

Dynamique Atmosphérique en Antarctique dans le Modèle de  
Circulation Générale LMDZ : Évaluation et Sensibilité au Solveur  
Hydrodynamique

Matthias NOËL

Encadrement : Jean-Baptiste MADELEINE et Christophe GENTHON  
Laboratoire de Météorologie Dynamique

Juillet 2021

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Chapitre I : Caractéristiques des Modèles de Circulation Générale (LMDZ, DYNAMICO) et des données de stations météorologiques</b>	<b>4</b>
1.1 Introduction aux GCM utilisés : LMDZ et DYNAMICO	4
1.1.1 Cœur dynamique 'Longitude-Latitude'	5
1.1.2 Cœur dynamique DYNAMICO	6
1.1.3 Interpolation : projection de données de la grille de DYNAMICO vers une grille 'Longitude-Latitude'	9
1.2 Données comparatives : Réanalyses et Mesures de stations	10
1.2.1 Réanalyses	10
1.2.2 Mesures de stations	10
1.3 Dissipation Numérique	11
1.4 Caractérisation de l'Orographie Sous-Maille	13
1.4.1 Caractéristiques générales	13
1.4.2 Précision sur l'effet de Surface : Phénomène distinct de la prise en compte de l'Orographie sous-maille	15
<b>2 Chapitre II : Diagnostics et Etudes de la Dynamique Atmosphérique en Antarctique</b>	<b>16</b>
2.1 Introduction : Généralités sur le climat Antarctique	16
2.2 Circulation Atmosphérique : Cellule polaire et Subsidence	17
2.3 Caractérisation de la hauteur de géopotentiel au-dessus du plateau	20
2.4 Vents Catabatiques	22
2.4.1 Introduction et Approche théorique	22
2.4.2 Etudes des vents de surface dans les simulations : vitesses moyennes et distributions	25
2.5 Jet en hémisphère Sud : Position et Intensité	29
2.5.1 Position du Jet	29
2.5.2 Intensité du Jet	30
2.6 Variabilité temporelle : Analyse spectrale	31
2.6.1 Introduction et Présentation de la Méthode d'Analyse Spectrale	31
2.6.2 Analyse Spectrale des données météorologiques	33
<b>3 Conclusion et Perspectives</b>	<b>34</b>
<b>Références</b>	<b>37</b>

## Introduction

La compréhension et la modélisation de l'humidité et des précipitations sur le plateau Antarctique est un enjeu primordial pour évaluer précisément le bilan de glace en Antarctique. Il s'agit dans un contexte de réchauffement climatique, d'un point clef dans la prévision de la montée des eaux des océans, pouvant avoir des conséquences dramatiques sur les biodiversités côtières mais aussi sur des millions de vie de personnes habitant en bordure de mer.

Cette étude propose une analyse des résultats des simulations du modèle climatique de l'IPSL utilisant le nouveau cœur dynamique DYNAMICO. Une comparaison avec le modèle LMDZ basé sur un maillage traditionnel longitude-latitude ainsi qu'une mise en confrontation avec des données de réanalyse ainsi que des mesures issues de stations météorologiques seront réalisées. Pour identifier les causes de ces différences entre simulations et observations, un panel de diagnostics les plus divers possibles en lien avec des caractéristiques météorologiques à l'échelle locale et plus généralement aux moyennes et hautes latitudes Sud sera ainsi développé et permettra de caractériser quels paramètres seront à modifier pour modéliser plus finement la dynamique atmosphérique synoptique en Antarctique. Une évaluation des grandeurs moyennes météorologiques régionales et des analyses spectrales locales aux différentes stations de mesures permettront de découpler le réglage des différents paramètres (résolution spatiale, dissipations, choix de coeur dynamique, etc.) en distinguant grandeurs moyennes et variabilité.

Ainsi, après avoir introduit les outils de travail et les premières questions de réglages en lien avec leur utilisation, les différents diagnostics seront présentés puis mis à contribution sur les jeux de données à notre disposition. Pour finir, les résultats obtenus seront mis en regard dans le but d'esquisser des caractéristiques du modèle permettant d'envisager des modifications pertinentes et décrivant plus précisément la dynamique atmosphérique en Antarctique.

# 1 Chapitre I : Caractéristiques des Modèles de Circulation Générale (LMDZ, DYNAMICO) et des données de stations météorologiques

Ce chapitre décrit les caractéristiques des modèles utilisés (GCM : General Circulation Model) ainsi que les simulations affiliées, présente les réanalyses et les stations de mesures et les données qui en sont tirées et aborde des aspects de réglage intrinsèques aux modèles (dissipations, paramètres d'orographie sous-maille).

## 1.1 Introduction aux GCM utilisés : LMDZ et DYNAMICO

Dans cette étude, les premiers résultats du nouveau modèle DYNAMICO sont confrontés à ceux de LMDZ dans sa dernière version (LMDZ-CMIP 6A) (Hourdin et al. (2006), Madeleine et al. (2020)). Développés à l'IPSL, ils sont composés de 3 parties : un cœur dynamique décrivant les écoulements atmosphériques de grande échelle, une partie composée des équations physiques/microphysiques et une autre regroupant l'ensemble des effets radiatifs. Ici, les parties physique et radiative sont identiques, seul le cœur dynamique est modifié. Le changement principal concerne la grille de calcul du solveur hydrodynamique discrétisant les équations dynamiques sur une sphère ; là où LMDZ6A utilise une représentation terrestre basée sur une grille longitude-latitude, DYNAMICO s'appuie sur une grille tirée d'une subdivision quasi-uniforme d'un isocaèdre.

Par ailleurs, pour chacune des simulations, le modèle est utilisé en mode AMIP *i.e.* non-couplé à un modèle d'océan. La concentration de glace et la température de la surface des océans sont forcées par des données issues de climatologies.

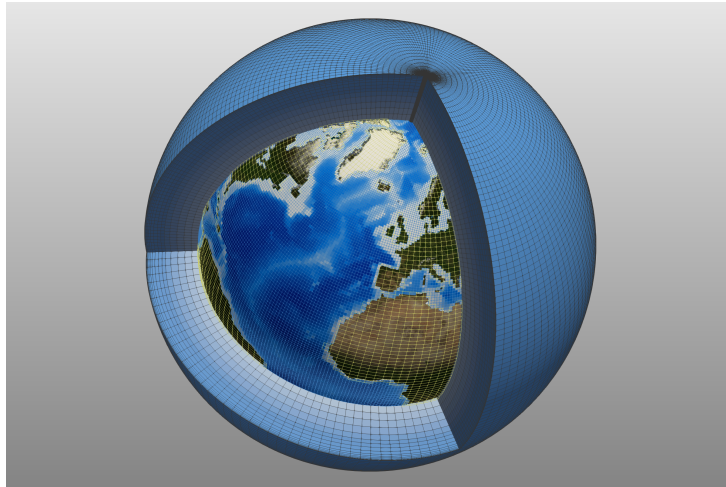


FIGURE 1 – Maillage de l'atmosphère terrestre sur une grille lon-lat.

### 1.1.1 Cœur dynamique 'Longitude-Latitude'

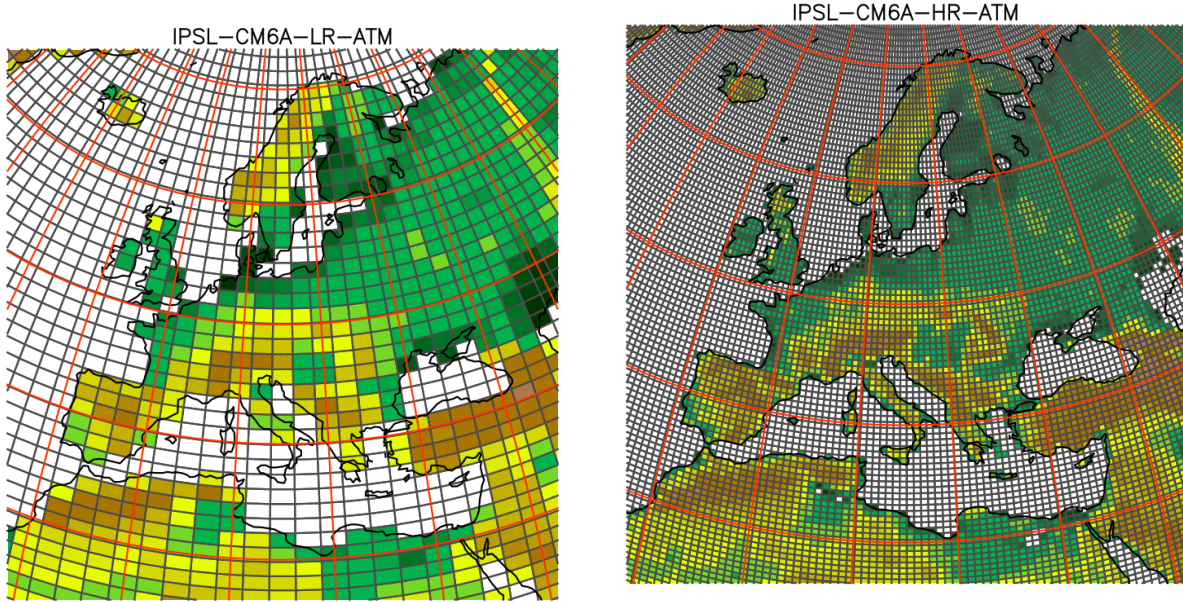
Le modèle LMDZ (du nom du laboratoire et dont le Z représente la capacité de zoom) discrétise les équations dynamiques sur une sphère dans une grille C d'Arakawa en longitude-latitude (Arakawa and Lamb (1977)). Par ailleurs, les propriétés de stabilité de ce modèle numérique sont garanties et ce notamment grâce à la conservation de l'enstrophie potentielle ( $\frac{1}{2}\eta^2$  où  $\eta = \frac{\text{rot } \mathbf{V}}{P}$ , la vorticité potentielle avec  $\mathbf{V}$  le champ de vitesse horizontale et P le champ de pression) (Sadourny (1975b), Sadourny (1975a)).

Par ailleurs, un terme dissipatif est ajouté aux équations dynamiques (voir thèse Florentin Lemonnier) ; L'objectif étant de prévenir une accumulation d'énergie pour des échelles proches de la résolution, lorsque le modèle ne peut pas calculer par manque de résolution jusqu'aux échelles de turbulence. Les effets de ce terme seront détaillés plus largement par la suite.

Les pas de calcul (temporel et spatial) utilisés sont limités par un critère CFL - Courant-Friedrich-Levy. En effet, pour chaque onde se propageant, cette condition doit être respectée pour assurer la convergence du calcul :  $\frac{\Delta x}{\Delta t} \geq c$  où  $c$  est la célérité de l'onde associée. Ainsi, deux limitations sont à prendre en compte. D'une part, le pas de temps  $dt$  ne peut être plus petit qu'une valeur limite imposée par les modes de gravité les plus rapides. D'autre part, à l'approche des pôles, la résolution  $dx$  tend vers 0, du fait de la réduction de la longueur des mailles selon la longitude. Pour pallier ce problème, un filtre longitudinal est appliqué pour les latitudes supérieures (ou inférieures) à  $+60^\circ$  (ou  $-60^\circ$ ).

Une stratégie de filtrage repose sur des regroupements de mailles (2 par 2 puis, 4 par 4, etc.). L'idée est d'utiliser ces ensembles de cellule pour atteindre des largeurs  $dx$  respectant le critère CFL et permettant d'assurer la convergence numérique aux pôles. De cette façon, Sadourny (Sadourny 1979a,b) introduit des opérateurs de filtrage :  $F_0 h(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} h(x') dx'$  pour les champs scalaires,  $F_1 h(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} h(x') \cos(x - x') dx'$  pour la composante zonale des champs vectoriels,  $F_2 h(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} h(x') \sin(x - x') dx'$  pour la composante méridienne des champs vectoriels, où  $h$  est un champ physique quelconque. Proche des pôles, on approxime de cette façon  $h(x, \epsilon) = \lim_{y \rightarrow \epsilon} h(x, y)$  avec  $\epsilon$  une coordonnée proche du pôle. Ainsi, par continuité des champs physiques (P, u, v), on en déduit proche des pôles que :  $P(x, \epsilon) = F_0 P(x)$ ,  $u(x, \epsilon) = F_1 u(x)$ ,  $v(x, \epsilon) = F_2 v(x)$ .

Dans cette version, la résolution verticale comporte 79 niveaux modèle. Communément, les niveaux de pression interpolés à 850, 500 et 200 hPa seront majoritairement utilisés mais, ils peuvent être complétés par des valeurs à 5, 10 ou 50 m au dessus de la surface. Pour une vision plus détaillée, deux résolutions horizontales seront utilisées :  $144 \times 142$  pour la basse résolution (notée LR) - ainsi l'axe longitudinal (de  $-90^\circ$  à  $90^\circ$ ) est décomposé en 144 points et l'axe méridien (de  $0^\circ$  à  $360^\circ$ ) est lui décomposé en 142 points (voir la figure 2a) - et  $512 \times 360$  pour la haute résolution (notée HR) (voir la figure 2b).



(a) LMDZ - CMIP6 - LR.

(b) LMDZ - CMIP6 - HR.

FIGURE 2 – Maillage de LMDZ - grille lon-lat.

### 1.1.2 Cœur dynamique DYNAMICO

DYNAMICO est le nouveau cœur dynamique mis en œuvre récemment au Laboratoire de Météorologie Dynamique avec l’ambition de pallier les problèmes d’isotropie du maillage longitude-latitude et d’accroître les performance avec une grille hautement parallélisable. Ce modèle résout les équations primitives météorologiques et repose sur une grille horizontale icosaédrique, contrairement à son prédécesseur exploitant une grille horizontale plus traditionnelle en latitude-longitude. Une telle discrétisation présente l’avantage de ne pas connaître de point de singularité dans son système de coordonnées comme cela était le cas précédemment aux pôles (Dubos et al. (2015)).

La discrétisation est basée sur une tessellation (pavage) de la sphère unité comme décrite par R. Sadrouny and Mintz (1968). Un icosaèdre plan est inscrit dans une sphère en considérant 12 arêtes et 20 faces planes, toutes sous la forme de triangle équilatéral (voir le premier schéma de la figure 3). Chaque côté est divisé en  $M$  arcs géodésiques égaux (deuxième tracé de la figure 3). Ces arcs joints forment de nouveaux sommets sont de nouveaux divisés en tronçons de longueur identique. Le nombre total de points dans cette grille pour une résolution  $M$  est  $N = 10 \times M^2 + 2$  (troisième graphique de la figure 3). A chaque triangle formé, un indice global  $v$  lui est associé (voir le point  $q_v$  sur la figure 4) et, à chacun des sommets (noté  $\Theta$ ), on fait correspondre un indice  $i$  (point  $\Theta_i$  de la figure 4). Ainsi, en utilisant les points  $q_v$  situés en chaque centre des triangles comme sommet de nouveau polygone, on construit maille par maille la discrétisation en hexagone (avec parfois quelque pentagone). Chacune de ces cellules est référencée avec une indexation correspondant à celle du sommet du triangle local  $i$  (voir figure 4). Les cotés des hexagones (ou pentagones) sont indexés par un coefficient  $e$ . A noter que le vecteur  $\mathbf{U}_e$  (de fig. 4) représente le flux de masse horizontale à travers la frontière verticale entre deux volumes de contrôle ( $\mathbf{U} = \rho \mathbf{u}$  où  $\rho$  est la masse volumique du fluide et  $\mathbf{u}$  est le vecteur vitesse horizontale).

Dans la suite de l’étude, à l’image des simulations issues de LMDZ, des basses (LR) et hautes (HR) résolutions sont utilisées avec des valeurs de  $M$  telles que :  $M_{LR} = 40$  et  $M_{HR} = 160$ . Ces indices correspondent à des résolutions spatiales horizontales respectives de :  $\sim 250$  km (LR) et  $\sim 60$  km (HR). Le nombre de niveaux verticaux sont quant eux identiques à ceux employés par LMDZ, soit 79 couches.

Par ailleurs, lorsque les résultats de ces simulations seront maniés, une projection par interpolation sur une grille latitude-longitude (avec des maillages analogues) sera réalisée. L’idée est d’avoir des jeux de données plus commodes à exploiter pour obtenir des comparaisons minutieuses entre les simulations de même précision.

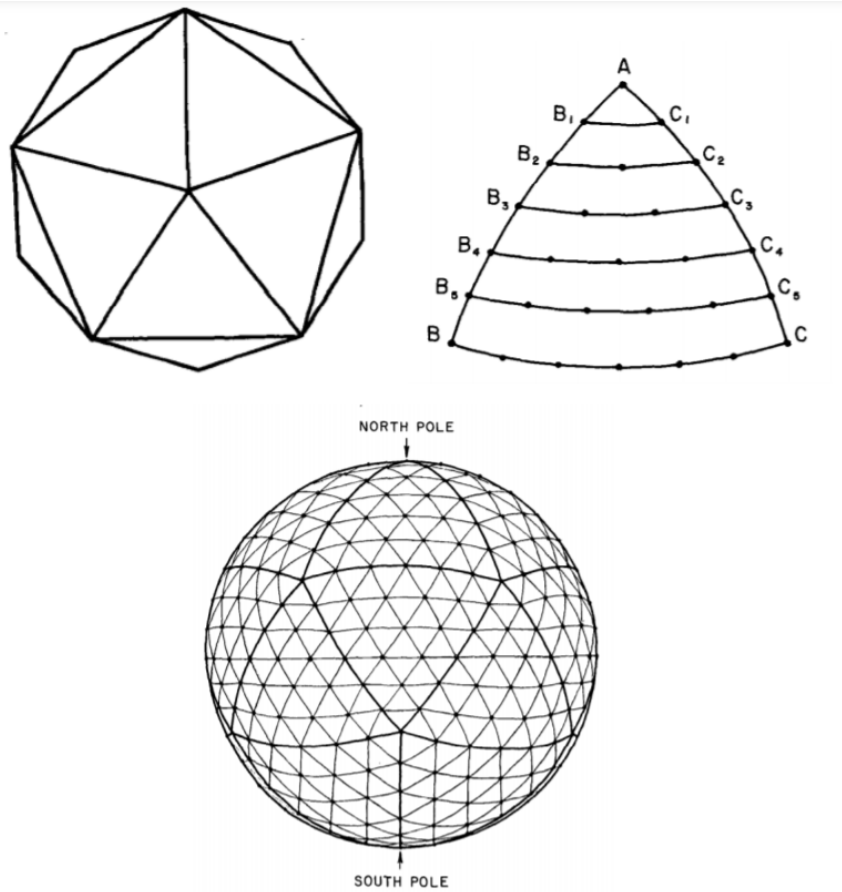


FIGURE 3 – Plan d'un icosaèdre, Figure d'un triangle sphérique servant à la construction de la grille (pour  $n = 6$ ) et Représentation du maillage par ajout de tous les arcs géodésiques (d'après Sadourny et al., 1968).

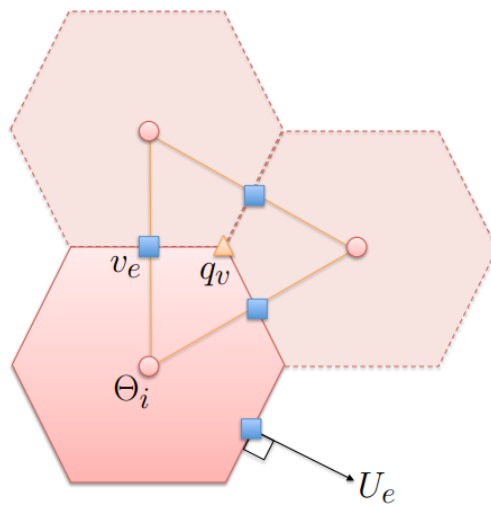


FIGURE 4 – Indexation et position du maillage de DYNAMICO (d'après Dubos et al., 2015).

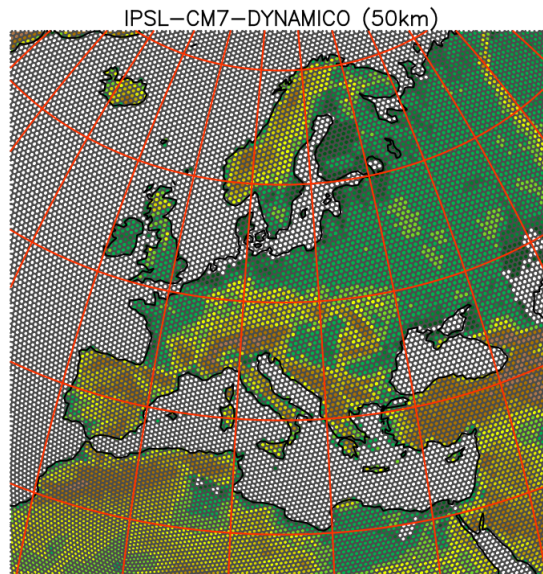


FIGURE 5 – Maillage haute résolution de DYNAMICO.

(voir dans la suite partie 1.1.3). Ainsi, en Haute Résolution (HR), les données manipulées ont une résolution horizontale de  $512 \times 360$  sur un maillage lon-lat ; en Basse Résolution (LR), la résolution est de  $144 \times 142$ .

A noter que dans la suite du rapport, les simulations issues de DYNAMICO seront désignées par les notations 7A-LR (HR) pour les basses (hautes) résolutions.



### 1.1.3 Interpolation : projection de données de la grille de DYNAMICO vers une grille 'Longitude-Latitude'

L'utilisation de deux cœurs dynamiques reposant sur des maillages différents rend la comparaison des résultats délicate. Pour pouvoir les mettre en parallèle, il est nécessaire de se baser sur une même grille, qui sera par commodité, tout au long du rapport celle en "latitude-longitude". Cette utilisation des résultats implique pour les simulations issues de DYNAMICO une projection vers le maillage en "latitude-longitude". De cette façon, une description de la méthode utilisée est ci-dessous présentée. Elle repose sur le procédé décrit par Kritsikis et al. (2015).

Les mailles de la grille "lon-lat" seront notées  $S_i$  et celles de DYNAMICO  $T_j$ . A noter que par construction des maillages respectifs, on a :  $\forall i \neq j, S_i \cap S_j = \emptyset, T_i \cap T_j = \emptyset$  et  $\cup S_i = \cup T_j$ . Les fonctions scalaires utilisées sont décrites par leurs intégrales sur les mailles que l'on note :  $f_i = \int_{S_i} f$  où  $f$  est un champ scalaire à interpoler.

A partir des deux maillages initiaux, un source et un cible (qui sont dans notre problème respectivement le maillage basé sur un icosaèdre et le maillage "lat-lon"), on construit un super-maillage correspondant à l'intersection des mailles les unes par rapport aux autres tel que :  $U_k = (S_i \cap T_j)_{i,j}$ .

