

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL

ÉTUDE DIAGNOSTIQUE
DE LA TENDANCE DU TOURBILLON POTENTIEL
À L'AIDE DE LA VERSION ÉTENDUE DE L'ÉQUATION DE
DÉVELOPPEMENT DE ZWACK-OKOSSY
EN UTILISANT LES SORTIES
DU MODÈLE RÉGIONAL AUX ÉLÉMENTS FINIS

MÉMOIRE
PRÉSENTÉ
COMME EXIGENCE PARTIELLE
DE LA MAÎTRISE EN SCIENCES DE L'ATMOSPHÈRE

PAR
CHRISTIAN PAGÉ

NOVEMBRE 1994

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL
Service des bibliothèques

Avertissement

La diffusion de ce mémoire se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire *Autorisation de reproduire et de diffuser un travail de recherche de cycles supérieurs* (SDU-522 – Rév.04-2020). Cette autorisation stipule que «conformément à l'article 11 du Règlement no 8 des études de cycles supérieurs, [l'auteur] concède à l'Université du Québec à Montréal une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de [son] travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, [l'auteur] autorise l'Université du Québec à Montréal à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de [son] travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de [la] part [de l'auteur] à [ses] droits moraux ni à [ses] droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, [l'auteur] conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont [il] possède un exemplaire.»

REMERCIEMENTS

Une maîtrise est un travail qui demande beaucoup d'énergie, et celle-ci a grandement bénéficiée de la présence du professeur Peter Zwack comme directeur de recherche. Son dynamisme, son goût du travail et de la découverte ainsi que ses nombreuses idées ont grandement aidé à la réalisation de ce projet. Je le remercie également de m'avoir permis de réaliser une partie de ma maîtrise à Toulouse (France), ce qui fut une expérience fort enrichissante.

L'esprit d'équipe est très important, et cela rend le travail d'autant plus agréable. Merci à mes confrères et consoeurs que j'ai cotoyés pendant ces deux années de maîtrise. Un remerciement plus particulier à Sandra Turner (étudiante de maîtrise) pour la correction du français et le soutien moral inestimable, ainsi qu'à Robert Tardif (assistant de recherche de Peter Zwack) pour ses suggestions suite à la lecture de ce mémoire. Merci également à Pierre Bourgouin (SEA/Formation) pour ses nombreux conseils. Je voudrais aussi remercier ma famille pour m'avoir donné ce goût d'apprendre et de me dépasser.

Même si l'informatique est un outil extraordinaire et facile à maîtriser quand on s'y met, il est toujours important d'avoir des personnes ressources disponibles pour nous aider en cette matière. Merci beaucoup à Claude Desrochers et Eva Monteiro, ainsi qu'à Gérard Omnes (École Nationale de Météorologie, Toulouse). Merci aussi à Yves Chartier (RPN) pour avoir créé le logiciel REC et pour sa disponibilité.

Je remercie aussi le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) pour le support financier qu'il m'a fourni durant ces deux années de recherche.

TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES FIGURES	v
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES ABRÉVIATIONS	x
LISTE DES SYMBOLES	xii
RÉSUMÉ.....	xv
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I	
ÉQUATION DIAGNOSTIQUE.....	5
1.1 Développement de l'équation diagnostique de la tendance du tourbillon potentiel.....	5
1.2 Séparation des contributions des différents forçages dans l'équation diagnostique du tourbillon potentiel.....	12
CHAPITRE II	
DISCUSSION SYNOPTIQUE DU CAS ÉTUDIÉ.....	15
2.1 Description synoptique.....	15
2.2 Tourbillon potentiel et tourbillon absolu.....	21
CHAPITRE III	
RÉSULTATS DU DIAGNOSTIC DE LA TENDANCE DE TOURBILLON POTENTIEL.....	24
3.1 Vérification des hypothèses.....	24
3.1.1 Tendance de tourbillon isentropique et tendance de tourbillon isobarique.....	24
3.1.2 Tendance de tourbillon isobarique et tendance de tourbillon géostrophique.....	29

3.2 Comparaison des résultats avec les sorties du modèle aux éléments finis régional (EFR).....	31
3.3 Contribution des différents forçages à la tendance de tourbillon potentiel.....	34
CHAPITRE IV	
ANALYSE DES RÉSULTATS.....	43
CONCLUSION	54
APPENDICE A	
ÉQUATION DU TOURBILLON POTENTIEL.....	57
APPENDICE B	
ASPECTS NUMÉRIQUES.....	61
B.1 Logiciel DIONYSOS	61
B.2 Méthodes numériques	66
APPENDICE C	
DESCRIPTION DU MODÈLE.....	67
RÉFÉRENCES	70

LISTE DES FIGURES

Figure		Page
2.1	Superposition de la pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du champ de la hauteur du géopotential à 500 hPa (intervalle 4 dam, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La région d'intérêt est encadrée par une ligne grise.	17
2.2	Superposition de la pression au niveau moyen de la mer à 00TU (intervalle 4hPa, lignes pleines) et à 24TU (intervalle 4hPa, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU. Le déplacement des deux dépressions entre 00TU et 24TU est indiqué par des flèches.....	18
2.3	Superposition de la pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du champ de température à 1000 hPa (intervalle 5°C, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	19
2.4	Superposition du champ de pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du taux de précipitation instantané en surface (ordre de grandeur 10^{-7} m/s, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	20
2.5	Superposition du champ de pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du tourbillon potentiel à 300 hPa (intervalle 1 PVU, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	21
2.6	Superposition du champ de tourbillon absolu (intervalle 4×10^{-5} sec ⁻¹ , lignes pleines) et du tourbillon potentiel à 300 hPa (intervalle 1 PVU, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	22

- 3.1 Superposition, à 300 hPa, de la tendance de tourbillon isentropique relative du modèle (intervalle $2 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, ligne pleines) et du terme de conversion (intervalle $20 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 10h30TU du modèle EFR initialisé à 00TU. Il est à noter que l'intervalle des deux champs superposés est équivalent.....27
- 3.2 Superposition à 300 hPa de la tendance du tourbillon potentiel isentropique du modèle (intervalle $4 \times 10^{-5} \text{ PVU/s}$, lignes pleines) et du champ de tendance du tourbillon potentiel isentropique diagnostiquée (intervalle $4 \times 10^{-5} \text{ PVU/s}$, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 10h30TU du modèle EFR initialisé à 00TU.33
- 3.3 Tourbillon potentiel du modèle à 300 hPa (intervalle 0.5 PVU, lignes pleines) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. Les deux points diagnostiqués sont marqués respectivement d'un X et d'un Y. La flèche en ligne tiretée montre la direction de déplacement de l'anomalie de tourbillon potentiel.....35
- 3.4 Ratios de la contribution de chaque forçage à la tendance totale de tourbillon potentiel à 300 hPa à l'avant (point X de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme de la contribution de l'advection de tourbillon (AQ), de l'advection de température (AT), du dégagement de chaleur sensible (DS), du dégagement de chaleur latente (DL), de la friction (FR) et de l'orographie (OR) donne la tendance du tourbillon potentiel totale diagnostiquée.37
- 3.5 Ratios de la contribution du terme de cyclonisation et du terme adiabatique à la tendance totale de tourbillon potentiel causée par l'advection de tourbillon (*voir* éq. (1.20)) à 300 hPa à l'avant (point X de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.38
- 3.6 Ratios de la contribution de chaque forçage à la tendance totale de tourbillon potentiel à 300 hPa à l'arrière (point Y de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme de la contribution de l'advection de tourbillon (AQ), de l'advection de température (AT), du dégagement de chaleur sensible (DS), du dégagement de chaleur latente (DL), de la friction (FR) et de l'orographie (OR) donne la tendance du tourbillon potentiel totale diagnostiquée.39

3.7	Ratios de la contribution du terme de cyclonisation et du terme adiabatique à la tendance totale de tourbillon potentiel causée par l'advection de tourbillon (<i>voir</i> éq. (1.20)) à 300 hPa à l'arrière (point Y de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	40
3.8	Superposition à 300 hPa de la tendance du tourbillon potentiel totale (intervalle 4×10^{-5} PVU/s, lignes pleines) et de la tendance du tourbillon potentiel, causée par l'advection de tourbillon, (intervalle 4×10^{-5} PVU/s, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	41
4.1	Profil vertical de l'advection de tourbillon (10^{-10} s^{-2}) au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	44
4.2	Contributions à la divergence et mouvement vertical pour un cas neutre. La somme de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée) et de la cyclonisation au sol causée par l'advection de tourbillon (ligne pleine) donne la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée-pointillée indiquée par DIV) (<i>voir</i> éq. (4.1)). Le mouvement vertical créé par cette divergence totale est indiqué par ω (ligne pointillée). (Tirée de Zwack-Okossi, 1986).....	47
4.3	Contributions à la divergence et mouvement vertical pour un cas légèrement stable. La somme de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée), de la cyclonisation au sol causée par l'advection de tourbillon (ligne pleine) ainsi que du terme adiabatique $S\omega$ (ligne pointillée) donne la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée-pointillée indiquée par DIV) (<i>voir</i> éq. (4.1)). (Tirée de Zwack-Okossi, 1986).....	48
4.4	Profil vertical de la stabilité (10^{-4} K/Pa) au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	48
4.5	Profil des différentes contributions à la divergence (10^{-5} s^{-1}), causée par l'advection de tourbillon, au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme, à chaque niveau de pression, de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon (ligne mince), de la divergence causée par la cyclonisation au sol (ligne pointillée) et de la divergence causée par terme adiabatique	

	$S\omega$ (ligne tiretée) donne la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (ligne épaisse) (voir éq. (4.1)).....	49
4.6	Profil vertical de la divergence totale, causée par l'advection de tourbillon, (10^{-5} s^{-1} , ligne tiretée) et du mouvement vertical, causé par l'advection de tourbillon, (10^{-6} s^{-1} , ligne pleine) au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.....	50
4.7	Profil vertical des contributions à la cyclonisation (10^{-9} s^{-2}), causée par l'advection de tourbillon, au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme, à chaque niveau de pression, de la cyclonisation causée par la cyclonisation au sol (ligne pointillée) et de la cyclonisation du au terme adiabatique $S\omega$ (ligne tiretée) donne la cyclonisation totale (ligne épaisse) causée par l'advection de tourbillon (voir éq. (4.2)).	51
B.1	Réponse théorique du filtre de Shuman 2D sur une fonction $Z(x) = A e^{i[2\pi x/(n\Delta x)]} e^{i[2\pi y/(n\Delta x)]}$ où $x=y$ et où $\Delta x=100 \text{ km}$, après 42 itérations. (Tirée de Desjardins, 1993).	64
B.2	Superposition du mouvement vertical non-filtré (intervalle 10^{-1} Pa/s , lignes pleines, valeur 9.38 Pa/s), filtré une fois (intervalle 10^{-1} Pa/s , lignes tiretées, valeur 6.46 Pa/s) et filtré deux fois (intervalle 10^{-1} Pa/s , lignes pointillées, valeur 5.44 Pa/s).	65
C.1	Grille utilisée pour le calcul des diagnostics. Cette grille possède une maille de 100 km et sa dimension est de 51×51 points.....	69
C.2	Grille d'analyse, où cinq points de grille sont enlevés aux frontières de la grille de calcul (voir fig. C.1). Cette grille possède une maille de 100 km et sa dimension est de 41×41 points.	69

LISTE DES TABLEAUX

Tableau		Page
2.1	Corrélations entre le tourbillon potentiel et le tourbillon absolu à 300 hPa pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé le 21 mars 1994 à 00TU	23
3.1	Comparaison des valeurs absolues moyennes à 300 hPa entre la tendance de tourbillon isentropique du modèle (TQI) et le terme de conversion (TCV) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU sur toute la grille.....	26
3.2	Comparaison des valeurs absolues moyennes à 300 hPa entre la tendance de tourbillon isentropique du modèle (TQI) et le terme de conversion (TCV) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU sur la grille de la région étudiée <i>voir fig. 2.1</i>).....	26
3.3	Corrélations et valeurs absolues moyennes à 300 hPa de la tendance du tourbillon isobarique du modèle (TQ) et de la tendance du tourbillon géostrophique du modèle (TG) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU	31
3.4	Corrélations et valeurs absolues moyennes à 300 hPa de la tendance du tourbillon potentiel du modèle (TPVM) et de la tendance du tourbillon potentiel diagnostiquée (TPV) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU	34

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

AQ	Forçage de l'advection de tourbillon
AT	Forçage de l'advection de température
CMC	Centre météorologique canadien
DIONYSOS	Logiciel de diagnostics de la contribution de six forçages atmosphériques au mouvement vertical, à la cyclonisation, à la divergence, à la tendance de pression et à la tendance de hauteur du géopotentiel.
DL	Forçage du dégagement de chaleur latente
DS	Forçage du dégagement de chaleur sensible
EFR	Modèle numérique aux éléments finis régional
FR	Forçage de la friction du sol
LAT	Forçage du laplacien d'advection de température
LDL	Forçage du laplacien de dégagement de chaleur latente
LDS	Forçage du laplacien du dégagement de chaleur sensible
OR	Forçage orographique
PV	Tourbillon potentiel (Potential Vorticity)
PVU	Unité de PV (Potential Vorticity Unit = $10^6 \text{ K m s}^{-3} \text{ Pa}^{-1}$)
RPN	Centre de Recherche en Prévision Numérique
TCV	Terme de conversion
TG	Tendance de tourbillon géostrophique du modèle
TOT	Total(e)
TPV	Tendance du tourbillon potentiel diagnostiquée

TPVM	Tendance du tourbillon potentiel du modèle
TQ	Tendance de tourbillon isobarique du modèle
TQI	Tendance de tourbillon isentropique du modèle
TU	Temps universel en heure
Z-O	Zwack-Okossi

LISTE DES SYMBOLES

A	Surface à l'intérieur d'un contour d'intégration (m^2)
C	Circulation relative à la Terre ($m^2 s^{-1}$)
C_a	Circulation absolue ($m^2 s^{-1}$)
C_e	Circulation causée par la rotation de la Terre ($m^2 s^{-1}$)
c_p	Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante ($J K^{-1} kg^{-1}$)
c_v	Chaleur spécifique de l'air sec à volume constant ($J K^{-1} kg^{-1}$)
D	Divergence isobarique du vent (s^{-1})
\vec{dl}	Vecteur de déplacement localement tangent au contour d'intégration (m)
\vec{F}	Accélération causée par la friction ($m s^{-2}$)
F	Valeur d'un champ quelconque
F_t	Valeur d'un champ au pas de temps courant t
F_m	Valeur d'un champ, moyenné au pas de temps courant t
f	Paramètre de Coriolis (s^{-1})
G	Forçage atmosphérique ($m s^{-2}$)
g	Accélération gravitationnelle ($m s^{-2}$)
$J(u,v)$	Jacobien de u et v (s^{-1})
\vec{k}	Vecteur unitaire orienté verticalement vers le haut de l'atmosphère
K	Constante quelconque
M	Masse (kg)
\vec{n}	Vecteur unitaire normal au sens anti-horaire de l'intégrale de ligne
\vec{O}	Accélération causée par l'orographie ($m s^{-2}$)
PV	Tourbillon potentiel
p	Pression atmosphérique (Pa)
p^*	Pression où s'effectue le calcul (Pa)
p_o	Pression en surface (Pa)

p_T	Pression au sommet de l'atmosphère (Pa)
\dot{Q}	Taux de changement diabatique de la température ($J s^{-1}$)
\dot{Q}_L	Taux de changement diabatique (causé par la chaleur latente) de la température ($J s^{-1}$)
\dot{Q}_S	Taux de changement diabatique (causé par la chaleur sensible) de la température ($J s^{-1}$)
R	Constante de l'air sec ($J K^{-1} kg^{-1}$)
\vec{R}	Distance entre l'axe de rotation du fluide et l'anneau du fluide (m)
\vec{r}	Vecteur position par rapport au centre de la Terre (m)
S	Stabilité de l'air sec ($K Pa^{-1}$)
t	Temps (s)
T	Température (K)
\vec{U}_a	Vitesse d'un fluide en coordonnée absolue ($m s^{-1}$)
\vec{U}_e	Vitesse de la Terre à une position donnée ($m s^{-1}$)
u	Vent horizontal est-ouest ($m s^{-1}$)
u_{ag}	Vent horizontal agéostrophique est-ouest ($m s^{-1}$)
u_g	Vent horizontal géostrophique est-ouest ($m s^{-1}$)
\vec{V}	Vecteur du vent isobarique ($m s^{-1}$)
v	Vent horizontal nord-sud ($m s^{-1}$)
v_{ag}	Vent horizontal agéostrophique nord-sud ($m s^{-1}$)
v_g	Vent horizontal géostrophique nord-sud ($m s^{-1}$)
x	Distance est-ouest (m)
y	Distance nord-sud (m)
β	Variation nord-sud du paramètre de Coriolis ($m^{-1} s^{-1}$)
ϕ	Géopotentiel ($m^2 s^{-2}$)
φ	Latitude
Π	Intégrale sur toute l'atmosphère de l'inverse du tourbillon absolu (Pa s)
ρ	Densité de l'air sec ($kg m^{-3}$)
θ	Température potentielle (K)
$\vec{\Omega}$	Vitesse de rotation de la Terre sur elle-même (s^{-1})
ω	Mouvement vertical en coordonnées isobarique ($Pa s^{-1}$)

ζ_a	Tourbillon isobarique absolu (s^{-1})
ζ_g	Tourbillon isobarique géostrophique (s^{-1})
ζ_p	Tourbillon isobarique (s^{-1})
ζ_θ	Tourbillon isentropique (s^{-1})

RÉSUMÉ

Une démarche est proposée ici afin de diagnostiquer la tendance du tourbillon potentiel (PV). Ce diagnostic est basé sur les équations diagnostiques développées dans Desjardins (1993) à partir de la version étendue de l'équation de développement de Zwack-Okossi. Celles-ci permettent de séparer la contribution des différents forçages atmosphériques à la cyclonisation, à la divergence et au mouvement vertical. Des outils diagnostiques numériques développés par Desjardins (1993) et St-James (1993) sont utilisés en combinaison avec les sorties du modèle aux éléments finis régional (EFR) par un logiciel de diagnostic du PV, lui-même basé sur l'équation diagnostique du PV. Celle-ci provient de l'équation du PV ainsi que de l'équation thermodynamique. L'étude diagnostique se fait sur une dépression peu barocline située sur le centre du Canada pour la situation synoptique du 12TU le 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU. Le diagnostic est effectué à l'avant et à l'arrière d'une anomalie de PV à 300 hPa ainsi que sur toute la grille de calcul. Les tendances du PV diagnostiquées sont confrontées à celles du modèle EFR avec succès, validant l'équation diagnostique du PV. Ensuite une comparaison entre le PV et le tourbillon absolu montre que ceux-ci sont très semblables. Les résultats des diagnostics montrent que le forçage principal qui produit la tendance du PV (et donc le déplacement de l'anomalie positive de PV) est le profil d'advection de tourbillon absolu. L'analyse de ces résultats nous montre que ce profil tend aussi à faire déplacer la dépression au sol par la cyclonisation au sol, ainsi que le maximum de tourbillon absolu à 300 hPa par la cyclonisation en altitude. Donc, dans ce cas, l'anomalie positive de PV en altitude n'est en fait que la signature d'un maximum de tourbillon absolu en altitude, car c'est la structure verticale de ce dernier qui produit le profil d'advection de tourbillon, cette advection étant le forçage principal.

