HAL
open science

Evolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique tropical

Joel Arnault

To cite this version:

Joel Arnault. Evolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique tropical. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. Français. NNT : . tel-00424219

HAL Id: tel-00424219

https://theses.hal.science/tel-00424219

Submitted on 14 Oct 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.

THESE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE

Délivrée par: *l'Université Toulouse III – Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité: Physique de l'atmosphère

Présentée et soutenue par *Joël ARNAULT*
Le mardi 29 septembre 2009

Titre : Evolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique tropical

---

JURY
Jean-Philippe DUVEL, Rapporteur
Nick HALL, Président
Sarah JONES, Rapporteur
Jean-Philippe LAFORE, Examinateur
Yvon LEMAITRE, Examinateur
Remy Roca, Examinateur
Frank ROUX, Directeur de thèse

Ecole doctorale : *Sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace*
Unité de recherche : *Laboratoire d'Aérologie*

REMERCIEMENTS

Après trois ans passés au Laboratoire d'Aérologie, je suis devenu un passionné de météorologie ! Pour cette raison, je tiens à remercier le Laboratoire d'Aérologie dans son ensemble.

Je remercie en particulier (liste non exhaustive…),

Mon directeur de thèse, Frank Roux. « Tu as été mon interlocuteur privilégié pendant ces trois années, et ce travail c'est aussi ton travail ! Ce n'est pas peu de le dire. J'espère que j'aurai à nouveau l'occasion de travailler avec toi »

Mon Jury de thèse : Nick Hall, Jean-Philippe Duvel, Sarah Jones, Yvon Lemaitre, Jean-Philippe Lafore, Remy Roca et Frank Roux, pour avoir accepté de juger ce travail

Juan Escobar, pour m'avoir ré-expliqué avec plaisir ce que je n'avais pas compris (ou pas écouté…) pendant le stage Méso-NH. « Tu es toujours disponible dès qu'on a un ennui sur Méso-NH, c'est vraiment agréable ! »

Didier Gazen, pour entre autre m'avoir appris à coder en shell. « Toi aussi tu es toujours disponible pour résoudre les soucis sur la machine, ton aide est précieuse »

Jean-Pierre Chaboureau, pour m'avoir appris à faire des simulations Méso-NH « en masse » et aussi pour avoir été « mon cobaye » afin de mettre au point certaines idées, avant d'en faire part à Frank !

Evelyne Richard, grâce à qui j'ai participé à la campagne d'observation COPS. Même si cela n'a finalement pas beaucoup de rapport avec ma thèse, cela m'a beaucoup apporté d'aller sur le terrain

Jean-Pierre Pinty pour toutes les discussions enrichissantes que nous avons eu concernant la physique des nuages, la modélisation numérique, la marée atmosphérique…

Peter Bechtold et Bernard Campistron, pour une mise au point sur cette marée atmosphérique justement

Mes deux stagières de M1, Simon et Marc, avec qui j'ai pu partager quelques idées sur le sujet de cette thèse.

Isabelle Beau, dont j'ai suivi le cours de « Météorologie Dynamique » pendant ma thèse, pour m'avoir fait réaliser l'importance de l'ajustement géostrophique dans l'atmosphère tropicale.

Pascal Marquet, pour la discussion par mail très animée et enrichissante que nous avons eu sur l'analyse énergétique

Jean-Philippe Lafore et Jean-luc Redelsperger, pour m'avoir réconcilié avec l'hypothèse anélastique dans Méso-NH, même si je reste convaincu qu'une généralisation au cas compressible ne serait pas inutile

Isabelle Mallet et Juan Escobar, pour avoir fait tout leur possible lorsque j'avais des ennuis avec le déplacement de modèle dans Méso-NH, même si je n'ai finalement pas retenu cette solution.

Sylvie Malarel, que je ne connais pas, dont j'ai énormément aprécié le livre « Fondamentaux de Météorologie ».

Jean-Pierre Olry, pour m'avoir fourni toutes les images Meteosat que je désirais

Anna Augusti-Panareda, pour m'avoir fourni les réanalyses AMMA de l'ECMWF

Michel Chong, pour m'avoir aidé à analyser les « données dropsondes » au début de ma thèse, alors que je ne comprenais pas grand-chose à ce moment là…

Jean-Pierre Cammas, pour ses remarques pertinentes sur l'analyse du tourbillon

Laurent Cabanas, Jérémy Leclerq, Serge Prieur, grâce à qui mon ordinateur a été au top niveau ! En particulier, c'est grâce à l'installation des barrettes de mémoire supplémentaires que le bilan de tourbillon au chapitre 6 a été possible.

Juliane Schwendike et sa directrice de thèse Sarah Jones, Gareth Berry et son directeur de thèse Chris Thorncroft, pour toutes les discussions intéressantes que nous avons eu au cours de nos divers rencontres à Karlsruhe, Orlando, Toulouse, et Ouagadougou

Frank Marx, Chris Landsea, Rob Rogers, Jason Dunion, Shuyi Chen, Sim Aberson, avec qui j'ai eu des discussions enrichissantes lors de mon séjour à Miami

Jean-Louis Bringuier, rencontré à Cancun lors de la conférence sur la microphysique des nuages, pour m'avoir fait part de sa vision « éclairée » sur la modélisation de l'atmosphère en générale.

Susan Pohle et son directeur de thèse Andreas Fink, pour une discussion intéressante sur l'équation de la pression au sol dans le cas hydrostatique

Et je remercie tous les collègues ou amis avec qui j'ai pu partager mes joies et peines pendant ces trois ans…

Non d'un tupperware !

TABLE DES MATIERES

1. INTRODUCTION GENERALE **1**

1.1. Conditions de formation d'un cyclone tropical 2

1.2. Qu'est-ce qu'un « Cyclone du Cap Vert » ? 3

1.3. Circulation atmosphérique moyenne du côté de l'Afrique de l'Ouest en été 4

1.4. Un problème encore mal compris en physique de l'atmosphère 9

1.5. Présentation du travail de thèse 16

2. DONNEES **19**

2.1. Les analyses ECMWF 20

2.2. Les images Meteosat 20

2.3. Les sorties des simulations Méso-NH 23

2.4. Les données dropsondes de la campagne d'observation 30

3. CLIMATOLOGIE DES CYCLONES DU CAP VERT **43**

3.1. Le modèle de cyclone tropical d'Emanuel (2006) 44

3.2. Résultats (Arnault et Roux 2009c) 44

4. CAS PARTICULIERS – COMPARAISON SIMULATIONS / OBSERVATIONS **75**

4.1. Méthodes de validation 76

4.2. Validation des simulations à 24 km 77

4.3. Validation des simulations à 4 km 90

5. CAS PARTICULIERS – D'UN POINT DE VUE DE L'ENERGIE **95**

5.1. Résultats (Arnault et Roux 2009a, b) 96

5.2. Complément à Arnault et Roux (2009a) 158

5.3. Perspectives pour l'analyse énergétique 163

6. CAS PARTICULIERS – D'UN POINT DE VUE DU TOURBILLON ABSOLU **167**

Résultats (Arnault et Roux 2009d) 167

7. CONCLUSIONS & PERPECTIVES **201**

ANNEXES

LISTE DES OPERATEURS MATHEMATIQUES 205

LISTE DES SYMBOLES 207

LISTE DES ABBREVIATIONS 211

BIBLIOGRAPHIE 213

CHAPITRE 1

INTRODUCTION GENERALE

Sommaire

1.1. Formation d'un cyclone tropical **2**

1.2. Qu'est-ce qu'un « Cyclone du Cap Vert » ? **3**

1.3. Circulation atmosphérique moyenne du côté de l'Afrique de l'Ouest en été **4**

1.4. Un problème encore mal compris en physique de l'atmosphère **9**

1.4.1. Une circulation équilibrée en région tropicale ? *9*

1.4.2. La cyclogénèse tropicale *10*

1.4.3. Cas particulier des Cyclones du Cap Vert *13*

1.5. Présentation du travail de thèse **16**

La troposphère, c'est-à-dire la première couche de l'atmosphère terrestre, est le théâtre de toute une variété de phénomènes météorologiques, comme par exemple le brouillard, les orages, les lignes de grain, les tornades, les cyclones tropicaux, extratropicaux… Ces évènements apportent les précipitations indispensables à l'activité humaine, mais sont aussi une source de dangers publics non maîtrisés, ce qui justifie tout effort de recherche pour mieux les comprendre et éventuellement mieux les prévoir. Au-delà de cet intérêt pratique, l'étude de ces phénomènes météorologiques a aussi pour objectif de satisfaire la curiosité humaine. Tels sont les enjeux de la météorologie. Cette thèse s'inscrit dans ce cadre général et concerne plus précisément la compréhension de la formation des « Cyclones du Cap Vert ».

Commençons par une introduction générale sur le sujet. Le paragraphe 1.1 rappelle les conditions de formation d'un cyclone tropical en général. Le paragraphe 1.2 présente la notion de « Cyclone du Cap Vert » en s'appuyant sur un cas de cyclone tropical que l'on peut « légitimement » classer dans cette catégorie. Ce type de phénomène se produit spécialement au large de la côte Ouest africaine à la fin de l'été, et le paragraphe 1.3 a pour objectif de rappeler le contexte météorologique dans cette région à cette période de l'année. Au paragraphe 1.4 nous montrons que la formation des Cyclones du Cap Vert semble être le résultat d'une interaction entre processus physiques d'échelles spatiales et temporelles variées, bien que la manière dont cette interaction se produit n'est pas encore bien comprise. La formation des « Cyclones du Cap Vert », et des cyclones tropicaux en générale, soulève en effet des problématiques non encore résolues en physique de l'atmosphère. Le travail de cette thèse sur la formation des « Cyclones du Cap Vert » est présenté dans le cinquième et dernier paragraphe introductif.

1. Conditions de formation d'un cyclone tropical

Six critères environnementaux nécessaires à la cyclogénèse tropicale sont aujourd'hui identifiés, comme l'a expliqué Landsea (2000). En particulier, pour que la cyclogénèse tropicale puisse se produire : (1) la mer doit être suffisamment chaude (au minimum 26.5º C) sur au moins 50 m de profondeur de manière à ce que suffisamment d'énergie soit puisée par le cyclone tropical à la surface de la mer pour lui permettre de s'auto entretenir. (2) La température doit décroître suffisamment rapidement avec l'altitude pour être favorable à l'instabilité convective. Ce sont en effet les cellules convectives qui permettent de libérer la chaleur stockée dans l'océan nécessaire au développement du cyclone tropical. (3) La moyenne troposphère doit être relativement humide, dans la mesure où l'air sec inhibe la convection. (4) Le système doit être au moins à 500 km de l'équateur, la force de Coriolis jouant un rôle essentiel pour atteindre un équilibre entre le champ de vent et le champ de pression. (5) Une dépression en surface avec une circulation suffisamment cyclonique et convergente doit précéder la cyclogénèse tropicale, dans la mesure où ce type de phénomène ne se produit pas spontanément. (6) Le cisaillement vertical de vent doit être faible, pour ne pas casser la structure du système convectif en train de se développer en cyclone tropicale.

Ces considérations sont valables pour la cyclogénèse tropicale en générale. Sall *et al.* (2006) ont proposé un indice pour détecter plus particulièrement la formation des cyclones au large de la côte Ouest africaine, dans la régions des Îles du Cap Vert, en s'inspirant des idées de Gray (1968, 1979) et en s'appuyant sur un jeu de dix ans de réanalyses NCEP/NCAR, d'images Meteosat et de données du radar de Dakar (Sénégal). Selon Sall *et al.* (2006), la plupart des cyclones observés à proximité des Îles du Cap Vert se forment à partir de perturbations nuageuses, dites convectives, en provenance de l'Afrique de l'Ouest, et l'évolution cyclogénétique d'un tel système convectif dépend essentiellement des conditions synoptiques rencontrées au large de la côte Ouest africaine. L'idée de Sall *et al.* (2006) a été d'isoler les systèmes convectifs continentaux traversant la côte Ouest africaine à partir des images Meteosat et données radar, et de détecter les cas de cyclogénèse avec plusieurs indices sur les conditions synoptiques calculés à partir des réanalyses NCEP/NCAR. D'après Sall *et al.* (2006), la température de la mer dans la région

des Îles du Cap Vert ne varie pas beaucoup en été et reste au dessus de 26º C. Ce paramètre ne permet donc pas de faire la différence entre les cas de cyclogénèse et les cas de non cyclogénèse. Le cisaillement vertical de vent n'est pas non plus très utile pour détecter les cas de cyclogénèse des cas de non-cyclogénèse, celui-ci étant relativement faible au large de Dakar. Par contre la présence simultanée de tourbillon cyclonique à 700 et à 925 hPa, et d'une importante humidité en moyenne troposphère détecte efficacement les cas de cyclogénèse au large de la côte ouest africaine tout en discriminant les autres.

1.2. Qu'est-ce qu'un « Cyclone du Cap Vert » ?

Dans l'Atlantique Nord, un cyclone tropical désigne précisément une perturbation atmosphérique ayant atteint successivement les stades de : (1) dépression tropicale, (2) tempête tropicale, (3) ouragan, chacun de ces stades étant défini par une circulation cyclonique en basse couche plus ou moins intense (Tableau 1.1).

Dépression tropicale	**Tempête tropicale**	**Ouragan**
vents en surface soutenus inférieurs à 17m/s (62km/h)	vents en surface soutenus entre 17m/s (62km/h) et 33m/s (118km/h)	Vents en surface soutenus de plus de 33m/s (118km/h)
Il s'agit d'un système nuageux « organisé » associée à une basse pression et une circulation cyclonique fermée en surface.	la circulation cyclonique en surface est bien définie mais l'œil n'est pas encore présent.	développement d'un oeil, une petite région circulaire sans nuage, au centre du cyclone. C'est une zone large de 16 à 80km, à basse pression, et autour de laquelle circulent de violents orages.

Tableau 1.1 : *Définition des trois stades successivement atteints par les cyclones tropicaux de l'Atlantique Nord.*

Cette circulation cyclonique est systématiquement associée à une zone de basse pression, ainsi qu'à une activité nuageuse importante et organisée dans un enroulement cyclonique. Par définition, un « Cyclone du Cap Vert » est une perturbation de l'Atlantique Nord ayant atteint au minimum le stade de dépression tropicale « à proximité » des Îles du Cap Vert (latitude 16º N, longitude 24º W). Cette notion de « à proximité » n'étant pas très objective, nous définissons arbitrairement que les Cyclones du Cap Vert sont ceux qui ont atteint le stade de dépression tropicale à l'Est de 30º W. Le Tableau 1.2 répertorie les Cyclones du Cap Vert, au sens de cette définition, détectés durant cinq saisons consécutives par le National Hurricane Center (NHC, http://www.nhc.noaa.gov/), le centre opérationnel de prévision des tempêtes tropicales et ouragans dans l'Atlantique Nord.

Saison	**Cyclones du Cap Vert**	**Lieu (lat/lon) du développement en dépression tropicale**
2004	Ouragan Danielle Ouragan Ivan Ouragan Karl	(12º N, 22º W) (10º N, 28º W) (11º N, 29º W)
2005	aucun	
2006	Tempête tropicale Debby Ouragan Helene	(12º N, 22º W) (12º N, 22º W)
2007	Ouragan Dean Tempête tropicale Melissa	(12º N, 29º W) (14º N, 26º W)
2008	Ouragan Bertha Tempête tropicale Josephine	(13º N, 23º W) (12º N, 22º W)

Tableau 1.2 : *Compte rendu des tempêtes tropicales et ouragans de l'Atlantique Nord détectés par le NHC ayant atteint le stade de dépression tropicale à l'Est de la longitude 30º W.*

A titre d'exemple, prenons le cas de l'ouragan Helene (2006). Selon le NHC, la perturbation atmosphérique qui a donné naissance à l'ouragan Helene a atteint le stade de dépression tropicale le 12 septembre 2006 vers (12º N, 22º W). La photographie prise par le satellite météorologique Meteosat-9 le 13 septembre 2006 à 00 UTC (Figure 1.1a) montre en effet qu'à ce moment cette perturbation était associée à une activité nuageuse importante s'enroulant dans le sens cyclonique.

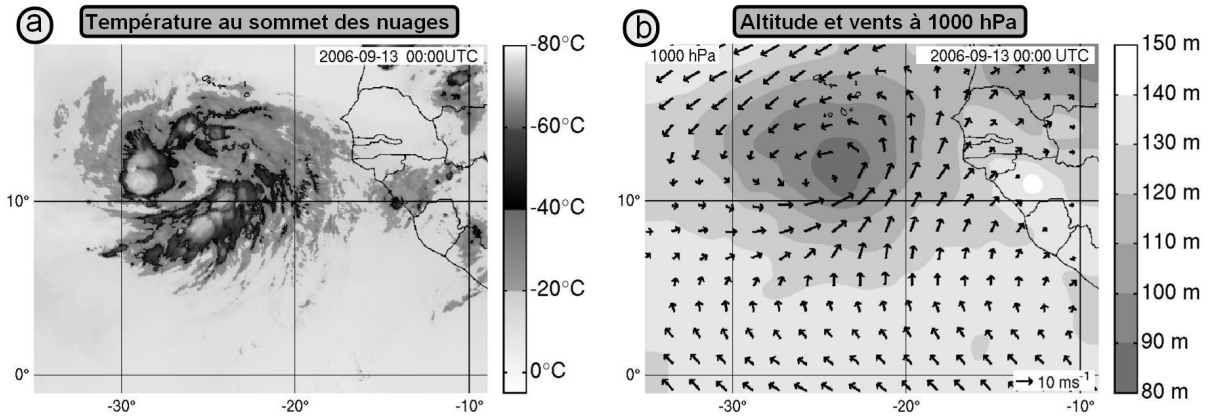

Figure 1.1. *(a) Température de brillance (ºC) dans le canal de la vapeur d'eau (7.3µm) obtenue avec le satellite météorologique Meteosat-9 le 13 septembre 2006 à 00 UTC. L'échelle de température de brillance est donnée par la barre grisée à droite. (b) Section horizontale de l'altitude géopotentielle et des vents (flèches) à 1000 hPa analysés par l'ECMWF le 13 septembre 2006 à 00 UTC. L'échelle d'altitude géopotentielle est donnée par la barre grisée à droite. L'échelle des vents est donnée par la flèche en bas à droite.*

Au même moment, d'après les analyses opérationnelles du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (European Center for Medium-range Weather Forcast ou ECMWF en anglais), cette perturbation était aussi associée à une circulation cyclonique fermée autour d'une nette dépression en basse couche (Figure 1.1b : chute d'environ 50 m d'altitude de la surface isobare 1000 hPa au centre de la dépression). D'après le NHC, la dépression tropicale Helene a atteint l'intensité d'une tempête tropicale dans la journée du 13 septembre, la transition en ouragan s'étant produite trois jours plus tard au milieu de l'océan Atlantique. Aux vues de ces observations, l'ouragan Helene (2006) est considéré comme un cas typique de Cyclone du Cap Vert.

L'observation d'un tel phénomène soulève plusieurs questions : (1) « Quels sont les processus physiques en jeu dans la formation d'un Cyclone du Cap Vert ? » ; (2) « Ces cyclones du Cap Vert sont-il la conséquence de processus physiques spécifiques à la zone de la côte Ouest africaine ? » ; (3) «Y a-t-il un scénario type de formation de Cyclone du Cap Vert ? » ; (4) « Lorsqu'une perturbation atmosphérique au large de la côte Ouest africaine n'évolue pas en Cyclone du Cap Vert, quelles peuvent en être les raisons ? ». Le travail de cette thèse a pour objectif d'apporter des éléments de réponse à ces questions. Le paragraphe suivant présente le contexte météorologique des Cyclones du Cap Vert, c'est-à-dire l'état moyen de l'atmosphère à proximité de la côte Ouest africaine en été.

1.3. Circulation atmosphérique moyenne du côté de l'Afrique de l'Ouest en été

Tout le monde sait bien que la Terre tourne sur elle-même en un jour, et autour du Soleil en un an. Qui plus est, la Terre est inclinée autour de son axe de rotation propre. Cette configuration géométrique est une forte contrainte sur l'évolution journalière et saisonnière des perturbations atmosphériques sur Terre, la zone d'éclairement solaire maximal se déplaçant autour de l'équateur terrestre tout au long de l'année. Cette zone est appelée « équateur météorologique », et se situe majoritairement en régions océaniques. Elle se

caractérise par une évaporation importante en surface pendant la journée. La vapeur d'eau accumulée en journée est amenée à condenser en fin d'après-midi lorsque la température diminue par refroidissement radiatif en moyenne et haute troposphère, donnant naissance à des systèmes orageux qui atteignent un maximum d'extension et d'intensité au cours de la nuit.

Pour information, les ascendances de type convectives sont le résultat d'un réchauffement local de l'air lors de la transformation de la vapeur d'eau en eau liquide, puis en particules glacées. Les parcelles d'air chauffées s'élèvent en altitude tant qu'elles restent plus chaudes que leur environnement. Ce processus est d'autant plus intense que la basse troposphère est proche de la saturation en humidité. Dans les régions tropicales, très humides, le sommet des nuages dus à ces ascendances convectives atteint fréquemment la tropopause, ce qui caractérise la convection profonde. Ce type de processus physique se produit à des échelles horizontale de 1 à 100 km et temporelle de l'ordre de quelques dizaines de minutes à quelques heures.

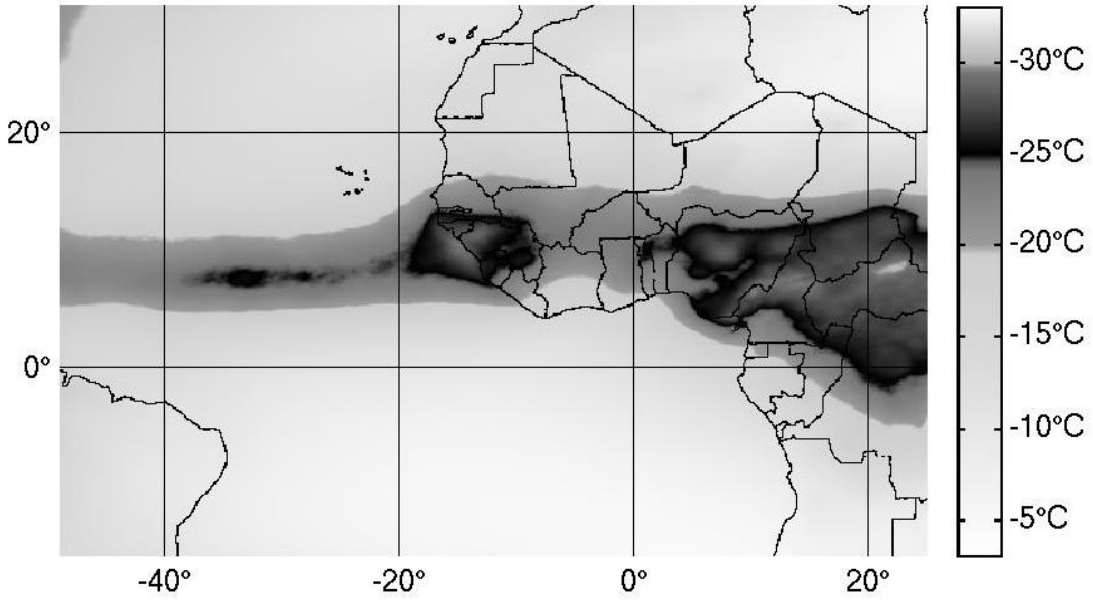

Figure 1.2. *Température de brillance (ºC) observée par Meteosat, moyennée de 2004 à 2008 pour les mois de juillet, août, septembre. L'échelle de température de brillance est donnée par la barre grisée à droite.*

La moyenne de la température du sommet des nuages observée par le satellite météorologique Meteosat en Afrique de l'Ouest et sur l'Atlantique durant les cinq étés consécutifs de 2004 à 2008 montre bien que la convection profonde dans ces régions tropicales se produit globalement le long de cet équateur météorologique (Figure 1.2). Cette zone se situe entre les latitudes 5 et 10º N sur l'Atlantique et entre les latitudes 5 et 15º N en Afrique de l'Ouest pendant la période estivale. Le fait que le lieu de cette convection s'étale plus au Nord sur le continent que sur l'océan est lié à la mousson Ouest africaine en cette saison.

La convection profonde le long de l'équateur météorologique est associée à une convergence des vents de basse troposphère, appelés alizés, vers la « zone de convergence intertropicale (ZCIT) ». A titre d'illustration, les vents et altitudes à 1000 hPa analysés par ECMWF sur l'Afrique de l'Ouest et l'Atlantique ont été moyennés pour les cinq étés consécutifs de 2004 à 2008 (Figure 1.3). Cette figure montre que les alizés de l'hémisphère Sud (Nord) sont globalement de Sud-est, SE (Nord-est, NE), et d'amplitude maximale en région océanique. La ZCIT océanique constitue une région légèrement dépressionnaire limitée par l'anticyclone des Açores (Saint-Hélène) dans l'hémisphère Nord (Sud). En été ces deux anticyclones sont décalés vers le Nord et les alizés de l'hémisphère Sud franchissent l'équateur terrestre pour devenir des vents de Sud dans l'hémisphère Nord.

C'est ce mécanisme qui déclenche le phénomène de mousson, en déplaçant les masses d'air océaniques humides vers les continents. Ce flux de mousson est accentué en Afrique de l'Ouest avec la formation d'une dépression thermique sur le Sahara (West African Heat Low ou WAHL en anglais) (Figure 1.3 : chute d'environ 40 m d'altitude au centre du WAHL par rapport à la ZCIT océanique à 1000 hPa). Les alizés de l'hémisphère Sud sont en effet attirés par cette zone dépressionnaire, prennent une orientation de Sud-ouest (SW) à proximité des côtes de l'Afrique de l'Ouest et s'enfoncent à l'intérieur du continent. En conséquence, la circulation moyenne de basse couche dans la région des Îles du Cap vert est caractérisée par le cisaillement cyclonique entre deux forts courants: les alizés de Nord-Est et le flux de mousson de Sud-Ouest. Ces vents jouent certainement un rôle dans la formation des Cyclones du Cap Vert dans la mesure où un cyclone tropical se caractérise par une intensification de la circulation cyclonique au sol.

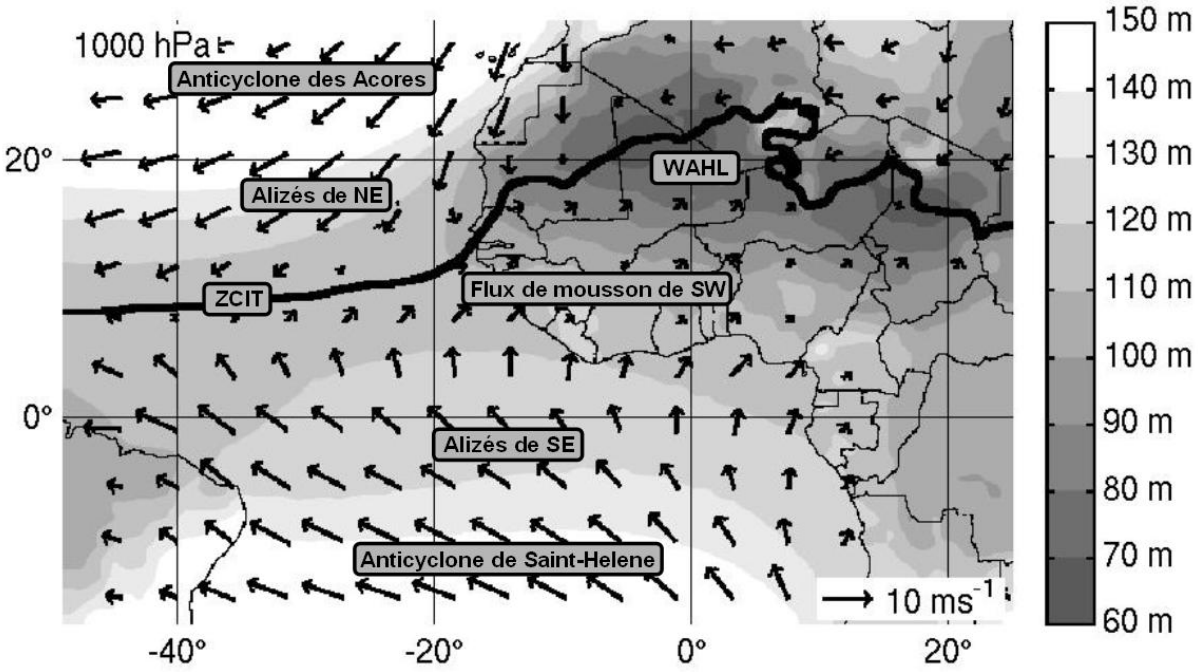

Figure 1.3. *Section horizontale de l'altitude géopotentielle et des vents (flèches) à 1000 hPa analysés par ECMWF, moyennées de 2004 à 2008 pour les mois de juillet, août, septembre. L'échelle d'altitude géopotentielle est donnée par la barre grisée à droite. L'échelle des vents est donnée par la flèche en bas à droite. La ligne noire en gras indique la séparation entre les vents de Sud et de Nord. Les encadrés font référence à des processus physiques discutés dans le texte.*

La moyenne sur les cinq étés consécutifs (2004-2008) des vents et altitudes de l'isobare 700 hPa montre que le WAHL est surplombé par un anticyclone qui s'étale jusque dans l'océan Atlantique avec les restes de l'anticyclone des Azores à ce niveau de pression (Figure 1.4). Cette configuration produit une circulation d'Est bien établie entre 10 et 20º N sur l'Afrique de l'Ouest et l'Atlantique, qui porte le nom de Jet d'Est Africain (African Easterly Jet ou AEJ en anglais).

La convection profonde le long de la ZCIT est associée à une divergence des vents en haute troposphère, associée aux Jets d'Ouest Sub-tropicaux (Westerly Jets ou WJs en anglais) de part et d'autre de l'équateur. La moyenne sur les cinq étés consécutifs (2004-2008) des vents et altitudes à 300 hPa (Figure 1.5) montre que, sur l'Afrique de l'Ouest et l'Atlantique en été, la circulation en haute troposphère est globalement d'Est entre les latitudes 5º S et 20º N, puis d'Ouest au Sud (Nord) de 5º S (20º N), signatures respectives du Jet d'Est Tropical (Tropical Easterly Jet ou TEJ en anglais) et des Jets d'Ouest Sub-tropicaux (Westerly Jets ou WJs en anglais).

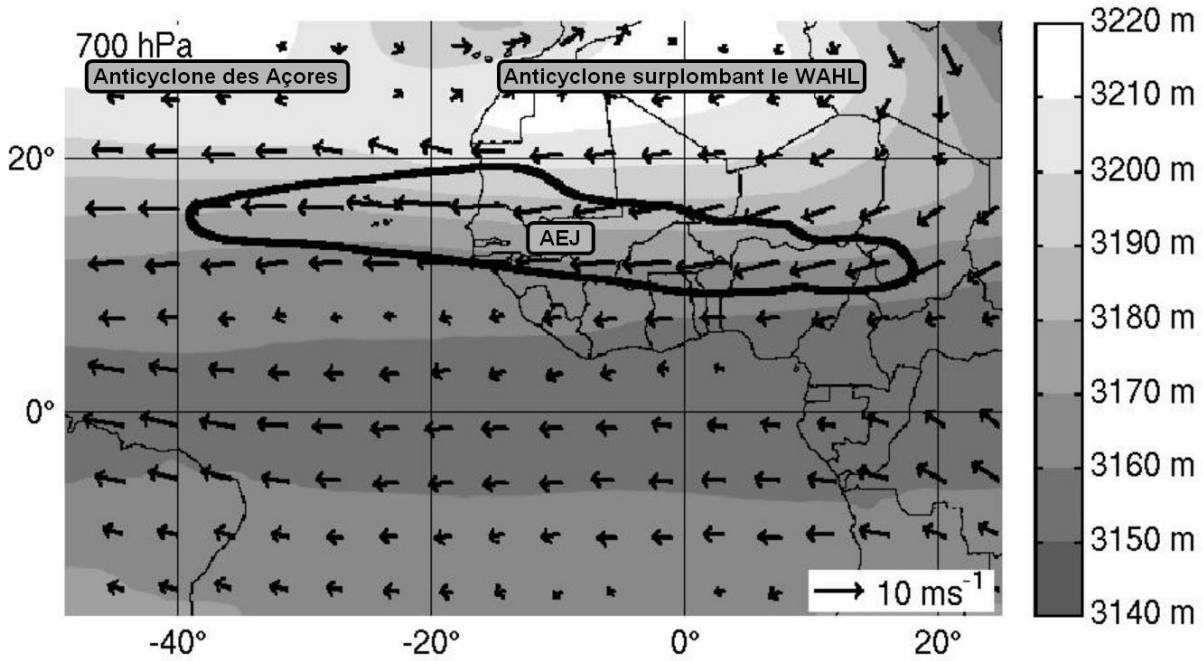

Figure 1.4. *Comme la Figure 1.3, excepté à 700 hPa. La ligne noire en gras indique le lieu des vents d'Est d'amplitude supérieure à 8 ms^{-1}. Les encadrés font référence à des processus physiques discutés dans le texte.*

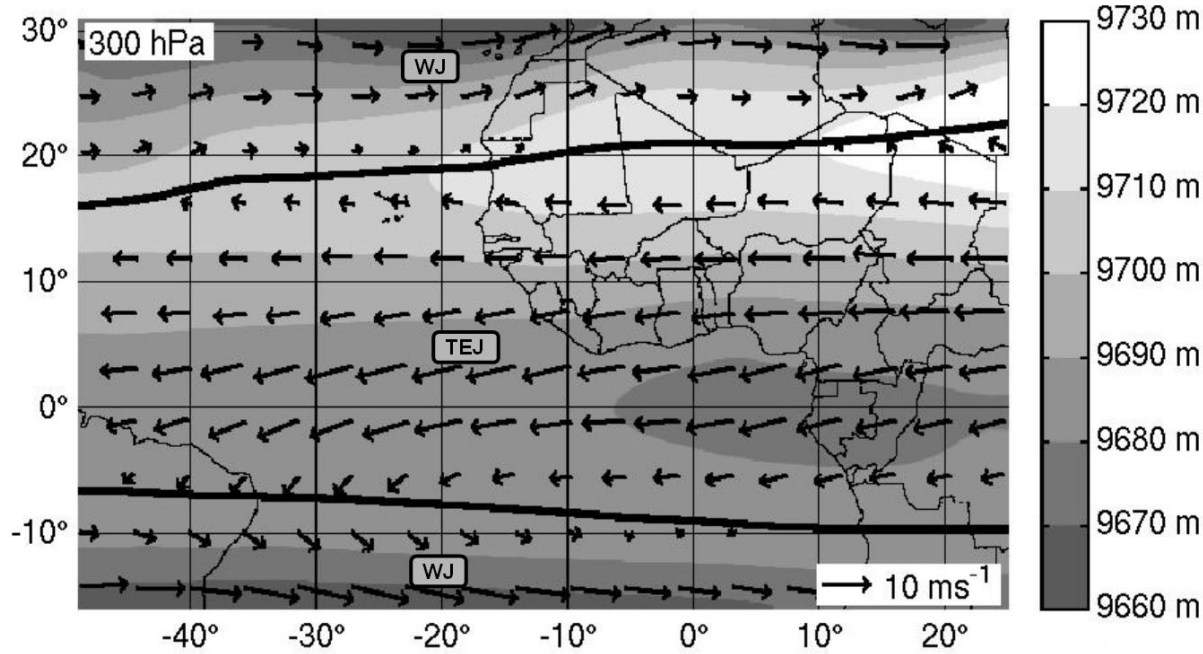

Figure 1.5. *Comme la Figure 1.3, excepté à 300 hPa. Les deux lignes noires en gras indiquent la limite entre la circulation d'Est aux tropiques et les circulations d'Ouest en zone extratropicale de part et d'autre de l'équateur. Les encadrés font référence à des processus physiques discutés dans le texte.*

Le profil vertical de cette circulation moyennée temporellement pour les cinq étés consécutifs 2004 à 2008, et spatialement entre les longitudes 49º W et 25º E est donné à la Figure 1.6. En particulier, cette coupe verticale moyenne met en évidence deux cellules de type « cellules de Hadley » de part et d'autre de l'équateur, avec (1) les alizés de composantes de Sud et de Nord en basse couche (850 - 1000 hPa) qui se rencontrent vers la latitude 15º N, ces alizés ayant globalement une composante d'Est ; (2) un jet de Sud-

ouest en basse couche correspondant au flux de mousson entre les latitudes 3 et 12º N ; (3) une zone d'ascendances dans toute la troposphère (200 – 1000 hPa) entre les latitudes 0 et 15º N, associée à l'activité convective dans la ZCIT ; (4) deux zones de subsidence au Sud de 0º et au Nord de 15º N, réparties aussi dans toute la troposphère ; (5) deux jets d'Est en moyenne troposphère (400 – 850 hPa) de part et d'autre de l'équateur, dont l'AEJ dans l'hémisphère Nord ; (6) le Jet d'Est Tropical (TEJ) et (7) les Jets d'Ouest Sub-tropicaux (WJs) de part et d'autre de l'équateur en haute troposphère (200 – 400 hPa).

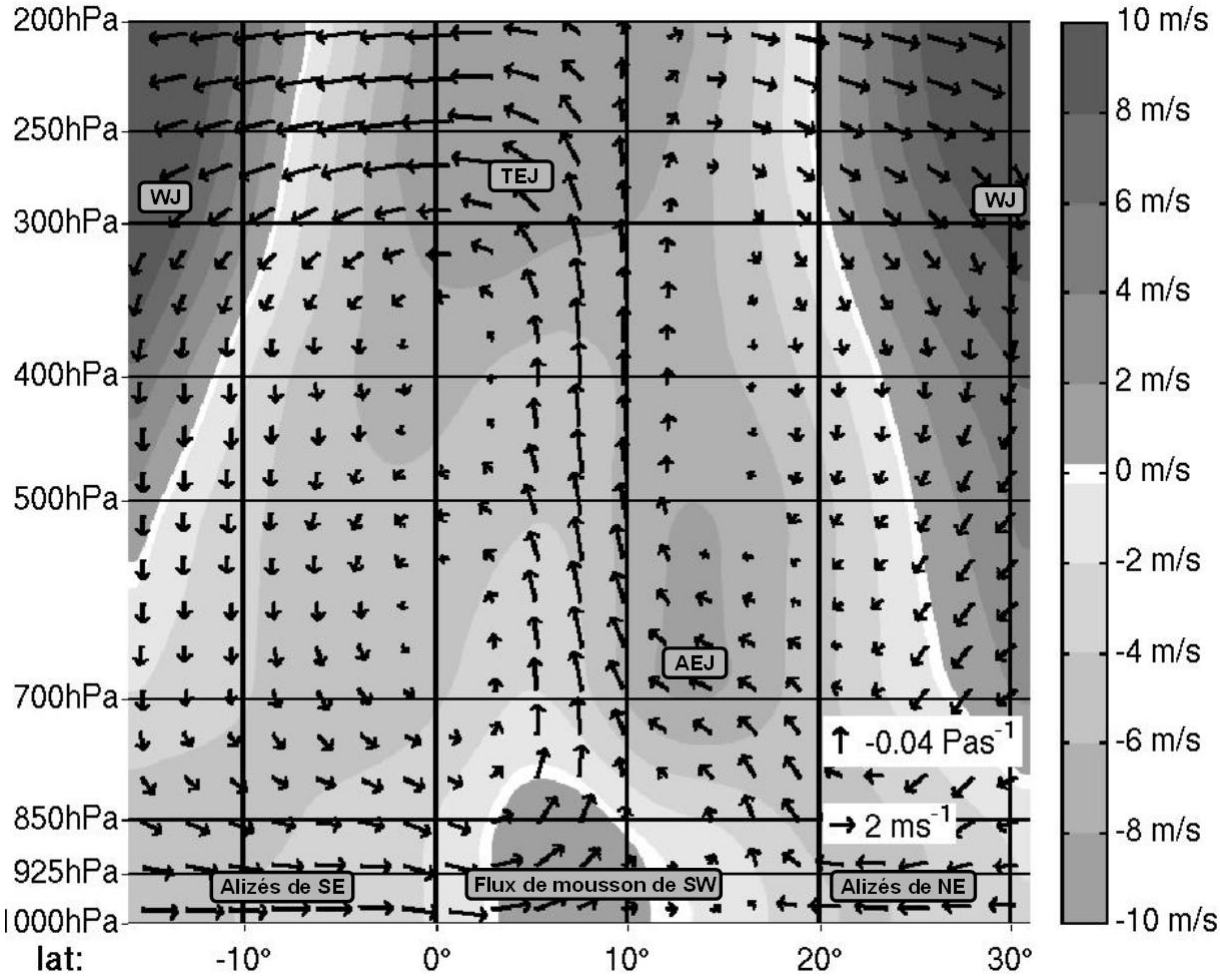

Figure 1.6. *Profils verticaux du vent zonal (Est-ouest) (ms^{-1}) représenté en niveaux de gris, du vent méridien (Nord-Sud) (ms^{-1}) et de la vitesse verticale (Pas^{-1}) représentés par des flèches, analysés par ECMWF, moyennées temporellement de 2004 à 2008 pour les mois de juillet, août, septembre, et moyenné zonalement entre les longitudes 49º W et 25º E. L'axe des abscisses donne la latitude (º) et l'axe des ordonnées donne l'altitude en niveaux de pression (hPa). L'échelle de vent zonal est donnée par la barre grisée à droite. L'échelle de vent méridien (vitesse verticale) est donnée par la flèche horizontale (verticale) en bas à droite. Les encadrés font référence à des processus physiques discutés dans le texte.*

Les processus atmosphériques décrits dans cette analyse ont une échelle spatiale de l'ordre de 1000 km et une variabilité temporelle de l'ordre de la semaine ou plus. Ces échelles spatio-temporelles sont caractéristiques de ce que l'on appelle l'échelle synoptique, voire saisonnière. Les « processus synoptiques / saisonniers » observés à proximité de la côte Ouest africaine en été, à savoir le flux de mousson, les alizés de Nord-est, l'AEJ, le WAHL, les WJs, le TEJ, constituent le contexte météorologique dans lequel se forment les Cyclones du Cap Vert. Le paragraphe suivant présente quelques problèmes théoriques soulevés par ce type de phénomène.

1.4. Un problème encore mal compris en physique de l'atmosphère

1.4.1. Une circulation équilibrée en région tropicale ?

D'un point de vue dynamique, la circulation atmosphérique est le résultat d'un équilibre partiel entre trois forces : la force de pression, dirigée des zones de haute pression vers les zones de basse pression ; la gravité terrestre ; et la force de Coriolis due à la rotation de la Terre sur elle-même, dirigée vers la droite (gauche) du mouvement dans l'hémisphère Nord (Sud). Cette force de Coriolis est nulle à l'équateur, maximale aux pôles. Verticalement, aux échelles synoptique et saisonnière, l'atmosphère est quasi-équilibrée par la force de gravité et la force verticale de pression. On parle d'équilibre hydrostatique. Horizontalement, aux échelles synoptique et saisonnière et en dehors des zones tropicales, l'atmosphère est quasi-équilibrée par la force de Coriolis et la force horizontale de pression. On parle d'équilibre géostrophique. Cet équilibre signifie que dans une zone de basse (haute) pression appelée thalweg (dorsale) les vents tournent dans le sens cyclonique (anticyclonique), c'est-à-dire dans le sens trigonométrique (inverse) dans l'hémisphère Nord et inversement dans l'hémisphère Sud.

Par ailleurs, dans un équilibre purement géostrophique, la circulation atmosphérique est non divergente. Cet équilibre n'étant pas strictement vérifié dans l'atmosphère, la composante divergente d'une circulation atmosphérique d'échelle synoptique en région extratropicale est de fait en perpétuel réajustement au géostrophisme. Plus précisément, à l'échelle synoptique et en région extratropicale, ce perpétuel réajustement au géostrophisme se caractérise par le fait qu'une circulation convergente (divergente) est cyclonique (anticyclonique), et inversement. A des échelles plus fines, les équilibres hydrostatique et géostrophique sont en revanche plus discutables. En région tropicale notamment, l'équilibre géostrophique n'est pas vraiment vérifié même à l'échelle synoptique. Les thalwegs (dorsales) d'échelle synoptique dans ces régions restent cependant associés à des circulations globalement cycloniques et convergentes (anticycloniques et divergentes) et inversement, même si l'écart au géostrophisme est important. Sur les cartes de vents et d'altitude à des niveaux de pression donnés (Figures 1.3-4-5 par exemple), l'écart au géostrophisme peut se mesurer par le degré de non parallélisme entre les vents et les lignes isoaltitude. Sur la Figure 1.3 notamment, on devine que ces vents convergent vers les zones de basse altitude, et divergent des zones de haute altitude.

Aux échelles synoptique et saisonnière, les sources principales de déséquilibre entre ces trois forces sont : les variations du rayonnement solaire suivant l'heure de la journée, la latitude et la saison, les processus convectifs liés au changement de phase de l'eau, et les frottements entre les masses d'air et avec le sol. Ainsi, la circulation de Hadley et les différents jets décrits au paragraphe précédent peuvent être considérés comme le rééquilibrage à l'échelle saisonnière entre les forces de pression, gravité et Coriolis, suite au déplacement des zones d'éclairement solaire.

L'interprétation de la cellule de Hadley et des jets associés en terme de rééquilibrage géostrophique est justifiée, malgré la proximité à l'équateur, dans la mesure où il s'agit d'un mécanisme à échelle saisonnière. Cette notion de rééquilibrage géostrophique est en revanche beaucoup plus délicate concernant la formation d'un cyclone tropical, un processus synoptique à caractère beaucoup plus transitoire en comparaison avec les processus synoptiques / saisonniers intervenant dans la cellule de Hadley. D'une manière ou d'une autre, cet équilibre géostrophique est quand même atteint dans un cyclone tropical, dans la mesure où c'est cet équilibre entre le champ de vent et le champ de pression qui est à l'origine de sa longue durée de vie (jusqu'à plusieurs semaines s'il reste sur l'océan). La question est de savoir : « dans quelles conditions le champ de pression s'ajuste-t-il à une perturbation du champ de vent ? » ou inversement : « dans quelles conditions le champ de vent s'ajuste-t-il à une perturbation du champ de pression, pour aboutir à la formation d'un cyclone tropical ? » Ceci soulève d'autres questions : « quelle est la nature de la perturbation initiale d'un cyclone tropical, s'il y en a une ? » Et si oui, « n'y en aurait-il pas de plusieurs sortes ? » Ces questions sont vastes. Ce travail de thèse se limite au cas des Cyclones du Cap Vert.

1.4.2. La cyclogénèse tropicale

Il y a soixante dix ans, Hubert (1938) a proposé un mécanisme expliquant la formation d'un cyclone tropical au large de la côte Ouest africaine. Pendant la période de la mousson il a observé des noyaux dépressionnaires en surface se formant dans la dépression saharienne aux alentours de Tamanrasset (le WAHL), se propageant vers l'Ouest entre les latitudes 15 et 20º N suivant une longueur d'onde de 1000 à 4000 km et une vitesse de propagation de 500 à 1200 km par jours. Hubert (1938) a plus particulièrement fait l'hypothèse qu'un tel noyau dépressionnaire détecté le 8 septembre 1938 à Dakar a donné naissance au *« cyclone de New-York »* du à des conditions favorables rencontrées par le noyau dépressionnaire dans la région au large de la côte Ouest africaine. Selon les mots de l'auteur, en français, *« on ne saurait trop insister sur le fait que celle-ci* (cette région) *est marquée essentiellement par l'action antagoniste de deux courants aériens, l'alizé septentrional maritime et la mousson, d'ordinaire inactifs l'un par rapport à l'autre dans ces parages et en cette saison puisqu'à leur limite commune l'alizé – alors très loin de l'anticyclone des Açores, sous la dépendance duquel il se trouve – a perdu toute force. Dans le cas du 8 septembre il en est autrement, parce que cette fois le mouvement de soufflerie, provoqué par l'anticyclone, a communiqué une force exceptionnelle à l'alizé, ce qui a permis un « accrochage » avec la mousson, comme cela a lieu dans les régions des cyclones tropicaux ».* Selon Hubert (1938), la circulation cyclonique d'échelle synoptique induite par cette « accrochage » a été favorable au creusement de la dépression du 8 septembre, en d'autres termes à son évolution cyclogénétique.

Cette idée que la formation des ouragans dans l'Atlantique est le résultat d'une interaction entre le flux de mousson de Sud-ouest, les alizés de Nord-est et des ondes de pression en surface, a aussi était proposée par Dunn (1940). Schove (1946) a par ailleurs observé que les lignes de grain les plus intenses en Afrique de l'Ouest étaient associées à des thalwegs emportés par la circulation d'Est à ces latitudes, suggérant un lien entre ces lignes de grain et les ouragans de l'Atlantique.

Selon Riehl (1950), de manière générale, la formation des ouragans ne peut cependant pas démarrer par une dépression de surface, dans la mesure où la circulation convergente associée tend à diminuer cette dépression plutôt qu'à la renforcer. La chute de pression au sol au moment de la cyclogénèse serait due au contraire à un renforcement de la divergence en haute troposphère, la convergence en basse couche étant alors considérée comme un effet secondaire. Riehl (1950) a par ailleurs attribué cette intensification de la divergence en haute troposphère à des processus synoptiques plutôt qu'à des processus convectifs.

Erickson (1963) a observé des thalwegs se propageant en Afrique de l'Ouest avec une longueur d'onde de 3000-5000 km, une période temporelle de 3-5 jours et une intensité maximale en moyenne troposphère vers 3000 m, puis a montré que les ouragan Debbie et Esther en 1961 se sont développé à partir de tels thalwegs. Erickson (1963) a ainsi mis en évidence « l'onde d'Est Africaine » ou encore l'AEW.

Dans une climatologie sur 20 à 70 ans, en fonction des bassins océaniques, Gray (1968) observe que durant la saison estivale de l'hémisphère Nord (Sud), les tempêtes tropicales se forment généralement dans la région de la dépression tropicale (ZCIT) la plus proche du pôle, entre les alizés de Nord-est (Sud-est) et le flux de mousson de Sud-ouest (Nord-ouest), ces deux courants de basse troposphère apportant en effet la circulation cyclonique nécessaire à la cyclogénèse tropicale. Cet auteur admet par ailleurs que certains cyclones tropicaux de l'Atlantique Nord se forment à proximité des Îles du Cap Vert.

Carlson (1969a) suggère que les ouragans Beulah, Chloe et la tempête tropicale Ginger en 1967 aient eu pour origine des thalwegs de l'AEW. En utilisant des images satellites et des données de radiosondage, cet auteur a plus particulièrement mis l'accent sur l'apparente interaction entre les thalwegs de l'AEW et la convection en Afrique de l'Ouest. Carlson (1969b) a même proposé qu'une partie de l'énergie de l'AEW provienne de processus convectifs. Cependant d'après Carlson (1969a), il n'y a pas de lien évident entre l'intensité d'un thalweg de l'AEW quittant la côte Ouest africaine et son éventuelle évolution cyclogénétique sur l'océan. Carlson (1969b), Burpee (1974), Reed *et al.* (1977) ont par ailleurs observé un thalweg en basse troposphère au Nord-ouest du thalweg de l'AEW en moyenne troposphère. Ce thalweg de basse troposphère est caractérisé par de la

convection sèche et semble disparaître lorsque le thalweg de moyenne troposphère atteint la côte Ouest africaine. La détection des thalwegs de l'AEW en moyenne troposphère est réalisée de manière opérationnelle depuis cette époque, et on sait aujourd'hui qu'une grande partie des ouragans de l'Atlantique Nord se forment à partir de ces thalwegs (e.g. Avila et Clark 1989).

A partir de douze jeux de données dits « composites » de perturbations tropicales ayant ou pas une évolution cyclogénétique, à différents stades de leur évolution, pour les bassins Pacifique Nord-ouest et Atlantique Nord-ouest, McBride et Zehr (1981) se posent la question suivante : « La formation d'un cyclone tropicale est-elle due aux caractéristiques propres à une perturbation donnée, ou bien est-ce le résultat d'un forçage par la circulation environnante ? » McBride et Zehr (1981) concluent que cette cyclogénèse tropicale ne se produit que lorsque un système convectif tropical rencontre des conditions favorables à grande échelle, à savoir du tourbillon cyclonique (anticyclonique) en basse (haute) troposphère dans une large zone. McBride (1981) a ensuite montré que la circulation de grande échelle ne peut pas fournir de telles conditions favorables seule, de telle sorte que les processus convectifs seraient la source manquante d'énergie cinétique. Cependant dans l'atmosphère tropical l'équilibre entre le champ de vent et le champ de pression n'est a priori pas assez fort pour que la chaleur libérée par la convection soit stockée sous forme d'énergie cinétique dans le système, cette chaleur étant au contraire évacuée du système sous forme d'énergie potentielle. Selon McBride (1981), au cours de la cyclogénèse tropicale, le champ de vent s'équilibrerait quand même au chauffage convectif malgré la proximité à l'équateur, dans ce qu'il a appelé un « ajustement géostrophique ».

En faisant le point sur les précédents travaux, Ooyama (1982) a mis l'accent sur l'importance des processus convectifs dans la cyclogénèse tropicale. Schubert et Hack (1982) ont quant à eux proposé que le réchauffement local par la convection est d'autant plus efficace que cette dernière est confinée dans une région de grande stabilité inertielle, c'est-à-dire en présence d'une circulation cyclonique intense qui « rigidifie » l'atmosphère. Cette efficacité se mesure plus précisément en comparant la taille de la perturbation convective par rapport au rayon de Rossby, celui-ci diminuant lorsque la stabilité inertielle augmente. Plus précisément, un chauffage convectif est efficace (n'est pas efficace) à modifier localement le champs de masse et le champs de vent si la perturbation convective a une taille supérieure (inférieure) au rayon de Rossby. Hack et Schubert (1986) ont d'ailleurs montré que plus une circulation cyclonique de grande échelle est intense, augmentant la stabilité inertielle et diminuant le rayon de Rossby, au plus elle peut extraire efficacement de l'énergie cinétique à partir de chaleur latente libérée lors de la convection.

A partir d'une climatologie sur huit ans de l'activité des cyclones tropicaux dans le Pacifique Nord-ouest et Sud-ouest, Love (1985) a construit trois jeux de donnés « composites » représentant les conditions environnementales : (1) trois jours avant la cyclogénèse tropicale, (2) un jour avant la cyclogénèse tropicale, (3) durant une période calme. Cet auteur a ainsi observé une intensification de la mousson d'Ouest dans la région équatoriale de la perturbation se développant en cyclone tropicale, en rapport avec un renforcement de la dorsale subtropicale dans l'hémisphère d'hiver, et d'un anticyclone se déplaçant à l'Ouest de la région polaire de cette perturbation renforçant les alizés de l'hémisphère d'été. La circulation cyclonique et convergente en basse troposphère induite par le cisaillement entre ces deux vents intensifie la convection profonde, ce qui a pour effet d'augmenter la divergence des vents en haute troposphère. L'importance d'une circulation cyclonique et convergente en basse troposphère accompagnant la cyclogénèse tropicale a été soutenue par de nombreux auteurs (e.g. Tollerud et Esbensen 1985, Molinari et Skubis 1985, Lee 1989).

On sait aujourd'hui que des Systèmes Convectifs de Mésoéchelle (MCSs) aux moyennes latitudes produisent des Tourbillons Convectifs de mésoéchelle (Mesoscale Convective Vortices ou MCVs en anglais) en moyenne troposphère dans leur région stratiforme, et que les MCVs cycloniques s'intensifient et se propagent vers le sol au cours de développements convectifs successifs, suite à une diminution du rayon de Rossby (Menard et Fritsch 1989, Chen et Frank 1993). Ces auteurs ont suggéré que de tels processus pourraient avoir lieu dans la cyclogénèse tropicale. Cependant, comme l'a remarqué Fritsch *et al.* (1994), les MCSs sont aussi caractérisés par un anticyclone en basse

troposphère dans leur région stratiforme, du au refroidissement par évaporation des précipitations dans cette région. Cet auteur se demande ainsi comment de tels processus convectifs pourraient avoir un rôle dans la cyclogénèse tropicale, dans la mesure où cette dernière est caractérisée par une circulation cyclonique et convergente en basse troposphère. Fritsch *et al.* (1994) fait finalement l'hypothèse que cette circulation favorable en basse troposphère est plutôt due à la circulation environnante.

En faisant le point sur les précédents travaux, Holland (1995) a considéré la cyclogénèse tropicale se produisant dans le Pacifique Nord-ouest comme étant le résultat d'une interaction entre processus à différentes échelles telles qu'une onde d'Est tropicale en moyenne troposphère, une large dépression de mousson en basse troposphère et plusieurs MCVs. Harr *et al.* (1996) ont associé l'intensification d'une dépression de mousson en tempête tropicale dans le Pacifique Nord-ouest à une circulation convergente et cyclonique en basse troposphère, en même temps qu'à une circulation divergente et anticyclonique en haute troposphère en interaction avec un thalweg d'altitude. Ces auteurs ont émis l'hypothèse qu'un MCS a contribué à l'organisation et à l'intensification de cette dépression de mousson, sans expliquer comment le tourbillon cyclonique produit par le MCS en moyenne troposphère aurait ensuite été transporté en basse troposphère. Dans un autre cas d'étude de perturbation du Pacifique Nord-ouest, Ritchie et Holland (1997) ont montré que la fusion entre plusieurs MCVs a abouti à un transport du tourbillon cyclonique en basse troposphère, ce qui expliquerait comment les MCSs pourraient initier la cyclogénèse tropicale. Simpson *et al.* (1997) ont observé un autre cas dans le Pacifique Sud-ouest dont l'évolution en cyclone tropical serait due à la fusion entre plusieurs MCVs en présence d'une dépression de mousson avec une circulation cyclonique et convergente en basse troposphère.

Bister et Emanuel (1997), ont observé dans le Pacifique Nord-est un MCV dans une région de précipitations stratiformes en moyenne troposphère qui s'est ensuite développé en basse troposphère. Selon eux le développement de ce MCV en basse troposphère serait du à un transport de tourbillon cyclonique par les courants descendants induits par les précipitations. L'air refroidi par l'évaporation de ces précipitations au dessus d'une mer chaude aurait pour effet d'intensifier les échanges océan-atmosphère, augmentant ainsi le taux d'humidité en basse troposphère. De telles conditions seraient favorables aux développements convectifs, démarrant ainsi la cyclogénèse tropicale.

Pytharoulis et Thorncroft (1998) ont suggéré que le thalweg de basse troposphère situé au Nord de l'AEW pourrait être le précurseur des cyclones tropicaux se développant au large de la côte Ouest africaine. Raymond et al. (1998) a par ailleurs remarqué que les frottements de surface empêchent le développement d'un thalweg d'onde d'Est en basse troposphère. Il fait ainsi l'hypothèse d'un nécessaire apport de tourbillon cyclonique par la circulation environnante en basse troposphère pour les cas des thalwegs d'onde d'Est ayant une évolution cyclogénétique. Thorncroft et Hodges (2001) ont proposé que l'évolution cyclogénétique des thalwegs de l'AEW dépende de leur amplitude en basse troposphère lorsqu'ils quittent la côte Ouest africaine. De même, Sall et Sauvageot (2005) ont montré que la formation de l'ouragan Cindy (1999) au large de la côte Ouest africaine a été associée à une importante circulation convergente en basse troposphère. Toutes ces observations soulèvent une question fondamentale : « L'intensification de la circulation cyclonique en basse couche est-elle la conséquence de processus internes à la perturbation convective ? » ou bien « cette intensification est-elle la conséquence de la circulation environnante mettant en jeu des processus d'échelle synoptique tels que « l'accrochage » entre les Alizés de Nord-est et le vent de mousson de Sud-ouest (Hubert 1939, Dunn 1940, Gray 1968, Love 1985), éventuellement en rapport avec le thalweg de basse troposphère au Nord de l'AEW (Pytharoulis et Thorncroft 1998) ? »

A partir d'un cas particulier de MCS des moyennes latitude, Rogers et Fritsch (2001) ont fait l'hypothèse qu'un chauffage convectif équilibré dans une circulation cyclonique de moyenne troposphère pourrait engendrer une anomalie de basse pression en basse troposphère, réduisant ainsi l'anticyclone de basse troposphère du à l'évaporation des précipitations. Cependant, l'efficacité d'un chauffage convectif à créer localement une perturbation de température en équilibre avec une circulation cyclonique dépend finalement du rayon de Rossby (e.g. Schubert et Hack 1982), montrant ainsi l'importance d'avoir une

source de tourbillon cyclonique dans la circulation environnante, fournie par une dépression de mousson ou un thalweg d'onde d'Est par exemple, pour réduire ce rayon de Rossby.

Plutôt que de faire appel à une source de convergence en basse troposphère dans la circulation environnante pour expliquer la cyclogénèse tropicale, Hendricks *et al.* (2004) mettent l'accent sur l'importance des processus convectifs. Plus particulièrement, ces auteurs attribuent la cyclogénèse de l'ouragan de l'Atlantique Ouest Diana (1984) à la production de tourbillon cyclonique en surface par une multitude de tours convectives, appelées VHTs (Vortical Hot Towers). Ces tourbillons cycloniques d'origine convective ont des tailles caractéristiques de l'échelle de la convection (1 à 10 km), et d'une manière ou d'une autre contribuent à l'intensification de la circulation cyclonique à l'échelle de la perturbation (100 à 1000 km). A partir d'autres cas d'étude, Reasor *et al.* (2005) et Tory *et al.* (2006) apportent des preuves supplémentaires comme quoi ces VHTs contribuent effectivement à l'intensification de la circulation cyclonique à l'échelle de la perturbation.

Lin *et al*. (2005) ont étudié plus particulièrement le thalweg de l'AEW associé à la cyclogénèse de l'ouragan Alberto (2000). Ils ont notamment mis en évidence trois phases de développements et de dissipations convectives précédent la cyclogénèse au large de la côte guinéenne. D'après Berry et Thorncroft (2005), la circulation cyclonique associée à ce thalweg en particulier se serait mélangée avec des tourbillons cycloniques d'origine convective sur les monts guinéens, contribuant ainsi à son intensification. Cette interaction entre le thalweg de l'AEW et plusieurs MCSs serait à l'origine de la cyclogénèse d'Alberto (2000) un jour après que la perturbation ait quitté la côte Ouest africaine.

1.4.3. Cas particulier des Cyclones du Cap Vert

Nous savons aujourd'hui que les Cyclones du Cap Vert se développent à partir de thalwegs d'échelle synoptique en moyenne troposphère (400 – 850 hPa) qui sortent de l'Afrique de l'Ouest sous la forme d'une onde d'Est avec une longueur d'onde de l'ordre de 3000 à 5000 km et une période temporelle de l'ordre de 3 à 5 jours (e.g. Erickson 1963, Burpee 1972, 1974, Carlson 1969a et Reed et al. 1977). Cette onde d'Est est formée d'une succession de thalwegs et de dorsales, généralement de faible amplitude, associés à des courbures respectivement cycloniques et anticycloniques des vents en moyenne troposphère, donnant ainsi un aspect ondulatoire à l'AEJ. Cette onde d'Est porte le nom d'« Onde d'Est Africaine (African Easterly Wave ou AEW en anglais) ».

Un thalweg de l'AEW étant caractérisé par une circulation cyclonique de faible amplitude en moyenne troposphère, son développement en cyclone tropical correspond en fait au développement et à l'intensification de cette circulation cyclonique en basse et moyenne troposphère (400 – 1000 hPa). Par définition, lorsque un thalweg de l'AEW se développe en cyclone tropical, on parle de développement cyclogénétique, ou encore de cyclogénèse. En revanche, un cyclone de l'Atlantique qui se développe à partir d'un thalweg de l'AEW n'est pas forcément un Cyclone du Cap Vert, le développement cyclogénétique n'ayant pas nécessairement lieu à proximité de la côte Ouest africaine. Les thalwegs de l'AEW peuvent se propager jusque sur le Pacifique et y engendrer des cyclones tropicaux.

La Figure 1.7 montre l'AEW observée le 9 septembre 2006 à 18 UTC, avec une succession de trois thalwegs (1, 2, 3) à 700 hPa, chacun étant associé à une courbure cyclonique de l'AEJ et une activité nuageuse plus ou moins renforcée. A cette date le thalweg 1 était à proximité des Îles du Cap Vert tandis qu'un thalweg en provenance des moyennes latitudes se rapprochait de cette région par le Nord-ouest. Ce dernier a imposé une courbure anticyclonique à l'AEJ, empêchant la circulation cyclonique associée au thalweg 1 de se mettre en place. Le thalweg 1 s'est dissipé suite à cette interaction. Le thalweg 2, sur le continent africain à cette date, a quant à lui donné naissance à l'ouragan Helene (2006) une fois sur l'océan. Enfin le thalweg 3 n'a jamais eu de développement cyclogénétique une fois sur l'océan, certainement en relation avec l'anticyclone surplombant le WAHL empêchant sa circulation cyclonique de se mettre en place (Figure 1.8). Le point commun entre les non développements des thalwegs 1 et 3 est en fait l'intensification de la circulation anticyclonique à l'Est du thalweg, c'est-à-dire de la dorsale suivante dans l'AEW. On montrera au chapitre 3 que ces thalwegs 1 et 3 sont assez représentatifs des cas qui ne se développent pas en Cyclone du Cap Vert.

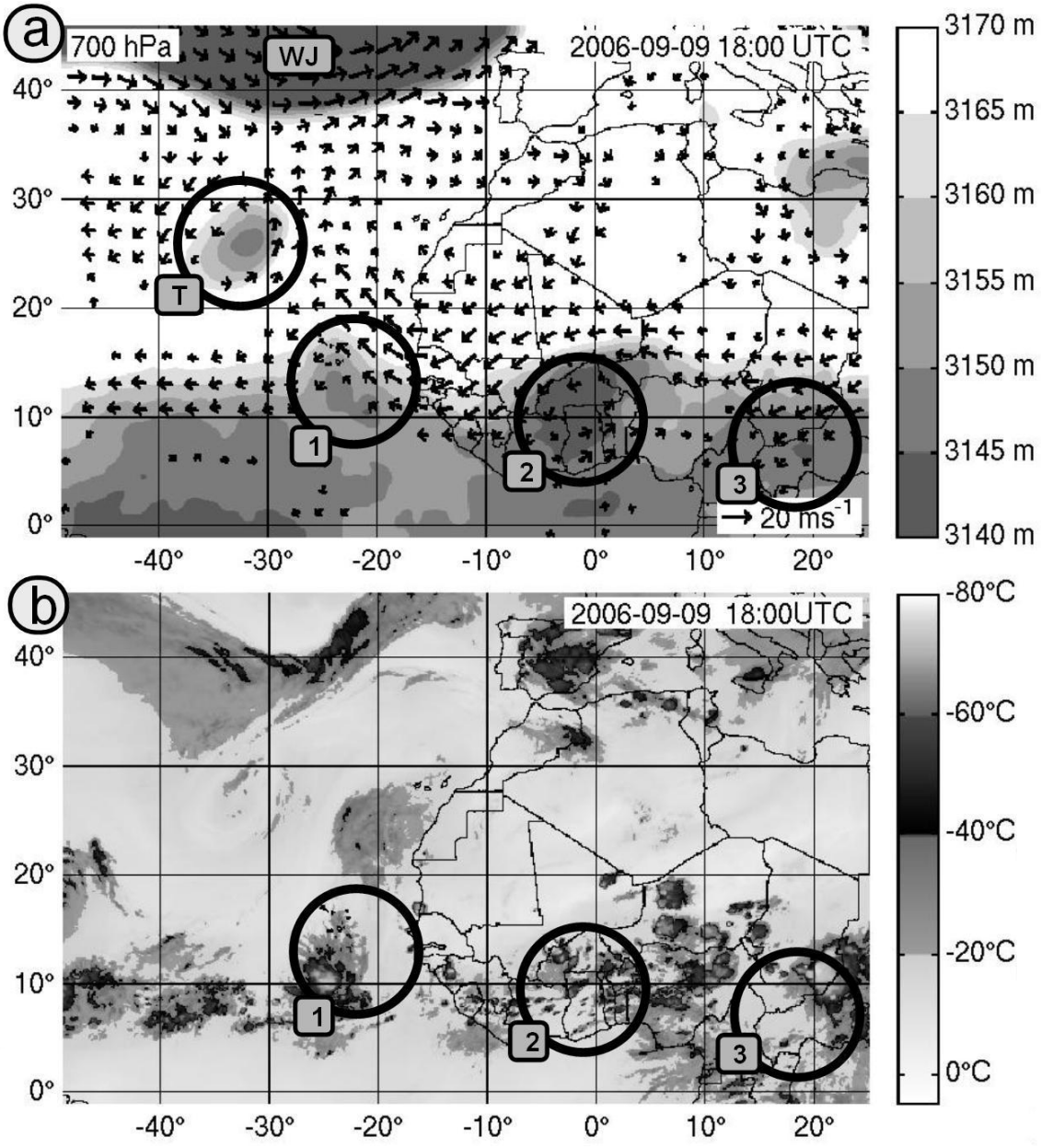

Figure 1.7. *(a) Comme la Figure 1.1b, excepté pour l'altitude et les vents à 700 hPa le 9 septembre 2006 à 18 UTC. (b) Comme la Figure 1.1a, excepté le 9 septembre 2006 à 18 UTC. Les quatre cercles noirs en gras repèrent trois thalwegs de l'AEW (1, 2 et 3) associés à de l'activité nuageuse renforcée, et un thalweg (T) provenant de la circulation d'Ouest des moyennes latitudes avec une très faible activité nuageuse. L'encadré WJ fait référence au Jet d'Ouest Subtropical.*

Un thalweg de l'AEW peut être associé à plusieurs épisodes convectifs sur le continent africain et l'océan proche (e.g. Lin *et al*. 2005 et Berry et Thorncroft 2005), comme le montre l'exemple de la Figure 1.7. Ces perturbations convectives s'organisent souvent en amas convectifs d'échelle moyenne, appelés « Systèmes Convectifs de Mésoéchelle (Mesoscale Convective Systems ou MCSs en anglais) », caractérisés par des échelles horizontale de l'ordre de 100 km et temporelle de l'ordre de quelques jours. Ces MCSs sont emportés par la circulation d'Est à ces latitudes, se dissipent, d'autres se re-développent, atteignent parfois la côte Ouest africaine, et sont éventuellement associés à une cyclogénèse sur l'océan. La Figure 1.9 montre l'exemple d'une succession de MCSs se développant et se dissipant en Afrique de l'Ouest et dans la région des Îles du Cap Vert du 10 au 12 septembre 2006, le re-développement convectif du 12 septembre correspondant à la naissance de la dépression tropicale Helene.

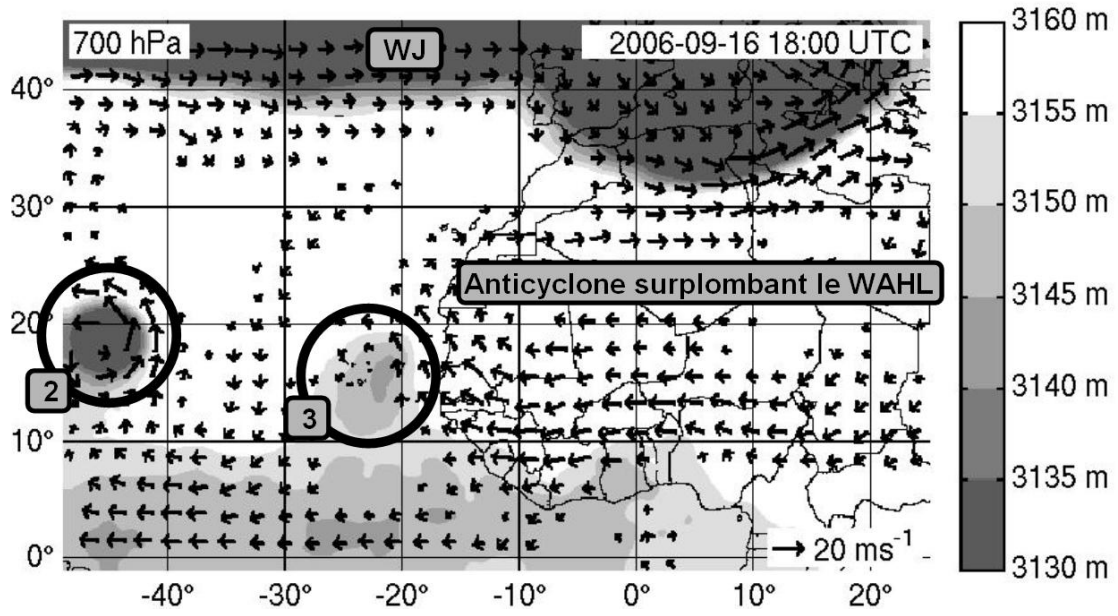

Figure 1.8. *(a) Comme la Figure 1.1b, excepté pour l'altitude et les vents à 700 hPa le 16 septembre 2006 à 18 UTC. Les deux cercles noirs en gras repèrent les thalwegs 2 et 3 mis en évidence à la Figure 1.7. Les encadrés font référence à des processus physiques discutés dans le texte.*

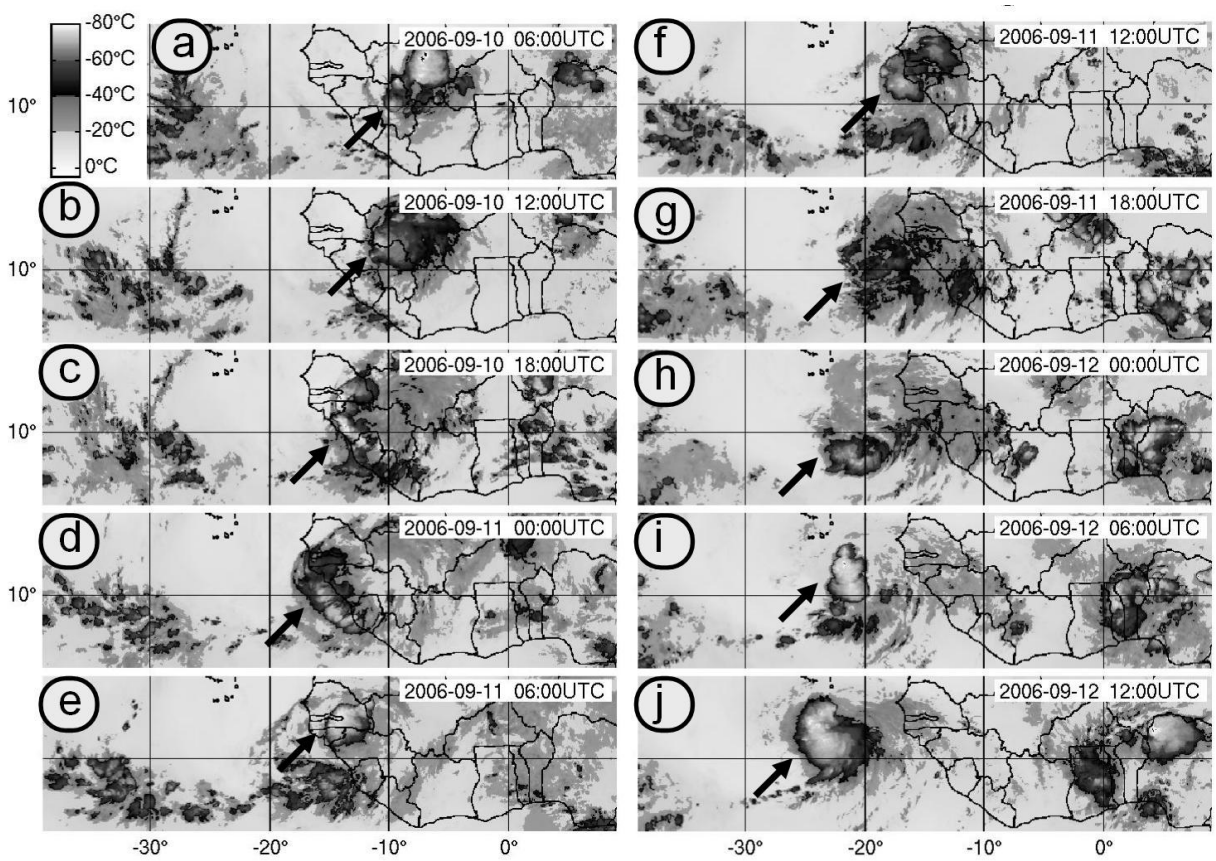

Figure 1.9. *Comme la Figure 1.1a, excepté du (a) 10 septembre 2006 à 6 UTC au (j) 12 septembre 2006 à 12 UTC. Les flèches indiquent les MCSs successifs associés à la cyclogénèse d' Helene (2006).*

Ces observations laissent penser que les processus convectifs ont aussi joué un rôle important dans la cyclogénèse d'Helene. Plus généralement ces observations suggèrent que la formation d'un Cyclone du Cap Vert est le résultat d'une interaction entre plusieurs MCSs, un thalweg en moyenne troposphère appartenant à l'AEW, et d'autres processus synoptiques tels que le flux de mousson, les alizés…

1.5. Présentation du travail de thèse

Suite à ce qui a été présenté aux paragraphes précédents, l'étude de l'évolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique tropical, le sujet de cette thèse, peut être envisagée comme l'étude de l'interaction entre le flux de mousson, les alizés de Nord-Est, l'AEJ, le TEJ, le WAHL, l'anticyclone surplombant ce WAHL, les thalwegs des moyennes latitudes, les thalwegs et dorsales de l'AEW en moyenne troposphère, et les MCSs. « Comment ces processus caractérisés par différentes échelles spatiales et temporelles interagissent-ils, dans les cas où il y a formation d'un Cyclone du Cap Vert et dans les autres cas où cette cyclogénèse n'a pas lieu ? »

Une manière d'aborder ce problème consiste à quantifier ces différents processus, afin de déterminer objectivement la contribution de chacun dans la formation ou la non formation d'un cyclone du Cap Vert. Cette analyse quantitative peut être conduite soit à partir d'une climatologie du phénomène, soit sur des cas particuliers. Le travail de cette thèse se place globalement dans ces deux approches. Plus précisément, une climatologie des thalwegs de l'AEW dans la région des Îles du Cap Vert a permis de quantifier objectivement les rôles respectifs des processus synoptiques et convectifs dans leur éventuelle évolution cyclogénétique. La modélisation numérique de deux cas particuliers a ensuite permis de quantifier les rôles respectifs de ces processus dans la production d'énergie cinétique et de tourbillon cyclonique dans une perturbation qui a évoluée en Cyclone du Cap Vert, et l'autre non.

Ce travail repose principalement sur les analyses ECMWF, sur les images Meteosat dans le canal de la vapeur d'eau, ainsi que sur les sorties de quelques simulations effectuées avec Méso-NH (Lafore *et al*. 1998, http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/), le modèle numérique atmosphérique anélastique et non-hydrostatique de mésoéchelle développé conjointement par le Laboratoire d'Aérologie (UMR 5560 UPS/CNRS) et le CNRM–GAME (URA 1357 CNRS/Météo-France). La description de ces données, c'est-à-dire : « qu'est-ce qu'elles contiennent ? », « à quoi elle servent ? », « comment elles sont obtenues ? », « comment elles sont traitées ? », fait l'objet du chapitre 2. Dans ce travail, les analyses ECMWF sont considérées comme des observations, même si le schéma d'assimilation pour certains types d'observations entraîne parfois un biais systématique sur la quantité observée. Cela a notamment été le cas de l'humidité mesurée par radiosondes pendant la campagne AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine, Redelsperger *et al.* 2006, Janicot *et al.* 2008, http://www.amma-international.org) (Agusti-Panareda *et al.* 2009). Il est néanmoins possible de prendre en compte ce type de bais pour améliorer le réalisme des analyses, comme l'on fait Agusti-Panareda *et al.* (2009) pour les réanalyses ECMWF dédiées à AMMA.

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre d'AMMA, et plus particulièrement de la Période d'Observation Spéciale 3 (Special Observing Period 3 ou SOP-3 en anglais, Lebel *et al.* 2009) qui s'est déroulé à Dakar du 15 au 29 septembre 2006. Cette campagne a été l'occasion d'observer avec des dropsondes quatres perturbations convectives traversant la côte Ouest africaine : les Perturbations A, C, D qui n'ont pas eu d'évolution cyclogénétique sur l'Atlantique et la Perturbation B qui a donné naissance à l'ouragan Isaac vers (25º N, 53º W). L'analyse des données dropsondes obtenues au cours de cette campagne est incluse dans le chapitre 2.

Nous avons choisi de privilégier dans ce travail de thèse la soumission d'articles dans des revues internationales à commité de lecture, la forme de ces articles correspondant à des contraintes imposées par ces revues et par les rapporteurs des articles. Cela a conduit à une présentation générale des travaux qui peut paraître un peu abrupte. La diffusion dans

une revue internationale donnant une audience plus large à ce travail, les lecteurs de ce manuscrit voudront bien excuser la « sécheresse éditoriale ».

Le chapitre 3 présente un article à soumettre à *Atmospheric Research* : Arnault et Roux (2009c), dans lequel la formation des Cyclones du Cap Vert est étudiée d'un point de vue climatologique avec des analyses ECMWF et des images Meteosat. Cette climatologie a été élaborée en quatre étapes, avec (1) une étude bibliographique sur la cyclogénèse tropical, (2) la mise au point d'indices pour quantifier avec les données les processus physiques en jeu dans la cyclogénèse au Cap Vert, (3) une application sur les jeux de données disponibles, (4) l'élaboration d'un concept de formation de Cyclone du Cap Vert à partir des résultats obtenus.

Aux chapitres 4, 5 et 6 la formation des Cyclones du Cap Vert est étudiée dans deux cas particuliers, celui de la perturbation d'Afrique de l'Ouest qui a donné naissance à l'ouragan Helene (2006), et celui de la dite « Perturbation D » observée pendant la SOP-3 d'AMMA qui ne s'est finalement pas développée, à partir de sorties de simulations Méso-NH dans différentes configurations. Plus précisément, un premier jeu de simulations a été effectué avec une configuration à un seul modèle de résolution horizontale 24 km et une convection paramétrée, puis un deuxième jeu de simulations a été effectué avec une configuration à deux modèles, le modèle imbriqué ayant une résolution horizontale de 4 km et une convection explicite. Cet approche numérique permet de quantifier le rôle respectif des processus simulés, à l'aide en particulier de bilans d'énergie et de tourbillon absolu, apportant ainsi des éléments de réponse objectifs à la question : « comment les processus physiques du modèle ont interagi pour arriver au résultat obtenu par la simulation ? ». Ceci soulève bien sûr une autre question : « dans quelle mesure la simulation est-elle représentative de la réalité ? »

Le chapitre 4 propose une comparaison entre sorties de simulations et observations, afin de déterminer dans quelle mesure cela a du sens de quantifier les processus en jeux dans les simulations pour comprendre ce qui s'est passé dans l'atmosphère réelle. Ces comparaisons simulations – observations sont une application à l'ensemble des simulations Méso-NH présentées de ce qui a été fait dans Arnault et Roux (2009b) pour la simulation Méso-NH à 24 km de la Perturbation D.

Le chapitre 5 présente deux articles, un accepté et un autre en révision au *Journal of Atmospheric Sciences* : Arnault et Roux (2009a, b), dans lesquels les simulations Méso-NH à 24 km ont été quantifiées à l'aide d'un bilan d'énergie. Plus précisément, Arnault et Roux (2009a) proposent une généralisation de l'analyse de Lorenz (1955) au cas local, en remplaçant l'énergie potentielle utilisable par l'enthalpie et en redéfinissant le terme de conversion barocline comme le travail horizontal des forces de pression, avec une application au cas de la « Perturbation pre-Helene ». Arnault et Roux (2009b) proposent ensuite une application de ce bilan d'énergie au cas de la Perturbation D. Ce chapitre termine par un travail complémentaire à Arnault et Roux (2009a), avec (1) une analyse énergétique en remplaçant l'enthalpie par l'énergie interne, (2) d'autres perspectives de travail.

Le chapitre 6 présente un article en révision au *Monthly Weather Review* : Arnault et Roux (2009d), dans lequel les simulations Méso-NH à 4 km ont été quantifiées à l'aide d'un bilan de tourbillon absolu. Ce travail a été élaboré en trois étapes, avec : (1) une étude bibliographique sur l'analyse du tourbillon appliquée à divers cas d'étude pour faire le lien entre les MCSs et la production de tourbillon cyclonique en moyenne troposphère, (2) une discussion théorique sur le bilan de tourbillon absolu dans un cas idéalisé, (3) une comparaison des résultats obtenus avec les simulations Méso-NH à 4 km de la « Perturbation pre-Helene » et de la « Perturbation D ».

La conclusion générale de ce travail de thèse et quelques pistes de recherches ultérieures font l'objet du chapitre 7.

CHAPITRE 2

DONNEES

Sommaire

2.1. Les analyses ECMWF **20**

2.2. Les images Meteosat **20**

2.2.1. Application de la mesure satellitaire à l'étude de la convection *20*

2.2.2. Données brutes *21*

2.2.3. Prétraitement *21*

2.3. Les sorties des simulations Méso-NH **23**

2.3.1. Généralités sur la modélisation numérique *23*

2.3.2. Les équations du modèle *23*

2.3.3. Les processus physiques pris en compte dans le modèle *25*

2.3.4. Les conditions aux limites *26*

2.3.5. Configurations à un modèle, deux modèles imbriqués *27*

2.3.6. Applications *28*

2.4. Les données dropsondes de la campagne d'observation **30**

2.4.1. Présentation de la SOP-3 d'AMMA *30*

2.4.2. Les données dropsondes *32*

2.4.3. Résultats *34*

2.4.4. Bilan des mesures dropsonde pendant la SOP-3 *41*

2.1. Les analyses ECMWF

L'ECMWF est le « centre européen de prévision météorologique à moyen terme ». Ces prévisions sont réalisées toutes les six heures à l'aide d'un modèle numérique de l'atmosphère terrestre globale. C'est un modèle spectral développé depuis 2006 à l'ordre 799, ce qui équivaut à une résolution horizontale de l'ordre de 25 km. Chaque prévision effectuée par ce modèle opérationnel est initialisée avec une analyse opérationnelle, c'est-à-dire une représentation 3D des variables météorologiques la plus proche possible de ce qui a été observé dans l'atmosphère juste avant le début de la simulation. Plus précisément, ces analyses opérationnelles sont le résultat d'un problème d'optimisation pour minimiser les erreurs introduites à la fois par le modèle et les observations. Ces observations sont d'origines diverses (mesures au sol, radiosondages, mesures par satellites…), à l'échelle globale, et ne sont prises en compte que celles qui ont été transmises à temps à l'ECMWF et n'ont pas été rejetées par une analyse préalable.

Ces analyses sont mises à disposition sur la base de donnée AMMA : ftp.bddamma.ipsl.polytechnique.fr/AMMAMOD/priv/ECMWF. Nous nous intéressons en particulier aux champs dynamiques (vent zonal ou Est-ouest, en m s^{-1}, vent méridional ou Nord-sud, en m s^{-1}, divergence horizontale en s^{-1}, tourbillon vertical relatif en s^{-1}, vitesse verticale hydrostatique en Pa s^{-1}) et thermodynamiques (température en K, géopotentiel en m^2 s^{-2}, c'est-à-dire l'altitude « géopotentielle » multipliée par la constante gravitationnelle, humidité relative en %) donnés sur les niveaux de pression : 1000, 925, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200 hPa …, sur la grille longitude – latitude globale avec une résolution de 0.125º, pour les mois de juillet, août, septembre des années 2004, 2005, 2006, 2007 et 2008, à 00, 06, 12, 18 UTC. Ces données sont disponibles au format NetCDF et divers outils de visualisations et de post-traitements ont été développés sous MATLAB pour les analyser. Les données de septembre 2006 sont utilisées au paragraphe 2.4.3 pour l'analyse synoptique des perturbations observées pendant la campagne de mesure à Dakar en septembre 2006. Les données des cinq saisons 2004 à 2008 sont quant à elles utilisées dans la climatologie présentée au chapitre 3.

2.2. Les images Meteosat

Les satellites Meteosat sont une série de satellites météorologiques lancés par EUMETSAT sur l'orbite géostationnaire, à 35 786 km d'altitude au-dessus de l'équateur. Postés à 0º de longitude, ces satellites photographient le disque terrestre à intervalles réguliers dans différents canaux des rayonnements visibles et du rayonnement terrestre, et notamment dans le canal d'absorption de la vapeur d'eau dans l'infrarouge. Ces images satellites permettent de suivre en temps réel l'activité nuageuse sur tout le disque observé, notamment en Afrique de l'Ouest. Nous nous intéressons plus particulièrement aux données de Meteosat-8 mis à poste en juin 2002, et de son successeur Meteosat-9 mis à poste en juillet 2006. L'intêret de ces observations Méteosat pour étudier la convection est rappelé au paragraphe 2.2.1. Les données brutes sont ensuite présentées au paragraphe 2.2.2 et la manière dont elles sont prétraitées fait l'objet du paragraphe 2.2.3.

2.2.1. Application de la mesure satellitaire à l'étude de la convection

Expliquons pour quelle raison les images Meteosat prises dans le canal d'absorption de la vapeur d'eau permettent de décrire les processus convectifs. Le rayonnement terrestre s'effectue essentiellement dans l'infrarouge, notamment dans le canal d'absorption de la vapeur d'eau (longueur d'onde de 6 à 7 µm). Ainsi une couche nuageuse absorbe totalement le rayonnement terrestre émis à cette longueur d'onde, son comportement étant équivalent à celui d'un corps noir à cette longueur d'onde. Le rayonnement thermique ré-émis au sommet des nuages peut par conséquent être interprété comme un rayonnement de corps noir. Une température de brillance (Tb) est alors calculée, ce qui donne une information sur la température du sommet des nuages. Plus le rayonnement émis est faible, plus la Tb associée est basse. Cette température, qui dépend fortement de l'altitude, permet de

mesurer le développement vertical des nuages. En d'autres termes, plus la convection est intense, plus la température du sommet des nuages est froide.

2.2.2. Données brutes

Les images Meteosat-8(-9) sont prises par le capteur SEVIRI à bord du satellite géostationnaire Meteosat-8(-9) placé sur la longitude 0°. Ce capteur fournit toutes les 15 minutes 11 images dans les 11 canaux disponibles. Nous nous intéressons en particulier au canal 6 (6.85 – 7.85 µm), correspondant à la bande d'absorption de la vapeur d'eau. L'image brute a une taille de 3712×3712 pixels et sa trace sur la Terre est représentée sur la Figure 2.1. Cela correspond à une résolution spatiale au centre de l'image d'environ 0.027º (3 km). Chaque pixel est codé sur 10 bits. Cette valeur, aussi appelée « count », est convertie en radiance à l'aide d'une relation linéaire. Cette radiance peut ensuite être transformée en Tb en inversant la formule de Plank.

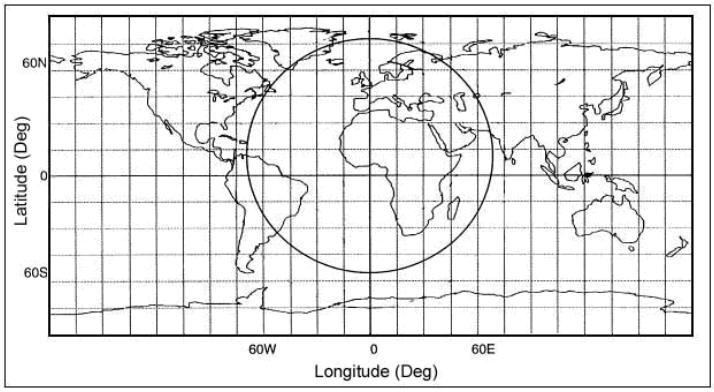

Figure 2.1. *Localisation de l'image Meteosat-8(-9)*

Les données brutes, c'est-à-dire les valeurs des 3712×3712 pixels de l'image, ainsi que les coefficients de calibration pour en déduire la radiance à chaque pixel, sont stockés par le système d'archivage SATMOS dans des fichiers au format XRIT. Ces fichiers sont disponibles sur la base de donnée AMMA :
ftp.bddamma.ipsl.polytechnique.fr/AMMASAT/MSG/images, pour les périodes : (1) du 1er mai au 31 octobre 2004, (2) 1er mai au 31 octobre 2005, (3) du 1er mai au 4 novembre 2006, tous les quarts d'heures et pour chaque canal. Les données du canal 6 de septembre 2006 sont utilisées au paragraphe 2.4.3 pour l'analyse des processus convectifs associés aux perturbations observées pendant la campagne de mesure à Dakar à cette période. Les données du canal 6 des saisons 2004, 2005 et 2006 sont ensuite utilisées dans la climatologie présentée au chapitre 3. Les données du canal 6 des saisons 2007 et 2008, faisant aussi partie de cette étude climatologique, ont été fournies par Jean-Pierre Olry du SATMOS.

2.2.3. Prétraitement

Franck Chopin du Laboratoire de Météorologie Dynamique (UMR 8539) et Jean-Claude Bergès de PRODIG (Pôle de Recherche pour l'Organisation et la Diffusion de l'Information Géographique - UMR 8586), ont mis à la disposition de la communauté AMMA un ensemble de fonctions C pour lire les fichiers Meteosat-8(-9) brutes au format XRIT.

Le programme d'origine transforme les données brutes en images au format « raw ». Au choix de l'utilisateur, ces images peuvent être limitées à une zone prédéfinie, ou montrer tout le disque terrestre vu par le satellite. Chaque pixel de ces images donne la Tb avec une résolution de 0.01 K, la valeur des pixels étant codée sur 16 bits. Vu la quantité d'images à traiter (cinq saisons de données avec une résolution temporelle de 15 minutes), ce programme en C a été réécrit, avec l'aide de Didier Gazen du Laboratoire d'Aérologie, de manière à ce que les images en sortie soient codées sur un octet au format « jpg ». En considérant que la Tb reste dans la fourchette [175 K ; 302 K], la valeur des pixels « pval » (nombre entier entre 0 et 255) de l'image de sortie est codée selon la formule [2.1] :

$$\text{“pval”} = 2\times(Tb - 175) \qquad 0 \leq pval \leq 255 \tag{2.1}$$

où Tb est en Kelvin. La Tb stockée dans ces images 8 bits a donc une résolution dégradée à 0.5 K, ce qui reste toutefois acceptable pour les besoins de l'étude.

L'image Meteosat-8(-9) brute, notée « Isphe », est en géométrie sphérique, avec une résolution spatiale de 0.027° au centre, qui va en se dégradant au plus l'on s'éloigne du nadir. Un exemple d'image « Isphe » est donné à la Figure 2.2a. Il est à noter que dans l'image brute le pôle nord est en bas, et l'Ouest est à droite. Pour faciliter la comparaison entre les images Meteosat et les analyses ECMWF ou autres sorties de modèles, les images brutes sont converties sur une grille régulière latitude – longitude, avec le pôle nord en haut, et l'Ouest à gauche. Pour cela on procède en deux étapes, en travaillant à partir de « Isphe ».

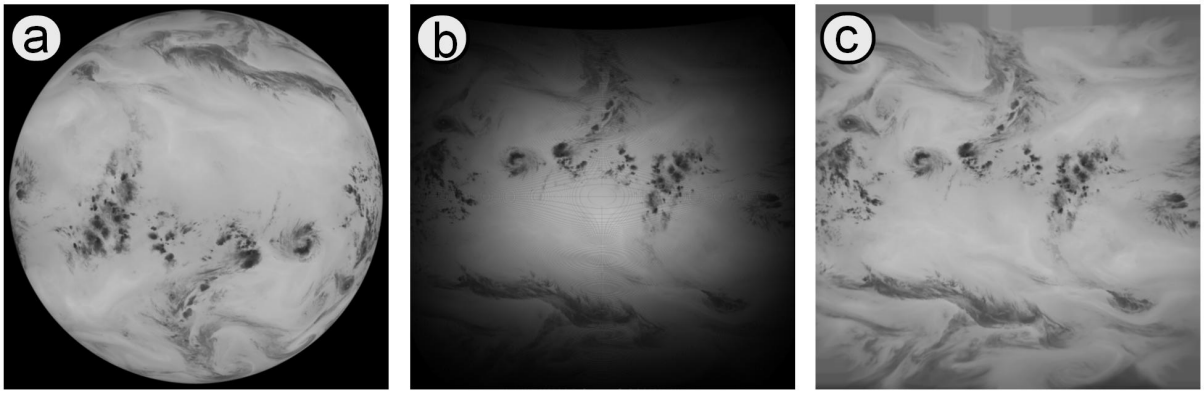

***Figure 2.2**. (a) Image Meteosat-9 brute dans le canal 6 du 13 septembre 2006 à 20 :00 UTC, appelée « Isphe » dans le texte ; (b) comme (a), excepté pour l'image Meteosat-9 projetée sur une grille régulière latitude – longitude, appelée « Iplan1 » dans le texte ; (c) comme (a), excepté pour l'image Meteosat-9 projetée sur une grille latitude – longitude régulière et interpolée aux points de grille vides, appelée « Iplan2 » dans le texte.*

Dans un premier temps, chaque pixel du disque est replacé sur une grille régulière latitude - longitude, donnant lieu à une image appelée « Iplan1 ». Pour réaliser cette opération correctement, on fixe la taille de « Iplan1 » de telle sorte que sa résolution en pixels soit de 0.027º. Cela implique que chaque pixel de « Iplan1 » est associé à zéro ou un pixel de « Isphe ». Les pixels de « Iplan1 » auxquels aucun pixel de « Isphe » n'a été attribué ont donc la valeur zéro. Vu la résolution choisie pour cette image « Iplan1 », le nombre de pixels à zéro est nul en son centre, et augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du nadir. De part cette transformation, « Iplan1 » est une image de taille 5185×5185 pixels avec des « trous », comme le montre la Figure 2.2b. Dans la deuxième étape, « Iplan1 » est filtrée de manière à boucher les « trous ». Comme « Iplan1 » est « plus dense » au centre, le filtrage proposé consiste à parcourir l'image à partir du centre et à interpoler les pixels nuls que l'on rencontre avec les pixels adjacents non nuls. Cela permet d'assurer la présence de pixels non nuls dans la périphérie de chaque pixel nul à interpoler. On obtient alors une image « Iplan2 » sans trous, comme le montre la Figure 2.2c.

Les images « Iplan2 » sont les images Meteosat prétraitées utilisées pour ce travail de thèse. Elles ont les caractéristiques suivantes : (1) taille : 5185 pixels × 5185 pixels ; (2) résolution spatiale : 0.027º ; (3) taille géographique : disque entier, c'est-à-dire (70º W – 70º E ; 70º S – 70º N) ; (4) pixels codés sur 8 bits ; (5) lien entre la valeur du pixel « pval » et la température de brillance : Tb = 175 + pval/2 ; (6) résolution en température de brillance : 0.5 K. Dans la pratique les pixels trop éloignés du nadir ne sont pas exploitables à cause de la dégradation de la résolution spatiale (0.063º à 60º S) et la faiblesse du rayonnement reçu à cette inclinaison. Cette limite d'utilisation des images Meteosat ne nous concerne pas étant donné que nous nous intéressons à des perturbations nuageuses se propageant sur Afrique

de l'Ouest et l'Atlantique tropical Est, régions proches du nadir. Divers outils de visualisations et de post-traitements ont été développés sous MATLAB pour analyser ces images Meteosat, avec lesquels ont été obtenues les résultats des chapitres suivants.

2.3. Les sorties des simulations Méso-NH

2.3.1. Généralités sur la modélisation numérique

La modélisation numérique en physique de l'atmosphère consiste à résoudre les équations de la mécanique des fluides sur une grille de points. Plus précisément, un modèle numérique « résout explicitement » un certain nombre de variables, dites « pronostiques ». Chacune de ces variables pronostiques est associée à une équation pronostique pour calculer sa tendance en chaque point de grille. Cette résolution numérique permet d'avancer dans le temps à un pas de temps donné. On parle d'expérience numérique. Le pas de temps en question doit être choisi suffisamment petit pour résoudre correctement les processus physiques pris en compte dans le modèle, ce qui constitue une forte contrainte sur le coût de la simulation en terme de temps de calcul.

La grille du modèle représente un domaine physique à une résolution spatiale donnée. Cette discrétisation spatiale sépare arbitrairement les processus physiques en deux catégories : ceux qui sont résolus explicitement à l'échelle spatiale de la grille, et ceux qui ne le sont pas. Les processus non résolus ne sont de fait pas pris en compte explicitement dans la simulation, même si dans la réalité ils existent et peuvent avoir une influence sur les « processus résolus ». Pour plus de réalisme dans une modélisation numérique, les processus non résolus sont paramétrés avec les variables résolues par le modèle, ce qui impose de connaître a priori la nature physique des interactions entre processus résolus et non résolus.

Cette modélisation numérique est aujourd'hui utilisée de façon opérationnelle pour prévoir le temps. On peut aussi l'appliquer dans un cadre de recherche à des perturbations atmosphériques qui ont eu lieu dans le passé, dans le but de mieux les comprendre. Dans un tel modèle atmosphérique, on peut notamment choisir les processus physiques pris en compte, en jouant par exemple sur les résolutions temporelles et spatiales, les paramétrisations, les équations du modèle, le relief…, pour ensuite pouvoir discuter sur l'impact de chacun de ces processus sur la perturbation atmosphérique simulée. Le modèle atmosphérique régional français dédié à ce type de recherche est Méso-NH (Lafore *et al*. 1998, http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/).

Imaginons maintenant que la modélisation numérique d'un cas réel avec Méso-NH donne des résultats « proches » de ce qui a été observé. Dans ce cas, le modèle a été capable de simuler la perturbation atmosphérique observée uniquement avec les processus physiques qui ont été pris en compte de façon explicite ou paramétrée. Ces processus physiques peuvent alors être quantifiés, apportant ainsi des éléments de réponses objectifs aux questions « quels sont les processus en jeu dans la formation et l'évolution de la perturbation observée ? », « Comment ces processus ont-ils interagi ? ». C'est tout l'enjeu de ce travail de thèse sur la formation des Cyclones du Cap Vert.

Concrètement, deux cas réels de perturbations atmosphériques d'Afrique de l'Ouest ont été simulés avec Méso-NH dans différentes configurations : la perturbation d'Afrique de l'Ouest qui a donné naissance à l'ouragan Helene (2006), et la dite « Perturbation D » observée pendant la SOP-3 d'AMMA qui ne s'est finalement pas développée. Ces simulations ont été effectuées sur le super calculateur de l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique, http://www.idris.fr/), avec l'aide de Juan Escobar, Didier Gazen et Jean-Pierre Chaboureau du Laboratoire d'Aérologie. Les paragraphes suivants ont pour objectif de présenter ces simulations Méso-NH.

2.3.2. Les équations du modèle

Méso-NH est un modèle numérique à aire limité en projection plane. Nous utilisons ici la projection Mercator, cette dernière ayant les propriétés de conserver les angles et de ne pas trop déformer les surfaces en région tropicale. La coordonnée verticale dans Méso-

NH est l'altitude, et plus précisément la coordonnée réduite de Gal-Chen et Sommerville (1975) pour prendre en compte le relief du terrain. Les résolutions horizontale et verticale de cette grille cartésienne ainsi que le nombre de points sont au choix de l'utilisateur, la seule contrainte étant le coût de calcul de la simulation.

Les équations résolues par Méso-NH sur cette grille sont dites anélastiques. L'approximation anélastique signifie concrètement que la pression n'est pas une variable pronostique du modèle, mais qu'elle est déduite des autres variables à chaque pas de temps. Cette approximation est valable à condition de se placer par rapport à un état de référence de l'atmosphère en équilibre hydrostatique et que l'écart de la pression par rapport à la pression de référence soit « petit ». La force de pression est réécrite en fonction de cet écart de pression, ce qui permet notamment de supprimer la contribution hydrostatique de l'atmosphère de référence dans l'équilibre vertical, en remplaçant la force gravitationnelle par la force de flottabilité. De plus, dans cette approximation la masse volumique n'est plus une variable du modèle, et est remplacée par une masse volumique de référence ρ_{ref}.

Dans une telle approximation, la pression est qualifiée de variable diagnostique. Physiquement, l'approximation anélastique revient à donner aux ondes acoustiques une vitesse de propagation instantanée. C'est-à-dire que l'information d'une perturbation de pression à un endroit donné du domaine est instantanément propagée à tout le domaine. Avec une telle approximation, le modèle n'a pas à résoudre la propagation des ondes acoustiques, ce qui permet de choisir un pas de temps « raisonnable » et ainsi d'alléger le coût de la simulation. Cette approximation se justifie dans la mesure où les ondes acoustiques n'ont pas d'influence notable sur les processus météorologiques. Le système d'équations « anélastiques » utilisé dans les simulations Méso-NH présentées ici est une version « humide » de celui de Durran (1989). Dans ces équations, les variables prognostiques sont : le vent zonal u (m/s), le vent méridien v (m/s), la vitesse verticale w (m/s), la température potentielle θ (K), les rapports de mélange de la vapeur d'eau r_v (g/Kg) et des hydrométéores liquides et solides.

