



HAL
open science

Dynamique des ondes d'est africaines: origine, propagation et interaction avec leur environnement.

Stephanie Leroux

► **To cite this version:**

Stephanie Leroux. Dynamique des ondes d'est africaines: origine, propagation et interaction avec leur environnement.. Océan, Atmosphère. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00434322

HAL Id: tel-00434322

<https://theses.hal.science/tel-00434322>

Submitted on 22 Nov 2009

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.

OBSERVATOIRE DES SCIENCES DE L'UNIVERS DE GRENOBLE
LABORATOIRE D'ÉTUDE DES TRANSFERTS EN HYDROLOGIE ET
ENVIRONNEMENT

Thèse

présentée par

Stéphanie LEROUX

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier de Grenoble

Ecole Doctorale : Terre-Univers-Environnement
Spécialité : Océan-Atmosphère-Hydrologie

Dynamique des ondes d'est africaines : origine, propagation et interaction avec leur environnement

Thèse soutenue le 10 novembre 2009

Directeur de thèse : Nick Hall

Composition du jury :

Eric BLAYO	LJK, Université Joseph Fourier, Grenoble	Président du jury
Sarah JONES	IMCR, Université de Karlsruhe, Allemagne	Rapporteur
Jean-Philippe LAFORE	CNRM Météo-France, Toulouse	Rapporteur
Sandrine ANQUETIN	LTHE, Université Joseph Fourier, Grenoble	Examineur
Fabio D'ANDREA	LMD, Ecole Normale Supérieure de Paris	Examineur
Nick HALL	LEGOS, Université Paul Sabatier, Toulouse	Examineur
Achim WIRTH	LEGI, Université Joseph Fourier, Grenoble	Examineur

Résumé

Dynamique des ondes d'est africaines : origine, propagation et interaction avec leur environnement.

Les ondes d'est africaines (AEWs, *African Easterly Waves*) représentent le mode principal de variabilité atmosphérique à l'échelle synoptique dans la région ouest-africaine entre mai et octobre. Ce sont des perturbations baroclines de période 3-5 jours et de longueur d'onde 2000-5000 km qui se propagent d'est en ouest sur le continent. Elles sont intermittentes dans le temps, et un certain nombre d'études les associent à une organisation spatiale de la convection et des précipitations dans la région, ainsi qu'à la naissance d'une partie des cyclones de l'Atlantique tropical. Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont porté sur la dynamique et l'origine des AEWs, et leur relation avec leur environnement. Trois études, proposant des approches complémentaires reposant sur la modélisation idéalisée et l'analyses des observations ont été menées.

La première étude met en oeuvre un modèle idéalisé uniquement dynamique. Des AEWs sont déclenchées sur un état de base fixe en réponse transitoire à un chauffage de type convectif appliqué localement en amont de l'AEJ pendant le premier jour de simulation. L'efficacité de ce type de déclenchement est testée, pour une même source initiale, sur un large jeu d'états de base constitués à partir des observations de manière à prendre en compte la variabilité intra-saisonnière de l'AEJ. Cette étude montre que la réponse transitoire ainsi déclenchée est fortement dépendante de l'état de base. Pour un même précurseur, des caractéristiques spécifiques de l'environnement, plutôt favorables ou défavorables à la croissance des ondes, peuvent être déclinées en fonction notamment de la configuration spatiale des gradients source d'énergie des perturbations.

La deuxième étude propose une analyse statistique des relations entre les fluctuations intra-saisonnières de l'AEJ, la convection et l'activité en AEWs, à partir des réanalyses NCEP2 1979-2006. Un filtrage temporel est utilisé pour isoler les fluctuations d'échelle intra-saisonnière des grandeurs dynamiques et de l'OLR (*Outgoing Longwave Radiation*). Des analyses de covariance sont ensuite réalisées entre les séries temporelles pour différents déphasages. Ces analyses montrent qu'un renforcement de la convection à l'est de l'AEJ précède fréquemment les pics d'activité en AEWs. Elles mettent également en évidence des interactions à double sens entre l'AEJ et les perturbations transitoires d'échelle synoptique, qui viennent finalement complexifier le point de vue issu de l'étude de modélisation idéalisée précédente.

La troisième étude présente la construction d'un GCM simple, uniquement dynamique, et forcé par un terme constant dérivé des observations. Ce modèle est laissé libre de développer sa propre activité transitoire et d'atteindre son propre équilibre dynamique. Une longue intégration du GCM en été perpétuel produit un AEJ moyen très réaliste. Des AEWs relativement similaires aux ondes réelles s'y développent de manière intermittente. Des expériences supplémentaires en configuration modifiée du GCM montrent que ces ondes n'ont pas une origine locale. Elles sont, dans le modèle, déclenchées par des précurseurs de nature dynamique, originaires des latitudes moyennes (de l'Atlantique nord en particulier). Les ondes ainsi déclenchées dynamiquement dans le GCM semblent limitées en intensité par des processus non-linéaires.

Abstract

On the Dynamics of African Easterly Waves : their origin, propagation and interaction with the environment.

On synoptic scales, African Easterly Waves (AEWs) are the dominant mode of atmospheric variability over West Africa. These waves are baroclinic westward propagating disturbances with a wavelength of about 3000 km and a period of 3-5 days. They are intermittent on intraseasonal timescales, and in different studies they have been associated with the modulation and spatial organisation of convection. AEWs have also been studied as the precursors of tropical Atlantic disturbances that later become hurricanes. The present work aims to investigate the question of the origin, growth and intermittence of AEWs through idealised modelling and analysis of observations. Factors such as the relationship of the waves with the background environment - in particular the AEJ - and with convection will be examined.

The first part of the thesis is an idealised modelling study focusing on the origin of AEWs and the influence of the environment. A dry primitive equation model is used to simulate linear AEWs on a large set of 10-day averaged basic-states constructed with the NCEP 2 reanalysis (1979-2006). The same idealised convective heating localised over the Darfur mountains is used as an initial trigger. It is shown that these convectively triggered AEWs are strongly influenced by the intraseasonal variability of the environment. Their dependence on various dynamical factors - especially in relation with the African easterly jet - are investigated and discussed within the context of the dynamical theories advanced for their generation and maintenance.

In the second part of the thesis, a climatological study is made of the relationship between the intraseasonal variations in the mid-tropospheric flow over West Africa and the synoptic-scale transient-eddy activity during the monsoon season. Long timeseries' of dynamical quantities and Outgoing Longwave Radiation (OLR) data are analysed using time-filtering and statistical tools to separate the different timescales involved. Lag-covariance analyses reveal a complex two-way interaction between the slowly-varying background features and the transient synoptic wave activity, which was not taken into account in the simple modelling approach of the previous chapter.

In the third part of the thesis a dynamical model is constructed of the summertime global circulation maintained by empirically derived diabatic forcing. In this new configuration the model simulates observed distributions of jets and transient disturbances, and explicitly represents the interactions between them. This simple GCM is used to study the two-way interaction between easterly waves and the African easterly jet. A long integration of the model produces a summertime climatology that includes a realistic African easterly jet and westward propagating 3-5 day disturbances over West Africa. The simulated easterly waves display intraseasonal intermittence that is strikingly similar to the observed intermittence of easterly waves. Further experiments designed to discern the source of this intermittence in the model show that the simulated AEWs are triggered by precursors coming from the North Atlantic storm track. The magnitude of the simulated AEWs appears to be limited by nonlinear processes.

Remerciements

Merci tout le monde! C'est sincèrement ce que j'ai envie de dire en mettant enfin le point final à ce manuscrit. Trois ans de travail, c'est long. J'ai eu l'occasion de rencontrer, discuter, profiter et demander de l'aide à de nombreuses personnes, collègues et amis. Je tiens donc à commencer cette page en remerciant collectivement tous ceux qui m'ont aidé, de près ou de loin durant ces trois années... et je m'assure ainsi de n'oublier personne!

La première personne que je souhaite remercier personnellement est Nick, à qui je dois énormément pour l'aboutissement de ces 3 ans de travail et pour tout ce que j'ai pu apprendre durant ce temps. Thank you first for being so enthusiastic about doing science and for contaminating people around you. Thank you also for being available, helpful and patient with me all the time - until the very last day. And last but not least, thank you for all the good moments we shared, the discussions about photography, music and movies, the initiation to the british culture, and of course all the beers and cups of tea we had! I do hope we will manage to keep in touch, work together again and remain good friends.

Je remercierai ensuite Sarah Jones et Jean-Philippe Lafore d'avoir accepté leur rôle de rapporteur sur mon manuscrit, ainsi que Fabio D'Andrea, Eric Blayo, Achim Wirth et Sandrine Anquetin d'avoir constitué les examinateurs de mon jury de thèse. Merci à eux six pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour toutes leurs questions, remarques et discussions constructives.

Merci également aux deux relecteurs de mon manuscrit en cours d'écriture. Ils ont été aussi "constructivement maniaques" l'un que l'autre!

Merci à Nicolas, Renaud, Sandrine et Nick pour m'avoir aidé à travailler et améliorer la présentation orale de ma soutenance.

Merci à tous mes collègues pour l'ensemble des discussions scientifiques que j'ai pu avoir, qui ont contribué à enrichir mon travail et à renforcer la motivation que j'y ai portée. L'insertion de ma thèse au sein du programme AMMA a largement contribué à favoriser ces échanges. Un merci particulier à Romain Roehrig pour nos longues discussions et comparaison de nos travaux de thèse respectifs, en espérant sincèrement que nous trouverons l'occasion de les prolonger par des collaborations dans un futur proche!

Un clin d'oeil également à tous mes collègues et amis africains que j'ai eu l'occasion de rencontrer à l'Ewiem Nimdie Summer School à Kumasi, Ghana en juillet 2008 et au Burkina Faso et Mali en juillet-août 2009.

Merci aussi à George Kiladis pour sa stimulante collaboration sur la deuxième partie de ma thèse. Merci à lui et Nick de m'avoir incitée, soutenue et aidée à obtenir ma bourse de postdoc NRC qui me permet maintenant de partir rejoindre George à

la NOAA, Boulder, Colorado pour commencer de nouveaux travaux de recherche.

Je tiens également à remercier le LTHE de m'avoir accueillie pour cette thèse. Merci en particulier à tous les membres de l'équipe ASP pour leur confiance, leur soutien, leurs conseils, et leur bonne humeur.

Merci à mes parents et ma famille ainsi qu'à tous mes amis de m'avoir soutenue et divertie pendant tout ce temps. Ils sont trop nombreux pour être nommés tous ici, alors je citerai simplement en vrac toutes les soirées musique, les concerts, les repas gargantuesques, les soirées jeux et le voyage au Japon avec tous les copains de Lyon, les randos en montagne à toutes les saisons, les sorties à la mer en Normandie et Bretagne et plein d'autres bons moments encore.

Un clin d'oeil particulier à Angélique, Elisabeth et Albanne pour leur dire merci de leur amitié et leur soutien depuis notre année commune au M2R TUE de Grenoble. Bon courage aux deux dernières pour finir très bientôt à leur tour !

Un grand merci enfin à tous les amis qui m'ont accueillie, hébergée, fait la cuisine, joué de la musique, divertie et prêté un vélo lors de mes nombreuses venues à Toulouse : Fabien & Caro, Romain, les cousins de Balma, Nick & Marielle sans oublier les kids Leo et Dylan, à qui je fais un clin d'oeil spécial pour quelques sympathiques réveils, attaquée par surprise à coups de coussins et de peluches. Mon "livre" est maintenant terminé !

Et bien sûr... le mot de la fin sera pour Renaud, que je veux remercier pour tout sans exception depuis six ans déjà.

Table des matières

1	Observations des ondes d'est africaines (AEWs)	1
1.1	Avant-propos : le contexte général de la mousson ouest-africaine	1
1.2	Des études pionnières à la campagne d'observation GATE	6
1.3	Diversité des diagnostics et caractérisation des AEWs	8
1.3.1	Les jeux de données fréquemment utilisés	8
1.3.2	Suivi synoptique des anomalies cycloniques	9
1.3.3	Etudes composites et structure horizontale et verticale des ondes	12
1.3.4	Activité des ondes et variabilité intra-saisonnière à inter-annuelle . . .	16
1.3.5	Couplage avec la convection et les précipitations	18
2	Origine, croissance et intermittence des AEWs	25
2.1	Introduction sur le concept d'instabilité hydrodynamique	25
2.1.1	Point de vue énergétique et approche des modes propres	25
2.1.2	Critères d'instabilité d'un écoulement zonal	27
2.1.3	Alternative au concept des modes propres instables	28
2.2	Les indications de l'instabilité barotrope-barocline de l'AEJ dans les observations	29
2.2.1	Instabilité de l'état moyen zonal ouest-africain	29
2.2.2	Structure des AEWs et conversions énergétiques barotropes et baroclines	31
2.3	Les modes propres associés à une section zonale de l'AEJ	34
2.3.1	Diversité des calculs	35
2.3.2	Modes propres obtenus et sensibilité aux paramètres	36
2.4	Les arguments récents en faveur d'un système AEJ-AEWs plus complexe . .	37
2.4.1	Interactions ondes-jet et importance de la convection	38
2.4.2	Considérations sur la faible longueur de l'AEJ :	40
2.4.3	Modes propres associés à un état moyen 3-d réaliste	41
2.4.4	Déclenchement des AEWs par une perturbation d'amplitude finie	42
2.5	Résumé, questions soulevées et problématique de cette thèse	45
3	Description & philosophie du modèle dynamique simple utilisé	49
3.1	Evolution temporelle de l'atmosphère et choix d'un état de référence	49
3.2	Construction du modèle dynamique et choix du forçage	52
3.2.1	Le modèle	52
3.2.2	Une première définition du forçage : \mathbf{G}_1	52
3.2.3	Une deuxième définition du forçage : \mathbf{G}_2	54
3.3	Caractéristiques du modèle communes à toutes les configurations	56
3.3.1	Caractéristiques numériques	56
3.3.2	Construction du jeu de conditions initiales et d'états de base	57

4	Influence de l'état moyen sur le déclenchement des AEWs	59
4.1	Introduction et résumé	59
4.2	Résultats principaux : article Leroux & Hall (Août 2009, <i>J. Atmos. Sci.</i>) . . .	61
4.2.1	Modelling approach	61
4.2.1	The set of wave response	61
4.2.1	Composite strong- and weak-wave cases	61
4.2.1	Discussion and conclusion	61
4.3	Compléments	77
4.3.1	Profil vertical de la perturbation initiale d'amplitude finie	77
4.3.2	Localisation relative de l'AEJ par rapport à la source déclenchante . .	77
4.3.3	Analyse de stabilité des états de base composites	78
5	Interactions réciproques entre AEWs, état moyen et convection	83
5.1	Introduction et résumé	83
5.2	Résultats principaux : article Leroux et al. (in press, 2009 <i>Q.J.R. Meteorol. Soc.</i>)	85
4.2.1	Data and methods	85
4.2.1	Intraseasonal variations	85
4.2.1	Links between transient activity, the African easterly jet and convection	85
4.2.1	Discussion	85
5.3	Compléments	101
5.3.1	Calcul des régressions	101
5.3.2	Analyse EOF	101
6	Déclenchement d'AEWs dans un GCM simple	105
6.1	Introduction	105
6.2	Une simulation climatologique pour l'été	107
6.2.1	Mise en oeuvre du GCM dans sa configuration standard	107
6.2.2	Climatologie et activité transitoire du GCM (vue globale)	109
6.2.3	Présence du jet d'est africain et variabilité associée	112
6.2.4	Activité en ondes d'est africaines	114
6.2.5	Bilan et discussion	119
6.3	Influence des transitoires des latitudes moyennes sur le déclenchement des AEWs	120
6.3.1	Mise en oeuvre du GCM en configuration modifiée (<i>nudging</i> partiel) .	120
6.3.2	Mise en évidence de l'influence des latitudes moyennes	121
6.3.3	Saturation de l'amplitude des AEWs déclenchées	123
6.3.4	Bilan et discussion	124
6.4	Efficacité de déclenchement des AEWs et saturation non-linéaire	128
6.4.1	Saturation non-linéaire du premier mode propre	128
6.4.2	Comparaison de l'efficacité des différents déclenchements	132
6.4.3	Bilan	135
6.5	Résumé et conclusions	139
7	Conclusions & perspectives	141
	Lexique des acronymes	145
	Liste des figures	148
	Bibliographie	155

1 Observations des ondes d'est africaines

Qu'est-ce qu'une onde d'est africaine ? Avant d'entrer dans la véritable problématique de cette thèse, qui s'est focalisée sur la dynamique de ces ondes et en particulier sur la question de leur origine et de leur intermittence (Ch.2), ce premier chapitre a pour objectif de présenter les ondes d'est africaines telles qu'on peut les observer, les détecter : *dans quel contexte les observe-t-on ? Depuis quand, et comment les observe-t-on ? Quelles en sont les principales caractéristiques ? Et pourquoi finalement s'y intéresse-t-on ?*

Ce chapitre est loin d'être exhaustif sur le sujet. Il a simplement pour objectif d'introduire le contexte d'étude avant d'entrer plus en détail dans les questions spécifiquement abordées durant cette thèse. Le contexte général atmosphérique de la mousson ouest-africaine est d'abord présenté succinctement en **section 1.1**. Puis la **section 1.2** relate les travaux pionniers sur les ondes d'est africaines. La **section 1.3** apporte une vision plus actuelle du sujet : l'accent est mis sur la diversité des points de vue et des méthodes de diagnostic, tout en déclinant les différentes caractéristiques des ondes ainsi mises en évidence. L'influence de ces ondes sur l'organisation spatiale et temporelle de la convection et des précipitations régionales est finalement évoquée.

1.1 Avant-propos : le contexte général de la mousson ouest-africaine

- *La Zone de Convergence Intertropicale*

L'Afrique de l'ouest se situe en zone tropicale et son climat est en conséquence très influencé par la présence de la Zone de Convergence InterTropicale (*InterTropical Convergence Zone*, ITCZ¹). En moyenne sur l'année, l'ITCZ se matérialise par une bande nuageuse quasi-continue autour du globe, quelques degrés au nord de l'équateur (Fig.1.1a). Elle correspond à la zone de convergence des vents de surface et d'ascendance de l'air tropical chaud et humide au sein des cellules de Hadley qui participent à la redistribution globale de l'énergie dans l'atmosphère.

Ceci n'est évidemment qu'une image très simplifiée de la circulation méridienne dans les tropiques. En réalité, l'ITCZ montre une grande variabilité spatiale et temporelle. Des variations longitudinales sont par exemple clairement visibles sur la Fig.1.1a où l'ITCZ moyenne apparaît sous la forme d'une bande nuageuse assez fine et bien

¹Dans ce manuscrit, le choix a été fait d'utiliser la version anglophone des acronymes lorsque qu'elle était d'utilisation plus fréquente que sa traduction française. Les acronymes sont cependant explicités dans le texte à leur première utilisation, et figurent dans un lexique récapitulatif en fin de manuscrit.

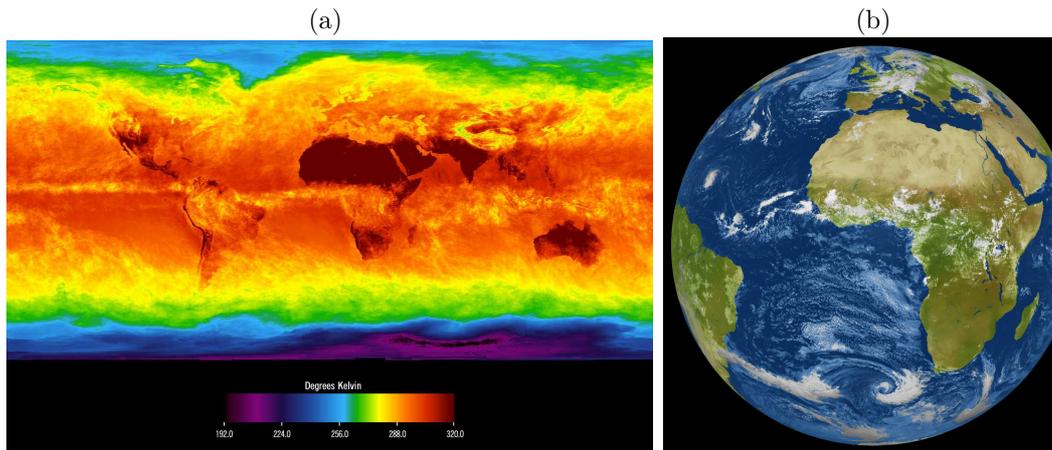


Fig. 1.1: (a) Nuages de l'ITCZ visualisés par l'intermédiaire de la température de brillance moyenne du mois d'avril 2003 (capteur satellite AIRS (*Atmospheric Infrared Sounder Experiment*) de la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*)). L'échelle de couleurs s'étale de 192 K (violet) à 320 K (rouge). (b) nuage de l'ITCZ sur le continent africain à la date du 4 septembre 2001 à 12 :00 UTC sur une image satellite Meteosat-7 en longueur d'onde visible.

définie sur l'Atlantique et l'est du Pacifique tandis qu'elle est plus diffuse et étalée sur l'Afrique, l'Amérique du Sud et l'océan Indien. A l'échelle journalière, l'ITCZ est plutôt matérialisée par des amas nuageux non-continus spatialement (Fig. 1.1 (b)). C'est une zone privilégiée de développement de systèmes convectifs de grande taille (MCS, *Mesoscale Convective System*), généralement bien organisés, et à durée de vie de quelques jours. Ces systèmes apportent la majeure partie des précipitations dans les régions tropicales (e.g. Mathon et al., 2002b, concernant les MCSs africains).

La localisation de l'ITCZ en latitude suit un cycle saisonnier. Dans la région ouest-africaine, l'ITCZ est, en hiver², située à l'équateur, sur le Golfe de Guinée. En été, elle remonte jusqu'à 10°N et apporte la saison des pluies sur le continent.

- *La mousson, saison des pluies*

En surface, du point de vue de la population, le cycle saisonnier de l'ITCZ est perçu principalement comme un cycle saisonnier des précipitations. Dans la région, les pluies montrent un cycle de migration nord-sud qui apparaît clairement sur le diagramme temps-latitude de la Fig. 1.2 (Lebel et al., 2003). Les précipitations journalières y sont représentées le long de deux méridiens, 4°W et 2°E. Entre avril et juin, elles augmentent d'abord au sud, sur les régions limitrophes du golfe de Guinée. De juin à août, le maximum de précipitation progresse vers le nord jusqu'à une latitude maximale d'environ 11°N, puis effectuent une retraite relativement rapide vers le sud à la fin de l'été.

Les régions bordant le Golfe de Guinée voient donc deux petites saisons des pluies, en début et en fin d'été, séparées par une période moins pluvieuse lorsque le maximum des précipitations est à sa latitude la plus septentrionale. A l'inverse, la région du Sahel ne voit qu'une unique période de pluie, au mois d'août. Par ailleurs, le système

²Les saisons "hiver" et "été" sont mentionnées en référence à l'hémisphère nord.

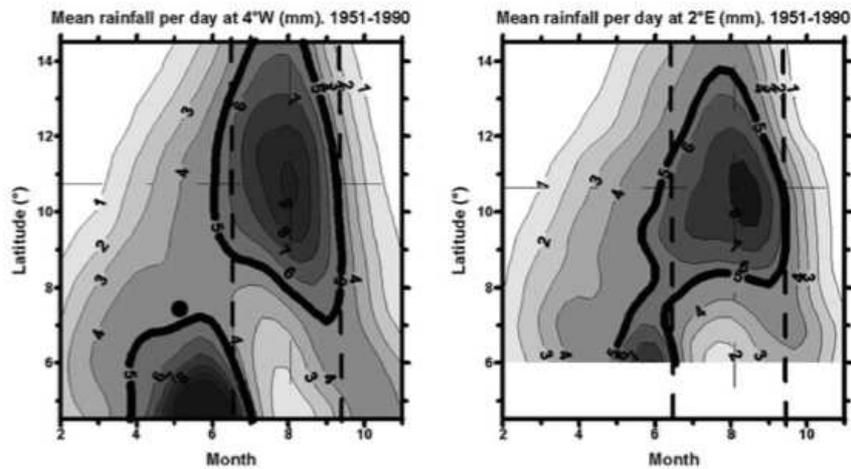


Fig. 1.2: Diagrammes latitude-temps montrant la migration nord-sud des précipitations moyennes journalières (en mm) pour la période 1951-1990 le long des méridiens 4°W (gauche) et 2°E (droite). Figure tirée de Lebel et al. (2003).

est caractérisé par une progression non régulière de la mousson vers le nord. Un "saut de mousson" (Sultan & Janicot, 2003) peut en effet être observé sur la Fig. 1.2 : on y constate un premier plateau du maximum de pluie en début de saison, puis un saut rapide vers la latitude la plus haut nord entre fin juin et début juillet. La date moyenne de ce saut de mousson est estimé au 26 juin ± 4 jours (Sultan & Janicot, 2003).

- *Les grands traits de la dynamique atmosphérique de la mousson*

La mousson ouest-africaine peut être décrite comme résultant du cycle saisonnier nord-sud de l'ITCZ dans une configuration géographique spécifique. En effet, de forts gradients méridiens sont présents dans la région, liés aux contrastes des propriétés de surface (comme la capacité thermique, l'albédo, l'humidité, la végétation) entre l'océan du Golfe de Guinée au sud et le continent ouest-africain au nord. La Fig. 1.3 présente une coupe méridienne schématisée (latitude-pression) des gradients de température et d'humidité, ainsi que des grandes structures atmosphériques qui s'établissent pendant la saison de mousson.

En hiver (non schématisé), la cellule de Hadley de l'hémisphère nord est relativement forte par rapport à son homologue sud. La zone d'ascendance d'air humide, l'ITCZ, se situe sur l'équateur, dans le Golfe de Guinée. La branche subsidente de la cellule nord redescend aux latitudes du Sahara. En surface, un vent sec, l'Harmattan, souffle du nord au sud sur le continent entre la zone de subsidence (haute pression) et la zone d'ascendance (basse pression) de la cellule de Hadley.

En été, la paire de cellules de Hadley se décale vers le nord suivant la migration saisonnière du maximum de forçage radiatif solaire. La cellule nord devient plus faible que la cellule sud. La zone de convergence intertropicale est remontée au nord de l'équateur, sur le continent africain (Fig. 1.3). La surface continentale au nord chauffe

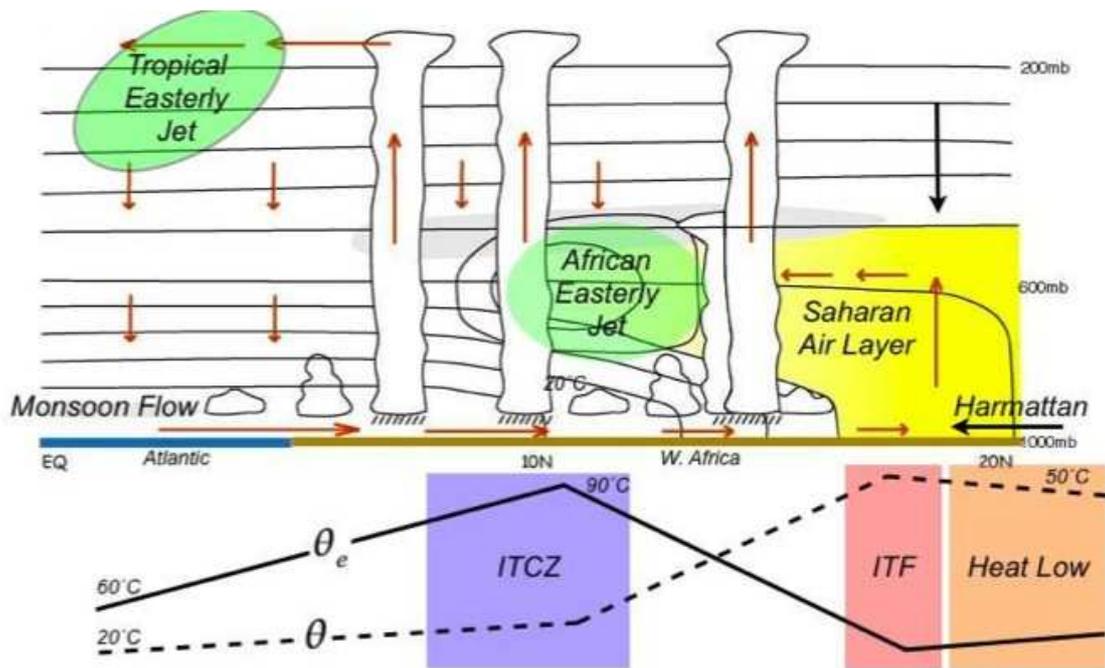


Fig. 1.3: Vue schématique latitudinale (latitude-pression) des éléments principaux de la mousson ouest africaine. Les profils latitudinaux typique de la température potentielle θ et de la température potentielle équivalente θ_e sont aussi schématisés. Figure tirée de Hall & Peyrille (2006), elle-même adaptée de Mohr & Thorncroft (2006) et Parker et al. (2005).

plus rapidement que la surface océanique du Golfe de Guinée au sud. Sur le Sahara, le fort flux de chaleur sensible en surface induit une zone d'ascendance thermique d'air sec, autrement appelée dépression thermique saharienne ou *Saharan Heat Low*. En surface, un vent de sud s'établit de l'océan du Golfe de Guinée vers les zones d'ascendance continentales (l'ITCZ et la zone d'acendance thermique saharienne). Ce vent de sud, contrairement à l'Harmattan, porte un air chargé d'humidité de son passage sur l'océan. L'intrusion de cet air humide sur le continent constitue le flux de mousson, qui vient nourrir la formation des systèmes convectifs dans l'ITCZ.

Un courant de vent zonal, le jet d'est africain (AEJ, *African Easterly Jet*), s'équilibre avec le gradient thermique méridien des basses couches (équilibre dit "du vent thermique"). Ce jet est maximum vers 600 mb et atteint en moyenne saisonnière 12 à 15 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ d'intensité. Il s'étend³ en longitude entre 30°W et 30°E sur une bande étroite de latitude autour de 12°N .

Dans la haute troposphère, vers 200 mb, les vents de la partie supérieure de la cellule de Hadley (soufflant vers l'équateur) sont déviés vers l'ouest par la force de Coriolis et forment le jet d'est tropical (TEJ, *Tropical Easterly Jet*) autour de 5°N.

³Une carte du vent zonal climatologique à 600 mb sur l'Afrique de l'ouest est montrée plus loin dans ce manuscrit, Fig. 2.3.

La description donnée ci-dessus du système de la mousson africaine reste encore très simplifiée. Dans la réalité, les interactions sont nombreuses et complexes entre la dynamique de grande échelle et toute une gamme de processus physiques allant de l'échelle régionale à locale (convection, précipitations, aérosols, effets de surface, humidité, etc...). Ces interactions prennent, dans les tropiques peut-être encore plus qu'aux latitudes moyennes, une large importance pour expliquer la variabilité du système dans son ensemble.

La variabilité de la convection dans l'ITCZ sur le continent africain a été décomposé en une série de modes, certains stationnaires d'autres propagatifs, pour les différentes échelles temporelles intra-saisonnières supérieures à 10 jours (e.g. Janicot et al., 2009; Mounier et al., 2008, 2007; Mounier & Janicot, 2004). On citera en particulier les modulations liées à des téléconnexions avec la mousson indienne et au mode dominant de variabilité à l'échelle globale, l'oscillation dite *MJO* (*Madden-Julian Oscillation*; Madden & Julian (1994)) qui se caractérise par une propagation vers l'est d'anomalies de convection et de température à la surface de l'océan sur le pacifique, également associées à des anomalies de circulation atmosphérique avec une période de 30 à 60 jours (Matthews, 2004; Janicot et al., 2009).

Aux échelles de temps plus courtes, entre 3 et 10 jours, le mode de variabilité atmosphérique dominant est représenté par les ondes d'est africaines, des perturbations dynamiques se propageant d'est en ouest sur le continent et généralement couplée à la convection. Ces ondes constituent l'objet d'étude de cette thèse et seront présentées en détail dans le chapitre suivant.

- *Les enjeux d'étudier la mousson africaine*

Il n'est pas difficile de réaliser à quel point l'amélioration de la compréhension globale du système de mousson et de sa variabilité reste un enjeu important, d'un point de vue scientifique mais aussi économique et social. L'influence est claire et directe sur les ressources en eau dans la région. Les populations en sont grandement dépendantes sur le plan agricole et pour des questions de santé publique notamment.

Le contexte très actuel du changement climatique renforce encore l'importance de ces questions. La région du Sahel a subi depuis les années 1970 une sévère période de sécheresse (e.g. Le Barbé & Lebel, 1997). Les modèles de prévisions climatiques laissent encore de grandes incertitudes sur l'amplitude des variations attendues en terme de température et de précipitations sur le continent africain. Cette région est pourtant une zone très vulnérable à des changements même minimes de ces variables.

Les défis scientifiques à relever sont nombreux et certains sont à application directe pour les populations. Par exemple :

- réussir à prédire la date de début de la saison des pluies chaque année (dont dépend un bon calendrier de gestion des cultures),
- mieux prévoir les épisodes pluvieux au cours de la saison (qui déterminent notamment les périodes de remplissage des mares et donc les pics de risque pour les épidémies dont le moustique est vecteur),
- prévoir et alerter des événements extrêmes comme les crues et les inondations dans les zones vulnérables.

Toutes ces questions appliquées nécessitent dans un premier temps de mieux comprendre le système de la mousson dans son ensemble. Cela passe en particulier par

mieux comprendre les différents mécanismes physiques en jeu et les interactions entre les différentes échelles. La thèse présentée dans ce manuscrit a fait parti du programme international et pluridisciplinaire AMMA⁴ (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine) qui est dédié à ces questions.

1.2 Observation des ondes d'est africaines : des études pionnières à la campagne d'observation GATE (1974)

Dès les années 1930-40, plusieurs études (e.g. Hubert, 1939; Regula, 1936) notent la présence de perturbations atmosphériques d'échelle synoptique visibles dans les champs de vents et de pression sur le continent ouest africain. Elles se déplacent d'est en ouest, passent la côte au niveau de Dakar et semblent précéder le développement de certaines des dépressions tropicales et cyclones Atlantique. Les travaux d'Erikson (1963) et d'Arnold (1966) suggèrent que les cyclones atlantiques Debbie et Anna de l'année 1961 se sont formés chacun à partir d'un système déjà bien développé sur la côte du Sénégal. Les auteurs attribuent ces systèmes à des ondes saisonnières régulièrement observées sur le continent ouest-africain pendant la saison de mousson (juin-octobre), advectées par le flux d'est, et qui semblent généralement apparaître vers 10-20°E. Frank & Johnson (1969) font le même constat pour les dépressions tropicales atlantiques de l'été 1967.

Le terme "onde d'est" (*easterly waves*) est utilisé par Riehl (1945) qui étudie les dépressions tropicales dans les Caraïbes. Le terme désigne alors spécifiquement des ondes synoptiques à propagation vers l'ouest et caractérisées par une anomalie de pression et de couverture nuageuse formant un "V" à l'envers (*inverted V cloud pattern*). Riehl propose un mécanisme qui les associe à l'initiation des cyclones. Le terme *easterly wave* est repris par Frank (1969) mais ce dernier souligne un certain nombre de différences entre le modèle de Riehl et ses propres observations des dépressions tropicales atlantiques.

Carlson (1969a,b) se consacre spécifiquement au suivi synoptique des systèmes passant sur le continent africain. Il répertorie et suit les perturbations des champs de vent (700 mb et 850 mb) et de pression au sol des étés 1967 et 1968 en s'appuyant sur des images satellites et sur des cartes de vent constituées à partir du réseau de stations d'observation de l'époque. Les systèmes suivis, qu'il désigne par le terme d'*African disturbances*, sont caractérisés principalement par une anomalie cyclonique du vent à 700 mb, advectée dans le jet d'est saisonnier (Fig.1.4). Carlson relève une période moyenne entre chaque système d'environ trois jours, et une longueur d'onde d'environ 2000 km. Comme Eldridge (1957), il suggère un possible déclenchement de ces perturbations par les reliefs du Cameroun mais il évoque également les reliefs à l'est de son réseau d'observation (20°E) au Soudan et en Ethiopie.

Burpee (1972) s'intéresse à localiser l'origine des perturbations synoptiques africaines et à mieux comprendre leur dynamique. Il les désigne indifféremment par les termes *easterly wave*, *african disturbances* ou *african waves*. Contrairement à ces prédécesseurs qui procédaient par suivi synoptique, Burpee propose une approche spectrale. Il utilise les séries temporelles du vent méridien de 8 stations réparties

⁴<http://www.amma-international.org>

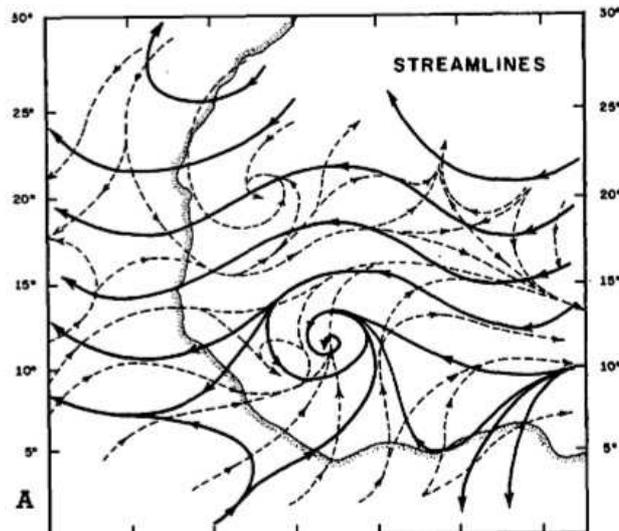


Fig. 1.4: Schéma tiré de Carlson (1969a) représentant la circulation typique à 10 000 ft (~3000 km) en ligne pleine, et à 2000 ft (~600 m) en tireté sur l'Afrique de l'ouest. La carte couvre la zone 0-30°N ; 25°W-7°E. La côte est représentée en trait épais.

d'ouest en est de Dakar (17°W) à Aden (45°E) pour calculer des spectres de puissance du signal temporel. Il met ainsi en évidence un pic spectral des fluctuations de période 3-5 jours aux stations situées à l'ouest de Fort Lamy (15°E). Les fluctuations ont une amplitude maximale à 700 mb (quelques m.s^{-1}). La propagation vers l'ouest est analysée par la différence de phase entre les différentes stations. Burpee relève une longueur d'onde d'environ 4000 km. Il ne trouve pas d'évidence de ces fluctuations aux deux stations les plus à l'est, Khartoum (32°E) et Aden (45°E). Il en déduit que les ondes doivent prendre naissance entre 15°E et 32°E. Une analyse spectrale croisée entre les niveaux verticaux lui permet d'observer une pente (*tilt*) des perturbations vers l'est avec l'altitude jusqu'au jet d'est africain (600 mb), puis vers l'ouest au dessus. Burpee réalise également quelques diagnostics énergétiques et discute des mécanismes à l'origine des ondes. Ces derniers aspects seront repris spécifiquement dans la partie 2.2.

En 1974, dans le cadre du programme de recherche GARP (*Global Atmospheric Research Program*), est organisée une campagne d'observation d'envergure, GATE (*GARP's Atlantic Tropical Experiment*) visant à collecter des données d'observations (stations au sol, navires océanographiques, avions, satellites) qui permettraient d'étudier les interactions entre les systèmes tropicaux et la circulation générale. On trouve dans Greenfield & Fein (1979) une bonne revue du contexte scientifique de cette campagne ainsi que des principaux résultats publiés dans les années qui l'ont suivie. Concernant les ondes d'est africaines, on citera notamment Reed et al. (1977) qui composent une perturbation "typique" selon la méthode composite de Reed & Recker (1971), en compilant huit perturbations observées pendant la campagne entre août et septembre 1974. Les caractéristiques de cette onde composite sont cohérentes avec celles mises en évidence dans les études précédentes : propagation vers l'ouest d'une succession d'anomalies cycloniques et anti-cycloniques, de période moyenne

3.5 jours et longueur d'onde 2500 km. Les perturbations sont maximales à 700 mb et sont centrées sur une ligne est-ouest juste au sud du jet d'est africain. La campagne GATE fournit également les données pour plusieurs études relatives aux caractéristiques énergétiques des ondes, ainsi qu'à leur relation avec la convection et les précipitations. Ces aspects seront évoqués dans les parties suivantes de ce chapitre.

Suite à l'ensemble de ces travaux des années 1930 à 1970 jusqu'à la campagne GATE, l'expression "ondes d'est africaines" (*African Easterly Waves, AEWs*) est utilisée dans la littérature scientifique pour désigner les perturbations dynamiques de période 3-5 jours et de longueur d'onde 2000-5000 km qui se propagent d'est en ouest sur le continent ouest-africain entre mai et octobre.

1.3 Diversité des diagnostics et caractérisation des AEWs

De nombreuses études se sont penchées sur les ondes d'est africaines depuis la campagne GATE. Elles sont en grande partie motivées par le fait que les ondes montrent une influence notable sur le climat régional, par exemple sur l'organisation spatiale et temporelle de la convection et des précipitations (cf sous-section 1.3.5), ou encore sur la naissance des cyclones tropicaux. Toutes ces études sans exception introduisent les ondes d'est africaines en faisant référence aux travaux pionniers de Carlson, Burpee, Reed et al. Cependant, une fois la définition générale posée, les ondes d'est africaines sont examinées sous des angles multiples, avec des diagnostics variés, adaptés à l'échelle spatio-temporelle d'investigation et aux objectifs particuliers de chaque étude. Selon le point de vue, l'accent est mis sur telle ou telle échelle d'observation, telle ou telle caractéristique des ondes. Un même vocabulaire (le terme "AEW" en particulier) peut finir par avoir une gamme de signification plutôt qu'une définition très précise. Cette variété des points de vue est bien sûr une preuve de la richesse et la complexité scientifique de l'objet d'étude "ondes d'est africaines", mais devient aussi parfois source de confusion lorsqu'on essaye de comparer et d'intégrer l'ensemble des informations. Cette partie essaie simplement d'illustrer la diversité des approches et diagnostics utilisés dans la littérature, et fait un point sur les différentes caractéristiques des ondes qui sont ainsi mises en évidence dans les observations.

1.3.1 Les jeux de données fréquemment utilisés

Les fluctuations associées au passage d'AEWs peuvent être détectées localement dans un grand nombre de variables mesurées in-situ (par exemple les composantes de la vitesse du vent, la pression, le géopotential, mais encore l'humidité, les aérosols). Toutefois, les AEWs restent par nature des perturbations des champs dynamiques à l'échelle de plusieurs milliers de km. Aussi, pour avoir une vue globale sur ces ondes, en terme de structure et de variations d'activité, le recours à des jeux de données de grande couverture spatiale est nécessaire.

La plupart des études diagnostiques sur les AEWs réelles s'appuient, au moins en partie, sur l'utilisation des variables dynamiques fournies sur des grilles globales par les analyses ou réanalyses des modèles atmosphériques globaux. On citera no-

tamment les réanalyses américaines (NCEP⁵), du centre européen (ECMWF⁶), ou encore les analyses Météo-France⁷. Ces modèles sont utilisés pour assimiler toutes les 6 heures l'ensemble des observations disponibles à l'échelle globale. Cette assimilation peut être vue comme une sorte d' "interpolation sophistiquée" de l'ensemble des observations disponibles (i.e. différentes sources, différentes variables physiques mesurées, différentes fiabilités des mesures, différentes répartitions spatiales et temporelles, etc...) en tenant compte au mieux des processus dynamiques et physiques impliqués. Les produits finaux fournissent de nombreux champs atmosphériques sur une grille globale à résolution régulière (1 ou 2.5 degré pour les réanalyses ERA, 2.5 degrés pour les réanalyses NCEP) et sur les niveaux verticaux standard de pression. Les *analyses* résultent de l'assimilation quotidienne des observations par la version la plus récente du modèle. Les *réanalyses* résultent ponctuellement de l'assimilation par une même version de modèle d'une série d'observations sur une longue période temporelle⁸.

La précision et le réalisme des (ré)analyses pour une zone géographique donnée est bien sûr fonction de la quantité et de la qualité des observations assimilées ainsi que de la physique incluse dans le modèle. L'Afrique de l'ouest n'est pas la zone la mieux renseignée en terme de réseau d'observation, même si de gros efforts ont été fournis ces dernières années notamment grâce au programme AMMA. L'utilisation des (ré)analyses sur la région a été cependant largement validée, au moins en ce qui concerne les variables dynamiques, (e.g. Diedhiou et al., 1999; Fink et al., 2004).

Les (ré)analyses sont donc *senso-stricto* des sorties de modèles, et non pas des *observations* à proprement parlé. Elles restent pourtant un des moyens les plus fiables et pratiques de considérer les AEWs réelles au vu des variables et des échelles spatio-temporelles en jeu. Dans la suite de ce manuscrit, les termes *observations*, *AEWs observées*, *AEWs réelles* pourront être utilisés par extension/abus de langage pour se référer aux AEWs telles que vues à travers les différentes (ré)analyses. Ceci non pas par naïveté de croire au caractère parfaitement réaliste des réanalyses, mais simplement par opposition aux ondes des études de modélisation idéalisée dont il sera question dans les chapitres suivants.

1.3.2 *Suivi synoptique des anomalies cycloniques et statistiques sur les trajectoires :*

L'approche la plus classique de l'observation des ondes d'est est peut-être celle qui, dans la lignée des travaux de Carlson, consiste en la détection et au suivi synoptique des anomalies cycloniques et anti-cycloniques. L'objectif est souvent de constituer des statistiques sur les trajectoires des vortex (localisation, occurrence et variabilité), et parfois de recouper ces informations avec un diagnostic des systèmes précipitant sur le continent, ou des cyclones sur l'océan atlantique.

Le travail de Fink & Reiner (2003) est une bonne illustration de cette approche synoptique. Ces derniers proposent une méthode "subjective" (i.e. non-automatisée)

⁵Réanalyses NCEP1 et NCEP2 du National Center for Environmental Prediction

⁶Réanalyses ERA-15 et ERA-40 de l'ECMWF : European Centre for Medium-range Weather Forecasts

⁷Analyses Météo-France du modèle ARPEGE

⁸Par exemple, les réanalyses NCEP2 couvrent la période 1979-présent, les réanalyses ERA-40 couvrent la période 1957-2002

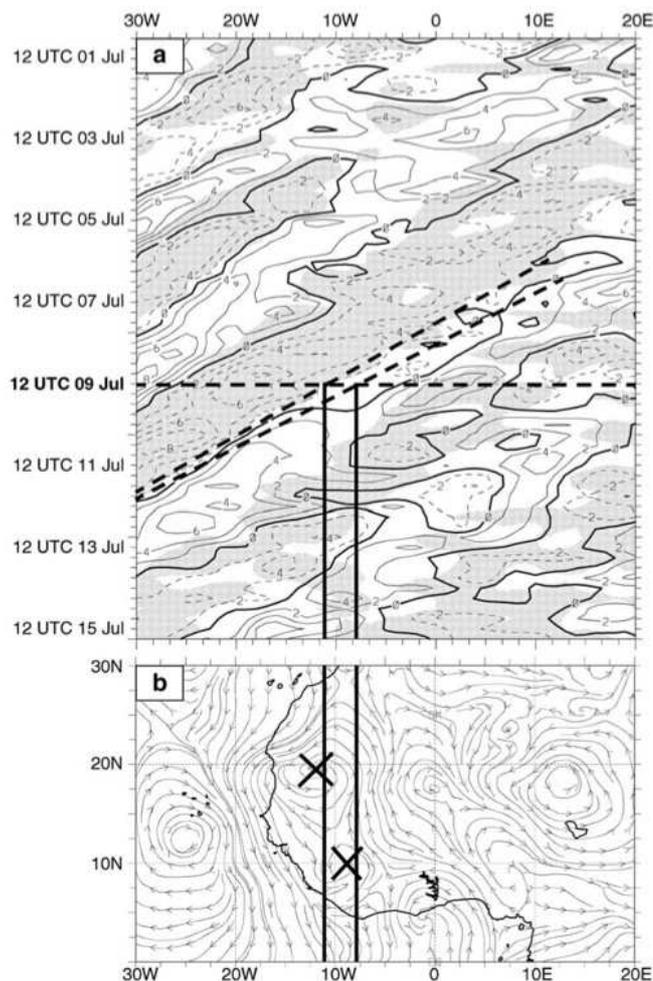


Fig. 1.5: Illustration de la méthode de détection et suivi des AEWs de Fink & Reiner (2003). (a) Diagramme longitude-temps de l'anomalie de vent méridien (réanalyses ERA-40) entre 30°W et 20°E dans la période du 1er au 18 juillet 1999. Les contours fins correspondent au niveau 700 hPa moyenné entre 7°N et 13°N (à intervalles de 2 m.s^{-1} , le contour zéro est épaissi). Les zones grisées montrent les anomalies négatives à 850 hPa moyennées entre 17°N et 23°N. (b) Carte de circulation à 850 hPa (vent filtré entre 2 et 6 jours) à 1200 UTC le 9 juillet 1999. Les croix indiquent le centre de deux vortex détectés sur le diagramme longitude-temps.

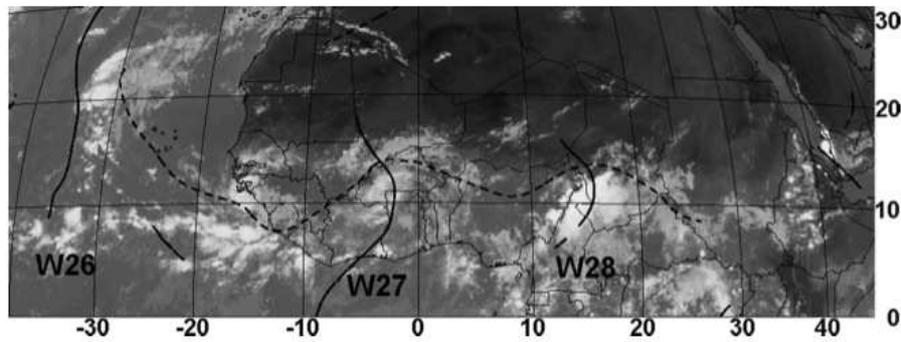


Fig. 1.6: Exemple d'un AEJ et de vortex d'AEWs détectés par la méthode "objective" de Berry et al. (2007) à 1200 UTC le 12 septembre 2004. L'axe des différents vortex est matérialisé sur l'image satellite par les lignes noires et l'axe de l'AEJ par la ligne en tirets. Les vortex sont également désignés chacun par un numéro précédé du préfixe W. Les vortex W27 et W28 ont été associés quelques jours plus tard à la naissance des cyclones Karl et Lisa.

de diagnostic et le suivi des ondes d'est africaines en deux étapes principales basée sur les champs des analyses ECMWF toutes les 6h pour les variables u et v (composante zonale et méridienne du vent horizontal) à deux niveaux sous le jet d'est africain (700 hPa et 800 hPa). Le principe de cette méthode est illustré sur la Fig. 1.5 reproduite de leur article. La première étape consiste à tracer un diagramme de Hovmöller (diagramme longitude-temps) de l'anomalie de vent méridien (anomalie par rapport à la moyenne temporelle sur la saison) moyennée sur une bande de latitude (ici 7-13°N à 700 hPa et 17-23°N à 850 hPa). Ce type de diagramme est un moyen simple et très souvent utilisé pour visualiser le passage des vortex qui se déplacent à latitude constante. Une anomalie négative de vent méridien est interprétée comme représentant le "côté est" (i.e. vent de nord) d'un tourbillon anti-cyclonique. Sur la Fig. 1.5 (où le temps est croissant vers le bas) on constate que les anomalies se déplacent vers le bas et la gauche du diagramme, donc montrent une propagation vers l'ouest. La pente donne une estimation de la vitesse longitudinale de propagation. L'inversion de signe du signal, qui passe d'une anomalie négative à positive permet de situer le centre des vortex cycloniques, autrement appelé *Troughs*. Fink & Reiner s'appuient sur des diagrammes Hovmöllers pour détecter le passage des *Troughs* et relèvent leur position en longitude au cours du temps. La deuxième étape de leur méthode consiste à se reporter ensuite à des cartes de ligne de courant filtrée dans la fenêtre temporelle des ondes d'est (2-6 jours). Ils pointent alors précisément la localisation des vortex précédemment signalés par la lecture du diagramme de Hovmöller. Le filtrage du signal entre 2-6 jours permet d'obtenir des champs relativement lisses et facilite la lecture des cartes. Il est justifié par le fait que les ondes d'est constituent un pic spectral d'activité marqué dans le signal dynamique de la région à cette période de l'année (e.g. Burpee, 1972). Fink & Reiner désignent par "AEW" chacun des vortex cycloniques suivi.

Berry et al. (2007) proposent une autre technique synoptique, dite "objective", (i.e. automatisée) de détection et de suivi des ondes d'est africaines. Elle est basée sur la

courbure des lignes de fonction de courant⁹ et s'inspire de la technique de suivi des systèmes convectifs de Hodges & Thorncroft (1997). Des conditions sont ajoutées à l'algorithme de détection pour éviter de considérer des systèmes cycloniques isolés qui ne seraient pas associés au passage d'une onde. La Fig.1.6 illustre la localisation d'une succession de *Troughs* détectés par cette méthode, superposés à une image satellite (Berry et al., 2007). L'utilisation de la fonction de courant permet de s'affranchir de la variabilité spatiale de petite échelle caractéristique des champs de vorticité relative et "bruitant" généralement la détection des perturbations d'échelle synoptique. Cette méthode, qui n'a pas recours au filtrage temporel des données, est adaptée à une utilisation en temps réel dans une optique de pr vision¹⁰.

Les différentes méthodes de suivi synoptique ont toutes tendance à mettre en évidence deux pistes privilégiées des vortex dans leur propagation d'est en ouest, de part et d'autre de l'axe du jet d'est africain. La Fig.1.7, tirée de l'étude de Fink & Reiner (2003), présente par exemple les trajectoires des vortex détectés entre mai et octobre 1998 et 1999 dans les analyses ECMWF. Ces deux "pistes" sont notées également par Reed et al. (1977), Pytharoulis & Thorncroft (1999), Thorncroft & Hodges (2001), ou encore Berry & Thorncroft (2005). Les vortex semblent aller généralement par paire : l'un au sud, intense principalement sous le jet vers 600-700 hPa, et l'autre au nord, renforcé dans les niveaux proches de la surface. Ces paires de vortex sont généralement interprétées comme reflétant la structure complexe d'une seule et même onde. Cette structure varierait entre nord et sud du fait des environnements différents : sec dans la zone Sahélienne au nord, et plus humide au sud.

Le suivi synoptique des vortex permet également d'obtenir des statistiques sur leur variabilité d'occurrence, intrasaisonnaire et interannuelle. Par exemple l'étude de Thorncroft & Hodges (2001), basée sur 20 ans des réanalyses européennes entre 1979 et 1998, montre de cette manière la saisonnalité des AEWs. Les premiers vortex sont observés en mai, puis leur nombre croît de juin à septembre avant de décroître à nouveau à l'automne. Les auteurs montrent également une variabilité interannuelle de l'occurrence des vortex. A titre d'exemple, ils dénombrent à 600 hPa, un maximum de 37 vortex dans la zone 5-15 N;10-20 W en 1996 entre mai et octobre, pour un minimum de 20 en 1985 et 1991.

1.3.3 Etudes composites et structure horizontale et verticale des ondes

Un deuxième grand type de méthode d'étude des ondes d'est africaines est la méthode "composite", initiée par Reed et al. (1977). Cette méthode est notamment utile pour faire ressortir la structure moyenne spatiale horizontale et verticale des ondes. Reed et al. (1977) composent leur onde en plaçant manuellement un repère

⁹la fonction de courant ψ est telle que les composantes non-divergente du vent, u et v , s'expriment comme : $u = -\partial\psi/\partial y$ et $v = \partial\psi/\partial x$. La circulation non-divergente se fait donc le long des iso- ψ , dans le sens cyclonique quand ψ est négative, et dans le sens anti-cyclonique quand ψ est positive.

¹⁰Voir notamment les analyses en temps-réel publiées sur la page web de Gareth Berry (*State University of New York, Albany, USA*) : <http://www.atmos.albany.edu/student/gareth/plots.html>

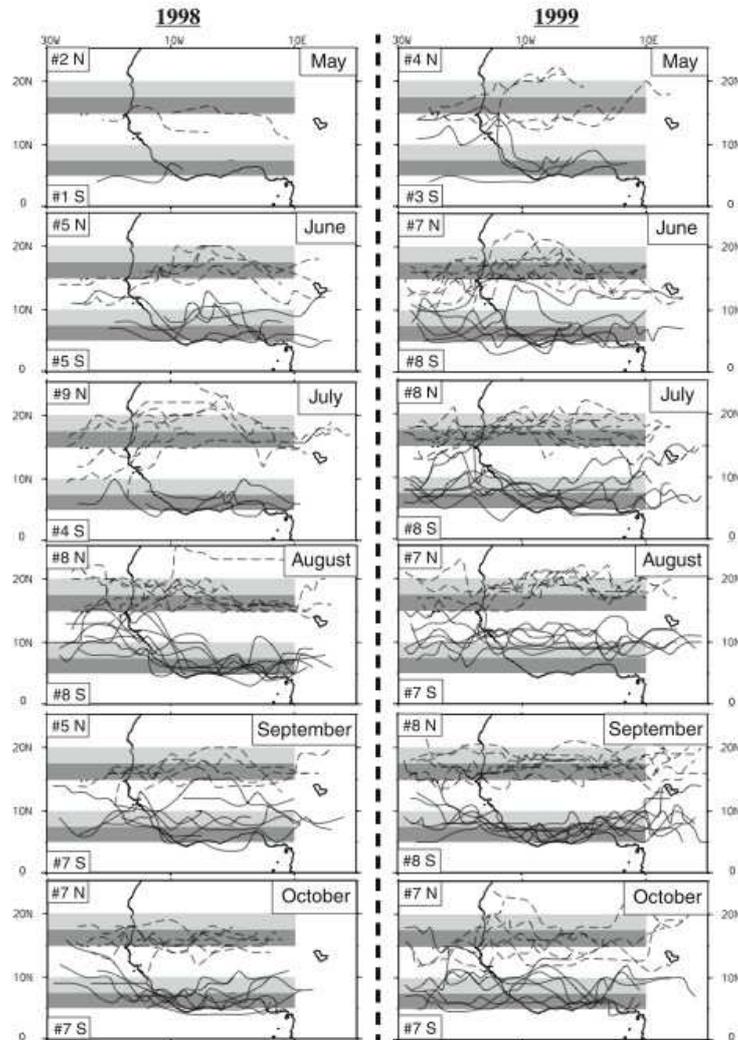


Fig. 1.7: Trajectoires des 81 vortex d'AEWs détectés par Fink & Reiner (2003) entre mai et octobre 1998 et 1999. Les bandes grisées claires et foncées servent simplement de repères en latitude. Les nombres en haut et en bas à gauche des cartes indiquent respectivement le nombre de vortex détectés pour le mois en question sur les pistes nord et sud. Les trajectoires sud et nord sont tracées respectivement en lignes pleines et en tiretés.

relatif centré sur chaque vortex détecté sur des cartes synoptiques. Ils moyennent ensuite tous ces vortex individuels, superposés dans le nouveau repère relatif.

Diedhiou et al. (1999) se basent sur le signal du vent méridien filtré dans la bande de fréquence caractéristique des ondes d'est et pris en un point de référence situé sur le passage des AEWs. Ils sélectionnent les jours pour lesquels ce signal atteint un maximum plus grand que 0.5 m.s^{-1} et moyennent les champs dynamiques non filtrés pour les jours retenus.

Kiladis et al. (2006) se focalisent sur les ondes d'est africaines couplées à la convection, suivant une approche composite classiquement utilisée pour l'étude des ondes atmosphériques dans les tropiques (e.g. Wheeler & Kiladis, 1999; Kiladis et al., 2009). Cette méthode part du fait que la variabilité synoptique aux fréquences spatio-temporelle des ondes d'est africaines est aussi visible dans des indices d'activité convective tel que l'OLR (*Outgoing Longwave Radiation*). Ce point est repris plus loin dans le chapitre (sous-section 1.3.5). La variable OLR est filtrée dans la fenêtre spatio-temporelles des AEWs (dite "bande TD", pour *Tropical Depression*). Les propriétés cinématiques des ondes d'est africaines couplées à la convection sont obtenues en projetant diverses variables dynamiques sur la série temporelle d'OLR prise en un point donné de l'espace, choisi comme point de référence de la projection. On obtient ainsi des cartes de corrélation spatiale des champs dynamiques par rapport au signal OLR au point de référence. La projection peut également être effectuée pour des temps décalés, ce qui permet de représenter la corrélation spatiale précédant ou devant d'un temps ΔT le signal OLR au point de référence.

La Fig. 1.8 présente l'image composite obtenue par Kiladis et al. (2006) pour une projection du vent à 850 hPa sur le signal OLR filtré au point de référence $10^{\circ}\text{N}, 10^{\circ}\text{W}$. Le signal d'OLR en ce point est corrélé positivement à une anomalie cyclonique centrée sur ces coordonnées. Cette anomalie cyclonique est visible plus à l'est les jours précédents (J-4 et J-2). Des anomalies anti-cycloniques l'encadrent à l'est et à l'ouest. Le chapelet d'anomalies, alternativement cycloniques et anti-cycloniques, progressent vers l'ouest à une latitude d'environ 10°N jusqu'à atteindre l'océan atlantique. Les vortex présentent à partir de J0 une forme qui, pour les plus gourmands, peut s'apparenter à une banane ou encore à un croissant, avec un axe orienté nord-est à sud-ouest au sud de 10°N , et orienté sud-est à nord-ouest au nord de 10°N . La longueur d'onde est d'environ 4000 km, en accord avec l'onde composite de Diedhiou et al. (1999) qui utilisent un point de référence à 8°N . Kiladis et al. (2006) notent une contraction de la longueur d'onde durant la propagation d'est en ouest, ainsi qu'une diminution de la vitesse de phase, qui passe de 12.5 m.s^{-1} sur le continent à 8.5 m.s^{-1} une fois sur l'océan. Les ondes associées à un point de référence plus au nord ($15^{\circ}\text{N}, 17.5^{\circ}\text{W}$) montrent une structure légèrement différente. Les vortex présentent un axe orienté nord-est à sud-ouest dans leur partie sud mais beaucoup moins penché au nord. Les longueurs d'ondes sont plus petites et se contractent de 3600 km à 3000 km en passant la côte, pour des vitesses de phase évoluant de 9 m.s^{-1} à 7.5 m.s^{-1} . Ces différences de structure entre les ondes au nord et au sud de l'AEJ sont cohérentes avec les résultats antérieurs.

