



HAL
open science

Modes de variabilité climatique dans l'océan Pacifique tropical : quantification des non-linéarités et rôle sur les changements de régimes climatiques

Julien Boucharel

► **To cite this version:**

Julien Boucharel. Modes de variabilité climatique dans l'océan Pacifique tropical : quantification des non-linéarités et rôle sur les changements de régimes climatiques. Climatologie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2010. Français. NNT : . tel-00720706

HAL Id: tel-00720706

<https://theses.hal.science/tel-00720706>

Submitted on 25 Jul 2012

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.



THESE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par

L'Université Toulouse III, Paul Sabatier

Discipline ou spécialité :

Dynamique du climat

Présentée et soutenue par

Julien Boucharel

Le vendredi 17 Décembre 2010 au LEGOS

Titre : « *Modes de variabilité climatique dans l'océan Pacifique tropical : quantification des non-linéarités et rôle sur les changements de régimes climatiques* »

JURY

Eric Guilyardi, Directeur de recherche, CNRS – LOCEAN (Rapporteur)

Pascale Braconnot, Directrice de recherche, CEA – LSCE (Rapporteur)

Vincent Echevin, Chargé de recherche, IRD – LOCEAN (Examinateur)

Nick Hall, Professeur, Université Paul Sabatier – LEGOS (Président)

Boris Dewitte, Directeur de recherche, IRD – LEGOS (invité)

Bernard Garel, Professeur, Université Paul Sabatier, IMT (Directeur de thèse)

Yves du Penhoat, Directeur de recherche, IRD – LEGOS (Directeur de thèse)

Ecole doctorale : *Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)*
Unité de recherche : *Laboratoire d'Etudes en Géophysiques et Océanographie Spatiale*
Directeur(s) de Thèse : *Y. du Penhoat, B. Garel*
Rapporteurs : *E. Guilyardi, P. Braconnot*

REMERCIEMENTS :

Et voilà, on y est... Finalement... Après 3 longues années (et un peu plus à vrai dire), je m'attaque à la partie la plus cruciale de toute thèse qui se respecte !!! Soyons honnête, si l'on fait des statistiques (ce qui est le cas dans les 200 prochaines pages), il y a fort à parier qu'il s'agit de la partie la plus lue de tous manuscrits et ce quelque soit la discipline. Il faut donc consacrer du temps à cet exercice agréable (oufff, c'est fini) mais périlleux (j'espère que j'ai oublié personne...).

Comme tout bon scientifique/océanographe, nous allons remonter le courant et procéder de façon chronologique. Difficile de savoir où tout a commencé... Peut-être à l'ENSEEIH, où Dominique Legendre et Olivier Thual m'ont donné l'opportunité de m'exiler un an au Pérou et de découvrir le monde de la recherche et de l'océanographie... Qu'ils en soient remerciés chaleureusement. Mais en y réfléchissant mieux, j'imagine que le t_0 de mon parcours dans la recherche doit se trouver aux alentours du mois de juillet 2005, au 5^{ème} étage de la tour 55 de Jussieu (humm pas sûr sûr de tous ces 5), précisément dans le bureau de Vincent Echevin. Je conçois la surprise de Vincent quand il a vu débouler 2 chevelus en short en partance pour le Pérou dont un qui lui annonce qu'il va devoir encadrer son stage à distance depuis Paris... Merci mille fois Vincent pour avoir été présent dès le début et ce malgré la distance qui nous a toujours séparés... Toulouse, c'est loin mais l'IMARPE à Callao, n'en parlons pas !! Ahhhh, l'IMARPE, il y en aurait des choses à raconter, mais nous n'avont pas le temps. Je me contenterai de remercier toute la cliqua pour leur accueil chaleureux : Sara, Augusto, David, José, Miguel, Carlos, Michelle, Jorge, puis plus tard, Kike, Ricardo... N'oublions pas Kobi et Douglas... Le Pérou aura également été l'occasion de rencontrer une bonne partie de la mafia des océanographes de l'IRD... En première ligne, Boris Dewitte, qui mérite une part plus qu'importante dans ces remerciements. Je lui suis infiniment reconnaissant de m'avoir encouragé à suivre le master OASC et par la suite d'avoir officieusement fait partie de l'encadrement de cette thèse. Muchas gracias Boris (là je pense au chercheur et à l'ami) pour m'avoir guidé dans les eaux turbides de la dynamique équatoriale et plus généralement de la recherche universitaire française (et péruvienne, ay caramba), pour m'avoir considéré comme un collègue et non un simple étudiant, pour ta culture scientifique, pour ta disponibilité, pour toutes ces discussions et ces sessions de surf (ahhhh cette semaine à Chicama pendant les élections ;)) ... Bref, merci infiniment pour tout, ça n'aurait vraiment pas été pareil sans toi ! Tant qu'à être au Pérou, je tiens également à remercier Pierre Soler, Alexis Chaigneau, les Bertrand, les

Perfettini, Jérémie, Pascal, Timothée et Gabriela, Ivonnecita, Ainhoa, Philou, Ali et Domi, Katiirrina (avec l'accent russe siouplait), Star Peru, Onda cero, Grupo 5, Grupo Kaliente, Agua Marina et tant d'autres pour tous ces bons moments latinos... La cumbia résonne encore dans mes oreilles... Un pisco sour serait le bienvenu ☺... Oulala, restons sérieux, et revenons en France à Toulouse plus précisément où un bon pastis nous attend !!!

« Ô mon pays, ô Toulouse » comme disait le poète d'une voix chevrotante trahissant une émotion certaine... Et en effet, difficile d'imaginer une ville plus agréable pour passer 1 an de master et 3 ans de thèse (Honolulu peut-être...). Je tiens à remercier mon encadrant de stage et de thèse Bernard Garel pour m'avoir ouvert fait découvrir le monde des statistiques (celui là même qui dit que plus de 50% des lecteurs d'une thèse s'arrête après la partie des remerciements...). Merci Bernard pour votre aide précieuse et pour m'avoir permis de garder contact avec mes premières amours universitaires : l'ENSEEIH. Malgré tout, j'ai passé la majeure partie de ma thèse au Legos qui est un modèle de laboratoire chaleureux où la bonne humeur et la bonne science sont de rigueur. Et je pense connaître le responsable de cette bonne ambiance de travail. Je dirais sans trop m'avancer qu'il s'agit de notre cher directeur et à titre plus personnel mon directeur de thèse, j'ai nommé Yves du Penhoat (ou du Penachou't comme on dit en patois du Trégor). Merci de m'avoir donné l'opportunité de faire cette thèse, merci pour toutes ces discussions politiques, scientifiques, philosophiques (là je fais référence au week end philo du labo en Ariège) et ce malgré le peu de disponibilité que te laissait ta fonction de directeur. Merci de m'avoir accordé ta confiance et m'avoir laissé partir un peu partout en conférence. Merci de m'avoir prêté ton livre de Lorenz et merci encore pour tout ce que je n'oublierai pas. Bon vent au Bénin Yves !!! Je tiens également à remercier tous les chercheurs/thésards que j'ai eu l'occasion de côtoyer : en particulier, Thierry, Sophie, Marie-Hélène qui n'ont jamais fait la moindre remarque sur le manque de discrétion flagrant du bureau D108 ; Séréna, Gildas, Christelle Bosc, Lionel Renault, François Colas, Xavier Capet, Véronique Garçon pour leur aide précieuse. Je souhaite également remercier comme il se doit l'équipe administrative (Martine, Nadine, Brigittte, Catherine) du Legos pour m'avoir sacrément facilité la tâche lors de tous mes déplacements.

Je tiens aussi à remercier les membres du jury et plus particulièrement Eric Guilyardi et Pascale Braconnot pour leur relecture attentive du manuscrit.

3 ans de thèse, ce sont des collègues, des publis, des laboratoires, des conférences, des heures de galère à déboguer des codes... Mais c'est aussi une bonne bande de potes : les MASTRES. Et Dieu sait qu'il y en a à remercier. Donc en suivant un classement croisé entre la couleur des cheveux et le niveau d'absurdité (au sens noble du terme évidemment), je tiens

à présenter de chaleureux remerciements à Péééédro, Willy l'ourson roux, Jungle, SarahBien, Dinoune, Pipatch', Philou, Milouze, Régliss, Mélanouille, Senor Salvaje, Brañice, Bény Bény, Jérôme 6-pack l'hawaiien, Linda Gaëlle Morena (merci pour la relecture du chapitre I entre autre ☺), Marc, Aurélien Mystiqueman. Je crois que j'ai fait le tour des mastres estampillés OMP. Place aux autres maintenant : Grenvez, Waynou, Jean Pat', Croucrou et Fédé, Cissou, Rominette, Fanfan, AnneSo et Maxou, Guish et Béné, Marco, France, les Bonobos (trop nombreux pour les citer tous), les Périgourdins et assimilés (pareil). Un grand merci à toute la troupe pour tous ces moments plus déjantés les uns que les autres... Trop n'est définitivement jamais assez. Plein de bises à vous tous !

Comment ne pas finir ces remerciements par ceux qui m'ont soutenu depuis le tout début : ma famille et et plus particulièrement mes parents pour leur aide et leur sollicitude sans faille tout au long de mes études. Vous êtes une formidable source d'inspiration. Merci à vous et gros bisous.

Merci à ma littl' sista Camille. Merci aussi à Stéphanie pour ton soutien de tous les instants. Ces moments là ne seront jamais oubliés.

Merci également à surf-report.com, wavewatch.com, windguru.cz et magicseaweed.com pour toutes leurs bonnes prévisions et leurs gros ratages aussi (en 3 lettres...).

Résumé:

Dans cette thèse, nous nous sommes consacrés au problème d'interaction d'échelles selon deux angles distincts : d'une part une approche globale et grande échelle du système climatique qui nous a permis d'étudier la modulation basse fréquence d'ENSO, d'autre part une démarche plus locale au cours de laquelle nous avons étudié plus particulièrement la dynamique du Pacifique tropical est et du système de courants de Humboldt au large du Pérou.

La première partie a été motivée par une approche relativement récente dans la communauté des climatologues. Il s'agit de la question cruciale de la variabilité basse fréquence d'ENSO, et de la possibilité que celle-ci puisse émerger « simplement » du système climatique tropical, sans action extérieure qu'elle soit stochastique ou en lien avec la variabilité des plus hautes latitudes. Dans ce contexte particulier, il est alors question de mécanismes nonlinéaires pour expliquer comment la stabilité d'ENSO peut être influencée par la variabilité climatique. Ceci a servi d'hypothèse de travail pour l'ensemble de cette thèse. Nous avons ainsi abordé la possibilité qu'ENSO pouvait être rectifié sur des échelles de temps longues (interdécennales) par la modulation de la nonlinéarité elle-même. Pour cela, nous avons utilisé des méthodes mathématiques originales qui nous ont permis d'une part de détecter des changements brusques (statistiquement significatifs) de l'état moyen du Pacifique tropical et d'autre part d'accéder à un proxy de la nonlinéarité intégrée dans le système tropical. En combinant ces deux démarches, nous avons pu mettre en évidence une boucle de rétroaction auto entretenue sur des échelles de temps longues qui serait pilotée par des mécanismes nonlinéaires qui auraient la capacité de faire interférer diverses échelles temporelles et ainsi de transférer l'énergie des basses fréquences (état moyen du pacifique tropical) vers les hautes fréquences (oscillation australe) et vice-versa.

Dans la seconde partie de cette thèse nous nous sommes focalisés sur la modélisation climatique du Pacifique tropical oriental. En effet, cette région, pourtant au cœur des préoccupations de la communauté scientifique en raison de son écosystème parmi les plus productifs de la planète, reste mal connue du point de vue des processus océanographiques et climatiques. En particulier, les modèles climatiques globaux présentent des biais importants dans cette région en terme d'état climatologique moyen. Nous avons testé, dans une approche de modélisation haute résolution, différentes sources possibles de ces biais : les caractéristiques bathymétriques des îles Galápagos (mal représentées dans les modèles globaux) capables de par leur position équatoriale de modifier la circulation régionale moyenne et donc le bilan thermodynamique; ou alors les processus associés aux mélanges turbulents (et par extension les processus nonlinéaires) à l'aide d'un modèle régional. Pour ce faire, nous avons procédé à des expériences de sensibilité qui nous ont permis d'une part de relativiser le rôle de l'archipel des Galápagos comme source de biais et d'autre part de mettre en exergue le rôle de la variabilité intra-saisonnière dans la rectification de l'état moyen du Pacifique tropical est.

Abstract:

ENSO is the dominant mode of climate variability in the Pacific, having widespread socio-economical impacts. ENSO characteristics have been observed to exhibit substantial irregular variability from decadal to millennial timescales. The origin of such richness in ENSO variability timescales is likely due to the combined effects of timescales interaction processes within the tropical Pacific (through self-sustained nonlinear dynamics) and to external forcing (e.g. volcanic activity, changes in greenhouse gases...).

In this thesis, we propose a new statistical framework that allows documenting high statistical moments in observed and simulated timeseries and that provides a robust estimation of nonlinearity in the tropical coupled system. As a first step, from the analysis of long-term CGCM simulations and extended reconstructed SST data sets, it is demonstrated that an interaction between interdecadal mean state changes in the tropical Pacific and extreme El Niño events probability occurs. This supports the hypothesis of ENSO variability being rectified at a wide range of frequencies by the slowly varying mean state through nonlinear processes phase-locked to the seasonal cycle alternatively in the Western and Eastern tropical Pacific. We then question to which extent the increase in greenhouse gases can alter the ENSO properties with a focus on its nonlinear character. Taking advantage of the IPCC database and different projections scenarios, nonlinearities are diagnosed in a model ensemble; and a relevant metric of the change in nonlinearity due to climate change is defined. This new metric allows highlighting a zonal see-saw in nonlinearity patterns associated with the change in El Niño characteristics observed in recent years. The traditional 20th century El Niño fingerprint, localized in the Cold Tongue, is robustly displaced westward in a warmer climate leading to El Niño Modoki-type patterns. We relate this switch in El Niño types to a change in nonlinearity pattern from present-day climate to a warmer climate.

Secondly, we focused on the eastern tropical Pacific and the Humboldt Current System modelling and especially on the ability of Galapagos Islands and intra-seasonal activity in rectifying their mean state. Unlike recent studies, we put into perspective the role of this archipelago in altering this regional mean state. On the other hand, the intra seasonal Kelvin waves activity has the potential to revitalize the local mean circulation, the vertical stratification and therefore the Eastern Pacific dynamics, which in turn may have the potential to affect ENSO through upscaling effects.

Progressivement, la science du chaos a enflammé l'imagination non seulement des scientifiques, mais aussi du public, car elle se préoccupe d'objets à l'échelle humaine et parle de la vie quotidienne. Elle séduit aussi parce que c'est une science du global qui abat les cloisons entre les diverses disciplines. Elle rassemble des chercheurs d'horizons différents et va contre la tendance à la spécialisation outrée qui caractérise certains domaines de la recherche contemporaine. Elle est attrayante parce qu'elle fait s'écrouler le bastion du déterminisme et rend à la libre volonté sa première place. C'est, au surplus, une science "holistique" qui considère le tout et fait battre en retraite le réductionnisme. Le monde ne peut plus être expliqué seulement par ses éléments constitutifs (quarks, chromosomes ou neurones), mais doit être appréhendé dans sa globalité

Table des matières

Chapitre I. La variabilité climatique du Pacifique tropical	9
I.1. El Niño, c'est quoi ?	12
I.2. El Niño, comment ça marche ?	16
I.3. Les théories d'ENSO	17
I.3.1. Théories du groupe I	17
I.3.2. Théories du groupe II	27
I.4. La modulation basse fréquence d'ENSO	31
I.4.1. Observations du système climatique	32
I.4.2. Modèles climatiques	34
I.4.3. Signature de la variabilité décennale à interdécennale naturelle	38
I.4.4. Mécanismes de la variabilité décennale	41
I.5. Interaction d'échelles temporelles et nonlinéarités	48
I.5.1. Interaction ENSO/cycle saisonnier	51
I.5.2. Changements de régimes climatiques, état (d'équilibre) moyen et effet de seuil	53
I.5.3. Etat moyen et nonlinéarités	57
I.5.4. Interaction ENSO / variabilité intra-saisonnière	62
Chapitre II. Mise en place du formalisme statistique et évaluation de sa pertinence pour étudier la variabilité des séries temporelles du Pacifique tropical	72
II.1. Préambule	72
II.2. Description des données utilisées dans cette thèse	81
II.3. Statistique des séries temporelles	84
II.3.1. Le cas d'ENSO	84
II.3.2. Le cas du Pacifique équatorial est	85
II.4. Détection de rupture dans une série temporelle	86
II.4.1. Cas général	86
II.4.2. Cas particulier Gaussien	87
II.4.3. Retour sur le cas général	89
II.5. La loi à queue lourde α-stable	92
II.5.1. Description de la loi α -stable	92
II.5.2. Estimation des paramètres stables	96
II.6. Validation et application des méthodes sur différents jeux de données	101
II.6.1. Validation de la détection de ruptures	101
II.6.2. Application de la méthode aux données	103
II.6.3. Validation de l'estimation des paramètres α -stables	105
II.6.4. Application de l'estimation des paramètres α -stables	106
Chapitre III. Modulation de l'état moyen du Pacifique tropical et lien avec le déclenchement d'épisodes extrêmes El Niño. De l'interdécennal à l'interannuel	115
III.1. Relation entre l'état moyen du Pacifique tropical et les statistiques d'ENSO	115
III.1.1. Préambule	115
III.1.2. Article publié dans Nonlinear Processes in Geophysics	116
III.1.3. Compléments : le shift de 2000	139
III.2. Rétroaction entre variabilité basse fréquence et ENSO ?	141

Chapitre IV. Evolution de l'irrégularité et des nonlinéarités d'ENSO sous des hypothèses de réchauffement climatique	156
IV.1. Préambule : que savons-nous de la réponse moyenne du Pacifique tropical au réchauffement de ces dernières années et de son implication dans l'évolution des caractéristiques d'ENSO ?	156
IV.2. Evolution de la connexion entre état moyen et variabilité ENSO sous des hypothèses de réchauffement climatique	160
IV.2.1. Préambule	160
IV.2.2. Article publié dans Climate Dynamics	161
IV.3. Cycle saisonnier, nonlinéarité et changement climatique	184
Chapitre V. Rectification de l'état moyen du Pacifique équatorial est et du système d'upwelling de Humboldt par l'activité intra-saisonnière	197
V.1. Préambule	197
V.1.1. Eastern tropical Pacific climatic specificities	198
V.2. Methodology	200
V.2.1. Regional modelling with ROMS	200
V.2.2. Modelling strategy	201
V.2.3. OBC	204
V.3. Model validation	209
V.4. Sensitivity of the Eastern tropical Pacific mean state to open boundary conditions and topography	217
V.4.1. Annual cycle	217
V.4.2. Mean circulation	218
V.4.3. Mean Peruvian upwelling	222
V.4.4. Mean stratification	224
V.4.5. Intra-seasonal Equatorial Kelvin Waves and baroclinic mode contributions	230
V.5. Heat budget, mechanisms	236
V.5.1. Mean equatorial heat budget	237
V.5.2. Mean coastal heat budget	239
Chapitre VI. Conclusions et perspectives	244

Chapitre I. La variabilité climatique du Pacifique tropical

« La Nature se sert aussi bien du fortuit que du nécessaire pour fabriquer le Réel »

Trinh Xuan Than, Le chaos et l'harmonie

Préambule

Ce chapitre sert de rappel aux principales connaissances actuelles concernant la variabilité climatique de l'océan Pacifique tropical et plus généralement de l'ensemble du système couplé tropical. Nous mettrons particulièrement l'accent sur le phénomène ENSO qui représente une des sources de variabilité les plus énergétiques du système aux échelles interannuelles. Ce chapitre décrit aussi les caractéristiques de la variabilité plus basse fréquence du système qui tend à moduler l'activité d'El Niño sur des échelles temporelles allant de la décennie jusqu'au millénaire, et qui, à ce titre, s'inscrit dans une problématique tant scientifique qu'économique étant donné le contexte actuel du réchauffement climatique global.

Nous nous focaliserons sur les théories de la modulation décennale et plus particulièrement sur celles ne nécessitant pas l'intervention de forçage extérieur (extra-tropical ou stochastique) pour expliquer cette variabilité décennale. Nous détaillerons pour cela une théorie physique récente dans la droite ligne de l'étude des systèmes dynamiques nonlinéaires. Cela nous amènera à justifier un des enjeux de cette thèse en le replaçant dans le contexte récent de la théorie du chaos.

Enfin, nous évoquerons l'autre partie du spectre des variables climatiques du système tropical en détaillant la variabilité intra-saisonnière océanique, son origine, ses implications dans le déclenchement du phénomène El Niño, ainsi que son possible rôle « rectifiant » sur la variabilité basse fréquence.

Le Pacifique tropical est le siège du phénomène climatique parmi les plus énergétiques au monde : le phénomène ENSO (El Niño Southern Oscillation - Oscillation australe en français). Il est plus communément désigné par le nom de sa phase chaude El Niño par opposition à sa phase froide La Niña. Il s'agit du mode de variabilité interannuelle majeur dans les Tropiques. En effet, à l'instar du cycle saisonnier aux moyennes latitudes, ENSO

domine la variabilité interannuelle dans le Pacifique tropical. Ce phénomène issu du couplage entre l'océan et l'atmosphère dans les tropiques a cependant des conséquences tant météorologiques que sociétales qui se font sentir sur l'ensemble de la planète via des téléconnexions atmosphériques et océaniques.

Par exemple, l'événement de 1997-1998 (dont une rapide chronologie de l'évolution du contenu thermique équatorial est présentée en Figure I.1), connu pour être le plus fort depuis le début des enregistrements historiques, a engendré des pluies diluviennes sur la côte ouest sud américaine. Les côtes de l'Equateur et du nord du Pérou ont reçu en seulement deux mois environ 15 fois plus de précipitations que la moyenne annuelle, provoquant de nombreux glissements de terrain et inondations. Plusieurs centaines de personnes disparurent et de nombreux cas de choléra et de paludisme furent signalés. Dans le même temps de l'autre côté du Pacifique, en Indonésie et en Papouasie-Nouvelle-Guinée, des sécheresses exceptionnelles favorisaient les feux de forêts. Les dégâts des deux plus forts El Niño du XXème siècle (1982-83 et 1997-98) ont été estimés respectivement entre 5.5 et 12.5 milliards d'euros pour le premier et entre 24 et 31 milliards pour le second (UCAR, 1994 ; Sponberg, 1999).

De manière plus anecdotique, les événements El Niño peuvent avoir des effets bénéfiques. Par exemple, les cyclones tropicaux qui touchent le sud des Etats-Unis, les Caraïbes et le centre-est de l'Amérique arrivent moins fréquemment pendant les années El Niño (Gray, 1984). De plus, des hivers plus chauds au nord des Etats-Unis permettent des économies d'énergie (Changnon, 1999).

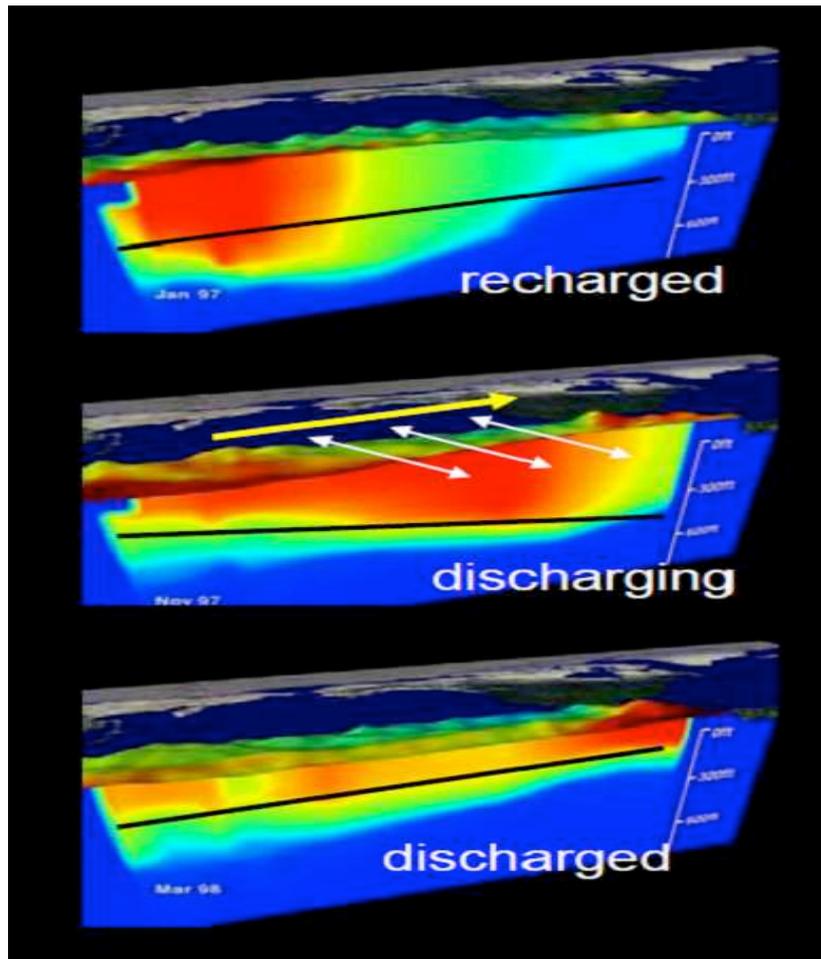
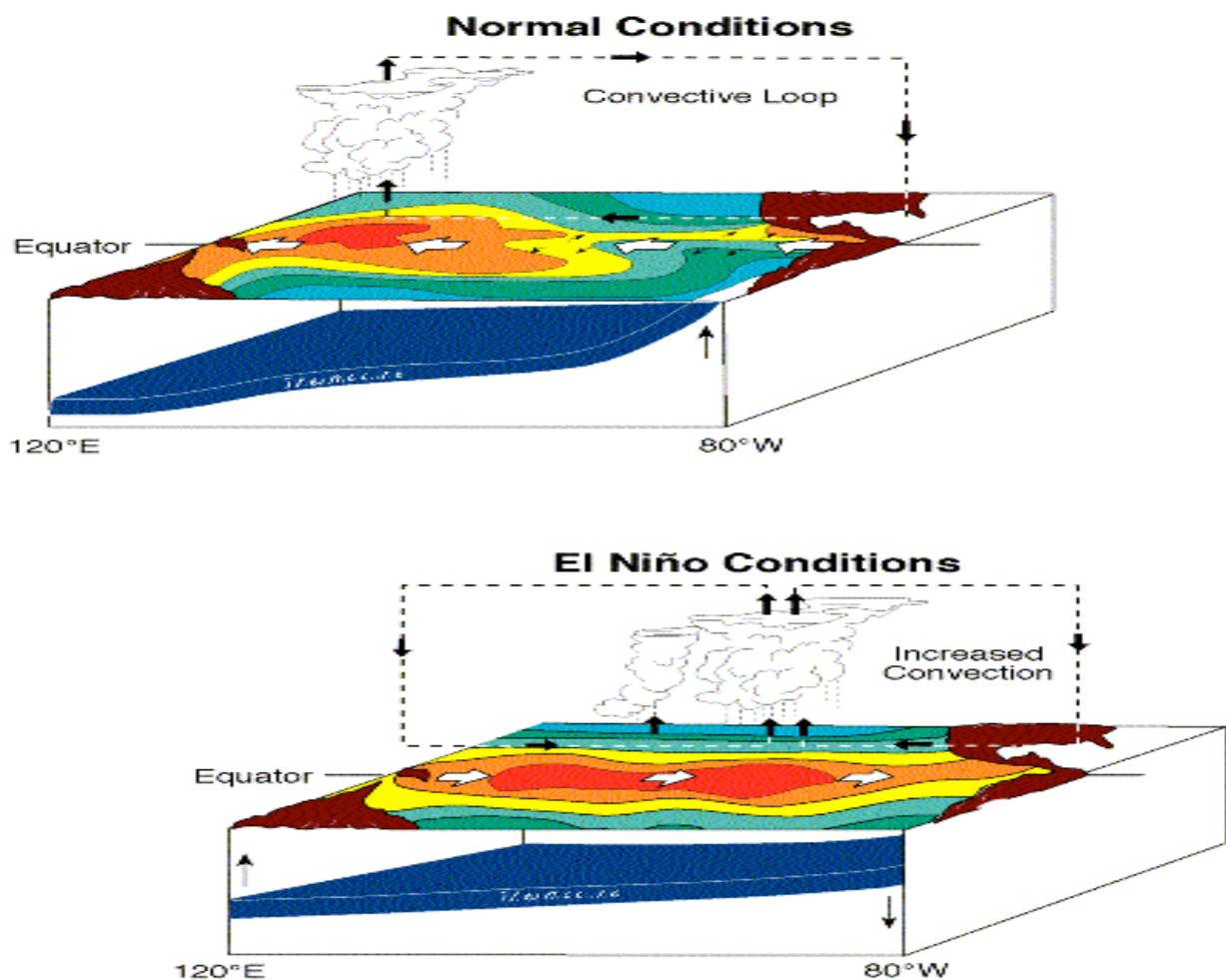


Figure 1.1. Rapide chronologie des variations du contenu thermique du Pacifique équatorial lors de l'évènement El Niño de 1997. Image du haut : Janvier 1997 : recharge de la Warm Pool (piscine d'eau chaude située à l'ouest de l'océan Pacifique équatorial traditionnellement délimitée en surface par l'isotherme 28°C), eaux chaudes confinées à l'ouest du bassin, Image du milieu : Novembre 1997, décharge du contenu thermique de la Warm pool vers l'est du bassin et les tropiques. Image du bas : Mars 1998 : Bande équatoriale complètement déchargée. Les anomalies positives de températures sont confinées à l'est du bassin.

Ces dernières remarques justifient le fait que la compréhension de ce phénomène, qui implique le déclenchement d'événements extrêmes fortement préjudiciables pour les pays environnants, soit non seulement devenu un défi scientifique majeur dans la communauté des climatologues mais aussi un enjeu économique et sociétal capital, d'autant plus dans le contexte actuel de réchauffement climatique global. Ainsi, sous la pression des scientifiques, les politiques et décideurs ont favorisé les recherches scientifiques sur le sujet ; l'objectif étant d'observer le phénomène de manière systématique pour mieux comprendre les mécanismes thermodynamiques pilotant la variabilité d'ENSO dans le but de prévoir l'arrivée du phénomène avec le maximum d'anticipation.

I.1.El Niño, c'est quoi ?

Le phénomène tient son nom des pêcheurs péruviens qui l'avaient surnommé ainsi à cause du courant chaud venant du nord du Pérou (de l'équateur) au mois de décembre (El Niño faisant référence à l'enfant Jésus en espagnol) et qui disparaît normalement quelques semaines plus tard. Ce phénomène saisonnier est accentué tous les 3 à 7 ans. Le courant froid du Pérou ne se rétablit pas, les eaux restent alors anormalement chaudes provoquant la raréfaction du plancton et par conséquent des bancs de poissons habituellement présents dans cette région.



NOAA/PMEL/TAO

Figure I.2. Caractéristiques du Pacifique tropical pendant des conditions normales (en haut) et des conditions El Niño (en bas). Les conditions La Niña sont des conditions normales intensifiées.

En situation normale (Figure I.2 - haut), les alizés pilotent un upwelling équatorial et le long des côtes péruviennes, induisant une remontée d'eaux profondes froides et riches en nutriments vers la surface. La langue d'eau froide (« Cold Tongue ») s'étend alors vers l'ouest le long de l'équateur et la piscine d'eau chaude (« Warm Pool »), associée à une intense activité convective, se retrouve alors confinée dans l'ouest du bassin. La circulation zonale de Walker est alors en place (boucle atmosphérique en pointillés sur la Figure I.2). En revanche, en période El Niño (Figure I.2. bas), le relâchement des alizés est associé à une extension vers l'est de la Warm Pool. L'upwelling équatorial et côtier s'affaiblit (voire disparaît dans le cas de forts épisodes El Niño), induisant un approfondissement de la thermocline et un déplacement des eaux chaudes vers l'est. Ce dernier est associé à un déplacement de la cellule convective atmosphérique amenant des sécheresses à l'ouest et de fortes précipitations à l'est du bassin. Les Niños peuvent être suivis d'épisodes froids appelés la Niña, correspondant à des conditions froides dans le Pacifique central. Cette phase de l'oscillation est en fait considérée comme un renforcement des conditions normales, avec une intensification et une extension des alizés jusque dans le centre du bassin ainsi qu'une Cold Tongue pénétrant plus à l'ouest.

Cette oscillation a été découverte pour la première fois dans les années 1920 par le scientifique britannique Sir Gilbert Walker. Alors qu'il étudiait l'intensité de la mousson indienne, il mit en évidence une corrélation remarquable entre les relevés barométriques du centre et de l'ouest du Pacifique. Il remarqua en fait que la pression au niveau de la mer oscillait dans le pacifique Sud : lorsqu'elle augmentait à l'ouest, elle diminuait à l'est et inversement, induisant un mouvement de bascule atmosphérique zonale. Il désigna ce phénomène du nom d'« oscillation australe ». Pour mesurer son intensité, Walker définit l'Indice de l'Oscillation Australe (SOI – Southern Oscillation Index), mesurant la différence de pression entre Tahiti et Darwin.

Ce n'est pourtant que dans les années 1960, que les scientifiques, notamment Jacob Bjerknes, relient cette oscillation « atmosphérique » au phénomène océanique « El Niño ». Bjerknes remarqua en effet que les phases négatives du SOI étaient associées à l'affaiblissement des alizés, aux conditions anormalement chaudes et aux fortes précipitations dans l'est du bassin. Il découvrit ainsi qu'El Niño n'était pas seulement un phénomène local confiné le long des côtes péruviennes, mais aussi la manifestation d'une oscillation affectant l'océan et l'atmosphère sur l'ensemble du Pacifique tropical.

Ces résultats ont contribué à considérer ce phénomène comme un phénomène couplé entre l'océan et l'atmosphère. El Niño est maintenant couramment désigné par l'acronyme

ENSO (*Rasmusson et Carpenter, 1982*) qui signifie El Niño Southern Oscillation (Oscillation australe en français).

La relation entre l'oscillation atmosphérique et El Niño est telle que ces deux phénomènes sont anti-corrélés (Figure I.3). Les indices océaniques couramment utilisés pour rendre compte de l'amplitude d'ENSO et de sa nature oscillante sont les anomalies de SST par rapport aux normales saisonnières et moyennées dans la région du Pacifique central Niño3.4 (170°W-120°W ; 5°N-5°S) ou du Pacifique Est Niño3 (150°W-90°W ; 5°N-5°S).

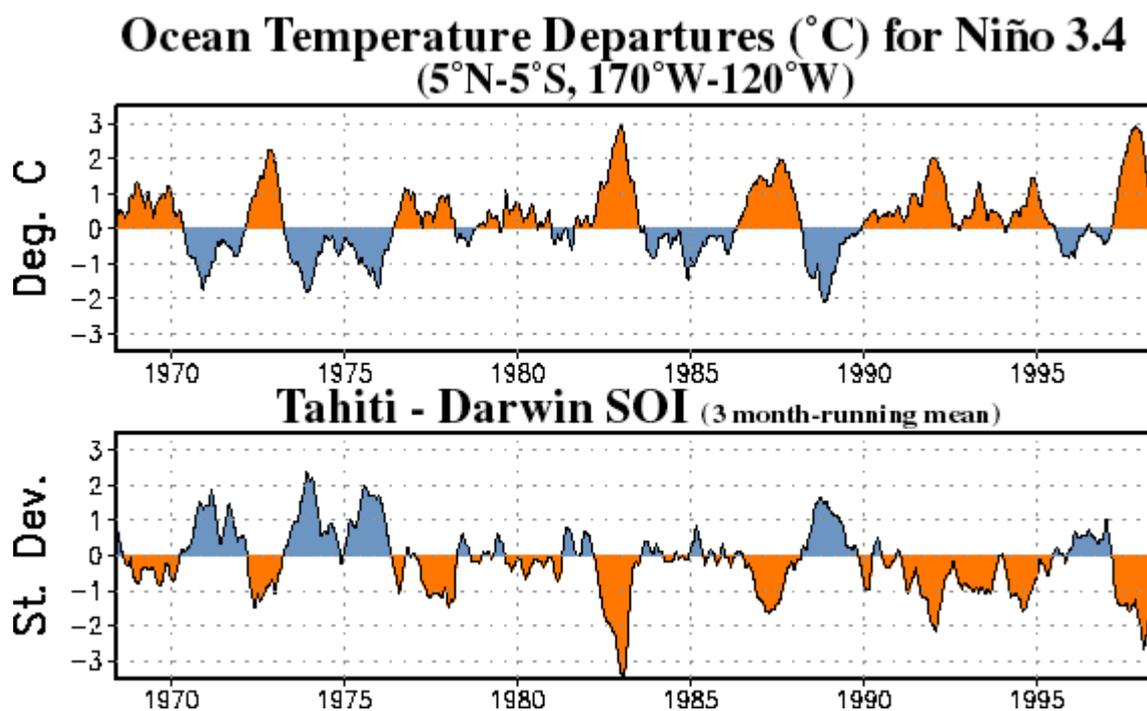


Figure I.3. Indices de l'oscillation australe et Niño 3.4.

ENSO peut ainsi être envisagé comme une déstabilisation du cycle saisonnier. Ce dernier se définit généralement comme une climatologie mensuelle calculée sur une période donnée (généralement longue).

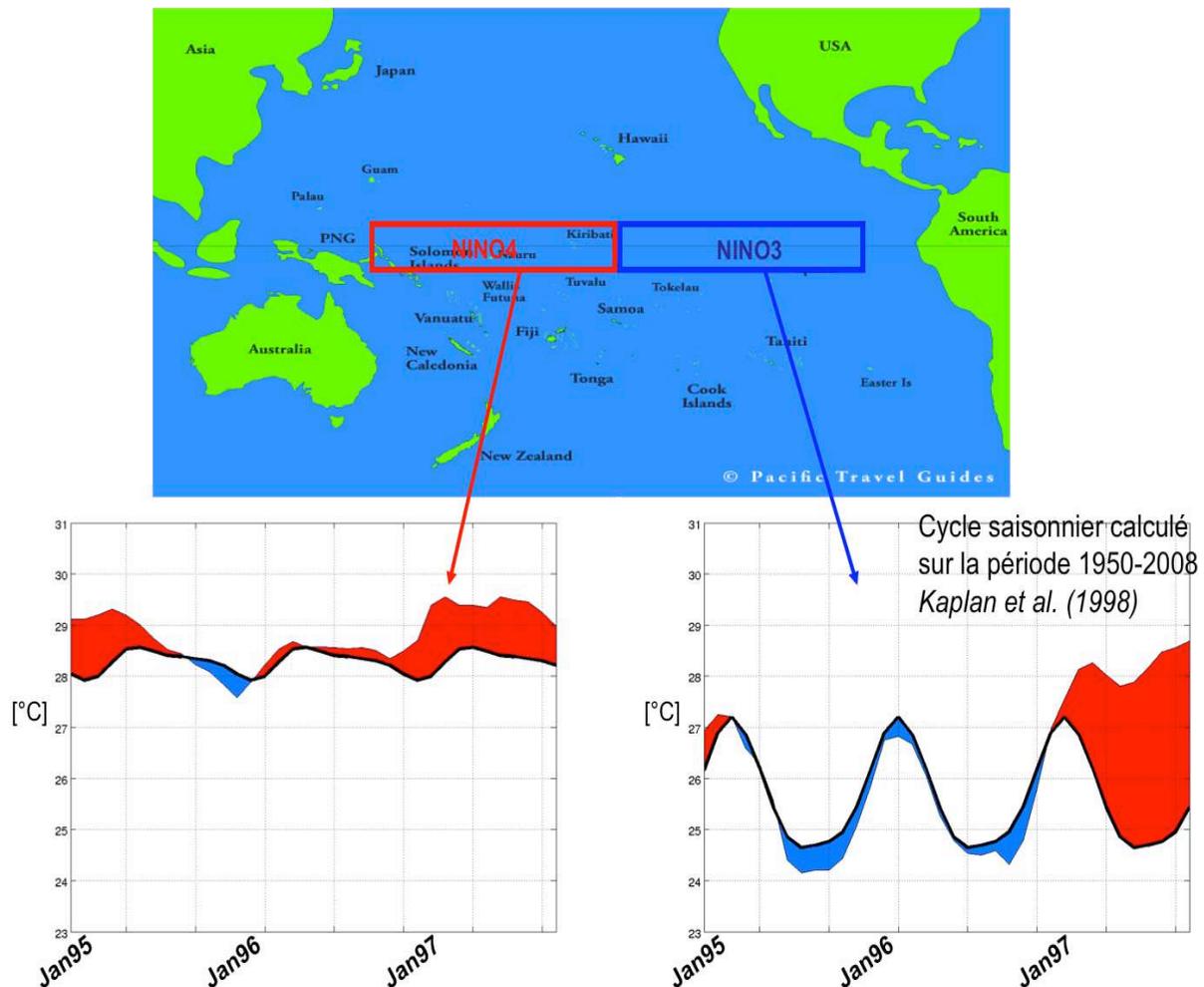


Figure I.4. Cycle saisonnier (courbes en traits noirs pleins) et anomalies (négative en bleu et positive en rouge) par rapport au cycle saisonnier moyennés dans la boîte Niño4 à gauche et Niño3 à droite entre Janvier 1995 et Janvier 1998. La climatologie est issue des données de Kaplan et al. (1998) sur la période 1950-20

Les anomalies ENSO calculées par rapport au cycle saisonnier sont représentées sur la Figure I.4 pour la période Janvier 1995 – Janvier 1998. On note que la climatologie mensuelle subit d'importantes variations entre l'est et l'ouest du bassin Pacifique équatorial. Alors que la partie occidentale est marquée par un cycle saisonnier de faible amplitude ($\sim 1^\circ\text{C}$), la partie orientale connaît des variations saisonnières de plus grande amplitude ($\sim 2.5^\circ\text{C}$). De même, la phase de ces normales saisonnières est différente avec un pic au cours de l'hiver boréal dans l'est et l'été boréal dans l'ouest. Les anomalies par rapport à ces normales saisonnières sont donc beaucoup plus marquées dans le Pacifique équatorial est où elles atteignent plus de 3°C durant l'épisode El Niño extrême 97/98 contre 1°C dans l'ouest du bassin (cf. Figure I.4). Chang (1996) a montré que le fort signal saisonnier dans l'est du Pacifique était principalement piloté par un fort couplage océan-atmosphère, alors que le signal saisonnier plus modéré dans le Pacifique ouest résultait des changements dans le

forçage radiatif solaire. Nous reviendrons par la suite (fin du chapitre I et chapitre IV) sur les relations importantes entre cette variabilité annuelle et la variabilité ENSO.

I.2.El Niño, comment ça marche ?

Bjerknes (1966,1969) fut le premier à proposer un mécanisme permettant d'expliquer le réchauffement du Pacifique Est. Il a émis l'hypothèse qu'une rétroaction positive océan-atmosphère, impliquant la circulation de Walker, était responsable du réchauffement de SST observé dans le centre et l'est du bassin du Pacifique équatorial lors des événements El Niño.

Si on considère une anomalie positive de SST dans l'est du bassin, le mécanisme proposé agit ainsi :

- Réduction du gradient zonal de SST
- Affaiblissement de la circulation de Walker associé à un affaiblissement des alizés
- Affaiblissement de l'upwelling
- Renforcement des anomalies positives de SST.

Ce « feedback » positif autrement appelé instabilité couplée océan-atmosphère conduit à un état (de plus en plus) chaud permanent. Elle fonctionne aussi dans le cas d'anomalies négatives conduisant dans ce cas à un état froid permanent. Elle n'explique cependant pas le passage d'un état à l'autre, en bref la nature oscillante d'El Niño.

Il a fallu attendre les années 1980 et surtout l'événement intense de 1982-83 pour que la communauté recommence à s'intéresser au phénomène. Depuis, de nombreuses études ont proposé des mécanismes de rétroaction négative pour compléter la théorie de Bjerknes.

Dès la fin des années 1970, on pressentit le rôle déterminant que pouvaient jouer les ondes. Le formalisme mathématique des ondes océaniques équatoriales fut développé en détail et ses multiples implications permirent de compléter la théorie de Bjerknes en fournissant un processus de rétroaction négative. Avant de rentrer plus en détail dans les diverses théories d'ENSO, il peut être utile de rappeler brièvement le contexte de la théorie des ondes équatoriales. L'océan équatorial est fortement stratifié, avec des eaux chaudes en surface et froides en profondeur, séparées par une thermocline serrée vers 100m. De plus, il s'agit d'une région dynamiquement spécifique dans la mesure où la vitesse d'entraînement y est maximale et où le paramètre de Coriolis, caractérisant les propriétés locales liées à la

rotation terrestre, γ change de signe. Ces propriétés confèrent à la région océanique équatoriale un rôle de guide d'ondes : toute perturbation se produisant au voisinage de l'équateur déclenche des ondes dont les trajectoires énergétiques convergent vers l'équateur. Le signal reste confiné à 300 km de part et d'autre de l'équateur et se propage soit vers l'est soit vers l'ouest.

I.3. Les théories d'ENSO

Les théories d'ENSO peuvent être classées en 2 groupes :

I/ Celles qui se basent essentiellement sur la propagation libre des ondes océaniques équatoriales pour expliquer la nature oscillante d'ENSO.

II/ Celles dites des instabilités couplées ou des modes couplés lents (« slow coupled mode theories ») qui introduisent une approche permettant de rendre compte des irrégularités des oscillations.

I.3.1. Théories du groupe I

- *La théorie de l'oscillateur retardé.*

Historiquement, il s'agit de la première théorie rendant compte de la nature oscillante d'ENSO. Elle a été proposée par *Suarez et Schopf* (1988) et *Battisti et Hirst* (1989). Les anomalies de vent d'ouest (affaiblissement des alizés) générées lors d'un épisode chaud génèrent dans le centre du bassin des ondes de Kelvin et de Rossby.

Mais avant d'expliquer en détail les théories du groupe I, il est important d'introduire les bases de la théorie océanique linéaire équatoriale mises en jeu.

Dans un premier temps, nous allons schématiser l'océan équatorial comme un fluide à deux couches, une première couche active superficielle de densité ρ_1 et une couche profonde inactive de densité ρ_2 . Nous supposons par ailleurs que la pression atmosphérique p_A est constante ainsi que la pression au fond p_F (couche de fond au repos). En faisant l'hypothèse hydrostatique, on peut écrire la pression au fond : $p_F = p_A + \rho_1 g h_1 + \rho_2 g h_2$

Et au cours du mouvement : $p_F = p_A + \rho_1 g (h_1 + \eta - \zeta) + \rho_2 g (h_2 + \zeta)$

Avec η et ξ respectivement les anomalies de hauteur de la couche supérieure active et de la couche inférieure au repos.

On en déduit l'égalité suivante : $\eta = -\xi(\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$, démontrant que pour un fluide à deux couches dont l'une seulement est active, les déplacements de la surface et de l'interface (qui représente la thermocline dans notre cas) sont miroirs l'un de l'autre. Une telle caractéristique est relativement bien observée à travers le Pacifique équatorial.

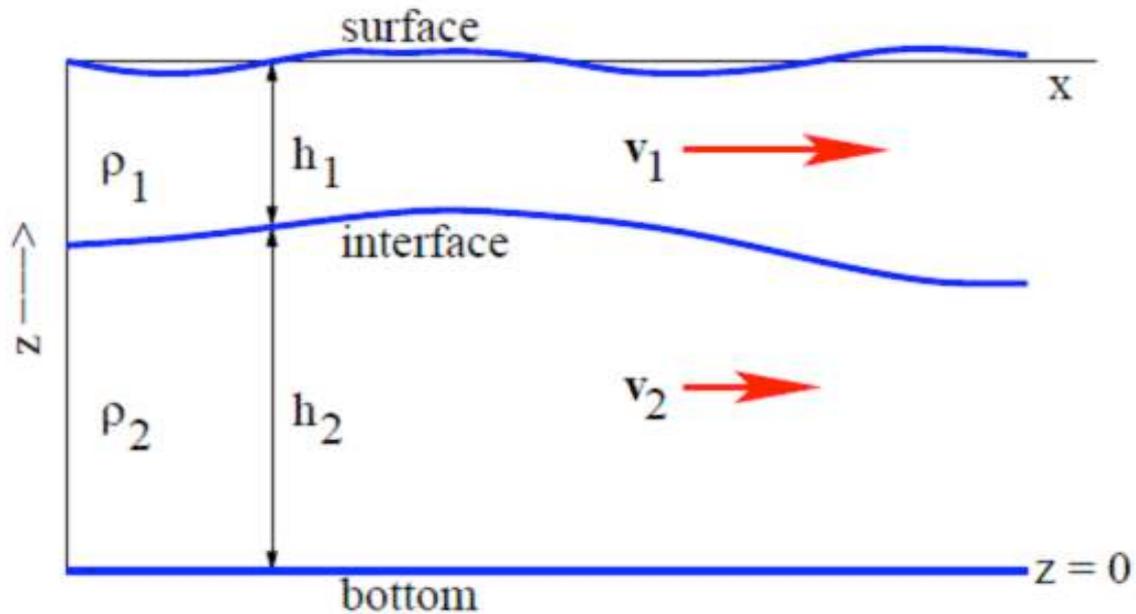


Figure 1.5. Représentation schématique de l'océan équatorial comme un fluide à deux couches dont seulement la couche superficielle est en mouvement.

Afin de déterminer les équations du mouvement dans la couche superficielle, nous allons considérer comme base de départ les équations de Navier-Stokes de la dynamique des fluides (fluide incompressible, non divergent et hydrostatique) :

$$\begin{cases} d\vec{U}_h / dt = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{U}_h - \vec{\nabla}_h p / \rho_0 + \vec{F} \\ \partial_z p = -\rho g \\ \partial_x u + \partial_y v + \partial_z w = 0 \end{cases}$$

où \vec{U}_h représente le vecteur courant horizontal (u, v), w est la vitesse verticale du fluide, Ω est la vitesse de rotation de la Terre, g est la gravité et \vec{F} est le vecteur des forces autres que Coriolis et le gradient de pression s'appliquant sur les équations du mouvement horizontal. En faisant les hypothèses simplificatrices suivantes : (i) les termes non linéaires sont négligeables ; (ii) les équations restent valides proches de l'équateur lorsqu'elles sont

projetées sur le plan tangent à la surface terrestre à l'équateur (approximation du plan β). A la suite de cette seconde hypothèse, on introduit le paramètre de Coriolis $f = 2 \Omega \sin \Phi \sim 2\Omega y/R = \beta y$, où Φ est la latitude, R est le rayon de la Terre et y est la distance méridienne à l'équateur. En supposant un fluide à deux couches (Figure I.5), les équations du mouvement se réécrivent comme suit :

$$\begin{cases} \partial_t u_1 - \beta y v_1 + g' \partial_x h_1 = F_x \\ \partial_t v_1 + \beta y u_1 + g' \partial_y h_1 = F_y \\ \partial_t h_1 + h_{10} (\partial_x u_1 + \partial_y v_1) = 0 \end{cases}$$

où $h_1 = h_{10} + \eta$ représente la hauteur de la colonne d'eau de la première couche ; $g' = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ est la gravité réduite, u_1 et v_1 sont les composantes zonales et méridiennes du courant dans la couche de surface et F_x et F_y les tensions de vent zonale et méridienne. Pour finir, nous allons adimensionnaliser ces équations en introduisant les échelles temporelles et spatiales suivantes : $T = 1/\sqrt{\beta c}$, $L = \sqrt{c/\beta}$ et où $c = \sqrt{g' h_{10}}$. Le système d'équations se réécrit alors :

$$\begin{cases} \partial_t u_1 - y v_1 + \partial_x h_1 = F_x \\ \partial_t v_1 + y u_1 + \partial_y h_1 = F_y \\ \partial_t h_1 + (\partial_x u_1 + \partial_y v_1) = 0 \end{cases}$$

Il est alors relativement facile de démontrer que dans le cas où l'accélération selon v_1 est négligée (approximation des ondes longues), toute solution du système peut se décomposer comme la somme d'une onde de Kelvin et d'une infinité d'ondes de Rossby longues. Dans l'espace restreint (u_1, h_1) , ces ondes restent orthogonales (l'onde de Kelvin n'a pas de composante méridienne) et la solution s'écrit :

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ h_1 \end{pmatrix} = a_k (x - t) \begin{pmatrix} e^{-y^2} \\ e^{-y^2} \end{pmatrix} + \sum_{n>1} a_{R_n} (x + t/(2n + 1)) \begin{pmatrix} R_n^{u_1}(y) \\ R_n^{h_1}(y) \end{pmatrix}$$

Les structures méridiennes en u_1 et h_1 normalisées de l'onde de Kelvin et de la première onde de Rossby longue sont présentées Figure I.6. Les coefficients a_k et a_R sont les amplitudes des ondes en réponse au forçage éolien. Une onde de Kelvin se propage vers l'est à la vitesse précédemment introduite c alors qu'une onde de Rossby n se propage vers l'ouest à la vitesse $c/(2n + 1)$. Dans le cas du Pacifique central équatorial, ces vitesses sont respectivement de l'ordre de 3 m/s et 1 m/s.

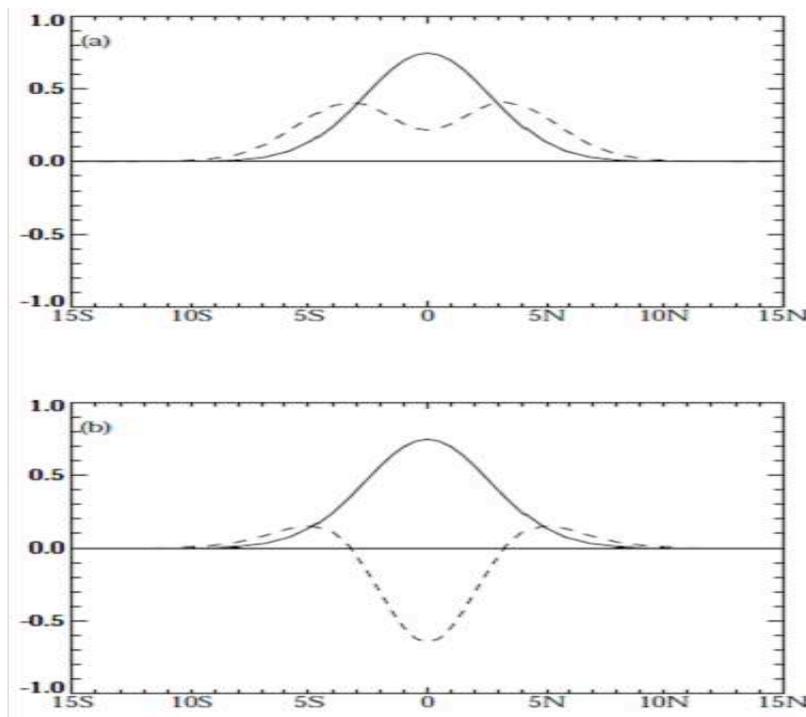


Figure 1.6. Structures méridiennes en niveau de la mer (en m) (a) et courant zonal (en m/s) (b) pour les ondes de Kelvin (trait plein) et de Rossby 1 (trait pointillé) (calculées pour une vitesse barocline de 2 m/s). D'après Boulanger (communication personnelle).

Le mode de propagation dit « onde de Kelvin » propage toute déformation de pression interne à l'océan à près de 3 m/s (pour le premier mode barocline), en déformant sur son passage le courant zonal et la thermocline. Lorsqu'une anomalie de vent d'ouest souffle au centre du Pacifique, elle crée une convergence locale des eaux de surface sur l'équateur, ce qui enfonce brutalement la thermocline. Ce signal, dit de « downwelling », se propage vers l'est en enfonçant progressivement la thermocline sur son trajet. Il atteint la côte en un mois. Tout au long de son parcours, se produit un léger réchauffement de surface puisque l'enfoncement de la thermocline freine le mélange des eaux de surface avec les eaux froides sous-jacentes. En percutant la côte, une partie de l'onde se réfléchit et revient vers l'ouest ; l'autre partie se sépare sous forme de deux fronts d'onde côtiers, qui se propagent vers les pôles, le long des côtes américaines.

L'anomalie de vent d'ouest engendre aussi un signal vers l'ouest, l'« onde de Rossby », dont la structure est plus complexe. Le long de l'équateur même, il s'agit toujours d'un enfoncement de la thermocline, traduisant la convergence des masses d'eau, mais cette fois-ci il ne s'agit plus de convergence créée par un front de courant zonal. La convergence provient d'un afflux d'eau méridien, qui s'enroule dans le sens cyclonique autour d'une zone de remontée de la thermocline (zone de basse pression océanique) située vers 3°N. Une

cellule symétrique se produit au sud de l'équateur, et ce doublet cyclonique, qui alimente l'équateur au détriment des régions situées juste au nord et au sud, se propage vers l'ouest à une vitesse de l'ordre du m/s. Cette onde se propage jusqu'à la frontière occidentale du bassin Pacifique et elle s'y réfléchit sous forme d'une onde de Kelvin se propageant vers l'est. Mais cette fois-ci, il s'agit d'une onde d'upwelling, qui remonte la thermocline. Et nous sommes ainsi en présence d'un processus de rétroaction négative, qui s'oppose à la perturbation qui l'a créé. Ces traits caractéristiques de propagation des ondes sont représentés sur la Figure I.7.

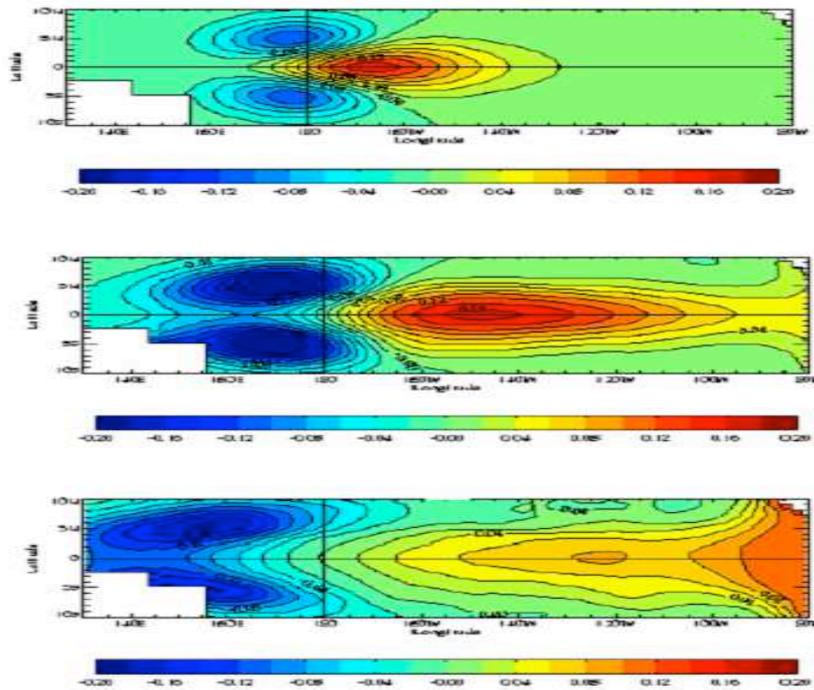


Figure I.7. Propagation des ondes équatoriales suite à un coup de vent d'ouest situé près de la ligne de changement de date dans un modèle shallow water à 2 couches. Il s'agit des anomalies de niveau de la mer (en m) après 15 jours, un mois et demi et enfin deux mois. D'après Boulanger (communication personnelle).

Voici en substance les principes de base de la théorie des ondes équatoriales servant de fondement à la théorie de l'oscillateur retardé résumée dans la Figure I.8, d'après Wang et Picaut (2004).

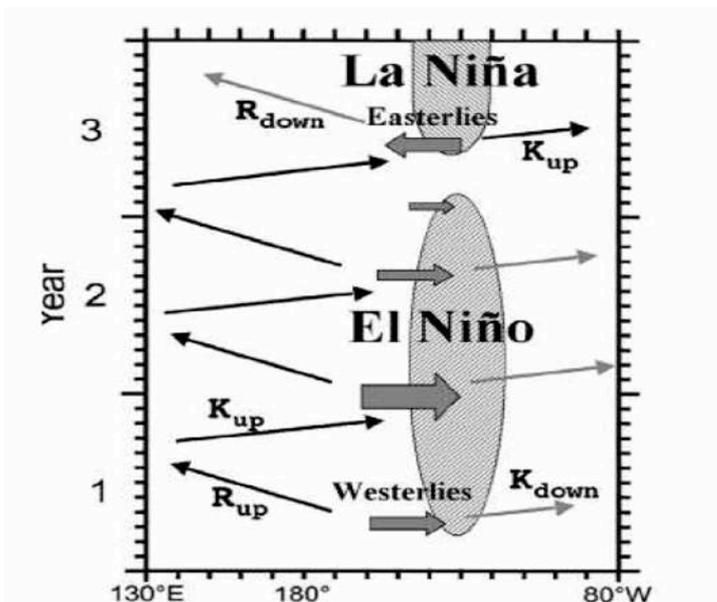


Figure I.8. Schéma de la théorie de l'oscillateur retardé. D'après Wang et Picaut (2004).

Ce modèle peut être formalisé de manière simplifiée par l'équation suivante de température, où T est l'anomalie de SST dans l'est du Pacifique équatorial, et a , b , η et ε sont des constantes positives du modèle :

$$\frac{dT}{dt} = aT - bT(t - \eta) - \varepsilon T^3$$

Le premier terme de l'équation aT représente la rétroaction positive océan-atmosphère de l'est du Pacifique. Le terme $bT(t - \eta)$ correspond à la rétroaction négative due à l'onde de Kelvin d'upwelling issue de la réflexion au bord ouest, avec un délai temporel η . Le troisième terme (cubique) est un terme d'amortissement, empêchant le système de laisser croître les anomalies de façon disproportionnée.

Le rôle de la réflexion des ondes de Rossby au bord ouest dans l'évolution des conditions El Niño à La Niña est cependant à nuancer. En effet, la frontière ouest du bassin Pacifique est loin d'être parfaite car constituée d'un grand nombre d'îles (archipels indonésiens et philippins par exemple). Bien que cette réflexion a pu être observée (*Boullanger et Menkes*, 1999), son efficacité reste discutée (estimée à ~50% par *Dewitte et al.*, 2003) et son rôle semble se limiter à la terminaison des événements (*Mantua et Battisti*, 1994). En outre, il s'avère difficile de distinguer la part des ondes de Kelvin d'upwelling due à la réflexion au bord ouest de celle forcée par les vents (*Boullanger et al.*, 2003).

- *L'oscillateur du Pacifique Ouest.*

La théorie précédente de l'oscillateur retardé ne prend en compte que les anomalies de SST et de vent dans l'est et le centre du Pacifique équatorial. Les observations montrent pourtant qu'elles sont accompagnées d'anomalies de signe opposé dans l'ouest du bassin (*Rasmusson et Carpenter*, 1982 ; *Wang et al.*, 1999a ; *Wang et Weisberg*, 2000). En s'appuyant sur de telles constatations, *Weisberg et Wang* (1997) ont développé un modèle conceptuel, qui à la différence du modèle d'oscillateur retardé, met en valeur le rôle des vents dans le Pacifique ouest.

Durant un événement chaud, les anomalies positives de SST qui se développent dans l'est et le centre du bassin sont associées, selon la théorie de *Gill* (1980), à une baisse de la pression au niveau de la mer de part et d'autre de l'équateur (L , Figure I.9), conduisant comme vu précédemment à l'approfondissement de la thermocline (h_1 , Figure I.9) et au réchauffement de la SST dans l'est du Pacifique équatorial. Les anomalies négatives de pression vont quant à elles induire une remontée de la thermocline de part et d'autre de l'équateur par pompage d'Ekman (h_2 , Figure I.9). Ces anomalies de thermocline se propagent

vers l'ouest, conduisant à un refroidissement et une augmentation de pression hors équateur (H , Figure I.9). Ces anomalies positives de pression induisent alors des anomalies de vent d'est à l'équateur, qui vont générer une onde d'upwelling (donc avec un effet de refroidissement) se propageant vers l'est et permettant de contrer le réchauffement initial.

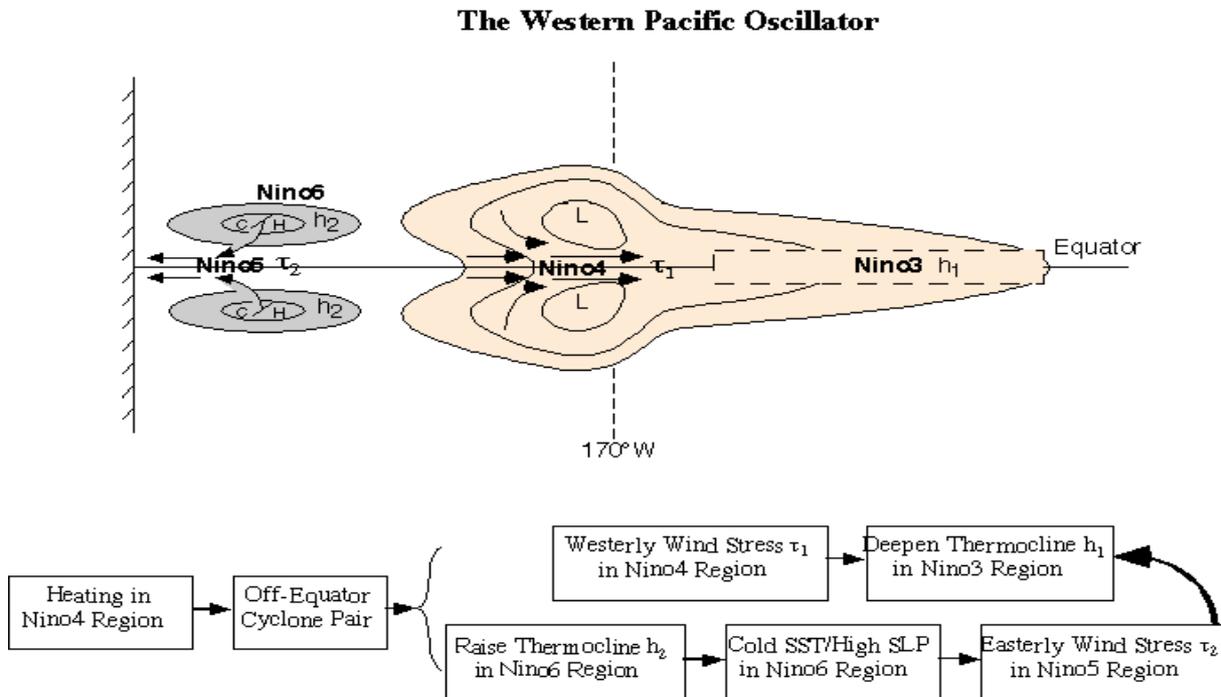


Figure I.9. Modèle du Pacifique Ouest, d'après Weisberg et Wang, 1997.

Cette théorie s'affranchit donc de la réflexion d'ondes au bord ouest et suppose que ce sont des anomalies de vent d'est dans l'extrême ouest du bassin pacifique qui génèrent les ondes de Kelvin d'upwelling permettant la rétroaction négative. Bien que ce modèle repose sur une réponse atmosphérique purement théorique de type Gill (1980), Wang et Weisberg (2000) montrent que le déclenchement et l'évolution de l'événement de 1997-98 peuvent s'expliquer par leur paradigme. Une étude de Boulanger et al. (2003) confirme la présence de vents d'est pendant la terminaison de l'événement de 1997-98 ce qui est consistant avec la théorie de Weisberg et Wang (1997).

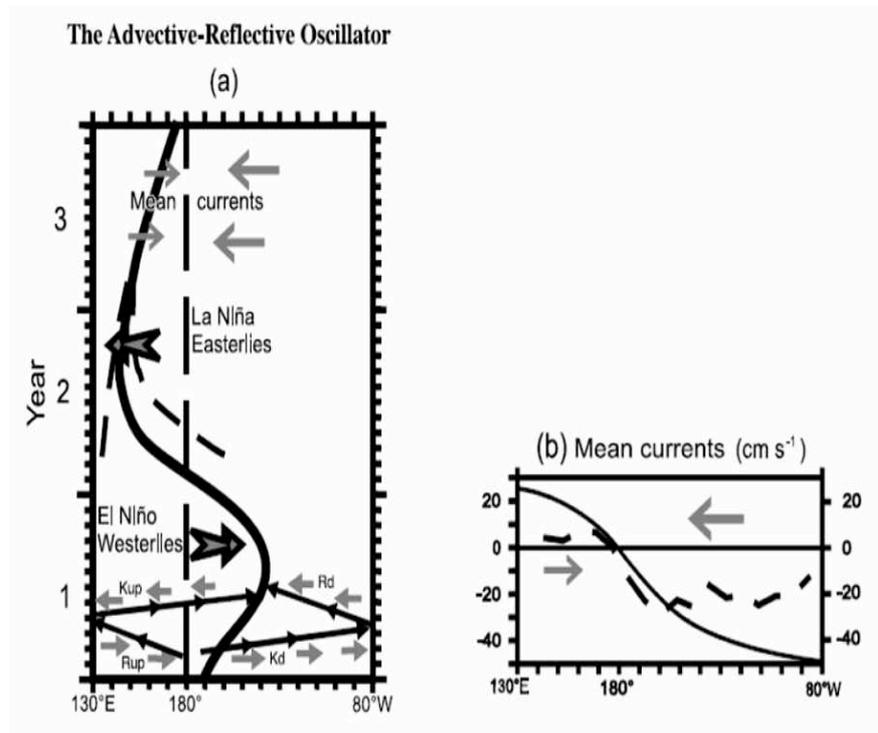
- *L'oscillateur advectif-réflexif*

Les modèles proposés précédemment considèrent uniquement le processus d'advection verticale (upwelling) associé aux anomalies de profondeur de la thermocline, sans tenir compte des processus liés à l'advection zonale. Reprenant les principes de base de l'oscillateur retardé, Picaut et al. (1997) proposent le modèle de l'oscillateur advectif-

réflectif, qui prend en compte le rôle du Pacifique central et notamment les déplacements du bord est de la Warm Pool. Le forçage atmosphérique dépend en effet directement des déplacements de cette dernière, puisque c'est au-dessus de cette zone d'eau chaude que se développe la convection profonde. Durant les événements El Niño, le bord est de la Warm Pool est advecté vers l'est (vers l'ouest pour les épisodes la Niña). Trois processus de rétroaction négative tendant à repousser la Warm Pool dans sa position initiale peuvent alors être identifiés : les anomalies de courant associées à la réflexion d'ondes au bord ouest, celles associées à la réflexion au bord est, et enfin les courants zonaux moyens qui convergent au niveau du bord est de la Warm Pool.

Durant la phase chaude d'ENSO, une rétroaction positive entre les courants zonaux moyens et les anomalies de vent d'ouest induit le déplacement vers l'est du bord est de la Warm Pool (dont la position moyenne se situe aux alentours de la ligne de changement de date. 180°, Figure I.10). Les anomalies de vents d'ouest du Pacifique central génèrent des ondes de Kelvin de downwelling se propageant vers l'est et des ondes de Rossby d'upwelling se propageant vers l'ouest. Les ondes de Rossby se réfléchissent à la frontière ouest, les ondes de Kelvin initiales se réfléchissent en ondes de Rossby de downwelling à la frontière est. Les ondes de Kelvin et Rossby issues de la réflexion aux bords est et ouest s'accompagnent de courants portant vers l'ouest, repoussant ainsi le bord est de la Warm Pool vers sa position initiale. Cette rétroaction négative s'accompagne de l'action du courant zonal moyen qui porte vers l'ouest lorsque le bord est de la Warm Pool est à l'est de 180° (Figure I.10).

Figure I.10. Modèle de l'oscillateur advectif-réfléctif. (a) Représentation longitude/temps de la position du bord est de la Warm Pool. Les petites flèches noires représentent les ondes de Kelvin et Rossby, les grises les courants zonaux. (b) courants zonaux moyens observés (pointillés) et modélisés (trait plein). D'après Picaut et al. (1997).



Ce modèle prend donc en compte des processus ignorés par les précédentes théories basées essentiellement sur l'action des ondes équatoriales, tels que la convergence du courant zonal, l'advection zonale de SST et la réflexion des ondes de Kelvin à la frontière est du Pacifique.

- *L'oscillateur rechargé-déchargé*

La théorie de la décharge-recharge du contenu thermique océanique est sans doute le paradigme le plus complet à partir duquel peuvent s'expliquer la plupart des propriétés observées. Nous détaillons dans la suite les principes de ce paradigme.

Dans la continuité des travaux de Bjerknes, *Wyrtki* (1975) avait proposé la théorie de recharge (« build up » en anglais) du Pacifique ouest. Elle s'est construite sur l'observation du renforcement des alizés dans le centre du Pacifique les années précédant un événement chaud. La réponse océanique à un tel forçage atmosphérique se traduit par une accumulation d'eaux chaudes dans la partie ouest du bassin et l'augmentation de la pente ouest-est du niveau de la mer. Un relâchement des alizés initie alors le « déversement » de ces eaux chaudes vers le centre du bassin sous la forme d'ondes de Kelvin. A la fin de l'événement chaud, ces eaux sont redistribuées vers des latitudes plus élevées, le long des côtes de l'Amérique du sud notamment. Cette théorie, simple, ne considère cependant pas de rétroaction océanique. De plus, elle n'explique pas le renforcement nécessaire des alizés.

C'est pourquoi *Jin* (1997ab) a proposé un nouveau modèle de recharge-décharge du contenu thermique équatorial, mettant en avant l'ajustement dynamique du Pacifique tropical par transport de Sverdrup. Cette théorie se base sur l'effet du vent sur la pente et la profondeur moyenne de la thermocline, fortement corrélée au contenu thermique de l'océan. Elle peut se représenter par quatre phases, impliquant successivement une boucle de rétroaction positive puis négative.

Durant la phase chaude (Figure I.11, I), les anomalies de vent d'ouest créées induisent un approfondissement de la thermocline dans l'est et une remontée dans l'ouest. Il s'ensuit un aplatissement de la pente de la thermocline. Dans le même temps, les anomalies de vent créent une divergence du transport de Sverdrup, induisant une décharge du contenu thermique équatorial associée à une remontée globale de la thermocline (en moyenne zonale). Cette décharge conduit alors à une phase de transition (Figure I.11, II), durant laquelle la thermocline est anormalement proche de la surface. Cette anomalie permet le refroidissement du Pacifique est par l'upwelling moyen, conduisant alors à la phase froide. Les mêmes

mécanismes que pour la phase chaude (mais de signe opposé) entrent en jeu et permettent au système de retourner vers une phase chaude, bouclant alors le mécanisme.

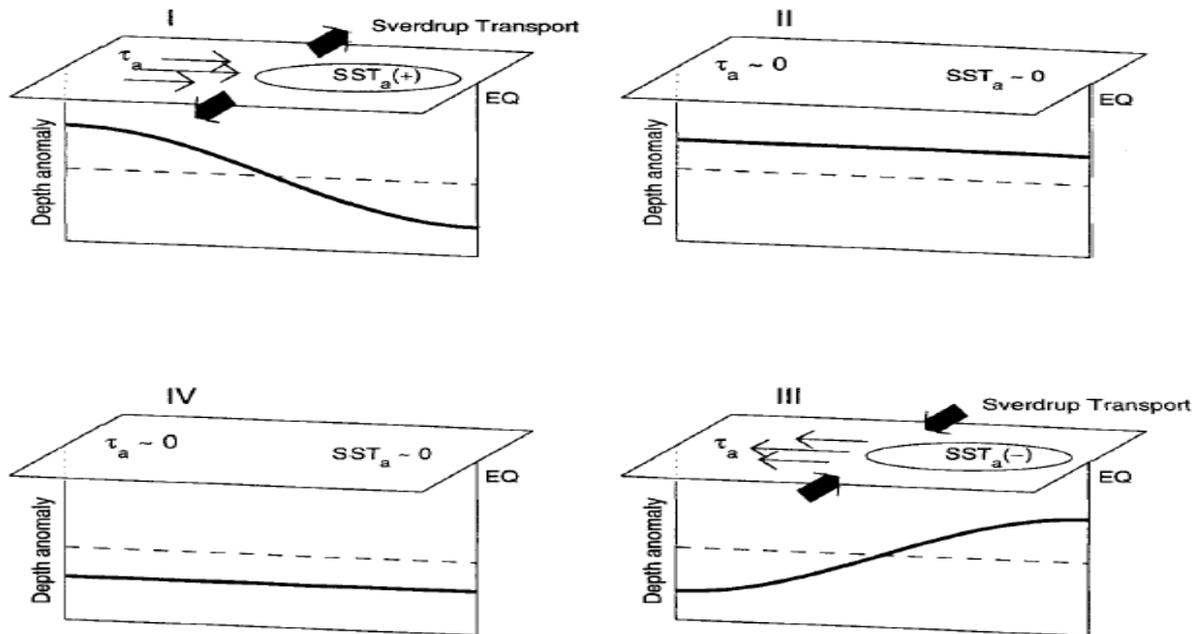


Figure 1.11. Phases du mécanisme de recharge-décharge : (I) Phase chaude, (II) Transition entre phases chaude et froide, (III) Phase froide et (IV) transition entre phases froide et chaude. D'après Meinen and McPhaden (2000).

Ce modèle a le mérite de proposer une phase de transition entre événements chauds et événements froids, et vice-versa. Meinen et McPhaden (2000) ont apporté une première validation de ce modèle, à partir des observations des vingt dernières années, semblant indiquer que ce mécanisme est à l'œuvre dans la réalité.

- *L'oscillateur unifié*

Les modèles d'oscillateurs présentés précédemment reposent tous sur la rétroaction positive entre l'océan et l'atmosphère dans l'est et le centre du bassin équatorial proposée par Bjerknes. En revanche, chacun propose un mécanisme différent de rétroaction négative permettant au système d'osciller. Il semble que la plupart des mécanismes proposés par ces différentes théories sont à l'œuvre lors des épisodes El Niño des années 1980/90. Par exemple, en analysant à partir d'observations satellites l'événement de 1997/98, Picaut et al. (2002) confirment la pertinence de ces théories.

Motivé par la diversité de ces modèles, *Wang* (2001) a tenté de mettre en commun toutes ces théories, et a proposé le modèle de l'oscillateur unifié. Il a regroupé dans un système d'équations la physique de chaque théorie et a pris en compte les anomalies observées lors des ENSO dans l'est et le centre du Pacifique, mais aussi dans l'ouest. Suivant le choix des paramètres du modèle, on retrouve l'une ou l'autre des théories, ou la combinaison de toutes (Figure I.12).

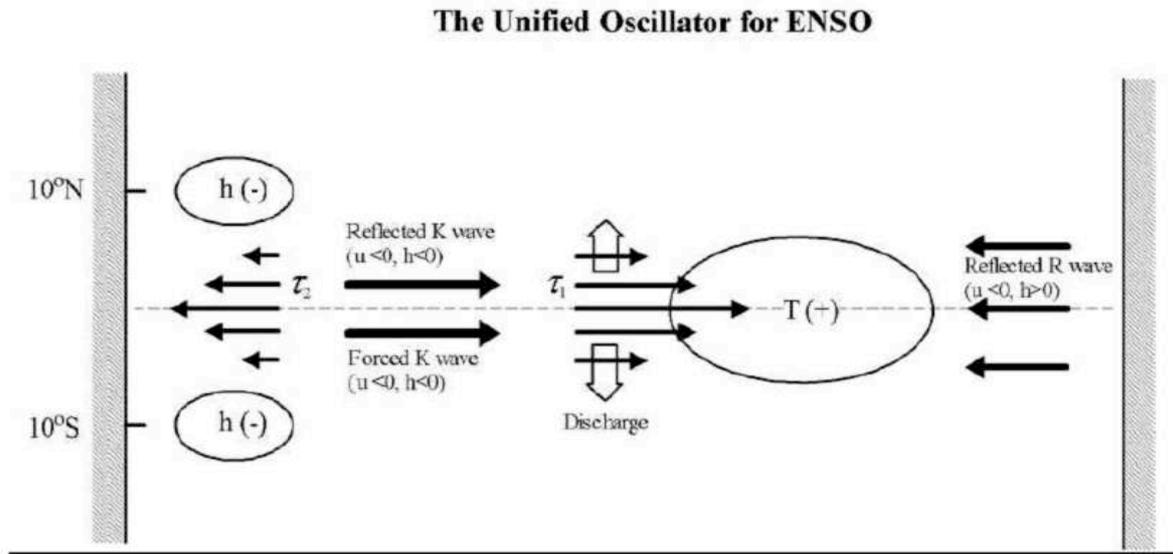


Figure I.12. Schéma de l'oscillateur unifié, d'après *Wang et Picaut* (2004).

I.3.2. Théories du groupe II

Les théories que l'on vient de présenter supposent qu'ENSO est parfaitement cyclique. Par exemple, la périodicité d'ENSO dans les modèles précédents résulte d'une calibration adéquate des différents paramètres du système.

Ces théories ne sont bien sûr pas suffisantes pour expliquer la complexité du phénomène qui se caractérise par une irrégularité marquée (période pas vraiment définie entre 2 et 7 ans). Son spectre ne fait pas ressortir un ou plusieurs pics à des fréquences bien précises mais, semble en fait continu et doit très certainement correspondre à un très grand nombre de modes excités. De plus, il semble que chaque événement soit différent, à la fois dans son déclenchement, dans son déroulement et dans son amplitude. Là encore, plusieurs théories tentent d'expliquer ce comportement irrégulier.

Les théories dites des instabilités couplées ou des modes couplés lents (« slow coupled mode theories ») (i.e. *Gill*, 1980, *Philander et al.*, 1984; *Yamagata*, 1985; *Hirst*, 1986, 1988; *Neelin* 1991; *Wakata et Sarachik* 1991; *Jin et Neelin*, 1993a; *Neelin et Jin*, 1993ab; *Wang et Weisberg*, 1996), intègrent de manière explicite le rôle du couplage pour expliquer les caractéristiques des instabilités océan-atmosphère qui se développent durant ENSO.

Dans le but de comprendre la diversité de comportement des événements ENSO aussi bien dans la Nature que dans les modèles couplés simples ou de circulation générale, les études théoriques ont reposé sur une approche mécanistique d'ENSO à l'aide de modèles couplés simplifiés fortement paramétrés. Toutes ces approches font l'hypothèse que la variabilité de type El Niño est en fait une instabilité couplée de l'état de base climatologique du système couplé océan-atmosphère. Un résultat majeur de ces approches peut être résumé à partir des travaux de *Neelin* (1991), *Jin et Neelin* (1993a, b) et *Neelin et Jin* (1993) qui ont pris comme base d'étude un système couplé d'équations représentant l'évolution de la dynamique océanique superficielle (courants de surface et thermocline équatoriale), de la température de surface et du vent (comme une réponse proportionnelle à la température de surface). L'originalité de leurs travaux a été tout d'abord de faire apparaître dans ce système d'équations les différentes échelles spatiales et temporelles caractéristiques des mécanismes dynamiques et thermodynamiques potentiellement importants pour le couplage tropical. On peut en dénombrer trois (*Neelin*, 1998) :

- Le coefficient de couplage entre l'océan et l'atmosphère (« coupling parameter » dans la Figure I.3) ;
- L'échelle de temps caractéristique mesurant l'ajustement de la SST aux divers processus de rétroactions et d'amortissement ;
- Le coefficient représentatif de la couche de surface qui gouverne la force du feedback vertical (mouvement de la thermocline et cisaillement vertical des courants) (« surface layer parameter » dans la Figure I.13).

Pour résumer la philosophie de leurs études, ils ont associé à chaque paramètre important de leur modèle un coefficient adimensionné qu'ils feront tendre vers diverses limites (zéro ou l'infini) afin d'identifier le rôle de chaque processus dans les instabilités couplées de leur système et, ainsi, caractériser les influences de tel ou tel type de processus sur la variabilité ENSO simulée. A l'aide des différents paramètres adimensionnés identifiés, le comportement de type ENSO du modèle peut être analysé dans son espace des paramètres (multidimensionnels) où il est possible d'étudier le « continuum » des modes propres du système couplé. Pour des mécanismes physiques prépondérants, on peut étudier les

changements de propriété (existence d'oscillation, fréquence, direction de propagation, intensité) des modes propres sensés être représentatifs d'ENSO. Pour résumer, deux cas limites ont été identifiés : la limite « onde rapide » et la limite « mode SST ». La limite « onde rapide » signifie que le temps d'ajustement lié à la dynamique équatoriale est court au regard des autres temps d'ajustement du système couplé. La vitesse des ondes est "infinie" et l'océan est en équilibre avec le vent. Au contraire, dans la limite « mode SST », l'évolution de la SST se retrouve liée à la réponse dynamique de la couche océanique de surface donc aux ondes. A partir de ces deux modes extrêmes, une évolution continue des divers paramètres permet de représenter tous les états ou événements de caractéristiques intermédiaires. Le grand intérêt de ces travaux théoriques a été d'offrir un formalisme pour interpréter les comportements des modèles couplés à l'aide de ses paramètres i.e. le positionnement d'un modèle dans un espace des paramètres adéquats peut permettre de connaître a priori le comportement de type ENSO qu'il peut simuler (Figure I.13). Il est intéressant de noter que cette approche permet de concilier l'ensemble des théories passées en revue précédemment et notamment la possibilité au système d'évoluer d'un mode de variabilité à l'autre. Cette transition peut se faire sur une route menant au chaos et donc permet de tenir compte de la richesse du spectre observé (Figure I.13).

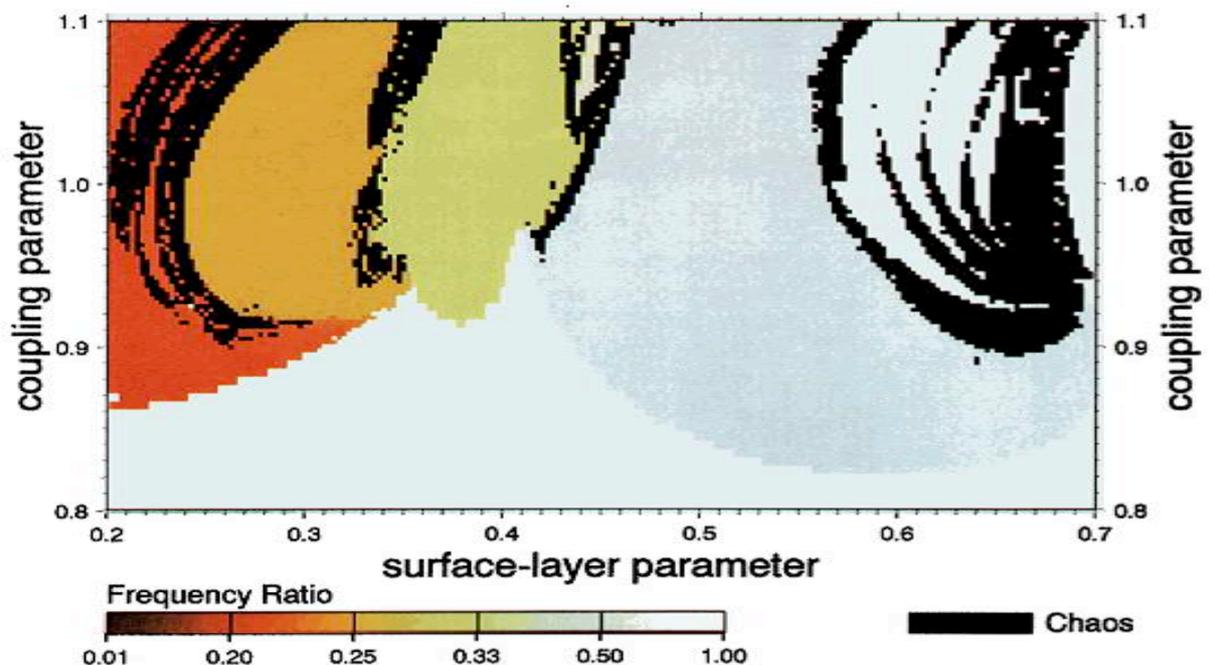


Figure I.13. Mise en évidence du comportement résonnant ou chaotique du système ENSO dans un modèle de complexité intermédiaire en fonction du coefficient de couplage et du coefficient représentatif de la couche de surface. D'après Jin et al. (1996).

Une autre alternative pour tenir compte de l'irrégularité d'ENSO, est d'attribuer une partie de la richesse de son spectre au forçage atmosphérique stochastique (aléatoire). Il est clair qu'il existe dans l'atmosphère une variabilité haute fréquence considérable avec de très faibles échelles de décorrélation. Si l'on se place à des échelles temporelles suffisamment grandes (par rapport au temps de décorrélation), la signature spectrale de cette variabilité atmosphérique apparaît approximativement comme celle d'un bruit blanc, susceptible d'agir sur la « composante lente » du système climatique.

Les effets d'un tel forçage appliqué aux modèles impliqués dans les théories précédentes (qui seraient cycliques autrement) sont suffisants pour produire une certaine irrégularité, généralement consistante avec les signaux ENSO observés. Le forçage stochastique est potentiellement capable de produire un pic spectral dont les structures spatiales sont cohérentes avec le mode ENSO. Plusieurs études confirment ce résultat et avancent l'hypothèse qu'ENSO serait un cycle stable (une oscillation stable faiblement amortie) maintenu par un bruit atmosphérique (i.e. *Blanke et al.*, 1997 ; *Chang et al.*, 1996 ; *Jin et al.*, 1996, parmi d'autres).

Cependant, *Jin et al.* (1996) ont également noté que le cas de l'oscillateur stable, « maintenu stochastiquement », ne permettait pas de retrouver l'oscillation quasi-biennale dans le spectre simulé, ce qui est, selon eux, un argument fort en faveur d'un cycle ENSO auto-entretenu chaotique (mais déterministe).

A ce stade, il est nécessaire de distinguer deux façons d'appréhender cette variabilité atmosphérique haute fréquence et son rôle sur l'irrégularité d'ENSO. La première que nous venons déjà d'évoquer implique que le bruit atmosphérique est extérieur au système et qu'il ne peut en aucun cas être modifié en retour par l'évolution du système lui-même. Il s'agit de l'hypothèse de bruit blanc « additif », qui peut servir à modéliser les coups de vent d'ouest (WWB – Westerly Wind Burst) ou les oscillations atmosphériques intra-saisonnières et à étudier leur impact sur le déclenchement d'un événement El Niño (*Kessler et al.*, 1995 ; *Kessler et Kleeman*, 2000, *Vecchi et Harrison*, 2000 ; *Lengaigne et al.*, 2004...). Cette hypothèse ne permet en revanche pas d'étudier les interactions ENSO-bruit atmosphérique (généralement ENSO-WWB). Dans ce cas, il est nécessaire d'avoir recours à l'hypothèse de bruit atmosphérique « multiplicatif » qui signifie que les caractéristiques du bruit atmosphérique sont modulées par ENSO lui-même (généralement par l'état moyen du système). Dans ce cas de figure où la variabilité atmosphérique haute fréquence et la variabilité ENSO peuvent interagir, l'irrégularité de l'oscillation est clairement mieux représentée (*Jin et al.*, 2007) et la fonction de densité de probabilité des sorties de tels

modèles est beaucoup plus proche de celle des observations que dans le cas d'un bruit purement additif (*Perez et al.*, 2005). La variabilité atmosphérique a ainsi un rôle à jouer sur la dynamique d'ENSO et ne peut plus être considérée comme un forçage externe stochastique. Ce bruit atmosphérique, étant généralement dépendant de l'état moyen (sur des échelles de temps plus longues qu'ENSO), peut entrer en considération pour l'étude de l'évolution lente des propriétés d'ENSO et plus généralement de l'océan Pacifique tropical. Nous reviendrons sur ce point dans la suite du chapitre et au chapitre IV.

Les différentes théories d'ENSO et les modèles qui les accompagnent (majoritairement des modèles couplés hybrides ou de complexité intermédiaire) ont par le passé largement prouvé leur habileté à faire évoluer de manière réaliste un état initial spécifié aussi précisément que possible et ainsi à réaliser des prévisions saisonnières à interannuelles fiables avec des délais de prévision de 6 à 12 mois. De par la complexité du système climatique tropical, qu'il soit considéré comme chaotique auto-entretenu ou bien amorti excité par un forçage stochastique, il semble convenu que ce délai de prévision ne puisse être amélioré significativement. En effet, selon le contexte où l'on se place, il existe un horizon temporel de prévision limité dû soit au « hasard » de la variabilité atmosphérique haute fréquence (dans le cadre stochastique) soit à la dépendance sensitive aux conditions initiales (dans le cadre chaotique) (*Lorenz*, 1963). Pourtant, il s'avère que les caractéristiques d'ENSO sont significativement modulées sur des échelles décennales à inter décennales. Cette modulation concerne par exemple ses caractéristiques spatiales, son amplitude, son mode de propagation, sa prévisibilité... Se pose alors le problème de la prévision à plus long terme (échelles temporelles décennales et au delà) du phénomène et plus généralement de l'ensemble de la variabilité du Pacifique tropical. Cette thématique fait partie des enjeux scientifiques et politiques majeurs pour les années à venir (*Cane*, 2010).

I.4. La modulation basse fréquence d'ENSO

Il a déjà été observé plusieurs modes de variabilité « lents » dans le Pacifique, dont le plus connu est la Pacific Decadal Oscillation (PDO) qui a une signature forte dans le Pacifique Nord. D'autres modes sont essentiellement tropicaux comme par exemple le changement climatique brutal de 1976-1977 (*Guilderson and Schrag*, 1998). Néanmoins, à la différence de l'oscillation interannuelle ENSO, il n'existe pas encore de consensus concernant

les mécanismes physiques régissant cette variabilité basse fréquence du système, d'autant plus qu'elle n'est pas aisée à distinguer des effets d'un forçage extérieur (anthropique, orbital...).

I.4.1.Observations du système climatique

Les observations océaniques et météorologiques du Pacifique tropical se sont nettement développées depuis l'événement El Niño de 1982-83, grâce notamment, à la mise en place d'un réseau d'observations *in situ* dans le cadre du programme international TOGA (Tropical Ocean Global Atmosphere, 1985-1994). En parallèle, les mesures satellitaires se sont également développées, en particulier les mesures d'anomalies de niveau de la mer par altimétrie (*Fu et Cazenave*, 2001). Plus récemment, le développement de flotteurs autonomes (Argo) permet de mesurer la température et la salinité de la couche 0-1000/2000m de l'ensemble du globe en temps quasi réel (*Roemmich et Owens*, 2000 ; *Llovel et al.*, 2010). Il s'agit là d'une avancée substantielle dans la mesure où les observations de l'océan profond sont rares malgré une importance capitale de la stratification verticale de l'océan Pacifique équatorial. Mais nous reviendrons plus tard sur ce point.

Cet effort considérable de collecte de mesure a ainsi servi de base solide pour le développement de théories et de modèles numériques permettant de rendre compte à la fois de la nature oscillante d'ENSO sur des échelles temporelles interannuelles et même d'une certaine partie de son irrégularité (cf. partie précédente).

Cependant, au vu de l'importance de l'évolution lente du système et de son importance dans l'évolution des caractéristiques intrinsèques d'ENSO, il semble essentiel de disposer de séries temporelles des variables climatiques représentatives d'El Niño sur des échelles de temps dépassant le siècle.

Les plus anciennes mesures auxquelles on ait accès (archives historiques, données isotopiques de coraux tropicaux, carottes de glaciers, cernes d'arbres, dépôts sédimentaires, spéléothems cf. Figure I.14) offrent une base relativement solide pour la reconstruction de séries temporelles haute résolution (mensuelle ou annuelle) sur des longueurs pouvant dépasser le millénaire (*Cobb et al.*, 2003).

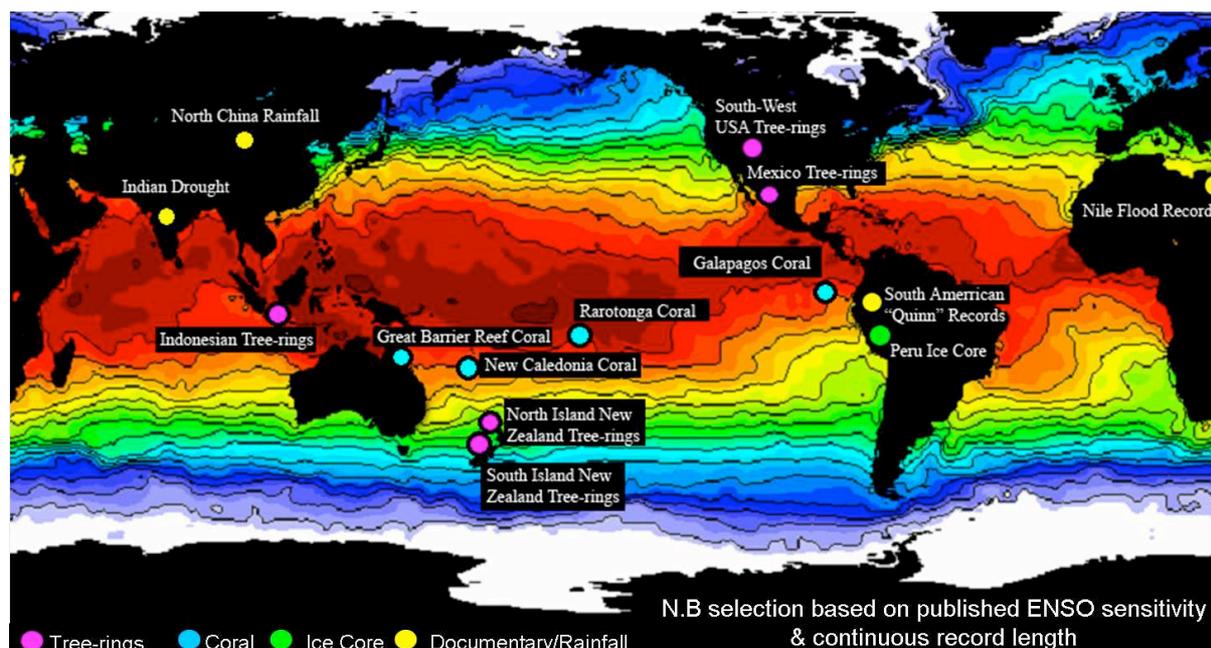


Figure I.14. Type et situation géographique des principaux proxies paléo climatiques utilisés dans les reconstructions d'indices typiques d'El Niño. D'après Gergis et al. (2006).

Les résultats de telles reconstructions montrent qu'ENSO semble exister dans l'océan Pacifique depuis plusieurs centaines voire milliers d'années. En effet, on peut observer la présence dans le Pacifique central d'une variabilité interannuelle de type ENSO, mais aussi une modulation basse fréquence de cette activité franchement marquée (Figure I.15). Il est intéressant de noter que le nombre d'événements El Niño et La Niña était relativement peu élevé durant la période médiévale chaude (MWP, Medieval Warm Period, 900-1250), contrairement à la période actuelle de réchauffement. A l'inverse, la période froide du petit âge glaciaire (LIA, Little Ice Age, 1600-1800) est associée au nombre le plus élevé d'événements. Ces résultats soulignent bien l'importance de la variabilité naturelle du système climatique et le fait que celle-ci doit être mieux comprise si l'on veut isoler le récent signal anthropique qui s'y superpose. Néanmoins, il est légitime de se demander comment sont identifiés les événements El Niño, d'autant que l'on sait que les caractéristiques d'ENSO notamment sa structure spatiale subissent des modifications suivant la variation lente du système. Si l'on ne considère par exemple que l'indice Niño3, il est possible que l'on rate des événements atteignant leur maturité ailleurs que dans l'est du bassin tropical. Derrière cette interrogation se cache l'hypothèse selon laquelle, le type d'événement lui-même est fortement modulé sur ces échelles de temps longues. Nous reviendrons plus tard sur ce point central de ce travail de thèse.

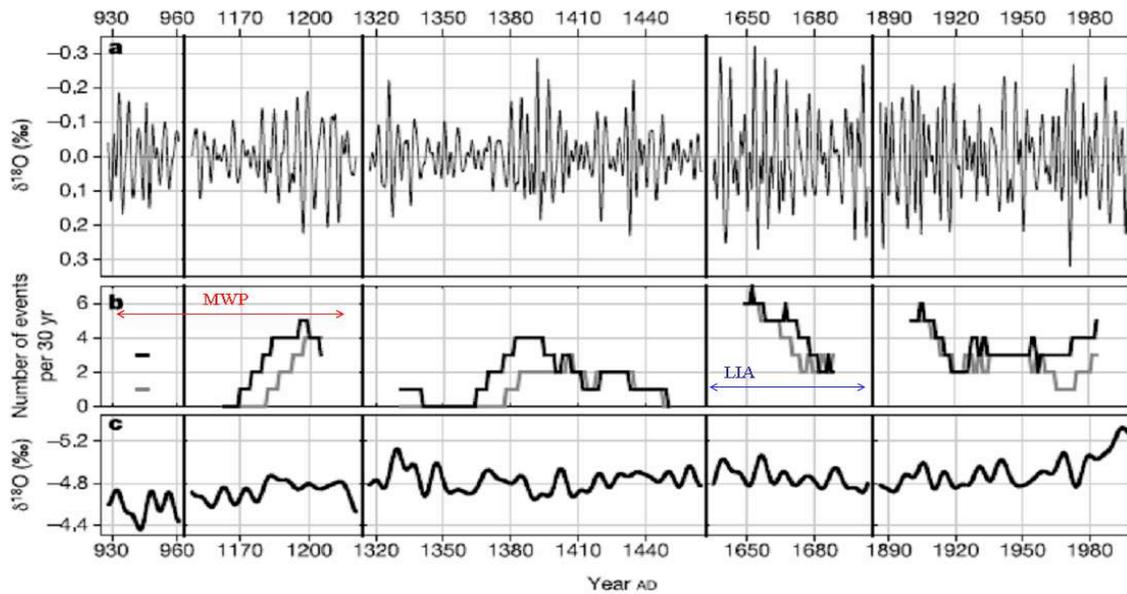


Figure I.15. Séries de $\delta^{18}O$, reconstruites à partir de prélèvements de coraux fossiles. a. Variabilité ENSO. Un filtre de 2-7 ans est appliqué aux anomalies mensuelles. b. Nombre d'événements El Niño (noir) et La Niña (gris) dans une fenêtre glissante de 30 ans. La période médiévale chaude (MWP) et le petit âge glaciaire (LIA) sont indiqués respectivement en rouge et bleu. c. Variabilité basse fréquence. Un filtre passe-bas de 8 ans est appliqué. La série n'étant pas continue, les coupures sont représentées par les traits verticaux. D'après Cobb et al. (2003).

I.4.2. Modèles climatiques

Les effets du forçage anthropique sur l'oscillation australe sont néanmoins loin d'être clairs. Par le passé, de nombreuses études s'y sont intéressées mais les résultats s'avèrent extrêmement divers, vraisemblablement à cause de la diversité des modèles utilisés (Barnett et al., 2000). Cependant depuis ces études et devant l'importance et la rapidité des bouleversements climatiques observés récemment, un programme international d'inter-comparaison des modèles couplés a été initié au sein du GIEC (Groupement International de l'Evaluation du Climat). Il s'agit du CMIP3 (Coupled Model Intercomparison Project). Ce projet regroupe 25 modèles couplés de circulation générale (Coupled General Circulation Models (CGCMs)) développés par 16 différents laboratoires et institutions de 13 pays (Australie, Canada, Chine, Corée, Danemark, France, Allemagne, Italie, Japon, Norvège, Russie, Grande Bretagne et Etats-Unis). Les CGCMs, souvent appelés AOGCMs (Atmospheric-Oceanic General Circulation Models), sont des modèles mathématiques complexes de circulation générale de l'atmosphère et de l'océan couplés au sein d'un cadre commun. Ils tournent simultanément et les sorties océaniques et atmosphériques interagissent

entre elles. Ces modèles sont basés sur les équations de Navier-Stokes appliquées à une Terre en rotation avec plusieurs termes thermodynamiques provenant de diverses sources d'énergie (radiation, chaleur latente...). Les modèles atmosphériques, océaniques, de glace de mer et de surfaces continentales sont les composantes principales des CGCMs. Ces modèles, basés sur l'intégration d'un grand nombre d'équations dynamiques, chimiques et parfois biologiques, sont extrêmement coûteux en temps de calcul. Ces équations sont résolues à chaque point de la grille tri-dimensionnelle du modèle. Celle-ci consiste en une superposition de couches sphériques couvrant le globe et représentant les différentes sphères géophysiques présentes à la surface de notre planète : océan, continent, glace de mer, atmosphère, biosphère... (Figure I.16). Les CGCMS dont les sorties ont été analysées au cours de cette thèse ont des résolutions horizontales de l'ordre de $2^\circ \times 1^\circ$ pour l'océan et $3^\circ \times 2.5^\circ$ pour l'atmosphère. Ces résolutions, relativement grossières, compensent (en terme de coût informatique) les longueurs de simulations pour lesquelles ces « outils » sont conçus (~100-1000 ans)

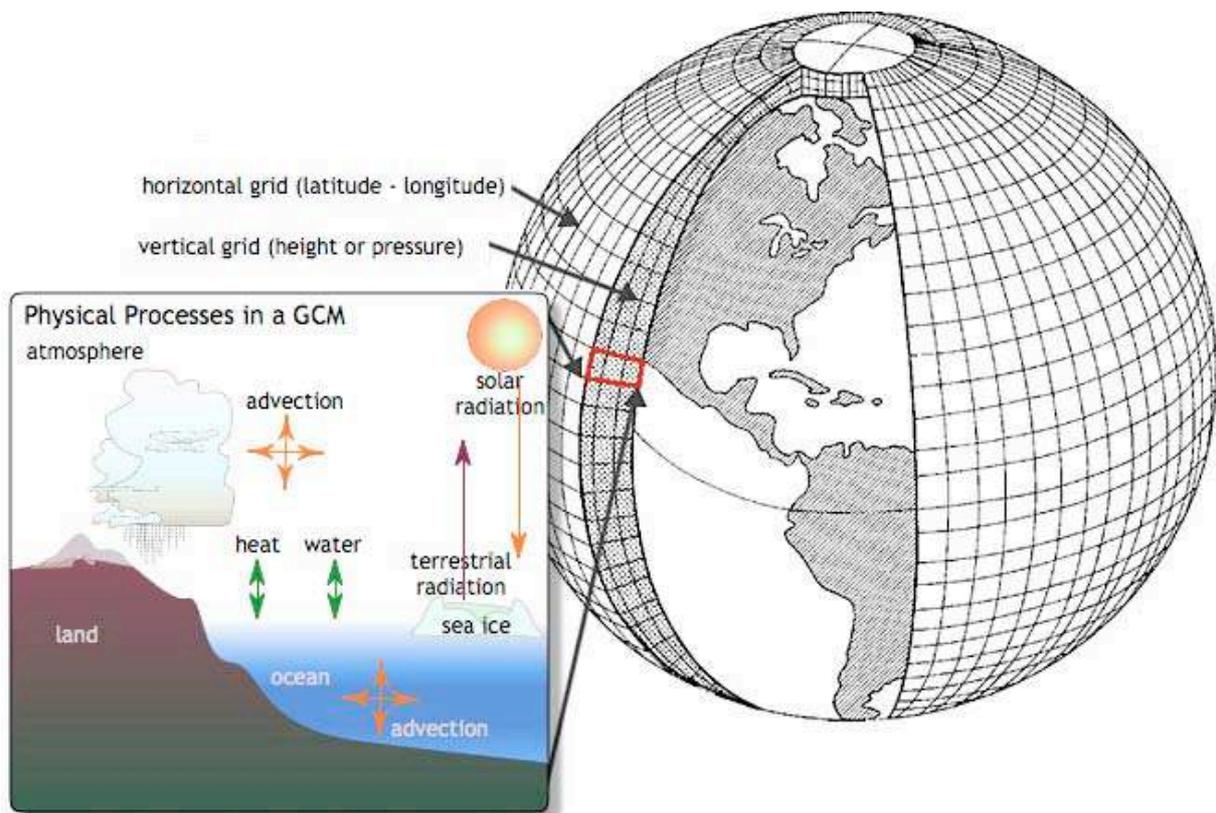


Figure I.16. Schéma représentatif d'un CGCM. L'image représente certains des processus physiques couplés océan-atmosphère-continent résolus par le CGCM à chaque point de grille représentée sur la droite.

Depuis les premiers rapports du GIEC, les modèles couplés ont connu une amélioration considérable. Cette approche multi modèles a par exemple permis de mettre en évidence des biais systématiques, notamment dans l'état climatologique moyen de ces

modèles et a permis une amélioration substantielle des paramétrisations. Cet effort sans précédent de la communauté scientifique climatique a abouti à une dernière génération de modèles capables de simuler de manière réaliste (comparé aux observations) les structures spatiales des anomalies de SST ainsi que la période d'ENSO. Comparés aux générations antérieures, certains de ces nouveaux modèles, utilisés dans le quatrième rapport d'activité (Assessment Report 4 – AR4) (*Randall et al.*, 2007; *Meehl et al.*, 2007a), sont maintenant à même de simuler non seulement l'état moyen mais aussi le cycle annuel et la variabilité tropicale interannuelle relativement fidèlement, sans utiliser les habituelles corrections de flux (ajustements artificiels pour corriger les biais des modèles notamment dans l'état moyen et le cycle annuel mais qui n'améliorent pas forcément la variabilité ENSO simulée ; *Achutarao et Sperber*, 2002). Ces améliorations, particulièrement de l'état moyen du Pacifique tropical (gradient zonal moyen de SST), doivent beaucoup à l'augmentation de la résolution spatiale, notamment en latitude, ce qui a permis une meilleure représentation de l'upwelling équatorial et de la Cold Tongue, par la prise en compte par exemple des processus associés à la propagation des ondes équatoriales (*Delecluse et al.*, 1998). Malgré ces progrès, les études comparatives inter modèles récentes ont mis l'accent sur des erreurs systématiques dans l'état moyen et la variabilité naturelle simulés (*van Oldenborgh et al.*, 2005; *Guilyardi et al.*, 2009 ; *Belmadani et al.*, 2010). En ce qui concerne l'état moyen, citons l'exemple du biais froid de l'océan Pacifique équatorial est sur lequel nous reviendrons par la suite (*Karnauskas et al.*, 2007). Concernant plus spécifiquement ENSO, certains modèles ont encore tendance à simuler une période d'oscillation trop courte, se rapprochant plus de celle d'un mode propre de bassin. Ceci peut être dû à la surestimation de l'énergie dans la bande de fréquence annuelle (*Guilyardi*, 2006). Un cycle saisonnier trop fort sera donc moins susceptible d'être perturbé et ENSO, vu comme un bouleversement de ce cycle saisonnier, sera d'autant plus faible. Ce cycle saisonnier trop énergétique, associé à des alizées trop fort ont tendance à sous estimer la variabilité ENSO dans un grand nombre de modèles (*Guilyardi*, 2006). D'un point de vue océanique, il s'agira dans le futur de trouver le bon équilibre entre SST, forçage atmosphérique et profondeur de thermocline. D'un point de vue atmosphérique, un bon positionnement des zones de convergences et des flux réalistes sont nécessaires (*Delecluse et al.*, 1998). Une autre faiblesse de ces modèles provient de leur (encore) trop faible résolution spatiale qui fait que de nombreux processus à fines échelles doivent être paramétrisés. C'est le cas par exemple du mélange turbulent ou de la convection atmosphérique. Ce dernier est pourtant un mécanisme clé d'ENSO notamment dans les processus atmosphériques (précipitation...) qui lui sont associés. Malgré ces faiblesses (et d'autres), les modèles du

CMIP3 offrent des garanties pour une étude poussée du phénomène ENSO et des mécanismes qui le pilotent.

C'est plus difficile à affirmer en ce qui concerne les plus basses fréquences (décennales et au delà), d'autant que les études comparatives multi modèles ne sont pas légions dans cette bande de variabilité. Du fait du manque de contraintes issues de données paléoclimatiques, il est cependant légitime que l'on n'arrive pas encore à distinguer avec précision la variabilité climatique des forçages extérieurs tels que l'activité solaire ou les éruptions volcaniques (Figure I.17). En effet, les progrès de la modélisation climatique s'appuient généralement sur un effort d'observation et de collectes de données *in situ*. Le programme TOGA et l'effort d'observation du système climatique qu'il a initié sont en ce sens à la base du développement des modèles théoriques d'ENSO ainsi que des premières générations de CGCMs et ainsi de l'amélioration de la compréhension des processus physiques régissant ce phénomène climatique. Le très faible nombre de longues séries temporelles régulières (sur des échelles inter-décennales jusqu'à paléoclimatique) peut ainsi être perçu comme un frein à la perception des mécanismes et forçages responsables de cette variabilité basse fréquence, se manifestant principalement par une évolution lente de l'état moyen. C'est dans ce cadre là que *Lin* (2007) diagnostique une grande disparité entre les modèles du GIEC dans leur aptitude à représenter la variabilité inter-décennale. Seulement 8 d'entre eux (ce qui n'est déjà pas si mal) présentent un spectre satisfaisant dans les basses fréquences. Ces modèles restent tout de même des outils privilégiés pour l'étude de cette bande de variabilité grâce à leur longueur d'intégration et la multitude de processus qu'ils représentent. C'est d'ailleurs ce très grand nombre de mécanismes en interaction qui met à l'épreuve notre compréhension. D'autant plus que dans certains cas, on aboutit à des simulations réalistes malgré des erreurs qui se compensent par le jeu complexes des rétroactions. Cependant, au vu des immenses progrès réalisés ces dernières années et du récent intérêt de la communauté pour l'approche comparative multi modèles, multi proxies et multi époques (i.e. ELPASO, *Braconnot et al.*, 2002), il n'est pas irréaliste de penser que les prochaines années vont apporter leurs lots de réponses quant aux mécanismes mis en jeu dans les variations basse fréquence du système climatique tropical. Est ce que les processus décennaux interagissent avec le cycle ENSO ? En font-ils partie ? Quels sont les mécanismes qui maintiennent cette source de variabilité ? Ceux-ci sont-ils purement équatoriaux ou font-ils intervenir des processus agissant aux hautes latitudes ?