De ce maillage, le problème se résume à trouver une approximation telle que :  $f'_k \approx \int_{U_k} f$  d'où  $\sum_{U_k \subset S_i} f'_k = f_i$ . Ainsi, pour une fonction constante, on doit avoir :  $A_{S_i} = \sum_{U_k \subset S_i} A_{U_k}$ . Dans le cas général, une reconstruction linéaire par morceaux  $f_{app}$  de  $f$  sur le maillage source est construite et intégrée sur  $U_k$ . La reconstruction est définie comme :  $f_i^{app}(x) = \bar{f}_i + g_i \times (x - C_i)$  pour tout  $x \in C_i$ , où  $\bar{f}_i = \frac{f_i}{A_i}$  la valeur moyenne de  $f$  sur  $S_i$ ,  $g_i$  l'approximation du gradient de  $f$  sur la maille  $S_i$  et  $C_i$  est le centre de la maille  $S_i$ . De cette façon, les surfaces des cellules du super-maillage  $A_k$  sont les poids d'interpolation telles que :  $A_k = f_{app}(C_k)$ . Il en suit que :

$$\forall i, \sum_{U_k \subset S_i} A_k = \sum_{U_k \subset S_i} A_k \bar{f}_i + \sum_{U_k \subset S_i} A_k g_i \times (C_k - C_i) = f_i + g_i \times \sum_{U_k \subset S_i} A_k C_k - A_i g_i \times C_i$$

Ainsi, au vu des propriétés discutées ci-dessus, on impose deux conditions d'orthogonalité :

- $\forall i, g_i \times C_i = 0$
- $\forall i, g_i \times \sum_{U_k \subset S_i} A_k C_k$

En commençant par calculer les barycentres  $C_k$  des cellules du super-maillage  $U_k$ , on obtient les barycentres des mailles-sources à partir d'eux tels que par construction on obtient :  $C_i = \sum_{U_k \subset S_i} A_k C_k$ . Ainsi, les deux conditions deviennent équivalentes. Pour vérifier cette condition, on calcule l'approximation du gradient  $\tilde{g}_i$  à partir de la formule de Gauss appliquée aux points voisins de la surface  $S_i$  :

$$\int_{V_i} \nabla f = \int_{\delta \Sigma_i} (f - \bar{f}_i) n ds$$

où  $\delta \Sigma_i$  la frontière de  $\Sigma_i$  et  $n$  la normale sortante de  $\Sigma_i$ . On obtient de fait cette formule :

$$\tilde{g}_i = \frac{1}{A(\Sigma_k)} \sum_{\substack{S_i \cap S_j \cap S_k \neq \emptyset \\ i,j,k \text{ distinct}}} \left( \frac{\bar{f}_j + \bar{f}_k}{2} - \bar{f}_i \right) C_j \times C_k$$

où chaque paire  $(j, k)$  des voisins apparaissent seulement une fois (voir la Figure 6). A noter que la soustraction par  $\bar{f}_i$  garantie un gradient nul lorsque le champ est constant.

Par ailleurs, pour réaliser une projection d'une grille complète, il est nécessaire de déterminer le super-maillage dans sa globalité. Un algorithme, qui ne sera pas décrit par la suite, est utilisé pour limiter la complexité de ce calcul à une complexité en  $N \log(N)$  bien inférieure à une complexité d'un calcul brut en  $N^2$ . Les interpolations sont réalisées au cours de la simulation.

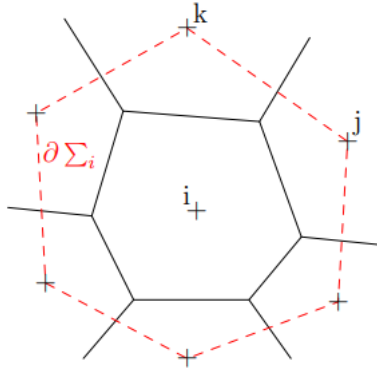


FIGURE 6 – Formule de Stokes appliqué à une frontière  $\partial \Sigma_i$  de la maille  $i$

## 1.2 Données comparatives : Réanalyses et Mesures de stations

Pour pouvoir comparer convenablement les résultats de simulation, on utilise des données issues de réanalyses et de mesures faites par des stations météorologiques.

### 1.2.1 Réanalyses

Les réanalyses sont obtenues par la simulation d'un modèle que l'on vient contraindre au fur et à mesure de son calcul par des mesures de quelques grandeurs. L'intérêt est d'obtenir des données proche des observations, tout en bénéficiant des avantages du modèle qui permettent d'obtenir un grand nombre de variables de sortie, qui ne sont normalement pas mesurable ou très difficile à obtenir. Dans cette étude, les réanalyses ERA-interim (ERA INT) (Dee et al. (2011)) et ERA 5 (Mostafa Tarek and Arsenault (2019)) sont utilisées, pour pouvoir avoir le plus de possibilité de choix de variables de sortie. J'ai eu accès aux réanalyses ERA INT sur CICLAD. Les réanalyses ERA 5 sont disponibles en libre accès sur le site Copernicus (<https://cds.climate.copernicus.eu/cdsapp>).

### 1.2.2 Mesures de stations

On utilise également des données mesurées issues des stations du programme de l'AWS (Automatic Weather Station) et rendues disponible facilement par Gerber. On utilise les données de stations de Dôme C, D47 et D10 (Station très proche de Dumont D'Urville) se trouvant en Terre Adélie. Les mesures sont réalisées par des stations de ce type (voir la figure 7 d'après Matthew a. Lazzara and Cassano (2012)). A noter que les valeurs fournies par ces capteurs peut être biaisées. Effectivement, les conditions météorologiques dans lesquelles sont faites les mesures sont extrêmes et peuvent endommagées la station ainsi que les capteurs utilisés. De plus, ces stations ne sont pas toujours visitées souvent et peuvent rester plusieurs années sans entretien. De ce fait, la hauteur à laquelle les capteurs sont laissés, peut évoluer au cours du temps, ce qui fausse les valeurs mesurées (présence d'une couche d'inversion proche de la surface).

Ainsi, il est nécessaire quand on utilise de garder en tête que les valeurs utilisées ne sont pas toujours précises et ne doivent être en aucun cas prises pour argent comptant.

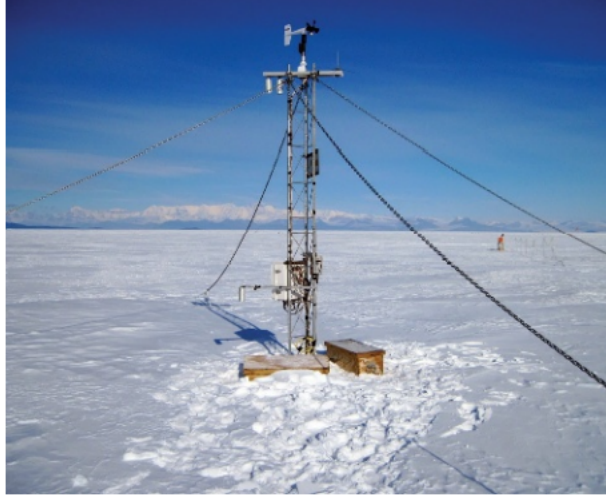


FIGURE 7 – Station automatique utilisée en Antarctique proche de la station McMurdo - Photographie tirée de l'article Lazzara et al, 2012

### 1.3 Dissipation Numérique

Dans chacun des deux modèles, un terme de dissipation est ajouté. Il permet d'empêcher une accumulation d'énergie à des échelles proche de celle de la résolution de la grille. En effet, lorsqu'une turbulence est créée dans un écoulement, on observe un transfert d'énergie des grandes échelles vers les plus petites (Cascade turbulente). Les tourbillons générés par cette transition atteignent finalement l'échelle de dissipation  $l_d$  pour laquelle le nombre de Reynolds associé est proche de 1 :  $Re = \frac{l_d u_d}{\nu} \sim 1$ , avec  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  la viscosité cinématique ( $\rho$  la masse volumique,  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide) et  $u_d$  correspond à la vitesse caractéristique du fluide. A partir de cette valeur, la viscosité dans l'écoulement devient prépondérante et permet la dissipation de l'énergie cinétique.

Dans l'atmosphère, les ordres de grandeurs caractéristiques de l'air sont pour la viscosité de :  $\mu \sim 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m.s})$  et pour la masse volumique de :  $\rho \sim 1 \text{ kg.m}^{-3}$ . Ainsi, en considérant des vitesses caractéristiques comprises entre  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$  et  $100 \text{ m.s}^{-1}$ , l'échelle de dissipation  $l_d$  ne dépasse pas des longueurs de l'ordre de  $10^{-5} \text{ m}$ , bien loin des longueurs caractéristiques minimales proche de  $\sim 10 \text{ km}$  utilisées dans les modèles.

En réponse à ce problème, les deux GCM utilisent un terme de viscosité construit à partir d'un Laplacien d'une grandeur physique  $\Psi$  :

$$\left[ \frac{d\Psi}{dt} \right]_{dissip} = \frac{(-1)^{q_d+1} l_{min}^{2q_d}}{\tau^\Psi} \nabla^{2q_d} \Psi$$

où  $q_d$  est l'ordre de dissipation et  $\tau^\Psi$  est le temps caractéristique de variation associé à la variable  $\Psi$  à la plus petite échelle spatiale  $l_{min}$ , dépendant de la résolution horizontale du modèle. Des grandes valeurs de  $\tau^\Psi$  induisent une dissipation plus faible. En effet,  $\tau^\Psi$  correspond au temps caractéristique de dissipation de la variable  $\Psi$  pour une échelle spatiale donnée  $l_{min}$ . Pour une valeur  $q_d = 1$ , le processus est trop dissipatif sur les circulations de grandes échelles mais en augmentant ce coefficient, la dissipation se produit davantage à l'échelle du maillage qu'à grande échelle. Les trois variables pouvant correspondre à  $\Psi$  sont la vorticité et la divergence des vents ainsi que la température potentielle. Elles sont choisies pour fixer la dissipation de la composante du rotationnel des flux dynamiques ( $q_d^{rot}$  et  $\tau_d^{rot}$  i.e. les ondes de Rossby), la composante de la divergence ( $q_d^{div}$  et  $\tau_d^{div}$  i.e. les ondes de gravité) et les perturbations diabatiques ( $q_d^h$  et  $\tau_d^h$ , i.e. les grandeurs issues de la partie physique des modèles).

Dans les GCM, les coefficients  $q_d$  et  $\tau^\Psi$  sont déterminés empiriquement. Il s'agit à chaque fois, de trouver un compromis entre la stabilité du modèle, la dissipation d'énergie aux petites échelles et la minimisation de l'impact de cette dissipation sur les écoulements de grande échelle. Communément, les paramètres sont réglés tels que :  $q_d$  est compris entre 1 et 4 et  $\tau^\Psi$  entre une à deux heures pour une simulation du GCM entre  $0.5^\circ$

à 1°. La configuration standard pour le modèle LMDZ utilise comme ordre de dissipation  $q_d^{div} = 1$ ,  $q_d^{rot} = 2$ ,  $q_d^h = 2$  et comme échelle de temps  $\tau_d^{div} = 600s$ ,  $\tau_d^{rot} = 1200s$ ,  $\tau_d^h = 1200s$ .

Le choix de ces paramètres a beaucoup d'incidence sur les résultats de simulation, comme en témoigne l'étude réalisée par F. Lemonnier sur les accumulations de précipitation en Antarctique (Lemonnier et al. (2020), Spiga et al. (2020)).

De ce fait, lors des comparaisons entre les simulations, il est capital de garder en mémoire les réglages utilisés; A noter que les simulations 6ALR et 7ALR (même résolution) ont les mêmes ordres et temps caractéristiques de dissipation, ce qui n'est pas le cas pour les simulations hautes résolutions, les résultats de LMDZ sont obtenus avec une dissipation plus élevée que ceux de DYNAMICO (pour les 3 grandeurs physiques  $\tau_{d,LMDZ}^\Psi < \tau_{d,DYNAMICO}^\Psi$ ). Ainsi, une comparaison entre les données LR permet de tirer des conclusions concernant le fonctionnement des cœurs dynamiques. Mais, une analyse plus fine est nécessaire pour les résultats de haute résolution pour découpler les effets de la dissipation et ceux du changement de cœur dynamique (voir le tableau 1).

## 1.4 Caractérisation de l'Orographie Sous-Maille

### 1.4.1 Caractéristiques générales

La représentation de l'orographie sous-maille peut avoir des répercussions non négligeables sur les résultats issus de DYNAMICO et de la grille longitude-latitude. En effet, la forme de la topographie utilisée par les modèles peut être à l'origine d'une réponse différente sur l'écoulement initial (François Lott (1997), Lott (1999)). On distingue deux effets de l'orographie sous-maille sur l'écoulement dans le modèle :

- le "lift", qui prend en compte la déformation des masses d'air au contact d'un relief et qui façonne les ondes stationnaires.
- le "drag", qui paramétrise la formation des ondes de gravités par interaction de l'écoulement avec la topographie.

**"Drag"** : Le "Drag" désigne Deux régimes de réponses distincts existent et dépendent du paramètre adimensionné de hauteur d'un obstacle :

$$H_n = \frac{NH}{|U|}$$

où N est la fréquence de Brunt-Väisälä associée à l'écoulement amont, H est la hauteur maximale de l'obstacle et U est la vitesse du vent.

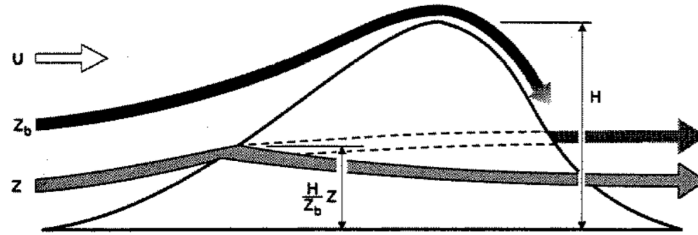


FIGURE 8 – Représentation schématique du comportement de l'écoulement proche de la surface au contact d'un obstacle (d'après François Lott (1997)).

Si  $H_n$  est petit ( $\sim 0$ ), l'écoulement dans son ensemble passe au-dessus de l'obstacle et crée des ondes de gravité verticales se propageant vers le haut.

Si  $H_n$  est grand, le mouvement vertical est limité et l'écoulement contourne la montagne en suivant ses pentes. Une profondeur  $Z_b$  en dessous de laquelle la couche reste bloquée est définie. Lorsque U et N sont indépendants de la hauteur, on peut définir cette profondeur telle que :  $Z_b = H \times \text{Max}(0, \frac{H_n - H_{nc}}{H_n})$  où  $H_{nc}$  est la hauteur adimensionnée critique de l'obstacle et vaut 1.  $Z_b$  peut être appréhendée comme la hauteur de l'élévation de la surface isentropique jusqu'au sommet de la montagne. Dans ces conditions, la traînée engendrée par cet obstacle s'exprime comme :

$$D_b(z) = -\rho_0 C_{dl}(z) \frac{U|U|}{2}.$$

où  $l(z)$  représente la largeur de l'obstacle pour une altitude  $z$  donnée. Ainsi en intégrant sur la hauteur de la montagne (de 0 à  $Z_b$ ), on obtient l'expression de la contrainte totale due au frottement de la montagne sur l'écoulement.

Cependant, lorsque la hauteur adimensionnée est proche de 1, la présence d'une onde est couplée à un blocage de l'écoulement en amont et à un foehn en aval. Dans cette disposition, la surface isentropique est proche du sommet de l'obstacle avant celui-ci et proche du sol après celui-ci. Le passage d'une hauteur à l'autre crée une distortion qui génère des ondes de gravité vers l'aval. La composition de ces deux phénomènes amène là aussi un terme de traînée, responsable d'un freinage de l'écoulement.

#### **"Lift"** :

D'après Lott (1999), il est nécessaire de prendre en compte l'effet de soulèvement par l'orographie, la seule considération de l'effet de "drag" ne suffit à décrire convenablement l'écoulement.

Lorsqu'une masse d'air rentre en contact avec un relief, la colonne d'air est comprimée (vortex squeezing) ou étirée (vortex stretching). Par conservation de la vorticité potentielle, la vorticité absolue de cette masse d'air est modifiée, ce qui a pour conséquence de la dévier. Ainsi, l'effet de lift a pour effet de fixer les ondes de Rossby planétaire notamment.

Dans ces conditions, si l'orographie sous maille est modifiée d'un(e) modèle (/simulation) à l'autre, les vents proches de la surface peuvent être affectés et être plus ou moins intenses. En chaque point de la grille d'étude, on associe  $h(x, y)$  correspondant à la hauteur de la topographie. Cependant pour décrire plus précisément les caractéristiques de l'orographie, 4 paramètres sont utilisés :

- La déviation standard  $\mu$  de  $h(x, y)$  dans la maille ; Cette quantité  $\mu$  permet de donner une mesure de l'amplitude et  $2\mu$  approxime l'enveloppe physique des pics.
  - $\gamma$  est utilisée pour caractériser l'anisotropie du relief dans la maille.
  - La grandeur  $\psi$  caractérise l'angle entre la direction du vent à bas niveau (proche de la surface) et le principal axe de la topographie.
  - Le paramètre  $\sigma$  représente la pente moyenne dans la maille et est calculé tel que :  $\sigma^2 = \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}$ .
- Les paramètres  $\psi$  et  $\gamma$  sont définis à partir du tenseur de corrélation du gradient topographique :

$$H_{ij} = \frac{\overline{\frac{\partial h}{\partial x_i} \frac{\partial h}{\partial x_j}}}{\overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x_i}\right)^2}}$$

où  $x_1 = x$  et  $x_2 = y$ , en prenant des paires de valeurs pertinentes dans la maille. Ce tenseur est symétrique et peut être diagonalisé. On en déduit de cette façon les directions des axes principaux et le degré d'anisotropie.

Ainsi l'axe principal de  $H_{ij}$  est orienté d'un angle  $\theta$  de l'axe  $x$  où :

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{M}{L}\right)$$

Avec  $M$ ,  $L$  et  $K$  les grandeurs suivantes :

$$K = \frac{1}{2} \left\{ \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial y}\right)^2} \right\}, \quad L = \frac{1}{2} \left\{ \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2} - \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial y}\right)^2} \right\}, \quad M = \overline{\frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial y}}$$

En notant  $x'$  et  $y'$  les coordonnées selon lesquelles les axes principaux sont orientés, on en déduit pour les paramètres d'orographie précédents les expressions ci-dessous. Le coefficient d'anisotropie de l'orographie  $\gamma$  est défini est par :

$$\gamma^2 = \frac{\overline{\left(\frac{\partial h}{\partial y'}\right)^2} \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x'}\right)^{-2}}}{\overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x'}\right)^2}} = \frac{K - (L^2 + M^2)^{\frac{1}{2}}}{K + (L^2 + M^2)^{\frac{1}{2}}}$$

Si le vent proche de la surface est dirigé à un angle  $\phi$  de l'axe  $x$ , alors l'angle  $\psi$  est donné par :

$$\psi = \theta - \phi$$

Le paramètre de la pente  $\sigma$  est défini comme la moyenne du carré du gradient de la hauteur le long de la direction principale :

$$\sigma^2 = \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x'}\right)^2}$$

Par conséquent, le calcul de ces coefficients peut avoir une large influence sur l'écoulement et peut créer de grandes différences entre les simulations DYNAMICO et LMDZ "lon-lat". En effet, en Antarctique, l'orographie est très échantillonnée par convergence du maillage longitude-latitude au pôle, au contraire de maillage basé sur l'icosaèdre. Ainsi, ce sur-échantillonnage qui posait problème pour les calculs est finalement un avantage pour la représentation de l'orographie. Ainsi, la perte d'information sur l'orographie dans DYNAMICO est un peu plus importante et peut engendrer des différences causées par le "lissage" des coefficients.

### 1.4.2 Précision sur l'effet de Surface : Phénomène distinct de la prise en compte de l'Orographie sous-maille

Par ailleurs, il est primordial d'indiquer que dans la description précédente, seuls les effets directs de l'orographie sous-mailles sont pris en compte. Cependant, l'état de surface joue un rôle important notamment sur les vents. Ainsi, comme présenté par Vignon (2017), la contrainte de vent de surface s'exprime dans ces modèles comme :

$$\tau = \rho_1 u_*^2 = \rho C_d U_1^2$$

où  $\rho$  désigne la masse volumique du fluide,  $u_*$  la vitesse de friction et  $C_d$  le coefficient de traînée. L'indice 1 indique qu'il s'agit des variables du niveau 1 du modèle. Le coefficient de traînée  $C_d$  s'exprime de cette façon :

$$C_d = \frac{\kappa^2}{\ln\left(\frac{z_1}{z_0}\right)^2} \times f_m$$

avec  $z_1$  la hauteur du premier niveau du modèle,  $z_0$  la longueur de rugosité de la surface (dépend de la nature de l'interface),  $f_m$  une fonction du nombre de Richardson  $R_{ib}$  entre la surface et le premier niveau, et  $\kappa$  la constante de Von Kármán ( $\sim 0.40$ ) sans dimension qui permet de rendre compte du profil logarithmique des vitesses d'un fluide turbulent proche d'une surface ( $u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$  où  $u$  est la vitesse du vent à une hauteur  $z$  de la surface).

En revanche, dans chacun des modèles, pour l'Antarctique, la longueur de rugosité  $z_0$  est choisie comme  $10^{-3}$  m. De cette façon, le freinage des vents dû à l'état de surface à le même comportement et ne cause pas de différences entre les différentes simulations.

		Modèles			
		6A-LR	6A-HR	7A-LR	7A-HR
Grille	Grille Horizontale	$144 \times 142$	$512 \times 360$	$nbp = 40$	$nbp = 160$
	Résolution Grille Verticale	$\sim 200 \text{ km}$ 79	$\sim 50 \text{ km}$ 79	$\sim 250 \text{ km}$ 79	$\sim 60 \text{ km}$ 79
Pas de Temps	Day Step	672	2688		
	Day Step (min)	$\sim 2 \text{ min}$	$\sim 30 \text{ s}$	450 s	112.5 s
	$i_{period}$	7	7		
	$i_{physiq}$ $i_{physiq}$ (min)	7 15 min	28 15 min		
Dissipation	$q_d^{div}$	1	1	1	1
	$q_d^{rot}$	2	2	2	2
	$q_d^h$	2	2	2	2
	$\tau_d^{div}$	3600 s	600 s	3600 s	900 s
	$\tau_d^{rot}$	21600 s	900 s	21600 s	5400 s
	$\tau_d^h$	10800 s	900 s	10800 s	2700 s
Filtre aux Pôles	$N_{group}$	4	6	Aucun	Aucun

TABLE 1 – Paramètres de réglage des 4 simulations utilisées dans la suite - LR pour Basse Résolution, HR pour Haute Résolution - 6A correspond au modèle LMDZ-CMIP6, 7A au modèle DYNAMICO.