La Fig. 1.9 présente, toujours d'après Kiladis et al. (2006), la structure verticale composite des ondes pour les deux points de référence. Les anomalies cycloniques et anticycloniques sont bien visibles sur toute la colonne de troposphère avec un maxi-

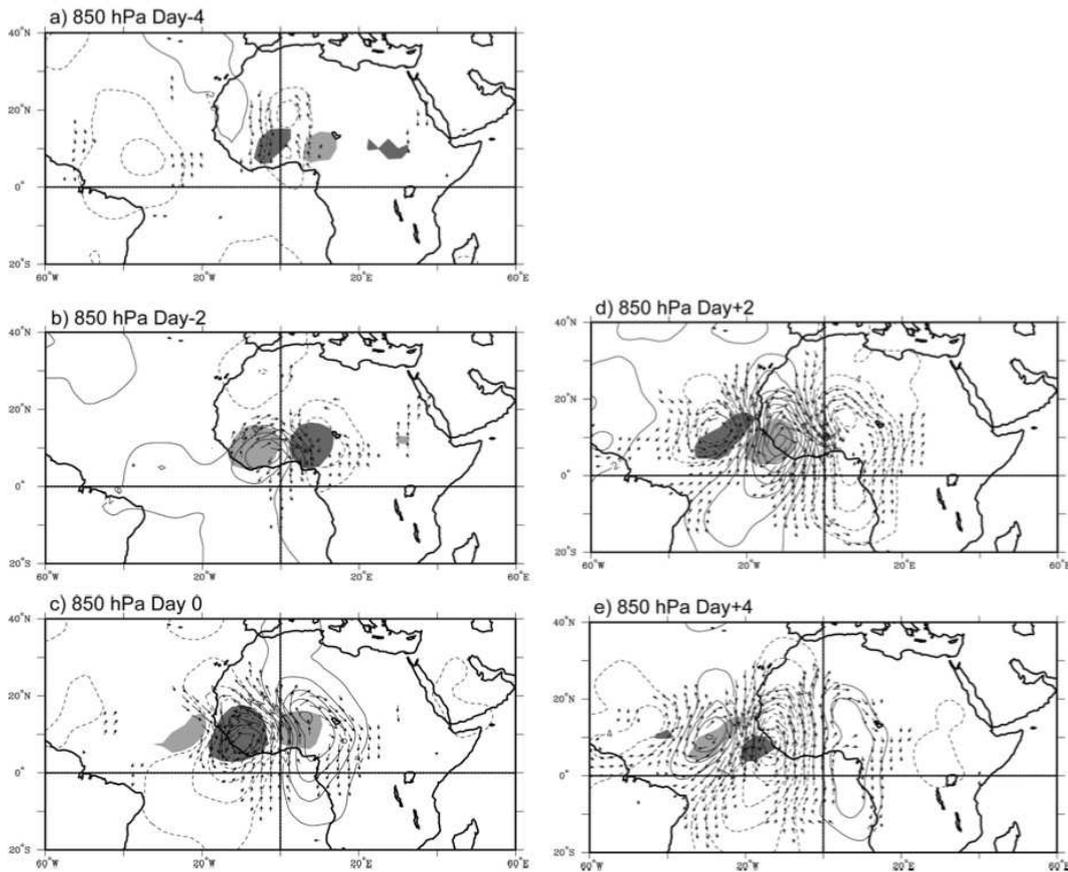


Fig. 1.8: Cartes de régressions (Kiladis et al., 2006) des anomalies d'OLR et de circulation à 850 hPa sur l'anomalie d'OLR au point de référence $10^{\circ}\text{W}, 10^{\circ}\text{N}$ pour la période juin-septembre 1979-1993 pour des décalages temporels de -4, -2, 0, +2 et +4 jours (resp. a,b,c,d,e). Les zones grisées claires et foncées montrent respectivement les anomalies plus grandes que $+10 \text{ W.m}^{-2}$ et plus petites que -10 W.m^{-2} . Les contours représentent la fonction de courant tous les $2 \cdot 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Les flèches représentent le vent horizontal (les plus grandes flèches représente une intensité d'environ 2 m.s^{-1}). Seules les anomalies d'OLR et de vent significatives à 95% sont tracées.

mum d'amplitude sous le jet. Ce maximum semble être plus proche de la surface à l'est sur le continent (800 hPa à la longitude 0), et s'élève progressivement quand l'anomalie avance vers l'ouest. Il finit par atteindre 600-700 hPa au dessus de l'Atlantique. Pour le point de référence à 15°N, la structure verticale des ondes montre une pente vers l'est avec l'altitude sous le jet, puis vers l'ouest au dessus, cohérente avec les premières observations de Burpee (1972). Cette pente, caractéristique de conversions énergétiques baroclines (voir partie 2.2) n'est pas observée pour les ondes projetées sur le point de référence à 10°N. Les anomalies y montrent une structure beaucoup plus verticale, avec une inversion du signe de l'anomalie de part et d'autre de l'AEJ.

La différence de structure horizontale et verticale entre les perturbations observées au nord de l'AEJ dans un environnement sec, et au sud de l'AEJ dans un environnement plus humide, laisse envisager des variations des conversions énergétiques en jeu (voir partie 2.2). Kiladis et al. (2006) soulignent également l'évolution longitudinale de la structure des ondes lors de leur propagation d'est en ouest et leur passage du continent à l'océan. Là encore, l'environnement local des ondes semblent influencer sur leurs caractéristiques au cours de la propagation.

1.3.4 *Détection de l'activité des ondes et variabilité intra-saisonnière à inter-annuelle*

Le dernier type d'approche que l'on évoquera rapidement consiste à considérer les AEWs de manière régionale, comme source de variabilité atmosphérique dans une gamme donnée de fréquences, sans chercher à mettre en évidence leur structure synoptique. En d'autres termes, il s'agit de quantifier l' "activité en ondes" à l'échelle de la région et d'étudier sa variabilité au cours de la saison ou bien d'année en année. Souvent, cet indice d'activité en ondes d'est africaines est comparé avec d'autres variables comme un taux de précipitation, un indice de convection ou bien un nombre de cyclones apparus sur l'Atlantique.

Mekonnen et al. (2006) et Berry et al. (2007) utilisent par exemple la variance de l'énergie cinétique des perturbations transitoire $EKE = (u'^2 + v'^2) / 2$, où u et v sont les composantes zonale et méridienne du vent à 700 mb. La notation prime indique un filtrage temporel de u et v entre 2 et 6 jours. L'anomalie de la variance pour chaque saison (juillet-septembre) par rapport à la variance moyenne sur l'ensemble de la période (1973-2004) illustre la variabilité interannuelle de l'activité en ondes d'est (Fig. 1.10 reproduite de Berry et al. (2007)). Au passage, il est intéressant de noter que cet indice d'activité des AEWs, tel que défini par Berry et al. (2007), ne présente pas une variabilité interannuelle tout à fait concordante avec celle de l'indice de Thorncroft & Hodges (2001) basé sur le dénombrement des vortex passant la côte du Sénégal et évoqué plus haut dans cette sous-partie.

Janicot et al. (2008), suivant Lavaysse et al. (2006), présentent une analyse de la variation de l'activité en ondes d'est au cours de la saison basée sur la décomposition en ondelette du signal du vent méridien des réanalyses NCEP (1968-1990). La densité spectrale de la gamme de fréquence 3-5 jours est moyennée entre 20°W-10°E pour trois bandes de latitudes 5-10°N, 10-15°N et 15-20°N. Cet indice de variabilité est tracé en fonction du temps et de l'altitude pour les trois bandes de latitudes sur la Fig. 1.11. Il fait ressortir une densité spectrale plus importante dans les basses couches au nord du jet et autour de 600-700 hPa au sud. Ce résultat est cohérent avec

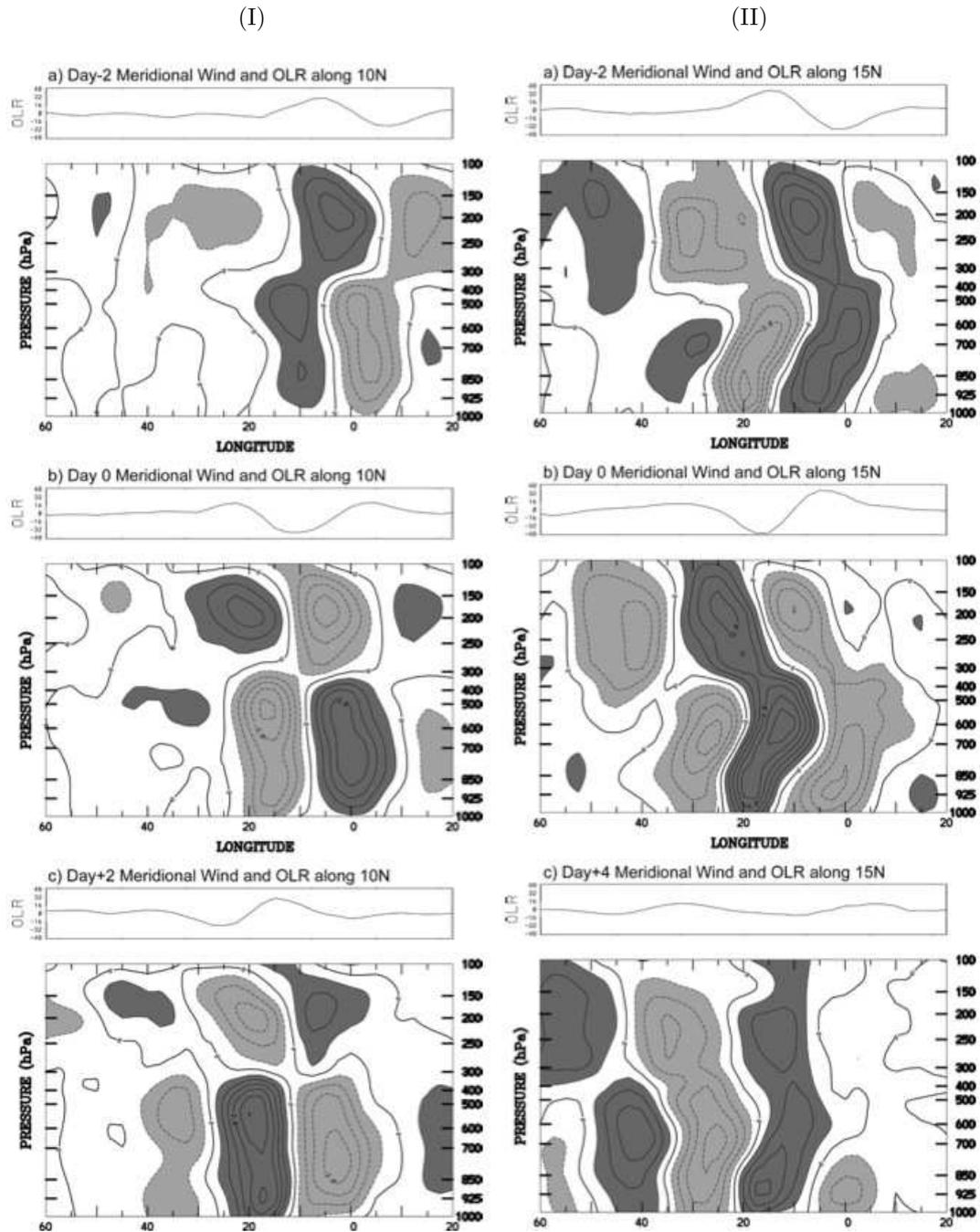


Fig. 1.9: Sections verticales (longitude-pression) à 10°N (I, colonne de gauche) et 15°N (II, colonne de droite) de l'anomalie de vent méridien projeté sur l'anomalie d'OLR au point de référence $10^{\circ}\text{W}, 10^{\circ}\text{N}$ pour la période juin-septembre 1979-1993 pour des décalages temporels de -2, 0 et +2 (resp. a,b,c). Les zones grisées claires et foncées montrent respectivement les anomalies plus grandes que $+0.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et plus petites que $-0.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les contours sont tous les $0.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'anomalie d'OLR le long de 10°N (I) et 15°N (II) est également tracé en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ au dessus de chaque section verticale. Figure tirée de Kiladis et al. (2006).

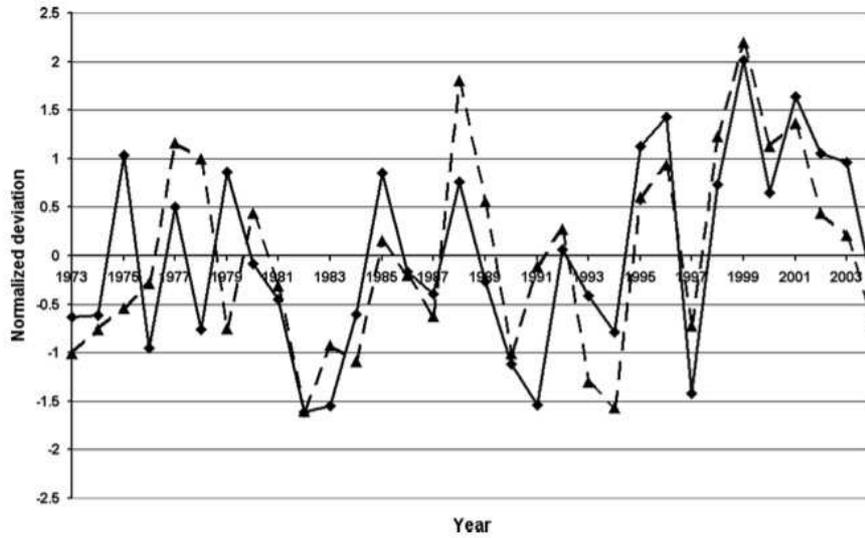


Fig. 1.10: Variabilité interannuelle de l'activité en AEWs illustrée par les séries temporelles de l'écart à la moyenne de l'énergie cinétique des transitoires de période 2-6 jours (voir texte) moyennée dans les zones 5-20N;0-20W (ligne pleine) et 5-20N;0-30E (tiretés) pour chaque saison entre juin et septembre 1973-2003. L'écart est mesuré par rapport à la moyenne sur l'ensemble de la série 1973-2004. Les séries sont ensuite normalisées par la valeur de l'écart type pour juin-septembre sur la totalité de la série. Figure tirée de Berry et al. (2007).

les conclusions des études déjà mentionnées qui soulignaient une différence de structure des ondes entre nord et sud. L'activité est maximale en début de saison dans la bande de latitude nord (premiers 15 jours de juillet), alors que le pic d'activité est plutôt situé fin août dans la bande de latitude sud. Ce genre de diagnostic, qui peut également être appliqué pour des saisons prises individuellement, se retrouve finalement à la limite entre diagnostic synoptique (reflétant du passage individuel de chaque AEW), et description régionale de la variabilité intrasaisonnière. Il est important de souligner que contrairement aux méthodes de suivi synoptique des vortex, ce type d'analyse n'apporte aucune indication quant à l'organisation spatiale des fluctuations temporelles observées. Le fait de moyenner la densité spectrale sur une région assez large permet tout de même de s'assurer que seules les fluctuations montrant un minimum de cohérence spatiale sont considérées.

1.3.5 *Couplage avec la convection et les précipitations*

Les ondes d'est africaines apparaissent comme un élément majeur de la variabilité synoptique de l'atmosphère dans la région entre Juin et Septembre. Aussi, de nombreuses études s'intéressent à l'influence potentielle des AEWs sur les autres variables atmosphériques régionales, en terme notamment d'organisation spatiale, de fréquence d'occurrence, ou bien encore de variabilité intra-saisonnière à interannuelle. On présentera ici uniquement la relation des AEWs avec la convection et les précipitations. Il ne sera pas évoqué l'influence des AEWs sur d'autres phénomènes comme par exemple les cyclones tropicaux sur l'Atlantique (i.e. Frank, 1970; Arnault

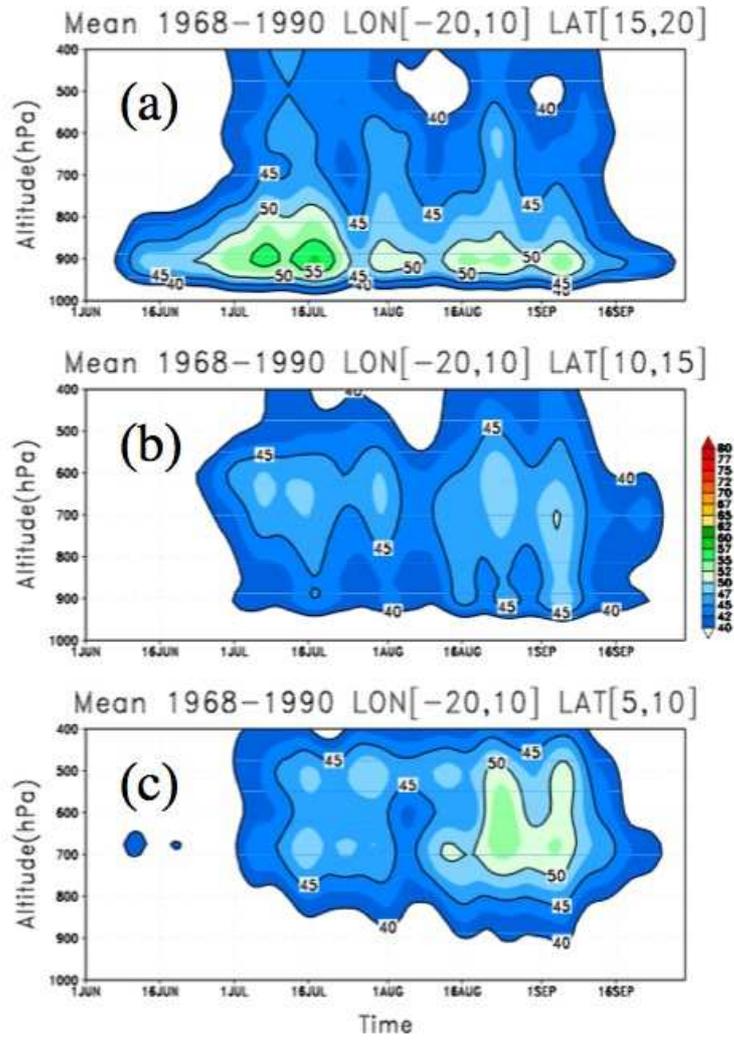


Fig. 1.11: Figure tirée de Janicot et al. (2008). Moyenne climatologique 1968-90 de la distribution verticale de l'activité en AEWs entre juin et septembre, basée sur une analyse en ondelettes du vent méridien journalier dans trois domaines (longitudes 20°W-10°E; latitudes 15-20°N (a), 10-15°N (b) et 5-10°N (c))

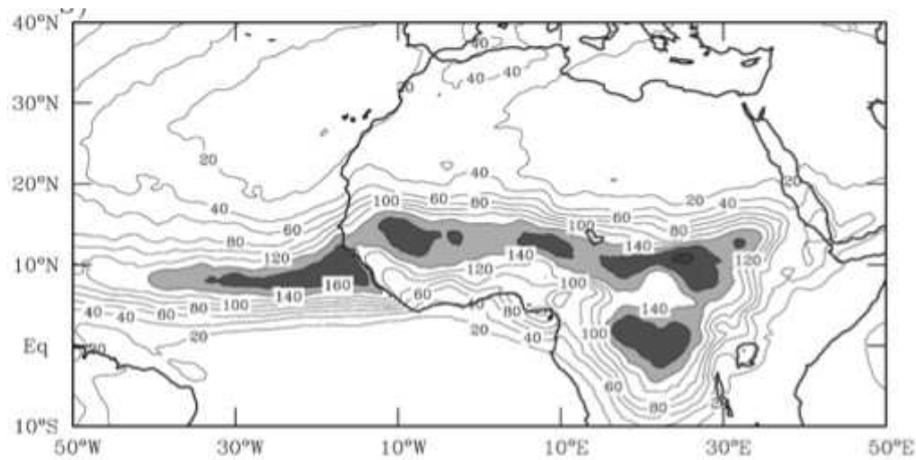


Fig. 1.12: Carte de la variance de la température de brillance filtrée entre 2 et 6 jours sur la période juin-septembre 1984-94. Contours tous les 20K², les valeurs plus grandes ou égales à 140 K² sont grisées. Figure tirée de Mekonnen et al. (2006)

& Roux, 2009).

- *Variabilité caractéristique des AEWs dans les indicateurs de convection et précipitations*

Sur l'Afrique de l'ouest, les différentes variables utilisées comme indicateur de convection et précipitations présentent un pic significatif de variabilité dans la bande de fréquence et longueur d'onde des ondes d'est africaines :

- Mekonnen et al. (2006) s'appuient par exemple sur des spectres en fréquence temporelle pour la température de brillance (données CLAU¹¹ pour Juillet-Septembre 1984-2001) pour différentes régions de l'Atlantique tropical et de l'Afrique et montrent une variabilité significative à des fréquences entre 2 et 6 jours. La répartition spatiale de la variance de la température de brillance filtrée entre 2 et 6 jours est reproduite en Fig. 1.12. Mekonnen et al. (2006) estiment qu'elle contribue pour 20-35 % de la variance totale¹² sur le continent, et pour 30-40 % sur l'océan. Elle se présente principalement sous forme d'une bande étirée en longitude et centrée autour de 12°N sur le continent et 10°N sur l'océan (donc aux mêmes latitudes que la zone d'activité des AEWs).

- Dickinson & Molinari (2000) montrent des caractéristiques similaires pour l'OLR, autre indicateur de convection. Kiladis et al. (2006) travaillent également avec l'OLR et reprennent l'approche par analyse spectrale spatio-temporelle développée par Wheeler & Kiladis (1999). Ce type d'analyse indique qu'une fraction significative de la convection dans les tropiques est organisée par des ondes dans la fenêtre spatio-temporelle dite *TD-band*, pour *Tropical Depression* (fréquences inférieures à ~ 6 jours et ~ 7000 km).

- Gu et al. (2003) travaillent sur le produit de précipitations TRMM¹³ et montrent

¹¹Cloud Archive User Service

¹²variance du signal non filtré

¹³*Tropical Rainfall Measuring Mission*. Produit élaboré de quantité de précipitations (Adler et al., 2000) estimé par un algorithme combinant plusieurs informations satellites (micro-ondes, visible et

qu'une partie significative de la variabilité spatio-temporelle a lieu dans une fenêtre de longueur d'onde 2000-6000 km et de fréquences 2-10 jours, avec une propagation vers l'ouest.

- Lavaysse et al. (2006) montrent également une variabilité aux fréquences temporelles des AEWs dans le signal des précipitations à Niamey (données de pluviomètres au sol).

- *Relation de phase entre AEWs et systèmes convectifs*

Une première approche consiste à étudier la localisation préférentielle des systèmes convectifs relativement au passage d'une onde d'est (considérée à la manière "synoptique" par la localisation des vortex (e.g. Payne & McGarry, 1977; Duvel, 1990; Diedhiou et al., 1999). Suivant les travaux pionniers de Reed et al. (1971,1977), l'AEW est classiquement découpée en différentes phases d'onde ou "secteurs". Un premier secteur est centré sur le maximum de vent de nord (*Northerlies*, N), un second sur le centre de vorticité cyclonique (*Trough*, T), un troisième sur le maximum de vent de sud (*Southerlies*, S) et un dernier secteur sur le centre de vorticité anticyclonique (*Ridge*, R). Les "systèmes convectifs" (au sens large) sont identifiés au travers de différentes variables et jeux de données (images satellites visibles et infra-rouge, température de brillance des données CLAU, OLR, données de précipitation des réseaux d'observations au sol, produit d'estimation de précipitations TRMM¹⁴, etc...)

Une bonne revue des travaux effectués en suivant cette approche synoptique est donnée par Fink & Reiner (2003). Les auteurs soulignent la diversité des résultats exposés dans la littérature et l'absence de véritable consensus sur le sujet.

De manière générale, les diverses études tendent à faire ressortir un phasage entre ondes et convection, mais soulignent également des différences régionales même si aucun véritable consensus n'est atteint sur ce dernier point. La différence entre la région humide au sud de l'AEJ et la région Sahélienne au nord émerge cependant dans une partie des travaux. Burpee (1974) est d'ailleurs le premier à noter sur la base de relevés météorologiques, que les précipitations arrivent à l'ouest des *Troughs* au sud de 12.5 N mais plutôt à l'ouest des *Ridges* au nord de cette latitude. Les travaux de Duvel (1990) et Mathon et al. (2002a) ou Gu et al. (2004) vont également plus ou moins dans ce sens.

Fink & Reiner (2003) reprennent ces questions et comparent leur suivi synoptiques des AEWs (cf Fig. 1.5)   un suivi des lignes de grain (basé sur les images satellites METEOSAT et les données de précipitations TRMM) entre mai et octobre des années 1998 et 1999. Ils observent 81 AEWs et 344 lignes de grain. Les lignes de grains ont tendance à apparaître à l'ouest du *Trough* au sud et au nord du jet, avec un second pic d'apparition dans les *Southerlies* pour la piste nord uniquement. Les auteurs ne constatent pas de changement particulier des caractéristiques des lignes de grain en phase avec les AEWs. Ils en déduisent que les ondes doivent surtout influencer la phase d'initiation des lignes de grain, et contribuer à les organiser spatialement. Ils

IR) et données radar.

¹⁴*Tropical Rainfall Measuring Mission*. Produit élaboré de quantité de précipitations (Adler et al., 2000) estimé par un algorithme combinant plusieurs informations satellites (micro-ondes, visible et IR) et données radar.

notent également une variation longitudinale de l'influence des ondes d'est africaines : l'influence semble moindre à l'est et augmenter en allant vers l'ouest.

L'idée générale sous-jacente au rôle des AEWs sur l'initiation et/ou l'organisation des systèmes convectifs est double. D'une part les vitesses verticales associées aux anomalies de circulations cycloniques et anti-cycloniques des ondes peuvent potentiellement influencer le déclenchement de la convection, d'autre part les transports méridiens d'humidité et de chaleur au sein des perturbations peuvent influencer l'environnement thermodynamique, favorable ou non à la convection. Ainsi, au vu du gradient méridien de température dans la région, les *Northerlies* transportent a priori un air chaud du nord vers le sud. Des vitesses verticales ascendantes sont donc attendues dans ce secteur d'onde. Ceci est cohérent avec l'observation d'une localisation privilégiée des systèmes convectifs dans les *Northerlies*. Fink & Reiner jugent cependant que les vitesses ascendantes liées aux AEWs sont trop faibles (estimées à quelques hPa/h selon la littérature) pour contribuer significativement à un dépassement de la CIN (*Convection Inhibition*, conditions thermodynamique de l'atmosphère inhibant la convection). Mais ils suggèrent qu'elles sont peut-être suffisantes pour *organiser* des cellules convectives isolées, qui auraient été initiées indépendamment par la topographie ou le cycle diurne. Le second pic d'activité convective localisée dans le secteur Sud sur le flanc nord de l'AEJ uniquement est souvent interprété comme lié à l'apport d'humidité par les *Southerlies* dans l'environnement sec du Sahel. Le surplus d'humidité pourrait contribuer à faire augmenter la CAPE (*Convective Available Potential Energy*, énergie potentielle disponible pour la convection) et compenser/dépenser la tendance à la subsidence du secteur Sud. Ce mécanisme serait plus influent au nord du fait de l'environnement désertique, et beaucoup moins au sud de l'AEJ. Ceci est cohérent avec l'observation du second pic de convection dans les *Southerlies*, uniquement au nord du jet. Fink & Reiner insistent sur le fait que dans tous les cas, le déclenchement de la convection par les ondes n'est jamais direct. Les AEWs pourraient au mieux favoriser les conditions thermodynamiques environnantes.

L'étude composite récente de Kiladis et al. (2006), déjà mentionnée précédemment, fait par ailleurs ressortir la variation longitudinale du phasage onde-convection au cours de la propagation. Comme illustré Fig. 1.8, à 10°N la convection est localisée dans les *Northerlies* à l'est de Greenwich puis dans le *Trough* et finalement dans les *Southerlies* après le passage de la côte atlantique. Au nord du jet (15°N), la convection se situe dans les *Southerlies* sur toute la trajectoire. Les auteurs examinent également le forçage dynamique de la vitesse verticale associée aux AEWs et montrent qu'il est en phase avec les anomalies de convection au cours de la propagation. Cela suggère un forçage dynamique au moins partiel de la convection.

- *AEWs et variabilité intra-saisonnière à interannuelle de la convection et des précipitations*

A l'échelle intrasaisonnière, Lavaysse et al. (2006) relie la variabilité ondulatoire (analyse en ondelette du vent méridien moyenné sur la région) à la variabilité intra-saisonnière de précipitations de période 20 jours mise en évidence par Sultan et al. (2003).

Certains travaux ont également cherché des relations statistiques entre la variabilité interannuelle de l'activité ondulatoire et la variabilité interannuelle de quantité de pluie sur la région. Il faut noter avant-tout que le consensus est loin d'être atteint

sur le sujet.

Basée sur une simulation de 45 années dans un GCM (*General Circulation Model*), l'étude de Thorncroft & Rowell (1998) suggère une corrélation interannuelle positive entre la moyenne saisonnière de précipitation sur l'Afrique de l'ouest et l'activité en ondes d'est (évaluée comme la variance du vent méridien à 850 mb filtré moyennée sur la région). Ce résultat n'est pas retrouvé clairement par Gu et al. (2003) à partir des précipitations TRMM de 1998 à 2002.

Mekonnen et al. (2006) étudient pour différentes zones d'Afrique de l'ouest sur la période 1984-2000 la corrélation interannuelle entre la convection (température de brillance filtrée entre 2 et 6 jours) et l'activité en ondes d'est (variance du vent méridien filtré à 700 mb, rapportée à la variance moyenne pour l'ensemble des années). La corrélation est significativement positive sur l'Afrique de l'ouest (10°W-10°E), mais faible plus à l'est et sur l'Atlantique.

Grist & Nicholson (2001) s'intéressent aux différences du cycle saisonnier d'activité en ondes d'est pour des années classées "sèches" (71-73, 77, 82-87) et "humides" (58-59, 61-67, 69) en fonction du cumul saisonnier des précipitations (Nicholson 2000). L'étude suggère que la saison d'activité des ondes est légèrement plus longue et plus intense durant les années humides.

2 Origine, croissance et intermittence des AEWs

D'où viennent les ondes d'est africaines ? Les premières discussions concernant l'origine des AEWs apparaissent dans les études pionnières, où il est d'abord évoqué un possible déclenchement orographique des perturbations sur les reliefs Camerounais (Eldridge, 1957), Soudanais (Carlson, 1969b) ou Ethiopien (Frank, 1970). Cependant, c'est la publication de Burpee (1972) qui va véritablement poser les bases de la vision classique de l'origine des AEWs, vues comme des instabilités mixtes barotropes et baroclines du jet d'est africain (AEJ). Cette idée va être reprise et étayée par une bonne partie des études sur les AEWs par la suite, sans être jamais vraiment remise en question. Un certain nombre d'études récentes a pourtant fait (ré)-emmerger des points qui incitent à argumenter en faveur d'une vision plus complexe du système AEJ-AEWs. La question de l'origine des AEWs et de leur intermittence intra-saisonnière est toujours d'actualité.

Avant d'entrer plus en avant dans la discussion, quelques points de repère sont donnés dans ce chapitre sur la notion plus générale d'instabilité hydrodynamique (**section 2.1**). Puis sont présentés les arguments d'observation et de modélisation sur lesquels repose l'hypothèse classique de l'instabilité de l'AEJ (**sections 2.2 et 2.3**). Enfin, sont discutés un certain nombre des points qui laissent encore la discussion ouverte (**section 2.4**), et posent finalement le point de départ des travaux de cette thèse, résumé dans la **section 2.5**.

2.1 Introduction sur le concept d'instabilité hydrodynamique

La dynamique des fluides, et la météorologie théorique en particulier, s'intéressent depuis longtemps à comprendre l'origine et la croissance des perturbations transitoires qui se développent sur un écoulement de base. L'objectif n'est pas ici d'entrer dans trop de détails théoriques ni de présenter une revue complète sur ce thème, mais simplement de présenter quelques points de repère du cadre général et historique dans lequel s'est inscrite la réflexion plus spécifique sur l'origine des ondes d'est africaines.

2.1.1 Point de vue énergétique et approche des modes propres

Suivant les concepts et le vocabulaire développé par Lorenz (1955), l'idée générale est que les perturbations extraient transitoirement de l'énergie de l'écoulement de base et grandissent à ses dépens. Dans l'atmosphère on invoque généralement deux sources possibles d'énergie de l'écoulement moyen utilisable par les perturbations transitoires :

- La première source est l'**énergie cinétique** d'un écoulement qui présente un cisaillement horizontal du vent. La perturbation grandit par conversion dite **barotrope** de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen (*Zonal Kinetic Energy*, **KZ**) en énergie cinétique des transitoires (*Eddy Kinetic Energy*, **KE**) (contraintes horizontales de Reynolds sur la quantité de mouvement).

Conversion barotrope : $KZ \Rightarrow KE$

- La deuxième source est l'**énergie potentielle** associée à la présence d'un gradient méridien de température, généralement entretenu par le chauffage radiatif solaire différentiel en latitude. Ce type d'écoulement présente également un cisaillement vertical de vitesse qui s'équilibre géostrophiquement (relation du vent thermique) avec le gradient horizontal de température. La conversion d'énergie, dite **barocline**, s'effectue de l'énergie potentielle zonale (*Zonal Available Potential Energy*, **AZ**) vers l'énergie potentielle des transitoires (*Eddy Available Potential Energy*, **AE**), elle-même convertie ensuite en énergie cinétique des transitoires (**KE**). La conversion directe de l'énergie cinétique associée au cisaillement vertical de l'écoulement moyen est, elle, généralement considérée trop faible pour être pris en compte à l'échelle synoptique (les contraintes verticales de Reynolds sont d'un ordre de grandeur inférieures aux contraintes horizontales).

Conversion barocline : $AZ \Rightarrow AE \Rightarrow KE$

Classiquement, l'approche utilisée pour discuter des possibilités de développement de perturbations sur un écoulement de base donné (e.g. Rayleigh, 1880; Eady, 1949; Charney, 1947) consiste à linéariser les équations du mouvement autour de cet écoulement, et à chercher des solutions¹ oscillantes dont la partie réelle peut s'exprimer de façon générique comme $\text{Re}[X_0(x) \exp((\omega i + \sigma)t)]$ où $X_0(x)$ décrit la phase spatiale (complexe) de la solution, ω (réel) est la pulsation des oscillations et σ (réel) est le taux de croissance exponentiel.

Un écoulement est instable si une perturbation infinitésimale peut grandir exponentiellement ($\sigma > 0$) sur cet écoulement, en extrayant l'énergie cinétique et/ou potentielle de l'état moyen. Les fréquences, ou modes, capable de tirer le meilleur profit de ces conversions énergétiques vont grandir plus rapidement que les autres (la plus grande valeur de σ) et après un certain temps devenir les structures dominantes, ou **modes propres**.

Ainsi, dans son cycle de vie sur un écoulement instable, une perturbation à l'origine infinitésimale et sans structure particulière, finit par atteindre une amplitude non-négligeable et présenter la structure du premier mode propre. La perturbation grandit jusqu'à atteindre un état de saturation, pour lequel les termes non-linéaires des équations du mouvement ne sont plus négligeables et influent significativement sur son évolution temporelle, limitant sa croissance (Hoskins et al., 1978). L'amortissement dû aux effets de surface contribue également, à terme, à la dissipation de l'énergie cinétique des perturbations transitoires. Des mécanismes rétablissent/entretiennent perpétuellement les gradients sources d'énergie de l'état moyen zonal, en particulier le chauffage radiatif solaire différentiel nord-sud, mais

¹Voir aussi au Ch.3 (section 3.2.2).

encore le chauffage latent dans l'ITCZ (e.g. Thorncroft & Blackburn, 1999; Schubert et al., 1991) dans le cas de l'Afrique de l'ouest.

De nombreuses études ont utilisé ce point de vue des modes propres instables pour expliquer, avec succès, divers aspects de l'activité transitoire synoptique observée dans l'atmosphère réelle (par exemple le rail des dépressions en Atlantique Nord associé à la zone barocline des moyennes latitudes, Valdes & Hoskins, 1988; Hoskins et al., 1978).

2.1.2 Critères d'instabilité d'un écoulement zonal

En considérant l'expression analytique de certains profil zonaux de vitesse, des conditions nécessaires à l'instabilité de ces écoulements ont été dérivées par différents auteurs. Un bon résumé de l'obtention de ces critères à partir des équations quasi-géostrophiques est donné par exemple dans l'ouvrage de Vallis (2006). Seuls quelques résultats notables sont repris ici, dans le but d'être discutés par la suite dans le cadre spécifique de l'origine des AEWs.

• Instabilité barotrope

Pour une perturbation se développant par conversions énergétiques **barotropes** sur un écoulement uniforme dans la verticale, et où l'instabilité provient du cisaillement horizontal de vent :

- Selon le critère de Rayleigh-Kuo², une condition nécessaire à l'instabilité est que le terme

$$\begin{aligned} & \beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \left(f_0 + \beta y - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.1)$$

change de signe à au moins un endroit dans le domaine. Autrement exprimé, il faut que l'écoulement présente un extremum de vorticité absolue.

- Le critère de Fjortoft (1950) demande, lui, que soit positif dans le domaine le terme

$$\left(\beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) (U - U_S), \quad (2.2)$$

où U représente la vitesse zonale du profil moyen, $f_0 + \beta y$ approxime le paramètre de Coriolis en plan- β , et U_S est la valeur de $U(y)$ pour laquelle $\beta - \partial^2 U / \partial y^2$ s'annule.

• Instabilité barocline

Pour une perturbation se développant par conversions énergétiques **barotropes et baroclines** sur un écoulement combinant la présence d'un cisaillement horizontal et d'un cisaillement vertical de vitesse (ce dernier en équilibre avec un gradient méridien de température), on aboutit aux conditions de Charney-Stern-Pedlosky (Charney & Stern, 1962; Pedlosky, 1964a,b), qui impliquent le gradient méridien

²Avec $\beta = 0$: Rayleigh (1880). Avec $\beta \neq 0$: Kuo (1949)

de vorticité potentielle Q et le gradient vertical de la vitesse zonale U dans un domaine limité en z par $z = 0$ et $z = H$.

L'écoulement peut être instable si l'un des points suivant est vérifié :

- si $\partial Q/\partial y$ change de signe dans le domaine (autrement dit, le domaine présente un extremum de vorticité potentielle),
- si $\partial Q/\partial y$ est du signe opposé à $\partial U/\partial z$ en $z = H$,
- si $\partial Q/\partial y$ est du même signe que $\partial U/\partial z$ en $z = 0$,
- si $\partial Q/\partial y = 0$, $\partial U/\partial z$ est du même signe en $z = 0$ et $z = H$.

Il est important de souligner encore une fois que ces conditions d'instabilité ne sont que nécessaires et non suffisantes. D'autre part, elles n'apportent pas de précisions sur la nature des conversions énergétiques qui sont dans ce cas *a priori* à la fois barotropes et baroclines.

• *Le cas de l'instabilité barocline tel qu'énoncé par Eady (1949) :*

Les premières descriptions mathématiques de l'instabilité barocline ont considéré des écoulements ne présentant qu'un cisaillement vertical de vent et pas de cisaillement horizontal (cas barocline pur). C'est le cas des problèmes tels qu'énoncés par Eady (1949) ou Charney (1947) et devenus des cas académiques célèbres.

Eady a considéré l'écoulement sur le plan f_0 ($\beta = 0$) d'un fluide uniformément stratifié (la fréquence de Brunt-Väisälä N^2 est considérée constante). L'écoulement moyen est uniquement zonal et présente un cisaillement vertical uniforme ($U(z) = \Lambda \cdot z$ où $\Lambda = U_H/H$ représente un cisaillement constant et U_H est la vitesse zonale en $z = H$, la hauteur du domaine). Le domaine est limité en $z = 0$ et $z = H$ par deux frontières rigides.

Le développement analytique de ce problème est présenté dans de nombreux ouvrages (e.g. Vallis, 2006) et ne sera pas repris en détail ici. Il sera simplement mentionné qu'Eady obtient pour ce problème une estimation relativement simple du taux de croissance exponentiel du mode le plus instable :

$$\sigma_E \approx 0.3 \frac{U_H}{L_d} = 0.3 \Lambda \frac{f_0}{N}, \quad (2.3)$$

où $L_d = NH/f_0$ est le rayon de déformation.

Le taux de croissance du mode le plus instable est donc proportionnel au cisaillement vertical Λ et au ratio f_0/N . Cette expression est parfois utilisée pour évaluer en première approximation l'ordre de grandeur du taux de croissance du mode propre le plus instable sur des écoulements réels présentant un caractère barocline, même si ces écoulements ne correspondent pas tout à fait aux conditions définies dans le problème d'Eady.

2.1.3 Alternative au concept des modes propres instables

Certains auteurs proposent une description alternative, non-modale, des perturbations transitoires de l'atmosphère. L'idée générale est que l'atmosphère est considérée stable vis à vis de la croissance des modes propres exponentiels. La dissipation due aux effets de surface peut venir stabiliser le système (Borges & Sardeshmukh, 1995; Hall & Sardeshmukh, 1998). Farrell (1982) et Farrell & Ioannou (1996a,b) soulignent d'autre

part que le premier mode propre ne devient théoriquement la structure dominante qu'après un temps infini, et qu'il n'est donc pas la seule structure (ni forcément la plus pertinente) pour décrire le développement des perturbations réelles dont la durée de vie est souvent courte. Pour un temps limité, et même si le système est stable, des perturbations plus énergétiques que les premiers modes propres peuvent toujours émerger transitoirement, par exemple sous l'effet d'interférences constructives transitoires entre modes, ou encore en réponse transitoire à une excitation initiale d'amplitude finie. Whitaker & Sardeshmukh (1998) montrent notamment qu'il est possible d'obtenir une activité transitoire synoptique relativement réaliste en forçant par un bruit blanc un modèle quasi-géostrophique linéarisé autour d'un état moyen climatologique stable.

2.2 Les indications de l'instabilité barotrope-barocline de l'AEJ dans les observations

Le concept d'instabilité hydrodynamique a été rapidement invoqué pour expliquer l'origine des ondes d'est africaines. Principalement deux grands arguments sont tirés des observations pour venir appuyer cette idée :

- depuis les premières études sur le sujet, il est souligné que les AEWs apparaissent de façon concomitante à la présence du jet d'est africain, donc à la présence d'une zone de fort cisaillement horizontal et vertical de vent qui remplit les critères théoriques d'instabilité précédemment évoqués.

- la structure même des ondes est cohérente avec des conversions d'énergie barotropes et baroclines.

2.2.1 Instabilité de l'état moyen zonal ouest-africain

Burpee (1972) est le premier à appliquer le cadre théorique développé par Charney & Stern (1962) à la région ouest-africaine. Il calcule le profil méridien de la vorticité potentielle d'Ertel moyenne \bar{Q} sur des sections verticales (pression-latitude) à 5°E et à 35°E, (moyennes mensuelles de juin à octobre),

$$\bar{Q} = \left[- \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_{\theta} + f \right] g \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} \quad (2.4)$$

où \bar{u} est la moyenne temporelle de la composante zonale du vent et l'indice θ indique que la dérivée partielle est calculée sur des niveaux de température potentielle constante. f est le paramètre de Coriolis, g est l'accélération de la gravité, $\bar{\theta}$ est la moyenne temporelle de la température potentielle et p la pression.

Il observe que le gradient méridien de vorticité potentielle (*Potential Vorticity*, PV) s'inverse localement au niveau du jet, satisfaisant ainsi la première des conditions nécessaires à l'instabilité barotrope-barocline selon Charney-Stern-Pedlosky. Cette inversion du gradient de PV a lieu sur la même zone géographique et à la même saison qu'apparaissent les AEWs, ce qui, pour Burpee, renforce *a posteriori* l'hypothèse de l'instabilité de l'AEJ. A 35°E, l'inversion de PV est moins intense qu'à 5°E, et n'apparaît qu'au mois d'août.

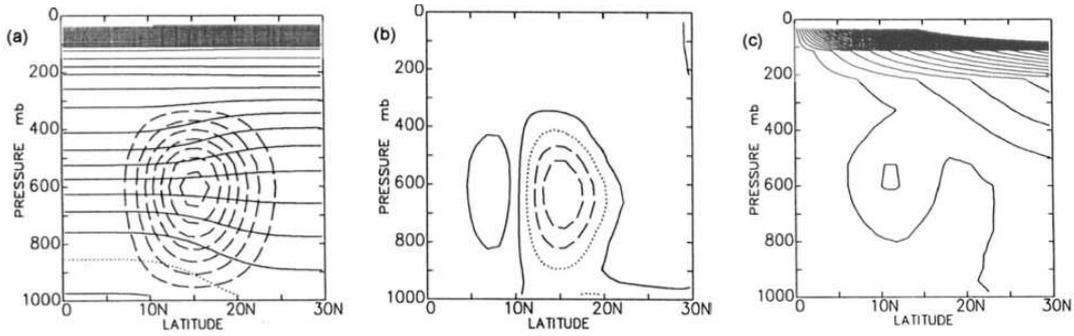


Fig. 2.1: Sections verticales (latitude-pression) de l'état moyen zonal idéalisé (AEJ uniquement) utilisé par Thorncroft & Hoskins (1994a). **(a)** Température potentielle (lignes pleines toutes les 5 K; ligne en pointillés pour 300 K) et vent zonal (lignes en tiretés, contours tous les 2 m.s⁻¹ pour les valeurs négatives seulement; contours zéro omis). **(b)** Gradient de la vorticité potentielle quasi-géostrophique (contours tous les 2.10⁻¹¹ m⁻¹.s⁻¹; contour zéro en pointillés; valeurs négatives en tiretés). **(c)** Vorticité potentielle d'Ertel (contours tous les 0.2 unités PV, cf Hoskins et al. (1985) pour une discussion de ces unités).

Suite à Burpee (1972), un bon nombre d'études ont repris ce raisonnement, et analysé avec plus ou moins de détails en quelle mesure les critères d'instabilité barocline et barotrope étaient atteints sur la zone. Un point de départ intéressant est donné par Thorncroft & Hoskins (1994a) qui discutent d'une section zonale idéalisée (utilisée comme état de base dans leur modèle linéaire). Leur section zonale, reproduite ici en Fig. 2.1 (a), simplifie le problème en ne tenant compte que de la présence de l'AEJ (centré à 600 mb, 15°N) et du gradient méridien de température potentielle associé. Ce dernier est positif en surface, reflétant les conditions spécifiques à l'Afrique de l'ouest³, et légèrement négatif puis nul au dessus de l'AEJ. Le gradient méridien de PV (quasi-géostrophique) est tracé en Fig. 2.1 (b), et la vorticité potentielle d'Ertel est montrée en Fig. 2.1 (c). Au vu des profils zonaux de PV (aussi bien quasi-géostrophique que d'Ertel), les auteurs font remarquer que l'instabilité peut apparaître de plusieurs manières :

- Le gradient de vorticité potentielle est négatif au niveau du jet et positif sur chaque flanc. Ainsi, le gradient change de signe de part et d'autre du jet (première condition de Charney-Stern-Pedlosky).

- Le gradient de vorticité potentielle est négatif dans le jet, donc de signe opposé au gradient de température en surface (condition équivalente à la deuxième condition de Charney-Stern-Pedlosky).

Thorncroft & Blackburn (1999) font le même genre de constat à partir d'un profil zonal plus réaliste tiré des analyses ECMWF à 1200 UTC, moyennées entre 10°W et 10°E pour le mois d'août 1995. Le vent zonal est représenté en Fig. 2.2-a. On distingue l'AEJ (600 mb, 15°N) mais aussi la composante ouest du flux de mousson en surface, le jet d'est tropical (TEJ) à 200 mb - 5°N, et le jet d'ouest à 200 mb aux moyennes

³Dans les basses couches, la température est plus forte au nord sur le Sahara, qu'au sud sur le Golfe de Guinée.

latitude. La température potentielle est présentée en Fig. 2.2 (b). Au dessus de 600 mb elle est quasiment uniforme avec la latitude. En surface, le gradient méridien est fortement positif entre l'équateur et 23°N, puis négatif plus au nord. Une zone de température potentielle très homogène est visible à 23°N jusqu'à 600 mb, reflétant la convection sèche très active en cette saison dans la zone du *Heat Low* Saharien. Cette même zone correspond d'ailleurs clairement à un minimum d'humidité spécifique en Fig. 2.2 (c). Au sud, le maximum d'humidité met en évidence le flux de mousson et la localisation de l'ITCZ dans les basses couches.

La vorticité potentielle d'Ertel est montrée en Fig. 2.2 (d). Les auteurs soulignent une anomalie positive de PV sur le flanc sud du jet ainsi qu'une zone homogène de PV nulle sur le flanc nord près de la surface. Ils attribuent la première anomalie au chauffage latent convectif dans l'ITCZ, et la deuxième au chauffage sensible dans la zone du *Heat Low*. Les deux contribuent au maintien de l'AEJ et fournissent des raisons potentielles d'instabilité (premier critère de Charney-Stern-Pedlosky). Il est important de noter que la présence de l'ITCZ (et du chauffage convectif associé) vient compliquer la situation réelle en comparaison du profil idéalisé de Thorncroft & Hoskins (1994a) (Fig.2.1) : l'ITCZ contribue d'une certaine manière à renforcer le caractère potentiellement instable de l'état moyen. Certains auteurs ont d'ailleurs beaucoup appuyé le rôle de l'ITCZ dans le maintien de l'AEJ et le développement des AEWs (e.g. Schubert et al., 1991; Hsieh & Cook, 2005). Ces aspects seront évoqués à nouveau dans la section 2.3.

Comme sur le profil zonal idéalisé de Thorncroft & Hoskins (1994a), le dernier critère de Charney-Stern-Pedlosky (gradient méridien de température et gradient vertical de vitesse de même signe en $z = 0$) est atteint sous le jet. Les conditions nécessaires à l'instabilité barotrope (Fjortoft, Kuo) sont également réunies.

Les anomalies de PV de part et d'autre de l'AEJ et les conditions de température en surface, apportent donc diverses sources potentielles d'instabilité sur la section zonale. Pour compléter cette analyse purement zonale de la situation, on citera également les travaux de Dickinson & Molinari (2000) qui présentent une vue détaillée de la climatologie de l'inversion du gradient de PV sur l'Afrique et l'Australie. La Fig. 2.3 (inspirée de leur figure 1) montre la localisation climatologique de la zone d'inversion de PV sur l'isentrope⁴ 320 K. La zone est clairement co-localisée avec l'AEJ et s'étend en longitude entre 30°W et 30°E.

2.2.2 Structure des AEWs et conversions énergétiques barotropes et baroclines

Des considérations d'ordre énergétique viennent également renforcer l'idée des perturbations à croissance barocline. Les conversions énergétiques sont généralement évaluées par le biais des flux transitoires⁵ de quantité de mouvement $\overline{u'v'}$ et de température $\overline{v'T'}$.

⁴Les isentropes (surface de température potentielle constante) pour 315 ou 320 K sont généralement choisies pour tracer la vorticité potentielle car elles intersectent l'AEJ.

⁵Moyennes temporelles des produits croisés des fluctuations (notées "prime") par rapport à la moyenne climatologique. u et v sont les composantes respectivement zonale et méridienne du vent, T est la température.

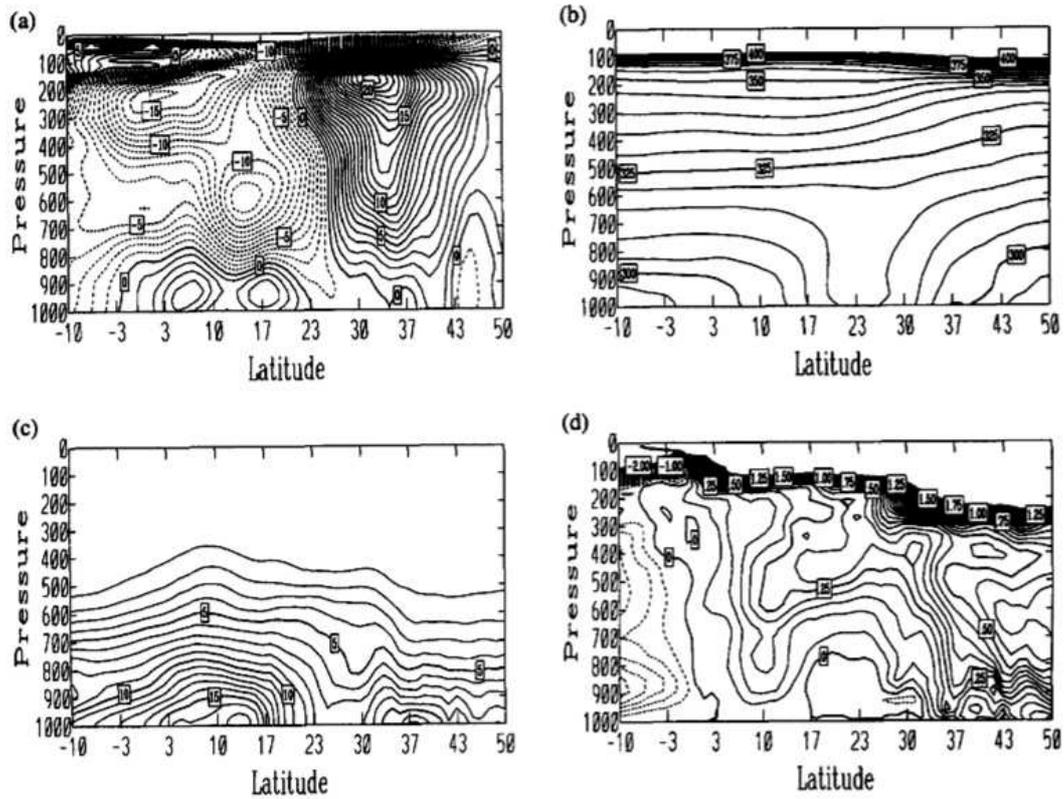


Fig. 2.2: Sections verticales (latitude-pressure en mb) moyennées entre 10°W et 10°E sur l'Afrique de l'ouest à partir des réanalyses ECMWF à 1200 UTC entre le 16 et le 31 août 1995. (a) Vent zonal; contours tous les 1 m.s^{-1} avec valeurs négatives en tiretés. (b) Température potentielle; contours tous les 5 K. (c) Humidité spécifique; contours tous les 1 g.kg^{-1} . (d) Vorticité potentielle d'Ertel; contours tous les 0.05 unités de PV (cf Hoskins et al., 1985, pour une discussion des unités de PV) avec valeurs négatives en tiretés. Figure tirée de Thorncroft & Blackburn (1999)

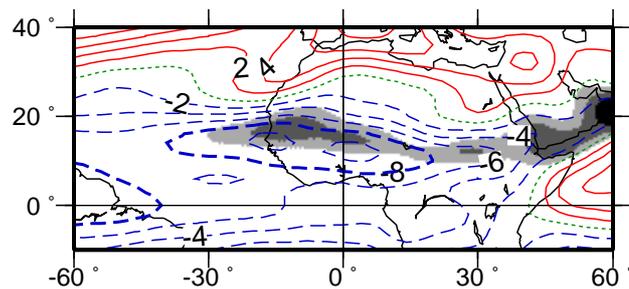


Fig. 2.3: Etat moyen des réanalyses NCEP2 pour Juin-Septembre 1979-2006. Contours : vent zonal à 650 hPa tous les 2 m.s^{-1} (tiretés bleus pour les valeurs négatives, lignes rouges pour les valeurs positives, contours zéro en pointillés vert, contour épais pour -8 m.s^{-1}). Grisé : gradient de vorticité potentielle d'Ertel sur l'isentrope 320 K (valeurs négatives uniquement, à partir de -0.005 unités PV, à intervalle de 0.005).

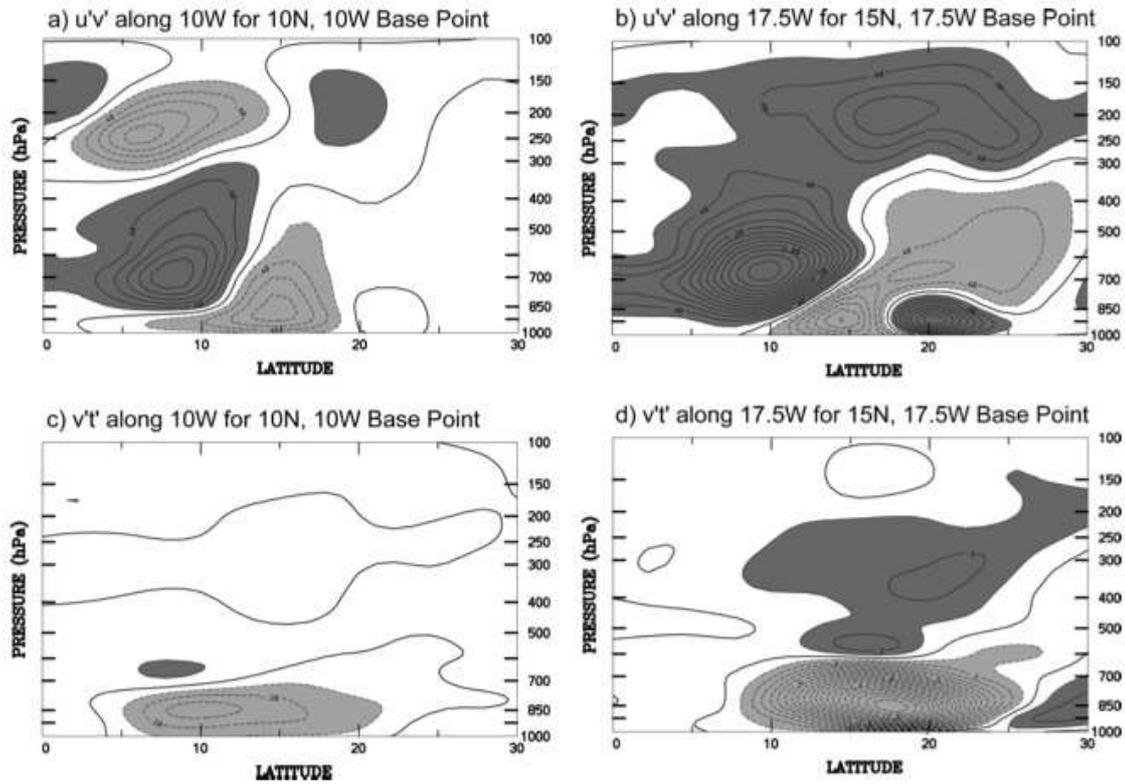


Fig. 2.4: Sections verticales (latitude-pression) des flux transitoires de quantité de mouvement (a,b) et de température (c,d) moyenné entre les jours -4 à +4 pour les ondes composites de Kiladis et al. (2006) projetées respectivement aux points de référence 10°W,10°N (a,c) et 17.5°W,15°N (b,d). Contours tous les 0.2 $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$ pour (a) et (b) et tous les 0.1 K pour (c) et (d). Valeurs négatives en gris clair, valeurs positives en gris foncé.

- *La forme des AEWs reflète des conversions énergétiques en jeu :*

Sur le plan horizontal, la forme en "croissant de lune" des AEWs (cf Fig. 1.8) supporte l'idée de conversions énergétiques de type barotrope. En effet, le terme $\overline{u'v'}$ est, dans cette configuration, positif dans la partie sud de la perturbation (d'axe SW-NE, flanc sud du jet), et négatif dans la partie nord de la perturbation (d'axe SE-NE, flanc nord du jet). Autrement dit, les perturbations affaiblissent l'AEJ en réduisant le gradient horizontal de vent.

Dans le plan vertical, la pente des AEWs vers l'est avec l'altitude sous le jet, puis vers l'ouest au dessus (surtout observée pour les perturbations au nord du jet, cf Fig. 1.8) reflète des conversions baroclines avec transfert de chaleur à l'encontre du gradient méridien moyen de température.

- *Evaluation des termes de flux et bilan énergétique :*

Ces considérations, basées sur la forme des perturbations, sont renforcées par le calcul direct des termes $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'T'}$ à partir des séries temporelles d'observations

(e.g. Burpee, 1972; Norquist et al., 1977; Pytharoulis & Thorncroft, 1999; Fink et al., 2004; Kiladis et al., 2006). Les sections zonale-verticales des flux transitoires associés à l'onde composite de Kiladis et al. (2006) sont montrées sur la Fig. 2.4. En bon accord avec les résultats de Norquist et al. (1977), $\overline{u'v'}$ est positif au sud du jet et négatif au nord. $\overline{v'T'}$ montre une large zone négative entre 10°N et 25°N sous le jet, cohérente avec un transport vers le sud de la chaleur (donc à l'encontre du gradient de température en surface dans la région). Kiladis et al. (2006) notent que les conversions baroclines à partir du gradient horizontal de température sont plus importantes pour les perturbations passant au nord du jet (indiquant donc une plus grande baroclinicité à cette latitude qu'au sud).

Norquist et al. (1977) réalisent également le bilan énergétique complet de la région 31°W-10°E;1°S-26°N entre le 23 Août et 19 Septembre 1974. Ils reprennent le cadre théorique proposé par Lorenz (1955) pour exprimer le taux de variation temporel de l'énergie cinétique des transitoires (*Eddy Kinetic Energy*, KE) et de l'énergie potentielle transitoire (*Eddy Available potential energy*, AE). Pour l'ensemble de la région, Norquist et al. constatent une équivalence des conversions $AZ \Rightarrow AE$ (barotropes) et $KZ \Rightarrow KE$ (baroclines) : les perturbations semblent tirer autant leur énergie du cisaillement horizontal de vent zonal que du gradient méridien de température. Par contre, lorsque le bilan est réalisé pour deux sous-régions (océan d'une part, continent d'autre part), les conversions apparaissent plus barotropes que baroclines sur l'océan et inversement sur le continent.

Fink et al. (2004) utilisent les réanalyses ERA-40 pour comparer aux résultats antérieurs de la campagne GARP. Ils analysent les termes de conversions barotropes et baroclines pour les vortex passant au nord de l'AEJ. Ils obtiennent eux des conversions plus baroclines que barotropes, également notées par Kiladis et al. (2006) et Pytharoulis & Thorncroft (1999). Les conversions baroclines au nord du jet s'effectuent plutôt dans les bas niveaux proches de la surface (autour de 950 mb pour le terme de conversion $AZ \Rightarrow AE$, et autour de 850 mb pour le terme $AE \Rightarrow KE$). Au sud du jet, les conversions barotropes $KZ \Rightarrow KE$ dominant et sont maximales plutôt dans les niveaux intermédiaires, autour de 700 mb. Ceci est cohérent avec le fait que les conversions baroclines consistent à extraire l'énergie du gradient horizontal de température (plus intense dans les niveaux proches de la surface), alors que les conversions barotropes extraient l'énergie du cisaillement horizontal de vitesse, maximal au niveau du jet vers 600 mb.

2.3 Les modes propres associés à une section zonale de l'AEJ dans les modèles idéalisés

De nombreuses études ont, depuis Rennick (1976), calculé numériquement les modes propres associés à tel ou tel état de base zonal représentant de manière plus ou moins réaliste et sophistiquée les conditions atmosphériques d'Afrique de l'ouest. La relative similarité entre les modes propres obtenus et les AEWs réelles a contribué à renforcer l'idée de l'instabilité de l'AEJ du point de vue cette fois de modélisation.

2.3.1 Diversité des calculs

- *Méthode générale*

Il s'agit de résoudre numériquement les équations primitives linéarisées autour de l'état moyen zonal choisi. La résolution numérique complète d'un tel système linéaire et la détermination de l'ensemble des modes propres est relativement coûteuse en calcul. Une méthode numérique est par exemple proposée et utilisée par Valdes & Hoskins (1988) pour l'étude des perturbations baroclines des moyennes latitudes. Dans la grande majorité des études concernant les AEWs, une méthode de type "perturbative" a été préférée, plus simple à mettre en oeuvre, mais permettant uniquement la détermination du premier mode propre. Le principe général est que le modèle est initialisé avec un état de base auquel on surimpose successivement des perturbations initiales de différentes longueurs d'onde. Chaque perturbation est laissée libre de grandir sur l'état de base constant, jusqu'à atteindre un taux de croissance exponentiel selon une précision choisie. La longueur d'onde à laquelle le taux de croissance est maximal donne le mode propre le plus instable. Il est ensuite possible d'étudier la structure et les propriétés énergétiques de ce mode.

- *Diversité des configurations :*

Le recours à la modélisation idéalisée donne la possibilité de simplifier le problème à son maximum et de se concentrer sur les mécanismes physiques et le rôle des différents éléments, considérés chacun séparément. Une revue des modèles, états de base, paramètres employés dans les différentes études ainsi que les caractéristiques des modes propres obtenus peut être trouvée dans Paradis et al. (1995) ou encore Hall et al. (2006).

Les modèles utilisés sont linéaires (à l'exception de celui de Thorncroft & Hoskins (1994b)), et basés sur les équations quasi-géostrophiques, ou sur les équations primitives. Selon les études, plusieurs paramètres sont testés. L'effet de la convection en phase avec les perturbations est représentée de diverses manières. L'effet d'amortissement dû à la couche limite en surface est également pris en compte dans certaines des simulations : généralement, un coefficient d'amortissement (*damping*) est appliqué sur les variables dynamiques dans les basses couches pour représenter de manière simple une friction de type Rayleigh. Le même genre d'amortissement Newtonien est appliqué à la température (voir les différentes études en question pour le choix précis des paramétrisations, e.g. Thorncroft & Hoskins, 1994a,b; Thorncroft, 1995; Hall et al., 2006)).

Les états de base zonaux utilisés sont souvent idéalisés, constitués de manière à reproduire telle ou telle caractéristique particulière des observations (généralement concernant l'intensité, la forme, la localisation de l'AEJ). Simmons (1977) puis Thorncroft & Hoskins (1994a) utilisent par exemple un profil zonal de vent idéalisé (Fig. 2.1) représentant uniquement l'AEJ, (15 m.s^{-1} , centré à 600 mb, 15°N) en référence à l'AEJ composite de Reed et al. (1977). Paradis et al. (1995) utilisent un profil zonal similaire mais construit d'après un composite des analyses ECMWF pour quelques périodes ayant montré le passage d'AEWs. Ni le TEJ, ni le flux de mousson en surface (avec sa composante zonale d'ouest) ne sont représentés.

Thorncroft (1995) modifie le profil de vent utilisé dans Thorncroft & Hoskins

(1994a) pour tester des états de base plus réalistes avec notamment un cisaillement horizontal de vent zonal plus important sur le flanc équatorial du jet.

Grist et al. (2002) sont parmi les premiers à utiliser un profil zonal de vent tiré directement des observations (profils zonaux composites pour années caractérisées "sèches" et "humides"). De même, Hall et al. (2006) testent deux profils zonaux climatologiques tirés des réanalyses NCEP (le long du méridien de Greenwich et moyenné entre 60°W et 60°E) avant d'utiliser un état de base 3-d. L'approche 3-d est reprise plus en détail dans la section suivante 2.4 ainsi qu'au Ch.3.