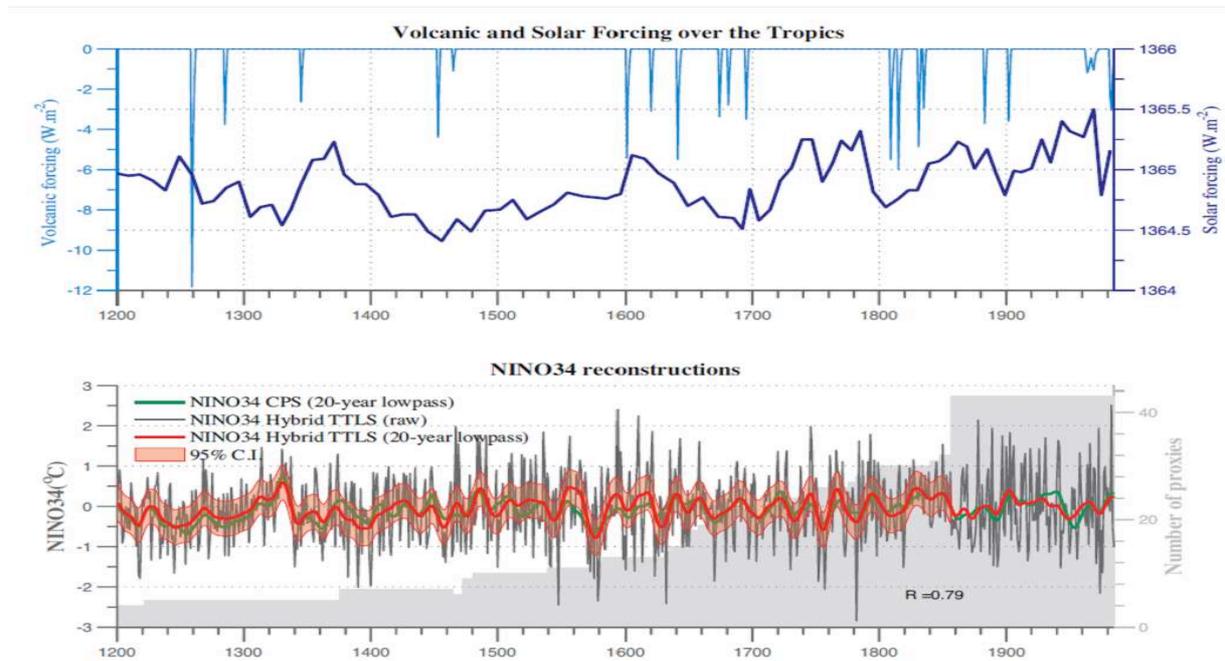


Figure I.17. Variations du forçage solaire et volcanique dans les Tropiques (haut) et de l'indice reconstruit Niño34 depuis 1200. D'après Emile-Geay et al. (2011).

I.4.3. Signature de la variabilité décennale à interdécennale naturelle

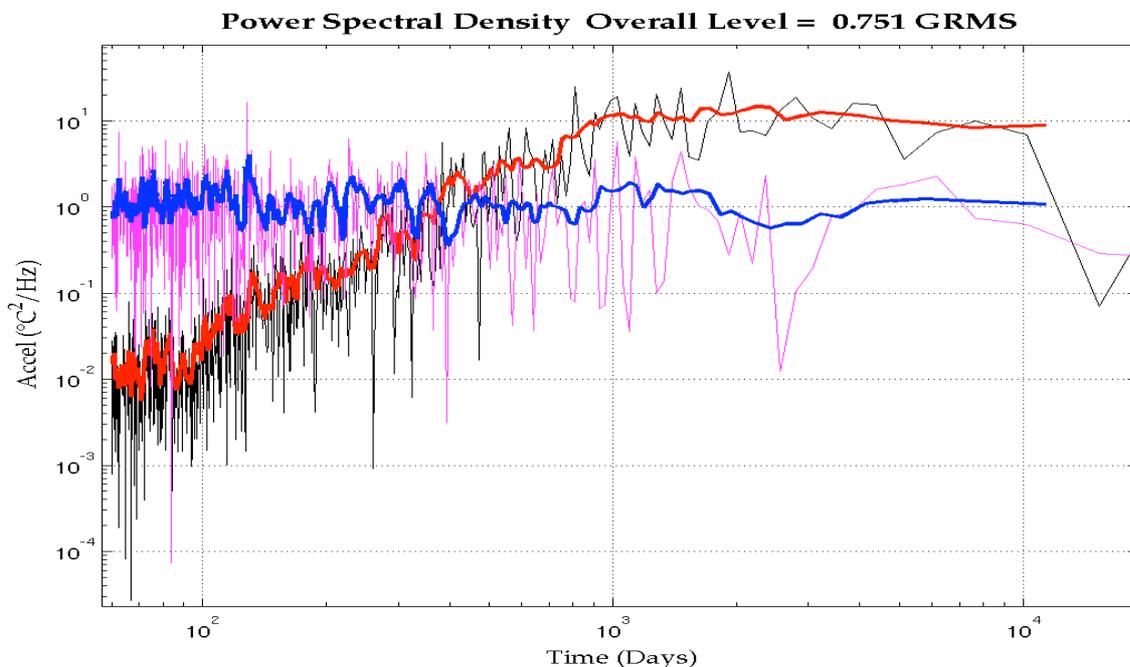


Figure I.18. Spectre de puissance des données reconstruites Niño3 mensuelles de Kaplan sur la période 1870-2009 (non filtrées) en noir et même spectre lissé en rouge. Spectre de puissance des mêmes données mais brassées de manière aléatoire par une méthode « bootstrap » représentative de la variabilité interne en magenta et même spectre lissé en bleu.

La comparaison entre le spectre de puissance des données reconstruites de *Kaplan et al.* (1998) et le spectre de ces mêmes données brassées aléatoirement par une méthode bootstrap nous assure de la significativité de la variabilité du Pacifique tropical sur des échelles de temps supérieures à l'année et inférieures à 35 ans (cf. Figure I.18). Cependant, cela ne prouve pas que les échelles de temps inférieures à 365 jours et supérieures à 35 ans n'aient aucune réalité physique. En effet, l'échantillonnage mensuel ne nous permet pas d'étudier la variabilité intra saisonnière de même que la longueur des séries temporelles nous empêche d'en dire plus sur les très basses fréquences. Il est également intéressant de noter que ce spectre de puissance (log-log) est quasiment linéaire pour des échelles de temps comprises entre 1 et 15 ans ce qui suggère des propriétés fractales du système climatique du Pacifique tropical. Cette dernière remarque est un argument supplémentaire en faveur d'un système climatique tropical auto entretenu capable de transférer lui-même (sans forcément la nécessité d'une variabilité atmosphérique haute fréquence vue comme un forçage stochastique extérieur) de l'énergie entre différentes échelles temporelles.

Regardons maintenant de plus près ces modes de variabilité basse fréquence. Le mode le plus connu s'exprime sur des échelles de temps décennales à interdécennales ; il s'agit de la PDO (*Mantua et al.*, 1997 ; *Zhang et al.*, 1997). Sa signature spatiale se situe essentiellement dans le Pacifique nord et a donc une influence importante sur la température et les précipitations d'hiver sur l'Amérique du nord, ainsi que sur les écosystèmes marins côtiers (cf. Figure I.19). Un indice traditionnel pour décrire la PDO est la série temporelle issue de l'analyse en composantes principales des anomalies de SST au nord de 20°N.

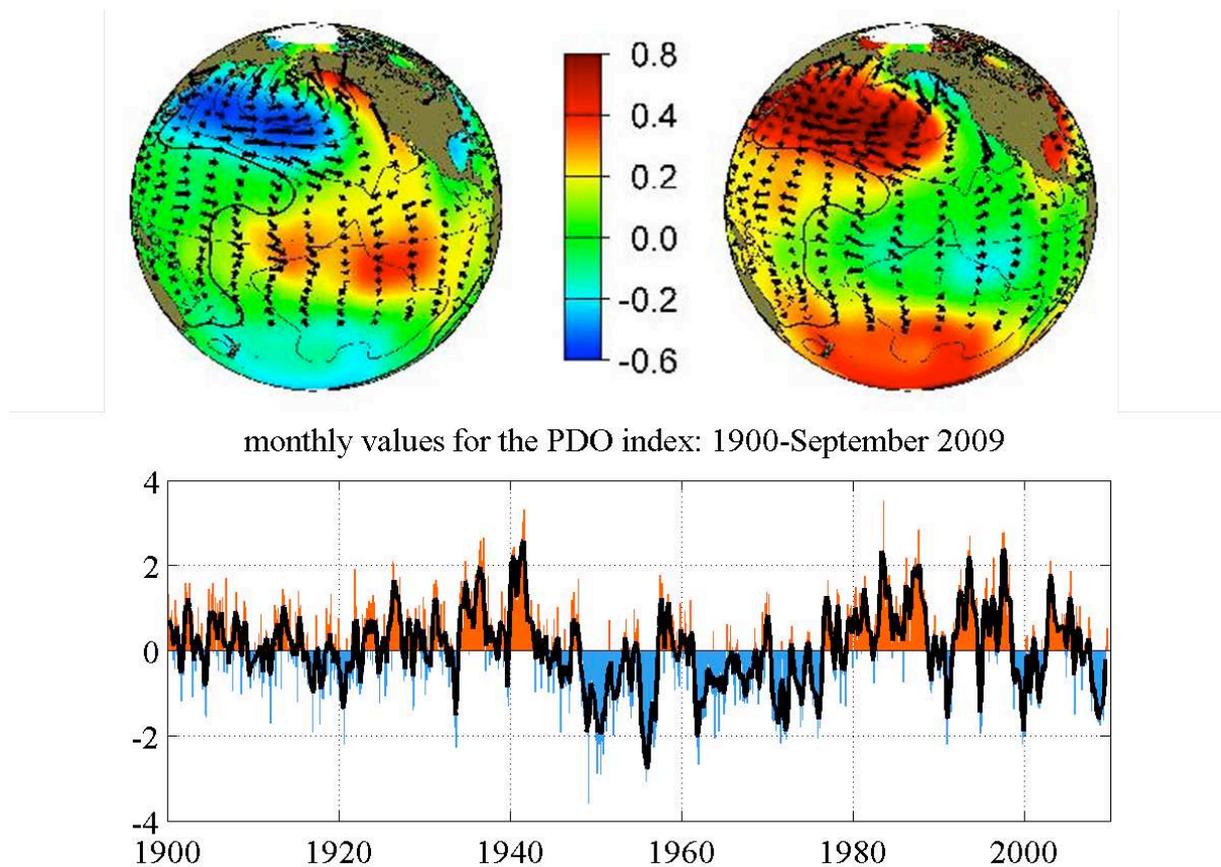


Figure I.19. Structure spatiale de la phase chaude de la PDO (à gauche) et de sa phase froide (à droite) et valeurs mensuelles de l'indice PDO entre 1900 et 2009. Source <http://jisao.washington.edu/pdo/graphics.html>.

Comme le montre le Figure I.19, la phase chaude de la PDO se caractérise par des anomalies de SST de type ENSO, avec des anomalies positives de SST dans les tropiques et négatives dans le Pacifique nord. Cependant, contrairement à ENSO, la signature dominante de la PDO se situe dans le centre du Pacifique nord. Dans les tropiques, elle est moins marquée et se situe plus à l'ouest. *Garreaud et Battisti (1999)* montrent que la PDO a aussi une signature dans le Pacifique sud, imprimant ainsi à l'ensemble de l'océan Pacifique une signature en forme de « fer à cheval ». La PDO semble varier dans deux bandes de fréquences : 15-25 ans et une autre à 50-70 ans. Cependant, cette dernière bande de fréquence peut être mise en doute au vu de la longueur des séries temporelles sur lesquelles se base l'analyse statistique.

En revanche, à partir des données de *Kaplan et al. (1998)*, *Tourre et al. (2001)* a mis en évidence deux modes de variabilité basse fréquence grâce à une analyse statistique réalisée sur l'ensemble du Pacifique (30°S-60°N): un mode décennal de période 9-12 ans et un mode interdécennal de période 12-25 ans. Ce dernier semble refléter la PDO en termes de

caractéristique spatio-temporelle (cf. Figure I.20). En revanche, le mode décennal a une signature essentiellement tropicale en SST, et se caractérise par un dipôle zonal en pression et température dans le Pacifique nord. En plus de ces signatures spatiales, *Tourre et al.* (2001) suggèrent que les deux modes se distinguent l'un de l'autre par des mécanismes physiques différents. De manière intéressante, pour chaque mode, l'extension méridienne de la signature en SST dans les tropiques augmente avec la période.

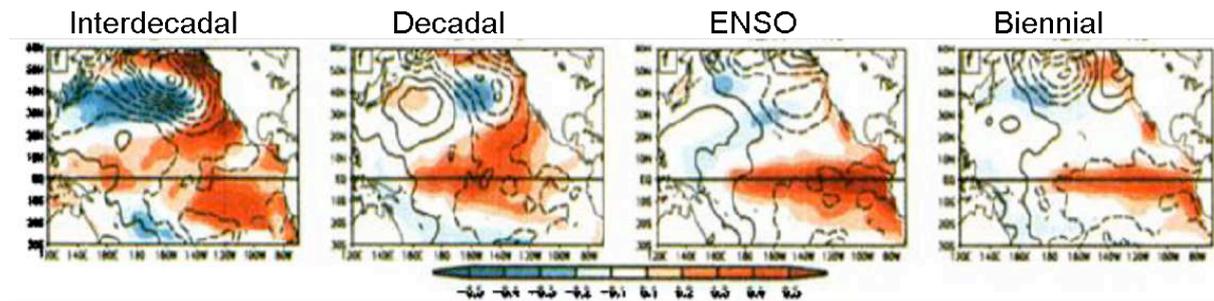


Figure I.20. Evolution spatiale des modes de variabilité : interdécennal (colonne de gauche), décennal (colonne milieu gauche), ENSO (colonne milieu droite) et biennal (colonne de droite), d'après Tourre et al. (2001).

I.4.4. Mécanismes de la variabilité décennale

Depuis une vingtaine d'années, les mécanismes potentiels pour expliquer la variabilité décennale dans le Pacifique tropical ont été largement explorés. De nombreuses théories ont été proposées dans la littérature. Ces différents mécanismes peuvent être rangés en trois principales catégories (non exhaustives) :

- Interactions tropiques / extra-tropiques, via des « tunnels océaniques » et les cellules de circulation méridiennes.
- Influence de la variabilité décennale extra-tropicale via l'atmosphère.
- Mécanismes purement tropicaux.

I.4.4.a. Connexions tropiques / extra-tropiques

- *Tunnel océanique*

Un des mécanismes proposés est celui impliquant le transport de masse par les cellules subtropicales de circulation méridiennes (*Liu et al.*, 1994 ; *McCreary et Lu*, 1994), basé sur l'hypothèse que des anomalies de températures sont subductées aux moyennes latitudes pour

être advectées jusqu'à l'équateur où elles affectent la structure verticale et donc la profondeur et la pente de la thermocline (*Deser et al., 1996*). Ces cellules tropicales sont des cellules grande échelle reliant l'équateur et les subtropiques (20-30°N/S). D'un point de vue lagrangien, elles permettent aux particules d'eau de quitter l'équateur par divergence d'Ekman et d'arriver dans les régions subtropicales où ces dernières sont subduites. Leur branche de retour en profondeur permet aux particules d'eau de rejoindre l'équateur (cf. Figure I.21).

Deux sortes de mécanismes sont à distinguer. Premièrement, le mécanisme proposé par *Gu et Philander (1997)* qui correspond à l'advection d'anomalies de températures par les courants moyens ($\bar{v}T'$) via les cellules méridiennes tropicales. Les anomalies de températures considérées sont compensées par des anomalies de sel, permettant de garder une densité constante. Ces anomalies, qualifiées de « spiciness » se propagent donc sur des surfaces isopycnes et se comportent comme des traceurs passifs (cf. Figure I.21). Ces anomalies induisent donc des changements dans l'upwelling équatorial et de fait des changements de SST qui vont influencer les vents tropicaux et extratropicaux, qui affectent en retour les anomalies de SST initiales. La période de cette fluctuation est de l'ordre de 16 ans (temps de parcours des particules).

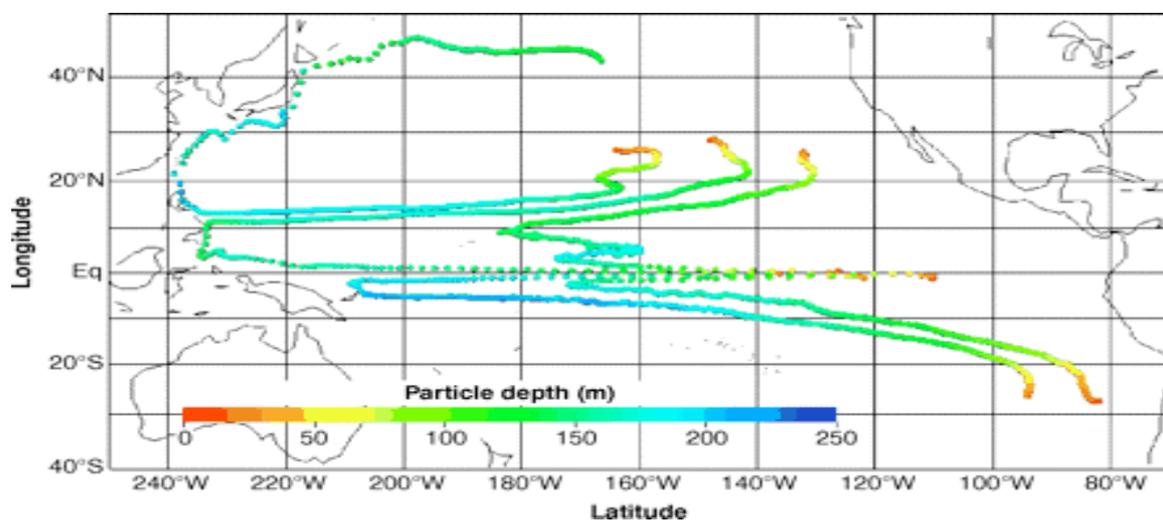


Figure I.21. Suivi des particules d'eau sur une période de 16 ans après leur subduction au large des côtes californiennes et chiliennes. D'après *Gu et Philander (1997)*.

Bien que cette propagation d'anomalies de température des régions extra-tropicales vers les tropiques ait été confirmée par les observations (*Deser et al., 1996 ; Zhang et al., 1998 ; Johnson et McPhaden, 1999 ; Luo and Yamagata, 2001*), ce processus ne semble pas

suffisant pour provoquer un changement significatif de la structure thermique équatoriale (*Schneider et al.*, 1999a, b ; *Pierce et al.*, 2000) ; d'autant plus que les anomalies subductées depuis le sud auraient plus de facilités à atteindre l'équateur (alors que la PDO est censée affecter plus significativement l'hémisphère nord) (*Schneider et al.*, 1999b).

Le deuxième mécanisme met en jeu les variations d'intensité des cellules de circulation méridienne par les anomalies de tension de vent aux moyennes latitudes, faisant ainsi varier la quantité d'eau froide transportée vers l'équateur (mécanisme $v'\bar{T}$ proposé par *Kleeman et al.*, 1999). Cependant l'origine de ces anomalies de vent n'est pas clairement identifiée. De plus *Nonaka et al.* (2002) suggèrent que la variabilité de ces cellules méridiennes ne joue qu'un rôle secondaire dans le processus de variabilité décennale, se contentant d'amplifier les oscillations décennales.

Parmi les mécanismes océaniques, citons également ceux impliquant la propagation d'ondes de Rossby générées aux moyennes latitudes jusqu'à la frontière ouest du Pacifique puis le long de la côte sous forme d'ondes de Kelvin piégées et enfin le long de l'équateur sous forme d'ondes de Kelvin équatoriales affectant la thermocline équatoriale (*Lysne et al.*, 1997 ; *Galanti et Tziperman*, 2003).

- *Pont atmosphérique*

A partir d'un modèle océan-atmosphère couplé, *Barnett et al.* (1999) et *Pierce et al.* (2000) ont trouvé des corrélations significatives entre les moyennes latitudes et les tropiques aux échelles de temps décennales, qu'ils ont attribuées à une téléconnexion atmosphérique. Ils suggèrent que des anomalies de SST aux moyennes latitudes forcent une réponse en pression atmosphérique induisant des anomalies de tension zonale de vent dans les régions équatoriales. Cela conduit à faire varier la pente zonale de la thermocline équatoriale et donc l'activité d'ENSO (*Kirtman et Schopf*, 1998). Cette hypothèse a été reprise par *Wang et An* (2002), qui suggèrent que ce processus de pont atmosphérique permet d'influer sur l'état moyen dans les tropiques, et donc de faire varier les caractéristiques d'ENSO.

Pierce et al. (2000) ont testé la part relative entre tunnel océanique et pont atmosphérique et leurs résultats indiquent que c'est l'hypothèse de téléconnexion atmosphérique qui aboutit aux meilleures corrélations.

Parmi les mécanismes atmosphériques permettant de connecter tropiques et extratropiques, on peut également noter le mécanisme d'« empreinte saisonnière » (« footprinting mechanism ») proposé par *Vimont et Battisti* (2001). Celui-ci implique un

couplage saisonnier entre les anomalies d'hiver de circulation atmosphérique aux moyennes latitudes et les anomalies d'été de tension de vent à l'équateur. Durant les mois d'hiver, l'atmosphère transmet à l'océan une « empreinte » en SST par des changements de flux de chaleur en surface. L'anomalie de SST persiste jusqu'à l'été suivant, où elle force une circulation atmosphérique générant des anomalies de tension de vent zonal le long de l'équateur. L'ajustement des tropiques donne lieu à des anomalies de type ENSO via une dynamique couplée. Dans le modèle de *Vimont et Battisti* (2001), ce mécanisme explique 75% de la variabilité décennale d'ENSO.

D'un autre côté, *Newman et al.* (2003) considèrent que c'est ENSO qui pilote la PDO, mettant en exergue le rôle primordial des tropiques dans la modulation basse fréquence de l'oscillation australe. Au premier ordre, la PDO peut être considérée comme la réponse rouge (à toutes les échelles temporelles) à la fois au forçage ENSO, à un bruit atmosphérique et à la réémergence des anomalies de SST dans le Pacifique nord l'hiver suivant.

I.4.4.b. Origine tropicale

Les études récentes ont maintenant plus tendance à privilégier le rôle des tropiques dans la génération d'un mode de variabilité décennal et plusieurs processus sont proposés. Dans la suite de cette thèse, nous allons suivre cette tendance et prendre le parti provocateur que des mécanismes purement tropicaux suffisent à expliquer l'ensemble de la variabilité climatique des indices d'ENSO (au moins sur les échelles de temps que nous considérons, c'est-à-dire jusqu'à l'interdécennal) et nous répondrons audacieusement « Yes » à la question rhétorique posée par *Cane et Evans* en 2000 : « Climate variability : do the tropics rule ? ».

- *Interaction locale océan-atmosphère*

Schneider et al. (1999a) suggèrent que les anomalies tropicales de température sont dues à un forçage local en vent, ce que confirment *Wang et An* (2002) en montrant que le changement des vents moyens avant et après le climate shift de 1976 est associé aux variations décennales observées des caractéristiques d'ENSO. Bien que *Pierce et al.* (2000) proposent une influence de la SST des moyennes latitudes pour expliquer l'origine de ces anomalies de vent, *Liu et al.* (2002) suggèrent plutôt un couplage océan-atmosphère tropical.

A l'aide d'un modèle couplé, *Schneider* (2000) met en avant un mode décennal tropical original, impliquant les anomalies de températures compensées en salinité

(« spiciness »), qui seraient à même de fixer l'échelle de temps décennale. Dans son modèle, *Schneider* (2004) montre que la réponse de l'atmosphère à l'émergence d'anomalies de spiciness se traduit par un affaiblissement des alizés à l'ouest de la ligne de changement de date et un renforcement à l'est, induisant une rétroaction positive à l'équateur mais une rétroaction négative dans les régions de subduction de l'hémisphère nord.

- *Mécanismes ondulatoires*

Plusieurs études ont proposé de transposer le mécanisme de l'oscillateur retardé à l'échelle décennale par l'introduction de modes verticaux et horizontaux élevés.

En ce qui concerne les modes horizontaux, ils supposent que le mécanisme est sensible à la structure méridienne de la tension de vent zonale. En augmentant, le couplage entre océan et atmosphère a tendance à s'amplifier, et cette tension de vents se projette sur un nombre de modes plus élevés. Le temps de propagation des ondes de Rossby augmente et l'onde couplée équatoriale réfléchie est donc plus lente (*Liu et al.*, 2002). A partir de modèles couplés, plusieurs auteurs notent une propagation vers l'ouest d'anomalies décennales de températures de subsurface ou de profondeur de thermocline, autour de 9-12°N, 20°N, 15-25°N (cf. Figure I.22) (*Knutson et Manabe*, 1998 ; *Jin et al.*, 2001...).

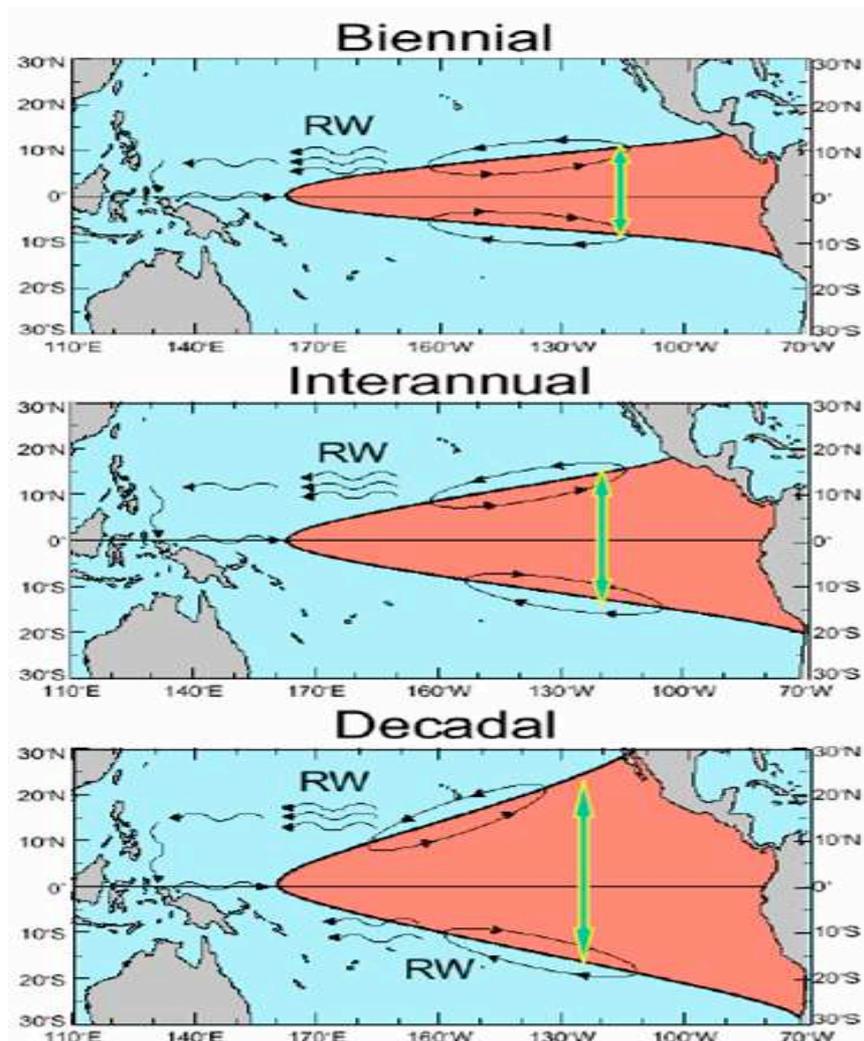


Figure I.22. Mécanisme d'oscillateur décennal retardé proposé par White et al. (2003).

Ce type de propagation se retrouve également dans les observations (*White et al.*, 2003). Ces derniers s'appuient sur les travaux de *Tourre et al.* (2001) en invoquant l'extension méridienne du pattern de variabilité d'autant plus importante que le mode de variabilité en question est basse fréquence (Figure I.22).

Cette hypothèse est cependant remise en cause par *Vimont et al.* (2002), qui n'arrivent pas à détecter la présence d'une rétroaction négative impliquant la réflexion des signaux à l'ouest du bassin. Remarquons également que la forte dissipation des modes élevés des ondes de Rossby ainsi que leur très faible vitesse de propagation peuvent nous permettre de douter de la pertinence d'un tel mécanisme.

Karspeck et Cane (2002) ont réussi à retrouver la signature spatio-temporelle du shift de 1976-77 à l'aide de simulations forcées par les champs de vents observés dans un modèle shallow water tropical. Ces résultats restent inchangés quand l'extension méridienne du modèle se limite à celle du guide d'ondes équatoriales (5°N-5°S), éliminant ainsi la possibilité d'advection d'anomalies de température depuis les moyennes latitudes. Cela souligne l'importance des processus de subsurface associés aux ondes équatoriales agissant sur la stratification dans la variabilité décennale du Pacifique tropical, ce qui semble être corroboré par des études récentes basées sur des modèles de circulation générale couplés océan-atmosphère (*Dewitte et al.*, 2007 ; *Moon et al.*, 2007).

- *Importance du Pacifique tropical sud*

Cette région avait été ignorée principalement par manque de données, cependant depuis peu, la communauté scientifique commence à s'y intéresser et de plus en plus d'études mettent en valeur le rôle du Pacifique sud dans la modulation basse fréquence d'ENSO (*Luo et Yamagata*, 2001 ; *Luo et al.*, 2003 ; *Chang et al.*, 2001 ; *Giese et al.*, 2002 ; *Capotondi et al.*, 2003).

Capotondi et al. (2003) notent un maximum de variabilité de la profondeur de la thermocline vers 10°S et 13 °N qu'ils associent au maximum de variabilité du premier mode barocline des ondes de Rossby excité par les anomalies de pompage d'Ekman. Ce dernier s'avère plus prononcé aux basses fréquences (notamment décennales) en rapport avec un décalage méridien du système d'alizés.

Luo et Yamagata (2001), *Chang et al.* (2001), *Giese et al.* (2002) ont également mis en évidence la présence d'anomalies de température de subsurface dans la même région (10°S). *Luo et Yamagata* (2001) proposent qu'un réchauffement anormal dans l'est du Pacifique équatorial induise via une téléconnexion atmosphérique une anomalie négative de rotationnel

de vent dans le Pacifique sud-est (cf. Figure I.23). Par pompage d'Ekman, elle provoque la remontée de la thermocline, induisant des anomalies négatives de température en subsurface, pouvant se propager vers le nord-ouest par les ondes de Rossby et/ou advection par les courants moyens. Elles seraient à même d'atteindre l'équateur et de recirculer vers l'est le long de la thermocline équatoriale (ondes de Kelvin) pour renverser la perturbation originale. Le demi-cycle de cette oscillation est estimé à 14 ans. *Luo et al.* (2003) retrouvent ce mode de variabilité (impliquant les mêmes mécanismes) dans une simulation couplée océan-atmosphère de 200 ans.

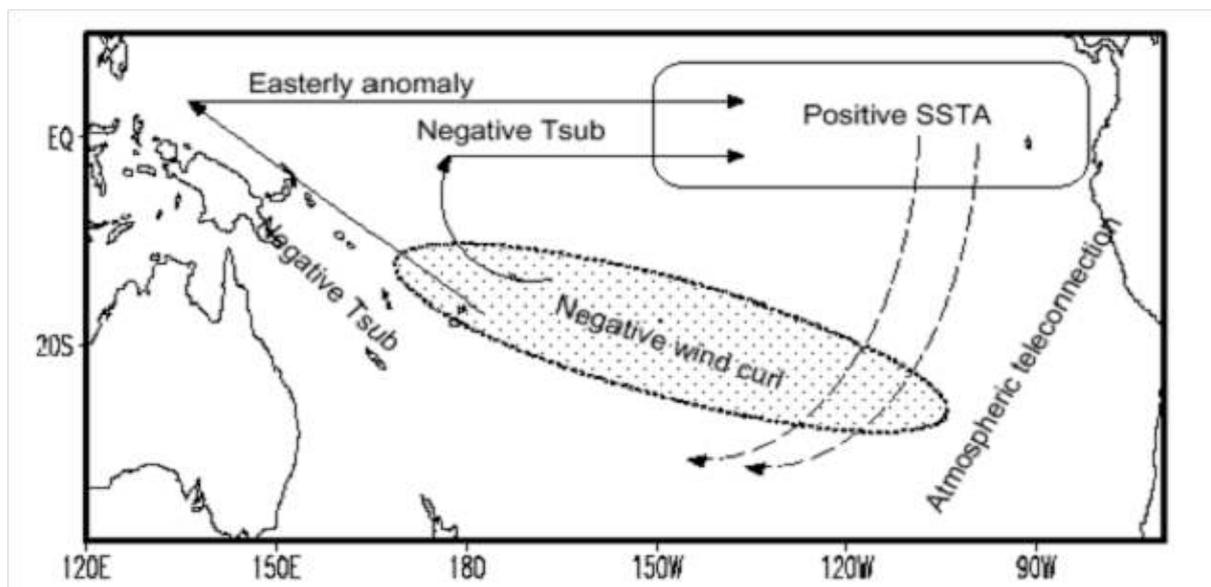


Figure I.23. Mécanismes de variabilité décennale provenant du Pacifique sud. D'après *Luo et Yamagata* (2001).

- *Forçage stochastique*

Kirtman et Schopf (1998) montrent, à l'aide d'un modèle couplé simplifié, que l'introduction de « bruit » atmosphérique favorise et amplifie la variabilité décennale. Pour *Thompson et Battisti* (2001), la variabilité décennale de type ENSO est essentiellement due à un forçage stochastique. Il faut noter que le signal décennal est obtenu sans avoir prescrit de changements de l'état moyen.

Cependant, les mécanismes proposés font abstraction du possible rôle qu'ENSO peut jouer dans sa propre modulation. En effet, il est maintenant couramment admis qu'ENSO ne peut être analysé indépendamment des autres échelles de variabilité présentes dans le Pacifique tropical. En effet, un nombre conséquent d'études récentes suggèrent qu'El Niño

interagit significativement à la fois avec les plus hautes fréquences, notamment les oscillations intra saisonnières majoritairement atmosphériques (*Kessler, 2002; Fedorov, 2002; Fedorov et al., 2003; Lengaigne et al., 2004a,b*), avec l'état moyen et le cycle saisonnier du Pacifique tropical (*Jin et al., 1994; Tziperman et al., 1994, 1997; Guilyardi 2006*) ainsi qu'avec la PDO (*Newman et al., 2003 ; Choi et al., 2009*). En effet, un changement de la position moyenne de la thermocline équatoriale ou des gradients zonaux ou méridiens de température de surface (liée à l'évolution lente du système) est à même de modifier significativement les conditions moyennes du Pacifique tropical et de ce fait sa « position dans l'espace des paramètres », par exemple dans le plan de la Figure I.12, qui est une projection en dimension 2 de l'espace des paramètres à 3 dimensions identifiés par *Neelin* (1998), et par conséquent la nature et les caractéristiques d'ENSO (*An and Wang, 2000*).

I.5. Interaction d'échelles temporelles et nonlinéarités

Dans ce sens, *Meehl et al. (2001)* ont proposé un concept « intégrateur » qui encourage à appréhender l'ensemble des échelles de variabilité, tant spatiale que temporelle, pour l'étude du système climatique. Ce concept peut être résumé comme ceci : « Les grandes échelles temporelles (associées à des changements basse fréquence) ainsi que les grandes échelles spatiales définissent un état de base, un « arrière plan climatique », pour les processus agissant à des échelles plus fines ; celles-ci pouvant rétroagir sur ces grandes échelles dans un continuum d'interactions ». La Figure I.24 illustre l'ensemble des échelles temporelles, leur dimension spatiale caractéristique ainsi qu'un aperçu de ce canevas d'interactions dans l'océan.

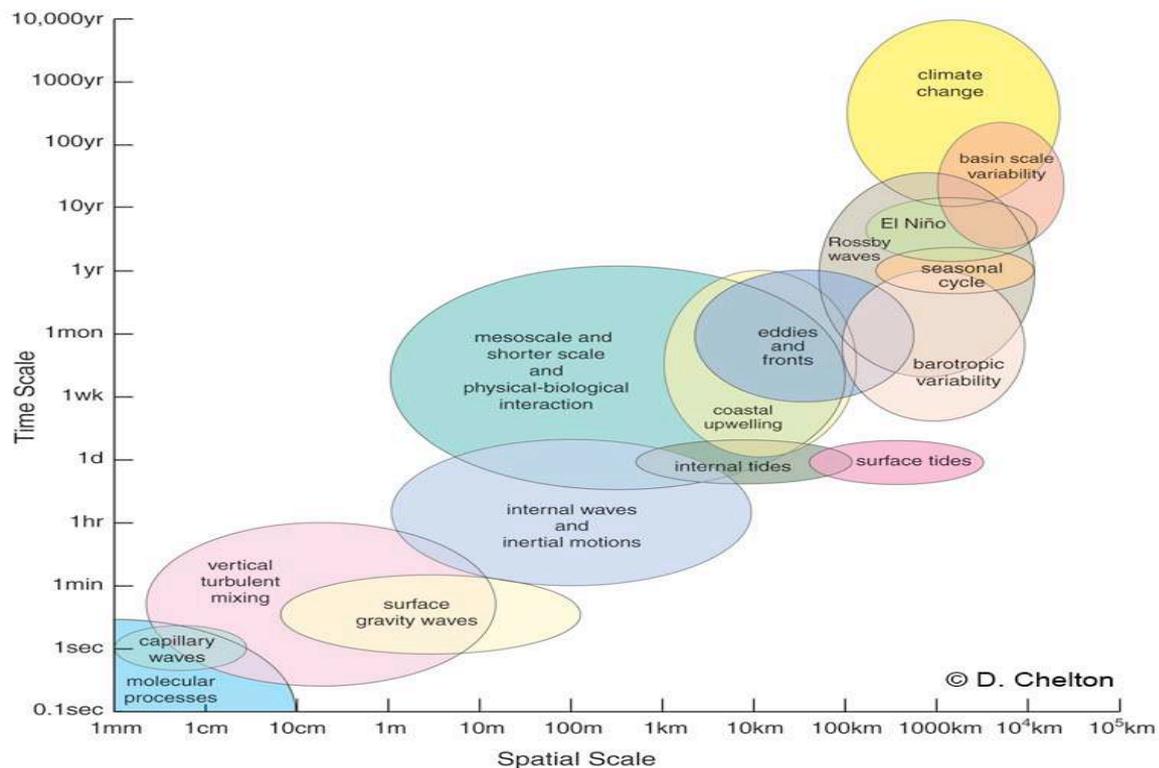


Figure I.24. Ensembles des échelles de variabilité spatiale et temporelle présentes dans l’océan ainsi que leurs interactions. D’après Chelton.

Cette figure souligne la complexité d’une telle démarche dans la mesure où les échelles temporelles paléoclimatiques et les phénomènes turbulents (pour ne citer que les extrêmes) coexistent au sein du riche spectre du système climatique et sont potentiellement liés via des processus complexes de cascade d’énergie. *Meehl et al.* (2001) ont proposé un diagramme simplifié (cf. Figure I.25) qui se prête mieux au cas particulier du Pacifique tropical (bien qu’il n’interdise en aucun cas les relations tropiques/extra tropiques).

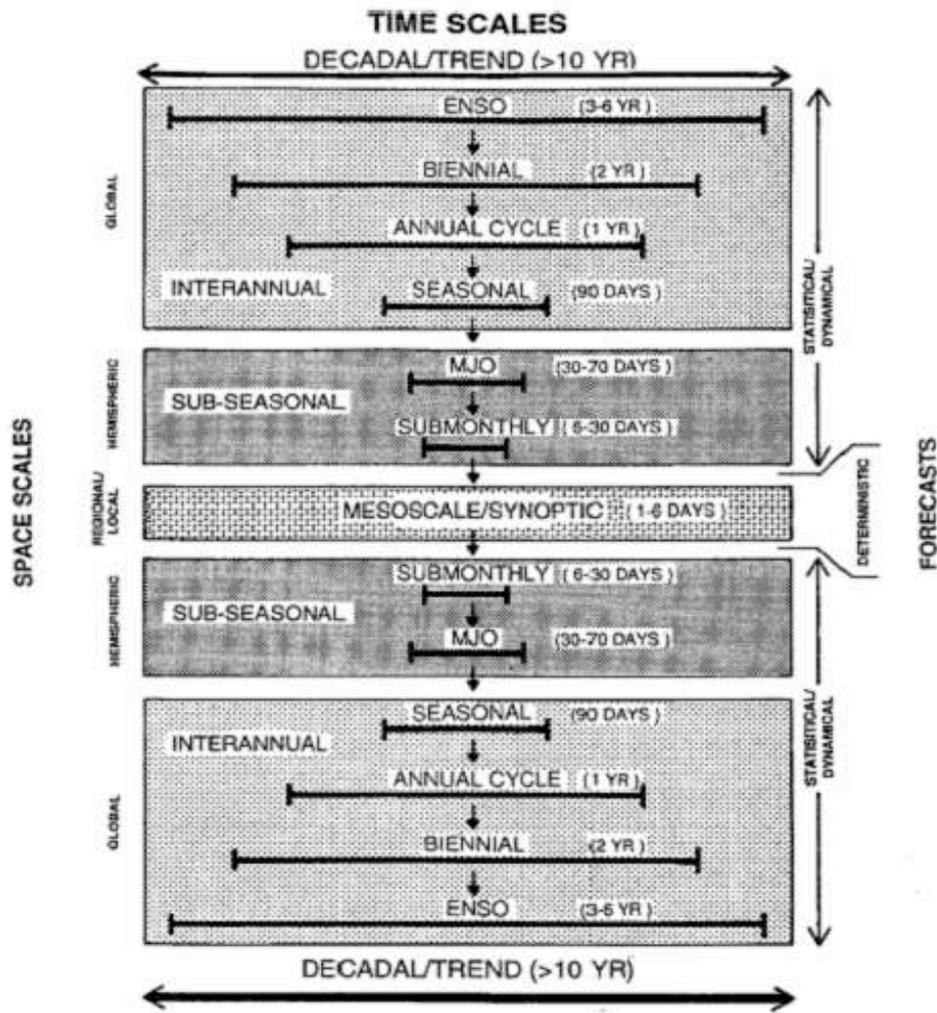


Figure I.25. Diagramme schématisant les interactions entre différentes échelles (spatio-temporelles) dans le système climatique tropical. Les échelles spatiales sont indiquées sur la gauche et les types de prévision possibles à droite. D'après Meehl et al. (2001).

Une telle approche complique l'analyse pour plusieurs raisons. Tout d'abord, elle implique de justifier si les échelles temporelles significatives émergent du spectre sont « réelles », dans le sens où elles ont leur propre « déterminisme » physique ou dynamique, ou si elles relèvent d'artefacts issus de l'analyse statistique (comme par exemple le filtrage ou l'analyse spectrale). Il est également légitime de se demander si ces pics spectraux résultent de l'action de forçages extérieurs au système ou s'ils sont générés par le système lui-même. Citons par exemple le cas des échelles temporelles liées au cycle annuel ou saisonnier directement sous l'influence extérieure du Soleil. La question prend également tout son sens dans le contexte épineux du réchauffement climatique global. En effet, s'il est désormais difficile (voire absurde) de remettre en question la responsabilité des activités anthropiques

dans la hausse globale du niveau de la mer ou dans l'augmentation des températures moyennes ; il est en revanche nettement plus ambigu de distinguer cet effet « anthropique » de la variabilité naturelle (interne) du climat. Il n'est en effet pas absurde d'envisager la possibilité que l'effet observé actuel résulte de la superposition d'une phase chaude de la modulation décennale et de l'effet moyen des gaz à effet de serre. Enfin, l'étude de processus impliquant des phénomènes agissant à la fois aux hautes et aux basses fréquences, requiert des longues séries temporelles suffisamment bien échantillonnées.

Nous allons maintenant détailler 2 mécanismes nonlinéaires d'interaction d'échelles temporelles qui permettent à un système dynamique simplifié mais nonlinéaire représentant ENSO de générer lui-même son irrégularité ainsi que sa modulation basse fréquence. Nous allons voir dans un premier temps l'importance du cycle saisonnier puis de l'état moyen du Pacifique tropical (et de son évolution lente).

I.5.1. Interaction ENSO/cycle saisonnier

Plusieurs études (*Jin et al.*, 1994; *Tziperman et al.*, 1994; *Galanti et Tziperman*, 2000) ont décrit le rôle du cycle saisonnier sur ENSO comme une résonance entre ces deux fréquences menant vers le chaos et permettant d'expliquer l'apériodicité d'ENSO dans les observations. Ces études approchent le problème de manière légèrement différente mais cohérente et nous présenterons ici un bref résumé de l'article de *Tziperman et al.* (1994).

Soit une équation de type "oscillateur retardé" pour l'évolution d'une grandeur h (profondeur de la thermocline ou SST dans le Pacifique est), où $A(h)$ est une fonction bornée quand h tend vers l'infini et $A(h)=\kappa h$ pour h petit :

$$dT/dt = aA(T) - bA(T\{t - \delta\}) + c\cos(\omega t)$$

Les coefficients a et b sont choisis tels que le système oscille à une période de type ENSO pour $\kappa=1$. L'introduction du forçage annuel est réalisée par une fonction cosinus dont l'amplitude est réaliste au regard de la contribution du cycle annuel à la variabilité de h dans le Pacifique est.

On étudie la solution de ce système pour différentes valeurs de κ . Lorsque κ est inférieur à 1 (Figure I.26, A), on observe principalement la signature annuelle du forçage saisonnier. Le spectre de fréquence faisant ressortir un pic à un an ainsi que de nombreuses harmoniques. Lorsque κ augmente, la fréquence propre du système "oscillateur retardé" apparaît et le spectre de fréquence montre deux pics principaux (mode ENSO et mode annuel)

auxquels s'ajoutent des harmoniques de ces deux fréquences (Figure I.26, B, $\kappa = 1.2$). Pour une valeur plus élevée de κ ($= 1.5$) (Figure I.26, C), un effet de résonance apparaît et le mode ENSO se bloque sur une harmonique du cycle saisonnier. Mais si cette valeur est encore augmentée, (Figure I.26, D, $\kappa = 2$), on observe un comportement chaotique de la variabilité avec un spectre beaucoup plus continu (et plus proche des observations) qui s'explique par une marche du système vers le chaos. Il existe dans l'espace des phases plusieurs trajectoires du système associées à des périodes différentes et la solution peut bifurquer entre différentes solutions créant ce comportement chaotique aperiodique.

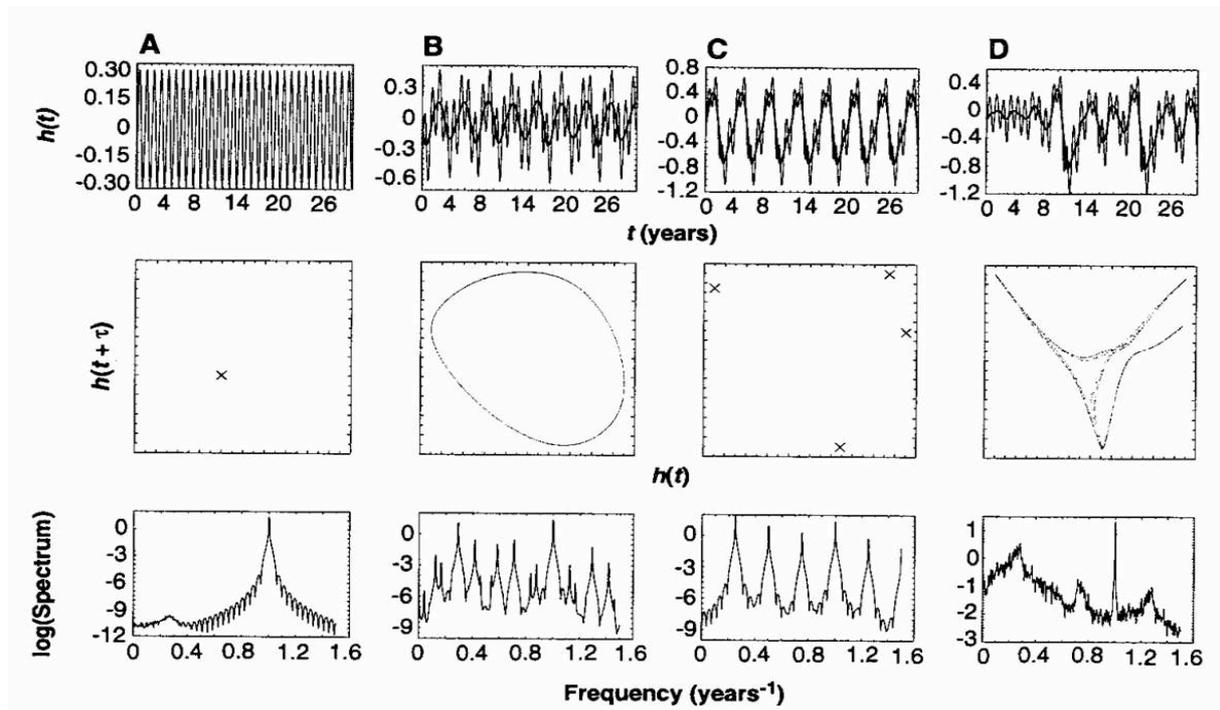


Figure I.26. Transition vers le chaos dans un modèle d'oscillateur retardé. D'après Tziperman et al. (1994).

Néanmoins, il est intéressant de noter que cette approche n'est pas incompatible avec la vision stochastique de l'oscillation. En effet, Jin et al. (1996) ont confirmé, avec un modèle couplé intermédiaire, que le comportement chaotique d'ENSO dépend du cycle saisonnier. En revanche, ils ont montré qu'avec une amplitude réaliste d'ENSO, il fallait ajouter un terme extérieur de bruit lorsque le système est « accroché » en fréquence pour qu'il passe en régime chaotique.

I.5.2. Changements de régimes climatiques, état (d'équilibre) moyen et effet de seuil

Les enregistrements climatiques révèlent que des changements abrupts à grande échelle se sont produits de manière répétée au cours des temps géologiques. « Techniquement, un changement climatique abrupt se produit quand le système climatique franchit un certain seuil, déclenchant une transition vers un nouvel état moyen à une vitesse déterminée par le système lui-même mais plus rapide que la cause » (définition d'après le « National Research Council »). Ainsi, même un forçage modéré et lent mais souvent chaotique et imprévisible peut provoquer un changement soudain rapide (*Alley et al.*, 2003).

Deux principales causes sont susceptibles de déclencher de telles transitions dans le système climatique. La première fait intervenir un forçage stochastique interne ou externe au système climatique lui-même. Parmi ces forçages plus ou moins imprévisibles et d'une amplitude suffisante pour déstabiliser la machine climatique, citons par exemple, les fortes éruptions volcaniques (*Emile-Geay et al.*, 2008) ou les changements dans l'activité solaire (*Emile-Geay et al.*, 2007). La seconde fait intervenir un dérèglement dans le subtil jeu de rétroactions stabilisant le climat à long terme. En effet, la multitude de rétroactions mises en jeu rend inévitablement le système considéré hautement nonlinéaire. Dans un tel contexte, les systèmes dynamiques à feedbacks deviennent des outils mathématiques efficaces voire indispensables pour modéliser la grande variété de phénomènes naturels à l'oeuvre dans l'équilibre du climat de la Terre (*Zaliapin et Ghil*, 2010). L'étude de la sensibilité et de la stabilité de tels modèles dynamiques est alors une méthode classique d'une telle approche théorique. Ces méthodes mathématiques récentes permettent de diagnostiquer le comportement dynamique global d'un système dynamique trop compliqué pour être intégré analytiquement. Une façon d'appréhender globalement l'infinité de modes de variabilités excités (au sens de la continuité du spectre) dans de tels systèmes a été proposée initialement par *Lorenz* (1963) puis théorisée par *Ruelle et Takens* (1971). Il s'agit d'analyser le comportement du système dans son espace des phases (ou l'espace des paramètres intrinsèques du modèle, cf. Figure I.13) dans le but d'identifier ses attracteurs étranges. Ces attracteurs sont un résumé des caractéristiques dynamiques du système nonlinéaire. Selon la position du système dans l'espace des phases ou les valeurs des paramètres du modèle, le système peut alors bifurquer d'un attracteur à l'autre (effet d'hystérésis par exemple). Cette approche par des systèmes dynamiques simples mais fortement nonlinéaires peut permettre

d'expliquer de manière déterministe des sauts abrupts d'un état d'équilibre vers un autre (caractérisés par des dynamiques différentes).

Un exemple connu de bifurcation d'un équilibre vers un autre dans un système dynamique très simple a été mis en évidence en 1976 par Robert May (*May, 1976*). Celui-ci étudiait les variations de population de bombyx d'une année sur l'autre. La façon la plus simple de modéliser l'évolution d'une population animale d'une année sur l'autre était décrite par l'équation logistique qui suppose que le taux de reproduction est proportionnel à la fois à la population mais aussi à la quantité de ressource disponible. Si l'on note x_n la population à l'année n et r le taux de reproduction. Cette équation peut être formulée ainsi :

$$x_{n+1} = r \cdot x_n [1 - x_n]$$

Une façon simple de visualiser la dynamique de ce système nonlinéaire est de tracer ses différentes valeurs d'équilibre (sa limite x quand $n \rightarrow \infty$) en fonction des valeurs du paramètre r (cf. Figure I.27).

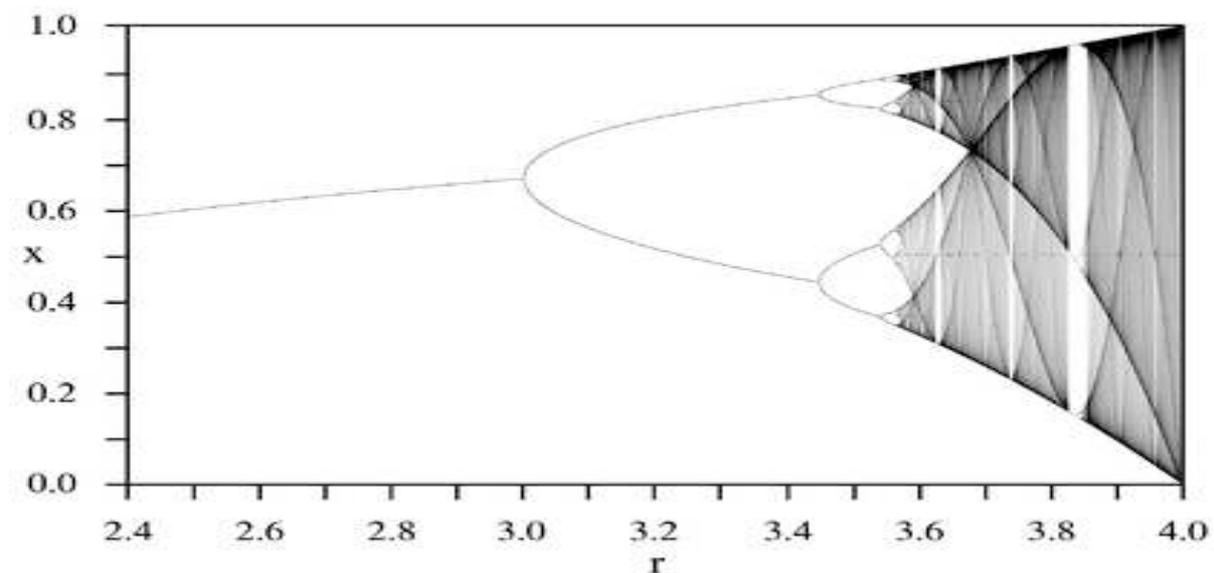


Figure I.27. Bifurcations dans le comportement dynamique de l'équation logistique (d'après May, 1976)

Cette figure montre comment l'équilibre est stable jusqu'à une certaine valeur de r , aux alentours de 3.1, puis oscille entre 2 états d'équilibre puis 4... Chaque passage d'un état d'équilibre à un autre se manifeste par une bifurcation dans l'espace des phases et par un saut abrupte dans la série temporelle associée $x(n)$.

Dans le cas du système climatique du Pacifique tropical, des sauts abrupts dans les séries temporelles au cours du siècle dernier peuvent permettre de rendre compte d'une partie de la variabilité décennale à interdécennale décrite dans la partie précédente. En effet, ces

séries temporelles sont marquées par des transitions abruptes reflétant des changements climatiques brutaux, un des plus connus et des mieux documentés étant le shift climatique de 1976/77 (Figure I.28 ; *Trenberth and Hurrell, 1994; Zhang et al., 1997; Guilderson and Schrag, 1998; Urban et al., 2000* ; parmi d'autres).

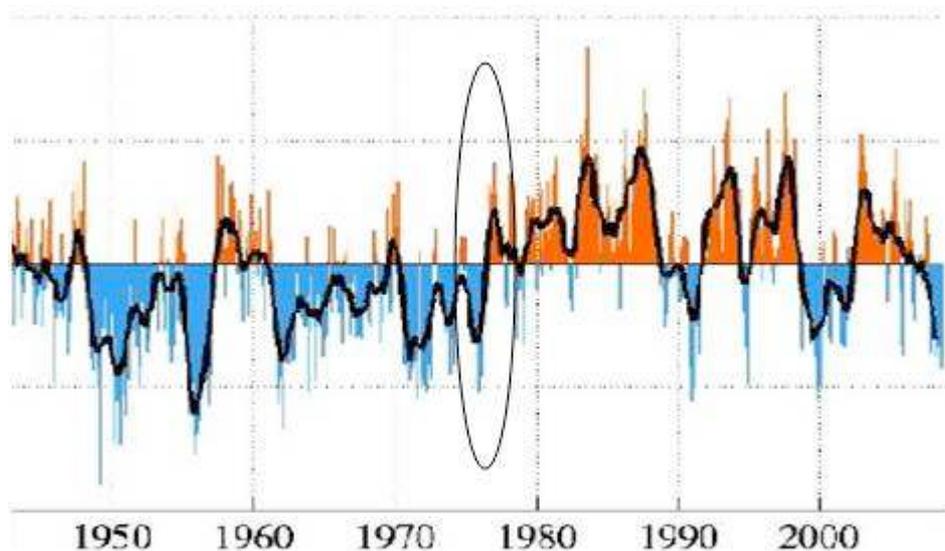


Figure I.28. Valeurs mensuelles de l'indice PDO entre 1945 et 2009 (zoom de la Figure I.19). Le shift climatique de 1976 est signifié par l'ellipse en trait noir fin. Source <http://jisao.washington.edu/pdo/graphics.html>.

Ces shifts, a priori aléatoirement répartis au sein de la série temporelle reflètent des changements à long terme de l'état moyen du Pacifique. Ce sont majoritairement ces changements d'« arrière plan » climatiques qui induisent (ou qui sont le reflet) des changements dans les propriétés dynamiques de l'oscillation australe. Par exemple, *An et Wang (2000)* ont noté des différences de propagation et de développement des anomalies de SST avant et après le brusque saut climatique de 1976/77. Entre 1900 et 1976, les anomalies positives de SST commençaient à se développer à l'est du bassin pacifique puis progressaient vers l'ouest. Cette évolution s'est inversée suite au shift climatique, les anomalies progressant alors du centre du bassin vers l'est (*An, 2004*).

La fréquence des événements a également été modifiée : la période a augmenté depuis la fin des années 1970. Elle est passée d'environ 2-4 ans à 4-6 ans (*Wang et Wang, 1996 ; Setoh et al., 1999, An et Wang, 2000*). *Moon et al. (2004)* ont remarqué une augmentation de la stratification (équatoriale) des couches supérieures de l'océan depuis ce shift climatique. Ces changements de structures verticales ont eu tendance à favoriser les modes baroclines d'ordre plus élevé qui sont caractérisés par des vitesses de phase d'autant plus lentes que l'ordre est haut, ce qui est cohérent avec un accroissement de la période d'ENSO.

Malgré le peu de recul, il y a maintenant de plus en plus d'évidences pour un nouveau changement de régime depuis le début de la dernière décennie (*Fiedler, 2002 ; Overland et al., 2008 ; du Penhoat et Boucharel., 2010*, cf. Annexe 2). De la même façon que pour le shift climatique de la fin des années 1970, ce nouveau changement d'état moyen du Pacifique tropical, qui est revenu vers un état moyen plus froid que les années 1980/90, a eu un impact profond sur les caractéristiques d'ENSO. Une forme d'El Niño est réapparue depuis peu de manière beaucoup plus fréquente et a été très bien documentée dans la littérature récente. Il s'agit du « Central Pacific El Niño » ou « El Niño Modoki » qui voit sa phase mature (maximum d'anomalies positives de SST) se développer dans le centre ouest du bassin Pacifique plutôt que dans l'est du bassin comme le El Niño traditionnel, maintenant dénommé « Cold Tongue El Niño » ou « Eastern Pacific El Niño » pour distinguer ces différents types d'événements (*Ashok et al., 2007; Ashok et Yamagata, 2009 ; Kao et Yu, 2009 ; Lee et McPhaden, 2010*). De plus, la fréquence de ce nouveau type d'épisode est revenue dans une bande quasi biennale relativement régulière. Son amplitude a également été affectée, puisque on assiste depuis une dizaine d'années à des événements d'amplitude modérée. De plus, cette tendance vers plus d'événements Modoki en même temps qu'un accroissement de la stratification équatoriale (*DiNezio et al., 2009, 2010*) se poursuit dans les modèles du GIEC forcés par des scénarios climatiques faisant augmenter la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère (*Yeh et al., 2009*). Une explication « au premier ordre » ferait intervenir une augmentation de la stratification équatoriale qui forcerait le vent à se projeter sur les modes baroclines plus élevés et tendant ainsi à changer la nature de l'instabilité couplée en favorisant une instabilité plus rapide type mode SST (cohérent avec une augmentation du zonal advective feedback, *Guilyardi, 2006*). Le fait que la période des événements ENSO récent soit en fait plus faible plaide en faveur d'un mécanisme plus complexe et vraisemblablement non linéaire. En début de paragraphe, nous avons évoqué deux causes permettant d'expliquer ces ruptures brusques dans les séries temporelles : les forçages stochastiques ou le jeu subtil et non linéaire des rétroactions impliquant l'ensemble des mécanismes à l'œuvre dans la machine climatique (les deux agissant certainement de concert dans la réalité) que nous allons privilégier au cours de cette thèse. Nous allons maintenant étudier un modèle non linéaire simplifié d'ENSO capable de générer seul une modulation basse fréquence d'ENSO et d'expliquer ainsi des changements décennaux d'état moyen.

I.5.3. Etat moyen et nonlinéarités

Timmermann et al. (2003) ont proposé un modèle simple d'ENSO (shallow water comme décrit en I.3.1.) avec l'approximation 2 couches et 2 boîtes (*Jin*, 1997), une boîte « Pacifique ouest » et une boîte « Pacifique Est » et y ont ajouté explicitement des nonlinéarités dans la paramétrisation des termes d'advection (cf. équations ci-dessous) qui s'avèrent jouer un rôle fondamental dans la rectification de l'état moyen du Pacifique tropical par ENSO lui-même.

$$\begin{cases} \frac{dT_1}{dt} = -\alpha(T_1 - T_r) - \frac{u}{(L/2)}(T_2 - T_1) \\ \frac{dT_2}{dt} = -\alpha(T_2 - T_r) - \frac{w}{H_m}(T_2 - T_{sub}) \end{cases}$$

T_1 et T_2 représentent respectivement la température du Pacifique ouest et est, T_r la température d'équilibre radiative-convective ; $1/\alpha$ mesure une échelle temporelle typique d'amortissement thermique, T_{sub} dénote la température upwellée dans la couche de mélange (de profondeur constante H_m), L est la largeur du bassin. u représente la vitesse zonale d'advection et w la vitesse verticale d'upwelling. L'upwelling équatorial étant en majeure partie due à une divergence d'Ekman et la vitesse zonale étant proportionnelle en première approximation à la tension de vent zonale, on obtient

$$\frac{u}{(L/2)} = \varepsilon\beta\tau \quad \text{et} \quad \frac{w}{H_m} = -\xi\beta\tau$$

ε et ξ mesurent respectivement la force de l'advection zonale et verticale. En négligeant le rôle de la circulation extratropicale de Hadley ainsi que les autres sources externe de forçage pour les anomalies de tension zonale, ces dernières peuvent s'écrire :

$$\tau = \mu(T_1 - T_2)[\gamma \cos(\omega t) + \sigma\xi_t - 1] / \beta$$

$\sigma\xi_t$ représente un bruit blanc Gaussien de variance σ^2 et γ est l'amplitude du cycle annuel de fréquence ω . En négligeant le bruit et le cycle annuel, le système d'équation dynamique pour la température peut s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{dT_1}{dt} = -\alpha(T_1 - T_r) - \mu\varepsilon(T_2 - T_1)^2 \\ \frac{dT_2}{dt} = -\alpha(T_2 - T_r) - \mu\xi(T_1 - T_2)(T_2 - T_{sub}) \end{cases}$$

En considérant que le contraste est-ouest de la thermocline est déterminé par équilibre de Sverdrup entre le gradient de pression et la tension zonale de vent équatoriale et en assumant une réponse instantanée du gradient de thermocline à la tension de vent (du fait du court temps de parcours des ondes de Kelvin équatoriales comparé à l'ajustement dynamique de la position de la thermocline dans l'ouest. Cane et Sarachik, 1981), nous pouvons écrire l'équation dynamique pour la profondeur de la thermocline dans l'est du bassin :

$$h_2 = h_1 + bL\tau$$

Les changements de profondeur de la thermocline équatoriale ouest sont gouvernés par le transport de Sverdrup méridien (intégré zonalement) et caractérisés par une échelle temporelle $1/r$. Le paramètre b capture l'efficacité de la tension de vent zonale à piloter la pente de la thermocline équatoriale.

$$\frac{dh_1}{dt} = r - \left(h_1 - \frac{bL\tau}{2} \right)$$

On aboutit finalement à un système extrêmement simple, bien que les termes d'advection thermique soient nonlinéaires, mais qui capture les processus thermodynamiques les plus significatifs d'ENSO :

$$\begin{cases} \frac{dT_1}{dt} = -\alpha(T_1 - T_r) - \mu\varepsilon(T_2 - T_1)^2 \\ \frac{dT_2}{dt} = -\alpha(T_2 - T_r) - \mu\xi(T_1 - T_2)(T_2 - T_{sub}) \\ h_2 = h_1 + bL\tau \\ \frac{dh_1}{dt} = r - \left(h_1 - \frac{bL\tau}{2} \right) \end{cases}$$

En intégrant ce modèle (qui ne propose ni forçage stochastique ni cycle saisonnier) pour différentes valeurs des paramètres d'intensité de l'advection zonale et verticale, *Timmermann et al.* (2003) ont mis en évidence un comportement tout à fait singulier. Leur analyse s'apparente à une analyse de stabilité classique (fréquence / taux de croissance) mais formulée dans un cadre nonlinéaire, c'est l'analyse en bifurcation dynamique qui consiste à représenter les points (d'équilibre) du système lorsqu'il oscille de façon stable dans l'espace des paramètres ε et ξ .

La figure I.29 représente un bref aperçu de leurs résultats. Selon les valeurs (réalistes) prescrites aux paramètres, le modèle peut être accroché à différents attracteurs ou bien basculer de l'un à l'autre et ainsi créer lui-même différentes échelles de variabilité (ENSO, décennale...) et donc un spectre relativement continu et similaire aux observations. Ce qui est fondamental ici, c'est que ces échelles temporelles ne proviennent pas d'une mémoire du système découlant par exemple du temps de parcours des ondes (delayed oscillator, decadal delayed oscillator) mais d'une combinaison des échelles temporelles intrinsèques du système fixées par le couple de paramètre ξ et ε . De plus, l'interaction entre ENSO et l'équilibre radiatif-convectif (T_r) s'avère cruciale pour la modulation d'amplitude et donc la variabilité décennale. Cela souligne la possibilité qu'ont ENSO et l'état moyen du Pacifique tropical d'interagir de manière nonlinéaire sans l'aide d'aucun forçage extérieur (extratropical ou stochastique), ni cycle saisonnier.

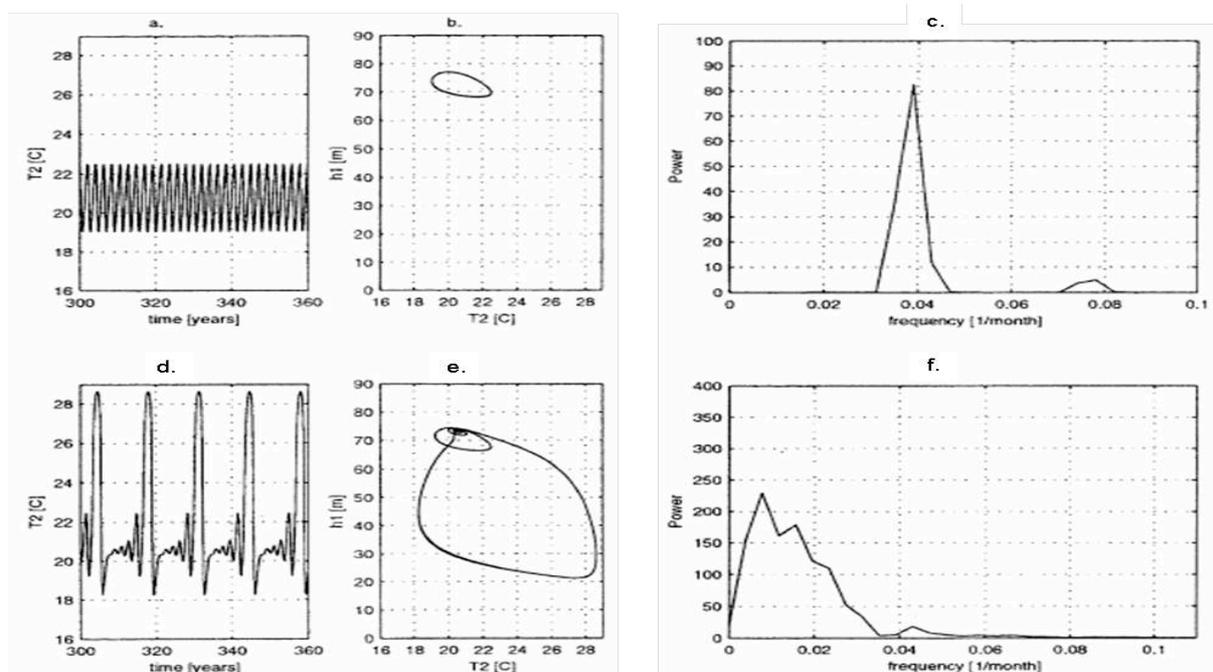


Figure I.29. Séries temporelles des températures équatoriales est (gauche) et espace des phases (température équatoriale est versus profondeur de la thermocline à l'ouest) (milieu) et spectre de puissance des anomalies de températures à l'est pour $\xi=1.3$ et pour $\varepsilon=0.098$ (a, b et c) et $\varepsilon=0.11$ (d, e et f). D'après Timmermann et al. (2003).

Il est également très intéressant de noter que l'introduction de ces termes d'advection de température nonlinéaires permet de simuler le comportement asymétrique du cycle ENSO (cf. Figure I.29 d.). Cette singularité statistique de l'oscillation australe a longtemps été purement et simplement négligée dans les théories d'ENSO qui ne se sont consacrées qu'aux mécanismes de l'oscillation (régulière) proprement dite. Cependant, très récemment quelques

auteurs ont commencé à voir dans cette asymétrie autre chose que juste une bizarrerie statistique. *An et Jin* (2004) ont en effet relié ce paramètre clé de la distribution des anomalies de température (notamment dans l'est du Pacifique équatorial) aux nonlinéarités intrinsèques du système couplé tropical via le terme générique d'advection nonlinéaire de température qu'ils ont appelé « Nonlinear Dynamical Heating » (NDH) et que nous aurons l'occasion de revoir :

$$NDH = -\left(u' \frac{\partial T'}{\partial x} + v' \frac{\partial T'}{\partial y} + w' \frac{\partial T'}{\partial z}\right)$$

Quelle que soit la phase de l'oscillation, ce terme est en effet toujours positif, ce qui implique un réchauffement accru en période El Niño (poussant l'anomalie positive à croître) ainsi qu'un amortissement du refroidissement en période La Niña (empêchant l'anomalie négative de croître trop).

Ces statistiques peu utilisées en climatologie semblent pourtant être le reflet d'un mécanisme ayant un effet rectificateur important sur l'état moyen climatologique du pacifique tropical. En effet, sur des échelles de temps décennales, le bilan de chaleur n'est pas nul puisqu'il reste un résidu provenant de la compensation entre événements chauds et froids, provoquant un réchauffement additionnel ayant potentiellement un effet sur le cycle saisonnier (*An et Choi*, 2009) et/ou l'état moyen lui-même (*Choi et al.*, 2010). Cette interaction entre ENSO et le cycle saisonnier n'est certes pas nécessaire pour créer de la modulation décennale (cf. paragraphe précédent), néanmoins lorsque ce dernier est introduit dans le modèle de *Timmermann et al.* (2003) ($\gamma \neq 0$), l'effet rectificateur de ces nonlinéarités sur l'état moyen de Pacifique équatorial est (aux échelles décennales) et sur sa variabilité est amplifié.

Un autre point intéressant du modèle de *Timmermann et al.* (2003) est l'aptitude qu'il a à simuler des événements extrêmes (avec une amplitude cependant irréaliste) et la possibilité que ceux-ci jouent également un rôle dans la modulation basse fréquence de l'oscillation.

Ces derniers aspects concernant les moments statistiques d'ordre élevé (asymétrie, extrêmes) symptomatiques de l'irrégularité de l'oscillation ainsi que leur relation avec l'état moyen du Pacifique tropical constituent un point central de ce travail de thèse, dont l'une des problématiques pourrait se résumer ainsi :

« L'irrégularité d'ENSO est-elle liée de manière déterministe à l'évolution lente du système climatique tropical ? Et en retour l'état moyen du système est-il influencé par cette irrégularité ? »

Cette question de l'influence de l'état moyen sur la variabilité et l'irrégularité d'ENSO et par extension de l'aptitude des nonlinéarités à transférer de l'énergie des échelles décennales et inter décennales aux échelles ENSO va être abordée par une approche statistique. En effet, à la façon de *An et Jin* (2004) ou de *Hannachi et al.* (2003), la présence de moments statistiques d'ordre élevé dans les distributions des variables climatiques du Pacifique tropical sera pour nous synonyme de présence de nonlinéarités dans le système ; ces nonlinéarités ayant la capacité de générer des cascades d'énergie entre les différentes échelles temporelles et ce, des hautes vers les basses fréquences et vice-versa.

De nombreuses études sont parvenues à trouver un lien entre modulation décennale d'ENSO, asymétrie et NDH (*Timmemann, 2003 ; An et Jin, 2004 ; An et al., 2005* entre autres). Ces interactions et processus physiques restent-ils valides dans le cas de la modulation plus basse fréquence encore, comme celle révélée par les changements de régimes dûs aux shifts climatiques ? Ou alors, ces changements de régime (stationnarité) font-ils plutôt intervenir d'autres types de nonlinéarités (que juste l'advection nonlinéaire) avec des signatures statistiques sur des moments d'ordre supérieur à 3 (l'asymétrie étant synonyme de moment statistique d'ordre 3) ? Voilà le premier enjeu de cette thèse pour lequel nous appliquerons une méthode statistique spécialement développée pour l'étude des moments statistiques d'ordre élevé et notamment pour l'estimation du poids des événements extrêmes dans la distribution (définis de manière concrète pour ENSO comme les événements dont l'anomalie dépasse au moins deux fois la déviation standard sur la période temporelle considérée). Ceux-ci n'ont que très peu, voire pas du tout, été étudiés dans la littérature propre à ENSO et sa modulation, malgré leur intérêt en termes d'information nouvelle apportée au système climatique. En effet, de manière consistante avec la théorie de l'information de Shannon, plus un événement est rare plus il a de sens en termes de renseignement sur les processus physiques sous-jacents. De plus, les statistiques apparaissent comme un outil pertinent dans le sens où l'on veut relier ces moments statistiques aux variations lentes de l'état moyen, ce qui veut dire que nous disposerons de séries temporelles suffisamment longues, malgré un échantillonnage relativement grossier (mensuel), pour que ce type de diagnostics soit approprié.

Jusqu'à présent nous nous sommes contenté de décrire la partie basse fréquence du spectre des variables climatiques du pacifique tropical, cependant, la richesse de ce spectre se poursuit dans les fréquences plus hautes que les fréquences typiques d'ENSO, ou celles relatives au cycle annuel/saisonnier. En effet, on note des pics significatifs dans la bande intra-saisonnière, notamment aux alentours de 40-50 jours, 70 jours, 120 jours. On peut

également remarquer la présence de pics dans des gammes de fréquences encore plus hautes, essentiellement due à l'activité convective atmosphérique dans les tropiques (ondes de Kelvin et Rossby atmosphériques qui ont des pics dans la gamme [5-20] jours, cf. *Wheeler and Kiladis, 1999*)

I.5.4. Interaction ENSO / variabilité intra-saisonnière

Il a été suggéré dans de nombreuses études que les oscillations atmosphériques intra-saisonnières dans le Pacifique ouest pouvaient être un mécanisme déclencheur d'El Niño ou au moins étaient susceptibles d'affecter sa durée ou son intensité.

La majeure partie de cette variabilité haute fréquence dans le Pacifique ouest semble provenir d'une part de l'oscillation de Madden-Julian (MJO – Madden-Julian Oscillation) qui est une oscillation grande échelle dans la convection tropicale et d'autre part des coups de vents d'ouest (à l'échelle synoptique). En quelques mots, la MJO prend naissance dans l'océan Indien et se propage à l'est jusqu'au Pacifique ouest dans une large bande de période entre 30 et 70 jours (*Madden et Julian, 1994*). Elle est associée à une faible intensité de tension de vent zonale ($0.015 \text{ N}^2/\text{m}$), mais est cependant connectée aux forts coups de vent d'ouest ($0.2 \text{ N}^2/\text{m}$) (*Harrison et Vecchi, 1997*).

Les mécanismes par lesquels les oscillations intra-saisonnières peuvent affecter l'océan Pacifique équatorial et par conséquent le cycle ENSO ont fait l'objet de nombreuses études. Plusieurs papiers ont par exemple montré qu'elles pouvaient avoir un impact local tel que le refroidissement océanique ou la génération de forts courants (*McPhaden et al., 1988 ; Feng et al., 1998, 2000 ; Zhang et McPhaden, 2000*). Les vents de surface associés à l'oscillation intra-saisonnière génèrent aussi des ondes de Kelvin équatoriales se propageant vers l'est dans le bassin Pacifique. Elles affectent le champ de température via l'advection zonale dans le Pacifique centre et via l'upwelling dans l'est (*Harrison et Schopf, 1984; Giese et Harrison, 1990, 1991; McPhaden, 2002*). *Zhang (2001)* et *Zhang et Gottschalck (2002)* ont observé dans le Pacifique équatorial est des perturbations intra-saisonnières allongées cohérentes avec le forçage des ondes de Kelvin intra-saisonnières (à des périodes inférieures à 110 jours). *Vecchi et Harrison (2000)* ont également observé un réchauffement équatorial dans le Pacifique est (lorsqu'il est caractérisé par des SST normales) suivant les coups de vent d'ouest ; ils ont montré que ces coups de vent d'ouest jouaient un rôle important dans le maintien d'un réchauffement initial de cette région.

Tous ces mécanismes par lesquels l'oscillation intra-saisonnière affecte la SST sont d'une importance capitale dans la compréhension des phénomènes couplés haute fréquence. En effet, l'atmosphère répond fortement aux petites variations de SST (spécialement au dessus de la Warm Pool, *Picaut et al.*, 1997). Par conséquent, l'oscillation intra-saisonnière est largement susceptible d'initier une réponse couplée océan-atmosphère et même d'induire une variabilité basse fréquence de la SST et des courants dans l'ensemble du bassin équatorial (*Kessler et al.*, 1995; *Kessler et Kleeman*, 2000; *Bergman et al.*, 2000).

D'après les expériences de *Kessler et Kleeman* (2000) utilisant un modèle de circulation général couplé océan-atmosphère (avec une grille océanique de faible résolution spatiale), la variabilité intra-saisonnière (associée aux coups de vent d'ouest) peut avoir un effet rectificateur sur les SST basse fréquence. Ils notent, en effet, un refroidissement dans l'ouest du bassin de l'ordre de 0.4°C , dû à l'advection verticale et à l'évaporation, associé à un réchauffement dans le centre est du bassin de l'ordre de 0.1°C , dû à l'advection zonale agissant sur le gradient moyen de SST (cf. Figure I.30). Cet effet a un impact direct sur le gradient zonal de SST qui aura tendance à engendrer plus d'anomalies de vent d'ouest, suggérant alors que la MJO peut interagir de manière constructive avec le cycle ENSO en le renforçant par ce mécanisme de rétroaction positive.

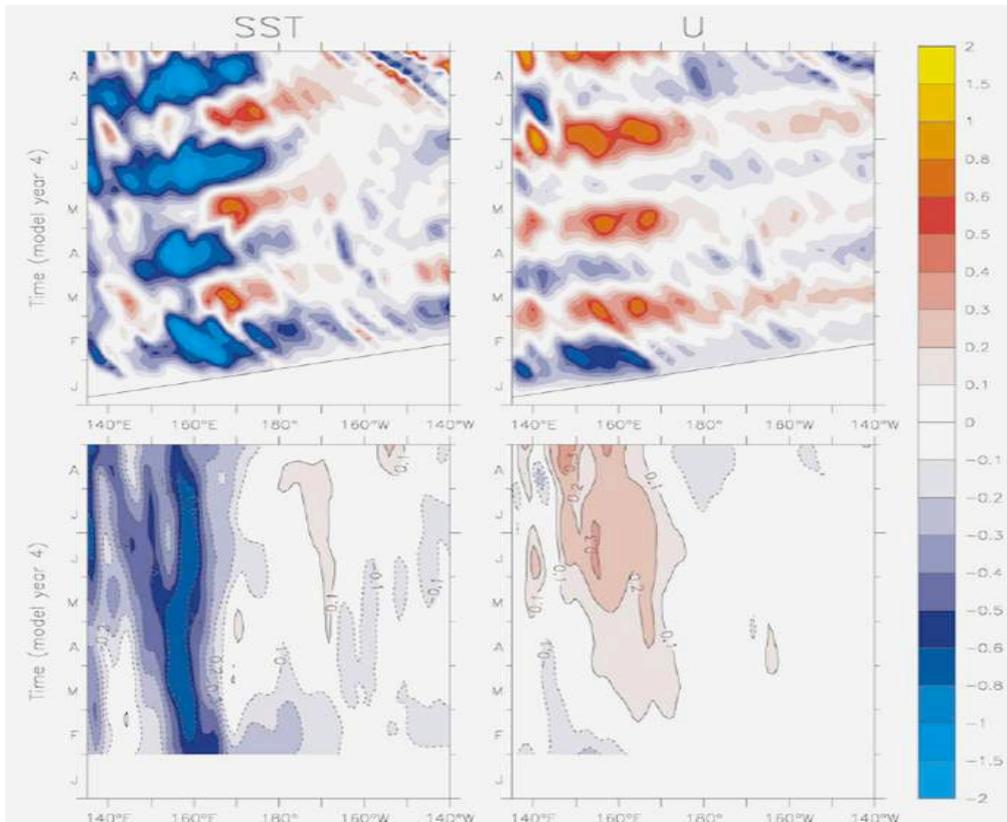


Figure I.30. Différences pour la SST et les courants zonaux de surface dues aux « vents MJO ». D'après *Kessler et Kleeman* (2000).

Cependant, les auteurs se sont contentés d'étudier les processus d'advection et la réponse en SST à un tel forçage. Or, comme nous l'avons évoqué, l'oscillation intra-saisonnière force significativement des ondes de Kelvin équatoriales dans des bandes de fréquences similaires (i.e. intra-saisonnière) (Hendon et al., 1998) ayant potentiellement un effet rectificateur en subsurface en influant par exemple sur la pente de la thermocline et donc la stabilité du cycle ENSO. Dans les observations (issues du réseau TAO), Cravatte et al. (2003) ont mis par exemple en évidence des propagations d'ondes de Kelvin intra-saisonnières dans des périodes de 70 et 120 jours. Aux échelles temporelles de 70 jours, le premier mode barocline semble prédominant alors qu'à 120 jours, c'est plutôt le deuxième. De manière intéressante, la MJO qui force la majorité du signal à 70 jours, ne permet pas de rendre compte entièrement de la variabilité du signal à 120 jours, suggérant que des processus océaniques internes entrent en jeu, comme par exemple la dispersion modale ou la propagation d'énergie verticale. Ces processus seront d'ailleurs d'autant plus actifs à mesure que l'onde de Kelvin se propage vers l'est, puisque la thermocline remonte, rendant les modes baroclines élevés plus énergétiques (en terme de contribution aux variations de niveau de la mer, de profondeur de thermocline...). On peut alors supposer que la propagation d'ondes de Kelvin intra-saisonnières (notamment les modes plus élevés) ait un effet notable sur les propriétés basse fréquence de subsurface du Pacifique équatorial est, notamment sa stratification qui aura un impact direct sur la stabilité d'ENSO ainsi que sur le rôle du thermocline feedback, représenté par ce terme de l'équation dans le modèle de Timmermann

et al. (2003) : $\frac{w}{H_m}(T_2 - T_{sub})$ ou plus simplement par le paramètre ξ .

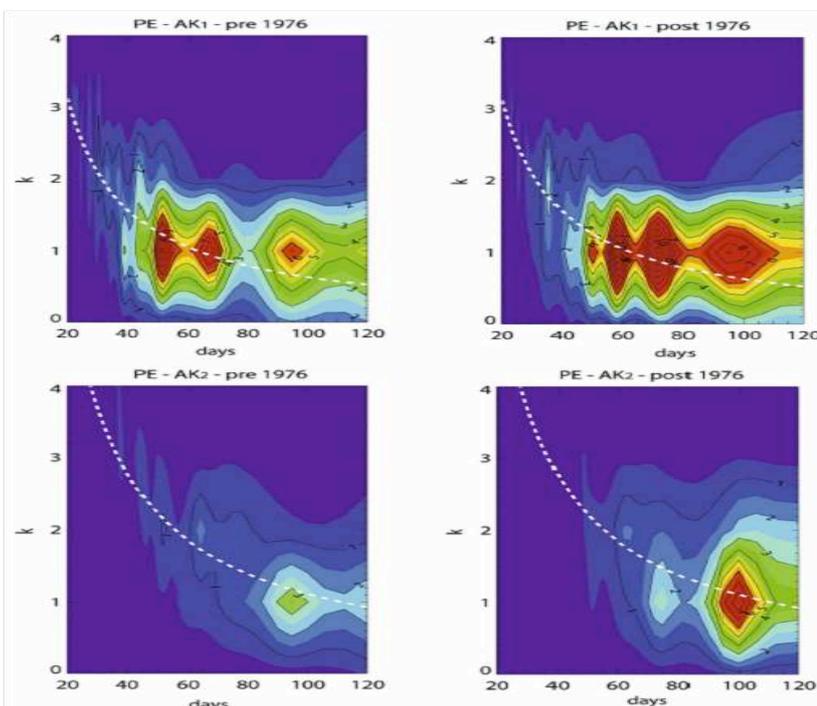


Figure 1.31. Densité spectrale de puissance (spatio-temporelle) pour les 2 premiers modes de l'onde de Kelvin équatoriale (1958-1975 à gauche et 1976-2001 à droite). Les courbes de dispersion modale théorique utilisant la vitesse de phase moyennée zonalement sont indiquées en pointillés. D'après Dewitte et al. (2008)

On peut également noter que l'activité de l'onde de Kelvin intra-saisonnière subit une modulation basse fréquence (cf. Figure I.31, *Dewitte et al.*, 2008). D'après cette étude, cette modulation répond plus à des changements de l'état moyen océanique qu'à une variabilité basse fréquence atmosphérique, ce qui tend à souligner l'importance des mécanismes océaniques internes précédemment évoqués. Notons néanmoins que les changements d'état moyen océanique peuvent être la conséquence d'une réponse à des bouleversements atmosphériques (importance du couplage dans le Pacifique équatorial est).

Outre la variabilité atmosphérique type MJO, nous pouvons également évoquer le rôle des ondes d'instabilité tropicales (Tropical Instability Waves - TIW) comme source de variabilité intra-saisonnière dans le Pacifique tropical (essentiellement à l'est).

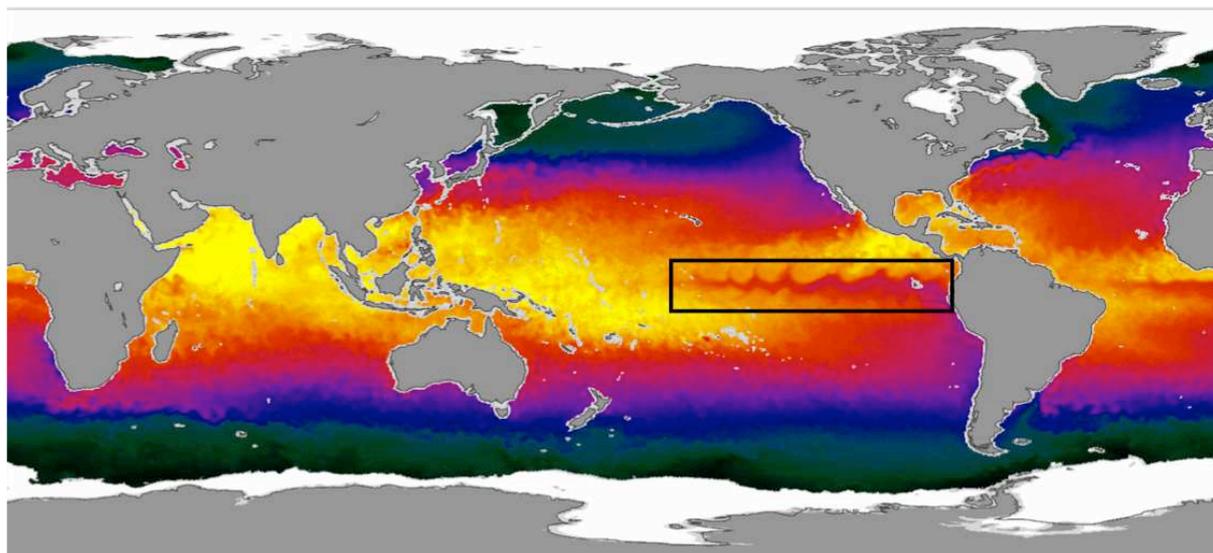


Figure I.32. SST mesurées le 01 juin 2003 par le radiomètre du satellite Aqua de la NASA

Il s'agit d'ondes de périodes entre 20 et 40 jours et de longueur d'ondes de l'ordre de 1000 km se propageant vers l'ouest à une vitesse de phase entre 30 et 60 cm/s (*Legeckis*, 1977; *Weisberg and Weingartner*, 1988). L'origine et le rôle de ces ondes sont sujets à controverse, même si l'on soupçonne que le système de courants est probablement à l'origine du développement de ces ondes, via principalement les forts cisaillements, à la fois horizontaux (entre le South Equatorial Current et le North Equatorial Counter Current) et verticaux entre le South Equatorial Current et l'Equatorial Under Current (cf. Chapitre V pour une description plus détaillée des courants dans le Pacifique tropical Est). On peut également évoquer l'importance du gradient méridional de SST dans la formation de ces structures. C'est par ce gradient méridional que la variabilité intra-saisonnière issue des TIW a la

possibilité d'interagir avec la variabilité ENSO. En effet, celui-ci est intensifié pendant un événement la Niña ce qui aura tendance à déclencher plus de TIW. Celles-ci intensifieront le mélange entre les eaux froides de la Cold Tongue et les eaux chaudes hors équatoriales et ainsi auront à tendance à empêcher un trop fort refroidissement durant la Niña. En revanche pendant un épisode El Niño, le gradient méridional sera atténué et les TIW partiellement supprimées. Cela entrainera un refroidissement anormal de la Cold Tongue. Les TIW sont donc à l'origine d'une rétroaction négative sur ENSO ; celle-ci étant particulièrement marquée pendant la Niña. L'activité des TIW est ainsi modulée par la phase de l'oscillation australe, et est également responsable d'une partie de l'asymétrie d'ENSO (An, 2008, 2009).

Voici un autre exemple d'interaction d'échelles impliquant d'autres fréquences typiques du riche spectre du Pacifique tropical. Son étude constituera l'autre enjeu de cette thèse. Nous nous consacrerons cette fois à la cascade d'énergie des hautes vers les basses fréquences, des échelles de temps intra-saisonnières à l'état moyen (cycle annuel) et plus spécifiquement celui du pacifique tropical est. Et pour cela, nous utiliserons un autre outil que les statistiques. En effet, autant pour les basses fréquences, la longueur des séries temporelles d'observations disponibles nous permettait un échantillonnage relativement grossier (mensuel), autant l'étude de la variabilité intra-saisonnière requiert un échantillonnage fin des séries temporelles. En outre, nous avons vu que les processus en jeu faisaient intervenir des mécanismes océaniques fins impliquant de petites échelles spatiales, notamment verticales pour l'étude des ondes équatoriales (du fait par exemple de la thermocline très pincée dans le Pacifique équatorial est). Cela requiert donc un échantillonnage spatial fin. L'outil le plus apte à nous fournir des séries temporelles cohérentes hautement échantillonnées sur un maillage très fin est la modélisation numérique. Ceci nous encourage donc à utiliser la modélisation régionale haute résolution.

Synthèse et objectifs

○ **Caractéristique du Pacifique tropical**

- *Variabilité significative sur un large spectre de fréquence*

- *Echelle la plus énergétique : échelle interannuelle / ENSO*

ENSO est un phénomène climatique couplé entre l'océan et l'atmosphère qui se manifeste plus ou moins régulièrement tous les 2 à 7 ans. Bien qu'il prenne naissance dans les tropiques, il imprime sa signature dans la totalité du bassin Pacifique ainsi que dans les autres bassins océaniques via des téléconnexions océaniques et atmosphériques. Bien que pouvant être vu comme une suite d'événements indépendants, ENSO est d'un point de vue théorique et conceptuel généralement envisagé comme un oscillateur. De nombreuses théories ont plus ou moins réussi à expliquer cette nature oscillante entre épisodes chauds (El Niño) et épisodes froids (La Niña). Néanmoins peu nombreuses sont les études à aborder explicitement l'irrégularité de l'oscillation, notamment la forte asymétrie positive du phénomène ainsi que sa propension à faire croître les anomalies jusqu'à l'apparition d'un épisode extrême, comme ceux de 1982/83 ou 1997/98 par exemple.

- *Basses fréquences (> 10 ans)*

Le Pacifique tropical est le siège d'une variabilité basse fréquence significative des échelles décennales aux échelles milléniales. Cette variabilité influence les variations lentes de l'état moyen du Pacifique tropical à même de moduler les caractéristiques d'ENSO. Celles-ci peuvent être responsables en retour d'une rectification de l'arrière plan climatique au sein d'une boucle de rétroaction susceptible de faire intervenir l'ensemble des échelles temporelles présentes dans le spectre.

Malgré la richesse de ce dernier, seule la modulation décennale à inter-décennale du phénomène a été abordée dans cette thèse. Plusieurs mécanismes ont été proposés faisant notamment intervenir les moyennes latitudes comme forçage extérieur au système climatique tropical. Néanmoins, des études récentes (certes peu) reposant sur l'étude du Pacifique tropical en tant que système dynamique nonlinéaire et faisant intervenir des outils propres à

Synthèse et objectifs

la théorie du chaos ont émis la possibilité que le système climatique tropical était capable de générer lui-même (sans forçage extérieur et même sans le forçage saisonnier) ce spectre presque continu via des processus nonlinéaires capables de produire une cascade d'énergie des basses fréquences vers les plus hautes et vice-versa. Il est d'ailleurs intéressant de constater que cette approche et les mécanismes thermodynamiques qui en découlent permettent d'expliquer, en plus de la modulation basse fréquence, une partie de l'irrégularité des distributions statistiques des variables climatiques, son asymétrie en l'occurrence.

- *Hautes fréquences (< 6 mois)*

Le Pacifique tropical connaît également une forte variabilité aux échelles sub-saisonniers qui lui est essentiellement communiquée par le biais des hautes fréquences provenant de l'atmosphère. Une des origines de cette forte variabilité aux échelles intra-saisonniers dans les tropiques est l'oscillation atmosphérique grande échelle (spatiale) de Madden-Julian qui s'exprime temporellement entre 30 et 70 jours. Outre les phénomènes couplés qu'elle est à même de générer de manière directe, elle est également susceptible de déclencher des ondes océaniques équatoriales de type Kelvin.

Cette variabilité intra-saisonnaire s'avère être plus que du simple bruit blanc atmosphérique puisqu'elle a été évoquée comme mécanisme déclencheur et/ou entreteneur/excitatrices des fortes anomalies positives liées aux épisodes El Niño et qu'en retour le réchauffement induit par El Niño pouvait accroître le probabilité d'apparition de coups de vent d'ouest.

Cette variabilité intra-saisonnaire interagit donc avec le cycle ENSO et est potentiellement capable de le rectifier. Cette possibilité de rectification par les mécanismes associés à la propagation des ondes (déclenchées par des événements de type MJO, WWB) n'a pour le moment pas fait l'objet d'études scientifiques. Cette propagation qui implique divers modes baroclines est largement susceptible d'affecter les propriétés de subsurface du Pacifique équatorial aux plus basses fréquences, notamment dans l'est du bassin où la thermocline peu profonde rend les modes baroclines élevés plus prépondérants.

Synthèse et objectifs

○ Objectifs scientifiques de la thèse

Le contexte de ce travail de thèse est, selon le concept intégrateur de Meehl et al. (2001), de comprendre la variabilité climatique dans le Pacifique tropical en appréhendant l'ensemble des échelles de variabilité du système climatique au sein d'un continuum d'interactions d'échelles temporelles, plutôt que de voir classiquement cette variabilité comme le résultat unilatéral d'une somme de causes extérieures. Il s'agit là d'un cadre très vaste. Aussi, nous consacrerons-nous à deux exemples précis d'interaction, le premier des basses fréquences vers les hautes et le second des hautes fréquences vers les basses :

- *Influence de l'état moyen sur la variabilité et l'irrégularité d'ENSO (du décennal/multidécennal à la variabilité interannuelle)*
- *Influence de la variabilité intra-saisonnière sur l'état moyen dans le Pacifique tropical Est (upwelling Péruvien) (de l'intra-saisonnier vers le saisonnier)*

○ Outils utilisés

A chaque type d'interaction sa méthode et ses outils. Dans la première partie de cette thèse, nous allons utiliser un ensemble de méthodes statistiques permettant de quantifier de manière mathématiquement rigoureuse la variabilité basse fréquence (associée ici aux changements de régimes induits par les shifts climatiques, sauts abrupts dans la moyenne des séries temporelles) ainsi que les moments statistiques représentatifs de l'irrégularité d'ENSO. Ces méthodes seront appliquées à de longues séries temporelles couvrant l'ensemble du Pacifique tropical. Ces séries temporelles seront aussi bien issues de produits de reconstructions historiques, que de sorties de modèles couplés intermédiaires et de modèles couplés de circulation générale.

Pour obtenir l'échantillonnage spatio-temporel nécessaire à l'étude de la variabilité intra-saisonnière, nous aurons recours à la modélisation haute résolution et nous utiliserons pour cela le modèle régional océanique ROMS. L'ensemble des fréquences étudiées et des méthodes utilisées est résumé dans la figure I.33.

Synthèse et objectifs

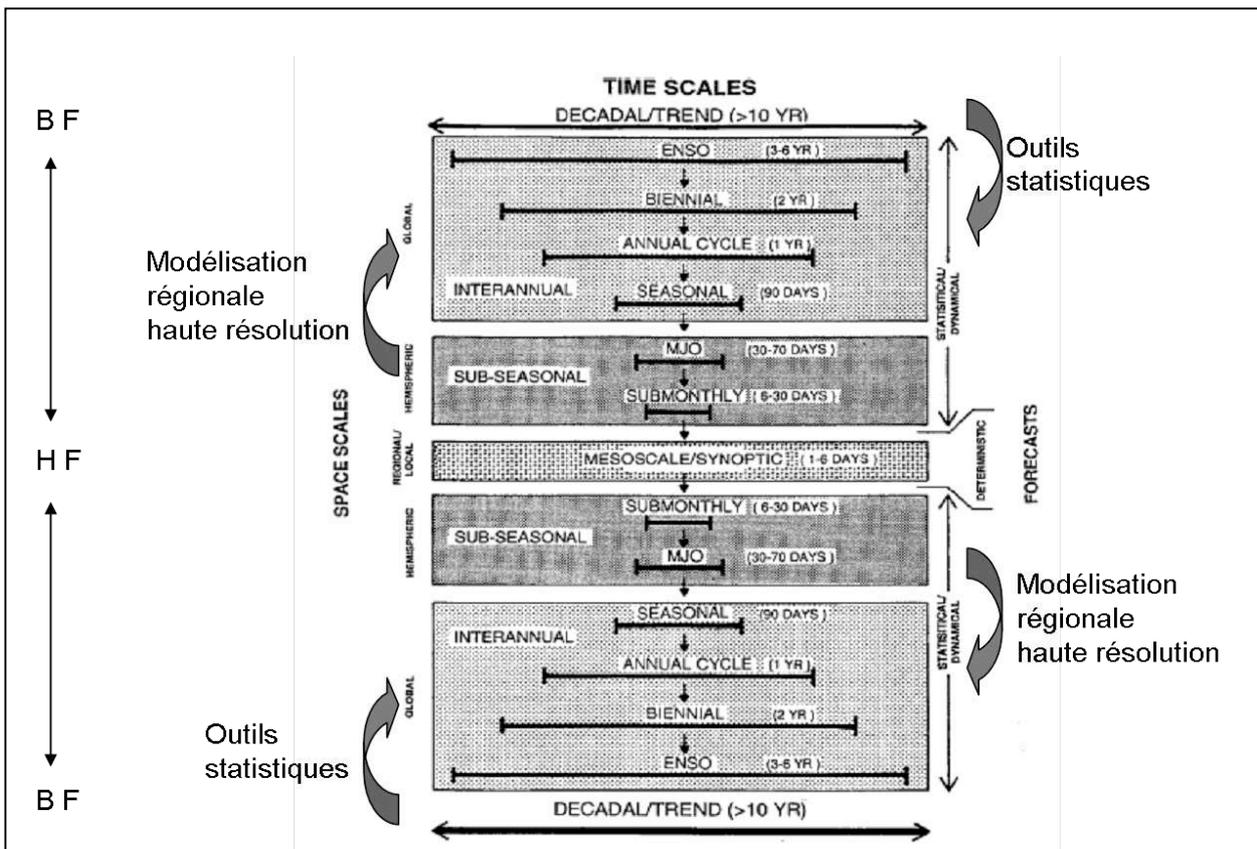


Figure I.33. Diagramme schématisant les différentes interactions d'échelles abordées au cours de cette thèse ainsi que les outils utilisés pour les aborder. D'après Meehl et al. (2001).

o Structure de la thèse

Après une première phase de description mathématique des outils statistiques et des données (chapitre 2), nous aborderons la modulation basse fréquence de l'irrégularité d'ENSO dans les données et les modèles dans un contexte de variabilité naturelle (chapitre 3) puis anthropique (chapitre 4) et la possibilité d'un feedback interactif entre ENSO et variabilité interdécennale (chapitres 3 et 4). Dans un cinquième chapitre, nous étudierons plus spécifiquement le Pacifique tropical Est et notamment la rectification de son état moyen par la variabilité intra-saisonnière. Nous finirons par la conclusion et quelques perspectives sur la pertinence de considérer le système climatique tropical comme pilote de la variabilité climatique globale.

Chapitre II. Mise en place du formalisme statistique et évaluation de sa pertinence pour étudier la variabilité des séries temporelles du Pacifique tropical

« Le hasard a sa raison »

Pétrone

II.1. Préambule

L'étude de la variabilité climatique, quelles que soient les échelles de temps et de lieu à laquelle elle s'exprime, passe nécessairement par une analyse mathématique des séries temporelles des variables associées. L'objet de ce chapitre est de justifier et présenter une nouvelle approche mathématique pour appréhender de manière systématique l'irrégularité des séries temporelles associées à ENSO. Cette irrégularité dans la distribution des variables ENSO (cf. Figure I.14 par exemple) est la signature visuelle de la complexité et la nonlinéarité des processus dynamiques qui régissent ce phénomène (cf. Chapitre I).

Une série temporelle est une suite de valeurs numériques représentant l'évolution d'une quantité spécifique au cours du temps. De telles suites de valeurs peuvent être exprimées mathématiquement sous forme de Variable Aléatoire Réelle (V.A.R.) afin d'en analyser le comportement, généralement pour comprendre son évolution passée et pour, dans la mesure du possible, en prévoir le comportement futur. Une V.A.R. est une fonction à valeur dans l'ensemble des réels représentant l'ensemble des résultats possibles d'une expérience aléatoire, la suite mensuelle des valeurs de l'indice Niño3 sur une période donnée par exemple. Une telle transposition mathématique utilise le plus souvent des concepts de probabilités et de statistique. Traditionnellement, ces statistiques reposent sur une approche Gaussienne (la distribution de la variable considérée suit une loi Normale/Gaussienne : la probabilité d'obtenir un résultat x est égale à $p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}$) car il s'agit d'une loi statistique simple (2 paramètres, moyenne μ et variance σ^2 suffisent à la décrire), bien maîtrisée et s'adaptant dans bon nombre de situations. Dans la suite, nous allons appliquer à

ENSO un exemple d'analyse/prévision de séries temporelles reposant sur de telles hypothèses de Gaussianité. Cela nous permettra de mettre en exergue les hypothèses trop restrictives de la loi Normale étant donnée la complexité des signaux ENSO (*Burgers et Stephenson, 1999*).

Pour appréhender l'irrégularité de ces séries temporelles, les (moments) statistiques d'ordre élevé (définis mathématiquement au paragraphe II.2.2) tels que le skewness (asymétrie, moment d'ordre 3) ou le kurtosis (moment d'ordre 4) sont couramment utilisés. Ceux-ci sont calculés sur des séries temporelles (ou V.A.R.) de longueur limitée (moments statistiques empiriques) sans se préoccuper de la stationnarité de ces signaux ni même de l'existence (convergence) des moments statistiques théoriques (limite des moments statistiques empiriques quand la taille de la série temporelle tend vers l'infini, sous les mêmes propriétés statistiques que l'échantillon de taille fixée). Typiquement, sous des hypothèses de Gaussianité, les moments statistiques d'une série temporelle au delà de l'ordre 3 (skewness) ne convergent pas. En clair, l'asymétrie calculée sur un échantillon de taille N ne convergera pas vers l'asymétrie théorique calculée sur un échantillon de taille infinie. Concrètement, si l'on note $m_3(N)$ cette asymétrie calculée sur un échantillon de taille N , $m_3(N) \neq m_3(M)$, avec $M \gg N$. Ceci est d'autant plus important et dommageable que la nonlinéarité d'ENSO est jusqu'alors traditionnellement caractérisée par son asymétrie (*Burgers et Stephenson, 1999 ; Hannachi et al., 2003 ; An et Jin, 2004* entre autres). Dans un premier temps, nous présentons un exemple simple permettant d'illustrer le caractère trop restrictif des hypothèses Gaussiennes et de stationnarité. Nous proposons par la suite une nouvelle caractérisation statistique du phénomène ENSO permettant de s'affranchir de telles hypothèses et d'avoir accès à des paramètres clairement définis (au sens de la convergence mathématique) permettant de mesurer l'irrégularité d'ENSO.

C'est de la mauvaise qualité des prévisions issues des modèles structurels d'inspiration keynésienne qu'est né l'intérêt pour une étude statistique des séries temporelles telle qu'on la connaît aujourd'hui. Et sur ce point, c'est la publication de l'ouvrage de Box et Jenkins en 1970 qui a été décisive. *Box et Jenkins (1970)* ont proposé une technique de prévision pour une série univariée (une seule variable ou VAR), laquelle est fondée sur la notion de processus ARIMA (Autoregressive Integrated Moving Average- Processus auto régressif à moyenne intégré) (généralisation des processus Auto-Régressifs (AR), modèles de régression pour séries temporelles dans lequel la série est expliquée par ses valeurs passées plutôt que par d'autres variables). Cette technique permet de modéliser et d'ajuster une série temporelle

par son passé (évènements antérieurs dans le temps pour un processus 1D) pour ensuite faire de la prévision, selon trois étapes: identification, estimation et vérification.

La première étape consiste à identifier le modèle ARIMA(p,d,q) qui pourrait engendrer la série $w(t)$, p étant le nombre de termes auto-régressifs, d le nombre de différences, et q le nombre de moyennes mobiles. Elle consiste, d'abord à transformer la série afin de la rendre stationnaire (enlever la tendance ou trend) et d'enlever le cycle saisonnier (normales saisonnières), afin de travailler sur des anomalies interannuelles dans notre étude des variables climatiques. Le nombre de différenciations détermine l'ordre d'intégration d . Par exemple, Une différenciation d'ordre 1 suppose que la différence entre deux valeurs successives de w est constante.

La première étape consiste également à identifier le modèle ARMA(p,q) de la série transformée avec l'aide du corrélogramme (suite des valeurs des coefficients d'autocorrélation) et du corrélogramme partiel (idem pour les coefficients d'autocorrélation partielle). Le graphique des coefficients d'autocorrélation ρ_k (corrélogramme) et d'autocorrélation partielle (corrélogramme partiel) donnent une information sur les ordres du modèle ARMA. Ainsi, si on observe que les deux premiers coefficients d'autocorrélation sont significatifs on identifiera un modèle MA(2). Si les trois premiers coefficients d'autocorrélation partielle sont significatifs alors, on aura un modèle AR(3).

Voici comment est calculée la fonction d'autocorrélation :

$\rho_k = Cor(w_t, w_{t-k})$ qui peut être estimée de façon consistante par :

$$\hat{\rho}_k = \frac{\sum_{t=k+1}^N (w_t - \bar{w})(w_{t-k} - \bar{w})}{\sum_{t=1}^N (w_t - \bar{w})^2}$$

où le chapeau dénote l'estimation et \bar{w} la moyenne de la série temporelle $w(t)$. Si les $\hat{\rho}_k$ sont significatifs pour tout $k \leq q$, alors nous avons identifié un modèle MA(q).

L'autocorrélation partielle d'ordre k désigne la corrélation entre w_t et w_{t-k} (qui sont les observations associées aux Variables Aléatoires Réelles (VAR) W_1, \dots, W_n) obtenue lorsque l'influence des variables w_{t-k-i} avec $i < k$ a été retirée. La fonction d'autocorrélation partielle d'une série temporelle est fonction de sa fonction d'autocorrélation et il s'agit d'un moyen utile pour déterminer l'ordre p dans un modèle autorégressif. Nous allons utiliser un système d'équation composé de différents modèles autorégressif afin d'illustrer cette fonction :

$$\begin{aligned} w_t &= \varphi_{01} + \varphi_{11}w_{t-1} + Q_{1t} \\ w_t &= \varphi_{02} + \varphi_{12}w_{t-1} + \varphi_{22}w_{t-2} + Q_{2t} \end{aligned}$$

$$w_t = \varphi_{03} + \varphi_{13}w_{t-1} + \varphi_{23}w_{t-2} + \varphi_{33}w_{t-3} + Q_{3t}$$

$$w_t = \varphi_{04} + \varphi_{14}w_{t-1} + \varphi_{24}w_{t-2} + \varphi_{34}w_{t-3} + \varphi_{44}w_{t-4} + Q_{4t}$$

...

où φ_{0j} , φ_{ij} et Q_{ij} sont respectivement la constante, le coefficient de y_{t-i} et le terme d'erreur pour un modèle AR(j) pour $\{i, j = 1, 2, 3, \dots\}$. Il est possible d'estimer ce système d'équations par moindres carrés. L'estimé de $\hat{\varphi}_{11}$ de la première équation est appelé la fonction d'autocorrélation partielle échantillonnale d'ordre 1 de w_t . L'estimé de $\hat{\varphi}_{22}$ de la première équation est appelé la fonction d'autocorrélation partielle échantillonnale d'ordre 2 de w_t . L'estimé de $\hat{\varphi}_{33}$ de la première équation est appelé la fonction d'autocorrélation partielle échantillonnale d'ordre 3 de w_t et ainsi de suite. En d'autres termes, la fonction d'autocorrélation partielle d'ordre 2 montre la contribution ajoutée de w_{t-2} pour expliquer w_t par rapport au modèle AR(1). La fonction d'autocorrélation partielle d'ordre 3 $\hat{\varphi}_{33}$ montre la contribution ajoutée de w_{t-3} pour expliquer w_t par rapport au modèle AR(2). Par conséquent, pour un modèle AR(p), la fonction d'autocorrélation partielle échantillonnale d'ordre p devrait être différente de zéro, mais $\hat{\varphi}_{ij}$ devrait être très proche de zéro pour tous les $j > p$.

La deuxième étape consiste donc à estimer le modèle ARMA en utilisant une méthode telle que les moindres carrés ou le maximum de vraisemblance. Ces méthodes sont appliquées en utilisant les degrés p et q trouvés dans l'étape d'identification. Nous reviendrons plus tard sur la méthode du maximum de vraisemblance.

La troisième étape consiste à vérifier si le modèle estimé reproduit le modèle qui a engendré les données. Pour cela les résidus obtenus à partir du modèle estimé sont utilisés pour vérifier s'ils se comportent comme des erreurs de type bruit blanc à l'aide d'un test statistique, généralement celui du "portemanteau" (test global qui permet de tester l'hypothèse d'indépendance des résidus). Le test le plus usuel est le test proposé par Box et Pierce (*Box and Pierce, 1970*):

$$Q = N \sum_{k=2}^h \hat{r}_k^2$$

\hat{r}_k étant la corrélation empirique entre les résidus ($\hat{\varepsilon}_t = w_t - \hat{w}_t$), distants de k et h dépend de N tel que $h = O(\sqrt{n})$. Sous l'hypothèse d'indépendance, cette statistique suit asymptotiquement une loi du χ^2 avec $h-p-q$ degrés de liberté. Si l'hypothèse n'est pas rejetée on considère que le modèle estimé peut convenir. Dans le cas contraire, on rejette le modèle estimé et on identifie un nouveau modèle.

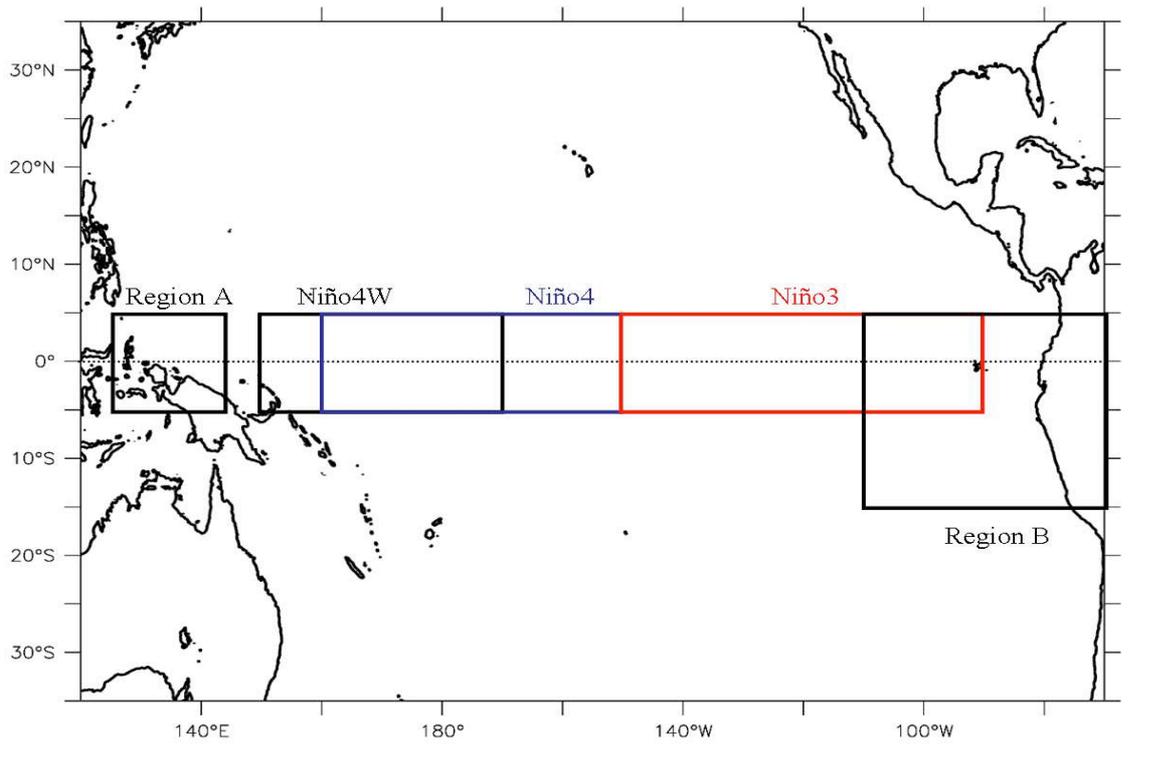


Figure II.1. Présentation des indices climatiques représentatifs de la variabilité climatique dans le Pacifique tropical.