## 2 Chapitre II : Diagnostics et Etudes de la Dynamique Atmosphérique en Antarctique

### 2.1 Introduction : Généralités sur le climat Antarctique

Le climat de l’Antarctique est fortement influencé par l’orographie du continent. Sur celui-ci se trouve une épaisse calotte de glace de plusieurs kilomètres, à plus de 2000 m d’altitude moyenne et atteignant localement les 4000 m d’altitude, notamment à proximité du pôle Sud. De cette façon, l’intérieur du continent étant élevé, les masses d’air au dessus du plateau sont isolées de celles des latitudes moyennes, plus chaudes et plus humides; ce qui apporte des conditions très froides, sèches avec peu de nuages. Par ailleurs, la position des autres continents de l’hémisphère Sud étant nettement plus au Nord que l’Antarctique, ceci induit des flux océaniques et atmosphériques plus zonaux que ce qui peut être observé dans l’hémisphère Nord. Ainsi, ces conditions font que l’Antarctique est la région la plus froide, la plus sèche et la plus venteuse du monde.

De plus, le faible rayonnement solaire, due à la longue nuit d’hiver, couplé à un albédo des surfaces enneigées élevé permet un refroidissement radiatif très important de la surface et de l’atmosphère proche et maintient des températures très froides. On observe alors une couche proche de la surface dite ”d’inversion” dans laquelle le gradient de température est positif avec l’altitude. Cette inversion est très forte en hiver mais demeure une grande partie de l’année. Les différences de températures entre la surface et le maximum de température dans la basse troposphère est de l’ordre de 5°C proche de la côte et peut atteindre plus de 25°C sur le plateau en Antarctique de l’Est.

Ces conditions de température particulière combinées aux pentes périphériques sont à l’origine de vents très forts et persistents proche de la surface. Il s’agit de ”Vents Catabatiques”, qui sont produits par un drainage de l’air froid et dense présent au dessus du plateau et qui s’écoule vers la côte. Localement, la vitesse de ces vents est corrélée à la pente de l’orographie. En effet, les vents les plus puissants ont été mesurés par des stations situées sur l’escarpement côtier et les plus faibles sur les parties les plus plates du plateau. Lors de l’expédition de Mawson de 1912-1913, des vents ont été enregistrés à 43  $m.s^{-1}$ .

Pour réaliser une étude la plus complète de la dynamique atmosphérique aux hautes et moyennes latitudes dans l’hémisphère Sud, une étude des caractéristiques des écoulements régionaux est réalisée. Par ailleurs pour compléter ces aspects généraux, une comparaison de données locales en certains points de mesures correspondant aux positions de stations météorologiques est mise en œuvre. Le but est de caractériser les grands traits de la dynamique et de voir leurs effets/variabilités localement. D’après la figure 9, chaque point clef de la structure est étudiée : la hauteur des isobares, l’intensité de la subsidence, la vitesse des vents proche de la surface et le jet d’hémisphère Sud au large des côtes Antarctiques.

Ainsi, dans la suite, plusieurs diagnostics physiques sont présentés et appliqués aux simulations présentées, à des réanalyses et à des données de mesure pour permettre une confrontation des modèles à la réalité. Les grandeurs suivantes seront étudiées :

- Variation de la hauteur de géopotential à 500 hPa entre 90°S et 60°S.
- Subsidence au dessus du plateau Antarctique (Débit massique descendant à 200 hPa).
- Intensité des Vents Catabatiques.
- Caractérisations du Jet en hémisphère Sud à 850 hPa (Position et intensité).
- Variabilité des grandeurs météorologiques au niveau de la surface (Analyse Spectrale au niveau des stations de mesure).



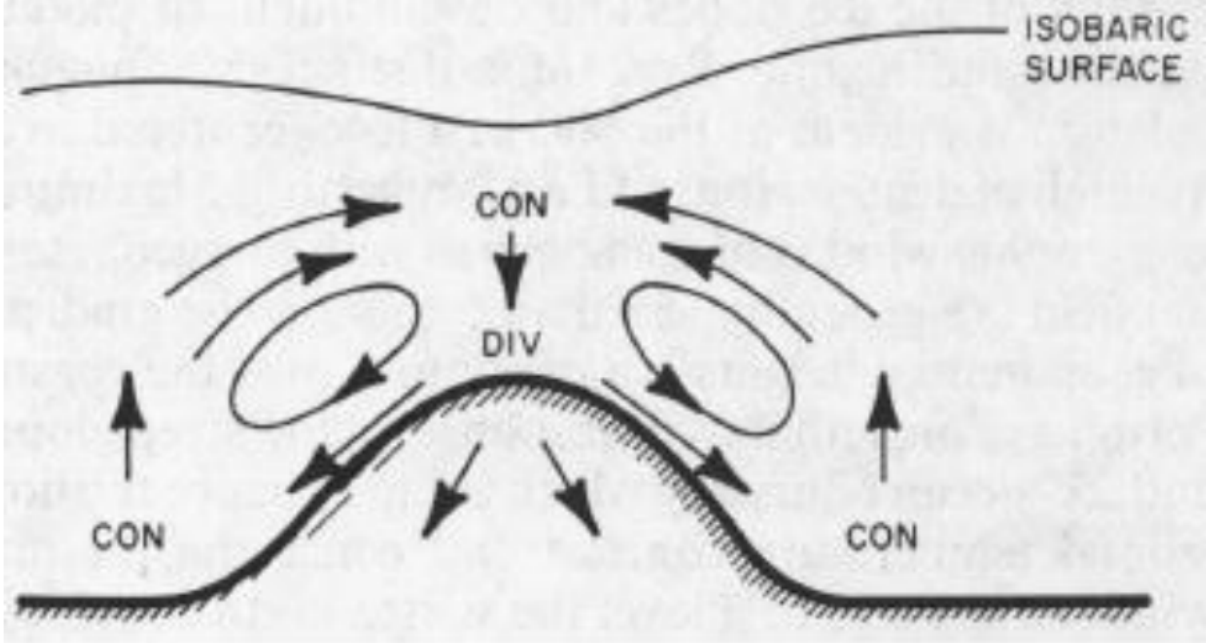


FIGURE 9 – Structure atmosphérique au-dessus du plateau Antarctique (d’après Parish and Bromwich (1991))

## 2.2 Circulation Atmosphérique : Cellule polaire et Subsidence

Comme décrit précédemment, au dessus du plateau Antarctique, on observe une subsidence causée par le drainage ayant pour origine les vents catabatiques (voir la figure 11). De cette façon, pour caractériser l’intensité de cette subsidence, on calcule pour chaque simulation le débit massique descendant à un niveau de pression fixé.

Pour pouvoir faire ce calcul, on utilise comme base le paramètre de sortie  $wap$  correspondant à la grandeur ”omega” exprimée en  $Pa.s^{-1}$  ( $wap = \frac{dp}{dt}$ ); positive lorsque le mouvement est orienté vers le bas. En utilisant les approximations suivantes : l’équilibre hydrostatique et l’équation des gaz parfaits pour l’air dans chacune de ces mailles, on convertit cette grandeur en  $m.s^{-1}$  :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \Leftrightarrow \partial z = -\frac{\partial p}{\rho g} \quad (1)$$

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (2)$$

où  $p$  désigne la pression de l’air dans une maille,  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $g$  la constante d’accélération de la pesanteur ( $= 9.81 m.s^{-2}$ ),  $R$  la constante des gaz parfaits divisée par la masse molaire de l’air  $M_a$  ( $= 286.69 J.K^{-1}.kg^{-1}$ ) et  $T$  la température de l’air. On en déduit pour une surface horizontale  $S$  associée à une maille et en se plaçant à un niveau de pression :

$$w = \frac{dz}{dt} = -\frac{1}{\rho g} \frac{dp}{dt} = -\frac{wap}{\rho g}$$

Ainsi, on obtient comme débit massique descendant pour la maille  $i$  :

$$D_m^i = w_i \times S_i \times \rho_i$$

$$D_{m,desc}^i = S_i \times \frac{wap_i}{g}$$

en considérant  $D_{m,desc}^i$  positif lorsque le mouvement est orienté vers le bas et associé à la maille  $i$ . Cette formule est appliquée à chacune des simulations ainsi qu’aux réanalyses ERA 5 sur des données mensuelles moyennées sur 20 ans, à 200 hPa. Les débits étudiés sont la somme des débits pour chaque maille



FIGURE 10 – Carte d’Antarctique - les points rouges sont des bases/stations météorologiques (Vignon (2017))

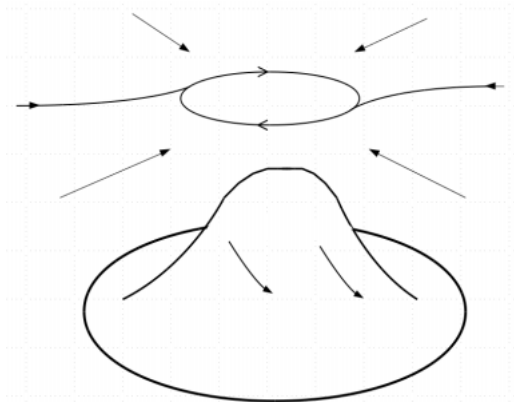


FIGURE 11 – Schéma de la circulation atmosphérique au dessus du plateau Antarctique d’après ()

pour une latitude comprise entre 90°S et 65°S.

$$D_{m,desc}^{tot} = \sum_{lat \leq -65^\circ} D_{m,desc}^i$$

Tous ces résultats sont rassemblés dans le tableau 2.

En observant ce tableau (Table 2), on s’aperçoit que pour une résolution fixée, le débit calculé par DYNAMICO est, bien que du même ordre, inférieur à celui du cœur dynamique "lon-lat". Cependant, à basse résolution, les cœurs sous-estiment ce débit par rapport à celui des réanalyses, et indiquent que la subsidence au-dessus du plateau Antarctique n’est pas assez intense. Cependant, en haute résolution, les débits des deux modèles sont plus proche de celui de ERA5. A noter que la simulation 7A-HR est la plus proche de ERA 5 bien qu’il y ait toujours une erreur de 6.3 %.

Ces calculs de débit confirment ce qui pouvait être conjecturé en étudiant les cartes de la vitesse verticale moyennée sur 20 ans et étudiée à 200 hPa (voir figure 12). En effet, en basse résolution, les vitesses verticales des deux modèles sont plus faibles que celles des réanalyses ERA 5. Entre les cœurs dynamiques, la différence de vitesses est vérifiée. En moyenne, la subsidence semble bien moins intense dans DYNAMICO que dans LMDZ "lon-lat".

Par ailleurs, les oscillations observées en haute résolution ont déjà été documentées (Thatcher and Jablonowski (2016)). Effectivement, le problème apparaît à cause de la différence du nombre d’appels de la partie physique du modèle et de la partie dynamique. Dans un souci de limitation du temps de calcul, on appelle la physique après avoir réalisé  $i_{physiq}$  fois la partie dynamique. Or, à chacun de ces nouveaux appels, un choc est créé dans la dynamique et est à l’origine de ces oscillations observées qui sont dans le modèle des ondes de gravité excitées par ce schéma numérique. A noter que ce problème est en passe d’être réglé et a été testé sur aquaplanète (représentation de la planète sans relief et entièrement recouverte d’océans - Communication personnelle de Sebastien Fromang).

Modèle (LMDZ)	Résolution	Débit Massique Descendant (kg/s)
6A	LR	$3.94 \times 10^9$
7A	LR	$3.13 \times 10^9$
6A	HR	$5.66 \times 10^9$
7A	HR	$4.30 \times 10^9$
Réanalyses	ERA5	$4.59 \times 10^9$

TABLE 2 – Débit Massique descendant (en  $kg/s$ ) moyenné sur 20 ans (de 1989 à 2009) de la subsidence entre  $65^\circ$  et  $90^\circ S$  au dessus du plateau Antarctique à 200 hPa.

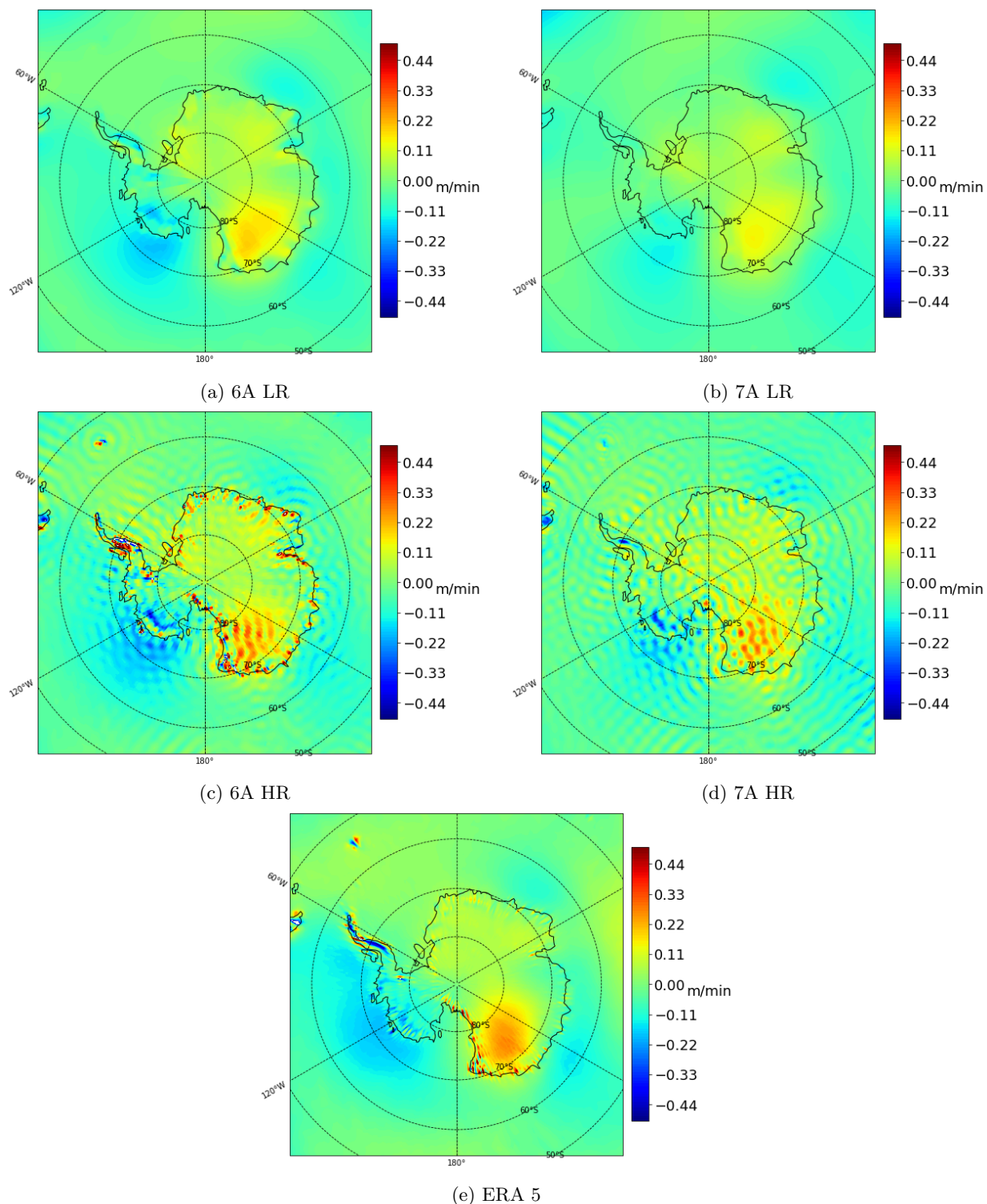


FIGURE 12 – Cartes de la vitesse verticale descendante moyennée annuellement à 200 hPa entre 1989 et 2009 (en  $m/min$ )

### 2.3 Caractérisation de la hauteur de géopotiel au-dessus du plateau

Toujours dans un objectif de caractérisation de la circulation atmosphérique au dessus de l'Antarctique, on s'attarde à présent sur la hauteur de géopotiel à 500 hPa. On observe un creux de la hauteur des

géopotentiels à 500 hPa entre le pôle Sud et  $-55^{\circ}\text{S}$ . On trace alors la hauteur des géopotentiels à 500 hPa pour chacune des simulations et pour les réanalyses ERA5. On utilise également les moyennes zonales de ces grandeurs que l'on rassemble dans la figure 13.

De manière générale, on s'aperçoit que les géopotentiels à 500 hPa des simulations de DYNAMICO sont plus hauts et plus éloignés des réanalyses ERA 5 que les simulations LMDZ "lon-lat". D'après la figure 14, cette différence de hauteur en moyenne sur le plateau est effectivement vérifiable. Par ailleurs en faisant une comparaison des patterns de ces cartes, les structures au-dessus de la chaîne transantarctique de LMDZ "lon-lat" sont plus proches des réanalyses ERA 5 que DYNAMICO. Dans les simulations 7A, un minimum de hauteur apparaît au dessus de la mer de Weddell, ce qui est trop à l'ouest et trop marqué par rapport à ERA 5. Les parties Est des patterns sont plus proches dans DYNAMICO que dans LMDZ "lon-lat" ; Notamment, au niveau du minimum atteint au dessus de la terre de Mac. Robertson (Baie en Antarctique Est, voir figure 10). A noter que dans la figure 15 les enveloppes de chaque simulation sont plus larges que celle des réanalyses, ce qui indique qu'au cours de l'année la hauteur de géopotential varie plus dans les simulations que dans les réanalyses.

A noter que l'affaissement des isobares au-dessus du plateau Antarctique est dû au refroidissement radiatif comme en atteste l'équation 10 en ANNEXE.

De ce fait, on constate bien, après vérification, des biais de ces ordres dans les simulations (d'environ  $4.1\text{ K}$  par rapport aux réanalyses et à la simulation 7ALR et d'environ  $1.4\text{ K}$  pour la simulation 7AHR (voir détail en ANNEXE 4.1)). Pour l'instant les causes de ce biais chaud/surestimation de la hauteur de géopotential ne sont pas encore déterminées. A priori, il peut avoir deux origines : diabatique (principalement du chauffage radiatif ou latent trop important) ou adiabatique (compression adiabatique causée par une subsidence trop intense). Cependant, d'après la partie précédente (2.2), on sait que dans le modèle DYNAMICO l'intensité de la subsidence est correcte. De cette façon, la cause de ce biais chaud est probablement en lien avec un chauffage radiatif ou latent.

Par ailleurs, la quantité de vapeur d'eau au dessus du plateau Antarctique semble être surévaluée dans DYNAMICO et qui, par ses caractéristiques radiatives, expliquerait un chauffage plus intense. Effectivement, le schéma d'advection de la vapeur d'eau dans DYNAMICO est différent que celui utilisé dans LMDZ "lon-lat" et comme étudié (Cauquoin et al. (2019)), cela peut avoir beaucoup de conséquences sur la quantité d'eau en Antarctique. Mais pour l'instant, rien n'a été confirmé.

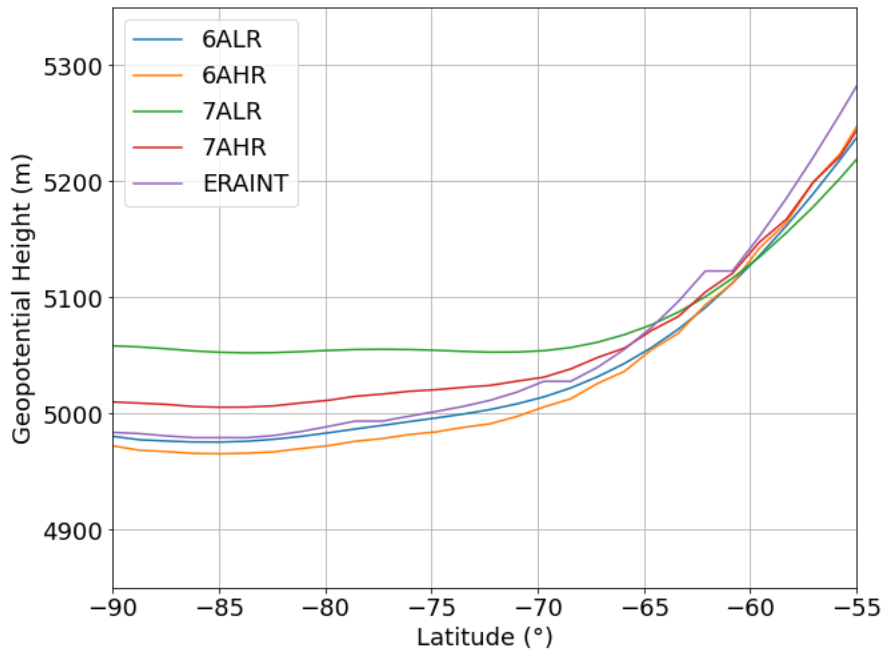


FIGURE 13 – Tracé des moyennes zonales et temporelles entre 1989 et 2009 des hauteurs de géopotentiels à 500 hPa

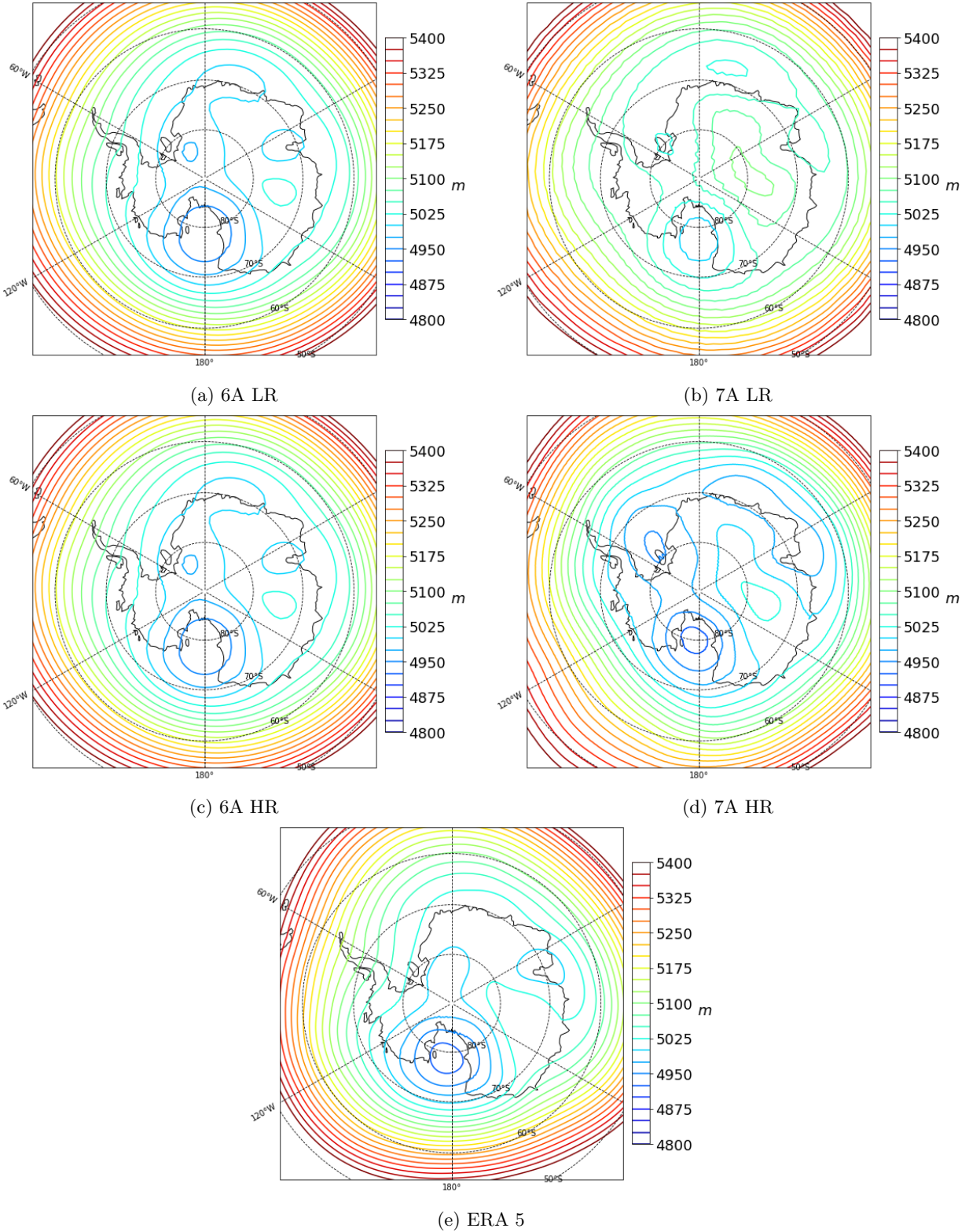


FIGURE 14 – Cartes de la hauteur de géopotiel à 500 hPa moyennée entre 1989 et 2009 (en *m*)