Les équations pronostiques de u, v, w décrivent la dynamique du modèle. Dans le repère cartésien du modèle, elles s'écrivent :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_{ref} u}{\partial t}}_{(a1)} = \underbrace{-\nabla \cdot \left[\rho_{ref} u \underline{\mathbf{u}}\right]}_{(a2)} \underbrace{- \rho_{ref} c_{pa} \theta_v \frac{\partial \pi - \pi_{ref}}{\partial x}}_{(a3)} \underbrace{+ \rho_{ref} \left[2\Omega \sin(\varphi) v - 2\Omega \cos(\varphi) w\right]}_{(a4)} \underbrace{+ \rho_{ref} F_x}_{(a5)} \tag{2.2}$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_{ref} v}{\partial t}}_{(b1)} = \underbrace{-\nabla \cdot \left[\rho_{ref} v \underline{\mathbf{u}}\right]}_{(b2)} \underbrace{- \rho_{ref} c_{pa} \theta_v \frac{\partial \pi - \pi_{ref}}{\partial y}}_{(b3)} \underbrace{- \rho_{ref} 2\Omega \sin(\varphi) u}_{(b4)} \underbrace{+ \rho_{ref} F_y}_{(b5)} \tag{2.3}$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_{ref} w}{\partial t}}_{(c1)} = \underbrace{-\nabla \cdot \left[\rho_{ref} w \underline{\mathbf{u}}\right]}_{(c2)} \underbrace{- \rho_{ref} c_{pa} \theta_v \frac{\partial \pi - \pi_{ref}}{\partial z}}_{(c3)} \underbrace{+ \rho_{ref} 2\Omega \cos(\varphi) u}_{(c4)} \underbrace{+ \rho_{ref} F_z}_{(c5)} \underbrace{+ \rho_{ref} \frac{\theta_v - \theta_{vref}}{\theta_{vref}} g}_{(c6)} \tag{2.4}$$

La signification de chaque symbole est donnée dans « la liste des symboles » à la fin du document. Dans 2.2, 2.3, 2.4, les termes (a1), (b1), (c1) et (a2), (b2), (c2) représentent respectivement les tendances et les divergences des flux de quantité de mouvement ; (a3), (b3), (c3) les composantes cartésiennes de la force de pression ; (a4), (b4), (c4) les composantes cartésiennes de la force de Coriolis ; (a5), (b5), (c5) les composantes cartésiennes de la force de frottement ; (c6) la force de flottabilité. Le degré d'équilibrage hydrostatique (géostrophique) de l'atmosphère peut être évalué en comparant la force verticale (horizontale) de pression et la force de flottabilité (Coriolis). Lorsque ces équilibres ne sont pas exactement respectés, il peut y avoir production / destruction locale de quantité de mouvement (termes de tendance), transport de quantité de mouvement (divergences des flux), ou bien dissipation par frottement.

Ces équations font apparaître un terme supplémentaire dans la force de Coriolis dans l'équation de quantité de mouvement zonal, du à l'effet de la rotation propre de la Terre sur la vitesse verticale (second terme de a4 dans 2.2). Dans les simulations réalisées, l'ordre de grandeur de cette force est cependant négligeable en comparaison aux autres termes de 2.2. En revanche, l'effet de la rotation propre de la Terre sur le vent zonal est à l'origine d'une composante de la force de Coriolis non négligeable dans l'équation de quantité de mouvement vertical (terme c4 dans 2.4).

L'équation pronostique de la température potentielle θ décrit la thermodynamique du modèle :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_{ref}\theta}{\partial t}}_{(d1)} = \underbrace{-\nabla\cdot\left[\rho_{aref}\theta\underline{\mathbf{u}}\right]}_{(d2)} \underbrace{-\rho_{ref}\frac{\dot{q}_{phase}+\dot{q}_{diab}}{\pi_{ref}\left(c_{pm}+c_{hydro}\right)}}_{(d3)} \underbrace{+\rho_{ref}\left(\frac{R_m}{c_{pm}+c_{hydro}}\frac{c_{pa}}{R_a}-1\right)\frac{\theta}{\pi_{ref}}\frac{D\pi_{ref}}{Dt}}_{(d4)} \qquad (2.5)$$

Dans 2.5, les termes (d1), (d2) représentent respectivement la tendance et la divergence des flux de θ ; (d3) la production / destruction de θ lors des changements de phase de l'eau et d'autres processus diabatiques ; (d4) un terme de correction humide en l'absence de changement de phase. Ce terme est dû au fait que la vapeur d'eau n'est pas prise en compte dans la température potentielle (Malardel 2005, pp 250 encadré 9 .1). L'expression exacte de ce terme correctif fait intervenir la pression. Ici cette pression est approximée par la pression de référence, ce qui permet de découpler l'équation thermodynamique des équations dynamiques. Cette hypothèse simplifie considérablement le diagnostique de la pression. Celle-ci est en effet diagnostiquée uniquement avec les équations dynamiques (2.2, 2.3, 2.4) et la propriété de conservation de la masse, qui dans le cadre de l'approximation de Durran (1989) s'écrit :

$$\nabla\cdot\left(\rho_{ref}\underline{\mathbf{u}}\right)=0 \qquad (2.6)$$

Les équations pronostiques de r_v et des hydrométéores représentent quant à elles le schéma de microphysique des nuages et ne sont pas détaillées ici. Pour information, les simulations Méso-NH réalisées utilisent un schéma microphysique à un moment en phase mixte avec cinq classes d'hydrométéores : l'eau nuageuse, l'eau de pluie, la glace, la neige et le graupel (le grésil) (Pinty et Jabouille, 1998).

2.3.3. Les processus physiques pris en compte dans le modèle

En plus des processus explicitement résolus par les équations du modèle, les simulations Méso-NH réalisées utilisent plusieurs paramétrisations pour prendre en compte quelques processus non résolus par le modèle. En particulier, la force de frottement est paramétrée avec le schéma de turbulence 1-D d'ordre de fermeture 1.5 de Bougeault et Lacarrère (1989), et les transferts radiatifs sont paramétrés avec le schéma de rayonnement de l'ECMWF (Gregory *et al.* 2000).

Un point critique dans ces simulations est la convection. Les processus convectifs ont en effet des échelles spatiales de 1 à 10 km, ce qui signifie que dans des simulations de résolution comparable à celle de l'ECMWF, 25 km environ, ces processus doivent être paramétrés pour être effectivement pris en compte. Dans ce cas la convection est paramétrée avec le schéma de Kain-Fritsch-Bechtold (Kain et Fritsch 1993; Bechtold *et al.* 2001), et la condensation sous-maille est paramétrée avec le schéma de Chaboureau et Bechtold (2005). Une simulation utilisant la convection paramétrée ne permet cependant pas de résoudre « proprement » l'interaction entre la convection et les processus de plus grande échelle, une interaction visiblement importante dans la formation des Cyclones du Cap Vert. Afin d'analyser plus finement cette interaction, nous avons aussi effectué des simulations à une résolution spatiale résolvant explicitement la convection, à savoir une résolution de 4 km.

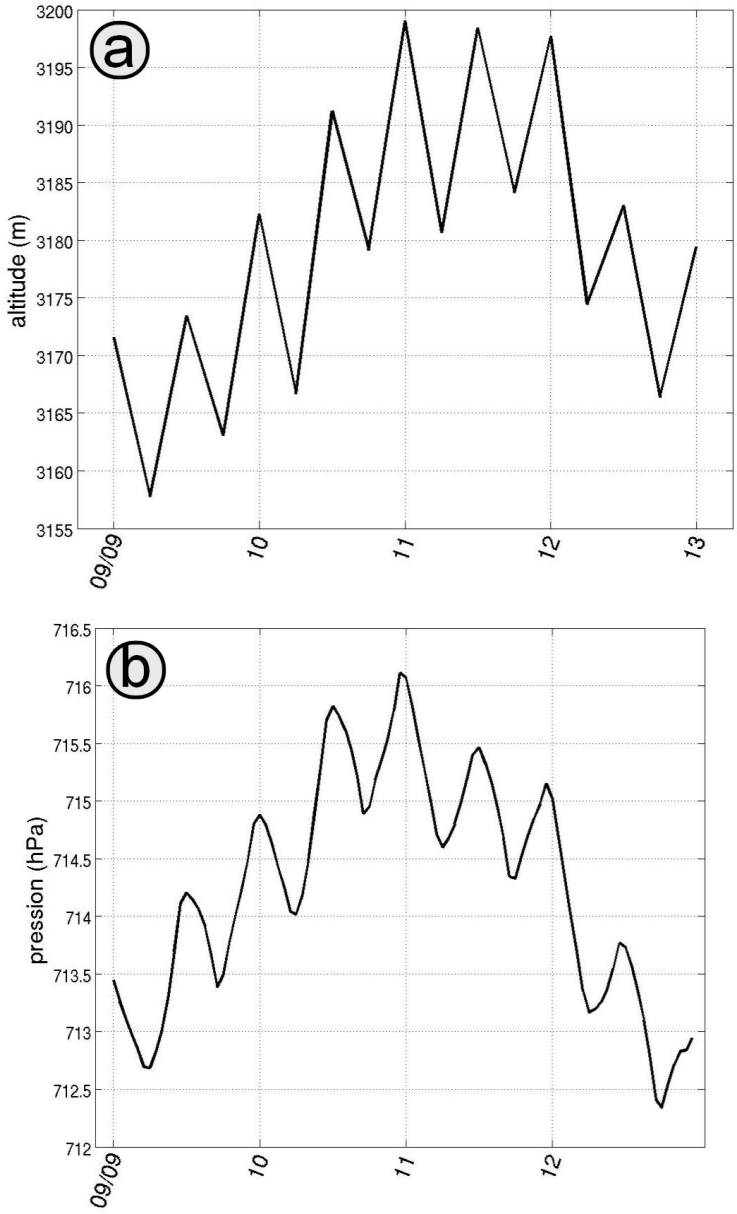

***Figure 2.3**. (a) Altitude géopotentielle analysée par ECMWF au niveau de pression 700 hPa, moyennée dans le domaine (20-28º W, 8-22º N) du 9 au 13 septembre 2006. L'axe horizontal donne le temps en jours et l'axe vertical donne l'altitude en mètres. (b) Comme (a) excepté pour la pression à 3000 m simulée par Méso-NH avec une résolution spatiale de 24 km.*

2.3.4. Les conditions aux limites

Une simulation Méso-NH s'effectue dans un domaine à aire limité. Lorsque l'on simule un cas réel avec ce type de modèle, la technique consiste à imposer à l'instant initial et aux frontières du domaine simulé des données d'observations. Ici nous avons choisi d'initialiser les simulations Méso-NH avec des analyses ECMWF, dont la résolution spatiale d'origine est d'environ 0.025º, soit à peu prés 25 km. Ce couplage nécessite bien sûr au préalable d'interpoler ces analyses ECMWF sur la grille et les équations de Méso-NH.

Le couplage de la simulation Méso-NH avec ces observations soulève cependant un éventuel problème de cohérence entre les processus pris en comptes dans le modèle et ceux observés dans l'atmosphère réelle. Il a en effet été constaté que l'altitude analysée par ECMWF sur des surfaces isobares a des oscillations semi-diurnes, connue sous le nom de marée atmosphérique. Celle-ci est attribuée à des ondes de gravité interne dans l'atmosphère excitées par le rayonnement solaire (e.g. Dai et Wang 1999). La Figure 2.3a

montre que dans la région des Îles du Cap Vert, ces oscillations atteignent des amplitudes de 10 m d'altitude à 700 hPa, ce qui n'est pas du tout négligeable en comparaison aux chutes d'altitude observées dans les thalwegs de l'AEW (Figures 1.7-8). Cette constatation nous amène à la question suivante : « la marée atmosphérique est-elle prise en compte dans Méso-NH ? »

Ceci est effectivement le cas avec le diagnostique de la pression. Cette pression est en effet diagnostiquée à une constante près, cette dernière étant déterminée avec les conditions aux limites sur la conservation de la masse dans le domaine de la simulation, interpolées linéairement entre deux analyses. La marée atmosphérique imposée par les analyses est prise en compte de manière uniforme dans la simulation Méso-NH par l'intermédiaire de cette constante. La Figure 2.3b montre que dans le cas d'une simulation Méso-NH à 24 km, les oscillations de pression dans la région des Îles du Cap Vert à l'altitude 3000 m dues à la marée atmosphérique ont une amplitude de l'ordre de 1 hPa. Le couplage avec les analyses ECMWF toutes les six heures impose une forme d'onde triangulaire à cette onde semi-diurne, ce qui n'est certainement pas très réaliste.

Ce processus n'ayant a priori pas d'influence sur les perturbations météorologiques, sa relativement mauvaise représentation dans le modèle est sans doute sans importance. Cela dépend bien sûr de la taille du modèle simulé. Dans la réalité, plus on s'intéresse à un grand domaine, moins l'effet de la marée atmosphérique peut être considéré comme uniforme. En revanche, dans l'hypothèse où Méso-NH serait codé avec un système d'équations compressibles (voir conclusion de la thèse), le diagnostique de la pression ne serait plus la pour corriger le tir et il faudrait bien s'assurer de la correcte reproduction de cette marée atmosphérique, par l'intermédiaire notamment du forçage radiatif.

2.3.5. Configurations à un modèle, deux modèles imbriqués

Les deux cas d'étude considérés : une perturbation d'Afrique de l'Ouest qui se développe en Cyclone du Cap Vert et l'autre non, sont dans un premier temps simulés avec une configuration à un modèle de résolution 24 km, une résolution comparable à celle des données de couplage disponibles toutes les 6 heures. Ceci permet d'avoir une simulation sur un large domaine avec une meilleure résolution temporelle et de faire une première quantification des processus en jeu dans les deux évolutions simulées, même si la convection est paramétrée à cette échelle. Pour information, les simulations à un modèle pour une durée de 4 à 5 jours ont été effectuées sur le super calculateur de l'IDRIS par segments de 3 heures, chacun de ces segments de simulation occupant une mémoire de 6 Go et un temps de calcul de 1h30min. Les simulations à 24 km sont utilisées pour l'analyse énergétique du chapitre 5. Dans la mesure où l'impact de la convection dans le bilan d'énergie se traduit principalement par la libération de chaleur latente, un processus a priori correctement pris en compte par la convection paramétrée, nous supposons que l'interaction entre processus synoptiques et convectifs d'un point de vue énergétique peut être étudié avec ces simulations à 24 km.

Pour aller vers une convection explicite on rajoute un « modèle fils » de résolution 4 km, en mode « one-way ». C'est-à-dire que les données du « modèle père » à 24 km sont utilisées pour les conditions aux limite du modèle fils, mais les données du modèle fils ne sont pas réinjectés en retour dans le modèle père. On a en effet supposé que le modèle fils est de taille suffisamment grande pour résoudre complètement les processus synoptiques, de telle sorte que ce modèle fils résout a priori l'interaction entre processus convectifs et synoptiques. Pour information, les simulations à deux modèles pour une durée de 4 à 5 jours ont été effectuées sur le super calculateur de l'IDRIS par segments de 3 heures, chacun de ces segments de simulation occupant une mémoire de 15 Go et un temps de calcul de 20h30min. Ces simulations à 4 km de résolution sont utilisées pour l'analyse du tourbillon au chapitre 6. Les importantes circulations verticales à l'échelle de la convection ont en effet un impact important sur les différents termes sources/puits de l'équation du tourbillon, ce qui justifie l'utilisation d'une simulation avec convection explicite pour résoudre « correctement » les termes de cette équation.

Une remarque cependant : avec une résolution de 4 km on ne résout que les plus larges cellules convectives. Pour une meilleure représentation explicite des processus convectifs, il faudrait encore affiner la résolution, à 1 km, 500 m… Il y a toutefois un

compromis entre résolution et taille du modèle, les capacités de résolution numérique étant limités. Mais la technologie informatique évolue de façon fulgurante et les simulations sur un large domaine à ces hautes résolutions seront bientôt, possibles, voire déjà envisageables…

2.3.6. Applications

Les sorties des simulations

Les sorties des simulations sont enregistrées toutes les heures (demi-heures) pour la configuration à un modèle (deux modèles), puis diagnostiquées avec les outils Méso-NH. Les sorties du diagnostique contiennent les variables dynamiques et thermodynamiques du modèle, les précipitations au sol, la réflectivité radar et la température de brillance dans le canal de vapeur d'eau nº 6 de Meteosat (Saunders *et al*. 2005, Chaboureau *et al*. 2000, 2002). Cette température de brillance simulée est en particulier utilisée pour confronter les résultats des simulations aux observations Meteosat au chapitre 4. Ces données sont disponibles sur la grille Méso-NH au format NetCDF. Divers outils de visualisations et de post-traitements ont été développés sous MATLAB pour analyser ces données Méso-NH.

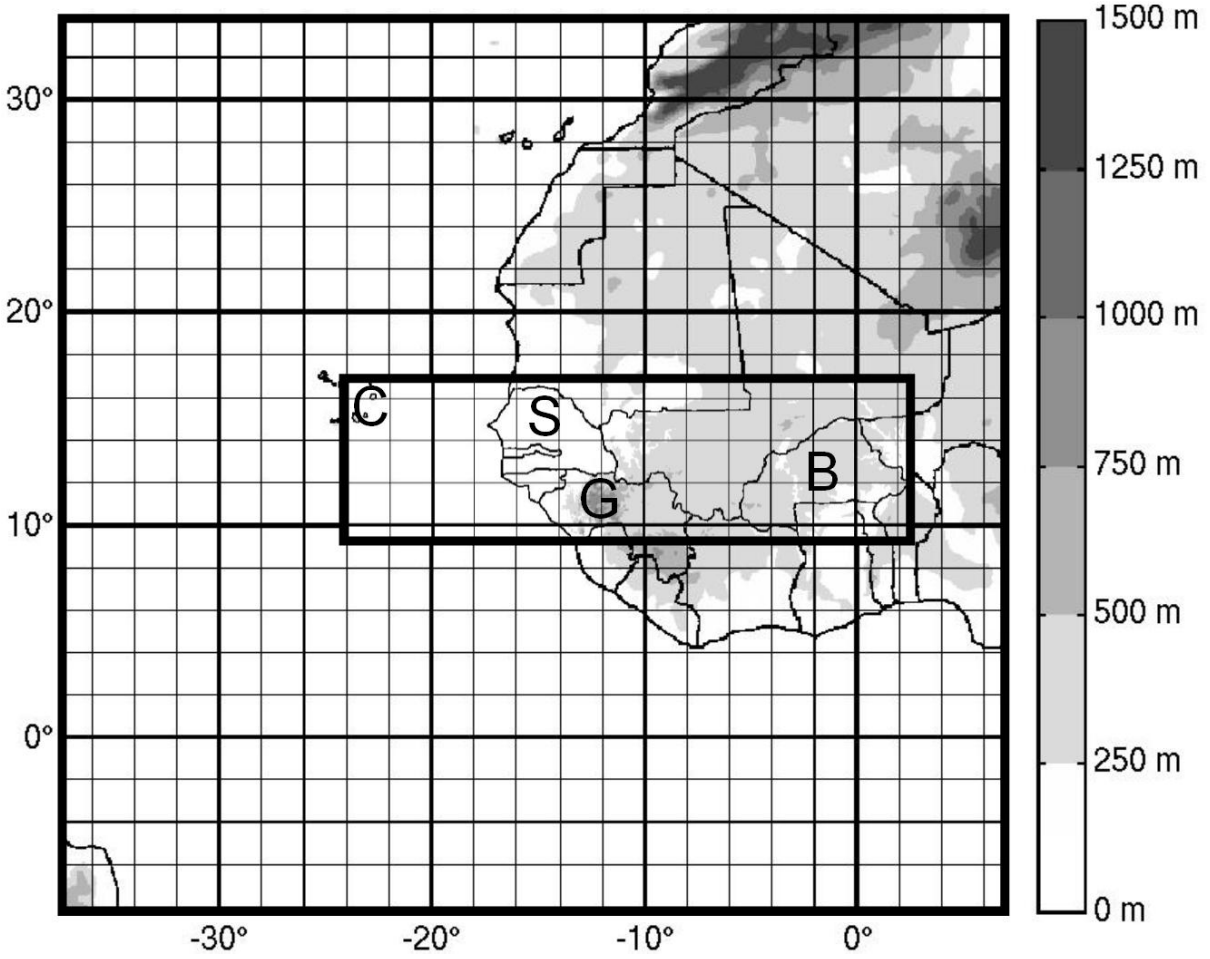

Figure 2.4*. Altitude de la surface (m) dans le domaine de la simulation Méso-NH du cas de la Perturbation pre-Helene à 24 km (carré noir extérieur), à 4 km (carré noir intérieur). L'échelle d'altitude est donnée à droite. Les lettres majuscules font références à des lieux d'Afrique de l'Ouest cités dans le texte: B: Burkina Faso, C: Îles du Cap Vert, G: Hauts plateaux guinéens, S: Sénégal*

Cas des simulations de la Perturbation pre-Helene (2006)

La perturbation d'Afrique de l'Ouest qui a donné naissance à l'Ouragan Helene le 12 septembre 2006 vers (12º N, 22º W) a été modélisée du 9 septembre 2006 à 00 UTC au 13 septembre UTC à 00 UTC pour les configurations à un et deux modèles. Le modèle à 24 km de résolution horizontale a pour limites : (8º S - 34º N, 37º W - 7º E), ce qui correspond à une

grille horizontale de 200 x 200 points (Figure 2.4). La grille verticale a 66 niveaux de la surface à 28 km d'altitude, avec une résolution de 60 m prés de la surface et de 600 m en haute troposphère. Ce modèle à 24 km est couplé avec les analyses opérationnelles de l'ECMWF. Le modèle à 4 km de résolution horizontale a pour limites : (9 - 17º N, 24º W - 3º E), ce qui correspond à une grille horizontale de 720 x 216 points (Figure 2.4). La grille verticale est la même que pour le modèle à 24 km.

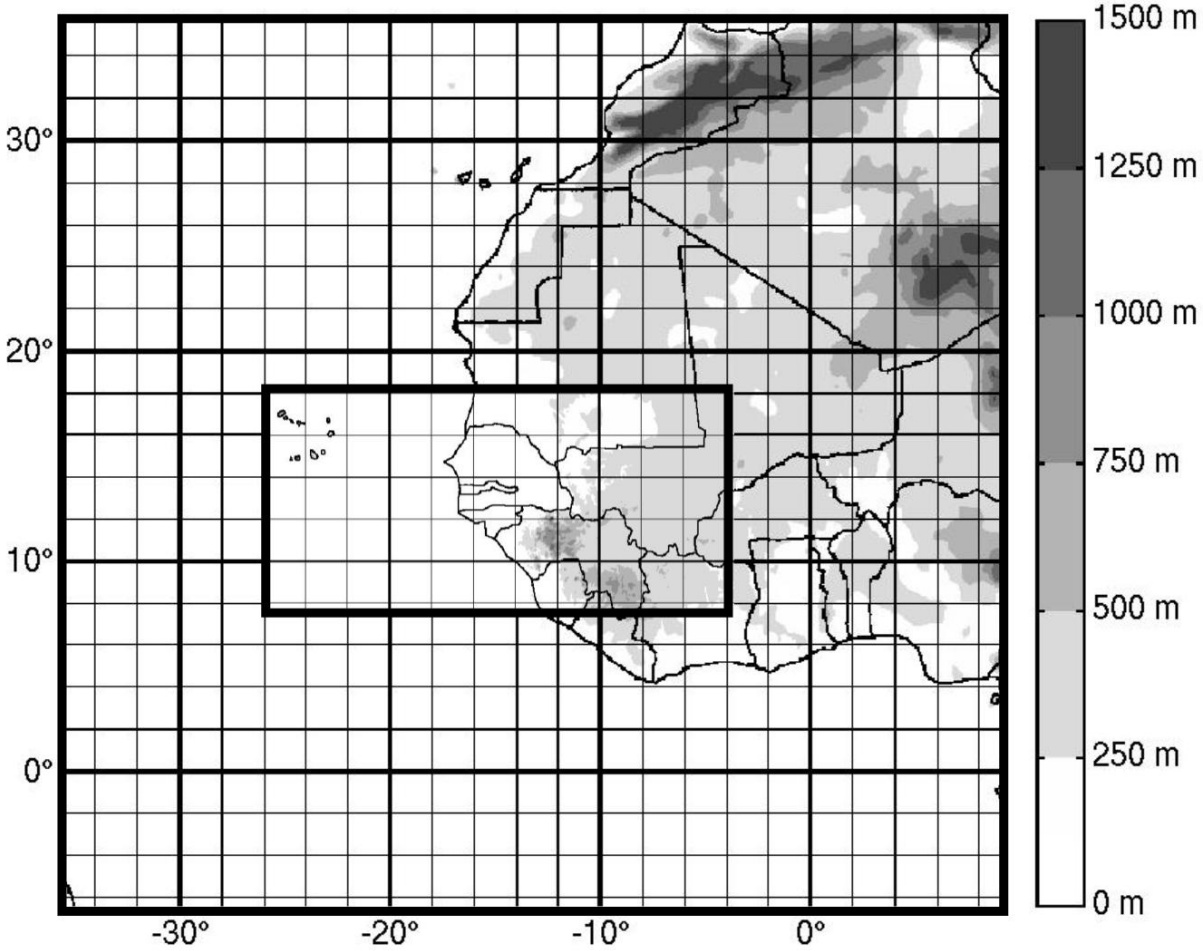

Figure 2.5*. Comme à la Figure 2.4, excepté pour le cas de la « Perturbation D ».*

Cas des simulations de la « Perturbation D »

La Perturbation D observée pendant la campagne AMMA / SOP-3 à Dakar en septembre 2006 a été modélisée du 24 septembre 2006 à 00 UTC au 29 septembre UTC à 00 UTC pour les configurations à un et deux modèles. Le modèle à 24 km de résolution horizontale a pour limites : (6º S - 36º N, 35º W - 9º E), ce qui correspond à une grille horizontale de 200 x 200 points (Figure 2.5). La grille verticale est identique à celle des simulations précédentes. Ce modèle à 24 km est couplé avec les ré-analyses de l'ECMWF effectuées spécialement pour la campagne AMMA et qui incluent les données supplémentaires de sondages et de dropsondes (Agusti-Panareda *et al.* 2009). Le modèle à 4 km de résolution horizontale a pour limites : (8 - 18º N, 26º W - 4º W), ce qui correspond à une grille horizontale de 600 x 288 points (Figure 2.5). La grille verticale est la même que pour le modèle à 24 km.

2.4. Les données dropsondes de la campagne d'observation

2.4.1. Présentation de la SOP-3 d'AMMA

« AMMA est un projet coordonné au niveau international focalisé sur la mousson ouest-africaine, sa variabilité du jour à interannuelle et les liens avec les aspects socio-économiques. » (http://www.amma-international.org). Cette campagne a couvert une multitude de domaines en physique de l'atmosphère, et nous nous intéressons plus particulièrement à la SOP-3, en partie dédiée à l'étude de l'évolution cyclogénétique des perturbations convectives d'Afrique de l'Ouest, coordonnée par le directeur de cette thèse, Frank Roux, du 15 au 29 septembre 2006 à Dakar.

Figure 2.6. *Falcon-20 photographié lors de la campagne COPS à Baden Baden en août 2007*

Durant cette période, l'avion SAFIRE / Falcon 20 (Figure 2.6) a échantillonné avec des mesures dropsondes VAISALA RD93 (Figure 3.2) quatre perturbations convectives à proximité de Dakar : la « Perturbation A » le 16 septembre, la « Perturbation B » les 18-19 septembre, la « Perturbation C » le 23 septembre et la « Perturbation D » les 25-26-27 septembre. Les Perturbations A, C et D sont des cas de non-cyclogénèse, tandis que la Perturbation B a plus tard donné naissance à l'ouragan Isaac. La « Perturbation pre-Helene », un cas de cyclogénèse au large de la côte Ouest africaine, a été observé au cours de la campagne NAMMA (Nasa African Monsoon Mutlidisciplinary Analysis, http://namma.msfc.nasa.gov/index.html, Jenkins *et al.* 2009) basée aux Îles du Cap Vert du 15 août au 14 septembre 2006.

Figure 2.7. *Dropsonde VAISALA RD93*

Commençons par remettre ces observations dropsondes dans leur contexte. Les Perturbations pre-Helene, A, B, C et D ont chacune été associées à un thalweg de l'AEW (onde d'Est africaine) caractérisé par une circulation cyclonique à 700 hPa, ainsi qu'à de l'activité convective. Le diagramme temps-longitude de type Hovmöller est une technique adaptée pour étudier ces perturbations se propageant zonalement (d'Est en Ouest ou d'Ouest en Est). La Figure 2.8a montre un tel diagramme construit avec le tourbillon à 700 hPa analysé par l'ECMWF, moyenné entre 7º et 15º N du 9 au 29 septembre 2006. Seules les valeurs de tourbillon supérieures à 10^{-5} s^{-1} sont représentées dans ce diagramme, de manière à distinguer les thalwegs se déplaçant zonalement entre ces deux latitudes. D'après

cette figure, les Perturbations pre-Helene, A, B, C et D ont été associées à des thalwegs de l'AEW bien définis, avec cependant des intensités variables. En particulier, le thalweg de l'AEW qui a donné naissance à l'ouragan Helene était beaucoup plus intense que les quatre autres. Le diagramme Hovmöller construit de la même manière avec la température de brillance Meteosat dans le canal de la vapeur d'eau 7.3 µm (Figure 2.8b) permet d'étudier l'activité convective associée. En particulier, des systèmes convectifs se sont propagés d'Est en Ouest avec les thalwegs de l'AEW précédemment identifiés, et les Perturbations A, B, C et D étaient associées à plus ou moins d'activité convective dans la région de Dakar où l'échantillonnage dropsonde a été effectué. Les données dropsondes prises pendant la campagne ainsi que la manière dont elles sont traitées font l'objet du paragraphe 2.4.2. Les résultats obtenus pour les Perturbations A, B, C et D sont donnés au paragraphe 2.4.3. Pour finir, un bilan sur ces données dropsonde fait l'objet du paragraphe 2.4.4.

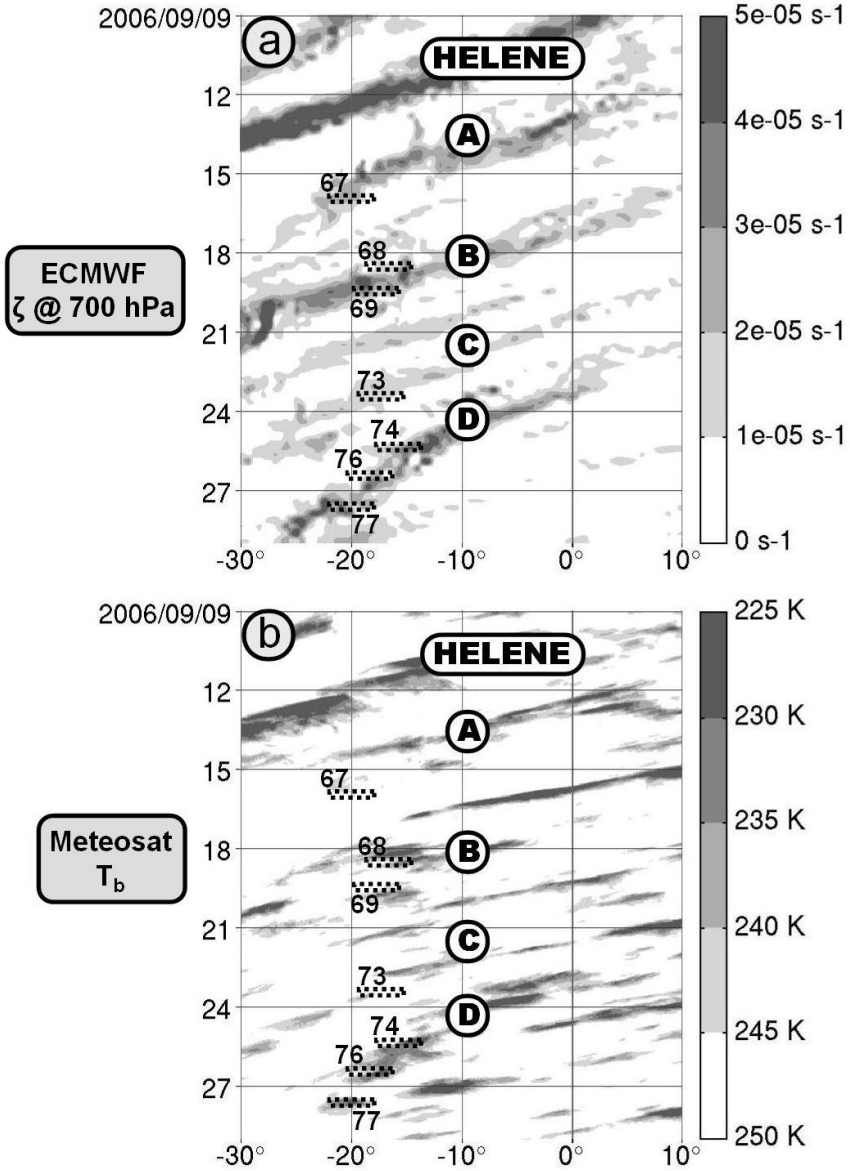

Figure 2.8. *(a) Diagramme temps – longitude de type Hovmöller pour le tourbillon vertical relatif (ζ) à 700 hPa analysé par l'ECMWF moyenné entre 7º et 15º N (grisé au dessus de +1.10^5 s^{-1}) entre le 9 et 29 Septembre 2006. L'axe horizontal indique la longitude en degré et l'axe vertical donne le temps en jour. Les perturbations cycloniques, auxquelles ont étés associés l'ouragan Helene et les Perturbations A, B, C et D sont précisées. Les échantillonnages dropsonde effectués pendant la campagne AMMA / SOP-3 sont indiqués par les rectangles en pointillés et les numéros des vols correspondants. (b) Comme (a), excepté à partir de la température de brillance Meteosat (T_b, grisé en dessous de -245 K ou -28º C)*

2.4.2. Les données dropsondes

Présentation

Les dropsondes VAISALA RD93 disposent de capteurs de pression, de température et d'humidité, ainsi que d'un système de localisation GPS. Lorsque la dropsonde est larguée depuis l'avion, les paramètres dynamiques et thermodynamiques qu'elle mesure toutes les 0.5s sont numérisés à l'aide d'un micro-processeur embarqué, et transmis à l'avion par radio. Le système de réception Vaisala AVAPS, récupère la donnée brute sous forme de fichiers ASCII. Ces données sont entachées d'erreurs dues à des défaillances sporadiques des capteurs, ce qui nécessite un prétraitement. Les erreurs classiques sont les suivantes. (1) Les mesures thermodynamiques étant initialisées dans l'avion avant le largage, la dropsonde n'atteint un équilibre avec l'air environnant qu'au bout de quelques secondes après le largage, et les mesures de température et d'humidité pendant cette phase d'adaptation ne sont pas exploitables (la mesure de pression est en revanche correcte, dès l'instant où la dropsonde est à l'extérieur). (2) La mesure GPS a également besoin de quelques minutes pour se caler sur un nombre suffisant de satellites et donner une mesure correcte. Il arrive aussi que le GPS cesse de donner sa position en cours de chute, lorsque le nombre de satellites visibles devient inférieur à quatre. (3) Lorsque la dropsonde traverse un nuage de glace et se couvre de givre, la mesure d'humidité reste bloquée pendant quelques temps ensuite, aux alentours de 100%, ce qui conduit à un profil d'atmosphère anormalement instable (Figure 2.9). (4) La dropsonde peut continuer à émettre alors qu'elle a touché le sol, mais les mesures correspondantes ne doivent pas être prises en compte. (5) Le capteur de pression peut se bloquer de manière aberrante pendant quelques secondes, puis reprendre son fonctionnement normal.

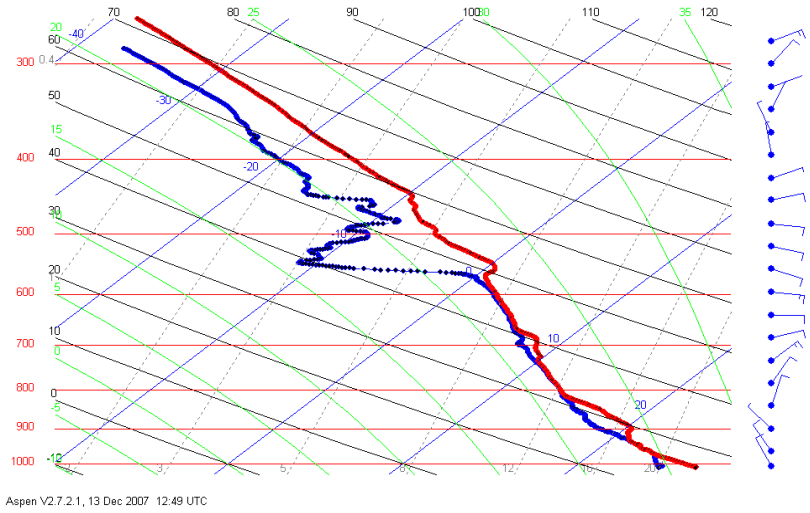

Figure 2.9. *Diagramme SkewT-logP relatif à la dropsonde lâchée le 2006-09-23 à 12 :38 UTC lors du vol 73 de la campagne AMMA*

Prétraitement

Le prétraitement de ces erreurs a été effectué à l'aide de la version 2.7.2 du logiciel ASPEN mis à disposition par le NCAR – EOL (http://www.eol.ucar.edu/rtf/facilities/software/aspen/aspen_form.html).
Ce logiciel a cependant montré quatre limites : (1) l'altitude au point de chute de la dropsonde n'est pas donnée par ASPEN ; (2) les mesures prises une fois que la dropsonde est au sol doivent être enlevées à la main ; (3) la position GPS est recopiée tel quel dans le fichier de sortie, même si elle est parfois aberrante ; (4) des positions GPS sont manquantes la où les mesures thermodynamiques ont marchées. Un programme FORTRAN a donc été mis au point pour prendre ces erreurs en compte et aller vers une automatisation du traitement de ces données dropsondes.

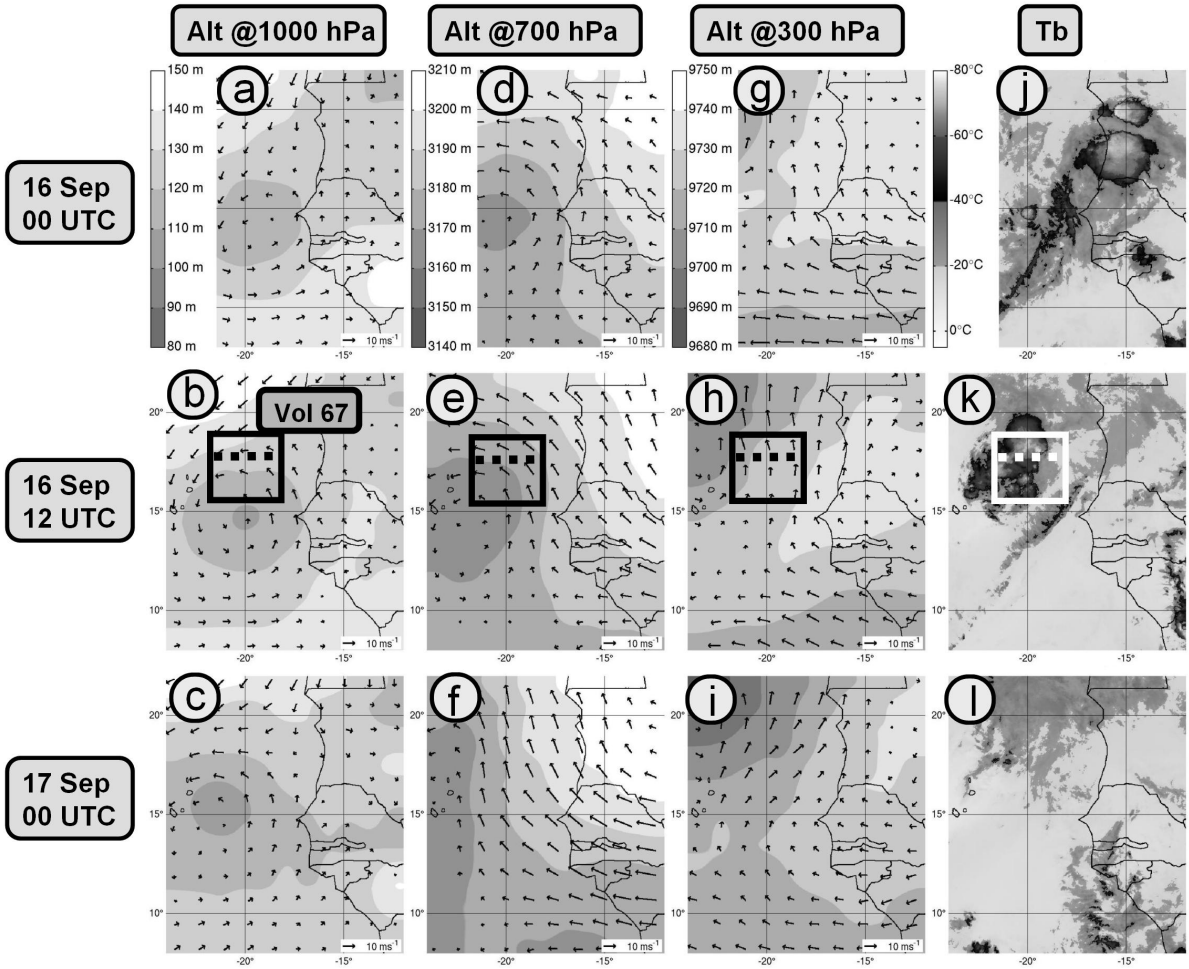

Figure 2.10. (a-c) Sections horizontales d'altitude géopotentielle (m) et du vent horizontal (flèches) à 1000 hPa analysés par ECMWF; (d-f) comme (a-c) excepté à 700 hPa; (g-i) comme (a-c) excepté à 300 hPa; (j-l) température de brillance Tb (ºC) dans le canal de la vapeur d'eau (7.3µm) obtenu avec les données Meteosat-9. Ces images sont données du 16 septembre 2006 à 00 UTC (images du haut: a, d, g et j) au 17 septembre 2006 à 00 UTC (images du bas: c, f, i et l). Les échelles d'altitude et de température de brillance sont données en haut à gauche de chaque colonne. L'échelle du vent horizontal est donnée en bas à droite de chaque image. Au cours du vol 67 du 16 septembre 2006, 8 dropsondes ont été lâchées entre 14:52 et 16:42 UTC dans la zone définie par les carrées noires sur les images b, e, h et k. Les lignes pointillées dans ces carrés indiquent la position des coupes zonale - verticale représentées à la Figure 2.11.

Composites dropsondes

Au cours des opérations de lâchés de dropsondes qui nous intéressent, un espace de 500 km x 500 km a été quadrillé avec un maillage d'au moins trois dropsondes par côté, deux lâchés consécutifs étant espacés d'environ 150 km. En supposant que les processus physique à l'échelle des observations dans le domaine d'observation n'ont pas trop évolués au cours de l'opération (deux à trois heures), les données dropsondes permettent d'étudier quelques caractéristiques à mésoéchelle des perturbations observées. Dans ce cas il est possible d'interpoler les mesures dynamiques et thermodynamiques dans la zone maillée à l'aide d'une méthode variationnelle, aboutissant à une représentation composite en trois dimensions des champs mesurés. Ces données composites sont obtenues avec le programme Fortran « Avardrop », développé par Marie-Pierre Moine (Moine 2001) lors de son travail de thèse au Laboratoire d'Aérologie, et mis à jour par Michel Chong pour la campagne AMMA. Un programme personnel développé sous MATLAB permet de visualiser ces données composites sous forme de coupes horizontales et verticales. Cette analyse composite appliquée aux données dropsondes présentées à la section précédente a permis

de restituer les champs dynamiques et thermodynamiques des Perturbations A, B, C et D dans des domaines de taille 500 km x 500 km horizontalement et 10 km verticalement. Par ces dimensions et la résolution horizontale de 100 km, les composites dropsondes ne peuvent être utilisés que pour décrire l'environnement à mésoéchelle des perturbations échantillonnées. Les processus synoptiques et convectifs sont plus précisément étudiés avec les analyses ECMWF et les images Meteosat-9 respectivement, présentées aux paragraphes précédents.

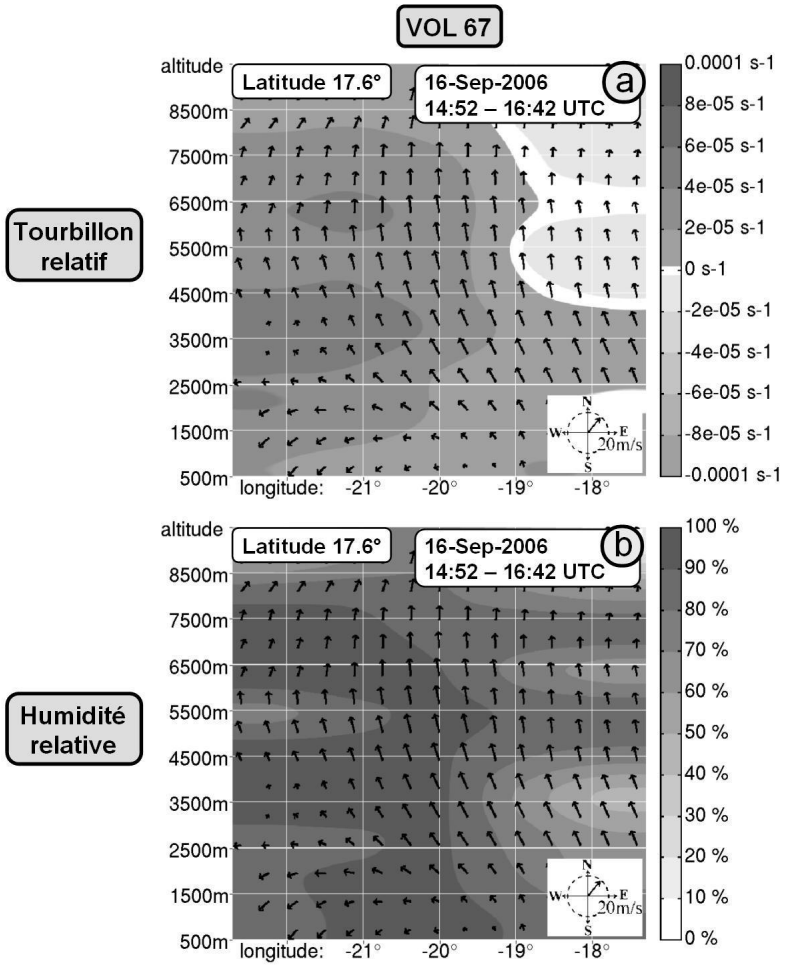

Figure 2.11. (a) Section zonale – verticale du tourbillon vertical relative (s^{-1}) obtenue à partir des données composites dropsondes du vol 67. La position de ces sections est donnée à la Figure 2.10b. L'axe horizontal donne la longitude en degrés et l'axe vertical donne l'altitude en mètres. (b) comme (a), excepté pour l'humidité relative (%). L'échelle de tourbillon vertical relatif (humidité relative) est donnée en haut (bas) à droite. Le vent horizontal est représenté sous forme de flèches, avec l'échelle donnée en bas à droite.

2.4.3. Résultats

L'analyse des données dropsondes pour les Perturbations A, B et C est faite dans Jenkins *et al.* (2009, paragraphe 3c iii), et dans Arnault et Roux (2009b, paragraphe 2.1) pour la Perturbation D. Ce paragraphe est une traduction en français de cette analyse. Ces Perturbations A, B, C et D sont étudiées séparément à l'aide de coupes horizontales de l'altitude géopotentielle et des vents à 300, 700 et 1000 hPa, et de température de brillance. Les cartes d'altitude géopotentielle sont données toutes les 12 heures à 00 et 12 UTC. L'effet de la marée atmosphérique étant un phénomène semi-diurne (Figure 2.3), les altitudes géopotentielle à ces heures de la journée peuvent être représentées sur la même échelle. Les environnements de mésoéchelle des Perturbations A, B, C et D sont ensuite caractérisés à l'aide de sections zonales - verticales d'humidité relative et de tourbillon relatif déduites des composites dropsondes présentés au paragraphe 2.4.2.

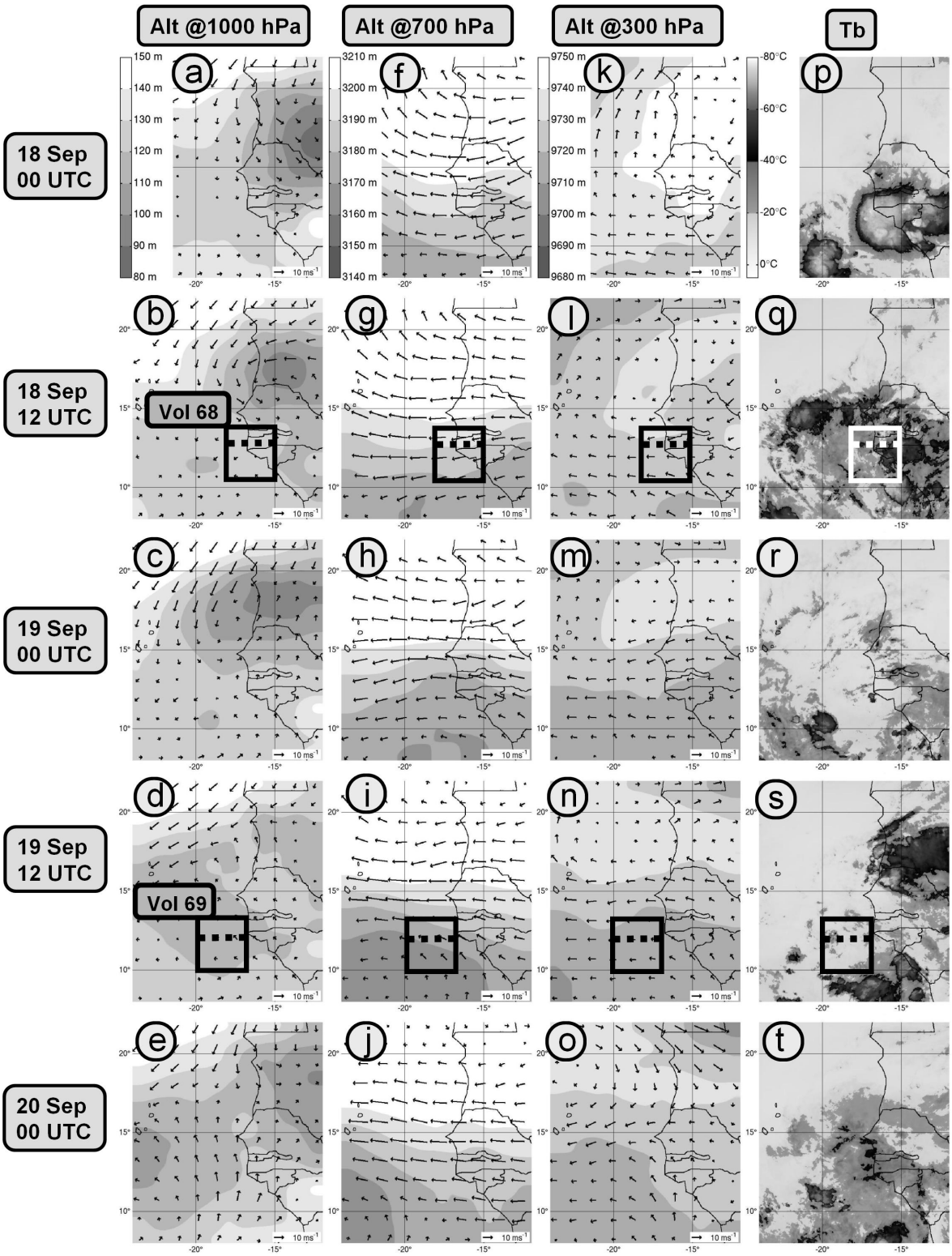

Figure 2.12. Comme dans la Figure 2.10, excepté du 18 septembre 2006 à 00 UTC (images du haut: a, f, k et p) au 20 Septembre 2006 à 00 UTC (images du bas: e, j, o et t). Au cours du vol 68 du 18 septembre 2006, 10 dropsondes ont été lâchées entre 14:44 et 16:46 UTC dans la zone définie par les carrées noires des images b, g, l et q. Les lignes pointillées dans ces carrés indiquent la position des coupes zonale - verticale représentées à la Figure 2.13a-c. Au cours du vol 69 du 19 septembre 2006, 12 dropsondes ont été lâchées entre 11:11 et 13:12 UTC dans la zone définie par les carrées noires des images d, i, n et s. Les lignes pointillées dans ces carrés indiquent la position des coupes zonale - verticale représentées à la Figure 2.13b-d.

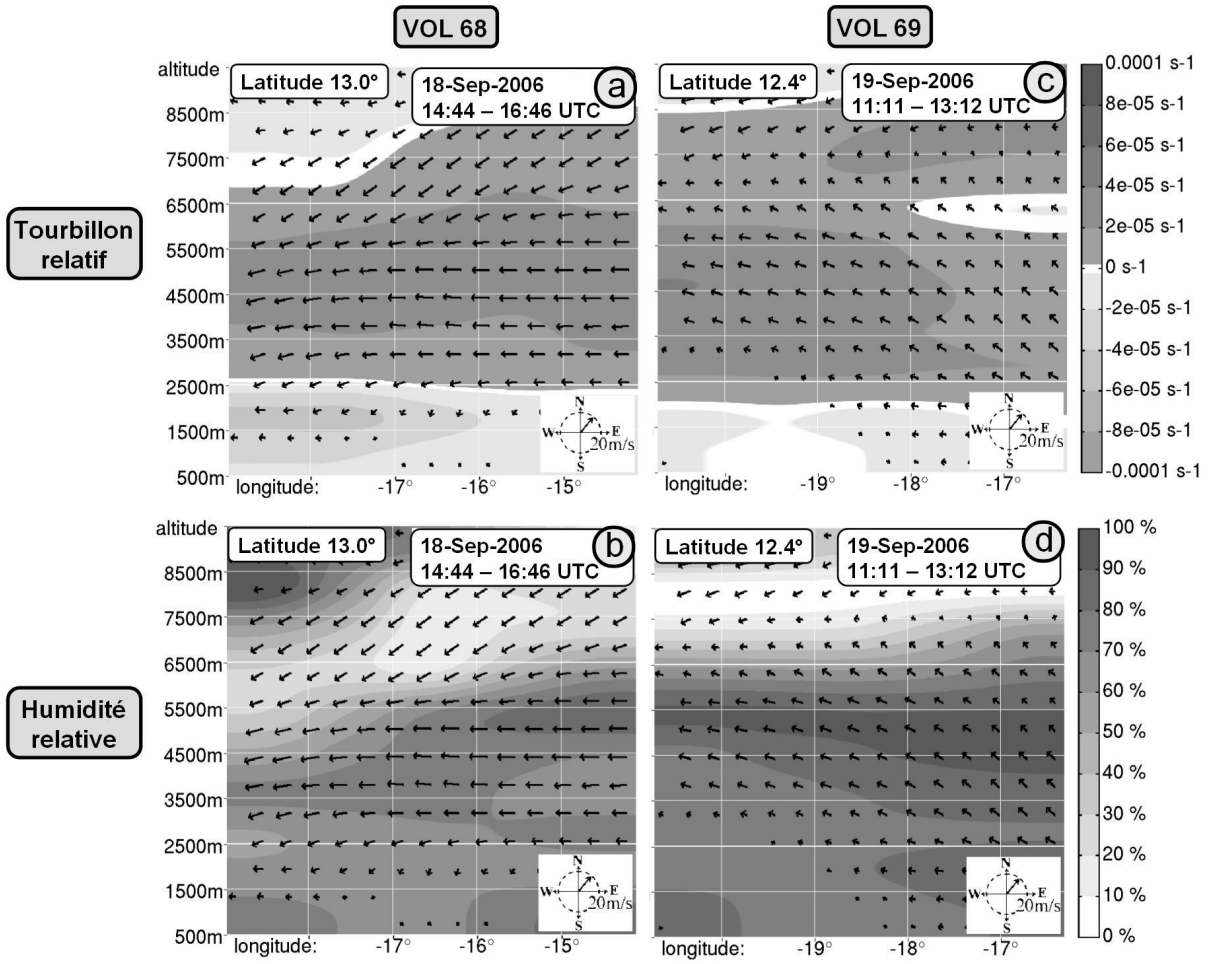

Figure 2.13. (a,c) comme dans la Figure 2.11a, excepté pour (a) le vol 68, (c) le vol 69; (b,d) comme dans la Figure 2.11b, excepté pour (b) le vol 68, (d) le vol 69. La position de ces sections est donnée à la Figure 2.12b pour le vol 68, et à la Figure 2.12d pour le vol 69.

Perturbation A

Le 16 septembre au matin, la Perturbation A était associée à un thalweg avec une circulation cyclonique fermée en basse et moyenne troposphère, ainsi qu'à de la convection profonde au large de la côte Ouest africaine (Figure 2.10). Dans l'après-midi cependant, un thalweg des moyennes latitudes s'est approché de la région des Îles du Cap Vert par le Nord-Ouest (nettement visible à 300 hPa, Figure 2.10h, i) alors que la circulation anticyclonique associé à la dorsale de l'AEW à l'Est de la Perturbation A se renforçait. Remarquons ici que la Perturbation A correspond au thalweg 3 des Figures 1.7 et 1.8 discutées dans l'introduction (paragraphe 1.3.3), où le lien entre le renforcement de cette dorsale et la circulation anticyclonique surplombant le WAHL avait été suggérée. Cette circulation anticyclonique a renforcé le flux de Sud-est à l'Est de la Perturbation A, ce qui a eu pour effet de cisailler la circulation cyclonique associée en moyenne troposphère (Figure 2.10e, f). Le système convectif du 16 au matin s'est rapidement dissipé dans l'après-midi et la Perturbation A n'a pas eu d'évolution cyclogénétique.

Les sections zonales – verticales des composites dropsondes de la Figure 2.11 confirment que le 16 septembre, en début d'après midi, la Perturbation A était bien associée à du tourbillon cyclonique (jusqu'à +6 10^{-5} s^{-1}) et de l'air humide (humidité relative > 90 %) entre la surface et 9 km à l'Ouest de 19º W. Cette figure révèle aussi la présence d'air anticyclonique (jusqu'à -2 10^{-5} s^{-1}) et relativement sec (humidité relative < 70 %) en moyenne troposphère en provenance de l'Ouest. Cette observation confirme que l'intensification de la dorsale de l'AEW à l'Est de la Perturbation A pourrait avoir eu pour origine de l'air sec Saharien anticyclonique, en relation avec le WAHL. Cet air sec saharien pourrait par ailleurs avoir eu un lien avec la dissipation du système convective observée

durant l'après-midi du 16 septembre. Pour finir, les vents de Sud-est en moyenne et haute troposphère, associés au cisaillement de la circulation cyclonique de la Perturbation A, sont aussi visibles dans les données dropsondes (Figure 2.11).

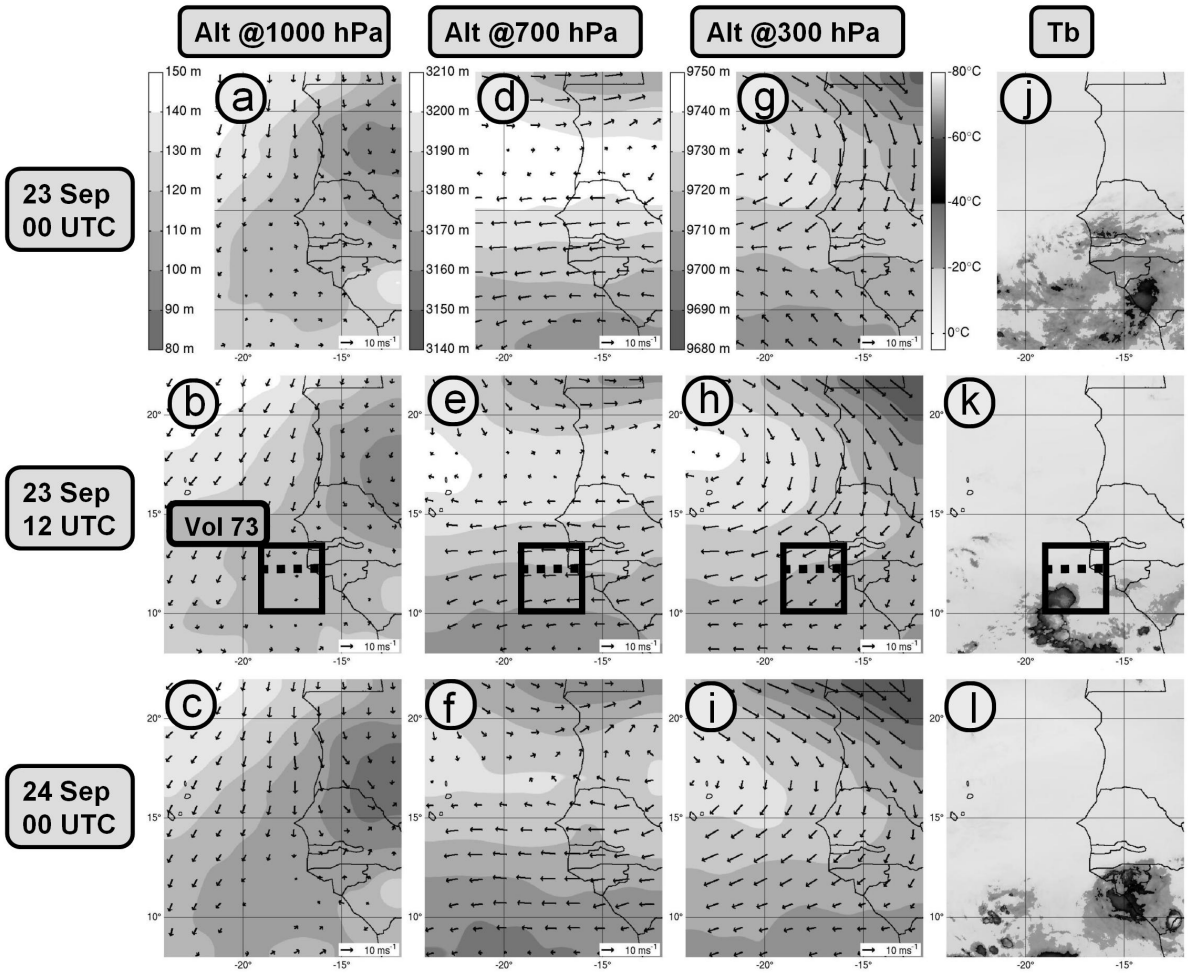

Figure 2.14. Comme dans la Figure 2.10, excepté du 23 septembre 2006 à 00 UTC (images du haut: a, d, g et j) au 24 Septembre 2006 à 00 UTC (images du bas: c, f, i et l). Au cours du vol 73 du 23 septembre 2006, 9 dropsondes ont été lâchées entre 11:18 et 13:18 UTC dans la zone définie par les carrées noires des images b, e, h et k. Les lignes pointillées dans ces carrés indiquent la position des coupes zonale - verticale représentées à la Figure 2.15.

Perturbation B

La Perturbation B a été associée à un thalweg de basse troposphère quittant la côte mauritanienne le 18 septembre et se déplaçant vers le Sud-ouest (Figure 2.12a, b, c). La Perturbation B a aussi été associée à une légère courbure cyclonique des vents à 700 hPa dans un thalweg de l'AEW plus au Sud (Figure 2.12g, h). Cette circulation synoptique était accompagnée d'une faible activité convective (Figure 2.12q, r, s, t). Les thalwegs de basse et moyenne troposphère se sont alignés verticalement le 20 septembre, tandis que l'activité convective était très peu organisées. Pour information, la convection profonde associée à cette perturbation a commencée à s'organiser le 23 septembre, malgré un cisaillement des vents renforcé par la présence d'un thalweg des moyennes latitudes centré vers (35º N, 40º W). Le système a continué à se développer après le passage du thalweg des moyennes latitudes pour finalement donner naissance à la dépression tropicale Isaac le 27 septembre vers (26º N, 53º W), cette dernière atteignant l'intensité d'un ouragan le 30 septembre vers (31º N, 58º W) d'après le NHC.

Les sections zonales – verticales (Figure 2.13) des composites dropsondes des 18 et 19 septembre montrent que la troposphère s'est humidifiée entre la surface et 6 km (humidité relative passant approximativement de 60 à 80 %). Le 18 septembre, la circulation

était cyclonique (jusqu'à +4 10^{-5} s^{-1}) entre 3 et 8 km, et anticyclonique (jusqu'à -8 10^{-5} s^{-1}) en dessous de 3 km, alors que l'échantillonnage dropsonde avait lieu au Sud du vortex cyclonique de basse couche (Figure 2.12b). Cette signature est caractéristique du thalweg d'une AEW d'amplitude maximale en moyenne troposphère. Le 19 septembre par contre le tourbillon anticyclonique de basse couche était beaucoup moins intense (jusqu'à -2 10^{-5} s^{-1}), un environnent plus favorable à la cyclogénèse tropicale.

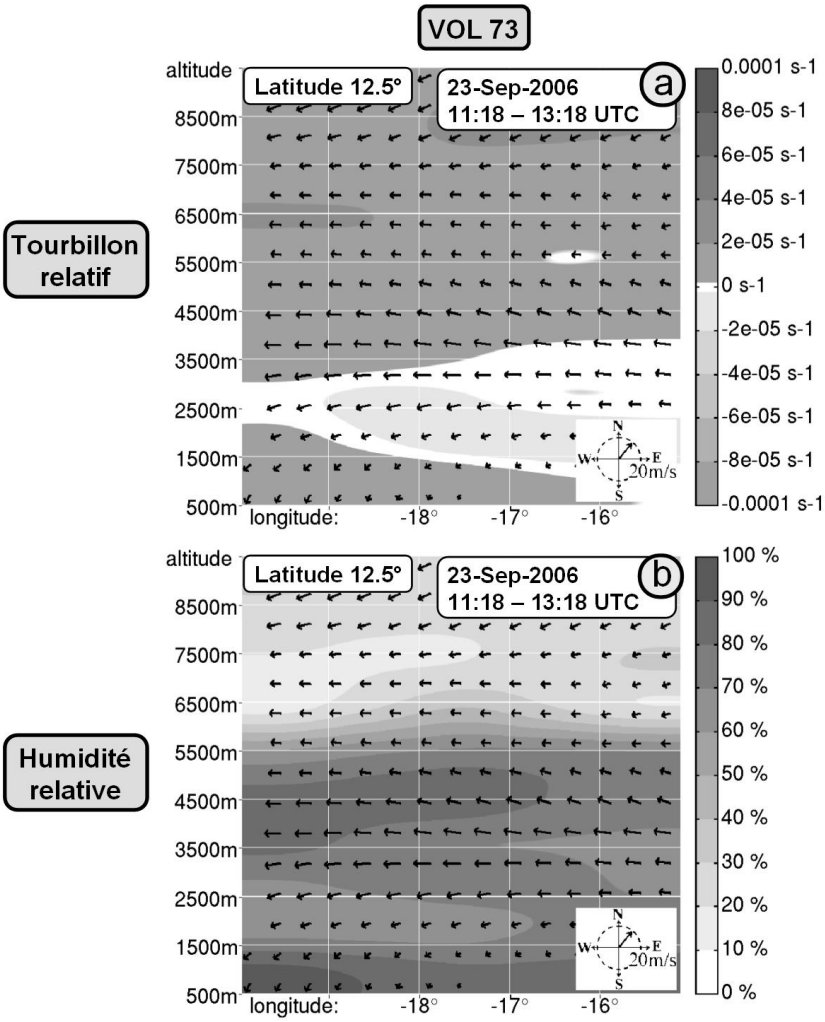

Figure 2.15. (a) comme dans la Figure 2.11a, excepté pour le vol 73; (b) comme dans la figure 2.11b, excepté pour le vol 73. La position de ces sections est donnée par les lignes pointillées sur la Figure 2.14b.

Perturbation C

Les 23 et 24 septembre, la Perturbation C a été associée à une faible circulation cyclonique en basse et moyenne atmosphère, à des conditions très nettement anticycloniques en haute troposphère, et à une faible activité convective au large de la côte Ouest africaine (Figure 2.14). Ce système n'a pas eu d'évolution cyclogénétique par la suite. Les sections zonales – verticales des composites dropsondes montrent que l'air associé à cette Perturbation C était relativement sec (humidité relative < 80 %) et la circulation légèrement anticyclonique (jusqu'à - 2 10^{-5} s^{-1}) le 23 septembre entre 1 et 4 km (Figure 2.15). La présence de cet air relativement sec en basse couche explique certainement la faible activité convective observée à ce moment là. La circulation était par contre faiblement cyclonique entre 4 et 9 km (jusqu'à +2 10^{-5} s^{-1}), l'échantillonnage dropsonde ayant été fait suffisamment au Sud pour ne pas voir la circulation anticyclonique en haute troposphère plus au Nord.

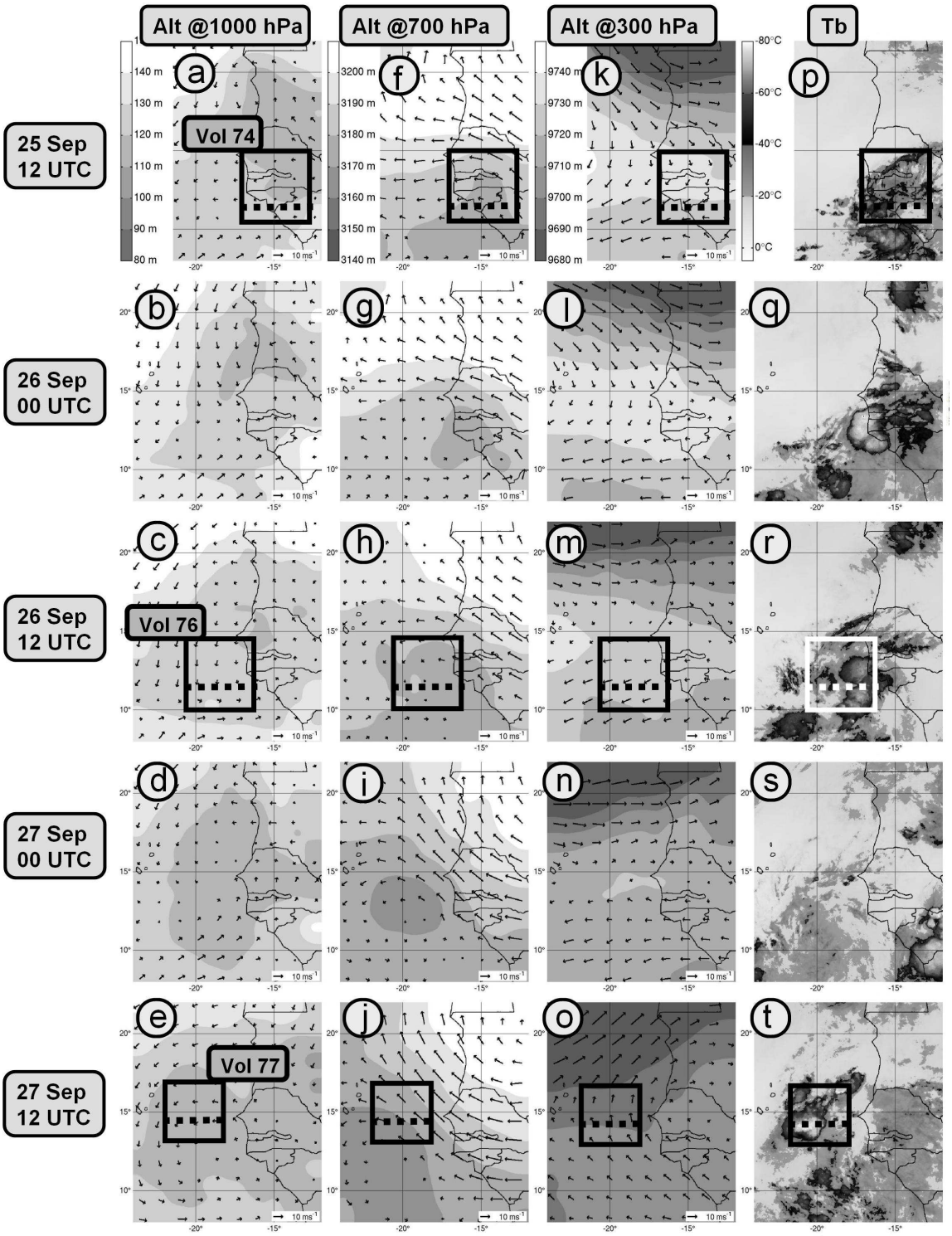

Figure 2.16. Comme dans la Figure 2.10, excepté du 25 septembre 2006 à 00 UTC (images du haut: a, f, k et p) au 28 Septembre 2006 à 00 UTC (images du bas: e, j, o et t). Au cours du vol 74 du 25 septembre 2006, 12 dropsondes ont été lâchées entre 10:31 et 13 :17 UTC dans la zone définie par les carrées noires des images a, f, k et p. Les lignes pointillées dans ces carrés indiquent la position des coupes zonale - verticale représentées à la Figure 2.17a,d. Au cours du vol 76 du 26 septembre 2006, 8 dropsondes ont été lâchées entre 15:45 et 18 :04 UTC dans la zone définie par les carrées noires des images c, h, m et r. Les lignes pointillées dans ces carrés indiquent la position des coupes zonale - verticale représentées à la Figure 2.17b, e. Au cours du vol 77 du 27 septembre 2006, 12 dropsondes ont été lâchées entre 13:32 et 16 :01 UTC dans la zone définie par les carrées noires des images e, j, o et t. Les lignes pointillées dans ces carrés indiquent la position des coupes zonale - verticale représentées à la Figure 2.17c, f.

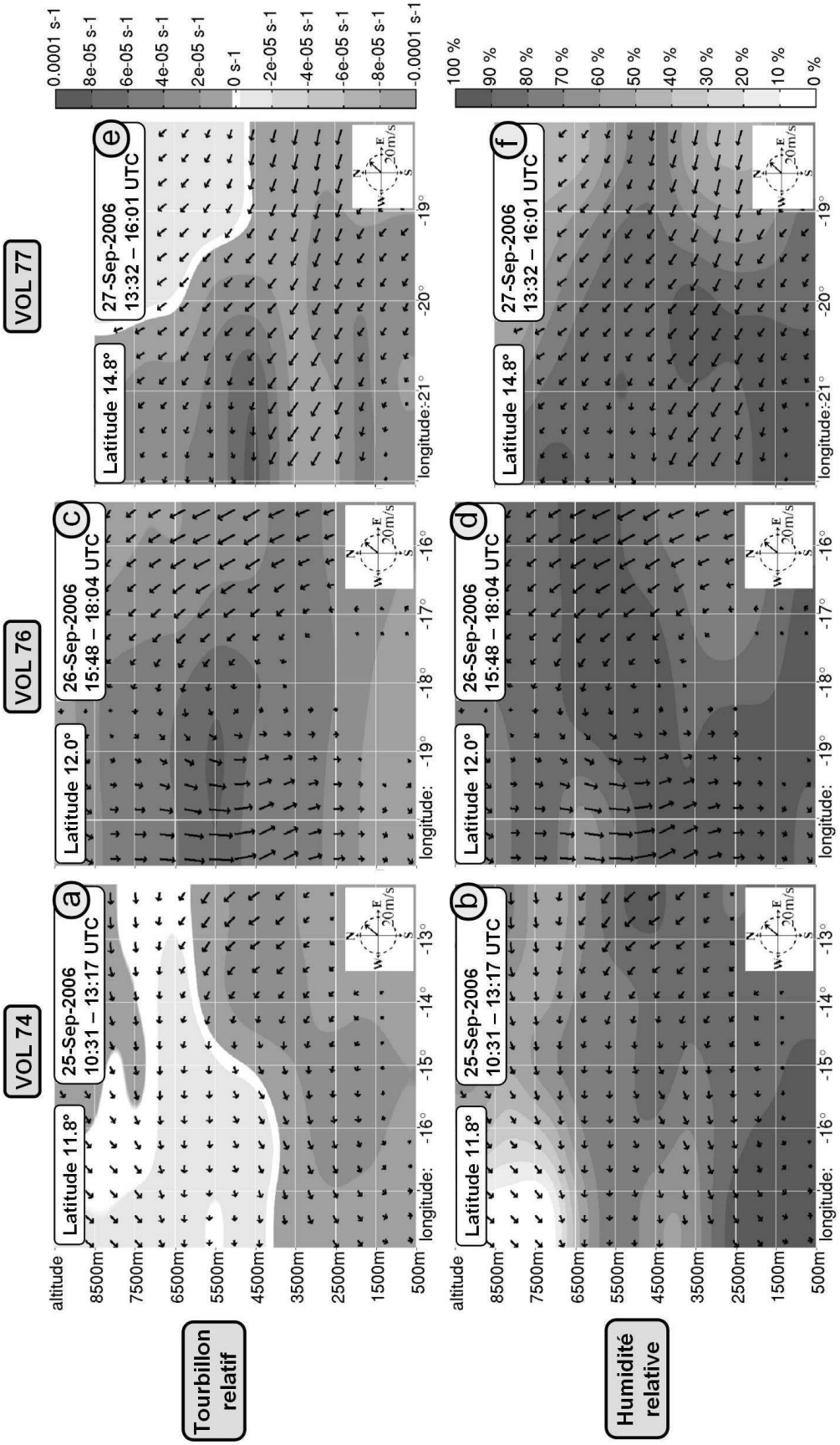

Figure 2.17. (a, c, e) comme dans la Figure 2.11a, excepté pour (a) le vol 74, (c) le vol 76, (e) le vol 77; (b, d, f) comme dans la Figure 2.11b, excepté pour le (a) vol 74, (d) le vol 76, (f) le vol 77. La position de ces sections est donnée à la Figure 2.16a pour le vol 74, à la Figure 3.16c pour le vol 76 et à la Figure 3.16e pour le vol 77.

Perturbation D

Dans l'après midi du 25 septembre, la Perturbation D a été associée à un thalweg de l'AEW développé en basse et moyenne troposphère, à des conditions plutôt anticycloniques en haute troposphère, et à une faible activité convective prés de la côte Ouest africaine (Figure 2.16). Plusieurs développements convectifs désorganisés ont eu lieu au large des côtes dans la journée du 26 septembre (Figure 2.16r), cette activité convective disparaissant cependant totalement au début de la nuit (Figure 2.16s). En même temps la circulation anticyclonique associée à la dorsale suivante dans l'AEW s'est intensifiée (Figure 2.16g, h, i, j) (comme pour la Perturbation A), certainement en relation avec l'anticyclone surplombant le WAHL et un thalweg en provenance des moyennes latitudes s'approchant de la région des Îles du Cap Vert par le Nord, nettement visible à 300 hPa (Figure 2.16m, n, o). La circulation anticyclonique de cette dorsale de l'AEW a continuée à se renforcer le 27 septembre, tandis que le thalweg d'altitude continuait à se rapprocher. L'intensification de la circulation anticyclonique en moyenne troposphère à l'Est de la Perturbation D a cisaillé sa circulation cyclonique, comme pour la Perturbation A (comparer Figures 2.10f et 2.16j). Le thalweg des moyennes latitudes en haute troposphère a certainement contribué à ce cisaillement. Un re-développement convectif a été observé entre Dakar et les Îles du Cap Vert dans l'après-midi du 27 septembre, certainement en rapport avec ce thalweg des moyennes latitudes (Figure 2.16t). La convection peut en effet se renforcer lorsque sa circulation divergente en altitude se couple avec la circulation convergente d'un thalweg d'altitude. Cette Perturbation D s'est cependant retrouvée beaucoup au Nord, en conséquent déconnectée du flux de mousson en basse troposphère, et avec une structure cyclonique désorganisée en moyenne troposphère. Ces deux facteurs ont certainement joué un rôle dans la rapide dissipation du système convectif du 27 septembre, ainsi que dans la non évolution cyclogénétique de la Perturbation D par la suite.

Les sections zonales – verticales des composites dropsondes des 25 et 26 septembre montrent que la troposphère s'est humidifiée (humidité relative passant de 70 à plus de 90 % entre 1 et 7 km), associée à une intensification de la circulation cyclonique (jusqu'à 10^{-4} s^{-1} à 5.5 km) entre 2 et 9 km (Figure 2.17). Les sections zonales – verticales des composites dropsondes du 27 septembre montrent cependant la présence d'air relativement sec (humidité relative < 60 %) entre 1 et 9 km, anticyclonique (jusqu'à -2 10^{-5} s^{-1}) au dessus de 5 km et cyclonique (jusqu'à +2 10^{-5} s^{-1}) en dessous. Ce résultat confirme l'hypothèse selon laquelle l'intensification de la circulation anticyclonique de la dorsale de l'AEW est liée à de l'air anticyclonique saharien, probablement associé au WAHL. Cet air sec saharien pourrait aussi avoir un lien avec la dissipation rapide du système convective observée durant l'après-midi du 27 septembre.

2.4.4. Bilan des mesures dropsonde pendant la SOP-3

Nous avons montré dans la section précédente que les observations dropsondes recoupent les analyses des données ECMWF et Meteosat-9, ce qui est un résultat intéressant dans la mesure où ces données sont indépendantes. Qui plus est, en raison du faible nombre d'observations en Afrique de l'Ouest assimilées dans les analyses opérationnelles ECMWF, les observations dropsondes sont certainement plus proches de la réalité. L'utilisation des données dropsondes reste néanmoins limitée dans la mesure où ces données n'apportent pas une meilleure résolution par rapport aux analyses ECMWF, et couvrent un domaine assez petit comparé à la taille des processus résolus à cette résolution là. Ces données dropsondes qui ne pouvaient être transmises en temps réel (pas de transmission satellite à bord de l'avion Falcon-20), ont néanmoins été assimilées par le modèle ECMWF lors d'une réanalyse dédiée à la campagne AMMA. Leur impact est assez sensible, conduisant à une meilleure corrélation entre les structures dynamiques (tourbillons cycloniques et flux de mousson, en particulier) produites par le modèle et les structures convectives observées independamment par Meteosat (Agusti-Panareda *et al.* 2009).

Parmi les quatre perturbations observées pendant la SOP-3, nous avons choisi d'approfondir le cas de la Perturbation D, dans la mesure où c'est sur ce cas que l'effort de mesures dropsondes a été le plus important. Lors de la campagne en effet, cette perturbation semblait être un bon candidat à une évolution cyclogénétique, bien que la cyclogénèse n'est finalement pas eu lieu. Cela vaut certainement la peine de creuser ce cas

en particulier. Avant de se lancer dans l'étude de cas particuliers (chapitres 4, 5 et 6), nous proposons une climatologie de la formation des Cyclones du Cap Vert (chapitre 3).

Pour conclure ce chapitre, nous voyons trois grands intérêts aux mesures dropsondes. (1) La réalisation de ces mesures est tout d'abord le résultat d'un travail d'équipe remarquable entre prévisionnistes, scientifiques et pilotes, et l'analyse composite donne un premier aperçu de la perturbation étudiée, à compléter par des données complémentaires (satellite, analyse, modèle). (2) Ces mesures peuvent ensuite être intégrées dans un processus de ré-analyse et ainsi améliorer la représentation 3D des variables météorologiques par rapport à ce qui a été observé en opérationnel dans les analyses. Ces ré-analyses ont été utilisés pour représenter les conditions aux limites des simulations Méso-NH de la Perturbation D (paragraphe 2.3.6), ce qui a permis d'obtenir des simulations plus « réalistes » (3) Ces données dropsondes permettent enfin de focaliser l'attention des scientifiques sur quelques cas particuliers et de les inciter à les approfondir. Sans les dropsondes, on ne se serait en effet jamais intéressé à la Perturbation D, un cas de non-cyclogénèse a priori sans importance.

CHAPITRE 3

CLIMATOLOGIE DES CYCLONES DU CAP VERT

Sommaire

3.1. Le modèle de cyclone tropical d'Emanuel (2006) **44**
3.2. Résultats (Arnault et Roux 2009c) **44**

Les déductions faites à partir de l'analyse des cas particuliers des perturbations « pre-Helene » et « D » ont incité à évaluer leur représentativité pour un ensemble beaucoup plus large de situations. L'analyse climatologique présentée dans ce chapitre concerne donc cinq étés consécutifs d'analyses ECMWF (paragraphe 2.1) et d'images Méteosat (paragraphe 2.2), de 2004 à 2008. Ces données décrivent a priori les processus synoptiques et convectifs en jeu dans la formation des Cyclones du Cap Vert, et nous proposons ici de nous en servir pour faire une climatologie du phénomène. Le paragraphe 3.1 rappelle le modèle conceptuel d'Emanuel (1986) pour expliquer le développement d'un cyclone tropical après la première étape de cyclogénèse. La climatologie effectuée par Arnault et Roux (2009c) s'intéresse plus particulièrement à cette première étape de cyclogénèse dans la région des Îles du Cap Vert, ce qui fait l'objet du paragraphe 3.2. Cet article s'organise de la manière suivante : (1) un état des lieux de la recherche sur la cyclogénèse tropicale en générale, et en particulier aux Îles du Cap Vert, (2) Le développement d'une méthode pour quantifier chacun des processus en jeu dans la cyclogénèse au Cap Vert à partir des analyses ECMWF et images Meteosat, (3) une application aux cinq étés consécutifs de donnés ECMWF et Meteosat, (4) l'élaboration d'un concept de formation et de non formation de Cyclone du Cap Vert mettant en jeu des processus bien identifiés.

3.1. Le modèle de cyclone tropical d'Emanuel (2006)

Le développement d'un cyclone tropical, après la première étape de cyclogénèse, est aujourd'hui expliqué avec le modèle conceptuel d'Emanuel (1986). Plus précisément, dans ce modèle, l'intensification de la circulation cyclonique à la surface de l'océan a déjà eu lieu. Cette circulation cyclonique, donc convergente, accélère le frottement du vent et l'évaporation à la surface de la mer, et amplifie l'humidité des basses couches. Au bout d'un certain temps, l'air en basse couche fini par se saturer en humidité et plusieurs évènements de convection profonde se produisent. En considérant le cyclone tropical idéalisé comme une machine thermique de Carnot, Emanuel (1986) a montré qu'il est alimenté en énergie par la chaleur latente libérée lors de ces épisodes de convection profonde. Emanuel (1986) a notamment montré que le rendement de cette machine thermique peut être positif, expliquant ainsi la maintien d'un cyclone tropical sur l'océan une fois qu'il s'est formé, à condition que la température à la surface de la mer soit suffisamment chaude et que la tropopause soit suffisamment froide. Ce modèle de cyclone tropical n'explique pas la cyclogénèse tropicale à proprement dite, mais montre que celle-ci ne peut avoir lieu que lorsque certains paramètre environnementaux sont vérifiés, rejoignant ainsi les travaux de Gray (1968, 1979). L'article Arnault et Roux (2009c), faisant l'objet du paragraphe suivant, s'intéresse plus particulièrement à la première étape de cyclogénèse dans la région des Îles du Cap Vert.

3.2. Résultats (Arnault et Roux 2009c)

Les résultats de cet article sont résumés ici. La première condition pour qu'une cyclogénèse tropicale puissent se produire dans la région des Îles du Cap Vert est la présence simultanée d'un thalweg de l'AEW (Onde d'Est Africaine) de forte amplitude en moyenne troposphère et d'une circulation cyclonique intense en basse troposphère en relation avec l' « accrochage » entre le flux de mousson de Sud-Ouest et les alizés de Nord-Est. Le thalweg de basse troposphère au nord de l'AEW peut éventuellement faciliter cet « accrochage », mais n'est pas une condition nécessaire. Pour que ces conditions synoptiques favorables aboutissent effectivement à une cyclogénèse, il faut aussi qu'elles soient associées à une intense activité convective à proximité du thalweg de l'AEW. Une telle circulation convective a pour effet de transporter les masses d'air de la basse vers la haute troposphère, créant ainsi de la divergence d'altitude. Il en résulterait une diminution de

la pression en basse et moyenne troposphère dans la circulation cyclonique, et cette dernière s'accélérerait au cours d'un « ajustement géostrophique ».

Cependant, un quelconque thalweg de l'AEW suivi par une dorsale avec une circulation anticyclonique intense en moyenne troposphère au large de la côte Ouest africaine n'a pas d'évolution cyclogénétique dans cette région. Cette circulation anticyclonique intense en moyenne troposphère est associée à un renforcement de la circulation anticyclonique surplombant le WAHL (dépression thermique saharienne). Le flux de Sud-Est de cette circulation anticyclonique à l'Est du thalweg de l'AEW en question a pour effet d'étirer vers le Nord et ainsi de « désorganiser » sa circulation cyclonique, empêchant alors son évolution cyclogénétique, même en présence des autres processus favorables à la formation d'un Cyclone du Cap Vert.

Pour les cinq saisons de données disponibles de juillet à septembre 2004, 2005, 2006, 2007 et 2008, ce concept détecte les neuf cas de Cyclones du Cap Vert s'étant développé à l'Est de la longitude 30º W, plus trois autres cas de non cyclogénèse dans cette région. En d'autres termes, ce concept ne permet pas de comprendre précisément l'interaction entre la convection et les processus synoptiques favorables. L'organisation à l'échelle synoptique des structures tourbillonnaires d'échelle convective serait en effet un processus fondamentalement stochastique (e.g. Van Sang *et al.* 2008).

Ce concept de formation des Cyclones du Cap Vert peut certainement être amélioré, par des études plus poussées concernant notamment : (1) le lien entre le thalweg de basse troposphère au Nord de l'AEW et l' « accrochage » entre le flux de mousson de Sud-Ouest et les alizés de Nord-Est au large de la côte Ouest africaine, (2) l'impact des conditions anticycloniques renforcées en moyenne troposphère sur l'évolution d'un thalweg de l'AEW, (3) le lien entre un thalweg en provenance des moyennes latitudes, le renforcement de l'anticyclone surplombant le WAHL et une dorsale de l'AEW, (4) le rôle joué par la convection dans la diminution de la pression au sein d'un thalweg de l'AEW et l'efficacité de l' « ajustement géostrophique » à ces latitudes.

Tropical Cyclogenesis off the West African Coast: a Synoptic Point of View

JOEL ARNAULT* AND FRANK ROUX

Université de Toulouse ; UPS ; LA (Laboratoire d'Aérologie) ;
14 avenue Edouard Belin ; F-31400 Toulouse, France
CNRS ; LA (Laboratoire d'Aérologie) ; F-31400 Toulouse, France

To be submitted to Atmospheric Research (in October 2009)

ABSTRACT

Tropical cyclogenesis occurring near Cape Verde Islands in the Eastern Tropical Atlantic is investigated during with five seasons (2004 to 2008) of ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecast) analyses, Meteosat-9 images in the water vapour channel, and National Oceanic and Atmospheric Administration/National Center of Environmental Prediction/Tropical Prediction Center Best Tracks archives. It is shown that each of the nine tropical cyclones that reached tropical depression intensity east of 30º W during these five years evolved from an intense African easterly wave (AEW) trough that encountered a low-level large-scale cyclonic circulation off-shore through a connection between the southwesterly monsoon flow and the northeasterly maritime trade winds, weak mid-level anticyclonic Saharan flow, and deep convection near the center of cyclonic vorticity. Another AEW trough associated with such favourable synoptic and convective conditions became a tropical depression close to the western limit of 30º W and two other AEW troughs also verified these favourable conditions but failed to develop in the Eastern tropical Atlantic. It is hypothesized that the scenario described for the nine developing AEW troughs east of 30º W during seasons 2004 to 2008 is the general scenario of Cape Verde tropical cyclogenesis. Failed evolutions in this situation would be attributed to misunderstood interaction processes between convection and a favourable synoptic environment, eventually in connection with the up-scale organisation process of convective-scale cyclonic vortices produced in vortical hot towers.

1. INTRODUCTION

During the summer season in West Africa, Hubert (1939) observed westward propagating troughs near the surface between 15 and 20º N, originating from the Saharan Heat Low. Such a trough crossed the West African coast near 15º N, 17º W on 8 September 1938 and intensified as it encountered a large area of low-level cyclonic vorticity over the nearby tropical Atlantic Ocean. Indeed the maritime northeasterly (NE) trade winds and the southwesterly (SW) monsoon flow which are usually separated from each other during the summer season became connected at that time due to an unusually strong Azores Anticyclone, resulting in a large-scale cyclonic circulation off the West Africa. Hubert (1939) associated the intensifying low-level trough of 8 September 1938 with the so-called tropical cyclone of New York (1938). It is now generally admitted that tropical cyclones of the northern (southern) hemisphere usually form in the poleward side of the equatorial trough, between the NE (SE) trade winds and the SW (NW) monsoon flow, as their formation requires low level cyclonic vorticity (e.g. Dunn 1940, Gray 1968, and Love 1985).

Erickson (1963) observed wave-like disturbances over West Africa between 10 and 15º N characterized by a wavelength of 3000-5000 km, periods of 3-5 days, and maximum amplitude at the African easterly jet (AEJ) level near 3000 m altitude, that he named African easterly waves (AEWs). He suggested that Hurricanes Debbie and Esther in 1961 originated from AEW troughs. Likewise, Carlson (1969a) proposed that Atlantic Hurricanes Beulah, Chloe and tropical storm Ginger in 1967 originated from AEW troughs. Using satellite images and radiosonde data, he focused more particularly on the apparent interaction between AEW troughs and convection over West Africa, and Carlson (1969b) suggested that part of AEWs energy comes from convective processes. However, according to Carlson (1969a), there is no evident correlation between the intensity of an AEW trough leaving the West African coast and cyclogenetic evolution over the tropical Atlantic Ocean. Recently, Thorncroft and Hodges (2001) proposed that the cyclogenetic evolution of AEW troughs depends on their low-level amplitude when they leave the West African coast. Systematic operational tracking of AEW troughs has been done since that time and it is now recognized that a large proportion of Atlantic hurricanes evolve from AEW troughs (e.g. Avila and Clark 1989).

Carlson (1969b), Burpee (1974), and Reed *et al.* (1977) observed a northern cyclonic vortex at low-levels near the Sahara, moving with the AEW trough on its north western flank, which corresponds to the low-level trough previously observed by Hubert (1939). This northern vortex is characterized by dry convection and seems to disappear when the AEW trough reaches the West African coast. Generalizing Hubert (1938)' work, Pytharoulis and Thorncroft (1998) hypothesized that the northern low-level vortex associated with the AEW trough could be the low-level precursor of tropical cyclones forming off the West African coast. Ross and Krishnamurti (2007) brought further evidences that this northern low-level vortex can develop into tropical cyclone over the Atlantic once it crosses the 700-hPa mean position of the AEJ near 15º N.

During the summer season, Carlson and Prospero (1972) observed pulses of warm, dry and dust-laden Saharan air in the mid-levels over the northern equatorial Atlantic Ocean. These Saharan air pulses are generated off the West African coast after the passage of AEW troughs and they are characterized by anticyclonically rotating winds. The Saharan air layer in the mid-levels would enhance meridional

temperature gradients, strengthen the AEJ, and favour baroclinic growth of AEWs over West Africa (Karyampudi and Carlson 1988). Saharan air layer outbreaks would then play a role in the initiation of oceanic convection during tropical cyclogenesis off West Africa through dynamic, thermodynamic and microphysical forcing associated with dusts (e.g. Karyampudi *et al.* 1999, and Jenkins *et al.* 2008). In a case-study of a non-developing AEW trough, Arnault and Roux (2009b) showed that the anticyclonic flow associated with the upstream AEW ridge was enhanced by mid-level Saharan anticyclonic flow, shearing horizontally the non-developing cyclonic vortex.

Numerous cases of tropical cyclogenesis seemed to result from an interaction between mesoscale convective systems (MCSs) and favourable synoptic conditions such as a low-level inflow in a monsoon trough, a mid-level vortex and an upper-level anticyclonic flow (e.g. McBride and Zehr 1981, Fritsch *et al.* 1994, Holland 1995, Harr *et al.* 1996, Simpson et al. 1997, Raymond *et al.* 1998, and Rodgers and Fritsch 2001). There is some evidence that mesoscale convective vortices (MCVs) produced in the MCSs merged and increased the storm-scale cyclonic vorticity in the low to mid levels in the presence of large-scale low-level cyclonic flow (e.g. Ritchie and Holland 1997, and Simpson et al. 1997). Numerous other cases of tropical cyclogenesis also suggest that the necessary low-level convergence could be produced by numerous small-scale areas of deep convection, referred to as vortical hot towers (VHTs) (e.g. Hendricks *et al.* 2004, Reasor *et al.* 2005 and Tory *et al.* 2006), although the progressive segregation, merging and axisymetrization of small-scale vortices and low-level convergence induced by VHTs would still be favoured in a large-scale rotating environment (e.g. Van Sang *et al.* 2008).

Sall and Sauvageot (2005) noted that the formation of Hurricane Cindy (1999) off the West African coast was associated with a strong mass convergence at low levels. An important question is whether this low-level circulation is the result of mesoscale dynamics, e.g. of convective origin, or if it is due to external processes such as a synoptic-scale cyclonic circulation off West Africa. Lin *et al*. (2005) studied the AEW trough which spawned Hurricane Alberto (2000) and identified three successive convective genesis and lysis periods before the final cyclogenesis evolution occurred off the Guinean coast (Alberto became a tropical depression near 11º N, 18º W). For the same case-study, Berry and Thorncroft (2005) suggested that the cyclonic vorticity of the AEW trough merged with cyclonic vortices of convective origin over the Guinean Highlands, thus resulting in intensification. They finally hypothesized that this interaction between the AEW trough and MCSs led to the cyclogenesis of Alberto (2000), one day after the disturbance left the West African coast. According to Arnault and Roux (2009a) the intensification of the pre-Helene (2006) disturbance in a tropical depression south of Cape Verde Islands (near 12º N, 22º W) was the result of a barotropic conversion of zonal kinetic energy from the AEJ. They viewed this energy conversion as the signature of the geostrophic adjustment of the wind field following the convectively induced pressure decrease observed as the system crossed the West African coast.

All these previous works confirmed that both synoptic and convective processes have important contributions in tropical cyclogenesis off the West Africa coast (west of 17º W). The present study aims at clarifying the conceptual view of this phenomenon known as Cape Verde tropical cyclogenesis. Section 2 describes the data used in this work. Synoptic and convective processes involved in Cape Verde tropical cyclogenesis are investigated in sections 3, 4, 5 and 6. A conceptual view of the phenomenon is proposed in section 7, a conclusion and some perspectives are finally given in section 8.

2. DATA

The synoptic processes involved in Cape Verde tropical cyclogenesis are deduced from ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecast) operational analyses available in the AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analysis, Redelsperger *et al.* 2006) dataset for July, August and September from 2004 to 2008. In 2006, the ECMWF model has been upgraded from a triangular truncation at wavenumber 511 to 799. The special ECMWF reanalyses for summer 2006 including the additional AMMA data (Agusti-Panareda *et al.* 2009) are not used here to insure coherence between the five successive seasons. Air temperature, relative humidity, geopotential heights, wind components, relative vertical vorticity and horizontal divergence are available on a regular latitude-longitude grid of 1.125º resolution, at 21 pressure levels between 1000 and 1 hPa, at 00, 06, 12 and 18 UTC.

The convective activity is deduced from the hourly Meteosat-9 brightness temperature images in the water vapour channel at 6.85 - 7.85 µm. For 2004, 2005 and 2006, these data are available in the AMMA data set. For 2007 and 2008, they were kindly provided by SATMOS (Service d'Archivage et de Traitement Météorologique des Observations Spatiales, CNRS, INSU, Météo France). The Meteosat-9 raw images have been interpolated onto a regular latitude-longitude grid of 0.027º resolution and a brightness temperature resolution of 0.5 K.

The genesis locations of named tropical storms and hurricanes in the tropical Atlantic basin are from the HURricane DATa base (HURDAT or best-track) maintained by the National Hurricane Center NHC (Natural Oceanic and Atmospheric Administraction). This dataset was created partially by using subjective interpretations of hurricane forecasters and satellite analysts. Hence the starting time of a depression given by NHC might be in error. The primary reason for this possible error is the lack of observations near developing regions, especially in the Cape Verde Islands area. But Cape Verde cyclones are generally long-lived disturbances so they are likely to be all present in the data base for the considered seasons (2004 to 2008). The main uncertainty concerns the position at which these Cape Verde cyclones reached tropical depression intensity (organized system of clouds and thunderstorms with a defined, closed surface circulation with 1-min averaged surface winds up to 17 m s^{-1}). We assume this uncertainty does not alter significantly the results of this paper.

3. AEW TROUGHS CROSSING THE WEST AFRICAN COAST

3.1. Detection of AEW troughs

The aim of this work is to investigate the respective contributions of synoptic and convective processes involved in the cyclogenetic and non-cyclogenetic evolutions of the AEW troughs observed off the West African coast during the five seasons of data available. Consequently we need to detect objectively the AEW troughs passing over the region of Cape Verde Islands in the ECMWF analyses. Berry *et al.* (2006) proposed an objective technique for tracking AEW troughs over West Africa and the nearby Atlantic Ocean. In their technique each AEW trough is detected as a trough axis. We believe a more significant feature of the AEW trough is the associated area of cyclonic vorticity, as this area allows to more objectively spatially correlate the AEW trough with other physical processes.

Since AEWs have a maximum intensity at 700 hPa (e.g. Erickson 1963, Burpee 1974, Reed *et al.* 1977), the passage of an AEW trough in the Cape Verde Islands area is associated with a maximum of cyclonic vorticity at this level. AEW troughs are identified here with the percentage coverage of relative vorticity higher than a given threshold in the domain Ω (8- 22º N, 20-28º W) at 700 hPa. Fig. 1 shows the evolution of this criterion for July to September 2004 using three different relative vorticity thresholds (+2.5, +5, and +7.5 10^{-5} s^{-1}). Each maximum in the criterion is associated with an AEW trough. Approximately 30 AEW troughs are detected during this season 2004 and this number does not depend much on the threshold used (respectively 31, 29, 30 for the thresholds +2.5, +5, and +7.5 10^{-5} s^{-1}). This approximately corresponds to a period of three days between each event, in agreement with previous works (e.g. Erickson 1963, Burpee 1974, Reed et al. 1977). The choice of this threshold is actually a question of definition of the AEW trough, knowing that a smaller threshold results in larger area of cyclonic vorticity associated with the trough. We choose +5 10^{-5} s^{-1} as a compromise. Fig. 2 displays six AEW troughs detected in 2004 with this threshold. The detected areas of cyclonic vorticity are usually about 2ºx2º size.

Fig. 2 also shows the variety of latitudinal positions of AEW troughs in the region of Cape Verde Islands. The chosen latitudinal borders of domain Ω ensure that all the AEW troughs crossing the West African coast enter in domain Ω so they are effectively detected by the criterion. Then domain Ω has to be narrow enough in longitude to avoid the simultaneous presence of two AEW troughs so the criterion can effectively separate them. As the AEW wavelength is 30-50º in longitude (e.g. Erickson 1963) the simultaneous presence of two AEW troughs in domain Ω should not occur. With this criterion 29, 36, 27, 30, and 32 AEW troughs have been detected in July, August and September of 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008, respectively. The averaged circulation at 700 hPa for these 154 AEW troughs is displayed in Fig. 3. The mean AEW trough for the five considered seasons is associated with cyclonically curved easterly winds between 10 and 20º N, a vorticity center near 9º N, 25º W although this cyclonic circulation is not closed.

3.2. Link with tropical cyclogenesis

The National Hurricane Center best-track data set and horizontal cross-sections of vorticity at 700 hPa allow to eventually associate the previously detected AEW troughs with named storms. In this work we define that the so-called developing AEW troughs started their cyclogenetic evolution when they reached tropical depression intensity. With this definition and for the 154 AEW troughs detected during the five considered seasons, we found that nine developed east of 30º W, six between 30 and 40º W, and twelve between 40 and 60º W (Table 1). No other named tropical disturbances formed east of 40º W during the considered seasons, while few other cases between 40 and 60º W apparently had a different origin. This is comparable to previous years (e.g. Avila and Clark 1989).

3.3. Detection of intense AEW troughs

The intensity of a mid-level AEW trough in the Cape Verde Islands region certainly plays a determinant role in tropical cyclogenesis there,

as it favours convective development (e.g. Davis and Trier 2007) and facilitates the up-scale organization of convective-scale cyclonic vortices (e.g. Berry and Thorncroft 2005, and Van Sang *et al.* 2008). We propose to identify intense AEW troughs with the percentage coverage of relative vorticity higher than +1 10^{-4} s^{-1} in the domain Ω at 700 hPa. The verification of this criterion (relative area > 0) for more than 24 hours defines a period of intense AEW activity. Fig. 4 shows the evolution of this criterion for July to September 2004. With this criterion we found that 13, 4, 9, 10, and 13 intense AEW troughs in July, August and September of 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008, respectively. The averaged circulation at 700 hPa for these 49 intense AEW troughs (Fig. 5) is comparable to that of the 155 AEW troughs (Fig. 3), although the cyclonic curvature in the easterlies is more intense and the cyclonic circulation is closed. This result suggests the vorticity threshold of +1 10^{-4} s^{-1} used for the criterion is adapted to the detection of intense AEW troughs.

For the 49 intense AEW troughs detected during the five seasons considered here, we found that nine developed east of 30º W, five between 30 and 40º W, and four between 40 and 60º W (Table 2). No other named tropical disturbances formed east of 30º W during the considered seasons, while a large number of cases that formed between 30 and 60º W evolved from something else than an intense AEW trough leaving the West African coast (compare Tables 1 and 2). The fact that 14 out of 49 intense AEW troughs developed east of 40º W confirms that there is no evident correlation between the intensity of an AEW trough leaving the West African coast and cyclogenetic evolution over the tropical Atlantic Ocean (e.g. Carlson 1969a). The present result also suggests the presence of such an intense AEW trough is a necessary factor for cyclogenetic development close to the West African coast (east of 30º W).

4. LOW-LEVEL VORTICITY INFLOW OFF THE WEST AFRICAN COAST

4.1. Connection between the SW monsoon flow and the maritime trade winds

Low-level inflow in connection with the SW monsoon flow and the NE trade winds plays a determinant role in cyclogenesis, especially off the West African coast (e.g. Hubert 1939, Dunn 1940, Gray 1968, and Love 1985) as it favours successive convective developments in the presence of a mid-level vortex (e.g. Fritsch *et al.* 1994) and also facilitates the organization of convective-scale cyclonic vortices (e.g. Van Sang *et al.* 2008). However it is still an open question whether this necessary low-level inflow is rather due to a favourable synoptic environment or convective processes in connection with VHTs.

The hypothesis that Cape Verde cyclones would develop from the northern vortex (e.g. Hubert, Pytharoulis and Thorncroft 1998 and Ross and Krishnamurti 2007) would suggest synoptic processes play the most important role for tropical cyclogenesis in this region, although this is not a systematic scenario as we will see with two different case-studies. Let's first consider the case of Danielle (2004) that became a tropical depression near 12º N, 22º W on 13 August (Fig. 6). The SW monsoon flow and the NE maritime trade winds were rather weak and disconnected from each other three days prior to cyclogenesis on 9 August afternoon (Fig. 6a). Later a northern vortex originating from the Saharan Heat Low, located near 15º N, 15º W on 11 August afternoon, enhanced the maritime trade winds (Fig. 6b, c) and enhanced the SW monsoon flow while moving southwestward (Fig. 6c, d), resulting in a large-scale low-level cyclonic circulation and the formation of tropical depression Danielle (Fig. 6e). This scenario is very similar to that proposed by Hubert (1939) although our interpretation is somewhat different. Instead of invoking the influence of a strong Azores anticyclone for explaining the unusual connection between the NE maritime trade winds and the SW monsoon flow, we suggest here that the northern vortex himself was the main factor responsible for this large-scale connection.