Mots clés : Tourbillon, potentiel, diagnostique, Zwack-Okossi, forçage, météorologie, atmosphère, isentrope.

INTRODUCTION

La compréhension de la structure et de l'évolution des systèmes météorologiques est très importante car celle-ci permet de mieux saisir l'importance des contributions des différents facteurs météorologiques pouvant influencer le développement et le déplacement de ces systèmes. De plus, connaissant bien cette structure et sa façon d'évoluer dans l'espace et dans le temps, il est plus aisé de prédire sa course et son développement.

Différents outils existent déjà pour analyser et comprendre les systèmes météorologiques extra-tropicaux à l'échelle synoptique. Le tourbillon potentiel (PV) constitue l'un de ces outils. Bjerknes (Hoskins *et al.*, 1985), Rossby (1939, 1940) et Ertel (1942) figurent comme des pionniers dans ce domaine. Bjerknes a d'abord élaboré une équation de tendance de circulation absolue. Ensuite, Rossby (1939) a simplifié l'approche de Bjerknes en ne considérant que la composante verticale du tourbillon absolu ainsi qu'en supposant un système barotrope. Ceci permettait d'élaborer le *principe de réversibilité*, c'est-à-dire la possibilité d'obtenir le champ des vents en inversant l'opérateur laplacien de l'expression du tourbillon. Rossby (1940) a ensuite contribué substantiellement en élaborant la première forme de l'équation de conservation du PV. Déjà, l'usage de cartes isentropes débutait (Shaw, 1930; Rossby 1937a, b; Namias, 1940), ce qui a amené Rossby (1940) à développer l'équation de conservation du tourbillon sur des surfaces isentropes dans une atmosphère hydrostatique, adiabatique et sans friction. Ertel (1942) reprit ce résultat et l'étendit en développant une forme de l'équation de conservation du PV en trois dimensions sans approximation, avec pour seule limitation un mouvement adiabatique et sans friction.

Plusieurs études ont employé ce nouvel outil qu'était le PV. Platzman (1949) a examiné la distribution de PV hémisphérique sur des surfaces isentropiques, Kleinschmidt (Hoskins *et al.*, 1985) a introduit la notion d'anomalies de PV dans la

haute troposphère et il a relié celles-ci aux épisodes de cyclogenèse. De plus, il a étendu la notion du principe de réversibilité en montrant qu'il est possible de déduire la structure des courants atmosphériques par la distribution spatiale de PV. Hoskins *et al.* (1985) ont cependant montré qu'afin d'appliquer ce principe de réversibilité, il fallait spécifier un état de balance (l'option la plus simpliste et la moins précise étant l'état de balance géostrophique), un état de référence de l'atmosphère (distribution spatiale de la température potentielle) et résoudre ce problème d'inversion globalement (en portant une attention particulière aux conditions aux frontières). Donc, une connaissance locale de la distribution de PV ne permet pas de déterminer séparément le tourbillon absolu et la stabilité statique par le principe de réversibilité. Seulement une distribution globale de PV, dans laquelle l'état de balance du vent thermique (ou toute autre état de balance plus précis) est respecté, permet de résoudre le problème de réversibilité. Hoskins *et al.* (1985) montrent aussi qu'il est assez simple d'inclure la friction et le diabatisme dans l'expression du PV. Alors, selon Hoskins *et al.* (1985), les cartes de PV sur des surfaces isentropes peuvent permettre d'améliorer notre compréhension des processus dynamiques dans l'atmosphère.

Il existe cependant d'autres approches permettant de comprendre les systèmes météorologiques extra-tropicaux à l'échelle synoptique. L'équation quasi géostrophique des tendances de hauteurs de Holton (1992) s'avère une bonne approche dans le cas où nous ne considérons qu'une atmosphère adiabatique barocline et sans friction. Une autre équation utile à la compréhension (dans un contexte quasi géostrophique) est celle de Petterssen-Sutcliffe (Petterssen, 1956). Celle-ci possède cependant la faiblesse de n'utiliser qu'un seul niveau de non-divergence. Zwack-Okossi (1986) proposèrent une forme doublement intégrée de l'équation de Petterssen-Sutcliffe afin de lever la nécessité de n'avoir qu'un seul niveau de non-divergence. Puis, Lupo *et al.* (1992) ont développé une version étendue de l'équation de Zwack-Okossi. Ils ont confronté celle-ci avec des observations (ceci a aussi été fait par Uhl *et al.* (1992)) et les résultats furent concluants quant à la validité de cette équation. Finalement, Desjardins (1993) modifia quelque peu la version étendue de l'équation de développement de Zwack-Okossi et élimina l'ambiguïté du terme adiabatique. Il développa aussi, en collaboration avec St-James (1993), des

outils diagnostiques numériques basés sur ces équations légèrement modifiées, en supprimant l'ambiguïté du terme adiabatique. Bourgouin (1994) a poursuivi le travail en élaborant un outil numérique, basé sur celui de Desjardins (1993), permettant de diagnostiquer les tendances de pression et de hauteur.

Le but de ce présent travail consiste à expliquer physiquement la relation que Kleinschmidt (Hoskins *et al.*, 1985) a trouvé entre les anomalies de PV dans la haute troposphère et les épisodes de cyclogenèse, cette relation étant abondamment utilisée de nos jours dans la littérature scientifique ayant trait à la météorologie synoptique. Pour ce faire, la tendance du PV sera diagnostiquée et reliée à la tendance de tourbillon au sol (cyclogenèse) d'un système dépressionnaire.

Afin de réaliser cet objectif, nous utiliserons les données d'un modèle numérique de prévision atmosphérique. C'est la version 50 km du modèle aux éléments finis régional (EFR) (Tanguay *et al.*, 1989; Benoit *et al.*, 1989) qui servira pour cette étude. Ce modèle est présentement en opération au Centre météorologique canadien (CMC). De plus, les outils diagnostics développés par Desjardins (1993) et St-James (1993) basés sur la version étendue modifiée de l'équation de développement de Zwack-Okossi (Desjardins, 1993) seront utilisés en combinaison avec les sorties du modèle EFR par un programme de diagnostic du PV afin de diagnostiquer la tendance du PV. Les outils diagnostics de Desjardins (1993) et St-James (1993), qui sont une partie du logiciel diagnostic DIONYSOS, seront légèrement modifiés, quant aux équations utilisées, et substantiellement remodelés afin d'optimiser leur vitesse d'exécution ainsi que leur flexibilité.

La méthode utilisée pour le diagnostic consiste à archiver un cas du modèle EFR, d'effectuer les calculs diagnostics avec DIONYSOS (pour une description, voir appendice B) à partir des sorties du modèle EFR, et ensuite d'utiliser ces calculs diagnostics et les sorties du modèle EFR afin de pouvoir effectuer les calculs diagnostics de la tendance du PV.

Le chapitre 1 développe l'équation diagnostique de la tendance du PV. Ensuite, la contribution de chacun des différents forçages atmosphériques est isolée dans

l'équation diagnostique de la tendance du PV afin d'obtenir une équation de tendance du PV pour chacun des différents forçages. Le chapitre 2 présente une discussion synoptique de la situation météorologique utilisée pour cette étude. De plus, une comparaison entre le tourbillon potentiel et le tourbillon absolu est réalisée. Le chapitre 3 présente les résultats de l'étude diagnostique de la tendance du PV. Une vérification des hypothèses utilisées lors du développement de l'équation diagnostique de la tendance du PV est réalisée. Une validation des résultats des calculs diagnostiques avec les sorties du modèle EFR est aussi effectuée. Ensuite, la contribution des différents forçages à la tendance du PV est examinée. Pour terminer, l'analyse et la discussion des résultats seront présentées au chapitre 4.

CHAPITRE I

ÉQUATION DIAGNOSTIQUE

Afin de pouvoir diagnostiquer la tendance du tourbillon potentiel, nous développerons une équation qui permettra de séparer les effets des différents forçages atmosphériques sur la tendance du tourbillon potentiel. Cette équation sera scindée en plusieurs équations, soit une pour chacun des forçages. Par la suite, ces équations serviront à déterminer les contributions de ces forçages à la tendance du tourbillon potentiel.

1.1 Développement de l'équation diagnostique de la tendance du tourbillon potentiel

Le but de cette section est de développer une équation de la tendance du tourbillon potentiel sous une forme qui permettra d'en tirer une équation diagnostique. Pour ce faire, nous débutons par l'équation du tourbillon potentiel en coordonnée isentrope (pour les détails du développement de cette équation (Holton, 1992), voir l'appendice A) :

$$PV = -g (\zeta_{\theta} + f) \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (1.1)$$

où PV est le tourbillon potentiel, g est la gravité, θ est la température potentielle, ζ_{θ} est le tourbillon en coordonnée isentrope, f est le paramètre de Coriolis et p est la pression.

Calculons la tendance du PV sur une surface de pression constante comme suit :

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p = -g \frac{\partial}{\partial t} \left[(\zeta_\theta + f) \left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right) \right]_p \quad (1.2)$$

où t est le temps et l'indice p assigné au terme de gauche et de droite indique que la dérivée eulérienne est calculée à pression constante.

En dérivant par rapport au temps les deux termes du membre de droite de l'équation (1.2), nous obtenons, par la règle de la dérivée à la chaîne :

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t}\right)_p \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right) \right]_p \right] \quad (1.3)$$

Nous pouvons inverser les dérivées de θ par rapport à p et à t du deuxième terme du côté droit de l'équation (1.3), car θ est un champ continu dans l'atmosphère :

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t}\right)_p \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_p \right] \quad (1.4)$$

Remplaçons la température potentielle θ du second terme du côté droit de l'équation (1.4) par $T \left[\frac{10^5}{p}\right]^{R/c_p}$, qui est la définition de θ :

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t}\right)_p \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(T \left[\frac{10^5}{p}\right]^{R/c_p} \right) \right]_p \right] \quad (1.5)$$

où T est la température, R est la constante de l'air sec et c_p est la chaleur spécifique de l'air sec à pression constante.

En réarrangeant les termes de l'équation (1.5), nous obtenons l'équation diagnostique de la tendance du tourbillon potentiel :

$$\left[\left(\frac{\partial PV}{\partial t} \right)_p = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t} \right)_p \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p} \right)^{R/c_p} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_p \right\} \right] \right] \quad (1.6)$$

L'équation (1.6) montre que pour diagnostiquer la tendance du tourbillon potentiel, il faut diagnostiquer la tendance de tourbillon isentropique $\left(\frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t} \right)_p$ ainsi que la tendance de température $\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_p$. Les autres termes présents dans l'équation de tendance du tourbillon potentiel, soit la variation de la température potentielle avec la pression $\frac{\partial \theta}{\partial p}$ ainsi que le tourbillon isentropique absolu $(\zeta_\theta + f)$, ne reflètent pas un forçage atmosphérique, mais plutôt un état de l'atmosphère.

Nous devons trouver une façon de diagnostiquer la tendance du tourbillon isentropique $\left(\frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t} \right)_p$. Les tourbillons isentropique et isobarique sont définis respectivement comme suit :

$$\zeta_\theta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_\theta - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_\theta \quad \text{et} \quad \zeta_p = \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_p - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_p \quad (1.7)$$

où u est la composante est-ouest du vent, v est la composante nord-sud du vent, x est une distance est-ouest et y une distance nord-sud.

En effectuant un changement de coordonnée verticale de façon à remplacer p par θ , l'expression du tourbillon isobarique devient :

$$\zeta_p = \zeta_\theta + \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_p \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right) - \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_p \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \quad (1.8)$$

Le tourbillon isentropique peut alors s'exprimer comme suit, en l'isolant dans l'équation (1.8) :

$$\zeta_{\theta} = \zeta_p - \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_p \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_p \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \quad (1.9)$$

Calculons maintenant la tendance du tourbillon isentropique en dérivant l'équation (1.9) par rapport au temps :

$$\left(\frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial t} \right)_p = \left(\frac{\partial \zeta_p}{\partial t} \right)_p + \frac{\partial}{\partial t} \left[- \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_p \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_p \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \right]_p \quad (1.10)$$

L'équation (1.10) permet de dire que la tendance de tourbillon isentropique est à peu près égale à la tendance de tourbillon isobarique si le deuxième terme de droite dans l'équation (1.10) est au moins un ordre de grandeur plus petit que la tendance de tourbillon isobarique. Nous montrerons au chapitre 3, celui-ci traitant des résultats, qu'effectivement, l'approximation suivante est valide dans les endroits où nous ferons les diagnostics :

$$\left(\frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial t} \right)_p \approx \left(\frac{\partial \zeta_p}{\partial t} \right)_p \quad (1.11)$$

De plus, puisque nous utiliserons un système d'équations pour une atmosphère en état de balance étendue, nous pouvons faire l'approximation suivante (Tsou *et al.*, 1987) :

$$\left(\frac{\partial \zeta_p}{\partial t} \right)_p \approx \left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right)_p \quad (1.12)$$

où ζ_g est le tourbillon géostrophique calculé le long des isobares. Cette approximation sera vérifiée au chapitre 3.

Nous devons donc diagnostiquer la tendance de tourbillon géostrophique; cette démarche est expliquée en détail dans Desjardins (1993) ainsi que dans Zwack et St-James (1994) et St-James (1993) afin de pouvoir diagnostiquer la tendance de tourbillon potentiel (*voir* éq. (1.6)). Pour ce faire, nous utiliserons trois équations de la version étendue du système d'équations diagnostiques de

Zwack-Okossi, soit celle du mouvement vertical, de la cyclonisation au sol ainsi que celle de la cyclonisation en altitude.

La première équation de ce système est la version étendue de l'équation d'oméga, avec une petite modification, soit l'ajout de $\frac{\partial \zeta_a}{\partial p} \frac{\partial}{\partial p}$ dans le terme de gauche. Ce terme rajouté était auparavant négligé, par une analyse d'échelle, dans l'expression de l'équation d'oméga. L'ajout de ce terme permet de rendre totalement compatible les équations diagnostiques d'oméga et de la divergence. La version étendue de l'équation oméga s'exprime comme suit :

$$\left[\frac{R}{p} \nabla_p^2 S + \frac{\partial \zeta_a}{\partial p} \frac{\partial}{\partial p} + f \zeta_a \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right] \omega_{TOT} = \overset{AQ^\omega}{-f \frac{\partial}{\partial p} (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p \zeta_a)} - \overset{LAT^\omega}{\frac{R}{p} \nabla_p^2 (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p T)} - \overset{LDL^\omega}{-\frac{R}{p} \nabla_p^2 \left(\frac{\dot{Q}_L}{c_p} \right)} - \overset{LDS^\omega}{-\frac{R}{p} \nabla_p^2 \left(\frac{\dot{Q}_S}{c_p} \right)} - \overset{FR^\omega}{-f \frac{\partial}{\partial p} (\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p \otimes \vec{F})} - \overset{OR^\omega}{-f \frac{\partial}{\partial p} (\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p \otimes \vec{O})} \quad (1.13)$$

- où :
- ζ_a est le tourbillon absolu ($\zeta_a = \zeta + f$) où ζ est le tourbillon relatif calculé en coordonnée de pression,
 - \dot{Q}_L est le taux de changement diabatique de la température provenant du dégagement de chaleur latente par la précipitation,
 - \dot{Q}_S est le taux de changement diabatique de la température provenant du dégagement de chaleur sensible,
 - ω_{TOT} est le mouvement vertical total en coordonnée de pression,
 - \vec{F} est l'accélération causée par la friction,
 - \vec{O} est l'accélération causée par l'orographie,
 - AQ^ω : contribution à ω_{TOT} de l'advection horizontale de tourbillon $\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p \zeta_a$ (AQ),
 - LAT^ω : contribution à ω_{TOT} du laplacien d'advection horizontale de température $\nabla_p^2 (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p T)$ (LAT),
 - LDL^ω : contribution à ω_{TOT} du laplacien de dégagement de chaleur latente $\nabla_p^2 \left(\frac{\dot{Q}_L}{c_p} \right)$ (LDL),

— LDS $^{\omega}$: contribution à ω_{TOT} du laplacien de dégagement de chaleur sensible

$$\nabla_p^2 \left(\frac{\dot{Q}_s}{c_p} \right) (\text{LDS}),$$

— FR $^{\omega}$: contribution à ω_{TOT} de la friction $\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p \otimes \vec{F}$ (FR),

— OR $^{\omega}$: contribution à ω_{TOT} de l'orographie $\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p \otimes \vec{O}$ (OR).

L'équation (1.13), nommée équation d'oméga version étendue, permet la séparation du mouvement vertical oméga en contributions selon les différents forçages lorsque les conditions aux frontières sont homogènes (dans notre cas, ω_{TOT} est nul au sommet de l'atmosphère et au sol) dans un contexte quasi géostrophique (Krishnamurti, 1968) :

$$\omega_{TOT} = \omega_{AQ} + \omega_{LAT} + \omega_{LDL} + \omega_{LDS} + \omega_{FR} + \omega_{OR} \quad (1.14)$$

où le mouvement vertical total ω_{TOT} est égal à la somme de chacune des contributions des forçages.

Soit G^{ω} un des six termes de droite de l'équation (1.13), représentant la contribution d'un forçage donné. Lorsque nous imposons les conditions aux frontières homogènes mentionnées précédemment, la version étendue de l'équation d'oméga, pour un forçage donné G , s'exprime comme suit :

$$\left[\frac{R}{p} \nabla_p^2 S + \frac{\partial \zeta_a}{\partial \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} + f \zeta_a \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right] \omega_G = G_p^{\omega} \quad (1.15)$$

où S est la stabilité statique sèche et ω_G est le mouvement vertical associé au forçage G^{ω} .

Abordons maintenant la deuxième équation du système d'équations de Zwack-Okossi pour la tendance de tourbillon géostrophique au sol (voir éq. (1.16) et (1.17)). Cette équation, pour un forçage G dynamique (AQ, FR ou OR) et thermodynamique (LAT, LDL ou LDS), s'exprime respectivement comme suit :

$$\left[\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right]_{p_o}^G = \frac{R}{f} \nabla_p^2 \frac{T_o}{p_o} \left(\frac{\partial p_o}{\partial t} \right)^G = -\Pi \left[\int_{p_T}^{p_o} \frac{G}{\zeta_a} dp - \int_{p_T}^{p_o} \frac{1}{\zeta_a} \int_{p_T}^{p_o} \frac{R}{f} \nabla_p^2 (S\omega_G) \frac{dp}{p} dp \right] \quad (1.16)$$

$$\left[\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right]_{p_o}^G = \frac{R}{f} \nabla_p^2 \frac{T_o}{p_o} \left(\frac{\partial p_o}{\partial t} \right)^G = -\Pi \int_{p_T}^{p_o} \frac{1}{\zeta_a} \int_{p_T}^{p_o} \frac{R}{f} \nabla_p^2 (G + S\omega_G) \frac{dp}{p} dp$$

où $\Pi = \int_{p_T}^{p_o} \frac{1}{\zeta_a} dp$, où p_o correspond à la pression au sol et p_T est la pression près du

sommet de l'atmosphère où le mouvement vertical est supposé nul.