Ce type de processus ARIMA offre un cadre mathématique relativement simple pour faire de la prévision. En revanche, il ne renseigne en aucun cas sur les mécanismes responsables des variations de la quantité considérée.

Nous proposons d'appliquer cette méthode à l'indice climatique Niño3 caractéristique de la variabilité inter-annuelle du Pacifique tropical. Il représente la moyenne des anomalies de température de surface de la mer (Sea Surface Temperature, SST) dans la boîte centrée à l'équateur et dans le centre est du bassin Pacifique [150°W-90°W ; 5°N-5°S] (cf. Figure II.1). Nous avons essayé de prévoir statistiquement à l'aide des données reconstruites de *Kaplan et al.* (1998) assimilées sur la période Janvier 1976-Décembre 1995 (respectivement Janvier 1976-Juin 1996) le refroidissement précédent l'évènement chaud de 1998 et l'épisode chaud El Niño de 1998. Notons que sur ces périodes récentes, les SST sont issues de données satellites et sont ainsi fiables, ce qui n'est a priori pas forcément le cas sur des périodes temporelles plus anciennes qui seront étudiées au cours de cette thèse. Nous reviendrons par la suite sur ce point de débat.

Nous avons effectué à chaque fois une prévision de 6 mois suivant un apprentissage de 2 ans (respectivement Janvier 1995-Décembre 1997 et Juin 1997-Juin 1999). Le Tableau II.1

ci-dessous rassemble les paramètres estimés du modèle Auto Régressif par une méthode de maximum de vraisemblance (cf. II.3.2.b).

Période d'apprentissage	Paramètres caract. du processus AR
1976-1995	AR(4) : 1.10, -0.09, -0.01, -0.10
1976-1996.5	AR(4) : 1.11, -0.10, -0.02, -0.10

Tableau II.1. Tableau récapitulatif des paramètres des processus AR utilisés pour la prévision.

La Figure II.2 présente les résultats de la prévision issus du modèle Auto Régressif construit selon le protocole présenté précédemment :

$$\text{Période 1976-1995 : } w_t = 0.52 + 1.10w_{t-1} - 0.09w_{t-2} - 0.01w_{t-3} - 0.10w_{t-4} + \varphi_t$$

$$\text{Période 1976-1995.5 : } w_t = -0.18 + 1.11w_{t-1} - 0.10w_{t-2} - 0.02w_{t-3} - 0.10w_{t-4} + \varphi_t$$

φ_t représentant le résidu est un bruit blanc Gaussien. Le lecteur est invité à consulter *Boucharel (2007)* pour plus de détails sur la méthode d'identification. Alors que dans le premier cas, l'amplitude et la variabilité de la prédiction sont satisfaisantes comparées aux données (prévision d'un retour vers une anomalie nulle), le modèle ne permet pas du tout de prévoir l'épisode extrême El Niño 97/98 (son ampleur et sa durée).

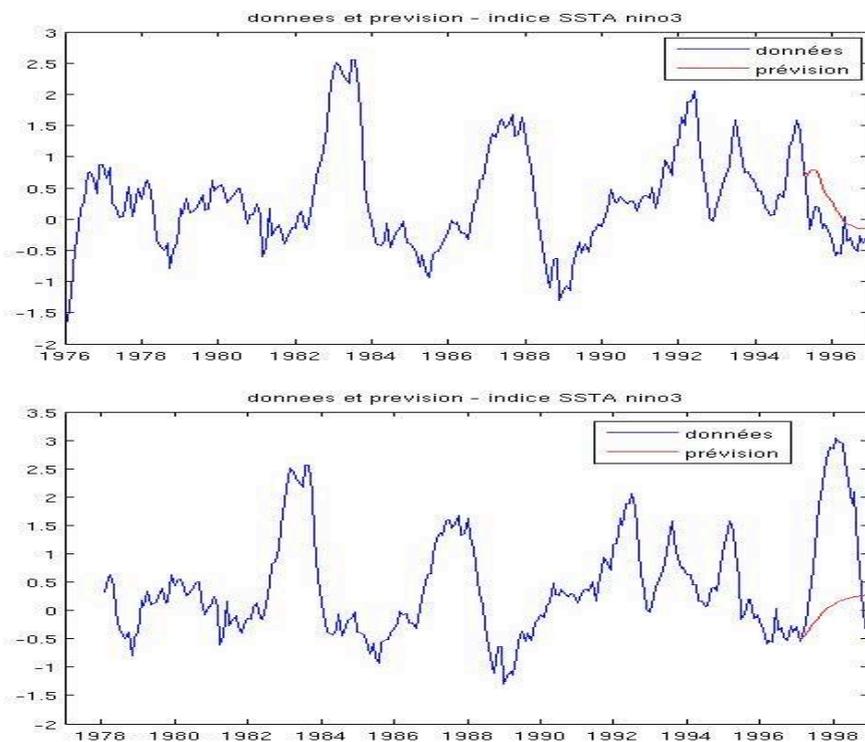


Figure II.2. Données et prévisions de l'indice SSTA (en °C) Niño3, exemple pour la période 1995-1997 (en haut) et pour 1996.5-1998.5 (en bas).

De plus, l'aptitude à la prévision dépend de la période temporelle considérée. Pour nous en convaincre, il suffit de tracer le « model skill » pour différentes périodes de prévisions. Pour cela, nous ajustons le processus AR depuis 1976 jusqu'à instant t (temps en abscisse) puis nous effectuons une prévision de 6 mois (à partir de cet instant). Nous calculons enfin la corrélation entre la série prédite et la série des observations sur les 6 mois, cf. Figure II.3.

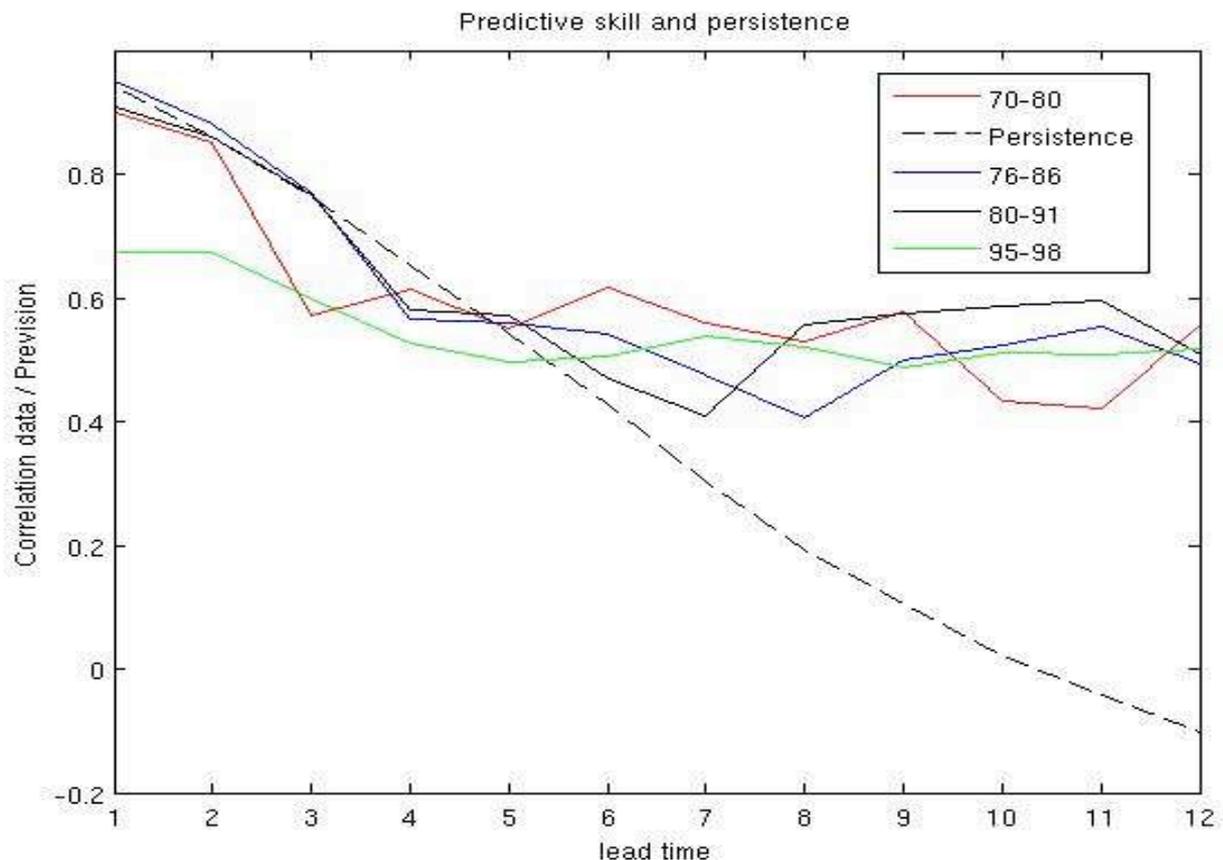


Figure II.3. Représentation pour différentes périodes de la corrélation entre les prévisions et les observations pour l'indice Niño3 des anomalies de température de surface à différents mois de distance. Les valeurs sont comparées à la courbe en pointillés dite de persistance qui représente les corrélations si les anomalies de température au moment initial étaient maintenues sur 12 mois.

La Figure II.3 illustre l'évolution des caractéristiques d'ENSO en fonction de la période d'investigation, sa prévisibilité en l'occurrence.

Cet exemple simple nous permet de mettre en exergue deux problèmes fondamentaux de la modélisation des séries temporelles reposant sur des hypothèses de stationnarité (évolution dans le temps des propriétés intrinsèques d'ENSO, sa prévisibilité en l'occurrence) et de gaussianité :

1/ En statistique, les lois gaussiennes sont beaucoup utilisées pour plusieurs raisons :

- elles ont des propriétés intéressantes et bien maîtrisées (stabilité, la moyenne et la variance suffisent à leur caractérisation,...)

- elles s'adaptent dans bon nombre de situations

Cependant, pour les modèles autorégressifs à moyenne mobile (ARMA), entre autres, l'hypothèse de bruit blanc gaussien pour les résidus est trop restrictive et ne rend pas compte de la grande variabilité des données, notamment de la présence dans la série temporelle de nombreux événements en dehors de la fourchette de l'écart type (que nous appellerons événements extrêmes par la suite), comme les épisodes El Niño de 1976/77, 1982/83, 1997/98 par exemple. Ainsi, la loi gaussienne ne permet pas d'appréhender ces situations de forte variabilité.

2/ De plus, si l'on veut capturer dans un modèle (qu'il soit dynamique ou statistique) l'ensemble de la variabilité d'ENSO qui s'exprime, rappelons-le (cf. Chapitre I), sur de nombreuses échelles temporelles, notamment les très basses fréquences, il est nécessaire de considérer de très longues séries temporelles, largement supérieures à la dizaine d'années. Or, comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, sur ces échelles de temps, il nous est possible de distinguer différents régimes de variabilité, reflétant en partie la modulation décennale à multidécennale des propriétés intrinsèques d'ENSO. Ces différents régimes sont séparés par des « climate shifts » (rupture dans la moyenne temporelle des variables et dans les caractéristiques intrinsèques du phénomène), ce qui contredit irrémédiablement l'hypothèse de stationnarité indispensable dans le cadre de l'analyse temporelle proposée par *Box and Jenkins* (1970).

La Figure II.4 résume relativement bien les 2 problèmes fondamentaux découlant des hypothèses de *Box and Jenkins* (1970). Elle représente la reconstruction de l'indice Niño3 par la méthode de Kaplan et al. (1998) sur la période 1870-2008. On note la non-stationnarité de l'état moyen de l'océan Pacifique tropical (son évolution lente) ainsi que la présence d'événements extrêmes au sein de la série temporelle.

Nous avons donc vu, au travers d'un exemple simple et concret la faiblesse des statistiques traditionnelles et pourtant couramment utilisées en climatologie pour la description mathématique des séries temporelles. Pourtant, l'analyse mathématique des séries temporelles a l'avantage d'offrir un cadre rigoureux pour l'étude de la variabilité et la comparaison systématique des indices climatiques. Ce constat nous pousse à nous interroger sur la pertinence d'utiliser un nouveau formalisme statistique permettant de nous affranchir de telles hypothèses simplificatrices dans le but d'appréhender au mieux la complexité de ces signaux et surtout de pouvoir quantifier de la manière la plus rigoureuse possible les

mécanismes en jeu. Comme nous l'avons déjà évoqué dans l'introduction, ces derniers, responsables de la forte irrégularité des signaux, ont de forte chance d'être nonlinéaires. Or la signature de la nonlinéarité se voit au premier ordre dans la déviation par rapport à la Gaussianité des statistiques de la série temporelle (*Burgers et Stephenson, 1999 ; Hannachi et al., 2003*).

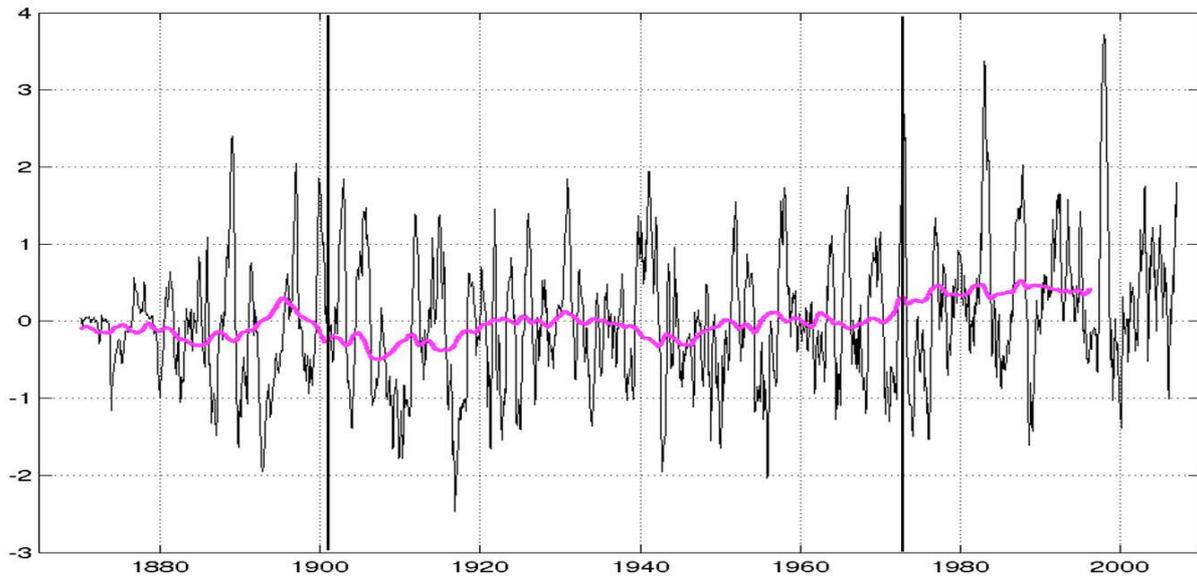


Figure II.4. Reconstruction de l'indice SSTA (en °C) Niño3 sur la période 1870-2008, issu de Kaplan et al. (1998). Les traits noirs verticaux indiquent les 2 principaux shifts climatiques documentés dans la littérature (*Urban et al., 2000 ; Karspeck et al., 2004 ; Overland et al., 2008, entre autres*). La ligne magenta représente la moyenne glissante de l'indice Niño3 calculée avec une fenêtre de 10 ans.

Préalablement à la description de notre formalisme mathématique alternatif, il convient de s'interroger sur la pertinence des données que nous allons utiliser au cours de cette thèse. Les reconstructions de SST sont-elles suffisamment fiables sur des périodes temporelles longues (remontant loin dans le passé) pour nous permettre de diagnostiquer la non-stationnarité de l'état moyen ? La forte irrégularité de signaux a-t-elle un sens physique ou provient-elle des méthodes de reconstruction et de leurs hypothèses ? Nous allons justifier du bien fondé de l'application de nos méthodes sur certains jeux de données reconstruits dans la section suivante.

II.2. Description des données utilisées dans cette thèse

Avant d'appliquer nos tests statistiques, il est nécessaire de présenter au moins brièvement, les jeux de données, les méthodes de reconstructions utilisées pour obtenir ces produits grillés, ainsi que les biais, susceptibles d'entâcher la qualité de données.

Les reconstructions historiques de SST interpolent des observations de toute sorte (satellite, données ARGO, données XBT de bateau, les réseaux de bouées comme TAO...) échantillonnées de manière éparse à la fois dans le temps et dans l'espace. De plus, les algorithmes utilisés font un certain nombre d'hypothèses discutables (*Rayner et al., 2003*). Il y a malgré tout un accord relativement bon entre tous les produits disponibles à ce jour dans notre région d'intérêt du Pacifique tropical (*Vecchi et al., 2007; Yeh et al., 2009; Karnauskas et al., 2009*), ce qui nous procure une certaine confiance en leur utilisation. Voici une brève description des jeux de données reconstruites que nous allons utiliser dans ce travail. Ceux-ci sont couramment utilisés dans la littérature, notamment pour l'étude de la modulation basse fréquence d'ENSO :

- ERSST v3 : Depuis la version v1 qui utilise des données in situ et satellites issus de AVHRR, ce produit a connu de nombreuses améliorations, notamment dans la reconstruction de la SST des régions à faible variance, dans l'inclusion de concentration en glace de mer pour l'amélioration de la reconstruction des hautes latitudes. L'amélioration de la version 2 à la version 3 réside dans la comparaison avec des simulations et l'amélioration du réglage de la variation basse fréquence. Plus de détails peuvent être trouvés dans la liste de références suivantes (*Xue et al., 2003 ; Smith and Reynolds, 2003 ; Smith and Reynolds, 2004 ; Smith et al., 2008*).
- HadleySST2 : Les données de SST proviennent de « l'International Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set, (ICOADS) » entre 1850 et 1997 et de NCEP-GTS de 1998 jusqu'à maintenant. La reconstruction utilise des mesures in situ provenant de bateaux et de bouées en rejetant systématiquement les valeurs échouant au contrôle qualité. Les données de glace de mer proviennent d'une variété de sources. La reconstruction utilise une méthode d'interpolation optimale en 2 étapes. Les données historiques ont été rendues consistantes avec les données satellite. Plus de détails peuvent être trouvés dans *Rayner et al. (2003)*.
- Reconstruction Kaplan : De 1854 à 1981, l'analyse de *Kaplan et al. (1998)* utilise une estimation optimale grâce aux 80 premiers modes EOF (Empirical orthogonal

Function) dans le but d'interpoler les observations issues de navires (provenant du U.K. Met Office. *Parker et al., 1994*). Après 1981, les données représentent la projection de l'analyse NCEP de *Reynolds et Smith (1994)* (qui combine les observations de bateaux avec des données satellites) sur le même ensemble de modes EOF.

En ce qui nous concerne, deux points plus spécifiques méritent d'être approfondis : la fiabilité dans l'état moyen reconstruit et la variabilité des données autour de cet état moyen. En effet, pour que l'application de notre méthode de détection de rupture dans la moyenne des indices climatiques ait un sens, il faut que l'état moyen ainsi que son évolution lente soient reconstruits de manière fidèle. De manière simplifiée, ces méthodes de reconstruction ont pour but de combiner l'information de séries temporelles historiques longues mais éparées avec celle, plus courte mais ayant une couverture spatiale quasi globale, des produits satellites. Ces longues séries seront projetées sur la structure globale de covariance des températures observées (par satellite) suivant une technique d'interpolation optimale développée par *Kaplan et al. (1997, 1998)*. Les études de *Church et al. (2004)* et *Church et White (2006)* nous assure que ce type de méthode permet une reconstruction fiable de l'état moyen de la variable et de ses variations décennales sur l'ensemble de la longueur de la série temporelle la plus longue et ce malgré le relatif faible nombre de longues séries historiques. En effet, la technique d'analyse employée dans ce genre de reconstruction (SST ou niveau de la mer) permet de prendre en compte des données instrumentales sur différentes périodes de temps (et pas uniquement sur la longueur totale de la période). Cela permet d'utiliser le maximum de données historiques et d'avoir ainsi une meilleure couverture spatiale. En outre, plus la période de reconstruction est ancienne moins le nombre d'EOFs utilisées est grand. Ces méthodes donnent des reconstructions fiables pour l'état moyen des températures de surface de la mer (*Reynolds et Smith, 1994*) et pour du niveau de la mer (*Church et White, 2006*) jusqu'en 1870, et ce même si cette dernière variable intègre plus de processus physiques que la SST (mécanismes liés à la salinité ou aux variations verticales de la croûte terrestre -le rebond post-glaciaire- entre autres). Bien que certains produits soient disponibles sur une période remontant jusqu'à 1854, nous nous contenterons d'étudier la période 1870 à nos jours.

De plus, il est cohérent de se demander si l'ensemble de la variabilité du Pacifique tropical est bien reproduit par ces produits reconstruits. Récemment, une étude paléoclimatique de *Emile Geay et al. (2011)* montre qu'à la fois la variabilité ENSO et celle décennale à multi-décennale sont bien représentées et significatives pour ces 3 jeux de données. En revanche, la

reconstruction d'indices climatiques (par des méthodes multi-proxy, cf. Figure I.14) en deçà de la période de données instrumentales (1850) et particulièrement leur variabilité centennale sont très sensibles aux jeux de données utilisés comme « cible » (typiquement les 3 présentés ci-dessus). Ceci nous conforte dans la fiabilité de tels produits reconstruits aux échelles temporelles et sur les périodes de temps qui nous intéressent ici. En particulier, la forte variabilité des indices ENSO vers la fin du 19^{ème} siècle dans le centre ouest du Pacifique tropical, que l'on note seulement dans la reconstruction de *Kaplan et al.* (1998), n'est pas issue d'un artefact de l'algorithme de reconstruction employé et a bel et bien été observée (dans les observations : *Davies (2001); DeVries et al. (1997); Ortlieb et Macharé (1993); Quinn (1992); Whetton et Rutherford (1994)* et dans les données issues de coraux : *Ault et al. (2009); Evans et al. (2000); Urban et al. (2000)*). C'est essentiellement cette raison qui nous a poussés à présenter nos résultats pour ce produit en particulier (bien que les autres aient été systématiquement testés).

On est également en droit de se demander si l'irrégularité statistique des séries temporelles issues de ces produits de reconstruction, notamment l'apparition de caractéristiques non Gaussiennes, a une significativité physique ou si elles émergent des algorithmes propres à la reconstruction. Ces derniers ne font pas usage des moments statistiques d'ordre plus élevé que 2, ce qui nous encourage à étudier l'émergence de la nonlinéarité dans le système climatique tropical (*Monahan et Dai, 2004*).

Un bémol que l'on peut formuler quant à la méthode de reconstruction de ces produits, est qu'elle fasse intervenir les structures spatiales des EOFs calculées sur la période satellitale (période récente). Ceci fait implicitement l'hypothèse que les modes de variabilité propres du système couplé du Pacifique tropical sont stationnaires. Ceci est une hypothèse forte et pas forcément judicieuse, comme nous allons le voir par la suite. Cependant, le fait que l'ensemble des produits de reconstruction disponible fasse cette hypothèse (du fait même des données instrumentales réparties spatialement de manière très inhomogène avant cette période) ne nous laisse pas vraiment le choix...

II.3. Statistique des séries temporelles

Nous avons vu dans la section précédente qu'une étude statistique poussée des variables climatiques issues des produits reconstruits disponibles avait un sens. Nous allons maintenant décrire plus en détails ces propriétés mathématiques des séries temporelles.

II.3.1. Le cas d'ENSO

Les statistiques gaussiennes semblant trop restrictives pour appréhender l'ensemble de la variabilité du Pacifique tropical, il convient donc d'analyser plus en détails les séries temporelles associées. Un moyen simple de résumer les propriétés statistiques d'une série temporelle est de tracer sa fonction de densité de probabilité (Probability Density Function-PDF). La Figure II.5 représente l'histogramme non normalisé de l'indice Niño3 qui est un estimateur simple de la PDF.

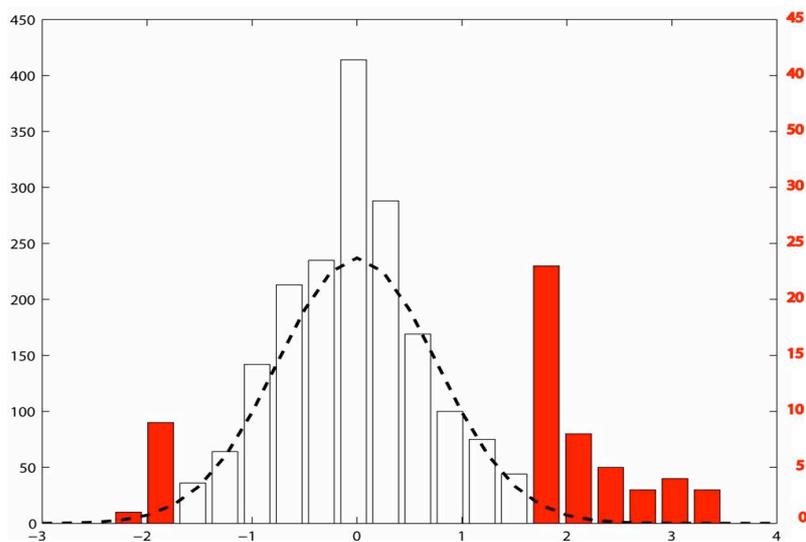


Figure II.5. Histogramme (non normalisé) de l'indice Niño3 sur la période 1870-2008 (Kaplan et al., 1998). Les barres de l'histogramme pour les données supérieures à l'écart type ont été multipliées par 10 (cf. échelle de droite en rouge). La courbe en pointillés noirs représente la PDF d'une loi gaussienne ajustée aux données.

Cette figure permet de voir d'un seul coup d'œil la présence de caractéristiques que la loi Gaussienne ne permet pas de reproduire:

- 1/ Une forte asymétrie positive de l'indice, ou en d'autres termes, plus d'événements chauds (Niños) que froids (Niñas). Et les événements chauds sont en outre plus forts que les épisodes froids.
- 2/ Une forte déformation leptokurtique (« pointicité », tendance vers un grand nombre d'événements à faible anomalie) de la distribution.
- 3/ La présence d'événements extrêmes (définition en préambule p. 77).

II.3.2. Le cas du Pacifique équatorial est

Bien que nous ne disposions pas d'une série temporelle aussi longue (et que celle-ci soit issue d'un point et non d'un indice climatique), les données in situ le long des côtes du Pérou exhibent les mêmes spécificités statistiques que les données reconstruites de *Kaplan et al.* (1998).

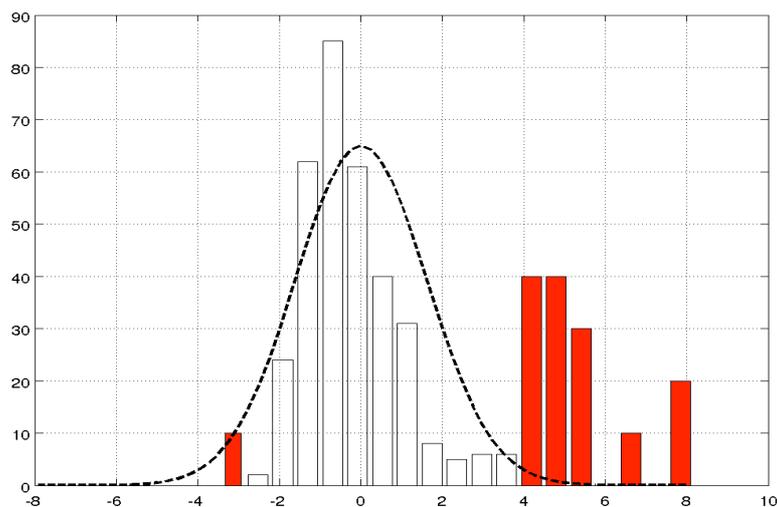


Figure II.6. Idem que la Figure précédente (Figure II.5) mais pour les SST in-situ à Chicama ($7^{\circ} 42.301' S$; $79^{\circ} 27.137' W$) pour la période Septembre 1981 à Mai 2010.

On note en effet sur la Figure II.6 une forte asymétrie positive, une déformation leptokurtique et la présence d'événements extrêmes (jusqu'à $8^{\circ}C$ d'anomalies positives pour l'épisode El Niño 82/83!).

Ces trois constatations ont un dénominateur commun : elles concernent en effet toutes les moments statistiques de la série. Notons le moment statistique d'ordre k d'une série de longueur N comme suit:

$$m_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^k \quad \text{où} \quad \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$$

L'asymétrie représente le moment d'ordre 3 de la série temporelle (le skewness, m_3), la déformation leptokurtique est associée au moment d'ordre 4 (le kurtosis, $m_{4.3}$), alors que la présence d'événements extrêmes concernent les moments statistiques d'ordre supérieur ($k \geq 4$). En effet, cette présence de moments statistiques de valeur supérieure à 2 a tendance à alourdir les queues de la distribution, ce qui peut être perçu comme une signature de la présence de nonlinéarité dans le système ENSO (*Hannachi et al.*, 2003 ; *An et Jin*, 2004). Cela nous pousse également à envisager la possibilité d'utiliser une modélisation statistique dite « à queue lourde ». Ceci fera l'objet de la section II.4.

Avant d'appliquer un formalisme statistique plus général à l'étude des séries temporelles d'ENSO, il reste cependant à s'affranchir du problème d'inhomogénéité ou de non-stationnarité des séries temporelles (cf. Figure II.4). En effet nous avons vu que les variables climatiques du Pacifique tropical subissaient une forte variabilité à différentes échelles temporelles, notamment sur des périodes de temps dépassant la décennie. Cette variabilité décennale à multidécennale (voire plus, paléo-climatique) se manifeste en partie par la présence de « shifts climatiques », que l'on peut définir comme des sauts abrupts et rapides dans la moyenne de la série temporelle induisant des changements fondamentaux dans les caractéristiques intrinsèques d'ENSO) (*Guilderson and Schrag*, 1998; *Urban et al.*, 2000; *Karspeck et al.*, 2004; *Overland et al.*, 2008; parmi d'autres). Il convient donc d'identifier ces ruptures dans la série temporelle, dans le but d'isoler des périodes (relativement) homogènes entre ces shifts climatiques. Dans la partie suivante, nous allons présenter un test permettant d'identifier la date ainsi que l'amplitude de telles ruptures.

II.4.Détection de rupture dans une série temporelle

II.4.1.Cas général

Une procédure fiable de détection systématique de rupture dans la moyenne d'une série temporelle a été proposée par *Maronna et Yohai* (1978). Cette méthode s'applique pour un vecteur aléatoire (x, y) où x et y suivent tous deux une loi Normale mais de telle sorte que

la moyenne de x est supposée constante, alors que celle de y peut changer à un temps j_0 . Cette méthode a été appliquée dans un tel contexte par *Potter* (1981); mais la méthode fournie par *Maronna et Yohai* (1978) est suffisamment générale pour rester valable dans un cadre statistique α -stable.

Soit $(x_j; y_j); j = 1; \dots; N$ un vecteur aléatoire réel indépendants et identiquement distribués (i.i.d ; variables aléatoires ayant toutes la même loi de probabilité et mutuellement indépendantes). Nous introduisons le modèle suivant :

$$y_j = b_j + cx_j + u_j$$

où les y_j sont les observations (l'indice Niño3 dans notre cas par exemple), les x_j étant une V.A.R. dont la densité h peut avoir des paramètres inconnus (ce qui du coup n'exclut pas les lois stables) et qui est indépendant du bruit (non observable) u_j . Ce dernier est de loi normale avec une moyenne m et une variance σ_u^2 . *Maronna et Yohai* (1978) l'ont appelé « Model II » dans leur article. Sous ces hypothèses, x est une statistique auxiliaire pour les tests concernant b_j et c .

L'hypothèse nulle H_0 est telle que $b_j = b; j = 1; \dots; N$ pour tout b inconnu; l'hypothèse alternative H_1 telle que $b_j = b$ pour $j \leq j_0$ et $b_j = b + d$ pour $j > j_0$ où $b; d$ et $j_0 < N$ sont inconnus.

Les percentiles (quantiles¹ d'ordre 100) sont extrêmement difficiles à calculer (à la fois analytiquement et numériquement) et dépendent de h (a priori inconnu). C'est pour cela qu'au lieu de calculer les p -valeurs, nous choisissons un niveau seuil plus grand que toutes les valeurs de quantiles publiées jusqu'à présent (à notre connaissance) pour ces tests et nous décidons de rejeter H_0 si la valeur calculée par le test statistique dépasse ce seuil.

II.4.2.Cas particulier Gaussien

Présentons plus concrètement la procédure dans le cas plus simple de variables aléatoires suivant la loi Normale (*Potter, 1981*):

¹ Les quantiles sont des points essentiels pris à des intervalles réguliers verticaux d'une fonction de répartition d'une variable aléatoire. Diviser des données ordonnées en q sous-jeux de données de dimension essentiellement égale est la motivation des q -quantiles. Par exemple, la médiane est le quantile d'ordre 2.

Plus formellement : le p -ième q -quantile (p -valeurs) de la distribution de la variable aléatoire X peut être défini comme la valeur(s) x telle que: $P[X \leq x] \geq \frac{p}{q}$ ou $P[X \geq x] \geq \frac{q-p}{q}$

Soit (x_j, y_j) une suite indépendante de vecteurs aléatoires de taille n et de dimension 2, chacun étant i.i.d. et distribué selon une loi Normale bivariée. On dit que deux variables aléatoires X et Y suivent une loi normale bivariée avec corrélation ρ si et seulement si:

$$Y = \rho X + \sqrt{1 - \rho^2} Z$$

où X et Z sont des variables aléatoires Gaussiennes standardisées et indépendantes.

L'hypothèse nulle pour le test bivarié élaboré par *Maronna et Yohai* (1978) est donnée par :

Hypothèse H_0 :

(x_j, y_j) ont tous la même distribution bivariée Normale, $N(\mu_x, \mu_y, \sigma_x^2, \sigma_y^2, \rho)$, où μ_x et μ_y sont respectivement les moyennes de x_j et y_j ; et σ_x^2 et σ_y^2 sont respectivement les variances de x_j et y_j . Tous ces paramètres sont inconnus.

L'hypothèse alternative est donnée par :

Hypothèse H_1 :

Il existe $j_0 \in]0; n[$ et $d \neq 0$, tels que la distribution de (x_j, y_j) est $N(\mu_x, \mu_y, \sigma_x^2, \sigma_y^2, \rho)$, pour $j \leq j_0$, et est $N(\mu_x, \mu_y + d, \sigma_x^2, \sigma_y^2, \rho)$, pour $j > j_0$.

Le test de rapport de vraisemblances est donné de H_0 vs. H_1 est basé sur les statistiques suivantes:

$$X_j = (1/j) \sum_{i=1}^n x_i, Y_j = (1/j) \sum_{i=1}^n y_i$$

$$S_{xy} = \sum_{j=1}^n (x_j - \bar{X})(y_j - \bar{Y}), S_x = \sum_{j=1}^n (x_j - \bar{X})^2, S_y = \sum_{j=1}^n (y_j - \bar{Y})^2$$

$$\bar{Y} = Y_n, \bar{X} = X_n$$

$$F_j = S_x - (X_j - \bar{X}^2)nj/(n-j), \quad j < n$$

$$D_j = n[S_x(\bar{Y} - Y_j) - S_{xy}(\bar{X} - X_j)]/[(n-j)F_j]$$

$$T_j = [j(n-j)D_j^2 F_j]/(S_x S_y - S_{xy}^2)$$

$$T_0 = \max_{j < n} \{T_j\}$$

Ce test rejette H_0 quand T_0 est plus grand qu'une certaine constante k . Ainsi, la valeur de i pour laquelle la dernière équation ci-dessus est maximum est l'estimateur du maximum de vraisemblance j_0^* de j_0 . Il représente la date du shift (indice auquel le shift a lieu). En

outre, D_{j_0} est l'estimateur du maximum de vraisemblance de d (amplitude du shift). T_0 est le paramètre statistique représentant le niveau de significativité du test (se reporter au Tableau II.2, qui reprend le Tableau 1 de *Potter* (1981) pour les valeurs critiques de T_0 en fonction de la longueur de la série temporelle).

n	Significance level			
	0.25	0.10	0.05	0.01
10	4.7	6.0	6.8	7.9
15	4.9	6.5	7.4	9.3
20	5.0	6.7	7.8	9.8
30	5.3	7.0	8.2	10.7
40	5.4	7.3	8.7	11.6
70	5.9	7.9	9.3	12.2
100	6.0	7.9	9.3	12.5

Tableau II.2. Valeurs critiques de T_0 en fonction de la longueur de la série et du niveau de significativité du test statistique. D'après *Potter* (1981).

Comme nous l'avons précédemment évoqué, la variabilité multidécennale, en partie révélée par la présence des shifts climatiques, a tendance à moduler les caractéristiques d'ENSO, comme par exemple, sa prévisibilité, sa période d'oscillation, sa propagation... Ainsi, il est vraisemblable que les ruptures dans les séries temporelles ne se manifestent pas seulement dans leur moyenne mais également dans leur variance. C'est pourquoi, nous avons également appliqué ce test de détection aux séries temporelles des variances empiriques pour détecter d'éventuels changements de régimes (se manifestant par des changements dans les moyennes des variances). Cela peut dénoter à la fois un changement de variabilité comme la présence d'un événement anormalement fort.

II.4.3. Retour sur le cas général

Reprenons le test de *Maronna et Yohai* (1978) réadapté pour le cas Gaussien par *Potter* (1981) en supposant maintenant que x_j et y_j suivent des lois α -stables (cf. section II.4) et que u_j suive toujours une loi Normale. Sous ces hypothèses :

$$y_j - b_j + cx_j \text{ suit une loi Normale de loi } p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}$$

En appliquant le rapport de maximum de vraisemblance (cf. section II.4.2.b) à la quantité $y_j - b_j + cx_j$: $\frac{L_n(H_1)}{L_n(H_0)} < \lambda \Leftrightarrow \ln \left[\frac{L_n(H_1)}{L_n(H_0)} \right] < \ln(\lambda)$, on va faire intervenir le terme

$$\text{suivant : } \sum_{j=1}^n (y_j - b_j - cx_j)^2 = \sum_{j=1}^n y_j^2 - 2c \sum_{j=1}^n y_j x_j + c^2 \sum_{j=1}^n x_j^2 + \dots$$

Il s'agit de termes qui ont la dimension de moments d'ordre 2, or, comme nous allons le voir dans la section II.4., les moments d'ordre 2 et plus ne convergent pas dans le cas α -stable non Gaussien. La quantité précédente diverge. On ne pourra donc jamais rejeter l'hypothèse H_0 . Cependant, en continuant de raisonner de manière conditionnelle sur $y_j - b_j$

$+cx_j$ de loi Normale de loi $p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}$, et en simplifiant le test avec les hypothèses

suivantes :

u_j suit une loi Normale $N(0,1)$

H_0 : Pour $j = 1, \dots, n$; $b_j = 0$

H_1 : Pour $j = 1, \dots, j_0$; $b_j = 0$

Pour $j = j_0 + 1, \dots, n$; $b_j = d \neq 0$

En appliquant le test de Neyman-Pearson, on rejette H_0

$$\text{si } \frac{L_n(H_1)}{L_n(H_0)} < \lambda \Leftrightarrow \ln \left[\frac{L_n(H_1)}{L_n(H_0)} \right] < \ln(\lambda)$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{L_n(H_1)}{L_n(H_0)} &= \frac{\prod_{j=1}^{j_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(y_j - cx_j)^2\right) \prod_{j=j_0+1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(y_j - cx_j - d)^2\right)}{\prod_{j=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(y_j - cx_j)^2\right)} \\ &= \prod_{j=j_0+1}^n \exp\left(-\frac{1}{2}(y_j - cx_j - d)^2 - \frac{1}{2}(y_j - cx_j)^2\right) \end{aligned}$$

En passant au logarithme :

$$\ln \left[\frac{L_n(H_1)}{L_n(H_0)} \right] = -\frac{1}{2} \sum_{j=j_0+1}^n (y_j - cx_j - d)^2 - (y_j - cx_j)^2 = \sum_{j=j_0+1}^n -\frac{d^2}{2} - 2d(y_j - cx_j)$$

Cette dernière quantité a la dimension d'un moment d'ordre 1 et donc converge (si $\alpha > 1$). On pourra donc trouver une valeur de T_0 pour laquelle nous pourrions rejeter H_0 . Comme nous l'avons mentionné, il est difficile de calculer les quantiles associés. Ainsi, pour avoir une idée de la valeur limite T_0 pour laquelle nous pouvons rejeter H_0 , nous avons effectué une étude par simulation du niveau de significativité du test (sous H_0) avec des distributions α -stables. Nous avons simulé 10000 distributions α -stables stationnaires de 1000 échantillons chacune, représentant 82 ans de données si l'échantillonnage est mensuel (cf. Annexe 1 pour plus de détails sur la méthode de génération). Puis nous avons procédé à la détection de rupture (avec un bruit blanc Gaussien $N(0,1)$). Nous avons regroupé les différentes valeurs de la statistique du test T_0 dans l'histogramme présenté en Figure II.7 (pour des distribution α -stables ($\alpha=1.89$ et $\beta=1$)). Le 95ème percentile donne une valeur de $T_0 = 10.50$ pour un niveau de significativité de 0.05. Nous verrons par la suite que ces valeurs de α et β sont réalistes pour les séries temporelles représentatives d'ENSO et plus généralement de la variabilité climatique du Pacifique tropical. Cette valeur de la statistique provenant de 10000 V.A.R. (avec un nombre d'échantillons proches de la longueur des séries temporelles issues des séries reconstruites ou des sorties de modèles que nous étudierons) sera donc significative comme seuil de significativité pour rejeter H_0 . Nous garderons cette valeur en tête lors de la détection de rupture sur les données.

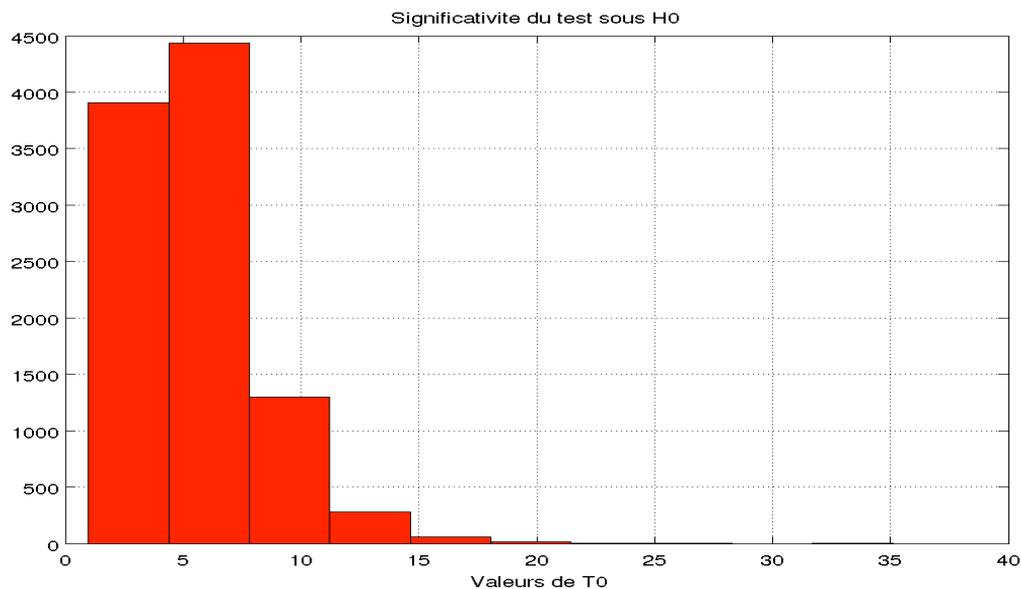


Figure II. 7. Histogramme des valeurs de la statistique sous H_0 pour des distributions α -stables ($\alpha=1.89$ et $\beta=1$) x_j avec un bruit blanc Gaussien u_j suivant une loi $N(0,1)$.

Dans cette section, nous avons décrit une méthode de détection de shifts (ruptures abruptes dans la moyenne et dans les caractéristiques de la série temporelle) pouvant s'appliquer dans un cadre très général, notamment celui d'une série temporelle (ou VAR) suivant une distribution (densité de probabilité) à queue lourde, qui semble être la plus à même de décrire statistiquement les données climatiques océaniques du Pacifique tropical. C'est ce dernier point que nous allons documenter dans la section suivante.

II.5. La loi à queue lourde α -stable

Passons maintenant à la description de la modélisation à queue lourde α -stable, sensée tenir compte des spécificités statistiques des séries temporelles représentatives de la variabilité climatique du Pacifique tropical mises en évidence dans la section II.2.

II.5.1. Description de la loi α -stable

Dans cette partie, on présente succinctement la notion de distribution à queue lourde, ainsi qu'une classe de ce type de distributions, les lois α -stables ou lois stables. Les distributions à queues lourdes sont liées à la théorie des valeurs extrêmes et permettent de modéliser plusieurs phénomènes rencontrés dans différentes disciplines: finance, hydrologie, télécommunication, géologie... et plus récemment en climatologie. Plusieurs définitions ont été associées à ces distributions en fonction de critère de classification. La classification la plus simple est basée sur la comparaison avec la loi normale. On dit alors que la distribution a la queue lourde si pour une distribution X de moyenne μ_X et de variance σ_X^2 :

$$C_4 = E\left[\frac{(X - \mu_X)^4}{\sigma_X^2}\right] > 3 \quad \text{avec } \mu_X = E(X) \text{ et } \sigma_X = \left(E[x - \mu_X]^2\right)^{1/2}$$

Ce qui est équivalent à dire qu'une distribution a une queue lourde si et seulement si son coefficient d'aplatissement, C_4 (précédemment défini comme le kurtosis de la distribution), est supérieur à celui d'une loi Normale (pour laquelle il vaut 3).

La caractérisation, donnée par l'équation ci-dessus, est très générale et ne peut être appliquée que si le moment d'ordre 4 existe. Par conséquent aucune discrimination, pour les distributions ayant un moment d'ordre 4 infini, ne peut être faite si on ne considère que ce critère. Cependant, on obtient un tel classement pour certaines classes de distributions :

- les distributions avec des moments exponentiels inexistantes,
- les distributions Subexponentielles,
- les distributions à variations régulières,
- les distributions avec un comportement de Pareto,
- les distributions α -stables avec $\alpha < 2$.

Nous avons choisi cette dernière catégorie pour des raisons que nous allons détailler maintenant.

Ce type de loi a été introduit dès 1924 par Lévy (1924), mais il a été popularisé dans les années 60 par Benoît Mandelbrot. Ce dernier étudie en effet les fluctuations boursières pour lesquelles il était évident qu'un modèle gaussien ne convenait pas (Mandelbrot, 1963). Il utilise alors un nouveau modèle de variation des prix, les lois α -stables, qui prend en compte cette grande variabilité des prix.

Définition : Une V.A.R. X a une distribution stable si et seulement si pour tout k et toute famille de V.A.R. X_1, \dots, X_k indépendantes et identiquement distribuées de même loi que X , il existe deux réels $a_k > 0$ et b_k tels que :

$$X_1 + \dots + X_k = a_k X + b_k$$

On peut montrer qu'il existe une constante α , $0 < \alpha \leq 2$, telle que $a_k = k^{1/\alpha}$ pour k entier strictement positif.

Une loi stable, notée $S_\alpha(\mu, \beta, \gamma)$ est définie par 4 paramètres :

- α : paramètre principal, indice de stabilité caractérisant les queues de distributions qui sont d'autant plus lourdes que α est faible.
- β : paramètre de symétrie compris entre -1 et 1 (équivalent au skewness ou moment d'ordre 3), $\beta = 0$ signifiant une loi symétrique. Si $\mu=0$, X et $-X$ ont alors la même distribution
- μ : paramètre de position

- γ : paramètre de dispersion

Ces lois ont été peu utilisées jusqu'à présent car leurs PDF n'ont pas d'expression analytique simple. Cependant, il est possible d'avoir accès à leur fonction caractéristique (*Gnedenko and Kolmogorov, 1954*) :

$$\varphi(t) \stackrel{def}{=} E[\exp itX] = \exp\left\{-\gamma^\alpha |t|^\alpha [1 + i\beta \operatorname{sign}(t)w(t,\alpha)] + i\delta t\right\}$$

$$\text{où, } w(t,\alpha) = \begin{cases} -\tan \frac{\pi\alpha}{2} & \text{if } \alpha \neq 1 \\ \frac{2}{\pi} \ln|t| & \text{if } \alpha = 1 \end{cases} \quad \text{et } \operatorname{sign}(t) = \begin{cases} 1 & \text{if } t > 0 \\ 0 & \text{if } t = 0 \\ -1 & \text{if } t < 0 \end{cases} \quad \text{et } E \text{ désigne l'espérance}$$

mathématique

La densité est cependant connue dans une forme paramétrique dans trois cas particuliers, correspondant à :

- $\alpha = 2$: PDF = $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-m)^2}{\sigma^2}}$, $m = \delta$, $\sigma = \sqrt{2\gamma}$; il s'agit de la loi Normale.
- $\alpha = 1$ et $\beta = 0$: PDF = $f(x) = \frac{1}{\pi(1+x^2)}$; il s'agit de la loi de Cauchy.
- $\alpha = 1/2$, $\beta = 1$, $\gamma = 1$, et $\mu = 0$: PDF = $f(x) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{e^{-\frac{1}{2x}}}{x^{3/2}}$ (pour $x > 0$); il s'agit de la loi inverse du χ_1^2 .
- Pour $\alpha < 2$, ces distributions sont à queues lourdes. Elles ont un comportement asymptotique de Pareto, ce qui signifie que pour $\alpha < 2$:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} T^\alpha [P|X| > T] = C.$$

A ce stade, il est important de mentionner que les moments statistiques d'une distribution α -stable d'ordre $k > \alpha$ n'existent pas. Concrètement, si une série temporelle est caractérisée par une loi α -stable d'exposant $\alpha = 1.8$, alors seule sa moyenne existe. Les moments statistiques d'ordre supérieurs ne convergent pas (sa variance théorique, par exemple, est infinie).

Cela souligne la difficulté d'établir un cadre statistique rigoureux (au sens de la convergence des moments statistiques théoriques d'ordre élevé) permettant de diagnostiquer la teneur en nonlinéarité (reflétée dans l'asymétrie ou la présence d'événements extrêmes par exemple) d'une série temporelle. Comme nous l'avons déjà vu précédemment, il existe de nombreuses lois à queues lourdes permettant de prendre en compte l'asymétrie d'un signal. Cependant, parmi elles, seules les lois α -stables non normales peuvent être considérées comme la limite d'une distribution d'une somme standardisée de variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées (*Gnedenko and Kolmogorov, 1954*). Ceci est l'extension du Théorème Central Limite qui établit la convergence en loi d'une suite de variables aléatoires vers la loi normale. Intuitivement, ce résultat affirme que toute somme de variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées de variance finie tend vers une variable aléatoire gaussienne.

Ce dernier point est central car nous supposons que les anomalies de SST sont la résultante de la somme de petites contributions indépendantes, chacune d'entre elles pouvant être associée à un processus physique bien particulier. L'indépendance est une hypothèse forte mais elle est nécessaire si l'on veut associer une caractérisation statistique à des processus dynamiques bien particuliers (comme l'asymétrie m_3 associée au NDH dans l'étude de *An et Jin (2004)*). Cette hypothèse n'est jamais mentionnée alors qu'elle est pourtant intuitivement considérée dans les études statistiques d'ENSO (*Hannachi et al., 2003 ; An et Jin, 2004*). Ainsi la seule limite possible pour les séries temporelles de SST (considérée comme variables aléatoires) ne peut être qu'une distribution α -stable.

Ainsi, même si les moments statistiques ne sont pas explicitement convergents au sens de l'équation de définition des moments statistiques, les distributions α -stables ont l'avantage d'offrir un cadre rigoureux (au sens de la convergence mathématique) pour l'étude des séries temporelles irrégulières (fortement variables), notamment grâce aux 2 paramètres explicitement définis α et β . *D'Estampes (2003)* a montré que α était associé au coefficient d'aplatissement (déformation leptokurtique) de la PDF et à la présence de valeurs extrêmes au sein de la distribution alors que β était directement relié au skewness (asymétrie) de la distribution. Ceci est illustré par la figure II.8 qui représente les formes des densités normalisées de la loi stable pour différentes valeurs du paramètre α (à gauche) et du paramètre β (à droite), les autres paramètres descriptifs des lois stables étant fixés. Cela nous permet d'accéder de manière définie à l'équivalent des moments d'ordre 3 et 4 dans le cadre α -stable, ce qui nous offre une métrique robuste pour quantifier une partie de la physique

nonlinéaire présente dans le système climatique du Pacifique tropical. Il reste cependant un problème de taille : comment procéder à l'estimation de ces paramètres à partir de la série temporelle originale.

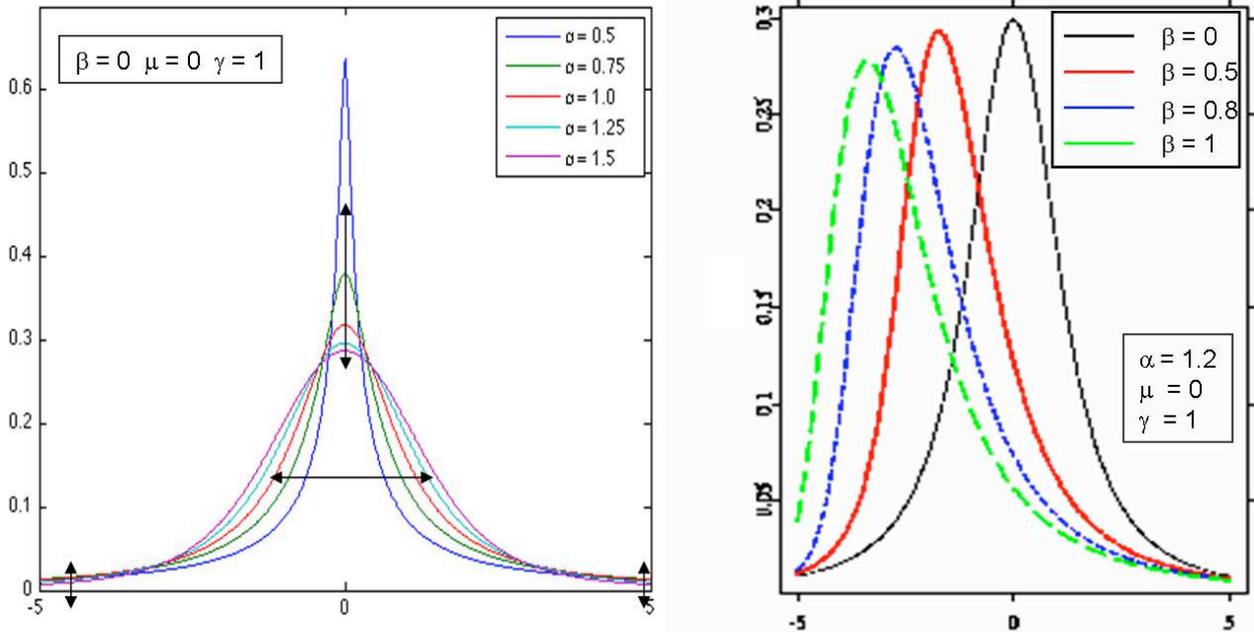


Figure II.8. Densités normalisées de la loi stable pour différentes valeurs de α (à gauche) et différentes valeurs de β (à droite).

II.5.2. Estimation des paramètres stables

L'estimation des paramètres des lois stables est en règle général entravée par le fait que leurs densités ne sont pas connues dans une forme paramétrique. Les approximations numériques ainsi que les intégrations numériques directes ne sont pas triviales et sont généralement très coûteuses en temps de calcul, notamment l'estimation par Maximum de Vraisemblance dont l'algorithme est basé sur de telles hypothèses.

II.5.2.a. Tests statistiques visuels

Les méthodes que nous allons détailler par la suite sont généralement performantes mais impliquent l'approximation que la distribution considérée est bel et bien α -stable, ce qui a tendance à biaiser l'estimation vers un paramètre $\alpha < 2$. Or, il n'existe aucun test formel

pour évaluer l' α -stabilité d'un jeu de données. Nous proposons donc dans un premier temps trois tests simples permettant une première inspection visuelle de la distribution et de justifier qualitativement l'emploi des algorithmes d'estimation des paramètres d'une distribution α -stable :

- 1. Histogramme de la série (cf. Figure II.9.b).
- 2. Tracé de la variance empirique en fonction du nombre d'évènements/longueur

de la série temporelle (n, sn^2) avec $s_n^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$. avec $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$

Si tous les x_i proviennent de la même distribution, alors s_n^2 devra converger vers une valeur finie. Dans le cas contraire, le tracé divergera (cf. Figure 8.c). Cela n'implique pas pour autant que l'on soit en présence d'une distribution α -stable, surtout si l'on étend les possibilités de distribution de manière suffisante pour y inclure les séries non stationnaires, par exemple.

- 3. Test de la queue lourde, initialement développé par *Mandelbrot (1963)*: En $+\infty$, $\frac{d \log P[|X| > t]}{d \log t}$ est équivalent à α , i.e. à partir d'une certaine valeur de t , la courbe

devient une droite alors la pente de ce tracé permet d'estimer le paramètre α (si la série est α -stable)(cf. Figure II.9.d). En pratique, il suffit de tracer

$$g(T) = \log \left[\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N 1_{|x_j| > T} \right]$$

où $1_{|x_j| > T} = 1$ si $|x_j| > T$ et 0 sinon, en fonction de $\log T$ for $T > 0$ (cf. Figure 9.d).

Ces tests statistiques nous laissent penser que nous sommes en présence d'une distribution α -stable. Outre la série temporelle qui exhibe une irrégularité marquée (cf. Figure II.9.a), l'histogramme révèle la présence de queues lourdes, notamment positive (asymétrie), et d'une déformation leptokurtique symptomatiques des distributions à queues lourdes α -stables (Figure II.9.b). Le tracé de la variance empirique est un argument supplémentaire en faveur d'une distribution α -stable (présence de sauts et tracé non convergent, Figure II.9.c; *D'Estampes, 2003*). Le troisième test (Figure II.9.d.) nous permet d'estimer un exposant $\alpha = 1.8$ pour la série temporelle en question. Nous faisons donc à présent l'hypothèse de distribution à queues lourdes α -stable pour les séries temporelles des variables climatiques du Pacifique tropical. Ainsi, nous pouvons présenter et utiliser les algorithmes d'estimation des paramètres stables précédemment évoqués.

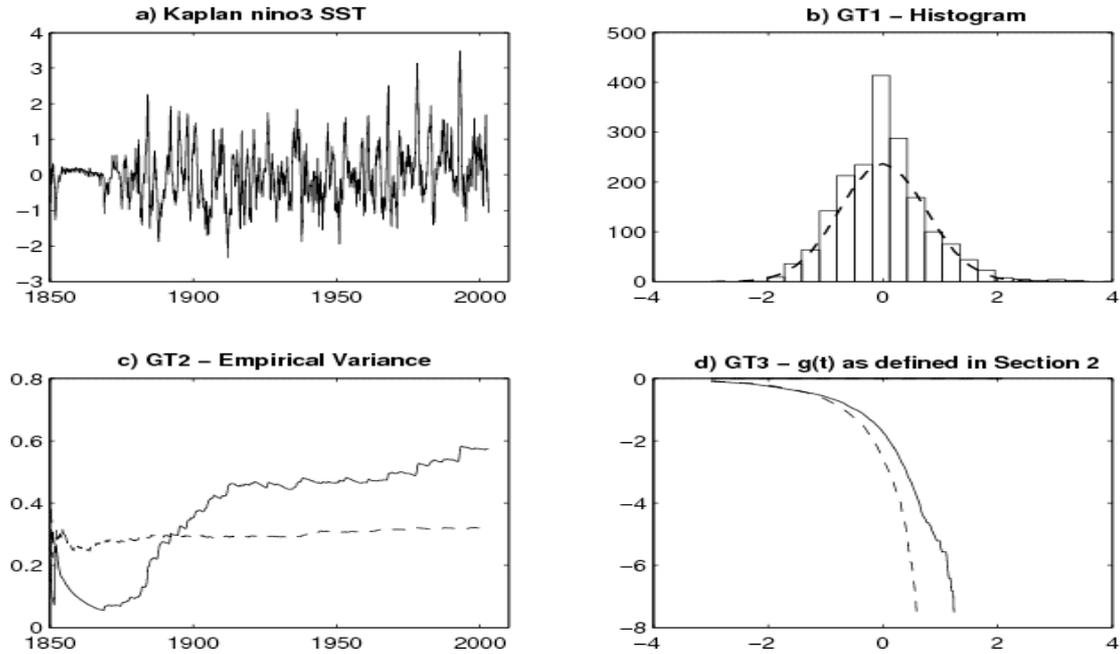


Figure II. 9. Tests visuels statistiques utilisés pour diagnostiquer la déviation par rapport à la loi Normale de séries temporelles – Exemple sur l’indice Niño3 de Kaplan et al. (1998). (a.) Série complète des anomalies de SST (1854-2008). On note ici la faible fiabilité des données avant 1870. (b.) Histogramme lissé de la série avec la PDF d’une loi Normale ajustée aux données en pointillés. (c.) Variance empirique de la série temporelle avec la variance empirique de la distribution Gaussienne ajustée en pointillés. (d.) Test asymptotique présenté dans l’équation (6) en section II.3.2. pour la série temporelle issue de Kaplan et pour la distribution Gaussienne ajustée en pointillés.

II.5.2.b.Méthode du Maximum de Vraisemblance

Le schéma d’estimation du Maximum de Vraisemblance pour une distribution α -stable n’est pas différent de celui utilisé pour d’autres lois, au moins en ce qui concerne la théorie:

Pour une série d’observations de n échantillons $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$, l’estimation du maximum de vraisemblance du vecteur $\theta=(\alpha, \beta, \gamma, \mu)$ est obtenu en maximisant la fonction log de vraisemblance :

$$L_{\theta}(x) = \sum_{i=1}^n \log \tilde{f}(x_i, \theta)$$

où $\tilde{f}(x_i, \theta)$ est la densité de la loi stable. Le tilde dénote le fait qu’en règle générale on ne connaît pas de manière explicite la forme de f et qu’une approximation numérique doit être faite. Les méthodes de Maximum de Vraisemblance proposées dans la littérature diffèrent quant au choix de l’algorithme d’approximation. Néanmoins, ces derniers ont en commun le

fait que, sous certaines conditions de régularité, l'estimateur est asymptotiquement normal avec comme variance celle spécifiée par la matrice de Fisher (*Dumouchel, 1973*). Malgré la performance d'une telle méthode, le fort coût de calcul et le nombre conséquent d'estimations à effectuer nous ont amené à préférer d'autres méthodes numériques que nous allons détailler maintenant.

II.5.2.c.Méthode des quantiles

Cette méthode est rapide, mais donne des résultats relativement imprécis par rapport aux autres méthodes présentées dans cette section. Nous ne la détaillerons pas ici. Cependant, le lecteur intéressé pourra trouver les détails techniques de la méthode dans les articles suivants : *Fama et Roll (1971)*; *McCulloch (1986)*.

II.5.2.d.Méthode de régression de la fonction caractéristique (*Koutrouvelis, 1980*)

Soit $x = (x_1, \dots, x_N)$ un échantillon indépendant et identiquement distribué (i.i.d.), nous pouvons définir la fonction caractéristique échantillonnée comme suit :

$$\forall T \in \mathfrak{R}, \quad \varphi_N(T) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \exp(iTx_j)$$

Comme $|\varphi_N(T)|$ est bornée par 1, tous les moments de $\varphi_N(T)$ sont finis, et quelque soit T fixé, il s'agit de la moyenne (ou espérance mathématique, cf. la définition de la fonction caractéristique section II.4.1) des variables aléatoires $\exp(iTx_j)$. Par conséquent, selon la loi des grands nombres, $\varphi_N(T)$ est un estimateur consistant de la fonction caractéristique $\varphi(T)$ définie par l'équation de la partie II.4.1.

De plus, en partant de cette même équation, il est facile d'obtenir pour la fonction caractéristique échantillonnée:

$$\log\left(-\log|\varphi_N(T)|^2\right) = \log(2\gamma^\alpha) + \alpha \log|T|$$

Cette équation ne dépend alors que de α et γ . On peut donc les estimer en régressant $y = \log(-\log|\varphi_n(T)|^2)$ sur $w = \log|T|$ dans le modèle:

$$y_k = \mu + \alpha w_k + \varepsilon_k, \quad k = 1, 2, \dots, K$$

où $w_k = \log(t_k)$; $(t_k; k = 1, 2, \dots, K)$ est un ensemble approprié de réels, $\mu = \log(2\gamma)$, et ε_k denote un terme d'erreur. *Koutrouvelis* (1980) propose d'utiliser $t_k = \frac{\pi k}{25}$ et $K \in [9; 134]$ selon la taille de l'échantillon.

Une fois les estimations de α et γ obtenues et que α et γ ont été fixés à ces valeurs (de telle sorte que ce ne sont plus des inconnues), on peut estimer β et δ en utilisant la méthode de régression suivante :

Pour tout $\alpha \neq 1$, les parties réelles et imaginaires de $\varphi_N(T)$ s'écrivent respectivement :

$$\Re[\varphi_N(t)] = \exp(-|\sigma t|^\alpha) \cos\left[\mu t + |\sigma t|^\alpha \beta \text{sign}(t) \tan\frac{\pi\alpha}{2}\right],$$

$$\Im[\varphi_N(t)] = \exp(-|\sigma t|^\alpha) \sin\left[\mu t + |\sigma t|^\alpha \beta \text{sign}(t) \tan\frac{\pi\alpha}{2}\right],$$

Ainsi :

$$\text{Arc tan}\left[\frac{\Im[\varphi_N(t)]}{\Re[\varphi_N(t)]}\right] = \delta T - \beta \gamma^\alpha \tan(\pi\alpha/2) \text{sign}(T) |T|^\alpha$$

Par conséquent, on peut estimer les paramètres β et δ en régressant u sur $\text{sign}(u)|u|^\alpha$ dans le modèle:

$$z_l = \delta u_l - \beta \gamma^\alpha \tan(\pi\alpha/2) \text{sgn}(u_l) |u_l|^\alpha + \eta_l, \quad l = 1, 2, \dots, L$$

où η_l denote un terme d'erreur et $(u_l; l = 1, 2, \dots, L)$ est un ensemble approprié de réels.

Il est à noter que nous avons accès aux variances asymptotiques des estimateurs ; par conséquent, nous pouvons fournir des intervalles de confiance pour les paramètres estimés.

Nous bénéficions à présent d'un nouveau cadre mathématique pour explorer l'irrégularité statistique des séries temporelles de l'océan Pacifique tropical. Le contexte des distributions à queues lourdes et plus particulièrement des distributions α -stables va nous permettre d'accéder de manière clairement définie (au sens mathématique de la convergence des moments statistiques théoriques) à des paramètres pouvant s'identifier à des moments statistiques d'ordre élevé (>2) des séries temporelles des variables climatiques, ceux-ci pouvant alors être considérés comme des indices de la nonlinéarité.

Dans la partie suivante, nous allons appliquer et valider les méthodes statistiques présentées en section II.3 et II.4.

II.6. Validation et application des méthodes sur différents jeux de données

II.6.1. Validation de la détection de ruptures

Dans un premier temps, la méthode a été validée dans le cadre le plus simple, à savoir celui où l'on pouvait contrôler la génération des séries et donc où les différents paramètres représentatifs de la distribution étaient connus a priori.

Nous avons donc généré deux séries (x_i, y_i) de 70 points chacune.

x suit une loi Normale $N(0, 1)$ sur l'ensemble de la période.

y suit la même distribution sur les 20 premières itérations et une loi $N(2, 1)$ sur les 50 dernières ; de telle sorte que la série y est marquée par une rupture d'amplitude 2 à la date 20 (cf. Figure II.10)

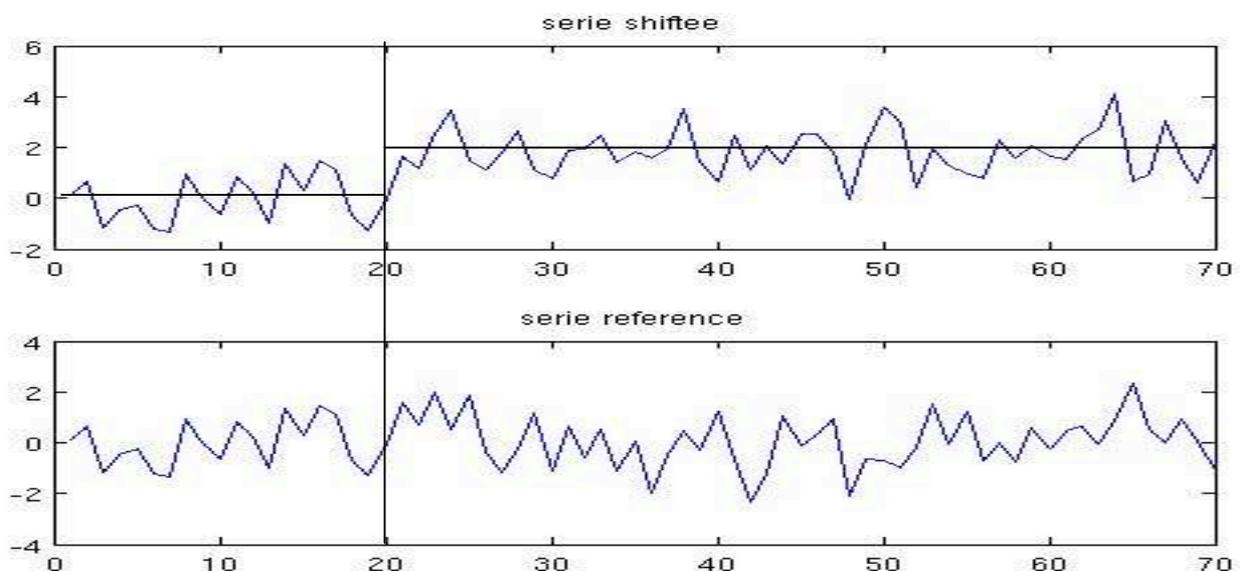


Figure II.10. Série générée théoriquement. Série de référence x en bas et série ayant subi un shift dans sa moyenne y en haut.

D'après *Potter* (1981) (cf. Tableau II.2), la valeur critique du test pour une série temporelle longue de 70 échantillons et pour une significativité de 99% est de 12.2.

Voici les résultats du test :

- Date estimée du shift: **20**
- Amplitude estimée du shift: **1.94**

- Valeur T_0 de significativité: **20.23 > 12.2**

Pour nous assurer de la consistance de ce test de détection de ruptures, nous avons simulé 300 séries temporelles (VAR) de 100 échantillons chacune suivant une loi Normale $N(0,1)$ sur les n premiers échantillons et une loi $N(m,1)$ sur les $100-n$ restants. Ces séries contiennent donc une rupture dans leur moyenne d'amplitude m à la date n (m et n diffèrent à chaque série et on été choisi de manière aléatoire; $m \in [-10,10]$ et $n \in [1,99]$). Nous avons appliqué la méthode de détection de rupture en comparant chacune de ces séries à une série de référence de même taille (100) suivant une loi normale $N(0,1)$ sur l'ensemble de ses échantillons. Nous avons comparé les dates et amplitudes des ruptures simulées et celles estimées par la méthode de *Potter* (1981). Ces résultats sont regroupés dans la Figure II.11. 77% des estimations sont significatives à 95% (cf. cercles rouges de la Figure II.11). A la fois les dates et les amplitudes estimées sont cohérentes par rapport aux valeurs simulées (le « scatter plot » suit bien la bissectrice). On peut néanmoins noter une moins bonne estimation des faibles amplitudes des ruptures ($m \in [-1,1]$), qui est en partie due à la « forte » variance de la loi Normale. Ce seuil d'amplitude diminue d'autant plus que la variance des séries simulées diminue (non montré).

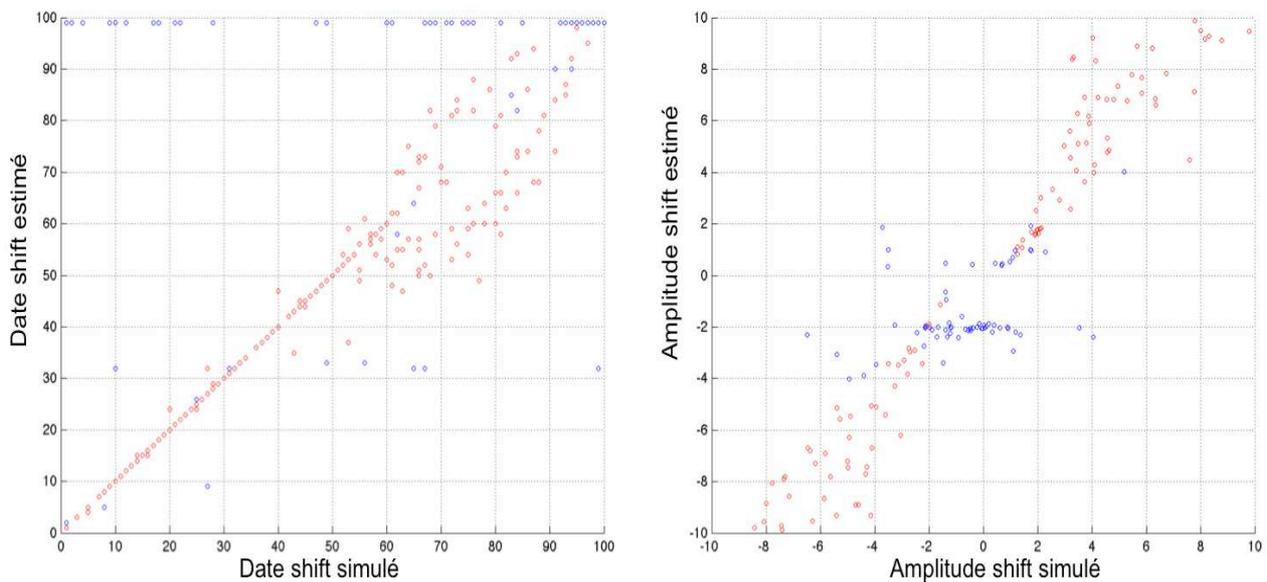


Figure II.11. Date des shifts simulés vs. Date des shifts simulés (gauche). Amplitude des shifts simulés vs. Amplitude des shifts estimés (droite). Les cercles rouges correspondent aux estimations significatives à 95% (pour lesquelles le niveau de significativité du test T_0 dépasse 9.3, cf. Tableau II.2).

Ces résultats illustrent la fiabilité d'une telle méthode, ce qui nous encourage à

l'appliquer sur les jeux de données de variables climatiques.

II.6.2. Application de la méthode aux données

Dans un premier temps, nous avons effectué ces tests sur certains indices climatiques calculés à partir des données de *Kaplan et al.* (1998) (cf. Figure II.4), ainsi que sur la variance empirique de ces mêmes indices. Ce test a été répété de manière dichotomique : le premier shift détecté sépare la série en 2 sous parties sur chacune desquelles nous appliquons la méthode une nouvelle fois et ainsi de suite. Il est à noter que nous avons imposé une période «inter-shift» de 10 ans pour se placer au-delà de la variabilité décennale. La sensibilité de seuil a été testée et il s'avère que les principaux shifts climatiques ont été détectés quelque soit la valeur de ce seuil (entre 5 et 20 ans). Il a essentiellement été introduit pour prévenir la détection de forts épisodes Niño ou Niña comme shifts aux alentours du shift précédemment détecté.

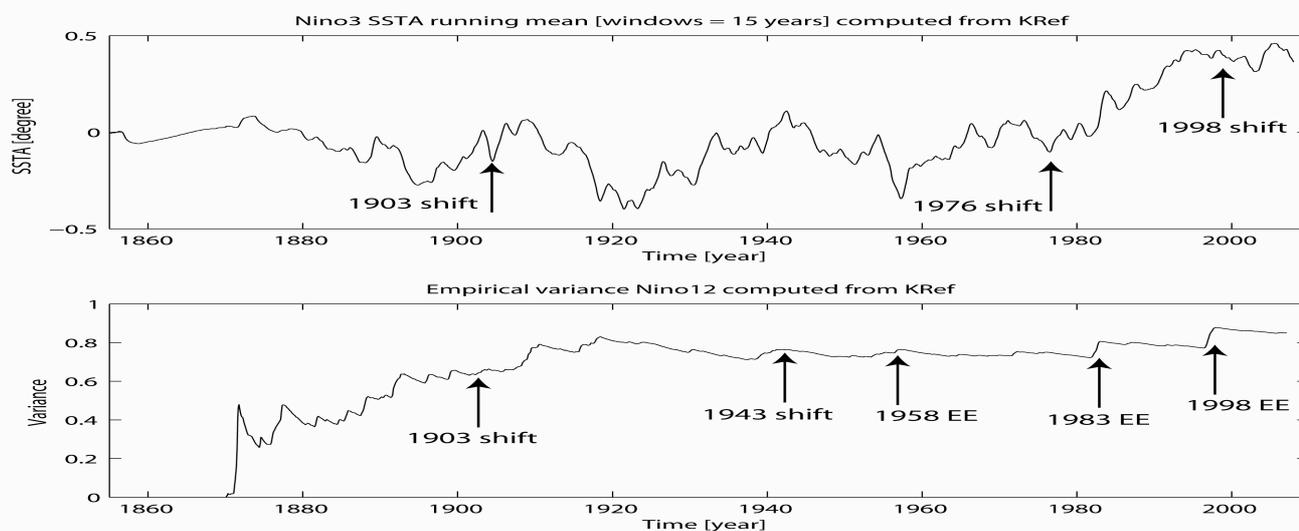


Figure II.12. Moyenne glissante (fenêtre = 15 ans) de l'indice Niño3 (courbe du haut) et variance empirique de l'indice Niño12 (courbe du bas). Ces indices sont calculés à partir des données reconstruites de *Kaplan et al.* (1998). Les ruptures détectées (en moyenne et en variance) ainsi que les événements extrêmes sont indiqués par des flèches sur les courbes.

De manière cohérente avec des études antérieures (*Karspeck et al.* 2004, *Guilderson et al.* 1998, parmi d'autres), le shift climatique chaud d'avril 1976 a bien été détecté avec une amplitude de 0.45°C . Nous avons également un shift froid en 1903 d'amplitude plus modérée

de -0.14°C (Karspeck et al., 2004). Nous détectons enfin un dernier shift en 1998. Nous avons évidemment détecté d'autres shifts, par exemple en 1920 ou en 1943, ce dernier ayant déjà été remarqué dans la littérature (Karspeck et al., 2004). Néanmoins, ces dernières ruptures ne satisfaisaient pas le test de significativité précédemment décrit. Le Tableau II.3 et la Figure II.12 résument les différents shifts détectés par notre méthode. On est tout de même en droit de se demander si la faible amplitude de la rupture de 1903 par exemple est bien significative d'un shift climatique. Pour nous en convaincre, il suffit de se reporter au paragraphe précédent II.6.1. En effet, nous avons vu que plus la variance de la série était faible, plus des ruptures modérées pouvaient être détectées de manière significative. Or la variance (σ^2) de la période 1870-1976, sur laquelle est détectée ce shift est de 0.60. En reprenant le test présenté en figure II.11 avec des séries suivant des lois $N(0+shift, 0.60)$, avec des longueurs de séries temporelles équivalentes à la période considérée (1270 occurrences) et en restreignant l'intervalle pour les shifts à $m \in [-2,2]$, on obtient des limites de significativité de l'ordre de 0.15°C (cf. Figure II.13). De plus, 72% des estimations sont significatives (avec un seuil T_0 de 10.75 estimée par bootstrap comme au paragraphe II.4.3). Ceci nous conforte dans nos détections.

Shift date [year]	1903	1975.6	1997.8
Shift amplitude [$^{\circ}\text{C}$ degree]	-0.14	0.45	-0.28
Shift significance level	96	406	42
Pacific Mean state	Warm to Cool	Cool to warm	Warm to Cool

Tableau II.3. Principales ruptures détectées sur l'indice Niño3 de Kaplan et al. (1998).

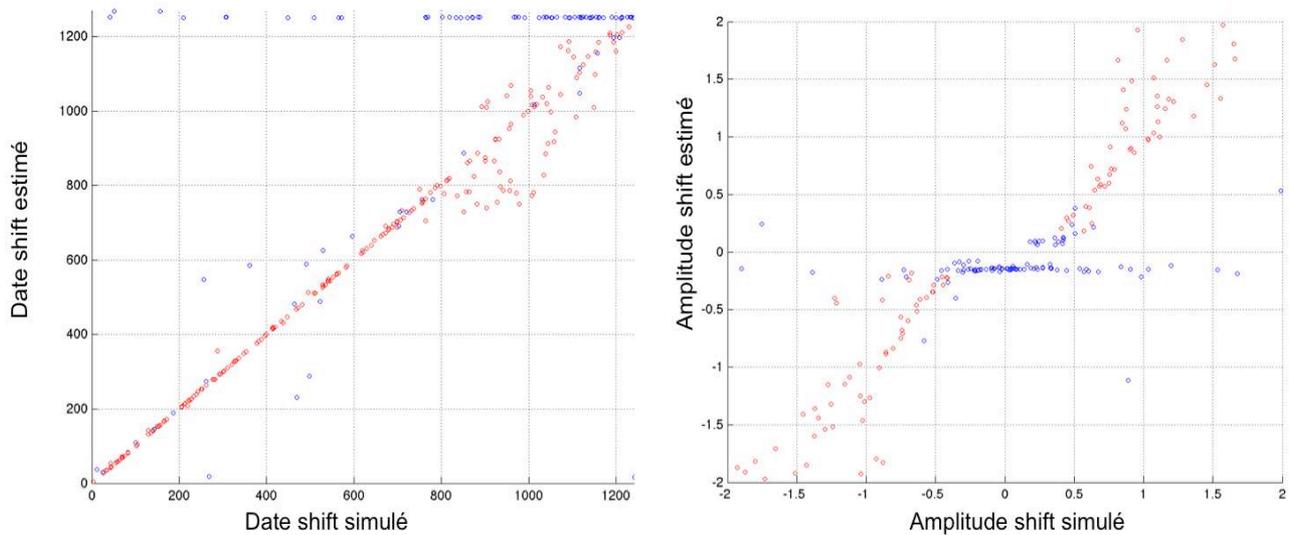


Figure II.13. Date des shifts simulés vs. Date des shifts simulés (gauche). Amplitude des shifts simulés vs. Amplitude des shifts estimés (droite). Les cercles rouges correspondent aux estimations significatives à 95% (pour lesquelles le niveau de significativité du test T_0 dépasse 10.75). La taille des séries simulées est de 1270 occurrences.

En suivant la même procédure dichotomique, nous avons appliqué la méthode de détection de rupture dans la moyenne des variances empiriques. Nous avons pu détecter une nouvelle fois le shift de 1903 car la rupture en moyenne s’accompagne d’un changement de variabilité; le shift «neutre en moyenne» (selon *Karspeck et al.*, 2004) de 1943. En revanche, le shift de 1976 ne semble pas s’accompagner de changement de variabilité suffisant pour être détecté par cette méthode. En outre, nous avons pu aussi isoler des événements extrêmes: ceux de 1958, 1983, 1998.

II.6.3. Validation de l’estimation des paramètres α -stables

Dans le but de valider la méthode d’estimation des paramètres d’une distribution α -stable, nous avons généré par une méthode de bootstrap (brassage aléatoire d’une série de référence, *Efron* (1982)) 1000 séries α -stables de 1000 échantillons et de paramètre $\alpha = 1.89$, $\beta = 1$, $\mu = 0$ et $\gamma = 1$ (cf. Annexe 1 pour la méthode de génération de distributions stables). Nous avons ensuite appliqué l’algorithme d’estimation de *Koutrouvelis* (1980) à chacune de ces séries (cf. II.5.2.d). La figure II.14 représente l’histogramme des valeurs de α estimées. La

valeur du 95^{ème} percentile, donnant une estimation fiable à 95% est de $\alpha = 1.9159$. La méthode de *Koutrouvelis* (1980) donne donc des résultats tout à fait satisfaisants.

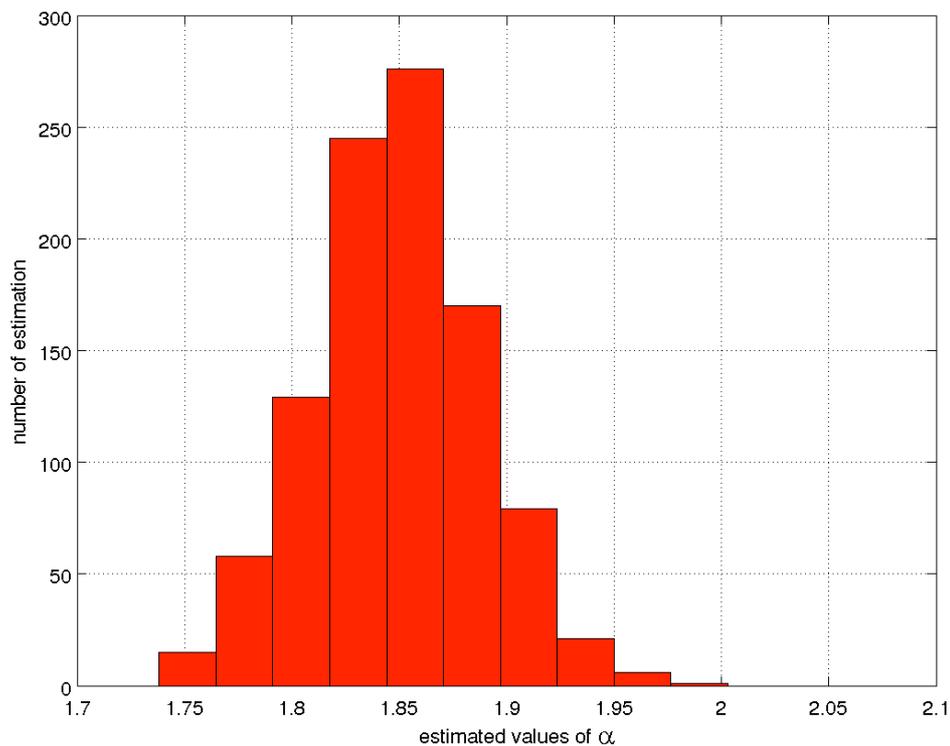


Figure II.14 Histogramme des valeurs de α estimées sur l'ensemble des séries α -stable générées par une méthode de bootstrap.

II.6.4. Application de l'estimation des paramètres α -stables

Nous allons donc tester notre méthode d'estimation des paramètres α -stables la méthode de régression de *Koutrouvelis* (1980), sur plusieurs produits de SST reconstruits dans la région tropicale (29°N-29°S; 120°E-60°W).

En plus d'effectuer l'estimation des paramètres α -stable sur les sous périodes homogènes identifiées, nous allons faire l'hypothèse (erronée) que la période totale (1870-2009) est stationnaire. Cela va nous permettre de comparer les estimations de notre méthode sur différents jeux de données et sur des séries temporelles relativement longues.

Dans un premier temps, nous testons la méthode de régression de *Koutrouvelis* (1980) sur l'indice Niño3 puis nous comparons les résultats à la méthode d'estimation par maximum de vraisemblance de *Nolan* (1999). Les résultats sont regroupés dans le Tableau II.4. Il s'agit

de l'estimation des paramètres α et β sur l'ensemble de la période, ainsi que sur les sous périodes stationnaires détectées précédemment pour les 3 jeux de données.

	SSTA niño3 1870-2009 (whole)	SSTA niño3 1870-1903 (warm)	SSTA niño3 1903-1976 (cool)	SSTA niño3 1976-1998 (warm)	SSTA niño3 1999-2009 (cool)
Kaplan reconstruction	$\alpha = 1.83$; 1.91±0.0281	$\alpha = 1.80$; 1.79±0.1204	$\alpha = 2$; 2.01±0.0088	$\alpha = 1.70$; 1.72±0.0112	$\alpha = 2$; 1.96±0.0258
	$\beta = 1$; 0.99±0.0020	$\beta = 1$; 0.91±0.0050	$\beta = 0.16$; 0.20±0.0666	$\beta = 0.99$; 1	$\beta = 0.03$; 0.12
ERSST v.3	$\alpha = 1.80$; 1.93±0.0198	$\alpha = 1.70$; 1.86±0.0136	$\alpha = 2$; 2.±0.01058	$\alpha = 1.65$; 1.70±0.0233	$\alpha = 2$; 2 ±0.0137 $\beta = 0.15$; - 0.16±0.0349
	$\beta = 1$; 1	$\beta = 1$; 1	$\beta = 0.37$; 0.26±0.054	$\beta = 1$; 1	
Hadley SST2	$\alpha = 1.8$; 1.88±0.0222	$\alpha = 1.72$; 1.80±0.0475	$\alpha = 2$; 1.98±0.01058	$\alpha = 1.68$; 1.73±0.0169	$\alpha = 2$; 1.98 ±0.0030 $\beta = -0.52$; 0.08±0.0247
	$\beta = 1$; 1	$\beta = 1$; 1	$\beta = 0.30$; 0.35±0.0086	$\beta = 0.86$; 1	

Tableau II.4. Estimations des paramètres α et β de la loi α -stable selon 2 méthodes différentes : la méthode de régression de Koutrouvelis (1980) en gras et la méthode du maximum de vraisemblance de Nolan (1999) sur les 3 jeux de données et sur l'ensemble des périodes homogènes détectées, ainsi que sur la période totale.

L'analyse de l'estimation des paramètres de la loi stable confirme la première inspection visuelle (partie II.3.2.b.). L'indice climatique Niño3 présente des signes de non Gaussiannité sur l'ensemble du 20^{ème} siècle avec des estimations de α inférieures à 2 pour cette période. Ceci est cohérent avec des études précédentes (Burgers et Stephenson, 1999; Hannachi et al., 2003; Monahan et Dai, 2004). Cependant, ces études se basaient pour la plupart sur une approche qualitative (description de la forme de la PDF des variables climatiques) ou utilisaient les moments statistiques empiriques (comme le skewness ou le kurtosis) comme outil de quantification. Cette dernière approche n'est pas satisfaisante puisque une distribution non Gaussienne empêche justement toute convergence de ces quantités. En revanche, notre nouveau cadre mathématique permet une étude quantitative systématiquement convergente de la non normalité des indices climatiques (au travers des paramètres α et β). De plus, cette non Gaussiannité est robuste parmi les trois jeux de données étudiés avec des valeurs de α moyennes de l'ordre de 1.91 pour la méthode de Koutrouvelis et de 1.81 pour l'estimateur du maximum de vraisemblance de Nolan. Précisons tout de même qu'une estimation de α de 1.90 représente déjà une déviation très largement significative par

rapport à la normalité (au sens statistique du terme, *D'Estampes*, 2003). Les 2 méthodes estiment une asymétrie très fortement positive ($\beta=1$ pour les 3 jeux de données). Cette information est confirmée par le calcul plus simple du moment statistique d'ordre 3 (skewness) où des valeurs de 1 sont également estimées sur l'ensemble des 3 jeux de données (non montré).

Lorsque que ce diagnostic est répété sur les sous périodes homogènes, nous constatons que ces propriétés statistiques ne sont pas stationnaires; elles dépendent en effet de la période considérée. Ainsi, l'indice Niño3 (et la dynamique qu'il représente), semble alterner sur des échelles très basse fréquence entre des périodes fortement variables, caractérisés par la présence de nombreux événements extrêmes et une forte asymétrie positive ($\alpha < 2$ et $\beta \sim 1$), et des états quasi Gaussien, marqués par une relative symétrie entre des épisodes El Niño et La Niña ($\alpha \sim 2$ et $\beta \sim 0$). Il est intéressant de noter que les périodes α -stables sont caractérisées par un état moyen chaud alors que les périodes Gaussiennes sont caractéristiques d'un état moyen froid du système climatique du Pacifique tropical. Cela met en exergue une modulation basse fréquence des caractéristiques statistiques des variables climatiques du Pacifique tropical. Etant donné la définition de ces caractéristiques, ceci nous permet de faire l'hypothèse d'une rectification du taux de nonlinéarité présent dans le système climatique selon l'état moyen du Pacifique tropical.

Dans la suite, nous voyons comment se répartissent spatialement ces propriétés statistiques des anomalies de SST. Pour ce faire, nous avons appliqué notre algorithme d'estimation basé sur la méthode de régression de *Koutrouvelis* (1980) aux différents produits de reconstruction grillés sur l'ensemble du Pacifique tropical, sur la période totale (1870-2009). Les résultats sont rassemblés dans la Figure II.15.

Au premier regard, les estimations des paramètres stables des trois reconstructions présentent des structures spatiales similaires. L'ensemble du Pacifique équatorial est (la Cold Tongue) ainsi que le Pacifique équatorial centre ouest (la Warm Pool et notamment son bord est) exhibent des propriétés fortement α -stables (couleurs froides sur la figure II.14) sur l'ensemble du siècle dernier. Seule la reconstruction HadSST présente une Warm Pool gaussienne (zone équatoriale autour de 180°E marquée par des exposants α égaux à 2). Parallèlement, les régions équatoriales orientales sont caractérisées par une très forte asymétrie positive ce qui est cohérent avec nos estimations sur l'indice Niño3, alors que la Warm Pool exhibe une asymétrie quasi nulle. On peut d'ores et déjà noter que notre méthode de régression repère une bascule zonale de l'asymétrie plus ou moins marquée selon la

reconstruction. En effet, l'est du Pacifique tropical est caractérisé par une forte asymétrie positive tandis que dans l'ouest, on observe une asymétrie nulle voire négative. Nous reviendrons sur ce dipôle équatorial statistique dans les chapitres suivants.

Bien que nous essaierons de relier caractéristiques statistiques et mécanismes physiques dans les parties suivantes, il est d'ores et déjà intéressant de noter que les singularités statistiques du Pacifique tropical se situent dans les zones d'activités des deux mécanismes qui pilotent ENSO de manière prépondérante: le zonal advective feedback et le thermocline feedback qui agissent respectivement dans le centre ouest du bassin (siège de gradients zonaux importants) et dans l'est (zone d'upwelling où la thermocline est proche de la surface). Nous reviendrons par la suite sur la définition de ces 2 termes, déjà évoqués au chapitre I dans la description du modèle de *Timmermann et al.* (2003).

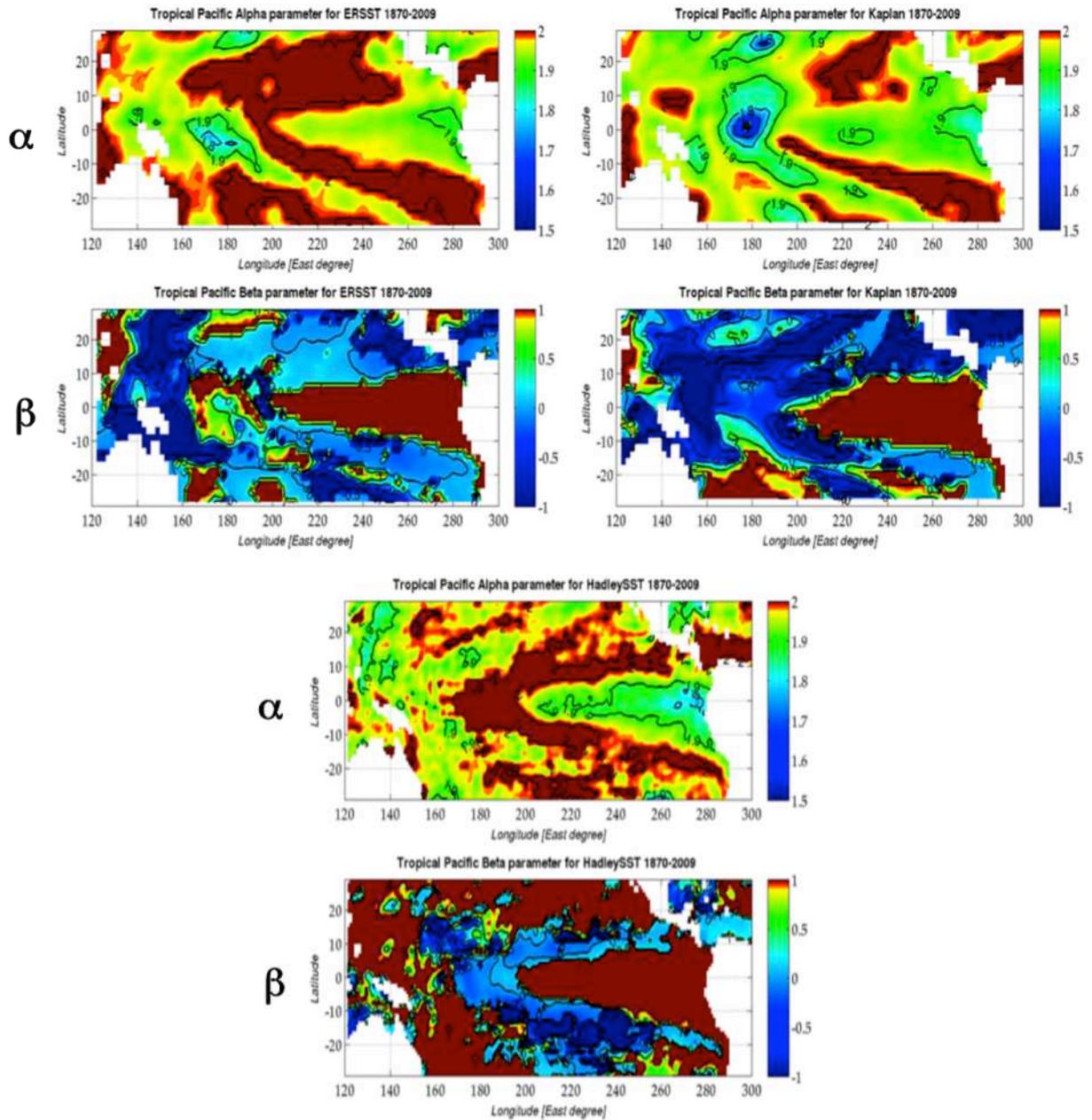


Figure II.15. Estimation des paramètres α -stable α et β sur l'ensemble de la période disponible (1870-2009) pour l'ensemble des trois jeux de données : ERSST en haut à gauche ; Kaplan en haut à droite et HadSST en bas. Les cartes du haut représentent α tandis que celles du bas représentent β . L'échelle de couleur a été dilatée pour mettre en avant la déviation par rapport à des statistiques gaussiennes ($\alpha=2$) et pour souligner la forte asymétrie du Pacifique tropical.

Synthèse

- **Cadre Gaussien et stationnaire inadapté**

Un exemple simple d'analyse et de prévision de séries temporelles, nous a permis de confirmer que l'évolution temporelle de la SST dans Niño3 ne satisfaisait clairement pas les hypothèses habituellement en vigueur dans ce cadre d'étude, à savoir la normalité et la stationnarité des séries temporelles. Par conséquent, les moments statistiques d'ordre élevé, usuellement utilisés pour caractériser la nonlinéarité des processus dynamiques impliqués dans la variabilité de Niño3, ne convergeront pas. Il devient alors nécessaire de définir un nouveau cadre mathématique permettant l'existence de paramètres convergents quantifiant la nonlinéarité dans le système climatique (métrique).

- **Non stationnarité**

Une analyse statistique de ces variables nous a permis d'isoler certaines propriétés fondamentales du système climatique du Pacifique tropical (l'indice Niño3). Ce dernier, marqué par une forte variabilité à diverses échelles temporelles, semble être soumis à une évolution lente au cours du siècle dernier dont la signature est en partie révélée par la présence de rupture abruptes dans la moyenne des séries temporelles considérées (en 1903, 1976 et 1998). Ces ruptures dans l'état moyen sont fiables car nous avons vu que le peu de données instrumentales sur des périodes anciennes suffisait à contraindre l'état moyen de manière fidèle. En plus d'induire des sauts dans la moyenne des séries temporelles, ces ruptures séparent des périodes aux caractéristiques statistiques et dynamiques différentes (notamment en terme de caractéristiques d'ENSO) ; il s'agit de « shifts climatiques ». Ceux-ci sont représentatifs de la variabilité multi décennale et rendent les séries temporelles non stationnaires.

Synthèse

- **Irrégularité**

Ces séries sont marquées par une très forte variabilité dans un large spectre de fréquences dont ne peut absolument pas rendre compte une distribution gaussienne. On observe notamment la présence de nombreux événements extrêmes (dépassant la déviation standard de l'échantillon) distribués de façon inhomogène le long de la série. On note en outre une forte variabilité spatiale de ces spécificités statistiques, notamment une balance zonale de l'asymétrie avec respectivement une asymétrie positive (négative) fortement marquée à l'est (ouest).

- **Alternative choisie (i) : modélisation α -stable**

Le type de distribution le plus à même de tenir compte de ces spécificités statistiques est à chercher du côté des distributions à queues lourdes pour accéder à une mesure rigoureuse (au sens de la convergence mathématique) du poids des queues et de leur asymétrie. Parmi ces lois, nous avons fait le choix d'une modélisation α -stable. Ces distributions sont les seules lois à queues lourdes qui satisfassent le théorème central limite. Cela implique que le signal peut être décomposé en la somme de différentes contributions (liées à un processus physique particulier), toutes de distribution α -stable. En plus, les paramètres intrinsèques à ce type de distribution ne souffrent pas de problème de convergence et permettent de mesurer qualitativement le degré de nonlinéarité du signal

- **Alternative choisie (ii) : Détection statistique des ruptures**

Nous faisons l'hypothèse d'une variabilité décennale à interdécennale représentée par les changements de régime dont la signature se note dans la rupture brutale en moyenne et en variance des séries temporelles des variables climatiques. Nous avons utilisé une méthode statistique se basant sur un test bivarié (applicable dans le contexte α -stable) pour détecter ces ruptures ainsi que leur significativité.

Synthèse

- **Objectifs**

Nous allons appliquer ce formalisme statistique aux données et aux sorties de modèles afin de documenter la modulation basse fréquence des propriétés statistiques d'ENSO (sa nonlinéarité). Il s'agira d'établir jusqu'à quel point les changements de propriétés d'ENSO sont liés à l'interaction entre état moyen et taux de nonlinéarité présent dans le système climatique du Pacifique tropical.

Chapitre III. Modulation de l'état moyen du Pacifique tropical et lien avec le déclenchement d'épisodes extrêmes El Niño. De l'interdécennal à l'interannuel

« El Niño has taught two lessons that will endure. The first is that large-scale variability such as El Niño is not a disaster, anomaly, or cruel twist of fate; it is how Earth works. To mature and live harmoniously in the Earth system, human culture must adapt to Earth's rhythms and use natural variability to its advantage. »

Richard Barber

III.1.Relation entre l'état moyen du Pacifique tropical et les statistiques d'ENSO

III.1.1.Préambule

Les deux précédents chapitres ont servi à planter le décor climatique et statistique de cette thèse. Alors que le premier soulignait la complexité de la variabilité climatique du système couplé océan-atmosphère du Pacifique tropical, s'opérant sur une très large gamme de fréquence (de l'intra-saisonnier jusqu'à l'inter-décennal), le second insistait sur le fait que les outils traditionnellement utilisés en statistique pour analyser cette complexité n'étaient pas forcément adaptés, notamment pour capturer la non-stationnarité de l'état moyen (présence de shifts climatiques) et la forte irrégularité d'ENSO (présence d'événements extrêmes). Nous nous sommes alors plus spécifiquement concentrés sur ces deux aspects particuliers: les variations inter-décennales de l'état moyen de l'océan et les caractéristiques de la variabilité inter-annuelle ENSO (notamment sa nonlinéarité) et comment on pouvait les diagnostiquer. Dans le but d'appréhender les mécanismes physiques régissant l'évolution du système tropical, nous avons particulièrement étudié l'interaction de ces deux types de variabilité. En pratique, nous avons combiné les deux outils de diagnostics statistiques présentés au chapitre II afin d'étudier les modulations « inter-shifts » de la nonlinéarité d'ENSO caractérisée par le couple (α, β) . En d'autres termes, nous avons analysé le degré

d'irregularité d'ENSO sur des périodes à l'état moyen jugé stationnaire et comment des changements abrupts de cet état moyen (shifts climatiques) pouvaient modifier cette caractéristique de l'oscillation. Cela fera l'objet des deux chapitres suivants.

Dans cette partie, nous mettons en évidence une cohérence spatiale dans l'évolution des statistiques d'ordre élevé d'ENSO en fonction de l'état moyen océanique. La tendance vers plus d'événements chauds El Niño ainsi qu'au développement d'événements extrêmes (« ENSO bursting » selon la terminologie de *Timmermann et al.*, 2003) sera favorisée dans le Pacifique tropical est par un état moyen océanique chaud. Ce type de diagnostic, appliqué aux données instrumentales et à différentes sorties de modèle, confirme et étend les précédentes études sur l'asymétrie d'ENSO (*An et Jin*, 2004; *An et al.*, 2005; *An*, 2009, entre autres). Cela suggère notamment que le mécanisme d'advection nonlinéaire d'anomalies de température (NDH) ne suffit pas à rendre compte de toute la complexité (irrégularité) d'ENSO. Nous suggérons que l'anomalie de température associée aux forts événements El Niño (et à leur accumulation) peut influencer le bilan de chaleur de l'océan Pacifique tropical sur de longues échelles temporelles (inter-décennales) et ainsi jouer un rôle dans la modulation lente d'ENSO.

De plus, la prise en compte du degré de nonlinéarité d'ENSO grâce au couple (α, β) ainsi que de la non-stationnarité du phénomène dans des modèles statistiques simples, permet d'obtenir une distribution beaucoup plus proches de celle des données instrumentales. Ceci nous conforte dans la nécessité d'explorer les statistiques d'ordre élevé associées aux mécanismes fins (nonlinéaires) de la dynamique du système couplé tropical, pour appréhender la variabilité climatique dans son ensemble.

III.1.2. Article publié dans *Nonlinear Processes in Geophysics*

ENSO est le mode dominant de variabilité dans le Pacifique mais il a de forts impacts socio-économiques dans les régions environnantes. Le phénomène présente une modulation aux échelles décennales à multidécennales qui est associée à des changements significatifs de ses caractéristiques physiques et statistiques. Certaines de ces caractéristiques commencent à peine à être étudiées; c'est le cas par exemple de son asymétrie (en terme de nombre et d'amplitude des événements) ainsi que de la forte déviation de ses statistiques par rapport à une distribution normale (Gaussienne), liée à la présence de nombreux événements extrêmes (en dehors de la fourchette de l'écart type). Ces propriétés sont susceptibles d'être liées à la

capacité des modèles climatiques couplés actuels à simuler non seulement des forts épisodes El Niño, mais aussi la modulation d'ENSO sur des échelles de temps longues.

Dans cette étude, la nature non Gaussienne (forte asymétrie et présence d'événements extrêmes) et non stationnaire (variation forte et rapide de l'état moyen) d'ENSO est diagnostiquée de manière quantitative à partir des données reconstruites du Pacifique tropical ainsi que de modèles couplés océan-atmosphère; des modèles couplés de complexité intermédiaire jusqu'aux modèles couplés de circulation générale incluant toute la dynamique des fluides géophysiques. Nous avons utilisé pour cela un formalisme statistique alternatif, initialement développé pour des études de mathématiques financières (décrit en détail dans le chapitre précédent). Nous avons en particulier utilisé la loi à queue lourde α -stable pour quantifier rigoureusement l'équivalent des moments statistiques d'ordre élevé des séries temporelles des variables relatives à ENSO. Cela nous a en outre permis de tester la pertinence des modèles statistiques simples (potentiellement utilisables en prévision climatique) à produire de l'asymétrie et des événements extrêmes.

Les résultats de cette étude confirment qu'il existe une interaction entre aptitude du système tropical à favoriser le déclenchement de forts El Niño et son état moyen océanique sur des échelles multidécennales. Ainsi, les périodes chaudes sont associées à des statistiques fortement α -stable (grande déviation par rapport à la loi normale) et asymétrique, tandis que les périodes plus froides favorisent des statistiques Gaussiennes et symétriques.

Ces relations entre état moyen et nonlinéarité (moments statistiques d'ordre élevé) sont par la suite étudiées dans le modèle de Zebiak et Cane et dans les modèles couplés du CMIP3 (Coupled Models Intercomparison Project 3rd generation). Alors que l'asymétrie d'ENSO est directement reliée aux changements de l'état moyen décennaux (dans tous les modèles) via l'advection nonlinéaire de température, nous mettons en évidence un comportement disparate au sein des modèles du CMIP3 en ce qui concerne l' α -stabilité ; ce qui suggère que le déclenchement d'extrêmes ne peut uniquement être expliqué par le NDH (cf. Chapitre I et *Timmermann et al.*, 2003).

L'article est disponible en ligne :

<http://www.nonlin-processes-geophys.net/16/453/2009/npg-16-453-2009.html>

ENSO's non-stationary and non-Gaussian character: the role of climate shifts

J. Boucharel¹, B. Dewitte^{1,2,3}, B. Garel⁴, and Y. du Penhoat^{1,2}

¹Université de Toulouse, UPS, LEGOS, 14 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

²IRD, LEGOS, 31400 Toulouse, France

³IMARPE, Callao, Peru

⁴Université de Toulouse, INP-ENSEEIH, UPS, Institut de Mathématiques de Toulouse, France

Received: 18 November 2008 – Revised: 20 March 2009 – Accepted: 4 June 2009 – Published: 6 July 2009

Abstract. El Niño Southern Oscillation (ENSO) is the dominant mode of climate variability in the Pacific, having socio-economic impacts on surrounding regions. ENSO exhibits significant modulation on decadal to inter-decadal time scales which is related to changes in its characteristics (onset, amplitude, frequency, propagation, and predictability). Some of these characteristics tend to be overlooked in ENSO studies, such as its asymmetry (the number and amplitude of warm and cold events are not equal) and the deviation of its statistics from those of the Gaussian distribution. These properties could be related to the ability of the current generation of coupled models to predict ENSO and its modulation.

Here, ENSO's non-Gaussian nature and asymmetry are diagnosed from in situ data and a variety of models (from intermediate complexity models to full-physics coupled general circulation models (CGCMs)) using robust statistical tools initially designed for financial mathematics studies. In particular α -stable laws are used as theoretical background material to measure (and quantify) the non-Gaussian character of ENSO time series and to estimate the skill of "naïve" statistical models in producing deviation from Gaussian laws and asymmetry. The former are based on non-stationary processes dominated by abrupt changes in mean state and empirical variance. It is shown that the α -stable character of ENSO may result from the presence of climate shifts in the time series. Also, cool (warm) periods are associated with ENSO statistics having a stronger (weaker) tendency towards Gaussianity and lower (greater) asymmetry. This supports the hypothesis of ENSO being rectified by changes in mean state through nonlinear processes. The relationship between

changes in mean state and nonlinearity (skewness) is further investigated both in the Zebiak and Cane (1987)'s model and the models of the Intergovernmental Panel for Climate Change (IPCC). Whereas there is a clear relationship in all models between ENSO asymmetry (as measured by skewness or nonlinear advection) and changes in mean state, they exhibit a variety of behaviour with regard to α -stability. This suggests that the dynamics associated with climate shifts and the occurrence of extreme events involve higher-order statistical moments that cannot be accounted for solely by nonlinear advection.

1 Introduction

El Niño Southern Oscillation (ENSO, see the glossary for the acronyms list) is the dominant mode of climate variability in the Pacific (MacPhaden et al., 1998). It impacts many surrounding regions and has major socio-economic consequences. Although our knowledge of the phenomenon has increased considerably in the last two decades, ENSO remains difficult to predict and its characteristics change in ways that are not yet understood by the scientific community. In particular, ENSO's characteristics (frequency, amplitude, propagating features and predictability) vary with changes in the mean state of the tropical Pacific (Fedorov and Philander 2000; Moon et al., 2004; An, 2004). The difficulty in predicting ENSO and its evolution lies partly in the limited ability of Gaussian statistics to account for Extreme Events (EEs). In fact most studies of ENSO implicitly assume that the Probability Density Function (PDF) of ENSO indices is undistinguishable from a Gaussian distribution, which basically leads to the representation of EEs being



Correspondence to: J. Boucharel
(julien.boucharel@legos.obs-mip.fr)

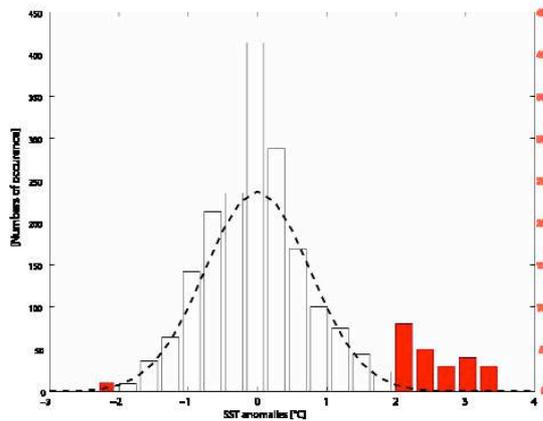


Fig. 1. K98 Dataset histogram constructed with a bin equal to $\frac{\max(X_{Nino3}) - \min(X_{Nino3})}{19} = 0.3063^{\circ}\text{C}$. A Gaussian curve that corresponds to the best fit to the PDF is overlapped in dashed thick line. The bins for SST anomalies larger (lower) than 2°C (-2°C) are represented on a scale with a 1/10 ratio (right scale) to highlight the asymmetry between the “negative” and “positive” tails of the PDF (red shading).

underestimated. In addition, recent studies have pointed out that Sea Surface Temperature Anomalies (SSTAs) over the eastern Pacific are positively skewed due to the nonlinearities of the tropical Pacific ocean-atmosphere system (Burgers and Stephenson, 1999; Hannachi et al., 2004; An and Jin, 2004). Thus ENSO has been depicted as a non-stationary and asymmetrical phenomenon (An and Jin, 2004; An et al., 2005) that can be rectified by changes in mean state (Rodgers et al., 2004; Dewitte et al., 2007a). The latter vary within decadal to inter-decadal time scales, partly reflecting the occurrence of abrupt transitions, named “climate shifts” (Trenberth and Hurrell, 1994; Zhang et al., 1997; Guilderson and Schrag, 1998; Urban et al., 2000). The source of these climate shifts remains unclear. Whereas some authors argue that extra-tropical variability can produce changes in tropical mean state through atmospheric teleconnections (Pierce et al., 2000) or oceanic “tunnels” (Gu and Philander, 1997), others suggest the importance of nonlinear processes within the tropics, in producing decadal variability and ENSO modulation (Timmermann and Jin, 2002; Timmermann, 2003; Timmerman et al., 2003; An and Jin, 2004; Dewitte et al., 2007a).