Secondly let's consider the case of Karl (2004) that became a tropical depression near 11º N, 29º W on 16 September (Fig. 7). Three days prior to cyclogenesis the NE maritime trade winds were well established in connection with a northern low-level vortex located near 20º N, 15º W on 13 September afternoon (Fig. 7a, b), although the SW monsoon flow was weak. On 14 September afternoon a low-level vortex had formed off the Guinean coast (Fig. 7c), certainly in connection with convective activity in the intertropical convergence zone (ITCZ). The low-level vortex in the ITCZ increased the SW monsoon flow, as well as the NE maritime trade winds on the following day (Fig. 7d), resulting in a large-scale low-level cyclonic circulation and the formation of tropical depression Karl (Fig. 7e).

These two case-studies confirm that the synoptic-scale NE maritime trade winds and SW monsoon flow play a major role in tropical cyclogenesis off West Africa, as the connection between these two antagonistic flows results in a large-scale low-level cyclonic circulation providing the necessary low-level inflow for tropical cyclogenesis to take place. This two case-studies also show that this large-scale process in the low-levels can eventually be

triggered by convective or/and synoptic processes. But is this connection between the SW monsoon and NE maritime trade winds a systematic feature of Cape Verde tropical cyclogenesis? This question is further investigated with the five seasons of data available.

4.2. Detection of AEW troughs associated with a large-scale low-level inflow

The connection between the SW monsoon flow and maritime trade winds in the low-levels associated with the passage of an AEW trough in the mid-levels is quantified with the percentage coverage of vorticity higher than +1 10^{-4} s^{-1} in the domain Ω at pressure level 1000 hPa, and vorticity higher than +5 10^{-5} s^{-1} at pressure level 700 hPa. This last constraint ensures that the low-level cyclonic vorticity is related to an AEW trough detected at 700 hPa. The verification of this criterion (relative area > 0) for more than 24 hours defines a period of enhanced low-level cyclonic circulation associated with an AEW trough.

Fig. 8 shows the evolution of this criterion for July to September 2004. With this criterion we found 7, 0, 4, 3, and 7 AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation in July, August and September of 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008, respectively. The averaged circulation at 1000 hPa for the 154 AEW troughs detected during these five seasons is compared to that of the 21 AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation (Fig. 9). Fig. 9 actually helps clarifying the notion of connection between the SW monsoon flow and the NE maritime trade winds. For the mean AEW trough (Fig. 9a) the two antagonistic flows in domain Ω are separated by a tilted elongated band of calm winds between 10º N, 28º W and 15º N, 20º W. Obviously these two antagonistic flows are not connected. But for the 21 AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation there is a large-scale cyclonic vortex at the interface of the SW monsoon flow and the NE maritime trade winds (Fig. 9b), which means that the two antagonistic flows got connected. This result suggests the vorticity threshold of +1 10^{-4} s^{-1} used for the criterion is adapted to the detection of AEW troughs that encounter a large-scale cyclonic circulation in the low-levels due to the connection between the SW monsoon flow and the NE maritime trade winds.

For the 21 AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation that have been detected during the five seasons considered here, we found that nine developed between east of 30º W, four between 30 and 40º W, and one between 40 and 60º W (Table 3). No other named tropical disturbances formed east of 30º W during the considered seasons, while a large proportion of cases that formed between 30 and 60º W evolved from something else than an AEW trough that encountered enhanced low-level cyclonic circulation off the West African coast. The fact that 13 out of 21 AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation developed east of 40º W suggests that the connection between the SW monsoon flow and the NE maritime trade winds off West Africa is an important factor for an AEW trough to develop into a tropical cyclone in the tropical Atlantic Ocean. Moreover the connection between these two antagonistic flows seems to be a necessary factor for cyclogenetic development close to the West African coast (east of 30º W).

4.3. Detection of intense AEW troughs associated with a large-scale low-level inflow

We define an intense AEW trough associated with enhanced low-level cyclonic circulation as an AEW trough that verifies simultaneously for more than 24 hours both criteria on low and mid level cyclonic circulation intensity (sections 3.3 and 4.2). This criterion is more restrictive than the previous ones since we found 6, 0, 3, 3, and 6 AEW troughs that verified this condition in July, August and September of 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008, respectively.

For the 18 intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation that have been detected during the five seasons considered here, we found that nine developed east of 30º W, three between 30 and 40º W, and one between 40 and 60º W (Table 4). So if we just consider cyclogenesis east of 30º W, this criterion still detects nine non-developing cases (50 %) for the five considered seasons. In consequence the simultaneous presence of an intense AEW trough in the mid-levels and a large-scale cyclonic circulation in the low-levels seems to be a necessary, although not sufficient factor for Cape Verde tropical cyclogenesis (east of 30º W).

5. INTERACTION WITH THE MID-LEVEL SAHARAN ANTICYCLONE

5.1. Vortex disorganizing effect of mid-level anticyclonic Saharan air

Arnault and Roux (2009b) showed that the failed cyclogenetic evolution of their case-study of AEW trough was due to unfavourable synoptic conditions, in connexion with an upstream enhanced AEW ridge and an enhanced mid-level Saharan anticyclone. But do these particular unfavourable synoptic conditions explain some of the nine non-developing cases previously detected (section 4.3)?

Let's first consider the case of AEW trough 10 in 2008 which is an intense AEW trough associated with enhanced low-level cyclonic circulation that failed to develop east of

60º W (Fig. 10). AEW trough 10 in 2008 was associated with an intense cyclonic circulation at 700 hPa near 16º N, 20º W on 30 July (Figs 10a, b, c). At that time anticyclonic flow originating from the Saharan region induced strong southesterly winds northeast of AEW trough 10 in the mid-levels. These anticyclonically rotating southeasterly winds intensified on 31 July, sheared and elongated in the north-south direction the cyclonic vorticity structure of AEW trough 10 (Figs 10d, e, f), reducing significantly its intensity (compare Fig. 10a and f). In other words anticyclonic Saharan flow in the mid-levels disorganized the mid-level vortex associated with AEW trough 10, preventing it to develop in the Cape Verde Islands region.

Secondly let's consider the case of AEW trough 19 in 2008 which is an intense AEW trough associated with enhanced low-level cyclonic circulation that became tropical depression Ike near 13º N, 37º W on 1 September (Fig. 11). AEW trough 19 in 2008 was associated with an intense cyclonic circulation at 700 hPa near 14º N, 21º W on 29 August (Fig. 11a). Like in previous case anticyclonic flow originating from the Saharan region induced strong southesterly winds northeast of AEW trough 19 that sheared and elongated in the north-south direction its cyclonic vorticity structure on 30 August (Figs 11b, c, d, e, f), reducing significantly its intensity (compare Fig. 11a and f). The partially disorganized vortex failed to develop in the Cap Verde Islands region (east of 30º W), although it did develop further west two days later.

These results show that some of the failed evolutions east of 30º W that were associated with an intense AEW trough and enhanced low-level cyclonic circulation can be attributed to a destructive interaction with mid-level anticyclonic Saharan flow. But is this enhanced mid-level anticyclonic Saharan flow always associated with failed tropical cyclogenesis off the West African coast? This question is further investigated with the five seasons of data available.

5.2. Detection of AEW troughs associated with enhanced mid-level anticyclonic flow

The anticyclonic flow associated with the upstream AEW ridge is quantified with the percentage coverage of meridional wind larger than +10 ms^{-1} in the northern part of the domain Ω at (20-22º N, 20-28º W) and pressure level 700 hPa. A positive (southerly) mean meridional wind indicates that the anticyclonic flow associated with the upstream AEW ridge is shearing the AEW trough northward (Figs 10 and 11). The verification of this criterion (relative area > 0) for more than 24 hours defines a period of enhanced mid-level anticyclonic circulation.

Fig. 12 shows the evolution of this criterion for July to September 2008. With this criterion we found 4, 3, 6, 4, and 10 AEW troughs associated with enhanced mid-level anticyclonic circulation in July, August and September of 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008, respectively. The averaged circulation at 700 hPa for the 154 AEW troughs detected during these five seasons is compared to that of the 27 AEW troughs associated with enhanced mid-level anticyclonic circulation (Fig. 13). For the mean AEW trough (Fig. 13a), the flow between 10 and 22º N is approximately zonal, with a slight cyclonic curvature in this easterly flow characterising the trough at the longitude of Cape Verde Islands. For the 27 AEW trough associated with enhanced mid-level anticyclonic flow (Fig. 13b), we recognize the vortex-destructive enhanced southeasterly flow associated with the upstream AEW ridge, in connection with a well defined mid-level Saharan anticyclone. This result suggests the meridional wind threshold of +10 m s^{-1} used for the criterion is adapted to the detection of AEW troughs interacting with enhanced mid-level anticyclonic Saharan flow off the West African coast.

None of the 27 AEW troughs associated with enhanced mid-level anticyclonic circulation developed east of 60º W, except AEW 19 in 2008 that became tropical depression Ike near 13º N, 37º W, as previously described. At section 4.3 we found that nine of the eighteen intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation that have been detected during the five considered seasons failed to develop east of 30º W. Here we obtain that three of these nine non-developing cases were associated with enhanced mid-level Saharan anticyclonic flow (compare Tables 4 and 5). In consequence the simultaneous presence of an intense AEW trough in the mid-levels, a large-scale cyclonic circulation in the low-levels and weak anticyclonic Saharan flow in the mid-levels for more than 24 hours represents favourable synoptic conditions for tropical cyclogenesis to occur in the Cape Verde Islands region (east of 30º W).

For the 15 AEW troughs associated with favourable synoptic conditions detected during the five seasons considered here, we found that nine developed east of 30º W, two between 30 and 40º W, and one between 40 and 60º W (Table 5). So if we just consider cyclogenesis east of 30º W this criterion still detects six non-developing cases (40 %) for the five considered seasons. In consequence the depicted favourable synoptic conditions seem to be a necessary but still not sufficient factor for Cape Verde tropical cyclogenesis (east of 30º W).

6. ABOUT CONVECTIVE PROCESSES

6.1. Cape Verde tropical cyclogenesis and convective processes

Convective processes are certainly involved in the intensification process of AEW troughs over the West African continent (e.g. Carlson 1969b, and Berry and Thorncroft 2005), which could explain the presence of intense AEW troughs in the Cape Verde Islands region. Then, as suggested in section 4.1 the large-scale connection between the SW monsoon flow and the NE maritime trade winds preceding Cape Verde tropical cyclogenesis could be triggered by convective processes. So the favourable synoptic environment previously described could partially be the result of convective systems developing over West Africa and the nearby tropical Atlantic Ocean. Anyway this favourable synoptic environment explicitly includes only synoptic-scale processes so it is considered as the synoptic contribution to Cape Verde tropical cyclogenesis.

As suggested by Van Sang *et al.* (2008), tropical cyclogenesis would be the result of up-scale organization of stochastically produced convective-scale cyclonic vortices embedded in a large-scale cyclonically rotating flow. Arnault and Roux (2009a) viewed the formation of tropical depression Helene (2006) and the associated intensification of the low to mid level cyclonic vortex in the Cape Verde Islands area as the consequence of a geostrophic adjustment following convectively-induced pressure decrease. In this case the geostrophic adjustment could be the physical process occurring during the up-scale organization of stochastically produced convective-scale cyclonic vortices described by Van Sang *et al.* (2008).

In order to investigate the contribution of convective processes with respect to that of synoptic processes during Cape Verde tropical cyclogenesis, we propose to analyse the convective activity associated with the 155 AEW troughs detected during the five seasons of data available.

6.2. Detection of AEW troughs associated with deep convective activity

The convective activity embedded in these AEW troughs is quantified with the percentage coverage of cloud tops colder than -50º C and vorticity higher than +5 10^{-5} s^{-1} at pressure level 700 hPa in the domain Ω. This last constraint ensures that the convective activity is related to an AEW trough at 700 hPa. The relative cloud area is computed every hour, then averaged over six hours centered on an ECMWF analysis. The verification of this criterion (relative area > 0) for more than 24 hours defines a period of deep convective activity associated with an AEW trough.

Fig. 14 shows the evolution of this criterion for July to September 2008. With this criterion we found 9, 6, 7, 8, and 8 AEW troughs associated with deep convective activity in July, August and September of 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008, respectively. The average brightness temperature for the 154 AEW troughs detected during these five seasons is compared to that of the 38 AEW troughs associated with deep convective activity (Fig. 15). The brightness temperature values displayed in Fig. 15 are relatively high as they are averaged for several AEW troughs at different locations in domain Ω. The mean brightness temperature of the 154 AEW troughs shows the cloud top signature of the ITCZ between 5 and 15º N (averaged brightness temperature < -22º C in Fig. 15a), with a slight minimum of -26/-28º C near the cyclonic vorticity center about 9º N, 25º W. The cloud top signature of the 38 AEW troughs associated with deep convective activity is more pronounced, with a maximum of -34/-36º C near the cyclonic vorticity center about 10º N, 26º W (Fig. 15b). This result suggests the brightness temperature threshold of -50º C is adapted to the detection of AEW troughs associated with deep convective activity.

The nine AEW troughs that developed east of 30º W during the five considered seasons were all associated with deep convective activity, although this was also the case for 29 other non developing cases (75 %). This suggests synoptic processes play the most important role in Cape Verde tropical cyclogenesis. At section 5.2 we found that six of the fifteen AEW trough associated with favourable synoptic conditions during the five considered seasons failed to develop east of 30º W. Here we obtain that three of these six non-developing cases were not associated with deep convection (compare Tables 5 and 6). In consequence the presence of favourable synoptic conditions is not necessarily favourable to deep convective development and the simultaneous presence of favourable synoptic conditions and deep convective activity represents convective-synoptic favourable conditions for tropical cyclogenesis to occur in the Cape Verde Islands region (east of 30º W).

For the 12 AEW troughs associated with favourable convective-synoptic conditions detected during the five seasons considered here, we found that nine developed east of 30º W, and one between 30 and 40º W (Table 6). So if we just consider cyclogenesis east of 30º W this criterion only detects three non-developing cases (25 %) for the five considered seasons (one of them is AEW trough 19 in 2004 that became tropical depression Lisa near 13º N, 32º W, very close to the western limit 30º W, so this case cannot be entirely considered as a non-developing case). In consequence the depicted favourable convective-synoptic conditions seem

to be a necessary and nearly sufficient factor for Cape Verde tropical cyclogenesis (east of 30º W).

7. CONCEPT OF CAPE VERDE CYCLONE FORMATION

According to the previous results and the present work, it is hypothesized that the primary condition for tropical cyclogenesis in the Cape Verde Islands area (east of 30º W) is the simultaneous presence of an intense AEW trough, and a low-level cyclonic circulation off the West African coast when the NE trade winds get connected with the SW monsoon flow. The low-level northern vortex of the AEW seems to favour this connection, although it is not always present. A complementary condition is the development of deep convection close to the center of the cyclonic circulation at low and mid levels. Convection removes air mass from the lowest levels, transports it upward and generates an upper level outflow (e.g. Love 1985). This leads to a pressure decrease at low and mid levels in the cyclonic circulation, which is then reinforced by geostrophic adjustment (e.g. Arnault and Roux 2009a), thus starting tropical cyclogenesis. This concept of tropical cyclogenesis in the Cape Verde Islands area is schematically depicted in Fig. 16.

However, when the anticyclonic flow associated with the AEW ridge to the east is enhanced by mid-level anticyclonic Saharan air, the AEW trough generally fails to develop off the West African coast. Indeed, enhanced anticyclonic flow shears the developing cyclonic structure northward from the east at mid-levels. This disorganizes the associated mass field perturbation and prohibits cyclogenetic evolution, even in the presence of favourable low-level cyclonic conditions and deep convection. A schematic view of this situation of failed tropical cyclogenesis situation in the Cape Verde Islands area is displayed in Fig. 17. Actually any situation which does not satisfy any of the favourable synoptic and convective conditions depicted in Fig. 16 is also a failed tropical cyclogenesis situation in the Cape Verde Islands area.

8. FINAL REMARKS AND PERSPECTIVES

This work aimed at explaining the cyclogenetic evolution of the nine AEW troughs that reached the intensity of tropical depression east of 30º W during July, August and September 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008. We found that these nine developing cases plus three non-developing cases east of 30º W were associated with the simultaneous presence of an intense AEW trough, a low-level cyclonic circulation due to the large-scale connection between the NE trade winds and the SW monsoon flow, weak anticyclonic Saharan flow in the mid-levels, and intense convective activity. The fact that this result is based on few case-studies does not allow us to affirm with certitude that Cape Verde tropical cyclogenesis (east of 30º W) always happen with these favourable conditions. However it did for all the considered cases so it is justified to hypothesize that this may be the general situation of AEW troughs that intensify into a tropical depression east of 30º W. The relatively high number of non-developing cases detected (three out of twelve) means that interaction processes between convection and favourable synoptic conditions are not completely understood yet, which is however out of the scope of this paper. Such interaction processes can certainly be viewed as the up-scale organization process of convective-scale cyclonic vortices produced by VHTs, a fundamentally stochastic process in nature (e.g. Van Sang *et al.* 2008).

Quantitative studies should be conducted to further investigate and improve the conceptual model of Cape Verde tropical cyclone formation. More particularly, this concerns the relation between the northern low-level vortex and the connection between the NE trade winds and the SW monsoon flow, the impact of mid-level anticyclonic conditions on the evolution of the AEW trough, the link between anticyclonic Saharan surges at mid-levels and the AEW ridge, the role played by deep convection in decreasing the pressure in the low to mid-levels in the developing system and the efficiency of geostrophic adjustment at these relatively low latitudes, the role of air-sea fluxes in the successive convective developments. We suggest that the link between diabatic processes, horizontal and vertical mass transports, variations of pressure, cyclonic and anticyclonic circulations should be investigated with numerical simulations at high horizontal resolution (i.e. with explicit convection) using fully compressible equations (Bannon 2002), in order to have a prognostic equation of pressure. In this case, the energy budget proposed by Arnault and Roux (2009a) in a compressible framework could be used to investigate the relationship between energy conversions, convective processes, pressure decrease, and geostrophic adjustment.

Saharan dusts which have an influence on microphysical processes certainly have a significant contribution on convective development in the region of Cape Verde tropical cyclone formation (e.g. Jenkins *et al.* 2008). The role of the Saharan Heat Low which controls the low-level monsoon flow over West Africa and generates a mid-level divergent and anticyclonic circulation (Lavaysse *et al.* 2009) should also be investigated. Comparisons with

the meso- and large scale conditions leading to tropical cyclogenesis over other regions would finally be interesting.

ACKNOWLEDGEMENTS

The present work is part of the first author's thesis work in Université Paul Sabatier Toulouse 3, France. Based on a French initiative, AMMA was built 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 Programme. Detailed in formation on scientific coordination and funding is available on the AMMA International web site http://www.amma-international.org. Meteosat-9 raw data were provided by Jean-Pierre Olry from SATMOS (CNRS, INSU, Meteo France). We finally thank Dr. Ron McTaggart-Cowan Ron for valuable comments on a former version of the manuscript.

LIST OF TABLES

Year	*Number of AEW troughs*	*Named tropical disturbances evolving from AEW troughs that reached tropical depression intensity at longitudes:*		
		east of 30º W	*30-40º W*	*40-60º W*
2004	*29*	*Danielle, Ivan, Karl*	*Frances, Lisa*	*Bonnie, Charley, Earl*
2005	*36*		*Irene*	*Emily, Lee, Maria, Philippe*
2006	*27*	*Debby, Helene*	*Florence*	*Chris, Isaac*
2007	*30*	*Dean, Melissa*	*Karen*	*Felix, Ingrid*
2008	*32*	*Bertha, Josephine*	*Ike*	*Hanna*

Table 1. *Classification of named tropical disturbances associated with AEW troughs during July, August and September of 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008, according to the longitude at which the tropical depression intensity was first reached (east of 30º W, 30-40º W and 40-60º W).*

Year	*Number of intense AEW troughs in the region of Cape Verde Islands*	*Named tropical disturbances evolving from intense AEW troughs in the region of Cape Verde Islands that reached tropical depression intensity at longitudes:*		
		east of 30º W	*30-40º W*	*40-60º W*
2004	*13*	*Danielle, Ivan, Karl*	*Frances, Lisa*	*Charley*
2005	*4*			*Emily*
2006	*9*	*Debby, Helene*	*Florence*	*Isaac*
2007	*10*	*Dean, Melissa*	*Karen*	*Ingrid*
2008	*13*	*Bertha, Josephine*	*Ike*	

Table 2. *As in Table 1, except for intense AEW troughs in the Cape Verde Islands region.*

Year	*Number of AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation in the region of Cape Verde Islands*	*Named tropical disturbances evolving from AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation in the region of Cape Verde Islands that reached tropical depression intensity at longitudes:*		
		east of 30º W	*30-40º W*	*40-60º W*
2004	*7*	*Danielle, Ivan, Karl*	*Frances, Lisa*	
2005	*0*			
2006	*4*	*Debby, Helene*	*Florence*	*Isaac*
2007	*3*	*Dean, Melissa*		
2008	*7*	*Bertha, Josephine*	*Ike*	

Table 3. *As in Table 1, except for AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation in the Cape Verde Islands region.*

Year	Number of intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation in the region of Cape Verde Islands	Named tropical disturbances evolving from AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation in the region of Cape Verde Islands that reached tropical depression intensity at longitudes:		
		east of 30º W	30-40º W	40-60º W
2004	6	Danielle, Ivan, Karl	Frances, Lisa	
2005	0			
2006	3	Debby, Helene		Isaac
2007	3	Dean, Melissa		
2008	6	Bertha, Josephine	Ike	

Table 4. *As in Table 1, except for intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation in the Cape Verde Islands region.*

Year	Number of intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation and weak mid-level anticyclonic Saharan flow in the region of Cape Verde Islands	Named tropical disturbances evolving from AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation and weak mid-level anticyclonic Saharan flow in the region of Cape Verde Islands that reached tropical depression intensity at longitudes:		
		east of 30º W	30-40º W	40-60º W
2004	6	Danielle, Ivan, Karl	Frances, Lisa	
2005	0			
2006	3	Debby, Helene		Isaac
2007	3	Dean, Melissa		
2008	3	Bertha, Josephine		

Table 5. *As in Table 1, except for intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation and weak mid-level anticyclonic Saharan flow in the Cape Verde Islands region.*

Year	Number of intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation, weak mid-level anticyclonic Saharan flow and deep convective activity in the region of Cape Verde Islands	Named tropical disturbances evolving from AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation, weak mid-level anticyclonic Saharan flow and deep convective activity in the region of Cape Verde Islands that reached tropical depression intensity at longitudes:		
		east of 30º W	30-40º W	40-60º W
2004	4	Danielle, Ivan, Karl	Lisa	
2005	0			
2006	2	Debby, Helene		
2007	3	Dean, Melissa		
2008	3	Bertha, Josephine		

Table 6. *As in Table 1, except for intense AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic circulation, weak mid-level anticyclonic Saharan flow and deep convective activity in the Cape Verde Islands region.*

LIST OF FIGURES

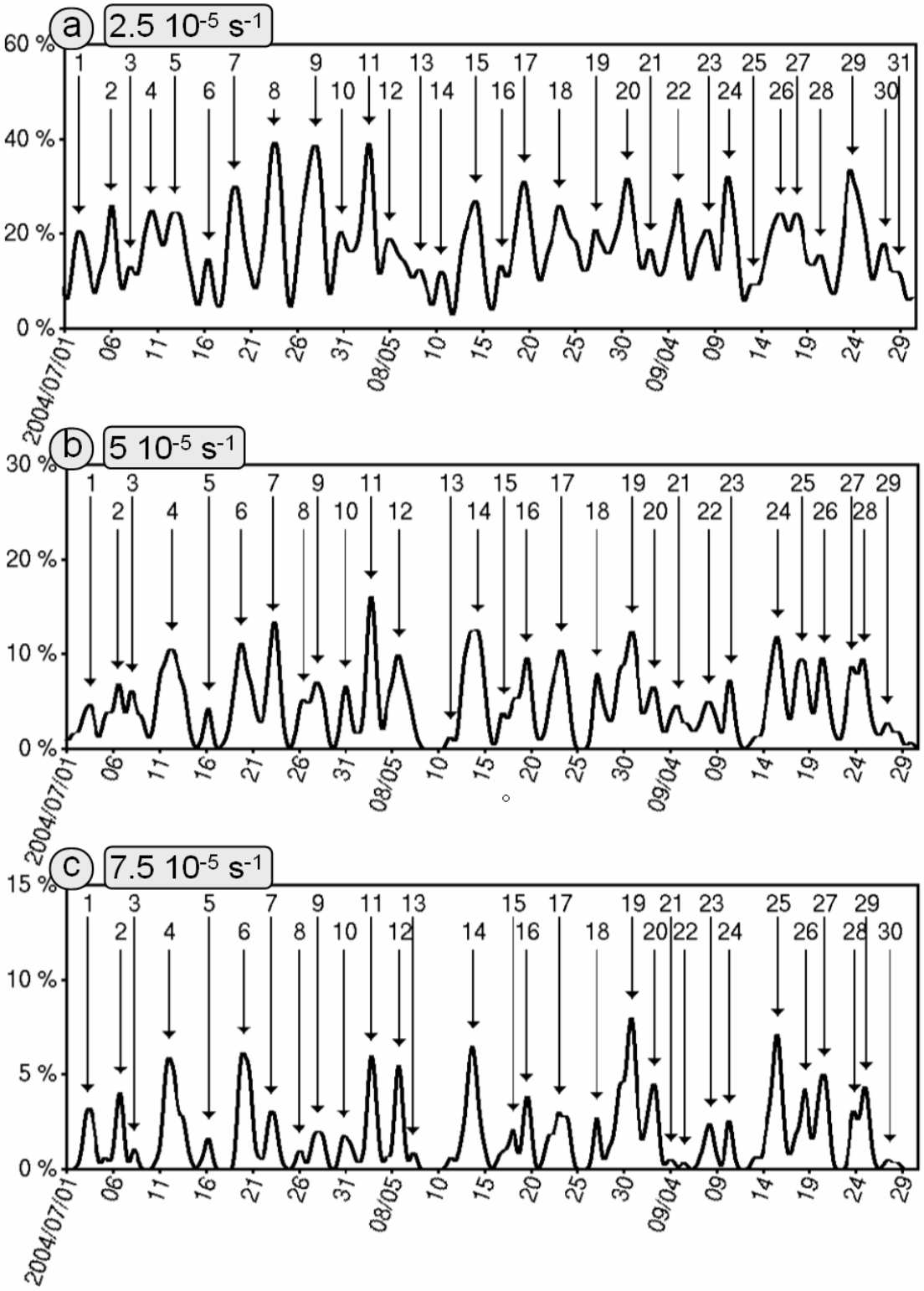

Figure 1. *(a) Evolution of the relative area of vorticity higher than +2.5 10^{-5} s^{-1} in the domain Ω (8–22º N, 20–28º W) at pressure level 700 hPa from 00 UTC 1 July 2004 until 00 UTC 30 September 2004 UTC (scale on the vertical axis). The horizontal axis gives the time in days. Maxima in this curve have been associated with AEW troughs that have been numbered; (b) as in (a), except with a vorticty threshold of +5 10^{-5} s^{-1}; (c) as in (a), except with a vorticty threshold of +7.5 10^{-5} s^{-1};*

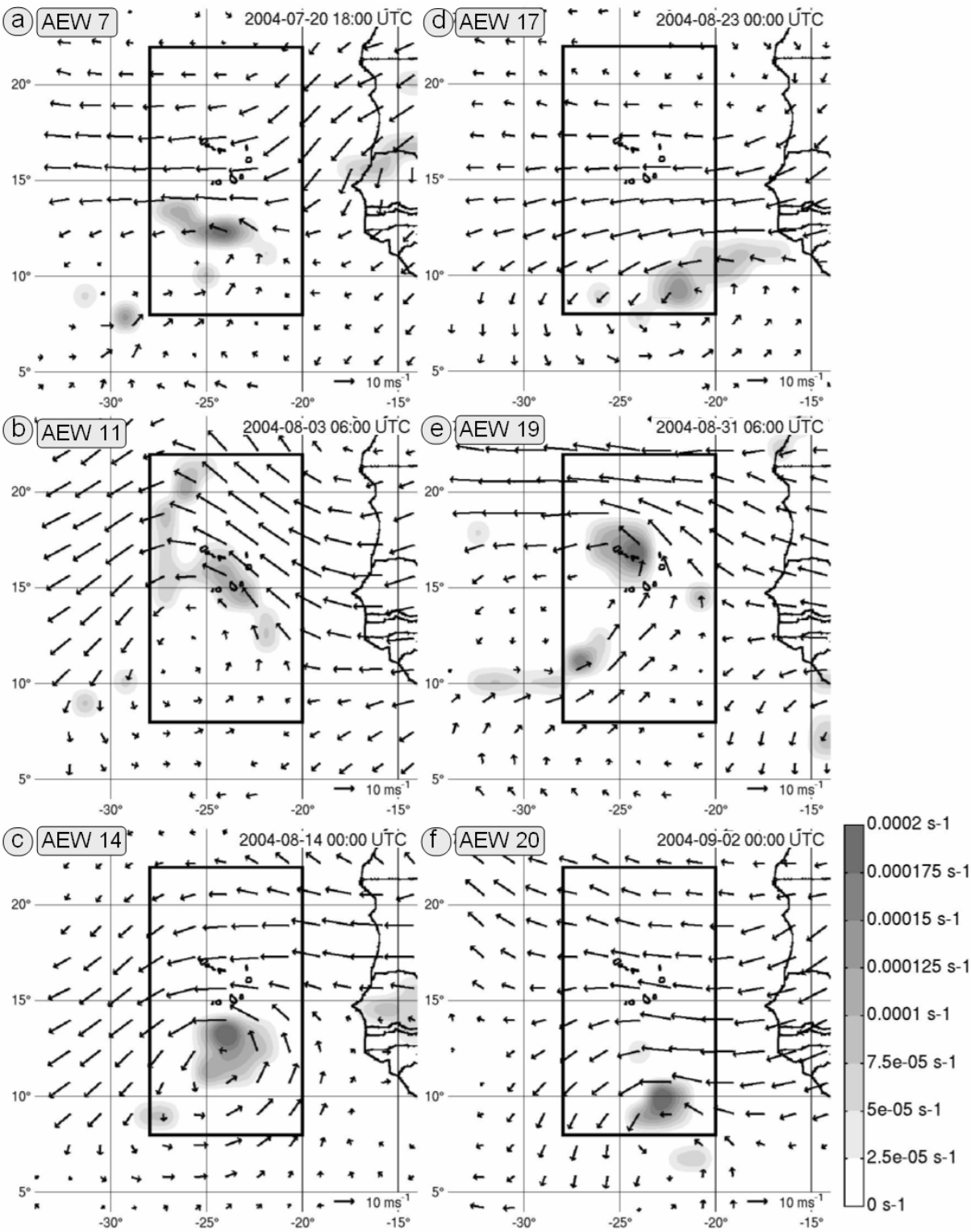

Figure 2. *(a) Horizontal cross section of horizontal winds (arrows) and relative vorticity (s^{-1}) at 700 hPa when AEW trough 7 of 2004 detected in Fig. 1b crossed domain Ω (black rectangle); (b, c, d, e, f) as in (a), except for AEW troughs 11, 14, 17, 19 and 20 of 2004 respectively. Vorticity scale is indicated on the bottom right. The scale for horizontal winds is indicated on the bottom right corner of each picture.*

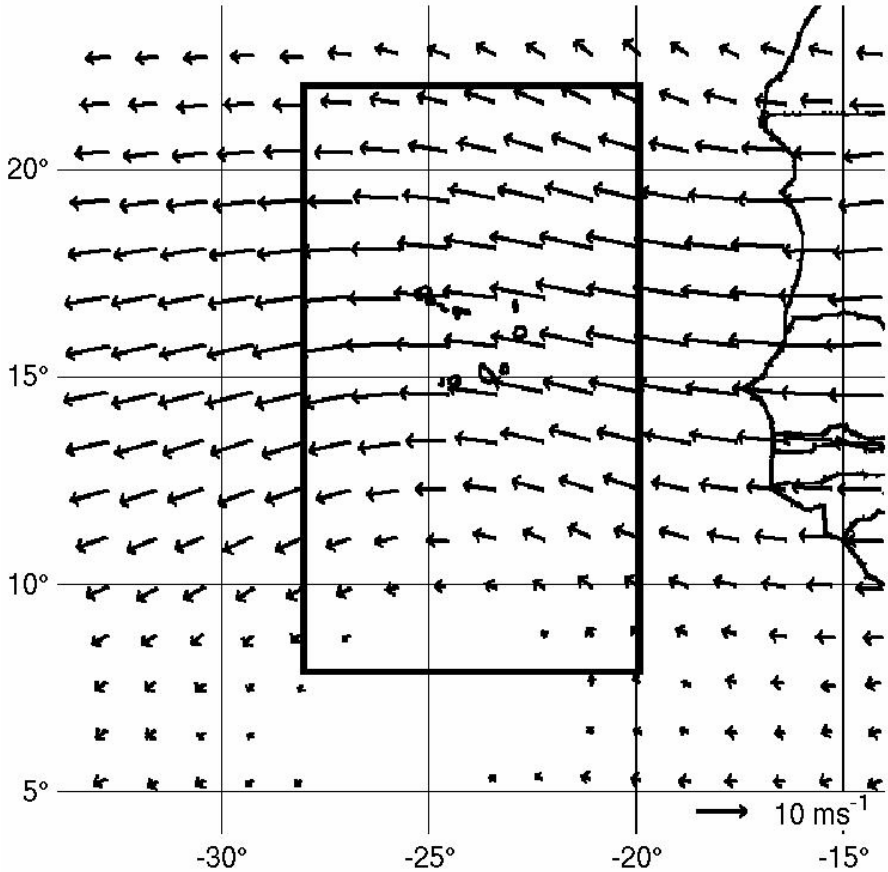

Figure 3. *Mean horizontal winds (arrows) at 700 hPa of the 154 AEW troughs detected in July, August and September 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008. The scale for horizontal winds is indicated on the bottom right corner. The black rectangle indicates domain Ω.*

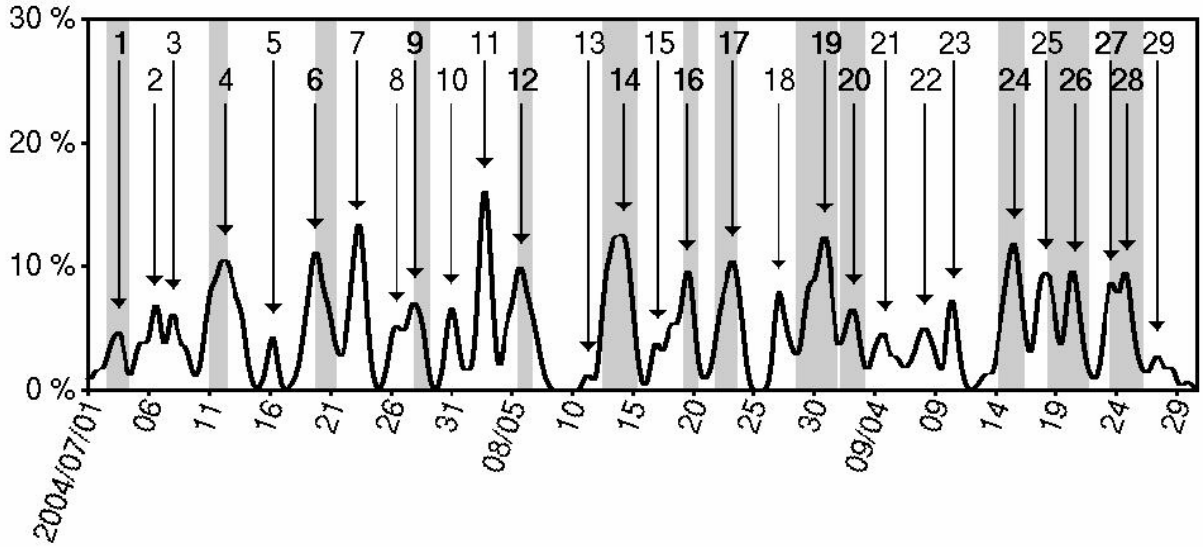

Figure 4. *As in Fig. 1b, except that periods of intense AEW activity are shaded in grey. Intense AEW troughs are indicated by bold numbers.*

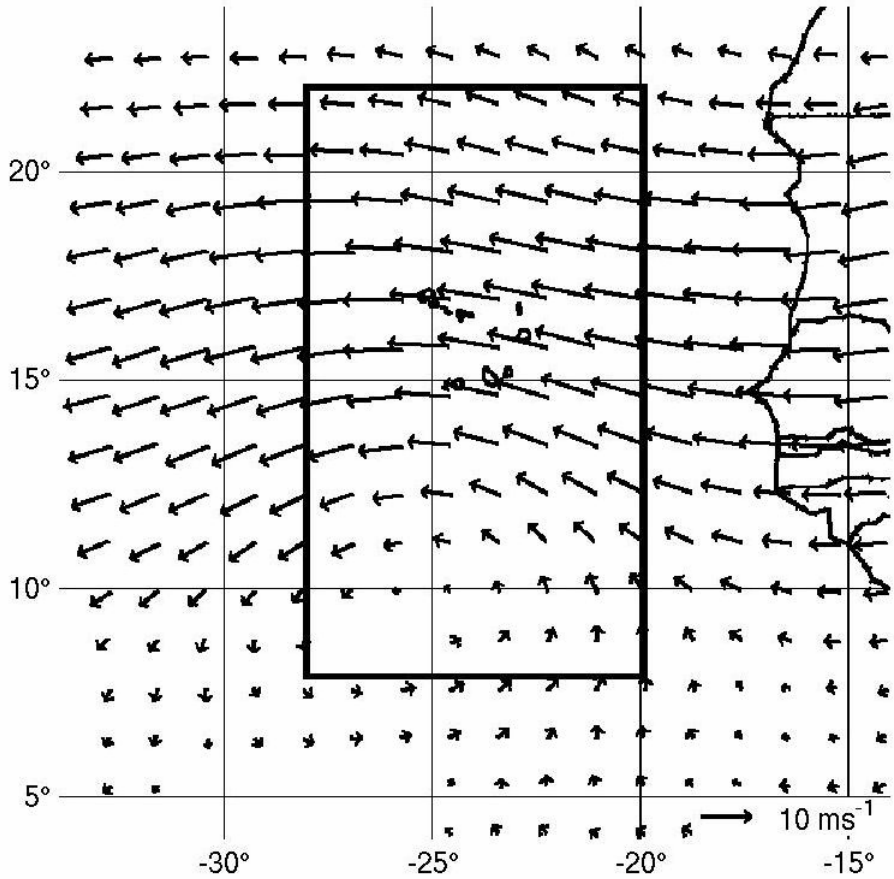

Figure 5. *As in Fig. 3, except for the 49 intense AEW troughs detected in July, August and September 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008.*

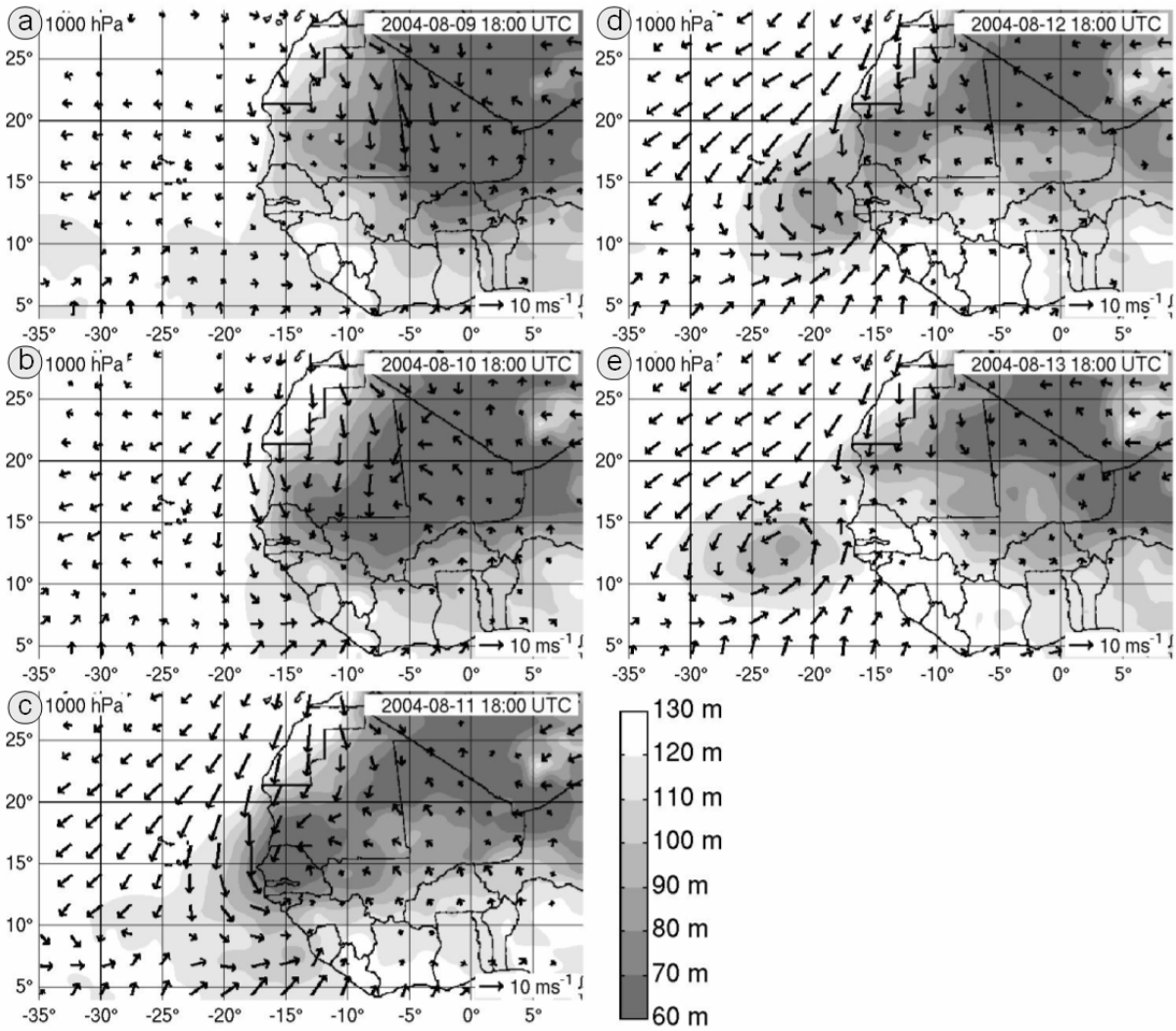

Figure 6. *Horizontal cross sections of horizontal winds (arrows) and geopotential height (m) at 1000 hPa from 18 UTC 9 August 2004 (a) until 18 UTC 13 August 2004 (e) with a time interval of 24 hours. Vorticity scale is indicated on the right side of panel (c). The scale for horizontal winds is indicated on the bottom right corner of each picture. The trough centered near 13º N, 22º W on 18 UTC 13 August 2004 (e) is tropical depression Danielle (2004).*

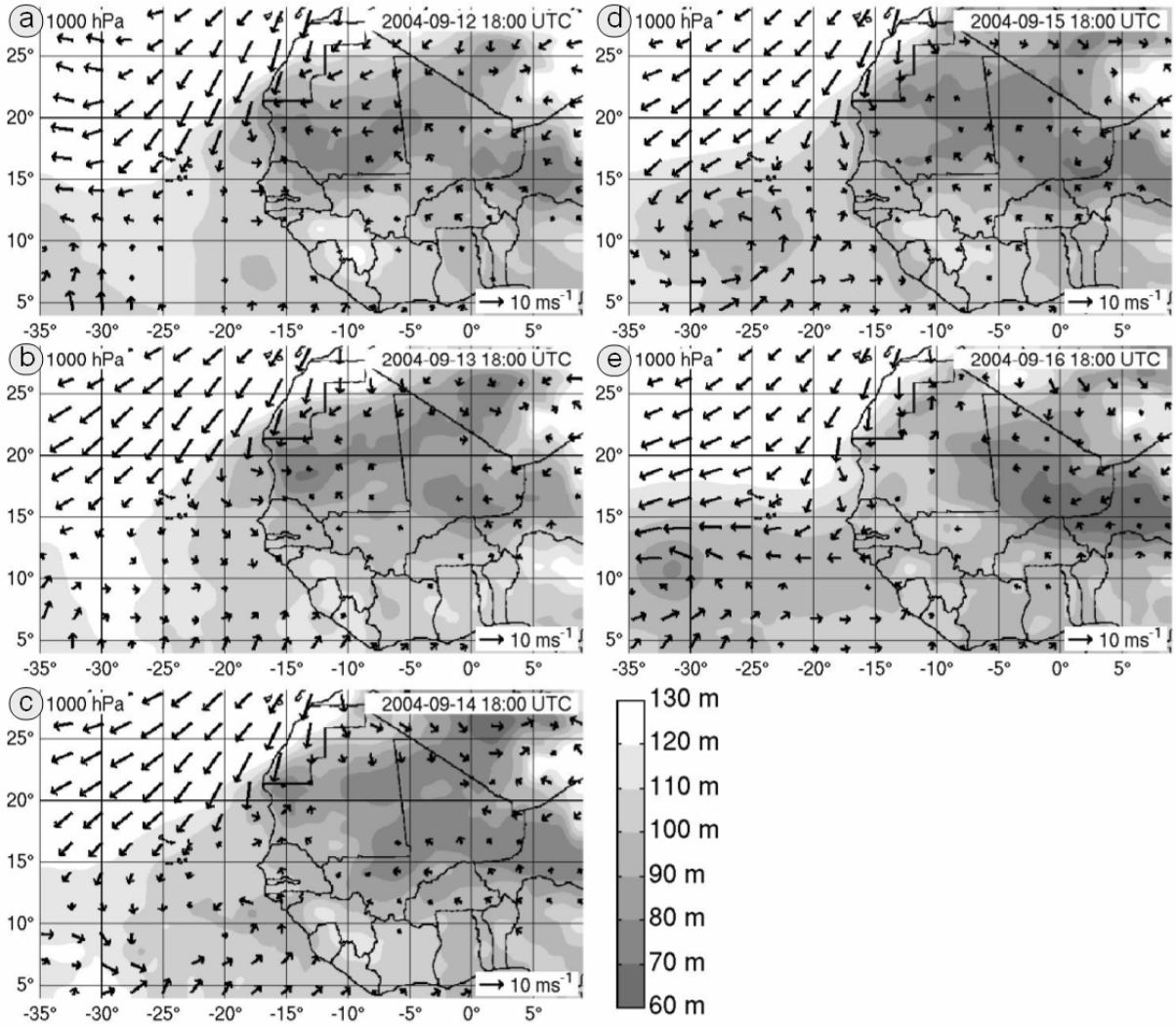

Figure 7. *As in Fig. 6, except from 18 UTC 12 September 2004 (a) until 18 UTC 16 September 2004 (e). The trough centered near 11º N, 31º W on 18 UTC 16 September 2004 (e) is tropical depression Karl (2004).*

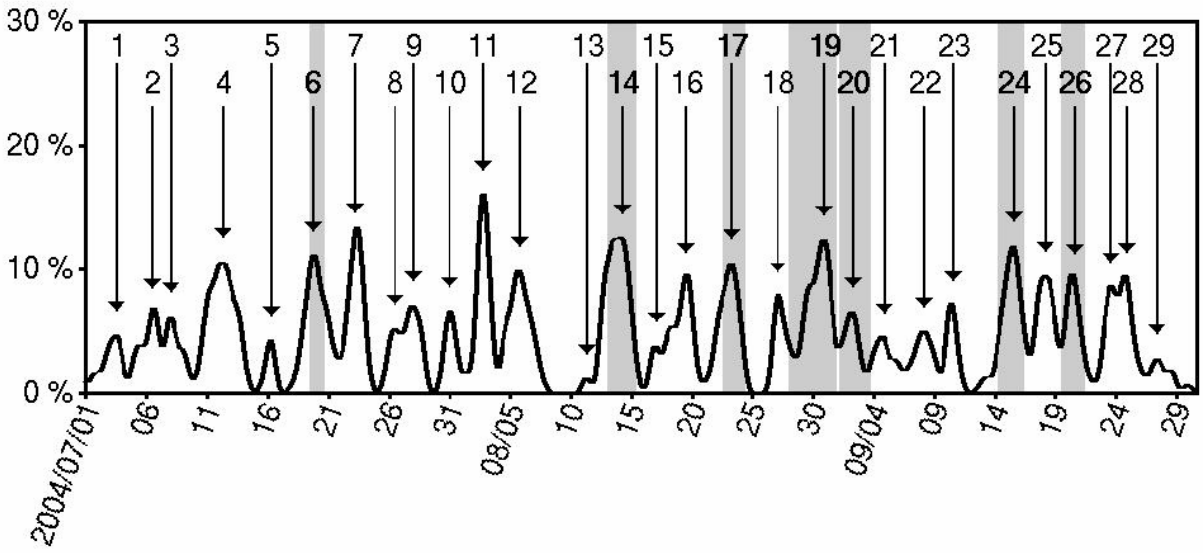

Figure 8. *As in Fig. 1b, except that periods of enhanced low-level cyclonic vorticity in connexion with AEW troughs are shaded in grey. AEW troughs associated with such periods are indicated by bold numbers.*

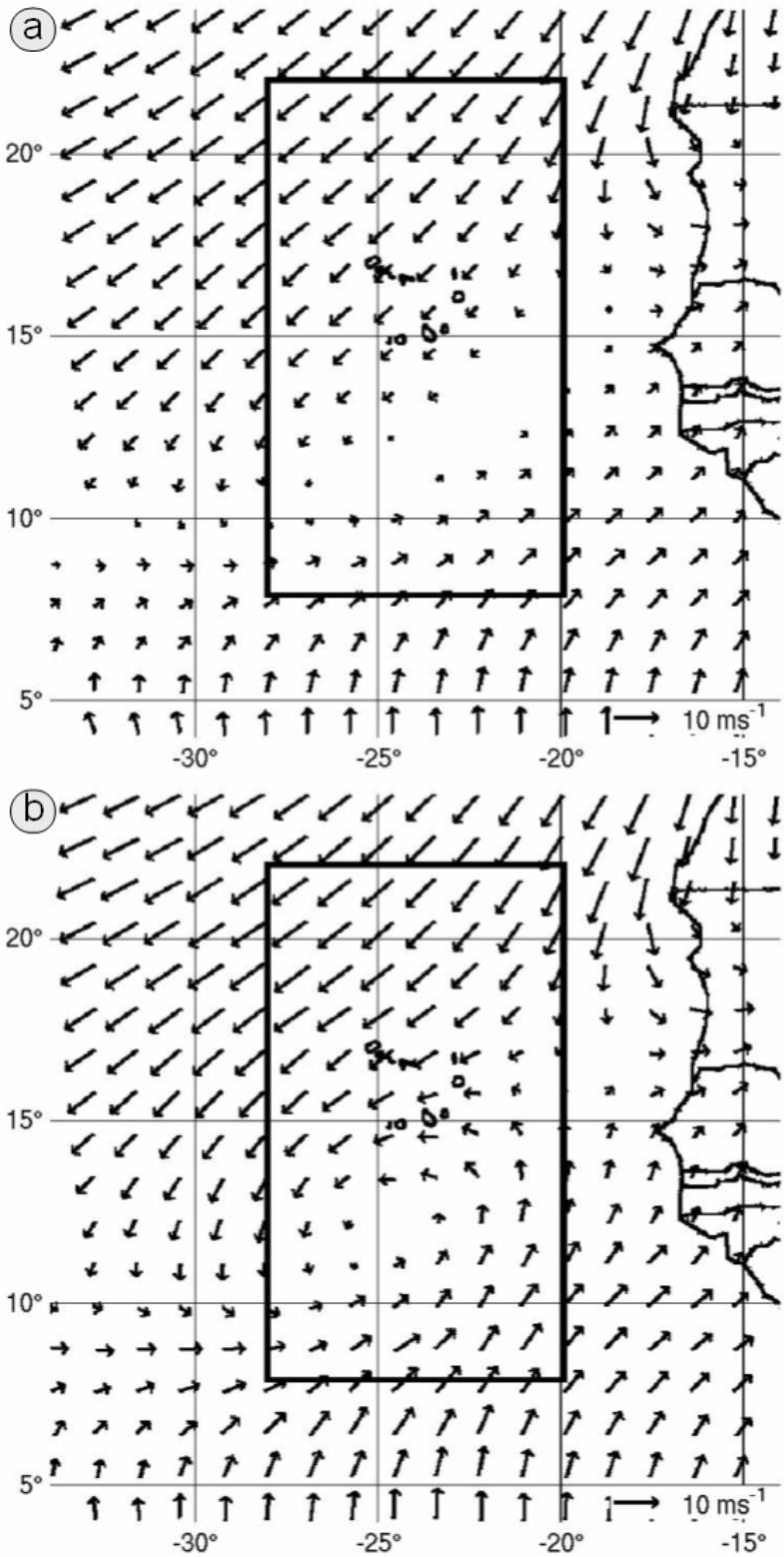

Figure 9. *(a) Mean horizontal winds (arrows) at 1000 hPa for the 154 AEW troughs detected in July, August and September 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008. The black rectangle indicates domain Ω. (b) As in (a), except for the 21 AEW troughs associated with enhanced low-level cyclonic vorticity. The scale for horizontal winds is indicated on the bottom right corner of each panel.*

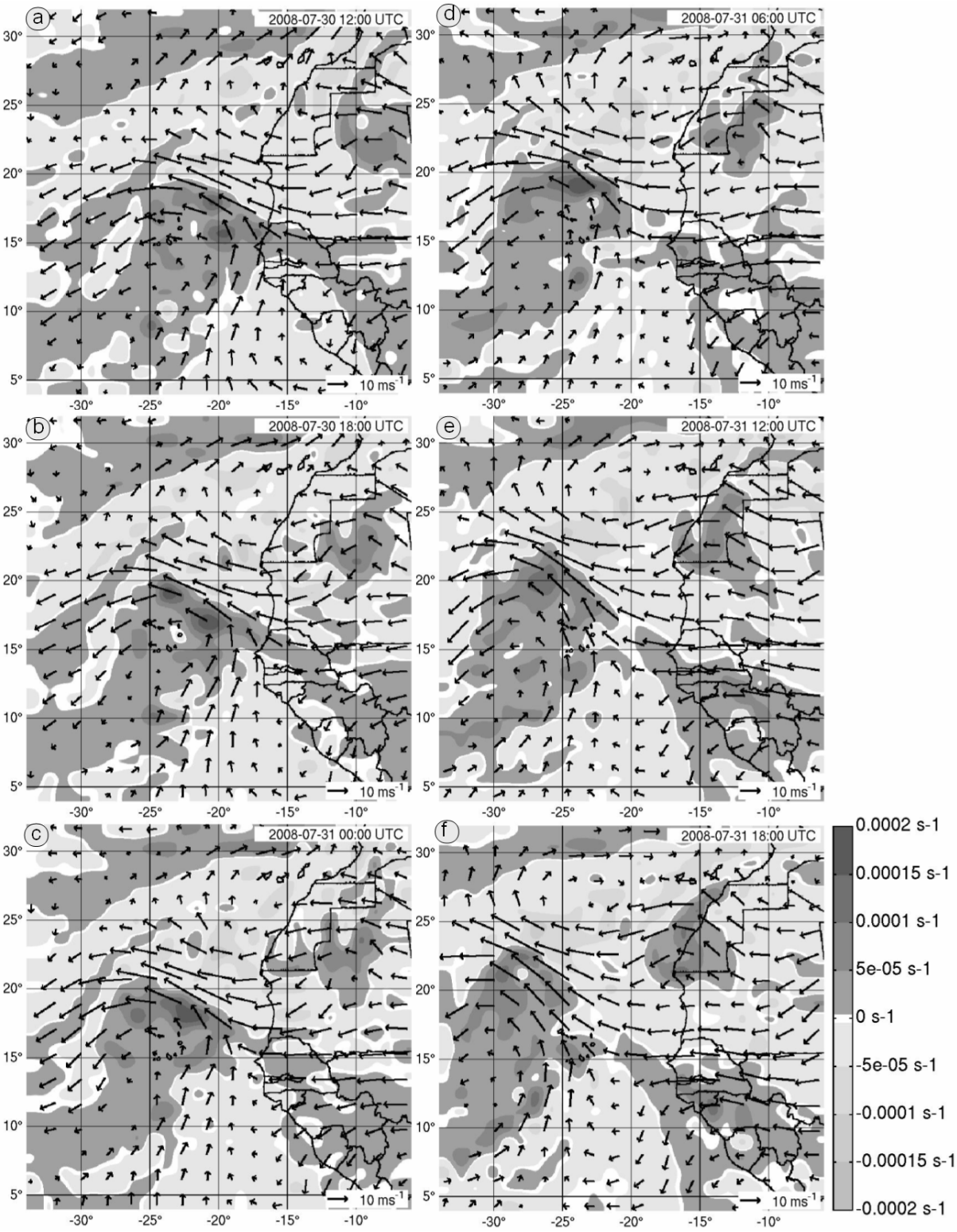

Figure 10. *Horizontal cross sections of horizontal winds (arrows) and relative vorticity (s^{-1}) at 700 hPa from 12 UTC 30 July 2008 (a) until 18 UTC 31 July 2008 (f) with a time interval of 6 hours. Vorticity scale is indicated on the bottom left. Vorticity scale is indicated on the bottom right. The scale for horizontal wind is indicated on the bottom right corner of each picture. The cyclonic vortex centered near 16º N, 20º W on 12 UTC 30 July 2004 (a) is the AEW trough 10 of 2008 that failed to develop further west.*

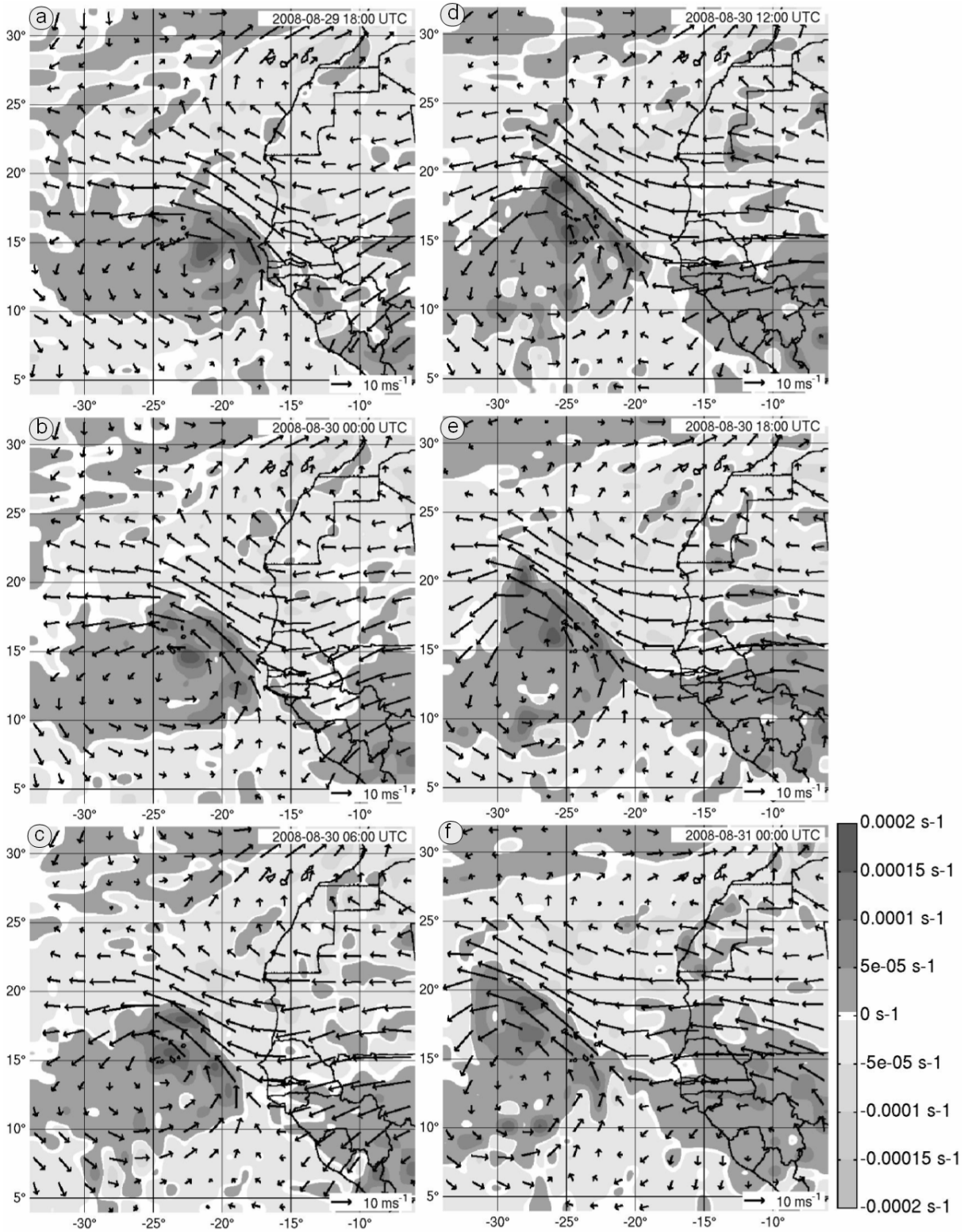

Figure 11. *As in Fig. 10, except from 18 UTC 29 August 2008 (a) until 00 UTC 31 August 2008 (f). The cyclonic vortex centered near 14º N, 21º W on 18 UTC 29 August 2004 (a) is the AEW trough 19 of 2008 that became tropical depression Ike near 13º N, 37º W on 1 September 2004.*

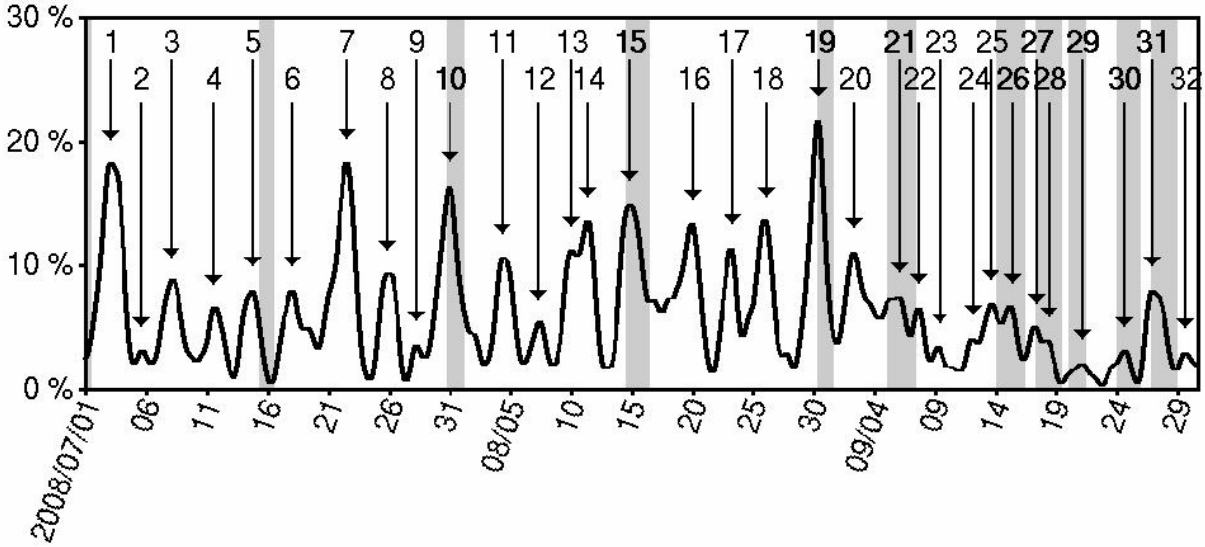

Figure 12. *As in Fig. 1b, except for July, August and September 2008, and with periods of enhanced mid-level anticyclonic flow shaded in grey. AEW troughs associated with such periods are indicated by bold numbers.*

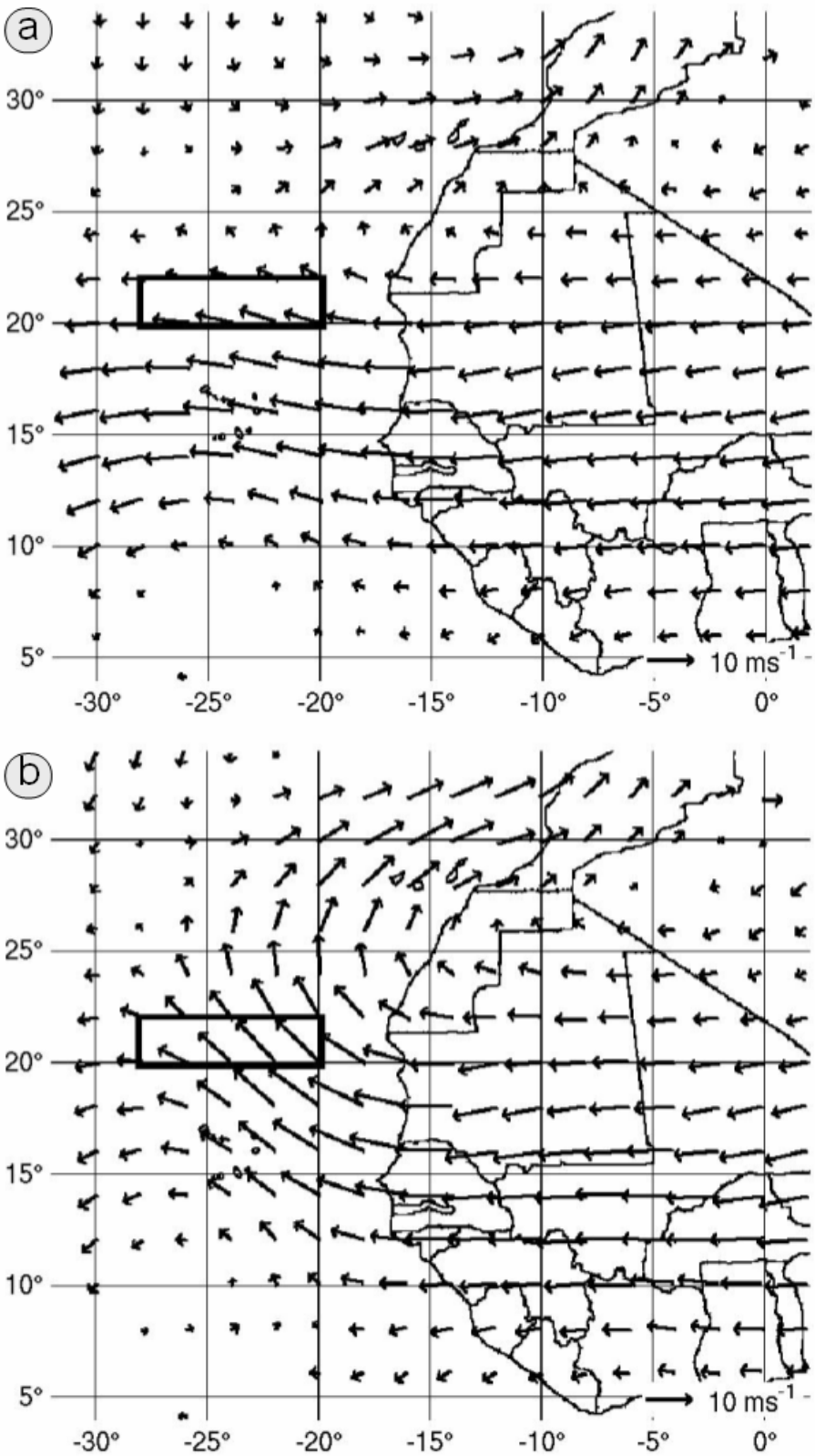

Figure 13. *Mean horizontal winds (arrows) at 700 hPa for the 154 AEW troughs detected in July, August and September 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008. The black rectangle indicates the northern part of domain Ω used for the criterion to detect enhanced mid-level anticyclonic flow. (b) As in (a), except for the 27 AEW troughs associated with enhanced mid-level anticyclonic flow. The scale for horizontal winds is indicated on the bottom right corner of each panel.*

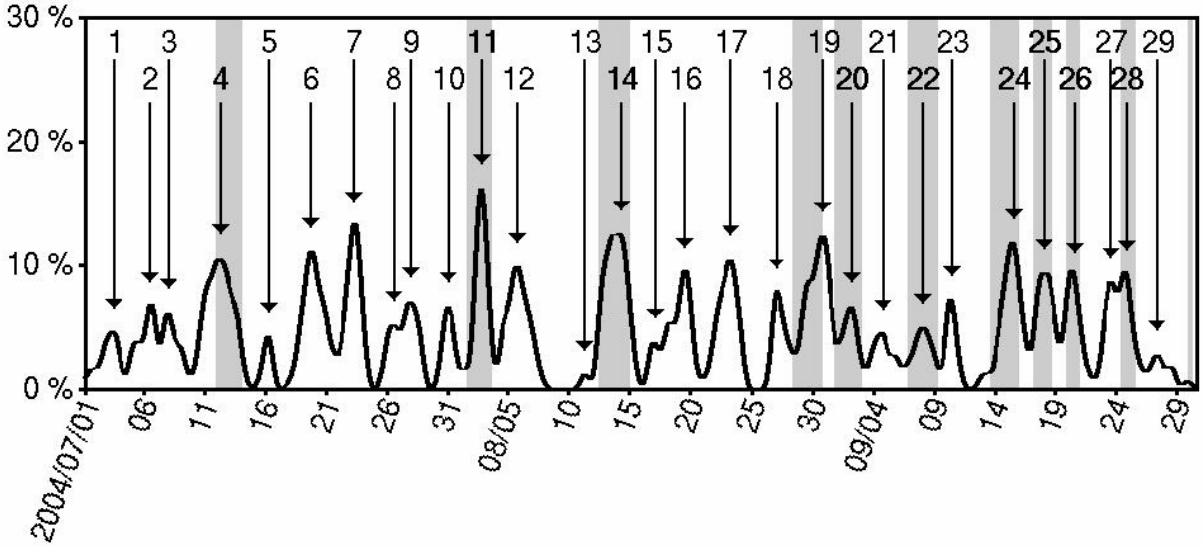

Figure 14. *As in Fig. 1b, except that periods of deep convective activity embedded in AEW troughs are shaded in grey. AEW troughs associated with such periods are indicated by bold numbers.*

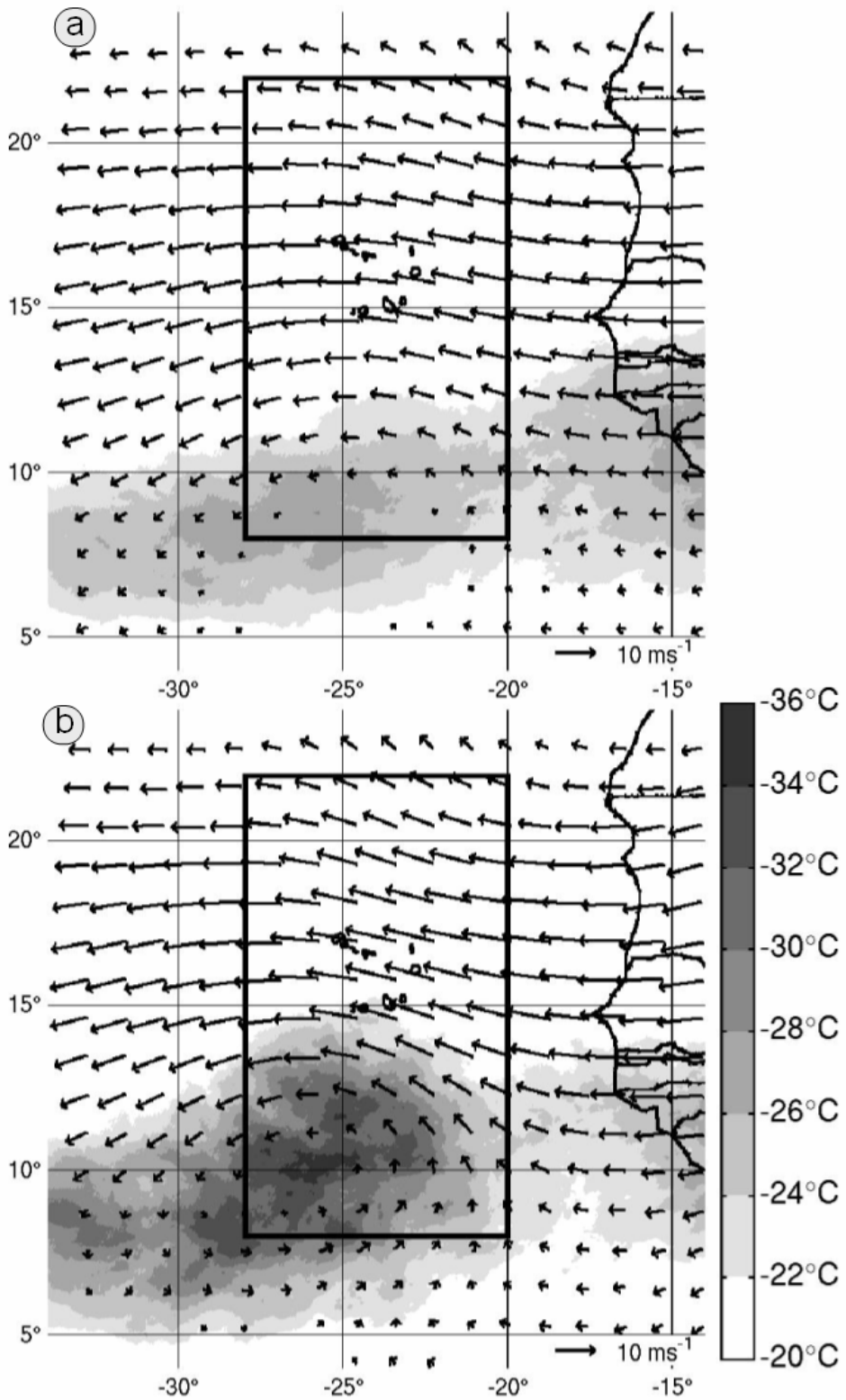

Figure 15. *Mean horizontal winds (arrows) at 700 hPa and mean brightness temperature (º C) for the 154 AEW troughs detected in July, August and September 2004, 2005, 2006, 2007 and 2008. The black rectangle indicates domain Ω. (b) As in (a), except for the 38 AEW troughs associated with deep convective activity. Brightness temperature scale is indicated on the bottom right. The scale for horizontal winds is indicated on the bottom right corner of each panel.*

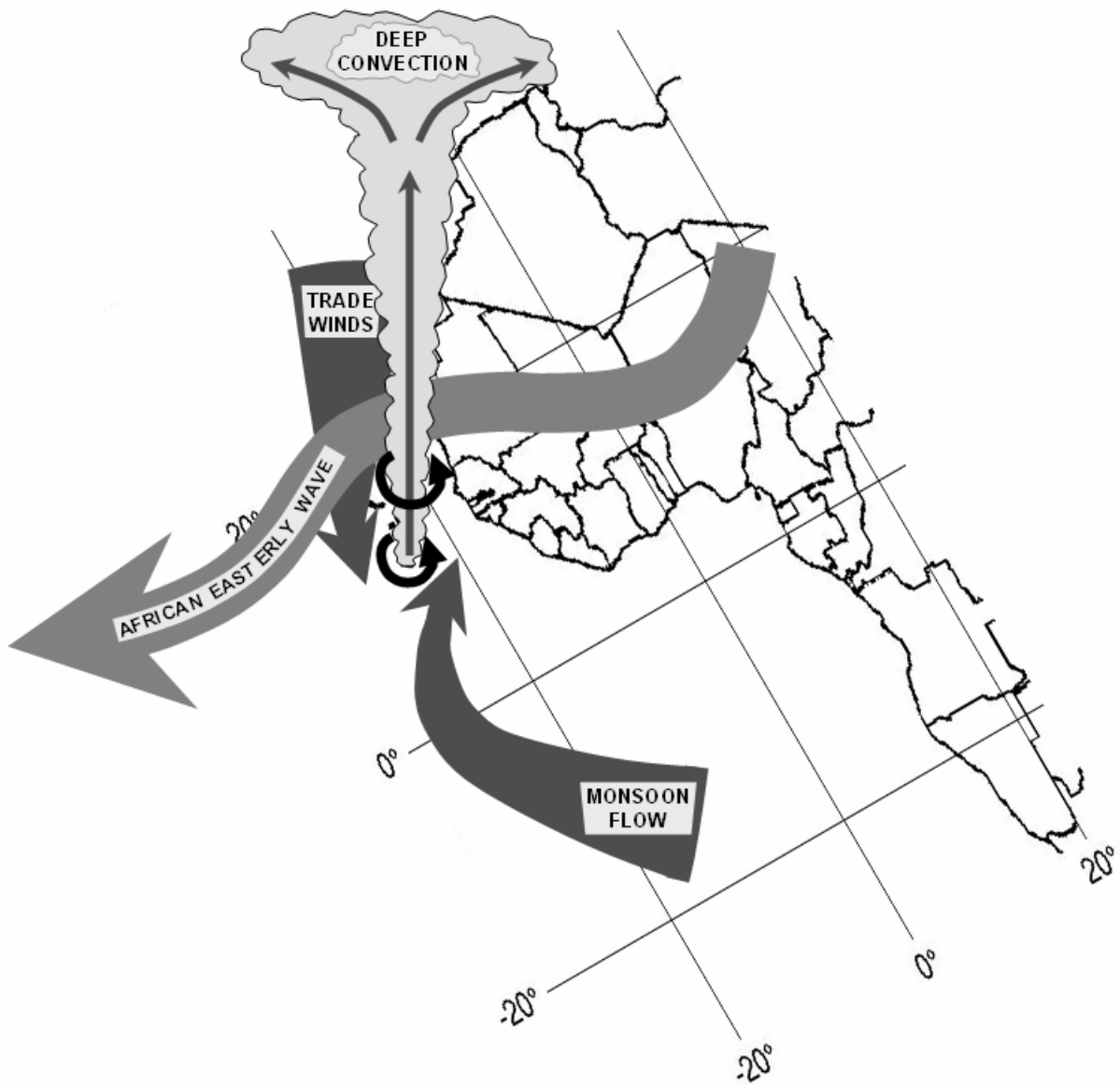

Figure 16. *Schematic view of Cape Verde tropical cyclogenesis.*

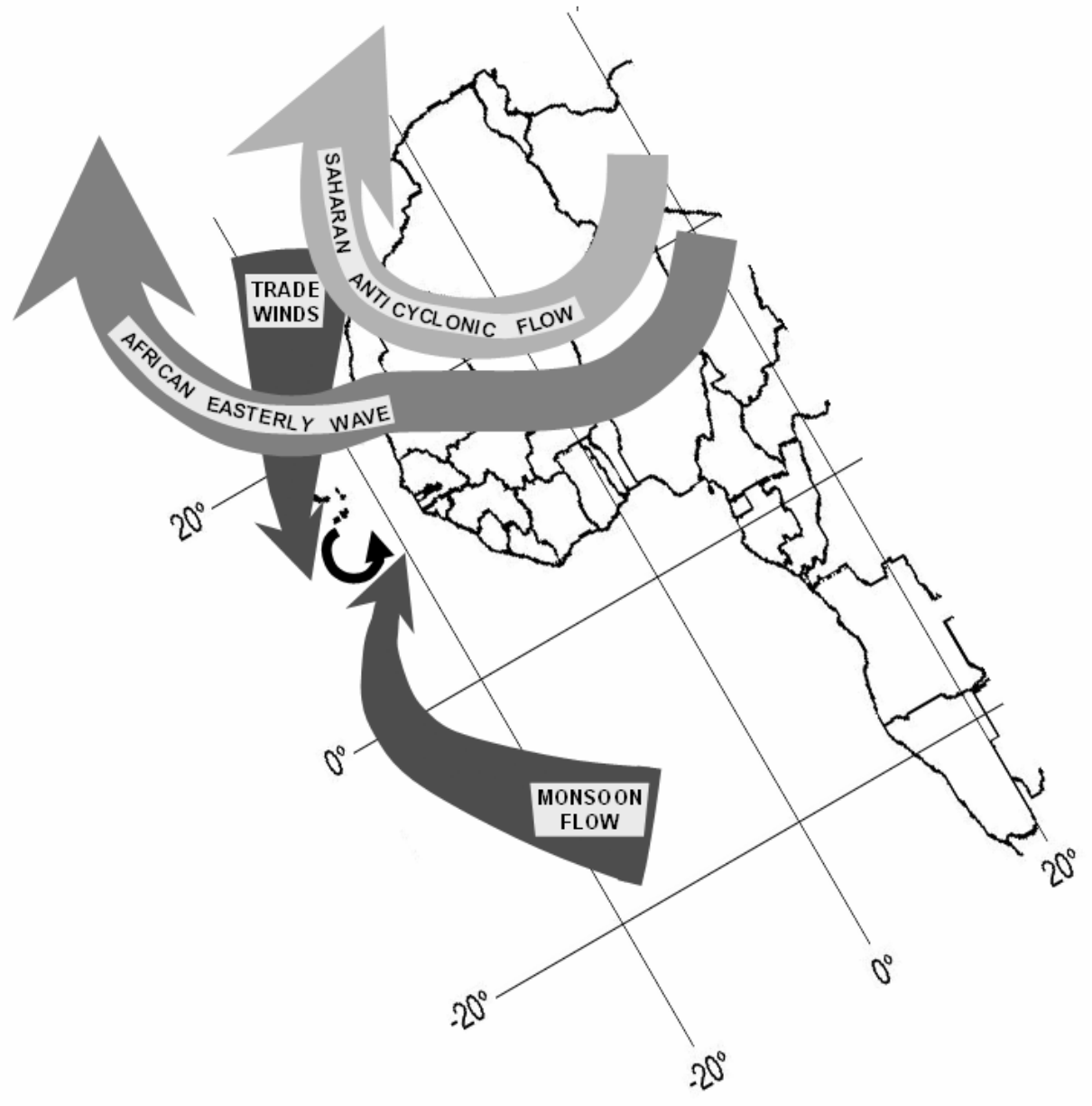

Figure 17. *Schematic view of a situation of failed Cape Verde tropical cyclogenesis.*

CHAPITRE 4

CAS PARTICULIERS – COMPARAISONS SIMULATIONS / OBSERVATIONS

Sommaire

4.1. Méthodes de validation **76**

4.1.1. Sections horizontales composites *76*

4.1.2. Profil composite *77*

4.2. Validation des simulations à 24 km **77**

4.2.1. Cas de la Perturbation pre-Helene *77*

4.2.2. Cas de la Perturbation D *87*

4.3. Validation des simulations à 4 km **90**

4.3.1. Cas de la Perturbation pre-Helene *90*

4.3.2. Cas de la Perturbation D *93*

Après la climatologie du chapitre 3, nous allons maintenant étudier plus précisément deux cas particuliers de perturbations d'Afrique de l'Ouest : celle qui a donné naissance à l'ouragan Helene le 12 septembre 2006 vers (12º N, 22º W) lors de la campagne NAMMA du 15 août au 15 septembre 2006, et la « Perturbation D », un cas de non cyclogénèse observé pendant la campagne AMMA / SOP-3 du 24 au 27 septembre 2006 (paragraphe 2.4).

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.3 et au chapitre 3, ces deux évolutions sont le résultat d'interactions entre processus d'échelles synoptique et convective. Les analyses ECMWF ont permis d'analyser ces processus « synoptiques », et les images Meteosat ont permis d'analyser ces processus « convectifs ». En revanche, l'interaction à proprement dite entre processus synoptiques et convectifs ne peut pas être étudiée précisément avec ces données. Pour aller plus loin dans l'étude de cette interaction, il faut en effet un jeu de données qui résolvent à la fois les processus synoptiques et convectifs. La modélisation des deux cas d'étude considérés avec Méso-NH (paragraphe 2.3) permet d'aborder cette question.

Comme annoncé au paragraphe 2.3.5, les deux cas d'étude considérés ont été modélisés avec une résolution de 24 km et une convection paramétrée, puis à une résolution de 4 km où la convection est supposée être explicite. Cet approche numérique permet de quantifier le rôle respectif des différents processus physiques dans l'évolution d'une perturbation simulée, à l'aide en particulier d'un bilan d'énergie sur les sorties de modèle à 24 km (objet du chapitre 5), et d'un bilan de tourbillon sur les sorties de modèle à 4 km (objet du chapitre 6).

Pour donner du sens à l'étude quantitative des processus du modèle, il est important dans un premier temps d'évaluer dans quelle mesure les simulations sont « réalistes ». Les méthodes développées pour comparer les sorties de simulations aux observations (analyses ECMWF, images Meteosat) font l'objet du paragraphe 4.1. Les validations des simulations à 24 km et à 4 km sont ensuite détaillées dans les paragraphes 4.2 et 4.3 respectivement. Précisons que ces résultats sont une adaptatation d el'article en révision au *Journal of Atmospheric Sciences* concernant la simulation Méso-NH à 24 km de la Perturbation D (Arnault et Roux 2009b).

4.1. Méthodes de validation

4.1.1. Sections horizontales composites

Nous avons vu au chapitre 3 que l'évolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest semble être le résultat d'une interaction avec des processus d'échelle synoptique tels que les thalwegs et dorsales de l'Onde d'Est Africaine (AEW), le flux de mousson, les alizés, l'air sec saharien… Tous ces processus peuvent être représentés sur une « section horizontale composite » à partir des analyses ECMWF et des images Meteosat.

Plus précisément, nous choisissons de représenter simultanément : (1) la température de brillance inférieure à -30º C, pour décrire les épisodes convectifs, (2) l'humidité relative inférieure à 30 % à 925 hPa associée à un vent de Nord à ce niveau de pression pour décrire l'air sec saharien ; (3) le flux d'humidité à 925 hPa ayant une composante de Sud pour décrire le flux de mousson ; (4) le vent à 700 hPa avec une composante d'Est supérieure à 10 ms^{-1} pour représenter le jet d'Est africain (AEJ) et l'AEW ; (5) les axes des thalwegs de l'AEW avec la méthode objective de Berry *et al.* (2006).

Le même type de sections horizontales composites peut aussi être obtenu avec les sorties de simulations Méso-NH à 24 et à 4 km. Ces simulations résolvent en effet les processus synoptiques et convectifs (de façon paramétrée à 24 km, et explicite à 4 km), et la température de brillance correspondant à l'atmosphère simulée peut être diagnostiquée à partir des sorties de modèle, suite aux travaux de Chaboureau *et al*. (2000, 2002). La confrontation entre les deux types de sections horizontales composites : « d'observation » et « de simulation », est notre premier outil de validation des simulations.

4.1.2. Profil composite

Les systèmes convectifs peuvent interagir avec leur environnement en produisant du tourbillon cyclonique d'échelle synoptique en moyenne troposphère (e.g. Schubert et Hack 1982, Hack et Schubert 1986, Menard et Fritsch 1989, Chen et Frank 1993, Harr *et al.* 1996, Ritchie et Holland 1997, Simpson *et al.* 1997, Rodgers et Fritsch 2001, Berry et Thorncroft 2005). L'interaction entre ces processus est représentée avec un « profil composite » à partir des analyses ECMWF et des images Meteosat.

Plus précisément, pour réaliser ce profil composite une boîte de 6º x 6º est d'abord définie pour « suivre » la perturbation étudiée (« Perturbation pre-Helene » ou « Perturbation D »). Dans la mesure où la perturbation étudiée est un thalweg de l'AEW, et que nous nous intéressons à l'évolution de la circulation cyclonique associée, en interaction éventuelle avec des systèmes convectifs, cette boîte est centrée sur l'anomalie de tourbillon cyclonique à 700 hPa (exemple à la Figure 4.2). Sont ensuite représentées simultanément : (1) l'évolution du profil de tourbillon relatif de 100 à 1000 hPa moyenné dans cette boîte, (2) l'évolution des surfaces des sommets nuageux plus froides que -30º C, -50º C et -70º C, données en pourcentage de la surface totale de la boîte (Mathon et Laurent 2000 ont utilisé des seuils de température de brillance comparables pour étudier les systèmes convectifs en région sahélienne). Les évolutions des surfaces plus froides que -30º C, -50º C et -70º C donnent respectivement une indication sur le cycle de vie de la perturbation convective dans son ensemble, sur l'activité de convection profonde, et sur les épisodes convectifs les plus intenses. Ce type de graphique permet de faire des corrélations entre l'activité convective et l'activité cyclonique d'échelle synoptique associées à la perturbation étudiée.

Comme pour l'analyse du paragraphe précédent, le même type de profil composite peut être obtenu avec les sorties de simulation Meso-NH à 24 et à 4 km. La confrontation entre les deux types de profils composites « d'observation » et « de simulation », est notre second outil de validation des simulations.

4.2. Validation des simulations à 24 km

4.2.1. Cas de la Perturbation pre-Helene

Sections horizontales composites

Les sections horizontales composites du 9 septembre 2006 à 06 UTC au 12 septembre 2006 à 18 UTC obtenues avec les observations et les sorties de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation pre-Helene » sont données à la Figure 4.1. D'après les observations, le 9 septembre à 18 UTC la Perturbation pre-Helene était associée à un développement convectif au Nord-ouest du Burkina Faso vers (13º N, 3º W) à l'Ouest d'un thalweg de l'AEW, ainsi qu'à un important flux de mousson et une circulation d'air sec saharien de nord-est au nord-ouest. Ainsi, la Perturbation pre-Helene était déjà associée à une circulation cyclonique en basse et moyenne troposphère (700 – 925 hPa) sur le continent africain. Le système convectif a continué à se développer et à se propager vers l'Ouest dans la nuit du 9 au 10 septembre, tandis que le flux de mousson à 925 hPa et les vents d'Est à 700 hPa s'intensifiaient. Puis ce système convectif a donné naissance à une ligne de grains qui s'est dissipée dans la soirée du 10 septembre vers les reliefs guinéens. Un re-développement convectif a eu lieu dans la matinée du 11 septembre au Nord des monts guinéens, tandis que le flux de mousson à 925 hPa et la circulation d'Est à 700 hPa continuaient à s'intensifier. Le système convectif du 11 septembre au matin s'est rapidement dissipé, alors que la courbure cyclonique du flux de mousson à 925 hPa et des vents à 700 hPa était de plus en plus nette. Durant ce 11 septembre, la circulation de Nord-est d'air sec au Nord de la Perturbation pre-Helene était aussi très intense, en rapport avec un renforcement de l'alizé maritime au large de la côte Ouest africaine. C'est finalement le re-développement convectif océanique du 12 septembre au matin à l'avant du thalweg de l'AEW qui a démarré la cyclogénèse d'Helene vers (12º N, 22º W).

Dans la simulation Méso-NH à 24 km, le développement convectif du 9 septembre est reproduit à peu près au même moment et au même endroit, tandis que le flux de mousson, la circulation d'air sec à 1000 m et les vents d'Est à 3000 m ont des intensités

comparables aux observations. En revanche, le système convectif simulé se dissipe plus rapidement que dans les observations et ne produit pas de ligne de grain dans l'après-midi du 10 septembre. A ce moment, le flux de mousson est plus développé vers le Nord et la courbure cyclonique des vents à 3000 m est plus marquée dans la simulation que dans les observations. Le re-développement convectif observé au Nord des monts guinéens le 11 septembre au matin est reproduit dans la simulation avec 12 heures de retard et légèrement plus à l'Ouest, avec une moindre intensité.

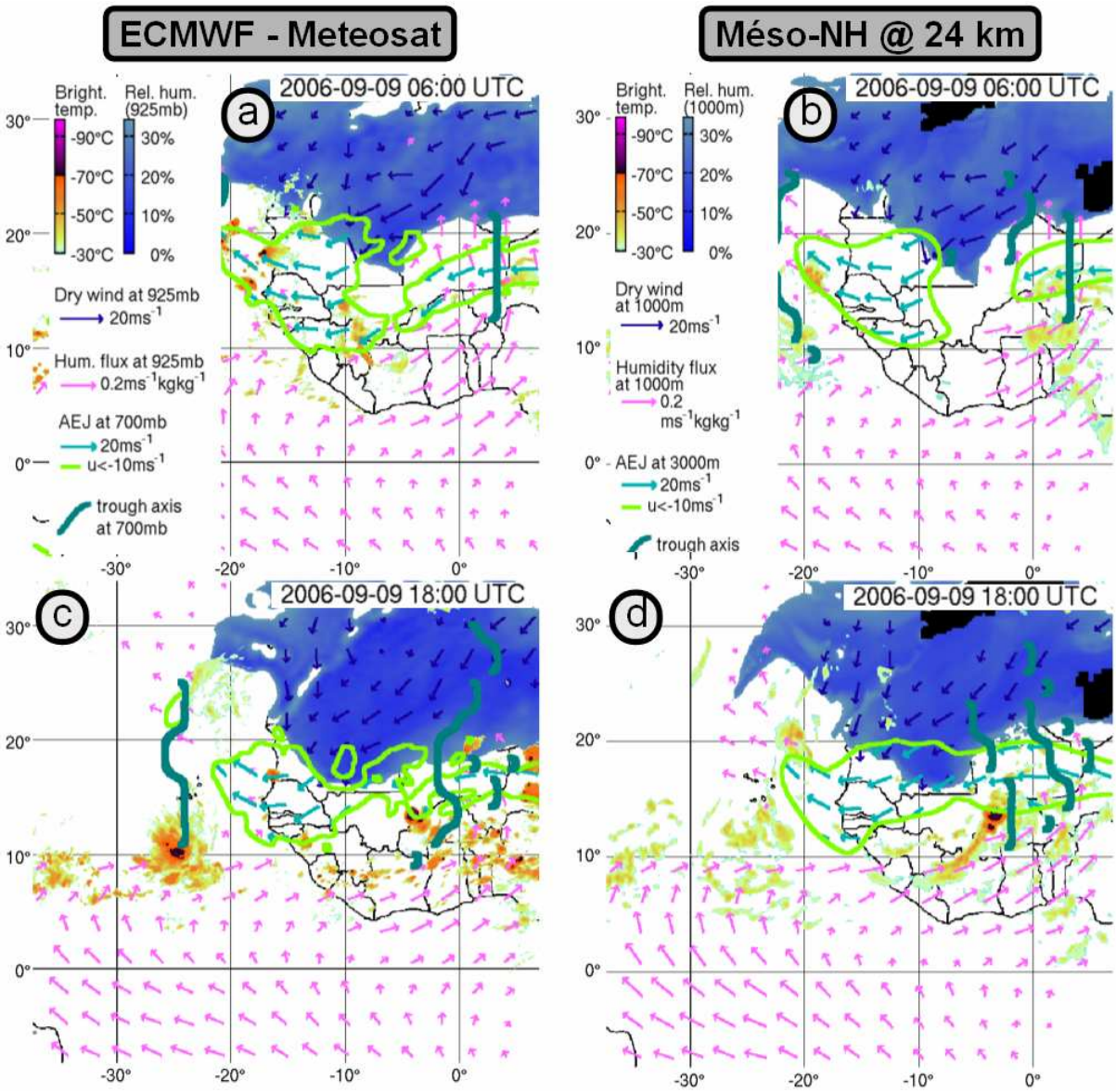

Figure 4.1. *(a, c, e) : images composites entre les analyses ECMWF et les images Meteosat-9. Les zones colorées en jaune – orange – noir – violet indiquent la température de brillance en dessous de -30º C, les zones bleutées indiquent l'humidité relative inférieure à 30 % et les flèches bleu foncé le vent avec une composante de Nord à 925 hPa, les flèches roses indiquent le flux d'humidité avec une composante de Sud à 925 hPa, les zones encerclées d'un trait vert clair et les flèches bleu-vert indiquent le vent à 700 hPa avec une composante d'Est supérieure à 10 ms^{-1}, les traits vert foncé indiquent les axes des thalwegs de l'AEW à 700 hPa obtenus avec la méthode objective de Berry et al. (2006). (b, d, f) Comme (a, c, e), excepté à partir de la simulation Méso-NH à 24 km de la « perturbation pre-Helene ». Le niveau de pression 925 (700) hPa est remplacé par l'altitude 1000 (3000) m. Ces images composites sont représentées pour le 9 Septembre 2006 à 06 UTC (a, b) et à 18 UTC (c, d).*

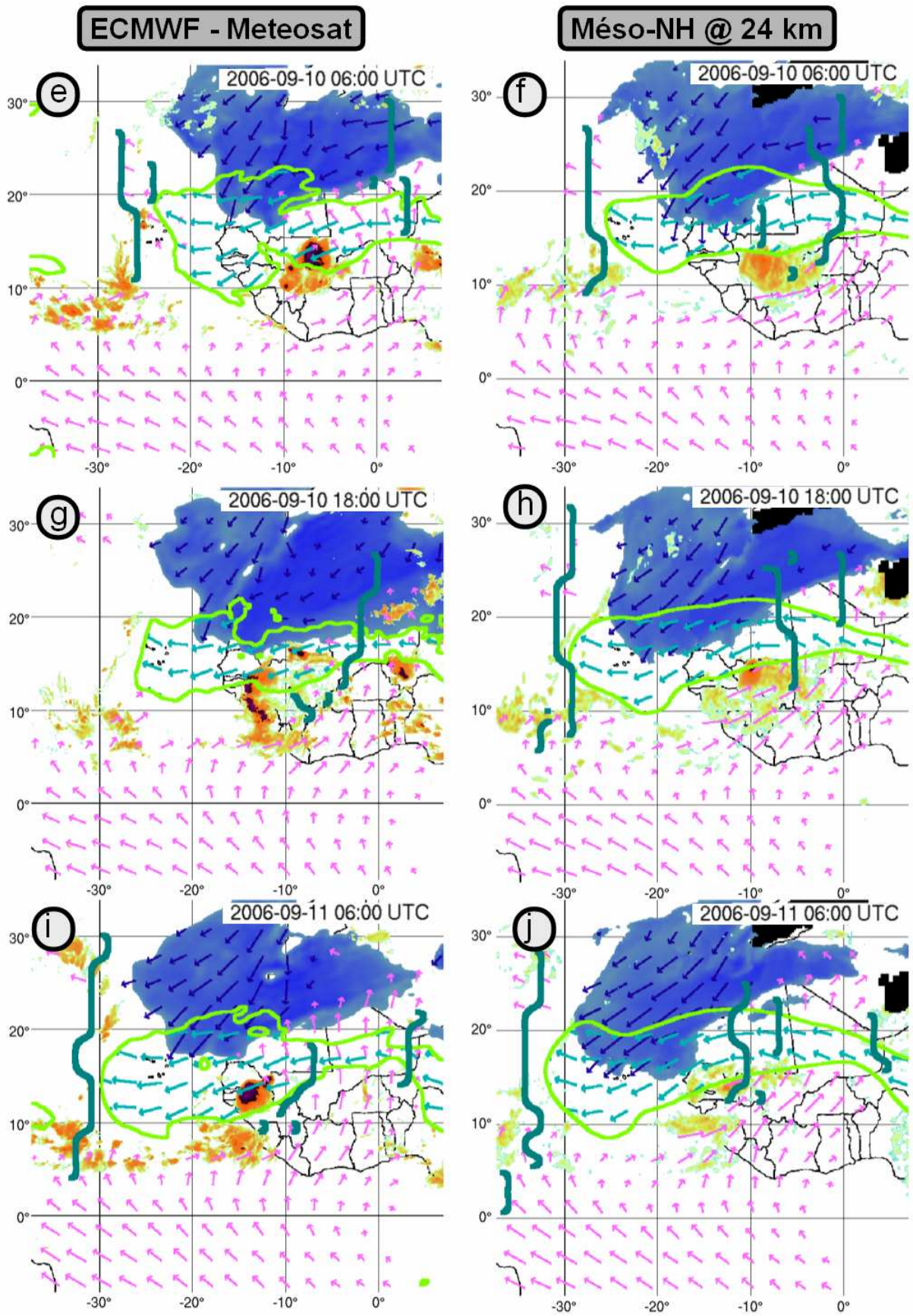

Figure 4.1. *(Suite) pour le 10 Septembre 2006 à 06 UTC (e, f), à 18 UTC (g, h), et le 11 Septembre 2006 à 06 UTC (i, j).*

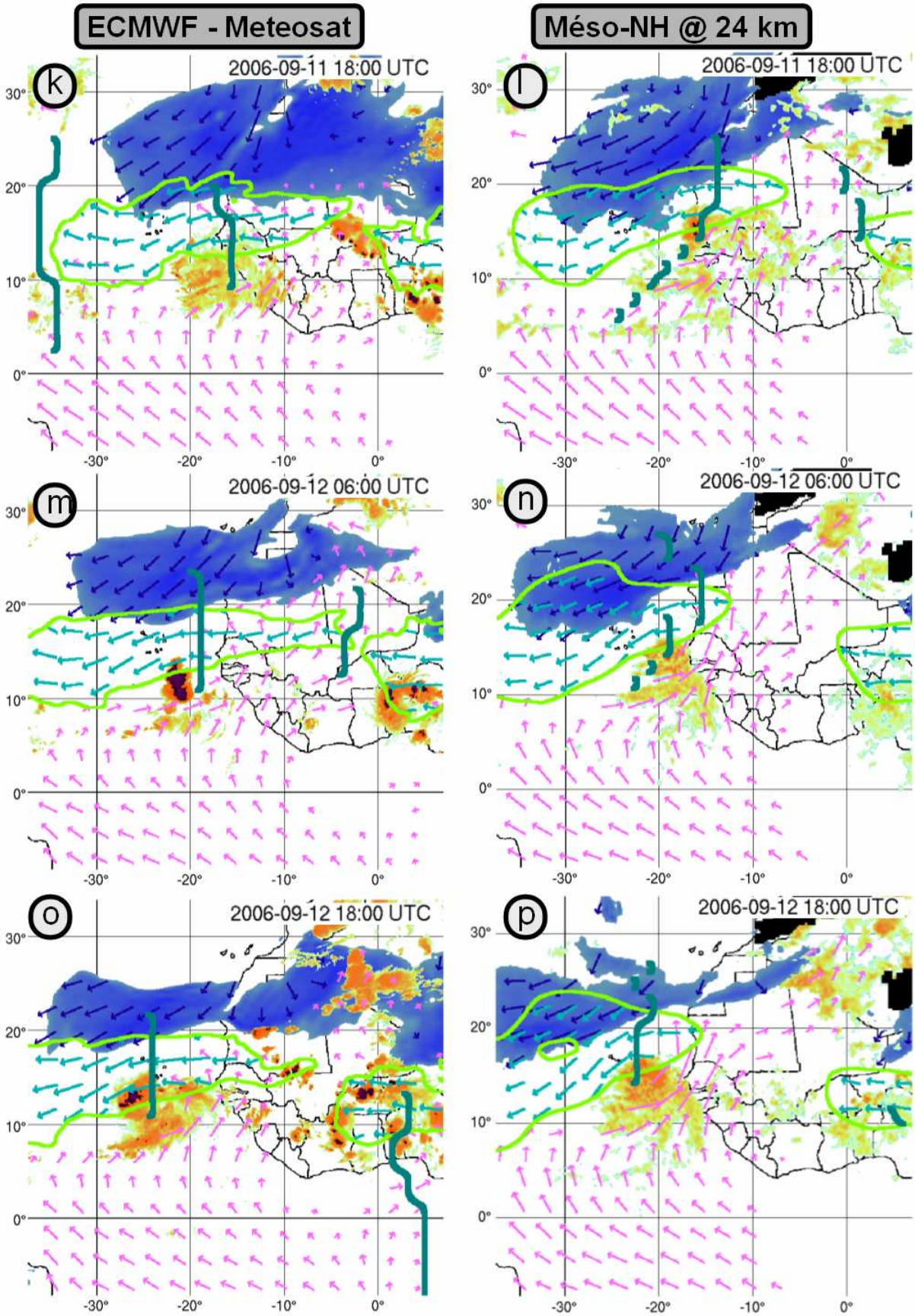

Figure 4.1. *(Suite) pour le 11 Septembre 2006 à 18 UTC (k, l), le 12 Septembre 2006 à 06 UTC (m, n) et à 18 UTC (o, p).*

Le renforcement simulé de la courbure cyclonique du flux de mousson a démarré avec le re-développement du 11 septembre après-midi sur la côte sénégalaise, alors que d'après les observations cela a plutôt commencé le 12 septembre au matin avec le re-développement convectif observé au Sud des Îles du Cap Vert. Le système convectif simulé dans l'après-midi du 11 septembre n'a pas cessé de se développer jusqu'au 13 septembre à 00 UTC. A ce moment, la circulation d'Est à 700 hPa dans la simulation est tout aussi intense que dans les observations à l'Ouest du système convectif, mais elle est en revanche beaucoup plus faible à l'Est. Le 12 septembre à 18 UTC, le système convectif simulé présente les caractéristiques d'une cyclogénèse tropicale (système organisé et bandes nuageuses enroulées dans le sens cyclonique), bien que situé environ 200 km au Nord-est du système convectif observé par Meteosat.