La séparation de l'équation oméga selon la contribution des forçages permet aussi d'obtenir la troisième équation diagnostique, qui est l'équation thermodynamique :

$$\left[\frac{\partial T}{\partial t} \right]_p = \left(-\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p T + S\omega_{LAT} \right) + S\omega_{AQ} + S\omega_{FR} + S\omega_{OR} + \left(S\omega_{LDS} + \frac{\dot{Q}_S}{c_p} \right) + \left(S\omega_{LDL} + \frac{\dot{Q}_L}{c_p} \right) \quad (1.17)$$

où \vec{V} est le vent horizontal.

Les deux équations précédentes (1.16) et (1.17) permettent d'obtenir l'équation diagnostique de la tendance isobarique du tourbillon géostrophique que nous voulions obtenir afin de pouvoir diagnostiquer la tendance de tourbillon potentiel :

$$\left[\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right]_{p^*}^G = \left[\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right]_{p_0}^G + \int_{p^*}^{p_0} \frac{R}{f} \nabla_p^2 \left[\frac{\partial T}{\partial t} \right]_p^G \frac{dp}{p} \quad (1.18)$$

où p^* est le niveau de pression courant.

Les quatre équations (1.15), (1.16), (1.17) et (1.18) nous permettent donc de diagnostiquer la tendance isobarique du tourbillon potentiel isentropique :

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t} \right)_p^G = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right)_p^G \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p} \right)^{R/c_p} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_p^G \right\} \right] \quad (1.19)$$

Notre système d'équations diagnostiques, constitué des équations (1.15) à (1.19), est maintenant complet. *Il est à noter qu'afin d'alléger le texte, la tendance isobarique du tourbillon potentiel isentropique (éq. (1.19)) sera dorénavant dénommée comme étant la tendance du tourbillon potentiel.*

Donc, un forçage donné G produit une tendance du tourbillon potentiel par l'intermédiaire de deux termes (voir éq. (1.19)). Le premier terme est la cyclonisation (tendance du tourbillon géostrophique). Ce terme peut être décomposé en deux parties (voir éq. (1.18)), soit la cyclonisation au sol et l'intégrale du laplacien de la tendance de température. Le deuxième terme qui produit une tendance du tourbillon potentiel est la variation verticale de la tendance de température. Donc, le forçage G peut contribuer à la tendance du tourbillon potentiel par trois termes. Il est intéressant de remarquer que, dans ces trois termes, deux impliquent la tendance de température, et que celle-ci dépend beaucoup du terme adiabatique $S\omega$ (voir éq. (1.17)).

1.2 Séparation des contributions des différents forçages dans l'équation diagnostique de la tendance du tourbillon potentiel

L'équation de la tendance du tourbillon potentiel (1.19), établie à la section précédente, est une équation diagnostique car il est possible de séparer les effets des

différents forçages dynamiques et thermodynamiques. Les forçages considérés sont les six suivants :

- Advection de tourbillon (AQ)
- Advection de température (AT)
- Dégagement de chaleur latente (DL)
- Dégagement de chaleur sensible (DS)
- Friction (FR)
- Orographie (OR)

Nous obtenons donc six équations (une pour chacun des forçages) qui donnent la contribution de chacun des forçages à la tendance totale du tourbillon potentiel :

Contribution de l'advection de tourbillon (AQ)

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p^{AQ} = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}\right)_p^{AQ} \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p}\right)^{R/c_p} S(\omega_{AQ}) \right\} \right] \quad (1.20)$$

Contribution de l'advection de température (AT)

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p^{AT} = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}\right)_p^{LAT} \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p}\right)^{R/c_p} \left(-\vec{V} \cdot \vec{V}_p T + S(\omega_{LAT}) \right) \right\} \right] \quad (1.21)$$

Contribution du dégagement de chaleur latente (DL)

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p^{DL} = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}\right)_p^{LDL} \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p}\right)^{R/c_p} \left(S(\omega_{LDL}) + \frac{\dot{Q}_L}{c_p} \right) \right\} \right] \quad (1.22)$$

Contribution du dégagement de chaleur sensible (DS)

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p^{DS} = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}\right)_p^{LDS} \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p}\right)^{R/c_p} \left(S(\omega_{LDS}) + \frac{\dot{Q}_S}{c_p} \right) \right\} \right] \quad (1.23)$$

Contribution de la friction (FR)

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p^{FR} = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}\right)_p^{FR} \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p}\right)^{R/c_p} S(\omega_{FR}) \right\} \right] \quad (1.24)$$

Contribution de l'orographie (OR)

$$\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p^{OR} = -g \left[\left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}\right)_p^{OR} \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p}\right)^{R/c_p} S(\omega_{OR}) \right\} \right] \quad (1.25)$$

Dans ce chapitre, nous avons donc développé un système d'équations diagnostiques qui nous permet de diagnostiquer la tendance du tourbillon potentiel. L'équation diagnostique de la tendance du tourbillon potentiel a été scindée en six équations correspondant chacune à un forçage atmosphérique. Donc nous pouvons calculer la contribution de chacun des forçages atmosphériques à la tendance du tourbillon potentiel.

CHAPITRE II

DISCUSSION SYNOPTIQUE DU CAS ÉTUDIÉ

Avant d'effectuer des diagnostics sur une situation synoptique, cette dernière sera décrite en détail. La compréhension de celle-ci nous permettra de placer dans leur contexte les diagnostics qui seront effectués. De plus, une comparaison entre le tourbillon absolu et le tourbillon potentiel sera effectuée.

2.1 Description synoptique

L'étude diagnostique du tourbillon potentiel se fera en utilisant une prévision de 12 h. valide à 12TU le 21 mars 1994 effectuée avec le modèle aux Éléments Finis Régional (EFR) initialisé le 21 mars 1994 à 00TU (pour une description du modèle EFR, voir l'appendice C). La région étudiée couvre la partie est des Territoires du Nord-Ouest, les provinces canadiennes de la Saskatchewan jusqu'à Terre-Neuve, le centre-nord des États-Unis, les Grands Lacs et la côte est américaine (voir fig. 2.1)¹.

La figure 2.1 montre en trait plein un champ de pression au niveau de la mer caractérisé par deux dépressions (notées par la lettre D) ainsi qu'un anticyclone (noté par la lettre A). Le centre de la première dépression se situe à la frontière nord entre le Manitoba et l'Ontario et possède une valeur centrale de 994 hPa. Trois creux sont

¹ Les figures météorologiques présentées dans ce travail sont produites grâce au logiciel REC développé à la Division de Recherche en Prévision Numérique (RPN) (Service de l'Environnement Atmosphérique) par Yves Chartier, Mario Lépine et Michel Valin. Il y a eu aussi contribution du Centre météorologique canadien (CMC). Les champs météorologiques sont présentés en lignes pleines ou tiretées. Celles-ci sont souvent rehaussées en plus épais pour la valeur zéro, et identifiées par des étiquettes encadrées. Le coin inférieur droit de l'étiquette touche la ligne possédant la valeur indiquée dans celle-ci.

visibles autour de cette dépression (indiqués par des tirets épais). Le premier s'étend du centre de la dépression vers la Terre de Baffin, tandis que le deuxième s'étend vers le sud-ouest à travers les prairies canadiennes. Finalement, le dernier creux relie cette dépression à la deuxième dépression située plus au sud, à la frontière entre l'Indiana et le Michigan. Cette deuxième dépression a une valeur centrale de 998 hPa. Un fort creux s'étire de celle-ci vers le sud-ouest le long du Mississippi.

Quant au champ du géopotential à 500 hPa (*voir fig. 2.1, ligne tiretée*), nous remarquons, premièrement, une basse hauteur centrée sur le nord du Manitoba montrant une pente forte avec la dépression située à la frontière entre le Manitoba et l'Ontario (le centre de basse hauteur est presque au-dessus du centre dépressionnaire). Deuxièmement, le creux d'onde courte s'étirant de la basse hauteur est situé en amont de la dépression située sur l'Indiana (pente négative faible entre la dépression en surface et la basse hauteur à 500 hPa). Une importante crête est aussi visible dans le champ du géopotential. Celle-ci est située sur la côte est américaine ainsi que sur la province de Québec.

Regardons maintenant l'évolution des systèmes en surface depuis l'initialisation du modèle EFR à 00TU le 21 mars 1994 jusqu'à 24TU (*voir fig. 2.2*). La dépression située sur le Manitoba à 12TU a débuté sa course à 00TU sur le centre Manitobain au nord du lac Winnipeg, et s'est déplacée jusqu'au centre de la baie d'Hudson à vitesse quasi constante (*voir fig. 2.2*). Cette dépression se creuse et se cyclonise très lentement. Pour ce qui est de la dépression située plus au sud, elle se déplace du Missouri jusqu'au sud-est de l'Ontario (*voir fig. 2.2*) tout en se creusant et se cyclonisant peu. Celle-ci se confond presque avec l'un des creux de la dépression située plus au nord vers 21TU. La précipitation associée à ces deux dépressions ne s'accroît pas beaucoup durant l'évolution de ces deux systèmes dépressionnaires (non-illustré).

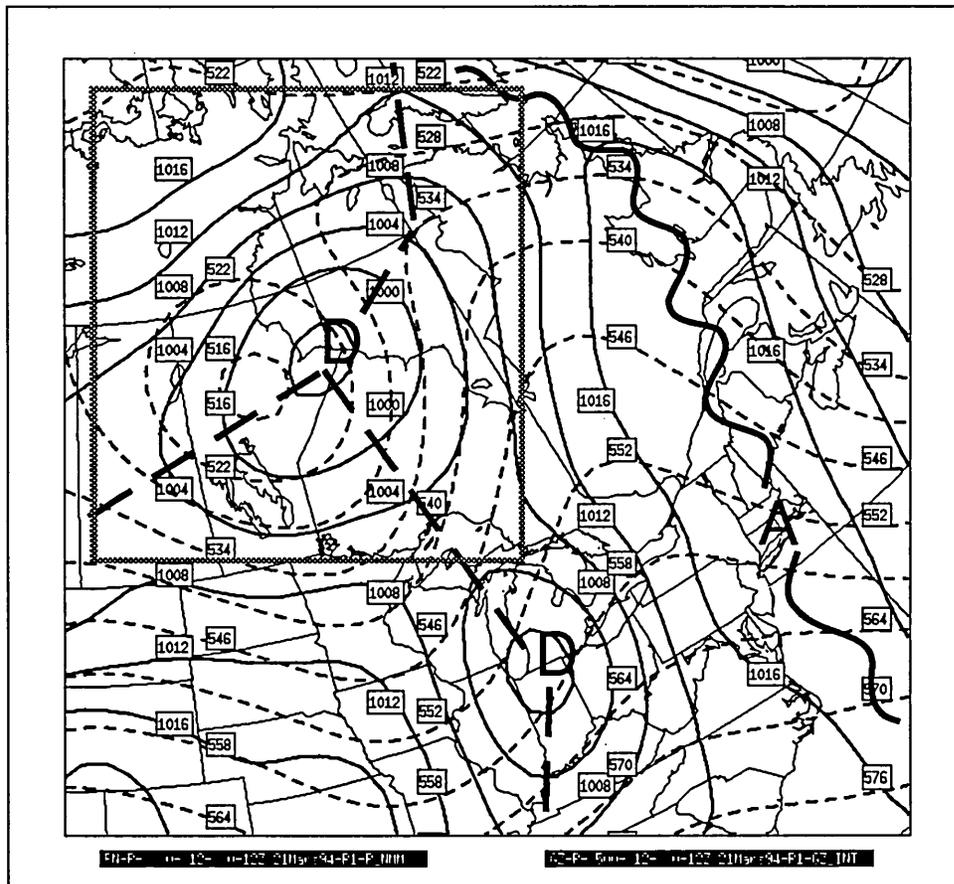


Figure 2.1 Superposition de la pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du champ de la hauteur du géopotential à 500 hPa (intervalle 4 dam, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La région d'intérêt est encadrée par une ligne grise.

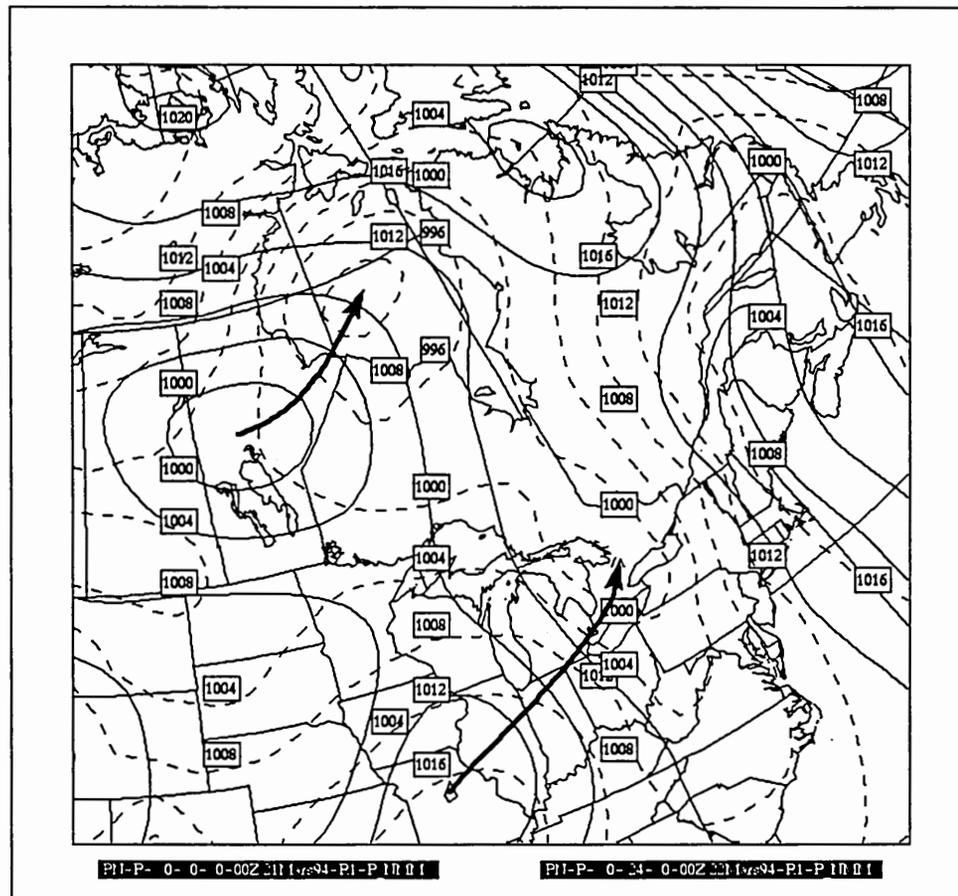


Figure 2.2 Superposition de la pression au niveau moyen de la mer à 00TU (intervalle 4hPa, lignes pleines) et à 24TU (intervalle 4hPa, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU. Le déplacement des deux dépressions entre 00TU et 24TU est indiqué par des flèches.

Examinons maintenant la baroclinicité des systèmes dépressionnaires. Sur la figure 2.3, nous pouvons voir que la dépression située sur le Manitoba est légèrement barocline comparée à la dépression située sur l'Indiana, car le gradient des isothermes est beaucoup moins important. Près de cette dernière, l'onde thermique est bien visible à travers les isothermes.

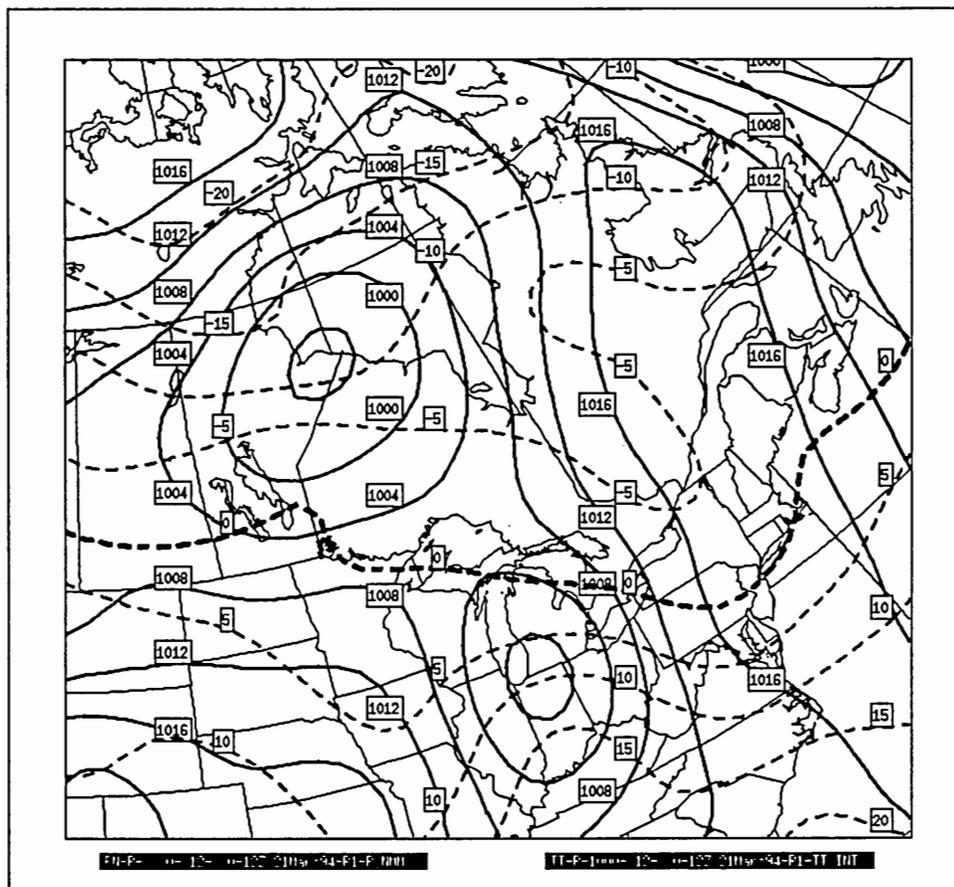


Figure 2.3 Superposition de la pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du champ de température à 1000 hPa (intervalle 5°C, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

Les zones de précipitation associées à ces dépressions sont montrées à la figure 2.4. La dépression située au nord est accompagnée de peu de précipitation, tandis que celle située plus au sud présente de la précipitation modérée (de l'ordre de 1 à 2 mm/h).