In this study, the focus was on ENSO statistics and their relationship with changes in mean state. However, unlike the aforementioned studies, the non-Gaussian nature of ENSO was explicitly taken into account. This property was diagnosed using relevant mathematical tools. Figure 1 represents the histogram of the NINO3 sea surface temperature (SST) index (SST averaged in the following region: 90°W – 150°W ; 5°S – 5°N) as derived from the Kaplan data set (Ka-

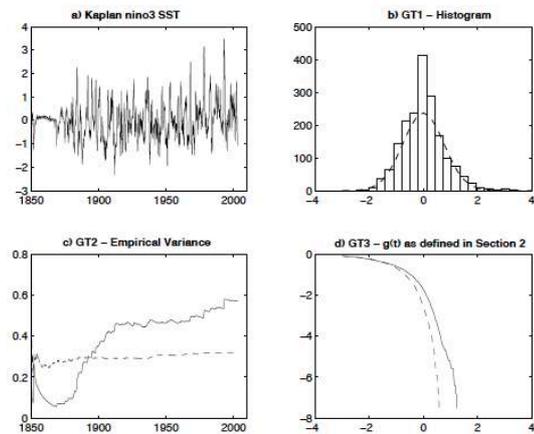


Fig. 2. Graphical statistical tests used to diagnose the deviation from Gaussianity of time series. (a) Full Kaplan Nino3 SST time series. (b) Smoothed histogram of the data with a Gaussian PDF overlapped (K98 data fitted). (c) Empirical variance of K98 (solid line) and empirical variance of the Gaussian fitted distribution (dash line). (d) Asymptotical test ($g(T)$ as in Sect. 2.2.1) for K98 data (solid line) and for the Gaussian fitted distribution (dash line) (see their description in Sect. 2.2.1.).

plan et al., 1998). Figure 1 shows that the PDF had a small but significant deviation from Gaussianity. As an indication, the PDF of the Gaussian law fitted to the data is also plotted in Fig. 1. Note that in terms of information theory, the less Gaussian the PDF the more information it contains. The underlying question is then: within a simple theoretical framework, what causes ENSO’s non-Gaussian and non-stationary character? More specifically, to what extent can climate shifts account for this particular ENSO property and are they part of the process of rectification of ENSO variability through the slowly varying mean state identified in earlier studies?

In a recent study, Hannachi et al. (2004) addressed a similar issue. Their approach was based on a nonlinear stochastic model to derive the nonlinearity associated with the NINO3 index. In their Fig. 15, the authors compared different “L-moments” (equivalent to normalized statistical moments) of the NINO3 index. The different scatter plots displayed in the figure demonstrate that they found no significant relationship between the mean state and the interannual spread of the NINO3 SSTAs in the 24 models of ENSIP (the El Niño Simulation Intercomparison Project). Furthermore, it turned out that the majority of the models tended to concentrate in a cluster around the Normal distribution. Unlike recent physical studies (such as Rodgers et al., 2004 and Dewitte et al., 2007a for instance), these diagnostics do not show any evidence of ENSO variability rectification through changes in mean state. It is however interesting to note that the observed

values (from NCEP reanalyses) distance themselves from the simulated ones and display strong nonlinearity. In addition, most of the ENSIP coupled models (used in Hannachi et al., 2004) tend to underestimate the nonlinearity seen in the NINO3 index, which could be due to significant biases in the simulated mean state and to the limited skills of this first generation of coupled models (Latif et al., 2002).

In the light of Hannachi et al. (2004), this study aimed to examine the role of climate shifts and EEs (with the hypothesis that they emerge from nonlinear processes within the tropics) in controlling ENSO variability. It took advantage of newly designed statistical tools that diagnose the characteristics of the specific distribution law introduced below. As in Hannachi et al. (2004), we made use of CGCM simulations that provided long-term time series of ENSO variability, namely the simulations provided by the World Climate Research Programme Coupled Model Intercomparison Project phase 3 (CMIP3) multi-model data set that was collected for the needs of the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC-AR4). To complement Hannachi et al. (2004)'s approach, indices of the nonlinearity of the tropical Pacific system were used, namely the nonlinear advection within the mixed-layer (also called Nonlinear Dynamical Heating, cf. Timmerman and Jin, 2002) and the skewness of the NINO3 SST index according to An and Jin (2004). Lastly, the focus was on the role of climate shifts (decadal to multi-decadal variability) and EEs in producing departures from normality and the asymmetry of the observed ENSO indices, which extended the study by Hannachi et al. (2004). In summary, the main objective of this paper is to document the statistical properties of ENSO indices from data and different model outputs, in particular those from the new generation of IPCC models, and to corroborate (from a statistical point of view) the recent modelling studies (mentioned above) that emphasize the role of nonlinearity in modulating ENSO properties through variability time scale interactions.

Two main features of the PDF were then explicitly considered in this study: (1) the asymmetry and (2) the "weight" of the tail associated with warm events. In this context, we proposed the use of a specific parametric law as an alternative to Gaussian statistics (a more general framework including Normal distribution) to investigate these features. In particular, the α -stable law was proposed, as it better represents the processes exhibiting the ENSO properties of interest in this paper. In brief, non-Gaussian α -stable laws, also known as "heavy tailed laws" or "infinite variance laws", which were first introduced by Lévy (1924) and then generalized by Mandelbrot (1960), are characterized by four main parameters. The main ones are α and β . The parameter $0 < \alpha \leq 2$ allows the "non-Gaussian degree" of the set to be measured. The parameter $-1 \leq \beta \leq 1$ represents the asymmetry of the law which matches the skewness of Gaussian statistics. Such a law has been used in previous studies to address issues related to financial time series analysis. Most of

the time, the reason given for switching from Gaussian to α -stable statistics is the desire to take into account "outliers" or EEs whose presence in the series leads to empirical variance bursts and weighs the distribution tails. Moreover, a salient feature of this particular law is that among infinite variance distributions, only stable distributions can be the limiting distribution of sums of independent identically distributed (iid) random variables. In other words, this characteristic of stable distribution can be regarded as the equivalent of the central limit theorem in the Gaussian framework. In addition, estimating α will document and reliably quantify the presence of EEs. This parameter can be viewed as a "proxy" for high order statistical moments (higher than the 4th order moment—kurtosis—studied in Hannachi et al., 2004).

In this paper, based on robust statistical tests, we begin by demonstrating that ENSO can be accounted for by non-Gaussian statistics and non-stationary processes dominated by time-mean state and empirical variance shifts. We then hypothesise that these ruptures manifesting as abrupt switches from a cool to warm (warm to cool) ocean background tend to enhance (diminish) feedback processes allowing the burst of EEs. From models of various complexities, the nonlinearity is diagnosed and analysed along with the α -stable character of relevant parameters of climate variability in the tropical Pacific (SST and thermocline depth anomalies). The results indicate that the models having the most consistent relationship between changes in mean state and nonlinearity are generally the ones exhibiting the largest deviation from Gaussianity in concordance with greater skill in accounting for EEs.

The paper is organized as follows: Sect. 2 presents observations and model outputs that were used. The α -stable law and the statistical methods used to diagnose the deviation from a Gaussian distribution of the series, as well as the so-called "naïve" statistical ENSO models that are proposed for interpreting the results are also presented in this section. Section 3 presents the results of the statistical analyses on the data and the models. In the light of the results from the dynamic model simulations, Sect. 4 proposes a definition for a model's skill in simulating EEs based on the comparison with the "naïve" statistical models. Section 5 is a discussion followed by concluding remarks.

2 Data and methods

2.1 Data

2.1.1 Observations

In situ and reconstructed data were first used in order to validate our statistical tests and analyse the SSTA patterns with regard to the characteristics of the tropical Pacific mean state and statistics. The monthly SSTAs (referenced to the mean seasonal cycle) in the tropical Pacific region (29° N– 29° S;

120° E–60° W) from the Kaplan optimal analysis of the MOHSST5 data set were calculated for the period January 1870–November 2007 (Kaplan et al., 1998). Note that because of the limited reliability of the reconstructed data (essentially due to a lack of data, see the time series in Fig. 2a), the first fifteen years (1855–1869) were not taken into account. Hereafter, we will refer to this data set as K98. K98 has been used extensively over the past years, for example to assess El Niño modelling forecasts (Chen et al., 2004) or to validate other long reconstructed fields (Rayner et al., 2003).

2.1.2 Model outputs

Analyses were also performed on model outputs. Models of different complexity were used. First of all, we used two intermediate ocean-atmosphere coupled models of the tropical Pacific; the so-called Zebiak and Cane model (Zebiak and Cane, 1987) and the model by Dewitte (2000), hereafter respectively referred to as the “ZC” and “LODCA” models. They are based on similar physics, namely shallow waters for both components, the ocean component including either one baroclinic mode (for ZC) or three baroclinic modes (for LODCA). Whereas the first one was used as a reference for the comparison of the full-physics models, the second one was only used as tool to diagnose the nonlinearities in the full-physics models, as will be explained later. ZC was integrated for 1200 years, with only the 1000 years after the 200-year spin-up being analysed. This model has been used extensively for ENSO studies (see Karspeck et al., 2004, among others) because it comprehends the basic dynamics of ENSO. It also simulates an irregular ENSO cycle with chaotic behaviour (Tziperman et al., 1994), which resembles the observations (Karspeck et al., 2004). On the other hand, in a coupled mode, LODCA simulates a quasi-regular ENSO cycle but is more realistic in simulating ocean surface variability due to the consideration of the higher-order baroclinic modes (see Dewitte, 2000 for details). For this reason, LODCA was used in a forced configuration to assess to what extent the variability of the CGCMs (see below) could be explained by equatorial wave dynamics and to infer Nonlinear Dynamical Heating (NDH, see An and Jin (2004) for a definition), which is difficult to infer from direct model outputs. LODCA was therefore forced by monthly wind stress anomalies as derived from the CGCMs after being tuned with the climatology and wave parameters as derived from the CGCM outputs. Such methodology was used in Dewitte et al. (2007a) and the reader is invited to refer to this study for more details. For all the CGCMs used in this study, LODCA was able to simulate a NINO3 index that correlated at the 75% level at least with the NINO3 index inferred from the direct CGCM outputs. This indicates that the ENSO variability in the CGCMs can to a large extent be accounted for by equatorial processes. NDH was then diagnosed from the LODCA outputs for all the CGCMs.

The CGCMs used in the study came from the so-called IPCC data base (see Table 1). The pre-industrial control experiment, in which the concentration of greenhouse gases is fixed at estimates from 1850, was chosen in order to evaluate the performance of the models under past/present climate conditions for two main reasons: (1) this experiment is the one that provides the longest time series and thus has the greatest statistical confidence, (2) the fixed external forcing for long time series makes the analyses at interannual to decadal scales much easier to conduct (no need to remove the trend as in the “20c3m” climate of the 20th century experiment for instance). Monthly outputs were used since we were focusing on low-frequency mechanisms.

As a reference and for comparison with the CMIP3 models, the SODA ocean Reanalysis (Carton and Giese, 2008) was used (1.4.2. version) although it only spans the period 1958–2001.

For both observations and model outputs, the average SSTAs in the NINO3 area, the NINO1.2 area (90° W–70° W; 0°–10° S) and the average SSTAs over the tropical Pacific (120° E–60° W; 29° S–29° N for K98 and 130° E–80° W; 10° N–10° S for ZC/LODCA) were retained as ENSO proxies to perform our tests; monthly climatology was removed from the SST at each grid point to derive anomalies.

2.2 Methods

A number of statistical tests were used in this study, in order to: (1) characterize and quantify the deviation from a Gaussian law and show some evidence of the α -stable character of the ENSO indices; (2) detect climate shifts in the time series. These tests are presented below.

When assessing model performance, it is common to think in terms of relative skill, or skill compared to some reference run. We have chosen four empirical strategies, which we called our “naïve models”. They are also presented in this section.

2.2.1 Statistical tests

We shall begin by giving a short mathematical description of α -stable processes. As previously mentioned, stable distributions were first characterized by Lévy (1924) in a study of normalized sums of independent and identically distributed terms. The distribution F_X of a random variable X is said to be stable if the distribution F_{S_n} of the random variable,

$$S_n = \sum_{k=1}^n X_k, \quad (1)$$

where the X_j are independent copies of X , is such that there is $a_n > 0$ and b_n such that for every real number x , $F_{S_n}(x) = F_X(a_n x + b_n)$. Standard references for the theory of stable distributions are Gnedenko and Kolmogorov (1954; Chapter VII), Feller (1966; Chapters VI, IX and XVII), Samorodnitsky and Taqu (1994) and Zolotarev (1986).

Table 1. Description of the CGCM simulations considered in this study.

Model Number	Model Name	Modelling Group	Length of Simulation (years)
1	BCCR-BCM2.0	BCCR/NERSC/GFI (Norway)	155
2	CCCMA-CGCM3.1	CCCMA (Canada)	155
3	CCCMA-CGCM3.1-t63	CCCMA (Canada)	155
4	CNRM-CM3	Météo France/CNRM (France)	151
5	CSIRO-MK3.0 (run1)	CSIRO (Australia)	134
6	CSIRO-MK3.5	CSIRO (Australia)	134
7	GFDL-CM2.0	NOAA GFDL (USA)	150
8	GFDL-CM2.1	NOAA GFDL (USA)	150
9	GISS-AOM (run1)	NASA/GISS (USA)	155
10	GISS-AOM (run2)	NASA/GISS (USA)	155
11	GISS-MODEL-E-H	NASA/GISS (USA)	125
12	GISS-MODEL-E-R	NASA/GISS (USA)	104
13	IAP-FGOALS1.0-g (run1)	LASG/IAP (China)	155
14	INGV-ECHAM4	INGV (Italy)	100
15	INM-CM3.0	INM (Russia)	134
16	IPSL-CM4	IPSL (France)	147
17	MIROC3.2-HIRES	CCSR/NIES/FRCGC (Japan)	100
18	MIROC3.2-MEDRES	CCSR/NIES/FRCGC (Japan)	150
19	MIUB-ECHO-G	MIUB (Germany)	147
20	MPI-ECHAM5	MPI (Germany)	123
21	MRI-CGCM2.3.2A	MRI (Japan)	154
22	NCAR-CCSM3.0 (run2)	NCAR (USA)	150
23	UKMO-HadCM3 (run1)	Met Office (UK)	148
24	UKMO-HadGEM1	Met Office (UK)	147

The coefficients a_n above are necessarily of the form $a_n = n^{1/\alpha}$, $0 < \alpha \leq 2$, with α being called the characteristic exponent or index of stability. A parameterization of all stable distributions in term of their characteristic functions φ is well known, see Gnedenko and Kolmogorov (1954, Sect. 34). It may be written:

$$\text{For a real } t : \varphi(t) \stackrel{\text{def}}{=} E[\exp itX] = \exp \left\{ -\gamma^\alpha |t|^\alpha [1 + i\beta \text{sign}(t)w(t, \alpha)] + i\delta t \right\}, \quad (2)$$

where,

$$w(t, \alpha) = \begin{cases} -\tan \frac{\pi\alpha}{2} & \text{if } \alpha \neq 1 \\ \frac{2}{\pi} \ln |t| & \text{if } \alpha = 1 \end{cases}$$

and

$$\text{sign}(t) = \begin{cases} 1 & \text{if } t > 0 \\ 0 & \text{if } t = 0 \\ -1 & \text{if } t < 0 \end{cases}$$

In Eq. (2) the parameter α is the index of stability introduced above, $-1 \leq \beta \leq 1$ is a measure of skewness, $\gamma > 0$ is a scale parameter, and the real δ is a location parameter. When $\beta = \delta = 0$, X is said to be symmetric α -stable (S α S which means that X and $-X$ have the same distribution) and its characteristic function takes the particular simple form:

$$\varphi(t) = \exp \left\{ -\gamma^\alpha |t|^\alpha \right\} \quad (3)$$

Remark: When $\alpha=2$, the characteristic function (2) becomes $\varphi(t) = \exp\{-\gamma^2 t^2 + i\delta t\}$. This is the characteristic function of a Gaussian random variable with mean δ and variance $2\gamma^2$. Note that in this case, the value of β is not specified since $\beta \tan \pi=0$. However one typically associates the Gaussian distribution with the choice $\beta=0$. Then the parameters α, β, γ and δ are unique.

All stable distributions are absolutely continuous, unimodal with an eventually bell-shaped density function. However the density is known in closed form in three cases only: the normal distribution corresponding to $\alpha=2$ with the PDF $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sigma e^{-\frac{(x-m)^2}{\sigma^2}}$, $m=\delta, \sigma=\sqrt{2}\gamma$; the Cauchy distribution corresponding to $\alpha=1$ and $\beta=0$ (with the PDF: $f(x) = \frac{1}{\pi(1+x^2)}$) and the reciprocal of a χ_1^2 variable corresponding $\alpha=1/2, \beta=1, \gamma=1$, and $\delta=0$ (with the PDF: for $x>0$, $f(x) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{e^{-\frac{1}{x}}}{x^{3/2}}$). For $\alpha<2$, these distributions are heavy-tailed. The heavy tails are asymptotically Pareto-like, which means that for $\alpha<2$:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} T^\alpha [P|X| > T] = C. \tag{4}$$

The non-normal stable distributions have been given less attention than the normal distribution probably because the normal distribution is the only stable distribution which has a finite variance. Among infinite-variance distributions, the non-normal stable distributions play an important role, not only because of their closure properties under convolution, but also because only a stable distribution can be the limiting distribution of sums of independent, identically distributed random variables. In this paper we implicitly consider that the SST is the sum of many small terms for which the only possible limit is a stable distribution. Then the problem is to answer the first question: is the variance finite, leading to a normal distribution, or asymptotically infinite, leading to a stable non Gaussian distribution?

Mandelbrot (1963), Granger and Orr (1972) and others such as Nikias and Shao (1995) or Nolan (1999) have proposed a number of graphical procedures in order to choose between a Gaussian distribution and another non-Gaussian stable distribution. Of course, a more general and difficult problem would be to test whether a set of data comes from a stable distribution or a non-stable distribution. For the reasons given above, we assume that the distribution is stable and look at procedures for distinguishing non-Gaussian stable distribution.

First from the inspection of the PDF, one can visually infer the deviation from Gaussianity (hereafter referred to as GT1 for Graphical Test 1, see Fig. 2b).

Another method of analysing the infinite variance feature is to plot the sample variance estimate S_n^2 based on the first n observations, against n , i.e.

$$S_n^2 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (X_j - \bar{X}_n)^2$$

$$\text{where, } \bar{X}_n = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n X_j$$

and $n \in [1; N]$, where N is the number of points in the time series. If all the X_j come from the same distribution, then S_n^2 should converge to a finite value, if the population distribution $F(x)$ has a finite variance. Otherwise, S_n^2 will diverge. We call it: convergence variance test GT2. Note that the non-convergence of S_n^2 does not imply infinite variance, if the hypothetical range of possibilities is expanded to include non-stationary series, with the population variance increasing over the time for instance.

Another test, initiated by Mandelbrot (1963) and called the *log-tail test* or *GT3* hereafter in this paper, is to plot the estimate of $\log P[X>T]$ against $\log T$ where X is the random variable being estimated. This test examines the shape of the tails of the empirical cumulative distribution function and provides information on the behaviour of the distribution for high temperature T . If the true distribution is stable, with the characteristic exponent α , Eq. (4) suggests that the plot should be a straight line with a slope $-\alpha$. Basically, we plot:

$$g(T) = \log \left[\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N 1_{|x_j|>T} \right]$$

where $1_{|x_j|>T} = 1$ if $|x_j|>T$ and 0 otherwise, against $\log T$ for $T>0$. If the plot is linear, it is a strong indication that a stable distribution will provide an excellent fit to the available data. All these tests are only judgmental visual inspections of a graph. They are not precise enough to infer real values of stable parameters.

The above tests make it possible to highlight a small but significant deviation from a Gaussian distribution of observed ENSO indices as already noticed from the inspection of Fig. 1, namely the heavy tails of the NINO3 SSTA distribution. The empirical variance test (GT2) does not stabilize (see Fig. 2c, GT2 panel). GT3 (see Fig. 2d, GT3 panel) provides an estimate for α of around 1.80 for the NINO3 SST index of K98. Nevertheless this method is quite imprecise for estimating the index of stability. Several methods have been proposed in order to estimate the parameters of a stable law: graphical methods, quantile methods, maximum likelihood ratio methods for example. We used a regression-type method (TL1A for Telecom Lille I Algorithm) initiated by Koutrouvelis (1980) and classically used by practitioners mainly to infer the value of α and mainly because the amount of computation involved is minimal. We briefly describe the method below. First it is easy to see that Eq. (2) implies:

$$\log \left(-\log |\varphi(T)|^2 \right) = \log(2\gamma^\alpha) + \alpha \log |T| \tag{5}$$

We denote by ϕ_N the sample characteristic function which is obtained from the random sample x_1, x_2, \dots, x_N by

$$\phi_N(T) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \exp(iTx_j) \tag{6}$$

Equation (5) depends only on α and γ and suggests estimating α and γ by regressing $y = \log(-\log|\phi_n(T)|^2)$ on $w = \log|T|$ in the model:

$$y_k = \mu + \alpha w_k + \varepsilon_k, k=1, 2, \dots, K, \quad (7)$$

where $(t_k; k=1, 2, \dots, K)$ is an appropriate set of real numbers, $\mu = \log(2\gamma^\alpha)$, and ε_k denotes an error term.

Once estimates of α and γ have been obtained and α and γ have been fixed to these values so that they are no longer unknown, estimates of β and δ may be obtained, for $\alpha \neq 1$ using the following equation:

$$\text{Arctan}(Im\phi_n(T)/Re\phi_n(T)) = \delta T - \beta\gamma^\alpha \tan(\pi\alpha/2) \text{sgn}(T)|T|^\alpha \quad (8)$$

Then, we can estimate the parameters by regressing u on $\text{sgn}(u)|u|^\alpha$ in the model:

$$z_l = \delta_l - \beta\gamma^\alpha \tan(\pi\alpha/2) \text{sgn}(u_l)|u_l|^\alpha + \eta_l, l=1, 2, \dots, L \quad (9)$$

where η_l denotes an error term and $(u_l; l=1, 2, \dots, L)$ is an appropriate set of real numbers. Then, the set of four parameters governing the stable distribution obtained by the previously described two-step procedure is refined in the next step by introducing certain "standardization" to the data and by appropriately choosing the points t_k and u_l . This regression method also allows the confidence interval around the estimated values of the stable distribution parameters to be derived, as we do have asymptotic variances of the estimators and can thus put confidence limits on the parameters. They are given in Tables 3 and 5.

2.2.2 Shift Detection Test (SDT)

In order to detect shifts in the time series, the method described in Potter (1981) was used. It is based on a bivariate test developed by Maronna and Yohai (1978). The main improvement over other well known tests is the introduction of another correlated series, assumed to be unchanged. Unlike earlier procedures for detecting a shift in mean out of an independent time series, this method is statistically rigorous and provides estimates of the time and amount of change in the mean. For more details, readers are invited to refer to Potter (1981) and to Appendix A.

Performing this test on the empirical variance series in order to detect ruptures in SST variability also provides significant information on statistical characteristics. On the one hand, we can distinguish different regimes, in terms of variability features, within a time set. On the other hand, we can clearly identify EEs (responsible for isolated bursts in the empirical variance time series).

2.2.3 "Naïve" statistical models

In order to assess model performance and the sensitivity of ENSO statistics to changes in mean state and EE occurrence, simple statistical models were proposed, based on

naïve strategies. Theoretical ENSO series (hereafter referred to as TGS for Theoretical Generated Series) were therefore generated that built upon the aforementioned properties of ENSO time series distribution.

- First of all, α -stable sets were considered. Chambers et al. (1976) developed an algorithm allowing the simulation of a symmetrical α -stable set. It was widened to general α -stable sets by d'Estampes (2003). The generation method is described in Appendix B. The objective was to simulate a set which follows coherent stable statistics with parameters related to in situ data. We chose $\alpha=1.80$ and $\beta=1$ to match the estimates from the K98 data (see above).
- Secondly, a classical Gaussian process was considered and an associated time series was generated. The aim was to simulate a typical Gaussian process which could also be seen as a "pseudo stable" process with $\alpha=2$. The Gaussian TGS parameters were chosen to fit with those of the K98 NINO3 index, i.e. 0.0040°C for the mean and 0.8082°C for the standard deviation.
- Thirdly, a statistical model that highlights the influence of climate shifts on ENSO statistics was proposed. It considered a non-stationary Gaussian process characterized by a threshold in its mean and standard deviation. These ruptures in the process parameters were concomitant with climate shifts evidenced in K98 (1903 and 1976, see Appendix A and Fig. A1) with the characteristics of the observed shifts (mean difference between one period and the next and standard deviation of each period being imposed) being prescribed in this TGS.
- Finally, we combined the above to generate a non-stationary stable set. The aim of such a generation was to simulate a process able to rectify its high-frequency variability (i.e. EE probability occurrence) according to its low-frequency modulation (changes in mean state). The generation was performed in the same way as that of the previous TGS. However, warm periods were characterized by α -stable statistics consistent with the observed inter-shift periods whereas cold period statistics remained Gaussian ($\alpha=2$). This TGS can also be viewed as a purely stable process whose intrinsic main parameters (i.e. α and β) experienced a low frequency modulation.

To compare statistical distributions of TGS against observations and model outputs, the quantile-quantile (percentile in that case) plots were used according to Hannachi et al. (2004). The q-q plot approach and their relevance in evaluating model performance are discussed in Hannachi et al. (2004) and Hannachi (2006). In brief, we plot the percentiles of the data or models outputs versus the percentiles of the TGS, to assess if the 2 series come from the same statistical distribution (the q-q plot is the bisector of the plot in

Table 2. Description of the mathematical tests used in this study.

Test name	Parameter to be derived	Reference	Use in this paper
Graphical tests	Non-Gaussianity	D'Estampes (2003)	detect the deviation from Gaussianity of a set f a set
<i>TLIA</i>	α and β	Koutrouvelis (1980)	estimate α -stable law parameters
<i>SDT</i>	Shifts (date and amplitude)	Potter (1981)	detect and quantify abrupt ruptures of a set
<i>qq-plot</i>	EE representation statistical representativity	Hannachi et al. (2004)	compare statistical representations of 2 series

Table 3. Main detected mean shifts from K98 (tests performed with K98 NINO3 SSTA index and Gaussian reference set) and estimation of stable parameters on each inter-shift periods with two different methods (*Nolan on line estimation* and *TLIA* in bold).

Shift date [year]	1903	1975.6	1997.8
Shift amplitude [°C degree]	-0.14	0.45	-0.28
Shift significance level	96	406	42
Pacific Mean state	Warm to Cool	Cool to warm	Warm to Cool
SSTA niño3 1875–2007 (whole)	SSTA niño3 1875–1903 (warm)	SSTA niño3 1903–1976 (cool)	SSTA niño3 1976–2007 (warm)
$\alpha=1.83$; 1.91 ± 0.0281	$\alpha=1.80$; 1.79 ± 0.1204	$\alpha=2$; 2.01 ± 0.0088	$\alpha=1.70$; 1.73 ± 0.0833
$\beta=1$; 0.99 ± 0.0020	$\beta=1$; 0.91 ± 0.0050	$\beta=0.16$; 0.20 ± 0.0666	$\beta=1$; 1

that case) or at least to evaluate if the statistical properties of the sets are close.

Table 2 summarizes and briefly describes the statistical tests used in this study.

3 α -stable character of ENSO in data and models

This section presents the results of the estimation of the α and β parameters and documents the relationships between changes in mean state (as revealed by the shift detection method) and ENSO statistics.

3.1 Observations: K98 data

Figure 3 presents the map of α and β parameters in the tropical Pacific for the K98 data set using the TL1A method. It clearly highlights the non-Gaussian α -stable nature of the SSTAs in most regions of the tropical Pacific since α is lower than 2 over most of the basin (except in the south eastern tropical Pacific, around $\sim 15^\circ$ N in the central-eastern Pacific and the far western equatorial Pacific, see Fig. 3 upper panel). Regions of strong stability are found around the eastern edge of the warm pool (180° W) and along the equator in the far eastern Pacific. The statistical tests described in Sect. 2 and applied to the SSTA time series in these regions corroborate the significant deviation from Gaussianity (not shown). Another interesting feature is evidenced in the map of β (Fig. 3 lower panel) which exhibits a zonal see-saw pattern with positive values in the NINO3 region and negative values in the western Pacific and off the equatorial wave guide. The map

of β agrees strongly with the pattern for SSTA skewness (see the contours of SST skewness¹ overplotted in Fig. 3b).

These statistics are sensitive to the period under investigation. In order to illustrate such sensitivity, the most robust shifts in the time series at each grid point are estimated according to the SDT method (see Sect. 2.2.2. and Appendix A). A minimum inter-shift period of ten years was arbitrarily chosen. Note that the dates of shifts that were detected are quite consistent while performing the SDT method on SSTA or on empirical variance SSTA series. Actually, mean shifts are often followed by shifts in variance which agrees strongly with Sardeshmukh et al. (2000). The statistical properties of the detected inter-shift periods, assumed to be stationary, were then investigated. We only retained the most relevant shifts, i.e. those with a statistical test significance level greater than 7.90, which corresponds to a 90% significance level for a 100-occurrences set (see Potter (1981) and Appendix A). The results are presented in Fig. 4 and summarized in Table 3. The values of (α , β) in Table 3 were inferred from the TL1A algorithm. Consistently with former studies, the detected shifts took place around 1903 (Karspeck et al., 2004), 1976 (Guilderson and Schrag, 1998) and 1998 (Overland et al., 2008) (cf. Table 3). Nonetheless, we did not take into account the last detected shift (1998)

¹ The skewness is a normalized third statistical moment (White, 1980). Thus, a small standard deviation may cause large skewness. To avoid this, rather than the normalized skewness, the weighted skewness is used. It is defined as m_3/m_2 where $m_k = \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^k$; x_i is the i^{th} observations, \bar{x} the mean and N the number of observations.

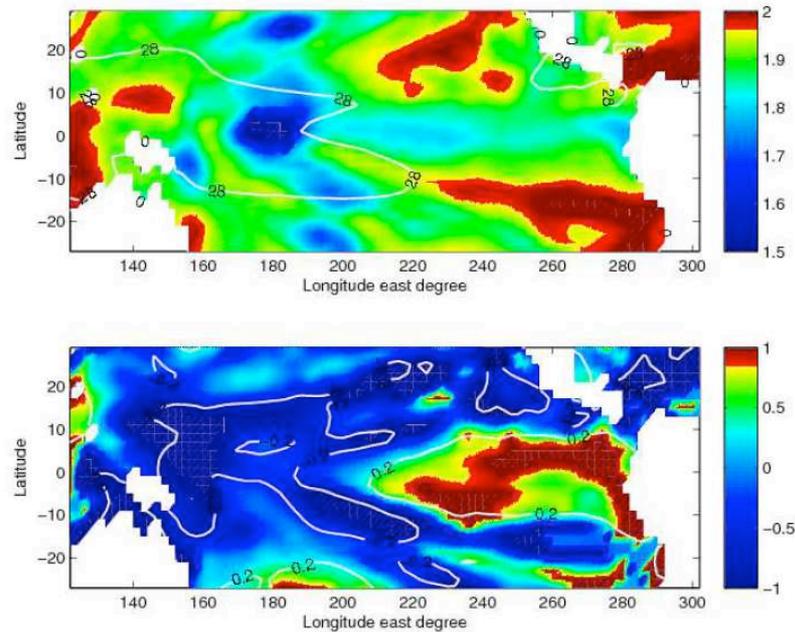


Fig. 3. α (upper panel) and β (lower panel) maps of SSTA in the tropical Pacific from K98. The TLIA method was used over the 1870–2007 period. The isotherm 28°C , for the mean SST, is overlotted on the α map to locate the Warm Pool region. On the β map, the contours for skewness (-0.2 and 0.2 iso-contours) are overlapped to highlight the consistency between β and asymmetry as measured by the 3rd statistical moment.

as the following period was too short relative to our criterion. The SDT also provided a value for the change in mean state (Fig. 4, lower panel) which was also consistent, though slightly overestimated, with earlier works previously mentioned. Over the inter-shift periods, the results of Fig. 4 indicate that the ENSO statistics experienced significant changes, consistent with the study by Karspeck et al. (2004). In particular, warm periods were characterised by stronger asymmetry and a greater deviation from Gaussianity (smaller α and β around 1 Fig. 4a, b, e, f) whereas the cool period exhibited a Gaussian symmetrical pattern on average over the tropical Pacific ($\alpha \approx 2$ and β around 0, Fig. 4c and d, see also Table 3). Note that over the period 1998–2007, there was a significant reduction in the stable nature of the NINO3 SST index and its asymmetry ($\alpha=2$ and $\beta=0.04$, estimated using TLIA), which is consistent with the above.

Figure 4 also highlights spatial pattern differences for the mean SST change for the 1903 and 1976 shifts with the 1976-shift mean SST change having a El Niño like structure (Fig. 4h) whereas the 1903-shift mean SST change corresponded to a reduction in the mean zonal SST gradient near the eastern edge of the warm pool (Fig. 4g). Such changes are likely to be associated with distinct impacts on ENSO dynamics and are consistent with the changes in ENSO statistics. In particular, a decrease in mean zonal SST gradients

as observed for the 1976-shifts is concurrent with a flattening mean thermocline (Moon et al., 2004), which impacts ENSO towards larger amplitude modulation (Dewitte et al., 2007a). This also favours the amplification of ENSO non-linearity (Timmerman and Jin, 2002) and thereby is likely to modify the statistical characteristics considered in this study. We will come back to this issue in the last section of the paper.

Additional tests were performed on the K98 data set in order to investigate further the sensitivity of the statistics to the ruptures in tropical Pacific mean background.

For instance, TLIA is applied to the SSTA series over the 1950–2007 period from which the 1976 shift had been removed. This was achieved by keeping the same SST sets prior to the detected date and removing from the data after the shift, the mean SST amplitude change measured by the SDT at each grid point (for example 0.3°C for the averaged NINO3 index). The results are presented in Fig. 5. They indicate that removing the 1976 shift from the series led to a reduction in stability in the eastern tropical Pacific. In particular, the α parameter increased up to 1.9 instead of 1.7 for the “unchanged” series in the region of the Humboldt Current System. Actually, an α parameter close to the Gaussian value of 2 was observed over most of the rest of the domain except for the eastern side of the warm pool (not shown).

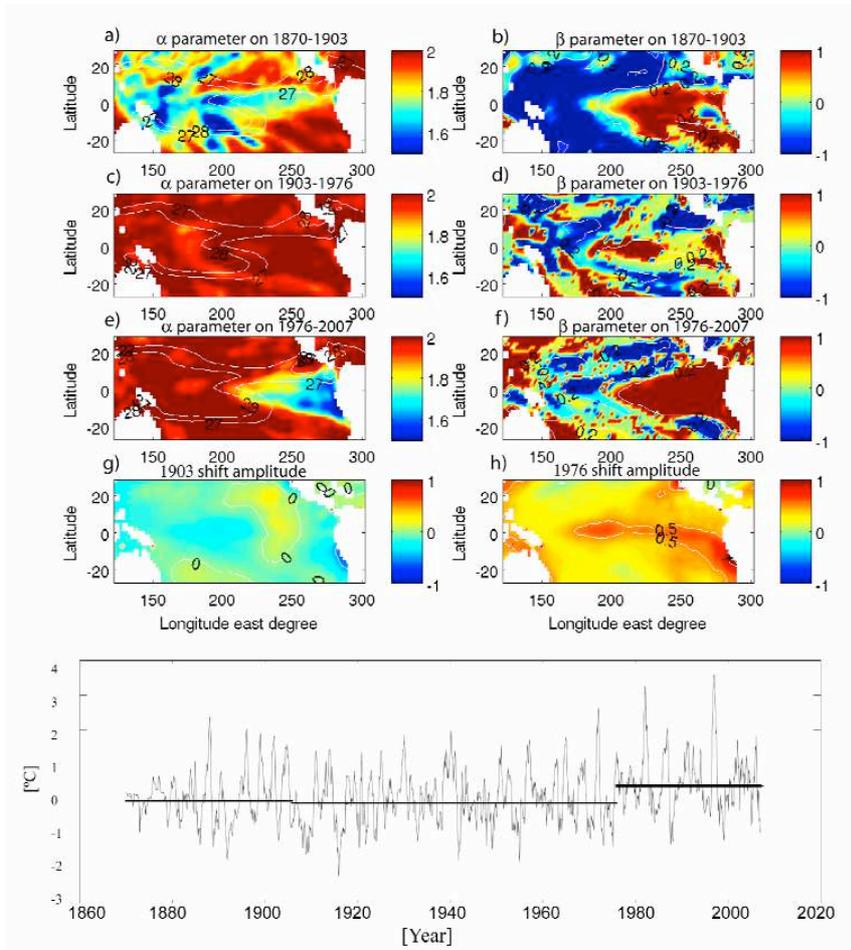


Fig. 4. α (left) and β (right) maps in the tropical Pacific computed from K98 with TLIA over the periods 1870–1903 (a and b) 1903–1976 (c and d) and 1976–2007 (e and f). Inter-shift periods and the amplitude in $^{\circ}\text{C}$ of the shifts for the 1903 shift (g) and the 1976 shift (h). Bottom panel: NINO3 index (thin line) with its means over the inter-shift periods overlapped (thick horizontal lines).

In summary, the above results obtained from observed data suggest that deviation from Gaussianity and asymmetry of SSTA distribution are associated with time-mean state changes. This is consistent with recent studies based on physical model and observations which put forward that changes in ENSO properties are linked to changes in mean state through the nonlinearities of the tropical Pacific (An, 2004; Dewitte et al., 2007a). In the light of the above results with the K98 data set, the following section investigates such an issue from various model outputs.

3.2 Models

Two model types are considered below: 1) An intermediate complexity model, the ZC model, that has been widely used for ENSO studies and 2) full-physics coupled general circulation models (CGCM) whose outputs are available to the scientific community within the Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison (see Sect. 2.1.2. and Table 1).

3.2.1 The ZC model

The ZC model was run over 1200 years and the last 1000 years were analysed. Although based on linear dynamics for

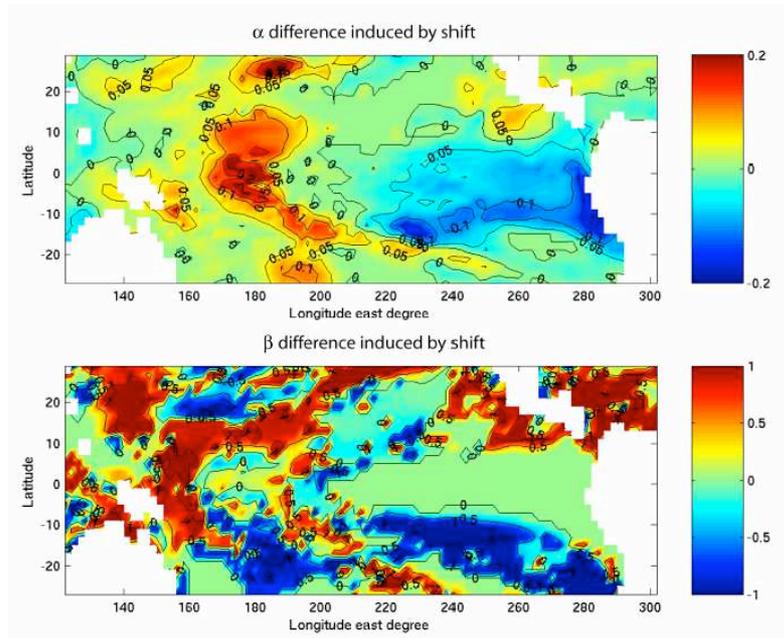


Fig. 5. Differences in statistics for the α (upper panel) and β (lower panel) parameters between the “non-filtered” K98 SST and the “filtered” (i.e. with the 1976 shift removed, see text) K98 SST.

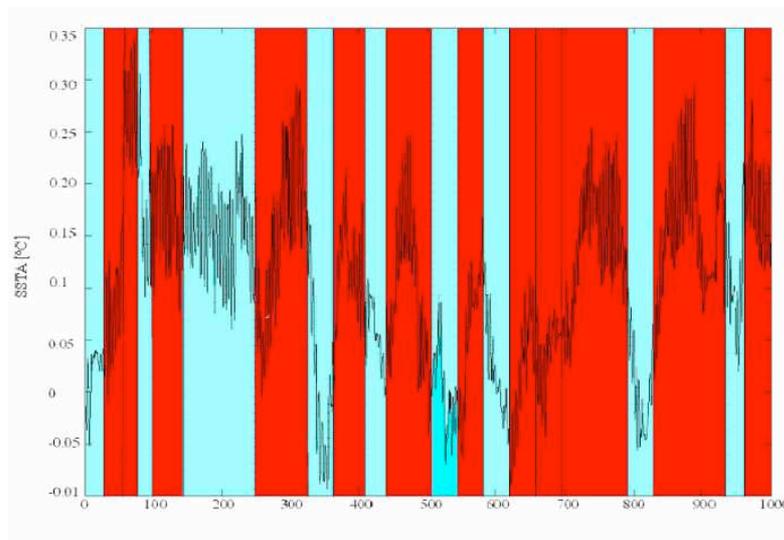


Fig. 6. Running mean (30 years window) of the NINO1.2. index as simulated by the ZC model. The inter-shift periods are indicated (the shifts were detected from the non-filter series) with a shading (blue shading indicates cool periods, red shading indicates warm periods).

the ocean and atmospheric parts, the nonlinearity of the system is considered through the ocean thermodynamics and a moisture feedback process for the atmosphere. Due to its formulation, NDH,

$$\text{NDH} = - \left(u' \frac{\partial T'}{\partial x} + v' \frac{\partial T'}{\partial y} + w' \frac{\partial T'}{\partial z} \right) \quad (10)$$

can easily be diagnosed from the model outputs. Three model fields are analysed below: SST, Thermocline Depth Anomaly (TDA), and NDH. Monthly anomalies were calculated relative to the mean seasonal cycle calculated over the 1000-year period.

Similar statistical tests to those applied to the K98 data set were performed on the model outputs. The SDT detected 20 main shifts over the 1000-year period (see Fig. 6 and Table 4 which summarize the results for the NINO1.2 index for the first 200 years of simulation, for clarity only). The results are robust since the detected shift dates are comparable for both the mean and the empirical variance and for each proxy: SSTA, TDA and NDH. Nonetheless, the differences in the results of the SDT are smaller between NDH and TDA than between NDH and SSTA (especially in the eastern part of the basin) supposedly because SSTA is influenced by both the direct ENSO asymmetric forcing and the NDH, whereas TDA results directly from the linear response of the wind forcing.

In order to infer the statistical properties of the inter-shift periods, (α, β) were estimated for the “cool” and “warm” periods. The latter periods were detected by applying the SDT to the NINO1.2 index. Fig. 6 presents the 30-years running mean of NINO1.2 averaged SSTAs; vertical lines indicate the shift dates, as estimated by the test. Note that the SDT was performed on both the raw and the filtered series and led to similar results. Negative shifts were followed by a cooler period (characterized by blue shading in Fig. 6) whereas positive shifts led to a warmer tropical Pacific (see overlapping red shading in Fig. 6). In a second step, TLIA was performed on each inter-shift period. Statistics for each warm (cool) period were then averaged to derive a mean value for α , β and NDH characterizing a warm (cool) background. The results are displayed in Fig. 7. In order to highlight the deviation of α from 2, the value of $\exp(4-\alpha)$ instead of α was considered (Fig. 7a, b, e, f). Blue shading is synonymous of Gaussianity whereas red accounts for non-Gaussian stable statistics. The average value of α over the domain (130° E–80° W; 10° N–10° S) is indicated at the top of each map. The results indicate that the simulated SSTAs and TDAs tend to be more non-Gaussian during warm periods than during cold periods. The contrast is even more striking when looking at the differences between the spatial patterns for the different periods, particularly visible on the β maps (Fig. 7c, d, g and h). Indeed a warm ocean background emphasizes the contrast in asymmetry between the western/eastern Pacific, particularly clear on the SST field (Fig. 7g and h), whereas asymmetry

was less pronounced during cool periods (extended symmetrical patterns, where $\beta \approx 0$). In contrast with K98, the spatial variability of α for the ZC model remains difficult to interpret. Nevertheless, periods for which tropical Pacific mean state is warm were characterized by higher values of NDH mean than cold periods which were associated with a lower NDH mean (Fig. 7i and j).

These results can be interpreted in the light of recent model studies which attribute to nonlinear advection a role in rectifying ENSO variability (An and Jin, 2004; Timmermann et al., 2003; Jin et al., 2003). For instance, Timmermann et al. (2002) suggested that El Niño bursting was associated with an increased NDH whereas La Niña events had a lower value of NDH. Consistent with our results, warm periods regarded as “nonlinear active” manifested more stable statistics in terms of deviation from Gaussianity and asymmetry, whereas cool periods experienced more Gaussian statistics. It is hypothesized that during the periods when NDH contributes to enhanced ENSO amplitude, the growth of warm EEs is favoured. Conversely, during cool periods, NDH (asymmetry) is reduced along with the occurrence of EEs. Still, isolated extreme warm events can take place during cool “pseudo linear” periods but with fewer occurrences than over warm periods. We will examine this hypothesis further in the discussion section.

3.2.2 IPCC models

The IPCC data base offers the opportunity to investigate how more complex models behave regarding the relationship between ENSO statistics and changes in mean state. Note that, despite being full-physics, the IPCC models exhibit numerous biases, especially in the mean states which drastically impacts ENSO variability. Knowing the characteristics of these biases may help interpret the ENSO statistics. For instance, in some models, the ENSO dynamic is dominated by thermocline feedback processes, which overestimates the control of SST by the thermocline depth anomaly and thus ENSO asymmetry in the eastern tropical Pacific. Some others favour the dominance of the zonal advective feedback generally leading to faster and more regular ENSO variability (Van Oldenborgh et al., 2005; Guilyardi, 2006; Dewitte et al., 2007b). Despite these biases, interestingly, there was a clear relationship in all these models between changes in mean state and nonlinearities (as measured by NDH). As a demonstration of this latter statement, a singular value decomposition (SVD) analysis was carried out between the 11-year running skewness and mean of SST over the tropical Pacific domain (10° S–10° N) for all models, following similar methodology to An (2004) (his Fig. 1). The results of the SVD analysis are reported in Table 5 for the first dominant mode, which indicates a significant percentage of covariance between skewness and mean SST for all the models, along with a high correlation between associated time series. Differences between models were mostly

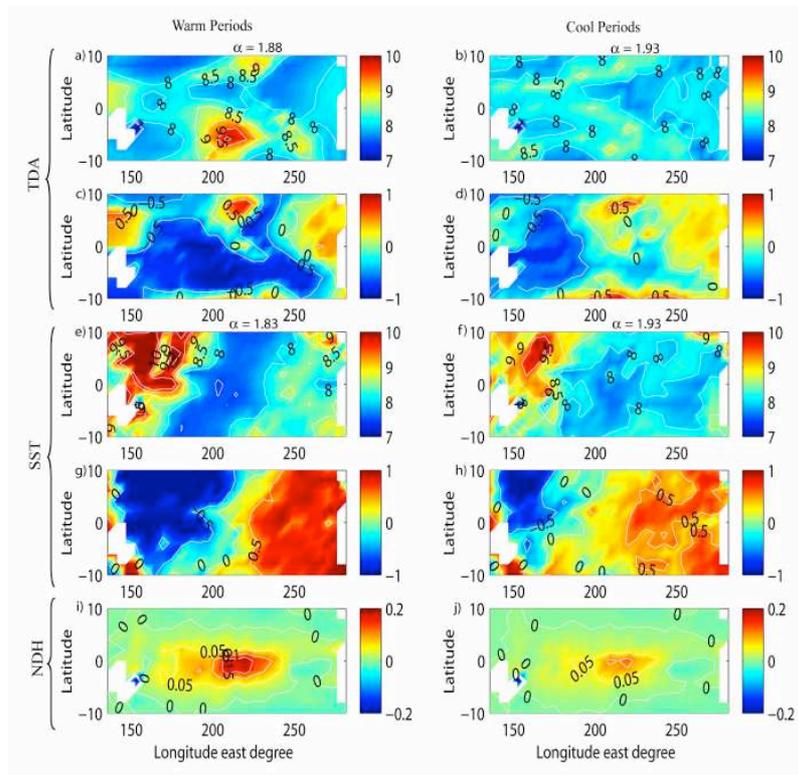


Fig. 7. Mean value for warm (left) and cool (right) periods for TDA and SSTA and NDH mean. a and b: $e^{4-\alpha}$ for TDA; c and d: β for TDA, e and f: $e^{4-\alpha}$ for SSTA g and h: β for SSTA, i and j: mean value for NDH.

Table 4. Detected mean and variance shifts for SSTA, TDA and NDH over 200 years of NINO1.2 index from a 1000-year ZC model simulation (mean are indicated in black whereas variance is written in italic).

TDA [m]		SSTA [°C]				NDHA [°C/month]					
Shift date [year]	Shift amplitude	Shift [year]		Shift amplitude		Shift [year]		Shift amplitude			
Mean, <i>Variance</i>											
33.3	38.5	3.3	<i>30</i>	31	38.5	0.1	<i>0.3</i>	32.2	34.8	-0.03	<i>3</i>
48	<i>58</i>	9	<i>-26</i>	47	<i>45</i>	0.7	<i>0.3</i>	46.9	55.5	0.01	<i>-1.5</i>
68	<i>108</i>	-9	<i>10</i>	60	59	-0.5	<i>-0.15</i>	70	66.8	0.04	<i>1</i>
107	<i>131</i>	1.3	<i>-6</i>	100	<i>108</i>	0.4	<i>0.2</i>	107.5	102.7	-0.005	<i>3.7</i>
				142	<i>134</i>	0.3	<i>-0.1</i>	137.5	131.4	-0.01	<i>-1.8</i>

found in the percentage of variance explained by skewness and/or mean, with some models having a low explained variance for the skewness (such as MIROC3.2-MEDRES) and others having a high explained variance for the mean (such as IPSL-CM4). These results convey the fact that the slowly

varying mean state is related to the nonlinearity of the equatorial Pacific system in all the models. Below, we investigate how this translates to the ENSO statistics in terms of stability and asymmetry. Applying the tests described in Sect. 2.2.1. (TL1A), the α and β parameters were calculated

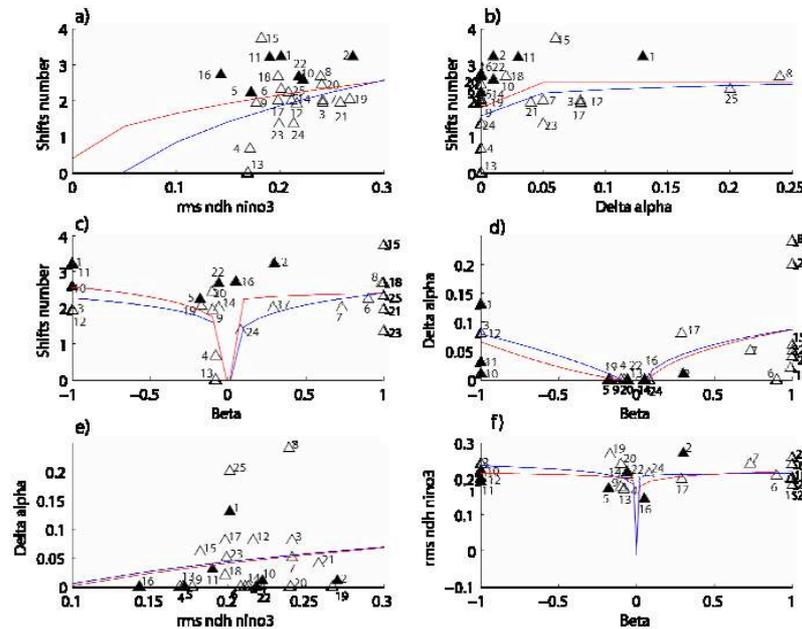


Fig. 8. Scatter plots of the statistical moments and nonlinear terms for the IPCC models. Upper left panel (a): Numbers of shifts (per 100 years of simulations) vs. nonlinearities; upper right panel (b): numbers of shift vs. deviation from Gaussian models. Middle left panel (c): numbers of shift vs. asymmetry; middle right panel (d): asymmetry vs. deviation from Gaussianity. Bottom left panel (e): nonlinear terms vs. deviation from Gaussianity; bottom right panel (f): nonlinear terms vs. deviation from asymmetry. Each number represents a model, as referenced in Table 1. No. 25 is for SODA. Red overlapped curve is the best fitted power law to all IPCC models (Group 1), blue one is the best fitted power law to only “good” (see text) models (Group 2). “Bad” models are represented by black filled triangles.

for all models (NINO3 SST index) and reported in Table 5 along with the number of detected shifts. The results indicated that there was a great diversity of behaviour regarding α -stability and asymmetry. This is in contrast with the results of the above SVD analysis. In order to visualize the differences between models, Fig. 8 is presented, which displays various scatter plots representing the relationships between the different orders of ENSO statistical moments and a proxy of nonlinearity, namely the root mean square (rms) of NDH (nonlinear advection) as diagnosed from LODCA (see Sect. 2.1.2.) (NDH was normalized by the rms of the NINO3 index). Here, the shift number (brought back to a 100-year period) quantifies the variability of the abrupt changes in ocean mean state, and is thus equivalent to the 1st order statistical moment. β represents the asymmetry of ENSO and consequently can be assimilated to a 3rd order statistical moment; whereas α gives information on EEs or in other words on the abundance of rare values, i.e. higher order statistical moments. For an α -stable distribution, remind that for $r \geq \alpha$, $E(|X|^r) = +\infty$

A detailed examination of Fig. 8 indicates that there is a highly nonlinear relationship between statistical moments. Note for instance, the significant number of models being Gaussian ($\Delta\alpha=0$), while also exhibiting a marked asymme-

try (NDH variability) (Fig. 8d and e). In order to quantify the nonlinear dependency between statistical moments, power laws (i.e. $f(x)=a+b \cdot x^k$ Stanley, 1995) were used and fitted to the model ensemble for the various scattered plots in Fig. 8. The power laws were fitted by minimizing the rms residuals for two different groups of models: (1) for all the IPCC models listed in Table 5, hereafter referred to as Group 1 (red curves in Fig. 8) and for a selected smaller group, hereafter referred to as Group 2 (blue curves in Fig. 8). The latter is composed of the most ‘realistic’ models according to recent works (Van Oldenborgh et al., 2005; Guilyardi, 2006; Capotondi et al., 2006; Belmadani et al., 2009). The models that were excluded from this group (BCCR-BCM2-0, CCCMA-CGCM3.1, GISS-AOM, GISS-E-H) were shown to simulate a biased ENSO variability (see aforementioned studies for more details). Note that these models are not considered either in most analyses of the multi-model studies by van Oldenborg et al. (2005) and Guilyardi (2006). Three other models (IPSL-CM4, NCAR-CCSM3.0 and CSIRO-MK3.0) were arbitrarily removed from this group as they exhibited “exotic” statistical behaviour (namely no EE occurrence despite a realistic/marked positive asymmetry). The “eliminated” models are represented by black triangles in Fig. 8.

Table 5. Statistical properties of the ENSO variability as simulated by the IPCC models. The last column presents the values of the criterion C and the corresponding standard errors computed following Hannachi (2006)'s methodology. The four other rightmost columns provide the results of the SVD between change in mean state and skewness based on SSTA (a 11-year running window is used), namely the percentage of covariance of the first SVD mode, the percentage of the variance for the mean and skewness for the first SVD mode and the correlation between the associated time series. Results of SODA are given as a reference for some parameters (bottom line). Non-Gaussian stable models ($\alpha < 2$) are written in bold. α and β are estimated using TLIA.

Model Name	Number of warm shifts and amplitude mean	Number of cool shifts and amplitude mean	α	β	rms(NDH)/rms(NDNO3)	% of covariance (SVD(mean-skewness))	% of variance (mean/skewness)	Correlation between PC1s	Criterion C (°C)
BCCR-BCM2.0	2 (0.65)	3 (-0.50)	1.86±0.0647	-1	0.63	96	80/39	0.80	0.13±0.09
CCCMA-CGCM3.1	3 (0.17)	2 (-0.20)	1.97±0.0118	0.30±8.5215e-05	0.36	72	73/14	0.78	1.36±0.00
CCCMA-CGCM3.1-463	1 (0.1)	2 (-0.23)	1.98±0.0112	-1	0.38	83	69/22	0.71	1.40±0.01
CNRM-CM3	1 (0.80)	0	2.00	-0.08±0.0072	1.18	97	81/21	0.68	-1.20±0.13
CSIRO-MK3.0 (run1)	2 (0.10)	1 (-0.20)	2.00	-0.18±0.0150	0.63	60	61/13	0.87	0.31±0.00
CSIRO-MK3.5	2 (0.17)	1 (-0.10)	1.99±0.0032	-0.22±0.0010	0.56	75	24/36	0.91	0.51±0.03
GFDL-CM2.0	1 (0.15)	2 (0.09)	1.95±0.0334	0.875±9.4424e-04	0.49	83	72/25	0.62	0.24±0.04
GFDL-CM2.1	2 (0.17)	2 (-0.13)	1.76±0.1125	1.00	0.85	58	20/41	0.70	-1.96±0.05
GISS-AOM (run1)	1 (0.15)	2 (-0.11)	2.00	-0.09±0.0046	0.21	64	57/11	0.74	1.88±0.00
GISS-AOM (run2)	1 (0.10)	3 (-0.12)	1.99±0.0015	-1.00	0.34	92	80/30	0.89	1.89±0.00
GISS-MODEL-E-H	2 (0.14)	2 (-0.20)	1.97±0.0137	-1.00	0.33	84	76/16	0.74	0.99±0.02
GISS-MODEL-E-R	1 (0.05)	1 (-0.1)	1.92±0.0287	-1.00	0.26	81	67/28	0.92	1.86±0.00
IAP-FGOALS1.0-g (run1)	0	0	2.00	-0.08±0.0033	0.93	81	62/19	0.77	-1.04±0.09
INGV-ECHAM4	1 (0.15)	1 (-0.47)	2.00	-0.06±0.0059	0.57	99	98/40	0.81	0.37±0.01
INM-CM3.0	3 (0.24)	2 (-0.10)	1.94±0.0410	1.00	0.73	86	78/18	0.76	0.05±0.07
IPSL-CM4	2 (0.15)	2 (-0.13)	2.00	0.05±0.0014	0.62	94	80/43	0.70	-0.08±0.05
MIROC3.2-HIRES	1 (0.08)	1 (-0.04)	1.92±0.0289	0.29±5.0092e-04	0.28	95	80/41	0.85	1.41±0
MIROC3.2-MEDRES	2 (0.11)	2 (-0.17)	1.98±7.6580e-04	0.99±7.6580e-04	0.32	82	80/10	0.71	1.15±0.00
MUB-ECHO-G	1 (0.15)	2 (-0.25)	2.00	-0.17±0.0138	0.78	50	49/12	0.81	-0.40±0.08
MPI-ECHAM5	1 (0.1)	2 (-0.16)	2.00	-0.08±0.0066	0.55	60	20/34	0.89	-0.30±0.03
MRI-CGCM2.3.2A	2 (0.1)	1 (-0.04)	1.96±0.0118	1.00	0.48	54	52/17	0.61	0.36±0.01
NCAR-CCSM3.0 (run2)	2 (0.14)	2 (-0.09)	2.00	-0.06±0.0043	0.52	68	47/12	0.85	0.41±0.08
UKMO-HadCM3 (run1)	1 (0.15)	1 (-0.3)	1.94±0.0137	1.00	0.83	64	34/27	0.65	-0.13±0.14
UKMO-HadGEM1	1 (0.15)	1 (-0.2)	2.00	0.08±0.0065	0.56	61	58/14	0.77	0.64±0.03
SODA_1.4.2	1 (0.3)	0	1.80±0.0724	1.00	0.82				-0.92±0.00

The bottom panels in Fig. 8 corroborate the previous results from the ZC model, namely the existence in the IPCC models of a power law-type relationship between nonlinear activity and EE occurrence (Fig. 8e) as well as a quasi-linear relationship between NDH and asymmetry (Fig. 8f), consistent with earlier studies (An and Jin, 2004; An et al., 2005). Indeed, these two curves fitted the power laws relatively well, having a coefficient μ equal to 0.38 and 0.05, respectively. These curve fits were consistent as the residual of the rms was quite low, respectively 0.09 and 0.01. The residuals fell respectively to 0.07 and 0.005 when fitted to the models of Group 2. In that case, μ has values equal to 0.25 and 0.03) for the above-mentioned scattered plots (Fig. 8e and f). Nonetheless, despite the low value of residuals in the power law regression method, one can note that for the relationship between EEs and NDH (Fig. 8e), no satisfactory visual fitting was obtained (due to the significant spread of the models), suggesting that NDH cannot fully account for the dynamics of the EE occurrences. Similarly, an absence of any relationship (according to the power law) is evidenced between the number of shift and NDH, suggesting again that nonlinearities associated with nonlinear advection cannot alone explain how climate shifts are triggered (Fig. 8a, $\mu=0.21$,

Residual=8.70 for Group 2). In the same way, although displaying similar exponents in the power law fit, no clear relationship was observed between ENSO asymmetry and the number of shifts (Fig. 8c, $\mu=0.19$, Residual=3.32 for Group 2), and neither between the number of shifts and EE occurrence (Fig. 8b, $\mu=0.20$, Residual=8.75 for Group 2). On the other hand, EE occurrence and ENSO asymmetry are clearly related as there was a strong agreement with the fit (Fig. 8d, $\mu=0.30$, Residual= 1.29×10^{-04} for Group 2).

The fact that the power law can be used to fit the relationship between statistical moments emphasizes the complex scaling relationships associated with the ENSO modulation from low-frequency mean state change to EE occurrence. Interestingly, NDH relates to intermediate statistical moments (i.e. variability and asymmetry) with low values of residuals (which is consistent with the aforementioned studies). However it does not seem to be the main nonlinear term governing interaction between “extreme” statistical moments (1st and high orders, i.e. slowly varying mean state and triggering of EEs). This clearly highlights the variability time scale interactions associated with ENSO that are evidenced here through the various statistical moments. It also suggests that other sources of nonlinearity than NDH are involved in

the processes leading to climate shifts and EE occurrence. Due to the complexity of the tropical Pacific system, these sources are numerous (see An, 2009 for a review) and are more or less well represented in the current generation of global coupled models.

To summarize, we find that the IPCC models, although all exhibiting a relationship between asymmetry and slowly varying mean state, behave differently with regard to nonlinearity as measured by α and slowly varying mean state. Only a few models have a value for α that is comparable to observations. Interestingly, these models simulate a relatively large number of climate shifts, consistent with the observations (K98, see Sect. 2.1.1.). This suggests that the nonlinear processes involved in the generation of climate shifts are somewhat different to the ones leading to the rectification of ENSO variability by the slowly varying changes in mean state. The physical processes responsible for the occurrence of climate shifts remain unclear. The results reported here suggest that they may not have a signature in the third statistical moment (asymmetry) of the dynamic fields but may involve higher-order statistical moments and related nonlinearities.

The following section is dedicated to the statistical interpretation of the above results proposing “naïve” models of ENSO, and the definition of a measure of “model skill” for simulating extreme ENSO events based on q–q plot estimates.

4 Statistical parameterisation of ENSO

In this section, four simple or “naïve” statistical models are proposed (see Sect. 2.2.3.) in order to interpret ENSO statistics with regard to their relationships with changes in mean state and EE occurrence.

4.1 Alpha-stable TGS

The first type of model is based on stable TGS (see Appendix B and Sect. 2.2.3.). This model’s results indicate that such parameterization leads to an under-estimation of cold events (Fig. 9a lower quadrant) and an over-representation of high frequency events. However, the results from GT2 and GT3 applied to the generated series match with those for in situ data (not shown). The q–q plot presented in the left-hand panels of Fig. 9 highlights the lack of statistical representativeness of a purely stable process (over-representation of extreme warm events certainly due to the too high asymmetry that is prescribed, $\beta=1$, see Fig. 9e upper quadrant), notably on the NINO3 index. The too high probability of EE occurrence is certainly due to the too high variability of the TGS, especially on short time scales. Actually, the TGS is essentially based on an initial random set generation, unable to account for the observed persistence (inertia) in large-scale ocean circulation.

4.2 Gaussian TGS

The results from GT (not shown) indicate that this simple statistical model cannot account for the ENSO asymmetry. However, q–q plots (cf. Fig. 9b) show that it leads to a better statistical distribution of the generated series than alpha-stable TGS. Still, warm EEs remain underestimated (Fig. 9b upper quadrant). It is noteworthy that cold events are well represented by this generation method.

4.3 Non-stationary TGS

This non-stationary process enhances the representativeness of cold events (see Fig. 9c). Actually q–q plot matches quasi-perfectly for negative SSTAs whereas warm events remain under-represented (Fig. 9c upper quadrant).

4.4 Non-stationary stable TGS

This process clearly enhances the representation of warm events, but without altering the probability of the occurrence of cold events as a purely stationary stable TGS described in the first part of this section (cf. Fig. 9d). This is particularly true when observing q–q plot of the TGS versus K98. Although there is strong agreement between observations and this TGS, the latter does not statistically fit with the ZC model results. It is believed that this is due to the fact that the ZC model cannot account for all the nonlinear dynamics leading to EEs.

The results of the proposed “naïve” models illustrate the complexity of ENSO with regard to its statistical properties. It indicates that ENSO cannot be accounted for by a single statistical law, or at least by a law whose intrinsic parameters are permanent over time. Unlike a purely α -stable distribution, a Gaussian law fails to represent positive SSTAs while cold events have a perfect Gaussian distribution. Finally, the results of this “naïve” parameterisation of ENSO further suggest that ENSO experiences various types of behaviour, which combines Gaussian distribution for cold symmetrical periods ($\alpha=2$) and α -stable for warm active periods ($\alpha<2$). Such a parameterisation (a non-stationary stable process with the main parameter values following the slowly varying Tropical Pacific mean state) could account for the rectified effect leading to the occurrence of EEs.

In the following paragraphs, in the light of the above, we investigate the statistics of the full-physics models based on q–q plot analyses.

To quantify the ability of the IPCC models to represent strong warm episodes, we then propose the following criterion C :

$$C = T_{\text{data}}(q_T = 99\%) - T_{\text{model}}(q_T = 99\%) \quad (11)$$

It consists in measuring the difference between models and data (K98) in the value of the NINO3 SST index below which 99% of the values of the observed NINO3 SST index are

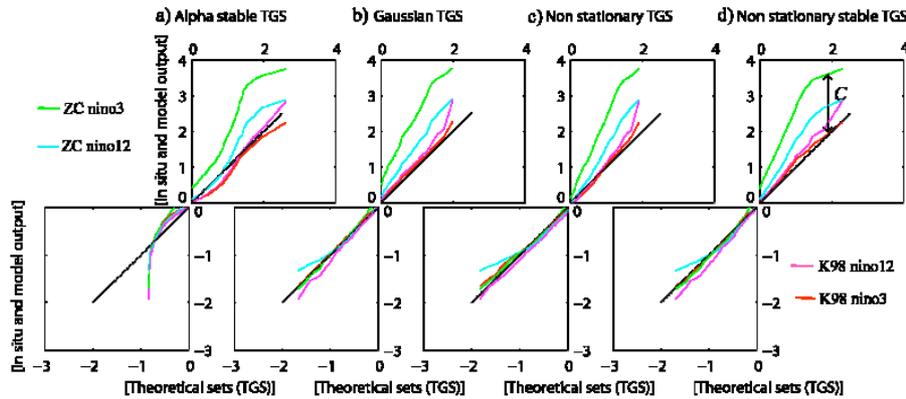


Fig. 9. Quantiles of an asymmetrical alpha stable TGS (with $\alpha=1.8$ and $\beta=1$) versus quantiles of data/model outputs, (a); quantiles of a Gaussian TGS (with $m=0.0040$ and $\sigma=0.8082$) versus quantiles of data/model outputs, (b); quantiles of a non-stationary Gaussian TGS (with $m=-0.0639$ and $\sigma=0.7464$ on the first homogeneous period, $m=-0.1241$ and $\sigma=0.3696$ and $\sigma=0.8338$ on the 3rd) versus quantiles of data/model outputs, (c); quantiles of stable, asymmetrical, non-stationary TGS (with $\alpha=1.85$ and $\beta=0.99$ on the first homogeneous period, $\alpha=2$ and $\beta=-0.17$ on the 2nd and $\alpha=1.66$ and $\beta=0.99$ on the 3rd) versus quantiles of data/model outputs, (d). Upper quadrants are associated with warm anomalies whereas lower quadrants are related to cold anomalies. Red colour is associated with the NINO3 index computed from K98, purple colour with the NINO1.2 index computed from K98, green colour with the NINO3 index computed from ZC and blue colour with the NINO1.2 index computed from ZC. On each panel, the ideal q-q plot (NINO3 quantiles from K98 vs. NINO3 quantiles from K98) is indicated in black solid line. The black arrow represented on the upper quadrant of (d) indicates the measurement of the C criterion (see Sect. 4.4.).

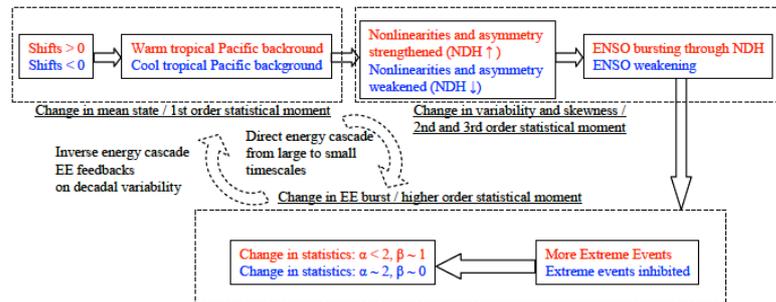


Fig. 10. Schematic of the mechanism of interaction between ENSO time scales variability and change in mean state and its relationship with ENSO statistics.

found (2.25°C in K98). Simply put, $T_{\text{model}}(q_T=99\%)$ represents the minimum SSTa for an El Niño to be considered as an EE in each IPCC model. Graphically, C represents the distance between the q-q plot of the model and the bisector at the $T_{\text{data}}(q_T=99\%)$ ($= 2.25^{\circ}\text{C}$) abscissa (see black vertical arrow on the upper quadrant of Fig. 9d). According to Hannachi (2006)'s methodology, we are able to compute error estimates on quantile calculation and can thus provide confidence intervals on C .

The results of the classification are shown in Table 5. The lower the value for C , the better the model sim-

ulates ENSO statistics in term of representativeness of EEs. Negative values for C indicate that the model overestimates strong warm events, or in other words gives too much weight to the positive tail of the distribution. We can also point out that the majority of “good” models according to this criterion (BCCR-BCM2, CSIRO-MK3.5, GFDL-CM2.0, INM-CM3.0, MRI-CGCM2.3.2A, UKMO-HadCM3) exhibit stable statistics. Interestingly, these “good” models (including MIUB-ECHO_G, MPLECHAM5) also match models simulating realistic inter-decadal variability as shown in Lin (2007). In

particular, Lin (2007) proposes a list of 'realistic' models in a so-called third group: GFDL_CM2_0, GFDL_CM2_1, MPLECHAM5, INM-CM3.0, MIUB_ECHO_G... It is noteworthy that, except for 10 models, C does not exceed 0.36 (Table 5), which is the mean value of C . For this group of models, the simulated number of shifts is comparable to SODA (2.32 for a 100 year simulation). Nonetheless, other models displaying large values for C are also characterized by heavy tail statistics (for example GISS models, CCCMA-CGCM3.1-t631; see Table 5). However, unlike K98, these models tend to simulate more numerous cold EEs than warm EEs due to the negative asymmetry of their NINO3 SST index.

5 Discussion and conclusions

In this paper, ENSO statistics which are accounted for by α -stable distribution are related to some aspects of ENSO's observed characteristics, namely its modulation, its asymmetry and its tendency to produce EEs. As the PDF associated with the NINO3 SST index deviates significantly from the Gaussian distribution, the heavy tailed α -stable distribution is proposed because it better accounts for the occurrence of EEs. Although it is impossible to have access to its PDF in a closed form (except in particular cases), the distribution is characterized by two main parameters, α and β , that provide meaningful information on the ENSO statistics, namely EE abundance and asymmetry, respectively. A shift detection method initially developed by Potter (1981) was also used to diagnose the change in mean state of the tropical Pacific and select warm and cool periods in the time series. The observations were first investigated based on the K98 SST data set. Consistent with former studies (Burgers and Stephenson, 1999; Hannachi et al., 2004; An and Jin, 2004), the results indicate that ENSO has α -stable non-Gaussian features and is asymmetrical. Interestingly, cool and warm periods exhibit different statistical behaviour, with cool periods being more Gaussian and having lower asymmetry than warm periods. A comparable tendency was found in the ZC model. In particular the ZC model had increased (reduced) nonlinearity quantified through NDH (Timmerman and Jin, 2002) during warm (cool) periods.

The full-physics models of the IPCC data base were then investigated. Interestingly, all the models exhibited a clear relationship between changes in mean state and ENSO asymmetry (skewness), in agreement with observations (An, 2004). They did however have contrasting statistics in terms of their propensity to simulate EEs. In particular, in the light of the results of the SDT applied to the IPCC models (Table 5) and a recent study (Lin, 2007), it was shown that only the models simulating a realistic decadal variability also exhibited marked α -stable statistics.

Naïve statistical models were then proposed to interpret these results. The "naïve" model simulations indicated that

ENSO could be accounted for by a non-stationary stable process with the typical exponent of the law experiencing variations that mimic the changes in the tropical Pacific Ocean background. As α contains information on EE abundance but also on the decay rate of the ENSO PDF tail, this corroborated the existence of interactions between statistical moments of ENSO time series. The results of q-q plot (see Hannachi et al., 2004) applied to the IPCC model simulations, and of the comparison between the various quantities studied in this paper (NDH, α , β , number of shifts) through power laws suggest that the interaction between statistical moments (variability time scales) does not solely operate through non-linear advection or the nonlinearities associated with ENSO asymmetry. It is then likely that other nonlinear processes come into play to explain EE occurrences. Investigating the sources of these nonlinearities is beyond the scope of this paper. At this stage it is interesting to note that, although current measures of ENSO nonlinearities (through either skewness or NDH) have provided meaningful information on the rectification of ENSO variability by changes in mean state (An, 2004; An et al., 2005; Dewitte et al., 2007a), they may not fully account for the complexity of the rectified effect. In the light of the results, we can hypothesize that EE occurrences are part of the feedback loop linking changes in mean state and ENSO asymmetry (An, 2004; Dewitte et al., 2007a). The schematic diagram in Fig. 10 summarizes the parallel that has been made in this paper between ENSO statistical moments and the physical processes involved in the rectification of ENSO variability through changes in mean state. It suggests that higher statistical moments contribute to the rectified effect by controlling the triggering of EEs, and supposedly some feedback between EEs and climate shifts. Non-linear regressions between statistical moments from IPCC model time series give similar exponents, which could suggest ENSO chaotic behaviour. This still requires further study.

Appendix A

Detection of a systematic change

The relevant procedure relies on Maronna and Yohai (1978)'s test for the detection of a systematic change in mean. This method can be applied for a couple of normal random vector (x, y) such that the mean of x is known to be constant and the mean of y might change at a time j_0 . It was applied by Potter (1981) in this context; but Maronna and Yohai (1978) provide a broader method which stays valid in the stable case.

If $(x_j; y_j); j=1; \dots; N$ denotes a sequence of two dimensional random vectors, the following model is assumed:

$$y_j = b_j + cx_j + u_j$$

where y_j are observations, the x_j are independent and identically distributed (iid) random variables, with density h which

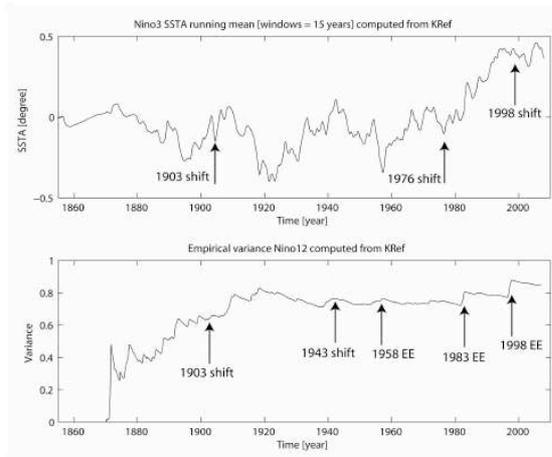


Fig. A1. 15-years running mean of the NINO3 index (upper panel) and empirical variance of the NINO1.2. Index (lower panel) from K98. Mean shifts and EE detected by the SDT are reported on the plot.

can have unknown parameters, and which are independent of the unobservable noise u_j . The u_j are iid normal with mean 0 and variance σ_u^2 . Maronna and Yohai called it Model II. Under these assumptions x is an ancillary statistic for tests concerning b_j and c . The null hypothesis H_0 is that $b_j=b$; $j=1; \dots; N$ for some unknown b ; against the alternative H_1 that $b_j=b$ for $j \leq j_0$ and $b_j=b+d$ for $j > j_0$ where $b; d$ and $j_0 < N$ are unknown.

The percentile points are extremely difficult to calculate either analytically or numerically and depend on h . That is why; instead of trying to compute p-values we chose a level far larger than all the published quantiles for these tests and decided to reject H_0 if the computed value of the test statistic exceeded this level.

We performed the test on the NINO3 index computed from K98 using various reference series X : SSTAs in the whole tropical Pacific ($120^\circ \text{E} - 60^\circ \text{W}$; $29^\circ \text{N} - 29^\circ \text{S}$) and NINO1.2 regions, and a random-generated Gaussian set whose mean and standard deviation are the same as the NINO3 index. Consistent with earlier studies (cf. Karspeck et al., 2004, or Guilderson et al., 1998 among others), a shift in April 1976, estimated amplitude: 0.29°C was detected in each of these experiments. We also evidenced the cold 1903 and 1998 shifts (Overland et al., 2008).

On the other hand, we performed the test on empirical variance series. An example is given for the NINO1.2. index. This way of running the method is not only able to isolate ruptures in variance (making it possible to identify homogeneous periods in terms of variability) but also to highlight isolated extreme bursts in the empirical variance set (allowing EEs to be identified). Following a dichotomic way

of performing the test, we were able to evidence the 1903–1905 cold shift, the 1943 neutral shift (Karspeck et al., 2004) and the 1958, 1983 and 1998 EEs (see Fig. 4 and Fig. A1). Nonetheless, the SDT applied to empirical variance sets did not permit the 1976 shift to be located as this rupture took place in the mean rather than in the variance. In this study, we assumed a minimum inter-shift period of 10 years in order to parallel the occurrence of ruptures with decadal to inter-decadal variability.

Appendix B

Generation of alpha stable distributions

In order to test the relevance of the “naïve” models of ENSO, α -stable series were generated that fit with the proposed models. The Chambers et al. (1976)’s algorithm permits the generation of two uniform random real variables on $]0; 1[$, U_1 and U_2 , respectively. Then, a simple transformation allows to get a uniform law on $]-\pi/2; \pi/2[$ [and an exponential law (with parameter 1).

$$\begin{aligned} \varphi &= \pi \cdot U_1 - \frac{\pi}{2} \\ W &= -\log(1 - U_2) \end{aligned} \quad (\text{B1})$$

Finally, from those simple laws, we can generate a symmetrical alpha stable law:

$$Y = \frac{\sin(\alpha\varphi)}{(\cos\varphi)^{1/\alpha}} \left(\frac{\cos((1-\alpha)\varphi)}{W} \right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}} \quad (\text{B2})$$

d’Estampes (2003) proposed a more general algorithm allowing the generation of asymmetrical α -stable law. It writes as follows:

$$\begin{aligned} \text{For } \alpha \neq 1, Y &= \frac{\sin\alpha(\varphi-\varphi_0)}{\cos(\varphi)^{1/\alpha}} \left(\frac{\cos(\varphi-\alpha(\varphi-\varphi_0))}{W} \right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}} \quad \text{Where} \\ \varphi_0 &= -\frac{\pi\beta}{2} \frac{1-|\alpha|}{\alpha}; \\ &\text{for } \alpha=1, \end{aligned}$$

$$Y = \frac{2}{\pi} \left(\left(\frac{\pi}{2} + \beta\varphi \right) \tan\varphi - \beta \log \left(\frac{\pi W \cos\varphi}{\pi + \beta\varphi} \right) \right). \quad (\text{B3})$$

We used this broadened method of generation to elaborate our TGS.

Appendix C

GLOSSARY:

CGCM:	Coupled General Circulation Model
CMIP3:	World Climate Research Programme Coupled Model Intercomparison Project phase 3
EE(s):	Extreme Event(s)
ENSIP:	El Niño Simulation Intercomparison Project
ENSO:	El Niño Southern Oscillation
GT:	Graphical Test
IPCC:	Intergovernmental Panel for Climate Change
IPCC-AR4:	Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change
iid:	independent identically distributed
K98:	Kaplan et al. (1998) tropical Pacific SST dataset.
NDH:	Nonlinear Dynamical Heating
PDF:	Probability Density Function
q-q plot:	quantile versus quantile plot
rms:	root mean square
SDT:	Shift Detection Test
SSTAs:	Sea Surface Temperature Anomalies
SVD:	Singular Value Decomposition
TDA:	Thermocline Depth Anomaly
TGS:	Theoretical Generated Series
TL1A:	Telecom Lille I Algorithm
ZC:	Zebiak and Cane model

Acknowledgements. Nourredine Azaoui (Telecom Lille 1) and Laurent Clavier (IEMN, IRCICA) are thanked for providing and helping carrying out the estimation of alpha stable parameters. Ali Belmadani (LEGOS) is thanked for his help pre-processing the IPCC model outputs. Discussions with Sophie Bertrand and Christelle Bosc were also greatly appreciated. We also want to thank Olivier Thual and two anonymous reviewers for their constructive remarks. This work has been supported by Conseil Régional Midi-Pyrénées; contrat No. 06001715. Boris Dewitte also benefited from support of the ANR (Agence Nationale de la Recherche) within the PCCC (Peru Chile Climate Change) project.

Edited by: S. Wiggins

Reviewed by: O. Thual and two anonymous referees



The publication of this article is financed by CNRS-INSU.

References

- An, S.-I.: Interdecadal changes in the El Niño-La Niña asymmetry, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L23210, doi:10.1029/2004GL021299, 2004.
- An, S.-I. and Jin, F. F.: Nonlinearity and asymmetry of ENSO, *J. Climate*, 17, 2399–2412, 2004.
- An, S.-I., Hsieh, W. W., and Jin F.-F.: A nonlinear analysis of ENSO cycle and its interdecadal changes, *J. Climate*, 18, 3229–3239, 2005.
- An, S.-I.: A review on interdecadal changes in the nonlinearity of the El Niño–Southern Oscillation, *Theor. Appl. Climatol.*, 97, 29–40, 2009.
- Belmadani, A., Dewitte, B., and An, S.-I.: ENSO feedbacks and variability time scales in a multi-model ensemble, *J. Climate*, revised, 2009.
- Burgers, G. and Stephenson, D. B.: The Normality of El Niño, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 8, 1027–1039, 1999.
- Capotondi, A., Wittenberg, A., and Masina, S.: Spatial and temporal structure of tropical Pacific interannual variability in 20th century coupled simulations, *Ocean Model.*, 15, 274–298, 2006.
- Carton, J. A. and Giese, B. S.: SODA: A Reanalysis of Ocean Climate, *Mon. Weather Rev.*, 136, 2999–3017, 2008.
- Chambers, J. M., Mallows C. L., and Stuck B. W.: A method for simulating stable random variables, *J. Am. Stat. Assoc.*, 71, 340–344, 1976.
- Chen, D., Cane, M. A., Kaplan, A., Zebiak, S. E., and Huang, D.: Predictability of El Niño over the past 148 years, *Nature*, 428, 733–736, 2004.
- d'Estampes, L.: Traitement statistique des processus alpha stables. Mesure de dépendances et identification des AR stables. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 125 pp., 2003.
- Dewitte B.: Sensitivity of an intermediate coupled ocean-atmosphere model of the tropical Pacific to its oceanic vertical structure, *J. Climate*, 13, 2363–2388, 2000.
- Dewitte, B., Yeh, S.-W., Moon, B.-K., Cibot, C., and Terray, L.: Rectification of ENSO variability by interdecadal changes in the equatorial background mean state in a CGCM simulation, *J. Climate*, 20, 2002–2021, 2007a.
- Dewitte, B., Cibot, C., Périgaud, C., An, S.-I., and Terray, L.: Interaction between near-annual and ENSO modes in a CGCM simulation: Role of the equatorial background mean state, *J. Climate*, 20, 1035–1052, 2007b.
- Fedorov, A. V. and Philander, S. G.: Is El Niño changing?, *Science*, 288, 5473, 1997–2002, 2000.
- Feller, W.: An introduction to probability theory and its applications, 2. Wiley, New York, 626 pp., 1966.
- Gnedenko, V. B. and Kolmogorov, A. N.: Limit distributions for sums of random variables, Addison-Wesley, 293, 1954.
- Granger, C. W. and Orr, D.: "Infinite Variance" and research strategy in time series analysis, *J. Am. Stat. Assoc.*, 67, 275–285, 1972.
- Gu, D. and Philander S. G.: Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extra-tropics, *Science*, 275, 5301, 805–807, 1997.
- Guilderson, T. P. and Schrag D. P.: Abrupt shift in subsurface temperatures in the tropical Pacific associated with changes in El Niño, *Science*, 281, 5374, 240–243, 1998.
- Guiluyardi, E.: El Niño-mean state-seasonal cycle interactions in a multi model ensemble, *Clim. Dynam.*, 26(3), 329–348, 2006.

- Hald, A.: A History of Probability and Statistics and their applications before 1750, New York: Wiley. Chapter 7, John Graunt and the Observations upon the Bills of Mortality, 1662, 1990.
- Hannachi, A., Stephenson, D. B., and Sperber, K. R.: Probability-based methods for quantifying nonlinearity in the ENSO, *Clim. Dynam.*, 22, 69–70, 2004.
- Hannachi, A.: Quantifying changes and their uncertainties in probability distribution of climate variables using robust statistics, *Clim. Dynam.*, 27, 301–317, 2006.
- Jin, F.-F., An, S.I., Timmermann, A., and Zhao, J.: Strong El Niño events and nonlinear dynamical heating, *Geophys. Res. Lett.*, 30, doi:10.1029/2002GL016356, 2003.
- Kaplan, A., Cane, M., Kushnir, Y., Clement, A., Blumenthal, M., and Rajagopalan, B.: Analyses of global sea surface temperature 1856–1991, *J. Geophys. Res.*, 103, 18, 567–589, 1998.
- Karspeck, A. R., Seager, R., and Cane M. A.: Predictability of tropical Pacific decadal variability in an intermediate model, *J. Climate*, 17, 2842–2850, 2004.
- Koutrouvelis, I. A.: Regression-Type Estimation of the parameters of stable laws, *J. Am. Stat. Assoc.*, 75, 918–928, 1980.
- Latif, M., Sperber, K., Arblaster, J., Braconnot, P., Chen, D., Colman, A., Cubasch, U., Cooper, C., Delecluse, P., Dewitt, D., Fairhead, L., Flato, G., et al.: ENSIP: The El Niño simulation intercomparison project. *Clim. Dynam.*, 18, 255–276, 2002.
- Levy, P.: Théorie des erreurs: Les lois de Gauss et les lois exponentielles, *Bull. Soc. Math. France*, 52, 49–95, 1924.
- Lin, J.-L.: Interdecadal variability of ENSO in 21 IPCC AR4 coupled CGCMs, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L12702, doi:10.1029/2006GL028937, 2007.
- Mandelbrot, B.: The Pareto-Levy Law and the Distribution of Income, *Int. Econ. Rev.*, 1, 79–106, 1960.
- Mandelbrot, B.: The variation of certain speculative prices, *J. Business*, 36, 394–419, 1963.
- Maronna, R. and Yohai, V. J.: A bivariate test for the detection of a systematic change in mean, *J. Am. Stat. Assoc.*, 73, N363, 1978.
- McPhaden, M. J., Busalacchi, A. J., Cheney, R., Donguy, J. R., Gage, K. S., Halpern, D., Ji, M., Julian, P., Meyers, G., Mitchum, G. T., Niiler, P. P., Picaut, J., Reynolds, R. W., Smith, N., and Takeuchi, K.: The Tropical Ocean-Global Atmosphere (TOGA) observing system: A decade of progress, *J. Geophys. Res.*, 103, 14, 169–240, 1998.
- Moon, B. K., Yeh, S. W., Dewitte, B., Jhun, J. G., Kang, I. S., and Kirtman, B. P.: Vertical structure variability in the equatorial Pacific before and after the Pacific climate shift of the 1970s, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L03203, doi:10.1029/2003GL018829, 2004.
- Nikias, C. L. and Shao, M.: Signal Processing with alpha-stable distributions and applications, Wiley, New York, 1995.
- Nolan, J. P.: Fitting data and Assessing Goodness-of-fit with Stable Distributions, in: Proceedings of the ASA-IMS conference of heavy tailed distributions in economics, edited by: Nolan, J. P. and Swami, A., engineering and statistics, American University, Washington, DC, 1999.
- Overland, J., Rodionov, S., Minobe, S., and Bond, N.: North Pacific regime shifts: Definitions, issues and recent transitions, *Prog. Oceanogr.*, 77, 92–102, 2008.
- Pierce, D. W., Barnett, T. P., and Latif, M.: Connections between the Pacific Ocean Tropics and midlatitudes on decadal timescales, *J. Climate*, 13, 1173–1194, 2000.
- Potter, K. W.: Illustration of a new test for detecting a shift in mean in precipitations series, *Mon. Weather Rev.*, 109, 2040–2046, 1981.
- Rayner, N. A., Parker, D. E., Horton, E. B., Folland, C. K., Alexander, L. V., Rowell, D. P., Kent, E. C., and Kaplan, A.: Globally complete analyses of sea surface temperature, sea ice and night marine air temperature, 1871–2000, *J. Geophys. Res.*, 108, 4407, doi:10.1029/2002JD002670, 2003.
- Rodgers, K. B., Friederichs, P., and Latif, M.: Tropical Pacific Decadal Variability and Its Relation to Decadal Modulations of ENSO, *J. Climate.*, 17, 3761–3774, 2004.
- Samorodnitsky, G. and Taqqu, M. S.: Stable non-Gaussian random processes, Chapman & Hall, 1994.
- Sardeshmukh, P. D., Compo, G. P., and Penland, C.: Changes in probability associated with El Niño, *J. Climate*, 13, 4268–4286, 2000.
- Stanley, H. E.: Power laws and universality, *Nature*, 378, 554, 1995.
- Timmermann, A. and Jin, F. F.: A nonlinear mechanism for decadal El Niño amplitude changes, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1, 1003–1006, 2002.
- Timmermann, A.: Decadal ENSO amplitude modulations: a nonlinear paradigm, *Global Planet. Change*, 37, 135–156, 2003.
- Timmermann, A., Jin, F. F. and Abshagen, J.: A nonlinear theory of El Niño bursting, *J. Atmos. Sci.*, 60, 152–165, 2003.
- Trenberth, K. E. and Hurrell, J. W.: Decadal Atmosphere–Ocean Variations in the Pacific, *Clim. Dynam.*, 9, 303–319, 1994.
- Tziperman, E., Stone, L., Cane, M. A., and Jarosh, H.: El Niño chaos: Overlapping of resonances between the seasonal cycle and the Pacific ocean–atmosphere oscillator, *Science*, 264, 72–74, 1994.
- Urban, F. E., Cole, J. E., and Overpeck, J. T.: Modification of tropical Pacific variability by its mean state inferred from a 155-year coral record, *Nature*, 407, 989–993, 2000.
- Van Oldenborgh, G. J., Philip, S. Y., and Collins, M.: El Niño in a changing climate: a multi model study, *Ocean Sci.*, 1, 81–95, 2005, <http://www.ocean-sci.net/1/81/2005/>.
- White, E. P., Enquist, B. J., and Greel, J. L.: On estimating the exponent of power law frequency distribution, *Ecology*, 89(3), 905–912, 2008.
- White, H. G.: Skewness, kurtosis and extreme values of Northern Hemisphere geopotential heights, *Mon. Weather Rev.*, 108, 1446–1455, 1980.
- Zebiak, S. E. and Cane, M. A.: A model of El Niño–Southern Oscillation, *Mon. Weather Rev.*, 115, 2262–2278, 1987.
- Zhang, Y., Wallace, J. M., and Battisti D. S.: ENSO-like interdecadal variability: 1900–93, *J. Climate*, 10, 1004–1020, 1997.
- Zolotarev, V. M.: One-dimensional stable distribution, American Mathematical Society, Providence, RI, 1986.

III.1.3. Compléments : le shift de 2000

En plus de la significativité statistique du test de détection de ruptures employé dans l'étude précédente, un des paramètres utilisés pour sélectionner un shift est la durée des périodes « inter-shifts » antérieures et postérieures à la rupture. Nous avons fait l'approximation d'une durée minimale de 10 ans pour se placer dans le cadre de la variabilité décennale. A l'époque où l'article a été soumis pour la première fois (18 Novembre 2008), nous avons déjà détecté un shift en moyenne en 1998, mais nous ne bénéficions pas du recul suffisant pour le considérer significatif. Depuis, nous avons pu updaten les données de Kaplan (jusqu'à la fin 2009) et la détection de rupture a confirmé la significativité du shift. Nous avons alors pu procéder à l'estimation des paramètres représentatifs des distributions α -stables sur cette nouvelle période homogène 1999-2009. Les résultats de l'estimation sur l'ensemble des périodes stationnaires détectées sont regroupés dans la figure III.1. Ils confirment les résultats de *Boucharel et al.* (2009) dans la mesure où la shift de 1998 (*Overland et al.*, 2008) fait revenir le système tropical dans un état moyen plus froid Gaussien et symétrique. Cela semble en outre cohérent avec les études récentes qui diagnostiquent le récent changement des caractéristiques d'El Niño (*Yeh et al.*, 2009; *Lee et McPhaden*, 2010) qui évoluent vers une signature spatiale plus marquée dans le centre ouest du bassin et vers des fréquences dans la bande quasi-biennale cohérente avec un mode SST moins enclin à favoriser le déclenchement d'extrêmes (amplitude des épisodes El Niño modérée ; *Guilyardi*, 2006).

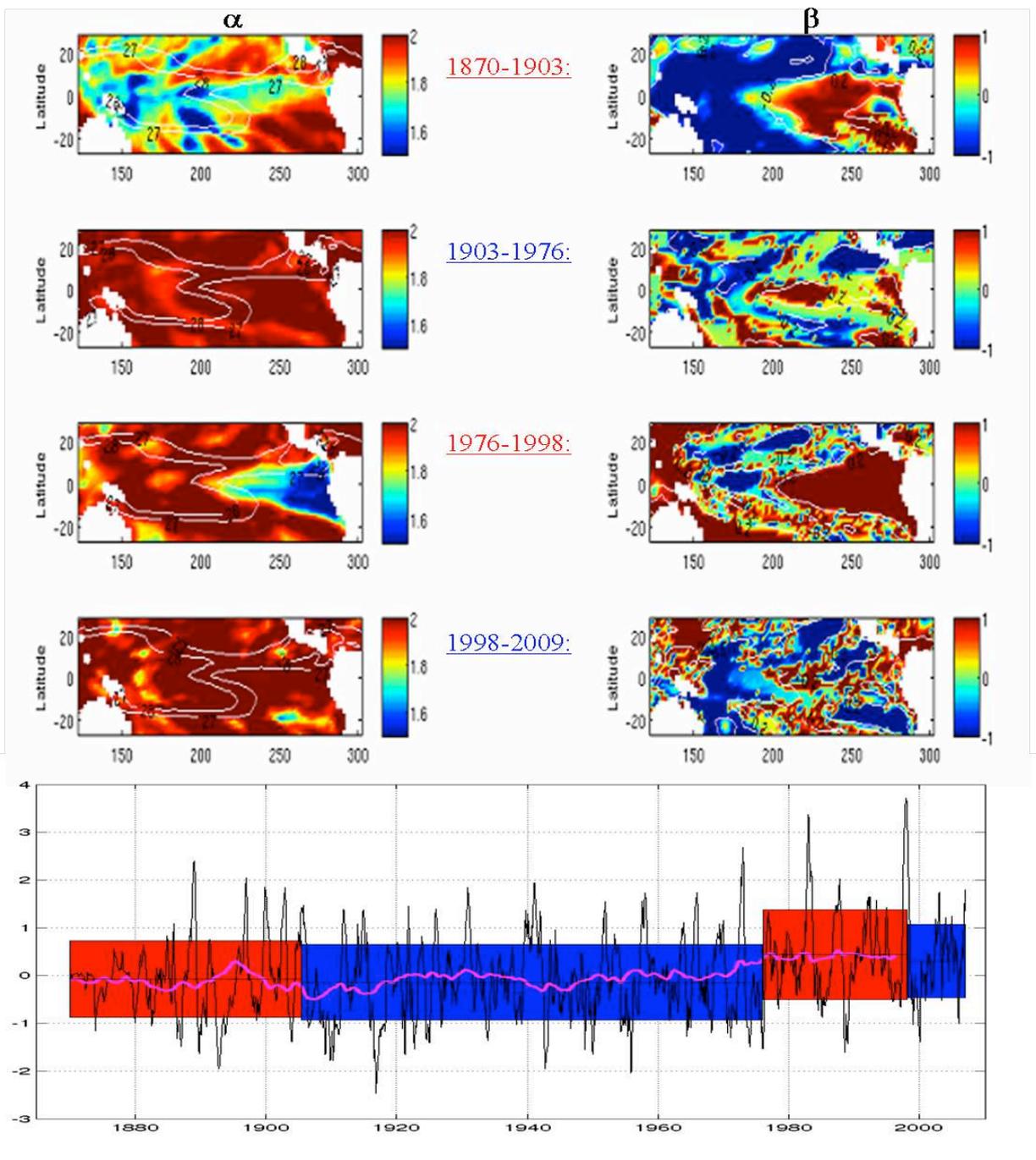


Figure III.1. Estimation des paramètres α (colonne de gauche) et β (colonne de droite) sur l'ensemble des périodes stationnaires identifiées dans la série temporelle Niño3 (1970-2009). L'épaisseur des bandes bleues et rouges est proportionnelle à l'écart type de la sous période considérée.

III.2. Rétroaction entre variabilité basse fréquence et ENSO ?

Ainsi, nous avons vu que les statistiques d'ENSO variaient significativement en fonction de l'état moyen du Pacifique tropical. On est néanmoins en droit de se demander si ce sont les statistiques et les mécanismes nonlinéaires sous-jacents qui varient en fonction de l'état moyen ou si ce sont justement ces mécanismes nonlinéaires qui, au sein d'un mode d'oscillation (mode de bascule ?) complexe sur des échelles inter décennales, sont capables de rectifier l'état moyen du Pacifique. En clair, existe-t-il une interaction d'échelle similaire mais cette fois des hautes vers les basses fréquences ? Est-il possible qu'une accumulation lente de forts épisodes El Niño puisse rectifier l'état moyen (très basse fréquence) qui lui-même contrôle en retour les caractéristiques d'ENSO en terme de nonlinéarité (*Boucharel et al., 2009*) ? Il est intéressant de noter que dans l'ensemble, les études sur la modulation décennale d'ENSO se sont concentrées sur des mécanismes de transfert d'énergie unidirectionnels (transfert des hautes vers les basses fréquences ou le contraire); la plupart de la PDO vers ENSO (cf. chapitre 1), quelques autres d'ENSO vers la variabilité décennale (*Timmermann et al., 2003 ; Timmermann, 2003 ; Newman et al., 2003*). Mais rares sont les auteurs à avoir appréhendé la possibilité de rétroactions/interactions entre ces divers modes de variabilité (*Sun et Zhang, 2006; Dewitte et al., 2007 ; Choi et al., 2009*).

Pour essayer de voir si le feedback entre la bascule interdécennale du Pacifique tropical (liée aux shifts) et ENSO est interactif, nous allons appliquer la méthodologie proposée par *An et Choi (2009)*. Dans un premier temps, nous allons résumer brièvement les principaux résultats et conclusions de cette étude.

En utilisant les données mensuelles reconstruites ERSST.v3 sur la période 1880-2007, les sorties de SODA v1.4.2 (Simple Ocean Data Assimilation) (*Carton et al., 2000 ; Carton et Giese, 2008*), ainsi que les résultats d'un modèle global couplé (version du modèle couplé du CNRM, cf. *Cibot et al., 2005*), les auteurs ont exploré la saisonnalité de l'asymétrie d'ENSO. De manière similaire à l'amplitude d'ENSO, son asymétrie apparaît être en phase avec le cycle saisonnier du Pacifique tropical est. En effet, habituellement, El Niño (et également La Niña) commence durant le printemps boréal, croît durant l'été et l'automne pour atteindre sa phase mature pendant l'hiver et enfin terminer sa vie au cours du printemps suivant. Il a été prouvé, du fait de l'asymétrie entre les 2 phases de l'oscillation ENSO, que le résidu entre El Niño et La Niña pouvait rectifier l'état climatologique moyen (*Schopf et Burgman, 2006 ; Sun et Zhang, 2006*). Dans leur article, *An et Choi (2009)* montrent que comme l'asymétrie et le

cycle saisonnier sont en phase (cf. Figure III.2.a), l'effet rectificateur varie en fonction du mois de l'année, ce qui influe directement sur l'amplitude du cycle saisonnier via un mécanisme nonlinéaire dépendant de la saison, vraisemblablement le NDH (cf. Figure III.2.b). Ainsi, l'asymétrie d'ENSO et les nonlinéarités qui lui sont associées sont susceptibles d'influencer le cycle saisonnier du Pacifique tropical est et comme la saisonnalité de l'asymétrie évolue décade après décade, de rectifier par la suite son état climatologique moyen sur des échelles de temps décennales (via la transmission à l'état moyen d'un résidu différent selon la décennie).

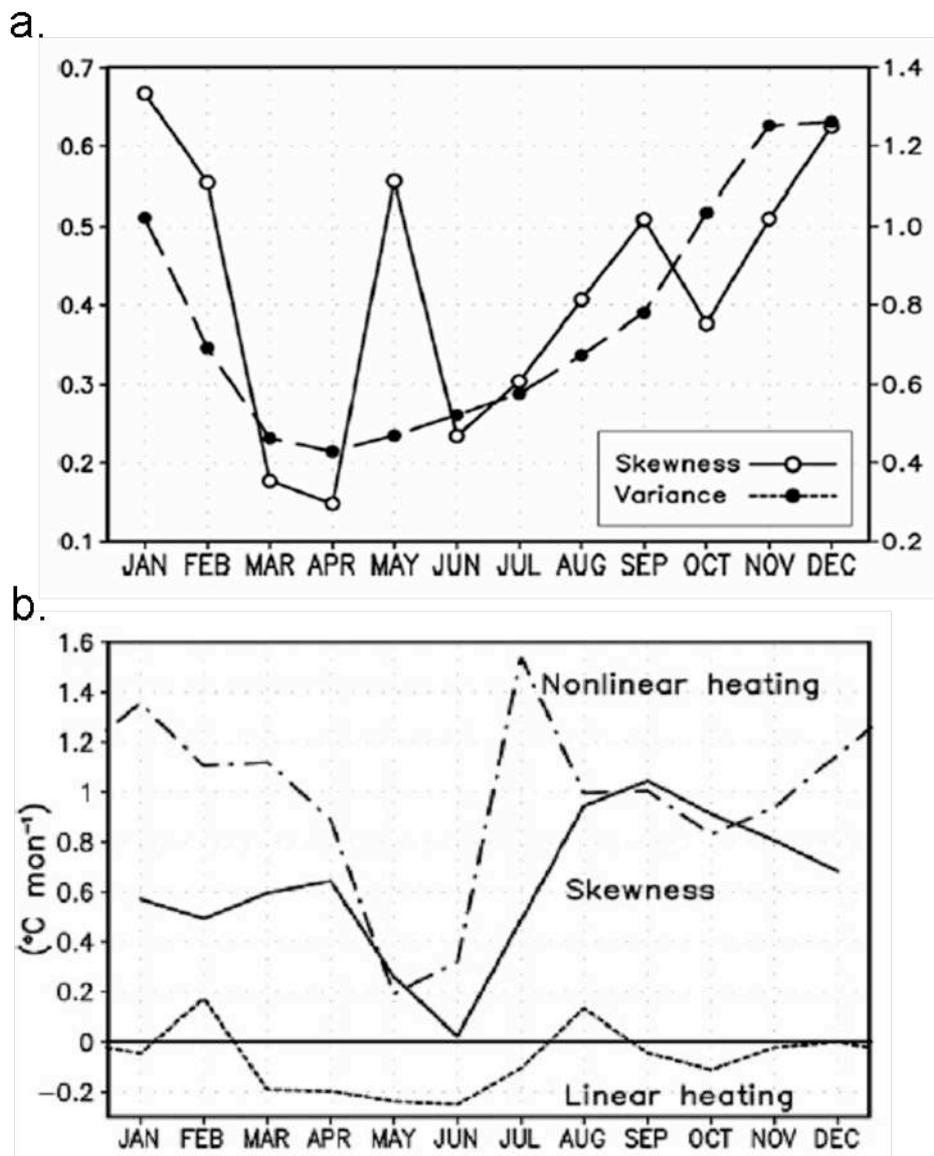


Figure III.2. a. Cycle annuel de la variance (ligne pointillée et échelle de droite) et de l'asymétrie (traits pleins et échelle de gauche) ; les données proviennent de ERSST.v3 sur la période 1880-2007. **b.** Cycle annuel de l'asymétrie (traits pleins) et des tendances de SST par l'advection dynamique linéaire (lignes pointillés) et nonlinéaire (lignes tiret pointillés). Les données proviennent de SODA (1958-2001). L'asymétrie est adimensionnelle et la tendance de la SST en $^{\circ}\text{C}\cdot\text{months}^{-1}$. D'après An et Choi (2009).

Nous allons maintenant étendre le diagnostic proposé par *An et Choi (2009)* aux moments statistiques d'ordre supérieur à l'asymétrie, caractérisés dans notre étude par le paramètre α , et aux variabilités plus basses fréquences que décennales. Ceci nous renseignera sur l'éventualité que les événements extrêmes jouent un rôle dans la modulation inter-décennale (toujours représentée par la présence de shifts) d'ENSO.

Dans un premier temps, nous illustrons les changements décennaux à inter-décennaux des moments statistiques d'ordre élevé par l'estimation du paramètre α sur une fenêtre glissante de 25 ans. La figure III.3 illustre clairement la forte variabilité inter décennale du paramètre α , à la fois dans l'ouest du bassin (indice Niño4W, cf. Figure II.1.) et l'est du bassin Pacifique (indice Niño3). Gardons tout de même à l'esprit que la période pré-1950 est sujette à caution quant à la qualité et la quantité des données instrumentales. Néanmoins, la forte variabilité du Pacifique tropical ouest au début du 20^{ème} siècle a été maintes fois documentée à la fois dans les données instrumentales et celles issues de proxies paléo-climatiques (cf. Section II.2).

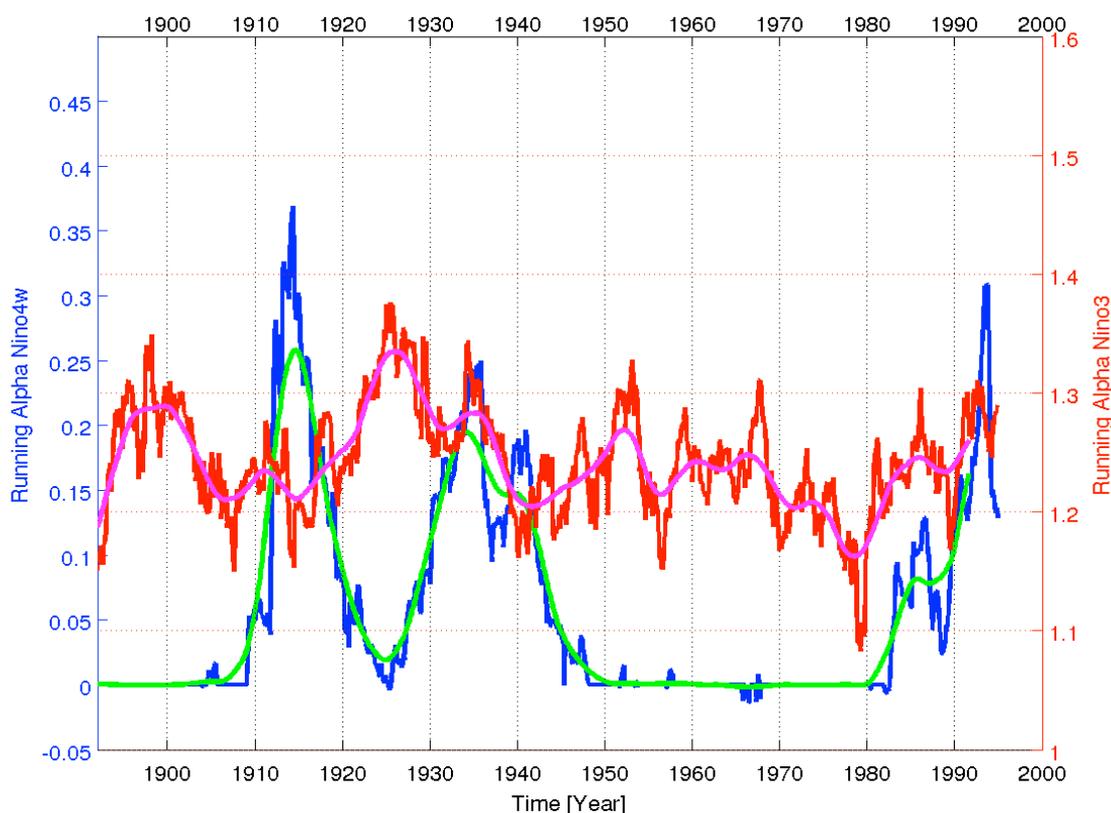


Figure III.3. Estimation de $2-\alpha$ (déviations par rapport à la loi normale) à partir des anomalies de SST dans Niño4W (en bleu et low pass filter en vert) et dans Niño3 (en rouge et low pass filter en magenta) et sur une fenêtre glissante de 25 ans sur les données de Kaplan et al. (1998). Notons que l'indice Niño4W est défini dans le chapitre II (cf. Figure II.1).

Notons que la déviation par rapport à la Gaussiannité ($2-\alpha$) apparaît en opposition de phase entre l'ouest et l'est du bassin Pacifique. Cela suggère une balance inter-décennale des processus nonlinéaires entre la Cold Tongue et la Warm Pool.

Voyons maintenant si le même genre de spécificité est identifiable sur le cycle saisonnier d' α : observe-t-on un cycle saisonnier marqué d' α , peut-on le relier au cycle annuel des SST (« seasonal locking ») et enfin peut-il avoir un effet rectificateur sur la variabilité ENSO (« seasonal locking » avec le cycle saisonnier des variances de SST) ?

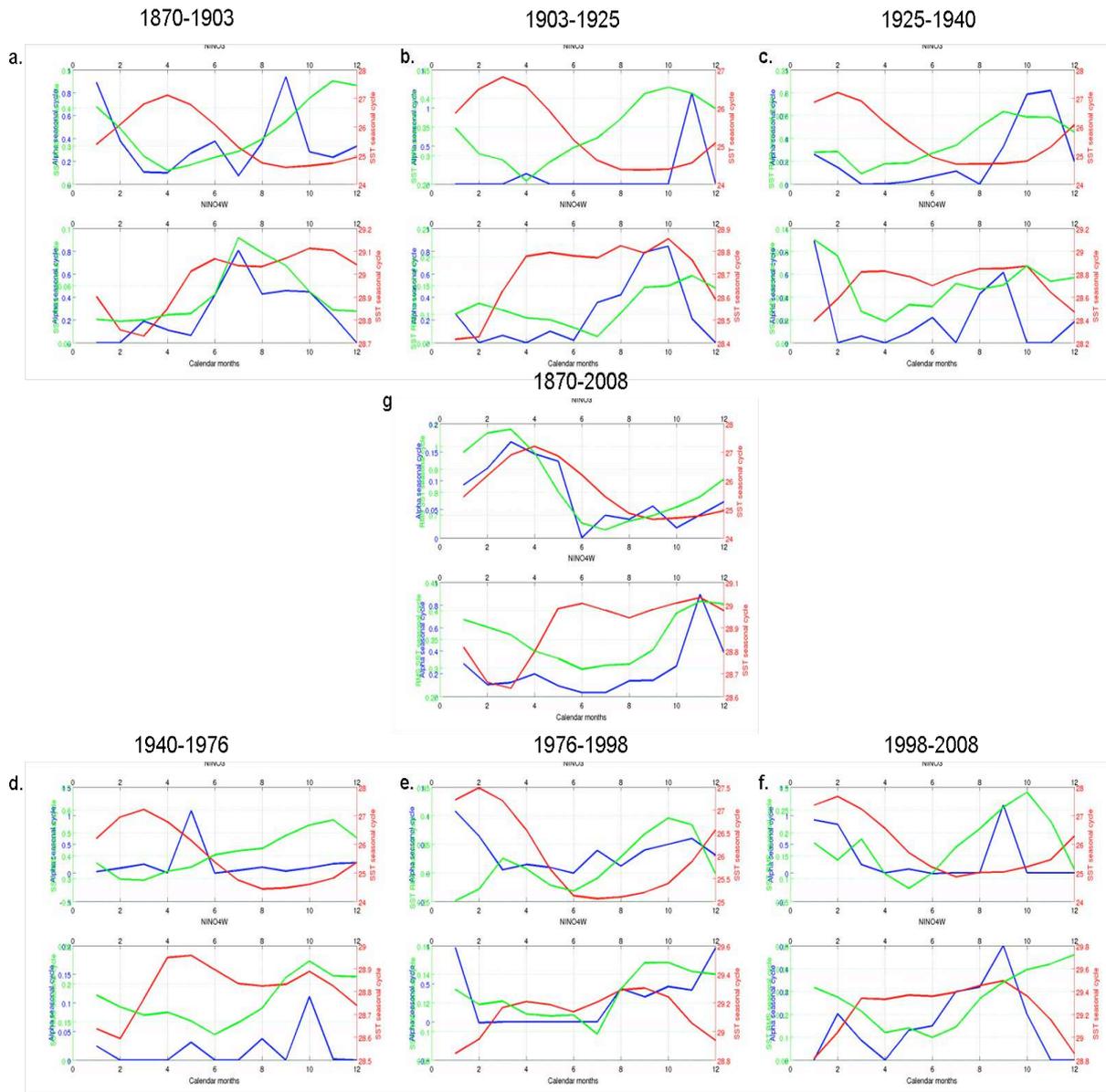


Figure III.4. Cycle annuel de la SST (en rouge) et de la déviation par rapport à la Gaussiannité, $2-\alpha$ (en bleu) sur chacune des périodes inter-shifts : a. 1870-1903, b. 1903-1925, c. 1925-1940, d. 1940-1976, e. 1976-1998, f. 1998-2008 et sur la période totale : g. 1870-2008. Les panneaux supérieurs représentent le Pacifique est (Niño3) et les panneaux inférieurs le Pacifique ouest (Niño4W).