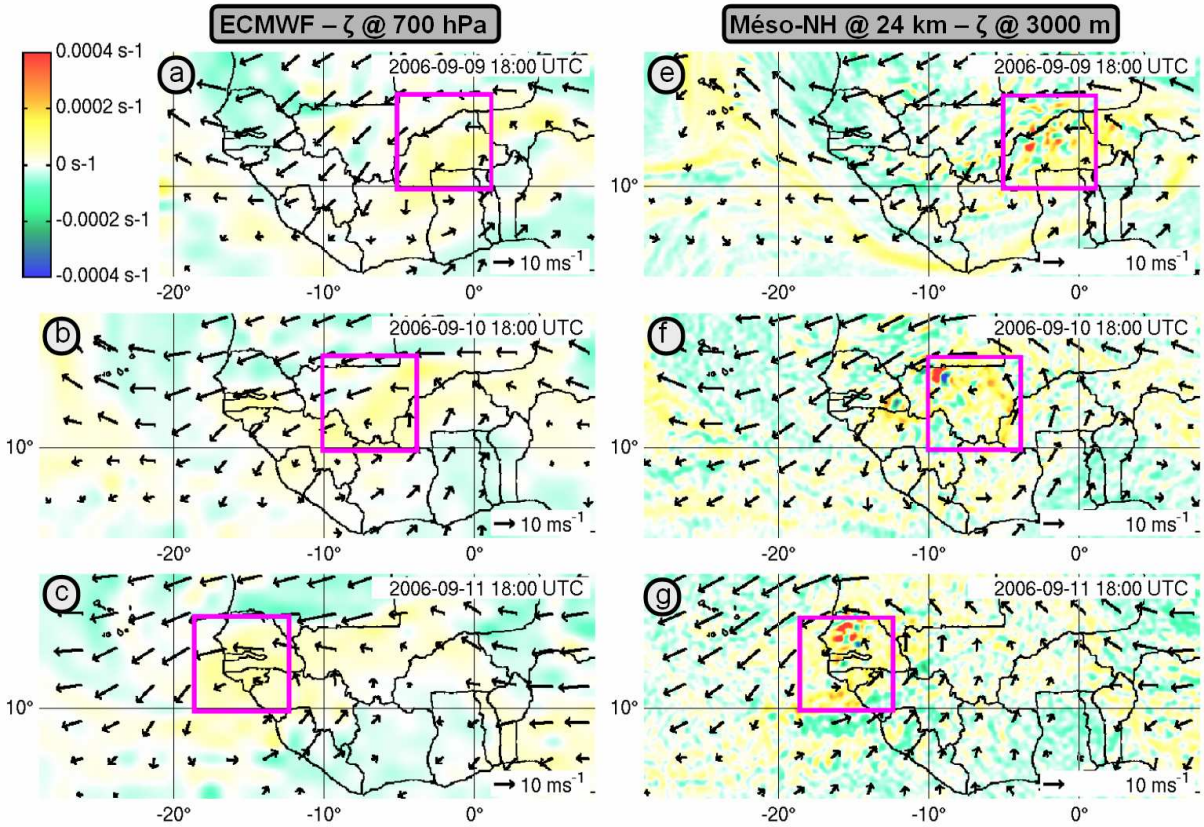

Figure 4.2. *(a-d) Sections verticales du tourbillon relatif (ζ en s^{-1}) et du vent horizontal (flèches) analysés par l'ECMWF du 9 Septembre 2006 à 18 UTC (a) au 12 Septembre 2006 à 18 UTC. L'échelle de tourbillon relatif est à gauche de (a) et l'échelle du vent est en bas à droite de chaque image. (e-h) comme (a-d), excepté pour le tourbillon relatif et le vent horizontal à 3000 m déduit de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation pre-Helene ». Le carré violet de taille 6º x 6º définit le domaine horizontal se déplaçant avec la « Perturbation pre-Helene ».*

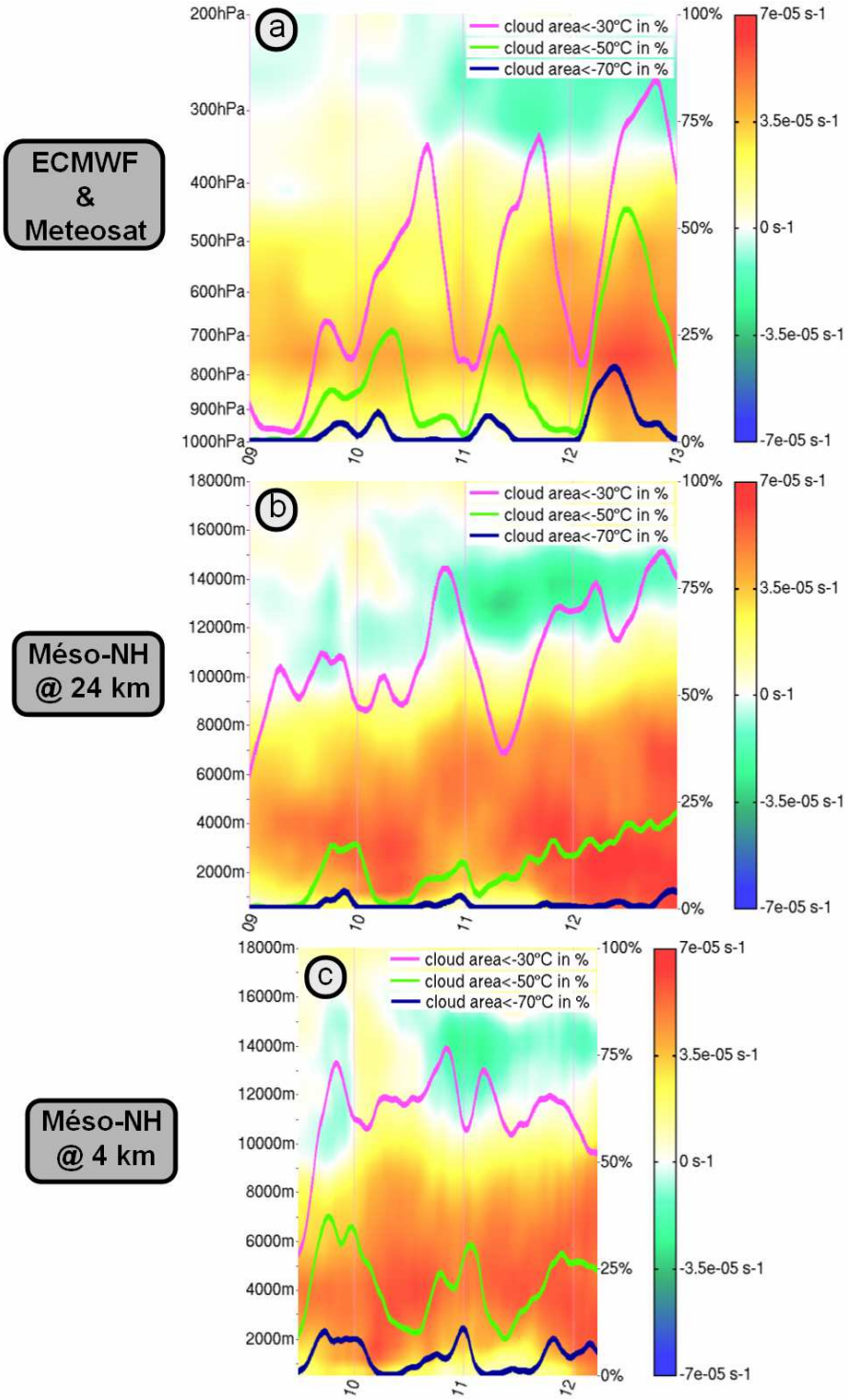

Figure 4.3. *(a) Profil composite entre les analyses ECMWF et les images Meteosat-9 montrant l'évolution de certaines quantités entre 100 et 1000 hPa dans le domaine horizontal 6º x 6º se déplaçant avec la « Perturbation pre-Helene » (carrés noirs dans la Figure 4.2). Les zones colorées représentent l'évolution du profil du tourbillon vertical relatif avec l'échelle à droite de l'image. Les courbes rose, verte et bleu donnent l'évolution de la surface du sommet des nuages plus froid que -30º C, -50º C et -70º C, respectivement. L'axe des abscisses donne le temps en jours du 9 Septembre 2006 à 00 UTC au 13 Septembre 2006 à 00 UTC. L'axe des ordonnées à gauche indique l'altitude donnée en niveaux de pression (hPa). L'axe des ordonnées à droite indique le pourcentage de surface nuageuse dans le domaine horizontal 6º x 6º. (b) Comme (a), excepté à partir de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation pre-Helene », et que l'axe des ordonnées à gauche indique l'altitude en mètres. (c) Comme (b), excepté à partir de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation pre-Helene », et que l'axe des abscisses donne le temps en jour du 9 Septembre à 12 UTC au 12 Septembre à 06 UTC.*

Profil composite

Pour étudier plus précisément la relation entre la convection et la production de tourbillon cyclonique à l'échelle synoptique, une boîte de 6º x 6º « délimitant » la circulation cyclonique à 700 hPa associée à Perturbation pre-Helene a été définie, à partir des analyses ECMWF (Figure 4.2a-d). Une comparaison avec le tourbillon à 3000 m (Figure 4.2e-h) dans la simulation Méso-NH à 24 km confirme que dans l'ensemble la circulation en moyenne troposphère est correctement reproduite, mais que le 12 septembre à 18 UTC la circulation cyclonique associée à la Perturbation pre-Helene simulée est décalée au Nord-est par rapport aux observations, et que les vents d'Est à l'Est de la circulation cyclonique simulée sont moins intenses que dans les observations. De manière générale, la simulation crée des petites structures cycloniques, certainement en rapport avec la convection, qui semblent se mélanger et intensifier la circulation cyclonique d'échelle synoptique.

Les profils composites du 9 septembre 2006 à 00 UTC au 13 septembre 2006 à 00 UTC obtenus dans cette boîte de 6º x 6º avec les observations et les sorties de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation pre-Helene » sont donnés à la Figure 4.3. D'après les observations (Figure 4.3a), le cycle de vie de la perturbation convective suit globalement le cycle diurne, avec un minimum d'activité à minuit et un maximum d'activité en fin d'après midi. Les épisodes de convection intense dans la nuit du 9 au 10 septembre, dans la matinée du 11 septembre et dans la matinée du 12 septembre sont tous associés à une intensification du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère (500 – 800 hPa), avec en plus une intensification en basse troposphère au cours de l'épisode convectif du 12 septembre.

La simulation à 24 km reproduit assez mal le cycle diurne de l'activité convective (Figure 4.3b). Le développement convectif du 9 septembre a en revanche une intensité comparable aux observations, mais dure effectivement moins longtemps. Un épisode de convection intense a été simulé dans la soirée du 10 septembre, alors que dans les observations la convection à cette date était de moindre amplitude. Le développement convectif observé dans la matinée du 11 septembre n'est pas du tout reproduit dans la simulation. Au lieu de cela, de la convection intense se met faiblement en place dans la simulation à partir de l'après-midi du 11 septembre et croît légèrement jusqu'au 13 septembre à 00 UTC. Les développements convectifs océaniques simulés sont cependant beaucoup moins intenses que celui qui a été observé dans la matinée du 12 septembre. Néanmoins, en comparaison à ce qui a été observé, l'intensification du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère (2000 – 6000 m) associée aux développements convectifs est plus importante dans la simulation, et l'augmentation du tourbillon cyclonique en basse troposphère commence dès l'après-midi du 11 septembre.

Conclusion

Ces comparaisons montrent que la Perturbation pre-Helene simulée avec Méso-NH à 24 km a eu une évolution cyclogénétique, avec cependant quelques différences par rapport à ce qui a été observé (enchaînement différent des développements convectifs successifs, cyclogénèse tropicale démarrant 12 heures plus tôt, propagation vers l'Ouest plus lente).

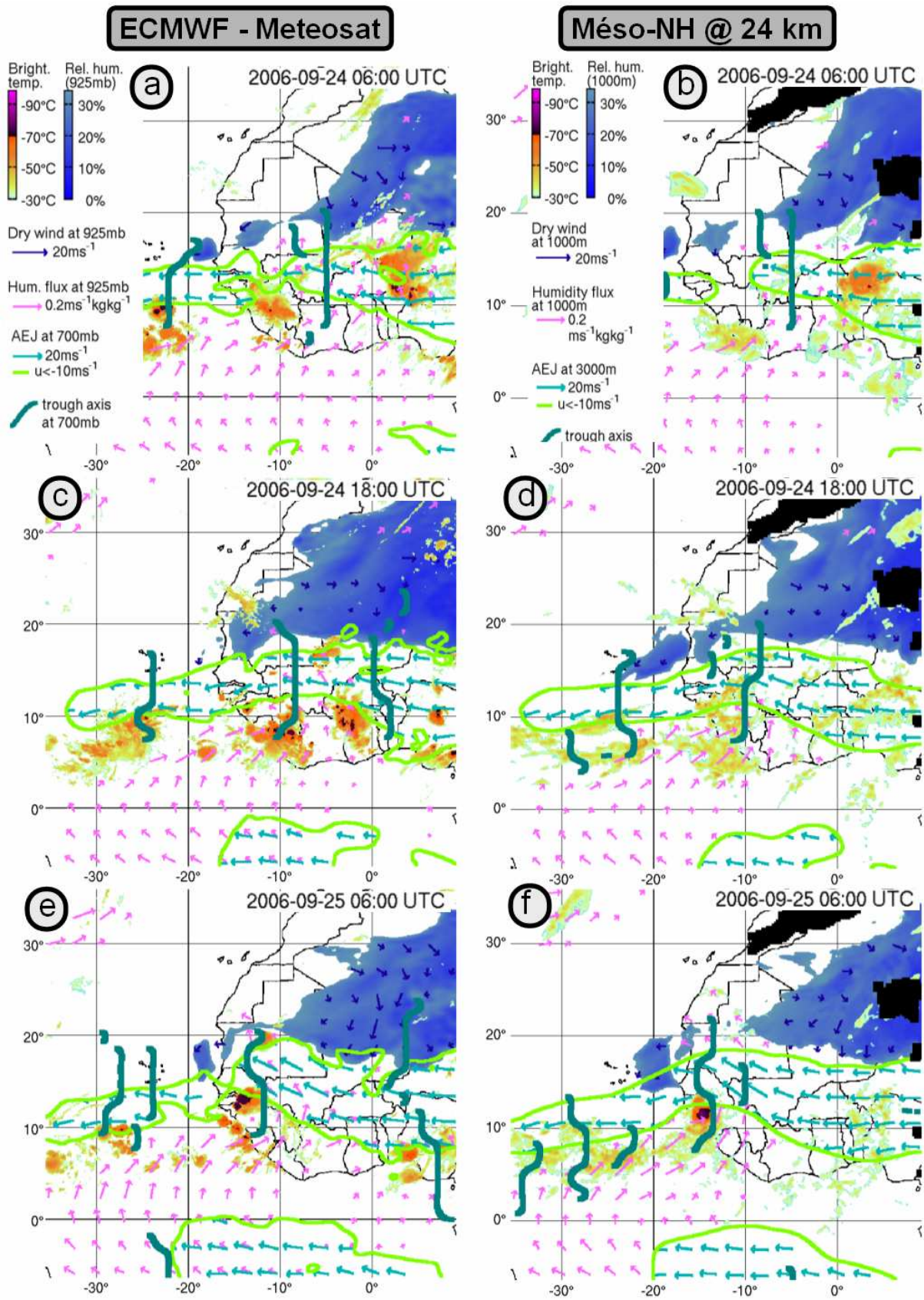

Figure 4.4. *Comme à la Figure 4.1, excepté que les images composites de droite sont obtenues avec la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation D ». Ces images composites sont représentées pour le 24 Septembre 2006 à 06 UTC (a, b) et à 18 UTC (c, d), et le 25 Septembre 2006 à 06 UTC (e, f).*

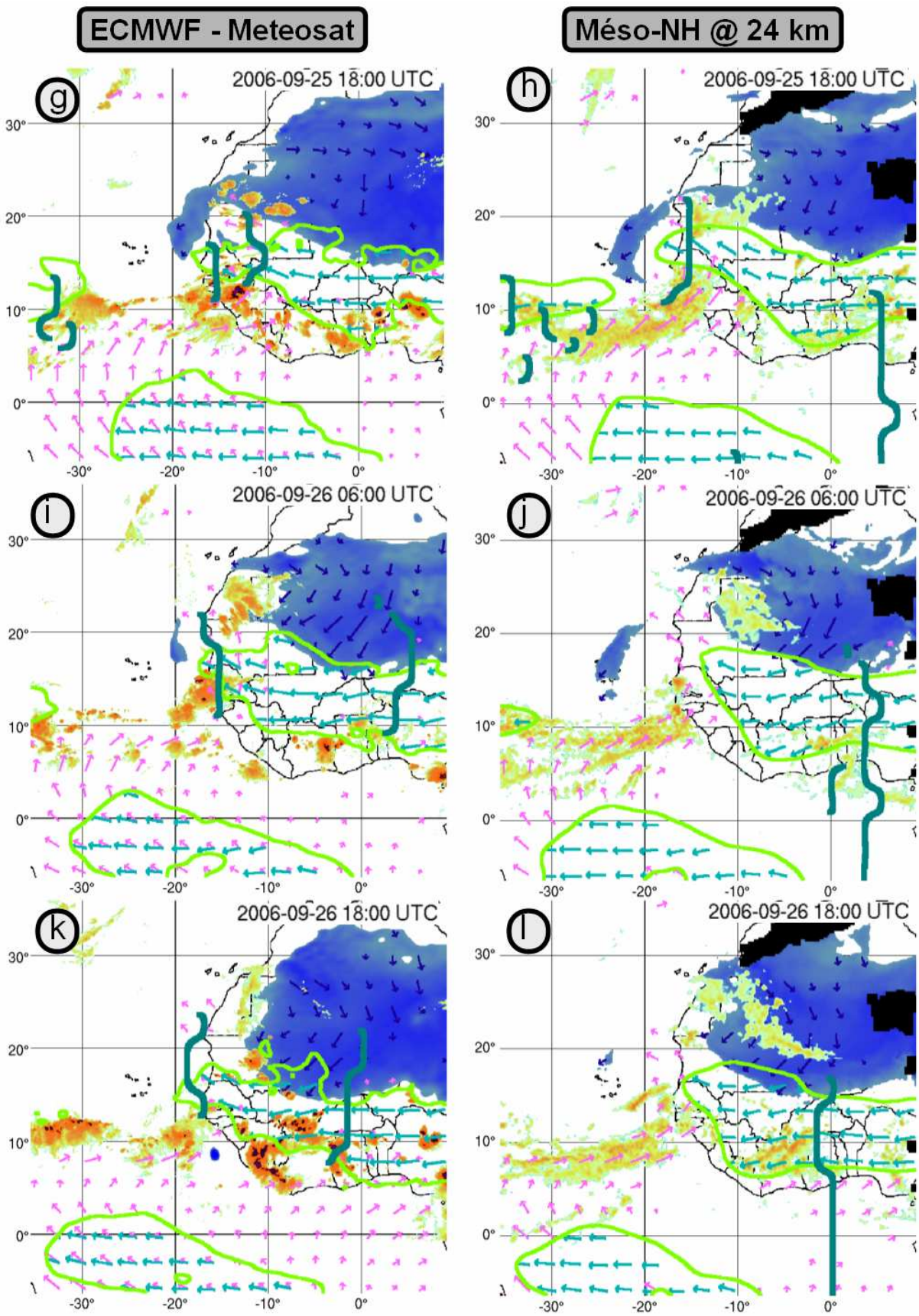

Figure 4.4. *(Suite) pour le 25 Septembre 2006 à 18 UTC (g, h), le 26 Septembre 2006 à 06 UTC (i, j) et à 18 UTC (k, l).*

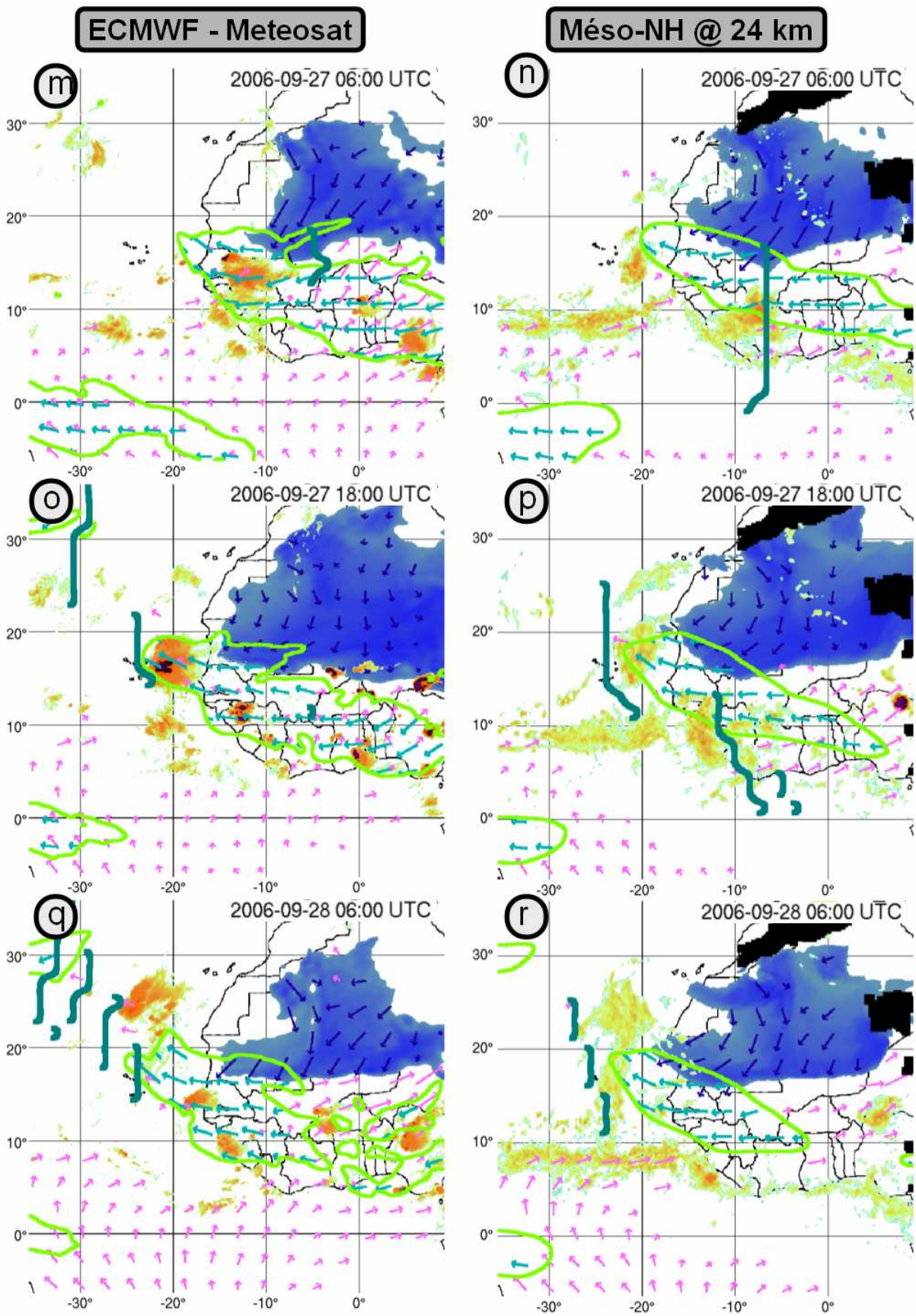

Figure 4.4. *(Suite) pour le 27 Septembre 2006 à 06 UTC (m, n) et à 18 UTC (o, p), le 28 Septembre 2006 à 06 UTC (q, r).*

4.2.2. Cas de la Perturbation D

Sections horizontales composites

Les sections horizontales composites du 24 septembre 2006 à 06 UTC au 28 septembre 2006 à 06 UTC obtenues avec les observations (les données ECMWF représentées proviennent des re-analyses AMMA) et les sorties de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation D » sont données à la Figure 4.4. D'après les observations, le 24 septembre la Perturbation D était associée à une courbure cyclonique dans les vents d'Est à 700 hPa en rapport avec un thalweg de l'AEW, et un fort flux de mousson à l'Ouest du Mali vers (12º N, 8º W). La convection associée était en revanche relativement faible. Dans la matinée du 25 septembre un développement convectif intense s'est produit au Sud du Sénégal vers (12º N, 12º W) à l'Ouest du thalweg de l'AEW, alors que la courbure cyclonique du flux de mousson à 925 hPa et des vents d'Est à 700 hPa se renforçaient. Le système convectif s'est dissipé dans l'après-midi alors que le flux de mousson à 925 hPa s'affaiblissait sur la côte guinéenne et que la circulation d'air sec de Nord-Est à 925 hPa en provenance du Sahara se renforçait, 1000 km à l'Est de la Perturbation D. Dans la journée du 26 septembre cette circulation d'air sec saharien a continué à s'intensifier et à prendre une courbure nettement anticyclonique. De façon similaire la circulation d'Est à 700 hPa à l'Est de la Perturbation D s'est intensifiée et a pris une courbure nettement anticyclonique, en rapport avec l'intensification de la dorsale de l'AEW à l'Est de la Perturbation D. A partir du 26 septembre, la circulation en moyenne troposphère à proximité de la côte Ouest africaine s'est retrouvée majoritairement de Sud-est, ce qui a transporté la Perturbation D vers le Nord-ouest. Dans l'après-midi du 27 septembre, un dernier développement convectif océanique a été associé à la Perturbation D, entre les Îles du Cap Vert et la côte Sénégalaise vers (18º N, 20º W) à l'arrière du thalweg de l'AEW. Cependant, ce système convectif était complètement dissocié du flux de mousson à ce moment-là, expliquant certainement en partie sa rapide dissipation.

Dans la simulation Méso-NH à 24 km (Figure 4.4), les processus synoptiques (flux de mousson et air sec saharien en basse troposphère, circulations cyclonique et anticyclonique des vents d'Est en moyenne troposphère) sont relativement bien reproduits. Le développement convectif dans la matinée du 25 septembre au Sud du Sénégal est aussi reproduit avec une intensité comparable aux observations, à peu prés au bon moment et au bon endroit. En revanche, les développements côtiers sont beaucoup plus faibles, le développement convectif océanique final démarre 12 heures plus tôt, et est lui aussi beaucoup plus faible.

Profile composite

Pour étudier plus précisément la relation entre la convection et la production de tourbillon cyclonique à l'échelle synoptique, une boîte de 6º x 6º « délimitant » la circulation cyclonique à 700 hPa associée à la Perturbation D a été définie, à partir des re-analyses AMMA de l'ECMWF (Figure 4.5a-d). Une comparaison avec le tourbillon à 3000 m dans la simulation Méso-NH à 24 km confirme que dans l'ensemble la circulation en moyenne troposphère est correctement reproduite. Comme pour le cas précédent, la simulation crée des petites structures cycloniques, certainement en rapport avec la convection, qui semblent se mélanger et intensifier la circulation cyclonique d'échelle synoptique. Dans ce cas cependant, la circulation anticyclonique renforcée à l'Est de la Perturbation D a cisaillé sa circulation cyclonique dans la journée du 26 septembre, empêchant les structures cycloniques d'échelle convective de s'organiser « correctement » à l'échelle synoptique.

Les profiles composites du 24 septembre 2006 à 00 UTC au 29 septembre 2006 à 00 UTC obtenus dans cette boîte de 6º x 6º avec les observations et les sorties de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation D » sont donnés à la Figure 4.6. D'après les observations (Figure 4.6a), le cycle diurne de la Perturbation D n'est pas aussi clair que dans le cas de la Perturbation pre-Helene, avec notamment une activité convective soutenue du 24 septembre au soir jusqu'au 26 septembre au soir. Les épisodes de convection intense dans la nuit du 24 au 25 septembre, dans la nuit du 25 au 26 septembre, et l'après-midi du 27 septembre ont tous été associés à une augmentation du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère (500 – 800 hPa), d'amplitude cependant bien inférieure à ce qui a été observé pour la Perturbation pre-Helene (Figure 4.3a).

Dans la simulation Méso-NH à 24 km (Figure 4.6b), le système convectif correctement reproduit dans la nuit du 24 au 25 septembre est en revanche associé à une intensification du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère (1000 – 5000 m) plus importante que ce qui a été observé. Cette évolution n'est cependant pas irréaliste, dans la mesure où l'on sait bien que la convection est souvent associée à une production de tourbillon cyclonique en moyenne troposphère (e.g. Menard et Fritsch 1989). En revanche, l'épisode de convection intense dans la nuit du 25 au 26 septembre n'est pas du tout reproduit, et le re-développement convectif océanique du 27 septembre est reproduit avec une amplitude beaucoup plus faible, i.e des températures de sommets nuageux beaucoup plus chaudes. Néanmoins, le re-développement convectif océanique de la simulation est quand même associé à une augmentation du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère d'intensité comparable à ce qui a été observé.

Conclusion

Ces comparaisons montrent que la Perturbation D simulée avec Méso-NH à 24 km a eu une évolution non-cyclogénétique comparable aux observations (intensification de la dorsale de l'AEW à l'Est de la Perturbation D en relation avec de l'air anticyclonique saharien, cisaillement du tourbillon cyclonique à 700 hPa), même si l'activité convective associée n'est pas exactement reproduite dans la simulation.

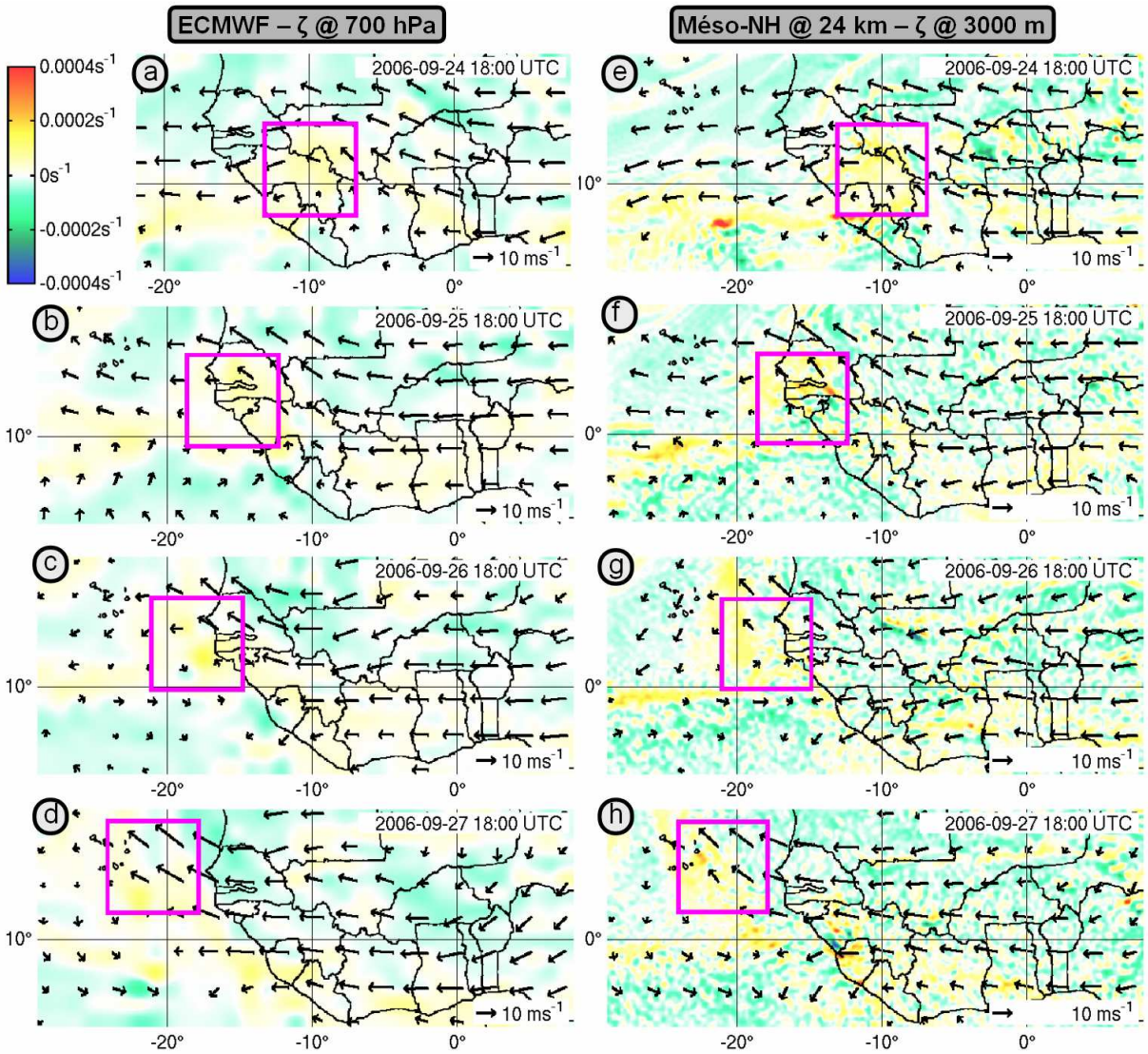

Figure 4.5. *(a-d) Comme à la Figure 4.2a, excepté avec les réanalyses AMMA de l'ECMWF du 24 Septembre 2006 à 18 UTC (a) au 27 Septembre 2006 à 18 UTC. (e-h) comme à la Figure 4.2e, excepté à partir de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation D ». Le carré noir de taille 6º x 6º définit le domaine horizontal se déplaçant avec la « Perturbation D ».*

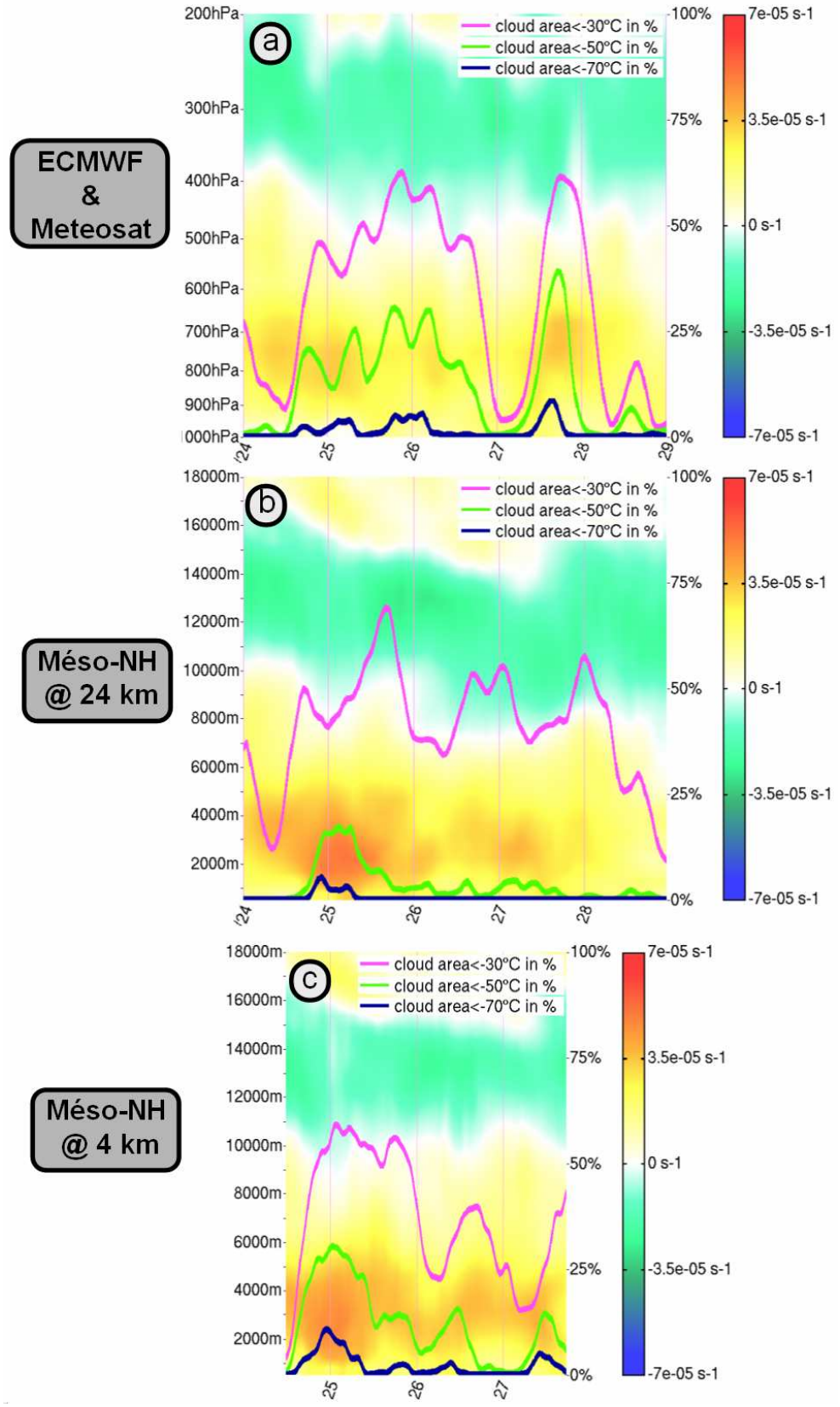

Figure 4.6. *(a) Comme pour la Figure 4.3a, excepté du 24 Septembre 2006 à 00 UTC jusqu'au 29 Septembre 2006 à 00 UTC pour les quantités moyennées horizontalement dans le domaine 6º x 6º se déplaçant avec la « Perturbation D » (carrés noirs dans la Figure 4.5). (b) Comme la Figure 4.3b, excepté à partir de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation D ». (c) Comme la Figure 4.3c, excepté à partir de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation D », et que l'axe des abscisses donne le temps en jour du 24 Septembre à 12 UTC au 27 Septembre à 18 UTC.*

4.3. Validation des simulations à 4 km

4.3.1. Cas de la Perturbation pre-Helene

Sections horizontales composites

Les sections horizontales composites du 9 septembre 2006 à 06 UTC au 12 septembre 2006 à 18 UTC obtenues avec les sorties de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation pre-Helene » sont données à la Figure 4.7. Les résultats de la simulation à 4 km avec une convection « explicite » sont globalement très proches de la simulation à 24 km avec une convection paramétrée, si ce n'est que l'activité convective est visiblement plus « réaliste ». Ainsi, le développement convectif du 9 septembre sur le Burkina Faso est bien reproduit, et se dissipe plus tardivement, conformément aux observations. En revanche, comme dans la simulation à 24 km, il n'y a pas de ligne de grain qui se développe à l'Est des monts guinéens dans l'après-midi du 10 septembre. Le re-développement convectif dans la matinée du 11 septembre au Nord des monts guinéens est bien reproduit dans la simulation à 4 km, mais ne se dissipe pas aussi rapidement que dans les observations. Au contraire le système convectif simulé le 11 septembre ne cesse de s'intensifier avec plusieurs phases de développements convectifs intenses, jusqu'au 12 septembre à 18 UTC. A cette date le système convectif simulé présente les caractéristiques d'une cyclogénèse tropicale (système organisé et bandes nuageuses enroulées dans le sens cyclonique), bien que situé environ 200 km au Nord-est du système convectif observé par Meteosat, comme dans la simulation à 24 km.

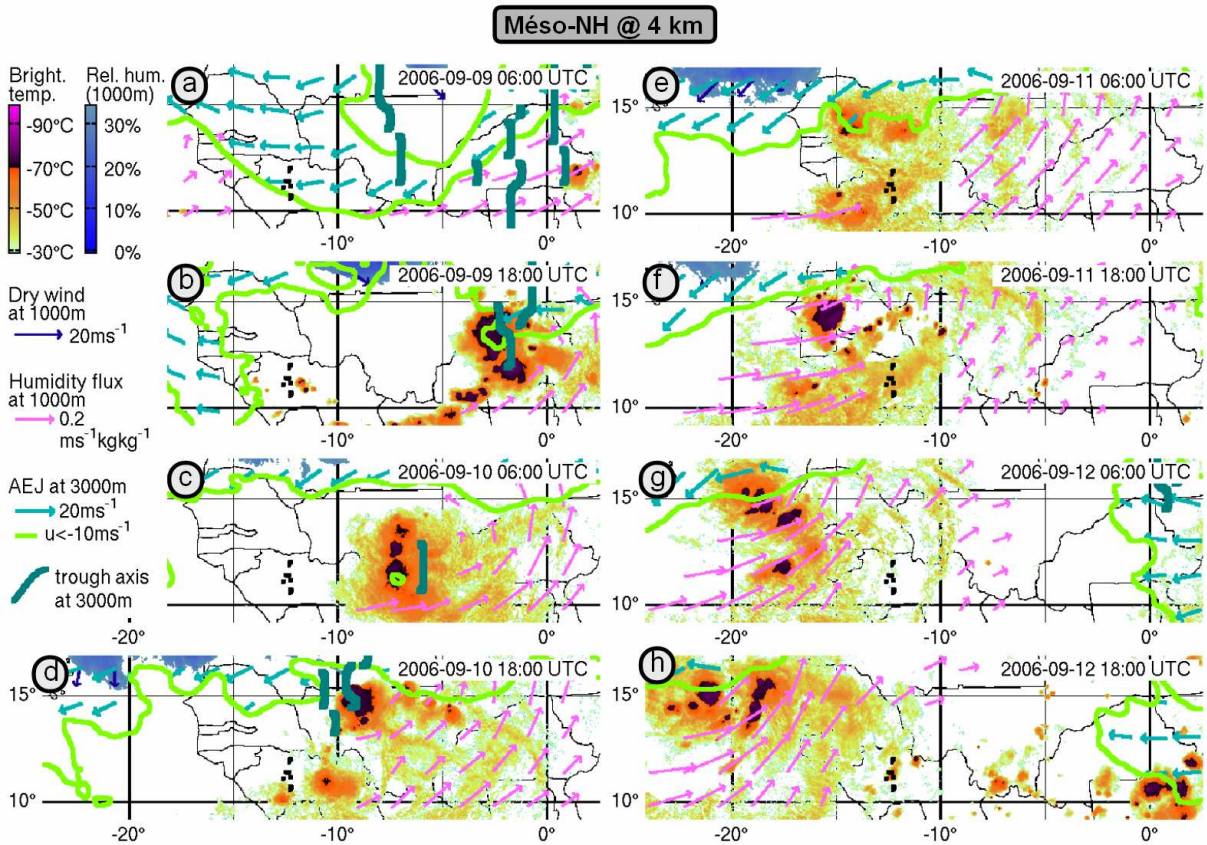

Figure 4.7. *Comme à la Figure 4.1b, excepté à partir de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation pre-Helene » du 9 Septembre 2006 à 06 UTC (a) au 12 Septembre 2006 à 18 UTC (h).*

Profil composite

La boîte de 6º x 6º « délimitant » la circulation cyclonique à 700 hPa associée à la Perturbation pre-Helene précédemment définie est réutilisée avec les sorties de la simulation Méso-NH à 4km. Cette boîte est indiquée sur la Figure 4.8 avec cette fois le tourbillon à

3000 m de cette simulation à 4 km. Cette figure révèle une multitude de petites structures cycloniques et anticycloniques de fortes amplitudes (> 4 10^{-4} s^{-1}) en comparaison à ce qui avait été obtenu à 24 km (~ 2 10^{-4} s^{-1}, voir Figure 4.2). En particulier, la convection est associée à une augmentation du nombre de petites structures cycloniques et anticyclonique. Selon un processus encore mal compris, les structures cycloniques se mélangent et intensifient la circulation cyclonique d'échelle synoptique. Ce résultat confirme ce qui avait été suggéré avec la simulation à 24 km, ainsi que l'hypothèse de Berry et Thorncroft (2005) pour le cas de la perturbation d'Afrique de l'Ouest qui a donné naissance à l'ouragan Alberto (2000) au large de la côte Ouest africaine.

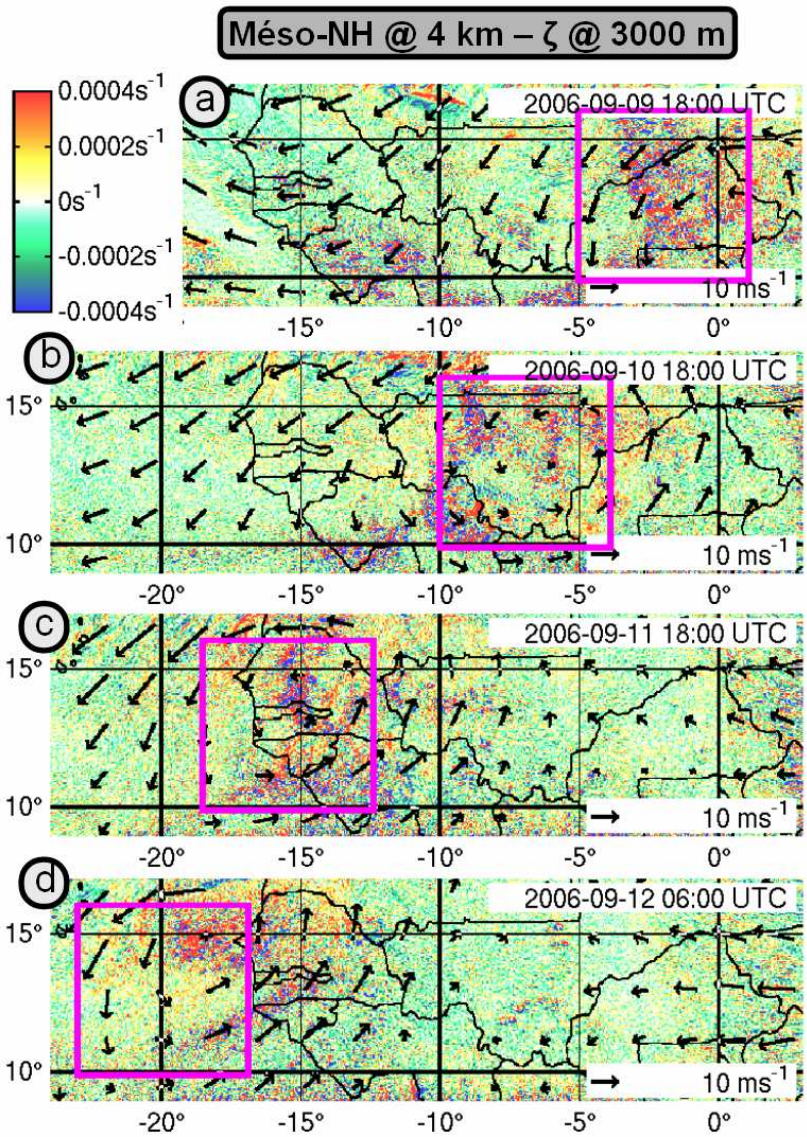

Figure 4.8. *(a-d) comme à la Figure 4.2e, excepté à partir de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation pre-Helene » du 9 Septembre 2006 à 18 UTC (a) au 12 Septembre à 06 UTC (d). Le carré noir de taille 6º x 6º définit le domaine horizontal se déplaçant avec la « Perturbation pre-Helene ».*

Le profil composite du 9 septembre 2006 à 12 UTC au 12 septembre 2006 à 06 UTC obtenu dans cette boîte de 6º x 6º avec les sorties de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation pre-Helene » est donné à la Figure 4.3c. Cette plage horaire a été choisie dans la mesure où la boîte de 6º x 6º est en dehors du domaine de la simulation à 4 km avant le 9 septembre 2006 à 12 UTC et après le 12 septembre 2006 à 06 UT. Dans la simulation à 4 km, le cycle diurne de l'activité convective globale associée à la Perturbation pre-Helene est aussi mal représenté qu'avec la simulation à 24 km. En revanche, l'activité de

convection profonde présente un cycle diurne comparable aux observations, et les épisodes de convection intense dans la nuit du 9 au 10 septembre, dans la nuit du 10 au 11 septembre et dans la nuit du 11 au 12 septembre, ont des intensités comparables aux observations, bien que légèrement décalés dans le temps, et pas tout à fait au bon endroit comme l'ont montrés les sections horizontales composites de la Figure 4.7. Ces trois épisodes simulés de convection intense ont tous été associés à une intensification du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère (1000 – 8000 m), l'intensification du tourbillon cyclonique en dessous de 1000 m ayant commencé le 12 septembre vers 00 UTC. Ainsi la cyclogénèse tropicale dans la simulation à 4 km s'est produite six heures plus tard que dans la simulation à 24 km, mais toujours six heures plutôt que dans les observations.

Conclusion

Ces comparaisons montrent que la Perturbation pre-Helene simulée avec Méso-NH à 4 km a eu une évolution cyclogénétique plus « réaliste » que dans la simulation à 24 km, avec cependant encore quelques différences par rapport à ce qui a été observé (enchaînement légèrement différent des développements convectifs successifs, cyclogénèse tropicale démarrant six heures plus tôt, propagation vers l'Ouest plus lente).

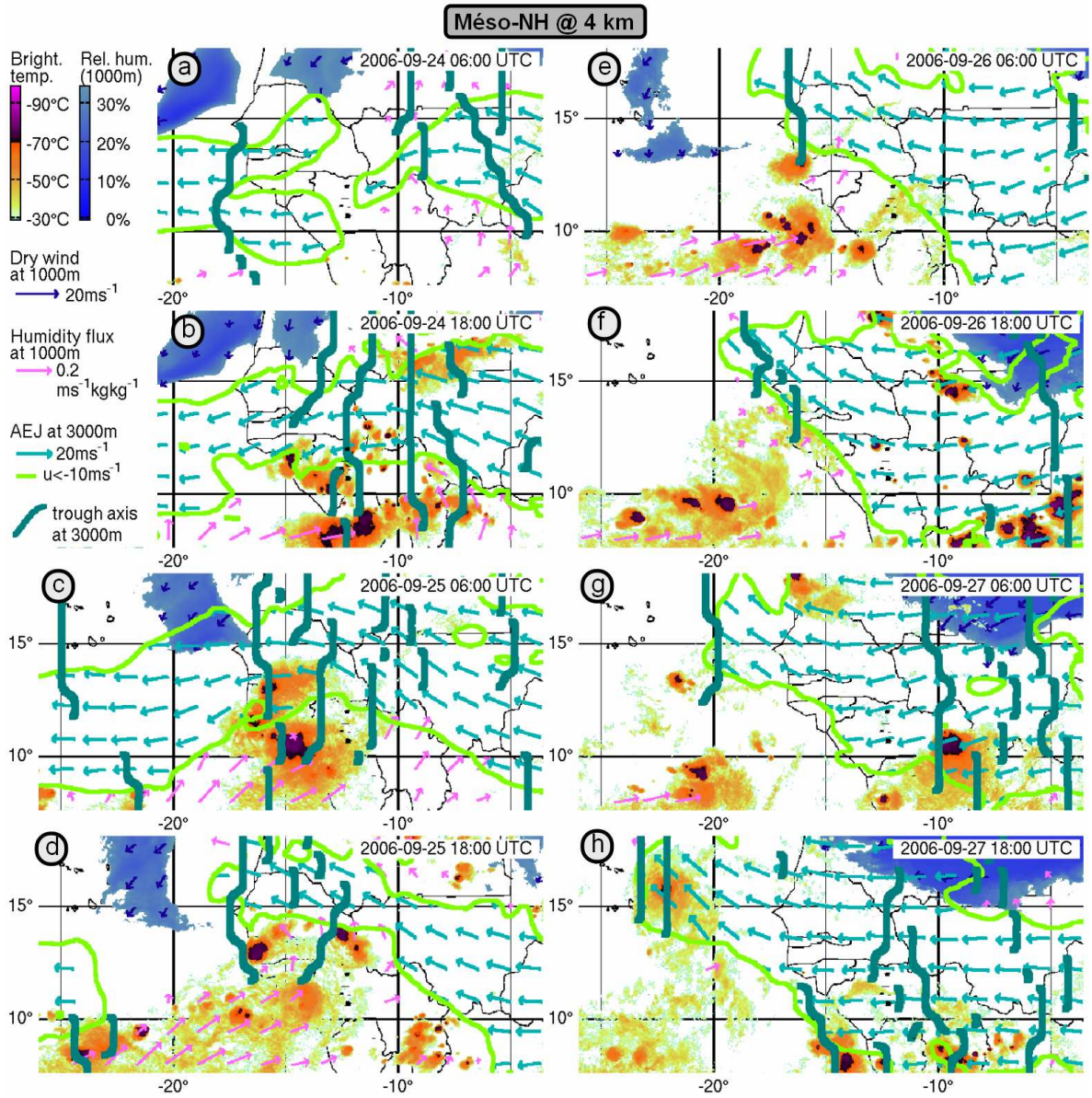

Figure 4.9. *Comme à la Figure 4.1b, excepté à partir de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation D » du 24 Septembre 2006 à 06 UTC (a) au 27 Septembre 2006 à 18 UTC (h).*

4.3.2. Cas de la Perturbation D

Sections horizontales composites

Les sections horizontales composites du 24 septembre 2006 à 06 UTC au 27 septembre 2006 à 18 UTC obtenues avec les sorties de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation D » sont données à la Figure 4.9. Les résultats de la simulation à 4 km avec une convection « explicite » sont globalement très proches de la simulation à 24 km avec une convection paramétrée (Figure 4.4), si ce n'est que l'activité convective est cette fois plus « réaliste ». Le système convectif observé dans la matinée du 25 septembre au Sud du Sénégal est reproduit avec une beaucoup plus grande taille et une plus grande intensité dans la simulation. Le 25 septembre à 18 UTC le système convectif simulé a en revanche une taille et une intensité comparable à ce qui a été observé. Pour finir, le développement convectif océanique du 27 septembre démarre encore 12 heures plus tôt mais avec une intensité comparable à ce qui a été observé le 27 septembre à 18 UTC. A cette date le système convectif simulé était en revanche 200 km à l'Ouest du système observé.

Profil composite

La boîte de 6º x 6º « délimitant » la circulation cyclonique à 700 hPa associée à la Perturbation D précédemment définie est réutilisée avec les sorties de la simulation Méso-NH à 4km. Cette boîte est montrée à nouveau à la Figure 4.10 avec cette fois le tourbillon à 3000 m de cette simulation à 4 km. Comme dans le cas précédent, cette figure révèle une multitude de petites structures cycloniques et anticycloniques de fortes amplitudes ($> 4\ 10^{-4}\ s^{-1}$) en comparaison à ce qui avait été obtenu à 24 km ($\sim 2\ 10^{-4}\ s^{-1}$, voir Figure 4.5). En particulier, les petites structures cycloniques vraisemblablement d'origine convective semblent se mélanger et intensifier la structure cyclonique de la Perturbation D à l'échelle synoptique. Dans ce cas cependant, confirmant le résultat de la simulation à 24 km, le cisaillement de cette structure cyclonique par la circulation anticyclonique renforcée à l'Est de la Perturbation D, très net le 26 septembre à 18 UTC, a empêché l'organisation de cette structure cyclonique, empêchant donc la cyclogénèse de se produire.

Le profil composite du 24 septembre 2006 à 12 UTC au 27 septembre 2006 à 18 UTC obtenus dans cette boîte de 6º x 6º avec les sorties de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation D » est donné à la Figure 4.6c. Cette plage horaire a été choisie dans la mesure où la boîte de 6º x 6º est en dehors du domaine de la simulation à 4 km avant le 24 septembre 2006 à 12 UTC et après le 27 septembre 2006 à 18 UT. La Figure 4.6c confirme que le développement convectif simulé dans la nuit du 24 au 25 septembre était bien plus intense que dans les observations. En revanche, l'intensification du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère (1000 – 5000 m) est moins intense que dans la simulation à 24 km, et donc plus proche des observations. Ensuite quelques faibles épisodes de convection intense ont été simulés dans la nuit du 25 au 26 septembre, avec une légère augmentation du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère, ce qui est plus conforme aux observations. Pour finir, le développement convectif océanique du 27 septembre, d'intensité légèrement plus faible que dans les observations, est lui aussi associé à une légère augmentation du tourbillon cyclonique en moyenne troposphère, comme dans les observations.

Conclusion

Ces comparaisons montrent que la Perturbation D simulée avec Méso-NH à 4 km a eu une évolution non-cyclogénétique comparable aux observations, comme pour la simulation à 24 km, avec cette fois une activité convective plus « réaliste ».

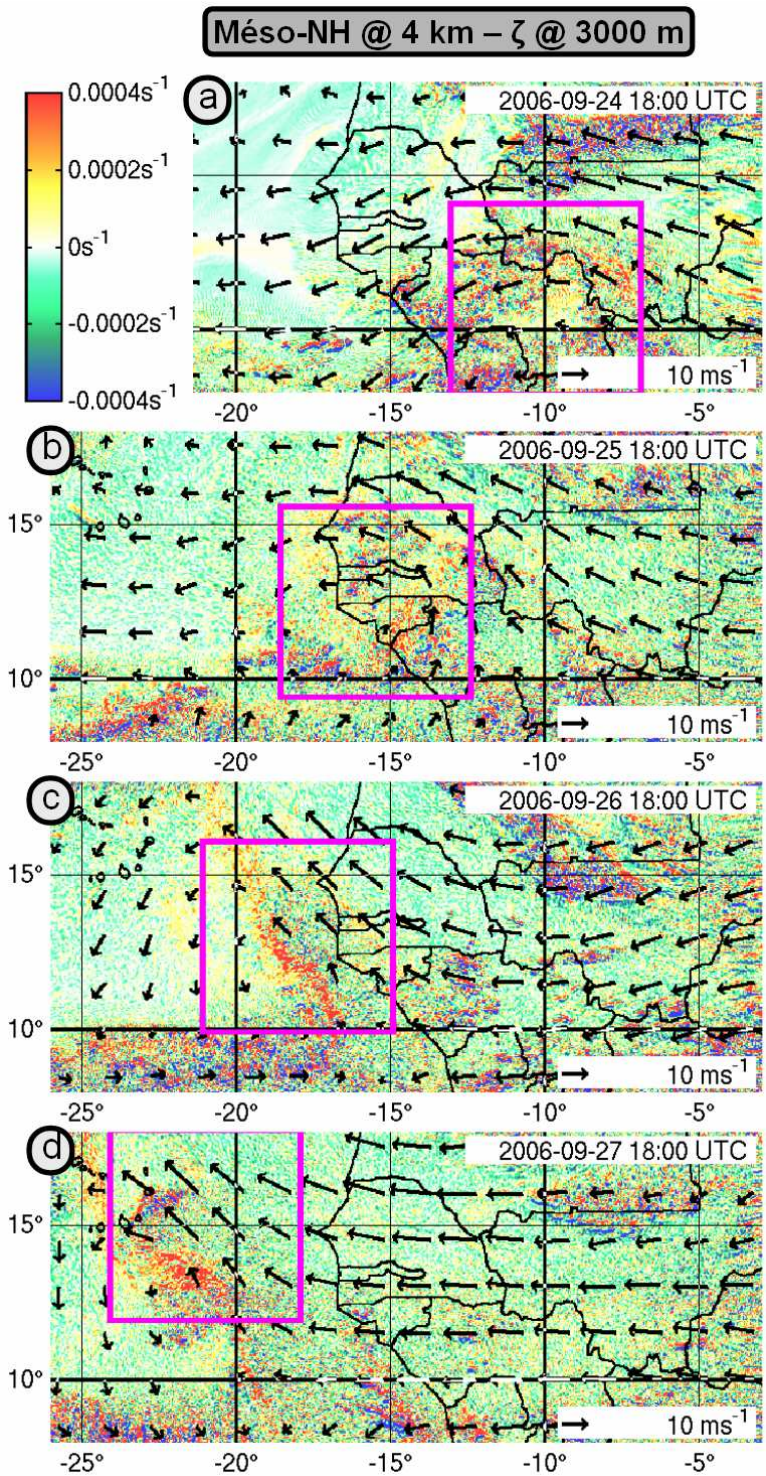

Figure 4.10. *(a-d) comme à la Figure 4.2e, excepté à partir de la simulation Méso-NH à 4 km de la « Perturbation D » du 24 Septembre 2006 à 18 UTC (a) au 27 Septembre à 06 UTC (d). Le carré noir de taille 6º x 6º définit le domaine horizontal se déplaçant avec la « Perturbation D ».*

CHAPITRE 5

CAS PARTICULIERS – D'UN POINT DE VUE DE L'ENERGIE

Sommaire

5.1. Résultats (Arnault et Roux 2009a, b) 96

5.2. Complément à Arnault et Roux (2009a) 158

5.2.1. Energie cinétique et potentielle à l'échelle locale - cas compressible 158

5.2.2. Energie cinétique et potentielle à l'échelle locale - cas anélastique 161

5.2.3. Application 162

5.3. Perspectives pour l'analyse énergétique 163

Nous avons vu au chapitre 3 que les thalwegs de l'AEW (onde d'Est africaine) qui se développent en Cyclones du Cap Vert sont ceux qui sont associés à une intense circulation cyclonique en basse et moyenne troposphère. L'intensité de cette circulation peut être mesurée par une énergie cinétique tourbillonnaire. Un bilan d'énergie appliqué à un thalweg de l'AEW permet ainsi de quantifier les processus responsables de l'évolution de cette énergie cinétique, pour mieux comprendre ce qui fait que dans un cas un tel thalweg de l'AEW a une évolution cyclogénétique dans la région des Îles du Cap Vert, mais pas dans l'autre. Les fondements de l'analyse énergétique des perturbations atmosphériques d'échelle synoptique de type « ondes » ont été donnés par Lorenz (1955, L55), dans le cadre de la circulation atmosphérique globale. Cette analyse, dite de Lorenz, a été appliquée aux cas des thalwegs de l'AEW par un certain nombre d'auteurs au cours des quarante dernières années, bien qu'il ne soit rigoureusement pas exact d'utiliser l'analyse de Lorenz pour quantifier la croissance énergétique d'une perturbation à l'échelle locale. Une généralisation de l'analyse de Lorenz au cas local a été proposée par Arnault et Roux (2009a), suivie d'une application au cas de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation pre-Helene ». Cette analyse énergétique a ensuite été appliquée par Arnault et Roux (2009b) au cas de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation D ». Les résultats relatifs à ces deux articles sont donnés au paragraphe 5.1.

Les compléments à Arnault et Roux (2009a) concernant la généralisation de l'analyse de L55 font l'objet du paragraphe 5.2. Nous montrons qu'il est plus correct d'utiliser l'énergie interne plutôt que l'enthalpie pour décrire l'énergie potentielle de l'atmosphère, l'énergie totale de l'atmosphère qui est conservée dans le cas adiabatique étant en fait la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie interne. Les bilans d'énergie interne et d'enthalpie sont cependant équivalents, confirmant ainsi les résultats obtenus dans Arnault et Roux (2009a, b). La méthode d'application des bilans d'énergie aux simulations Méso-NH est ensuite détaillée, ceci n'ayant pas été fait dans Arnault et Roux (2009a, b). Pour finir, des perspectives qui n'ont pas été données dans Arnault et Roux (2009a, b) font l'objet du paragraphe 5.3.

5.1. Résultats (Arnault et Roux 2009a, b)

voir paragraphe 4 dans Arnault er Roux (2009a) pour la généralisation de l'analyse de L55 au cas local.

voir paragraphe 5, 6, 7, 8 dans Arnault er Roux (2009a) pour l'application de l'analyse énergétique au cas de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation pre-Helene ».

voir paragraphes 3.3 et 4 dans Arnault er Roux (2009b) pour l'application de l'analyse énergétique au cas de la simulation Méso-NH à 24 km de la « Perturbation D ».

Les conclusions de Arnault et Roux (2009a, b) sont les suivantes. Contrairement à ce qu'à suggéré L55, l'énergie potentielle <E> est une quantité adaptée pour étudier la conversion entre l'énergie potentielle utilisable <A> et l'énergie cinétique <K>. D'une part, la conversion entre <E> et <K> est égale à la conversion entre <A> et <K>. D'autre part, dans la mesure où les hypothèses de L55 pour trouver une expression mathématique de <A> ne sont valables qu'à l'échelle globale, et qu'aucune expression satisfaisante n'a encore été trouvée à l'échelle locale (Marquet 2003a), nous choisissons de travailler avec E, cette énergie potentielle étant en fait égale à l'enthalpie H.

L'analyse de L55 dans le cadre de l'approximation hydrostatique a été revisitée en remplacant A par H, pour montrer que l'expression du terme de conversion barocline valable localement est égale au travail des forces horizontales de pression. C'est-à-dire que cette conversion est réalisée par la composante agéostrophique du vent. Cette analyse révèle un terme supplémentaire dans le bilan de H correspondant à la conversion barocline entre H et

l'énergie cinétique verticale KV, i.e. le travail de la force verticale de pression. Il n'est cependant pas correct de parler de production barocline d'énergie cinétique verticale dans le cadre hydrostatique.

Cette analyse énergétique est reformulée dans le cadre de l'atmosphère compressible et humide pour avoir une équation d'évolution de l'énergie cinétique verticale. La conversion entre l'enthalpie humide H_m et l'énergie cinétique horizontale (verticale) humide K (KV) est appelée conversion barocline horizontale CP (verticale CPV). Cette analyse énergétique permet d'étudier correctement les productions / destructions d'énergie dans un domaine limité, et plus précisémment les sources / puits d'énergie à l'intérieur du domaine et les échanges d'énergie avec l'extérieur du domaine.

Cette analyse a été adaptée au cas anélastique (hypothèse utilisée par Méso-NH), puis appliquée aux simulations Méso-NH à 24 km de la Perturbation pre-Helene et de la Perturbation D dans un domaine limité. Dans les deux cas, la tendance de H_m moyennée dans le domaine limité est équilibrée au premier ordre par le chauffage diabatique, l'échange d'énergie avec l'extérieur (divergence des flux de H_m), la conversion barocline verticale et la tendance de la pression. Ces processus du premier ordre suivent le cycle diurne du chauffage radiatif. Le chauffage convectif suit également un cycle diurne avec des valeurs positives plus importantes en fin de journée. La convection est cependant active en permanence et la vitesse verticale moyenne est toujours positive avec des valeurs maximales en fin de journée. En conséquence la conversion barocline verticale CPV est toujours positive avec des extrema en fin de journée. La variation de H_m due aux variations du contenu en vapeur d'eau est faible mais pas négligeable à cet ordre de grandeur. Le résidu des termes du premier ordre dans le bilan de H_m est équilibré au second ordre par la conversion barocline horizontale CP et l'échange de chaleur avec les hydrométéores. Dans la mesure où les processus du premier ordre du bilan de H_m sont en partie liés à la circulation verticale d'origine convective, la convection est liée à une chute de pression, et la conversion barocline horizontale est liée à un ajustement du champ de vent suite à une perturbation du champ de pression, il existe certainement une relation physique entre tous ces processus.

Dans les deux cas (Perturbation pre-Helene et Perturbation D), la tendance de K_m moyennée dans le domaine limité est équilibrée au premier ordre par la conversion barocline horizontale, l'échange d'énergie cinétique horizontale avec l'extérieur et la dissipation par frottements. La production / destruction de K_m est principalement liée à la conversion barocline horizontale, les deux autres processus ayant des contributions moindres. Les autres termes du bilan de K_m sont négligeables. En particuler le terme de conversion entre K_m et KV_m associé au travail de la force de Coriolis est un terme du second ordre, de sorte que ce n'est pas la peine de considérer le bilan de KV_m, la conversion barocline verticale entre H_m et KV_m étant alors considérée comme un terme puits dans le bilan de H_m.

Cette analyse énergétique simplifiée entre H_m et K_m est ensuite utilisée pour développer une analyse équivalente à celle de L55 pour étudier l'énergie des ondes dans l'atmosphère, mais valable localement. K_m est séparée en une composante zonale KZ et tourbillonnaire KE. Dans le cas des perturbations synoptiques d'Afrique de l'Ouest, KZ (KE) caractérise l'énergie cinétique de l'AEJ (AEW). De même, la conversion barocline horizontale CP est séparée en composantes zonale CPZ et tourbillonnaire CPE pour quantifier les croissances baroclines de KZ et KE, respectivement. CPZ (CPE) est proportionnel au travail des forces zonales (tourbillonnaires) de pression par la circulation zonale (tourbillonnaire). Quand la circulation zonale (tourbillonnaire) est en équilibre géostrophique, il n'y a pas de conversion barocline zonale (tourbillonnaire). La conversion entre KZ et KE porte classiquement le nom de conversion barotrope. A la différence de L55, H_m n'est pas séparé en composantes zonale et tourbillonnaire, de sorte que le bilan proposé fait intervenir trois énergies : H_m, KZ et KE. Ce bilan inclus les échanges d'énergie avec la circulation atmosphérique extérieure au domaine d'intégration, la production / destruction diabatique de H_m, la destruction de H_m par conversion barocline verticale, la production de H_m due aux variations de pression, les dissipations par frottement de KZ et KE et des conversions entre ces trois énergies. Un tel bilan est donc adapté à l'étude des contributions respectives des processus internes et externes concernant l'évolution de l'énergie d'une perturbation atmosphérique, comme un thalweg de l'AEW, dans un domaine limité.

Cette « analyse de Lorenz » a ensuite été appliquée aux simulations Méso-NH à 24 km de la Perturbation pre-Helene et de la Perturbation D. Dans les deux cas, l'évolution sur le continent (9 septembre pour le cas d'Helene, 24 septembre pour le cas de la Perturbation D) est caractérisée par une croissance à la fois barotrope et barocline de KE en basse et moyenne troposphère, rejoignant ainsi les résultats obtenus avec la version de l'analyse de Lorenz qui n'est vrai qu'à l'échelle globale (e. g. Burpee 1972, Norquist *et al*. 1977, Thompson *et al*. 1979, Thorncroft 1995, Paradis *et al*. 1995, Hsieh et Cook 2007). La nouvelle formulation du terme de conversion barocline conduit cependant à une interprétation différente de ce résultat. Dans les deux cas, la conversion barocline positive au cours de la phase continentale était associée à un déplacement des masses d'air dans le sens opposé aux gradients de pression, i.e convergent vers la zone de basse pression, suite à une perturbation convective. Ceci laisse penser que que le champ de vent était en train de s'ajuster au champ de pression par le déplacement horizontal convergent des masses d'air. En région tropicale la force de Coriolis n'est pas assez importante pour que la circulation atmosphérique évolue rapidement vers un état d'équilbre géostrophique, et ce déplacement convergent des masses d'air tendait à remplir la dépression.

Au cours de son évolution cyclogénétique sur l'océan (11 – 12 septembre), la Perturbation pre-Helene a été associée à une importante conversion barotrope en basse et moyenne troposphère en relation avec une intensification de la courbure cyclonique de l'AEJ (jet d'Est africain) dans le thalweg de l'AEW, permettant ainsi à une perturbation de pression d'origine convective d'atteindre l'équilibre géostrophique. Au contraire au cours de la phase océanique de la Perturbation D (26 – 27 septembre), l'AEJ avait une courbure anticyclonique en relation avec l'intensification de la dorsale de l'AEW à l'Est du thalweg, empêchant la circulation zonale d'intensifier la circulation tourbillonnaire cyclonique associée à la Perturbation D par une conversion barotrope.

Qui plus est, au cours de son évolution cyclogénétique la Perturbation pre-Helene était associée à une conversion barocline négative en relation avec une circulation tourbillonnaire cyclonique divergente, sous l'influence d'une zone de hautes pressions à l'Ouest. La Perturbation D était aussi associée à une conversion barocline négative au moment de franchir la côte Ouest africaine (25 septembre), mais celle-ci était due une circulation tourbillonnaire anticyclonique convergente associée à la dorsale de l'AEW à l'Est.

Finalement, lorsque Helene a atteint l'intensité d'une dépression tropicale le 12 septembre en fin de journée, la circulation en moyenne troposphère n'était plus vraiment zonale, la conversion barotrope avait nettement diminuée, et la conversion barocline était redevenue positive sous une influence déclinante de la zone de hautes pressions à l'Ouest, celle-ci s'étant déplacée beaucoup plus à l'Ouest. En tant que dépression tropicale, ce système était alors capable d'extraire lui-même de l'énergie à la surface de l'océan pour s'auto-entretenir (Emanuel 1986). En comparaison, le développement convectif océanique final relatif à la Perturbation D le 27 septembre a été associé à une production de KE par une conversion principalement barocline, alors que la pression a chuté puis augmenté rapidemment. Ceci laisse supposer que dans ce cas la perturbation de pression d'origine convective n'a pas pu atteindre un équilibre géostrophique et s'est rapidement dissipée, comme cela est généralement le cas avec les perturbations atmosphériques de petite taille et de courte durée de vie en région tropicale. Nous suggérons que la conversion barotrope positive en basse et moyenne troposphère est un ingrédient nécessaire pour que l'ajustement géostrophique du champ de vent suite à une perturbation de pression d'origine convective puisse avoir lieu en région tropicale. L'application de cette analyse énergétique sur d'autres cas d'étude de thalwegs de l'AEW ayant ou pas une évolution cyclogénétique dans la région des Îles du Cap Vert permettrait de vérifier cette hypothèse.

Cette étude a montré que l'évolution cyclogénétique d'un thalweg de l'AEW au large de la côte Ouest africaine ne dépend pas uniquement de l'activité convective, mais aussi d'une interaction avec d'autres processus d'échelle synoptique, rejoigant ainsi la conclusion de l'étude climatologique au chapitre 3.

SPECIAL TSCP NAMMA COLLECTION

Case Study of a Developing African Easterly Wave during NAMMA: An Energetic Point of View

JOËL ARNAULT AND FRANK ROUX

Université de Toulouse, UPS, Laboratoire d'Aérologie, and CNRS, Toulouse, France

(Manuscript received 13 November 2008, in final form 29 April 2009)

ABSTRACT

The West African perturbation that subsequently evolved into Hurricane Helene (2006) during NASA's African Monsoon Multidisciplinary Analysis (NAMMA), 15 August–14 September 2006, and AMMA's third special observing period (SOP-3), 15–29 September 2006, has been simulated with the nonhydrostatic Méso-NH model using parameterized convection. The simulated disturbance evolved over West Africa and the adjacent eastern tropical Atlantic through interactions between different processes at the convective scale, mesoscale, and synoptic scale. The aim of this paper is to quantify the energetics of the simulated disturbance. A set of energy equations is first developed in the hydrostatic case to solve the limitations of Lorenz's analysis when applied to a finite domain. It is shown that this approach is also valid in the compressible and in the anelastic case in order to apply it to the Méso-NH results. Application to the simulated pre-Helene disturbance allows one to determine the most important terms in these equations. These simplifications are taken into account to derive an energy cycle including barotropic and baroclinic conversions of eddy kinetic energy. The development of the simulated system was found to result from barotropic–baroclinic growth over West Africa and barotropic growth over the tropical eastern Atlantic. It is suggested that most of these energy conversions were the result of an adjustment of the wind field in response to the pressure decrease, presumably caused by convective activity.

1. Introduction

This work has two objectives: 1) to propose an energy budget adapted from Lorenz's (1955, hereafter L55) analysis in order to precisely quantify the growth of an African easterly wave (AEW) in a limited domain and 2) to apply this energy budget to the AEW that spawned Hurricane Helene (2006).

AEWs are wavelike disturbances observed in West Africa during the summer months. They have wavelengths of 3000–5000 km and periods of 3–5 days. Their amplitude is maximum at the level of the African easterly jet (AEJ) near 3000-m altitude (e.g., Erickson 1963; Burpee 1972). Norquist et al. (1977), following the energetic analysis in L55, showed that the growth of AEWs over West Africa is likely to be the consequence of a both barotropic and baroclinic instability of the AEJ. AEWs usually reach their maximal amplitude near the Guinean coast and start to decrease as they reach the tropical Atlantic Ocean, where baroclinic growth is reduced (e.g., Norquist et al. 1977; Thompson et al. 1979).

Several decades of observations have confirmed that a large proportion of Atlantic hurricanes evolve from AEWs (e.g., Avila and Clark 1989). However, few AEWs have a cyclogenetic evolution and the physical processes leading to such developments are not yet fully understood, although several hypotheses have been made. Landsea and Gray (1992) found a positive correlation between the Atlantic cyclonic activity and West Sahel rainfall variability during the summer months. This suggests that developing cases are the consequence of an interaction between AEWs and mesoscale convective systems (MCSs) that occur over West Africa during the monsoon period (we refer to the work of Laing et al. 2008 for an up-to-date description of West African MCSs during the monsoon season). Using statistics of AEWs in a 20-yr European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) reanalysis dataset, Thorncroft and Hodges (2001) proposed that the cyclogenetic evolution of AEWs depends on their low-level amplitude when they leave the West African coast. Berry and Thorncroft

Corresponding author address: Joël Arnault, Laboratoire d'Aérologie, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France.
E-mail: joel.arnault@yahoo.fr

DOI: 10.1175/2009JAS3009.1

© 2009 American Meteorological Society

(2005) studied the AEW associated with the pre-Alberto (2000) disturbance over West Africa. They found that the cyclonic vorticity structure of this AEW merged with cyclonic vortices of convective origin over the Guinea Highlands, thus resulting in its intensification. They finally hypothesized that this interaction process between the AEW and MCSs led to the cyclogenesis of Alberto (2000), one day after the disturbance left the West African coast.

The interaction between AEWs and convection has also been investigated quantitatively with the L55 energetic analysis in several idealized case studies (e.g., Thorncroft 1995) and realistic simulations (e.g., Hsieh and Cook 2007). These authors found that the latent heat released by convection increases the baroclinic growth of AEWs, but they did not separate the developing cases from the nondeveloping ones. Using composite statistics on a 60-yr National Centers for Environmental Prediction (NCEP) reanalysis dataset, Aviles (2004) applied the L55 energetic analysis to differentiate developing AEWs from nondeveloping ones. Surprisingly, she found that "the sources of eddy kinetic energy of developing AEWs are not as clearly barotropic and baroclinic as for nondeveloping ones" (136–137). Indeed, the cyclogenetic evolution of AEWs does not depend as much on their energetic growth over West Africa as on their more or less favorable internal structure when they leave the West African coast ("anticyclonic flow in the upper levels and surrounding the positive vorticity center, deep rising motion, weak and small cold core, a moist environment;" Aviles 2004, p. 140) and, to lesser extent, on a favorable environment in the Atlantic basin (e.g., Gray 1968).

Based on 15-yr ECMWF reanalyses, Kiladis et al. (2006) evaluated the adiabatic forcing of vertical motion with the divergence of **Q** vectors (Hoskins et al. 1978). They found "strong correspondence between the dynamically forced vertical motion at 850 hPa and deep convection for the day −2 through day +1 stages of the AEW evolution along 10°N" (2226–2227). In other words, vertical motions associated with AEWs in this region are mostly forced adiabatically, resulting in a simple relationship between convection and dynamics (convection occurs preferentially near the wave's trough; see, e.g., Payne and McGarry 1977). However, the divergence of **Q** vectors "does a poor job in accounting for the more complicated vertical motion field for the 15°N, 17.5°W base point. This is in line with the likely important role of diabatic processes in the energetics of African easterly waves over some regions" (Kiladis et al. 2006, p. 2227). Kiladis et al. (2006) concluded that the relationship between AEWs and convection could be precisely analyzed with vorticity and energy budgets.

Here, we study the energetics of the West African disturbance that spawned Hurricane Helene about 1000 km east of Cape Verde Islands on 16 September 2006, during NASA's African Monsoon Multidisciplinary Analysis (NAMMA) and AMMA's third special observing period (SOP-3). Our goal is to quantify the respective contributions of large-scale and internal processes involved in this developing case study. This case study has been numerically simulated with the French nonhydrostatic, anelastic model Méso-NH (Lafore et al. 1998), whose main characteristics are given in section 2. The results of this simulation are analyzed in section 3 and compared to *Meteosat-9* images in the water vapor channel at 7.3 μm. In section 4, we show the limits of L55's analysis when applied to the energetics of a disturbance in a finite domain, and we propose an alternate formulation for hydrostatic, compressible, and anelastic frameworks in a limited domain. In section 5, a scale analysis applied to the simulated pre-Helene disturbance allows us to separate the most important terms in the proposed energy equations, and an energy budget including potential, zonal, and eddy kinetic energy is derived. This energy budget obtained for the pre-Helene simulated disturbance is discussed in section 6. Additional ideas for improving this energy budget are discussed in section 7. Section 8 gives conclusions and some perspectives on this work.

2. Simulation with Méso-NH

The pre-Helene disturbance was associated with a well-defined AEW and a growing MCS on 9 September 2006 northwest of Burkina Faso (Fig. 1). Successive convective developments associated with the AEW occurred during the two following days. On 12 September, the offshore convective redevelopment south of Cape Verde Islands spawned a tropical depression, which became Hurricane Helene four days later. Following the hypothesis of Berry and Thorncroft (2005) for the case study of Alberto (2000), the cyclogenesis of Helene (2006) could have resulted from the interaction between an AEW and MCSs.

To further investigate the processes involved in this cyclogenesis, a 4-day Méso-NH simulation, starting at 0000 UTC 9 September 2006, was conducted. During these four days, the pre-Helene disturbance propagated over about 3000 km in longitude. Because of computer limitations, it was not possible to run a simulation on this domain and for this duration at a resolved convection scale. Hence, we used a single model configuration with a horizontal resolution of 24 km and parameterized shallow and deep convection with the Kain–Fritsch–Bechtold scheme (Kain and Fritsch 1993; Bechtold et al.

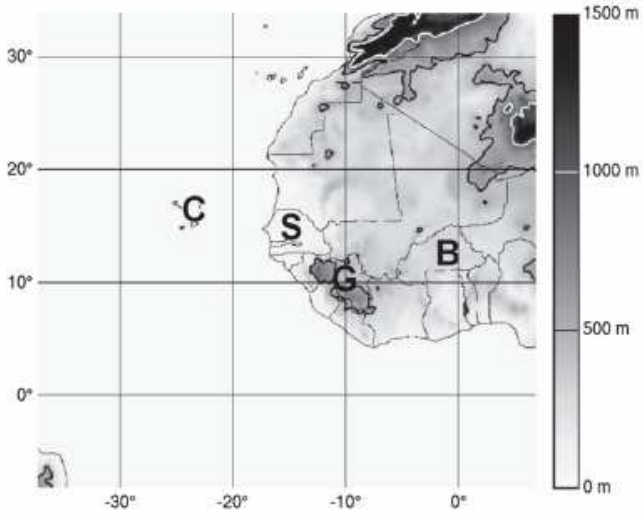

FIG. 1. Terrain elevation in domain of the Méso-NH simulation. The altitude is in meters above mean sea level. Labels indicate locations of West Africa quoted in the text: B = Burkina Faso, C = Cape Verde Islands, G = Guinea Highlands, S = Senegal.

2001). The simulated domain is 4800 km × 4800 km horizontally (Fig. 1). The vertical grid has 66 levels from the surface to 28 km with a grid spacing of 60 m near the surface up to 600 m at the tropopause level, and the orography is taken into account with the Gal-Chen and Sommerville (1975) vertical coordinate. This simulation is coupled with ECMWF operational analyses every 6 h at the boundaries of the simulated domain. Microphysics is parameterized with a one-moment mixed scheme and six classes of liquid and ice hydrometeors (Pinty and Jabouille 1998). Turbulence is parameterized with the 1D scheme with a 1.5-order closure proposed by Bougeault and Lacarrère (1989). Subgrid condensation is represented with the scheme proposed by Chaboureau and Bechtold (2005), and radiative processes with the radiation scheme used at ECMWF (Gregory et al. 2000).

The model outputs are saved every hour. The diagnosed data contain the dynamic and thermodynamic variables as well as the model-derived brightness temperature in the water vapor channel 6 (7.3 μm) of *Meteosat-9* (Saunders et al. 2005; Chaboureau et al. 2000, 2002). The three-dimensional variables are interpolated from the Méso-NH original grid to constant altitude levels to compute the budgets of potential and kinetic energy.

3. Qualitative analysis

The Hovmöller diagram computed with *Meteosat-9* brightness temperature in the water vapor channel 6 (7.3 μm) (Fig. 2a) shows that the pre-Helene disturbance was associated with three convective events: on 10 September over West Africa, on 11 September near the Guinean coast, and on 12 September off shore. The *Meteosat-9* images in Figs. 3a–g allow us to describe this convective activity more precisely. An MCS grew northwest of Burkina Faso on the afternoon of 9 September, propagated westward during the following night and morning, and then dissipated at 1200 UTC 10 September. A squall line developed in front of this system during the afternoon of 10 September, but it quickly dissipated over the Guinean Highlands. An MCS formed behind the previous squall line on 11 September morning, north of the Guinean Highlands, and dissipated over the nearby Atlantic during the afternoon. Finally, an oceanic MCS developed on the morning of 12 September south of Cape Verde Islands, which really started the cyclogenesis of Helene (2006).

The Hovmöller diagram with model-derived brightness temperature (Fig. 2b) shows comparable convective redevelopments, although not exactly at the same times and locations and with slightly warmer brightness temperatures. The model-derived brightness temperature images in Figs. 3h–n display this simulated convective activity more precisely. The MCS starting northwest of Burkina Faso on 9 September is simulated approximately at the right time and location. It spawned another MCS on 10 September afternoon, but this one did not have the shape of a squall line and it dissipated north of the Guinean Highlands during the night of 10 September. Another MCS redeveloped over Dakar (Senegal) on the afternoon of 11 September and intensified gradually. On the afternoon of 12 September, this simulated MCS showed evidence of tropical cyclogenesis (organized convection, cyclonically rotating cloud strips), but it was located about 200 km northeast of the actual MCS at this time. Hence, Méso-NH simulated a comparable but slightly different evolution compared to the actual pre-Helene disturbance. Despite these differences, we consider that a quantitative analysis of the energetic growth of this simulated developing system can provide valuable information on the processes occurring in the real atmosphere.

The Hovmöller diagram of the ECMWF analyzed relative vorticity at 700 hPa (Fig. 2c) shows the zonally moving AEW trough, associated with the previously described convective activity. We therefore suggest the synoptic AEW could have interacted with convection. The Hovmöller diagram of the model-derived relative vorticity at 3000 m (Fig. 2d) shows smaller-scale structures with high values embedded in the cyclonic vorticity zone of the AEW, which might be a consequence of such interactions. Horizontal cross sections of the simulated relative vorticity at 3000 m (Figs. 3o–u) reveal small-scale cyclonic vortices, probably of convective origin,

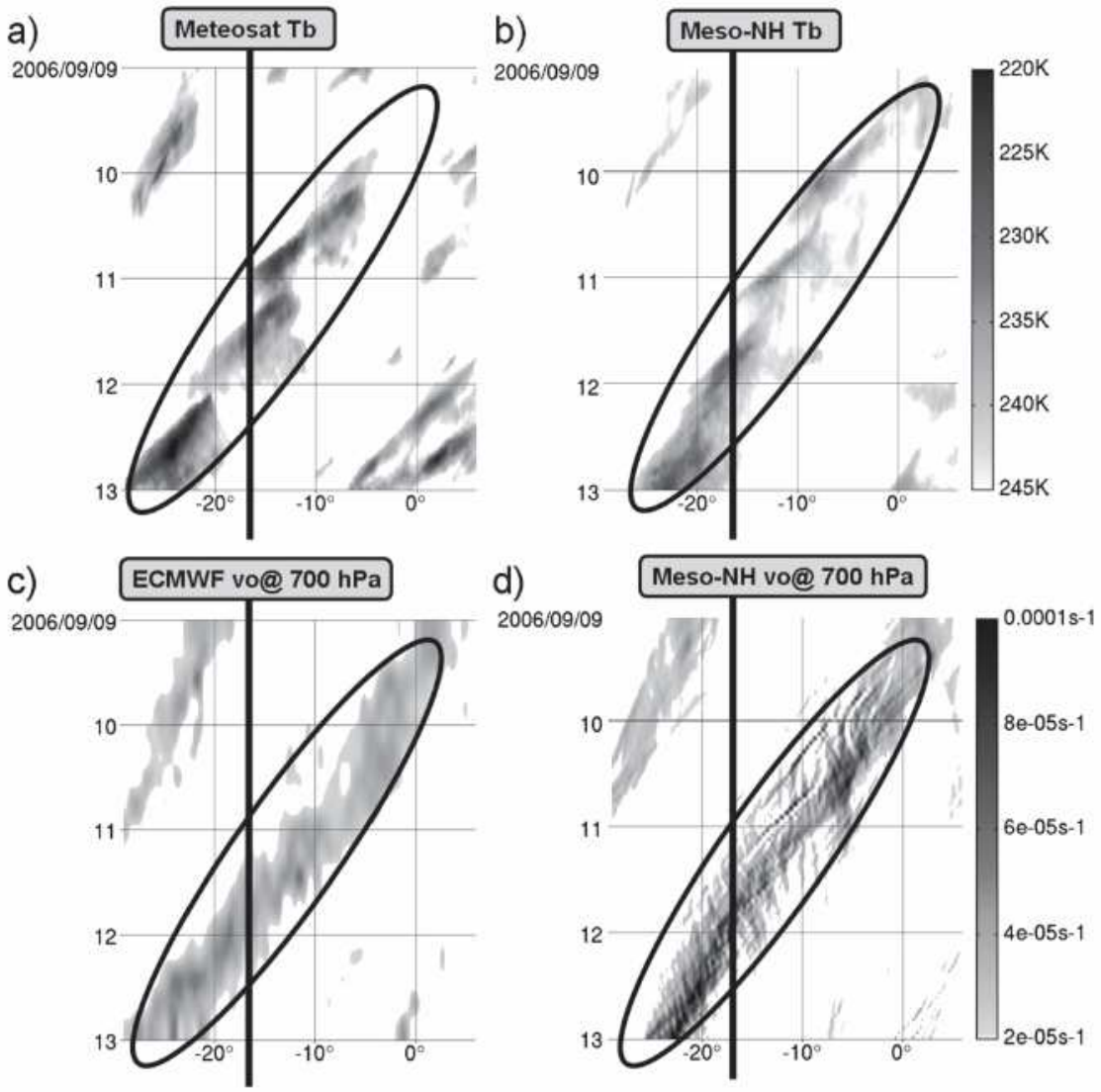

FIG. 2. (a) Hovmöller space–time diagram for *Meteosat-9* brightness temperature (Tb) at 7.3 μm (shaded below 245 K) averaged between 7° and 17°N from 9 to 13 Sep 2006. The horizontal axis indicates longitude in degrees and the vertical axis gives time in days. (b) As in (a) but for model-retrieved brightness temperature. (c) As in (a) but for ECMWF 700-hPa relative vertical vorticity (shaded above $+2 \times 10^5\ s^{-1}$). (d) As in (a) except for Méso-NH 3000-m relative vertical vorticity. The gray color scale of brightness temperature (vorticity) is indicated on the top (bottom) right of this figure. In these four diagrams, the vertical line indicates the mean position of the West African coast and the tilted ellipse encloses pre-Helene disturbance.

that merged with the synoptic cyclonic vorticity structure of the AEW, thus intensifying and organizing it, especially near the West African coast. This is consistent with hypothesis of Berry and Thorncroft (2005) that interactions between AEWs and MCSs over the Guinean Highlands play an important role in tropical cyclogenesis off West Africa.

4. Energy budget

Burpee (1972) was the first to apply the L55 energetic analysis to study the growth of AEWs over West Africa. His work was based on 8-yr radiosonde data over the African continent. By evaluating the correlations $[v^*T^*]$ and $[v^*u^*]$ (see the list of symbols in the appendix), he found 1) a sensible heat transport directed down the temperature gradient at each level above the surface, which corresponds to a production of eddy available potential energy by zonal available potential energy, and 2) a horizontal momentum transport with largest magnitude at 700 hPa directed equatorward during the summer season, although the meridional shear of zonal momentum could not be evaluated and the sign of the barotropic conversion between zonal and eddy kinetic

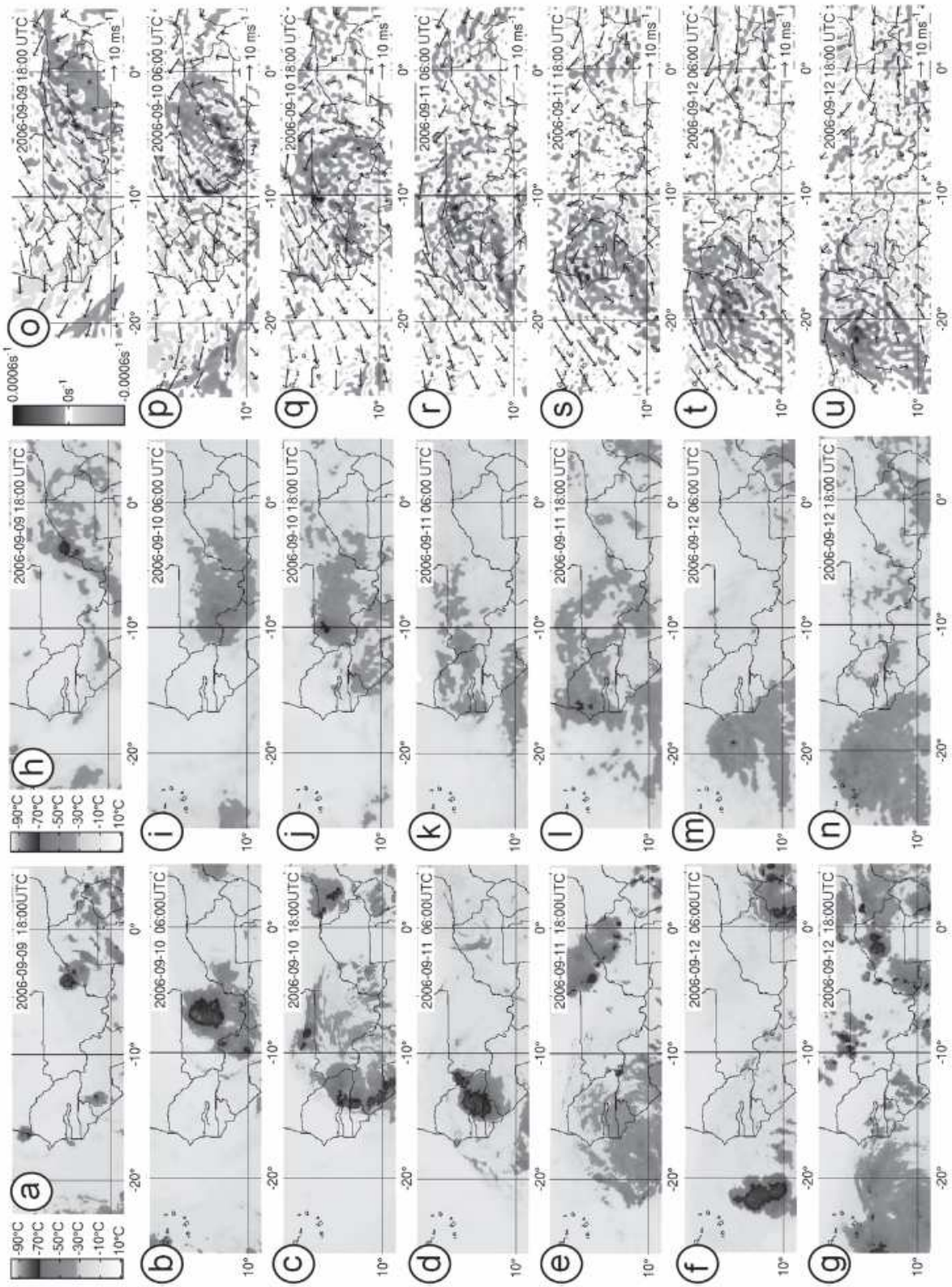

FIG. 3. (a)–(g) Brightness temperature (°C) in the water vapor channel (7.3 μm) derived from *Meteosat-9*; (h)–(n) brightness temperature (°C) in the water vapor channel (7.3 μm) derived from the Méso-NH simulation; (o)–(u) horizontal cross sections of vorticity (s^{-1}) at 3000 m derived from the Méso-NH simulation. These images are from [top; i.e., (a),(h), and (o)] 1800 UTC 9 Sep 2006 until [bottom; i.e., (g),(n), and (u)] 1800 UTC 12 Sep 2006 with a time interval of 12 h.

energy remained undetermined. Moreover, the correlation $[\omega^* T^*]$ could not be evaluated and the baroclinic production of eddy kinetic energy was not quantified in this analysis.

A more complete energy budget was realized by Norquist et al. (1977). Their work was based on the data from the third Global Atmospheric Research Program (GARP) Atlantic Tropical Experiment (GATE III), which was held over West Africa and the eastern tropical Atlantic during the summer of 1974. Their energy budget was done over a limited domain but they neglected the boundary terms, assuming the processes responsible for the growth and/or decay of AEWs occur within their limited domain. They found that the growth of AEWs is both barotropic and baroclinic over West Africa but mostly barotropic over the ocean. This was confirmed by Thompson et al. (1979). Moreover, Norquist et al. (1977) supposed that latent heat released by convective systems over West Africa plays an important role in the baroclinic growth, without quantifying it. In an idealized case study of global circulation, Thorncroft (1995) also suggested that diabatic convective processes participate significantly in the baroclinic growth of AEWs. There was no boundary term in his budget because it was done at global scale. On the contrary, from an idealized case study in a limited domain with moist processes, Paradis et al. (1995) deduced that the baroclinic conversion is mainly compensated by a boundary term representing the redistribution of eddy kinetic energy by the pressure perturbation and that, consequently, it is not associated with production of eddy kinetic energy. Recently, Hsieh and Cook (2007) applied the L55 energetic analysis to a realistic simulation of AEWs during the summer season. They used a wavelet analysis to better understand their evolution. They found that the energy of AEWs over West Africa is mainly maintained by baroclinic conversion and to a smaller extent by barotropic conversion, and that baroclinic growth is sustained mainly by convective heating. Finally, the boundary terms in their budget have a minor contribution and the sink of AEWs' energy is principally due to the frictional dissipation.

These analyses (except Paradis et al. 1995) that are based on the L55 energetic framework confirmed more or less the importance of convective processes in the growth of AEWs. The main problem with the L55 analysis is that it was originally proposed to study the maintenance of the general circulation and as such cannot strictly be applied to a limited domain. Thorncroft (1995), for example, avoids this problem by studying the energetics of a global circulation in an idealized case study. However, this cannot be done for a real case study. Consequently, there is a need to adapt the L55 analysis to a limited domain.

a. Lorenz energetic analysis

Lorenz assumed hydrostatic balance so that pressure can be used as a vertical coordinate, and he neglected the water vapor dependence in the ideal gas constant and in the specific heat of air at constant pressure. L55 showed that the total available potential energy A of the general circulation is proportional to the variance of potential temperature θ [Eq. (8) in L55]:

$$\langle A\rangle = \frac{1}{2}R_a g^{-1} p_{00}^{-\kappa} \int p^{-(1-\kappa)} \left(-\frac{d\langle\theta\rangle}{dp}\right)^{-1} \langle\tilde{\theta}^2\rangle\, dp, \tag{1}$$

where $\langle\cdot\rangle$ denotes integration over the surface of the earth and $\tilde{}$ denotes the departure from this global mean (symbols are explained in the appendix). Using the thermodynamic equation and noting that the net advection term is equal to zero when averaged for the general circulation, the following prognostic equation for $\langle A\rangle$ is obtained [Eq. (16) in L55]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial\langle A\rangle}{\partial t} &= g^{-1}R_a \int \frac{\langle\tilde{\omega}\tilde{T}\rangle}{p}\, dp + g^{-1}\int \frac{\langle\tilde{\dot{q}}\tilde{T}\rangle}{c_{pa}\langle\sigma\rangle}\, dp \\ &= -\langle C\rangle + \langle G\rangle,\end{aligned} \tag{2}$$

where $\langle C\rangle$ is the baroclinic conversion term and $\langle G\rangle$ is the diabatic source term. The horizontal kinetic energy $\langle K\rangle$ of the general circulation is defined as [Eq. (11) in L55]

$$\langle K\rangle = \frac{1}{2}g^{-1}\int (\langle u^2 + v^2\rangle)\, dp. \tag{3}$$

With similar arguments, L55 obtained the following prognostic equation for $\langle K\rangle$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial\langle K\rangle}{\partial t} &= -g^{-1}\int \left(\left\langle u\frac{\partial\varphi}{\partial x} + v\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right\rangle\right) dp \\ &\quad + g^{-1}\int (\langle uF_x + vF_y\rangle)\, dp \\ &= \langle \mathrm{CP}\rangle + \langle D_{\mathrm{friction}}\rangle,\end{aligned} \tag{4}$$

where $\langle \mathrm{CP}\rangle$ is the pressure work and $\langle D_{\mathrm{friction}}\rangle$ is the energy dissipation by friction.

Three remarks can be made: 1) the net advection of geopotential Φ is equal to zero for the general circulation, 2) the vertical gradient of Φ is related to temperature through the hydrostatic equilibrium, and 3) the vertical velocity (ω) in pressure coordinates is equal to

zero when averaged for the general circulation. This leads to another prognostic equation for $\langle K\rangle$ [Eq. (20) in L55]:

$$\frac{\partial\langle K\rangle}{\partial t} = -g^{-1}R_a\int\frac{\langle\tilde{\omega}\tilde{T}\rangle}{p}dp + g^{-1}\int\langle uF_x + vF_y\rangle\,dp$$
$$= +\langle C\rangle + \langle D_{\text{friction}}\rangle. \quad (5)$$

From (2) and (5), L55 demonstrated that the so-called "baroclinic conversion" $\langle C\rangle$ between $\langle A\rangle$ and $\langle K\rangle$ in the general circulation is proportional to the correlation $\langle\tilde{\omega}\tilde{T}\rangle$. This means that at global scale the ascent of warm air (or descent of cold air) is associated with a decrease of $\langle A\rangle$ and, conversely, an increase of $\langle K\rangle$.

b. Limits of the Lorenz energetic analysis

L55 derived his available potential energy from the total potential energy $\langle E\rangle$ defined as

$$\langle E\rangle = g^{-1}c_{pa}\int\langle T\rangle\,dp; \quad (6)$$

note that E is proportional to the enthalpy ($H = \rho_a c_{pa}T$). In pressure coordinates, the thermodynamic equation is

$$c_{pa}\frac{\partial T}{\partial t} = -c_{pa}\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + \omega\frac{\partial T}{\partial p}\right) + \frac{R_a\omega T}{p} + \dot{q}. \quad (7)$$

Averaging this equation for the general circulation leads to a prognostic equation for $\langle E\rangle$:

$$\frac{\partial\langle E\rangle}{\partial t} = g^{-1}R_a\int\frac{\langle\tilde{\omega}\tilde{T}\rangle}{p}dp + g^{-1}\int\langle\dot{q}\rangle\,dp$$
$$= -\langle C\rangle + \langle G\rangle. \quad (8)$$

Equation (8) shows that in the energy budget of the general circulation, the conversion between $\langle E\rangle$ and $\langle K\rangle$ is proportional to the correlation $\langle\tilde{\omega}\tilde{T}\rangle$, so it is equivalent to conversion between $\langle A\rangle$ and $\langle K\rangle$. This equivalence should also be valid at the local scale if A is properly defined, which is not an easy task. We do not follow Marquet (1993, 1995, 2003a) and Shepherd (1993), who tried to define available potential energy as a local quantity. Here, we use the total potential energy E or the enthalpy H in relation with the kinetic energy, and the conversion term between E and K is referred to as the "horizontal baroclinic conversion."

By neglecting the pressure tendency in the expression of the vertical velocity ω in pressure coordinates,

$$\omega = u\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{y,z} + v\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_{x,z} + w\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{x,y}, \quad (9)$$

neglecting the contribution of water vapor in the equation of state,

$$p = \rho_a R_a T, \quad (10)$$

and approximating the moist air density by the dry air density ρ_a in the definition of Φ in hydrostatic balance,

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_{y,p} = \frac{1}{\rho_a}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{y,z}, \quad \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)_{x,p} = \frac{1}{\rho_a}\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_{x,z},$$
$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{x,y} = -\rho_a g, \quad (11)$$

Eq. (7) can be rewritten as

$$c_{pa}\frac{\partial T}{\partial t} = -c_{pa}\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + \omega\frac{\partial T}{\partial p}\right) + u\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_{y,p}$$
$$+ v\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)_{x,p} - gw + \dot{q}. \quad (12)$$

Averaging this equation for the general circulation leads to another prognostic equation for $\langle E\rangle$:

$$\frac{\partial\langle E\rangle}{\partial t} = g^{-1}\int\left\langle u\frac{\partial\varphi}{\partial x} + v\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right\rangle dp + g^{-1}\int\langle\dot{q}\rangle\,dp$$
$$= -\langle \mathrm{CP}\rangle + \langle G\rangle. \quad (13)$$

Equations (4) and (13) show that the horizontal baroclinic conversion $\langle \mathrm{CP}\rangle$ between $\langle E\rangle$ and $\langle K\rangle$ is proportional to the horizontal pressure work. It is interesting to note that the horizontal pressure work can only result from the ageostrophic component of the wind. When the circulation is in geostrophic balance and the wind is parallel to the isobars, there is no horizontal baroclinic conversion between E and K.

Marquet (2003b) called the horizontal pressure work the "ageostrophic conversion term" and compared it to the baroclinic conversion term of L55 for several case studies in a limited domain. He found that local changes in kinetic energy were directly related to the ageostrophic conversion term, whereas the baroclinic conversion term of L55 was "out of phase" and compensated by an additional term: the total (i.e., horizontal plus vertical) work of pressure forces.

The major interest of using CP (i.e., the horizontal pressure work) as the horizontal baroclinic conversion is that it is correct not only at the global scale but also locally, which is not the case for the L55 formulation. When integrating (12) over a limited domain instead of using a global integration, (13) becomes

$$\frac{\partial \overline{E}}{\partial t} = -g^{-1}c_{pa}\int \overline{\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + \omega\frac{\partial T}{\partial p}\right)}\,dp + g^{-1}\int \overline{\left(u\frac{\partial \varphi}{\partial x} + v\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)}\,dp - \int \overline{w}\,dp + g^{-1}\int \overline{\dot{q}}\,dp = \overline{\mathrm{BE}} - \overline{\mathrm{CP}} - \overline{\mathrm{CVP}} + \overline{G}, \tag{14}$$

where the overbar denotes a horizontal integration over the considered domain and the prime denotes a departure from the horizontal average; $\overline{\mathrm{BE}}$ is the boundary term and $\overline{\mathrm{CVP}}$ is the vertical pressure work. Likewise, integrating (7) over a limited domain gives

$$\frac{\partial \overline{E}}{\partial t} = -g^{-1}c_{pa}\int \overline{\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + \omega\frac{\partial T}{\partial p}\right)}\,dp + g^{-1}R_a\int \frac{\overline{\omega' T'}}{p}\,dp + g^{-1}R_a\int \frac{\overline{\omega}\,\overline{T}}{p}\,dp + g^{-1}\int \overline{\dot{q}}\,dp = \overline{\mathrm{BE}} - \overline{C} - \overline{C'} + \overline{G}, \tag{15}$$

where $\overline{C'}$ is a complementary term to account for the nonzero mean vertical velocity.