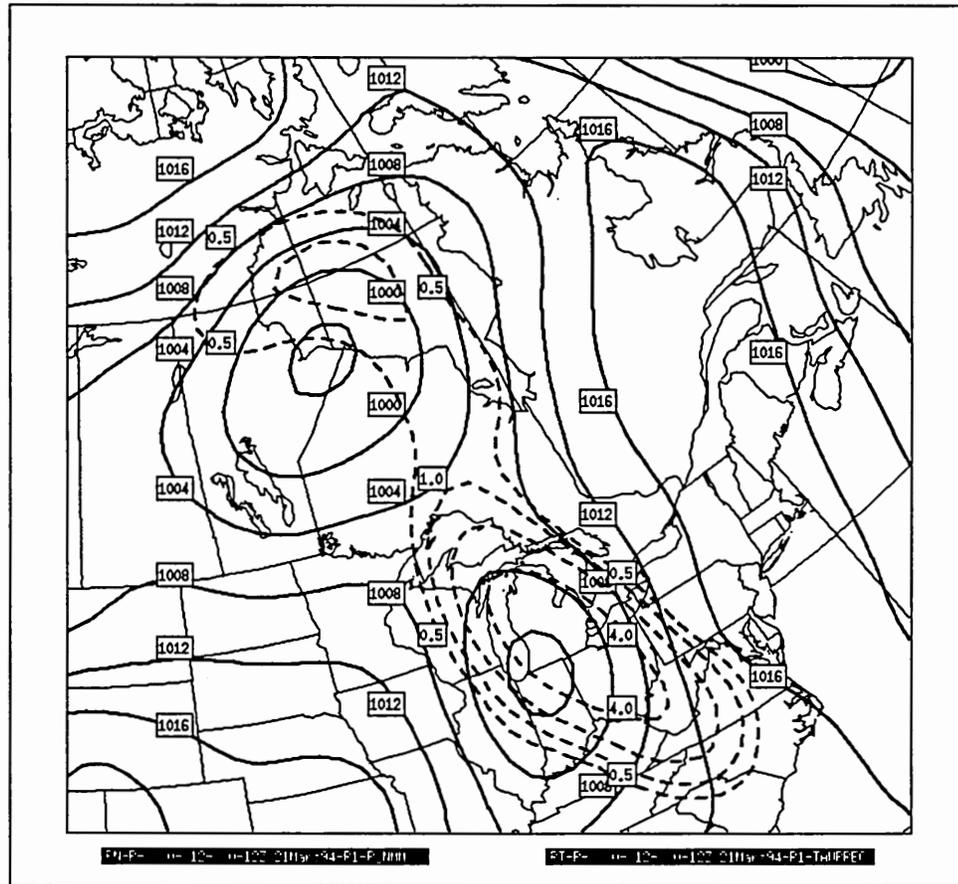


Figure 2.4 Superposition du champ de pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du taux de précipitation instantané en surface (ordre de grandeur 10^{-7} m/s, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

En termes de tourbillon potentiel (*voir* fig. 2.5), la situation synoptique présente une anomalie de tourbillon potentiel (un maximum) centrée sur le centre du Manitoba, tout juste au sud-ouest du centre dépressionnaire (à environ 300-400 km). De plus, une grande région de tourbillon potentiel presque constant (valeurs du tourbillon potentiel comprises entre 0 et 1 PVU, où $1 \text{ PVU} = 10^6 \text{ K m s}^{-3} \text{ Pa}^{-1}$) s'étend de la côte sud-est américaine jusqu'à l'est de la Baie d'Hudson.

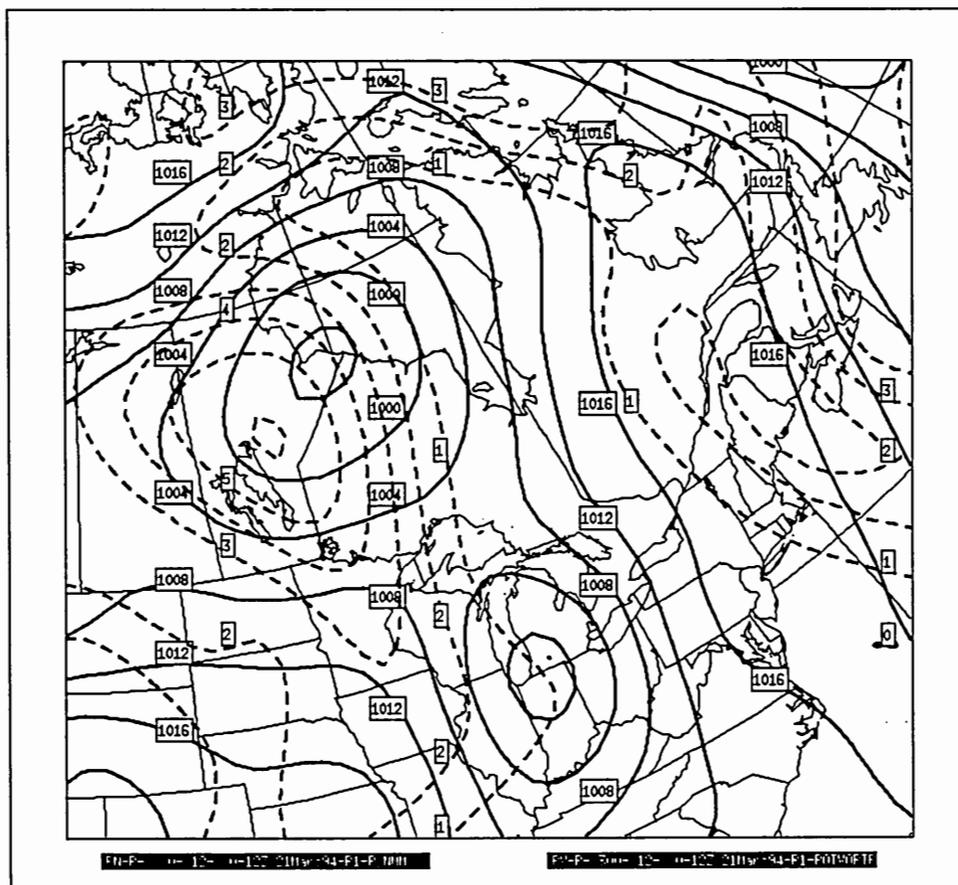


Figure 2.5 Superposition du champ de pression au niveau moyen de la mer (intervalle 4 hPa, lignes pleines) et du tourbillon potentiel à 300 hPa (intervalle 1 PVU, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

2.2 Tourbillon potentiel et tourbillon absolu

Une comparaison intéressante à réaliser est celle entre le tourbillon potentiel et le tourbillon absolu, ce dernier étant bien connu des météorologistes aux opérations, car il est souvent utilisé sur des cartes synoptiques à 500 hPa. La figure 2.6 révèle de grandes similarités entre ces deux types de tourbillon. En effet, ceux-ci se ressemblent beaucoup car leurs extrémums sont situés aux mêmes endroits et la forme générale des deux champs corrèle très bien. Donc, dans ce cas, *une anomalie positive de*

tourbillon potentiel en haute altitude semble être associée à un maximum de tourbillon absolu.

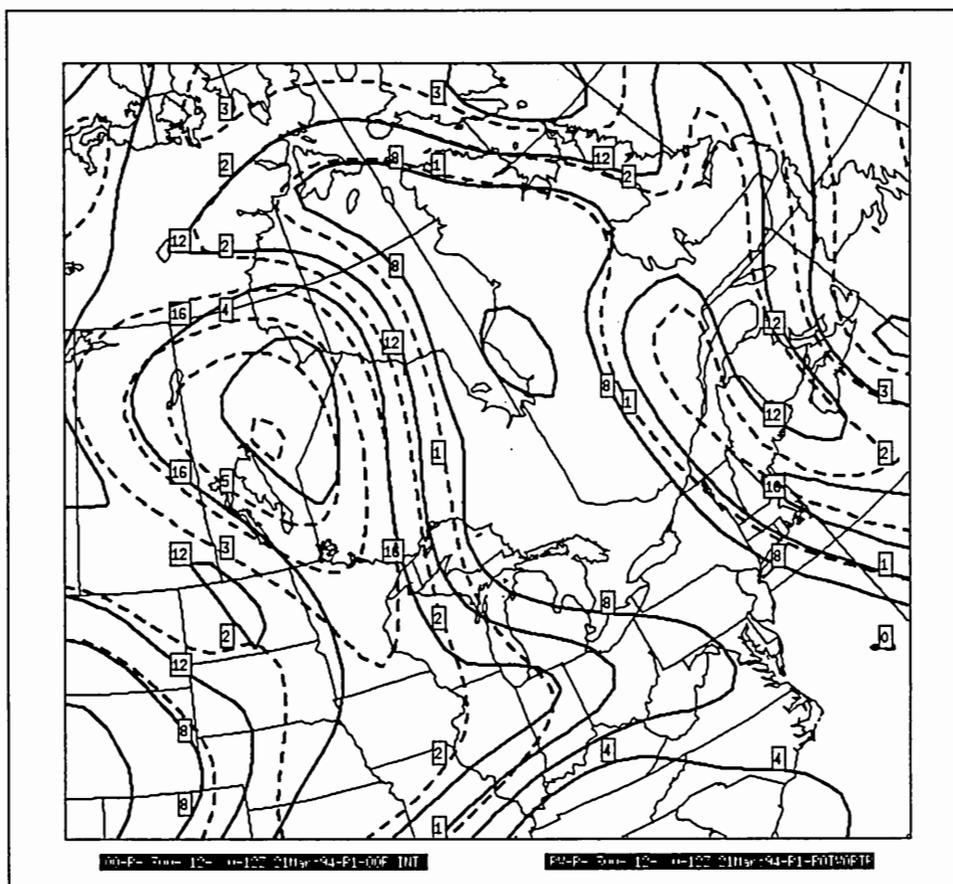


Figure 2.6 Superposition du champ de tourbillon absolu (intervalle $4 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, lignes pleines) et du tourbillon potentiel à 300 hPa (intervalle 1 PVU, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

La corrélation entre ces deux champs est vraiment excellente comme le montre le tableau 2.1, non seulement le 21 mars 1994 à 12TU mais à tous les pas de temps de sortie du modèle (intervalle de 3h) de 00TU à 24TU. Donc, il semble que la bonne compréhension des mécanismes entourant le déplacement des maxima de tourbillon en altitude nous donne déjà une bonne idée de ce qui pourrait faire déplacer une anomalie positive de tourbillon potentiel.

Ce chapitre a présenté une description synoptique du cas étudié. De plus, une comparaison entre le tourbillon potentiel et le tourbillon absolu à 300 hPa a montré que les deux champs sont très similaires et qu'une anomalie de tourbillon potentiel semble être associée à un maximum de tourbillon absolu.

Tableau 2.1

Corrélations entre le tourbillon potentiel et le tourbillon absolu à 300 hPa pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé le 21 mars 1994 à 00TU.

Heure (TU)	Corrélation
0	0.886
3	0.884
6	0.889
9	0.884
12	0.881
15	0.882
18	0.893
21	0.901
24	0.866

CHAPITRE III

RÉSULTATS DU DIAGNOSTIC DE LA TENDANCE DU TOURBILLON POTENTIEL

Ce chapitre se divise en trois sections. Dans un premier temps, les hypothèses utilisées lors du développement de l'équation diagnostique de la tendance du tourbillon potentiel, effectuées dans le chapitre 1, seront vérifiées. Ensuite, le champ de la tendance du tourbillon potentiel diagnostiqué sera comparé à celui du modèle EFR. Par la suite, un diagnostic du bilan de la tendance du tourbillon potentiel sera effectué à l'avant et à l'arrière d'une anomalie de tourbillon potentiel ainsi que sur toute la grille de calcul.

3.1 Vérification des hypothèses

Dans cette section, les hypothèses utilisées lors du développement de l'équation diagnostique du tourbillon potentiel seront vérifiées. La première hypothèse est que la tendance de tourbillon isentropique est à peu près égale à la tendance de tourbillon isobarique. La seconde est que la tendance de tourbillon isobarique est à peu près égale à la tendance de tourbillon géostrophique.

3.1.1 Tendence de tourbillon isentropique et tendence de tourbillon isobarique

Une hypothèse utilisée lors du développement de l'équation diagnostique du tourbillon potentiel est que la tendance de tourbillon isentropique est à peu près égale à la tendance de tourbillon isobarique, soit :

$$\left(\frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial t}\right)_p \approx \left(\frac{\partial \zeta_p}{\partial t}\right)_p \quad (3.1)$$

Pour que cette hypothèse soit valide, il faut que le terme de conversion (voir éq. (3.2)) soit d'un ordre de grandeur plus petit que la tendance de tourbillon isentropique :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[-\left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_p \left(\frac{\partial v}{\partial \theta}\right) + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_p \left(\frac{\partial u}{\partial \theta}\right) \right]_p \quad (3.2)$$

Le tableau 3.1 permet de comparer les ordres de grandeurs de la tendance de tourbillon isentropique et du terme de conversion. Ces ordres de grandeurs sont calculés à partir de la simulation du modèle EFR du 21 mars 1994 de 00TU à 24TU sur toute la grille (voir tabl. 3.1), ainsi que dans la région d'étude délimitée à la figure 2.1 (voir tabl. 3.2).

Les valeurs indiquées dans les deux tableaux montrent que, pour le cas considéré ici (21 mars 1994), l'hypothèse est vérifiée en moyenne, car les valeurs absolues moyennes du terme de conversion (voir col. 2, tabl. 3.1 et 3.2) sont environ un ordre de grandeur plus petites que les valeurs absolues moyennes de la tendance de tourbillon isentropique du modèle (voir col. 1, tabl. 3.1 et 3.2). L'hypothèse demeure valide même lorsqu'on considère la grille au complet (voir tabl. 3.1) plutôt que la région d'étude seulement (voir tabl. 3.2). Maintenant, examinons les endroits où cette hypothèse est moins bonne.

La figure 3.1 montre une superposition de la tendance de tourbillon isentropique relative du modèle (voir éq. (3.1)) et du terme de conversion (voir éq. (3.2)). Sur cette figure, nous remarquons que la région qui s'étend approximativement de l'état du Delaware vers l'ouest, en englobant la Pennsylvanie et l'Ohio, entourée par la ligne de $20 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ du terme de conversion, est une région où l'hypothèse n'est plus valide car la valeur du terme de conversion vaut alors en moyenne 50% de la valeur de la tendance de tourbillon isentropique.

Tableau 3.1

Comparaison des valeurs absolues moyennes à 300 hPa entre la tendance de tourbillon isentropique du modèle (TQI) et le terme de conversion (TCV) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU sur toute la grille.

Heure (TU)	TQI (sec ⁻²)	TCV (sec ⁻²)
1h30	3.50E-5	5.48E-6
4h30	3.50E-5	5.43E-6
7h30	3.45E-5	5.32E-6
10h30	3.37E-5	4.89E-6
13h30	3.31E-5	4.38E-6
16h30	3.28E-5	3.96E-6
19h30	3.28E-5	3.58E-6
22h30	3.27E-5	3.34E-6

Tableau 3.2

Comparaison des valeurs absolues moyennes à 300 hPa entre la tendance de tourbillon isentropique du modèle (TQI) et le terme de conversion (TCV) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU sur la grille de la région étudiée (voir fig. 2.1).

Heure (TU)	TQI (sec ⁻²)	TCV (sec ⁻²)
1h30	4.92E-5	3.19E-6
4h30	4.92E-5	3.68E-6
7h30	4.87E-5	4.08E-6
10h30	4.77E-5	4.53E-6
13h30	4.75E-5	4.55E-6
16h30	4.97E-5	4.34E-6
19h30	4.90E-5	4.33E-6
22h30	4.58E-5	4.00E-6

Qu'est-ce qui cause cette forte valeur du terme de conversion? Examinons ce terme de plus près :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[- \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_p \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_p \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \right] \quad (3.3)$$

[1] [2]

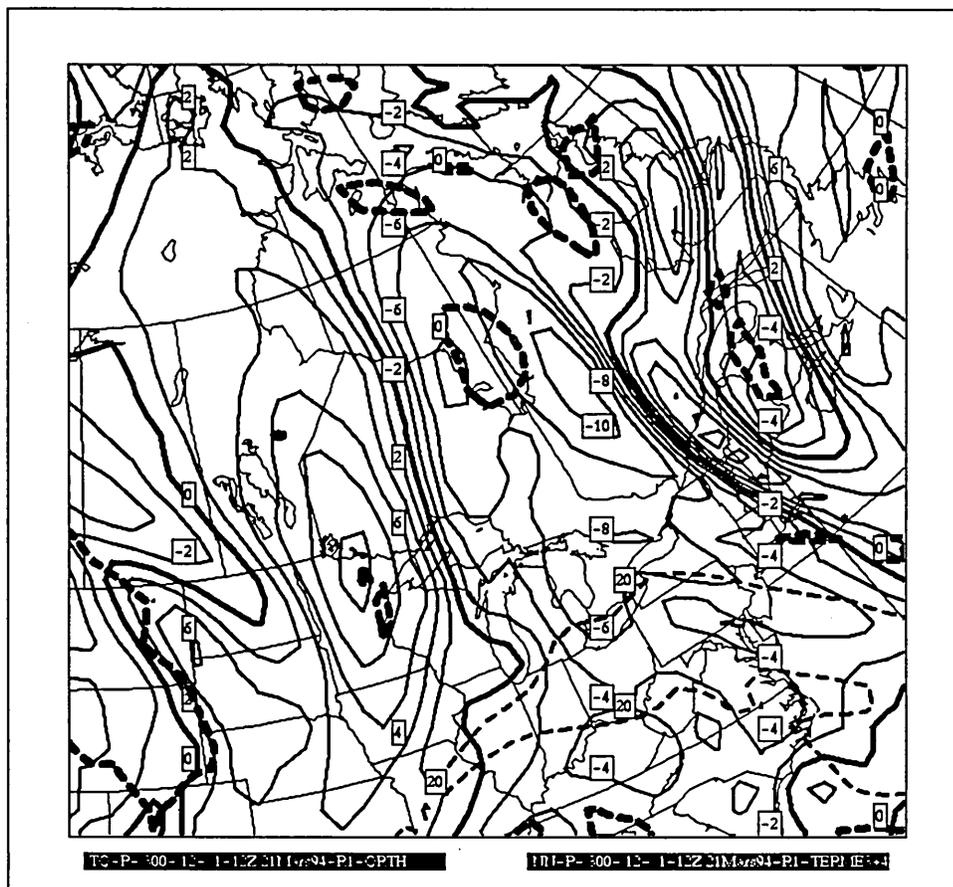


Figure 3.1 Superposition, à 300 hPa, de la tendance de tourbillon isentropique relative du modèle (intervalle $2 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, lignes pleines) et du terme de conversion (intervalle $20 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 10h30TU du modèle EFR initialisé à 00TU. Il est à noter que l'intervalle des deux champs superposés est équivalent.

Si nous calculons la valeur absolue moyenne de chacun des termes de l'équation (3.3) dans la région décrite ci-haut (région entourée par la ligne

$20 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ du terme de conversion dans la figure 3.1), nous obtenons les valeurs suivantes :

$$\text{Terme [1]} : 1.55 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$$

$$\text{Terme [2]} : 1.74 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$$

Donc, il semble que c'est le terme [2] qui contribue substantiellement à la valeur du terme de conversion. Ce terme est constitué d'un premier terme exprimant le gradient *isobarique* de température potentielle nord-sud, et d'un deuxième terme représentant le cisaillement vertical du vent est-ouest. Donc, dans ce cas, à 300 hPa, l'hypothèse que la tendance de tourbillon isentropique est à peu près égale à la tendance de tourbillon isobarique est beaucoup moins bonne dans les endroits où :

- Les surfaces isentropes (température potentielle constante) sont très penchées par rapport aux surfaces isobares (terme $\left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_p$).
- Le cisaillement vertical du vent est-ouest est important (terme $\left(\frac{\partial u}{\partial \theta}\right)$).