Pour cela, nous estimons le paramètre α et la RMS des SST sur les séries composées de chacun des mois de l'année pour obtenir le cycle saisonnier sur chacune des périodes inter-shifts identifiées ainsi que sur la période totale. Notons cependant que nous avons distingué de nouveaux shifts significatifs en appliquant notre méthode de détection de rupture sur les séries de la figure III.3. Bien que nous retrouvions les shifts précédemment identifiés, de nouvelles ruptures apparaissent significatives en 1925 et en 1940. Il est à noter que ces ruptures ont déjà été documentées dans la littérature, (*Deser et al.*, 2004 ; pour la première) (*Karspeck et al.*, 2004 pour la seconde). L'ensemble de ces cycles saisonniers ainsi que ceux correspondant aux SST et à leurs RMS sont regroupés dans la figure III.4.

De manière cohérente avec l'asymétrie, les cycles saisonniers du paramètre α , de la SST et de la variance de la SST sont en phase dans l'est avec des corrélations ($r[\alpha(\text{SST}), \text{SST}] = 0.75$, $r[\alpha(\text{SST}), \text{rms}(\text{SST})] = 0.84$) et en opposition de phase à l'ouest du bassin Pacifique tropical ($r[\alpha(\text{SST}), \text{SST}] = 0.75$, mais $r[\alpha(\text{SST}), \text{rms}(\text{SST})] = -0.07$) sur la période totale 1870-2008. Au-delà de ce comportement bien marqué sur l'ensemble du 20^{ème} siècle, on observe une modulation très basse fréquence de ce « seasonal phase locking » avec une alternance de phasage des cycles saisonniers des nonlinéarités et des variances de SST entre l'est et l'ouest du bassin Pacifique. Nous avons quantifié cette modulation interdécennale en mesurant l'amplitude et la phase de la sinusoïde la mieux ajustée aux données (par transformée de Fourier). Ces résultats sont regroupés dans le tableau III.2 pour les amplitudes et III.3 pour les phases. Notons que pour nous affranchir de la perte de signal engendrée par l'ajustement, nous avons également mesuré l'amplitude réelle du cycle saisonnier de la SST, par la méthode suivante : $\max[\text{cycle saisonnier}] - \min[\text{cycle saisonnier}]$ (cf. Tableau III.1). On observe un phasage saisonnier dans l'ouest concomitant avec un déphasage dans l'est pour les périodes 1870-1903 et 1903-1925 entre les nonlinéarités (α) et la variabilité de la SST (ENSO). On observe une bascule zonale de ces propriétés pour les deux périodes suivante (nettement marquée pour 1940-1976) avec un phasage à l'est et un déphasage à l'ouest. Cette relation s'inverse à nouveau pour les périodes suivante avec à nouveau un phasage cohérent de ces différentes quantité au cours de la dernière décennie (en accord avec les études récentes sur l'augmentation de la variabilité dans le centre du bassin, *Lee et McPhaden*, 2010 et *Yeh et al.*, 2009). De manière intéressante, on note également une modulation des amplitudes associée à cette bascule est-ouest des relations de phasage/déphasage (cf. Tableau III.1 et 3).

Ces résultats confirment et prolongent ceux de *An et Choi* (2009) en illustrant le fait que les nonlinéarité associées respectivement à l'asymétrie du cycle ENSO et aux événements

extrêmes agissent sur les caractéristiques du « seasonal phase locking » d'ENSO (cycle saisonnier de la variance de SST) sur des échelles de temps décennales respectivement interdécennales. En effet, là où *An et Choi* (2009) mettent en évidence une modulation décennale de la relation entre cycle saisonnier de la variance de la SST et de son asymétrie, nous observons une modulation beaucoup plus basse fréquence de la relation entre cycle saisonnier de la variance de la SST et de ses moments d'ordre supérieur (mesurés par le paramètre α). En poursuivant le raisonnement de *An et Choi* (2009), on peut faire l'hypothèse que les épisodes extrêmes El Niño/La Niña rajoute un « surplus résiduel positif/négatif » au bilan de chaleur qui est susceptible de rectifier ENSO et ainsi l'état moyen sur des échelles de temps interdécennales (tout comme le résidu de l'asymétrie entre Niño et Niña se rectifie dans l'état moyen sur des périodes décennales). Cette modification interdécennale de l'état moyen du Pacifique tropical va en retour affecter les statistiques d'ENSO (*Boucharel et al.*, 2009) et ainsi compléter la boucle de rétroaction entre irrégularité d'ENSO et variation basse fréquence (associée aux shifts). Par l'analyse statistique, nous avons ainsi mis en évidence une boucle interactive entre irrégularité et stationnarité d'ENSO. De plus, nous pouvons supposer que cette rétroaction produit un mode de variabilité lent (inter-décennal) et efficace dans la mesure où elle fait intervenir l'interaction entre cycle saisonnier et ENSO qui est une caractéristique fondamentale de l'oscillation, vue comme une anomalie/amplification du cycle saisonnier (*Jin et al.*, 1994, *Tziperman et al.*, 1994 ...).

Périodes	Niño4W	Niño3
1870-1903	0.38	2.53
1903-1925	0.44	2.44
1925-1940	0.50	2.43
1940-1976	0.36	2.78
1976-1998	0.43	2.30
1998-2008	0.64	2.82

Tableau III.1. Amplitude des cycles annuels des SST (en °C) sur l'ensemble des périodes inter-shifts identifiées pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical

Périodes	Niño4W			Niño3		
	ρ [SST]	ρ [rms(SST)]	ρ [α (SST)]	ρ [SST]	ρ [rms(SST)]	ρ [α (SST)]
1870-1903	0.12	0.04	0.24	1.14	0.18	0.18
1903-1925	0.28	0.06	0.19	1.00	0.06	0.13
1925-1940	0.30	0.04	0.15	1.74	0.04	0.20
1940-1976	0.22	0.06	0.01	1.20	0.06	0.12
1976-1998	0.30	0.02	0.13	1.88	0.02	0.32
1998-2008	0.50	0.06	0.23	1.84	0.08	0.28

Tableau III.2. Amplitude (ρ) d'une sinusoïde ajustée sur les cycles annuels des SST (en °C), des RMS des SST (en °C²) et du α des SST sur l'ensemble des périodes inter-shifts identifiées pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical.

Périodes	Niño4W			Niño3		
	φ [SST]	φ [rms(SST)]	φ [α (SST)]	φ [SST]	φ [rms(SST)]	φ [α (SST)]
1870-1903	44.17	-49.28	-57.67	-42.00	47.75	-89.50
1903-1925	75.40	-81.38	-70.15	-20.20	57.52	-67.85
1925-1940	73.38	72.73	36.00	-58.42	40.00	78.88
1940-1976	89.16	87.75	30.00	-26.90	41.43	54.16
1976-1998	69.80	83.04	88.34	-61.32	49.31	77.32
1998-2008	70.67	-87.6	-41.2	-61.00	59.31	77.00

Tableau III.3. Phase (φ) d'une sinusoïde ajustée sur les cycles annuels des SST, des RMS des SST et du α des SST sur l'ensemble des périodes inter-shifts identifiées pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical.

Ces résultats restent néanmoins exploratoires dans la mesure où nous n'avons toujours pas identifié le ou les mécanismes nonlinéaires (nécessairement dépendant de la saison) à l'œuvre. Récemment, plusieurs études ont montré que l'advection thermique nonlinéaire (NDH) jouait un rôle prépondérant dans la modulation décennale d'ENSO (Timmermann, 2003 ; Timmermann et al., 2003; An et Jin, 2004; An et al., 2005; Dewitte et al., 2007...). Au vu des résultats précédents, nous pouvons faire l'hypothèse qu'un mécanisme semblable mais

impliquant des moments statistiques d'ordre supérieurs (via les épisodes extrêmes El Niño) serait capable de rectifier l'état moyen du Pacifique tropical sur des échelles de temps encore plus basse fréquence (et ainsi d'expliquer en partie les shifts climatiques puisque nous avons explicitement assimilé cette variabilité basse fréquence à l'occurrence de ces ruptures abruptes de l'état moyen). Il est à noter que ces interactions entre variabilité interdécennale et événements extrêmes se retrouvent dans une certaine mesure dans le modèle de complexité intermédiaire de *Zebiak et Cane* (1987). En effet, on peut observer ce « seasonal locking » entre les anomalies de SST (sorties du modèle), les variances de ces anomalies et la nonlinéarité mesurée par le paramètre α dans l'est du bassin Pacifique, $r[\alpha(\text{SST}), \text{rms}(\text{SST})] = 0.93$ (et la situation inverse, i.e. déphasage des courbes, dans l'ouest du bassin, $r[\alpha(\text{SST}), \text{rms}(\text{SST})] = 0.53$). De plus, lorsque l'on applique ce diagnostic à une période identifiée chaude (par la méthode de détection de rupture), on observe un « seasonal locking » entre SSTA et nonlinéarités très marqué dans l'est et un « anti phase-locking » dans l'ouest (cf. Figure III.5. et Tableau III.6 et $r[\alpha(\text{SST})]_{\text{chaud-ouest}}, \text{rms}(\text{SST})_{\text{chaud-ouest}}] = 0.72$ et $r[\alpha(\text{SST})]_{\text{chaud-est}}, \text{rms}(\text{SST})_{\text{chaud-est}}] = -0.72$). La situation inverse est observée au cours d'une période identifiée comme froide, à savoir un blocage saisonnier à l'ouest et le comportement opposé à l'est ($r[\alpha(\text{SST})]_{\text{froide-ouest}}, \text{rms}(\text{SST})_{\text{froide-ouest}}] = 0.50$ et $r[\alpha(\text{SST})]_{\text{froide-est}}, \text{rms}(\text{SST})_{\text{froide-est}}] = -0.90$). Ces résultats illustrent bien le mécanisme de bascule zonale sur des périodes dépassant très largement la décade. Il est à noter ici que nous avons seulement appliqué ces tests sur une période chaude et une période froide (sans faire de statistiques sur l'ensemble des périodes chaudes et froides du run total, à faire ... plus tard). De manière similaire à ce que l'on observe dans les données reconstruites de *Kaplan et al.* (1998), l'amplitude des cycles annuels des SSTA et de leurs variances est également modifiée entre périodes chaudes et froides (cf. Tableau III.4 et 5). Cela constitue un argument fort en faveur d'un mécanisme nonlinéaire dépendant de la saison purement tropical (car apparemment à l'œuvre dans le modèle simplifié de *Zebiak et Cane*, 1987) capable de rendre compte de ces interactions d'échelles. Sa présence dans ce modèle de complexité intermédiaire « relativement simple » peut nous orienter sur l'origine de ce processus. En effet, sans entrer dans des détails trop techniques, ce modèle (comme l'ensemble des modèles de complexité intermédiaire) repose sur la physique issue des équations « shallow water » à la fois pour la composante océanique et atmosphérique. Il s'agit des équations primitives linéarisées dans le plan β équatorial qui décrivent les perturbations du système par rapport à un état climatologique de référence. Il s'agit donc d'une dynamique linéaire. Il est intéressant de noter que les seules sources de

nonlinéarité présentes dans cette modélisation proviennent du couplage entre océan et atmosphère et de la thermodynamique (équation d'évolution des anomalies de SST via le NDH). En quelques mots, la procédure de couplage peut être séparée en 2 parties : une linéaire qui couple les vents directement aux variations des anomalies de SST, et une autre faisant intervenir un processus de rétroaction nonlinéaire associée à la relation nonlinéaire entre convection et vent de surface (Zebiak, 1986). Ainsi, on peut suggérer que le mécanisme nonlinéaire responsable de cette interaction d'échelle serait issu de la composante atmosphérique du système, et très certainement de la variabilité intra-saisonnière (qui est la source majeure de variabilité atmosphérique) qui est elle-même susceptible de se transmettre à l'océan via le déclenchement et la propagation d'ondes de Kelvin intra-saisonnière. Nous reviendrons plus en détail sur ces aspects de la variabilité du Pacifique tropical (cf. Chapitre 5).

Périodes	Niño4W	Niño3
Froide	0.04	0.12
Chaude	0.12	0.32

Tableau III.4. Amplitude des cycles annuels des SSTA (en °C) du modèle Zebiak et Cane sur les périodes chaude et froide utilisées dans la Figure III.5. pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical.

Périodes	Niño4W			Niño3		
	ρ [SST]	ρ [rms(SST)]	ρ [\(\alpha(SST)]	ρ [SST]	ρ [rms(SST)]	ρ [\(\alpha(SST)]
Froide	0.02	0.004	0.08	0.28	0.10	0.03
Chaude	0.04	0.06	0.12	0.12	0.52	0.17

Tableau III.5. Amplitude (ρ) d'une sinusoïde ajustée sur les cycles annuels des SST (en °C), des RMS des SST (en °C²) et du α des SST sur l'ensemble des périodes inter-shifts identifiées pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical.

Périodes	Niño4W			Niño3		
	φ [SST]	φ [rms(SST)]	φ [α (SST)]	φ [SST]	φ [rms(SST)]	φ [α (SST)]
Froide	-86.10	-58.3	-64	62.71	-88.87	-83
Chaude	72.55	-85.94	-83.05	-70.30	-76.82	-81.03

Tableau III.6. Phase (φ) d'une sinusoïde ajustée sur les cycles annuels des SST, des RMS des SST et du α des SST (en °) sur l'ensemble des périodes inter-shifts identifiées pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical.

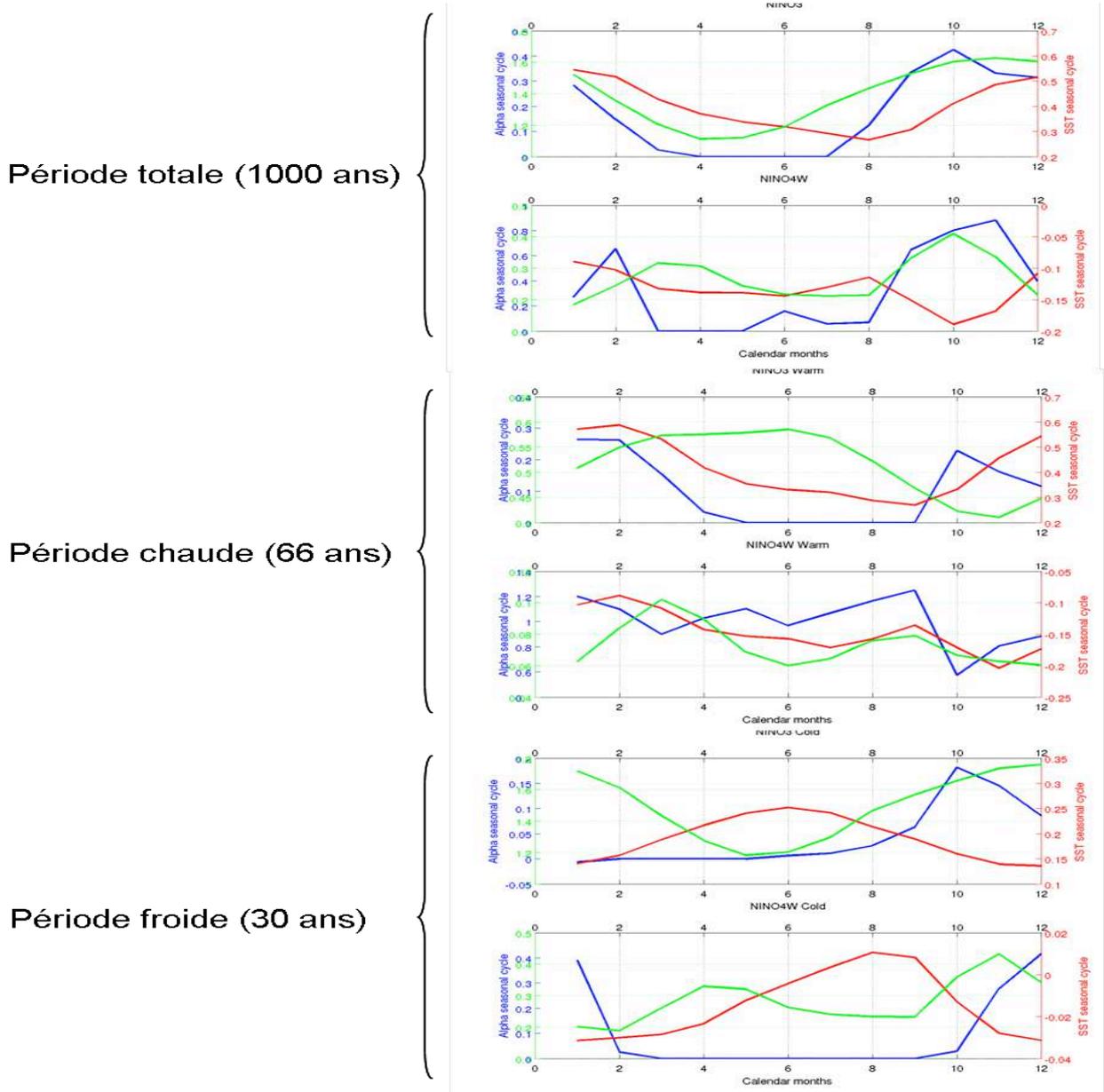


Figure III.5. Cycle annuel des anomalies de SST (en rouge) et de la déviation par rapport à la Gaussienneté, $2-\alpha$ (en bleu) sur l'ensemble du run de 1000 ans du modèle de Zebiak et Cane (1987) utilisé dans Boucharel et al. (2009) en haut, sur une période chaude identifié par la méthode de détection de ruptures au milieu et sur une période froide en bas. Les sous courbes en haut représentent le Pacifique est (Niño3) et les sous courbes en bas représentent le Pacifique ouest (Niño4W).

Ces quelques diagnostics suggèrent donc que le Pacifique tropical pourrait générer lui-même une part de sa variabilité basse fréquence et ce sur des échelles de temps encore plus longues que la décennie, sans faire intervenir ni les plus hautes latitudes ni de forçage stochastique, mais un mécanisme d'oscillation zonale lente.

Nous avons résumé ce « fouillis » d'interaction d'échelles temporelles dans la Figure III.6.

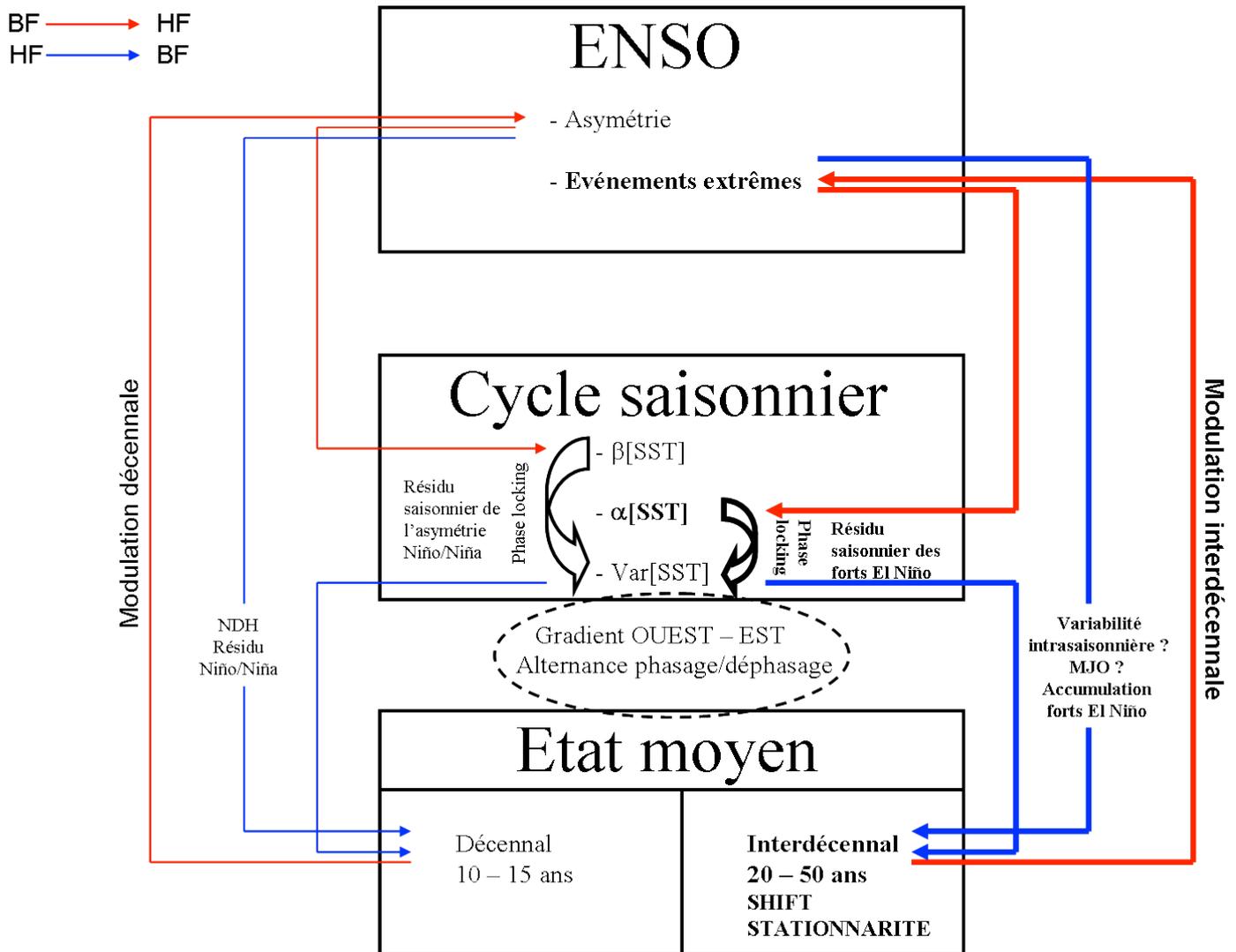


Figure III.6. Diagramme schématique des interactions d'échelles impliquant ENSO, le cycle saisonnier et l'état moyen du Pacifique tropical sur différentes échelles temporelles. Les flèches bleues indiquent les interactions se produisant des hautes vers les basses fréquences et les flèches rouges les interactions des basses vers les hautes fréquences. Les flèches en traits épais et le texte en gras représentent les interactions que nous avons documentées dans ce chapitre.

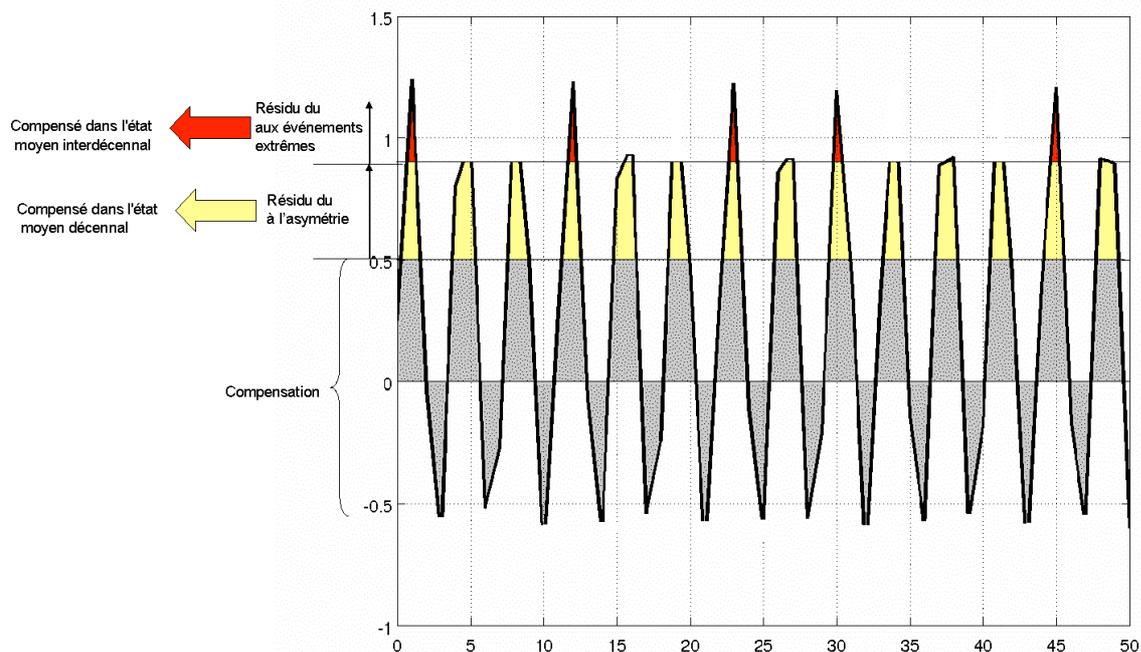


Figure III.7. Explication schématique de la rectification de l'état moyen due aux résidus induits par l'asymétrie d'ENSO et la présence d'événements extrêmes.

Un examen attentif du tableau III.1 nous révèle une alternance dans la modulation de l'amplitude des cycles saisonniers. En effet, entre deux périodes inter-shifts successives, quand l'amplitude du cycle saisonnier augmente à l'est, elle diminue à l'ouest, et réciproquement. Cependant, les 2 périodes les plus récentes (celles séparées par le dernier shift climatique de 1998) ne satisfont pas ce postulat. On remarque en effet une augmentation de l'amplitude des cycles saisonniers à la fois dans l'est et dans l'ouest du bassin Pacifique tropical. On peut également noter un « seasonal phase locking » des SST et des nonlinéarités sur les 2 bords du bassin. Enfin, depuis le début des années 1980, les nonlinéarités semblent augmenter simultanément à l'est et à l'ouest du Pacifique équatorial (cf. Figure III.3). Nous pouvons légitimement nous demander dans quelle mesure cette spécificité « statistico-dynamique » est représentative de l'impact des activités anthropiques et/ou de la variabilité naturelle du système climatique. Ceci sera l'objet du chapitre suivant.

Synthèse

- **Pertinence du formalisme statistique dans la description de l'irrégularité d'ENSO.**

En combinant les 2 méthodes statistiques décrites dans le chapitre 2, nous avons pu détailler et surtout quantifier plusieurs aspects de l'irrégularité d'ENSO, à savoir sa modulation sur des longues échelles temporelles, son asymétrie, et sa tendance à produire des événements extrêmes. Ces 2 dernières particularités sont à mettre en relation avec les moments statistiques d'ordre élevé des distributions des variables climatiques du Pacifique tropical, que le cadre Gaussien nous empêchait d'appréhender rigoureusement. En revanche, l'approche α -stable nous permet d'avoir accès à des mesures mathématiquement définies de l'asymétrie ainsi qu'à une mesure du poids des queues des distributions, paramètres que nous avons pu relier au « taux » de nonlinéarité. Ce dernier joue un rôle important dans la non-stationnarité d'ENSO.

- **Modulation des caractéristiques statistiques selon l'état moyen du Pacifique tropical**

Nous avons pu observer une modulation de l'irrégularité d'ENSO (quantifié par ses moments statistiques) directement reliée à son caractère non stationnaire. Cette non stationnarité découle de la présence de ruptures abruptes, ou « shifts climatiques », à la fois dans les moyennes et les variances empiriques des variables climatiques, Ces ruptures sont pour nous représentatives de la variabilité interdécennale dans la mesure où elles se produisent tous les 20 à 50 ans. Elles font alterner un état moyen chaud du Pacifique tropical avec un état moyen froid.

- *Etat moyen chaud : forte asymétrie $\beta \sim 1$, présence d'événements extrêmes $\alpha < 2 \rightarrow$ importance des processus nonlinéaires dans le déclenchement et l'amplification d'El Niño*
- *Etat moyen froid : faible asymétrie $\beta \sim 0$, rareté des événements extrêmes $\alpha \sim 2 \rightarrow$ importance de l'état moyen dans le déclenchement d'El Niño*

Synthèse

○ **Processus thermodynamiques à l'oeuvre.**

Nous avons confirmé que l'advection thermique nonlinéaire ($NDH = -\left(u' \frac{\partial T'}{\partial x} + v' \frac{\partial T'}{\partial y} + w' \frac{\partial T'}{\partial z}\right)$) jouait un rôle important dans l'asymétrie positive d'ENSO et que l'asymétrie (mesurée à la fois par le moment statistique classique d'ordre 3 et le paramètre β des lois α -stables) ainsi que le NDH subissaient une modulation corrélée sur des échelles de temps décennales. Néanmoins, ce terme nonlinéaire ne permet pas de rendre compte des moments statistiques d'ordre supérieurs (tels que mesurés par le paramètre α). Ainsi, il semble qu'il faille chercher un nouveau processus responsable de cette variabilité.

○ **Des hautes vers les basses fréquences ?**

La dernière partie de ce chapitre fait l'ébauche d'un mécanisme d'interaction d'échelle impliquant des processus nonlinéaires (dont la signature transparait dans l'irrégularité statistique d'ENSO) et liant la probabilité d'occurrence d'événements extrêmes, les changements de l'état moyen et du cycle saisonnier de la SST du Pacifique tropical sur des échelles interdécennales. Certaines études récentes (Cibot et al., 2005 ; Rodgers et al., 2004 ; Dewitte et al., 2007 ; An et Choi, 2009 ; Choi et al., 2009) ont suggéré que le résidu entre Niño et Niña pouvait se rectifier dans l'état moyen du Pacifique tropical sur des échelles de temps décennales. Nous émettons ici l'hypothèse que le surplus résiduel apporté par les forts événements El Niño pourrait également être susceptible de se transférer à l'état moyen du Pacifique tropical mais sur des échelles de temps plus longue que décennales (cf. Figure III.7). Ceci apporterait un début d'explication physique à l'occurrence de shifts climatiques tropicaux. Le mécanisme nonlinéaire (dépendant de la saison) à l'œuvre est toujours inconnu mais pourrait provenir de la (très) haute fréquence atmosphérique. Se pose ainsi la question si le paramètre α mesure la nonlinéarité interne au système couplé ou bien la « stochasticité » du forçage extérieur susceptible d'exciter le système jusqu'à mener au déclenchement et à la croissance d'événements extrêmes.

Chapitre IV. Evolution de l'irrégularité et des nonlinéarités d'ENSO sous des hypothèses de réchauffement climatique

« «A bas la calotte!» crient les forces du réchauffement. »

Aphorismes sous la lune et autres pensées sauvages (2008). Citation de Sylvain Tesson

IV.1. Préambule : que savons-nous de la réponse moyenne du Pacifique tropical au réchauffement de ces dernières années et de son implication dans l'évolution des caractéristiques d'ENSO ?

La question de savoir comment le Pacifique équatorial va répondre à l'augmentation du forçage radiatif n'a toujours pas trouvé de consensus malgré une importance capitale dans les caractéristiques d'ENSO (notamment sa stabilité). Le débat pour savoir si le Pacifique équatorial va évoluer vers une tendance « El Niño-like » (gradient de SST équatorial plus atténué) ou « La Niña-like » (gradient de SST équatorial renforcé) reste en effet vif au sein de la communauté scientifique (*Vecchi et al.*, 2008). Cette difficulté résulte en partie du fort couplage entre la circulation atmosphérique de Walker et la profondeur de la thermocline dans l'est du bassin pacifique équatorial. Du fait de ce couplage entre atmosphère et océan de subsurface, la réponse à un forçage radiatif accru n'implique pas nécessairement des SST plus chaudes. Les deux principales théories en compétition diffèrent justement dans leur considération de la nature et de la force de ce couplage (*Tung et Zhou*, 2010).

Clement et al. (1996) ont émis l'hypothèse d'un « océan thermostat » dans lequel les SST du pacifique est sont majoritairement contrôlées par l'upwelling équatorial d'eaux froides de subsurface. En conséquence de ce mécanisme, le réchauffement local aura tendance à augmenter les SST uniquement dans l'ouest du bassin. Le gradient de SST est-ouest résultant tendra à renforcer la circulation de Walker, et en particulier la branche de surface (i.e. les alizés, vents d'est) qui va faire augmenter l'upwelling dans le Pacifique est et confiner les eaux chaudes de surface à l'ouest. Cette rétroaction positive aura une signature en SST de

surface, dite « La Niña-like » (chaud au-dessus de la Warm Pool, froid au-dessus de la Cold Tongue, résultant en un gradient zonal de SST intensifié).

D'un autre côté, *Held et Soden* (2006) et *Vecchi et Soden* (2007) ont suggéré que les circulations tropicales et spécialement les recirculations zonales (la branche de Walker par exemple) allaient s'affaiblir dans un climat plus chaud. Ce relâchement des alizés conduirait à un état « El Niño-like », à savoir une Cold Tongue plus chaude. Cette réponse apparaît robuste dans les modèles couplés de circulation générale : une SST plus chaude entraîne en fait une diminution de la convection car la teneur en vapeur d'eau de la basse troposphère augmente plus rapidement que les précipitations globales moyennes (*Held et Soden*, 2006). *Xie et al.* (2010) ont récemment mis un bémol à cette théorie en suggérant que la réponse au réchauffement global serait moins « El Niño-like » que prévue par *Held et Soden* (2006) à cause du renforcement des alizés-sud au sud de l'équateur, du fait de l'asymétrie hémisphérique en termes de surface océans-continent (*Liu et al.*, 2005).

Cette ambiguïté se poursuit jusque dans les observations ! En effet, *Vecchi et al.* (2008) ont montré une réponse disparate en fonction des jeux de données étudiés. Par exemple, la tendance sur la période 1880-2005 pour HadISST est plutôt « La Niña-like », bien que cela soit remis en question dans l'article récent *Deser et al.* (2010) qui montre que le pattern « La Niña-like » pourrait être dû à un effet d'interpolation. Le produit reconstruit ERSST exhibe en revanche une tendance « El Niño-like ». *Karnauskas et al.* (2009) ont trouvé que le gradient zonal de SST était dépendant de la saison (renforcement durant l'automne boréal et affaiblissement au printemps). En outre, les théories précédemment présentées mettent en avant le rôle de l'océan de subsurface dans le Pacifique équatorial est. Or, les données de subsurface sont très hétérogènes et ne couvrent généralement qu'une faible période temporelle, insuffisante pour dégager des tendances à long terme. Ainsi de nombreuses études ont recours à la modélisation et notamment aux modèles couplés de circulation générale.

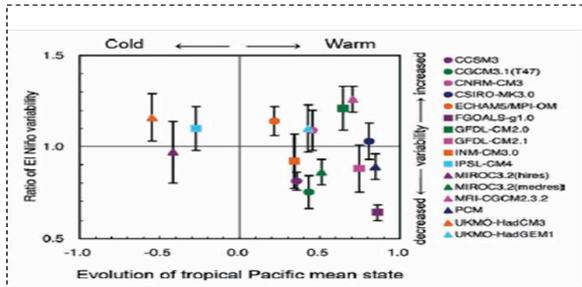
Cependant, il est important de préciser que ces modèles climatiques couplés exhibent un biais froid significatif dans la région pourtant capitale de la Cold Tongue. Plusieurs raisons ont été proposées pour expliquer ce biais froid. Alors que certains auteurs suggèrent l'importance du mélange vertical et latéral dans la représentation des courants équatoriaux et donc de la dynamique de cette région (*Cravatte et al.*, 2006, *Noh et al.*, 2005), d'autres mettent en avant l'importance des caractéristiques bathymétriques de l'archipel des Galápagos (*Eden and Timmermann*, 2004; *Karnauskas et al.*, 2007). Ajoutons à cela une mauvaise représentation de la zone de convergence inter-tropicale dans les modèles du CMIP3 qui est

associée à de trop faibles précipitations sur le Pacifique équatorial et à une surestimation des alizés (Lin, 2007).

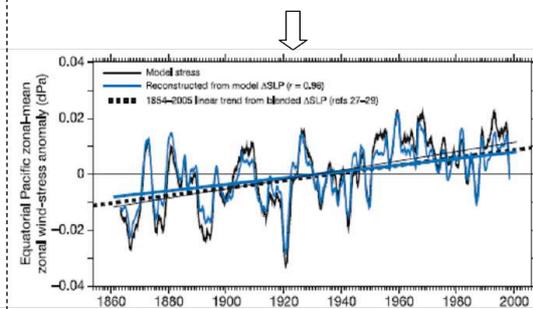
Changes in radiative forcing = Greenhouse warming



Surface Properties

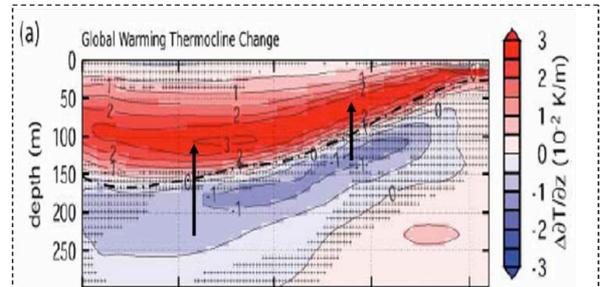


➤ Equatorial mean state warming
Guilyardi et al., 2009

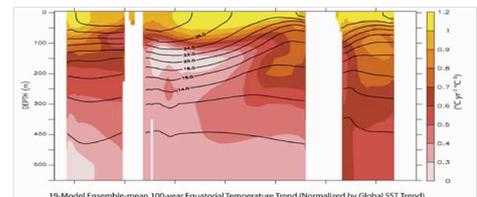


➤ Reduction of Walker circulation
Vecchi et al., 2006

Subsurface Properties



➤ Change in thermocline slope
DiNezio et al. 2010



➤ Change in equatorial vertical stratification
Vecchi and Soden, 2007

ε In Timmermann et al. (2003) conceptual model ξ

Changes in ENSO stability

Figure IV.1 Diagramme schématique de l'impact du réchauffement climatique global sur l'état moyen du Pacifique équatorial et sur la stabilité d'ENSO. Figure en haut à gauche : Evolution de l'état moyen et de la variabilité du Pacifique tropical sous des hypothèse de réchauffement global (plus d'informations dans le rapport de l'IPCC 2001 et Guilyardi et al., 2009). Figure en bas à gauche : Tendence dans les modèles et les reconstructions historiques dans la moyenne zonale des tensions de vent zonale (plus d'informations dans Vecchi et al., 2006). Figure en haut à droite : changements dans la pente de la thermocline attribué aux réchauffement global (DiNezio et al., 2010). Figure en bas à droite : Changements dans la stratification équatoriale verticale (Vecchi et Soden, 2007).

Devant de telles ambiguïtés dans la réponse moyenne de l'océan Pacifique équatorial, il apparaît d'autant plus difficile de diagnostiquer l'évolution de sa variabilité et notamment le comportement d'ENSO (sensible à l'état moyen zonal et vertical du pacifique tropical) dans un climat changeant. C'est pour cela que dans ce chapitre, nous avons pris le parti de

documenter l'évolution d'ENSO sous des hypothèses de réchauffement global non pas comme une conséquence directe d'un changement de l'état moyen du Pacifique tropical (comme résumé par la Figure IV.1 qui indique que le changement de vent zonaux prédits par les modèles du CMIP3 a des répercussions non seulement sur le gradient zonal de SST mais aussi sur les caractéristiques de sub-surface de l'océan de par l'hypothèse de l'océan thermostat impactant à la fois l'efficacité de l'advection zonale et verticale) mais plutôt comme un résultat de l'évolution des mécanismes linéaires et nonlinéaires impliquées dans l'oscillation (cf. Figure IV.2). Il a d'ailleurs été suggéré que l'occurrence et la variabilité d'ENSO n'étaient pas tant sensibles à la valeur réelle des températures globales mais plutôt aux changements et à la tendance de ces températures globales (*Tsonis et al.*, 2003).

Nous allons donc diagnostiquer le changement de nonlinéarité mesuré par l'évolution du paramètre α sous des hypothèses de réchauffement climatique dans un ensemble de modèles couplés de circulation générale du GIEC. Cela nous permettra d'évaluer l'importance des mécanismes nonlinéaires sous-jacents impliqués dans le changement d'état moyen entre un climat du 20^{ème} siècle et un climat chaud (en termes de forçages radiatifs accrus). Cette approche est cohérente avec celle préconisée par *Meehl et al.* (2001) car elle va nous permettre de considérer les interactions d'échelles entre variabilité interannuelle (et irrégularité) d'ENSO et changement d'état moyen. Il est également à noter que pour appréhender l'ensemble des mécanismes impliqués dans le changement de caractéristiques d'ENSO, nous avons considéré les modèles à la fois dans leur période stabilisée et transitoire (durant laquelle se mettent en place les nouveaux mécanismes, notamment nonlinéaires, induits par le réchauffement climatique global). Cela nous permettra en plus de bénéficier de séries temporelles d'autant plus longues. Les méthodes pour enlever la tendance (afin de stationnariser les séries temporelles) durant cette période transitoire sont exposées en détail dans la partie suivante.

Change in thermodynamical processes → Change in ENSO stability → Change in mean state



Figure IV.2. Diagramme schématique de l'approche considérée dans ce chapitre.

De plus, la dernière figure du chapitre II (Figure II.14) nous assure qu'à la différence du diagnostique sur les tendances et les états moyens qui exhibent des différences selon les produits utilisés, nos outils de quantification de l'asymétrie et du poids des queues des

distributions sont cohérents entre tous les jeux de données considérés (à la fois sur la période globale et sur les périodes inter-shifts, non montré). Cela justifie notre approche et confirme (et étend) l'étude de *Timmermann* (1999) qui suggérait que le réchauffement climatique avait une signature plus claire et visible sur les moments statistiques d'ordre élevé que sur celui d'ordre 1 (état moyen).

IV.2. Evolution de la connexion entre état moyen et variabilité ENSO sous des hypothèses de réchauffement climatique

IV.2.1. Préambule

Dans un premier temps, nous pouvons explorer la tendance au réchauffement de la fin du siècle dernier et l'impact que ce réchauffement a eu sur les propriétés statistiques du Pacifique tropical. Pour cela, nous estimons les différences entre les valeurs des paramètres α et β entre les périodes 1999-2007 et 1903-1976 (i.e. P4-P2, voir Figure IV.3), qui peuvent permettre d'englober la tendance à long terme associée au réchauffement climatique globale. La Figure IV.3 présente les cartes de différence de ces paramètres induites par le changement d'état moyen en partie imputable aux activités humaines.

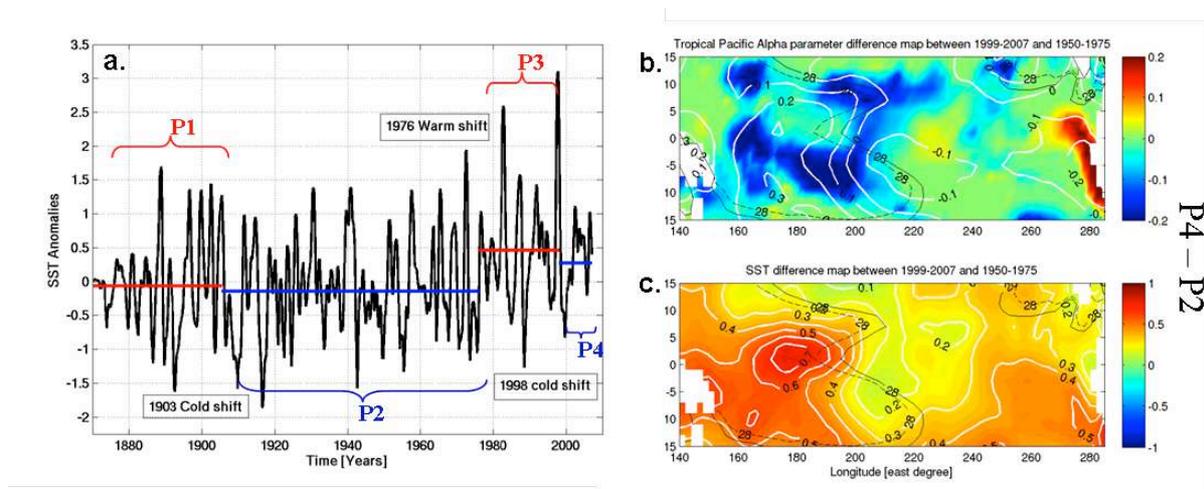


Figure IV.3. a. Séries temporelles des anomalies de SST (Niño3) avec les périodes stationnaires inter-shifts indiquées. b. Différence dans l'estimation du paramètre α entre les périodes P4 et P2 avec les différences de rms des anomalies de SST en contours blancs et le bord est de la Wam Pool en contour noir (pointillés pour P2 et traits pleins pour P4). c. Différences en SST entre les 2 périodes considérées.

Cette analyse permet de mettre en évidence le changement de comportement en terme de statistiques à savoir une augmentation de l'occurrence des extrêmes dans le centre ouest du bassin Pacifique ($\Delta\alpha < 0$, i.e. augmentation de la déviation par rapport à la loi gaussienne), et une diminution ($\Delta\alpha > 0$, i.e. diminution de la déviation par rapport à la loi gaussienne) dans l'est. Notons dès à présent que nous discuterons de la significativité de tels changements dans les paramètres α -stables dans la section suivante (IV.2.2). Cette tendance est associée à la récente augmentation de l'activité ENSO (variabilité) dans le centre du bassin (*Lee et McPhaden, 2010*), reflet de l'augmentation de la fréquence d'occurrence d'un autre type d'El Niño, à savoir le « Central Pacific El Niño » ou « Warm Pool El Niño » ou bien encore « El Niño Modoki ». Ces changements dans les moments statistiques sont également à mettre en relation avec une modification (en terme d'intensité et de localisation géographique) des processus nonlinéaires. Ceci soulève la question de l'impact potentiel du réchauffement anthropique global sur les nonlinéarités intrinsèques à ENSO (voir *An (2009)* pour une revue des principales sources de nonlinéarités dans ENSO et de leurs variabilités basse fréquence).

IV.2.2. Article publié dans *Climate Dynamics*

Au vu du fort impact d'ENSO à la fois sur le système climatique global, les écosystèmes et même les sociétés, la compréhension du phénomène et de ses variations dans un climat changeant (en partie à cause des activités anthropiques) est d'un intérêt primordial à la fois pour la communauté scientifique et pour les décideurs de la vie politique.

Dans cette étude, nous nous concentrons sur l'impact du changement climatique sur les nonlinéarités liées à ENSO. Dans un premier temps, nous analysons les moments statistiques d'ordre élevé des séries temporelles de SST du Pacifique tropical reconstruites. Cette analyse est basée sur la mesure du poids des queues de la fonction de densité de probabilité de la SST. Cela nous permet de définir une métrique pertinente pour appréhender le changement dans les nonlinéarités observé au cours du dernier siècle (cf. partie précédente pour un bref aperçu des résultats). Cette nouvelle métrique nous permet en particulier de mettre en évidence une bascule zonale des patterns de nonlinéarité, associée avec le changement observé des caractéristiques d'ENSO au cours des années récentes.

Par la suite, nous profitons de la base de données du CMIP3 ainsi que des différents scénarios de changements climatiques pour diagnostiquer l'évolution des nonlinéarités dans un ensemble de modèles. Nos résultats indiquent que les changements de caractéristiques

d'ENSO (i.e. les différents types d'El Niño) entre un climat « actuel » et un climat « chaud » sont associés à des changements significatifs dans la localisation géographiques des principaux patterns de nonlinéarité. En particulier, au 20^{ème} siècle, les épisodes El Niño « classiques » répondent plus à des changements dans les nonlinéarités qu'à des changements simples et directs de l'état moyen, alors que les événements El Niño « Modoki » sont plus sensibles à des changements de l'état moyen qu'à des changements dans les mécanismes nonlinéaires. Sous des hypothèses de réchauffement climatique, une inversion de cette tendance est mise en évidence. Une diminution du taux de nonlinéarité dans l'est du Pacifique tend à rendre El Niño plus sensible à des variations de l'état moyen alors qu'une augmentation de la nonlinéarité dans l'ouest aura tendance à favoriser le déclenchement plus fréquent de forts épisodes « Modoki ».

ENSO nonlinearity in a warming climate

J. Boucharel · B. Dewitte · Y. du Penhoat ·
B. Garel · S.-W. Yeh · J.-S. Kug

Received: 16 April 2010 / Accepted: 4 June 2011
© Springer-Verlag 2011

Abstract The El Niño Southern Oscillation (ENSO) is known as the strongest natural inter-annual climate signal, having widespread consequences on the global weather, climate, ecology and even on societies. Understanding ENSO variations in a changing climate is therefore of primordial interest to both the climate community and policy makers. In this study, we focus on the change in ENSO nonlinearity due to climate change. We first analysed high statistical moments of observed Sea Surface Temperatures (SST) timeseries of the tropical Pacific based on the measurement of the tails of their Probability Density Function (PDF). This allows defining relevant metrics for

the change in nonlinearity observed over the last century. Based on these metrics, a zonal “see-saw” (oscillation) in nonlinearity patterns is highlighted that is associated with the change in El Niño characteristics observed in recent years. Taking advantage of the IPCC database and the different projection scenarios, it is showed that changes in El Niño statistics (or “flavour”) from a present-day climate to a warmer climate are associated with a significant change in nonlinearity patterns. In particular, in the twentieth century climate, the “conventional” eastern Pacific El Niño relates more to changes in nonlinearity than to changes in mean state whereas the central Pacific El Niño (or Modoki El Niño) is more sensitive to changes in mean state than to changes in nonlinearity. An opposite behaviour is found in a warmer climate, namely the decreasing nonlinearity in the eastern Pacific tends to make El Niño less frequent but more sensitive to mean state, whereas the increasing nonlinearity in the west tends to trigger Central Pacific El Niño more frequently. This suggests that the change in ENSO statistics due to climate change might result from changes in the zonal contrast of nonlinearity characteristics across the tropical Pacific.

Keywords ENSO · Nonlinearity · Global warming, El Niño Modoki · Statistics · Heavy-tails law

J. Boucharel (✉) · B. Dewitte · Y. du Penhoat
Université de Toulouse; UPS (OMP-PCA), LEGOS,
14 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, France
e-mail: julien.boucharel@legos.obs-mip.fr

Present Address:
J. Boucharel
School of Ocean and Earth Science and Technology,
Department of Meteorology, University of Hawai'i at Manoa,
2525 Correa road, University of Hawai'i,
Honolulu, HI 96822, USA

B. Dewitte · Y. du Penhoat
IRD, LEGOS, 31400 Toulouse, France

B. Garel
Institut de Mathématiques de Toulouse (UPS),
Université de Toulouse, INP-ENSEEIH, Toulouse, France

S.-W. Yeh
Department of Environmental Marine Science,
Hanyang University, Ansan, South Korea

J.-S. Kug
Korea Ocean Research and Development Institute,
Ansan, South Korea

1 Introduction

El Niño Southern Oscillation (ENSO) is the dominant mode of tropical climate variability, whose variations influence climate and ecosystems as well as many societies around the globe. It is therefore of great interest to understand its past, present and future variations. Over the last century, ENSO properties including amplitude, frequency and

propagating features underwent significant changes at decadal to interdecadal timescales (An 2004). For instance, the two decades after the 1976/77 climate shift (Guilderson and Schrag 1998) were characterised by more frequent and stronger El Niño events compared to previous decades (An and Wang 2000; An 2004; Moon et al. 2004). These changes in ENSO characteristics are intimately linked to changes in the mean state of the tropical Pacific because the dominant feedback processes associated with ENSO, namely the zonal advective and thermocline feedbacks, depend explicitly on the zonal mean Sea Surface Temperature (SST; SSTA will refer to SST anomalies hereafter) and thermocline gradients, respectively (Zebiak and Cane 1987; An and Jin 2001). Another recently documented characteristic of ENSO is its asymmetry, which reflects the nonlinearity of the tropical Pacific system (Hannachi et al. 2003; An and Jin 2004). ENSO asymmetry also fluctuates over decadal to interdecadal timescales which are related to changes in mean state (Rodgers et al. 2004; Dewitte et al. 2007; Boucharel et al. 2009; An 2009). In particular, the latter can result from the residual effect of the ENSO asymmetry variability (Schopf and Burgman 2006; Dewitte et al. 2007), potentially leading to a tropical Pacific coupled mode over decadal timescales (Choi et al. 2009).

Because of this complex interaction between mean state and ENSO at a wide range of frequencies, it was previously difficult to provide an unambiguous explanation for the impact of global warming on ENSO. As a matter of fact, the current generation of models exhibits a wide range of behaviours with regards to their sensitivity to global warming (Guilyardi et al. 2009). While models exhibit consistent features such as a weakening of the Walker circulation and a shoaling thermocline (increased stratification) in the central equatorial Pacific (Vecchi and Soden 2007; DiNezio et al. 2009), the imprint of global warming on SST, as inferred from the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) models, has been more difficult to interpret due to a large dispersion within the model ensemble and to model biases (DiNezio et al. 2009). In particular, the weakening of the zonal SST gradient across the equatorial Pacific, as expected from a weakening of the Walker circulation, remains an issue of debate (inconclusive) regarding both models and data (Karnauskas et al. 2009; DiNezio et al. 2010).

Recently, Yeh et al. (2009) showed, with a group of IPCC models, that most consistent changes in ENSO characteristics due to global warming take place in the central equatorial Pacific (i.e. the Niño4 region (150°E–150°W; 5°S–5°N)). They showed that global warming leads to increased SST variability over the central tropical Pacific in the form of an increased occurrence of the different type of El Niño having its strongest SST anomalies located in the central Pacific. This type of El Niño has been

named Dateline El Niño (Larkin and Harrison 2005a, b) or Modoki El Niño (Ashok et al. 2007; Weng et al. 2007) or Warm Pool El Niño (Kug et al. 2009) and Central Pacific El Niño (Ashok et al. 2007; Kao and Yu 2009; Yeh et al. 2009). Hereinafter, this new flavour of El Niño will be referred to as CP El Niño. In addition, consistently with the observed trend over the last decade, Yeh et al. (2009) found that the traditional Cold Tongue El Niño or Eastern Pacific El Niño becomes less frequent relative to the CP El Niño under greenhouse warming. This conventional El Niño, which we will refer to as EP El Niño hereinafter, is defined by a positive SST departure from normal in the Niño3 region (i.e. 5°S–5°N; 150°W–90°W) according to the former National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) definition. They further suggested that such changes could be related to changes in dominant ENSO feedbacks associated with the shoaling thermocline in the central equatorial Pacific. As a matter of fact, although a shallower thermocline could increase the thermocline feedback in the central Pacific, the effect is not expected to be large considering that mean thermocline remains deep enough to maintain a weak efficiency of entrainment there, conversely to the eastern Pacific. A shallower thermocline in the central Pacific could also result in an enhanced zonal advective feedback because the increased stratification tends to trap the momentum forcing in the surface layer. For instance, Kug et al. (2009, 2010) found that the zonal advective feedback (i.e. zonal advection of mean SST by anomalous zonal currents) plays a crucial role in the development of decaying SST anomalies associated with the CP El Niño type.

In this paper, we suggest another possibility, not considered in Yeh et al. (2009). We examine changes in nonlinearity resulting from changes in mean state, as an intermediate step towards changes in ENSO flavours. Recently, Boucharel et al. (2009) (hereafter B09) showed that nonlinearities of the tropical Pacific system experienced significant changes in relation to changes in mean state (see also An 2009 for a review).

As an illustration, Fig. 1 (adapted from Fig. 4 of B09) presents these changes, as measured by a so-called α parameter, for different periods of the reconstructed dataset by Kaplan et al. (1998) considered in their analysis. Briefly, the α parameter quantifies the weight of the distribution tails (i.e. the non-Gaussian degree of the particular α -stable distribution fitted to the observed SST timeseries). In comparison with the Gaussian distribution, it takes better account of the statistics of out-of-range events and conserves the property for accounting for asymmetry, a fundamental character of ENSO (An and Jin 2004). The lower the value of α , the more numerous Extreme Events (EE(s)) there are in the distribution, i.e. the more nonlinear the underlying dynamic processes. Therefore, the difference in

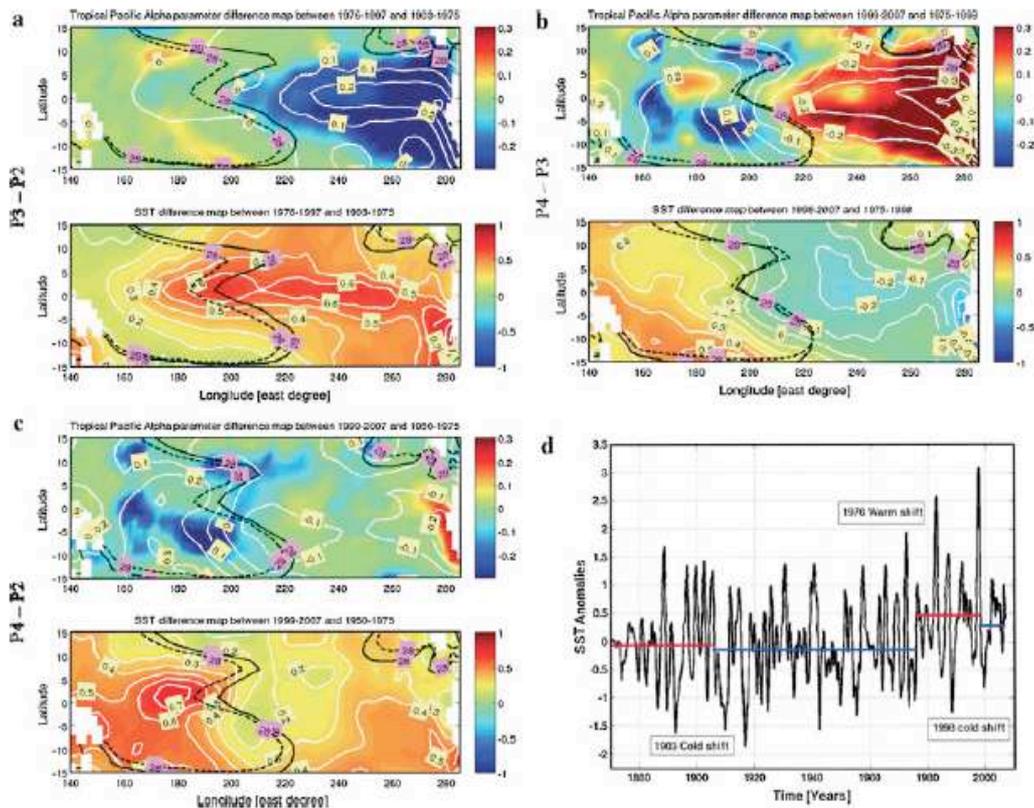


Fig. 1 Differences in the estimation of α -stable law parameters and SST, for certain periods. **a** [1976–1997]—[1903–1975]. **b** [1999–2007]—[1975–1998]. **c** [1999–2007]—[1950–1975]. **d** Niño3 SST index [1870–2008]. *Upper panel* Differences in the α parameter with differences of SSTA rms overlaid in white and the eastern edge of the WP (28°C isotherm) superimposed in black (solid line for first period and dashed line for the second). *Lower panel* Differences in SST

between the two considered periods. These “stationary” periods (P1–P4) have been inferred through a bivariate shift detection test developed by Maronna and Yohai (1978). They reflect the occurrence of abrupt transitions, called “climate shifts”, which occurred in 1903/04, 1976/77 and more recently in 1998/99 (Guilderson and Schrag 1998; Urban et al. 2000)

the α parameter between two periods, say P_1 and P_2 ($\Delta\alpha = \alpha[P_2] - \alpha[P_1]$), indicates a change in the weight of SST distribution tails, i.e. a change in the occurrence of EEs, between these two periods. When $\Delta\alpha$ is negative, the distribution of the second considered period (P_2) tends to be more “heavy-tailed” than the first period (P_1) SST distribution, favouring more EEs, whereas when $\Delta\alpha$ is positive, the distribution over P_2 becomes closer to a Gaussian distribution than the one over P_1 . The reader is invited to refer to B09 or Sect. 2 for more details.

Figure 1 reveals that during the twentieth century, the tropical Pacific SST underwent significant variations in nonlinearity (statistics). One can identify that between 1976–1997 and 1903–1975 nonlinearity increased in the eastern Pacific ($\Delta\alpha$ negative, Fig. 1a) whereas change in recent years (difference between the periods 1999–2007 and 1975–1998, Fig. 1b) suggests a decrease in nonlinearity in the eastern Pacific ($\Delta\alpha$ positive) accompanied by an increase in nonlinearity in the western Pacific ($\Delta\alpha$ negative). Maps for the change in mean state between

different consecutive periods are also provided in Fig. 1, which indicates that cooling (warming) of mean SST is associated with reduced (increased) ENSO nonlinearity. Interestingly, the difference map between (1999–2007) and (1950–1975), which may encompass the long-term trend associated with global warming, indicates a significant increase (decrease) in nonlinearity in the western (far eastern) Pacific, associated with warmer conditions over the Warm Pool (Fig. 1c). The largest change in amplitude is found for the difference between the periods 1999–2007 and 1950–1975, which raises the question as to what extent global warming can influence ENSO nonlinearities. This is the focus of the present paper which aims at providing statistical evidences of the relationship between change in ENSO characteristics and nonlinearity in the tropical Pacific. The physical mechanisms responsible for such relationship are numerous (cf. An 2009) and are certainly at work all together, which makes difficult the identification of causative loops. It is beyond the scope of the present paper to investigate such issue. Here, we take advantage of

the comprehensive IPCC data base and of the formalism developed by B09 to diagnose the impact of global warming on the equivalent of higher-order statistical moments in the α -stable framework. Despite the fact that IPCC models still have numerous biases, it is believed such formalism can provide evidence that the change in ENSO statistics due to global warming reflects the change in nonlinearity of the tropical Pacific system, which should provide material for the understanding of the sensitivity of the present climate to an increase in Greenhouse Gases (GHG). To the authors' knowledge, there is still no work that addresses this issue in the literature. However, this study can be viewed as an extension of the pioneered work by Timmermann (1999) who already suggested that global warming had a signature on high-order statistical moment of SST (skewness).

The paper is organized as follows. In the next section, we will present the data, outputs from models and the statistical material used in this study. We will then investigate the changes in ENSO statistics under climate change projection scenarios (Sect. 3) and how these changes can be related to modifications in ENSO nonlinearity and in the occurrence frequency of the different El Niño types (namely CP and EP El Niño) (Sect. 4). The Sect. 5 is a discussion followed by concluding remarks.

2 Data and methods

2.1 Historical reconstructions

Historical SST reconstructions interpolate sparsely sampled observations using algorithms which make a number of highly questionable assumptions (Rayner et al. 2003). Nonetheless, there is relatively good agreement between all products available to date (Vecchi et al. 2006; Yeh et al. 2009; Karnauskas et al. 2009), which provides confidence in their use for diagnosing changes in statistics and tendencies, especially in the tropical Pacific. In addition, the emergence of non-Gaussian features from these datasets despite the fact that reconstruction algorithms make no use of statistical moments above the second, prompts us to be confident in the inspection of high statistical moments and nonlinearity (Monahan and Dai 2004). Here, we used various products of SST anomalies in the tropical Pacific region (29°N–29°S; 120°E–60°W). We performed our statistical analysis on ERSST-version3 (Smith et al. 2008), HadleySST-version1 (Rayner et al. 2003) and MOHSST5 SST (Kaplan et al. 1998) products. We obtained similar results for all of these SST products, revealing the independence of the dataset to our statistical analysis. For the sake of clarity, we only presented results from Kaplan optimal analysis of SST anomalies available every month

from January 1854 to November 2008 (Kaplan et al. 1998). In consequence of the poor reliability of sparse reconstructed data prior to 1870, the first 16 years were removed.

2.2 Models

Global Coupled General Circulation Models (CGCMs) are powerful tools to assess how observed and projected future changes in CO₂ and other forcing factors may influence ENSO. Despite some residual common biases, the accuracy of these models has improved considerably, which has led to a better representation of the spatial pattern of SST anomalies in the eastern Pacific and of ENSO's periodicity (AchutaRao and Sperber 2006). Compared to previous generation models, some of the third Coupled Model Intercomparison Project (CMIP3) models used for the fourth assessment report (AR4) of the IPCC (Randall et al. 2007; Meehl et al. 2007) can now simulate not only the mean state and the annual cycle with some degree of fidelity but also the tropical interannual variability, without the use of flux corrections. Therefore, the current ability of CGCMs to represent global climate (including ENSO) is encouraging for testing the sensitivity of ENSO key processes to such drastic changes in external forcing (GHG rates in this case), accompanied by changes in mean background climate (Guilyardi et al. 2009; Reichler and Kim 2008; Liu et al. 2005).

We selected a set of models available through the CMIP3-IPCC-AR4 data centre at the Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison (PCMDI). This selection is based on the results of B09 who evaluated the models' skill in simulating irregular (nonlinear, α -stable) ENSO timeseries along with realistic low frequency modulation amplitude of the tropical Pacific mean state (as revealed by the presence of climate shifts). The results of this analysis are presented in Table 5 of B09. B09 retain 14 models (in bold in their Table 5) that best simulate both the decadal to inter-decadal variability and the nonlinear character of ENSO. The same models are retained here. This selection fits somehow the one of other recent studies dedicated to the models intercomparison in terms of variability and mechanisms (Belmadani et al. 2010; Yeh et al. 2009; Lin 2007; Van Oldenborgh et al. 2005; among others). Actually, this classification did not take into account either models with an unrealistic spatio-temporal representation of ENSO, or those exhibiting a poor representation of ENSO key mechanisms. The selected models and their characteristics are summarized in Table 1.

We focused on two different projection scenarios, namely the 2× CO₂ and 4× CO₂ scenarios, which increase GHG by 1% per year up to a doubling and quadrupling of the current values, respectively. We used the Pre-Industrial

Table 1 Short description of CMIP3-IPCC-AR4 models and simulations used in this study. Lengths of runs are in years

	Model name	Length of PICTRL run	Length of 2× CO ₂ run	Length of 4× CO ₂ run
1	BCCR-BCM2.0	250	100	–
2	CCCMA-CGCM3.1-t47	500	220	290
3	CSIRO-MK3.5 run1	180	80	–
4	CSIRO-MK3.5 run2	100	–	–
5	GFDL-CM2.0	200	280	300
6	GFDL-CM2.1	100	200	200
7	GISS-MODEL-E-H	280	220	–
8	INM-CM3.0	330	220	290
9	MIROC3.2-HIRES	100	220	–
10	MIROC3.2-MEDRES run1	500	220	290
11	MIROC3.2-MEDRES run2	–	70	140
12	MIROC3.2-MEDRES run3	–	70	140
13	MRI-CGCM2.3.2A	300	220	290
14	UKMO-HadCM3 (run1)	341	220	220

ConTRoL experiment (PICTRL) as a baseline for each model. Except for three runs of the 2× CO₂ experiment (CSIRO-MK3.5 run 1, MIROC3.2-MEDRES run 2 and run 3), at least 100 years of monthly outputs were available. This ensures a good reliability of the statistical tests applied and allows documenting interdecadal changes in statistics (>10 years i.e. long-term mean state change).

2.3 Diagnosing ENSO nonlinearity

Whereas ENSO nonlinearity has usually been considered through its asymmetric character (in particular the fact that El Niño events are stronger and more numerous than La Niña's), recent studies indicate that ENSO also has a signature on higher-order statistical moments (Burgers and Stephenson 1999; Timmermann 1999; Hannachi et al. 2003). This tends to emphasize the highly nonlinear nature of the tropical Pacific system and calls for the use of statistical tools that can effectively measure ENSO nonlinearity.

Recently, B09 proposed a new method to estimate ENSO nonlinearity. It is based on the assumption that SST distribution over the tropical Pacific can be accounted for by a non-Gaussian distribution, namely an α -stable distribution. Put briefly, non-Gaussian α -stable laws, also known as “heavy tailed laws” or “infinite variance laws”, were first introduced by Lévy (1924) and then generalized by Mandelbrot (1963) to account for the irregularity of time-series in economic variables. These laws have a non-parametric form for the Probability Density Function (PDF) but the analytic expression of the characteristic function φ is known in closed form (Gnedenko and Kolmogorov 1954). In a few words, φ provides an alternative way of describing random variables. Similarly to the

cumulative distribution function, the characteristic function completely determines behaviour and properties of the probability distribution of the random variable X . For a stable distribution, φ is given by:

$$\varphi(t) \stackrel{\text{def}}{=} E[\exp itX] = \exp\{-\gamma^\alpha |t|^\alpha [1 + i\beta \text{sign}(t)w(t, \alpha)] + i\delta t\}$$

where

$$w(t, \alpha) = \begin{cases} -\tan \frac{\pi}{2} & \text{if } \alpha \neq 1 \\ \frac{2}{\pi} \ln |t| & \text{if } \alpha = 1 \end{cases} \quad \text{and} \quad \text{sign}(t) = \begin{cases} 1 & \text{if } t > 0 \\ 0 & \text{if } t = 0 \\ -1 & \text{if } t < 0 \end{cases}$$

Therefore, α -stable distributions are characterized by 4 parameters, $\alpha, \beta, \delta, \gamma$. The parameters α ($0 < \alpha \leq 2$) and β ($-1 \leq \beta \leq 1$) are the parameters of interest in this study. They allow diagnosis of the weight of the PDF tails and their asymmetry respectively. When $\alpha = 2$ and $\beta = 0$, the result is a Gaussian law. Parameters α and β can be reliably estimated by a regression method detailed by Koutrouvelis (1980). Note that several methods have been proposed to estimate these parameters, such as graphic methods, quantile methods, a maximum likelihood method, etc. However, the Koutrouvelis (1980) algorithm is classically used by practitioners, mainly because of a minimal amount of computation. The reader is invited to refer to B09 for a detailed description of the parameters and the methods for deriving them from the initial timeseries.

We have to point out here that within the α -stable context, statistical moments above α do not exist. In practice, this means that if we estimate e.g. $\alpha = 1.8$, only the first statistical moment of the distribution exists (i.e. the mean). Therefore, skewness (3rd statistical moment) and higher-order empirical statistical moments do not converge.

Indeed, all heavy-tailed distributions are asymptotically Pareto-like. This means that the distribution tails decay as an inverse power function ($P[x \geq x_1] = x^{-\alpha}h_1(x)$ and $P[x \leq x_2] = x^{-\alpha}h_2(x)$ where h_1 and h_2 are slowly varying functions, basically constant). Hence, even if it is possible to estimate empirical statistical moments (i.e. on a finite size sample), theoretical moments of order $k \geq \alpha$ do not converge. In other terms, under stationarity hypothesis, the estimation of empirical moments above 2 (e.g. asymmetry) do not provide a rigorous information as a new estimation performed on a longer chunk could reveal a distinct value. This emphasizes the difficulty of setting up a coherent statistical framework able to diagnose nonlinearity, which is supposed to have a strong signature on higher-order statistical moments (i.e. moments of order greater than 2). There are many “heavy-tailed” distributions that allow asymmetry and the presence of EEs to be taken into account. Nevertheless, in the α -stable framework, under stationarity hypothesis (discussed in B09), the estimation of α/β on a finite chunk of the time series will approximate the theoretical α/β (i.e. the α/β values on an infinite-size sample with the exact same characteristic as the chunk in term of ENSO features in that precise case). Therefore, the α -stable distributions offer a comfortable outline to access mathematically defined measures of the shape of tropical Pacific variables PDF (asymmetry for β and heavy tails for α). In addition, among heavy-tailed laws, only non-normal α -stable law can be the limiting distribution of a standardized sum of independent identically-distributed random variables, which can be considered as the generalization of one of the main theorems in statistics: the Central Limit Theorem. This is a central issue insofar as we implicitly assume that SST anomalies are the sum of many small independent perturbations (each of them being associated with a particular physical process) for which the only possible limit is a stable distribution. B09 implemented such statistical material to analyze simulated and observed SST timeseries in the tropical Pacific. They showed that whereas the β parameter accounted for ENSO asymmetry (like the 3rd statistical moment—skewness—used in most recent studies but analytically defined in the α -stable context—see An (2009) for a review of these studies), the α parameter provided further insights into ENSO nonlinearity, as a measurement of the propensity for EEs to occur. Furthermore, α can also be considered as the PDF flattening coefficient (d'Estampes 2003), which is associated with the leptokurtic deformation of the distribution compared with a Gaussian one (see Fig. 2). Thus, the α parameter is related to the “kurtosis”, i.e. the 4th statistical moment. Consequently, the α -stable distribution provides explicitly defined parameters which are associated in a straightforward manner with the 3rd and 4th statistical moments (and perhaps beyond). This unambiguously ensures the possibility of

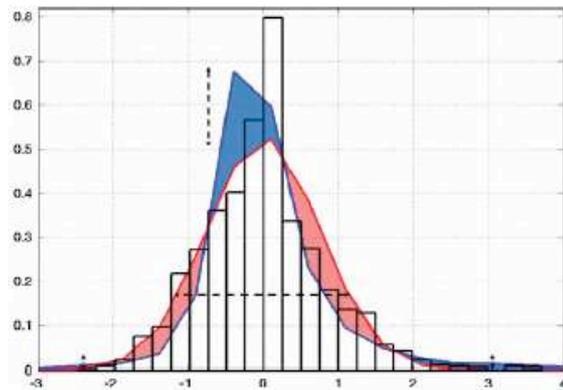


Fig. 2 Normalized histogram of Niño3 index (1870–2009 from Kaplan dataset) and associated Gaussian density (red, $\alpha = 2$) and stable density (blue, $\alpha < 2$). The red shaded surface is equal to the blue shaded one. The stable density gives a greater probability to extreme events and α can be considered as the PDF flattening coefficient measuring the leptokurtic deformation of the Gaussian distribution: the smaller the value of α , the greater the leptokurtic density

having access to a robust measurement of the tropical coupled system nonlinearity, through the estimation of the equivalent of “high statistical” moments.

Based on this statistical framework, B09 were able to relate changes in mean state associated with abrupt shifts in SST timeseries, which reflect multidecadal variability (Guilderson and Schrag 1998; Urban et al. 2000), to ENSO nonlinearity. It is noteworthy that the measurement of nonlinearity through the α parameter does not discriminate between nonlinear processes. Whereas recent studies have focused on nonlinear advection as a contributor to the ENSO asymmetry (Timmermann and Jin 2002; Dewitte et al. 2007), the sources of nonlinearities of the tropical Pacific system remain numerous ranging from turbulent and ocean mixing processes in the form of tropical instability waves for instance, to high-frequency atmospheric forcing (An 2009; Philip and van Oldenborgh 2009). Consequently, the α parameter should be viewed as an integral measurement of nonlinearity. Note that, at low frequency, changes in nonlinear advection within the mixed layer (i.e. nonlinear dynamical heating, see Timmermann and Jin 2002) may lead to changes in feedback processes through the balance between the various terms of the SST equation. We will discuss in particular the potential impact of change in nonlinearity on the thermocline feedback most active in the eastern Pacific where the thermocline is shallow and on the zonal advective feedback which tends to be located over the central and western Pacific where the variability of horizontal surface currents is strong (Picaut et al. 1996). The zonal advective feedback also indirectly depends on the large scale zonal SST gradient across the equatorial Pacific because the latter controls the strength of the Walker circulation, the driving force of ENSO.

In this study, we will estimate α and β parameters from models and then analyze the way they could change from present-day conditions to warmer conditions. The β parameter difference ($\Delta\beta$) quantifies the change of asymmetry in SST anomalies in an α -stable framework (equivalent to skewness in Gaussian statistics) whereas the α parameter difference ($\Delta\alpha$) will provide information on the propensity of the tropical Pacific system to favour more ($\Delta\alpha < 0$) or fewer ($\Delta\alpha > 0$) EEs.

Because of the non-Gaussian character of the statistics, the estimation of the statistical significance of changes in parameters is not straightforward. Using a bootstrap method applied to the observed timeseries to derive significance, it is found that a change in parameters above ± 0.02 for α and ± 0.3 for β is usually significant at a confidence level of 95%.

2.4 Definition of indices

Figure 3 summarizes the regions over which indices will be averaged. Besides historical ENSO regions (Niño3 and Niño4), we have defined other regions (region A, region B, Niño4W) based on the maps of changes in the α parameter inferred from the IPCC simulations (see Sect. 3, Fig. 5). Actually, the region A is characterized by strong changes in statistics at interannual timescales (Fig. 5a, c). The region B encompasses both the eastern equatorial Pacific and the Cold Tongue to account for statistics in a relevant zone for ENSO dynamics. In particular, over this region, the so-called thermocline feedback process is at work because of the shallow thermocline and the strong contribution of the nonlinear vertical advection (Jin et al. 2003). The choice of the NINO4W region is motivated by the fact that the interannual variability in the CGCMs tend to be shifted to the western and central Pacific compared to observations (Kug et al. 2010; AchutaRao and Sperber 2002; Davey et al. 2002; Hannachi et al. 2003; Latif et al. 2001).

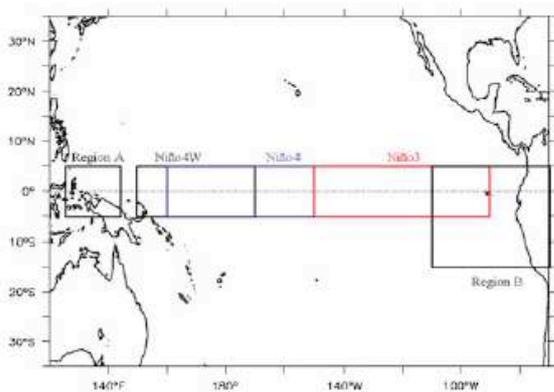


Fig. 3 Definition of indices used for statistical analyses

All timeseries (including the ones of the $2 \times \text{CO}_2$ and $4 \times \text{CO}_2$ experiments) were detrended (over the period before reaching the steady CO_2 rate) and cleared from the seasonal cycle. We only used SST anomalies. Two detrending methods were tested: the Box and Jenkins simple statistical method (which transforms at first-order the timeseries $x(t)$ into $y(t) = x(t) - x(t - 1)$, Box and Jenkins 1970) and the minimization of the root mean square (rms) of the data to a straight line. Both methods gave similar results.

3 Changes in ENSO statistics

3.1 Gaussian approximation

As a first step, the change in Gaussian statistical moments due to GHG increase is diagnosed for the model ensemble. Figure 4 presents the model ensemble differences between various scenarios for the mean, rms and skewness of tropical SST anomalies. In order to assign statistical confidence to the skewness parameter estimation, we used the approximation formula for the 95% significance value of skewness: $S_{95\%} = \sqrt[3]{6/N}$, where N represents the number of independent samples (White 1980). Since the models we wished to analyse included runs of a variety of different lengths, we took an average of 220 years or 2,640 months (\sim time steps) of model integration. Typical tropical SST anomalies have decorrelation times of a few (1–5) months. We thus obtained a 95% significance level of approximately 0.2. We therefore only interpreted changes in the skewness parameter that exceeded this value.

Figure 4a displays the change in mean state for the model ensemble mean considered in this study for the $2 \times \text{CO}_2$ scenario. It consists of an El Niño-like pattern (i.e. maximum mean SST changes over the Cold Tongue region). Note that this is in contrast with the results of DiNezio et al. (2009) who found a basin-wide equatorial warming. It should be noted that they used a different set of 11 models. They also pointed out that the majority of models show a very subtle weakening of the east–west contrast of less than 0.1°C between Niño3 and Niño4 regions, which is consistent with our estimate and the study by Collins et al. (2005). As a consistency check, we apply a classical Student's t test in order to assess the significance of the observed changes in mean climate background and variability. The results of this statistical test indicate that changes in mean state under assumed global change are consistent over the Cold Tongue region and along the Equator (at a confidence level of 95%), precisely the area where zonal gradients are assumed to be the strongest. This brings statistical confidence to the aforementioned results.

Interestingly, for the $4 \times \text{CO}_2$ scenario, models simulate an enhanced equatorial warming (Fig. 4d), rather than an

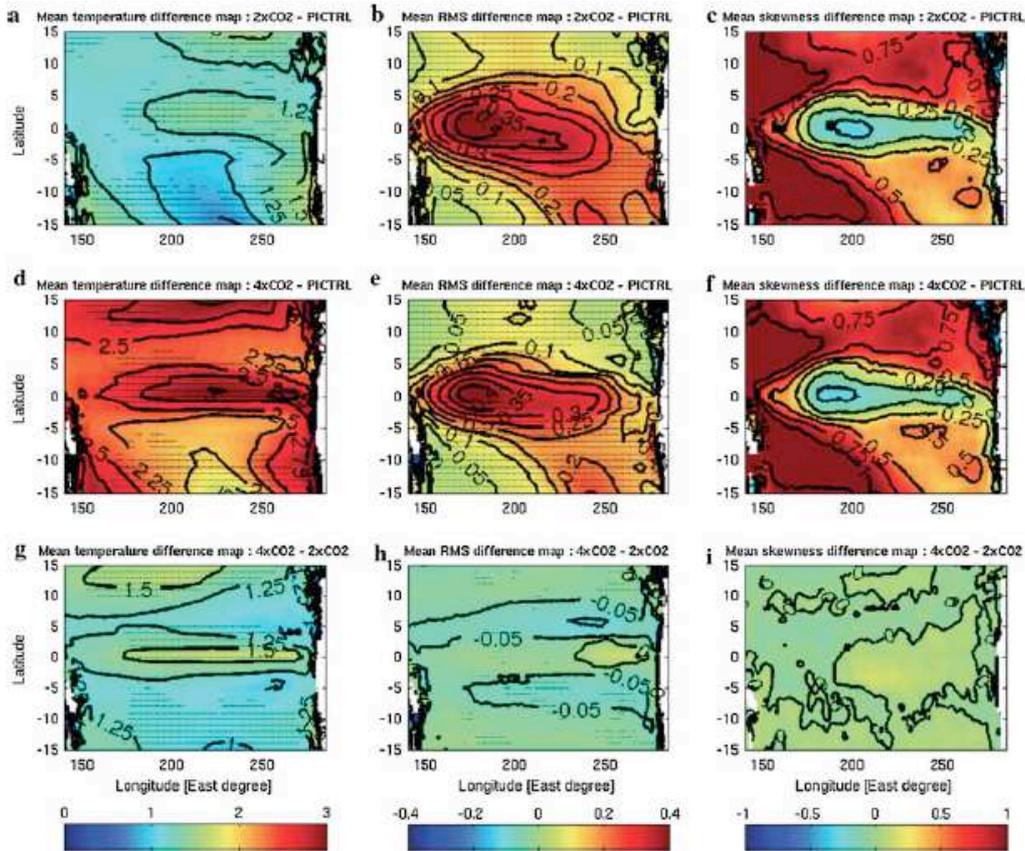


Fig. 4 Differences in Normal law parameters estimation and SST between different scenarios for the model ensemble mean. **a, b, c** [$2\times\text{CO}_2$]-[PICTRL]. **d, e, f** [$4\times\text{CO}_2$]-[PICTRL]. **g, h, i** [$4\times\text{CO}_2$]-[$2\times\text{CO}_2$]. *Left panels* Differences in mean SST between the various projection scenarios. The *dots* denote a statistical confidence level of

95% based on a Student's *t* test. *Middle panels* Differences in mean SST rms between the various projection scenarios. The *dots* denote a statistical confidence level of 95% based on a Student's *t* test. *Right panels* Differences in mean SST skewness between the different projection scenarios

El Niño-like warming, in response to a weaker Walker circulation (Vecchi et al. 2006). The difference between the $4\times\text{CO}_2$ and the $2\times\text{CO}_2$ experiments is also presented in Fig. 4g. It indicates that the tropical Pacific mean state does not respond linearly to increased GHG concentrations consistently with Cherchi et al. (2008). This will be discussed in the last section in the light of our results. At this stage, it is interesting to quantify the change in the zonal SST gradient across the equatorial Pacific ocean associated with the increase in GHG concentrations, insofar as it can be related to ENSO dynamics.

At first order, the zonal equatorial gradient can be measured by the difference of mean SST between Niño4 (covering the Warm Pool) and region B (encompassing the whole Cold Tongue). We then compare these gradient values between different scenarios to infer the change attributed to greenhouse warming. We observe that the zonal SST

gradient is significantly increased by a doubling of GHG, whereas the more uniform warming across the tropical basin in the $4\times\text{CO}_2$ experiment leads to a slighter gradient: $\Delta_{2x-PI}[\text{SST}[\text{Niño}4] - \text{SST}[\text{region}B]] = -0.26^\circ\text{C}$ for the difference between $2\times\text{CO}_2$ and PICTRL and $\Delta_{4x-PI}[\text{SST}[\text{Niño}4] - \text{SST}[\text{region}B]] = -0.02^\circ\text{C}$ for the difference between $4\times\text{CO}_2$ and PICTRL. $\Delta_{\text{Scenario-PI}}$ stands for the difference between the “Scenario” and PICTRL experiments; the bars denote the geographical mean (i.e. the average over the specified region). This suggests first a threshold effect of the impact of climate change on the mean state and therefore on ENSO dynamics and second that the zonal advective feedback might be reduced in a warmer climate. This will be further discussed in Sect. 4.

These changes in mean SST are associated with changes in ENSO variability and skewness as evidenced by Fig. 4b,

c, e, f. Interestingly, the largest changes for these quantities are observed over the Warm Pool region (Fig. 4b, c, e, f) and are less sensitive to the concentration of GHG (Fig. 4h, i), again suggesting a nonlinear response of the tropical Pacific variability to global warming. Note that the observed variability changes are extremely reliable on the extra-equatorial band, but display a low confidence level along the equator, which is consistent with the still large uncertainty for ENSO amplitude changes under global warming. As a matter of fact, there is a wide diversity of behaviours among models in terms of the magnitude of ENSO and its response to global warming in the Niño3 region (Guilyardi et al. 2009). However, we observe an enhanced reliability in the western part of the equatorial basin (for both scenarios), precisely where rms changes are the strongest (see dots overlaid on Fig. 4b, e). This brings some additional confidence to the aforementioned results.

3.2 High-order statistical moments

Recent studies have already reported that the Gaussian law may not be completely suitable for taking into account the nonlinear character of the tropical system (Burgers and Stephenson 1999; Hannachi et al. 2003; B09). In the present study, we use an α -stable distribution (described in Sect. 2) to estimate the equivalent of higher statistical moments of ENSO and to document its nonlinear nature (in particular its propensity to produce EEs) (see the discussion in Sect. 2.3 on the relationship between asymmetry and kurtosis (3rd and 4th statistical moments) and the α and β parameters).

Figure 5 displays changes in α and β parameters induced by global climate change under different projection scenarios for the multi-model ensemble mean. Not surprisingly, the pattern of maps for the β parameter (Fig. 5b, d) resembles the one for skewness (Fig. 4c, f) confirming the increase (decrease) in negative (positive) asymmetry associated with global warming in the Warm Pool (Cold Tongue) region. As for skewness, the difference in β between the $4\times CO_2$ and the $2\times CO_2$ experiments is weak although the change in mean SST is significant as evidenced by the displacement of the $28^\circ C$ isotherm between the two scenarios (see black dashed lines in Fig. 5b, d). Interestingly, for the α parameter, a peculiar pattern of changes associated with increased GHG concentrations emerges: it consists of a region of decreased α -stability (decrease in deviation from Gaussianity i.e. $\Delta\alpha > 0$) in the Cold Tongue region and a region of increased α -stability ($\Delta\alpha < 0$) in the Warm Pool region roughly delimited by the position of the $28^\circ C$ isotherm of the PICTRL experiment (plain black line) and of the $2\times CO_2$ ($4\times CO_2$) experiment (dashed black line). In the far western equatorial Pacific (region A), the rising concentration of GHG tends to favour a more Gaussian-type

behaviour ($\Delta\alpha > 0$). The decrease in α over the Warm Pool region indicates a tendency towards more EEs in a warmer climate over this region. This is consistent with the recent results by Yeh et al. (2009) who diagnosed an increase of the CP to EP El Niño ratio in a warmer climate. This will be discussed in more detail later (Sect. 4). The increase in negative asymmetry over the Warm Pool region also suggests a tendency towards more and/or “stronger” cold events (relative to a warmer climate mean state) consistently with Timmermann et al. (1999). As for β , the further increase in GHG concentration (from $2\times CO_2$ to $4\times CO_2$) does not much alter the pattern of α change (Fig. 5e), which may reflect a threshold effect of the impact of the increased GHG concentration on ENSO, as for the zonal SST gradient across the equatorial Pacific (see previous section).

In order to test the significance of the changes in statistical patterns (Figs. 4, 5), the “inter-models” standard deviations of all estimated parameters were first estimated. To do so, we first computed the spatio-temporal average over the considered region and over the full length of the considered run for each model. We then calculated the standard deviation of this quantity over the multi-models ensemble. We applied a similar procedure to the differences “ $2\times CO_2$ -PICTRL” and “ $4\times CO_2$ -PICTRL”. Results are summarized in Table 2 and display a lower dispersion than the ensemble mean values (shown in Figs. 4, 5) for the parameters and scenarios of all models, which ensures that these results are not dominated by a single CGCM and thus are a robust feature of anthropogenic climate change in the IPCC database. Interestingly, we observe a much higher confidence level in α estimation than in the SST rms, confirming that higher statistical moments bring reliable information on changes in statistics associated with global warming (Timmermann 1999). Besides, the spreading among models (uncertainty) seems to be minor in the western Pacific, consistently with Yeh et al. (2009).

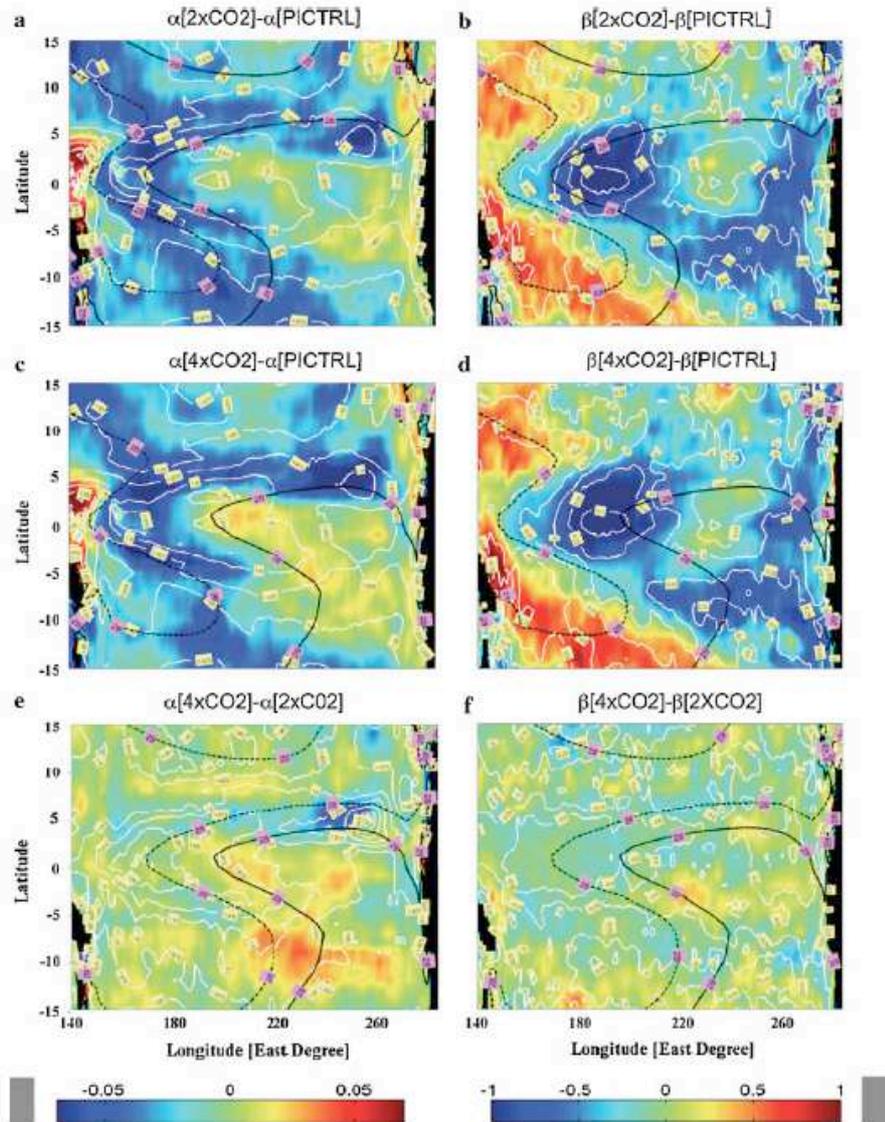
We further investigate the significance of changes in nonlinearities as diagnosed by the α and β parameters in order to make sure that the patterns visible in Fig. 5 do not emerge from natural variability of the tropical Pacific system rather than from the impact of climate change. To do so, we first note that the pattern of Fig. 5a, c consists in a “tripole” zonal structure across the tropical Pacific basin. This prompts us to define an index designed to encompass changes in ENSO irregularity over the whole domain, and which stays valid for the study of both El Niño types.

For α , it is defined as follows:

$$\alpha_{trip} = \langle \alpha \rangle_A + \langle \alpha \rangle_{Niño3} - \langle \alpha \rangle_{Niño4W} \\ = 2 - [\langle \alpha \rangle_A + \langle \alpha \rangle_{Niño3} - \langle \alpha \rangle_{Niño4W}],$$

where $\langle \rangle_X$ denotes the spatial average over the region X (see Fig. 2 to locate the regions), and $\alpha' = 2 - \alpha$.

Fig. 5 Differences in α parameter estimation between $2\times CO_2$ and PICTRL experiments (*shading*) with the eastern edge of the Warm Pool ($28^\circ C$ isotherm) superimposed in *black* (normal line for $2\times CO_2$ and *dashed* line for the PICTRL) and the estimation of α for the PICTRL run overlaid in *white* (a). Differences in β parameter estimation between $2\times CO_2$ and PICTRL experiments (*shading*) with the eastern edge of the Warm Pool (isotherm $28^\circ C$) superimposed in *black* (normal line for $2\times CO_2$ and *dashed* line for the PICTRL) and the estimation of β for PICTRL run overlaid in *white* (b). c, d are respectively the same as a and b with $4\times CO_2$ instead of $2\times CO_2$. e, f are respectively the same as c and d with $2\times CO_2$ instead of PICTRL.



Note that the use of α' in place of α helps to emphasize visually the spatial variability of α because values of α ranging from say 1.7 and 1.95 correspond to significant changes in the statistics. The α_{trip}' index basically measures the strengthening tendency of the zonal tripole displayed in Fig. 5a, i.e. the east–west seesaw of nonlinearity patterns. Simply put, if α_{trip}' decreases from one scenario to the other, the more nonlinearity there is around the dateline, the more normal (in the statistical sense) it becomes on both sides; if it increases, then the more regular the Warm Pool dynamics, the more nonlinear it becomes in the Cold Tongue and the far western Pacific. For β , we consider its mean value over the Niño4W region which exhibits the

strongest values (according to Fig. 5b, d) and we define $\langle \beta \rangle_{Niño4W}$, with the same notations as above.

The bars of Fig. 6 display the values of these new indices for different models and scenarios. To examine whether the change in these indices from one scenario to the other fits or not with the range of natural variability, we constructed the PDF of the internal variability for α -stable parameters from each individual model and for all runs using a bootstrap method (Efron 1982). First, we randomly selected N values of SST anomalies from the full SST anomalies timeseries for each model and scenario. During the random selection process, overlapping selection was allowed. From the timeseries composed of the selected

Table 2 Inter-model standard deviations (SD) for Gaussian and α -stable parameters averaged over Niño3 and Niño4 regions

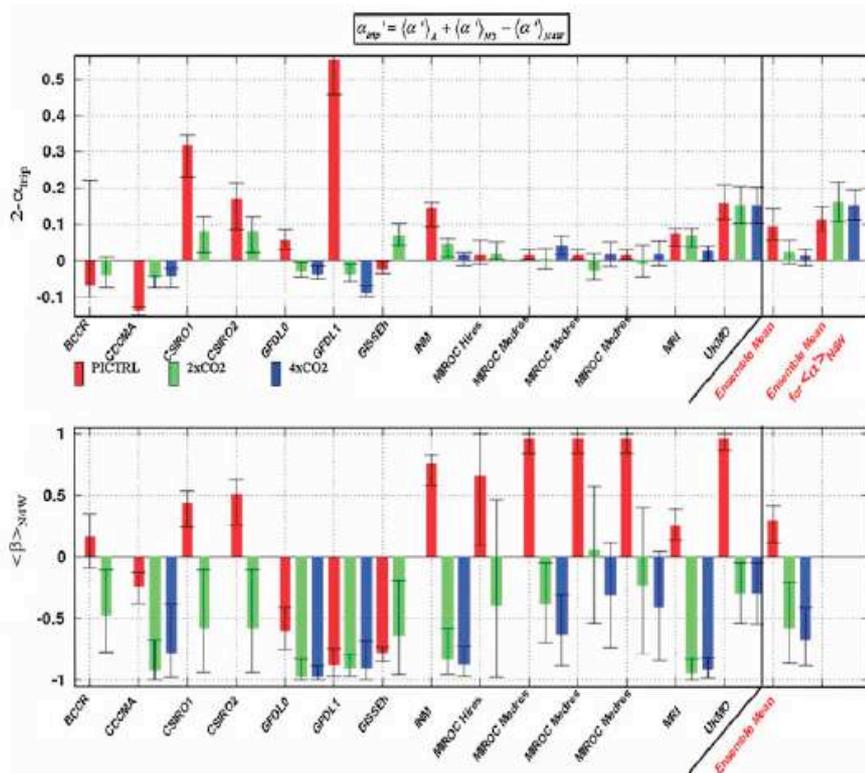
Models ($i \in [1,14]$, see Table 1)	PICTRL	2x CO ₂	4x CO ₂	2x CO ₂ —PICTRL	4x CO ₂ —PICTRL
SD $\langle (\text{Mean})_{\text{Niño4}} \rangle_i$	0.9868	1.1378	0.8849	0.5127	1.0366
SD $\langle (\text{Mean})_{\text{Niño3}} \rangle_i$	0.9691	1.1407	0.7023	0.5623	0.9936
SD $\langle (\text{RMS})_{\text{Niño4}} \rangle_i$	0.3318	0.4121	0.3947	0.3076	0.3020
SD $\langle (\text{RMS})_{\text{Niño3}} \rangle_i$	0.3687	0.3772	0.3513	0.2711	0.2613
SD $\langle (\text{SKW})_{\text{Niño4}} \rangle_i$	0.3601	0.3480	0.2600	0.1052	0.3058
SD $\langle (\text{SKW})_{\text{Niño3}} \rangle_i$	0.2620	0.2000	0.0964	0.3243	0.3103
SD $\langle (\alpha)_{\text{Niño4}} \rangle_i$	0.0387	0.0510	0.0424	0.0315	0.0283
SD $\langle (\alpha)_{\text{Niño3}} \rangle_i$	0.0748	0.0424	0.0265	0.0534	0.0671
SD $\langle (\beta)_{\text{Niño4}} \rangle_i$	0.6417	0.2944	0.2064	0.5111	0.5684
SD $\langle (\beta)_{\text{Niño3}} \rangle_i$	0.5338	0.2766	0.2062	0.5927	0.5692

N SSTA, α and β parameters were estimated. By repeating this process as many times as the length of the runs (n), we obtained n values for the estimated parameters and the PDF for α and β was constructed for each model. Since this nonlinearity pattern is essentially symmetric with respect to the equator and because of computational cost, the bootstrap method was only performed along the equator. The top and bottom of each error bar in Fig. 6 represent the 2.5 and 97.5% ranking from the PDF, respectively, indicating a

confidence level of 95%. Note that during the bootstrap method, processes of convergence of the empirical repartition functions towards theoretical repartition functions are at work. These processes rely on L_1 techniques, which remain valid in an α -stable framework.

The upper panel of Fig. 6 first indicates a wide range of behaviours in terms of nonlinearity as measured by α_{trip} within the model ensemble, with some models highly nonlinear (GFDL-CM2.1, INM-CM3, CSIRO-MK3.5

Fig. 6 Deviation from Gaussianity for the newly designed index to fit the zonal tripole pattern displayed by Fig. 5, for different scenarios (upper panel). Asymmetry for Niño4 West index (bottom panel) and for different scenarios. In the upper panel, the last bars represent the deviation from Gaussianity averaged over the Niño4W region for the ensemble mean



run2...) and other models displaying a slight increase in nonlinearity (MIROC models, UKMO-HadCM3...). Strikingly, and despite this diversity, a large number of models (10 out of 14) exhibits a decrease of α_{trip} under global warming with 70% of them experiencing changes significant at the 95% confidence level. Note that the reduction of α' is synonymous with an enhancement of the tripole patterns, i.e. an increase of the α -stability (more numerous EEs) around the dateline and an increase of the Gaussian character in the Cold Tongue region and in the far western equatorial Pacific. In other words, the lower the α' value, the more nonlinear the dynamics. We can add that this tripole pattern is dominated by the increase in α -stability in the Niño4W region as illustrated by the upper panel of Fig. 6 (see ensemble mean for $\langle\alpha_{NW}\rangle$, i.e. bars on the right hand side of Fig. 6a). The latter indicates a significant increase in nonlinearity in the western part of the basin. In addition, it is worth mentioning that 12 models among the 14 considered in this study predict more EEs in this region (not shown). Interestingly, these changes in the α parameter occur with significant changes in asymmetry in the Warm Pool as evidenced by the lower panel of Fig. 6. The weakly positive asymmetry indicated in the PICTRL experiment (in contrast with the weakly negative asymmetry displayed by observational records) decreases significantly towards a strong negative asymmetry in the $2\times CO_2$ and $4\times CO_2$ experiments. The reduction of the asymmetry in the Cold Tongue region (Niño3 region) is also observed (not shown). This confirms the propensity for a more irregular dynamic in the western Pacific than in the eastern Pacific under climate change, consistently with the change in characteristics of El Niño as evidenced by Yeh et al. (2009).

This raises the question of whether the tendency towards more El Niño events over the Warm Pool region (new “flavour” of CP El Niño) is directly related to the tropical Pacific mean state change associated with global warming (seen as an external forcing) or whether it is associated with changes in nonlinear mechanisms. In the next section, we will explore the relationships between the different types of El Niño and tropical Pacific nonlinearity, as measured by the α parameter, representative of higher statistical moments of SST anomalies in the α -stable framework.

4 Links between changes in ENSO nonlinearity and ENSO “flavours”

In this section, we investigate the extent to which the change in El Niño type under global warming can be related to the change in nonlinearity. Whereas Yeh et al. (2009) suggest that the increase of CP El Niño frequency in

a warmer climate may be associated with changes in mean state (mean thermocline depth and slope), we hypothesize here that it is also related to changes in nonlinearity of the tropical Pacific system. It is noteworthy that timescales interactions (low frequency mean state changes vs. ENSO variability) through nonlinear processes are subject to decadal or interdecadal modulation (see the review by An 2009) so that diagnostics of global warming on such processes are not straightforward.

In particular, although observational records suggest a tendency towards more frequent CP El Niño in recent years, this may hide fluctuations in statistics on decadal to multidecadal timescales. For instance, Kug et al. (2010) found a clear phase relationship between the frequency of occurrence of CP El Niño and low frequency changes in mean state in the Warm Pool region in the GFDL-CM2.1 model (see their Fig. 13). It is therefore important to verify whether such low frequency variability can also be found in ENSO nonlinearity and the extent to which it can be influenced by global greenhouse warming.

The simple detection test proposed by Yeh et al. (2009) for distinguishing a CP El Niño from an EP El Niño is applied to data and model outputs. However, instead of using a fixed threshold of $+0.5^\circ C$ for the ENSO indices (Niño3 and Niño4 averaged over the boreal winter months of December–January–February) to account for El Niño, we used a threshold that depends on model variability to take into account the diversity in the behaviour of models with regards to their ENSO variability. The detection method is therefore based on the following protocol (identical to Yeh et al. 2009 but the threshold of $+0.5^\circ C$ is replaced by $rms(Niño\ index)/2$):

$$\left. \begin{aligned} *Niño3 > \frac{rms(Niño3)}{2} \quad \text{and/or} \quad Niño4 > \frac{rms(Niño4)}{2} \\ *Niño3 > Niño4 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \text{EPEl Niño}$$

$$\left. \begin{aligned} *Niño3 > \frac{rms(Niño3)}{2} \quad \text{and/or} \quad Niño4 > \frac{rms(Niño4)}{2} \\ *Niño4 > Niño3 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \text{CPEl Niño}$$

An estimation of the α parameter for Niño3 and Niño4W indices over a 27-years running window is performed along with the estimation of the EP and CP El Niño frequency following the above procedure. We aim at diagnosing the effect of anthropogenic climate change on the relationships between nonlinearity and El Niño flavours. Similarly to Kug et al. (2010) who investigate the long-term relationships between CP El Niño occurrences and the western Pacific mean state in the GFDL-CM2.1 model (their Fig. 13), we explore the relationships between ENSO

nonlinearity (as measured by $\Delta\alpha$) and El Niño events occurrence both in the Western and Eastern Pacific for the various climate projections. For the sake of clarity, we chose to present results from only one model among the most sensitive to climate change in terms of nonlinearity levels but statistics for the model ensemble are presented in the Table 3. The relationship between $\Delta\alpha$ and El Niño “flavours” appears to be a robust feature of the Tropical Pacific coupled system as it is clearly simulated by the majority of the selected models. As an illustration, the Fig. 7 presents the results for the MRI-CGCM2.3.2A model for the PICTRL and $2\times CO_2$ scenarios. While the occurrence of CP events does not seem to be related to nonlinear processes in the Pre-Industrial climate (correlation of -0.10 , Fig. 7a), EP El Niño and $\Delta\alpha$ exhibits a clear out of phase relationship over the Niño3 region (-0.66 , Fig. 7b). Interestingly, the relationship is reversed for this particular model under anthropogenic warming hypothesis. The correlation between the CP El Niño frequency of occurrence and the index of nonlinearity in the Niño4W region increases up to -0.80 (Fig. 7c), while the relationship between EP El Niño and $\Delta\alpha$ over the Niño3 region falls to 0.16 (Fig. 7d). This diagnostics was extended to the whole CMIP models’ subset. Table 3 provides correlations between $\Delta\alpha$ and the frequency of occurrence of El Niño-type events for the various models and scenarios. To a large extent, correlations higher (lower) than 0.3 (-0.3) are significant at the 95% level. The results

of Table 3 indicate that 11 models out of 14 lead to correlation coefficients between $\text{running}(\Delta\alpha[\text{Niño3}])$ and $\text{running}(\text{EP El Niño})$ being negative in a Pre-industrial climate and positive or nearly null under anthropogenic climate change. This tendency is reversed in the Central-western Pacific for most of the models. Actually, the inspection of Table 3 reveals a larger consistency (correlation) between the CP El Niño flavour and the western Pacific nonlinearity level in the warmer climates ($2\times CO_2$ and $4\times CO_2$ experiments) than in the present-day climate. Eleven models out of 14 reveal a clear increase of consistency between the CP El Niño flavour and the nonlinearity in the western Pacific from PICTRL to $2\times CO_2$ (7 out of 9 from PICTRL to $4\times CO_2$). For instance, in the Niño4 region, the averaged correlation peaks at 0.63 (absolute values were considered for the averaging) for the $2\times CO_2$ experiments for the ensemble mean as compared to 0.26 for the PICTRL experiment. Conversely, the eastern Pacific does not exhibit a similar consistency between the EP El Niño flavour and the nonlinearity level. Half of the considered models even exhibit a decrease in correlations between the EP El Niño flavour and the eastern Pacific nonlinearity in the warmer climates ($2\times CO_2$ and $4\times CO_2$ experiments). For example, the averaged correlation decreases from the PICTRL (0.47) to the $4\times CO_2$ experiment (0.40), whereas it increases from PICTRL (0.47) to $2\times CO_2$ (0.55). This reflects a different sensitivity of ENSO to a warming climate between the eastern and

Table 3 Correlation coefficients between $\text{running}(\alpha[\text{Niño3}])$ ($\alpha[\text{Niño3}]$ is the $\Delta\alpha$ parameter averaged over the Niño3 region) and $\text{running}(\text{EP El Niño})$ and between $\text{running}(\alpha[\text{Niño4}])$ and $\text{running}(\text{CP El Niño})$ for the model ensemble and Kaplan dataset

Models	$r(\alpha_3, \text{EP})$			$r(\alpha_4, \text{EP})$		
	PICTRL	$2\times CO_2$	$4\times CO_2$	PICTRL	$2\times CO_2$	$4\times CO_2$
BCCR-BCM2.0	-0.67	0.10		0.34	-0.73	
CCCMA-CGCM3.1-t47	-0.33	0.33	-0.18	0.10	-0.84	0.48
CSIRO-MK3.5 run1	-0.24	0.79		0.11	0.94	
CSIRO-MK3.5 run2	-0.98	0.79		0.59	0.94	
GFDL-CM2.0	-0.76	0.83	-0.28	0.57	-0.12	-0.41
GFDL-CM2.1	-0.47	0.55	-0.60	-0.45	0.61	0.53
GISS-MODEL-E-H	0.46	-0.40		0.39	0.22	
INM-CM3.0	-0.49	0.29	0.22	-0.08	-0.22	-0.39
MIROC3.2-HIRES	-0.91	0.84		-0.46	-0.81	
MIROC3.2-MEDRES run1	-0.16	-0.51	-0.28	0.11	0.70	0.61
MIROC3.2-MEDRES run2	-0.16	0.97	-0.60	0.11	0.05	0.01
MIROC3.2-MEDRES run3	-0.16	-0.63	-0.89	0.11	-0.99	0.92
MRI-CGCM2.3.2A	-0.66	0.16	0.01	-0.10	-0.80	-0.13
UKMO-HadCM3 (run1)	-0.28	0.63	0.57	0.17	-0.84	0.84
lEnsemble mean	0.47	0.55	0.40	0.26	0.63	0.48
Kaplan	-0.80			-0.02		

The correlation for the ensemble mean is computed from the absolute value of the correlation of each model. Significant correlations (higher than 0.3) representing a confidence level of 95% are in bold

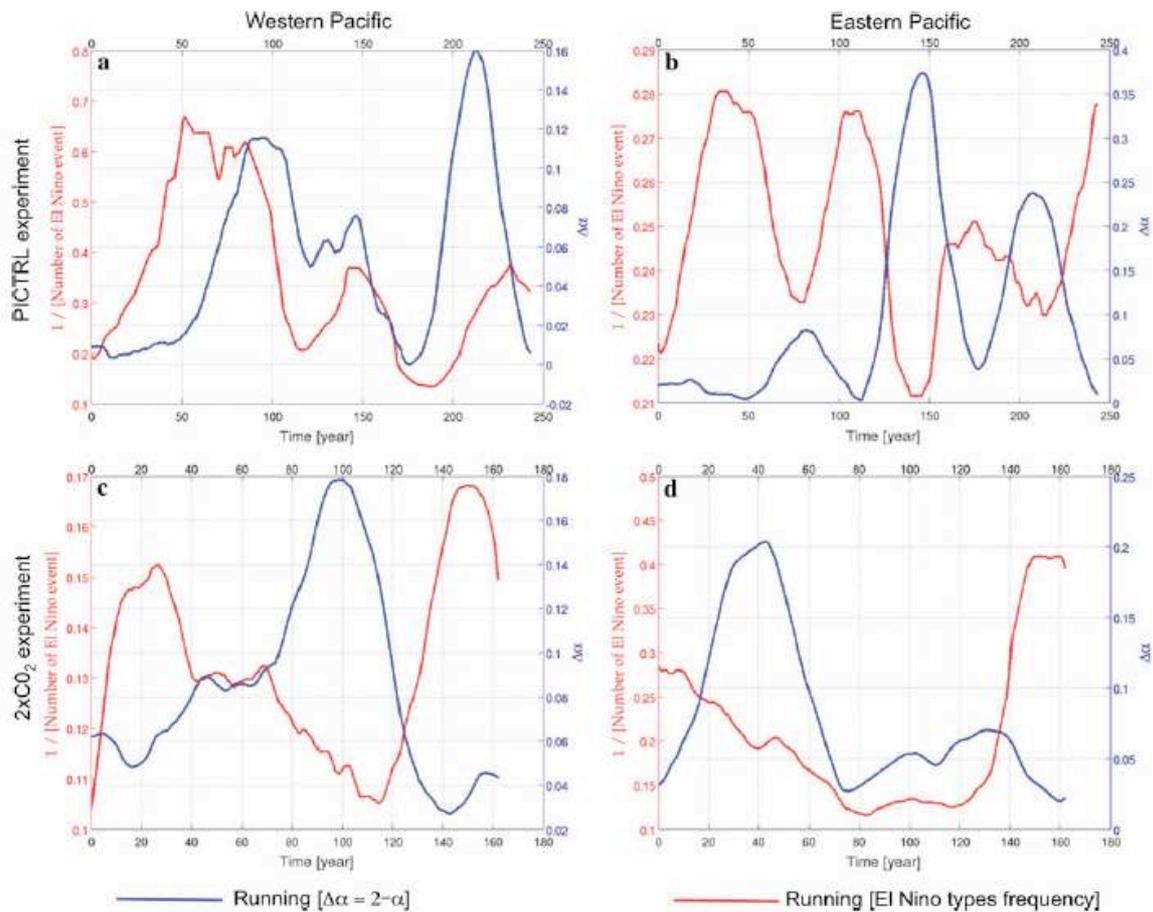


Fig. 7 Running $\Delta\alpha$ parameter (27-year running windows) in blue lines (right panels for Niño3 and left panels for Niño4W) and running El Niño types frequency in red lines (left panels for Central Pacific

and right panels for Eastern Pacific). MRI-CGCM2.3.2.A PICTRL run (a and b) MRI-CGCM2.3.2.A $2\times\text{CO}_2$ run (c and d)

western Pacific. Over the western Pacific, CP El Niño seems to be more influenced by nonlinear processes in a warmer climate whereas, over the eastern Pacific, EP El Niño becomes less sensitive to nonlinear processes (which may actually reduce the bursting of ENSO cf. Jin et al. 2003).

Another interesting result arising from the inspection of Table 3 is the change in the sign of the correlation from the PICTRL experiment to the $2\times\text{CO}_2$ ($4\times\text{CO}_2$) experiment for some models. For instance, the GFDL-CM2.1 model experiences a shift from negative to positive correlation in the Niño4 region from PICTRL to $2\times\text{CO}_2$, whereas for the MRI-CGCM2.3.2.A model the correlation sharply decreases from PICTRL to $2\times\text{CO}_2$, reaching -0.80 . It is noteworthy that these two models have opposite signs for asymmetry (β) in the western Pacific in the PICTRL experiment but not in the $2\times\text{CO}_2$ and $4\times\text{CO}_2$ experiments

(see Fig. 5b). The consistency between the frequency of El Niño-type events and the nonlinearity of related indices is also evidenced in the eastern Pacific (Niño3 region) although the change in statistics from the PICTRL to the $2\times\text{CO}_2$ ($4\times\text{CO}_2$) is not as marked as for the western Pacific. This illustrates the high sensitivity of ENSO statistics to nonlinearity, as calculated from the IPCC database, in the context of climate change and may reflect different nonlinear processes relating higher statistical moments to mean state when comparing present and future climates.

To provide some indication as to which parameter (nonlinearity vs. mean state) is more influential on ENSO statistics, calculations similar to the above were performed, but for the running mean of the Niño3 and Niño4 SST anomalies indices. Results are reported in Table 4.