## 2.4 Vents Catabatiques

### 2.4.1 Introduction et Approche théorique

Après avoir étudié la structure atmosphérique au-dessus du plateau Antarctique, on s'attarde sur la partie proche de la surface (voir figure 9). Effectivement, du fait du refroidissement radiatif très important, de fortes

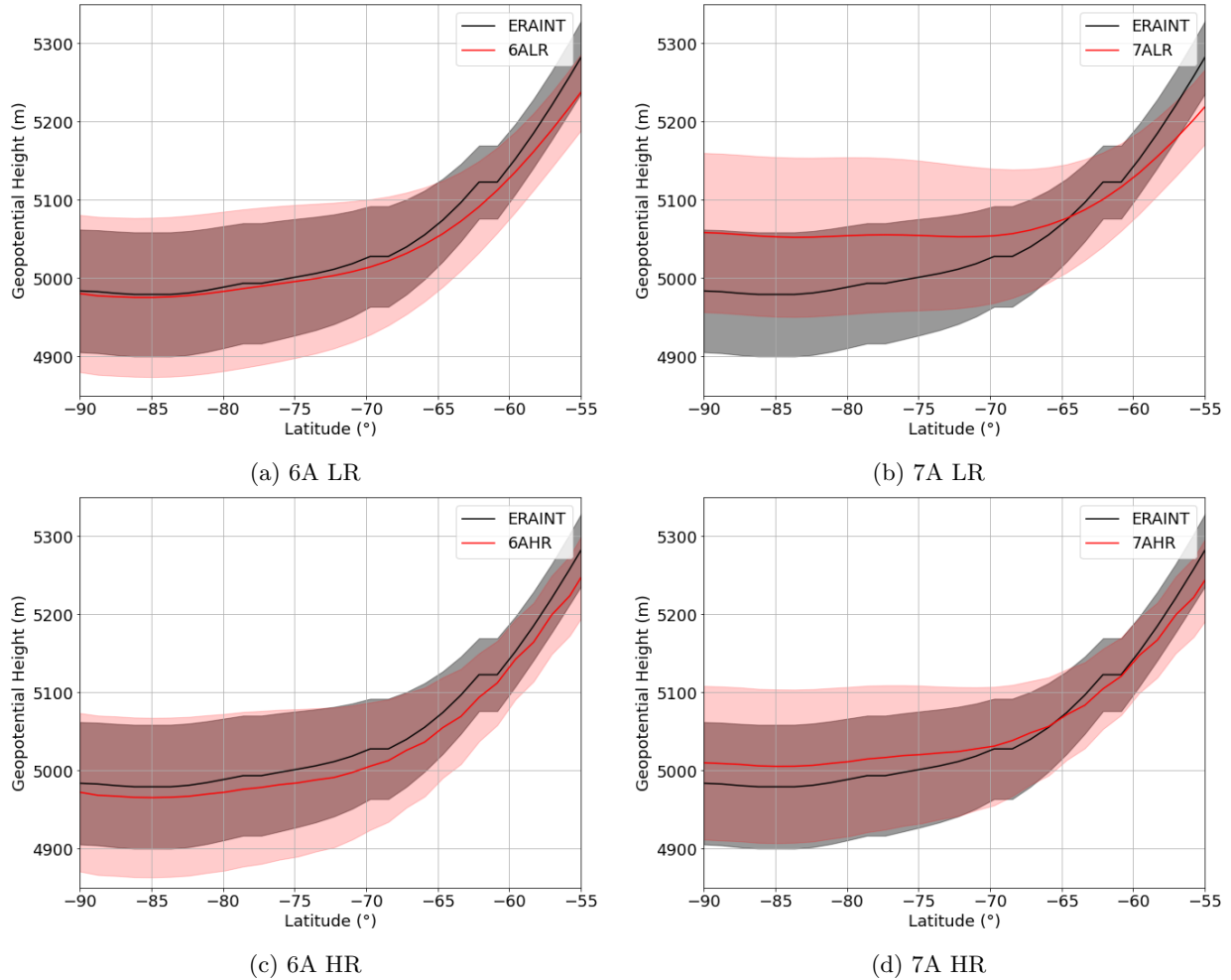


FIGURE 15 – Tracés des hauteurs de géopotentiels à 500 hPa moyennées entre 1989 et 2009 et de leurs enveloppes temporelles déterminées à  $\pm$  l'écart-type de la hauteur pour chaque latitude (en  $m$ )

inversions de température se développent sur tout le continent proche de la surface et perdurent la plus grande partie de l'année (Barral (2014)). Sur un terrain pentu, une parcelle d'air donnée se trouve être plus froide donc plus dense que sa voisine en aval à une même altitude mais plus éloignée de la surface. En réponse à ce déséquilibre, un écoulement s'initie le long de la pente. Il s'agit de vent catabatique qui s'écoule du centre du continent vers les côtes. Ces vents présentent les caractéristiques suivantes :

- une épaisseur de la couche en mouvement très fine (maximum de vitesse à moins de quelques centaines de mètre de la surface).
- une très grande constance de l'orientation des vents suivant la pente principale locale déviée par la force de Coriolis.

Pour pouvoir comprendre un peu mieux l'origine de ces vents, un modèle simplifié proposé par Ball en 1956 permet de montrer les causes de cette création (Ball (1956)).

Sur une pente d'angle  $\alpha$ , on considère deux couches d'air l'une sur l'autre (voir la figure 16) :

- une fine couche d'épaisseur  $h(x)$  d'air froid et de vitesse  $u(x)$  : la couche catabatique (couche d'inversion).
- une couche plus chaude de température  $\theta(x)$  au repos.

On note  $\delta\theta$  la différence de température entre les deux couches.

On considère pour cet écoulement qu'il est stationnaire, que les deux couches restent bien découplées (*i.e.* qu'on n'observe pas d'advection verticale) et que la pente est suffisamment faible pour réaliser l'approximation  $\alpha \approx \sin(\alpha)$ .

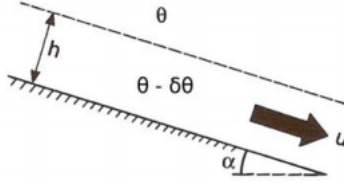


FIGURE 16 – Schéma de principe du modèle de Ball (Bromwich (1998))

Par ailleurs, cet écoulement catabatique est obtenu par l'équilibre des forces suivantes : l'advection, la force catabatique (flottabilité due au refroidissement radiatif de la surface), l'effet dû à l'épaississement de la couche catabatique, la force de Coriolis, le gradient de pression synoptique et le frottement avec la surface. On obtient ainsi, l'équation suivante :

$$hV \frac{du}{dx} = hg \frac{\delta\theta}{\theta} \alpha - hg \frac{\delta\theta}{\theta} \frac{dh}{dx} + hf_c(v - v_g) - kVu \quad (3)$$

$$hV \frac{dv}{dx} = -hf_c(u - u_g) - kVv \quad (4)$$

où  $V$  désigne la norme du vent. (NB : le gradient de pression se cache dans l'expression du vent géostrophique  $u_g$  et  $v_g$  voir l'équation 8.)

Ainsi en posant  $Q = uh$  le débit d'air venant de l'amont (sachant que  $\frac{DQ}{Dt} = 0$  par stationnarité de l'écoulement) et  $\beta$  l'angle de déviation par rapport à la pente dû à Coriolis, on en déduit en négligeant les termes de vents géostrophique et en considérant que l'écoulement est uniforme  $\frac{du}{dx} = 0$  :

$$V^3 = Qg \frac{\delta\theta}{\theta} \alpha \quad (5)$$

$$\sin(\beta) = \frac{f_c V}{g\alpha\delta\theta/\theta} \quad (6)$$

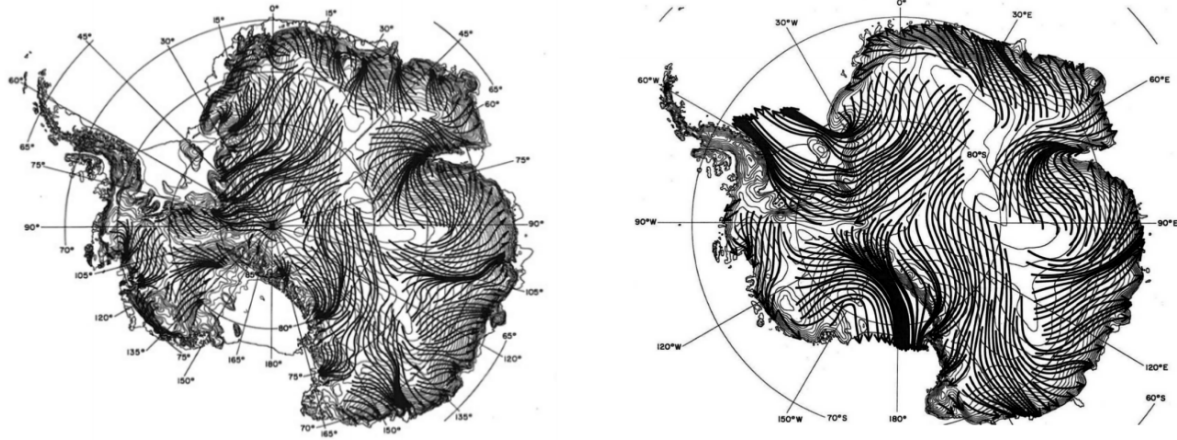
L'équation 5 est obtenue en utilisant les approximations décrites ci-dessus et en multipliant l'équation 3 par  $u$  et l'équation 4 par  $v$ , qui sont ensuite sommées et simplifiées. Quant à l'équation 6, on multiplie l'équation 3 par  $v$  et l'équation 4 par  $u$  avant simplification.

Des comparaisons entre ce modèle Ball et le modèle évolué AMPS (Antarctic Mesoscale Prediction System, modèle de simulation numérique mésoéchelle pour la prévision dans les régions Antarctique) ont été réalisées (Parish and Bromwich (1987) et Parish and Bromwich (2007)) (voir la figure 17).

Ainsi, d'après les cartes des lignes de courants de la figure 17 (Parish and Bromwich (1987) et Parish and Bromwich (2007)), on s'aperçoit qu'entre le modèle AMPS et le modèle de Ball, il y a de grandes ressemblances. Effectivement, les lignes de courant sont très proches concernant les vents à l'intérieur des terres. Les hypothèses fortes formulées dans le modèle de Ball semblent bien être raisonnables dans ces conditions, c'est-à-dire que l'effet de la pente et le frottement du vent au sol sont bien les phénomènes prépondérants. Cependant, à l'approche des côtes, le modèle de Ball s'éloigne de celui de l'AMPS. On note que le premier donne des vents trop intenses. Effectivement, dans ces conditions où les pentes sont plus raides et où les variations synoptiques sont plus importantes, l'hypothèse de stationnarité est violée, le modèle de Ball n'est plus adapté.

Ce modèle théorique n'est évidemment pas écarté puisque celui-ci permet donner les directions du vent si l'on ne prend en compte que des vents gravitaires et l'effet de Coriolis. Pour la suite, pour comparer les modèles nous utiliserons une méthode analogue à Parish et Bromwich qui consiste à créer des cartes de vents de surface ainsi que des cartes de lignes de courant de vent. Des études de distributions de vitesses de vent en certaine station seront aussi réalisées permettant de confronter le modèle à des données réelles issues de mesures.





(a) Lignes de courant obtenues par calcul du modèle de Ball (Parish and Bromwich (1987))

(b) Lignes de courant obtenues par calcul du modèle AMPS (Parish and Bromwich (2007))

FIGURE 17 – Lignes de courant du vent moyen en hiver

#### 2.4.2 Etudes des vents de surface dans les simulations : vitesses moyennes et distributions

A partir des données de vitesse proche de la surface, on trace les cartes correspondant aux jeux de données disponibles (voir la figure 23). A noter que la figure 23e n'est pas comparable en l'état aux autres cartes des figures 23a, 23b, 23c et 23d. En effet, bien que les grandeurs utilisées soient appelées "Vitesse de Surface", pour les grandeurs issues du modèle, il s'agit de vitesses à environ de 2m alors que pour les réanalyses, il s'agit de vitesses à des hauteurs proche des 10m. Cependant, même si une comparaison telle quelle ne peut être faite, puisque ces vents à environ 10m sont plus faibles que ceux plus proche de la surface, on observe que les champs de vitesses sont les plus importants proche de la côte, là où les pentes sont les plus importantes et ce, à la fois dans les simulations et dans les réanalyses. De plus, les patterns des champs de vitesses sont bien respectés et correspondent aux cartes des pentes (vitesse faible lorsque la pente est faible, notamment à l'intérieur des côtes et vitesse plus élevée lorsque la topographie est plus pentue) comme en témoigne la figure 18.

Par ailleurs, pour un modèle donné (soit 6A, soit 7A), l'augmentation de la résolution tend à augmenter l'intensité des vents proches de la côte. En comparant les cartes de DYNAMICO et LMDZ "lon-lat", on s'aperçoit que là aussi, le nouveau cœur dynamique intensifie les vents de surface (voir la côte Est de l'Antarctique dans les figures 23c et 23b).

Les lignes de courant des vents de surface sont également tracées, de façon analogue à celles des figures 17 et 24). En première approche, les cartes sont similaires. Les régions pour lesquelles des convergences des lignes de courant par effet de canalisation par la topographie pour les vents déterminés par le modèle de Ball correspondent à celles où les intensités de vent sont bel et bien les plus forts (voir figures 17a et 24), notamment proche de la station Dumont D'Urville ou encore de la Terre de Mac Robertson. A noter que les lignes de courant de DYNAMICO semblent plus précises que LMDZ "lon-lat" au large des côtes Est de l'Antarctique. Effectivement, une structure tourbillonnaire est présente au large de la Terre d'Enderby (aux alentours de 45°E) dans les lignes de courant des réanalyses et elle n'apparaît que dans les cartes de DYNAMICO et non dans celles de LMDZ "lon-lat" (voir figure 24); bien que cette structure soit un peu plus éloignée des côtes et plus à l'Est pour la simulation 7AHR. De la même façon, le tourbillon à l'Ouest de la mer de Ross est plus marquée et mieux positionnée dans DYNAMICO que dans LMDZ "lon-lat". Par ailleurs, à l'Ouest de la péninsule Antarctique, ce même type de structure est visible dans les données de DYNAMICO alors qu'elle n'est pas présente dans les réanalyses. Cette erreur semble être en lien à celle observée dans les patterns de géopotential vus précédemment (voir 2.3).

Ainsi, en moyenne, DYNAMICO modélise des vents de surface plus intense que ceux de LMDZ "lon-lat", notamment proche de la côte en Antarctique Est. En s'éloignant des côtes, les lignes de courant des simula-

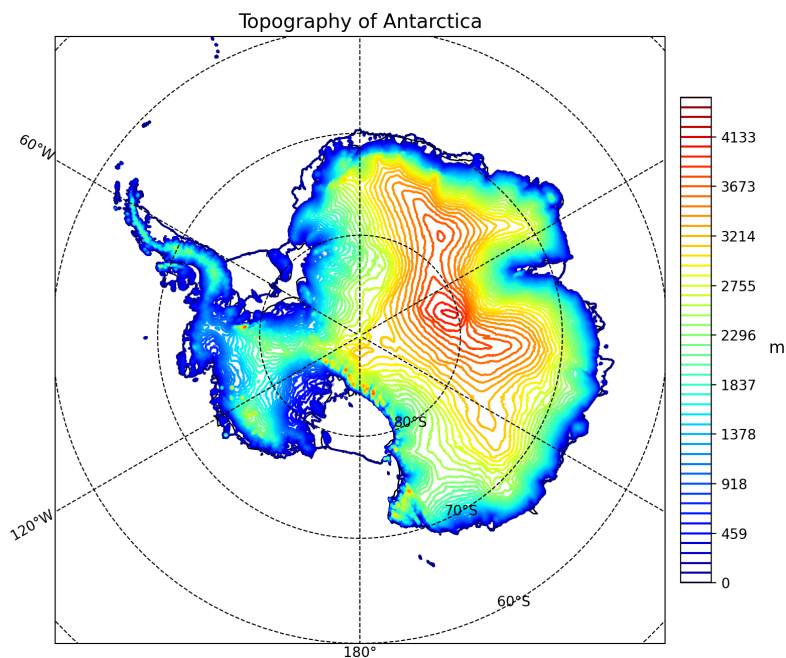


FIGURE 18 – Carte de la topographie de l’Antarctique

tions 7A rendent mieux compte des structures tourbillonnaires observées dans les réanalyses.

Pour pouvoir juger l’intensité des vents sur le continent, on effectue à présent des calculs de distributions de vitesses de vent en certains points du maillage, où l’on trouve des stations de mesures. De manière générale, ces distributions sont approchées par des fonctions de Weibull, couramment utilisées pour l’installation d’éoliennes (voir ci-dessous et la figure 19).

$$f_{Weibull}(x) = \left(\frac{k}{\lambda}\right)\left(\frac{x}{\lambda}\right)^{(k-1)}e^{-\left(\frac{x}{\lambda}\right)^k}$$

avec  $k > 0$  et  $\lambda > 0$ .

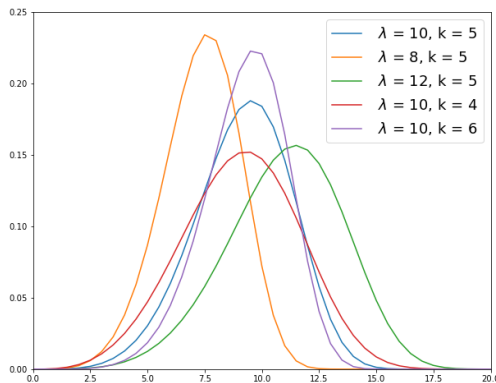


FIGURE 19 – Exemple de tracés de fonction de Weibull

A partir de ces fonctions, on approche les distributions de vitesses de vent aux moindres carrés par des fonctions de Weibull dont les paramètres ( $k$  et  $\lambda$ ) sont déterminés au dixième. On réalise ce travail sur les données proches des stations D10, D47 et Dôme C (voir les figures 25, 26 et 27). Les approximations des distributions sont regroupées pour chaque station sur les figures 20, 21 et 22.

En s'attardant sur les distributions des vitesses de vents pour les stations D10 et D47 (figures 20 et 21), on s'aperçoit que les vitesses de DYNAMICO en haute résolution sont plus proches des mesures réalisées en station que les autres simulations. A noter que lorsque l'on augmente la résolution la moyenne des vitesses se rapproche de celle mesurée. De cette façon, DYNAMICO modélise ainsi plus finement les vitesses de vent de surface que LMDZ "lon-lat" lorsque l'on est proche des côtes. Cependant, en comparant les distributions à Dôme C, les vitesses de vent calculées par DYNAMICO sont bien trop élevées par à celles mesurées ou par les autres simulations. A priori cette grosse différence n'est pas explicable simplement.

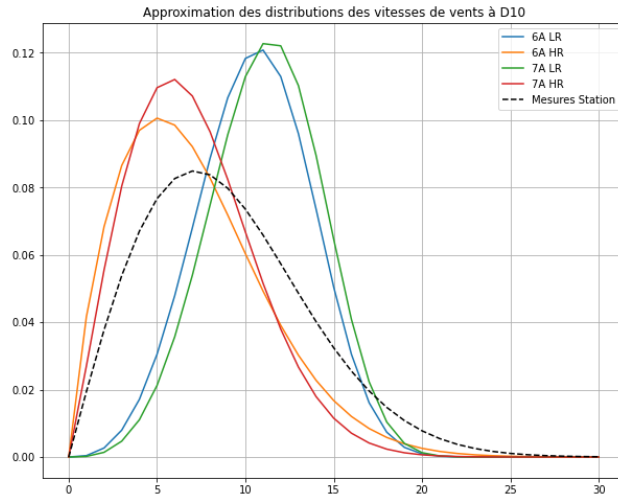


FIGURE 20 – Fonctions de Weibull approchant les distributions des vitesses de vent à D10

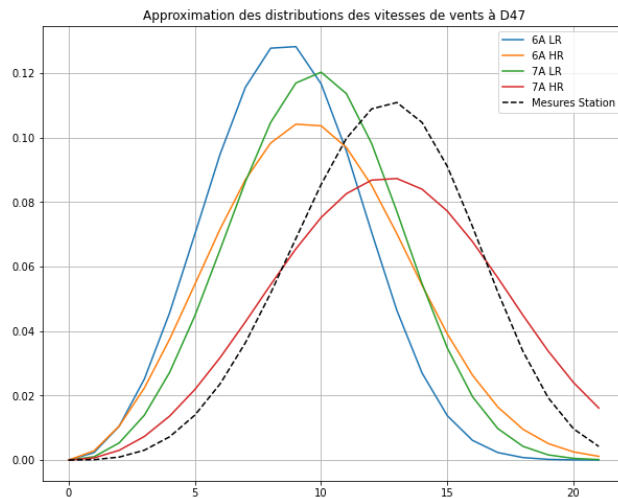


FIGURE 21 – Fonctions de Weibull approchant les distributions des vitesses de vent à D47

DYNAMICO semble mieux simuler les vents proche de la surface au dessus du plateau Antarctique mais également au large de ses côtes. Effectivement, d'après les cartes de vitesses moyennes, les vents soufflent plus fort avec ce cœur dynamique, ce qui vient compenser le déficit observé dans les résultats de LMDZ "lon-lat", notamment proche des côtes. De plus, au large des côtes, des structures tourbillonnaires ne sont pas

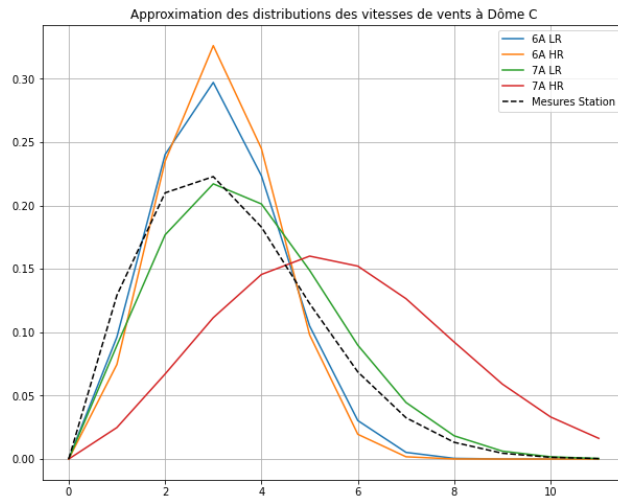


FIGURE 22 – Fonctions de Weibull approchant les distributions des vitesses de vent à Dôme C

observables avec les simulations 6A. D'après les tracés des lignes de courant, DYNAMICO corrige cette erreur dans la partie EST mais, crée la présence d'un tourbillon proche de la péninsule Antarctique qui n'existe pas dans les réanalyses.

