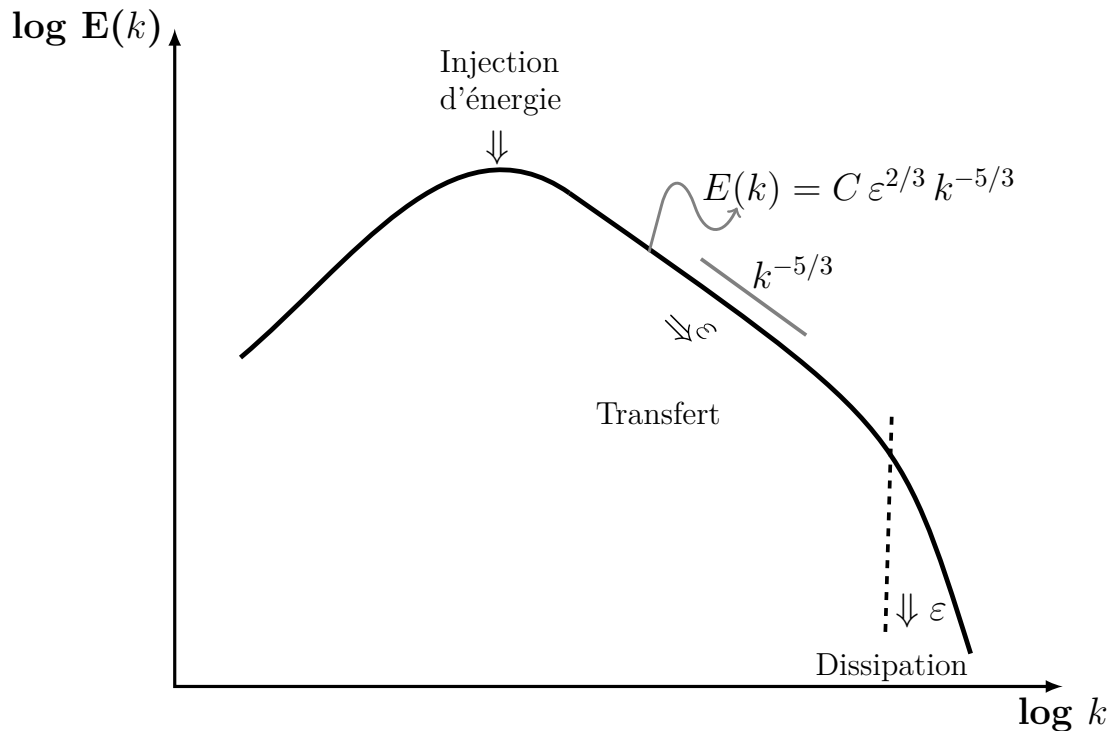


Fig. 2.11 – Spectre de turbulence 3D de Kolmogorov. Entre les grande échelles ( $k$  petit) où l'énergie est injectée et les petites échelles ( $k$  grand) où l'énergie est dissipée, l'énergie cascade suivant la pente  $k^{-5/3}$  (Vallis, 2006).

L'énergie cascade vers les petites échelles avec une pente spectrale (fig. 2.11) en  $k^{-5/3}$  (Cushman-Roisin, 1994; Vallis, 2006).

### 2.5.2 Turbulence quasi-géostrophique

La turbulence bidimensionnelle est fondamentalement différente de celle en 3D. Les mouvements océaniques (100-1000 km) sont le plus souvent anisotropes et la théorie de Kolmogorov ne s'applique plus. De plus, dans l'océan la stratification combinée à la rotation ont tendance à bi-dimensionnaliser les écoulements (à moyenne, large échelle). Aux grandes échelles et mésoéchelles qui constituent des réserves d'énergies, l'écoulement océanique est en grande partie bi-dimensionnel (Thomas *et al.*, 2008).

La dynamique de la turbulence mésoéchelle et sous-mésoéchelle est décrite à partir de deux théories : la turbulence quasi-géostrophique (QG) (Charney, 1971) et la turbulence quasi-géostrophique de surface (ci-après dynamique SQG pour surface quasi-geostrophy) (Blumen, 1978; Held *et al.*, 1995). En effet, la théorie de la turbulence géostrophique a été proposée par Charney (1971) pour décrire le spectre d'énergie d'un fluide en rotation, stratifié en mouvement turbulent quasi-géostrophique. L'investigation de la dynamique de la mésoéchelle passe par l'étude des spectres spatiaux qui est la caractérisation de la variance des échelles mises en jeu dans les processus physiques océaniques (développé

plus loin). Dans la théorie de la turbulence géostrophique, l'énergie totale cascade vers les grandes échelles (ou cascade inverse). Dans la gamme d'échelle supérieure à l'échelle de forçage (ou injection d'énergie), la pente de spectre d'énergie suit la loi spectrale en  $k^{-5/3}$  (où  $k$  est le nombre d'onde) et plutôt en  $k^{-3}$  pour les échelles inférieures. Donc à la mésoéchelle océanique, le spectre d'énergie suit la loi en  $k^{-3}$  et le spectre de SSH suit celle en  $k^{-5}$ .

### Spectre d'énergie observé

Des études spectrales sur les données d'observations altimétriques sont menées depuis les années 1980, afin de caractériser la turbulence mésoéchelle (ondes, tourbillons mésoéchelle) (*Fu*, 1983; *Le Traon et al.*, 1990; *Stammer*, 1997; *Scott and Wang*, 2005). L'étude sur les spectres en nombres d'onde de SSH des satellites TOPEX/Poseidon par *Stammer* (1997) s'est penchée sur les questions de turbulence mésoéchelle et a conclu que les spectres de SSH (fig. 2.12) dans les régions très énergétiques étaient comparables à la théorie de turbulence quasi-géostrophique avec des pentes spectrales proches de la loi en  $k^{-5}$ . Donc la turbulence à mésoéchelle serait bien décrite par la dynamique quasi-géostrophique.

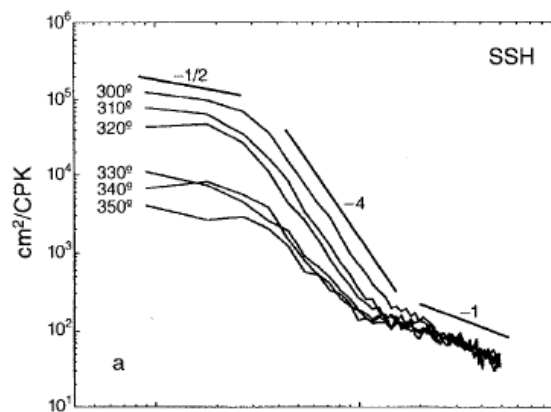


Fig. 2.12 – Spectre en nombre d'onde à partir de la SSH le long des traces issue de TOPEX/POSEIDON pour différentes régions entre 30° et 40°N (*Stammer*, 1997).

### 2.5.3 Turbulence quasi-géostrophique de surface

Les études récentes sur la turbulence ont montré que la description de la turbulence par la quasi-géostrophie est incomplète car les modèles utilisés ne représentent pas correctement la dynamique résultante de l'advection des anomalies de densité en surface, nommée dynamique quasi-géostrophique de surface ou SQG (*Blumen*, 1978; *Held et al.*, 1995; *Lapeyre and Klein*, 2006a). La théorie de turbulence SQG est caractérisée par une cascade de l'énergie totale vers les grandes échelles avec une loi de pente spectrale de  $k^{-2}$ , et par une cascade vers les petites échelles de la variance de la température dont la pente spectrale est en  $k^{-5/3}$  (*Pierrehumbert et al.*, 1994). L'énergie cinétique du mode SQG est proportionnelle à la densité en surface, et suit donc aussi une loi spectrale en  $k^{-5/3}$ . La théorie SQG implique la pente spectrale de SSH en  $k^{-11/3}$ .



### Spectre d'énergie observé

Les travaux récents de *Le Traon et al.* (2008) sur les spectres de SSH des données altimétriques ont révélé que les pentes de spectres de nombres d'onde dans différentes régions énergétiques étaient proches de la loi en  $k^{-11/3}$ . La pente en SSH de  $k^{-11/3}$  est en effet caractéristique de la dynamique SQG. Cette pente spectrale est en effet très distincte de la pente en  $k^{-5}$  prévue par la théorie QG. D'autres études basées sur des observations et sur des simulations numériques haute résolution viennent appuyer ces résultats (*Lapeyre and Klein*, 2006a; *Capet et al.*, 2008b; *Xu and Fu*, 2011). *Xu and Fu* (2011), en faisant l'analyse spectrale de l'océan global pour une couverture spectrale globale, ont aussi montré que dans certaines régions hautement énergétiques, le spectre en nombre d'onde de SSH est dominé par la dynamique de turbulence SQG (fig. 2.13). Toutefois, l'estimation de la pente par *Xu and Fu* (2011) est faite en considérant une gamme d'échelle de 70-250 km sur toutes les régions du globe. Ils ont ainsi montré que la pente spectrale varie en fonction du niveau de la turbulence mésoéchelle (fig. 2.13). En effet dans les régions de grandes activités mésoéchelles comme le Gulf Stream, la pente spectrale est de l'ordre de  $k^{-4}$  alors que dans les régions faiblement énergétiques comme les régions équatoriales, la pente est

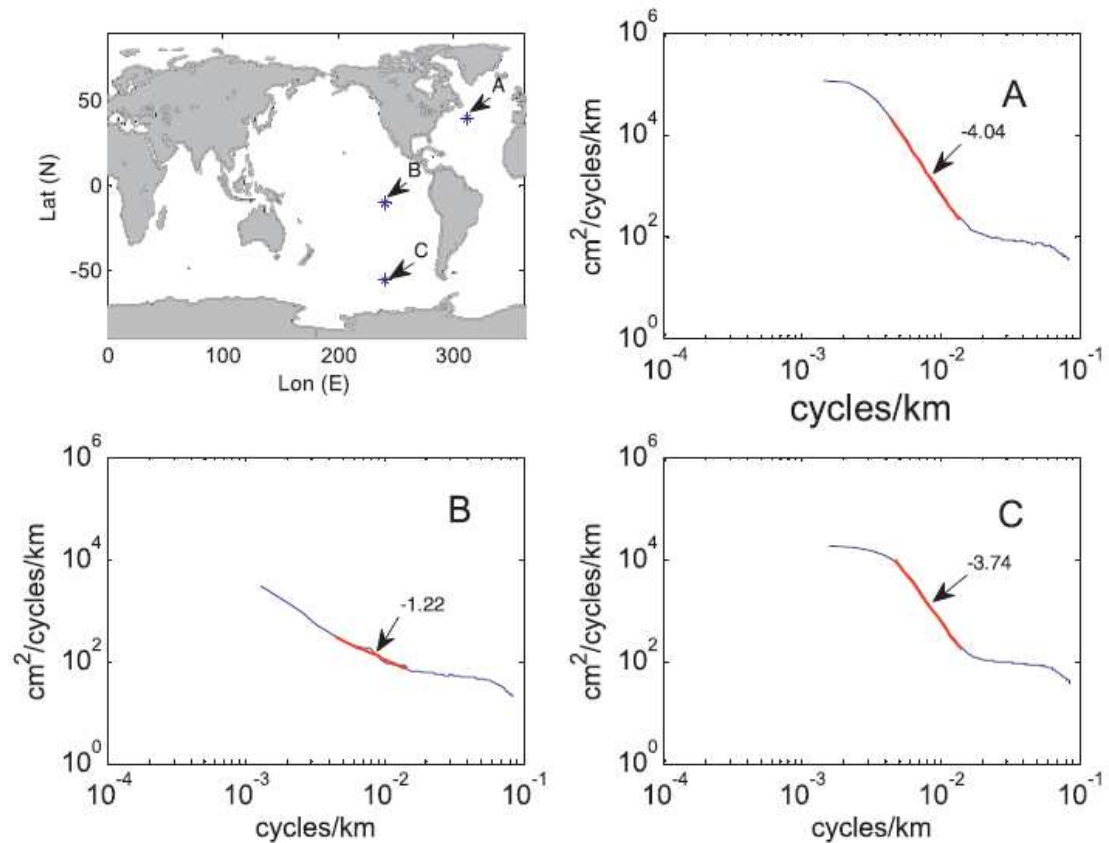


Fig. 2.13 – Spectre en nombre d'onde à partir de la SSH issue du satellite Jason-1. Les études spectrales ont été réalisées sur trois régions (A, B et C). Les lignes en rouge constituent les pentes spectrales dans la bande comprise entre 70 et 250 km (extrait de *Xu and Fu* (2011)).

faible ( $\sim k^{-1.2}$ ). Ce qui impliquait une croissance de la pente de spectre avec l'énergie turbulente. Cependant, étant donné que toutes les régions n'ont pas le même type de turbulence, le fait de considérer une gamme d'échelle fixe pourrait influencer l'estimation des pentes surtout dans les régions faiblement énergétiques où les pentes sont plus aplaties que celles prédites par les théories QG et SQG (*Richman et al.*, 2012; *Sasaki and Klein*, 2012). De plus, le bruit altimétrique pourrait expliquer cet aplatissement. A partir de simulations réalistes à très hautes résolutions, *Sasaki and Klein* (2012) ont montré que les pentes spectrales dans les régions faiblement énergétiques pourraient être sous estimées dans la bande spectrale fixée par *Xu and Fu* (2011).

*Lapeyre and Klein* (2006a) ont montré que la dynamique océanique se décompose deux termes, un terme QG et un terme SQG. Ce dernier est dominant dans les couches de surface. Des études à partir des modèles numériques haute résolution viennent appuyer ces résultats (*Capet et al.*, 2008b; *Klein et al.*, 2008). Par contre, en profondeur, la pente spectrale (fig. 2.14) est plus proche de la dynamique QG (*Klein et al.*, 2008; *Sasaki and Klein*, 2012). En tenant compte des pics d'entrophie dans l'estimation de la pente spectrale, *Sasaki and Klein* (2012), ont trouvé que les pentes spectrales de SSH /d'énergie cinétique de l'ordre de  $k^{-4}/k^{-2}$ . Elles sont plus proches de la théorie SQG.

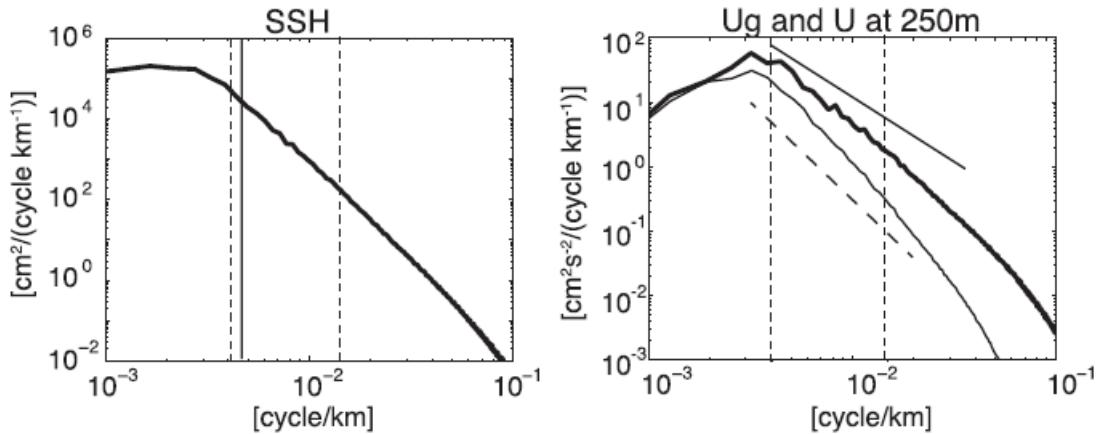


Fig. 2.14 – Spectre en nombre d'onde à partir de la SSH et de vitesses à partir de simulation haute résolution ( $1/30^\circ$ ). La pente en SSH suit la loi en  $k^{-4}$ . Le spectre d'énergie cinétique (vitesses) à la surface présente une pente en  $k^{-2}$  alors que celui en profondeur (250 m) présente une pente plus forte en  $k^{-3}$  (*Sasaki and Klein*, 2012).

La sous-mésoséchelle, caractérisée par le nombre de Rossby  $R_o = \mathcal{O}(1)$ , n'est pas décrite de manière appropriée par la théorie classique quasi-géostrophique qui est plutôt bien appliquée à la mésoséchelle (*Thomas et al.*, 2008). Ainsi, la dynamique régie par la sous-mésoséchelle est différente de celle de la turbulence quasi-géostrophique et de la turbulence 3D (*Thomas et al.*, 2008). *Lapeyre and Klein* (2006a) ont récemment suggéré que la dynamique SQG capture des processus à sous-mésoséchelle et la cascade directe de variance de densité associée.

### 2.5.4 Spectre en nombre d'onde

Un spectre d'un signal par définition montre la distribution et la variation d'énergie à travers différentes fréquences. La fréquence peut être temporelle ou spatiale. Dans le cas d'un spectre spatial, la fréquence est le nombre d'onde. Pour analyser la turbulence méso et sous-mésoéchelle, on s'intéresse à l'analyse spectrale spatiale de la SSH ou de l'énergie cinétique. Elle permet de caractériser la distribution de l'énergie en fonction des échelles spatiales. L'analyse spectrale d'une variable est essentiellement réalisée à travers la décomposition en série de Fourier dans l'espace spatial. Pour un écoulement de vitesse quelconque ( $u(x, y, z, t)$ ,  $v(x, y, z, t)$ ) à un temps  $t$  dans un domaine, on suppose que l'écoulement est isotrope, homogène et périodique. La vitesse est décomposée en composantes de Fourier par :

$$u(x, y, z, t) = \sum_k \tilde{u}(k, t) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)}, \quad (2.12)$$

où  $\tilde{u}$  est la transformée de Fourier,  $k = (k_x, k_y, k_z)$ . Dans le cadre d'un écoulement de vitesse horizontal ( $u(x, y, t)$ ,  $v(x, y, t)$ ),

$$u(x, y, t) = \sum_k \tilde{u}(k, t) e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad (2.13)$$

avec  $k = (k_x, k_y)$  le vecteur horizontal de nombre d'onde. En faisant de même pour la vitesse  $v$ , l'énergie  $E$  peut s'exprimer par :

$$E = \frac{1}{2} \sum_k (|\tilde{u}|^2 + |\tilde{v}|^2) = \int_{\infty} \mathcal{E}(k) dk \quad (2.14)$$

où  $\mathcal{E}(k)$  est la densité d'énergie spectrale. A cause de l'hypothèse d'isotropie, l'énergie est seulement fonction du scalaire du nombre d'onde  $k$ , avec  $k^2 = k_x^2 + k_y^2$  (Vallis, 2006).

Pour les observations et les modèles, les spectres 2D sont souvent réalisés. En pratique, l'estimation du spectre des données d'observations et des modèles numériques réalistes (eg. SSH) n'est pas toujours simple. Les données issues d'observations et des modèles réalistes géophysiques ne respectent pas les hypothèses nécessaires au calcul de la transformée de Fourier et certains traitements doivent être effectués au préalable. Ainsi, la tendance est ôtée pour pallier à la non-périodicité des données. De plus, on rend le domaine doublement périodique (i.e. périodique dans chacune des direction zonale et méridionale) pour artificiellement résoudre le problème d'homogénéité. En supposant que l'écoulement est isotropique (i.e. proche dans la direction zonale et méridionale), le spectre 2D est ainsi réalisé après intégration azimutale dans l'espace des nombres d'onde  $k = |k_h|$  ( $k_h = (k_x, k_y)$ ).

## Conclusion

La diversité des échelles océaniques rend l'étude de ce milieu complexe. Les processus à grande et moyenne échelle sont mieux connus que ceux des petites structures dont la sous-mésoéchelle.

Les observations sont importantes pour l'étude de la mer des Salomon, mais elles sont peu nombreuses. Ainsi, une motivation importante de notre travail est de mettre en place un modèle haute résolution  $1/36^\circ$  (chapitre 4) afin de créer une base de données pour

l'étude de cette zone. Cela permet d'accéder aux processus à méso et sous-mésoéchelle. Avec ce modèle, nous étudierons la circulation générale et la turbulence fine échelle (chapitre 5). Cette dernière sera comparée aux théories classiques de turbulence.



Deuxième partie

**Approche méthodologique**



## Chapitre 3

# Modélisation numérique océanique avec NEMO-OPA

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Equations de modèle océanique</b>	<b>57</b>
3.1.1	Equations primitives	57
3.1.2	Calcul de la hauteur de la mer	59
<b>3.2</b>	<b>Discrétisation spatio-temporelle</b>	<b>60</b>
3.2.1	Discrétisation spatiale	60
3.2.2	Discrétisation temporelle	60
<b>3.3</b>	<b>Paramétrisations</b>	<b>61</b>
3.3.1	Physique des échelles “sous maille” sur la verticale	62
3.3.2	Physique des échelles “sous maille” latérale	63
<b>3.4</b>	<b>Conditions aux limites</b>	<b>64</b>
3.4.1	Conditions aux limites liées à la bathymétrie	64
3.4.2	Conditions aux limites à la côte	65
3.4.3	Conditions aux limites liées aux continents	65
3.4.4	Conditions aux limites liées à l’atmosphère	65
3.4.5	Conditions limites aux frontières ouvertes ou OBC (Open Boundary Condition)	65

---



## Introduction

La modélisation est l'ensemble des techniques mises en œuvre servant à représenter ou décrire un phénomène à partir des équations mathématiques. A l'heure actuelle, la recherche scientifique repose sur deux sources principales d'information de l'océan, les observations d'une part et les modèles d'autre part. Les coûts élevés des missions d'observation, la rareté et le manque de couverture spatio-temporelle des données d'observations constituent des freins à l'étude scientifique de l'océan. Comme énoncé dans le chapitre précédent, la mer des Salomon constitue l'une des régions les moins échantillonnées du monde. La seconde source d'information et d'étude permet d'intégrer les informations dans le temps et dans l'espace. Le développement de l'outil de modélisation est rendu possible grâce à l'augmentation incessante des capacités de calcul. Les modèles réalistes régionaux et globaux sont mis en place avec des résolutions numériques de plus en plus élevées. Les modèles se révèlent être des outils indispensables, complémentaires aux données, permettant d'étudier la circulation océanique, la variabilité du système et les couplages avec les autres composantes du système climatique (atmosphère, glace de mer, traceurs biogéochimiques, etc.) sur une vaste gamme spatio-temporelle et de façon synoptique. Grâce aux modèles, des tests de sensibilité et des études de processus sont ainsi facilement réalisables. Toutefois, les modèles ne sont pas parfaits. Des approximations et des simplifications sont souvent faites sur les équations utilisées. De plus, les phénomènes non résolus sont paramétrisés par des schémas numériques, ce qui constitue aussi des sources d'erreur pour les modèles.

Les bases solides sur lesquelles s'appuient la modélisation océanique sont les équations générales de la mécanique des fluides. Plusieurs types de modèle existent à l'échelle régionale et globale tels que NEMO-OPA, ROMS, POM et permettent de simuler les comportements de l'océan.

Pour la mise en place de notre modèle haute résolution, nous avons choisi d'utiliser le modèle NEMO (Nucleus for European Models of Ocean), une plate-forme de modélisation numérique de l'océan pour la recherche, l'opérationnel, la prévision saisonnière et le changement climatique. NEMO a en effet 3 composantes principales :

- NEMO-OPA pour la dynamique (océan bleu)
- NEMO-LIM pour la glace de mer (océan blanc)
- NEMO-TOP pour la biogéochimie marine (océan vert)

NEMO incorpore aussi le module de raffinement de maillage AGRIF (Adaptative Grid Refinement In Fortran) qui sera décrit dans les prochains chapitres. Etant donné que nous nous intéressons à l'étude de circulation océanique, nous allons utiliser la composante dynamique OPA de NEMO pour la mise en place du modèle.

Le code OPA est un modèle aux équations primitives de circulation océanique. C'est un outil flexible qui permet d'étudier l'océan, par l'intégration des équations de mouvement de fluide sur un vaste spectre spatio-temporel et par ses interactions avec les autres composantes du système climatique. En effet, l'océan est décrit à partir des approximations appropriées des équations de Navier-Stokes. Celles-ci décrivent le comportement des fluides géophysiques à l'échelle spatio-temporelle, de l'ordre du km sur l'horizontale et de l'ordre du mètre sur la verticale. Les modèles numériques de circulation "procèdent" par intégration des équations du mouvement suivant des intervalles discrets de temps et d'espace. Ainsi, trois points essentiels sont à prendre en compte : (i) le choix des équations qui devraient représenter correctement la dynamique à l'échelle résolue du mouvement,

(ii) les effets des processus qui ne sont pas explicitement résolus (paramétrisations des phénomènes sous maille), et (iii) le choix de la grille discrète spatio-temporelle à partir des algorithmes numériques appropriés. Des conditions initiales et aux limites sont nécessaires pour l'intégration du modèle.

Les équations de l'écoulement géophysique sont très bien détaillées dans le manuel de NEMO (*Madec, 2008*). Ce chapitre présente de façon succincte, les équations de modélisation utiles à notre étude.

## 3.1 Equations de modèle océanique

### 3.1.1 Equations primitives

Les équations de Navier-Stokes décrivent le comportement de l'océan qui sont en perpétuel mouvement à partir de bonnes approximations

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} + \vec{D} + \vec{F}, \quad (3.1)$$

$$0 = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{u}), \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u}T) + D^T, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u}S) + D^S, \quad (3.4)$$

$$\rho = \rho(T, S, P), \quad (3.5)$$

où  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}$ ;  $D$  et  $F$  désignent les termes de dissipation et de source de quantité de mouvement.  $\rho$ ,  $P$ ,  $T$ ,  $S$  sont respectivement la densité de l'eau de mer, la pression, la température et la salinité.  $D^S$  et  $D^T$  sont les termes de diffusion des traceurs.  $\vec{u}$  ( $\vec{u}_h$ ,  $\vec{w}$ ) est le vecteur vitesse avec  $\vec{u}_h$  la composante horizontale et  $\vec{w}$  la composante verticale.

Les équations aux dérivées partielles non-linéaires (eq. 3.1) représentent la loi de Newton en prenant en compte les forces de Coriolis, de pression et de gravité. La conservation de la masse (aussi appelée équation de continuité) est décrite par l'équation 3.2. Les équations 3.3 et 3.4 représentent l'évolution de la température et de la salinité par advection et diffusion et assurent la conservation des traceurs. L'équation d'état de l'eau de mer est fonction de la densité, de la température, de la salinité et de la pression (eq. 3.5).

Dans le cas de l'océan, des hypothèses sont faites pour résoudre le système d'équation :

#### 1. Hypothèse de Boussinesq et d'incompressibilité de l'eau de mer

Etant donné que la variation de la densité de l'eau de mer est faible par rapport à sa densité moyenne ( $\rho_0 = 1020 \text{ kg.m}^{-3}$ ), on fait l'hypothèse que la densité de l'eau de mer est constante  $\rho_0$  partout sauf dans les termes de flottabilité et dans les termes de compressibilité de l'équation d'état

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \ll 1. \quad (3.6)$$

Ainsi, l'approximation de Boussinesq réalisée a deux conséquences directes sur les propriétés de l'océan simulé. Cette hypothèse permet, d'une part, d'écrire l'équation de conservation de la masse sous la forme

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0. \quad (3.7)$$

Physiquement cette relation signifie que la conservation de la masse devient la conservation du volume, et l'écoulement océanique simulé est non divergent. Cela implique aussi que l'océan est incompressible.

## 2. Hypothèse hydrostatique

L'analyse des ordres de grandeur des différents termes permet de simplifier l'équation 3.1. Ainsi, le terme de pression équilibre la force de gravité sur la verticale. La projection sur la verticale de l'équation 3.1 devient alors :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g. \quad (3.8)$$

Ainsi, sous l'approximation hydrostatique, l'évolution temporelle de la composante verticale  $w$  n'est qu'une variable diagnostique, calculée à partir de l'équation de continuité modifiée par l'approximation de Boussinesq :

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\vec{\nabla}_h \cdot \vec{u}. \quad (3.9)$$

Les autres composantes du champ de vitesse, les caractéristiques thermohalines de l'eau ainsi que la hauteur de la mer constituent les variables pronostiques.

La prise en compte des hypothèses ci-dessus dans les équations fondamentales de la dynamique des fluides en milieu tournant conduisent à l'obtention des équations primitives qui constituent la base de la plupart des modèles d'océan, dont le modèle NEMO-OPA qui est utilisé dans cette étude :

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} = -\{(\nabla \times \vec{u}) \times \vec{u} + \frac{1}{2} \nabla(\vec{u}^2)\}_h - \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}_h P - f \vec{k} \times \vec{u}_h + \vec{D}^u + \vec{F}_h, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad (3.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u} T) + D^T, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{u} S) + D^S, \quad (3.14)$$

$$\rho = \rho(T, S, P), \quad (3.15)$$

où  $f$  est le paramètre de Coriolis fonction de la latitude  $\phi$  tel que  $f = 2\Omega \sin \phi$ .  $\vec{F}_h$  est le terme de source de quantité de mouvement sur l'horizontale.  $\vec{D}^u$ ,  $D^T$ , et  $D^S$ , sont les termes de diffusion de vitesse, de température potentielle et de salinité.

Le premier terme à droite de l'équation 3.10 ( $-\{(\nabla \times \vec{u}) \times \vec{u} + \frac{1}{2}\nabla(\vec{u}^2)\}_h$ ) représente le terme d'advection écrit sous la forme conservative. L'équation 3.15 représente l'équation d'état de l'eau de mer. Dans NEMO-OPA, elle correspond à la formulation non-linéaire de l'équation d'état de l'UNESCO (*McDougall (1987); Jackett and McDougall (1997)*).

### 3.1.2 Calcul de la hauteur de la mer

Les variations de la hauteur de la mer sont observées par satellite. Il est donc important d'obtenir cette variable grâce aux modèles numériques pour pouvoir tirer profit des données altimétriques. La hauteur de la mer devient donc une variable pronostique. Elle fait apparaître la variable  $\eta$ , la dénivellation de surface relativement à la surface libre moyenne, SSH (*Sea Surface Height*). Cette variable est solution d'une équation pronostique

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \nabla \cdot [(H + \eta)\bar{u}_h] + P + R - E, \quad (3.16)$$

avec  $H$  la profondeur de l'océan,  $\bar{u}_h$  la vitesse horizontale moyenne,  $E$  l'évaporation,  $P$  les précipitations et  $R$  le flux d'eau douce issue des apports fluviaux.

La surface de l'océan est animée de mouvements de diverses échelles, entre autre ceux en réponse à la géostrophie et les ondes barotropes. Ces dernières sont très rapides ( $c = \sqrt{gH}$ ) et pose cependant un problème numérique pour ce type de formulation en surface libre. En effet, pour être modélisable, un phénomène doit être résolu spatialement, mais pour être stable, il doit aussi l'être temporellement. Le critère CFL (critère de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy) impose un pas de temps plus petit que  $\Delta x/c$  ( $\Delta x$  étant la taille de la maille). La résolution des ondes barotropes imposerait donc un pas de temps extrêmement petit, ce qui est numériquement très coûteux.

Différentes formulations sont implémentées dans NEMO pour prendre en compte la surface libre en fonction des processus physiques auxquels on s'intéresse :

- Si l'on s'intéresse aux ondes externes de gravité (marée), alors l'équation 3.16 est résolue selon la technique dite de *time splitting*. Cette technique permet de séparer les modes barotropes des modes baroclines en intégrant la partie barotrope avec un petit pas de temps (permettant la résolution des ondes de gravité) et la partie barocline avec un pas de temps plus élevé.

- Si les études ne s'intéressent pas aux ondes de marée (comme c'est le cas dans notre configuration sur la mer des Salomon), un filtrage temporel des ondes barotropes qui ne peuvent pas être résolues temporellement est directement introduit dans l'équation 3.10. Ce filtrage se traduit par l'introduction d'un terme additionnel  $-gT_c \frac{\partial \eta}{\partial t}$  par *Roullet and Madec (2000)* et agit comme un filtre passe-bas :

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} = M - g\vec{\nabla}\eta - gT_c \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (3.17)$$

Où  $T_c$  est une période de coupure;  $M$  représente les autres termes de l'équation du mouvement.  $T_c$  est fixée à deux fois le pas de temps du modèle (pour une stabilité optimale) et toutes les ondes barotropes dont la période est supérieure à cette valeur seront ainsi filtrées, afin de garantir la stabilité du modèle.

## 3.2 Discrétisation spatio-temporelle

La résolution numérique des équations primitives passe par une discrétisation spatiale et temporelle afin de traiter un nombre fini de variables. Ainsi pour une représentation spatio-temporelle des océans, il faut choisir une grille en 3 dimensions (longitude, latitude, et profondeur) de pas spatial correspondant à la résolution voulue et un schéma d'évolution temporelle. Chaque variable peut évoluer dans le temps et en chaque point de grille.

### 3.2.1 Discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale des équations primitives nécessite au préalable la définition d'un repère et d'une grille sur laquelle les variables sont positionnées. A cet effet, des hypothèses sont aussi posées :

1. Hypothèse : approximation de sphéricité de la terre

Les surfaces géopotentielles sont supposées être des sphères, afin que la gravité soit parallèle au rayon de déformation de la terre. Puisque les forces gravitationnelles sont dominantes dans les équations de mouvement, il est très judicieux de choisir un repère  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$  orthogonal lié à la terre, avec le vecteur  $\vec{k}$  représentant la verticale locale, dirigé vers le haut, et des vecteurs  $(\vec{i}, \vec{j})$  orthogonaux à  $\vec{k}$  et tangents aux surfaces géopotentielles,  $\vec{i}$  étant dirigé vers l'est et  $\vec{j}$  vers le nord.

2. Hypothèse : approximation de couche mince

La profondeur  $z$  ( $\sim 4\text{ km}$  en moyenne) de l'océan est négligée par rapport au rayon de la terre  $R_T$  ( $R_T \approx 6400\text{ km}$ ); ainsi la coordonnée radiale  $r = z + R_T \approx R_T$ . Les effets de courbures sont donc négligés dans les équations primitives écrites en repère sphérique.

Dans NEMO-OPA, la distribution des variables se fait sur la grille C d'Arakawa tri-dimensionnelle (*Arakawa and Lamb, 1977*). La figure 3.2.1 montre la localisation des variables ( $T, u, v, \dots$ ) sur la grille C d'Arakawa.

### 3.2.2 Discrétisation temporelle

Le schéma de discrétisation temporelle utilisé dans NEMO est le schéma de discrétisation temporelle utilisé dans NEMO est le schéma centré dit leap-frog ou "saute-mouton" (en français).

A l'initialisation du modèle, un schéma avant d'Euler permet de calculer l'évolution des variables pronostiques  $u$  :

$$u^1 = u^0 + \Delta t RHS^0. \quad (3.18)$$

Ensuite, les dérivées eulériennes sont discrétisées selon un schéma leap-frog. Il consiste à avancer la variable  $u$  du pas de temps  $t - \Delta t$  au pas de temps  $t + \Delta t$  en utilisant une évaluation du membre de droite RHS au pas de temps  $t$  :

$$u^{t+\Delta t} = u^{t-\Delta t} + 2\Delta t RHS^t, \quad (3.19)$$

où les exposants désignent l'indice temporel du modèle, RHS est la partie non diffusive du second membre de l'équation considérée. Ce schéma peut être utilisé pour les termes

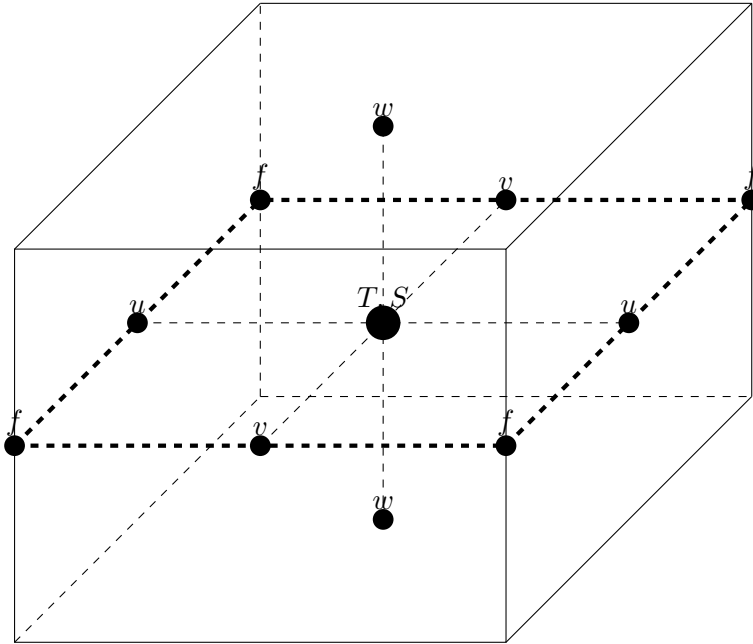


Fig. 3.1 – Disposition des variables sur la grille C Arakawa. Au point  $T$ , est définie la température et la salinité. Les champs de vorticité sont définis au point  $f$ . Les vitesses sont au point  $u, v, w$ .

d'advection de traceurs et de quantité de mouvement, de gradient de pression et de Coriolis tandis qu'il est instable pour les termes de diffusion. Le schéma leap-frog donne, cependant, naissance à un mode numérique instable dû à la divergence des pas de temps pairs et impairs. Pour y remédier, OPA introduit un filtre d'Asselin (*Asselin, 1972*) qui n'est autre qu'une diffusion temporelle mixant les pas de temps pair et impair :

$$u_f^t = u^t + \gamma \left[ u_f^{t-\Delta t} - 2u^t + u_f^{t+\Delta t} \right]. \quad (3.20)$$

### 3.3 Paramétrisations

Les équations primitives décrivent le comportement des fluides géophysiques à l'échelle spatio-temporelle, de l'ordre du km sur l'horizontale et de l'ordre du mètre sur la verticale. Or, la discrétisation des équations primitives ne permet de résoudre que la physique d'échelle supérieure à la taille de la maille. Certains phénomènes à petite échelle comme certains mouvements turbulents et la diffusion ne sont pas résolus explicitement par le modèle. Les effets des mouvements à petites échelles (venant des termes advectifs dans les équations de Navier-Stokes) doivent être représentés entièrement en terme de structure de grande échelle pour fermer les équations. Ces effets apparaissent dans les équations comme une divergence de flux turbulent. La représentation de l'influence à grande échelle des phénomènes de la petite échelle est appelée paramétrisation. Donc les phénomènes à petite échelle qui sont partiellement, ou ne sont pas totalement résolus explicitement sont des processus "sous maille" qui doivent être paramétrisés afin que le modèle puisse les prendre en compte et les représenter car leurs effets sur ceux à grandes échelles sont très

importants. Les processus “sous maille” sont nécessaires pour la dissipation de l’énergie ainsi que pour les mélanges océaniques. Leurs impacts sur les processus de plus grande échelle résolus par le modèle sont ainsi très considérables et ne peuvent donc être négligés. Parmi les principaux problèmes de paramétrisation, on compte la représentation des ice-shelves dans les océans polaires, celle des interactions air-glace et glace-océan, celle des écoulements gravitaires, celle de la convection profonde, celle de la contrainte topographique, celle du mélange lié aux ondes internes de marée, celle de la convection de double diffusion ou dissipation et celle de la diffusion visqueuse.

Le contrôle exercé par la gravité sur l’écoulement, induit une forte anisotropie entre les mouvements latéraux et verticaux. Ainsi, les échelles des mouvements latéraux et verticaux étant extrêmement différentes et la physique aussi ( $D^u$ ,  $D^T$  et  $D^S$ ), la physique “sous maille” est divisée en partie latérale ( $D^{hu}$ ,  $D^{hT}$  et  $D^{hS}$ ) et en partie verticale ( $D^{vu}$ ,  $D^{vT}$  et  $D^{vS}$ );  $D^a = D^{ha} + D^{va}$ ,  $a = S, T, u$ .

### 3.3.1 Physique des échelles “sous maille” sur la verticale

Les processus qui engendrent la turbulence verticale (instabilité de cisaillement, onde interne, mélange vertical convectif, dissipation, ...) sont paramétrisés. Les flux verticaux sont supposés dépendre linéairement des gradients verticaux locaux des variables à large échelle. Les opérateurs de quantité de mouvement et de traceurs (T, S) diffusifs sont du second ordre et sont calculés par :

$$D^{vU} = \frac{\partial}{\partial z} \left( A^{vU} \frac{\partial U_h}{\partial z} \right), \quad (3.21)$$

$$D^{v(T,S)} = \frac{\partial}{\partial z} \left( A^{v(T,S)} \frac{\partial (T, S)}{\partial z} \right) = \begin{cases} D^{vT} = \frac{\partial}{\partial z} \left( A^{vT} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ D^{vS} = \frac{\partial}{\partial z} \left( A^{vT} \frac{\partial S}{\partial z} \right), \end{cases} \quad (3.22)$$

avec  $A^{vU}$  et  $A^{vT}$  les coefficients de viscosité turbulente verticale et de diffusion turbulente verticale. Ces coefficients doivent être déterminés. Pour cela, nous avons choisis d’utiliser le modèle de fermeture turbulente TKE (Turbulent Kinetic Energy) (*Blanke and Delecluse* (1993); *Madec* (2008)). Il permet de calculer de façon itérative les coefficients turbulents verticaux de dissipation et de diffusion selon l’état de “l’océan” et est basé sur l’équation pronostique de l’énergie cinétique turbulente  $\bar{\epsilon}$ , dont l’évolution temporelle de sa production par cisaillement vertical, de sa destruction par stratification, de sa diffusion et dissipation verticale, est donnée par l’équation suivante :

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} = A^{vU} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - A^{vT} N^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left[ A^{vU} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial z} \right] - c_\epsilon \frac{\bar{\epsilon}^{3/2}}{l_\epsilon}, \quad (3.23)$$

avec

$$A^{vU} = C_k l_k \sqrt{\bar{\epsilon}}, \quad (3.24)$$

$$A^{vT} = A^{vU} / P_r, \quad (3.25)$$

$$N = \sqrt{\frac{-g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}, \quad (3.26)$$

où  $N$  est la fréquence de Brunt-Väisälä (stabilité statique),  $l_\epsilon$  et  $l_k$  sont les longueurs caractéristiques de la dissipation et du mélange turbulent et  $P_r$  est le nombre de Prandtl (rapport entre la dissipation visqueuse et diffusion).  $P_r$  est défini en fonction du nombre de Richardson local,  $R_i$ .

$$R_i = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}. \quad (3.27)$$

$$P_r = \begin{cases} 1 & \text{si } R_i \leq 0.2 \\ 5R_i & \text{si } 0.2 \leq R_i \leq 2 \\ 10 & \text{si } 2 \leq R_i \end{cases} \quad (3.28)$$

Le modèle de fermeture turbulente TKE ne tient pas compte des inversions de densité (liées aux forçages) dans les couches de l’océan (eau de densité légère sous celle dense). Un schéma de l’ajustement convectif *evd* (enhanced vertical diffusion) permet de modifier localement les valeurs des coefficients de viscosité et de diffusivité afin de faire le mélange dans ces couches. Cela permet ainsi d’avoir une colonne d’eau stable et de résoudre aussi les problèmes de convection.

### 3.3.2 Physique des échelles “sous maille” latérale

La turbulence latérale peut être divisée en turbulence mésoéchelle associée à des tourbillons qui peuvent être résolus explicitement si la résolution est assez suffisante, et en turbulence sous-mésoéchelle qui n’est jamais résolue explicitement, même partiellement, mais toujours paramétrisée. Notre modèle étant à une résolution de  $1/36^\circ$  ( $\approx 3\text{km}$ ), la mésoéchelle devrait être résolue (“eddy resolving”), la paramétrisation s’avère alors nécessaire pour les structures non résolues. La paramétrisation des échelles sous maille latérale concerne les termes de diffusion latérale des traceurs ( $D^{hT}$ ,  $D^{hS}$ ) et de dissipation latérale de quantité de mouvement  $D^{hU}$ . La paramétrisation de ces termes peut être effectuée dans le code OPA selon des opérateurs laplacien et bilaplacien parmi lesquels il nous faudra choisir. Le rôle dévolu à la physique sous maille est de dissiper l’énergie qui cascade vers l’échelle de maille et ainsi d’assurer la stabilité du modèle tout en n’interférant pas avec les activités mésoéchelles résolues (*Madec*, 2008). Dans le code OPA, la paramétrisation de la physique latérale sous maille passe par la définition de trois critères : la variation spatiale des coefficients turbulents (constant, variant avec la latitude et longitude et/ou la profondeur), la direction selon laquelle les flux latéraux de diffusion sont évalués (sur les surfaces correspondant aux niveaux verticaux du modèle, sur des surfaces géopotentielle ou isopycnales) et enfin l’opérateur de diffusion à utiliser (harmonique ou biharmonique). Ces choix diffèrent selon qu’on s’intéresse à la diffusion des traceurs ou à la dissipation (diffusion de quantité de mouvement).

Les observations ont montré que la diffusion des traceurs se fait majoritairement le long des surfaces isopycnales. Pour cela, la diffusion des traceurs est paramétrisée à travers l’opérateur laplacien. Le rôle de la paramétrisation de la diffusion des traceurs est de faire le mélange latéral dû aux tourbillons.

Pour la diffusion visqueuse de quantité de mouvement, un opérateur bilaplacien est approprié afin de bien les paramétriser, car l’amortissement des mouvements, et donc



la dissipation, doit être suffisamment fort pour empêcher le développement d'instabilités numériques, mais aussi faible que possible pour que la turbulence océanique puisse se développer dans le modèle.

### 3.4 Conditions aux limites

Pour la représentation de l'océan suivant la verticale, le code OPA dispose de deux systèmes de coordonnées : Z (coordonnées géopotentielles) et sigma S (topography following). Le système de coordonnées géopotentielles est composé de 46 niveaux verticaux allant de la surface jusqu'à 5875 m (avec de 6 à 15 m de résolution dans les 100 premiers mètres). OPA donne la possibilité d'en choisir un. Par rapport aux coordonnées S qui suivent la topographie et représentent bien le fond de l'océan, les coordonnées Z, quant à elles, présentent des difficultés pour représenter le fond et l'intérieur de l'océan avec l'approche "full step" classique. Cependant, l'utilisation de la coordonnée Z avec l'approche "partial step" (*Adcroft et al. (1997)*; *Barnier et al. (2006)*) permet l'amélioration de la représentation de la bathymétrie. Dans notre étude, la coordonnée géopotentielle est utilisée avec l'approche "partial step".

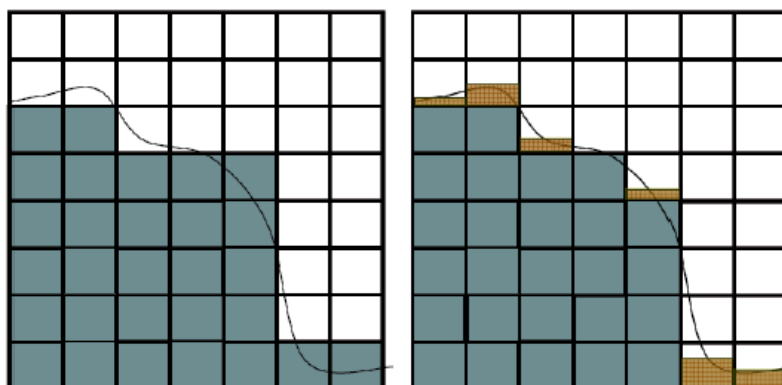


Fig. 3.2 – Fond de l'océan vu par le modèle : coordonnée Z avec "full step" (gauche) et avec "partial step" (droite).

L'océan est bordé par des lignes de côtes (continents), une topographie de fond complexe à sa base et l'atmosphère à sa surface. Il interagit avec les autres composantes du système climatique terrestre en échangeant, à ses interfaces, des flux de chaleur, d'eau douce, et de quantité de mouvement. Notons que dans notre étude, les modèles ne seront pas couplés avec l'atmosphère et les continents; par conséquent, les échanges entre l'océan et ces composants doivent être fournis en conditions aux limites pour le modèle.

#### 3.4.1 Conditions aux limites liées à la bathymétrie

Le modèle offre la possibilité de représenter le fond topographique de l'océan qui est supposé imperméable. Les flux de chaleur géothermiques et de sel sont supposés nuls à l'interface océan-fond, et le flux de quantité de mouvement normal à la frontière est nul.

Par contre, des échanges de quantité de mouvement se font par friction au fond de l’océan. Dans notre étude, la bathymétrie sera construite à partir de la base de donnée GEBCO08.

### 3.4.2 Conditions aux limites à la côte

Elles correspondent aux conditions aux limites latérales à la côte. Les conditions latérales pour les vitesses tangentielles à la côte nécessitent un traitement spécifique car elles ont un impact direct sur la vorticité à la côte. Lorsqu’on est en glissement (ou “free slip”), la vorticité à la côte est nulle, tandis qu’en non glissement (ou “noslip”), la vitesse tangentielle est mise à zéro à la côte. Ces conditions ont un impact sur la stabilité des courants de bord. NEMO offre aussi la possibilité d’être en “partial slip” c’est à dire un choix compris entre le “free slip” et le “no slip” et dans lequel la vorticité à la côte n’est ni égale à zéro ni aussi forte que dans le cas de “no slip”.

### 3.4.3 Conditions aux limites liées aux continents

Les échanges entre les continents et l’océan sont constitués de flux d’eau douce fournis principalement par les rivières et les fleuves à leur embouchure. Nous verrons dans le chapitre suivant, ce flux d’eau douce est spécifié à l’interface air-mer à travers les apports de rivières.

### 3.4.4 Conditions aux limites liées à l’atmosphère

Des échanges à l’interface air-mer de flux de quantité de mouvement, de chaleur, de sel et d’eau douce ont lieu. La condition aux limites à la surface pour la quantité de mouvement est donnée par la tension exercée par le vent.    la surface ( $z = 0$ ), les flux de quantité de mouvement sont prescrits comme étant les conditions aux limites pour les flux turbulents dans la verticale. De même pour  $T$  et  $S$ ,    la surface ( $z = 0$ ), les flux de chaleur et d’eau douce sont prescrits comme conditions aux limites suivant la verticale pour les flux turbulents des traceurs. En suivant les paramétrisations énoncées par les équations 3.21 et 3.22, les conditions aux limites des flux turbulents s’expriment par :

$$D_{z=0}^{vU} = \left( A^{vU} \frac{\partial U_h}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\vec{\tau}}{\rho_0}, \quad (3.29)$$

$$D_{z=0}^{vT} = \left( A^{vT} \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{Q_{nsol}}{\rho_0 C_{pw}}, \quad (3.30)$$

$$D_{z=0}^{vS} = \left( A^{vT} \frac{\partial S}{\partial z} \right)_{z=0} = \epsilon S_{z=0}, \quad (3.31)$$

où  $\rho_0$  est la densité moyenne de l’eau de mer,  $\vec{\tau}$  est la tension de vent à la surface de l’océan,  $Q_{nsol}$  est le flux de chaleur non solaire à l’interface air-mer,  $C_{pw}$  est la capacité calorifique de l’eau de mer et  $\epsilon$  le flux net de l’eau douce à l’interface air-mer.

### 3.4.5 Conditions limites aux frontières ouvertes ou OBC (Open Boundary Condition)

Il peut être nécessaire de mettre en œuvre une configuration de modèle limitée à une région océanique ou à un bassin, qui communique avec le reste de l’océan global à travers des “frontières ouvertes”. Dans ce cas, les conditions aux frontières ouvertes du modèle

régional sont à prendre en compte et à préciser. Ainsi, les variables pronostiques  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $S$ , et la hauteur de la mer sont à fournir aux frontières, en utilisant soit une climatologie, soit les sorties d'un autre modèle. Ces conditions aux frontières ouvertes peuvent être spécifiées ou radiatives. Dans notre étude, ces conditions ouvertes sont utilisées dans la mise en place du modèle  $1/12^\circ$  (cf. chapitre 4). Nous verrons donc que cette condition est importante pour l'implémentation du modèle  $1/36^\circ$ .

## Conclusion

Le modèle NEMO/OPA constitue un outil adéquat pour représenter l'état de l'océan, qu'il soit global ou régional. Etant donné qu'il y a peu d'observation en mer des Salomon, la modélisation est une très bonne option qui permet de mieux étudier cette région. NEMO-OPA offre les "ingrédients" nécessaires pour la réalisation d'un modèle réaliste. La mise en place de la configuration du modèle  $1/36^\circ$  est faite dans la chapitre 4. Les conditions aux limites (forçage, paramétrisation) sont spécifiées afin d'obtenir une simulation assez réaliste de cette région. Certains paramètres ont besoin d'être ajustés ou testés pour représenter correctement la physique océanique.

Cette configuration de modèle à très haute résolution demande non seulement beaucoup de ressources informatiques mais aussi de travail sur sa paramétrisation comme on le verra dans le chapitre 4.

## Troisième partie

Mise en œuvre du “laboratoire”  
de modélisation numérique haute  
résolution de la mer des Salomon



## Chapitre 4

# Mise en place du modèle $1/36^\circ$ de la mer des Salomon

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Mise en place de modèles</b>	<b>70</b>
	Article accepté au Journal of Operational Oceanography : A $1/36^\circ$ model of the Solomon Sea embedded into a global ocean model : On the setting up of an interactive open boundary nested model system	70
<b>4.2</b>	<b>Compléments</b>	<b>95</b>
4.2.1	Validation du modèle global $1/12^\circ$	95
	Anomalie de niveau de la mer SLA	95
	Circulation intégrée dans la thermocline	96
	Courants zonaux à travers la section $142^\circ\text{E}$ entre $3^\circ\text{S}$ et l'équateur	97
	Salinité à $165^\circ\text{E}$	97
4.2.2	Forçages atmosphériques	99
	Flux de quantité de mouvement	99
	Flux de chaleur	100
	Flux d'eau douce	101

---

## Introduction

La représentation de l'océan de façon fine et réaliste nécessite d'aller vers la plus haute résolution. De plus, la mer des Salomon étant une région très complexe du point de vue topographique, l'apport de la haute résolution permet de mieux représenter les contours bathymétriques, les lignes de côtes et surtout les largeur et profondeur des détroits de façon réaliste. Cela aura des impacts positifs sur la représentation de la circulation de façon générale. De plus, la haute résolution autorisera l'accès aux fines échelles dynamiques. Dans notre cas d'étude, nous avons décidé de réaliser un modèle au  $1/36^\circ$  sur la mer des Salomon en vue de répondre à des besoins océanographiques et altimétriques. La résolution horizontale  $1/36^\circ$  correspond à  $\sim 3$  km, ce qui est compris dans la gamme 1-10 km correspondant à la bande des activités à sous-mésoéchelle. C'est donc une bonne résolution pour accéder et étudier la sous-mésoéchelle.

Pour réaliser le modèle au  $1/36^\circ$ , nous avons choisi de mettre en place une stratégie de hiérarchie de modèles emboîtés permettant de ne simuler que la région d'intérêt. Cette stratégie permet de réaliser un modèle très réaliste avec la bathymétrie la plus précise possible pour notre région d'intérêt. Le modèle régional à haute résolution est emboîté dans un modèle régional à plus basse résolution lui même emboîté dans un modèle global.

Ce chapitre est consacré à la description de la mise en place de la configuration régionale du modèle  $1/36^\circ$ . Nous allons dans un premier temps exposer la stratégie de configuration adoptée pour la construction du modèle  $1/36^\circ$ . Nous présenterons de façon détaillée la mise en place proprement dite. Les différents travaux de la préparation tels que la bathymétrie, le forçage et les paramétrisations sont présentés. Des tests de sensibilités ont été réalisés pour l'amélioration du modèle. Ces travaux sont abordés sous forme d'article qui fait l'objet d'une publication au Journal of Operational Oceanography, JOO. Enfin, quelques éléments complémentaires aux travaux de l'article sont aussi présentés.

### 4.1 Mise en place de modèles

**Article accepté au Journal of Operational Oceanography : A  $1/36^\circ$  model of the Solomon Sea embedded into a global ocean model : On the setting up of an interactive open boundary nested model system**

B. Djath<sup>(1)</sup>, A. Melet<sup>(1,2)</sup>, J. Verron<sup>(1)</sup>, J.M. Molines<sup>(1)</sup>, B. Barnier<sup>(1)</sup>, L. Gourdeau<sup>(3)</sup> and L. Debreu<sup>(4)</sup>

<sup>(1)</sup>LGGE, UMR5183 CNRS/UJF, Grenoble, France

<sup>(2)</sup>Princeton University / GFDL, USA

<sup>(3)</sup>LEGOS, UMR5566, CNRS/CNES/IRD, Toulouse, France

<sup>(4)</sup>LJK, UMR5224, INRIA/UJF, Grenoble, France

#### Abstract

In this paper, we discuss the implementation of a regional  $1/36^\circ$  numerical model of a key sub region of the southwestern Pacific Ocean : the Solomon Sea. This model is two-

way embedded into a  $1/12^\circ$  resolution basin-scale model, itself one-way nested in a global  $1/12^\circ$  resolution ocean model. The three main questions discussed in this study concern (i) the bathymetry, (ii) the setting up of adequate forcing functions, especially regarding the wind stress parameterization, and (iii) the strategy used to embed and connect the model configurations together. Such a system, exemplified here for the Solomon Sea, represents a prototype of embedded model systems that are considered in operational oceanography.

## Introduction

The Solomon Sea is a semi-enclosed sea located in the southwest tropical Pacific Ocean. In this region of intense low latitude western boundary currents (LLWBC), the sea level and eddy kinetic energy (EKE) exhibit the highest variability of the whole south tropical Pacific Ocean. As the Solomon Sea is the final transit area for tropical waters flowing westward in the South Equatorial Current (SEC) and returning northward to the equator, this region is believed to play a significant role on the modulation of El Niño-Southern Oscillation (ENSO) at decadal time-scales. Indeed, equatorward heat transport anomalies in the Solomon Sea LLWBCs impact the heat content of the Equatorial Undercurrent (EUC) and ultimately modulate the equatorial Pacific sea surface temperature (e.g. *Gu and Philander, 1997*). Then, as a key western boundary connection between the subtropics and the equator in the Pacific Ocean, the Solomon Sea motivates several oceanographic questions from both the ocean climate perspective and as an intense eddy active region at low latitudes.

This region has been sparsely observed because of its remote location. In this context, supporting dedicated observational programs such as those set up as part of the SPICE/CLIVAR project (*Ganachaud et al., 2013a*), and developing high resolution regional numerical models represent complementary and advantageous strategies to study the Solomon Sea. The Solomon Sea is characterized by a complex bathymetry, with numerous straits (mainly Vitiaz Strait, St George's Channel, Solomon Strait and Indispensable Strait) and islands (Figure 4.1). From a modelling perspective, this raises the always challenging issue of faithfully represent topographic influences.

The Solomon Sea is both confined within a strongly constrained geography, and fully and interactively connected with the general circulation of the south western Pacific ocean. The Solomon Sea circulation is mostly controlled by the surrounding general circulation but does have a (likely strong) feedback on this circulation at various scales including climatic scales. This situation is typical of several places in the ocean where regional dynamics are liable for large scale impacts : e.g. the Labrador Sea is of paramount importance for deep water formation in the North Atlantic, the retroflection of the Aghulas current is associated with coherent eddy structures that are of climatic importance for the ocean inter-hemispheric exchanges. From a modelling perspective, this raises the question of how to faithfully represent some regional areas as well as their (downscaling and upscaling) interactive connections with the global ocean. The Solomon Sea model configuration is a typical downscaling case from the global scale model towards a finer resolution regional model. We also think of it as a good upscaling case with some feedback effects of the regional model to a larger scale model in terms here of water mass mixing and small scale



variability exportation.

So far, we have developed a  $1/12^\circ$  model configuration of the Solomon Sea (*Melet et al.*, 2010a) that we consider as too coarse to properly embody the strong eddy activity in the region and to accurately represent the bathymetric effects. We aim in the present work at increasing the resolution by a factor of 3 ( $1/36^\circ$ ) as a next step. The choice of the  $1/36^\circ$  resolution corresponds to a compromise between computing resources and technical constraints and the ability to correctly resolve mesoscale processes (in particular based on the concept of effective resolution, (e.g. *Marchesiello et al.*, 2011) and to access to the sub-mesoscales (that is being a “submesoscale permitting” model). The  $1/36^\circ$  resolution regional model is embedded within the  $1/12^\circ$  global model that is at our disposal in our group. An original modelling strategy, based on a nested model system made possible thanks to the AGRIF package (*Debreu et al.*, 2008; *Debreu and Blayo*, 2008), has been implemented. The  $1/36^\circ$  regional model configuration of the Solomon Sea is embedded within a  $1/12^\circ$  basin model of the south west Pacific through a two-way interactive nesting, whereas the  $1/12^\circ$  regional model is itself embedded in a  $1/12^\circ$  global configuration from the DRAKKAR project ([www.ifremer.fr/lpo/drakkar](http://www.ifremer.fr/lpo/drakkar)) and the MERCATOR-ocean operational oceanography centre where this model is run operationally ([www.mercator-ocean.eu](http://www.mercator-ocean.eu)). (Note that direct two-way embedding of the regional model into the global one would not be possible for computing reasons). This model system is a generalization to high resolution of the work that has been developed by *Melet et al.* (2010a) with a  $1/12^\circ$  only regional model embedded into a  $1/4^\circ$  global model.

Therefore, in the present paper, we are interested in a key region of the south western Pacific Ocean, the Solomon Sea, that we want to approach with a modelling approach with which we emphasize three major modelling issues : (i) the adjustment of the bathymetry, (ii) the adequate regional forcing, that are both directly linked to the increase in resolution, and (iii) the open boundary conditions (in both the downscaling and upscaling directions). In other words, it is intending here to consider the Solomon Sea as a “regional laboratory” for interactively embedding a high resolution regional sea model into the global ocean with emphasizing on some key modelling issues.

## Methods : numerical model and configurations

### Model

The numerical model used for the simulations is based on the NEMO ocean modelling system (*Madec*, 2008). NEMO resolves the classic primitive equations of ocean circulation. Geopotential vertical coordinates are used with 46 levels with a resolution ranging from 3 m in the upper layer to 250 m for the bottom layer. The “partial step” representation is used for the topography (*Adcroft et al.*, 1997), so that bottom cells thickness can be adapted to fit the local bathymetry.

Subgridscale parameterizations are described below for the diffusion and vertical mixing of tracer and momentum :

- Tracer diffusion is performed along isopycnal surfaces with a Laplacian operator, whereas the dissipation of momentum is achieved with a bilaplacian operator acting

	<b>GO</b> <b>Global ocean</b> <b>model</b> <b>configuration</b>	<b>SWP</b> <b>Basin scale model</b> <b>configuration</b>	<b>SOS</b> <b>Solomon sea</b> <b>model</b> <b>configuration</b>
Resolution and number of grid points	1/12° 4322 × 3059 × 46	1/12° 385 × 358 × 46	1/36° 817 × 466 × 46
Time step	360 s	960 s	320 s
Advection scheme	TVD	TVD	TVD
Lateral diffusion operator and amplitude (for tracer)	Laplacian 125 m <sup>2</sup> /s	Laplacian 125 m <sup>2</sup> /s	Laplacian 42 m <sup>2</sup> /s
Lateral diffusion operator and amplitude (for momentum)	Bi-Laplacian -1.25 × 10 <sup>10</sup> m <sup>4</sup> /s	Bi-Laplacian -1.25 × 10 <sup>10</sup> m <sup>4</sup> /s	Bi-Laplacian -0.5 × 10 <sup>9</sup> m <sup>4</sup> /s
Vertical eddy viscosity	-1.2 × 10 <sup>-4</sup> m <sup>2</sup> /s	-1.2 × 10 <sup>-4</sup> m <sup>2</sup> /s	-1.2 × 10 <sup>-4</sup> m <sup>2</sup> /s
Vertical eddy diffusivity	-1.2 × 10 <sup>-5</sup> m <sup>2</sup> /s	-1.2 × 10 <sup>-5</sup> m <sup>2</sup> /s	-1.2 × 10 <sup>-5</sup> m <sup>2</sup> /s

Tab. 4.1 – Parameters of the simulations.

along geopotential surfaces. The tracer laplacian diffusivity uses a coefficient which varies according to the local grid cell size. The bilaplacian momentum viscosity uses a coefficient which varies proportionally to the cube of the grid cell size. Maximum values of the coefficients are shown in Table 4.1.

- Vertical eddy viscosity and diffusivity are computed from the TKE turbulent closure model, in which a representation of the turbulence associated to ocean waves and Langmuir cells has been added.

Lateral boundary conditions for coastal tangential velocity have a strong impact on the stability of boundary currents (e.g. *Verron and Blayo, 1996*). NEMO allows a continuous choice from the “free-slip” to “no-slip” conditions, often referred to as “partial-slip” conditions. Sensitivity experiments were performed regarding to this lateral condition and according to the results, a weak partial-slip condition was chosen, with coastal vorticity set to 3.5% of the “no-slip” case.

The atmospheric forcing (mechanical and thermodynamical) is applied to the model using the CORE bulk-formulae approach (*Large and Yeager, 2009*).

## Model strategy

The modelling strategy consists of a hierarchy of embedded models, starting from the existing global model at 1/12° resolution. In a first step, an intermediate basin scale model of the southwest Pacific is implemented, extracted from the 1/12° global model

without any resolution change. In a second step, the increase in resolution is achieved by setting up a 1/36° AGRIF nest (dedicated section in the following) over the Solomon Sea in the intermediate model. This two steps embedding strategy, comparable to that used at coarser resolution by *Melet et al.* (2010a) but only briefly mentioned in their paper, is motivated by the need to preserve the upscaling effects of the 1/36° Solomon Sea on a greater area of the southwest Pacific and still not to carry on computations with the whole 1/12° global model. In the perspective of operational use, the use of the intermediate one-way embedment of an intermediate model in a global model at the same resolution (1/12°) has several advantages. Because the grid and resolution are not changed, it allows an accurate control of the intermediate model by the operational ORCA12 model as long as the boundary data are obtained at a high enough frequency (e.g. daily) during the forecast (or the reanalysis/hindcast) of the global model (*Cailleau et al.*, 2008). Therefore, there is no need for dedicated runs of the global model, but only to request the storage of the boundary data during regular analyses or forecasts. And because of the two-way coupling of the inner 1/36° model with the intermediate model, it is still possible to assess the impact of the higher resolution in the vicinity of the refined area. This strategy, which involves three different configurations (Figure 4.2), is described with more details in the next paragraphs.

### **GO model : Global ocean model**

The global ocean model (referred to as GO hereafter) is the ORCA12 model, the 1/12° global model configuration based on the NEMO OGCM developed and operated in the DRAKKAR project and at MERCATOR-Ocean. The numerical choices and parameterizations are described above (Table 1).

The bathymetry of this configuration was build from the GEBCO1 dataset for depths less than 200 m, from the ETOPO2 dataset for depths larger than 400 m, and from a merging of the two datasets for the 200 - 400 m depth range. Hand tuning of the bathymetry is performed for various pre-defined key regions (narrow straits, passages through ocean ridges, etc ...).

The simulation used here started from rest in 1978, with initial conditions for temperature and salinity provided by the WOA98 atlas from *Levitus et al.* (1998). The simulation was spun up for 11 years using the interannual CORE-II forcing dataset. It was then integrated from 1989 to 2007 using an ERA-interim based forcing. The time-step is set to 360 s in order to respect the CFL stability condition for the smallest grid cells. The 3D ocean state (temperature, salinity, velocities) is saved as 5-day means means (every year of simulation produces 1200 Gb of data, and requires about 50000 cpu hours, using 3056 cores of an HPC machine). Despite that this simulation was one of the first performed at this resolution, it has been successfully validated for the southwest Pacific area and can therefore be used to provide the open boundary forcing of the intermediate basin scale model.

### **SWP model : Southwest Pacific model**

The intermediate 1/12° regional model of the southwest Pacific ocean (referred to as SWP hereafter) is a subset of the GO model. The domain of SWP ranges from 24°S to 5°N in latitude and from 140°E to 172°E in longitude. This domain mainly encompasses

the Solomon Sea region and reaches a compromise between a computational cost relative to the size of the domain, and the regions to be accounted for. SWP and GO locally share the same bathymetry, coast lines and other settings. However, when operated together with an AGRIF nest, the bathymetry is modified in the region where the higher resolution model is nested, as detailed below. The SWP model has 4 open boundaries, and conditions for these boundaries are based on the GO outputs. The time step for the SWP model can be increased to 960 s as the CFL stability condition is less restrictive in the region.

The SWP simulations are initialized from rest in 1989, using the WOA98 temperature and salinity climatological fields and the ERA-interim derived atmospheric forcing. The model is spun up during the first 3 years of integration, which appears to be sufficient for reaching equilibrium, even in the deepest ocean, thanks to the forcing at the open boundaries. The simulation follows on from 1992 to 2007, providing a 16-year period for analysis. The SWP model outputs are saved as 5-day means (one year of output provides 12 Gb of data and requires about 200 cpu hours on 128 cores of an HPC machine).

At this stage, it is important to mention that this SWP intermediate size model, forced by the GO model at its open boundaries, can be run without or with an AGRIF nest. In the first case (non-AGRIF SWP  $1/12^\circ$  model configuration), its solution is very similar to the one given by GO, with a computing cost reduced by more than 2 orders of magnitude. In the second case (AGRIF SWP  $1/12^\circ$  model configuration), SWP is used as the “mother grid” for the AGRIF grid refinement system, used for the configuration with the highest resolution in the model hierarchy. In this second case, the SWP solution is impacted by the upscaling effects of the high resolution embedded model, even in regions outside the nest.

### SOS model

The  $1/36^\circ$  regional model of the Solomon Sea (referred to as SOS hereafter) is built as an AGRIF nest within the SWP model, using a refinement factor of 3 for the meridional, zonal and time resolution. The SOS model focuses specifically on the region of interest, which is between  $13.2^\circ\text{S}$  and  $0.5^\circ\text{S}$  in latitude and between  $143^\circ\text{E}$  and  $165.5^\circ\text{E}$  in longitude. The setting up of the AGRIF nest is made easier using the dedicated nesting tools, in particular for the refinement of the bathymetry, which required a special attention. The SOS model shares the same vertical levels than the GO and SWP models. The connection between the SWP and SOS models during the time integration is carried out by the AGRIF package. The SOS model is also forced by the ERA-interim derived atmospheric fields. SOS is a “child grid” of SWP. It cannot be operated by itself but only together with SWP. The time step of SOS is therefore fixed by the time refinement factor (3) and is set to 320 s. The SOS model integration follows the SWP integration : it starts in 1989 from rest using the WOA98 temperature and salinity fields and is run for 19 years till 2007. The SOS model outputs are saved as daily means (each year provides 164 Gb and the system SWP-SOS requires about 2000 cpu hours on 128 cores of an HPC machine).

As an example of the improvement achieved by the  $1/36^\circ$  AGRIF (SOS) nest, compared to the  $1/12^\circ$  case (SWP), the circulation at the thermocline level is shown on Figure 4.3 for both resolution and for ADCP observations (*Cravatte et al.*, 2011). SOS circulation is

significantly refined and more realistic. We also noticed that the overall level of variability in the Solomon Sea (mean 3D EKE) is increased by about 30% and much closer to the (few) available observations.

## Bathymetry

Bathymetry is a first order constraint for ocean circulation. In the Solomon Sea, *Melet et al.* (2010a) have shown that the circulation is notably constrained by the narrowness of Vitiaz Strait, which is partly responsible for a splitting of the main western boundary current into two branches upstream of the strait. Therefore, an accurate representation of the bathymetry is essential to correctly model the Solomon Sea circulation. The presence of straits, islands, and reefs makes the problem particularly difficult for the Solomon Sea circulation. As introduced before, the bathymetry used in the GO and SWP models is based both on the ETOPO2 dataset at  $2'$  ( $1/30^\circ$ ) resolution and on the GEBCO1 dataset at  $1'$  ( $1/60^\circ$ ) resolution.

The spatial resolution of ETOPO2 is not sufficient for the  $1/36^\circ$  SOS model. Although higher resolution datasets are now available (e.g. ETOPO1 at 1 minute resolution, or SRTM30\_PLUS at 30 arc-second resolution), we chose to base the bathymetry of the SOS model on the GEBCO08 dataset. GEBCO08 is a global 30 arc-second ( $1/120^\circ$ ) resolution dataset which combines quality-controlled ship depth soundings with interpolation between sounding points guided by satellite-derived gravity data. It incorporates more accurate hydrographic data in shallow and coastal regions where satellite-derived gravity data are less reliable. The use of this bathymetric dataset requires a projection of the initial  $1/120^\circ$  GEBCO08 bathymetry onto the  $1/36^\circ$  grid model.

The new projected bathymetry is then reprocessed by hand to have an even more realistic representation of the bathymetry. The hand processing has two steps.

The first step checks and corrects the coastline in the projected bathymetry in order to distinguish the limits of land grid points to ocean grid points. To this end, coastlines data provided by the NOAA NGDC were used. Ocean points in the projected bathymetry that should be on land according to the coast line data are replaced by land points. As a result, several islands and pieces of land have been added to make the coast-line more realistic. In St George's Channel in particular, Watom and Credner Islands, as well as other islands, have been added. A large portion of San Cristobal island, one of the southern Solomon Islands, was absent in the GEBCO08 projected bathymetry, but has mostly been recovered by hand modifications.

The second step checks depth and width in the key straits of the Solomon Sea (Vitiaz Strait, St George's Channel and Solomon Strait) in order to get a more realistic through flows. To that purpose, we compared the projected bathymetry to marine charts and to the original global GEBCO08 bathymetry in some particularly key locations, and proceeded to manual adjustments. As a result of the hand-processing, the path is adjusted at Dampier Strait to let the WBC flowing through Vitiaz Strait. We then set the depth to less than 30 m, according to marine charts, in order to reduce the barotropic flow through

Dampier Strait. In Solomon Strait, we have corrected the depth of the strait, which was too deep in the projected bathymetry. The hand reprocessed bathymetry at  $1/36^\circ$  appears to be well adapted for the  $1/36^\circ$  model, although some uncertainties remain.

As an illustration, Figure 4.4 shows an example of hand-processing performed in the Louisiades Archipelago area. In this region, closed lagoons, not relevant to the regional circulation, have been discarded and small islands have been added (Panatinane Island and neighboring islands).