First of all, we analyse the results for the observed record: whereas the EP El Niño frequency is highly

J. Boucharel et al.: ENSO nonlinearity in a warming climate

Table 4 Correlation coefficients between running(SST[(Niño3)]) and running(EP El Niño) and between running(SST[(Niño4)]) and running(CP El Niño) for the model ensemble and Kaplan dataset

Models	r(SST ₃ , EP)			r(SST ₄ , CP)		
	PICTRL	2× CO ₂	4× CO ₂	PICTRL	2× CO ₂	4× CO ₂
BCCR-BCM2.0	-0.40	0.36		-0.84	-0.89	
CCCMA-CGCM3.1-t47	0.38	-0.35	-0.78	-0.55	-0.95	-0.11
CSIRO-MK3.5 run1	0.02	0.72		0.49	-0.91	
CSIRO-MK3.5 run2	0.55	0.72		-0.93	-0.91	
GFDL-CM2.0	0.55	0.79	0.35	-0.40	-0.01	0.08
GFDL-CM2.1	-0.98	0.59	0.75	-0.27	-0.21	0.07
GISS-MODEL-E-H	-0.81	-0.54		0.51	0.44	
INM-CM3.0	-0.26	0.64	0.46	-0.37	-0.34	0.18
MIROC3.2-HIRES	-0.21	0.86		-0.55	0.85	
MIROC3.2-MEDRES run1	-0.57	-0.56	-0.25	-0.32	-0.48	-0.68
MIROC3.2-MEDRES run2	-0.57	0.91	0.81	-0.32	-0.73	-0.10
MIROC3.2-MEDRES run3	-0.57	-0.72	0.10	-0.32	-0.95	-0.14
MRI-CGCM2.3.2A	-0.57	0.88	-0.42	-0.72	-0.05	0.35
UKMO-HadCM3 (run1)	0.52	0.65	0.65	-0.60	-0.05	-0.05
Ensemble mean	0.50	0.66	0.51	0.51	0.55	0.20
Kaplan	-0.13			-0.41		

The correlation for the ensemble mean is computed from the absolute value of the correlation of each model. Significant correlations (higher than 0.31 representing a confidence level of 95%) are in bold

correlated to nonlinearity of α in the eastern Pacific at low frequency ($r = -0.80$), it does not relate to changes in mean state ($r = -0.13$). Such behaviour is somehow reversed over the western Pacific with CP El Niño frequency being more correlated to change in mean state ($r = -0.41$) than to nonlinearity ($r = -0.02$). Despite limitations owing to the limited span of the observational record and the relatively wide running window used for the calculation (30 years), it is interesting to compare with the results from the IPCC models. For the PICTRL experiment of the model ensemble, the CP El Niño type is slightly related to nonlinearity ($r = 0.26$) with a stronger correlation to the mean climate background ($r = 0.51$). Interestingly, such a relationship is reversed under climate change scenarios: while the correlation between running mean state and running CP El Niño frequency of occurrence stays within the same range (and even decreases from the PICTRL to the $4\times CO_2$ scenario), the correlation between running CP El Niño frequency of occurrence and nonlinearity is significantly increased (up to 0.63 in the model ensemble for the $2\times CO_2$ scenario). Over the Niño3 region, for the PICTRL experiment, correlations between running EP El Niño frequency of occurrence and mean state and between running EP El Niño frequency of occurrence and nonlinearity lay within the same range, respectively 0.50 and 0.47. This does not allow any conclusion concerning a privileged role of either nonlinearity or mean state changes on EP El Niño events. However, results of the greenhouse

warming scenarios support the hypothesis of a reversal behaviour between ENSO statistics and nonlinearity from present-day climate to a warmer climate: while the correlation between running EP El Niño frequency of occurrence and nonlinearity is hardly modified from present-day climate to a warmer climate (and even decreases between $4\times CO_2$ and PICTRL experiments), the correlation between running EP El Niño frequency of occurrence and mean climate background is amplified (from 0.50 up to 0.66 for the ensemble mean under the $2\times CO_2$ scenario).

To summarize, two contrasted processes of scale interactions within the tropical Pacific are evidenced from the observations. The first takes place over the eastern Pacific and shows the EP El Niño occurrence frequency tightly linked to change in nonlinearity consistently with former studies (Tziperman et al. 1994; Jin et al. 1994) and the second over the western Pacific, linking CP El Niño occurrence frequency more to changes in mean state than to changes in nonlinearity. This is supported to some extent by the results of the PICTRL simulations (see Tables 3, 4). The analysis of the $2\times CO_2$ and $4\times CO_2$ experiments indicates that global warming may lead to the opposite sensitivity, namely that changes in El Niño occurrence frequency relate more to changes in mean state (nonlinearity) than nonlinearity (mean state) in the eastern (western) Pacific.

Figure 8 illustrates and recapitulates the above. It confirms the results of Yeh et al. (2009) for a different set of

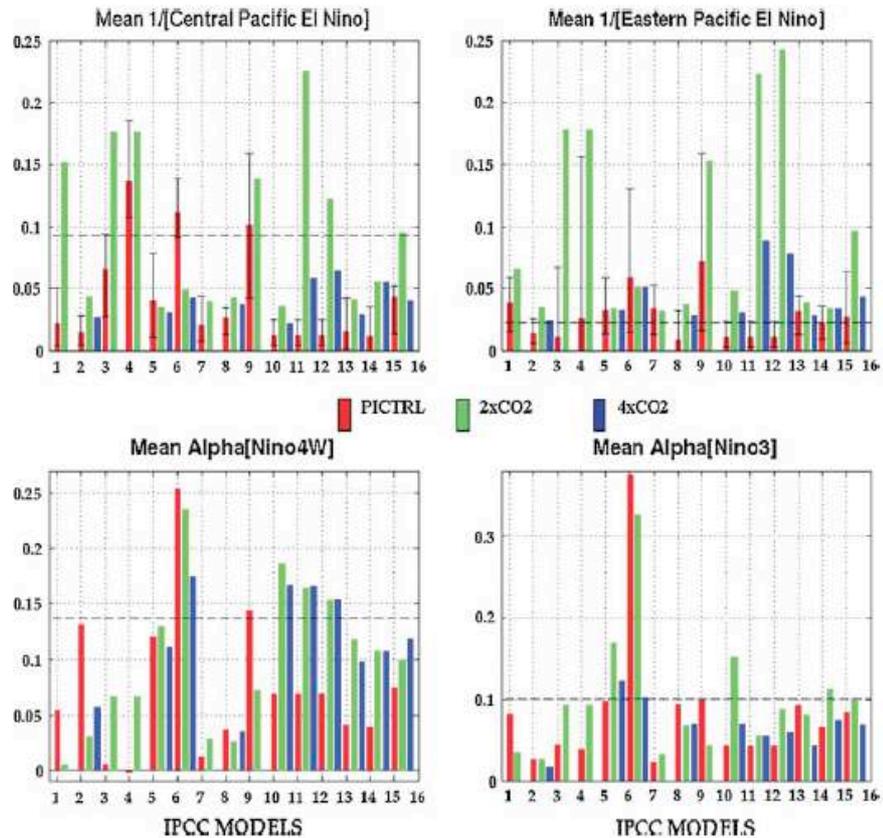
models and different scenarios, namely an overall increase in the frequency of CP El Niño occurrence in warmer climates (see Fig. 8 upper panels). In addition, for the ensemble mean, the increase in CP El Niño frequency is related to an increase of the nonlinearity rate in the western Pacific ($\Delta\alpha$ increases over the Niño4W region; Fig. 8 lower left panel). Conversely, the change in nonlinearities in the Niño3 region does not exhibit a clear relationship with the frequency of occurrence of EP El Niño. It is noteworthy that both ratios, CP/EP El Niño and $\alpha[\text{Niño4}]/\alpha[\text{Niño3}]$, are significantly increased from PICTRL to $2\times\text{CO}_2$ conditions (not shown), reflecting the increased probability of more occurrences of CP El Niño related to increased nonlinearities under anthropogenic global warming. Interestingly, these ratios do not further increase from $2\times\text{CO}_2$ to $4\times\text{CO}_2$. Actually, we find that the mean CP El Niño frequency for the ensemble model (i.e. the inverse of the number of occurrence) fall from 0.30 in the Pre-industrial climate to 0.16 in the $2\times\text{CO}_2$ climate (0.17 in $4\times\text{CO}_2$) and the mean EP El Niño frequency lies within the same range (0.17 in Pre-industrial, 0.14 in $2\times\text{CO}_2$ and 0.18 in $4\times\text{CO}_2$). This can reflect a threshold effect on the impact of anthropogenic climate change both in terms of nonlinearity levels

and El Niño flavours occurrence. This will be further discussed in the last section. Note that error bars derived from the bootstrap method have only been computed for the occurrence frequency of the different El Niño types due to computational cost. However, the estimation of error bars for α -stable parameters from the bootstrap method is provided in Fig. 6.

Overall, the results of Fig. 8 indicate that, in a warmer climate, whereas the increase of CP El Niño occurrence is accompanied by an increase in nonlinearity, the increase in EP El Niño occurrence does not exhibit a clear relationship with change in nonlinearity. Instead, the EP El Niño occurrence relates more to change in mean state in the eastern Pacific in a warmer climate (see Table 4). These findings suggest that global warming will not only affect the stability of ENSO (through change in the relative strength of the zonal advective and thermocline feedbacks) but also its nonlinear dynamics (Timmermann et al. 2003).

Our results are consistent with the nonlinear theory for El Niño bursting. Timmermann et al. (2003) show from a low-order ENSO model that ENSO bursting or modulation can take place through the increase in internal advective nonlinearities. The increase in mean temperature due to

Fig. 8 Lower panels Mean nonlinearity (as measured by $\Delta\alpha$ the deviation of indices from a Gaussian distribution) for the different models and projection scenarios, for Niño3 (right) and Niño4W (left). Upper panels Mean El Niño events frequency (as measured by the number of events normalized by the lengths of the runs) for the different model projection scenarios for CP El Niño (left) and EP El Niño (right). Dotted lines stand for Kaplan reconstruction values. Refer to Table 1 for model names; number 15 represents the ensemble mean



global warming can actually result in an increase in the thermocline feedback efficiency through an increase in stratification, and lead to a shift in ENSO regime. The increase in nonlinearity in the western Pacific suggests an increase in the nonlinear zonal advection efficiency in a warmer climate. This would result in more frequent ENSO bursting consistently with the sensitivity experiments to the zonal advection efficiency conducted in the conceptual model of Timmermann et al. (2003).

5 Summary and discussion

5.1 Summary

Recent studies indicate that global warming may have a significant impact on El Niño characteristics, leading in particular to an increased occurrence of the so-called CP El Niño (Yeh et al. 2009; Ashok and Yamagata 2009). There are many processes that may be responsible for such changes. They involve complex interactions between mean state, ENSO variability and nonlinearity. In this study, the statistical framework developed by B09 is applied to explore the sensitivity of the tropical Pacific high statistical moments to anthropogenic climate change, characterized here by the steady increase of GHG rate by 1% per year up to a doubling or quadrupling of the current observed value. Our findings suggest that global warming will influence not only the mean state of the tropical Pacific but also nonlinearities (skewness and higher statistical moments).

Timmermann (1999) already suggested that high statistical moments of climate variables (rms and skewness) should be considered as important indicators of human-induced climate change, all the more so as the tropical Pacific system is nonlinear by nature (Jin et al. 1994). Therefore, in this perspective, the use of heavy-tails α -stable laws to characterize the deviation of ENSO indices from a Gaussian distribution allows us to estimate higher-order moments (or equivalents) of timeseries within a consistent theoretical framework (i.e. which ensures the existence and convergence of quantities diagnosed—see B09 for a detailed description of the theoretical background). Based on this formalism, it is first demonstrated that a change in nonlinearity associated with climate change is detectable in the tropical Pacific and is distinguishable from the twentieth century natural variability. This change consists in a zonal “tripole” pattern where nonlinearity is increased in the western-central Pacific (Warm Pool region) and decreased on both sides, in the eastern equatorial Pacific (Cold Tongue region) and far western equatorial Pacific. This nonlinearity pattern does not appear to be as sensitive to the rate of GHG concentration, conversely to the change in mean SST that consists

in an El Niño-like pattern for the $2\times$ CO₂ experiment and in an enhanced basin-wide equatorial warming for the $4\times$ CO₂ experiment for the set of models considered in this study. Note that this is in contrast with DiNezio et al. (2009) who found an enhanced equatorial warming for the $2\times$ CO₂ experiment from a different subset of 11 models of the IPCC database. It is worth noting here that due to the tendency of models to simulate SST anomalies that extend too far to the west in comparison with the observations, it is difficult to characterize the mean SST response to global warming unambiguously from IPCC models. It is further shown that these changes in statistics reflect changes in the occurrence frequency of the two “flavours” of El Niño, namely the EP El Niño and CP El Niño. Consistently with Yeh et al. (2009), we found an increase in CP El Niño occurrence frequency in warmer climates, confirming their findings from a different set of models and scenarios.

In an attempt to delineate the processes of interaction between El Niño types and nonlinearity, the consistency between the occurrence frequency of both types of El Niño and the long term mean SST and nonlinearity (α) is analyzed for the various models and scenarios. The results indicate that, in the PICTRL experiment, changes in EP (CP) El Niño frequency are more related to changes in nonlinearity (mean SST) in the eastern (western) Pacific than to changes in mean SST (nonlinearity). This relationship is reversed in a warmer climate: in particular, CP El Niño occurrence is more closely related to changes in nonlinearity in the $2\times$ CO₂ and $4\times$ CO₂ runs than to changes in mean SST. This reversed behaviour between the eastern and western Pacific from a Pre-Industrial to a warmer climate can be interpreted as a transition between two distinct modes of variability in the tropical Pacific. The first (second) mode at work in a “current” (warmer) climate would tend to favour nonlinear processes operating prominently in the eastern (western) Pacific and promoting EP (CP) El Niño bursting.

5.2 Physical mechanisms involved

We now discuss the implications of our results for the understanding of the ENSO-related processes involved in climate change. Whereas the change in mean state can influence ENSO feedbacks and lead to changes in ENSO statistics, the underlying detailed mechanisms remain unclear. Yeh et al. (2009) and DiNezio et al. (2009) diagnosed a rising thermocline in the central equatorial Pacific due to global warming. A shallower mean thermocline can increase the thermocline feedback in the central Pacific although such increase may be weak because the change in thermocline depth is weak (~ 10 m) and the mean thermocline remains much deeper in the western central Pacific than in the eastern Pacific.

A shallower thermocline associated with increased stratification in the central Pacific can also alter the zonal advective feedback by increasing anomalous horizontal currents in the upper active layer through change in the projection of momentum flux onto baroclinic modes (Dewitte et al. 2007). Our results also call for a consideration of the feedback processes associated with nonlinearity for an understanding of the effect of climate change on ENSO. It is worth pointing out here that changes in zonal SST gradient across the equatorial Pacific, which is the primary driver of ENSO variability according to the Bjerknes feedback, experience very little alteration (less than $0.02^{\circ}\text{C}/\text{km}$ for the ensemble mean over the Niño4 region between $2\times\text{CO}_2$ and PICTRL). Our results suggest that significant changes in ENSO feedbacks may take place through nonlinear processes involved in the tropical Pacific system, in particular over the Warm Pool region. These processes are numerous. They include nonlinear dynamical heating (Timmermann and Jin 2002) which is controlled to a large extent by nonlinear zonal advection over the Warm Pool region (see Belmadani et al. 2010). Changes in mean state can have an impact on nonlinear dynamical heating through changes in equatorial wave dynamics (Dewitte et al. 2007). The Warm Pool region is also the location of intense atmospheric high-frequency variability, which has a nonlinear character (Philip and van Oldenborgh 2009). Long-term changes in intraseasonal tropical variability (including high-frequency atmospheric Kelvin and Rossby waves and the Madden and Julian Oscillation) can also potentially increase oceanic mixing over the Warm Pool region and therefore increase nonlinearity in SST.

To explain further the “climate change-ENSO nonlinearity” sensitivity in the CGCMs, we follow the method by Yeh and Kirtman (2007) in order to determine if models fundamentally reside in a linear or nonlinear regime. The method, based on the so-called “null hypothesis” for ENSO (e.g. Flügel et al. 2004), allows discriminating the role of stochastic forcing from an internal nonlinear mode on ENSO low frequency modulation and, by extension on ENSO sensitivity to climate shifts. The null hypothesis is that a linear autoregressive model with stationary damped coupled feedbacks (L) and linear purely additive Gaussian white noise (\vec{N}) can qualitatively describe ENSO dynamics (\vec{X}): $\frac{d\vec{X}}{dt} = L\vec{X} + \vec{N}$. In this regime where L is constant over the time, the low frequency modulation of ENSO properties, in particular its nonlinearity, is independent of the mean state and then directly due to the noise forcing \vec{N} . This approach can reconcile non-Gaussian statistics with linear dynamics and can help discriminating the effect of stochastic noise onto our so-called α parameter.

To test this hypothesis in a practical sense, we relate the low frequency timeseries of both ENSO and zonal wind

stress noise amplitudes through correlation analysis. The noise τ_x is calculated by removing a 2-years running mean (periods lower than the minimum ENSO period (~ 2 years) are considered as noise) of the zonal wind stress to the total zonal wind stress signal. We then filter both the noise and ENSO amplitude with a 30-years running mean (the relevance of running filter is discussed in Yeh and Kirtman (2007)). A non-Gaussian ENSO PDF ($\alpha < 2$ or non zero skewness in Yeh and Kirtman (2007)) associated with a correlation coefficient below the significance criterion (0.30) allow rejecting the “null hypothesis” for ENSO. In that case, the considered model resides in a nonlinear regime, and ENSO low frequency modulation will be primarily driven by the low frequency modulation of the tropical Pacific mean state. L is no longer stationary and becomes a nonlinear function $f_{\text{nonlinear}}$ whose intrinsic parameters will evolve according to the tropical Pacific background. Then, ENSO (\vec{X}) can be described by the following general model: $\frac{d\vec{X}}{dt} = f_{\text{nonlinear}}(\vec{X}) (+\vec{N})$. These diagnostics are performed both in the Eastern and the Western equatorial Pacific. This means that we distinguish ENSO between its western and eastern equatorial components in a similar way than in the two-box low order ENSO model of Timmermann et al. (2003).

The results of this test are gathered in Table 5 for the models. Interestingly, we can observe the previously identified reversed behaviours between the eastern and western Pacific from the PICTRL to the $2\times\text{CO}_2$ experiments. Actually, the null hypothesis can be rejected in the eastern (western) Pacific in a pre-industrial (warmer) climate for the model ensemble mean. Basically, this means that, in the current climate, a simplified model best describing the EP El Niño bursting would be nonlinear (Timmermann et al. 2003), whereas stochastic wind forcing most likely triggers extreme CP El Niño events. Such behaviour is reversed in a warmer climate since the correlation values between zonal wind stress noise and Niño4 SSTA drops to 0.24 (0.30 for the PICTRL scenario) and correlation between noise and Niño3 rises from 0.21 to 0.32 (0.21 for the PICTRL scenario) for the ensemble mean of the $2\times\text{CO}_2$ experiment. The nonlinear regime in the eastern Pacific for the pre-industrial climate and in the western Pacific for a warmer climate argues in favour of a parameter α measuring nonlinear processes internal to the tropical Pacific coupled system rather than an external stochastic forcing. Note however that we did not test the possibility of a multiplicative noise (i.e. a noise which depends on the state of the system). Therefore, a conceptual model could also fit the ENSO properties previously identified. Anyway, it may be necessary to take into account this long-term oscillation (in term of regime behaviour) between the eastern and western equatorial

J. Boucharel et al.: ENSO nonlinearity in a warming climate

Table 5 Relationship between ENSO amplitude and zonal wind stress noise amplitude: correlation values between running(SST[⟨Niño4⟩]) and running(τ_x [⟨Niño4⟩]), between running(SST[⟨Niño3⟩]) and running(τ_x [⟨Niño3⟩]) for all models and for the Pre-Industrial and 2× CO₂ scenarios

Models	PICTRL				2× CO ₂			
	SST _{Niño4} / τ_x Niño4	SST _{Niño3} / τ_x Niño4	SST _{Niño3} / τ_x Niño3	$\alpha_{Niño3}$ / $\alpha_{Niño4}$	SST _{Niño4} / τ_x Niño4	SST _{Niño3} / τ_x Niño4	SST _{Niño3} / τ_x Niño3	$\alpha_{Niño3}$ / $\alpha_{Niño4}$
BCCR-BCM2.0	0.22	0.15	-0.12	1.95/1.92	0.00	0.25	0.36	1.94/1.91
CCCMA-CGCM3.1-t47	0.19	0.10	-0.04	1.98/1.96	0.30	0.22	0.02	1.98/1.88
CSIRO-MK3.5	-0.29	0.02	-0.08	1.97/1.95	0.67	0.75	0.18	1.94/2.00
GFDL-CM2.0	-0.33	0.40	0.00	1.92/1.93	0.05	0.25	0.16	1.97/1.97
GFDL-CM2.1	-0.20	0.04	0.00	1.68/1.84	0.06	0.07	-0.05	1.85/1.85
GISS-MODEL-E-H	-0.48	-0.33	0.38	1.97/2.00	0.42	0.28	0.60	1.99/1.96
INM-CM3.0	0.07	0.10	0.20	1.93/1.95	0.21	0.25	0.02	1.97/2.00
MIROC3.2-HIRES	0.55	0.53	0.19	1.92/1.88	0.37	0.44	0.46	1.95/1.86
MIROC3.2-MEDRES run1	0.36	0.36	-0.23	1.97/1.94	0.06	0.09	0.08	1.93/1.87
MIROC3.2-MEDRES run2	0.36	0.36	-0.23	1.97/1.94	-0.20	0.30	0.28	1.96/1.90
MIROC3.2-MEDRES run3	0.36	0.36	-0.23	1.97/1.94	0.60	0.67	0.03	1.97/1.98
MRI-CGCM2.3.2A	0.08	0.30	0.01	1.93/1.97	0.05	0.00	-0.07	1.78/1.79
UKMO-HadCM3 (run1)	-0.41	-0.03	0.22	1.95/1.96	0.10	0.21	0.19	1.85/1.88
Ensemble mean	0.30	0.21	0.15	1.91/1.94	0.24	0.32	0.19	1.93/1.91

The Value of the α parameter is also provided for SST[⟨Niño4⟩] and SST[⟨Niño3⟩] for the 2 scenarios. The bottom line provides the statistics for the ensemble mean

Pacific if one wants to construct a conceptual low-order ENSO model able to simulate the inter-decadal alternation of EP and CP El Niño bursting (generalization of the model by Timmermann et al. (2003)).

The fact that nonlinearity may be a key factor for understanding the response of ENSO to global warming is consistent with the wide diversity of the sensitivity of models to increased CO₂ (Guilyardi et al. 2009). It puts an additional constraint on models that should simulate not only the mean state and variability with some degree of realism but also higher-order moments of climatic variables, SST for example. The current generation of models exhibits a wide variety of behaviours in this respect (see An et al. 2005, for SST skewness maps of some models). At this stage, it is interesting to note that models exhibiting a slight change in α usually experience a drastic change in β (see Fig. 6) suggesting that increase in GHG concentration may trigger different nonlinear processes. Whereas in some models, the increase in GHG concentration may involve nonlinear processes associated with the ENSO asymmetry (like the MRI model, see Yeh et al. (2010)), in some other models, the mechanism of ENSO rectification by change in mean state (associated with increased GHG concentration)

may involve nonlinearities associated with higher-statistical moments. Further study is therefore required to relate physical processes to the change in the nonlinearity metrics proposed here.

It is also important to mention a limitation of our approach, in that the complex nonlinear tropical mechanisms that drive the ENSO irregularity tend to minimize the signal-to-noise ratio, making it difficult to detect global effects on ENSO statistics (Latif and Keenlyside 2008). Further study is therefore required to detail the contribution of the various nonlinear processes involved in changes in mean SST and ENSO statistics. Overall, our study provides a new metrics for detecting GHG effects on nonlinearity which can be used in conjunction with model-sensitivity experiments (especially on paleoclimatic timescales). For instance, during the Holocene climate (6,000 years before the present), studies based on both coral-proxy records (McGregor and Gagan 2004) and models (Clement et al. 2000; Brown et al. 2007) agree on a cooler Tropical Pacific mean state along with reduced ENSO variability. Model integrations in such climate conditions (like the PMIP2 project, see Braconnot et al. (2007)) provide a unique database for documenting statistics of the two flavours of

El Niño and their relationship with nonlinearity. It could be interesting to apply such material to paleoclimatic records and model integrations, in order to test further whether changes in ENSO characteristics are consistent with the null hypothesis of natural climate variability. For instance, does this change in long-term tendency evidenced between the present-day and greenhouse climates reflect a shift induced by GHG external forcing or a bifurcation in ENSO dynamical behaviour? As a matter of fact, we cannot exclude the possibility of a centennial natural modulation driving the ENSO system between distinct attractors (such drastic dynamical change has already been evidenced around 5,000 years before the present by Tsonis (2009)).

Acknowledgments This work has been supported by the Conseil Régional Midi-Pyrénées under contract No. 06001715. The authors would like to thank Pedro DiNezio for interesting discussions during the AGU of the America conference in Iguazu (Brazil) and two anonymous reviewers for their constructive comments. S.-W. Yeh has been supported from the Korea Meteorological Administration Research and Development Program under Grant RACS_2010-2006. J.-S. Kug is supported by Korea Meteorological Administration Research and Development Program under Grant CATER_2010-2007.

References

- AchutaRao K, Sperber KR (2002) Simulation of the El Niño Southern Oscillation: results from the Coupled Model Intercomparison Project. *Clim Dyn* 19:191–209
- AchutaRao K, Sperber K (2006) ENSO simulations in coupled ocean-atmosphere models: are the current models better? *Clim Dyn* 27:1–15
- An S-I (2004) Interdecadal changes in the El Niño-La Niña asymmetry. *Geophys Res Lett* 31:L23210. doi:10.1029/2004GL021299
- An S-I (2009) A review of interdecadal changes in the nonlinearity of the El Niño-Southern Oscillation. *Theor Appl Climatol* 97:29–40
- An S-I, Jin F-F (2001) Collective role of thermocline and zonal advective feedbacks in the ENSO mode. *J Clim* 14:3421–3432
- An S-I, Jin F-F (2004) Nonlinearity and asymmetry of ENSO. *J Clim* 17:2399–2412
- An S-I, Wang B (2000) Interdecadal change of the structure of the ENSO mode and its impact on the ENSO frequency. *J Clim* 13:2044–2055
- An S-I, Ham Y-G, Kug J-S, Jin F-F, Kang I-S (2005) El Niño-La Niña asymmetry in the coupled model Intercomparison project simulations. *J Clim* 18:2617–2627
- Ashok K, Yamagata T (2009) The El Niño with a difference. *Nature* 461:481–484
- Ashok K, Behera SK, Rao SA, Weng H, Yamagata T (2007) El Niño Modoki and its possible teleconnection. *J Geophys Res* 112:C11007
- Belmadani A, Dewitte B, An S-I (2010) ENSO feedbacks and associated time scales of variability in a multi-model ensemble. *J Clim* 23:3181–3204
- Boucharel J, Dewitte B, Garel B, du Penhoat Y (2009) ENSO's non-stationary and non-Gaussian character: the role of climate shifts. *Nonlin Proc Geophys* 16:453–473
- Box G, Jenkins G (1970) Time series analysis: forecasting and control. Holden-Day, San Francisco
- Braconnot P et al (2007) Results of PMIP2 coupled simulations of the Mid-Holocene and Last Glacial Maximum—part 1: experiments and large-scale features. *Clim Past* 3(2):261–277
- Brown J, Collins M, Tudhope AW, Toniazzo T (2007) Modelling mid-Holocene tropical climate and ENSO variability: towards constraining predictions of future change with palaeo-data. *Clim Dyn*. doi:10.1007/s00382-007-0270-9
- Burgers G, Stephenson DB (1999) The normality of El Niño. *Geophys Res Lett* 26(8):1027–1039
- Cherchi A, Masina S, Navarra A (2008) Impact of extreme CO₂ levels on tropical climate: a CGCM study. *Clim Dynam* 31:743–758
- Choi J, An S-I, Dewitte B, Hsieh WW (2009) Interactive feedback between the tropical Pacific decadal oscillation and ENSO in a coupled general circulation model. *J Clim* 22:6597–6611
- Clement AC, Seager R, Cane MA (2000) Suppression of El Niño during the mid-Holocene by changes in the Earth's orbit. *Paleoceanography* 15:731–737
- Collins M et al (2005) El Niño- or La Niña-like climate change? *Clim Dyn* 24:89–104
- d'Estampes L (2003) Traitement statistique des processus alpha stables. Mesure de dépendances et identification des AR stables. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 125 pp
- Davey M et al (2002) STOIC: a study of coupled model climatology and variability in tropical ocean regions. *Clim Dynam* 18:403–420
- Dewitte B, Yeh S-W, Moon B-K, Cibot C, Terray L (2007) Rectification of the ENSO variability by interdecadal changes in the equatorial background mean state in a CGCM simulation. *J Clim* 20(10):2002–2021
- DiNezio PN, Clement AC, Vecchi GA, Soden BJ, Kirtman BP, Lee S-K (2009) Climate response of the equatorial Pacific to global warming. *J Clim* 22:4873–4892
- DiNezio PN, Clement AC, Vecchi GA (2010) Reconciling theory, models, and observations of Tropical Pacific climate change. *Eos Trans Am Geophys Union* (accepted)
- Efron B (1982) The jackknife, the bootstrap, and other resampling plans. Society for Industrial and Applied Mathematics, CBMS-NSF Monographs, vol 38, pp 1–92
- Flügel M, Chang P, Penland C (2004) The role of stochastic forcing in modulating ENSO predictability. *J Clim* 17:3125–3140
- Gnedenko VB, Kolmogorov AN (1954) Limit distributions for sums of random variables. Addison-Wesley
- Guilderson TP, Schrag DP (1998) Abrupt shift in subsurface temperatures in the tropical Pacific associated with changes in El Niño. *Science* 281(5374):240–243
- Guilyardi E, Wittenberg A, Fedorov A, Collins M, Wang C, Capotondi A, van Oldenborgh GJ, Stockdale T (2009) Understanding El Niño in Ocean-Atmosphere general circulation models: progress and challenges. *Bull Am Meteor Soc* 90:325–340
- Hannachi A, Stephenson DB, Sperber KR (2003) Probability-based methods for quantifying nonlinearity in the ENSO. *Clim Dyn*. doi:10.1007/s00382-002-0263-7
- Jin F-F, Neelin DJ, Ghil M (1994) El Niño on the devil's staircase: annual subharmonic steps to chaos. *Science* 264:70–72
- Jin F-F, An S-I, Timmermann A, Zhang X (2003) Strong El Niño events and nonlinear dynamical heating. *Geophys Res Lett* 30. doi:10.1029/2002GL016356
- Kao H-Y, Yu J-Y (2009) Contrasting eastern-Pacific and central-Pacific types of ENSO. *J Clim* 22:615–632
- Kaplan A, Cane M, Kushnir Y, Clement A, Blumenthal M, Rajagopalan B (1998) Analyses of global sea surface temperature 1856–1991. *J Geophys Res* 103:18567–18589
- Karnauskas KB, Seager R, Kaplan A, Kushnir Y, Cane MA (2009) Observed strengthening of the zonal sea surface temperature gradient across the equatorial Pacific Ocean. *J Clim* 22:4316–4432

- Koutrouvelis IA (1980) Regression-type estimation of the parameters of stable laws. *J Am Stat Assoc* 75:N 372
- Kug J-S, Jin F-F, An S-I (2009) Two types of El Niño events: cold tongue El Niño and Warm Pool El Niño. *J Clim* 22:1499–1515
- Kug J-S, Choi J, An S-I, Jin F-F, Wittenberg AT (2010) Warm pool and cold tongue El Niño events as simulated by the GFDL 2.1 coupled GCM. *J Clim* 23:1226–1239
- Larkin NK, Harrison DE (2005a) On the definition of El Niño and associated seasonal average U.S. weather anomalies. *Geophys Res Lett* 32:L13705. doi:10.1029/2005GL022738
- Larkin NK, Harrison DE (2005b) Global seasonal temperature and precipitation anomalies during El Niño autumn and winter. *Geophys Res Lett* 32:L16705. doi:10.1029/2005GL022860
- Latif M, Keenlyside NS (2008) El Niño/Southern Oscillation response to global warming. *Proc Natl Acad Sci* 106:20578–20583
- Latif M et al (2001) ENSIP: the El Niño simulation intercomparison project. *Clim Dyn* 18:255–276
- Lévy P (1924) Théorie des erreurs: Les lois de Gauss et les lois exponentielles. *Bull Soc Math France* 52:49–95
- Lin J-L (2007) Interdecadal variability of ENSO in 21 IPCC AR4 coupled CGCMs. *Geophys Res Lett* 34:L12702
- Liu Z, Vavrus S, He F, Wen N, Zhong Y (2005) Rethinking tropical ocean response to global warming: the enhanced equatorial warming. *J Clim* 18:4684–4700
- Mandelbrot B (1963) The variation of certain speculative prices. *J Bus* 36:394–419
- Maronna R, Yohai VJ (1978) A bivariate test for the detection of a systematic change in mean. *J Am Stat Assoc* 73:N363
- McGregor HV, Gagan MK (2004) Western Pacific coral $\delta^{18}\text{O}$ records of anomalous Holocene variability in the El Niño-Southern Oscillation. *Geophys Res Lett* L11204. doi:10.1029/2004GL019972
- Meehl GA, Covey C, Delworth T, Latif M, McAvaney B, Mitchell JFB, Stouffer RJ, Taylor KE (2007) The WCRP CMIP3 multimodel dataset: a new era in climate change research. *Bull Am Meteor Soc* 88:1383–1394
- Monahan AH, Dai A (2004) The spatial and temporal structure of ENSO nonlinearity. *J Clim* 17:3026–3036
- Moon B-K, Yeh S-W, Dewitte B, Jhun J-G, Kang I-S, Kirtman BP (2004) Vertical structure variability in the equatorial Pacific before and after the Pacific climate shift of the 1970s. *Geophys Res Lett* 31:L03203. doi:10.1029/2003GL018829
- Philip SY, van Oldenborgh GJ (2009) Significant atmospheric nonlinearities in the ENSO cycle. *J Clim* 22(14):4014–4028
- Picaut J, Ioualalen M, Menkes C, Delcroix T, McPhaden MJ (1996) Mechanism of the Zonal displacements of the Pacific warm pool: implications for ENSO. *Science* 274:1486–1489
- Randall DA et al (2007) Climate models and their evaluation. In: S Solomon et al. (eds) *Climate change 2007: the physical science basis*. Cambridge University Press, Cambridge, pp 589–662
- Rayner NA, Parker DE, Horton EB, Folland CK, Alexander LV, Rowell DP, Kent EC, Kaplan A (2003) Global analyses of SST, sea ice and night marine air temperature since the late 19th century. *J Geophys Res* 108(D14):4407. doi:10.1029/2002JD002670
- Reichler T, Kim J (2008) How well do coupled models simulate today's climate? *Bull Am Meteor Soc* 89:303–311
- Rodgers KB, Friederichs P, Latif M (2004) Tropical Pacific decadal variability and its relation to decadal modulations of ENSO. *J Clim* 17:3761–3774
- Schopf PS, Burgman RJ (2006) A simple mechanism for ENSO residuals and asymmetry. *J Clim* 19:3167–3179
- Smith TM, Reynolds RW, Peterson TC, Lawrimore J (2008) Improvements to NOAA's historical merged land-ocean surface temperature analysis (1880–2006). *J Clim* 21:2283–2296
- Timmermann A (1999) Detecting the nonstationary response of ENSO to greenhouse warming. *J Atmos Sci* 56:2313–2325
- Timmermann A, Jin F-F (2002) A nonlinear mechanism for decadal El Niño amplitude changes. *Geophys Res Lett*. doi:10.1029/2001GL013369
- Timmermann A, Latif M, Bacher A, Oberhuber J, Roeckner E (1999) Increased El Niño frequency in a climate model forced by future greenhouse warming. *Nature* 398:694–696
- Timmermann A, Jin F-F, Abshagen J (2003) A nonlinear theory of El Niño bursting. *J Atmos Sci* 60:152–165
- Tsonis AA (2009) Dynamical changes in the ENSO system in the last 11,000 years. *Clim Dynam* 33:1069–1074
- Tziperman E, Stone L, Cane MA, Jarosh H (1994) El Niño chaos: overlapping of resonances between the seasonal cycle and the Pacific ocean-atmosphere oscillator. *Science* 264:72–74
- Urban FE, Cole JE, Overpeck JT (2000) Modification of tropical Pacific variability by its mean state inferred from a 155-year coral record. *Nature* 407:989–993
- Van Oldenborgh GJ, Philip SY, Collins M (2005) El Niño in a changing climate: a multi model study. *Ocean Sci* 1:81–95
- Vecchi GA, Soden BJ (2007) Global warming and the weakening of the tropical circulation. *J Clim* 20(17):4316–4340
- Vecchi GA, Soden BJ, Wittenberg AT, Held IM, Leetmaa A, Harrison MJ (2006) Weakening of tropical Pacific atmospheric circulation due to anthropogenic forcing. *Nature* v.441. doi:10.1038/nature04744
- Weng H, Ashok K, Behera SK, Rao A, Yamagata T (2007) Impacts of recent El Niño Modoki on dry/wet conditions in the Pacific rim during boreal summer. *Clim Dyn* 29. doi:10.1007/s00382-007-0234-0
- White GH (1980) Skewness, kurtosis and extreme values of Northern Hemisphere geopotential heights. *Mon Weather Rev* 108:1446–1455
- Yeh S-W, Kirtman BP (2007) ENSO amplitude changes due to climate change projections in different coupled models. *J Clim* 20:203–217
- Yeh S-W, Kug J-S, Dewitte B, Kwon M-H, Kirtman BP, Jin F-F (2009) El Niño in a changing climate. *Nature* 461:511–514
- Yeh S-W, Dewitte B, Yim B-Y, Noh Y (2010) Role of the upper ocean structure in the response of ENSO-like SST variability to global warming. *Clim Dyn* (revised)
- Zebiak SE, Cane MA (1987) A model of El Niño Southern Oscillation. *Mon Weather Rev* 115:2262–2278

IV.3.Cycle saisonnier, nonlinéarité et changement climatique

Dans le chapitre III, nous avons documenté un mécanisme possible de feedback interactif entre la variabilité interdécennale (mesurée par changements de régimes abrupts de l'état moyen) et la variabilité interannuelle et notamment l'irrégularité d'ENSO (mesurée par sa nonlinéarité). Cette interaction ferait intervenir un (ou plusieurs) processus nonlinéaire (encore inconnu) vraisemblablement d'origine atmosphérique, en phase avec le cycle saisonnier de la variance d'ENSO et dont la signature se manifesterait dans les moments statistiques d'ordre supérieur à 3, caractérisés ici par le paramètre α .

Au-delà de cette modulation très basse fréquence, nous avons également vu ressortir un comportement récurrent du système sur l'ensemble du 20^{ème} siècle avec un fort « seasonal phase locking » dans l'est du Pacifique tropical à la fois de l'amplitude des événements El Niño mais aussi de tous ses moments statistiques (variance, skewness, cf. *An et Choi (2009)*, mais aussi au-delà : α).

Les résultats de la partie précédente ont en outre permis de mettre en évidence ce type de comportement dans les modèles du GIEC. En particulier, la Figure 7 de l'article soumis à *Climate Dynamics* illustre une modulation interdécennale (anti-) corrélée entre nonlinéarités et type d'événement El Niño. De plus, on observe également une évolution lente en opposition de phase entre épisodes El Niño Cold Tongue et El Niño Modoki, qui illustre un comportement oscillatoire entre est et ouest du bassin tropical Pacifique. Bien que nous n'ayons pas explicitement regardé la modulation interdécennale de l'amplitude des cycles annuels des SST et de leurs variances dans les modèles du GIEC, nous allons tester l'hypothèse de l'existence d'un mécanisme qui met le « seasonal phase looking » au coeur de l'interaction d'échelles entre ENSO et état moyen très basse fréquence (cf. Figure III.6) et de la sensibilité du système tropical au changement climatique dans les modèles globaux couplés.

Dans cette partie, nous allons justement analyser les cycles saisonniers des SST, de leurs variances et des nonlinéarités dans les modèles du GIEC (sous des hypothèse d'augmentation de concentration de gaz à effet de serre synonyme de réchauffement climatique global) sur l'ensemble des simulations pour voir si un nouveau comportement privilégié émerge « en moyenne » (au-delà d'une quelconque modulation interdécennale) dans un climat chaud (*Guilyardi, 2006*).

La Figure IV.4 représente les cycles saisonniers des SST, de leurs RMS et des nonlinéarités (mesurées par α) dans l'est et l'ouest du bassin pour la moyenne d'ensemble des modèles étudiés dans la partie précédente pour le run de référence Préindustriel et sous des hypothèses de réchauffement climatique (runs $2xCO_2$ et $4xCO_2$) ainsi que pour la période totale des données reconstruites de *Kaplan et al.* (1998). Alors que les données de *Kaplan et al.* (1998) et la moyenne d'ensemble pour le run de référence (climat « préindustriel ») présentent des résultats similaires et consistants avec d'autres études (*An et Choi*, 2009, entre autres), à savoir un blocage saisonnier à l'est du bassin entre les variances des SST et les nonlinéarités associées à ENSO, les moyennes d'ensemble pour les simulations avec « réchauffement climatique » présentent le même blocage mais dans l'ouest du bassin. Ceci met en évidence un changement de comportement dynamique général induit par le réchauffement global, consistant avec l'augmentation moyenne de l'activité El Niño (Modoki) dans le centre-ouest du bassin sous les mêmes hypothèses (*Yeh et al.*, 2009). Nous pouvons en outre ajouter que ces changements dans la dynamique sont intimement liés à des changements dans la nature des processus nonlinéaires à l'œuvre. En effet, la dernière partie de l'article soumis à *Climate Dynamics* (IV.2.2 Section 5.2) permet de mieux cerner le type de mécanismes nonlinéaires associés au paramètre α . Nous avons vu dans le chapitre II que celui-ci ne permettait pas de distinguer un mécanisme d'un autre puisqu'il appréhendait la nonlinéarité du système de manière « intégrée ». Cependant, nous avons tout de même pu tester l'hypothèse d'un paramètre α mesurant la stochasticité du forçage atmosphérique (alors considéré comme un bruit blanc purement additif) contre celle d'un paramètre α mesurant la nonlinéarité interne de l'océan Pacifique tropical. De manière intéressante, la présence d'événements extrêmes (déclenchement + croissance) semble être liée au forçage stochastique dans l'ouest et à la nonlinéarité océanique dans l'est dans un climat pré-industriel. En revanche, ce comportement s'inverse dans un climat chaud. On observe ainsi une bascule zonale du type de nonlinéarité nécessaires au « bursting » d'événements extrêmes (selon la terminologie de *Timmermann et al.*, 2003).

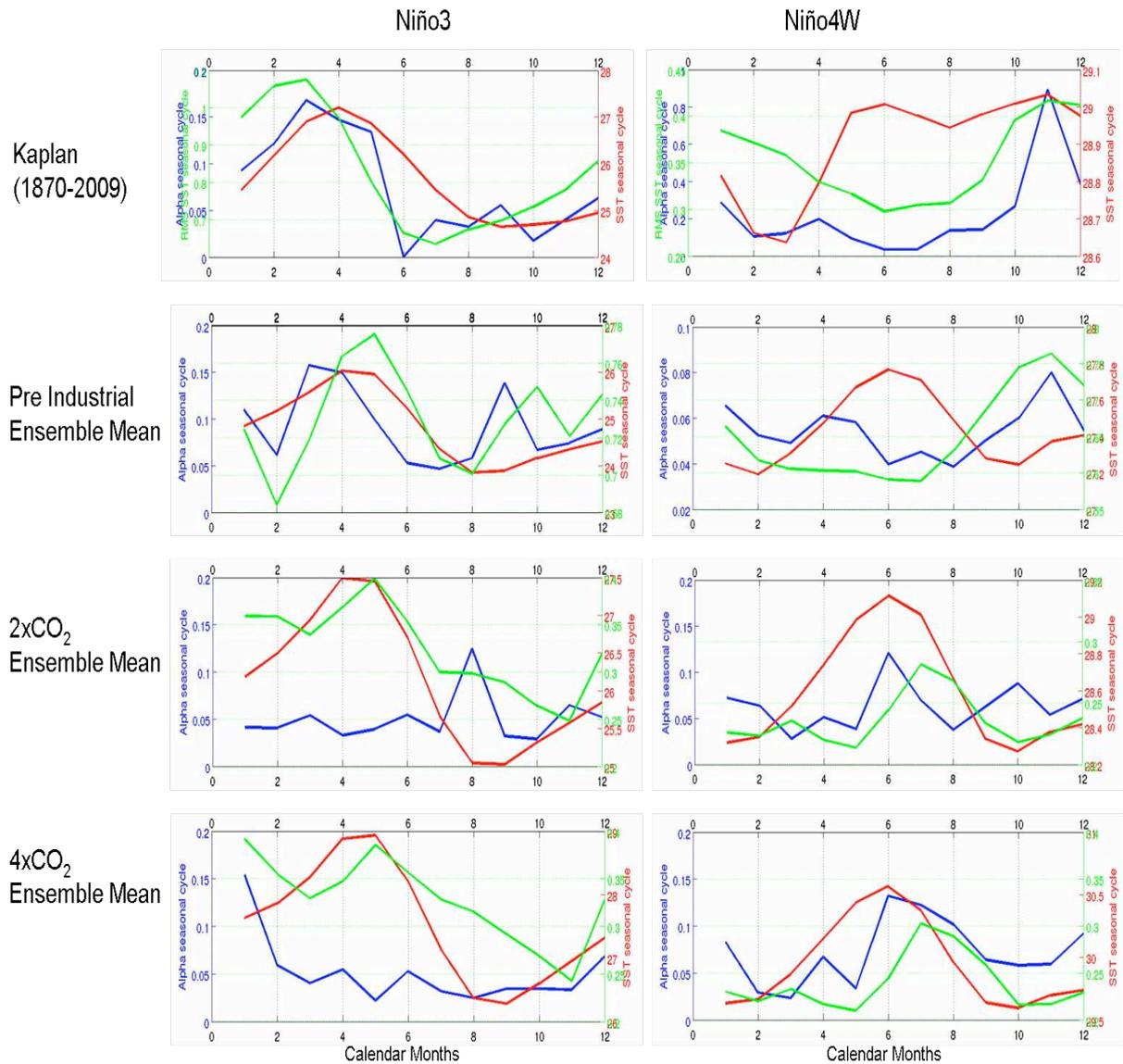


Figure IV.4. Cycle annuel de la SST (en rouge), de la variance de la SST (en vert) et de la déviation par rapport à la Gaussiannité, $2 - \alpha$ (en bleu) pour les données Kaplan (période totale 1870-2008) en haut, pour la moyenne d'ensemble des modèles utilisés dans Boucharel et al. (2010) pour le run Pré industriel au milieu haut, pour la moyenne d'ensemble pour le scénario assumant un doublement de la concentration des gaz à effet de serre au milieu bas et pour la moyenne d'ensemble pour le scénario assumant un quadruplement des gaz à effet de serre en bas. Les courbes à gauche représentent le Pacifique est (Niño3) et les courbes à droite représentent le Pacifique ouest (Niño4W).

Ces diagnostics nous permettent d'émettre l'hypothèse que le changement dans l'état moyen et dans les caractéristiques statistiques et spatiales d'ENSO observé dans les années récentes (et qui se prolonge dans les modèles du GIEC sous les hypothèses de réchauffement climatique) est en fait le reflet d'une bifurcation dans le comportement du système dynamique du Pacifique tropical. Ceci est cohérent avec l'effet seuil observé à la fois

dans la partie précédente et dans la Figure IV.4. En effet, les structures géographiques, les amplitudes et les phases des changements de taux de nonlinéarité présent dans le système climatique tropical sont quasiment identiques entre les scénarios 2xCO₂ et 4xCO₂ (cf. Figure 5 de la partie précédente). De plus, l'évolution des amplitudes des cycles annuels des SST et de leurs variances est similaire entre 2xCO₂ et PI et 4xCO₂ et PI (cf. les 2 dernières lignes du Tableau IV.1 et les Tableau IV.2 et 3).

Scénarios	Niño4W			Niño3		
	ρ [SST]	ρ [rms(SST)]	ρ [α (SST)]	ρ [SST]	ρ [rms(SST)]	ρ [α (SST)]
Préindustriel	0.44	0.10	0.04	0.90	0.08	0.10
2xCO₂	0.76	0.12	0.08	1.06	0.10	0.07
4xCO₂	0.82	0.13	0.11	1.12	0.15	0.10

Tableau IV.1. Amplitude (ρ) d'une sinusoïde ajustée sur les cycles annuels des SST (en °C), des RMS des SST (en °C²) et du α des SST sur l'ensemble des scénarios (moyenne multi modèles) pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical.

Scénarios	Niño4W			Niño3		
	φ [SST]	φ [rms(SST)]	φ [α (SST)]	φ [SST]	φ [rms(SST)]	φ [α (SST)]
Préindustriel	24.78	-72.46	-36.80	-89.63	-88.46	-71.74
2xCO₂	90.00	58.20	21.78	-87.67	-42.80	46.78
4xCO₂	87.98	58.89	51.42	-89.78	-48.65	22.54

Tableau IV.2. Phase (φ) d'une sinusoïde ajustée sur les cycles annuels des SST, des RMS des SST et du α des SST (en °) sur l'ensemble scénarios (moyenne multi modèles) pour l'ouest (Niño4W) et l'est (Niño3) du Pacifique tropical.

Scénarii	Indices	Préindustriel		2xCO ₂		4xCO ₂	
		Niño4W	Niño3	Niño4W	Niño3	Niño4W	Niño3
Modèles							
<i>BCCR-BCM2.0</i>		1.11	2.98	1.25	2.79	-	-
<i>CCCMA-CGCM3.1-t47</i>		0.51	1.48				
<i>CCCMA-CGCM3.1-t47-2</i>		0.51	1.45	0.55	1.37	0.67	1.20
<i>CCCMA-CGCM3.1-t63</i>		0.81	1.45	-	-	-	-
<i>CSIRO-MK3.5 run1</i>		0.40	3.05				
<i>CSIRO-MK3.5 run2</i>		0.36	3.01	0.47	2.94	-	-
<i>GFDL-CM2.0</i>		0.75	2.96	0.80	3.46	0.85	3.6
<i>GFDL-CM2.1</i>		0.77	2.41	0.90	2.99	1.01	3.48
<i>GISS-MODEL-E-H</i>		0.55	1.99	0.68	1.77	-	-
<i>INM-CM3.0</i>		1.31	2.98	1.33	2.89	1.33	2.64
<i>MIROC3.2-HIRES</i>		1.72	3.31	1.59	3.23	-	-
<i>MIROC3.2-MEDRES run1</i>				1.93	3.14	1.91	3.14
<i>MIROC3.2-MEDRES run2</i>		2.08	3.15				
				2.09	3.23	1.73	3.01
<i>MIROC3.2-MEDRES run3</i>				2.11	3.21	1.93	3.13
<i>MRI-CGCM2.3.2A</i>		0.50	2.22	0.88	2.57	1.01	2.36
<i>UKMO-HadCM3 (run1)</i>		0.91	2.23	0.97	1.97	0.97	1.87
 Ensemble mean 		0.88	2.48	1.20	2.65	1.27	2.60
Kaplan dataset		0.40	2.55	-	-	-	-

Tableau IV.3. Amplitude des cycles annuels de SST (en °C) des modèles utilisées dans l'étude soumise à Climate Dynamics pour l'ouest (Niño4W en rouge) et l'est (Niño3 en bleu) du Pacifique tropical, ainsi que pour les différents scénarii de réchauffement climatique.

Cette bascule moyenne est-ouest (des propriétés de blocage saisonnier – « phase locking » – et de la fréquence d'occurrence des différents types d'événements El Niño) se produit conjointement avec une bascule des processus nonlinéaires (atmosphérique vs océanique) mesurés à la fois par l'asymétrie et le paramètre α . Il est donc vraisemblable que ce changement de comportement dynamique moyen fasse intervenir les paramètres clés de la stabilité d'ENSO (dont la modification se répercute par la suite sur les caractéristiques statistiques de l'oscillation via le mécanisme proposé dans le chapitre III). Si l'on considère le

formalisme simplifié de *Timmermann et al.* (2003), on peut restreindre les paramètres impliqués dans la stabilité d'ENSO à ceux contrôlant l'efficacité de l'advection thermique verticale nonlinéaire ζ (dans l'est du Pacifique), l'advection thermique zonale nonlinéaire ε (dans l'ouest du Pacifique), le paramètre de couplage océan-atmosphère μ et de la température d'équilibre radiatif-convectif T_r (*Kim and An*, 2011) Ceci peut être confirmé qualitativement lorsque l'on regarde le comportement individuel de chaque modèle. On peut alors remarquer que sous des hypothèses de réchauffement climatique, une augmentation de l'amplitude du cycle annuel de la SST dans l'ouest est généralement concurrente avec une diminution du cycle annuel de la SST à l'est. On peut ajouter que quand l'augmentation se produit simultanément dans l'est et l'ouest du bassin Pacifique tropical, elle n'est pas identique dans ces deux régions ce qui tend malgré tout à modifier le gradient zonal de SST moyen et ainsi à rectifier la stabilité d'ENSO (via le paramètre ε). Notons aussi que ces bascules est-ouest sont susceptibles de modifier la température d'équilibre radiatif-convectif de la SST dans la Warm Pool (paramètre T_r dans le modèle de *Timmerman et al.*, 2003), ce qui peut potentiellement conduire à des changements de régimes (*Kim et An*, 2011). De plus, *Yeh et al.* (2009) ont diagnostiqué une remontée de la thermocline moyenne dans un climat plus chaud, susceptible d'avoir un impact sur la stabilité d'ENSO (via le paramètre ζ de *Timmermann et al.*, 2003 ; bien que celui-ci soit plutôt le reflet de la stratification moyenne du Pacifique équatorial).

Choi et al. (2009) ont proposé un mécanisme pour expliquer la rectification nonlinéaire d'ENSO sur des échelles de temps décennales, et propose même une boucle de rétroaction négative associée à ces échelles de temps. Ce processus peut légitimement être à l'œuvre dans le cadre du réchauffement climatique. Il permettrait d'expliquer non seulement un réchauffement modéré à l'est du Pacifique équatorial (consistant avec l'hypothèse de l'« océan thermostat » de *Clement et al.*, 1996 et avec les différences minimales observées entre les amplitudes des cycles saisonniers des variances de SST sous les différentes hypothèses de réchauffement climatique) mais aussi la diminution de l'asymétrie de cette région (cf. partie précédente). Voici un résumé de ce mécanisme que l'on peut retrouver dans l'appendice de *Choi et al.* (2009) :

Il fait intervenir encore une fois l'advection nonlinéaire (NDH) comme source de nonlinéarité (*An et Jin*, 2004) et notamment l'advection thermique verticale prépondérante dans l'est du bassin pacifique équatorial (dû à la faible profondeur de la thermocline dans cette région). Cette dernière est représentée par le terme $-w' \partial T_E' / \partial z$ où T_E indique la température dans l'est, w la vitesse verticale et le prime dénote une anomalie. Dans ce qui suit, l'effet

rectificateur va être dépeint dans une boîte représentant le Pacifique équatorial est. L'équation de SST est similaire à celle du modèle de *Jin* (1997a) mais a été modifiée pour y inclure le terme d'advection verticale nonlinéaire :

$$\frac{\partial T_E}{\partial t} = \dots - \alpha T_E - w \frac{\partial T_E}{\partial z}$$

$-\alpha T_E$ représente l'amortissement de la SST dû aux processus atmosphériques (atmospheric damping). Pour simplifier l'interprétation, nous avons volontairement omis les autres termes d'advection. Nous avons également séparé cette équation en « terme moyen » (état moyen) et « anomalies » (déviations par rapport à la moyenne, i.e. ENSO) en adoptant la fermeture suivante $\overline{T_E'} = 0$ et $\overline{w'} = 0$ (i.e. moyenne des déviations nulle qui n'est pourtant pas valable dans la mesure où justement la présence d'événements extrêmes rend cette moyenne non nulle) et les règles de calcul suivantes ($\overline{\bar{a}} = \bar{a}$, $\overline{a + b} = \bar{a} + \bar{b}$, $\overline{ab} = \bar{a}\bar{b}$). Après quelques manipulations, nous arrivons facilement à :

$$\begin{cases} \frac{\partial \overline{T_E}}{\partial t} = \dots - \alpha \overline{T_E} - \overline{w'} \frac{\partial \overline{T_E}}{\partial z} - \overline{w' \frac{\partial T_E'}{\partial z}} \\ \frac{\partial T_E'}{\partial t} = \dots - \alpha T_E' - \overline{w'} \frac{\partial T_E'}{\partial z} - w' \frac{\partial \overline{T_E}}{\partial z} - w' \frac{\partial T_E'}{\partial z} + \overline{w' \frac{\partial T_E'}{\partial z}} \end{cases}$$

La première de ces équations indique les variations lentes de la tendance moyenne en SST dans l'est, alors que la seconde les tendances en anomalies de SST (ENSO). Ces 2 équations sont liées via le terme d'advection nonlinéaire (le dernier de chacune). Ainsi $-\overline{w' \frac{\partial T_E'}{\partial z}}$ qui est contrôlé par la « nonlinéarité » d'ENSO pourra être rectifié dans l'état moyen ($\overline{T_E}$). Maintenant, tentons d'explicitier ce terme d'advection verticale nonlinéaire en faisant intervenir une « différence finie » :

$$-w' \frac{\partial T_E'}{\partial z} \approx -w' \frac{(T_E' - T_{sub}')}{H_S}$$

On retombe ainsi sur la paramétrisation de *Timmermann et al.* (2003), ce qui nous permet de faire le lien avec ζ . T_{sub}' représente la température de subsurface (i.e. sous la thermocline) ; elle peut être paramétrée par la stratification océanique verticale et l'anomalie de profondeur de thermocline, $T_{sub}' \approx \gamma h_E'$ (cf. *Jin*, 1997 ; *An et al.*, 2008).

Les anomalies de vitesse de l'upwelling w' sont proportionnelles aux anomalies de tension zonale de vent qui sont elles-mêmes approximativement proportionnelles aux anomalies de gradient zonal de SST : $w' \propto -\tau'_x \propto -T'_E$. Ainsi

$$-w' \frac{\partial T'_E}{\partial z} \approx -w' \frac{(T'_E - T'_{sub})}{H_S} \approx \frac{1}{H_S} (T_E'^2 - \gamma T'_E h'_E)$$

Il a été montré théoriquement (*Wang et Fang, 1996*) et dans les observations (*Zelle et al., 2004*) que h'_E devançait légèrement T'_E dans le temps et que leur corrélation était positive. *Wang et Fang (1996)* ont montré qu'une valeur légèrement supérieure à 1 pour γ était raisonnable. *Dewitte et Périgaud (1996)* ont aussi montré que γ dépendait du signe de h'_E , γ étant plus grand pour les valeurs positives de h'_E que pour les valeurs négatives.

Ainsi on peut faire l'approximation suivante :

$$\frac{1}{H_S} (T_E'^2 - \gamma T'_E h'_E) \propto T_E'^2 |1 - \gamma|$$

Dans l'étude soumise à Climate Dynamics, nous avons observé une augmentation significative du gradient zonal entre le run 2xCO₂ et le run préindustriel (calculé comme la différence entre une boîte à l'est incluant la zone de maximum d'upwelling équatorial et côtier et une autre à l'ouest, incluant le bord est de la Warm Pool : $\Delta_{2x-PI} [SST [Ni\~{n}o4] - SST [regionB]] = -0.26^\circ C$. Notons que cette approximation en boîte est consistante avec la modélisation adoptée). Ainsi :

$$T_E'^2_{2xCO_2} > T_E'^2_{PICTRL}$$

De plus, *Yeh et al. (2009)* ont diagnostiqué une remontée de la thermocline sous des hypothèses de réchauffement climatique (cf. Figure IV.5).

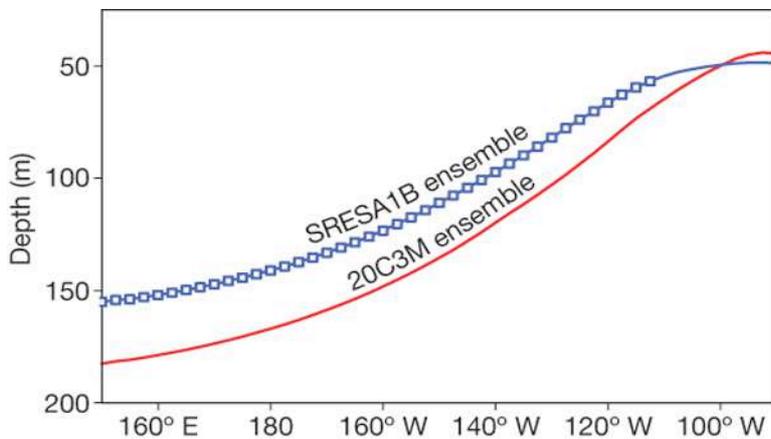


Figure IV.5. Profondeur de la thermocline moyenne pour la moyenne d'un ensemble multi modèles et pour 2 scénarios (un de réchauffement climatique global : SRESA1B et un pour le climat du 20^{ème} siècle : 20C3M). D'après *Yeh et al. (2009)*.

Ainsi une thermocline plus superficielle associée à un plus fort gradient zonal aura tendance à favoriser des anomalies positives d'upwelling plus fortes et ainsi :

$$\gamma_{2xCO_2} > \gamma_{PICTRL}$$

Par conséquent, $\frac{1}{H_S}(T_E'^2 - \gamma T_E' h_E')$ sera d'autant plus négatif dans un climat plus chaud (au moins pour l'ensemble de modèles étudié dans la partie précédente), ce qui tendra à promouvoir une tendance négative des anomalies de SST, entraînant un refroidissement anormal qui se reflète en une diminution de l'asymétrie dans l'est du bassin. Cette diminution de l'asymétrie (traditionnellement fortement positive) est cohérente avec le retour à des conditions quasi symétriques dans l'est du bassin.

Ce mécanisme peut également être à l'œuvre dans l'ouest du bassin, dans la mesure où la profondeur de la thermocline moyenne diminue également sous des hypothèses de réchauffement climatique. Ainsi, on peut supposer une augmentation significative de l'action relative de ce « nonlinear thermocline feedback » par rapport au « zonal advective feedback » (*An et Jin, 2001*) dans l'ouest du bassin avec le même effet sur l'asymétrie, à savoir un passage d'une pseudo symétrie caractéristique du 20^{ème} siècle à une asymétrie négative fortement marquée (ce que nous diagnostiquons dans la partie précédente, cf. Figure 5 b et d de l'article). Cette interprétation est néanmoins plus délicate dans la mesure où la thermocline est tout de même plus profonde à l'ouest et que par conséquent l'impact sur la SST est moins direct. En outre, à ce mécanisme purement océanique se superpose la forte variabilité atmosphérique au-dessus de la Warm Pool, notamment la variabilité intra-saisonnière associée à l'oscillation de Madden-Julian et aux coups de vent d'ouest. Nous avons déjà mentionné dans le chapitre I le rôle constructif que pouvait avoir la MJO dans la croissance et l'« entretien » d'ENSO (*Kessler et Kleeman, 2000*). L'évolution de cette activité atmosphérique haute fréquence dans un climat global plus chaud reste très floue jusqu'à présent. On peut tout de même mentionner la paramétrisation des coups de vent d'ouest dans le modèle couplé hybride de *Gebbie et al. (2007)* qui permet de rendre compte de manière réaliste des caractéristiques d'ENSO. Cette paramétrisation fait augmenter de manière semi-déterministe la probabilité d'occurrence des coups de vent d'ouest en fonction de l'extension vers l'est de la Warm Pool (il s'agit d'une rétroaction positive cohérente avec l'étude de *Kessler et Kleeman, 2000*). Or nous observons cette extension zonale dans notre ensemble multi modèles sous des hypothèses de réchauffement climatique (cf. lignes noires de la Figure 5 de l'article représentant le bord est de la Warm Pool pour les différents

scénarios). Ainsi, si l'on fait confiance aux hypothèses de *Gebbie et al.* (2007) pour leur représentation statistique des coups de vent d'ouest, on peut supposer que cette activité intra-saisonnière est susceptible d'augmenter avec le réchauffement climatique global. Ainsi, il est vraisemblable que l'activité des ondes de Kelvin équatoriales intra-saisonnières et notamment celles associées aux modes baroclines élevés (favorisés par une thermocline moins profonde dans ce climat chaud qui force cette variabilité atmosphérique haute fréquence à se projeter sur les modes profonds) s'accroisse dans un climat plus chaud. L'étude de ces ondes associées à la variabilité intra-saisonnières et leur possible effet rectificateur sur l'est du Pacifique équatorial est l'objet du prochain chapitre

La Figure IV.6 rappelle de manière schématique les différentes interactions d'échelles temporelles à l'oeuvre dans la modulation basse fréquence d'ENSO. Elle replace également l'impact possible du réchauffement climatique dans ce contexte.

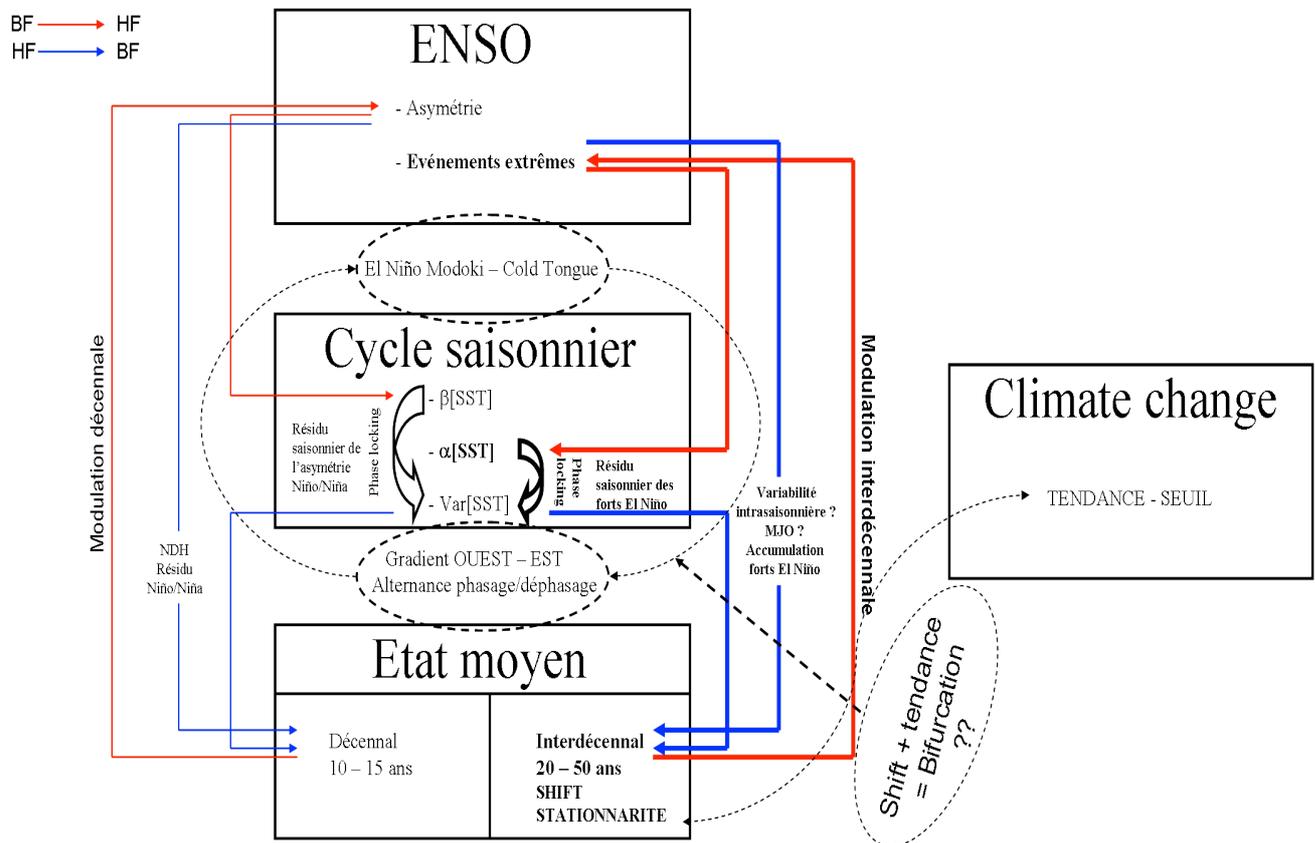


Figure IV.6. Diagramme schématique des interactions d'échelles impliquant ENSO, le cycle saisonnier, l'état moyen du Pacifique tropical sur différentes échelles temporelles et leur relation avec le changement climatique global. Les flèches bleues indiquent les interactions se produisant des hautes vers les basses fréquences et les flèches rouges les interactions des basses vers les hautes fréquences. Les flèches en traits épais et le texte en gras représentent les interactions que nous avons documentées dans le chapitre III et IV.

Synthèse

- **Changement climatique : les moments statistiques d'ordre élevés lèvent-ils une part de l'ambiguïté associée aux changements de l'état moyen du système tropical ?**

Il a été suggéré par Timmermann (1999) que le réchauffement climatique avait une signature plus claire et visible sur les moments statistiques d'ordre élevé des variables climatiques. Cette approche mathématique pourrait donc permettre de lever le doute quant aux changements induits sur l'état moyen ; les données et les modèles ne convergeant pas vers un consensus sur la réponse moyenne du Pacifique tropical à un changement dans les forçages radiatifs. Le fait que les estimations des paramètres α et β soient cohérentes entre les diverses reconstructions historiques disponibles (à la différence de simples tendances linéaires par exemple) nous a poussé à appréhender l'impact d'un réchauffement climatique idéalisé sur l'évolution de ces paramètres représentatifs de la nonlinéarité interne au système climatique. Nos analyses ont permis de diagnostiquer dans les modèles du GIEC :

- *Une forte augmentation de l'asymétrie négative dans l'ouest en parallèle avec une nette diminution de l'asymétrie positive dans l'est.*
- *Une forte augmentation de la propension aux événements extrêmes dans le centre-ouest du bassin Pacifique tropical conjointement à une forte diminution statistique de ces événements sur chacun des bords du bassin.*
- *Ces changements dans les structures géographiques de la nonlinéarité ont été mis en relation avec l'augmentation du type El Niño Modoki et la diminution du El Niño traditionnel (Cold Tongue) dans un climat chaud. Ils sont associés à différents processus nonlinéaires : le forçage atmosphérique haute fréquence (considéré comme « bruit additif ») et des processus purement océaniques. Le déclenchement du type Modoki est lié au forçage stochastique dans un climat pré-industriel et aux nonlinéarités océaniques dans un climat chaud, cette situation s'inversant pour le type Cold Tongue.*

Ces résultats confirment la pertinence de l'étude des moments statistiques élevés non seulement pour diagnostiquer l'impact du changement climatique mais également en tant que

Synthèse

métrique pertinente pour explorer les mécanismes nonlinéaires d'interaction d'échelles dans les modèles couplés du GIEC.

- **La piste d'un mécanisme nonlinéaire d'oscillation est-ouest interdécennale**

L'alternance de blocage saisonnier (« seasonal phase locking ») entre les SST et les moments statistiques (variance, asymétrie et α) sur des échelles de temps très basse fréquence déjà identifiée dans les données et dans une moindre mesure dans un modèle de complexité intermédiaire (chapitre précédent) se poursuit dans la majorité des modèles du GIEC. On a également noté que cette alternance basse fréquence se retrouvait dans le type d'événements El Niño (Modoki / Cold Tongue).

Dans ce cadre nonlinéaire, on peut envisager la possibilité d'un changement de régime dans la dynamique d'ENSO au cours des dernières années. En effet, alors qu'au cours du 20^{ème} siècle émergeait un comportement privilégié de blocage saisonnier à l'est, l'ensemble des modèles du GIEC exhibe un blocage saisonnier à l'ouest sous des hypothèses de réchauffement climatique. Ce blocage et le changement dans l'amplitude des cycles saisonniers induit par cette modification des mécanismes nonlinéaires ne semblent pas dépendre de la concentration de gaz à effet de serre dans l'atmosphère (au moins jusqu'à un quadruplement). Ce comportement illustre ainsi un effet seuil également mis en évidence dans la forme et l'amplitude des structures géographiques de nonlinéarités, qui restent constantes entre des scénarios assumant un doublement ou un quadruplement des concentrations de gaz à effet de serre.

- **Toujours en quête d'un mécanisme nonlinéaire associé à α**

Alors que les termes nonlinéaires relatifs au principaux feedback d'ENSO (thermocline et zonal advective) peuvent permettre d'expliquer en partie la modulation décennale d'ENSO et les changements d'asymétrie imputables au réchauffement global, le mécanisme responsable des variations interdécennales d' α reste toujours indéterminé.

Chapitre V. Rectification de l'état moyen du Pacifique équatorial est et du système d'upwelling de Humboldt par l'activité intra-saisonnière

V.1. Préambule

Dans les chapitres précédents, nous nous sommes intéressés à des mécanismes d'interaction d'échelles impliquant l'ensemble du système couplé du Pacifique tropical. En particulier, nous montrons d'une part que la propension du système couplé à produire des événements extrêmes (qui est liée à la nature même d'ENSO) dépend de l'état moyen, et d'autre part que les nonlinéarités d'ENSO (mesurées par cette même propension du système couplé à produire des événements extrêmes) peuvent induire un résidu participant à la modulation basse fréquence de l'état moyen. Ce mécanisme est transposé au cycle saisonnier de température et à sa modulation : en particulier nous montrons que les cycles saisonniers de la variance d'ENSO et de ses nonlinéarités sont modulés à basse fréquence. Nous nous intéressons ici à un autre type d'interaction d'échelles, celle entre la variabilité intra-saisonnière océanique et l'état moyen et la circulation moyenne dans le Pacifique tropical est. Cette étude est motivée par deux aspects : 1) d'une part, parmi l'ensemble des processus étudiés jusqu'à présent dans cette thèse, nous souhaitons étendre le spectre des échelles de temps vers les haute fréquences pour l'étude des processus nonlinéaires dans les tropiques, 2) d'autre part, la région du Pacifique tropical est au cœur des préoccupations de la communauté scientifique qui s'intéresse à la variabilité climatique (cf. projet VOCALS/VAMOS/CLIVAR). En particulier, cette région pourrait être le siège de processus dit d'upwscalling par lesquels la variabilité à l'échelle régionale peut influencer la variabilité climatique (cf. *Toniazzo, 2010*). Elle accueille par ailleurs l'écosystème le plus riche du point de vue des ressources halieutiques (cf. Figure V.1), ce qui en fait une région sensible du point de vue des impacts sociétaux.

V.1.1. Eastern tropical Pacific climatic specificities

The Eastern Equatorial Pacific (hereinafter EEP) is characterized by a zonal band of equatorial minimum Sea Surface Temperature (SST) known as the Cold Tongue (hereinafter CT). The latter appears as an outstanding feature of the EEP as it can be considered as an extension of the cold upwelled waters of the Humboldt Current System (HCS hereinafter), located off Peru and Chile coasts. The CT region is of significant interest for oceanographic and climatic studies. On the first hand, as mentioned by many recent works (*Fiedler and Talley, 2006; Karinauskas et al., 2007*, among others), the CT plays a significant role in global hydrological and biogeochemical cycles, impacting the formation of cloud, precipitation and thus the surface and near-surface oceanic productivity in this region. These topics are currently under investigation within the frame of the VOCALS international program². On the other hand, it can be considered as a key element connecting the equatorial Pacific variability to the HCS climate variability. Actually, the South American coast behaves as an extension of the equatorial wave-guide on a wide range of frequencies (*Shaffer et al., 1997; Pizarro et al., 2001, 2002; Vega et al., 2003*). The HCS, which represents the most productive Eastern Boundary Currents region (Figure V.1), is then directly under the influence of equatorial perturbations. The mechanisms by which remote equatorial forcing impacts the regional circulation of the coast of Peru and Chile are not yet fully understood by the scientific community.

² The VAMOS Ocean-Cloud-Atmosphere-Land Study (VOCALS) is an international CLIVAR program the major goal of which is to develop and promote scientific activities leading to improved understanding of the South Eastern Pacific coupled ocean-atmosphere-land system on diurnal to inter-annual timescales.

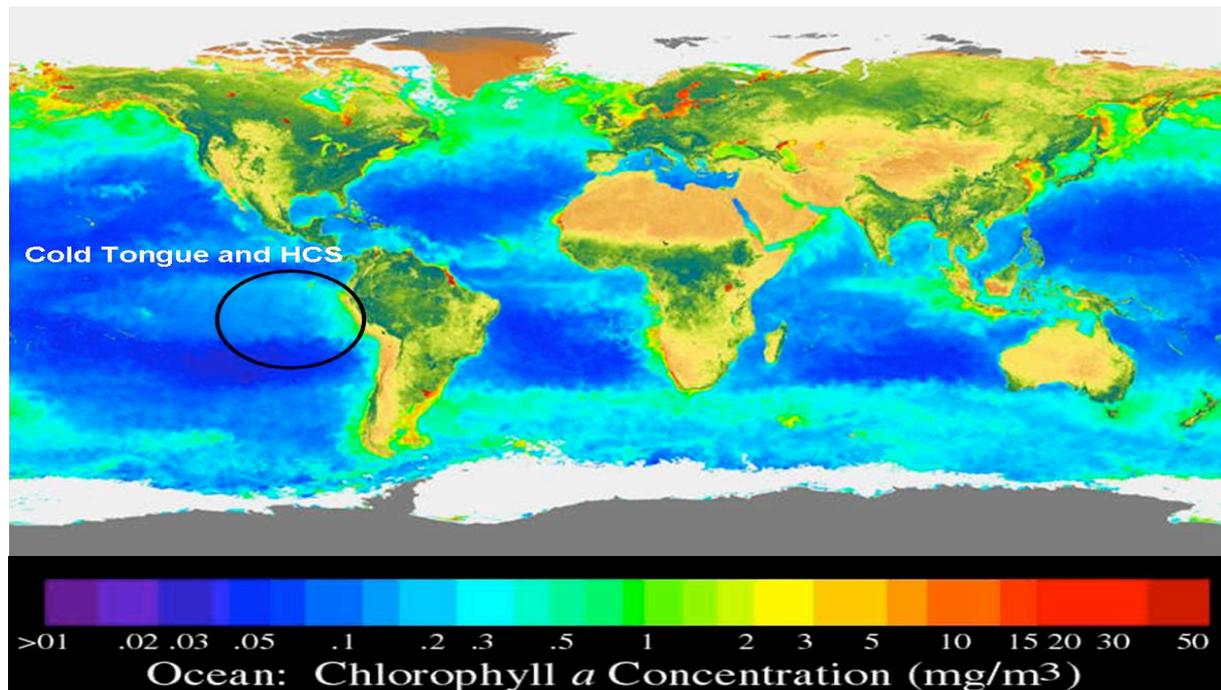


Figure V.1. Primary production in Chlorophyll-*a* concentration (mg/m^3). Mean over 1995-2005. Data are from the SEAWiFs satellite.

In particular, most Ocean General Circulation Models (OGCMs) and Coupled General Circulation Models (CGCMs) produce a significant cold bias in this CT region, along with an exaggerated westward extent (*Stockdale et al.*, 1998; *Meehl et al.*, 2001; *Karnauskas et al.*, 2007; *Ye et Hsieh*, 2008). Not surprisingly, this cold bias is also reported in the tropical part of the HCS, i.e. in the Peru System (*Mechoso et al.*, 1995; *Maes et al.*, 1997). While some authors suggest the importance of lateral and vertical mixing (*Maes et al.*, 1997; *Cravatte et al.*, 2007, *Noh et al.*, 2005) in modifying the structure of equatorial currents and thus the dynamics in this region, others put forward the relevance of the bathymetric feature represented by the Galapagos Islands (GI hereinafter) (*Eden and Timmerman*, 2004; ET04 hereinafter; *Karnauskas et al.*, 2007).

Actually, since there are directly located on the equator, this archipelago provides a topographic barrier for Southern Equatorial Current (SEC) and Equatorial Under Current (EUC) (see *Strub et al.* (1998) for a quick view of these currents pathways). Because the thermocline is shallow in this region, a realistic representation of the mean equatorial currents and of the vertical stratification is required for properly simulating SST (*Clement et al.*, 1996). Moreover, it has been demonstrated in recent studies based on lagrangian diagnostics that water masses which compose the EUC, feed in part the Peru Chile Under Current (PCUC) (*Croquette*, 2006; *Montes et al.*, 2010). This also emphasizes the strong link between

the equatorial variability and the HCS variability. Despite the possibility that the equatorial circulation may be changed by topographic features such as the GI, the latter hardly reach the surface in most of OGCMs/CGCMs, mainly due to the too coarse longitudinal resolution. This has the potential to lead to a limited skill of these models to represent the CT vertical structure and thus its dynamics. Indeed, by obstructing the EUC, GI constrains the equatorial Pacific thermodynamical adjustment in a way that tends to reduce the meridional overturning circulation, and therefore the entrainment mixing, leading to a warmer SST in the CT region (*Karnauskas et al.*, 2007; hereinafter K07). Considering the sensitivity of the tropical Pacific system to the zonal contrast of SST along the equator (in particular, it determines the ENSO stability, cf. *Jin and An*, 1999), these processes at regional scales have to be considered/evaluated with regards to their rectified effect on the mean state.

High resolution regional modelling is required to tackle such issues. Actually, an increased resolution will allow to properly include GI bathymetry and to enhance mesoscale processes involved in lateral/vertical mixing and diffusion and thus to better account for the CT dynamics.

V.2.Methodology

V.2.1.Regional modelling with ROMS

The numerical quasi-equilibrium solutions we analyzed were obtained with the regional model ROMS (Regional Oceanic Modeling System) (*Shchepetkin et McWilliams*, 2003). The primitive equations are discretized on a three dimensional Arakawa (C type) grid with horizontal curvilinear and vertical sigma coordinates. Sigma coordinates are terrain-following to allow a better vertical resolution than z-coordinates. However, these coordinates lead to some discrepancies in the computation of horizontal pressure gradient in the vicinity of strong slopes. This issue has recently been addressed by splitting advection scheme from diffusion scheme, the latter being represented by a 4th order biharmonic scheme (cf. *Marchesiello et al.*, 2009). Barotropic and baroclinic components are also splitted, with a smaller time-step for the latter component. The vertical mixing is parameterized with a KPP profile (KProfile Parametrization, cf. *Penven et al.*, 2006). The vertical diffusion terms are solved through a semi-implicit Crank-Nicholson scheme. The 3rd order upstream biased

advection scheme offers the possibility to include an implicit diffusion and thus to limit dispersion (*Shchepetkin and McWilliams, 1998*). The model is less dispersive and consequently allows small-scale structures development. This is instrumental for a better representation of mesoscale and submesoscale processes.

V.2.2. Modelling strategy

The main objective of this chapter is to document the mechanisms that can have a rectified effect on the EEP mean state. Two main mechanisms are considered here: mechanisms associated with GI bathymetric features which have been suggested to be responsible for the CT cold bias in some models (K07, ET04) and mechanisms associated with vertical processes and more particularly those related to intra-seasonal activity through the propagation of Equatorial Kelvin waves. We then designed several ROMS configurations retaining or removing the archipelago from the domain topography spanning the region between 5°N and 18°S and between 105°W and 68°W (cf. Figure V.2) at an horizontal resolution of 1/6° with 32 vertical levels. The “NOGALA” run has the exact same characteristics than the so-called “GALA” run but excluding all bathymetric features above 3000m depth, in the vicinity of the archipelago (95°W-80°W; 5°N-2°S). This area in the NOGALA experiment has been smoothed (analogous to *Marchesiello et al., 2003*) to satisfy the condition $\delta h/h < 0.10$ (*Beckman and Haidvogel, 1993*) in order to limit the possible triggering of instability waves resulting from strong shears in currents in the neighbourhood of the “shaved” bathymetry. The latter is interpolated from the Etopo2 database (*Smith and Sandwell, 1997*) in both configurations. We also considered climatological and various realistic forcing for the Open Boundary Conditions (OBC) to evaluate the ability of Intra-seasonal Equatorial Kelvin Waves (IEKW) in rectifying the Eastern tropical Pacific mean state and annual cycle (cf. Table V.1). Except for the OBC, all surface forcing, i.e. wind stresses and fluxes, were maintained rigorously similar within the different configurations which allows sensitivity experiments to the equatorial forcing variability. The model is forced with heat fluxes and fresh water fluxes from NCEP2 reanalyses every 6 hours (*Kanamitsu et al., 2002*). The wind stresses comes from QuikSCAT satellite scatterometer data with a daily resolution (*Liu et al., 1998*). The three lateral open boundaries are forced using Mercator reanalyses (*Derval et al., 2005*). Three experiments are considered that differ from the temporal resolution and characteristics of the lateral boundary conditions: The first

experiment uses the Mercator outputs with a 3 days resolution whereas the second one considers monthly-average. The third experiment uses a monthly mean climatology derived from the Mercator reanalysis. We applied a bulk formula following COAMPS model (COAMPS, 1997) which relies on Liu *et al.* (1979) and Dickey *et al.* (1994) parameterization. It represents the first step of ocean-atmosphere coupling, as it only considers the rectification of heat fluxes (sensible and latent heat fluxes) by the simulated SST. For the initialization, the potential temperature and salinity fields from WOA 2005 were used. The simulation was performed from January 2003 to October 2008 after 3 years spun up (until the model solution reached a statistical equilibrium in terms of upper ocean stratification and eddy kinetic energy levels).

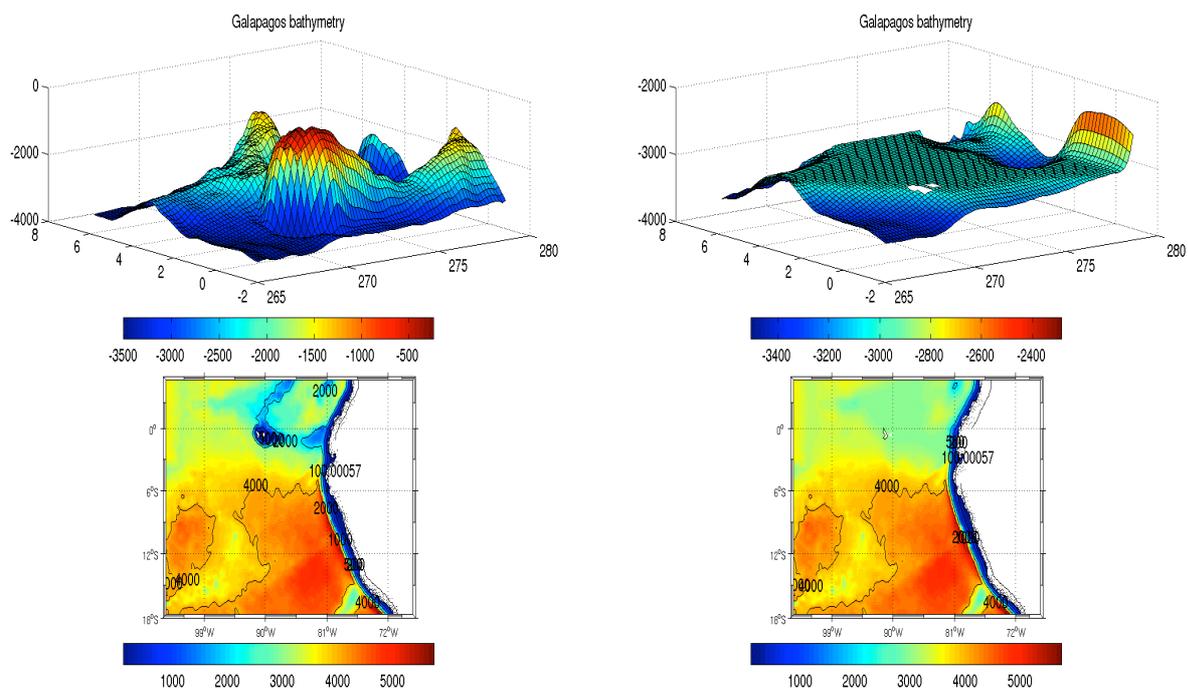


Figure V.2. Bathymetry of the model configurations including the archipelago (left panels - GALA) and (right panels - NOGALA) without the Galapagos archipelago

Configurations	Merca 3days	Merca Mens	MercaClim
Period (after spin-ups):	2003/01 => 2008/10	2003/01 => 2008/10	2003/01 => 2008/10
Wind stresses:	QuikSCAT daily	QuikSCAT daily	QuikSCAT daily
Heat flux:	NCEP 6hours	NCEP 6hours	NCEP 6hours
Bulk formula:	yes	yes	yes
Open Boundaries Conditions:	Mercator reanalyses (ORCA025). Frequency: 3 days	Mercator reanalyses (ORCA025) Frequency: monthly	Mercator reanalyses (ORCA025) Climatology

Table V.1. Description of the model experiments. All the simulations were performed with a bathymetry including the Galapagos archipelago and with a “Galapagos-shaved bathymetry”, as represented by the Figure V.2.

Since the focus is here on the role of intra-seasonal variability of equatorial origin onto the regional circulation of the eastern tropical Pacific, the OBC at the western boundary need to be evaluated and documented. To have some insights on the signals coming into the different configurations, the Figure V.4 provides Hovmuller diagrams of SSH and zonal velocity from the western OBC at the Equator (Figure V.3) and at 12°S (Figure V.4). The Figure V.3 clearly illustrates the seasonal and interannual variability of the EUC whose core is located at ~50m. Note also the relatively large variability at high-frequency ($f_c < (1 \text{ yr})^{-1}$). At 12°S (Figure V.4), the variability is much weaker in the upper layer. On the other hand, the variability is relatively larger below ~200m.

V.2.3.OBC

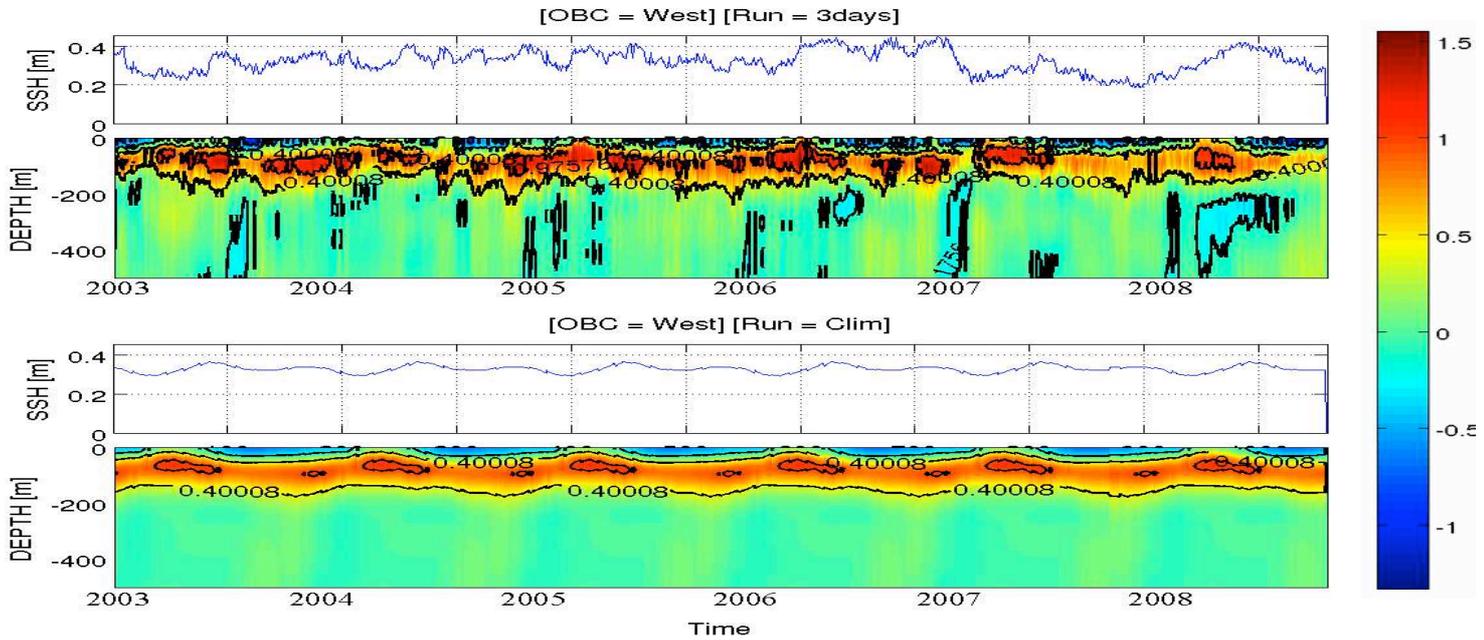


Figure V.3. Western OBC at the Equator as summarized by the sea level heights (in m) and the zonal velocity (in m/s) for Merca 3days run (the 2 upper panels) and for the Merca clim run (the 2 lower panels).

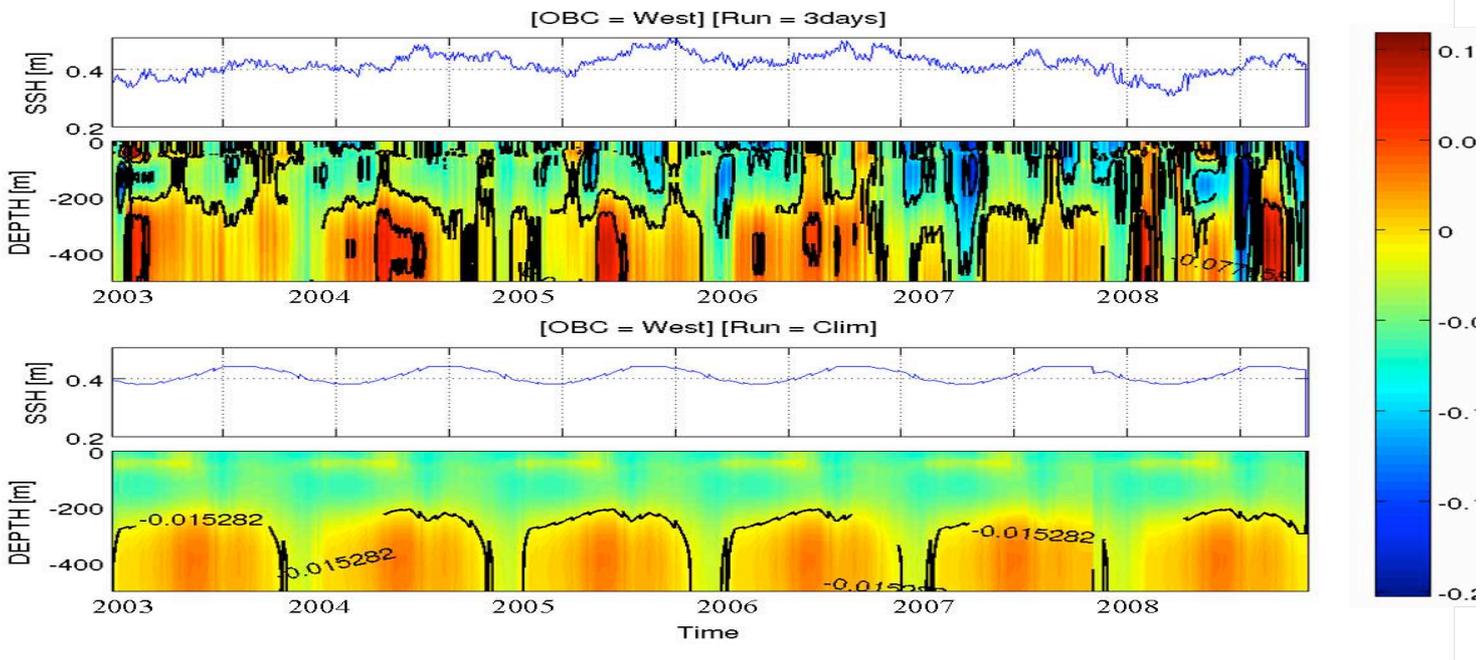


Figure V.4. Same as Figure V.3 but for the western OBC at 12°S.

This may reflect the vertical propagation of the extra-tropical Rossby waves at seasonal to interannual timescales (Dewitte *et al.*, 2008; Ramos *et al.*, 2008). It thus

corresponds to variability (energy flux) going out of the domain of interest at the western OBC. The energy flux associated with the mean eastward circulation and the EKW in Mercator is the one to be considered here for interpreting the regional model solution. In the following, we first focus on the analysis of the EKW variability in Mercator reanalyses.

The Figure V.5 presents the total SLA over the simulation period along with the contribution of the first three modes of Kelvin waves. The EKW was estimated from the horizontal and vertical decompositions of the model variability in a way similar to *Dewitte et al.* (2003). The results indicate that the first three modes of the EKW can explained up to 30% of the variance in total SLA, which indicates that a significant part of the signal entering our domain can be attributed to the Kelvin waves' activity. We can also note the preponderance of higher baroclinic modes in the eastern part of the Pacific basin which is due to the shallow thermocline in this region (Figure V.5.e).

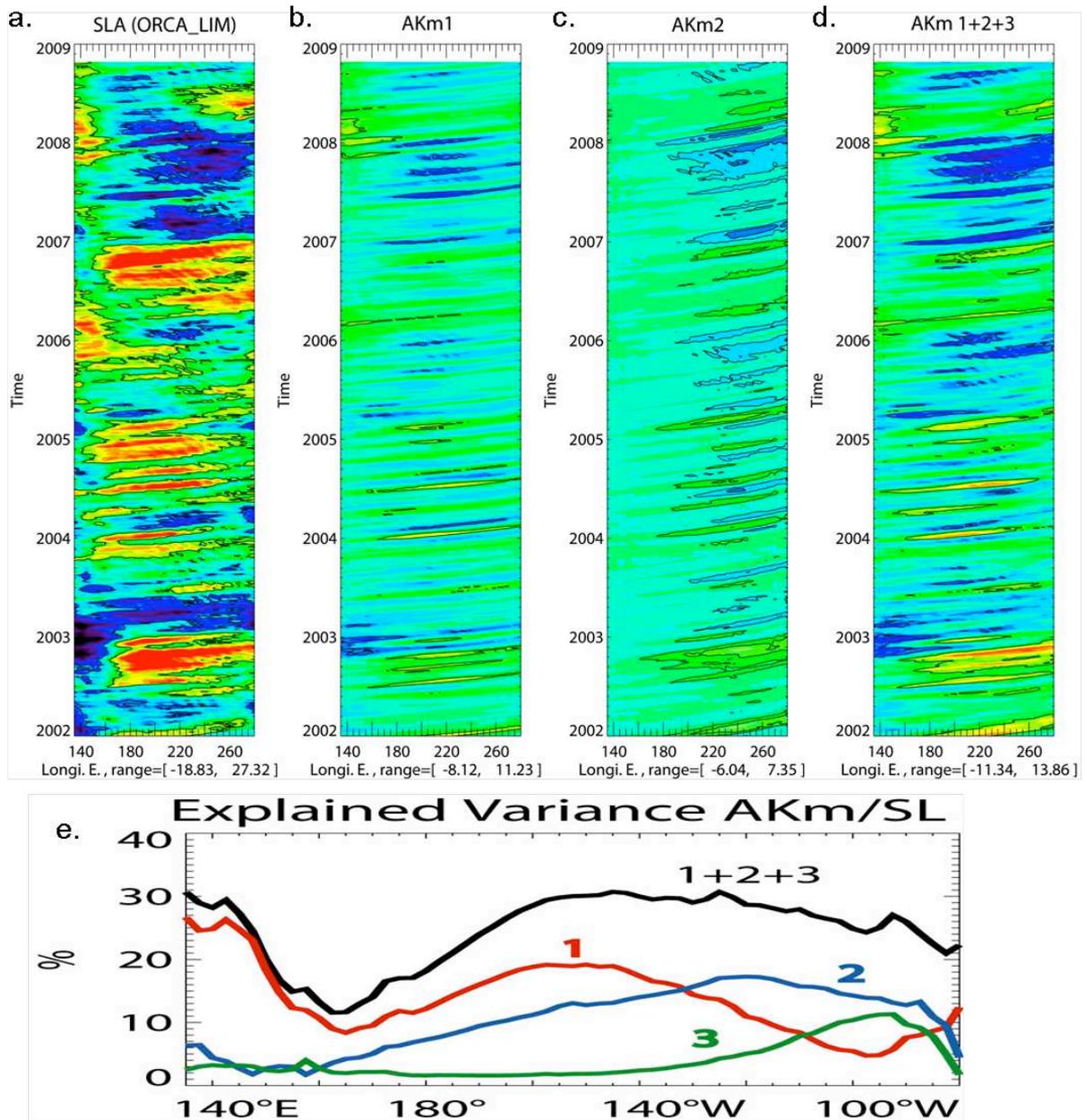


Figure V.5. Hovmuller Time-Longitude (across the Pacific until the western OBC of ROMS domain) of Sea Level Anomalies during the simulation period (a.). Contribution of Equatorial Kelvin waves to SLA anomalies for the 1st baroclinic mode (b.), the 2nd baroclinic mode (c.) and the sum of the first three modes (d.) Scale Range is indicated below each panel, and the contour is every 5 cm. Explained variance of the first (red line), second (blue line), third (green line) and the summed contribution of the first three baroclinic modes of Kelvin wave (black line) with respect to the total sea level anomalies.

To analyze the propagating features and the dominant frequencies of the estimated EKW entering the regional domain, we performed a bivariate space-time spectral analyzes (Hayashi, 1982) along the equator for the high-pass ($f_c = 1 \text{ yr}^{-1}$) first two most energetic baroclinic modes. Results are displayed in Figure V.6. These diagrams reveal the presence of

long-wave length ($k < 2$) Kelvin waves at ~ 90 , ~ 70 , ~ 50 days⁻¹ for the first baroclinic mode, and ~ 100 and ~ 50 days⁻¹ for the second baroclinic mode. Note that, as the latitudinal extent of GI is much smaller than the Rossby radius, *Cane and Du Penhoat* (1982) showed that these islands could not significantly and in a straightforward manner affect long wave propagation. Thus, the GI bathymetric features could not *directly* alter the characteristics of IEKW evidenced here. The presence of dominant EKW at ~ 70 days⁻¹ for the first mode is consistent with the study by *McPhaden and Taft* (1988) and the presence of dominant EKW at ~ 100 days⁻¹ for the second mode is consistent with the study by *Cravatte et al.* (2003). The theoretical dispersion curve fits with most spectral density peaks except for the ~ 90 days⁻¹ for the first baroclinic mode which is believed to be due to the modal dispersion associated with changes in stratification (*Dewitte et al.*, 1999).

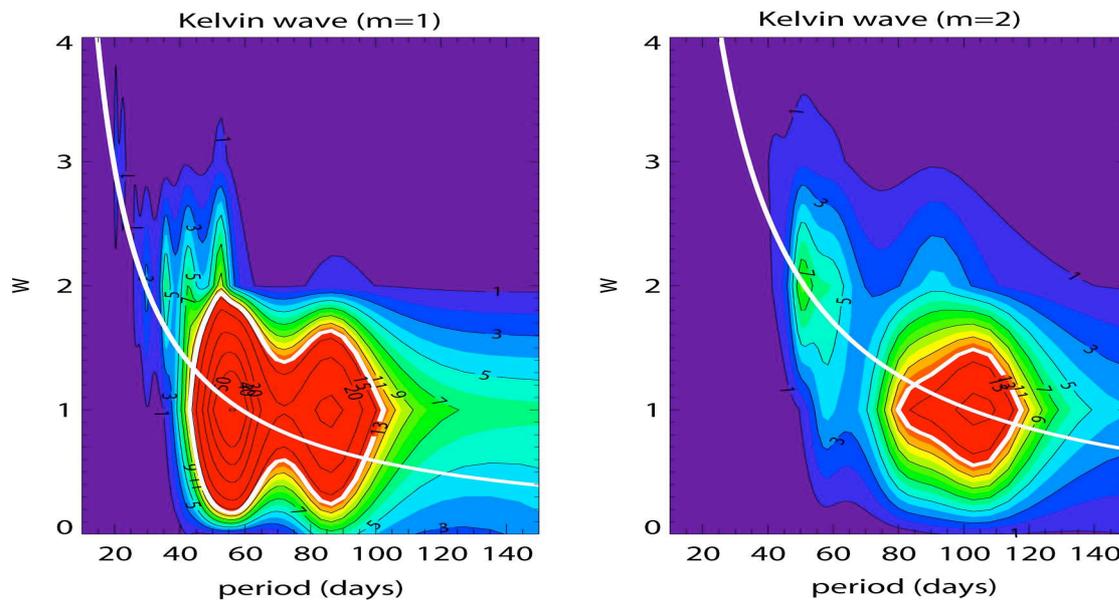


Figure V.6. The space-time power spectral density of the Kelvin waves (at the Equator) for the 2002-2008 period and for the first (left panel) and second (right panel) baroclinic modes. Theoretical dispersion curves for Kelvin waves using the zonally averaged phase velocity as derived from the vertical mode decomposition are plotted with a thick white line.

These diagnostics confirm the presence of EKW and particularly IEKW at the entrance of our regional domain, and thus the relevance of the OBC constraining our simulations. Actually, the Figure V.7 illustrates the major contribution of IEKW to the total EKW over the period 2000-2008, with almost 50% of the total EKW variance being explained by the IEKW of the first three baroclinic modes. Note that there is some evidences of an increased activity of the IEKW in the last decades (see Figure V.8 adapted from *Dewitte*

et al., 2008) which may explain that over the 2000-2008, we find a significant contribution of the IEKW to the SLA variability along the equator. This also confirms to some extent the hypothesis expressed at the end of the previous chapter. Actually, the period subsequent to the 1998/1999 shift may be considered to be symptomatic of global warming, as we diagnose an eastward extension of the Warm Pool as well as an increased frequency of El Niño Modoki events. This increase in intra-seasonal activity is therefore likely to be due to an increased activity of MJO under these hypotheses. We will continue this discussion in the following chapter.

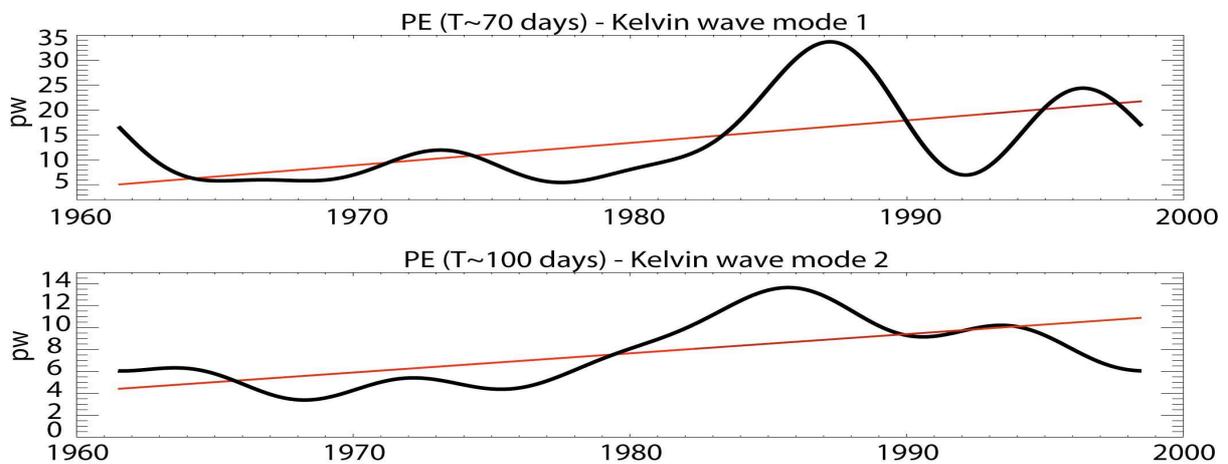
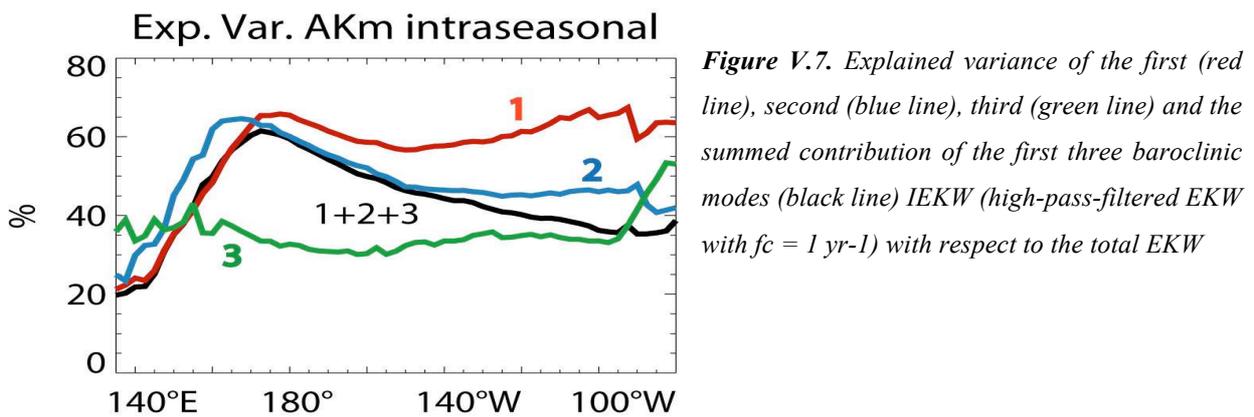


Figure V.8: Evolution of the intraseasonal equatorial Kelvin wave activity as derived from the SODA Reanalysis for two main waves: (top) the first baroclinic mode Kelvin wave in the 60 to 70 days-1 frequency band and (bottom) the second baroclinic Kelvin wave at the 100 to 120 days-1 frequency. The reader is invited to refer to Dewitte *et al.* (2008) for details on the method to derive the wave activity index. The linear trend is shown (red line) for both series (Adapted from Dewitte *et al.*, 2008).

The above results will be used for the interpretation of the regional simulations, in particular for inferring the impact of the intra-seasonal variability on the eastern tropical Pacific mean state.

V.3.Model validation

In this section, some diagnostics are provided in order to assess the realism of the simulations. The GALA Merca 3days simulation is used as a benchmark. We first compare the simulated SLA with Mercator simulation used to constrain the ROMS OBC and with TOPEX/JASON SLA product. The results are presented in Figure V.9 for the whole domain, in Figure V.10 for a zoom on the equatorial band and in Figure V.11 for a zoom on the coastal band. Globally, the Mercator and ROMS simulations lead to similar results as the values for rms difference and the correlation lay within the same range over most of the domain. But the agreement between observations and model is larger in ROMS than Mercator along the coast (in a ~200km fringe) with correlation values increased by ~0.15 on average and the rms difference decreased by ~0.01 m².

In the equatorial band (5°S-5°N), the ROMS integration does not lead to a significant improvement of simulated sea level anomalies compared to Mercator reflecting the prevalence of linear dynamics in this region.

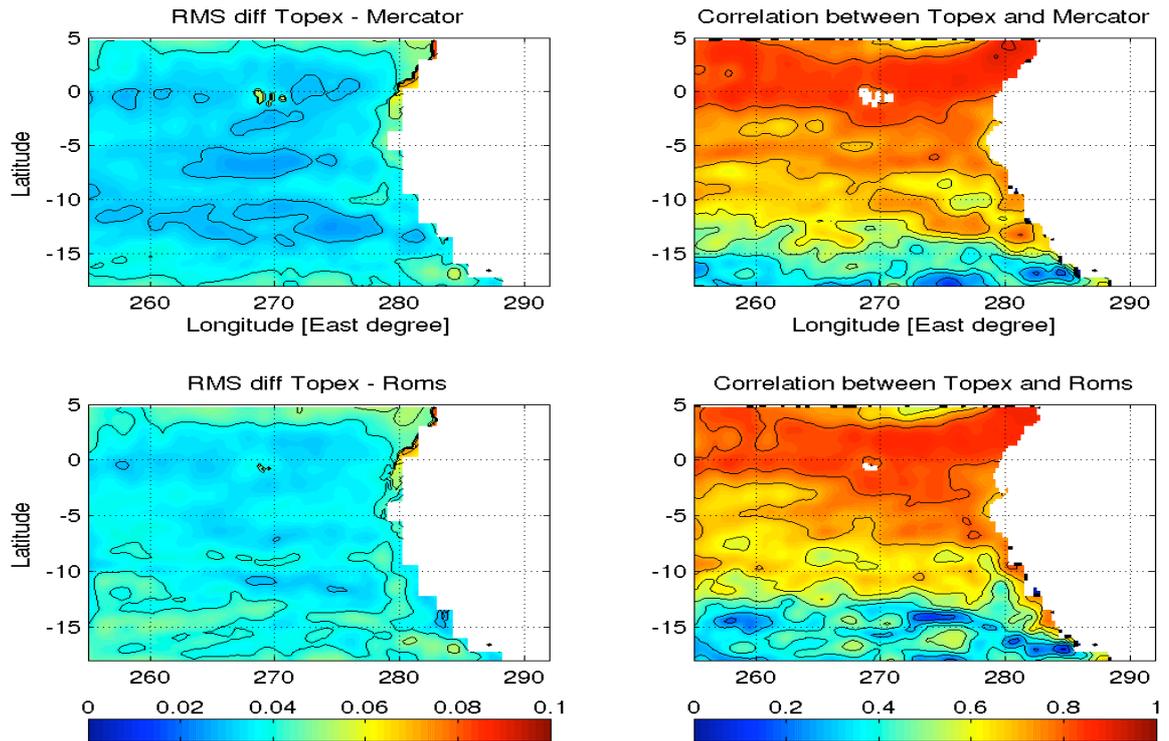


Figure V.9. Maps of RMS difference (left panels) and correlation (right panels) for sea level anomalies between TOPEX/JASON and ROMS GALA Merca 3days run (bottom) and between between TOPEX/JASON and Mercator (top panels). Anomalies are detrended and relative to the seasonal cycle estimated from the contribution of the annual and semi-annual harmonics to sea level. Units are m² for rms difference.

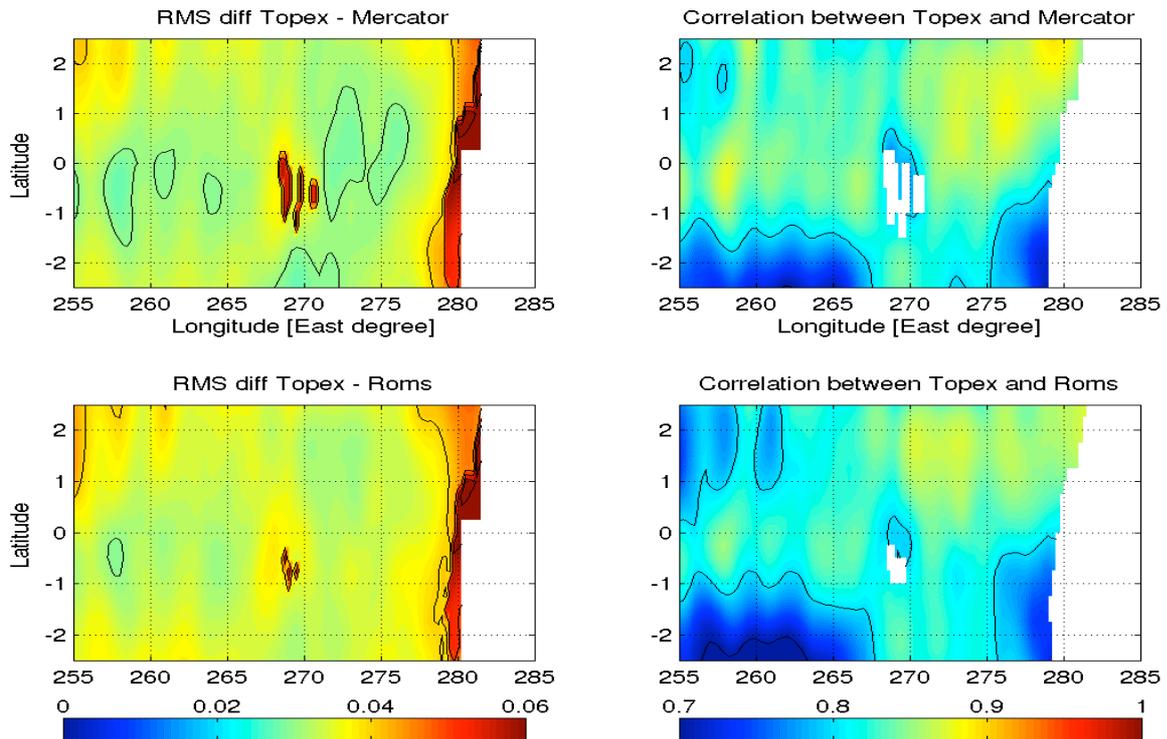


Figure V.10. Same than previous caption (Figure V.9) for the equatorial band.