## 2.5 Jet en hémisphère Sud : Position et Intensité

Le jet polaire d'hémisphère Sud est étudié dans cette partie. Il s'agit d'une ceinture de vent d'Ouest située aux alentours de 50°S. On caractérisera sa position ainsi que son intensité pour chaque simulation pour pouvoir les comparer.

### 2.5.1 Position du Jet

La position du jet sera déterminée en utilisant une méthode analogue à celle présentée par Arakelian and Codron (2012). Pour ce faire, on travaille sur les vitesses zonales à 850 hPa moyennées journalièrement de 1989 à 2009. Ces vitesses sont ensuite moyennées zonalement. On détermine la vitesse moyenne maximale notée  $V_{max}$  pour une latitude comprise entre 90°S et 0°S. On détermine les latitudes pour lesquelles la vitesse du jet est de  $V_{max} - 1$  et l'on réalise une moyenne de ces latitudes. L'intérêt de cette dernière opération est de "lisser" la position du jet et d'éviter les points éloignés trop soudainement. On calcule avec ces données la distribution normalisée de la position du jet.

Après avoir calculée la distribution de la position du jet associée à une simulation, on l'approche aux moindres carrés par une gaussienne ( $\forall x \in \mathbb{R}, f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \times e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ ) avec une précision au dixième pour la moyenne  $\mu$  et l'écart-type  $\sigma$  comme ci-dessous .

On définit les éléments suivant :  $(Y_i)_{i \in \mathbb{N}} = (\frac{1}{2} \times i, y_i)_{i \in \mathbb{N}}$  les éléments de la distribution des positions du jet au demi-degré,  $\Delta\epsilon_{(\mu,\sigma)}$  l'erreur relative :

$$\Delta\epsilon_{(\mu,\sigma)} = \sum_{i \in \mathbb{N}} (y_i - \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \times e^{-\frac{(\frac{i}{2}-\mu)^2}{2\sigma^2}})^2 \quad (7)$$

On choisit les valeurs de  $\mu$  et de  $\sigma$  qui minimisent  $\Delta\epsilon_{(\mu,\sigma)}$ . De cette façon, on obtient les approximations suivantes (voir la figure 29).

Dans un premier temps, on s'aperçoit que l'augmentation de la résolution permet d'approcher beaucoup plus finement la position du jet (Figure 30) ce qui rejoint le travail d'Arakelian and Codron (2012) (voir Figure ??). Cependant, les positions de jet calculées à partir des simulations de DYNAMICO sont plus au Nord que celles de LMDZ "lon-lat" ; notamment en Haute Résolution, marquant une différence avec les réanalyses. En observant les séries temporelles sur deux ans, il semble que la position du jet soit plus au Nord dans DYNAMICO en moyenne (exemple entre Janvier et Avril 1989 de la figure ?? pour les tracés de 7AHR et ERA 5). Par ailleurs, dans les simulations 6AHR et 7AHR (notamment pour cette dernière), plusieurs points très au Sud (proche de 70°S) sont présents dans le tracé des séries temporelles pendant l'hiver austral (particulièrement visible entre juin et octobre), alors que ces points extrêmes ne sont pas observés dans les réanalyses ERA 5. D'après la figure 28, le jet en hémisphère Sud tend à cette période à se dissocier en deux branches au dessus de l'océan Pacifique. La branche la plus au Sud est celle avec des vents les plus intenses, notamment depuis le large des côtes de la Nouvelle-Zélande jusqu'à la partie Est de l'océan. Ce décalage tend ainsi périodiquement à positionner le jet plus au Sud dans l'algorithme décrit précédemment, plus exactement entre 60°S et 65°S. Bien que ce phénomène soit observable dans les simulations 6AHR et 7AHR, c'est bel et bien dans le modèle DYNAMICO que ce décalage est le plus important.

Ces différences entre les simulations et les réanalyses ne sont pas encore expliquées. Cependant, d'après les comparaisons des distributions, ces erreurs restent minimes. Même si le cœur dynamique DYNAMICO semble moins précis sur la position du jet de l'hémisphère Sud que celui de LMDZ "lon-lat", il demeure néanmoins très proche de la version précédente du modèle.

### 2.5.2 Intensité du Jet

L'intensité du jet est à présent analysée dans ces simulations par rapport aux réanalyses ERA 5. En se plaçant à 850 hPa, on travaille de nouveau avec les moyennes zonales des vitesses de vents zonales journalières. On calcule simplement la distribution des vitesses maximales pour une latitude comprise entre 90°S et 0°S. De la même façon que précédemment ces distributions sont approchées aux moindres carrées par des gaussiennes de moyenne  $\mu$  et d'écart-type  $\sigma$  où l'on cherche à minimiser  $\Delta\epsilon_{(\mu,\sigma)}$  d'après l'équation (7) et on obtient les approximations de ces distributions représentées par la figure 31.

En comparant ces distributions entre elles (figure 30), on constate premièrement que les écarts des simulations aux réanalyses sont faibles. Les deux simulations basses résolutions présentent des caractéristiques très proches ( $\mu_{6ALR} = \mu_{7ALR} = 14.45$  et  $\sigma_{6ALR} = 2.24 \approx \sigma_{7ALR} = 2.26$ ), ceci confirme la similarité entre ces deux modèles. Cependant, à Haute Résolution, les écarts sont plus marqués même s'ils restent tout à fait acceptables. Notamment, la moyenne de la vitesse du jet de la simulation 7AHR est la plus éloignée entre celles étudiées des réanalyses ( $\Delta\mu_{ERA5-7AHR} \approx -0.28 \text{ m.s}^{-1}$ ). Cette différence peut être une nouvelle fois étudiée d'après le phénomène décrit en partie 2.5.1. La scission du jet dans l'Océan Pacifique semble pouvoir expliquer cette "baisse" d'intensité, puisque dans ces deux branches de jet les vitesses zonales sont plus faibles que sur ses autres parties (figure 28).

Par ailleurs, on a finalement peu de différence entre ces simulations puisque dans ce jet, la vitesse de l'écoulement est régie par l'équation du vent thermique, obtenue à partir de l'équilibre géostrophique entre la force de Coriolis et le gradient de pression atmosphérique :

$$f\vec{e}_z \times \vec{v}_g = -\frac{\nabla p}{\rho} \quad (8)$$

où  $f$  est le paramètre de Coriolis s'exprimant de cette manière :  $f = 2\Omega_T \sin \psi$  avec  $\Omega_T$  la vitesse de rotation de la Terre et  $\psi$  la latitude de la parcelle d'air étudiée,  $\vec{e}_z$  vecteur normalisé vertical orienté vers le haut,  $\vec{v}_g$  le champ de vitesse géostrophique (horizontal et invariant temporellement),  $p$  la pression atmosphérique et  $\rho$  la masse volumique de la parcelle d'air.

De cette équation, la composante zonale du vent géostrophique en est déduite :  $u_g = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{g}{f} \frac{\partial Z}{\partial y}$  en utilisant l'équilibre hydrostatique.

De cette façon, étant donné que ce jet se trouve sensiblement à la même latitude, à la même altitude et avec des caractéristiques proches, les vitesses des jets sont bel et bien similaires. Ce résultat est vrai est premier ordre, mais comme souligné précédemment dans le Pacifique, il existe des différences du second ordre sur la position de ce jet qui peuvent apparaître en fonction de la structure du jet et des caractéristiques plus fines de l'écoulement.

## 2.6 Variabilité temporelle : Analyse spectrale

Après avoir réalisé une étude sur des caractéristiques moyennées ou sur des distributions, on s'attarde à présent sur les variations temporelles des champs météorologiques proche de la surface, notamment en utilisant des analyses spectrales de ces grandeurs. Effectivement, à partir des séries temporelles d'une grandeur, on ne peut distinguer facilement des périodicités dans le signal de base à partir de celle-ci. L'analyse des spectres a pour objectif d'isoler ces périodicités. Ainsi les spectres des données issues des simulations seront confrontés à ceux des mesures de stations. Dans un premier temps, la méthode spectrale par Corréllogramme est présentée ; Puis dans un deuxième temps, cette méthode est appliquée, par l'intermédiaire du logiciel Spectra, aux différents jeux de données pour confronter les résultats obtenus entre eux.

### 2.6.1 Introduction et Présentation de la Méthode d'Analyse Spectrale

De manière générale, les jeux de données utilisés correspondent à des séries temporelles discrètes de pas de temps de 3h ou d'une journée et, longues de quelques années pour les mesures de stations, à plusieurs années (souvent 20 ans) pour les résultats de simulations.

Cependant, pour pouvoir les traiter, les méthodes usuelles d'analyse harmonique (simples algorithmes de transformation inverse de Fourier, méthode reposant sur des calculs d'autocorrélation...) ne sont pas exploitables du fait de la non-répétitivité de partie du signal, du peu de points utilisés dans certains jeux de données (période brève d'étude) et de la présence d'énorme de bruit perturbant la lecture du spectre. On travaille dans la suite avec les grandeurs :  $f$  pour la fréquence,  $\{X(t)|\forall t \in [1; N]\}$  correspond à la série temporelle analysée,  $S_X(f)$  la densité spectrale (ou puissance spectrale) de  $X$  et  $\Psi_X(k) = \epsilon\{X(t+k)X(t)\}$  où  $\epsilon$  est la notation associée à une espérance. On utilise comme méthode un corrélogramme, cela consiste à approcher la densité spectrale  $S_X(f)$  par une estimation de la transformée de Fourier notée  $\hat{S}_X(f)$ . On introduit une fenêtre de décalage  $W_\mu(k); k = -(N-1), \dots, N-1$  où  $\mu$  est un paramètre de lissage :

$$\bar{S}_X(f_k) = \sum_{k=-(N-1)}^N W_\mu(k) \hat{\Psi}_X(k) e^{-2\pi i f k}$$

où  $\{f_k; k = 1, \dots, N_f\}$  est un ensemble de fréquences avec  $N_f \leq N$ . Les fenêtres sont définies sur un support compact de longueur  $m < N$ .  $m$  correspond à la largeur de la fenêtre et on obtient ainsi cette formule :

$$\bar{S}_X(f_k) = \sum_{k=-(m-1)}^m W_m(k) \hat{\Psi}_X(k) e^{-2\pi i f k}$$

Cette fenêtre est simplement définie de cette façon :

$$W_m(k) = 1 - \frac{|k|}{m}$$

Ainsi, pour appliquer cette méthode de filtrage aux données étudiées, on utilise le logiciel Spectra développé par Ghil et al. (2002) et on règle les paramètres de calcul. On fixe le pas de temps à 3h (= 0.125 jour) correspondant à la durée entre 2 données successives (NB : il s'agit de valeurs moyennes sur 3h et non une simple prise de mesure toutes les 3hr) et on choisit la valeur  $m = 10^4$  sachant qu'il y a environ 58 400 valeurs (20 ans de données) pour un jeu de données en un point pour les simulations. Le nombre de fréquences dans le spectre est également choisi, ici ce paramètre est réglé à 65 536 (=  $2^{16}$ ). Les fréquences du spectres varient entre 0 et  $0.5/(\text{pas de temps}) = 4 \text{ jour}^{-1}$ . Pour pouvoir traiter les spectres le plus clairement, l'échelle fréquentielle est transcrite en échelle temporelle (utilisation de  $T = \frac{1}{f}$ ). On restreint l'étude à des périodes variant d'une part de 1 jour à 1000 jours puis, de 1 jour à 100 jours.

Avant d'analyser les données météorologiques, on teste les réglages présentés ci-dessus sur des signaux artificiels composés de sinusoides avec des valeurs toutes les 3 h pendant 10 ans :

$$T(x) = 2 \times \left( \sin\left(2\pi \frac{x}{10}\right) + \sin\left(2\pi \frac{x}{50}\right) \right) + 3 \times \sin\left(2\pi \frac{x}{70}\right) + 5 \times \left( \sin\left(2\pi \frac{x}{80}\right) + \sin\left(2\pi \frac{x}{100}\right) \right) + 10 \times \left( \sin\left(2\pi \frac{x}{180}\right) + \sin\left(2\pi \frac{x}{365}\right) \right) \quad (9)$$

Ce signal est ensuite soumis à la méthode décrite ci-dessus et donne les figures suivantes :

En lisant les spectres de la figure 32, on retrouve les pics associés à chaque sinusoïde (en 10, 50, 70, 80, 100, 180 et 360 jours). Par ailleurs, les valeurs des ordonnées correspondent au carré des amplitudes des sinusoïdes.



### 2.6.2 Analyse Spectrale des données météorologiques

Cette méthode par corrélogramme est appliquée aux jeux de données pour lesquelles les mesures sont les plus complètes. En effet, parfois un capteur d'une station peut être bloqué ou même endommagé pendant plusieurs mois rendant la prise de mesure impossible. Pour éviter d'introduire une périodicité dont l'origine ne serait que purement technique, on sélectionne les parties du signal les moins tronquées. Les éventuels trous dans les mesures sont simplement interpolés entre les deux valeurs existantes successives. Les grandeurs étudiées sont la température et la vitesse à Dôme C, la température à D47 et la vitesse du vent à D10.

En observant les spectres obtenus, on constate la présence de deux pics respectivement pour des périodes de 360 jours et 180 jours (voir les figures 34, 36 et 38).

Le pic proche de 360 jours traduit le cycle de variation annuelle. Effectivement, les variables météorologiques ont sensiblement les mêmes valeurs d'une année à l'autre à date fixée, compte tenu des conditions météorologiques analogues. Cette variation est complètement liée à la périodicité annuelle du rayonnement solaire.

Le deuxième pic aux alentours de 180 jours correspond au "Southern Annular Mode" (SAM). Il s'agit du principal mode de variabilité atmosphérique en hémisphère Sud (Thompson and Wallace (2000)). Il est déterminé à partir d'un indice en réalisant la différence des pressions zonales moyennes au niveau de la mer entre 40°S et 65°S (Marshall (2003)). La valeur de cette indice indique la position du rail des dépression autour de l'Antarctique, si celui-ci est positif le rail est plus au Sud ; s'il est négatif, il est plus au Nord. Ainsi, les grandeurs météorologiques sur la surface sont affectées par cette oscillation.

De manière générale, ces deux pics sont présents dans tous les spectres (figures 34, 36, et 38) et sont plutôt bien représentés par les simulations - même si leur intensité n'est parfois pas les mêmes que les spectres des mesures.

L'analyse se complique lorsque l'on s'intéresse aux périodes plus courtes. Effectivement, même si pour quelques fréquences, on parvient à distinguer des régimes particuliers (voir ci-dessous), les pics sont beaucoup moins nets et ce, du fait, de variabilités moins régulières. Néanmoins en s'intéressant aux spectres pour des périodes comprises entre 1 et 100 jours, on note des différences entre les simulations, ce qui nous permettra de les comparer.

D'après la figure 39 donnant les spectres de la vitesse du vent à D10 entre 1 et 100 jours, on constate que la simulation 7A HR est la plus proche des mesures. Pour une période de 10 jours, un maximum dans le spectre 39e est observé, celui-ci est bien le plus marqué dans le spectre de 7AHR (figure 39d) ; Alors que dans les simulations de LMDZ "lon-lat", cette partie du signal ne présente pas les mêmes caractéristiques. Ces analyses spectrales vont bien dans le sens des conclusions tirées sur la représentation des vents catabatique dans DYNAMICO. Là aussi, la variabilité des vents pour cette station en bordure d'océan est la mieux simulée par le nouveau cœur dynamique.

Par ailleurs, au regard des spectres entre 1 et 100 jours de la température à D47 (figure 37), on s'aperçoit que l'intensité des pics des simulations 7A n'est pas assez importante par rapport aux mesures mais également aux simulations LMDZ "lon-lat". Cependant, bien que la puissance des pics soit sous-estimée, on retrouve bien les mêmes fréquences dominantes que dans les mesures, c'est-à-dire aux alentours de 10 jours, de 30 jours et de 50 - 60 jours. A noter qu'il existe un régime de vent catabatique particulier, variant à une fréquence comprise entre  $1/30$  et  $1/60 \text{ jour}^{-1}$ , pour lequel on observe des vents forts et des vents plus faibles (Yasunari and Kodama (1993)). En réalisant une analyse spectrale des données météorologiques à la station Mitsuho (voir figure 10), il parvient à isoler des pics dominants pour des périodes variant entre 30 et 60 jours (voir la figure 33). De plus, la station Mitsuho est dans un environnement analogue à la station D47 (en Antarctique Est et à des altitudes proches - 2260 m pour la station Mitsuho et 1600m pour la station D47) et les pics pour des périodes 30 à 60 jours semblent bien être dus au régime de vent catabatique fort/faible identifié dans les spectres de Yasunari and Kodama (1993).

Les spectres utilisés pour ces analyses montre que de manière générale les grandes variabilités sont bien représentées dans les modèles, puisque les modes annuels et semi-annuels sont retrouvés dans chaque spectre.

Pour des fréquences plus importantes, on observe une perte d'information dans le modèle. En revanche, le cœur dynamique DYNAMICO semble plus précis pour décrire les variabilités de hautes fréquences (jusqu'à  $0.1 \text{ jour}^{-1}$ ), notamment proche des côtes, confirmant la meilleure représentation des vents proches de la surface.

### 3 Conclusion et Perspectives

Dans ce rapport, nous avons cherché à balayer le plus de caractéristiques météorologiques en Antarctique pour pouvoir tester le nouveau cœur dynamique DYNAMICO.

La structure atmosphérique de grande échelle au-dessus du plateau est bien simulée. Effectivement, la subsidence était beaucoup trop intense dans le précédent cœur dynamique et elle est à présent dans DYNAMICO équivalente à celle des réanalyses. De même, la position et l'intensité du jet d'hémisphère Sud est bien représentée dans le modèle même s'il existe un léger biais en comparaison à la simulation LMDZ "lon-lat". Par ailleurs, les hauteurs de géopotentiel sont trop hautes au-dessus de l'Antarctique. Cette erreur est causée par un biais chaud qui semble en lien avec une trop grande quantité de vapeur d'eau. Il est nécessaire de creuser encore ce problème pour pourvoir le régler à l'avenir.

A noter que la modélisation des vents de surface par DYNAMICO est meilleure qu'auparavant. A présent les vitesses de vents correspondent mieux à celles observées. Les vents sur les côtes sont plus proches de la réalité, leur variabilité également puisque les plus hautes fréquences (de l'ordre de  $0.1 \text{ jour}^{-1}$ ) suivent les variations observées. De plus, les structures tourbillonnaires aux larges des côtes sont maintenant représentées.

En définitive, l'utilisation de ce nouveau cœur dynamique améliore les performance du modèle en Antarctique mais nécessite un réglage pour résoudre le problème de la sur-estimation de la hauteur des géopotentiels au-dessus du plateau.

Par ailleurs, pour étudier plus en détail le modèle, à l'avenir il envisageable d'appliquer une analyse par EOF sur quelques grandeurs météorologiques à couplées avec des analyses spectrales comme réalisées dans cette étude. L'objectif est de trouver des liens de cause à effet entre des variables locales et des traits généraux de la circulation de grande échelle.

## ANNEXE

### Hauteur de géopotentiel au-dessus du plateau Antarctique : Calcul du biais chaud

Le biais chaud hypsométrique, voir ci-dessous l'équation 10).