Similarly, an equation for the evolution of kinetic energy averaged over a limited domain can be derived from (4):

$$\frac{\partial \overline{K}}{\partial t} = -\frac{1}{2}g^{-1}\int \left[\overline{u\frac{\partial(u^2+v^2)}{\partial x} + v\frac{\partial(u^2+v^2)}{\partial y} + \omega\frac{\partial(u^2+v^2)}{\partial p}}\right]dp - g^{-1}\int \overline{\left(u\frac{\partial \varphi}{\partial x} + v\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)}\,dp + g^{-1}\int \overline{(uF_x + vF_y)}\,dp = \overline{\mathrm{BK}} + \overline{\mathrm{CP}} + \overline{D_{\mathrm{friction}}}. \tag{16}$$

In (14), (15), and (16), $\overline{\mathrm{BE}}$ and $\overline{\mathrm{BK}}$ are the boundary terms, which are equal to zero only when averaged over the globe; also, $\overline{\mathrm{CP}}$ in (14) and (16) shows that the horizontal baroclinic conversion between $\overline{E}$ and $\overline{K}$ is still proportional to the horizontal pressure work when the energy budget is limited to a finite domain. On the contrary, a comparison between (14) and (15) reveals that in this case the sum of the baroclinic conversion term $\overline{C}$ proposed by L55 plus another term $\overline{C'}$ in (15) is equal to the sum of two other terms in (14): the horizontal pressure work $\overline{\mathrm{CP}}$ and the vertical pressure work $\overline{\mathrm{CVP}}$. However, without other assumptions, it is not possible to suppose that terms $[\overline{C}, \overline{C'}]$ and $[\overline{\mathrm{CP}}, \overline{\mathrm{CVP}}]$ are respectively equal. Therefore, when considering the energy budget over a limited domain, the correlation $\overline{\omega' T'}$ does not strictly correspond to the horizontal baroclinic conversion rate between $\overline{E}$ and $\overline{K}$. This implies that the L55 analysis cannot be directly applied to study the energy budget of a meteorological disturbance (e.g., an AEW) in a limited domain.

c. *Energetic analysis including the vertical pressure work*

The vertical pressure work CVP in (14) is also a source term in the equation of vertical kinetic energy, although it is not possible to write a budget of vertical kinetic energy in hydrostatic balance, as supposed in L55. Thus, we developed a more general energy budget taking into account the vertical kinetic energy, based on the nonhydrostatic, compressible equations given by Bannon (2002).

We use the equation of state of moist air in its original formulation:

$$p = \rho_a R_m T. \tag{17}$$

The conservation equation for the dry air mass used by Bannon (2002) is

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho_a \mathbf{u}) = 0. \tag{18}$$

However, the atmospheric gas is a mixture of dry air and water vapor, and it seems more appropriate to consider the density of moist air ρ_m instead of the dry ρ_a, even though it is not a conservative quantity. This is indeed very important for the energetic analysis, given that we have seen in section 4b that the pressure work (linked to pressure gradients) is a measure of the rate of change of potential energy and that both dry air and water vapor actually contribute to the total pressure. From (18) we obtain the following prognostic equation for ρ_m:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = -\nabla\cdot(\rho_m \mathbf{u}) + \rho_a\frac{Dr_v}{Dt}. \tag{19}$$

In (19), the tendency of ρ_m is equal to the sum of its flux divergence plus a term quantifying the variation of mass of moist air due to changes in the water vapor content.

Introducing (19) in the momentum equation of Bannon (2002), we obtain

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_m u}{\partial t}}_{\text{(a1)}} = \underbrace{-\nabla\cdot(\rho_m u\mathbf{u})}_{\text{(a2)}} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x}}_{\text{(a3)}} + \underbrace{\rho_m 2\Omega\ \sin\phi v - \rho_m 2\Omega\ \cos\phi w}_{\text{(a4)}} + \underbrace{\rho_m F_x}_{\text{(a5)}} + \underbrace{\rho_a \dot{u}_{\text{hydro}}}_{\text{(a6)}} + \underbrace{\rho_a u \frac{Dr_v}{Dt}}_{\text{(a7)}}, \tag{20}$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_m v}{\partial t}}_{\text{(b1)}} = \underbrace{-\nabla\cdot(\rho_m v\mathbf{u})}_{\text{(b2)}} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial y}}_{\text{(b3)}} - \underbrace{\rho_m 2\Omega\ \sin\phi u}_{\text{(b4)}} + \underbrace{\rho_m F_y}_{\text{(b5)}} + \underbrace{\rho_a \dot{v}_{\text{hydro}}}_{\text{(b6)}} + \underbrace{\rho_a v \frac{Dr_v}{Dt}}_{\text{(b7)}}, \tag{21}$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_m w}{\partial t}}_{\text{(c1)}} = \underbrace{-\nabla\cdot(\rho_m w\mathbf{u})}_{\text{(c2)}} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial z}}_{\text{(c3)}} + \underbrace{\rho_m 2\Omega\ \cos\phi u}_{\text{(c4)}} + \underbrace{\rho_m F_z}_{\text{(c5)}} + \underbrace{\rho_a \dot{w}_{\text{hydro}}}_{\text{(c6)}} + \underbrace{\rho_a w \frac{Dr_v}{Dt}}_{\text{(c7)}} - \underbrace{\rho_m g}_{\text{(c8)}}. \tag{22}$$

In (20), (21), and (22), the terms related to the earth's curvature have been neglected; (a1), (b1), (c1) and (a2), (b2), and (c2) are the tendencies and flux divergences of moist momentum, respectively; (a3), (b3), and (c3) are the components of the pressure force; (a4), (b4), and (c4) the components of the Coriolis force; (a5), (b5), and (c5) the components of the frictional force; (a6), (b6), and (c6) the approximated momentum forcing of the moist air by the hydrometeors; (a7), (b7), and (c7) the variation of moist momentum due to variations of water vapor content; and (c8) is the gravitational force.

Using (20), (21), and (22), we find two prognostic equations for the horizontal kinetic energy $K^C = \frac{1}{2}\rho_m(u^2 + v^2)$ and the vertical kinetic energy $\mathrm{KV}^C = \frac{1}{2}\rho_m w^2$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial K^C}{\partial t} &= -\nabla\cdot(K^C\mathbf{u}) - \left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right) - \rho_m 2\Omega\ \cos\phi wu + \rho_m(uF_x + vF_y) + \rho_a(u\dot{u}_{\text{hydro}} + v\dot{v}_{\text{hydro}}) + \rho_a\frac{u^2+v^2}{2}\frac{Dr_v}{Dt}\\ &= \mathrm{BK}^C + \mathrm{CP}^C - \mathrm{CC}^C + D^C_{\text{friction}} + D^C_{\text{hydro}} + D^C_{\text{wv}}.\end{aligned} \tag{23}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathrm{KV}^C}{\partial t} &= -\nabla\cdot(\mathrm{KV}^C\mathbf{u}) - w\frac{\partial p}{\partial z} + \rho_m 2\Omega\ \cos\phi wu - \rho_m gw + \rho_m wF_z + \rho_a\dot{w}_{\text{hydro}}w + \rho_a\frac{w^2}{2}\frac{Dr_v}{Dt}\\ &= \mathrm{BKV}^C + \mathrm{CVP}^C + \mathrm{CC}^C + \mathrm{DV}^C_{\text{gravity}} + \mathrm{DV}^C_{\text{friction}} + \mathrm{DV}^C_{\text{hydro}} + \mathrm{DV}^C_{\text{wv}}.\end{aligned} \tag{24}$$

In (23), the tendency of K^C is equal to the sum of flux divergence BK^C and source terms: the horizontal pressure work CP^C; the partial work of the Coriolis force CC^C, which corresponds to a conversion between K^C and KV^C; the horizontal work of friction D^C_{friction}; the horizontal work of the momentum forcing of moist air by the hydrometeors D^C_{hydro}; and the variation of K^C due to variations of the water vapor content D^C_{wv}. In (24), the tendency of KV^C is equal to the sum of the flux divergence BKV^C and the source terms: the vertical pressure work CVP^C, the partial work of the Coriolis force CC^C, the work of the gravitational force $\mathrm{DV}^C_{\text{gravity}}$, the vertical frictional work $\mathrm{DV}^C_{\text{friction}}$, the vertical work of the momentum forcing of moist air by the hydrometeors $\mathrm{DV}^C_{\text{hydro}}$, and the variation of KV^C due to variations of water vapor content $\mathrm{DV}^C_{\text{wv}}$.

With a similar rearrangement, and introducing the moist enthalpy ($H^C_m = \rho_a c_{pm} T$), the thermodynamic equation of Bannon (2002) becomes

$$\begin{aligned}\frac{\partial H^C_m}{\partial t} &= -\nabla\cdot(H^C_m\mathbf{u}) + \frac{\partial p}{\partial t} + \left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y} + w\frac{\partial p}{\partial z}\right) + \rho_a\dot{q}_{\text{phase}} + \rho_a\dot{q}_{\text{diab}} - (r_l\rho_a\dot{q}_l + r_i\rho_a\dot{q}_i) + \rho_a c_{pv}T\frac{Dr_v}{Dt}\\ &= \mathrm{BH}^C + G^C_p - (\mathrm{CP}^C + \mathrm{CPV}^C) + G^C_{\text{phase}} + G^C_{\text{diab}} + G^C_{\text{hydro}} + G^C_{\text{wv}}.\end{aligned} \tag{25}$$

In (25), the tendency of H_m^C is equal to the sum of flux divergence BH^C and source terms: the pressure tendency G_p^C; the total pressure work ($\mathrm{CP}^C + \mathrm{CPV}^C$); the term associated with changes of water phase G_{phase}^C; the heating rate due to other diabatic processes (e.g., radiative heating and turbulent dissipation) G_{diab}^C; the opposite of the total heating rate of hydrometeors G_{hydro}^C (this term appears because we consider the variation of moist enthalpy only, without including the contribution of hydrometeors); and the variation of H_m^C due to variations of water vapor content G_{wv}^C.

Equations (23), (24), and (25) show that H_m^C can be converted into (produced by) horizontal and/or vertical kinetic energy through the horizontal CP^C and vertical CVP^C baroclinic conversions, the sum of these terms being equal to the total pressure work. This is a generalization of the result found in section 4b. When integrated over a spatial (finite or global) domain, (23), (24), and (25) constitute an energy budget including moist enthalpy and horizontal and vertical kinetic energies, schematically displayed in Fig. 4.

d. Energetic analysis including the anelastic approximation

The Méso-NH model uses a moist version of Durran's (1989) anelastic equations, so the energy analysis of section 4c must be adapted before applying it to the simulation results. In Méso-NH, the anelastic version of moist momentum equations, which includes the dry air density of the reference state $\rho_{a\mathrm{ref}}$, is

$$\underbrace{\frac{\partial(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}u}{\partial t}}_{\text{(d1)}} = \underbrace{-\nabla\cdot[(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}u\mathbf{u}]}_{\text{(d2)}} - \underbrace{\frac{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}}{(1+r_v+r_{\mathrm{hydro}})\rho_a}\frac{\partial p}{\partial x}}_{\text{(d3)}} + \underbrace{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}[2\Omega\ \sin\phi v - 2\Omega\ \cos\phi w_a]}_{\text{(d4)}}$$
$$+ \underbrace{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}F_x}_{\text{(d5)}} + \underbrace{\rho_{a\mathrm{ref}}u\frac{Dr_v}{Dt}}_{\text{(d6)}}, \tag{26}$$

$$\underbrace{\frac{\partial(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}v}{\partial t}}_{\text{(e1)}} = \underbrace{-\nabla\cdot[(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}v\mathbf{u}]}_{\text{(e2)}} - \underbrace{\frac{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}}{(1+r_v+r_{\mathrm{hydro}})\rho_a}\frac{\partial p}{\partial y}}_{\text{(e3)}} - \underbrace{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}2\Omega\ \sin\phi u}_{\text{(e4)}}$$
$$+ \underbrace{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}F_y}_{\text{(e5)}} + \underbrace{\rho_{a\mathrm{ref}}v\frac{Dr_v}{Dt}}_{\text{(e6)}}, \tag{27}$$

$$\underbrace{\frac{\partial(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}w}{\partial t}}_{\text{(f1)}} = \underbrace{-\nabla\cdot[(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}w\mathbf{u}]}_{\text{(f2)}} - \underbrace{\frac{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}}{(1+r_v+r_{\mathrm{hydro}})\rho_a}\frac{\partial p}{\partial z}}_{\text{(f3)}} + \underbrace{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}2\Omega\ \cos\phi u}_{\text{(f4)}}$$
$$+ \underbrace{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}F_z}_{\text{(f5)}} + \underbrace{\rho_{a\mathrm{ref}}w\frac{Dr_v}{Dt}}_{\text{(f6)}} - \underbrace{(1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}g}_{\text{(f7)}}. \tag{28}$$

In (26), (27), and (28), terms (d1), (e1), and (f1) are tendencies; (d2), (e2), and (f2) flux divergences; and (d3), (e3), and (f3) the components of the pressure force. These pressure force components include the mixing ratio of hydrometeors ($r_{\mathrm{hydro}} = r_l + r_i$) because they have been written with the moist air density, which includes hydrometeors. At first order, development of r_{hydro} allows us to separate the contribution of hydrometeors in the pressure terms. The terms (d4), (e4), and (f4) are the components of the Coriolis force; (d5), (e5), and (f5) the components of the frictional force; (d6), (e6), and (f6) the variation of the anelastic version of moist momentum due to variations of water vapor content; and (f7) is the gravitational force.

From (26), (27), and (28), we obtain two prognostic equations for the anelastic formulation of horizontal kinetic energy $K^A = \frac{1}{2}(1 + r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}(u^2 + v^2)$ and vertical kinetic energy $\mathrm{KV}^A = \frac{1}{2}(1 + r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}w^2$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial K^A}{\partial t} &= -\nabla\cdot(K^A\mathbf{u}) - \frac{\rho_{a\mathrm{ref}}}{\rho_a}\left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right) - (1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}2\Omega\ \cos\phi wu + (1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}(uF_x + vF_y)\\ &\quad + r_{\mathrm{hydro}}\frac{\rho_{a\mathrm{ref}}}{\rho_a}\left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right) + \rho_{a\mathrm{ref}}\frac{u^2+v^2}{2}\frac{Dr_v}{Dt}\\ &= \mathrm{BK}^A + \mathrm{CP}^A - \mathrm{CC}^A + D^A_{\mathrm{friction}} + D^A_{\mathrm{hydro}} + D^A_{\mathrm{wv}},\end{aligned} \tag{29}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathrm{KV}^A}{\partial t} &= -\nabla\cdot(\mathrm{KV}^A\mathbf{u}) - \frac{\rho_{a\mathrm{ref}}}{\rho_a}w\frac{\partial p}{\partial z} + (1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}2\Omega\ \cos\phi wu - (1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}gw + (1+r_v)\rho_{a\mathrm{ref}}wF_z\\ &\quad + r_{\mathrm{hydro}}\frac{\rho_{a\mathrm{ref}}}{\rho_a}w\frac{\partial p}{\partial z} + \rho_{a\mathrm{ref}}\frac{w^2}{2}\frac{Dr_v}{Dt}\\ &= \mathrm{BKV}^A + \mathrm{CPV}^A + \mathrm{CC}^A + \mathrm{DV}^A_{\mathrm{gravity}} + \mathrm{DV}^A_{\mathrm{friction}} + \mathrm{DV}^A_{\mathrm{hydro}} + \mathrm{DV}^A_{\mathrm{wv}}.\end{aligned} \tag{30}$$

Although they are written differently, the same terms appear in (29) and (30) that appeared earlier in (23) and (24), respectively.

The anelastic thermodynamic equation used in Méso-NH is

$$\frac{D\theta}{Dt} = \underbrace{\frac{\dot{q}_{\mathrm{phase}} + \dot{q}_{\mathrm{diab}}}{\pi_{\mathrm{ref}}(c_{pm} + c_{\mathrm{hydro}})}}_{\text{(a)}} + \underbrace{\left(\frac{R_m}{c_{pm} + c_{\mathrm{hydro}}}\frac{c_{pa}}{R_a} - 1\right)\frac{\theta}{\pi_{\mathrm{ref}}}\frac{D\pi_{\mathrm{ref}}}{Dt}}_{\text{(b)}}, \tag{31}$$

where π_{ref} is the Exner function of the reference state and $c_{\mathrm{hydro}} = r_l c_l + r_i c_i$, where $r_l(r_i)$ and $c_l(c_i)$ are the mixing ratio and specific heat of liquid water (ice). In (31), term (a) is proportional to the diabatic heating rate, and term (b) corresponds to the moist correction in absence of any phase change. Using (25) and (31), the equation for the moist enthalpy can be written as

$$\begin{aligned}\frac{\partial H^C_m}{\partial t} &= -\nabla\cdot(H^A_m\mathbf{u}) + \frac{\rho_{a\mathrm{ref}}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\rho_{a\mathrm{ref}}}{\rho_a}\left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y} + w\frac{\partial p}{\partial z}\right) + \left(\frac{p}{p_{\mathrm{ref}}}\right)^{\kappa}\rho_{a\mathrm{ref}}\dot{q}_{\mathrm{phase}} + \left(\frac{p}{p_{\mathrm{ref}}}\right)^{\kappa}\rho_{a\mathrm{ref}}\dot{q}_{\mathrm{diab}}\\ &\quad - \rho_{a\mathrm{ref}}c_{\mathrm{hydro}}\frac{DT}{Dt} + \rho_{a\mathrm{ref}}c_{pv}T\frac{Dr_v}{Dt} + \frac{\rho_{a\mathrm{ref}}}{\rho_a}\left(1 - \frac{c_{pm} + c_{\mathrm{hydro}}}{c_{pa}}\frac{R_a}{R_m}\right)\left(\frac{p}{p_{\mathrm{ref}}}\frac{Dp_{\mathrm{ref}}}{Dt} - \frac{Dp}{Dt}\right)\\ &= \mathrm{BH}^A + G^A_P - (\mathrm{CP}^A + \mathrm{CPV}^A) + G^A_{\mathrm{phase}} + G^A_{\mathrm{diab}} + G^A_{\mathrm{hydro}} + G^A_{\mathrm{wv}} + G^A_{\mathrm{residual}},\end{aligned} \tag{32}$$

where p_{ref} is the pressure of the reference state. Although they are written differently, the same terms appear in (25) and (32). The additional term G^A_{residual} in (32) is due to the fact that the thermodynamic Eq. (31) is written with the dry potential temperature and that the pressure of the reference state p_{ref} is used in the moist correction term. The fact that CP^A and CVP^A appear in (29), (30), and (32) implies that the horizontal (vertical) baroclinic conversion between H^A_m and K^A (KV^A) is correctly described with this set of anelastic equations. Hence, when integrated over the spatial (global or finite) domain, (29), (30), and (32) constitute an energetic budget encompassing anelastic versions of moist enthalpy and horizontal and vertical kinetic energies. For simplicity, the superscript A's are omitted hereafter.

5. Application and scale analysis

The energy budget presented in section 4d is applied to the results of the Méso-NH simulation of the pre-Helene disturbance within domain D defined as 9°–18°N, 26°W–5°E horizontally (see Fig. 3) and 1000–18 000 m above mean sea level. Then, the terms BK, BKV, and BH of (30), (31), and (32) are boundary terms that represent the contribution of energy exchanges between atmospheric flows inside and outside domain D.

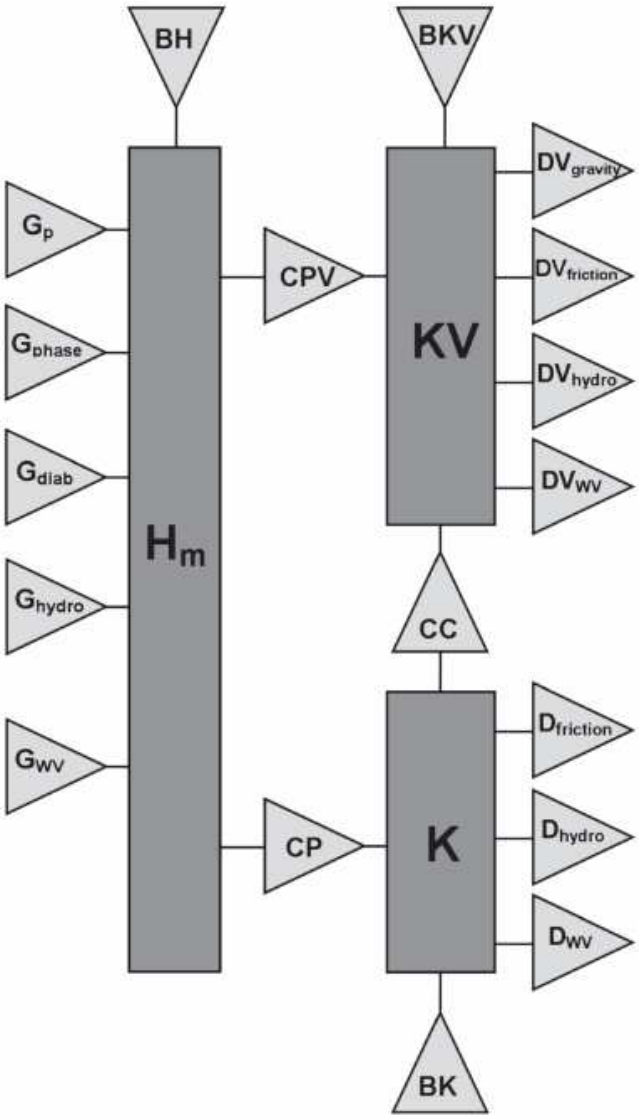

FIG. 4. Schematic view of the energy budget proposed in section 4c. The mathematical expression and significance of the energies (H_m, K, KV), boundary terms (BH, BK, BKV), conversion terms (CP, CPV, CC) and source/sink terms [G_p, G_{phase}, G_{diab}, G_{hydro}, G_{wv} for moist enthalpy; $DV_{gravity}$, $D(V)_{friction}$, $D(V)_{hydro}$, $D(V)_{wv}$ for horizontal/vertical kinetic energy] are given in the text.

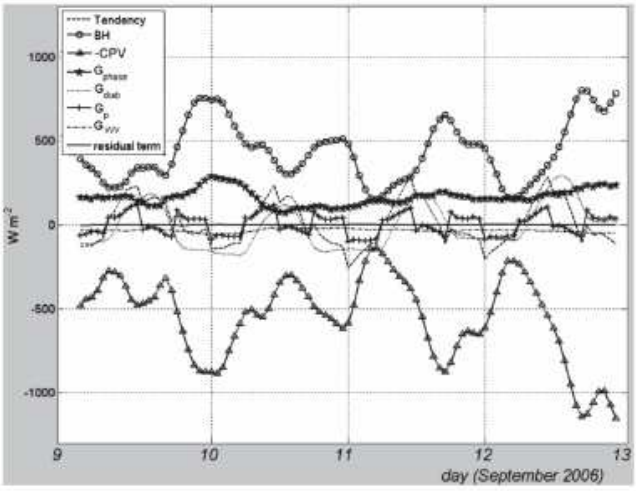

FIG. 5. First-order terms in the budget of H_m for the simulated pre-Helene disturbance, averaged over horizontal domain D and between altitudes 1000 and 18 000 m. The horizontal axis gives the time in days from 0000 UTC 9 Sep 2006. The vertical axis gives the intensity in W m^{-2}. The coefficients displayed are the tendency of H_m (dashed line); BH (solid line with circles); the opposite of CPV (solid line with triangles); G_{phase} (solid line with stars); G_{diab} (dotted line); G_p (solid line with plus signs); G_{wv} (dashed–dotted line); and the first-order residual term (solid line).

a. Budget of moist enthalpy

The budget of H_m [Eq. (32); Figs. 5 and 6] is nearly balanced by seven "first-order" terms referred to as "primary processes" ($<\pm 0.1$ W m^{-3} in Fig. 6). The evolution of H_m is characterized by a diurnal cycle with positive tendencies during the day and negative ones during the night, between the surface and 12 000 m. This diurnal cycle is mostly forced by radiative heating G_{diab}, with some influence of the semidiurnal variation of G_P, in relation to the atmospheric tide (e.g., Dai and Wang 1999) and the coupling with the ECMWF analyses every 6 h. In domain D, the mean vertical velocity is always positive owing to convective and radiative processes with larger values during evening, as can be deduced from Fig. 6c showing positive values of CPV, proportional to $(-w\partial p/\partial z)$, with p decreasing with height. The boundary term BH is dominated by the vertical flux divergence $[-\partial(Hw)/\partial z]$, which is positive because w is positive and H decreases with height. This means that in this modeled case study, the production of moist enthalpy by diabatic processes, including radiation and latent heat release, is mostly dissipated by a direct vertical baroclinic conversion (CPV > 0).

The term G_{wv}, related to humidity changes, is mainly negative, which is coherent with water vapor globally condensing within the domain ($G_{phase} > 0$). The diurnal positive values of G_{wv} at low levels correspond to surface evaporation at the hottest time of the day. They are associated with negative values of G_{phase} and enhanced positive values of G_{diab} (see Figs. 6d,e,g).

The budget of H_m also involves two "second-order" terms referred to as "secondary processes" ($<\pm 10^{-3}$ W m^{-3} in Fig. 7). One of them is the generation of moist enthalpy by hydrometeors G_{hydro}, which mostly results from the upward transport of nonprecipitating liquid and ice particles that carry sensible heat from lower levels and transmit it to the colder air above. It can be noted that the maximum of G_{hydro} during the night of 9–10 September is correlated with the maximum of G_{phase}, associated with strong convective activity. The other secondary process is the horizontal baroclinic conversion

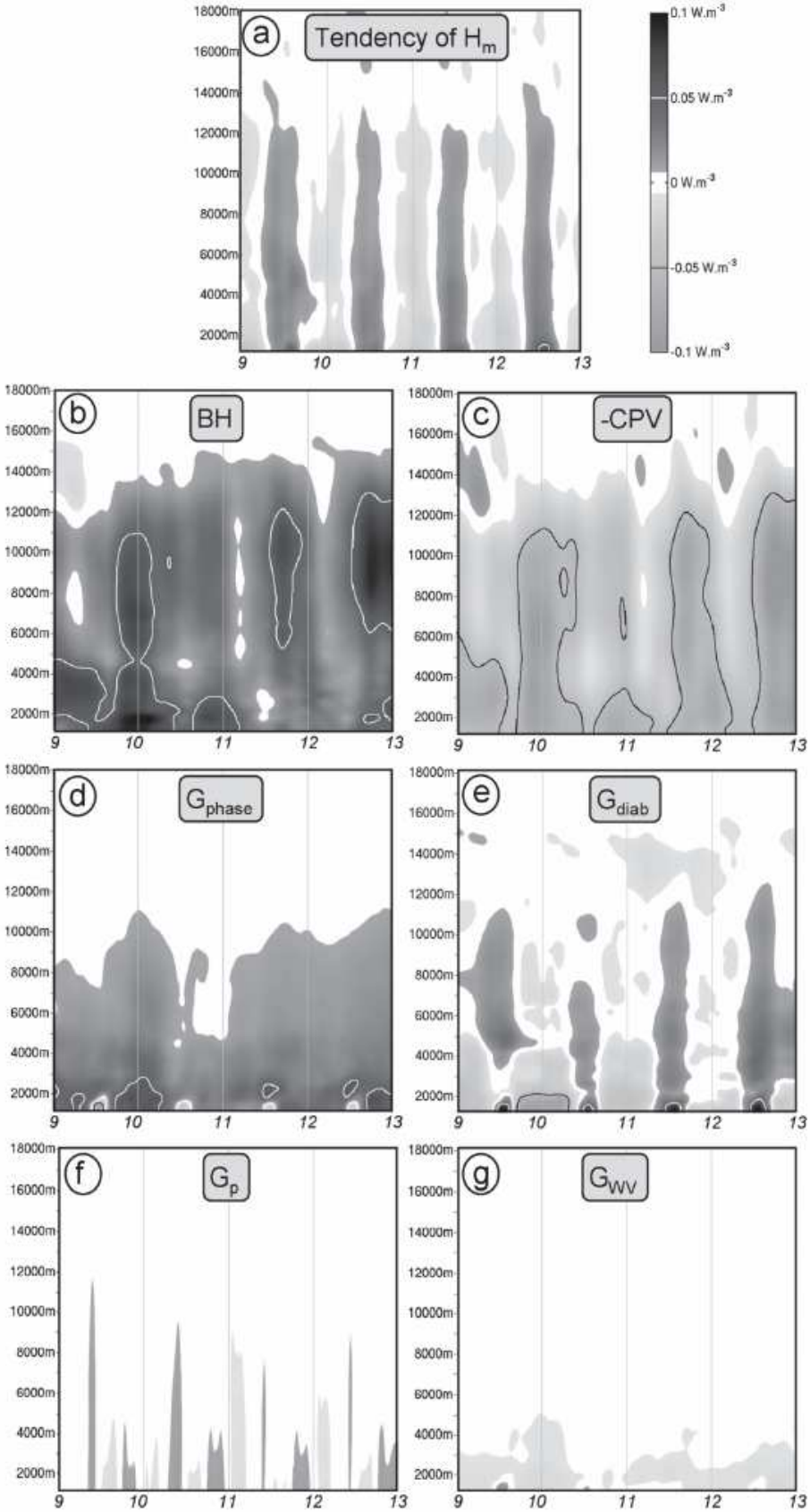

FIG. 6. Time–altitude plots of the first-order terms in the budget of H_m. The horizontal axis gives the time in days from 0000 UTC 9 Sep 2006 to 0000 UTC 12 Sep 2006. The vertical axis gives the altitude (m). These terms are in W m^{-3} and the gray color scale is indicated in the upper right.

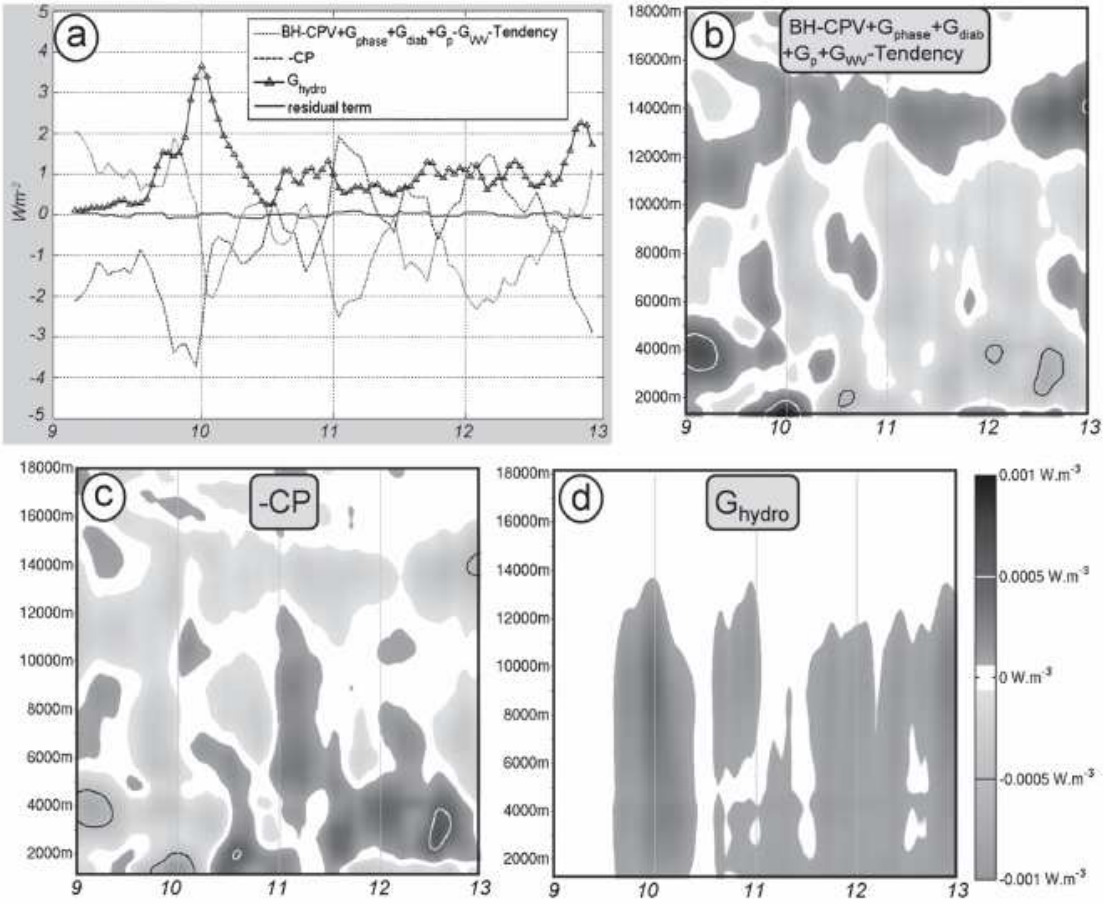

FIG. 7. (a) As in Fig. 5, but for the second-order terms in the budget of H_m. The coefficients displayed are the residual term of the first-order terms (dotted line); CP (dashed line); G_{hydro} (solid line with triangles); and the second-order residual term of this budget (solid line). (b)–(d) As in Fig. 6, but for the second-order terms in the budget of H_m.

term CP with two periods with positive values ($-\text{CP} < 0$ in Fig. 7c) on 9 and late 12 September, during which energy is transferred from the moist enthalpy to the kinetic energy through a direct horizontal baroclinic conversion, and a period of negative values ($-\text{CP} > 0$ in Fig. 7c) during 10–12 September, during which energy is transferred from the kinetic energy to the moist enthalpy through an inverse horizontal baroclinic conversion. An analysis of the associated physical processes is given below.

The additional term G_{residual} (not shown) in the budget of H_m is negligible compared to the other ones presented above. Its amplitude is about 50 times smaller ($<\pm 2\,10^{-5}$ W m^{-3}) than the secondary terms displayed in Fig. 7. This result gives us confidence in the accuracy of the anelastic approximation of Méso-NH in terms of energy conservation.

b. Budget of horizontal kinetic energy

The budget of K [Eq. (29)] is approximately balanced at first order by three primary processes ($<\pm 10^{-3}$ W m^{-3} in Fig. 8). The horizontal kinetic energy increases on 9 September and partly on 10 September, decreases on the 11th and 12th, and then increases again during the evening of the 12th. This evolution is apparently controlled by the horizontal baroclinic conversion CP, with some influence from the negative friction term D_{friction} and from the positive advection term BK in the low to mid levels.

The first-order residual of the kinetic energy budget is almost balanced by the second-order conversion term CC between horizontal and vertical kinetic energy due to the work of the Coriolis force ($<\pm 0^{-5}$ W m^{-3} in Fig. 9). This term is proportional to $-uw$ and, owing to the mean upward motions, it is negative (positive) in the low (mid to upper) levels because of the presence of southwesterly (easterly) winds. It can be noted that the higher extension of negative values on 10 and 11 September could be related to the upward transport of southwesterly momentum, in conjunction with enhanced convective activity diagnosed by G_{phase} in Fig. 6. The remaining terms—the dissipation of K by condensation/deposition of water vapor D_{wv} and the momentum forcing associated with hydrometeors D_{hydro}—are negligible.

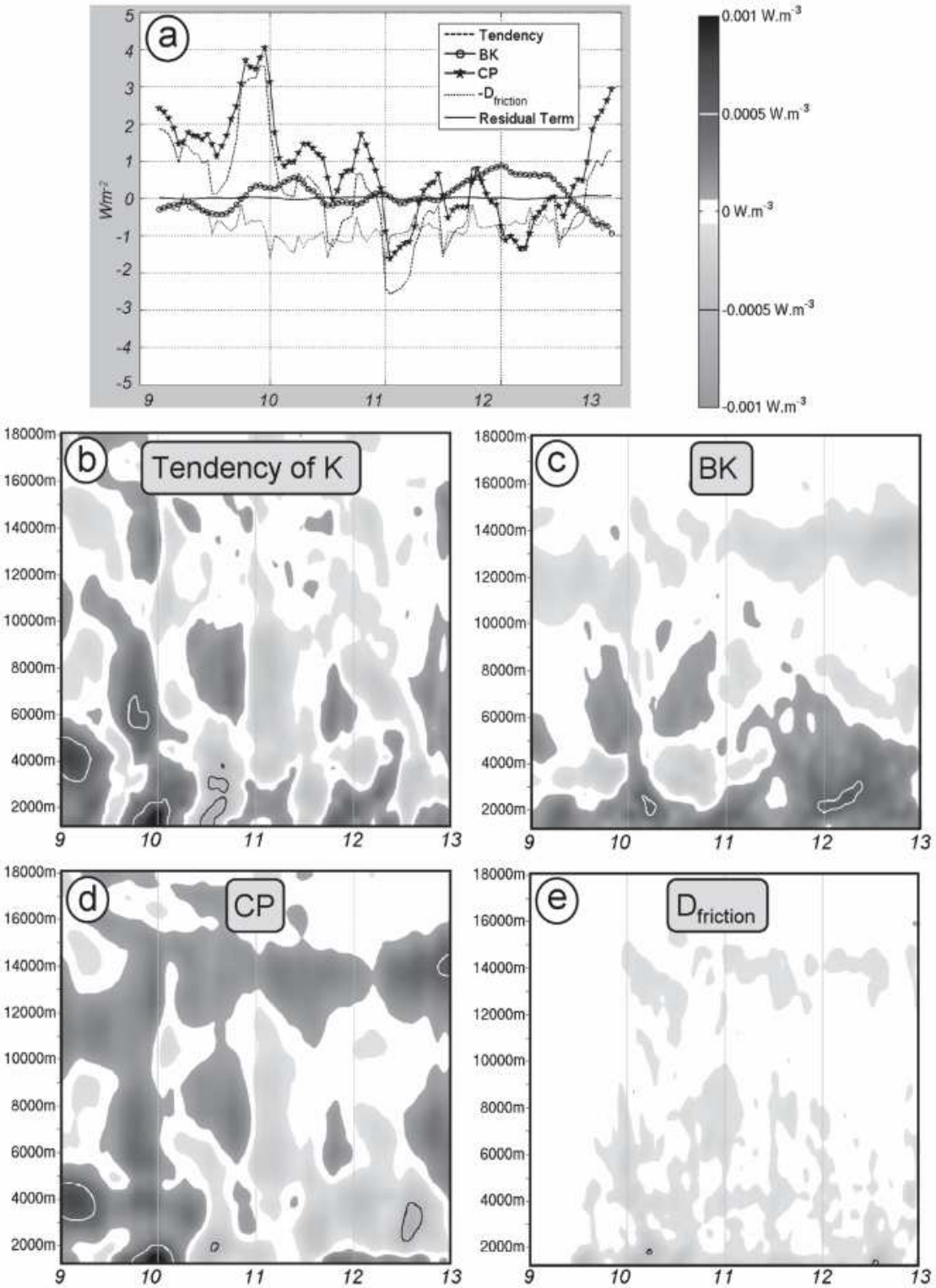

FIG. 8. (a) As in Fig. 5, but for the first-order terms in the budget of K. The displayed coefficients are the tendency of K (dashed line); BK (solid line with circles); CP (solid line with stars); D_{friction} (dotted line); and the first-order residual term of this budget (solid line). (b)–(d) As in Fig. 6, but for the first-order terms in the budget of K.

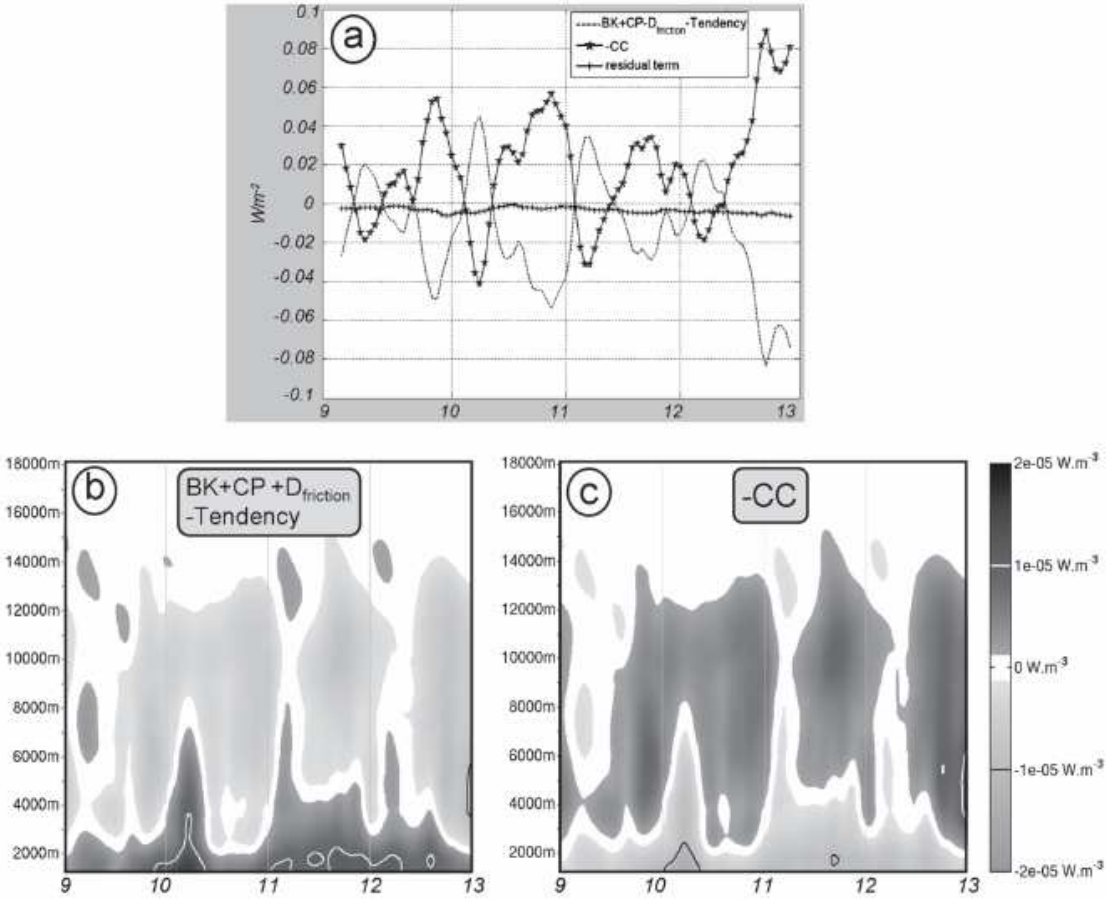

FIG. 9. (a) As in Fig. 5, but for the second-order terms in the budget of K. The displayed coefficients are the residual term of the first-order terms (dashed line); CC (solid line with stars); and the second-order residual term of this budget (solid line with plus signs). (b)–(d) As in Fig. 6, but for the second-order terms in the budget of K.

c. Budget of vertical kinetic energy

The budget of KV [Eq. (30)] is characterized by a very weak tendency with a near balance between two first-order terms ($<\pm 0.1$ W m^{-3} in Fig. 10), referred to as primary processes—the vertical baroclinic conversion term CVP and the work of the gravitational force D_{gravity}. It is a well-known result that at first order, changes in potential energy are balanced by the work associated with the vertical displacement of the atmospheric column.

The residual of these first-order terms is mostly balanced by two secondary processes ($<\pm 10^{-3}$ W m^{-3} in Fig. 11): the vertical frictional dissipation $\text{DV}_{\text{friction}}$ and the dissipation by vertical momentum forcing of moist air associated with hydrometeors DV_{hydro}. They have comparable contributions, with the second showing a maximum in relation with convective activity during the night of 9–10 September.

The budget of KV also involves "third-order" terms referred to as "tertiary processes" ($<\pm 10^{-5}$ W m^{-3} in Fig. 12): the conversion CC between K and KV due to the work of the Coriolis force, the boundary term BKV, and the tendency of KV. The vertically integrated contribution of BKV is negligible as a result of opposing values in the lower and upper troposphere, probably related to a net inflow of ascending air in the low levels and a net outflow of subsiding air in the upper levels. The tendency of KV is small, but not negligible locally. However, it varies rapidly from positive to negative values, and vice versa, so that KV remains close to zero. The vertical dissipation DV_{wv} associated with water vapor condensation and/or deposition of water vapor (not shown) is about two orders of magnitude smaller than the third-order terms in the budget of KV, so it can be neglected.

d. Synthesis

Several processes at different orders of magnitude have been described in the energy budgets (see Table 1 for a classification of these processes with respect to their magnitude). In this study, we are concerned with the horizontal kinetic energy of the simulated pre-Helene disturbance, so we only need to consider the primary processes in the budget of K. At this first order of magnitude, the conversion term between K and KV can

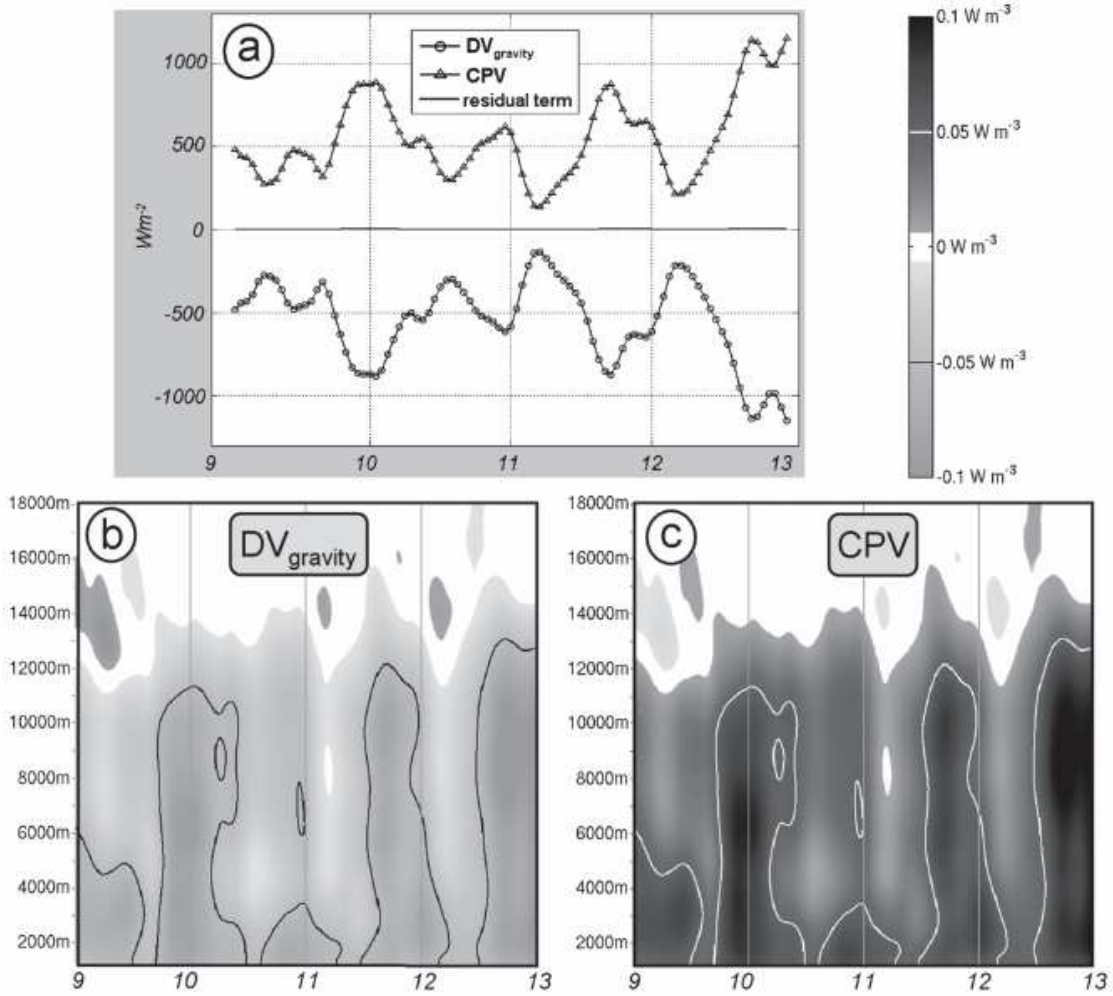

FIG. 10. (a) As in Fig. 5, but for the first-order terms in the budget of KV. The displayed coefficients are $DV_{gravity}$ (solid line with circles); CPV (solid line with triangles); and the first-order residual term of this budget (solid line). (b),(c) As in Fig. 6, but for the first-order terms in the budget of KV.

be neglected, so the budget of KV is disregarded (as well as term CC in the budget of K). Moreover, the vertical baroclinic conversion term CPV can be considered as a "dissipation" term in the budget of H_m, in relation with the vertical reorganization of the atmosphere through the work of the gravitational force $DV_{gravity}$. However, CPV cannot be approximated by $-DV_{gravity}$ because CP and the sum CPV + $DV_{gravity}$ have comparable magnitudes. The introduction of water vapor in the boundary terms BK and BH resulted in additional dissipation terms D_{wv} and G_{wv} because of nonconservation of the water vapor mass in the atmosphere. At the considered order of magnitude, D_{wv} is negligible, so the water vapor contribution will not be considered in the expressions of K, BK, CP, and D. However, G_{wv} is a primary process in the budget of enthalpy H_m and it cannot be neglected for the abovementioned reason. The contributions of water vapor in the other primary processes—tendency of H_m, CPV, G_{phase}, G_{diab}, and G_p—have to be kept as well.

e. *Budget of eddy kinetic energy*

The energetic cycle proposed in L55 was aimed at studying the maintenance of the global circulation, more particularly the transfers between kinetic energy of the zonal mean flow, kinetic energy of the eddy circulations, and available potential energy of the global atmosphere. Consequently, L55 separated the zonal and eddy components of A and K. The eddy components characterize the perturbations with respect to the zonal mean in the global atmosphere. In the L55 analysis, the conversion between zonal kinetic energy K_Z and eddy kinetic energy K_E is referred to as "barotropic growth" and the conversion between eddy available potential energy A_E and K_E is referred to as "baroclinic growth." Note that A_E can be produced through a conversion of zonal available potential energy (A_Z) and/or through diabatic processes. The L55 energetic cycle is an attractive concept for studying wave disturbances but, as

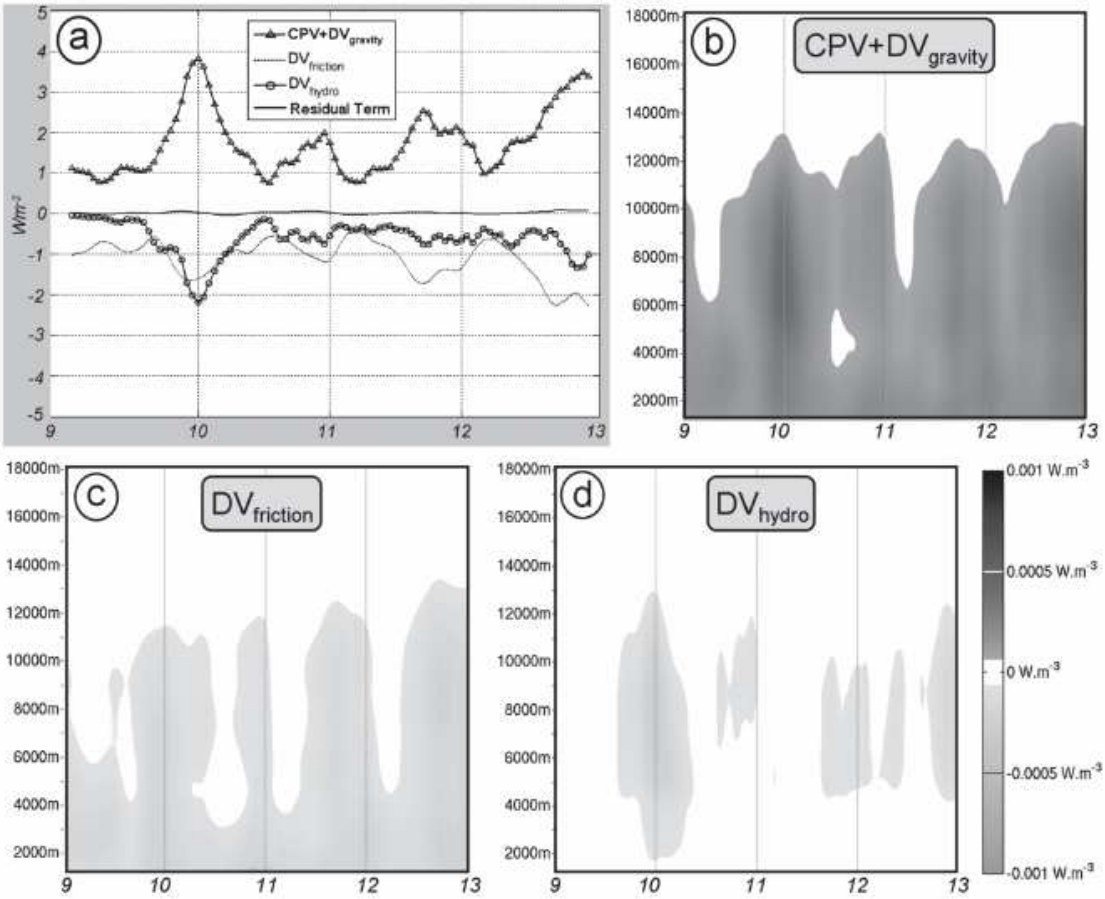

FIG. 11. (a) As in Fig. 5, but for the second-order terms in the budget of KV. The displayed coefficients are the residual term of the first-order terms (solid line with triangles); $DV_{friction}$ (dotted line); DV_{hydro} (solid line with circles); and the second-order residual term (solid line). (b)–(d) As in Fig. 6, but for the second-order terms in the budget of KV.

explained above, it cannot be directly applied to a limited domain.

Applying the theoretical results of section 4, A is replaced by H_m and is not separated in zonal and eddy components, and the energy budget is done in a limited domain. Separating the eddy and zonal components of H_m in the analysis would be meaningful on condition that an unambiguous relation exists between the eddy potential energy and the eddy kinetic energy, which is not straightforward. The conversion between K_E (K_Z) and H_m is referred to as the "eddy (zonal) baroclinic conversion."

Neglecting the water vapor contribution in the horizontal kinetic energy budget, we define the kinetic energies K_Z and K_E as

$$K_Z = \int_{Z_1}^{Z_2} \rho_{aref} \frac{\overline{[u]^2 + [v]^2}}{2}\, dz, \tag{33}$$

$$K_E = \int_{Z_1}^{Z_2} \rho_{aref} \frac{\overline{u^{*2} + v^{*2}}}{2}\, dz, \tag{34}$$

where [·] denotes a zonal mean in domain D and * indicates a deviation with respect to the zonal mean. As discussed in section 5d, the water vapor contribution cannot be neglected in the first-order terms of the budget of moist enthalpy, so the expression H_m used for the present energy budget is

$$H_m = \int_{Z_1}^{Z_2} \rho_{aref} \overline{c_{pm} T}\, dz. \tag{35}$$

Equations for the evolution of K_Z and K_E can be derived from (29) where the second-order terms and the water vapor contribution in the first-order terms are neglected, using the property that ρ_{aref} depends only on the vertical coordinate:

$$\frac{dK_Z}{dt} = \mathrm{BK}_Z + \mathrm{CPZ} - \mathrm{CK} + \mathrm{DZ}, \tag{36}$$

$$\frac{dK_E}{dt} = \mathrm{BK}_E + \mathrm{CPE} + \mathrm{CK} + \mathrm{DE}. \tag{37}$$

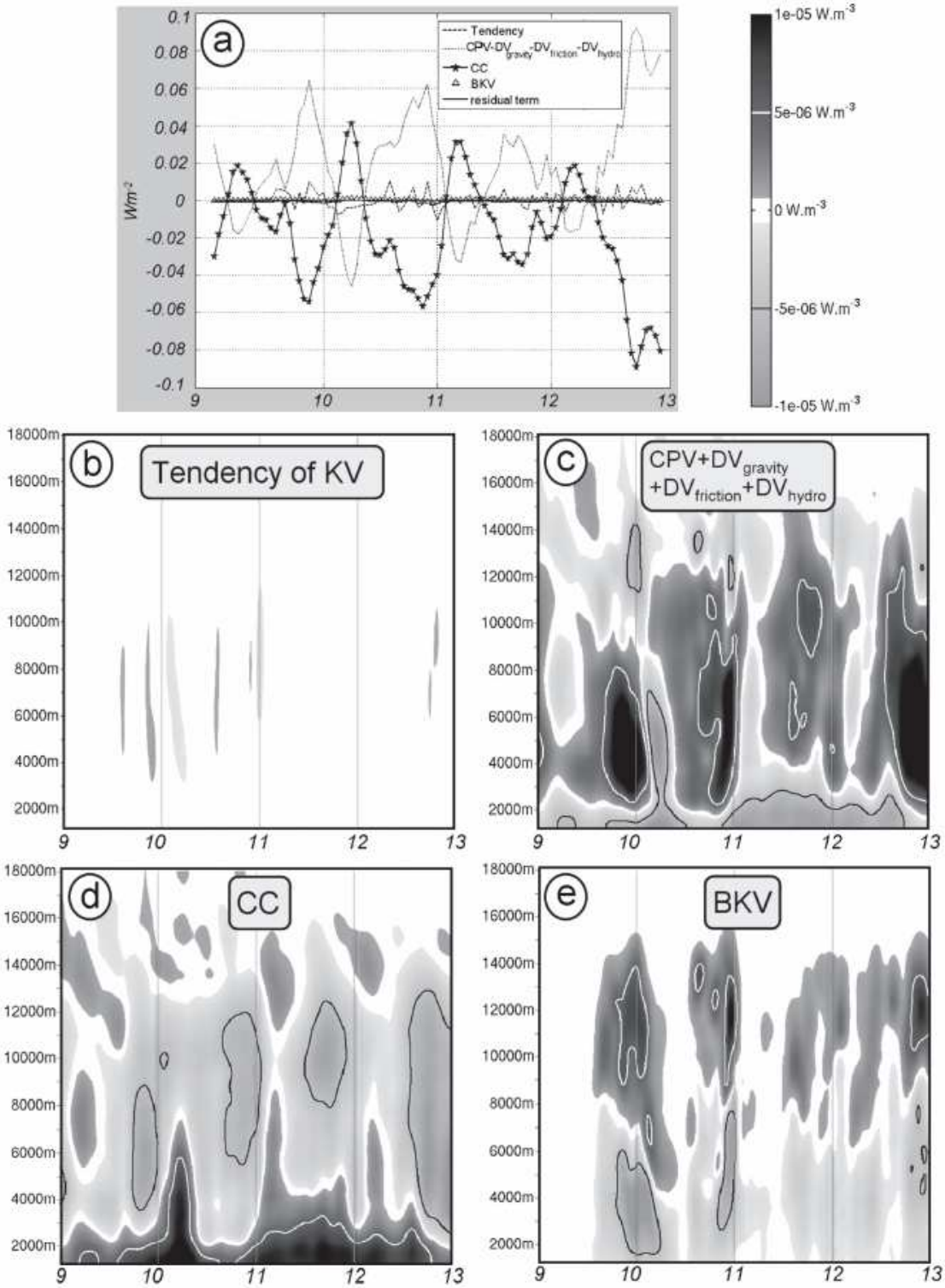

FIG. 12. (a) As in Fig. 5, but for the third-order terms in the budget of KV. The displayed coefficients are the tendency of KV (dashed line); the residual term of the second-order terms (dotted line); CC (solid line with stars); BKV (triangles); and the third-order residual term (solid line). (b)–(e) As in Fig. 6, but for the third-order terms in the budget of KV.

TABLE 1. Classification of the processes involved in the energy budget of section 4d (see Fig. 4) with respect to their magnitude. The middle column indicates the processes' names and the right column gives their order of magnitude in W m^{-3}.

Budget of H_m	Primary processes: BH, CPV, G_{phase}, G_{diab}, tendency, G_p, G_{wv}	$\sim 10^{-1}$ W m^{-3}
	Secondary processes: CP, G_{hydro}	$\sim 10^{-3}$ W m^{-3}
	Tertiary term: G_{residual}	$\sim 10^{-5}$ W m^{-3}
Budget of K	Primary processes: tendency, BK, CP, D_{friction}	$\sim 10^{-3}$ W m^{-3}
	Secondary processes: CC, D_{wv}	$\sim 10^{-5}$ W m^{-3}
	Tertiary term: D_{hydro}	$\sim 10^{-7}$ W m^{-3}
Budget of KV	Primary processes: CPV, $\text{DV}_{\text{gravity}}$	$\sim 10^{-1}$ W m^{-3}
	Secondary processes: $\text{DV}_{\text{friction}}$, DV_{hydro}	$\sim 10^{-3}$ W m^{-3}
	Tertiary processes: CC, BKV, tendency	$\sim 10^{-5}$ W m^{-3}
	Quaternary term: DV_{wv}	$\sim 10^{-8}$ W m^{-3}

Neglecting G_{residual} and adding terms G_{phase}, G_{diab}, G_{hydro}, G_p, and G_{wv} into G, (32) becomes

$$\frac{dH_m}{dt} = \text{BH} + G - \text{CPV} - \text{CPZ} - \text{CPE}, \quad \text{with} \tag{38}$$

$$\text{BH} = \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{\nabla \cdot (\rho_{\text{aref}} c_{pm} T \mathbf{u})}\, dz, \tag{39}$$

$$\text{BK}_Z = \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{\nabla \cdot \left(\rho_{\text{aref}} \frac{[u]^2 + [v]^2}{2} \mathbf{u}\right)}\, dz, \tag{40}$$

$$\text{BK}_E = \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{\nabla \cdot \left(\rho_{\text{aref}} \frac{u^{*2} + v^{*2}}{2} \mathbf{u}\right)}\, dz, \tag{41}$$

$$G = \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{\left[\frac{\rho_{\text{aref}}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial t} + \left(\frac{p}{p_{\text{ref}}}\right)^{\kappa} \rho_{\text{aref}}(\dot{q}_{\text{phase}} + \dot{q}_{\text{diab}}) - \rho_{\text{aref}} c_{\text{hydro}} \frac{DT}{Dt} + \rho_{\text{aref}} c_{pv} T \frac{Dr_v}{Dt}\right]}\, dz, \tag{42}$$

$$\text{CPV} = -\int_{Z_1}^{Z_2} \overline{w\left(\frac{\rho_{\text{aref}}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial z}\right)}\, dz, \tag{43}$$

$$\text{CPZ} = -\int_{Z_1}^{Z_2} \left\{\overline{[u]\left(\frac{\rho_{\text{aref}}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial x}\right) + [v]\left(\frac{\rho_{\text{aref}}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial y}\right)}\right\} dz, \tag{44}$$

$$\text{CPE} = -\int_{Z_1}^{Z_2} \overline{\left\{u^*\left(\frac{\rho_{\text{aref}}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial x}\right)^* + v^*\left(\frac{\rho_{\text{aref}}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial y}\right)^*\right\}}\, dz, \tag{45}$$

$$\begin{aligned}\text{CK} = &-\underbrace{\int_{Z_1}^{Z_2} \overline{[\rho_{\text{aref}}\, u^* v^*]\frac{\partial [u]}{\partial y}}\, dz}_{(1)} \\ &- \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{[\rho_{\text{aref}} u^* w^*]\frac{\partial [u]}{\partial z}}\, dz - \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{[\rho_{\text{aref}} v^* v^*]\frac{\partial v}{\partial y}}\, dz \\ &- \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{[\rho_{\text{aref}} v^* w^*]\frac{\partial [v]}{\partial z}}\, dz,\end{aligned} \tag{46}$$

$$\text{DZ} = \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{\rho_{\text{aref}}([u][F_x] + [v][F_y])}\, dz, \tag{47}$$

$$\text{DE} = \int_{Z_1}^{Z_2} \overline{\rho_{\text{aref}}(u^* F_x^* + v^* F_y^*)}\, dz. \tag{48}$$

This energetic cycle is schematically displayed in Fig. 13; BH, BK_Z, and BK_E are the boundary terms of the budgets of H_m, K_Z and K_E, respectively, in the limited domain. All the other terms characterize sinks/sources or conversions of energy within this domain. Herein, G is the production/destruction of H_m by diabatic processes; CPV is the vertical baroclinic conversion term between H_m and the vertical kinetic energy KV, and is considered as a sink in the moist enthalpy budget; CPZ and CPE quantify the zonal and eddy horizontal baroclinic production/destruction of K_Z and K_E, respectively; CPE (CPZ) is the work of eddy (zonal) pressure force by the eddy (zonal) circulation; and DZ and DE are the frictional dissipation of K_Z and K_E. When the zonal (eddy) circulation is in geostrophic balance, there is no zonal (eddy) baroclinic conversion. Note that CK corresponds to the barotropic conversion between K_Z and K_E; it is the sum of four terms although it is dominated by the first one: term (1) in (46), related to the eddy meridional transport of eddy zonal momentum. Thus, CK is considered as the conversion between the energy of the zonal mean flow and K_E.

6. Results

a. Eddy vorticity

As seen in Fig. 3, the midlevel trough and ridge of an AEW (characterized by large-scale cyclonic and

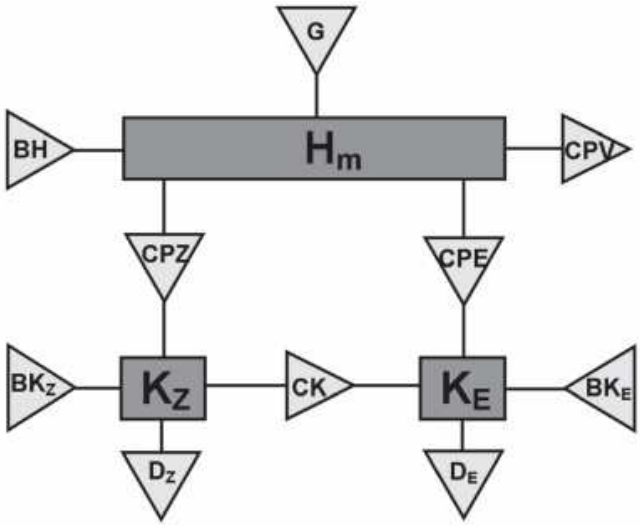

FIG. 13. Schematic view of the energy budget proposed in section 4f. The significance of the energies H_m, KZ, and KE, source/sink terms BH, BKZ, BKE, G, CPV, DZ, and DE, and conversion terms CPZ, CPE, and CK of this budget are explained in the text.

anticyclonic circulations, respectively) are found in domain D, although the pre-Helene disturbance is associated with the midlevel trough only. Hence, it is necessary to objectively determine the respective contributions of the cyclonic and anticyclonic circulations to the eddy perturbation with respect to the zonal mean in domain D.

The eddy vorticity ξ_E, is defined as the vertical vorticity of the eddy horizontal wind,

$$\xi_E = \frac{\partial(v^*)}{\partial x} - \frac{\partial(u^*)}{\partial y}, \tag{49}$$

and is averaged over domain D, so its vertical profile represents the sum of the cyclonic and anticyclonic eddy circulations at each altitude (Fig. 14a). It allows us to determine which of these two circulations predominates in the domain and to evaluate the relevance of the eddy kinetic energy budget to describe the pre-Helene cyclonic circulation. On 9 September, the eddy circulation in domain D was mainly cyclonic below 5000-m altitude and anticyclonic above, which is the signature of the AEW trough associated with the pre-Helene disturbance (see Fig. 3o). On 10 September (Figs. 3p,q), the ridge of this AEW entered domain D to the east and an anticyclonic circulation centered on 28°N, 18°W at 0000 UTC developed in the northwestern part of the considered domain. Hence, the mean value of eddy vorticity became negative down to 1500 m. From 11 September, as the northern anticyclonic circulation moved westward (it was centered on 23°W, 30°N at 0000 UTC and on 27°W, 29°N at 1200 UTC) and the AEW ridge to the east did not intensify, the trough became dominant again. The eddy cyclonic circulation developed vertically up to 10 000 m and its intensity increased gradually near 4000 m. On the afternoon of 12 September, the cyclonic circulation intensified near the surface, which corresponds to cyclogenesis of the simulated Helene.

b. Eddy geostrophic vorticity

The cyclogenetic evolution of an AEW was associated with a pressure decrease, most probably related to the hydrostatic effect of latent heat release associated with deep convection. This can be expressed by the "geostrophic vorticity" ξ_G, which is equal to opposite of the horizontal divergence of the eddy pressure force normalized by the Coriolis parameter:

$$\xi_G = \frac{1}{f}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\frac{1}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial x}\right)^*\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\frac{1}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial y}\right)^*\right]\right\}. \tag{50}$$

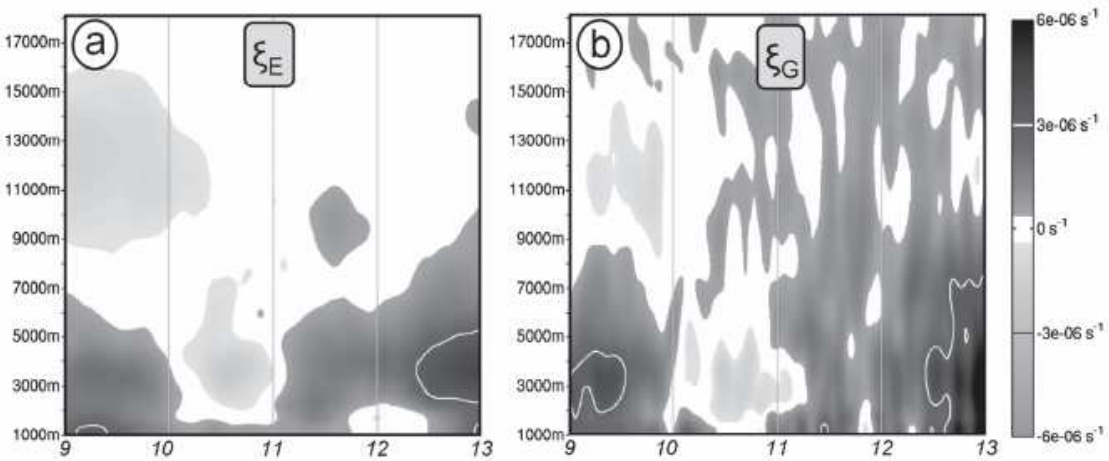

FIG. 14. As in Fig. 6, but for the (a) eddy vorticity ξ_E and (b) eddy geostrophic vorticity ξ_G.

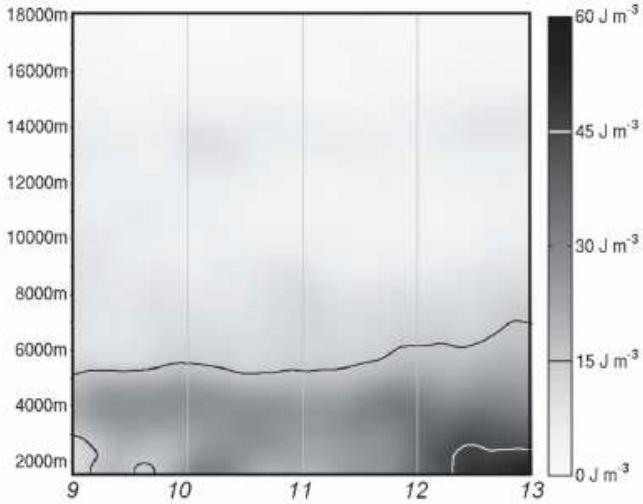

FIG. 15. As in Fig. 6, but for the eddy kinetic energy K_E. The energy (per unit of volume) is in J m^{-3}.

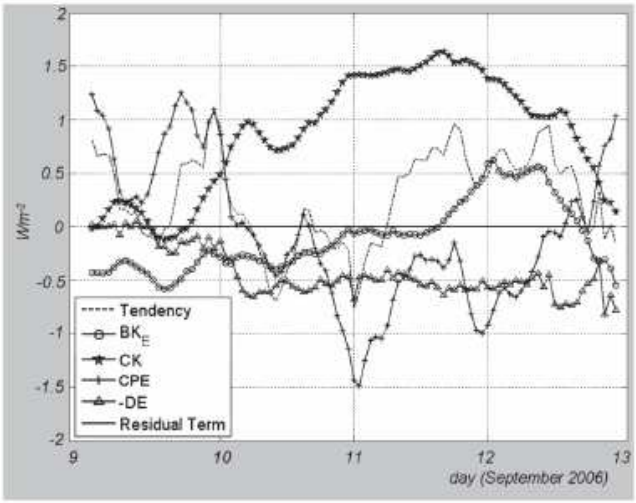

FIG. 16. As in Fig. 5, but for the budget of K_E. The displayed coefficients are the tendency of K_E (dashed line); BK_E (solid line with circles); CK (solid line with stars); CPE (solid line with plus signs); DE (solid line with triangles); and the residual term (solid line).

When this quantity is positive (negative), eddy pressure forces are convergent (divergent) and the pressure perturbation associated with the eddy circulation is negative (positive). Furthermore, ξ_E and ξ_G are equal when the atmospheric flow is geostrophic. The comparison between the mean profiles of ξ_E and ξ_G in Fig. 14 shows that the eddy circulation was approximately geostrophic, which was not certain for such a large perturbation at low latitudes (9°–18°N). On the afternoon of 12 September, however, ξ_E was slightly weaker than ξ_G between 1000 and 8000 m. This suggests that during this cyclogenesis event pressure decreased first, and then geostrophic adjustment of the wind field to the mass field led to an increase of ξ_E.

c. Eddy kinetic energy

The evolution of the vertical profile of K_E (Fig. 15) shows a maximum around 4000 m, which corresponds to the energetic signature of the simulated AEW. On the morning of 9 September, K_E increased between 3000 and 5000 m and then remained approximately constant until the end of the day. On the morning of 10 September a strong increase of K_E in the low levels was followed by a decrease of similar intensity during the afternoon. However, as seen in Fig. 14, at that time the main contribution to the eddy circulation came from the AEW ridge, which played no role in cyclogenesis. From the afternoon of 11 September, K_E increased constantly between 1000 and 5000 m, especially at low levels, in conjunction with the increasing cyclonic vorticity (Fig. 14).

d. Energy budget

Evolution of the vertically integrated terms involved in the budget of K_E is shown in Fig. 16; their vertical profiles are shown in Fig. 17. On 9 September, the first stage of K_E growth was mostly due to eddy baroclinic conversion (CPE > 0), with a positive contribution of barotropic conversion (CK) below 4000 m altitude and a negative one from net advection BKE, except in the lowest levels and between 5000 and 6000 m. This situation is similar to that analyzed by Norquist et al. (1977), who used the inadequate L55 formulation for limited domains but also found that AEW growth over the West African continent is both barotropic and baroclinic. This also meets the idealized case study by Thorncroft (1995) and the space–time spectral analysis by Hsieh and Cook (2007), although these authors did not consider specifically the relationship between energetic conversions and cyclogenetic evolution off shore. Aviles (2004) found smaller baroclinic and barotropic conversions over West Africa for developing cases of AEWs compared to nondeveloping ones. However, the eddy baroclinic conversion in the proposed energy budget does not quantify the same processes as in L55, so it is difficult to compare the present result with previous ones. A new interpretation of this eddy baroclinic conversion term is proposed here.

In particular, it can be noticed that pressure and geostrophic vorticity increased while convective activity was relatively intense during the night of 9–10 September (cf. G_{phase} in Fig. 6d and ξ_G in Fig. 14b). Hence, the eddy circulation was mostly down the eddy pressure gradient in the low to midtroposphere (CPE > 0). This suggests that the wind field was adjusting to the pressure field through horizontal displacement of air. The eddy kinetic energy produced by this horizontal displacement of air through positive eddy pressure work (CPE > 0)

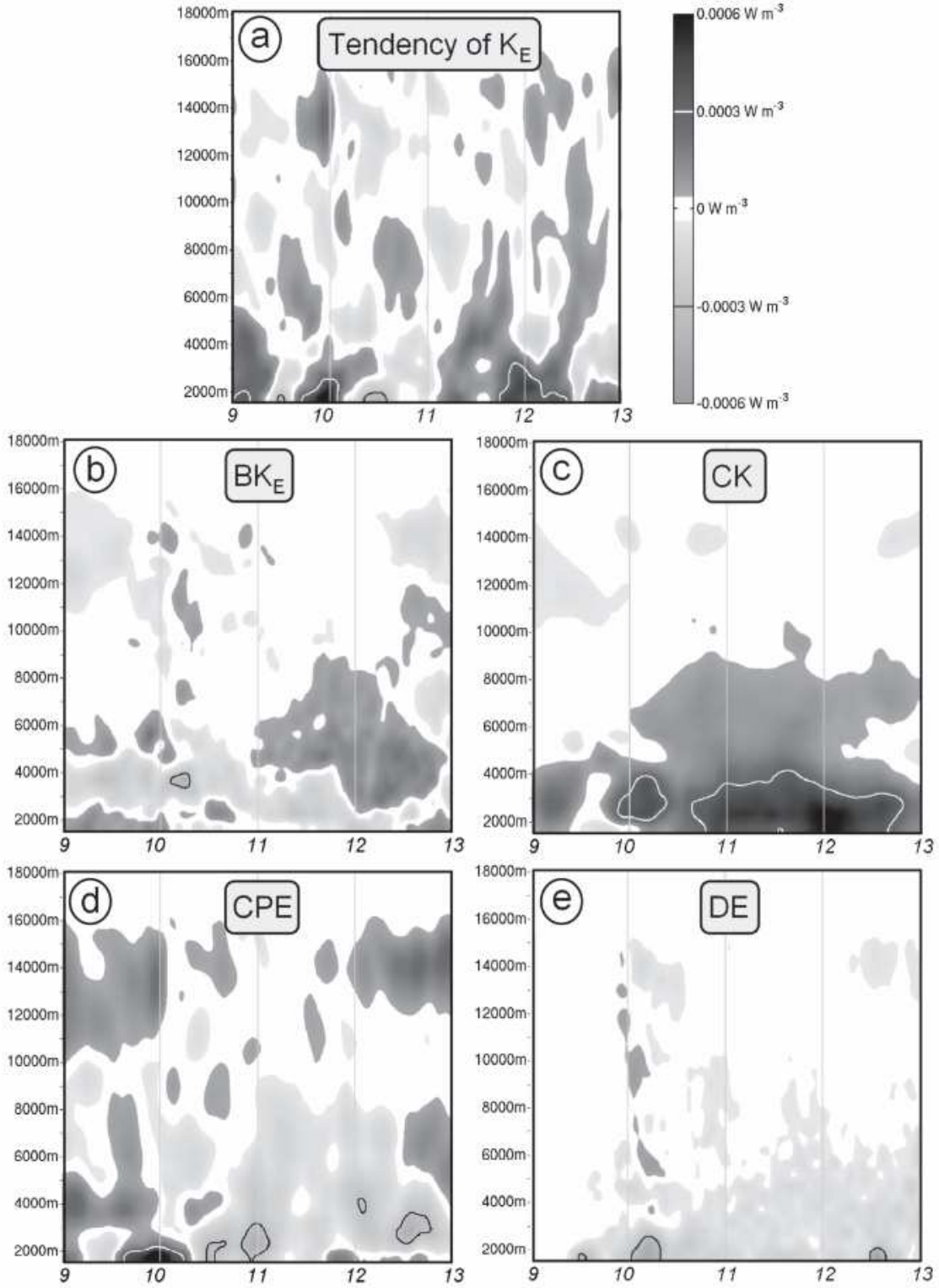

FIG. 17. As in Fig. 6, but for the coefficients in the budget of K_E: (a) tendency of K_E, (b) BK_E, (c) CK, (d) CPE, (e) DE.

was partly exported to the outer flow, as can be deduced from the negative net advection BKE.

The positive barotropic conversion (CK) in the low to midtroposphere from 10 to 12 September was a consequence of the increasingly cyclonic curvature of the easterly flow, in response to the pressure decrease associated with convective activity (Fig. 6d). The negative eddy baroclinic conversion (CPE) indicates that the work

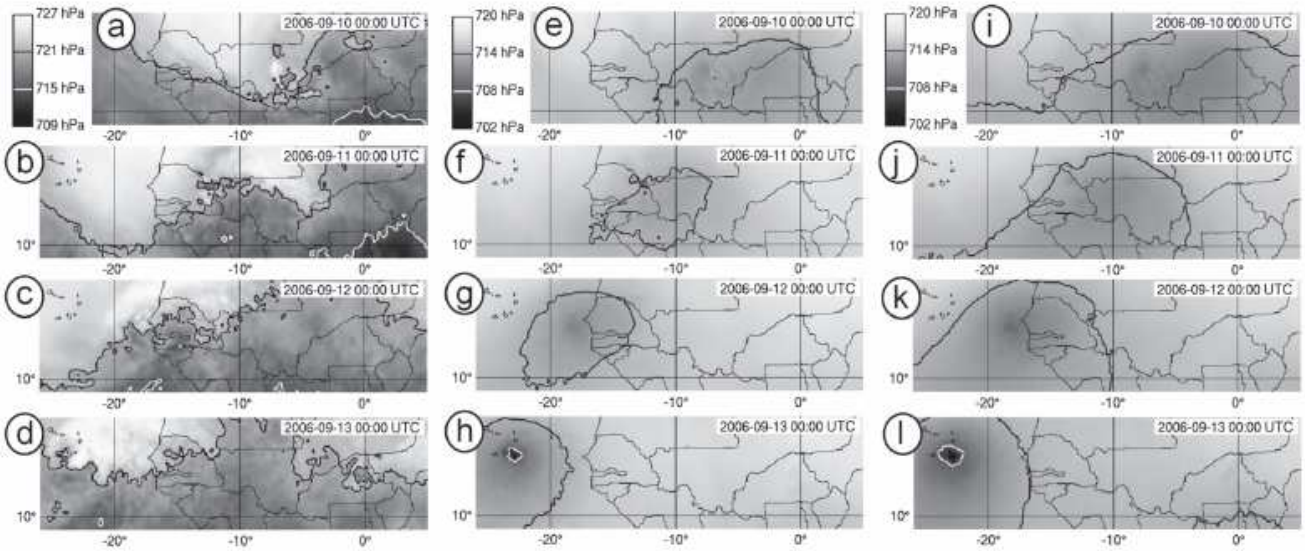

FIG. 18. (a)–(d) $R_a/C_{pa}H_m^A$ (hPa) at 3000 m; (e)–(h) $R_a/C_{pa}H_m^C$ (hPa) at 3000 m; and (i)–(l) total pressure p (hPa) at 3000 m, from (top) 0000 UTC 10 Sep 2006 until (bottom) 0000 UTC 13 Sep 2006. The gray color scale is in the upper left.

of the eddy pressure forces was then negative (i.e., the eddy air circulation was mostly oriented up the eddy pressure gradient). This resulted from the presence of the abovementioned high pressure zone (centered on 29°N, 27°W at 1200 UTC 11 September), which induced a strong northeasterly divergent flow in the western part of domain D (Figs. 3r,s).

The fact that baroclinic conversion became positive again on late 12 September could be the signature of strong convective activity and associated pressure decrease in an environment where the AEJ was weak and the northwestern anticyclonic circulation had moved farther west (at 1200 UTC 12 September, it was centered on 28°N, 32°W). Actually, barotropic conversion decreased on late 12 September because the flow was no longer zonal, but a closed cyclonic and convergent circulation formed instead (Fig. 3u). Thus, some of the kinetic energy created by the positive baroclinic conversion on late 12 September was restored to the outer flow by weak net advection. At that time the system became tropical depression Helene and was able to take enough energy from the sea to be energetically self-sustained (Emanuel 1986).

The observed pressure decrease in this developing system was probably of a convective origin. The next step to investigate this hypothesis would be to more precisely analyze the relation among convection, pressure changes, energy conversions, and the adjustments between mass and wind fields.

7. Perspective for the energetic analysis

To further investigate this problem, we come back to the energetic analysis based on the compressible equations of Bannon (2002). The moist enthalpy in (25) is

$$H_m^C = \rho_a c_{pm} T = \frac{c_{pm}}{R_m} p. \tag{51}$$

Such a relationship cannot be written for the moist enthalpy H_m^A in the anelastic case ($H_m^A = \rho_{a\mathrm{ref}} c_{pm} T$). In Fig. 18, we show horizontal cross sections at 3000 m of the normalized quantities $R_a/C_{pa}H_m^A$ (Figs. 18a–d) and $R_a/C_{pa}H_m^C$ (Figs. 18e–h) so they can be compared with the total pressure (Figs. 18i–l). Pressure decreased in association with the intensification of pre-Helene disturbance, with minimum values of 711 hPa at 0000 UTC 11 September, 709 hPa at 0000 UTC 12 September, and 702 hPa at 0000 UTC 13 September. This is coherent with the increase of ξ_G observed during this period (Fig. 14b).

The evolution of H_m^C (Figs. 18e–h) is comparable with the evolution of pressure because the moisture correction is small, and the budget of H_m^C can be used to analyze the pressure decrease in the developing AEW. However, the evolution of H_m^A (Figs. 18a–d), which is the adequate thermodynamic variable in Méso-NH, is related to the temperature only, since the density $\rho_{a\mathrm{ref}}$ is constant at each level. This implies that the processes responsible for the variations of pressure cannot be thoroughly analyzed with the moist enthalpy equation in the anelastic approximation.

Assuming that the processes involved in the budget of H_m^C should have magnitudes comparable to those in the budget of H_m^A, we suggest that in a numerical simulation using compressible equations, the same primary processes would be directly related to the variations of pressure. The residual term of these primary processes would still be linked to the eddy baroclinic conversion.

Consequently, the budget of H_m^C would allow us to quantify the interactions between the vertical circulation forced by convection, pressure decrease, energetic conversions, and adjustment between mass and wind fields.

8. Conclusions and perspectives

The pre-Helene disturbance was associated with an AEW and several MCSs over West Africa during the period before cyclogenesis over the tropical eastern Atlantic near the Cape Verde Islands. A 4-day numerical simulation with Méso-NH using convective parameterization does not exactly reproduce the observed series of these MCSs, but the simulated disturbance shows a relatively similar evolution. The development of this simulated AEW is analyzed with an energy budget adapted from the L55 analysis. Because the energetic analysis of L55 cannot be applied directly in a limited domain, we developed a concept of energy transformations in the atmosphere that can be used locally.

First, considering that there is no robust and versatile definition of available potential energy A for a limited domain, we use the total potential energy E or the enthalpy H to quantify the thermal atmospheric reservoir. We verified that the conversions between E (or H) and K, and between A and K, are equivalent at global scale—the original framework of L55.

Second, we found that in the same hydrostatic framework as L55, the so-called horizontal baroclinic conversion between enthalpy and horizontal kinetic energy can be expressed as the horizontal pressure work resulting from the ageostrophic component of the wind. This means that the horizontal pressure force is a measure of the amount of potential energy that can be converted into horizontal kinetic energy. This result was partly given by Marquet (2003b), although his "ageostrophic conversion term" did not appear explicitly in his budget of available potential energy. According to Marquet (2003b), there is a "potential-energy component which plays the role of vertical distribution of energy by transforming baroclinic into ageostrophic conversions, via unknown processes to be discovered" (p. 2492). We found that this ageostrophic conversion is actually the horizontal baroclinic conversion between enthalpy and horizontal kinetic energy, so there is no unknown source or sink in this energetic conversion. This definition of horizontal baroclinic conversion is different from that proposed by L55, but it is valid at global and local scales.

Third, we showed that in the most general case (e.g., using compressible equations) the potential energy of the atmosphere can be characterized by the moist enthalpy and that its conversion in total kinetic energy is still proportional to the total pressure work. A positive horizontal (vertical) pressure work corresponds to a growth of horizontal (vertical) kinetic energy. These energy conversions are referred to as horizontal and vertical baroclinic conversions, respectively.

Fourth, the energetic analysis has been adapted to the anelastic equations of Méso-NH. An application to the simulated pre-Helene disturbance confirms that the redefined baroclinic conversions are correctly described with this set of equations. At first order, the tendency of moist enthalpy results mostly from diabatic heating, net advection, and vertical baroclinic conversion. These so-called primary processes show a diurnal cycle similar to that of radiative heating. Convective heating also follows a diurnal cycle with a maximum during the evening. However, convection is also active during the day and the mean vertical velocity in the domain is always positive, although the maximum values occur during the evening. Therefore, the vertical baroclinic conversion is always positive with maximum values during the evening. Variations of pressure due to atmospheric tides and variations of water vapor content have a small but nonnegligible contribution compared to the previous primary processes, so they are considered as primary processes as well. The residual of these primary processes is balanced by the much smaller horizontal baroclinic conversion and total heating rate of hydrometeors. Since the primary processes in the budget of moist enthalpy are partly caused by the vertical circulation of convective origin, convection is associated with pressure decrease, and horizontal baroclinic conversion is related to the adjustment of the wind field to the pressure change, we suggest that there is a physical link between these processes. Other processes theoretically identified in the budget of H_m are negligible.

The tendency of horizontal kinetic energy K results mainly from three primary processes: horizontal baroclinic conversion, net advection, and frictional dissipation. The production/destruction of K is explained by the horizontal baroclinic conversion, with a negative frictional term and weak net advection. Other processes are negligible. In particular, the conversion term between K and the vertical kinetic energy KV, related to the work of the Coriolis force, is a secondary process, so the budget of KV is disregarded and the vertical baroclinic conversion term between H_m and KV is considered as a sink term in the budget of H_m.

Fifth, this simplified energetic analysis is used to derive an energy budget similar to L55. Here, K is separated in the zonal mean K_Z and the eddy contribution K_E. Likewise, the horizontal baroclinic conversion CP is separated in zonal CPZ and eddy CPE components to quantify the baroclinic growths of K_Z and K_E, respectively; CPE (CPZ) is proportional to the work of eddy

(zonal) pressure forces by the eddy (zonal) circulation. When the zonal (eddy) circulation is in geostrophic balance there is no zonal (eddy) baroclinic conversion. The conversion between K_Z and K_E is classically referred to as the barotropic conversion. Unlike in the analysis in L55, however, the enthalpy H_m is not separated into zonal and eddy components, so the energy budget proposed here involves only three energies: H_m, K_Z, and K_E. This energy budget also includes boundary terms, diabatic production of H_m, dissipation of H_m by vertical baroclinic conversion, and frictional dissipations of K_Z and K_E. It is therefore adapted to quantify the respective contribution of large-scale and internal processes to the evolution of eddy kinetic energy of a disturbance such as an AEW in a limited domain.

Our main finding with the energy budget of K_E is that the intensification of the simulated pre-Helene disturbance during its continental stage resulted from both barotropic and baroclinic processes at low and mid levels. This positive baroclinic conversion was associated with a horizontal displacement of air down the eddy pressure gradient in response to a pressure decrease in the trough. The resulting positive eddy pressure work was partly balanced by a negative net advection of eddy kinetic energy. From the afternoon of 11 September over the near-tropical Atlantic, the intensification of the simulated pre-Helene disturbance was associated with a positive barotropic conversion between 1000 and 5000 m and a negative eddy baroclinic conversion between 2000 and 5000 m. The positive barotropic conversion resulted from the decreasing intensity of the AEW entering the considered domain through its eastern limit and the intensifying large-scale motion in the trough region. The negative baroclinic conversion was associated with a horizontal displacement of air up the eddy pressure gradient forced by an external process (i.e., the anticyclonic circulation to the northwest). Finally, on late 12 September, the midlevel tropospheric flow was no longer zonal so barotropic conversion weakened, positive baroclinic conversion started, and some eddy kinetic energy was restored to the outer flow. By then the observed developing AEW was already a tropical depression and was able to take enough energy from the sea to be energetically self-sustained (Emanuel 1986).

Sixth, we showed that the eddy circulation of the simulated pre-Helene disturbance was approximately geostrophic. We propose that the energetic conversions responsible for the observed development might have resulted from an adjustment of the wind field to the pressure decrease induced by convection. In the tropics, because the Coriolis force is not strong enough to lead to a rapid evolution to geostrophic equilibrium, the eddy circulation is therefore convergent and tends to fill up the depression. This is what probably occurred during the continental stage of simulated pre-Helene disturbance. Over the ocean, however, the pressure decrease induced by convection was accompanied by a positive barotropic conversion as the cyclonic curvature of the easterly flow intensified in the low pressure system. The eddy circulation was globally divergent with regard to the westward propagation of an anticyclonic circulation, centered northwest of the trough. In consequence, the wind field adjusted geostrophically to the pressure perturbation induced by convection, a relatively rare event in the tropics. This geostrophic adjustment of the wind following a pressure decrease of convective origin could be the main process responsible for this simulated cyclogenetic evolution off shore. However, in the anelastic case the budget of moist enthalpy cannot be explicitly related to pressure variations, so the link between energetic conversions and this geostrophic adjustment is not explicit, and this hypothesis cannot be further investigated.

At a smaller scale, Rogers and Fritsch (2001) among others have shown that successive convective developments in a mesoscale vortex can reduce the local Rossby radius, which facilitates geostrophic adjustment of the wind field to the mass field. It would be interesting to analyze the adjustment occurring in the pre-Helene disturbance in terms of interactions between the vertical circulation forced by convection, the pressure decrease, and other processes described by the energetic conversion terms. We suggest that a pressure budget deduced from the moist enthalpy Eq. (25) would allow us to quantify this. A numerical simulation resolving the compressible equations of Bannon (2002) can be used for that purpose. In the anelastic case, however, the link between variations of pressure and convection could be investigated with a diagnostic equation of pressure (an example of such a pressure diagnostic in the anelastic case is provided by Smith and Bannon 2008 for a two-dimensional idealized case).

These results will be compared with energy budgets for other developing and nondeveloping cases of AEWs over West Africa and the near-tropical eastern Atlantic. We will also simulate some stages of the pre-Helene and other West African disturbances with Méso-NH at higher resolution with explicit convection. The analysis of the vorticity production by MCSs and their interaction with the developing AEW, at the convective scale and mesoscale, will certainly complement the results obtained from energy budgets at synoptic scale.

Acknowledgments. The present work is part of the first author's thesis at Université Paul Sabatier Toulouse III, France. Based on a French initiative, AMMA was built by an international scientific group and is currently

funded by a large number of agencies, especially from France, the United Kingdom, the United States, 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 (see http://www.amma-international.org). Numerical simulations were conducted on the CNRS/IDRIS computer under Grants 070591 and 080591. We thank Didier Gazen and Juan Escobar for the technical support in Méso-NH, Dr. Jean-Pierre Chaboureau for the scientific support in Méso-NH, and Dr. Jean-Pierre Pinty for valuable discussions on cloud physics.

APPENDIX

Mathematical Operators

M	Any variable
$\langle M \rangle$	Horizontal integration of M over the surface of the earth
$\tilde{M} = M - \langle M \rangle$	Perturbation of M with respect to its horizontal mean $\langle M \rangle$ over the surface of the earth
$\overline{M} = \overline{M}(z) = \dfrac{1}{(X_2 - X_1)(Y_2 - Y_1)} \displaystyle\int_{X_1}^{X_2} \int_{Y_1}^{Y_2} M(x, y, z, t)\, dx\, dy$	Horizontal mean of M over domain D delimited by the Cartesian coordinates X_1, X_2, Y_1, Y_2.
$M' = M'(x, y, z) = M - \overline{M}$	Perturbation of M in the domain D with respect to the horizontal mean $\overline{M}$
$[M] = [M](y, z) = \dfrac{1}{(X_2 - X_1)} \displaystyle\int_{X_1}^{X_2} M(x, y, z, t)\, dx$	Zonal mean of M over the domain (X_1, X_2)
$M^* = M^*(x, y, z) = M - [M]$	Perturbation of M with respect to the zonal mean $[M]$
$\dfrac{DM}{Dt} = \dfrac{\partial M}{\partial t} + u\dfrac{\partial M}{\partial x} + v\dfrac{\partial M}{\partial y} + w\dfrac{\partial M}{\partial z}$	Material derivative following the dry air parcel
$\nabla \cdot (M\mathbf{u}) = \dfrac{\partial (Mu)}{\partial x} + \dfrac{\partial (Mv)}{\partial y} + \dfrac{\partial (Mw)}{\partial z}$	Divergence of the quantity $M\mathbf{u}$ using the altitude coordinate

List of Symbols

Superscripts C and A refer to the compressible and anelastic cases. Subscripts v, Z, E refer to the vertical component, zonal mean, and eddy component, respectively. Vectors are in bold.

A	Available potential energy defined by L55
BH	Boundary term (net advection) in the budget of enthalpy
BK	Boundary term (net advection) in the budget of horizontal kinetic energy
BKV	Boundary term (net advection) in the budget of vertical kinetic energy
BK_Z, BK_E	Boundary terms in the budgets of zonal and eddy kinetic energy
C	Horizontal baroclinic conversion term in L55
C'	Supplementary term which appears when the L55 formulation is applied to a finite domain
CC	Conversion term between horizontal and vertical kinetic energies resulting from the work of Coriolis force
c_l, c_i, $c_{\mathrm{hydro}} = r_l c_l + r_i c_i$	Specific heat of liquid water, ice water, and all hydrometeors
CK	Barotropic production/destruction of eddy kinetic energy
CP	Horizontal baroclinic conversion (work of the horizontal pressure force)

$c_{pa}, c_{pv}, c_{pm} = c_{pa} + r_v c_{pv}$	Specific heat of dry air, water vapor, and moist air at constant pressure
CPZ, CPE	Baroclinic production/destruction of zonal and eddy kinetic energy
$c_{va}, c_{cv}, c_{vm} = c_{va} + r_v c_{vv}$	Specific heat of dry air, water vapor, and moist air at constant volume
CVP	Vertical baroclinic conversion
D_{friction}	Frictional dissipation of horizontal kinetic energy
D_{hydro}	Dissipation/generation of horizontal kinetic energy by the work of the momentum forcing of moist air associated with the hydrometeors
$\text{DV}_{\text{friction}}$	Frictional dissipation of vertical kinetic energy
$\text{DV}_{\text{gravity}}$	Dissipation/generation of vertical kinetic energy by the work of gravitational forces
DV_{hydro}	Dissipation/generation of vertical kinetic energy by the work of the momentum forcing of moist air associated with the hydrometeors
DV_{WV}	Dissipation/generation of vertical kinetic energy by condensation/evaporation or deposition/sublimation of water vapor
D_{WV}	Dissipation/generation of horizontal kinetic energy by condensation/evaporation or deposition/sublimation of water vapor
DZ, DE	Frictional dissipation of zonal and eddy kinetic energy
E	Total potential energy defined in L55
f	Coriolis parameter
$(F_x\ F_y\ F_z)$	Cartesian components of the frictional force
g	Acceleration of gravity
G	Total diabatic production/destruction of enthalpy
G_{diab}	Generation/dissipation of moist enthalpy by diabatic processes
G_{hydro}	Generation/dissipation of moist enthalpy by heating of hydrometeors
G_p	Generation/dissipation of moist enthalpy by variations of pressure
G_{phase}	Generation/dissipation of moist enthalpy by latent heat release
G_{wv}	Dissipation/generation of moist enthalpy by condensation/evaporation or deposition/sublimation of water vapor
H_m	Moist enthalpy
K	Kinetic energy
p_{00}	Reference pressure = 1000 hPa
$p = p_a + p_v$	Total pressure
$\dot{q}$	Total diabatic heating rate
$\dot{q}_{\text{phase}}, \dot{q}_{\text{diab}}$	Heating rates per unit mass of dry air due to: phase changes and other diabatic processes such as radiation and turbulent dissipation
$\dot{q}_l, \dot{q}_i$	Total heating rate of liquid and solid hydrometeors per unit mass of dry air
R_a, R_v	Ideal gas constant for dry air and water vapor
$R_m = R_a + r_v R_v$	Ideal gas "constant" for moist air (this is not a constant)
$r_l, r_i, r_{\text{hydro}}$	Mixing ratio of liquid water, ice water, all hydrometeors
r_v	Mixing ratio of water vapor
t	Time
T	Temperature
$\mathbf{u} = (u\ v\ w)$	Dry air velocity projected in the Cartesian space
$(\dot{u}\ \dot{v}\ \dot{w})$	Cartesian components of the momentum forcing of moist air associated with hydrometeors defined by Bannon (2002)
$(x\ y\ z)$	Coordinates of the Cartesian space
κ	Ratio of ideal gas constant and specific heat at constant pressure (R/C_P) for dry air
$\theta = \dfrac{T}{\pi}$	Potential temperature
ξ_E	Vertical vorticity of the eddy circulation
ξ_G	Geostrophic vertical vorticity of the eddy circulation
$\pi = \left(\dfrac{p}{p_{00}}\right)^K$	Exner function

π_{ref}	Exner function of the reference state in the anelastic case
$\rho_a, \rho_m = \rho_a(1 + r_v)$	Dry and moist air density
$\rho_{a\mathrm{ref}}$	Dry air density of the reference state in the anelastic case
$\langle\sigma\rangle = g\left(\frac{\langle T\rangle}{c_{pa}} - \frac{p}{R_a}\frac{d\langle T\rangle}{dp}\right)$	Static stability of dry air integrated over the surface of the earth
φ	Geopotential
ϕ	Latitude
ω	Vertical velocity in pressure coordinates
Ω	Earth's rate of rotation

REFERENCES

Avila, L. A., and G. B. Clark, 1989: Atlantic tropical systems of 1988. *Mon. Wea. Rev.,* **117,** 2260–2265.

Aviles, L. B., 2004: African easterly waves: Evolution and relationship to Atlantic tropical cyclones. Ph.D. thesis, Dept. of Atmospheric Sciences, University of Illinois at Urbana–Champaign, 212 pp.

Bannon, P. R., 2002: Theoretical foundations for models of moist convection. *J. Atmos. Sci.,* **59,** 1967–1982.

Bechtold, P., E. Bazile, F. Guichard, P. Mascart, and E. Richard, 2001: A mass-flux convection scheme for regional and global models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **127,** 869–886.

Berry, G. J., and C. Thorncroft, 2005: Case study of an intense African easterly wave. *Mon. Wea. Rev.,* **133,** 752–766.

Bougeault, P., and P. Lacarrère, 1989: Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Mon. Wea. Rev.,* **117,** 1872–1890.

Burpee, R. W., 1972: The origin and structure of easterly waves in the lower troposphere of North Africa. *J. Atmos. Sci.,* **29,** 77–90.

Chaboureau, J.-P., and P. Bechtold, 2005: Statistical representation of clouds in a regional model and the impact on the diurnal cycle of convection during Tropical Convection, Cirrus and Nitrogen Oxides (TROCCINOX). *J. Geophys. Res.,* **110,** D17103, doi:10.1029/2004JD005645.

——, J.-P. Cammas, P. Mascart, J.-P. Pinty, C. Claud, R. Roca, and J.-J. Morcrette, 2000: Evaluation of a cloud system life-cycle simulated by Meso-NH during FASTEX using METEOSAT radiances and TOVS-3I cloud retrievals. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **126,** 1735–1750.

——, ——, ——, ——, and J.-P. Lafore, 2002: Mesoscale model cloud scheme assessment using satellite observations. *J. Geophys. Res.,* **107,** 4301, doi:10.1029/2001JD000714.

Dai, A., and J. Wang, 1999: Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields. *J. Atmos. Sci.,* **56,** 3874–3891.

Durran, D. R., 1989: Improving the anelastic approximation. *J. Atmos. Sci.,* **46,** 1453–1461.

Emanuel, K. A., 1986: An air–sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.,* **43,** 585–605.

Erickson, C. O., 1963: An incipient hurricane near the West African coast. *Mon. Wea. Rev.,* **91,** 61–68.

Gal-Chen, T., and R. C. J. Sommerville, 1975: On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier–Stokes equations. *J. Comput. Phys.,* **17,** 209–228.

Gray, W. M., 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Wea. Rev.,* **96,** 669–700.

Gregory, D., J.-J. Morcrette, C. Jakob, A. M. Beljaars, and T. Stockdale, 2000: Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF Integrated Forecasting System. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **126,** 1685–1710.

Hoskins, B. J., I. Draghici, and H. C. Davies, 1978: A new look at the ω-equation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **104,** 31–38.

Hsieh, J.-S., and K. H. Cook, 2007: A study of the energetics of African easterly waves using a regional climate model. *J. Atmos. Sci.,* **64,** 421–440.

Kain, J. S., and J. M. Fritsch, 1993: Convective parameterization for mesoscale models: The Kain–Fritsch scheme. *The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models, Meteor. Monogr.,* No. 46, Amer. Meteor. Soc., 165–170.

Kiladis, G. N., C. D. Thorncroft, and N. M. J. Hall, 2006: Three-dimensional structure and dynamics of African easterly waves. Part I: Observations. *J. Atmos. Sci.,* **63,** 2212–2230.

Lafore, J. P., and Coauthors, 1998: The Méso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophys.,* **16,** 90–109.

Laing, A. G., R. Carbone, V. Levizzani, and J. Tuttle, 2008: The propagation and diurnal cycles of deep convection in northern tropical Africa. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **134,** 93–109.

Landsea, C. W., and W. M. Gray, 1992: The strong association between western Sahelian monsoon rainfall and intense Atlantic hurricanes. *J. Climate,* **5,** 435–453.

Lorenz, E. N., 1955: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus,* **7,** 157–167.

Marquet, P., 1993: Exergy in meteorology: Definition and properties of moist available enthalpy. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **119,** 567–590.

——, 1995: On the concept of pseudo-energy of T. G. Shepherd. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **121,** 455–459.

——, 2003a: The available-enthalpy cycle. I: Introduction and basic equations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **129,** 2445–2466.

——, 2003b: The available-enthalpy cycle. II: Applications to idealized baroclinic waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **129,** 2467–2494.

Norquist, D. C., E. E. Recker, and R. J. Reed, 1977: The energetics of African wave disturbances as observed during phase III of GATE. *Mon. Wea. Rev.,* **105,** 334–342.

Paradis, D., J.-P. Lafore, and J.-L. Redelsberger, 1995: African easterly waves and convection. Part I: Linear simulations. *J. Atmos. Sci.,* **52,** 1657–1679.

Payne, S. W., and M. M. McGarry, 1977: The relationship of satellite inferred convective activity to easterly waves over West Africa and the adjacent ocean during phase III of GATE. *Mon. Wea. Rev.,* **105,** 413–420.

Pinty, J. P., and P. Jabouille, 1998: A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model: Simulations of a squall line and of orographic precipitations. Preprints, *Conf. on Cloud Physics,* Everett, WA, Amer. Meteor. Soc., 217–220.