In Figure 4.5 a closer look is given to the key region of Vitiaz Strait. It shows how the strait is represented in SOS (Figure 4.5a), in GEBCO08 (at  $1/120^\circ$ , Figure 4.5b) and in the  $1/12^\circ$  non-AGRIF SWP model (Figure 4.5c). It is seen that the representation of Vitiaz is sketchy in the SWP (non-AGRIF)  $1/12^\circ$  only resolution. This is confirmed when looking at the representation of the strait vertical profile. Figure 4.5c shows the vertical profile of the bathymetry in Vitiaz Strait along the shortest diagonal direction between the Papua mainland and Umboi Island. The width of Vitiaz Strait is comparable for SOS, non-AGRIF SWP and GEBCO08 (40 km wide). The non-AGRIF SWP ETOPO2 bathymetry provides a slightly wider and shallower strait compared to SOS and GEBCO08. Using the GEBCO08 dataset as a reference, the SOS bathymetry looks quite reliable and in any case much more faithful than the non-AGRIF SWP's one. As a reference, *Murray et al.* (1995) have measured a maximum depth of 1200 m in Vitiaz Strait and a width of 42 km. The representation of the bathymetry at Vitiaz Strait clearly impacts the transport through the strait. Figure 4.5e shows the time series of the transport through Vitiaz Strait as simulated in SOS and in non-AGRIF SWP. On average, 13.8 Sv are flowing through the strait in SOS, versus 12.4 Sv in non-AGRIF SWP. A range of 8 to 14 Sv was proposed by *Lindstrom et al.* (1990), whereas *Murray et al.* (1995) measured a value of 15.8 Sv. This shows the level of uncertainty that is attached to this evaluation. In a synthesis of ADCP observations over several years, a value of  $\sim 14$  Sv is suggested by *Cravatte et al.* (2011).

## Atmospheric forcing and wind stress parameterization

The NEMO ocean model needs fluxes of momentum, heat and freshwater at the air-sea interface as surface boundary conditions. In the simulations presented here, these fluxes are calculated using the bulk formula proposed by *Large and Yeager* (2009). These formula use as inputs : the SST and surface velocities from the ocean model at every time step, the 10 m-wind velocities (3-hourly), the 2 m-air temperature and 2 m-humidity (3-hourly), the downward shortwave and longwave radiations at the ocean surface (daily), and the precipitation (daily) from an external atmospheric surface data set (here a combination of the ERA-interim atmospheric reanalysis). Therefore, the evolution of the model state feeds back on the fluxes that drive it. Continental runoffs are provided as monthly means from the climatology by *Dai and Trenberth* (2002).

The data fields used to force the ocean model are interpolated “on line” (i.e. during model integration) on the model grid ( $1/12^\circ$  and  $1/36^\circ$ ). The interpolating scheme is bilinear for all scalar fields, but is cubic for the wind vector (to prevent a piecewise wind stress curl induced by the coarser resolution of forcing data).

The wind stress is computed from the formula :

$$\vec{\tau} = \rho_a C_d \|\vec{u}_w - \vec{u}_o\| (\vec{u}_w - \vec{u}_o) \quad (4.1)$$

where  $\rho_a$  is the air density,  $C_d$  the drag coefficient,  $\vec{u}_w$  the atmospheric wind velocity and  $\vec{u}_o$  the ocean surface current velocity. This formula is therefore referred to as the relative wind formula. Taking only the atmospheric wind as a driver leads to the simplest absolute wind formula :

$$\vec{\tau} = \rho_a C_d \|\vec{u}_w\| \vec{u}_w \quad (4.2)$$

A series of studies reported that the main impact of using the relative wind formula in ocean eddy-permitting model simulations is to significantly reduce the total energy input by the wind (by 15% to 35%, depending on the oceanic regions considered) and to damp the ocean EKE by about 10% due to eddy/wind interactions (*Duhaut and Straub, 2006; Zhai and Greatbatch, 2007*). Other studies suggest that only a fraction of the ocean current should be considered in the relative wind formula. However, these studies do not take into account possible feedbacks from wind stress changes on the profile of wind velocities. Recent studies (e.g. *Bidlot, 2012*) suggest that some fraction of the current should be absorbed in the absolute wind formula and should have no impact on the stress, leaving a fraction for a change in relative wind (vertical shear) and hence the surface stress. In addition, when using high frequency forcing, surface waves should also be considered since a fraction of the wind energy will not directly impact the geostrophic currents, but will feed the wave field, an effect not considered in ocean only simulations.

The rationale for using one formula or the other is still unclear and even controversial. At this stage of our understanding, the choice is probably more a matter of experimentation, especially when the resolution and the frequency of the forcing are increased.

In the present work, the impacts of the wind stress parameterization are explored using the simulated eddy kinetic energy and/or the sea level variability as a baseline.

Two series of simulations were performed using relative or absolute winds. The general circulation is similar between the simulations using the two formulations and we retrieve the main patterns already described in recent papers (*Melet et al., 2010a,b, 2011, 2012, 2013; Cravatte et al., 2011; Hristova and Kessler, 2011*). The impacts of the wind stress formulation, as inferred from the differences between the two simulations, are more evident in terms of variability. The simulated sea level anomalies (SLA) variability and surface EKE from both simulations are compared to these induced from the AVISO altimetric dataset in Figure 4.6. The SLA variability in the Solomon Sea has been analysed using the AVISO altimetric data in *Melet et al. (2010b)*, and is large at seasonal and interannual time-scales. Two patches of strong sea level variability are located in the north-eastern and south-eastern parts of the Solomon Sea. Both experiments reproduce similar spatial features in terms of SLA variability. However, the simulation using the absolute wind formulation produces higher levels of EKE that are in better agreement with the AVISO observations. The better performance of the simulation using the absolute wind formulation is obvious in terms of the mean EKE. Indeed, the absolute wind formulation leads to large levels of EKE located in the northern part of the basin and extending south-eastward into the central Solomon Sea, in agreement with the AVISO dataset, while the

relative wind formulation only leads to low level of energy in most part of the Solomon Sea. In the absolute wind formulation case, the increase in EKE is non-surprisingly focused in the upper ocean. Outside the Solomon Sea, in the Gulf of Papua, the absolute wind formulation leads to quite a strong variability. However, since the Gulf of Papua is poorly observed in the gridded AVISO dataset, this dataset is not adequate to assess the relevance of such patterns of strong simulated variability. From a dynamical point of view, the western boundary current flowing along the Queensland coast makes a sharp eastward turn to flow along the coast of Papua New Guinea, which could lead to a breaking of the current into loops and eddies in the Gulf of Papua. In order to get some insight on this signature, specific altimeter tracks crossing the Gulf of Papua are selected. Since the Gulf of Papua is surrounded by land, the along track altimetric data have been reprocessed for coastal applications by the CTOH in Toulouse. Along the selected tracks, the sea level variability drastically increases southward of the PNG coast, reaching 11 cm Rms south of 12°S, in the Gulf of Papua. This observed jump in sea level variability seems to be better reproduced by the absolute wind formulation simulation than by the relative wind formulation simulation. However, it is difficult at this stage to clearly assess the performance of the simulations in the Gulf of Papua because of the absence of in-situ observations.

In the end, on the basis of comparisons to the altimeter data, it seems that the absolute wind formulation leads to more realistic simulations in terms of sea level and EKE variability, especially inside the Solomon Sea. Therefore, we retain this formulation in the following simulations.

## Model embedding

### Open Boundary Conditions : One-way connection (GO < -- > SWP)

In a regional model, tracer and momentum exchanges through lateral open boundaries are of primary importance as they drive the flow in the interior of the model. Open boundaries should be as transparent as possible, letting information from the outer model coming in and also letting information produced in the regional model freely coming out. However, they cannot be computed from the standard model equations but with specific Open Boundary Conditions (OBC) schemes, based on additional hypothesis. OBC's built in NEMO lay on the principle of mixed radiation/relaxation boundary conditions that distinguish between incoming or outgoing perturbations (*Tréquier et al.*, 2001). For the incoming case, variables at boundary points are computed with a strong relaxation toward the outer model data (here provided by the global model). For the outgoing case, they are computed by a radiation condition (solving a local wave propagation equation) with an additional weak relaxation toward the outer data. In our case, we used relaxation time scales of 5 days for incoming conditions, and 15 days for outgoing conditions.

*Cailleau et al.* (2008) found that this OBC scheme behaves in a similar way as one-way nesting (at the same resolution) if boundary data are provided at high frequency (e.g. 1 day or shorter). Their tests were performed at mid latitude (in the Bay of Biscay), and we found that using 5 days means OBC data is enough in the Solomon Sea, as we were able to locally reproduce the ORCA12 simulation over several years with this sampling for the outer data.

OBC provides tracers and velocities at the boundary lines. There are no specific



constraints on the velocities which may cause a volume imbalance for the regional domain, hence a spurious variation of the mean sea surface height (SSH). In the actual implementation of OBC, a barotropic velocity is added to the normal velocities at the boundaries at every time step, in order to close the volume budget and to maintain a constant mean SSH over the domain. This choice was done for the sake of simplicity. A possible improvement of the correction would be to adapt the velocity correction to match the mean SSH value of the SWP domain in the GO simulation.

The choice of the regional domain and the positioning of the open boundaries follow some practical criteria. For example, it is desirable that the horizontal currents are as much as possible orthogonal to the boundary. The Solomon Sea SWP model boundaries have been chosen such as :

- The meridional eastern boundary is located at 172°E to take into account with a proper geographical extension the eastward flows (e.g. SEC),
- The western boundary is positioned at 140°E. It corresponds to the natural boundary defined by the Australian and the Papua-New Guinea coasts,
- The southern boundary is located at 24°S. Since the SEC directly influences the Solomon Sea circulation, it is important to encompass the part of the SEC circulation that forks off the Australian coast at around 23°S,
- The northern boundary is positioned at 5°N. This allows the EUC meridional extension to be included in the domain, which is of interest since the EUC is directly impacted by the Solomon Sea equatorward transports.

### **AGRIF nest : Two-way Connection and refinement(SWP < -- > SOS)**

The AGRIF package (*Debreu et al.*, 2008; *Debreu and Blayo*, 2008) is implemented in the NEMO system. It has been shown by *Cailleau et al.* (2008) that the two-way AGRIF nesting methods result in far more satisfactory behaviour than clamped and radiation boundary conditions which systematically lead to energy accumulation and problematic recirculations along the open boundaries, disturbing the internal dynamics of the regional domain. AGRIF have already been used in several studies (e.g. *Chanut et al.*, 2008; *Jouanno et al.*, 2008; *Biastoch et al.*, 2009).

The primary goal of setting up an AGRIF nest is to perform a local increase in spatial and temporal resolution in order to capture details of the flow. The refined grid (“child grid”) is embedded in the coarser “mother grid”, sharing a connection zone where both the child and the mother bathymetries are identical. Boundary conditions for the child grid are provided by the mother grid over the connection zone. Figure 4.7 explains the chronology of both the mother and the child grids integration, in the case of the SOS nest in SWP, using a refinement factor of 3 in space and time. Schematically, the process of performing one forward coarser grid time step ( $t + \Delta t_c$ ) with the interactive SWP-SOS model can be decomposed into 4 stages :

- i. SWP performs one step from  $t$  to  $t + \Delta t_c$ ,
- ii. Boundary conditions for the SOS model are interpolated both in time and space at  $t, t + \Delta t_f, t + 2\Delta t_f$ ,
- iii. SOS performs its 3 time steps ( $\Delta t_f$ ) in order to reach  $t + \Delta t_c$ ,
- iv. SWP is updated by SOS. The update is performed every coarser grid time step for

boundary data and for the SSH. For performance reasons, the update of the 3D fields in the coarse model is only done every  $3 \Delta t_c$ .

In addition, before the updating procedure of the mother model by the child model, a filtering of the finest spatial structures of tracers and velocities is performed in a sponge layer zone located at the vicinity of the child grid boundaries, using a Laplacian diffusivity and viscosity. For SOS, the width of the sponge layer is set to 6 grid points and the sponge layer specific diffusivity/viscosity gradually decreases from  $125 \text{ m}^2/\text{s}$  at the outer side of the sponge layer to  $0 \text{ m}^2/\text{s}$  at its inner side (towards the SOS domain).

The crucial point for setting up the AGRIF nest is the bathymetry. Logically, once the nested area is defined, the high resolution bathymetry is built (see previous paragraph) with a lot of care and hand tuning. It is then mandatory to use the nesting tools to (i) ensure that the bathymetry of the child grid is identical to the mother bathymetry in the connection zone and (ii) to provide an updated bathymetry for the mother grid, in the area of the nest. This latter point is necessary for the updating procedure since it is essential that any refined 'water' point can be remapped into a mother grid cell.

The updating procedure used in a two-way nest performs a conservative remapping of the child grid onto the mother grid. As a consequence, by construction, the tracers and velocity fields (Figure 4.8) are almost identical in the area shared by both models and are smoothly continuous at the boundaries. Therefore, the impact of the two-way nesting can be evaluated only on the mother grid, outside the common area.

Similarly, Figure 4.9 shows maps of the relative vorticity in the Solomon Sea for the SOS, SWP and non-AGRIF SWP models. Although relative vorticity is a sensitive variable, the vorticity structures are very similar in the SOS and SWP models, whereas the relative vorticity from the non-AGRIF SWP model is quite different. This can be explained by the fact that the non-AGRIF SWP model is not constrained at the boundaries and that vorticity fields rapidly decorrelate under the non-linearity influences. Interestingly the SOS vorticity field (Figure 4.9) exhibits a much richer scale spectrum showing in particular new eddy structures associated to small scale bathymetric features. Many small scale squirts and filaments associated to mesoscale eddies interactions, that can be considered as submesoscale features, can also be seen in the SOS vorticity field.

A Hovmöller diagram of the zonal velocity at the zonal section at  $8^\circ\text{S}$  is shown in Figure 4.10 for the GO model alone (4.10a) and for the SOS-SWP-GO nested system (4.10b). The limits between SOS-SWP and SWP-GO are reported on the two panels to facilitate the comparison. The section is dominated by a westward propagation and amplification of a seasonal signal, which is well captured by the nested system. The resolution increase in the SOS region clearly results in the generation of currents of finer scale and greater amplitude that feeds back on the currents in the SWP region. The transition between SOS and SWP is fairly smooth, thanks to the 2-way AGRIF nesting which performs a coupling at every time steps. The transition between SWP and GO is marked on Figure 4.10b because on the one-way open boundary condition but there is no local accumulation of anomalies. With the system of open boundaries with no change in grid resolution, the SWP model only receives a weak constraint from GO (mainly at large scale) and the radiation condition allows the smooth evacuation of dynamical structures that developed into SWP due to the differences in model setting (for instance the wind stress treatment) and due to the feed-back of the SOS high resolution region. This behaviour, beneficial to the model solution in the SOS region, is a direct result of the 2 step embedding strategy

described in this study.

## Conclusion

In this paper, we discuss the implementation of a regional  $1/36^\circ$  numerical model of the Solomon Sea two-way embedded into a  $1/12^\circ$  resolution basin-scale model, itself one-way embedded in a global  $1/12^\circ$  resolution ocean model. The three main questions that are discussed concern, (i) the definition of the bathymetry, (ii) the setting up of adequate forcing functions, with an emphasis on the wind stress parameterization formulation, and (iii) the open boundary conditions that are employed to connect the model configurations together. Such a model system, exemplified here for the Solomon Sea, represents a prototype of embedded model systems that are already considered in operational oceanography. Embedded models strategies will probably become more widespread to face the need of increased resolution arising for applications at regional scales.

The representation of the bathymetry is a major issue as far as ocean numerical simulations at high resolution are concerned. The details of the circulation are very much constrained by the bathymetry. The reprocessing of the bathymetry is quite difficult to do but is mandatory for a complex region such as the Solomon Sea, where the representation of the bathymetry directly impacts the realism of numerical simulations. Today, it is difficult to imagine any way of solving this issue rather than relying on more accurate and denser acoustic sounding data. Strategies based on data assimilation have been thought of (e.g. *Mourre et al.*, 2004) and may represent a possible approach to deal with complex topography. However, it is probably currently not mature enough to face our actual needs.

A special attention has also been paid to the question of the wind stress formulation (in the bulk formula approach). The theoretical grounds to discriminate between the “absolute” or the “relative” winds in the formula are not well-established yet. Therefore, at this stage, the choice is pragmatic and based on experimentation. In the present case, and within the limits of our observational references that are rather sparse, the absolute wind parameterization seems to be more adequate. More investigation is needed regarding the velocities to be used in the wind stress formulation.

The embedding techniques used in this study, combining open boundaries condition and grid refinement, represent an efficient alternative for high resolution regional models, taking advantage of pre-existing global high resolution configurations. The efficiency of nested model systems using packages such as AGRIF is quite convincing and we believe that the algorithms perform well enough to be robustly used for operational oceanography applications.

We have not considered in this paper the detailed assessment of the oceanographic quality of our modelling results, although this is clearly the final objective of these modelling developments. This question will be addressed in a future paper dedicated to the analysis of the Solomon Sea dynamics. It must be emphasized, however, that the careful considerations of the modelling issues that are the main material of this paper are crucial points in the set up of a regional configuration :

- The overall increased realism of the  $1/36^\circ$  modelled circulation is by no doubt condi-

- tioned by the refined resolution and the careful representation of straits and bathymetry in general,
- Bathymetry also is a major direct and indirect source of variability in shaping the current structure and the flow instability conditions
  - A careful representation of the forcing has a major impact of the level of variability and the ability of the  $1/36^\circ$  simulation to reach a realistic level of EKE or SLA variability in particular.
  - The oceanographic quality of the  $1/36^\circ$  simulations are clearly controlled by the overall oceanic environment provided by the larger scale SWP and GO configurations, thanks to the embedding tools.

The embedded modelling strategy presented in this study could be used to clearly assess the impact of a region on a larger one, by comparing the results from a simulation of the potentially impacted region without a nest with a simulation using an interactive two-way nesting over the potentially impacting region. On a global scale, a promising approach made possible thanks to embedded models would be to locally refine the resolution of the global model over key regions where small-scale physical processes are important for the world ocean (e.g. the Labrador Sea), or where the topography is complex and plays an important role for ocean circulation (e.g. the Solomon Sea). In this regard, preliminary tests in the present framework reveals that the SOS model can significantly improve the realism of T, S or SLA in the  $0^\circ - 5^\circ\text{N}$  latitude band and can feed back small scale energy into the SWP model especially in the EUC equatorial region (as shown in Figure 4.11).

### Acknowledgment

This work is supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and by Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). This work was granted access to HPC resources under the allocations x2012-010727 and x2013-010727 attributed by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif) to the DRAKKAR project, simulations being carried out at both the IDRIS and CINES supercomputer facilities. Research leading to these results also benefited from some support from the European Community's Seventh Program FP7/2007-2013 under Grant agreement 283367 (MyOcean2). The authors thank Henrick Berger for providing tools for the runoff computation.

### List of figures

**Figure 4.1 :** Solomon Sea bathymetry (in m) in the SOS model. The names of main islands and straits are indicated.

**Figure 4.2 :** Scheme of the embedded model system. The high-resolution  $1/36^\circ$  model (SOS) of the Solomon Sea is embedded via a two-way nesting in a  $1/12^\circ$  regional model (SWP), which is itself embedded in a global  $1/12^\circ$  model (GO).

**Figure 4.3 :** Mean thermocline circulation integrated over  $\sigma = [24-26.5 \text{ kg/m}^3]$  for the  $1/36^\circ$  model (a), the  $1/12^\circ$  model (b) and in the ADCP observations from *Cravatte et al.* (2011).

**Figure 4.4 :** Example of handwork on the bathymetry in the Louisiade archipelago area : (a)  $1/36^\circ$  bathymetry derived directly from GEBCO08, (b) final  $1/36^\circ$  bathymetry used in the SOS model after adjustment of the bathymetry using GEBCO08, NOAA coastlines

and handwork.

**Figure 4.5 :** Vitiaz Strait bathymetry (a) used in the SOS model, (b) in GEBCO08 at 1/120° and (c) in the non-agrif SWP model. (d) Cross section of Vitiaz Strait's bathymetry along the dotted lines in (a, b, c) in the SOS (red line) and SWP (grey line) models and in the GEBCO08 dataset (dark line). (e) Time series of the transport through Vitiaz Strait (in Sv) in the SOS (red line) and SWP (non-agrif 1/12°, in grey) models.

**Figure 4.6 :** Impact of the wind stress formulation on the SSH variability and the eddy kinetic energy. Root mean square of the SSH (in cm) computed over the 1993-2000 period in (a) the AVISO altimetric dataset, (b) the SOS model using an absolute wind momentum air-sea flux parameterization, (c) the SOS model using a relative wind momentum air-sea flux parameterization. EKE (in  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ) computed over the 1993-2000 period in (d) the AVISO dataset, (e) the SOS model using an absolute wind momentum air-sea flux parameterization, (f) the SOS model using a relative wind momentum air-sea flux parameterization.

**Figure 4.7 :** The temporal iteration process and two-way interactions in AGRIF. (i), (ii) (iii) and (iv) represent the stages described in the model embedding section.  $\Delta t_c$  and  $\Delta t_f$  denote the time steps of SWP and SOS respectively.  $\Delta t_c = 960 \text{ s}$  and  $\Delta t_f = 320 \text{ s}$ .

**Figure 4.8 :** Maps of (a) the amplitude of the velocity (in  $\text{m s}^{-1}$ ) on February 16, 1992 at 100 m depth and (b) the surface salinity (in psu) on December 12, 1996 showing the continuity of the fields between the SWP and SOS solutions at the boundaries of SOS (black rectangle).

**Figure 4.9 :** Relative vorticity (in  $\text{s}^{-1}$ ) on April 18, 2001 in the Solomon Sea domain in (a) the SOS model, (b) the same region in SWP and (c) the same region in the non-AGRIF SWP model.

**Figure 4.10 :** Hovmuller diagrams of zonal velocity (in  $\text{cm/s}$ ) across a zonal section at 8°S in (a) the global model GO, and (b) in the whole 2 step embedded systems (SOS/SWP/GO). The sampling of the time axis is 5 days. The black vertical dotted lines locate (from left to right) the eastern boundaries of the SOS model and of the SWP model, respectively.

**Figure 4.11 :** Upscaling effects from the SOS model to the AGRIF SWP model in the 0° - 5°N latitude band : change in EKE in percentage of augmentation compared to a non-AGRIF SWP.

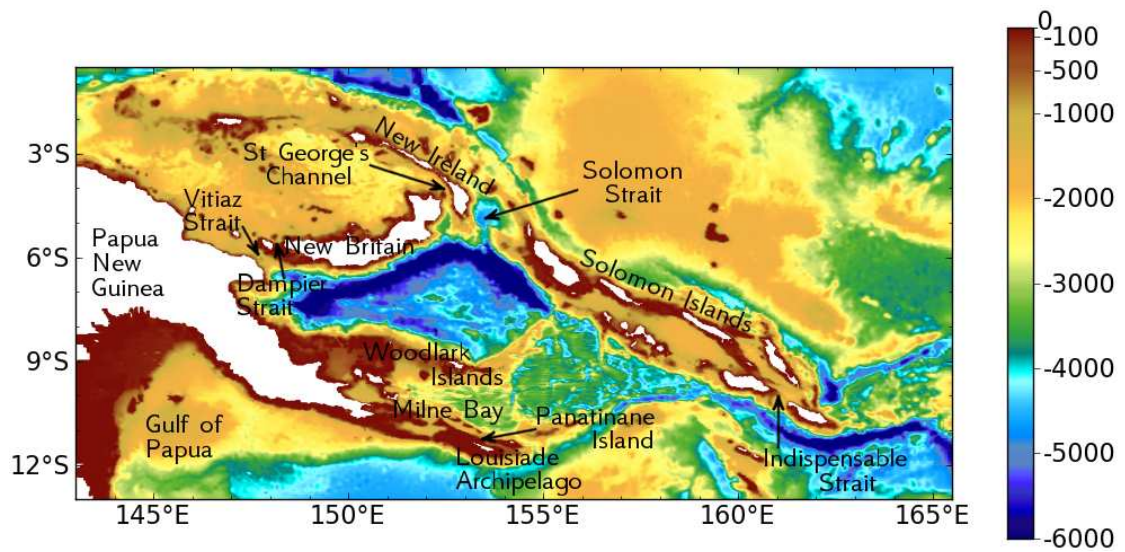


Fig. 4.1 – Solomon Sea bathymetry (in meters) in the SOS model. The names of main islands and straits are indicated.

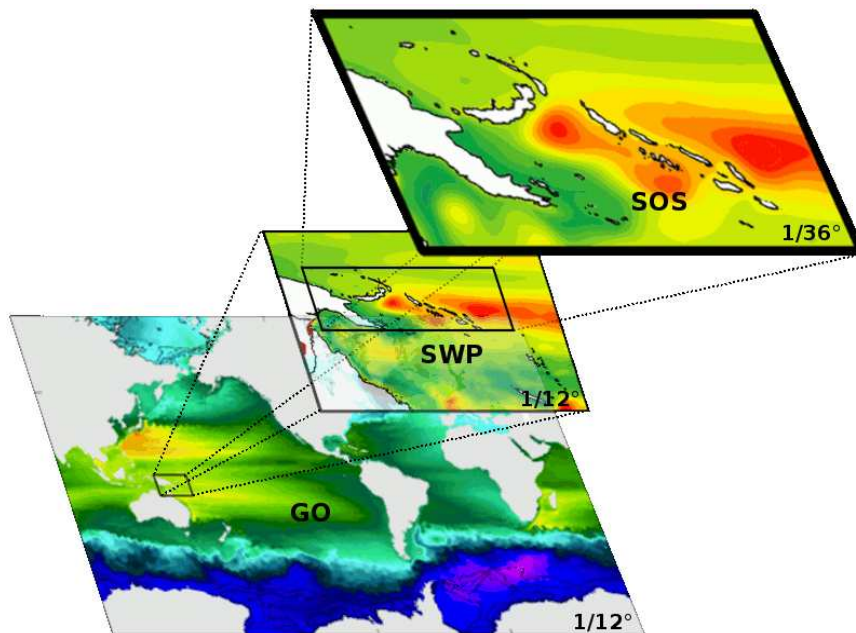
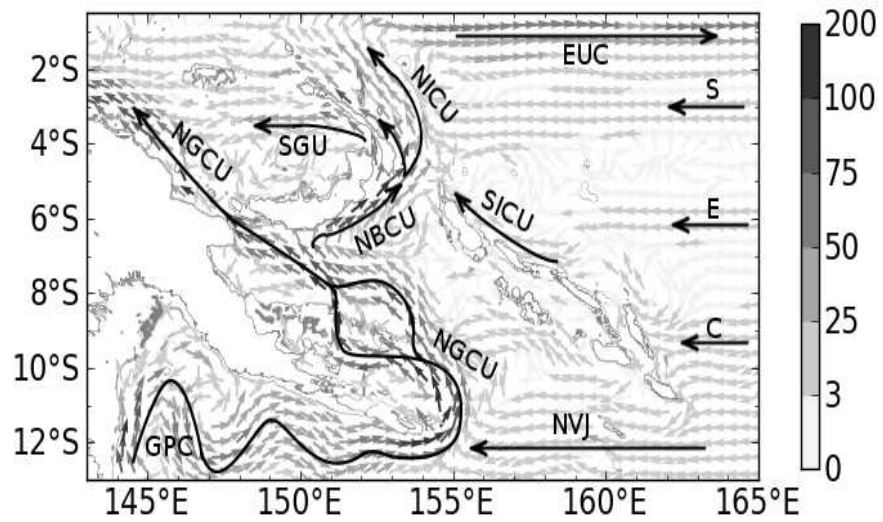
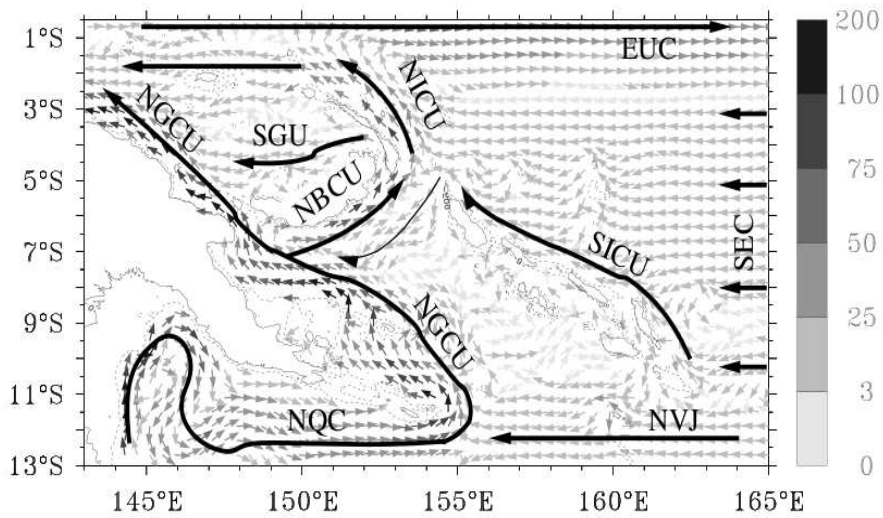


Fig. 4.2 – Scheme of the embedded model system. The high-resolution 1/36° model (SOS) of the Solomon Sea is embedded via a two-way nesting in a 1/12° regional model (SWP), which is itself embedded in a global 1/12° model (GO).

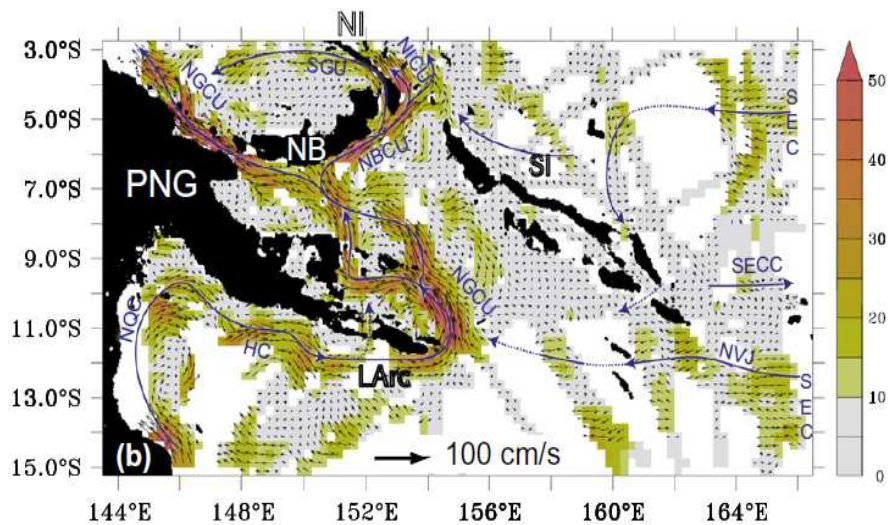




a



b



c

Fig. 4.3 – Mean thermocline circulation integrated over  $\sigma = [24-26.5 \text{ kg/m}^3]$  for the 1/36° model (a), the 1/12° model (b) and in the ADCP observations from *Cravatte et al.* (2011).

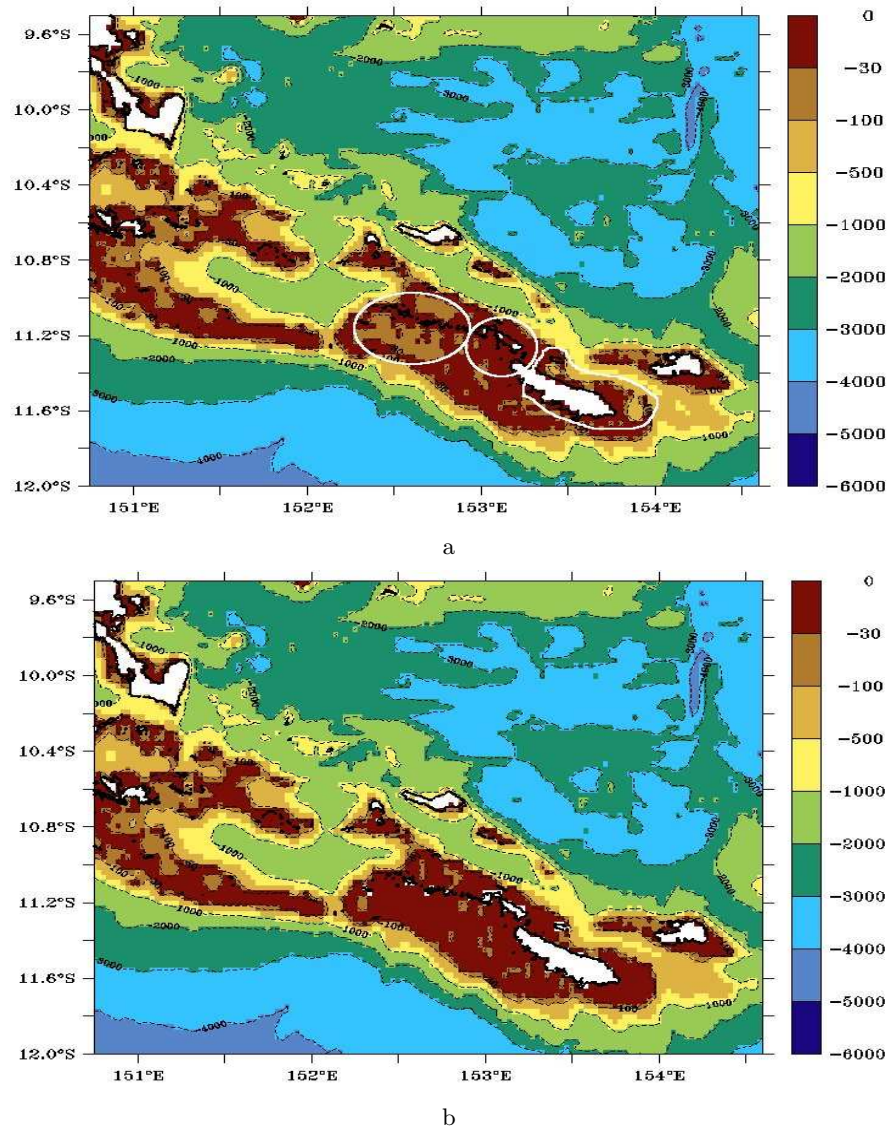


Fig. 4.4 – Example of handwork on the bathymetry in the Louisiade archipelago area : a  $1/36^\circ$  bathymetry derived directly from GEBCO08, (b) final  $1/36^\circ$  bathymetry used in the SOS model after adjustment of the bathymetry using GEBCO08, NOAA coastlines and handwork.



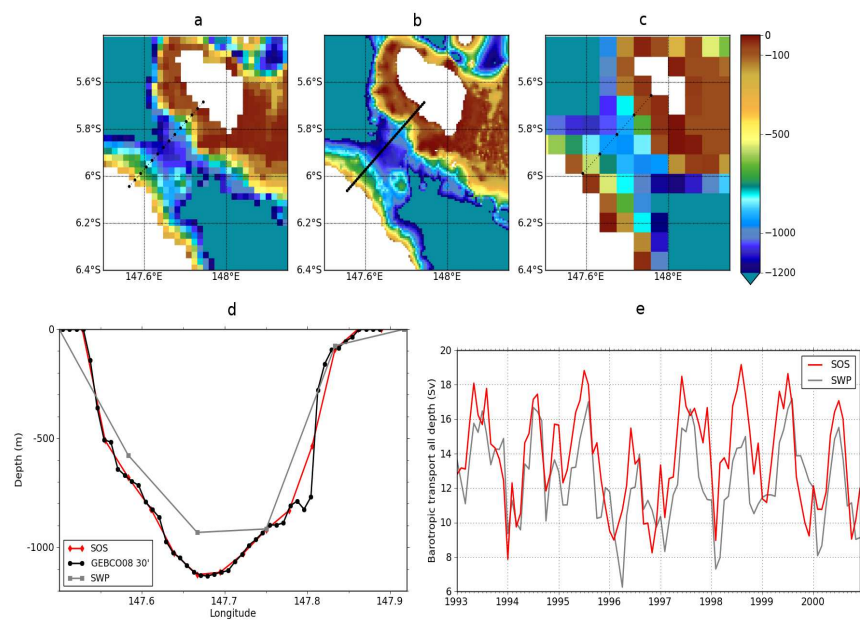


Fig. 4.5 – Vitiiaz Strait bathymetry (a) used in the SOS model, (b) in GEBCO08 at 1/120° and (c) in the non-agrif SWP model. (d) Cross section of Vitiiaz Strait’s bathymetry along the dotted lines in (a, b, c) in the SOS (red line) and SWP (grey line) models and in the GEBCO08 dataset (dark line). (e) Time series of the transport through Vitiiaz Strait (in Sv) in the SOS (red line) and SWP (non-agrif 1/12°, in grey) models.

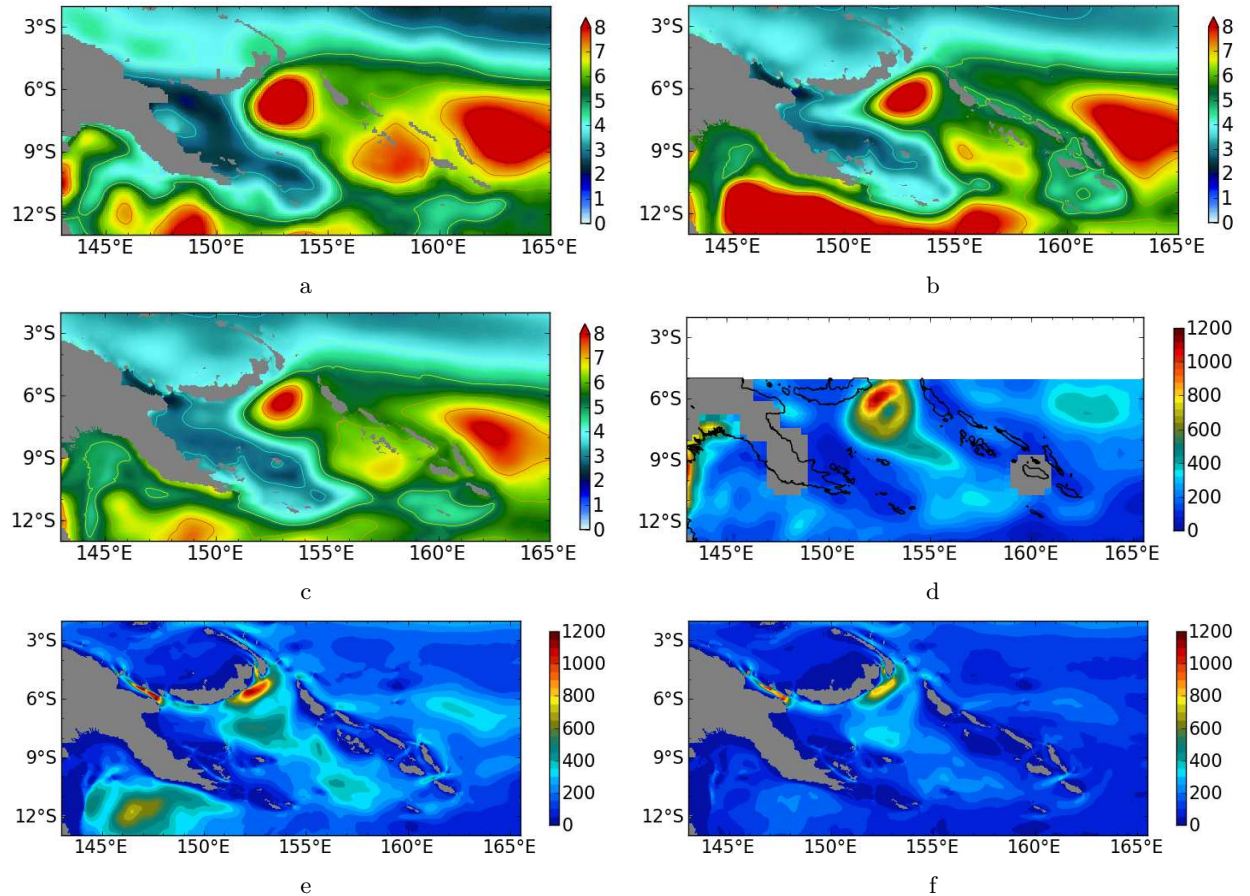


Fig. 4.6 – Impact of the wind stress formulation on the SSH variability. Root mean square of the SSH (in cm) computed over the 1993-2000 period in (a) the AVISO altimetric dataset, (b) the SOS model using an absolute wind momentum air-sea flux parameterization, (c) the SOS model using a relative wind momentum air-sea flux parameterization. EKE (in  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ) computed over the 1993-2000 period in (d) the AVISO dataset, (e) the SOS model using an absolute wind momentum air-sea flux parameterization, (f) the SOS model using a relative wind momentum air-sea flux parameterization.

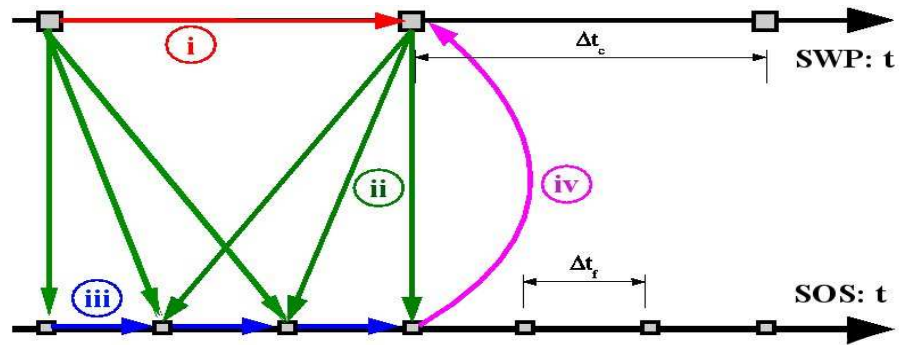
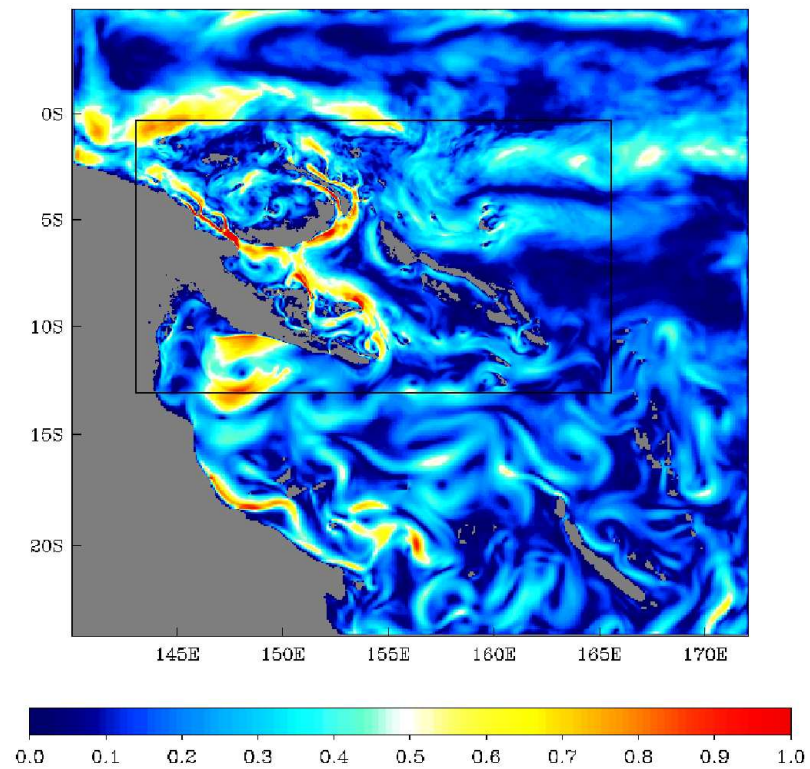
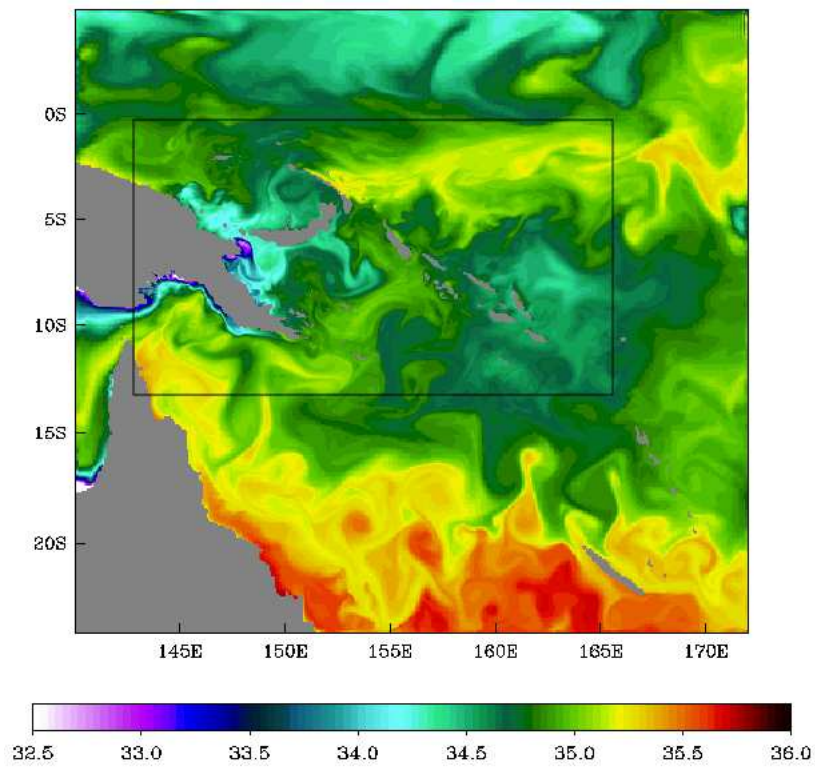


Fig. 4.7 – The temporal iteration process and two-way interactions in AGRIF. (i), (ii) (iii) and (iv) represent the stages described in section 5.  $\Delta t_c$  and  $\Delta t_f$  denote the time steps of SWP and SOS respectively.  $\Delta t_c = 960$  s and  $\Delta t_f = 320$  s.



a



b

Fig. 4.8 – Maps of (a) the amplitude of the velocity (in  $\text{m s}^{-1}$ ) on Feb. 16. 1992 at 100 m depth and (b) the surface salinity (in psu) on Dec. 12. 1996 showing the continuity of the fields between the SWP and SOS solutions at the boundaries of SOS (black rectangle).



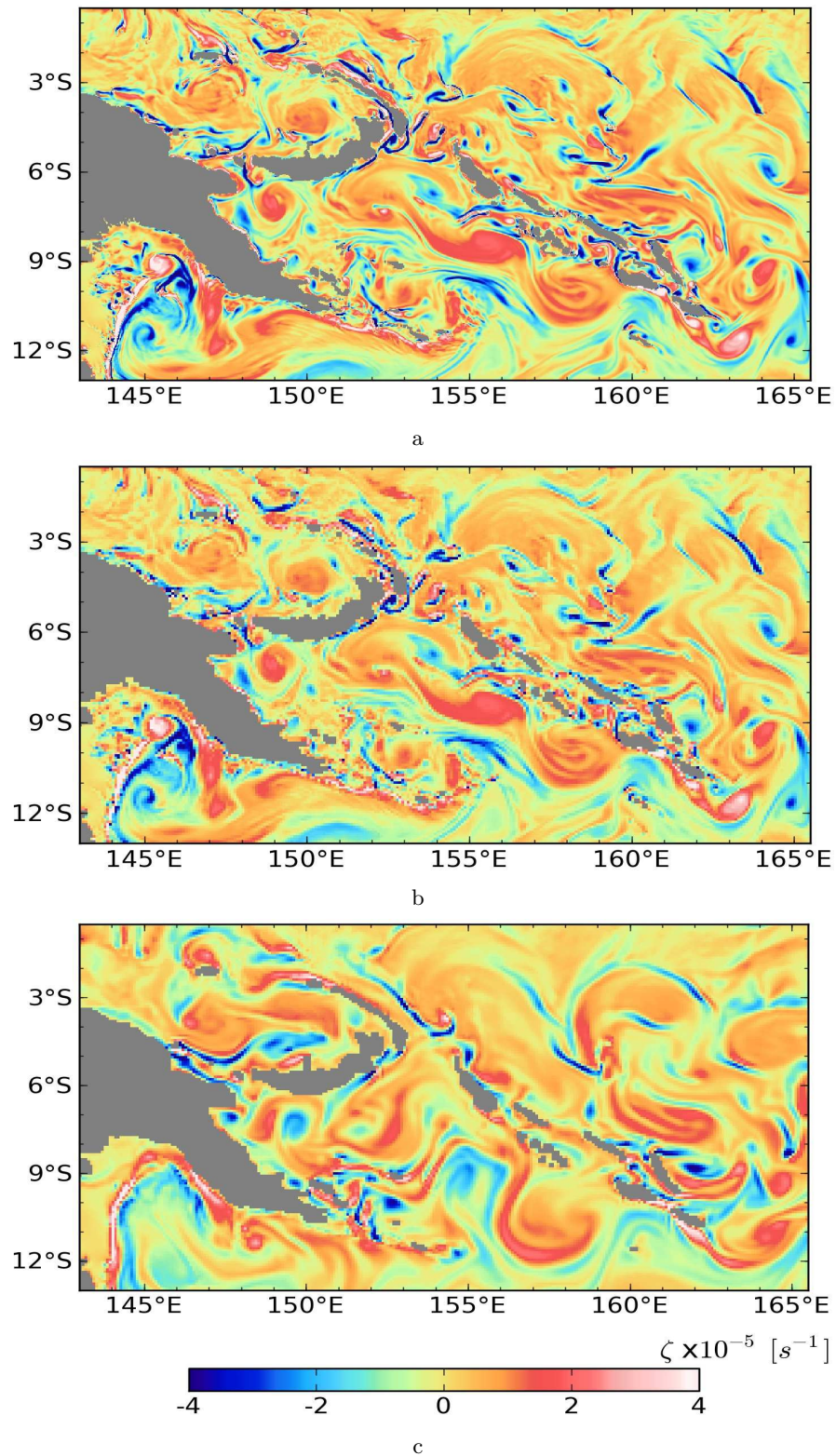


Fig. 4.9 – Relative vorticity (in  $s^{-1}$ ) on April 18, 2001 in the Solomon Sea domain in (a) the SOS model, (b) the same region in SWP and (c) the same region in the non-AGRIF SWP model.

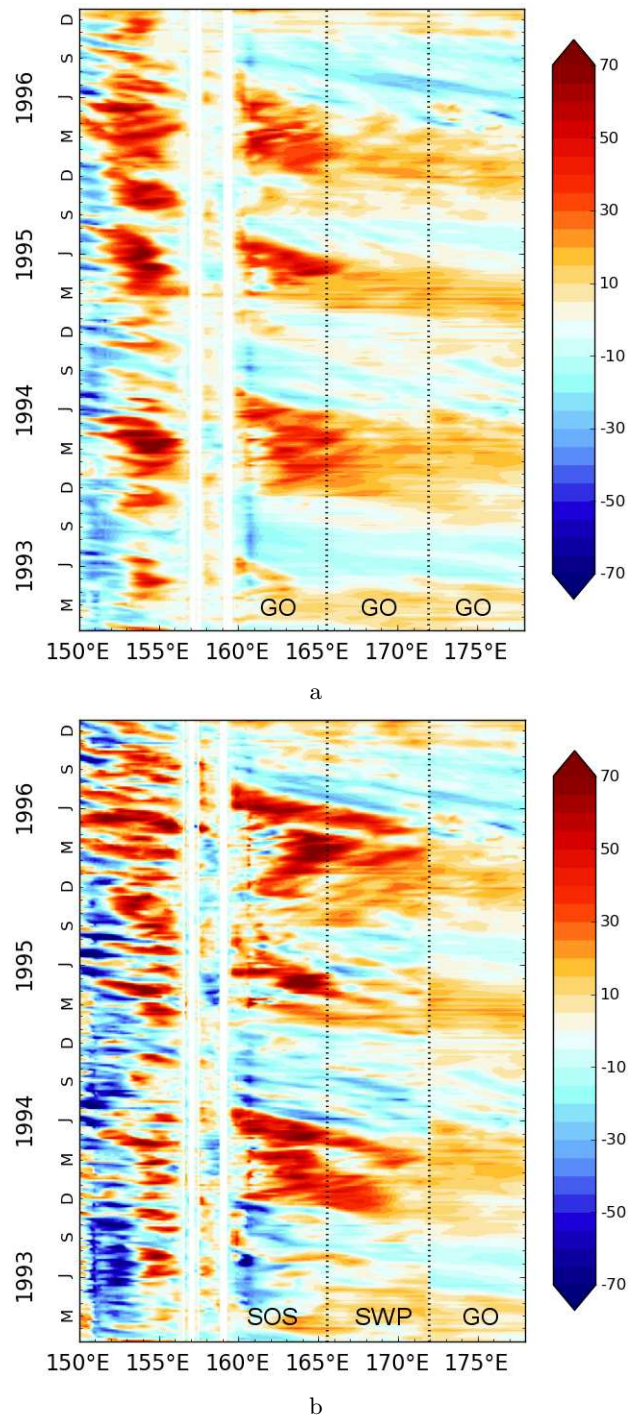


Fig. 4.10 – Hovmuller diagrams of zonal velocity (in cm/s) across a zonal section at 8°S in (a) the global model GO, and (b) in the whole 2 step embedded systems (SOS/SWP/GO). The sampling of the time axis is 5 days. The black vertical dotted lines locate (from left to right) the eastern boundaries of the SOS model and of the SWP model, respectively.

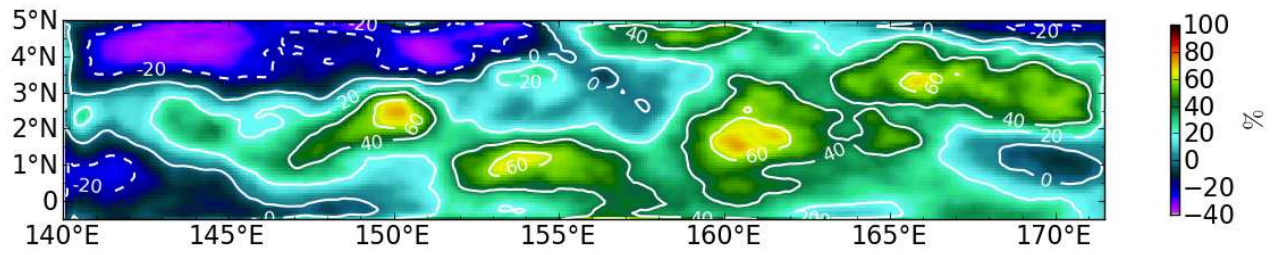


Fig. 4.11 – Upscaling effects from the SOS model to the AGRIF SWP model in the 0° - 5°N latitude band : change in EKE in percentage of augmentation compared to a non-AGRIF SWP.

## 4.2 Compléments

Dans cette partie, nous présentons quelques éléments complémentaires à l'article. Il s'agit notamment de quelques diagnostics de la validation du modèle global  $1/12^\circ$  qui est un outil essentiel pour la mise en place de la configuration du modèle haute résolution. Ensuite, les conditions aux limites à l'interface air-mer constituées de forçages atmosphériques seront présentées.

### 4.2.1 Validation du modèle global $1/12^\circ$

Le point de départ de la mise en place du modèle haute résolution est le modèle global  $1/12^\circ$ . Nous rappelons que ce dernier est utilisé pour forcer le modèle régional du Pacifique sud-ouest via ses frontières ouvertes (OBCs, *Tréguier et al. (2001)*). Nous avons utilisé la simulation du modèle global  $1/12^\circ$  effectuée dans le cadre du projet DRAKKAR nommée ORCA12.L46-MAL95 (*Lecointre et al., 2011*). La discrétisation verticale utilise 46 niveaux verticaux avec la technique de "partial step" pour une meilleure représentation de la bathymétrie. Les caractéristiques de ce modèle sont indiquées dans la table 4.3. Les résultats du modèle global ont été analysés en détail dans la mer des Salomon afin de valider certains éléments clés comme la circulation générale ou les propriétés des masses d'eau. Nous présentons dans cette section certains éléments de validation de cette configuration qui n'avaient pas leur place dans l'article et que nous pensons utile pour cette thèse.

#### Anomalie de niveau de la mer SLA

L'anomalie de niveau de la mer, SLA, simulée dans le modèle global  $1/12^\circ$  est comparable à celle observée par les satellites altimétriques. Le cycle annuel de la SLA est aussi bien représenté dans le modèle global que dans les observations issues de AVISO (fig. 4.12). La SLA issue du modèle global est bien phasée avec AVISO et très légèrement atténuée.

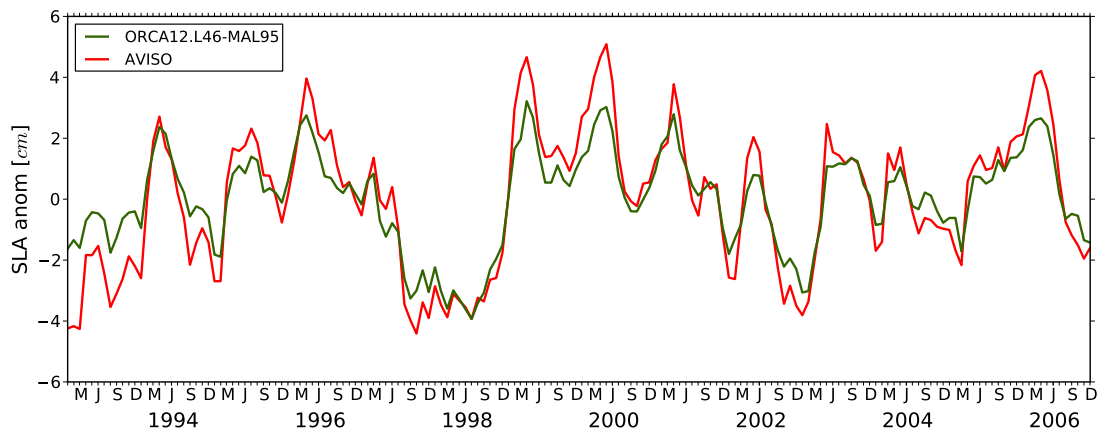


Fig. 4.12 – Diagramme temps-SLA (en cm) issu des données AVISO (rouge) et du modèle global  $1/12^\circ$  (vert) moyennées sur tout le domaine de la mer des Salomon.



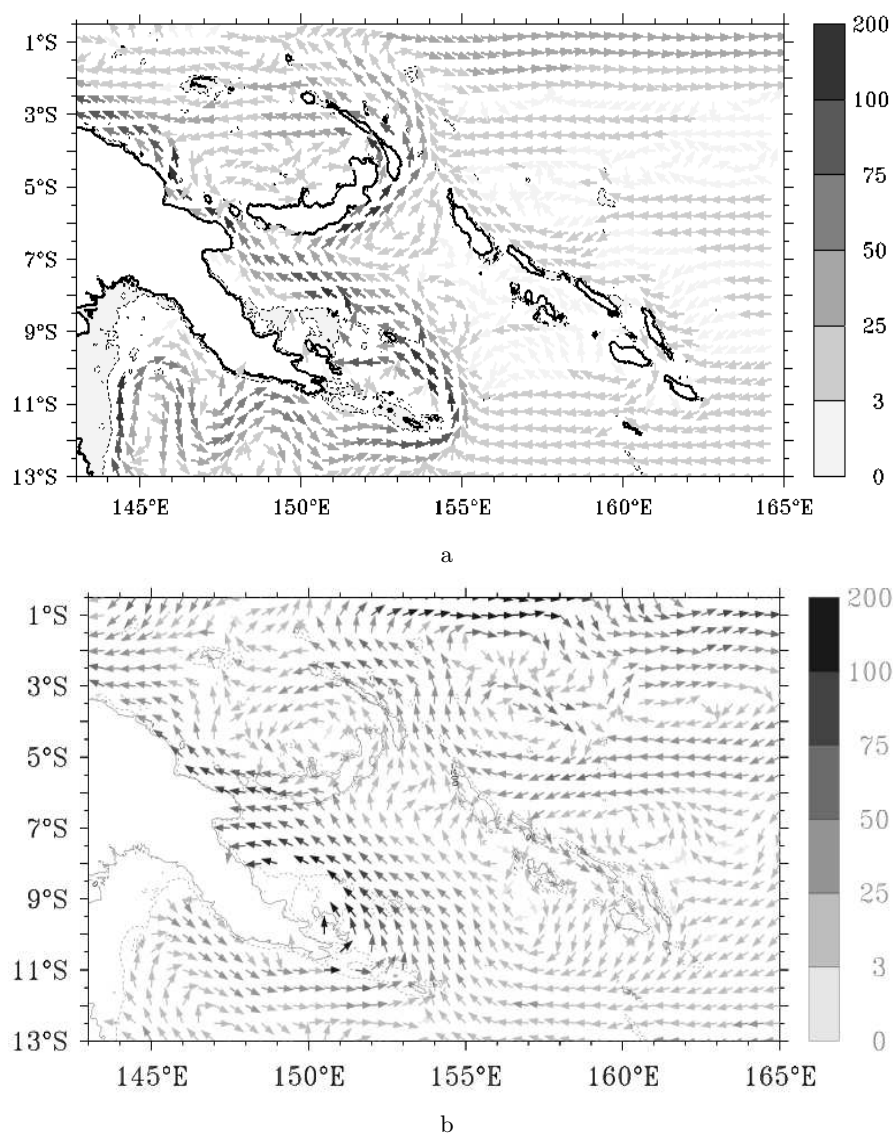


Fig. 4.13 – Circulation intégrée dans la thermocline entre les isopycnes  $\sigma$  24-26.5  $kg/m^3$  issue du modèle global 1/12° (a) sur la période 1989-2007 et de la climatologie CARS (b) (tiré de Melet *et al.* (2010a)). Unité :  $m^2/s$

### Circulation intégrée dans la thermocline

La figure 4.13 présente la circulation intégrée dans la thermocline (entre les isopycnes  $\sigma$  24-26.5  $kg/m^3$ ) pour le modèle global et pour les observations CARS. La circulation issue du modèle est bien comparable aux observations CARS. Les principaux courants y sont bien représentés. On peut remarquer qu'au sud de la Papouasie Nouvelle-Guinée, les courants forment des méandres avant d'entrer dans la mer des Salomon dans le modèle; ce qui n'est pas véritablement le cas dans les observations.

### Courants zonaux à travers la section 142°E entre 3°S et l'équateur

La position 2°S, 142°E est considérée comme un point de passage important des courants de bord ouest de faibles latitudes (LLWBCs) surtout du point de vue du transport de volume. *Ueki et al.* (2003) ont utilisé des données de ADCP collectées lors de la campagne organisée par JAMSTEC (Japan Marine Science and Technology Center) allant de décembre 1994 à octobre 2000. Afin de caractériser la variabilité du NGCU, la section à 142°E a été faite en été et en hiver boréal (fig. 4.15). Les figures de section de courant zonal du modèle ORCA12.L46-MAL95 (fig. 4.15a, 4.15c) à 142°E en été et en hiver boréal correspondent bien aux observations (fig. 4.15b et 4.15d). La structure et les valeurs des intensités des courants simulées par le modèle global sont en bon accord avec les observations. Les contours en pointillés représentent le NGCU (courant vers l'ouest) avec un maximum d'intensité égale à 60 cm/s en été boréal et une intensité moins forte en hiver boréal, de 40 cm/s (modèle et observation). Les contours en trait plein représentent l'EUC bien localisé vers l'équateur (au nord de 1°S) avec une intensité maximum de 40 cm/s en été boréal (observation et modèle). Cependant, en hiver boréal, le courant simulé est un peu plus faible par rapport aux observations.

### Salinité à 165°E

A 165°E (fig. 4.14), les eaux en surface sont légèrement un peu plus salées dans le modèle que dans la climatologie CARS. Dans la thermocline entre 100 et 200 m, au sud de 10°S, on trouve une langue d'eau plus salée dans le modèle (atteignant 36) que dans la climatologie CARS. En dessous de 500 m, la salinité est faible dans les deux jeux de données. De plus il y a une bonne ressemblance des structures de salinité du modèle global et de CARS.

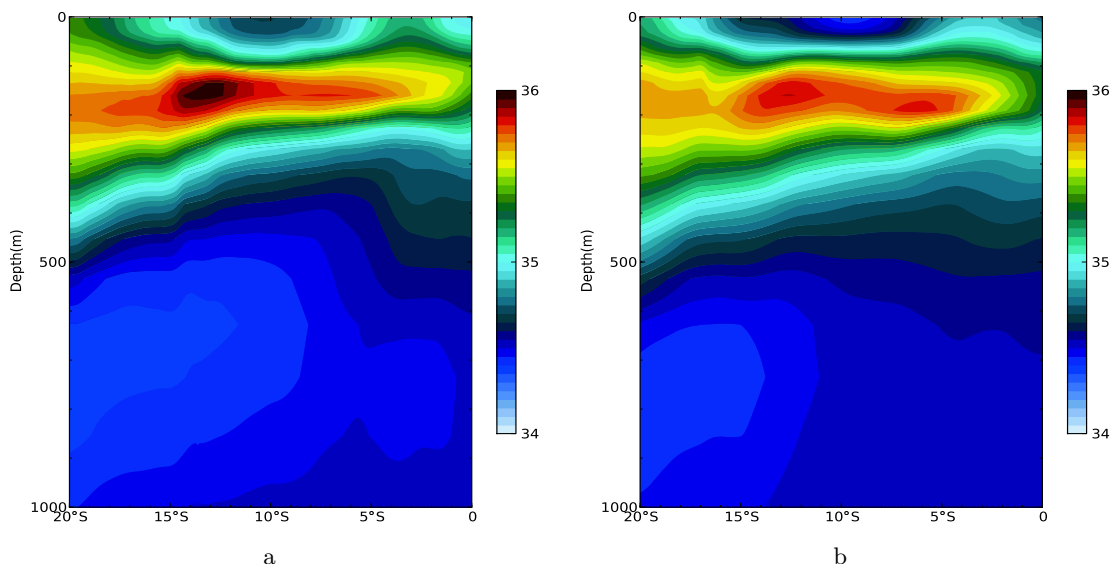


Fig. 4.14 – Section à 165°E de la salinité du modèle global 1/12° (a) sur la période 1991-2007 et de la climatologie CARS (b).

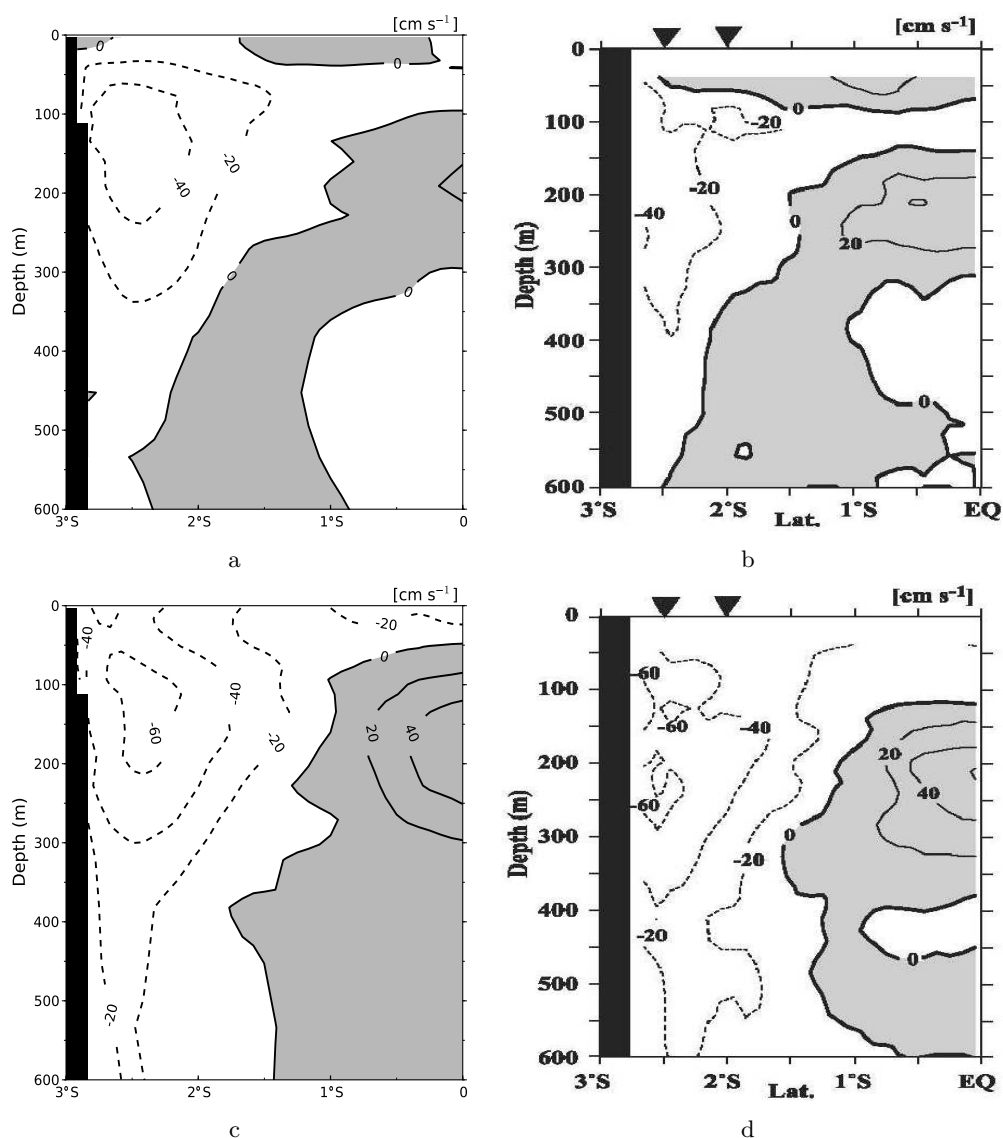


Fig. 4.15 – Section à 142°E du courant zonal (en cm/s) en hiver boréal pour le modèle global 1/12° (a) et pour les observations (b). Courant zonal (en cm/s) en été boréal pour le modèle global (c) et pour les observations (d). Les observations sont tirées de *Ueki et al.* (2003).

Nous voulons juste rappeler que ce modèle global ainsi validé a servi de frontières ouvertes (OBCs) pour la mise en place du modèle régional 1/12° qui pourra à son tour être raffiné au 1/36° grâce à AGRIF (section 4.1). Au terme de la mise en place des configurations, nous disposons de deux modèles régionaux au 1/12° : un modèle 1/12° opéré sans AGRIF et autre modèle 1/12° opéré avec AGRIF en “two-ways” (interaction entre la grille raffinée et la grille 1/12°). Nous avons nommé (dans la suite) SOSMOD12 la configuration de modèle régional 1/12° opéré sans AGRIF et SOSMOD12-AGRIF celle

opérée avec AGRIF. Les caractéristiques des modèles mis en place sont présentées dans la table 4.3.

### 4.2.2 Forçages atmosphériques

Dans cette section, nous rappelons quelques éléments importants sur la mise en place de la paramétrisation des forçages.

Dans le cadre de cette étude, les modèles sont forcés par des champs atmosphériques. Les conditions aux limites de surface, à l'interface entre l'océan et l'atmosphère requièrent les champs suivants :

- deux composantes de champs du stress de vent ( $\tau_u, \tau_v$ )
- les flux de chaleur solaire et non solaire
- le bilan de flux d'eau douce de surface

Ces différentes quantités sont calculées à chaque pas de temps du modèle par les formules "bulk" à partir des variables atmosphériques données en entrée et la température de surface du modèle. Dans cette étude les variables atmosphériques utilisées proviennent de la réanalyse atmosphérique ERA-Interim (comme dans le modèle global 1/12°). Le jeu de donnée ERA-Interim ont une résolution de 0.75°. Ils sont interpolés sur la grille du modèle par la procédure d'interpolation "on the fly" de NEMO à l'aide de fichier de poids adaptés. Les différents champs de données utilisées comme conditions limites de surface sont répertoriés dans la table 4.2.

ERA-Interim			
Variables	Fréquence	Résolution	interpolation
<b>Champs turbulents</b>			
Température de l'air à 2 m	3h	0.75	cubic
Humidité spécifique de l'air à 2 m	3h	0.75	cubic
Vitesse du vent à 10 m	3h	0.75	cubic
<b>Champs non turbulent</b>		0.75	bilinéaire
Précipitations	24h	0.75	bilinéaire
Radiation incidente short wave	24h	0.75	bilinéaire
Radiation incidente long wave	24h	0.75	bilinéaire

Tab. 4.2 – Forçage interannuel ERA-Interim.

### Flux de quantité de mouvement

Le vent est la principale source d'énergie mécanique pour l'océan. Le flux de quantité de mouvement (tension du vent à la surface de l'océan) est donné par une formule quadratique

$$\vec{\tau} = \rho_a C_D \|\vec{u}_v\| \vec{u}_v. \quad (4.3)$$

Dans cette formule, le coefficient de traînée  $C_D$  est évalué par des formules bulk à partir des champs atmosphériques ( $t_2, q_2, u_{10}, v_{10}$ ) et de la température de surface de l'océan (SST) dans le modèle.  $\vec{u}_v$  est un estimé de la vitesse du vent à partir du vent à 10 m ( $\vec{u}_{10}$ ).

• Soit, on considère que  $\vec{u}_v = \vec{u}_{10} - \vec{ss}\vec{u}$  (où  $\vec{ss}\vec{u}$  est la vitesse des courants de surface de l'océan), et on parle alors de forçage en "vent relatif".

• Soit on considère que  $\vec{u}_v = \vec{u}_{10}$  et on parle dans ce cas de forçage en "vent absolu".

Des tests de sensibilité réalisés dans les modèles régionaux au 1/12° et 1/36° ont montré que l'approche "vent aboslu" permettait d'obtenir une activité tourbillonnaire (EKE) nettement plus élevée, et en meilleur accord avec les estimés d'observations altimétriques. L'approche "vent absolu" est donc utilisé pour les modèles 1/12° (SOSMOD12 et SOSMOD12-AGRIF) et 1/36° (SOSMOD36).

### Flux de chaleur

Le flux de chaleur de surface est composé des flux solaire  $Q_{sw}$  (short wave) et non solaire (flux de chaleur latente, infra-rouge, sensible). Le flux net de chaleur  $Q_{net}$  est :

$$Q_{net} = Q_{sw} + Q_{lw} + Q_s + Q_l, \quad (4.4)$$

où  $Q_{lw}$  est le flux de chaleur long wave ;  $Q_s$  le flux de chaleur sensible et  $Q_l$  est le flux de chaleur latente.

#### Flux solaire (short wave)

C'est la quantité de chaleur reçue directement du soleil sous forme d'ondes courtes. Ce flux est essentiellement fonction de l'albédo ( $\alpha$ ) :

$$Q_{sw} = (1 - \alpha_{sw}) rad_{sw}, \quad (4.5)$$

où  $rad_{sw}$  correspond au flux solaire incident. Le flux solaire  $Q_{sw}$  est en plus pénétrant sur une certaine profondeur de l'océan selon la couleur de l'eau. Il contribue donc à réchauffer les couches subsurfaces.

#### Flux de chaleur de grande longueur d'onde

Ce flux est la différence entre le flux infrarouge incident au niveau de la surface de l'océan ( $rad_{lw}$ ) et le flux de chaleur rayonnée par la surface océanique (rayonnement du corps noir) :

$$Q_{lw} = (1 - \alpha_{lw}) rad_{lw} - \varepsilon \sigma SST^4, \quad (4.6)$$

$\varepsilon$  est l'émissivité de la surface océanique, et  $\sigma$  est la constante de Stephan-Boltzmann.