2.3.2 Modes propres obtenus et sensibilité aux paramètres

- Les taux de croissance maximum obtenus dans les diverses configurations de calcul varient entre 0.2 et 0.9 par jour, pour des longueurs d'onde entre 2000 et 4000 km. Ces valeurs rentrent dans l'ordre de grandeur évalué selon les expressions du modèle d'Eady (cf eq. (2.3)) et par exemple discutées dans Cornforth et al. (2009). Les auteurs utilisent une valeur moyenne de fréquence de Brünt-Väisala $N=0.59 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ et une hauteur du jet à 14°N de $H=2875 \text{ m}$. Pour un cisaillement moyen du vent zonal entre 600 mb et la surface de 14 m.s^{-1} , on obtient un taux de croissance exponentiel à cette latitude d'environ $\sigma_E \approx 0.7$ par jour.

La structure horizontale et verticale du premier mode obtenu dans les simulations correspond à une succession d'anomalies cycloniques et anticycloniques à propagation vers l'ouest qui se développent sur l'épaisseur de la troposphère, avec un maximum d'intensité légèrement sous l'AEJ. En général, les perturbations simulées sont moins intenses au dessus de l'AEJ que les AEWs réelles.

- Dans les simulations en atmosphère sèche (sans convection), les conversions énergétiques associées sont majoritairement barotropes (ratio CE/CK d'environ 0.2 dans Paradis et al. (1995) ou Thorncroft & Hoskins (1994a)), se rapprochant des valeurs observées pour les AEWs réelles sur l'Atlantique, mais pas sur le continent, où les ondes sont plutôt baroclines. Cependant, les modes propres obtenus par Hall et al. (2006) sur des états zonaux plus réalistes (tirés directement des réanalyses NCEP) sont beaucoup plus baroclines (ratio⁶ CE/CK de 0.45 sur le profil zonal moyenné entre 60°W et 60°E; de 2.13 pour le profil zonal pris à Greenwich sans amortissement en surface et 4.84 avec amortissement). Les auteurs soulignent ici le rôle des vents d'ouest en surface qui contribuent à augmenter le cisaillement vertical dans les bas niveaux.

- L'effet de la convection en phase avec les ondes est, de manière générale, une amplification du taux de croissance des ondes simulées. Les ondes deviennent également un peu plus baroclines et le réalisme est augmenté dans les niveaux au dessus de l'AEJ.

- L'application d'un amortissement (*damping*) dans les basses couches, dû aux effets de surface, n'a pas un effet très important sur les modes à conversions majoritairement barotropes de Thorncroft & Hoskins (1994a). Ceci est cohérent avec le fait que ces modes barotropes ont leur maximum d'intensité au niveau du jet. Par contre, l'effet de l'amortissement est bien visible sur le mode à conversions majoritairement baroclines de Hall et al. (2006) Plus intense près de la surface, leur mode barocline est

⁶Le ration CE/CK indique l'importance des conversions baroclines CE relativement aux conversions barotropes CK (voir aussi la section 2.1).

donc aussi plus sensible aux effets de dissipation à ces niveaux. Le taux de croissance du mode obtenu sur l'état zonal moyen à Greenwich est divisé par deux par la prise en compte de l'amortissement (il passe de 0.473 par jour à 0.272).

- Le jet idéalisé de Thorncroft (1995) modifié pour reproduire un plus fort cisaillement horizontal sur le flanc équatorial donne des perturbations intensifiées au sud de l'AEJ, autour de 700 mb, et largement barotropes. Le second jet modifié, reproduisant lui une plus faible stabilité statique sur le flanc nord de l'AEJ produit à l'inverse des ondes intensifiées dans les niveaux proches de la surface et plus baroclines. Ces deux simulations tendent donc à renforcer l'idée qu'un environnement plus sec au nord et plus humide au sud du jet influe sur la structure même des ondes (cf Ch.1).

- Thorncroft & Hoskins (1994b) étudient également le stade non-linéaire de développement des AEWs. Le modèle est initialisé avec l'état de base de l'étude précédente auquel est surimposé une perturbation de même structure que le premier mode propre et mise à l'échelle pour que son amplitude soit initialement de 1 m.s^{-1} . Le mode propre grandit librement dans une configuration où les effets non-linéaires ne sont plus négligeables et influent sur le développement. La croissance n'est plus exponentielle jusqu'à des temps infinis comme dans le cas du système linéarisé. Le mode propre grandit puis finit par s'atténuer et mourir. Les auteurs notent que quand la saturation est atteinte, les conversions sont plus baroclines (même en configuration "sèche", sans convection). Les conversions énergétiques $AZ \Rightarrow AE$ et $KZ \Rightarrow KE$ finissent par devenir négative, illustrant que les perturbations en fin de vie "rendent" l'énergie à l'écoulement moyen. La perturbation non-linéaire se montre plus réaliste en terme de structure verticale dans les niveaux supérieurs et en terme de baroclinicité. Comme le soulignent les auteurs, il est cependant difficile dans ce contexte de comprendre pourquoi des ondes à conversions majoritairement baroclines sur le continent (dans l'hypothèse où elles auraient atteint le stade non-linéaire de leur cycle de vie), redeviendraient barotropes plus à l'ouest, au dessus de l'océan.

2.4 Les arguments récents en faveur d'un système AEJ-AEWs plus complexe

Un certain nombre d'indications présentées plus haut dans ce chapitre, tirées des observations et des études de modélisation, vont dans le sens d'expliquer les AEWs comme des instabilités barotropes-baroclines du jet d'est africain. Dans cette vision instable des choses, généralement adoptée, l'intensité de l'AEJ, le cisaillement vertical de vitesse zonale sous le jet, ou bien encore l'intensité de l'inversion du gradient de PV sont souvent pris comme indicateurs du *potentiel d'instabilité de l'écoulement* et donc indirectement de l'*activité en ondes*. L'idée sous-jacente est que plus l'AEJ est fort, plus il possède un caractère potentiellement instable, et donc plus le développement d'AEWs est attendu (e.g. Pytharoulis & Thorncroft, 1999; Fink et al., 2004). Depuis Burpee (1972), c'est souvent la raison invoquée pour expliquer l'intermittence des AEWs au cours d'une saison ou bien d'année en année.

Mais encore une fois, les considérations sur la structure de l'écoulement moyen ne permettent que de vérifier la présence de conditions *nécessaires* à l'instabilité. Et les conversions énergétiques de type barotropes et baroclines ne sont pas une preuve

en soi de l'instabilité de l'AEJ. Elles illustrent seulement que certaines structures sont efficaces pour utiliser transitoirement l'énergie de l'écoulement moyen. Le caractère instable dénote lui de la possibilité pour des perturbations infinitésimales et aléatoires de croître spontanément en une structure d'amplitude observable. Parfois cependant, dans la littérature les termes "instabilité", "conversions énergétiques baroclines et barotropes" ou bien encore "perturbations transitoires" et "modes propres instables" sont utilisés de manière quasi-interchangeable, créant une certaine confusion dans la discussion quant aux questions et mécanismes exactement invoqués (origine, déclenchement, croissance, simple persistance contre la dissipation, conversions énergétiques).

Certaines études ont fait récemment (ré-)émergé des arguments qui viennent mettre en question de plusieurs manières la vision purement instable du système AEJ-AEWs. Parmi elles, certaines continuent à discuter des AEWs comme des instabilités du jet, mais insistent sur la complexité du système et sur le rôle qu'y prend la convection. D'autres remettent en question l'instabilité même du système lorsqu'on le considère en 3-dimensions, et suggèrent la nécessité d'un déclenchement des AEWs par une perturbation initiale d'amplitude finie. Dans tous les cas, près de 40 ans après les études de Carlson et Burpee, la question des mécanismes à l'origine des AEWs et de leur intermittence reste clairement une question ouverte. Ces travaux de thèse s'insèrent dans cette problématique.

2.4.1 *Interactions ondes-jet et importance de la convection*

Dans toutes les études numériques de modes propres citées ci-dessus, l'état de base, zonal, est prescrit, et reste constant au cours de la simulation. Les perturbations sont libres de grandir mais restent dans un cadre linéaire sans possible influence en retour sur l'état de base. Seule l'approche de Thorncroft & Hoskins (1994b) déjà présentée permet de considérer le développement du premier mode propre dans son stade non-linéaire.

A priori pourtant, l'AEJ lui-même est une structure en équilibre avec son environnement : en particulier avec les conditions de gradient méridien de température, mais aussi avec les ondes qui s'y développent et peuvent ou l'affaiblir ou le renforcer transitoirement. Alternativement, le développement des ondes doit lui-même aussi être influencé par l'état de l'AEJ. Plusieurs séries de travaux s'intéressent à l'équilibre du système AEJ-AEWs dans son environnement, ainsi qu'au rôle qu'y joue la convection. En ligne de mire reste présente l'idée de pouvoir expliquer la variabilité du système, notamment l'intermittence des ondes et la restauration de l'AEJ.

- *Hsieh & Cook (2005, 2007, 2008) : Importance de la convection*

Hsieh & Cook (2005) s'affranchissent de la séparation artificielle entre perturbation et état de base des modèles idéalisés en travaillant sur des simulations dans un modèle régional à physique complète (MM5⁷) guidé à ses frontières par les réanalyses NCEP. Des modifications des conditions d'humidité imposées en surface permettent aux auteurs de contrôler indirectement la dynamique de l'AEJ et de l'ITCZ simulés dans le domaine. Leurs résultats mettent l'accent sur le rôle de la convection : d'une

⁷Modèle Mésoséchelle américain du NCAR (National Center for Atmospheric Research).

part dans l'établissement des conditions d'instabilité, et d'autre part comme source supplémentaire d'énergie au profit des AEWs qui se développent. Le rôle des gradients de vent du jet s'en trouve minimisé. Les auteurs suggèrent même que la présence d'un AEJ n'est pas indispensable à l'apparition de perturbations plus ou moins ressemblantes à des AEWs dans leur modèle (Hsieh & Cook, 2005).

- *Thorncroft & Blackburn (1999) : Mise en place et maintien de l'AEJ*

Thorncroft & Blackburn suivent une approche de modélisation idéalisée utilisant le même modèle spectral aux équations primitives que Thorncroft & Hoskins (1994a). Ils y ajoutent un schéma de convection sèche (ajustement sur l'adiabatique sèche quand le profil thermodynamique est instable). L'effet de la présence de l'ITCZ (convection humide) est également représenté simplement dans certaines des simulations par ajout d'un terme de chauffage latent constant à 10°N .

Dans cette configuration, toujours zonale, le modèle est initialisé avec un vent nul. Seules les conditions de température en surface sont prescrites au cours de la simulation, de manière à imposer en surface un gradient méridien de température. La section zonale de vent (vent zonal et méridien) est laissée libre de s'établir en réponse à ces conditions aux limites.

Les résultats de cette étude montrent que dans cette configuration, un AEJ s'équilibre en une dizaine de jour avec le gradient de température prescrit. Contrairement aux résultats antérieurs de Schubert et al. (1991) qui suggèrent un rôle prépondérant de la convection dans l'ITCZ pour l'établissement et le maintien de l'AEJ, Thorncroft & Blackburn montrent que la convection sèche dans la zone du *Heat-Low* (entretenu par le gradient de température en surface) rend possible à elle seule l'apparition du jet. Le rôle du chauffage latent dans l'ITCZ semble tout de même important pour améliorer le réalisme du jet et du champ de PV associé.

- *Cornforth et al. (2009) : Un système AEJ-AEWs-convection en équilibre complexe*

Cornforth et al. (2009) reprennent l'approche de Thorncroft & Blackburn (1999). Ils remplacent cependant la représentation simple de l'ITCZ (chauffage latent fixe à 10°N) par un vrai schéma de convection humide. Le modèle est toujours initialisé avec un vent nul et des gradients méridiens de température et d'humidité sont prescrit en surface. Cornforth et al. (2009) s'intéressent en particulier aux AEWs qui peuvent se développer sur l'écoulement zonal qui s'équilibre avec les conditions prescrites en surface.

Dans un premier temps, par soucis de comparaison avec les études antérieures, les auteurs utilisent l'état zonal moyen obtenu une fois l'AEJ établi (en configuration sèche, i.e. sans convection humide) pour calculer le taux de croissance des modes propres à la manière de Thorncroft & Hoskins (1994a,b). Le mode le plus instable a une longueur d'onde assez courte de 2000 km (nombre d'onde de 20) et un fort taux de croissance de 0.9 d^{-1} sans amortissement de surface, descendant à 0.6 d^{-1} avec amortissement.

Dans un deuxième temps, Cornforth et al. permettent à des perturbations de se développer librement dans la dimension longitudinale, pour un nombre d'onde fixé. Une perturbation aléatoire initiale est ajoutée en début de simulation et est laissée

libre de grandir : des ondes au nombre d'onde fixé ($m=13$ soit ~ 3000 km) ont donc la possibilité de grandir en configuration non-linéaire sur l'AEJ qui lui-même s'équilibre avec le gradient de température et les conditions d'humidité prescrites en surface.

Dans la configuration sèche (sans convection humide), les ondes ont une structure similaire à celle des modes propres linéaires de Thorncroft (1995) calculés pour une stabilité statique abaissée sur le flanc nord du jet. Les conversions sont majoritairement baroclines ($CE/CK=3.2$) et le ratio est encore accentué par la prise en compte des effets de surface ($CE/CK=14.9$).

Dans la configuration incluant la convection humide, les ondes sont mixtes barotropes-baroclines avec un ratio CE/CK proche de 1. Elles sont renforcées par un terme de génération directe d'énergie potentielle des transitoires (AE) par chauffage latent. Le maximum d'énergie cinétique est relevé au sud du jet vers 700 mb et un second maximum au nord du jet vers 900 mb, en cohérence avec les deux pistes de vortex mises en évidence dans les observations.

Cornforth et al. (2009) insistent sur le rôle de la convection humide dans l'établissement de l'AEJ et du champ de PV associé. Leur étude souligne l'importance de considérer l'ensemble du système AEJ-AEWs plutôt que chaque élément séparément. Une interdépendance est notée entre l'intensité du jet et l'activité en ondes : les ondes affaiblissent le jet en grandissant, qui présente en retour moins d'énergie disponible pour les ondes. Celles-ci s'affaiblissent, et laissent le jet se renforcer à nouveau (en réponse aux conditions de température toujours prescrites en surface). Les auteurs concluent donc que contrairement à ce qu'on pourrait *a priori* penser en se basant sur l'idée de l'instabilité de l'AEJ, des ondes peuvent croître sur un jet peu intense.

2.4.2 *Considérations sur la faible longueur de l'AEJ :*

A l'exception des travaux de Hsieh & Cook (2005), le point commun à toutes les études de modélisation idéalisée citées précédemment est qu'elles considèrent toujours l'écoulement moyen sur une section zonale sans prendre en considération la dimension longitudinale de l'environnement, et en particulier de l'AEJ. Pourtant, l'AEJ observé est un jet relativement court et il est légitime de s'interroger sur les réelles possibilités de développement des modes propres sur ce type de structure. La question est soulevée dans la discussion de plusieurs études de modélisation idéalisée (e.g. Thorncroft & Hoskins, 1994a,b; Hall et al., 2006; Thorncroft et al., 2008; Cornforth et al., 2009).

En moyenne saisonnière, la zone de vitesse zonale vers l'ouest supérieure à 8 m.s^{-1} s'étend sur environ 60 degrés de longitude (cf Fig. 2.3) à 600 hPa. L'inversion du gradient de PV s'étend sur la même gamme de longitudes soit environ 6000 à 7000 km. Cela représente au plus deux périodes d'AEW. La croissance exponentielle d'une perturbation sur cette distance va être relativement courte. La perturbation sera évacuée rapidement du jet et de la zone de croissance, avant même d'avoir acquis une amplitude conséquente. Les calculs de mode propres basés sur une section zonale ne tiennent pas compte de la dimension longitudinale du jet. Les perturbations sont libre de croître jusqu'à ce que la structure du premier mode propre domine.

Par exemple, pour une vitesse moyenne de propagation de 9 m.s^{-1} entre 30°E et la côte Atlantique, les perturbations sont évacuées en environ 6.4 jours. Paradis et al. (1995) utilisent une perturbation initiale d'amplitude 0.01 m.s^{-1} et obtiennent avec leur modèle des taux de croissance relativement optimiste de $\sigma = 0.4 \text{ d}^{-1}$. Si l'on

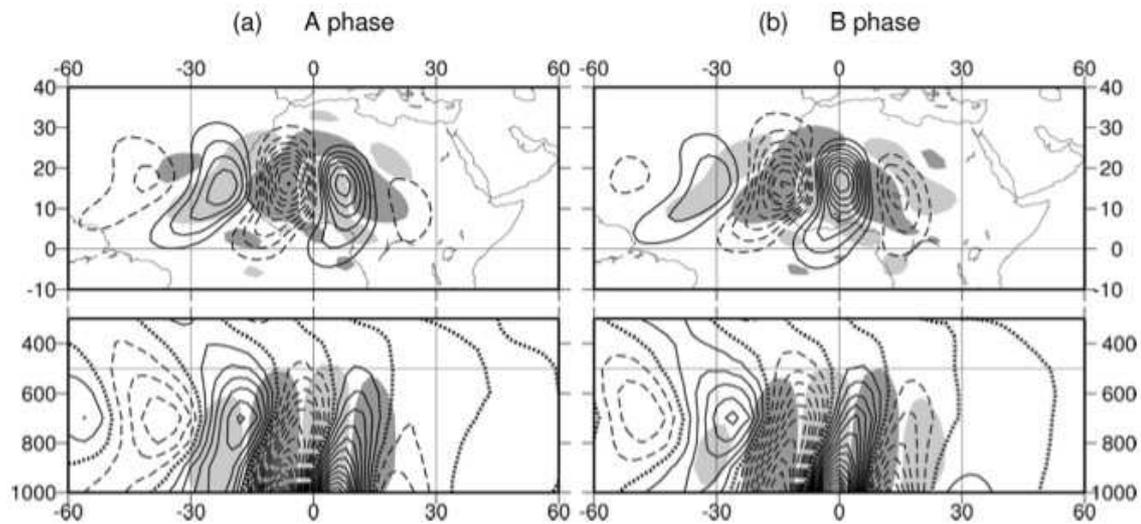


Fig. 2.5: Structure du premier mode propre calculé par Hall et al. (2006) avec amortissement en surface, sur un état de base moyen 3-dimensionnel pour Juin-Septembre 1968-98 (NCEP1). Fonction de courant (contours) et vitesse verticale (grisée) à 850 hPa (haut) et le long d'une section verticale à 15°N (bas). Contours arbitraires mais identiques sur tous les panneaux. Valeurs négatives en tiretés. Contour zéro en pointillés (sections verticales) ou omis (cartes horizontales). Grisé foncé pour les zones d'ascendance et grisé clair pour les zones de subsidence. (a) et (b) montrent les deux phases en quadrature Ψ_A et Ψ_B (cf eq. (3.12)).

considère que l'amplitude moyenne d'une AEW réelle atteignant la côte atlantique est de l'ordre de 5 m.s^{-1} (en terme d'anomalie de vent méridien), alors il faut 15.5 jours à la perturbation initiale de 0.01 m.s^{-1} pour atteindre cette amplitude par croissance exponentielle. Ou bien comme souligné par Thorncroft & Hoskins (1994b), pour atteindre une amplitude de 5 m.s^{-1} en 6.4 jours avec un taux de croissance de $\sigma = 0.25 \text{ d}^{-1}$, il faut que la perturbation ait déjà une amplitude initiale de 1 m.s^{-1} .

La prise en compte de la dimension longitudinale de l'AEJ paraît donc importante pour juger des possibilités de développement des perturbations. Il est aussi probable que la taille et la forme de la perturbation initiale aient une forte influence sur les ondes déclenchées.

2.4.3 Modes propres associés à un état moyen 3-d réaliste

L'étude de Hall et al. (2006) est la première à prendre en compte la composante longitudinale de l'état moyen dans une étude de modes propres. Leur modèle est construit à partir des équations primitives auxquelles est ajouté un terme de forçage empirique⁸ qui permet de maintenir un état de base 3-dimensionnel constant au cours du temps.

Le mode propre le plus instable est obtenu en ajoutant une perturbation infinitésimale à l'état initial et en laissant évoluer le système. Seule la perturbation peut

⁸Les équations sur lesquelles est basé le modèle (également utilisé durant cette thèse) sont détaillées dans le Ch.3.

se développer puisque l'état initial (climatologie NCEP, Juin-Septembre 1968-1999) est maintenu constant. La taille de la perturbation est réajustée à chaque fois qu'elle dépasse un certain seuil choisi de telle sorte que la linéarité du développement est conservée. Après un certain temps d'intégration, le mode propre au taux de croissance exponentiel le plus fort (ou bien au taux de décroissance le plus petit) domine sur les autres. On peut étudier sa structure et ses caractéristiques énergétiques.

Les résultats de Hall et al. (2006) montrent que la structure et l'extension longitudinale du premier mode propre grandissant sur l'état moyen 3-dimensionnel tiré des observations sont clairement déterminées par l'étendue longitudinale de l'AEJ (Fig. 2.5). Les ondes ont une structure barocline, et sont intensifiées en surface, notamment du fait de la présence du flux de mousson de sud-ouest sous le jet qui contribue à renforcer le cisaillement vertical dans les basses couches. La ressemblance est bonne avec l'onde composite étudiée à partir des observations par les mêmes auteurs (cf Fig. 1.8 et Fig. 1.9 tirées de Kiladis et al., 2006). Le taux de croissance des ondes sur cet état moyen 3-d est de 0.253 par jour sans amortissement, et de -0.003 avec amortissement.

Sur un état climatologique 3-d tiré des observations, le premier mode propre n'est pas un mode instable mais un mode neutre. Les auteurs insistent donc sur le fait que des perturbations infinitésimales ne vont pas grandir spontanément dans ce système. L'écoulement en lui-même peut être dynamiquement instable, mais le système dans son ensemble est neutre.

2.4.4 Nécessité d'un déclenchement des AEWs par une perturbation d'amplitude finie

Il est toujours possible que des perturbations se développent transitoirement dans un système neutre ou stable. Même si le premier mode propre est décroissant, c'est toujours la structure la plus efficace pour utiliser l'énergie de l'écoulement moyen. On peut donc envisager que des perturbations transitoires déclenchées par une perturbation initiale d'amplitude finie prennent temporairement une forme proche de celle du premier mode propre.

Une autre manière de considérer l'idée est qu'un système possède toujours un mode d'oscillation privilégié. Si cet écoulement est instable, le mode va pouvoir se déclencher spontanément (à la moindre petite secousse infinitésimale) et s'amplifier par résonance. Si l'écoulement est stable, l'oscillation n'est pas spontanée. Mais si une secousse conséquente est apportée, alors l'écoulement aura tendance à osciller transitoirement selon ce mode privilégié, même si au cours du temps, l'amplitude des oscillations s'atténue et l'écoulement retrouve finalement son état d'origine.

Un troisième angle de vue consiste à voir les perturbations transitoires comme résultant d'interférences constructives temporaires entre plusieurs modes neutres ou décroissants (Farrell, 1982; Farrell & Ioannou, 1996a,b).

- *Déclenchement artificiel d'AEWs dans un modèle simple*

Thorncroft et al. (2008) partent du principe que l'instabilité dynamique de l'AEJ ne peut pas expliquer à elle seule le développement des AEWs. Ils proposent que les ondes soient déclenchées par une perturbation d'amplitude finie, de type événement

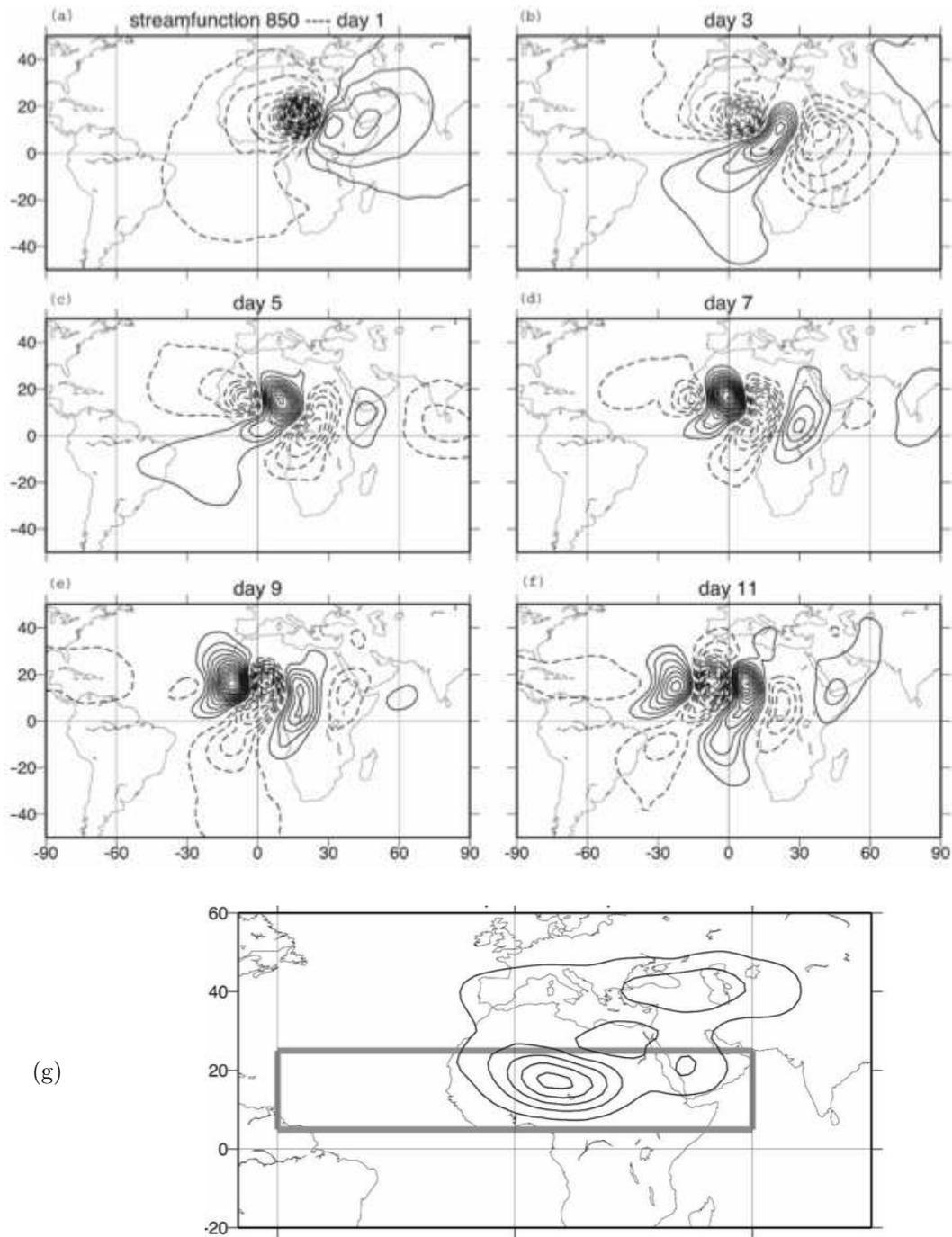


Fig. 2.6: Figures tirées de Thorncroft et al. (2008). **(a-f)** Réponse transitoire à une anomalie de chauffage de type "convection profonde" appliquée en $15^\circ\text{N}, 20^\circ\text{E}$ au premier jours de la simulation. L'anomalie de fonction de courant à 850 hPa est montrée après 1, 3, 5, 7, 9 et 11 jours. Contours tous les $10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, en tiretés pour les valeurs négatives (circulations cycloniques). **(g)** Fonction d'influence du déclenchement convectif mettant en évidence les zones où la réponse transitoire engendrée est la plus intense (réponse évaluée en moyennant le carré de la fonction de courant au jour 10 dans la zone rectangulaire tracée). Contours tous les $10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

convectif, localisée en amont du jet. Cette hypothèse est finalement un retour aux idées de Carlson (1969b) qui suggérait un déclenchement convectif des AEWs sur des reliefs à l'est de la zone en l'Ethiopie ou au Darfour.

Thorncroft et al. (2008) testent cette hypothèse en utilisant le même modèle⁹ aux équations primitives que Hall et al. (2006). Le modèle est initialisé avec le même état climatologique maintenu constant. Un terme de chauffage est introduit dans l'équation de la température pour simuler l'effet d'un évènement convectif localisé. Ce chauffage est appliqué pendant le premier jour de simulation puis est stoppé. La perturbation induite est ensuite libre d'évoluer sur l'état climatologique constant.

La Fig. 2.6 (a-f) présente l'évolution de l'anomalie de fonction de courant (*stream-function*, Ψ) au cours du temps pour les 11 premiers jours de simulation. La source convective est placée à $15^{\circ}\text{N}; 20^{\circ}\text{E}$. Au jour 1, donc juste après la journée de chauffage, une anomalie cyclonique s'est développée en réponse directe au chauffage. Au jour 3, cette anomalie s'est déplacée vers l'ouest et est suivie par deux anomalies, anti-cyclonique puis cyclonique. La succession d'anomalies forme un train d'onde très similaire à une AEW réelle, qui se déplace d'est en ouest à la latitude de l'AEJ. Les anomalies disparaissent à l'ouest après $40\text{-}50^{\circ}\text{W}$, donc en sortie de jet. Entre le jour 3 et 7, les anomalies s'intensifient clairement. Après une dizaine de jour, le train d'onde s'atténue et disparaît (non montré).

Cette fois, le train d'onde obtenu ne résulte pas d'une longue "selection naturelle" du mode à croissance exponentielle la plus rapide. C'est simplement une réponse transitoire, développée en quelques jours, déclenchée par une perturbation initiale d'amplitude finie. Cette réponse transitoire prend clairement une forme ressemblant à une AEW réelle. Elle est également très similaire à la structure du premier mode propre calculé sur ce même état climatologique moyen par Hall et al. (2006).

Thorncroft et al. (2008) réalisent plusieurs expériences de ce type pour tester l'effet de la localisation de la source convective initiale. Pour chaque évènement d'AEWs déclenché, ils mesurent l'intensité de la réponse (moyenne spatiale au jour 10 du carré de l'anomalie de fonction de courant). La Fig. 2.6 (g) présente l'intensité de la réponse en fonction de la localisation de la perturbation initiale déclenchante. La zone d'influence maximale est située en amont de l'AEJ, autour de $15^{\circ}\text{N}; 15^{\circ}\text{E}$. Dans la réalité, cette zone est justement une région où la convection peut être relativement active, notamment sur le lac Chad, ou plus à l'est, sur les reliefs du Darfour.

- *Observations d'un lien entre AEWs et convection en entrée du jet*

Plusieurs études récentes basées sur les observations apportent des éléments cohérents avec cette hypothèse d'un déclenchement des AEWs par évènement convectif. Le cas d'étude de Berry & Thorncroft (2005) se concentre sur le passage d'une AEW entre le 30 juillet et le 4 août 2000 qui donne naissance quelques jours plus tard au cyclone Alberto sur l'Atlantique. Cette AEW débute sur les images satellites (Fig. 2.7) par un intense évènement convectif (regroupant en fait plusieurs cellules convectives) sur les reliefs du Darfour. La zone convective se propage ensuite vers l'ouest au sein d'un train d'onde (cf les autres figures de cette étude). L'alternance d'ouest en est de zones

⁹La même approche a été utilisée au cours de cette thèse. Les détails techniques sont présentés dans le Ch.3

nuageuses et non-nuageuses notamment pour les dates du 2 et 3 août matérialise assez clairement les anomalies cycloniques et anticycloniques de l'AEW qui est en train de se propager.

Mekonnen et al. (2006) et Kiladis et al. (2006) mettent en évidence par leurs approches statistique et composite une occurrence préférentielle de convection à l'entrée du jet dans les périodes précédant une plus forte activité en AEWs sur l'Afrique de l'ouest. Certains résultats de cette thèse, présentés dans le Ch.4, vont également dans ce sens.

2.5 Résumé, questions soulevées et problématique de cette thèse

Une trentaine d'année après les premières discussions sur l'origine des AEWs, la question reste cependant toujours ouverte. Différents points de vue ont été présentés dans ce chapitre :

- On peut d'abord évoquer une vision purement instable du système AEJ-AEWs : les AEWs sont des perturbations qui se développent spontanément sur un AEJ dynamiquement instable. Plus le jet est fort, ou encore plus l'inversion du gradient de PV (critère théorique d'instabilité d'une section zonale) est importante, et plus les AEWs sont attendues nombreuses et/ou intenses. On explique donc l'intermittence intra-saisonnière des ondes par les variations de l'instabilité de l'AEJ

- Ce point de vue a évolué progressivement vers une vision toujours instable du système mais qui met en avant le rôle joué par la convection dans l'ITCZ, ainsi que la complexité des interactions entre les ondes et leur environnement. La convection (et donc le chauffage latent qui en résulte) est vue comme un facteur supplémentaire (1) d'établissement et de maintien du jet, (2) d'instabilité du système et (3) de renforcement de l'amplitude des ondes même lors de leur propagation. Les ondes grandissent d'autant mieux et d'autant plus sur le jet que les conditions d'instabilité sont réunies. Mais en grandissant, les ondes affaiblissent en retour le jet et diminuent transitoirement les conditions propices à leur développement. Le jet se rétablit sous l'effet de son environnement, notamment du gradient de température en surface mais aussi de la convection dans l'ITCZ. Lorsque les conditions d'instabilité sont à nouveau réunies, les ondes se développent à nouveau. Les ondes, le jet et la convection forment donc un système aux interactions nombreuses qui pourrait avoir une variabilité intrinsèque moins simple et intuitive que l'idée "jet fort \Rightarrow ondes fortes".

- Le dernier point de vue évoqué s'éloigne de l'idée d'instabilité du système et reprend plutôt la vision alternative développée par Farrell (1982) (cf section 2.1 de ce chapitre). Le système est neutre, notamment du fait des flux de surface qui viennent atténuer le développement des modes, et du fait de la faible extension de l'AEJ qui laisse donc peu de place et de temps aux perturbations pour grandir. Des perturbations peuvent tout de même grandir transitoirement plus rapidement que les modes propres en réponse à un événement qui vient ponctuellement perturber le système

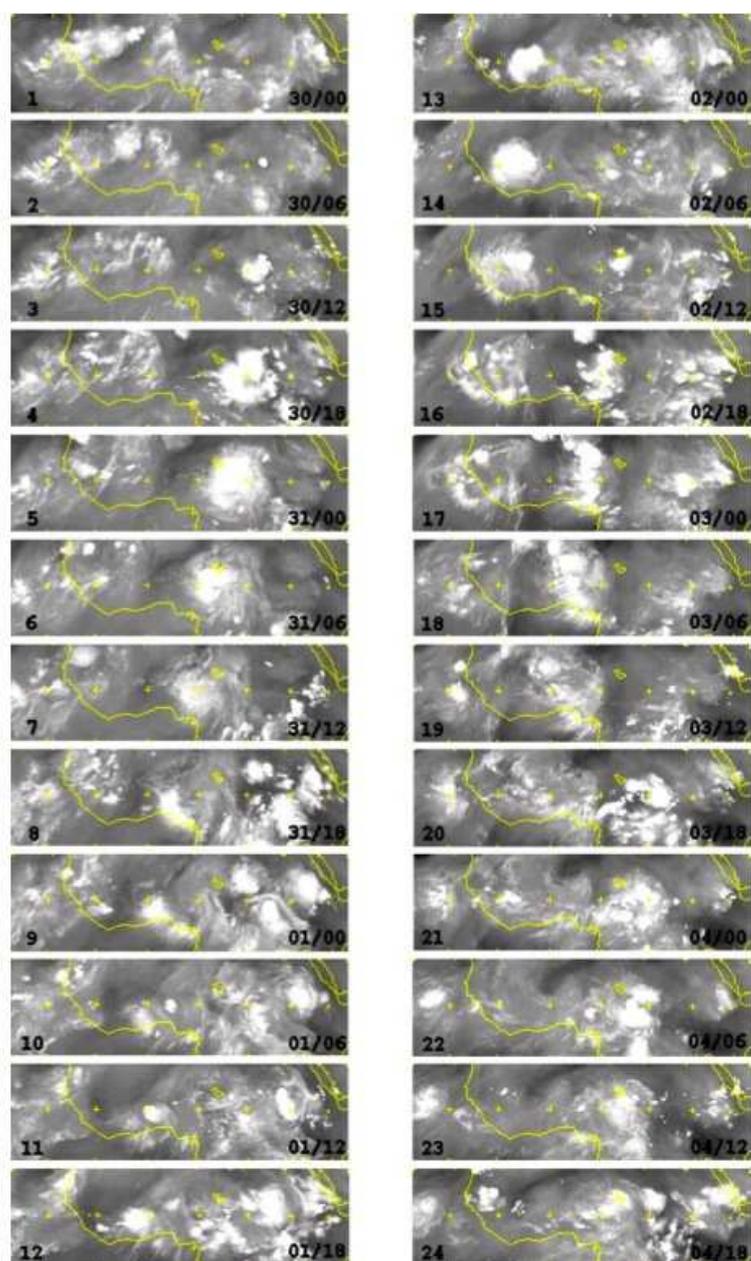


Fig. 2.7: Mosaique d'images Meteosat-7 (vapeur d'eau) pour la période du 30 juillet au 4 Août 2000. La côte Africaine est tracé en jaune ainsi que des croix jaunes tous les 10 degrés de latitude et longitude. Les images sont numérotées de 1 à 24 (coin gauche) et la date est indiquée au format date/heure (coin droit). Figure tirée de Berry & Thorncroft (2005). Images copyright 2004 EUMETSAT.

avec une amplitude suffisante. Les AEWs sont considérées comme une réponse transitoire à une perturbation initiale d'amplitude finie, et cette réponse persiste transitoirement contre la dissipation en prenant une structure proche de celle des modes propres (structure *a priori* la plus efficace en terme de conversions énergétiques). Il est proposé que la source déclenchante puisse être d'origine convective dans la région à l'extrémité est de l'AEJ. Dans cette vision des choses, la convection endosse donc le rôle supplémentaire de déclencheur initial, en plus des rôles qui lui sont par ailleurs attribués d'amplificateur des ondes, et de modulateur de l'AEJ.

Cette dernière vision des choses amène un certain nombre de nouvelles interrogations :

- d'une part concernant la source déclenchante, son existence même, sa nature, sa variabilité :

Chaque AEW est-elle dans la réalité déclenchée de cette manière par un évènement convectif en entrée de jet ou bien est-ce seulement un mécanisme parmi d'autres ? Existe-il des sources déclenchantes d'une autre nature que convective ? Que sait-on de la localisation, de l'occurrence de ces évènements convectifs potentiellement déclencheurs ? Toutes les sources sont-elles de même efficacité ?

- d'autre part concernant l'intermittence des AEWs, et le rôle relatif qui prennent respectivement la source initiale et l'environnement de croissance des ondes. En effet, si l'on considère les AEWs comme déclenchées en amont et non plus issues spontanément de l'instabilité de l'AEJ, cela ouvre de nouvelles perspectives en terme d'explication de leur intermittence et éventuellement en terme de prévision. L'intermittence des AEWs est potentiellement liée à l'intermittence d'une (des ?) source(s) déclenchante(s). Cependant, même si déclenchées par une perturbation initiale d'amplitude finie, les AEWs se développent toujours sur le jet. Leur structure est toujours déterminée en partie par l'efficacité des conversions énergétiques possibles dans l'environnement qu'elles traversent. *En quelle mesure l'AEJ influence-t-il le développement d'ondes déclenchées ? Quel est le rôle relatif de la source déclenchante et de l'environnement pour expliquer le développement et l'intermittence des AEWs vues sous cet angle ?*

Cet ensemble de questions forme le point de départ de cette thèse. Les travaux réalisés se divisent en trois volets, présentés respectivement dans les chapitres **4**, **5** et **6** :

- le **Ch.4** aborde la question de l'influence de l'environnement de croissance (et l'AEJ en particulier) sur des AEWs déclenchées par chauffage convectif en entrée de jet dans un modèle simple, à la manière de Thorncroft et al. (2008).

- le **Ch.5** revient sur les questions d'interactions entre les ondes, l'écoulement moyen et la convection. L'approche est cette fois statistique, basée sur observations, et l'idée générale est de mettre en évidence des successions temporelles d'évènements entre ces trois pôles du système.

- le **Ch.6** reprend les questions d'intermittence des AEWs, et de l'existence de sources déclenchantes d'une autre nature que convective dans un GCM simple (*General Circulation Model*, modèle de circulation générale).

3 Description & philosophie du modèle dynamique simple utilisé

Deux des trois chapitres de résultats présentés dans cette thèse s'appuient sur une approche de modélisation (Ch.4 et Ch.6). Un même modèle dynamique simple y est mis en oeuvre dans différentes configurations, chacune adaptée aux questions soulevées spécifiquement. Ce modèle fait partie de cette catégorie des modèles parfois appelés *intermédiaires* ou *diagnostiques* (e.g. Hoskins, 1983; Hall, 2004) qui ont une partie de leur solution contrainte par les observations tandis que l'autre partie suit les lois physiques explicitement décrites. Relativement peu coûteux en temps de calcul, ils se révèlent utiles pour tester notamment la sensibilité de la réponse atmosphérique à tel ou tel forçage imposé, ou tel ou tel paramètre, dans des conditions contrôlées et simplifiées mais cependant relativement réalistes puisque contraintes en partie par les observations.

Ce chapitre présente le modèle utilisé ici, ses différentes configurations, et plus généralement la "philosophie" de son utilisation. Il tente de replacer dans un même cadre général les approches suivies aux Ch.4 et Ch.6 et dans les travaux antérieurs à cette thèse. Le formalisme et le point de vue général de cette présentation sont en grande partie repris et synthétisés des publications de Hall & Sardeshmukh (1998); Hall (2000, 2006).

Avant de décrire le modèle proprement-dit, la **section 3.1** commence par discuter et formaliser une description de l'évolution temporelle de l'atmosphère. La **section 3.2** expose ensuite la construction du modèle et le choix du forçage en fonction des différentes utilisations visées. La **section 3.3** donne finalement les caractéristiques techniques du modèle tel qu'utilisé dans cette thèse. La préparation et le formatage des états de base et conditions initiales sont également décrits succinctement.

3.1 Evolution temporelle de l'atmosphère et choix d'un état de référence

Etudier la variabilité de l'atmosphère revient souvent à étudier des perturbations par rapport à un état de référence choisi. En particulier, les questions soulevées précédemment sur l'origine des AEWs et leur développement sur l'AEJ peuvent se discuter en terme de séparation entre état de base et écart à cet état de base. La décomposition la plus appropriée peut varier en fonction des questions soulevées.

- *Evolution temporelle :*

On peut décrire l'évolution temporelle de l'atmosphère réelle¹ par :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \mathbf{L}\Phi + \Phi^\dagger \mathbf{Q}\Phi + \mathbf{F}(x, y, z, t) \quad (3.1)$$

où Φ est un vecteur décrivant l'état instantané du système (contenant typiquement les variables physiques comme la température, la pression, la vitesse du vent dans les trois directions de l'espace). Φ^\dagger est la matrice diagonale composée des éléments du vecteur Φ . \mathbf{L} et \mathbf{Q} sont des opérateurs matriciels représentant les lois physiques décrivant l'évolution du système. La non-linéarité est apportée par le terme $\Phi^\dagger \mathbf{Q}\Phi$, qui contient en particulier les termes d'advection de forme $-\mathbf{v} \cdot \nabla q$ des équations du mouvement, où \mathbf{v} est le vecteur vitesse et q la quantité advectée. \mathbf{F} est le forçage externe au système (forçage radiatif principalement) mais contient également tous les processus physiques éventuellement non décrits explicitement dans les lois physiques de \mathbf{L} et \mathbf{Q} .

Il s'agit maintenant de trouver une décomposition de l'état de l'atmosphère Φ en une partie de référence et une partie transitoire qui puisse décrire de façon réaliste la variabilité temporelle atmosphérique observée, et soit utile à la compréhension des mécanismes physiques que l'on souhaite étudier.

- *Première décomposition possible :*

On peut d'abord penser décomposer l'état de l'atmosphère Φ en une partie Φ_0 solution stationnaire de l'équation (3.1) et une partie transitoire Φ_1 telles que $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$.

Puisque Φ_0 est choisi comme étant solution de l'équation (3.1), on a donc :

$$\mathbf{L}\Phi_0 + \Phi_0^\dagger \mathbf{Q}\Phi_0 + \mathbf{F}_0 = 0 \quad (3.2)$$

où \mathbf{F}_0 est le forçage externe moyen. En introduisant cette égalité dans l'équation (3.1) et en remplaçant Φ dans cette dernière par $\Phi_0 + \Phi_1$, on obtient le développement temporel de la perturbation Φ_1 :

$$\frac{d\Phi_1}{dt} = \mathbf{L}_{(\Phi_0)}\Phi_1 + \Phi_1^\dagger \mathbf{Q}\Phi_1 + \mathbf{F}_1 \quad (3.3)$$

où $\mathbf{L}_{(\Phi_0)}$ est un opérateur linéaire, cette fois dépendant de l'état de référence. Il regroupe les termes de la matrice \mathbf{L} et les termes d'advections de la matrice \mathbf{Q} qui sont des produits de l'état de référence Φ_0 et de la perturbation Φ_1 .

Si Φ_1 est suffisamment petit devant Φ_0 , l'équation est linéarisable autour de cet état de base. Il est alors possible d'étudier les solutions classiques de ce type d'équation linéaire pour de petites perturbations (e.g. Simmons, 1977; Thorncroft & Hoskins, 1994a; Thorncroft, 1995, parmi les études sur les AEWs.) .

Que représente Φ_0 ? C'est finalement l'état de relaxation (ou *équilibre convectif-radiatif*) qu'atteindrait l'atmosphère en réponse à un forçage radiatif solaire constant, si elle était libre de toute activité transitoire. Cet état de référence n'est pas forcément

¹Réelle par opposition au *modèle* développé par la suite avec l'équation (3.7).

un état réaliste et représentatif de la circulation générale de l'atmosphère telle qu'on peut l'observer. En effet, celle-ci est largement influencée par l'effet des transitoires. Si Φ_0 est peu réaliste, alors Φ_1 sera grand pour compenser la différence entre Φ_0 et la réalité (Φ). La linéarisation de l'évolution temporelle de la perturbation Φ_1 peut alors devenir discutable et diminuer l'intérêt de cette décomposition.

- *Deuxième décomposition possible :*

La décomposition alternative consiste à prendre comme état de base l'état moyen climatologique (ou du moins moyenné sur une période plus longue que la durée de vie des perturbations transitoires). Par définition, c'est cette fois un écoulement réaliste, représentatif de la circulation générale telle qu'on peut l'observer. Il n'est par contre pas formellement solution de l'équation (3.1).

En remplaçant Φ par $\bar{\Phi} + \Phi'$ dans l'équation (3.1) on obtient une expression du développement de la perturbation Φ' :

$$\frac{d\Phi'}{dt} = \mathbf{L}\bar{\Phi} + \bar{\Phi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Phi} + \mathbf{L}_{(\bar{\Phi})}\Phi' + \Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi' + \bar{\mathbf{F}} + \mathbf{F}' \quad (3.4)$$

où $\mathbf{L}_{(\bar{\Phi})}$ est un opérateur linéaire cette fois dépendant de l'état moyen $\bar{\Phi}$.

La moyenne temporelle de l'équation (3.4) donne :

$$\mathbf{L}\bar{\Phi} + \bar{\Phi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Phi} + \overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'} + \bar{\mathbf{F}} = 0. \quad (3.5)$$

En comparaison de l'équation (3.2), le terme $\overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'}$ est apparu. Il représente l'effet moyen des perturbations transitoires qui, avec le forçage externe $\bar{\mathbf{F}}$, contribue au maintien de l'état moyen $\bar{\Phi}$. On peut alors ré-écrire l'équation (3.4) de manière à y faire apparaître cet effet moyen des transitoires :

$$\frac{d\Phi'}{dt} = \mathbf{L}_{(\bar{\Phi})}\Phi' + \Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi' + \mathbf{F}' - \overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'}. \quad (3.6)$$

L'évolution temporelle des perturbations Φ' est ici dépendante des propriétés de $\mathbf{L}_{(\bar{\Phi})}$, et donc de l'état moyen $\bar{\Phi}$. Celui-ci est lui-même maintenu en partie par $\overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'}$, c'est à dire par l'effet moyen des perturbations Φ' dont on cherche à décrire l'évolution.

Cette deuxième décomposition proposée ($\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$), ne permet donc pas une séparation parfaite entre état de base et perturbations transitoires. Cependant elle a l'avantage de se baser sur un état moyen réaliste et est donc susceptible de pouvoir conduire à la description de perturbations transitoires proches de celles observées. Le terme $\overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'}$ reste d'autre part généralement petit (si l'état moyen est suffisamment réaliste pour que les perturbations ne s'en écartent pas trop), et il est donc éventuellement possible de linéariser le système (e.g. Hall & Sardeshmukh, 1998; Hall et al., 2006; Leroux & Hall, 2009).

3.2 Construction du modèle dynamique et choix du forçage en fonction des utilisations

3.2.1 Le modèle

On cherche à modéliser le développement temporel de l'atmosphère réelle décrit par l'équation (3.1). On pose l'équation définissant le modèle comme :

$$\frac{d\Psi}{dt} = \mathbf{L}\Psi + \Psi^\dagger \mathbf{Q}\Psi + \mathbf{G}, \quad (3.7)$$

où cette fois, Ψ représente le vecteur d'état² du modèle. Les opérateurs matriciels \mathbf{L} et \mathbf{Q} sont les équations d'évolution décrites dans le modèle. \mathbf{G} est un terme de forçage constant. Il est choisi et calculé empiriquement à partir des observations en fonction de l'utilisation que l'on souhaite faire du modèle. Les différents choix de forçage et utilisations associées sont présentés ci-dessous.

3.2.2 Une première définition du forçage : \mathbf{G}_1 tel que l'état de base est maintenu constant au cours de la simulation :

- *Définition du forçage \mathbf{G}_1 :*

Reprenons l'équation (3.7) et choisissons un forçage \mathbf{G}_1 tel que

$$\mathbf{G}_1 = -\mathbf{L}\bar{\Phi} - \bar{\Phi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Phi}, \quad (3.8)$$

où $\bar{\Phi}$ est l'état moyen provenant des observations. Si on initialise par $\bar{\Phi}$ le modèle ainsi forcé, alors celui-ci, par définition, ne va montrer aucun développement. Ce choix de \mathbf{G}_1 permet donc de maintenir l'état de base $\bar{\Phi}$ constant au cours d'une simulation. Seules des perturbations introduites initialement pourront se développer.

Que représente \mathbf{G}_1 physiquement ? En combinant les équations (3.5) et (3.8), on peut l'exprimer comme :

$$\mathbf{G}_1 = \overline{\Phi^\dagger \mathbf{Q} \Phi'} + \bar{\mathbf{F}}. \quad (3.9)$$

\mathbf{G}_1 peut être vu comme représentant tout ce qui n'est pas inclus dans les équations du modèle mais qui contribue dans la réalité à maintenir l'état climatologique $\bar{\Phi}$. C'est bien sûr le forçage externe solaire, mais aussi l'effet moyen des processus non-décrits explicitement dans le modèle (diabatiques notamment). Il contient également l'effet moyen des perturbations transitoires, $\overline{\Phi^\dagger \mathbf{Q} \Phi'}$, qui contribuent dans la réalité à maintenir la climatologie $\bar{\Phi}$.

Techniquement, ce forçage \mathbf{G}_1 est obtenu simplement en intégrant sur un pas de temps le modèle non-forcé initialisé par la climatologie $\bar{\Phi}$. L'évolution temporelle de $\bar{\Phi}$ après un pas de temps donne formellement \mathbf{G}_1 , ou bien d'un point de vue technique la correction formelle à apporter à chaque pas de temps pour que soit maintenu l'état de base.

²A différencier de Φ , le vecteur décrivant l'état de l'atmosphère *observée* dans l'équation (3.1).

- *Première utilisation : le calcul du premier mode propre :*

Choisir un forçage \mathbf{G}_1 qui permet de maintenir artificiellement l'état climatologique est une configuration utilisable pour les études de modes propres.

Dans cette configuration, une longue intégration du modèle initialisé par $\Psi = \overline{\Phi} + \Psi'$, avec une perturbation Ψ' suffisamment petite, va permettre d'isoler le premier mode propre du système. En effet, si Ψ' est suffisamment petit, le système est linéaire :

$$\frac{d\Psi'}{dt} = \mathbf{L}_{(\overline{\Phi})} \Psi', \quad (3.10)$$

et en chercher les solution revient à résoudre :

$$\mathbf{L}_{(\overline{\Phi})} \Psi'_e = (\sigma + i\omega) \Psi'_e \quad (3.11)$$

avec Ψ'_e vecteur propre complexe de la matrice $\mathbf{L}_{(\overline{\Phi})}$ et $(\sigma + i\omega)$ la valeur propre associée. La solution réelle associée s'exprime comme

$$\Psi'(\mathbf{x}, t) = (\Psi_A(\mathbf{x}) \cos \omega t + \Psi_B(\mathbf{x}) \sin \omega t) e^{\sigma t}, \quad (3.12)$$

où Ψ_A et Ψ_B sont les deux phases qui permettent de décrire la forme spatiale de la perturbation. \mathbf{x} est le vecteur position (x, y, z) et t la dimension temporelle. σ est le taux de croissance exponentiel (ou de décroissance si négatif) du mode. S'il est positif, c'est à dire si le mode croît avec le temps, alors le système est instable. Si σ est nul ou négatif, le système est neutre ou stable et une perturbation infinitésimale apportée au système n'est pas amplifiée spontanément.

Après une intégration suffisamment longue du modèle, la perturbation introduite va acquérir la forme du premier mode propre, celui qui aura grandi le plus vite (ou diminué le moins vite). Il faut toutefois veiller à ce que Ψ' , qui grandit exponentiellement, reste tout de même suffisamment petit pour conserver la linéarité du système. Concrètement, ceci peut être réalisé au cours de la simulation en mettant à l'échelle la perturbation dès que l'amplitude de celle-ci dépasse un certain seuil maximum. On peut ainsi laisser se développer indéfiniment la solution linéaire et "épurer" le premier mode propre associé à l'état de base utilisé (Jin & Hoskins, 1995).

C'est la méthode suivie par Hall & Sardeshmukh (1998) pour étudier la stabilité de l'écoulement aux moyennes latitudes, puis par Hall et al. (2006) pour étudier la stabilité de l'AEJ climatologique. Elle est également réutilisée dans cette thèse aux Ch.4 (résultats supplémentaires) et Ch.6.

Il faut noter que le modèle est global et que la méthode de "sélection naturelle" du premier mode propre évoquée ci-dessus ne va permettre d'isoler que le premier mode propre de l'atmosphère. En opérant ainsi de manière globale, le premier mode propre qui est isolé est associé à l'activité transitoire aux moyennes latitudes. C'est pourquoi, lorsque l'intérêt est porté plus particulièrement sur les modes propres pouvant potentiellement grandir sur l'AEJ, il faut faire en sorte de supprimer l'activité transitoire dans les autres zones géographiques, et notamment aux moyennes latitudes. Ceci est réalisé dans Hall et al. (2006) et dans les Ch.4 et 6 de cette thèse en appliquant un amortissement³ artificiel fort (sans signification physique) sur la quantité de mouvement hors de la zone 60°W-60°E ; 0-30°N.

³Voir aussi les détails dans la section 3.3.

- *Deuxième utilisation : l'étude de la réponse transitoire à une perturbation initiale d'amplitude finie*

L'utilisation du forçage \mathbf{G}_1 peut également servir à étudier la réponse transitoire à une perturbation d'amplitude finie. C'est la démarche suivie dans Thorncroft et al. (2008) et Leroux & Hall (2009). Le modèle forcé par \mathbf{G}_1 est initialisé avec l'état moyen. Sans perturbations surimposée, le modèle n'évolue donc pas. Une perturbation est cependant ajoutée pendant le premier jour de simulation sous la forme d'un terme de chauffage dans l'équation de la température (les détails sur la perturbation initiale utilisée sont donnés dans le Ch.4). Seule la perturbation est libre de se développer sur l'état de base constant. La linéarité peut être conservée si besoin en s'assurant que la perturbation initiale est suffisamment petite (division initiale par 10^4) et en réadaptant l'échelle en fin de simulation pour toute discussion sur les grandeurs physique. Par cette méthode, la linéarité du développement est conservée au moins pendant quelques dizaines de jours de la simulation, suffisamment longtemps pour étudier la réponse transitoire à la perturbation initiale d'amplitude finie durant les quelques premiers jours.

3.2.3 Une deuxième définition du forçage : \mathbf{G}_2 tel que le modèle fonctionne comme un GCM simple :

- *Le forçage \mathbf{G}_2 :*

Reprenons encore une fois l'équation (3.7) et choisissons cette fois un forçage \mathbf{G}_2 tel que :

$$\begin{aligned}\mathbf{G}_2 &= -\mathbf{L}\bar{\Phi} - \bar{\Phi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Phi} - \overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'} \\ &= \mathbf{G}_1 - \overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'} \\ &= \bar{\mathbf{F}},\end{aligned}\tag{3.13}$$

où $\bar{\Phi}$ est toujours l'état moyen provenant des observations. Dans ce cas, \mathbf{G}_2 représente uniquement le forçage externe et ne contient plus l'effet moyen des transitoires ($\overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'}$). Le modèle est laissé libre de développer ses propres transitoires, qui peuvent retro-agir sur l'écoulement moyen et contribuer ainsi à maintenir une climatologie propre au modèle, comme dans les GCM plus sophistiqués.

Techniquement, ce forçage \mathbf{G}_2 est obtenu en intégrant successivement pour un seul pas de temps le modèle non-forcé, initialisé par différents état de l'atmosphère Φ_i tirés des observations⁴. La moyenne temporelle de l'évolution après un pas de temps des différents état initiaux Φ_i donne formellement

$$\begin{aligned}&\overline{-\mathbf{L}\Phi_i - \Phi_i^\dagger \mathbf{Q}\Phi_i} \\ &= -\mathbf{L}\bar{\Phi} - \bar{\Phi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Phi} - \overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'} \\ &= \mathbf{G}_2.\end{aligned}\tag{3.14}$$

⁴Dans cette thèse, tous les états journaliers tirés des réanalyses NCEP2 entre Juin et Septembre 1979 à 2006 sont utilisés

- *Utilisation du modèle comme un GCM simple :*

Cette configuration laisse donc le modèle libre d'établir son propre équilibre dynamique entre état moyen et activité transitoire. Le forçage constant, dérivé des observations pour une saison spécifique, garantit que le modèle va suivre la réalité dans le sens où par définition du forçage, on aura

$$\mathbf{L}\bar{\Psi} + \bar{\Psi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Psi} + \overline{\Psi'^\dagger \mathbf{Q}\Psi'} = \mathbf{L}\bar{\Phi} + \bar{\Phi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Phi} + \overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'}. \quad (3.15)$$

Physiquement, cela représente l'égalité en chaque point entre la convergence des flux dans le modèle et la convergence des flux observée. Cependant, cela ne garantit rien sur la répartition entre écoulement moyen et partie transitoire. En d'autre terme, l'équation (3.15) n'implique pas forcément que :

$$\text{d'une part : } \mathbf{L}\bar{\Psi} + \bar{\Psi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Psi} = \mathbf{L}\bar{\Phi} + \bar{\Phi}^\dagger \mathbf{Q}\bar{\Phi} \quad \text{et d'autre part : } \overline{\Psi'^\dagger \mathbf{Q}\Psi'} = \overline{\Phi'^\dagger \mathbf{Q}\Phi'}. \quad (3.16)$$

Il y a en fait une infinité de combinaisons possibles entre écoulement moyen et partie transitoire qui vérifient l'égalité (3.15). On peut seulement espérer que plus le terme de forçage constant sera bien représentatif du forçage externe réel, plus la dynamique du modèle se rapprochera de la dynamique observée, et se révélera réaliste.

D'autre part, il faut bien noter que généralement, une partie du forçage externe est déjà introduit directement dans le modèle par le biais d'un amortissement linéaire sur les différentes variables inclus dans la matrice \mathbf{L} . Les constantes de temps de cet amortissement varient en fonction des niveaux verticaux, de manière à obtenir un effet renforcé dans les basses couches représentant les flux de quantité de mouvement et de chaleur avec la surface. Le forçage \mathbf{G}_2 n'apporte donc en quelque sorte que le "complément" de forçage nécessaire, tiré des observations, pour que le modèle se rapproche de la réalité et vérifie l'égalité (3.15). Autrement dit, par définition le calcul du forçage \mathbf{G}_2 prend en compte les taux d'amortissement réglés dans le modèle, quel qu'ils soient. Finalement, c'est la combinaison⁵ entre forçage \mathbf{G}_2 constant *et* paramètres d'amortissement linéaire du modèle qui va déterminer le degré de réalisme de la simulation. Un amortissement exagérément fort va rappeler très fortement le modèle vers la climatologie, mais l'activité transitoire sera quasi-inexistante. A l'inverse, un amortissement nul rendra le modèle incapable de dissiper l'énergie apportée par le forçage constant et celui-ci deviendra numériquement instable. Les paramètres d'amortissement introduits dans le modèle sont ainsi une manière d'ajuster les performances de celui-ci.

Cette méthode de construction d'un GCM simple est suivie par exemple par Roads (1987); Marshall & Molteni (1993); Lin & Derome (1996) et D'Andrea & Vautard (2000) avec des modèles quasi-geostrophiques. Hall (2000) l'étend à un modèle aux équations primitives. Dans cette dernière étude, le forçage constant est calculé pour l'hiver, dans le but de tester le modèle vis à vis de l'activité transitoire associée aux courants de jet des moyennes latitudes. Une climatologie et une activité transitoire

⁵L'ensemble amortissement linéaire plus forçage peut être vu comme équivalent à une restauration vers un état d'équilibre radiatif-convectif

moyenne y sont simulées de façon relativement réaliste pour un choix de paramètres d'amortissement linéaire eux-mêmes réalistes, justifiant ainsi l'utilisation de ce type de modèle comme outil de compréhension de la physique des systèmes atmosphériques. Ce GCM a été adapté dans cette thèse pour une simulation de la saison d'été avec comme objectif de se concentrer spécifiquement sur la région ouest africaine (cf Ch.6).

3.3 Caractéristiques du modèle communes à toutes les configurations

Le début du chapitre présente la théorie et les principes généraux sur lesquels reposent l'utilisation du modèle dynamique simple. Voici pour finir quelques précisions sur le modèle lui-même, dans la mesure où ces caractéristiques sont communes aux différentes configurations d'utilisation. Les caractéristiques spécifiques aux différentes études (Ch.4 et Ch.6) seront données dans les chapitres en question.

3.3.1 Caractéristiques numériques

- *Un modèle global spectral aux équations primitives :*

Le modèle (représenté par les opérateurs matriciels \mathbf{L} et \mathbf{Q} dans l'équation (3.7)) est basé sur le modèle aux équations primitives de l'université de Reading (UK) initialement développé par Hoskins & Simmons (1975) pour la simulation idéalisée des cycles de vie des ondes baroclines aux moyennes latitudes, et reprises depuis par de nombreuses études (e.g. Simmons, 1977; Thorncroft & Hoskins, 1994a,b; Cornforth et al., 2009, concernant les AEWs).

Il est global et spectral, avec une résolution horizontale de T31 (soit équivalente approximativement à $3.75^\circ \times 3.75^\circ$ en latitude et longitude). Il contient 10 niveaux verticaux de pression normalisée⁶ σ uniformément répartis. Les quatre variables pronostiques (vorticité, divergence, température, log de la pression de surface) sont intégrées selon un schéma semi-implicite en temps qui permet un pas de temps de 22.5 minutes pour la résolution utilisée. La seule paramétrisation physique du modèle est une diffusion ∇^6 de temps caractéristique 12h sur la quantité de mouvement et la température, qui paramétrise ainsi la diffusion d'échelle sous-maille.

- *Ajout d'un amortissement en surface :*

Comme déjà discuté dans la section précédente, les effets de la surface (c'est à dire l'amortissement dû aux flux de quantité de mouvement et de chaleur avec la surface) peuvent être ajoutés dans le modèle comme un simple amortissement linéaire appliqué principalement dans les basses couches. Les taux d'amortissement utilisés correspondent à des temps de rappel de 2 jours pour la quantité de mouvement, et de 4 jours pour la température. Les coefficients décroissent linéairement avec l'altitude entre la surface et $\sigma = 0.8$. Dans l'atmosphère libre (au dessus de $\sigma = 0.8$), les échelles de temps sont de 30 jours pour la quantité de mouvement et 10 jours pour la température. Ces valeurs ont été choisies et utilisées par Hall & Derome

⁶Coordonnée verticale en pression normalisée : $\sigma = P/P_s$ où $P(x, y, z, t)$ est la pression et $P_s(x, y, t)$ est la pression en surface.