Il est à noter qu'il est aussi possible d'effectuer des diagnostics dans les endroits où cette hypothèse est moins bonne car le terme de conversion (voir éq. (3.3)) peut lui aussi être diagnostiqué. Ceci permet de ne pas négliger le terme de conversion, et donc d'utiliser l'expression complète du tourbillon isentropique (voir éq. (1.7)). Ce terme de conversion peut facilement se diagnostiquer car le diagnostic de la *tendance* des deux termes qui le composent est possible. Ces termes sont les gradients de température potentielle est-ouest et nord-sud ainsi que les cisaillements verticaux des vents est-ouest et nord-sud. Le diagnostic de la tendance des gradients de température s'effectue par l'équation thermodynamique (voir éq. (1.17)), et celle des cisaillements verticaux des vents par la relation du vent thermique (qui peut être convertie en coordonnée isentropiques) :

$$\frac{\partial u_g}{\partial p} \equiv \frac{R}{f p} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_p \quad \text{et} \quad \frac{\partial v_g}{\partial p} \equiv \frac{R}{f p} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_p \quad (3.4)$$

où u_g est le vent géostrophique est-ouest et v_g est le vent géostrophique nord-sud, en approximant que

$$\frac{\partial u}{\partial p} \approx \frac{\partial u_g}{\partial p} \text{ et } \frac{\partial v}{\partial p} \approx \frac{\partial v_g}{\partial p} \quad (3.5)$$

Cependant, il est possible de considérer la partie agéostrophique du vent dans le diagnostic (Bourgouin, 1994). Par contre, puisque le vent agéostrophique est en général d'un ordre de grandeur plus petit que le vent géostrophique, la relation du vent thermique est suffisante afin de diagnostiquer le terme de conversion.

3.1.2 Tendence de tourbillon isobarique et tendance de tourbillon géostrophique

La deuxième hypothèse utilisée lors du développement de l'équation diagnostique du tourbillon potentiel est que la tendance de tourbillon isobarique est à peu près égale à la tendance de tourbillon géostrophique, soit :

$$\left(\frac{\partial \zeta_p}{\partial t} \right)_p \approx \left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right)_p \quad (3.6)$$

Afin de valider cette hypothèse, débutons par procéder à l'analyse d'échelle de l'équation de divergence :

$$\left(\frac{\partial D}{\partial t} \right)_p = f\zeta - \nabla_p^2 \phi + u_{gf} \frac{\beta}{f} + u_{agf} \frac{\beta}{f} - \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p D - \omega \frac{\partial D}{\partial p} - D^2 - \left(\frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial \omega}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + 2J(u,v) \quad (3.7)$$

$10^{-11} \quad 10^{-9} \quad 10^{-9} \quad 10^{-10} \quad 10^{-11} \quad 10^{-11} \quad 10^{-12} \quad 10^{-12} \quad 10^{-11} \quad 10^{-10} \quad s^{-2}$

où D est la divergence isobarique du vent, β est le paramètre bêta (la variation méridienne du paramètre de Coriolis), u_{ag} est le vent horizontal agéostrophique est-ouest, v_{ag} est le vent horizontal agéostrophique nord-sud, ϕ est le géopotential et $J(u,v)$ est le jacobien de u et v .

Une analyse d'échelle permet de connaître l'ordre de grandeur caractéristique de chacun des termes qui composent une équation. C'est l'expression du tourbillon géostrophique et du tourbillon isobarique qui nous intéresse, car nous voulons approximer que la tendance de ces deux tourbillons est à peu près égale. Pour obtenir le tourbillon géostrophique, nous n'avons qu'à retenir les termes d'ordre de grandeur de 10^{-9} (l'erreur dans l'expression du tourbillon isobarique est alors de 10%) :

$$f\zeta - \nabla_p^2 \phi = 0 \quad (3.8)$$

Nous avons donc, comme expression du tourbillon géostrophique :

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \nabla_p^2 \phi \quad (3.9)$$

Alors, puisque $\zeta \approx \zeta_g$ (avec une erreur de 10%), l'approximation $\left(\frac{\partial \zeta_p}{\partial t}\right)_p \approx \left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t}\right)_p$ devrait être valide. Pour s'en assurer, examinons le tableau 3.3. Ce tableau montre bien que l'hypothèse que la tendance de tourbillon isobarique est presque égale à la tendance de tourbillon géostrophique, car ces deux champs exhibent une corrélation de 0.84 en moyenne (ce qui démontre que les deux champs ont des formes très semblables) et des valeurs absolues moyennes très rapprochées. Donc l'hypothèse est vérifiée dans ce cas.

Tableau 3.3

Corrélations et valeurs absolues moyennes à 300 hPa de la tendance du tourbillon isobarique du modèle (TQ) et de la tendance du tourbillon géostrophique du modèle (TG) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU.

Heure (TU)	Corrélation	TQ (sec ⁻²)	TG (sec ⁻²)
1h30	0.854	9.78E-10	1.11E-09
4h30	0.850	1.06E-09	1.04E-09
7h30	0.805	9.59E-10	9.98E-10
10h30	0.837	9.58E-10	1.01E-09
13h30	0.848	1.00E-09	1.01E-09
16h30	0.856	1.04E-09	1.04E-09
19h30	0.854	1.09E-09	1.09E-09

3.2 Comparaison des résultats avec les sorties du modèle aux éléments finis régional (EFR)

Dans cette section, les résultats du diagnostic de la tendance du tourbillon potentiel seront comparés avec les données du modèle EFR afin de s'assurer que ces résultats soient valides.

Le diagnostic est effectué sur le champ de tendance du tourbillon potentiel (voir éq. (1.19)). Nous comparerons la tendance totale du tourbillon potentiel isentropique diagnostiquée moyennée de tous les forçages cumulés et la tendance du tourbillon potentiel isentropique du modèle. La *moyenne* sur trois heures de la *tendance* du tourbillon potentiel diagnostiquée est effectuée comme suit :

$$F_{tm} = \frac{F_{t-\Delta t/2} + F_{t+\Delta t/2}}{2} \quad (3.10)$$

où F_{tm} est la valeur du champ moyenné au temps courant t , Δt est un intervalle de trois heures, $F_{t+\Delta t/2}$ est la valeur du champ à $t+\Delta t/2$ et $F_{t-\Delta t/2}$ est la valeur du champ à $t-\Delta t/2$.

La *tendance* du tourbillon potentiel isentropique du modèle (sur trois heures) est calculée de la façon suivante :

$$F_t = \frac{F_{t-\Delta t/2} + F_{t+\Delta t/2}}{\Delta t} \quad (3.11)$$

où F_t est la valeur du champ au temps t .

La figure 3.2 montre la comparaison entre les deux tendances de tourbillon potentiel isentropique (il ne faut pas perdre de vue que la tendance de tourbillon potentiel isentropique du modèle est la tendance de l'équation (1.1), et donc que cette tendance n'inclut pas les hypothèses utilisées lors du calcul de la tendance diagnostiquée). Les deux champs ont une allure semblable car la forme des maximums et des minimums se ressemble beaucoup et ceux-ci sont à peu près aux mêmes endroits. De plus, les lignes de zéro séparant les tendances positives et négatives se suivent bien. Ceci montre que la tendance du tourbillon potentiel isentropique diagnostiquée est une bonne représentation de la tendance du tourbillon potentiel isentropique du modèle.

Afin de nous aider à mieux comparer la tendance de tourbillon potentiel du modèle avec la tendance de tourbillon potentiel diagnostiquée, la corrélation entre ces deux tendances, à chacun des pas de temps de sortie du modèle, est montrée dans le tableau 3.4.

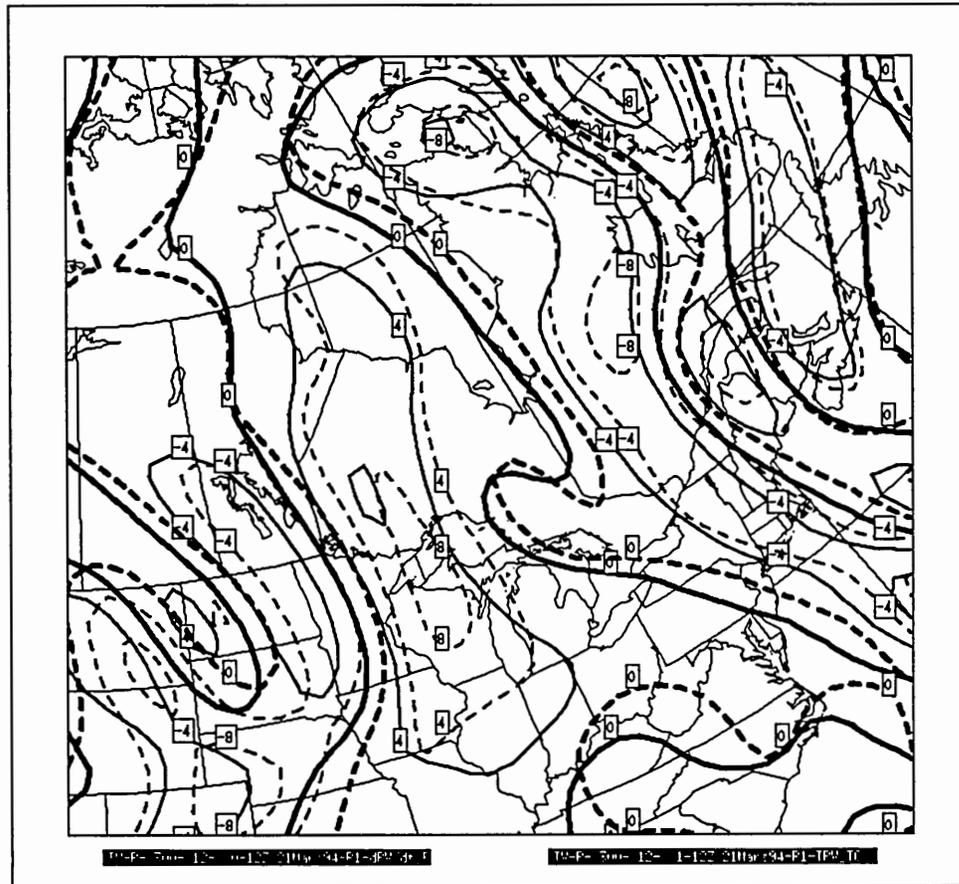


Figure 3.2 Superposition à 300 hPa de la tendance du tourbillon potentiel isentropique du modèle (intervalle 4×10^{-5} PVU/s, lignes pleines) et du champ de tendance du tourbillon potentiel isentropique diagnostiquée (intervalle 4×10^{-5} PVU/s, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 10h30TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

Les corrélations sont excellentes (de l'ordre de 0.9), et les valeurs absolues moyennes de la tendance du tourbillon potentiel diagnostiquée sont un peu plus fortes que celles du modèle (de l'ordre de seulement 2% à 11%). Nous pouvons donc considérer que l'équation diagnostique du tourbillon potentiel développée précédemment (voir éq. (1.19)) reproduit assez bien le modèle EFR et peut être utilisée afin de diagnostiquer celui-ci.

Tableau 3.4

Corrélations et valeurs absolues moyennes à 300 hPa de la tendance du tourbillon potentiel du modèle (TPVM) et de la tendance du tourbillon potentiel diagnostiquée (TPV) pour le cas du 21 mars 1994 du modèle EFR initialisé à 00TU.

Heure (TU)	Corrélation	TPVM (PVU/sec)	TPV (PVU/sec)
1h30	0.902	3.23E-05	3.29E-05
4h30	0.898	3.02E-05	3.28E-05
7h30	0.885	2.86E-05	3.20E-05
10h30	0.879	2.91E-05	3.20E-05
13h30	0.876	2.86E-05	3.10E-05
16h30	0.881	2.77E-05	3.03E-05
19h30	0.914	2.84E-05	3.16E-05
22h30	0.928	2.92E-05	3.26E-05

3.3 Contribution des différents forçages à la tendance du tourbillon potentiel

La tendance du tourbillon potentiel est le résultat de l'effet de la combinaison des différents forçages atmosphériques qui modifient le champ du tourbillon potentiel (*voir* sect. 1.2). Dans les lignes qui suivent, nous examinerons la contribution de chacun de ces forçages à la tendance totale de tourbillon potentiel. *Notez bien que la tendance de tourbillon potentiel calculée ici est la tendance isobarique du tourbillon potentiel isentropique* (comme mentionné précédemment au chapitre 1).

Nous diagnostiquerons la tendance du tourbillon potentiel pour le cas illustré à la figure 3.3 aux points X et Y.

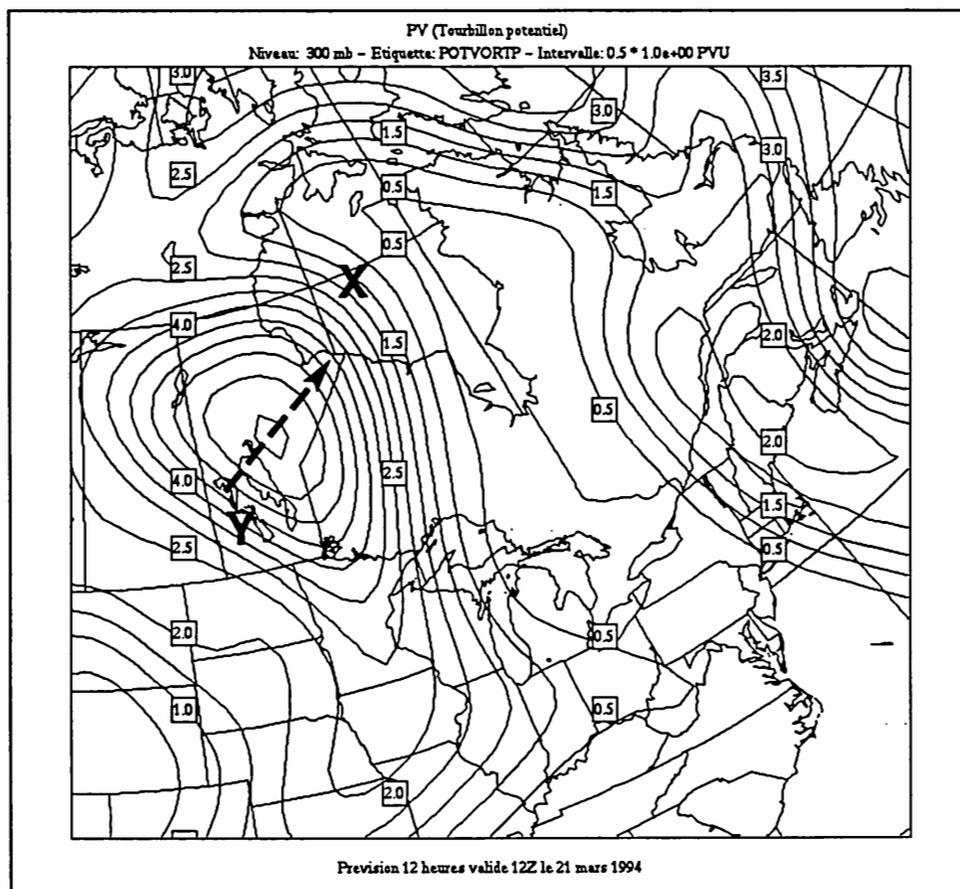


Figure 3.3 Tourbillon potentiel du modèle à 300 hPa (intervalle 0.5 PVU, lignes pleines) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. Les deux points diagnostiqués sont marqués respectivement d'un X et d'un Y. La flèche en ligne tiretée montre la direction de déplacement de l'anomalie de tourbillon potentiel.

Pour débuter, examinons séparément la contribution relative de chacun des forçages à la tendance totale de tourbillon potentiel pour le point de grille X à l'avant de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 (voir fig. 3.3). Nous comparerons les ratios entre les différentes contributions et la somme totale des contributions. Par exemple, le ratio de la contribution d'un forçage *G* serait calculé comme suit :

$$\text{Ratio de la contribution de } G = \frac{\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)^G}{\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)^{TOT}} \quad (3.12)$$

où $\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)^G$ est la tendance de tourbillon potentiel causée par le forçage G et $\left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)^{TOT}$ est la tendance totale de tourbillon potentiel.

La figure 3.4 montre les ratios entre chacune des contributions à la tendance totale de tourbillon potentiel et la tendance elle-même. Ces ratios nous révèlent clairement que c'est le forçage d'advection de tourbillon qui contribue le plus à la tendance totale du tourbillon potentiel (ratio de 1.35), suivi par le dégagement de chaleur latente (ratio de -0.25) et l'advection de température (ratio de -0.08). Les autres forçages ne contribuent que de façon négligeable à cet endroit.

La plus grande contribution à la tendance de tourbillon potentiel pour le point X est le forçage de l'advection de tourbillon. L'équation de la tendance de tourbillon potentiel, causée par le forçage d'advection de tourbillon, comporte deux termes (voir éq. (1.20)) : un terme de cyclonisation (premier terme de droite) et un terme contenant $S\omega$ (deuxième terme de droite). La contribution respective de ces termes à la tendance de tourbillon potentiel causée par l'advection de tourbillon est montrée à la figure 3.5. Il s'avère que c'est le terme de la cyclonisation causée par l'advection de tourbillon qui est le terme le plus important au point X (ratio de 0.77 par rapport à la tendance de tourbillon potentiel totale causée par l'advection de tourbillon).

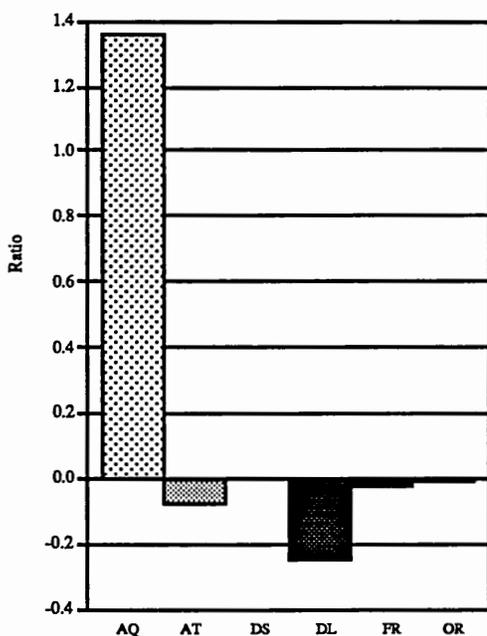


Figure 3.4 Ratios de la contribution de chaque forçage à la tendance totale de tourbillon potentiel à 300 hPa à l'avant (point X de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme de la contribution de l'advection de tourbillon (AQ), de l'advection de température (AT), du dégagement de chaleur sensible (DS), du dégagement de chaleur latente (DL), de la friction (FR) et de l'orographie (OR) donne la tendance du tourbillon potentiel totale diagnostiquée.

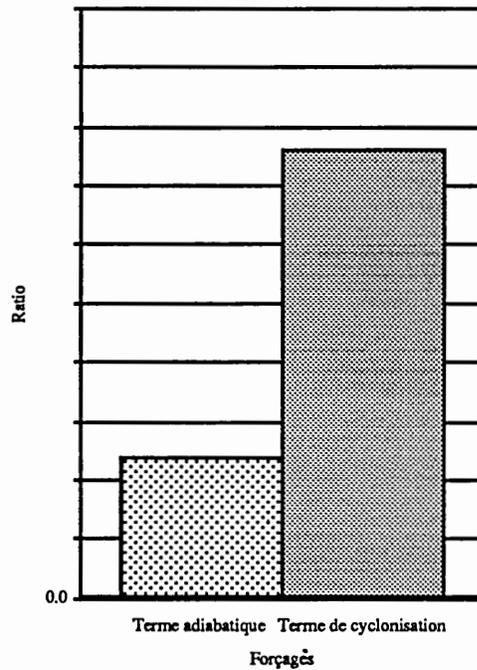


Figure 3.5 Ratios de la contribution du terme de cyclonisation et du terme adiabatique à la tendance totale de tourbillon potentiel causée par l'advection de tourbillon (voir éq. (1.20)) à 300 hPa à l'avant (point X de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

Maintenant, examinons la situation qui prévaut au point Y de la figure 3.3 à l'arrière de cette anomalie positive de tourbillon (voir fig. 3.6). La figure 3.6 montre que l'advection de tourbillon est encore une fois le forçage dominant (ratio de 1.25), et le forçage d'advection de température agit, comme à l'avant de l'anomalie, dans le sens contraire (ratio de -0.2) pour diminuer l'impact de l'advection de tourbillon.