Rogers, R. F., and J. M. Fritsch, 2001: Surface cyclogenesis from convectively driven amplification of midlevel mesoscale convective vortices. *Mon. Wea. Rev.,* **129,** 605–637.

Saunders, R., M. Matricardi, P. Brunel, S. English, P. Bauer, U. O'Keeffe, P. Francis, and P. Rayer, 2005: RTTOV-8 Science and validation report. Met Office Tech Rep. NWPSAF-MO-TV-007, 46 pp.

Shepherd, T. G., 1993: A unified theory of available potential energy. *Atmos.–Ocean,* **31,** 1–26.

Smith, J. W., and P. R. Bannon, 2008: A comparison of compressible and anelastic models of deep dry convection. *Mon. Wea. Rev.,* **136,** 4555–4571.

Thompson, R. M., S. W. Payne, E. E. Recker, and R. J. Reed, 1979: Structure and properties of the synoptic-scale wave disturbances in the intertropical convergence zone of the eastern Atlantic. *J. Atmos. Sci.,* **36,** 53–72.

Thorncroft, C. D., 1995: An idealized study of African easterly waves. III: More realistic basic states. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **121,** 1589–1614.

——, and K. Hodges, 2001: African easterly wave variability and its relationship to Atlantic tropical cyclone activity. *J. Climate,* **14,** 1166–1179.

Failed Cyclogenetic Evolution of a West-African Monsoon Perturbation observed during AMMA SOP-3

JOEL ARNAULT* AND FRANK ROUX

Université de Toulouse ; UPS ; LA (Laboratoire d'Aérologie) ;
14 avenue Edouard Belin ; F-31400 Toulouse, France
CNRS ; LA (Laboratoire d'Aérologie) ; F-31400 Toulouse, France

submitted to the Journal of Atmospheric Sciences, NAMMA issue (in May 2009)

revised version (September 2009)

ABSTRACT

The so-called “Perturbation D” was a non-developing West African disturbance observed near Dakar (Senegal) during the Special Observing Period nº 3 (SOP-3) of the African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA) in September 2006. Its mesoscale environment is described with the dropsonde data obtained during flights on three successive days with the SAFIRE / Falcon-20 aircraft. Processes involved in this evolution are studied qualitatively with ECMWF re-analyses and Meteosat-9 images. The evolution of Perturbation D was the result of an interaction between processes at different scales such as the African Easterly jet (AEJ), a mid-tropospheric African Easterly wave (AEW), a series of mesoscale convective systems, the monsoon flow, dry low to mid-level anticyclonic Saharan air, and a mid-latitude upper level trough. The interaction between these processes is further investigated through a numerical simulation conducted with the French non-hydrostatic Méso-NH model with parameterized convection. The growth of the simulated disturbance is quantified with an energy budget including barotropic and baroclinic conversions of eddy kinetic energy, proposed by Arnault and Roux (2009) for a limited domain.

We find that the development of the simulated system resulted from barotropic-baroclinic growth over West Africa, baroclinic growth over the tropical Eastern Atlantic. We suggest that these energy conversions were the result of an adjustment of the wind in response to the pressure decrease, presumably caused by convective activity, and other synoptic processes. A comparison with the developing case of Helene (2006) reveals that both perturbations had similar evolutions over the continent, but were associated with different synoptic conditions over the ocean. For Perturbation D, the anticyclonic curvature of the AEJ, caused by the intensification of the eastern ridge by a strong flow of dry Saharan air, prohibited the formation of a closed and convergent circulation. Moreover, a mid-latitude upper-level trough approaching from northwest contributed to increase the northward stretching and then weakened the perturbation. It is therefore suggested that, at least as important as the intensity of the AEW trough and associated convection leaving the West African Continent, synoptic conditions associated with the Saharan Heat low, the subtropical high pressure zone, even the mid-latitude circulation are instrumental in the (non) cyclogenetic evolution of AEWs in the Cape Verde islands region.

1. INTRODUCTION

Seventy years ago, Piersig (1936) was probably the first to suggest a relationship between Atlantic hurricanes and westward moving low pressure systems accompanied with disturbed weather off West Africa, during the monsoon season. Hubert (1939) associated the so-called tropical cyclone of New York (1938) with such a West-African monsoon perturbation. More generally, Dunn (1940) proposed that Atlantic hurricanes develop from easterly wave-like disturbances, and that some of them arise near the Cape Verde Islands with a frequency of 3 to 4 days. During the summer months, Schove (1946) observed that the strongest West African squall lines are associated with a synoptic trough, confirming the “*popular idea that Antilles hurricanes originate in West African line squalls*” (p. 110). Erickson (1963) referred these wave-like disturbances as African easterly waves (AEWs), characterized by a wavelength of 3000-5000 km, a period of 3-5 days, a maximum amplitude near 3000 m altitude with a succession of mid-tropospheric troughs and ridges. Erickson (1963) suggested that hurricanes Debbie and Esther in 1961 originated from such AEW troughs. Carlson (1969a) also proposed a similar origin for hurricanes Beulah, Chloe and tropical storm Ginger in 1967. Using satellite images and radiosonde data, Carlson (1969a) focused more particularly on the apparent interaction between AEWs and convection over West Africa, and Carlson (1969b) suggested that part of AEWs energy comes from convective processes. However, according to Carlson (1969a), there is no evident correlation between the intensity of AEW troughs leaving the West African coast and cyclogenetic evolution over the tropical Atlantic Ocean. Nevertheless, systematic operational tracking of AEW has been done since that time and it is now admitted that a large proportion of Atlantic hurricanes evolve from AEW troughs (e.g. Avila and Clark 1989).

Using statistics of AEWs in a 20-year ECMWF reanalysis dataset, Thorncroft and Hodges (2001) proposed that the cyclogenetic evolution of AEW troughs depends on their low-level amplitude when they leave the West African coast. Using composite statistics on a 60-year NCEP reanalysis dataset, Aviles (2004) applied the Lorenz (1955) energetic analysis to differentiate developing AEW troughs from non-developing ones. Surprisingly, she found that “*the sources of eddy kinetic energy of developing AEWs are not as clearly barotropic and baroclinic as for non-developing ones”* (p. 136-137). Indeed, the cyclogenetic evolution of AEW troughs does not depend much on their energetic growth over West Africa, but rather on their more or less favourable internal structure when they leave the West African coast

("*anticyclonic flow in the upper levels and surrounding the positive vorticity center, deep rising motion, weak and small cold core, a moist environment"*, Aviles 2004, p. 140) and, to lesser extent, on a favourable environment in the Atlantic basin (e.g. Gray 1968).

Lin *et al*. (2005) studied the AEW trough which spawned hurricane Alberto (2000) and identified three successive convective genesis and lysis periods before the final cyclogenesis evolution occurred off the Guinean coast. For the same case-study, Berry and Thorncroft (2005) suggested that the cyclonic vorticity structure of this AEW trough merged with cyclonic vortices of convective origin over the Guinean Highlands, thus resulting in its intensification. They finally hypothesized that this interaction process between the AEW and the so-called mesoscale convective systems (MCSs) led to the cyclogenesis of Alberto (2000), one day after the disturbance left the West African coast.

Arnault and Roux (2009), hereafter AR09, revisited the Lorenz (1955, hereafter L55)' analysis when applied to a finite domain and developed an energy cycle, including barotropic and baroclinic conversions of eddy kinetic energy, that is valid at local and global scale. In particular they considered potential energy instead of available potential energy and they found that the so-called "eddy baroclinic conversion" between potential energy and eddy kinetic energy is the work of the eddy pressure forces by the eddy circulation. This budget was applied to a 4-day mesoscale simulation of the pre-Helene (2006) West African disturbance with the French non-hydrostatic model Méso-NH (Lafore *et al*., 1998) using parameterized convection. This developing disturbance was associated with an AEW trough and periods of enhanced convective activity over West Africa and the nearby Atlantic Ocean, before cyclogenesis occurred close to Cape Verde Islands on 12 September 2006. Over the continent on 9-10 September 2006, the simulated disturbance was associated with a positive baroclinic conversion, weak positive barotropic conversion and negative net advection. This continental evolution was seen as the consequence of geostrophic adjustment of the wind field to the pressure decrease of convective origin. In the tropics, the Coriolis force is not strong enough to rapidly bring such a pressure perturbation in geostrophic balance. Here, the adjusting eddy circulation was mostly convergent and tended to fill up the depression quickly. On the opposite, over the ocean on 11-12 September 2006, the simulated disturbance was associated with a negative baroclinic conversion, strong positive barotropic conversion and positive net advection. The positive barotropic conversion was interpreted as an intensification of the cyclonic curvature of the easterly flow in the low pressure system. The negative baroclinic conversion was associated with an up-gradient flow induced by strong and divergent northeasterly winds on the southeastern flank of a subtropical high pressure zone to the northwest of the AEW trough. On late 12 September 2006, baroclinic conversion became positive again in relation with strong convective activity and associated pressure decrease in an environment where the AEJ was weak and the northwestern anticyclonic circulation had moved further west. Hence, barotropic conversion decreased, but a closed cyclonic and convergent circulation had formed instead. Some of the kinetic energy created by the positive baroclinic conversion on late 12 September was restored to the outer flow by weak net advection. At that time, the system became Tropical Depression Helene and was able to extract enough energy from the sea to be self-sustained (Emanuel 1986). AR09 concluded that this evolution should be compared to other case-studies of developing and non-developing AEW troughs.

Here, we study the case of the so-called "Perturbation D", a non-developing West African disturbance observed during the Special Observing Period nº 3 (SOP-3) of AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analysis, Redelsperger *et al.* 2006), conducted from Dakar (Senegal) on 15–29 September 2006. Three other disturbances of weaker intensity (Perturbations A, B and C, Jenkins *et al.* 2009) were observed during the first ten days of AMMA SOP-3. Perturbation D has been sampled with dropsondes on three successive days (25, 26, 27 September) with the SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement) / Falcon-20 aircraft. These data are used in section 2.1 to describe the evolution of its mesoscale structure. A synoptic analysis of the interaction between processes involved in this non-cyclogenetic evolution is given in section 2.2, based on meteorological fields from the ECMWF and Meteosat-9 satellite images. In section 3, we present a 5-day mesoscale simulation conducted with Méso-NH. The energetic growth of this simulated Perturbation D is then quantified using the energy budget proposed by AR09. Conclusions and perspectives are finally presented in section 4.

2. SYNOPTIC ANALYSIS

The evolution of Perturbation D has been investigated with three kinds of data: (1) dropsonde sampling from the SOP-3 of AMMA; (2) ECMWF re-analysis; (3) Meteosat-9 images, which respectively resolve mesoscale, synoptic and convective processes.

2.1. Mesoscale environment

Perturbation D was a westward moving mid-tropospheric trough associated with enhanced convective activity which crossed the West African coast during the period 25-27 September 2006, as it can be deduced from vorticity at 700 hPa, analysed operationally by ECMWF, and Meteosat-9 images (Fig. 1). Three successive flights on 25-26-27 September 2006 were dedicated to its observation near the West African coast. More precisely: 12 successful dropsondes were launched during flight 74 between 1031 and 1317 UTC on 25 September; 8 during flight 76 between 1545 and 1804 UTC on 26 September; 12 during flight 77 between 1332 and 1601 UTC on 27 September (see Fig. 1 for the location of horizontal domains sampled with dropsondes). Considering the size of the observed domains, the sampling resolution, and assuming that large-scale atmospheric features remained approximately unchanged during the dropsonde sampling (2-3 hours), these dropsonde data can be used to document some mesoscale characteristics of Perturbation D.

These dropsonde data have been analyzed with the variational method developed by Moine (2001) to deduce three-dimensional fields of wind components, temperature and humidity on a regular grid in domains of about 500 km x 500 km horizontally, and 10 km vertically. As seen in Fig. 2 from 25 to 26 September, the troposphere progressively moistened (relative humidity > 90%) and cyclonic vorticity intensified (up to 5 10^{-5} s^{-1}) between 2 and 9 km altitude. However, on 27 September, this evolution was hampered by a dry southeasterly Saharan flow extending from the surface to 9 km altitude, weakly cyclonic below 5 km and anticyclonic above.

These dropsonde data were not assimilated operationally, but they were included in a re-analysis program dedicated to AMMA by ECMWF (Augusti-Panareda *et al.* 2009). Another important change in the AMMA re-analysis compared to operational analyses is the use of the more realistic convection scheme proposed by Bechtold *et al.* (2008). The reanalyzed fields are more coherent with the observations, with a closer connection between cyclonic vorticity maxima and cold cloud tops associated with MCSs (Fig. 1).

2.2. Interaction between convective and synoptic processes

2.2.1. Data

The synoptic environment of Perturbation D is deduced from the ECMWF AMMA re-analyses. Air temperature, relative humidity, geopotential, wind components, relative vertical vorticity and horizontal divergence are available on a regular latitude-longitude grid of 0.5º resolution, at 21 pressure levels between 1000 and 1 mb, at 00, 06, 12 and 18 UTC. The convective activity associated with Perturbation D is deduced from the Meteosat-9 brightness temperature images in the water vapour channel at 6.85 - 7.85 µm, available every 15 minutes. The Meteosat-9 raw images have been interpolated on a regular latitude-longitude grid of 0.027º resolution and a brightness temperature resolution of 0.5 K.

2.2.2. Hovmöller diagrams

Perturbation D was an AEW trough associated with several convective genesis and lysis periods, similar to the developing case-study of Lin *et al*. (2005). Fig. 3a shows a Hovmöller space-time diagram for the ECMWF-reanalyzed relative vertical vorticity at 700 hPa averaged between 8º and 16º N from 22 to 29 September. According to Fig. 3a, Perturbation D was a well-defined westward moving AEW trough which formed on 22 September afternoon over Ghana (≈0º longitude) and dissipated on 28 September afternoon near Cape Verde Islands (≈25º W).

The Hovmöller diagram computed with Meteosat-9 brightness temperature (Fig. 3b) confirms that this AEW trough was associated with convection. More particularly, there were two continental convective developments embedded in the AEW trough during the 22 and 23 September afternoon, although these convective systems moved faster and dissipated west of the trough. This was followed by convective re-developments on 25-26 September near the Guinean highlands and the Atlantic coast, in parallel with an intensification of the AEW trough at 700 hPa. This enhanced convective activity near the Guinean coast is comparable to that of pre-Alberto (2000) disturbance (Lin *et al*. 2005, Berry and Thorncroft 2005) and that of pre-Helene (2006) disturbance (AR09). Finally, convection developed over the ocean on 27 September afternoon, but it was short-lived and this AEW trough did not lead to tropical cyclogenesis.

2.2.3. Composite horizontal cross sections

Synoptic and convective processes involved in the evolution of Perturbation D have been further investigated with composite horizontal cross-sections from ECMWF synoptic fields and Meteosat-9 brightness temperatures (Fig. 4). Brightness temperature below -30º C indicates convective activity. The synoptic environment is characterized at 925 hPa by Saharan dry air (wind with northerly component) and monsoon flow (humidity flux with a southerly component), and at 700 hPa by the AEJ (winds with a zonal component less than -10 ms^{-1}). The trough axes of the AEWs have been computed with the objective method proposed by Berry *et al*. (2006). The whole set of composite horizontal cross-sections for Perturbation D on 22-28

September 2006 is too large to be included in this paper, so only the period from 25 September 2006 at 06 UTC to 27 September 2006 at 18 UTC, when Perturbation D crossed the West African coast, is shown in Fig. 4.

On 22 September afternoon (not shown), the low level monsoon flow was well established over Ghana and low-level dry Saharan air remained well to the North. These conditions were favourable for intense convective developments. A series of MCSs associated with Perturbation D propagated westward with the mid-tropospheric AEJ to southern Mali (10 – 15º N, 5 – 10º W) on 23 September. Monsoon surges bringing moist air in the low levels continued during the two following days, and the AEW trough was associated with a sustained convective activity. The mid-tropospheric cyclonic circulation associated with this trough intensified in relation with these convective events. On 25 September (Fig. 4a and b), Perturbation D was relatively active over southern Senegal (10 – 13º N, 13 – 16º W). However, the northern anticyclonic conditions intensified at low and mid levels with a low-level northeasterly flow of dry Saharan air coming from northern Mali. This mid-level anticyclonic circulation was related to an enhanced AEW ridge east of Perturbation D (Fig. 4c and d). The dry low-level northerly flow extended westward to Mauritania and the mid-level AEW ridge east of Perturbation D strengthened during the following days. As a consequence mid-tropospheric southeasterly winds intensified east of Perturbation D, moving it northwestward, away from the low level monsoon flow on 26-27 September. This enhanced anticyclonic Saharan flow stretched the mid-level cyclonic vortex associated with Perturbation D, thus partly “disorganizing” it (Figs 5a, b, c, d). The cyclonic vortex was still present on 27 September morning, but with weaker intensity (compare Figs. 5a and d). During 27 September afternoon (Fig. 4f), a last MCS associated with Perturbation D developed off the Senegal coast, but it dissipated during the next day. At the same time, mid-level cyclonic vorticity intensified and “reorganized” (Figs. 5e, f), but anticyclonic Saharan flow finally disorganized this cyclonic structure on 28 September (Figs. 5g, h, j, k).

While low to mid level anticyclonic circulation of Saharan origin was intensifying and moving westward on 26 – 27 September, an upper level trough in the mid-latitude westerlies was moving southward towards Cape Verde Islands region (Fig. 6). Upper tropospheric divergence associated with this trough was probably instrumental for the development of the oceanic MCS on 27 September afternoon. The influence of this upper level mid-latitude trough could also be seen at mid-level (700 hPa) although with weaker intensity. This mid-latitude trough was located west-northwest of the mid-level AEW ridge on 27 September and contributed to intensify the southerly flow northeast of Perturbation D. These observations suggest an interaction between the eastern AEW ridge, the eastern mid-level anticyclonic Saharan air, the northern mid-latitude trough, and the failed evolution of Perturbation D. Dust in the Saharan air could also have played some role in this evolution, although its impact on oceanic convective development during tropical cyclogenesis off West Africa is not clearly established (Jenkins *et al.* 2008).

2.2.4. Composite profile

Perturbation D was associated with a cyclonic maximum of relative vertical vorticity at 700 hPa, which characterized the trough it was embedded in (see the domain enclosing Perturbation D, delimited by the 6ºx6º square in Fig. 7). Fig. 8a displays the evolution of the vertical profile of ECMWF relative vertical vorticity averaged over the domain enclosing Perturbation D, and the evolution of Meteosat-9 cloud area below different temperature thresholds within the same domain. Following Mathon and Laurent (2000), convection is quantified by the evolution of cloud surfaces with brightness temperatures colder than -30º C, -50º C and -70º C. Evolution of areas colder than -30º C in Fig. 8a shows the disturbance’s life cycle. Three successive periods can be identified for the evolution of Perturbation D: I : development and propagation over the continent (22-24 September), II : convective re-developments when it passed over the Guinean highlands near the Atlantic coast (25-26 September), III : decay over the ocean (27-29 September).

The area colder than -50º C in Fig. 8a focuses on convective activity and the evolution of the area colder than -70º C indicates periods of intense convection. The onset of the disturbance and stage I started with surges of intense convection in the evening of 22 September and during 23 September. This was followed by an enhancement of relative vertical vorticity in the middle troposphere (Fig. 8a), suggesting that the growth of the synoptic wave was influenced by convective processes. This first surge of deep convection dissipated on 24 September, but the vorticity maximum remained visible during the next five days (Fig. 8a). Stage II is related to the crossing of the Guinean coast. A weak convective re-development occurred over this mountainous area on 25 September morning (Figs 4a and 8a), followed in the afternoon by a convective burst over the ocean, which quickly dissipated on 26 September (Figs 4b, c, d, e and 8a). These relatively short-lived systems were associated with intensifying mid-level cyclonic vorticity at synoptic scale in the AEW trough (Fig. 8a). The resulting long-lived cyclonic perturbation may have helped to trigger

the successive convective developments (e. g. Davis and Trier 2006). Perturbation D was dissipating in the beginning of Stage III when a last MCS rapidly grew up off the Senegal coast on 27 September afternoon (Figs 4f, and 8a), which probably helped to temporarily amplify the mid-tropospheric vorticity maximum (Figs 5e, f and 8a).

3. ENERGY ANALYSIS

3.1. Mesoscale modelling

In order to further investigate the evolution of Perturbation D during its transition from the continent to the ocean, a 5-day numerical simulation, starting from 24 September at 0000 UTC, was conducted with the French non-hydrostatic Méso-NH model. The characteristics of this simulation are similar to those discussed in AR09 for the pre-Helene (2006) West African disturbance.

The simulated domain has 200x200 horizontal grid points and is located at (6º S – 36º N, 35º W – 9º E). The horizontal resolution is 24 km and parameterized convection was used (Kain and Fritsch 1993; Bechtold *et al*. 2001). The vertical grid has 66 levels from the surface to 28 km altitude, with a grid spacing of 60 m near the surface up to 600 m at the tropopause level, and takes the orography into account. The simulation outputs are saved every hour. The boundary conditions are from the ECMWF AMMA re-analyses (Augusti-Panareda *et al.* 2009).

3.2. Qualitative validation

Composite horizontal cross-sections similar to those discussed in section 2.2.3 (Fig. 4) were derived from the simulation outputs (Fig. 9). The brightness temperature in the water vapour channel is calculated from Méso-NH simulation outputs using the RTTOV (Radiative Transfer for Tiros Operational Vertical Sounder) code - version 8.7 (Chaboureau *et al.* 2000, 2002, Saunders *et al*. 2005), to facilitate comparisons with Meteosat-9 observations. The dynamic features associated with simulated Perturbation D are very similar to those obtained from ECMWF re-analyses, but the simulated convective activity shows some differences with the observed ones. The simulated MCS over southern Senegal on 25 September morning was as intense as the observed one, with comparable size and location. During the next day however, the simulated convective activity near the Guinean coast was weaker than the observed one, and its location was slightly different. The final off-shore development of 27 September started earlier in the simulation and was substantially weaker.

Simulated mid-level vorticity shows features globally comparable to ECMWF re-analyses (Fig. 7). Méso-NH displays small-scale cyclonic vorticity structures south of Senegal on 25 September afternoon (Fig. 7f), certainly in relation with the MCS simulated in that region at that time (Fig. 9b). These small-scale cyclonic vortices contributed to enhance the synoptic vorticity of the associated AEW trough, as in the developing case discussed by Berry and Thorncroft (2005). On 26 September afternoon, the remaining small-scale cyclonic vortices were stretched by the enhanced anticyclonic flow of the AEW ridge to the east (Fig. 7g). This “disorganizing process” occurred slightly faster in the simulation than in ECMWF re-analysis, probably in relation with the weaker convectively induced cyclonic vorticity in the simulation at that time.

A composite profile similar to that discussed in section 2.2.4 (Fig. 8a) is derived from the simulation outputs (Fig. 8b). A noticeable result is the weaker proportion of coldest (T_b < -50º C, -70º C) cloud tops in the Méso-NH simulation, compared to Meteosat-9. This resulted probably from the use of parameterized convection. The simulated vorticity on 24 September at 00 UTC shows a cyclonic anomaly between 2000 and 5000 m altitude, a probable consequence of the convective surges that initiated Perturbation D during the two days before the beginning of the simulation. The simulated MCS on 24-25 September was associated with an enhancement of cyclonic vorticity between 1000 and 4000 m altitude, with a stronger intensity than in the ECMWF analysis. This probably resulted from the slightly finer horizontal resolution of Méso-NH and different convective parameterizations (Molinari and Dudek 1992). However this enhanced cyclonic vorticity was short-lived and it decayed to values comparable to those before the convective event on 25 September afternoon. The enhancement of mid-level cyclonic vorticity on 27 September was less intense in the Méso-NH simulation, in relation with the weaker convective activity simulated at that time (Fig. 8a, b). A more precise study of convective vortices and their interaction with the synoptic AEW requires numerical modelling with higher horizontal resolution and explicit convection, which is out of the scope of this paper and will be done in a future work.

3.3. Energy budget

AR09 derived an energy budget at local and global scale between moist enthalpy (H_m), considered as the potential energy of the atmosphere and the vertical, zonal and eddy horizontal components of kinetic energy (respectively KV, K_Z, K_E). This energy budget is displayed in Fig. 10.

$$\frac{\partial H_m}{\partial x} = BH + G_{phase} + G_{diab} + G_{WV} + G_p + G_{hydro} - CPV - CPZ - CPE \quad (1a)$$

$$\frac{\partial KV}{\partial x} = BKV + CPV - DV_{gravity} + others \quad (1b)$$

$$\frac{\partial K_Z}{\partial x} = BK_Z + CPZ - CK - D_Z \quad (1c)$$

$$\frac{\partial K_E}{\partial x} = BK_E + CPE + CK - D_E \quad (1d)$$

In (1a, b, c and d) BH, BKV, BK_Z and BK_E are the boundary terms of H_m, KV, K_Z and K_E budgets. CPZ (CPE) is the zonal (eddy) baroclinic conversion between H_m and K_Z (K_E) and is equal to the work of the zonal (eddy) pressure forces by the zonal (eddy) circulation. When the zonal (eddy) circulation is in geostrophic balance, there is no zonal (eddy) baroclinic conversion. CPV is the vertical baroclinic conversion between H_m and KV, and is proportional to the vertical pressure work. In the budget of KV, CPV is mainly compensated by the work of the gravitational force $DV_{gravity}$. H_m can be produced through (1) radiative heating (G_{diab}), (2) convective heating (G_{phase}), (3) increase of humidity associated with evaporation (sublimation) of liquid (solid) water (G_{WV}), (4) variations of pressure (G_p), (5) cooling of hydrometeors (G_{hydro}). The conversion (CK) between K_Z and K_E is the barotropic conversion. D_Z and D_E are the frictional dissipation of K_Z and K_E. The conversion between horizontal kinetic energy (K_Z + K_E) and KV due to the Coriolis force is negligible compared to CPZ and CPE, so the budget of KV, except for term CPV, will not be discussed here (terms of the budget of KV that are not explicitly given in Eq. 1b are precisely discussed in AR09). This energy analysis is similar to that of Smith (1970), except that it has been derived in a non-hydrostatic framework so KV is not invariant and its contribution has to be considered in the budget. As the vertical baroclinic conversion term CPV is two orders of magnitude larger than the horizontal baroclinic conversion term (CP=CPZ+CPE) (AR09), horizontal ($K=K_Z+K_E$) and vertical KV kinetic energy have been separated to clarify the budget.

3.4. Results for "Perturbation D"

The energy budget of AR09 is applied to the Méso-NH simulation of Perturbation D within domain Δ defined as (8 - 18º N, 4 - 27º W) and 1000 – 18000 m above mean sea level.

3.4.1. Eddy vorticity

As stated by AR09, it is first necessary to objectively quantify the contribution of the AEW trough and ridge to the eddy perturbation with respect to the zonal mean in domain Δ, in order to correctly analyze the budget of K_E. The eddy vorticity (ξE) is defined as

$$\xi_E = \frac{\partial(v^*)}{\partial x} - \frac{\partial(u^*)}{\partial y} \quad (2)$$

,where superscript * indicates a deviation with respect to the zonal mean. Fig. 11a shows a time series of vertical profiles of horizontally averaged values of ξ_E over domain Δ. The mean eddy circulation was cyclonic between 1000 and 5000 m on 24 September. On 25 September afternoon, it became negative at these heights, positive above, in relation with the presence of anticyclonic Saharan air which began to interact with Perturbation D. On 27 September, the eddy circulation became cyclonic again below 3000 m, in relation with the weak oceanic convective redevelopment, and negative between 3000 and 16000 m, in relation with enhanced anticyclonic flow southeast of the upper-level mid-latitude trough (Fig. 6c and d). On 28 September morning, the eddy circulation was anticyclonic in the whole troposphere, as the dissipating Perturbation D came out of domain Δ at that time.

3.4.2. Eddy geostrophic vorticity

As proposed by AR09, the cyclogenetic evolution of an AEW trough could result from wind adjustment following a pressure decrease of convective origin. This process can be analyzed through a comparison between the eddy vorticity ξ_E and the eddy geostrophic vorticity (ξ_G), defined as the opposite of the horizontal divergence of the eddy pressure force normalized by the Coriolis parameter f:

$$\xi_G = \frac{1}{f}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\left(\frac{1}{\rho_a}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}\right)^*\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\left(\frac{1}{\rho_a}\cdot\frac{\partial p}{\partial y}\right)^*\right)\right] \quad (3)$$

, where ρ_a is the density of dry air. ξ_E and ξ_G are equal when the atmospheric flow is geostrophic. Positive (negative) values of ξ_G are associated with a pressure minimum (maximum) and the eddy pressure forces are convergent (divergent). Comparison between the time series of horizontally averaged ξ_E and ξ_G (Fig. 11) shows that the eddy circulation was approximately geostrophic, however the difference between ξ_E and ξ_G was slightly larger than for the pre-Helene disturbance (Fig. 14 in AR09). On 24 and 27 September, ξ_G was positive between 1000

and 6000 m and larger than ξ_E, which could indicate that the wind field was adjusting to a pressure perturbation of convective origin and the cyclonic eddy circulation was converging toward the pressure low. On 25-26 September, ξ_E was negative between 1000 and 5000 m with a larger amplitude than ξ_G, which could correspond to the fact that the strong anticyclonic winds arriving from the East did not have time to adjust to the weaker pressure field, associated with the AEW trough and convective activity in the Western part of domain Δ (Fig. 7g).

To further analyze this simulated evolution, horizontal cross-sections of total pressure at 3000 m are displayed in Fig. 12. Perturbation D was associated with a pressure increase during the first day of its interaction with anticyclonic Saharan air, with minimum values of 712 hPa on 25 September at 00 UTC near (10º N, 14º W), and 714 hPa on 26 September at 00 UTC near (14º N, 17º W). This was followed by a small pressure decrease with a minimum value of 713 hPa on 28 September at 00 UTC near (15º N, 24º W) in relation with the convective activity off-shore (Fig. 9f). For comparison, AR09 observed that the pre-Helene disturbance was associated with a minimum pressure of 711 hPa on 11 September 00 UTC, the day before it crossed the West African coast. This minimum value then decreased to 709 hPa on 12 September 00 UTC, and to 702 hPa on 13 September 00 UTC. It is interesting to note that the non-developing Perturbation D was relatively similar to the developing pre-Helene disturbance during its continental stage, as the associated pressure minimum values were comparable. The difference between both cases results from the pressure increase observed on 26 September, in relation with the enhanced mid-level AEW ridge east of the disturbance.

3.4.3. Eddy kinetic energy

The vertical profiles of K_E (Fig. 13) show a maximum between 2000 and 5000 m, which corresponds to the energetic signature of the simulated AEW. On 24 September afternoon, K_E increased between 1000 and 5000 m and decreased slightly at the same altitudes during the afternoon of the next day, in relation with the increased convective activity during the continental stage of Perturbation D and the beginning of its interaction with anticyclonic air from the east. On 26 September morning, K_E increased between 2000 and 5000 m, and decreased with similar amplitude during the afternoon. This is the energetic signature of the anticyclonic Saharan air discussed above. On 27 September morning, K_E increased again between 1000 and 5000 m, in association with the increase of eddy cyclonic vorticity and weak convective activity simulated at that time. But convection was short-lived and K_E started to decrease after 12 UTC between 1000 and 3000 m, while it remained relatively large above until 28 September. Finally, on 27 September afternoon, K_E increased between 5000 and 16000 m, in relation with the enhanced anticyclonic circulation south-east of the upper-level mid-latitude trough.

3.4.4. Budget of moist enthalpy

The evolution of the moist enthalpy budget is displayed with vertically integrated terms and vertical profiles of the first-order terms [O(100 Wm^{-2}) in Fig. 14, O(10^{-2} Wm^{-3}) in Fig. 15]. The H_m tendency (Fig. 15a) is alternatively positive during the day and negative during the night, in relation with the diurnal cycle of radiative heating G_{diab} (Fig. 15e) and with the semi-diurnal variation of G_p (Fig. 15f) related to the atmospheric tide (e.g. Dai and Wang 1999) and the coupling with the ECMWF analyses every 6 hours. The vertical baroclinic conversion term CPV is predominantly positive (Fig. 15c shows negative values of –CPV). Since CPV is equal to the vertical pressure work $-w\partial p/\partial z$ [see (25) and (32) in AR09] and pressure decreases with height, this indicates that the mean vertical velocity was predominantly positive, with a maximum on 27 September during a period of convective activity offshore. Downward motions (positive values of –CPV) occurred then during the night of 27 to 28 September between 3000 and 9000 m when the oceanic MCS dissipated under the influence of anticyclonic Saharan air to the east and mid-level upper-level trough to the north. Since the mean vertical velocity was mostly positive and the moist enthalpy H_m decreased with heights, the vertical flux divergence $\left[-\partial(Hw)/\partial z\right]$ dominated the boundary term BH (Fig. 15b). Hence, enthalpy produced by diabatic processes (G_{phase} in Fig. 15f, G_{diab} in Fig. 15e) was mostly transformed into vertical kinetic energy through vertical baroclinic conversion (CPV>0), accompanied with a vertical redistribution of H_m through the mean upward motions. The variations of enthalpy due to humidity changes (G_{WV} in Fig. 15g) was mostly negative below 6000 m, in relation with water vapour condensing throughout domain Δ, while positive values in the lowest levels revealed surface evaporation at the hottest time of the day (maximum positive values of G_{diab}, Fig. 15e). These results are very similar to those concerning the developing pre-Helene disturbance (AR09).

Two second-order terms [O(1 Wm^{-2}) in Fig. 16a, O(10^{-4} Wm^{-3}) in Fig. 16b, c, d, e and f] balance the residual of the first-order terms. G_{hydro} (Fig. 16d) is the upward transport of heat by non precipitating hydrometeors. It was maximum during the night of 24 to 25 and on 27 September, in relation with simulated convective activity south of Senegal and over the ocean

(Fig. 9), respectively. The most important secondary process is the horizontal baroclinic conversion term CP, i.e. the work of the horizontal pressure force which can be decomposed into its zonal CPZ and eddy CPE contributions. There were two periods on 24 September and 27 September during which the horizontal baroclinic conversion was positive (-CP<0) below 5000 m, and moist enthalpy was transformed into horizontal kinetic energy (K_E + K_Z). This is observed for both zonal and eddy baroclinic conversions (respectively CPZ and CPE), in greater proportion for CPZ on 24 September and in comparable proportions on 27 September. As the primary processes in the budget of moist enthalpy were partly caused by the vertical circulation of convective origin, and convection was associated with mostly hydrostatic pressure decrease induced by latent heat release, we suggest a close relationship between convective activity and horizontal baroclinic conversion through the ageostrophic flow converging toward the low pressure zone. The pressure decrease associated with the oceanic convective development of 27 September was more efficient in generating an ageostrophic circulation and in producing eddy kinetic energy through positive eddy baroclinic conversion, in comparison with the pressure decrease associated with the continental convective event on 24-25 September. Inverse baroclinic conversion occurred on 25 and 26 September below 5000 m, when the mean circulation changed from cyclonic to anticyclonic (Fig. 11) and the ageostrophic circulation was directed toward regions where pressure was increasing.

3.4.5. Budget of eddy kinetic energy

Evolution of the vertically integrated terms involved in the budget of K_E is shown in Fig. 17, and their vertical profiles are in Fig. 18. As the eddy baroclinic conversion term in the energy budget developed by AR09 does not exactly quantify the same processes as in L55, it is difficult to compare the present results with previous ones (e. g. Burpee 1972, Norquist *et al*. 1977, Thompson *et al*. 1979, Thorncroft 1995, Paradis *et al*. 1995, Hsieh and Cook 2007). Instead we focus on a comparison with the developing case of Helene (2006) analyzed by AR09 with the same energy budget.

On 24 September afternoon, K_E grew through positive barotropic (CK>0) and baroclinic (CPE>0) conversions between 1000 and 4000 m, while pressure was increasing (positive ζ_G was decreasing in Fig. 11). This continental evolution resulted from the adjustment of the wind field to a negative pressure perturbation of convective origin. Here, the eddy ageostrophic circulation was mostly convergent, down the eddy pressure gradient in the low to mid-troposphere, leading to a positive work of the horizontal pressure force (CPE>0). Consequently, this eddy circulation was filling the depression, which is coherent with the fact that, in tropical regions, the Coriolis force is not strong enough to rapidly bring such a pressure perturbation in geostrophic equilibrium. This result is similar to that derived by AR09 for the continental stage of the pre-Helene disturbance.

On 25 September morning, K_E was still growing, baroclinic CPE became negative and barotropic CK increased, while pressure decreased then increased quickly (see the opposite tendencies of ζ_G in Fig. 11) between 1000 and 3000 m. The increasing positive barotropic conversion CK is attributed to an intensification of the cyclonic curvature of the easterly flow (see Fig. 7e and f) in the AEW trough. The negative baroclinic conversion CPE starting on 25 September morning is attributed to an interaction between the low to mid levels anticyclonic Saharan air and Perturbation D. More precisely, this eddy anticyclonic circulation, intensifying during 25 September afternoon, was mostly oriented up the eddy pressure gradient (CPE<0), so it was globally convergent. This resulted from the presence of the low pressure zone associated with Perturbation D which induced a strong southeasterly convergent flow west of the anticyclonic Saharan air (Fig. 7f). The positive barotropic conversion is similar to that obtained by AR09 for the oceanic stage of pre-Helene disturbance, although not as intense. AR09 also found a negative baroclinic conversion at this stage and related it to a diverging eddy cyclonic circulation, in relation with a high pressure zone *west of it*. The situation is different during the continental stage of Perturbation D, with a converging eddy anticyclonic circulation in the AEW ridge *east of it*.

On 27 September, the cyclonic eddy circulation of Perturbation D in the low and mid levels reinforced. At that time, the production of KE was mainly due to positive baroclinic conversion, while pressure decreased then increased quickly (see the opposite tendencies of ζ_G in Fig. 11). This suggests that the pressure perturbation of convective origin could not reach geostrophic equilibrium and quickly dissipated, as it is generally the case for small and short-lived disturbances in tropical regions (as it happened during the continental evolution on 24 September afternoon). In comparison with the oceanic stage of developing pre-Helene disturbance, this failed cyclogenetic evolution resulted from a lack of barotropic conversion in the low to mid levels, although baroclinic growth was stronger during a limited period. For the developing case of Helene, AR09 showed that barotropic conversion at mid level was associated with a substantial increase of the *cyclonic* curvature of the AEJ in the AEW trough, partially strengthened by a subtropical high to

the northeast. For Perturbation D however, the AEJ had an *anticyclonic* curvature due to the enhanced ridge east of the trough, so the zonal flow could not increase the cyclonic eddy circulation of Perturbation D.

The large positive baroclinc conversion in the upper levels from 27 September morning was associated with the ridge southeast of upper level mid-latitude trough (Fig. 6). The associated anticyclonic eddy circulation was divergent and down the eddy pressure gradient (CPE>0). This confirms the well-known result that a mid-latitude ridge (trough) in nearly geostrophic balance is divergent (convergent). On the opposite, this non-developing case study and the developing case study of AR09 show that an AEW trough can be associated with a positive (negative) eddy pressure work, so it can be convergent (divergent), depending on the surrounding synoptic circulation, and lead (or not) to tropical cyclogenesis.

4. SUMMARY AND PERSPECTIVES

The so-called Perturbation D was a non-developing AEW trough observed over the West-African coast and the nearby Atlantic Ocean during the SOP-3 of AMMA in September 2006. This system has been sampled with dropsondes on three successive days (25, 26, 27 September) with the SAFIRE / Falcon-20 aircraft. Composite thermodynamic and dynamic fields retrieved from these data show that Perturbation D evolved favourably on 26 September with substantial moistening and increase of cyclonic vorticity in the lower and middle troposphere. This evolution was however thwarted on 27 September by the adverse influence of dry and anticyclonic, southeasterly Saharan flow at low and mid levels.

A qualitative analysis based on ECMWF reanalyses and Meteosat-9 images confirmed Perturbation D was an AEW trough associated with a series of convective developments. More precisely, this disturbance was associated with a MCS initiated by a monsoon surge over Ghana on 22 September afternoon. This MCS propagated westward with the AEJ, but it dissipated during the night of 23 to 24 September. Several convective re-developments occurred, especially near the Guinean highlands on 25-26 September, in association with an increase of the cyclonic circulation in the AEW trough. However, from 26 September, a low to mid level flow of Saharan origin increased the anticyclonic circulation of the AEW ridge east of Perturbation D. The enhancement of the AEW ridge was also related to a mid-latitude upper-level trough approaching the Cap Verde Islands region from northwest. The increased southeasterly flow east of Perturbation D stretched and disorganized its cyclonic vorticity structure, so it finally failed to develop into a tropical depression off shore.

This failed cyclogenetic evolution has been simulated with the non-hydrostatic Méso-NH model using parameterized convection for the period 24 – 28 September 2006. A MCS in south Senegal on 25 September was well reproduced by the simulation. The associated production of mid-level cyclonic vorticity was slightly stronger than in ECMWF re-analyses. However, the coastal convective activity on the following day was weaker in the simulation. Then, the final convective development on 27 September over the nearby ocean started earlier and was weaker in the simulation. Nevertheless, the synoptic and convective processes were relatively well reproduced in the simulation.

This failed cyclogenetic evolution has then been analyzed with the energy budget of AR09 adapted from L55 for a limited domain. During the enhanced convective activity of 25 September morning, the eddy kinetic energy K_E increased in the low to mid levels as a result of positive barotropic conversion (CK>0) and negative baroclinic conversion (CPE<0), while pressure decreased then increased quickly. The increasing positive barotropic conversion CK is attributed to an intensification of the cyclonic curvature of the easterly flow in the low pressure system. The negative baroclinic conversion CPE on 25 September is attributed to the low to mid levels anticyclonic Saharan air which interacted with Perturbation D from that time.

During the convective redevelopment over the ocean on 27 September, the production of KE was mainly due to positive baroclinic conversion, while pressure decreased then increased quickly. This suggests that the pressure perturbation of convective origin could not reach geostrophic equilibrium and quickly dissipated. In comparison with the oceanic stage of developing pre-Helene disturbance, this failed cyclogenetic evolution was mostly due to a lack of barotropic conversion in the low to mid levels. The AEJ associated with Perturbation D had an anticyclonic curvature due to the enhanced ridge to the east, so the zonal flow could not increase the cyclonic eddy circulation of Perturbation D. This is the main difference with the developing pre-Helene disturbance analyzed by AR09. We suggest that strong low to mid-level positive barotropic conversion is a necessary ingredient for an AEW trough to reach equilibrium following a pressure decrease of convective origin at such low latitudes. More case studies of developing and non-developing AEW troughs close to the West African coast should be analyzed with this energy budget to test this hypothesis.

ACKNOWLEDGEMENTS

The present work is part of the first author's thesis in Université Paul Sabatier Toulouse III, France. Based on a French initiative, AMMA was built 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 Programme. Detailed in formation on scientific coordination and funding is available on the AMMA International web site http://www.amma-international.org. The AMMA SOP-3 field campaign was funded by Centre National d'Etudes Spatiales (CNES, French space agency). Pilots and technical crews (SAFIRE: UMS 2859 CNRS / Meteo France / CNES) of the Falcon must be thanked for their cooperation and dedication. Numerical simulations were conducted on CNRS / IDRIS computers under grants 070591 and 080591. The ECMWF reanalyses used in the Méso-NH simulation were provided by Dr. Anna Agusti-Panareda. We thank Didier Gazen and Juan Escobar for the technical support in Méso-NH, Dr. Jean-Pierre Chaboureau for the scientific support in Méso-NH.

LIST OF FIGURES

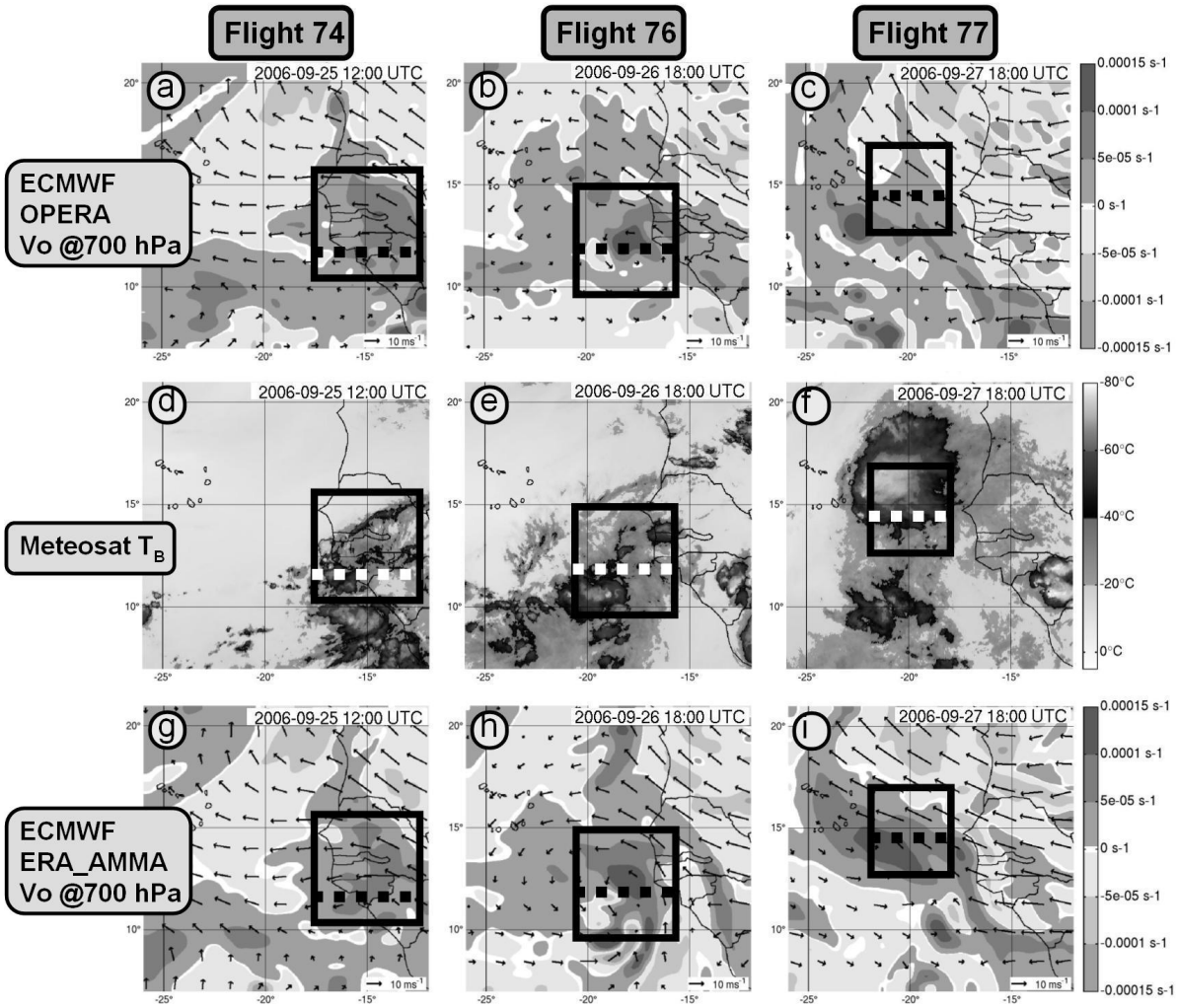

Figure 1. *Horizontal cross-sections of relative vertical vorticity (s^{-1}) at 700 hPa derived from the ECMWF operational analyses (OPERA) showing the large-scale cyclonic circulation associated with perturbation D on (a) 25 September 2006 at 12 UTC during flight 74, (b) 26 September 2006 at 18 UTC during flight 76, (c) 27 September 2006 at 18 UTC during flight 77. The black squares indicate the domains sampled by dropsonde during these flights and the dashed lines indicate the location of the zonal cross-sections of dropsonde composites represented in Fig. 2. (d, e, f) as (a, b, c), except for Meteosat-9 brightness temperature in the water vapour channel (7.3 µm). (g, e, f) as (a, b, c), except for relative vertical vorticity derived from the ECMWF reanalyses taking into account additional data during AMMA.*

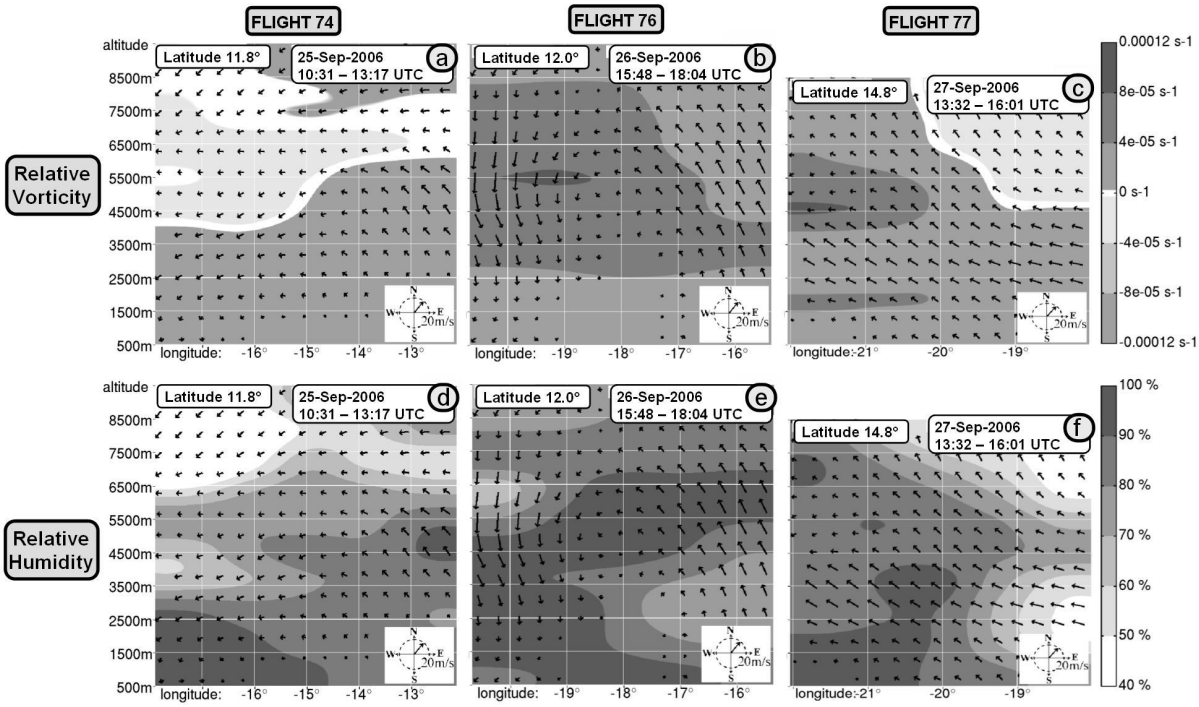

Figure 2. *Zonal cross-section (as indicated in Fig. 1) of relative vorticity (s^{-1}) and horizontal winf deduced from dropsonde data for, (a) flight 74, (b) flight 76, (c) flight 77. The horizontal axis indicates longitude in degrees and the vertical axis gives the altitude in meters; (d) (e) (f) as in (a), (b), (c), respectively, except for relative humidity (%). The grey scale for relative vorticity (relative humidity) is indicated in the top (bottom) right. The horizontal velocity is represented by arrows with the scale indicated in the bottom right.*

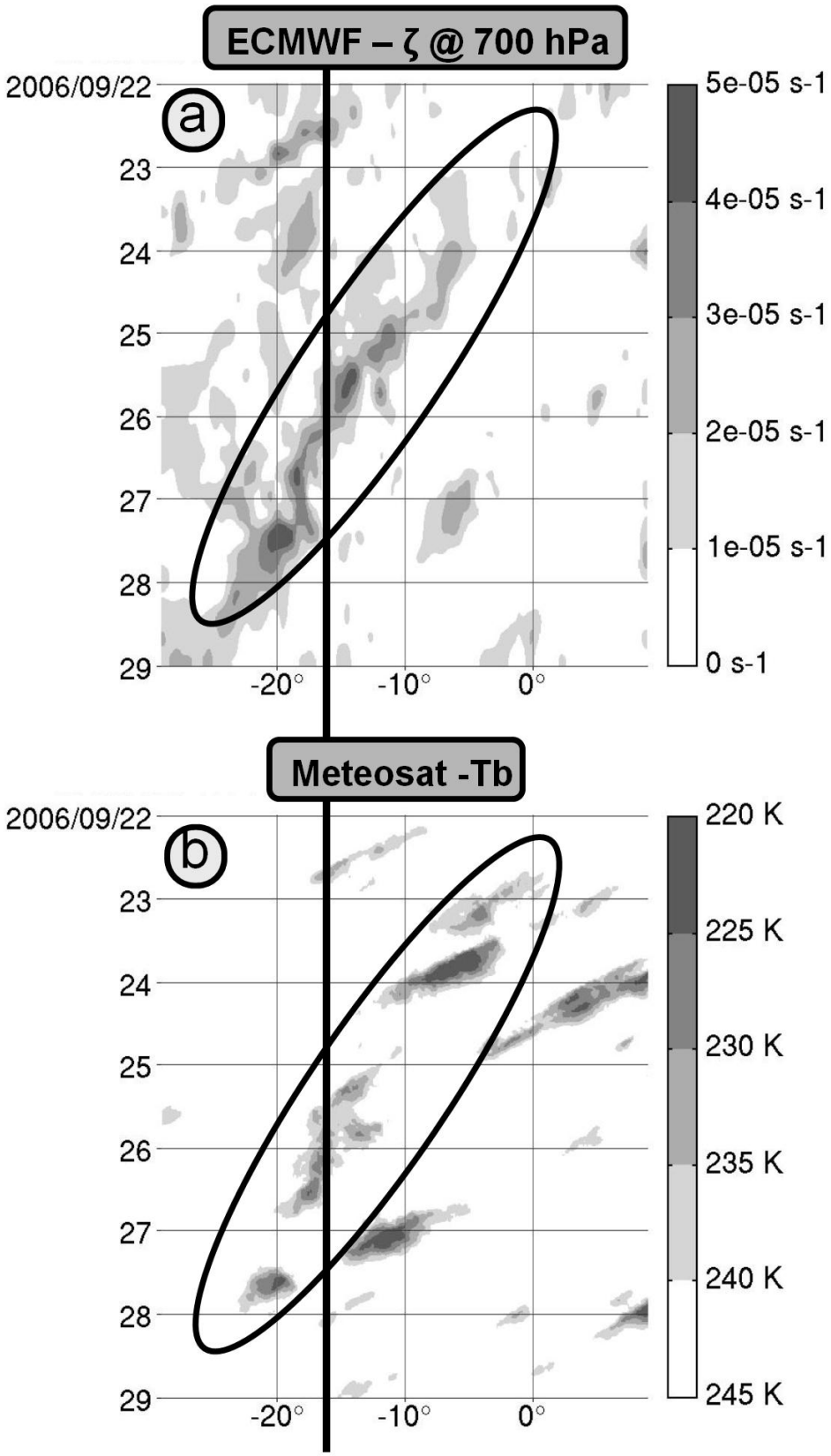

Figure 3. *(a) Hovmöller space-time diagram for ECMWF 700 hPa relative vertical vorticity (ζ) averaged between 8º and 16º N (shaded above +1.10^{5} s^{-1}) between 22 and 29 september 2006. The horizontal axis indicates longitude in degrees and the vertical axis gives time in days; (b) as in (a), except for Meteosat-9 brightness temperature (Tb, shaded below 240K). The grey scale for vorticity (brightness temperature) is indicated in the top (bottom) right. The vertical line indicates the mean position of the West African coast and the tilted ellipse encloses Perturbation D.*

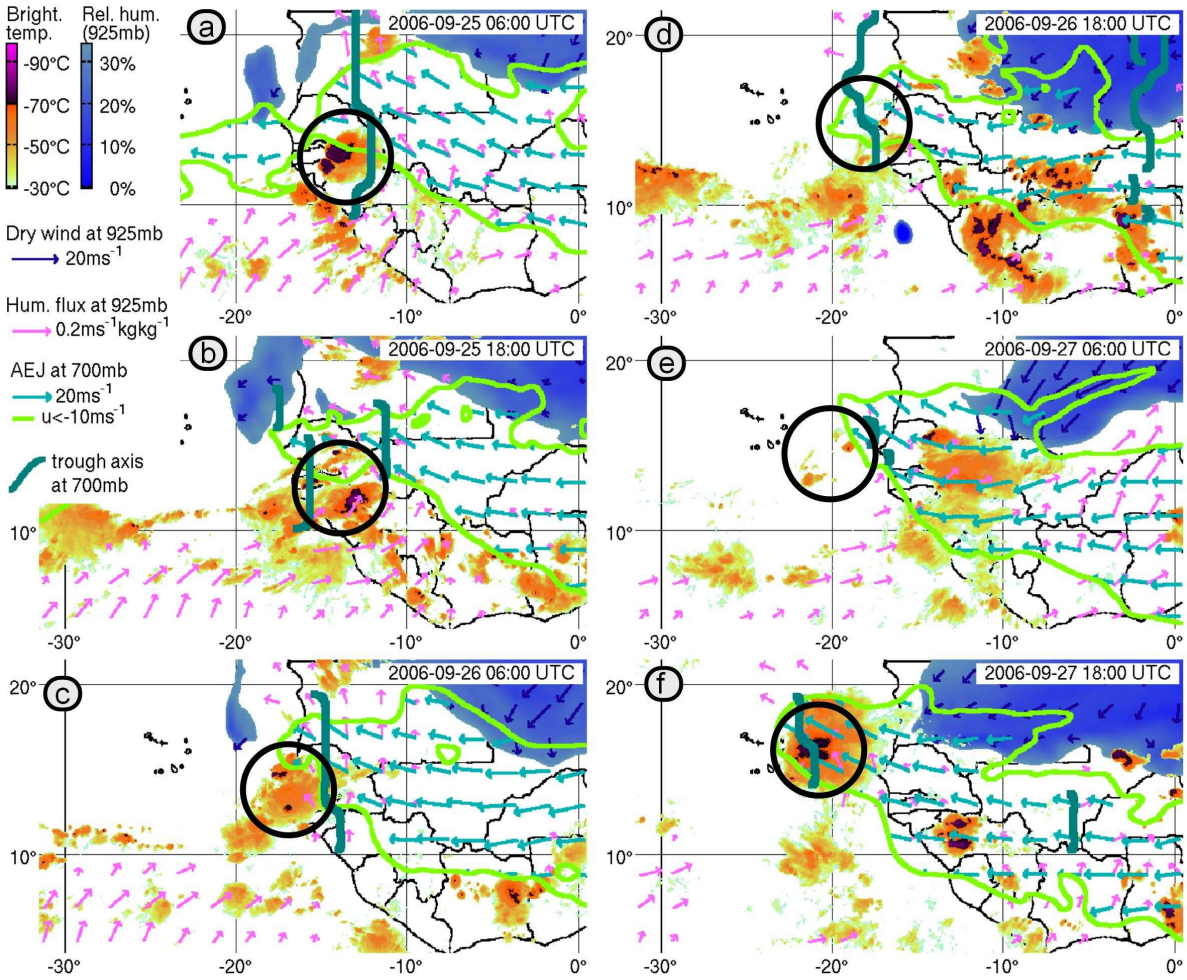

Figure 4. *Composite images from Meteosat-9 and ECMWF data from (a) 25 September 2006 at 06 UTC till (f) 27 September 2006 at 18 UTC : orange red and black zones show brightness temperature below -30º C, blue areas display relative humidity values less than 30% and winds with a northerly component at 925 hPa, pink arrows represent humidity flux with a southerly component at 925 hPa, bright green lines and blue-green arrows give the winds with a zonal component stronger than 10 ms^{-1} at 700 hPa, the dark-green lines are the trough axes at 700 hPa computed with the objective method proposed by Berry et al. (2006). The black circles indicate the location of the MCSs associated with Perturbation D.*

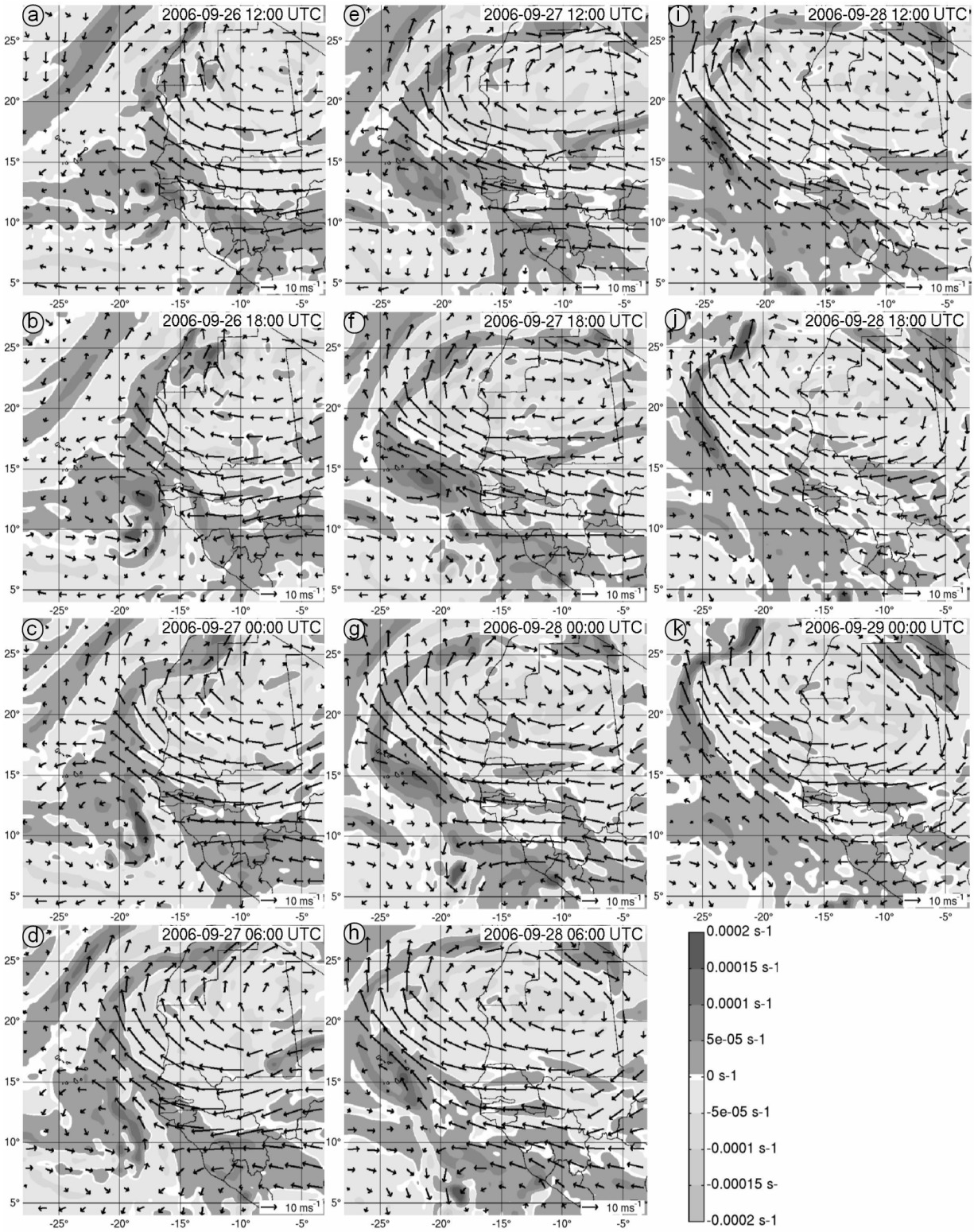

Figure 5. *Horizontal cross-sections of relative vorticity (s^{-1}) and winds (arrows) at 700 hPa derived from the ECMWF re-analyses for the period from (a) 26 September 2006 at 12 UTC till (k) 29 September at 00 UTC. The relative vorticity scale is given in the right side left of (h). The horizontal velocity is represented by arrows with the scale in the top left.*

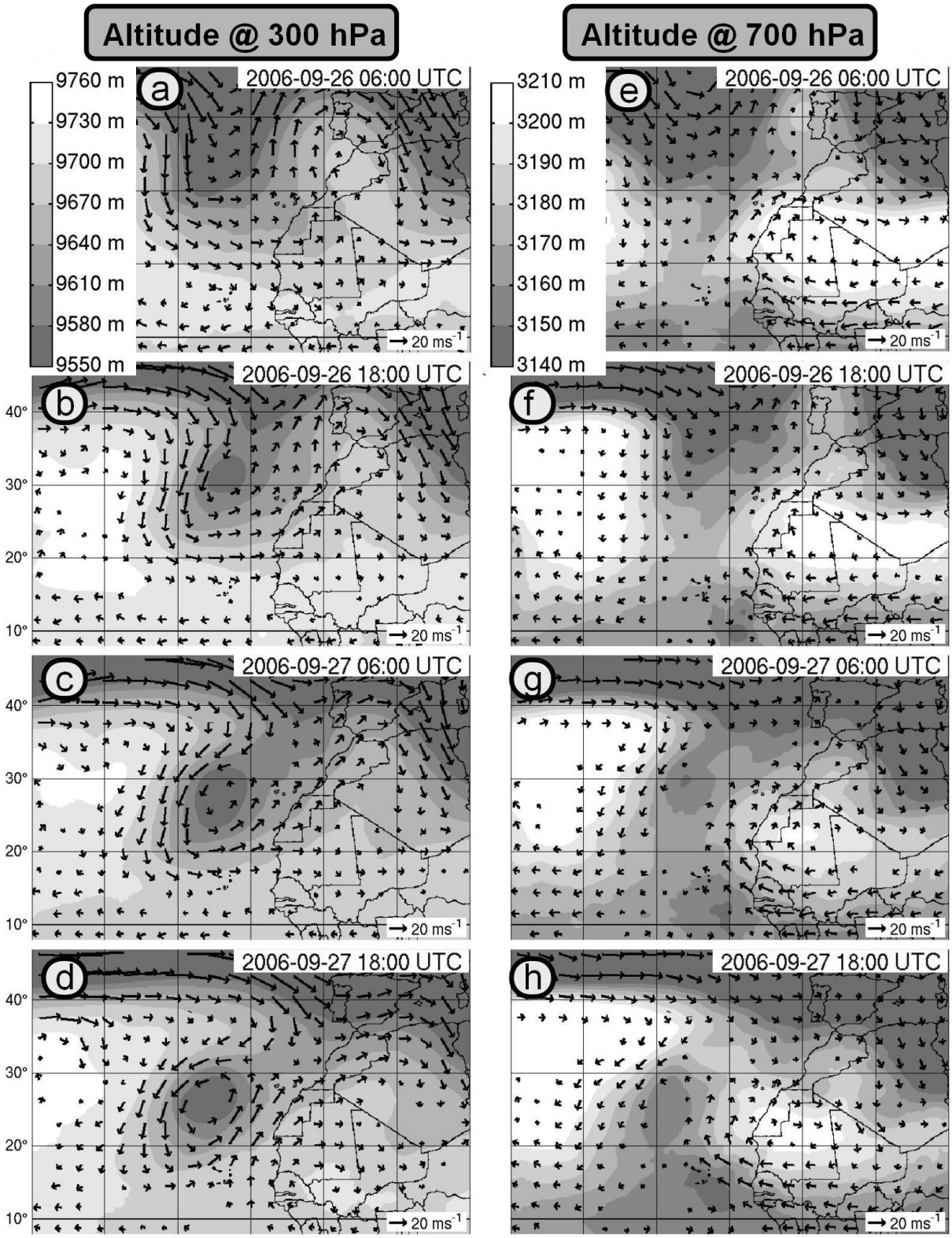

Figure 6. *(a, b, c, d) as in Fig. 5, except for horizontal cross-sections of geopotential altitude (m) and winds (arrows) at 300 hPa for the period from (a) 26 September 2006 at 06 UTC till (d) 27 September at 18 UTC. The altitude scale is given in the left of (a). The horizontal velocity is represented by arrows with the scale in the top left. (e, f, g, h) as in (a, b, c, d), except at 700 hPa.*

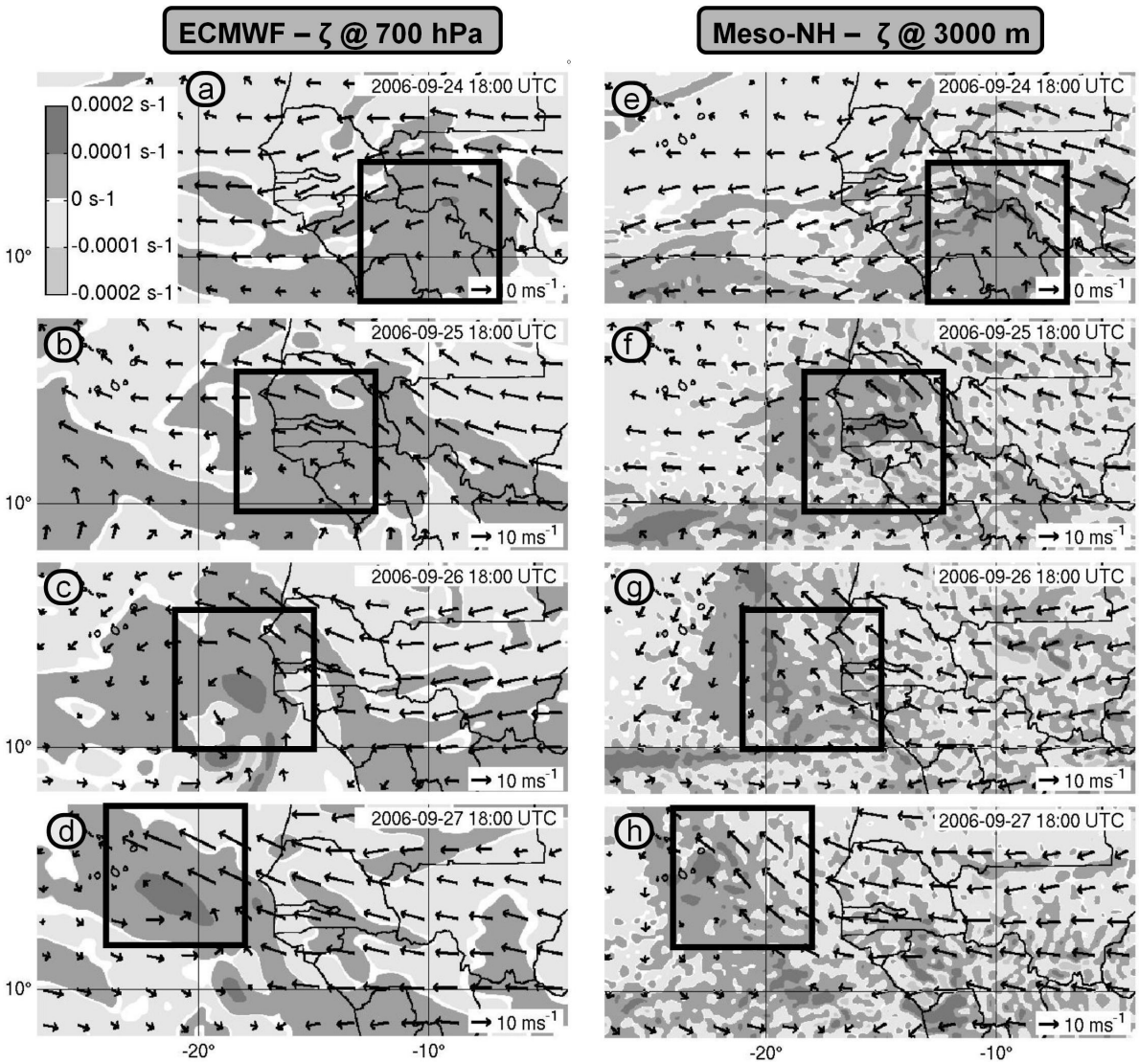

Figure 7. *(a), (b), (c), (d) as in Fig. 5, except for relative vertical vorticity (ζ in s^{-1}) at 700 hPa for the period from (a) 25 September 2006 at 18 UTC till (d) 27 September at 18 UTC. The 6ºx6º squares define the horizontal domain moving with Perturbation D; (e), (f), (g), (h) same as (a), (b), (c), (d) except for the relative vorticity at 3000 m derived from Méso-NH. The vorticity scale is given in the top left. The horizontal velocity is represented by arrows with a scale indicated in the bottom right.*

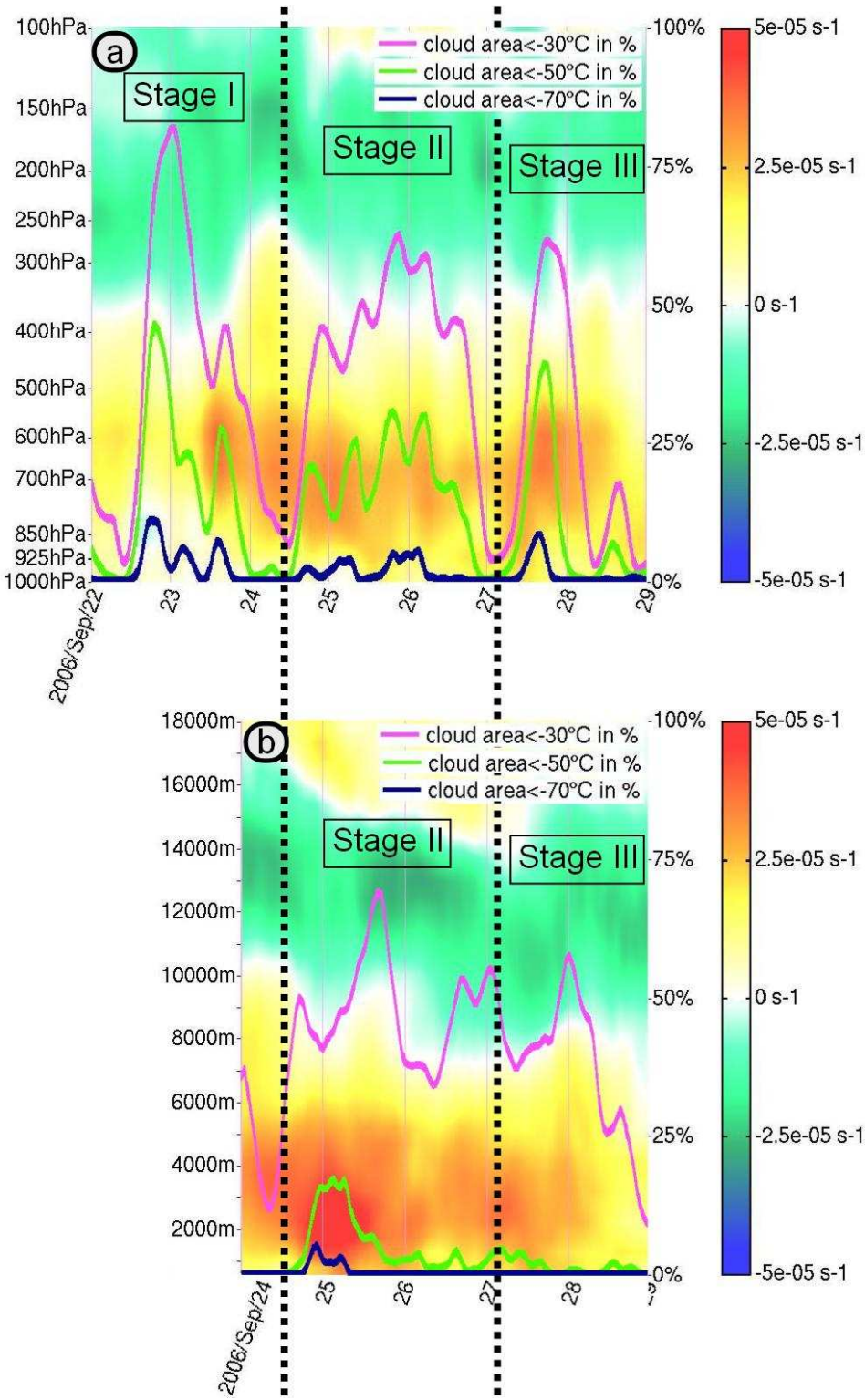

Figure 8. *(a) Composite image from Meteosat-9 and ECMWF data showing the evolution of several quantities computed in the 6ºx6º domain of "Perturbation D" (see Fig. 7) between pressure levels 100 and 1000 hPa from 22 to 29 September 2006. The colour area represents the evolution of the vertical profiles of relative vertical vorticity. The pink, green and blue lines denote the evolution of cloud areas colder than -30º C, -50º C and -70º C, respectively. The horizontal axis gives the time in days for the period 22-29 September 2006. The left vertical axis corresponds to the altitude for the vertical profiles of vertical vorticity, the right vertical axis indicates the percentage of the cloudy area in the 6ºx6º domain. The coloured bar in the right side gives the scale for the relative vertical vorticity. The two vertical dashed black lines delineate the three stages of the "Perturbation D"; (b) as in (a) except from Méso-NH simulation outputs.*

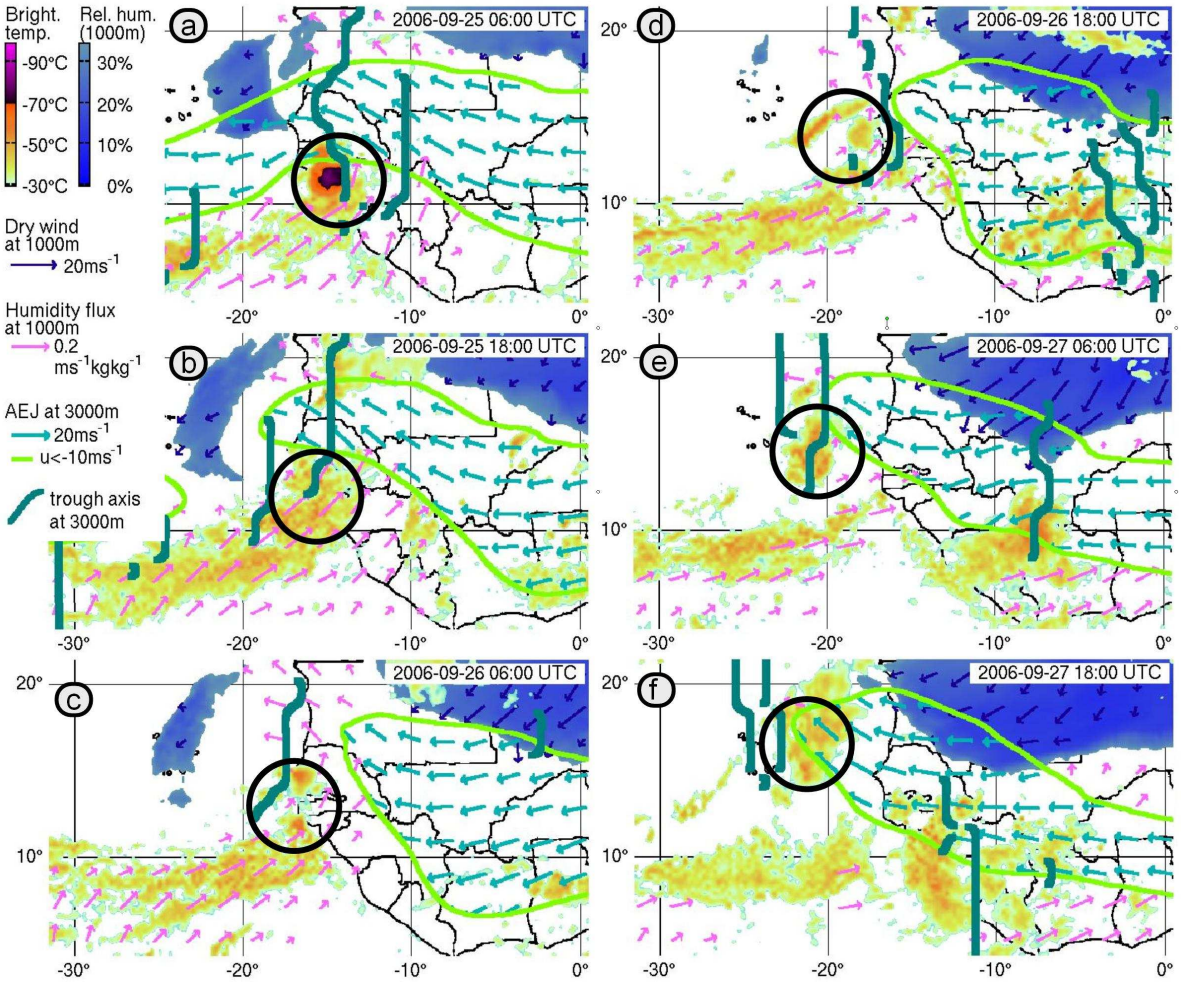

Figure 9. *As in Fig. 4, except from Méso-NH simulation outputs, with 1000 (3000) m altitude instead of 925 (700) hPa.*

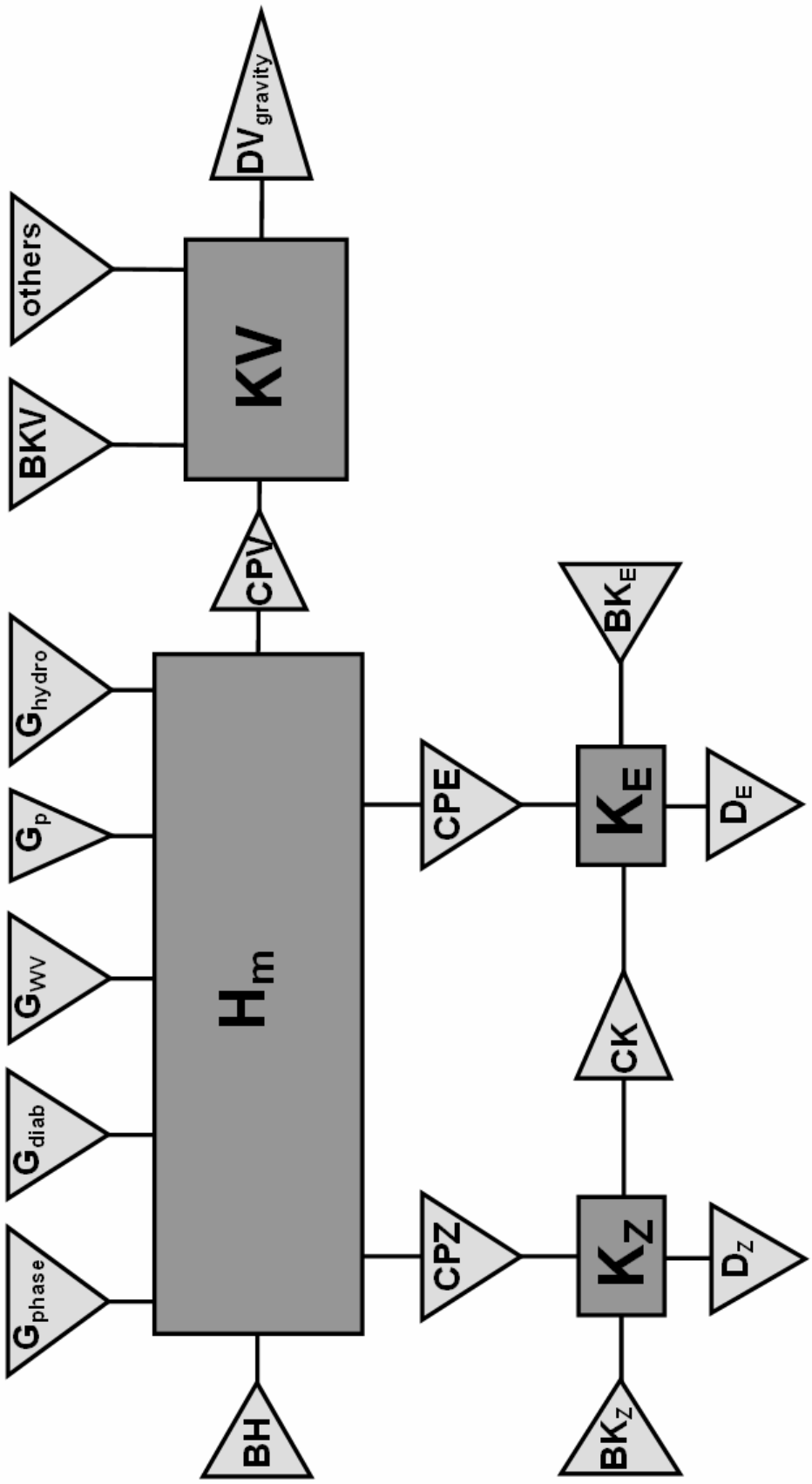

Figure 10. *Energy budget adapted for a limited domain by AR09. The significance of energies (H_m, KV, K_Z, K_E), boundary terms (BH, BKV, BK_Z, BK_E), conversion terms (CPV, CPZ, CPE) and source / sink terms (G_p, G_{phase}, G_{diab}, G_{hydro}, G_{WV}, $DV_{gravity}$, D_Z, D_E) is given in the text.*

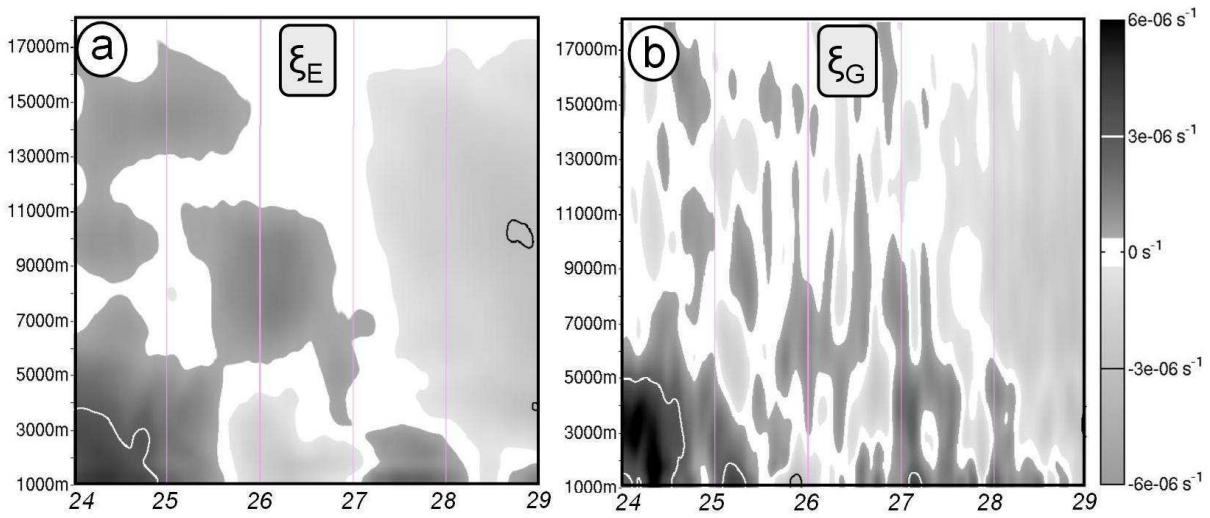

Figure 11. *(a) Time-altitude plot of eddy vorticity (ξ_E) averaged over the domain Δ = [8 – 18º N, 4 – 27º W]. The horizontal axis gives the time in days from 24 Sep 2006 at 00 UTC till 29 Sep 2006 at 00 UTC. The vertical axis gives the altitude in m; (b) same as (a) except for the eddy geostrophic vorticity (ξ_G). These terms are in s^{-1} and the grey colour scale is indicated in the right.*

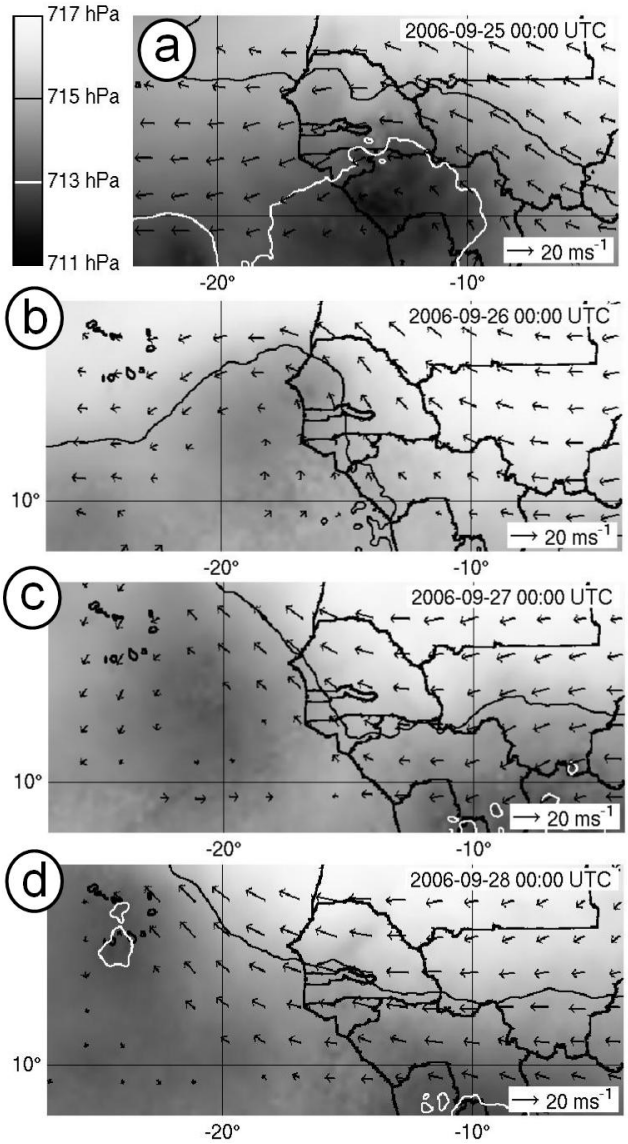

Figure 12. *Total pressure p (hPa) at 3000 m, from 25 September 2006 at 00 UTC (a) till 28 September 2006 at 00 UTC (d). The grey colour scale is in the upper left.*

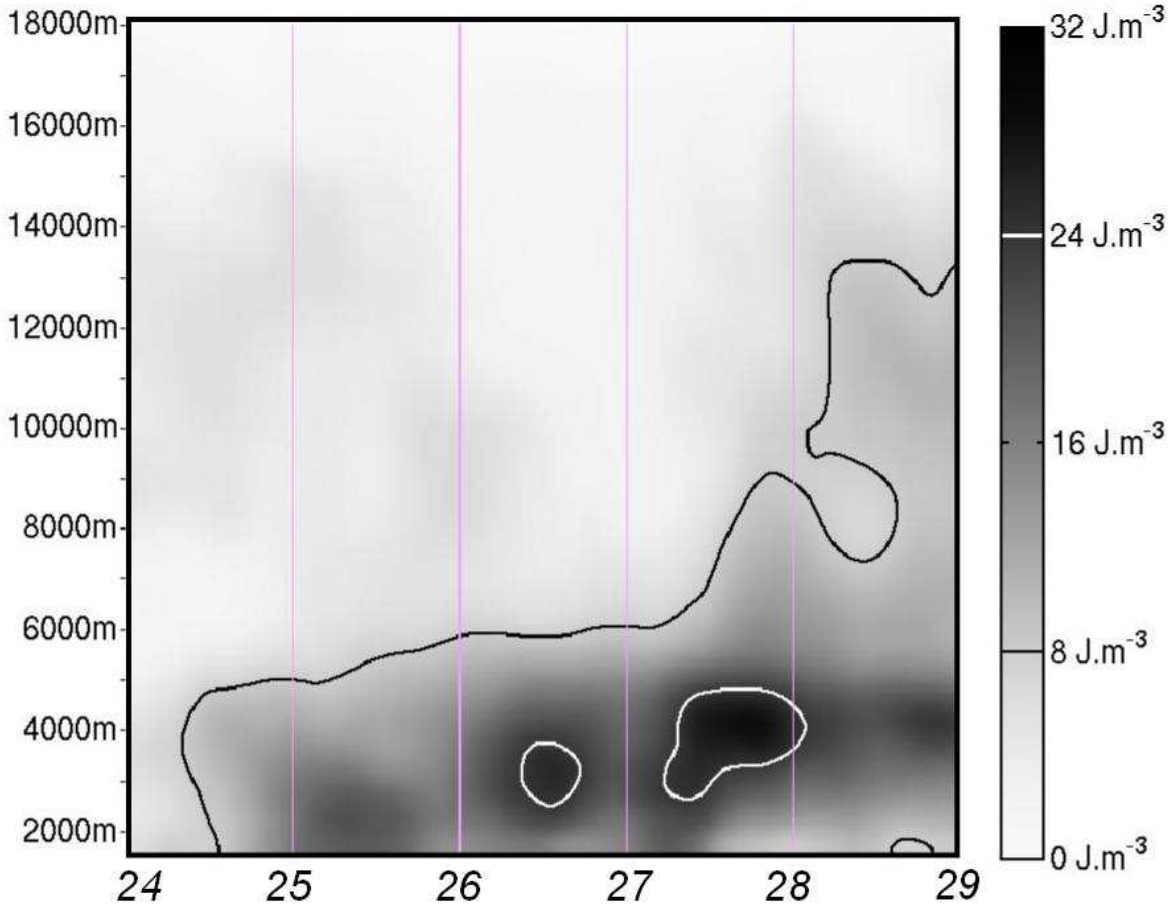

Figure 13. *As in Fig. 11 for the eddy kinetic energy K_E. The energy (per unit of volume) is in $J.m^{-3}$.*

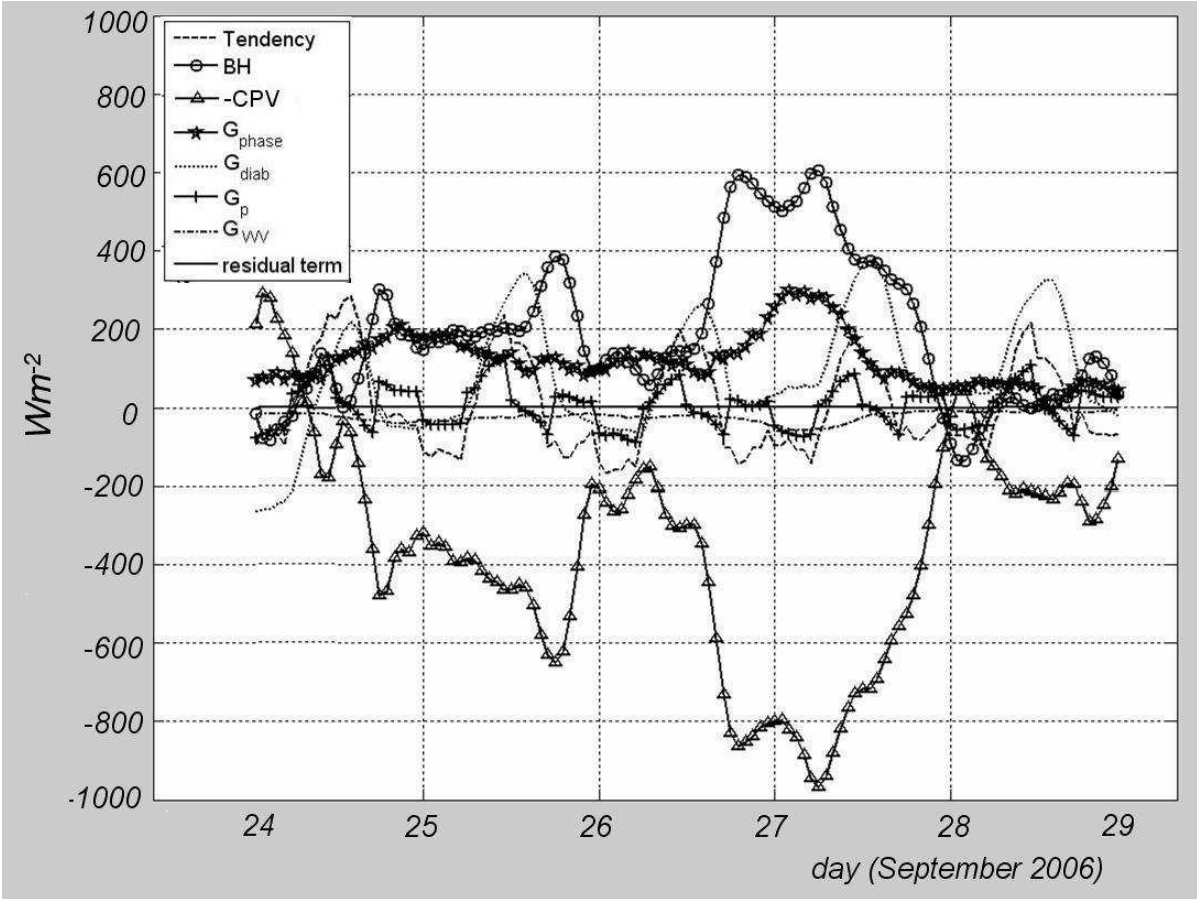

Figure 14. *First order terms in the budget of H_m for the simulated Perturbation D, averaged over horizontal domain Δ, and between altitudes 1000 and 18000 m. The horizontal axis gives the time in days from 24 Sep 2006 at 00 UTC. The vertical axis gives the intensity in Wm^{-2}. The displayed terms are: the tendency of H_m (dashed line); BH (solid line with circles); the opposite of CPV (solid line with triangles); G_{phase} (solid line with stars); G_{diab} (dotted line); G_p (solid line with plus signs); G_{WV} (dashed-dotted line); first-order residual term (solid line).*

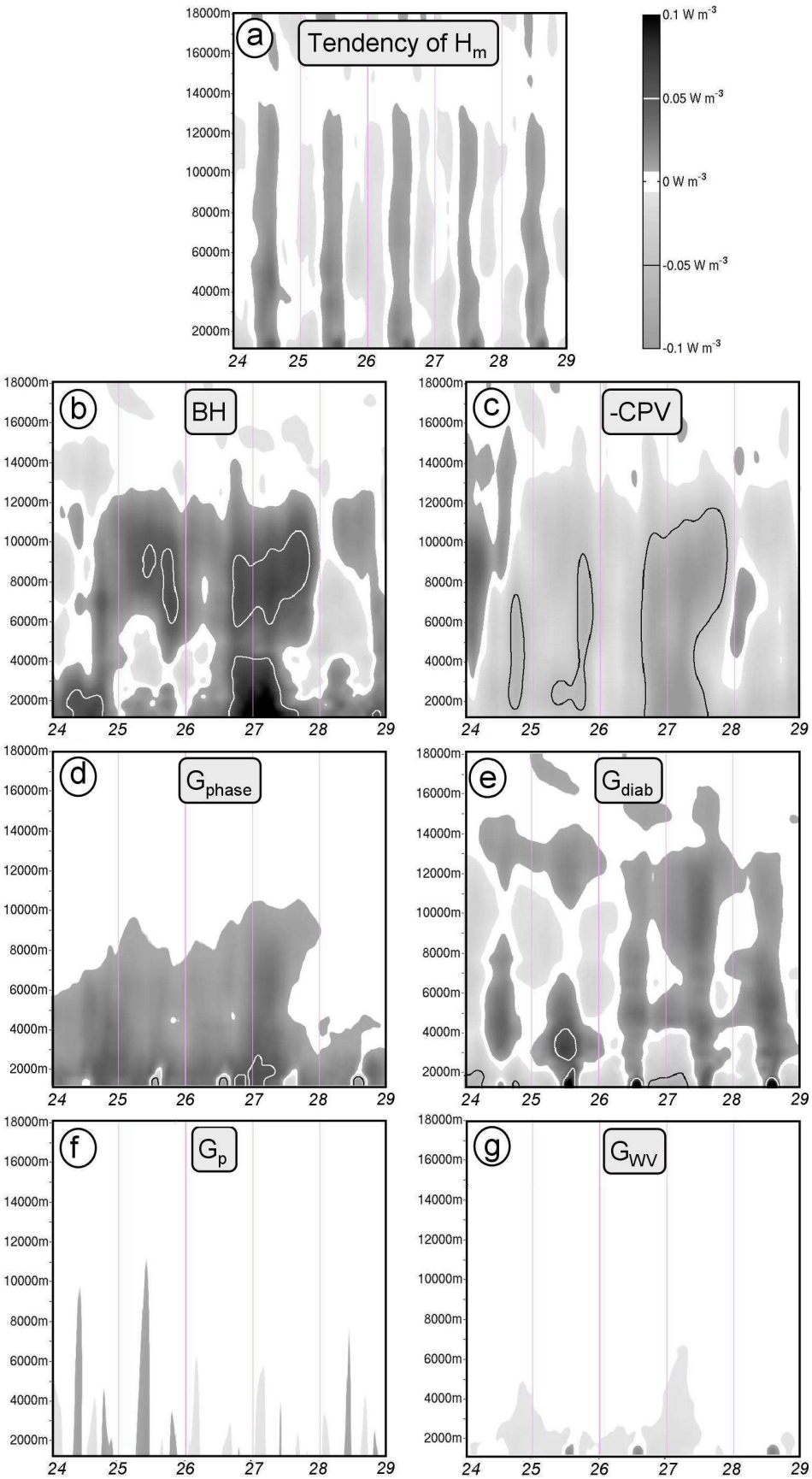

Figure 15. *Time-altitude plots of the first-order terms in the budget of H_m. The horizontal axis gives the time in days from 24 Sep 2006 at 00 UTC till 29 Sep 2006 at 00 UTC. The vertical axis gives the altitude in m. These terms are in Wm^{-3} and the grey colour scale is indicated in the upper right.*

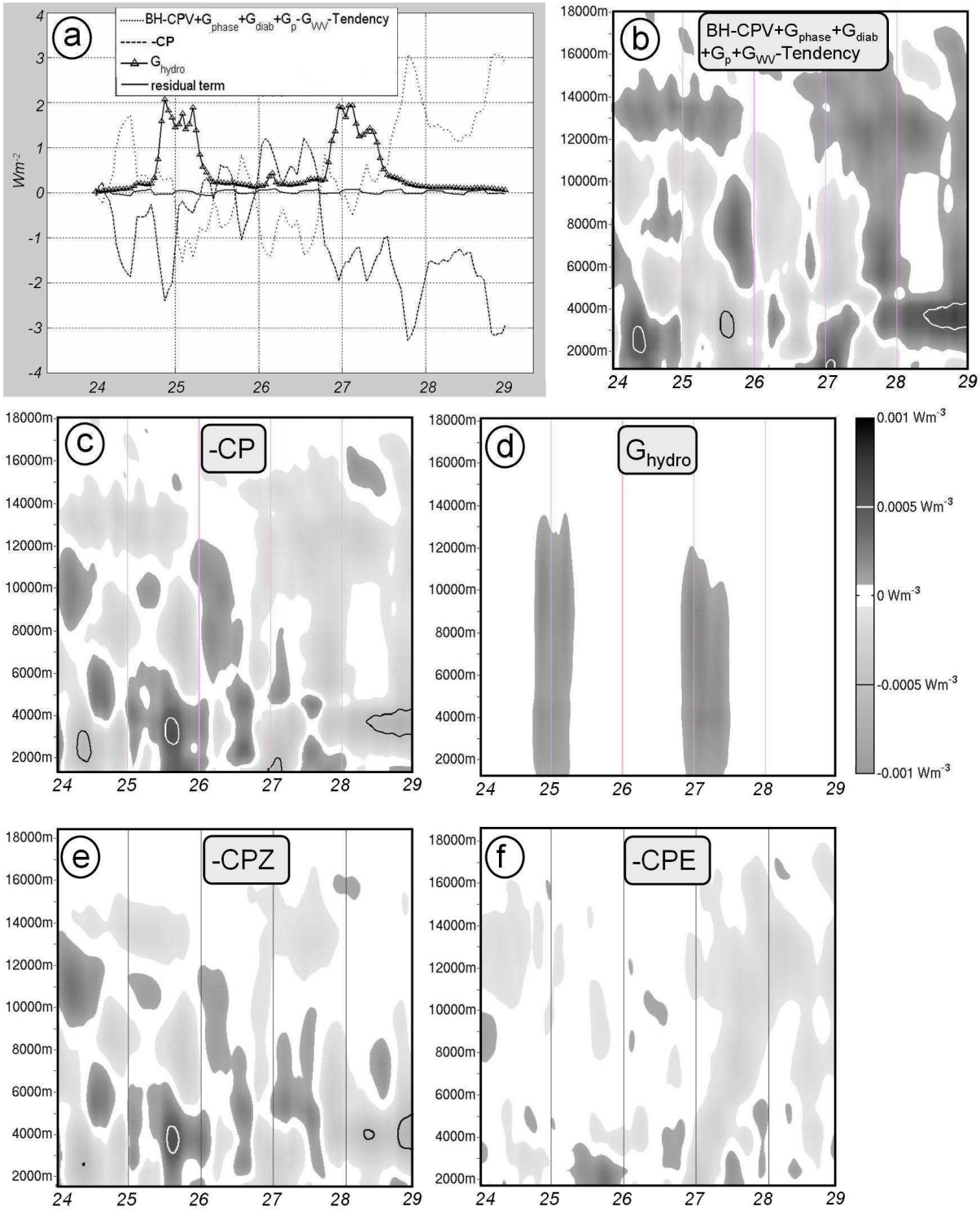

Figure 16. *(a) As in Fig. 14, except for the second-order terms in the budget of H_m. The displayed terms are: the residual of the first order-terms (dotted line); CP=CPZ+CPE (dashed line); G_{hydro} (solid line with triangles); second-order residual term (solid line). (b), (c), (d), (e), (f) as in Fig. 15, except for the second-order terms in the budget of H_m.*

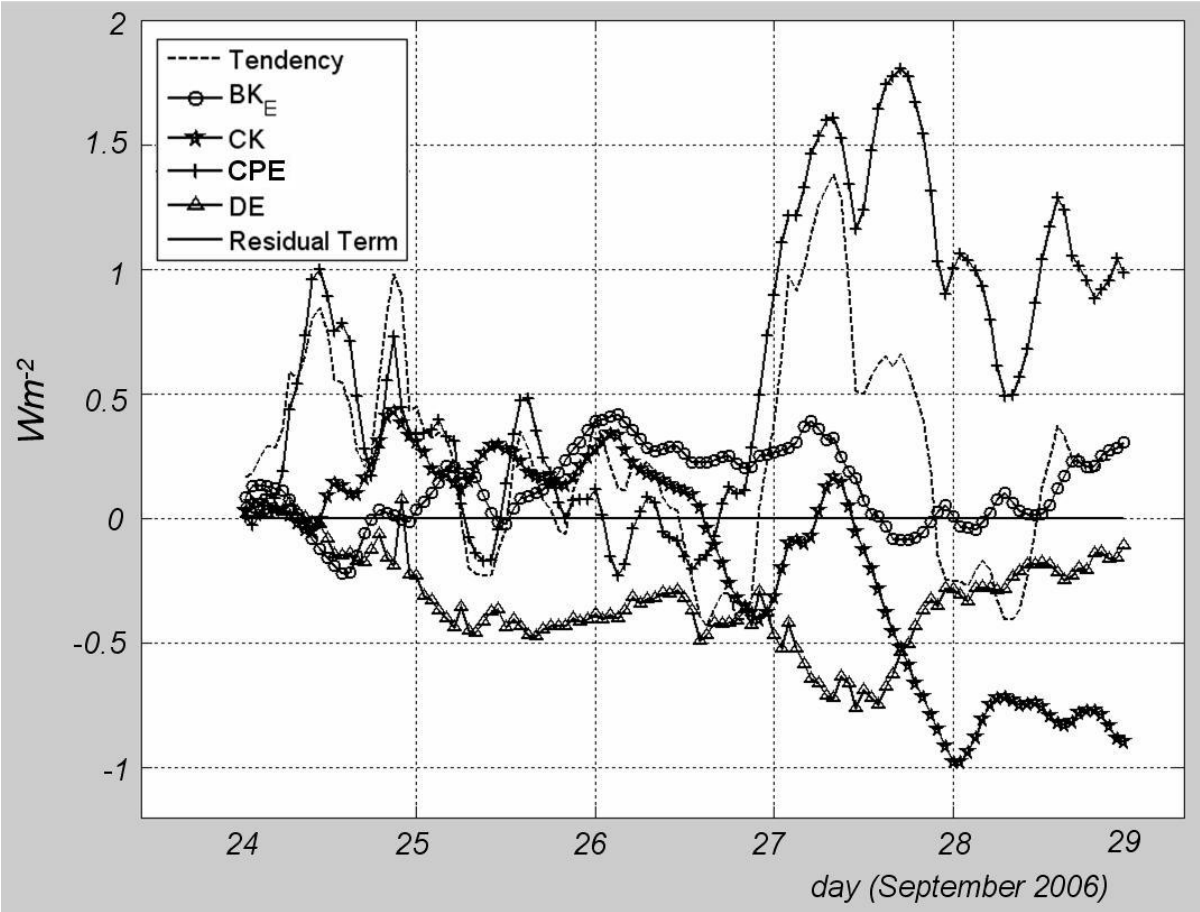

Figure 17. *As in Fig. 14, except for the budget of K_E. The displayed terms are: the tendency of K_E (dashed line); BK_E (solid line with circles); CK (solid line with stars); CPE (solid line with plus signs); DE (solid line with triangles); residual term (solid line).*

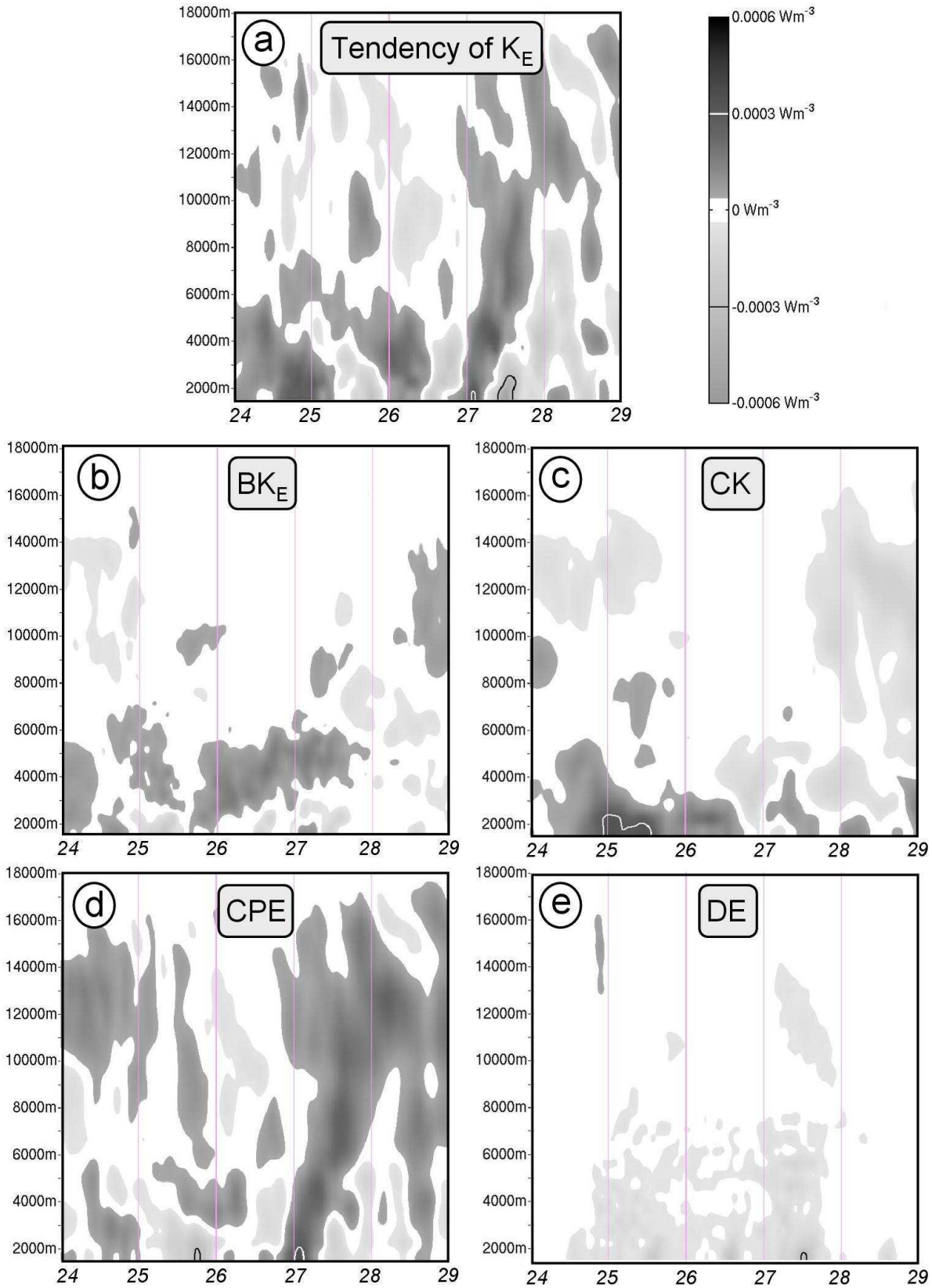

Figure 18. *As in Fig. 15, except for the terms in the budget of K_E: (a) tendency of K_E; (b) BK_E; (c) CK; (d) CPE; (e) DE.*

5.2. Complément à Arnault et Roux (2009a)

5.2.1. Energie cinétique et potentielle à l'échelle locale - cas compressible

Enthalpie, énergies cinétiques horizontale et verticale

Dans le cas compressible, Arnault et Roux (2009a) ont proposé un bilan énergétique entre l'enthalpie $H_m^C=\rho_a c_{pm} T$, l'énergie cinétique horizontale $K^C = ½\ \rho_m\ (u^2+v^2)$, et l'énergie cinétique verticale $KV^C = ½\ \rho_m\ w^2$ de l'air humide, l'indice ^{C} indiquant un système d'équations compressible

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_m{}^C}{\partial t} &= -\underline{\nabla}\cdot\left(H_m{}^C\,\underline{\mathbf{u}}\right)+\frac{\partial p}{\partial t}+\left(u\frac{\partial p}{\partial x}+v\frac{\partial p}{\partial y}+w\frac{\partial p}{\partial z}\right)+\rho_a\dot{q}_{diab}+\rho_a\dot{q}_{phase}\\ &\quad+\rho_a c_{pv}T\frac{Dr_v}{Dt}-\left(r_l\rho_a\dot{q}_l+r_i\rho_a\dot{q}_i\right)\\ &= BH^C+G_p^C-\left(CP^C+CPV^C\right)+G_{diab}^C+G_{phase}^C+G_{wv}^C+G_{hydro}^C\end{aligned} \tag{5.1}$$

, où la tendance de H_m^C est égale à la divergence de ses flux BH^C plus sept termes sources: (1) : les variations de pression G_p^C (une discussion sur ce terme est proposé au paragraphe suivant); (2) l'inverse du travail des forces horizontales de pression CP^C; (3) l'inverse du travail de la force verticale de pression CPV^C ; (4) le taux de chauffage / refroidissement du aux processus diabatiques (e.g. chauffage radiatif, dissipation d'enthalpie par les turbulences) G^C_{diab} ; (5) la variation de H_m^C due aux changements de phase de l'eau G^C_{phase} ; (6) l'échange de chaleur avec les hydrométéores G^C_{hydro} (ce terme apparaît dans la mesure où le système : « air sec + vapeur d'eau + hydrométéores » est considéré comme fermé, mais l'enthalpie des hydrométéores n'est pas incluse dans l'enthalpie « humide ») ; (7) la variation de H_m^C due aux variations de contenue en vapeur d'eau G^C_{WV}.

$$\begin{aligned}\frac{\partial K^C}{\partial t} &= -\underline{\nabla}\cdot\left(K^C\underline{\mathbf{u}}\right)-\left(u\frac{\partial p}{\partial x}+v\frac{\partial p}{\partial y}\right)-\rho_m 2\Omega\cos\varphi\, w\, u+\rho_m\left(u\,F_x+v\,F_y\right)\\ &\quad+\rho_a\frac{u^2+v^2}{2}\frac{Dr_v}{Dt}+\rho_a\left(u\,\dot{u}_{hydro}+v\,\dot{v}_{hydro}\right)\\ &= BK^C+CP^C-CC^C+D^C_{friction}+D^C_{wv}+D^C_{hydro}\end{aligned} \tag{5.2}$$

, où la tendance de K^C est égale à la divergence de ses flux BK^C plus les cinq termes sources suivants : (1) le travail des forces horizontales de pression CP^C, (2) le travail partiel de la force de Coriolis CC^C correspondant à la conversion entre K^C et KV^C, (3) le travail des forces horizontales de frottement $D^C_{friction}$, (4) la variation de K^C due aux variations du contenue en vapeur d'eau D^C_{WV}, (5) l'échange d'énergie cinétique horizontale avec les hydrométéores D^C_{hydro}.

$$\begin{aligned}\frac{\partial KV^C}{\partial t} &= -\underline{\nabla}\cdot\left(KV^C\underline{\mathbf{u}}\right)-w\frac{\partial p}{\partial z}+\rho_m 2\Omega\cos\varphi\, w\, u-\rho_m g\, w+\rho_m w\, F_z\\ &\quad+\rho_a\frac{w^2}{2}\frac{Dr_v}{Dt}+\rho_a\dot{w}_{hydro}w\\ &= BKV^C+CVP^C+CC^C+DV^C_{gravity}+DV^C_{wv}+DV^C_{friction}+DV^C_{hydro}\end{aligned} \tag{5.3}$$

, où la tendance de KV^C est égale à la divergence de ses flux BKV^C plus les six termes sources suivants : (1) le travail de la force verticale de pression CVP^C, (2) le travail partiel de la force de Coriolis CC^C, (3) le travail de la force gravitationnelle $DV^C_{gravity}$, (4) le travail de la force verticale de frottement $DV^C_{friction}$, (5) la variation de KV^C due aux variations du contenue en vapeur d'eau DV^C_{WV}, (6) l'échange d'énergie cinétique verticale avec les hydrométéores DV^C_{hydro}.