(2000); Hall et al. (2001b,a) de manière à obtenir un comportement réaliste du GCM. Ces valeurs sont relativement réalistes et sont similaires aux valeurs utilisées par Thorncroft & Hoskins (1994a). On peut aussi noter qu'elles sont moitié moins grandes que celles nécessaires pour stabiliser l'atmosphère aux moyennes latitudes selon Hall & Sardeshmukh (1998).

Si l'on souhaite supprimer artificiellement l'activité transitoire dans une zone spécifique (notamment en configuration de calcul de mode propre, cf sous-section 3.2.2), il suffit alors d'augmenter artificiellement les valeurs d'amortissement usuelles dans la zone en question.

3.3.2 Construction du jeu de conditions initiales et d'états de base

Les conditions initiales et états de bases du modèle utilisés dans les Ch.4 et 6 sont construits à partir des variables u et v (composantes zonale et méridienne du vent), T (température) et gph (la hauteur du géopotential) des réanalyses journalières NCEP2 (Kanamitsu et al., 2002), fournies sur le serveur de la NOAA⁷ pour 17 niveaux de pression standards et sur une grille globale régulière de résolution $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ (dimension 144×73).

Ces variables sont interpolées sur une grille gaussienne de dimension 128×64 sur les 10 niveaux de pression normalisée du modèle. Une analyse spectrale (troncature T31) en tire finalement les coefficients spectraux pour la vorticité, la divergence et la température à chaque niveau.

L'orographie n'est pas représentée explicitement dans le modèle. La pression en surface est extrapolée à partir de la hauteur du géopotential et de la température à 1000 mb.

Une correction est appliquée à la divergence de manière à corriger les possibles erreurs amenées par les étapes d'interpolations. La correction est appliquée uniformément sur les 10 niveaux de manière à ce que la conservation de la masse soit vérifiée sur la verticale en moyenne sur l'ensemble de la série temporelle (Hall, 2000).

⁷<http://www.cdc.noaa.gov/data/gridded/data.ncep.reanalysis2.html>

4 Influence de l'état moyen sur le déclenchement des AEWs

4.1 Introduction et résumé

Ce chapitre présente le premier volet des travaux de cette thèse. Il est exposé principalement sous la forme d'un article scientifique publié (**section 4.2**). Quelques compléments non-inclus ou seulement partiellement évoqués dans la publication sont ensuite donnés (**section 4.3**).

L'étude menée ici suit directement les travaux de modélisation de Thorncroft et al. (2008). Utilisant le modèle simple décrit dans le Ch.3, ceux-ci ont montré qu'il est possible de déclencher des AEWs réalistes sur un état de base tridimensionnel par ajout d'un terme de chauffage représentant un événement convectif ponctuel en entrée de jet (cf Ch.2). Les auteurs font remarquer que dans cette hypothèse, la source convective déclenchante pourrait donc contrôler en grande partie l'intermittence des AEWs réelles.

Cependant, même dans l'idée où les AEWs sont déclenchées par une perturbation initiale, l'AEJ reste toujours la source d'énergie des perturbations. Prendre une forme proche de celle du premier mode propre (même si celui-ci n'est que très faiblement instable, voire neutre ou stable) est une manière efficace pour une perturbation initiale d'origine convective de se maintenir transitoirement contre la dissipation. Les conversions énergétiques opèrent toujours transitoirement entre les gradients de vent de l'AEJ et les perturbations. *En quelle mesure l'environnement dans lequel les AEWs sont déclenchées a-t-il une influence sur leur développement ?* L'idée sous-jacente est qu'au cours de la saison, l'AEJ montre une certaine variabilité, en terme d'intensité, de forme, de position. *Cette variabilité pourrait-elle influencer sur l'efficacité du déclenchement convectif des AEWs ? Pourrait-elle contribuer à expliquer, en partie au moins, l'intermittence des ondes ?*

Le même modèle simple que Thorncroft et al. (2008) est utilisé pour y déclencher de la même manière des perturbations transitoires sur un état de base maintenu constant. Ici, contrairement à dans l'étude antérieure, la perturbation initiale déclenchante (chauffage local) est identique dans toutes les simulations et toujours placée à 20°E, 15°N. Son efficacité est par contre testée sur un large jeu d'états de base, constitués¹ à partir des réanalyses NCEP2 moyennées sur des périodes consécutives de 10 jours entre Juin et Septembre 1979-2006.

La réponse transitoire déclenchée sur chacun des états de base est analysée en terme d'intensité. Des statistiques sont réalisées sur le jeu de réponses pour tenter de

¹La construction de ces états de base a été expliquée au Ch.3.

dégager des caractéristiques de l'état de base qui seraient particulièrement propices ou bien défavorable au développement des AEWs ainsi déclenchées. *Des facteurs comme la force du jet, le cisaillement vertical, l'intensité de l'inversion de PV, sont-ils utilisables cette fois non pas pour évaluer l'instabilité du système, mais simplement pour expliquer l'efficacité du déclenchement ?*

La variabilité des 336 états de base constitués est caractérisée objectivement par une analyse en composante principale spatiale (*spatial Empirical Orthogonal Function (EOF) analysis*) sur le vent zonal au niveau de l'AEJ (650 hPa) et dans les basses couches (950 hPa). A à 650 hPa, le premier EOF (44% de la variance du signal expliquée) montre une variation latitudinale de la position de l'AEJ. Le second EOF (12%) est lié à des variations plus longitudinales.

L'ensemble des expériences de déclenchement d'AEWs sur ces états de base fixes a permis de constater que :

- l'amplitude de la réponse transitoire de type AEW est clairement dépendante de l'état de base sur lequel elle est déclenchée. Pour une même perturbation initiale, la réponse en AEWs peut être jusqu'à 2.5 fois plus forte ou 1.5 plus faible que celle se développant sur l'état de base climatologique (NCEP2, Juin-Septembre 1979-2006).
- la relation entre l'état de base et l'amplitude de la réponse transitoire déclenchée est plus complexe qu'une simple relation linéaire entre intensité du jet et amplitude des ondes. Des contre-exemples sont facilement illustrés.
- des conditions nécessaires au déclenchement des fortes AEWs peuvent se caractériser par un fort cisaillement vertical, un fort AEJ ou encore une intense inversion de PV. Mais il est également mis en évidence que la configuration spatiale de l'état de base a aussi son importance. Les ondes fortes semblent déclenchées préférentiellement sur un jet étendu au sud et à l'ouest dans une configuration où le cisaillement vertical est renforcé entre le niveau du jet et les basses couches. L'inversion de gradient de PV doit également s'étaler sur une région suffisamment étendue.
- l'amplitude des AEWs déclenchées dans le modèle se révèle finalement sensible à des variations de l'état de base qui apparaissent par ailleurs comme modes dominants de la variabilité de l'AEJ réel (selon l'analyse EOF menée sur ces états de base).

En résumé, cette étude apporte une modulation importante aux résultats récents de Thorncroft et al. (2008). L'idée d'une perturbation initiale d'amplitude finie nécessaire au déclenchement des AEWs est toujours promue mais le point de vue développé ici se complexifie. Un plus grand rôle est attribué à l'état moyen concernant l'efficacité du déclenchement et finalement l'explication potentielle de l'intermittence des AEWs.

La séparation artificielle apportée par ce type d'étude de modélisation entre la cause (le déclenchement convectif), l'environnement passif (l'état de base) et l'effet (la réponse transitoire en AEWs) en fait clairement son intérêt, puisque en simplifiant la réalité et en séparant les différents composants en jeu, elle permet de comprendre pas à pas les liens et influences entre ces composants.

Elle en fait également ses limites, puisque les liens et influences mis en évidence y sont unidirectionnels (la rétro-action entre les ondes et l'état de base fixé n'étant pas permise dans cette configuration d'expérimentation). On s'attend pourtant à des interactions fortes entre les AEWs et leur environnement dans la réalité. Le

chapitre suivant (Ch.5) proposera de reprendre ces considérations sur l'origine des AEWs et leur interaction avec l'environnement, mais cette fois du point de vue des observations. Le Ch.6 suivra lui à nouveau une approche de modélisation mais dans une configuration intermédiaire laissant aux perturbations la possibilité de rétro-agir sur leur environnement.

4.2 Résultats principaux : Leroux & Hall (2009)

ON THE RELATIONSHIP BETWEEN AFRICAN EASTERY WAVES
AND THE AFRICAN EASTERLY JET

Journal of the Atmospheric Sciences,
Août 2009, **26**, 2303-2316

1. Introduction
2. Modelling approach
3. The set of wave response
4. Composite strong- and weak-wave cases
5. Discussion and conclusion

On the Relationship between African Easterly Waves and the African Easterly Jet

STEPHANIE LEROUX

LTHE, Université de Grenoble, Grenoble, France

NICHOLAS M. J. HALL

LEGOS, Université de Toulouse, Toulouse, France

(Manuscript received 10 October 2008, in final form 5 February 2009)

ABSTRACT

This idealized modeling study investigates how convectively triggered African easterly waves (AEWs) are influenced by the intraseasonal variability of the African easterly jet (AEJ). A set of 10-day averaged zonally varying basic states is constructed with the NCEP-2 reanalysis (1979–2006). A primitive equation model is used to simulate linear AEWs on each of these basic states using the same idealized convective heating localized over the Darfur mountains as an initial trigger. It is shown that the transient response depends strongly on the basic state. With the same trigger, many configurations of the AEJ fail to produce a wave disturbance, while others produce strong easterly wave structures. Necessary conditions for the development of strong waves can be characterized by a strong jet, a strong vertical shear, or a strong and extended potential vorticity reversal. In strong-wave cases the jet is extended to the south and west, and the jet core is aligned with the maximum of surface westerlies, maximizing the vertical shear. The pattern that is optimal for generating easterly waves also closely resembles the dominant mode of variation of the AEJ revealed by an empirical orthogonal function (EOF) analysis of the set of basic states.

1. Introduction

African easterly waves (AEWs) are a seasonal phenomenon that displays intermittence within the season and variability from one year to another. Recently there has been a renewal of interest in aspects of easterly wave dynamics including their growth mechanisms and energy sources (Hall et al. 2006; Hsieh and Cook 2007, 2005), their origin (Thorncroft et al. 2008, hereafter THK08), and their interaction with convection (Cornforth et al. 2009; Hsieh and Cook 2008; Nicholson et al. 2008). However, our developing understanding of AEWs has not yet reached a point where we have a satisfying explanation for their intermittence. Any such an explanation will undoubtedly combine considerations of the origin of AEWs and the environment in which they grow and propagate. In this study we explore some aspects of the new “triggering hypothesis” that has recently emerged (Hall et al. 2006; THK08) as an alter-

native to the traditional instability mechanism related to the African easterly jet (AEJ).

Many studies have focused on these African synoptic-scale perturbations since the 1970s and the Global Atmospheric Research Program (GARP) Atlantic Tropical Experiment (GATE) campaign (e.g., Burpee 1972; Reed et al. 1969). Motivations for a better understanding of easterly waves are strong because these waves are associated with modulation of convection and rainfall over West Africa (e.g., Duvel 1990; Fink and Reiner 2003; Kiladis et al. 2006) and with the genesis of tropical cyclones (e.g., Avila and Pasch 1992; Thorncroft and Hodges 2001). Burpee (1972) was the first to note a mid-tropospheric reversal in meridional potential vorticity (PV) gradient at the latitude of the African easterly jet, consistent with Charney and Stern’s (1962) and Fjortoft’s (1950) necessary conditions for instability of a zonal flow. Since then, it has generally been assumed that African easterly waves result from small random perturbations growing exponentially on the AEJ through a barotropic/baroclinic instability mechanism. This instability hypothesis appears to be supported by the results of several idealized modeling studies (e.g., Rennick 1976; Simmons

Corresponding author address: Stephanie Leroux, LTHE, BP 53, 38 041 Grenoble CEDEX 09, France.
E-mail: stephanie.leroux@hmg.inpg.fr

1977; Mass 1979; Thorncroft and Hoskins 1994a,b; Paradis et al. 1995; Thorncroft 1995; Grist et al. 2002) showing realistic easterly wave structures growing on various unstable zonally uniform jets. Hall et al. (2006) give a summary of the different zonal jets used as basic states in a range of previous perturbation studies.

In the same paper, dynamical mode calculations are carried out with a more realistic basic state [climatological mean for June–September 1968–98; National Centers for Environmental Prediction (NCEP)-1 reanalysis] that varies zonally and includes both surface westerlies and a meridional circulation. The modes that grow on this realistic three-dimensional jet show a structure very similar to the composite wave structure found by the same authors (Kiladis et al. 2006). However, the modes grow very slowly and can even be neutralized with a realistic amount of surface damping. Given the limited zonal extent of the AEJ (at most two wavelengths of AEWs), it is suggested that the jet alone is not able to generate easterly wave structures from small random perturbations. The authors stress the need for a finite-amplitude perturbation upstream that can trigger transient structures that may resemble normal modes. This led to a revisiting of Carlson's (1969) idea that strong convective events can play this triggering role, for which there is some recent evidence based on observations. Berry and Thorncroft (2005) show the case of a strong AEW that seems to be initiated by several mesoscale convective systems over the Darfur mountains. This particular region is also identified by Mekonnen et al. (2006) and Kiladis et al. (2006) as a preferred location for initiation of convection preceding easterly waves.

THK08 investigate the triggering of easterly waves by applying an initial and localized convective heating in the same dry primitive equation model as in Hall et al. (2006). Given this strong initial perturbation localized over the Darfur mountains (that is, upstream of the region of wave growth), transient AEW structures are shown to develop on the zonally varying jet. An investigation of the sensitivity of the triggered waves to the location of the initial perturbation confirms that AEWs are more efficiently triggered by heating close to the entrance of the jet. It is thus suggested that intermittence of observed easterly waves may be explained by the variability of convective activity in this area rather than purely by considerations of the jet structure.

However, the fact remains that even if AEWs are triggered by some convective events upstream, they still rely on the presence of the jet to support propagation and development. Horizontal and vertical wind shears are still their source of energy through barotropic and baroclinic conversions, even if actual instability of the jet is no longer posited as the initiation mechanism. The

triggering experiments in THK08 are all performed about the same basic state provided by the climatological mean for June–September 1968–98 (NCEP-1 reanalyses). In this paper we explore the consequences of variations of the jet on shorter periods within the season. Because easterly waves propagate in about a week from the jet entrance to the jet exit, they are likely to be sensitive to its intraseasonal variability. If triggered at different moments within the season, they will grow on different jets, which in turn may influence their development differently. How does the intraseasonal variability of the jet influence the triggered waves? We approach this question with the same type of idealized experiments as in THK08, but here the AEWs are triggered on a range of different basic states, all of them perturbed with the same initial heating, always localized at the same place. We thus investigate the sensitivity of the transient AEW-like response to a set of various realistic three-dimensional jets.

The set of basic states is presented in section 2 with a short description of its variability. Our modeling approach is detailed in section 3. The ensuing range of different easterly wave responses is shown in section 4, and in section 5 some further analysis based on composite states is shown to try to account for the variations we see. Conclusions are given in section 6.

2. The set of basic states

Basic states have been prepared from daily NCEP-2 reanalysis data (Kanamitsu et al. 2002), spectrally analyzed at T31 and interpolated to give vorticity, divergence, and temperature on 10 equally spaced sigma levels. A time–height independent divergence correction has been applied as outlined by Hall (2000). These daily fields have then been averaged over consecutive periods of 10 or 11 days so that three basic states are computed per month for June, July, August, and September from 1979 to 2006. This provides 336 different basic states on which easterly waves will be triggered. The use of nonoverlapping periods is not indispensable for the purpose of generating a set of basic states, but it will be seen that it provides an adequate number of samples over the time period for which we have data. The choice of a 10-day averaging period was made to give a clear separation between the phenomenon of the wave and the jet upon which it propagates while at the same time retaining variations that might affect wave growth within the season from one wave event to the next.

Figure 1 shows the mean and variance of zonal wind at level of the jet ($\sigma = 0.65$) and near the surface ($\sigma = 0.95$) for the 336 basic states. The mean jet is similar to

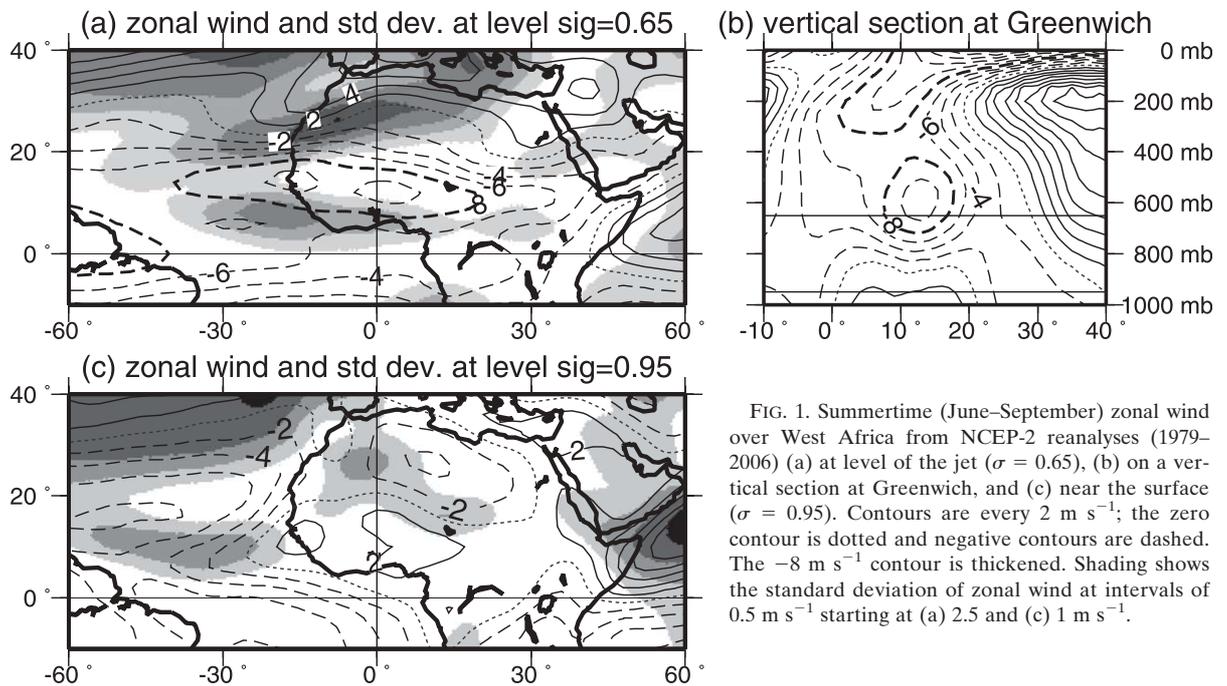


FIG. 1. Summertime (June–September) zonal wind over West Africa from NCEP-2 reanalyses (1979–2006) (a) at level of the jet ($\sigma = 0.65$), (b) on a vertical section at Greenwich, and (c) near the surface ($\sigma = 0.95$). Contours are every 2 m s^{-1} ; the zero contour is dotted and negative contours are dashed. The -8 m s^{-1} contour is thickened. Shading shows the standard deviation of zonal wind at intervals of 0.5 m s^{-1} starting at (a) 2.5 and (c) 1 m s^{-1} .

the climatological jet from NCEP-1 reanalyses in THK08 but somewhat weaker, due mainly to a systematic difference between NCEP 1 and NCEP 2. The jet peaks around 12°N at about 600 mb with a maximum amplitude of 10 m s^{-1} . Maxima of standard deviation (around 4 m s^{-1}) appear on both flanks of the mean jet, but the core of the jet itself shows smaller variation (standard deviation lower than 2.5 m s^{-1}). At low levels, we note the presence of the surface westerlies of up to 2 m s^{-1} over the land between the Guinean coast and 20°N that reinforce the vertical wind shear below the AEJ.

Patterns of spatial variability for the 336 basic states have been constructed through a spatial empirical orthogonal function (EOF) analysis performed on the zonal wind at the level of the jet ($\sigma = 0.65$) and near the surface ($\sigma = 0.95$) in the region $5^\circ\text{--}25^\circ\text{N}$, $45^\circ\text{E--}45^\circ\text{W}$. The first and second EOFs obtained for both levels are presented in Fig. 2 (with standardized principal components PC1 and PC2 regressed against zonal wind at the same level for the whole set of basic states). They all pass the Scree and North tests (Cattell 1966; North et al. 1982).

At the level of the jet ($\sigma = 0.65$), the first EOF (Fig. 2a) explains 44% of zonal wind variance. It shows a strong north–south dipole pattern that indicates latitudinal variations of the jet at time scales greater than 10 days. The second EOF (Fig. 2b) explains 12% of the variance and describes longitudinal variations of zonal wind. These two EOFs are very similar to the patterns diagnosed in Leroux et al. (2009) using the daily NCEP-2

time series for the same period of the year (June–September). They calculate the EOFs with the unfiltered time series and also with seasonal cycle removed and with both seasonal cycle and synoptic activity removed. They show that the EOF patterns are not greatly changed by the time filtering and thus reflect both seasonal and intraseasonal variations.

At level $\sigma = 0.95$, the two main EOFs explain 34% and 20% of the variance, respectively. EOF1 (Fig. 2c) shows two main maxima: one located over the Atlantic around 8°N and the second over the continent at about 15°N , 15°E , with a positive minimum between them, around $10^\circ\text{N--}0^\circ$. EOF2 (Fig. 2d) shows a land–sea (east–west) dipole.

3. Modeling approach

We carry out our perturbation experiments with the same model as in THK08. It is a global spectral primitive equation model with a horizontal resolution of T31 and 10 equally spaced sigma levels. A semi-implicit 22.5-min time step is used to integrate the full nonlinear equations for vorticity, divergence, temperature, and $\log(\text{surface pressure})$. Because orography is not represented in the model, the surface pressure seen by the model is calculated from the 1000-mb geopotential height and 1000-mb temperature. A 12-h ∇^6 diffusion is applied to the momentum and temperature equation. Low-level damping is also applied as described in Hall

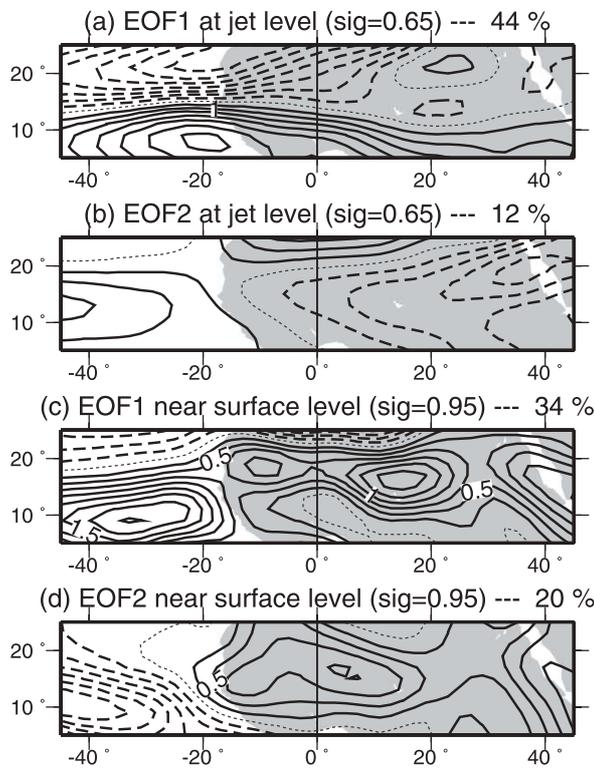


FIG. 2. First and second EOFs of zonal wind at (a),(b) the level of the jet ($\sigma = 0.65$) and (c),(d) near-surface level ($\sigma = 0.95$). These maps are projections of PC1 and PC2 onto the zonal wind field at same level for the whole set of basic states. Contours are every 0.5 m s^{-1} at level of the jet and every 0.25 m s^{-1} near surface level; the zero contour is dotted and negative contours are dashed. Percentages denote the variance explained.

et al. (2006) and THK08 to represent in a simple manner turbulent transfers of momentum and heat with the surface.

Each basic state is held constant by adding a different associated forcing term that compensates exactly for the development of the particular basic state when integrating the model for one time step without any initial perturbation [see Hall et al. (2006) for methodological details]. The perturbation experiment is then constrained to be linear by imposing a very small initial heating and subsequently rescaling the response for presentation and discussion.

As in THK08, we prescribe here an initial perturbation by adding a localized heating via the thermodynamic equation. It is applied for the first day of simulation and is then switched off. All the experiments carried out in the present study are perturbed with the same initial heating centered at 15°N , 20°E , just downstream of the Darfur mountains. It varies horizontally as

$$H = H_0 \cos^2\left(\frac{\pi r}{2r_0}\right), \quad (1)$$

with a radius r_0 of 5° ; H is set to zero for values of r greater than r_0 . The vertical profile H_0 is the “deep convective” profile defined in THK08:

$$H_0 = \frac{\pi}{2} \sin(\pi\sigma), \quad (2)$$

with a vertically averaged value of H_0 of 5 K day^{-1} . In terms of latent heating, this would be equivalent to a peak precipitation at the center of 20 mm day^{-1} .

Our experimental setup has some features in common with the recent work of Nicholson et al. (2008); both use a primitive equation model with a selection of basic states taken from observations. However, there are several important differences. We use a zonally varying basic state in recognition of the fact that an AEW experiences changing conditions during its passage through the AEJ. Our trigger is baroclinic, as it comes from a hypothetical midtropospheric heating. And we consider many more basic states, concentrating on the large observed intraseasonal variability of the AEJ rather than on wet years and dry years.

In summary, we perform the same perturbation run on the 336 different basic states. Each basic state is maintained by the appropriate forcing and is perturbed for 1 day by the same initial heating applied at 15°N , 20°E . The model is integrated for 30 days to see the atmospheric response to this initial heating. We then compare the different transient responses triggered on the various basic states.

4. The set of wave responses

a. Four contrasting examples

We will first focus on four cases subjectively selected from the 336 triggering experiments to illustrate our modeling approach and the diversity of wave responses obtained. These contrasting examples underline the strong impact of the basic state on the triggered waves and reveal the complexity of the basic state–wave response relationship before more detailed investigations in the following sections.

As a starting point for comparison, we first show in Fig. 3 the run performed about our mean basic state (June–September 1979–2006, NCEP 2; Fig. 1). Maps of streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ for the first, fifth, and ninth days of simulation illustrate the transient response of the atmosphere to the initial heating. At day 1 a trough has appeared. It moves westward, followed by a succession of ridges and troughs that form an AEW

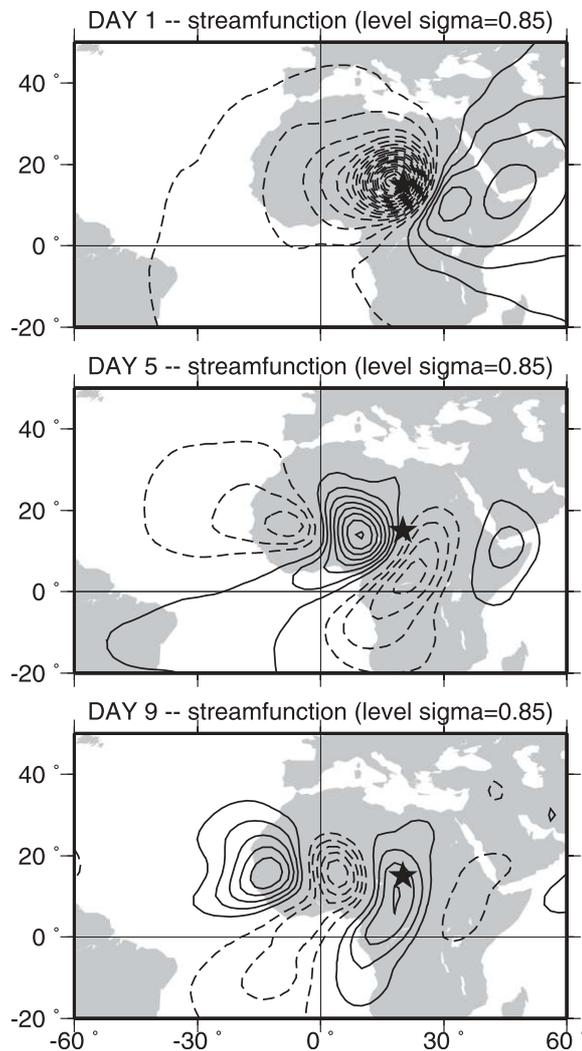


FIG. 3. Triggering experiment about the climatological June–September basic state for 1979–2006 (NCEP 2) comparable with the “basic run” performed in THK08 (see their Fig. 3). Streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ for the first, fifth, and ninth days of simulation: contours are every $10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, with negative contours dashed (cyclonic circulations). The star represents the center of the initial heating perturbation.

structure (days 5 and 9). We note that it is a rather weak response compared with the response in the equivalent run in THK08 (see their Fig. 3): at day 9, their root-mean-square streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ over the area $5^\circ\text{--}25^\circ\text{N}$, $45^\circ\text{W}\text{--}45^\circ\text{E}$ is twice as strong as ours. However, as already pointed out in section 2, their climatological June–September basic state (1968–98) from NCEP 1 is different from our NCEP-2 basic state and this may explain the difference between the two responses.

The left panels of Fig. 4 present four contrasting examples from our set of 10-day-averaged basic states.

Zonal wind is plotted at level $\sigma = 0.65$ and on a vertical section at Greenwich. The four AEJs are located between 10°N and 15°N , at about 600 hPa. The jets in examples 1 and 2 are weaker and narrower than jets 3 and 4, with peak zonal wind of about 12 m s^{-1} . Jet 2 is located further south than jet 1. Jets 3 and 4 peak at about 14 m s^{-1} but are centered on different longitudes: jet 3 peaks near the Atlantic coast whereas jet 4 peaks at the Greenwich meridian. In the vertical sections at Greenwich (central panels), the surface westerlies also vary significantly. They are almost nonexistent in example 4 but peak at about 4 m s^{-1} in example 3 and at 2 m s^{-1} in examples 1 and 2.

These four basic states were all perturbed with the same initial heating (applied for the first day of simulation and then switched off). The right panels of Fig. 4 show the transient responses (streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$) at day 9. As with the run about the mean basic state, by day 9 a succession of AEW-like ridges and troughs has formed. However, the four responses have very different amplitudes. Using the root-mean-square streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ in the box $5^\circ\text{--}25^\circ\text{N}$, $45^\circ\text{W}\text{--}45^\circ\text{E}$ as a measure of wave amplitude at day 9, we find that the waves in example 4 have an amplitude close to the amplitude of the waves in the run about the climatological basic state (Fig. 3). The waves triggered on basic states 2 and 3 are clearly stronger (respectively 2 and 4 times stronger at day 9 than the waves in the climatological run). The waves triggered on basic state 1 are 2 times weaker than in the climatological run.

The response to the initial heating is clearly influenced by the basic state. However, no obvious relationship between the basic state and the magnitude of the response emerges from these few examples. For instance, it is interesting to note that the magnitude of the response does not show a simple dependence on the jet strength. At least, there are striking counterexamples. Jets 3 and 4 both peak at about 14 m s^{-1} but jet 4 leads to a weaker wave response. On the contrary, jet 2 peaks at about 12 m s^{-1} like jet 1, but it leads to stronger waves. This does not mean that the jet strength has no impact at all on the response; it only suggests the complexity of the relationship. Some other factors must be involved in determining the intensity of the response and will be explored in the following sections.

b. Statistics from the entire range of basic states

We now use the whole set of 336 experiments to describe more systematically how the wave response varies. As an indicator of wave magnitude at a given day for a given simulation, we compute wm_{daily} , the root-mean-square streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ over the

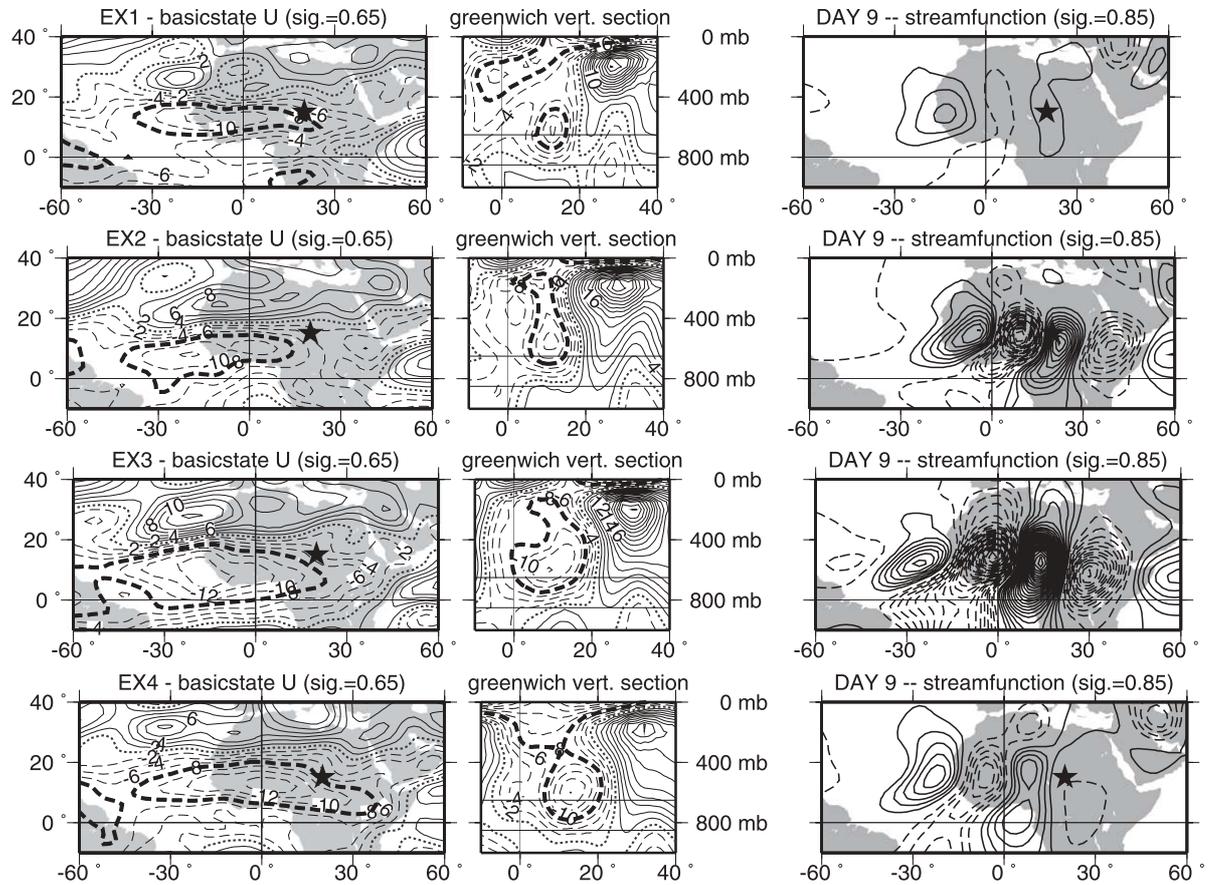


FIG. 4. Four examples of triggering experiments on 10-day averaged basic states (ex1, ex2, ex3, ex4). Basic state zonal wind at level $\sigma = 0.65$ and on a vertical section at Greenwich; contours are every 2 m s^{-1} , with the zero contour dotted and negative contours dashed. The -8 m s^{-1} contour is thickened. Streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ for the ninth day of simulation; contours are every $10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, with negative contours dashed (cyclonic circulations). The star represents the center of the initial heating perturbation.

area $5^{\circ}\text{--}25^{\circ}\text{N}$, $45^{\circ}\text{W}\text{--}45^{\circ}\text{E}$. Then we define a standardized “response index”, RI_{std} , for each experiment:

$$\text{RI}_{\text{std}} = \frac{\text{RI} - \text{RI}_{\text{mean}}}{\sigma}, \quad (3)$$

where RI is the average value of wm_{daily} from day 1 to 11 for the given experiment; RI_{mean} is the mean value of RI over the 336 experiments and σ is its standard deviation.

The distribution of this response index RI_{std} is plotted in Fig. 5a. We use RI_{std} to sort the 336 experiments into three classes:

- the top 20% “strongest” cases (wave response greater than the 80th percentile),
- the bottom 20% “weakest” cases (wave response smaller than the 20th percentile), and
- “intermediate” cases in which the response is between the 20th and 80th percentiles.

By definition, RI_{std} is zero for the mean intensity of the 336 experiments. The “weak” and “strong” cases are defined, as stated above, in comparison to this mean. The run performed about the climatological basic state (Fig. 3) is very close to this mean ($\text{RI}_{\text{std}} = -0.12$). Example 4 ($\text{RI}_{\text{std}} = 0.20$) illustrates another intermediate case close to the mean. Example 3 ($\text{RI}_{\text{std}} = 4.61$) is one of the strongest responses. Example 2 ($\text{RI}_{\text{std}} = 1.57$) illustrates another strong case. The distribution of RI_{std} (Fig. 5a) is not symmetrical: there are more weak waves ($\text{RI}_{\text{std}} < 0$) than strong waves ($\text{RI}_{\text{std}} > 0$), with many examples of an AEJ that does not produce a clearly identifiable wave response. One third of the experiments led to waves with a RI_{std} lower than -0.5 . Example 1 ($\text{RI}_{\text{std}} = -0.93$) belongs to this weakest set and it is clear from Fig. 4 that by day 9 no strong AEW has developed.

Figure 5b presents the evolution of wm_{daily} with time for the strong and weak sets of responses. The peak

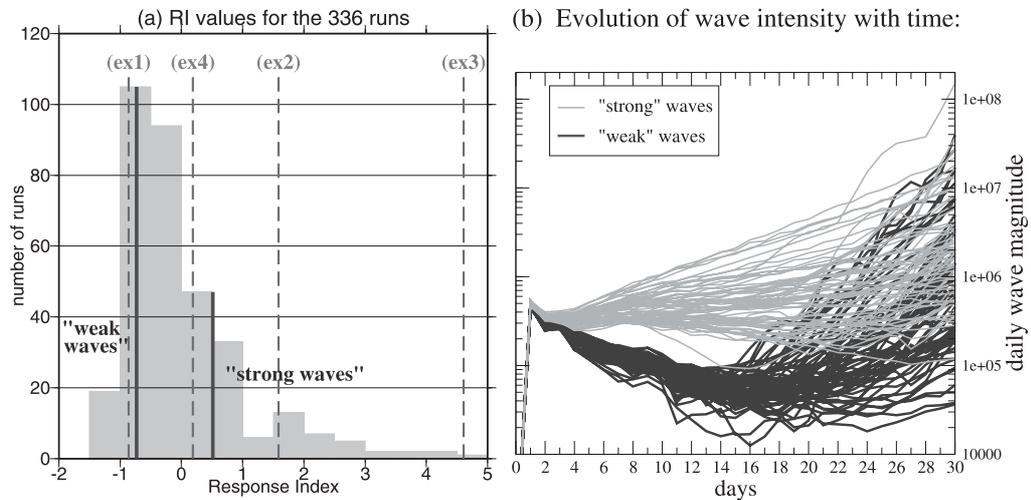


FIG. 5. (a) Distribution of the values of response index RI_{std} (see text) for the 336 experiments. Black lines separate the top 20% strongest wave cases (right end of histogram) and the bottom 20% weakest wave cases (left end of histogram). Ex1, ex2, ex3, and ex4 labels and gray dashed lines mark the values of RI_{std} for the four example runs of Fig. 4. (b) Evolution of wm_{daily} ($m^2 s^{-1}$, log-scaled) with time for strong-wave (gray lines) and weak-wave cases (black lines).

value of wm_{daily} at day 1 reflects the formation of the first trough in response to the initial heating. After day 1 the heating is switched off. Note that even the strong responses do not always obtain values of wm_{daily} greater than that provided by the initial heating; they just succeed in converting it to easterly wave form. An examination of the daily streamfunction anomaly fields of the 336 runs (not presented here) shows that the exponential increase of wm_{daily} occurring after day 14 is not due to an AEW but rather is linked to unstable growth on the Asian jet in the model, which eventually influences the West African region. We therefore do not include the last part of the simulation in our analysis of the set of wave responses. As already said above, wm_{daily} values are averaged from days 1 to 11 only. As seen in Fig. 5b, 11 days gives enough time for an easterly wave life cycle.

We now proceed to investigate in more detail how the variability of the basic states is linked with the strength of the triggered wave response. At the level of the jet, a basic state with a negative PC1 means the easterly jet is stronger to the south over the Guinean coast, whereas a negative PC2 is related to the jet being stronger to the west over the Atlantic (see Figs. 2a,b). In Fig. 6, scatterplots are shown of the 336 experiments in PC1–PC2 space at the level of the jet (Fig. 6a) and near the surface (Fig. 6b). Black circles stand for the strongest wave cases, gray stars for the weakest wave cases, and small gray dots for intermediate cases. At level of the jet, strong- and weak-wave cases appear quite well separated. The two

groups overlap but most of strong waves are clearly associated with negative values of PC1 and PC2, showing that strong waves are mainly associated with jets stronger in the south and west. At low levels, strong- and weak-wave cases also form two distinct groups. They are better separated along the x axis (low-level PC2) than along the y axis (low-level PC1). Most of the strong waves show positive values of low-level PC2, which implies a reinforcement of surface westerlies east of Greenwich at about $15^\circ N$ (see Fig. 2d).

We note that the low-level EOFs are as efficient as the jet-level EOFs at separating strong- and weak-wave cases. We can separate strong- and weak-wave cases better by combining the EOFs from the two levels. Figure 7 shows a scatterplot of the 336 experiments in a new frame that combines indicators from $\sigma = 0.65$ and $\sigma = 0.95$. For the low level, we retain only $PC2_{\sigma=0.95}$ because it was the better separator in Fig. 6b; thus, $X = (PC2)_{\sigma=0.95}$ is used as the new x axis. For the jet level both PCs appear important, so we compute an indicator that is a combination of the two: $Y = 0.5(PC1 + PC2)_{\sigma=0.65}$. This is used as the new y axis. The patterns associated with variations in X and Y are shown in Fig. 7. The pattern in X is of course identical to $EOF2_{\sigma=0.95}$ presented in Fig. 2. The pattern in Y recovers the western part of the north–south dipole of $EOF1_{\sigma=0.65}$.

The two new axes X and Y are no longer necessarily orthogonal, and in fact the zonal wind at the two levels appears to be correlated. A northern and eastern AEJ tends to be associated with stronger low-level westerlies

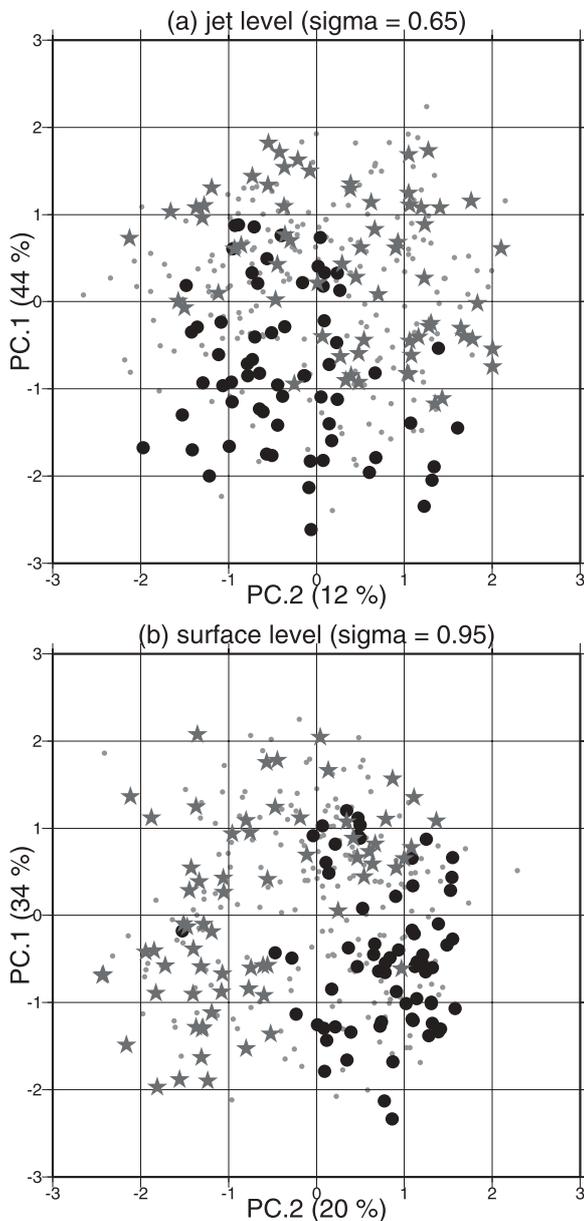


FIG. 6. Scatterplots of the 336 experiments as a function of PC1 and PC2 for zonal wind at (a) the level of the jet and (b) near the surface. Black circles denote the strong-wave cases, gray stars the weak-wave cases, and small gray dots intermediate cases. Percentages indicate how much zonal wind variance is explained by each EOF at each level.

to the south, whereas a southern and western AEJ tends to be associated with stronger low-level westerlies to the north, just below the jet. Because of this, the combined measure from the two levels can only bring a modest improvement to the separation between strong- and

weak-wave cases. But it is interesting to note that strong-wave cases are less scattered than weak-wave cases. It appears that negative values of Y and positive values of X are necessary conditions to trigger strong waves, but they are not sufficient conditions because there are still some weak-wave cases in this part of the scatterplot.

5. Composite strong- and weak-wave cases

Composite basic states

To diagnose the characteristics of basic states that have led, on average, to strong waves or to weak waves, we compare in Fig. 8 the mean basic state (Fig. 8b) with the composite basic states for the bottom 20% weakest waves (Fig. 8a) and the top 20% strongest waves (Fig. 8c). These composite basic states are computed as the average of the individual basic states that have led to the top 20% strongest and bottom 20% weakest waves. The zonal wind is presented at the level of the jet ($\sigma = 0.65$) and on a vertical section at Greenwich. The vertical wind shear, computed as zonal wind at the surface ($\sigma = 0.95$) minus zonal wind at level of the jet ($\sigma = 0.65$), is also shown in the middle panels. Areas of negative meridional PV gradient on the isentropic surface 320 K are shaded in the left and middle panels.

The composite jet for the strongest waves peaks 2 m s^{-1} faster than the composite jet for the weakest waves. It is also wider because of a shift of its southern flank to the Guinean coast while the northern flank is still situated around 15°N . The strong-wave jet also extends farther west, beyond the Atlantic coast. The difference between the strong- and weak-wave composites at $\sigma = 0.65$ is plotted in the bottom line of Fig. 8. The north-south dipole ($\pm 8 \text{ m s}^{-1}$) confirms that the jet is reinforced in the south and west in strong-wave cases. Note that this pattern is quite similar to the dipole pattern of the first EOF of zonal wind at same level (Fig. 2a). The triggered AEWs are thus seen to be sensitive to the dominant mode of variability in the AEJ.

The vertical wind shear is consistently greater in the strong-wave composite basic state, peaking at about 14 m s^{-1} in the same area as the jet maximum, whereas it is about 4 m s^{-1} less in the weak-wave composite. The intensity of the vertical shear is mainly attributable to the strength of the jet. This is also emphasized by the difference between strong- and weak-wave composites (bottom line, Fig. 8), which mainly reflects the north-south dipole above the Atlantic coast already discussed at $\sigma = 0.65$. However, looking at the vertical sections at Greenwich (right panels, Fig. 8), we also note that the maximum in surface westerlies is shifted to the Guinean coast in weak-wave cases. Thus, for weak-wave cases,

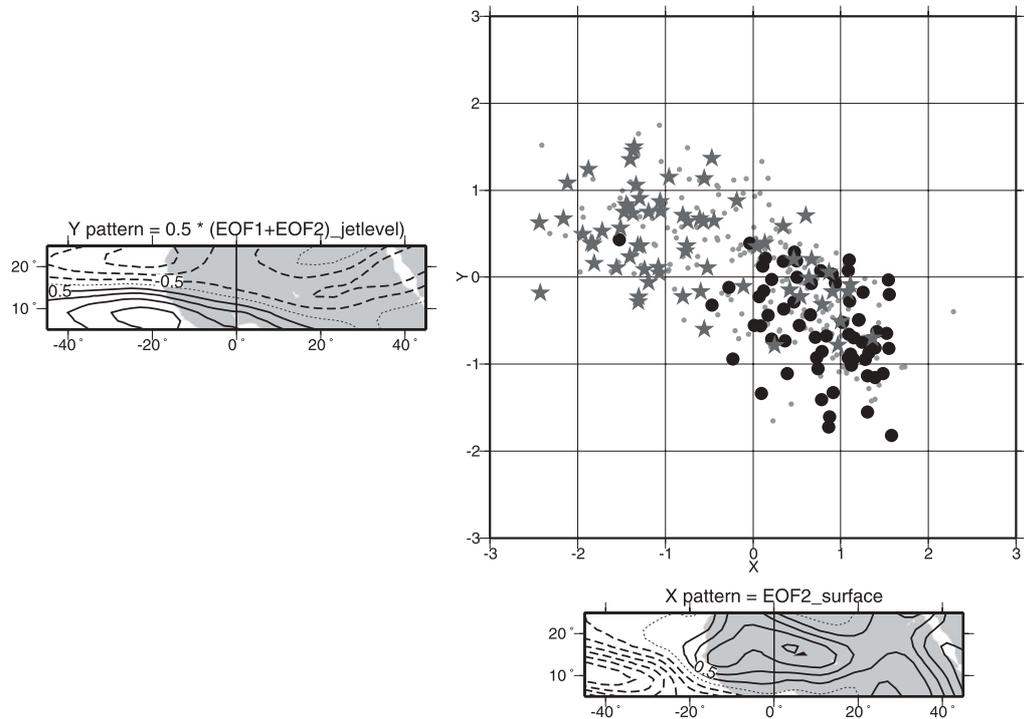


FIG. 7. Scatterplots of the 336 experiments as a function of $X = (\text{EOF2})_{\sigma=0.95}$ and $Y = (0.5)(\text{EOF1} + \text{EOF2})_{\sigma=0.65}$. Black circles denote the strong-wave cases, gray stars the weak-wave cases, and small gray dots intermediate cases. Regressions of zonal wind show the patterns corresponding to variations in X and Y . Contours are every 0.25 m s^{-1} near the surface level (X pattern) and every 0.5 m s^{-1} at level of the jet (Y pattern); the zero contour is dotted and negative contours are dashed.

there is a separation in latitude between the low-level westerlies and the narrow jet (15°N). In strong-wave cases, the maximum is located more to the north, around 15°N so it is aligned with the easterly jet. The surface westerlies may thus enhance the vertical shear by $1\text{--}2 \text{ m s}^{-1}$ in the strong-wave configuration, where they align with the AEJ.

As shown in previous studies (e.g., Dickinson and Molinari 2000), a narrow strip of negative meridional PV gradient lies between 30°W and 30°E at about 15°N . This PV gradient reversal is more intense than the mean in cases that led to strong waves and less intense in cases that led to weak waves, but for both composites it is at the same latitude (about 15°N) on the northern flank of the jet and does not vary much in width. It should be remembered that the presence of a PV gradient reversal does not necessarily mean that the system is unstable. Hall et al. (2006) showed that such basic states can be stabilized by low-level damping, which is also applied in this study. On these stabilized basic states, AEWs need to be triggered by an initial perturbation. However, the PV gradient may serve as an indicator of the potential energy available for the transient perturba-

tions to overcome dissipation for a limited time, rather than just as an instability criterion.

Figure 9 shows the life cycles based on the strong-wave and weak-wave composite basic states. The response based on the strong-wave composite is very similar in shape to the response about the mean basic state (already shown in Fig. 3), but the troughs and ridges are more intense (twice as strong at day 9 when computing the root-mean-square streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ over the area $5^\circ\text{--}25^\circ\text{N}$, $45^\circ\text{W}\text{--}45^\circ\text{E}$). By day 9 we can see a slight difference in phase, with the stronger response being also slightly faster. The response about the weak-wave composite basic state is much smaller. At day 5 only one pair of faint vortices follows the initial trough and by day 9 the AEW has almost totally dissipated.

6. Discussion and conclusions

Our point of departure in this study has been the a priori assumption that African easterly waves need a finite-amplitude trigger. We have chosen a simulated convective trigger, as in THK08, and have used this

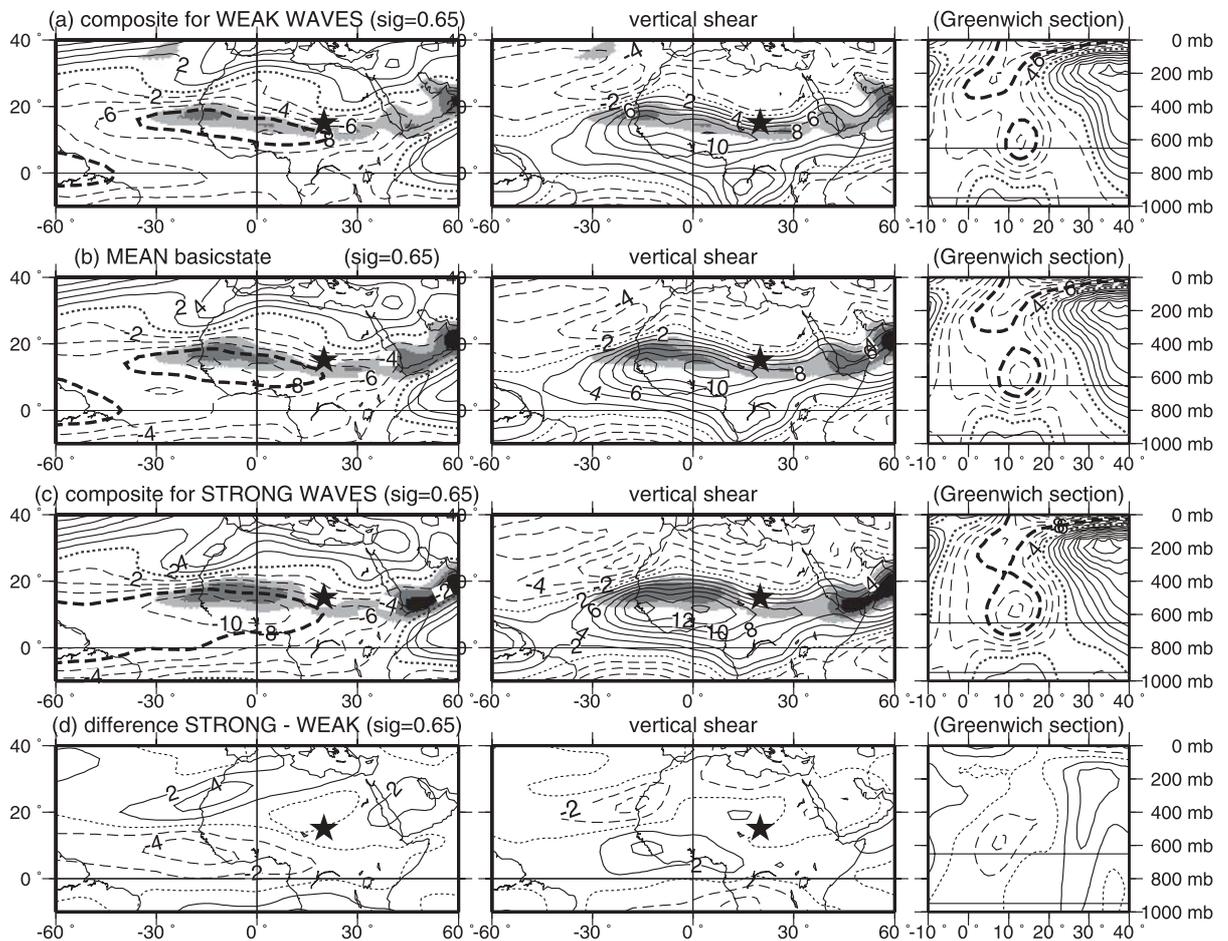


FIG. 8. Composite basic states for (a) the bottom 20% weakest waves and (c) the top 20% strongest waves; (b) the mean basic state; and (d) the difference (c) - (a). Contours are every 2 m s^{-1} for the zonal wind (left) at level $\sigma = 0.65$, (right) on a vertical section at Greenwich, and (center) for the vertical wind shear, taken between $\sigma = .95$ and the surface (also see text). The zero contour is dotted and negative contours are dashed. Dark shading represents the areas of negative meridional PV gradient at 320 K [at intervals of $0.005(10^{-6} \text{ K m}^{-1}) \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ starting at -0.005]. The star represents the center of the initial heating perturbation.

experimental design to investigate the influence of a variable jet. Considering a large number of realistic three-dimensional basic states, it has been shown that the response to the convective trigger depends strongly on the basic state. With the same convective trigger, many configurations of the AEJ fail to produce a wave disturbance, whereas others produce strong easterly wave structures. This conclusion is based on a modeling approach in which a clear separation between cause and effect can be imposed, in this case by fixing the cause (convective heating), varying the passive environment (the basic state), and diagnosing the response.

The results show that the strength of the jet alone is not a sufficient indication of how strong the wave response will be. For a strong-wave response, the jet must

be strong in the south and west, with near-surface westerlies underlying the core of the easterlies. This vertical alignment is clearly associated with greater vertical shear. This may be a key factor for transient wave growth, but it is not independent of the horizontal position of the jet, as the two factors are seen to covary within the sample of basic states used. The primary mode of natural variability reflected in the sample of basic states is a north-south dipole of zonal wind in the jet exit region (Fig. 2a). It is interesting to note that this pattern is almost identical to the pattern associated with variations in the strength of the wave response (Fig. 8d). This result was not built into the experiment a priori. It shows that the way in which AEWs respond dynamically to a convective heat source is conditioned by real observed variations in the AEJ.

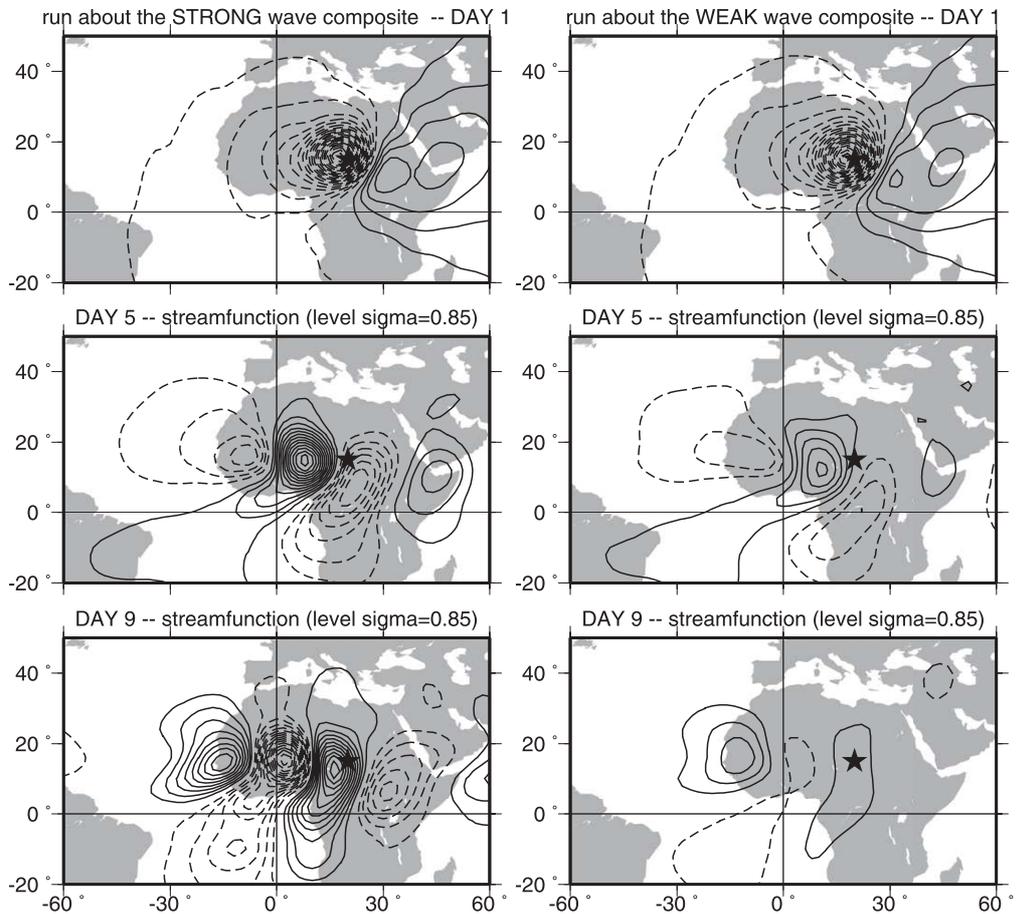


FIG. 9. Triggering experiments about the (left) strong-wave and (right) weak-wave composite basic states. Streamfunction anomaly at $\sigma = 0.85$ for the first, fifth, and ninth days of simulation: contours are every $10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, with negative contours dashed (cyclonic circulations). The star represents the center of the initial heating perturbation.

Further experiments have been carried out using composite basic states based on examples that individually lead to strong or weak responses. “Typical” life cycles based on these composite basic states lead to correspondingly strong or weak easterly waves. In the strong-wave composite the meridional potential vorticity gradient on the northern flank of the jet is stronger. It is tempting to seek a single indicator of wave response based on simple dynamical arguments applied to the basic state. The strength of the PV reversal seems like a good candidate. Whether or not the basic state is unstable, the strength of the PV reversal is a measure of the vertical shear and of the potential for transfer of available potential energy to boost the growth (or attenuate the decay) of a baroclinic easterly wave.

However, returning to the original set of experiments, Fig. 10a shows a scatterplot of the three classes of wave response as a function of the jet strength and the strength

of the PV gradient reversal. Here, the strong- and weak-wave cases taken individually do not present any clear behavior related to this dynamical indicator, even though a relationship seemed to exist, on average, when looking at the composite results. It is thus seen that this measure is not as clear as the measure based on objective analysis shown above, even though the underlying dynamical arguments may be sound. Figure 10b shows interestingly that a better indicator is obtained by using the surface area covered by the jet and the PV gradient reversal rather than their strength. On this scatterplot, strong- and weak-wave cases are much better separated than on Fig. 10a, with strong-wave cases associated with a larger jet and a larger PV gradient reversal. Again, the importance of the spatial configuration of the basic state is emphasized.

A reversal in PV-gradient is often put forward as evidence of baroclinic instability. It is appropriate at this

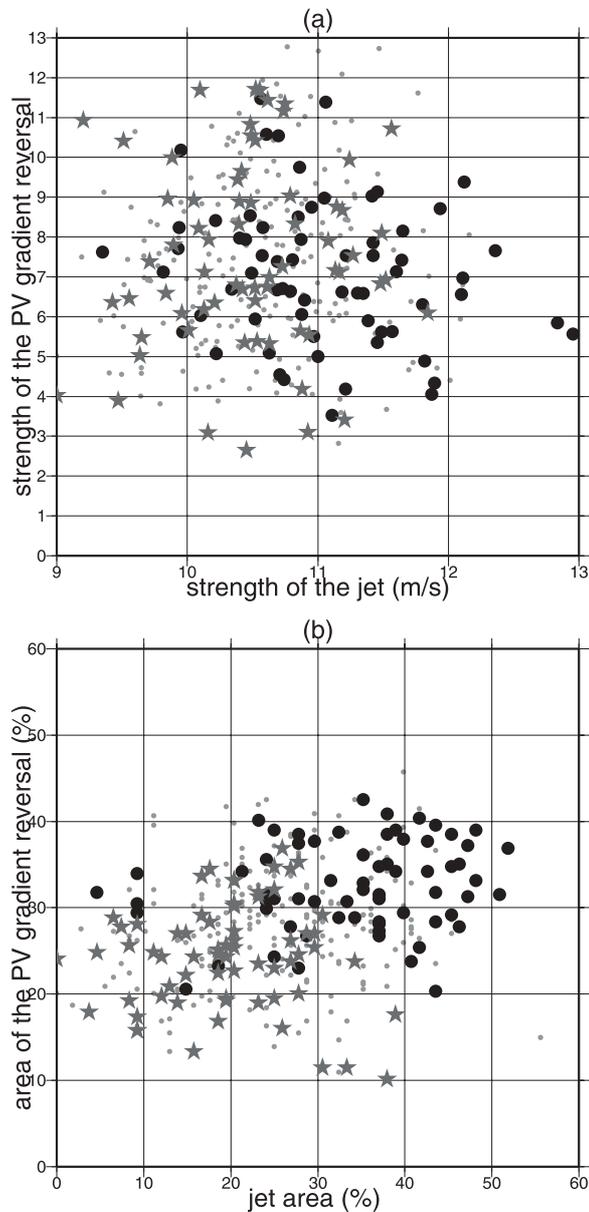


FIG. 10. (a) Scatterplot of the 336 experiments as a function of the strength of the PV gradient reversal [$-1000(10^{-6} \text{ K m}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1})$] and the strength of the jet ("strength" computed as average in the area $5^{\circ}\text{--}25^{\circ}\text{N}$, $45^{\circ}\text{W--}20^{\circ}\text{E}$ using only negative values of the PV gradient and only easterly wind stronger than 9 m s^{-1}). (b) Scatterplot of the 336 experiments as a function of the area covered by the PV reversal and by the jet (percentage of the area $5^{\circ}\text{--}25^{\circ}\text{N}$, $45^{\circ}\text{W--}20^{\circ}\text{E}$ covered by negative values of PV gradient and by easterly wind stronger than 9 m s^{-1}). In both scatterplots, black circles denote the strong-wave cases, gray stars the weak-wave cases, and small gray dots intermediate cases.

point to discuss the relevance of this observation for the dynamics of AEWs. We argue in this paper, as previously in THK08 and Hall et al. (2006), that although the flow may be unstable, the system is stabilized by a modest amount of low-level damping. The mean AEJ is therefore part of a stable system and an isolated small perturbation will not grow into a large perturbation—hence the argument that a trigger is needed to initiate AEWs. The triggered waves still resemble the first normal mode of the system because this is still the most efficient structure for maintaining a disturbance against dissipation. But all the African waves shown in THK08 do eventually decay.