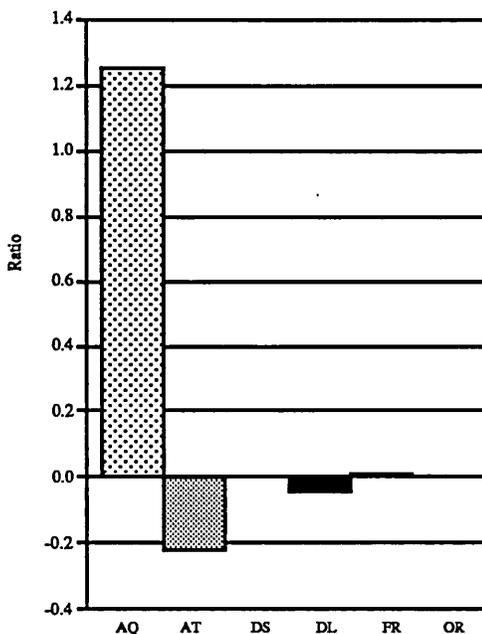


Figure 3.6 Ratios de la contribution de chaque forçage à la tendance totale de tourbillon potentiel à 300 hPa à l'arrière (point Y de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme de la contribution de l'advection de tourbillon (AQ), de l'advection de température (AT), du dégagement de chaleur sensible (DS), du dégagement de chaleur latente (DL), de la friction (FR) et de l'orographie (OR) donne la tendance du tourbillon potentiel totale diagnostiquée.

Comme pour le point X, la plus grande contribution à la tendance de tourbillon potentiel pour le point Y est le forçage de l'advection de tourbillon. La contribution respective du terme de la cyclonisation et du terme contenant $S\omega$ à la tendance de tourbillon potentiel (*voir* éq. (1.20)) causée par l'advection de tourbillon est montrée à la figure 3.7. Il s'avère que c'est encore une fois le terme de cyclonisation causée par l'advection de tourbillon qui est le terme le plus important (ratio de 0.71 par rapport à la tendance de tourbillon potentiel totale causée par l'advection de tourbillon).

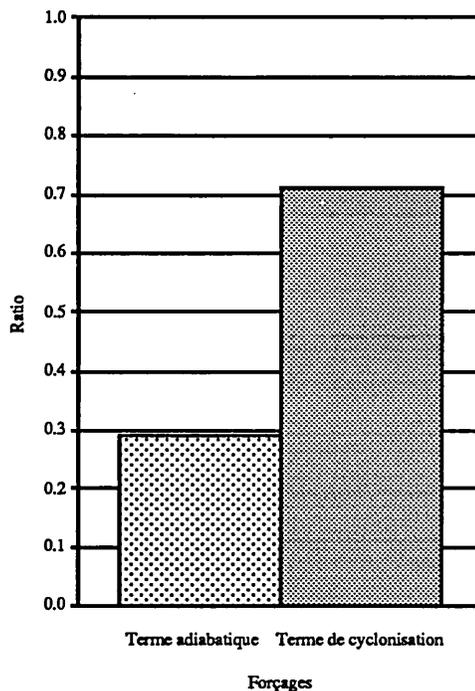


Figure 3.7 Ratios de la contribution du terme de cyclonisation et du terme adiabatique à la tendance totale de tourbillon potentiel causée par l'advection de tourbillon (voir éq. (1.20)) à 300 hPa à l'arrière (point Y de la figure 3.3) de l'anomalie positive de tourbillon potentiel pour le cas du 21 mars 1994 à 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

La figure 3.8 nous montre qu'en général c'est l'advection de tourbillon qui contribue le plus à la tendance du tourbillon potentiel, car la superposition des champs de la tendance du tourbillon potentiel totale et celle causée par l'advection de tourbillon montre que ceux-ci ont une forme très bien corrélée. De plus, les valeurs de ces deux champs sont similaires et les régions de tendance positive et négative sont presque aux mêmes endroits.

Une dizaine de cas (simulations d'une durée de 24h) ont été explorés (sur la même grille que celle du cas du 21 mars 1994) pendant plusieurs semaines, et les résultats obtenus sont similaires, à savoir que la tendance de tourbillon potentiel diagnostiquée est surtout causée par le forçage d'advection de tourbillon (résultats

non-illustrés). Il est à noter que les cas explorés étaient des dépressions où le dégagement de chaleur latente était faible.

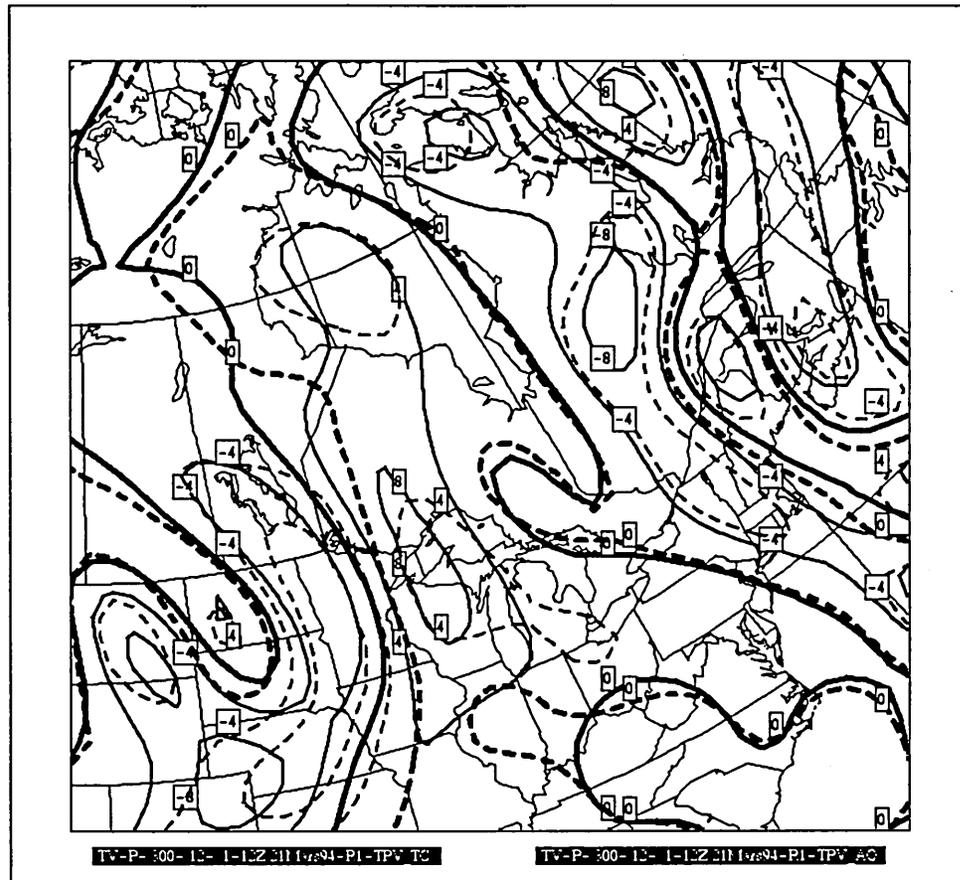


Figure 3.8 Superposition à 300 hPa de la tendance du tourbillon potentiel totale (intervalle 4×10^{-5} PVU/s, lignes pleines) et de la tendance du tourbillon potentiel, causée par l'advection de tourbillon, (intervalle 4×10^{-5} PVU/s, lignes tiretées) pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

Nous avons calculé la corrélation moyenne (pour le cas du 21 mars 94 et du 30 octobre 94 à tous les pas de temps 00TU à 24TU à intervalle de 3h) entre le champ de la tendance totale du tourbillon potentiel et celle causée par l'advection de tourbillon à 300 hPa. La corrélation est généralement excellente (de l'ordre de 0.85). De plus, les valeurs absolues moyennes de ces champs sont en général de cet ordre (toujours à 300 hPa) :

Valeurs absolues moyennes de la tendance du tourbillon potentiel

Totale :	3.20×10^{-5} PVU/s
Causée par l'advection de tourbillon :	2.65×10^{-5} PVU/s

Ces valeurs absolues moyennes montrent que la tendance du tourbillon potentiel contribue en général pour 83% de la tendance du tourbillon potentiel totale. Donc, la tendance totale de tourbillon potentiel semble en général surtout causée par l'advection de tourbillon.

Dans ce chapitre, les hypothèses utilisées lors du développement de l'équation diagnostique de la tendance du tourbillon potentiel furent vérifiées. De plus, il a été montré que le champ de tendance du tourbillon potentiel diagnostiqué est très semblable à celui du modèle EFR, ce qui valide l'équation diagnostique. En dernier temps, un diagnostic a été effectué à l'avant et à l'arrière d'une anomalie de tourbillon potentiel, ainsi que sur toute la grille de calcul, montrant que la tendance du tourbillon potentiel est surtout causée par l'advection de tourbillon.

CHAPITRE IV

ANALYSE DES RÉSULTATS

Le résultat des différents diagnostics ont été présentés au chapitre précédent. La contribution des différents forçages à la tendance du tourbillon potentiel, à l'avant et à l'arrière d'une anomalie de tourbillon potentiel ainsi que sur toute la grille de calcul, a été montrée. Il s'avère, d'après le chapitre précédent, que le principal forçage faisant avancer l'anomalie de tourbillon potentiel en altitude est l'advection de tourbillon absolu. Nous allons maintenant examiner plus en détail les processus physiques qui font avancer une anomalie de tourbillon potentiel en altitude.

Regardons d'abord de plus près l'effet du forçage d'advection de tourbillon sur le mouvement vertical et la cyclonisation. Pour cela, choisissons le point X situé à l'avant de l'anomalie de tourbillon potentiel de la figure 3.3 (pour le cas du 21 mars 94 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU). Pour ce point X, le profil de l'advection de tourbillon se révèle à la figure 4.1.

Ce profil d'advection de tourbillon est presque un profil *classique* car l'advection est très faible au sol (légèrement négative cependant sous 900 hPa), augmente avec l'altitude (jusqu'à un maximum à 300 hPa dans ce cas-ci) et diminue à une valeur près de zéro à 100 hPa. Ce profil est du même type que celui utilisé dans Zwack-Okossi (1986) pour étudier l'équation de développement.

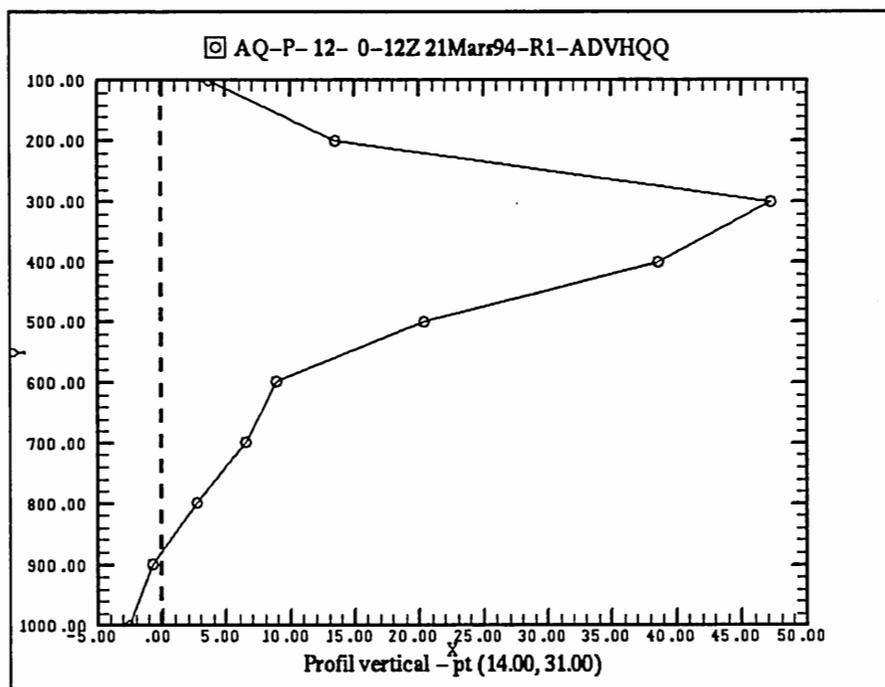


Figure 4.1 Profil vertical de l'advection de tourbillon (10^{-10} s^{-2}) au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

Ce type de profil d'advection de tourbillon contribue à créer de la divergence dans la haute troposphère. Afin de bien cerner la contribution de ce profil à la divergence, il est nécessaire d'utiliser une équation diagnostique pour la divergence causée par l'advection de tourbillon. Une telle équation, basée sur le travail de Sutcliffe (Petterssen, 1956) a été développée dans Desjardins (1993) :

$$[\vec{V} \cdot \vec{V}]_{p^*}^{AQ} = -\frac{1}{\zeta_a} \left\{ \underbrace{\left[\frac{\partial \zeta_a}{\partial t} \right]_{p_0}^{AQ}}_A + \underbrace{(\vec{V} \cdot \vec{V} \zeta_a)_{p^*}}_B + \underbrace{\int_{p^*}^{p_0} \frac{R}{f} \nabla_p^2 (S \omega_{AQ}) \frac{dp}{p}}_C \right\} \quad (4.1)$$

L'équation (4.1) montre que la divergence totale (à un niveau donné), causée par l'advection de tourbillon, est la somme du terme de développement au sol causé par l'advection de tourbillon (voir éq. (1.16)), de l'advection de tourbillon à un niveau

donné (nous nommons ce terme la divergence partielle) et du terme adiabatique engendré par le mouvement vertical causé par cette advection de tourbillon (voir éq. (1.15))¹. Ce dernier (le terme C de l'équation (4.1)) représente la divergence causée par la tendance du géopotentiel qui, elle, est créée par le laplacien du terme adiabatique intégré du sol jusqu'au niveau p^* . Par exemple, si l'air dans la colonne au-dessus d'un point quelconque est plus refroidi que dans les colonnes d'air autour de ce même point, il y aura un minimum relatif (laplacien positif) dans la tendance du géopotentiel (par l'équation hypsométrique) qui sera créé par le refroidissement adiabatique. Il y aura donc création de divergence négative (convergence). Ce qui est important à noter, à propos de l'équation (4.1), c'est que *toutes les contributions à la divergence* (les termes A, B et C de l'équation (4.1)) *sont le résultat de l'advection de tourbillon* (AQ).

Zwack-Okossi (1986) ont étudié une atmosphère analytique ayant une perturbation horizontale sinusoïdale du géopotentiel. Puisque le profil d'advection de tourbillon de ce cas analytique (à un endroit où le sinus est maximal) est similaire au cas présent (voir fig. 4.1), nous utiliserons les résultats obtenus avec ce cas analytique afin de comprendre le cas présent. D'abord, nous discuterons du cas d'une atmosphère neutre (stabilité nulle) et ensuite de l'effet d'une stabilité non-nulle.

Considérons pour un instant une atmosphère neutre. Examinons la figure 4.2 (qui provient de l'article de Zwack-Okossi (1986)) représentant quatre courbes. La courbe en longs tiretés est la divergence partielle créée par l'advection de tourbillon (voir éq. (4.1), terme B). Nous pouvons remarquer que cette courbe est très semblable à celle du profil de l'advection de tourbillon (voir fig. 4.1). En effet, une advection positive (négative) de tourbillon contribue à la divergence (convergence) au niveau où celle-ci est présente (Zwack, 1992). Dans ce cas-ci, l'advection est positive sur toute la couche atmosphérique, et contribue alors à produire de la divergence à tous les niveaux (voir fig. 4.2). Puisque l'atmosphère présente un profil de stabilité neutre sur toute son épaisseur (stabilité sèche nulle) dans ce cas, le terme C de l'équation (4.1)

¹Dans Zwack (1992), on retrouve plus de détails concernant les processus physiques qui lient les deux premiers termes à la divergence.

est nul à tous les niveaux. De plus, étant donné que l'intégrale de la divergence sur toute l'atmosphère doit être nulle (pour respecter les conditions aux frontières, c'est-à-dire que le mouvement vertical ω doit être nul au sol et au sommet de l'atmosphère), le terme A de l'équation (4.1) (terme de cyclonisation au sol) doit produire de la convergence à tous les niveaux afin d'équilibrer la divergence produite par l'advection de tourbillon. Il est à noter que la contribution de la cyclonisation au sol demeure constante sur le plan vertical. Pour un niveau donné, la somme de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon et du terme de cyclonisation au sol causé par l'advection de tourbillon donne la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée-pointillée indiquée par DIV dans la figure 4.2). Ce profil de la divergence totale montre de la convergence dans les bas niveaux (de 1000 hPa à 500 hPa), de la divergence entre 500 hPa et 100 hPa et de la convergence de 100 hPa jusqu'au sommet de l'atmosphère (voir fig. 4.2). Le profil de la divergence totale provoque du mouvement vertical (ligne pointillée indiquée par ω dans la figure 4.2) calculé en intégrant l'équation de continuité $\frac{\partial \omega}{\partial p} = -\vec{\nabla}_p \cdot \vec{V}$.

Cependant, lorsque l'atmosphère est stable (S est positif), le terme $S\omega$ (terme C) dans l'équation (4.1) n'est pas nul. Quel est l'effet de ce terme sur la divergence totale et le mouvement vertical ? Puisque le mouvement vertical est ascendant (négatif) sur presque toute l'atmosphère (de 1000 hPa à 200 hPa), le terme de refroidissement adiabatique $S\omega$ (terme C de l'équation (4.1)) refroidit l'atmosphère et produit de la convergence (voir fig. 4.3, ligne pointillée) (Zwack et St-James, 1994). Ce terme tend donc à contrecarrer la divergence partielle produite par l'advection de tourbillon (voir fig. 4.3, ligne tiretée). Ainsi, le terme de cyclonisation au sol est moins important car il doit produire moins de convergence afin que la divergence totale intégrée sur toute l'épaisseur de l'atmosphère soit nulle. Ceci a comme effet d'amortir la divergence. En effet, il y a moins de convergence au sol et moins de divergence dans les hauts niveaux (voir fig. 4.3, ligne indiquée par DIV) dans le cas stable que dans le cas neutre (où S est nul). Donc, le mouvement vertical sera moins important. Alors la stabilité de l'atmosphère, dans ce cas *classique*, tend à diminuer l'impact de l'advection de tourbillon sur la divergence et la cyclonisation au sol, et donc du mouvement vertical.