(5.1), (5.2) et (5.3) montrent que le travail des forces horizontales de pression CP^C caractérise la conversion entre H_m^C et K^C, tandis que le travail de la force verticale de pression CPV^C caractérise la conversion entre H_m^C et KV^C. Ces conversions sont respectivement qualifiées de conversions baroclines horizontale et verticale. En intégrant (5.31), (5.32) et (5.33) dans un domaine limité ou global, Arnault et Roux (2009a) ont obtenu un bilan entre l'enthalpie « humide » et les énergies cinétiques « humides » horizontale et verticale.

Energie interne, énergies cinétiques horizontale et verticale

L'expression de l'équation thermodynamique la plus naturelle est celle utilisant l'énergie interne I, cette quantité représentant l'énergie cinétique de l'agitation moléculaire caractérisée par une vitesse moyenne nulle (Malardel (2005), pages 197-198). L'énergie cinétique K est en fait l'énergie cinétique macroscopique, et la somme « E = K + I » représente l'énergie cinétique totale du système (ne pas confondre l'énergie cinétique totale E avec l'énergie potentiel total de L55, qui a aussi été appelé E dans Arnault et Roux 2009a). Cette énergie cinétique totale est conservée dans un système à masse constante, en l'absence de frottements et autres processus diabatiques.

Une équation équivalente à (5.1) est déduite de l'équation thermodynamique de Bannon (2002) pour l'énergie interne de l'air humide ($I_m^C=\rho_a c_{vm} T$) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_m^{\ C}}{\partial t} &= -\underline{\nabla}\cdot\left(I_m^{\ C}\ \underline{\mathbf{u}}\right) - p\underline{\nabla}\cdot\left(\underline{\mathbf{u}}\right) + \rho_a \dot{q}_{diab} + \rho_a \dot{q}_{phase}^{\ (I)} \\ &\quad + \rho_a c_{vv} T \frac{Dr_v}{Dt} - \left(r_l \rho_a \dot{q}_l + r_i \rho_a \dot{q}_i\right) \\ &= BI^C + WPI^C + G^C_{diab} + GI^C_{phase} + GI^C_{wv} + G^C_{hydro}\end{aligned} \tag{5.4}$$

Dans (5.4), la tendance de I_m^C est égale à la divergence de ses flux BI^C plus cinq termes sources: (1) le travail des forces de pression WPI^C associé à un changement de volume sans déplacement macroscopique (Malardel 2005, page 200) ; (2) le taux de chauffage / refroidissement du aux processus diabatiques G^C_{diab} ; (3) la variation de I_m^C due aux changements de phase de l'eau GI^C_{phase} ; (4) la variation de I_m^C due aux variations de contenue en vapeur d'eau GI^C_{WV} ; (5) l'échange de chaleur G^C_{hydro} avec les hydrométéores.

Soit $E_m^C=I_m^C+K_m^C+KV_m^C$ l'énergie cinétique totale de l'air humide. Son équation d'évolution est déduite de (5.2), (5.3) et (5.4) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_m^{\ C}}{\partial t} &= -\underline{\nabla}\cdot\left(E_m^{\ C}\ \underline{\mathbf{u}}\right) - \underline{\nabla}\cdot\left(p\ \underline{\mathbf{u}}\right) - \rho_m g\ w \\ &\quad + \rho_a \dot{q}_{phase}^{\ (I)} + \rho_a \dot{q}_{diab} + \rho_m\left(u\ F_x + v\ F_y + w\ F_z\right) \\ &\quad + \rho_a\left(\frac{u^2+v^2+w^2}{2} + c_{vv} T\right)\frac{Dr_v}{Dt} \\ &\quad - \rho_a\left(r_l \dot{q}_l + r_i \dot{q}_i + u\ \dot{u}_{hydro} + v\ \dot{v}_{hydro} + \dot{w}_{hydro} w\right) \\ &= BE^C + BP^C + DV^C_{gravity} + GI^C_{phase} + G^C_{diab} + DE^C_{friction} + GE^C_{hydro} + GE^C_{wv}\end{aligned} \tag{5.5}$$

Dans (5.5), la tendance de E_m^C est égale à la divergence de ses flux BE^C plus cinq termes sources: (1) le travail total des forces de pression BP^C (Malardel 2005, page 199) ; (2) le travail de la force gravitationnelle $DV^C_{gravity}$; (3) le taux de chauffage / refroidissement du aux processus radiatifs G^C_{diab} ; (4) le taux de chauffage / refroidissement du aux changements de phase de l'eau GI^C_{phase} ; (5) le travail « macroscopique » des forces de frottements $DE^C_{friction}$; (4) la variation de E_m^C due aux variations de contenue en vapeur d'eau GE^C_{WV} ; (5) l'échange d'énergie cinétique totale avec les hydrométéores GE^C_{hydro}.

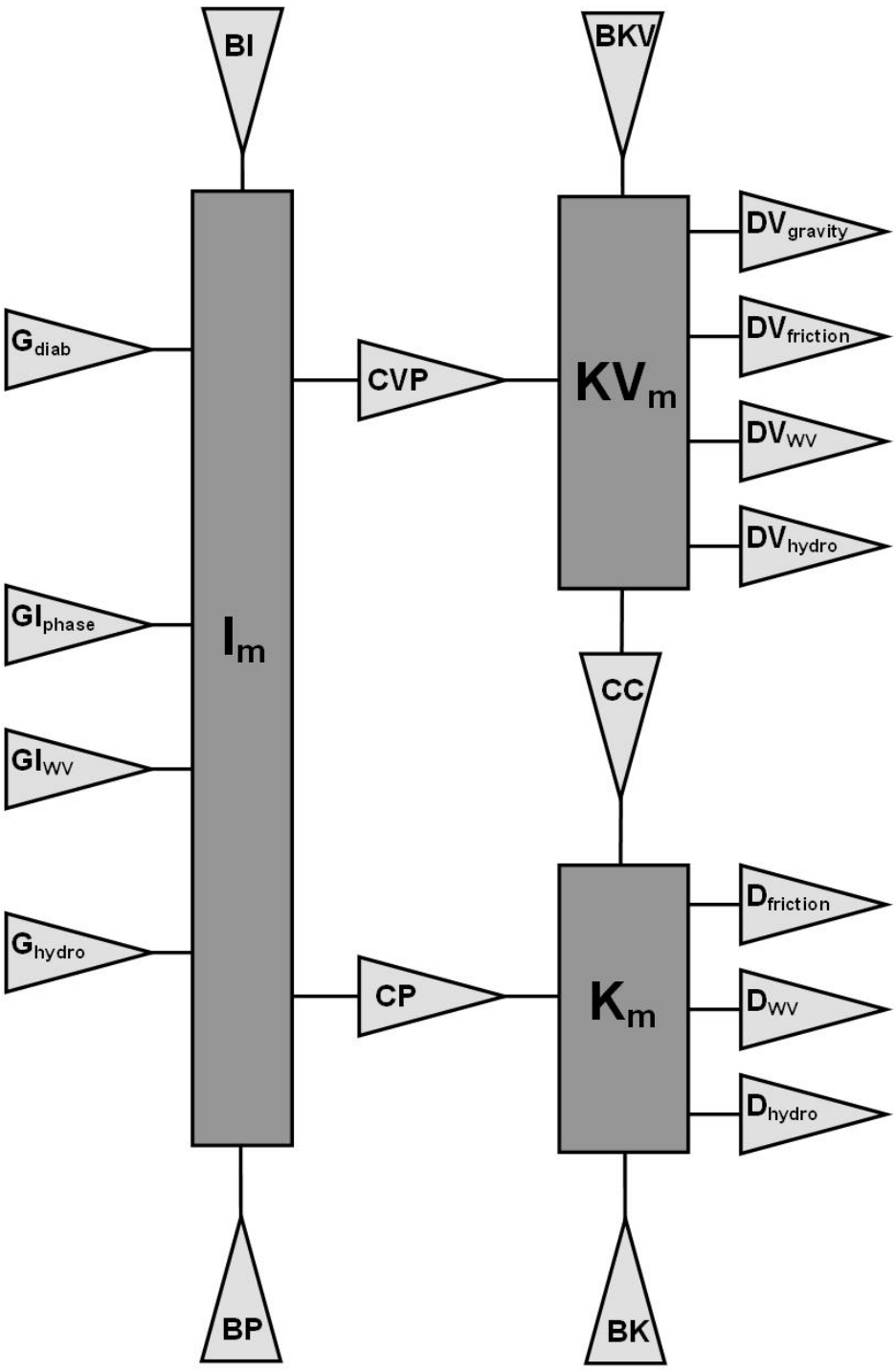

Figure 5.1. *Bilan d'énergie entre l'énergie interne de l'air humide I_m et les énergies cinétiques horizontale et verticale de l'air humide K_m et KV_m. La signification des flux de divergence BI, BP, BK, BKV, des termes sources / puits G_{diab}, GI_{phase}, GI_{WV}, G_{hydro}, $DV_{gravity}$, $DV_{friction}$, DV_{WV}, DV_{hydro}, $D_{friction}$, D_{WV}, D_{hydro}, et des termes de conversion CVP, CP, CC sont expliqués dans le texte.*

(5.5) montre que l'énergie cinétique totale de l'air humide intégrée dans un volume fini est conservée lorsque : (1) la masse dans ce volume fini est conservée, de telle sorte que le travail total des forces de pression est nul (BP^C=0) ; (2) la quantité de mouvement vertical « humide » « $\rho_m w$ » moyennée dans ce volume fini est nulle ($DV_{gravity}{}^C$ = 0) ; (3) il n'y a pas de processus diabatiques ($G^C{}_{diab}$=0), ni de changements de phase de l'eau ($G^C{}_{phase}$=0), ni de dissipation par frottements ($DE^C{}_{friction}$=0) dans ce volume fini ; (4) il n'y a pas

d'hydrométéores dans ce volume fini (GE^C_{hydro}=0) ; (5) la vapeur d'eau est conservée dans ce volume fini (GE^C_{WV} =0). En particulier, la conservation de la masse (BP^C=0) implique :

$$-\underline{\nabla}\cdot(p\,\underline{\mathbf{u}}) = -p\underline{\nabla}\cdot(\underline{\mathbf{u}}) - \left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y} + w\frac{\partial p}{\partial z}\right) = 0 \tag{5.6}$$

,ce qui signifie que les termes (CP^C + CPV^C) et WPI^C dans (5.2), (5.3) et (5.4) sont opposés, donnant une conversion explicite entre $I_m{}^C$ et ($K_m{}^C$+$KV_m{}^C$).

Dans le cas général on peut réécrire l'équation d'évolution de $I_m{}^C$ (5.4) de manière à faire apparaître le travail des forces de pression « macroscopique » (CP^C + CPV^C) et le travail total des forces de pression BP^C. Dans la suite BP^C est qualifiée de divergence des flux de pression.

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_m{}^C}{\partial t} &= -\underline{\nabla}\cdot\left(I_m{}^C\,\underline{\mathbf{u}}\right) + \left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y} + w\frac{\partial p}{\partial z}\right) - \underline{\nabla}\cdot(p\,\underline{\mathbf{u}}) \\ &\quad + \rho_a\dot{q}_{diab} + \rho_a\dot{q}_{phase}{}^{(I)} + \rho_a c_{vv} T\frac{Dr_v}{Dt} - \left(r_l\rho_a\dot{q}_l + r_i\rho_a\dot{q}_i\right) \\ &= BI^C - \left(CP^C + CPV^C\right) + BP^C + G^C_{diab} + GI^C_{phase} + GI^C_{wv} + G^C_{hydro}\end{aligned} \tag{5.7}$$

Dans (5.7) on a fait apparaître explicitement les termes de conversions baroclines horizontal CP^C et vertical CPV^C, ce qui a aussi fait apparaître la divergence des flux de pression BP^C. Dans la mesure où BP^C quantifie l'impact énergétique de la variation de la masse dans le volume d'intégration, cela a un sens de rajouter ce processus dans l'équation de $I_m{}^C$, cette quantité étant justement utilisée pour décrire l'état de la masse dans le volume d'intégration. En intégrant (5.2), (5.3) et (5.7) dans un domaine limité ou global, on obtient un bilan entre l'énergie interne de l'air humide et les énergies cinétiques horizontale et verticale de l'air humide. Cetle analyse énergétique est schématisé à la Figure 5.1. Smith (1970) avait proposé un bilan énergétique comparable sans toutefois séparer les composantes horizontales et verticales de l'énergie cinétique.

Pour faire le lien avec ce qui a été dit au paragraphe précédent et ce qui a été fait dans Arnault et Roux (2009a, b), il y a juste à constater que l'enthalpie est en fait égale à l'énergie interne plus la pression :

$$H_m{}^C = I_m{}^C + p \tag{5.8}$$

Ainsi le terme BP^C dans (5.7) est inclus dans BH^C dans (5.1). Le terme $G_p{}^C$ dans (5.1) est dû au fait que l'on a ajouté la pression au terme de gauche dans (5.7) pour retrouver la tendance de $H_m{}^C$. Il en découle que ce terme $G_p{}^C$ dans (5.1) n'a pas de sens physique et qu'il doit être retranché à la tendance de $H_m{}^C$ pour retrouver la tendance de $I_m{}^C$.

5.2.2. Energie cinétique et potentielle à l'échelle locale - cas anélastique

Arnault et Roux (2009a) ont appliqué le bilan d'énergie avec l'enthalpie au cas anélastique. Intéressons nous ici au bilan d'énergie avec l'énergie interne dans le cas anélastique. En définissant l'énergie interne « anélastique » $I_m{}^A$ de la manière suivante :

$$I_m{}^A = \rho_{ref} C_{vm} T = H_m{}^A - \frac{\rho_{ref}}{\rho_a} p \tag{5.9}$$

, on montre :

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial I_m{}^A}{\partial t} &= -\underline{\nabla}\cdot\left(I_m{}^A\,\underline{\mathbf{u}}\right)+\frac{\rho_{ref}}{\rho_a}\left(u\frac{\partial p}{\partial x}+v\frac{\partial p}{\partial y}+w\frac{\partial p}{\partial z}\right)-\underline{\nabla}\cdot\left(\frac{\rho_{ref}}{\rho_a}\,p\,\underline{\mathbf{u}}\right)\\
&+\left(\frac{p}{p_{ref}}\right)^{\kappa}\rho_{ref}\,\dot{q}_{diab}+\left(\frac{p}{p_{ref}}\right)^{\kappa}\rho_{ref}\,\dot{q}_{phase}{}^{(I)}+\rho_{ref}\,c_{vv}\,T\frac{Dr_v}{Dt}-\rho_{ref}\,c_{hydro}\frac{DT}{Dt}\\
&+\frac{\rho_{ref}}{\rho_a}\left(1-\frac{c_{pm}+c_{hydro}}{c_{pa}}\frac{R_a}{R_m}\right)\left(\frac{p}{p_{ref}}\frac{Dp_{ref}}{Dt}-\frac{Dp}{Dt}\right)+\left(\frac{\rho_{ref}}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial t}-\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho_{ref}}{\rho_a}p\right)\right)\\
&= BI^A-\left(CP^A+CPV^A\right)+BP^A+G^A_{diab}+GI^A_{phase}+GI^A_{wv}+G^A_{hydro}+G^A_{residual}+GI^A_{residual}
\end{aligned}
\tag{5.10}
$$

Bien qu'ils aient des expressions différentes, les mêmes termes apparaissent dans (5.7) et (5.10). Le terme supplémentaire $GI_{residual}{}^A$ dans (5.10) est du aux formes approchées de I_m et G_p dans le cas anélastique.

5.2.3. Application

Les considérations théoriques des paragraphes précédents ont permis d'établir un bilan entre l'enthalpie (ou l'énergie interne) et les énergies cinétiques horizontale et verticale dans le cas anélastique, valable localement et globalement. Arnault et Roux (2009a, b) ont appliqué ce bilan aux cas des simulations Méso-NH à 24 km des « Perturbation pre-Helene » et « Perturbation D ». La méthode d'application du bilan d'énergie ayant été décrite rapidement dans ces articles, celle-ci est donnée avec plus de détails dans le paragraphe *« Méthode »*. Une figure illustrant la simplification du bilan d'énergie effectuée dans Arnault et Roux (2009a) est donné au paragraphe *« Simplification du bilan d'énergie »*, en remplaçant l'enthalpie par l'énergie interne.

Méthode

L'objectif est de quantifier les productions, destructions et conversions d'énergie relatives à l'évolution de la perturbation atmosphérique simulée par Méso-NH. Pour réaliser cela nous procédons en trois étapes : (1) détermination d'un domaine limité Δ dans lequel la perturbation simulée a évoluée au cours d'une période donnée, (2) évaluation des différents termes des bilans d'énergie potentiel et des énergies cinétiques horizontale et verticale à l'aide des sorties de la simulation Méso-NH, (3) intégration horizontale puis verticale de ces termes dans le domaine Δ pour discuter sur leur contribution dans l'évolution de la perturbation atmosphérique simulée. En particulier, les termes G_{diab}, GH_{phase}, G_p, GH_{WV}, G_{hydro}, $D_{friction}$, D_{WV}, D_{hydro}, $DV_{gravity}$, $DV_{friction}$, DV_{WV}, DV_{hydro}, permettent de quantifier les différentes sources / puits d'énergie ; les termes CP, CPV, CC, les conversions d'énergie se produisant dans le domaine ; les termes BH, BK, BKZ, les échanges d'énergie entre les circulations atmosphériques à l'intérieur et à l'extérieur du domaine Δ.

Concrètement, les deux perturbations atmosphériques considérées ont été simulées pendant une période de 4 à 5 jours suivant les cas, s'étendent verticalement sur une grande partie de la troposphère et horizontalement sur un domaine de taille approximative 1000 km x 1000 km, et se sont déplacées de 1500 à 2000 km d'Est en Ouest au cours de cette période. Pour faire un bilan d'énergie sur toute la durée de la simulation, Δ doit donc avoir une taille horizontale d'environ 3000 km x 1000 km, et doit s'étendre verticalement de la surface au sommet de la troposphère. L'autre raison pour laquelle nous choisissons un aussi grand domaine d'intégration pour le bilan d'énergie est que l'énergie cinétique moyennée horizontalement dans Δ est ensuite séparée en deux composantes zonale et tourbillonnaire. Le fait d'intégrer sur un domaine d'échelle synoptique de grande extension dans la direction Est-Ouest garantie que la circulation atmosphérique est globalement zonale dans le domaine, et que donc extraire des composantes zonale et tourbillonnaire de l'énergie cinétique a du sens.

Ce bilan d'énergie peut être appliqué aux sorties de simulation Méso-NH à 24 km (4 km) enregistrées toutes les heures (demi heures). Numériquement, à la résolution 24 km (4 km), Δ fait approximativement 120 points x 40 points (720 points x 240 points) horizontalement. Dans la mesure où ce bilan d'énergie est effectué sur les sorties de simulation Méso-NH à partir d'un ordinateur de bureau, et non pas sur le super calculateur

de l'IDRIS, l'application du bilan d'énergie à la simulation à 4 km pour un aussi grand domaine n'est pas envisageable. C'est la raison pour laquelle les bilans d'énergie dans Arnault et Roux (2009a, b) ont été effectués à partir des simulations à 24 km.

Pour évaluer les termes du bilan d'énergie à l'aide des sorties de simulation à 24 km enregistrées toutes les heures, nous procédons de la manière suivante. Dans la mesure où un certain nombre de termes sources (D_{WV}, DV_{WV}, G_p, GH_{phase}, GH_{WV}, $G_{residual}$, $GI_{residual}$) font intervenir des dérivées spatiales et des tendances, ceux-ci ne peuvent pas être calculés complètement à l'aide d'une sortie de simulation. Pour des raisons pratiques, nous avons choisi d'évaluer les tendances entre deux sorties de simulation consécutives, puis d'évaluer les dérivées spatiales à partir du champ moyenné entre ces deux sorties. Comme le sorties de simulation à 24 km sont enregistrées à l'heure pile (00 :00, 01 :00, 02 :00 UTC etc), les termes du bilan sont calculés à la demi heure (00 :30, 01 :30, 02 :30 UTC etc).

Le sorties de simulation ne permettent cependant pas d'évaluer tous les termes du bilan d'énergie, en particulier la dissipation d'énergie cinétique par frottement ($D_{friction}$, $DV_{friction}$), et le chauffage / refroidissement par les processus diabatiques (G_{diab}). Ces trois termes sont donc diagnostiqués à partir des autres. L'ordre de grandeur de ces différents termes permet de discuter sur la validité du calcul.

Le défaut majeur de cette méthode est que les termes des équations sont évalués avec un pas de temps de une heure, alors que la simulation à 24 km a tourné avec un pas de temps de 24 secondes. Plus précisément, les sorties de ces simulations Méso-NH sont caractéristiques de processus à toutes les échelles temporelles à partir de 24 secondes. La moyenne entre deux sorties de simulation à une heure d'intervalle est a fortiori représentative des processus d'échelle temporelle supérieure à une heure. En revanche cette moyenne est bruitée par les processus résolus dans le modèle à une échelle temporelle inférieure à une heure. Pour cette raison il n'a pas été possible d'équilibrer correctement le bilan en chaque point de grille. Le bilan intégré dans un large domaine a en revanche donné des résultats plus vraisemblables (Arnault et Roux 2009a, b).

Simplification du bilan d'énergie

Le bilan d'énergie simplifié déduit de Arnault et Roux (2009a), en remplaçant l'enthalpie par l'énergie interne, est schématisé à la Figure 5.2. Les divergences des flux d'énergie interne BI et de pression BP ont étées sommées, dans la mesure où ces deux quantités representent des échanges d'énergie potentielle, c'est-à-dire de masse, entre l'intérieur et l'extérieur du domaine. Les variations d'énergie interne au cours des changements de phase GI_{phase} et celles dues aux variations de contenu en vapeur d'eau GI_{WV} ont étées sommées. La variation du contenu en vapeur d'eau est en effet liée aux changements de phase, même si celle-ci peut aussi être due à un échange de vapeur d'eau avec l'extérieur du domaine.

5.3. Perspectives pour l'analyse énergétique

L'analyse de l'énergie cinétique tourbillonnaire KE nécessite de faire un bilan intégré horizontalement dans un domaine limité ou global. Il n'est donc pas possible de localiser précisément à l'intérieur du domaine les processus responsables de l'évolution de KE. Avec cette approche il est uniquement possible de faire des hypothèses sur les processus physiques responsables de conversions énergétiques calculées, en s'aidant notamment des cartes de vent à différentes altitudes dans le domaine d'intégration pour discuter sur l'influence potentielle de circulations cycloniques ou anticycloniques, convergentes ou divergentes.

Le bilan d'énergie entre I_m et K_m (Figure 5.2) est en revanche valable en point de grille. Qui plus est, la croissance d'un thalweg de l'AEW est certainement associée à une augmentation de K_m « localement », de sorte que le bilan de K_m appliqué « localement » est certainement tout aussi adapté que le bilan de KE appliqué dans une « boîte » pour étudier la croissance énergétique des thalwegs de l'AEW. Pour être plus clair, une étude « locale » du bilan entre I_m et K_m signifierait une étude à partir de sections horizontales à différentes

altitudes des divergences de flux d'énergie, et des termes de conversion, production et destruction d'énergie dans le bilan. En particulier, une section horizontale de la divergence des flux de K_m à 3000 m permettrait de se rendre compte localement comment se produit la conversion barotrope entre l'énergie de l'AEJ et l'énergie du thalweg de l'AEW. Un section horizontale du travail des forces horizontales de pression à 3000 m permettrait par ailleurs de quantifier objectivement l'impact énergétique de la circulation cyclonique divergente induite par une zone de haute pression à l'Ouest de la Perturbation pre-Helene, ainsi que l'impact énergétique de la circulation anticyclonique convergente associée à la dorsale de l'AEW à l'Est de la Perturbation D. etc.

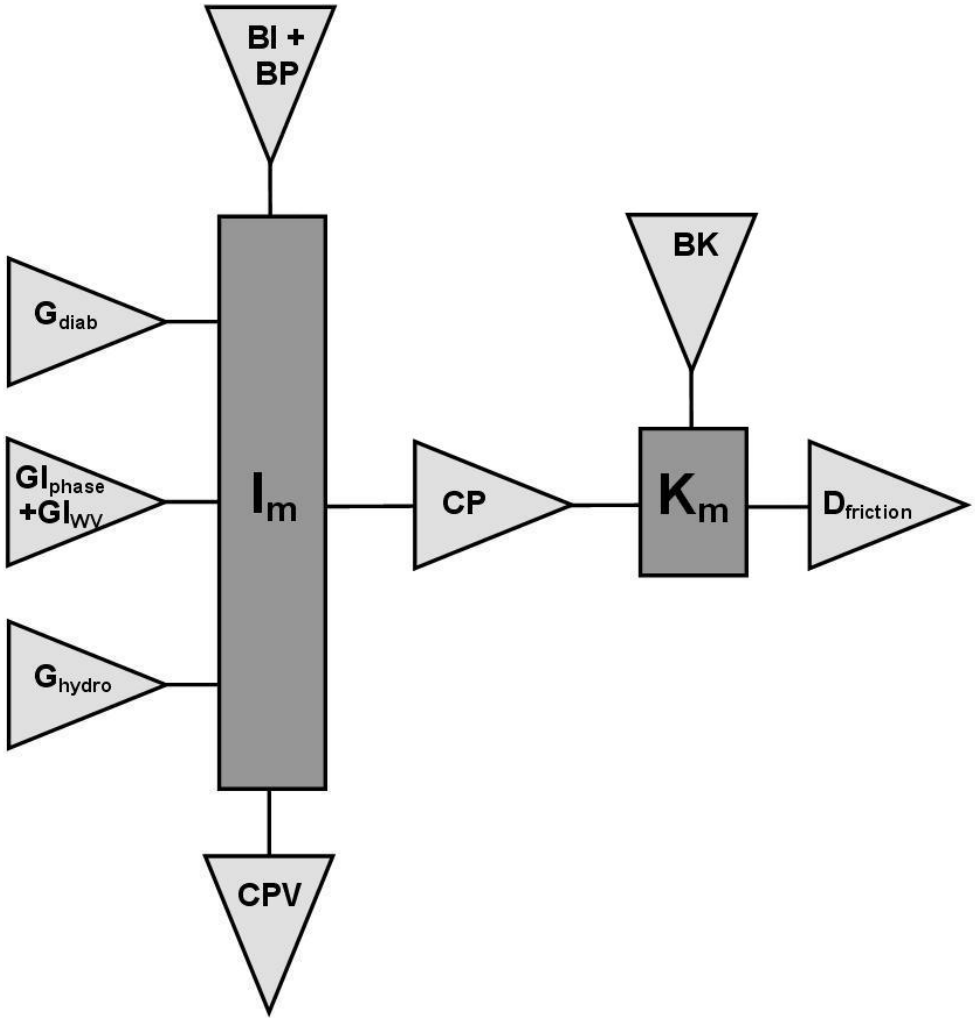

Figure 5.2. *Bilan d'énergie simplifié entre l'énergie interne de l'air humide I_m et l'énergie cinétiques horizontale de l'air humide K_m. La signification des flux de divergence BI, BP, BK, des termes sources / puits G_{diab}, GI_{phase}, GI_{WV}, G_{hydro}, CPV, $D_{friction}$, et du terme de conversion CP sont expliqués dans le texte.*

Cette analyse nécessite cependant d'équilibrer le bilan d'énergie en point de grille, ce qui n'est pas possible avec la méthode proposée ici (cf. paragraphe 5.2.3). Une perspective intéressante aprés ce travail de thèse consisterait à coder le bilan de I_m et K_m dans Méso-NH, en intégrant temporellement les différents termes au cours de la simulation. Tous les termes seraient calculés explicitement, y compris les termes de frottement et de chauffage / refroidissement diabatique, permettant ainsi de calculer un résidu d'origine numérique. Ceci permettrait de refaire plus proprement l'analyse en ordre de grandeur d'Arnault et Roux (2009a), pour savoir en particulier jusqu'à quel ordre de grandeur l'énergie est conservée dans Méso-NH. En admettant que toutes ces étapes puissent se faire de façon concluante, nous disposerions d'un outil puissant pour comprendre d'où provient l'énergie cinétique

d'une quelconque perturbation d'échelle synoptique dans l'atmosphère simulée par méso-NH.

Un autre axe de travail pour améliorer l'analyse énergétique consisterait à développer une version de Méso-NH utilisant un système d'équations compressibles, de manière à avoir un lien direct entre l'énergie interne humide I_m et la pression p

$$I_m = \rho_a c_{vm} T = \frac{c_{vm}}{R_m} p \tag{5.11}$$

, et pouvoir faire le lien entre les variations de pression, les processus convectifs, les conversion énergétiques et l'ajustment géostrophique.

CHAPITRE 6

CAS PARTICULIERS – D'UN POINT DE VUE DU TOURBILLON ABSOLU

Nous avons vu aux chapitres 4 et 5 que l'interaction entre un thalweg de l'onde d'Est africaine (AEW) et plusieurs systèmes convectifs (MCSs) peut avoir pour conséquence une intensification de la circulation cyclonique en basse et moyenne troposphère, en présence d'un environnement synoptique favorable. Le bilan de tourbillon absolu appliqué à un thalweg de l'AEW permet aussi de quantifier les processus responsables de l'évolution de cette circulation cyclonique, apportant des éléments de réponse à la question : « qu'est-ce qui fait que dans un cas un tel thalweg a une évolution cyclogénétique dans la région des Îles du Cap Vert, mais pas dans l'autre ? ».

Le bilan de tourbillon absolu a été appliqué aux simulations Méso-NH à 4 km de la Perturbation pre-Helene (2006), et à la Perturbation D dans un article en révision au *Monthly Weather Review* (Arnault et Roux 2009d), en utilisant une méthode comparable à celle expliquée à la section 5.2.3 pour le bilan d'énergie. Cet article fait l'objet de ce chapitre.

Résultats (Arnault et Roux 2009c)

Cet article commence par une étude bibliographique concernant l'impact des systèmes convectifs sur la production de tourbillon cyclonique d'échelle synoptique en basse et moyenne troposphère, en relation éventuelle avec la cyclogénèse tropical. Ensuite une analyse du bilan de tourbillon absolu dans un cas idéalisé est proposée pour clarifier l'analyse des résultats obtenus. Puis le bilan de tourbillon absolu est appliqué à la Perturbation pre-Helene et à la Perturbation D à deux phases de leur développement : une phase « continentale » et une phase « océanique »

La conclusion principale de cet article est que au cours de la phase « océanique » de la Perturbation pre-Helene la convection a produit du tourbillon cyclonique en basses couches par étirement du tourbillon cyclonique pré-existant et par bascule du tourbillon horizontal. Les ascendances convectives ont ensuite eu pour effet d'advecter de tourbillon cyclonique en moyenne troposphère. L'anticyclone subtropical au Nord-est a ensuite eu pour effet d'imposer de la divergence à proximité du thalweg, ce qui s'est traduit par une advection horizontal positive de tourbillon cyclonique en moyenne troposphère.

Au cours de la phase « océanique » de la Perturbation D la production de tourbillon cyclonique en basse couche par étirement et bascule était par comparaison beaucoup plus faible, en rapport avec une activité convective moins intense. Pour cette même raison l'advection verticale de tourbillon cyclonique était elle aussi plus faible. L'absence d'interaction avec la circulation anticyclonique en aval, i.e. l'absence de divergence à l'Est du

thalweg de la Perturbation D, a conduit à une advection horizontale de tourbillon cyclonique de moindre intensité.

En conséquence, l'intensification de la circulation cyclonique à l'échelle du thalweg de l'onde d'Est africaine, suite à une production de tourbillon cyclonique à l'échelle de la convection, serait due à une interaction avec un environnement favorable, i.e. une advection horizontale positive de tourbillon cyclonique, par le biais d'une circulation divergente imposée par une circulation anticyclonique à l'Est. Ceci rejoint le résultat de l'analyse énergétique du chapitre 5, selon laquelle l'ajustement géostrophique du champ de vent au champ de pression suite à une perturbation convective en région tropicale ne se ferait qu'avec l'apport d'énergie cinétique de l'environnement (plus exactement de l'énergie cinétique zonale de la circulation d'Est par le biais d'une conversion barotrope).

Comparison between two Case-Studies of Developing and non-Developing African Easterly Waves during NAMMA and AMMA / SOP-3: Absolute Vertical Vorticity Budget

JOEL ARNAULT* AND FRANK ROUX

Université de Toulouse ; UPS ; LA (Laboratoire d'Aérologie) ;
14 avenue Edouard Belin ; F-31400 Toulouse, France
CNRS ; LA (Laboratoire d'Aérologie) ; F-31400 Toulouse, France

submitted to Monthly Weather Review (in June 2009)

revised version (September 2009)

ABSTRACT

Two cases of West African disturbances observed in August and September 2006 during NAMMA (NASA' African Monsoon Multidisciplinary Analysis) and AMMA / SOP-3 (Special Observing Period nº3) have been simulated using the Méso-NH numerical model with explicit convection. The first one spawned Hurricane Helene (2006) off the West African coast, and the second one, referred to as Perturbation D, failed to develop. Over the continent, each case was associated with a well defined African easterly wave (AEW) trough with embedded growing and decaying convective activity of various size, duration and intensity. The aim of this work is to investigate the contribution of these convective systems in the generation and maintenance of cyclonic vorticity associated with the AEW trough, with respect to the synoptic-scale processes. We analyze the absolute vorticity budgets during the "continental" and "oceanic transition" stages of these AEW troughs in order to highlight the similarities and differences between the developing pre-Helene disturbance and the non-developing Perturbation D.

For the developing case, low to mid-level cyclonic vorticity was produced by convective processes through tilting and stretching. Cyclonic vorticity was then transported upward through vertical advection associated with convection and outward through horizontal advection induced by a large-scale mid-level diverging circulation in connection with the downstream AEW ridge. For the non-developing case, low to mid level cyclonic vorticity production through stretching and tilting, and its vertical transport were smaller due to weaker convective activity. The outward transport through horizontal advection was also weaker as there was little mid-level divergence induced by the downstream AEW ridge in this case.

1. INTRODUCTION

African easterly waves (AEWs) are wave-like disturbances over West Africa characterized by a wavelength of 3000-5000 km, periods of 3-5 days, and maximum amplitude near 3000 m altitude (e.g. Erickson 1963, Burpee 1972, Reed *et al.* 1977). Erickson (1963), and later Carlson (1969a), hypothesized that some Atlantic tropical cyclones originated from such AEWs. Carlson (1969b) suggested that the energetic growth of AEWs over West Africa partly comes from convective processes, but could not find any evident correlation between the intensity of an AEW leaving the West African coast and cyclogenetic evolution over the tropical Atlantic Ocean. Systematic operational tracking of AEWs has been done since and it is now recognized that a large proportion of Atlantic hurricanes develop from AEWs, although the majority of AEWs does not develop (e.g. Avila and Clark 1989).

There is some evidence that mid-latitude mesoscale convective systems (MCSs) create long-lived mesoscale convective vortices (MCVs) at mid-levels in their stratiform region, and that these MCVs intensify and develop downward during successive convective events, as a consequence of a reduced local Rossby radius (Menard and Fritsch 1989, Chen and Frank 1993). These authors claimed that such processes might occur in tropical cyclogenesis. However, as pointed out by Fritsch *et al.* (1994), MCSs are generally characterized by a mesohigh at low levels, induced by cooling of precipitation in the stratiform region. In consequence, these authors hypothesized that the development of the initial cyclonic disturbance at the surface requires inflow at low levels provided by the large-scale environment to replace the mesohigh. In a mid-latitude case-study, Rogers and Fritsch (2001) argued that persistent diabatic warming embedded in a mid-level vortex can create a negative pressure perturbation at low levels, such that it could offset the effect of the surface layer of anomalously cold air and create low-level cyclonic vorticity.

The production of cyclonic vorticity by MCSs during tropical cyclogenesis events has been addressed in various case-studies in the Western Equatorial Pacific. Keenan and Rutledge (1993) found a production of cyclonic vorticity at mid-levels by stretching, and attributed it to the thermodynamically induced convergence in the MCS. Vertical advection also contributed to the increase of cyclonic vorticity at low and mid levels due to up- and downward motions induced by convective processes. Moreover, the interaction between the MCS and the surrounding monsoon trough resulted in positive horizontal advection of cyclonic vorticity in the MCS at low levels, but the production of cyclonic vorticity was slowed down by a negative tilting term at low and mid levels. Trier *et al.* (1997) studied an earlier stage of cyclonic vorticity generation in such a MCS. Like mid-latitude cases (e.g. Brandes 1990, Verlinde and Cotton 1990, Brandes and Ziegler 1993, Chen and Frank 1993, Weisman and Davis 1998, Rodgers and Fritsch 2001, Kniegel and Johnson 2003), they found that mid-level cyclonic vorticity was originally produced by tilting of horizontal vorticity, later amplified by stretching. Bousquet and Chong (2000) found that the production of cyclonic vorticity at mid and upper levels in a MCS of Western Equatorial Pacific was mainly due to stretching of pre-existing cyclonic vorticity, while horizontal advection and tilting of horizontal vorticity had a negative effect. The

stretching term and horizontal advection seemed to be anti-correlated at all levels, and vertical advection was generally positive through the troposphere, due to a negative correlation between convectively-induced vertical velocities and vertical vorticity gradients, and seemed to be anti-correlated with the tilting term (as observed by Verlinde and Cotton 1990, Brandes and Ziegler 1993, Chong and Bousquet 1999). Finally there was a production of cyclonic vorticity at low levels due to positive contributions of horizontal and vertical advections. Tropical cyclogenesis can also result from progressive segregation, merging and axisymetrization of small-scale vortices and low-level convergence, induced by convective hot towers in a large-scale rotating environment (e.g. Van Sang *et al.* 2008).

Lin *et al*. (2005) studied the AEW which spawned Hurricane Alberto (2000) and identified three successive convective genesis and lysis periods before the final cyclogenesis evolution occurred off the Guinean coast. For the same case-study, Berry and Thorncroft (2005) suggested that the cyclonic vorticity structure of this AEW merged with cyclonic vortices of convective origin over the Guinean Highlands, thus resulting in its intensification. This disturbance left the West African coast the following day and quickly spawned Hurricane Alberto (2000). Arnault and Roux (2009a) hypothesized that the intensification of the pre-Helene (2006) disturbance observed during NAMMA (NASA' African Monsoon Multidisciplinary Analysis, 15 August - 14 September 2006, Zipser *et al.* 2009) in the Cape Verde Islands area was the consequence of a "geostrophic adjustment" following the pressure decrease observed as the system crossed the West African coast, in conjunction with deep convective events. For the same case-study, Schwendike and Jones (2009) compared Ertel potential vorticity (EPV) production of continental and oceanic MCSs embedded in the developing AEW. In both locations, they observed an increase of low-level EPV by diabatic processes.

In a case-study of a non-developing AEW, referred to as "Perturbation D", which occurred during AMMA / SOP-3 (the third Special Observing Period of the African Monsoon Multidisciplinary analysis, 15-29 September 2006, Redelsperger *et al.* 2006) Arnault and Roux (2009b) showed that anticyclonic flow associated with the ridge east of the disturbance was enhanced by mid-level Saharan anticyclonic air and a mid-latitude upper-level trough. This anticyclonic circulation sheared the cyclonic vorticity structure of Perturbation D. The associated cloud disturbance was then embedded in a region of relatively high pressure compared to the case of Helene (2006), and could not further develop.

All these studies assume that convective systems embedded in an AEW trough contribute to intensify the cyclonic vorticity at low and mid levels. However, the synoptic environment also plays a role through the presence of large-scale convergence, cyclonic vorticity and wind shear. In order to further investigate the respective contributions of these synoptic and convective processes, we simulated the developing pre-Helene disturbance and the non-developing Perturbation D with Méso-NH (Lafore *et al*. 1998) using explicit convection, and quantified the evolution of the associated absolute vertical vorticity (ζ_a) budgets. Details of these simulations are given in section 2, vorticity budget analysis is explained in section 3 and results are discussed in section 4. Conclusions are given in section 5.

2. SIMULATIONS WITH MÉSO-NH

2.1. Pre-Helene disturbance

Arnault and Roux (2009a) conducted a 4-day Méso-NH simulation of the pre-Helene (2006) West African disturbance, starting on 00 UTC 9 September 2006, with a horizontal resolution of 24 km and parameterized convection. The boundaries of the simulated domain were 8º S - 34º N, 37º W - 7º E. The vertical grid had 66 levels from the surface to 28 km with a grid spacing of 60 m near the surface up to 600 m at the tropopause level, and the orography was taken into account with the Gal-Chen and Sommerville (1975) vertical coordinate. This simulation has been complemented during the same period with an additional inner model of boundaries 9 - 17º N, 24º W - 3º E and the same 66 vertical levels as model 1, using one-way grid-nesting. The inner model is large enough to contain the synoptic disturbance during the simulation period so it explicitly resolves the interaction between synoptic and convective processes and there is no need to use two-way grid-nesting. This second model has a horizontal resolution of 4 km and it does not use parameterized convection. The outer model is updated with ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecast) operational analyses every six hours at the boundaries. Very similar results were later obtained with the AMMA re-analyses from ECMWF (Agusti-Panareda *et al.* 2009), as few additional radiosounding measurements have been included in the AMMA re-analysing process for the considered period. In the inner model, microphysics is parameterized with a one-moment mixed scheme with six classes of liquid and ice hydrometeors (Pinty and Jabouille 1998); turbulence is parameterized with the 1D scheme with a 1.5-order closure proposed by Bougeault and Lacarrère (1989); and radiative processes with the scheme used at ECMWF

(Gregory *et al.* 2000). The inner model outputs are saved every 30 minutes. The diagnosed data contain the dynamic and thermodynamic variables as well as the model-derived brightness temperature in the 6.85 – 7.85 µm water vapour channel of Meteosat-9 (Chaboureau *et al*. 2000, 2002, Saunders *et al*. 2005). The three-dimensional variables are interpolated from the Méso-NH original grid to constant altitude levels, to compute the budgets discussed in section 3.

2.2. Perturbation D

Arnault and Roux (2009b) conducted a 5-day Méso-NH simulation of Perturbation D, starting on 00 UTC 24 September 2006, with a horizontal resolution of 24 km and parameterized convection. The boundaries of this simulated domain were 6º S - 36º N, 35º W - 9º E. Like the Helene case-study, this simulation has been complemented during the same period with an additional inner model, using one-way grid-nesting. This second model has a horizontal resolution of 4 km, its boundaries are 8 - 18º N, 4 - 26º W and it does not use parameterized convection. The simulation is updated every six hours at the boundaries of the outer domain with the AMMA re-analyses from ECMWF, which led to more realistic results compared to those with operational analyses. This is probably related to a more realistic synoptic environment provided by additional AMMA radiosondes and, especially, SOP-3 dropsonde data (Agusti-Panareda *et al.* 2009). Other details of this simulation are similar to those for Helene.

3. BUDGET ANALYSES

3.1. General description of the method

The aim of this work is to analyse the different processes involved in the evolution of absolute vertical vorticity (ζ_a) in the pre-Helene disturbance and Perturbation D. Budgets of ζ_a are computed in relatively large boxes encompassing the simulated disturbances during periods of 12 to 32 hours, in order to compare the simulated developing and non-developing disturbances at different stages of their evolution.

The simulated pre-Helene disturbance moved relatively fast at a nearly constant latitude during the period of interest (see section 4), so the vorticity budgets are computed within domains of 3.5º in latitude and 11º in longitude. The simulated Perturbation D moved more slowly and somewhat northward during the periods of interest (see section 4), so for this case the considered domains was 5º in latitude and 8º in longitude. For both cases, domains have comparable horizontal areas and they extend vertically from 1 to 18 km as we are interested in the processes occurring in the whole troposphere.

For each budget, the tendency of vorticity is approximated by the difference between two consecutive model outputs at 30 minutes intervals, and the vorticity source/sink and advective terms are computed as the mean of terms calculated for each of these two outputs. We have verified that similar results are obtained when vorticity source/sink and advective terms are computed with the mean dynamic and thermodynamic variables from these two outputs. The main difficulty with this method is that the computed vorticity source/sink and advective terms are representative of processes at temporal scales comparable to the time step used in the Méso-NH simulation (4 s), whereas the time resolution for the tendency term is much larger (30 min). Consequently, the budget is not exactly balanced at each grid point. However, averaging the tendency, source/sink and advective terms over the relatively large horizontal domains result in nearly balanced mean vorticity budgets.

The large box for the vorticity budgets makes the separation between synoptic and convective scales difficult. However, using a smaller box would not allow to study the influence of synoptic-scale processes. A complementary analysis would be to compute horizontal and vertical cross-sections of the terms in the budget for the large box in order to precisely localize and separate the processes quantified by the budget. However this would imply to have balanced budgets at each grid point, which is not the case here owing to the long interval (30 min) between the successive model outputs.

3.2. Budget of absolute vertical vorticity

The different processes involved in the evolution of absolute vertical vorticity ζ_a are quantified with the following Eulerian form of the equation of evolution of ζ_a in vertical coordinate (e.g. Kniegel and Johnson 2003):

$$
\begin{aligned}
\underbrace{\frac{\partial \zeta_a}{\partial t}}_{\text{1a:Tendency}} &= \underbrace{\left(-u\frac{\partial \zeta_a}{\partial x} - v\frac{\partial \zeta_a}{\partial y}\right)}_{\text{1b:Horizontal_Advection}} \\
&+ \underbrace{\left(-w\frac{\partial \zeta_a}{\partial z}\right)}_{\text{1c:Vertical_Advection}} \\
&+ \underbrace{\left(-\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)\zeta_a}_{\text{1d:Stretching}} \\
&+ \underbrace{\frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial x}}_{\text{1e:Tilting}} \\
&+ \underbrace{c_{pa}\left(\frac{\partial \theta_v}{\partial y}\frac{\partial \pi}{\partial x} - \frac{\partial \theta_v}{\partial x}\frac{\partial \pi}{\partial y}\right)}_{\text{1f:Baroclinic_Term}} \\
&+ \underbrace{S_{VO}}_{\text{1g:Residual_Term}}
\end{aligned}
\tag{1}
$$

where t is the time, x, y, z the Cartesian coordinates (positive eastward, northward and upward, respectively), u, v, w the wind components, c_{pa} the specific heat of dry air, θ_v the virtual potential temperature and π the Exner function. In (1) the tendency of ζ_a (1a) is the sum of horizontal (1b) and vertical (1c) advection, stretching of pre-existing absolute vertical vorticity (1d), tilting of horizontal vorticity (1e), baroclinic production/destruction of absolute vertical vorticity (1f) and the residual term (1g). This last term represents the contribution of frictional forces and uncertainties in the numerical computation. As previously found (e.g. Kniegel and Johnson 2003), the contribution of the baroclinic term was negligible so it will not be considered in the following. Convective processes are associated with strong vertical velocities, low to mid level convergence and upper level divergence, so their contribution in this budget arises from the horizontal and the vertical advection, tilting and stretching terms. However synoptic processes are also expected to contribute at different levels to these different terms, in relation with large-scale atmospheric motion and environmental wind shear. Therefore scale separation is not straightforward and will be discussed in section 4.

We first consider the theoretical case of a large-scale closed cyclonic circulation with convective upward motions close to its center, with cylindrical symmetry around vertical axis **z** (Fig. 1). In this particular case, (1) can be rewritten as

$$
\begin{aligned}
\underbrace{\frac{\partial \zeta_z}{\partial t}}_{\text{2a:Tendency}} &\approx \underbrace{\left(-v_R\frac{\partial \zeta_z}{\partial r}\right)}_{\text{2b:Horizontal_Advection}} \\
&+ \underbrace{\left(-w\frac{\partial \zeta_z}{\partial z}\right)}_{\text{2c:Vertical_Advection}} \\
&+ \underbrace{\left(-\frac{\zeta_z}{r}\frac{\partial v_R}{\partial r}\right)}_{\text{2d:Stretching}} \\
&+ \underbrace{\left(-\frac{\partial v_T}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial r}\right)}_{\text{2e:Tilting}}
\end{aligned}
\tag{2}
$$

where r is the radial coordinate, v_R, v_T the radial and tangential components of the wind, and ζ_z the relative vertical vorticity. In (2), tendency of ζ_z (2a) is the sum of horizontal (2b) and vertical (2c) advection, stretching of pre-existing relative vertical vorticity (2d) and tilting of horizontal vorticity (2e). Contributions of the planetary vorticity gradient and baroclinic production/destruction of vorticity have been neglected. Concerning horizontal advection and stretching, we note that ζ_z is positive whereas its radial gradient is negative. According to (2), when the horizontal flow is convergent (divergent) and radial velocity inward (outward), stretching is expected to be positive (negative) and horizontal advection to be negative (positive). Concerning vertical advection and tilting, we note that w is positive whereas its radial gradient is negative (Fig. 1). According to (2), when ζ_z and v_T increase (decrease) with height, tilting is expected to be positive (negative) and vertical advection to be negative (positive) (Fig. 1). This schematical view could explain the observed anticorrelation between horizontal (vertical) advection and stretching (tilting), as well as their respective signs in the vorticity budgets of Verlinde and Cotton (1990), Brandes and Ziegler (1993), Chong and Bousquet (1999) and Bousquet and Chong (2000).

4. RESULTS

4.1. Pre-Helene disturbance

The pre-Helene disturbance was associated with a well-defined AEW and a growing MCS on 9 September 2006 northwest of Burkina Faso (Fig. 3 in Arnault and Roux 2009a). Successive convective developments associated with the AEW occurred during the two following days. On 12 September, the off-shore convective re-development south of the Cape Verde Islands spawned a tropical depression which became Hurricane Helene four

days later. Following Schwendike and Jones (2009), we quantify the evolution of vorticity at two different stages from the results of the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation: (1) when it was over the West African continent from 06 UTC 10 September 2006 until 00 UTC 11 September 2006; (2) when it crossed the West African coast from 12 UTC 11 September 2006 until 18 UTC 12 September 2006.

4.1.1. "Continental" stage

During the period from 06 UTC 10 September 2006 until 00 UTC 11 September 2006, the simulated pre-Helene disturbance was located in the horizontal domain 12 - 15.5º N, 2 - 13º W, referred to as H1, which is used for the vorticity budget during the "continental" stage. On 10 September morning, the observed pre-Helene disturbance was associated with a large and deep MCS centered on 7º W, 13.5º N which moved westward while decaying during the day (Fig. 2a-d). The simulated evolution is slightly different (Fig. 2e-h), since the simulated MCS on 10 September morning was less deep, but it did not decay while propagating westward during the day and reached its maximum intensity during the night of 10 to 11 September. These discrepancies between modeling results and observations are similar to those described by Arnault and Roux (2009a) with Méso-NH at a resolution of 24 km, and by Schwendike and Jones (2009) with their Consortium for Small-Scale Modeling (COSMO) model at a resolution of 2.8 km. Despite these differences, we consider that results obtained from the analysis of the simulated evolution can shed some light on the physical processes associated with the evolution of vorticity in this AEW.

The simulated disturbance was associated with a well-defined cyclonic circulation at 3000 m (Fig. 3). The simulated MCS on 10 September morning was located 4º west of the cyclonic vorticity center of an AEW trough and moved toward the downstream ridge (Figs 2e-h, 3e-h). This MCS displayed small-scale cyclonic and anticyclonic vorticity structures at mid-levels (Fig. 4) that could play a role in the synoptic-scale vorticity intensification (e.g. Van Sang *et al.* 2008). The horizontally averaged vertical velocity within domain H1 was positive between 1 and 15 km during the "continental" stage of the simulated pre-Helene disturbance (Fig. 5a), with a maximum near 11000 m. Slightly stronger values between 07 and 09 UTC, 11 and 13 UTC, 15 and 18 UTC, and after 21 UTC, were associated with convective bursts in the growing simulated MCS (Fig. 2e, f, g, h). Accordingly, the airflow was convergent below 2 km and divergent between 11 and 16 km (Fig. 5b). Convergence was observed up to 9 km during the two intense convective phases between 15 and 18 UTC, and after 21 UTC. Otherwise, divergence occurred between 3 and 5 km until 15 UTC, probably associated with the anticyclonic circulation of the AEW ridge downstream the propagating system (Figs 3e, f).

The horizontally averaged relative vertical vorticity was cyclonic up to 11 km altitude and anticyclonic above. Cyclonic vorticity at mid-levels (3 – 9 km) increased from 09 to 14 UTC, then decreased after 20 UTC (Fig. 5c). To verify whether this circulation was in geostrophic equilibrium, the relative vorticity of the airflow is compared with the vertical geostrophic vorticity ζ_g (e.g. Houze 1993 p. 39)

$$\zeta_g = \frac{c_{pa}}{f}\left[\left(\frac{\partial}{\partial x}\left(\theta_v \frac{\partial \pi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\theta_v \frac{\partial \pi}{\partial y}\right)\right)\right] \quad (3)$$

where f is the Coriolis parameter. The profile of ζ_g shows similar features compared to relative vertical vorticity, but with significantly stronger amplitude (Fig. 5d), revealing that the decrease of pressure is not entirely balanced by the cyclonic circulation. The synoptic flow is obviously not balanced. A possible explanation is that pressure decreased first, in relation with deep convective developments, followed by a slower increase of cyclonic vorticity as a consequence of the relatively weak Coriolis force at these low latitudes (12 – 15º N).

The production of ζ_a between 3 and 9 km on 10 September between 06 and 13 UTC (Fig. 6h) was the result of a positive budget from positive horizontal and vertical advection (Figs a, b), negative stretching and tilting (Fig. 6c, d). An opposite situation was observed below 3 km altitude. The stretching (tilting) term and horizontal (vertical) advection were clearly anticorrelated, as observed in many previous studies (e.g. Verlinde and Cotton 1990, Brandes and Ziegler 1993, Chong and Bousquet, 1999, Bousquet and Chong 2000). This anticorrelation between tilting and vertical advection is consistent with the vertical profile of vertical vorticity (Fig. 5c), according to the schematical view proposed in section 3.2 and Fig. 1. As seen in Fig. 5b, on 10 September morning, the airflow was convergent below 2 km (divergent between 2 and 5 km), which is consistent with the positive (negative) stretching and negative (positive) horizontal advection observed at these heights during that period. The positive tendency of ζ_a between 1 and 9 km on 10 September between 06 and 13 UTC resulted mainly from a positive imbalance between horizontal advection and stretching (Fig. 6e), with vertical advection and tilting being approximately balanced (Fig. 6f).

Vertical vorticity was probably produced in the low levels through stretching and tilting (e.g. Trier *et al.* 1997), transported upward through vertical advection (e.g. Keenan

and Rutledge 1993, Bousquet and Chong 2000), then outward through horizontal advection. Convectively-induced low-level convergence and vertical velocities are certainly the main cause of low-level positive stretching and tilting and mid-level positive vertical advection. Then, the mid-level positive horizontal advection is certainly caused by the synoptic-scale mid-level divergence which redistributes the convectively induced small-scale vorticity structures (Fig. 4), thus increasing large-scale cyclonic vorticity (e.g. Van Sang *et al.* 2008). The similarity between the sum of the source terms (Fig. 5g) and the tendency term (Fig. 5h) during the period 06 to 13 UTC 10 September gives us confidence in this result.

The small decrease of ζ_a between 1 and 6 km on 10 September between 13 and 23 UTC (Fig. 6h) was the result of a negative budget from negative horizontal advection and positive stretching between 1 and 6 km (Figs 6a, c), negative vertical advection and positive tilting below 3 km (Figs 6b, d), and positive vertical advection and negative tilting above 3 km. This anticorrelation between tilting and vertical advection is still consistent with the vertical profile of vertical vorticity. After 15 UTC the sum of vertical advection and tilting became negative above 3 km, close to zero below. Meanwhile, the airflow was convergent at low to mid levels (1 – 9 km) except near 4 km between 20 and 22 UTC (Fig. 5b), which is consistent with the positive stretching and negative horizontal advection observed at these heights. The fact that mid-level convergence prevailed after 15 UTC means that the downstream AEW ridge did not have much influence in the domain (Figs 3g, h).

The simulated intensification of the southwesterly monsoon flow during the afternoon (Fig. 3) certainly contributed to the intensification of the low-level positive stretching and negative horizontal advection, since such a monsoon surge is associated with increasing low-level convergence. However, absolute vertical vorticity at the synoptic scale was relatively weak and positive stretching was dominated by negative horizontal advection between 1 and 5 km (Fig. 6e). Hence, the observed decrease of ζ_a on 10 September between 13 and 21 UTC below 6 km was caused by the sign change between the anticorrelated stretching term and horizontal advection at 13 UTC, resulting from deeper convergence induced by convection in the low levels and by the enhanced AEW trough in the mid-levels. Above 3 km, vorticity decreased owing to a negative imbalance between positive vertical advection and negative tilting, eventually of convective origin (Fig. 6f). This result is numerically acceptable since, during the period from 13 to 21 UTC 10 September and below 6 km, the sum of the source terms (Fig. 6g) is comparable to, though slightly more intense than the tendency term (Fig. 6h).

4.1.2. "Oceanic transition" stage

During the period from 12 UTC 11 September 2006 until 18 UTC 12 September 2006, the simulated pre-Helene disturbance propagated from the West African continent to the tropical eastern Atlantic. Mean values and the vorticity budget relative to this stage have been calculated within domain H2: 12.5 - 16º N, 12 - 23º W. The observed MCS on 11 September morning decayed during the afternoon (Fig. 7a-c), an oceanic MCS developed on 12 September morning near 12-14º N, 22º W and moved out of the considered horizontal domain during the afternoon (Fig. 7d-f). It spawned tropical depression Helene on 12 September afternoon near 12º N, 22º W. In the Méso-NH simulation, a MCS developed near 14º N, 15º W on 11 September morning, did not dissipate but intensified continuously while moving westward (Fig. 7g-l). On 12 September afternoon, this MCS was located near 15º N, 21º W and it showed some evidence of tropical cyclogenesis (organised convection, cyclonically rotating cloud bands). As stated above, some information on the cyclogenetic evolution off the West African coast can probably be derived from the simulated results.

The simulated perturbation was associated with a well-defined and intensifying cyclonic circulation at 3000 m associated with the AEW trough (Fig. 8). The simulated MCS of 11 September developed west of the cyclonic vorticity center, propagated westward more slowly, and thus was close to the vorticity center on 12 September morning. The associated small-scale cyclonic and anticyclonic vorticity structures organized and resulted in an intense large-scale cyclonic vorticity structure on 12 September evening (Fig. 9), as proposed by Van Sang *et al.* (2008). Intensification of the cyclonic circulation at mid-levels occurred simultaneously with the organisation and intensification of cyclonic vorticity at low levels (Fig. 8a-f).

The horizontally averaged vertical velocity in domain H2 was positive between 1 and 16 km (Fig. 10a), and it increased in the mid and upper levels (7 – 14 km) during the considered period, with maximum values between 15 and 21 UTC 11 September, 00 and 03 UTC 12 September and 09 and 15 UTC 12 September. These are the signatures of the successive convective bursts in developing MCS. Accordingly, horizontal convergence expanded upward from 2 to 9 km, while upper level divergence intensified between 12 and 16 km (Fig. 10b). However, between 12 UTC 11 September and 03 UTC 12 September, divergence prevailed between 3 and 16 km, probably in relation with the anticyclonic circulation of the AEW ridge downstream of the

propagating system (Figs 8g, h, i). The profile of horizontally averaged relative vorticity was cyclonic at low and mid levels (1 – 11 km) and anticyclonic above, with an increase of cyclonic vorticity between 1 and 9 km from 18 to 24 UTC 11 September, followed by a decrease from 09 to 15 UTC 12 September (Fig. 10c). Compared to the "continental" stage (Fig. 5c), the "oceanic transition" stage was characterized by an extension of large cyclonic vorticity values to the surface. The profile of horizontally averaged geostrophic vorticity had similar features although with significantly stronger amplitude and it did not decrease on 12 September morning (Fig. 10d). So during the "oceanic transition" stage, the flow was still not in geostrophic equilibrium. Like the "continental" stage, this evolution probably resulted from a pressure decrease caused by deep convective developments, followed by a slower increase of cyclonic vorticity as a consequence of "geostrophic adjustment". Positive vertical velocity, horizontal convergence, cyclonic relative vorticity and positive geostrophic vertical vorticity were stronger below 2 km during the "oceanic transition" than during the "continental" stage (Fig. 5 vs Fig. 10), in agreement with the cyclogenetic evolution of the simulated pre-Helene disturbance.

The production of ζ_a between 12 UTC 11 September and 03 UTC 12 September (Fig. 11h) resulted from of a positive budget between positive stretching and negative horizontal advection below 2 km and an opposite situation above (Figs 11a, c), positive vertical advection and negative tilting below 2 km and between 4 and 10 km and an opposite situation between 2 and 4 km (Fig. 11b, d). The observed anticorrelation between tilting and vertical advection at 2 – 10 km is again consistent with the vertical profile of vertical vorticity at these heights. Between 12 UTC 11 September and 03 UTC 12 September, the airflow was convergent below 2 km and divergent above, which is consistent with the positive, then negative stretching, and negative, then positive horizontal advection at these heights. As observed during the beginning of the "continental" stage, the positive tendency of ζ_a on 11 September afternoon between 1 and 9 km was mainly the result of a positive imbalance between horizontal advection and stretching (Fig. 11e), with vertical advection and tilting being approximately balanced (Fig. 11f). As it happened during the beginning of the "continental" stage, convection was probably the main contributor in the production of vertical vorticity through stretching in the low levels, tilting in the mid-levels, and upward transport through vertical advection. The outward transport of vertical vorticity in the mid-levels by horizontal advection could also result from the synoptic-scale divergence related to the downstream AEW ridge. During the period from 12 UTC 11 September to 03 UTC 12 September, between 1 and 12 km, the sum of the source terms (Fig. 11g) was comparable, though slightly more intense than the tendency term (Fig. 11h).

The decrease of ζ_a between 1 and 9 km on 12 September between 03 and 18 UTC (Fig. 11h) was the result of a negative budget between negative horizontal advection and tilting (Figs 11a, d), positive stretching and vertical advection (Figs 11c, b). After 03 UTC 12 September the airflow became convergent at low and mid-levels (1 – 9 km), except at 4 km for a few hours (Fig. 10b), which is consistent with the positive stretching and negative horizontal advection observed at these heights, as it happened during the "continental" stage. The observed decrease of ζ_a at mid-levels during the afternoon resulted from a sign change between the anticorrelated stretching term and horizontal advection (compare Fig. 11e, f and h). It seems therefore that the cyclogenetic evolution of simulated pre-Helene disturbance was largely controlled by the sign of horizontal divergence resulting from a large-scale forcing.

The main difference between the budgets during the "continental" and "oceanic transition" stages is the low-level increase of ζ_a which can be attributed to the stretching term. Low-level cyclonic vorticity in the central part of the pre-Helene disturbance was then strong enough for the stretching induced by the low level converging circulation in the MCS to dominate the negative effect of horizontal advection. This last term actually depends on the radial gradient of ζ_a, and a large area of enhanced cyclonic vorticity would minimize it (Fig. 9a).

4.2. Perturbation D

Perturbation D during AMMA / SOP-3 was also associated with an AEW and a series of convective developments (Fig. 1 in Arnault and Roux 2009b). More precisely, a MCS was initiated by a surge of southwesterly moist air from the gulf of Guinea over Ghana on 22 September afternoon. It propagated westward and dissipated during the night of 23 to 24 September. Several convective systems developed, especially near the Guinean highlands on 25-26 September, in association with an increasing cyclonic curvature of the AEW. However, on 26 September, an anticyclonic north-easterly flow coming from Sahara sheared this cyclonic vorticity structure, preventing it from further intensification over the ocean (Arnault and Roux 2009b). Using the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of Perturbation D, we quantify the associated evolution of vorticity at two different stages: (1) when it was over the West African continent, from 12 UTC 24 September 2006 until 00 UTC 25 September 2006; (2) when it crossed the West African coast, from 12 UTC 25

September 2006 until 18 UTC 26 September 2006.

4.2.1. "Continental" stage

During the period from 12 UTC 24 September 2006 until 00 UTC 25 September 2006, the simulated Perturbation D was located in the horizontal domain 8.5 - 13.5º N, 7 - 15º W, referred to as D1. During the afternoon of 24 September, both Méso-NH and Meteosat-9 showed scattered convection in the region 11 - 13º N, 10 - 13º W (Fig. 12). These convective clouds decayed during the evening, but they spawned a larger and more organized MCS which developed and propagated in the region 11 - 13º N, 12 - 15º W during the night of 24 to 25 September. It has to be noted that there are fewer differences between modeling results and observations than for pre-Helene. This is probably related to a more realistic synoptic environment provided by AMMA re-analyses from ECMWF used as boundary conditions for the simulation (Agusti-Panareda *et al.* 2009).

The simulated disturbance was associated with a well-defined cyclonic curvature of the AEW at 3000 m (Fig. 13d-f). The simulated MCS on 24 September afternoon grew ahead of the trough, moved more slowly than the AEW, and it was located north of the trough at midnight. As obtained for the pre-Helene disturbance (Fig. 4), small-scale cyclonic and anticyclonic vorticity structures embedded in a MCS merged at low and mid levels and contributed to increase the large-scale cyclonic circulation (not shown). Moreover, the growth of the simulated MCS of 24 September afternoon was associated with an intensification of the southwesterly monsoon flow (Figs 13b-c), as it also occurred during the "continental" stage of pre-Helene disturbance.

On 24 September between 12 and 16 UTC, the horizontally averaged vertical velocity within domain D1 was positive between 1 and 6 km and negative above (Fig. 14a), in association with scattered convection. After 16 UTC, vertical velocity increased substantially and became positive throughout the troposphere, as the simulated MCS was developing. On 24 September, the airflow was convergent below 2 km and mostly divergent above (Fig. 14b). In association with convective bursts occurring during the late afternoon, the flow became progressively convergent up to 8 km and strongly divergent at upper levels (11 – 16 km). The horizontally averaged relative vorticity (Fig. 14c) was cyclonic at low to mid levels (1 – 9 km) with some increase below 7 km between 15 and 18 UTC in association with the developing MCS, and anticyclonic above. Horizontally averaged geostrophic vorticity had similar features although with stronger amplitude (Fig. 14d), especially between 15 and 18 UTC during the convective burst. Like the simulated pre-Helene disturbance, this could have resulted from a pressure decrease (geostrophic vorticity increase) in relation with deep convective developments, followed by cyclonic vorticity increasing more slowly through "geostrophic adjustment". It is interesting to note that low to mid level vertical velocity was stronger than that associated with to the pre-Helene disturbance during its "continental" stage (compare Fig. 5a and 14a), but the vertical vorticity at these heights was weaker (Fig. 5c vs. Fig. 14c). This difference is mainly attributed to the fact that the vertical vorticity of the pre-Helene disturbance was stronger at the beginning of its "continental" stage, and the larger MCS on 10 September was associated with more efficient vorticity production than the scattered convection on 24 September.

The production of ζ_a between 1 and 6 km on 24 September from 12 to 18 UTC (Fig. 15h) was the result of a positive budget between positive vertical advection and stretching (Figs 14a, c), and negative horizontal advection and tilting (Fig. 15d, d). The schematic view of section 3.2 does not explain the respective signs of vertical advection and tilting in the presence of a vertical gradient of vertical vorticity below 3 km. This positive vertical advection and negative tilting at low levels could have resulted from convective downdrafts, although they were not strong enough to produce a negative mean vertical velocity (Fig. 14a). On 24 September between 12 and 18 UTC, the horizontally averaged divergence profile was convergent between 1 and 3 km, and divergent between 3 and 6 km, which partly explains the negative horizontal advection and positive stretching between 1 and 6 km. However, compared to Helene in its "continental stage", simulated Perturbation D was not associated with a closed cyclonic circulation (e.g. Fig. 13e vs Fig. 3g), so the schematical view of section 3.2 does not apply exactly. It is noticeable that the positive tendency of ζ_a between 2-4 km and 12-15 UTC was mainly due to a positive imbalance between horizontal advection and stretching, and that the positive tendency of ζ_a between 2-6 km and 15-19 UTC was mainly due to a positive imbalance between vertical advection and tilting, while the positive tendency of ζ_a below 2 km resulted from a positive imbalance between stretching and horizontal advection (compare Fig. 15e, f and h). The relative importance of vertical advection and tilting during the "continental" stage of Perturbation D suggests that convection had a major impact on the production of area averaged vorticity through enhanced vertical motions. Convection may also have contributed significantly to the low and mid-level vorticity production by stretching through enhanced low to mid level convergence, thus dominating the negative horizontal advection term. This result seems coherent since, during the period 12 - 18

UTC 24 September between 1 and 6 km, the sum of the source terms (Fig. 15g) is comparable to the tendency term (Fig. 15h), although more intense.

4.2.2. "Oceanic transition" stage

During the period from 12 UTC 25 September 2006 until 18 UTC 26 September 2006, the simulated Perturbation D was near the West-African coast and was located in the horizontal domain 9.5 - 14.5º N, 13 - 21º W, referred to as D2. On 25 September afternoon, a small MCS near 13º N, 16-17º W weakened quickly off shore (Fig. 16). The next day, relatively weak and disorganized convection developed over the ocean, resulting in a relatively large cloudy zone on 26 September evening. The simulated MCS of 25 September evening had a slightly weaker amplitude, but the simulation and observations were similar on 26 September afternoon. As noted above, this simulation is closer to the observations than the pre-Helene disturbance.

The simulated Perturbation D was associated with a well-defined cyclonic circulation of the AEW at 3000 m, though not as intense as the simulated pre-Helene disturbance during its "oceanic transition" stage (compare Figs 8 and 17). Small-scale cyclonic and anticyclonic vorticity structures embedded in a MCS merged at mid-levels and resulted in a large northwest-southeast oriented band of cyclonic vorticity (Fig. 18). On 26 September evening, this vorticity structure in the AEW trough was sheared by a southeasterly flow associated with an enhanced ridge upstream, in connection with a strong Saharan anticyclone at mid-levels (Arnault and Roux 2009b). An intensification of the southwesterly monsoon flow was simulated on 25 September afternoon, but it quickly weakened during the night.

The horizontally averaged vertical velocity within domain D2 was positive between 3 and 14 km (Fig. 19a). It increased in the mid and upper levels (5 – 14 km) on 25 September between 12 and 18 UTC, then decreased. Another maximum occurred on 26 September between 06 and 15 UTC. These are the signatures of convective bursts associated with the growing and decaying MCSs during these two days. Below 3 km, vertical velocity was weak and even negative at the end of the considered period. Accordingly, the airflow was convergent between 3 and 10 km, and strongly divergent between 11 and 15 km (Fig. 19b). During the night of 25 to 26 September, the flow was mostly divergent through the troposphere. The increasing divergence below 3 km from 12 UTC 26 September is the signature of the intensifying upstream AEW ridge. The profile of horizontally averaged relative vorticity was cyclonic at low and mid levels (1 – 9 km), anticyclonic above, and it remained relatively constant (Fig. 19c). Cyclonic vorticity extended to a slightly higher level than during the continental phase. The profile of horizontally averaged geostrophic vorticity (Fig. 19d) had similar characteristics, although with more complex evolution, and cyclonic maxima associated with deep convective bursts. The maxima were weaker than those during the "continental" stage of Perturbation D in association with moderate convective developments simulated with Méso-NH (Fig. 16g-l), and quickly dissipated. In other words, the "geostrophic adjustment" following the pressure decrease of convective origin was not very efficient in intensifying cyclonic vorticity for this case.

On 26 September, the relatively constant ζ_a at low and mid levels was the result of a mostly balanced budget between positive vertical advection and stretching, negative horizontal advection and tilting (Fig. 20). Compared to the "oceanic transition" stage of pre-Helene, Perturbation D was associated with significantly weaker tilting, stretching, horizontal and vertical advection, which resulted from less efficient production and transport by convection and from less favourable synoptic conditions for outward transport of cyclonic vorticity (lack of mid-level divergence).

5. CONCLUSIONS

Two case-studies of developing and non-developing AEWs, respectively the pre-Helene disturbance (9-12 September 2006) and Perturbation D (24-28 September 2006), have been simulated with Méso-NH using explicit convection. Both simulated disturbances were associated with growing and decaying convective systems over West Africa and the tropical Atlantic Ocean close to the coast, although only the first one developed into a tropical cyclone off shore. Budgets of absolute vertical vorticity ζ_a have been computed at two different stages of these simulated evolutions to investigate and quantify the associated physical processes.

As in many previous studies, we found that stretching and horizontal advection, tilting and vertical advection are globally anti-correlated. The respective signs of these terms can be explained in the idealized case of a large-scale cyclonic circulation with upward motion in its central part. In such a situation, tilting is expected to be positive (negative) when tangential winds associated with the cyclonic circulation increase (decrease) with height. Likewise, vertical advection is expected to be negative (positive) when cyclonic vorticity increases (decreases) with height. Assuming this large-scale cyclonic circulation is characterized by a maximum of vorticity in the central region, hence a horizontal gradient of cyclonic vorticity

directed toward the center, the respective signs of stretching and horizontal advection depend on the large-scale divergence of the horizontal flow. A convergent (divergent) flow is associated with negative (positive) horizontal advection, since it is up-gradient (down-gradient). Likewise, a convergent (divergent) flow is associated with positive (negative) stretching. With these theoretical considerations in mind, which are consistent with previous observations (e.g. Verlinde and Cotton 1990, Brandes and Ziegler 1993, Chong and Bousquet 1999, Bousquet and Chong 2000), budgets of ζ_a have been computed for the "continental" and "oceanic transition" stages of the simulated pre-Helene disturbance and Perturbation D, which were associated with cyclonic circulations and convective developments.

During the first part of the continental stage of the pre-Helene disturbance (06-15 UTC on 10 September), cyclonic vorticity increased in the mid to upper levels mainly as a result of a positive imbalance between positive horizontal advection and negative stretching ("horizontal" terms), with positive vertical advection and negative tilting ("vertical" terms) being approximately equilibrated. More precisely a MCS simulated west of the AEW trough enhanced low level convergence and low to mid level upward velocities, thus producing cyclonic vorticity through tilting and stretching in the low levels (e.g. Trier *et al.* 1997) and transporting it upward through vertical advection (e.g. Keenan and Rutledge 1993, Bousquet and Chong 2000). Then the downstream AEW ridge induced mid-level divergence in the MCS region, resulting in an outward transport of cyclonic vorticity through horizontal advection.

The continental phase of Perturbation D was slightly different. In particular, cyclonic vorticity increased in the low to mid levels. There was no interaction with the downstream AEW ridge inducing synoptic-scale divergence and mid-level horizontal advection was negative. Positive stretching dominated the negative horizontal advection in the low to mid levels, in conjunction with stronger convection (i.e. deeper convergence). Moreover, there was no low-level cyclonic vorticity production through tilting in the low levels due to a vertical profile of vorticity with maximum values in the lowest levels, but positive vertical advection dominated negative tilting and contributed to the production of cyclonic vorticity in the low to mid-levels.

For the developing pre-Helene disturbance, low-level cyclonic vorticity intensified during the first half of the "oceanic transition" stage on 11 September afternoon and evening. The low-level growth below 3 km was attributed to a positive imbalance between a positive stretching and a negative horizontal advection, with the sum of positive vertical advection and negative tilting being weakly negative at this level. Since the environmental vorticity was relatively strong over a large area (Fig. 8a-c), the resulting weaker radial gradient led to strong stretching and weak horizontal advection. An opposite situation prevailed between 3 and 12 km with positive horizontal advection and negative stretching. As observed during the continental stage, a MCS west of the AEW trough enhanced low level convergence and low to mid level upward velocities, thus producing cyclonic vorticity through stretching in the low levels, tilting in the mid levels, and transporting it upward through vertical advection. Then, the downstream AEW ridge induced mid-level divergence in the MCS region, resulting in an outward transport of cyclonic vorticity through horizontal advection. On 12 September, horizontal convergence extended upward in relation with intensifying convection, so did negative horizontal advection and positive stretching, but the large-scale vorticity above 3 km was relatively weak and the sum of the "horizontal" terms was then negative, except in the lowest levels. Meanwhile, tilting decreased, then became negative as the strongest swirling winds migrated downward and the vertical wind shear became mostly negative. But this term was almost exactly balanced by vertical advection.

For Perturbation D the "horizontal" terms, i.e. the sum of horizontal advection and stretching, was smaller during its "oceanic transition" stage. In this case, the large scale cyclonic circulation was less intense and, at the altitudes where convergence prevailed, negative horizontal advection compensated positive stretching. Absolute vorticity was also produced by tilting between 2 and 6 km, then transported upward and horizontally advected outward between 6 and 9 km, but this was almost compensated by negative stretching and did not lead to significant change in the mean vorticity. In comparison with the "oceanic transition" stage of pre-Helene disturbance, low to mid level cyclonic vorticity production through stretching and tilting and vertical transport were smaller due to weaker convective activity, and there was few outward transport through horizontal advection as there was little mid-level divergence induced by the downstream AEW ridge in this case. In other words, there were fewer small-scale vorticity structures associated with convection and the synoptic environment was less favourable for up-scale organization (e.g. Van Sang et al. 2008).

These results show that, for cyclogenesis to occur off the West African coast, MCSs developing west of an AEW trough and a mid-level divergent environment in connection with the downstream AEW ridge are needed. This is consistent with the observation that the intensification of the cyclonic circulation through geostrophic adjustment following a pressure

perturbation of convective origin occurred only for the developing case (e.g. Rodgers and Fritsch 2001).This also meets the conclusions by Arnault and Roux (2009a, b) that, from an energetic point of view, barotropic conversion from the mean zonal flow is needed for the cyclonic perturbation to develop. For Helene, the well-defined AEW trough, the downstream ridge and the series of convective developments represented favourable conditions. For Perturbation D, the lack of interaction with the downstream ridge, the enhanced AEW ridge upstream, as well as too weak convective developments, prohibited a cyclogenetic evolution during the “oceanic transition” stage.

ACKNOWLEDGEMENTS

The present work is part of the first author’s PhD thesis in Université Paul Sabatier Toulouse 3, France. Based on a French initiative, AMMA was built 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 Programme. Detailed in formation on scientific coordination and funding is available on the AMMA International web site http://www.amma-international.org. Numerical simulations were conducted on CNRS / IDRIS computer under grants 070591 and 080591. We thank Didier Gazen and Juan Escobar for the technical support in Méso-NH, Dr. Jean-Pierre Chaboureau for the scientific support in Méso-NH, Dr. Jean-Pierre Cammas for valuable discussions about the vorticity budget. We finally thank the anonymous reviewers for valuable comments.

LIST OF FIGURES

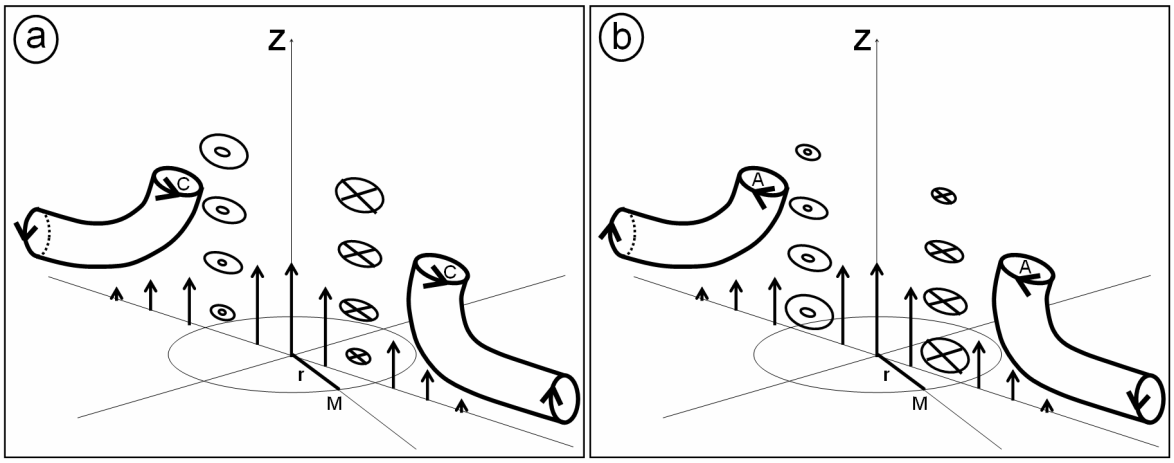

Figure 1. *Vertical cross-sections of a large-scale closed cyclonic circulation in the presence of convective upward motions close to its center, with axial symmetry around vertical axis* ***Z****. Radial coordinate of point M is r. Crossed and dotted ellipses represent tangential velocity associated with the cyclonic circulation. Vertical arrows represent vertical velocity. Tubes represent tilted horizontal vorticity. Symbol C (A) stands for cyclonic (anticyclonic) vorticity. In panel (a) [b] tangential velocity increases [decreases] with height so tilting is expected to be positive [negative] and vertical advection to be negative [positive].*

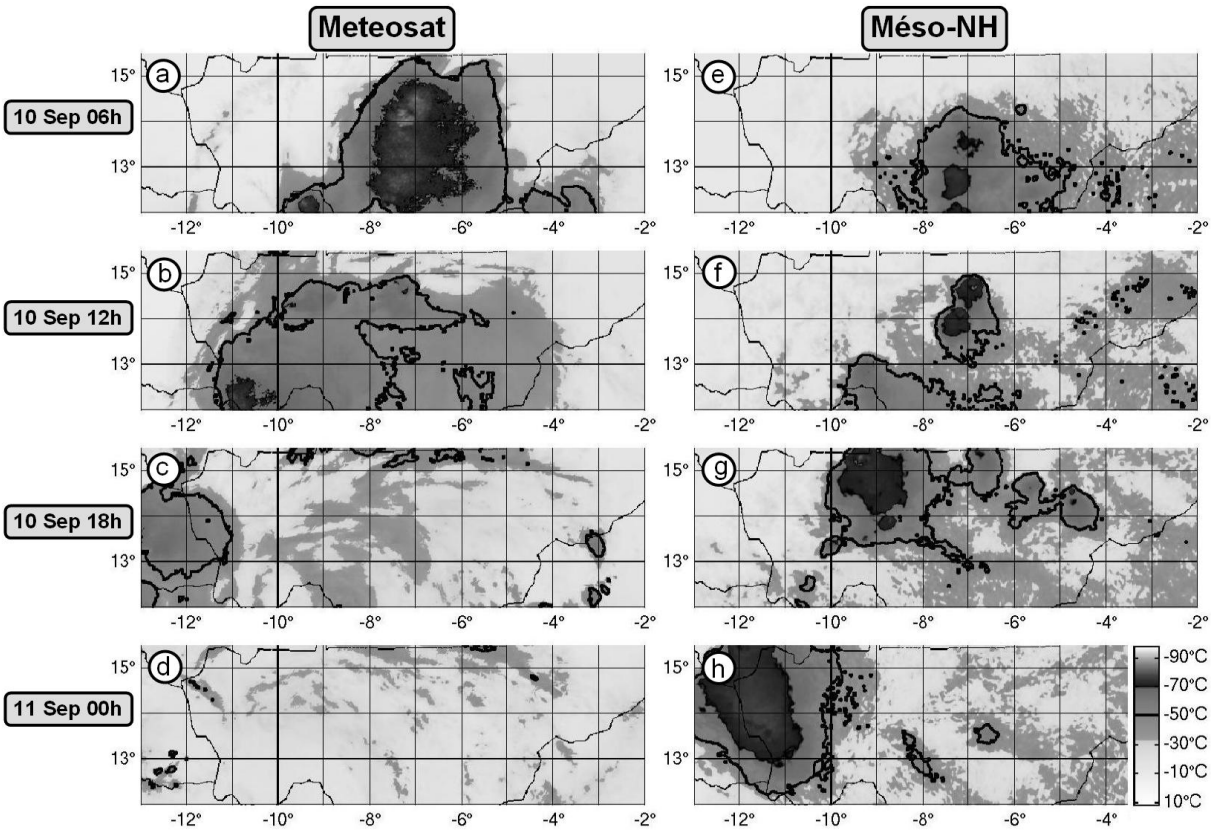

Figure 2. *(a-d) Brightness temperature (ºC) in the water vapour channel (7.3µm) derived from Meteosat-9, for the period from 06 UTC 10 September 2006 until 00 UTC 11 September in the horizontal domain 12 - 15.5º N, 2 - 13º W; (e-h) same as (a-d), except for brightness temperatures derived from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of pre-Helene disturbance. The scale is given by the grey shaded bar on the bottom right of (h). These maps are limited to the horizontal domain used for the vorticity budget quantifying the evolution of simulated pre-Helene disturbance during its "continental" stage.*

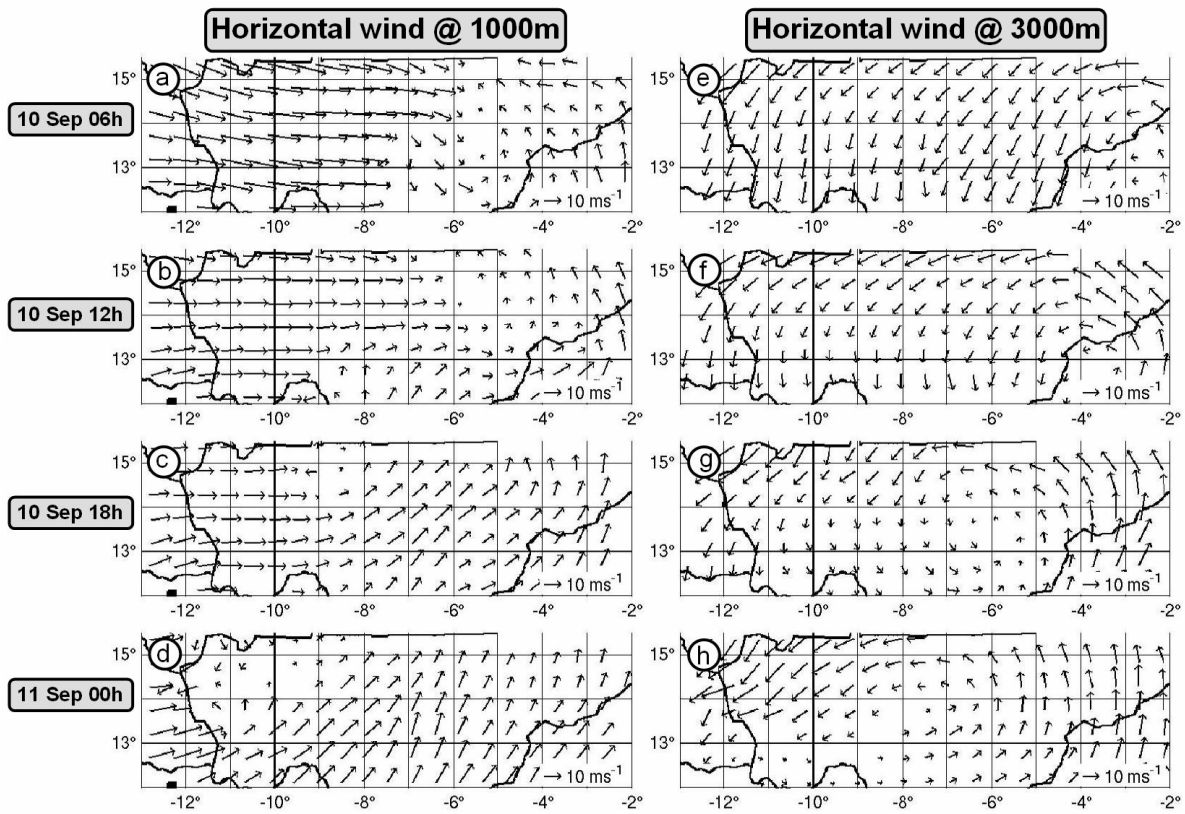

Figure 3. *(a-d) As in Fig. 2a-d, except for horizontal cross-sections of horizontal wind at 1000 m derived from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of the pre-Helene disturbance; (e-h) as (a-d), except for horizontal wind at 3000 m. The scale for horizontal velocity is represented on the bottom right of each panel.*

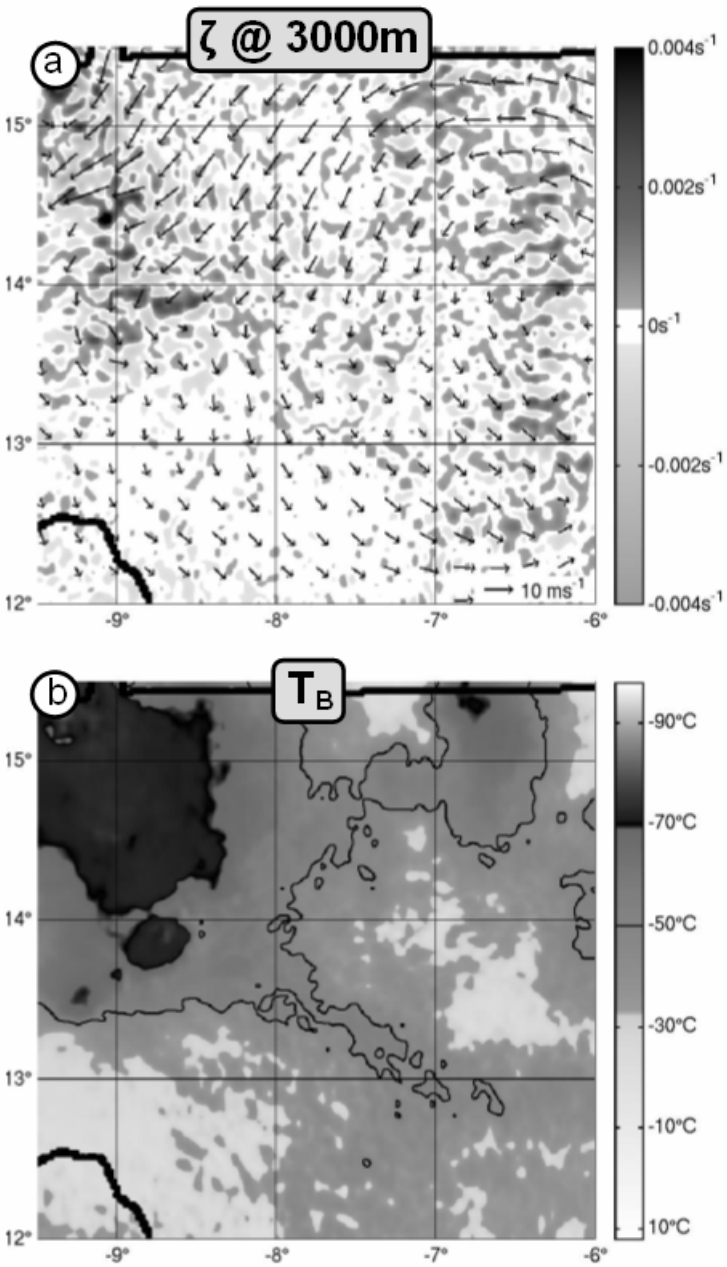

Figure 4. *(a) Horizontal cross-section of relative vorticity (s^{-1}) at 3000 m on 18 UTC 10 September 2006 derived from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of the pre-Helene disturbance. The vorticity scale is given by the grey shaded bar on the right of (a) and horizontal velocity is represented by arrows with the scale indicated on the bottom right of (a); (b) as in (a), except for modelled derived brightness temperature. The temperature scale is given by the grey shaded bar on the bottom right of (b).*

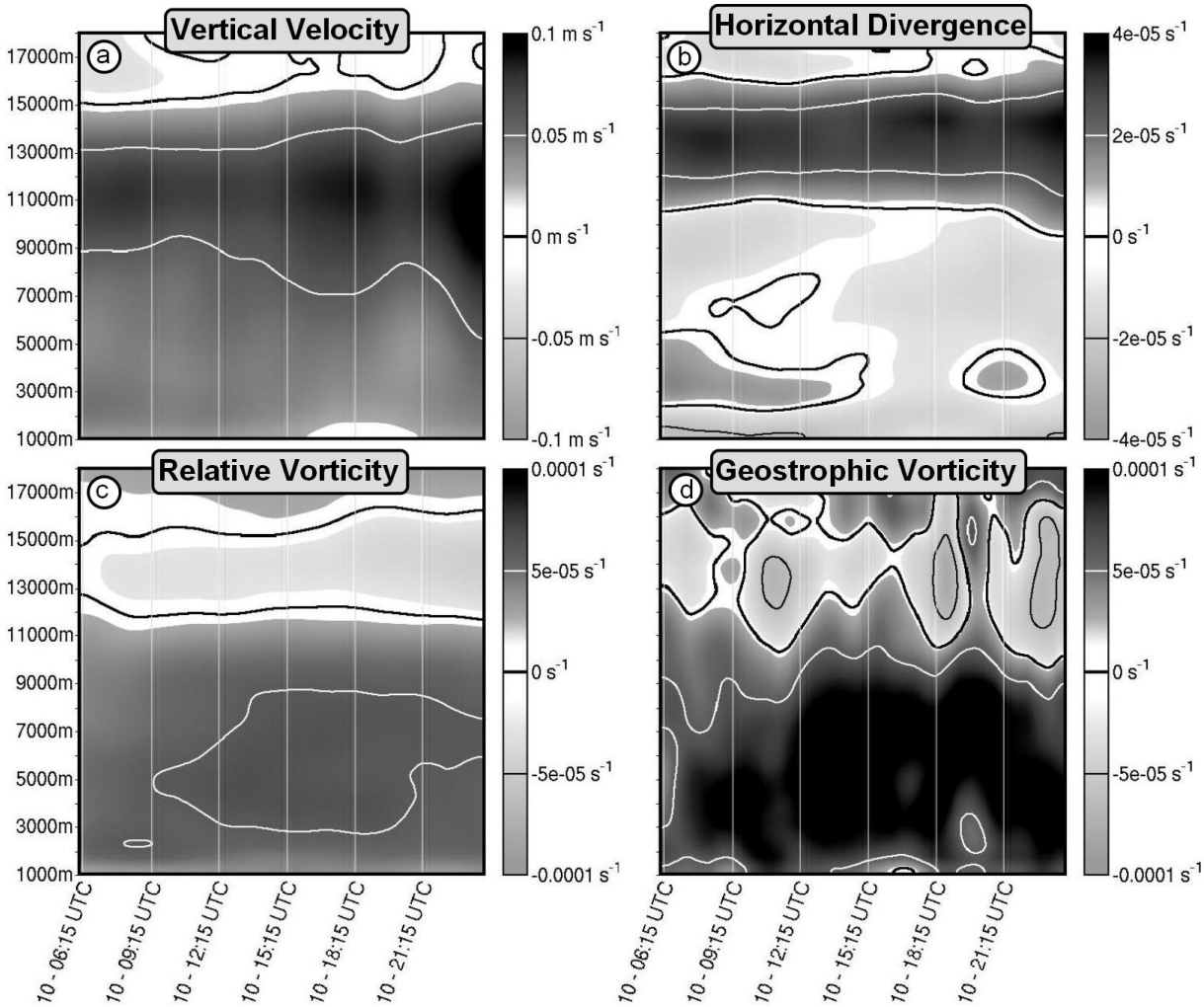

Figure 5. *Time-altitude plot of mean values in the horizontal domain 12 - 15.5º N, 2 - 13º W derived from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of pre-Helene disturbance. The horizontal axis gives the time in days from 06 UTC 10 September 2006 until 00 UTC 11 Septemper 2006, with a graduation every three hours. The vertical axis gives the altitude in m. The grey colour scale is indicated in the right of each panel; (a) vertical velocity (m s^{-1}); (b) horizontal divergence (s^{-1}); (c) relative vorticity (s^{-1}); (d) geostrophic vorticity (s^{-1})*