In the current study we must re-evaluate this position because we are no longer considering a climatological or seasonal basic state but rather a large population of basic states. Is it possible for some of them to be unstable enough to allow growth in the time available? This is easy to test, and normal-mode breeding experiments have been performed for the mean and composite jets studied here, with the same damping parameters. The mean state and the weak-wave state are stable. The strong-wave state is unstable. Its fastest-growing mode has easterly wave structure and a growth rate of 0.035 day^{-1} , so the e -folding time scale for normal modes on the strong-wave composite state is about a month. This is far too long to explain the intermittence of easterly waves as a result of jet variations with small perturbations. Recall that the jet variations we are considering are taken from 10-day averages and the wave disturbances themselves are even shorter lived. We conclude that although this study shows that variations in the AEJ are important to determine whether or not a given trigger event can produce an easterly wave, we still believe that the trigger event is necessary.

What emerges is a demonstration, in a simple modeling framework, that the convective trigger is necessary but not sufficient. A further necessary condition can be expressed either in terms of the structures of observed natural variability of the jet or in terms of dynamically relevant quantities such as vertical shear or PV gradient. Either way, as seen in the scatterplots in Figs. 6, 7, and 10, the strong-wave cases tend to be more tightly clustered than the weak-wave cases. Weak-wave cases can even intrude into the area populated by strong-wave cases. This indicates that although the identification of further necessary conditions is instructive and perhaps even potentially useful for forecasting, further work is needed to identify a sufficient condition for the genesis of AEWs.

Our experiments are conducted with a geographically fixed convective trigger and a variable jet. This is the other way round from THK08, who used a fixed jet and varied the position of the trigger. They found that a

position on the right jet entrance was most effective for generating AEWs. However, separate experiments (not shown) show that the extreme variations in response found in this study cannot simply be explained in terms of the relative position of the jet and the trigger. In fact, the northern flank of the jet does not move very much, so the standard position for the trigger, over the Darfur mountains, is nearly always optimal. Other factors such as jet strength, southern extension, westward extension, and vertical shear are important independently of the relative positions of the trigger and the jet entrance. As mentioned above, stronger baroclinicity clearly plays a role, but aside from considerations of baroclinic conversions, we speculate that a jet that is stronger in the western, downstream region might be more favorable to wave development simply because in this case the perturbation is not rapidly advected downstream during the incipient development stage of the wave. To develop, a wave must remain within the baroclinic zone. This is consistent with the finding (Fig. 10) that it is more beneficial to have a strong baroclinic zone spread on a wide area than to have a smaller region of intense baroclinicity.

In summary, our current hypothesis for the genesis and development of AEWs is as follows:

- 1) The system is stable, or weakly unstable, so a finite-amplitude trigger is required, as discussed in Hall et al. (2006).
- 2) The best position to trigger AEWs with a deep convective heat source is on the right entrance of the AEJ, in the Darfur region, as shown in THK08.
- 3) Intraseasonal variations in the AEJ determine whether or not a wave response can subsequently develop from the convective trigger. Necessary conditions for the development of a wave response can be characterized by strong shear or strong PV reversals over an extended region, and in addition to this we see stronger responses when the jet is extended to the south and west.

This vision of the initiation of AEW events is more selective than the one espoused in THK08, where the mere existence of a convective source was emphasized. It is also more stringent than the traditional view based on the state of the AEJ alone and the questionable instability argument that goes with it. In this paper we present a more comprehensive view in which two necessary conditions must be satisfied: a punctual trigger and a preconditioned basic state. This view is still not complete. To make further progress, the artificial separation of cause and effect in this study needs to be removed. In reality we expect a two-way interplay between the transients (AEWs) and the lower-frequency variations (the AEJ). Studies of observations and of

unconstrained model runs need to be focused on clear questions about how the two components interact, including the feedback of AEWs on the AEJ. The relationship is likely to be complex and it will require a more thorough statistical approach to identify it. This is especially true if the intermittence of convective triggers turns out to be important. Observational aspects of the intermittence and genesis of AEWs and of their interplay with the AEJ are the subject of a subsequent contribution by Leroux et al. (2009).

Acknowledgments. We thank the two reviewers for their comments and suggestions, which greatly helped to improve the manuscript. Stephanie Leroux was supported by the French Ministry of “Enseignement supérieur et Recherche.” This work is part of the AMMA project. AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analyses) was built by an international scientific group and is currently funded by a large number of agencies, especially from France, the UK, the U.S., and Africa. It has been the beneficiary of a major financial contribution from the European Community’s Sixth Framework Research Programme. Detailed information on scientific coordination and funding is available on the AMMA International Web site (<http://www.amma-international.org>).

REFERENCES

- Avila, L., and R. Pasch, 1992: Atlantic tropical systems of 1991. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2688–2696.
- Berry, G. J., and C. Thorncroft, 2005: Case study of an intense African easterly wave. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 752–766.
- Burpee, R., 1972: The origin and structure of easterly waves in the lower troposphere of North Africa. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 77–90.
- Carlson, N., 1969: Synoptic histories of three African disturbances that developed into Atlantic hurricanes. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 256–276.
- Cattell, R., 1966: The Scree test for the number of factors. *Multivariate Behav. Res.*, **1**, 245–276.
- Charney, J., and M. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 159–172.
- Cornforth, R. J., B. J. Hoskins, and C. D. Thorncroft, 2009: The impact of moist processes on the African easterly jet–African easterly wave system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **135**, 894–913.
- Dickinson, M., and J. Molinari, 2000: Climatology of sign reversals of the meridional potential vorticity gradient over Africa and Australia. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 3890–3900.
- Duvel, J.-P., 1990: Convection over tropical Africa and the Atlantic Ocean during northern summer. Part II: Modulation by easterly waves. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1855–1868.
- Fink, A. H., and A. Reiner, 2003: Spatiotemporal variability of the relation between African easterly waves and West African squall lines in 1998 and 1999. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4332, doi:10.1029/2002JD002816.
- Fjortoft, R., 1950: Application of integral theorems in deriving criteria for stability for laminar flows and for baroclinic circular vortex. *Geophys. Publ.*, **17**, 1–52.

- Grist, J., S. Nicholson, and A. Barcion, 2002: Easterly waves over Africa. Part II: Observed and modeled contrasts between wet and dry years. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 212–225.
- Hall, N., 2000: A simple GCM based on dry dynamics and constant forcing. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1557–1572.
- , G. Kiladis, and C. Thorncroft, 2006: Three dimensional structure and dynamics of African easterly waves. Part II: Dynamical modes. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2231–2245.
- Hsieh, J.-S., and K. H. Cook, 2005: Generation of African easterly wave disturbances: Relationship to the African easterly jet. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 1311–1327.
- , and —, 2007: A study of the energetics of African easterly waves using a regional climate model. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 421–440.
- , and —, 2008: On the instability of the African easterly jet and the generation of African waves: Reversals of the potential vorticity gradient. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2130–2151.
- Kanamitsu, M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S.-K. Yang, J. J. Hnilo, M. Fiorino, and G. L. Potter, 2002: NCEP–DOE AMIP-II Reanalysis (R-2). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 1631–1643.
- Kiladis, G., C. Thorncroft, and N. Hall, 2006: Three-dimensional structure and dynamics of African easterly waves. Part I: Observations. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2212–2230.
- Leroux, S., N. Hall, and G. Kiladis, 2009: A climatological study of transient-mean flow interactions over West Africa. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, in press.
- Mass, C., 1979: A linear primitive equation model of African wave disturbances. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2075–2092.
- Mekonnen, A., C. D. Thorncroft, and A. R. Aiyer, 2006: Analysis of convection and its association with African easterly waves. *J. Climate*, **19**, 5405–5421.
- Nicholson, S. E., A. I. Barcion, and M. Challa, 2008: An analysis of West African dynamics using a linearized GCM. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1182–1203.
- North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, and F. J. Moeng, 1982: Sampling errors in the estimation of empirical orthogonal functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699–706.
- Paradis, D., J.-P. Lafore, J.-L. Redelsperger, and V. Balaji, 1995: African easterly waves and convection. Part I: Linear simulations. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1657–1679.
- Reed, R., D. Norquist, and E. Recker, 1977: The structure and properties of African wave disturbances as observed during Phase III of GATE. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 317–333.
- Rennick, M., 1976: The generation of African waves. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1955–1969.
- Simmons, A., 1977: A note on the instability of the African easterly jet. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1670–1674.
- Thorncroft, C., 1995: An idealized study of African easterly waves. III: More realistic basic states. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 1589–1614.
- , and B. Hoskins, 1994a: An idealized study of African easterly waves. I: A linear view. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 953–982.
- , and —, 1994b: An idealized study of African easterly waves. II: A nonlinear view. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 983–1015.
- , and K. Hodges, 2001: African easterly wave variability and its relationship to Atlantic tropical cyclone activity. *J. Climate*, **14**, 1166–1179.
- , N. Hall, and G. Kiladis, 2008: Three dimensional structure and dynamics of African easterly waves. Part III: Genesis. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3596–3607.

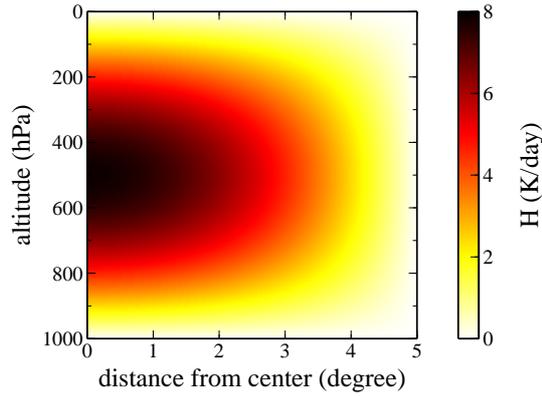


Fig. 4.1: Terme de chauffage introduit comme perturbation initiale déclenchante des AEWs dans le modèle (Leroux & Hall, 2009). Le taux de chauffage (K.d^{-1}) est représenté en fonction de la distance horizontale au centre d'application (en degrés de latitude et longitude) et en fonction de l'altitude (en hPa).

4.3 Compléments

Cette section apporte des compléments à quelques points évoqués succinctement dans la publication mais non montrés ni illustrés.

4.3.1 Profil vertical de la perturbation initiale d'amplitude finie

La Fig. 4.1 illustre le profil de chauffage convectif utilisé comme perturbation initiale. Au point d'application ($15^\circ\text{N}, 20^\circ\text{E}$ dans toute l'étude), le chauffage évolue avec la verticale comme

$$H_0 = \frac{\pi}{2} \sin(\pi \cdot \sigma) \quad (4.1)$$

où σ est la coordonnée verticale en pression normalisée. La valeur moyenne de H_0 sur la verticale est de $5^\circ \text{K.jour}^{-1}$, ce qui en terme de chauffage latent, représente un pic de précipitation au centre de 20mm.jour^{-1} .

Dans le plan horizontal il varie comme

$$H = H_0 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi r}{2 r_0}\right), \quad (4.2)$$

avec un rayon r_0 de 5° . H devient nul pour un rayon r supérieur à r_0 .

Ce chauffage est appliqué pendant le premier jour de simulation puis est stoppé. La perturbation induite est ensuite libre d'évoluer sur l'état climatologique constant.

4.3.2 Localisation relative de l'AEJ par rapport à la source déclenchante

Dans leur étude, Thorncroft et al. (2008) ont réalisé une série d'expériences de déclenchement d'AEWs sur un même état de base (l'état climatologique) en déplaçant géographiquement la position de la source. Ils ont mis en évidence que la position

optimale, en terme d'amplitude d'AEW déclenchée dans le modèle, était située autour de $20^{\circ}\text{N};15^{\circ}\text{E}$, c'est à dire légèrement au nord de la région d'entrée de l'AEJ climatologique.

A l'inverse, dans Leroux & Hall (2009) la source est fixe ($15^{\circ}\text{N};20^{\circ}\text{E}$) dans une série d'expériences où différents états de base sont testés. Les résultats de cette série d'expériences mettent en avant l'importance de la configuration spatiale de l'état de base, et notamment de l'AEJ pour l'amplitude de la réponse engendrée.

L'objectif de ce complément est de souligner ici que ce lien n'est pas simplement une illustration réciproque du résultat de Thorncroft et al. (2008) (dû à la position relative entre l'AEJ et la source). Pour illustrer ceci, des expériences complémentaires ont été menées (évoquées dans la discussion de l'article mais non montrée). Des AEWs sont déclenchées sur l'état de base composite associé aux ondes faibles de Leroux & Hall (2009) avec (a) une source placée en $15^{\circ}\text{N};20^{\circ}\text{E}$ comme dans l'article, (b) une source placée en $17.5;20^{\circ}\text{E}$ et (c) une source placée en $20^{\circ}\text{N};20^{\circ}\text{E}$.

Dans l'hypothèse où le seul critère déterminant l'amplitude de la réponse serait la position *relative* entre l'AEJ et la source, l'état composite associé aux ondes faibles de Leroux & Hall (2009) ne serait pas propice au déclenchement des AEWs simplement parce que l'AEJ y est étroit et situé à une latitude qui serait trop au nord relativement à la source. Toujours en suivant cette hypothèse, un déplacement de la source plus au nord devrait donc rendre ce même état de base plus propice au développement des AEWs.

La Fig. 4.2 présente les cycles de vie des ondes déclenchées sur un même état de base avec des sources placées de plus en plus au nord de l'AEJ (le cas (a) correspond exactement à la la figure 9 de Leroux & Hall (2009)). Il est clair que le déplacement plus au nord de la source de 2.5 puis 5 degrés ne modifie pas sensiblement l'amplitude de la réponse. En aucun cas des ondes aussi fortes que celles développées sur l'état composite associé aux ondes fortes de Leroux & Hall ne sont déclenchées.

La configuration spatiale de l'état de base a donc bien une importance en tant que telle sur l'amplitude de la réponse transitoire déclenchée, et non juste en terme de position relative entre AEJ et source.

4.3.3 Analyse de stabilité des états de base composites

Lest travaux de Leroux & Hall (2009) suivent les résultats de Hall et al. (2006) et partent donc du principe que le système est stable (à prise en compte égale d'un amortissement linéaire dans les basses couches) et qu'une perturbation initiale d'amplitude finie est nécessaire pour déclencher des AEWs.

Cependant les états de bases considérés dans Leroux & Hall sont, contrairement à dans Hall et al., moyennés sur des périodes de temps relativement courtes (10 jours). Il est donc a priori envisageable que certains de ces états de base soient plus instables que l'état climatologique étudié par Hall et al. (Juin-Septembre 1968-1998 NCEP1).

Pour des raisons pratiques, une analyse de stabilité n'a pas été menée pour chacun des 336 états de bases de Leroux & Hall (2009). Par contre, les trois états de bases composites de l'étude : (1) celui associé aux ondes fortes, (2) celui associé aux ondes faibles et (3) l'état climatologique (Juin-Septembre 1979-2006 NCEP2) ont été étudiés en suivant exactement la méthode de Hall et al. (2006) déjà discutée aux Ch.2 et 3. Une perturbation infinitésimale est introduite sur l'état de base fixé. Elle est laissée

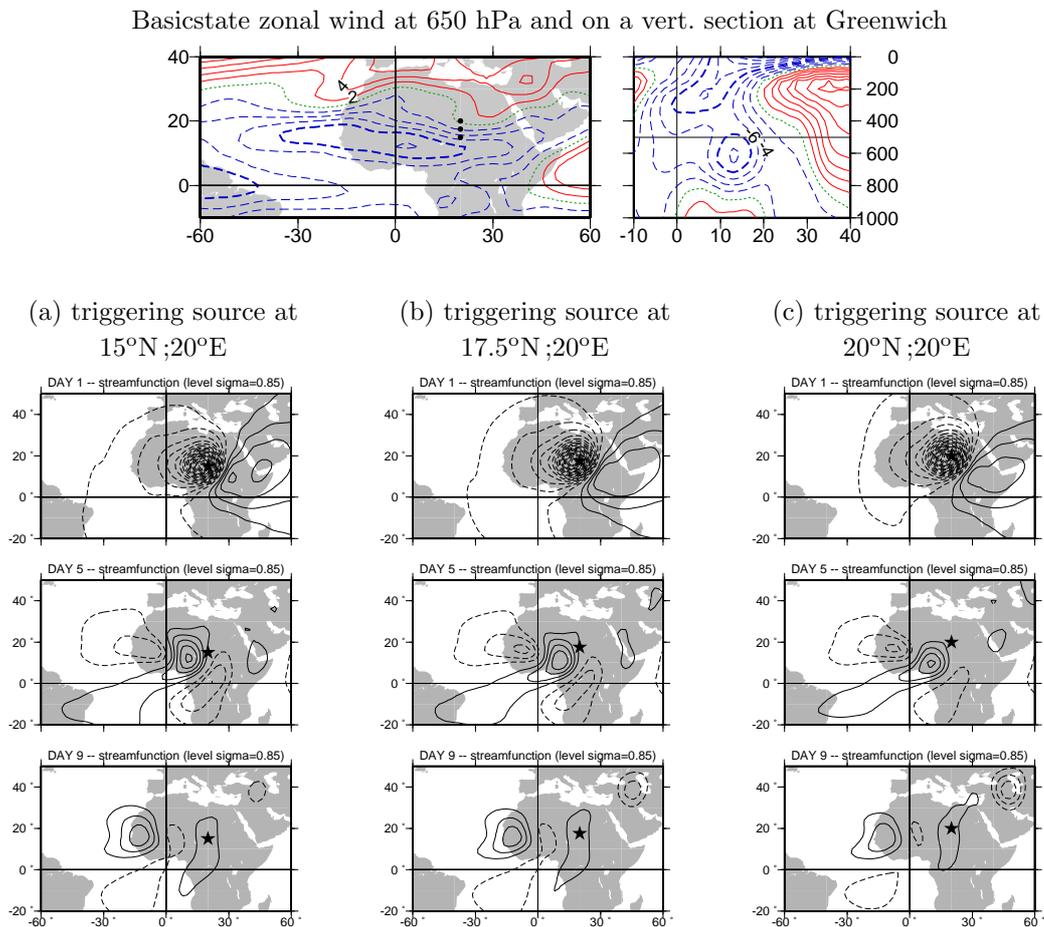


Fig. 4.2: Haut : vent zonal à 650 hPa et le long du méridien de Greenwich pour l'état de base composite associé aux ondes faibles dans Leroux & Hall (2009). Contours tous les $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, négatifs en tiretés, positifs en traits pleins, contour zéro en pointillés. **Bas :** la fonction de courant à 850 hPa des AEWs déclenchées (a) en $15^\circ\text{N}; 20^\circ\text{E}$, (b) en $17.5^\circ\text{N}; 20^\circ\text{E}$ et (c) en $20^\circ\text{N}; 20^\circ\text{E}$ est montrée 1,5 et 9 jours après le déclenchement. Contours tous les $10^5 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, négatifs en tiretés, positifs en traits pleins, contour zéro omis.

libre de se développer linéairement et elle est remise à l'échelle (amplitude divisée par 10) à chaque fois que son amplitude dépasse un seuil donné de manière à conserver à la fois sa forme et la linéarité de son développement. Une longue intégration de ce type permet finalement d'isoler la structure du premier mode propre, celui qui grandit exponentiellement le plus vite (ou décroît le plus lentement) et finit par dominer les autres modes.

La Fig. 4.3 (a) permet de visualiser le résultat des trois expériences menées. Le taux de croissance d'une variable ² intégrée spatialement est tracé au cours du temps pour les 3 simulations. Après 50 à 100 jours de simulation, le taux de croissance oscille régulièrement autour d'une valeur moyenne : le premier mode propre a suffisamment grandi pour dominer largement le signal. A l'inverse, en début de simulation, l'oscillation du premier mode propre reste bruitée par les autres modes.

La période temporelle d'oscillation du premier mode propre est donc lisible sur la figure, dans la partie où le mode est suffisamment isolé des autres. La variable dont le taux de croissance est tracé ici étant de la dimension du carré des perturbations développées, la période du premier mode propre vaut deux fois la valeur lue sur la figure.

La Fig. 4.3 permet donc de constater que seul l'état de base composite associé aux ondes fortes de Leroux & Hall (2009) est instable. Son taux de croissance exponentiel est cependant très faible : $\sigma=0.035 \text{ d}^{-1}$ et dans tous les cas, ne permet pas d'envisager sérieusement le développement d'une AEW d'amplitude suffisamment réaliste sans le recours à un déclenchement initial. Même s'il est toujours possible que certains état de base moyennés sur 10 jours parmi le jeu considéré dans l'article montrent des taux de croissance exponentiel légèrement plus fort que cette valeur $\sigma=0.035 \text{ d}^{-1}$, il est peu probable qu'ils en diffèrent au point d'être à considérer comme significativement instable.

La période d'oscillation du mode du composite pour les ondes fortes est lisible sur l'agrandissement d'une partie de la courbe fournit par le cadre (b). Malgré un léger sous-échantillonnage de la courbe (les sorties du modèle sont au pas d'échantillonnage journalier), on peut lire une période d'environ 7 jours, en cohérence avec la période du mode propre obtenu par Hall et al. (2006) pour leur état de base climatologique (réanalyses NCEP1, Juin-Septembre 1968-98).

Concernant les états de base composites (1) climatologique (réanalyses NCEP2, Juin-Septembre 1979-2006, trait plein épais noir) et (2) associé aux ondes faibles (tiretés bleus), les premiers modes propres obtenus sont d'amplitude décroissante signifiant la stabilité des états de bases. Les taux de croissance exponentiels respectifs sont de $\sigma=-0.065$ et $\sigma=-0.035$.

Il faut par ailleurs noter que la période temporelle des oscillations correspondantes est d'environ 30 jours, c'est à dire bien supérieure à la gamme de période des AEWs réelles. Le premier mode propre associé à chacun de ces états de base n'est donc pas de forme similaire à une AEW comme dans Hall et al. (2006) (également vérifié en visualisant la structure spatiale des phases, non montré ici). Il est intéressant de constater ici que même si le mode propre décroissant le plus lentement sur ces

²Pour plus de précisions : la variable en question est le carré de l'anomalie de vorticité à 550 hPa, sommée sur la totalité du globe. Il n'est pas attaché d'importance physique particulière à cette grandeur exceptée celle de permettre la visualisation de l'oscillation globale du système au cours du temps.

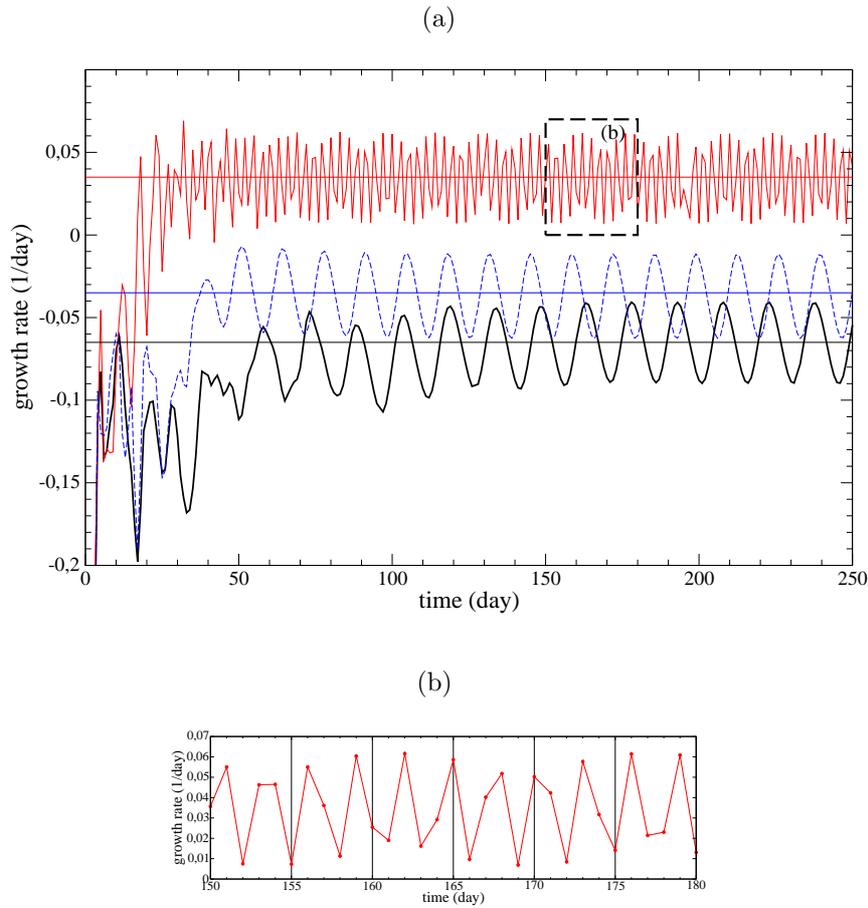


Fig. 4.3: (a) Evolution temporelle du taux de croissance dans le modèle au cours de 3 simulations réalisées à la manière de Hall et al. (2006) pour isoler le premier mode propre sur les 3 états de bases composites de Leroux & Hall (2009) : (1) celui associé aux ondes fortes (trait continu fin rouge), (2) celui associé aux ondes faibles (tiretés bleus) et (3) l'état climatologique Juin-Septembre 1979-2006 des réanalyses NCEP2 (trait continu épais noir). (b) zoom sur la simulation utilisant l'état de base associé aux ondes fortes entre les jours 150 et 180. Les points le long de la courbes marquent l'échantillonnage temporel de la série (1 par jour).

états de base stables ne sont pas de la forme d'une AEW, la réponse transitoire à la perturbation initiale d'amplitude finie appliquée est, elle, toujours de la forme d'une onde d'est africaine. Cette forme semble donc toujours efficace d'un point de vue énergétique pour maintenir *transitoirement* la perturbation déclenchée contre la dissipation.

5 Interactions réciproques entre AEWs, état moyen et convection

5.1 Introduction et résumé

Ce chapitre présente le deuxième volet des travaux de cette thèse. Comme le précédent, il est exposé principalement sous la forme d'un article scientifique publié (**section 5.2**). Quelques compléments méthodologiques sont ajoutés en **section 5.3**.

L'approche de modélisation idéalisée du Ch.4 a permis de souligner que même dans l'hypothèse d'un déclenchement des AEWs par une perturbation initiale d'amplitude finie, l'environnement, c'est à dire l'état moyen, conserve un rôle important de modulation de l'intensité de la réponse transitoire déclenchée. D'autre part, il a été montré que des événements convectifs en amont de l'AEJ pouvaient remplir le rôle de déclencheur initial des AEWs.

Il émerge de l'ensemble des récentes études sur les AEWs une vision complexe du système, mettant en jeu trois pôles principaux : l'AEJ, les AEWs et la convection (avec des rôles d'amplificateur des ondes, de modificateur du jet mais aussi désormais de possible déclencheur des ondes). Dans la réalité, des interactions à double sens sont attendues entre ces trois pôles, et celles-ci ne sont pas toutes représentées dans le type d'approche de modélisation idéalisée suivie au chapitre précédent, notamment la rétro-action des AEWs sur l'état moyen, et le jet en particulier.

L'idée de ce chapitre est de retourner vers une approche diagnostique basée directement sur les observations pour y confronter et compléter la vision du système AEJ-AEWs-convection et de sa variabilité intra-saisonnière qui émerge des récentes études de modélisation. Il est donc choisi de se concentrer sur :

- l'état moyen (et en particulier l'AEJ) et ses variations aux échelles intra-saisonnières plus longues que la durée de vie typique des perturbations synoptiques de type AEWs,
- les épisodes d'importante activité transitoire d'échelle synoptique (principalement représentée dans la région par les AEWs),
- une mesure de l'activité convective et de ses fluctuations aux échelles intra-saisonnières mais sub-synoptiques.

Les variables dynamiques sont tirées des réanalyses NCEP2 entre Juin et Septembre 1980-2006. La variable OLR¹ est utilisé comme proxy de l'activité convective. Un filtrage temporel (filtre de Lanczos, (Duchon, 1979)) est appliqué aux variables journalières considérées pour séparer les fluctuations aux différentes échelles. Les fluctuations de l'AEJ sont par exemple considérées au travers du signal filtré entre 10

¹ *Outgoing Longwave Radiation* de la NOAA, utilisée comme proxy de convection, cf Ch.1.

et 120 jours du vent zonal à 600 hPa. L'activité transitoire synoptique est calculée comme l'énergie cinétique des perturbations $PKE = (u'^2 + v'^2)/2$ à partir des fluctuations zonale et méridienne du vent filtré inférieur à 6 jours à 700 et 850 hPa. La variable PKE est ensuite filtrée entre 10 et 120 jours pour ne conserver que ses variations intra-saisonniers sans considérer le passage de chaque système pris individuellement.

Quels liens peuvent-ils être ainsi mis en évidence entre les fluctuations des trois pôles à l'échelle intra-saisonnaire ? Des séries temporelles de ces différents éléments sont analysées par régressions statistiques, avec possible décalage temporel des séries. L'objectif est de mettre en évidence des relations statistiques temporelles entre les fluctuations des trois pôles et de les discuter, si possible en terme de cause et d'effet.

Plusieurs relations ressortent de ces analyses :

- un pic de forte activité en AEWs sur le continent est précédé d'un renforcement de l'AEJ dans son extrémité est, puis est suivi d'un renforcement de l'AEJ dans sa partie nord-ouest,
- une analyse complémentaire du champ d'*E-vector* (Hoskins et al., 1983) montre que cette modulation du jet est cohérente avec un forçage par des perturbations transitoires de la structure d'AEW,
- en parallèle, l'analyse du champs d'OLR met en évidence qu'aux échelles de temps intra-saisonniers, les pics d'activités en AEWs sont associés à un renforcement de l'activité convective sur la région,
- de plus, les périodes de forte activité en AEWs sont statistiquement précédées par un renforcement de la convection à l'est, en entrée de jet, dans une zone potentiellement efficace pour déclencher des AEWs par chauffage convectif comme déjà discuté au Ch.4.

Cette approche ne peut bien sûr que suggérer, et non véritablement démontrer, des relations possibles de cause à effet entre l'AEJ, l'activité transitoire synoptique, et la convection. Cependant, il est intéressant de noter que les relations mises en évidence ici sont globalement cohérentes avec certaines des hypothèse proposées dans les études de modélisation antérieures. Notamment, la constatation qu'un renforcement de la convection à l'est de l'AEJ précède de quelques jours la plupart des évènements d'AEWs va tout à fait dans le sens du déclenchement convectif des ondes, défendu par Thorncroft et al. (2008). La confrontation avec les résultats du Ch.4 (Leroux & Hall, 2009) est plus nuancée. Les observations viennent confirmer que les périodes d'activités en ondes sont favorisées quand l'inversion du gradient de PV s'étend sur une large zone. Concernant la configuration spatiale du jet, les états de base les plus favorables au développement des AEWs dans le modèle présentaient un AEJ large, s'étendant vers le sud. Les observations montrent que cette relation est, dans un contexte réaliste, à moduler : un renforcement de l'AEJ est bien constaté au sud mais uniquement dans la zone d'entrée du jet. Les variations latitudinales de l'AEJ dans sa partie ouest seraient plutôt liées à la rétro-action des transitoires, et cet effet n'est pas pris en compte dans le contexte idéalisé de Leroux & Hall puisque les états de base y sont maintenu constants. L'étude statistique présentée dans ce chapitre, basée directement sur les observations, souligne ainsi l'importance de considérer l'ensemble des interactions en jeu entre AEJ, AEWs et convection.

5.2 Résultats principaux : Leroux et al. (2009)

A CLIMATOLOGICAL STUDY OF TRANSIENT - MEAN FLOW INTERACTIONS
OVER WEST AFRICA

Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society,
in press, 2009

1. Introduction
2. Data and methods
3. Intraseasonal variations
4. Links between transient activity, the African easterly jet and convection
5. Discussion



A climatological study of transient-mean flow interactions over West Africa

Stephanie Leroux^{a*}, Nicholas M. J. Hall^b, George N. Kiladis^c

^a *LTHE, Universite de Grenoble, France*

^b *LEGOS, Universite de Toulouse, France*

^c *Earth System research Laboratory, NOAA, Boulder, Colorado*

Abstract: A statistical study is made of the relationship between intraseasonal variations in mid-tropospheric flow over West Africa and transient-eddy activity during the June–September monsoon season in order to investigate the interaction between the African Easterly Jet (AEJ), African Easterly Waves (AEWs), and convection. NCEP2 reanalyses are used together with OLR data from June–September 1979–2007. Intraseasonal variability in 600 hPa zonal wind is isolated using a 10–120 day filter. The leading EOF describes north–south displacements of the jet axis. Episodes of AEW activity over the continent are evaluated in terms of the perturbation kinetic energy (PKE) of the less than 6-day high-pass filtered wind at 700 and 850 hPa. PKE and OLR are also filtered for the intraseasonal signal. Lag covariance analyses reveal a two-way interaction between the AEJ and synoptic scale transients. Prior to episodes of enhanced transient activity the AEJ is strengthened in the jet entrance region. During, and following these episodes the AEJ is strengthened on the northern flank of the jet exit region. E-vector analysis shows that this displacement of the AEJ is consistent with forcing by transients that have an AEW-like structure. Analysis of OLR shows that periods of enhanced transient activity over West Africa are associated with enhanced convection over the region at intraseasonal timescales, and are correlated with prior episodes of enhanced convection to the east, in the “convective trigger” region identified by Thorncroft et al (2008). Copyright © 2009 Royal Meteorological Society

KEY WORDS African easterly waves; African easterly jet; transient eddies

Received 13 January 2009; Revised 15 June 2009; Accepted 15 June 2009

1 Introduction

The atmosphere over West Africa displays a rich spectrum of variability. On timescales shorter than the seasonal cycle, some of the variance can be attributed to recognisable modes, associated with known dynamical phenomena. For example, Janicot *et al.* (2009) and Mounier *et al.* (2007, 2008) have catalogued the intraseasonal variations in the west African monsoon and associated them with large scale Rossby and Kelvin wave motions that are coupled to convection. Some of this variability can be linked to far-field convection associated with the Madden-Julian Oscillation (MJO; e.g. Matthews, 2004; Janicot *et al.*, 2009). The main motivation for this type of study is to characterise and understand this variability, with the hope that it will provide useful guidance in interpreting variations in rainfall on the regional scale. This approach can also be carried across scales, to diagnose the larger scale environment associated with synoptic scale activity. At synoptic timescales, rainfall in West Africa is difficult to forecast. Any physical theory that has the potential to link regional or synoptic scale rainfall with the large scale flow offers a potential source of information that could lead to improvements in predictability in a statistical sense. To move beyond phenomenological studies towards theories that may impact on predictability, it is necessary to

separate cause and effect. This requires a separation of timescales, between slow variations that can be viewed as a cause (or at least as an environmental factor) and transient disturbances, which we associate with the phenomena we are trying to predict.

On synoptic timescales the signal that is most readily identified with a physical phenomenon is an African easterly wave (AEW). These waves are baroclinic westward propagating disturbances with a period of about 3–5 days and a wavelength of 2000–5000 km (Burpee, 1972; Reed *et al.*, 1977). AEWs are intermittent within the monsoon season and in different studies they have been associated with spatial organisation of convection (see for example Kiladis *et al.*, 2006, hereafter KiladisTH), with intraseasonal modulation of convection and rainfall (Duvel, 1990; Diedhiou *et al.*, 1999; Gu *et al.*, 2004; Fink and Reiner, 2003) and even with changes in total seasonal rainfall (Grist *et al.*, 2002; Nicholson *et al.*, 2008). The episodic nature of synoptic scale activity within the monsoon season is thus seen as an important factor in the intraseasonal modulation of rainfall, although the precise nature of this association remains poorly understood. Convection is also thought to influence the origin of AEWs (Mekonnen *et al.*, 2006; Thorncroft *et al.*, 2008, hereafter ThorncroftHK) and to feed back on their development (Hsieh and Cook, 2007, 2008; Cornforth *et al.*, 2009). AEWs are also studied as the precursors of tropical Atlantic disturbances that later become hurricanes (Thorncroft and Hodges, 2001;

*Correspondence to: Stephanie Leroux, LTHE, BP 53, 38 041 Grenoble cedex 09, France. Email: stephanie.leroux@hmg.inpg.fr



Berry and Thorncroft, 2005; Arnault and Roux, 2009). The definition of an easterly wave varies depending on the study. A traditional synoptic approach is to track trajectories of wind, pressure, or vorticity perturbations according to some definition (see for example Hodges *et al.*, 2003; Fink *et al.*, 2004) and accumulate track statistics. An alternative approach uses space-time filtering based on the spectral signal of AEWs, building up a picture of a “typical” wave disturbance using composites or regressions (KiladisTH).

So at the synoptic scale, we have weather systems that on the one hand may be sensitive to the larger scale dynamical environment, and on the other hand may interact with this environment itself, along with smaller scale convection. How do we separate out these multiple scale connections to make causal statements that are simple enough to be applied in a useful range of situations? Although AEWs are convectively coupled, their structure can nevertheless be largely understood in terms of dry dynamics. Many idealised modelling studies have been published (for a summary see Hall *et al.*, 2006, hereafter HallKT). Most of these studies consider dry linear perturbations about an idealised fixed zonally uniform jet and diagnose wave properties which are more or less in accord with the observed properties of easterly waves. For example, HallKT were able to isolate the leading normal mode growing on an observed mean zonally varying basic state over West Africa, which had structures that compare very favorably with the observed structures of AEWs in KiladisTH. Other studies have gone further to consider the effects of physical processes such as boundary layer drag or convective coupling (Thorncroft, 1995; Paradis *et al.*, 1995; Cornforth *et al.*, 2009). However, the fact that an idealised zonally uniform jet can support these kind of wave structures does not constitute a complete theory for the initiation, growth and intermittence of AEWs. Questions about the origin of AEWs and their relationship with a zonally varying jet have recently started to re-emerge in the form of observational studies (Mekonnen *et al.*, 2006) and simple modelling (ThorncroftHK; Leroux and Hall, 2009, hereafter Leroux and Hall).

To bridge the gap between simple modelling studies and observations, the underlying assumptions of the simple models need to be re-examined, and confronted with continuous data from many monsoon seasons. The original observations of Burpee (1972), and Reed *et al.* (1977) showed that the African easterly jet (AEJ) satisfied the necessary conditions for baroclinic instability (Charney and Stern, 1962), and a small perturbation might therefore grow into a recognisable AEW form. This idea underpins much of the idealised modelling of AEWs over the last thirty years. We will refer to this as the “pure instability” hypothesis. It has been questioned recently for differing reasons by HallKT and Hsieh and Cook (2008). The underlying assumption behind the pure instability hypothesis is that there is enough time for growth to take place, before the nascent wave is advected out of the jet exit. Even accepting the rather fast growth rates associated with undamped linear wave studies, the possibility

that a small disturbance can develop sufficiently in the time available is open to question. But we can at least retain from this vision the idea that the profile of the AEJ can play some role in determining the survival potential of synoptic systems.

In another seminal study, Carlson (1969) highlighted cases of AEWs originating over the eastern highlands of Africa, and posited a convective origin for the disturbances. This is consistent with the work of Mekonnen *et al.* (2006), and has been taken up by ThorncroftHK in the form of the “triggering hypothesis”. According to this hypothesis, AEWs are the result of a finite amplitude thermal disturbance, which then develops into a wave. The form of the wave closely resembles the pure unstable modes of the idealised modelling studies (HallKT in particular), but in the triggering hypothesis the initial disturbance is already sufficiently large to be modified into an easterly wave structure without unstable growth. The transformation involves the same kind of baroclinic and barotropic energy conversions, but the structure may even be slowly decaying as it transforms. The initial trigger may be convective, and moist processes may play an additional role in maintaining the structure downstream against dissipation, or in helping it to grow, by modifying these energy conversions as discussed for example by Thorncroft and Hoskins (1994a,b); Hsieh and Cook (2007, 2008); Cornforth *et al.* (2009).

ThorncroftHK show that if one starts with a convective trigger to the east, realistic time-dependent wave perturbations can be generated in a reasonable time (a few days) using the observed zonally varying AEJ as a fixed background state. In the triggering hypothesis, the existence of a finite amplitude precursor is seen as a necessary condition for the generation of an easterly wave. But the state of the AEJ still has primary importance in determining whether or not a wave will actually develop. Indeed the relationship between the strength of the jet and the strength of the waves can be complex, as shown by Cornforth *et al.* (2009) for a forced jet in a zonal channel, and by Leroux and Hall for a large number of zonally varying basic state jets drawn from the intraseasonal variability of the large scale flow over west Africa. By repeating the experiment of ThorncroftHK, Leroux and Hall showed that even in the presence of a convective trigger, not all jets lead to a strong AEW. This refinement of the triggering hypothesis is clearly of great importance if this kind of idealised modelling work is ever to have a practical application. Further refinements of the triggering hypothesis could include convective coupling and feedback from the synoptic scale disturbances (the waves) to the larger scale environment (the jet). However, these idealised modelling studies always have some assumptions of cause and effect built into the experimental design, whereby part of the problem (the cause) is constrained and another part (the effect) diagnosed.

With such an abundance of theoretical hypotheses to be tested, it is timely to return to the observations and attempt to separate cause and effect in a more empirical way. We will concentrate on the interaction between the

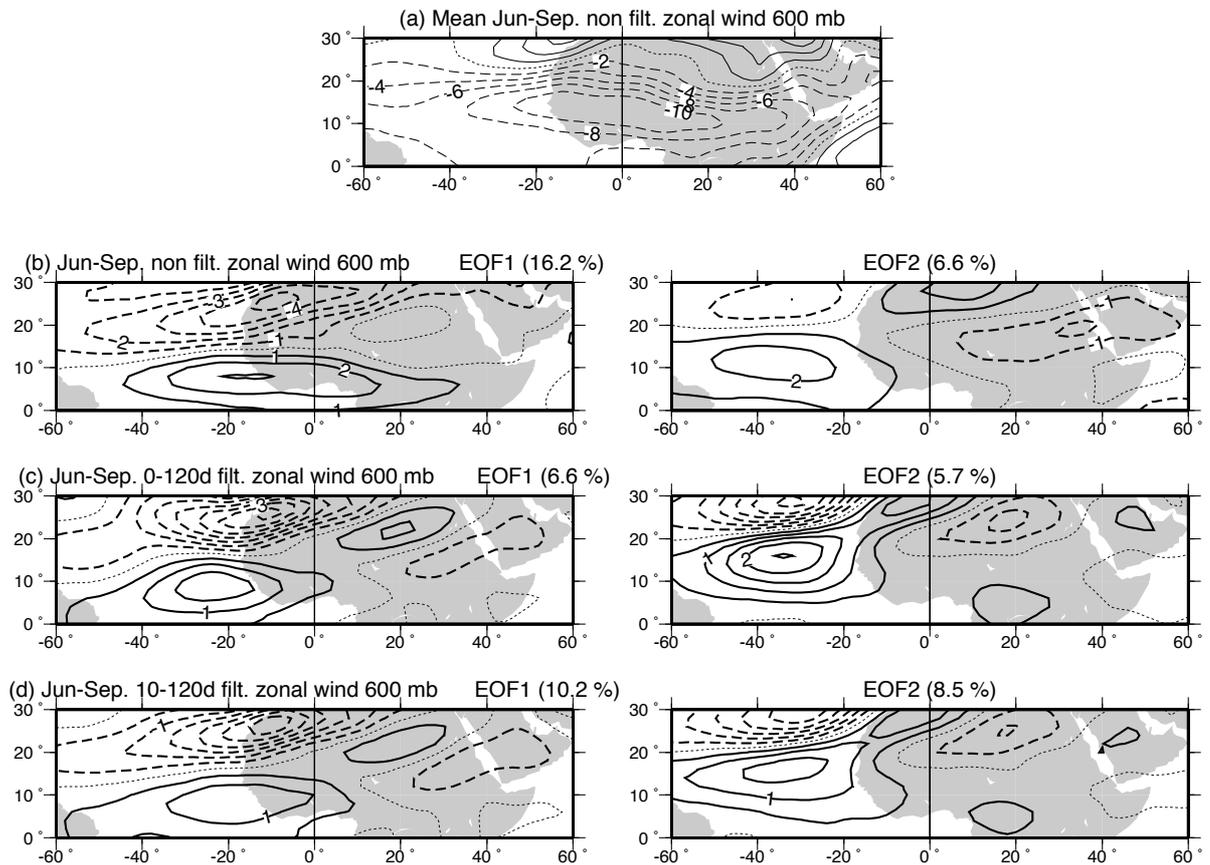


Figure 1. (a) Mean unfiltered zonal wind (June-Sept. 1980-2006). Also shown the first and second EOFs of the daily zonal wind (June-Sept. 1980-2006) at 600 mb computed on the domain 0N-30N;60W-60E using (b) the unfiltered zonal wind, (c) the <120 day filtered zonal wind and (d) the 10-120 day filtered zonal wind. These maps are projections of the filtered dataset onto principal components PC1 and PC2 and magnitudes correspond to anomalies of one standard deviation (this also applies to the EOF figures that follow). Contours every 2m.s⁻¹ in (a), 1 m.s⁻¹ in (b) and 0.5 m.s⁻¹ in (c) and (d). Zero contour dotted and negative contours dashed. Also given the percentage of total variance explained.

following elements: (1) the state of the flow, in particular the easterly jet, on a timescale longer than the lifetime of a typical synoptic disturbance; (2) the amount of synoptic scale activity itself, partly in the form of easterly waves, and (3) a measure of associated convective activity. Unlike in the extratropics, the role of convection is expected to be critical, at least in triggering the waves and probably in helping maintain them as well. It is important at this stage to separate these three elements in the data, and look at their interaction objectively. In particular it is important to separate the dynamical elements (waves, jet) from measures of convection, to avoid any a priori assumption that they are linked. A link between waves and jet must be diagnosed independently from a link between waves and convection, or between jet and convection.

In this study we make use of long timeseries' of dynamical and Outgoing Longwave Radiation (OLR) data. Our a priori assumption will be that we can separate synoptic scale variations from longer timescale variations, and look at their mutual influence. We will use lead and lag regressions to give statistical information about cause and effect, and compare this with existing theories

and modelling results. Our definition of transient activity, including easterly waves, will be based on timescale separation and geographical localisation (but not on any notion of wavelike or non-wavelike structure). In section 2 of this paper the datasets and method are presented. In section 3 the intraseasonal variability of the three elements noted above: the jet; the transients and convection, is investigated separately. Then section 4 brings these elements together with an analysis of the mutual influence of longer timescale variations and synoptic activity. This is then discussed in the context of our developing understanding in section 5.

2 Data and methods

We wish to investigate the relationship between different intraseasonal signals. The AEJ varies on intraseasonal timescales. Aggregate transient (synoptic-scale) activity also varies on intraseasonal timescales, as does the aggregate convection. The AEJ is characterised in this study by the zonal wind at 600 hPa taken from the National Centre for Environmental Prediction (NCEP2) reanalysis (Kanamitsu *et al.*, 2002). We use the months June through

September (JJAS) from 1980 to 2006 and consider a broad region around the climatological easterlies at this level, from 60W to 60E, and from the equator to 30N. Time filtering is used to separate between what we consider to be synoptic scale disturbances and longer timescale variations in the state of the AEJ. A temporal cutoff of ten days is chosen to make this separation. Since we wish to concentrate specifically on intraseasonal variations, we also remove the seasonal cycle and interannual variability with a 120-day cutoff using a Lanczos filter with 61 weights (Duchon, 1979). Variations in the AEJ are thus characterised by applying a 10-120 day band pass filter to the zonal wind. Variability associated with disturbances with a timescale of less than six days is also diagnosed, using winds the 700 hPa and 850 hPa levels, where easterly waves have higher amplitude. However, we do not wish to diagnose the evolution of individual easterly waves (or any other synoptic scale disturbance). We wish to study the evolution of synoptic scale activity in the region along with the evolution of the jet. To do this the perturbation kinetic energy $PKE = (u'^2 + v'^2)/2$ is calculated where u and v are zonal and meridional winds and prime denotes high pass (less than six day) filtering. The same 10-120 day band pass filter is then applied to the PKE to evaluate its intraseasonal variation. Indices of these variables based either on principal component analysis or on spatial averages are used to distill the intraseasonal variations of jet-state and amount of synoptic-scale activity. The choice of principal components versus local average indices is subjective and will be made on a case by case basis in order to best capture the variability over the West African continent. Linear regressions of the band-pass filtered data onto these indices, with leads and lags in time, will then be used to show typical developing patterns associated with the chosen index. The same multivariate techniques are applied to OLR data (NOAA dataset; Liebmann and Smith, 1996), which has been successfully used as a proxy for deep convection in many previous studies.

3 Intraseasonal variations

3.1 African easterly jet

Fig.1a shows the zonal wind at 600 hPa over the west African region. The seasonal mean AEJ is shown in the top panel (Fig.1a), and then characteristic variations are shown in terms of the first two Empirical Orthogonal Functions (EOFs) (Fig.1b,c,d). In fact regressions onto a normalised principal component timeseries are shown so that the units on the contours are physical (metres per second), and represent variations of one standard deviation of arbitrary sign. EOFs have been calculated for unfiltered data (Fig.1b) with the seasonal cycle removed (Fig.1c) and with both seasonal cycle and synoptic activity removed (Fig.1d). It can be seen immediately that the patterns are not fundamentally changed by the time filtering. The first EOF is a north-south dipole that represents a latitudinal shift of the AEJ, especially the downstream

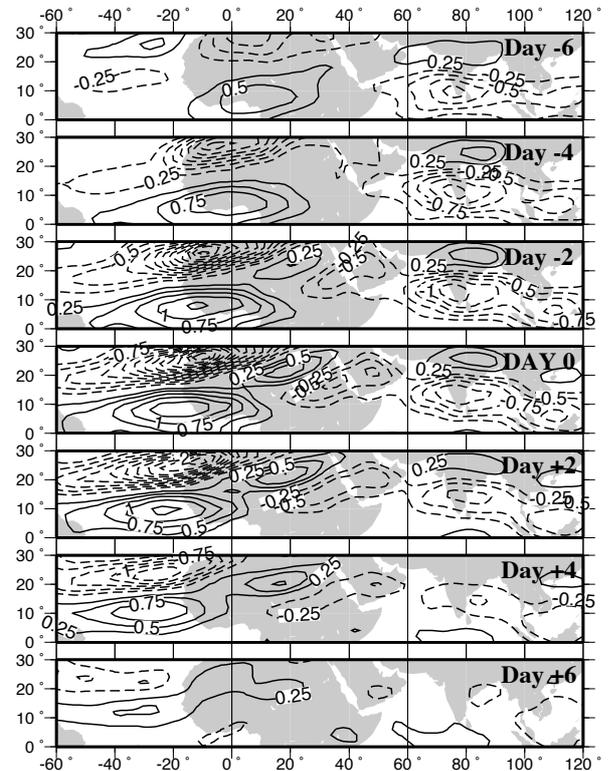


Figure 2. Lag-regression of the 10-120 day filtered zonal wind at 600 mb onto EOF1 of the zonal wind (from -6 to +6 days every two days). Contours every 0.25 m.s^{-1} . Negative contours dashed. Zero contour omitted.

end. The second EOF varies a little more depending on the filtering, but is associated in all cases with an east-west sign change over the region of the AEJ. These two EOFs are also very similar to the patterns diagnosed from consecutive 10-day means which were used as basic states for modelling experiments by Leroux and Hall. The percentage of variance explained changes considerably with the time filtering. The first EOF accounts for 16% of the variance in the unfiltered daily data, and this drops to about 7% when the seasonal cycle is removed. So north-south displacements of the jet exit are clearly an important component of both the seasonal cycle and the intraseasonal variations (see also Sanders and Jones, 2008). The variance explained rises to 10% when synoptic activity is eliminated, indicating unsurprisingly that this pattern is not associated with shorter timescales. The variance explained by the second EOF increases by the same proportion when shorter timescales are eliminated, but does not show the same relative importance for the seasonal cycle. A comparison of the explained variances (scree test, Cattell, 1966) shows that only in the case of unfiltered data is the first EOF well separated from those that follow, underlining its importance for the seasonal cycle.

Typical time developments of the AEJ are shown in Fig.2. Lead and lag regressions of the zonal wind onto the principal component of the first EOF of the band-pass filtered zonal wind are shown. The lag-zero pattern is thus identical to the pattern shown in Fig.1d. Negative

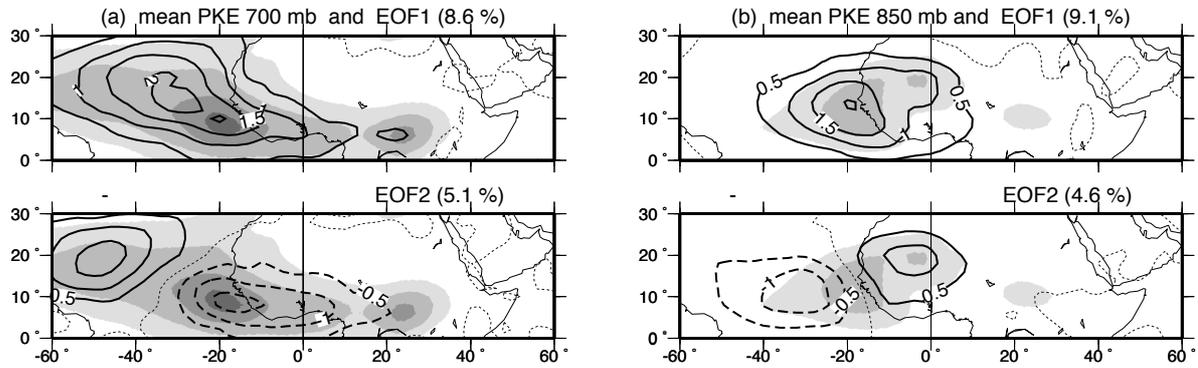


Figure 3. Mean unfiltered perturbation kinetic energy (PKE) (June–Sept. 1980–2006) shaded from $3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ every $1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ at (a) 700 mb and (b) 850 mb. Contours show the first (top) and second (bottom) EOFs of the daily 10–120 day filtered PKE (June–Sept. 1980–2006) computed on the domain $0\text{N}–30\text{N}; 60\text{W}–60\text{E}$ at (a) 700 mb and (b) 850 mb. Contours every $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Zero contour dotted and negative contours dashed. Also given the percentage of total variance explained by the EOFs.

lag denotes a typical jet anomaly before the wind field projects strongly onto EOF1 and positive lag denotes a typical jet anomaly afterwards. Over a period of 13 days centred on high EOF1, we see a steady westward propagation over west Africa. The signal weakens at longer leads and lags due to noise, but the dipole remains intact. This is consistent with a westward-drifting low pressure anomaly in the mid-troposphere (if the analysis were centred on negative EOF1 it would be a westward-drifting high pressure anomaly). This zonal wind signature corresponds to a mode identified by Janicot *et al.* (2009) which they attribute to a Rossby wave originating from the active-break cycle of the Indian monsoon linked to the MJO time scale. Indeed, a signature of northward propagation can be seen over India in Fig. 2, as is typical for MJO fluctuations over the Asian monsoon (see for example Wang, 2005). In terms of a description of variations in the AEJ, it can be concluded that when the jet is shifted either to the south or to the north of its mean position, this tends to be preceded by the same shift upstream, and followed by the same shift downstream. It is the relationship that these variations have with short timescale transient activity that we wish to investigate.

3.2 Transient activity

Transient activity is represented here by perturbation kinetic energy for signals of timescale less than six days. Most of this signal can be attributed to AEW activity (Mekonnen *et al.*, 2006). The climatological mean of this quantity at 700 and 850 hPa is shown as shading in Fig. 3a,b. It can be seen that the centre of the maximum at both levels is not actually over the continent but out in the tropical Atlantic. At 850 hPa, the continental extension of the maximum is to the north of the mean position of the 600 hPa AEJ. At 700 hPa it is to the south. This height dependence in transient activity over the continent has been noted by previous authors (see Kiladis TH and references therein). Variations on intraseasonal timescales are studied by applying the same band pass filter as for the zonal wind to the synoptic filtered PKE. Patterns of

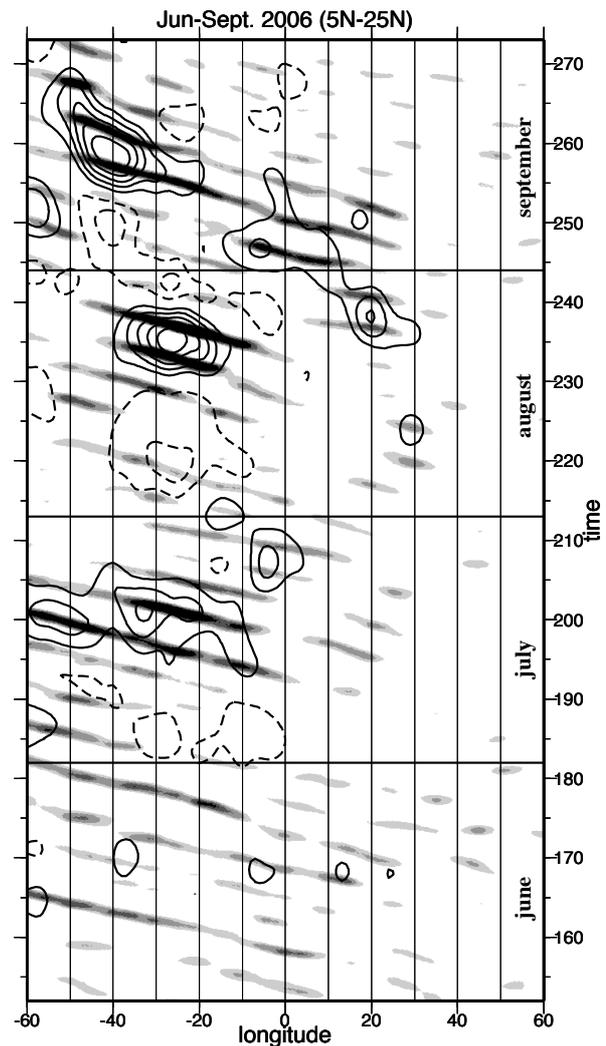


Figure 4. Hovmöller space-time diagram of the <6-day filtered meridional wind (shading, negative values only) and 10–120 day filtered PKE (contours) at 700 mb. Shading for negative meridional wind every $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ starting at $-1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Contours of PKE every $2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ starting at $2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ (zero contour omitted).

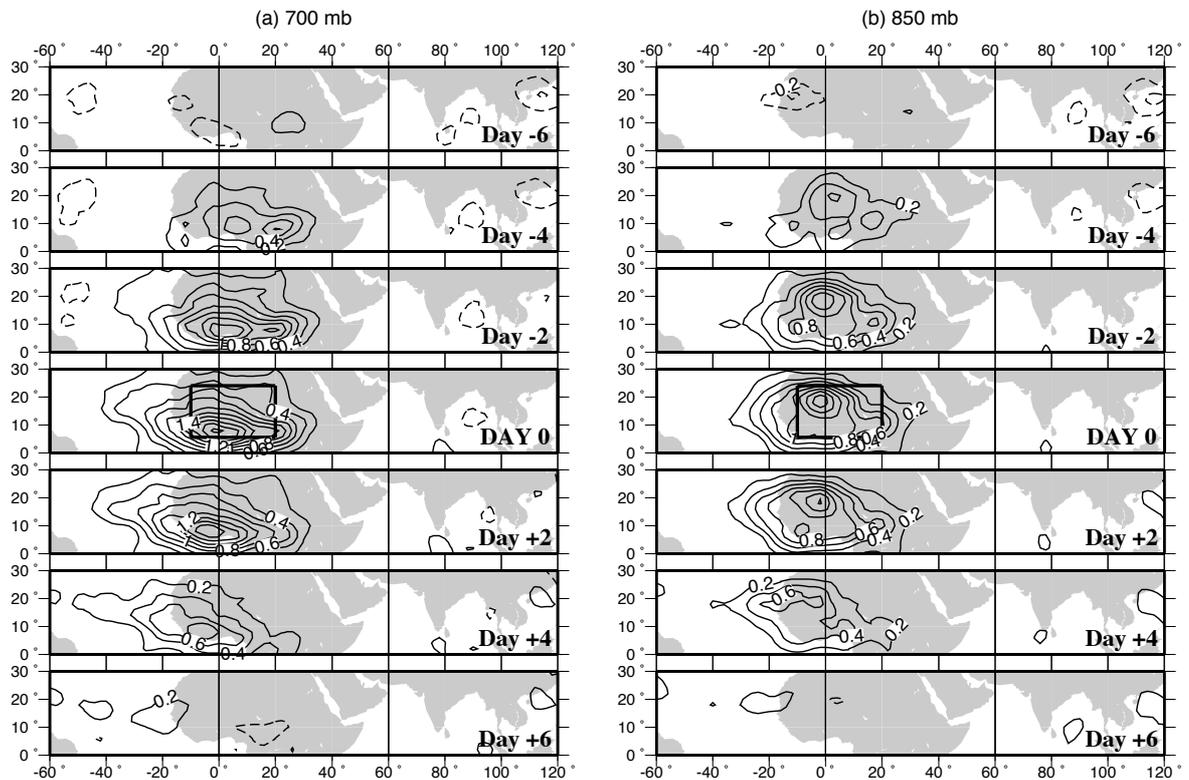


Figure 5. Lag-regression of the 10-120 day filtered PKE field onto the PKE index (10-120d filtered PKE averaged in the box 5N-25N;10W-20E, shown on this figure at lag 0) (a) at 700 mb and (b) at 850 mb. Lags go from -6 to +6 days every two days. Contours every $0.2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Negative contours dashed.

variation in PKE are co-located with the mean values, as seen in the first intraseasonal EOFs for both levels (Fig.3a,b), which are essentially in-situ modulations of the mean fields. The second EOFs are continent-ocean dipoles. The degree of coherence between the EOF patterns at the two levels and the variance explained suggest that they are describing essentially the same variability. Tests show that these patterns are not very sensitive to the choice of domain size or position over West Africa. However, these patterns do not necessarily capture the signal we wish to concentrate on in terms of synoptic variation in the vicinity of the AEJ. Lead-lag regressions of PKE onto the first EOF of PKE (not shown) give a westward propagating signal entirely confined to the tropical Atlantic.

We take the year 2006 as an example, as this was the year of the AMMA intensive field campaign (Janicot *et al.*, 2008). Fig.4 illustrates the intermittence of westward propagating disturbances over West Africa. A Hovmöller plot of less than 6-day filtered 700 hPa meridional wind (averaged from 5N-25N) is shown (shading) together the band-pass filtered 700 hPa transient PKE (contours) for the same period. The contours represent envelopes of transient activity, which also propagate towards the west. The strongest easterly wave activity is situated to the west of the Greenwich meridian and extends out into the ocean, consistent with the maxima in PKE shown in Fig.3a. But since we are interested in the impact of disturbances over the continent, we will work

with an index based on continental averages of PKE, taken within the region 10W-20E, 5N-25N. It can be seen from Fig.4 that synoptic variations in this region are also characterised by intermittent episodes of easterly waves and thus amenable to the same type of analysis. Sensitivity tests show that the results obtained with this index are very robust to changes in the continental domain used to calculate the index. A selection of domains between 10W and 20E does not change the results sufficiently to alter any of the conclusions drawn in this paper. We show the analysis corresponding to a relatively large domain.