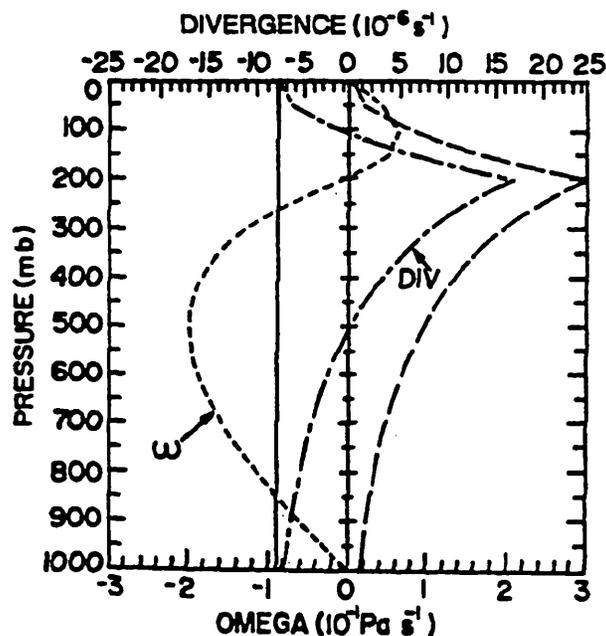


Figure 4.2 Contributions à la divergence et mouvement vertical pour un cas neutre. La somme de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée) et de la cyclonisation au sol causée par l'advection de tourbillon (ligne pleine) donne la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée-pointillée indiquée par DIV) (voir éq. (4.1)). Le mouvement vertical créé par cette divergence totale est indiqué par ω (ligne pointillée). (Tirée de Zwack-Okossi, 1986).

Dans notre cas particulier du 21 mars 1994 12TU, l'atmosphère est plus stable que dans le cas étudié dans Zwack-Okossi (1986) (voir fig. 4.4). Les contributions à la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (termes A, B et C de l'équation (4.1)) ressemblent cependant beaucoup au cas étudié dans Zwack-Okossi (1986) (voir fig. 4.3 et fig. 4.5). Le profil de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon (voir fig. 4.5, ligne mince, terme B de l'équation (4.1)) montre une contribution à la divergence presque partout dans la couche atmosphérique (sauf à 100 hPa) et un maximum à 300 hPa, tandis que la cyclonisation au sol (voir fig. 4.5, ligne pointillée, terme A de l'équation (4.1)) produit de la faible convergence à tous les niveaux. De plus, le terme adiabatique $S\omega$ (terme C de l'équation (4.1)) produit de la convergence partout dans la couche atmosphérique avec un maximum à 300 hPa (voir fig. 4.5, ligne tiretée). Alors, le profil de la divergence totale, causée par l'advection de tourbillon, montre de la faible

convergence en bas de 500 hPa et au-dessus de 250 hPa ainsi qu'une forte divergence ayant un maximum à 300 hPa (voir fig. 4.5, ligne épaisse).

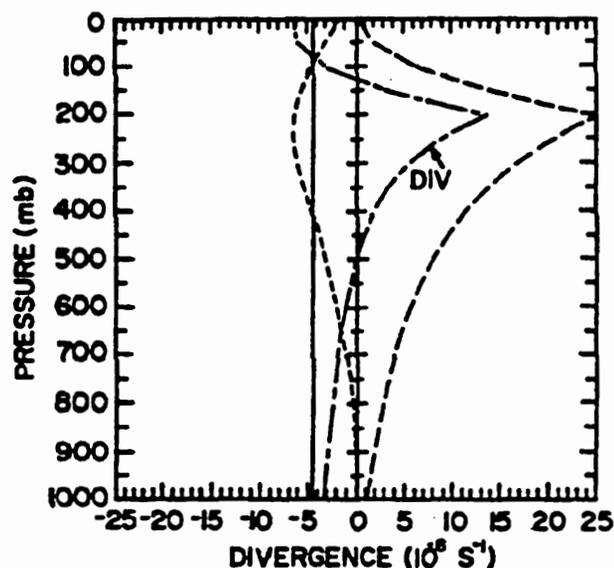


Figure 4.3 Contributions à la divergence et mouvement vertical pour un cas légèrement stable. La somme de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée), de la cyclonisation au sol causée par l'advection de tourbillon (ligne pleine) ainsi que du terme adiabatique $S\omega$ (ligne pointillée) donne la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (ligne tiretée-pointillée indiquée par DIV) (voir eq. (4.1)). (Tirée de Zwack-Okossi, 1986).

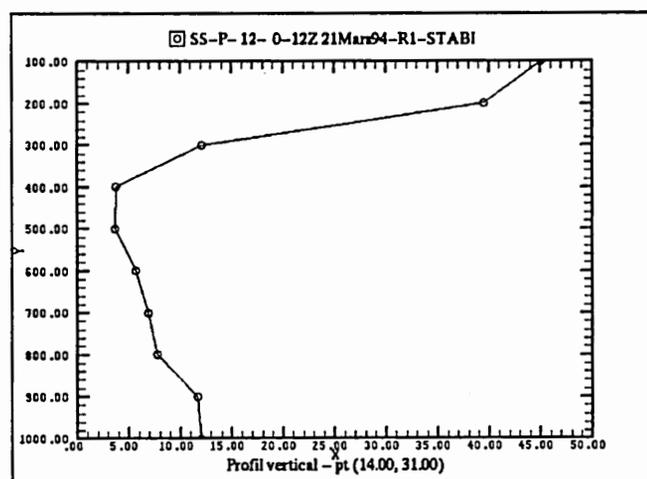


Figure 4.4 Profil vertical de la stabilité (10^{-4} K/Pa) au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

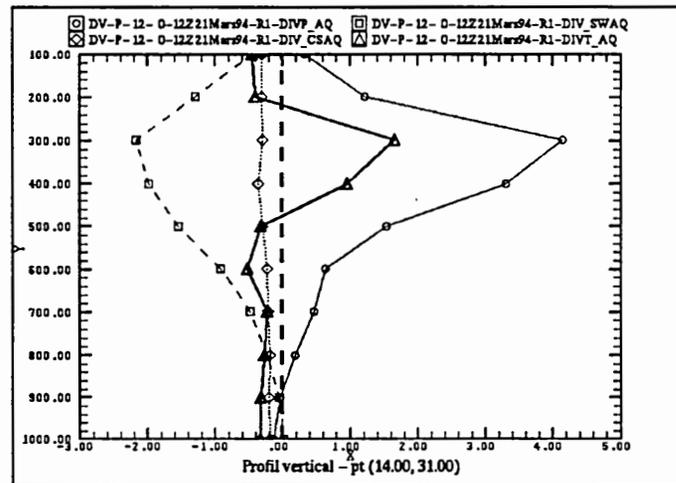


Figure 4.5 Profil des différentes contributions à la divergence (10^{-5} s^{-1}), causée par l'advection de tourbillon, au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme, à chaque niveau de pression, de la divergence partielle causée par l'advection de tourbillon (ligne mince), de la divergence causée par la cyclonisation au sol (ligne pointillée) et de la divergence causée par terme adiabatique $S\omega$ (ligne tiretée) donne la divergence totale causée par l'advection de tourbillon (ligne épaisse) (voir éq. (4.1)).

Ce profil de divergence total produit alors un mouvement vertical ascendant à partir du sol jusqu'à 250 hPa (voir fig. 4.6, ligne pleine).

Maintenant, comment ce profil d'advection de tourbillon, montré à la figure 4.1, cyclonise-t-il toute la couche atmosphérique? Afin de pouvoir répondre à cette question, examinons l'équation de cyclonisation causée par l'advection de tourbillon :

$$\left[\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right]_{p^*}^{AQ} = \underbrace{\left[\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right]_{p_0}^{AQ}}_D + \underbrace{\int_{p^*}^{p_0} \frac{R}{f} \nabla_p^2 (S\omega_{AQ}) \frac{dp}{p}}_E \quad (4.2)$$

Nous pouvons voir que la cyclonisation à un niveau de pression p^* est égale à la somme de la cyclonisation au sol et de l'intégrale du laplacien de $S\omega$ du sol jusqu'à ce niveau p^* . Examinons chacun des termes de droite de l'équation (4.2).

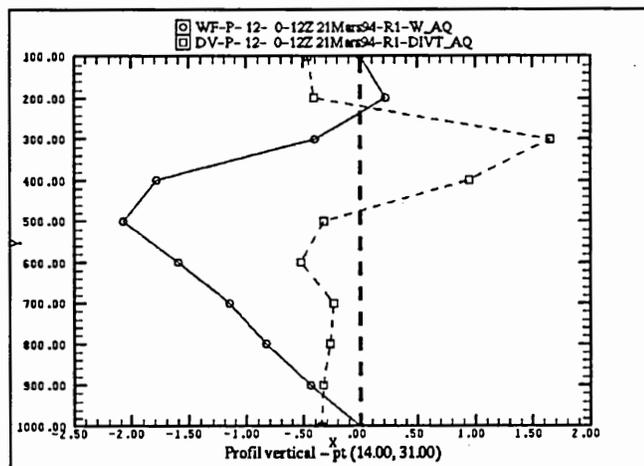


Figure 4.6 Profil vertical de la divergence totale, causée par l'advection de tourbillon, (10^{-5} s^{-1} , ligne tiretée) et du mouvement vertical, causé par l'advection de tourbillon, (10^{-6} s^{-1} , ligne pleine) au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU.

Le terme D est la cyclonisation au sol (voir fig. 4.7), et peut s'exprimer ainsi :

$$\left[\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \right]_{p_0}^{AQ} = \frac{1}{\Pi} \left[\underbrace{\int_{p_T}^{p_0} \left(\frac{-\vec{V} \cdot \vec{V}_p \zeta_a}{\zeta_a} \right) dp}_{\text{F}} - \underbrace{\int_{p_T}^{p_0} \frac{1}{\zeta_a} \int_{p_T}^{p_0} \frac{R}{f} \nabla_p^2 (S\omega_{AQ}) \frac{dp}{p}}_{\text{G}} \right] \quad (4.3)$$

La cyclonisation au sol est induite par l'advection de tourbillon (terme F, éq. (4.3)) et le refroidissement adiabatique créé par le mouvement vertical (éq. (4.3) terme G). Il faut noter que cette cyclonisation au sol, qui se répercute à *tous* les niveaux dans l'atmosphère, dépend du *profil vertical* de l'advection de tourbillon, et non pas seulement de la valeur de l'advection de tourbillon au niveau p^* considéré (voir éq. (4.3)). Ceci est causé par le fait que la contribution de l'advection de tourbillon à la cyclonisation au sol dépend de l'intégrale de l'advection de tourbillon (voir éq. (4.3), terme F) ainsi que de la double intégrale du laplacien du terme

adiabatique $S\omega$ (voir éq. (4.3), termes G), causé par la variation verticale de cette même advection de tourbillon (voir éq. (1.15)).

Le terme E de l'équation (4.2) représente la cyclonisation causée par le laplacien de la tendance du géopotentiel qui, elle, est créée par le laplacien du terme adiabatique intégré du sol jusqu'au niveau p^* (voir fig. 4.7). Puisqu'il y a mouvement ascendant, il y aura refroidissement adiabatique. Ce refroidissement local créera du tourbillon et cyclonisera cet endroit (par l'équation hypsométrique), car il produit un maximum de chute de la hauteur du géopotentiel, et donc un minimum relatif (laplacien positif) dans la hauteur du géopotentiel. Il est à noter que c'est l'intégrale du laplacien de $S\omega$ qui est importante, et non pas la valeur du mouvement vertical au niveau p^* considéré.

Dans notre cas du 21 mars 1994 12TU, la cyclonisation totale, causée par l'advection de tourbillon, possède un maximum au niveau étudié (300 hPa) et une valeur positive sur toute la couche atmosphérique à ce point (voir fig. 4.7)

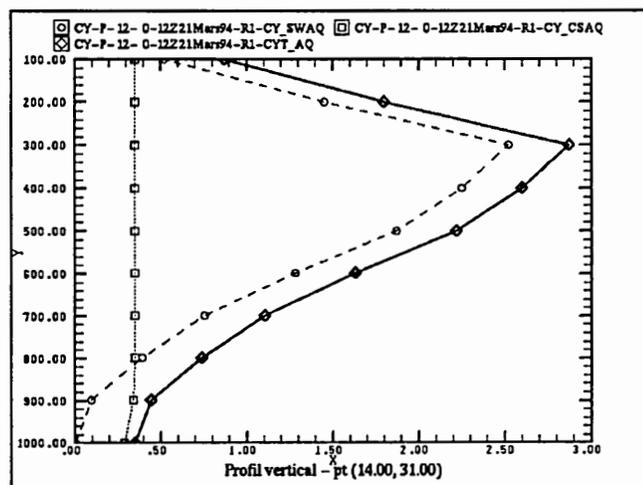


Figure 4.7 Profil vertical des contributions à la cyclonisation (10^{-9} s^{-2}), causée par l'advection de tourbillon, au point X de la figure 3.3 pour la situation synoptique du 21 mars 1994 12TU du modèle EFR initialisé à 00TU. La somme, à chaque niveau de pression, de la cyclonisation causée par la cyclonisation au sol (ligne pointillée) et de la cyclonisation du au terme adiabatique $S\omega$ (ligne tiretée) donne la cyclonisation totale (ligne épaisse) causée par l'advection de tourbillon (voir éq. (4.2)).

En résumé, le profil d'advection de tourbillon (voir fig. 4.1) au point X provoque un certain profil de divergence (voir fig. 4.5, éq. (4.1)) qui produit un mouvement vertical ascendant sur presque toute la couche atmosphérique (voir fig. 4.6). Ce mouvement vertical ascendant, par le terme adiabatique $S\omega$, refroidit cette colonne d'air. Puisque le mouvement vertical doit être nul au sommet de l'atmosphère et au sol, une cyclonisation au sol doit se développer afin que l'intégrale de la divergence totale, causée par l'advection de tourbillon, soit nulle. Cette cyclonisation au sol ainsi que le profil du refroidissement adiabatique créent alors de la cyclonisation à tous les niveaux dans l'atmosphère (voir fig. 4.7, éq. (4.2)).

Donc, le profil d'advection de tourbillon au point X produit de la cyclonisation à 300 hPa (voir fig. 4.7, éq. (4.2)). Cette cyclonisation, par l'équation diagnostique de tendance du tourbillon potentiel causée par l'advection de tourbillon (voir éq. (1.20)), provoque une tendance positive de tourbillon potentiel, et tend donc à faire avancer l'anomalie de tourbillon potentiel vers ce point X. De plus, ce même profil d'advection de tourbillon crée du mouvement vertical, (voir fig. 4.6, éq. (1.15)) qui, par le profil du terme de refroidissement adiabatique $S\omega$, augmente aussi le tourbillon potentiel en ce point X (voir éq. (1.20)). Nous pouvons déterminer quelle est la contribution totale du terme adiabatique $S\omega$ si nous remplaçons la cyclonisation dans l'équation (1.20) par son expression (voir éq. (4.2) et (4.3)). La tendance de tourbillon potentiel, causée par l'advection de tourbillon, s'exprime alors comme suit :

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial PV}{\partial t}\right)_p^{AQ} = & -g \left[\frac{1}{\Pi} \int_{p_T}^{p_0} \left(\frac{-\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p \zeta_a}{\zeta_a} \right) dp - \frac{1}{\Pi} \int_{p_T}^{p_0} \frac{1}{\zeta_a} \int_{p_T}^{p_0} \frac{R}{f} \nabla_p^2 (S\omega_{AQ}) \frac{dp}{p} dp \right. \\
 & \left. + \int_{p^*}^{p_0} \frac{R}{f} \nabla_p^2 (S\omega_{AQ}) \frac{dp}{p} \frac{\partial \theta}{\partial p} + (\zeta_\theta + f) \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \left(\frac{10^5}{p} \right)^{R/c_p} S(\omega_{AQ}) \right\} \right] \quad (4.4)
 \end{aligned}$$

45%
-58%

89%
23%

Les pourcentages indiqués en-dessous des termes indiquent la contribution de ceux-ci (au point X) à la tendance de tourbillon potentiel causée par l'advection de tourbillon. Il est intéressant de constater que le terme adiabatique $S\omega$ contribue à 55% de la tendance, tandis que le profil d'advection de tourbillon contribue quant à lui à 45% de la tendance (voir éq. (4.4)). Donc, le profil d'advection de tourbillon contribue directement à 45% de la tendance de tourbillon potentiel et contribue indirectement (par le terme adiabatique) à 55% de cette tendance.

Ce même *profil* d'advection de tourbillon produit de la cyclonisation au sol (voir fig. 4.7, éq. (4.3)). Cette cyclonisation au sol intensifie et fait déplacer la dépression au sol associée à l'anomalie positive de tourbillon potentiel. Donc, *c'est ce même profil d'advection de tourbillon qui tend à faire avancer l'anomalie de tourbillon potentiel, cycloniser la dépression au sol et faire avancer le maximum de tourbillon absolu à 300 hPa par la cyclonisation.* C'est pour cette raison qu'une anomalie positive de tourbillon potentiel en altitude est reliée à une dépression en surface ainsi qu'à un maximum de tourbillon absolu. Alors, puisque ce profil d'advection de tourbillon est surtout relié à la configuration du tourbillon absolu, *l'anomalie positive de tourbillon potentiel n'est, dans ce cas, que la signature d'un maximum de tourbillon absolu en altitude.*

CONCLUSION

La tendance de tourbillon potentiel a été diagnostiquée à l'avant et à l'arrière d'une anomalie positive de PV dans la haute troposphère (300 hPa). Ce diagnostic fut possible grâce au développement d'une équation diagnostique de la tendance du PV à l'aide d'un système d'équations, basé sur la version étendue de l'équation d'oméga et de l'équation de développement de Zwack-Okossi modifiée (Desjardins, 1993). Nous avons modifié l'équation du mouvement vertical de ce système d'équations dans le but de tenir compte d'un terme supplémentaire, auparavant négligé, afin de rendre entièrement compatible l'équation d'oméga avec l'équation diagnostique de la divergence. Cependant, cette modification n'a eu aucun effet sur les résultats. L'équation diagnostique de la tendance du PV a été séparée en six équations, chacune correspondant à un forçage atmosphérique différent. Il a donc été possible de connaître la contribution de chacun des forçages atmosphériques à la tendance du PV, soit les contributions de l'advection de tourbillon, de l'advection de température, du dégagement de chaleur latente, du dégagement de chaleur sensible, de la friction et de l'orographie.

Le diagnostic de la tendance du PV fut effectué sur les sorties de la version 50 km du modèle numérique EFR. Ce diagnostic fut possible à l'aide des outils diagnostics développés par Desjardins (1993) et St-James (1993), qui permettent de diagnostiquer la tendance de tourbillon géostrophique et le mouvement vertical. Afin de s'assurer de la validité de l'équation diagnostique de la tendance du PV, nous avons effectué une comparaison entre la tendance totale de PV diagnostiquée et celle du modèle EFR pour deux simulations (d'une durée de 24h chacune) de ce modèle. Les résultats ont clairement montré que l'équation diagnostique de la tendance du PV représente bien celle du modèle. Nous avons alors diagnostiqué la tendance du PV à l'avant et à l'arrière d'une anomalie positive de PV à 300 hPa à 12TU d'une simulation du modèle EFR initialisé le 21 mars 1994 à 00TU. Les résultats ont montré que la tendance de PV était causée par un forçage en particulier, soit l'advection de

tourbillon. En moyenne, sur toute la grille, l'advection de tourbillon est responsable pour environ 83% de la tendance totale de PV.