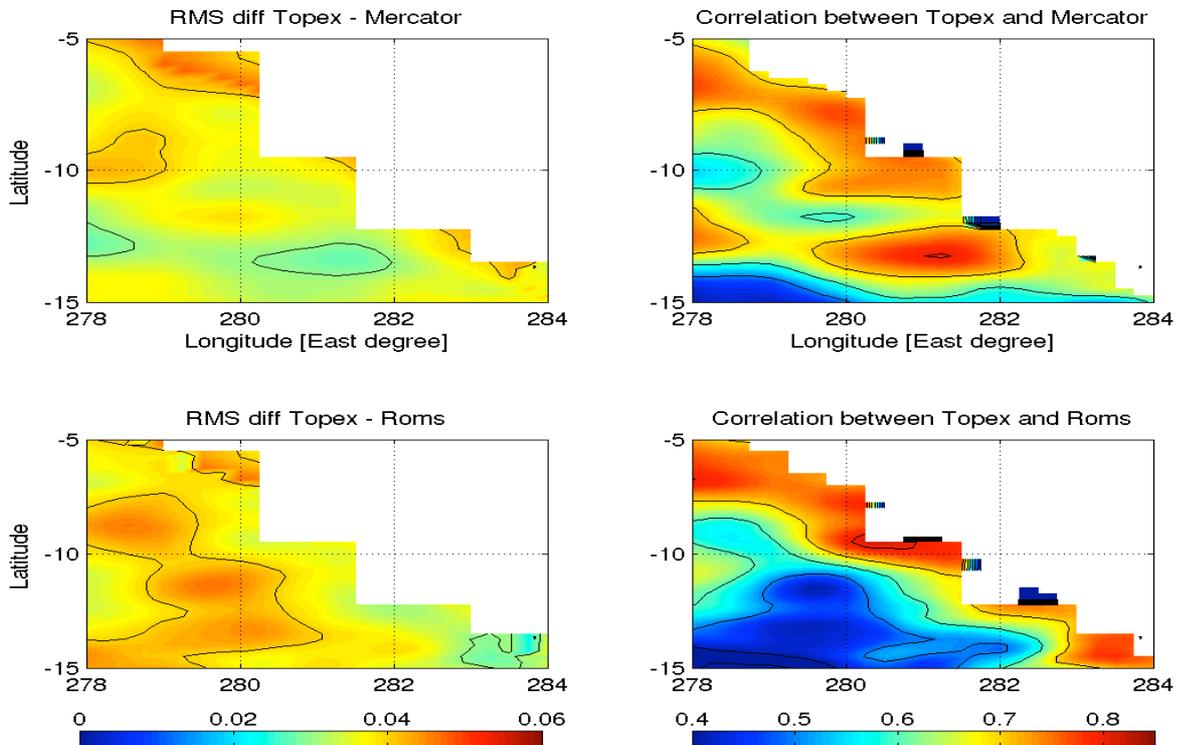


Figure V.11. Same than previous caption for the coastal band.

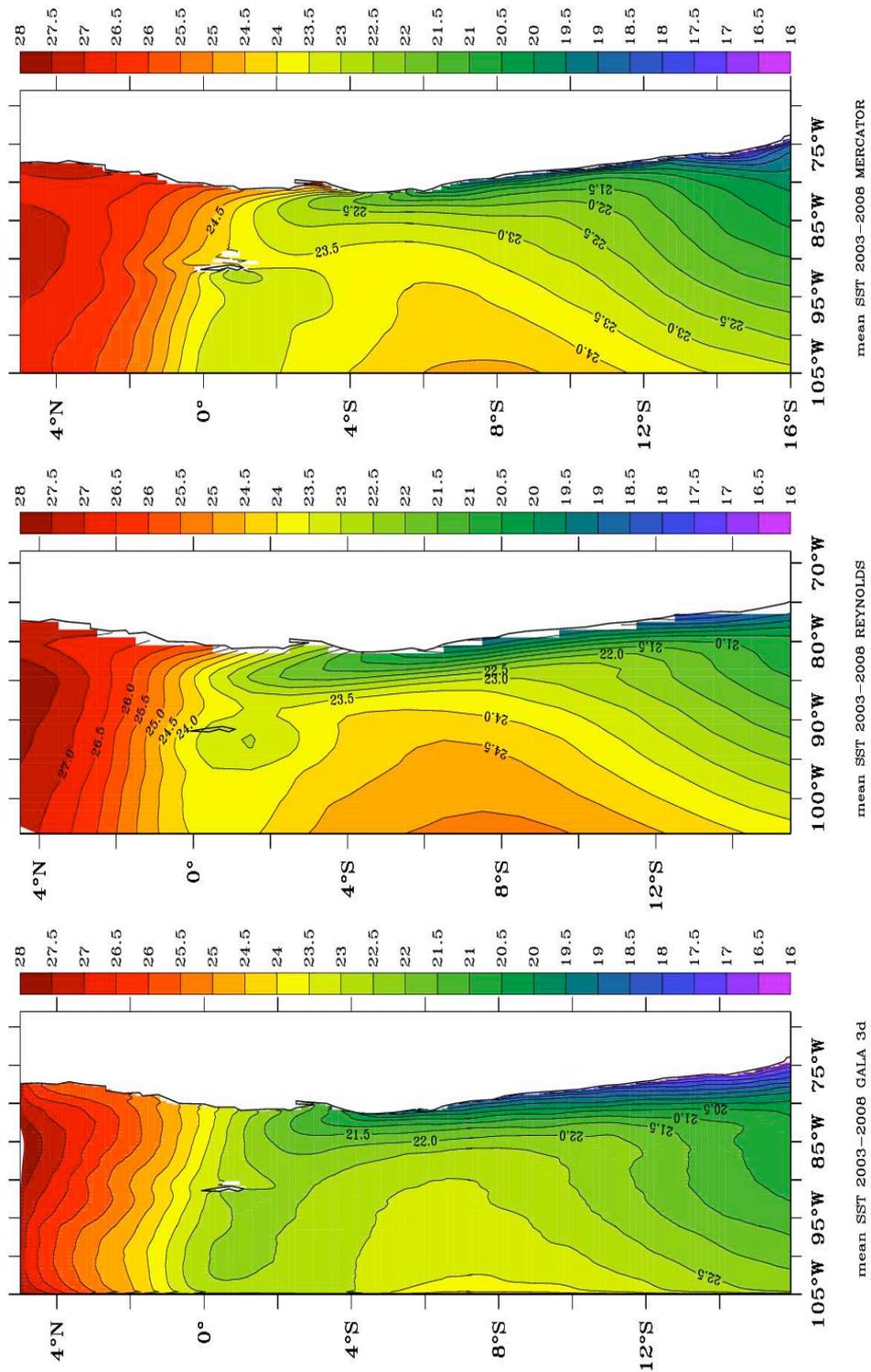


Figure V.12. Map of mean SST (2003-2008) for the run including the Galapagos archipelago with the 3 days OBC (left panel), for Reynolds reconstruction (middle panel) and for Mercator run (right panel).

We now look at the thermal structure of the GALA Mercator 3 days simulation. The Figure V.12 displays the mean SST over the considered period for the Reynolds reconstruction and for both Mercator and ROMS simulations. It allows identifying a cold bias of about 1.5° in the regional simulation.

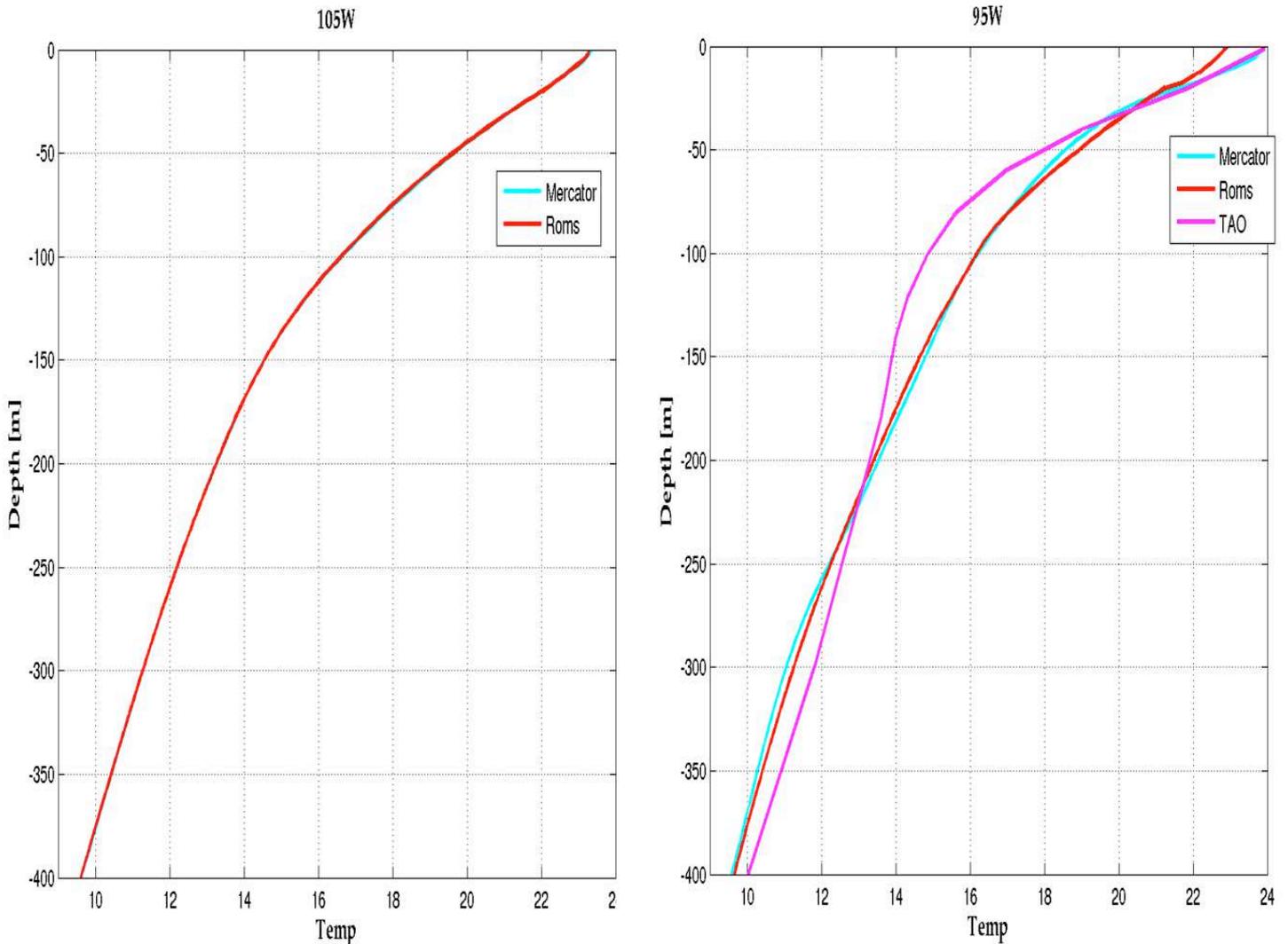


Figure V.13. Mean temperature (2003-2008) in the first 400 meters at 105°W (left panel) and 95°W (right panel) for Roms Gala 3days (red line), Mercator run (cyan line) and TAO (magenta line).

Differences in mean upwelling conditions between model and observations (Figure V.12) may originate from biases in oceanic boundary conditions as illustrated in Figure V.13. In particular, biases in vertical structure variability (associated with a too diffuse thermocline) are associated with a misrepresentation of the energy distribution on the baroclinic modes and associated amplitude of the equatorial Kelvin wave. It is beyond the scope of the present

chapter to investigate such an issue. Despite this underestimation of modelled surface temperatures with respect to the data, the main oceanographic features of the region, the equatorial temperature front, coastal upwelling along the Peruvian coast, and the intrusion of cold waters from the South by the means of the Humboldt Current, are realistically reproduced in our GALA Merca 3days configuration. Furthermore, the fact that we used a bulk formulation between SST and heat fluxes rather than a classical nudging condition may be responsible of an increased drift of the model from climatologic conditions. As the objective here is to evaluate the sensitivity of the simulated mean state and circulation to the OBC characteristics, this is not detrimental for the study. Note also that the use of the bulk formula will ensure the consistency of the fluxes at the air-sea interface, which provides a more realistic physical framework to assess such sensitivity.

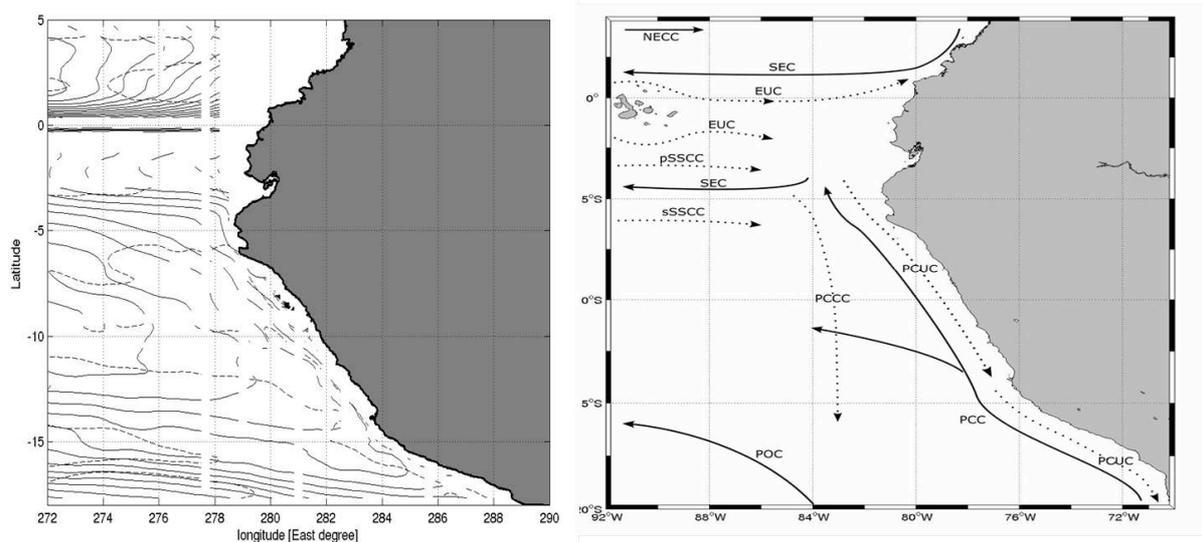


Figure V.14. Left panel: Oceanic circulation scheme for the Eastern Tropical Pacific, adapted from Kessler (2006) and Montes *et al.* (2010). Solid lines indicate surface currents and dotted lines show subsurface currents. NECC: North Equatorial Countercurrent; SEC: South Equatorial Current; EUC: Equatorial Undercurrent; pSSCC: primary Southern Subsurface Countercurrent; sSSCC: secondary Southern Subsurface Countercurrent; PCC: Peru Coastal Current; POC: Peru Oceanic Current; PCUC: Peru-Chile Undercurrent; and PCCC: Peru-Chile Countercurrent. Right panel: Stream function at 90m depth (solid line), and at 250m depth (dashed line) for the mean circulation of run GALA Merca 3days (average on the 2003-2008 whole period).

We now compare the mean circulation from the GALA Merca 3days ROMS integration (Figure V.15 and 14 right panel) with a climatological circulation of the domain compiled from various studies (see right panel of Figure V.13, Kessler, 2006; for a schematics of the main currents in the area and Montes *et al.*, 2010 for a good review of studies dealing

with this topic). The main currents are well represented (both in position and intensity) by our simulation especially the branches that allow connecting the equatorial region with the Humboldt Current System. This ensures that the equatorial dynamics is well passed on to our regional configuration. This is worth noting since many studies highlight the fact that the Peru Chile Under Current (PCUC hereinafter), which controls to a large extent ecosystems variability in the HCS (*Chavez et al.*, 2008), is mainly fed by the lower layers of the EUC (*Fiedler and Talley*, 2006; *Lukas*, 1986; *Wyrski*, 1963) and both SSCCs branches (*Lukas*, 1986, *Toggweiler et al.*, 1991). This emphasizes the strong connections between the South Eastern Pacific and equatorial dynamics. In the opposite view, the previous chapters undelined the importance of the mean state of this region (essentially the vertical stratification, ξ in *Timmerman et al.* (2003) formalism) for equatorial dynamics and ENSO stability, through upscaling effect and cross-scale communication. This also confirms our regional modelling strategy as in coarse resolution OGCMs, the thin subsurface currents of interest (which do not exceed a width of 2 degrees, cf. Figure V.15.c) are poorly resolved. Hence, the study of the dynamics of this region (which takes place within a roughly 20x20 degrees area) requires a higher resolution modelling. Interestingly, in this high resolution run, we can observe two PCUC feeding branches which have not been reported in the literature (to our knowledge), one around 12°S and the other around 14°S.

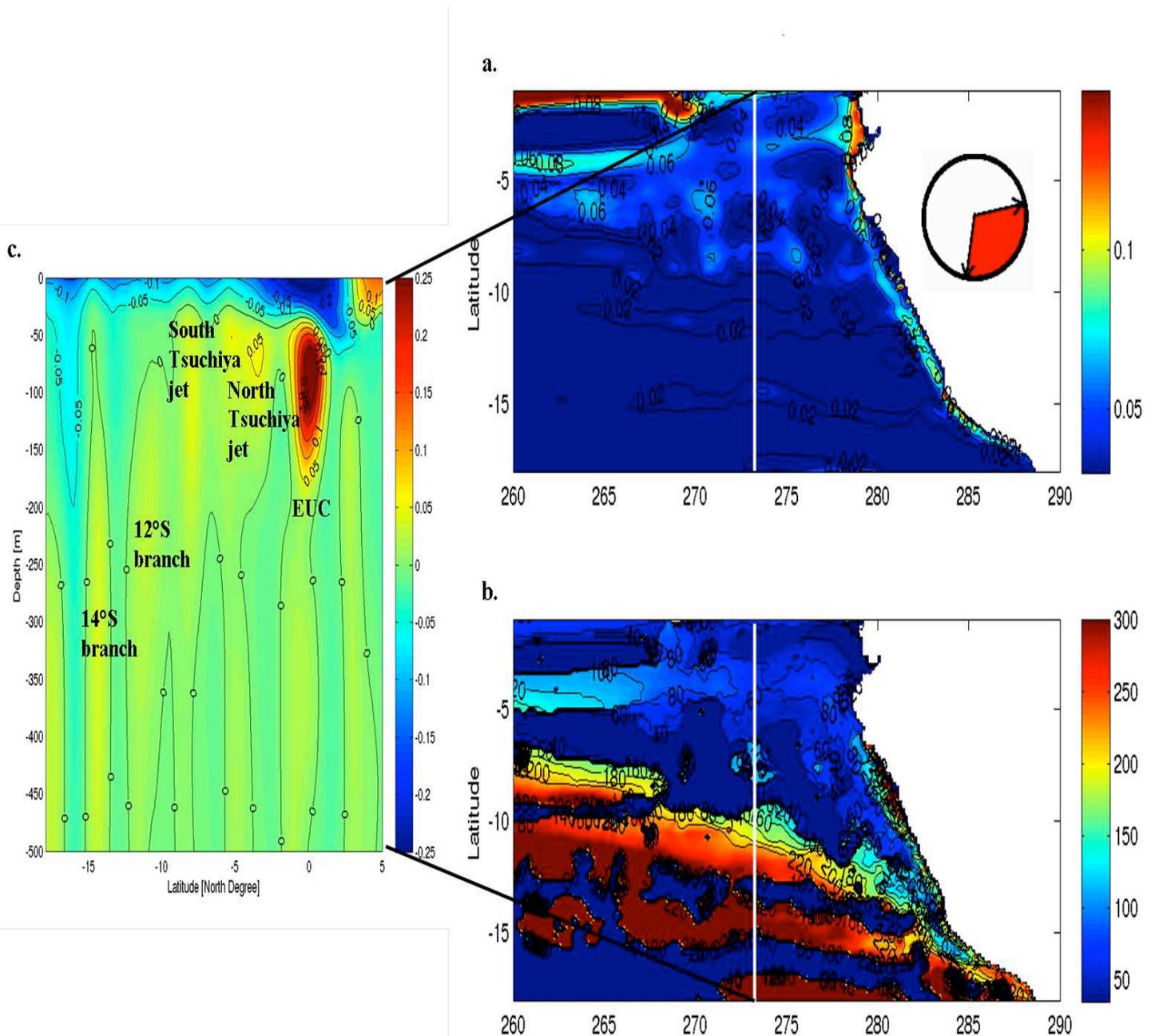


Figure V.15. a. Maximum amplitude (m.s-1) (a.) and depth (m) (b.) of subsurface current having a direction comprised between the 80° and 190° (direction referenced to the North) (see red-filled quarter in the round of the upper plot). Meridional cross section of zonal currents averaged between 86°W and 87°W (c.). Main eastward currents are spotted.

After the presentation of the modelling strategy and the evaluation of the realism of the model configurations, we will now concentrate on the sensitivity of the regional mean state (mostly vertical stratification and circulation) to the sampling of boundary forcings.

V.4.Sensitivity of the Eastern tropical Pacific mean state to open boundary conditions and topography

V.4.1.Annual cycle

We first evaluate the ability of the intra-seasonal variability in modifying the SST seasonal cycle in the EEP and HCS. We thus average the SST seasonal cycle over an equatorial and a coastal domain as illustrated by the upper panel of Figure V.16. We observe a significant modification of these seasonal cycles in both their amplitude and their phase (Figure V.16, lower panels). The high frequency tends to make the austral spring and winter conditions more persistent at the equator (only winter conditions in the HCS). To a lesser extent, the same tendencies can be observed as we properly include the GI into the grid.

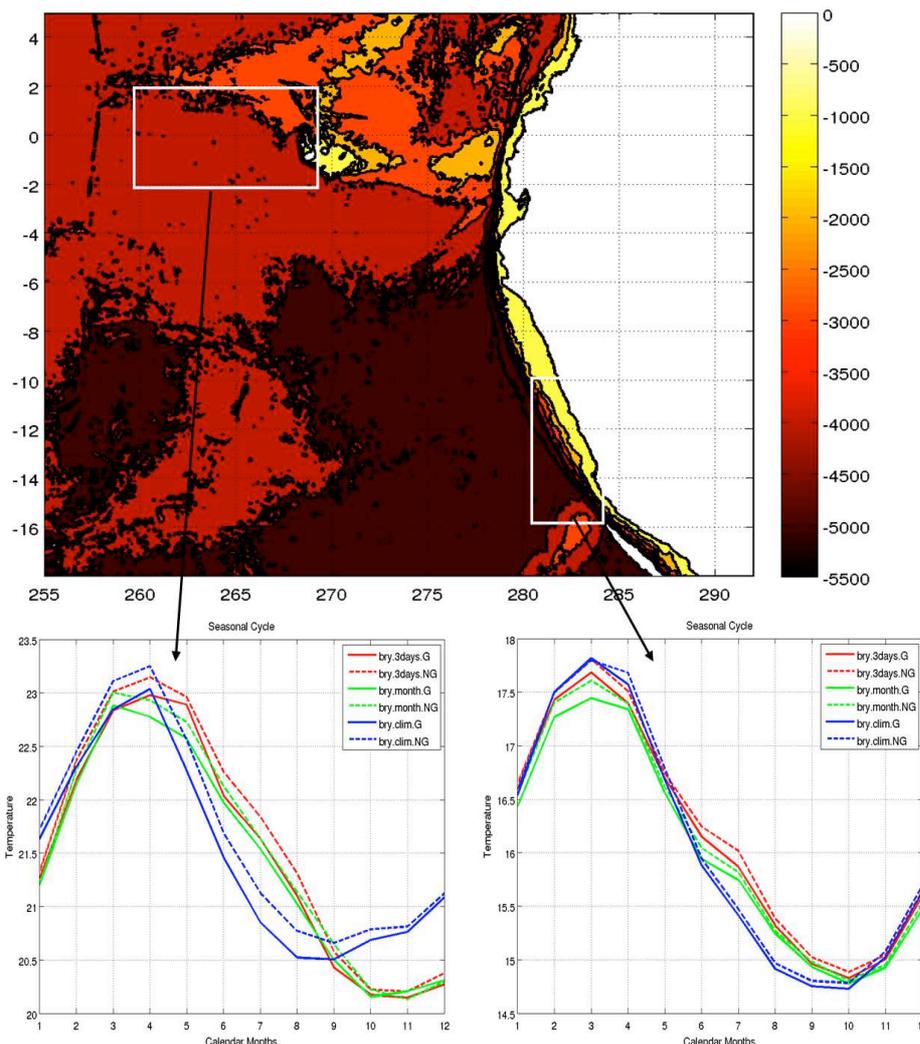


Figure V.16. SST seasonal cycles for the different experiments averaged over two main regions (represented by the white rectangles on the upper panel): an equatorial region (lower left panel) and a coastal region (lower right panel). Seasonal cycles are in red for Gala Merca 3days, in green for Gala Merca Month and in blue for Gala Merca Clim. Full lines respectively dashed lines stand for Gala respectively Nogala experiments.

Considering the previous chapters, it is likely that both intra-seasonal variability and the Galapagos archipelago may lead to a rectified effect onto the ENSO cycle through their impact on the EEP seasonal cycle and the change in the seasonal phase locking of ENSO. As far as the GI are concerned, it appears consistent with a recent modelling study (but with totally different modelling approach). Actually *Karnauskas et al.* (2008) show that the inclusion of GI bathymetric features into an OGCM and an hybrid coupled model leads to a modification of both ENSO amplitude and frequency (which shifts from a biennial to a quasi quadrennial band). Considering the larger sensitivity of our model configuration to the time sampling of the OBC than to the GI, our results suggest that comparable changes in ENSO may be also induced by the IEKW activity through their impact on the climatological SST in the east.

V.4.2. Mean circulation

In order to have some quick insights of the Eastern Pacific mean circulation sensitivity to OBC sampling and to bottom topography, we investigate the main characteristics of the most significant eastward mean undercurrents for GALA Merca 3days, NOGALA Merca 3days and GALA Merca clim. The amplitude and depth of these currents are presented in the Figure V.17.

Two striking features arise from these plots: 1) the inclusion of GI tends to spread the branches south of the equator that feeds the PCUC. In particular, the average maximum eastward circulation is increased by ~15% within 5° S and 10°S in the GALA run compared to the NOGALA run. However, the mean currents pattern is not too much altered between GALA and NOGALA configurations. 2) the OBC high frequency sampling leads to the revitalization of the EUC-PCUC connection comparable to the one observed between GALA and NOGALA. Actually, the intra-seasonal variability seems to drive the south Tsuchiya jet (around 8°S) dynamics, since it is well marked in the 3 days run and missing in the climatological configuration. The latter is nonetheless characterized by a stronger north Tsuchiya jet which directly impacts the South American coast, possibly generating alongshore recirculation.

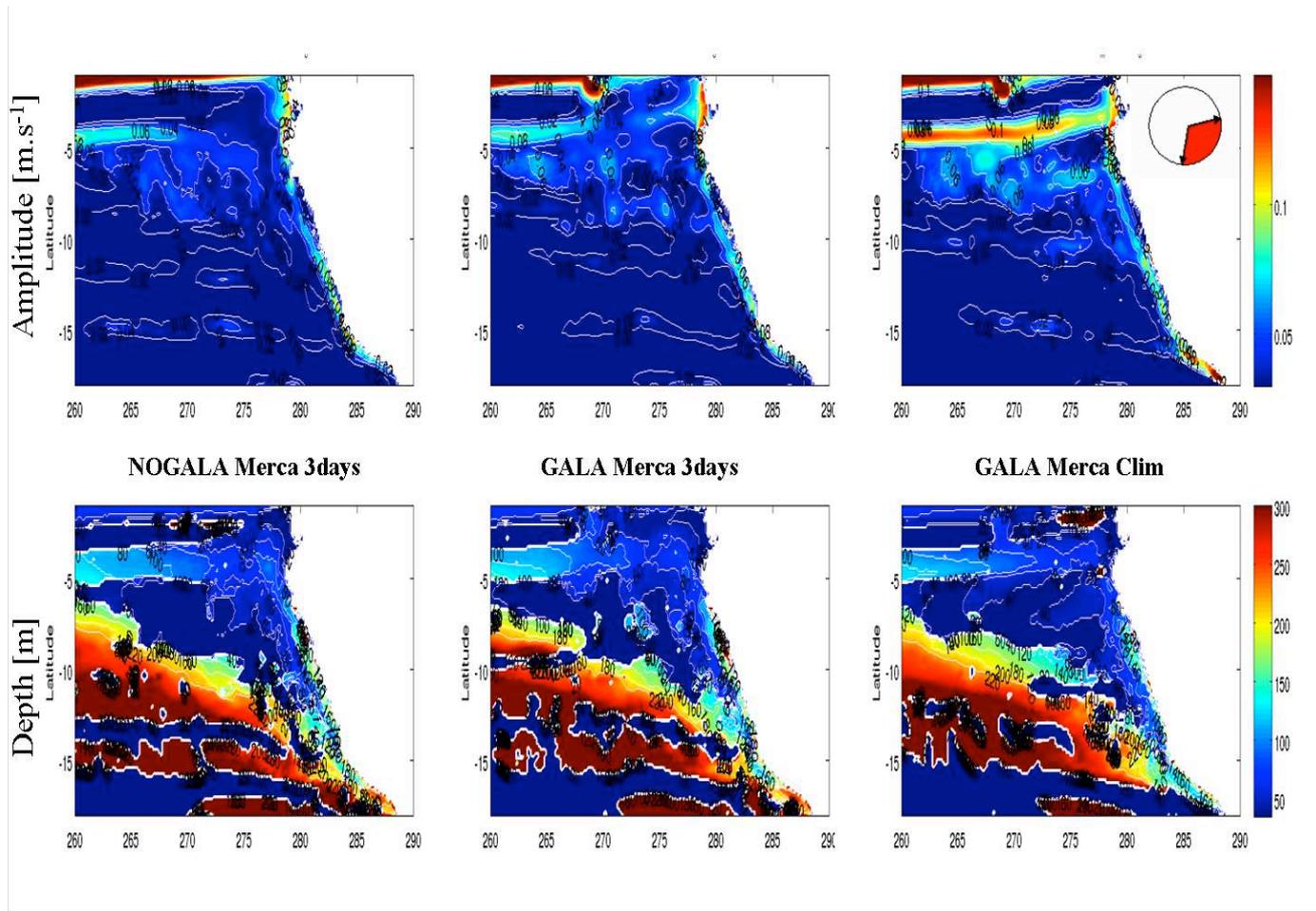


Figure V.17. Maximum amplitude (m.s^{-1}) (a.) and depth (m) (b.) of subsurface current having a direction comprised between the 80° and 190° (direction referenced to the North) (see red-filled quarter in the round of the upper plot). for two different configurations: Gala Clim Merca (left panels), Gala 3d run (middle panels) and NoGala 3d run (right panels).

In order to characterize further and quantify the change in the mean circulation in the eastern Pacific associated with both the presence of the Galapagos and the intra-seasonal equatorial variability, we provide an estimation of water mass fluxes of the main sub-surface currents for each run. In particular, we aimed at determining the feeding sources of the PCUC water (Montes *et al.*, 2010). The Eulerian approach is not appropriate here because the flow is three-dimensional, non stationary and turbulent, so that recirculation processes at fine scale can take place, which may biases the estimate from the pathways and trajectory as derived from Eulerian velocity fields. Such limitation calls for the use of Lagrangian trajectories diagnostics. To do so, a ROMS-offline tracking module is used to perform numerical Lagrangian (float) trajectories from stored ROMS velocity fields (Capet *et al.*, 2004; Carr *et al.*, 2008). We assume the float to be neutrally buoyant. They can be advected either forward or backward in time by the 5-days average velocity field linearly interpolated at float

locations. This kind of Lagrangian approach has already been proven to be a useful method for studying the origin and the fate of water masses (*Blanke et al.*, 2002).

We then released numerical floats in the core of the PCUC flow, between 50 and 200 m depth in the orange-speckled domain (12°-14°S) (cf. Figure V.18). The floats were tracked backward in time for 3 years (2003-2005) to distinguish from which feeding branch they came from (as displayed by the coloured rectangles in the Figure V.18). Before counting the floats, we applied a preliminary selection: we restricted the counting to the floats that remained at least 2 months within their domain ('host branch') after March 2003.

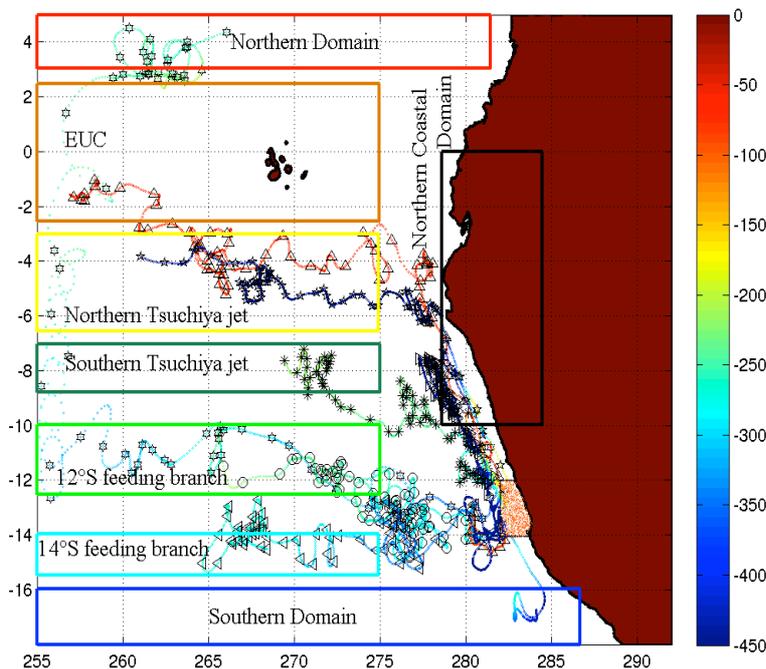


Figure V.18. Examples of spaghetti diagrams showing typical routes (and depth in [m]) of main eastward subsurface currents float trajectories that fed the PCUC between 12°S and 14°S. Passive floats trajectories were integrated backwards from the initial floats positions randomly set in the orange-speckled domain

The visual inspection of Figure V.15, 17 and 18 along with previous studies by *Croquette* (2006) and *Montes et al.* (2010) helped us identifying eight possible sources for PCUC waters. The reader is invited to refer to Figure V.18 to locate these plausible origins and to have a look at some examples of floats trajectories. The originality of this specific modelling study is the emergence of two southern branches which can be regarded as tertiary and quaternary southern subsurface countercurrents, i.e. new Tsuchiya jets.

The backward Lagrangian experiments highlight the distinct sources of the PCUC (and HCS water masses to a larger extent). The statistics are summarized in Table V.2. They confirm the conclusions inferred from Figure V.17. Actually, both the inclusion of Galapagos archipelago and the high frequency forcing (essentially equatorial and related to IEKW) tend to revitalize the meridional structure of zonal eastward undercurrent. When all the equatorial

variability is injected through the western OBC, the PCUC feeding sources are spread between all the jets previously identified. However, consistently with *Montes et al.* (2010), the northern and southern Tsuchiya jets along with the 12°S branch are identified as privileged PCUC waters providers, which puts the EUC role in feeding the PCUC into great perspective. This meridional spread of eastward subsurface flow by intra-seasonal equatorial variability prevents the EUC and Tsuchiya jets (especially the northern one) from being over energetic. Consequently their impact on the South American coast is damped which prevent the formation of alongshore recirculation cells. That's why we observe an all the more reduced provenance of floats from the alongshore domain so as the OBC are realistic. However, we cannot exclude the possibility of an artefact from the pathways identification, associated in particular with the residence time criterion. To some extent, the same conclusions can be inferred as far as the role of the GI bathymetry is concerned, namely a tendency to boost the meridional repartition of zonal undercurrents. This is consistent with K07 which highlighted an increased amplitude of the meridional overturning circulation when the GI were included into the grid. High frequency variability and GI bathymetric features seem to act together to favour lateral mixing and to split the EUC and northern Tsuchiya jets in various zonal jets. This work also extends *Montes et al.* (2010) study. In their climatological experiments, they identify that the PCUC is fed directly to about 30% by the three subsurface equatorial sources (EUC, pSSCC, sSSCC) which is actually consistent with our "OBC-smoothed" experiments (Merca Month and Merca Clim). This percentage rises until 40% when all the equatorial variability is passed on to our regional configuration, underlining the importance of intra-seasonal activity on the mean circulation in both the equatorial and coastal regions.

	Gala 3d	Nogala 3d	Gala month	Nogala month	Gala clim	Nogala clim	Privileged mechanism
Northern	0	0	0	0	0	0	-
EUC	1.99	0.40	0.19	0.44	0.05	0.40	OBC
Tsuchiya jet North	29.58	24.45	26.73	18.60	19.48	14.98	OBC
Tsuchiya jet South	9.74	3.78	8.95	8.23	8.86	6.99	Bathy
12°S branch	11.88	10.07	9.96	6.79	7.26	9.91	Bathy/OBC
15°S branch	1.72	1.19	0.19	1.95	0.87	0.70	OBC
Southern	1.36	2.58	4.03	2.20	1.42	1.85	?
Along shore	43.74	57.52	49.94	61.79	62.07	65.21	Bathy/OBC

Table V.2. Feeding sources of the PCUC obtained from the backward experiment (3-days average). The table shows the percentage of floats associated with each source by each solution. The last column shows the more influential process acting on the undercurrent dynamics.

V.4.3. Mean Peruvian upwelling

We now diagnose the impact of intra-seasonal variability and GI bathymetry on the Peruvian upwelling system. We define an index relevant for the upwelling intensity: the mean (over the 2003-2008 period) SST gradient averaged over the first 100 km offshore. Results are displayed in Figure V.19. This caption allows identifying three specific regions in terms of upwelling intensity, 5°S-9°S, 9°S-15°S and 14°S-15°S. All model solutions lead to comparable meridional variability of the mean upwelling, that is a more intense upwelling in the northern and central Peru than in the 14°S-17°S region. Whereas the more intense upwelling rate in the central Peru has to be associated to a large extent to the more intense along-shore winds in the Pisco region, in the Northern Peru it may be related to some extent to the influence of the equatorial variability as will be discussed later on. Despite this overall agreement of the meridional profiles of the upwelling rate between the model configurations, some differences can be noted. They largely depend on the considered regions. In the northern part of the domain, the “OBC smoothed” runs tend to favour a more intense upwelling, whereas the central region displays an opposite behaviour, i.e. an intensification of the upwelling in the realistic configuration. This illustrates the difficulty to isolate a privileged tendency from just SST which is influenced by both the dynamics and the heat fluxes.

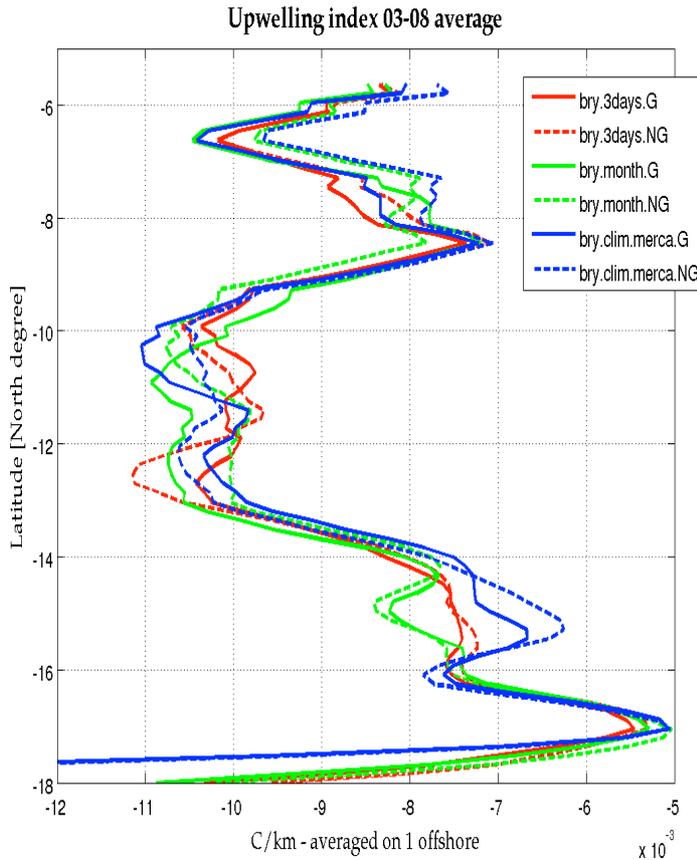


Figure V.19. Mean alongshore upwelling index over the period 2003-2008 for the different configurations. The upwelling index is calculated as the SST gradient (averaged on 100 km offshore) in °C/km

$$\int_{100 \text{ km}} \frac{\partial \overline{SST}}{\partial x} dx$$

(. The more negative the index, the more intense the coastal upwelling.

The interpretation of the differences between the various runs may be better depicted from the inspection of subsurface properties, especially the PCUC characteristics (Figure V.20). The results of Figure V.20 indicates an overall similar characteristics of the PCUC, that is a tendency for increasing depth with latitude and a maximum intensity in the region 9° and 15°S. This is comparable to other modelling studies (*Dewitte et al., 2008*). Whereas the intensity of the PCUC is comparable between all runs, the PCUC core depth appears shallower in the simulation using climatological OBC than in the other runs all along the coast. This may have consequences on the energy balance associated with the baroclinic instability. In particular, this shallower tendency for the PCUC depth in the climatological OBC run is quite contradictory. Actually, a shallower undercurrent may be associated with an overall rising of the isotherms, synonymous of an enhanced upwelling which contradicts the previous diagnostics (i.e. a damped upwelling). This may illustrate depth-dependant changes in vertical structure associated with the entrance of high frequency variability in the regional domain, and thus a possible alteration of equatorial and coastal stratification.

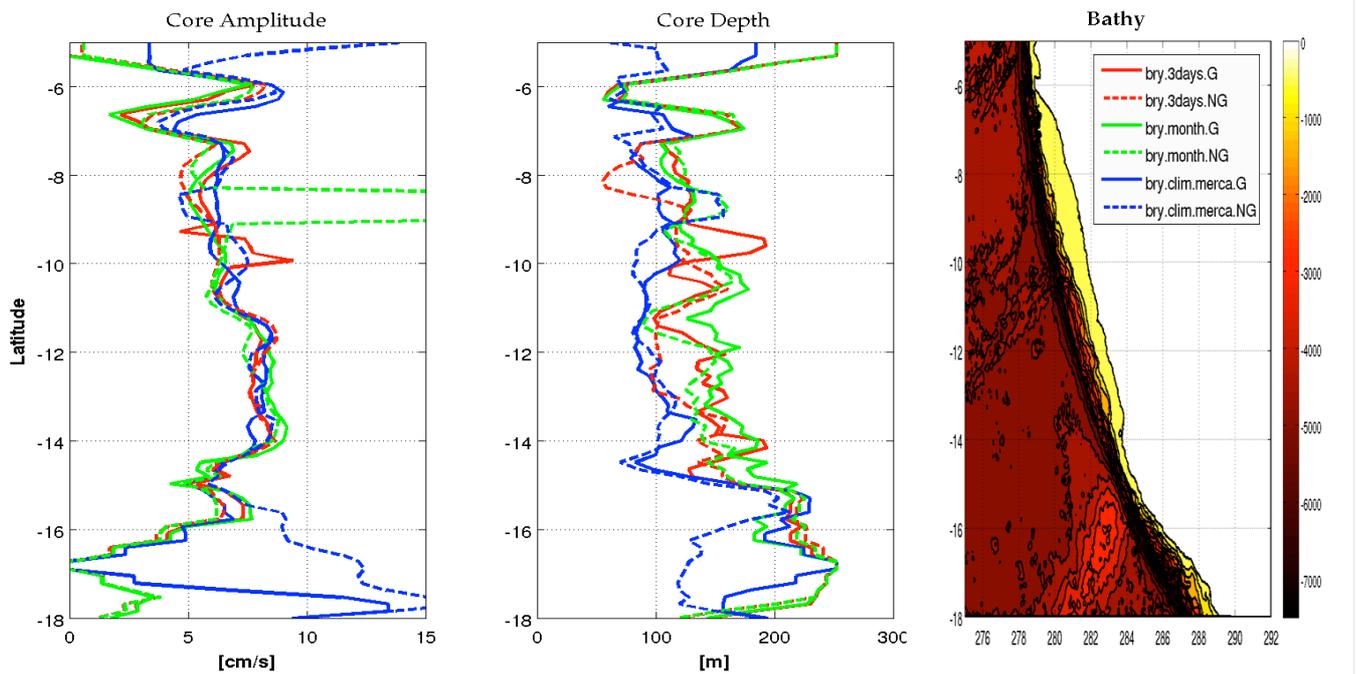


Figure V.20. PCUC core amplitude in [cm.s-1] (left panel) and depth in [m] (middle panel) along the Peruvian coast (right panel). The PCUC core is identified as the maximum amplitude of mean (average over the 2003-2008 period) subsurface current having a direction comprised between the 80° and 190° (direction referenced to the North) in a 2 degrees offshore fringe.

V.4.4. Mean stratification

V.4.4.a. Galapagos archipelago influence

The diagnostics of the previous section raised the possibility of a non uniform change in the vertical structure induced by GI inclusion in the bathymetry and/or a realistic variability at the equatorial entrance of our regional domain. These non uniform changes are likely to impact the equatorial stratification which is a key parameter with respect to ENSO stability. We therefore diagnose changes in equatorial stratification caused by GI bathymetric features. The Figure V.21 presents these differences.

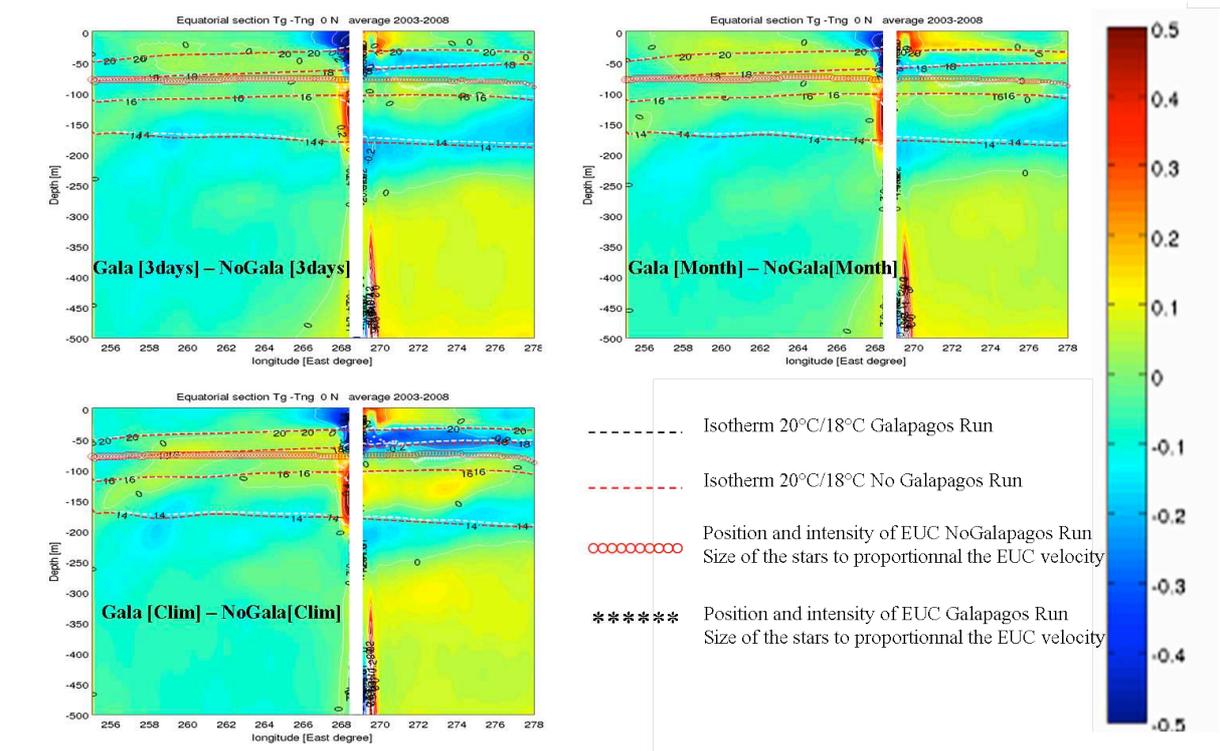


Figure V.21. Mean thermal structure differences in [°C] at the equator between the full bathymetry and the “shaved-one” for each experiment: Merca 3days (upper left panel), Merca Month (upper right panel) and Merca Clim (lower left panel). The white, respectively red dashed lines represent different isotherms (20, 18, 16 and 14°C) for the GALA, respectively NOGALA configurations. The white stars represent the position and intensity of EUC in the GALA configuration, the red circles represent the same in the NOGALA configuration.

Not surprisingly, the GI inclusion associated with quasi permanent easterlies in this part of the domain triggers an upwelling, respectively downwelling located on the west, respectively east coast of the archipelago through Ekman dynamics. The downwelling leads to an increase in surface temperatures around 0.2°C east of the islands (which is significantly lower than the 2°C warming diagnosed by ET04 and K07). Moreover, the EUC route and intensity are also modified. The GI deviate and obstruct the undercurrent. The overall effect of the presence of these islands is an uprising of the isotherms much more pronounced in subsurface, causing significant changes in stratification mainly located east of the archipelago. These changes in stratification are all the more prominent so as the OBC variability is smoothed. We have to note here that we do not recover K07 nor ET04 results. Actually the inclusion of GI does not lead to a significant CT warming at the surface. The changes are more prominent at the subsurface than in surface, which may be due to the use of the bulk parameterization. However, the surface changes are more important in the climatological runs (similarly to ET04 and K07 simulations). In the light of the results of the

previous section, we can hypothesize that high frequency enhances lateral mixing and then partially damps the effect of these islands.

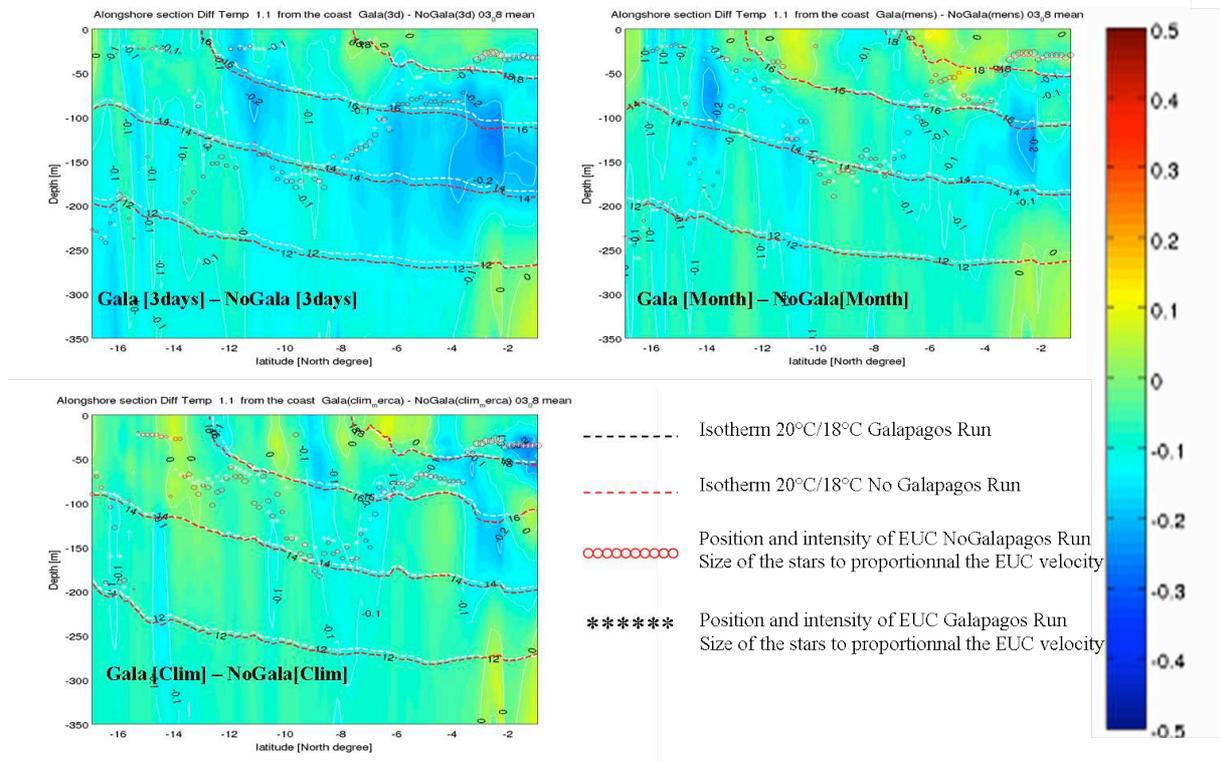


Figure V.22. The same as the previous caption (Figure V.19) for an alongshore section (1.1 degree offshore) except for the isotherms (18, 16, 14 and 12°S).

We now wonder if this change in stratification extends up to the Peruvian coast. We thus perform the same diagnostics than above but for an alongshore section (Figure V.22). Despite an overall small uprising of isotherms, the differences in stratification induced by the presence of GI are very weak. They are enhanced in the case of the high-frequency OBC peaking to -0.3°C near the thermocline (approximated here as the 15°C isotherm) at 3°S .

These islands do not seem to alter significantly the EEP mean state as proposed by former studies. Nonetheless, we have to mention that these studies performed their analysis through OGCM configurations with relatively coarse resolution (maximum $1/4^{\circ}$ of a degree). The increase in resolution and the use of modelling tool well parameterized for representing mesoscale dynamics in our case allow the representation of processes possibly acting destructively with respect to the mechanisms proposed by these authors.

V.4.4.b.OBC sampling influence

We evaluate the influence of the OBC sampling on the EEP mean state by performing similar diagnostics than above but considering only the simulations with realistic topography (i.e. including the GI). We display the differences induced by the OBC frequency in the mean thermal vertical structure at the Equator (Figure V.23) and along the Peruvian coast (Figure V.24).

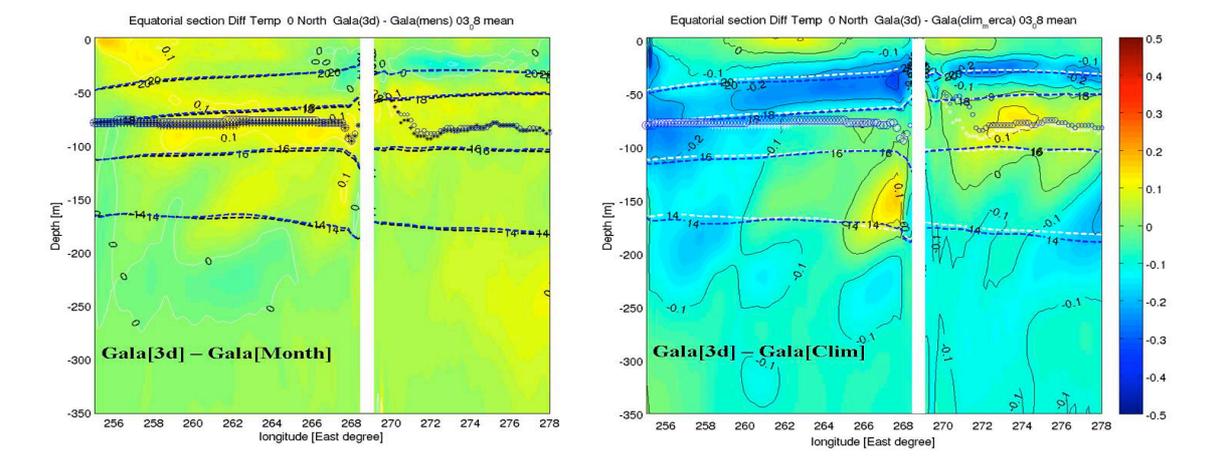


Figure V.23. Mean thermal structure differences in [$^{\circ}\text{C}$] at the equator for the full bathymetry experiments between Merca 3days and Merca Month (left panel) and between Merca 3days and Merca Clim (right panel). The white, respectively blue dashed lines represent different isotherms (20, 18, 16 and 14°C) for the first, respectively second configurations. The white stars represent the position and intensity of EUC in the first configuration, the red circles represent the same in the second one.

The results of Figure V.21 indicate first a significant impact of the high-frequency variability on the mean state along the equator. It results in an overall warming of the upper 300m when the reference state is derived from the run using monthly averaged OBC and overall cooling when the reference state is derived from the run using climatological OBC. Note that the different reference states used here allows estimating in one case (Figure V.21 left) the impact of intra-seasonal variability for frequency larger than $\sim 60 \text{ days}^{-1}$, in the other case (Figure V.21 right) it refers to the impact of the variability including all frequencies (except seasonal). In this later case, the frequencies around 90 days^{-1} and 100 days^{-1} (see Figure V.6) are of particular interest, although interannual frequencies have also to be considered.

These results also highlight the more significant influence of high frequency variability than GI bathymetric features inclusion on EEP mean state. Actually, we recognize the same kind of patterns between the two sensitivity tests, i.e. 3days – Monthly and 3days –

Climatology. However, the latter tends to increase the vertical differences at the equator with differences up to 0.5°C colder around the thermocline in the realistic experiment than in the climatological configuration. We also note an overall surface warming but not greater than 0.15°C , which is still not enough to compensate for the CT cold bias associated with the effect of the GI (see Figure V.21). Interestingly, we can distinguish a westward vertical propagation of anomalies in both sensitivity tests (more visible with the reference state as derived from the simulation with climatological OBC). Although located at the equator, we can suspect vertical energy dissipation associated with Rossby waves or modal dispersion. This will be further investigated later. The larger difference in mean temperature when the reference state is taken from the simulation with climatological OBC, suggests a privileged role of the equatorial waves in the $[80-100]$ days $^{-1}$ frequency range.

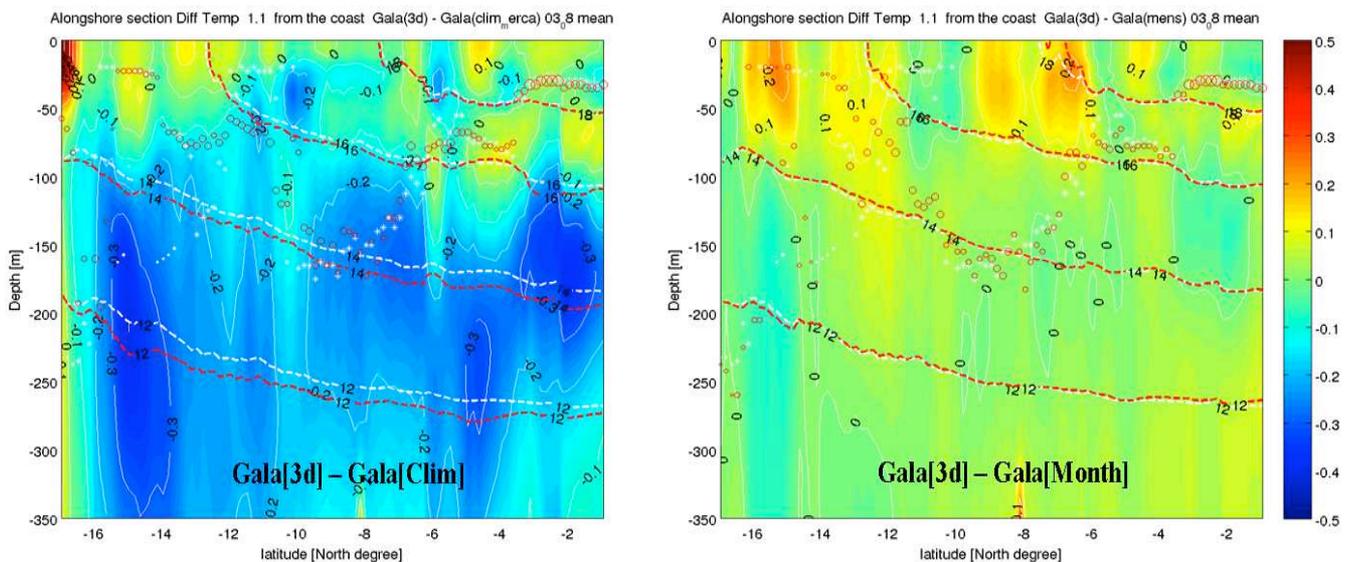


Figure V.24. The same as the previous caption (Figure V.21) for an alongshore section (1.1 degree offshore) except for the isotherms (18, 16, 14 and 12°S).

Interestingly, the changes in stratification identified in the equatorial part of the domain extend up to the Peruvian coast, with well marked changes in subsurface between Gala Merca 3days and Gala Merca Clim and more pronounced modifications in surface between Gala Merca 3days and Gala Merca Month. In both equatorial and alongshore cases, the difference between Gala Merca Month and Gala Merca Clim (not shown) highlights a nonlinear rectification of mean stratification by high frequency variability. This may emphasize a nonlinear behaviour associated with intra-seasonal variability. In particular, it is likely that the IEKW impacts differently the mixing and advection processes, resulting in a

different rectified effect on the mean stratification. For instance, in the upper layer, the difference in vertical structure and frequency of the most energetic IEKW (60 days^{-1} for mode 1 and 100 days^{-1} for mode 2) may results in a different contribution to the tendency term to the SST.

Due to the trapping of the IEKW, these stratification changes expand off the equatorial band as evidenced by Figure V.25. The vertical structure at 5°S (latitude of maximum amplitude for the Rossby waves of the first baroclinic mode) is also significantly modified by the intra-seasonal variability. We can also suspect a vertical isotherms displacements sloping downward from east to west suggesting the presence of $l=1$ Rossby waves at intra-seasonal timescales (see the frequency of WKB ray paths plotted in Figure V.25) in the GALA Merca 3days experiment which possibly trigger vertical propagation of energy fluxes able to rectify the regional mean state (with respect to climatological mean state). This confirms that timescales interaction mechanisms between intra-seasonal activity and mean state occur in our realistic experiment, the so-called GALA Merca 3days. These mechanisms are likely to be associated with IEKW related nonlinear processes, especially lateral/vertical mixing and energy vertical dissipation of reflected intra-seasonal Rossby waves.

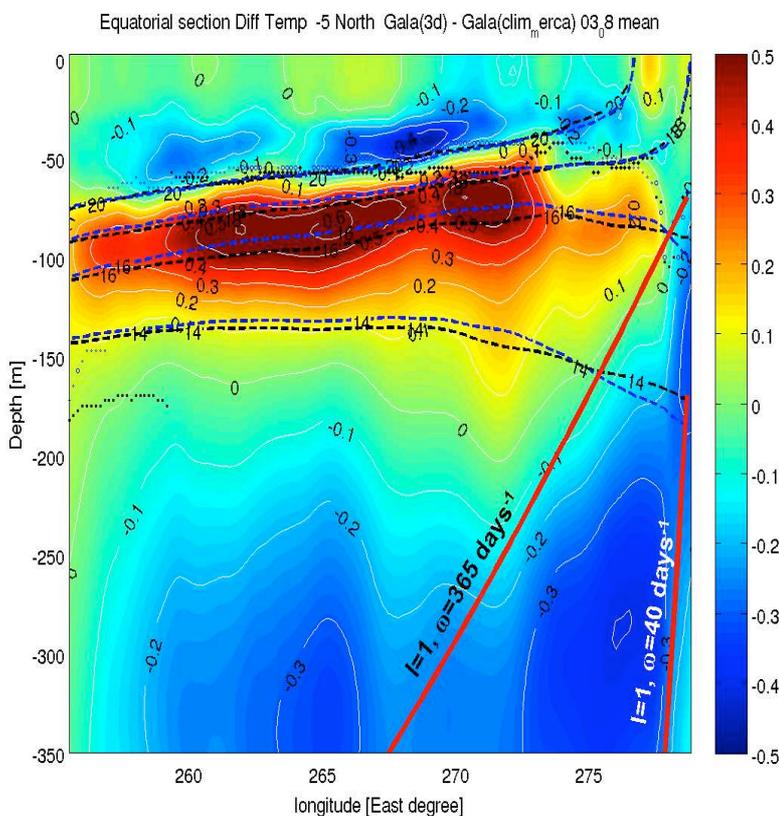


Figure V.25. Mean thermal structure differences in $[\text{°C}]$ at 5°S for the full bathymetry experiments between Merca 3days and Merca Clim experiments. The black, respectively blue dashed lines represent different isotherms (20, 18, 16 and 14°C) for the first, respectively second configurations. The thick red lines are WKB ray path calculated following Dewitte and Reverdin (2000) (see their (A3) equation) of the $l=1$ Rossby waves in the mean x - z dependant model stratification (as evaluated by Brunt-Väisälä frequency).

The previous diagnostics emphasizes the strong modification of the EEP and HCS mean state due to high frequency variability. To have some further insights on the stratification sensitivity to both bathymetric features and equatorial high frequency variability, we plot the equatorial vertical structure of Brunt-Väisälä frequency (Figure V.26).

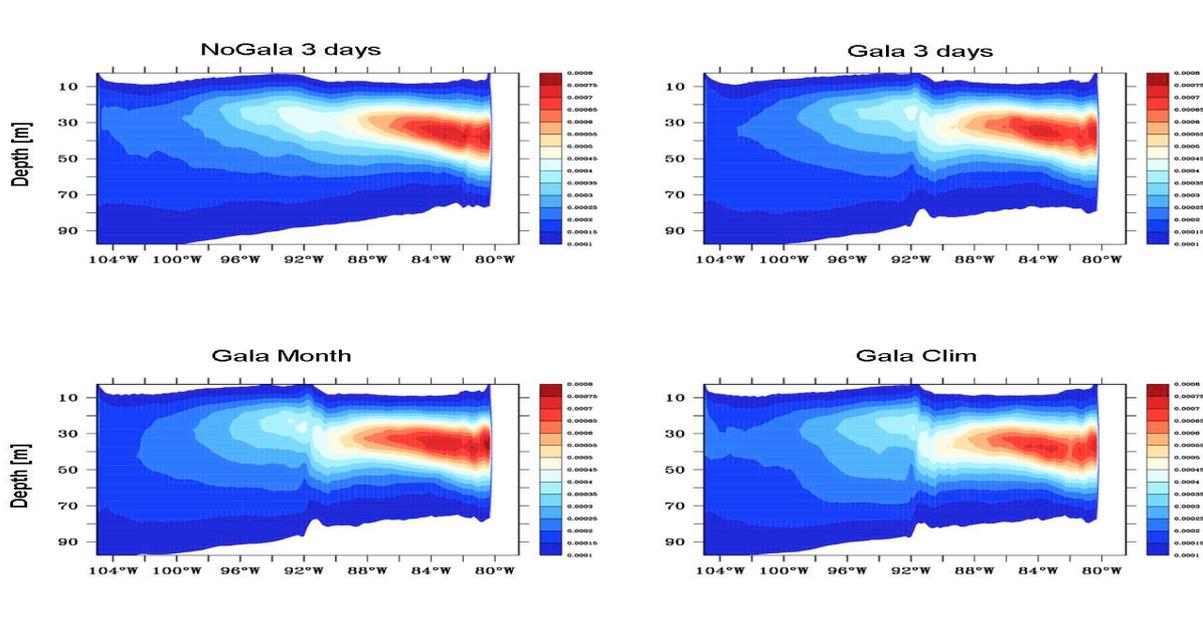


Figure V.26. N^2 Brunt- Väisälä frequency in s^{-2} for different configurations at the Equator

This highlights the change in stratification induced by the Galapagos archipelago and by the OBC sampling. We observe a tighter structure for high frequency variability reflecting the more diffuse thermocline in our climatological runs. This consolidates the fact that high frequency variability, and especially associated with IEKW, has the ability to rectify the equatorial vertical structure and thus the whole regional dynamics. This prompts us to quantify more precisely the rectified effects of IEKW on the mean baroclinic structure. This will be investigated in the following section.

V.4.5. Intra-seasonal Equatorial Kelvin Waves and baroclinic mode contributions

The vertical modes were calculated in a similar way to the method used by *Dewitte et al.* (1999). The reader is invited to refer to this work and to *Dewitte et al.* (2008) for more technical details and method limitations. The baroclinic decomposition was performed for each experiment on the entire length of the simulation, for the pressure and zonal velocity fields. Note that the following results have to be taken cautiously close to the coast or around

GI bathymetric features as the method is not suited in the vicinity of strong slope and complicated bathymetry and coastline. Actually, near continental slope, frictions effects have the ability to alter the structures of the modes.

As a first step, we present the baroclinic mode contribution in terms of zonal current variability for the 3d GALA run (Figure V. 27). It indicates that a significant share of the variability projects on the second baroclinic mode in the eastern Pacific, which is due to the shallower thermocline than in the central Pacific. The summed-up contribution of mode 4 to 10 has also a significant contribution, which traduces the fine vertical scales of variability in the eastern Pacific associated with the termination of the EUC and its shallow depth. The Figure V.27 also obviously confirms the decrease in zonal currents variability when our regional configuration is constrained by smoothed OBC. The differences in variability between the GALA 3d and NOGALA 3d runs for different ranges of frequencies are displayed in Figure V.28 (note the different colorbar scales). Whereas the deepest modes do not seem to be too much altered by the inclusion of GI, we note a clear decrease of the first mode variability (which traduces change in thermocline depth associated with the obstruction of the EUC upper layers) especially in the $[80-120 \text{ days}^{-1}]$ frequencies range (prominent at the equator).

Second, we quantify the role of the intra-seasonal variability and how it projects onto the baroclinic modes. To do so, we look at the variability of the zonal velocity fields anomalies with respect to the seasonal and intra-seasonal cycle (Figure V.29), and the explained variance of these specific frequencies with respect to the velocity fields averaged in the mixed layer (Figure V.30). The IEKW in the $[50-60] \text{ days}^{-1}$ frequencies range are more associated with the first baroclinic mode and contribute to make the thermocline more diffuse (which may explain a part of the mix layer warming in the high frequencies OBC experiments – Figure V.23). In contrast, the IEKW in the $[80-100] \text{ days}^{-1}$ frequencies range project onto the second baroclinic mode which tends to increase the stratification below the thermocline in the high frequencies experiments.

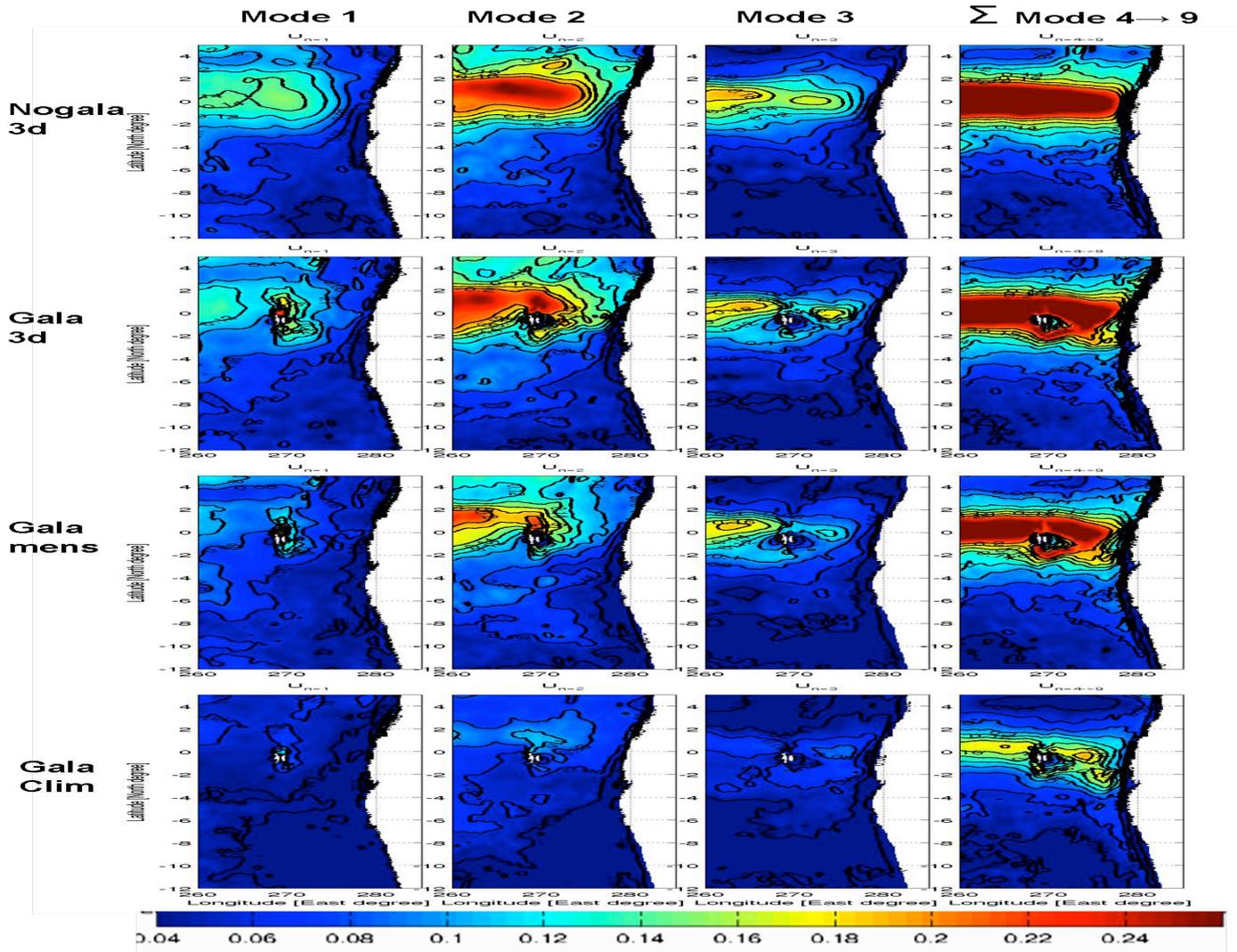


Figure V.27. Maps of variability of zonal currents (cleared from annual and semi annual harmonic) in m^2/s^2 , associated with first baroclinic mode, second baroclinic mode, third baroclinic mode and the contribution of modes 4th to 9th for NoGala 3d (upper panels), for Gala 3d run (upper middle panels), for Gala Month (lower middle panels) and for Gala Clim.(lower panels) experiments

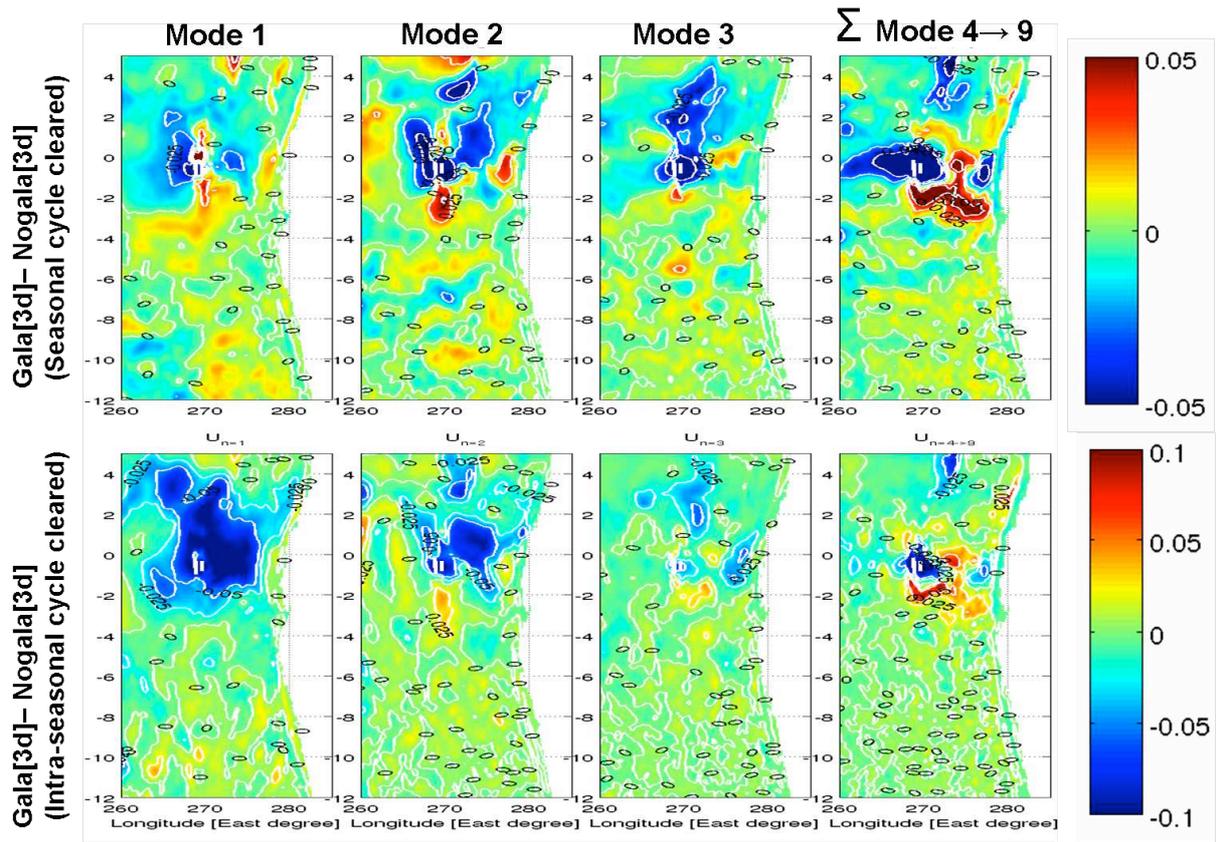


Figure V.28. Maps of differences of zonal currents variability in m^2/s^2 , associated with first baroclinic mode, second baroclinic mode, third baroclinic mode and the contribution of modes 4th to 9th between Gala 3d and Nogala 3d cleared from annual and semi annual harmonic (upper panels) and cleared from monthly mean (intra-seasonal anomalies) ($f > 60$ days $^{-1}$) (lower panels).

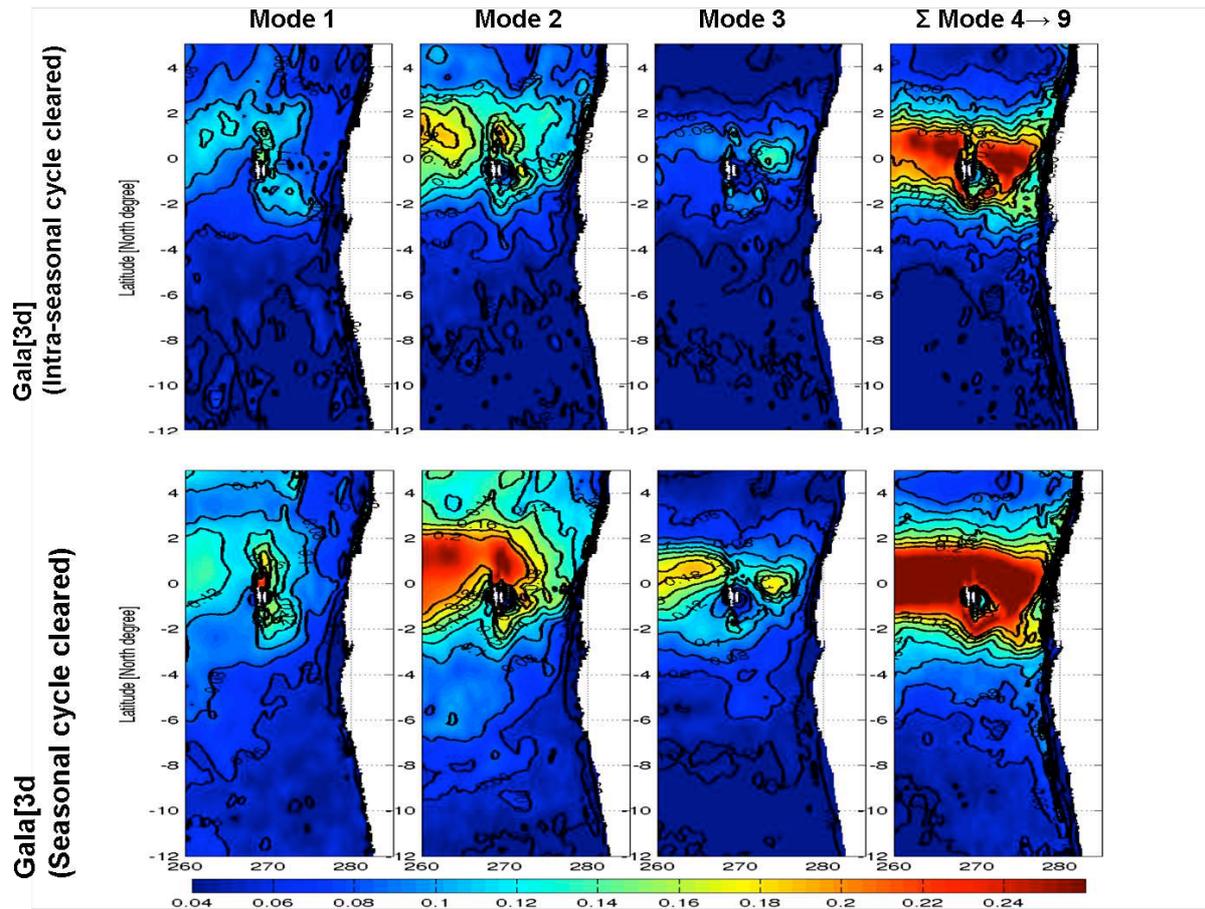


Figure V.29. Maps of variability of zonal currents in m^2/s^2 , associated with first baroclinic mode, second baroclinic mode, third baroclinic mode and the contribution of modes 4th to 9th for Gala 3d cleared from annual and semi annual harmonic (lower panels), cleared from monthly mean (upper panels).

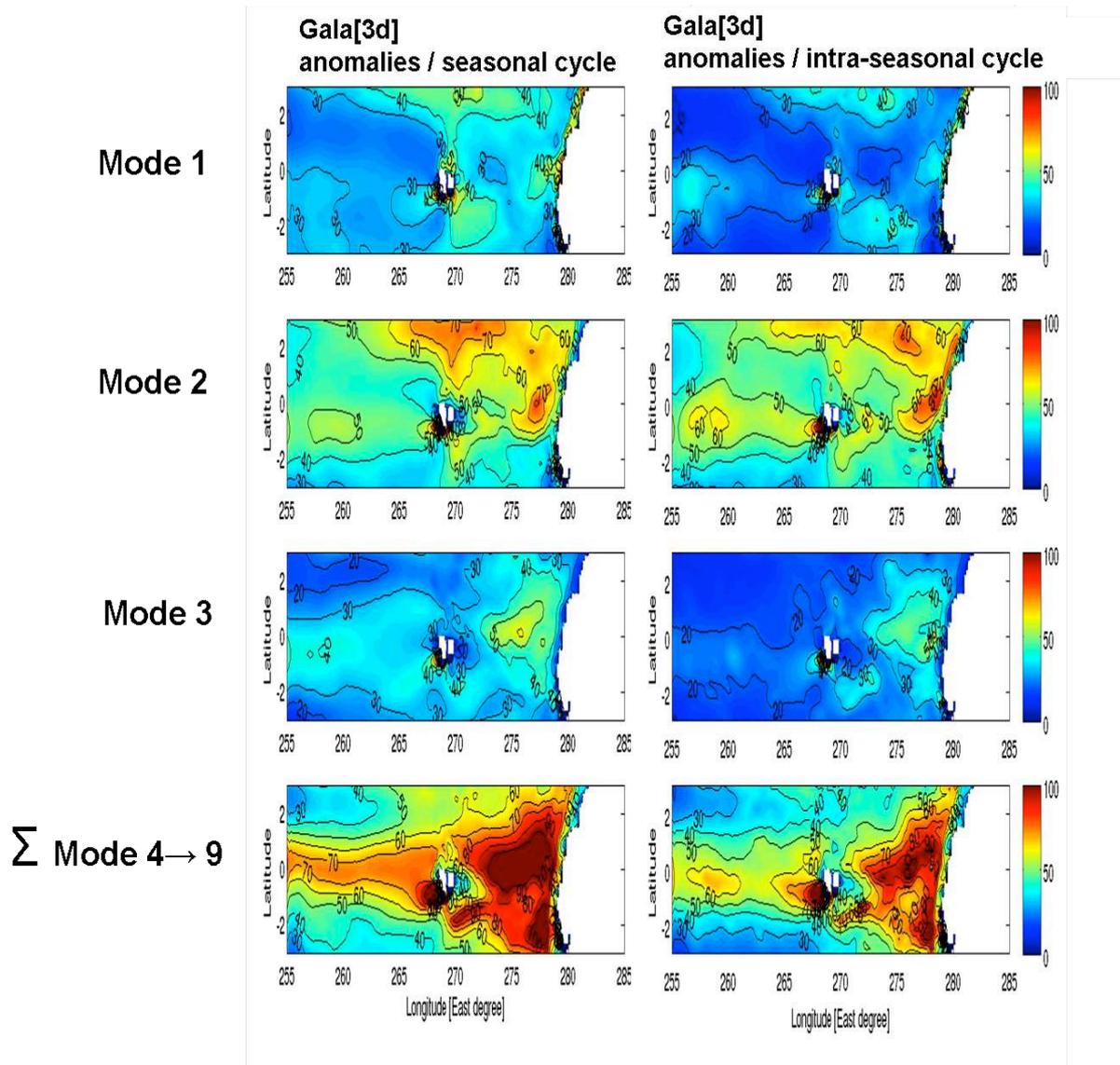


Figure V.30. Explained variance for Pressure fields variability cleared from seasonal cycle (left panels) and cleared from monthly mean (right panels) (in %, relative to the velocity fields integrated in the mixed layer) by baroclinic mode 1 (upper panels), baroclinic mode 2 (middle up panels), baroclinic mode 3 (middle low panels), and the contribution of mode 4 to 9 (lower panels) for Gala.

In the following section, we will focus on the processes responsible for these changes in mean stratification.

V.5. Heat budget, mechanisms

To go further in the identification of physical processes involved in the EEP and HCS mean state rectification by the IEKW, we performed an online heat budget for each experiment. We restricted this diagnostic (greedy in computation time and storage) to the period 2005-2008. This online diagnostic ensures us a closed head budget and the possibility to access all the tendency terms of the general temperature equation (advection, diffusion, mixing ...):

$$\partial_t T + \nabla \cdot (U \cdot T) = K_h^T + \partial_z (K_v^T \partial_z T) + \frac{1}{\rho_0 C_p} \partial_z (Q_{net}(z))$$

(1) + (2) = (3) + (4) + (5)

where (1) is the temperature rate, (2) the three dimensional advection, (3) the lateral mixing, (4) the vertical mixing, and (5) the net heat flux forcing. Note that the lateral mixing will be non null only in the sponge layers as the lateral diffusion is only numerical in ROMS to limit dispersion (*Shchepetkin and McWilliams, 1998*).

In addition to this on line heat budget, we analysed a heat budget within the mixed-layer (whose depth is also calculated online by the model). We can interpret it using the following simplified temperature equation:

$$\partial_t T = - \langle U \partial_x T + V \partial_y T + W \partial_z T \rangle - \frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial t} (SST - T_{z=h}) + \frac{Q}{\rho_0 C_p h} + k_v \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

where T represents the ocean temperature and SST the Sea Surface Temperature, (U, V, W) is the 3-D velocity field estimated from the simulation, h is the mixed layer depth estimated by the model Q the net heat flux. The variables ρ_0 and C_p are the mean density and heat capacity of the ocean water ($\rho_0 = 103 \text{ kg m}^{-3}$ and $C_p = 4.1855 \cdot 10^3 \text{ PSI}$), k_v is the vertical diffusion coefficient (estimated by the KPP scheme, *Large et al., 1994*).

The first term denotes the temperature rate, the second one the advection terms, the third term the entrainment by the change in mixed layer, the fourth term the net heat flux forcing and the last one the vertical mixing.

V.5.1. Mean equatorial heat budget

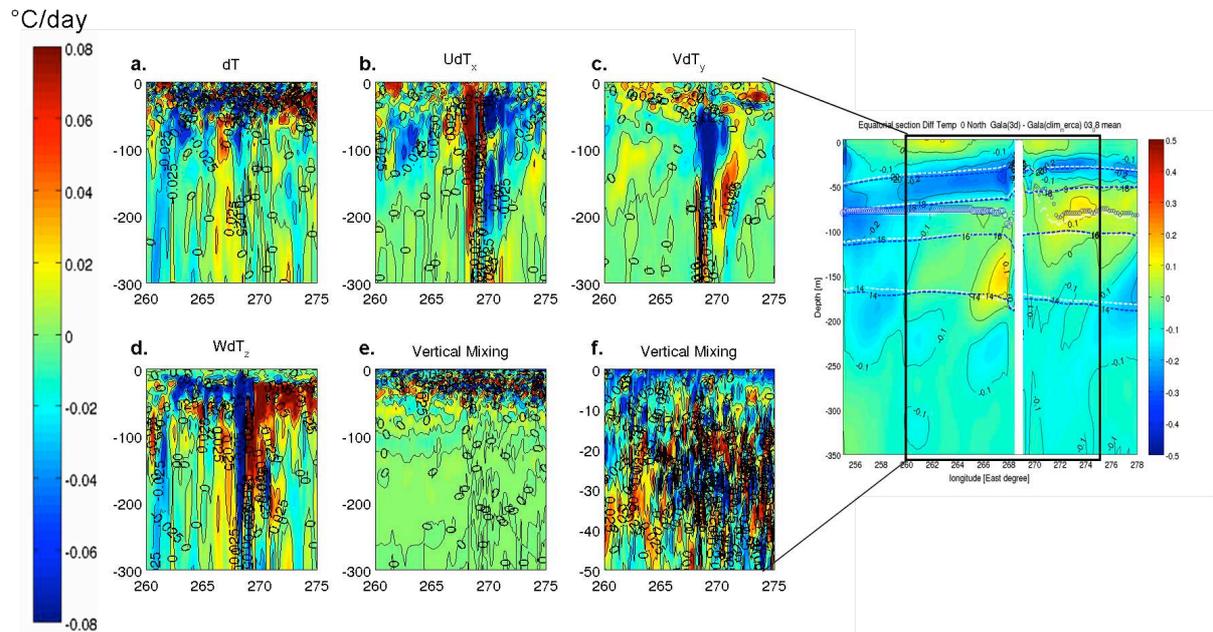


Figure V.31. Mean heat budget difference at the equator between *Gala 3days* and *Gala Clim*. Temperature rate (a), total zonal (b), meridional (c), vertical (d) advection and vertical mixing (e et f).

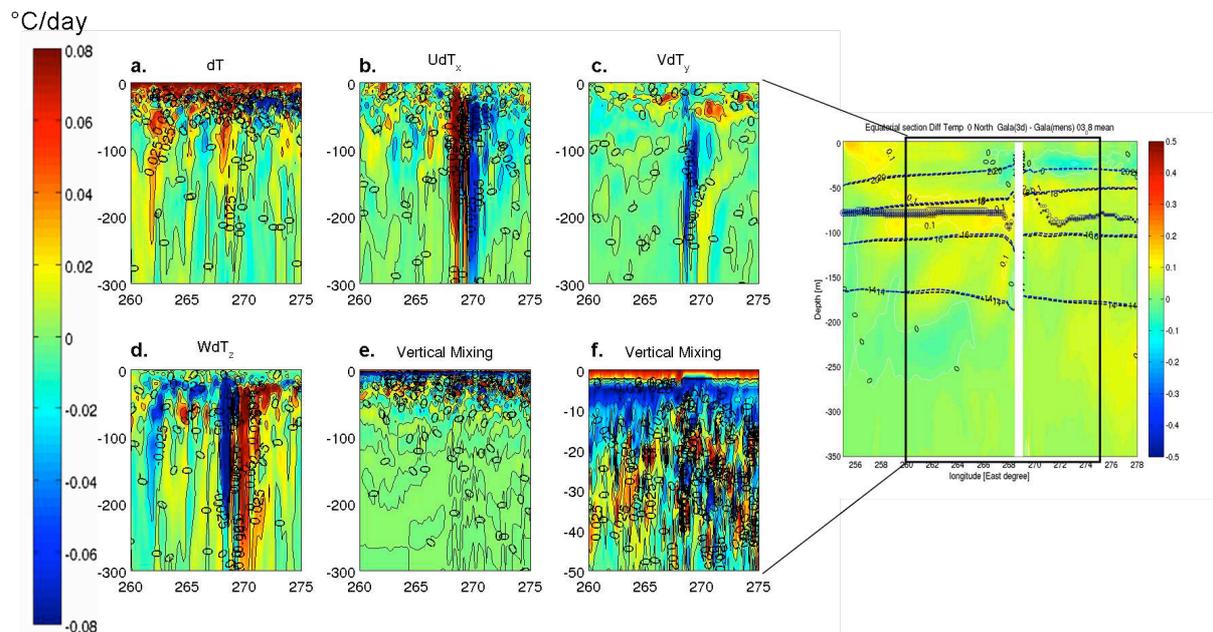


Figure V.32 Mean heat budget difference at the equator between *Gala 3days* and *Gala Month*. Temperature rate (a), total zonal (b), meridional (c), vertical (d) advection and vertical mixing (e et f).

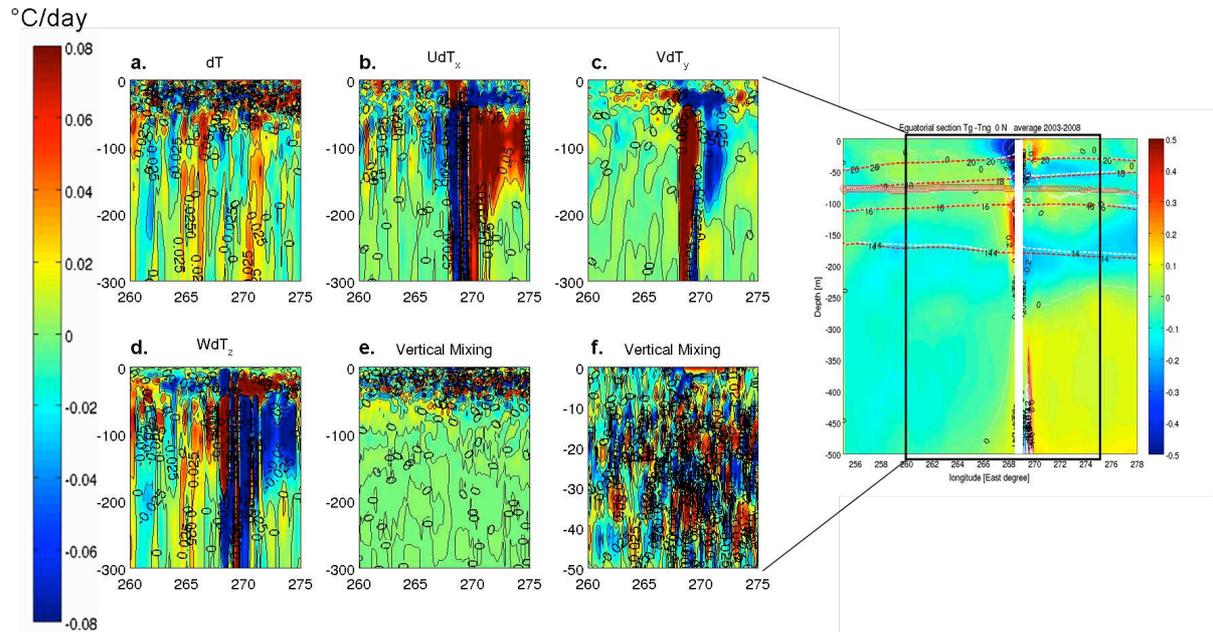


Figure V.33. Mean heat budget difference at the equator between Gala 3days and Nogala 3days. Temperature rate (a), total zonal (b), meridional (c), vertical (d) advection and vertical mixing (e et f).

The Figure V.31 and V.32 represent the differences induced by the intra-seasonal activity for each term of the mean heat budget. The former (more representative of the activity of the $[80-120]$ days⁻¹ frequency range) highlights the contribution of zonal and vertical advection in increasing the stratification. The meridional advection has little effect, except within the first fifty meters which indicates a significant contribution of Ekman currents. Conversely, the latter (Figure V.32) is more representative of the $[40-60]$ days⁻¹ frequency range. It indicates that the vertical mixing (in the mixed layer) and the vertical advection associated with IEKW (and preferentially the first baroclinic mode on which they project more onto) have a clear effect on the equatorial vertical stratification. The vertical advection, respectively vertical mixing is responsible for a cooling, respectively a warming tendency in the vicinity of the thermocline (below), respectively within the surface. This highlights the importance of nonlinearity associated with turbulent vertical mixing in rectifying the eastern tropical Pacific mean state (consistent with *Cravatte et al.*, 2007).

The Galapagos archipelago tends to have an impact on thermal advection especially between the GI and SouthAmerican coast. It remains however hard to distinguish a privileged tendency in the mean temperature rate (Figure V.33).

V.5.2. Mean coastal heat budget

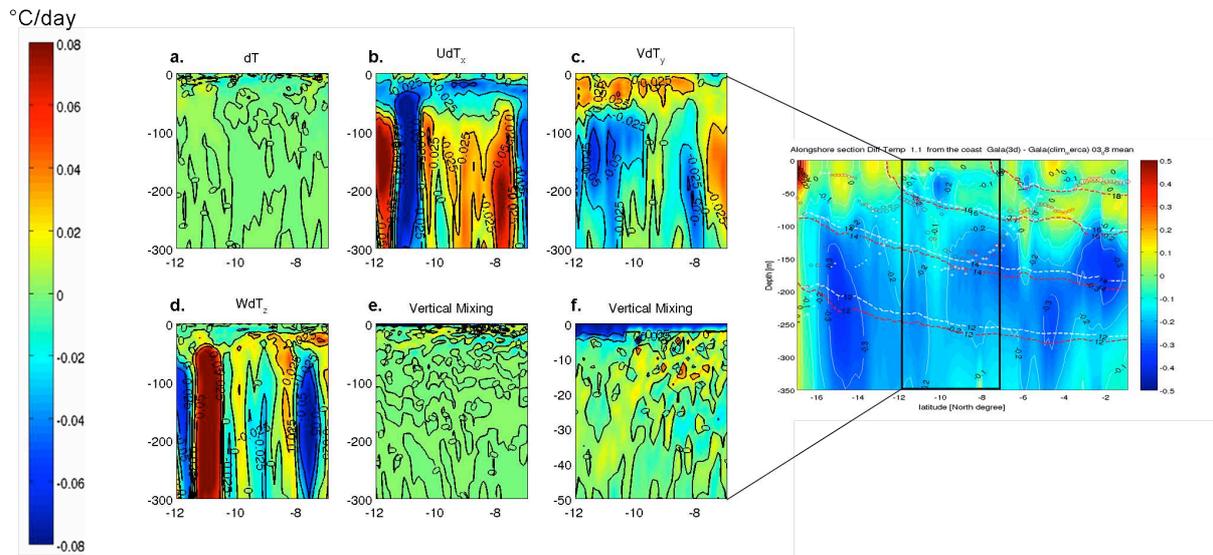


Figure V.34. Mean heat budget difference along the Peruvian coast between *Gala 3days* and *Gala Clim*. Temperature rate (a), total zonal (b), meridional (c), vertical (d) advection and vertical mixing (e et f).

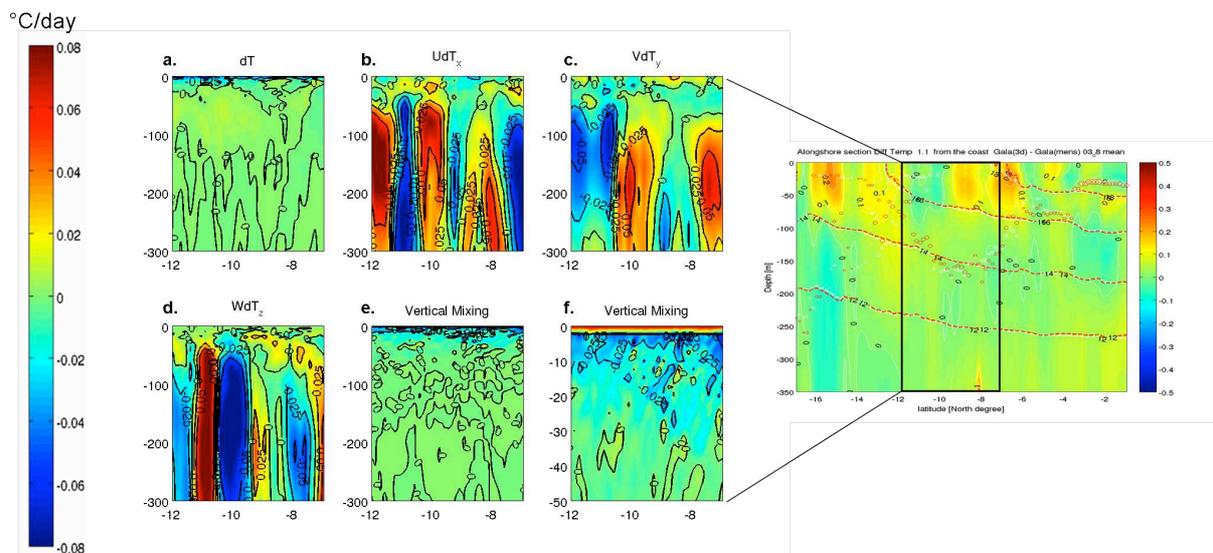


Figure V.35. Mean heat budget difference along the Peruvian coast between *Gala 3days* and *Gala Month*. Temperature rate (a), total zonal (b), meridional (c), vertical (d) advection and vertical mixing (e et f).

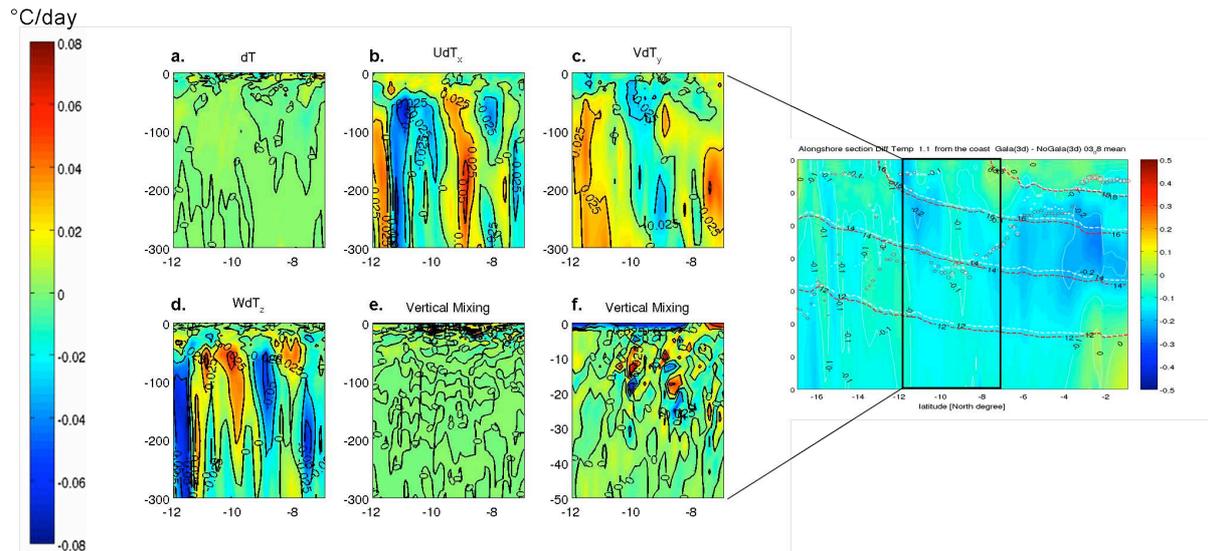


Figure V.36. Mean heat budget difference along the Peruvian coast between Gala 3days and Nogala 3days. Temperature rate (a), total zonal (b), meridional (c), vertical (d) advection and vertical mixing (e et f).

Along the coast, we obviously observe a compensation between zonal and vertical thermal advection, reflecting the mean coastal upwelling and the associated offshore (zonal) divergence (Figure V.34 35 36 b and d).

The Figure V.35 is similar to the Figure V.31 which tends to confirm the importance of the $[40-60]$ days⁻¹ frequency range in rectifying the Peruvian coast mean state. This appears consistent with other diagnostics (not shown), namely the baroclinic decomposition of alongshore pressure fields which indicates also the predominance of this frequency range in explaining the variability of total sea level along the coast. Besides, this range of frequencies is trapped along the coast from $\sim 5^\circ\text{S}$ whereas the $[80-120]$ days⁻¹ frequency band is trapped from $\sim 12^\circ\text{S}$ (and thus part of its energy is reflected westward in the form of Rossby waves before reaching 12°S). Interestingly, in all these alongshore plots, we can note a more significant change in the meridional advection term than in the equatorial band which is consistent with our previous analyzes. Actually, both the GI inclusion and the intra-seasonal variability have an impact on the PCUC feeding branches. This has the ability to modify the alongshore PCUC flow and thus the meridional advection.

These results are preliminary and we need to have a better look at the heat budget variability and at the relative part of nonlinear advection. This is still under investigation.

Synthèse

- **Etat moyen du Pacifique équatorial est et du système de courant de Humboldt : qui plaide coupable, les îles Galápagos ou la variabilité haute fréquence ?**

De nombreuses études diagnostiquent de sérieux biais dans l'état moyen ainsi que dans le cycle saisonnier du Pacifique tropical oriental simulés par les modèles globaux couplés océan-atmosphère (Guilyardi, 2006 ; Guilyardi et al., 2009 ; Belmadani et al., 2010). Deux provenances ont été proposées pour expliquer cette dérive systématique des CGCMs/OGCMs. Tout d'abord, certains auteurs ont émis l'hypothèse que la spécificité topographique de l'archipel des Galápagos pouvait jouer un rôle dans le bilan de chaleur de la région (Karnauskas et al., 2007 ; Eden et Timmermann, 2004). En effet, bien que rarement incluses dans les grilles (relativement lâches) de ces modèles basse résolution, ces îles revêtent une importance capitale dans la mesure où elles sont stratégiquement situées à l'équateur, sur la route des courants zonaux équatoriaux (EUC, SEC). Cette dynamique équatoriale dans l'est du bassin pacifique est d'ailleurs fortement connectée à celle du système de courant de Humboldt par le piégeage de ces ondes équatoriales à la côte et par le lien fort entre courants zonaux (sub-)équatoriaux et le PCUC (Croquette, 2006 ; Montes et al., 2010).

Ensuite, il a été suggéré que le mélange turbulent horizontal et vertical pouvait influencer sur le bilan de chaleur et donc l'état moyen de la région (Cravatte et al., 2007). Ces processus semblent avoir un lien avec la haute fréquence océanique dans cette région. Cette dernière est essentiellement associée aux ondes de Kelvin intra-saisonnières forcées par la variabilité atmosphérique dans le centre du bassin (MJO) (Hendon et al., 1998).

Dans ce chapitre, nous avons tenté de distinguer, par une approche de modélisation régionale haute résolution, ces deux sources possibles d'erreur dans la représentation de l'état moyen et de la circulation moyenne du Pacifique équatorial est et du système de Humboldt.

Synthèse

- Les 2 mécanismes ont de faibles signatures en surface comparées aux études précédemment évoquées, certainement à cause de notre paramétrisation bulk, qui tend à amortir les anomalies de températures par rétroaction avec le flux latent et sensible.
- L'impact est en revanche fort sur la circulation zonale équatoriale de subsurface et sur sa connexion avec la circulation propre du système de Humboldt
- Les 2 mécanismes jouent le même rôle, à savoir une redistribution méridienne des jets zonaux avec notamment l'apparition de nouvelles branches d'approvisionnement du PCUC à 12°S et à 14°S, due à une augmentation du mélange horizontal. Néanmoins, la variabilité intra-saisonnière semble être prépondérante dans cette modification de la circulation régionale.
- Cette modification de la circulation régionale moyenne se répercute profondément sur la stratification à la fois équatoriale et côtière, suggérant un impact notable sur les ondes de Kelvin équatoriales intra-saisonnières, et notamment leur structure verticale. En particulier, les IEKW dans la bande de fréquence [50-60] jours⁻¹ sont associées au premier mode barocline et tendent à rendre plus diffuse la thermocline (réchauffement dû au mélange vertical turbulent) alors que les IEKW dans la bande de fréquence [80-100] jours⁻¹ se projetant préférentiellement sur le mode barocline 2 tendent à augmenter la stratification (advection thermique verticale et zonale (nonlinéaire ?)).

○ Lien avec ENSO et les chapitres précédents. Mécanisme d'upscaling.

Nous avons aussi remarqué que la variabilité intra-saisonnières (et dans une moindre mesure l'inclusion des Galápagos dans notre grille) avait un impact fort sur le cycle saisonnier régional (notamment équatorial); avec des différences importantes dans son amplitude et sa phase. Ainsi, la haute fréquence a potentiellement un fort impact sur la stabilité d'ENSO et sur l'état moyen basse fréquence du Pacifique est. Ainsi les processus nonlinéaires mis en évidence ici peuvent prétendre jouer un rôle dans la modulation basse fréquence d'ENSO, via les nonlinéarités mesurées par α .

Chapitre VI. Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, nous nous sommes consacrés au problème d'interaction d'échelles selon deux angles distincts : d'une part une approche globale et grande échelle du système climatique qui nous a permis d'étudier la modulation basse fréquence d'ENSO, d'autre part une approche régionale au cours de laquelle nous avons étudié plus particulièrement la dynamique du Pacifique tropical est et du système de courants de Humboldt au large du Pérou.

La première partie a été motivée par une approche relativement récente dans la communauté des climatologues. Il s'agit de la question cruciale de la variabilité basse fréquence d'ENSO et de la possibilité que celle-ci puisse émerger « simplement » du système climatique tropical, sans action extérieure qu'elle soit stochastique ou en lien avec la variabilité des plus hautes latitudes. Dans ce contexte particulier, cette modulation (sur divers horizons temporels) peut se manifester à partir d'un modèle dynamique relativement simplifié mais qui laisse néanmoins une place de choix à quelques processus nonlinéaires qui n'ont sciemment pas été négligés (*Jin et al.*, 1994 ; *Tziperman et al.*, 1994 ; *Timmermann et al.*, 2003). On explore alors ces mécanismes nonlinéaires pour expliquer comment la stabilité d'ENSO peut être influencée par la variabilité climatique (*Yeh et al.*, 2009). Ceci a servi d'hypothèse de travail pour les chapitres II, III et IV. Nous avons ainsi abordé la possibilité qu'ENSO pouvait être rectifié sur des échelles de temps longues (interdécennales) par la modulation de la nonlinéarité elle-même. Pour cela, nous avons utilisé des méthodes mathématiques originales qui nous ont permis d'une part de détecter des changements brusques (statistiquement significatifs) de l'état moyen du Pacifique tropical et d'autre part d'accéder à un proxy de la nonlinéarité intégrée dans le système tropical. En combinant ces deux démarches, nous avons pu mettre en évidence une boucle de rétroaction auto entretenue sur des échelles de temps longues qui est pilotée par des mécanismes nonlinéaires, pas encore complètement élucidés, mais qui a la capacité de faire interférer diverses échelles temporelles et ainsi de transférer l'énergie des basses fréquences (état moyen du Pacifique tropical) vers les hautes fréquences (oscillation australe) et vice-versa.

La seconde partie de cette thèse (le chapitre V) s'est focalisée sur la modélisation climatique du Pacifique tropical oriental. En effet, cette région, pourtant au cœur des

préoccupations de la communauté scientifique en raison de son écosystème parmi les plus productifs de la planète, reste mal connue du point de vue des processus océanographiques et climatiques. En particulier, les modèles climatiques globaux présentent dans cette région de sérieux biais en terme d'état climatologique moyen (*Eden et Timmermann, 2004 ; Guilyardi, 2006; Karnauskas et al., 2007 ; Guilyardi et al., 2009 ; Belmadani et al., 2010*). Nous avons testé, dans une approche de modélisation haute résolution, différentes sources possibles de ces biais : les caractéristiques bathymétriques des îles Galápagos (mal représentées dans les modèles globaux) capables de par leur position stratégique de modifier la circulation régionale moyenne et donc le bilan thermodynamique (*Eden et Timmermann, 2004; Karnauskas et al., 2007*); ou alors les processus associés aux mélanges turbulents (et par extension les processus nonlinéaires) capables également d'influer sur la circulation moyenne de la région. Pour ce faire, nous avons procédé à des expériences de sensibilité qui nous ont permis d'une part de relativiser le rôle de l'archipel des Galápagos comme source de biais et d'autre part de documenter le rôle de la variabilité intra-saisonnière dans la rectification de l'état moyen du Pacifique tropical est.

Bien que cette thèse ait été l'objet de différentes interactions d'échelles dans le Pacifique tropical au travers de l'étude de différents processus et régions clefs, nous avons été néanmoins guidé dans nos choix d'études par l'idée qu'ils puissent être liés et jouer un rôle central dans la variabilité climatique. Au-delà de quantifier des nonlinéarités d'un système donné et pour une gamme de fréquences limitée, il s'agissait aussi dans ce travail d'appréhender l'ensemble des échelles de variabilité du système climatique couplé du Pacifique tropical au sein d'un continuum cohérent d'interactions d'échelles temporelles. C'est pourquoi, devant la continuité (complexité) du spectre de ces variables et le nombre important de mécanismes mis en jeu, nous avons essayé autant que possible de diversifier notre approche. Pour cela, nous avons utilisé une gamme étendue d'outils et de données mis à notre disposition. Nous avons par exemple tiré partie d'un ensemble de modèles climatiques mis à la disposition de la communauté (les modèles du GIEC), tout en nous appuyant aussi sur l'utilisation de modèles de complexité intermédiaire (le modèle de *Zebiak et Cane, 1987 ;* ou le modèle LODCA, *Dewitte, 2000*), ainsi que d'un modèle régional haute résolution (ROMS, *Shchepetkin et McWilliams, 2003*). Ces expériences climatiques ont par la suite été confrontées à plusieurs jeux de données : des données reconstruites sur des longues échelles de temps (plusieurs jeux bénéficiant de méthodes de reconstruction différentes), des données satellites, des bases de données *in situ* climatologiques.... Ces sorties de modèles et ces

données ont été traitées avec des méthodes mathématiques rigoureuses et relativement originales (du moins en climatologie) qui ont permis de mettre en valeur une grande partie de la richesse statistique des variables en question.