#### Flux de chaleur sensible

Ce flux de chaleur est dû à la convection et à la conduction thermique et qui a lieu en raison du contact direct entre l'eau et l'air à la surface des océans. Il est lié à la différence de température entre les deux milieux :

$$Q_s = \rho_a C_p C_H \|\vec{u}_v\| (T_2 - SST), \quad (4.7)$$

où  $C_p$  est la capacité calorifique de l'air,  $T_2$  la température de l'air à 2 m et  $C_H$  un coefficient de transfert de chaleur turbulente, calculé par les formules bulk.

Flux de chaleur latente

Le flux de chaleur latente est lié aux processus d'évaporation et de condensation. C'est l'énergie fournie par l'océan pour que l'évaporation ( $E$ ) se produise. Il est paramétrisé comme suit :

$$Q_l = -L_{vap}E, \quad (4.8)$$

où  $L_{vap}$  est la chaleur latente de vaporisation et  $E$  l'évaporation calculée par les formules bulk.

**Flux d'eau douce**

Le flux d'eau douce est représenté par le bilan  $E - P - R$ , avec  $E$  l'évaporation,  $P$  les précipitations et  $R$  les runoffs (apports en eau douce des rivières). Ce flux d'eau douce change le volume de l'océan et la concentration du sel en surface. Il intervient comme condition aux limites de surface pour la conservation de sel. Cependant compte tenu des incertitudes sur les champs de précipitation, en particulier, un terme de rappel vers la climatologie Levitus pour la salinité de surface  $Erp$  est ajouté au bilan afin d'éviter une trop grande dérive du modèle :

$$\epsilon = E - P - R + Erp. \quad (4.9)$$

L'évaporation est diagnostiquée par formule bulk et dépend de la  $SST$ .

$$E = -\rho_a C_T \|\vec{u}_v\| (q_a - q_{sat}(SST)), \quad (4.10)$$

où  $\rho_a$  est la densité de l'air,  $C_T$  un coefficient de transfert turbulent,  $\vec{u}_v$  un estimé du vent à partir de la vitesse du vent à 10 m,  $q_a$  l'humidité spécifique de l'air à 2 m, et  $q_{sat}(SST)$  l'humidité spécifique de l'air à saturation pour une température égale à la  $SST$ .

Les précipitations proviennent directement de ERA-Interim. Les apports des rivières sont imposés au modèle, sous forme de moyennes mensuelles. Les données de runoff du modèle régional  $1/12^\circ$  proviennent naturellement de celles du global  $1/12^\circ$ . Pour le modèle  $1/36^\circ$ , nous avons conservé exactement les runoffs du modèle  $1/12^\circ$ , par souci de constance entre les deux modèles, mais nous les avons redistribués en prenant en compte le trait de côte raffiné de la maille au  $1/36^\circ$ .

Le terme de rappel en sel est converti en flux d'eau douce :

$$Erp = \gamma_s^{-1} e_{3t} \frac{SSS_{Levitus} - SSS_{model}}{SSS_{model}}, \quad (4.11)$$

où  $\gamma_s^{-1}$  est un coefficient de rétroaction négative qui est fourni comme un paramètre de la namelist,  $e_{3t}$  l'épaisseur de la couche de surface. Le temps de rappel la même que dans le modèle global (166.67 mm/jour), ce qui en d'autre terme correspond à un temps de rappel de 60 jours par une couche de surface de 10 m.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré les différentes étapes qui ont été nécessaires pour la construction du modèle réaliste  $1/36^\circ$ . Nous avons montré l'importance de l'utilisation des OBCs dans la stratégie de modèles imbriqués adoptée. La représentation de la bathymétrie est une forte contrainte pour la modélisation en mer des Salomon avec de nombreuses îles et de détroits. Ainsi, nous avons effectué des traitements spécifiques sur la représentation réaliste de la bathymétrie notamment dans les détroits et les îles de la mer des Salomon. Par souci de variabilité et étant donnée les incertitudes sur le calcul de la tension du vent dans le modèle, deux tests sont réalisés sur la prise en compte ou non des courants de surface de l'océan dans ce calcul de la tension de vent. Ainsi, nous avons adopté de calculer la tension du vent sans tenir compte des courants de surface. La pertinence de la stratégie de modélisation dans cette thèse est validée. Le bon fonctionnement des OBCs et de AGRIF est aussi validé.

Au terme de la mise en place de cette stratégie de modélisation, nous disposons à présent de deux simulations au  $1/12^\circ$ , et d'une simulation à très haute résolution ( $1/36^\circ$ ) de la mer des Salomon. Il est nécessaire de valider les modèles  $1/12^\circ$  et surtout de  $1/36^\circ$  avec les observations avant de passer à l'analyse des simulations. La validation des modèles  $1/12^\circ$  et  $1/36^\circ$  est présentée dans le chapitre 5.

<b>Modèle</b>	<b>SOSMOD36</b>	<b>SOSMOD12-AGRIF</b>	<b>SOSMOD12</b>	<b>ORCA12.L46-MAL95</b>
Code	NEMO-OPA			
Résolution	1/36°	1/12°		
Domaine	13.2-0.5°S & 143-165.5°E	24°S-5°N & 140-172°E		
Coordonnées verticales	46 niveaux + partial step			
Pas de temps	320 s	960 s	360 s	
Initialisation	champ de masse Levitus			
Début du run	01/01/1989			
Fin du run	31/12/2007		31/12/2007	
Friction latérale	Partial slip			
	shlat=0.7		shlat=0.5	
Forçage bulk interannuel	ERA-Interim			
Bathymétrie	GEBCO08 + retouches manuelles	ETOPO2		
Coût de calcul				
Machine	Vargas (IDRIS) machine parallèle IBM		Jade (CINES) processeur de type Nehalem	
Nombre de processeurs	128	64	2056	
Coût en heure cpu/an	2300	300	54400	
Coût en heure réelle/an	18 h	8 h	26.45 h	
Stockage	Fréquence de sortie 1 jour 164 Go/an	sortie 5 jours		
		12 Go/an	1.2 To/an	

Tab. 4.3 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des modèles SOSMOD36, SOSMOD12-AGRIF, SOSMOD12 et le modèle global ORCA12.L46-MAL95.





**Quatrième partie**

**Résultats et validation**



## Chapitre 5

# Analyse multi-échelle de la mer des Salomon à partir du modèle haute résolution

### Sommaire

---

Article soumis au Journal of Geophysical Research : Multiscale dynamical analysis of a high resolution numerical model simulation of the Solomon Sea circulation . . . . .	109
<b>5.1 Introduction</b> . . . . .	<b>110</b>
<b>5.2 Modelling approach</b> . . . . .	<b>111</b>
<b>5.3 General circulation</b> . . . . .	<b>112</b>
5.3.1 Surface and thermocline circulations . . . . .	112
5.3.2 Vertical structure . . . . .	113
5.3.3 Currents at straits . . . . .	114
5.3.4 The hypothetical SICU . . . . .	115
<b>5.4 Eddy Variability : An Eddy Kinetic Energy view</b> . . . . .	<b>116</b>
5.4.1 Mean EKE . . . . .	116
5.4.2 Seasonal Variability . . . . .	117
<b>5.5 Meso- and Submesoscales : a spectral view</b> . . . . .	<b>118</b>
5.5.1 Spectral analysis . . . . .	118
5.5.2 Wavenumber SSH, SST and KE spectra . . . . .	119
5.5.3 Kinetic energy spectral flux . . . . .	120
<b>5.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>120</b>
<b>5.7 Compléments</b> . . . . .	<b>133</b>
5.7.1 Validation du modèle régional 1/12° . . . . .	133
Circulation en surface . . . . .	133
Circulation en subsurface . . . . .	133
Section de courants . . . . .	133
Coupe verticale de Température et de salinité . . . . .	137
5.7.2 Validation du modèle haute résolution 1/36° . . . . .	138
Coupe verticale de courants à 165°E . . . . .	138
Température, Salinité et Densité potentielle . . . . .	138
Variabilité RMS de la SLA & EKE : SOSMOD36 vs. AVISO . . . . .	141

	Transports . . . . .	142
5.7.3	Apport du modèle 1/36° par rapport au modèle 1/12° . . . . .	143
	Energie turbulente . . . . .	143
	Transport et circulation . . . . .	144
	Masses d'eau . . . . .	145

---

## Introduction

Dans le chapitre 4, nous avons mis en place la configuration de modèle qui donne lieu à des modèles régionaux de résolution spatiale  $1/12^\circ$  et  $1/36^\circ$ . Dans ce chapitre, nous allons présenter les analyses des sorties de ces modèles. Ce chapitre comporte deux parties essentielles et complémentaires.

Dans la première partie, nous allons focaliser notre étude sur le modèle à haute résolution ( $1/36^\circ$ ). Nous aborderons donc principalement la circulation générale en surface et subsurface, la variabilité turbulente et la caractérisation méso et sous-mésoséchelle par les études spectrales. Ces aspects sont examinés dans un article soumis au *Journal of Geophysical Research*.

La deuxième partie présente des éléments complémentaires qui ne pouvaient être introduits tels quels dans cet article. Ces compléments concernent la validation détaillée des modèles  $1/12^\circ$  et  $1/36^\circ$  mis en place.

## Article soumis au *Journal of Geophysical Research* : Multiscale dynamical analysis of a high resolution numerical model simulation of the Solomon Sea circulation

B. Djath<sup>(1)</sup>, J. Verron<sup>(1)</sup>, A. Melet<sup>(1,2)</sup>, L. Gourdeau<sup>(3)</sup>, B. Barnier<sup>(1)</sup>, J.M. Molines<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup>LGGE, UMR5183 CNRS/UJF, Grenoble, France

<sup>(2)</sup>Princeton University / GFDL, USA

<sup>(3)</sup>LEGOS, UMR5566, CNRS/CNES/IRD, Toulouse, France

## Abstract

The results of a  $1/36^\circ$  resolution numerical simulation of the Solomon Sea circulations are analyzed with regards to (the few) available observations and to a previous modelling approach at a coarser resolution. As far as the existing observations are reliable, the  $1/36^\circ$  resolution model realistically simulates the Solomon Sea circulations. The overall model circulation is also consistent with previous studies, although some significant changes are seen. In particular, the flow along the eastern coast of the Solomon Islands has a well marked seasonal signature, flowing equatorward from March to August only. The model reproduces the high levels of mesoscale eddy activity observed in the Solomon Sea. With regard to previous simulations at  $1/12^\circ$  resolution, the average eddy kinetic energy levels are increased by up to  $\sim 30-40\%$  in the present  $1/36^\circ$  simulation, and the enhancement extends at depth. Moreover the emergence of submesoscales is clearly apparent. A spectral analysis is conducted in order to characterize the evidence of these submesoscales and to provide a spectral view of scales interactions. The corresponding spectral slopes show a strong consistency with the Surface Quasigeostrophic (SQG) turbulence theory.

## 5.1 Introduction

The Solomon Sea is a choke point for the Low Latitude Western Boundary Currents (LLWBC) along their pathways from the subtropics to the equator. The LLWBCs especially include the surface New Guinea Coastal Current (NGCC) and the subsurface New Guinea Coastal Undercurrent (NGCU). These Solomon Sea currents are believed to be major contributors to the Equatorial Undercurrent (EUC) (*Tsuchiya, 1981; Tsuchiya et al., 1989*). A change in mass or heat transport of the LLWBCs have the potential to impact the properties of the EUC, sea surface temperature (SST) in the equatorial Pacific, and modulate ENSO events at low frequency (*Fedorov and Philander, 2001; Sun et al., 2004; Chang et al., 2006*). Recently, *Melet et al.* (2011, 2013) showed that water masses modifications were occurring in the Solomon Sea. Therefore, the Solomon Sea is a key western boundary connection between the subtropics and the equator in the Pacific Ocean. In addition to raising several oceanographic climate-related questions, the Solomon Sea also represents an interesting region for studies aiming at a better description and understanding of LLWBC dynamics.

The Solomon Sea has been sparsely observed because of its remote location. Available in situ historical observations in this region are scarce and scattered in time and do not provide a complete coverage of the mean circulation or its variability (*Lindstrom et al., 1990; Murray et al., 1995*). However, recent observations start to provide a much better observational picture of the Solomon Sea circulations (*Cravatte et al., 2011; Hristova and Kessler, 2011; Gasparin et al., 2012; Davis et al., 2012*). Observations from space have shown that the sea surface height (SSH) and surface eddy kinetic energy (EKE) in the Solomon Sea area exhibit the highest variability of the whole south tropical Pacific Ocean. However, in the presence of complex coastal features such as in the Solomon Sea region, standard altimeter products fail to provide an accurate and extensive description and must be specifically retreated (*Melet et al., 2010b*).

The development of high resolution regional numerical models represents a complementary strategy to study the Solomon Sea. For example, *Melet et al.* (2010a) gave the first description of the synoptical Solomon Sea circulation at thermocline level using a 1/12° resolution numerical model. The Solomon Sea is characterized by a complex bathymetry, with numerous straits (mainly Vitiaz Strait, St George's Channel, Solomon Strait and Indispensable Strait) and islands (Figure 5.1). From a modelling perspective, this raises the always challenging issue of faithfully representing the topography and its impact on circulations. Therefore, using a high resolution in numerical simulations of the Solomon Sea is a key factor for the quality of the model results. In addition, the increase in model resolution allows to access smaller dynamical scales. The ubiquitous presence of eddies in the world ocean has now been well recognized notably thanks to altimetry (*Morrow and Le Traon, 2012*). The strongly turbulent dynamics of the ocean has been less studied in low latitude regions than in the midlatitude jet systems. However, it is believed that eddy activity is also of key importance in the LLWBCs, such as these flowing within the Solomon Sea, and deserves further consideration.

Recent altimetric observations, such as these provided by the SARAL/AltiKa satellite launched in Feb. 2013, give a refined along-track resolution that allows a better access to finer dynamical scales (*Verron, 2013*). Even more importantly, the future SWOT mission is expected to provide unprecedented 2D high-resolution altimetric data that will resolve more small scale physics (*Fu et al., 2009*). The key question of what ocean dynamical

features will be observed by these altimetric satellites arises (the satellite observability question). A related question is how can high-resolution models help to apprehend and anticipate the answer to the satellite observability question?

In many ways, the present work contributes to the CLIVAR/Southwest Pacific Ocean and Climate Experiment, the role of which is to understand the southwest Pacific Ocean circulation and its influence on regional and basin-wide climate through a combination of dedicated observational and modelling efforts (*Ganachaud et al.*, 2013b). In a broader context, the present study also gives attention to the Solomon Sea strongly unstable LLWBCs and associated turbulent activity.

To address those issues, a high resolution ( $1/36^\circ$ ) model is used. The increase in resolution compared to previous regional models of the Solomon Sea is expected to provide a more realistic simulation of the circulations, a more adequate resolution of all the bathymetric/coastal features of the region, and a first look at submesoscale dynamics. Indeed, while the choice of the  $1/36^\circ$  resolution is primarily determined by computing resources and technical constraints, it is also seen as the resolution that will allow a correct resolution of mesoscale processes (in particular based on the concept of effective resolution (*Marchesiello et al.*, 2011)) and will allow a first access to the submesoscales. The model configuration used in this study can therefore be considered as truly “eddy-resolving” and preliminarily “submesoscale-permitting”.

The paper is organized as follows. A short description of the model is presented in Section 2. Section 3 focuses on the description of the general circulations provided by the high resolution model, and its comparison to some available observations. It also includes the description of the model results in key areas of the Solomon Sea. Section 4 discusses the mesoscale variability with a focus on the mean eddy kinetic energy and its seasonal cycle. Section 5 focuses on smaller scales and scale interactions through the analysis of SSH, SST and KE wavenumber spectra as well as kinetic energy spectral fluxes. Finally, conclusions are given in Section 6.

## 5.2 Modelling approach

The numerical model of the Solomon Sea used in this study has a  $1/36^\circ$  horizontal resolution. This  $1/36^\circ$  resolution model is two-stage embedded into a global  $1/12^\circ$  ocean model developed in the DRAKKAR project ([www.ifremer.fr/lpo/drakkar](http://www.ifremer.fr/lpo/drakkar)): (i) From this global model, a  $1/12^\circ$  basin scale model of the southwest Pacific is selected and one-way controlled using an open boundary strategy (*Tréguier et al.*, 2001), (ii) The  $1/36^\circ$  is then two-way (i.e. interactively) embedded in the previous southwest Pacific model using the AGRIF software (*Debreu et al.*, 2008).

The numerical code is based on the oceanic component of the NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) system (*Madec*, 2008). The model formulation is based on standard primitive equations. The equations are discretized on the classical isotropic Arakawa C grid using a Mercator projection. The vertical coordinate is geopotential, and 46 vertical levels are prescribed from the surface down to 5875 m. A partial slip boundary condition is used on the lateral boundaries. A partial step parameterization, allowing bottom cells depth to be adaptive, is used to improve the bathymetry representation (*Adcroft et al.*, 1997; *Barnier et al.*, 2006). The bathymetry of the high-resolution Solomon Sea model is based on the GEBCO08 dataset. Atmospheric boundary conditions, consisting



in surface fluxes of momentum, heat and freshwater, are diagnosed through classical bulk formulas (*Large and Yeager, 2009*). Wind and atmospheric temperature and humidity are provided from the ERA Interim reanalysis (*Dee et al., 2011*). The regional models were initialized with the climatological mass field of the World Ocean Atlas (*Levitus et al., 1998*) and were integrated from 1989 to 2007. A spin-up phase of 4 years is allowed and the simulations are analyzed over the 1993-2007 year range. Output fields consist of daily means, which provides 164 Gb of data per simulated year. It must be stated that in such a configuration, each state variable of the model has  $\sim 2 \times 10^7$  degrees of freedom. Handling and analyzing the simulations proved to be heavy tasks.

More technical details on the configuration of this model may be found in *Djath et al.* (in press).

## 5.3 General circulation

### 5.3.1 Surface and thermocline circulations

The mean surface circulation computed over the whole 1993-2007 simulation period is shown in Figure 5.2a. The Solomon Sea circulations are fed by the large scale westward inflow from the South Equatorial Current (SEC), with inflows from both the Coral Sea and through Solomon Strait, and by the equatorward Gulf of Papua Current (GPC, *Ganachaud et al. (2013a)*) (e.g. *Fine et al., 1994; Cravatte et al., 2011; Melet et al., 2013*). Within the Solomon Sea, the surface circulation is mostly characterized by the northward New Guinea Coastal Current (NGCC). The NGCC mostly exists the Solomon Sea through Vitiaz Strait. In the northern Solomon Sea, south of the island of New Britain, a specific quasi-permanent loop circulation is created in the surface layers by the encountering of the southward SEC inflow through Solomon Strait with the northward NGCC.

This surface model circulation is similar to the geostrophic surface circulation computed from the AVISO altimetric data base (Figure 5.2b). However, the AVISO gridded data are provided on a  $1/3^\circ$  resolution grid. Maybe more significantly, the surface model circulation is quite analogous to that obtained from the compilation of historical SADC observations by *Cravatte et al. (2011)* (Figure 5.2c).

Subsurface thermocline circulation (Figure 5.3a) is computed within the  $\sigma = 24 - 26.5 \text{ kg/m}^3$  isopycnal range (corresponding to a depth range of approximately  $\approx 100-400$  m). This depth range is of major interest since it encompasses the South Pacific LLWBCs cores. At thermocline level, the mean GPC forms a large meander south of the Papua New Guinea before entering into the Solomon sea. The GPC current joins with the North Vanuatu Jet (NVJ) around  $155^\circ\text{E}$  to feed the NGCU. The NGCU then flows equatorward toward Vitiaz Strait. South of the island of New Britain, the NGCU divides into a branch flowing through Vitiaz Strait and along the northern coast of Papua New Guinea (still called NGCU), and into a branch flowing eastward south of New Britain, called the New Britain Undercurrent (NBCU). This corroborates the existence of the NBCU, firstly identified by *Melet et al. (2010a)*. Although less marked than at the surface, a recirculation loop is also simulated at thermocline level south of the NBCU. This recirculation pattern can be attributed to the westward inflow through Solomon Strait and the northeastward NBCU. The NBCU exits the Solomon Sea through both  $S^t$  George's channel and Solomon Strait. The NBCU outflow through  $S^t$  George's channel forms the  $S^t$  George's channel Undercurrent (SGU) (*Lindstrom et al., 1990; Melet et al., 2010a*). The NBCU outflow

through Solomon Strait feeds (together with the SEC) the New Ireland Coastal Undercurrent (NICU), flowing equatorward along the island of New Ireland, consistently with the observations by *Butt and Lindstrom* (1994) and *Kessler and Gourdeau* (2007), and with the model study by *Melet et al.* (2010a).

This thermocline model circulation pattern is very close to the SADC observations from *Cravatte et al.* (2011) (Figure 5.3b) in the range of 100 to 300 m and for the main features with the numerical model results by *Melet et al.* (2010a).

On its northward route, the NGCU is subdivided into two branches upstream of the Woodlark Island, flowing along each side of the island and rejoining downstream at around 152°E, 8°S. This double circulation around the Woodlark Island is in good agreement with the observed SADC data (*Cravatte et al.*, 2011). It was not observed in the numerical simulation by *Melet et al.* (2010a) that used a free-slip lateral boundary condition. Adjusting this boundary condition to no-slip boundary condition and further on, to partial slip boundary condition (as it is the case in the present 1/12° regional model in which the 1/36° model is embedded) improves significantly the 1/12° model behavior. In addition to the choice of lateral boundary conditions, the 1/36° resolution brings more refinement to the way the flow is controlled by the bathymetry. The impact of the use of a 1/36° resolution on the flow/bathymetry interaction can be seen not only in the Woodlark Islands region, but also in many locations in the Solomon Sea basin (e.g. for the detailed current structure in the *S<sup>t</sup> George's Channel* and other small straits or for the effects of several seamounts).

On the eastern side of the Solomon Sea, at thermocline level, only a weak equatorward coastal flow is simulated along the Solomon Islands. The presence of the Solomon Islands Coastal Undercurrent (SICU) reported in the 1/12° numerical model by *Melet et al.* (2010a) is significantly less marked in our simulation. Further consideration on the hypothetical SICU are provided later on in Section 3.4.

### 5.3.2 Vertical structure

The modeled T, S and geostrophic velocity properties have been compared to the CARS climatology (*Ridgway et al.*, 2002) within the Solomon Sea through the 7.4°S section. Regarding the velocity fields shown in Figure 5.4, the model geostrophic currents are compared to the observed CARS climatology ones relative to 1100 m. There is a good general consistency between the 1/36° model and the climatology although the NGCU is significantly more intense in the model than in CARS. However, the comparison is of limited scope as the CARS climatology has a rather coarse resolution.

Comparison with in situ measurements from the FLUSEC campaign (*Maes et al.*, 2009) have been made over all the available profiles. Although such profiles are clearly of specific focus in time and space, they are indicative of the model performances. Two examples are shown in Figure 5.5 where the temperature and salinity model profiles are colocalised and compared with two FLUSEC CTD profiles (note that comparisons for other profiles provide similar good results). The modeled T, S profiles are close to the observed ones at the surface and at depth, with a slightly larger differences in the 400-600 m depth range.

Another assessment of the model against observations is provided using the XBT data base from the “Ships of Opportunity” that has been collected by IFREMER and analy-

zed in the southwest Pacific region by *Kessler and Cravatte* (2013). Comparison of the modeled and observed interannual variability of the temperature field is shown in Figure 5.6 along the Solomon Sea portion (11°S-5°S) of the Auckland-Solomon Strait transect. The vertical distribution of the 1993-1999 interannual temperature anomalies are quite consistent between the observations and the model.

### 5.3.3 Currents at straits

As indicated earlier, the control of the flow by the various straits of Solomon Sea is a key aspect of the Solomon Sea circulation that deserves specific considerations. Examining the flow through main straits of the Solomon Sea also provides key information to understand the western boundary pathways from the SEC to the Equator.

**Vitiaz Strait.** WEPOCS campaigns (*Lindstrom et al.*, 1987, 1990) and SADC data (*Cravatte et al.*, 2011) provided detailed observations of currents through Vitiaz Strait and *S<sup>t</sup> George's* channel. In these in situ data, the core of the NGCU is found in the thermocline between ~100 and 250 m and reaches velocity of 70-110 cm s<sup>-1</sup>. In the 1/36° model simulation, the core of the NGCU at Vitiaz Strait is found between 150 and 300 m with speeds of 90 to 100 cm s<sup>-1</sup> (Figure 5.7a), in good agreement with observations.

The mean modeled top-to-bottom transport through Vitiaz Strait is 13.8 Sv for the 1993-2007 period. In the 0-300 m depth range, the modeled transport is about 8.9 Sv, compared to 7.4 Sv for SADC observations (*Cravatte et al.*, 2011). More than two thirds of the total transport through Vitiaz Strait occurs within the thermocline.

The seasonal cycle of the transport through Vitiaz Strait shows a maximum in July-August and a minimum in February-April. But this transport has also a significant interannual variability (Figure 5.7b).

***S<sup>t</sup> George's* Channel.** As previously said, currents transiting through *S<sup>t</sup> George's* channel feed the SGU, which eventually reconnects to the NGCU and the EUC (Fig. 5.2b) in agreement with earlier studies of *Lindstrom et al.* (1990). At *St* George's channel, the core of the northward flow through *St* George's Channel is located between ~100-300 m, with velocities of about 40 cm s<sup>-1</sup> (Figure 5.7c). The flow is vertically sheared : a southward surface flow is superimposed to the previous northward flow below 100 m depth. This is an interesting situation that is liable for marked instabilities (a clear EKE signature can be seen at this specific location in Figure 5.10a). The mean depth-integrated northward transport is about 2.8 Sv. In the 0-300 m depth range, the modeled transport is 2 Sv while it is 1.5 Sv in *Cravatte et al.* (2011).

As displayed in Figure 5.7d, the transport through *St* George's Channel exhibits a strong seasonal cycle and not a so well marked interannual variability. The transport is maximum in April-June and minimum in October-November. As was the case in Vitiaz Strait, the maximum transport is located between 100 and 400 m which represents 2.6 Sv, more than 90% of the total transport.

**Solomon Strait.** The vertical structure of the flow through Solomon Strait is also strongly sheared in the first 300 m (Figure 5.7e). The surface currents in the first 100 m are negative, i.e. they flow poleward inside the Solomon Sea. This corresponds to the SEC in-

flow through Solomon Strait. At thermocline depth between 100 and 300 m depth, the flow is equatorward and corresponds to the northeastward NBCU flowing out of the Solomon Sea. Between the surface and 300 m depth, the average transport through Solomon Strait is 4.6 Sv. This is in agreement with SADC data that measured a transport of 4.2 Sv (*Cravatte et al.*, 2011) although SADC are probably less reliable than elsewhere in this area where the space/time variability is strong. The thermocline transport is minimum in March (4 Sv) and maximum in August (8 Sv) and a significant interannual variability is observed (Fig. 5.7f).

A southward current core is noticeable below 1000 m depth (not shown). It is more intense ( $\sim 20 \text{ cm s}^{-1}$ ) in December-January-February and minimum in June-July-August.

**South entrance of the Solomon Sea.** The inflow through the open south entrance of the Solomon sea is crucial because it is through this area that most of the water of subtropical origin advected by the SEC transit before joining the equatorial region through the northern straits of the Solomon Sea.

The meridional section from Rossel Island (located at the eastern tip of the Lousiade Archipelago) to the southern tip of the Solomon islands encompasses both the NGCU western boundary current flowing northward and extending to more than 1000 m with a core located between 200-400 m (Fig. 5.7g). The overall mean transport simulated by the model through this south Solomon Sea section is 21 Sv, in good agreement with the results of *Gasparin et al.* (2012) from the FLUSEC campaign data.

The maximum transports are seen from May to June and October. In contrast to the St George Channel, the minimum transport is located in March. The interannual variability of the transport through this section is interestingly well correlated to the Solomon Strait's one (Fig. 5.7h). This would demonstrate that a climatic modulation of the SEC input is primarily transmitted to Solomon Strait rather than Vitiaz Strait or St George's Channel, favoring this route to the EUC.

An overall balance of the transports in and out of the Solomon Sea is given in Figure 5.8. Numbers are provided for both the transports between the surface and 300 m depth and for the whole depth. To the accuracy of our computations, the overall balance is satisfied for the depth integrated transport but is not fully respected for the surface flows because there are some circulations through small island passages or straits that are not taken into account in the budget. The actual unbalance is of  $\sim 1$  Sv at the surface. The correlation between the transport in the southern section and the transports in the four Vitiaz, St George, Solomon and Indispensable straits have also been indicated in Figure 5.8. This shows clearly that modulations of the southern section input are strongly reflected in the variability of the Vitiaz and Solomon Straits transports and not in the two other ones.

#### 5.3.4 The hypothetical SICU

The Solomon Islands Undercurrent (SICU) is the name given to a subsurface western boundary current flowing along the eastern side of the Solomon Islands. Its existence has been first evoked by *Kessler and Gourdeau* (2007) and then in the model study by *Melet et al.* (2010a).

To further explore this potential current, the time evolution of the transport through several cross-sections east of the Solomon Islands have been examined. One example is

shown in Figure 5.9 for the section extending from [155°E, 5.6°S] to [156.3°E, 4.6°S]. It is indeed found that there is a jet core at  $\sim 200$  m flowing northward. Between 100 and 300 m depth, the northward transport is  $\sim 1$  Sv. The location and the amplitude of this current correspond to that found by *Melet et al.* (2010a) for the SICU. However, a noticeable difference from the modeling study of *Melet et al.* (2010a) is that in the present  $1/36^\circ$  model, the potential SICU only has a seasonal signature : an equatorward coastal current in the 100-300 depth range is only simulated from March to August.

In our model, this current is very similar in terms of transport and location to what was observed during the PANDORA campaign in July 2012 (G erard Eldin, personal communication). To our knowledge, there is no observation so far that would support the fact that the SICU could be permanent and the hypothesis supported by the present  $1/36^\circ$  model that it could be only a seasonal current deserves consideration. The existence of a consistent western boundary undercurrent along the eastern coast of the Solomon Islands, such as the SICU, therefore remains uncertain.

Moreover, and more importantly in terms of transport than the SICU, a secondary northward current is simulated at depth ( $\sim 1000$  m), which is in agreement with the jet structures discussed by *Cravatte et al.* (2012) as identified from ARGO floats.

A secondary jet is also observed in December-January-February at a depth of  $\sim 2000$ m in the reverse direction (poleward).

## 5.4 Eddy Variability : An Eddy Kinetic Energy view

The Solomon Sea is a region of strong activity at scales of about 10-100km and 10-100 days. These mesoscales and at least partly submesoscales, are characterized by a large variety of dynamical features such as eddies, filaments, fronts and waves. At this stage of our knowledge, it is very difficult to discriminate between the different dynamical mechanisms that can generate these features in the Solomon Sea since they likely result from a combination of different sources and instability processes. The large scale circulation feeding the Solomon Sea is a source of mesoscale activity (in particular the SEC inflow through Solomon Strait) but intrinsic features within the sea also induce eddy variability through instabilities of the LLWBCs themselves, topography effects, local baroclinic instabilities, shear effects at straits, etc. The recent work by *Gourdeau et al.* (2013) provide a first characterization of coherent mesoscale eddies in this area, but a lot remains to be done for the study of the mesoscale activity in the Solomon Sea.

It is known that the mesoscale features contain a large fraction of the energy of the ocean. The increase in resolution of the numerical model gives access to mesoscales and smaller scales and leads to an improved representation of scales interactions and corresponding transfers of energy both from the larger to smaller scales (direct cascade of energy) and from the smaller to the larger scales (inverse cascade of energy).

Moreover, the Solomon Sea region presents the highest levels of sea level variability of the whole tropical South Pacific ocean. The sea level anomalies provided by the model have strong similarities with SLA products provided by altimeter data provided by AVISO (not shown). However, the AVISO resolution ( $1/3^\circ$ ) cannot faithfully represent the detailed SLA field and many bathymetric features are discarded during the gridding of altimetric data. As shown by *Melet et al.* (2010b), using AVISO data and their  $1/12^\circ$

numerical model, the variability in the Solomon Sea is associated with high levels of Eddy Kinetic Energy (EKE). Here, the EKE fields are also considered as a relevant proxy for the eddy activity in our  $1/36^\circ$  model.

#### 5.4.1 Mean EKE

EKE is classically computed as  $1/2[(u - \bar{u})^2 + (v - \bar{v})^2]$  and averaged here over the 1993-2007 period based on daily means. The EKE field at 10 m is shown in Figure 5.10a. A patch of high variability is observed west of Solomon Strait with an amplitude of nearly  $1600 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ , which is equivalent to a Rms velocity anomaly of  $40 \text{ cm s}^{-1}$ . These EKE values are typical of those observed within the western boundary currents at mid latitudes. Contrary to the surface layer, the EKE in subsurface layers (over 200-300 m depth) is small in the eastern part of the Solomon Sea (Figure 5.10b). At this depth, a strong signature of EKE is still found within the Solomon Sea, but it is clearly connected to the variability of the NGCU and within the Gulf of Papua, where the variability of the GPC is intense.

Figure 5.10a clearly shows that within the Solomon Sea the high level of EKE is associated with regions of strong horizontal and vertical shears that were already observed in the circulation patterns. Vitiaz, St George's, Solomon and Indispensable Straits are locations of intense, very localized EKE burst that are the signature of high variability.

The  $1/36^\circ$  model has a mean level of EKE that is approximately 30-40% larger than in the  $1/12^\circ$  model. This large difference is observed not only at the surface but at all depths. This result clearly points out the impact of the increased resolution on the energy budget.

#### 5.4.2 Seasonal Variability

There is a clear seasonal cycle of surface EKE as can be seen in Figure 5.11. The analysis of surface EKE from lagrangian drifters data by *Hristova and Kessler* (2011) showed maximum values from April to June and minimum values from August to December. In the model, we indeed clearly get surface maximum values of EKE from March to May and minimum values from August to December. Therefore, our modeling results are in good agreement with the observational results of *Hristova and Kessler* (2011).

Figure 5.11 also shows that the March-April-May period corresponds to a high variability season within the Solomon Sea, and to a less extent east of the Solomon Islands. Analysis of the velocity field clearly shows that the high EKE level at the entrance of Solomon Strait is associated with the easterly SEC that flows through Solomon Strait and into the Solomon Sea during this period (as it is also evidenced in *Gourdeau et al.* (2013)). The location of the maximum of variability changes with seasons according to *Hristova and Kessler* (2011).

East of the Solomon Islands, the relatively large EKE signal likely reflects the enhanced eddy activity generated through barotropic instability of the SEC-SECC (South Equatorial Counter Current) system (*Qiu and Chen*, 2004; *Hristova and Kessler*, 2011), with maximum EKE values in March-April-May and minimum EKE values in September-October-November.

Within the 200-300 m depth range, the EKE seasonal variability (not shown) is still remarkable although it is lower than at the surface. The location of the patch of maximum

variability inside the Solomon sea is slightly shifted westward relative to one observed at surface, with value reaching  $500 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  (which is equivalent to a Rms velocity anomaly of  $\sim 22 \text{ cm s}^{-1}$ ). The EKE signature over this 200-300 m range of depth within the Solomon Sea seems to match the location of the NGCU. It likely reflects the own instabilities of the NGCU. North of the Woodlarks Islands, the EKE field is more widely spread.

In the GPC, the shape of the vertical profile of EKE (not shown) appears to be different from that computed inside the Solomon sea. Over the first 200 m, the EKE is relatively constant. Below 200 m depth, there is first an increase of EKE in the  $\sim 200\text{-}400$  m depth range and then a progressive decrease with depth.

## 5.5 Meso- and Submesoscales : a spectral view

All the previous findings indicate that the  $1/36^\circ$  resolution model of the Solomon sea provides a realistic picture of the actual circulation in the sea (at least with regard to existing observations) and that a major increase in the levels of variability is evidenced. This is associated with a better resolution of the variability features that populate this area.

Together with the clear signature of a number of mesoscale features, the emergence of smaller submesoscales is well apparent. The wealth of small-scales structures can be easily seen through the relative vorticity field of Figure 5.12a for example. This surface relative vorticity field reveals many small features such as frontogenesis stretching stirring process, filaments or even small coherent vortices at small of typically 10-40 km (that are certainly not well resolved by the model but that are “permitted” to be resolved by the model). Same small features can also be observed on salinity (Figure 5.12b) and temperature (Figure 5.12c).

The Solomon Sea straits are a source of meso- and submesoscale variability and/or the location of strong eddy fluxes as can be seen for example in Figures 5.13a (near Indispensable strait) and 5.13b (through Solomon strait). Straits geometry control for a part the scaling of the variability features. Bathymetry in general may be the source of variability and there are many examples looking for instance at relative vorticity movies of our simulation showing the generation of small scale eddies over seamounts or in the lee of many islands

A careful examination of all these features requires a detailed analysis and is not possible in the framework of the present paper. And the richness of the processes at work is already overwhelming. This will be clearly the subject of further investigations from this complex regional simulations. Looking at the eddy activity in the Solomon Sea has been approached recently by *Gourdeau et al.* (2013) from a  $1/12^\circ$  only resolution numerical model. At this stage, we decided to approach the problem in a rather synoptical way, using the tools of several recent works on submesoscales.

### 5.5.1 Spectral analysis

Turbulence theories applied to the studies of mesoscale and submesoscale dynamics provide powerful theoretical frameworks and tools. Spectral analysis are often performed to characterize the variance of oceanic processes at different scales and transfers of energy between different scales. Two approaches are commonly used today to study dynamics at mesoscales and submesoscales : the quasi-geostrophic (QG) and surface quasi-geostrophic

(SQG) theories. The quasi-geostrophic turbulence paradigm was originally proposed by *Charney* (1971). In the QG theory, the inverse cascade is characterized by a  $k^{-3}$  power law for the kinetic energy spectrum ( $k$  is the wavenumber) leading to a  $k^{-5}$  power law for the SSH spectrum. In the SQG theory (*Blumen*, 1978), the same inverse cascade would follow a  $k^{-5/3}$  power law for the kinetic energy spectrum and a  $k^{-11/3}$  power law for the SSH spectrum.

Using altimetric data, *Stammer* (1997) suggests that the sea level spectrum computed in regions of high KE well compare to the QG turbulence model. Recent studies of *Le Traon et al.* (2008), using the most recent altimetric dataset, show that slopes of SSH spectrum are in fact closer to a  $k^{-11/3}$  power law, which is in favor of the SQG turbulence theory. The difference of results may be due to the limitation in spatial resolution of observations.

The motivation of what follows is to take advantage of the high resolution model of the Solomon Sea to study meso- and submesoscales turbulence dynamics, and the way the energy is transferred between different scales. Therefore, wavenumber spectral analysis is performed and spectral slopes are characterized. Kinetic spectral fluxes are also evaluated.

### 5.5.2 Wavenumber SSH, SST and KE spectra

SSH, SST and KE wavenumber spectra are estimated in two-dimensional boxes characterizing various dynamical situations in the Solomon Sea region. The location of the boxes A, B and C is shown in Figure 5.14g. Due to the complicated topography of the Solomon Sea, the boxes considered here are not as large as the ones used in the studies of *Richman et al.* (2012), *Sasaki and Klein* (2012) and *Xu and Fu* (2011), but were chosen to be large enough to contain significant meso- and submesoscales features. As mentioned previously, the bathymetry of the Solomon Sea is very complicated. For this reason, it would not be reliable to consider wider domains for the spectral analysis because of the numerous small islands that could spuriously disturb the signal when applying a Fourier transform. The choice and the geometry of the zones of interest are determined so that they both take into account the physical limits that are imperatively imposed by the islands, but also include as much as possible the extent of the eddy-activity. In addition, due to the geometrical constraints, the boxes does not strictly have the same size. For this study, boxes are considered over three domains that are energetically contrasted : the first one is located at the south entrance of the Solomon Sea (box A), the second one is located inside the Solomon Sea (box B) and finally the third one is located east of the Solomon Sea (box C). At the entrance of the Solomon Sea, box A encompasses a region of low EKE. Box B is located over a high EKE region and box C is located in a low EKE region where the SEC flows. The Fourier decomposition required for the spectral analysis is performed on regions with  $150 \times 150$ ,  $112 \times 112$  and  $220 \times 220$  grid points corresponding to boxes A, B and C respectively. Daily output fields are used to compute the SSH, SST and KE spectrum. The daily spectra are then averaged over two years (1995-1996) to produce a mean spectrum of SSH, SST and KE for each box. Let us point out that the two years that were chosen are not characteristic of ENSO events : they are intentionally chosen as “normal” years to avoid impacts of particular ENSO events.

SSH, SST and KE spectra are computed as a function of the horizontal wavenumber magnitude after azimuthal integration in wavenumber space. SSH and SST fields are made doubly periodic in both zonal and meridional directions by doubling boxes size in the same



way as in *Lapeyre (2009)* and *Sasaki and Klein (2012)* to allow Fourier analysis of the non-periodical signal. The signals were then detrended before computing Fourier transforms. Let us mention in addition that here, KE is computed (contrary to the previous Section 4) from the geostrophic velocity field derived from the SSH field and not from the full velocity. This is motivated by the willingness to adopt the same computing approach than the studies by *Richman et al. (2012)*, *Sasaki and Klein (2012)* and *Xu and Fu (2011)* in order to compare to their results. However, contrary to *Xu and Fu (2011)*, the mesoscale band was not restricted to 70-250 km to estimate the spectrum slope since we are not constrained as they were, by the specific nature (and the noise level) of altimetric data.

Figure 5.14a, b, c give examples of the SSH, SST and KE wavenumber model spectra respectively, for the only box A. The results are similar for boxes B and C and were not found useful to present. The SSH wavenumber spectra follow a  $k^{-4}$  slope in all boxes. This slope is close to that predicted from the SQG turbulence theory and is consistent with the results of *Sasaki and Klein (2012)* and *Richman et al. (2012)*. For the SST, the computed wavenumber slope is of the order of  $k^{-2}$ . This result corroborates those of *Sasaki and Klein (2012)*. Finally, for the KE, the spectrum slope is found to be of order  $k^{-2}$  for the three boxes, which is again consistent with results of *Sasaki and Klein (2012)*.

This compliance of the model spectra with the SQG theory is seen as a strong result that was not fully expected given the previous findings in low latitudes by *Xu and Fu (2011)*.

Beyond this specific point on SQG theory, one other key point here is that an inverse cascade is active even from quite small scales, then highlighting the actual dynamical impact of small scales on the larger scales.

### 5.5.3 Kinetic energy spectral flux

Ocean dynamics is strongly nonlinear in the Solomon Sea and is characterized by intense interactions and transfers of energy between scales. To study how energy is transferred between different spatial scales, the KE spectral flux  $\Pi$  (which is the flux of energy through wavenumbers) is computed. This flux arises in particular through the advective terms of the momentum equations. Precisely, it is computed as the integral of the local horizontal advective term from the wavenumber  $k$  to the largest wavenumber  $k_{max}$  (see e.g. *Scott and Wang (2005)* and *Sasaki and Klein (2012)*) :

$$\Pi(k) = \int_k^{k_{max}} -\mathbb{R} \left[ \widehat{u}_g^* \cdot (\widehat{u}_g \cdot \widehat{\nabla}_h u_g) \right] (k) dk, \quad (5.1)$$

where,  $u_g$  is the horizontal geostrophic velocity field estimated from the SSH,  $\nabla_h$  the horizontal gradient operator and  $k_{max}$  the wavenumber corresponding to the grid size. The caret indicates the horizontal spectral transform, the asterisk notation is the complex conjugate and  $\mathbb{R}$  is the real part of the Fourier transform. For this computation, the same doubly periodic boxes as in the spectral analysis above are considered (see *Sasaki and Klein (2012)*).

Similarly to the spectra computation, the spectral KE fluxes are computed from daily fields over the 1995-1996 period and a mean spectral kinetic energy flux is then produced. In both boxes A and B (Figure 5.14a, b), the KE spectral flux is predominantly negative, which indicates a predominantly inverse cascade. This result also shows that the kinetic energy is transferred from smaller to larger scales within a large spectral range. In box C

(Figure 5.14c), the kinetic energy spectral flux changes sign at the wavenumber corresponding to a physical scale of 25 km. From this wavenumber, there is a negative kinetic energy spectral flux towards larger scales and a positive flux towards smaller scales. In other terms, both an inverse energy cascade toward large scales and a direct (dissipative) energy cascade toward smaller scales are observed in this region. It is interesting to see in this later case the coexistence of the two cascades, and in particular to observe a direct cascade below 25 km. In addition, 25 km marks the limit of the model resolution based on the notion of effective resolution (*Skamarock, 2004; Marchesiello et al., 2011*). Indeed, 25 km in the Solomon Sea region corresponds to  $\sim 8\delta x$  (that roughly give an estimate of the effective resolution in numerical models), where  $\delta x$  is the horizontal nominal resolution (which is  $\sim 3$  km in this model).

Overall, these KE flux computations make more clear the actual scale range of the inverse cascades and the quite small scales it starts to be acting.

## 5.6 Conclusion

A  $1/36^\circ$  high resolution model configuration has been developed in order to provide a consistent scheme of the Solomon Sea circulation. The circulations in the Solomon Sea are of importance since this region represents a transit area for the South Pacific Low Latitude Western Boundary Current flowing from the subtropics to the equatorial Pacific. When compared to available observations, the model surface and thermocline circulations proved to be quite realistic (e.g. *Lindstrom et al. (1987, 1990); Kessler and Gourdeau (2007); Maes et al. (2009); Cravatte et al. (2011); Hristova and Kessler (2011); Gasparin et al. (2012); Kessler and Cravatte (2013)*). With regard to the previous simulations of *Melet et al. (2010a)*, improvements are seen for the main pathway of the NGCU within the Solomon Sea around the Woodlarks Islands. Significant differences are observed for the current structure east of the Solomon Sea : while the model captures the NICU along the eastern coast of the island of New Ireland, a mean SICU is no longer observed along the eastern coasts of the Solomon Islands. Instead, the model simulates a seasonally intermittent SICU. Several other detailed features in relation to bathymetric signature are also improved or modified but it is difficult at this stage to assess their validity as the needed corresponding observations are missing. The flows through the straits of the Solomon Sea are important for determining the different equatorward pathways of the the Solomon Sea waters. A faithful representation of such flows is therefore important and a detailed analysis of flows through straits have been carried out.

Overall the Solomon Sea circulation patterns from the  $1/36^\circ$  model are consistent with the literature. The process is “convergent” in the sense that new findings do not contradict, but rather refine and improve the existing picture of those circulations and of the western boundary routes from the subtropics to the Equator. The SICU might be one exception if the  $1/36^\circ$  model result in this regard is confirmed by future specific observations.

Our high resolution model simulation provides very complex and rich information about the Solomon Sea circulations, such that it raises specific issues for the analysis, not only in terms of computing constraints. Indeed, defining a good strategy for analysis and diagnostics becomes far from straightforward. The richness of the model information is only very partially compliant with observations. It is thought that a back and forth

interaction strategy might be built between model and observations to clarify several physical points the priority of which is not necessarily clear at first sight. We believe that this will become more and more an issue as increasingly high resolution and complex models will be developed without the concomitant observational data base.

The  $1/36^\circ$  model simulation exhibit an intense variability at the mesoscales and some variability at the submesoscales is also clearly observed. A striking result is the increase by 30 to 40% in the level of eddy kinetic energy observed everywhere, including at depth, with regard to the numbers that were obtained with the  $1/12^\circ$  resolution model. The overall level and seasonal cycle of the surface model eddy kinetic energy within the Solomon Sea is in agreement with altimetric satellite and with drifter observations (*Melet et al.*, 2010b; *Hristova and Kessler*, 2011). At the surface, the variability distribution seems quite well related to horizontal and/or vertical shears of the currents and/or bathymetric features. For the subsurface the variability seems to be more related to instabilities of the New Guinea Undercurrent.

We have taken advantage of having a  $1/36^\circ$  relatively fine resolution to explore smaller scales in the Solomon Sea. This includes submesoscale eddies and filaments associated to mesoscale eddies interaction but also many features that are in relation with the complex bathymetry of this region. Several high resolution numerical model simulations have been analyzed for wavenumber spectral slopes in some more or less energetic regions of the world ocean (*Capet et al.*, 2008b; *Sasaki and Klein*, 2012; *Richman et al.*, 2012). In the present  $1/36^\circ$  resolution model simulations, the SSH wavenumber spectrum has a slope of  $k^{-4}$  in the three boxes under consideration even though they are quite distinct dynamically and energetically. On the other hand, the kinetic energy spectrum of the model exhibits a slope of  $k^{-2}$ . These results do not compare well with the results of *Xu and Fu* (2011) but rather are more consistent with studies by *Sasaki and Klein* (2012) and close to the predictions of the SQG turbulence theory.

In this study, the slope of spectrum does not vary a lot between the three different boxes that have been considered. In particular, there is not a clear difference for the spectrum slopes in regions of low EKE relatively to region of high EKE. In all situations, inverse cascades are characterized even at small scales than showing a clear impact of small scales on larger scales. This is another important result of this work together with the agreement with the SQG theory.

One could have expect some difficulties based on the fact that previous turbulence theories assume an isotropic context. Yet, the complexity of the Solomon Sea domain and of the bathymetry together with the actual anisotropy of the Solomon Sea circulation should make the assumption rather irrelevant in the case. This is interesting to notice nevertheless, that the wavenumber spectrum from the  $1/36^\circ$  model seem little affected and provide results that are close to those turbulence theories.

Clearly our results are limited by the model shortcomings. For instance, the model does not take into account (or properly resolve) some important physical processes, especially tides and internal waves. We also critically lack an observational data base to more carefully assess the model results and deficiencies. Further work should be done in these two directions together. On the short term, the results of the dedicated PANDORA campaign should provide valuable additional observations (*Eldin et al.*, 2013).

### Acknowledgment

This research has been conducted with the support of the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). This work was granted access to HPC resources under the allocations x2012-010727 and x2013-010727 attributed by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif) to the DRAKKAR project, simulations being carried out at both the IDRIS and CINES super-computer facilities.

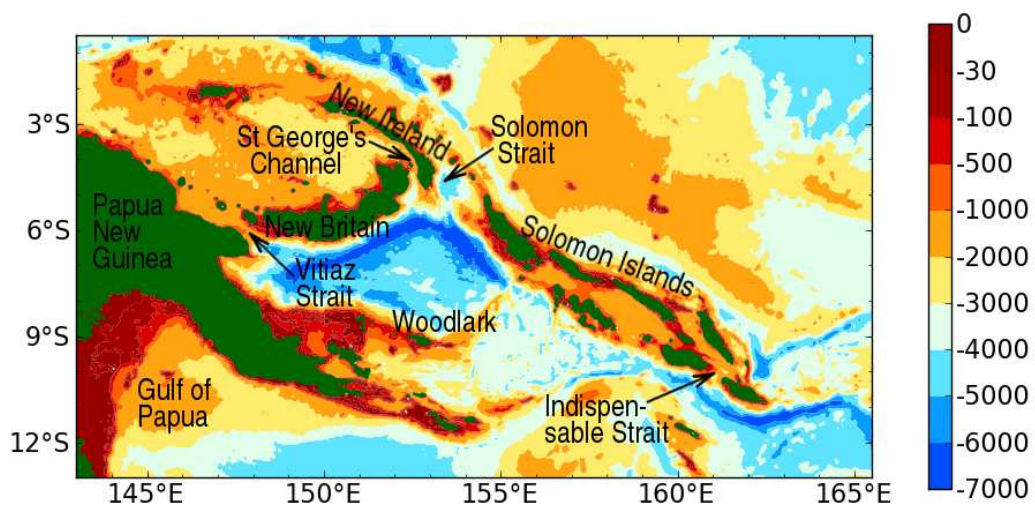


Fig. 5.1 – Geography and Bathymetry of the Solomon Sea (depth in m).

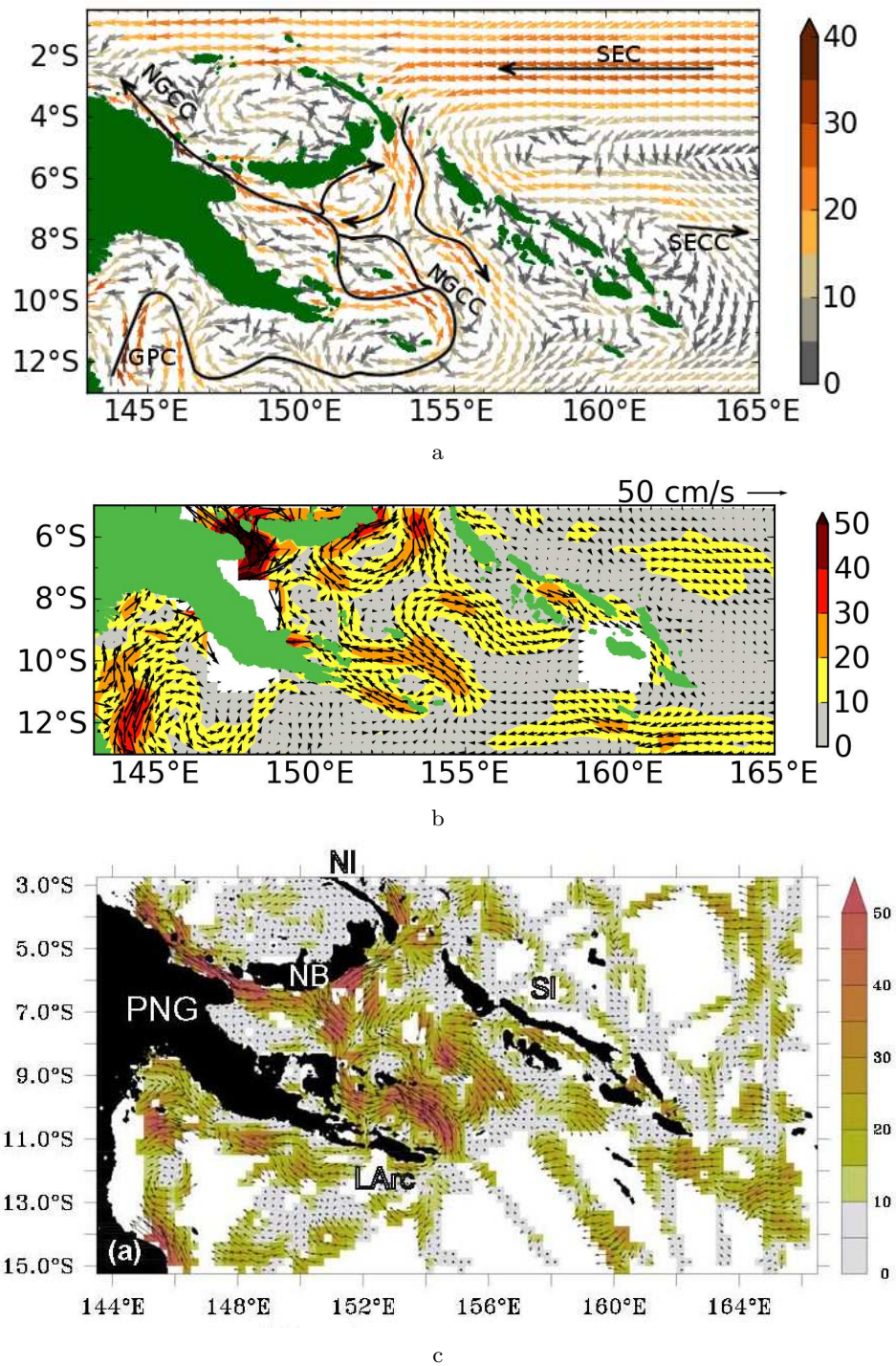
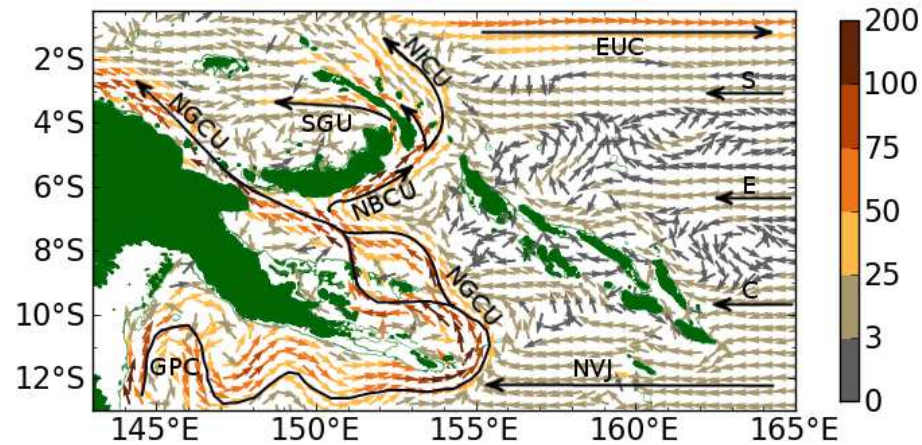
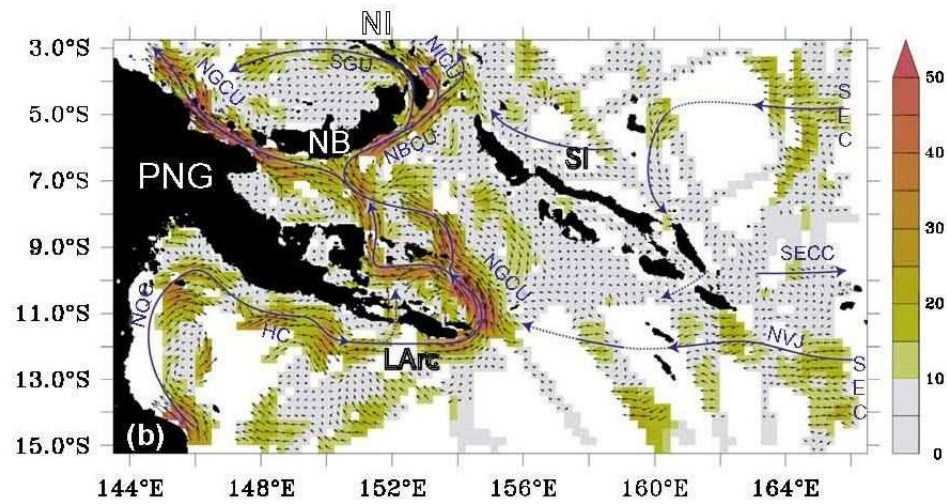


Fig. 5.2 – Surface Circulation in the Solomon sea from the 1/36° model at 10 m (a), from AVISO data (b) and from SADC data (*Cravatte et al., 2011*) (c).



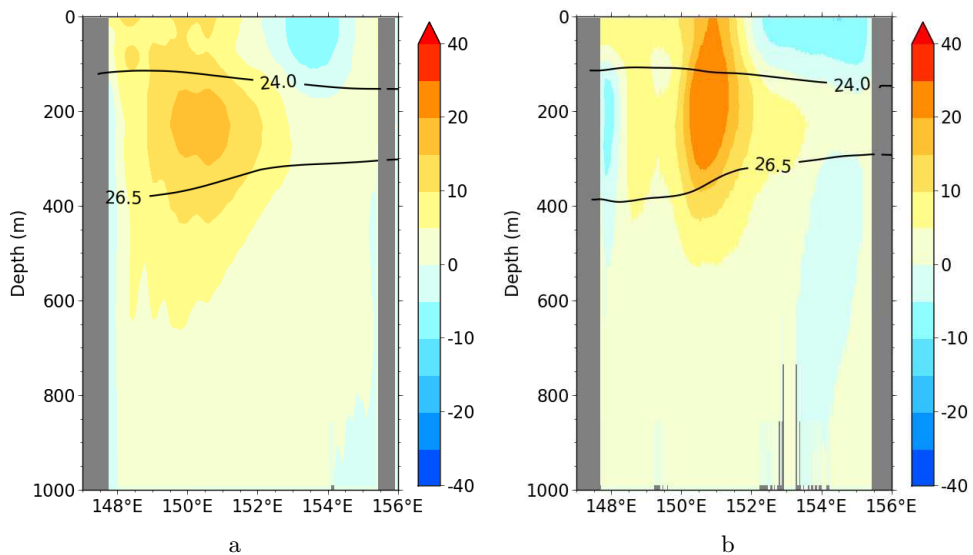


a



b

Fig. 5.3 – Circulation in the Solomon sea in the thermocline over  $\sigma = 24 - 26.5 \text{ kg/m}^3$ , from the  $1/36^\circ$  model (a), and from SADC data (*Cravatte et al., 2011*) (b).



a

b

Fig. 5.4 – Geostrophic velocity section at  $7.4^\circ\text{S}$  from CARS climatology (a) and from the  $1/36^\circ$  model (b). Unit : cm/s.

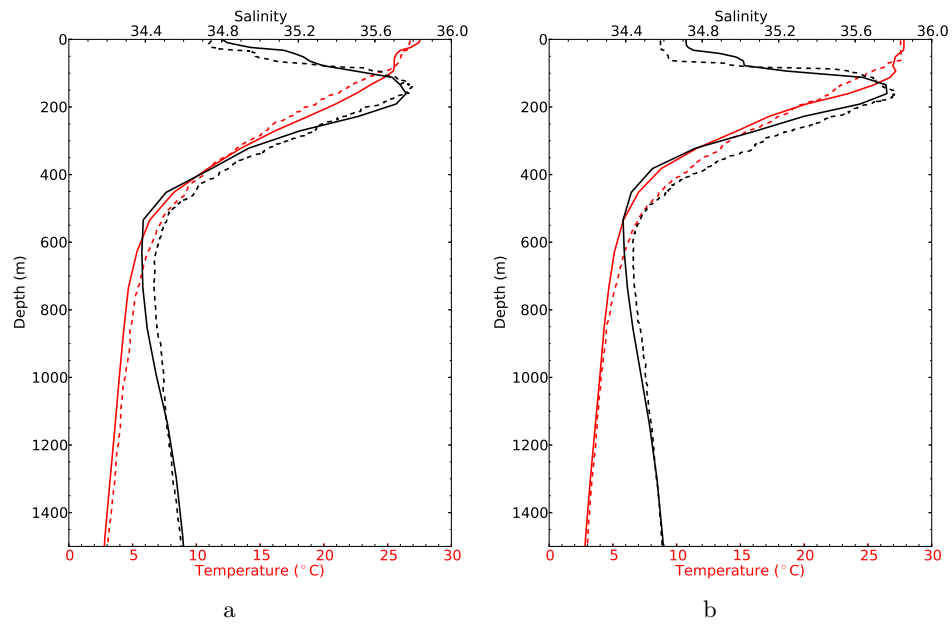


Fig. 5.5 – Temperature and salinity profiles from the FLUSEC cruise (dashed line) and from the  $1/36^\circ$  model (full line) at  $154^\circ 56.61'E$ ,  $11^\circ 36.63'S$  (a) and at  $155^\circ 55.82'E$ ,  $11^\circ 06.95'S$  (b) on Aug. 19, 2007.

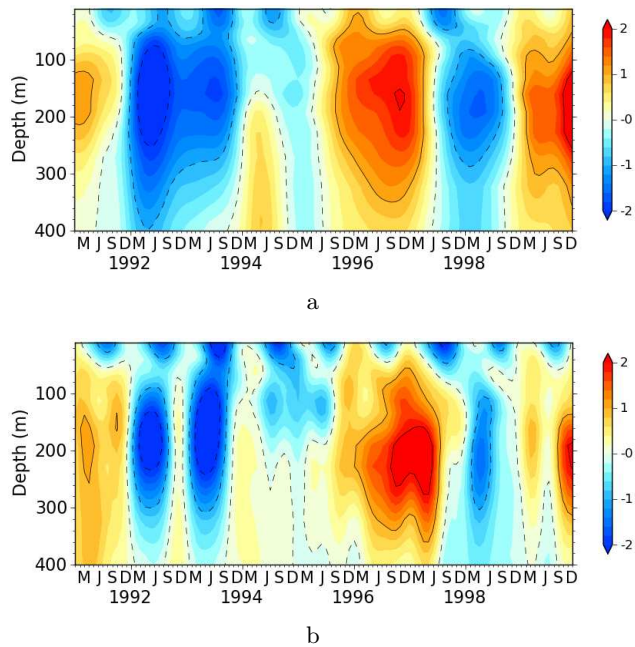


Fig. 5.6 – 1993-1999 interannual variation of the temperature anomaly over the  $[11^\circ S-5^\circ S]$  range of the Auckland-Solomon Strait XBT transect from the XBT observations from *Kessler and Cravatte* (2013) (a) and from the high resolution model (b). Unit :  $^\circ C$ .

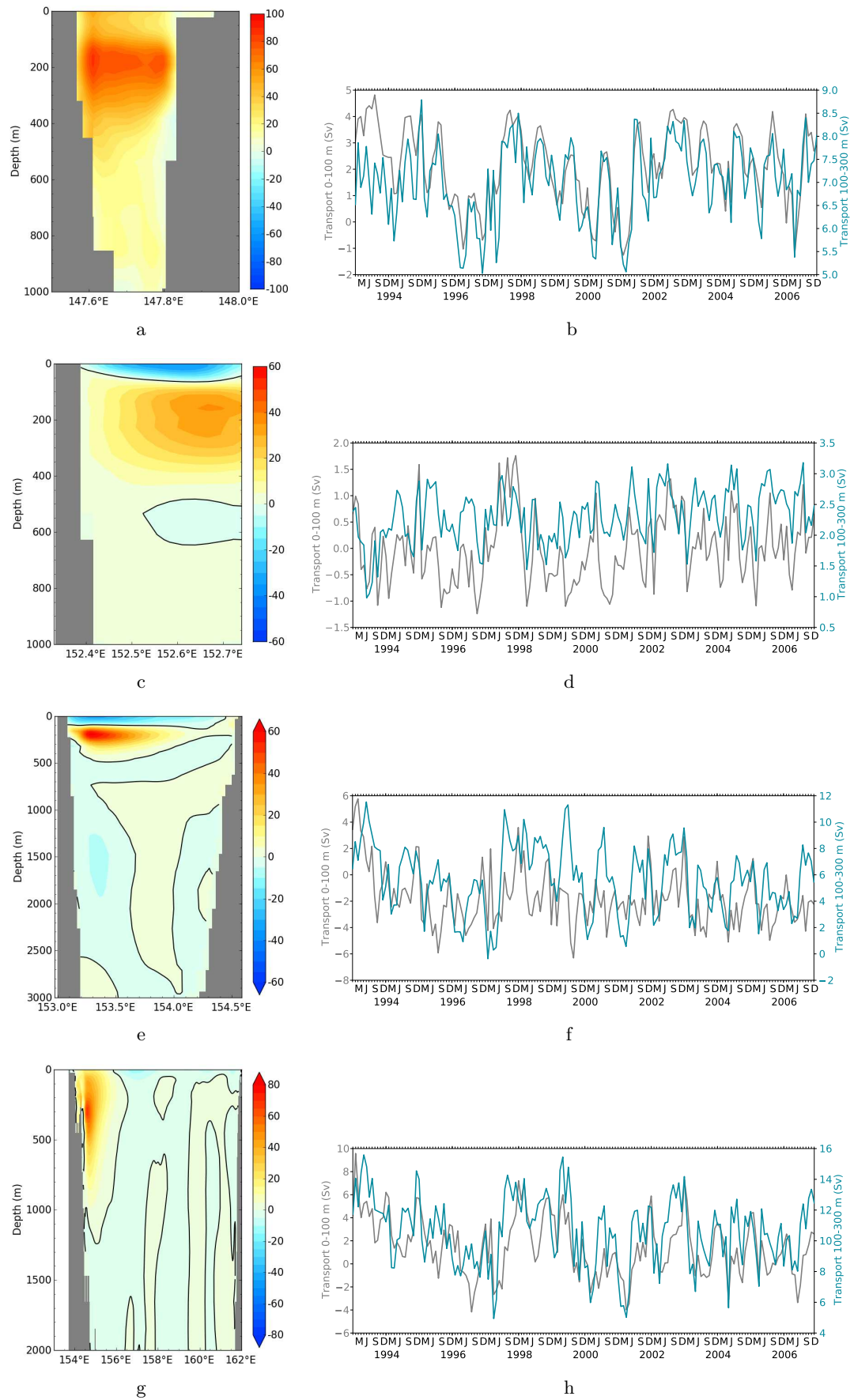


Fig. 5.7 – Velocity section and time evolution of transport at Vitiaz Strait (a, b), St George's channel (c,d), Solomon Strait (e,f) and through the southern Solomon Sea section (g,h).



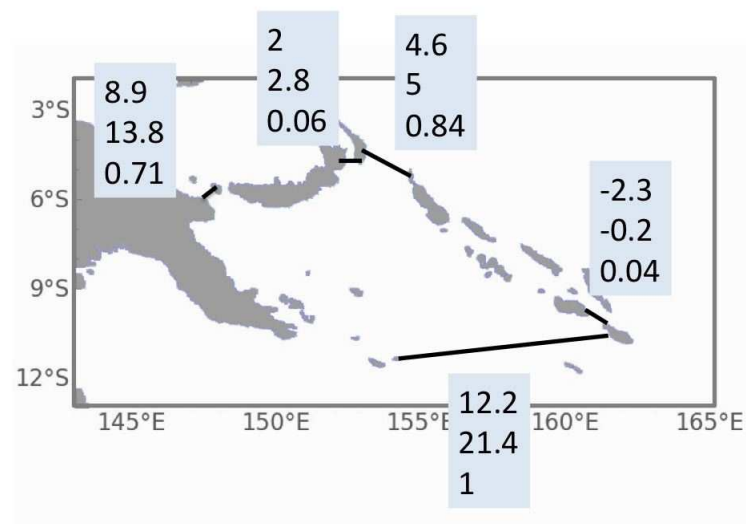


Fig. 5.8 – Model transport estimates in the main Solomon Sea straits (Vitiavz Strait, St George's Channel, Solomon Strait and Indispensable Strait) and through the southern section : 0-300 m transport, full depth transport (Unit : Sv). The third numbers show the correlations between the southern section transport and the thermocline transports within the corresponding strait.

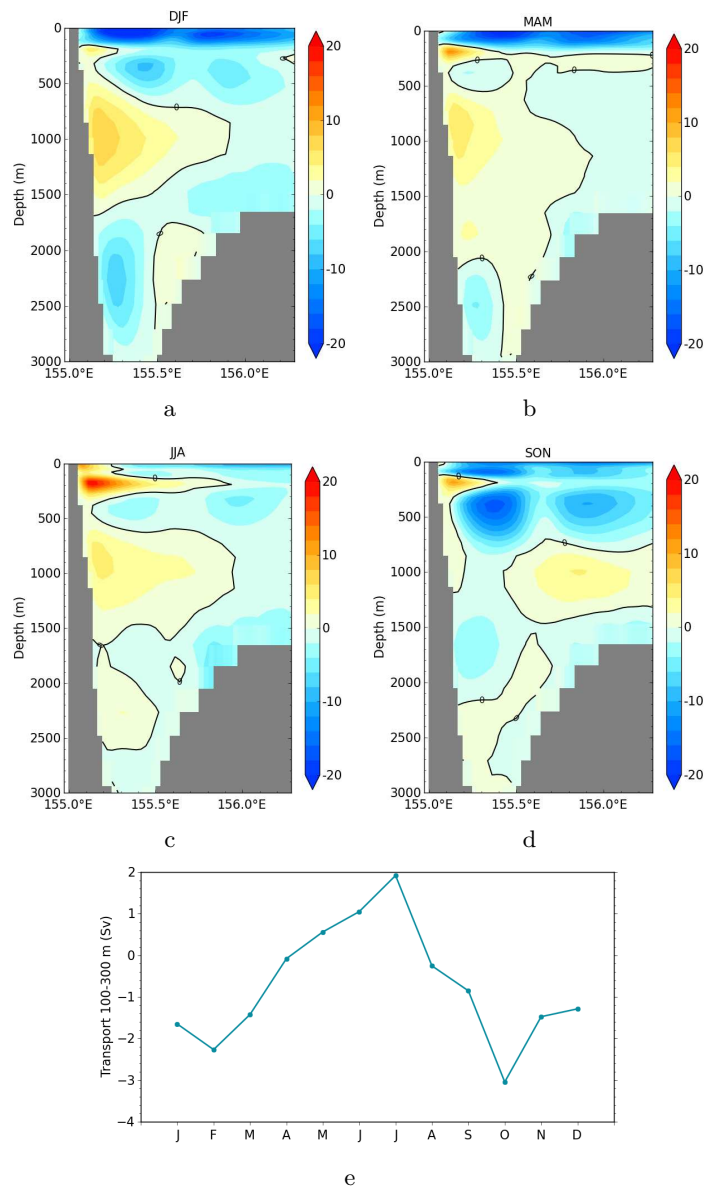


Fig. 5.9 – Velocity sections of the meridional flow in a section east of the Bougainville Island (and characterizing the SICU) for the four seasons (a, b, c, d) and seasonal cycle of transport (e). Velocity scale is cm/s.

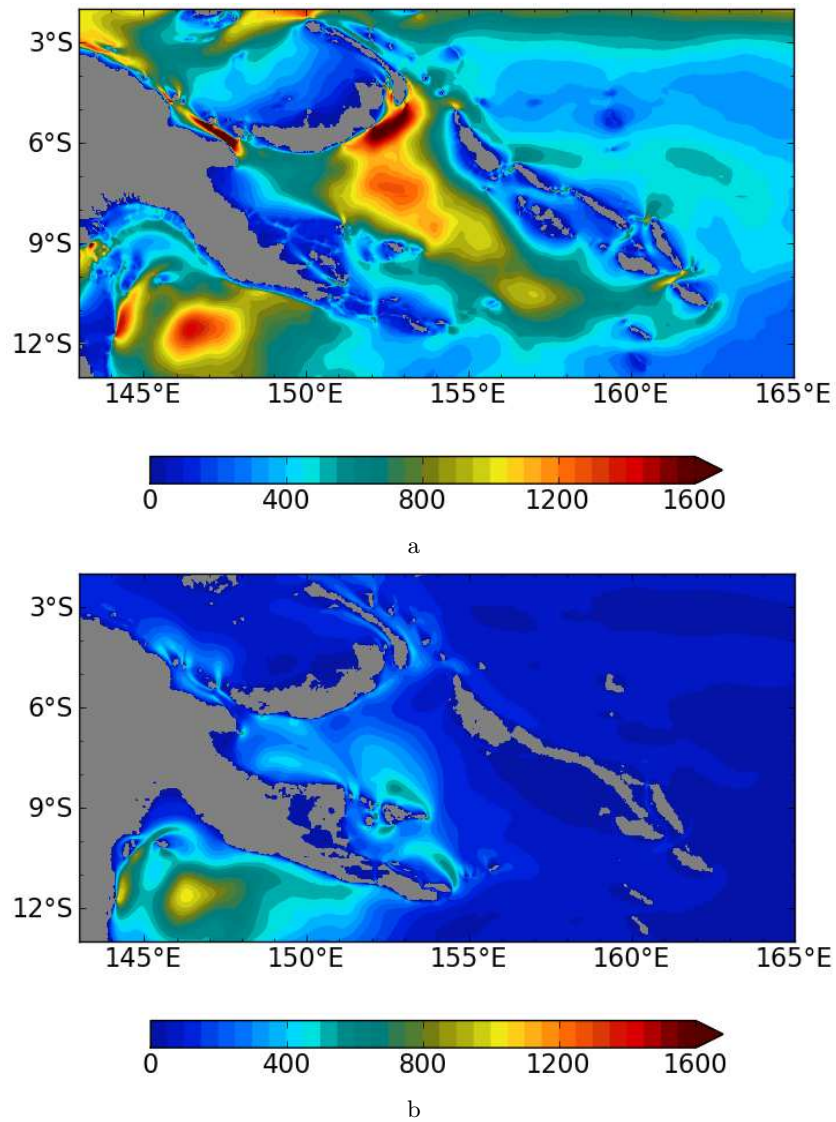


Fig. 5.10 – EKE fields ( $cm^2s^{-2}$ ) at 10 m (a), and over the 200-300 m range (b) averaged over the 1993-2007 period.