Fig.5 shows regressions of PKE index onto the 10-120 day area-averaged PKE in the limited continental easterly wave region defined above and also marked on Fig.5 at lag 0. This analysis is carried out separately for the two levels and the zero-lag pattern shows a maximum to the south of this region for 700 hPa (Fig.5a) and to the north for 850 hPa (Fig.5b). The lead and lag patterns show that high PKE activity in this region is typically preceded by activity to the east and followed by activity to the west, but the amplitude of the regression dies out rather quickly for both leads and lags. As before, this observation is relatively insensitive to the location and size of the index region. A rapidly decorrelating westward propagating signal is always centred on the chosen region. The westward propagation would presumably be associated with the propagation of an envelope of individual synoptic systems, and PKE itself is not a useful predictor for longer

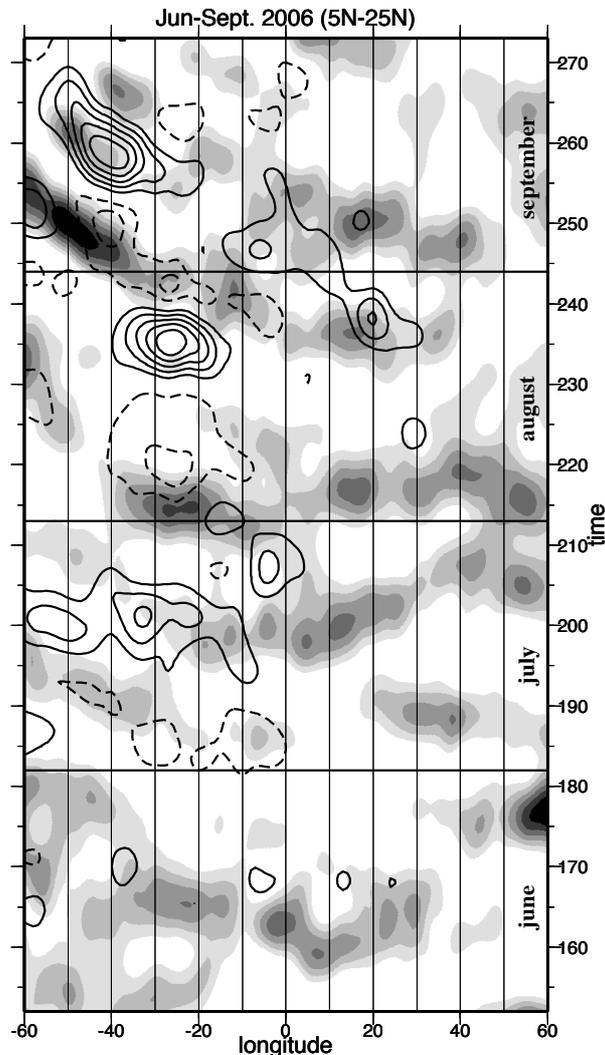


Figure 6. Hovmöller space-time diagram of the 10-120 day filtered OLR (shading every 5 W.m^{-2} , negative values only) and 10-120 day filtered PKE at 700 mb (contours every $2 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ starting at $2 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$; zero contour omitted).

term intermittency in episodes of high PKE activity. For this we must look to the relationship with the jet.

3.3 Outgoing Longwave Radiation

In contrast with the zonal wind, the dominant mode of variability in the OLR is altered considerably by filtering. The climatological minimum in OLR (corresponding to a maximum in convective activity) is a zonally elongated strip north of the Guinea coast, extending to a maximum in central Africa as shown in Fig.2 of KiladisTH. The first EOF of the unfiltered timeseries (not shown) consists of another zonal strip, north of the position of the seasonal mean, with opposing anomalies in the Gulf of Guinea. It represents the seasonal cycle, characterised by the relatively rapid shift of convection from the Gulf of Guinea to the Sahel at the onset of the monsoon (Sultan and Janicot, 2003). If the seasonal cycle is filtered out, and the shorter timescale transients are also removed, the intraseasonal

variability can be represented in the form of regional scale patterns, which have been documented by Mounier *et al.* (2007, 2008). They have been associated with equatorial Kelvin waves that propagate eastwards through the region and can potentially modulate the convective signature of westward propagating transients. In this study we wish to concentrate on the potential interaction with transients as defined in section 2 and diagnosed in the last section. Before proceeding to a specific diagnosis, an example is given in Fig.6, again from the year 2006. A Hovmöller plot of 10-120 day filtered OLR is shown, and the 700 hPa transient PKE is repeated from Fig.4 for comparison. On these timescales the propagation characteristics of the OLR signature appear to depend on longitude. In the western half of the plot, the negative OLR anomalies propagate westwards at about the same speed as patches of transient eddy activity represented by the filtered PKE. Between about 0E and 20E there is less evidence of propagation (if anything it is to the east). Instead we see five episodes of localised enhanced convection. The analysis of Mekonnen *et al.* (2006) suggests that this may be typical, and an objective analysis based on the entire timeseries might reveal a link between these variations in convection and variations in PKE in the AEW region. As with the PKE, we will pursue a regional approach, to anchor our analysis to a measure of convective activity in a given location, and see how it is linked to propagating signals elsewhere. In the next section we explore the links between the diagnostics introduced in this section, basing our analysis on EOFs of zonal wind and local averages of OLR and PKE.

4 Links between transient activity, the African east-erly jet and convection

Separate diagnostics of the time development of typical intraseasonal variations in the AEJ, transient activity and convection can only give limited information about the development of the system, and our main interest in this paper is to examine the interplay between these factors. In this section, lag covariance between variables will be used to gain insight into scale interactions. Fig.7 shows a regression of the PKE onto the principal component of EOF1 of the band pass filtered zonal wind (shown in Fig.1d). The zero lag pattern shows extended positive anomalies of PKE, clearly indicating that a northward shift of the AEJ coincides with enhanced transient activity. The patterns of PKE are similar at 700 (Fig.7a) and 850 hPa (Fig.7b), although the former signal is stronger. For the sake of conciseness, from here on we will concentrate on the 700 hPa PKE. Lead-lag projections show the time development of PKE anomalies associated with EOF1 of the AEJ. The general signature of westward propagation remains, again probably related to the passage of a group of individual systems. The lead-lag picture is also slightly asymmetric in time. Enhanced transient activity precedes maxima in AEJ EOF1 over most of the domain, but at lag -4 and -6 a region of negative anomalies in PKE can also be seen along the west coast between 0-30W, 5-15N. On the

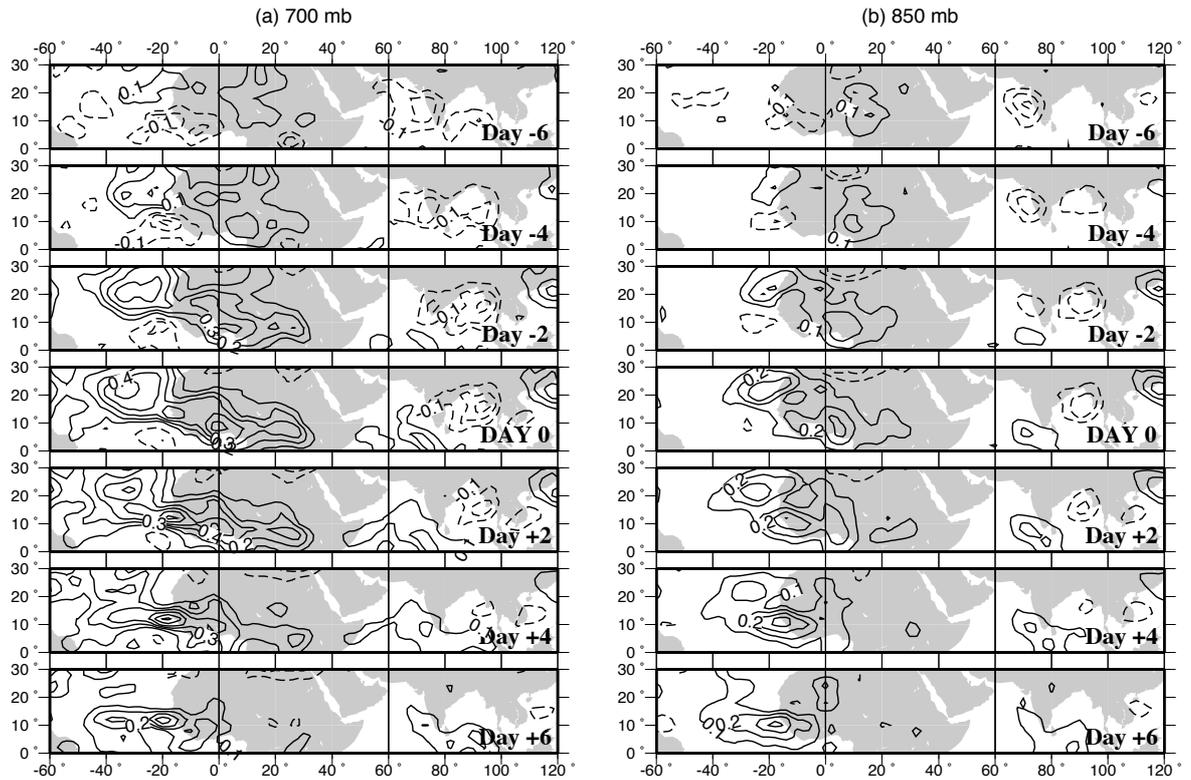


Figure 7. Lag-regression of the 10-120 day filtered PKE field at (a) 700 mb and (b) 850 mb onto EOF1 of the 10-120 day filtered zonal wind (from -6 to +6 days every two days). Contours every $0.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Negative contours dashed.

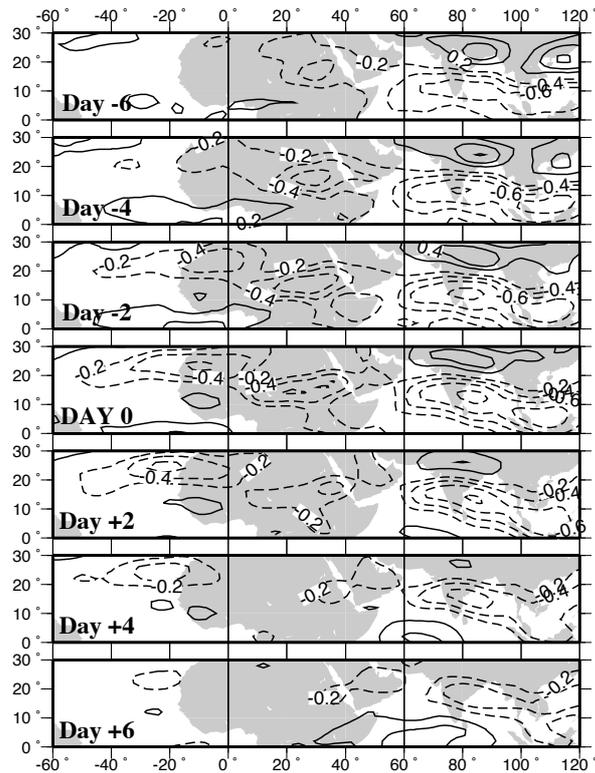


Figure 8. Lag-regression of the 10-120 day filtered zonal wind at 600 mb onto the PKE index at 700 mb (10-120 day filtered PKE averaged in the box 5N-25N;10W-20E). Lags go from -6 to +6 days every two days. Contours every $0.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Negative contours dashed.

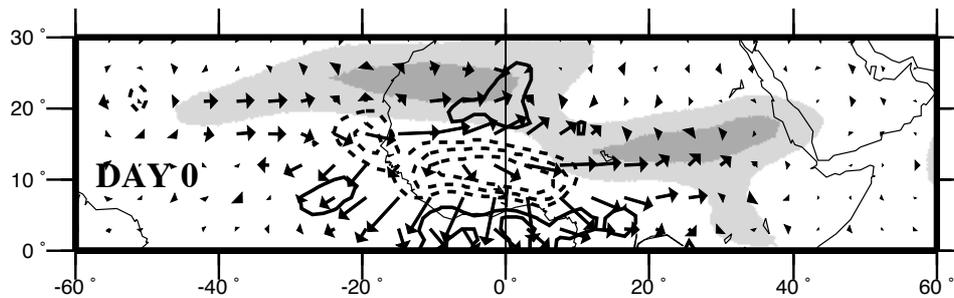


Figure 9. Regression at day 0 of the 10-120 day filtered E-vectors onto the PKE index (the largest vectors are about $1 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$). Contours show the divergence of the E-vectors (contours every 10^{-6} m.s^{-2}). The regression of zonal wind onto PKE index shown in Fig.8 is indicated again by shading easterly wind anomalies exceeding 0.2 (light) and 0.4 m.s^{-1} (dark).

other hand at positive lag, a shrinking region of positive PKE anomalies can be seen in the same position. So there is some evidence here that a northward-shifted jet outflow gives rise to continued enhanced transient activity, at least in a limited area to the west of the Guinea coast. However, the weakness of the asymmetry in this result limits the weight of any conclusions we might draw about the state of the jet as a predictor for the transient activity.

Applying the technique the other way round is quite revealing. The average 700 hPa PKE in the West African continental region defined above (box shown in Fig.5) is now used as an index. The projection of the band pass filtered AEJ onto this index is shown in Fig.8. The previous result leads us to expect the lag-zero pattern to be positively correlated with the AEJ EOF1, and this is indeed the case. There is a strengthening of the easterlies to the north in the downstream part of the jet. The easterlies are also strengthened in the upstream part of the jet. This time the lead-lag signature is quite asymmetric. The upstream strengthening of the AEJ persists for longer before episodes of enhanced transient activity and the downstream northward shift persists for longer afterwards. The stronger signal is actually before lag zero, indicating that perhaps the state of the AEJ has some predictive power for transient activity. The slow northward propagation over India also remains in this analysis, as it is evidently linked to the position of the AEJ entrance region. The general impression is that enhanced transient activity is associated with a transformation of the AEJ, from an upstream strengthening, to a downstream northward-shift, suggesting a role for wave-mean flow interactions.

A useful framework for diagnosing the impact of transients on the mean flow is the E-vector, introduced by Hoskins *et al.* (1983). An E-vector is defined in terms of transient covariances between filtered wind components as $\vec{E} = -\left(\overline{u'^2 - v'^2}, \overline{u'v'}\right)$ where for our purposes prime denotes less than six-day filtering, and overline denotes band pass 10-120 day filtering, as for the PKE. Although the use of E-vectors assumes the validity of quasi-geostrophy, such an assumption has been shown to be approximately valid over the AEJ region (KiladisTH). Perturbation E-vectors have also been used in the past to denote regions of anomalous transient eddy forcing at

low latitudes, associated with slowly varying intraseasonal basic states (e.g. Matthews and Kiladis, 1999). E-vectors converge towards regions where the mean easterlies are accelerated by the transients. As was done for the zonal wind in Fig.8, the E-vectors associated with a lag-zero regression onto the PKE index are now presented in Fig.9. The regressed zonal wind is shown again for reference and so is the divergence of the E-vectors. At lag zero we can see the enhancement of the easterlies to the east, and the northern enhancement of the easterlies to the west. The E-vectors converge on the junction between these two regions of enhanced easterlies, at about 20N on the Greenwich meridian. The same E-vector pattern at different leads and lags (not shown) has this E-vector pattern growing and decaying in-situ. This structure is consistent with the transient forcing of the transition of the AEJ from upstream intensified to downstream northward-shifted. The region of E-vector divergence to the south is also consistent with a reinforcement of the northern flank of the jet exit. It is also linked to strong southward flux of easterly momentum across the coast, which would act to diminish the southern flank of the jet exit. The directions of the E-vectors are also consistent with the typical orientations of easterly wave structures (see KiladisTH and references therein). A predominantly eastward-pointing E-vector has eddies that are north-south elongated, with their minor axis tipped in the direction of the E-vector. A predominantly westward-pointing E-vector has eddies that are east-west elongated with their major axis tipped in the direction of the E-vector. A southward pointing E-vector has an eddy that is elongated in NE-SW direction. Combining all these orientations on Fig.9, we can construct an image of croissant-shaped easterly waves with ridge and trough lines that point SW over the Guinea coast, and NW over the Sahel, as in Fig.3c of KiladisTH. The momentum flux associated with this shape will attenuate easterly winds locally, so this eddy structure can grow barotropically in an easterly jet. This is the simple picture with a zonally uniform jet. In Fig.9, we see a more complicated picture, in which growing easterly waves transfer easterly momentum from one location to another and contribute to a transformation of the AEJ.

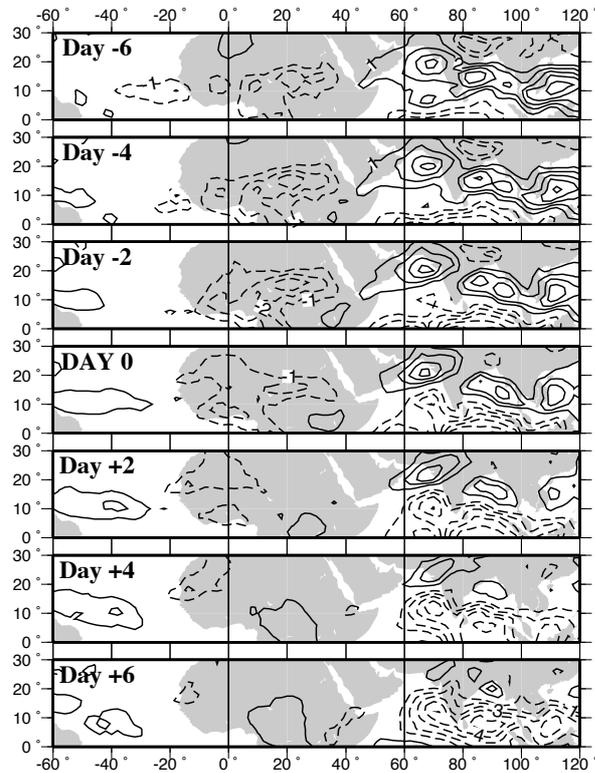


Figure 11. Lag-regression of the 10-120 day filtered OLR onto the PKE index. Lags go from -6 to +6 days. Contours every 1 W.m^{-2} . Negative contours dashed.

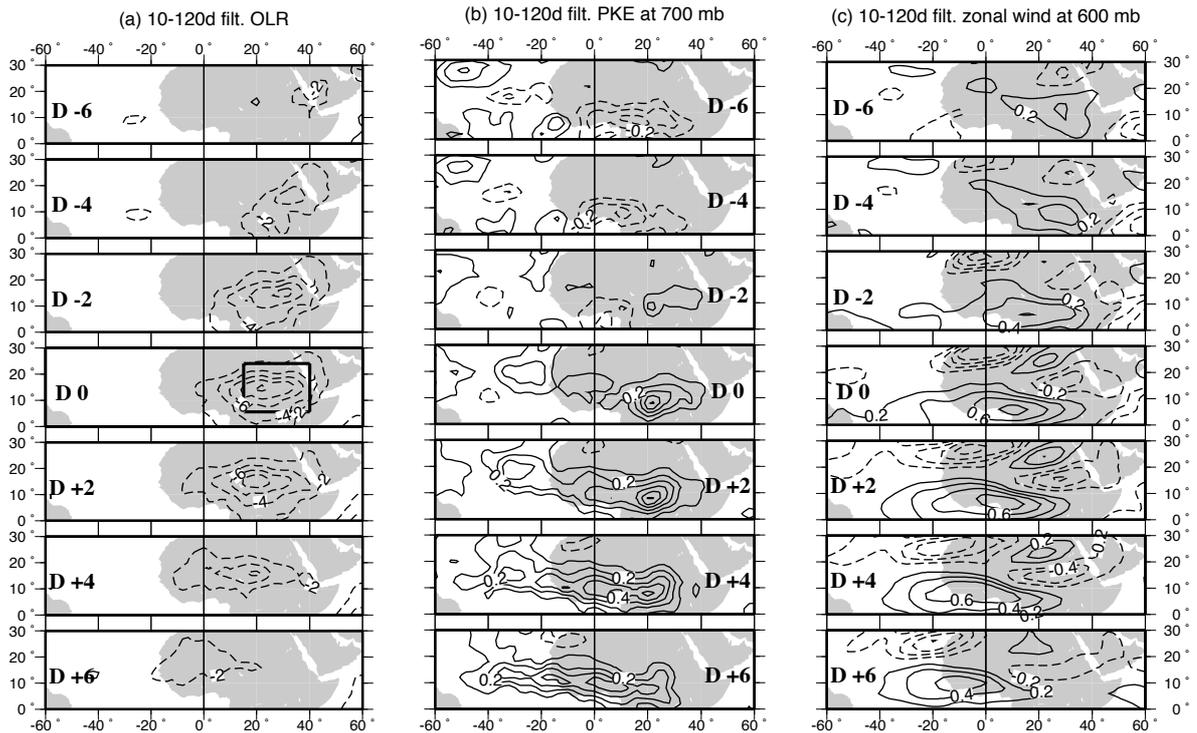


Figure 12. Lag-regression of the 10-120 day filtered (a) OLR; (b) PKE at 700 mb and (c) zonal wind at 600 mb onto the OLR index (10-120d filt. OLR averaged in the box 5N-25N;15E-40E and multiplied by (-1) so that the index is positive for enhanced convection). Lags go from -6 to +6 days. Contours every 2 W.m^{-2} in (a); every $0.1 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ in (b) and every 0.2 m.s^{-1} in (c). Negative contours dashed.

the local OLR index (Fig.12b). In terms of temporal asymmetry, this result is complementary to the one shown in Fig.11. There is almost no transient activity before the peak in the local OLR index, but afterwards there is actually a growing, westward-spreading positive anomaly. The westward spreading nature of the anomaly strongly suggests easterly waves. So taken together, Fig.11 and 12b show two complementary views of the same phenomenon: that transient activity over west Africa is associated with a convective precursor to the east, and that convective activity to the east is associated with subsequent transient activity over West Africa.

Finally it is also interesting to see if the convective precursor that has been identified has any effect on the AEJ. A regression of 600 hPa zonal wind onto the OLR index is also shown in Fig.12c. The response is again asymmetric, with maximum covariance at day 2, a weak signal to the east prior to zero lag and a stronger extended signal to the west afterwards. The pattern that follows the peak in the OLR index is the dipole pattern with the same phase as in EOF1 of the zonal wind (Fig.1d). This pattern has already been shown to be associated with enhanced transient activity over West Africa so its appearance is consistent with OLR precursors upstream. The problem of deducing causality from these results will be discussed in the next section.

5 Discussion

In this study time filtering and regression analysis have been used to investigate the links between different components of atmospheric variability over West Africa. With an a priori specification of timescale separation at ten days, the behaviour of the system has been split into what we term intraseasonal variability (10-120 days) and synoptic or "transient" activity (less than 6 days). The interplay at intraseasonal timescales between the African easterly jet, transient activity, and convection has been diagnosed. The results are consistent with the following interpretive statements:

- Intraseasonal signals at the regional scale tend to propagate towards the west.
- Over the West African continent, increased transient activity is associated with a northward shift in the downstream half of the African easterly jet.
- A typical time development of this association is that prior to increased transient activity, the upstream half of the easterly jet is reinforced. Following the increased transient activity, the downstream half of the easterly jet is reinforced towards the north. The eddy forcing associated with the transient activity is consistent with this development in the jet.
- Increased transient activity over West Africa is associated with enhanced convection at the regional scale on intraseasonal timescales.
- Increased transient activity systematically follows peaks in convective activity in an upstream location.

In the introduction, the conceptual framework of our understanding of easterly waves was summarised in the

hope that an examination of the data might help confirm or falsify the hypotheses listed there. This paper is a contribution to the discussion. It is difficult to compare deductions made from associations between observed phenomena with deductions made from numerical experiments with certain aspects held fixed or controlled. In a purely diagnostic study we are limited as to what we can say about cause and effect. Sequences of events in filtered diagnostics may result from the perceived cause and effect or may be the result of unseen or undiagnosed processes. However, it is possible to point to consistency between these results and some of the hypotheses that have come out of recent modelling studies, such as ThorncroftHK, Leroux and Hall and Cornforth *et al.* (2009).

Taking the above points in reverse order, we can first of all state that we have some circumstantial evidence that the triggering hypothesis of ThorncroftHK may explain some of the intermittency in transient activity over West Africa. Although it cannot be claimed for every single event, we see that convective events over Darfur preferentially lead to easterly waves, and that easterly waves often originate from convective events over Darfur.

The observation that transient activity is associated with a general increase in convection over the region is also an interesting result for the intraseasonal timescale. Such statements have been made before by comparing wet and dry years (Nicholson *et al.*, 2008) but this result pins the phenomenon down to the timescale on which the system varies in an interactive way.

The results concerning the relationship between transients and the AEJ are more difficult to interpret in terms of previous modelling studies. The qualified triggering hypothesis put forward by Leroux and Hall states that a convective trigger can only give rise to strong easterly waves if the AEJ is in the right configuration, namely that it is extended towards the south in the exit region and that the PV gradient reversal occupies a large area. The observations shown here suggest that this qualification may need to be modified in a more realistic context, as the preferred configuration appears to be a reinforcement at the jet entrance. The sources of energy for wave development on a zonally evolving basic state, and the subsequent eddy forcing of the jet, are subjects that have not yet been adequately addressed in a simple modelling framework. However, the general conclusion from Leroux and Hall that wave development is favoured when the reversed PV gradient is spread over a larger region is supported by the diagnostics presented in Fig.10. Also the transfer of easterly momentum from the transient disturbances to the northern flank of the jet exit is consistent with the structures simulated by Leroux and Hall, and by their finding that if the jet exit is already strong in the north (in their basic state) then wave development is inhibited.

The general tendency of our regression signals to propagate to the west should not be overstated. This is associated either with selected intraseasonal modes that have Rossby-wave structures (e.g. Mounier *et al.*, 2008) or with the westward propagation of parcels of transients that individually have baroclinic easterly wave

structure. Eastward propagating modes also exist associated with Kelvin-wave structure (Mounier *et al.*, 2007; Mekonnen *et al.*, 2009) or the MJO (Matthews, 2004; Janicot *et al.*, 2009). Thus there may be alternative mechanisms that lead to intraseasonal variability of easterly wave activity, although it appears that we have identified the “leading” mode.

A point that is becoming increasingly clear is that to make useful statements about the interaction between West African transient disturbances and the African easterly jet, it is necessary to take into account their zonal variations, and their variability on intraseasonal timescales. In doing so, some potentially useful information can be diagnosed from available data. We have stopped short of trying to diagnose the effects of combined influences. It may be interesting, for example, to test the hypothesis that there are multiple necessary conditions (say on upstream convection and jet configuration) that can be deduced from independent measures, and that enhanced transient activity occurs when all these necessary conditions are satisfied. Such a complicated hypothesis requires statistical approaches more sophisticated than the simple regression analyses presented here. There is a trade-off between the generality of a result, which requires filtering, and its significance, which is needed if the result is to correspond to a useful number of real cases. It is to be hoped that the results shown in this paper may provide some general guidance in a forecasting framework, and this would provide an interesting testbed for the conjectures advanced here.

Acknowledgement

We thank the two reviewers for their detailed reading of the text, and their many comments that lead to substantial improvements in the manuscript. Stephanie Leroux was supported by the French Ministry of “Enseignement superieur et Recherche”. This work is part of the AMMA programme. “AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analyses) was build by an international scientific group and is currently funded by a large number of agencies, especially from France, UK, US and Africa. It has been the beneficiary of a major financial contribution from the European Community’s Sixth Framework Research Program. Detailed information on scientific coordination and funding is available on the AMMA International web site <http://www.amma-international.org>”

References

- Arnault J, Roux F. 2009. Case-study of a developing AEW during NAMMA: an energetic point of view. *J. Atmos. Sci.* **66**: 2991–3020.
- Berry G, Thorncroft C, Hewson T. 2007. African Easterly Waves during 2004, Analysis Using Objective Techniques. *Mon. Weather Rev.* **135**: 1251–1267.
- Berry GJ, Thorncroft C. 2005. Case Study of an Intense African Easterly Wave. *Mon. Weather Rev.* **133**: 752–766.
- Burpee R. 1972. The Origin and Structure of Easterly Waves in the Lower Troposphere of North Africa. *J. Atmos. Sci.* **29**: 77–90.
- Carlson N. 1969. Synoptic histories of three African disturbances that developed into Atlantic Hurricanes. *Mon. Weather Rev.* **97**: 256–276.
- Cattell R. 1966. The scree test for the number of factors. *Multivariate Behavioral Res.* **1**: 245–276.
- Charney J, Stern M. 1962. On the Stability of Internal Baroclinic Jets in a Rotating Atmosphere. *J. Atmos. Sci.* **19**: 159–172.
- Cornforth R, Thorncroft C, Hoskins B. 2009. The impact of moist processes on the African Easterly Jet-African Easterly Wave system. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* **135**: 894–913.
- Dickinson M, Molinari J. 2000. Climatology of Sign Reversals of the Meridional Potential Vorticity Gradient over Africa and Australia. *Mon. Weather Rev.* **128**: 3890–3900.
- Diedhiou A, Janicot S, Viltard A, de Felice P, Laurent H. 1999. Easterly wave regimes and associated convection over West Africa and tropical Atlantic: results from the NCEP/NCAR and ECMWF reanalyses. *Climate Dynamics* **15**: 795–822.
- Duchon CE. 1979. Lanczos Filtering in One and Two Dimensions. *J. Appl. Meteor.* **18**: 1016–1022.
- Duvel JP. 1990. Convection over Tropical Africa and the Atlantic Ocean during Northern Summer. Part II: Modulation by Easterly Waves. *Mon. Weather Rev.* **118**: 1855–1869.
- Fink AH, Reiner A. 2003. Spatiotemporal variability of the relation between African Easterly Waves and West African Squall Lines in 1998 and 1999. *J. Geophys. Res.* **108**: 4332–4348.
- Fink AH, Vincent DG, Reiner PM, Speth P. 2004. Mean State and Wave Disturbances during Phases I, II, and III of GATE Based on ERA-40. *Mon. Weather Rev.* **132**: 1661–1683.
- Grist J, Nicholson S, Barcion A. 2002. Easterly waves over Africa. Part II: Observed and modelled contrasts between wet and dry years. *Mon. Weather Rev.* **130**: 212–225.
- Gu G, Adler RF, Huffman GJ, Curtis S. 2004. African easterly waves and their association with precipitation. *J. Geophys. Res.* **109**: 4101–4112.
- Hall NMJ, Kiladis GN, Thorncroft CD. 2006. Three dimensional structure and dynamics of African Easterly Waves. Part II: Dynamical modes. *J. Atmos. Sci.* **63**: 2231–2245.
- Hodges KI, Hoskins BJ, Boyle J, Thorncroft C. 2003. A Comparison of Recent Reanalysis Datasets Using Objective Feature Tracking: Storm Tracks and Tropical Easterly Waves. *Mon. Weather Rev.* **131**: 2012–2037.
- Hoskins BJ, James IN, White GH. 1983. The Shape, Propagation and Mean-Flow Interaction of Large-Scale Weather Systems. *J. Atmos. Sci.* **40**: 1595–1612.
- Hsieh JS, Cook KH. 2007. A Study of the Energetics of African Easterly Waves Using a Regional Climate Model. *J. Atmos. Sci.* **64**: 421–440.
- Hsieh JS, Cook KH. 2008. On the instability of the African Easterly Jet and the generation of African waves: reversals of the potential vorticity gradient. *J. Atmos. Sci.* **65**: 2130–2151.
- Janicot S, Mounier F, Hall NMJ, Leroux S, Sultan B, Kiladis GN. 2009. The West African Monsoon Dynamics. Part IV: analysis of the 25–90 day variability of convection and the role of the Indian monsoon. *J. Climate* **22**: 1541–1565.
- Janicot S, Thorncroft CD, Ali A, Asencio N, Berry G, Bock O, Bourles B, Caniaux G, Chauvin F, Deme A, Kergoat L, Lafore JP, Lavaysse C, Lebel T, Marticorena B, Mounier F, Nedelec P, Redelsperger JL, Ravegnani F, Reeves CE, Roca R, de Rosnay P, Schlager H, Sultan B, Tomasini M, Ulanovsky A, Acmad Forecasters Team. 2008. Large-scale overview of the summer monsoon over West Africa during the AMMA field experiment in 2006. *Annales Geophysicae* **26**: 2569–2595.
- Kanamitsu M, Ebisuzaki W, Woollen J, Yang SK, Hnilo JJ, Fiorino M, Potter GL. 2002. NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis (R-2). *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **83**: 1631–1643.
- Kiladis G, Thorncroft C, Hall N. 2006. Three dimensional structure and dynamics of African Easterly Waves. Part I: Observations. *J. Atmos. Sci.* **63**: 2212–2230.
- Leroux S, Hall NMJ. 2009. On the relationship between African Easterly Waves and the African Easterly Jet. *J. Atmos. Sci.* **66**: 2303–2316.
- Liebmann B, Smith CA. 1996. Description of a complete (interpolated) outgoing longwave radiation dataset. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **77**: 1275–1277.
- Matthews AJ. 2004. Intraseasonal Variability over Tropical Africa during Northern Summer. *J. Climate* **17**: 2427–2440.
- Matthews AJ, Kiladis GN. 1999. The Tropical Extratropical Interaction between High-Frequency Transients and the Madden Julian Oscillation. *Mon. Weather Rev.* **127**: 661–+.
- Mekonnen A, Thorncroft CD, Ayyer AR. 2006. Analysis of Convection and Its Association with African Easterly Waves. *J. Climate* **19**: 5405–5421.

- Mekonnen A, Thorncroft CD, Aiyyer AR, Kiladis GN. 2009. Convectively Coupled Kelvin Waves over Tropical Africa during the Boreal Summer: Structure and Variability. *J. Climate* **21**: 6649–6667.
- Mounier F, Janicot S, Kiladis GN. 2008. The West African Monsoon Dynamics. Part III: The Quasi-Biweekly Zonal Dipole. *J. Climate* **21**: 1911–1928.
- Mounier F, Kiladis GN, Janicot S. 2007. Analysis of the Dominant Mode of Convectively Coupled Kelvin Waves in the West African Monsoon. *J. Climate* **20**: 1487–1503.
- Nicholson SE, Barcilon AI, Challa M. 2008. An analysis of West African dynamics using a linearized GCM. *J. Atmos. Sci.* **65**: 1182–1203.
- Paradis D, Lafore JP, Redelsperger JL, Balaji V. 1995. African Easterly Waves and Convection. Part I: Linear Simulations. *J. Atmos. Sci.* **52**: 1657–1679.
- Reed R, Norquist D, Recker E. 1977. The structure and properties of African wave disturbances as observed during Phase III of GATE. *Mon. Weather Rev.* **105**: 317–333.
- Sanders N, Jones S. 2008. Diagnostic measures for assessing numerical forecasts of African Easterly Waves. *Meteorologische Zeitschrift* **17**: 209–220.
- Sultan B, Janicot S. 2003. The West African Monsoon Dynamics. Part II: The ‘Preonset’ and ‘Onset’ of the Summer Monsoon. *J. Climate* **16**: 3407–3427.
- Thorncroft C, Hall N, Kiladis G. 2008. Three dimensional structure and dynamics of African Easterly Waves. Part III: Genesis. *J. Atmos. Sci.* **65**: 3596–3607.
- Thorncroft C, Hodges K. 2001. African Easterly Wave Variability and Its Relationship to Atlantic Tropical Cyclone Activity. *J. Climate* **14**: 1166–1179.
- Thorncroft C, Hoskins B. 1994a. An idealized study of African easterly waves. II: A nonlinear view. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* **120**: 983–1015.
- Thorncroft C, Hoskins B. 1994b. An idealized study of African easterly waves. I: A linear view. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* **120**: 953–982.
- Thorncroft CD. 1995. An idealized study of African easterly waves. III: More realistic basic states. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* **121**: 1589–1614.
- Wang B. 2005. *Theory, in Intraseasonal Variability in the Atmosphere-Ocean Climate System*. pp. 307–351, Springer-Praxis, New York.

5.3 Compléments

Cette section apporte quelques compléments méthodologiques à la publication.

5.3.1 Calcul des régressions

Le motif de régression $\mathbf{X}_{\text{reg}}(x, y, z)$ est obtenu par corrélation d'une série de N champs spatiaux $\mathbf{X}_i(x, y, z)$ à une série des N coefficients α_i :

$$\mathbf{X}_{\text{reg}}(x, y, z) = \frac{1}{N} \frac{1}{\sigma_\alpha} \sum_{i=1, N}^N \alpha_i \mathbf{X}_i(x, y, z), \quad (5.1)$$

σ_α est l'écart-type de la série (centrée) des N α_i :

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1, N}^N \alpha_i^2}. \quad (5.2)$$

N vaut ici 3294, correspondant au nombre de jours de Juin-Septembre entre 1980 et 2006.

Les champs \mathbf{X} projetés sont le vent zonal à 600 hPa, l'énergie cinétique des perturbations PKE à 700 et 850 hPa, le vecteur \mathbf{E} à 700 hPa, le gradient de PV sur l'isentrope 320 K et l'OLR (pour plus de précisions voir le texte de la publication).

Les séries temporelles de coefficients α_i utilisées sont la série temporelle des coordonnées associées au premier EOF du vent zonal à 600 hPa (PC1, *Principal Component*), ou encore les séries temporelles des différents indices calculé (indice d'activité transitoire (PKE) à 700 et 850 hPa, et indice de convection (OLR)).

Pour une régression décalée dans le temps de lag jours, $\mathbf{X}_{\text{reg}}(x, y, z, lag)$ devient

$$\mathbf{X}_{\text{reg}}(x, y, z, lag) = \frac{1}{N} \frac{1}{\sigma_\alpha} \sum_{i=1+lag, N}^N \alpha_i \mathbf{X}_{i-lag}(x, y, z) \quad (5.3)$$

dans le cas où l'on s'intéresse au champ \mathbf{X}_{i-lag} précédant de lag jours le coefficient α_i .

A l'inverse, dans le cas où l'on s'intéresse au champ \mathbf{X}_{i+lag} devantant de lag jours le coefficient α_i , $\mathbf{X}_{\text{reg}}(x, y, z, lag)$ devient :

$$\mathbf{X}_{\text{reg}}(x, y, z, lag) = \frac{1}{N} \frac{1}{\sigma_\alpha} \sum_{i=1, N-lag}^N \alpha_i \mathbf{X}_{i+lag}(x, y, z). \quad (5.4)$$

5.3.2 Analyse EOF

L'analyse spatiale en composantes principales (*spatial Empirical Orthogonal Function (EOF) analysis*) est réalisée par calcul matriciel en suivant la méthodologie du manuel de Bjornsson & Venegas (1997). Les 3294 champs journalier de vent zonal à 600 hPa de Juin à Septembre entre 1980 et 2006 sont considérés. Par comparaison,

l'analyse EOF du Ch.4 était réalisée sur les 336 états de base (moyennés sur 10 jours entre Juin et Septembre 1979-2006).

La Fig. 5.1 présente le pourcentage de variance totale expliquée par les cinq premiers EOFs obtenus dans ce chapitre pour le signal brut, filtré entre 0-120 jours et filtré entre 10-120 jours. Pour comparaison, la variance expliquée par les EOFs obtenu pour les 336 états de base dans l'étude de modélisation (Ch.4) est aussi représentée.

Cattell (1966) propose de considérer comme significatifs les EOFs situés à gauche du point d'inflexion que présente en général la courbe de variance expliquée par les différents EOFs. Selon ce critère graphique, l'EOF1 de l'étude de modélisation et celui du signal non-filtré sont clairement significatifs. La position des autres EOFs est moins tranchée.

Selon North et al. (1982) si deux EOFs expliquent des pourcentages de variance proches, ils peuvent en fait correspondre à un même mode de variation, "dégénéré" en plusieurs sous-EOFs du fait de l'échantillonnage. Il propose un critère numérique évaluant si un EOF peut être considéré comme indépendant de ces voisins. L'espacement $\delta\lambda$ entre les variances expliquées par un EOF et son voisin doit être supérieur à $\lambda\sqrt{2/N}$ où λ est le pourcentage de variance de l'EOF et N est le nombre d'échantillons considérés dans l'analyse EOF.

Pour les EOFs de l'étude de modélisation (Ch.4), $N=336$. Les deux premiers EOFs peuvent a priori être considérés comme significatif puisque placés avant l'inflexion de la courbe de variance. Les erreurs associées selon North et al. sont respectivement de 3.4 et 1%, donc inférieure à l'écart entre les 44 et 13 % de variance expliquée.

Pour l'analyse EOF de ce chapitre, $N = 3294$. Le premier EOF du signal non-filtré (et éventuellement le deuxième) peuvent être considérés significatifs selon Cattell. Par contre, l'inflexion de la courbe de variance n'est plus visible pour les EOFs obtenus pour le signal filtré. L'erreur de North et al. est inférieure à 0.4% donc reste plus petite que l'écart entre les pourcentages de variance expliquée par les deux premiers EOFs. La différence n'est cependant plus très élevée.

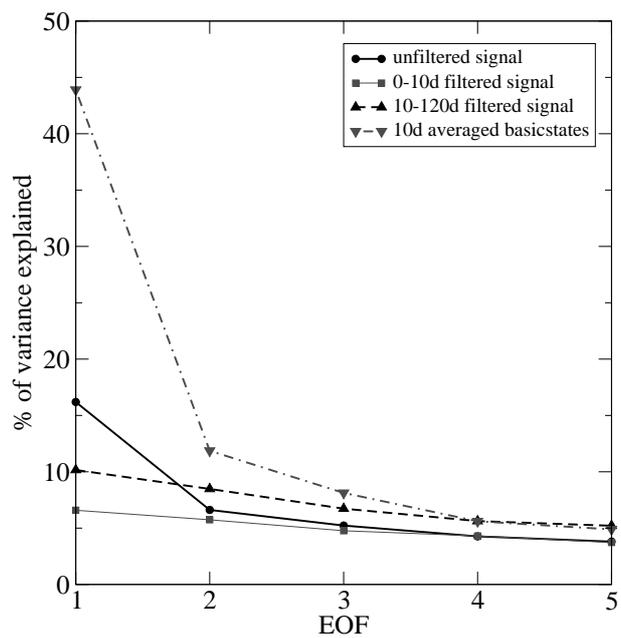


Fig. 5.1: Pourcentage de variance expliquée par les 5 premiers EOFs (en abscisse) obtenus à partir de l'analyse du vent zonal journalier (NCEP2 Juin-Septembre 1979-2006) à 600 hPa dans la région $60^{\circ}\text{W}-60^{\circ}\text{E};0-30^{\circ}\text{N}$ pour (1) le signal non filtré, (2) le signal filtré entre 0 et 120 jours et (3) le signal filtré entre 10 et 120 jours, et (4) du vent zonal à 650 hPa des 336 états de base moyennés sur 10 jours dans Leroux & Hall.

6 Déclenchement d'ondes d'est africaines dans un GCM simple

6.1 Introduction

Les chapitres précédents ont fait ressortir la complexité du système réel AEWs-AEJ-convection. L'approche de modélisation idéalisée (Ch.4) a permis dans un premier temps de séparer cause et effet en fixant artificiellement différents états moyens et en testant leur influence sur l'efficacité de déclenchement d'AEWs par une même perturbation initiale convective placée en amont de l'AEJ. Cette étude a fait ressortir l'importance de la configuration spatiale de l'état moyen, même dans l'hypothèse d'un déclenchement initial des ondes. L'étude statistique (Ch.5) basée sur les réanalyses NCEP2 de Juin-Septembre 1979-2006 a d'un autre côté montré les limites de la séparation cause-effet en soulignant l'importance des rétro-actions des perturbations réelles sur l'écoulement moyen. Cependant, ce type d'approche uniquement diagnostique se heurte souvent à la difficulté finale de déduire des relations de causalité et d'avancer dans la compréhension des mécanismes proprement-dit à partir des seules relations statistiques mises en évidence.

Ce chapitre présente le troisième et dernier volet des travaux de cette thèse. L'idée est d'utiliser ici une approche intermédiaire entre l'étude de modélisation idéalisée du Ch.4 et l'étude purement diagnostique du Ch.5. On propose de reprendre la démarche de Hall (2000) qui met en oeuvre un GCM simple, uniquement dynamique, pour étudier les perturbations transitoires aux moyennes latitudes durant l'hiver. Un GCM simple¹ de ce type est adapté ici pour la saison d'été et utilisé spécifiquement pour l'étude des AEWs. L'utilisation du modèle en configuration GCM apporte l'avantage que les perturbations transitoires sont libres d'y croître et d'y rétro-agir avec l'écoulement moyen. Le GCM va développer son propre équilibre dynamique. On se rapproche donc en ça de la complexité du système réel. On conserve aussi les avantages de la modélisation idéalisée, en particulier la possibilité de considérer un problème toujours simplifié (modèle uniquement dynamique, sans convection, avec un forçage saisonnier constant) et de mettre en oeuvre des expériences pour tester spécifiquement telle ou telle hypothèse.

Comment un tel GCM se comporte-t-il sur la région ouest-africaine en saison d'été ? Un environnement favorable au développement d'AEWs est-il reproduit ? En particulier, un AEJ est-il simulé ? Les AEWs elles-mêmes sont-elles présentes dans ce modèle simple ? Si oui, que peut-on dire de leur origine, de leur nature ?

Ces questions sont reprises dans ce chapitre, au sein de trois sections principales

¹La théorie sur laquelle repose la construction du GCM simple est présentée dans le Ch.3. Certains aspects sont également repris dans la deuxième section du présent chapitre (Ch.6).

et d'une conclusion :

- **La section 6.2** présente la simulation climatologique (été perpétuel) réalisée avec le GCM dans sa configuration standard. La construction et la mise en oeuvre du modèle sont d'abord exposées puis l'état climatologique et l'activité transitoire moyenne de la simulation sont présentés à l'échelle globale. Un gros plan est ensuite fait sur l'Afrique de l'ouest : il est mis en évidence que le GCM simule un jet similaire à l'AEJ climatologique réel, et produit même de manière intermittente des perturbations semblables à des AEWs.
- **La section 6.3** aborde plus précisément la question de l'origine des AEWs du GCM. Des simulations supplémentaires sont réalisées en configuration modifiée où l'activité transitoire est supprimée artificiellement dans certaines régions du globe. Ces simulations soulignent l'influence des moyennes latitudes de l'hémisphère nord sur le déclenchement des AEWs du modèle.
- **La section 6.4** s'intéresse à l'efficacité du déclenchement des AEWs dans le GCM comparé au déclenchement artificiel par perturbation initiale convective en amont du jet utilisé dans les études précédentes (en particulier au Ch.4, Leroux & Hall (2009)). L'état de saturation non-linéaire des AEWs simulées est finalement discuté.
- **La section 6.5** reprend l'ensemble des résultats et conclue ce chapitre.

N.B. Les légendes des figures de ce chapitre ont été écrites en anglais pour faciliter la lecture d'un(e) des rapporteurs. Merci aux lecteurs francophones pour leur compréhension!

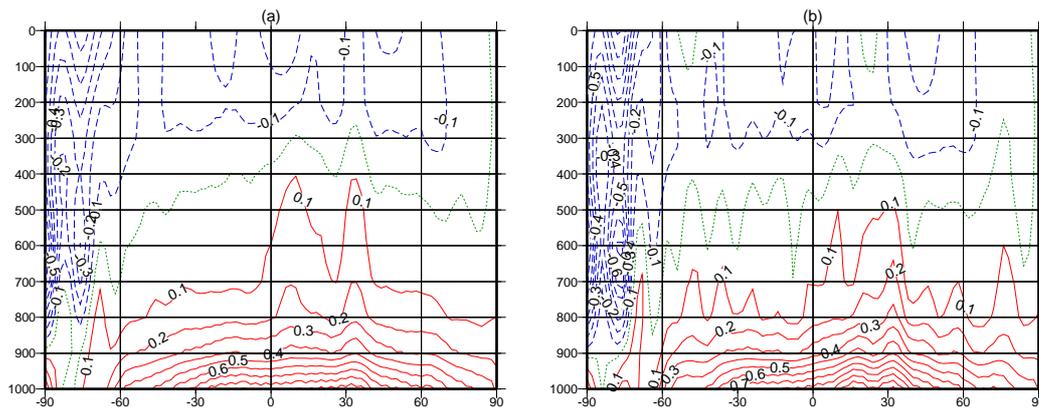


Fig. 6.1: GCM forcing term for temperature, on latitude-pressure vertical sections : (a) zonal mean and (b) along the Greenwich meridian. Contours every 0.1K per hour, zero contour dotted (green), negative contours dashed (blue), positive contours in red.

6.2 Une simulation climatologique pour l'été

6.2.1 Mise en oeuvre du GCM dans sa configuration standard

- Forçage :

La théorie de construction du modèle a déjà été présentée dans le Ch.3 (sous-section 3.2.3). L'approche est la même que celle utilisée par Hall (2000) pour étudier les perturbations transitoires des moyennes latitudes en hiver dans l'hémisphère nord. L'idée générale est de construire un modèle uniquement dynamique conduit par un terme de forçage constant. Celui-ci est calculé à partir des observations de manière à représenter l'effet moyen (saisonnier) de tous les processus physiques et forçages externes qui ne sont pas inclus explicitement dans le modèle (en particulier le forçage radiatif solaire et tous les processus diabatiques impliquant l'humidité). Le terme de forçage est calculé ici pour la saison d'été (prise entre Juin et Septembre) à partir des réanalyses NCEP2 1979-2006 : chaque jour de Juin-Septembre 1979-2006 des réanalyses est utilisé successivement comme conditions initiales dans le modèle non forcé, lancé pour un seul pas de temps. La moyenne de tous les développements obtenus après un pas de temps donne le terme de forçage du GCM.

Il faut bien noter que toutes les variables et tous les niveaux sont forcés. A titre d'exemple, les Fig.6.1 et 6.2 illustrent ce que représente ce forçage pour la température et la fonction de courant. Il est cependant relativement difficile d'interpréter ces figures, puisque par définition le forçage représente l'effet moyen d'un ensemble de phénomènes physiques. Il n'est pas forcément possible d'isoler leur effet respectif sur telle ou telle variable du modèle, ou bien d'attribuer une cause physique unique à tel ou tel motif. D'autre part, comme il a déjà été évoqué au Ch.3, le terme de forçage est également influencé par l'amplitude de l'amortissement linéaire directement paramétrisé dans le modèle.

Sans sur-interpréter les figures ni chercher à les décrire de façon exhaustive, on peut tout de même constater que les sections verticales en latitude-pressure (moyenne zonale - Fig. 6.1 (a) et le long du méridien de Greenwich - Fig. 6.1 (b)) présentent

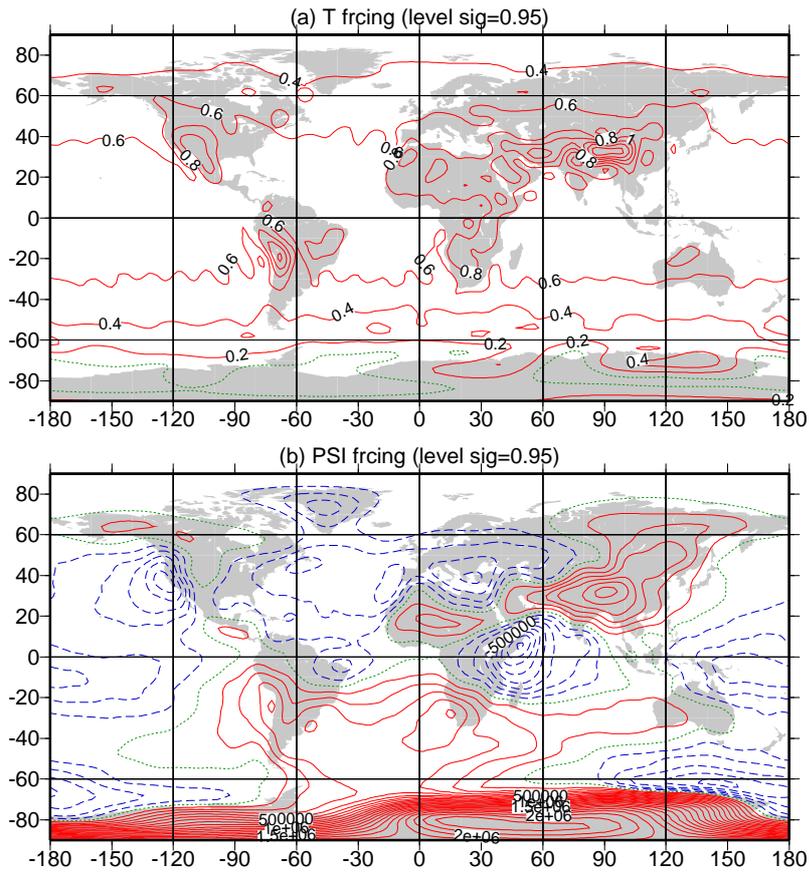


Fig. 6.2: GCM forcing term at 950 hPa for (a) the temperature (contours every 0.2 K per hour) and (b) the stream-function PSI (contours every $0.5 \cdot 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Zero contour dotted (green), negative contours dashed (blue), positive contours in red.

en première approximation un chauffage intensifié en surface et décroissant vers les pôles avec un maximum en latitude vers 15°N . Ceci reflète en partie de la prise en compte de l'effet du chauffage radiatif solaire en été. L'allure de ces sections zonales est d'ailleurs en bon accord avec celle de Hall (2000) (leur figure 2c) à la différence près que le maximum de chauffage y est situé plus au sud (juste au sud de l'équateur) et qu'une zone de refroidissement est présente au nord de 50°N . Ces différences sont a priori cohérentes avec le fait que le forçage a été dérivé dans un cas pour l'été (Juin-Septembre), et dans l'autre pour l'hiver (Decembre-Février).

Le gradient de chauffage de l'équateur aux pôles est toujours appaissant sur la représentation en carte à 950 hPa (Fig. 6.2 (a)), mais on note également un certain nombre d'hétérogénéités spatiales, à la fois pour la température et pour la circulation. Ces hétérogénéités illustrent ici la surimposition de différents effets, entre autre la présence des continents et leur effet direct sur le bilan thermique, mais aussi la présence des reliefs majeurs comme l'Himalaya ou la cordillère des Andes (le forçage intervenant de manière à compenser l'absence de représentation directe du relief dans le modèle).

- *Intégration du modèle*

La simulation est initialisée avec l'état climatologique JJAS 1979-2006 des réanalyses NCEP2 (cf Fig. 2.3) et est lancée pour 4000 jours. Il faut souligner que le choix des conditions initiales importe peu puisque le modèle est libre et atteint en quelques dizaines de jours son propre équilibre dynamique. Toutefois, seuls les 3416 derniers jours de simulation sont conservés pour l'analyse. Les quelques 600 premiers jours sont systématiquement retirés de manière à s'assurer que la période de transition du modèle n'est pas considérée. Les 3416 jours représentent donc l'équivalent de $28 * 4$ mois d'été simulés, c'est à dire autant que les 28 ans * 4 mois (Juin-Septembre) de réanalyses NCEP2 1970-2006 prises comme référence dans la suite du chapitre.

6.2.2 Climatologie et activité transitoire du GCM (vue globale)

Comme il a déjà été discuté au Ch.3.2.3, la manière de définir et de déduire le forçage des observations ne garantit a priori pas que la répartition entre écoulement moyen et partie transitoire sera simulée de manière réaliste dans le modèle. Cela sera le cas seulement si le terme de forçage constant est suffisamment bien représentatif du forçage externe réel *et* que les paramètres d'amortissement linéaire dans les basses couches ont été ajustés au mieux dans le modèle. Cependant, dans son étude pour l'hiver aux moyennes latitudes, Hall (2000) a déjà montré qu'un tel GCM simple était capable de reproduire correctement la climatologie et l'activité transitoire réelles. Cette sous-section présente succinctement la vérification que c'est toujours le cas pour la simulation d'été.

- *Etat climatologique :*

La ressemblance est globalement bonne entre l'état climatologique² du GCM simple et celui des réanalyses NCEP2. La Fig. 6.3 compare notamment :

- le vent zonal à 250 hPa,
- le vent zonal sur la section verticale (latitude-pression) en moyenne zonale,
- le géopotentiel à 950 hPa.

Les courants de jet aux latitudes moyennes (hémisphères nord et sud) sont bien reproduits par le modèle. Leur amplitude est globalement surestimée de quelques m.s^{-1} par rapport à dans les réanalyses mais leur localisation moyenne est bonne. Le modèle semble se comporter de façon un peu moins réaliste dans l'hémisphère sud, en particulier au sud de 60°S (exagération de l'amplitude du vent zonal dans les basses couches sur l'Antarctique notamment). Ce défaut du modèle est déjà noté par Hall (2000) pour la simulation d'hiver et est potentiellement lié à la présence du fort relief du continent Antarctique.

- *Activité transitoire :*

La Fig.6.4 compare le modèle aux réanalyses en terme de flux transitoires de température $\overline{v'T'}$ et de quantité de mouvement $\overline{u'v'}$, et en terme d'énergie cinétique des transitoires (*Eddy Kinetic Energy*) : $EKE = \overline{(u'^2 + v'^2)}/2$.

²L'état climatologique est défini ici comme l'état moyen du modèle sur les 3416 jours de simulation pris en compte dans l'analyse.

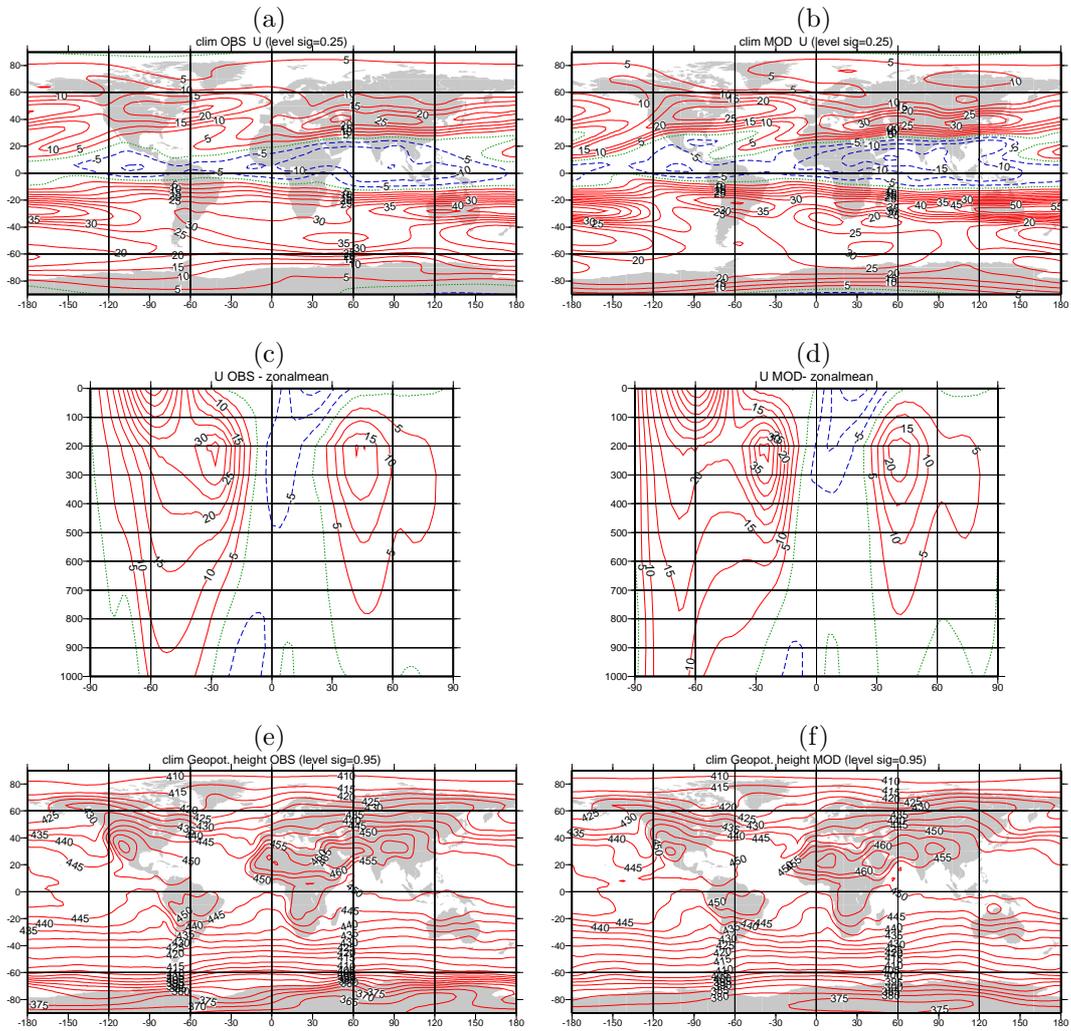


Fig. 6.3: Climatological zonal wind (a)-(b) at 250 hPa and (c)-(d) on a latitude-pressure section along the Greenwich meridian. (e)-(f) climatological geopotential height at 950 hPa from (left) the NCEP2 reanalyses (June-Sept. 1979-2006) and (right) the basic summertime GCM run. Contours are every 5 m.s^{-1} in (a)-(d) and every 5 m in (e)-(f). Zero contour dotted (green), negative contours dashed (blue), positive contours in red.

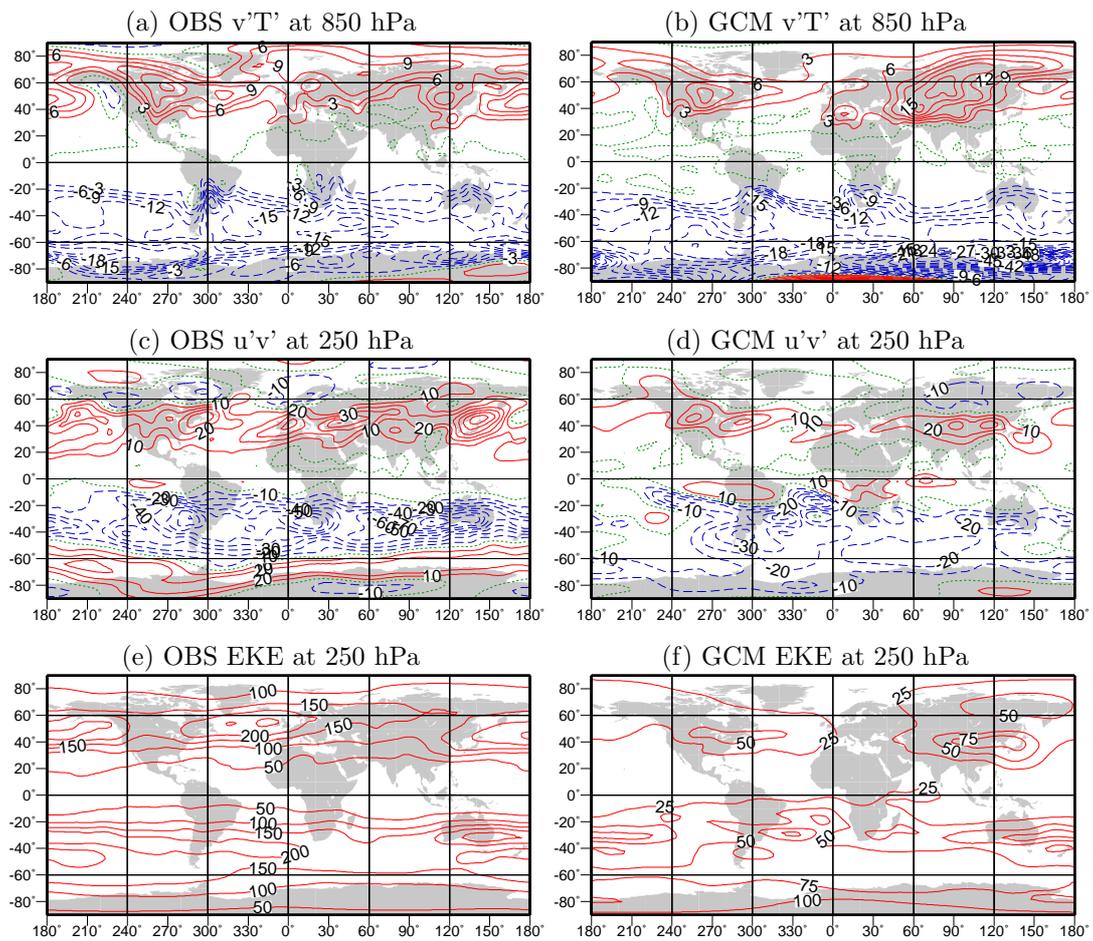


Fig. 6.4: Transient fluxes from (left) NCEP2 reanalyses, June-Sept. 1979-2006, and (right) the basic summertime GCM run. (a)-(b) $\overline{v'T'}$ at 850 hPa, contours every 3 K.m.s^{-1} ; (c)-(d) $\overline{u'v'}$ at 250 hPa, contours every 10 $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$; (e)-(f) Eddy Kinetic Energy at 250 hPa, contours every 50 $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$ in (e) and every 25 $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$ in (f). Zero contour dotted (green), negative contours dashed (blue), positive contours in red.

Les fluctuations (notées "prime" dans les formules ci-dessus) sont simplement calculés comme les écarts à la moyenne climatologique du modèle, sans aucun filtrage temporel.

- Le flux méridien de température $\overline{v'T'}$ à 850 hPa est cohérent avec la localisation des courants de jet (et donc avec la présence de perturbations transitoires se développant sur ces jets) : le flux de chaleur se fait globalement de l'équateur vers les pôles nord et sud. Dans l'hémisphère nord, on note des maxima au niveau de l'Amérique du nord et de l'Atlantique, qui sont bien reproduits par le modèle, même si l'amplitude est un peu plus faible (quelques unités) que dans les réanalyses. Le modèle semble à l'inverse amplifier le flux de température au dessus de l'Asie continentale comparé aux réanalyses. Dans l'hémisphère sud, le flux méridien de température est plus uniforme. Le modèle est en bon accord avec les réanalyses excepté sur l'Antarctique où il semble à nouveau exagérer l'amplitude.