A partir des équations 1 et 2, on en déduit :

$$\frac{\partial p}{p} = -\frac{g}{RT} \partial z \Leftrightarrow \partial(\ln p) = -\frac{g}{RT} \partial z$$

Ainsi, en intégrant entre deux altitudes  $z_1$  et  $z_2$  de pression respective  $p_1$  et  $p_2$  et, en considérant pour cette couche comme température une moyenne notée  $\bar{T}$ , on obtient :

$$\ln \frac{p_1}{p_2} = -\frac{g}{R\bar{T}} \times (z_1 - z_2) \quad (10)$$

Soit :

$$\bar{T} = -\frac{g}{R} \times \frac{(z_1 - z_2)}{\ln \frac{p_1}{p_2}}$$

En appliquant cette formule à deux jeux de données distincts notés  $a$  et  $b$  et sur la même verticale, et en prenant comme référence de pression :  $p_1^a = p_1^b = p_0 = 500 \text{ hPa}$  et comme référence d'altitude :  $z_2^a = z_2^b = z_s$  (altitude de la surface sur une même colonne verticale). On note  $p_2^a = p_s^a$  et  $p_2^b = p_s^b$  les pressions de surface associées aux simulations/réanalyses étudiées. On calcule à présent la différence entre ces deux températures moyennes :

$$\Delta \bar{T} = \bar{T}^a - \bar{T}^b = -\frac{g}{R} \times \left( \frac{z_1^a - z_s}{\ln \frac{p_0}{p_s^a}} - \frac{z_1^b - z_s}{\ln \frac{p_0}{p_s^b}} \right)$$

En écrivant l'approximation suivante :  $p_s^b = p_s^a \times (1 + \frac{\bar{p}_s^a}{p_s^a})$ , on pose :  $\frac{\bar{p}_s^a}{p_s^a} = \epsilon$ . On estime que l'écart entre  $p_s^b$  et  $p_s^a$  est de quelques hectoPascal voir une dizaine d'hectoPascal. On a de cette façon  $\epsilon \approx 10^{-2} - 10^{-3}$  soit :

$\epsilon \ll 1$ . Ainsi, en réalisant un développement limité à l'ordre 1, on obtient :  $\ln p_s^b = \ln(p_s^a(1 + \epsilon))$  d'où :  $\ln p_s^b = \ln p_s^a + \ln(1 + \epsilon) \approx \ln p_s^a + \epsilon$ . De cette façon, on obtient :

$$\ln \frac{p_0}{p_s^b} = \ln p_0 - \ln p_s^a - \epsilon = \ln \left( \frac{p_0}{p_s^a} \right) - \epsilon$$

Or, par choix de la hauteur de géopotentiel, on a :  $p_0 = 500 \text{ hPa}$  et les pressions de surface sont comprises entre  $600 \text{ hPa}$  et  $1000 \text{ hPa}$ . D'où :  $\frac{p_0}{p_s^a} \in [0.5; 0.85]$  soit  $\ln \left( \frac{p_0}{p_s^a} \right) \in [-0.694; -0.182]$ . Par conséquent, on peut faire l'approximation  $\ln \left( \frac{p_0}{p_s^a} \right) - \epsilon \approx \ln \left( \frac{p_0}{p_s^a} \right)$  soit  $\ln \left( \frac{p_0}{p_s^b} \right) \approx \ln \left( \frac{p_0}{p_s^a} \right)$ . On peut ainsi écrire :

$$\Delta \bar{T} \approx -\frac{g}{R} \times \frac{(z_1^a - z_s) - (z_1^b - z_s)}{\ln \frac{p_0}{p_s^a}} = -\frac{g}{R} \times \frac{(z_1^a - z_1^b)}{\ln \frac{p_0}{p_s^a}} \quad (11)$$

Ainsi, en comparant la simulation 7AHR et les réanalyses ERA 5, on a bien  $\Delta \bar{T} > 0$  car  $\ln \frac{p_0}{p_s^a} < 0$  et  $z_1^a > z_1^b$ .

D'après précédemment, la subsidence dans DYNAMICO est suffisamment intense. Ainsi cette erreur de hauteur ne semble pas être causée par la dynamique en elle même. Par ailleurs, cette différence de hauteur rend compte d'un biais chaud dans DYNAMICO en atteste le calcul suivant :

Autrement dit, lorsque dans une simulation on surestime la hauteur de géopotentiel, on observe un biais chaud entre la surface et ce géopotentiel.

Par exemple, en appliquant l'équation 11, à la simulation 7ALR (Figure 13), on obtient avec  $\Delta z \approx 60 \text{ m}$  et  $\ln \frac{p_0}{p_s^a} \approx -0.5$  :

$$\Delta \bar{T} \approx -\frac{9.81 \times 60}{286.69 \times (-0.5)} \approx 4.1 \text{ K}$$

De même pour la simulation 7AHR, on observe une différence de hauteur de :  $\Delta z \approx 20 \text{ m}$  et en utilisant l'approximation  $\ln \frac{p_0}{p_s^a} \approx -0.5$ , on obtient comme différence de température, toujours en utilisant la formule (11) :  $\Delta \bar{T} = 1.37 \text{ K}$ .

## Références

- Arakawa, A. and V. Lamb (1977). Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model. *Elsevier* 17, 173–265.
- Arakelian, A. and F. Codron (2012). Southern Hemisphere Jet Variability in the IPSL GCM at Varying Resolutions. *Journal of the Atmospheric Sciences* 69(12), 3788–3799.
- Ball (1956). The Theory of Strong Katabatic Winds. *Australian Journal of Physics* 9.
- Barral, H. (2014, November). *Couches limites atmosphériques en Antarctique : observation et simulation numérique*. Theses, Université de Grenoble.
- Bromwich, D. (1998, 07). Antarctic meteorology and climatology. j.c. king and j. turner. 1997. *Polar Record - POLAR REC* 34.
- Cauquoin, A., C. Risi, and E. Vignon (2019). Importance of the advection scheme for the simulation of water 1 isotopes over Antarctica by atmospheric general circulation models : a case study for present-day and Last Glacial Maximum with LMDZ-iso. *Earth and Planetary Science Letters*.
- Dee, D., d. P, Uppala, Simmons, Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. Balmaseda, G. Balsamo, Bauer, Bechtold, Beljaars, v. Berg, J. Bidlot, N. Bormann, Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, and F. Vitart (2011, 04). The era-interim reanalysis : Configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 137, 553–597.
- Dubos, T., S. Dubey, M. Tort, R. Mittal, Y. Meurdesoif, and F. Hourdin (2015, October). DYNAMICO-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility. *Geoscientific Model Development* 8(10), 3131–3150.

- François Lott, M. J. M. (1997). A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 113, 101–127.
- Ghil, M., M. R. Allen, M. D. Dettinger, K. Ide, D. Kondrashov, M. E. Mann, A. W. Robertson, A. Saunders, Y. Tian, F. Varadi, and P. Yiou (2002). Advanced spectral methods for climatic time series. *Reviews of Geophysics* 40(1), 3.
- Hourdin, F., I. Musat, S. Bony, P. Braconnot, F. Codron, J.-L. Dufresne, L. Fairhead, M.-A. Filiberti, P. Friedlingstein, J.-Y. Grandpeix, G. Krinner, P. Levan, Z.-X. Li, and F. Lott (2006, August). The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics* 19, 3445–3482.
- Kritsikis, E., M. Aechtner, Y. Meurdesoif, T. Dubos, Y. Meurdesoif, S. Cabanes, and T. Dubos (2015). Conservative interpolation between general spherical meshes.
- Lemonnier, F., A. Chemison, H. Gallée, G. Krinner, J.-B. Madeleine, C. Claud, and C. Genthon (2020). Evaluation of coastal antarctic precipitation in mar3.9 regional and lmdz6 global atmospheric model with ground-based radar observations. *The Cryosphere Discussions 2020*, 1–22.
- Lott, F. (1999). Alleviation of Stationary Biases in a GCM through a Mountain Drag Parameterization Scheme and a Simple Representation of Mountain Lift Forces. *AMS* 127, 788–801.
- Madeleine, J.-B., F. Hourdin, J.-Y. Grandpeix, C. Rio, J.-L. Dufresne, E. Vignon, O. Boucher, D. Konsta, F. Cheruy, I. Musat, A. Idelkadi, L. Fairhead, E. Millour, M.-P. Lefebvre, L. Mellul, N. Rochetin, F. Lemonnier, L. Touzé-Peiffer, and M. Bonazzola (2020, October). Improved Representation of Clouds in the Atmospheric Component LMDZ6A of the IPSL-CM6A Earth System Model. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 12(10).
- Marshall, G. (2003, 12). Trends in the southern annular mode from observations and reanalyses. *J. Climate* 16, 4134–4143.
- Matthew a. Lazzara, GeorGe a. weidner, L. M. K. J. e. t. and J. J. Cassano (2012). Antarctic automatic weather station program.
- Mostafa Tarek, F. P. B. and R. Arsenault (2019). Evaluation of the ERA5 reanalysis as a potential reference dataset for hydrological modelling over North America.
- Parish, T. and D. Bromwich (1987). The surface windfield over the Antarctic ice sheets. *Nature* (328), 51–54.
- Parish, T. and D. Bromwich (2007, 05). Reexamination of the near-surface airflow over the antarctic continent and implications on atmospheric circulations at high southern latitudes. *Monthly Weather Review* 135, 1961–1973.
- Parish, T. R. and D. H. Bromwich (1991). Continental-Scale Simulation of the Antarctic Katabatic Wind Regime. *Journal of Climate*, 135–146.
- R. Sadrouny, A. A. and Y. Mintz (1968). Integration of the nondivergent barotropic vorticity equation with an icosahedral-hexagonal grid for the sphere.
- Sadourny, R. (1975a, November). Compressible Model Flows on the Sphere. *Journal of Atmospheric Sciences* 32(11), 2103–2110.
- Sadourny, R. (1975b, April). The Dynamics of Finite-Difference Models of the Shallow-Water Equations. *Journal of Atmospheric Sciences* 32(4), 680–689.
- Spiga, A., S. Guerlet, E. Millour, M. Indurain, Y. Meurdesoif, S. Cabanes, T. Dubos, J. Leconte, A. Boissinot, S. Lebonnois, M. Sylvestre, and T. Fouchet (2020). Global climate modeling of Saturn’s atmosphere. Part II : Multi-annual high-resolution dynamical simulations. 335, 113377.
- Thatcher, D. R. and C. Jablonowski (2016). Amoist aquaplanet variant of the held–suarez test for atmospheric model dynamical cores. *Geoscientific Model Development* 9(4), 1263–1292.

- Thompson, D. and J. Wallace (2000, 03). Annular modes in the extratropical circulation. part i : Month-to-month variability. *Journal of Climate* 13, 1000–1016.
- Vignon, E. (2017, October). *The extreme atmospheric boundary layer over the Antarctic Plateau and its representation in climate models*. Theses, Université Grenoble Alpes.
- Yasunari, T. and S. Kodama (1993). Intraseasonal variability of katabatic wind over east antarctica and planetary flow regime in the southern hemisphere. *Journal of Geophysical Research*, 13063–13070.

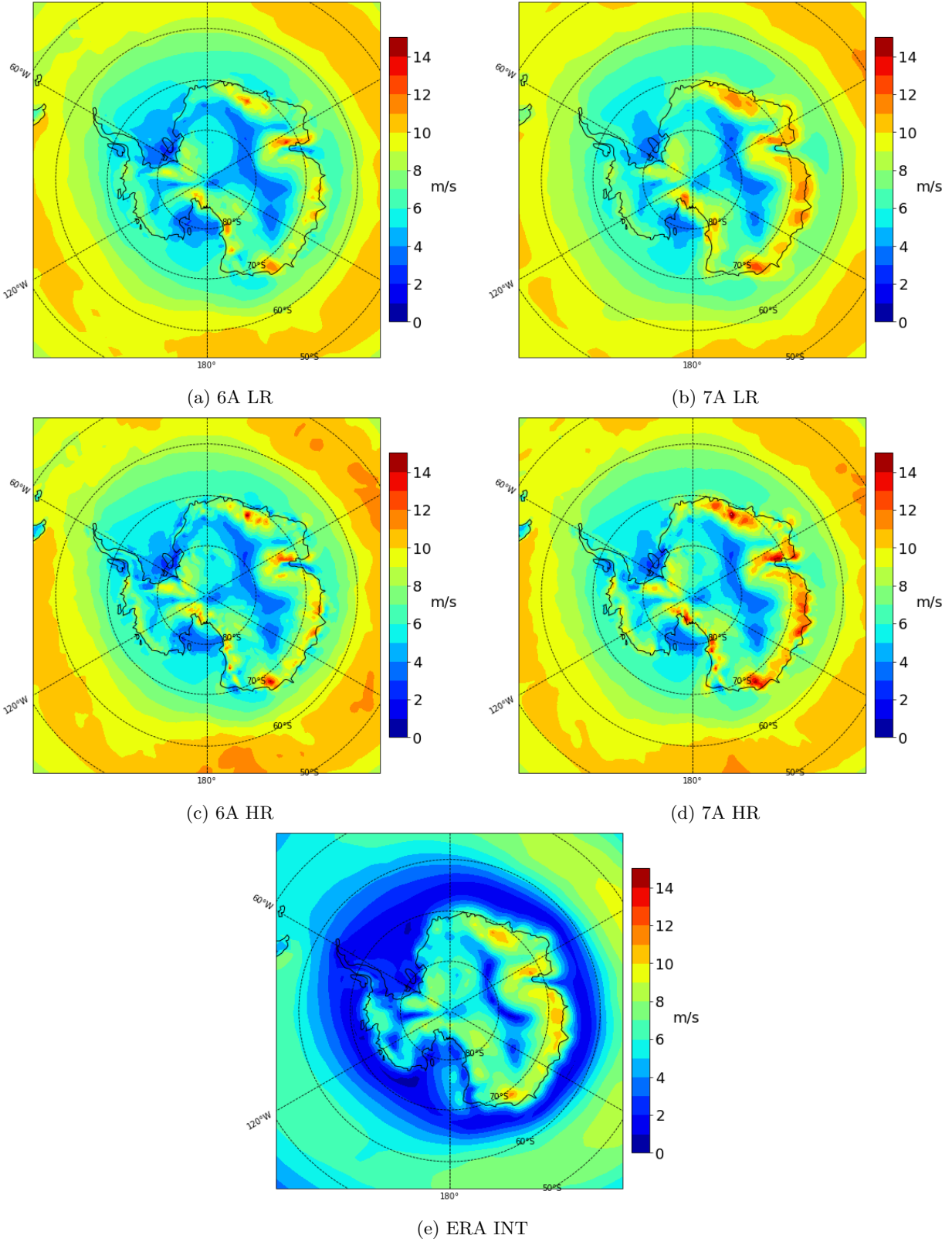
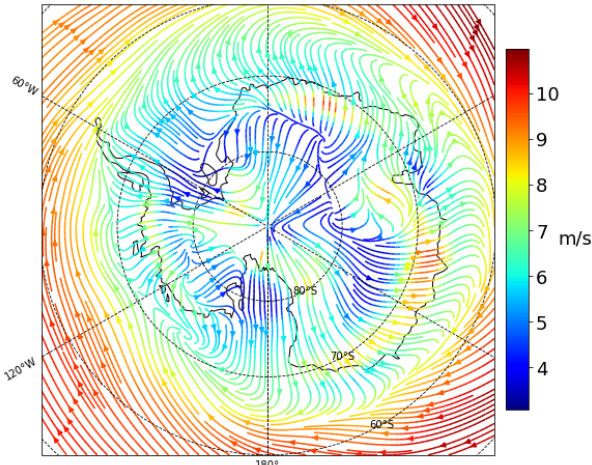
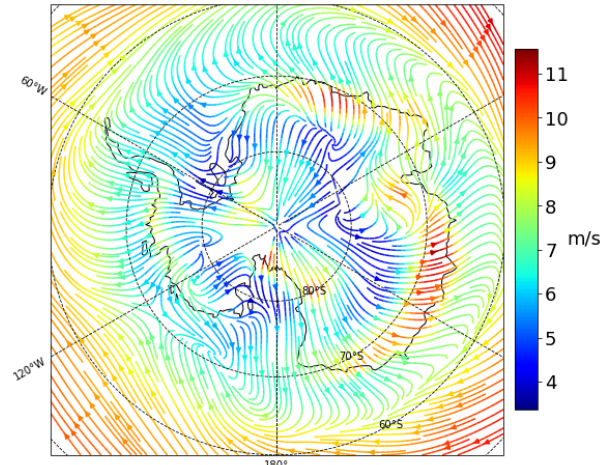


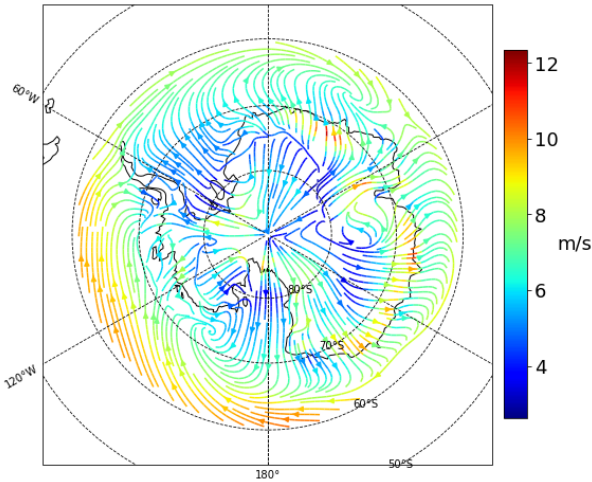
FIGURE 23 – Cartes des vents de surface moyennés sur 20 ans (entre 1989 et 2009) - les vents de surfaces des simulations (6ALR, 7ALR, 6AHR, 7AHR) sont des vitesses de vent à 2m, alors que les vents de surface de ERA INT sont à 10m.



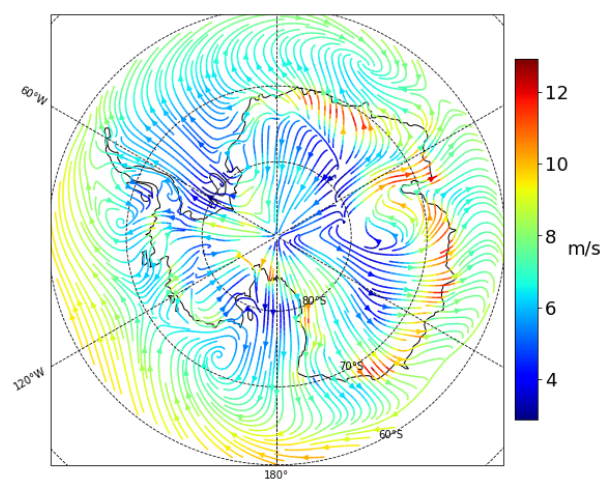
(a) 6A LR



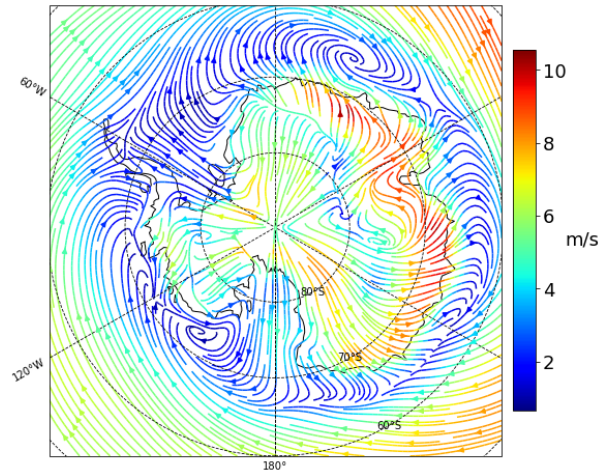
(b) 7A LR



(c) 6A HR



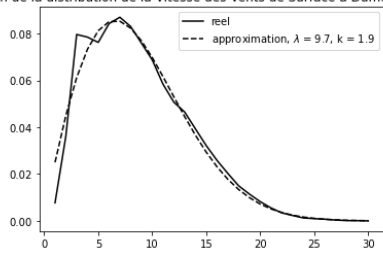
(d) 7A HR



(e) ERA INT

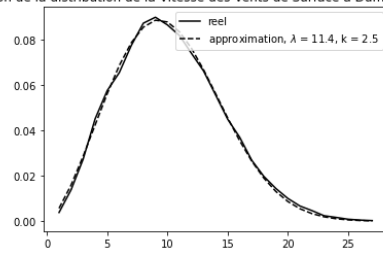
FIGURE 24 – Cartes des lignes de courant moyennes du vents de surface moyennés sur 20 ans (entre 1989 et 2009) - les vents de surfaces des simulations (6ALR, 7ALR, 6AHR, 7AHR) sont des vitesses de vent à 2m, alors que les vents de surface de ERA INT sont à 10m.

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à Dumont D Urville - 6A LR



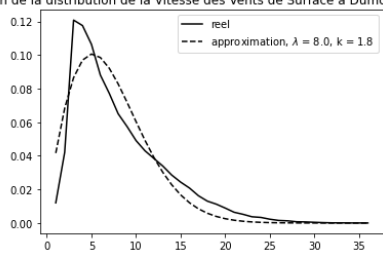
(a) 6A LR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à Dumont D Urville - 7A LR



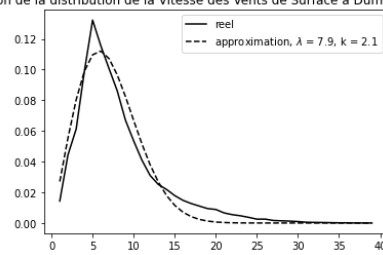
(b) 7A LR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à Dumont D Urville - 6A HR



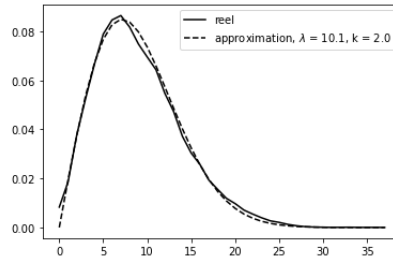
(c) 6A HR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à Dumont D Urville - 7A HR



(d) 7A HR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à D10 - Mesure Station

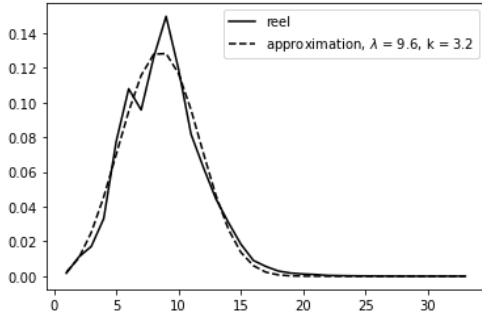


(e) Station D10

FIGURE 25 – Distribution des vitesses de vent approchées par des fonctions de Weibull aux moindres carrés à D10

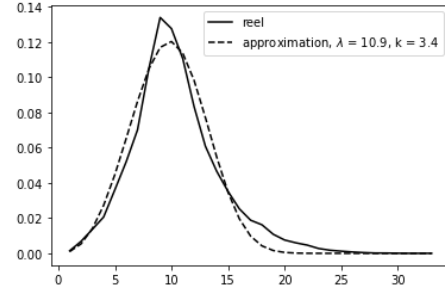


Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à D47



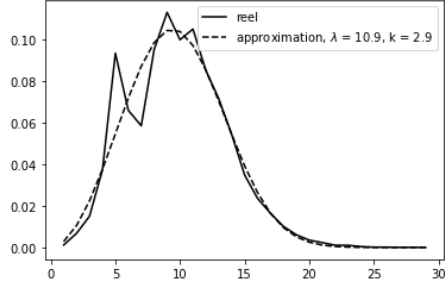
(a) 6A LR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à D47 - 7A LR



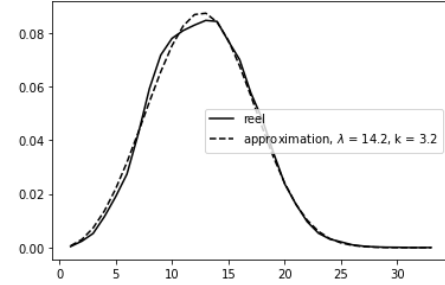
(b) 7A LR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à D47 - 6A HR



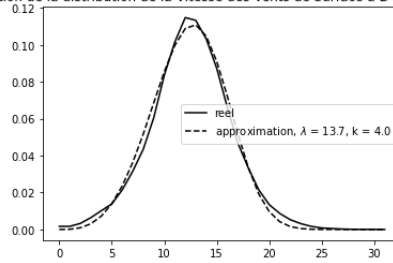
(c) 6A HR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à D47 - 7A HR



(d) 7A HR

Approximation de la distribution de la Vitesse des Vents de Surface à D47 - Mesure Station