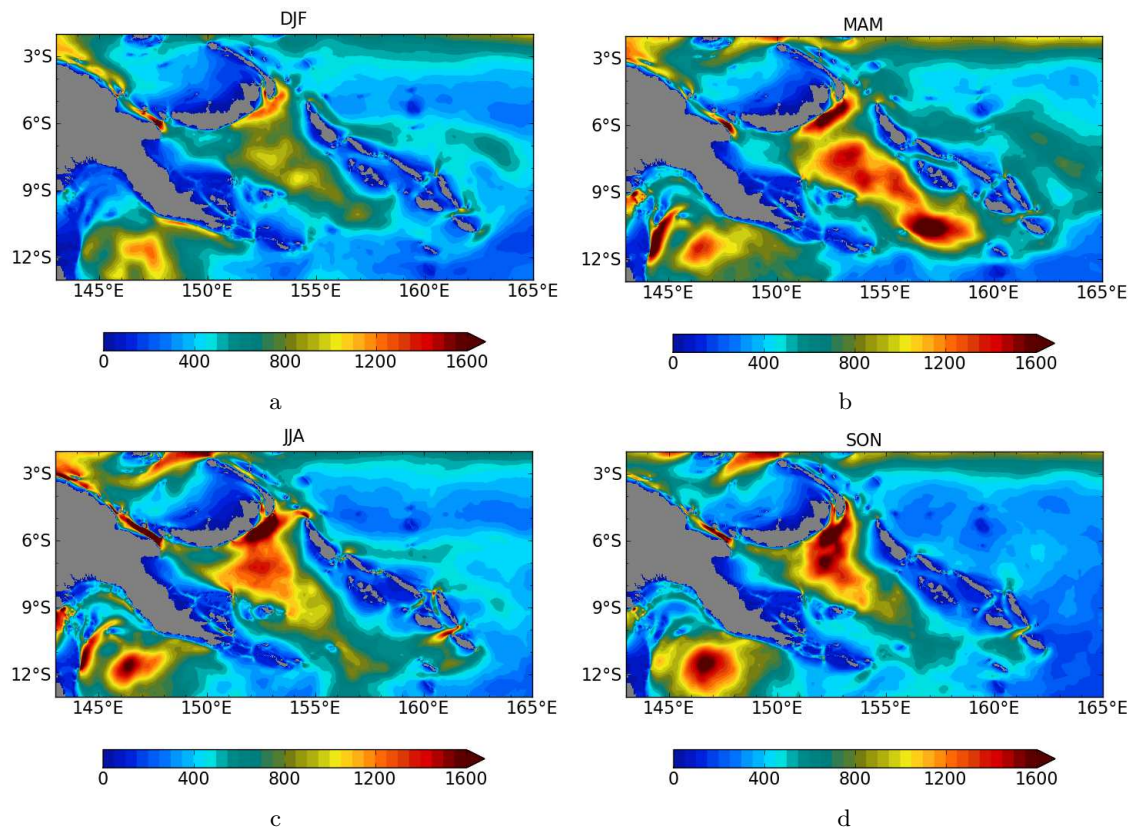


Fig. 5.11 – Seasonal variability of surface (10m) EKE fields averaged over the 1993-2007 period.

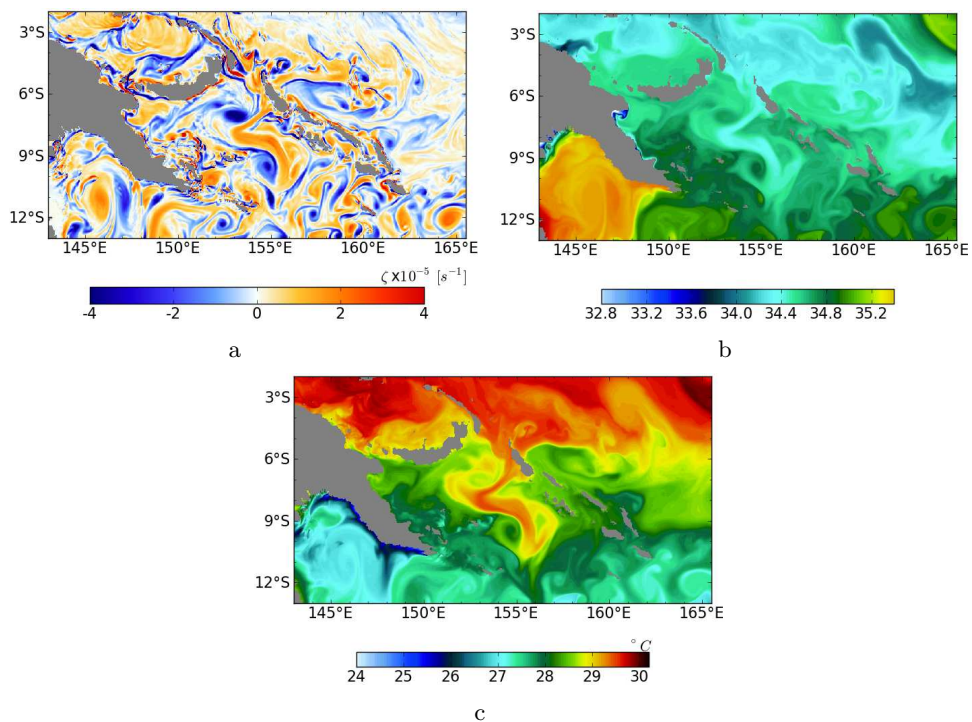


Fig. 5.12 – Example of surface relative vorticity (a), salinity (b) and temperature (c) fields on Nov. 9. 1994. Blue and orange crosses correspond respectively to cyclonic and anticyclonic eddies.

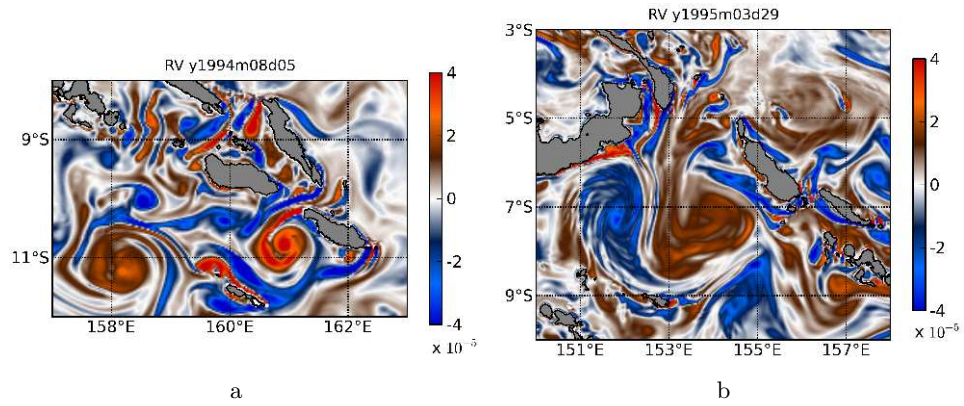


Fig. 5.13 – Examples of relative vorticity fields showing small structures in vicinity of Indispensable Strait (a) and large mesoscales features entering Solomon Strait (b)

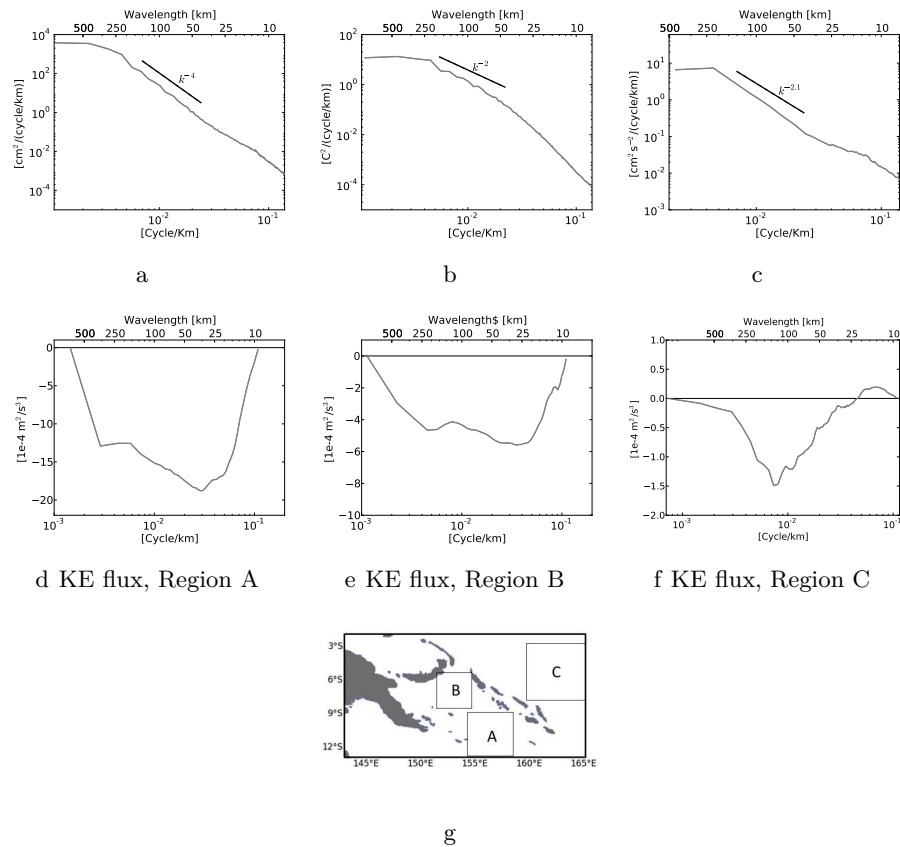


Fig. 5.14 – SSH, SST and KE wavenumber spectrum for box A (a, b, c) and KE fluxes for box A (d), B (e), C (f). Locations of boxes A , B and C (g).

## 5.7 Compléments

Nous présentons ici de façon détaillée la validation des modèles mis en place avec les observations disponibles exposées dans le chapitre 2. Cette partie, bien qu'elle ne puisse pas figurer dans l'article, est aussi importante. Nous allons d'abord présenter la validation du modèle régional  $1/12^\circ$  et du modèle  $1/36^\circ$  et enfin l'apport du modèle  $1/36^\circ$  par rapport au modèle  $1/12^\circ$ .

### 5.7.1 Validation du modèle régional $1/12^\circ$

Comme énoncé dans le chapitre 4, nous disposons de deux modèles régionaux forcés aux frontières par les OBC : un modèle  $1/12^\circ$  utilisé seul sans le modèle raffiné  $1/36^\circ$  sur la région de la mer des Salomon et un second modèle  $1/12^\circ$  utilisé avec le modèle raffiné  $1/36^\circ$ . Dénommons le premier SOSMOD12 et le second SOSMOD12-AGRIF (comme dans le chapitre 4). Etant donné que SOSMOD12-AGRIF a reçu des rétroactions du modèle  $1/36^\circ$ , la validation du modèle  $1/12^\circ$  est effectuée sur le modèle SOSMOD12.

#### Circulation en surface

Les courants en surface sont présentés à la figure 5.15a. La circulation moyenne en surface simulée par le modèle  $1/12^\circ$  est en bon accord avec celle décrite par les observations de *Hristova and Kessler* (2011). Les principales veines de courant dans le modèle sont respectées par rapport aux observations.

#### Circulation en subsurface

En subsurface, la figure 5.16 nous permet de comparer la circulation moyenne entre les profondeurs 100 et 300 m avec celle obtenue à partir des données SADCPC compilées par *Cravatte et al.* (2011). La circulation à l'intérieur de la mer des Salomon est dominée essentiellement par le NGCU. Ce dernier courant, issu du NVJ et du GPC (ou HC : ancienne appellation) s'écoule vers le nord pour sortir par les détroits de Vitiaz (principalement), de Salomon et par le chenal  $S^t$  George. Remarquons la double circulation du NGCU au niveau de Woodlarks. Les courants simulés par SOSMOD12 semblent être bien cohérents avec les observations.

#### Section de courants

Comme déjà énoncé dans le chapitre 4, la position  $2^\circ\text{S}$ ,  $142^\circ\text{E}$  est importante pour l'étude du NGCU (*Ueki et al.*, 2003). Une section du courant zonal simulé (fig. 5.17) à cette position est comparée à celle des observations (*Ueki et al.*, 2003) en août 1997. La structure des courants est globalement bien représentée par le modèle. L'intensité des courants est aussi dans l'ensemble bien simulée. Cependant, le NGCU simulé s'étend moins plus en profondeur que dans les observations.

Dans la mer des Salomon, la figure 5.18 permet de comparer les courants au niveau du détroit de Salomon aux observations (basées sur des données SADCPC (*Cravatte et al.*, 2011) collectées au cours de diverses campagnes passées). Globalement, les courants issus



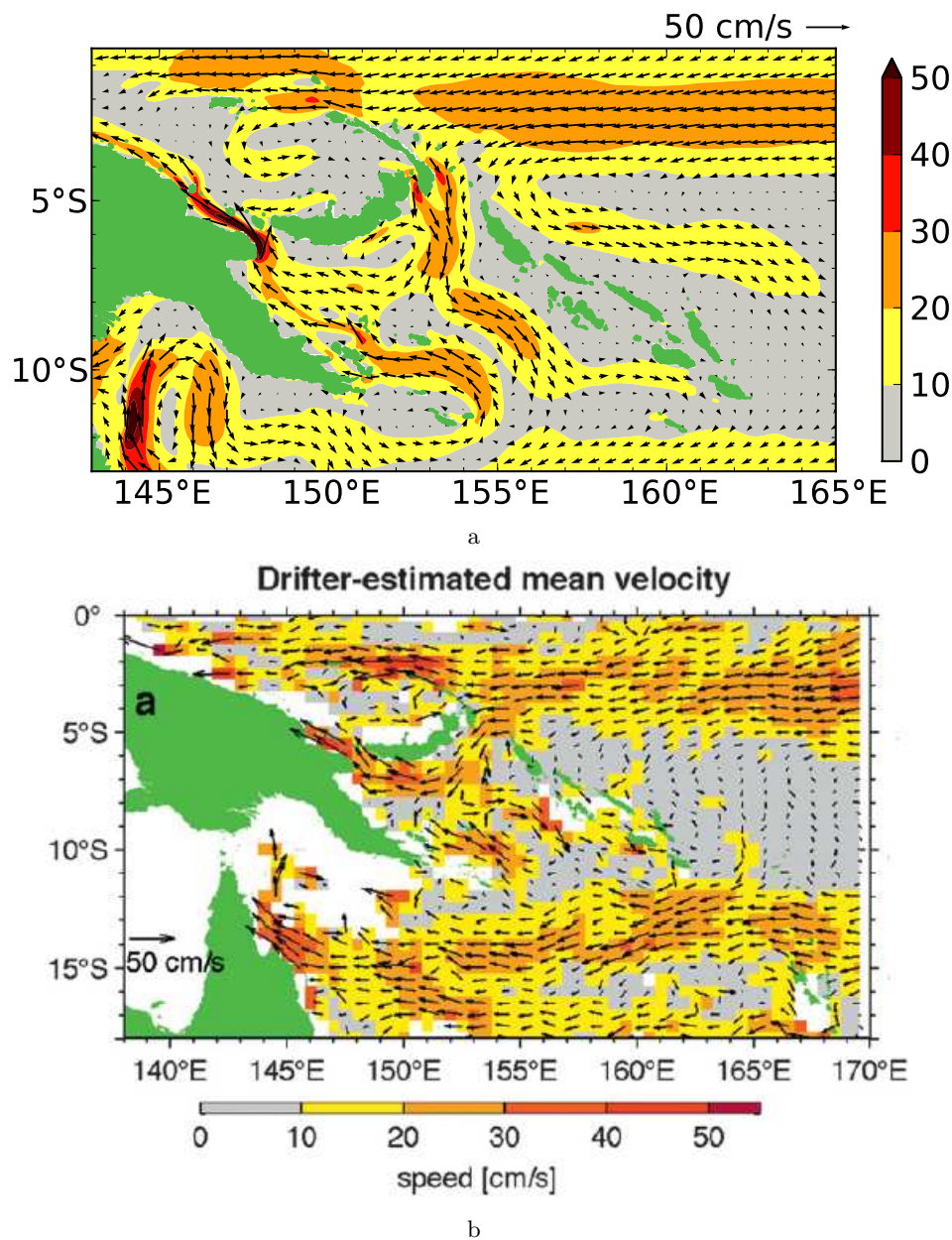


Fig. 5.15 – Circulation en surface (en cm/s) à partir du modèle régional SOSMOD12 (a) sur la période 1993-2000 et des observations (b) (extrait de *Hristova and Kessler (2011)*). Pour les vecteurs de vitesse issus du modèle, 1 point sur 6 est tracé.

du modèle SOSMOD12 sont en bon accord avec les observations bien que les périodes utilisées pour le diagnostic soient différentes de celles des campagnes. Les courants de surface vers le sud sont très confinés sur le bord ouest et sont moins intenses. On note une bonne structure barocline de courant très intensifié sur le bord ouest. Le contre courant en subsurface est beaucoup plus faible.

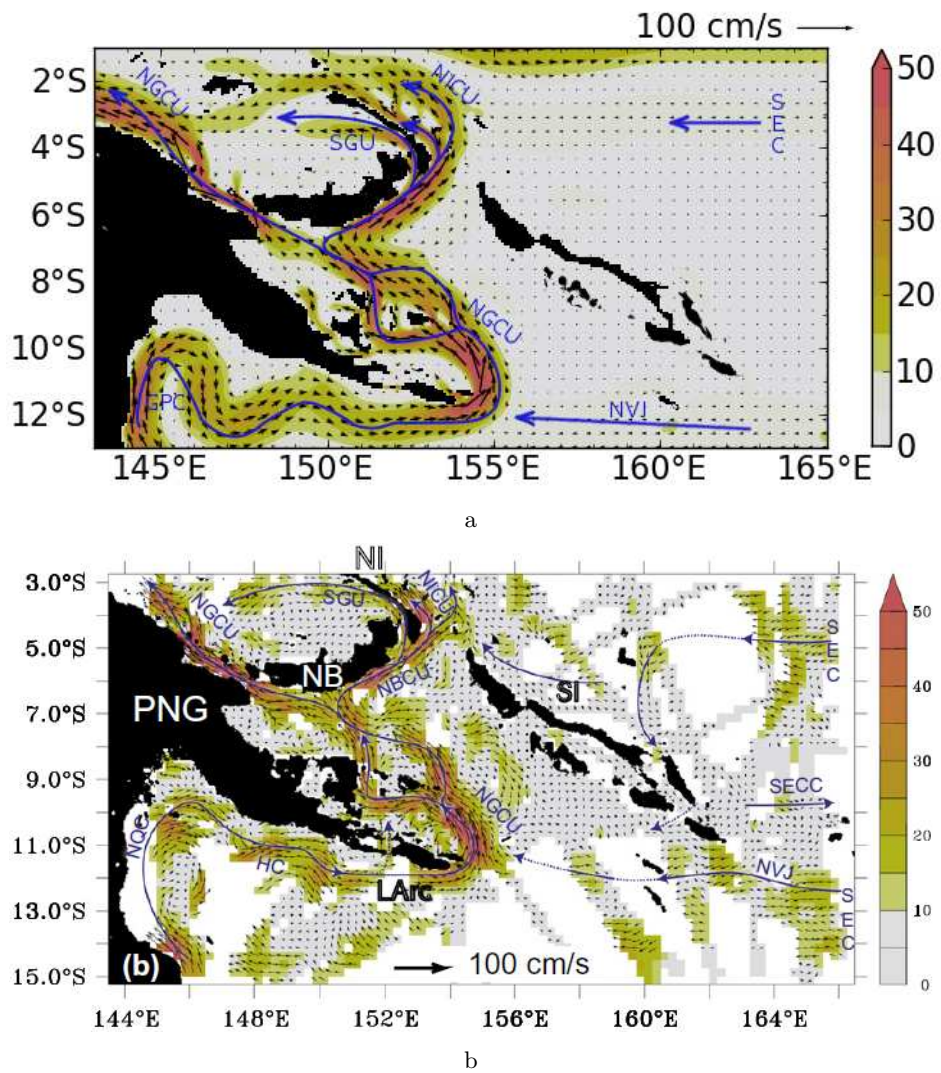


Fig. 5.16 – Circulation moyenne (en cm/s) entre 100-300 m issue du modèle régional SOSMOD12 (a) et issue des données SADC (extrait de *Cravatte et al. (2011)*). Les vecteurs vitesses sont tracés tous les 5 points.



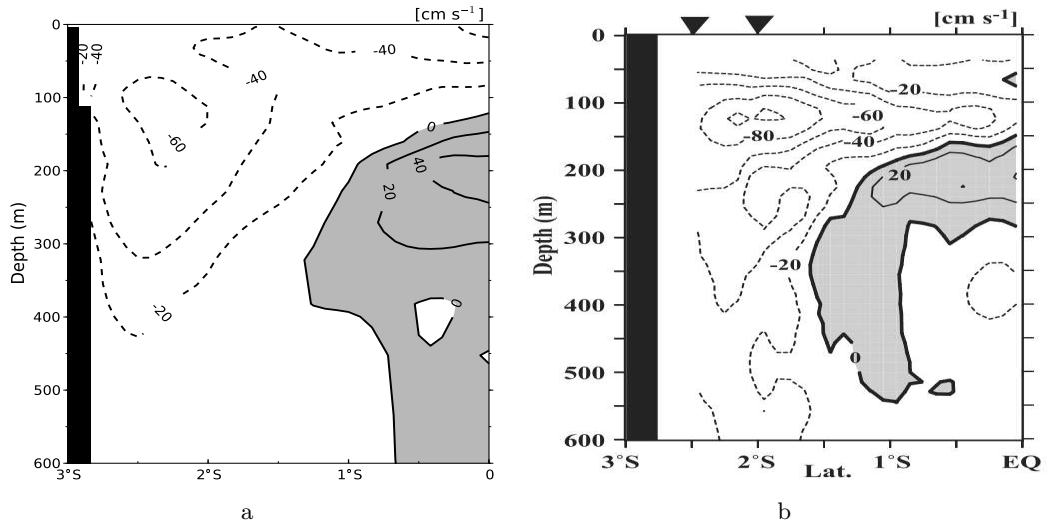


Fig. 5.17 – Coupe verticale des courants zonaux à 142°E de août 1997 pour le modèle SOSMOD12 (a) et les observations (b) (tiré de *Ueki et al.* (2003) sur la même période).

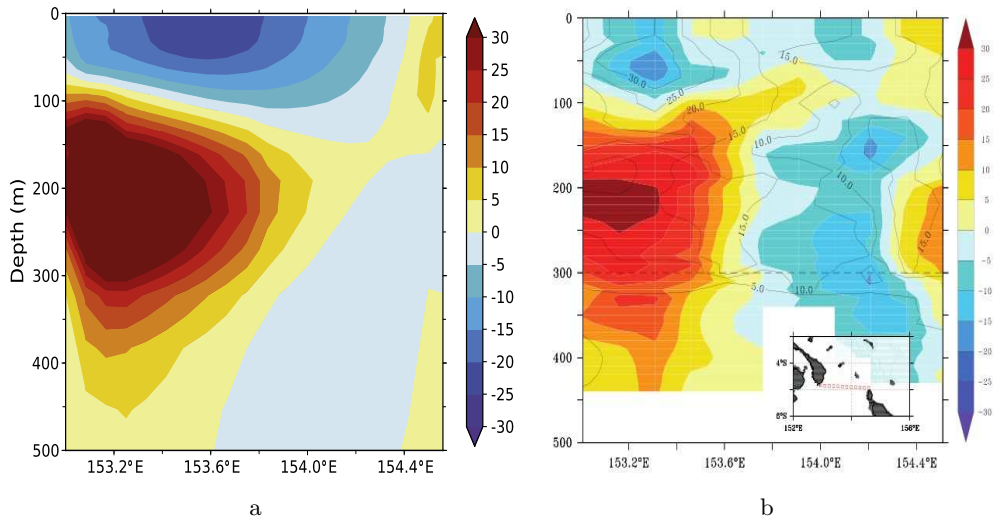


Fig. 5.18 – Vitesses méridiennes dans le détroit de Salomon pour le modèle SOSMOD12 (a) et les observations SADC (b) (tiré de *Cravatte et al.* (2011)).

### Coupe verticale de Température et de salinité

Les traceurs ont été aussi validés grâce aux données de la climatologie CARS. Comme on peut le remarquer sur la figure 5.19, la température et la salinité simulées sont très similaires aux données de la climatologie CARS. Dans les deux jeux de données, la bande de maximum de salinité est localisée entre 100 et 200 m de profondeur. Dans cette gamme de profondeur, le maximum de salinité à 165°E s'étend jusqu'à ~163°E, et ~158°E. On note également un maximum local vers 155°E. Les structures de températures simulées sont en bon accord avec celles observées. Les masses d'eau simulées sont légèrement plus froides et moins salées en-dessous de 300 m de profondeur.

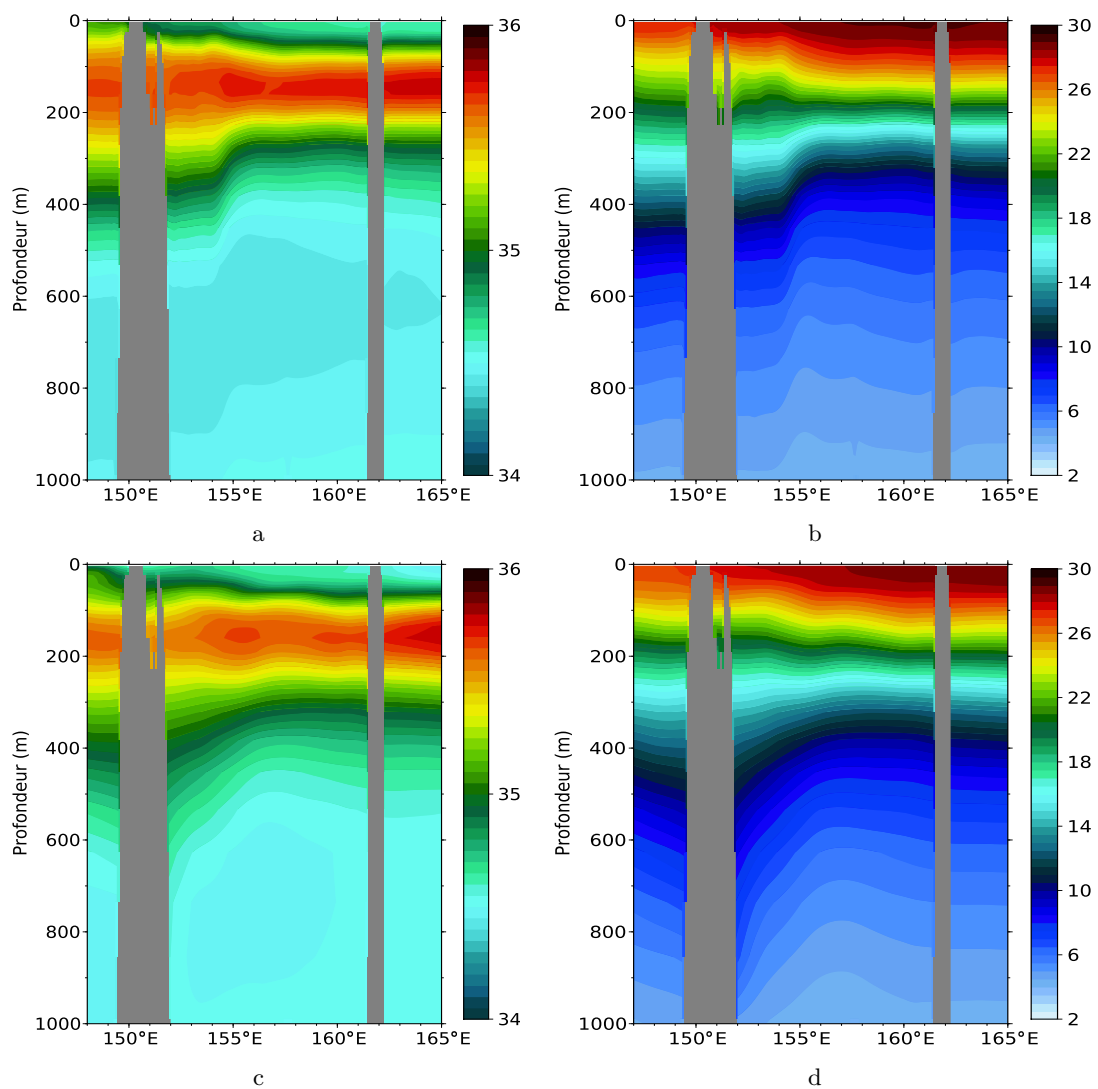


Fig. 5.19 – Coupes verticales à 10.6°S de la salinité (a) et de la température (en °C) (b) issues du modèle SOSMOD12 sur la période 1993-2000. (c) coupes verticales de la salinité et de la température (d) (en °C) issues des données de la climatologie CARS.

### 5.7.2 Validation du modèle haute résolution 1/36°

#### Coupe verticale de courants à 165°E

165°E représente la frontière est du modèle 1/36° (dans le modèle 1/12°). La figure 5.20 décrit la structure des courants géostrophiques de la surface en profondeur à 165°E. Comme on peut le voir, les courants simulés sont en bon accord avec la climatologie CARS.

Le SEC s'étend de la surface à ~300 m (respectivement à 350 m) avec une intensité maximale de ~30 cm/s (respectivement à 40 cm/s) pour le modèle (respectivement pour la climatologie CARS). Par rapport aux données CARS, le SEC simulé s'étend beaucoup moins en latitude (jusqu'à 5.5°S contre 6°S pour CARS).

Avec une intensité maximale de ~10 cm/s et s'étendant jusqu'à 200 m de profondeur, le SECC simulé présente des structures comparables à celle de CARS.

L'EUC montre un noyau situé entre 100-300 m pour le modèle et CARS. Néanmoins, l'EUC simulé paraît plus intense que celui observé. Le NVJ simulé a une structure et une intensité comparables à celles observées.

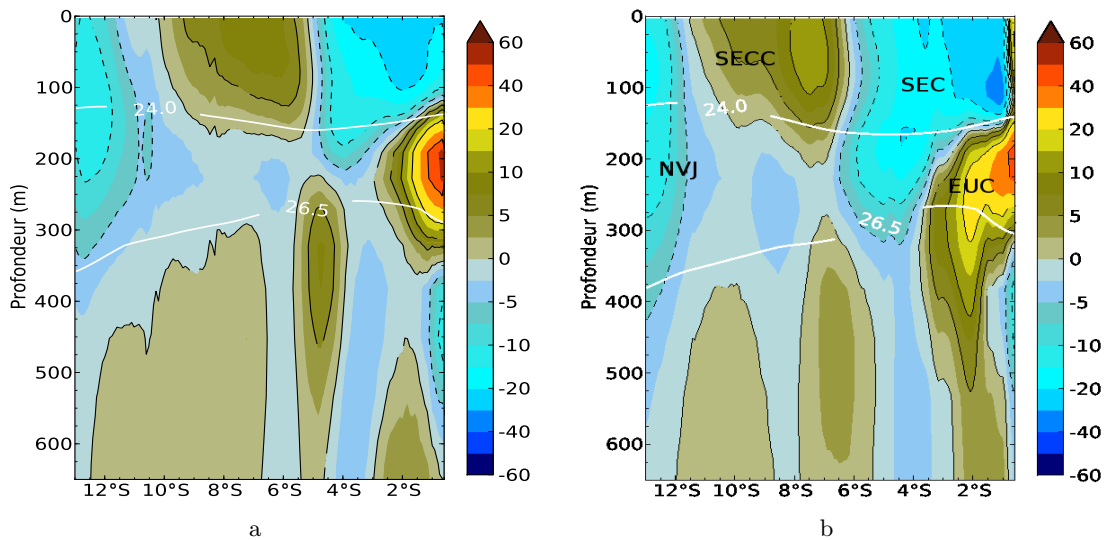


Fig. 5.20 – Coupe verticale des vitesses géostrophiques à 165°E pour le modèle régional SOSMOD36 (a) sur la période 1993-2000 et (b) pour les données de la climatologie CARS. Les lignes blanches représentent les isopycnes 24 et 26.5  $kg/m^3$ . Unité :  $cm/s$

#### Température, Salinité et Densité potentielle

- SST de SOSMOD36 vs. SST produite par *Reynolds et al.* (2002)

La température moyenne en mer des Salomon est présentée à la figure 5.21a et 5.21b. La carte de température moyenne issue du modèle 1/36° est très comparable à celle issue des données Reynolds (*Reynolds et al.*, 2002) : intensité, gradient, structure. On note un gradient de température est-ouest qui est très bien simulé par le modèle haute résolution tant à l'intérieur de la mer des Salomon que sur tout le domaine. Les structures sont plus fines dans le modèle 1/36°. Le long du côté est de la PNG, les structures sont réalistes car cohérente avec la circulation. La température maximale approche les 30°C et la minimale est de ~27°C dans les deux sources de données. La variabilité interannuelle et le cycle

annuel de la température intégrée à l'intérieur de la mer des Salomon sont présentés à la figure 5.21c. Dans l'ensemble, il y a un bon phasage et une bonne cohérence pour le cycle saisonnier comme pour la variabilité interannuelle. On note un bon accord pour les années les plus froides et les années les plus chaudes. Néanmoins, il y a une augmentation de la SST entre 1993 et 1996 et une diminution de la SST entre les années 2000 et 2003. En ce qui concerne le cycle saisonnier, l'amplitude du cycle est plus faible dans le modèle. L'écart entre les données du modèle et celui des observations peut atteindre  $0.4^{\circ}\text{C}$ .

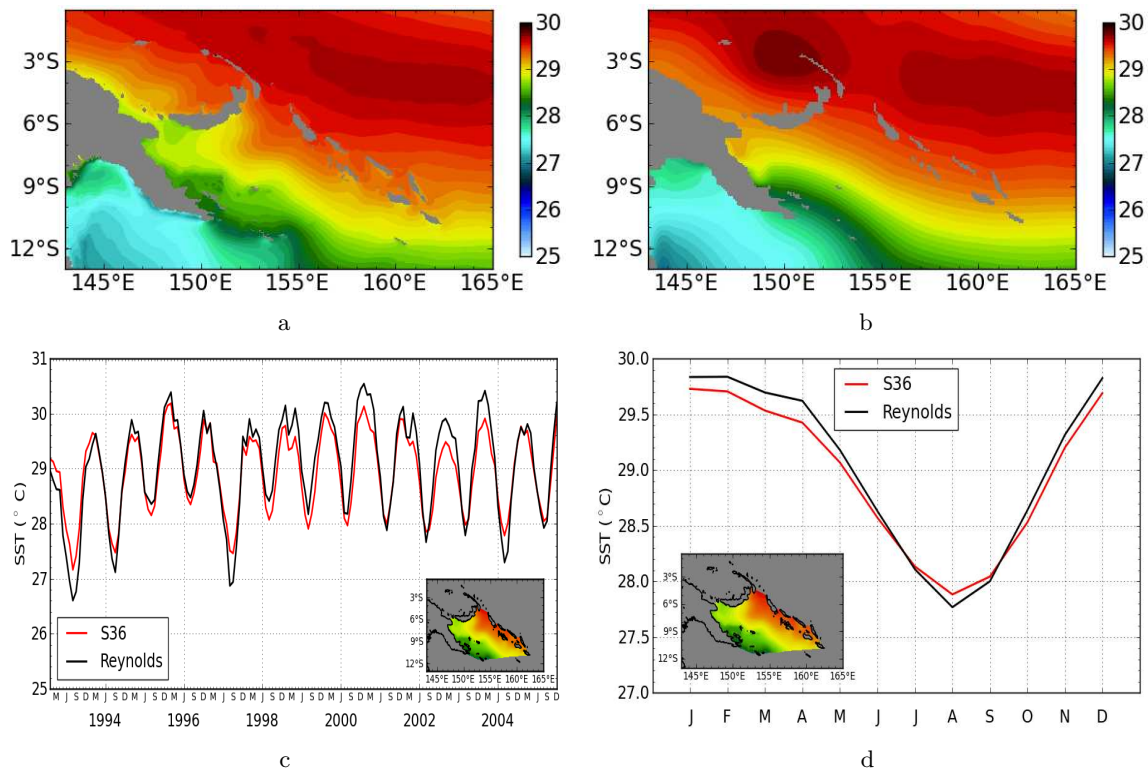


Fig. 5.21 – SST moyenne (en  $^{\circ}\text{C}$ ) sur la période 1993-2005 pour le modèle régional SOS-MOD36 (a), et les données Reynolds (b). (c) la variabilité interannuelle et (d) le cycle saisonnier de la SST moyenne à l'intérieur de la mer des Salomon.

- Température : SOSMOD36 vs. XBT

La distribution verticale de la température dans la mer des Salomon le long du rail Nouvelle Zélande-Japon (ligne noire, figure 2.8) du modèle haute résolution et des observations in situ XBT est présentée à la figure 5.22. La température simulée par le modèle haute résolution est cohérente avec les observations XBT. Les patterns et les intensités sont globalement comparables. Néanmoins, en-dessous de 300 m, la températures du modèle semble être un peu plus froide que celle des observations.

- Température, salinité et densité potentielle : SOSMOD36 vs. CARS

La figure 5.24 permet de comparer la structure verticale de la température et de la salinité simulées à  $155^{\circ}\text{E}$  à la climatologie CARS. On peut remarquer que la distribution

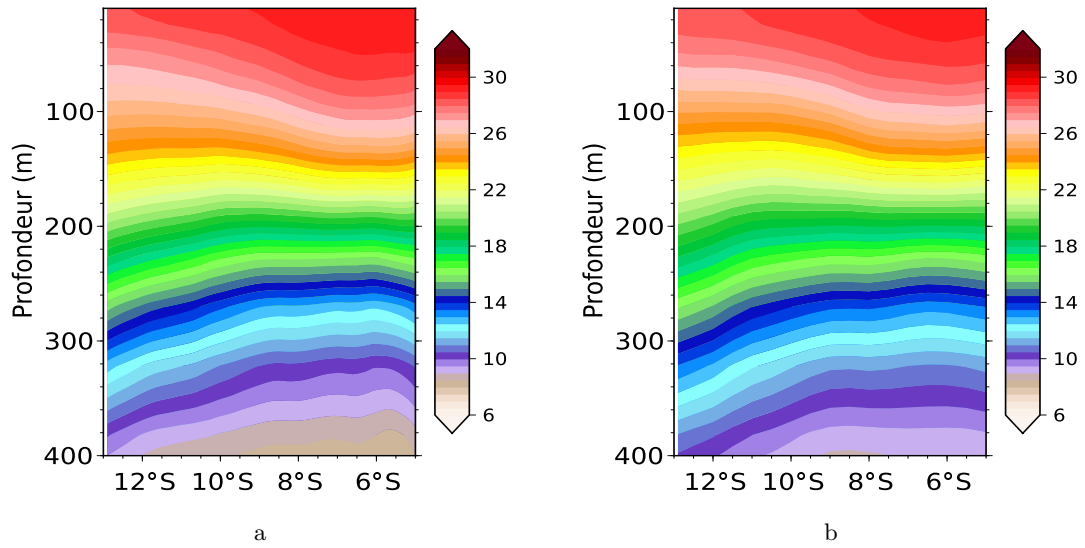


Fig. 5.22 – Température moyenne de 1993-1999 du modèle régional SOSMOD36 (a), des données XBT (b) le long de la ligne bleue (cf fig. 2.8). Unité : °C

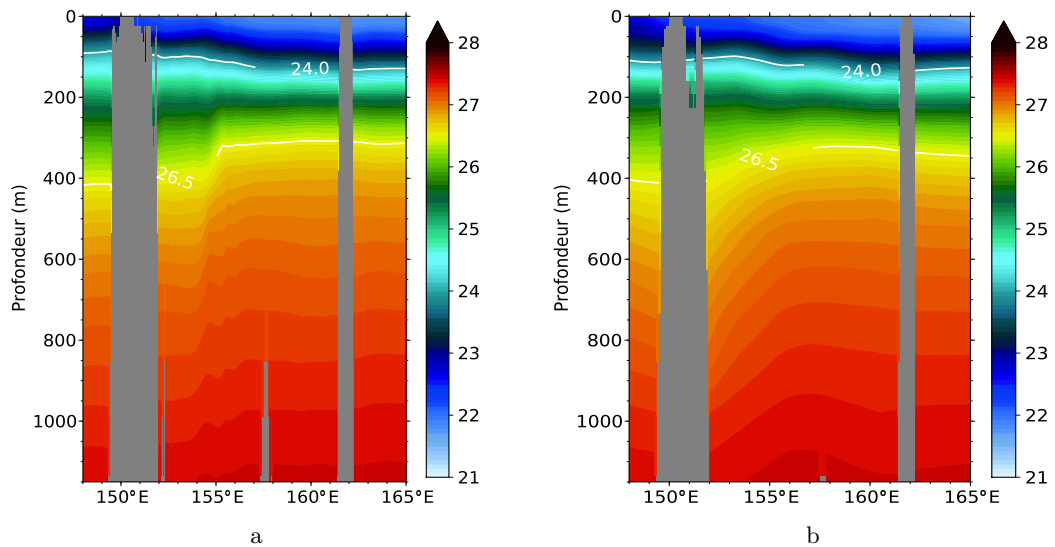


Fig. 5.23 – Coupe verticale à 10.6°S de la densité potentielle (en  $kg/m^3$ ) pour le modèle SOSMOD36 (a) et pour la climatologie CARS (b). Les contours blancs représentent les isopycnes 24 et 26.5  $kg/m^3$ .

verticale de la température et la salinité sont en bon accord avec la climatologie. Comme précédemment, la salinité simulée en surface est plus forte que celle de la climatologie. Les isopycnes 24 et 26.5  $kg/m^3$  délimitent la thermocline à 100 et 400 m. La section à 10.6°S de la densité potentielle issue du modèle est très comparable à la climatologie (figure 5.23).

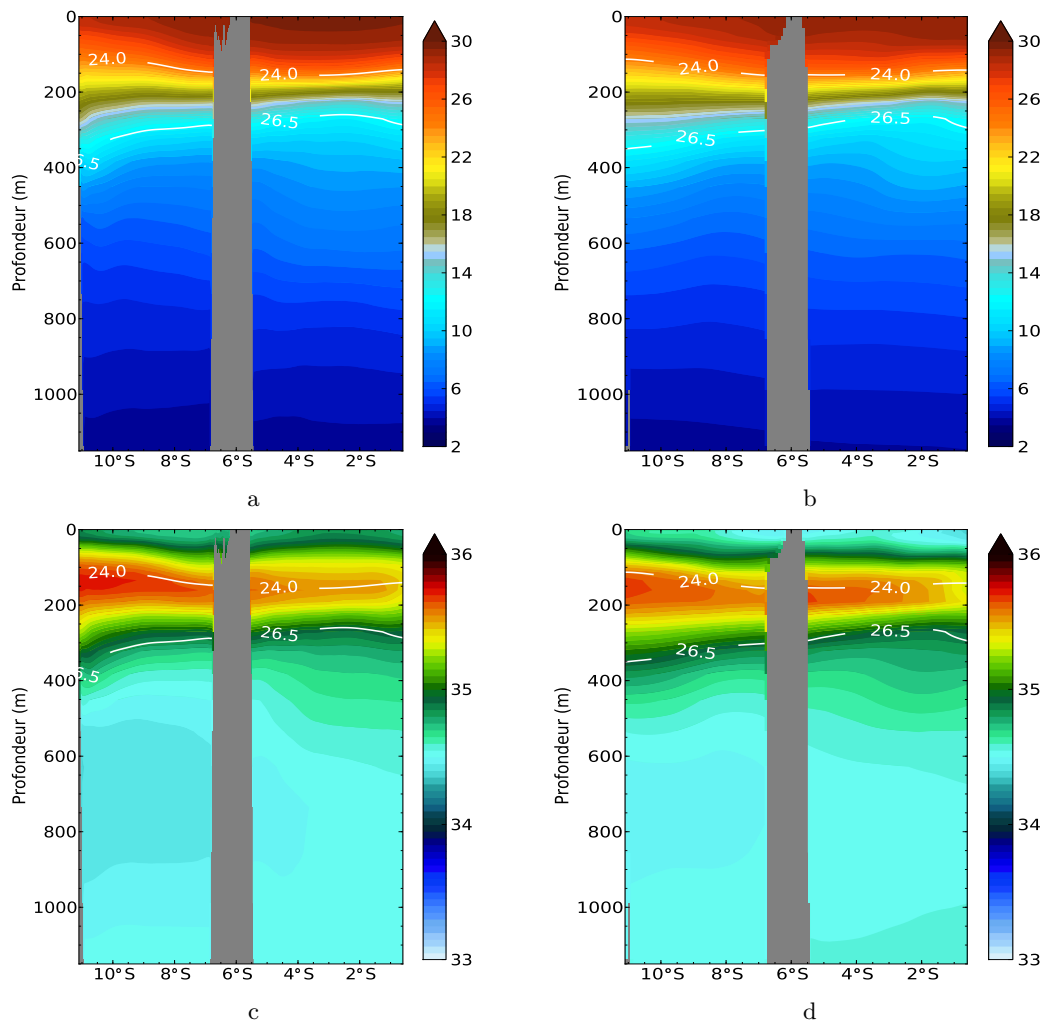


Fig. 5.24 – Coupes verticales à  $155^{\circ}\text{E}$  de la température (en  $^{\circ}\text{C}$ ) (a) et salinité (c) issues du modèle SOSMOD36. (b) et (d) correspondent aux coupes verticales de la salinité et température pour les données de la climatologie CARS respectivement. Les contours blancs représentent les isopycnes 24 et  $26.5 \text{ kg/m}^3$ .

### Variabilité RMS de la SLA & EKE : SOSMOD36 vs. AVISO

Les plus hauts niveaux de variabilité du Pacifique subtropical se retrouvent dans la mer des Salomon. La RMS de la SLA calculée à partir des données AVISO comparée à celle du modèle (fig. 5.25) montre de bonnes similarités. Les amplitudes maximales de variabilité sont situées à l'intérieur (côté sud est de la NB), à l'est de la mer des Salomon et dans le golfe de la PNG. Toutefois, il est à noter une variabilité simulée plus forte dans le golfe de la PNG que dans les données AVISO. Par manque d'observations in situ dans le golfe de la PNG, il est difficile de conclure sur le réalisme de cette forte variabilité dans cette région. De plus, dans cette zone du golfe, il existe une circulation complexe, due notamment aux écoulements provenant du NVJ et du GPC (cf chapitre 4, section 4.1). Par ailleurs, cette zone assez complexe est peu couverte par les traces altimétriques.



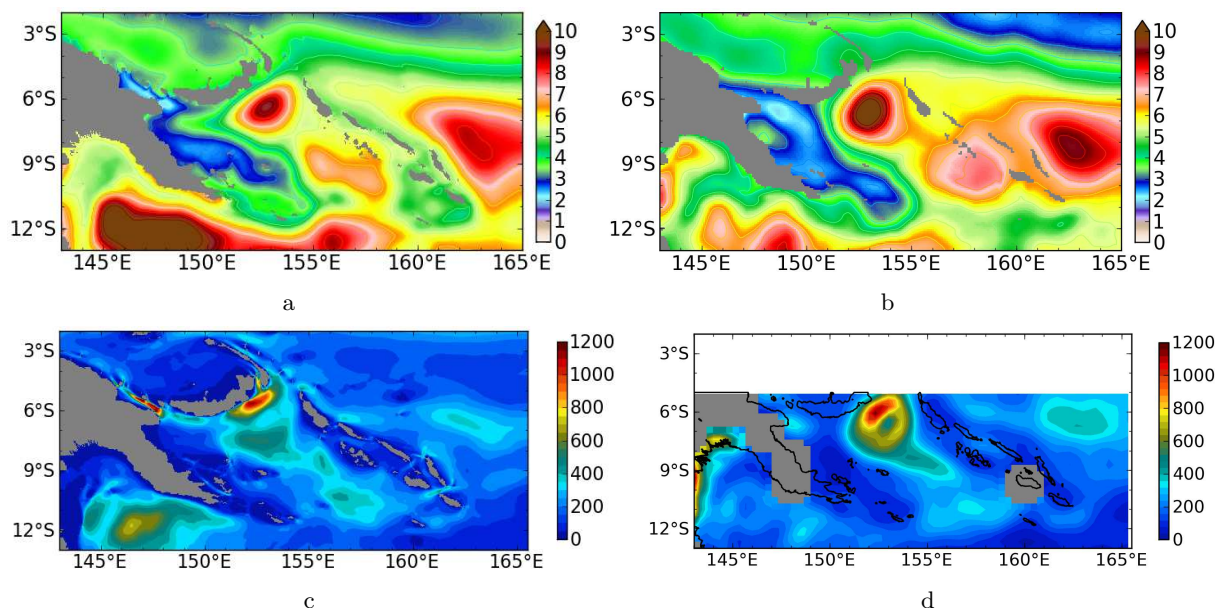


Fig. 5.25 – RMS de la SLA (en cm) issue modèle 1/36° (a), issue des données AVISO (b). L'EKE (en  $\text{cm}^2/\text{s}^2$ ) issue du modèle 1/36° (c) et celle issue des données AVISO (d). Les calculs sont effectués sur la période 1993-2000.

De même que la RMS de la SLA, l'EKE est intense à l'intérieur (sud est de la NB) et à l'est de la mer des Salomon pour les observations AVISO et pour le modèle. L'EKE moyenne simulée est en bon accord avec AVISO. On peut toujours noter par contre comme dans le cas de la RMS de la SLA, une plus grande énergie pour les données simulées que pour les données AVISO dans le golfe de la PNG.

### Transports

Une bonne estimation des transports en mer des Salomon notamment dans les différents détroits est importante afin de connaître quantitativement la proportion des masses d'eaux qui alimentent les eaux équatoriales. Les principaux détroits de la mer des Salomon par lesquels s'effectue le transit des eaux vers l'équateur sont principalement : les détroits de Vitiaz, de Salomon, d'Indispensable, et du chenal S<sup>t</sup> George. Le détroit de Vitiaz est celui par lequel transite le plus grand transport d'eau avec 13.8 Sv sur toute la colonne d'eau.

Certaines données de campagnes océanographiques telles que WEPOCs (*Lindstrom et al.*, 1990) ont permis d'estimer les transports à travers le détroit de Vitiaz et le chenal S<sup>t</sup> Georges. Les transports simulés (1/36°) et observés dans les différents détroits sont présentés dans le tableau 5.1. Les transports simulés dans les différents détroits sont en bon accord avec les observations (Tab. 5.1), malgré le petit nombre d'observations disponibles.

Transport (Sv) <b>Modèle/observation</b>	Vitiaz	S <sup>t</sup> George	Salomon	Indispensable
<i>Cravatte et al.</i> (2011) (0-300 m) (0-200 m)	<b>8.9/7.4</b> <b>5.7/-</b>	<b>2/1.5</b> <b>1.1/-</b>	<b>4.6/4.2</b> <b>1.8/-</b>	<b>-2.3/-</b> <b>-1.8/-1.4</b>
<i>Lindstrom et al.</i> (1990) Mai 1988	<b>6 /5.6</b>	<b>2 /2.7</b>		
<i>Murray et al.</i> (1995)	<b>13.8 / 15.8</b>			

Tab. 5.1 – Transport de masse d'eau **simulé/observé**.

### 5.7.3 Apport du modèle 1/36° par rapport au modèle 1/12°

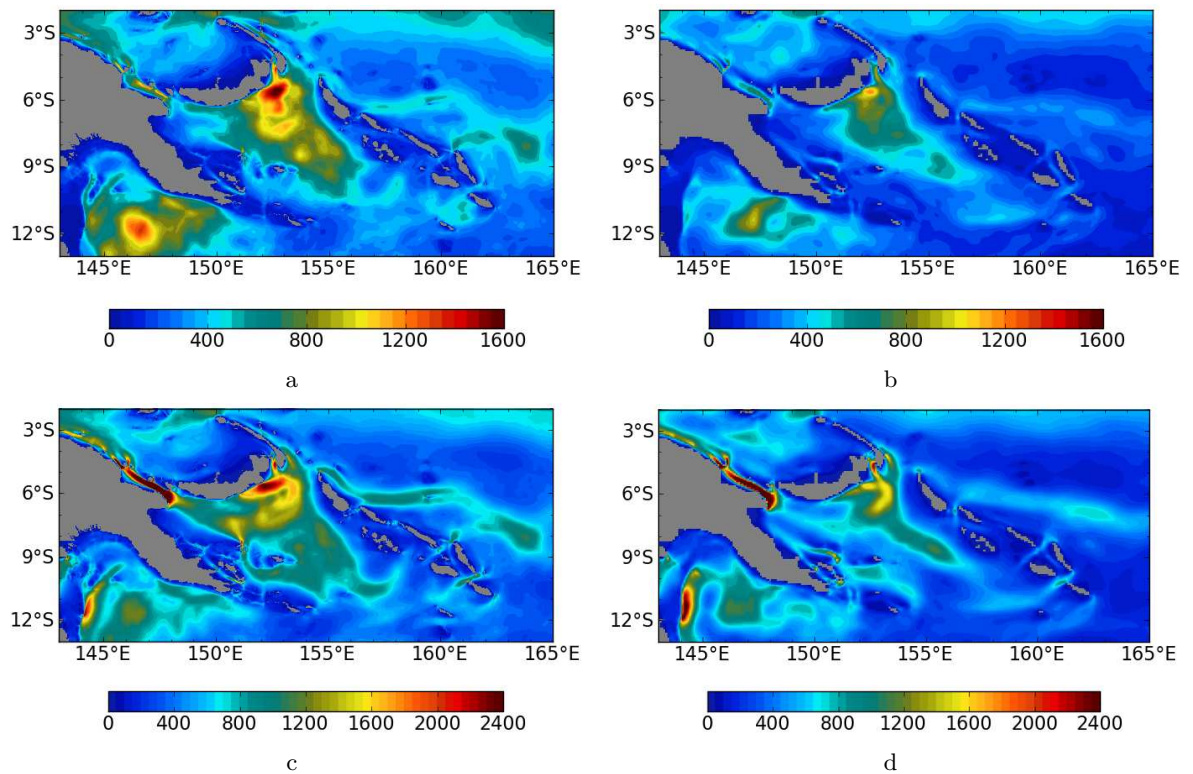


Fig. 5.26 – EKE moyenne de 1994 (en  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) du modèle 1/36° (a) et celle du modèle 1/12° (b). TKE moyenne de 1994 (en  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) évaluée sur le modèle 1/36° (c) et celle sur le modèle 1/12° (d).

#### Energie turbulente

Pour montrer l'apport en énergie du modèle 1/36° par rapport à celui 1/12°, nous avons comparé la TKE et l'EKE (fig. 5.26) issues des deux modèles. De façon générale, dans les deux modèles, les structures d'énergies (EKE & TKE) sont semblables. On note néanmoins une nette augmentation de l'EKE (fig. 5.26a, 5.26b) et de la TKE (fig. 5.26c,



5.26d) du modèle  $1/36^\circ$  par rapport à celle du  $1/12^\circ$ . Cette augmentation à la surface est de  $\sim 30\text{-}40\%$  pour l'EKE et de  $\sim 15\text{-}30\%$  pour la TKE. Les profils verticaux de TKE et l'EKE (fig. 5.27) évalués sur tout le domaine montrent aussi une nette augmentation de l'énergie turbulente en subsurface et en profondeur du modèle haute résolution par rapport au modèle  $1/12^\circ$ . L'augmentation de la résolution horizontale a donc permis d'augmenter l'énergie turbulente EKE et totale TKE.

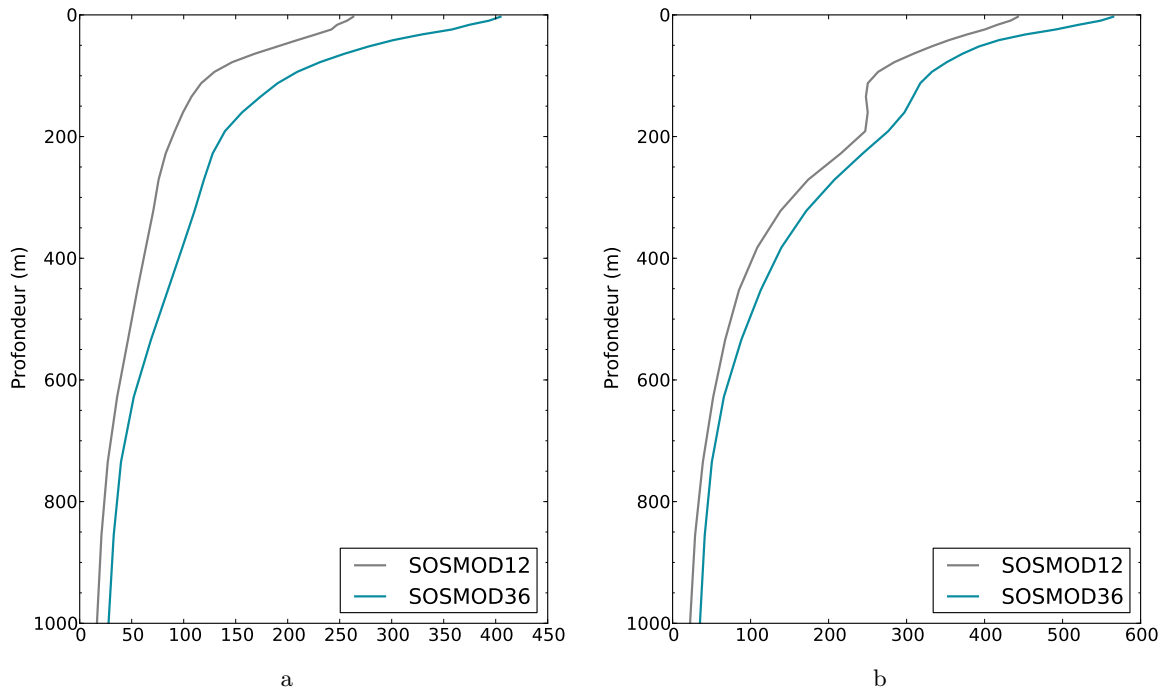


Fig. 5.27 – Profils verticaux de EKE (a) et TKE (b) du modèle  $1/36^\circ$  (bleu) et celui de  $1/12^\circ$  (gris) moyennés sur tout le domaine de la mer des Salomon de l'année 1994. Unité :  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ .

### Transport et circulation

Les transports simulés le long de la colonne d'eau par les modèles  $1/36^\circ$  (S36) et  $1/12^\circ$  (S12) présentent des variabilités similaires (fig. 5.28a et 5.28b). Cependant, les amplitudes des transports issus des deux modèles sont tout de même différents. Dans le détroit de Vitiaz, le transport issu de S36 est plus fort de 2 Sv de février à août que celui issu de S12. Le minimum de transport en été est décalée d'un mois entre les deux modèles. Le transport moyen à travers le détroit de Vitiaz issu de S36 ( $\sim 14$  Sv) est supérieur à celui S12 ( $\sim 12.9$  Sv) et est plus proche des observations ( $\sim 15.8$  Sv) que S12 (cf section 4.1 ; fig. 5.29a). A travers le détroit de Salomon, le transport issu de S36 est légèrement plus faible que celui de S12 et est plus proche des observations (fig. 5.29b). On peut aussi noter que la diminution du transport en fin d'hiver est plus précoce d'un mois dans le modèle S36 que dans celui de S12.

La comparaison des figures 5.2a, 5.2c et 5.30 montre clairement que bien qu'il y a convergence entre les modèles et les observations au niveau de la circulation, le courant côtier issu du modèle  $1/12^\circ$  est un peu collé à la côte au nord-est de la PNG. Dans le modèle  $1/36^\circ$  et dans les observations, le courant est en effet moins collé à la côte nord-est

de la PNG. Le modèle  $1/36^\circ$  apporte donc une amélioration dans la représentation de la circulation en mer des Salomon.

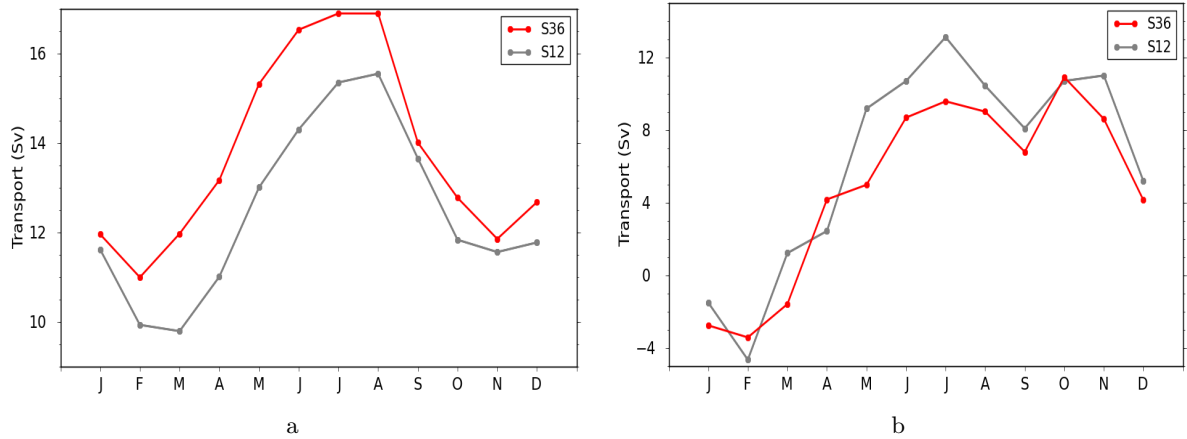


Fig. 5.28 – Cycle saisonnier du transport (en Sv) entre les modèles  $1/36^\circ$  et celui  $1/12^\circ$  à travers les détroits de Vitiaz (a) et de Salomon (b).

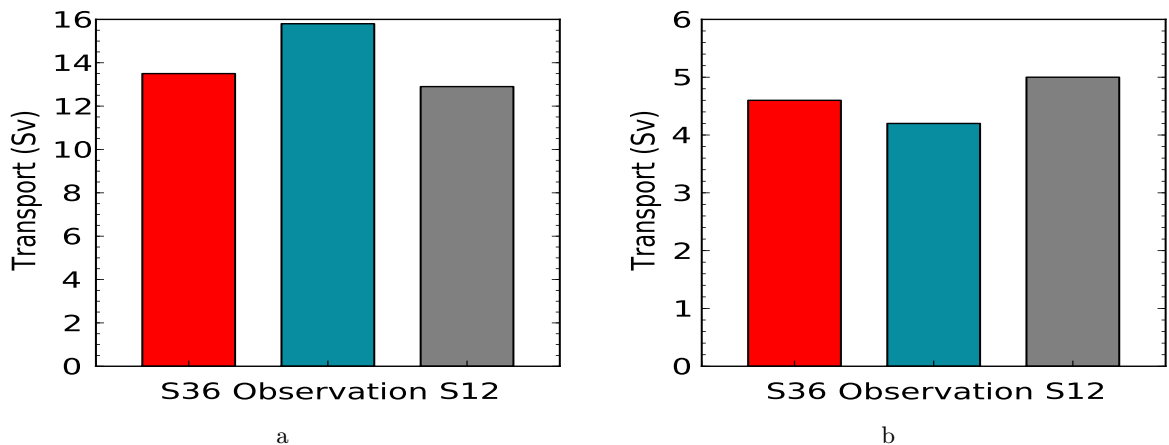


Fig. 5.29 – Transport comparatif de S36 (ou SOSMOD36), S12 (ou SOSMOD12) avec les observations extraites de *Murray et al.* (1995) à travers le détroit de Vitiaz (a). (b) transport comparatif de S36, S12 avec les observations SADCPC extrait de *Cravatte et al.* (2011) à travers le détroit de Salomon.

### Masses d'eau

Les diagrammes TS évalués sur la période 1993 et 2006 à partir des deux modèles sont comparés à ceux des climatologies CARS et Levitus et permettent d'évaluer les propriétés des masses d'eau. Ils permettent aussi d'estimer d'une part les changements positifs ou négatifs du modèle  $1/36^\circ$  par rapport au modèle  $1/12^\circ$  et d'autre part la dérive du modèle par rapport aux climatologies.

Sur différentes sections ainsi que sur tout le domaine de la mer des Salomon (fig. 5.31a, 5.31b et 5.31c), les diagrammes TS des deux modèles sont très comparables à ceux

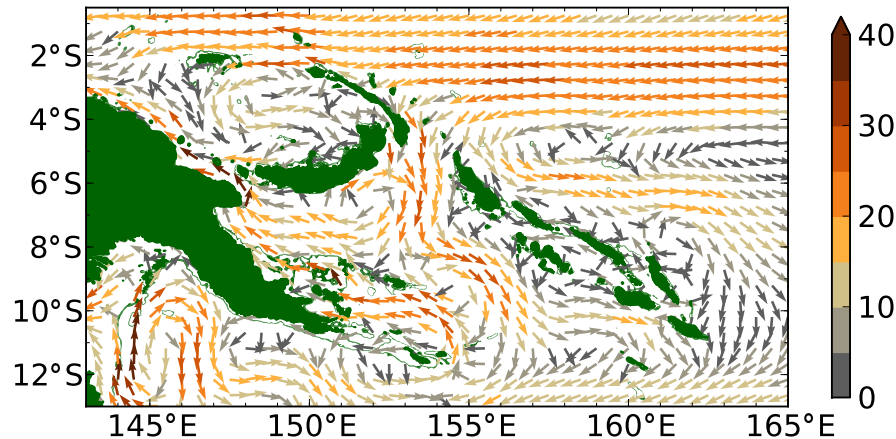


Fig. 5.30 – Circulation moyenne (en cm/s) à 10 m à partir du modèle SOSMOD12.

des climatologies Levitus et CARS. Les deux modèles présentent les mêmes défauts par rapport aux climatologies. Les écarts entre les observations et les modèles sont localisés au-dessus de la subsurface et en eau très profonde. Les masses d'eau à la surface et en subsurface sont un peu plus chaudes et salées dans les deux modèles. Par contre, pour les eaux profondes, à température égale, les eaux sont moins salées dans les deux modèles comparé aux observations.

Le modèle  $1/36^\circ$  se rapproche en moyenne plus en surface et en subsurface des observations que le modèle  $1/12^\circ$ . Cependant, en eau profonde, bien que les différences soient très faibles, on peut voir que les masses d'eau du modèle  $1/12^\circ$  sont plus proches des observations que le modèle  $1/36^\circ$ .

## Conclusion

Cette partie nous a démontré que le modèle  $1/36^\circ$  reproduit avec une grande fidélité les schémas de circulation et les propriétés des masses d'eau dans la mer des Salomon, nous donnant une base potentiellement riche pour l'étude détaillée des processus océaniques dans la mer des Salomon. Cette étude de la circulation générale a montré la convergence du schéma de circulation du modèle  $1/36^\circ$  avec les autres modèles à basse résolution et les observations. L'étude de la turbulence par l'analyse spectrale a permis de caractériser la dynamique fine échelle qui est proche des théories classiques de turbulence.

Dans la suite, les applications liées à la mise en place et la disposition des données du modèle  $1/36^\circ$  sont présentées aux chapitres 6 et 7. Une des applications concerne l'étude de la faisabilité de l'inversion des images traceurs pour améliorer l'estimation de la circulation océanique à partir du modèle  $1/36^\circ$  dans une perspective SWOT (chapitre 6). Nous avons aussi orienté nos études sur des applications liées à la stratégie de la mise en place des modèles (chapitre 7).

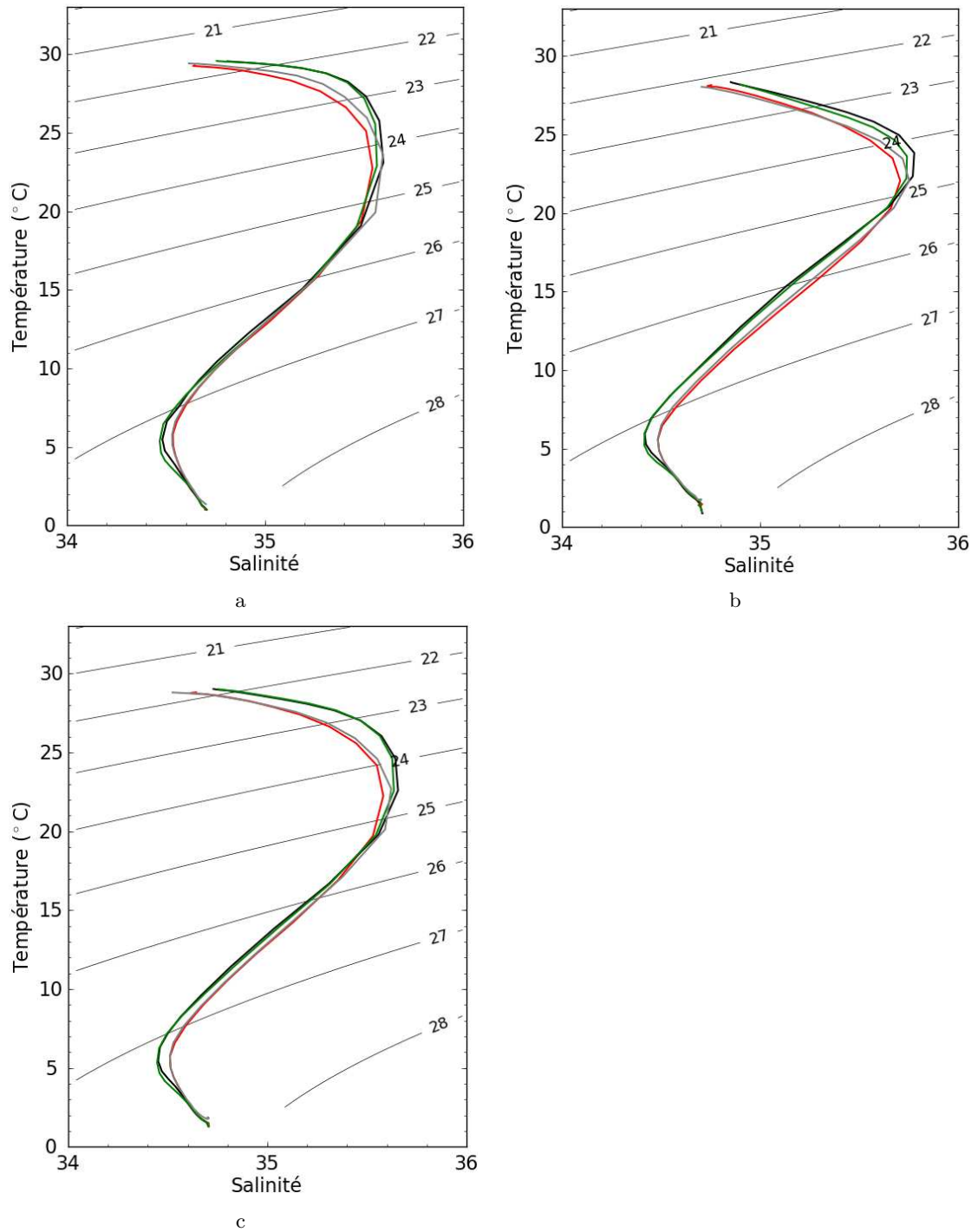


Fig. 5.31 – Diagramme TS à 3°S (a), à 11.5°S (b) et moyenné sur tout le domaine de la mer des Salomon (c). Les courbes en rouge, gris, vert et noir correspondent respectivement à la climatologie Levitus, climatologie CARS, au modèle 1/36° et au modèle 1/12°.



Cinquième partie

**Applications**



## Chapitre 6

# Application 1 : Etude de faisabilité de l'inversion d'image traceurs à partir du modèle réaliste $1/36^\circ$

### Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 4 la construction opérationnelle du modèle  $1/36^\circ$ . Ce dernier validé par les observations disponibles (chapitre 5) dans la région constitue une base de données à haute résolution fiable destinée à l'exploitation scientifique. Le modèle  $1/36^\circ$  donne accès à la diversité des structures à méso et sous-mésoéchelle.

Le projet SWOT dont le lancement est prévu pour 2020 offrira une unique possibilité de d'observer les processus sous-mésoéchelles. En particulier, il détectera les processus dynamiques à des échelles fines ( $\sim 1$  km). Les questions auxquelles SWOT doit faire face sont essentiellement l'observabilité du satellite. Actuellement, les outils nécessaires qui permettent de réfléchir à la question d'observabilité de la dynamique sous-mésoéchelle sont les modèles numériques océaniques "sub-mesoscale-resolving" ou "sub-mesoscale-permitting".

En effet, dans notre étude, nous avons montré que le modèle  $1/36^\circ$  simulé est "sub-mesoscale-permitting". De plus, le modèle  $1/36^\circ$  construit a la particularité d'être réaliste : la complexité de la bathymétrie dans la région de la mer des Salomon et les forçages réalistes interannuelles sont pris en compte dans la modélisation de ce domaine. Ainsi, ce modèle à haute résolution constitue déjà un outil très important à travers lequel les investigations contribueront à apporter des solutions pour les questions de l'observabilité dynamique de SWOT.

Dans cette perspective de SWOT, j'ai collaboré avec une étudiante en thèse travaillant sur l'assimilation des structures dynamiques contenues dans les images traceurs et visibles sur les vitesses géostrophiques de l'altimétrie. Le but de cette collaboration était de tester cet aspect d'assimilation d'images traceurs sur notre modèle réaliste haute résolution. J'ai donc contribué en apportant non seulement le modèle mis en place mais aussi les outils de modélisation et d'analyse sur la mer des Salomon pour cette étude.



Ce chapitre présente l'étude de la faisabilité de l'inversion d'image traceur de SST et de SSS à partir du modèle réaliste 1/36° de la mer des Salomon pour le contrôle de la dynamique. Cette étude est en effet basée sur l'inversion de FSLE (Finite-Size Lyapunov Exponents). Elle bénéficie des expertises en inversion du FSLE réalisées par *Gaultier et al.* (2013) sur les observations altimétriques. Les résultats de cette étude font l'objet d'un article soumis au Journal of Geophysical Research.