- Le flux de quantité de mouvement $\overline{u'v'}$ à 250 hPa est lui aussi colocalisé avec les courants de jet, avec en particulier un maximum sur l'Amérique du nord débordant sur l'Atlantique, et un second parcourant sur les continents Europe-Asie. Ces motifs sont bien reproduits par le modèle, mais l'amplitude du flux est environ deux fois moins forte que dans les réanalyses. Dans l'hémisphère sud, le modèle reproduit la bande de flux négatif vers 30°S mais n'atteint là encore pas les amplitudes réelles. La zone de flux positif entourant l'Antarctique vers 70°S n'est pas simulée.

- Le constat est encore le même concernant l'amplitude de l'énergie cinétique des transitoires à 250 hPa. Elle est dans l'ensemble 2 à 4 fois plus faible que dans les réanalyses. Dans l'hémisphère nord, les motifs principaux sont cependant relativement bien reproduit ; l'EKE est maximale sur une bande de latitude 40-50°N avec deux maxima notables sur l'Amérique du nord et sur l'Asie. Dans l'hémisphère sud, la répartition de l'EKE est à géométrie relativement zonale. Le maximum est dans le modèle atteint sur l'Antarctique tandis qu'il est plutôt centré sur 40-60°N dans les réanalyses.

6.2.3 *Présence du jet d'est africain et variabilité associée*

La Fig. 6.5 compare l'état climatologique du GCM à celui des réanalyses dans la région ouest africaine, en considérant le vent zonal à 650 mb et sur une section verticale le long du méridien de Greenwich. Un jet très similaire à l'AEJ réel se développe clairement dans le GCM. Le noyau du jet, atteignant des vitesses de plus de 10 m.s⁻¹, est cependant positionné légèrement plus bas dans le modèle. Ceci explique pourquoi en carte à 650 hPa l'amplitude du jet simulé est plus élevée de quelques m.s⁻¹ par rapport au jet des réanalyses.

On note également que les autres éléments de la section verticale méridienne sont bien reproduits : le vent d'ouest dans les basses couches entre 0 et 20°N sur le continent africain, le jet d'ouest des moyennes latitudes (200 hPa ; 35°N) et le TEJ (*Tropical Easterly Jet*, 200 hPa ; 10°N).

La variabilité de l'AEJ est maintenant examinée. La Fig. 6.6 présente une carte de l'écart-type de la série temporelle journalière du vent zonal à 650 hPa dans le modèle et dans les réanalyses. Le jet simulé par le GCM est moins variable que l'AEJ réel. Ce dernier présente en effet des maxima de fluctuations sur ses flancs nord et

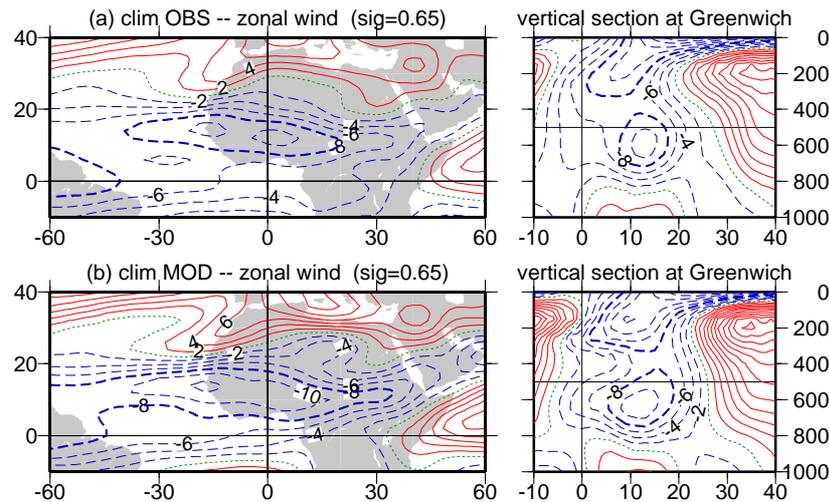


Fig. 6.5: Climatological zonal wind at 650 hPa and on a latitude-pressure section along the Greenwich meridian from (a) the NCEP2 reanalyses (June-Sept. 1979-2006) and (b) the GCM (basic summertime run). Contours are every 2 m.s⁻¹, zero contour dotted (green), negative contours dashed (blue), positive contours in red. The -8 m.s⁻¹ contour is thickened.

sud ($> 4 \text{ m.s}^{-1}$). Ceux-ci ne sont pas visibles dans le GCM. En fait, dans tout la région de l'AEJ simulé, les fluctuations de vent zonal sont d'amplitude homogène et inférieures à 2 m.s^{-1} . Le seul maximum de fluctuation ($> 3 \text{ m.s}^{-1}$) concerne la zone méditerranéenne plus au nord. Ce maximum est également observé dans les réanalyses.

Cette faible variabilité du jet simulé est confirmée par l'analyse EOF spatiale appliquée sur le vent zonal à 650 hPa dans le domaine $60^\circ\text{W}-60^\circ\text{E}; 0-30^\circ\text{N}$. Les cinq premiers EOFs obtenus sont montrés sur la Fig. 6.7. Ils sont à comparer aux EOFs calculés pour les réanalyses et déjà discutés plusieurs fois dans les chapitres précédents (voir par exemple la Fig.1b de Leroux et al. (2009) dans le Ch.5). Le dipôle nord-sud à la latitude du jet, qui est le mode prédominant ressortant de l'analyse EOF des réanalyses (non-filtrées et filtrées sur différentes fenêtres temporelles intra-saisonnières, cf Leroux et al. (2009)) n'apparaît plus dans l'analyse EOF de la simulation GCM. Les trois premiers EOFs obtenus concernent des variations au nord du domaine, plutôt associées à la zone méditerranéenne, voire aux moyennes latitudes, mais dans tous les cas très peu à la zone de l'AEJ. Le quatrième EOF montre des variations à l'est du domaine, sur la péninsule Arabique. Seul le cinquième EOF concerne en partie le continent ouest-africain, mais avec encore un fort signal à la limite nord du domaine.

S'il n'est pas aisé d'interpréter précisément la signification physique de ces différents EOFs, il est cependant au moins possible d'en conclure que contrairement à l'AEJ réel, l'AEJ du GCM n'est pas associé au mode dominant de variabilité dans la région. La zone méditerranéenne et les moyennes latitudes semblent plus actives et leur variabilité domine même l'analyse EOF centrée sur l'Afrique de l'ouest. Une analyse EOF supplémentaire (non montrée) menée sur un domaine géographique encore

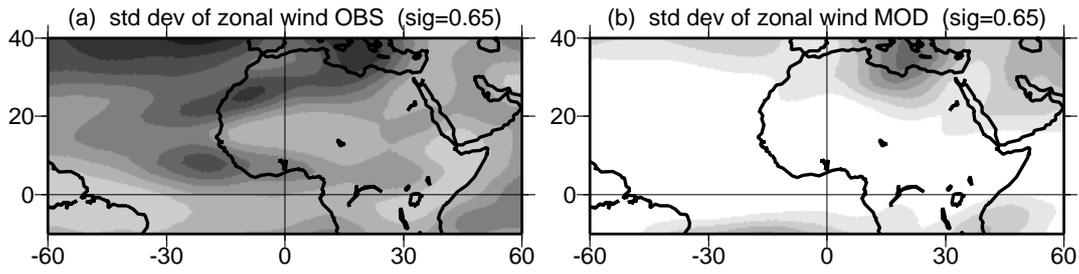


Fig. 6.6: Standard deviation of the zonal wind at 650 hPa (daily timeseries) from (a) the NCEP2 reanalyses (June-Sept. 1979-2006) and (b) the GCM (basic summertime run). Shading at intervals of 0.5 m.s^{-1} starting at 2 m.s^{-1} .

plus restreint, excluant la bande 25-30°N et l'est de 30°E pour tenter de s'affranchir des variations aux frontières n'a pas permis de dégager un motif de variabilité plus clair et plus significatif dans la zone de l'AEJ.

Le GCM semble donc simuler un AEJ très réaliste en terme de caractéristiques climatologiques, mais les fluctuations autour de cet état moyen sont beaucoup plus faibles que dans la réalité.

6.2.4 *Activité en ondes d'est africaines*

L'activité moyenne des perturbations transitoires de période inférieure à 10 jours est considérée sur la Fig. 6.8 pour la région ouest-africaine. Les flux transitoires de quantité de mouvement (650 hPa) et de température (850 hPa) sont montrés respectivement en (a)-(b) et (c)-(d) pour les réanalyses (colonne de gauche) et pour le GCM (colonne de droite). De même, l'énergie cinétique des transitoires à 850 hPa est montrée en (e)-(f). Le modèle présente globalement des motifs similaires à ceux des réanalyses. Les amplitudes sont cependant nettement moins grandes, rappelant la constatation faite pour ces mêmes grandeurs à l'échelle globale (Fig. 6.4).

Dans les réanalyses, l'EKE à 850 hPa présente sur la côte atlantique un maximum qui est interprété comme une signature de l'activité en AEWs. Il a notamment déjà été utilisé comme indicateur des ondes dans le Ch.5 (Leroux et al., 2009). Ce maximum est également présent dans le modèle, bien qu'environ quatre fois plus faible en amplitude. Cela donne ainsi une première indication de la présence de perturbations de type AEW dans le GCM.

Le flux transitoire de température, négatif sur le continent (signifiant donc un flux de chaleur positif vers le sud, c'est à dire à l'encontre du gradient moyen de température dans la région) est également cohérent avec l'idée de la présence de perturbations de type baroclines. Le flux transitoire de quantité de mouvement dans le modèle montre lui simplement un faible ralentissement du jet sur son flanc sud (flux positif vers le nord de vitesse zonale vers l'est).

Une seconde manière de regarder la propagation d'éventuelles AEWs dans le GCM est de tracer des diagrammes temps-longitude (diagrammes de Hovmöller) de l'anomalie de vent méridien. La Fig. 6.9 montre deux exemples de ce type de diagrammes tirés de la simulation GCM ((c) et (d)). Quatre mois sont représentés sur chacun

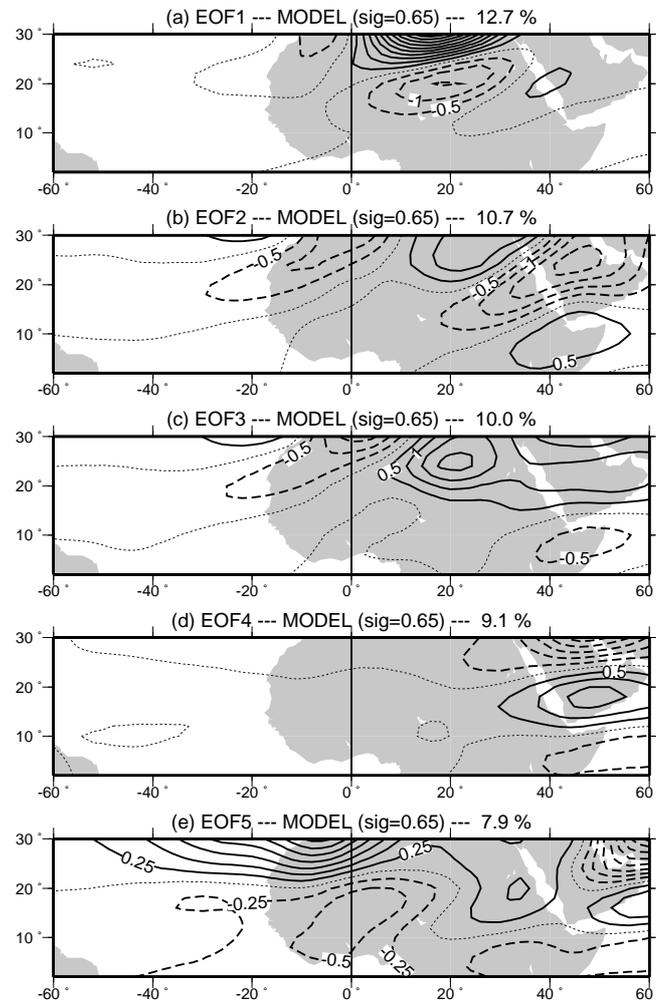


Fig. 6.7: First five EOFs of zonal wind at 650 hPa in the GCM (projections of the principal components onto the daily fields of zonal wind). Contours every $0.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ except in (e) where contours are every $0.25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Zero contour dotted and negative contours dashed. Percentages denote variance explained.

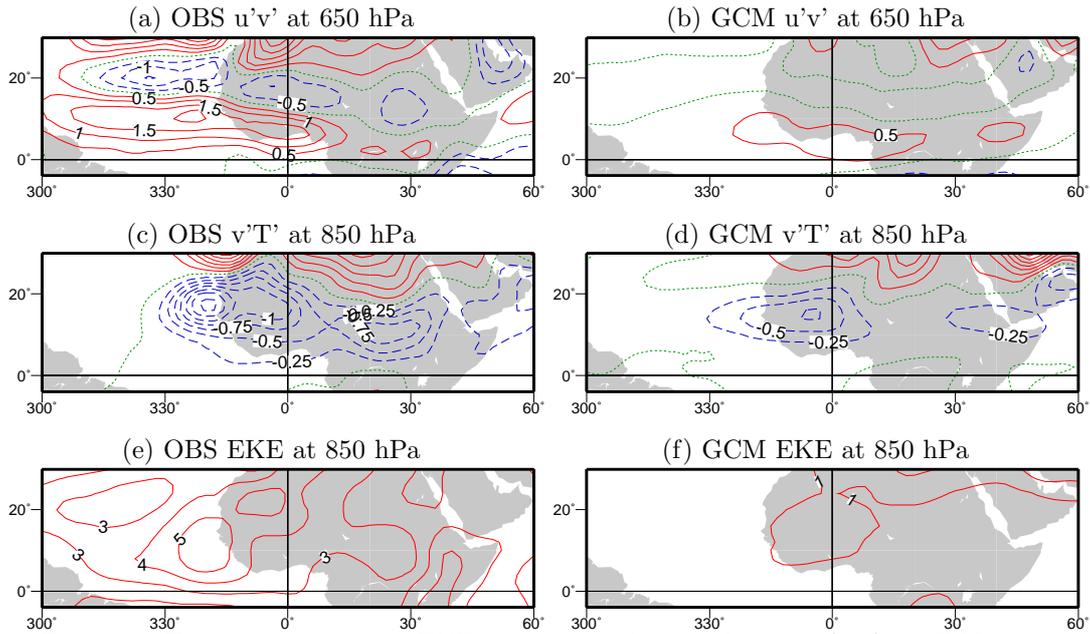


Fig. 6.8: Transient fluxes and EKE of perturbations <10 d from (left) NCEP2 reanalyses, June-Sept. 1979-2006, and (right) the basic summertime GCM run. (a)-(b) $u'v'$ at 650 hPa, contours every $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. (c)-(d) $v'T'$ at 850 hPa, contours every $0.25 \text{ K} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. (e)-(f) Eddy Kinetic Energy at 850 hPa, contours every $1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Zero contour dotted and negative contours dashed.

d'entre eux. Le choix a été fait de ne pas filtrer a priori le vent méridien dans la gamme de fréquence usuelle de représentation des AEWs : l'anomalie tracée ici correspond simplement à la différence à la moyenne climatologique. Pour comparaison, deux diagrammes similaires tirés des réanalyses NCEP2 sont également montrés sur la Fig. 6.9 ((a) et (b), saisons JJAS 2001 et 2002).

Les 3416 jours de simulations ont été regardés. Seuls deux exemples de diagrammes de 4 mois choisis pour la représentativité sont montrés sur la figure par souci de concision. Ils permettent toutefois d'illustrer l'idée générale : des perturbations du vent méridien se propagent dans le modèle à des vitesses et longueur d'onde caractéristiques des AEWs observées. Leur amplitude semble plus faible que dans les réanalyses (approximativement $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ plus faible au vu des diagrammes de Hovmöller). Ceci est cohérent avec la constatation précédente (Fig. 6.8) d'une EKE environ 4 fois plus faible dans le modèle sur la région. Cette différence d'amplitude pourrait éventuellement s'expliquer par l'absence de convection dans le GCM utilisé ici. En effet, plusieurs études de modélisation idéalisée ont déjà montré qu'une convection en phase avec la propagation des ondes peut venir renforcer leur amplitude de quelques $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Paradis et al., 1995; Cornforth et al., 2009).

Il est également intéressant de noter que les trains d'onde montrent une intermittence marquée : comme dans la réalité, des ondes se propagent pendant quelques jours à une semaine puis sont suivies de périodes à variabilité plus faible. Certaines périodes semblent d'ailleurs plus actives que d'autres. Par exemple la période de quatre mois montrée sur la Fig. 6.9 (c) voit le passage de 3 trains d'onde d'amplitude conséquente, tandis que pendant les 4 mois présentés sur la Fig. 6.9 (d), l'activité en onde reste relativement faible, sans événement notable.

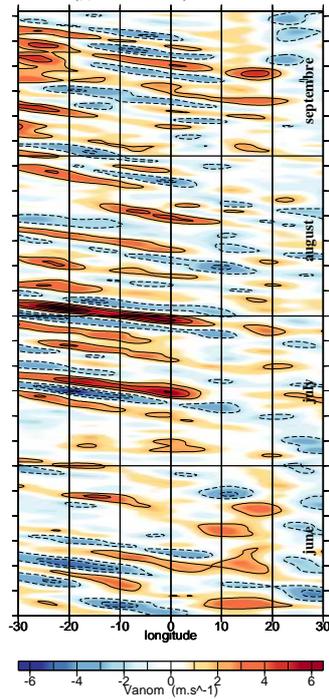
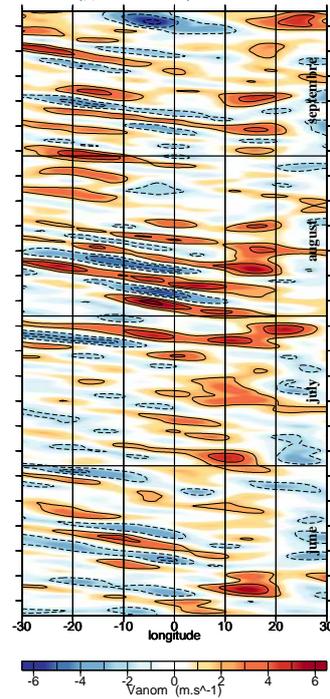
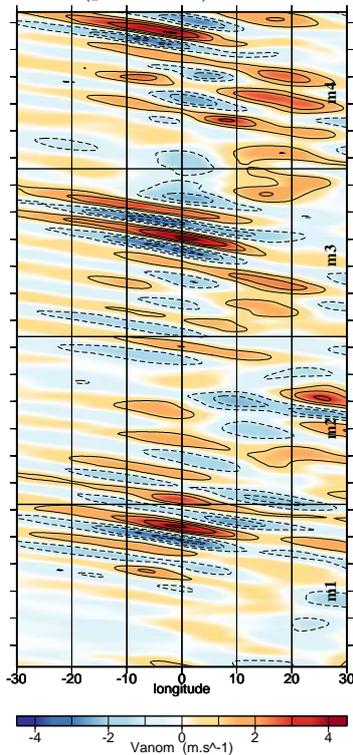
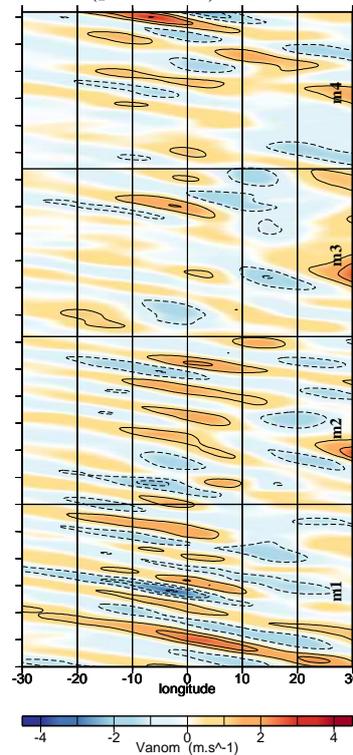
(a) OBS (jjas 2001) V' at 850 hPa(b) OBS (jjas 2002) V' at 850 hPa(c) GCM (period 16) V' at 850 hPa(d) GCM (period 18) V' at 850 hPa

Fig. 6.9: Examples of Hovmöller plots (time-longitude) of the meridional wind anomaly (climatological mean retrieved, no temporal filtering applied) at 850 hPa and averaged over 5°N - 25°N . (a) and (b) from the NCEP2 reanalyses : June-Sept. 2001 and 2002. Contours every $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Shading from -6.5 to $6.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (c) and (d) from the GCM basic summertime run (4×30 days each). Contours every $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Shading from -4.5 to $4.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Case study (<6 d filtered PSI at 850 hPa)

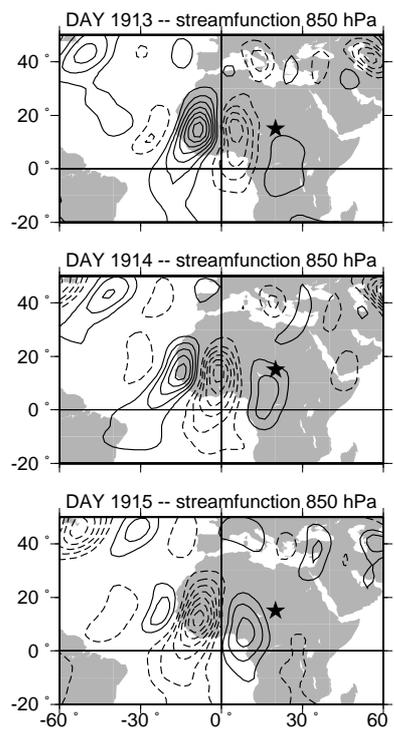


Fig. 6.10: <6 day filtered streamfunction at 850 hPa for day 1913, 1914 and 1915 of the GCM simulation (corresponding approximately to the second wave train of period 16, shown in Fig. 6.9). Contours every $4 \cdot 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, negative contours dashed (cyclonic circulations).

Enfin, il faut souligner que le signal est beaucoup moins bruité dans le modèle que dans les réanalyses. La gamme de fréquence de ces perturbations paraît être la fréquence dominante dans cette région du modèle.

La Fig. 6.10 présente le cas de trois jours du passage d'un train d'onde d'amplitude conséquente dans la simulation (période 16, m3 sur la Fig. 6.9 (c), représentant les jours 1913,1914,1915 de la simulation) en terme de fonction de courant à 850 hPa, filtrée pour les fluctuations de période inférieure à 6 jours. La structure horizontale de ces perturbations montre bien la forme caractéristique d'AEWs réelles.

6.2.5 Bilan et discussion

- Suivant la démarche proposée par Hall (2000), un GCM simple à forçage constant dérivé des observations a été mis en oeuvre ici pour une simulation climatologique en été perpétuel. L'analyse de cette simulation vient confirmer les résultats de l'étude antérieure concernant l'hiver : le GCM simple reproduit de façon réaliste la climatologie et l'activité transitoire saisonnières. Le modèle est cependant un peu moins bon dans l'hémisphère sud, en particulier au sud de 60°S. D'autre part l'activité transitoire simulée reste d'amplitude plus faible que l'activité transitoire réelle. Il faut tout de même souligner qu'obtenir des valeurs réalistes d'énergie cinétique des transitoires est, dans une moindre mesure, également un problème dans la plus part des "vrais" GCM à physique complète (e.g. Boville, 1991; Robinson & Black, 2005). Dans tous les cas, le GCM simple mis en place ici donne des résultats suffisamment satisfaisants pour envisager son utilisation dans un cadre expérimental s'intéressant spécifiquement à la région ouest-africaine.

- Ceci d'autant plus qu'un jet très similaire à l'AEJ climatologique est simulé par le modèle. Ce jet montre cependant une plus faible variabilité que l'AEJ réel. En particulier, on ne retrouve pas de clair signal d'une variation latitudinale de sa position. Il est vrai qu'une partie de ces variations en latitude est dans la réalité liée à l'évolution saisonnière du jet durant les quatre mois d'été, et qu'on ne peut guère espérer les reproduire ici avec un forçage constant dérivé pour la totalité de la période Juin-Septembre. Cependant, il a été montré dans les chapitres précédents (Leroux & Hall, 2009; Leroux et al., 2009) que l'AEJ réel montrait également une variabilité conséquente à des échelles de temps plus courtes, et que celle-ci pouvait avoir une influence, ou du moins une relation avec la variabilité intra-saisonnière des AEWs.

- Enfin, le résultat majeur de cette section est certainement la mise en évidence dans la simulation GCM de perturbations très similaires aux AEWs réelles, même si d'amplitude légèrement plus faible. Ces ondes se propagent de plus de façon réaliste par paquets intermittents.

En d'autres termes, un GCM simple, uniquement dynamique, et sans humidité ni schéma convectif, reproduisant un AEJ réaliste mais peu variable, est capable de simuler des AEWs par intermittence. Cela soulève bien sûr immédiatement la question du mécanisme à l'origine de ces ondes dans le modèle.

6.3 Influence des transitoires des latitudes moyennes sur le déclenchement des AEWs

Il s'agit donc maintenant de chercher à comprendre comment sont initiées ces AEWs intermittentes dans le GCM. On peut envisager deux hypothèses, qui reprennent finalement les deux grandes hypothèses discutées dans la littérature à propos de l'origine des AEWs réelles : soit celles-ci apparaissent localement, comme des instabilités de l'environnement atmosphérique ouest-africain, soit elles sont déclenchées par des perturbations initiales d'amplitude finie. Il faut dès maintenant avoir à l'esprit qu'on ne peut pas invoquer dans le GCM une perturbation initiale déclenchante d'origine convective (comme proposé dans les chapitres précédents), puisque le modèle est uniquement dynamique, sans humidité ni schéma de convection. Il reste encore toutefois la possibilité d'une perturbation initiale déclenchante qui serait purement dynamique et dont il resterait bien sûr à déterminer la nature et la provenance.

On se propose ici d'essayer de distinguer entre apparition locale des AEWs ou déclenchement par une perturbation initiale dynamique d'origine non-locale. L'idée est donc de réaliser des simulations où l'on contrôle artificiellement l'activité transitoire de telle ou telle zone du globe hors de la région ouest-africaine, de manière à tester ainsi l'influence de cette zone sur l'activité en AEWs.

6.3.1 Mise en oeuvre du GCM en configuration modifiée (*nudging partiel*)

On reprend le modèle utilisé précédemment (configuration standard du GCM), décrit par l'eq. (3.7), à laquelle on ajoute un terme de forçage supplémentaire (ou *nudging*³ dans le vocabulaire des utilisateurs de GCM) :

$$\frac{d\Psi}{dt} = \mathbf{L}\Psi + \Psi^\dagger \mathbf{Q}\Psi + \mathbf{G}_2 + \frac{1}{\tau} (\bar{\Psi} - \Psi) \quad (6.1)$$

Ψ est le vecteur d'état du modèle, \mathbf{L} et \mathbf{Q} sont les matrices décrivant le modèle (termes linéaires et non-linéaires), \mathbf{G}_2 est le forçage définissant le GCM⁴ et $\bar{\Psi}$ est la climatologie (l'état moyen) du modèle. Le *nudging* est prescrit par le terme le plus à droite. En chaque point grille, l'état du modèle est rappelé à chaque pas de temps vers sa valeur climatologique, et ce d'autant plus fort que la différence entre les deux valeurs est grande, et que le coefficient de *nudging* est fort. Ce coefficient est défini comme l'inverse d'un temps caractéristique τ . Plus τ est petit, plus l'état du modèle est rapidement tiré vers sa climatologie et plus les perturbations transitoires vont être "étouffées" sans possibilité de développement.

Dans la configuration mise en oeuvre ici, le *nudging* est appliqué à chaque pas de temps aux variables u et v (vitesse du vent, composantes zonale et méridienne), lors d'un passage des variables dans l'espace physique. L'application du *nudging* dans l'espace physique permet de n'agir que sur un sous-domaine géographique donné.

³J'aimerais souligner ici que travailler avec un directeur de thèse britannique m'a certainement apporté quelques avantages, notamment celui d'être initiée à quelques-unes des grandes références culturelles d'Outre-Manche. L'excellent sketch "*nudge-nudge*" des très british Monthly Pythons en est une, et explique pourquoi j'ai eu envie de conserver l'emploi du terme anglophone *nudging* dans mon manuscrit plutôt que d'utiliser systématiquement une traduction française.

⁴Pour plus de détails, se reporter à la présentation du modèle au Ch.3

La technique de *nudging* est parfois utilisée dans les GCMs à physique complète pour l'étude des téléconnexions atmosphériques. Une zone particulière du GCM est par exemple *nudgée* vers des réanalyses dans le but d'y améliorer artificiellement les performances du modèle. On teste alors si cela améliore également la simulation dans les zones libres (e.g. projet IRCAAM⁵). Dans ce chapitre, le *nudging* n'est pas utilisé pour améliorer les performances du GCM. Il est simplement utilisé comme un moyen de contrôler (voire même de supprimer) l'activité transitoire dans un sous-domaine géographique, par le biais d'un rappel artificiel du modèle vers son état moyen. Il est clair que l'appellation "GCM" n'est alors plus tout à fait justifiée, en tout cas pour la zone où le *nudging* est appliqué, puisque par définition le modèle n'y est plus autorisé à développer ses transitoires librement. Cependant, le reste du domaine est toujours libre, comme dans la configuration standard du GCM.

6.3.2 Mise en évidence de l'influence des latitudes moyennes

- *Suppression de l'activité transitoire dans des zones spécifiques du globe :*

Une première série de simulations est réalisée en appliquant un même *nudging* (temps caractéristique de 6 heures) à différents domaines géographiques. Un tel temps caractéristique est suffisamment court (donc la force de rappel suffisamment forte) pour supprimer l'activité transitoire dans la zone d'application. Ceci est illustré sur la Fig. 6.11 qui présente, pour chaque simulation, une carte globale de l'énergie cinétique des transitoires à 250 hPa. En (a) est montrée à nouveau l'EKE dans la simulation en configuration standard sans *nudging*. En (b), l'hémisphère sud entier est *nudgé* : l'énergie cinétique des transitoires est nulle dans cette zone. Elle est par contre restée identique à la simulation de référence dans l'hémisphère nord. En (c), la zone au nord de 31°N a été *nudgée* : l'activité transitoire y a disparu totalement, mais elle est restée inchangée dans la zone libre. En (d), seule la bande 13°S-31°N est libre, le reste étant *nudgé* : l'EKE est nulle sur tout le globe (il faut noter que l'EKE est déjà très faible dans cette bande de latitude dans la simulation de référence). Enfin en (d), seule une boîte de 60°E-180°E ; 30-90°N est *nudgée*, sur l'Asie : l'EKE est identique à la simulation de référence dans l'hémisphère sud. Dans l'hémisphère nord, le maximum d'EKE au dessus de l'Asie a été supprimé. Le maximum sur l'Amérique du Nord et l'Atlantique reste présent, même si légèrement diminué en amplitude.

- *Conséquence sur l'activité en AEWs :*

Dans les différentes simulations présentées sur la Fig. 6.11, l'activité transitoire est supprimée spécifiquement dans certaines zones du globe. Il faut bien noter que l'Afrique de l'ouest (et plus largement toute la bande tropicale entre 0 et 31°N) n'est jamais *nudgée* : elle est laissée libre dans chacune des simulations. L'activité en AEWs est représentée (6.11, colonne de droite) en terme d'énergie cinétique des transitoires de période inférieure à 10 jours, à 850 hPa dans la région ouest-africaine.

Comme déjà montré sur la Fig. 6.8, l'EKE de la simulation de référence (Fig. 6.11 (a)) présente un maximum sur la côte atlantique, qui signe l'activité en onde d'est sur la région. Sur la Fig. 6.11 (b), on constate que la suppression de l'activité transitoire

⁵Influence Réciproque des Climats de l'Afrique de l'ouest, du sud de l'Asie et du bassin Méditerranéen : <http://www.cnrm.meteo.fr/ircaam/>

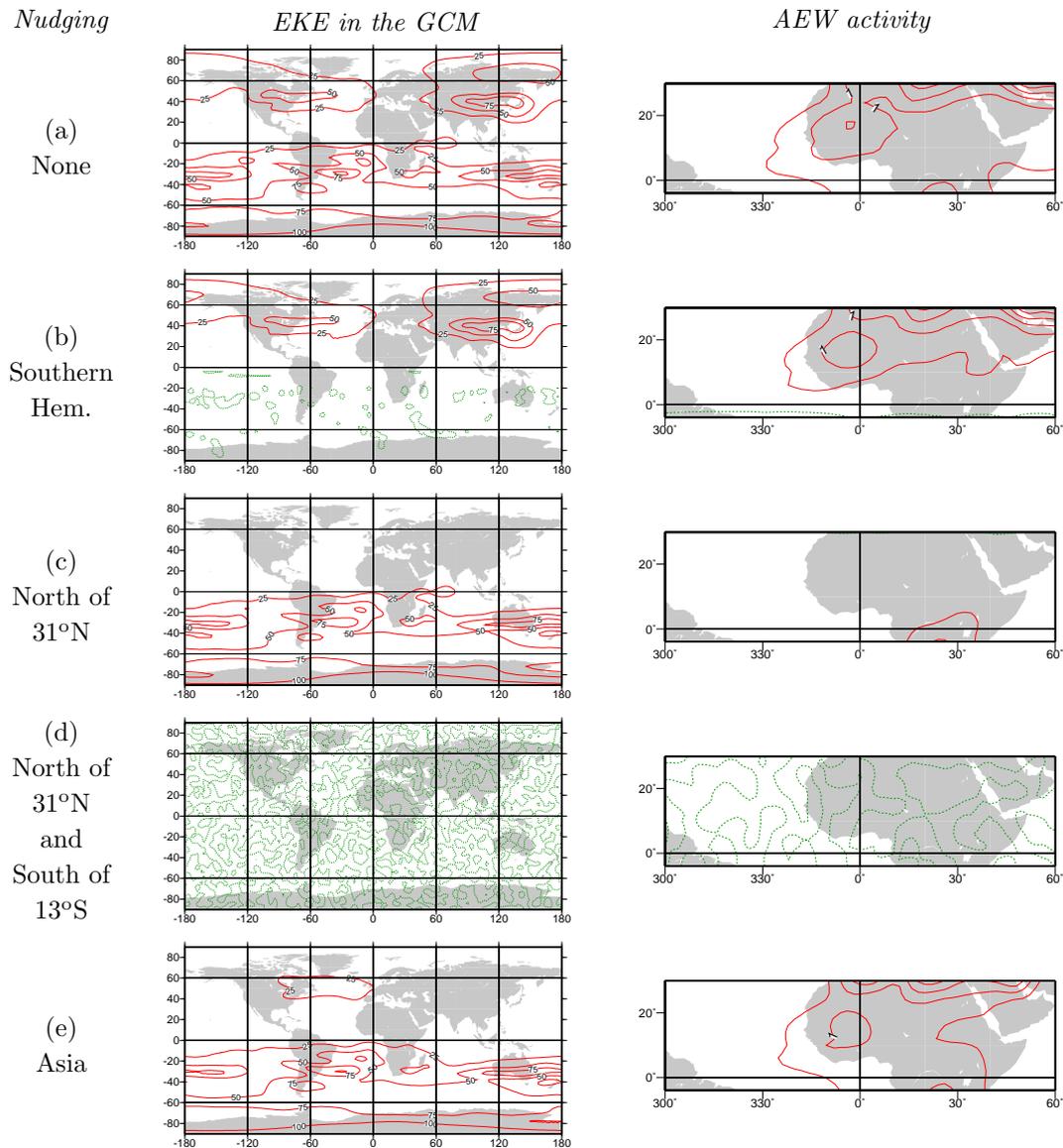


Fig. 6.11: Eddy kinetic energy at 250 hPa (left) and eddy kinetic energy at 850 hPa for perturbations <10d over West-Africa (right) for GCM simulations in which different regions have been nudged toward the model climatology : (a) no nudging, (b) southern hemisphere (c) north of 31°N, (d) north of 31°N and south of 13°S, and (e) 60°E-180°E;30-90°N. Contours every 25 $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ at 250 hPa (left) and every 0.5 $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ over West-Africa (right). Zero contour dotted and negative contours dashed.

dans l'hémisphère sud n'affecte quasiment pas le signal d'activité en AEWs. Celui-ci reste très similaire à celui dans la simulation de référence. Par contre, lorsque l'activité transitoire est supprimée au nord de 31°N (Fig. 6.11 (c)), la signature de l'activité en AEWs disparaît totalement. L'expérience complémentaire (d) consistant à supprimer à la fois l'activité transitoire au sud de 13°S et au nord de 31°N donne logiquement un résultat comparable. Une dernière simulation (Fig. 6.11 (e)) où l'activité transitoire est supprimée dans la zone 60°E-180°E;30-90°N donne un résultat intermédiaire : l'activité en AEWs n'est que légèrement diminuée (moins qu'en (c)).

Enfin, il est important de préciser que l'état moyen du modèle dans sa zone libre (non-*nudgée*) reste proche de la climatologie en configuration standard. En particulier, un AEJ très similaire à celui montré sur la Fig. 6.5 reste présent dans toutes les simulations en configuration *nudgée*.

Cet ensemble de simulations tend donc à montrer que :

- l'apparition des AEWs dans le GCM n'est pas locale, ou sinon la suppression de l'activité transitoire dans des zones distantes ne devrait en rien empêcher le modèle de continuer de générer spontanément des ondes localement (en particulier puisque un AEJ est toujours présent). Il est donc nécessaire d'invoquer un déclenchement par des perturbations d'amplitude finies,
- les moyennes latitude de l'hémisphère nord (et principalement la zone atlantique-amérique nord) semblent être la source de ces perturbations dynamiques déclenchantes.

6.3.3 Saturation de l'amplitude des AEWs déclenchées

- *Diminution progressive de l'activité transitoire hors de la bande 13°S-31°N :*

Une seconde série de simulations est réalisée en utilisant cette fois un même sous-domaine de *nudging* (nord de 31°N et sud de 13°S, cf Fig. 6.11 (d)) mais pour différents temps caractéristiques de rappel : 6h, puis 2, 3, 4, 5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9, 9.5, 10, 12, 15, 17, 20, 40 et 100 jours. Plus on diminue le temps caractéristique, plus on augmente la force de rappel et plus on arrive à diminuer l'amplitude de l'EKE dans la zone d'application. Le *nudging* agit également comme un filtre temporel qui amortit fortement les fluctuations de période supérieure à τ .

Pour chaque simulation, l'activité transitoire dans la zone *nudgée* est quantifiée par l'EKE moyennée dans les 3 sous-domaines d'intérêt :

- hémisphère nord (au nord de 31°N)
- Atlantique (180°W-60°E;0-30°N)
- Asie (60°E-180°W;0-30°N).

L'activité en AEWs dans la zone libre du GCM est quantifiée par l'EKE des transitoires de période inférieure à 10 jours, moyennée dans le domaine 30°W-20°E;0-25°N.

- *Conséquence sur l'activité en AEWs :*

Les résultats de cette deuxième série de simulations sont présentés sur les Fig. 6.12 et 6.13. L'EKE à 250 hPa moyennée dans 3 sous-domaines d'intérêt de la zone *nudgée* est tracée en fonction du coefficient de nudging $1/\tau$ utilisé pour chaque simu-

lation. L'EKE est normalisée par sa valeur dans la simulation de référence (GCM en configuration standard, i.e. sans *nudging*).

Sans *nudging*, l'EKE dans l'hémisphère nord et dans ses subdivisions est à 100%. Pour un τ de 6 heures ($1/\tau=4 \text{ d}^{-1}$) elle est quasi-nulle, comme déjà montré sur la Fig. 6.11. Pour des τ inférieurs à 3 jours ($1/\tau > 0.33 \text{ d}^{-1}$), l'EKE reste très faible, inférieure à 10%. Pour des valeurs de $1/\tau$ croissantes entre 0 et 0.33 d^{-1} , le nudging permet d'abaisser progressivement l'amplitude de l'EKE dans la zone nudgée. La diminution est quasi-linéaire jusqu'à 0.15 d^{-1} . De plus, on vérifie que l'effet du *nudging* est uniforme sur l'ensemble de la zone d'application : l'EKE décroît de façon similaire dans les différents sous-domaines *nudgés* de l'hémisphère nord.

La quatrième courbe (noire avec cercles orangés) représente en parallèle l'activité en AEWs dans la zone libre du GCM pour les différentes simulations. Il s'agit encore une fois de l'EKE à 850 hPa pour les perturbations de période < 10 jours, moyennée dans la zone $30^\circ\text{W}-20^\circ\text{E}; 0-25^\circ\text{N}$. Les valeurs sont normalisées par la valeur dans la simulation de référence, sans *nudging*. Pour un coefficient $1/\tau$ qui tend vers zéro, l'activité en AEWs est donc de 100%. A l'inverse, on a montré précédemment que pour un nudging fort ($\tau = 6\text{h}$), l'activité en AEWs devenait quasi-nulle (Fig. 6.11 (c)). Ce point est hors-graphique mais l'activité en AEWs reste de toute façon très faible ($< 5\%$) pour des valeurs de τ inférieures à 3 jours ($1/\tau > 0.33 \text{ d}^{-1}$).

On constate que pour des valeurs croissantes de τ , l'augmentation progressive de l'activité transitoire dans l'hémisphère nord coïncide avec une augmentation progressive de l'activité en AEWs dans la zone libre du GCM. Il est de plus intéressant de remarquer que cette croissance est dans un premier temps d'aspect linéaire (pour des τ entre 5 et 15 jours) puis semble ensuite atteindre un pallier. Cette tendance est peut être encore plus visible sur la Fig. 6.13, représentant cette fois directement l'activité en AEWs en fonction de l'activité transitoire dans l'hémisphère nord. En augmentant l'EKE dans la zone *nudgée* de 0 à environ 50 %, l'augmentation de l'activité en AEWs est quasiment linéaire et les ondes atteignent déjà largement 80 % de leur activité.

Ce second jeu de simulations vient donc (1) confirmer une influence directe de l'activité transitoire des moyennes latitudes sur les AEWs du GCM et (2) suggérer encore l'idée un état de saturation des AEWs ainsi déclenchées.

6.3.4 Bilan et discussion

Deux séries de simulations ont été réalisées dans l'objectif de comprendre l'origine des AEWs du GCM. Principalement, il s'agissait de déterminer si les ondes avaient une origine locale, ou bien si elles étaient déclenchées par des perturbations d'amplitude finie, dynamiques⁶, produites hors de la région ouest-africaine. La configuration du GCM a été modifiée de telle sorte que l'activité transitoire dans une région choisie du globe peut être progressivement diminuée, voire même supprimée.

Il est ressorti de la première série de simulations que la suppression de l'activité transitoire au nord de 31°N (et principalement sur la zone Amérique-atlantique) avait

⁶Par définition, le GCM ne laisse que cette possibilité puisque il est uniquement dynamique et n'inclue en particulier pas de schéma convectif.

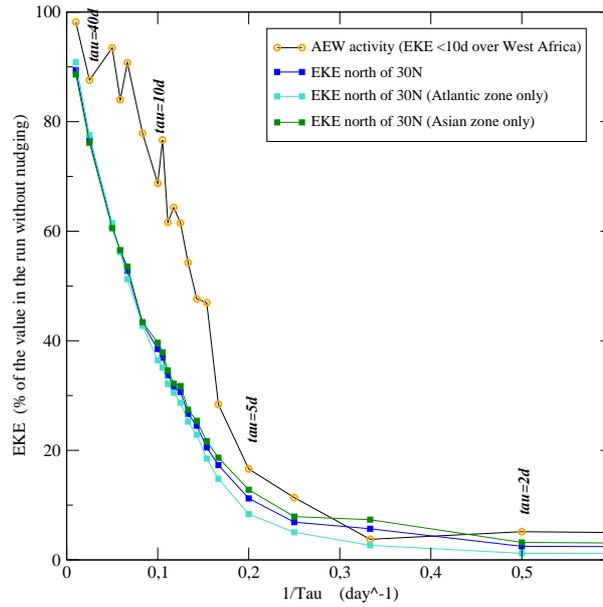


Fig. 6.12: Eddy kinetic energy at 250 hPa averaged in 3 domains : north of 30°N (dark blue), Atlantic (light blue), Asia (green), (see text for more details) and AEW activity (i.e. eddy kinetic energy for perturbation <10d at 850 hPa averaged over 30°W-20°E;0-25°N) as a function of the nudging coefficient $1/\tau$ (in day^{-1}). 19 simulations are shown, all nudged north of 31°N and south of 13°S. The values of τ used for the nudging are : 100, 40, 20, 17, 15, 12, 10, 9.5, 9, 8.5, 8, 7.5, 7, 6.5, 6, 5, 4, 3 and 2 days.

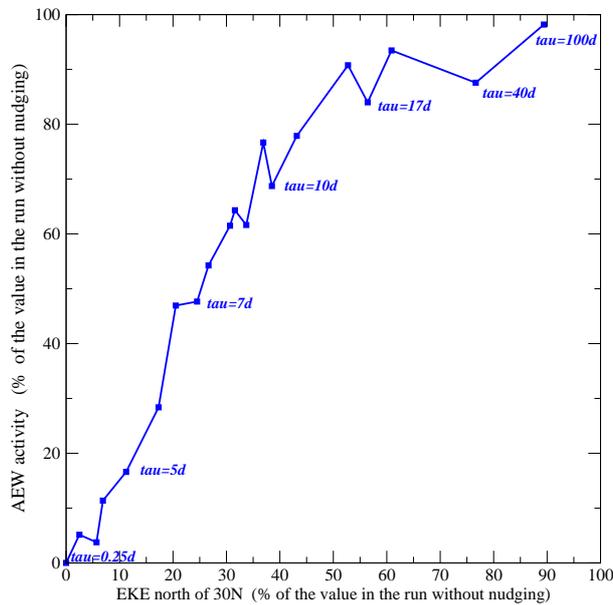


Fig. 6.13: AEW activity (i.e. Eddy kinetic energy for perturbation <10d at 850 hPa averaged over 30°W-20°E;0-25°N) as a function of the eddy kinetic energy at 250 hPa averaged north of 30°N. 20 simulations are shown, all nudged north of 31°N and south of 13°S. The values of τ used for the nudging were : 100, 40, 20, 17, 15, 12, 10, 9.5, 9, 8.5, 8, 7.5, 7, 6.5, 6, 5, 4, 3, 2 and 0.25 days.

pour conséquence de stopper clairement l'activité en AEWs dans la zone libre du GCM. Autrement dit, le GCM pourtant libre sur la région ouest-africaine, et simulant toujours le même AEJ réaliste que dans la simulation de référence, n'est dans ce cas plus capable de générer des AEWs. Ce résultat vient donc encore renforcer l'idée déjà discutée que les AEWs réelles ne sont pas simplement des instabilités du jet se développant spontanément à partir de perturbations infinitésimales aléatoires, mais qu'elles nécessitent au contraire un déclenchement par des perturbations initiales d'amplitude finie.

Le corollaire majeur de ce résultat est qu'il semble donc possible de déclencher des AEWs réalistes, et de façon intermittente, par l'intermédiaire de l'activité transitoire des moyennes latitudes, sans qu'aucune variabilité temporelle convective ne soit présente dans le modèle. Que ceci soit l'explication des AEWs réelles est encore une autre question, qu'il reste à étudier. Cependant, ce résultat de modélisation a au moins l'intérêt de montrer que c'est possible d'un point de vue dynamique, et suggère des pistes d'investigations futures à mener dans les observations pour tester cette hypothèse.

Il est intéressant de replacer ce résultat dans le contexte de la littérature récente sur la dynamique de la mousson africaine. Un certain nombre d'études pointent déjà l'influence des moyennes latitudes sur la dynamique de la région (e.g. Vizy & Cook, 2009; Roca et al., 2005). En particulier, Chauvin et al. (2009) ont récemment mis en évidence un mode propagatif associé à la variabilité intrasaisonnière de la région de la dépression thermique saharienne (*Saharan Heat-Low*). Ce mode semble statistiquement précédé par un train d'onde dynamique aux moyennes latitudes. Les auteurs évoquent également une potentielle influence sur la convection dans la région ouest-africaine et sur l'activité en AEWs. Une collaboration est en cours avec les auteurs pour croiser les méthodes et résultats et tester si ce genre de mode piloté par les moyennes latitudes se retrouve dans la simulation climatologique du GCM simple. Au vu des quelques très préliminaires résultats, il semblerait en effet qu'un mode aux caractéristiques relativement similaires soit détectable dans le GCM (communication personnelle, R. Roehrig).

Des études actuellement menées sur des GCMs à physique complète dans le cadre du projet de l'ANR⁷ IRCAAM⁸ approchent également ce sujet des téléconnexions avec l'Afrique de l'ouest avec des méthodes en partie similaires à celles suivies dans ce chapitre. Le GCM ARPEGE (Météo-France) a en particulier été utilisé pour des simulations d'ensemble dans une configuration où les moyennes latitudes sont *nudgée* vers les réanalyses ERA-40, elles-même filtrées sur différentes fenêtres temporelles. L'influence est regardée sur la région ouest-africaine, notamment en terme de précipitations et d'activité en AEWs (communications personnelles, H. Douville, B. Pohl). Les protocoles expérimentaux et méthodes de diagnostics sont cependant encore trop éloignés de ceux utilisés avec le GCM simple ici pour tirer des conclusions claires d'une comparaison détaillée des résultats.

⁷Agence Nationale de la Recherche

⁸Influence Réciproque des Climats de l'Afrique de l'ouest, du sud de l'Asie et du bassin Méditerranéen

Concernant le GCM simple, une large série de questions restent cependant soulevées concernant la nature précise de la perturbation initiale dynamique déclenchante qui dans le modèle au moins, semble provenir des moyennes latitudes. *Comment se caractérise-t-elle précisément ? Comment se propage-t-elle des moyennes latitudes à la région ouest-africaine ? A-t-elle une fréquence spécifique ? Comment varie son efficacité de déclenchement en fonction de l'environnement local (par exemple en fonction de la configuration de l'AEJ) ?* Des études de cas ainsi que des études statistiques dans l'esprit de celle du Ch.5 appliquées à ces simulations GCM seraient nécessaires pour tenter de répondre à ces interrogations, qui n'ont pas encore été examinées.

A défaut de s'intéresser à la nature même de la perturbation dynamique déclenchante, la deuxième série de simulations présentée dans cette section a du moins commencé à se pencher sur son "efficacité". Les simulations se replacent toutes dans une configuration où l'activité transitoire peut être modulée en amplitude sur tout le globe à l'exception de la bande 13°S-31°N. L'augmentation progressive de l'activité transitoire dans l'hémisphère nord est clairement associée à une augmentation progressive de l'activité en AEWs dans la zone libre du GCM. L'augmentation est même quasiment linéaire pour les premiers 50% d'augmentation de l'activité transitoire dans l'hémisphère nord : plus l'activité transitoire est intense dans la zone sous contrôle, plus les ondes d'est sont fortes dans la zone libre du GCM. L'activité en AEWs semble ensuite atteindre un pallier : une augmentation supplémentaire de l'activité transitoire des moyennes latitudes (entre 50 et 100%) n'augmente guère plus l'activité en AEWs. Celles-ci semblent avoir atteint un état de saturation. En configuration standard, le GCM simule donc des AEWs réalistes dont l'amplitude moyenne ne dépend plus de manière sensible de l'amplitude des perturbations déclenchantes. Cela dit, ces perturbations initiales dynamiques sont tout de même suffisamment efficaces pour déclencher directement des AEWs saturées. Ces résultats soulèvent de nouvelles questions. En particulier, *à quoi correspond cet état de saturation des ondes déclenchées ? Comment se compare l'efficacité de ces perturbations initiales dynamiques par rapport au déclenchement artificiel d'origine convectif en entrée de jet proposé dans les études antérieures (Thorncroft et al., 2008; Leroux & Hall, 2009) ?* Ces questions sont abordées dans la section suivante.

6.4 Efficacité de déclenchement des AEWs et saturation non-linéaire

Cette section présente quelques premiers résultats de travaux toujours en cours. On se propose de revenir sur l'idée de saturation des AEWs du GCM, et de discuter de l'efficacité de leur déclenchement dans le GCM par comparaison avec le déclenchement local par chauffage convectif en entrée de jet proposé dans les études de modélisation précédentes, notamment au Ch.4 (Leroux & Hall (2009)).

6.4.1 Saturation non-linéaire du premier mode propre

Les résultats présentés dans la section précédente ont fait apparaître que l'amplitude des AEWs déclenchées dans le GCM sous l'influence de l'activité transitoire des latitudes moyennes atteignait un pallier de saturation (cf Fig. 6.12). *A quoi cet état de saturation correspond-il ? Est-il comparable à l'état de saturation non-linéaire que finit par atteindre une perturbation instable dans son cycle de vie typique (e.g. Hoskins et al., 1983) ?*

L'objectif de cette sous-section est de comparer l'amplitude des AEWs du GCM à l'amplitude de saturation qu'atteint le premier mode propre d'abord isolé à la manière de Hall et al. (2006), puis laissé libre de se développer ensuite en conditions non-linéaires.

- *Mise en oeuvre :*

La première étape reprend donc l'approche de Hall et al. (2006) pour isoler le premier mode propre se développant sur un état de base 3-dimensionnel (cf Ch.3).

L'idée étant de faire ensuite *grandir* ce mode, l'état de base utilisé doit nécessairement être instable. L'état de base retenu ici n'est donc pas l'état climatologique du GCM mais l'état composite associé aux ondes fortes de Leroux & Hall (2009) (cf Fig. 8c, Ch.4) qui est lui légèrement instable (cf Ch.4, $\sigma=0.035$). Les deux états de base sont cependant relativement similaires. Des solutions techniques qui permettraient d'utiliser tout de même l'état climatologique du GCM comme état de base pour cette expérience sont actuellement en cours de réflexion et seront peut être proposées dans la future publication de ces travaux.

Une perturbation infinitésimale est introduite sur l'état de base fixé. Elle est laissée libre de se développer linéairement et elle est remise à l'échelle (amplitude divisée par 10) à chaque fois que son amplitude dépasse un seuil donné de manière à conserver à la fois sa forme et la linéarité de son développement. Une longue intégration de ce type permet finalement d'isoler la structure du premier mode propre, celui qui grandit exponentiellement le plus vite (dans le cas instable) et finit par dominer les autres modes.

Une fois que le mode propre est estimé suffisamment "épuré", on stoppe la mise à l'échelle systématique de la perturbation. L'amplitude du mode propre continue donc de grandir de manière exponentielle et finit par atteindre une taille pour laquelle les effets non-linéaires ne sont plus négligeables. Ceux-ci commencent à affecter la forme et la taille du mode et freinent sa croissance jusqu'à ce que il atteigne finalement un état de saturation.

Ceci est illustré sur la Fig. 6.14 qui présente l'évolution temporelle d'une variable diagnostique du modèle (arbitrairement choisie) en un point grille de la région ouest-africaine. Dans le cadre (a) est montrée la totalité de l'expérience. Le cadre (b) se focalise sur la première partie : celle où la perturbation est systématiquement mise à l'échelle pour conserver la linéarité du développement de manière à isoler progressivement le premier mode propre. Chaque chute instantanée de la courbe correspond à une mise à l'échelle de la perturbation. Entre ces événements, l'amplitude croît exponentiellement en même temps que l'oscillation de type onde d'est s'y surimpose (non visible sur le graphique pour des raisons d'échelles). Après 1000 jours de simulation, le premier mode propre est suffisamment isolé. La mise à l'échelle systématique est alors supprimée. Le cadre (c) présente spécifiquement la dernière partie de la simulation : la croissance exponentielle de la perturbation s'atténue puis stoppe. L'amplitude se stabilise vers $4.5 \cdot 10^{-5}$ (unités arbitraire) et oscille de $\pm 0.25 \cdot 10^{-5}$ autour de cette valeur.

- *Structure et amplitude du mode propre saturé :*

La fonction de courant à 850 hPa est représentée sur la Fig. 6.15 pour illustrer :
- la structure du premier mode propre isolé (a)
- la structure du mode une fois saturé (b).

La structure horizontale du mode propre dans sa phase de développement linéaire (a) est très ressemblante à celle obtenue par Hall et al. (2006). Les jours 1 et 9 sont quasiment en quadrature de phase (cf eq. (3.12)). Les anomalies cycloniques et anti-cycloniques montrent un aspect similaire en forme et en amplitude. La structure du mode est clairement modifiée par les effets non-linéaires (b). Les anomalies anti-cycloniques deviennent en particulier plus développées et plus intenses que les anomalies cycloniques.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que l'amplitude du mode propre saturé est du même ordre que celle des plus fortes ondes simulées dans le GCM et dont un exemple a déjà été présenté sur la Fig. 6.10 (les mêmes contours sont utilisés sur les deux figures).

Une quantification plus précise est proposée par l'indicateur d'amplitude R défini comme :

$$R = \sqrt{[\Psi^2]} \quad (6.2)$$

où Ψ est la fonction de courant à 850 hPa et les crochets $[\]$ indiquent une moyenne spatiale sur la région $45^\circ\text{W}-45^\circ\text{E}; 0-30^\circ\text{N}$. R vaut $796719 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ au jour 1914 de la simulation GCM (cf Fig. 6.10). Si l'on choisit cette valeur comme valeur de référence (notée R_{GCM} dans la suite du chapitre), alors le mode propre amené à saturation montre une valeur moyenne R de 93% ($\pm 3\%$, pour une estimation réalisée pour les jours 1450 à 1500 de la simulation Fig. 6.14).

Ce résultat contribue à suggérer (1) que les AEWs du GCM ont une structure voisine de celle du premier mode propre saturé (donc a priori structure la plus efficace en terme de conversions énergétiques dans la région) et (2) que l'amplitude de cette structure est, comme celle du mode propre saturé, limitée par les effet non-linéaires.

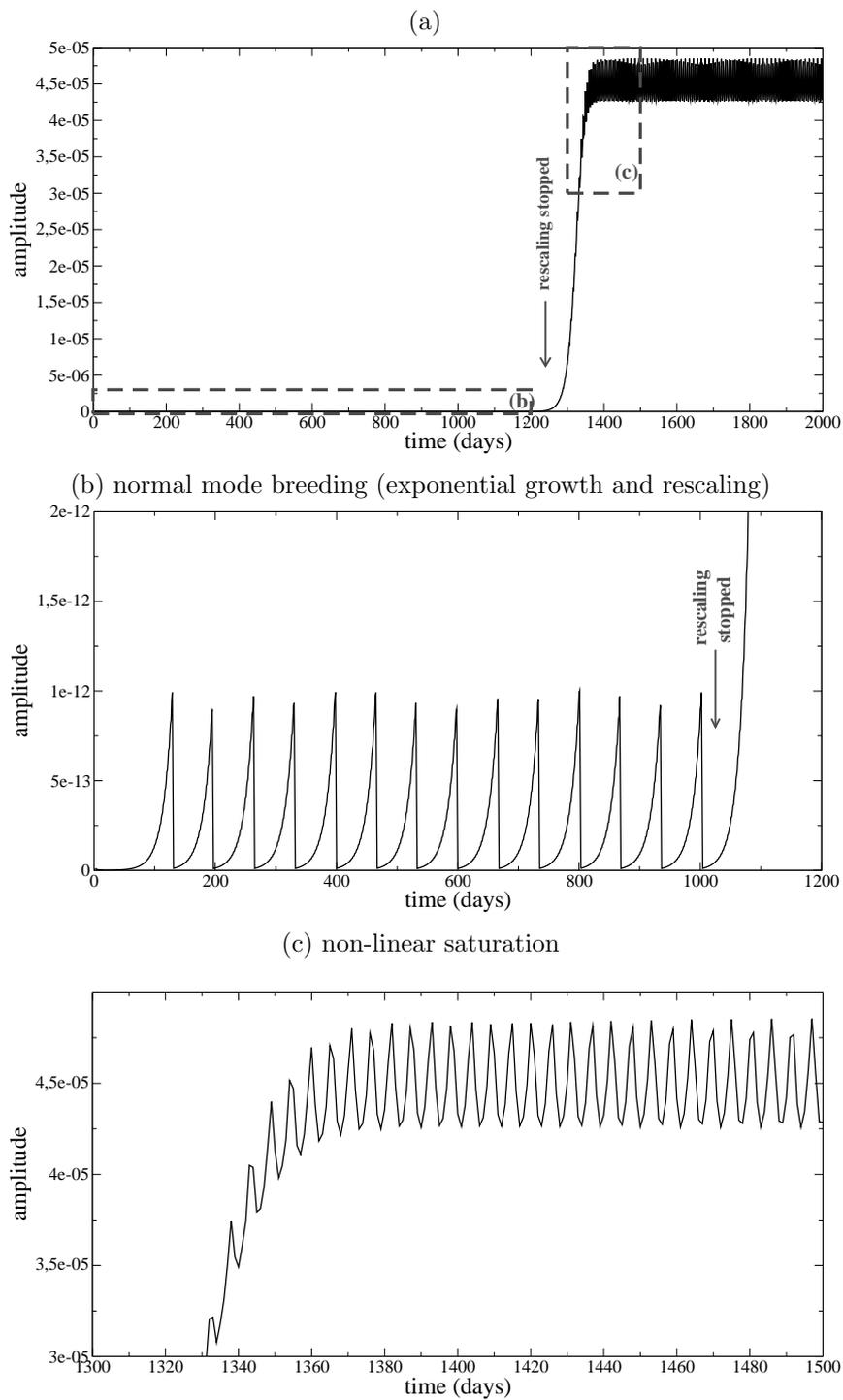


Fig. 6.14: Time-development of the fastest normal mode over the West African region. The amplitude is shown of an arbitrary selected diagnostic variable at one grid point (amplitude in arbitrary units). The whole simulation is plotted in (a). (b) focuses on the breeding phase of the mode, when its amplitude is rescaled everytime it grows by a factor 10, in order to maintain a linear development. (c) focuses on the final phase when the mode reaches a non-linear saturation state (no rescaling after day 1000).

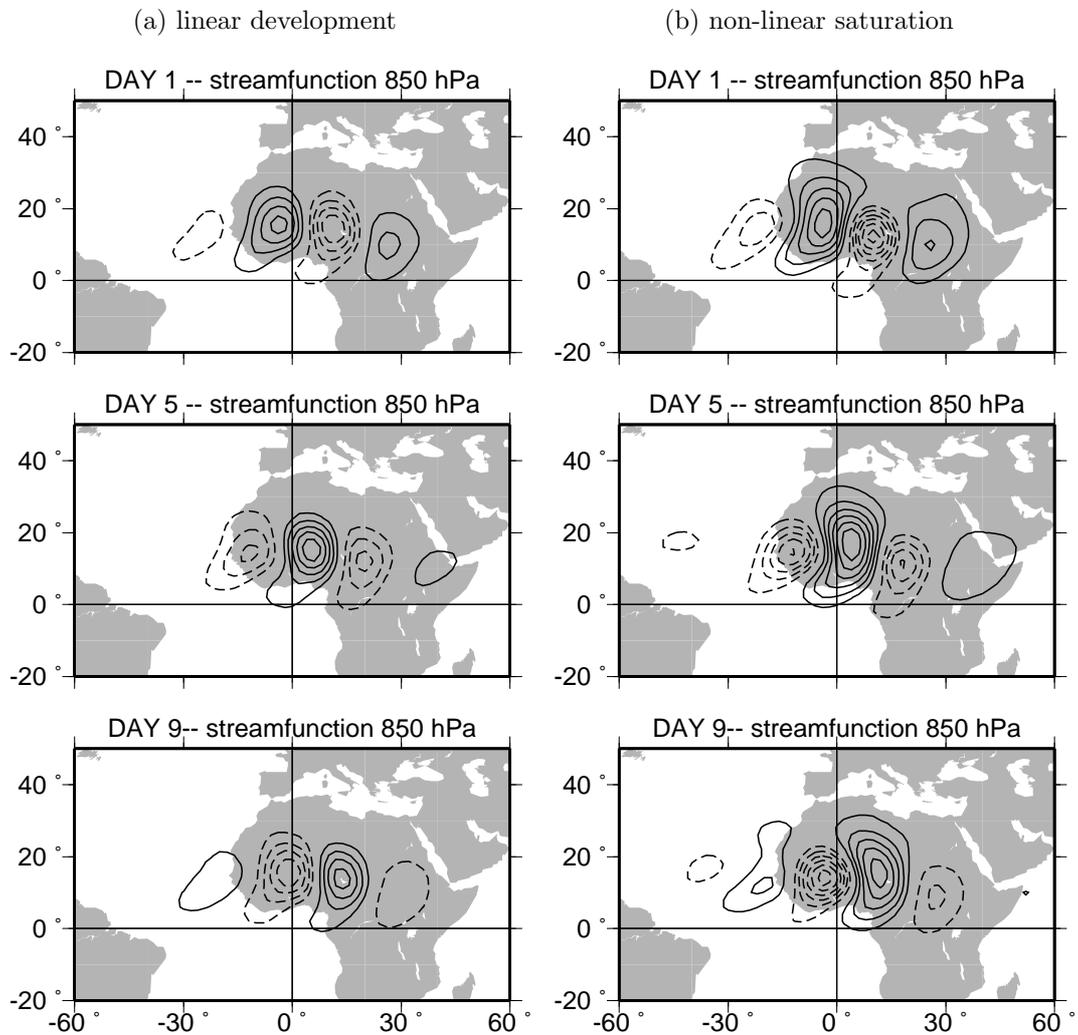


Fig. 6.15: Streamfunction anomaly at $\sigma=0.85$ for 3 days (d , $d+4$ and $d+8$) of the normal mode simulation, (a) when the mode follows a linear development, and (b) when it has reached a nonlinear saturation state. Negative contours dashed (cyclonic circulations). Contours every $4.10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ in (b), and in arbitrary units in (a), but the same contour interval is used for the 3 days, and the amplitude at $d+4$ and $d+8$ has been divided by $\exp(\sigma t)$ using $\sigma=0.035 \text{ d}^{-1}$ and $t=4$ and 8 days.