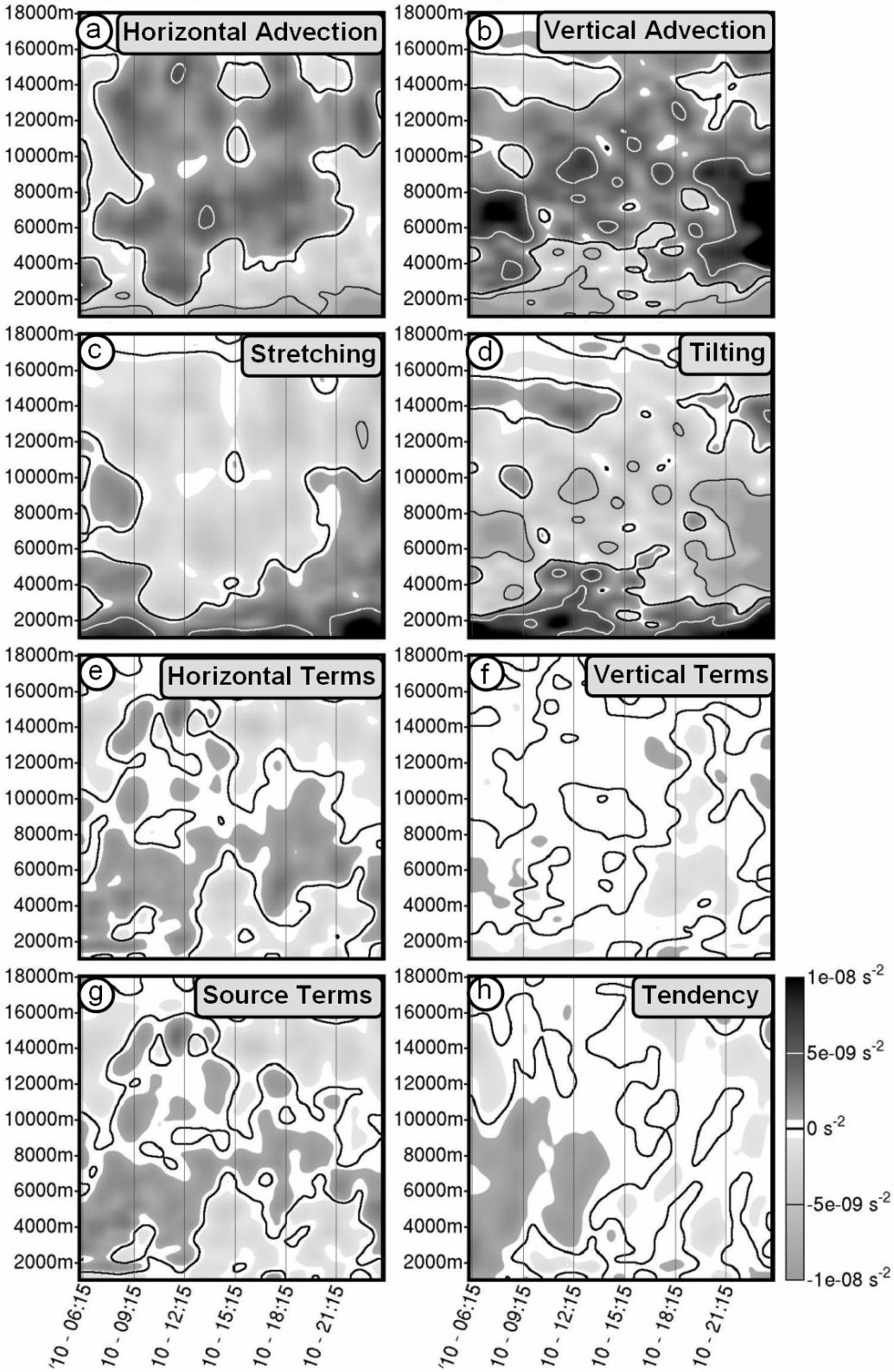

Figure 6. *As in Fig 5, except for the different terms of the budget of ζ_a applied to simulated pre-Helene disturbance during its "continental" stage from 06 UTC 10 September 2006 until 00 UTC 11 September 2006 in the horizontal domain 12 - 15.5º N, 2 - 13º W: (a) horizontal advection; (b) vertical advection; (c) stretching of pre-existing vorticity; (d) tilting of horizontal vorticity; (e) sum of horizontal advection and stretching; (d) sum of vertical advection and tilting; (g) sum of horizontal advection, stretching, vertical advection and tilting; (h) eulerian tendency of ζ_a; These terms are in s^{-2} and the grey colour scale is indicated in the bottom right.*

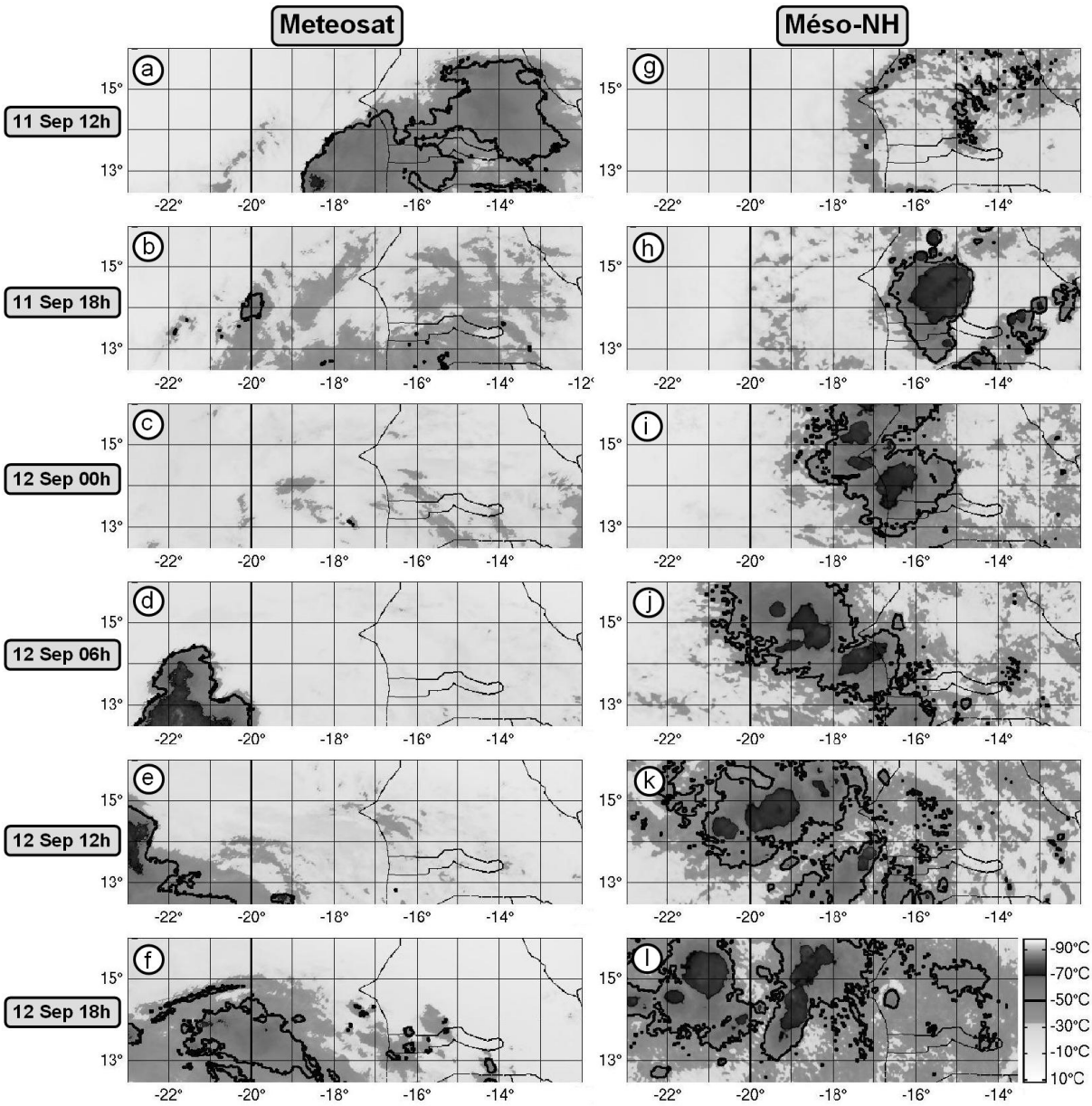

Figure 7. *As in Fig. 2, except for the period from 12 UTC 11 September 2006 until 18 UTC 12 September in the horizontal domain 12.5 - 16º N, 12º W - 23º W.*

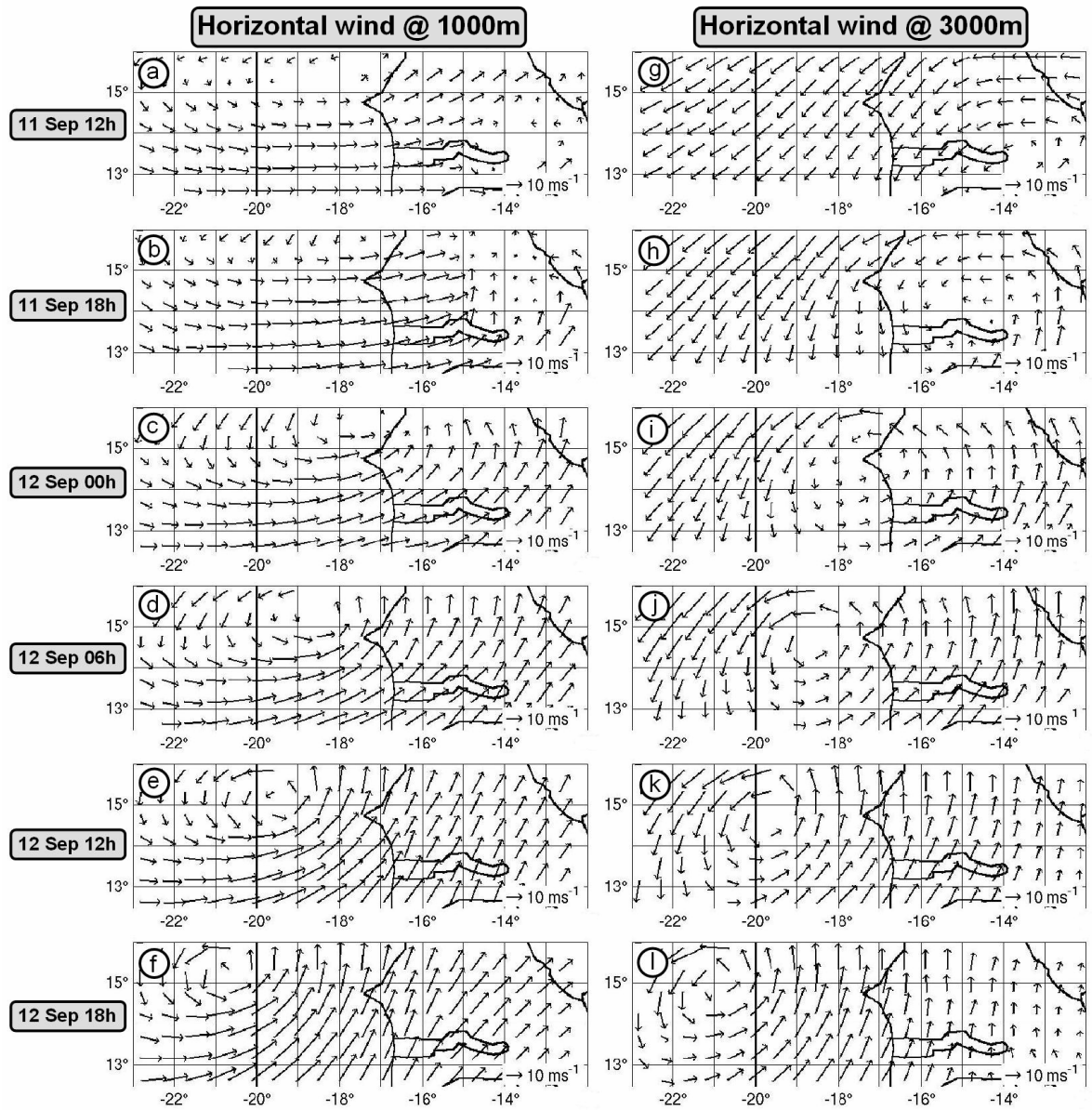

Figure 8. *As in Fig. 3, except for the period from 12 UTC 11 September 2006 until 18 UTC 12 September in the horizontal domain 12.5 - 16º N, 12º W - 23º W.*

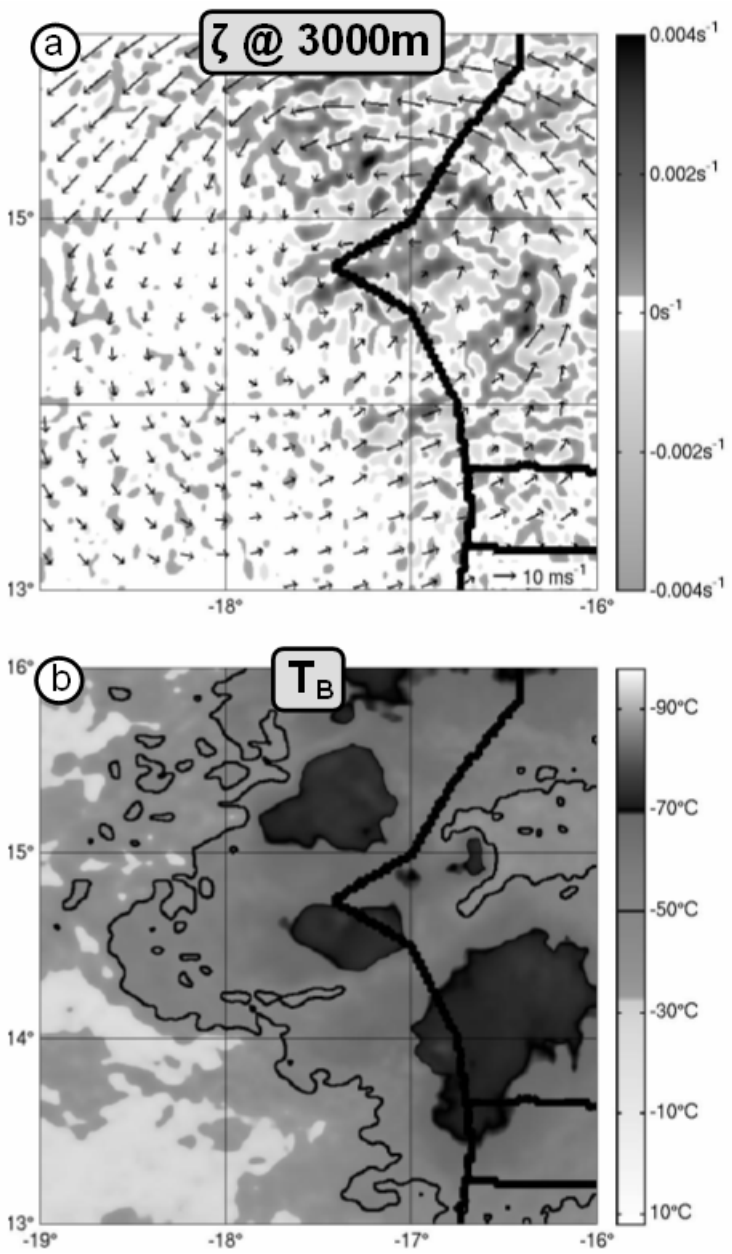

Figure 9. *As in Fig. 4, except on 12 September 2006 at 00 UTC.*

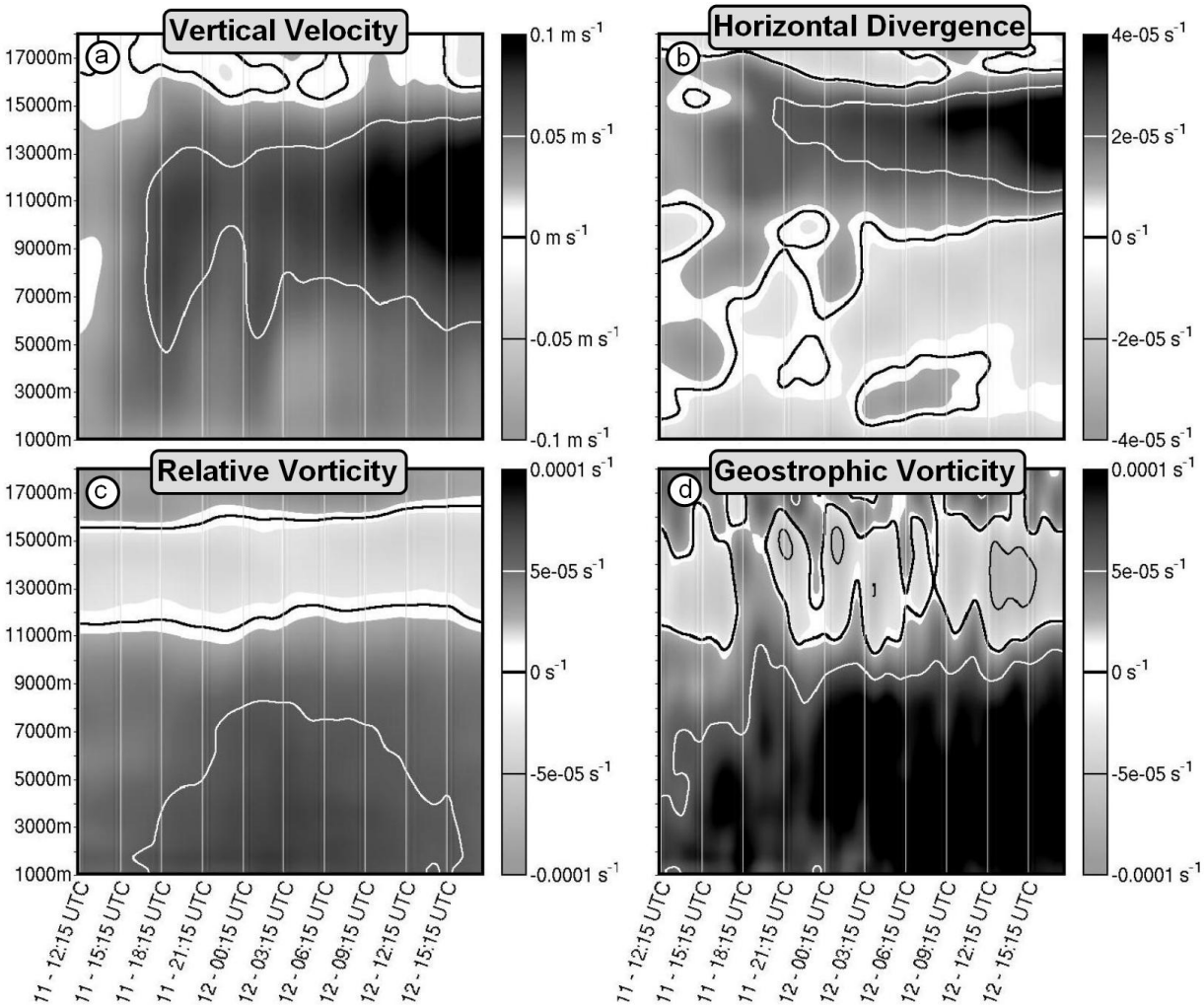

Figure 10. *As in Fig. 5, except for the period from 12 UTC 11 September 2006 until 18 UTC 12 September 2006, in the horizontal domain 12.5 - 16º N, 12º W - 23º W.*

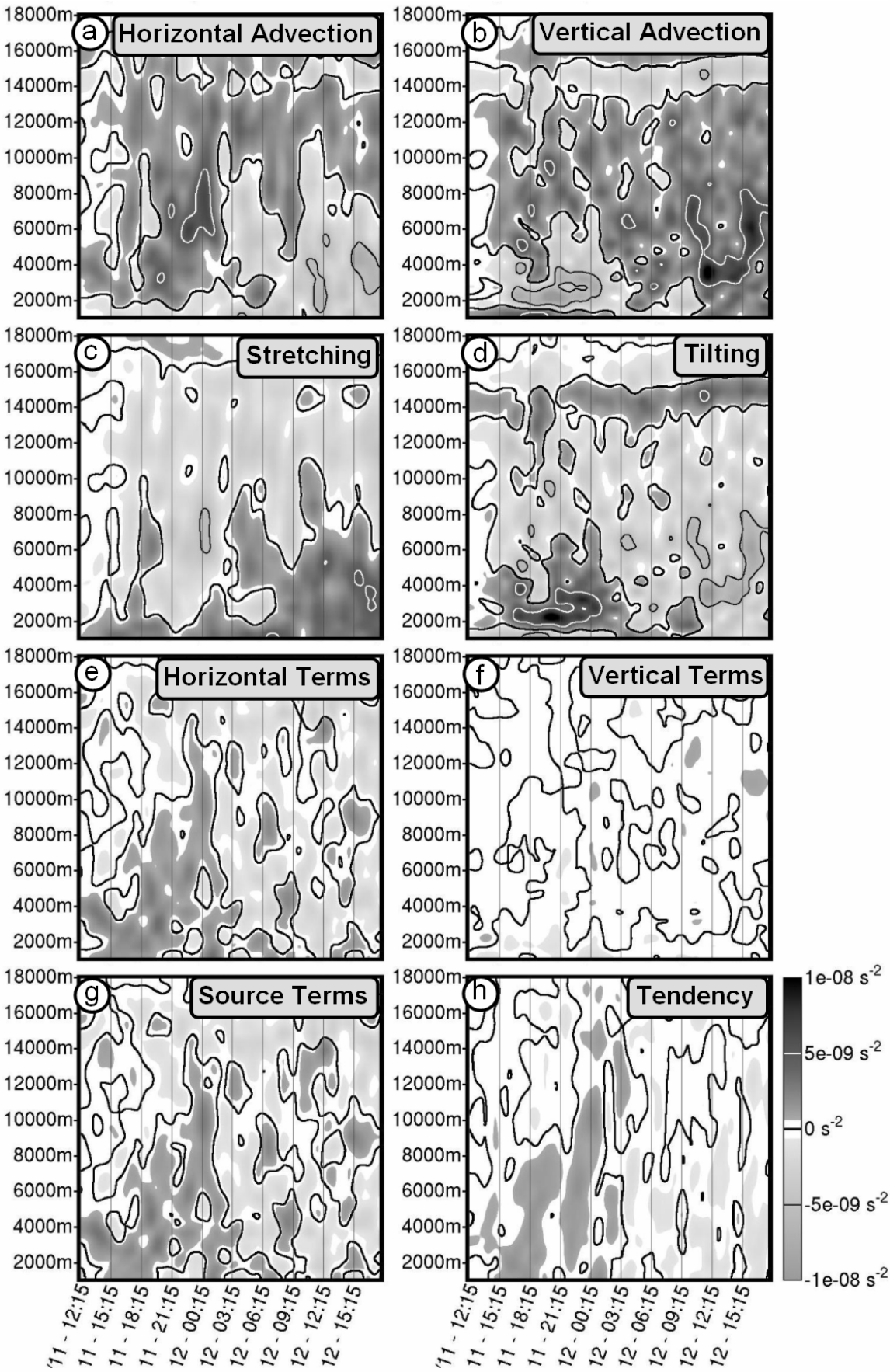

Figure 11. *As in Fig. 6, except for the budget of ζ_a applied to simulated pre-Helene disturbance during its "oceanic transition" stage from 12 UTC 11 September 2006 until 18 UTC 12 September 2006, in the horizontal domain 12.5 - 16º N, 12º W - 23º W.*

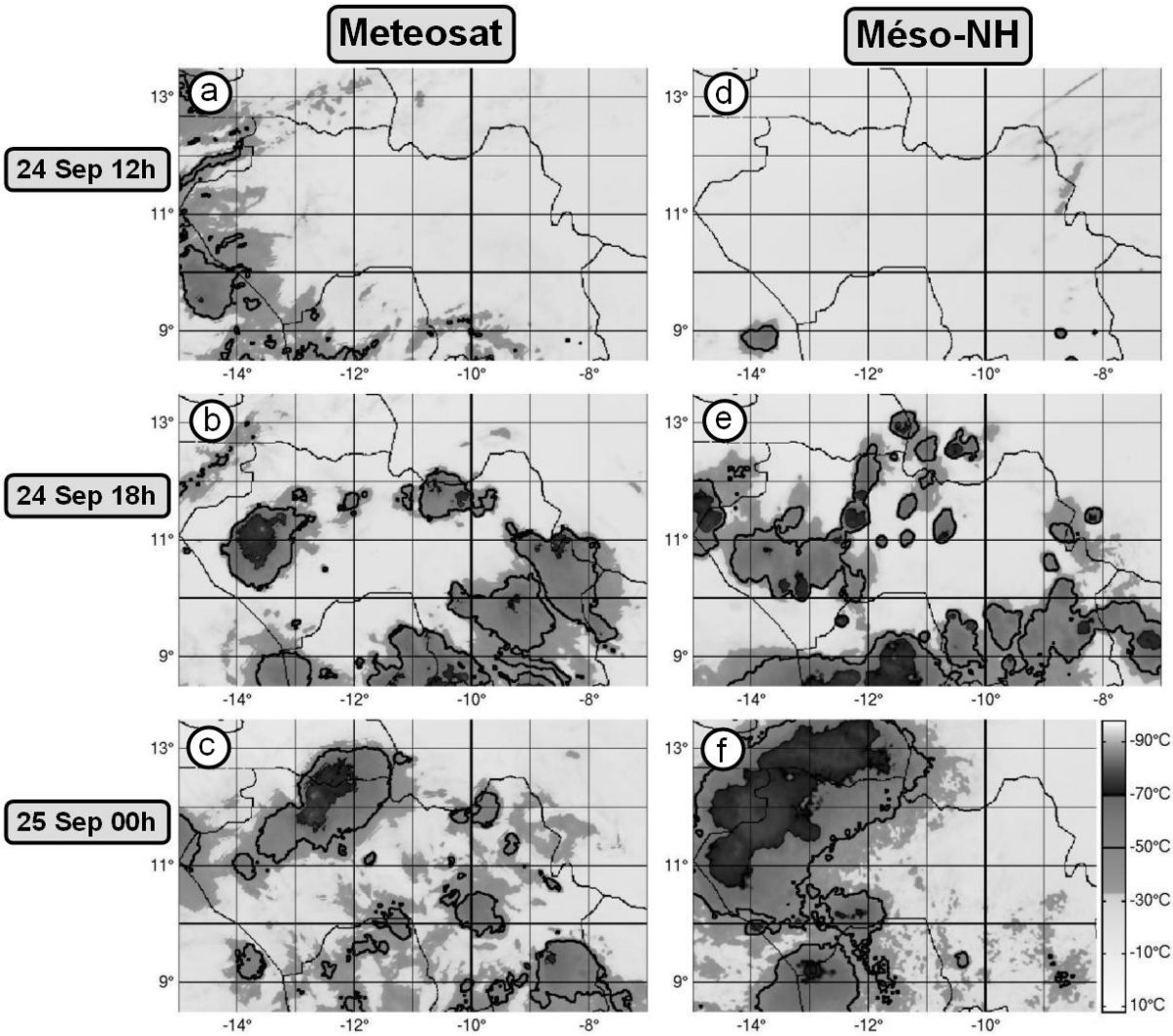

Figure 12. *As in Fig. 2, except for the period from 12 UTC 24 September 2006 until 00 UTC 25 September from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of Perturbation D in the horizontal domain 8.5 - 13.5º N, 7 - 15º W.*

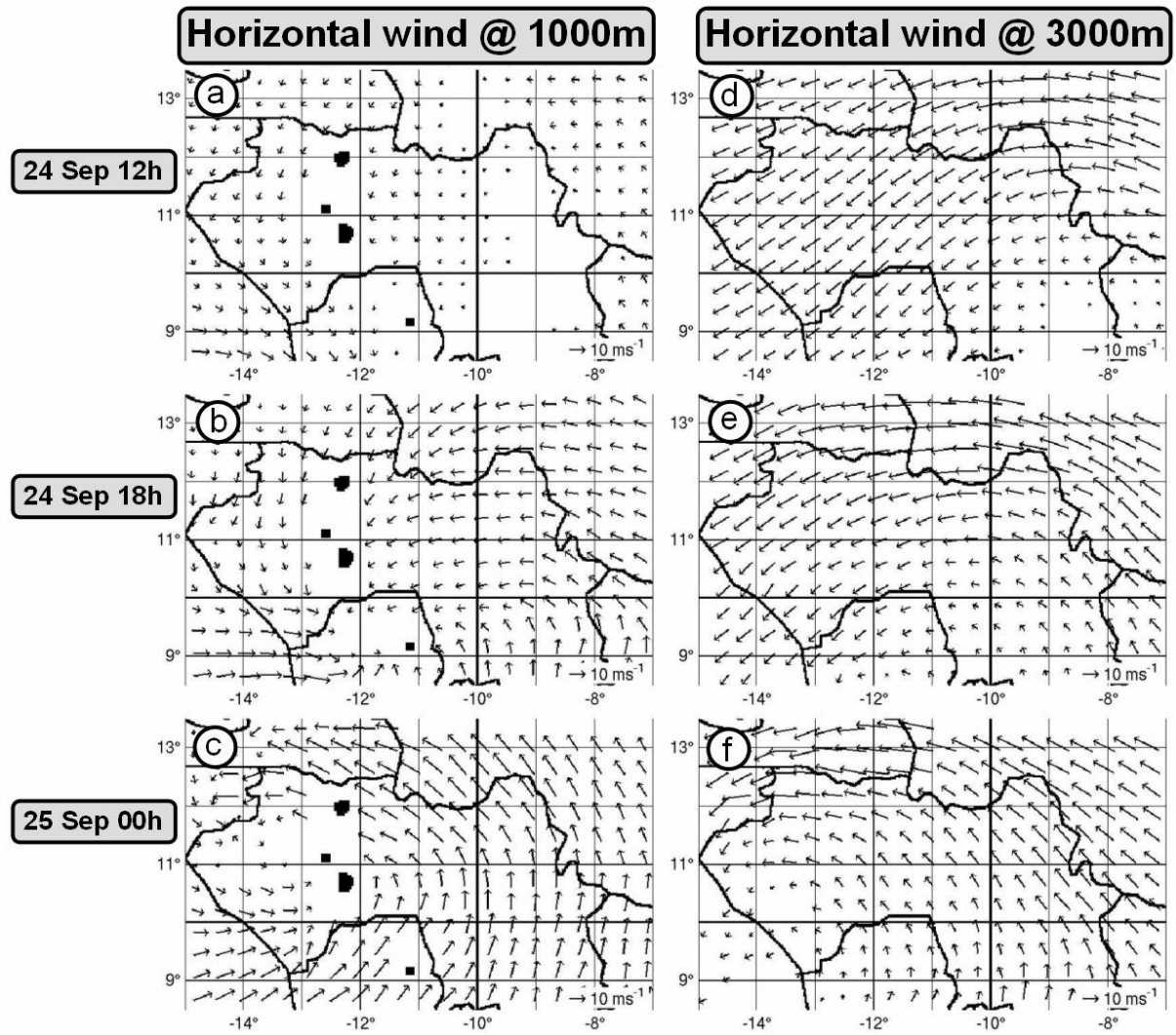

Figure 13. *As in Fig. 3, except for the period from 12 UTC 24 September 2006 until 00 UTC 25 September from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of Perturbation D in the horizontal domain 8.5 - 13.5º N, 7 - 15º W. Black rectangles on the left hand panels correspond to area below the model terrain elevation.*

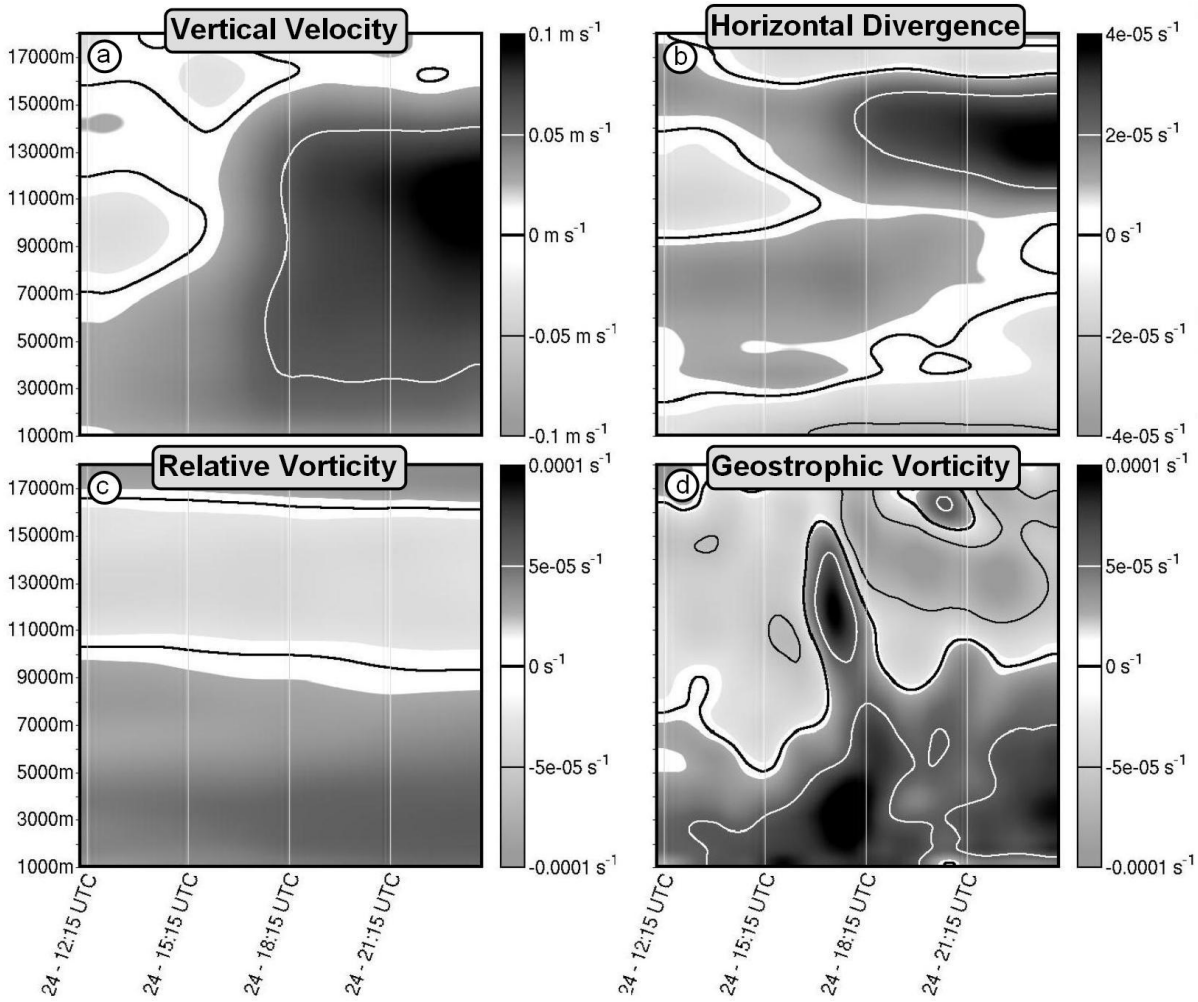

Figure 14. *As in Fig. 5, except for simulated Perturbation D from 12 UTC 24 September 2006 until 00 UTC 25 September 2006 in the horizontal domain 8.5 - 13.5º N, 7 - 15º W.*

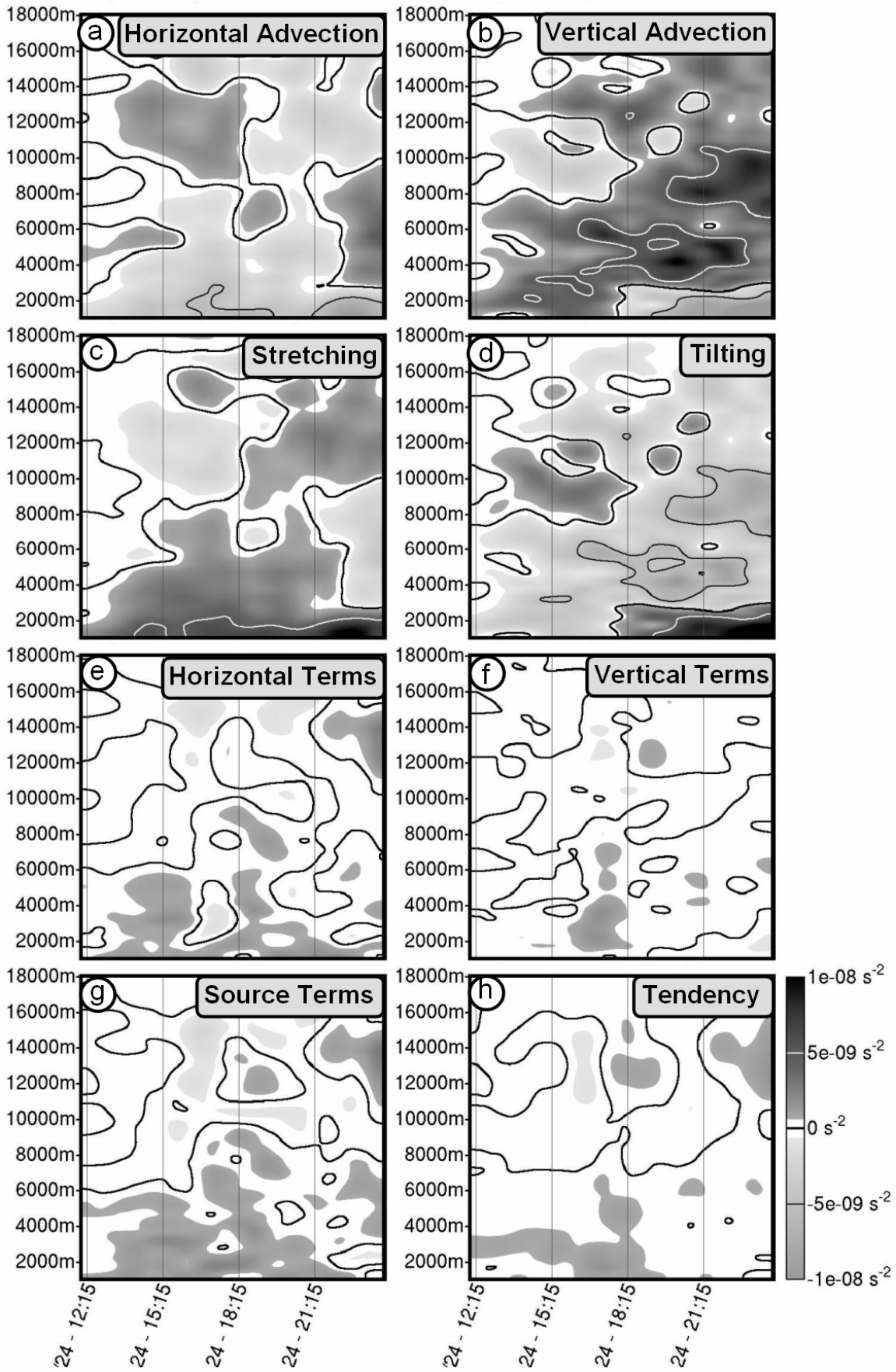

Figure 15. *As in Fig. 6, except for simulated Perturbation D during its "continental" stage from 12 UTC 24 September 2006 until 00 UTC 25 September 2006 in the horizontal domain 8.5 - 13.5º N, 7 - 15º W.*

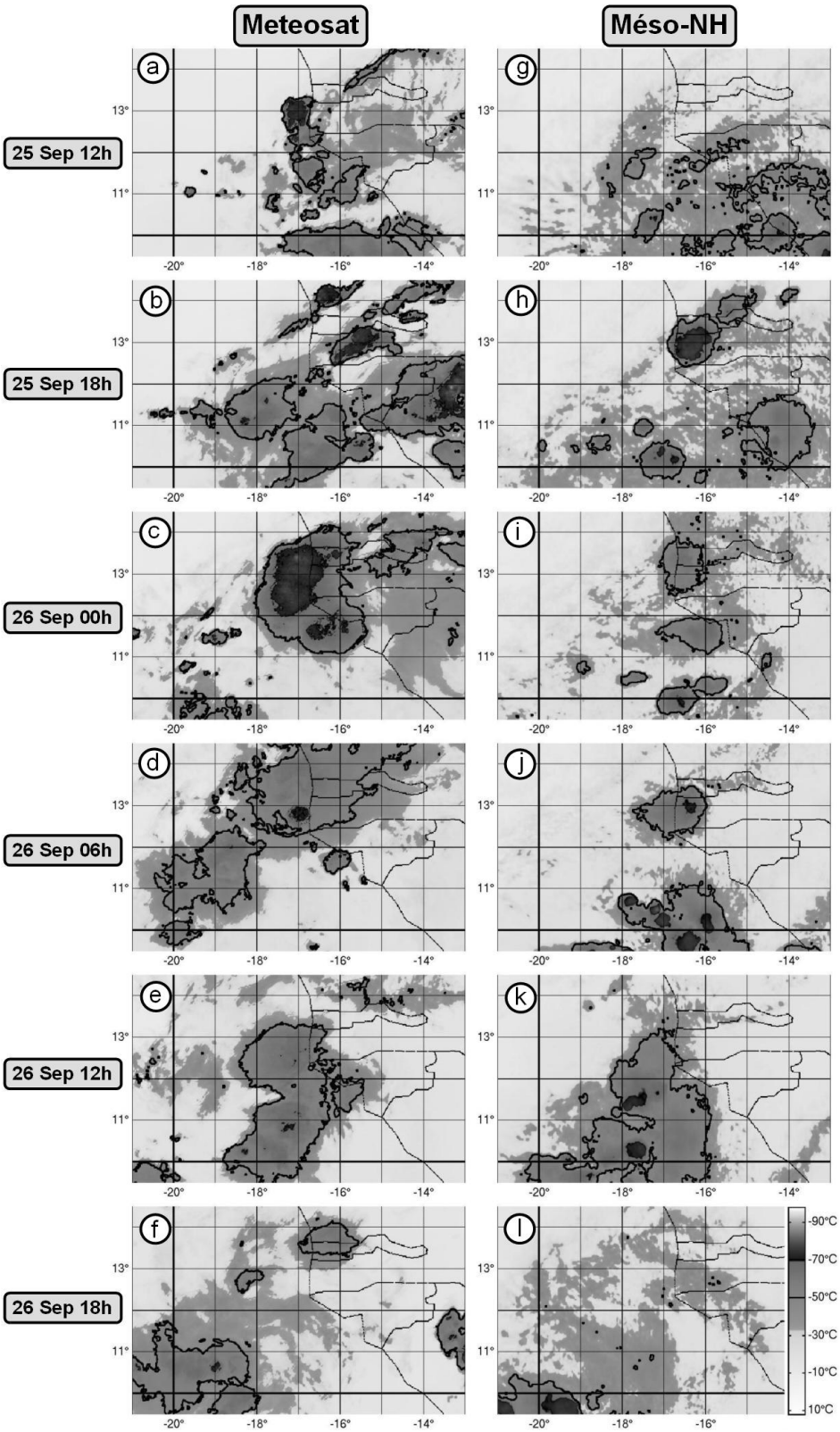

Figure 16. *As in Fig. 2, except for the period from 12 UTC 25 September 2006 until 18 UTC 26 September from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of Perturbation D in the horizontal domain 9.5 - 14.5º N, 13 - 21º W.*

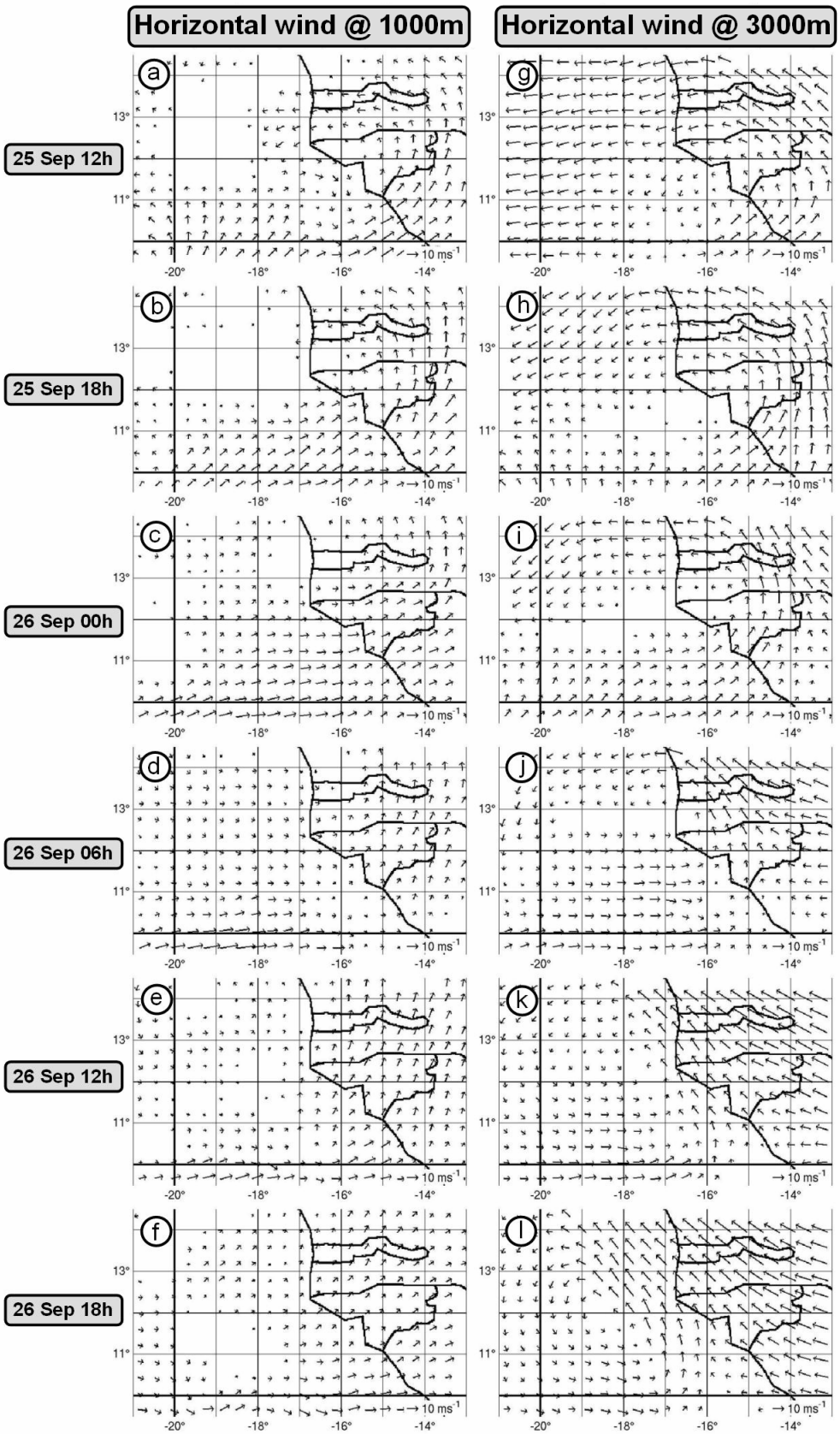

Figure 17. *As in Fig. 3, except for the period from 12 UTC 25 September 2006 until 18 UTC 26 September from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of Perturbation D in the horizontal domain 9.5 - 14.5º N, 13 - 21º W.*

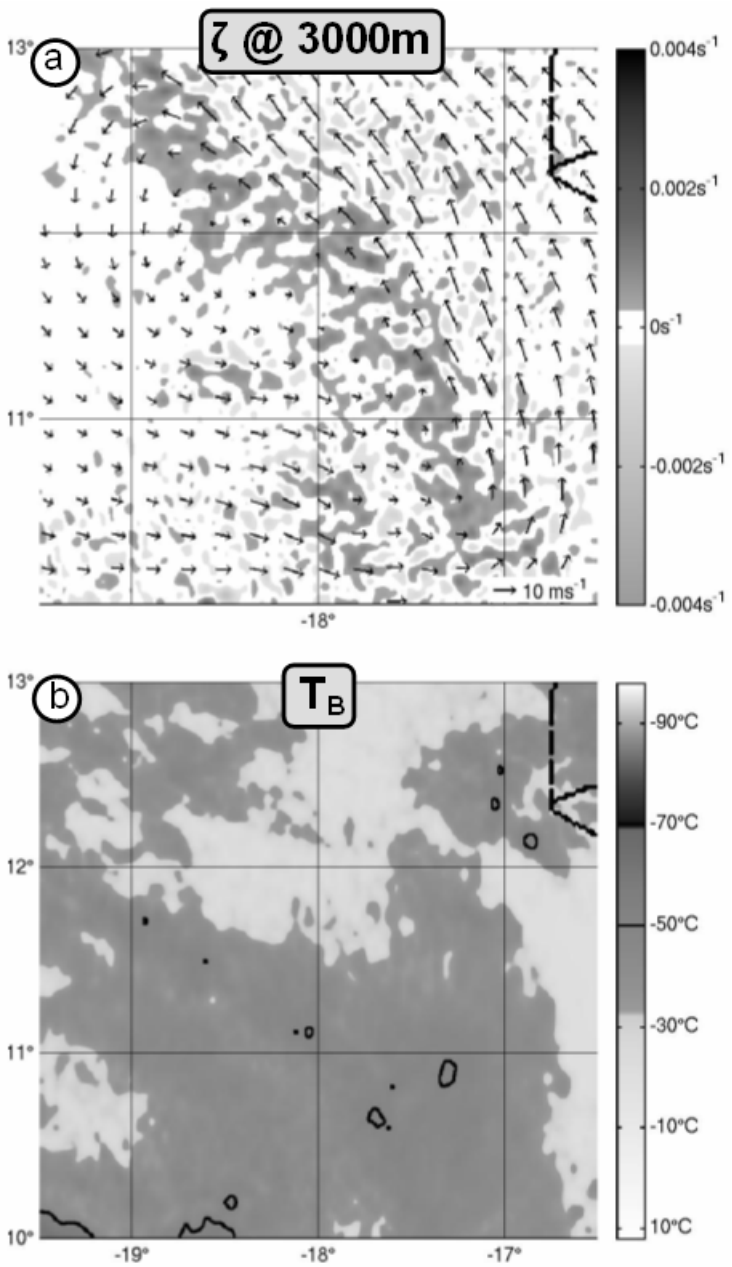

Figure 18. *As in Fig. 4, except from the inner model at 4-km resolution of the Méso-NH simulation of Perturbation D on 18 UTC 26 September 2006.*

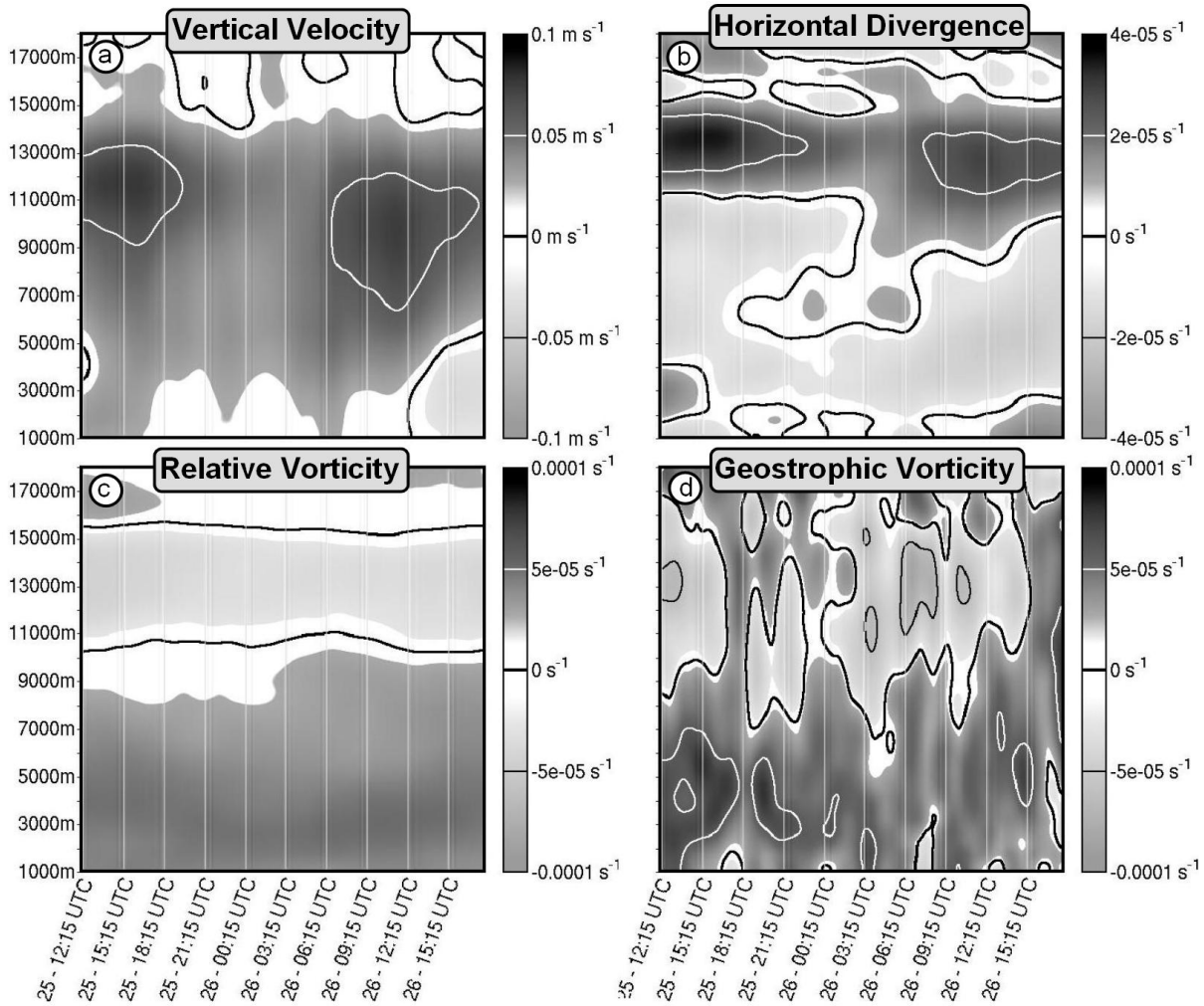

Figure 19. *As in Fig. 5, except for simulated Perturbation D from 12 UTC 25 September 2006 until 18 UTC 26 September in the horizontal domain 9.5 - 14.5º N, 13 - 21º W.*

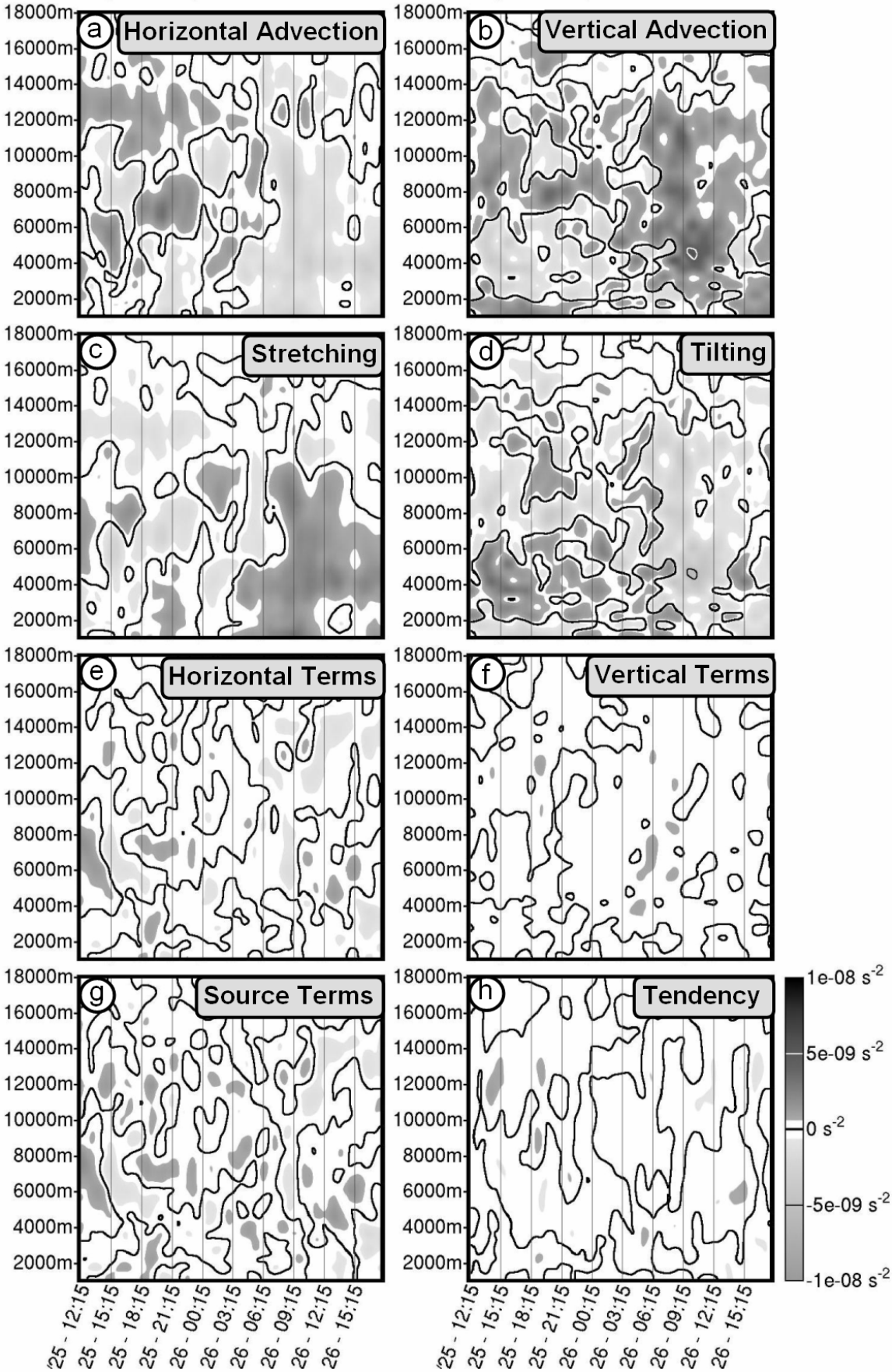

Figure 20. *As in Fig. 6, except for simulated Perturbation D during its "oceanic transition" stage from 12 UTC 25 September 2006 until 18 UTC 26 September in the horizontal domain 9.5 - 14.5º N, 13 - 21º W.*

CHAPITRE 7

CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

Ce travail de thèse a mis en œuvre des données d'observation (analyses ECMWF et images Meteosat, mesures dropsondes) et de modélisation (sorties de simulation Méso-NH) pour étuder l'évolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique tropical. L'enjeu était de comprendre la formation des Cyclones du Cap Vert, au large de la côte Ouest africaine.

Un travail bibliographique sur la cyclogénèse tropicale ainsi qu'une analyse climatologique des données d'observation a permis de cerner quatre processus physiques en jeu dans la formation et la non-formation des Cyclones du Cap Vert : (1) l'onde d'Est africaine (AEW) caractérisée par une succession de thalwegs et de dorsales en moyenne troposphère avec une longueur d'onde d'envrion 4000 km et une période d'environ 4 jours, (2) le flux de mousson et les alizés en basse troposphère au large de la côte Ouest africaine, (3) l'anticyclone en moyenne troposphère au dessus de la dépression thermique saharienne (WAHL), (4) les perturbations convectives.

Dans le cas favorable un thalweg de l'AEW relativement intense sortant de l'Afrique de l'Ouest rencontre une circulation cyclonique en basse troposphère due à un « accrochage » entre le flux de mousson et les alizés de Nord-est, en présence de développements convectifs intenses. Dans ce cas, la convection fait chuter la pression dans le thalweg en transportant la masse d'air en haute troposphère et en les faisant diverger en altitude. La circulation cyclonique s'intensifie en basse et moyenne troposphère au cours d'un ajustement géostrophique, ce qui démarre a priori une cyclogénése tropicale.

La non-formation d'un Cyclone du Cap Vert peut avoir plusieurs raisons, en particulier lorsqu'au moins un des trois processus précédents n'est pas vérifié : (1) thalweg de l'AEW intense en moyenne troposphère, (2) circulation cyclonique intense en basse troposphère due à un « accrochage » entre le flux de mousson et les alizées de Nord-est, (3) développements convectifs intenses. La quatrième cause de non-formation d'un Cyclone du Cap Vert est la présence d'une circulation anticyclonique intense en moyenne troposphère associée à une dorsale de l'AEW, à l'Est du thalweg de l'AEW candidat à la cyclogénèse. Dans ce cas, le thalweg de l'AEW est étiré vers le Nord par un flux de Sud-est renforcé, empêchant la circulation cyclonique de s'organiser correctement, et bloquant son évolution cyclogénétique. Le renforcement de la dorsale de l'AEW en moyenne troposphère est lié à un renforcement de la circulation anticyclonique au dessus du WAHL (l'Anticyclone Saharien en moyenne troposphère), éventuellement en relation avec un thalweg en provenance des moyennes latitudes et s'approchant des Îles du Cap Vert par le Nord-ouest.

Ces processus ont été étudiés plus précisément dans deux cas particuliers : la perturbation d'Afrique de l'Ouest qui a donné naissance à l'ouragan Helene (2006) dans la région des Îles du Cap Vert, et la Perturbation D, un cas de non-cyclogénèse observé pendant la campagne AMMA / SOP-3 à Dakar en septembre 2006. Pour faire le lien avec l'analyse climatologique, ces deux perturbations ont chacune été associées à un thalweg de l'AEW. Helene a présenté toutes les conditions nécessaires à la formation d'un Cyclone du Cap Vert, tandis que la non-évolution cyclogénétique de la Perturbation D a été principalement atttribuée à une interaction avec la dorsale de l'AEW à l'Est, renforcée par la circulation anticyclonique au dessus du WAHL et par un thalweg en provenance des moyennes latitudes s'approchant des Îles du Cap Vert par le Nord.

Ces deux cas d'étude ont été simulés avec Méso-NH. Plus précisément, deux jeux de simulations ont été effectués, un avec une résolution horizontale de 24 km et une convection paramétrée, l'autre avec une résolution horizontale de 4 km et une convection supposée explicite. Les perturbations simulées dans chacun des cas ont des évolutions comparables aux observations, l'activité convective étant le processus le moins fidèlement reproduit. La convection dans les simulations à 4 km est sensiblement plus proche de ce qui a été observé. Nous admettons que l'étude des processus dans les simulations à 24 et 4 km donne des informations sur ce qui s'est passé dans l'atmosphère réelle.

Les simulations à 24 km ont été utilisées pour quantifier l'évolution de l'énergie cinétique des perturbations simulées en s'inspirant de l'analyse de Lorenz (1955). Cette analyse a été révisée pour pouvoir l'appliquer à une perturbation dans un domaine limité. Nous avons finalement obtenu un cycle énergétique entre l'énergie potentielle de l'air humide (enthalpie H_m ou énergie interne I_m) et les énergies cinétiques zonale KZ et tourbillonnaire KE. En appliquant ce bilan à un large domaine sur l'Afrique de l'Ouest et l'océan Atlantique proche, KZ représente l'énergie de la circulation d'Est et en particulier le jet d'Est africain (AEJ) en moyenne troposphère, et KE représente l'énergie des thalwegs et dorsales de l'AEW contenus dans le domaine d'intégration. Les sources de KE peuvent être KZ par une conversion barotrope, et / ou l'énergie potentielle par une conversion barocline.

La croissance énergétique du thalweg de l'AEW qui a donné naissance à l'ouragan Helene (2006) est principalement due à une conversion barotrope positive en basse et moyenne troposphère durant sa phase de transition entre le continent et l'océan. Cette croissance barotrope est attribuée à une intensification de la courbure cyclonique de l'AEJ dans le thalweg, suite à une chute de pression d'origine convective. Pour la Perturbation D cette conversion barotrope n'a pas pu avoir lieu dans la mesure où l'AEJ à l'Est avait une courbure anticyclonique et ne pouvait donc pas renforcer la circulation cyclonique associée à la Perturbation D. Nous en avons déduit que l'ajustement géostrophique du champ de vent au champ de pression suite à une perturbation convective en région tropicale ne peut avoir lieu qu'avec un apport d'énergie cinétique de l'environnement extérieur. Cette énergie cinétique provient plus précisément de la circulation d'Est par une conversion barotrope.

Qui plus est, au cours de son évolution cyclogénétique la Perturbation pre-Helene était associée à une conversion barocline négative en relation avec une circulation tourbillonnaire cyclonique divergente, sous l'influence d'une zone de hautes pressions à l'Ouest. La Perturbation D était aussi associée à une conversion barocline négative au moment de franchir la côte Ouest africaine (25 septembre), mais celle-ci était due une circulation tourbillonnaire anticyclonique convergente associée à la dorsale de l'AEW à l'Est.

Les simulations à 4 km ont été utilisées pour quantifier l'évolution du tourbillon absolu dans les perturbations simulées. Dans les deux cas la convection est associée à une production de tourbillon cyclonique en basse couche par étirement du tourbillon cyclonique pré-existant et par bascule du tourbillon horizontal, et à un transport vertical du tourbillon cyclonique jusqu'en moyenne troposphère. La production de tourbillon cyclonique dans le cas de la Perturbation D est cependant plus faible que dans le cas de la Perturbation pre-Helene, du à une activité convective moins intense. La présence d'une forte circulation anticyclonique à l'Ouest de la Perturbation pre-Helene s'est traduite par une importante advection horizontale de tourbillon cyclonique en moyenne troposphère, ce qui n'a pas été le cas pour la Perturbation D. En fin de compte les conclusions de l'analyse du tourbillon rejoignent celles de l'analyse énergétique. C'est-à-dire que l'organisation à l'échelle synoptique des structures cycloniques d'échelle convective nécessite un environement

synoptique favorable, avec en particulier la présence d'une circulation anticyclonique intense à l'Ouest.

Les résultats quantitatifs de cette thèse confirment que la cyclogénèse tropicale, en particulier dans la région des Îles du Cap Vert, est la conséquence d'une interaction entre des systèmes convectifs et la circulation environnementale. C'est-à-dire que la chute de pression induite par un système convectif dans la région des Îles du Cap Vert conduit à une intensification de la circulation tourbillonnaire par ajustement géostrophique, uniquement s'il y a un apport d'énergie cinétique / de tourbillon cyclonique en provenance de la circulation environnante. Ce n'est donc pas un résultat fondamentalement nouveau. En revanche, l'analyse utilisée pour arriver à ce résultat est originale, puisqu'elle à permis de faire le lien entre la cyclogénèse tropicale et les processus en jeu dans les bilans d'énergie et de tourbillon absolu dans deux cas particuliers : un qui a donné naissance à un Cyclone du Cap Vert, et l'autre non. Cette analyse quantitative en terme de bilans a certainement un grand avenir devant elle.

Les perspectives de cette thèse sont multiples. L'analyse climatologique du chapitre 3 pourrait être appliquée à d'autres saisons pour vérifier dans quelle mesure les processus mis en évidence sont représentatifs de ce qui se passe en général. On pourrait d'ailleurs imaginer que cette méthode soit utilisée pour étudier la variabilité à l'échelle de plusieurs années, décénies, des processus représentés. L'extension à la région de cyclogénèse située plus à l'Ouest (entre 30 et 60º W) de cette étude, voire à d'autres bassins, mettrait en évidence les spécificités des Cyclones du Cap Vert.

Il y a certainement encore beaucoup à découvrir concernant la relation entre la dépression thermique saharienne, l'anticyclone le surplombant, les dorsales de l'AEW, l'air sec et les poussières sahariennes, les thalwegs en provenance des moyennes latitude, la convection au large de la côte Ouest africaine, et l'évolution cyclogénétique des thalwegs de l'AEW.

La question des relations entre les ondes d'Est et la cyclogénèse tropicale Atlantique reste ouverte. C'est l'une des priorités scientifiques mises en avant dans le programme international « Year of Tropical Convection », comme on peut en juger selon le « science plan » (disponible en ligne : http://www.ucar.edu/yotc/documents/YOTC_Science_Plan.pdf):

« Easterly waves represent an important organizing mode of variability that is crucial for accurately forecasting high impact weather events as well as properly simulating an important land-atmosphere-ocean interaction process and its impact on mean state features, such as the ITCZ. In particular, easterly waves are known to be important triggering mechanisms for tropical depressions, storms and cyclones. Tropical cyclones continue to be one of the most influential/catastrophic extreme events and our full predictive capabilities have yet to be exploited.

1) *What improvement in prediction skill of tropical cyclone motion and genesis can be achieved by exploitation of advanced ensemble prediction systems that are becoming available in the timeframe of Year of Tropical Convection?*

2) *What are the dynamical and thermodynamical processes by which African easterly waves, convectively coupled waves and the Maden Julian oscillation contribute to the favourable and unfavourable conditions for tropical cyclone formation?*

3) *How are these processes dependent on the background state, including aerosol loading?*

4) *How can new satellite observations of convection and related processes be incorporated into numerical models to allow for more time- and location-specific prediction of tropical cyclone formation and evolution? »*

Les bilans d'énergie et de tourbillon absolu effectués dans ce travail de thèse pourraient être appliqués à d'autres cas particuliers simulés avec Méso-NH pour vérifier les hypothèses faites. « Y a-t-il systématiquement une conversion barotrope et une advection horizontale de tourbillon cyclonique associée à la formation d'un Cyclone du Cap Vert ? »

Comme annoncé au paragraphe 5.3, il serait très utile de coder ces bilans dans Méso-NH, de manière à intégrer les différents termes des équations au pas de temps de la simulation et à avoir au final un bilan équilibré en point de grille. Ceci permettrait de visualiser les termes des bilans sur des coupes horizontales et verticales de manière à localiser les processus. Intégrer ces différents termes dans un domaine limité pemettrait de quantifier la contribution des processus précédemment mis en évidence. Cette manière de procéder est certainement plus pertinente que celle mise en œuvre dans cette thèse.

Pour finir, une version compressible de Méso-NH permettrait de faire le lien entre l'évolution de la pression, les conversions énergétiques et les processus convectifs. Celà aboutirait certainement à une analyse plus objective de l'ajustement géostrophique nécessaire à la cyclogénése tropicale.

LISTE DES OPERATEURS MATHEMATIQUES

M	Variable quelconque
$\int M dz$	Intégration verticale de M de la surface au sommet de l'atmosphère
$< M >$	Intégration de M sur toute la surface de la terre
$\tilde{M} = M - < M >$	Ecart de M par rapport à sa moyenne horizontale <M> sur toute la surface de la Terre
$\overline{M} = \overline{M}(z) = \frac{1}{(X2 - X1)\cdot(Y2 - Y1)} \int_{X1}^{X2}\int_{Y1}^{Y2} M(x, y, z, t) dx dy$	Moyenne horizontale de M dans le domaine D délimité par les coordonnées cartésiennes X1, X2, Y1, Y2.
$M' = M'(x, y, z) = M - \overline{M}$	Ecart de M dans le domaine D par rapport à sa moyenne horizontale $\overline{M}$
$[M] = [M](y, z) = \frac{1}{(X2 - X1)} \int_{X1}^{X2} M(x, y, z, t) dx$	Moyenne zonale de M dans le domaine (X1, X2)
$M* = M*(x, y, z) = M - [M]$	Ecart de M par rapport à sa moyenne zonale $[M]$
$\frac{\partial M}{\partial t}, \frac{\partial M}{\partial x}, \frac{\partial M}{\partial y}, \frac{\partial M}{\partial z}$	Dérivées eulériennes de M par rapport aux variables t, x, y, z
$\frac{DM}{Dt} = \frac{\partial M}{\partial t} + u\frac{\partial M}{\partial x} + v\frac{\partial M}{\partial y} + w\frac{\partial M}{\partial z}$	Dérivée lagrangienne de M suivant une particule d'air sec
$\underline{\nabla} \cdot (M\,\underline{\mathbf{u}}) = \frac{\partial(Mu)}{\partial x} + \frac{\partial(Mv)}{\partial y} + \frac{\partial(Mw)}{\partial z}$	Divergence de la quantité $M\,\underline{\mathbf{u}}$ en utilisant l'altitude comme coordonnée verticale

LISTE DES SYMBOLES

- Les exposants ^{C}, ^{A} font référence aux cas compressible et anélastique.
- Les indices $_{V}$, $_{Z}$, $_{E}$ font reference aux composantes verticale, zonale et tourbillonnaire
- Les quantités soulignées sont des vecteurs

A	Energie potentielle disponible de Lorenz (1955, L55)
BE	Divergence des flux de l'énergie totale de l'air humide
BH	Divergence des flux de l'enthalpie de l'air humide
BI	Divergence des flux de l'énergie interne de l'air humide
BK, BKV	Divergence des flux de l'énergie cinétique horizontale et verticale de l'air humide
BK_Z , BK_E	Divergence des flux de l'énergie cinétique zonale, tourbillonnaire
BP	Divergence des flux de pression ou travail total des forces de pression
C	Conversion barocline entre A et K dans l'analyse de L55
C'	Terme supplémentaire dans le bilan de L55 appliqué à un domaine fini
CC	Travail partiel de la force de Coriolis correspondant à la conversion entre K et KV
CK	Conversion entre KZ et KE dans l'analyse de L55
c_l , c_i , $c_{hydro} = r_l c_l + r_i c_i$	Capacité calorifique de l'eau liquide, de l'eau solide, de tous les hydrométéores
CP, CPZ, CPE	Conversion barocline horizontal (travail horizontal des forces de pression), composantes zonale et tourbillonnaire
$c_{pa} = c_{va} + R_a$, $c_{pv} = c_{vv} + R_v$, $c_{pm} = c_{pa} + r_v c_{pv}$	Capacité calorifique de l'air sec, de la vapeur d'eau, de l'air humide à pression constante
c_{va} , c_{vv} , $c_{vm} = c_{va} + r_v c_{vv}$	Capacité calorifique de l'air sec, de la vapeur d'eau, de l'air humide à volume constant
CVP	Conversion barocline vertical (travail vertical des forces de pression)
$DE_{friction}$	Dissipation de l'énergie totale de l'air humide par frottements
$D_{friction}$ ($DV_{friction}$)	Dissipation de l'énergie cinétique horizontale (verticale) de l'air humide par frottements
D_{hydro} (DV_{hydro})	Echange d'énergie cinétique horizontale (verticale) avec les hydrométéores dans l'équation de l'énergie cinétique horizontale (verticale) de l'air humide
$DV_{gravity}$	Dissipation / production de l'énergie cinétique verticale de l'air humide par le travail de la force gravitationnelle
D_{WV} (DV_{WV})	Dissipation / production de l'énergie cinétique horizontale (verticale) de l'air humide par condensation / évaporation ou déposition / sublimation de la vapeur d'eau.
DZ, DE	Dissipation de l'énergie cinétique zonale, tourbillonnaire
E	Energie potentielle totale de L55

E_m	Energie totale de l'air humide
f	Paramètre de Coriolis
$(F_x \quad F_y \quad F_z)$	Composantes cartésiennes de la force de frottement
g	Accélération gravitationnelle terrestre
G	Production / destruction diabatique totale d'enthalpie
G_{diab}	Production / dissipation de l'enthalpie (ou énergie interne) de l'air humide par les processus diabatiques
GE_{hydro}	Echange d'énergie totale avec les hydrométéores dans l'équation de l'énergie totale de l'air humide
GE_{wv}	Production / destruction de l'énergie totale de l'air humide par évaporation / condensation ou sublimation / déposition de la vapeur d'eau.
G_{hydro}	Echange de chaleur avec les hydrométéores dans le bilan d'enthalpie (ou énergie interne) de l'air humide
GI_{phase}	Production / destruction de l'énergie interne de l'air humide lors des changements de phase de l'eau
$GI_{residual}$	Terme résiduel supplémentaire dans l'équation de l'énergie interne de l'air humide dans le cas anélastique
GI_{WV}	Production / destruction de l'énergie interne de l'air humide par évaporation / condensation ou sublimation / déposition de la vapeur d'eau.
G_p	Production / destruction de l'enthalpie de l'air humide par les variations de pression
G_{phase}	Production / destruction de l'enthalpie de l'air humide lors des changements de phase de l'eau
$G_{residual}$	Terme résiduel dans l'équation de l'enthalpie de l'air humide dans le cas anélastique
G_{WV}	Production / destruction de l'enthalpie de l'air humide par évaporation / condensation ou sublimation / déposition de la vapeur d'eau.
H_m	Enthalpies de l'air humide
I_m	Enérgie interne de l'air humide
K_m, KV_m	Energies cinétiques horizontale et verticale de l'air humide
KZ, KE	Enérgie cinétique zonale, tourbillonnaire
p_{00}	Pression de référence = 1000 hPa
p	Pression atmosphérique
p_{ref}	Pression atmosphérique de référence dans le cas anélastique
$\dot{q}$	Taux de chauffage diabatique total
$\dot{q}_{diab}$	Taux de chauffage par unité de masse d'air sec du au rayonnement et à la dissipation par turbulences
$\dot{q}_l$, $\dot{q}_i$	Taux de chauffage échangé avec les hydrométéores liquides et solides dans le bilan d'enthalpie (ou d'énergie interne) humide

$\dot{q}_{phase}$	Taux de chauffage par unité de masse d'air sec du aux changements de phase de l'eau dans l'équation de la température potentielle ou de l'enthalpie
$\dot{q}^{I}_{phase}$	Taux de chauffage par unité de masse d'air sec du aux changements de phase de l'eau dans l'équation de l'énergie interne
r	Coordonnée radiale dans le repère cylindrique
R_a, R_v	Constante de gaz parfait de l'air sec et de la vapeur d'eau
r_l, r_i, r_{hydro}	Rapport de mélange de l'eau liquide, de l'eau solide, de tous les hydrométéores
$R_m = R_a + r_v \cdot R_v$	« Constante » de gaz parfait pour l'air humide (rigoureusement, ce n'est pas une constante)
r_v	Rapport de mélange de la vapeur d'eau
t	Temps
T	Température
$\underline{\mathbf{u}} = (u \quad v \quad w)$	Vitesse de l'air sec projetée dans le repère cartésien
$(\dot{u}_{hydro} \quad \dot{v}_{hydro} \quad \dot{w}_{hydro})$	Composantes cartésiennes du taux de quantité de mouvement échangée avec les hydrométéores dans l'équation de la quantité de mouvement de l'air humide
$(x \quad y \quad z)$	Coordonnées cartésiennes
v_R	Vitesse radiale dans le repère cylindrique
v_T	Vitesse tangentielle dans le repère cylindrique
WPI	Travail interne des forces de pression (pas de déplacement macroscopique)
κ	Rapport de la constante de gaz parfait sur la capacité calorifique à pression constante (R / C_P) pour l'air sec
$\theta = \frac{T}{\pi}$	Température potentielle
$\theta_v = \frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_a}}{1 + r_v + r_{hydro}} \theta$	Temperature potentielle virtuelle
θ_{vref}	Température potentielle virtuelle de référence
ξ_a	Tourbillon vertical absolu
ξ_E	Tourbillon vertical relative de la circulation tourbillonnaire
ξ_G	Tourbillon vertical géostrophique de la circulation tourbillonnaire
ξ_Z	Tourbillon vertical relatif dans le repère cylindrique
$\pi = \left(\frac{p}{p_0}\right)^K$	Fonction d'Exner
π_{ref}	Fonction d'Exner de référence dans le cas anélastique

ρ_a , $\rho_m = \rho_a (1 + r_v)$	Densités de l'air sec et humide
ρ_{ref}	Densité de l'air de référence dans le cas anélastique
$< \sigma >= g\left(\frac{< T >}{c_{pa}} - \frac{p}{R_a} \frac{d < T >}{dp} \right)$	Stabilité statique de l'air sec intégrée sur toute la Terre
ϕ	Géopotentiel
φ	Latitude
ω	Vitesse verticale en coordonnées pressions
Ω	Vitesse de rotation de la terre

LISTE DES ABREVIATIONS

AEJ	African Easterly Jet (Jet d'Est Africain)
AEW	African Easterly Wave (Onde d'Est Africaine)
AMMA	Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine
ASCII	American Standard Code Information Interchange
ASPEN	Atmospheric Sounding Processing Environment)
AVAPS	Airborne Vertical Atmospheric Profiling System
CNRM	Centre National de Recherches Météorologiques
CNRS	Centre Nationale de la Recherche Française
E	Est
ECMWF	European Center for Medium-range Weather Forcast (Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme)
EUMETSAT	EUropean organisation for the exploitation of METeorological SATellites (Organisation européenne pour l'exploitation des satellites météorologiques)
EOL	Earth Observing Laboratory
FORTRAN	FORmula TRANslator
GAME	Groupe d'étude de l'Atmosphère MEtéorologique
GARP	Global Atmospheric Research Programme
GATE	GARP Atlantic Tropical Experiment
GPS	Global Positioning System
IDRIS	Institut du développement et des ressources en informatique Scientifique
IWV	Integrated Water Vapor
jpg	Joint Photographic Experts Group.
km	kilomètres
MCS	Mesoscale Convective System (Système Convectif de Mésoéchelle)
MCV	Mesoscale Convective Vortice (Tourbillon Convectif de Mésoéchelle)
N	Nord
NAMMA	NASA African Monsoon Mutlidisciplinary Analysis
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NCAR	National Center for Atmospheric Research
NCEP	National Center for Environmental Prediction
NetCDF	NetWork Common Data Form
NHC	National Hurricane Center
N-E	Nord-est
S	Sud
SAFIRE	Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement
SATMOS	Service d'Archivage et de Traitement Météorologique des Observations Spatiales
SE	Sud-est

SEVIRI	Spinning Enhanced Visible & InfraRed Imager
SOP	Special Observing Period (Période d'Observation Spéciale)
SW	Sud-ouest
VHT	Vortical Hot Tower (Tour convective tourbillonnaire)
W	Ouest
WJ	Westerly Jet (Jet d'Ouest Sub-tropical)
Tb	Température de brilliance
TEJ	Tropical Easterly Jet (Jet d'Est Tropical)
URA	Unité de Recherche Associée
UMR	Unité Mixte de Recherche
WAHL	West African Heat Low (dépression thermique saharienne)
XRIT	(Low/High Rate Information Transmission)
ZCIT	Zone de Convergence Intertropicale

BIBLIOGRAPHIE

Agusti-Panareda, A., D. Vasiljevic, A. Beljaars, O. Bock, F. Guichard, M. Nuret, A. Garcia Mendez, E. Anderson, P. Bechtold, A. Fink, H. Hersbach, J.-P. Lafore, J-B. Ngamini, D.J. Parker, J.-L. Redelsperger, A. Tompkins, 2009: Radiosonde humidity bias correction over the West African region for the special AMMA reanalysis at ECMWF, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc*, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **135,** 595-617.

Arnault, and J., F. Roux, 2009a: Case-study of a developing African easterly wave during NAMMA: an energetic point of view, *J. Atmos. Sci.*, to appear.

———, ——-—, 2009b: Failed cyclogenetic evolution of a West African monsoon perturbation observed during AMMA SOP-3, *J. Atmos. Sci.*, *Soc.*, in revision.

———, ——-—, 2009c: Tropical cyclogenesis off the West African coast: a synoptic point of view, *Atmos. Res.*, to be submitted.

———, ——-—, 2009d: Comparison between two case-studies of developing and non-developing African easterly waves: absolute vertical vorticity budget during AMMA and NAMMA/SOP-3, *Mon. Wea. Rev.*, in revision.

Avila, L. A., and G. B. Clark, 1989: Atlantic tropical systems of 1988, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2260-2265.

Aviles, L. B., 2004: African easterly waves: evolution and relationship to Atlantic tropical cyclones. Ph.D. thesis, Atmospheric Sciences, University of Illinois at Urbana-Champaign. 212 pp.

Bannon, P. R., 2002: Theoretical foundations for models of moist convection, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1967-1982.

Bechtold, P., J. S. Kain, E. Bazile, P. Mascart and E. Richard, 2001: A Mass flux convection scheme for regional and global models: *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **127,** 869-886.

——-—, M. Kohler, T. Jung, F. Doblas-Reyes, M. Leutbecher, M.J. Rodwell, F. Vitart and G. Balsamo (2008): Advances in simulating atmospheric variability with the ECMWF model: From synoptic to decadal time-scales, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.,* 134, 1337-1351.

Berry, G. and C. Thorncroft, 2005: Case study of an intense African easterly wave, *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 752-766.

———, ———, and T. Hewson; 2006: African easterly waves during 2004 – analysis using objective techniques, *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 1251-1267.

Bister, M., and K. A. Emanuel, 1997: The genesis of Hurricane Guillermo: TEXMEX analyses and modelling study, *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2662-2682.

Bougeault, P. and P. Lacarrère, 1989: Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta-scale model. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1872-1890.

Bousquet, O., and M. Chong, 2000: The oceanic mesoscale convective system and associated mesovortex observed 12 December 1992 during TOGA-COARE. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **126,** 189-211.

Brandes, E. A., 1990: Evolution and structure of the 6-7 May 1985 mesoscale convective system and associated vortex. *Mon. Wea. Rev*., **118**, 109-127.

——, and C. L. Ziegler, 1993: Mesoscale downdraft influences on vertical vorticity in a mature mesoscale convective system. *Mon. Wea. Rev*., **121**, 1337-1352.

Burpee, R. W., 1972: The origin and structure of easterly waves in the lower troposphere of North Africa, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 77-90.

———, 1974: Characteristics of North African easterly waves during the summers of 1968 and 1969, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1556-1570.

Carlson, T. B., 1969a: Synoptic histories of three African disturbances that developed into Atlantic hurricanes, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 256-288.

———, 1969b: Some remarks on African disturbances and their progress over the tropical Atlantic, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 716-726.

———, and J. M. Prospero, 1972: The large-scale movement of Saharan air outbreaks over the northern equatorial Atlantic, *J. Appl. Meteor.*, **11**, 283-297.

Chaboureau, J.-P. and P. Bechtold, 2005: Statistical representation of clouds in a regional model and the impact on the diurnal cycle of convection during Tropical Convection, Cirrus and Nitrogen Oxides (TROCCINOX). *J. Geophys. Res.*, **110**, D17103, doi:10.1029/2004JD005645.

———, J.-P. Cammas, P. Mascart, J.-P. Pinty, C. Claud, R. Roca, and J.-J. Morcrette, 2000: Evaluation of a cloud life-cycle simulated by Meso-NH during FASTEX using METEOSAT radiances and TOVS-31 cloud retrievals. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1735-1750.

———, ———, ———, ———, and J.-P. Lafore, 2002: Mesoscale model cloud scheme assessment using satellite observations. *J. Geophys. Res.,* **107(D17)**, 4301, doi:10.1029/2001JD000,714.

Chen, S. S., and W. M. Frank, 1993: A numerical study of the genesis of extratropical convective vortices. Pat I: Evolution and dynamics, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2401-2426

Chong, M., and O. Bousquet, 1999: A mesovortex within a near-equatorial mesoscale convective system during TOGA COARE. *Mon. Wea. Rev*., **127**, 1145-1156.

Dai, A., and J. Wang, 1999: Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3874-3891.

Davis, C. A. and S. B. Trier; 2007: Mesoscale convective vortices observed during BAMEX. Part I: kinematic and thermodynamic structure, *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 2029-2049.

Dunn, G. E., 1940: Cyclogenesis in the tropical Atlantic, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **21**, 215-229.

Durran D. R., 1989: Improving the anelastic approximation, J. Atmos. Sci., **46**, 1453-1461.

Emanuel K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance, J. Atmos. Sci., **43**, 485-604.

Erickson, C. 0., 1963: An incipient hurricane near the West African coast, *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 61-68.

Fritsch, J. M., J. D. Murphy and J. S. Kain, 1994: Warm-core vortex amplification over land, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1780-1807.

Gal-Chen, T., and R. C. J. Sommerville, 1975: On the Use of a Coordinate Transformation for the Solution of the Navier-Stokes Equations. J. Comput. Phys., 17, 209-228.

Gray, W., M., 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms, *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 669-700.

———, 1979: Hurricanes: Their formation, structure and likely role in the tropical circulation. *Meteorology Over the Tropical Oceans*. D. B. Shaw (Ed.), Roy. Meteor. Soc., James Glaisher House, Grenville Place, Bracknell, Berkshire, RG12 1BX, 155-218.

Gregory, D., J.-J. Morcrette, C. Jakob, A. M. Beljaars, and T. Stockdale, 2000: Revision of convection, radiation and cloud schems in the ECMWF model: *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **126,** 1685-1710.

Hack, J. J., and W. H. Schubert, 1986: Nonlinear response of atmospheric vortices to heating by organized cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1559-1573.

Harr, P., R. L. Elsberry, and J. C. L. Chan, 1996: Transformation of a large monsoon depression to a tropical storm during TCM-93, *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2625-2643.

Hendricks, E. A., M. T. Montgomery, and C. A. Davis, 2004: On the role of “vortical” hot towers in tropical cyclone formation, *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1209-1232.

Holland, G., J., 1995: Scale interaction and the western Pacific monsoon, *Meteor. Atmos. Phys.*, **56**, 57-79.

Hoskins, B. J., I. Draghici, and H. C. Davies, 1978: A new look at the ω-equation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 31-38.

Houze, R. A., Jr. 1993: *Cloud dynamics*, 573 pages, Academic, San Diego, Calif.

Hsieh, J.-S. and K. H. Cook, 2007: A study of the energetics of african easterly waves using a regional climate model, *J. Atmos. Sci.*, **64**, 421-440.

Hubert, H., 1939: Origine africaine d’un cyclone tropical Atlantique, *Annales de la physique du globe de la France d’Outremer*, **6**, 97-115.

Janicot, S., C. D. Thorncroft, A. Ali, N. Ascencio, G. Berry, O. Bock, B. Bourles, G. Caniaux, F. Chauvin, A. Deme, L. Kergoat, J.-P. Lafore, C. Lavaysse, T. Lebel, B. Marticorena, F. Mounier, P. Nedelec, J.-L. Redelsperger, F. Ravegnani, C. E. Reeves, R. Roca, P. de Rosnay, H. Schlager, B. Sultan, M. Tomasini, A. Ulanovsky, and ACMAD forecasters team, 2008: Large-scale overview of the summer monsoon over West Africa during the AMMA field experiment in 2006. *Ann. Geophys*, **26,** 2569-2595.

Jenkins, G. S., A. S. Pratt, and A. Heymsfield, 2008: Possible linkages between Saharan dust and tropical cyclone rain band invigoration in the eastern Atlantic during NAMMA-06, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L08815, doi:10.1029/2008GL034072, 2008.

———, P. Kucera, E. Joseph, J. Fuentes, A. Gaye, J. Gerlach, F. Roux, N. Viltard, M. Papazzoni, A. Protat, D. Bouniol, A. Reynolds, J. Arnault, D. Badiane, F. Kebe, M. Camara, S. Sall, 2009: Coastal observations of weather features in Senegal during the AMMA SOP-3 period, *J. Atmos. Sci.*, submitted

Kain, J. S., and J. M. Fritsch, 1993: Convective parameterization for mesoscale models: The Kain-Fritsch scheme. *Meteor. Monographs*, **46,** 165-170.

Karyampudi, V. M., T. N. Carlson, 1988: Analysis and numerical simulations of the Saharan air layer and its effect on easterly wave disturbances, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3102-3136.

———, S. P. Palm, J. A. Reagen, H. Fang, W. B. Grant, R. M. Hoff, C. Moulin, H. F. Pierce, O. Torres, E. V. Browell, and S. H. Melfi, 1999: Validation of the Saharan dust plume conceptual model using Lidar, Meteosat, and ECMWF data, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **80**, 3102-3136.

Keenan, T. D., and S. A. Rutledge, 1993: Mesoscale characteristics of monsoonal convection and associated stratiform precipitation. *Mon. Wea. Rev*., **121**, 352-374.

Kiladis, G. N., C. D. Thorncroft, and N. M. J. Hall, 2006: Three-dimensional structure and dynamics of African easterly waves. Part I: observations, *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2212-2230.

Kniegel, J. C., and R. H. Johnson, 2003: A scale-discriminating vorticity budget for a mesoscale vortex in a midlatitude, continental mesoscale convective system. J. Atmos. Sci., 60, 781-794.

Lafore, J. P., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hereil, P. Mascart, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, and J. Vila-Guerau de Arellano, 1998: The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. Annales Geophysicae, 16, 90-109.

Laing, A. G., R. Carbone, V. Levizzani, and J. Tuttle, 2008: The propagation and diurnal cycles of deep convection in northern tropical Africa, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 134, 93-109.

Landsea C. W. and W. M. Gray, 1992: The strong association between western sahelian monsoon rainfall and intense Atlantic hurricanes, *J. Climate*, **5**, 435-453

———, Climate variability of tropical cyclones: Past, Present and Future. Storms, 2000 edited by R. A. Pielke, Sr. and R. A Pielke, Jr, Routledge, New York, 220-241 (available online: http://www.aoml.noaa.gov/hrd/Landsea/climvari/index.html#tthFtNtAAB)

Lavaysse, C., C. Flamant, S. Janicot, and P. Knippertz, 2009: Impact of the mid-latitude circulation on the intra seasonal pulsations of the West African Heat Low - A Spectral Analysis, submitted to *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*

Lebel, T., B. Marticorena, E. Mougin, C. Peugeot, A. Diedhiou, J. M. Haywood, J.B. Ngamini, J.-L. Redelsperger; C. D. Thorhncroft, 2009: The AMMA field campaigns: multiscale and multidisciplinary observations in the West African region, submitted to *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*

Lee, C. S., 1989: Observational analysis of tropical cyclogenesis in the Western North Pacific. Part I: structural evolution of cloud clusters, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2580-2598.

Lin, Y.-L., K. E. Robertson, and C. M. Hill, 2005: Origin and propagation associated with an African easterly wave as a precursor of hurricane Alberto (2000). *Mon. Wea. Rev*., **133**, 3276-3298.

Lorenz, E. N., 1955: Available potential energy and the maintenance of the general circulation, *Tellus*, **7**, 157-167.

Love, G., 1985: Cross-equatorial interactions during tropical cyclogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1499-1509.

Malardel, S., 2005: Fondamentaux de météorologie, Cepaduès Editions, Toulouse, France, 708 pp.

Marquet, P., 1993: Exergy in meteorology: Definition and properties of moist available enthalpy. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 567-590.

———, 1995: On the concept of pseudo-energy of T. G. Shepherd. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 455-459.

———, 2003a: The available-enthalpy cycle. I: introduction and basic equations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 2445-2466.

———, 2003b: The available-enthalpy cycle. II: applications to idealized baroclinic waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 2467-2494.

Mathon V., and H. Laurent, 2000: Life cycle of sahelian mesoscale convective cloud systems. *Q. J. Meteorol. Soc.*, **127**, 377-406.

McBride, J. L., 1981: Observational analysis of tropical cyclone formation, Part III: Budget analysis, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1152-1166.

———, J. L., and R. Zehr, 1981: Observational analysis of tropical cyclone formation, Part II: Comparison of non-developing versus developing systems, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1152-1166.

Menard, R. D., and J. M. Fritsch, 1989: A mesoscale convective complex-generated inertially stable warm core vortex, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1237-1261.

Moine, M.-P., 2001: Structure et evolution à mésoéchelle de perturbations cycloniques de l'Atlantique Nord pendant FASTEX. Thèse de l'Université Paul Sabatier – Toulouse III, soutenue le 1er octobre 2001.

Molinari, J., and S. Skubis, 1985: Evolution of the surface wind field in an intensifying tropical cyclone, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2865-2879.

———, and M. Dudek 1992: Parameterization of convective precipitation in mesoscale models: A critical view, *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 326-344.

Norquist D. C., E. E. Recker and R. J. Reed, 1977: The energetics of African wave disturbances as observed during phase III of GATE, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 334-342.

Ooyama, K., 1982: Conceptual evolution of the theory and modelling of the tropical cyclone, *M. Meteor. Soc. Japan.*, **60**, 187-198.

Paradis, D., J.-P. Lafore, and J.-L. Redelsberger, 1995: African easterly waves and convection. Part I: linear simulations, *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1657-1679.

Payne, S. W., and M. M. McGarry, 1977: The relationship of satellite inferred convective activity to easterly waves over West Africa and the adjacent ocean during phase III of GATE, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 414-420.

Piersig, W., 1936: Schwankungen von Luftdrück und Luftbewegung; sowie ein Beitrag zum Wettergeschehen im Passatgebiet des östlichen Nordatlantischen Ozeans, *Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte.*, **54**.
(Parts II and III have been translated and published in 1944 under the title: The cyclonic disturbances of the sub-tropical Eastern North Atlantic, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **25**, 2-17)

Pinty, J. P., and P. Jabouille, 1998: A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitations, *Conf. on cloud physics, Everett, WA, Amer. Meteor. Soc.*, pp 217-220.

Pytharoulis, I. and C. Thorncroft, 1998: The low-level structure of African easterly waves in 1995, *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2266-2280.

Raymond, D. J., C. Lopez-Carillo, and L. L. Cavazos, 1998: Case-studies of developing east Pacific easterly waves, *J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 2005-2034.

Reasor, P. D., M. T. Montgomery, and L. Bosart, 2005: Mesoscale observations of the genesis of Hurricane Dolly (1996), *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3151-3171.

Redelsperger, J.-L., C. D. Thorncroft, A. Diedhiou, T. Lebel, D. Parker, J. Polcher, 2006: African monsoon, multidisciplinary analysis (AMMA): an international research project and field campaign. *Bull. Amer. Meteorol. Soc*., **87**, 1739-1746.

Reed, R. J., D. C. Norquist and E. E. Recker, 1977: The structure and properties of African wave disturbances as observed during phase III of GATE, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 317-333.

Riehl, H., 1950: A model of hurricane formation, *Journ. Appl. Phys.*, **21**, 917-925.

Ritchie, E. A., and G. J. Holland, 1997: Scale interactions during the formation of Typhoon Irving, *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 1377-1396.

Rogers, R. F., and J. M. Fritsch, 2001: Surface cyclogenesis from convectively driven amplification of midlevel mesoscale convective vortices. *Mon. Wea. Rev*., **129**, 605-637.

Ross, R. S. and T. N. Krishnamurti, 2007: Low-level African easterly wave activity and its relation to Atlantic tropical cyclogenesis in 2001, *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 3950-3964.

Sall, S. M., and H. Sauvageot, 2005: Cyclogenesis off the African coast: the case of Cindy in August 1999, *Mon. Wea. Rev*., **133**, 2803-2813.

———, ———, A. Gaye, A. Viltard and P. de Félice, 2006: A cyclogenesis index for Tropical Atlantic off the African Coasts, *Atmos. Res.*, **79**, 123-147.

Saunders, R., M. Matricardi, P. Brunel, S. English, P. Bauer, U. O'Keeffe, P. Francis, and P. Rayer, 2005: RTTOV-8 Science and validation report. NWP SAF Rep., 41 pp. Tech. rep.

Schove, D. J., 1946: A further contribution to the meteorology of Nigeria, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **72**, 105-110.

Schubert, W. H., and J. J. Hack, 1982: Inertial stability and tropical cyclone development, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1687-1697.

Schwendike J. and S. C. Jones, 2009: Convection in an African easterly wave over West Africa and the eastern Atlantic: case study of Helene (2006), submitted to *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*

Shepherd, T. G., 1993: A unified theory of available potential energy. *Atmos.-Ocean*, **31**, 1-26.

Simpson, J., E. Ritchie, G. J. Holland, J. Halverson, and S. Stewart, 1997: Mesoscale interactions in tropical cyclone genesis, *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2643-2661.

Smith, J. W., and P. R. Bannon, 2008: A comparison of compressible and anelastic models of deep dry convection. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 4555-4571.

Smith, P. J., 1970: A note on the energy conversions in open atmospheric systems. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 518-521.

Thompson, R. M., S. W. Payne, E. E. Recker, and R. J. Reed, 1979: Structure and properties of the synoptic-scale wave disturbances in the intertropical convergence zone of the eastern Atlantic, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 53-72.

Thorncroft, C. D., 1995: An idealized study of African easterly waves. III: More realistic basic states, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **121**, 1589-1614.

———, and K. Hodges, 2001: African easterly wave variability and its relationship to Atlantic tropical cyclone activity, *J. Climate.*, **14**, 1166-1179.

Tollerud, E. I., and S. K. Esbensen, 1985: A composite life cycle of non-squall mesoscale convective systems over the tropical ocean, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 823-837.

Tory, K. J., M. T. Montgomery, and N. E. Davidson, 2006: Prediction and diagnostic of tropical cyclone formation in a NWP system. Part I: The critical role of vortex enhancement in deep convection, *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3077-3090.

Trier, S. B., W. C. Skamarock, and M. A. Lemone, 1997: Structure and evolution of the 22 February 1993 TOGA COARE squall line: organization mechanisms inferred from numerical simulation. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 645-670.

Van Sang N., R. K. Smith, and M. T. Montgomery, 2008: Tropical-cyclone intensification and predictability in three dimensions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **134,** 563-582.

Verlinde, J., and W. R. Cotton, 1990: A mesoscale vortex couplet observed in the trailing anvil of a multicellular convective complex. *Mon. Wea. Rev*., **118**, 993-1010.

Weisman, M. L., and C. A. Davis, 1998: Mechanisms for the generation of mesoscale vortices within quasi-linear convective systems. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2603-2622.

Zipser, E. J., C. H. Twohy, S. C. Tsay, K. L. Thornhill, S. Tanelli, R. Ross, T. N. Krishnamurti, Q. Ji, G. Jenkins, S. Ismail, N. C. Hsu, R. Hood, G. M. Heymsfield, A. Heymsfield, J. Halverson, H. M. Goodman, R. Ferrare, J. P. Dunion, M. Douglas, R. Cifelli, G. Chen, E. V. Browell, and B. Anderson, 2009, The Saharan air layer and the fate of African easterly waves. NASA's AMMA 2006 field program to study tropical cyclogenesis: NAMMA. *Bull. Amer. Meteorol. Soc*. **90**, 1137-1156.

Title: Cyclogenetic evolution of convective disturbances in West Africa and Tropical Atlantic

Abstract: The formation of Cape Verde Cyclones is the result of an interaction between several processes: mid-level African easterly wave's troughs and ridges, low-level monsoon flow and trade winds off the West African coast, convective developements, mid-level Saharan anticyclone, low level Saharan heat low, mid-and upper level troughs of mid-latitude origin. These processes are investigated in a climatologic study of five season of European Center for Medium-range Weather Forcast analyses and Meteosat images. This is complemented with two case studies modelled with Méso-NH: the perturbation which spawn Hurricane Helene (2006) and the so-called "Perturbation D", a non-developing case observed during AMMA / SOP-3 in Dakar in September 2006. The simulated evolutions are quantified with energy and vorticity budgets. The main result of this thesis is that geostrophic adjustment of wind field to a pressure perturbation of convective origin in the Cape Verde Islands area occurs only if there is a production of eddy kinetic energy through barotropic conversion and a horizontal advection of cyclonic vorticity. This confirms the well-known hypothesis that tropical cyclogenesis is the result of an interaction between convective systems and a favourable environement.

Keywords: Cape Verde Cyclone, tropical cyclogenesis, African easterly wave, mesoscale convective systems, monsoon flux, trade winds, West African heat low, mid-latitude troughs, climatology, case-studies, energy budget, barotropic conversion, baroclinic conversion, latent heat release, geostrophic adjustment, absolute vorticity budget, tilting, stretching.

AUTEUR : Joël ARNAULT

TITRE: Evolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique tropical

DIRECTEUR DE THESE : Pr. Frank ROUX

Soutenue à TOULOUSE, le 29 septembre 2009

RESUME : La formation des Cyclones du Cap Vert met en jeu divers processus : les thalwegs, dorsales de l'onde d'Est africaine et l'anticyclone saharien en moyenne troposphère, les thalwegs des moyennes latitudes en moyenne et haute troposphère, le flux de mousson et les alizés au large de la côte Ouest africaine en basse troposphère, les systèmes convectifs. Ces processus sont étudiés à l'aide d'une climatologie sur cinq ans d'analyses du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme et d'images Meteosat. Deux cas particuliers sont ensuite modélisés avec Méso-NH : celui de la perturbation qui a donné naissance à l'ouragan Helene (2006) et celui de la « Perturbation D », un cas de non-cyclogénèse observé pendant la campagne AMMA / SOP-3 à Dakar en septembre 2006. Les évolutions des perturbations simulées sont quantifiées à l'aide de bilans d'énergie et de tourbillon. Le résultat principal de cette thèse est que l'ajustement géostrophique du champ de vent à une perturbation de pression d'origine convective dans la région des Îles du Cap Vert ne se produit que lorsqu'il y a un apport d'énergie cinétique tourbillonnaire par une conversion barotrope, ainsi qu'une advection horizontale de tourbillon cyclonique. Ceci confirme l'hypothèse bien connue selon laquelle la cyclogénèse tropicale est le résultat d'une interaction entre systèmes convectifs et un environnement favorable.

Titre en anglais: Cyclogenetic evolution of convective disturbances in West Africa and Tropical Atlantic

---

MOTS-CLEFS : Cyclones du Cape Vert, cyclogénèse tropicale, onde d'Est africaine, systèmes convectifs de mésoéchelle, flux de mousson, alizés, dépression thermique saharienne, thalwegs des moyennes latitudes, climatologie, cas d'étude, bilan d'énergie, conversion barotrope, conversion barocline, chaleur latente, ajustement géostrophique, bilan de tourbillon absolu, terme de bascule, terme d'étirement

---

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : OCEAN, ATMOSPHERE ET SURFACES CONTINENTALES

Laboratoire d'Aérologie, Observatoire Midi-Pyrénnées, 14, Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.