## **Article soumis au Journal of Geophysical Research : Inversion of submesoscale patterns from a high-resolution Solomon Sea model : feasibility assessment**

L. Gaultier<sup>(1,2)</sup>, B. Djath<sup>(1,2)</sup>, J. Verron<sup>(2)</sup>, J-M. Brankart<sup>(2)</sup>, P. Brasseur<sup>(2)</sup>, A. Melet<sup>(3)</sup>

<sup>(1)</sup>CNRS, LGGE, F-38041 Grenoble, France

<sup>(2)</sup>Univ. Grenoble Alpes, LGGE, F-38041 Grenoble, France

<sup>(3)</sup>Princeton University / GFDL, USA

### **Abstract**

A high-resolution realistic numerical model of the Solomon Sea, which exhibits a high level of variability at mesoscales and submesoscales, is used to explore new avenues for data assimilation. Image data assimilation represents a powerful methodology to integrate information from high-resolution observations such as satellite sea surface temperature or chlorophyll, or high-resolution altimetric sea surface height that will be observed in the forthcoming SWOT mission. The present study investigates the feasibility and robustness of the inversion of the dynamical submesoscale information contained in high-resolution images of sea surface temperature (SST) or salinity (SSS) to improve the estimation of oceanic surface currents. The inversion method is tested in the context of twin-experiments, with SST and SSS data provided by the model of the Solomon Sea. For that purpose, synthetic tracer images are obtained by binarizing the norm of the gradient of SST, SSS or spiciness, to be compared to the dynamical image which is derived from the Finite-Size Lyapunov Exponents. The adjustment of the dynamical image to the tracer image provides the optimal correction to be applied on the surface velocity field. The method is evaluated by comparing the result of the inversion to the reference model solution. The feasibility of the inversion of various images (SST, SSS, both SST and SSS or spiciness) is explored on two small areas of the Solomon Sea. We show that errors in the surface velocity field can be substantially reduced through the inversion of tracer images.

### **6.1 Introduction**

Over the past few years, the resolution of satellite observation has considerably increased. High-resolution images of sea surface temperature (SST) or chlorophyll have revealed the ubiquitous presence of small-scale filaments in the ocean. Recently, some process studies using very high-resolution idealized models have shown that submesoscale (defined here as scales from 1 to 10 km) dynamics plays an important role in the ocean (*Marchesiello et al.*, 2003, 2011; *Klein et al.*, 2010). In addition, *Capet et al.* (2008a,b,c) show

that the energetic and dynamical roles of submesoscale processes have been largely underestimated. Primary production in the ocean is also largely impacted by submesoscale dynamics. Indeed, modelling studies have shown that primary production is largely underestimated when submesoscale processes are not resolved (*Lévy et al.*, 2001, 2012b). In this context, there is an increasing need to better observe and understand submesoscale dynamics, as well as to represent their impacts on larger scales in ocean numerical models.

Since the 1990's, altimetric satellites have observed the surface ocean dynamic topography. The resulting geostrophic surface currents have provided unprecedented information on the ocean dynamics and surface currents at mesoscale (characterized by horizontal length scales of 10 to 100 km) and larger scales. However, such altimetric observations have not been able to detect submesoscale signals yet because of their limited spatial resolution. Recently, the detection of small-scale elongated filaments has been made possible through satellite high-resolution images of SST and of the surface chlorophyll. Such submesoscale features can result from the stirring action of the temperature or chlorophyll fields by the mesoscale activity, for instance during the frontogenesis process (*Thomas et al.*, 2008). Since high-resolution tracer observations include small-scales structures that have been shaped by the dynamics, this information can complement altimetric observations and be used to improve the estimate of the surface circulation that is currently obtained from coarser resolution altimetric data. Recently, *Tिताуд et al.* (2011) have shown that image data assimilation can be a useful strategy to enrich the reconstruction of mesoscale velocities. Building on *Tिताуд et al.* (2011), *Gaultier et al.* (2013) (hereafter G2013) have investigated the idea of exploiting and inverting the submesoscale dynamical information contained in satellite tracer fields to improve the representation of ocean currents at meso and larger scales. However, the robustness and performance of the inversion method could not be verified in that study because no error-free velocity is available for the real ocean.

In this context, the present study aims at properly evaluating the method developed in G2013. To assess the robustness and performance of the method, an idealized framework is needed where the errors in the velocity field (to be corrected through image data assimilation) are perfectly known. Therefore, in the present study, the methodology developed in G2013 is tested using twin experiments from a regional ocean general circulation model (OGCM) of the Solomon Sea.

The choice of the region for the present study has been primarily motivated by the investigations currently carried out in the Solomon Sea region under the framework of the South Pacific Circulation and Climate Experiment (*Ganachaud et al.*, 2007, 2008a, 2013b). The Solomon Sea is a key region in the southwest Pacific Ocean : the South Pacific low-latitude western boundary currents (LLWBCs), carrying waters of subtropical origin, transit through the Solomon Sea before joining the Equatorial Pacific. These LLWBCs are seen as a key link to the Pacific Warm Pool, Equatorial Undercurrent (EUC) and to the equatorial cold tongue (e.g. *Tsuchiya et al.*, 1989; *Fukumori et al.*, 2004). The Solomon Sea is thus suspected to play an important role in the Pacific climate and modulation of El Niño-Southern Oscillation (ENSO) since changes in the properties or transport of the Solomon Sea LLWBCs can directly influence the Pacific Warm Water Volume and the EUC properties (e.g. *Kleeman et al.*, 1999; *Schneider*, 2004; *Luo et al.*, 2005; *Melet et al.*, 2013).

In addition to being a key region from a climate variability point of view, the Solomon Sea is also interesting because it is a region of intense mesoscale activity (*Gourdeau et al.*, 2013). Actually, the highest sea level variability of the entire tropical South Pacific ocean

are found in the Solomon Sea (*Melet et al.*, 2010b). In this region of complex topography and intense currents, conditions are propitious for instabilities to develop. For instance, currents undergo strong bathymetric constraints to exit the Solomon Sea and join the Equatorial Pacific through its narrow straits (*Melet et al.*, 2010b). Moreover, strong current shears are present both vertically and horizontally in the surface down to thermocline layers (*Cravatte et al.*, 2011; *Melet et al.*, 2013). Thus, given its natural complexity and its high level of energy, the Solomon Sea represents a region of much interest to test the inversion of meso- and submesoscale dynamical information to correct the state of the ocean at larger scales.

As part of SPICE, a high-resolution (1/36°) regional OGCM has been recently developed over the Solomon Sea region (*Djath et al.*, in press). This region is located at low latitudes, where the internal Rossby radius of deformation (the characteristic scale of the mesoscale eddies) is large and thus one can expect the detection of submesoscale features using this 1/36° resolution model. This simulation is realistic in that it represents the complexity of the ocean dynamics, uses a realistic bathymetry and is forced by inter-annual observation-based atmospheric forcing. This is why, twin experiments based on a high-resolution simulation of the Solomon Sea provide a suitable benchmark to test the image data inversion method developed in G2013.

The paper is organized as follows. The first section summarises the image inversion method. In this study, the method is applied on data from the submesoscale permitting realistic model of the Solomon Sea (described in section 6.3.1), which provides high-resolution tracer image data (presented in 6.3.2) as well as erroneous velocity fields from which a dynamical image is built (section 6.3.2). The inversion method, detailed in section 6.2, is applied to several tracers through various experiments described in section 6.4, and the amount of dynamical information provided by each tracer to the circulation is estimated (section 6.5). A summary and conclusions are given in section 6.6.

## 6.2 The image inversion method

The image inversion method is detailed in G2013, only a brief overview is given in this section. To invert the submesoscale information contained in tracer observations and improve the description of mesoscale velocity, the structure information contained in the data is the relevant information. Image data assimilation focuses on the characterization of the structures instead of the pixel values of the image. During the inversion process, two images are considered : an image of the submesoscale filament structures of a tracer such as SST or SSS and an image of the mesoscale dynamical flow. The objective of inversion is then to minimize the distance between these two images.

### 6.2.1 The tracer image

The first image contains the frontal structures and filaments in the tracers that are shaped by the submeso- and mesoscale activity. It is built from the extraction of the image contours. More precisely, the normalized gradient of the tracer is computed. Thus, the final image represents filaments shaped by the dynamics. Then, this normalized tracer gradient is binarized (Eq. 6.1) to keep only the maximum values :

$$\mathcal{I}_{tracer}(i, j) = \begin{cases} 0 & \text{if } \|\nabla \text{tracer}(i, j)\| \leq \sigma \\ 1 & \text{if } \|\nabla \text{tracer}(i, j)\| \geq \sigma \end{cases} \quad (6.1)$$

where  $i, j$  are the indices of every image pixel.

The threshold  $\sigma$  is chosen as the percentile 0.8 in order to keep exactly the largest 20% values of the gradient. This threshold is determined empirically so that the filaments are well extracted in the binarized images. However this threshold may need to be adjusted to the specificities of each study, for example if only a few filaments are present in the tracer image. This binarization enables us to have the same amount of information in the tracer image and in the image of the dynamical flow (see section 6.2.2).

In the following, this binarized tracer gradient image is noted  $\mathcal{I}_{tracer}$ .

### 6.2.2 The dynamical flow image : FSLE

The second image contains information on the submeso- and mesoscale dynamical flow structures. Finite-Size Lyapunov Exponents (FSLE, *Aurell et al. (1997)*) are used to build an image of the flow that can be compared with the image of tracer filaments. It has indeed been pointed out in several studies that FSLE are adequate Lagrangian concept to represent the filaments shaped by the dynamics and detected in tracer observations (*d'Ovidio et al., 2004, 2009; Lehahn et al., 2007*).

FSLE measures the time needed to separate particles by a fixed distance (*Aurell et al., 1997; Lacorata et al., 2001*). These exponents are computed according to their definition, by the exponential rate at which two particles separate from a distance  $\delta_0$  to a distance  $\delta_f$  :

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{t} \ln\left(\frac{\delta_f}{\delta_0}\right) \quad \text{if } \delta_f \text{ is reached} \\ \lambda &= \lambda_{min} = \frac{1}{T} \ln\left(\frac{\delta_f}{\delta_0}\right) \quad \text{if } \delta_f \text{ is not reached} \end{aligned} \quad (6.2)$$

The parameters in Eq. 6.2 are fixed according to *d'Ovidio et al. (2004)*. The initial distance between particles ( $\delta_0$ ) is set to the size of the image pixel. The final distance between particles ( $\delta_f$ ) corresponds to the expected length of the filaments of FSLE. The maximum time of advection of particles is fixed here to  $T = 15$  days, which is in-between the advection time of submesoscales (1-10 days) and of mesoscales (1 month), and thus enables a good detection of the divergent flow. When the time of advection is reached, if the distance between particles is smaller than  $\delta_f$ , then the FSLE takes its minimal value  $\lambda_{min} \approx 0.21$  (Eq. 6.2).

The computation of the FSLE is quite similar to the one developed in G2013. However, the stationarity of the FSLE field cannot be assumed anymore in the present study. The model of the Solomon Sea is very energetic and the stationarity is no longer a sufficient approximation. Therefore, the FSLE are computed using the time-evolving velocity fields (non-stationary algorithm). However, the time resolution of the velocity is degraded to keep only one velocity every three days, which is sufficient to preserve the quality of the FSLE structure, with linear interpolation in time and space. The FSLE image is then binarized using Eq. 6.1 so that the filament structures from the binarized FSLE image  $\mathcal{I}_{FSLE}$  can be directly compared to the binarized tracer image  $\mathcal{I}_{tracer}$  defined above. In both cases, the percentile  $\sigma$  makes it possible to keep only the lines of maximum FSLE (as can be seen in figures 6.8c,d, 6.9c,d in section 5).

### 6.2.3 Cost function

To find the optimal correction to be applied on the velocity field, we introduce a cost function minimizing the misfit between the image representing the submesoscale flow structures and the image representing the structures in the tracer fields. A first term of the cost function is a measure of the discrepancy between the FSLE image derived from a velocity  $\mathbf{u}$  and the image of the binarized tracer frontal structures (i.e. the binarized norm of the tracer gradient). The second term of the cost function is a background term taking into account the first guess of the velocity. As the computation of the FSLE is not sensitive to the strength of the velocity, keeping information from that first guess is also important to avoid a deviation of the norm of the velocity. For a given velocity field  $\mathbf{u}$ , the cost function can be written as :

$$J(\mathbf{u}) = \|\mathcal{I}_{FSLE}(\mathbf{u}) - \mathcal{I}_{tracer}\| + \mu\mathbf{u}B^{-1}\mathbf{u}^T \quad (6.3)$$

where  $\mu$  is a parameter modulating the confidence in the background velocity and  $B$  the background error covariance matrix.

When images from  $N$  different tracers are available, the cost function can be generalized as :

$$J(\mathbf{u}) = \sum_{n=1}^N \alpha_n \|\mathcal{I}_{FSLE}(\mathbf{u}) - \mathcal{I}_n\| + \mu\mathbf{u}B^{-1}\mathbf{u}^T \quad (6.4)$$

where  $\alpha_n$  are weights representing the confidence in the structure of the filaments derived from the image of the  $n^{th}$  tracer,  $\mathcal{I}_n$ . The weight  $\alpha_n$  is not necessarily the same for every tracer image, because all images have not the same quality ; the structure of the filaments may be more or less easy to detect. Some of the tracer can also be far from being passive tracers, so that the structures may not be related to advection by the velocity field. Thus, if one image is better than an other one, more confidence can be granted using a large weight  $\alpha$ . This weight is chosen empirically in this study but one can think of methods to optimize it automatically, for instance by comparing the variance of the gradient of the tracers or the length of the detected filaments.

The velocity  $\mathbf{u}$  that minimizes the cost function returns the estimation of the flow that is most consistent with the two images (tracer images and background velocity). The cost function is decreased step by step, using a Monte Carlo method, by picking up a random perturbation (defined in section 6.4.2) and assessing its relevance using the cost function. Therefore, at each step, the FSLE is computed and compared with the tracer image. To avoid being stuck in local minima, a simulated annealing procedure is employed to decrease the cost function. It consists of accepting the perturbation if the cost function is decreased, or accepting it with a given probability if the cost function is increased. To ensure that the method converges to a solution, the amplitude of the perturbation and the probability of acceptance is decreasing as the solution is getting closer to the minimum (see G2013 for more details).

As the solution is not unique (several minima in the cost function), all potential solutions are sampled using a Gibbs Sampler (*Geman and Geman, 1984; Casella and George, 1992*) in the vicinity of the minimum of the cost function. The resulting velocity sample stands for the solution of the inversion problem. Later on, to display the result of the inversion, only the velocity field corresponding to the minimum of this sample will be represented in the figures. This solution does make sense because the standard deviation of the sample containing all potential solutions is small compared to the corrected velocity.

## 6.3 Tools and data

The objective of this section is to describe the model that is used to perform the twin experiments, and to present the synthetic image data which are obtained from the model simulation.

### 6.3.1 High resolution model

#### Description

To assess the image inversion method, submesoscale features need to be at least partially represented in the model solution, knowing that there are currently no realistic model configuration fully resolving ocean submesoscales. For that purpose, the  $1/36^\circ$  resolution regional model on the Solomon Sea is found to be adequate. To obtain ocean model with sufficient resolution, our strategy is to deploy embedded numerical models of the Solomon Sea : a high-resolution ( $1/36^\circ$ ) model of the Solomon Sea is interactively nested in a  $1/12^\circ$  model of the tropical southwest Pacific using the AGRIF software (*Debreu et al.*, 2008), and the regional  $1/12^\circ$  model of the tropical southwest Pacific is itself embedded offline in a  $1/12^\circ$  global OGCM through open boundaries conditions (e.g. *Tréguier et al.*, 2001).

All three models are primitive equations models based on the oceanic component of the Nucleus for European Modelling of the Ocean (NEMO) system (*Madec*, 2008). The vertical coordinate is geopotential, with 46 levels. The resolution of the vertical grid is finer in the upper ocean ( $\sim 6$  m) and coarser in the abyss ( $\sim 250$  m resolution). The bathymetry of the high-resolution Solomon Sea model is based on GEBCO08 dataset (*British Oceanographic Data Centre*, 2003). A partial step parameterization is used to improve the representation of the bathymetry. Some processes such as the diffusion and the dissipation of tracers and momentum occur at scales too small to be explicitly resolved in the model and need to be parameterized. The lateral diffusion is performed along isopycnal surfaces with a Laplacian operator whereas the lateral dissipation is achieved along geopotential surfaces using a bilaplacian operator. Vertical diffusivities are calculated using the turbulent closure scheme (*Blanke and Delecluse*, 1993). Atmospheric fluxes of momentum, heat, and freshwater are diagnosed through classical bulk formulas (*Large and Yeager*, 2009) using the ERA Interim reanalysis (*Dee et al.*, 2011).

The regional models were initialized with the climatological mass field of the World Ocean Atlas (*Levitus et al.*, 1998) and were integrated from 1989 to 2006. Outputs include daily-averaged tracer (temperature and salinity) and velocity fields.

More details on the model and simulations may be found in *Djath et al.* (in press).

#### Mesoscale and submesoscale activity

The ability of the model to simulate submeso- and meso-scale dynamics is first illustrated by examining high-resolution daily-mean fields of the relative vorticity, SST and SSS (figure 6.1). The relative vorticity ( $\zeta$ ) field is dominated by mesoscale activity including ocean eddies or isolated vortices, meandering currents, fronts and filaments. Both cyclonic ( $\zeta < 0$ ) and anticyclonic eddies ( $\zeta > 0$ ) are present in the Solomon Sea (see figure 6.1a). Around these mesoscale features, submesoscale structures are discernible such as thin, elongated filaments that are a few tens of kilometer wide.

Looking at the time-evolution of the relative vorticity field suggests that there is a significant constraint of bathymetry on the eddies propagation. Eddies enter the Solomon Sea through its southern open boundary and through its northeastern strait called Solomon Strait (figure 6.2d). They can exit the Solomon Sea through its various small straits. An analysis of the meso-scale activity in the Solomon Sea is beyond the scope of this study, but the interested reader is referred to the study of *Gourdeau et al.* (2013).

The dynamical signature of the submeso- and meso-activity can also be clearly identified in the surface tracer images (e.g. the SST and the SSS model outputs, figure 6.1b,c).

### **Turbulence and wavenumber spectrum**

Using altimetric data, *Melet et al.* (2010b) showed that in the Solomon Sea, the spatial distribution of the meso-scale activity, as depicted by both sea level variability and eddy kinetic energy (EKE), extends from the north to the south in the mid-basin. The highest levels of EKE in the Solomon Sea are found in the northeastern part of the basin, at the mouth of Solomon Strait, with mean values as high as  $680 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . This patch of high EKE is likely associated with barotropic instabilities of the mean flow with the Surface Equatorial Current flowing in the Solomon Sea and the LLWBC flowing out of the Solomon Sea.

In the following, EKE and total kinetic energy (TKE) are computed over the entire domain of the Solomon Sea using the high-resolution model and over the 1993-1996 period (figure 6.2). The TKE represents the energy contained in currents and the EKE represents the variability of this energy. To characterize the mesoscale activity in the EKE calculation, the daily-mean velocity anomalies are referenced to monthly averaged velocity fields. Consistent with the analysis of altimetric data, the modelled EKE is higher in the eastern part of the basin away from the LLWBCs, and the highest levels are found in the northeastern Solomon Sea (up to  $1200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , which is equivalent to a rms velocity anomaly of about  $35 \text{ cm s}^{-1}$ ).

The TKE field exhibits higher levels in the northern than southern part of the Solomon Sea (figure 6.2b). The highest TKE values (up to  $2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ) are found in Vitiaz Strait where most of the Solomon Sea equatorward outflow occurs (*Melet et al.*, 2010b; *Cravatte et al.*, 2011; *Hristova and Kessler*, 2011). The LLWBCs (figure 6.1d) have a clear signature on the TKE field, high EKE levels being also associated to high TKE levels.

Based on the spatial heterogeneity of EKE and TKE fields, two dynamically contrasted areas are selected : (i) the first area is located in the northeastern Solomon Sea and encompasses the region of high EKE and TKE (area  $\mathbb{A}$  in figure 6.2a) and (ii) the second area is located close to the southern boundary of the Solomon Sea and is characterized by low EKE and TKE (area  $\mathbb{B}$  in figure 6.2a). Note that there is a remarkable difference in the two areas : area  $\mathbb{A}$  is located in a relatively closed area and bounded by islands (the Solomon Island chain, New Britain and Papua New Guinea) whereas area  $\mathbb{B}$  is a more open oceanic region.

The time-series of TKE averaged over the Solomon Sea (figure 6.2c) shows that the Solomon Sea is a very energetic region in addition to strong interannual fluctuations. During the period 1993-1996, no strong El Niño event occurred, so that the strong signal in TKE for the period 1993-1996 is not a consequence of any particular event but the result of the mesoscale activity in this region.

In order to analyze the flow scales, wavenumber spectra of the sea surface height (SSH) and SST are computed. Such spectra allow to appreciate the way energy is cascading from different spatial scales in the model.

An example of the wavenumber spectrum of SSH and SST over area  $\mathbb{B}$  is shown in figure 6.3. In both spectrum, the power spectrum decays with the wavenumber : the larger the spatial scales of motion, the larger the associated energy. The slope of the spectrum gives a hint on the dynamics of turbulence in the model. The slope is in  $k^{-2}$  for SST, indicating that surface dynamics is dominated by frontal dynamics (*Sasaki and Klein, 2012*). The slope of SSH spectrum is in  $k^{-4}$ , and the derived kinetic spectrum in  $k^{-2}$ . Consequently, the model turbulence is close to the surface quasi-geostrophic turbulence theory, which is characterized by a non-linear inverse cascade of total energy (i.e. from small scales to large scales) with a spectral slope in  $k^{-2}$  and a cascade toward small scales of the temperature variance with a spectral slope in  $k^{-5/3}$  (*Pierrehumbert et al., 1994*).

In this model, the spectra of SSH and SST roll off at scales smaller than approximately 25 km, meaning that the model does not properly resolve ocean dynamics at scales smaller than  $\sim 25$  km. Therefore, the effective resolution (*Skamarock, 2004; Marchesiello et al., 2011*) of the model is closer to 25 km than to 3 km (the resolution of a  $1/36^\circ$  at the latitudes of the Solomon Sea), which is in good agreement with the widely used rule of thumb stating that 8 grid points are needed to properly resolve waves in numerical models. With an effective resolution of  $\sim 25$  km, the high-resolution model does not properly resolve submesoscale dynamics (characterized by scales of  $O(1-10)$  km) but allow submesoscale features to be produced. Therefore, this model cannot be said to be “submesoscale resolving” but is certainly “submesoscale permitting”.

In the twin experiments described below, the performance of the inversion will be evaluated over the two dynamically different regions introduced in section 6.3.1.3. The first case is an inversion using data from region  $\mathbb{A}$ , a quite energetic area near Solomon strait. The date of the study is December 22<sup>nd</sup>, 1993. Some results from the second test case are also shown, for which the inversion is performed using data from region  $\mathbb{B}$  (low energetic region) on September 24<sup>th</sup>, 1995. The dates are chosen to correspond to the presence of an eddy in the area and to be representative of typical dynamical condition in each area.

### 6.3.2 Tracer images

In G2013, the observed SST and chlorophyll were used as tracers. Here, the method is tested using twin experiments. Observations are therefore synthetic and correspond to outputs from the high-resolution realistic model of the Solomon Sea. The model cannot provide chlorophyll data since it does not include a biogeochemical component so far. The idealized twin experiments framework thus allows to explore the ability of several tracers to provide relevant dynamical information and to improve the assessment of small scale dynamics. For instance, exploring the inversion of sea surface salinity (SSS) is interesting since SSS contains information at submesoscale, and its observation (at coarse resolution) from space started a few years ago with the SMOS/Aquarius mission. From the high-resolution images of SST and SSS, another tracer image can be computed representing the ocean spiciness. Spiciness is density-compensated potential temperature and salinity anomalies (*Veronis, 1972; Munk et al., 1981*), with hot and salty waters having high



spiciness. For the purpose of our study, spiciness represents an interesting tracer since it mostly behaves as a dynamically passive tracer in the upper ocean (*Klein et al.*, 1998). On the contrary, potential temperature anomalies with a density signature are governed by planetary wave dynamics and behave less passively. Spiciness anomalies found in the Solomon Sea are thought to be produced in the southeastern subtropical Pacific gyre, subducted at thermocline level, and propagated as a dynamically passive tracer by the circulation (*Nonaka and Xie*, 2000; *Yeager and Large*, 2004; *Luo et al.*, 2005).

Spiciness is computed as a linear combination of temperature and salinity (Eq. 6.5).

$$SPICE = \rho_0 * (\alpha T + \beta S) \quad (6.5)$$

where  $\alpha = 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  is the thermal expansion coefficient,  $\beta = 7.7 \cdot 10^{-4}$  the saline expansion coefficient and  $\rho_0 = 1028.5$  an average density.

Thereafter, we use SST and SSS model outputs on December 22<sup>nd</sup>, 1993 for region  $\mathbb{A}$  and on September 24<sup>th</sup>, 1995 for region  $\mathbb{B}$ , as well as the corresponding spiciness image to study the feasibility of the inversion method (figures 6.4a,b,c, 6.5a,b).

In region  $\mathbb{A}$ , frontal structures are clearly evidenced in tracer images (figure 6.4a,b,c), whereas the spatial gradients of the different tracers vary in intensity and the strongest gradients are not located in the same place in each tracer image. Since the binarization of the tracer images only keeps the 20% strongest structures of tracer gradients, filaments that are detected in the SST ( $\mathcal{I}_{SST}$ ) and SSS ( $\mathcal{I}_{SSS}$ ) images are very different (figure 6.4d,e). This evidences how complementary the structures detected from both images can be.

The binarized spiciness image (figure 6.4f) is again complementary to that of SST and SSS, with filaments being detected in the spiciness image that are neither in  $\mathcal{I}_{SST}$  nor in  $\mathcal{I}_{SSS}$ . The corresponding fronts are slightly visible in the SST and SSS images (figure 6.4a,b) but their associated gradients are not strong enough to be detected by the binarization algorithms. The combination of SST and SSS in spiciness makes it possible to detect new fronts.

As for the second test case, in region  $\mathbb{B}$ , structures detected from the SST and SSS images are very much alike (figure 6.5c,d). These two tracers behave more similarly in region  $\mathbb{B}$  than in region  $\mathbb{A}$ . It may be due to the location of the two regions : area  $\mathbb{B}$  is more deep-sea than area  $\mathbb{A}$  and may be less influenced by coastal and non-advective phenoma. As a result, filaments extracted from spiciness (not shown here) are similar to the one extracted from SST and SSS. In region  $\mathbb{B}$ , the computation of spiciness does not provide any additional information.

## 6.4 Definition of the twin experiments

### 6.4.1 True and background velocities

Two velocity fields are needed to assess the performance of the inversion process using twin experiments : a true and a background velocity field. The true velocity field is the reference : it is used to evaluate the relevance of the velocity field as estimated by the inversion method. The true velocities (figures 6.6a and 6.7a) are defined as the surface currents that have shaped the filaments in the SST and SSS images. More precisely, the true velocities are the surface velocities (assumed error free) as simulated by the model, on December 22, 1993 (region  $\mathbb{A}$ ), and on September 24, 1995 (region  $\mathbb{B}$ ).

The background velocity field, on the contrary, contains some errors, which we expect to reduce by inversion of the tracer image. This background velocity field is constructed by adding errors on the true velocity field. The objective is to generate errors with an amplitude similar to that expected in the velocity field deduced from altimetric observations. In the present study, the background velocity is obtained using model velocity before the date of the inversion (December, 22 1993 or September, 24 1995). In this way, most eddies present in the true velocity field are also present in the background velocity, but their location is shifted and their shape is slightly different (see figure 6.6 for experiment  $\mathbb{A}$  and figure 6.7 for experiment  $\mathbb{B}$ ). This kind of error is expected in altimetric observations because of their limited time and space resolution.

In this study, the resolution of the velocities degraded to  $1/12^\circ$  as the computation of FSLE does not require a velocity at full resolution (*Hernández-Carrasco et al.*, 2011). For example, the main features derived from the  $1/36^\circ$  resolution velocity are still present if FSLE are computed using the velocity filtered at a  $1/12^\circ$  resolution. It is also easier to use a degraded velocity since fewer grid points are considered in the inversion process and need to be corrected. More precisely, the velocity fields used hereafter are derived from the model velocities by applying a Lanczos low-pass filter degrading the resolution from  $1/36^\circ$  to  $1/12^\circ$ .

#### 6.4.2 Error sub-space

The third piece of information that is needed for the inversion is an appropriate description of the background error covariance matrix  $B$ , which must be consistent with the error introduced on the background velocity. In addition, for the inversion to be practically feasible, it is also required that the rank of  $B$  be small enough, for instance by reducing  $B$  to its first few eigenvectors. To build this low rank  $B$  matrix matching the amplitude of the error on the background velocity, an ensemble representing the variability of the velocities during five-day periods is generated. As the Solomon Sea model is very energetic and its variability is significant (section 6.3.1), the real  $B$  matrix contains many directions of error that need to be included in the error subspace. Moreover, to simplify the problem and avoid getting lost in too many dimensions, only a limited size ensemble of velocity fields is used to build the  $B$  matrix. To tune the  $B$  matrix several ensemble sizes have been tested, and the ensembles have been constructed differently for region  $\mathbb{A}$  and  $\mathbb{B}$ , as their dynamical behaviour are very different. To build the error sub-space, the following subset of model velocity fields is selected :

$$\Delta \mathbf{u} = \mathbf{u}(k) - \mathbf{u}(k + 5), \quad k \in [D - 50, D] \quad (6.6)$$

with  $D$  the day at which the inversion is performed (December, 22 1993 for region  $\mathbb{A}$  and September, 24 1995 for region  $\mathbb{B}$ ). Only the 50 velocity fields corresponding to the daily averaged model outputs of the 50 days preceding the inversion date are considered to build the ensemble. Then an EOF analysis is performed on this subset of 50  $\Delta u$ , and the corresponding 50 EOFs define the reduced rank  $B$  matrix. During the inversion, this error sub-space is explored, looking for the velocity among the linear combination of the 50 EOFs ( $S_1 \dots S_{50}$ ). Thus, the velocity perturbation  $\delta \mathbf{u}$  can be written :

$$\delta \mathbf{u} = \sum_{n=1}^{n=50} x_n S_n \quad (6.7)$$

where  $x_n$  are random coefficients. It should be noted that the construction of the  $B$  matrix is quite idealized here since it is assumed that the statistics of the model simulations are known. To explore the ability and performance of the inversion method based on different tracer images, using a quite idealized  $B$  matrix is not a major concern. In our study, such an idealised  $B$  matrix is sufficient since the relative efficiency of the inversion of several tracer images is to be assessed and not the performance of the method in general. However, building a suitable  $B$  matrix for a real data assimilation problem may be more challenging.

### 6.4.3 Experiments

The inversion method is tested and evaluated using different tracers. In the following, four experiments are performed and analyzed in which the background velocity field is corrected using filamental structures from :

1. SSS image in experiment 1
2. SST image in experiment 2
3. both SSS and SST images in experiment 3
4. Spiciness image in experiment 4

When the inversion is performed using only one tracer image, the cost function is defined as in Eq. 6.3, with  $\mathcal{I}_{tracer}$  the binarized norm of the gradient of either the SST image (in experiment 1), the SSS image (in experiment 2) or the spiciness image (in experiment 4).

In experiment 3, two tracer images are used, and the corresponding cost function is detailed in Eq. 6.4.  $\mathcal{I}_{tracer1}$  is the binarized norm of the gradient of the SST image and  $\mathcal{I}_{tracer2}$  is the binarized norm of the gradient of the SSS image. As the extraction of filaments are as good in the SST as in the SSS image (section 6.3.2), the weights are set to be identical for both tracers ( $\alpha_{SST} = \alpha_{SSS} = 0.5$  in Eq.(6.4)).

As the measure of the distance between a tracer image and the FSLE image is strongly non-linear (because of the binarization of the frontal structures), experiments 3 and 4 can provide different results. Indeed, in experiment 3, the sum of the distance between the FSLE and the binarized SST fronts with the distance between the FSLE and the binarized SSS fronts is minimized whereas in experiment 4, the distance between the FSLE and the binarized fronts of the linear combination of the SST and the SSS is minimized.

## 6.5 Results

The data and methodological frameworks presented previously are used to investigate the performance of the inversion process.

### 6.5.1 Validity of FSLE as a proxy

First, the FSLE are computed from the true and background velocities in regions  $\mathbb{A}$  (figure 6.8a,b) and  $\mathbb{B}$  (figure 6.9a,b).

Note that to compute the FSLE corresponding to the background velocity, the past velocities are assumed to be known, so that the background FSLE is derived from true model velocities from the past plus the background velocity of the study date. The FSLE image contains information from true velocities from the past, but as only one velocity

every three days is considered during the computation, the FSLE derived from the background velocity still differs from the FSLE derived from the true velocity (figures 6.8a,b, 6.9a,b).

The lines of maximum gradients of tracers and the lines of maximum FSLE are expected to be in good agreement even though tracers are not truly passive tracers in the ocean. On the one hand, FSLE represent the stretching of the fluid. Thus, the lines of maximum FSLE are shaped by various instabilities such as the fronts that separate fluid particles coming from similar region (Haller, 2011; Shadden *et al.*, 2005; Mathur *et al.*, 2007). On the other hand, tracers in a fluid are advected by the flow, and their distribution is shaped by the currents. Thus, tracers tend to develop fronts along the unstable manifold, where velocities are convergent (Lehahn *et al.*, 2007). The spatial gradients of the tracer are therefore perpendicular to the frontal structures, and mostly correspond to the unstable manifold.

In practice, even if SST and SSS are not passive tracers, they still contain information that can be inverted to correct the circulation. An additional difficulty occurs if the tracer is too homogeneous over the domain of study, as the presence of gradients in the tracer is needed to extract the structures. Some discrepancies between the binarized FSLE image ( $\mathcal{I}_{FSLE}$ ) and the binarized norm of the gradient of the tracer ( $\mathcal{I}_{tracer}$ ) can also arise because of the binarization process.

Indeed, if the gradients detected in the tracer image are not strong enough, they no longer appear in the binarized image where only the strongest gradients are kept.

As we have access to the true velocity and to the corresponding tracer in the model, tracer frontal structures can be compared with lines of maximum FSLE and the similarity between the two quantities can be corroborated.

A qualitative comparison shows that in region  $\mathbb{A}$ , the spiciness image (figure 6.4f) provides frontal structures that are most similar to the corresponding FSLE (figure 6.8c). This means that spiciness may give a more appropriate image to detect the dynamical structure of the flow. In region  $\mathbb{B}$ , the frontal structures in both images ( $\mathcal{I}_{SST}$  and  $\mathcal{I}_{SSS}$ ) are very similar to the one obtained in the corresponding FSLE (figure 6.9a).

A more quantitative diagnostic is now presented to compare the FSLE and tracer binarized images. Similarly to Lehahn *et al.* (2007), the angle between the line of maximum gradient in the tracer and the line of maximum FSLE is measured.

The lower the angle, the more similar the structures in the two binarized images are. Histograms of the angles between fronts in the FSLE computed with the true velocity and fronts in the binarized SSS image are presented in figure 6.10 in both regions (results from the SST and spiciness images are similar).

Nearly a third of the angles are below  $10^\circ$  and more than half of them are below  $20^\circ$ , meaning that lines of maximum FSLE match lines of maximum gradients of the tracer. Note that all histograms have been computed in the model for every day of the 1993 - 2000 period and they are all very similar to the one shown in Figure 6.10. The interquartile of the computed angles is also of interest to evaluate the absolute dispersion. In this model it is generally lower than 8, which means that the angles are very similar (50% of the angles are separated by less than  $8^\circ$ ). We can thus conclude from this model that even though SST and SSS are not passive tracers and contain only partial information on the dynamics, comparing them with the FSLE in the Solomon Sea region does make sense.

### 6.5.2 Feasibility of FSLE inversion

The first requirement for the image inversion to be successful is that the FSLE proxy to the image is itself invertible. In other words, a necessary condition is that the velocity field can be retrieved from the FSLE proxy. To check that the FSLE inversion is successful, the cost function is minimized using the FSLE computed from the true velocity instead of the tracer image.

The velocity field inferred from the inversion of the binarized true velocity FSLE image is very close to the true velocity (not shown). Therefore, the velocity can be retrieved from the corresponding FSLE. This kind of analysis is also helpful to optimize the different parameters of the inversion process (such as  $\mu$ , the confidence on the background velocity or parameters concerning the simulated annealing) as well as to check that the selected error sub-space is adequate for the inversion.

As the inversion of FSLE is a success, the next step is to test several kind of experiments to assess the inversion of tracers.

### 6.5.3 Minimizing the cost function

To illustrate the performance of the inversion algorithm, the evolution of the cost function and of the remaining error in the velocity field are computed for all experiments in both regions (figure 6.11, where the iteration axis is logarithmic to improve the representation of the decreasing of the cost function and error). The error on the velocity field,  $\epsilon(\mathbf{u})$ , represents the percentage of the norm of the error still present in the velocity  $\mathbf{u}$  compared to the norm of the error on the background velocity :

$$\epsilon(\mathbf{u}) = \frac{\|\mathbf{u} - \mathbf{u}_{true}\|}{\|\mathbf{u}_{background} - \mathbf{u}_{true}\|} \quad (6.8)$$

The performance of the inversion in region  $\mathbb{A}$  strongly depends on the tracer used for the inversion. In figure 6.11a, the cost function decreases more efficiently in experiments 3 (inversion of SST and SSS images together, green line) and 4 (inversion of spiciness image, containing information from SST and SSS, cyan line) than in experiments 1 and 2 where only one tracer is used (either SST in experiment 1 (red line) or SSS in experiment 2 (blue line)). Similarly, in figure 6.11b, the error on the final estimated velocity is smaller in experiments 3 and 4 than in experiments 1 and 2.

The different behaviors and performances associated to the four experiments in region  $\mathbb{A}$  highlight the importance of using two kinds of different, complementary observations such as SST and SSS to perform the inversion. In this region, the smallest correction is obtained when the inversion is based on the SSS image alone. This means that the dynamical structures in this image are only partially extracted in region  $\mathbb{A}$  (figure 6.4e). The inversion method clearly performs better when the spiciness image is used to perform the inversion with a reduction of the background error larger than 60%. Two main reasons can explain the better performance of the inversion method with the spiciness image. First, this image contains richer information since spiciness is the linear combination of the complementary SST and SSS. As region  $\mathbb{A}$  is very energetic, and the circulation quite complex, the use of both the SSS and SST tracers is necessary to reach a substantial reduction of the background error.

Second, spiciness is a more dynamically passive tracer than SST and SSS alone, thus providing more useful information.

Results of the relative performances of the inversion method with different tracers are different in region  $\mathbb{B}$  (figure 6.11c,d). In this region, the dynamics is less influenced by coastal phenomena and complex bathymetry and the tracers are likely passive, with the pattern in the SST image being very similar to that in the SSS image (the same frontal structures are extracted from the binarized norm of the gradient in both SST and SSS).

As a result, the decrease of the cost function (figure 6.11c) and of the error on the corrected velocity (figure 6.11d) are more similar for all experiments in region  $\mathbb{B}$  as compared with region  $\mathbb{A}$ . The use of the SSS image alone enables to correct more than 60% of the error on the background velocity. The use of two tracers (experiment 3) does not improve the estimation of the circulation. However, the inversion of the SST tracer alone is not as efficient as the inversion of the SSS alone. It may be due to some undetected gradients in the northeastern part of the image  $\mathcal{I}_{SST}$  (figure 6.5c). The convergence of the cost function is a bit faster in experiment 4 (inversion of the spiciness) than in the other experiments, though the resulting accuracy of the estimated velocity is quite similar to what is obtained from the inversion of SSS alone or SST and SSS together.

In our test region  $\mathbb{B}$ , the use of both (SST and SSS) in the inversion is not really useful because the two sources of information are mostly redundant. The inversion of SSS alone is sufficient to reduce the error on the background velocity and to obtain a good convergence of the cost function.

The study of the inversion on two regions with various dynamics is striking since it shows different performances of the inversion process. For this reason, the choice of the tracer matters. In the following, only the inversion of the SSS image is shown in region  $\mathbb{B}$ , since all other experiments provide similar results. In region  $\mathbb{A}$ , however, the three following inversions will be discussed : inversion of SST alone, inversion of SSS alone and inversion of both tracers together. In this way, the contribution of each tracer on the estimation of the circulation can be assessed.

#### 6.5.4 Estimated velocities

To check the relevance of the optimally corrected velocity provided by the different inversion experiments, a closer examination of the estimated velocity is given in this section.

In region  $\mathbb{B}$ , the FSLE derived from the optimally corrected velocity (figure 6.12b) is quite similar to the FSLE derived from the true velocity (figure 6.9a). Moreover, the estimated structures are in better agreement with the structures detected in the tracer images. For instance, the position of the main eddy in the corrected velocity (figure 6.12a) is in better agreement with the position of the same eddy in the tracer images. This is consistent with the strong reduction of velocity error as illustrated in figure 6.12c. Therefore, the dynamical structures contained in the tracer image have been proved useful to improve the estimation of the velocity in the region  $\mathbb{B}$ .

In region  $\mathbb{A}$ , the different experiments show that tracers always add information to the background velocity. Errors in the corrected velocity field are increasingly reduced when more tracers are used in the inversion process (figure 6.11a,b). This means that SST, SSS and spiciness contain different pieces of information on the dynamics in this region, and the detection of the frontal structures is therefore different and complementary in these images (see figure 6.4c,d,e). Yet, the amplitude of the correction depends on the tracer

used by the inversion.

Figure 6.13 represents the remaining error on the estimation of currents, namely the norm of the difference between the true velocity and the corrected velocity, for the four experiments. Comparing the correction from the SST image alone (figure 6.13a) and from the SSS image alone (figure 6.13b), it can be seen that the major improvements are located in different area for the inversion of these two tracers. Corrections based on SSS are mainly located in the northern part of the region, whereas corrections based on SST are mainly located in the western part of the region. This supports the idea that the dynamical information extracted from SST and SSS are complementary.

In the last two experiments, a substantial improvement is obtained when information from both SST and SSS are used, as compared the inversion of one of these tracers alone (figure 6.13d).

These results confirm the complementary importance of these two tracers. The two images indeed allow to obtain more relevant information than one single image, because some filaments detected in these images differ. As the spiciness tracer is built as a linear combination of SST and SSS, this quantity also contains information from both tracer. Therefore the results of the inversion of the spiciness image are as good as if the two tracers are used separately in the cost function (experiment 4). Using several sources of information notably increases the amplitude of the correction.

## 6.6 Conclusion

In this paper, the high-resolution model of the Solomon Sea has been proved to be a suitable laboratory to test the feasibility of the inversion of tracers. The model is quite realistic and the link between tracers (SST and SSS) and dynamics is reliable and representative of the real ocean. The model also provides quite a faithful representation of many submesoscale processes and simulated SST and SSS patterns are similar to what is detected in high-resolution satellite observations.

The process of inversion is then evaluated using synthetic observations of SST, SS and velocity derived for the model simulation. This defines twin experiments, in which a perturbed velocity (to simulate background errors) has been corrected using tracer synthetic observation, and then compared with the true velocity. The estimation is performed by minimizing the distance between the frontal structures detected in the tracer image and the FSLE proxy, which corresponds to the image of the flow.

The study of the model shows that there is a good match between the FSLE derived from the true velocity and the frontal structure of the tracers so that the FSLE is a relevant proxy for the inversion.

The various inversion experiments of tracers show that the information contained in the tracers are relevant to improve the knowledge of the dynamics. However, the performance of the inversion depends on the ability to extract frontal structures from the tracer image. In this model, in the area where the bathymetry is complex and the dynamics is energetic (area A), filaments are not very well detected in tracer images and the corresponding binarized images of the SST and the SSS contain contrasting information on the dynamics. In that case, the combined inversion of two tracers really helps the convergence of the cost function and the estimation of a more accurate velocity. The inversion of the spiciness image, which is a linear combination of SST and SSS, gives also more accurate results

than the inversion of SST alone or SSS alone. In the other area (area  $\mathbb{B}$ ), not as eddy-active as the previous one, the frontal structures are very well detected and thus the use of one tracer (the SST or the SSS) is sufficient to estimate the dynamics.

The feasibility of the inversion of tracer images to improve the circulation has been demonstrated using a realistic regional model and comforts the results found in G2013. However, in the more general perspective of data assimilation problems, some elements of the method may need to be revised. The main challenges are the constraint on the parameterization of the uncertainties in the background error covariance matrix, where a lot of statistical information is assumed to be known in this study, and the efficiency of the minimization of the cost function, which requires many iterations to reach the solution. The method has not yet been optimized and the slow decreasing of the cost function may be challenging if one considers the whole domain of the Solomon Sea for data assimilation.

### Acknowledgment

This research has been conducted with the support of the CNES (French Space Agency) and the CNRS (French National Research center). Numerical simulations and inversions have been performed on IBM parallel supercomputer at the French IDRIS/CNRS computing center.

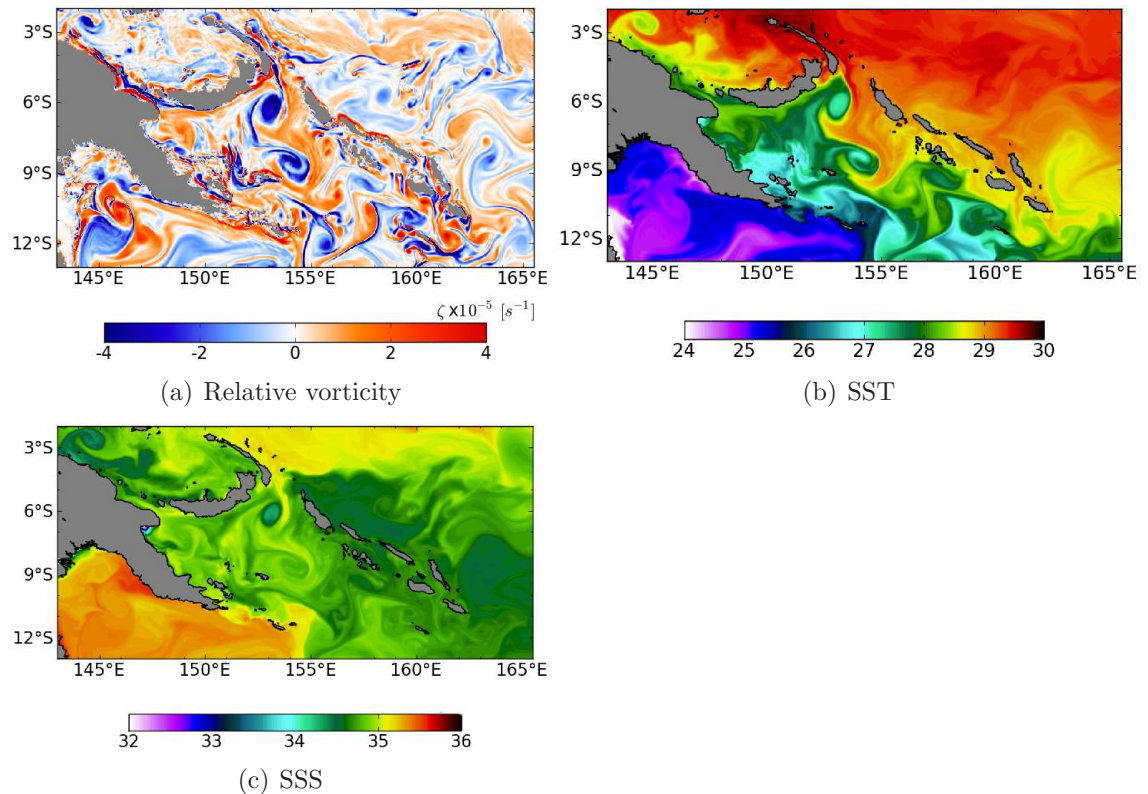


Fig. 6.1 – Relative vorticity in  $s^{-1}$  (a), SST in  $^{\circ}C$  (b) and SSS (c) of the Solomon Sea model on July 18<sup>th</sup>, 2000, on the simulation domain. There are distinguishable cyclonic eddies (blue color) and anticyclonic eddies (red) on relative vorticity field.



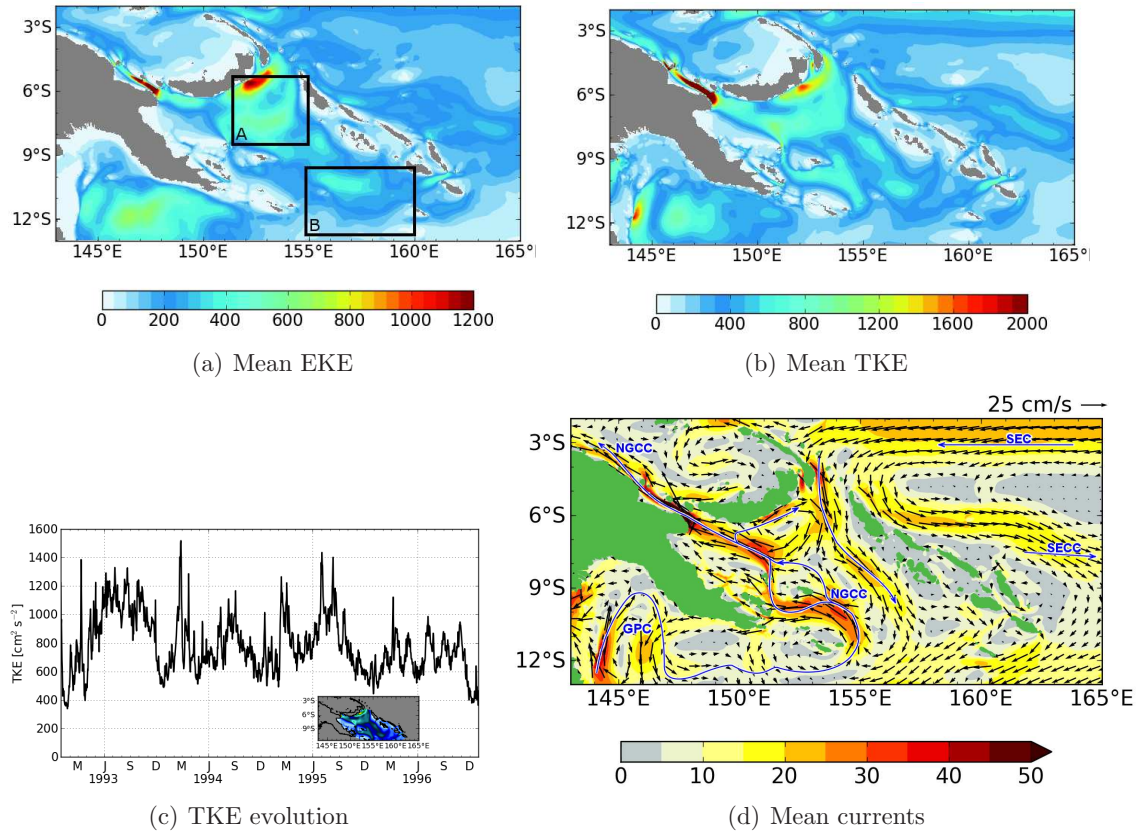


Fig. 6.2 – Mean EKE in  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  (a) and TKE in  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  (b) from 1993-1996, black squares encompasses the regions of high energy (region A) and low energy (region B). (c) temporal evolution of the TKE averaged over the Solomon Sea. (d) Mean surface currents from 1993-1996.

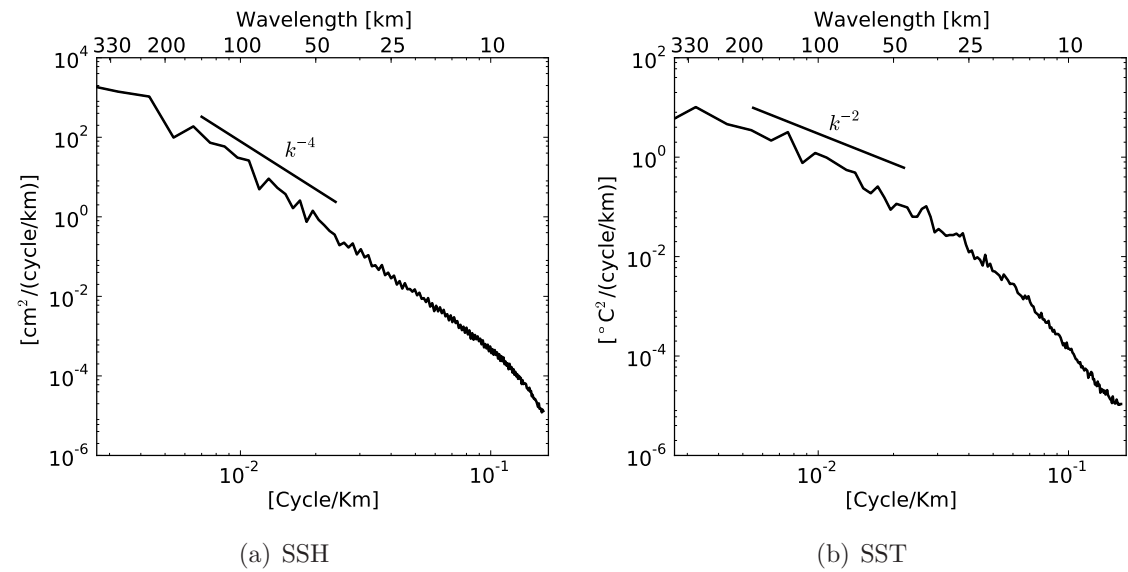


Fig. 6.3 – Example of wavenumber spectrum of SSH (a) and SST (b) on October 15<sup>th</sup>, 1996.

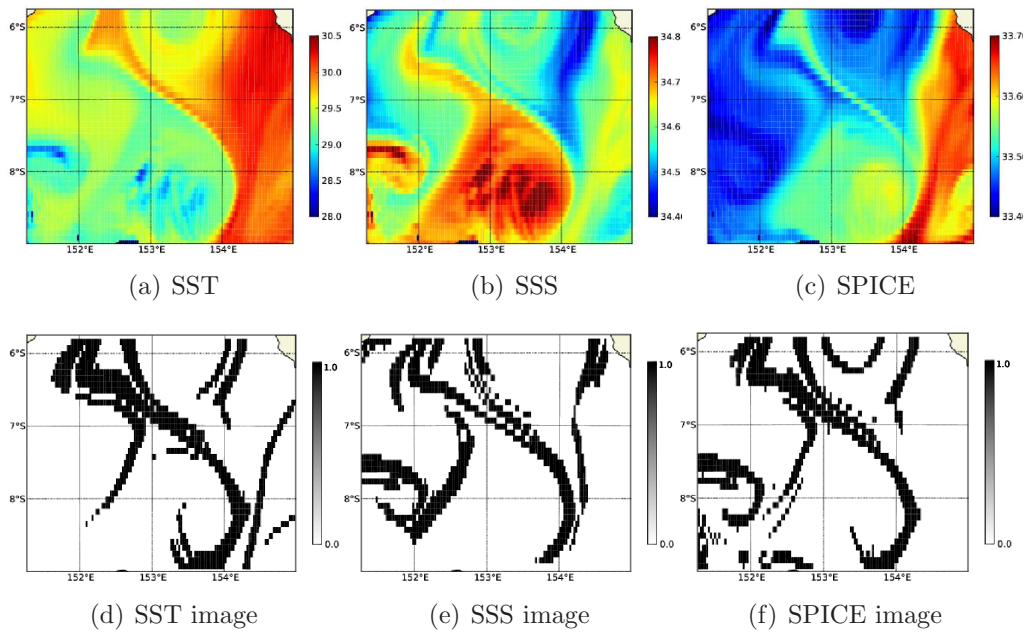


Fig. 6.4 – SST in  $^{\circ}\text{C}$  (a), SSS (b) snapshots from the model on the December 22, 1993, and the corresponding SPICE image (c) in region A. Binarized norm of the gradient of SST ( $\mathcal{I}_{SST}$ , d), of SSS ( $\mathcal{I}_{SSS}$ , e) and of SPICE ( $\mathcal{I}_{SPICE}$ , f) images.

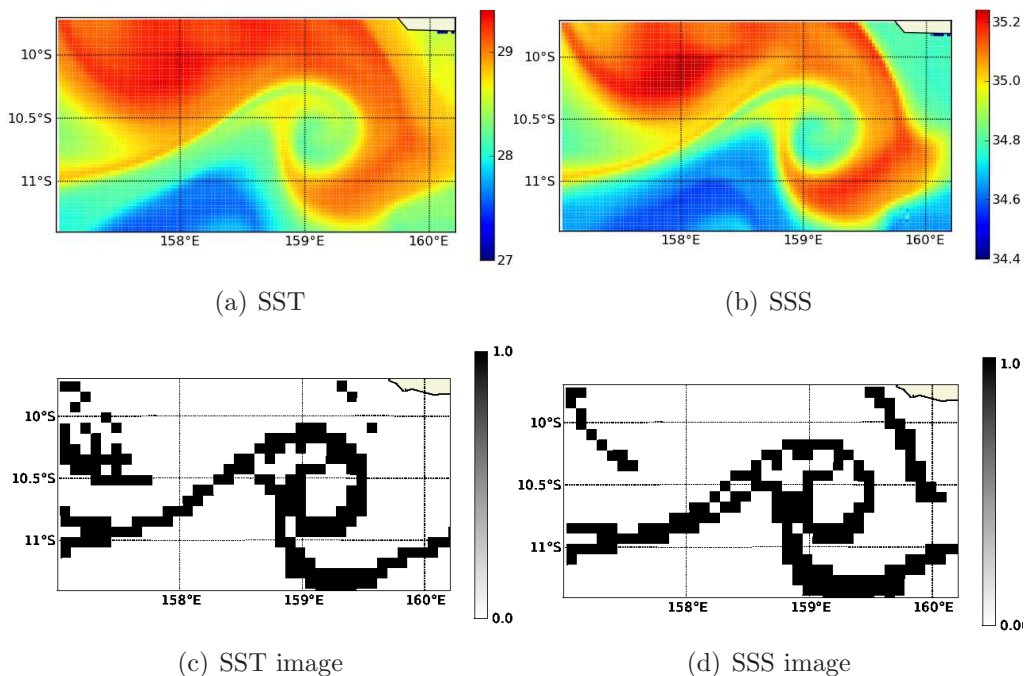


Fig. 6.5 – SST in  $^{\circ}\text{C}$  (a) and SSS (b) snapshots from the model on the September 24, 1993, in region B. Binarized norm of the gradient of the SST ( $\mathcal{I}_{SST}$ , c) and of the SSS ( $\mathcal{I}_{SSS}$ , d) images.

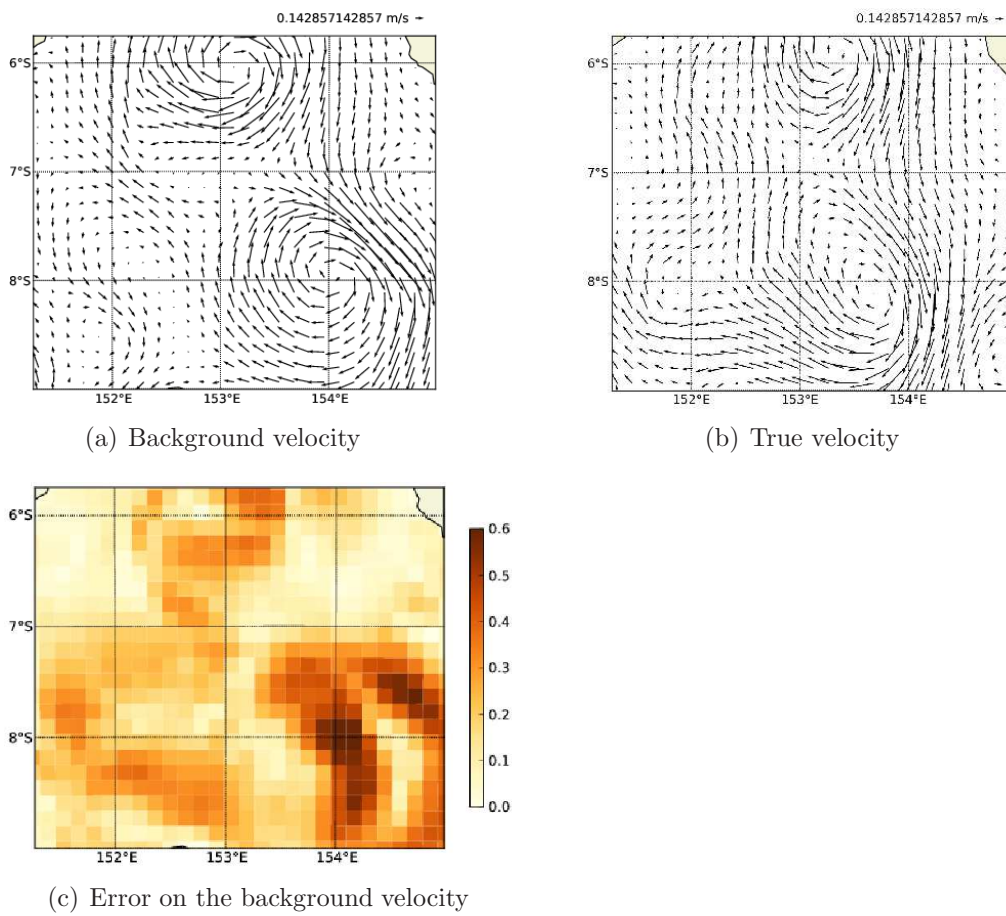


Fig. 6.6 – True velocity (a), background velocity (b) and norm  $\ell_2$  of the difference between the true velocity and the background velocity (c) in  $\text{m.s}^{-1}$  for the experiment on region  $\mathbb{A}$ .

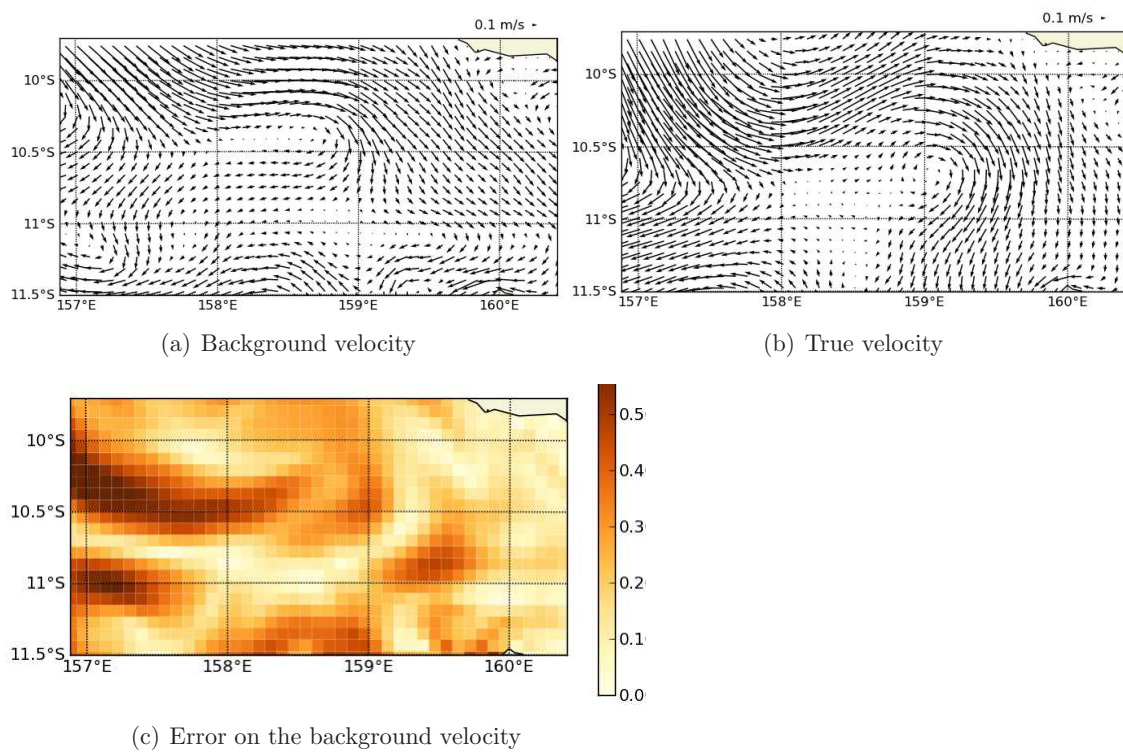


Fig. 6.7 – True velocity (a), background velocity (b) and norm  $\ell_2$  of the difference between the true velocity and the background velocity (c) in  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  for the experiment on region  $\mathbb{B}$ .



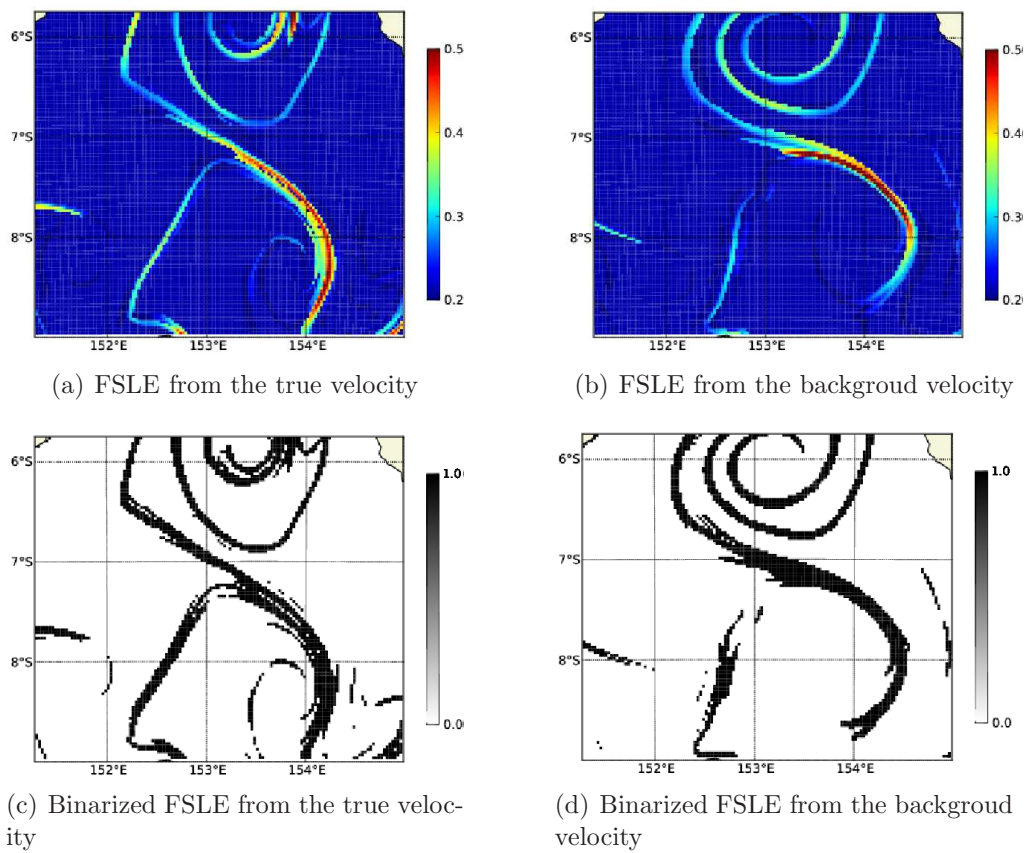


Fig. 6.8 – FSLE, computed using the true velocity (figure a) and the background velocity (figure b) in  $\text{day}^{-1}$  for region A. Binarized FSLE, computed using the true velocity (figure c) and the background velocity (figure d).

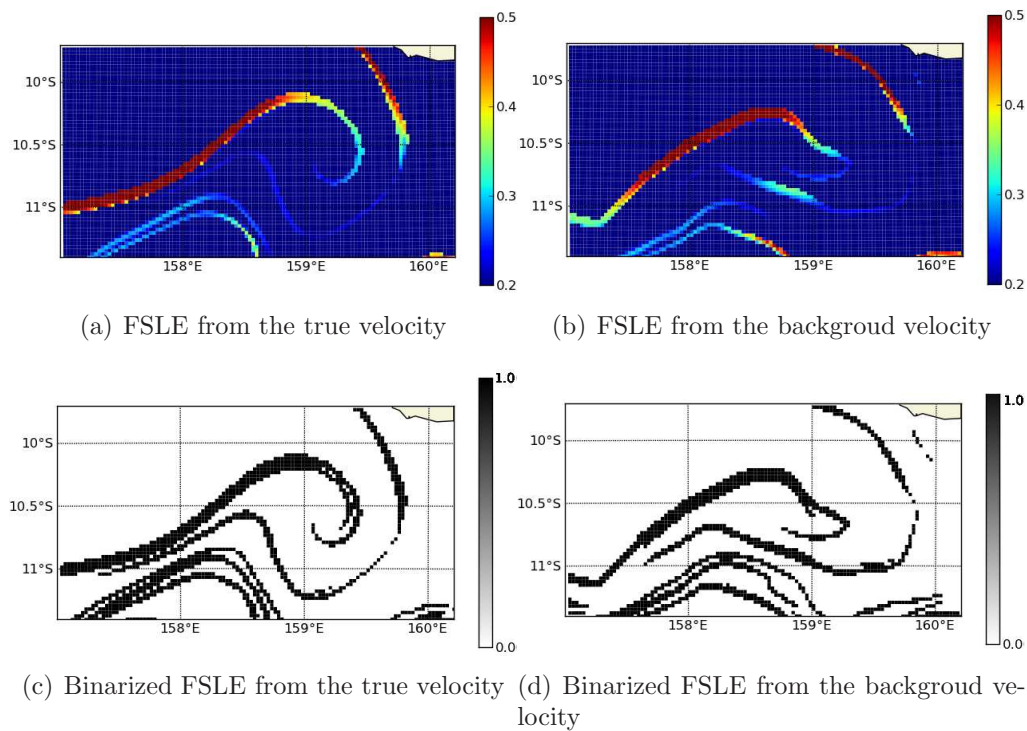


Fig. 6.9 – FSLE, computed using the true velocity (figure a) and the background velocity (figure b) in  $\text{day}^{-1}$  for region  $\mathbb{B}$ . Binarized FSLE, computed using the true velocity (figure c) and the background velocity (figure d).

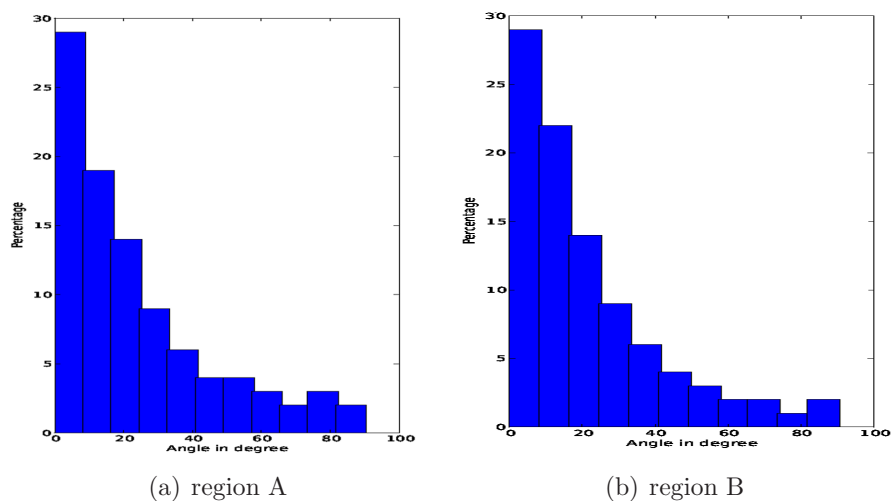


Fig. 6.10 – Histograms of angles (in degree) between the structure in the FSLE and the one in the SSS image on the study date, for region  $\mathbb{A}$  (a) and for region  $\mathbb{B}$  (b).

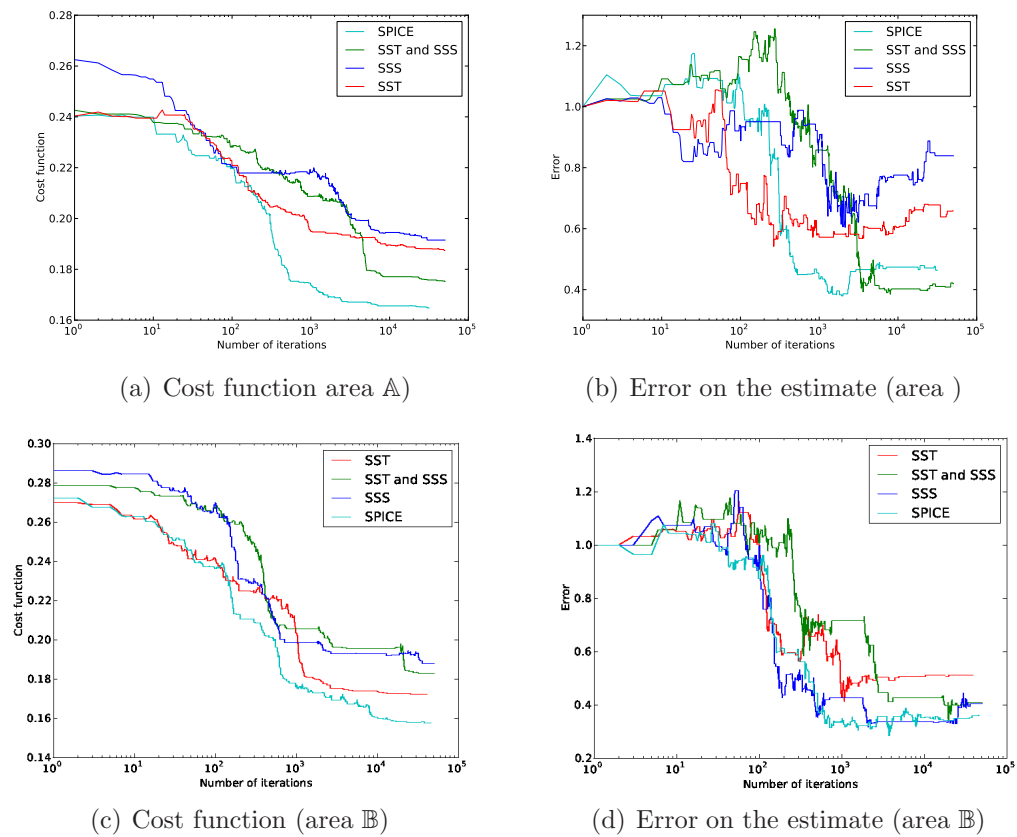


Fig. 6.11 – Evolution of the cost function (a,c) and of the error on the estimate (b,d) as a function of the number of iterations for four experiments.