(e) Station D47

FIGURE 26 – Distribution des vitesses de vent approchées par des fonctions de Weibull aux moindres carrés à D47

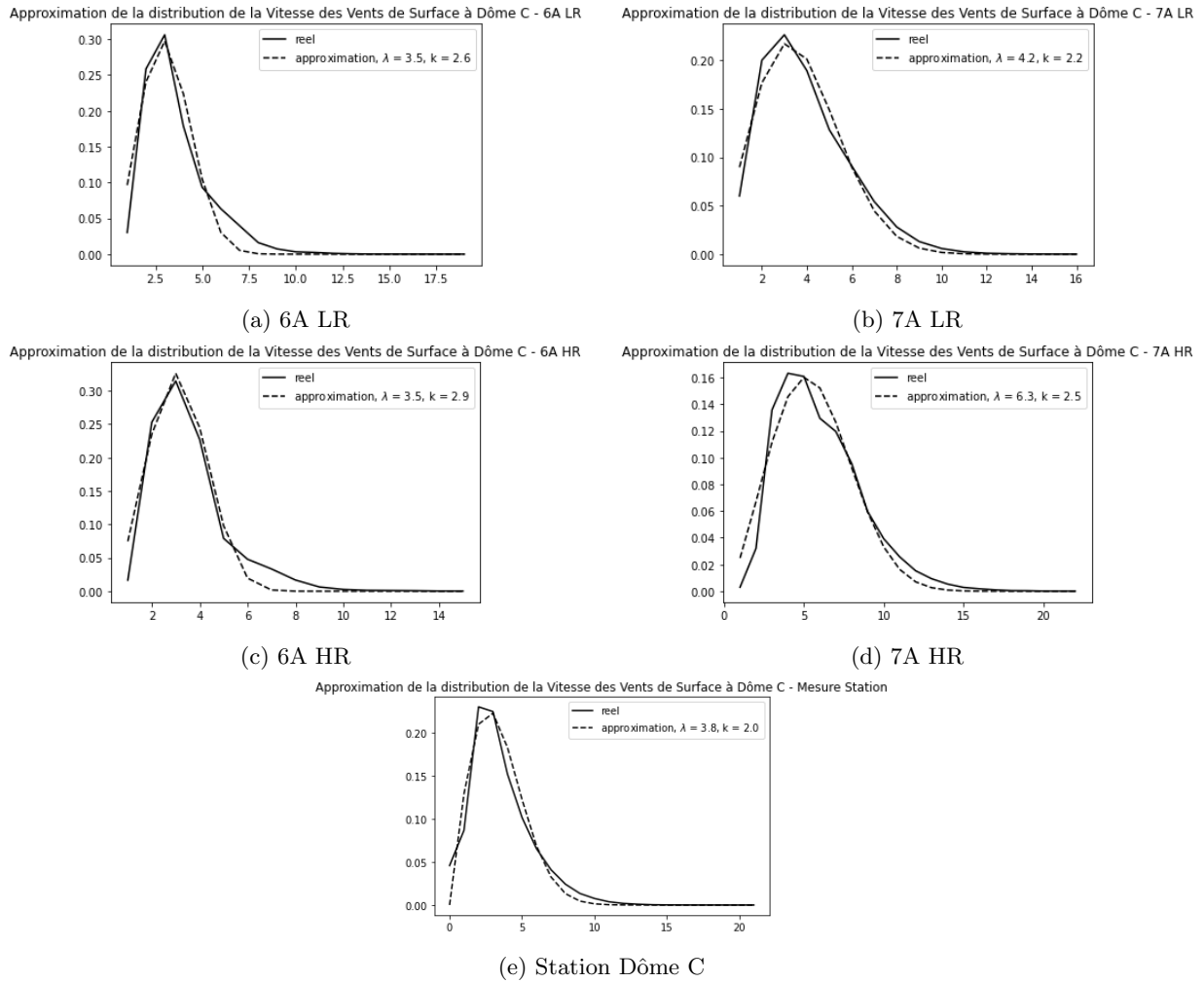


FIGURE 27 – Distribution des vitesses de vent approchées par des fonctions de Weibull aux moindres carrés à Dôme C

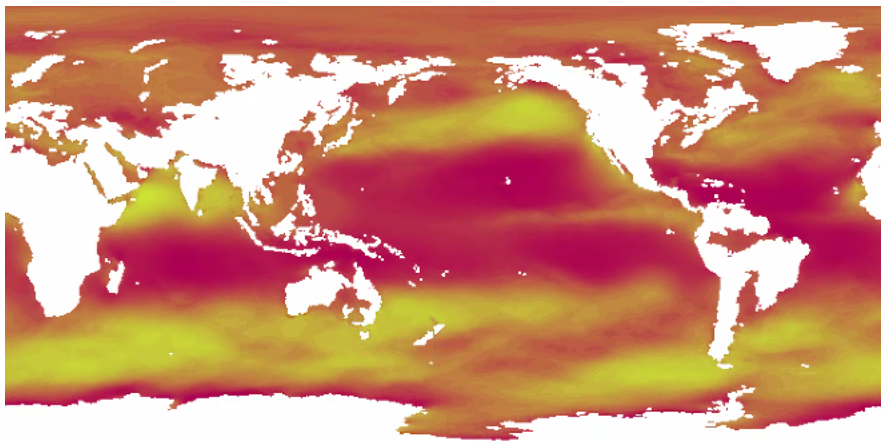
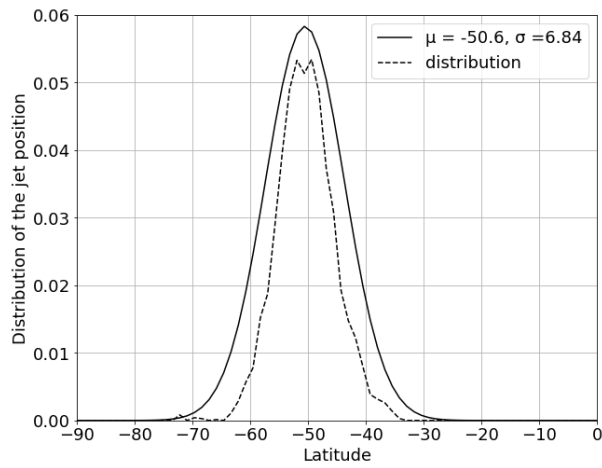
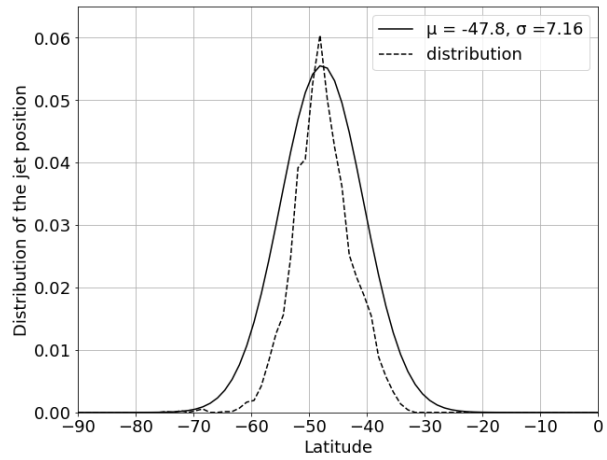


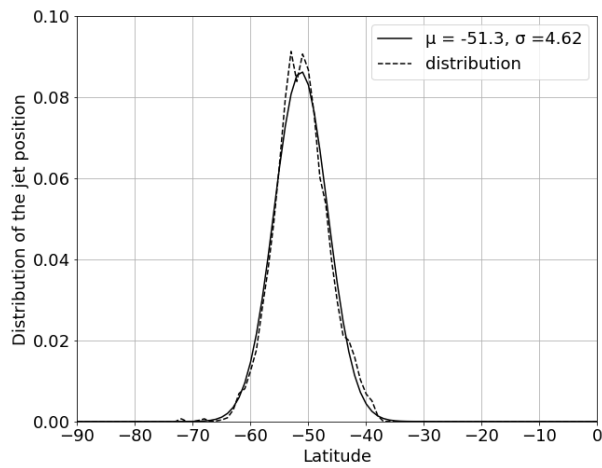
FIGURE 28 – Carte de la vitesse zonale à 850 hPa issue de LMDZ-7A HR en Juin 1989 - la couleur jaune indique une vitesse plus importante que la couleur rouge.



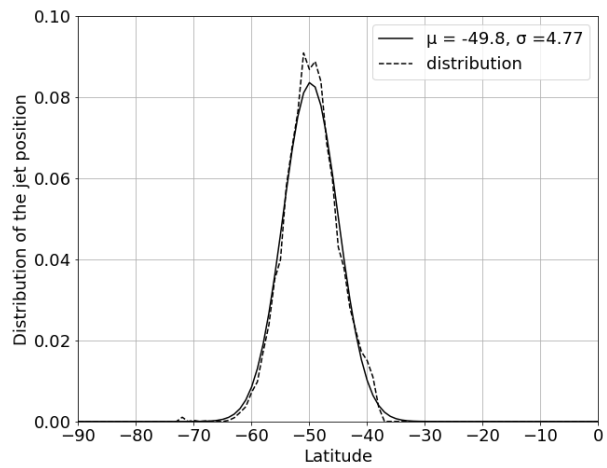
(a) 6A LR



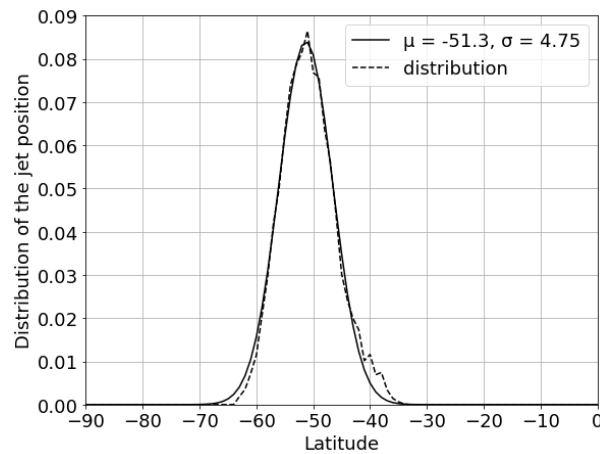
(b) 7A LR



(c) 6A HR



(d) 7A HR



(e) ERA 5

FIGURE 29 – Distribution de la position du jet d’hémisphère Sud - positions déterminées par l’algorithme décrit précédemment - données journalières entre 1989 et 2009

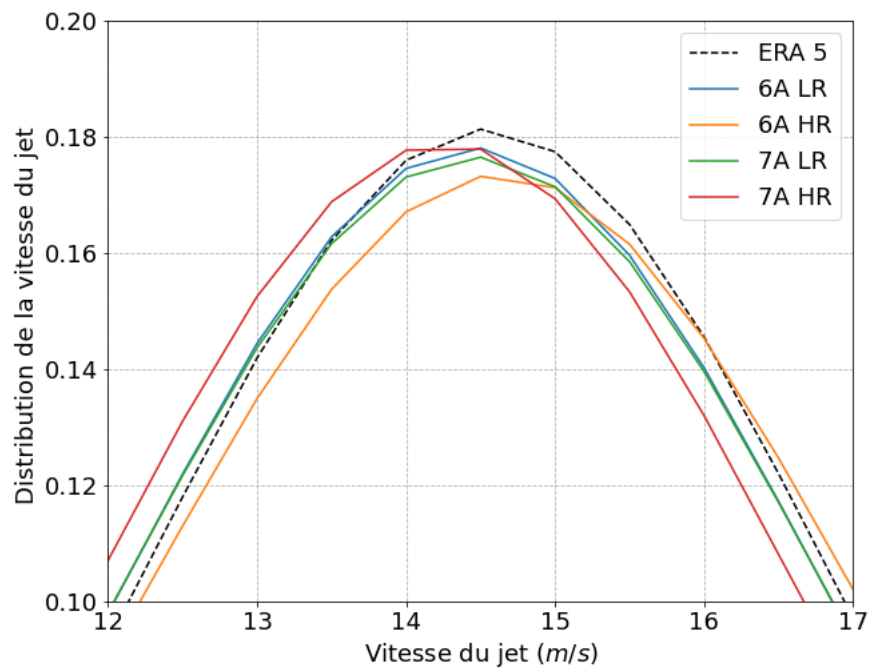


FIGURE 30 – Gaussiennes approximatives des distributions de la vitesse maximale du jet de l’hémisphère Sud de chaque simulation pour des données journalières entre 1989 et 2009

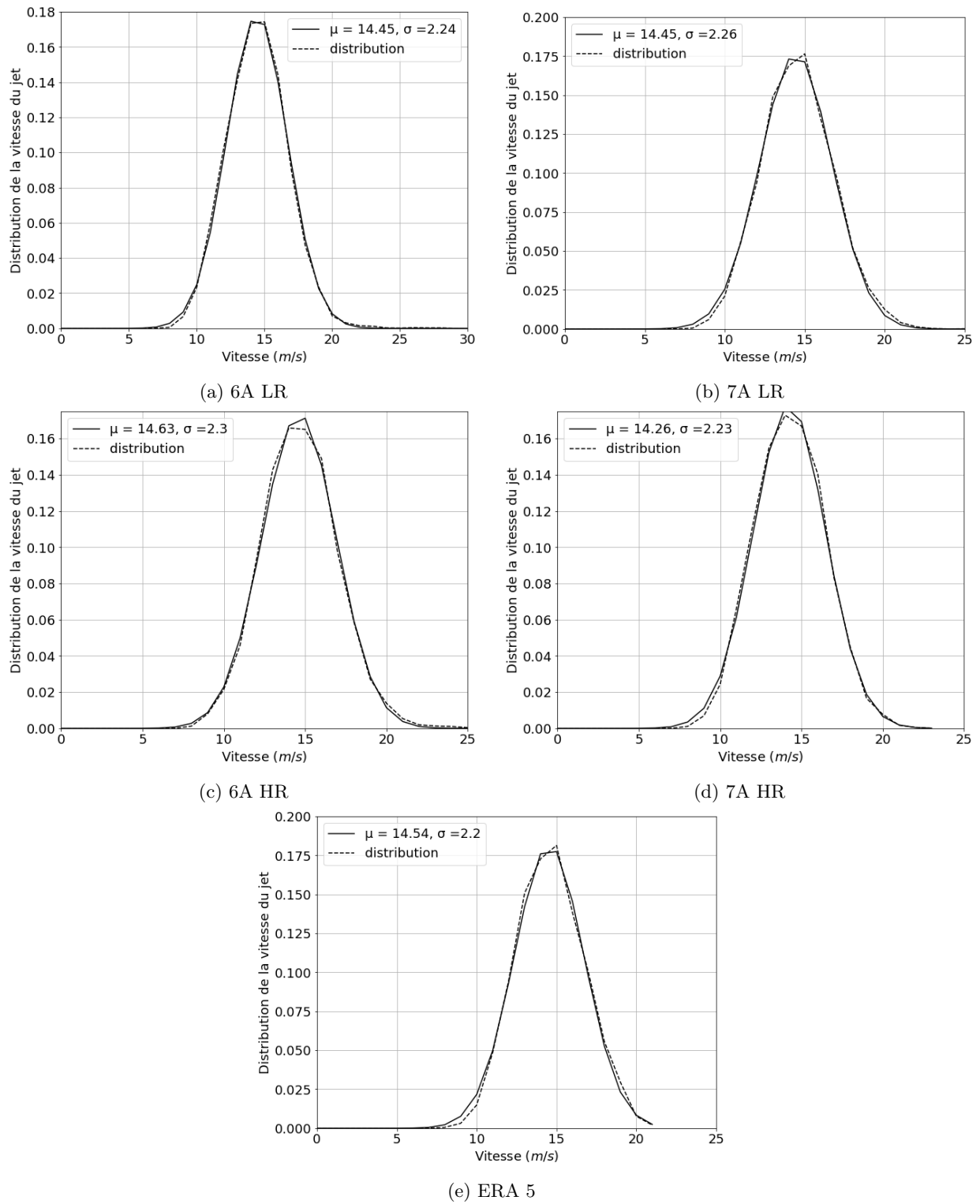
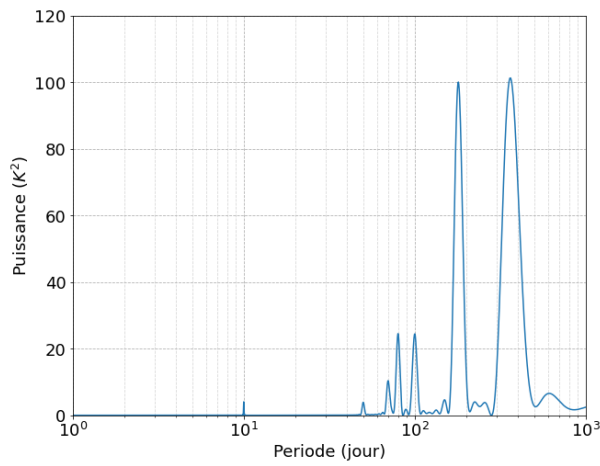
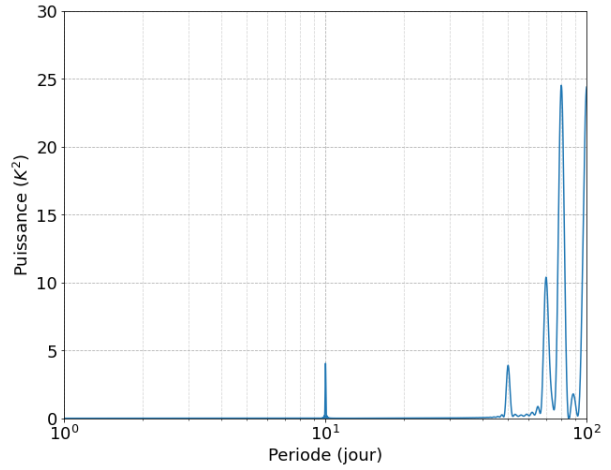


FIGURE 31 – Distribution de la vitesse du jet d’hémisphère Sud - données journalières entre 1989 et 2009

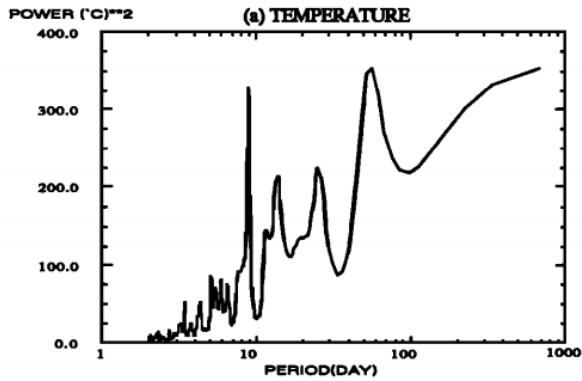


(a) Spectre entre 1 et 1000 jours

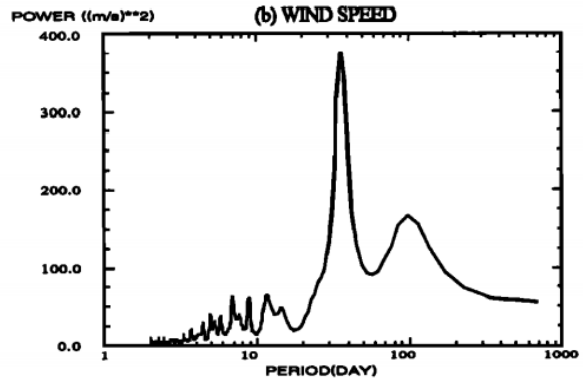


(b) Spectre entre 1 et 100 jours

FIGURE 32 – Analyse Spectrale du signal test (voir formule 9) - données toutes les 3h pendant 20 ans



(a) Spectre de la température



(b) Spectre de la vitesse des vents

FIGURE 33 – Spectres des données météorologiques journalières sur 2 ans entre 1989 et 1990 - d'après Yasunari (1993) - réalisés par la Méthode de l'Entropie Maximale

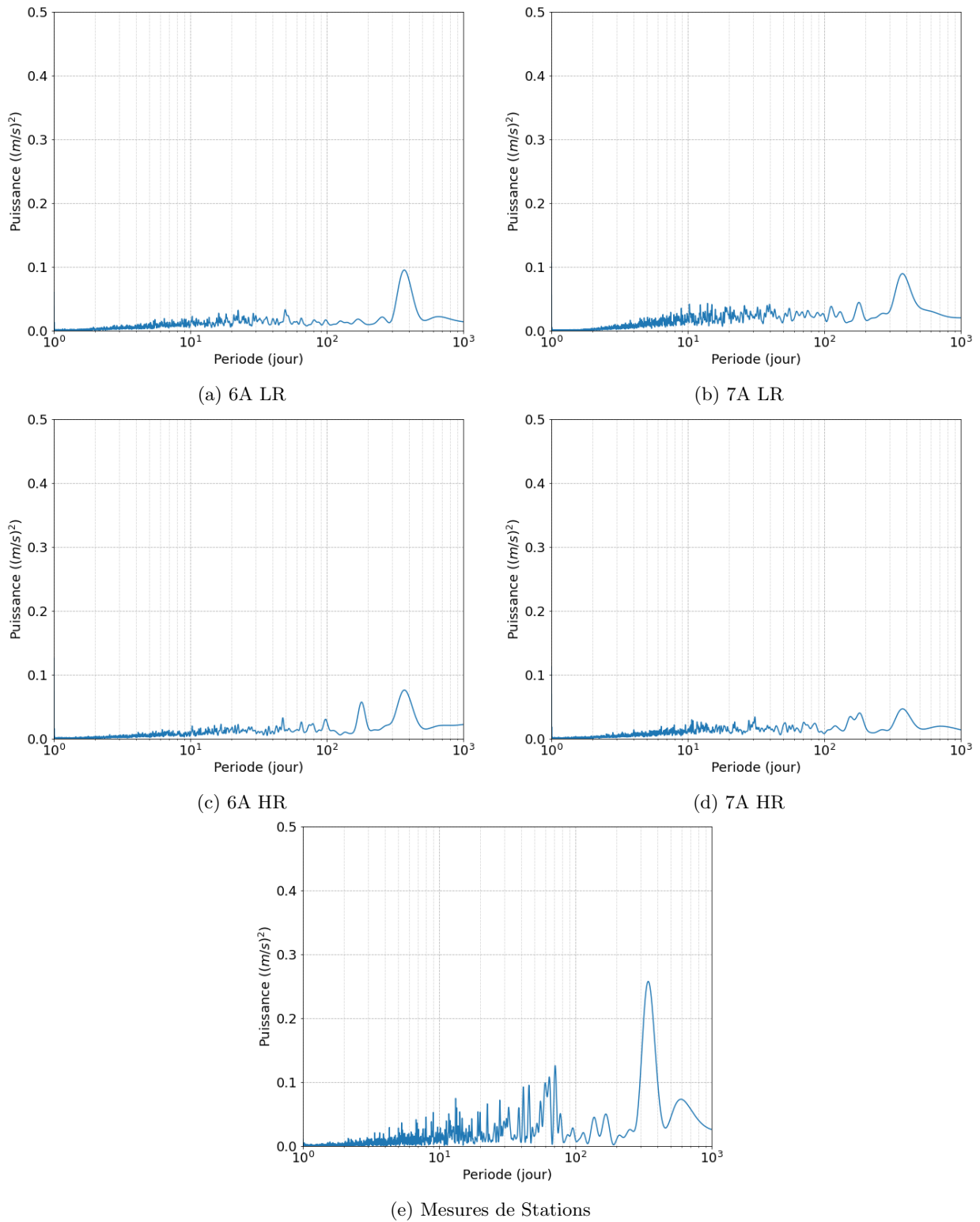


FIGURE 34 – Spectres de la Vitesse du vent proche de la surface à Dôme C pour une période entre 1 et 1000j - données à 2m de hauteur toutes les 3h de 1989 à 2009 pour les simulations et à 3m de 2014 à 2020 pour les données mesurées