6.4.2 Comparaison de l'efficacité des différents déclenchements

On s'intéresse maintenant à comparer les AEWs déclenchées naturellement (dynamiquement) dans le GCM aux AEWs qui peuvent être déclenchées artificiellement par application locale d'une source de chauffage de type convectif, à la manière de ce qui est fait dans Leroux & Hall (2009) (Ch.4).

- *Mise en oeuvre :*

La même source de chauffage que dans Leroux & Hall (2009) est utilisée : même intensité (i.e. 5 K.d^{-1} en moyenne sur la verticale au point centre d'application) et même profil vertical (cf Fig.4.1). Elle est positionnée au même emplacement ($20^\circ\text{E};15^\circ\text{N}$). Le principe de mise en oeuvre reste identique : le chauffage est appliqué localement durant un jour, puis éteint.

Deux types de simulations sont réalisées :

- déclenchement sur état de base fixé :

On reprend là exactement l'approche de modélisation suivie dans Leroux & Hall (2009). Il faut donc bien noter qu'il ne s'agit plus d'un GCM à proprement parlé. Un état de base est maintenu constant pendant toute la simulation. Seule la perturbation déclenchée par le chauffage appliqué le premier jour peut se développer, linéairement, sans possibilité de rétro-agir sur l'état moyen. L'état climatologique du GCM en configuration standard (Fig.6.5) est utilisé comme état de base fixe.

- déclenchement artificiel dans le GCM *nudgé* :

Cette fois, la source est appliquée (pendant un jour) dans une simulation du GCM en configuration *nudgé* hors de la bande $13^\circ\text{S}-31^\circ\text{N}$. Comme il a été montré précédemment, dans cette configuration le *nudging* agit pour supprimer l'activité transitoire hors de $13^\circ\text{S}-31^\circ\text{N}$. Cela stoppe indirectement le déclenchement "naturel" des AEWs, faute de perturbations initiales déclenchantes provenant des moyennes latitudes. Dans la simulation réalisée ici, une perturbation déclenchante "artificielle" est par contre apportée localement par application de la source de chauffage.

- *Efficacité du déclenchement dynamique vs convectif :*

La Fig.6.16 présente le résultat du déclenchement artificiel d'AEWs selon les deux méthodes décrites ci-dessus : (a) déclenchement sur la climatologie du GCM utilisé comme état de base fixe, à la manière de Leroux & Hall (2009) et (b) dans le GCM *nudgé* hors de la bande $13^\circ\text{S}-31^\circ\text{N}$. L'anomalie de fonction de courant à 850 hPa est montrée 1,5 et 9 jour après l'application de la source.

La simulation (a) ressemble beaucoup à son homologue Fig.3 de Leroux & Hall (2009) (déclenchement sur l'état climatologique des réanalyses NCEP2, Juin-Sept. 1979-2006). Cette ressemblance est cohérente avec le fait que les deux états de base utilisés sont relativement proches (cf Fig. 6.5). Les anomalies de circulation sont légèrement plus fortes sur la climatologie du GCM (parfois 1 à $2.10^5 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ de plus).

Le déclenchement dans le GCM *nudgé* donne une perturbation (b) elle-même très ressemblante à celle déclenchée sur l'état de base fixé. Les perturbations déclenchées artificiellement dans le GCM par chauffage convectif en entrée de jet semblent donc conserver des caractéristiques de perturbations linéaires. De plus, l'état moyen du

GCM, sur lequel les ondes déclenchées ont en théorie la possibilité de rétro-agir, n'est pas sensiblement modifié par leur passage (non montré).

Du point de vue de l'amplitude, il est intéressant de remarquer que les AEWs ainsi déclenchées sont largement plus faibles que celles déclenchées naturellement dans le GCM sous l'influence de l'activité transitoire des moyennes latitudes. Si l'on prend à nouveau comme référence R_{GCM} , défini précédemment (cf eq. (6.2)), alors les ondes déclenchées artificiellement par chauffage convectif ont une amplitude qui n'atteint que 25% de R_{GCM} (amplitude quantifiée 5 jour après le jour d'application du chauffage).

La Fig. 6.17 en apporte une illustration supplémentaire sous la forme d'un diagramme de Hovmöller de l'anomalie de vent méridien à 850 hPa dans le GCM *nudgé* après application de la perturbation initiale pendant un jour (indiqué par la ligne rouge sur la figure). Le train d'onde déclenché artificiellement montre des fluctuations de vent méridien atteignant au maximum 1 m.s^{-1} , tandis que les AEWs du GCM peuvent atteindre des fluctuations de 4 m.s^{-1} (Fig. 6.9 (c)).

En résumé, le GCM, par l'intermédiaire de perturbations initiales dynamiques provenant des moyennes latitudes, semble donc agir de manière plus efficace qu'un déclenchement artificiel de type convectif en entrée du jet. Or les AEWs sont déclenchées dans les deux cas dans un modèle sec, sans convection. On ne peut donc pas invoquer la convection pour expliquer un renforcement des ondes du GCM. Il n'est pas non plus possible d'invoquer une différence entre les états moyen (notamment la configuration de l'AEJ) puisque les simulations utilisent toutes la climatologie du GCM. Il doit donc a priori s'agir directement de l'"efficacité" de la perturbation initiale déclenchante, dans un cas dynamique (mais de nature précise à déterminer), et dans l'autre cas convective.

- *Déclenchement initial convectif d'intensité croissante :*

La dernière investigation menée dans ce chapitre part finalement du double constat suivant :

- les AEWs du GCM ont atteint un état de saturation.
- les AEWs déclenchées artificiellement avec une source initiale convective d'amplitude réaliste restent 4 fois moins forte que les AEWs du GCM.

On s'intéresse donc à déterminer s'il est possible d'atteindre par déclenchement artificiel convectif (et pour quelle intensité de chauffage) l'amplitude de saturation des AEWs produites naturellement (dynamiquement) par le GCM. L'idée n'est pas ici de réaliser des simulations forcément réalistes (en terme du chauffage convectif appliqué). On souhaite simplement vérifier si l'augmentation du chauffage initial permet de déclencher des AEWs plus fortes, et de tester si les ondes finissent éventuellement par atteindre là aussi un pallier de saturation.

Pour répondre à cette question, plusieurs simulations de type "déclenchement artificiel dans le GCM *nudgé*" sont réalisées, en utilisant cette fois différentes intensités H de source convective appliquée : 1 fois la source de référence H_{ref} (utilisée dans le Ch.4, i.e. 5 K.d^{-1} en moyenne sur la verticale au point centre d'application), puis 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 100 fois l'amplitude de référence H_{ref} .

Pour chacune de ces 16 simulations, l'intensité de la réponse du modèle est quantifiée par le calcul de l'indicateur R (cf eq. (6.2)) 1 puis 5, 9 et 13 jours après l'application de la source convective. L'intensité de la réponse est exprimée en pourcentage de la valeur R_{GCM} (calculée au jour 1914 de la simulation GCM en configuration standard, et représentant l'amplitude d'une onde forte déclenchée naturellement dans le GCM, cf Fig. 6.10).

La Fig. 6.18 présente une synthèse des résultats des différentes expériences menées. Le cadre (a) montre une vue d'ensemble, et le cadre (b) détaille la première partie de la courbe. L'amplitude relative H/H_{ref} de la source de chauffage initiale est représentée en abscisse. L'amplitude normalisée de la réponse transitoire est représenté en ordonnées.

La courbe noire représente donc l'amplitude de la réponse de la circulation immédiatement après l'application du chauffage, en fonction de l'intensité de ce chauffage. Comme attendu, la tendance est quasiment linéaire, du moins jusqu'à des amplitudes de chauffage de 10 à 20 fois H_{ref} . Pour des amplitudes plus élevées, de moins en moins réalistes, la linéarité disparaît : le modèle montre des difficultés à redistribuer l'énergie qui lui est apportée ponctuellement. Une dix-septième expérience (non montrée), utilisant une source d'amplitude de 200 fois H_{ref} a même rendu le modèle instable numériquement.

Les courbes verte, jaune et bleue montrent l'amplitude de la réponse transitoire de la circulation 5, 9 et 13 jours après l'application du chauffage ponctuel initial. On peut constater que pour un délai donné après l'application de la source, la réponse transitoire est d'autant plus forte que la source initiale est forte, jusqu'à atteindre une amplitude maximale pour les fortes valeurs H/H_{ref} . La valeur de ce maximum est de moins en moins grande pour des délais de plus en plus longs après l'application de la source. Après 5 jours, la réponse atteint une amplitude de 300% celle des AEWs de la simulation du GCM en configuration standard. Après 9 jours elle est de 150% et après 13 jours, d'environ 100%. Ce pallier est atteint pour des valeurs H/H_{ref} d'autant plus faible qu'on se place longtemps après la perturbation initiale.

Il est donc possible de déclencher une réponse transitoire plus forte que l'amplitude des AEWs du GCM (correspondant à une valeur de 100%) et donc de dépasser l'amplitude de saturation discutée dans la sous-section précédente. Il faut pour cela augmenter l'intensité de la source initiale jusqu'à des valeurs peu réalistes en terme de chauffage convectif. Cependant, ceci n'est pas forcément contradictoire avec l'état de saturation évoqué concernant les AEWs du GCM. En effet, peut-on considérer la réponse transitoire engendrée ici comme une AEW comparable à celles déclenchées "naturellement" dans le GCM ?

Il faut dans un premier temps préciser (non montré) que pour chacune des simulations réalisées, la réponse transitoire engendrée par le chauffage initial ponctuel ressemble plus ou moins au cycle de vie de la perturbation montrée dans Leroux & Hall (2009) (Fig.3). Une anomalie cyclonique se forme à la verticale du point d'application en réponse directe au chauffage. Cette perturbation initiale prend progressivement la forme d'un train d'anomalies alternativement cycloniques et anti-cycloniques se propageant vers l'ouest. Cependant, plus la source appliquée est de forte intensité, plus le choc est intense pour le modèle et son effet se fait sentir dans une large région.

La réponse du modèle est de plus en plus non-linéaire et des perturbations peuvent même être initiées dans des régions instables hors de l'Afrique de l'ouest (le jet asiatique par exemple). Il faut donc bien noter que plus la perturbation initiale est forte et de valeur peu réaliste, moins la réponse du modèle reste localisée sur la région d'intérêt.

L'amplitude de la réponse transitoire ne peut donc pas être interprétée *uniquement* comme l'amplitude d'une AEW déclenchée de manière "propre" et localement. L'amplitude mesurée dans ces expériences résulte a priori d'un compromis entre :

- la persistance temporelle de la réponse directe au chauffage contre l'amortissement linéaire qui paramétrisé dans le modèle (plus la source initiale est forte, plus l'anomalie cyclonique engendrée directement au premier jour est intense et persiste longtemps après l'application).
- les effets non-linéaires affectant la structure de type AEW qui se développe à partir de la perturbation initiale intense
- les effets indirects éventuellement dus à des perturbations initiées hors de la région ouest-africaine.

L'effet de l'amortissement linéaire se matérialise par la pente de la tangente aux différentes courbes, qui diminue en même temps que le délai augmente après l'application de la perturbation initiale. Les effets non-linéaires apparaissent dans l'inflexion des courbes avec l'augmentation de l'intensité de la perturbation initiale. En l'absence de non-linéarité, la figure présenterait un faisceau de droites divergentes correspondant aux tangentes à l'origine respectives des différentes courbes.

En résumé, il faut une source initiale d'intensité 5 à 10 fois la valeur d'intensité réaliste utilisée dans Leroux & Hall (2009) pour obtenir après 5 et 9 jours une réponse transitoire d'amplitude de l'ordre de 100%. L'amplitude de la réponse transitoire peut même dépasser celle des AEWs du GCM si l'on augmente encore l'intensité de la source initiale. Mais la réponse transitoire ainsi déclenchée n'est alors qu'en partie comparable aux AEWs du GCM.

6.4.3 Bilan

Cette section présente les dernières investigations menées sur l'efficacité du déclenchement des AEWs dans le GCM (et pour certaines, toujours en cours). On résume ici les principaux résultats :

- L'amplitude de saturation des AEWs du GCM est de même ordre que celle du premier mode propre amené à saturation non-linéaire. Ce résultat contribue à suggérer que les AEWs du GCM sont elles-mêmes des structures dont l'amplitude est limitée par les effets non-linéaires.
- Le déclenchement dynamique des AEWs dans le GCM est 4 fois plus efficace (en terme d'amplitude des perturbations) qu'un déclenchement de type chauffage convectif ponctuel en entrée de jet tel que proposé dans Thorncroft et al. (2008) et Leroux & Hall (2009).
- Une source de chauffage d'intensité 5 à 10 fois plus importante que la source d'intensité réaliste utilisée dans les publications antérieures est nécessaire pour obtenir 5 et 9 jours plus tard des AEWs d'amplitude comparable à celle du GCM.
- L'amplitude de la réponse transitoire déclenchée artificiellement par chauffage

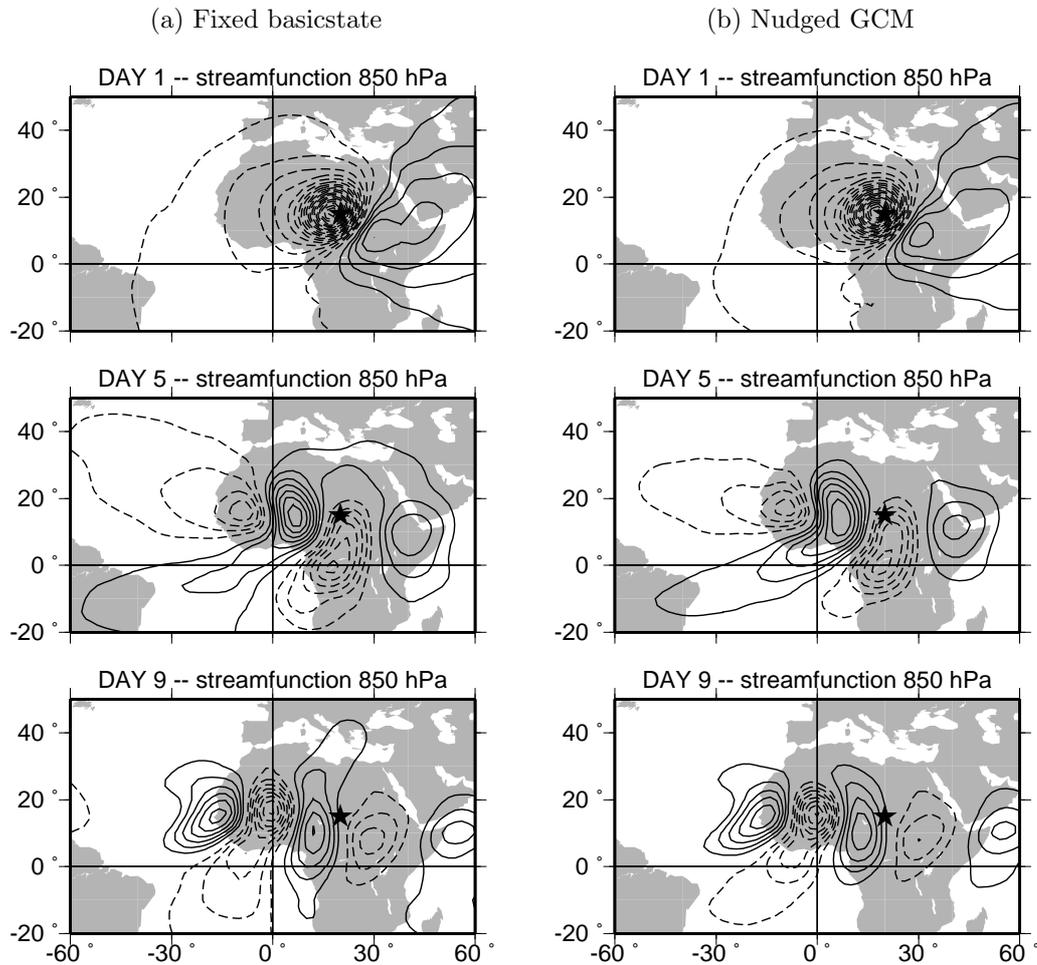


Fig. 6.16: Triggering experiments (a) about the GCM climatology used as a fixed basicstate, and (b) in the GCM nudged outside of the 13°S-31°N band (see text for further details). The heating source was located at 20°E,15°N (black star) and applied for one day. The streamfunction anomaly at $\sigma=0.85$ is shown after 1,5 and 9 days. Contours every $10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, negative contours dashed (cyclonic circulations).

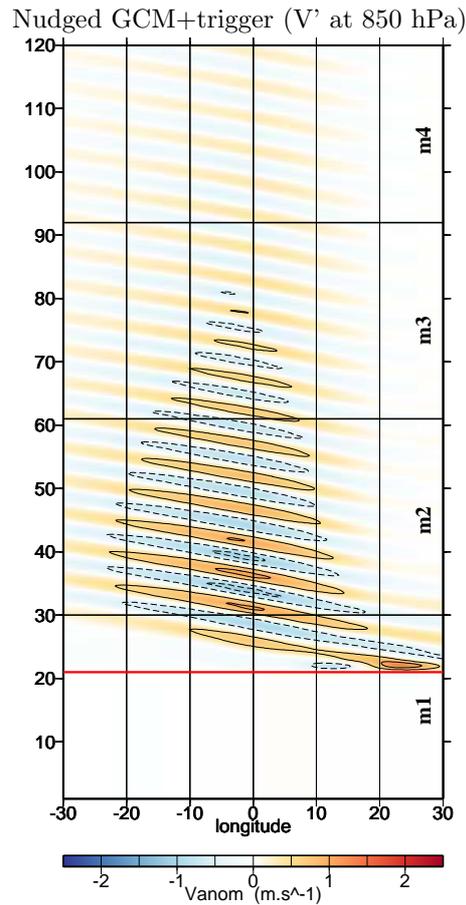


Fig. 6.17: Hovmöller plot (time-longitude) of the meridional wind anomaly (climatological mean subtracted, no temporal filtering applied) at 850 hPa and averaged over 5°N-25°N from the nudged GCM in which an AEW has been artificially triggered at day 21 (red line) by a heating source located at 20°E, 15°N (see text for further details). Contours every 0.5 m.s^{-1} . Shading from -2.5 to 2.5 m.s^{-1} .

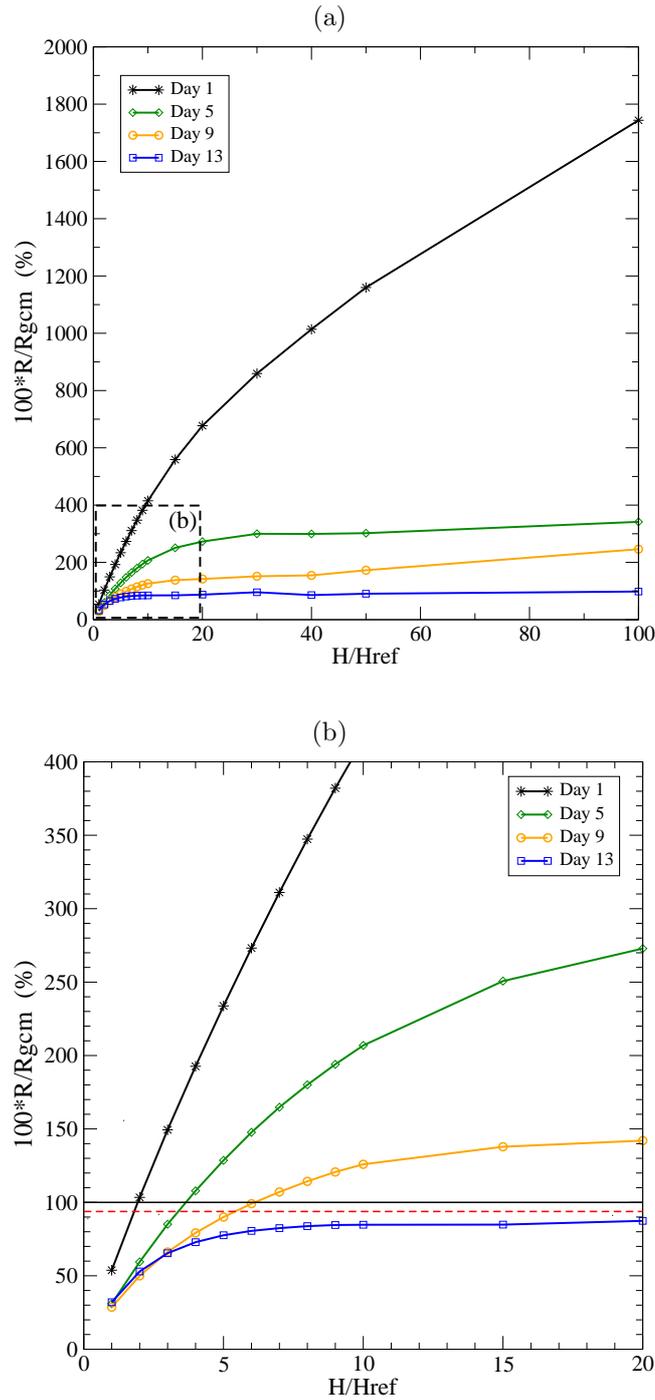


Fig. 6.18: Amplitude of the response (R) to convective triggering as a function of the intensity of the triggering. R is computed as the root mean square streamfunction at 850 hPa in the box $45^\circ\text{W}-45^\circ\text{E}; 0-30^\circ\text{N}$, normalised by R_{GCM} (the value computed for day 1914 of the basic GCM run (cf Fig.6.10)). The convective trigger was applied for one day and then switched off. Its intensity H is normalised by H_{ref} the realistic intensity used in Leroux & Hall (2009). A black solid line is plotted at 100%. The red dashed line represents the amplitude of the saturated normal mode (93%) previously studied in this section.

convectif augmente dans un premier temps avec l'intensité de la perturbation initiale mais finit par atteindre une valeur maximale. Cette valeur représente en quelque sorte le maximum d'efficacité en terme de structure de conversions énergétiques du modèle pour évacuer le surplus d'énergie apporté initialement.

- Ce "maximum d'efficacité" peut dépasser celui atteint par les AEWs du GCM lorsqu'on se place dans ces conditions expérimentales où l'intensité de la perturbation initiale convective est augmentée de façon peu réaliste. La réponse transitoire ainsi déclenchée n'est alors qu'en partie comparable aux AEWs du GCM.

6.5 Résumé et conclusions

Un GCM simple a été mis en oeuvre dans ce chapitre en suivant l'approche de Hall (2000). Ce modèle de type "intermédiaire" est construit de manière à contraindre une partie de la solution par les observations. Un amortissement linéaire est paramétrisé dans le modèle de façon à représenter l'effet de la surface dans les basses couches. Un forçage constant est dérivé pour la saison d'été à partir des réanalyses NCEP2 (Juin-Septembre 1979-2006) pour représenter les forçages externes et l'ensemble des processus physiques (diabatiques notamment) qui ne sont pas inclus dans le modèle, uniquement dynamique. Le modèle ainsi forcé est libre de développer sa propre activité transitoire autour de son propre état climatologique.

Ce GCM simple reproduit de façon réaliste la climatologie et l'activité transitoire moyenne observée pour la saison (l'amplitude de l'activité transitoire moyenne reste cependant sous-estimée). Ces résultats satisfaisants permettent d'envisager son utilisation comme outil d'étude des AEWs. En particulier, un jet saisonnier très similaire à l'AEJ climatologique est simulé par le modèle. Il montre cependant une variabilité intra-saisonnière plus faible que son homologue réel. Des perturbations très similaires aux AEWs réelles sont également produites de manière intermittente. Le GCM étant uniquement dynamique, il n'est donc pas possible d'invoquer, comme dans les chapitres précédents, des évènements convectifs intermittents en entrée de l'AEJ pour expliquer le déclenchement des ondes du modèle.

Des expériences supplémentaires ont été menées en modifiant la configuration standard du GCM pour mieux cerner l'origine des AEWs du modèle. Une technique de *nudging* ou rappel vers la climatologie du GCM a été mis en oeuvre de manière à contrôler (voire supprimer) l'activité transitoire dans des régions spécifiques du globe. Cet ensemble d'expériences a montré que la suppression de l'activité transitoire au nord de 31°N (et en particulier dans la zone atlantique) avait pour conséquence de supprimer le développement des AEWs dans la zone restée libre du GCM. Ce résultat confirme d'une part la nécessité d'un *déclenchement* des AEWs par une perturbation initiale d'amplitude finie : en l'absence de perturbation initiale, aucune AEW ne se développe spontanément dans la région, même en présence d'un AEJ réaliste. D'autre part, ces expériences mettent en évidence la possibilité d'un déclenchement *dynamique* des AEWs, sous l'influence de l'activité transitoire aux moyennes latitudes. Ceci vient donc suggérer de nouvelles pistes d'investigation concernant le déclenchement des AEWs réelles, en alternative à l'hypothèse d'un déclenchement sous l'effet d'un chauffage local de nature convective dans la zone d'entrée de l'AEJ (notamment

discuté par Thorncroft et al. (2008) et Leroux & Hall (2009)).

La nature précise de la perturbation initiale dynamique dans le GCM n'a pas encore été recherchée. Des analyses préliminaires sont envisagées prochainement, en suivant une approche statistique similaire à celle suivie dans le Ch.5, mais basées cette fois directement sur la simulation du GCM.

Quelques expériences complémentaires ont été menées pour caractériser l'efficacité du déclenchement dynamique des AEWs mis en évidence dans le GCM : l'activité transitoire au nord de 31°N est augmentée progressivement de 0 à 100% de sa valeur dans le GCM libre. L'amplitude des AEWs déclenchées dans la zone libre du modèle augmente alors quasiment linéairement pour les 50 premiers % puis atteint une amplitude de saturation. Cette amplitude de saturation est du même ordre que celle du premier mode propre amené jusqu'à un stade de saturation non-linéaire. Ceci suggère que les AEWs du GCM forment des structures sans doutes elles aussi limitées par des effets non-linéaires.

Une dernière série d'expériences avait pour objectif de comparer l'efficacité du déclenchement dynamique des AEWs dans le GCM à l'efficacité du déclenchement par chauffage convectif localisé discuté dans les études précédentes. Il est intéressant de constater que le GCM produit des AEWs 4 fois plus fortes que les ondes déclenchées artificiellement à la manière de Leroux & Hall (2009), et ce sans recours possible à un renforcement des ondes par la convection, puisque le GCM reste uniquement dynamique.

Pour conclure, cette étude apporte des résultats préliminaires mais nouveaux concernant l'origine des AEWs. Cette étude ne permet bien sûr pas la conclusion immédiate d'une origine *dynamique* des AEWs réelles par des précurseurs originaires des moyennes latitudes. Elle a simplement l'intérêt de suggérer un nouveau point de vue, venant comme une alternative possible au déclenchement local convectif proposé et discuté dans les chapitres précédents. De nouvelles pistes d'investigation sont ouvertes, à la fois en continuant à utiliser ce type de modèle, mais aussi en retournant vers les observations pour y tester cette hypothèse dans le contexte des AEWs réelles.

7 Conclusions & perspectives

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont porté sur la dynamique et l'origine des ondes d'est africaines. Ils s'insèrent à la suite d'un certain nombre d'études récentes sur le sujet qui remettent en question la nature instable de l'AEJ et suggèrent, en alternative, un *déclenchement* des AEWs par un précurseur d'amplitude finie, d'origine éventuellement convective, qui viendrait initialement perturber le jet. L'hypothèse est prise comme point de départ de ce travail. Trois études, proposant des approches complémentaires, ont été menées pour discuter et approfondir cette vision du système AEJ-AEWs-convection et de sa variabilité.

- (1) La première étude (Leroux & Hall, 2009, Ch.4) met en oeuvre un modèle idéalisé uniquement dynamique. A la manière de Thorncroft et al. (2008), des AEWs sont déclenchées sur un état de base fixe en réponse transitoire à un chauffage de type convectif appliqué localement en amont de l'AEJ pendant le premier jour de simulation. L'efficacité de ce type de déclenchement est testée, pour une même source initiale, sur un large jeu d'états de base constitués à partir des observations de manière à prendre en compte la variabilité intra-saisonnière de l'AEJ. Cette étude montre que la réponse transitoire ainsi déclenchée est fortement dépendante de l'état de base. Pour un même précurseur, des caractéristiques spécifiques de l'environnement, plutôt favorables ou défavorables à la croissance des ondes, peuvent être déclinées en fonction notamment de la configuration spatiale des gradients source d'énergie des perturbations.
- (2) La deuxième étude (Leroux et al., 2009, Ch.5) propose une analyse statistique des interactions entre l'AEJ, la convection et l'activité en AEWs. Un filtrage temporel est utilisé pour isoler les fluctuations de ces variables à l'échelle intra-saisonnière. Des analyses de covariance sont ensuite réalisées entre les séries temporelles pour différents déphasages. Les résultats de cette étude viennent étayer l'hypothèse d'un déclenchement convectif des AEWs. En effet, il est constaté qu'un renforcement de la convection à l'est de l'AEJ précède statistiquement les pics d'activité en AEWs. Par ailleurs, les critères d'"environnement favorables" déduits de l'étude de modélisation idéalisée précédente restent cohérents avec les caractéristiques de l'extrémité est de l'AEJ dans les périodes précédant une forte activité en onde. La comparaison des deux études est par contre moins bonne concernant la partie ouest de l'AEJ. La différence pourrait s'expliquer par l'effet de la rétro-action des AEWs sur l'AEJ, qui fait défaut dans le modèle idéalisé de Leroux & Hall (2009).
- (3) La troisième étude (Ch.6) présente une approche basée sur l'utilisation d'un GCM simple uniquement dynamique et forcé par un terme constant dérivé des obser-

vations. Ce modèle est laissé libre de développer sa propre activité transitoire et d'atteindre son propre équilibre dynamique. La simulation d'été perpétuel réalisée en configuration standard du GCM présente un AEJ moyen très réaliste. Des AEWs relativement similaires aux ondes réelles s'y développent de manière intermittente. L'étude montre que ces ondes n'ont pas une origine locale. En effet, aucune AEW n'est simulée lorsque seule la bande tropicale du modèle est laissée libre de développer une activité transitoire (le reste du modèle étant fortement rappelé vers sa climatologie à chaque pas de temps). Ce résultat apporte une illustration supplémentaire de la stabilité du système atmosphérique dans la région ouest-africaine et de la nécessité de précurseurs d'amplitude finie pour déclencher les ondes d'est. Dans le modèle, uniquement dynamique, ces précurseurs sont forcément eux aussi de nature dynamique et non convective. L'étude montre que ce sont des précurseurs dynamiques originaires des latitudes moyennes de l'hémisphère nord (de la zone atlantique nord en particulier) qui viennent déclencher les ondes simulées. L'intensité des ondes ainsi déclenchées dynamiquement dans le GCM est plus réaliste que l'intensité des ondes déclenchées dans la première étude par chauffage convectif sur un état de base fixé. L'intensité des ondes du GCM semble correspondre à un état de saturation non-linéaire.

Au terme de ces trois études, il apparaît que la vision de départ du système AEJ-AEWs-convection et de sa variabilité s'est relativement complexifiée. L'hypothèse d'un déclenchement initial des AEWs est toujours clairement défendu mais des modulations notables ont été apportées et diversifient les perspectives.

- Une première modulation concerne les applications en terme de prévision des AEWs. Partant de l'hypothèse d'un déclenchement convectif des ondes, il était possible d'envisager pouvoir expliquer (et donc prédire) leur intermittence directement par la fréquence des événements convectifs en question. Or l'étude de modélisation idéalisée (Leroux & Hall, 2009) a montré que, même dans ce contexte, l'état de l'AEJ conservait un rôle important pour déterminer l'intensité de la réponse transitoire. Par ailleurs, l'étude statistique basée sur les observations a montré que l'indice de convection à l'est de l'AEJ ne permettait pas de prévoir systématiquement *tous* les pics d'activité en AEWs pris individuellement. Il paraît probable que l'intermittence des AEWs réelles est déterminée par une combinaison de facteurs plutôt que par la seule fréquence des précurseurs.

Une piste à explorer concernant l'élaboration d'un indice de prédiction des AEWs serait peut être de combiner l'indice de convection à l'est du jet à un ou des critères basés sur l'état du jet, en se focalisant plus particulièrement sur son extrémité est.

- Une deuxième modulation importante concerne la nature même des précurseurs potentiels. D'un côté, l'étude statistique basée sur les observations va dans le sens d'un déclenchement d'origine *convective* puisque elle montre que les pics d'activité en onde sont statistiquement précédés d'un renforcement de la convection dans la zone à l'est de l'AEJ. De l'autre côté, l'étude utilisant le GCM simple met en évidence que des précurseurs *dynamiques*, venant des latitudes moyennes de l'hémisphère nord sont également très efficaces (au moins dans le modèle) pour déclencher de manière intermittente des AEWs réalistes. Sans venir affirmer que de tels précurseurs dynamiques

sont à l'origine des AEWs réelles, ce résultat de modélisation suggère du moins de prendre en considération cette nouvelle possibilité. Les conclusions des deux études ne sont d'ailleurs pas contradictoires. Encore une fois, l'étude statistique met seulement en évidence des successions d'évènements et non des véritables relations de cause à effet. On pourrait par exemple imaginer un précurseur dynamique qui provoquerait à la fois un renforcement de la convection à l'est du jet *et* le déclenchement d'un train d'AEWs.

En terme de perspectives immédiates, il est clair qu'un travail supplémentaire serait nécessaire pour déterminer les caractéristiques précises de ces précurseurs dynamiques dans le GCM. Ceci permettrait de mieux cibler dans les observations les recherches d'éventuels précurseurs dynamiques pour les AEWs réelles. On peut envisager au moins trois approches différentes à ce sujet. La première serait de se baser dans un premier temps sur quelques études de cas qui viendraient illustrer le type de précurseur dynamique et la succession des évènements. La seconde serait de réaliser une analyse plus systématique des précurseurs, en s'inspirant éventuellement de l'approche statistique suivie dans Leroux et al. (2009). La troisième approche, plus théorique, serait de prendre le problème dans l'autre sens et de chercher quel type de perturbation initiale dynamique (quelle forme, quelle localisation) serait la plus efficace pour déclencher transitoirement des AEWs.

Par ailleurs, des liens sont à faire avec d'autres études actuellement menées sur l'influence potentielle des latitudes moyennes sur la dynamique mousson africaine (déjà discutées dans le Ch.6, e.g. Chauvin et al. (2009), Vizy & Cook (2009), projet IRCAAM).

- De manière plus générale, ces travaux de thèse ont illustré l'intérêt de combiner sur une même problématique scientifique des approches différentes. Les aller-retours entre les résultats de modélisation idéalisée et les analyses sur les observations semblent tout particulièrement importants. Les modèles simples permettent, comme leur nom l'indique, de simplifier et de décomposer la réalité pour la reconstruire ensuite brique par brique et de manière contrôlée en ajoutant les processus les uns après les autres. Les observations permettent de confronter et tester les hypothèses émises dans un cadre plus idéalisé et suggèrent en retour de nouvelles expériences de modélisation.

Dans le contexte de la mousson africaine et des AEWs, la convection joue clairement un rôle important. Il est intéressant de disposer de modèles secs où ce processus est absent afin de mieux comprendre ce qui relève uniquement de la dynamique et ce qui relève d'une combinaison entre dynamique et convection. Une perspective intéressante à ce travail serait d'intégrer une nouvelle "brique amovible" au modèle en y paramétrisant un schéma convectif simple (par exemple à la manière de Cornforth et al. (2009)). Un des rôles supposé de la convection, déjà discuté au cours de cette thèse, est le renforcement des AEWs lors de leur propagation. L'ajout de la convection dans le modèle simple renforcerait-il les AEWs déclenchées convectivement et dynamiquement ? Si oui, cela augmente-t-il suffisamment l'intensité des ondes simulées pour qu'elles rejoignent l'amplitude des ondes observées ?

Ces travaux ont d'ailleurs posé la question plus large de la limitation en amplitude des AEWs. Les expériences menées avec le GCM simple suggèrent une influence importante des effets non-linéaires. Une piste également intéressante à poursuivre serait de mettre en place le même genre d'expériences en utilisant cette fois des GCMs

à physique complète. L'idée est là encore de contrôler une partie des simulations (notamment par des techniques comme le *nudging*) tout en profitant du réalisme de ces modèles. Un GCM "classique" simule-t-il toujours des AEWs si l'activité transitoire est supprimée dans la zone de l'Atlantique nord? Ces AEWs atteignent-elles rapidement un état de saturation en amplitude? Plus généralement, un certain nombre des questions posées dans l'étude utilisant le GCM simple peuvent être suivies en parallèle dans les GCM à physique complète. On notera que pour les seconds, l'idée n'est plus d'ajouter les "briques" une à une au modèle pour en augmenter la complexité mais plutôt d'en retirer certaines pour en constater les effets.

Pour finir, il faut noter que toutes ces questions posées dans le cadre spécifique des AEWs et de la mousson d'Afrique de l'ouest concernant le rôle relatif de la dynamique, de l'environnement et du couplage avec la convection sont en fait des questions générales qui se posent finalement pour l'ensemble des ondes couplées à la convection dans la zone tropicale (e.g. Kiladis et al., 2009). Il est donc envisageable (envisagé!) de reprendre et d'élargir les outils et approches utilisées au cours de cette thèse dans ce contexte plus général.

Lexique des acronymes

- AEJ** : African Easterly Jet, Jet d'est africain.
AEW : African Easterly Wave, onde d'est africaine.
AIRS : Atmospheric InfraRed Sounder, capteur satellite infrarouge de la NASA.
AMMA : Analyse Multi-échelle de la Mousson Africaine.
CAPE : Convective Available Potential Energy
CIN : Convective Inhibition
CLAUS : CCloud Archive Users Service.
EKE : Eddy Kinetic Energy.
ECMWF : European Centre for Medium-range Weather Forcasts.
GARP : Global Atmospheric Research Programme.
GCM : Global Circulation Model
GATE : GARP's Atlantic Tropical Experiment.
IRCAAM : Influence Réciproque des Climats de l'Afrique de l'ouest, du sud de l'Asie et du bassin Méditerranéen.
IRD : Institut de Recherche et de Développement.
ITCZ : Inter-Tropical Convergence Zone, zone de convergence intertropicale.
NASA : National Aeronautics and Space Agency.
NCEP : National Center for Environmental Prediction.
NOAA : National Oceanographic and Atmospheric Administration.
MCS : Mesoscale Convective System, système convectif de mesoéchelle.
MJO : Madden-Julian Oscillation.
OLR : Outgoing Longwave Radiation .
SHL : Saharian Heat Low, dépression thermique saharienne.
SOP : Special Observing Period
TD : Tropical Depression.
TEJ : Tropical Easterly Jet, jet d'est tropical.
TRMM : Tropical Rainfall Measuring Mission.
UK : United Kingdom.
USA : United States of America.

Table des figures

1.1	Images satellites infrarouge et visible illustrant l'ITCZ	2
1.2	Diagrammes latitude-temps du cycle saisonnier des précipitations . . .	3
1.3	Section latitude-pression schématique des éléments principaux de la mousson ouest africaine	4
1.4	Schéma tiré de Carlson (1969a) représentant la circulation typique à 10 000 ft (~ 3000 km) en ligne pleine, et à 2000 ft (~ 600 m) en tireté sur l'Afrique de l'ouest. La carte couvre la zone $0-30^{\circ}\text{N}; 25^{\circ}\text{W}-7^{\circ}\text{E}$. La côte est représentée en trait épais.	7
1.5	Diagramme longitude-temps lustration de la méthode de détection et suivi des AEWs de Fink & Reiner (2003).	10
1.6	Exemple d'un AEJ et de vortex d'AEWs détectés par la méthode "objective" de Berry et al. (2007)	11
1.7	Trajectoires des 81 vortex d'AEWs détectés par Fink & Reiner (2003) pour les étés 1998 et 1999	13
1.8	Structure horizontale des ondes composites de Kiladis et al. (2006) . .	15
1.9	Structure verticale des ondes composites de Kiladis et al. (2006) . . .	17
1.10	Variabilité interannuelle mesurée par Berry et al. (2007)	18
1.11	Moyenne climatologique 1968-90 de la distribution verticale de l'activité en AEWs entre juin et septembre par analyse en ondelettes	19
1.12	Carte de la variance de la température de brillance filtrée entre 2 et 6 jours sur la période juin-septembre 1984-94.	20
2.1	Sections verticales (latitude-pression) de l'état moyen zonal idéalisé (AEJ uniquement) de Thorncroft & Hoskins (1994a).	30
2.2	Sections verticales (latitude-pression) entre 10°W et 10°E à partir des réanalyses ECMWF (Thorncroft & Blackburn, 1999)	32
2.3	Etat moyen des réanalyses NCEP2 pour Juin-Septembre 1979-2006 : vent zonal à 650 hPa et gradient méridien de PV	32
2.4	Sections verticales (latitude-pression) des flux transitoires de quantité de mouvement et de température de Kiladis et al. (2006)	33
2.5	Structure du premier mode propre calculé par Hall et al. (2006) : fonction de courant et vitesse verticale à 850 hPa et le long d'une section verticale à 15°N	41
2.6	Réponse transitoire à une anomalie de chauffage de type convection profonde appliquée en $15^{\circ}\text{N}, 20^{\circ}\text{E}$ (Thorncroft et al., 2008)	43
2.7	Images satellites Meteosat des zones nuageuses associées au passage d'une AEW	46

4.1	Terme de chauffage introduit comme perturbation initiale	77
4.2	Localisation relative de la source et de l'AEJ	79
4.3	Calcul du premier mode propre à la manière de Hall et al. (2006) pour les trois états de base composites de Leroux & Hall (2009)	81
5.1	Pourcentage de variance expliquée par les différents EOFs calculés dans Leroux et al.	103
6.1	GCM forcing term for temperature on latitude-pressure vertical sections	107
6.2	GCM forcing term for temperature and streamfunction at 950 hPa . .	108
6.3	Climatological state of the GCM (global view) compared to NCEP2 reanalyses	110
6.4	Time-mean transient activity in the GCM compared to NCEP2 reanalyses	111
6.5	Climatological state of the GCM over West Africa compared to NCEP2 reanalyses	113
6.6	Standard deviation of the zonal wind at 650 hPa in the GCM and in the NCEP2 reanalyses	114
6.7	First five EOFs of zonal wind at 650 hPa in the GCM	115
6.8	Time-mean transient activity over West Africa in the GCM compared to NCEP2 reanalyses	116
6.9	Examples of Hovmöller plots of the meridional wind anomaly from the GCM and the NCEP2 reanalyses	117
6.10	Case-study of an AEW in the GCM	118
6.11	Eddy kinetic energy at 250 hPa and AEW activity in GCM simulations in which different regions have been nudged toward the model climatology	122
6.12	Eddy kinetic energy at 250 hPa averaged over the northern hemisphere as a function of the nudging coefficient	125
6.13	AEW activity as a function of the eddy kinetic energy at 250 hPa averaged north of 30°N	125
6.14	Time-development of the fastest normal mode over the West African region.	130
6.15	Streamfunction anomaly at $\sigma=0.85$ for day (d, d+4 and d+8) of the normal mode (linear and nonlinear state)	131
6.16	Triggering experiments about the GCM climatology used as a fixed basic state, and in the GCM nudged outside of 13°S-31°N band	136
6.17	Hovmöller plot of the meridional wind anomaly in the nudged GCM in which an AEW has been artificially triggered	137
6.18	Amplitude of the response to convective triggering as a function of the intensity of the triggering	138

Bibliographie

- Adler, R. F., Huffman, G. J., Bolvin, D. T., Curtis, S., Nelkin, E. J., 2000. Tropical Rainfall Distributions Determined Using TRMM Combined with Other Satellite and Rain Gauge Information. *J. Appl. Meteor.* 39, 2007–2023.
- Arnault, J., Roux, F., 2009. Case-study of a developing AEW during NAMMA : an energetic point of view. *J. Atmos. Sci.* 66, 2991–3020.
- Arnold, J. E., 1966. Easterly Wave Activity over Africa and in the Atlantic with a Note on the Intertropical Convergence Zone During Early July 1961. Satellite and Mesometeorology Research, project research paper n° 65, Department of Geophysical Sciences, University of Chicago.
- Berry, G., Thorncroft, C., Hewson, T., 2007. African Easterly Waves during 2004, Analysis Using Objective Techniques. *Mon. Weather Rev.* 135, 1251–1267.
- Berry, G. J., Thorncroft, C., 2005. Case Study of an Intense African Easterly Wave. *Mon. Weather Rev.* 133, 752–766.
- Bjornsson, H., Venegas, S. A., 1997. A Manual for EOF and SVD analyses of Climatic Data. CCGCR Report No. 97-1, McGill University, Canada.
- Borges, M. D., Sardeshmukh, P. D., 1995. Barotropic Rossby Wave Dynamics of Zonally Varying Upper-Level Flows during Northern Winter. *J. Atmos. Sci.* 52, 3779–3796.
- Boville, B. A., 1991. Sensitivity of Simulated Climate to Model Resolution. *Journal of Climate* 4, 469–486.
- Burpee, R., 1972. The Origin and Structure of Easterly Waves in the Lower Troposphere of North Africa. *J. Atmos. Sci.* 29, 77–90.
- Burpee, R., 1974. Characteristics of North African Easterly Waves During the Summers of 1968 and 1969. *J. Atmos. Sci.* 31, 1556–1570.
- Carlson, T. N., 1969a. Synoptic histories of three African disturbances that developed into Atlantic Hurricanes. *Mon. Weather. Rev.* 97, 256–276.
- Carlson, T. N., 1969b. Some Remarks on African Disturbances and Their Progress Over the Tropical Atlantic. *Mon. Wea. Rev.* 97, 716–726.
- Cattell, R., 1966. The scree test for the number of factors. *Multivariate Behavioral Res.* 1, 245–276.
- Charney, J., Stern, M., 1962. On the Stability of Internal Baroclinic Jets in a Rotating Atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 19, 159–172.

- Charney, J. G., 1947. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.* 4, 135–163.
- Chauvin, F., Roehrig, R., Lafore, J.-P., 2009. Intraseasonal variability of the Saharan Heat Low and its link with mid-latitudes. *Clim. Dyn.*, in press.
- Cornforth, R., Thorncroft, C., Hoskins, B., 2009. The impact of moist processes on the African Easterly Jet-African Easterly Wave system. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 135, 894–913.
- D’Andrea, F., Vautard, R., 2000. Reducing systematic errors by empirically correcting model errors. *Tellus Series A* 52, 21–+.
- Dickinson, M., Molinari, J., 2000. Climatology of Sign Reversals of the Meridional Potential Vorticity Gradient over Africa and Australia. *Mon. Weather Rev.* 128, 3890–3900.
- Diedhiou, A., Janicot, S., Viltard, A., de Felice, P., Laurent, H., 1999. Easterly wave regimes and associated convection over West Africa and tropical Atlantic : results from the NCEP/NCAR and ECMWF reanalyses. *Climate Dynamics* 15, 795–822.
- Duchon, C. E., 1979. Lanczos Filtering in One and Two Dimensions. *J. Appl. Meteor.* 18, 1016–1022.
- Duvel, J.-P., 1990. Convection over Tropical Africa and the Atlantic Ocean during Northern Summer. Part II : Modulation by Easterly Waves. *Mon. Weather Rev.* 118, 1855–1869.
- Eady, E. T., 1949. Long waves and cyclone waves. *Tellus* 1, 33–52.
- Eldridge, R. H., 1957. A Synoptic Study of West African Disturbance Lines. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 83, 303–314.
- Erikson, C. O., 1963. An Incipient Hurricane Near the West African Coast. *Mon. Weather Rev.* 91, 61–68.
- Farrell, B. F., 1982. The Initial Growth of Disturbances in a Baroclinic Flow. *J. Atmos. Sci.* 39, 1663–1686.
- Farrell, B. F., Ioannou, P. J., 1996a. Generalized Stability Theory. Part I : Autonomous Operators. *J. Atmos. Sci.* 53, 2025–2040.
- Farrell, B. F., Ioannou, P. J., 1996b. Generalized Stability Theory. Part II : Nonautonomous Operators. *J. Atmos. Sci.* 53, 2041–2053.
- Fink, A. H., Reiner, A., 2003. Spatiotemporal variability of the relation between African Easterly Waves and West African Squall Lines in 1998 and 1999. *J. Geophys. Res.* 108, 4332–4348.
- Fink, A. H., Vincent, D. G., Reiner, P. M., Speth, P., 2004. Mean State and Wave Disturbances during Phases I, II, and III of GATE Based on ERA-40. *Mon. Weather Rev.* 132, 1661–1683.
- Fjortoft, R., 1950. Application of integral theorems in deriving criteria for stability for laminar flows and for baroclinic circular vortex. *Geophys. Publ.* 17, 1–52.
- Frank, N., 1969. The ”inverted v” cloud pattern. An easterly wave? *Mon. Weather Rev.* 97, 130–140.
- Frank, N., 1970. Atlantic tropical systems of 1969. *Mon. Weather Rev.* 98, 307–314.

- Frank, N. L., Johnson, H. M., 1969. Vortical Cloud Systems Over the Tropical Atlantic during the 1967 Hurricane Season. *Mon. Weather Rev.* 97, 124–129.
- Greenfield, R. S., Fein, J. S., 1979. The Global Atmospheric Research Program's Atlantic Tropical Experiment (Paper 9R0812). *Reviews of Geophysics and Space Physics* 17, 1762–1772.
- Grist, J., Nicholson, S., Barcion, A., 2002. Easterly waves over Africa. Part II : Observed and modelled contrasts between wet and dry years. *Mon. Weather Rev.* 130, 212–225.
- Grist, J. P., Nicholson, S. E., 2001. A Study of the Dynamic Factors Influencing the Rainfall Variability in the West African Sahel. *Journal of Climate* 14, 1337–1359.
- Gu, G., Adler, R. F., Huffman, G. J., Curtis, S., 2003. Summer synoptic-scale waves over West Africa observed by TRMM. *Geoph. Res. Lett.* 30 (14), 140000, 4 pp.
- Gu, G., Adler, R. F., Huffman, G. J., Curtis, S., 2004. African easterly waves and their association with precipitation. *J. Geophys. Res.* 109, 4101–4112.
- Hall, N. M. J., 2000. A Simple GCM Based on Dry Dynamics and Constant Forcing. *J. Atmos. Sci.* 57, 1557–1572.
- Hall, N. M. J., 2004. The atmospheric response to boundary forcing and the use of diagnostic models. *J. Phys. IV France* 121, 125–137.
- Hall, N. M. J., 2006. Transient disturbances in the atmosphere and Ocean : their growth, transport properties and interaction with the general circulation. These de HDR, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Hall, N. M. J., Derome, J., 2000. Transience, Nonlinearity, and Eddy Feedback in the Remote Response to El Niño. *Journal of Atmospheric Sciences* 57, 3992–4007.
- Hall, N. M. J., Derome, J., Lin, H., May 2001a. The Extratropical Signal Generated by a Midlatitude SST Anomaly. Part I : Sensitivity at Equilibrium. *Journal of Climate* 14, 2035–2053.
- Hall, N. M. J., Kiladis, G. N., Thorncroft, C. D., 2006. Three dimensional structure and dynamics of African Easterly Waves. Part II : Dynamical modes. *J. Atmos. Sci.* 63, 2231–2245.
- Hall, N. M. J., Lin, H., Derome, J., 2001b. The Extratropical Signal Generated by a Midlatitude SST Anomaly. Part II : Influence on Seasonal Forecasts. *Journal of Climate* 14, 2696–2709.
- Hall, N. M. J., Peyrille, J.-P., 2006. Dynamics of the West African monsoon. *J. Phys. IV France* 139, 81–99.
- Hall, N. M. J., Sardeshmukh, P. D., 1998. Is the Time-Mean Northern Hemisphere Flow Baroclinically Unstable? *J. Atmos. Sci.* 55, 41–56.
- Hodges, K. I., Thorncroft, C. D., 1997. Distribution and Statistics of African Mesoscale Convective Weather Systems Based on the ISCCP Meteosat Imagery. *Mon. Weather Rev.* 125, 2821–+.
- Hoskins, B. J., 1983. Dynamical processes in the atmosphere and the use of models. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 109, 1–21.

- Hoskins, B. J., Draghici, I., Davies, H. C., 1978. A new look at the omega-equation. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 104, 31–38.
- Hoskins, B. J., James, I. N., White, G. H., 1983. The Shape, Propagation and Mean-Flow Interaction of Large-Scale Weather Systems. *J. Atmos. Sci.* 40, 1595–1612.
- Hoskins, B. J., McIntyre, M. E., Robertson, A. W., 1985. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 111, 877–946.
- Hoskins, B. J., Simmons, A. J., 1975. A multi-layer spectral model and the semi-implicit method. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 101, 637–655.
- Hsieh, J.-S., Cook, K. H., 2005. Generation of African Easterly Wave Disturbances : Relationship to the African Easterly Jet. *Mon. Weather Rev.* 133, 1311–1327.
- Hsieh, J.-S., Cook, K. H., 2007. A Study of the Energetics of African Easterly Waves Using a Regional Climate Model. *J. Atmos. Sci.* 64, 421–440.
- Hsieh, J.-S., Cook, K. H., 2008. On the instability of the African Easterly Jet and the generation of African waves : reversals of the potential vorticity gradient. *J. Atmos. Sci.* 65, 2130–2151.
- Hubert, H., 1939. Origine africaine d'un cyclone atlantique. *Ann. Phys. Globe France d'Outre-Mer* 6, 97–115.
- Janicot, S., Mounier, F., Hall, N. M. J., Leroux, S., Sultan, B., Kiladis, G. N., 2009. The West African Monsoon Dynamics. Part IV : analysis of the 25-90 day variability of convection and the role of the Indian monsoon. *J. Climate* 22, 1541–1565.
- Janicot, S., Thorncroft, C. D., Ali, A., Asencio, N., Berry, G., Bock, O., Bourles, B., Caniaux, G., Chauvin, F., Deme, A., Kergoat, L., Lafore, J.-P., Lavaysse, C., Lebel, T., Marticorena, B., Mounier, F., Nedelec, P., Redelsperger, J.-L., Ravegnani, F., Reeves, C. E., Roca, R., de Rosnay, P., Schlager, H., Sultan, B., Tomasini, M., Ulanovsky, A., Acmad Forecasters Team, 2008. Large-scale overview of the summer monsoon over West Africa during the AMMA field experiment in 2006. *Annales Geophysicae* 26, 2569–2595.
- Jin, F., Hoskins, B. J., 1995. The Direct Response to Tropical Heating in a Baroclinic Atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 52, 307–319.
- Kanamitsu, M., Ebisuzaki, W., Woollen, J., Yang, S.-K., Hnilo, J. J., Fiorino, M., Potter, G. L., 2002. NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis (R-2). *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 83, 1631–1643.
- Kiladis, G., Thorncroft, C., Hall, N., 2006. Three dimensional structure and dynamics of African Easterly Waves. Part I : Observations. *J. Atmos. Sci.* 63, 2212–2230.
- Kiladis, G. N., Wheeler, M. C., Haertel, P. T., Straub, K. H., Roundy, P. E., 2009. Convectively coupled equatorial waves. *Reviews of Geophysics* 47, 42 pp.
- Kuo, H.-L., 1949. Dynamic Instability of Two-Dimensional Nondivergent Flow in a Barotropic Atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 6, 105–122.
- Lavaysse, C., Diedhiou, A., Laurent, H., Lebel, T., 2006. African Easterly Waves and convective activity in wet and dry sequences of the West African Monsoon. *Climate Dynamics* 27, 319–332.
- Le Barbé, L., Lebel, T., 1997. Rainfall climatology of the hapex-sahel region during the years 1950-1990. *J. Hydrology* 188-189, 43 – 73.

- Lebel, T., Diedhiou, A., Laurent, H., 2003. Seasonal cycle and interannual variability of the Sahelian rainfall at hydrological scales. *J. Geophys. Res.* 108, 8389–8400.
- Leroux, S., Hall, N. M. J., 2009. On the relationship between African Easterly Waves and the African Easterly Jet. *J. Atmos. Sci.* 66, 2303–2316.
- Leroux, S., Hall, N. M. J., Kiladis, G. N., 2009. A climatological study of transient-mean flow interactions over West Africa. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *in press*.
- Lin, H., Derome, J., 1996. Changes in predictability associated with the PNA pattern. *Tellus Series A* 48, 553–+.
- Lorenz, N. E., 1955. Available potential Energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 157–167.
- Madden, R. A., Julian, P. R., 1994. Observations of the 40 50-Day Tropical Oscillation : A Review. *Mon. Weather Rev.* 122, 814–+.
- Marshall, J., Molteni, F., 1993. Toward a dynamical understanding of planetary-scale flow regimes. *J. Atmos. Sci.* 50, 1792–1818.
- Mathon, V., Diedhiou, A., Laurent, H., Apr. 2002a. Relationship between easterly waves and mesoscale convective systems over the Sahel. *Geophys. Res. Lett.* 29 (8), 080000–1.
- Mathon, V., Laurent, H., Lebel, T., 2002b. Mesoscale Convective System Rainfall in the Sahel. *J. Applied Meteorology* 41, 1081–1092.
- Matthews, A. J., Jun. 2004. Intraseasonal Variability over Tropical Africa during Northern Summer. *J. Climate* 17, 2427–2440.
- Mekonnen, A., Thorncroft, C. D., Aiyyer, A. R., 2006. Analysis of Convection and Its Association with African Easterly Waves. *J. Climate* 19, 5405–5421.
- Mohr, K. I., Thorncroft, C. D., 2006. Intense convective systems in West Africa and their relationship to the African easterly jet. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 132, 163–176.
- Mounier, F., Janicot, S., 2004. Evidence of two independent modes of convection at intraseasonal timescale in the West African summer monsoon. *Geophys. Res. Lett.* 31, L16116.
- Mounier, F., Janicot, S., Kiladis, G. N., 2008. The West African Monsoon Dynamics. Part III : The Quasi-Biweekly Zonal Dipole. *J. Climate* 21, 1911–1928.
- Mounier, F., Kiladis, G. N., Janicot, S., 2007. Analysis of the Dominant Mode of Convectively Coupled Kelvin Waves in the West African Monsoon. *J. Climate* 20, 1487–1503.
- Norquist, D., Recker, E., Reed, R., 1977. The energetics of African wave disturbances as observed during Phase III of GATE. *Mon. Weather Rev.* 105, 334–342.
- North, G. R., Bell, T. L., Cahalan, R. F., Moeng, F. J., 1982. Sampling Errors in the Estimation of Empirical Orthogonal Functions. *Mon. Weather Rev.* 110, 699–+.
- Paradis, D., Lafore, J.-P., Redelsperger, J.-L., Balaji, V., 1995. African Easterly Waves and Convection. Part I : Linear Simulations. *J. Atmos. Sci.* 52, 1657–1679.
- Parker, D. J., Thorncroft, C. D., Burton, R. R., Diongue-Niang, A., 2005. Analysis of the African easterly jet, using aircraft observations from the JET2000 experiment. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 131, 1461–1482.

- Payne, S. W., McGarry, M. M., 1977. The Relationship of Satellite Inferred Convective Activity to Easterly Waves Over West Africa and the Adjacent Ocean During Phase III of GATE. *Mon. Weather Rev.* 105, 413–4.
- Pedlosky, J., 1964a. The Stability of Currents in the Atmosphere and the Ocean : Part I. *J. of Atmos. Sci.* 21, 201–219.
- Pedlosky, J., 1964b. The Stability of Currents in the Atmosphere and the Ocean : Part II. *J. of Atmos. Sci.* 21, 342–353.
- Pytharoulis, I., Thorncroft, C., 1999. The Low-Level Structure of African Easterly Waves in 1995. *Mon. Weather Rev.* 127, 2266–2280.
- Rayleigh, J. W. S., 1880. On the instability, or instability, of certain fluid motions. *Proc. London Math. Soc.* 9, 57–70.
- Reed, R., Norquist, D., Recker, E., 1977. The structure and properties of African wave disturbances as observed during Phase III of GATE. *Mon. Weather Rev.* 105, 317–333.
- Reed, R., Recker, E., 1971. Structure and properties of synoptic-scale disturbances in the Equatorial Western Pacific. *J. Atmos. Sci.* 28, 1117–1133.
- Regula, H., 1936. Druckschwankungen und Tornados an der Westküste von Afrika. *Ann. Hydrogr. Maritimen Meteor.* 64, 107–111.
- Rennick, M., 1976. The Generation of African Waves. *J. Atmos. Sci.* 33, 1955–1969.
- Riehl, H., 1945. Waves in the easterlies and the polar front in the tropics. *Misc. Rep.* 17, 79 pp., Dep. of Meteorol., Univ. of Chicago, Chicago, Ill.
- Roads, J. O., 1987. Predictability in the Extended Range. *J. Atmos. Sci.* 44, 3495–3527.
- Robinson, D. P., Black, R. X., 2005. The Statistics and Structure of Subseasonal Midlatitude Variability in NASA GSFC GCMs. *J. Climate* 18, 3294–3316.
- Roca, R., Lafore, J.-P., Piriou, C., Redelsperger, J.-L., 2005. Extratropical Dry-Air Intrusions into the West African Monsoon Midtroposphere : An Important Factor for the Convective Activity over the Sahel. *J. Atmos. Sci.* 62, 390–407.
- Schubert, W. H., Ciesielski, P. E., Stevens, D. E., Kuo, H.-C., 1991. Potential Vorticity Modeling of the ITCZ and the Hadley Circulation. *J. Atmos. Sci.* 48, 1493–1509.
- Simmons, A., 1977. A Note on the Instability of the African Easterly Jet. *J. Atmos. Sci.* 34, 1670–1674.
- Sultan, B., Janicot, S., Nov. 2003. The West African Monsoon Dynamics. Part II : The ‘Preonset’ and ‘Onset’ of the Summer Monsoon. *J. Climate* 16, 3407–3427.
- Sultan, B., Janicot, S., Diedhiou, A., Nov. 2003. The West African Monsoon Dynamics. Part I : Documentation of Intraseasonal Variability. *J. Climate* 16, 3389–3406.
- Thorncroft, C., Hall, N., Kiladis, G., 2008. Three dimensional structure and dynamics of African Easterly Waves. Part III : Genesis. *J. Atmos. Sci.* 65, 3596–3607.
- Thorncroft, C., Hodges, K., 2001. African Easterly Wave Variability and Its Relationship to Atlantic Tropical Cyclone Activity. *J. Climate* 14, 1166–1179.
- Thorncroft, C., Hoskins, B., 1994a. An idealized study of African easterly waves. I : A linear view. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 120, 953–982.

- Thorncroft, C., Hoskins, B., 1994b. An idealized study of African easterly waves. II : A nonlinear view. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 120, 983–1015.
- Thorncroft, C. D., 1995. An idealized study of African easterly waves. III : More realistic basic states. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 121, 1589–1614.
- Thorncroft, C. D., Blackburn, M., 1999. Maintenance of the African easterly jet. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 125, 763–786.
- Thorncroft, C. D., Rowell, D. P., 1998. Interannual variability of African wave activity in a general circulation model. *International Journal of Climatology* 18, 1305–1323.
- Valdes, P., Hoskins, B., 1988. Baroclinic instability of the zonally averaged flow with boundary layer damping. *J. Atmos. Sci.* 45, 1584–1593.
- Vallis, G. K., 2006. *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.
- Vizy, E. K., Cook, K. H., 2009. A mechanism for African monsoon breaks : Mediterranean cold air surges. *J. Geophys. Res.* 114, 1104–+.
- Wheeler, M., Kiladis, G. N., 1999. Convectively Coupled Equatorial Waves : Analysis of Clouds and Temperature in the Wavenumber-Frequency Domain. *J. Atmos. Sci.* 56, 374–399.
- Whitaker, J. S., Sardeshmukh, P. D., 1998. A Linear Theory of Extratropical Synoptic Eddy Statistics. *J. of Atmos. Sci.* 55, 237–258.