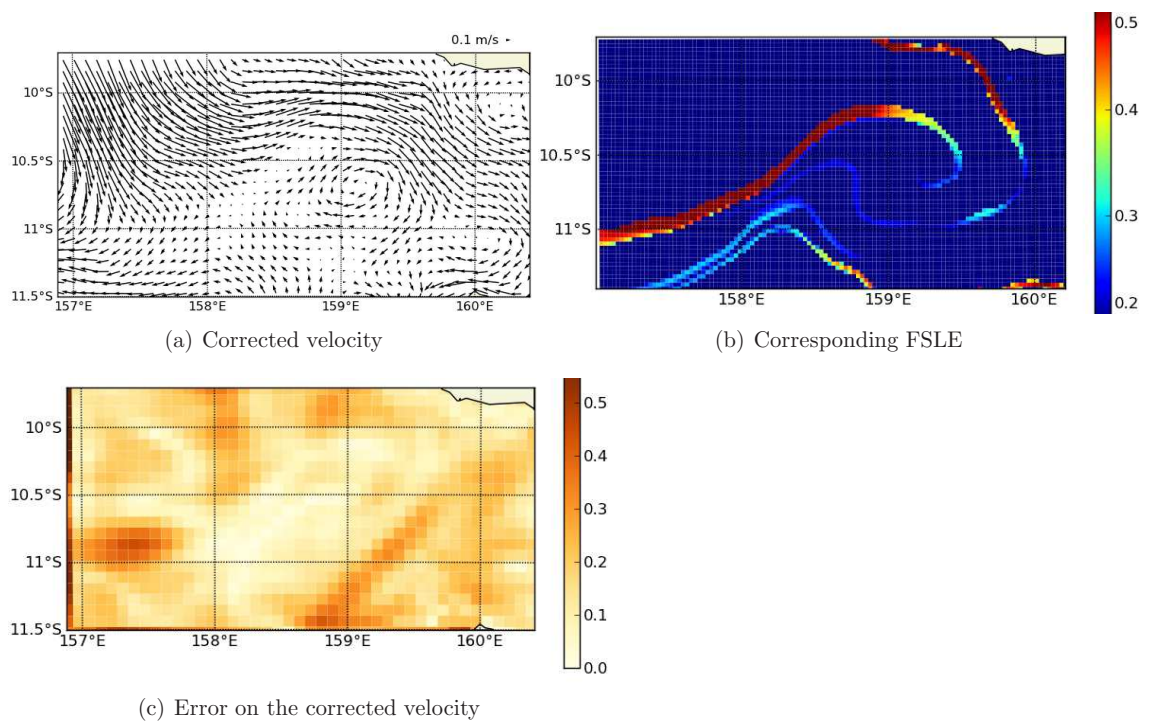


Fig. 6.12 – Results of the inversion of the SSS image in region  $\mathbb{B}$ . Estimate of the velocity in  $\text{m.s}^{-1}$  (figure a), corresponding FSLE in  $\text{day}^{-1}$  (figure b) and error on the estimate in  $\text{m.s}^{-1}$  (figure c)



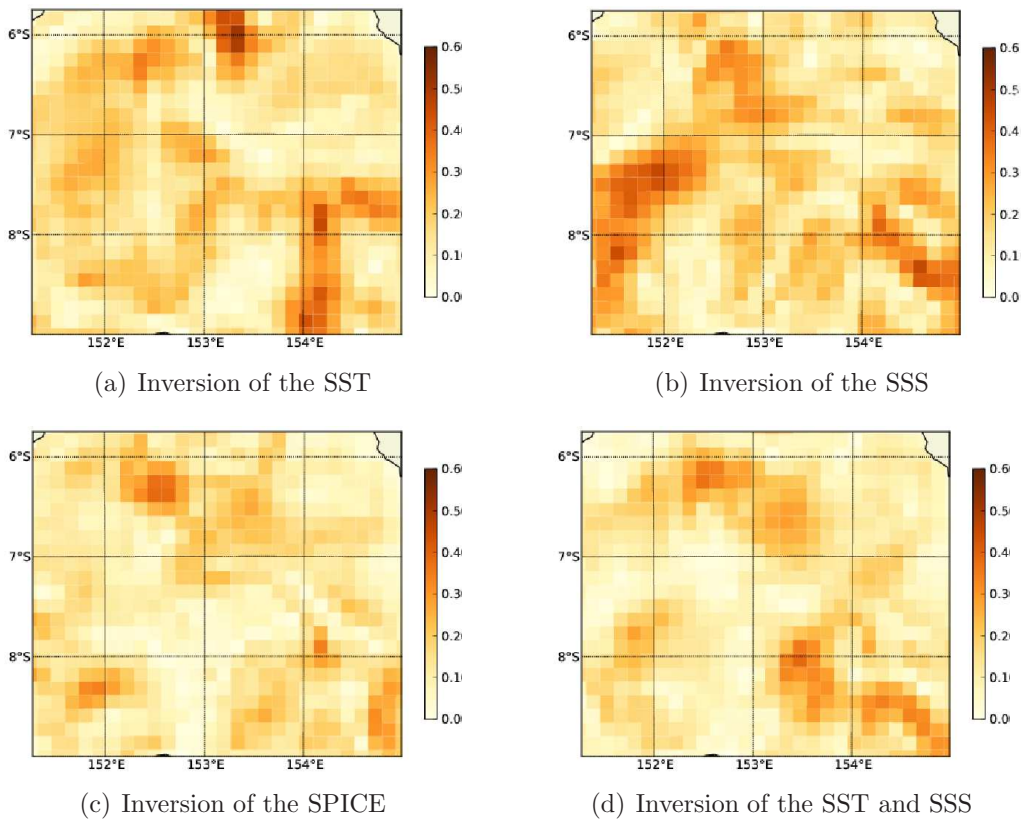


Fig. 6.13 – Error on the estimate in  $\text{m.s}^{-1}$  in region A for the inversion of the SST image alone (a), the SSS image alone (b), the SPICE image alone (c), and the inversion of the SST and the SSS images together (d).

## Chapitre 7

# Application 2 : Exploration préliminaire de l’“upscaling” de la mer des Salomon vers l’EUC

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>L’influence du raffinement AGRIF sur le modèle 1/12° . . . . .</b>	<b>178</b>
7.1.1	Energie cinétique . . . . .	178
7.1.2	Circulation . . . . .	183
7.1.3	Anomalie de hauteur de la mer . . . . .	183
7.1.4	Anomalie de température . . . . .	187
<b>7.2</b>	<b>Discussion . . . . .</b>	<b>187</b>

---

## Introduction

Les courants LLWBCs du Pacifique sud peuvent influencer le climat du Pacifique équatorial à travers les STCs (chapitre 1). La mer des Salomon connecte les eaux de la thermocline des subtropiques à l’équateur via les LLWBCs. Ces derniers constituent l’une des principales sources de l’EUC (*Tsuchiya et al.*, 1989; *Grenier et al.*, 2011). Cette mer est donc suspectée d’influencer les phénomènes ENSO à l’équateur. *Melet et al.* (2013) ont montré le caractère actif de la mer des Salomon au cours des événements El Niño à partir des composites ENSO (voir annexe).

La circulation en mer des Salomon est fortement influencée par la circulation générale qui l’entoure mais a des rétroactions sur cette circulation à diverses échelles. Ce contexte traduit deux effets essentiels : (i) l’effet d’un environnement global sur le régional (ou “downscaling”) et (ii) l’effet d’un environnement régional sur le global (ou “upscaling”). Notre configuration de modèle emboîté mis en place est utilisée pour étudier ces effets. Nous rappelons qu’avec la stratégie de modèle emboîté décrite dans le chapitre 4, nous disposons de deux sortes de simulations de modèle basse résolution au  $1/12^\circ$ . Le premier modèle (configuration SOSMOD12), forcé à ses frontières par les OBCs issus du modèle global  $1/12^\circ$ , est presque identique au modèle global  $1/12^\circ$ . Le second modèle (configuration SOSMOD12-AGRIF) est non seulement forcé à ses frontières par les OBCs issus du modèle global  $1/12^\circ$ , mais il possède en plus un emboîtement AGRIF au  $1/36^\circ$  en “two-way”. Les effets de downscaling se traduisent naturellement par le passage du global vers le régional. Dans le cas de l’upscaling, nous nous intéressons à l’impact du modèle à l’échelle régionale sur celui à l’échelle globale. Le modèle régional  $1/12^\circ$  emboîté avec AGRIF va nous permettre d’étudier l’effet d’upscaling. En effet, dans le principe d’AGRIF en two-way, des “updates” des informations du modèle  $1/36^\circ$  sont effectués sur le modèle  $1/12^\circ$  sur la zone commune aux deux modèles lors de l’intégration numérique dans le temps (cf. chapitre 4). Ainsi, le modèle basse résolution se retrouve avec des signaux influencés par le modèle haute résolution sur la zone commune d’emboîtement. Comment les signaux issus du modèle haute résolution vont-ils impacter la dynamique hors de la zone d’emboîtement ?

Dans ce chapitre, nous proposons d’étudier l’impact de la dynamique engendrée par le modèle haute résolution sur celle au nord de l’équateur dans le modèle  $1/12^\circ$  à cause de l’imbrication AGRIF pour traduire l’effet d’upscaling. Ce chapitre est une exploration très préliminaire de l’upscaling de la mer des Salomon sur l’EUC.

### 7.1 L’influence du raffinement AGRIF sur le modèle $1/12^\circ$

Dans cette étude, nous nous intéressons particulièrement à la zone au nord de  $0.5^\circ\text{S}$  qui est la frontière nord de la zone d’emboîtement AGRIF. Ainsi, les diagnostics sont faits sur le domaine allant de l’équateur à  $5^\circ\text{N}$  et de  $140^\circ$ - $172^\circ\text{E}$ . Nommons ce domaine zone d’upscaling.

#### 7.1.1 Energie cinétique

Nous avons évalué la TKE (Total Kinetic Energy), la MKE (Mean Kinetic Energy) et l’EKE (Eddy Kinetic Energy) correspondant à nos simulations au  $1/12^\circ$ .

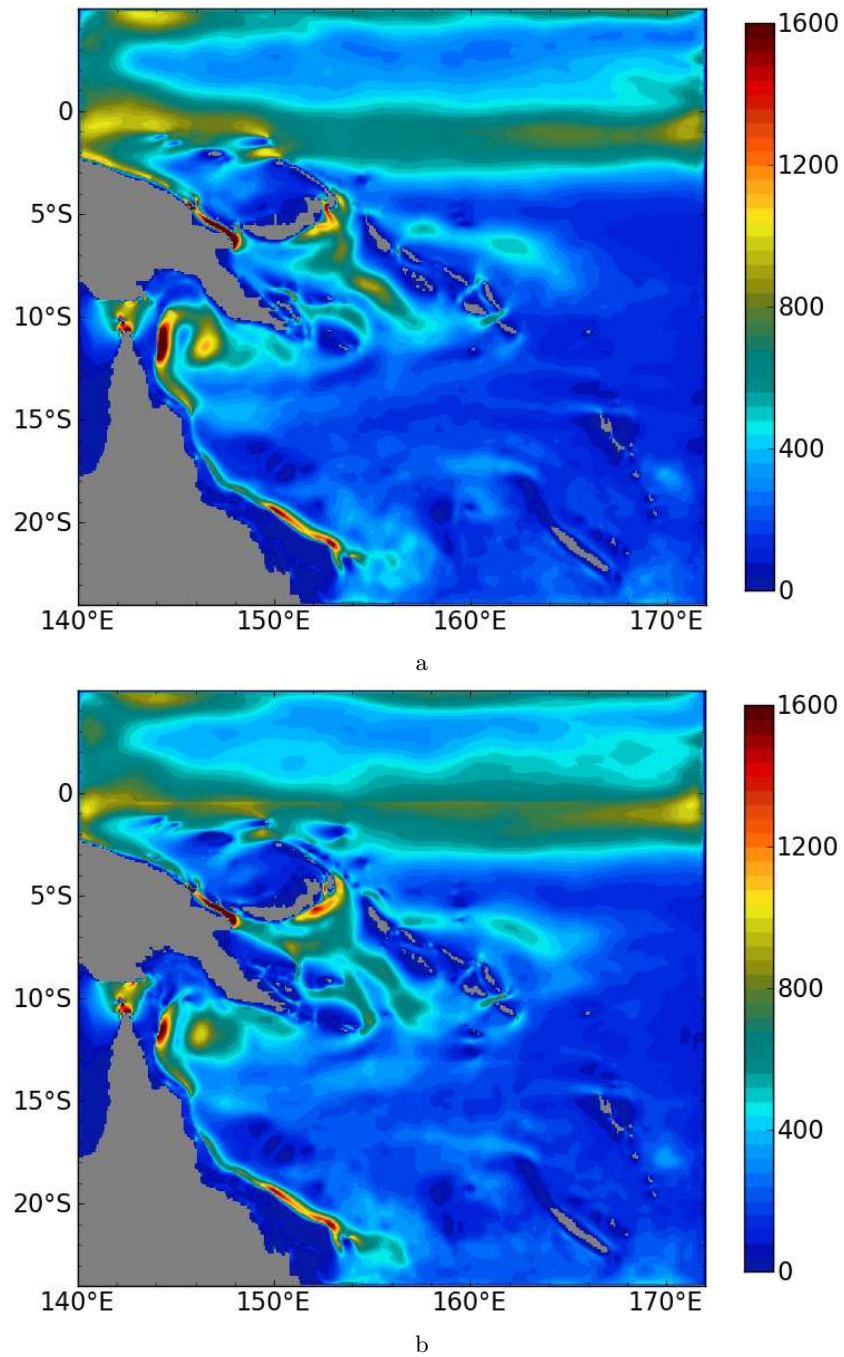


Fig. 7.1 – TKE moyenne (en  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) sur la période 1993-2000 issue du modèle SOSMOD12 (a) et issue de SOSMOD12-AGRIF (b).

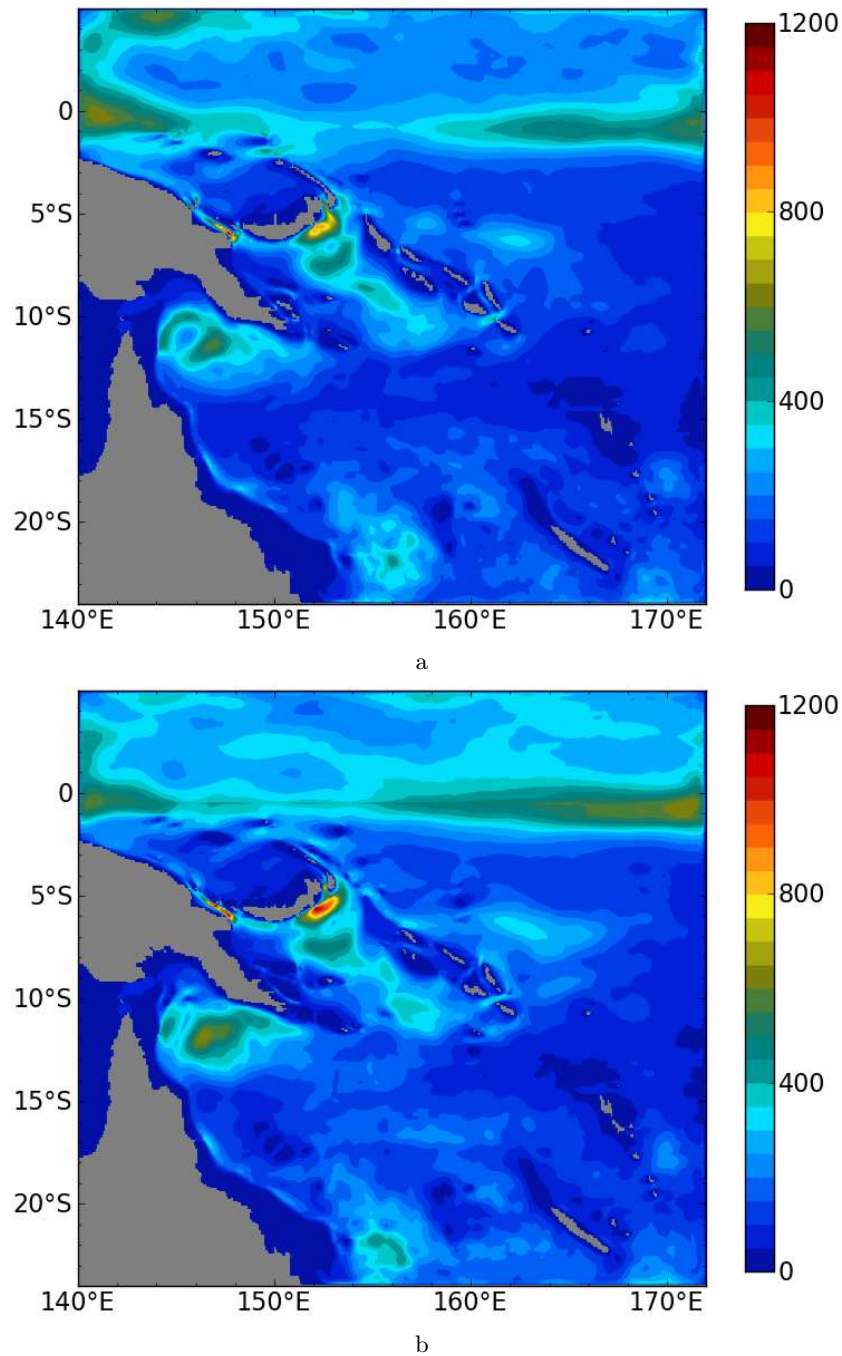


Fig. 7.2 – EKE moyenne (en  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) sur la période 1993-2000 issue du modèle SOSMOD12 (a) et issue de SOSMOD12-AGRIF (b).

Les figures 7.1 et 7.2 montrent les énergies totale (TKE) et turbulente (EKE) en surface dans le Pacifique sud-ouest (PSW) issues des deux modèles SOSMOD12-AGRIF et SOSMOD12. Rappelons les frontières AGRIF dans le modèle : 143-165.5°E et 13-0.5°S. Les cartes d'énergie du PSW (avec ou sans AGRIF) se ressemblent, avec une forte TKE dans



la bande équatoriale, le long des côtes ouest (WBC) et en mer des Salomon. Remarquons une signature équatoriale de la TKE et de l'EKE plus forte et plus centrée sur l'équateur dans SOSMOD12-AGRIF comparé à SOSMOD12. Ici, nous nous intéressons à la région d'upsampling au nord de l'équateur hors de la zone d'emboîtement. Si les distributions des structures de la TKE (fig. 7.1) et de l'EKE (fig. 7.2) issues des deux modèles sont semblables, on note tout de même des différences au niveau des amplitudes.

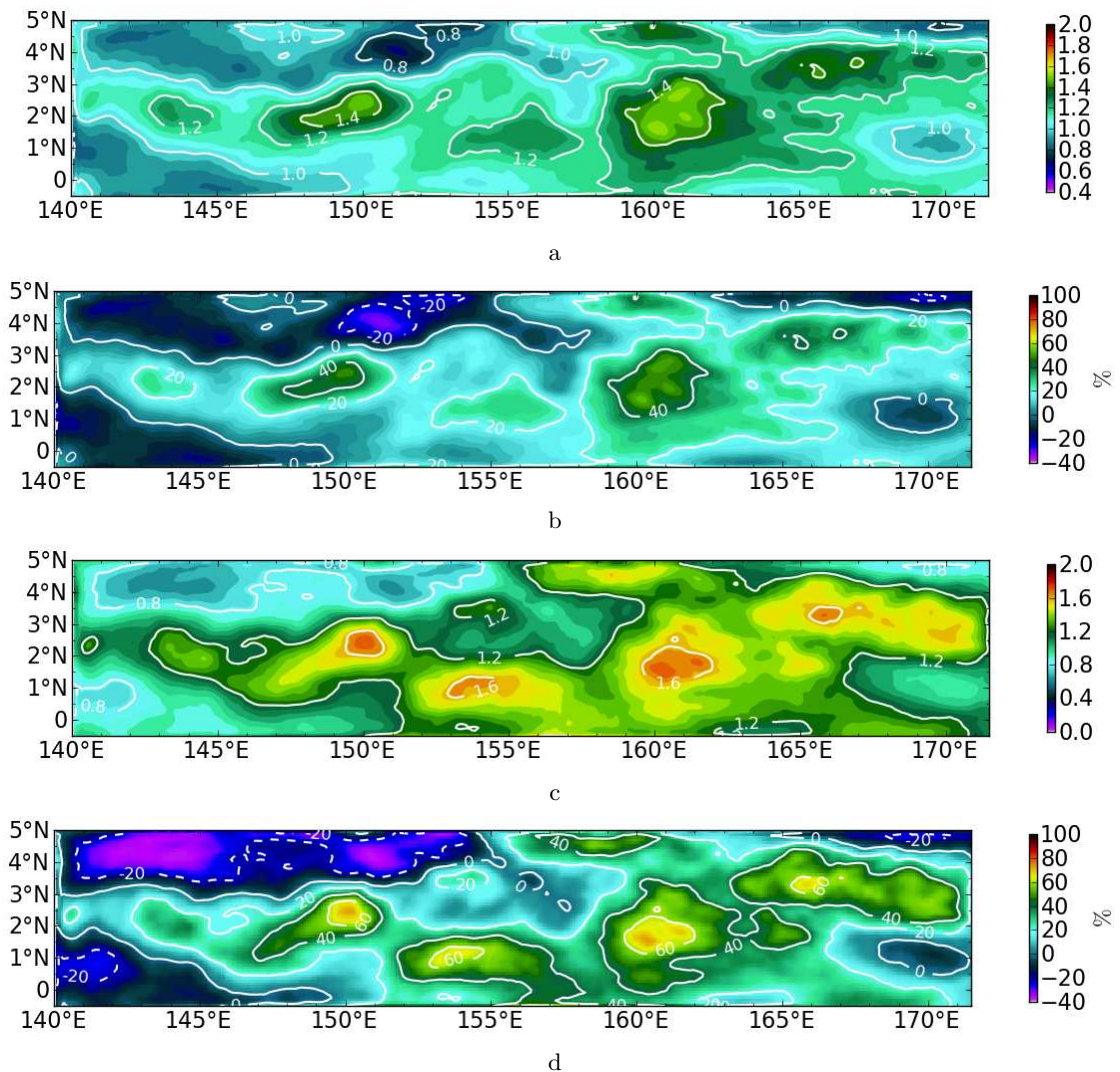


Fig. 7.3 – Rapport de la TKE  $R_{TKE}$  (a) et (b) le pourcentage relatif  $P_{TKE}$  de la TKE à la surface. (c) rapport de l'EKE  $R_{EKE}$  et le pourcentage relatif  $P_{EKE}$  de l'EKE (d) à la surface.

Les diagnostics de la figure 7.3 (réalisés à partir des équations 7.1 et 7.2) permettent de quantifier l’augmentation ou la diminution de l’EKE et de la TKE du modèle SOSMOD12-AGRIF par rapport à SOSMOD12 dans la bande 0-5°N. Le rapport de la TKE  $R_{TKE}$  (eq. 7.1) (fig. 7.3a) entre SOSMOD12-AGRIF et SOSMOD12 montre une augmentation de l’énergie dans la bande 1-3°N particulièrement importante dans la partie est, avec des valeurs dépassant 1.4. Le pourcentage relatif  $P_{TKE}$  (eq. 7.1) (fig. 7.3b) d’augmentation d’énergie excède donc 40%. L’augmentation de l’EKE est distribuée de façon similaire à celle de la TKE. Toutefois, le rapport de l’EKE  $R_{EKE}$  (eq. 7.2) (fig. 7.3c) entre le modèle SOSMOD12-AGRIF et SOSMOD12 excède 1.6, menant à un pourcentage relatif  $P_{EKE}$  (eq. 7.2) (fig. 7.3d) d’augmentation supérieur à 60%. On note cependant une diminution de 20% de l’EKE et de la TKE à l’ouest de la zone entre 0-2°N et 3-5°N. L’augmentation de l’énergie dans la bande 1-3°N semble être associée davantage à la variabilité (EKE) plutôt qu’à un changement d’état moyen. Ceci est aussi suggéré par le profil de MKE (fig. 7.5d) où en surface les deux simulations présentent la même énergie moyenne. Cette bande de latitude 1-3°N correspond à la bande de convergence entre le SEC dirigé vers l’ouest et le NECC dirigé vers l’est. C’est donc une zone de cisaillement importante entre ces deux courants de surface.

$$TKE \left\{ \begin{array}{l} R_{TKE} = \frac{TKE_{SOSMOD12-AGRIF}}{TKE_{SOSMOD12}} \\ P_{TKE} = 100 \times \frac{TKE_{SOSMOD12-AGRIF} - TKE_{SOSMOD12}}{TKE_{SOSMOD12}} \end{array} \right. \quad (7.1)$$

où  $TKE_{SOSMOD12-AGRIF}$  est la TKE issue du modèle SOSMOD12-AGRIF et  $TKE_{SOSMOD12}$  celle issue du modèle SOSMOD12.

$$EKE \left\{ \begin{array}{l} R_{EKE} = \frac{EKE_{SOSMOD12-AGRIF}}{EKE_{SOSMOD12}} \\ P_{EKE} = 100 \times \frac{EKE_{SOSMOD12-AGRIF} - EKE_{SOSMOD12}}{EKE_{SOSMOD12}} \end{array} \right. \quad (7.2)$$

où  $EKE_{SOSMOD12-AGRIF}$  est l’EKE issue du modèle SOSMOD12-AGRIF et  $EKE_{SOSMOD12}$  celle issue du modèle SOSMOD12.

En profondeur, le comportement est très différent, voir opposé à celui en surface avec une diminution remarquable de la TKE et de l’EKE (fig. 7.4) du modèle SOSMOD12-AGRIF par rapport au modèle au modèle SOSMOD12 dans la bande  $\sim 2-3^\circ N$ . A noter, une forte augmentation de la TKE à l’équateur qui n’est pas visible sur l’EKE. Cela traduit une modification dans la structure moyenne associée à l’EUC.

La figure 7.5 montre les profils de l’EKE, de la TKE, de la MKE et du cisaillement vertical  $|\partial U/\partial z|$  ( $U = (u, v)$ ) moyens sur toute la zone d’upscaling issus des deux modèles. Les différents profils verticaux de la TKE et de l’EKE (fig. 7.5) ont des structures similaires mais présentent des différences significatives. SOSMOD12-AGRIF apparaît comme être plus énergétique que SOSMOD12 avec une distribution variable de ce surplus d’énergie en fonction de la profondeur. En surface, SOSMOD12-AGRIF est un peu plus énergétique que SOSMOD12 dû à une variabilité plus importante. C’est en profondeur, dans la couche 150-250 m où siège l’EUC que la différence d’énergie est importante. Contrairement à la surface, elle est associée à un changement dans les caractéristiques moyennes de l’EUC comme le montre le profil de MKE avec un renforcement de l’EUC dans SOSMOD12-AGRIF. Ce renforcement de l’EUC dans les couches profondes augmentent le cisaillement

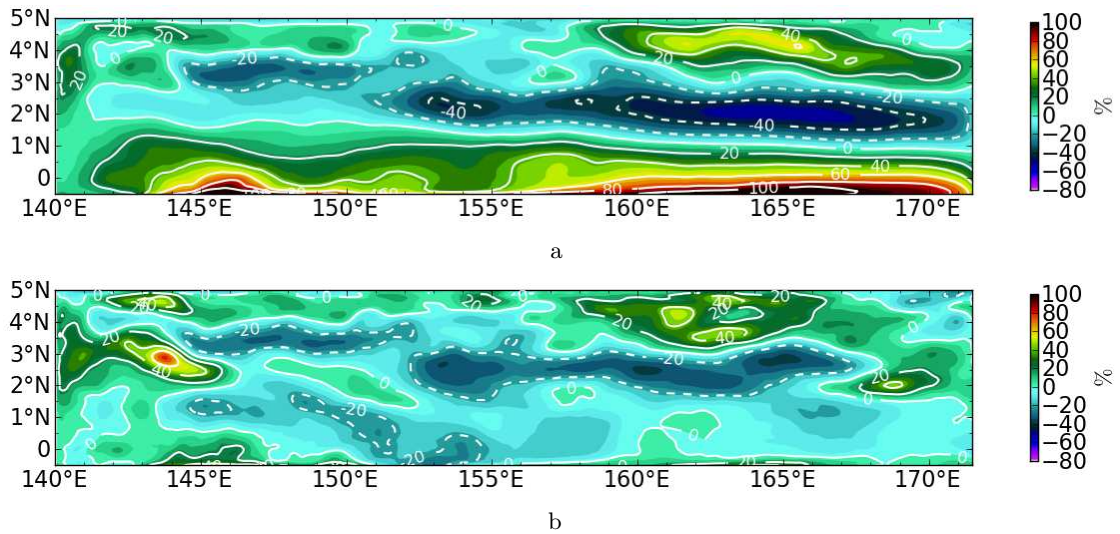


Fig. 7.4 – Le pourcentage relatif de la TKE,  $P_{TKE}$  (a) et de l'EKE,  $P_{EKE}$  (b) moyenne entre 200-300 m.

vertical (fig. 7.5c), ce qui a pour effet de rendre le courant plus stable et de réduire l'EKE à cet endroit comme le montre la figure 7.5a. Ainsi, l'introduction d'information issue du modèle à haute résolution dans le modèle SOSMOD12-AGRIF a un impact important sur la dynamique de l'EUC.

### 7.1.2 Circulation

De façon à illustrer les résultats précédents, nous présentons la circulation moyenne en surface et en profondeur dans notre région d'upscaling pour nos deux simulations SOSMOD12-AGRIF et SOSMOD12. En accord avec l'analyse de l'énergie cinétique, en surface, les deux champs de vitesse sont similaires (fig. 7.6) alors que l'on observe des différences en subsurface (fig. 7.7). Dans le modèle SOSMOD12-AGRIF, l'EUC est moins large, et plus centré à l'équateur mais également plus fort que celui de SOSMOD12. Cette figure illustre bien que les changements de MKE mis en évidence sur la figure 7.5d sont bien associés à des modifications de la structure moyenne de l'EUC.

### 7.1.3 Anomalie de hauteur de la mer

Le diagramme d'Hovmöller (fig. 7.8) réalisé à 2°N de l'anomalie du niveau de la mer (SLA) pour les données d'observation AVISO et pour les deux modèles permettent de montrer l'influence de l'emboîtement de la haute résolution sur la dynamique du modèle au nord de l'équateur dans la région où les différences d'énergie sont importantes et associées à de la variabilité. Comparativement aux données satellitaires AVISO, les deux modèles ont une bonne représentation de la SLA. Les amplitudes et les structures sont comparables à celles des observations. Cependant, on note certains écarts entre les deux modèles comme lors de l'ENSO 1997-1998. A cette période, la SLA AVISO montre une très forte anomalie négative sur toute la bande de longitude concernée qui semble se propager vers l'est.



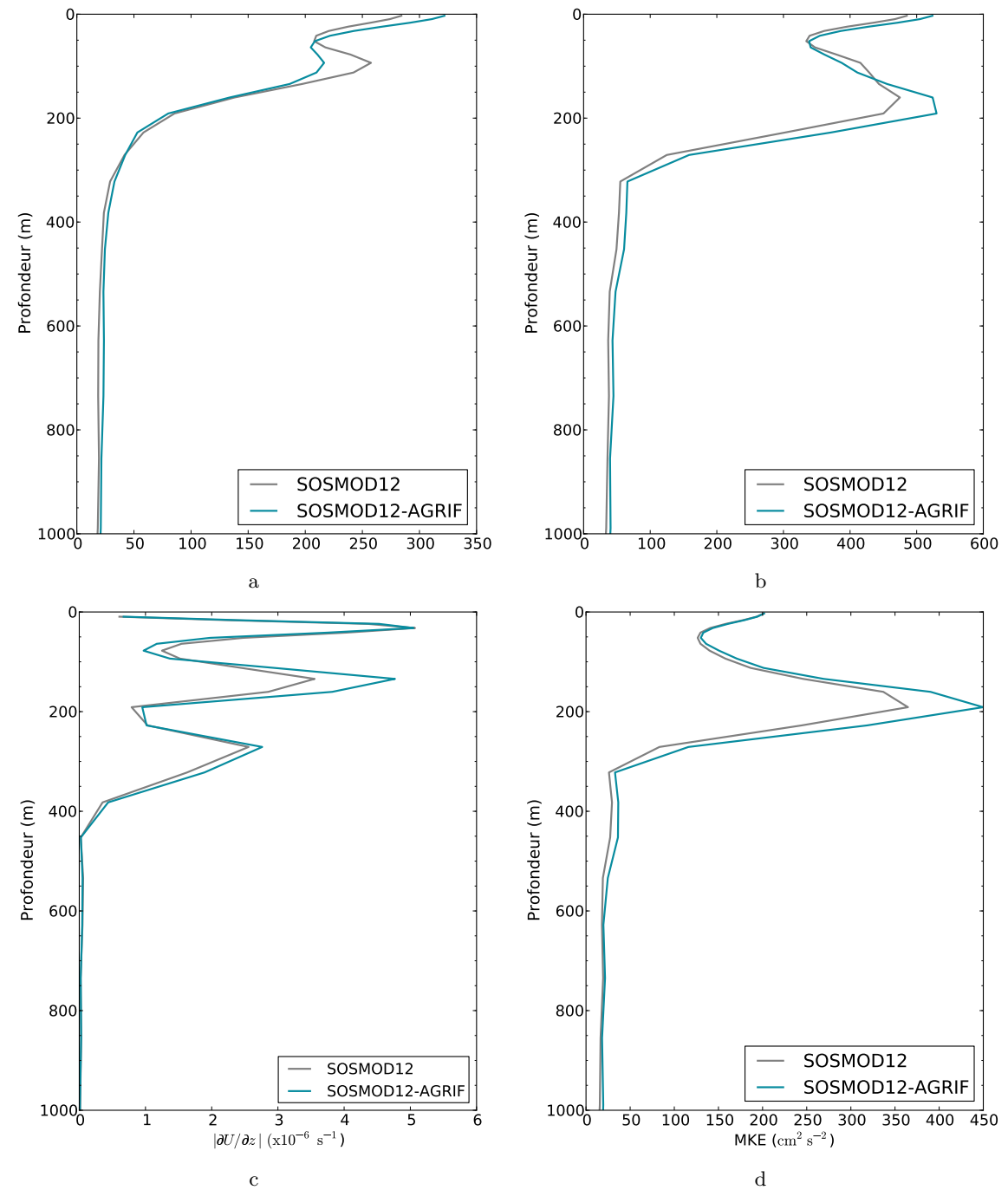


Fig. 7.5 – EKE (en  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) (a) et TKE (en  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) (b) moyennes sur la zone d’upscaling sur la période 1993-2000 issue du modèle SOSMOD12 et issue de SOSMOD12-AGRIF en fonction de la profondeur. Cisaillement vertical (a) et MKE (b) moyens sur la zone d’upscaling de la période 1993-2000 pour le modèle SOSMOD12 et pour SOSMOD12-AGRIF en fonction de la profondeur.

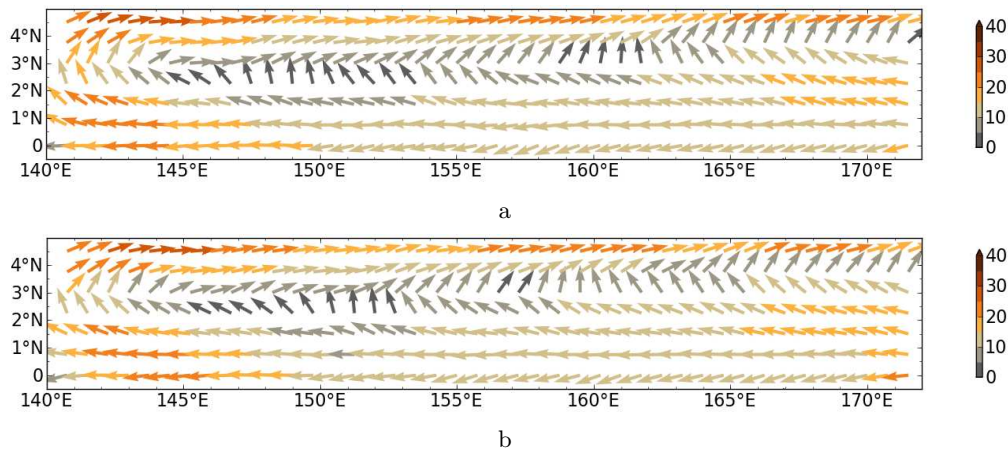


Fig. 7.6 – Circulation en surface sur la période 1993-2000 issue du modèle SOSMOD12 (a) et issue de SOSMOD12-AGRIF (b). Unité :  $\text{cm.s}^{-1}$ .

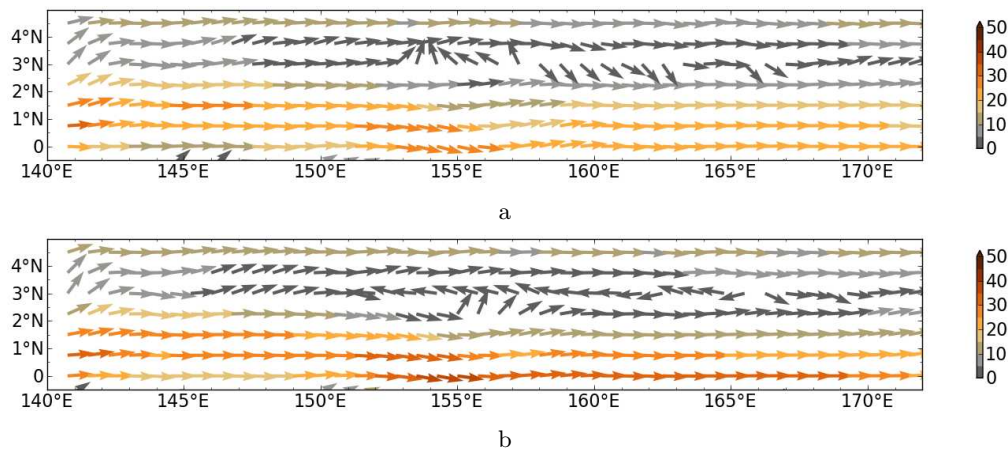


Fig. 7.7 – Circulation (en  $\text{cm.s}^{-1}$ ) entre 100-300 m sur la période 1993-2000 pour le modèle SOSMOD12 (a) et pour celui de SOSMOD12-AGRIF (b). Différence entre la vitesse issue de SOSMOD12-AGRIF et celle issue de SOSMOD12 (c).

Le modèle SOSMOD12 n'arrive pas à la simuler mais de façon surprenante, le modèle SOSMOD12-AGRIF est capable de reproduire cette signature. A ce stade, nous n'avons pas pu établir comment cet upscaling était à même d'influer sur cette signature qui semblerait alors être associée à un forçage "remote" plutôt que local.

L'accord meilleur de SOSMOD12-AGRIF avec AVISO à 2°N comparé à SOSMOD12 se retrouve sur la comparaison de la SLA moyenne sur tout le domaine d'upscaling issue des observations AVISO et des deux modèles en fonction du temps (fig. 7.9). Le coefficient de corrélation entre les données d'observations AVISO et du modèle SOSMOD12 est de 0.1 alors qu'elle atteint 0.7 avec le modèle SOSMOD12-AGRIF. Curieusement la forte anomalie négative que l'on peut associer à l'ENSO de 1997-1998 est bien reproduite dans SOSMOD12-AGRIF en accord avec AVISO alors qu'elle n'existe pas dans SOSMOD12

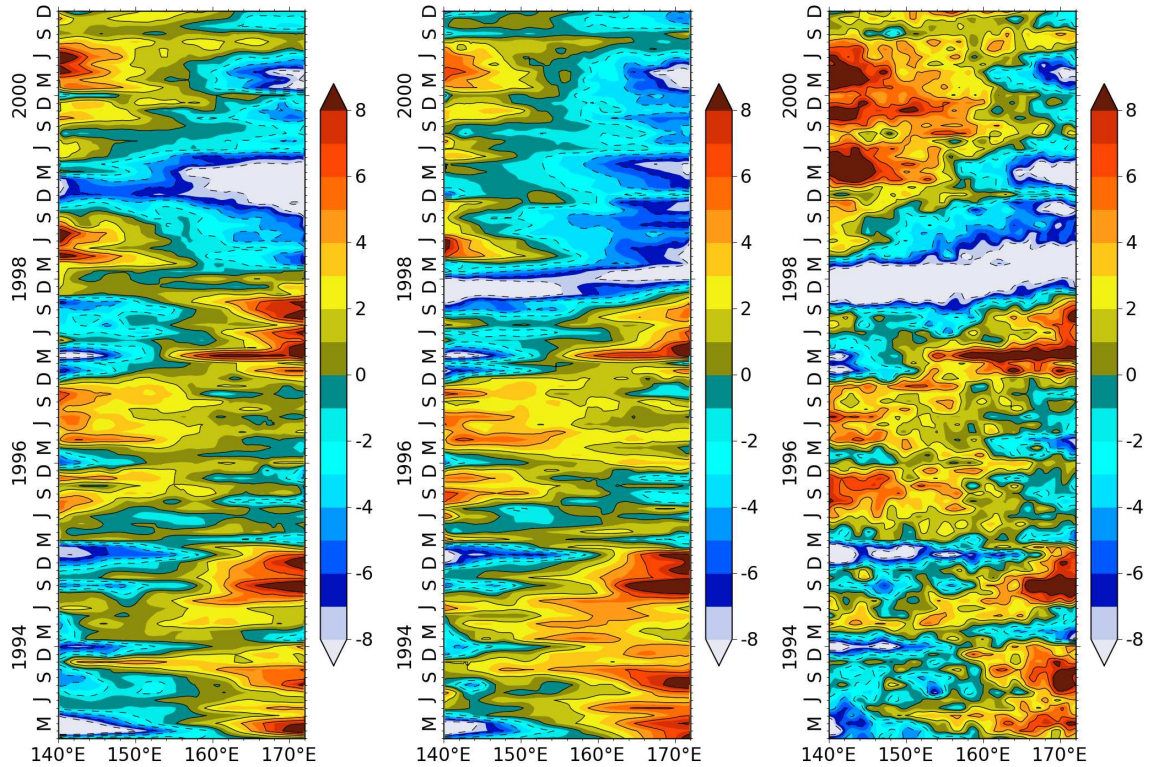


Fig. 7.8 – Diagramme d’Hovmöller de la SLA (en cm) du modèle SOSMOD12 (gauche), celui issue de SOSMOD12-AGRIF (milieu) et AVISO (droite) à 2°N.

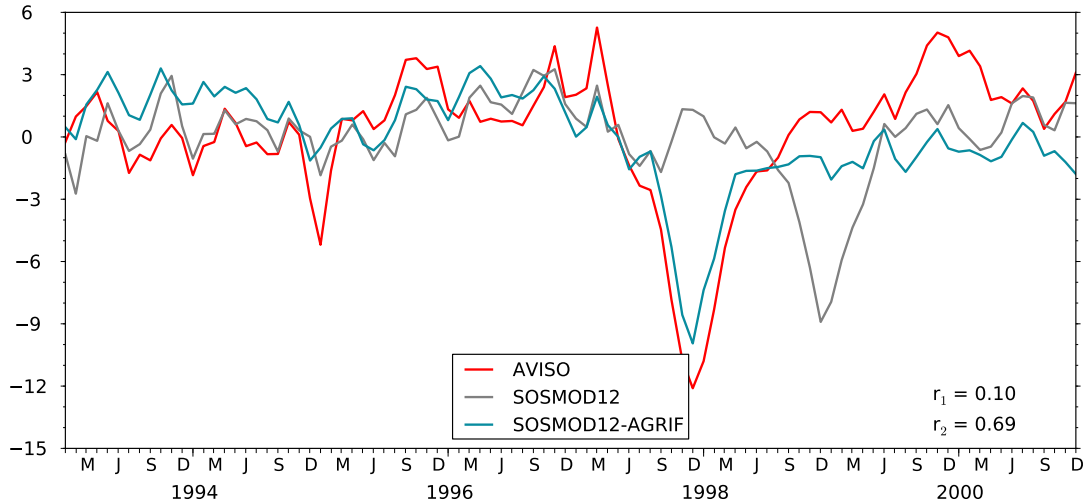


Fig. 7.9 – SLA moyenne sur le domaine d’upscaling issue du modèle SOSMOD12 (gris), de SOSMOD12-AGRIF (bleu) et des observations AVISO (rouge).  $r_1$  représente le coefficient de corrélation entre les données AVISO et SOSMOD12 et  $r_2$  celui entre AVISO et SOSMOD12-AGRIF. Unité : cm.

qui par contre exhibe une signature équivalente en 1998-1999 pas visible dans les autres champs. Cela demande davantage d'investigation pour comprendre à la fois la différence observée entre le modèle SOSMOD12 et AVISO et le rôle de l'upsaling dans cette rectification.

#### 7.1.4 Anomalie de température

Les séries temporelles de l'anomalie de SST moyenne sur la zone d'upsaling (fig. 7.10) montrent que le modèle SOSMOD12-AGRIF est plus proche des observations que le modèle SOSMOD12. Le coefficient de corrélation entre les observations Reynolds et le modèle SOSMOD12-AGRIF ( $r_2=0.9$ ) est plus grand que celui entre les observations et le modèle SOSMOD12 ( $r_1=0.77$ ). Là aussi, comme pour la SLA, cela demande un vrai travail d'investigation pour comprendre les processus en jeu.

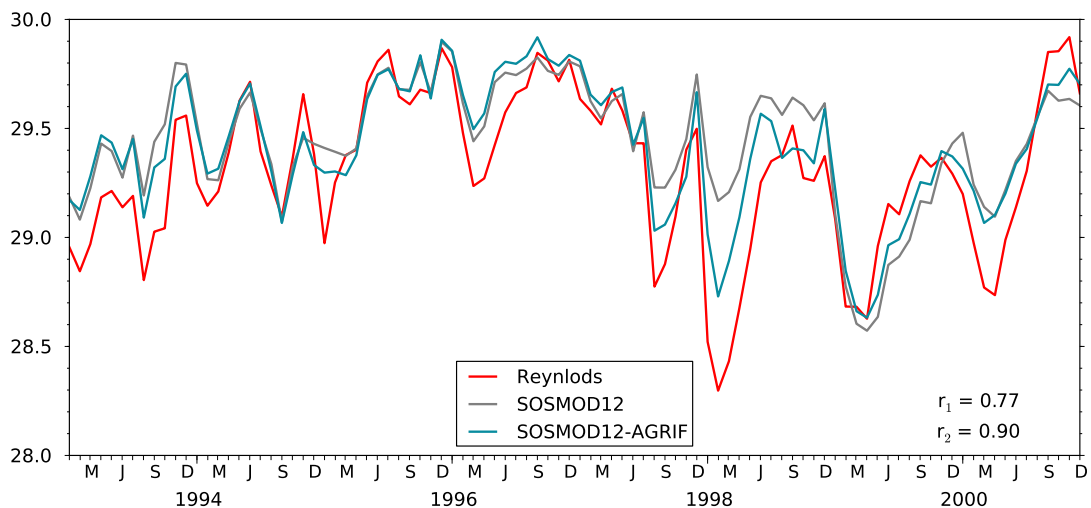


Fig. 7.10 – SST moyenne (en °C) sur le domaine d'upsaling (140-172°E, 0-5°N) à partir du modèle SOSMOD12 (gris), de celle issue de SOSMOD12-AGRIF (bleu) et Reynolds (rouge).  $r_1$  représente le coefficient de corrélation entre les données Reynolds et SOSMOD12 et  $r_2$  celui entre Reynolds et SOSMOD12-AGRIF.

## 7.2 Discussion

Nous avons montré ici comment l'information issue du modèle au 1/36° est à même de modifier la simulation du modèle au 1/12° lorsque les deux modèles sont emboîtés interactivement. En effet, il semble que la rectification du modèle au 1/12° s'étendent bien au-delà de la zone de recouvrement des deux modèles.

D'une part, les effets de l'upsaling se traduisent par des impacts directs sur la dynamique de l'océan au nord de l'équateur. En surface, la variabilité entre le SEC et le NECC

est accrue mais le plus notable est le changement de l’EUC qui se trouve plus centré sur l’équateur, plus intense et plus stable. Il sera important de vérifier si effectivement ces modifications vont dans le bon sens en les confrontant aux observations de courant des mouillages TAO.

D’autre part, la variabilité du modèle SOSMOD12 présentait quelques incohérences avec les anomalies de niveau de la mer AVISO ou de SST Reynolds notamment pendant la période 1997-1999 associé au fort évènement ENSO. Ces incohérences semblent avoir été corrigées grâce à l’upscaling effectué dans SOSMOD12-AGRIF. Les corrélations de cette dernière simulation avec les observations sont nettement meilleures comparé à SOSMOD12. Cela demande maintenant un travail important d’investigation pour comprendre le rôle de la mer des Salomon dans le contrôle de ces variables au nord de l’équateur.

Les anomalies au cours d’El Niño sont plus prononcées dans le modèle SOSMOD12-AGRIF par rapport au modèle SOSMOD12 sur la variabilité interannuelle à l’équateur. En effet, les structures de la SLA (et aussi de la SST) sont complètement modifiées surtout aux années El Niño montrant un impact net de l’upscaling.

Cette étude exploratoire a permis d’étudier l’impact du modèle régional sur la grande échelle à l’équateur. C’est un cas test enrichissant. Néanmoins, cette étude est limitée par la taille de la configuration du modèle  $1/12^\circ$ . Les frontières est et nord du modèle  $1/36^\circ$  sont proches de celles des frontières ouvertes du modèle  $1/12^\circ$  qui pourraient imposer des contraintes sur la circulation. Cette étude nécessiterait d’être poussée. On pourrait mieux faire en agrandissant le domaine régional  $1/12^\circ$  par rapport au domaine  $1/36^\circ$ . Il faudrait surtout éloigner les frontières ouvertes de celle de l’emboîtement AGRIF.

Il nous semble qu’il y a un potentiel extrêmement intéressant de recherche qui est ouvert par cette étude exploratoire.

## Conclusions et perspectives



## Chapitre 8

# Conclusion



L'étude de la mer des Salomon est importante pour l'étude de la variabilité climatique, et de la variabilité à méso et à sous-mésoéchelle océanique. Du point de vue climatique, la mer des Salomon constitue un "pont" entre les circulations (SEC) du Pacifique subtropical et celles à l'équateur (EUC). Au niveau de la variabilité méso et sous-mésoéchelle, la mer des Salomon est le lieu des courants de bord ouest intenses, instables, fortement variables et énergétiques. Dans cette région, les données d'observation sont peu nombreuses, et ne favorisent donc pas des études détaillées, approfondies et synthétiques de la mer des Salomon. Ainsi, le modèle est un outil potentiellement essentiel pour la modélisation numérique pour l'étude de cette région.

Le sujet de cette thèse répond à un double besoin : (i) contribuer aux objectifs océanographiques et climatiques (programme SPICE) pour la caractérisation de la variabilité océanique et (ii) apporter quelques éléments pour la question de l'observabilité de SWOT auxquels la haute résolution doit permettre de répondre. Pour satisfaire à ces besoins, nous avons donc proposé de réaliser un modèle assez réaliste au  $1/36^\circ$  sur la mer des Salomon.

## Méthodologie

Cette thèse a une forte dimension méthodologique. Une grande partie de mon travail a consisté à la mise en place et à la réalisation des simulations numériques au  $1/36^\circ$  de la mer des Salomon. Cela nécessite un travail important de calcul auquel je n'étais pas particulièrement préparé dans ma formation et expérience antérieures. Ce travail est rendu possible grâce à l'expertise de l'équipe en modélisation numérique et particulièrement à Jean-Marc Molines pour sa maîtrise de l'outil de modélisation. Dans l'absolu, la simulation  $1/36^\circ$  est équivalent à  $\sim 7/4$  du modèle global  $1/4^\circ$  DRAKKAR qui était le standard de l'équipe MEOM au démarrage de ma thèse (aujourd'hui, le modèle global est au  $1/12^\circ$ ).

L'outil de base sur lequel repose cette thèse est la modélisation numérique réaliste. Le code de modélisation numérique océanique NEMO est utilisé pour la réalisation numérique. Des ingrédients de base très importants pour l'élaboration d'une physique réaliste sont la prise en compte d'une bathymétrie réaliste, la qualité et l'échantillonnage des forçages. La mer des Salomon étant une zone particulièrement complexe et les détroits (profondeur et largeur) et les îles étant souvent mal reproduits dans les bases de données topographiques, une attention particulière est accordée à la représentation de la bathymétrie de cette région. Des retraitements spécifiques sont faits au niveau des détroits et des îles afin de la rendre plus réaliste. Les forçages atmosphériques interannuels ERA-Interim sont appliqués comme conditions aux limites de surface pour des simulations interannuelles.

La gestion des paramètres de processus sous-maillages est indispensable afin d'acquies non seulement un modèle physique, turbulent mais aussi limiter le bruit numérique. Ainsi, pour construire le modèle, nous avons choisi d'utiliser la stratégie de configuration de modèles emboîtés à résolution croissante par souci de réalisme et d'optimisation de coût de calcul. Le modèle régional  $1/12^\circ$  est forcé à ses frontières par le modèle global  $1/12^\circ$  via les OBCs, ce qui permet de reproduire la solution du modèle global  $1/12^\circ$  dans le modèle régional, tout en laissant la liberté au modèle régional d'être piloté seul. Ensuite un raffinement de modèle  $1/36^\circ$  est emboîté en "two-way" dans la solution du modèle régional  $1/12^\circ$  grâce à AGRIF.

Au terme de la mise en place des simulations numériques, trois modèles ont été simulés et intégrés dans le temps de 1989 à 2007 : le modèle  $1/36^\circ$ , le modèle  $1/12^\circ$  ayant été forcé à ses frontières par le modèle global  $1/12^\circ$  et ayant aussi été simulé avec le modèle haute résolution par AGRIF en “two-way” et enfin le modèle  $1/12^\circ$  ayant simplement été forcé à ses frontières par le modèle global  $1/12^\circ$  sans effet d’upscaling du modèle  $1/36^\circ$ . D’une certaine façon, nous considérons que cette stratégie de modèles emboîtés est aussi celle qui pourrait être utilisée dans un cadre opérationnel soit pour traduire à l’échelle régionale les effets de l’environnement global (downscaling) soit prendre en compte à l’échelle globale les impacts des dynamiques régionales (upscaling). Nous avons focalisé principalement notre étude sur le modèle  $1/36^\circ$  qui, de par sa résolution élevée, offre un large spectre de processus à méso et sous-mésoéchelle.

Etant donné la grande portée des calculs numériques durant cette thèse, je suis loin d’aller au bout dans les analyses de mes simulations. De plus, cette simulation haute résolution présente un riche spectre d’informations et il n’est pas toujours facile de tout exploiter. Le cœur de mon travail a donc fait l’objet de deux publications :

- une sur les aspects méthodologiques qui est sous presse au Journal of Operational Oceanography (section 4.1)
- une première analyse des résultats qui est soumis au Journal of Geophysical Research (chapitre 5).

## Résultats

L’évaluation du modèle haute résolution et des modèles intermédiaires (global et régional à la résolution  $1/12^\circ$ ) à travers la validation avec les observations disponibles donne des résultats satisfaisants. La circulation générale de la mer des Salomon a été revisitée dans ce nouveau modèle haute résolution. Dans l’ensemble, la circulation générale reste globalement similaire avec ce qui était connu. Toutefois, la représentation des courants est améliorée par rapport à celle établie auparavant par *Melet et al.* (2010a) par comparaison aux observations. Ceci, sans doute à cause de l’augmentation de la résolution, de la représentation de la bathymétrie et des paramètres liés aux conditions limites de frictions latérales. Le modèle haute résolution fournit des transports très cohérents avec les données d’observations. La majorité du flux d’eau venant du sud Pacifique transite par le détroit de Vitiaz. Le transport simulé dans le modèle haute résolution semble par exemple plus proche des observations que le modèle  $1/12^\circ$ .

La variabilité océanique représentée souvent dans les modèles NEMO antérieurs sur la région de la mer des Salomon était faible par rapport à celle issue des observations AVISO. Le calcul de la tension du vent avec suppression des courants de surface a permis dans cette région dominée par les alizés de récupérer une richesse de variabilité océanique. L’énergie turbulente du modèle haute résolution est fortement accrue (40%) avec l’augmentation de la résolution. La variabilité de l’énergie turbulente à l’intérieur de la mer des Salomon en surface est principalement associée à l’entrée des courants issus du SEC qui pénètrent par le détroit de Salomon. Cette variabilité, maximale au sud-est de la Nouvelle Bretagne, est liée à une circulation complexe en forme cyclonique établie par la déviation vers l’ouest d’une partie du SEC entrant par le détroit de Salomon et par le courant côtier de la Nouvelle

Bretagne. En subsurface, la variabilité tourbillonnaire change de position par rapport à la surface et suit remarquablement bien les traces du courant principal de subsurface, le NGCU. Cette variabilité semble être reliée aux instabilités du NGCU et du NBCU.

Un des atouts de ce modèle haute résolution provient à la fois de la richesse en fines structures et de la diversité des échelles océaniques. Cette diversité d'échelle englobe aussi bien les tourbillons de mésoéchelle que des petites structures filamentaires de l'ordre de 10 km. On note une forte influence de la topographie sur la forme et la taille des tourbillons.

D'autres résultats importants dans cette thèse sont relatifs à l'étude spectrale en nombre d'onde réalisée avec ce modèle haute résolution. L'étude n'avait jamais encore été menée sur cette région. La répartition spatiale des îles rend complexe le calcul des spectres spatiaux. Des investigations sur les spectres en nombre d'onde sont effectuées sur des zones énergétiquement différentes. Les pentes spectrales de la température, de SSH et d'énergie sont très similaires dans les différentes zones considérées. Les valeurs des pentes suggèrent une turbulence plus proche de la théorie de la quasi-géostrophie de surface (SQG) que de la théorie de la quasi-géostrophie classique (QG) quelle que soit la dynamique énergétique qui prévaut dans le domaine. Des flux spectraux d'énergie correspondants sont calculés afin de déterminer le transfert d'énergie entre les différentes échelles. La cascade inverse d'énergie qui correspond au transfert de l'énergie de la petite échelle vers la grande échelle est révélée de façon générale dans le modèle. Cette étude, malgré la complexité évoquée précédemment, a montré des résultats intéressants, conformes aux théories classiques de la turbulence. Il est aussi démontré que les processus véritablement résolus dans le modèle haute résolution sont de taille supérieure à  $\sim 8$  fois la taille de la maille spatiale du modèle à travers la notion de "résolution effective". La "résolution effective" permet de conclure que le modèle haute résolution simulé est effectivement de type "submesoscale-permitting".

Au cours de ma thèse, j'ai pu interagir avec des collègues travaillant sur d'autres thématiques sur la mer des Salomon en apportant ma contribution à leurs travaux à travers les compétences acquises en divers outils de modélisation et d'analyse des résultats. Ces collaborations sont traduits par la publication de trois autres articles scientifiques :

- Un sur la variabilité de la circulation durant les conditions ENSO (voir annexe). En effet, au cours de la période El Niño, le flux entrant dans la mer des Salomon s'accroît. Dans les couches superficielles, la grande partie des anomalies de transport s'échappent à travers le détroit de Vitiaz alors que dans les couches de la thermocline, elles s'écoulent à travers le détroit de Salomon. Dans les conditions de La Niña, le flux entrant dans la mer des Salomon diminue. Le SEC intensifie l'écoulement qui entre dans le détroit de Salomon.

- Un sur l'utilisation de mes simulations haute résolution pour explorer la faisabilité de l'inversion de données de traceurs à sous-mésoéchelle pour contrôler les plus grandes échelles de la circulation. Dans la perspective de SWOT, le modèle haute résolution  $1/36^\circ$  de la mer des Salomon est utilisé comme un "laboratoire" pour tester la faisabilité de l'inversion de traceurs sous-mésoéchelle en vue de la correction de la dynamique (chapitre 6). C'est une étude basée sur l'assimilation d'images et qui permet d'établir un lien fiable et représentatif entre les traceurs SST et SSS et la dynamique du modèle. Les résultats sont très prometteurs dans le cadre des programmes d'observation de satellites à haute

résolution.

- Un sur l'analyse de la variabilité mésoéchelle dans la mer des Salomon à partir des données de modèle  $1/12^\circ$  et de l'altimétrie (n'est pas joint à la thèse). Cette étude documente les caractéristiques et trajectoires des tourbillons cohérents mésoéchelles à travers des algorithmes de détections de tourbillons. Les tourbillons anticycloniques sont peu nombreux alors que les tourbillons cycloniques générés au sud sont advectés au nord par les LLWBCs avant de merger avec les structures stationnaires mésoéchelles. D'autre part, cette étude montre que le haut niveau de EKE observé dans la mer des Salomon (nord-ouest du détroit de Salomon) est généré par les instabilités barocline/barotrope. Ces instabilités résultant des cisaillement verticaux et horizontaux sont modulées par l'entrée du SEC dans le détroit des Salomon.

## Compétences

Au cours de cette thèse, plusieurs étapes différentes ont été importantes pour l'aboutissement des études.

D'abord, je me suis familiarisé avec les outils de modélisation. Grâce à l'expérience en matière de modélisation de l'équipe MEOM, j'ai pris en main les outils de modélisation NEMO et du retraitement de la bathymétrie. Cela m'a donc permis de mettre en place la configuration de modèle  $1/36^\circ$  sur la mer des Salomon. Cette configuration offre des possibilités pour effectuer diverses études scientifiques. Plusieurs tests de sensibilités réalisés ont permis d'améliorer le modèle et de comprendre le fonctionnement du modèle.

Un autre volet de cette thèse est l'analyse scientifique des résultats. Grâce aux données issues du modèle, le développement d'expertise algorithmique est nécessaire pour la réalisation des diagnostics physiques.

Les données issues du modèle à haute résolution occupent un volume de stockage très élevé. L'exploitation de ces données est délicate à cause de la taille élevée de chaque fichier. La manipulation d'un grand nombre de données nécessite une optimisation des algorithmes de traitement de ces données.

En plus de mon travail spécifique, j'ai contribué au projet DRAKKAR en développant des outils (code en fortran) pour les diagnostics des sorties de NEMO. J'ai aussi produit la bathymétrie qu  $1/12^\circ$  de la mer des Salomon qui est maintenant incluse dans la dernière version du modèle global de DRAKKAR et MERCATOR.

## Perspectives

Même si les résultats sont très intéressants, il est certain que les études réalisées au cours de cette thèse sont insuffisantes pour répondre à toutes les questions scientifiques sur la mer des Salomon. Poursuivre les études déjà amorcées permettrait d'améliorer la connaissance scientifique sur la mer des Salomon notamment sur la dynamique de la turbulence, la variabilité océanique, sur leur origine et aussi sur la variabilité climatique. Plusieurs possibilités pourraient être envisagées pour ce travail fortement centré sur la

modélisation haute résolution, sur la variabilité et sur la turbulence océanique de petite échelle.

### Perspectives océanographiques

Les cartes de EKE issues du modèle  $1/36^\circ$  et celles issues de AVISO ont révélé une variabilité très marquée en surface au sud de la Nouvelle Bretagne dans la mer des Salomon. Cependant, les processus dynamiques d'instabilité liés à la variabilité ne sont pas clairement élucidés. Est-ce le résultat d'une instabilité barotrope, barocline ? Quelle est l'instabilité dominante ? La richesse des petites structures dans le modèle présente une grande variabilité énergétique aux hautes fréquences. Par ailleurs, il y a aussi la variabilité à mésoéchelle et à grande échelle. Cela pose donc la question du rôle des processus à haute fréquence et sous-mésoéchelle sur la circulation générale, des flux de chaleur et de transport. Pour cela on pourrait proposer d'évaluer les instabilités et aussi les interactions entre composantes de l'énergie turbulente. Il s'agit de déterminer précisément le transfert entre les composantes d'énergie turbulente (*Beckmann et al.*, 1994; *Jouanno et al.*, 2009) : de l'énergie potentielle moyenne à EKE et MKE et vice versa. Pour aller plus loin dans la turbulence avec l'avantage de disposer un modèle "eddy-resolving" et "submesoscale-permitting", il faudrait effectuer un bilan énergétique. Ce qui est important et qui permet de déterminer la contribution des termes d'advection et de dissipation. Cela permet aussi de caractériser les termes sources et puits d'énergie.

Dans le Gulf de la PNG, le modèle  $1/36^\circ$  a simulé une forte variabilité EKE/TKE qui n'est pas très bien observé dans AVISO. Il y a en effet peu de traces de satellites et peu d'observations dans cette région. Il serait important de comprendre l'activité mésoéchelle dans cette région et les mécanismes qui s'y rapportent. Par ailleurs, organiser de façon régulière (pour une couverture quasi-synoptique) des campagnes de mesures dans cette région serait aussi une perspective importante.

*Melet et al.* (2010a) avait décrit la présence d'un sous courant côtier le long du côté est des îles Salomon nommé SICU (Solomon Islands Coastal Undercurrent). Dans le modèle  $1/36^\circ$ , il est visible entre la surface et 300 m et a une variabilité saisonnière très marquée. Il demeure des doutes sur l'omniprésence de ce courant malgré sa présence lors de la campagne PANDORA. Il faudrait plusieurs échantillonnages réguliers le long des îles Salomon afin d'évaluer de façon précise la présence et la variabilité de ce courant.

Une perspective importante du travail est l'étude de la transformation des masses d'eau dans la mer des Salomon. Il s'agira de regarder cet aspect à partir du modèle  $1/36^\circ$ . Comment la mésoéchelle et la petite échelle interviennent dans la modification des propriétés thermodynamiques des eaux dans la mer des Salomon ?

### Perspectives méthodologiques

Le projet de modélisation SOSMOD repose aussi sur l'exploitation des données des simulations numériques à haute résolution mises au place au cours de cette thèse. Ainsi, améliorer le réalisme de ces simulations est important. Plusieurs pistes peuvent être envisager :

- Augmenter encore la résolution horizontale du modèle sur la mer des Salomon pour résoudre encore plus pleinement la mésoéchelle et la sous-mésoéchelle.
- Augmenter la résolution verticale de 46 niveaux verticaux à 75 niveaux pour améliorer la résolution verticale du modèle haute résolution. Cela permettrait de mieux résoudre les processus sur la verticale en particulier la représentation des fines structures dans les couches superficielles.
- Introduire de la marée explicite dans le modèle. En effet, il a été montré que l'énergie générée par les ondes internes de marée est quand même non négligeable et que la prise en compte de la marée dans le modèle améliore la représentation des masses d'eau (*Melet et al.*, 2010a).
- Investiguer sur le calcul de la tension du vent dans le modèle, car la façon de calculer la tension du vent est toujours empirique dans le modèle et reste une question complexe pour les modélisateurs.

Un aspect important est d'étendre les simulations haute résolution de la mer des Salomon sur les années récentes afin de pouvoir comparer les données issues du modèles aux données altimétriques issues de SARAL/Altika.

Dans le chapitre 7, nous avons remarqué l'influence de l'emboîtement du modèle  $1/36^\circ$  en "two-way" dans le modèle  $1/12^\circ$  au nord de l'équateur. Cette étude est intéressante car elle a non seulement une dimension méthodologique mais aussi climatique. Cependant, les limites de cette étude sont que la frontière nord du domaine d'emboîtement du modèle  $1/36^\circ$  dans le modèle régional  $1/12^\circ$  est proche de l'équateur et les frontières est et ouest sont très contraintes par les OBCs (domaine peu étendu en largeur). Agrandir dans l'ensemble le domaine du modèle  $1/12^\circ$  tout en éloignant ses frontières du modèle  $1/36^\circ$  permettrait d'évaluer de façon quantitative et qualitative l'apport de l'introduction du modèle haute résolution dans celui à  $1/12^\circ$ . Ainsi, on peut par exemple reconsidérer les limites est (à  $135^\circ\text{E}$ ), ouest (à  $80^\circ\text{W}$ ) et nord (à  $10$  ou  $15^\circ\text{N}$ ) du modèle  $1/12^\circ$  tout en maintenant fixes les anciennes frontières du modèle  $1/36^\circ$  pour AGRIF.

Les récents travaux en assimilation de données montrent des enjeux importants pour les données à haute résolution. L'assimilation des données peut permettre d'améliorer certaines incertitudes, paramétrisations et estimations d'un modèle. Explorer l'assimilation des données avec notre modèle au  $1/36^\circ$  serait une perspective intéressante.

## Perspectives observationnelles haute résolution

Les missions d'observations altimétriques à haute résolution tel que SWOT proposent de réaliser à l'horizon 2020 des observations de la SSH à une résolution de l'ordre de 1 km sur l'ensemble du globe avec une répétitivité de 21 jours. Il reste encore beaucoup à faire pour ce satellite SWOT quant aux questions du bruit du capteur et de l'observabilité. Que va-t-on observer? Quelle sera la signature altimétrique? Comment le signal sera affecté par les processus dynamiques qui n'ont pas été pris en compte? Les modèles à haute résolution pourraient déjà servir d'outils importants pour contribuer à solutionner ce déficit SWOT. On peut déjà utiliser le modèle  $1/36^\circ$  comme un outil pour commencer à répondre à la question de l'observabilité de SWOT.



# Annexe





# Solomon Sea circulation and water mass modifications: response at ENSO timescales

Angélique Melet · Lionel Gourdeau · Jacques Verron ·  
Bughsin Djath

Received: 27 April 2012 / Accepted: 6 November 2012 / Published online: 23 November 2012  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

**Abstract** The South Pacific low latitude western boundary currents (LLWBCs) carry waters of subtropical origin through the Solomon Sea before joining the equatorial Pacific. Changes in their properties or transport are assumed to impact El Niño Southern Oscillation (ENSO) dynamics. At ENSO timescales, the LLWBCs transport tends to counterbalance the interior geostrophic one. When transiting through the complex geography of the Solomon Sea, the main LLWBC, the New Guinea Coastal Undercurrent, cannot follow a unique simple route to the equator. Instead, its routes and water mass properties are influenced by the circulation occurring in the Solomon Sea. In this study, the response of the Solomon Sea circulation to ENSO is investigated based on a numerical simulation. The transport anomalies entering the Solomon Sea from the south are confined to the top 250 m of the water column, where they represent 7.5 Sv (based on ENSO composites) for a mean transport of 10 Sv. The induced circulation anomalies in the Solomon Sea are not symmetric between the two ENSO states because of (1) a bathymetric control at Vitiaz Strait, which plays a stronger role during El Niño, and (2) an additional inflow through Solomon Strait during La Niña

events. In terms of temperature and salinity, modifications are particularly notable for the thermocline water during El Niño conditions, with cooler and fresher waters compared to the climatological mean. The surface water at Vitiaz Strait and the upper thermocline water at Solomon Strait, feeding respectively the equatorial Pacific warm pool and the Equatorial Undercurrent, particularly affect the heat and salt fluxes. These fluxes can change by up to a factor of 2 between extreme El Niño and La Niña conditions.

**Keywords** Ocean circulation · Southwest Pacific · El Niño Southern Oscillation · Interannual variability · Water mass modifications

## 1 Introduction

Changes in the strength or water mass properties of the meridional circulation associated with the subtropical cells (STCs; McCreary and Lu 1994) are hypothesized to influence the Pacific decadal variability. Notably, the connections between the subtropics and the tropics through the western boundary route of the South Pacific are thought to play a major role in El Niño Southern Oscillation (ENSO) low frequency modulation (Luo and Yamagata 2001; Luo et al. 2003, 2005; Giese et al. 2002; Bratcher and Giese 2002; Chang et al. 2001; Holland and Raphael 2006; Nonaka and Sasaki 2007).

The South Pacific low-latitude western boundary currents (LLWBCs), carrying waters of subtropical origin, transit through the Solomon Sea before joining the Equatorial Pacific. This semienclosed basin is located north of the Coral Sea and is bounded on the west by Papua New Guinea, on the east by the Solomon Island chain, and on the north by the island of New Britain (NB; Fig. 1). A double system of LLWBCs (Melet et al. 2010a) connects

---

Responsible Editor: Aida Alvera-Azcárate

---

A. Melet · J. Verron · B. Djath  
LEGI, UMR5519, CNRS, Université de Grenoble,  
Grenoble, France

L. Gourdeau  
LEGOS, UMR5566, IRD, Université Paul Sabatier,  
Toulouse, France

*Present Address:*

A. Melet (✉)  
GFDL, Princeton University Forrestal Campus,  
201 Forrestal Road,  
Princeton, NJ 08540-6649, USA  
e-mail: angelique.melet@noaa.gov

subtropical water to the EUC as part of the STC circulation in the Solomon Sea region through three narrow straits (Vitiáz Strait, St. George's Channel, and Solomon Strait, Fig. 1).

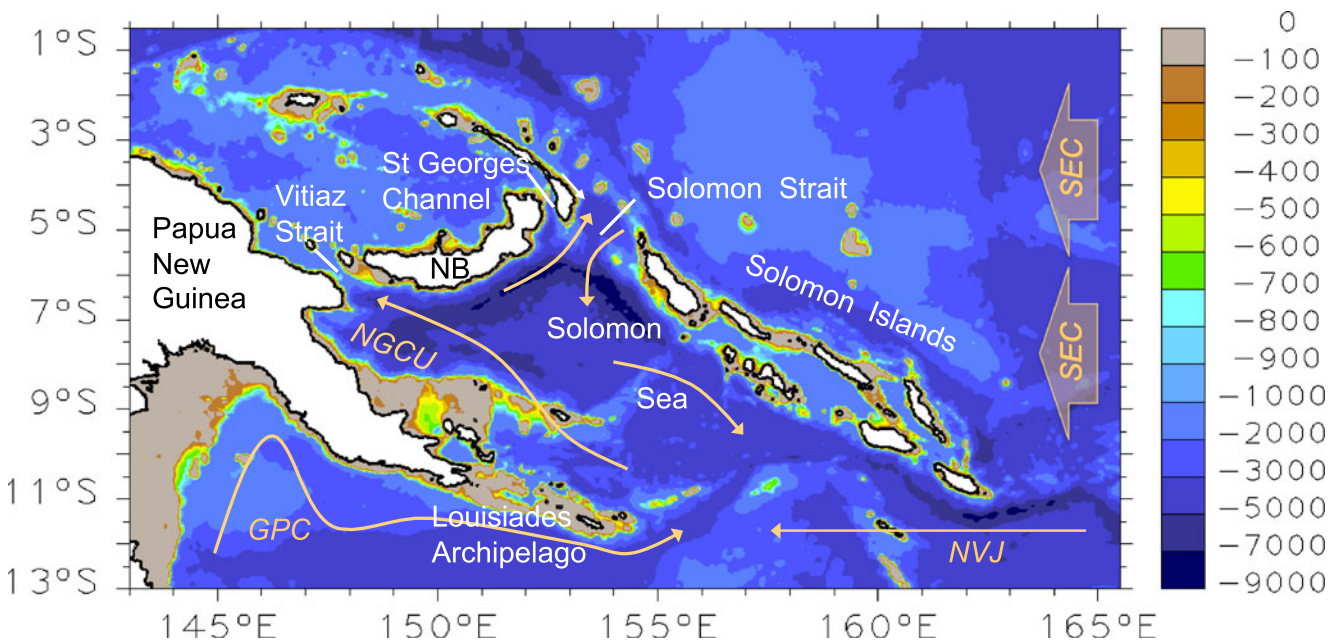
At thermocline level, the LLWBCs of the Solomon Sea represent a major source for the Equatorial Undercurrent (EUC), as shown both by modeling (e.g., Grenier et al. 2011) and observational studies (e.g., Tsuchiya et al. 1989). The upwelling of EUC water along its eastward route directly influences the equatorial Pacific sea surface temperature (SST), which in turn determines the location of deep atmospheric convection and influences the development of El Niño events (e.g., Hoerling and Zhong 1997; Kang and Kug 2002; Guilyardi et al. 2009).