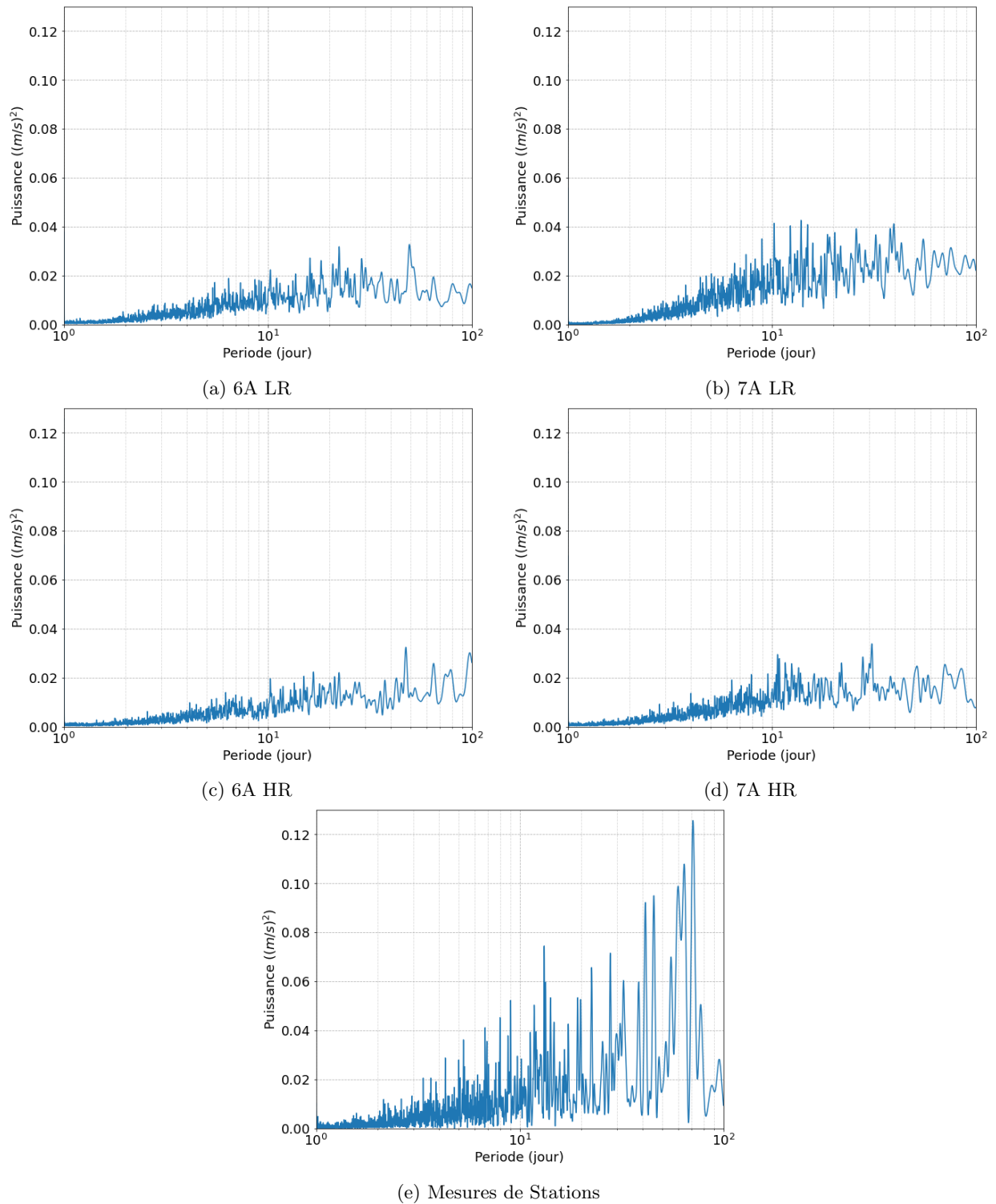
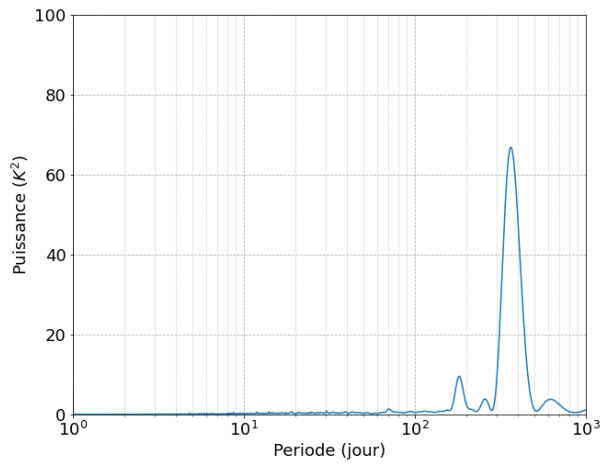
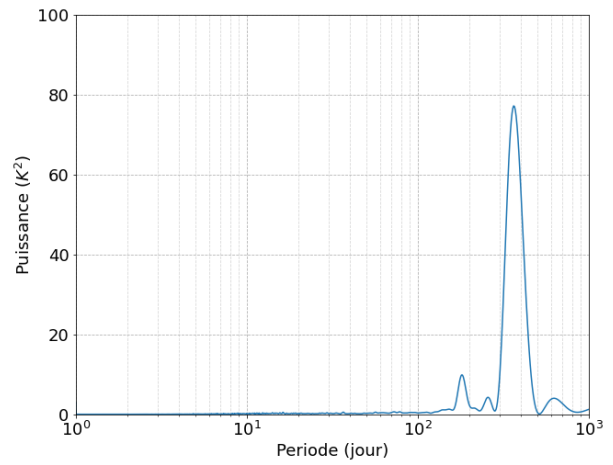


FIGURE 35 – Spectres de la Vitesse du vent proche de la surface à Dôme C pour une période entre 1 et 100j - données à 2m de hauteur toutes les 3h de 1989 à 2009 pour les simulations et à 3m de 2014 à 2020 pour les données mesurées

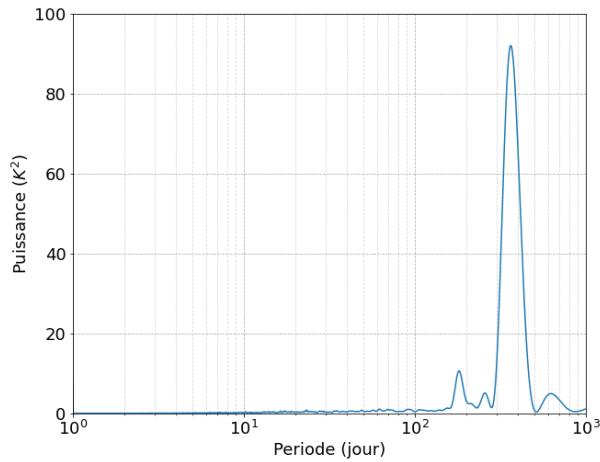




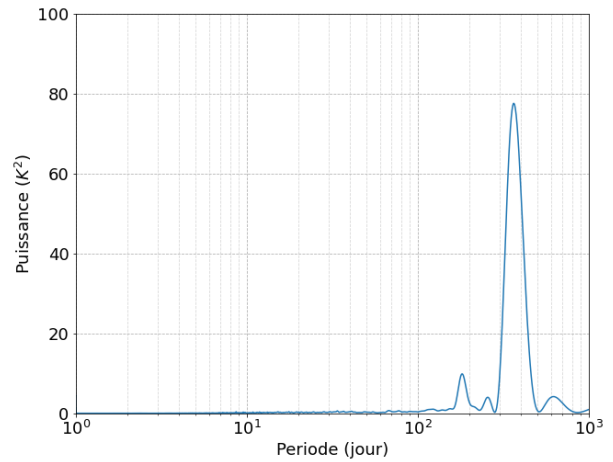
(a) 6A LR



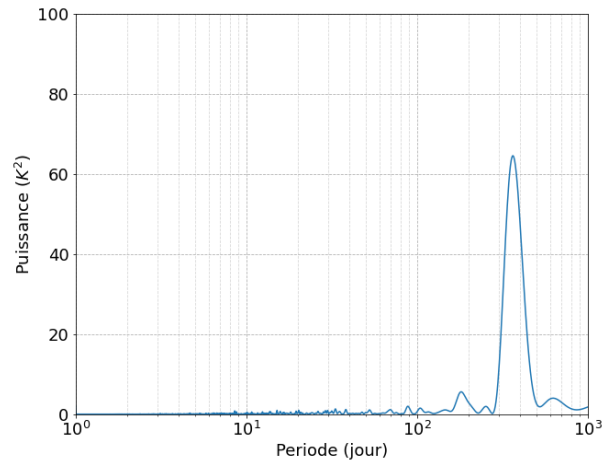
(b) 7A LR



(c) 6A HR



(d) 7A HR



(e) Mesures de Stations

FIGURE 36 – Spectres de la Température proche de la surface à D47 pour une période entre 1 et 1000j - données à 2m de hauteur toutes les 3h de 1989 à 2009 pour les simulations et à 3m de 2014 à 2020 pour les données mesurées

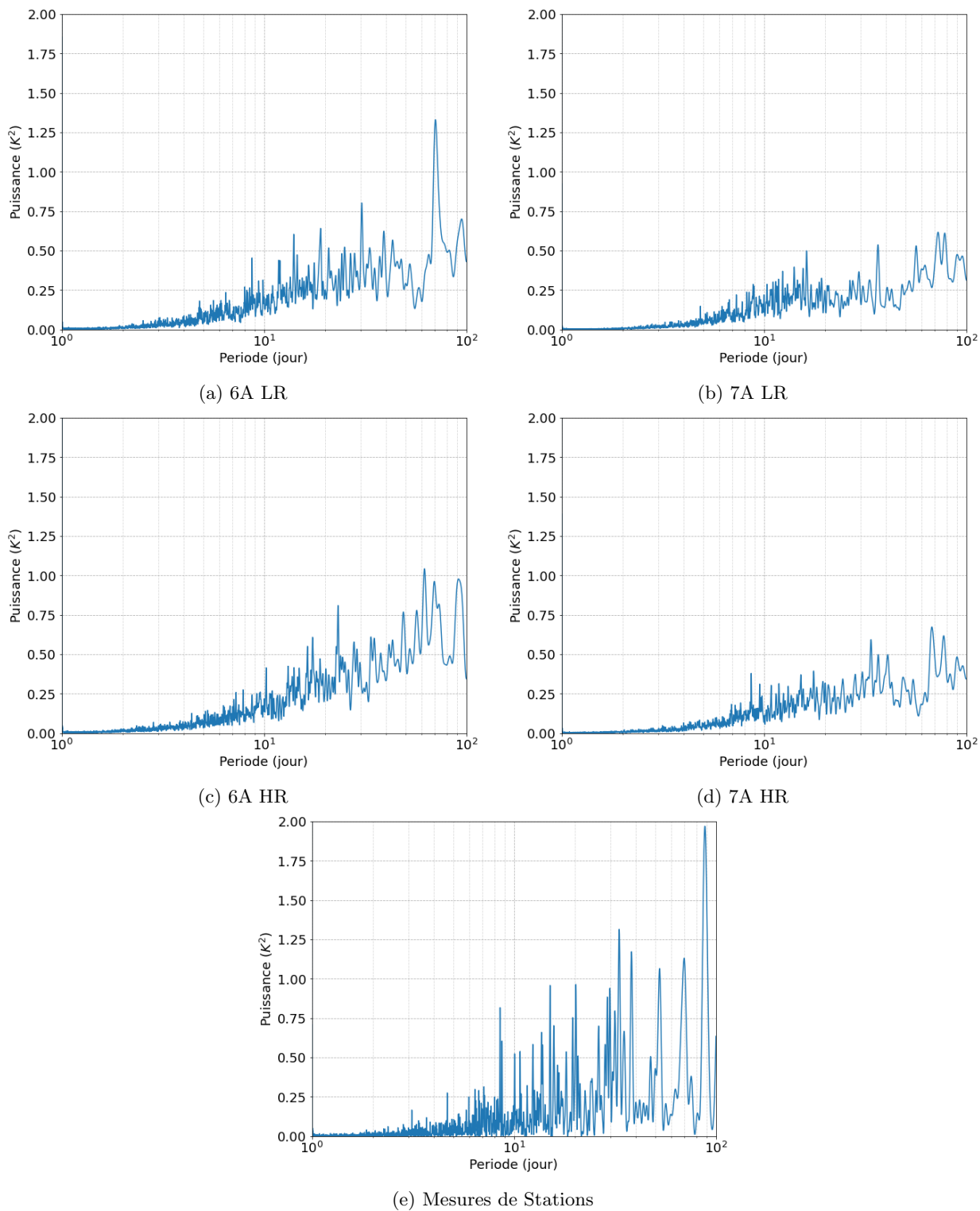


FIGURE 37 – Spectres de la Température proche de la surface à D47 pour une période entre 1 et 100j - données à 2m de hauteur toutes les 3h de 1989 à 2009 pour les simulations et à 3m de 2014 à 2020 pour les données mesurées

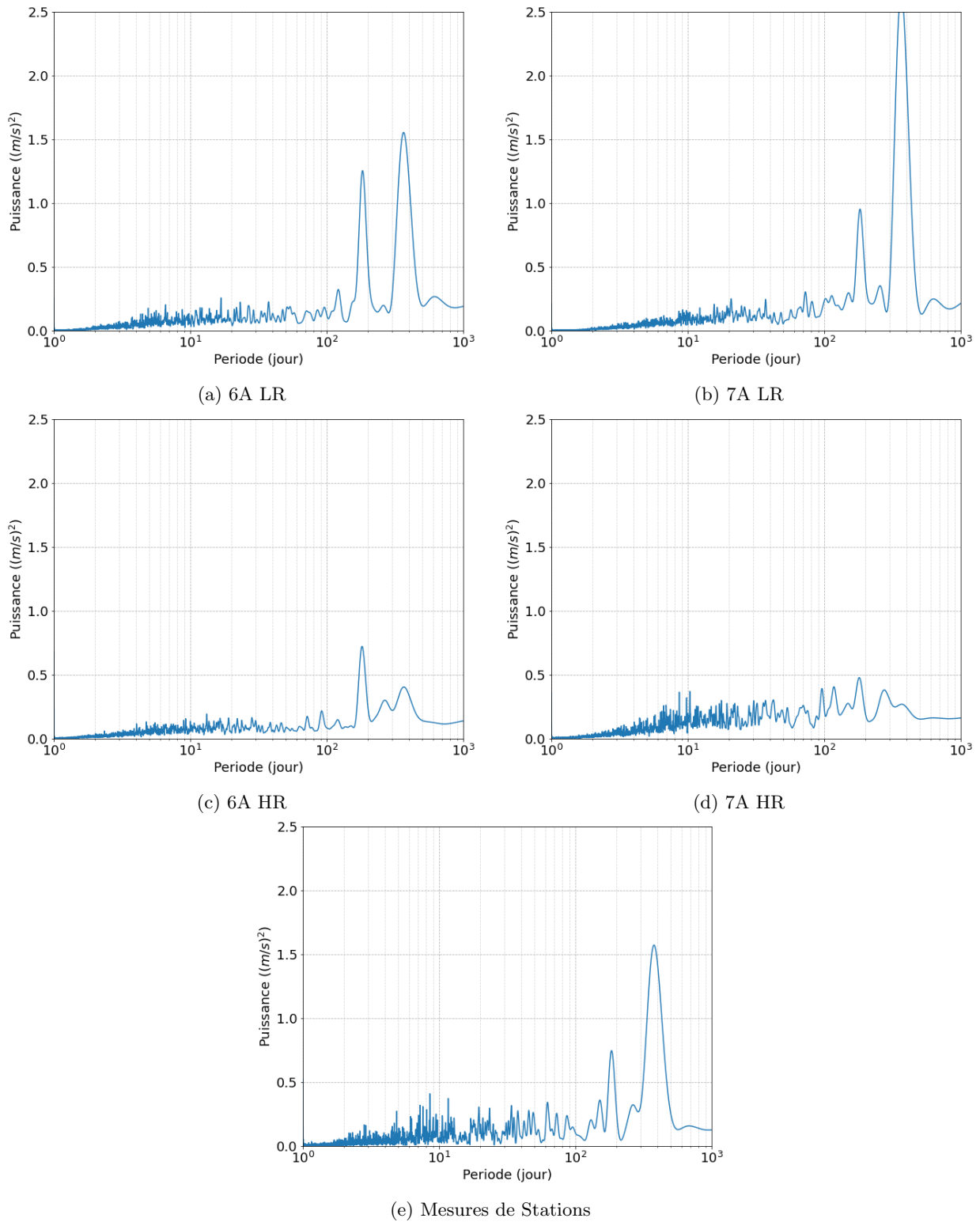
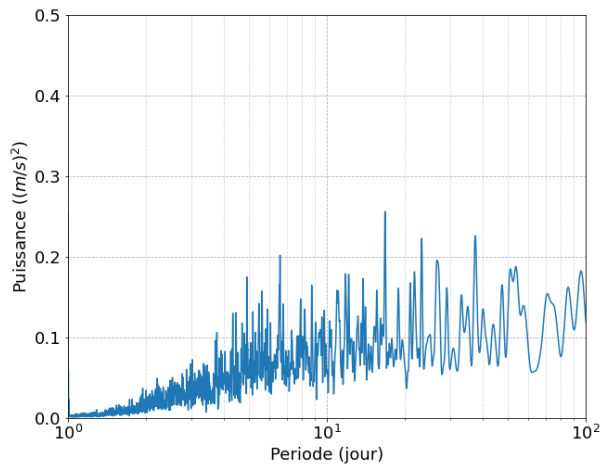
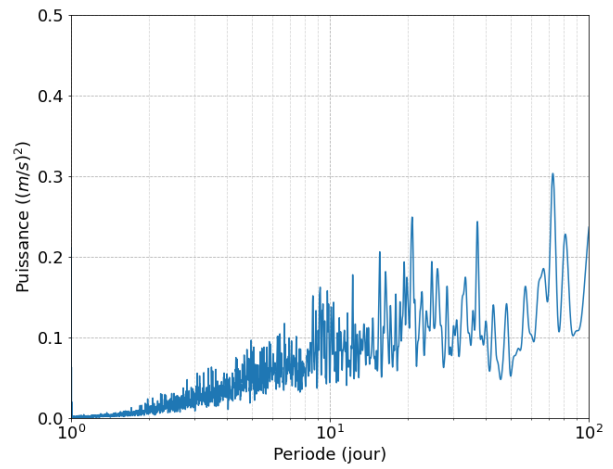


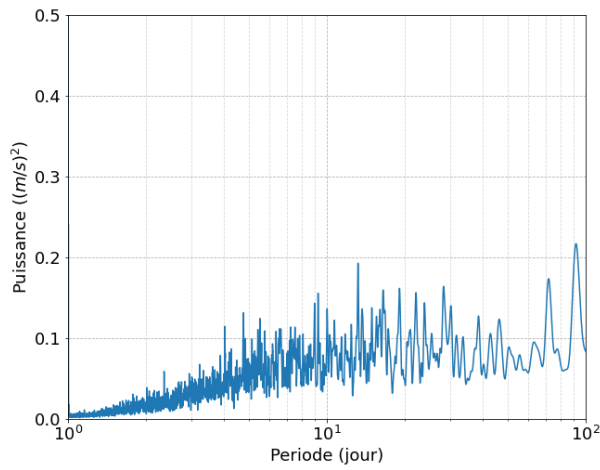
FIGURE 38 – Spectres de la Vitesse du vent proche de la surface à D10 pour une période entre 1 et 1000j - données à 2m de hauteur toutes les 3h de 1989 à 2009 pour les simulations et à 3m de 2008 à 2014 pour les données mesurées



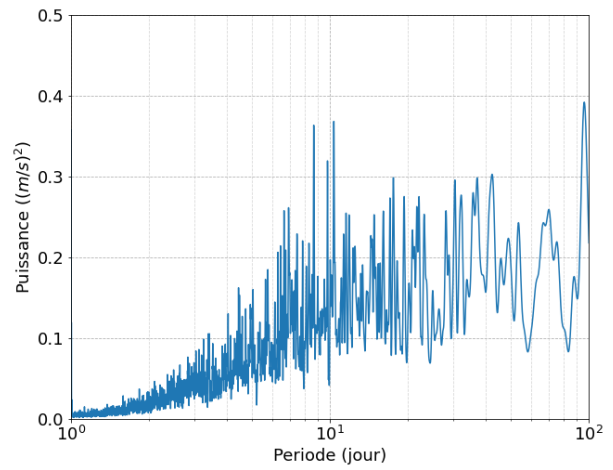
(a) 6A LR



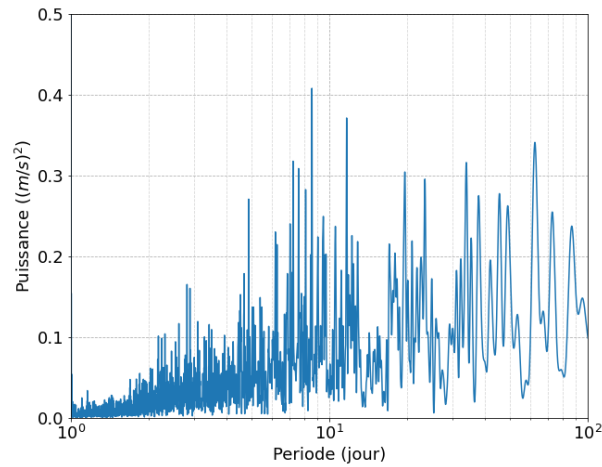
(b) 7A LR



(c) 6A HR



(d) 7A HR



(e) Mesures de Stations

FIGURE 39 – Spectres de la Vitesse du vent proche de la surface à D10 pour une période entre 1 et 100j - données à 2m de hauteur toutes les 3h de 1989 à 2009 pour les simulations et à 3m entre 2008 2014 pour les données mesurées