Dans un premier temps, nous nous sommes concentrés sur la partie basse fréquence du spectre des variables climatiques du Pacifique tropical et notamment sur le fait qu'ENSO pouvait être modulé sur des longues échelles temporelles. Il est certes connu que l'oscillation australe subit des modifications décennales importantes (*Wang and Ropolewski, 1995; Ye and Hsieh, 2006*) ou que ses caractéristiques sont profondément changées sur des échelles de temps paléoclimatiques (*Tudhope et al., 2001; Cobb et al., 2003...*), néanmoins sa modulation naturelle interdécennale (sur des échelles de temps supérieures à la dizaine d'années mais inférieures au siècle) et les mécanismes associés n'ont que très peu été étudiés. Notamment, dans le cadre de cette variabilité, la présence de shifts (ruptures) bien visibles au sein des séries temporelles a évidemment été documentée (*Urban et al., 2000; Karspeck et al., 2004...*) mais aucun processus n'a jusque là été identifié pour rendre compte de ces brusques changements dans l'état moyen et dans la dynamique d'ENSO. En considérant que ces shifts font partie de la variabilité naturelle (qu'ils ne sont pas la conséquence directe d'un forçage extérieur), l'étude du climat en tant que système dynamique nonlinéaire offre la possibilité d'une modélisation relativement simplifiée mais faisant émerger, par la présence de termes nonlinéaires, un grand nombre de comportements dynamiques au sein d'un système simple. Cette richesse provient des termes nonlinéaires qui sont capables en faisant interagir différentes échelles de variabilité typiques, de faire osciller le système climatique entre différents attracteurs. Ces bifurcations dynamiques sont soudaines et peuvent permettre d'expliquer la présence de sauts abrupts (« shifts ») dans les séries temporelles. Nous avons privilégié cette approche au cours de cette thèse. Il nous a fallu pour cela quantifier ces termes nonlinéaires. Nous avons appréhendé cette nonlinéarité le plus généralement possible (et pas simplement au travers de l'étude d'un mécanisme particulier ou d'une spécificité statistique bien précise) en quantifiant la déformation globale des fonctions de densité de probabilité (par rapport à une gaussienne de référence) des variables climatiques. Nous faisons alors l'hypothèse implicite que cette déformation provient des nonlinéarités internes au système climatique, alors que nous pourrions raisonner en terme de système linéaire forcé stochastiquement par un « bruit » non Gaussien, ce qui réconcilierait des statistiques climatiques non Gaussiennes avec une dynamique linéaire (*Sardeshmukh et Sura, 2009*). Notre méthode quantifierait alors la non Gaussianité voire la « couleur » du forçage

stochastique. Nous avons également dû repérer et quantifier des ruptures statistiquement significatives au sein de nos séries temporelles.

Armés de ce bagage mathématique, le premier résultat qui a émergé de nos analyses, est que nous observons une rectification des statistiques d'ENSO (impliquant tous ses moments statistiques) en lien avec sa non-stationnarité (*Boucharel et al., 2009*). Cette dernière provient justement de la présence de shifts climatiques qui sont responsables des sauts abrupts dans la moyenne et la variance des variables climatiques faisant évoluer brusquement l'état moyen :

- Etat moyen chaud : forte asymétrie $\beta \sim 1$, présence d'événements extrêmes $\alpha < 2 \rightarrow$ importance des processus nonlinéaires dans le déclenchement d'El Niño
- Etat moyen froid : faible asymétrie $\beta \sim 0$, rareté des événements extrêmes $\alpha \sim 2 \rightarrow$ importance de l'état moyen dans le déclenchement d'El Niño

Ces premiers résultats nous ont amenés à proposer une boucle de rétroaction entre l'état moyen du Pacifique tropical et l'irrégularité d'ENSO sur des échelles de temps interdécennales. Ce feedback interactif est gouverné par des mécanismes nonlinéaires qui font intervenir le « seasonal phase locking » entre la variabilité d'ENSO et la nonlinéarité du système climatique. Cette étape intermédiaire de la cascade d'énergie entre basse et haute fréquences (et vice-versa) nous assure d'une part de l'efficacité de ce mécanisme d'interaction, dans la mesure où le blocage saisonnier est une caractéristique énergétique fondamentale de l'oscillation australe (*Jin et al., 1994 ; Tziperman et al., 1994...*) et d'autre part, elle nous offre l'opportunité d'un lien probable entre ce mode lent et la partie haute fréquence du spectre du système tropical. De plus, nous avons observé que ce mode lent était impliqué dans une bascule zonale est-ouest du taux de nonlinéarité et du blocage saisonnier des moments statistiques des variables sur ces échelles de temps interdécennales. Bien que nous n'ayons pas clairement identifié le(s) processus nonlinéaire(s) responsable(s) de ce mode de variabilité très lent, on peut raisonnablement supposer qu'il(s) fait (font) intervenir des termes nonlinéaires pouvant induire un résidu capable de se rectifier dans l'état moyen. Cette rectification peut se faire sur des échelles de temps décennales lorsque les nonlinéarités sont en rapport avec l'asymétrie ou sur des échelles interdécennales quand il s'agit des nonlinéarités pilotant le déclenchement plus rare d'événements extrêmes (cf. Figure VI.1).

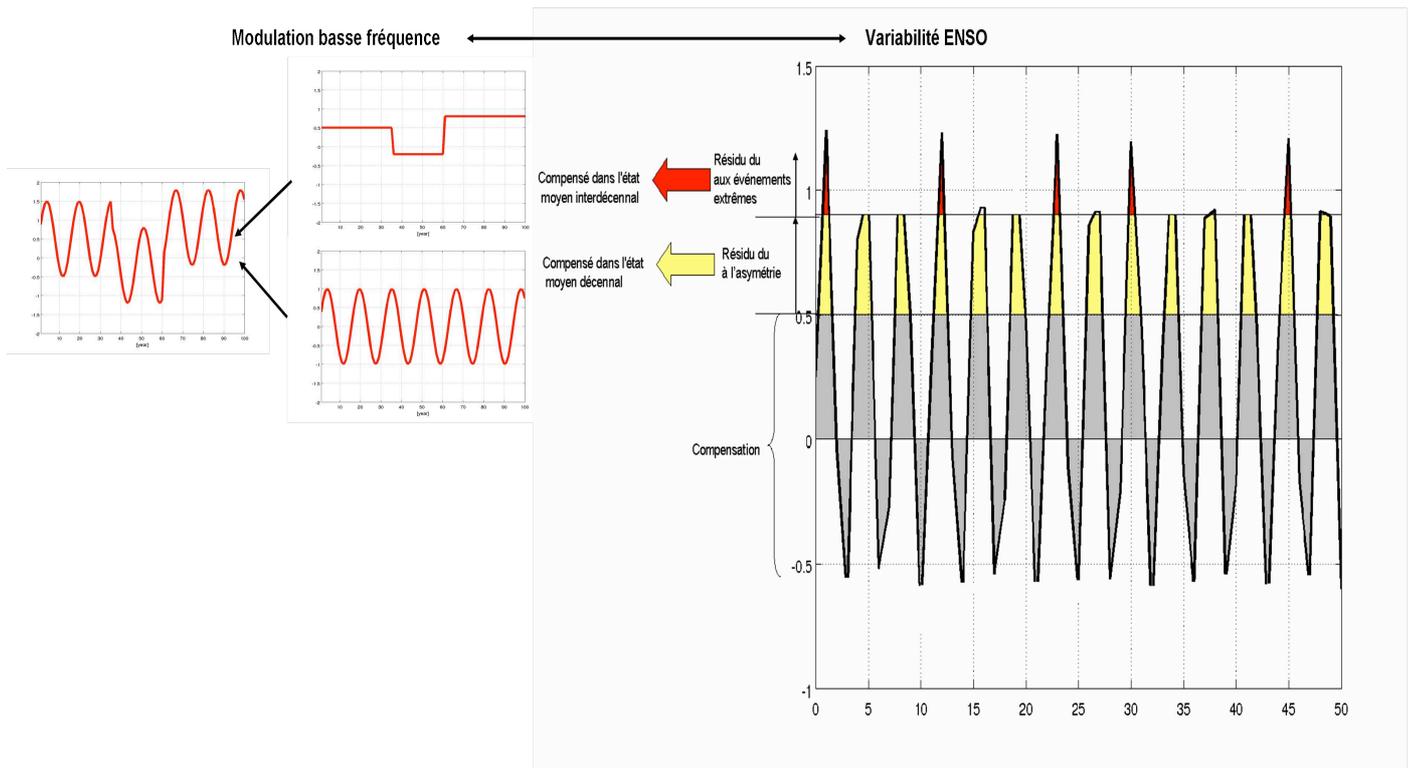


Figure VI.1. Explication schématique de la rectification de l'état moyen due aux résidus induits par l'asymétrie d'ENSO et la présence d'événements extrêmes. Notons qu'il existe aussi la possibilité d'un résidu associé au fait que El Niño dure plus longtemps que La Niña (Okumara et al., 2010)

Ces mécanismes de modulation basse fréquence sont probablement liés aux mécanismes principaux pilotant ENSO, à savoir le « thermocline feedback » actif à l'est et le « zonal advective feedback » actif dans le centre-ouest (Jin et An, 1999 ; An et Jin, 2001), soulignant ainsi l'importance de ces deux régions à la fois pour les caractéristiques de l'oscillation proprement dite mais aussi pour sa modulation sur divers horizons temporels. Ces mécanismes et notamment certaines de leurs parties non linéaires ont déjà été identifiés comme responsables de la modulation décennale d'ENSO. En particulier, l'advection thermique non linéaire est un candidat probable pour expliquer la rectification du résidu provenant de l'asymétrie Niño/Niña dans l'état moyen décennal. Cependant ce mécanisme ne permet pas de rendre compte des variations plus lentes de l'état moyen du Pacifique tropical ainsi que de l'irrégularité d'ENSO mesurée par les moments statistiques d'ordre supérieur. Pourtant les mécanismes pilotant ces variations plus lentes de l'état moyen via la rectification lente du résidu provenant cette fois de l'accumulation d'événements extrêmes ont toujours une signature privilégiée dans l'est et le centre ouest du bassin Pacifique (faisant intervenir le blocage saisonnier dans ces régions). Ces mécanismes sont donc vraisemblablement toujours

dépendants de la stabilité d'ENSO via les paramètres ε (gradient zonal de SST) et ζ (stratification équatoriale verticale) (Timmerman *et al.*, 2003). Ceci peut permettre d'orienter nos futures recherches visant à identifier un processus nonlinéaires responsables des variations très lentes (et brusques) de l'état moyen.

Dans un second temps, nous avons étudié comment évoluaient les caractéristiques statistiques d'ENSO (essentiellement celles reliées aux moments d'ordre supérieur révélateurs de la nonlinéarité du système) sous des hypothèses de réchauffement climatique d'origine anthropique (Boucharel *et al.*, 2010). Cette approche en terme de processus nonlinéaires a permis de contourner l'ambiguïté qui reposait sur l'évolution de l'état moyen du pacifique tropical (Vecchi *et al.*, 2008). En effet, le réchauffement climatique a une signature plus claire et visible sur les moments statistiques d'ordre élevé (Timmermann, 1999). Ceci est cohérent avec le fait que les estimations des paramètres α et β soient consistantes entre les diverses reconstructions historiques disponibles (à la différence de simples tendances linéaires par exemple). Ainsi, nos analyses sont non seulement cohérentes avec la tendance se dégageant au cours de la dernière décennie mais aussi très cohérentes entre les divers modèles couplés du GIEC étudiés. On observe dans un climat chaud :

- Une forte augmentation de l'asymétrie négative dans l'ouest en parallèle avec une nette diminution de l'asymétrie positive dans l'est.
- Une forte augmentation de la propension aux événements extrêmes dans le centre-ouest du bassin Pacifique tropical conjointement à une forte diminution statistique de ces événements sur chacun des bords du bassin.
- Ces changements dans les structures géographiques de la nonlinéarité ont été mis en relation avec l'augmentation de la fréquence d'occurrence d'un nouveau type d'El Niño (Modoki) et une diminution pour celle du El Niño traditionnel (Cold Tongue) dans un climat chaud.

De manière intéressante, l'ensemble des modèles du GIEC étudiés montre une modulation interdécennale des nonlinéarités corrélée à l'évolution des types d'El Niño. Cependant, tout comme au cours 20^{ème} siècle, au-delà de cette modulation interdécennale, nous pouvons observer dans les expériences de contrôle des modèles du GIEC (climat préindustriel) un comportement privilégié du système climatique avec un fort blocage saisonnier des nonlinéarités et de la variabilité d'ENSO dans l'est du bassin, favorisant les épisodes El Niño de type Cold Tongue. En revanche, dans un climat chaud, ce comportement privilégié bascule à l'ouest avec un fort blocage saisonnier dans la Warm Pool favorisant le

déclenchement d'El Niño Modoki. Dans le cadre que nous avons défini pour cette thèse, cette bascule nonlinéaire est vraisemblablement la signature d'une bifurcation dynamique qui se répercute après coup sur l'état moyen du Pacifique tropical simulé par les modèles du GIEC. Cela expliquerait que ce changement d'origine anthropique ait une empreinte plus marquée sur les moments statistiques d'ordre élevé.

Enfin, pour compléter notre voyage dans ce continuum d'interactions, nous avons souhaité étendre le spectre des échelles temporelles vers les haute fréquences pour l'étude des processus nonlinéaires dans les tropiques et plus particulièrement dans le Pacifique tropical est. Cette région revêt une importance fondamentale dans la stabilité d'ENSO de par l'importance de son cycle saisonnier et de sa stratification verticale moyenne (paramètre ζ de *Timmerman et al.*, 2003). De plus, cette région du Pacifique tropical est au cœur des préoccupations de la communauté scientifique qui s'intéresse à la variabilité climatique (projet VOCALS) car elle englobe un des écosystèmes les plus riches au monde, en terme de ressources halieutiques (*Chavez et al.*, 2008).

Malgré son intérêt évident pour le climat et pour bien d'autres problèmes sociétaux, cette région souffre d'une très mauvaise représentation de sa circulation océanique dans les modèles climatiques globaux. Elle est marquée dans les modèle par des biais importants à la fois dans l'état moyen et dans le cycle saisonnier (*Guilyardi*, 2006). Ces biais sont en partie dus à une mauvaise représentation des nuages bas et des flux radiatifs dans les modèles climatiques. Nous explorons l'hypothèse selon laquelle une part de ces biais est induite par des processus purement océaniques, en particulier ceux associés à la variabilité intra-saisonnière équatoriale et la topographie.

Alors que des études antérieures suggèrent un rôle potentiel des îles sur la variabilité ENSO par le biais de l'interaction avec l'état moyen, les études de sensibilité réalisées dans ce travail avec un modèle régional haute résolution nous amènent à relativiser ce rôle sur l'état moyen du Pacifique est. En revanche, la variabilité haute fréquence tend à redynamiser la circulation équatoriale et sa connexion avec la circulation plus locale au large du Pérou. Cette modification des caractéristiques dynamiques de la zone entraîne un changement très significatif de la stratification régionale qui en retour peut modifier les caractéristiques des ondes de Kelvin intra-saisonnières à l'intérieur du domaine. Nous montrons que l'effet des ondes sur l'état moyen dépend de leur structure verticale. En particulier, les ondes associées au forçage de type MJO, dans la gamme de fréquence [40-60] jours⁻¹, et se projetant préférentiellement sur le premier mode barocline, ont tendance à rendre plus diffuse la

thermocline et à réchauffer la couche de mélange à travers des processus de mélange vertical turbulent. En revanche les ondes de Kelvin dans la bande de fréquence [70-110] jours⁻¹ associées au second mode barocline conduisent à une augmentation de la stratification en dessous de la thermocline par des processus liés à l'advection thermique.

Nous discutons dans la suite des mécanismes potentiels liant les divers modes de variabilité étudiés au regard de leur effet résiduel sur la variabilité à plus basse fréquence. Tout d'abord, les ondes de Kelvin intra-saisonniers sont en grande partie déclenchées dans l'ouest du bassin par la variabilité atmosphérique haute fréquence, notamment associée à la MJO (*Hendon et al.*, 1998). De manière intéressante, ces processus atmosphériques ont été évoqués comme source de nonlinéarité dans ENSO liée à la variabilité interdécennale (*An*, 2009). On peut ainsi raisonnablement supposer que l'activité intra-saisonnière reliée à la MJO ainsi que sa modulation basse fréquence jouent un rôle sur l'état moyen du Pacifique tropical. Cet effet peut s'exercer sur le Pacifique tropical oriental comme illustré par nos résultats, et en conséquence sur ENSO dont la stabilité est contrôlée par le gradient est-ouest de température de surface de l'océan. Ceci est consistant avec l'augmentation probable de l'activité MJO sous des hypothèses de réchauffement climatique (*Gebbie et al.*, 2007) qui va de pair avec une augmentation de la stratification verticale équatoriale sous ces mêmes hypothèses (*DiNezio et al.*, 2010). Les expériences réalisées avec le modèle ROMS corroborent ces résultats : nous montrons en effet que l'activité des ondes de Kelvin modifie l'état moyen du Pacifique Est, notamment le cycle saisonnier de la SST et la stratification verticale. Ces deux effets ont été diagnostiqués (Figure V.8 et Figure V.23) dans les sorties de notre modèle régional au cours de la période 2003-2008. Ceci invite à rechercher des mécanismes nonlinéaires associés à α et responsables des variations lentes du système dans la variabilité haute fréquence atmosphérique (MJO) et océanique (IEKW). Le fait que la MJO, qui a un impact à l'ouest (sur ε) (*Kessler et Kleeman*, 2000) déclenche les IEKW qui elles, ont un impact à l'est (sur ζ) permet de soutenir l'hypothèse d'un couplage entre échelle de temps et bassins. En effet la MJO et son impact sur l'océan fournissent un moyen de connexion est-ouest susceptible d'intervenir dans la bascule zonale nonlinéaire précédemment évoquée. Cette hypothèse est cohérente avec nos résultats qui indiquent que les ondes intra-saisonniers ont un impact sur l'amplitude et la phase du cycle saisonnier de la température de surface de l'océan dans l'est (Figure V.16).

Plusieurs protocoles expérimentaux peuvent être alors envisagés pour tester ces hypothèses qui sont au cœur des idées d'upscaling, c'est-à-dire de rétroaction des petites échelles spatiales sur l'échelle globale du bassin (*Large et Danabasoglu*, 2006 ; *Toniazzo*,

2010). En effet, les derniers développements des modèles régionaux offrent la possibilité d'imbriquer des grilles de plus en plus raffinées les unes dans les autres. Ces grilles ont l'avantage de pouvoir « communiquer » entre elles dans les deux sens (*Debreu et al.*, 2010), ce qui permet d'étudier l'impact des structures à mésoéchelles sur la circulation à l'échelle du bassin. Les résultats de cette thèse nous invitent à développer une configuration fine échelle du Pacifique tropical est emboîtée dans une configuration englobant l'ensemble du Pacifique tropical couplé à un modèle d'atmosphère. Une approche alternative consisterait à adapter le couplage entre un modèle de complexité intermédiaire (type modèle Cane&Zebiak) avec un modèle régional océanique haute résolution pour la partie orientale du bassin. On peut aussi envisager un raffinement de grille sur la région de la Warm Pool où se produisent préférentiellement les coups de vent d'ouest associés à la MJO. Cet outil permettrait l'étude de la rectification du Pacifique est par les IEKW et son effet sur le système océan-atmosphère du Pacifique tropical. Les diagnostics originaux proposés dans cette thèse pourraient être appliqués à des simulations jumelles (par exemple avec et sans signal MJO) afin de documenter les mécanismes nonlinéaires à l'œuvre dans le système. Cela permettrait en outre de quantifier systématiquement les paramètres α -stables en tant que métrique de la nonlinéarité intégrée et d'aller plus loin dans l'identification des processus nonlinéaires associés à ces paramètres et à la modulation lente d'ENSO. Il serait d'ailleurs intéressant d'appliquer les méthodes développées au cours de cette thèse sur des simulations offrant des statistiques plus longues, typiquement sur les sorties de modèles du PMIP.

Bibliographie:

Abrupt Climate change: Inevitable surprises, 2002: National Research Council. *National Academy Press, Washington, DC.*

Alley, R.B., et al., 2003: Abrupt climate change. *Science, 299, 2005-2010.*

An, S.-I., and B. Wang, 2000: Interdecadal change of the structure of the ENSO mode and its impact on the ENSO frequency. *J. Climate, 13, 2044-2055.*

An, S.-I., and F.-F. Jin, 2001: Collective role of thermocline and zonal advective feedbacks in the ENSO mode. *J. Climate, 14, 3421-3432.*

An, S.-I., and F.-F. Jin, 2004: Nonlinearity and asymmetry of ENSO. *J. Climate, 17, 2399-2412.*

An, S.-I., Y.-G. Ham, J.-S. Kug, F.-F. Jin, and I.-S. Kang, 2005: El Niño-La Niña asymmetry in the coupled model Intercomparison project simulations. *J. Climate, 18, 2617-2627.*

An, S.-I., J.-S. Kug, Y.-G. Ham, and I.-S. Kang, 2008: Successive modulation of ENSO to the future greenhouse warming. *J. Climate, 21, 3-21.*

An, S.-I., 2008: Interannual Variations of the Tropical Ocean Instability Wave and ENSO. *J. Climate, 21, 3680-3686.*

An, S.-I., 2009: A review of interdecadal changes in the nonlinearity of the El Niño-Southern Oscillation. *Theor. Appl. Climatol., 97, 29-40.*

An, S.-I., and J. Choi, 2009: Seasonal locking of the ENSO asymmetry and its influence on the seasonal cycle of the tropical eastern Pacific sea surface temperature. *Atmospheric Research, 94, 3-9.*

Ashok, K., S.K. Behera, S.A. Rao, H. Weng, and T. Yamagata, 2007: El Niño Modoki and its possible teleconnection. *J. Geophys. Res.*, *112*, C11007.

Ashok, K., and T. Yamagata, 2009: The El Niño with a difference. *Nature*. *461*, 481-484.

Ault, T.R., J.E. Cole, M.N. Evans, H. Barnett, N.J. Abram, A.W. Tudhope, and B.K. Linsley, 2009: Intensified decadal variability in tropical climate during the late 19th century. *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L08602, doi:10.1029/2008GL036924.

Barnett, T.P., D. Pierce, M. Latif, D. Dommenges, and R. Saravanan, 1999: Interdecadal interactions between the tropics and midlatitudes in the Pacific basin. *Geophys. Res. Lett.*, *103*(C12), 27, 621-27,635.

Barnett, T.P., G. Hergerl, T. Knutson, and S. Tett, 2000: Uncertainty levels in predicted patterns of anthropogenic climate change. *J. Geophys. Res.*, *105*, 15525-15542.

Battisti, D.S., and A.C. Hirst, 1989: Interannual variability in the tropical atmosphere-ocean model: influence of the basic state, ocean geometry and nonlinearity, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 1687–1712.

Belmadani, A., B. Dewitte, and S.-I. An, 2010: ENSO feedbacks and associated time scales of variability in a multimodel ensemble. *J. Climate*, *23*, 3181-3204.

Blanke, B., J.D. Neelin, and D. Gutzler, 1997: Estimating the effects of stochastic wind stress on ENSO irregularity. *J. Climate*, *10*, 1473-1486.

Blanke, B., M. Arhan, A. Lazar, and G. Prévost, 2002: A Lagrangian numerical investigation of the origins and fates of the salinity maximum water in the Atlantic. *J. Geophys. Res.*, *107*(C10), 3163, doi:10.1029/2002JC001318.

Bjerknes, J., 1966. A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature. *Tellus*, *18*, 820-829.

Bjerknes, J., 1969. Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific. *Mon. Wea. Rev.* *9*, 163-172.

Boucharel, J., 2007: El Niño: processus instationnaire ou à variance infinie ? *Rapport de Master 2, Univ. Paul Sabatier*, 55 pp.

Boucharel, J., B. Dewitte, B. Garel, and Y. du Penhoat, 2009: ENSO's non-stationary and non-Gaussian character: The role of climate shifts. *Nonlin. Proc. Geophys.*, *16*, 453-473.

Boucharel, J., B. Dewitte, Y. du Penhoat, B. Garel, S.-W. Yeh, J.-S. Kug, 2010 : ENSO nonlinearity in a warming climate. *Submitted to Clim. Dynam.*

Boullanger, J.P., and C. Menkes, 1999: Long equatorial wave reflection in the Pacific Ocean during the 1992-1998 TOPEX/POSEIDON period. *Clim. Dyn.*, *15*, 205-225.

Boullanger, J.P., S. Cravatte, and C. Menkes, 2003 : Reflected and locally wind-forced interannual equatorial Kelvin waves in the western Pacific ocean. *J. Geophys. Res.*, *208(C10)*, 3311, doi:10.1029/2002JC001760.

Box, G.E.P., and D.A. Pierce, 1970: Distribution of the Autocorrelations in Autoregressive Moving Average Time Series Models. *Journal of American Statistical Association*, *65*, 1509–1526

Box, G.E.P., and G.M. Jenkins, 1970: Time series analysis: forecasting and control, *San Francisco CA : Holden-day*, 575 pp.

Braconnot, P., M.-F. Loutre, B. Dong, S. Joussaume, P. Valdes and PMIP participating groups, 2002: How the simulated change in monsoon at 6 ka BP is related to the simulation of the modern climate: results from the Paleoclimate Modeling Intercomparison Project. *Clim. Dynam.*, *19*, 2, 107-121.

Burgers, G., and D.B. Stephenson, 1999: The normality of El Niño. *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 8, 1027-1039.

Cane, M.A., and E.S. Sarachik, 1981: The Response of a Linear Baroclinic Equatorial Ocean to Periodic Forcing. *Journal of Marine Research*, 39(4): 651-693.

Cane, M.A., and Y. du Penhoat, 1982: The Effect of Islands on Low-Frequency Equatorial Motions. *J. Mar. Res.*, 40(4): 937-962.

Cane, M.A., and M. Evans, 2000: Climate variability: Do the tropics rule? *Science*, 290(5494), 1107-1108.

Cane, M.A., 2010: Decadal predictions in demand. *Nature Geoscience*, Advance online publication, pp. 231-232.

Capet, X.J., P. Marchesiello, and J.C. McWilliams, 2004: Upwelling response to coastal wind profiles. *Geophys. Res. Lett.*, 31, L13311, doi:10.1029/2004GL020123.

Capotondi, A., M.A. Alexander, and C. Deser, 2003: Why are there Rossby wave maxima in the Pacific at 10°S and 13 °N? *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 1549-1563.

Carr, S., X. Capet, J. McWilliams, J.T. Pennington, and F.P. Chavez, 2008: The influence of diel vertical migration on zooplankton transport and recruitment in an upwelling region: Estimates from a coupled behavioral-physical model. *Fish. Oceanogr.*, 17, 1–15.

Carton, J.A., B.S. Giese, 2008: A reanalysis of ocean climate using simple ocean data assimilation (SODA). *Mon. Wea. Rev.* 136, 2999–3017.

Carton, J.A., G. Chepurin, X. Cao, B. S. Giese, 2000 : A simple ocean data assimilation analysis of the global upper ocean 1950–95. Part I: methodology. *J. Phys. Oceanogr.* 30, 294–309.

Chambers, J.M., C.L. Mallows., B.W. Stuck, 1976: A method for simulating stable random variables. *JSTOR*, 71, 354, 340-344.

Chang P, 1996 : The role of the dynamic ocean–atmosphere interactions in tropical seasonal cycle. *J. Climate*, 9, 2973–2985.

Chang, P., L. Ji, H. Li, and M. Flügel, 1996: Chaotic dynamics versus stochastic processes in the El Niño southern Oscillation in coupled ocean-atmosphere models. *Physica D*, 98, 301-320.

Chang, P., B.S. Giese, L. Ji, H. Seidel, and F. Chang, 2001: Decadal change in the south tropical Pacific in a global assimilation analysis. *Geophys. Res. Lett.*, 28(18), 3461-3464.

Changnon, S.A., 1999: Impacts of 1997-1998 El Niño generated weather in the United States. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 80, 1819-1828.

Chavez, F.P., A. Bertrand, R. Guevara-Carrasco, P. Soler, and J. Csirke, 2008: The northern Humboldt Current System: Brief history, present status and a view towards the future. *Prog. Oceanogr.*, 79, 95-105.

Choi, J., S.-I. An, B. Dewitte, and W.W. Hsieh, 2009: Interactive feedback between the tropical Pacific decadal oscillation and ENSO in a coupled general circulation model. *J. Climate*, 22, 6597-6611.

Church, J.A., N.J. White, R. Coleman, K. Lambeck, and J.X. Mitrovica, 2004: Estimates of the regional distribution of sea level rise over the 1950-2000 period. *J. Climate*, 17, 2609-2625.

Church, J.A., and N.J. White, 2006: A 20th century acceleration in global sea-level rise. *Geophys. Res. Lett.*, 33, L01602, doi:10.1029/2005GL024826.

Cibot, C., E. Maisonave, L. Terray, and B. Dewitte, 2005: Mechanisms of tropical Pacific interannual-to-decadal variability in the ARPEGE/ORCA global coupled model. *Clim. Dynam.*, 10.1007/s00382-004-0513-y.

Clement, A.C., R. Seager, M.A. Cane, and S.E. Zebiak, 1996: An ocean dynamical thermostat. *J. Climate*, 9, 2190-2196.

COAMPS®, 1997: The Naval Research Laboratory's Coupled Ocean/Atmosphere Mesoscale Prediction System. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 1414-1430.

Cobb, K.M., C.D. Charles, R.L Edwards, H. Cheng, M. Kastner, 2003 : El Niño -Southern Oscillation and tropical Pacific climate during the last millennium. *Nature*, 424, 271-27.

Cravatte, S., J. Picaut, and G. Eldin, 2003: Second and first baroclinic modes in the equatorial Pacific at intraseasonal timescales. *J. Geophys. Res.*, 108, 22,1 – 22,20.

Cravatte, S., G. Madec, T. Izumo, C. Menkes, and A. Bozec, 2007: Progress in the 3-D circulation of the eastern equatorial Pacific in a climate ocean model. *Ocean Modelling*, 17(1), 28-48.

Croquette, M., 2006: Contribution à l'étude de l'upwelling du Pérou Chili. *Thèse de l'Université Toulouse III*, 202 pp.

Davis, M., 2001 : Late Victorian Holocausts: El Niño Famines and the Making of the Third World. *London: Verso*, p9.

Debreu, L., P. Marchesiello, and P. Penven, 2010: Two ways embedding algorithms for a split-explicit free surface model. *Submitted to Ocean Modelling*.

Delecluse, P., M.K. Davey, Y. Kitamura, S.G.H. Philander, M. Suarez, and L.Bengtsson, 1998: Coupled general circulation modelling of the Tropical Pacific. *J. Geophys. Res.*, 103, 14, 357-373.

Derval, C., E. Durand, G. Garric, and E. Remy, 2005: *Dossier d' experimentation ORCA-R025 POG05B, Projet Mercator, France*.

Deser, C., M.A. Alexander, and M.S. Timlin, 1996: Upper ocean thermal variations in the North pacific during 1970-1991. *J. Climate*, 0, 1840-1855.

Deser, C., A.S. Phillips, and J.W. Hurrell, 2004: Pacific interdecadal climate variability: linkages between the Tropics and the North Pacific during Boreal Winter since 1900. *J. Climate*, 17, 3109-3124.

Deser, C., A.S. Phillips, and M.A. Alexander, 2010: Twentieth century tropical seas surface temperature trends revisited. *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L10701, doi :10.1029/2010GL043321.

d'Estampes, L., 2003: Traitement statistique des processus alpha stables. Mesure de dépendances et identification des AR stables. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse*, 125 pp.

DeVries, T.J., L. Ortlieb, A. Diaz, L. Wells, and Cl. Hillaire-Marcel, 1997 : Determining the early history of El Niño. *Science*, *276*, 5314, 965-967.

Dewitte, B., and C. Périgaud, 1996: El Niño -La Niña events simulated with the Cane and Zebiak's model and observed with satellite or in situ data. Part I: Model forced with observations. *J. Climate*, *9*, 1188-1207.

Dewitte, B., G. Reverdin, and C. Maes, 1999: Vertical structure of an OGCM simulation of the equatorial Pacific Ocean in 1985-1994. *J. Phys. Oceanogr.*, *29*, 1542-1570.

Dewitte, B., 2000: Sensitivity of an intermediate coupled ocean-atmosphere model of the tropical Pacific to its oceanic vertical structure. *J. Climate*, *13*, 2363-2388.

Dewitte, B., and G. Reverdin, 2000: Vertically propagating annual and interannual variability in an OGCM simulation of the tropical Pacific in 1985-1994. *J. Phys. Oceanogr.*, *30*, 1562-1581

Dewitte, B., S. Illig, L. Parent, Y. duPenhoat, L. Gourdeau and J. Verron, 2003: Tropical Pacific baroclinic mode contribution and associated long waves for the 1994-1999 period from an assimilation experiment with altimetric data. *J. Geophys. Res.*, *108* (C4), 3121-3138.

Dewitte, B., Yeh, S. W., Moon, B. K., Cibot, C. and Terray, L., 2007: Rectification of ENSO variability by interdecadal changes in the equatorial background mean state in a CGCM simulation. *J. Climate*, *20*, 2002-2021.

Dewitte, B., S. Purca, S. Illig, L. Renault and B. Giese, 2008: Low frequency modulation of the intraseasonal equatorial Kelvin wave activity in the Pacific Ocean from SODA: 1958-2001. *J. Climate*, 21, 6060-6069.

Dickey, T., D. Manov, R. Weller, and D. Siegel, 1994: Determination of longwave heat flux at the air-sea interface using measurements from buoy platforms. *J. Atmos. and Ocean. Tech.*, 11, 1057-1078.

DiNezio, P.N., A.C. Clement, G.A. Vecchi, B.J. Soden, B.P. Kirtman, and S-K. Lee, 2009: Climate response of the equatorial Pacific to global warming. *J. Climate*, 22, 4873-4892.

DiNezio, P.N., A.C. Clement, and G.A. Vecchi, 2010: Reconciling Theory, Models, and Observations of Tropical Pacific Climate Change. *Eos, Trans. Amer. Geophys. Union*, *accepted*.

DuMouchel, W.H., 1973: On the Asymptotic Normality of the Maximum-Likelihood Estimate when Sampling from a Stable Distribution. *Annals of Statistics* 1(5): 948-957.

du Penhoat, Y., and J. Boucharel, 2010: Nonlinearity as a key player for ENSO modulation: what do the climate models tell us ? *Climate variability in the Tropical Pacific: Mechanisms, modeling and observations*", Edited by Y. du Penhoat and A.V. Kislov, Moscow, Maks-Press, *in press*.

Efron, B., 1982: The Jackknife, the Bootstrap, and Other Resampling Plans. 1–92 (*Society for Industrial and Applied Mathematics*), *CBMS-NSF Monographs*, 38.

Eden, C., and A. Timmerman, 2004: The influence of the Galapagos Islands on tropical temperatures, currents and the generation of tropical instability waves. *Geophys. Res. Lett.*, 31.L15308, doi:10.1029/2004GL020060.

Emile-Geay, J., M.A. Cane, R. Seager, and P. Almasi, 2007: El Niño as a mediator of the solar influence on climate. *Paleoceanography*, 22, 3, doi:10.1029/2006PA001304.

Emile-Geay, J., Seager, R. M.A. Cane, E.C. Cook, G.H. Haug, 2008: Volcanoes and ENSO over the past millennium. *J. Climate*, 21(13), 3134-3148, doi: 10.1175/2007JCLI1884.1.

Emile-Geay, J., K.M. Cobb, M.E. Mann, and A. Wittenberg, 2011: Estimating Tropical Pacific SST variability over the past millennium. Part 2: Reconstructions and uncertainties. *J. Climate submitted*.

Evans, M.N., A. Kaplan, and M.A. Cane, 2000: Intercomparison of coral oxygen isotope data and historical sea surface temperature (SST): Potential for coral-based SST field reconstructions. *Paleoceanography*, 15, 551–562.

Fama, E.F., and Roll, R., 1971: Parameter Estimates for Symmetric Stable Distributions. *Journal of the American Statistical Association* 66: 331-338.

Fedorov, A.V., 2002: The response of the coupled tropical ocean–atmosphere to westerly wind bursts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 128, 1–23.

Fedorov, A.V., S.L. Harper, S.G. Philander, B. Winter, and A. Wittenberg, 2003: How predictable is El Niño? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 84, 911–919.

Feng, M., P. Hacker, and R. Lukas, 1998: Upper ocean heat and salt balances in response to a westerly wind burst in the western equatorial Pacific during TOGA COARE. *J. Geophys. Res.*, 103, 10,289–10,311.

Feng, M., R. Lukas, P. Hacker, R.A. Weller, and S. P. Anderson, 2000: Upper ocean heat and salt balances in response to the intraseasonal oscillation during TOGA COARE. *J. Climate*, 13, 2409–2427.

Fiedler, P.C., 2002: Environmental change in the eastern tropical Pacific ocean: review of ENSO and decadal variability. *Mar. Ecol. Prog. Ser.*, 244, 265-283.

Fiedler, P.C., and L.D. Talley, 2006: Hydrography of the eastern tropical Pacific: a review. . *Prog. Oceanogr.*, 69, 143-180.

Fu, L.L., and A. Cazenave, 2001: Satellite altimetry and Earth sciences, a handbook of techniques and applications. *International Geophysics Series, 69, Academic Press.*

Galanti, E., and E. Tziperman, 2000: On ENSO's phase locking to the seasonal cycle in the fast SST, fast wave, and mixed mode regimes. *J. Atmos. Sci., 57, 2936-2950.*

Galanti, E., and E. Tziperman, 2003: A midlatitude-ENSO teleconnection mechanism via baroclinically unstable long Rossby waves. *J. Phys. Oceanogr., 33, 1877-1888.*

Garreaud, R.D., and D.S. Battisti, 1999: Interannual ENSO and interdecadal ENSO-like variability in the southern hemisphere tropospheric circulation. *J. Climate, 12, 2113-2123.*

Gebbie, G., I. Eisenman, A. Wittenberg, E. Tziperman, 2007: Modulation of westerly wind bursts by sea surface temperature: a semistochastic feedback for ENSO. *J. Atmos. Sci., 64, 3281-3295.*

Gergis, J., A. Fowler, K. Braganza, J. Risbey, and S. Mooney, 2006: Reconstructing El Niño - Southern Oscillation (ENSO) from high-resolution palaeoarchives. *Journal of Quaternary Science, 21(7):707-722.*

Giese, B.S., S.C. Urizar, and N.S. Fuckar, 2002: Southern hemisphere origin of the 1976 climate shift. *Geophys. Res. Lett., 29(2), 1014, doi:1029/2001GL031268.*

Giese, B. S., and D.E. Harrison, 1990: Aspects of the Kelvin wave response to episodic wind forcing. *J. Geophys. Res., 95, 7289– 7312.*

Giese, B. S., and D. E. Harrison, 1991: Eastern equatorial Pacific response to three composite westerly wind types. *J. Geophys. Res., 96, 3239– 3248.*

Gill, A., 1980: Some simple solutions heat-induced tropical circulation. *Q. J. R. Meteorol. Soc., 106, 447-462.*

Gnedenko, V.B., and A.N Kolmogorov, 1954: Limit distributions for sums of random variables. *Addison-Wesley, 293.*

Gray, W.M., 1984: Atlantic seasonal hurricane frequency. Part I: El Niño and 30mb quasi-biennial oscillation influences. *Mon. Wea. Rev.*, *112*, 1649-1668.

Gu, D, and S.G. Philander, 1997: Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extra-tropics. *Science* *275*, 5301, 805-807.

Guilderson, T.P., and Schrag D.P., 1998: Abrupt shift in subsurface temperatures in the tropical pacific associated with changes in El Niño. *Science*, *281*, 5374, 240-243.

Guilyardi, E., 2006: El Niño-mean state-seasonal cycle interactions in a multi model ensemble, *Clim. Dynam.*, *26*(4), 329-348.

Guilyardi, E., A. Wittenberg, A. Fedorov, M. Collins, C. Wang, A. Capotondi, G.J. van Oldenborgh, and T. Stockdale, 2009: Understanding El Niño in Ocean–Atmosphere General Circulation Models: Progress and Challenges. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *90*, 325-340.

Hannachi, A., D.B. Stephenson, and K.R. Sperber, 2003: Probability-based methods for quantifying nonlinearity in the ENSO. *Clim. Dynam.*, doi:10.1007/s00382-002-0263-7.

Harrison, D.E., and G.A. Vecchi, 1997: Westerly wind events in the tropical Pacific, 1986–1995. *J. Climate*, *10*, 3131–3156.

Harrison, D.E., and P.S. Schopf, 1984: Kelvin wave induced anomalous advection and the onset of surface warming in El Niño events. *Mon. Wea. Rev.*, *112*, 923– 933.

Hayashi, Y., 1982: Space-time spectral analysis and its applications to atmospheric waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, *60*, 156–171.

Held, I.M., and B.J. Soden, 2006: Robust responses of the hydrological cycle to global warming. *J. Climate*, *19*, 5686–5699.

Hendon, H.H., B. Liebmann, and J. D. Glick, 1998: Oceanic Kelvin waves and the Madden–Julian oscillation. *J. Atmos. Sci.*, *55*, 88–101.

Hirst, A.C., 1986: Unstable and damped equatorial modes in simple coupled ocean-atmosphere models. *J. Atmos. Sci.*, 43, 606–630.

Hirst, A.C., 1988: Slow instabilities in tropical ocean basin-global atmosphere models. *J. Atmos. Sci.*, 45, 830–852.

Jin, F.-F., and J.D. Neelin, 1993a: Modes of interannual tropical ocean atmosphere interaction—a unified view. Part I: Numerical results. *J. Atmos. Sci.*, 50, 3477-3502.

Jin, F.-F., and J.D. Neelin, 1993b: Modes of interannual tropical oceanatmosphere interaction—a unified view. Part III: Analytical results in fully coupled cases. *J. Atmos. Sci.*, 50, 3523-3540.

Jin, F.-F., J.D. Neelin, and M. Ghil, 1994: El Niño on the devil’s staircase: Annual subharmonic steps to chaos. *Science*, 264, 70–72.

Jin, F.-F., J.D. Neelin, and M. Ghil, 1996: El Niño/Southern Oscillation and the annual cycle: Subharmonic frequency locking and aperiodicity. *Physica D*, 98, 442-465.

Jin, F.-F., 1997a: An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: Conceptual model. *J. Atmos. Sci.*, 54, 811–829.

Jin, F.-F., 1997b: An Equatorial Ocean Recharge Paradigm for ENSO. Part II: A Stripped-Down Coupled Model. *J. Atmos. Sci.*, 54, 830–847.

Jin, F.-F., and S.-I. An, 1999: Thermocline and zonal advection feedbacks within the equatorial ocean recharge oscillator model for ENSO. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2989-2992.

Jin, F.-F., M. Kimoto, and X.C. Wang, 2001: A model of decadal ocean-atmosphere interaction in the North Pacific basin. *Geophys. Res. Lett.*, 28(8), 1531-1534.

Jin, F.-F., L. Lin, A. Timmermann, and J. Zhao, 2007: Ensemble-mean dynamics of the ENSO recharge oscillator under state-dependant stochastic forcing. *Geophys. Res. Lett.*, 34, L03807, doi:10.1029/2006GL027372.

Johnson, G.C., and M.J. McPhaden, 1999: Interior pycnocline flow from the subtropical to the equatorial Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, *29*, 3073-3089.

Kanamitsu, M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S-K Yang, J.J. Hnilo, M. Fiorino, and G. L. Potter, 2002: NCEP-DEO AMIP-II Reanalysis (R-2). *Bull. of the Atmos. Met. Soc.*, *83* 1631-1643.

Kao, H.-Y., and J.-Y. Yu, 2009: Contrasting eastern-Pacific and central-Pacific types of ENSO. *J. Climate*, *22*, 615-632.

Kaplan, A., Y. Kushnir, M. Cane, M. Blumenthal, 1997: Reduced space optimal analysis for historical data sets: 136 years of atlantic sea surface temperature. *J. Geophys. Res.*, *102*, 27835-27860.

Kaplan, A., M. Cane, Y. Kushnir, A. Clement, M. Blumenthal, and B. Rajagopalan, 1998: Analyses of global sea surface temperature 1856-1991. *J. Geophys. Res.*, *103*, 18,567-18,589.

Karnauskas, K.B., R. Murtugudde, A.J. Busalacchi, 2007: The Effect of the Galapagos Islands on the Equatorial Pacific Cold Tongue. *J. Phys. Oceanogr.*, *37*, 1266-1281.

Karnauskas, K.B, R. Murtugudde and A.J. Busalacchi, 2008: The effect of the Galapagos Islands on ENSO in forced ocean and hybrid coupled models. *J. Phys. Oceanogr.*, *38*: 2519-2534.

Karnauskas, K.B., R. Seager, A. Kaplan, Y. Kushnir and M.A. Cane, 2009: Observed strengthening of the zonal sea surface temperature gradient across the equatorial Pacific Ocean. *J. Climate*, *22*, 4316-432.

Karspeck, A.R., and M.A. Cane, 2002: Tropical Pacific 1976–77 Climate Shift in a Linear, Wind-Driven Model. *J. Phys. Oceanogr.*, *32*, 2350, 2360.

Karspeck, A.R., R. Seager, and M.A. Cane, 2004: Predictability of tropical Pacific decadal variability in an intermediate model. *J. Climate*, *17*, 2842-2850.

Kessler, W. S., M. J. McPhaden, and K. M. Weikmann, 1995: Forcing of intraseasonal Kelvin waves in the equatorial Pacific. *J. Geophys. Res.*, *100*, 10,613– 10,631.

Kessler, W.S., and R. Kleeman, 2000: Rectification of the Madden-Julian Oscillation into the ENSO cycle. *J. Climate*, *13*, 3560– 3575.

Kessler, W.S., 2002: Is ENSO a cycle or a series of events? *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 2125, doi:10.1029/2002GL015924.

Kessler, W.S., 2006: The circulation of the eastern tropical Pacific: A review. *Prog.Oceanogr.*, *69*, 181-217.

Kim, B.-M, and S.-I An, 2011: Understanding ENSO Regime Behavior under the Increase of Warm-pool Temperature using a Simple ENSO Model. *J. Climate*, *in press*.

Kirtman, B.P., and P.S. Schopf, 1998: Decadal variability in ENSO predictability and prediction. *J. Climate*, *11*, 2804-2822.

Kleeman, R., J.P. MacCreary, and B. Klinger, 1999: A mechanism for generating ENSO decadal variability. *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1743-1746.

Knutson, T.R., and S. Manabe, 1998: Model assessment of decadal variability and trends in the tropical Pacific ocean. *J. Climate*, *11*, 2273-2296.

Koutrouvelis, I.A., 1980: Regression-Type Estimation of the parameters of stable laws. *J. Amer. Statist. Assoc.*, *75*, N 372.

Large, W.G., J.C McWilliams, and S.C. Doney, 1994: Oceanic vertical mixing: a review and a model with nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophysics*, *32*, 363-403.

Large, W.G., and G. Danabasoglu, 2006: Attribution and Impacts of Upper-Ocean Biases in CCSM3. *J. Climate*, *19*, 2325-2346.

Lee, T., and M. McPhaden, 2010: Increasing intensity of El Niño in the central-equatorial Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, *in press*.

Legeckis, R., 1977: Long Waves in the Eastern Equatorial Pacific Ocean - A View from a Geostationary Satellite. *Science*, *197(4309)*, 1179 - 1181.

Lengaigne, M., E. Guilyardi, J.-P. Boulanger, C. Menkes, P. Inness, P. Delecluse, and J. M. Slingo, 2004a: Triggering of El Niño by westerly wind events in a coupled general circulation model. *Clim. Dynam.*, *23*, 601–620.

Lengaigne, M., J. P. Boulanger, C. Menkes, P. Delecluse, and J. Slingo, 2004b: Westerly wind events in the tropical Pacific and their influence on the coupled ocean– atmosphere system: A review. *Earth's Climate: The Ocean–Atmosphere Interaction*, C. Wang, S.-P. Xie, and J. A. Carton, Eds., *Amer. Geophys. Union*, 49–69.

Levy, P., 1924: Théorie des erreurs, les lois de Gauss et les lois exponentielles. *Bull. Soc. Math. France*, *52*, 49-95.

Lin, J.-L., 2007: The Double-ICTZ Problem in IPCC AR4 Coupled GCMs: Ocean-Atmosphere Feedback Analysis. *J. Climate*, *20*, 4497-4525.

Liu, W., Timothy, K.B. Katsaros, and J.A. Businger, 1979: Bulk Parameterization of Air-Sea Exchanges of Heat and Water Vapor Including the Molecular Constraints at the Interface. *J. Atmos. Sci.*, *36*, 1722-1735.

Liu, Z., S.G.H. Philander, and R.C. Pacanowski, 1994: A GCM study of the tropical-subtropical upper-ocean water exchange. *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 2606-2623.

Liu, W.T., W. Tang, and P.S. Polito, 1998: NASA Scatterometer provides global ocean-surface wind fields with more structures than numerical weather prediction. *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 761-764.

Liu, Z., L. Wu, R. Gillmore, and R. Jacob, 2002: Search for the origins of Pacific decadal climate variability. *Geophys. Res. Lett.* *29(10)*, 1404, doi:10.1029/2001GL013735.

Liu, Z., S. Vavrus, F. He, N. Wen, and Y. Zhong, 2005: Rethinking tropical mean response to global warming. *J. Climate*, 18, 4684–4700.

Llovel, W., S. Guinehut, and A. Cazenave, 2010: Regional and interannual variability in sea level over 2002 - 2009 based on satellite altimetry, Argo float data and GRACE ocean mass, *Ocean Dynamics*,.doi: 10.1007/s10236-010-0324-0

Lorenz, E.N., 1963: Deterministic non-periodic flow. *J. Atmos. Sci.*, 20(2), 130-141

Lukas, R., 1986: The termination of the Equatorial Undercurrent in the eastern Pacific. *Prog. Oceanogr.*, 16, 63-90.

Luo, J.-J., and T. Yamagata, 2001: Long-term El Niño-Southern Oscillation (ENSO)-like variation with special emphasis on the South Pacific. *J. Geophys. Res.*, 106, 22211-22227, doi:10.1029/2000JC000471.

Luo, J.-J., S. Masson, S. Behera, P. Delecluse, S. Gualdi, A. Navarra, and T. Yamagata, 2003: South Pacific origin of the decadal ENSO-like variation as simulated by a coupled GCM. *Geophys. Res. Lett.*, 30, 2250, doi:10.1029/2003GL018649.

Lysne; J., P. chang, and B. Giese, 1997: Impact of extratropical Pacific on equatorial variability. *Geophys. Res. Lett.*, 24, 2589-2592.

Madden, R.A., and P.R. Julian, 1994:Observations of the 40-50 day tropical oscillation-a review. *Mon. Weather Rev.*, 122, 814– 837.

Maes C., G. Madec, and P. Delecluse, 1997: Sensitivity of an equatorial Pacific OGCM to the lateral diffusion. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 958-971.

Mandelbrot, B., 1963: The variation of certain speculative prices. *J. Business*, 36, 394-419.

Mantua, N.J., and D.S. Battisti, 1994: Evidence for the delayed action oscillator mechanism for ENSO: The “observed” oceanic Kelvin mode in the far western Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 691-699.

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. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *78*, 1069-1079.

Marchesiello, P., A.F. Shchepetkin., and J.C. McWilliams, 2003: Equilibrium structure and dynamics of the California current system. *J. Phys. Oceanogr.*, *33*, 753-783.

Marchesiello, P., L. Debreu, and, X. Couvelard, 2009: Spurious diapycnal mixing in terrain-following coordinate models: The problem and a solution. *Ocean Modell.*, *26*, 156-169.

Maronna, R., and Yohai, V.J., 1978: A bivariate test for the detection of a systematic change in mean. *J. Amer. Statist. Assoc.*, *73*, N363.

May, R.M., 1976: Simple mathematical models with very complicated dynamics. *Nature*, *261* (5560), 459-467.

McCreary, J.P., and P. Lu, 1994: Interaction between the subtropical and equatorial ocean circulations: the subtropical cell. *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 466-497.

McCulloch, J.H., 1986: Simple Consistent Estimators of Stable Distribution Parameters. *Communications in Statistics - Simulations* *15*: 1109-1136.

McPhaden, M.J., and B.A. Taft, 1988: On the dynamics of seasonal and intraseasonal variability in the eastern equatorial Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, *18*, 1713-1732.

McPhaden, M.J., H.P. Freitag, S.P. Hayes, B.A. Taft, Z. Chen, and K. Wyrski, 1988: The response of the equatorial Pacific Ocean to a westerly wind burst in May 1986. *J. Geophys. Res.*, *93*, 10,589- 10,603.

McPhaden, M. J., 2002: Mixed layer temperature balance on intraseasonal time scales in the equatorial Pacific Ocean. *J. Climate*, *15*, 2632- 2647.

Mechoso, C.R., et al., 1995: The seasonal cycle over the tropical Pacific in coupled ocean-atmosphere general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, *123*, 2825-2838.

Meehl, G.A., P.R. Gent, J.M. Arblaster, B.L. Otto-Bliesner, E.C. Brady, and A. Craig, 2001: Factors that affect the amplitude of El Niño in global coupled climate models. *Clim. Dynam.*, *17*, 515-526.

Meehl, G.A., R. Lukas, G. Kiladis, K. Weickmann, A. Matthews, and M. Wheeler, 2001: A conceptual framework for time and space scale interactions in the climate system. *Clim. Dynamics*, *15*, 753-775.

Meehl, G.A., C. Covey, T. Delworth, M. Latif, B. McAvaney, J.F.B. Mitchell, R.J. Stouffer, and K.E. Taylor, 2007a: The WCRP CMIP3 multimodel dataset: A new era in climate change research. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *88*, 1383–1394.

Meinen, C.S., and M.J. McPhaden, 2000: Observations of warm water volume changes in the equatorial Pacific and their relationship to El Niño and la Niña. *J. Climate*, *13*, 3551-3559

Monahan, A.H., and A. Dai, 2004: The spatial and temporal structure of ENSO nonlinearity. *J. Climate*, *17*, 3026-3036.

Moon, B.K., S.-W. Yeh, B. Dewitte, J.G. Jhun, I.-S. Kang, and B.P. Kirtman, 2004: Vertical structure variability in the equatorial Pacific before and after the Pacific climate shift of the 1970s. *Geophys. Res. Lett.* *31*:L03203, doi: 10.1029/2003GL018829.

Moon B.-K., S.-W. Yeh, B. Dewitte, J.-G. Jhun, I.-S. Kang, 2007: Source of low frequency modulation of ENSO amplitude in a CGCM. *Clim. Dynam.*, doi:10.1007/s00382-006-0219-4.

Montes, I., F. Colas, X. Capet, and W. Schneider, 2010: On the pathways of the equatorial subsurface currents in the eastern equatorial Pacific and their contributions to the Peru-Chile Undercurrent, *J. Geophys. Res.*, *115*, C09003, doi:10.1029/2009JC005710.

Neelin, J.D., 1991: The slow sea surface temperature mode and the fastwave limit: analytic theory for tropical interannual oscillations and experiments in a hybrid coupled models, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 584–606.

- Neelin, J.D., and F.-F. Jin, 1993: Modes of interannual tropical ocean-atmosphere interaction—a unified view. Part II: Analytical results in the weak-coupling limit, *J. Atmos. Sci.*, 50, 3504–3522.
- Neelin, J.D., D.S. Battisti, A.C. Hirst, F.-F. Jin, Y. Wakata, T. Yamagata, and S.E. Zebiak, 1998: ENSO theory. *J. Geophys. Res.*, 103(C7), 14,261–14,290.
- Newman, M., G.P. Compo, and M.A. Alexander, 2003: ENSO-forced variability of the Pacific decadal Oscillation. *J. Climate*, 16(23), 3853-3857.
- Noh, Y., Y. J. Kang, T. Matsuura, and S. Iizuka, 2005: Effect of the Prandtl number in the parameterization of vertical mixing in an OGCM of the tropical Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L23609, doi:10.1029/2005GL024540.
- Nolan, J.P., 1999: Fitting data and Assessing Goodness-of-fit with Stable Distributions. In proceedings of the conference on applications of heavy tailed distributions in economics, engineering and statistics. *Department of mathematics and statistics, university of Washington*.
- Nonaka, M., S.-P. Xie, and J.P. McCreary, 2002: Decadal variations in the subtropical cells and equatorial Pacific SST. *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1116, doi : 10.1029/2001GL013717.
- Okumura, Y.M., M. Ohba, and C. Deser, 2010: A mechanism for asymmetry in the duration of El Niño and La Niña. *J. Climate*, submitted.
- Ortlieb, L., and J. Macharé, 1993: Former El Niño events: records from western South America. *Glob. Planet. Changes*, 7, 181-202.
- Overland, J., S. Rodionov, S. Minobe, and N. Bond, 2008: North Pacific regime shifts: Definitions, issues and recent transitions. *Prog. Oceanogr.*, 77, 92-102.
- Parker, D.E, P.D. Jones, C.K. Folland, and A. Bevan, 1994: Interdecadal changes of surface temperature since the late 19th century. *J. Geophys. Res.*, 99, 14, 377-14, 399.

Penven, P., L. Debreu, P. Marchesiello, and J.C. McWilliams, 2006: Evaluation and application of the ROMS 1-way embedding procedure to the central California upwelling system. *Ocean Modelling*, 12, 1-2, 157-187.

Perez, C.L., A.M. Moore, J. Zavala-Garay, R. Kleeman, 2005: A Comparison of the Influence of Additive and Multiplicative Stochastic Forcing on a Coupled Model of ENSO. *J. Climate*, 18, 5066–5085.

Philander, S.G.H., T. Yamagata, and R.C. Pacanowski, 1984: Unstable airsea interactions in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, 41, 604–613.

Picaut, J., F. Masia, and Y. DuPenhoat, 1997: An advective-reflective conceptual model for the oscillatory nature of ENSO. *Science*, 277, 663-666.

Picaut, J., E. Hackert, A.J. Busalacchi, R. Murtugudde, and G.S.E. Lagerloef, 2002: Mechanisms of the 1997-1998 El Niño-La Niña, as inferred from space-based observations. *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JC000850.

Pierce, D.W., T.P. Barnett, and M. Latif, 2000: Connections between the Pacific Ocean tropics and midlatitudes on decadal time-scales. *J. Climate*, 13, 1173-1194.

Pizarro O., A.J. Clarke, and S. Van Gorder, 2001: El Niño Sea Level and Currents along the South American Coast: Comparison of Observations with Theory. *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 1891-1903.

Pizarro O., G. Shaffer, B. Dewitte, and M. Ramos, 2002: Dynamics of seasonal and Interannual variability of the Peru-Chile Undercurrent. *Geophys. Res. Lett.*, 29 (12), 10.1029/2002GL 014790.

Potter, K.W., 1981: Illustration of a new test for detecting a shift in mean in precipitations series. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 2040-2046.

Quinn, W.H., 1992: A study of Southern Oscillation related climate variability from A.D. 622-1990 incorporating Nile river flood data, in *El Niño: historical and paleoclimate aspects of the Southern Oscillation*, edited by Diaz, H.F and V. Markgraf, pp 119-149, Cambridge Univ. Press, New York.

Ramos, M., B. Dewitte, O. Pizarro and G. Garric, 2008: Vertical propagation of the extra-tropical Rossby wave during the 1997/98 El Niño off the west coast of South-America in a medium-resolution OGCM simulation. *J. Geophys. Res.*, vol. 113, C08041, doi:10.1029/2007JC004681.

Randall, D.A., and co-authors, 2007: Climate models and their evaluation. *Climate Change 2007: The Physical Science Basis*, S. Solomon et al., Eds., Cambridge University Press, 589–662.

Rasmusson, E.M., and T. Carpenter, 1982: Variations in tropical sea surface temperature wind fields associated with the Southern Oscillation / El Niño. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 354-384.

Rayner, N.A., D.E. Parker, E.B. Horton, C.K. Folland, L.V. Alexander, D.P. Rowell, E.C. Kent, and A. Kaplan, 2003: Global Analyses of SST, Sea Ice and Night Marine Air Temperature Since the Late 19th Century. *J. Geophys. Res.* 108(D14), 4407, DOI: 10.1029/2002JD002670.

Reynolds, R.W, and T.M. Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analyses using optimal interpolation. *J. Climate*, 7, 929-948.

Rodgers, K.B., P. Friederichs, and M. Latif, 2004: Tropical Pacific Decadal Variability and Its Relation to Decadal Modulations of ENSO. *J. Climate.*, 17, 3761-3774.

Roemmich, D., and W. B. Owens, 2000: The Argo project: Global ocean observations for understanding and prediction of climate variability. *Oceanography*, 13 No. 2 (NOPP special issue), 45-50.

Ruelle, D., and F. Takens, 1971: On the nature of turbulence. *Commun. Math. Phys.*, 20, 167-192.

Sardeshmukh, P.D., and P. Sura, 2009: Reconciling Non-Gaussian Climate Statistics with Linear Dynamics. *J. Climate*, 22, 5, 1193-1207.

Schneider, N., A.J. Miller, M.A. Alexander, and C. Deser, 1999a: Subduction of decadal North Pacific anomalies: observations and dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 1056-1070.

Schneider, N., S. Venzke, A.J. Miller, D.W. Pierce, T.P. Barnett, C. Deser, and M. Latif, 1999b: Pacific thermocline bridge revisited. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1329-1332.

Schneider, N., 2000: A decadal spiciness mode in the tropics. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 257-260.

Schneider, N., 2004: The response of tropical climate to the equatorial emergence of spiciness anomalies. *J. Climate*, 17(3), 1083-1095.

Schopf, P.S., and R.J. Burgman, 2006: A simple mechanism for ENSO residuals and asymmetry. *J. Climate*, 19, 3167-3179.

Setoh, T., S. Imawaki, A. Ostrovskii, and S. Umatani, 1999: Interdecadal variations of ENSO signals and annual cycles revealed by wavelet analysis. *Journal of Oceanography*, 55, 385-394.

Shaffer, G., O. Pizarro, L. Djurfeldt, S. Salinas, and J. Rutlant, 1997: Circulation and low frequency variability near the Chile coast: remotely-forced fluctuations during the 1991-1992 El Niño. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 217-235.

Shaw, R., 1981: Strange attractors, chaotic behavior, and information flow. *Z. Naturforsch.*, 36A, p. 80.

Shchepetkin, A.F., and J.C. McWilliams, 1998: Quasi-monotone advection schemes based on explicit locally adaptive dissipation, *Mon. Weather Rev.*, 126, 1541-1580.

Shchepetkin, A.F., and J.C. McWilliams, 2003: A method for computing horizontal pressure-gradient force in an ocean model with a non-aligned vertical coordinate, *J. Geophys. Res.*, *108(C3)*, 3090, doi:10.1029/2001JC001047.

Smith, W. H.F., and D.T. Sandwell, 1997: Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, *277*, 1957-1962.

Smith, T.M., and R.W. Reynolds, 2003: Extended Reconstruction of Global Sea Surface Temperatures Based on COADS Data (1854-1997). *J. Climate*, *16*, 1495-1510.

Smith, T.M., and R.W. Reynolds, 2004: Improved Extended Reconstruction of SST (1854-1997). *J. Climate*, *17*, 2466-2477.

Smith, T.M., R.W. Reynolds, Thomas C. Peterson, and Jay Lawrimore, 2008: Improvements to NOAA's Historical Merged Land-Ocean Surface Temperature Analysis (1880-2006). *J. Climate*, *21*, 2283-2296.

Sponberg, K., 1999: Navigating the numbers of climatological impact. Compendium of climatological impacts. *University Corporation for Atmospheric Research, Vol. 1, National Oceanic and Atmospheric Administration, Office of global Programs*, 13 pp.

Stockdale, T.N., A.J. Busalacchi, D.E. Harrison, and R. Seager, 1998: Ocean Modeling for ENSO. *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,325-14,355.

Strub P.T., J.M. Mesias, V. Montecino, J. Rutllant, and S. Salinas, 1998: Coastal Ocean circulation off western South America, *The Sea, Vol 11, A. R. Robinson and K. H. Brink Eds, Wiley*, 273-313.

Suarez, M.J., and P.S. Schopf, 1988: A delayed action oscillator for ENSO, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 3283-3287.

Sun, D.-Z., and T. Zhang, 2006: A regulatory effect of ENSO on the time-mean thermal stratification of the equatorial upper ocean. *Geophys. Res. Lett.* *33*, L07710. doi:10.1029/2005GL025296.

Sun, F., and J.-Y. Yu, 2009: A 10-15year Modulation Cycle of ENSO Intensity. *J. Climate*, 22, 1718-1735.

Thompson, C.J, and D.S. Battisti, 2001: A linear stochastic dynamical model of ENSO, part II: analysis. *J. Climate*, 14, 445-466.

Tung, K.K, and J. Zhou, 2010: The Pacific's response to surface heating in 130 Yr of SST: La Niña-like or El- Niño-like? *J. Atmos. Sci.*, 67, 2649-2657.

Timmermann, A., 1999: Detecting the nonstationary response of ENSO to greenhouse Warming. *J. Atmos. Sci.*, 56, 2313-2325.

Timmermann, A., 2003: Decadal ENSO amplitude modulations: a nonlinear paradigm. *Global Planet. Change*, 37, 135-156

Timmermann, A., F.-F. Jin, and J. Abshagen, 2003: A nonlinear theory of El Niño bursting. *J. Atmos. Sci.*, 60, 152-165.

Toggweiler, J.R., K. Dixon, and W.S. Broecker, 1991: The Peru upwelling and the ventilation of the South Pacific thermocline. *J. Geophys. Res.*, 96, 20,467-20,497.

Toniazzo, T., 2010: Climate variability in the south eastern tropical Pacific and its relation with ENSO: a GCM study. *Clim. Dynam.*, 34, 1093-1114.

Trenberth, K.E., and Hurrell J.W., 1994: Decadal Atmosphere-Ocean Variations in the Pacific. *Clim. Dynam.*, 9, 303-319.

Tsonis, A.A., A.G. Hunt, and J.B. Elsner, 2003: On the relation between ENSO and global climate change. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 000, 1-14.

Tudhope, A.W., C.P. Chilcott, M.T. McCulloch, E.R. Cook, J. Chappell, R.M. Ellam, D.W. Lea, J.M. Lough and G.B. Shimmield, 2001: Variability in the El Nino-Southern oscillation through a glacial-interglacial cycle. *Science*, 291, 1511-1517.

Tziperman, E., L. Stone, M.A. Cane, and H. Jarosh, 1994: El Niño chaos: Overlapping of resonances between the seasonal cycle and the Pacific ocean–atmosphere oscillator. *Science*, 264, 72–74.

Tziperman, E., S.E. Zebial, and M.A. Cane, 1997: Mechanisms of seasonal-ENSO interaction. *J. Atmos. Sci.*, 54, 61–71.

UCAR, 1994: El Niño and climate prediction. Reports to the Nation on our changing planet. *UCAR*, 3, 25 pp.

Urban, F.E., Cole, J.E. and Overpeck, J.T., 2000: Modification of tropical Pacific variability by its mean state inferred from a 155-year coral record. *Nature*, 407, 989–993.

Van Oldenborgh, G.J., S.Y. Philip, and M. Collins, 2005: El Niño in a changing climate: a multi model study. *Ocean Science*, 1, 81-95.

Vecchi, G. A., and D. E. Harrison, 2000: Tropical Pacific sea surface temperature anomalies, El Niño, and equatorial westerly wind events. *J. Climate*, 13, 1814– 1830.

Vecchi, G.A., and B.J. Soden, 2007: Global Warming and the Weakening of the Tropical Circulation. *J. Climate*, v20(17), 4316-4340.

Vecchi, G.A., A. Clement, and B.J. Soden, 2008: Examining the tropical Pacific’s response to global warming. *Eos, Trans. Amer. Geophys. Union*, 89, 81–83.

Vega A., Y. du Penhoat, B. Dewitte, and O. Pizarro, 2003: Equatorial forcing of interannual Rossby waves in the South Eastern Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, 30 (5) : 1197-1200.

Vimont, D.J., and D.S. Battisti, 2001: Footprinting: a seasonal connection between the tropics and midlatitudes. *Geophys. Res. Lett.*, 28(20), 3923-3926.

Vimont, D.J., D.S. Battisti, and A.C. Hirst, 2002: Pacific interannual and interdecadal equatorial variability in a 1000-yr simulation of the CSIRO coupled general circulation model. *J. Climate*, 15, 160-178.

Wakata, Y., and E. S. Sarachik, 1991: Unstable coupled atmosphere-ocean basin modes in the presence of a spatially varying basic state. *J. Atmos. Sci.*, 48, 2060–2077.

Wang, X.L., and C.F. Ropelewski, 1995: An assessment of ENSO-scale secular variability. *J. Climate*, 8, 1584-1599.

Wang, B., and Y. Wang, 1996: Temporal structure of the southern oscillation as revealed by waveform and wavelet analysis. *J. Climate*, 9, 1586-1598.

Wang, B., and Z. Fang, 1996: Chaotic Oscillation of the tropical climate: A dynamic system theory for ENSO. *J. Atmos. Sci.*, 53, 2786-2802.

Wang, C., and R.H. Weisberg, 1996: Stability of equatorial modes in a simplified coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, 9, 3132–3148.

Wang, C., R.H. Weisberg, and J.I. Virmani, 1999: Western Pacific interannual variability associated with the El Niño Southern Oscillation. *J. Geophys. Res.*, 104:5131-5149.

Wang, C. and R.H. Weisberg, 2000: The 1997-98 El Niño evolution relative to previous El Niño events. *J. Climate*, 13:488-501.

Wang, C., 2001: A unified model for the El Niño Southern Oscillation. *J. Climate*, 14, 98-115.

Wang, B., and S.-I. An, 2002: A mechanism for decadal changes of ENSO behaviour: roles of background wind changes. *Clim. Dynam.*, 18, 475-486.

Wang, C., and J. Picaut, 2004: Understanding ENSO physics - A review. In: *Earth's Climate: The Ocean-Atmosphere Interaction*. C. Wang, S.-P. Xie, and J. A. Carton. Eds., *AGU Geophysical Monograph Series*, 147:21-48.

Weisberg, R. H., and T.J. Weingartner, 1988: Instability Waves in the Equatorial Atlantic-Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1641–1657.

Weisberg, R.H. and C. Wang, 1997: A western Pacific oscillator paradigm for the El Niño Southern Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, 24:779-782.

Wheeler, M., and G.N. Kiladis, 1999: Convectively coupled equatorial waves: analysis of clouds and temperature in the wavenumber–frequency domain. *J. Atmos. Sci.*, 56, 374-399.

Whetton, P.H. and I. Rutherford, 1994: El Niño-Southern Oscillation teleconnections in the Eastern Hemisphere over the last 500 years. *Climatic Change* 28, 221–53.

White, W.B., Y.M. Tourré, M. Barlow, and M. Dettinger, 2003: A delayed action oscillator shared by biennial, interannual, and decadal signals in the Pacific basin. *J. Geophys. Res.*, 108(C3), 3070, doi:10.1029/2002JC001490.

Wyrtki, K., 1963: The horizontal and vertical field of motion in the Peru current. *Bull. Scripps Inst. Oceanogr.*, 8, 313-344.

Wyrtki, K., 1975: El Niño – The dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 5(4), 572-584.

Xie, S.-P., C. Deser, G.A. Vecchi, J. Ma, H. Teng, and A. T. Wittenberg, 2010: Global warming pattern formation: Sea surface temperature and rainfall. *J. Climate*, 23, 966–986.

Xue, Y., T.M. Smith, and R.W. Reynolds, 2003: Interdecadal changes of 30-yr SST normals during 1871-2000. *J. Climate*, 16, 1601-1612.

Yamagata, T., 1985: Stability of a simple air-sea coupled model in the tropics, In *Coupled Ocean-Atmosphere Models*, edited by J. C. J. Nihoul, pp. 637–657, Vol. 40, Elsevier Oceanography Series, Elsevier.

Ye, Z, and W.W. Hsieh, 2006: The influence of climate regime shifts on ENSO. *Clim. Dynam.*, 26, 823-833.

- Ye, Z, and W.W. Hsieh, 2008: Changes in ENSO and associated overturning circulations from enhanced greenhouse gases by the end of the twentieth century. *J. Climate*, 21, 5745-5763.
- Yeh, S.-W., J.-S. Kug, B. Dewitte, M.-H. Kwon, B.P. Kirtman, and F.-F. Jin, 2009: El Niño in a changing climate. *Nature*, 461, 511-514.
- Zaliapin, I., and M. Ghil, 2010: Another look at climate sensitivity. *Nonlin. Processes Geophys.*, 17, 113-122.
- Zebiak, S.E, 1986: Atmospheric convergence feedback in a simple model for El Niño. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 1263-1271.
- Zebiak, S.E., and M.A. Cane, 1987: A model of El Niño-Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2262-2278.
- Zebiak, S. and M.A. Cane, 1991: Natural climate variability in a coupled model. In: M.E. Schlesinger (Editor), *Greenhouse Gas-Induced Climatic Change: Critical appraisal of Simulations and Observations. Elsevier*, pp. 457-470.
- Zelle, H., G. Appeldoorn, G. Burgers, and G.J. van Oldenborgh, 2004: The Relationship between Sea Surface Temperature and Thermocline Depth in the Eastern Equatorial Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 3, 643-655.
- Zhang, R.H., J.M. Wallace, and D. Battisti, 1997: ENSO-like interdecadal variability: 1900-1993. *J. Climate*, 10, 1004-1020.
- Zhang, R.H., L.M. Rothstein, and A.J. Busalacchi, 1998: Origin of upper ocean warming and El Niño change on decadal scale in the tropical Pacific ocean. *Nature*, 391, 713-723.
- Zhang, C., and M. J. McPhaden, 2000: Intraseasonal surface cooling in the equatorial western Pacific. *J. Climate*, 13, 2261– 2276.

Zhang, C., 2001: Intraseasonal perturbations in sea surface temperatures of the equatorial eastern Pacific and their association with the Madden-Julian Oscillation. *J. Climate*, 14, 1309–1322.

Zhang, C., and J. Gottschalck, 2002: SST anomalies of ENSO and the Madden-Julian Oscillation in the equatorial Pacific. *J. Climate*, 15, 2429–2445.

Annexe 1:

Génération « théorique » de séries α -stables

Rappel : séries symétriques alpha stables (S α S).

Chambers et al. (1976) ont développé un algorithme de simulation de S α S repris par *d'Estampes* (2003). Il consiste en la génération de 2 variables aléatoires réelles (V.A.R.) uniformes sur]0;1[notées U_1 et U_2 , puis par un changement de variable relativement simple, en la génération d'une loi Φ uniforme sur $]\pi/2;\pi/2[$ et d'une loi exponentielle W de paramètre 1.

$$\begin{cases} \phi = \pi \cdot U_1 - \frac{\pi}{2} \\ W = -\log(1 - U_2) \end{cases}$$

Enfin, à partir de ces 2 V.A.R., on peut générer une loi S α S Y dans laquelle on a fixé le paramètre représentatif de l'asymétrie de la loi β à 0:

$$Y = \frac{\sin(\alpha\phi)}{(\cos\phi)^{1/\alpha}} \left(\frac{\cos((1-\alpha)\phi)}{W} \right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}}$$

Nous fixons arbitrairement la taille des séries théoriques de référence à $n=660$ occurrences. Cela représente le nombre de données (in-situ et sorties de modèles) mensuelles sur la période 1950-2004, mais les mêmes générations ont été effectuées pour l'autre période temporelle (1875-2004).

Séries alpha stables asymétriques (S α A).

On simule la série temporelle de la même façon que précédemment à la différence que l'on ne néglige pas le paramètre β :

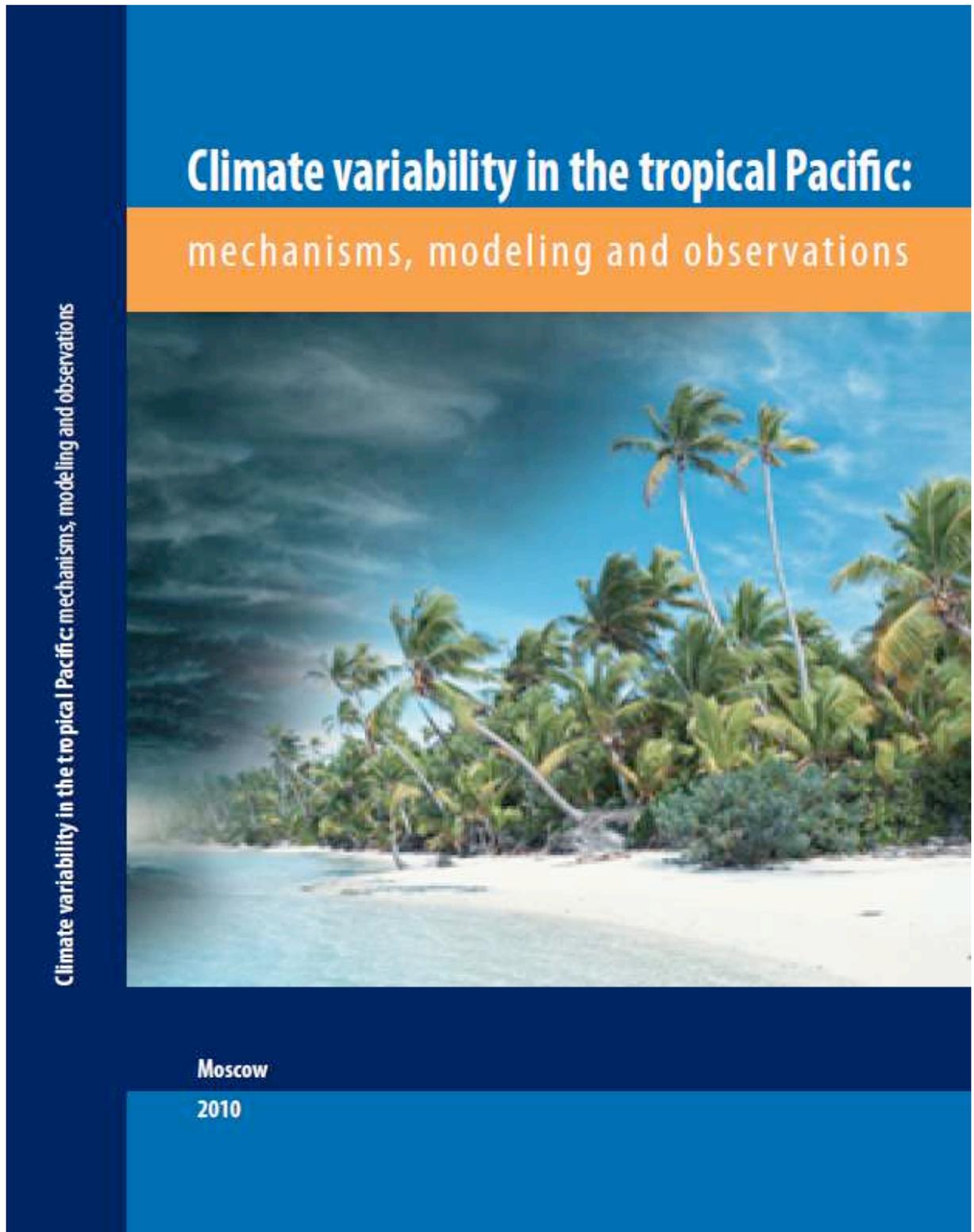
Pour $\alpha \neq 1$,

$$Y = \frac{\sin \alpha (\phi - \phi_0)}{(\cos \phi)^{1/\alpha}} \left(\frac{\cos(\phi - \alpha(\phi - \phi_0))}{W} \right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}} \quad \text{où } \phi_0 = -\frac{\pi \beta}{2} \frac{1 - |1 - \alpha|}{\alpha}$$

Pour $\alpha = 1$,

$$Y = \frac{2}{\pi} \left(\left(\frac{\pi}{2} + \beta \phi \right) \tan \phi - \beta \log \left(\frac{\pi W \cos \phi}{\pi + \beta \phi} \right) \right)$$

Annexe 2:



Nonlinearity as a key player for ENSO modulation: what do the climate models tell us?

du Penhoat Y.⁽¹⁾, Boucharel J.⁽²⁾

*(1) IRD ; Université de Toulouse; UPS (OMP); LEGOS; 14 Av, Edouard
Belin, F-31400 Toulouse, France*

*(2) Université de Toulouse; UPS (OMP); LEGOS,
F-31400 Toulouse, France*

1. INTRODUCTION

El Niño Southern Oscillation (ENSO) is the dominant mode of climate variability in the Pacific, having major socio-economic consequences all over the world. Although our knowledge of the phenomenon has considerably increased in the last two decades, ENSO remains difficult to predict, in particular, because its characteristics (frequency, amplitude, propagating features and predictability) vary with changes in the mean state of the tropical Pacific (Fedorov and Philander 2000; An 2004). Thus, time scale interactions can produce ENSO modulation. From high to low frequency, Madden-Julian oscillation, the seasonal cycle and variability of the mean state are all invoked to play a role in changes of ENSO behaviour on a variety of time scales.

Recently, it has been proposed to take into account the slow component of the climate variability for modelling ENSO and its modulation realistically. Two different concepts have been developed. The first attributes a major role to the random nature of atmospheric forcing coming from the tropical and mid latitudes to take into account the oceanic variability at very low frequency. Its impact on ENSO variability depends then on the ability of statistical models to parameterize this atmospheric noise. The second invokes purely tropical physical mechanisms to explain this slow evolution, without connection with the higher latitudes. Non-linear processes are then the most plausible candidate to generate internal variability on a wide spectrum of frequencies and to connect these different time scales in the tropical Pacific Ocean (Jin et al., 2003). Numerical model simulations allow to estimate these processes and then to explain their role on ENSO variability.

One striking feature of ENSO is its tendency towards warm asymmetry. As seen on sea surface temperature anomalies (SSTA) and sea level

anomalies (SLA), warm SSTA and high SLA are more pronounced than cold SSTA and low SLA (in other words, the number and the amplitude of warm and cold events are not equal). This has been explained by the non-linear character of the coupled ocean-atmosphere system (Hannachi et al, 2003; An and Jin 2004). In addition to that, the Pacific Ocean mean state varies at decadal to inter decadal time scale, partly reflecting occurrences of abrupt transition (as we referred to as climate shifts). The mechanisms of these abrupt changes of the ocean background, as in 1903, 1976 and probably in 1998 (Figure 1) are still unclear. So far, ENSO has been depicted as a non stationary phenomenon that can be rectified by changes in background state (Rodgers et al, 2004, Dewitte et al., 2007).

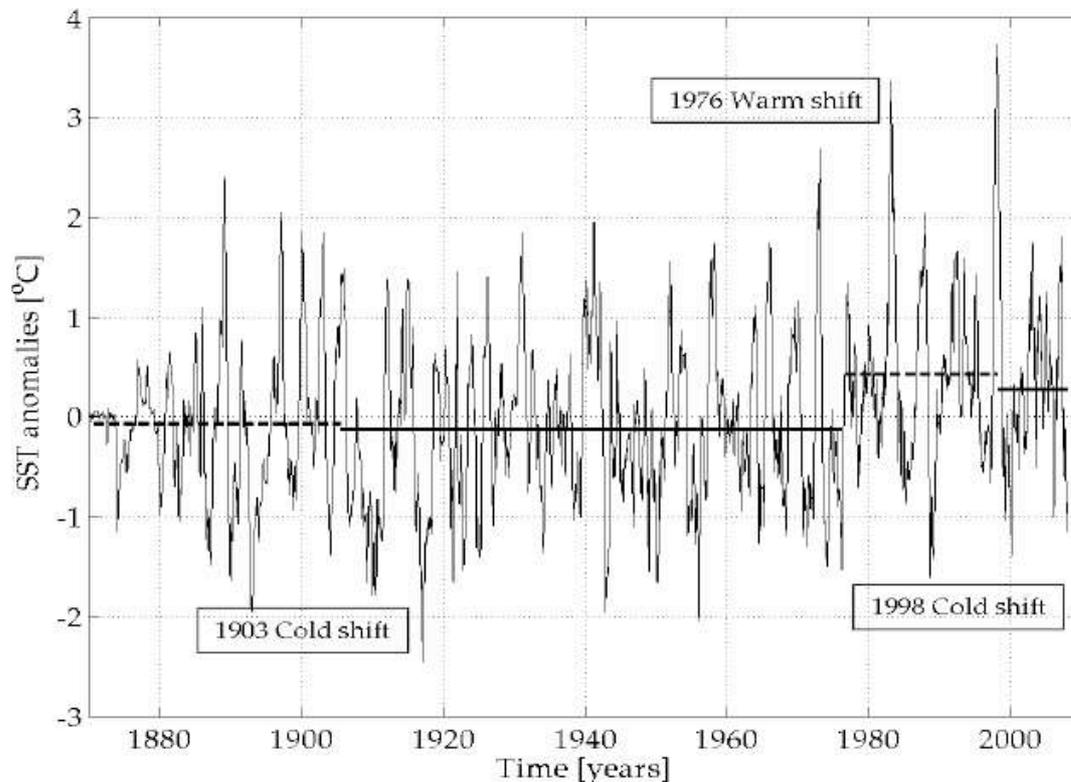


Fig. 1. NINO-3 SSTA index (SST anomalies averaged over (150°W-90°W; 5°S-5°N) and its means over the inter-shift periods (thick or dotted lines)

Most ENSO studies assume that the probability density function (PDF) is a Gaussian distribution, which leads to underestimate the extreme events. In this study, we explicitly take into account the non-Gaussian nature of ENSO and we focus on ENSO statistics and their relationship with mean state changes.

In the next section, we present the data, statistical tools, as well as the α -stable distribution, which is one type of law used to describe heavy-tailed

distributions (Mandelbrot, 1963). In section 3, the α -stable character of the data and model outputs is analysed. A statistical parameterization is proposed in section 4 and compared with model outputs, in particular with IPCC models. Conclusive remarks are proposed in section 5.

2. DATA AND METHOD

a– Data

We use two types of data, in situ and model outputs. The observations were first used to validate statistical tests.

The monthly SSTA (referred to the seasonal cycle) were obtained by optimal analysis in the tropical Pacific region (29°N-29°S; 120°E – 60°W) (Kaplan et al., 1998). They cover the period January 1870 – November 2008. We extensively used the NINO-3 SSTA index (Figure 1) which is obtained in averaging SSTA in the domain 90°W–150°W, 5°N–5°S.

We performed statistical analyses on different model outputs. We first used the output of an intermediate complexity model, namely the Zebiak and Cane (1987)'s coupled model, characterized by «shallow water» physics for both atmospheric and oceanic component. A 1200-year run was performed (200 years spin up). This coupled model is largely used as it comprehends the basic dynamics of ENSO and exhibits irregular ENSO variability.

We also used coupled GCM outputs from the IPCC-AR4 models database (from Coupled Model Intercomparison Project phase 3 – CMIP3). We analysed outputs from pre-industrial control experiment in which the concentration of greenhouse gases was fixed at estimates from 1850. These experiments provide the longest time series and therefore the greatest statistical confidence. Monthly outputs from 24 different models were studied. The reader is invited to refer to Boucharel et al. (2009) for a list of the models and their main characteristics.

b– Method

As previously mentioned, we used α -stable laws to characterize and quantify the deviation of ENSO indices from a Gaussian distribution. These laws have a non parametric form for the Probability Density Function (PDF) but we can define analytic form for the characteristic function (Gnedenko and Kolmogorov, 1954):

$$\varphi(t) \stackrel{\text{def}}{=} E[\exp itX] = \exp \left\{ -\gamma^\alpha |t|^\alpha [1 + i\beta \operatorname{sign}(t)w(t, \alpha)] + i\delta t \right\}$$

Therefore α -stable distributions are characterized by 4 parameters, α ($0 < \alpha \leq 2$) and β ($-1 < \beta < 1$) being the main ones allowing to diagnose respectively the weight of the PDF tail and its asymmetry. α and β can be reliably estimated by a regression method detailed in Koutrouvelis (1980). Figure 2 presents empirical PDFs for different values of α and β parameters. We can note that these parameters allow controlling the asymmetry, the tails shape, and the leptokurtic deformation of the curve (associated with the 4th statistical moment of the distribution, the kurtosis). Note that $\alpha=2$ stands for a Gaussian distribution.

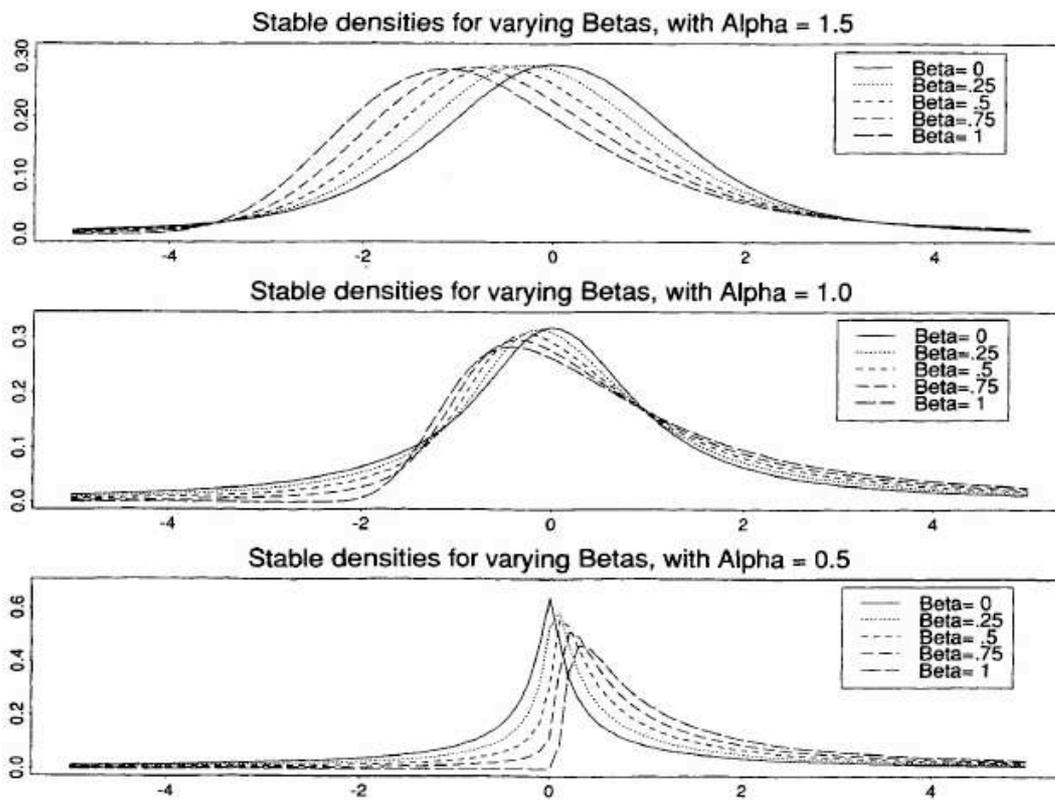


Fig. 2. Form of the probability density function for different values of the parameters of the distribution

3. THE α -STABLE CHARACTER OF ENSO

The Koutrouvelis method was applied on the reconstructed SST dataset (Kaplan et al. 1998). Figure 3 displays mapping values for the tropical Pacific region of the two parameters α and β . During the last 130 years,

44 Part 1. Ocean-atmosphere interactions in tropics and ENSO dynamics

most of the tropical Pacific exhibits stable properties, especially in the Warm Pool region (western equatorial Pacific) and in the Cold Tongue region (eastern equatorial Pacific), as shown in the upper panel of Figure 3. The asymmetry map, presented in the lower panel of Figure 3 exhibits strong values along with a zonal see-saw pattern.

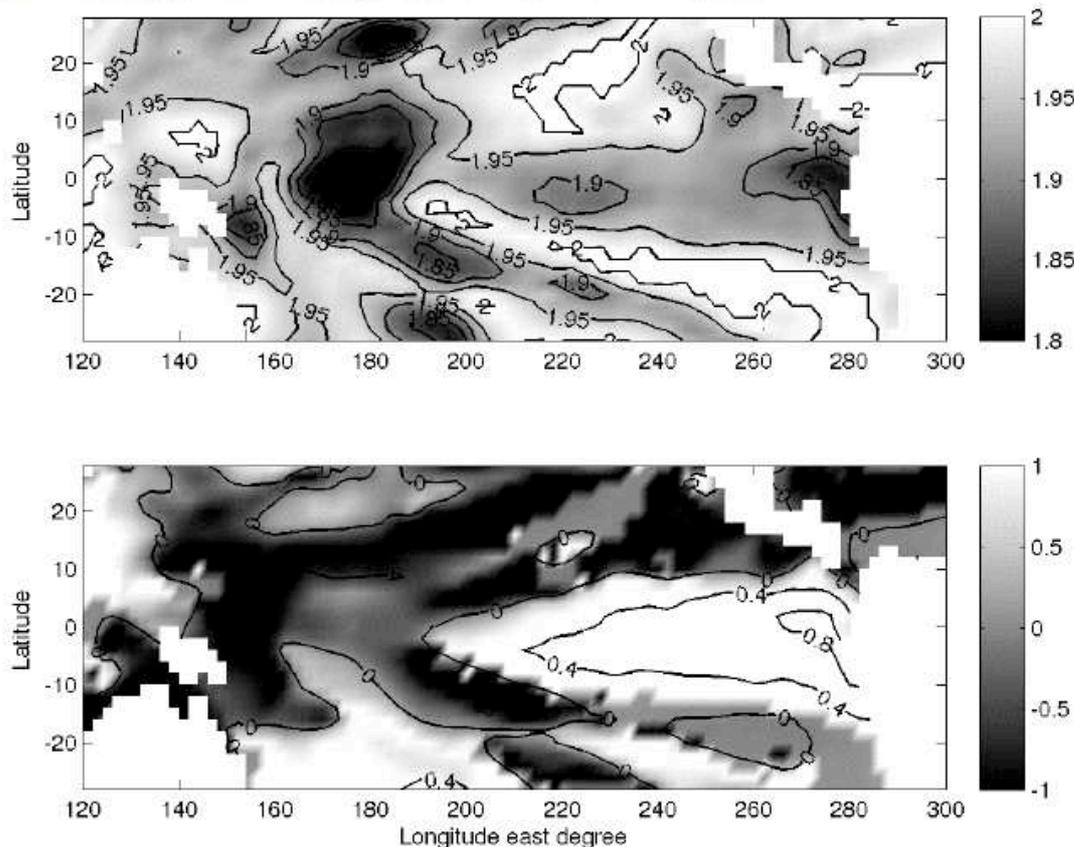


Fig. 3. Maps of stable parameters estimation from Kaplan reconstructed dataset (1870-2009). α (upper panel) and β (lower panel)

Therefore, as previously suggested (Hannachi, 2003), these robust statistical analysis of SST time series from the tropical Pacific allow concluding that the Gaussian law is not able to take into account the complex variability of ENSO typical indices.

However, finest analyses (not shown) suggest that statistics depend on the period under investigation (Boucharel et al., 2009). In other terms, ENSO statistics seem to be rectified over long time scales, mainly associated with the multi-decadal changes of the tropical Pacific background mean state.

We then apply a bivariate detection shift test on SST data set consisting in a statistically rigorous method which provides estimates of time and amount of change in the mean of the tested variable. This method al-

lows distinguishing different regimes in terms of variability and clearly identifying extreme ENSO events. Three shifts are detected: a cold shift in 1903, a warm shift in 1976 and a cold shift in 1998, consistent with recent papers (Guilderson et Schrag (1998); Karspeck et al. (2004); Overland et al. (2008)). We estimated stable parameters on each intershift period. We found that warm periods exhibit stable characteristics, while cool periods statistics remain mainly Gaussian (figure not shown).

4. MODEL RESULTS

a- The Zebiak and Cane (ZC) model

To provide some insights about the dynamical processes responsible of the slow evolution of ENSO statistics, we first look at the results from an intermediate complexity model, namely the Zebiak and Cane (1987)'s model. It was run for 1200 years and the last 1000 years were analysed. A useful quantity, namely the Nonlinear Dynamical Heating (NDH) is easily diagnosed in the ZC model as:

$$\text{NDH} = -\left(u' \frac{\partial T'}{\partial x} + v' \frac{\partial T'}{\partial y} + w' \frac{\partial T'}{\partial z}\right).$$

This quantity was defined to investigate the role of the nonlinear advection in rectifying ENSO variability (An and Jin, 2004; Timmermann et al., 2003, Dewitte et al., 2007). In order to infer statistical properties of the inter-shift periods, (α, β) were estimated for the 'cool' and 'warm' periods. Results are shown in Figure 4. We found that during warm periods, when NDH participates to enhanced ENSO amplitude, the growth of warm extreme events is favoured. In contrast, during cool periods, NDH is reduced along with the occurrence of extreme events. The ZC model therefore simulates increased (reduced) nonlinearity (quantified through nonlinear advection, (NDH)) within the mixed layer during warm (cool) periods. Consistently with recent studies, nonlinear dynamics is found to be responsible for the rectification of ENSO variability through changes in ocean background. Although current measures of ENSO nonlinearities (through NDH) have provided meaningful information on the rectification of ENSO variability by changes in mean state, they may not fully account for the complexity of the rectified effect. In the light of these results, we can hypothesize that extreme events occurrences are part of the feedback loop linking changes in mean state and ENSO asymmetry.

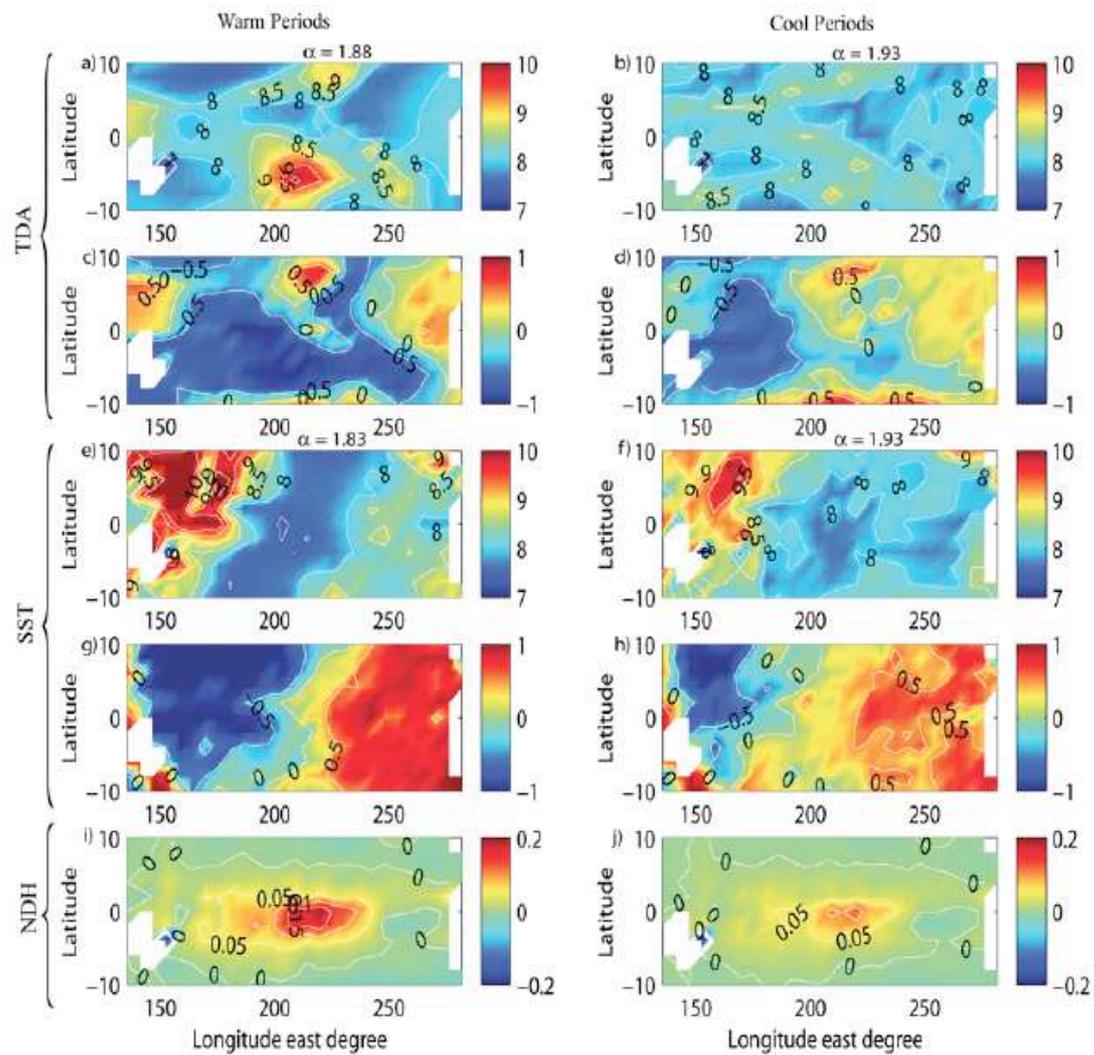


Fig. 4. Mean value of $e^{4-\alpha}$ and β for warm (left) and cool (right) periods for thermocline depth (TD), SST anomalies and NDH as simulated by the ZC model. In order to highlight the deviation of α from 2, the value of $\exp(4-\alpha)$ instead of α was considered (Figure 3 a, b, e, f). Blue shading is synonymous of Gaussianity whereas red accounts for non-Gaussian stable statistics. The average value of α over the domain (130°E – 80°W ; 10°N – 10°S) is indicated at the top of each map

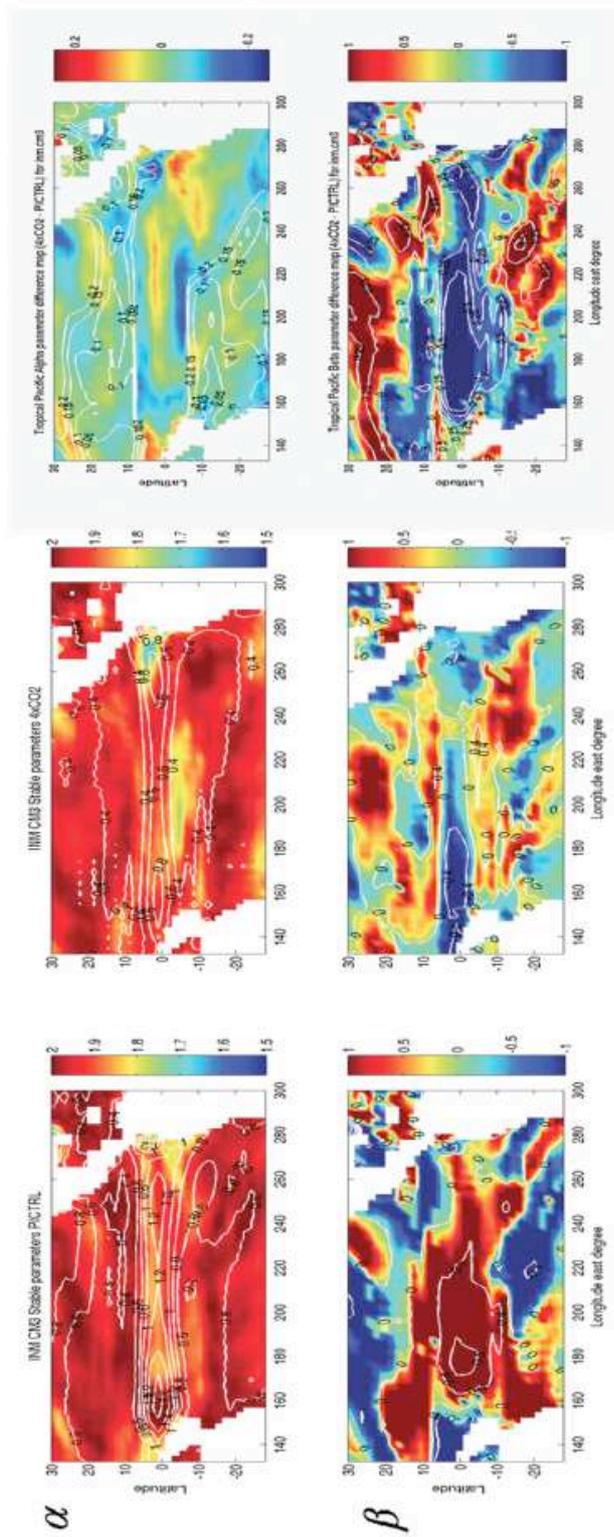


Fig. 5. INM CM3 stable parameters estimation. Left panels: Pre Industrial run; Middle panels: 4xCO₂ run and Right panels (4xCO₂-PICTRL) difference. The overlapped contours represent SST root mean square for upper panels and skewness for lower panels

b– The IPCC models

As previously seen, a specific feature of ENSO is the strong positive asymmetry of its typical indices (Hannachi et al., 2003; An and Jin, 2004). This skewed signal is hardly reproduced in models, even in the most complex such as the first generations of CGCMs. Actually simulated SSTs have a pattern for skewness that is relatively disorganised compared to historical SST reconstructions. They are also weakly skewed on average compared to observations. This discrepancy in representing ENSO nonlinearity has been attributed to the few reliable representation of the tropical Pacific mean state (Latif et al., 2002). At that time, the only state of the art CGCM that accurately simulated the nonlinear/skewed structure of ENSO was the GFDL R30 model. It was the only CGCM including surface flux adjustments to maintain a realistic climate. This parameterization has now become the norm in the last generation of IPCC models. However, even in the most recent configurations (those from IPCC AR4), a reasonable asymmetry is not displayed by all the models. Consequently, the nonlinear structure of ENSO, as diagnosed both from skewness patterns and heavy tails statistics (previously presented), can be considered as a good criterion to discriminate IPCC models ability to simulate the tropical Pacific variability; all the more so as «stable asymmetric» models tend to exhibit realistic ENSO spectral peaks and decadal variability.

Previous diagnostics revealed the good score of the Russian model INM-CM3 regarding these specific nonlinear measures (not shown). Thus, this configuration can be used to assess how tropical Pacific will behave regarding extreme events occurrence, under global warming projections.

Results of this estimation (Figure 5) confirm a western displacement of heavy tailed SSTs (from Cold Tongue in a Pre-industrial climate (figure 5 left panels) to central west Pacific (figure 5 middle panels)), along with a decrease of Eastern Pacific asymmetry from present-day climate to a warmer climate. Note that a negative difference (in the right panels of Figure 5) indicates a more nonlinear behaviour (i.e. an increase probability for an EE to burst). This conclusion agrees with Yeh et al. (2009) multi model study which foresees an increase of Central Pacific El Nino (SST warming) occurrence relatively to Eastern Pacific El Nino under the most pessimistic global warming projections. In few words, the change of zonal thermocline tilt under these new thermodynamical conditions tends to favour nonlinear processes (advection) in the Central Pacific and then

probably the triggering of Extreme El Niño events in the middle of the basin more than the traditional Cold Tongue El Niño.

INM-CM3 configuration seems to be appropriate to go further in ENSO-related nonlinearity studies.

5. CONCLUSION

Although current measures of ENSO nonlinearities (through NDH) have provided meaningful information on the rectification of ENSO variability by changes in mean state, they may not fully account for the complexity of the rectified effect. In the light of the present results, we can hypothesize that EE occurrences are part of the feedback loop linking changes in mean state and ENSO asymmetry. This hypothesis was tackled thanks to the CMIP3 IPCC database (pre industrial experiments). Significant correlations between different orders of running statistical moments (mean, standard deviation, skewness, kurtosis, and α as a proxy of higher statistical moment) indicated a propensity for α -stable models to link different timescales variability. Interestingly, these models, which are found to represent accurately the typical ENSO time scale, as well as the decadal variability in previous models inter-comparison studies, emphasized scaling relations within different timescales. This provides further arguments to consider ENSO as a phenomenon sustained by purely tropical mechanisms, whose complex nonlinearity can transfer energy from low frequency variability to EE bursts and vice versa.

References

1. An, S.-I.: Interdecadal changes in the El Niño-La Niña asymmetry, *Geophys. Res. Lett.*, 31:L23210, doi:10.1029/2004GL021299, 2004.
2. An, S.-I. and Jin, F.F.: Nonlinearity and asymmetry of ENSO, *J. Climate*, 17, 2399–2412, 2004.
3. Boucharel, J., B. Dewitte, B. Garel, and Y. du Penhoat, 2009: ENSO's non-stationary and non-Gaussian character: The role of climate shifts. *Nonlin. Proc. Geophys.*, 16, 453–473.
4. Dewitte, B., Yeh, S. W., Moon, B. K., Cibot, C. and Terray, L.: Rectification of ENSO variability by interdecadal changes in the equatorial background mean state in a CGCM simulation, *J. Climate*, 20, 2002–2021, 2007.
5. Fedorov, A.V. and Philander, S.G.: Is El Niño changing? *Science* 288, 5473, 1997–2002, 200.
6. Gnedenko, V.B. and Kolmogorov, A.N.: Limit distributions for sums of random variables. Addison-Wesley, 1954.

48 Part 1. Ocean-atmosphere interactions in tropics and ENSO dynamics

7. Guilderson, T.P. and Schrag D.P.: Abrupt shift in subsurface temperatures in the tropical pacific associated with changes in El Niño, *Science*, 281, 5374, 240–243, 1998.

8. Hannachi, A., Stephenson, D.B. and Sperber, K.R.: Probability-based methods for quantifying nonlinearity in the ENSO, *Clim. Dynam.*, 20, 241–256, 2003.

9. Hannachi, A.: Quantifying changes and their uncertainties in probability distribution of climate variables using robust statistics, *Clim. Dynam*, 27, 301–317, 2006.

10. Jin, F.-F., An, S.I., Timmermann, A., and Zhang, X.: Strong El Niño events and nonlinear dynamical heating, *Geophys. Res. Lett.*, 30, doi: 10.1029/2002GL016356., 2003.

11. Kaplan, A., Cane, M., Kushnir, Y., Clement, A., Blumenthal, M. and Rajagopalan, B.: Analyses of global sea surface temperature 1856-1991, *J. Geophys. Res.*, 103, 18, 567–589, 1998.

12. Karspeck, A.R., Seager R. and Cane M.A.: Predictability of tropical Pacific decadal variability in an intermediate model, *J. Climate*, 17, 2842–2850, 2004.

13. Koutrouvelis, I.A.: Regression-Type Estimation of the parameters of stable laws. *J. Amer. Statist. Assoc.*, 75, N 372, 1980.

14. Latif, M., Sperber, K., Arblaster, J., Braconnot, P., Chen, D., Colman, A., Cubasch, U., Cooper, C., Delecluse, P., Dewitt, D., Fairhead, L., Flato, G., and 22 others: ENSIP: The El Niño simulation intercomparison project. *Clim. Dynam.*, 18, 255–276, 2002.

15. Mandelbrot, B., 1963: The variation of certain speculative prices, *J. Business*, 36, 394–419.

16. Rodgers, K.B., Friederichs, P. and Latif, M.: Tropical Pacific Decadal Variability and Its Relation to Decadal Modulations of ENSO. *J. Climate.*, 17, 3761–3774, 2004.

17. Timmermann, A., Jin, F.F. and Abshagen, J.: A nonlinear theory of El Niño bursting, *J. Atmos. Sci.*, 60, 152–165, 2003.

18. Yeh S.-W., S.-J. Kug, B. Dewitte, M.-H. Kwon, B.P. Kirtman, and F.-F. Jin, 2009: El Niño in a changing climate. *Nature*, 461, 511–514.

19. Zebiak, S.E., and Cane, M.A.: A model of El Niño-Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2262–2278, 1987.

AUTEUR : Julien BOUCHAREL

TITRE : *Modes de variabilité climatique dans l'océan Pacifique tropical : quantification des non-linéarités et rôle sur les changements de régimes climatiques*

DIRECTEURS DE THESE : Bernard Garel et Yves du Penhoat

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Toulouse, le 17 décembre 2010

RESUME : Dans cette thèse, nous nous sommes consacrés au problème d'interaction d'échelles selon deux angles distincts : d'une part une approche globale et grande échelle du système climatique qui nous a permis d'étudier la modulation basse fréquence d'ENSO, d'autre part une démarche plus locale au cours de laquelle nous avons étudié plus particulièrement la dynamique du Pacifique tropical est et du système de courants de Humboldt au large du Pérou.

La première partie a été motivée par une approche relativement récente dans la communauté des climatologues. Il s'agit de la question cruciale de la variabilité basse fréquence d'ENSO, et de la possibilité que celle-ci puisse émerger « simplement » du système climatique tropical, sans action extérieure qu'elle soit stochastique ou en lien avec la variabilité des plus hautes latitudes. Dans ce contexte particulier, il est alors question de mécanismes nonlinéaires pour expliquer comment la stabilité d'ENSO peut être influencée par la variabilité climatique. Ceci a servi d'hypothèse de travail pour l'ensemble de cette thèse. Nous avons ainsi abordé la possibilité qu'ENSO pouvait être rectifié sur des échelles de temps longues (interdécennales) par la modulation de la nonlinéarité elle-même. Pour cela, nous avons utilisé des méthodes mathématiques originales qui nous ont permis d'une part de détecter des changements brusques (statistiquement significatifs) de l'état moyen du Pacifique tropical et d'autre part d'accéder à un proxy de la nonlinéarité intégrée dans le système tropical. En combinant ces deux démarches, nous avons pu mettre en évidence une boucle de rétroaction auto entretenue sur des échelles de temps longues qui serait pilotée par des mécanismes nonlinéaires qui auraient la capacité de faire interférer diverses échelles temporelles et ainsi de transférer l'énergie des basses fréquences (état moyen du pacifique tropical) vers les hautes fréquences (oscillation australe) et vice-versa.

Dans la seconde partie de cette thèse nous nous sommes focalisés sur la modélisation climatique du Pacifique tropical oriental. En effet, cette région, pourtant au cœur des préoccupations de la communauté scientifique en raison de son écosystème parmi les plus productifs de la planète, reste mal connue du point de vue des processus océanographiques et climatiques. En particulier, les modèles climatiques globaux présentent des biais importants dans cette région en terme d'état climatologique moyen. Nous avons testé, dans une approche de modélisation haute résolution, différentes sources possibles de ces biais : les caractéristiques bathymétriques des îles Galápagos (mal représentées dans les modèles globaux) capables de par leur position équatoriale de modifier la circulation régionale moyenne et donc le bilan thermodynamique; ou alors les processus associés aux mélanges turbulents (et par extension les processus nonlinéaires) à l'aide d'un modèle régional. Pour ce faire, nous avons procédé à des expériences de sensibilité qui nous ont permis d'une part de relativiser le rôle de l'archipel des Galápagos comme source de biais et d'autre part de mettre en exergue le rôle de la variabilité intra-saisonnière dans la rectification de l'état moyen du Pacifique tropical est.

MOTS-CLES : ENSO; variabilité climatique; non-linéarités; réchauffement climatique; statistiques; lois à queues lourdes; modélisation régionale; upwelling; modes baroclines; tests de sensibilité.

DISCIPLINE : Dynamique du climat

LABORATOIRE :

Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales
14 avenue Edouard Belin
31400 Toulouse
France