In the surface layers, the LLWBCs of the Solomon Sea contribute to the variability of the warm water volume (WWV, defined as the volume of equatorial Pacific water above the 20 °C isotherm between 5° N and 5° S). This variability impacts the filling and draining of the warm pool at ENSO timescales (Kug et al. 2003; Ishida et al. 2008; Melet et al. 2010b; Lengaigne et al. 2012), which has long been suggested as a key ingredient in ENSO dynamics (e.g., Springer et al. 1990; Jin 1997; Meinen and McPhaden 2001).

Therefore, changes in the properties or transport of the LLWBCs of the Solomon Sea could impact the WWV and the EUC properties, with potential impacts on the Pacific climate and the low-frequency modulation of ENSO (Kleeman et al. 1999; Schneider 2004; Luo et al. 2005). Because of its potential importance in understanding climate variability, the Solomon Sea is being investigated through

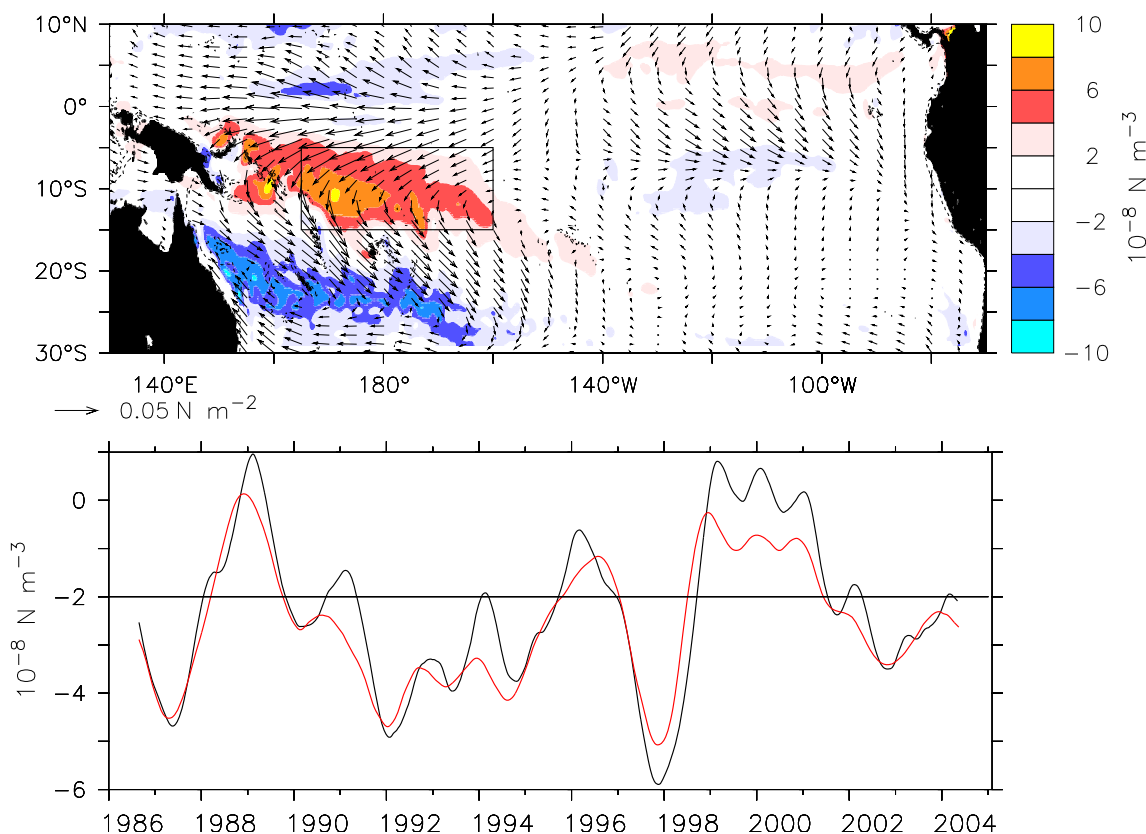
both modeling and in situ monitoring as part of the CLIVAR/Southwest Pacific Ocean and Climate Experiment (SPICE, Ganachaud et al. 2007) that frames this study.

Recently, the mean circulation in the Solomon Sea and its seasonal cycle have been described both in modeling (Melet et al. 2010a) and observational studies (Cravatte et al. 2011; Hristova and Kessler 2012). The complex bathymetry of the region is responsible for a double system of LLWBCs; the New Guinea Coastal Undercurrent (NGCU, Fig. 1) inflow is divided in different branches that join the equatorial Pacific through different pathways. At interannual timescales, altimetric data show that the Solomon Sea is a region of high variability in relation to ENSO (e.g., Melet et al. 2010b). Strong interannual sea level anomalies (SLAs) are generated by large wind stress curl anomalies that develop in the western and central south tropical Pacific a few months after ENSO's peak. These anomalies are mainly related to displacements of the South Pacific Convergence Zone (SPCZ, see Vincent 1994 for a review): northeastward during El Niño events and southwestward during La Niña events (e.g., Folland et al. 2002). Figure 2 illustrates such positive wind stress curl anomalies during La Niña and how this signal in the southwest tropical Pacific is related to ENSO. The correlation between the corresponding wind stress curl and the Southern Oscillation Index [SOI, positive (negative) SOI is for La Niña (El Niño)] is 0.95 considering a 1–2 month lag. These large-scale wind stress changes control the large-scale response of the South Pacific LLWBCs to ENSO. In the Solomon Sea, a few months after the peak El Niño



**Fig. 1** Bathymetry of the Solomon Sea (in m). The Solomon Sea is bounded on the west by the island of Papua New Guinea, on the north by the island of New Britain (NB), and on the east by the Solomon Islands chain. On the south, it is open to the Coral Sea. On the north,

three straits connect the Solomon Sea to the equatorial Pacific: Vitiáz Strait, St. Georges Channel, and Solomon Strait. *GPC* Gulf of Papua Current, *NVJ* North Vanuatu Jet, *NGCU* New Guinea Coastal Undercurrent, *SEC* South Equatorial Current, *NB* New Britain



**Fig. 2** *Top* Wind stress curl anomalies (color, in  $10^{-8}\text{Nm}^{-3}$ ) and wind stress anomalies (vectors,  $\text{Nm}^{-2}$ ) for La Niña composite state (see Section 2.2) in the Tropical Pacific Ocean as computed from the model forcing data set. *Bottom* Time series of the wind stress curl (black line,

in  $10^{-8}\text{N/m}^3$ ) averaged over the box defined in the top figure and of the SOI (centered on  $-2$ , red line). Data have been low pass filtered with a half power at 18 months

winds, the LLWBC transport increases, whereas the circulation weakens during La Niña events. More specifically, Ridgway et al. (1993) estimated an increase of 15 Sv of the Solomon Sea LLWBCs transport through the upper 150 m during the 1986–1987 El Niño event based on tide gauges and XBT data. Moreover, Melet et al. (2010b) estimated interannual variations of the transport of about 10 Sv using altimetric data. They showed that these LLWBCs transport anomalies counterbalance changes in the western Pacific WWV at ENSO timescale. This phasing of the South Pacific LLWBCs to ENSO characterized by LLWBC anomalies in phase opposition with the interior geostrophic flow was suspected in previous modeling studies (Kug et al. 2003; Lee and Fukumori 2003; Ishida et al. 2008; Lengaigne et al. 2012) and was recently confirmed by observational studies (Cravatte et al. 2011; Hristova and Kessler 2012; Davis et al. 2012). Therefore, if recent studies have highlighted the complexity of the circulation in the Solomon Sea at climatologic and seasonal timescales, our current state of knowledge at interannual timescales solely relates to the large-scale response of the South Pacific LLWBCs to ENSO.

The local response of the LLWBCs to ENSO in the Solomon Sea, beyond their large-scale strengthening/

weakening, remains largely unknown. It could be regionally more complex for two main reasons. First, the intricate bathymetry of the semienclosed Solomon Sea induces different pathways for the subtropical waters to join the equatorial Pacific. Whereas Vitiaz Strait is the main pathway for the NGCU to exit the Solomon Sea, analysis of altimetric data showed that the highest transport anomalies are observed at Solomon Strait (Melet et al. 2010b). Therefore, these pathways are likely to be impacted differently by ENSO, with consequences on the routes followed by Solomon Sea water to join the equatorial Pacific. Second, the Solomon Sea is a region of important mixing that impacts the thermohaline characteristics of the water masses advected by the LLWBCs. Climatologically, the salinity maximum found in the upper thermocline and characteristic of the Subtropical Mode Water (STMW; Sokolov and Rintoul 2000) is eroded while a downward heat transfer occurs (Melet et al. 2011). The changes of circulation at ENSO timescales could impact these changes in water mass properties, with possible consequences on the heat and salt fluxes toward the equatorial region downstream of the Solomon Sea. ENSO-related changes of the different pathways and of their respective heat/salt fluxes could in return

have different impacts on the WWV, the EUC, the equatorial Pacific SST, and ultimately on ENSO. Thus, the main question addressed in this study is: How does ENSO variability impact the circulation and water mass properties in the Solomon Sea?

This study is based on the analysis of the Solomon Sea interannual variability from a numerical simulation. The model and methodology are described in Section 2. ENSO-related changes in the Solomon Sea circulation are detailed in Section 3, and changes in water mass properties are analyzed in Section 4. A summary and conclusions are presented in Section 5.

## 2 Methodology

### 2.1 Model

#### 2.1.1 Description

Model configurations are described in detail in Melet et al. (2010a, 2011); we only review their main characteristics in this section. The high-resolution ( $1/12^\circ$ ) primitive equations model of the Solomon Sea is interactively nested in a  $1/4^\circ$  model of the tropical southwest Pacific, which itself is embedded offline in a  $1/4^\circ$  OGCM through open boundaries. All three models are based on the oceanic component of the Nucleus for European Modelling of the Ocean (NEMO) system (Madec 2008). The vertical coordinate is geopotential, with 46 levels. The bathymetry of the  $1/12^\circ$  model has been carefully checked to ensure that it is realistic.

The diffusion of tracers is performed along isopycnal surfaces through a Laplacian operator, whereas the dissipation of momentum is achieved through a bi-Laplacian operator along geopotential surfaces. The vertical eddy viscosity and diffusivity coefficients are computed from the TKE turbulent closure scheme (Blanke and Delecluse 1993), with background diffusivity coefficients of  $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  for tracers. In addition, tidal mixing is parameterized. Inside the Solomon Sea, we applied the formulation of Koch-Larrouy et al. 2007: Internal tides are assumed to entirely dissipate locally, and the vertical distribution of the dissipation reaches a maximum in the thermocline (Melet et al. 2011). Outside the Solomon Sea, we applied the formulation proposed by Jayne and St Laurent 2001 and introduced in NEMO by Bessières et al. 2008.

The regional and fine-grid models are forced with the same datasets as the global model. Atmospheric fluxes of momentum, heat, and freshwater are diagnosed through classical bulk formulae (Large and Yeager 2009). Realistic winds, atmospheric temperature and humidity are provided by the 40-year European Centre for Medium-Range Weather Forecasts Re-analysis (ERA-40). Precipitation

and shortwave, longwave radiations are provided by the Common Ocean-Ice Reference Experiments dataset (Large and Yeager 2009). The regional models were initialized with the climatological mass field of Levitus et al. 1998 and were integrated over the 1984–2006 period, with daily outputs. An initial period of 2 years was used for the adjustment of the model. Thus, the 1986–2006 period was analyzed in this study.

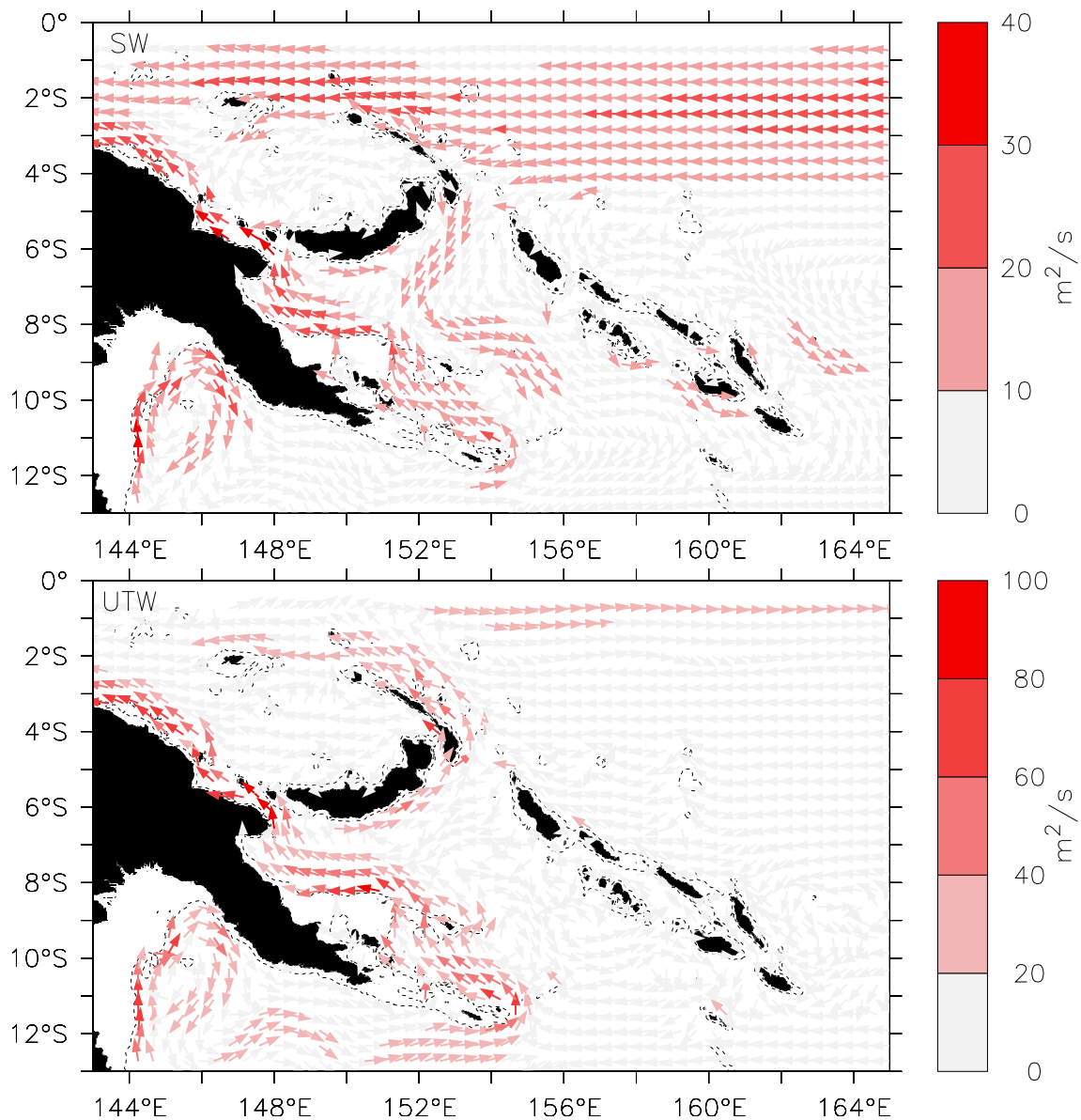
#### 2.1.2 Validation

The equatorial Pacific state of the global model has been validated in Grenier et al. (2011) and Lengaigne et al. (2012). These authors show that the global model realistically captures the mean state and annual to interannual variability of the EUC, WWV, and SST in the equatorial Pacific.

Our Solomon Sea model has already been carefully checked with the scarce available observations (Melet et al. 2010a, 2011). Recent in situ data analysis of Shipboard Acoustic Doppler Current Profiler data and of the Global Drifter Program data set confirm the mean circulation in the Solomon Sea inferred from our model and shown in Fig. 3 for both the surface (Hristova and Kessler 2012; see their Fig. 2) and the upper thermocline (Cravatte et al. 2011; see their Fig. 4b) waters (SW and TW, respectively, see Table 1). In both SW and TW layers, the signature of the LLWBCs is clearly seen. The NGCU is fed by both the North Vanuatu Jet (NVJ, Fig. 1) and the Gulf of Papua Current (GPC, encompassing the Great Barrier Reef Undercurrent, the North Queensland Current, and the Hiri Current, see SPICE Community, CLIVAR letter 2012). It flows in the Solomon Sea and exits equatorward mainly through Vitiaz Strait. For SW, the SEC is maximum between  $1^\circ \text{ S}$  and  $4^\circ \text{ S}$  east of the Solomon Sea (Fig. 3). At these latitudes, part of the SEC flows into the Solomon Sea through Solomon Strait, heads southward in the central Solomon Sea, and recirculates in the NGCU. Therefore, the most striking difference of the Solomon Sea circulation between SW and TW is the strong southward inflow from the SEC entering the Solomon Sea at Solomon Strait in the surface layer, whereas waters flow equatorward through the straits from the LLWBCs at thermocline level.

There are very few dataset to validate the simulated interannual variability in the Solomon Sea. Melet et al. 2010a showed good agreement of interannual anomalies of thermocline temperature in the Solomon Sea with observations provided by XBT data along the New Zealand–Japan ship track (their Fig. 3). The interannual variations of the simulated Solomon Sea SLA and surface transport through the south entrance of the basin are also in good agreement with altimetric data (not shown). Finally, the anomalies of velocities at the surface during El Niño presented on Fig. 6a compare well with those from Hristova and Kessler (2012, Fig. 6a) from drifter data.





**Fig. 3** Mean circulation vertically integrated in the surface (*SW*, *top*) and upper thermocline (*UTW*, *bottom*) waters as defined in Table 1. Units are in  $m^2/s$ . Note the different scales for the colorbars

### 2.2 ENSO composites

To analyse how the LLWBCs respond to ENSO in the Solomon Sea, we computed composites of El Niño and La Niña states, based on the SOI. The El Niño composite corresponds to the November–February mean of years

1986–1987, 1991–1992, 1994–1995, 1997–1998, 2002–2003, and 2004–2005. The La Niña composite corresponds to the November–February mean of years 1988–1989, 1995–1996, 1998–1999, 1999–2000, 2000–2001, and 2005–2006. The neutral composite corresponds to the November–February mean of the remaining years.

**Table 1** Definition of the water masses used in this study and in Melet et al. (2011)

Water mass	Acronym	Density
Surface water	SW	$\sigma_0 < 23.3$
Upper thermocline water	UTW	$23.3 < \sigma_0 < 25.7$

### 2.3 Lagrangian diagnostics

Lagrangian diagnostics were performed offline using the ARIANE algorithm (available online at <http://stockage.univ-brest.fr/~grima/Ariane>), which is dedicated to the computation of 3D streamlines in a given velocity field and subsequent water masses analyses on the basis of multiple particle

trajectories (Blanke and Raynaud 1997; Blanke et al. 1999). The daily averaged modeled velocity, temperature, and salinity fields were used to temporally compute the trajectories of the numerical particles. Following Blanke et al. (1999), each particle bears an infinitesimal transport (defined as the transport through its corresponding initial section grid cell) that is conserved along its trajectory because of the incompressibility of water in the model. Turbulent diffusion processes were not used explicitly to calculate the trajectories, as particles are only advected by the modeled velocity field. Instead, effects of turbulent mixing on the tracked water masses were provided implicitly by the along-trajectory changes in tracer properties (temperature and salinity, referred to as  $T$  and  $S$  in the following). A water mass can be defined by a set of particles that match for instance selected position and density criteria. We use the same definitions for the water masses of interest for this study as introduced in Melet et al. (2011), and restated in Table 1.

The computed trajectories allow us to describe the Eulerian stream functions between different sections defining the Solomon Sea and thus to trace the average origin (backward integration) or fate (forward integration) of selected water masses. For forward integrations, each grid cell of the initial section corresponding to the inflow to be tracked is seeded by a particle, everyday during the 1986–2002 period, while for backward integrations, each grid cell of the initial section corresponding to the outflow to be tracked is seeded by a particle, everyday during the 1990–2006 period. Particle trajectories were then integrated in time until they reach a section delimiting the Solomon Sea or up to 4 years.

Lagrangian diagnostics have already been used to study large-scale ENSO variability (Izumo et al. 2002; Fukumori et al. 2004, Holland and Mitchum 2005). Here, they are used to examine how the water masses characteristics and pathways differ during ENSO conditions as compared to neutral conditions in the Solomon Sea. Composites of the trajectories are computed to examine the dynamics of a typical ENSO event (rather than differences between ENSO events). To build the ENSO/neutral composites, only particles seeded during winter are considered for forward integrations, while only particles reaching a final section during winter are considered for backward integrations.

### 3 ENSO circulation anomalies

#### 3.1 Vertical structure of the ENSO transport anomalies

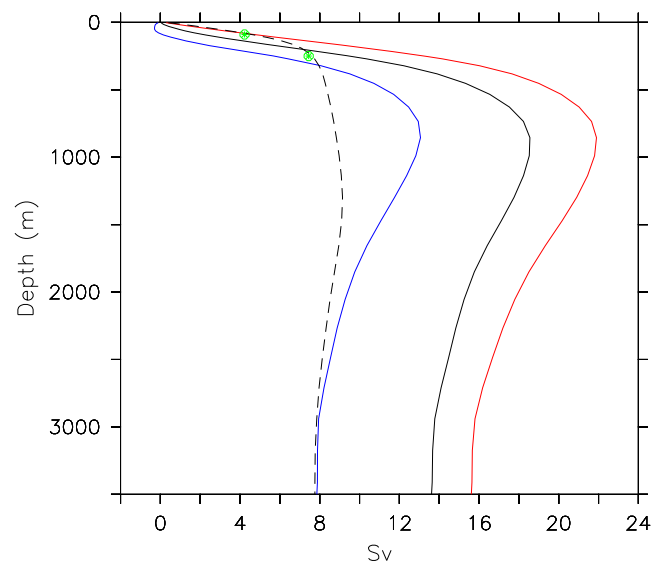
The LLWBCs extend from the surface down to 1,000 m depth and have their core at thermocline level (Melet et al. 2010a; Murray et al. 1995; Davis et al. 2012). In our model, the depth-cumulative transport at the southern boundary of

the Solomon Sea, mainly due to the NGCU, reaches 18 Sv at 800 m in neutral ENSO conditions and varies from 13 Sv during La Niña to 22 Sv during El Niño conditions (Fig. 4). These ENSO-related transport anomalies are mainly confined to the top 250 m of the water column where they represent a huge variation of 7.5 Sv in comparison with the 10 Sv mean transport. The upper 250 m of the water column encompasses both the surface water (SW) and the upper part of the thermocline water (UTW) (defined in Table 1). In the following, we will focus on these two water masses, which concentrate most of the interannual variability because of their importance in feeding the WWV and EUC.

#### 3.2 Transport variations

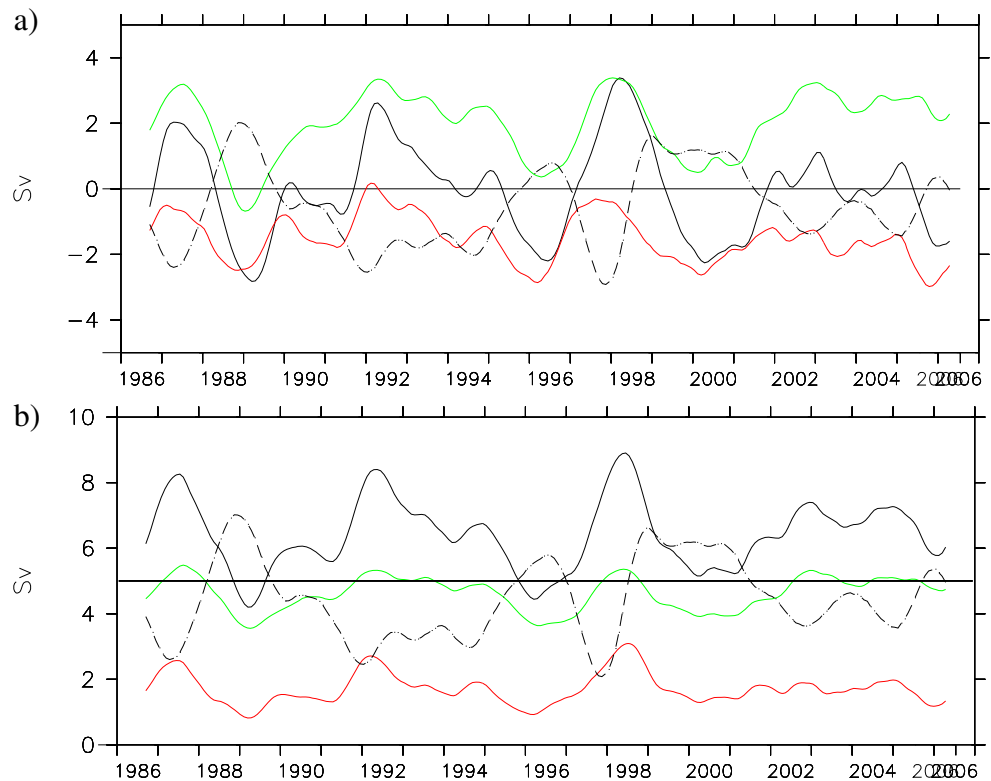
The simulated low-pass filtered transports at interannual timescales through the southern entrance, Solomon and Vitiaz straits, are presented in Fig. 5 and listed in Table 2 for both surface and upper thermocline waters. Note that, in the following, the sign convention used for the transports is the classic one: positive, equatorward/eastward; negative, poleward/westward. Therefore, the transport corresponding to the inflow through the Solomon Sea southern section is positive, while the transport corresponding to the inflow through the surface layers of Solomon Strait is negative. The transports corresponding to the outflows through Vitiaz and Solomon straits are positive.

The main Solomon Sea inflow for SW and UTW occurs through the southern entrance. It is mainly accounted for by



**Fig. 4** Depth cumulated transport during the winter period (November–February) at the Solomon Sea southern entrance ( $9.8^{\circ}$  S) in Sv for the mean state (black line), El Niño state (red line), and La Niña state (blue line). The difference between El Niño and La Niña is plotted as a black dashed line, and the two green points locate the depth of the surface (SW) and upper thermocline waters (UTW) as defined in Table 1

**Fig. 5** Time series of the low-pass filtered (half power at 18 months) transports in the surface (*SW, top*) and in the upper thermocline (*UTW, bottom*) layers as defined in Table 1 through the southern entrance (9.8° S, *black line*), Solomon St (*red line*), and Vitiaz St (*green line*). The SOI is plotted as the *black dashed line*, and it is centered on zero in **a** and the *horizontal dotted line* in **b**



UTW (6.4 Sv), with a strong correlation to the SOI (correlation factor of  $-0.8$  when considering a 3-month lag. Note that the same correlation is found between the SOI and transport estimated from altimetric data [as in Melet et al. (2010b), not shown]). SW and UTW transports increase during El Niño events and decrease during La Niña events. Whereas the main UTW inflow is mostly transmitted to Vitiaz Strait in the mean state, its interannual anomalies [root mean square (rms) of 1.1 Sv] seem to be equally transmitted between Solomon and Vitiaz straits (transport rms are 0.5 Sv, Table 2). The SW mean transport through the south entrance is quasi-null, but highly variable in time (rms of 1.4 Sv). As a result, a net outflow can occur in the surface layers through the southern boundary (Fig. 5a, black line). At the opposite of UTW, the interannual anomalies of SW transport are higher at Vitiaz Strait than at Solomon Strait (transport rms are 1. and 0.7 Sv, respectively).

The second main Solomon Sea inflow occurs in the surface layers at Solomon Strait, with a mean SW transport of  $-1.5$  Sv that enters the Solomon Sea south-westward (Fig. 3a). The intensity of this SW transport decreases during El Niño events and increases during La Niña events (correlation factor to the SOI of  $-0.75$ ).

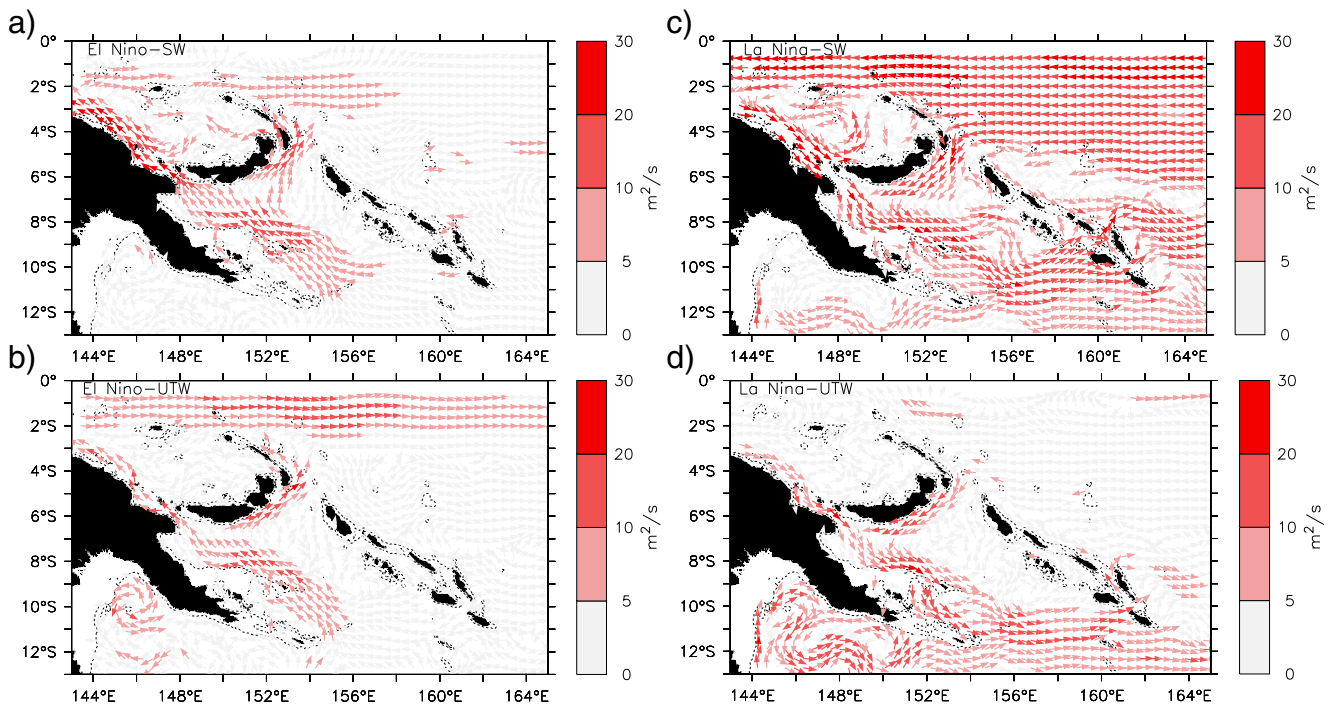
The ENSO composites (defined in Section 2.2) illustrate the anomalies of the Solomon Sea circulation for both SW and UTW (Fig. 6). During El Niño, the changes in the circulation are mainly characterized by an increase in the equatorward flux entering the Solomon Sea through its southern boundary as a consequence of the large-scale wind stress forcing (see Section 1). Most of these circulation anomalies come from the open ocean (SEC/NVJ) for SW, in agreement with the analysis of the drifter data by Hristova and Kessler (2012), whereas UTW circulation anomalies mainly come from the Gulf of Papua Current and enter the

**Table 2** Mean values of the transports (in Sv) and their interannual variability (rms of the transport, in *bracket*) at the Solomon Sea southern boundary, Vitiaz Strait, and Solomon Strait in the surface layers (*SW*) and the upper thermocline (*UTW*)

	South boundary	Vitiaz St	Solomon St	Recirculations
SW	0. (1.4)	2. (1.) +80 %	-1.5 (0.7) -97 %	-14 %
UTW	6.4 (1.1)	4.6 (0.5) +50 %	1.7 (0.5) -60 %	+0 %

The changes of the interannual transport variability when widening Vitiaz Strait by 60 % in a sensitivity experiment are given in percentages. Convention for the sign of the transports is positive for northward or eastward transport and negative for southward or westward transport





**Fig. 6** El Niño (*left*) and La Niña (*right*) composites of circulation anomalies vertically integrated in the surface (*top*) and upper thermocline (*bottom*) layers. Units are in  $\text{m}^2/\text{s}$

Solomon Sea by getting around the Louisiade Archipelago (Fig. 1). The pathways to exit the Solomon Sea are different between the surface and upper thermocline layers. In the surface layer, most of the anomalies exit through Vitiaz Strait and increase the NGCU along the Papua New Guinea coast, whereas in the upper thermocline layer, most of the anomalies exit through Solomon Strait, contributing to a decrease in the SEC entering the Solomon Sea at these latitudes. Such a pattern is similar to the 1997 El Niño circulation anomalies described from altimetry in Melet et al. (2010b, their Fig. 7b).

During La Niña, the changes in the circulation are mainly characterized by a decrease in the LLWBCs transiting the Solomon Sea (Fig. 6, right panel) as a consequence of the wind stress forcing anomalies (Fig. 2). Changes are particularly effective at Solomon Strait where the LLWBC decreases by up to 35 % for UTW. The SEC increase in the western equatorial Pacific intensifies the inflow entering at Solomon Strait and even reverses the equatorward current at Vitiaz Strait and offshore the PNG coast for SW (Fig. 5).

This description of the mass transports highlights some asymmetry in the Solomon Sea circulation between El Niño and La Niña conditions. During El Niño conditions, the main Solomon Sea inflow occurs through its southern boundary, and anomalies of the equatorward flow mainly exit the basin through the surface layer at Vitiaz Strait and the upper thermocline layer at Solomon Strait. During La Niña conditions, an additional inflow occurs through the

surface layer at Solomon Strait, and anomalies of the LLWBC outflow mainly occurs through the upper thermocline layer at Vitiaz Strait. The Lagrangian approach presented below will detail this result.

### 3.3 Lagrangian diagnostics

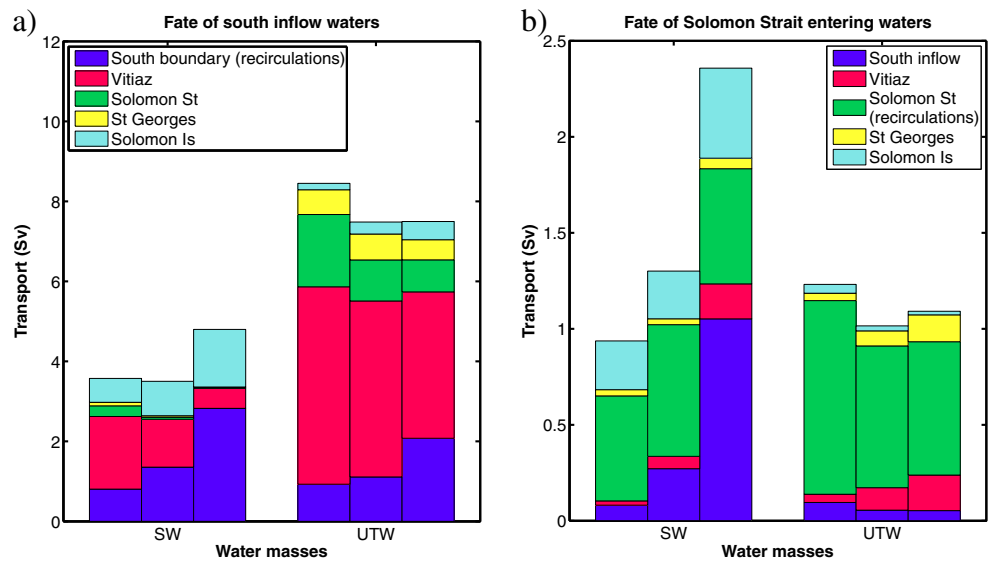
In this section, Lagrangian experiments are used to diagnose the main Solomon Sea routes and determine the fate of the Solomon Sea main inflows (through forward integrations) and the origins of the Solomon Sea main equatorward outflows (through backward integrations) according to ENSO conditions.

#### 3.3.1 Fate of the south inflow and of the Solomon Strait inflow

To analyze more precisely the partition and fate of the two main inflows of the Solomon Sea, two forward Lagrangian experiments were performed. The seeded section is the Solomon Sea southern entrance (along  $9.8^\circ \text{S}$ ) in the first experiment and Solomon Strait in the second one. The partition of the two inflows between the different possible exits of the Solomon Sea is shown in Fig. 7 for SW and UTW and for El Niño, neutral, and La Niña conditions.

Particles seeded at the southern Solomon Sea entrance (Fig. 7a) mainly exit at Vitiaz Strait and also at Solomon Strait at thermocline level. A significant contribution of the

**Fig. 7** Partition of the two main Solomon Sea inflows between the different exits of the basin for each water mass defined in Table 1: **a** south inflow and **b** Solomon Strait inflow. For each water mass, the *first bar* represents the partition of the inflow for El Niño conditions, the *second bar* for neutral ENSO conditions, and the third one for La Niña conditions. *Solomon Is* refers to the different straits of the Solomon Islands (Fig. 1). Note the different vertical axis for each panel



recirculations (circulation that goes back to its original section) at the southern boundary can also be noted. They could be the signature of mesoscale activity in the Solomon Sea, as already mentioned in Melet et al. (2010b) and observed by Davis et al. (2012).

During El Niño conditions, a larger fraction of south inflow waters reaches Vitiaz Strait both in the surface and upper thermocline waters compared to neutral ENSO conditions, resulting in an increase in the mass transport through the strait. A significant increase in the fraction of the south inflow UTW reaching Solomon Strait can also be noted. In the surface layer, particles are also able to reach Solomon Strait, and a possible reverse from inflow to outflow can be observed in the Solomon Strait surface layer (see Fig. 5). In addition, the southern recirculations appear less intense during El Niño conditions than during neutral ENSO conditions. These results are in agreement with a net increase in the LLWBCs entering Solomon Sea through its southern boundary (total inflow minus recirculations).

On the contrary, during La Niña conditions, a smaller fraction of the south inflow SW and UTW reaches Vitiaz and Solomon straits, which contributes to the decrease in the straits' outflows. However, the SW and UTW southern recirculations significantly increase during La Niña conditions. If recirculations at the southern boundary are effectively related to the mesoscale activity in the Solomon Sea, it means that the circulation in the Solomon Sea could be more unstable during La Niña conditions than during El Niño conditions.

Particles seeded at Solomon Strait (Fig. 7b) mainly recirculate, especially for the thermocline water. However, in the surface layer, some reach the southern boundary, while in the upper part of the thermocline, some reach Vitiaz Strait. During La Niña conditions, the large increase in Solomon Strait inflow occurring in the surface layer (Fig. 6) mainly

reaches the Solomon Sea southern boundary. In fact, the transport increase along the Solomon Strait to the southern boundary pathway is the most striking difference in the fate of Solomon Strait waters between El Niño and La Niña conditions in the surface layer.

### 3.3.2 Origins of Vitiaz and Solomon straits outflowing water

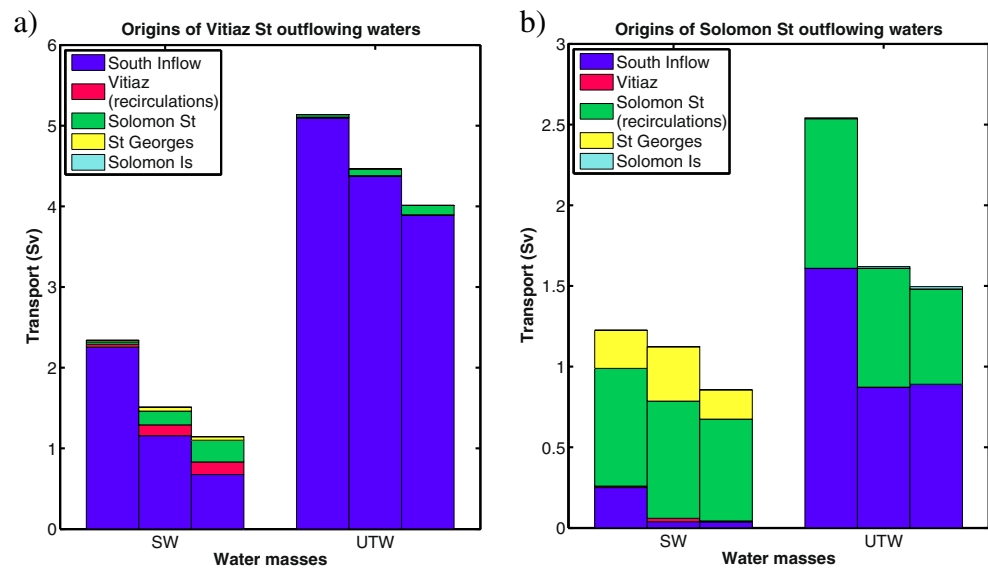
A complementary analysis is performed in this section to determine the origins of the waters flowing equatorward through Vitiaz and Solomon straits during El Niño, neutral, and La Niña conditions. To do so, two backward Lagrangian experiments were performed, with the seeded sections being Vitiaz and Solomon straits.

Figure 8a shows that Vitiaz Strait outflowing waters mainly originate from the southern entrance of the Solomon Sea, with an almost exclusive contribution of this source at thermocline level. However, a small fraction of Vitiaz Strait surface waters come from Solomon Strait.

During El Niño conditions, Vitiaz Strait outflow increases compared to neutral conditions: This increase is mainly due to an increase in the transport along the south inflow pathway. In the surface layer, the contribution of water originating in Solomon Strait increases during La Niña conditions, which are favorable to a significant inflow at Solomon Strait.

Waters outflowing through Solomon Strait mainly originate from the south inflow (Fig. 8b), especially for UTW. There is a net increase in this contribution during El Niño conditions, whereas no significant difference exists between neutral and La Niña conditions. A second important source of Solomon Strait outflowing waters is Solomon Strait itself. Recirculations are responsible for a large transport at Solomon Strait, notably in the surface layer. It is not the objective of this paper to go forward on the analysis of these recirculations, but it is notable that altimetric data show a

**Fig. 8** Origins of the water flowing equatorward through Vitiaz Strait (a) and Solomon Strait (b). For each water mass, the *first bar* represents the partition (in Sv) of the inflow for El Niño conditions, the *second bar* for neutral ENSO conditions, and the *third bar* for La Niña conditions. *Solomon Is* refers to the different straits of the Solomon Islands (Fig. 1). Note the different vertical axis for each panel



strong eddy kinetic energy signal at the mouth of Solomon Strait (see Melet et al. 2010b, Fig. 4b).

### 3.3.3 Transit time of the particles in the Solomon Sea

The transit time of particles in the Solomon Sea varies greatly according to the different pathways followed and to ENSO conditions (Table 3). The fastest pathway is the direct route from the southern entrance to Vitiaz Strait via the LLWBCs. It takes about 1.5 months for the particles to transit along this pathway, and the transit time along this route only shows small variations in relation to ENSO. The second main route for the thermocline water to escape the Solomon Sea is the pathway from the southern entrance to Solomon Strait. Transit times along this route are longer and vary strongly according to ENSO conditions. It takes 4 months for the particles to transit along this pathway during neutral conditions, about 3.5 months during El Niño conditions, and up to 6 months during La Niña conditions. These variations of the transit time along the southern entrance to

Solomon Strait pathway are related to changes in the strength of the LLWBCs and also partly to enhanced recirculations during La Niña conditions (Fig. 7a).

For surface water, the pathway from Solomon Strait to the southern entrance (Fig. 7b) is particularly effective during La Niña conditions with a 4 months transit time. A minor pathway is the feeding of the outflow at Vitiaz Strait from Solomon Strait during La Niña conditions (Fig. 8a) with a 5-month transit time.

As for the recirculation at Solomon Strait, the transit times of particles are around 1 month in the surface layer; they are shorter during La Niña and doubled during El Niño. In the upper thermocline layer, it takes 3 months for Solomon Strait water to recirculate in the Solomon Sea during neutral and El Niño conditions and 1.5 months during La Niña conditions.

The Lagrangian experiments allowed us to diagnose the different main pathways followed by Solomon Sea waters according to different ENSO conditions. In the next section, we take advantage of the Lagrangian analysis ability to diagnose the partition of the south inflow

**Table 3** Transit time (in days) of the particles in surface and upper thermocline waters for the different pathways in the Solomon Sea in different forward and backward Lagrangian analyses depending on the ENSO state

Pathway	Water mass	Niño	Neutral	Niña
Vitiaz St to south inflow (backward)	SW	<b>45</b>	<b>60</b>	<b>65</b>
	UTW	<b>40</b>	<b>45</b>	<b>50</b>
Solomon St to south inflow (backward)	SW	<b>110</b>	<b>160</b>	<b>225</b>
	UTW	<b>100</b>	<b>120</b>	<b>160</b>
Solomon St to Solomon St (backward)	SW	60	35	20
	UTW	105	100	45
Solomon St to south inflow (forward)	SW	240	<b>150</b>	<b>120</b>
	UTW	440	370	420
Solomon St to Vitiaz St (forward)	SW	380	<b>220</b>	<b>140</b>
	UTW	410	290	120

Bold values correspond to the main pathways

between the different straits to test a possible cause of the asymmetry of the Solomon Sea circulation during different ENSO-type conditions.

### 3.3.4 Bathymetric control at Vitiaz Strait

Melet et al. (2010a) showed that the narrowness of Vitiaz Strait at thermocline level (~42 km) conditions the partition of the NGCU between a branch flowing through Vitiaz Strait and northwestward along the Papua New Guinea coast, and a branch flowing eastward along the south coast of New Britain before exiting through Solomon Strait (called New Britain Coastal Undercurrent in Melet et al. 2010a). We suspect that such a bathymetric control could play a role in the asymmetric response of the circulation to ENSO-type conditions, as described in Section 3.2. To test this assumption, a sensitivity simulation was run in which Vitiaz Strait was widened (by 60 %, from 42 to 67 km in the thermocline). The same Lagrangian experiments as in Section 3.3.1 were performed to analyze the response of the partition of the south inflow between the straits to the bathymetric constraint. This sensitivity experiment shows that when Vitiaz Strait is widened, the interannual variability of the transport through this strait increases while the one through Solomon Strait decreases (up to 60 % for UTW, see Table 2). Thus, the bathymetric control at Vitiaz Strait impacts the partition of the south inflow between the different equatorward straits at ENSO timescales. It plays a stronger role during El Niño, when the NGCU is strengthened (not shown). The increased effectiveness of this bathymetric control during El Niño than during La Niña conditions suggests that the higher variability of the thermocline transport observed through Solomon Strait than in Vitiaz Strait is not only due to the wind curl anomalies associated to El Niño conditions but also to the limitation of the transport through the narrow Vitiaz Strait.

To summarize, the circulation in the Solomon Sea presents a real asymmetry during El Niño and La Niña conditions. Solomon Sea inflows mainly come from the south entrance during El Niño, whereas a significant inflow is also provided from Solomon Strait during La Niña. The partition of the flow between Vitiaz and Solomon straits differs significantly according to ENSO-type conditions. The transit time of water in the Solomon Sea can double depending on ENSO-type conditions. Therefore, these differences in the Solomon Sea circulation between El Niño and La Niña conditions could have different impacts on how the equatorial Pacific is fed from the South Pacific LLWBCs and on how the water masses properties are modified in the Solomon Sea compared with neutral conditions.

## 4 ENSO $T$ and $S$ anomalies

In this section, the Solomon Sea water masses temperature and salinity are examined in relation to ENSO conditions. First, the large-scale response to ENSO conditions implies some modifications in the characteristics of the water masses entering the Solomon Sea. Second, the temperature and salinity of the water masses transiting through the Solomon Sea are modified along their routes (Melet et al. 2011). These changes in the  $T$  and  $S$  characteristics of the water masses could be affected by ENSO-related circulation variability as described in Section 3.

### 4.1 Large-scale anomalies

There is a large literature describing the ENSO-related variability of temperature and salinity in the southwest Pacific, in relation to the atmospheric variability (e.g., Delcroix and Henin 1989; Delcroix 1998; Kessler 1999; Gouriou and Delcroix 2002). At ENSO timescales, the anomalous wind stress curl (mainly occurring in the region shown by the box in Fig. 2) strongly pulls up (down) the thermocline during El Niño (La Niña), mainly through Rossby waves forced by the anomalous Ekman pumping (e.g., Capotondi et al. 2003; Li and Clarke 2007). As a result, notable changes in the vertical distribution of temperature are discernible in the southwest tropical Pacific Ocean. During El Niño conditions, the resulting thermocline shoaling modifies the temperature distribution over the whole water column all the way to the surface and is responsible for the SST cooling anomaly (−0.5 to −1 °C) detailed in Delcroix and Henin (1989). During an ENSO event, drastic sea surface salinity (SSS) changes occur below the mean position of the SPCZ, providing evidence that precipitation changes related to the migration of the SPCZ is the main mechanism responsible for the observed SSS changes (Gouriou and Delcroix 2002). To a lesser extent, geostrophic current anomalies can explain SSS changes by the advection of the southwestern tropical front that separates fresh, warm pool waters from salty subtropical waters (Kessler 1999). This salinity front moves westward (eastward) during an El Niño (La Niña) event, bringing saltier and colder waters in the southwestern tropical Pacific (Gouriou and Delcroix 2002).

As a result of these large-scale anomalies related to ENSO, the temperature and salinity of the southwestern tropical Pacific surface water presents large interannual variability that is well correlated to the SOI, with saltier and colder waters during El Niño than during La Niña events. The upper thermocline water undergoes the effect of forced Rossby waves in relation to the wind stress curl anomalies that develops at ENSO timescales in the area. During El Niño conditions, the resulting thermocline shoaling induces fresher and colder thermocline water than

during neutral ENSO conditions. The opposite situation prevails during La Niña conditions, with saltier and warmer thermocline water. These large-scale modifications of the  $T$  and  $S$  properties of the water masses are brought to light when considering anomalies of temperature and salinity at the southern Solomon Sea entrance (Fig. 9). Such contrasts also exist when looking at Vitiaz or Solomon straits. At Solomon Strait, saltier waters are found during La Niña conditions not only at thermocline levels but also at the surface, with fresher water between them (Fig. 10). This can be explained by strong westward equatorial current anomalies (Fig. 6c) that develop during La Niña states and are responsible for the advection of central Pacific surface layer salty water that reaches Solomon Strait.

#### 4.2 Modifications in the Solomon Sea

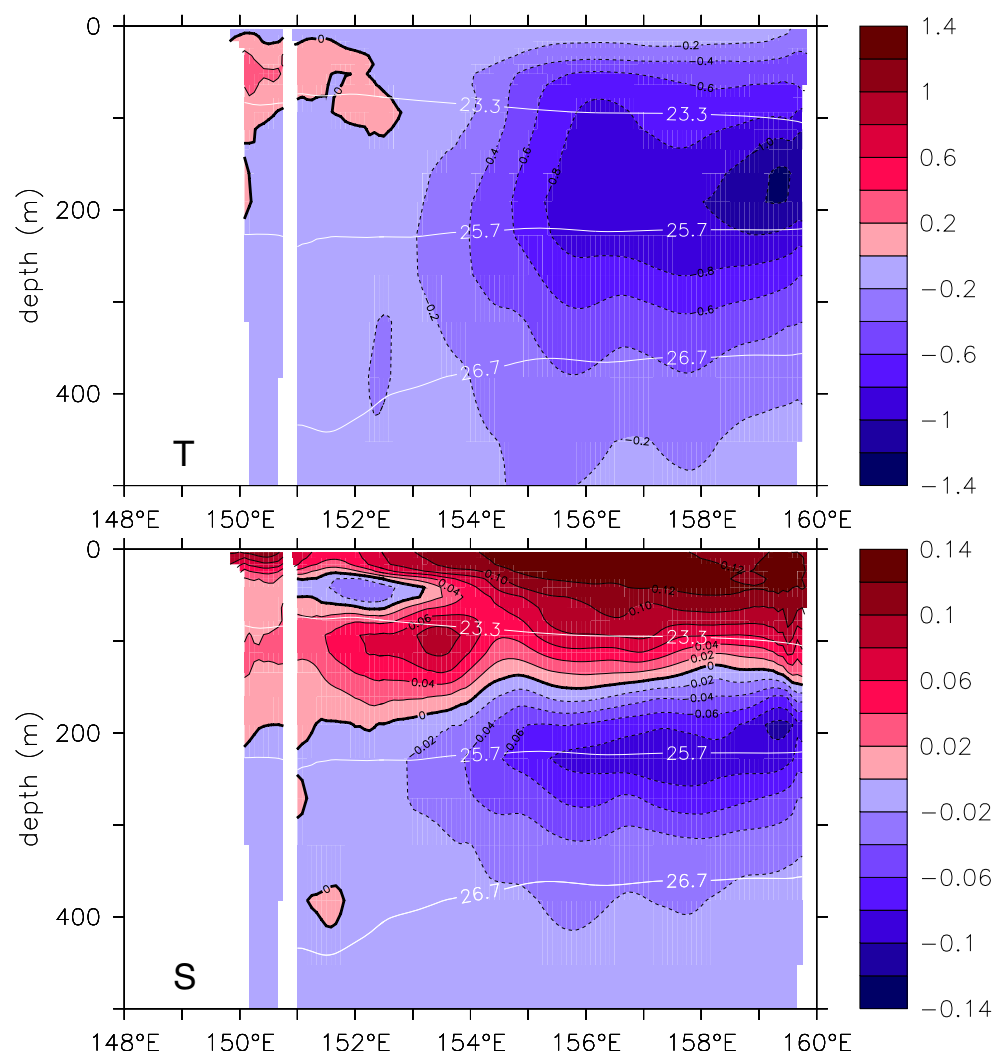
During their equatorward transit through the Solomon Sea, water masses temperature and salinity are modified. In the climatological state, these modifications consist of a

reduction of the vertical temperature and salinity gradients over the water column (Melet et al. 2011). More precisely, the high salinity found in the upper thermocline and characteristic of the STMW is eroded (by about  $-0.11$  psu) and exported toward the surface and deeper layers, whereas a downward heat transfer occurs over the water column (with an associated cooling of  $0.15$ – $0.30$  °C for the thermocline water from the Solomon Sea inflows to the equatorward outflows). These water mass modifications can be partly explained by strong diapycnal mixing in the Solomon Sea (Melet et al. 2011), notably sustained by tidal mixing.

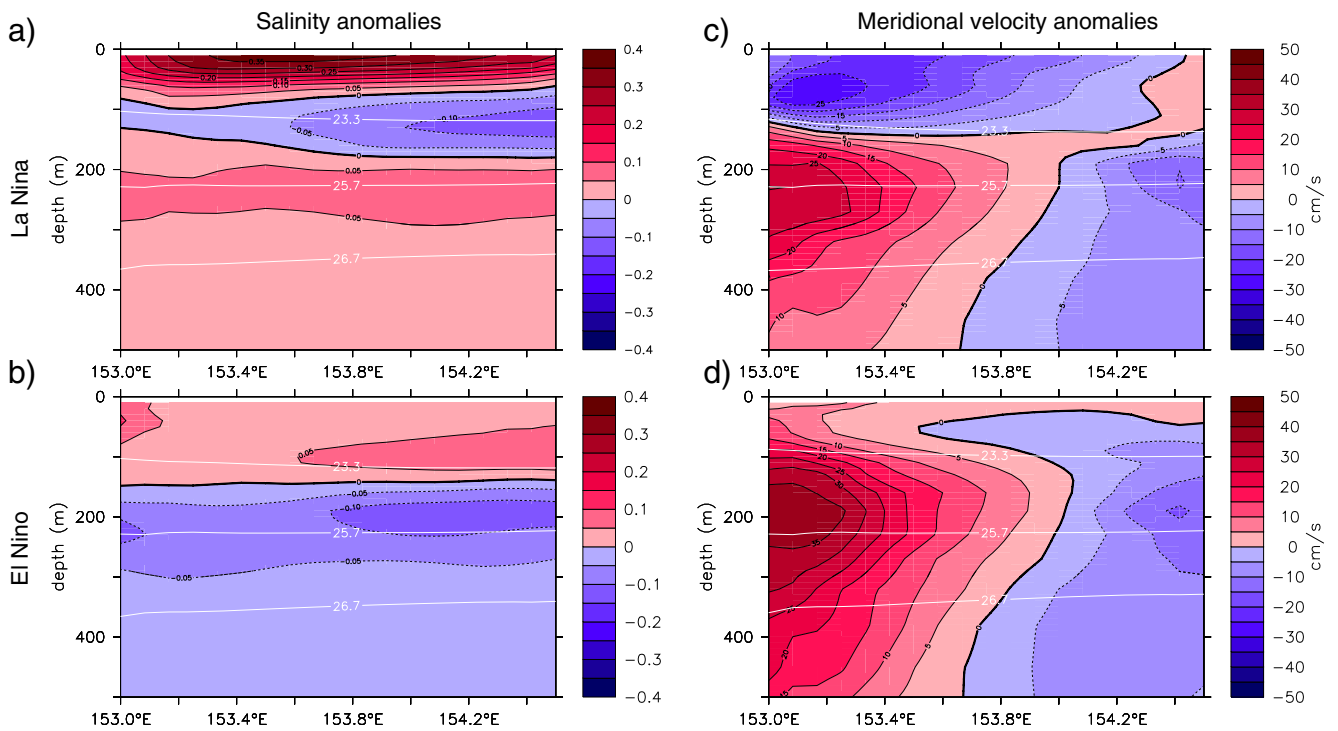
In the following, we take a step forward from the climatological Solomon Sea water mass modification study of Melet et al. 2011 by analyzing the modifications of temperature and salinity from the Solomon Sea inflows to Vitiaz and Solomon straits, in relation to ENSO conditions. Similar Lagrangian diagnostics to the ones described in Section 3.3.2 are used.

To quantify the  $T$  and  $S$  modifications of the water masses between their entrance in the Solomon Sea and their exit

**Fig. 9** Top Anomalies of temperature (in °C) and bottom of salinity (in psu) at the southern boundary ( $9.8^\circ$  S) of the Solomon Sea during El Niño conditions. The depth of the 23.3, 25.7, and 26.7 isopycnal surfaces, delimiting the surface, upper thermocline and lower thermocline layers are indicated (see Table 1)







**Fig. 10** Anomalies of salinity (in psu, *left*) and meridional velocity (in cm/s, *right*) at Solomon Strait during La Niña (*upper panel*) and El Niño (*lower panel*) conditions. The depth of the 23.3, 25.7, and 26.7

isopycnal surfaces, delimiting the surface, upper thermocline and lower thermocline layers are indicated (see Table 1)

through Vitiaz or Solomon straits, we computed transport-weighted temperature and salinity modifications (e.g.,  $\Delta T$ ,  $\Delta S$ ) as follows:

$$\Delta T = \frac{\sum_{i=1}^n (T_{out} - T_{in}) \times Tr_i}{\sum_{i=1}^n Tr_i}; \quad \Delta S = \frac{\sum_{i=1}^n (S_{out} - S_{in}) \times Tr_i}{\sum_{i=1}^n Tr_i};$$

where  $Tr_i$  is the transport of particle  $i$  following the considered route,  $S_{out}$  ( $T_{out}$ ) is its salinity (temperature) at the Solomon Sea outflow, and  $S_{in}$  ( $T_{in}$ ) is its salinity (temperature) at the Solomon Sea inflow.

#### 4.2.1 Modifications of Solomon Sea water outflowing through Vitiaz Strait

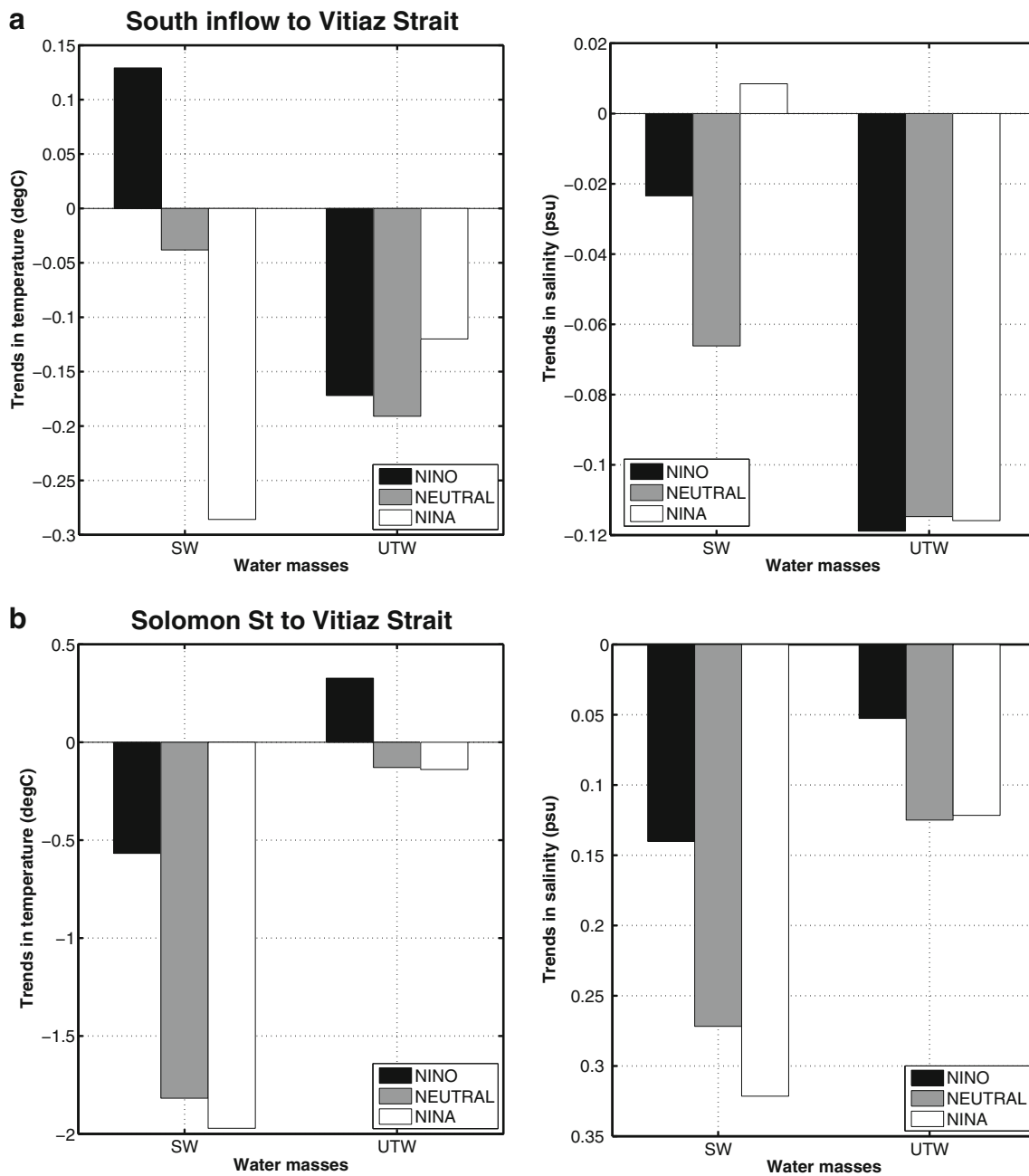
Figure 11 shows the temperature and salinity modifications of Solomon Sea waters flowing through Vitiaz Strait depending on their origin (south entrance or Solomon Strait entrance).

Most of the Vitiaz Strait outflowing water comes from the south entrance (Fig. 8a). During their journey in the Solomon Sea, UTW is getting colder and fresher. It corresponds to a relatively low modulation of the modifications described for the mean state in Melet et al. (2011). SWs tend to become warmer ( $\sim 0.18$  °C) and fresher during El Niño conditions, whereas they tend to become colder ( $\sim 0.3$  °C)

and saltier during La Niña conditions. From Solomon Strait, SWs (representing  $\sim 5$  to 15 % of the outflowing waters through Vitiaz Strait, Fig. 8a) become colder and fresher, with stronger modifications during La Niña ( $\sim 2$  °C/ $\sim 0.3$  psu). During La Niña conditions, westward advection of warm and salty water from the SEC is particularly effective at Solomon Strait. These water properties strongly differ from the inherent Solomon Sea SW and isopycnal mixing between the different sources of surface waters could explain the  $T$  and  $S$  modifications along both pathways to Vitiaz Strait.

#### 4.2.2 Modifications of Solomon Sea water outflowing through Solomon Strait

Figure 12 shows the temperature and salinity modifications of Solomon Sea waters flowing through Solomon Strait. As discussed in Section 3, most of the Solomon Strait outflowing water comes from the south entrance and from the Solomon Strait itself (recirculations). In the surface layers, recirculations are the dominant contribution, and SW become colder and fresher along these pathways. However,  $T$  and  $S$  modifications are stronger along the surface route coming from the south entrance. Along this route, SWs are getting warmer and fresher during El Niño conditions, and colder and saltier during La Niña conditions. Since similar modifications were noted along the southern entrance to the



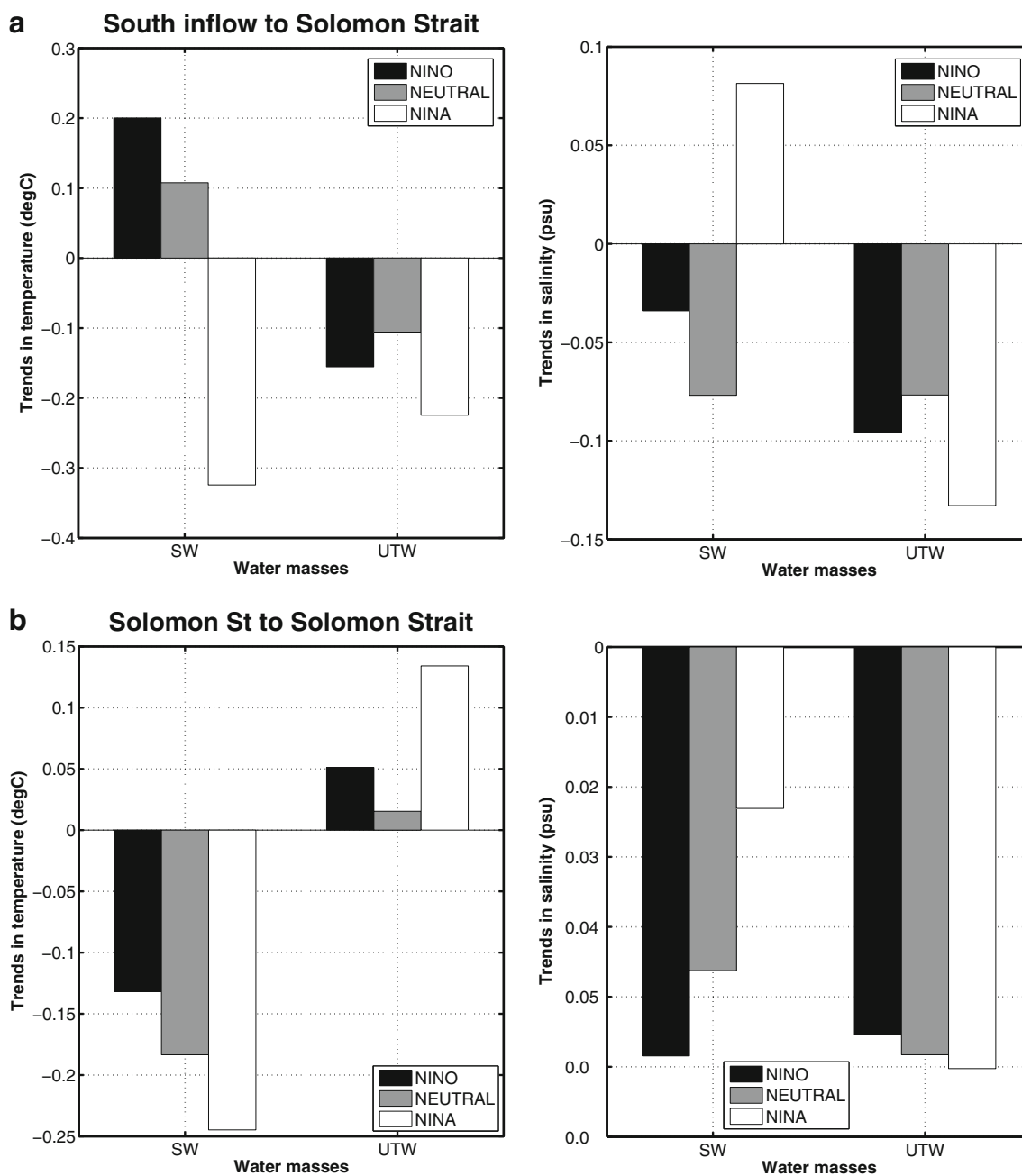
**Fig. 11** Transport weighted changes in temperature (*left*) and salinity (*right*) from the south inflow (*top*) and Solomon Strait (*bottom*) to Vitiaz Strait. Backward Lagrangian analysis including years 1990–2006. Note the different vertical axis for each panel

Vitiaz Strait route, similar processes might be acting to modify the water mass thermohaline characteristics.

As was the case for UTW flowing from the south entrance to Vitiaz Strait, UTW flowing to Solomon Strait are also getting colder and fresher, and diapycnal mixing might be the main contributor for this water mass modification (Melet et al. 2011).

To summarize, water mass  $T$  and  $S$  properties entering the Solomon Sea are highly influenced by the large-scale ENSO-type variability: lower (higher) temperature prevails

on the water column during El Niño (La Niña) conditions compared with neutral conditions, whereas the surface layer is saltier and the subsurface layer is fresher during El Niño conditions. The Solomon Sea contributes to the transformation of temperature and salinity water masses of the LLWBCs, but its influence differs according to the ENSO-type conditions. During El Niño conditions, the entering  $T$  and  $S$  anomalies are notably enhanced in the Solomon Sea, whereas they are damped during La Niña conditions.



**Fig. 12** Transport-weighted changes in temperature (*left*) and salinity (*right*) from the south inflow (*top*) and Solomon Strait (*bottom*) to Solomon Strait. Backward Lagrangian analysis including years 1990–2006. Note the different vertical axis for each panel

### 4.3 Heat and salt transport anomalies at Vitiaz and Solomon straits

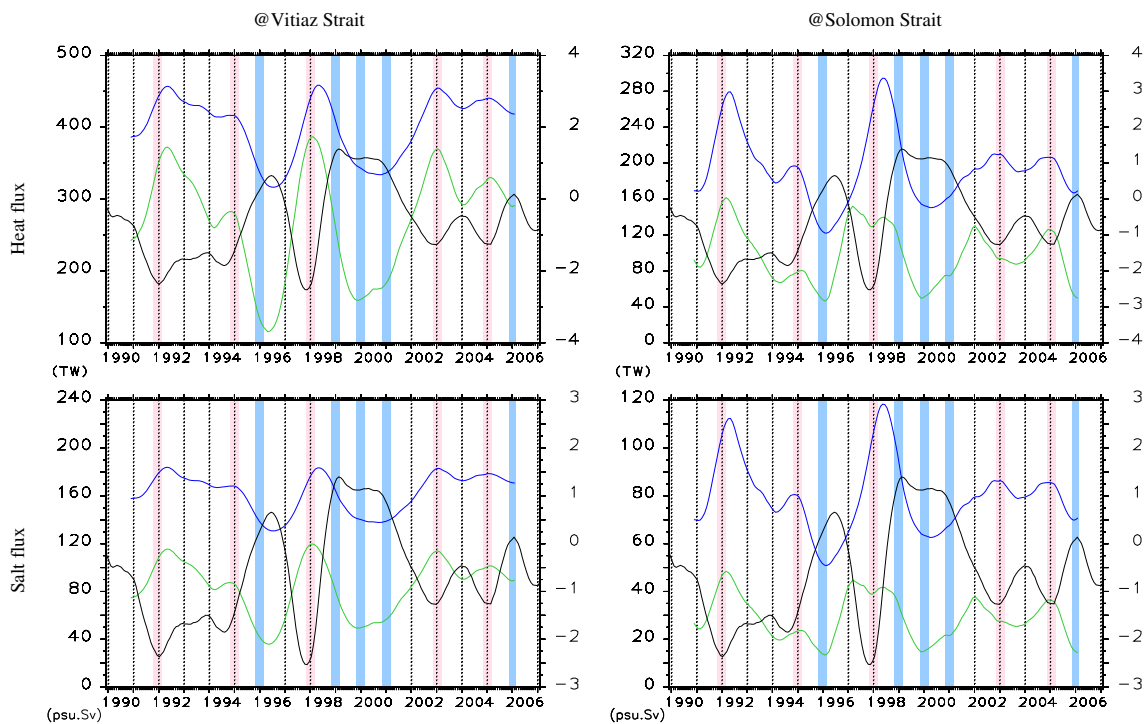
The heat and salt fluxes likely to reach the equatorial Pacific from Vitiaz and Solomon straits combine large-scale constraints and local effects inside the Solomon Sea both in terms of mass transport and water masses  $T$  and  $S$  properties. In the previous sections, we intended to illustrate their respective variability at ENSO timescales. Here, the temporal variability of heat and salt fluxes ( $F_q$  and  $F_s$ ,

respectively) through Vitiaz and Solomon straits are estimated for SW and UTW based on the previous backward Lagrangian experiments and are computed as follows:

$$F_q = \rho_0 C_p \sum_{i=1}^n T_i \times Tr_i; \quad F_s = \sum_{i=1}^n S_i \times Tr_i$$

where  $\rho_0$  is the reference density of water ( $1,020 \text{ kg m}^{-3}$ ),  $C_p$  is the heat capacity of water under constant pressure,  $Tr_i$  is the transport of the particle  $i$ , and  $T_i$  its temperature,





**Fig. 13** Equatorward heat (*top*) and salt (*bottom*) fluxes at Vitiaz Strait (*left*) and Solomon Strait (*right*) for surface waters (SW, green curves) and upper thermocline waters (UTW, blue curves). The SOI is plotted

as a black line (y-axis on the right), and El Niño events considered in this study are indicated in pink periods, while La Niña events are indicated in blue periods

$S_i$  its salinity, and  $n$  the number of particles for the considered pathway.

The heat and salt fluxes, like the mass flux (e.g., Fig. 5), are well correlated with the SOI, and they increase with El Niño and decrease with La Niña (Fig. 13). Not surprisingly, the highest fluxes are found at Vitiaz Strait for UTW, and the lowest fluxes are found at Solomon Strait for SW. However, the highest variabilities are found at Vitiaz Strait for SW, and at Solomon Strait for UTW, where the fluxes are of similar amplitudes. It means that with regard to ENSO, SW at Vitiaz Strait could play a major role in the depletion/replenishment of the warm pool of the western Pacific, whereas UTW at Solomon Strait could have a significant impact on the characteristic of the EUC at ENSO timescales. During the 20-year period analyzed in this study, the strongest El Niño event is the 1997 one, whereas the strongest La Niña event is the 1996 one. The total (SW+UTW) heat and salt fluxes during the 1997 El Niño reach 1,240 TW and 450 psuSv, which double the 1996 La Niña values of 600 TW and 260 psuSv. The temperature/salinity contributions to the variability of the fluxes are marginal compared to the mass transport, but they are perceptible especially for the highest sources of variability, i.e., the SW at Vitiaz Strait and UTW at Solomon Strait. Changes in temperature of SW exiting through Vitiaz Strait during their transit through the Solomon Sea (Fig. 11) are of opposite sign to the ones induced by the large-scale ENSO-type variability (e.g.,

Fig. 9), with the effect of damping the heat flux, particularly during La Niña. For UTW at Solomon Strait, the temperature modifications inside the Solomon Sea (Fig. 12) induce a heat loss that enhances (damps) the El Niño (La Niña) temperature anomalies entering the Solomon Sea from the south. This results in a damping of the heat flux during El Niño conditions.

## 5 Conclusions

The South Pacific LLWBCs carry waters of subtropical origin through the Solomon Sea before joining the equatorial Pacific. The potential role of the South Pacific LLWBCs for the climate, by impacting the low-frequency modulation of ENSO, has already been highlighted and is one motivation of the SPICE/CLIVAR program. This study aims to supplement the underlying efforts made as part of the SPICE program to better understand the circulation in the Solomon Sea and its variability (Melet et al. 2010a, b, 2011; Cravatte et al. 2011; Hristova and Kessler 2012) by focusing on the interannual variability of the Solomon Sea circulation and water mass  $T$  and  $S$  modifications.

Because of the scarcity of in situ data, this study is based on numerical modeling. A high-resolution ( $1/12^\circ$ ) model of the Solomon Sea (already validated in Melet et al. 2010a, 2011) was implemented to resolve the complex circulation

and eddy field structure. The model includes a parameterization of the vertical mixing induced by the dissipation of internal tides. Evaluation of our interannual simulation with the very few dataset available is satisfactory, which gives some confidence in the robustness of our results even though they remain model dependant.

Solomon Sea circulation exhibits a huge interannual variability related to the large-scale ENSO forcing, as shown by the model and altimetric data (Melet et al. 2010b). The LLWBC transports in the Solomon Sea are impacted by this large-scale ENSO forcing: They strengthen during El Niño conditions and weaken during La Niña conditions in order to counterbalance the interior geostrophic flow variability. Nevertheless, this simple large-scale picture is complicated because of the intricate bathymetry and high levels of turbulence characteristic of the Solomon Sea, which play an active role in constraining the circulation and water mass hydrologic properties. From a climatological viewpoint, modeling studies of the Solomon Sea have already documented (1) how the LLWBCs are divided into different branches, with consequences notably for how the LLWBCs connect to the equatorial Pacific and feed the EUC, and (2) how diapycnal mixing modifies water mass  $T$  and  $S$  properties. The objective of this paper is to make a step forward from the mean state by investigating some possible changes due to the ENSO-type variability that could affect the subtropical/equatorial connection at interannual timescales. This interannual variability mainly impacts the upper oceanic layers characteristics of both the surface waters and upper thermocline waters. Therefore, these two water masses, which are relevant both for the depletion/repletion of the warm pool and for the feeding of the EUC, are the main focus of this study.

In this modeling study, we show that the interannual variability of the transport in the Solomon Sea does not only correspond to a strengthening/weakening of the LLWBCs in relation to ENSO. Indeed, a strong asymmetry of the Solomon Sea circulation exists between El Niño and La Niña conditions. During El Niño conditions, the great majority of the waters entering the Solomon Sea do so through its southern boundary, whereas during La Niña conditions, a strong additional inflow occurs through Solomon Strait surface layers. This Solomon Strait inflow heads southwestward in the Solomon Sea and partly recirculates to join the equatorward flowing LLWBCs. Another notable difference of the Solomon Sea circulation between different ENSO-type conditions comes from where in the vertical the LLWBCs transport are impacted. During El Niño, the strengthening of the LLWBCs extends up to the surface, whereas during La Niña, changes in the LLWBCs mainly occur in the subsurface layers. These differences in terms of circulation between El Niño and La Niña conditions are mainly, but not completely, driven by the large-scale

forcing. As already mentioned in Melet et al. (2010a), the narrowness of Vitiaz Strait imposes a bathymetric constraint that conditions the partition of the LLWBCs between Vitiaz and Solomon straits. Here, we show that this bathymetric constraint is more effective when the NGCU is strengthened. It means that the partition of the flow between the two straits changes according to El Niño and La Niña conditions, with a partition favorable to the Solomon Strait exit (in terms of percentage between the two straits) during El Niño conditions.

The temperature of the water masses is particularly important for the flow exiting the Solomon Sea to join the equatorial region because of possible impacts on the EUC heat content and equatorial Pacific SST. Water mass  $T$  and  $S$  properties entering the Solomon Sea are highly influenced by the large-scale ENSO-type variability. The surface layer is highly sensitive to the anomalous precipitation forcing, and the subsurface layer mainly responds to the anomalous wind stress curl forcing inducing an Ekman pumping response in the southwest Pacific mainly through the generation of Rossby waves. To summarize, lower (higher) temperature prevails on the water column during El Niño (La Niña) conditions compared with neutral conditions, whereas the surface layer is saltier and the subsurface layer is fresher during El Niño conditions. In addition, changes in the  $T$  and  $S$  characteristics of the water masses inside the Solomon Sea may enhance or reduce the interannual temperature and salinity anomalies entering the Solomon Sea. By performing Lagrangian experiments, we showed that the initial  $T$  and  $S$  anomalies entering the Solomon Sea are notably enhanced during El Niño conditions, whereas they tend to reduce during La Niña conditions. The combined effect of both the mass transport and the  $T$  and  $S$  modifications show that the Solomon Sea outflows are highly variable in the surface layer through Vitiaz Strait and in the upper thermocline through Solomon Strait. Their respective heat and salt fluxes are relatively similar and may vary by up to a factor of 2 depending on the ENSO state. They could impact differently the equatorial Pacific at ENSO timescale with the surface waters at Vitiaz Strait directly influencing the warm pool characteristic, whereas the thermocline waters at Solomon Strait could significantly impact the EUC properties at ENSO timescale.

A next step could be to follow these Solomon Sea outflows to the equatorial Pacific Ocean and to investigate their role in the variability of the EUC, but it requires a different model configuration. Another step could be to examine the high frequency variability in the Solomon Sea and its relation to the temperature and salt transports since altimetry (Melet et al. 2010b) and in situ glider data (Davis et al. 2012) have shown that mesoscale activity is strongly developed in the Solomon Sea. To this end, a high-resolution model of the Solomon Sea using a  $1/36^\circ$  spatial resolution is

being implemented to resolve most of the fine mesoscale signature, and to analyze their variability and the processes generating them. Glider data and observations from the Pandora cruise hold in 2012 (that has deployed moorings in the different straits) will greatly help to assess the model results.

**Acknowledgments** This work is (co-)funded by the ANR project ANR-09-BLAN-0233-01; it is a contribution to the CLIVAR/SPICE International programme. The calculations were performed using HPC resources from GENCI-IDRIS (grant 2010-011279). We acknowledge the use of the ARIANE Lagrangian tool (<http://www.univ-brest.fr/lpo/ariane/>). We thank the two anonymous reviewers for helpful comments leading to improvements in the manuscript. This work was supported by the Centre National d'Etude Spatiales (CNES), the Centre National de Recherche Scientifique (CNRS), and the Institut de Recherche pour le Développement (IRD).

## References

- Bessières L, Madec G, Lyard F (2008) Global tidal residual mean circulation: does it affect a climate OGCM? *Geophys Res Lett* 35:L03609
- Blanke B, Delecluse P (1993) Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics. *J Phys Oceanogr* 23:1363–1388
- Blanke B, Raynaud S (1997) Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent: an eulerian and Lagrangian approach from GCM results. *J Phys Oceanogr* 27:1038–1053
- Blanke B, Arhan M, Madec G, Roche S (1999) Warm water paths in the equatorial Atlantic as diagnosed with a general circulation model. *J Phys Oceanogr* 29:2753–2768
- Bratcher A, Giese B (2002) Tropical Pacific decadal variability and global warming. *Geophys Res Lett* 29(19):1918
- Capotondi A, Alexander MA, Deser C (2003) Why are there Rossby waves maxima in the Pacific at 10°S and 13°N? *J Phys Oceanogr* 33:1549–1563
- Chang P, Giese B, Ji L, Seidel H, Wang F (2001) Decadal change in the south tropical Pacific in a global assimilation analysis. *Geophys Res Lett* 28:3461–3464
- Cravatte S, Ganachaud A, Duong Q-P, Kessler WS, Eldin G, Dutrieux P (2011) Observed circulation in the Solomon Sea from SADC data. *Prog Oceanogr* 88:116–130
- Davis RE, Kessler WS, Sherman JT (2012) Gliders measure western boundary current transport from the south Pacific to the equator. *J Phys Oceanogr*. doi:10.1175/JPO-D-12-022.1
- Delcroix T (1998) Observed surface oceanic and atmospheric variability in the Tropical Pacific at seasonal and ENSO time scales: a tentative overview. *J Geophys Res* 103:18611–18633
- Delcroix T, Henin C (1989) Mechanisms of subsurface thermal structure and sea surface thermohaline variability in the southwestern tropical Pacific during 1979–85. *J Mar Res* 47:777–812
- Folland CK, Renwick JA, Salinger MJ, Mullan AB (2002) Relative influences of the Interdecadal Pacific Oscillation and ENSO on the South Pacific Convergence Zone. *Geophys Res Lett* 29(13):1643. doi:10.1029/2001GL014201
- Fukumori I, Lee T, Cheng B, Menemenlis D (2004) The origin, pathway, and destination of Niño-3 water estimated by a simulated passive tracer and its adjoint. *J Phys Oceanogr* 34:582–604
- Ganachaud A, Kessler W, Wijffels S, Ridgway K, Cai W, Holbrook N, Bowen M, Sutton P, Qiu B, Timmermann A, Roemmich D, Sprintall J, Cravatte S, Gourdeau L, Aung T (2007) Southwest Pacific Ocean Circulation and Climate Experiment (SPICE). Part I: scientific background. CLIVAR/NOAA report
- Giese BS, Urizar SC, Fuckar NS (2002) Southern hemisphere origins of the 1976 climate shift. *Geophys Res Lett* 29:1014
- Gouriou Y, Delcroix T (2002) Seasonal and ENSO variations of sea surface salinity and temperature in the South Pacific Convergence Zone during 1976–2000. *J Geophys Res* 107(C12):8011
- Grenier M, Cravatte S, Blanke B, Menkes C, Koch-Larrooy A, Durand F, Melet A, Jeandel C (2011) From the western boundary currents to the Pacific Equatorial Undercurrent: modeled pathways and water mass evolutions. *J Geophys Res Oceans* 116:C12044
- Guilyardi E, Braconnot P, Jin F-F, Kim ST, Kolasinski M, Li T, Musat I (2009) Atmosphere feedbacks during ENSO in a Coupled GCM with a modified atmospheric convection scheme. *J Clim* 22:5698–5718
- Hoerling MP, Zhong AKM (1997) El niño, la niña, and the nonlinearity of their teleconnections. *J Clim* 10:1769–1786
- Holland CL, Mitchum GT (2005) Interannual temperature variability in the tropical Pacific and Lagrangian heat transport pathways. *J Geophys Res* 110:C03017
- Holland M, Raphael M (2006) Twentieth century simulation of the southern hemisphere climate in coupled models. Part II: sea ice conditions and variability. *Clim Dyn* 26:229–245
- Hristova H, Kessler W (2012) Surface circulation in the Solomon Sea derived from Lagrangian drifter observations. *J Phys Oceanogr* 42:448–458
- Ishida A, Hosoda S, Ando K (2008) North-south asymmetry of warm water volume transport related with El Niño variability. *Geophys Res Lett* 35:L18612
- Izumo T, Picaut J, Blanke B (2002) Tropical pathways, equatorial undercurrent variability and the 1998 La Niña. *Geophys Res Lett* 29:280
- Jayne S, St Laurent LC (2001) Parameterizing tidal dissipation over rough topography. *Geophys Res Lett* 28(5):811–814
- Jin F (1997) An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: conceptual model. *J Atmos Sci* 54:811–829
- Kang I-S, Kug J-S (2002) El Niño and La Niña sea surface temperature anomalies: asymmetry characteristics associated with their wind stress anomalies. *J Geophys Res* 107(D19):4372
- Kessler W (1999) Interannual variability of the subsurface high salinity tongue south of the equator at 165°E. *J Phys Oceanogr* 29:2038–2049
- Kleeman R, McCreary JP, Klinger BA (1999) A mechanism for the decadal variation of ENSO. *Geophys Res Lett* 26:743–747
- Koch-Larrooy A, Madec G, Bourruet-Aubertot P, Gerkema T, Bessières L, Molcard R (2007) On the transformation of Pacific Water into Indonesian Throughflow Water by internal tidal mixing. *Geophys Res Lett* 34:L04604
- Kug J, Kang I, An S (2003) Symmetric and antisymmetric mass exchanges between the equatorial and off-equatorial Pacific associated with ENSO. *J Geophys Res* 108(C8):32
- Large W, Yeager S (2009) The global climatology of an interannually varying air–sea flux data set. *Clim Dyn* 33:341–364
- Lee T, Fukumori I (2003) Interannual-to-decadal variations of tropical–subtropical exchange in the Pacific Ocean: boundary versus interior pycnocline transports. *J Clim* 16(24):4022–4042
- Lengaigne M, Hausmann U, Madec G, Menkes C, Vialard J, Molines J (2012) Mechanisms controlling warm water volume interannual variations in the equatorial Pacific: diabatic versus adiabatic processes. *Clim Dyn*. doi:10.1007/s00382-011-1051-z
- Levitus S, Boyer T, Conkright M, Brien TO, Antonov J, Stephens C, Stathoplos L, Johnson D, Gelfeld R (1998) NOAA atlas NESDIS 18, world ocean database 1998: volume 1: introduction. US Government Printing Office, Washington, p 346

- Li J, Clarke AJ (2007) Interannual sea level variations in the south Pacific from 5° to 28°S. *J Phys Oceanogr* 37:2882–2894
- Luo J, Yamagata T (2001) Long-term El Niño-Southern Oscillation (ENSO)-like variation with special emphasis on the South Pacific. *J Geophys Res* 106:22,211–22,227
- Luo J-J, Masson S, Behara S, Delecluse P, Gualdi S, Navarra A, Yamagata T (2003) South Pacific origin of the decadal ENSO-like variation simulated by a coupled GCM. *Geophys Res Lett* 30:2250
- Luo Y, Rothstein L, Zhang R, Busalacchi A (2005) On the connection between South Pacific subtropical spiciness anomalies and decadal equatorial variability in an ocean general circulation model. *J Geophys Res* 110:2000–2001
- Madec G (2008) NEMO ocean engine. Institut Pierre Simon Laplace (IPSL), France, (Note du Pole de Modélisation, 27) p 300
- McCreary J, Lu P (1994) On the interaction between the subtropical and the equatorial oceans: the subtropical cell. *J Phys Oceanogr* 24:466–497
- Meinen C, McPhaden M (2001) Interannual variability in warm water volume transports in the equatorial Pacific during 1993–1999. *J Phys Oceanogr* 31:1324–1345
- Melet A, Gourdeau L, Kessler W, Verron J, Molines J (2010a) Thermocline circulation in the Solomon Sea: a modeling study. *J Phys Oceanogr* 40:1302–1319
- Melet A, Gourdeau L, Verron J (2010b) Variability of the Solomon Sea circulation from altimetry sea level data. *Ocean Dyn* 60(4):883–900
- Melet A, Verron J, Gourdeau L, Koch-Larrouy A (2011) Solomon Sea water masses pathways to the equator and their modifications. *J Phys Oceanogr* 41:810–826
- Murray S, Lindstrom E, Kindle J, Weeks E (1995) Transport through Vitiaz Strait. *WOCE Notes* 7:21–23
- Nonaka M, Sasaki H (2007) Formation mechanism for isopycnal temperature–salinity anomalies propagating from the eastern South Pacific to the equatorial region. *J Clim* 20:1305–1315
- Ridgway KR, Godfrey JS, Meyers G, Bailey R (1993) Sea level response to the 1986–1987 El Niño Southern Oscillation event in the Western Pacific in the vicinity of Papua New Guinea. *J Geophys Res* 98:16387–16395
- Schneider N (2004) The response of the tropical climate to the equatorial emergence of spiciness anomalies. *J Clim* 17:1083–1095
- Sokolov S, Rintoul S (2000) Circulation and water masses of the southwest Pacific: WOCE section 11, Papua New Guinea to Tasmania. *J Mar Res* 58:223–268
- SPICE Community, Burrage D, Ganachaud A, Hugues R, Kessler W, Melet A, Steinberg C, Schiller A (2012) Naming a western boundary current from Australia to the Solomon Sea. *CLIVAR Newslett* 16:28
- Springer SR, McPhaden MJ, Busalacchi AJ (1990) Oceanic heat content variability in the tropical Pacific during the 1982–1983 El Niño. *J Geophys Res* 95:22089–22101
- Tsuchiya M, Lukas R, Fine R, Firing E, Lindstrom E (1989) Source waters of the Pacific Equatorial Undercurrent. *Prog Oceanogr* 23:101–147
- Vincent GD (1994) The South Pacific Convergence Zone (SPCZ): a review. *Mon Weather Rev* 122:1949–1970

# Bibliographie

- Adcroft, A., C. Hill, and J. Marshall (1997), Representation of topography by shaved cells in a height coordinate ocean model., *Monthly Weather Review*, *125*, 2293–2315.
- Arakawa, A., and V. R. Lamb (1977), Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model., *Methods in Computational Physics*, *17*, 173–265.
- Asselin, R. (1972), Frequency filter for time integrations., *Monthly Weather Review*, *100*, 487–490.
- Aurell, E., G. Boffetta, A. Crisanti, G. Paladin, and A. Vulpiani (1997), Predictability in the large : an extension of the concept of Lyapunov exponent, *Journal of Physics A : Mathematical and General*, *30*(3), 4, doi :10.1088/0305-4470/30/1/003.
- Barnier, B., G. Madec, T. Penduff, J. M. Molines, A. M. Tréguier, J. LeSommer, A. Beckmann, A. Biastoch, C. Boening, J. Dengg, S. Gulev, C. Derval, E. Durand, E. Remy, C. Talandier, S. Theetten, M. Maltrud, J. McClean, and B. D. Cuevas (2006), Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution., *Ocean Dynamics*, *56* (5-6), doi : 10.1007/s10236-006-0082-1.
- Barnier, B., T. Penduff, and C. Langlais (2010), Eddying vs. laminar ocean circulation models and their applications., *Operational Oceanography in the 21st Century*, Chap. 10, 239–262, doi :10.1007/978-94-007-0332-2\_10.
- Battisti, D., and A. Hirst (1989), Interannual variability in the tropical atmosphere-ocean model : influence of the basic state, ocean geometry and nonlinearity., *Journal of Atmospheric Science*, *45*, 1687–1712.
- Beckmann, A., C. W. Böning, B. Brügge, and D. Stammer (1994), On the generation and role of eddy variability in the central North Atlantic Ocean., *Journal of Geophysical Research*, *99*, 20,381–20,391.
- Biastoch, A., C. W. Böning, F. U. Schwarzkopf, and J. R. E. Lutjeharms (2009), Increase in Agulhas leakage due to poleward shift of Southern Hemisphere westerlies, *Nature*, *462*, 495–498.
- Bidlot, J. (2012), Use of mercator surface currents in the ecmwf forecasting system : a follow-up study., *Tech. Rep. R60.9/JB/1228. Internal report*, ECMWF Research Department Memorandum, 10p.

- Bjerknes, J. (1969), Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific., *Monthly Weather Review*, *97*, 163–172.
- Blanke, B., and P. Delecluse (1993), Variability of the Tropical Atlantic Ocean Simulated by a General Circulation Model with Two Different Mixed-Layer Physics, *Journal of Physical Oceanography*, *23*(7), 1363–1388, doi :10.1175/1520-0485(1993)023<1363 :VOTTAO>2.0.CO ;2.
- Blanke, B., and S. Raynaud (1997), Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent : an eulerian and lagrangian approach from GCM results., *Journal of Physical Oceanography*, *27*, 1038–1053.
- Blumen, W. (1978), Uniform potential vorticity flow : Part i. theory of wave interactions and two-dimensional turbulence, *Journal of Atmospheric Science*, *35*, 774–783.
- British Oceanographic Data Centre (2003), *Centenary Edition of the GEBCO Digital Atlas [CD-ROM]*., Published on behalf of the Intergovernmental Oceanographic Commission and the International Hydrographic Organization as part of the General Bathymetric Chart of the Oceans, Liverpool, UK.
- Bryan, F., M. Smith, and M. Hecht (1998), Modeling the North Atlantic : From Eddy Permitting to Eddy Resolving., *Poster presented at International WOCE Conference on Ocean Circulation and Climate, Halifax*.
- Butt, J., and E. Lindstrom (1994), Currents off the east coast of New Ireland, Papua New Guinea, and their relevance to regional undercurrents in the western Equatorial Pacific ocean., *Journal of Geophysical Research*, *99*(C6), 12,503–12,514.
- Cailleau, S., V. Fedorenko, B. Barnier, E. Blayo, and L. Debreu (2008), Comparison of different numerical methods used to handle the open boundary of a regional ocean circulation model of the bay of biscay, *Ocean Modelling*, *25*, 1–16.
- Capet, X., P. Klein, G. Lapeyre, and J. C. McWilliams (2008a), Surface kinetic and potential energy transfer in SQG dynamics, *Journal of Fluid Mechanics*, *604*, 165–174.
- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, and A. Shchepetkin (2008b), Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system. Part I : Flow structure, eddy flux, and observational tests, *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 29–43.
- Capet, X., J. C. McWilliams, and M. J. Molemaker (2008c), Mesoscale to Submesoscale transition in the California Current System. Part II : Frontal processes, *Journal of Physical Oceanography*, *44-64*.
- Casella, G., and E. I. George (1992), Explaining the gibbs sampler, *The American Statistician*, *46*(3), 167–174.
- Chang, P., Y. Fang, R. Saravanan, L. Ji, and H. Seidel (2006), The cause of the fragile relationship between the Pacific El Niño and the Atlantic Niño., *Nature*, *443*, 324–328.
- Chanut, J., B. Barnier, W. Large, L. Debreu, T. penduff, J. Molines, and P. Mathiot (2008), Mesoscale eddies in the Labrador Sea and their contribution to convection and restratification., *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 1617–1643.



- Charney, J. G. (1971), Geostrophic turbulence, *Journal of Atmospheric Science*, pp. 1088–1095.
- Chelton, D. B. (2001), Report of the high-resolution ocean topography science working group meeting, *College of Oceanic and Atmospheric Sciences*.
- Chelton, D. B., S. M.G., R. M. Samelson, and R. A. D. Szoeké (2007), Global observations of large ocean eddies, *Geophys. Res. Lett*, *34*, doi :doi :10.1029/2007GL030812.
- Cravatte, S., A. Ganachaud, Q.-P. Duong, W. S. Kessler, G. Eldin, and P. Dutrieux (2011), Observed circulation in the Solomon Sea from SADCIP data., *Progress in Oceanography*, *88*, 116–130.
- Cravatte, S., W. S. Kessler, and F. Marin (2012), Intermediate Zonal Jets in the Tropical Pacific Ocean Observed by Argo floats, *Journal of Physical Oceanography*.
- Cushman-Roisin, B. (1994), *Introduction to geophysical fluid dynamics*, Prentice Hall.
- Dai, A., and K. Trenberth (2002), Estimates of freshwater discharge from continents : Latitudinal and seasonal variations, *Journal of Hydrometeorology*, *3*, 660–687.
- Davis, R. E., W. S. Kessler, and J. T. Sherman (2012), Gliders measure western boundary current transport from the south pacific to the equator, *Journal of Physical Oceanography*, *42*, 2001–2013, doi :10.1175/JPO-D-12-022.1.
- Debreu, L., and E. Blayo (2008), Two-way embedding algorithms : a review., *Ocean Dynamics*, *58*, 415–428.
- Debreu, L., C. Vouland, and E. Blayo (2008), AGRIF : Adaptive Grid Refinement In Fortran., *Computers & Geosciences*, *34*, 8–13.
- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut, and F. Vitart. (2011), The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system., *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *137*, 656, 553–597.
- Deser, C., M. A. Alexander, and M. S. Timlin (1996), Upper-ocean thermal variations in the North Pacific during 1970-1991., *Journal of Climate*, *8*, 1840–1855.
- Djath, B., A. Melet, J. Verron, J.-M. Molines, B. Barnier, L. Gourdeau, and L. Debreu (in press), A 1/36° model of the Solomon Sea embedded into a global ocean model : on the setting up of an interactive open boundary condition nested model system, *Journal of Operational Oceanography*.
- Donguy, J.-R. (1994), Surface and subsurface salinity in the tropical pacific ocean : Relations with climate, *Progress in Oceanography*, *34*, 45–78.

- d'Ovidio, F., V. Fernández, E. Hernández-García, and C. López (2004), Mixing structures in the Mediterranean Sea from finite-size Lyapunov exponents, *Geophysical Research Letters*, *31*, doi :10.1029/2004GL020328.
- d'Ovidio, F., J. Isern-Fontanet, C. López, E. Hernández-García, and E. García-Ladona (2009), Comparison between Eulerian diagnostics and finite-size Lyapunov exponents computed from altimetry in the Algerian basin, *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, *56*(1), 15–31, doi :10.1016/j.dsr.2008.07.014.
- Duhaut, T. H. A., and D. N. Straub (2006), Wind stress dependence on ocean surface velocity : Implications for mechanical energy input to ocean circulation, *Journal of Physical Oceanography*, *36*, 202–211.
- Eldin, G., A. Ganachaud, S. Cravatte, and C. Jeandel (2013), Pandora Cruise Provides an Unprecedented Description of the Solomon Sea, *CLIVAR Newsletter Exchanges*, *61* (18), 24–25.
- Fedorov, A., and S. Philander (2001), A stability analysis of tropical ocean-atmosphere interactions : bridging measurements and theory for El Nino., *Journal of Climate*, *14*, 3086–3101.
- Fine, R. A., R. Lukas, F. Bingham, M. Warnar, and R. Gammon (1994), The western equatorial Pacific : a water mass crossroads., *Journal of Geophysical Research*, *99*, 25,063–25,080.
- Fu, L. L. (1983), On the wave number spectrum of oceanic mesoscale variability observed by the seasat altimeter, *Journal of Geophysical Research*, *88*, 4331–4341.
- Fu, L.-L., and A. Cazenave (2001), *Satellite Altimetry and Earth Sciences. A handbook of Techniques and Application*, vol. 69, 463 pp., International Geophysics Series, San Diego, USA.
- Fu, L.-L., and R. Ferrari (2008), Observing oceanic submesoscale processes from space, *Eos, Transactions American Geophysical Union*, *89*(48).
- Fu, L. L., D. Alsdorf, E. Rodriguez, R. Morrow, N. Mognard, J. Lambin, P. Vaze, and T. Lafon (2009), The SWOT (Surface Water and Ocean Topography) Mission : Spaceborne Radar Interferometry for Oceanographic and Hydrological Applications, *Proceedings of OceanObs'09, Venice, Italy*, pp. Sept. 21–25, 2009.
- Fukumori, I., T. Lee, B. Cheng, and D. Menemenlis (2004), The origin, pathway, and destination of Niño-3 water estimated by a simulated passive tracer and its adjoint., *Journal of Physical Oceanography*, *34*, 582–604.
- Ganachaud, A., W. Kessler, S. Wijffels, K. Ridgway, W. Cai, N. Holbrook, M. Bowen, P. Sutton, B. Qiu, A. Timmermann, D. Roemmich, J. Sprintall, S. Cravatte, L. Gourdeau, and T. Aung (2007), Southwest Pacific Ocean Circulation and Climate Experiment (SPICE). Part I : Scientific background., *Tech. rep.*, CLIVAR/NOAA report.
- Ganachaud, A., A. G. Brassington, W. Kessler, C. R. Mechoso, S. Wijffels, K. R. Ridgway, W. Cai, N. Holbrook, P. Sutton, M. Bowen, B. Qiu, A. Timmermann, D. Roemmich,



- J. Sprintall, D. Neelin, B. Lintner, H. Diamond, S. Cravatte, L. Gourdeau, P. Eastwood, and T. Aung (2008a), Southwest Pacific ocean circulation and climate experiment (SPICE)– Part II. Implementation Plan., *NOAA OAR Special Report No. 133*, International CLIVAR Project Office NOAA, <http://eprints.soton.ac.uk/65402>.
- Ganachaud, A., M. Bowen, G. Brassington, W. Cai, S. Cravatte, R. Davis, L. Gourdeau, T. Hasegawa, K. Hill, N. Holbrook, W. Kessler, C. Maes, A. Melet, B. Qiu, K. Ridgway, D. Roemmich, A. Schiller, U. Send, B. Sloyan, J. Sprintall, C. Steinberg, P. Sutton, J. Verron, M. Widlansky, and P. Wiles (2013a), Advances from the southwest pacific ocean circulation and climate experiment (spice), *Tech. Rep. 61, Vol. 18*, CLIVAR Exchanges.
- Ganachaud, A., M. Bowen, G. Brassington, W. Cai, S. Cravatte, R. Davis, L. Gourdeau, T. Hasegawa, K. Hill, N. Holbrook, W. Kessler, C. Maes, A. Melet, B. Qiu, K. Ridgway, D. Roemmich, A. Schiller, U. Send, B. Sloyan, J. Sprintall, C. Steinberg, P. Sutton, J. Verron, M. Widlansky, and P. Wiles (2013b), Southwest Pacific Ocean circulation and climate experiment (SPICE), *Journal of Geophysical Research*, *submitted*.
- Gasparin, F., A. Ganachaud, C. Maes, F. Marin, and F. Eldin (2012), Oceanic transports through the solomon sea : the bend of the new guinea coastal undercurrent, doi : doi :10.1029/2012gl052575.
- Gaultier, L., J. Verron, J.-M. Brankart, O. Titau, and P. Brasseur (2013), On the inversion of submesoscale tracer fields to estimate the surface ocean circulation, *Journal of Marine Systems*, *In press*(0), –, doi :10.1016/j.jmarsys.2012.02.014.
- Geman, S., and D. Geman (1984), Stochastic relaxation, gibbs distributions, and the bayesian restoration of images, *Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on, PAMI-6*(6), 721–741, doi :10.1109/TPAMI.1984.4767596.
- Gill, A. E., J. S. A. Green, and A. J. Simmons (1974), Energy partition in the large-scale ocean circulation and the production of mid-ocean eddies, *Deep Sea Research*, *21*, 499–528.
- Gourdeau, L., W. Kessler, R. Davis, J. Sherman, C. Maes, and E. Kestenare (2008), Zonal jets entering the Coral Sea., *Journal of Physical Oceanography (Notes and Correspondence)*, *38*, 715–725.
- Gourdeau, L., J. Verron, A. Melet, W. Kessler, F. Marin, and B. Djath (2013), Exploring the mesoscale activity in the solomon sea : a complementary approach with a numerical model and altimetric data, *Journal of Geophysical Research*, p. Submitted.
- Gouriou, Y., and J. Toole (1993), Mean circulation of the upper layers of the western equatorial Pacific ocean., *Journal of Geophysical Research*, *98*, 22,495–22,520.
- Grenier, M., S. Cravatte, B. Blanke, C. Menkes, A. Koch-Larrouy, F. Durand, A. Melet, and C. Jeandel (2011), From the western boundary currents to the pacific equatorial undercurrent : modeled pathways and water mass evolutions, *J Geophys Res Oceans*, *116* :C12044.

- Gu, D., and S. G. H. Philander (1997), Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and the extratropics., *Science*, *275*, 805–807.
- Haidvogel, D., and W. Holland (1978), The stability of ocean currents in eddy-resolving general circulation models, *Journal of Physical Oceanography*, *8*, 393–413.
- Haller, G. (2011), A variational theory of hyperbolic lagrangian coherent structures, *Physica D : Nonlinear Phenomena*, *240*(7), 574–598, doi :10.1016/j.physd.2010.11.010.
- Held, I. M., R. T. Pierrehumbert, S. T. Garner, and K. L. Swanson (1995), Surface quasi-geostrophy dynamics, *Journal of Fluid Mechanics*, *282*, 1–20.
- Hernández-Carrasco, I., C. Lòpez, E. Hernández-García, and A. Turiel (2011), How reliable are finite-size Lyapunov exponents for the assessment of ocean dynamics?, *Ocean Modelling, In Press, Corrected Proof*, doi :10.1016/j.ocemod.2010.12.006.
- Hristova, H. G., and W. S. Kessler (2011), Surface circulation in the solomon sea derived from lagrangian drifter observations, *Journal of Physical Oceanography*, doi :doi : 10.1175/JPO-D-11-099.1.
- Jackett, D. R., and T. J. McDougall (1997), A neutral density variable for the world’s ocean., *Journal of Physical Oceanography*, *27*, 237–263.
- Johnson, G. C., and M. J. McPhaden (1999), Interior pycnocline flow from the subtropical to the equatorial Pacific ocean., *Journal of Physical Oceanography*, *29*, 3073–3089.
- Jouanno, J., J. Scheinbaum, B. Barnier, J. M. Molines, and J. Candela (2008), The mesoscale variability in the Caribbean Sea. Part I : Simulations and characteristics with an embedded model., *Ocean Modelling*, *23* (3-4), 82–101.
- Jouanno, J., J. Sheinbaum, B. Barnier, and J. M. Molines (2009), The mesoscale variability in the Caribbean Sea. Part II : energy sources., *Ocean Modelling*, *26* (3-4), 226–239.
- Kessler, W., and S. Cravatte (2013), ENSO and Short-Term Variability of the South Equatorial Current Entering the Coral Sea, *Journal of Physical Oceanography*, *43*, 956–969.
- Kessler, W. S., and L. Gourdeau (2007), The annual cycle of circulation of the southwest subtropical Pacific, analyzed in an ocean GCM., *Journal of Physical Oceanography*, *37*, 1610–1627.
- Kleeman, R., J. P. McCreary, and B. A. Klinger (1999), A mechanism for the decadal variation of ENSO., *Geophysical Research Letters*, *26*, 743–747.
- Klein, P., and G. Lapeyre (2009), The oceanic vertical pump induced by mesoscale and submesoscale turbulence, *The Annual Review of Marine Science*, *1*, 351–375, doi : 10.1146/annurev.marine.010908.163704.
- Klein, P., A.-M. Tréguier, and B. L. Hua (1998), Three-dimensional stirring of thermohaline fronts, *Journal of Marine Research*, *56*, 589–612.

- Klein, P., B. Hua, G. Lapeyre, X. Capet, S. Gentil, and H. Sasaki (2008), Upper ocean turbulence from high 3-d resolution simulations, *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 1748–1763.
- Klein, P., G. Lapeyre, G. Roulet, S. L. Gentil, and H. Sasaki (2010), Ocean turbulence at meso and submesoscales : connection between surface and interior dynamics, *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*.
- Kolmogorov, A. N. (1941), Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, *32*, 19–21.
- Lacorata, G., E. Aurell, and A. Vulpiani (2001), Drifters dispersion in the adriatic sea : Lagrangian data and chaotic model, *Annales Geophysicae*, *19*, 121–129.
- Lapeyre, G. (2009), What vertical mode does the altimeter reflect ? on the decomposition in baroclinic modes and on a surface-trapped mode, *American Meteorological Society*, pp. 2857–2874, doi :10.1175/2009JPO3968.1.
- Lapeyre, G., and P. Klein (2006a), Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasigeostrophy theory, *Journal of Physical Oceanography*, *36*, 165–176.
- Large, W., and S. Yeager (2009), The global climatology of an interannually varying air-sea flux data set., *Climate Dynamics*, *33*, 341–364.
- Le Traon, P. Y., M. C. Rouquet, and C. Boissier (1990), Spatial scales of mesoscale variability in the north atlantic as deduced from geosat data, *Journal of Geophysical Research*, *95*, 20,267–20,285.
- Le Traon, P. Y., P. Klein, B. L. Hua, and G. Dibarboure (2008), Do altimeter wavenumber spectra agree with interior or surface quasigeostrophic theory?, *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 1137–1142.
- Lecointre, A., J.-M. Molines, and B. Barnier (2011), Definition of the interannual experiment orca12.l46-mal95, 1989-2007, *Internal report*, pp. MEOM – LEGI – CNRS, LEGI–DRA 21–10–2011 25pp.
- Lehahn, Y., F. d’Ovidio, M. Lévy, and E. Heifetz (2007), Stirring of the northeast Atlantic spring bloom : A Lagrangian analysis based on multisatellite data, *Journal of Geophysical Research*, *112*, C08,005, doi :10.1029/2006JC003927.
- Levitus, S., T. Boyer, M. Conkright, T. O. Brien, J. Antonov, C. Stephens, L. Stathoplos, D. Johnson, and R. Gelfeld (1998), NOAA Atlas NESDIS 18, World Ocean Database 1998 : Volume 1 : Introduction., *Tech. rep.*, U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 346pp.
- Lévy, M., P. Klein, and A. M. Tréguier (2001), Impact of sub-mesoscale physics on production and subduction of phytoplankton in an oligotrophic regime, *Journal of Marine Research*, *59*, 535–565.
- Lévy, M., P. Klein, A. M. Tréguier, D. Iovino, G. Madec, S. Masson, and K. Takahashi (2010), Modifications of gyre circulation by sub-mesoscale physics, *Ocean Modelling*, *34*, 1–15.

- Lévy, M., L. Resplandya, P. Klein, X. Capet, and C. Ethé (2012a), Grid degradation of submesoscale resolving ocean models : benefits for offline tracer transport, *Ocean Modelling*, 48, 1–9, doi :10.1016/j.ocemod.2012.02.004.
- Lévy, M., R. Ferrari, P. Franks, A. Martin, and P. Rivière (2012b), Bringing physics to life at the submesoscale, *GRL*, *in press*.
- Lindstrom, E., R. Lukas, R. Fine, E. Firing, S. Godfrey, G. Meyers, and M. Tsuchiya (1987), The western equatorial ocean circulation study., *Nature*, 330, 533–537.
- Lindstrom, E., J. Butt, R. Lukas, and S. Godfrey (1990), *The Physical Oceanography of Sea Strait*, chap. The Flow Through Vitiaz Strait and St Georges’s Channel, Papua New Guinea., pp. 171–189, Ed. Kluwer Academic.
- Luo, Y., L. Rothstein, R. Zhang, and A. Busalacchi (2005), On the connection between South Pacific subtropical spiciness anomalies and decadal equatorial variability in an ocean general circulation model., *Journal of Geophysical Research*, 110, 10,002–10,002.
- Madec, G. (2008), NEMO ocean engine., *Tech. rep.*, Institut Pierre Simon Laplace (IPSL), France, 300 pp (Note du Pole de Modélisation, 27).
- Maes, C., G. Eldin, A. Melet, J. Lefèvre, J. Sudre, D. Varillon, A. Ganachaud, and L. Gourdeau (2009), Rapport de la mission océanographique FLUSEC-01 à bord du N.O. Alis du 12 au 30 Août 2007 en mer de Corail, Océan Pacifique Sud-Ouest., *Rapp. Missions* 24, IRD, Nouméa, Nouvelle-Calédonie.
- Mantua, N. J., S. R. Hare, Y. Zhang, J. M. Wallace, and R. C. Francis (1997), A pacific interdecadal climate oscillation with impacts on salmon production, *Bulletin of American Meteorology Society*, 78, 1069–1079.
- Marchesiello, P., J. C. McWilliams, and A. Shchepetkin (2003), Equilibrium structure and dynamics of the california current system, *Journal of Physical Oceanography*, 33(4), 753–783.
- Marchesiello, P., X. Capet, C. Menkes, and S. C. Kennan (2011), Submesoscale dynamics in tropical instability waves, *Ocean Modelling*.
- Mathur, M., G. Haller, T. Peacock, J. E. Ruppert-Felsot, and H. L. Swinney (2007), Uncovering the Lagrangian skeleton of turbulence, *Physical Review Letters*, 98(14), 144,502, doi :10.1103/PhysRevLett.98. 144502.
- McCreary, J., and P. Lu (1994), On the interaction between the subtropical and the equatorial oceans : the subtropical cell., *Journal of Physical Oceanography*, 24, 466–497.
- McDougall, T. J. (1987), Neutral surfaces., *Journal of Physical Oceanography*, 17, 1950–1964.
- McPhaden, M. J., and D. Zhang (2002), Slowdown of the meridional overturning circulation in the upper Pacific Ocean., *Nature*, 415, 603–608.
- McWilliams, J. C. (2008), *The Nature and Consequences of Oceanic Eddies*, pp. 5–15, American Geophysical Union, doi :10.1029/177GM03.

- Melet, A., L. Gourdeau, W. Kessler, J. Verron, and J. Molines (2010a), Thermocline circulation in the Solomon Sea : A modeling study., *Journal of Physical Oceanography*, *40*, 1302–1319, doi :10.1175/2009JPO4264.1.
- Melet, A., L. Gourdeau, and J. Verron (2010b), Variability of the Solomon Sea circulation from altimetry sea level data., *Ocean Dynamics*, *60*(4), 883–900, doi :10.1007/s10236-010-0302-6.
- Melet, A., J. Verron, L. Gourdeau, and A. Koch-Larrouy (2011), Solomon Sea water masses pathways to the Equator and their transformations., *Journal of Physical Oceanography*, *41*, 810–826.
- Melet, A., J. Verron, and J.-M. Brankart (2012), Potentiality of glider data assimilation in the solomon sea : Control of the mass field according to some simple scenarios and estimation of the tidal mixing parameter, *Journal of Marine Systems*, *94*, 232–246.
- Melet, A., L. Gourdeau, J. Verron, and B. Djath (2013), Solomon Sea circulation and water mass modifications : response at ENSO timescales, *Ocean Dynamics*, *63*, 1–19, doi :10.1007/s10236-012-0582-0.
- Meyers, G. (1979), On the annual rossby wave in the tropical north pacific ocean, *Journal of Physical Oceanography*, *9*, 663–674.
- Morrow, R., and P. Y. Le Traon (2012), Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry, *Advances in Space Research*, *50*, 1062–1076.
- Mourre, B., P. De Mey, F. Lyard, and C. L. Provost (2004), Assimilation of sea level data over continental shelves : an ensemble method for the exploration of model errors due to uncertainties in bathymetry, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, *38* (2), 93–121.
- Munk, W. H., B. A. Warren, and C. Wunsch (1981), Internal waves and small-scale processes, in *Evolution of Physical Oceanography*, chap. 9, pp. 264–291, MIT Press.
- Murray, S., E. Lindstrom, J. Kindle, and E. Weeks (1995), Transport through Vitiaz Strait., *WOCE notes*, *7*, U.S. WOCE Office, College Station, TX.
- Nonaka, M., and S. Xie (2000), Propagation of North Pacific interdecadal subsurface temperature anomalies in an ocean GCM, *Geophysical Research Letters*, *27*, doi : 10.1029/2000GL011488.
- Philander, S. G. H. (1990), El niño, la niña, and the southern oscillation, *Academic Press*, p. 293pp.
- Picaut, J., and R. Tournier (1991), Monitoring the 1979-1985 equatorial pacific current transports with expendable bathythermograph data, *Journal of Geophysical Research*, *96*, 3263–3277.
- Pierrehumbert, R. T., I. M. Held, and K. L. Swanson (1994), Spectra of local and nonlocal two-dimensional turbulence, *Chaos Solitons Fractals*, *4*, 1111–1116.
- Qiu, B., and S. Chen (2004), Seasonal modulations in the eddy field of the South Pacific ocean., *Journal of Physical Oceanography*, *34*, 1515–1527.

- Qiu, C., S. Chen, and W. Kessler (2009), Source of the 70-day mesoscale eddy variability in the Coral Sea and the North Fiji Basin., *Journal of Physical Oceanography*, *39*, 404–420.
- Qu, T., and E. J. Lindstrom (2002), A climatological interpretation of the circulation in the western South Pacific., *Journal of Physical Oceanography*, *32*, 2492–2507.
- Reverdin, G. C., C. Frankignoul, E. Kestenare, and M. J. McPhaden (1994), Seasonal variability in the surface currents of the equatorial pacific, *Journal of Geophysical Research*, *99*, 20,323–20,344.
- Reynolds, R. W., N. A. Rayner, T. M. Smith, D. C. Stokes, and W. Wang (2002), An improved in situ and satellite sst analysis for climate, *Journal of Climate*, *15*, 1609–1625.
- Richman, J. G., B. K. Arbic, J. F. Shriver, E. J. Metzger, and A. J. Wallcraft (2012), Inferring dynamics from the wavenumber spectra of an eddying global ocean model with embedded tides, *Journal of Geophysical Research*, *117*, C12012, doi : 10.1029/2012JC008364.
- Ridgway, K. R., and J. Dunn (2003), Mesoscale structure of the east australian current system and its relationship with topography, *Progress in Oceanography*, *56*, 189–222.
- Ridgway, K. R., J. R. Dunn, and J. L. Wilkin (2002), Ocean interpolation by weighted least squares : Application to the waters around Australia., *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *19*, 1357–1375.
- Rio, M. H., S. Guinehut, and G. Larnicol (2011), New cnes-cls09 global mean dynamic topography computed from the combination of grace data, altimetry, and in situ measurements, *J. Geophys. Res.*, *116*, C07,018, doi :doi :10.1029/2010JC006505.
- Rohstein, L. M., R. H. Zhang, A. J. Busalacchi, and D. Chen (1998), A numerical simulation of the mean water pathways in the subtropical and tropical Pacific Ocean., *Journal of Physical Oceanography*, *28* (2), 322–343.
- Roulet, G., and G. Madec (2000), Salt conservation, free surface, and varying levels : a new formulation for ocean general circulation model., *Journal of Geophysical Research*, *105*, 23,927–23,942.
- Sasaki, H., and P. Klein (2012), SSH Wavenumber Spectra in the North Pacific from a High-Resolution Realistic Simulation, *Journal of Physical Oceanography*, *42*, 1233–1241, doi :10.1175/JPO-D-11-0180.1.
- Schneider, N. (2004), The response of the tropical climate to the equatorial emergence of spiciness anomalies., *Journal of Climate*, *17*, 1083–1095.
- Scott, R. B., and F. Wang (2005), Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry, *Journal of Physical Oceanography*, *35*, 1650–1666.
- Shadden, S. C., F. Lekien, and J. E. Marsden (2005), Definition and properties of lagrangian coherent structures from finite-time lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows, *Physica D : Nonlinear Phenomena*, *212*(3-4), 271 – 304, doi :DOI : 10.1016/j.physd.2005.10.007.

- Skamarock, W. C. (2004), Evaluating Mesoscale NWP Models Using Kinetic Energy Spectra, *American Meteorological Society*, 132, 3019–30,132.
- Smith, R., M. Maltrud, F. Bryan, and M. Hecht (2000), Numerical simulation of the North Atlantic Ocean at  $1/10^\circ$ , *J. Phys. Oceanogr.*
- Solomon, A., J. P. McCreary, R. Kleeman, and B. A. Klinger (2003), Inter-annual and decadal variability in an intermediate coupled model of the pacific region, *Journal of Climate*, 16, 383–405.
- Stammer, D. (1997), Global characteristics of ocean variability estimated from regional topex/poseidon altimeter measurements, *Journal of Physical Oceanography*, 27, 1743–1769.
- Sun, D., T. Zhang, and S. Shin (2004), The effect of subtropical cooling on the amplitude of enso : a numerical study, *Journal of Climate*, 17, 3786–3798.
- Thomas, L. N., A. Tandon, and A. Mahadevan (2008), Submesoscale processes and dynamics, *Ocean modeling in an Eddying Regime, Geophysical Monograph Series*, 177, 17–38.
- Titaut, O., J. Brankart, and J. Verron (2011), On the use of finite-time lyapunov exponents and vectors for direct assimilation of tracer images into ocean models, *Tellus A*, pp. no-no, doi :10.1111/j.1600-0870.2011.00533.x.
- Tréguier, A. M., B. Barnier, A. P. de Miranda, J. M. Molines, N. Grima, M. Imbard, G. Madec, C. Messenger, T. Reynaud, and S. Michel (2001), An eddy-permitting model of the Atlantic circulation : Evaluating open boundary conditions., *Journal of Geophysical Research*, 106, 22,115–22,129.
- Tsuchiya, M. (1981), The origin of the Pacific Equatorial  $13^\circ\text{C}$  water., *Journal of Physical Oceanography*, 11, 794–812.
- Tsuchiya, M., R. Lukas, R. Fine, E. Firing, and E. Lindstrom (1989), Source waters of the Pacific Equatorial Undercurrent., *Progress in Oceanography*, 23, 101–147.
- Ueki, I., Y. Kashino, and Y. Kuroda. (2003), Observation of current variations off the New Guinea coast including the 1997-1998 El Niño period and their relationship with Sverdrup transport., *Journal of Geophysical Research*, 108, 36–1 36–17.
- Vallis, G. K. (2006), *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*, Cambridge University Press.
- Veronis, G. (1972), On properties of seawater defined by temperature, salinity, and pressure, *Journal of Marine Research*, 30, 227–255.
- Verron, J. (2013), SARAL/AltiKa : a Ka band altimetric mission, *AVISO Newsletter*, 10.
- Verron, J., and E. Blayo (1996), The no-slip boundary condition and the gulf stream separation problem., *Journal of Physical Oceanography*, 26 (9), 1938–1951.

- Wang, C., and J. Picaut (2004), Understanding ENSO Physics - a Review., in *Earth's Climate : The Ocean-Atmosphere Interaction*, vol. Geophysical Monograph 147, edited by C. Wang, S.-P. Xie, and J. Carton, pp. 21–48, American Geophysical Union, Washington D.C.
- Webb, D. J. (2000), Evidence for shallow zonal jets in the South Equatorial Current region of the southwest Pacific., *Journal of Physical Oceanography*, *30*, 706–719.
- Wong, A. P. S., and G. C. Johnson (2003), South pacific eastern subtropical mode water, *Journal of Physical Oceanography*, *33*, 1493–1509, doi :10.1175/1520-0485(2003)033.
- Wunsch, C., and R. Ferrari (2004), Vertical mixing, energy and the general circulation of the oceans, *Annu. Rev. Fluid Mech*, *36*, 281–314, doi : 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122121.
- Xu, Y., and L.-L. Fu (2011), Global variability of the wavenumber spectrum of oceanic mesoscale turbulence, *Journal of Physical Oceanography*, *41*, 802–809, doi : 10.1175/2010JPO4558.1.
- Yeager, S. G., and W. G. Large (2004), Late-winter generation of spiciness on subducted isopycnals., *Journal of Physical Oceanography*, *34*, 1528–1545.
- Zhai, X., and R. Greatbatch (2007), Wind work in a model of the northwest atlantic ocean, *Geophysical Research Letters*, *34*.
- Zhang, R.-H., L. M. Rothstein, and A. J. Busalacchi (1998), Origin of upper-ocean warming and el niño change on decadal scales in the tropical pacific ocean., *Nature*, *391*, 879–882.



# Table des figures

1.1	Carte Bathymétrique de la Mer des Salomon. Les principaux îles et détroits y sont indiqués. Unité : mètre. . . . .	13
1.2	Carte de circulation atmosphérique générale. Les petits cercles en + et - représentent les centres de hautes pressions (anticyclone) et basses pressions (dépression) respectivement. La courbe noire délimite la convergence inter-tropicale. Source : <a href="http://eduscol.education.fr/obter/appliped/circula/theme/atmo322.htm">http://eduscol.education.fr/obter/appliped/circula/theme/atmo322.htm</a> . . . . .	13
1.3	Illustration schématique des cellules de circulation de Hadley et de Walker. Les branches supérieures des cellules de Hadley redistribuent l'énergie sur l'horizontale en transportant celle-ci sous la forme d'énergie potentielle (flèches bleues). La circulation de Hadley a lieu jusqu'à environ 30°N et les limites nord et sud de la cellule sont marquées par des courants-jets subtropicaux. . . . .	14
1.4	Température (en °C) (a) et salinité (b) de surface de la mer issues de la climatologie Levitus ( <i>Levitus et al.</i> , 1998). . . . .	16
1.5	MSSH (en cm) de 1993-1999 (a) et l'écart type de la Sea Level Anomaly, SLA (en cm) (b) issus des données de AVISO couvrant la période de 1993-2006. L'anomalie est calculée par rapport aux moyennes de 1993-1999. . . . .	17
1.6	Courants dans le Pacifique. . . . .	18
1.7	Illustration schématique des conditions océan-atmosphère dans le Pacifique tropical en condition normale (a), durant El Niño (b) et durant La Niña (c). . . . .	20
1.8	Hauteur dynamique intégrée entre 0 et 2000 m ( $m^3/s^2$ ) issue des données CARS avec une superposition des systèmes de courants du Pacifique sud-ouest. (Extrait de <i>Ganachaud et al.</i> (2007)). . . . .	22
1.9	Circulation moyenne entre 100 et 300m (en cm/s) en mer des Salomon à partir des données SADCP (tiré de <i>Cravatte et al.</i> (2011)) (a). Circulation moyenne intégrée dans la thermocline entre les isopycnes 24-26.5 $kg/m^3$ (en $m^2/s$ ) et à partir de modèle 1/12° (tiré de <i>Melet et al.</i> (2010a)) (b). . . . .	25
2.1	Principe de la mesure altimétrique spatiale. . . . .	32
2.2	Missions altimétriques dédiées à la mesure de la topographie dynamique. . . . .	32
2.3	Traces altimétriques de la SLA (cm) issues de JASON 2 sur le Pacifique sud-ouest de 05-19 décembre 2012 . . . . .	33
2.4	Instrument conceptuel de mesure SWOT. . . . .	34
2.5	Principe de mesure par interférométrie large fauchée. . . . .	35
2.6	Trajets de la campagne FLUSEC1 montrant les stations de prélèvements. . . . .	37

2.7	Trajets de la campagne PANDORA montrant les stations de prélèvements (a). (b) courants observés (intégrés entre 50-700 m de profondeur) au cours de cette campagne. (extrait de ( <i>Eldin et al.</i> , 2013)). . . . .	38
2.8	Profils XBT le long de la trace (ligne noire) dans le Pacifique sud-ouest allant de Auckland (Nouvelle Zélande) à la mer des Salomon (extrait de <i>Kessler and Cravatte</i> (2013)). . . . .	40
2.9	Disponibilité des SADCP par saison. (a) décembre, janvier, février; (b) mars, avril, mai; (c) juin, juillet, août; (d) septembre, octobre, novembre. . . . .	40
2.10	Distribution des processus océaniques en fonction des échelles de temps et d'espace caractéristiques (figure extraite de <i>Chelton</i> (2001)). . . . .	42
2.11	Spectre de turbulence 3D de Kolmogorov. Entre les grande échelles ( $k$ petit) où l'énergie est injectée et les petites échelles ( $k$ grand) où l'énergie est dissipée, l'énergie cascade suivant la pente $k^{-5/3}$ ( <i>Vallis</i> , 2006). . . . .	46
2.12	Spectre en nombre d'onde à partir de la SSH le long des traces issue de TOPEX/POSEIDON pour différentes régions entre 30° et 40°N ( <i>Stammer</i> , 1997). . . . .	47
2.13	Spectre en nombre d'onde à partir de la SSH issue du satellite Jason-1. Les études spectrales ont été réalisées sur trois régions (A, B et C). Les lignes en rouge constituent les pentes spectrales dans la bande comprise entre 70 et 250 km (extrait de <i>Xu and Fu</i> (2011)). . . . .	48
2.14	Spectre en nombre d'onde à partir de la SSH et de vitesses à partir de simulation haute résolution (1/30°). La pente en SSH suit la loi en $k^{-4}$ . Le spectre d'énergie cinétique (vitesses) à la surface présente une pente en $k^{-2}$ alors que celui en profondeur (250 m) présente une pente plus forte en $k^{-3}$ ( <i>Sasaki and Klein</i> , 2012). . . . .	49
3.1	Disposition des variables sur la grille C Arakawa. Au point $T$ , est définie la température et la salinité. Les champs de vorticité sont définis au point $f$ . Les vitesses sont au point $u, v, w$ . . . . .	61
3.2	Fond de l'océan vu par le modèle : coordonnée $Z$ avec "full step" (gauche) et avec "partial step" (droite). . . . .	64
4.1	Solomon Sea bathymetry (in meters) in the SOS model. The names of main islands and straits are indicated. . . . .	85
4.2	Scheme of the embedded model system. The high-resolution 1/36° model (SOS) of the Solomon Sea is embedded via a two-way nesting in a 1/12° regional model (SWP), which is itself embedded in a global 1/12° model (GO). . . . .	85
4.3	Mean thermocline circulation integrated over $\sigma = [24-26.5 \text{ kg/m}^3]$ for the 1/36° model (a), the 1/12° model (b) and in the ADCP observations from <i>Cravatte et al.</i> (2011). . . . .	86
4.4	Example of handwork on the bathymetry in the Louisiade archipelago area : a 1/36° bathymetry derived directly from GEBCO08, (b) final 1/36° bathymetry used in the SOS model after adjustment of the bathymetry using GEBCO08, NOAA coastlines and handwork. . . . .	87

4.5	Vitiaz Strait bathymetry (a) used in the SOS model, (b) in GEBCO08 at 1/120° and (c) in the non-agrif SWP model. (d) Cross section of Vitiaz Strait's bathymetry along the dotted lines in (a, b, c) in the SOS (red line) and SWP (grey line) models and in the GEBCO08 dataset (dark line). (e) Time series of the transport through Vitiaz Strait (in Sv) in the SOS (red line) and SWP (non-agrif 1/12°, in grey) models. . . . .	88
4.6	Impact of the wind stress formulation on the SSH variability. Root mean square of the SSH (in cm) computed over the 1993-2000 period in (a) the AVISO altimetric dataset, (b) the SOS model using an absolute wind momentum air-sea flux parameterization, (c) the SOS model using a relative wind momentum air-sea flux parameterization. EKE (in $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ) computed over the 1993-2000 period in (d) the AVISO dataset, (e) the SOS model using an absolute wind momentum air-sea flux parameterization, (f) the SOS model using a relative wind momentum air-sea flux parameterization. . . . .	89
4.7	The temporal iteration process and two-way interactions in AGRIF. (i), (ii) (iii) and (iv) represent the stages described in section 5. $\Delta t_c$ and $\Delta t_f$ denote the time steps of SWP and SOS respectively. $\Delta t_c = 960 \text{ s}$ and $\Delta t_f = 320 \text{ s}$ . . . . .	90
4.8	Maps of (a) the amplitude of the velocity (in $\text{m s}^{-1}$ ) on Feb. 16. 1992 at 100 m depth and (b) the surface salinity (in psu) on Dec. 12. 1996 showing the continuity of the fields between the SWP and SOS solutions at the boundaries of SOS (black rectangle). . . . .	91
4.9	Relative vorticity (in $\text{s}^{-1}$ ) on April 18. 2001 in the Solomon Sea domain in (a) the SOS model, (b) the same region in SWP and (c) the same region in the non-AGRIF SWP model. . . . .	92
4.10	Hovmuller diagrams of zonal velocity (in $\text{cm/s}$ ) across a zonal section at 8°S in (a) the global model GO, and (b) in the whole 2 step embedded systems (SOS/SWP/GO). The sampling of the time axis is 5 days. The black vertical dotted lines locate (from left to right) the eastern boundaries of the SOS model and of the SWP model, respectively. . . . .	93
4.11	Upscaling effects from the SOS model to the AGRIF SWP model in the 0° - 5°N latitude band : change in EKE in percentage of augmentation compared to a non-AGRIF SWP. . . . .	94
4.12	Diagramme temps-SLA (en cm) issu des données AVISO (rouge) et du modèle global 1/12° (vert) moyennées sur tout le domaine de la mer des Salomon. . . . .	95
4.13	Circulation intégrée dans la thermocline entre les isopycnes $\sigma_{24-26.5} \text{ kg/m}^3$ issue du modèle global 1/12° (a) sur la période 1989-2007 et de la climatologie CARS (b) (tiré de <i>Melet et al.</i> (2010a)). Unité : $\text{m}^2/\text{s}$ . . . . .	96
4.14	Section à 165°E de la salinité du modèle global 1/12° (a) sur la période 1991-2007 et de la climatologie CARS (b). . . . .	97
4.15	Section à 142°E du courant zonal (en $\text{cm/s}$ ) en hiver boréal pour le modèle global 1/12° (a) et pour les observations (b). Courant zonal (en $\text{cm/s}$ ) en été boréal pour le modèle global (c) et pour les observations (d). Les observations sont tirées de <i>Ueki et al.</i> (2003). . . . .	98
5.4	Geostrophic velocity section at 7.4°S from CARS climatology (a) and from the 1/36° model (b). Unit : $\text{cm/s}$ . . . . .	123

5.1	Geography and Bathymetry of the Solomon Sea (depth in m). . . . .	123
5.2	Surface Circulation in the Solomon sea from the 1/36° model at 10 m (a), from AVISO data (b) and from SADCP data ( <i>Cravatte et al.</i> , 2011) (c). . .	124
5.3	Circulation in the Solomon sea in the thermocline over $\sigma = 24-26.5 \text{ kg/m}^3$ , from the 1/36° model (a), and from SADCP data ( <i>Cravatte et al.</i> , 2011) (b).	125
5.5	Temperature and salinity profiles from the FLUSEC cruise (dashed line) and from the 1/36° model (full line) at 154° 56.61'E, 11°36.63'S (a) and at 155°55.82'E, 11°06.95'S (b) on Aug. 19, 2007. . . . .	126
5.6	1993-1999 interannual variation of the temperature anomaly over the [11°S- 5°S] range of the Auckland-Solomon Strait XBT transect from the XBT observations from <i>Kessler and Cravatte</i> (2013) (a) and from the high reso- lution model (b). Unit : °C. . . . .	126
5.7	Velocity section and time evolution of transport at Vitiaz Strait (a, b), St George's channel (c,d), Solomon Strait (e,f) and through the southern Solomon Sea section (g,h). . . . .	127
5.8	Model transport estimates in the main Solomon Sea straits (Vitiaz Strait, St George's Channel, Solomon Strait and Indispensable Strait) and through the southern section : 0-300 m transport, full depth transport (Unit : Sv). The third numbers show the correlations between the southern section transport and the thermocline transports within the corresponding strait. .	128
5.9	Velocity sections of the meridonal flow in a section east of the Bougainville Island (and characterizing the SICU) for the four seasons (a, b, c, d) and seasonal cycle of transport (e). Velocity scale is cm/s. . . . .	129
5.10	EKE fields ( $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) at 10 m (a), and over the 200-300 m range (b) averaged over the 1993-2007 period. . . . .	130
5.11	Seasonal variability of surface (10m) EKE fields averaged over the 1993-2007 period. . . . .	131
5.12	Example of surface relative vorticity (a), salinity (b) and temperature (c) fields on Nov. 9. 1994. Blue and orange crosses correspond respectively to cyclonic and anticyclonic eddies. . . . .	131
5.13	Examples of relative vorticity fields showing small structures in vicinity of Indispensable Strait (a) and large mesoscales features entering Solomon Strait (b) . . . . .	132
5.14	SSH, SST and KE wavenumber spectrum for box A (a, b, c) and KE fluxes for box A (d), B (e), C (f). Locations of boxes A , B and C (g). . . . .	132
5.15	Circulation en surface (en cm/s) à partir du modèle régional SOSMOD12 (a) sur la période 1993-2000 et des observations (b) (extrait de <i>Hristova and Kessler</i> (2011)). Pour les vecteurs de vitesse issus du modèle, 1 point sur 6 est tracé. . . . .	134
5.16	Circulation moyenne (en cm/s) entre 100-300 m issue du modèle régional SOSMOD12 (a) et issue des données SADCP (extrait de <i>Cravatte et al.</i> (2011)). Les vecteurs vitesses sont tracés tous les 5 points. . . . .	135
5.17	Coupe verticale des courants zonaux à 142°E de août 1997 pour le modèle SOSMOD12 (a) et les observations (b) (tiré de <i>Ueki et al.</i> (2003) sur la même période). . . . .	136
5.18	Vitesses méridiennes dans le détroit de Salomon pour le modèle SOSMOD12 (a) et les observations SADCP (b) (tiré de <i>Cravatte et al.</i> (2011)). . . . .	136

5.19	Coupes verticales à 10.6°S de la salinité (a) et de la température (en °C) (b) issues du modèle SOSMOD12 sur la période 1993-2000. (c) coupes verticales de la salinité et de la température (d) (en °C) issues des données de la climatologie CARS. . . . .	137
5.20	Coupe verticale des vitesses géostrophiques à 165°E pour le modèle régional SOSMOD36 (a) sur la période 1993-2000 et (b) pour les données de la climatologie CARS. Les lignes blanches représentent les isopycnes 24 et 26.5 kg/m <sup>3</sup> . Unité : cm/s . . . . .	138
5.21	SST moyenne (en °C) sur la période 1993-2005 pour le modèle régional SOSMOD36 (a), et les données Reynolds (b). (c) la variabilité interannuelle et (d) le cycle saisonnier de la SST moyenne à l'intérieur de la mer des Salomon. . . . .	139
5.22	Température moyenne de 1993-1999 du modèle régional SOSMOD36 (a), des données XBT (b) le long de la ligne bleue (cf fig. 2.8). Unité : °C . . .	140
5.23	Coupe verticale à 10.6°S de la densité potentielle (en kg/m <sup>3</sup> ) pour le modèle SOSMOD36 (a) et pour la climatologie CARS (b). Les contours blancs représentent les isopycnes 24 et 26.5 kg/m <sup>3</sup> . . . . .	140
5.24	Coupes verticales à 155°E de la température (en °C) (a) et salinité (c) issues du modèle SOSMOD36. (b) et (d) correspondent aux coupes verticales de la salinité et température pour les données de la climatologie CARS respectivement. Les contours blancs représentent les isopycnes 24 et 26.5 kg/m <sup>3</sup> . . . . .	141
5.25	RMS de la SLA (en cm) issue modèle 1/36° (a), issue des données AVISO (b). L'EKE (en cm <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ) issue du modèle 1/36° (c) et celle issue des données AVISO (d). Les calculs sont effectués sur la période 1993-2000. . . . .	142
5.26	EKE moyenne de 1994 (en cm <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ) du modèle 1/36° (a) et celle du modèle 1/12° (b). TKE moyenne de 1994 (en cm <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ) évaluée sur le modèle 1/36° (c) et celle sur le modèle 1/12° (d). . . . .	143
5.27	Profils verticaux de EKE (a) et TKE (b) du modèle 1/36° (bleu) et celui de 1/12° (gris) moyennés sur tout le domaine de la mer des Salomon de l'année 1994. Unité : cm <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> . . . . .	144
5.28	Cycle saisonnier du transport (en Sv) entre les modèles 1/36° et celui 1/12° à travers les détroits de Vitiaz (a) et de Salomon (b). . . . .	145
5.29	Transport comparatif de S36 (ou SOSMOD36), S12 (ou SOSMOD12) avec les observations extraites de <i>Murray et al.</i> (1995) à travers le détroit de Vitiaz (a). (b) transport comparatif de S36, S12 avec les observations SADCP extrait de <i>Cravatte et al.</i> (2011) à travers le détroit de Salomon. . . . .	145
5.30	Circulation moyenne (en cm/s) à 10 m à partir du modèle SOSMOD12. . .	146
5.31	Diagramme TS à 3°S (a), à 11.5°S (b) et moyenné sur tout le domaine de la mer des Salomon (c). Les courbes en rouge, gris, vert et noir correspondent respectivement à la climatologie Levitus, climatologie CARS, au modèle 1/36° et au modèle 1/12°. . . . .	147
6.1	Relative vorticity in s <sup>-1</sup> (a), SST in °C (b) and SSS (c) of the Solomon Sea model on July 18 <sup>th</sup> , 2000, on the simulation domain. There are distinguishable cyclonic eddies (blue color) and anticyclonic eddies (red) on relative vorticity field. . . . .	167

6.2	Mean EKE in $\text{cm}^2.\text{s}^{-2}$ (a) and TKE in $\text{cm}^2.\text{s}^{-2}$ (b) from 1993-1996, black squares encompasses the regions of high energy (region $\mathbb{A}$ ) and low energy (region $\mathbb{B}$ ). (c) temporal evolution of the TKE averaged over the Solomon Sea. (d) Mean surface currents from 1993-1996. . . . .	168
6.3	Example of wavenumber spectrum of SSH (a) and SST (b) on October 15 <sup>th</sup> , 1996. . . . .	168
6.4	SST in $^{\circ}\text{C}$ (a), SSS (b) snapshots from the model on the December 22, 1993, and the corresponding SPICE image (c) in region $\mathbb{A}$ . Binarized norm of the gradient of SST ( $\mathcal{I}_{SST}$ , d), of SSS ( $\mathcal{I}_{SSS}$ , e) and of SPICE ( $\mathcal{I}_{SPICE}$ , f) images.	169
6.5	SST in $^{\circ}\text{C}$ (a) and SSS (b) snapshots from the model on the September 24, 1993, in region $\mathbb{B}$ . Binarized norm of the gradient of the SST ( $\mathcal{I}_{SST}$ , c) and of the SSS ( $\mathcal{I}_{SSS}$ , d) images. . . . .	169
6.6	True velocity (a), background velocity (b) and norm $\ell_2$ of the difference between the true velocity and the background velocity (c) in $\text{m}.\text{s}^{-1}$ for the experiment on region $\mathbb{A}$ . . . . .	170
6.7	True velocity (a), background velocity (b) and norm $\ell_2$ of the difference between the true velocity and the background velocity (c) in $\text{m}.\text{s}^{-1}$ for the experiment on region $\mathbb{B}$ . . . . .	171
6.8	FSLE, computed using the true velocity (figure a) and the background velocity (figure b) in $\text{day}^{-1}$ for region $\mathbb{A}$ . Binarized FSLE, computed using the true velocity (figure c) and the background velocity (figure d). . . . .	172
6.9	FSLE, computed using the true velocity (figure a) and the background velocity (figure b) in $\text{day}^{-1}$ for region $\mathbb{B}$ . Binarized FSLE, computed using the true velocity (figure c) and the background velocity (figure d). . . . .	173
6.10	Histograms of angles (in degree) between the structure in the FSLE and the one in the SSS image on the study date, for region $\mathbb{A}$ (a) and for region $\mathbb{B}$ (b). . . . .	173
6.11	Evolution of the cost function (a,c) and of the error on the estimate (b,d) as a function of the number of iterations for four experiments. . . . .	174
6.12	Results of the inversion of the SSS image in region $\mathbb{B}$ . Estimate of the velocity in $\text{m}.\text{s}^{-1}$ (figure a), corresponding FSLE in $\text{day}^{-1}$ (figure b) and error on the estimate in $\text{m}.\text{s}^{-1}$ (figure c) . . . . .	175
6.13	Error on the estimate in $\text{m}.\text{s}^{-1}$ in region $\mathbb{A}$ for the inversion of the SST image alone (a), the SSS image alone (b), the SPICE image alone (c), and the inversion of the SST and the SSS images together (d). . . . .	176
7.1	TKE moyenne (en $\text{cm}^2.\text{s}^{-2}$ ) sur la période 1993-2000 issue du modèle SOS-MOD12 (a) et issue de SOSMOD12-AGRIF (b). . . . .	179
7.2	EKE moyenne (en $\text{cm}^2.\text{s}^{-2}$ ) sur la période 1993-2000 issue du modèle SOS-MOD12 (a) et issue de SOSMOD12-AGRIF (b). . . . .	180
7.3	Rapport de la TKE $R_{TKE}$ (a) et (b) le pourcentage relatif $P_{TKE}$ de la TKE à la surface. (c) rapport de l'EKE $R_{EKE}$ et le pourcentage relatif $P_{EKE}$ de l'EKE (d) à la surface. . . . .	181
7.4	Le pourcentage relatif de la TKE, $P_{TKE}$ (a) et de l'EKE, $P_{EKE}$ (b) moyenne entre 200-300 m. . . . .	183

7.5	EKE (en $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) (a) et TKE (en $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) (b) moyennes sur la zone d'ups- caling sur la période 1993-2000 issue du modèle SOSMOD12 et issue de SOSMOD12-AGRIF en fonction de la profondeur. Cisaillement vertical (a) et MKE (b) moyens sur la zone d'ups- caling de la période 1993-2000 pour le modèle SOSMOD12 et pour SOSMOD12-AGRIF en fonction de la pro- fondeur. . . . .	184
7.6	Circulation en surface sur la période 1993-2000 issue du modèle SOSMOD12 (a) et issue de SOSMOD12-AGRIF (b). Unité : $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ . . . . .	185
7.7	Circulation (en $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ) entre 100-300 m sur la période 1993-2000 pour le modèle SOSMOD12 (a) et pour celui de SOSMOD12-AGRIF (b). Différence entre la vitesse issue de SOSMOD12-AGRIF et celle issue de SOSMOD12 (c). . . . .	185
7.8	Diagramme d'Hovmöller de la SLA (en cm) du modèle SOSMOD12 (gauche), celui issue de SOSMOD12-AGRIF (milieu) et AVISO (droite) à $2^\circ\text{N}$ . . . . .	186
7.9	SLA moyenne sur le domaine d'ups- caling issue du modèle SOSMOD12 (gris), de SOSMOD12-AGRIF (bleu) et des observations AVISO (rouge). $r_1$ représente le coefficient de corrélation entre les données AVISO et SOS- MOD12 et $r_2$ celui entre AVISO et SOSMOD12-AGRIF. Unité : cm. . . . .	186
7.10	SST moyenne (en $^\circ\text{C}$ ) sur le domaine d'ups- caling ( $140\text{-}172^\circ\text{E}$ , $0\text{-}5^\circ\text{N}$ ) à partir du modèle SOSMOD12 (gris), de celle issue de SOSMOD12-AGRIF (bleu) et Reynolds (rouge). $r_1$ représente le coefficient de corrélation entre les données Reynolds et SOSMOD12 et $r_2$ celui entre Reynolds et SOSMOD12- AGRIF. . . . .	187





# Liste des tableaux

2.1	Transports observés (en Sv) dans le détroit de Vitiaz et du chenal S <sup>t</sup> George à partir des campagnes océanographiques historiques. . . . .	36
2.2	Diagramme de la dynamique des processus océaniques classifiés par échelle. Les points d'interrogation englobent toutes les incertitudes sur la connaissance de la dynamique de la sous-mésoéchelle. . . . .	43
4.1	Parameters of the simulations. . . . .	73
4.2	Forçage interannuel ERA-Interim. . . . .	99
4.3	Tableau récapitulatif des caractéristiques des modèles SOSMOD36, SOSMOD12-AGRIF, SOSMOD12 et le modèle global ORCA12.L46-MAL95. . . . .	103
5.1	Transport de masse d'eau <b>simulé</b> /observé. . . . .	143