L'analyse de ces résultats a mis en évidence l'importance du profil d'advection de tourbillon, c'est-à-dire que ce n'est pas la valeur de l'advection de tourbillon en un point qui est importante, mais plutôt le profil vertical de l'advection de tourbillon par son effet sur la cyclonisation, la divergence et le mouvement vertical. De plus, nous avons montré les processus en cause dans le déplacement d'une anomalie positive de PV dans la haute troposphère (300 hPa). À l'avant de l'anomalie de PV présente le 21 mars 1994 sur le centre du Canada, le profil d'advection de tourbillon produit de la cyclonisation à 300 hPa. Cette dernière provoque une tendance positive de PV, ce qui fait avancer l'anomalie de PV vers cet endroit. La cyclonisation fait aussi avancer le maximum de tourbillon absolu à 300 hPa. Ce même profil d'advection de tourbillon crée un profil de refroidissement adiabatique, ce qui fait augmenter le PV à l'avant de l'anomalie. De plus, de la cyclonisation au sol est aussi produite par ce profil, ce qui fait avancer et cycloniser la dépression au sol associée à l'anomalie de PV. Donc, c'est ce même profil d'advection de tourbillon qui tend à faire avancer l'anomalie de PV, cycloniser la dépression au sol et faire avancer le maximum de tourbillon absolu à 300 hPa. Puisque le profil d'advection de tourbillon est relié à la configuration du champ du tourbillon absolu, l'anomalie positive de PV à 300 hPa n'est que la signature d'un maximum de tourbillon absolu en altitude. Ce diagnostic de la tendance du PV a permis de comprendre pourquoi une anomalie de PV en haute altitude est relié à une dépression au sol.

Quelques améliorations peuvent cependant être apportées au calcul du diagnostic de la tendance de PV. Par exemple, le terme de conversion qui fut négligé lors du développement de l'équation diagnostique pourrait être diagnostiqué par un système d'équations plus complet. Ceci permettrait d'améliorer le diagnostic aux endroits où ce terme est important, ce qui supprimerait la nécessité d'effectuer des diagnostics de la tendance du PV aux seuls endroits où ce terme est réellement négligeable.

Le logiciel de diagnostic de la tendance du PV, en combinaison avec les outils diagnostics développés par Desjardins (1993), St-James (1993) et Bourgouin (1994) forment un ensemble d'outils diagnostics très intéressant, nommé DIONYSOS. Ce logiciel permet plusieurs applications pratiques comme, par exemple, de mieux comprendre les systèmes météorologiques. Il peut également être utilisé de façon opérationnelle pour comprendre le comportement des modèles numériques. Il pourrait aussi permettre de détecter des erreurs dans les modèles numériques, ainsi que de diagnostiquer la différence entre deux modèles numériques donnant des solutions différentes dans une région donnée.

APPENDICE A

ÉQUATION DU TOURBILLON POTENTIEL

D'une façon similaire à celle de Holton (1992), nous établirons l'équation du tourbillon potentiel en coordonnées de température potentielle constante (isentropique). Nous débutons par la définition de la température potentielle :

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_o}{p} \right)^{R/c_p} \quad (\text{A.1})$$

où p_o est la pression au sol, p est la pression, T est la température, R est la constante de l'air sec et c_p est la chaleur spécifique de l'air sec à pression constante. Nous substituons p dans (A.1) en utilisant la relation des gaz parfaits :

$$p = \rho RT \quad (\text{A.2})$$

où ρ est la densité de l'air sec, pour obtenir cette équation en isolant ρ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} &= \frac{1}{\theta} \frac{p_o^{R/c_p}}{p^{R/c_p}} \Rightarrow \frac{p}{T} = \frac{1}{\theta} p_o^{R/c_p} p^{(1-R/c_p)} = \rho R \\ \Rightarrow \rho &= \frac{p^{c_v/c_p}}{R\theta} p_o^{R/c_p} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

où θ est la température potentielle et c_v est la chaleur spécifique de l'air sec à volume constant. L'équation (A.3) montre que ρ est proportionnel à p^{c_v/c_p} . Nous utiliserons ce résultat plus tard.

Soit le théorème de la circulation pour un mouvement adiabatique :

$$\frac{dC_a}{dt} = \frac{d}{dt} \oint \vec{U}_a \cdot d\vec{l} = - \oint \frac{1}{\rho} dp. \quad (\text{A.4})$$

où t est le temps, C_a est la circulation absolue, \vec{U}_a est la vitesse du fluide en coordonnée absolue et $d\vec{l}$ est un vecteur de déplacement localement tangent au contour d'intégration.

Nous calculons l'intégrale de l'équation (A.4) sur une surface isentropique, donc ρ n'est que fonction de la variable d'état p selon l'équation (A.3). Ceci implique que :

$$\oint \frac{dp}{\rho} \propto \oint \frac{dp}{p^{c_v/c_p}} = \oint p^{-c_v/c_p} dp = \oint dp^{(1-c_v/c_p)} = 0. \quad (\text{A.5})$$

Ainsi, la circulation sur un contour fermé calculée sur une surface isentropique (mouvement adiabatique des parcelles de fluide) se réduit à la même forme que pour le cas d'un fluide barotrope. Alors, ce fluide satisfait le théorème de la circulation de Kelvin :

$$\frac{dC_a}{dt} = - \oint \frac{1}{\rho} dp \quad (\text{A.6})$$

En combinant les équations (A.5) et (A.6), nous obtenons :

$$\frac{dC_a}{dt} = - \oint \frac{1}{\rho} dp = 0 \quad (\text{A.7})$$

Jusqu'à maintenant, nous avons utilisé la circulation absolue. Cependant, il est plus pratique du point de vue météorologique d'utiliser la circulation relative à la Terre car ceci élimine la composante de la circulation qui est due à la rotation de celle-ci (C_e). Nous avons donc que $C = C_a - C_e$. Afin de calculer cette circulation relative, il faut enlever la composante C_e de la circulation absolue (C_a). Débutons en appliquant le

théorème de Stokes au vecteur $\vec{U}_e = \vec{\Omega} \otimes \vec{r}$, qui représente la vitesse de la Terre à la position \vec{r} :

$$C_e = \oint \vec{U}_e \cdot d\vec{l} = \iint_A (\vec{\nabla} \otimes \vec{U}_e) \cdot \vec{n} dA \quad (\text{A.8})$$

où A est la surface à l'intérieur du contour d'intégration, \vec{n} est un vecteur unitaire normal au sens anti-horaire de l'intégrale de ligne et $\vec{\Omega}$ est le vecteur de rotation de la Terre.

Développons maintenant le terme $\vec{\nabla} \otimes \vec{U}_e$:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \otimes \vec{U}_e &= \vec{\nabla} \otimes (\vec{\Omega} \otimes \vec{r}) = \vec{\nabla} \otimes (\vec{\Omega} \otimes \vec{R}) = \vec{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{R} = 2\vec{\Omega} \\ \Rightarrow (\vec{\nabla} \otimes \vec{U}_e) \cdot \vec{n} &= 2\Omega \sin\varphi = f \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

où f est le paramètre de Coriolis, \vec{R} est la distance entre l'axe de rotation et l'anneau de fluide et φ est la latitude.

Par (A.8), $C_e = 2\Omega \sin\varphi \delta A$. Puisque $C = C_a - C_e$, nous aurons :

$$C_a = C + 2\Omega \sin\varphi \delta A \quad (\text{A.10})$$

En substituant l'équation (A.10) dans l'équation (A.6), nous trouvons :

$$\frac{dC_a}{dt} = \frac{d(C + 2\Omega \sin\varphi \delta A)}{dt} = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\Rightarrow C + 2\Omega \sin\varphi \delta A = cte \quad (\text{A.12})$$

La composante verticale du tourbillon en coordonnée isentropique s'écrit :

$$\zeta_{\theta} \approx \lim_{\delta A \rightarrow 0} \left(\frac{C}{\delta A} \right) \quad (\text{A.13})$$

Si la surface isentropique est approximativement horizontale, alors, à partir de l'équation (A.12), nous obtenons :

$$\frac{C}{\delta A} + 2\Omega \sin \varphi = cte \quad (\text{A.14})$$

De plus, lorsque δA tends vers 0, nous pouvons combiner les équations (A.13) et (A.14) afin d'obtenir :

$$\delta A (\zeta_{\theta} + f) = cte \quad (\text{A.15})$$

où ζ_{θ} est la composante verticale du tourbillon sur une surface isentropique.

Si une parcelle d'air est confinée entre deux surfaces isentropes, θ_0 et $\theta_0 + \delta\theta$, séparées par un intervalle de pression δp , la masse de la parcelle d'air $\delta M = \frac{-\delta p}{g} \delta A$ doit être conservée. Donc :

$$\begin{aligned} \delta A &= -\frac{\delta M g}{\delta p} = -\frac{\delta\theta}{\delta p} \frac{\delta M g}{\delta\theta} = cte \cdot g \left(-\frac{\delta\theta}{\delta p} \right) \\ \Rightarrow \delta A (\zeta_{\theta} + f) &= cte \Rightarrow g \left(-\frac{\delta\theta}{\delta p} \right) (\zeta_{\theta} + f) = cte \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

De plus, lorsque δp tends vers 0, nous obtenons l'équation du tourbillon potentiel en coordonnée isentropique :

$$\boxed{PV = g \left(-\frac{\partial\theta}{\partial p} \right) (\zeta_{\theta} + f)} \quad (\text{A.17})$$

APPENDICE B

ASPECTS NUMÉRIQUES

Dans cet appendice, nous verrons certains aspects numériques importants qui interviennent lors des calculs diagnostiques. Les équations diagnostiques de Zwack-Okossi (Z-O) et celle de la tendance du tourbillon potentiel (*voir* chap. 1) doivent être évaluées numériquement à partir des champs de sortie d'un modèle (dans ce cas-ci, le modèle EFR) ainsi que ceux produit par le logiciel DIONYSOS.

B.1 Logiciel DIONYSOS

Le logiciel DIONYSOS est un programme effectuant des diagnostics à partir des équations de Z-O sur les champs suivants (tous les détails se retrouvent dans Desjardins (1993), St-James (1993), Zwack et St-James (1994) et Bourgoïn (1994)) :

- Mouvement vertical (WF)
- Tendance de tourbillon géostrophique au sol (CS)
- Tendance isobarique du tourbillon géostrophique (CY)
- Divergence isobarique (DV)
- Tendance de hauteur (DZ)
- Tendance de pression au sol (DP)

Les diagnostics sont effectués sur les forçages suivants :

- Advection de tourbillon (AQ)
- Laplacien d'advection de température (LAT)
- Laplacien de dégagement de chaleur latente (LDL)
- Laplacien de dégagement de chaleur sensible (LDS)

- Friction (FR)
- Orographie (OR)

Les paramétrisations physiques, les équations mathématiques et les méthodes numériques utilisées sont décrites en détail dans Desjardins (1993), St-James (1993) et Bourgouin (1994). Cependant des modifications ont été apportées à l'utilisation de certaines méthodes numériques pour régler certains problèmes numériques. Les méthodes numériques suivantes sont utilisées :

- **Dérivée horizontale et verticale** : dérivée centrée, sauf près des frontières où la dérivée est calculée à gauche ou à droite selon le cas.
- **Intégration verticale** : intégration selon la méthode du trapèze.
- **Interpolation verticale** : interpolation linéaire.
- **Solution de l'équation d'oméga (elliptique)** : surrelaxation séquentielle.
- **Filtrage** : Filtre bidimensionnel de Shuman (1957) (42 itérations, longueur d'onde de coupure : $6\Delta x$). Voir la figure B.1 pour la réponse du filtre.

Quant au calcul des diagnostics, il est effectué de la façon suivante :

- 1— Interpolation des champs du modèle sur des niveaux de pression de 100 hPa à 1000 hPa à intervalle de 50 hPa :
 - Pression au niveau moyen de la mer
 - Température
 - Vents horizontaux
 - Taux de précipitation instantané à la surface
 - Flux de chaleur sensible à la surface
 - Géopotential
 - Mouvement vertical
 - Tourbillon absolu (optionnel)

2— Diagnostic des variables suivantes pour tous les forçages (dans l'ordre) :

- Mouvement vertical (calcul par surrelaxation séquentielle) (WF)
- Tendance de tourbillon géostrophique au sol (CS)
- Tendance isobarique de tourbillon géostrophique (CY)
- Divergence isobarique (DV)
- Tendance de hauteur (DZ)
- Tendance de pression au sol (DP)

3— Filtrage avec le filtre de Shuman pour toutes les variables, autant celles diagnostiquées que celles du modèle.

4— Élimination des 5 premiers points de grille aux frontières horizontales. Ceci est nécessaire car il y a une contamination de ces points qui est due aux erreurs causées par les conditions aux frontières homogènes (zéro) qui se propagent vers l'intérieur de la grille lors de la surrelaxation séquentielle.

Le filtrage n'est effectué que pour fin de visualisation des champs. Aucun filtrage n'est effectué avant ou pendant les calculs. Cette méthode est celle qui donne les meilleurs résultats lorsque nous comparons les champs du modèle et ceux diagnostiqués. Ceci est principalement causé par le fait qu'il n'est pas possible d'obtenir un même niveau de filtrage dans les termes des équations utilisées en filtrant avant ou pendant les calculs. La seule façon est de ne filtrer qu'à la toute fin, lorsque tous les calculs sont terminés.

La réponse théorique du filtre de Shuman (42 itérations, longueur d'onde de coupure : $6\Delta x$) est montrée à la figure B.1 (tirée de Desjardins, 1993).

RÉPONSE DU FILTRE DE SHUMAN EN 2D APRÈS 42 ITÉRATIONS

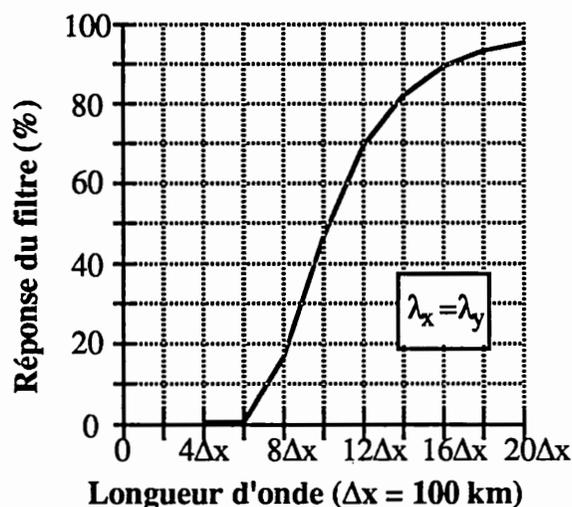


Figure B.1 Réponse théorique du filtre de Shuman 2D sur une fonction définie comme $K e^{i[2\pi x/(n\Delta x)]} e^{i[2\pi y/(n\Delta x)]}$ où K est une constante, $x=y$ et où $\Delta x=10^6$ m, après 42 itérations. (Tirée de Desjardins, 1993).

Le niveau de filtrage (le nombre de fois qu'un terme est filtré) a son importance car le filtrage de Shuman (42 itérations, longueur d'onde de coupure : $6\Delta x$) possède les propriétés suivantes :

- Réduction des maximums et des minimums par un facteur de l'ordre de 30% (champ filtré une fois), de 15% (champ filtré deux fois), et ainsi de suite (voir fig. B.2).
- Déplacement des maximums et des minimums de l'ordre d'un point de grille à chaque application du filtre causé par l'asymétrie du champ autour des maxima ou minima (voir fig. B.2).

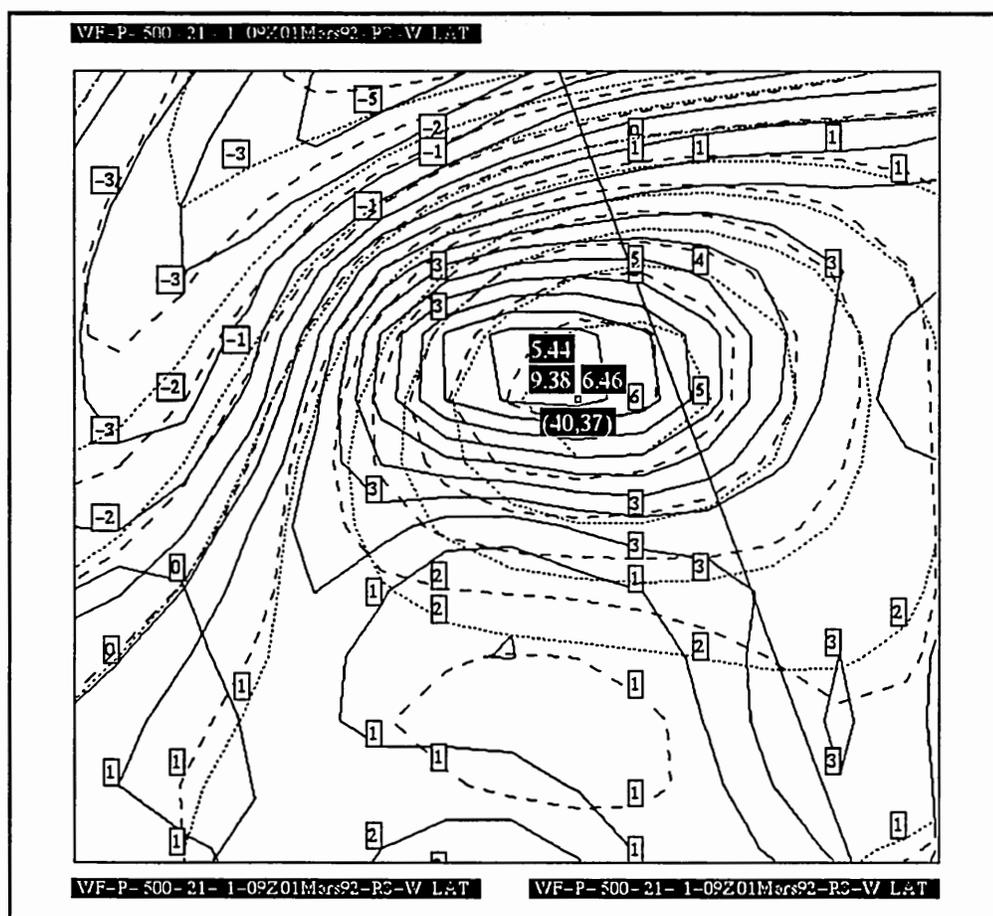


Figure B.2 Superposition du mouvement vertical non-filtré (intervalle 10^{-1} Pa/s, lignes pleines, valeur 9.38 Pa/s), filtré une fois (intervalle 10^{-1} Pa/s, lignes tiretées, valeur 6.46 Pa/s) et filtré deux fois (intervalle 10^{-1} Pa/s, lignes pointillées, valeur 5.44 Pa/s).

Nous avons vérifié que le filtre de Barnes (1964), configuré pour la même réponse que celle de Shuman illustrée à la figure B.1, présente les mêmes propriétés, c'est-à-dire que le déplacement des maxima et des minima est le même et que l'amortissement des valeurs est du même ordre de grandeur que celui du filtre de Shuman.

B.2 Méthodes numériques

Les méthodes numériques utilisées pour le calcul des diagnostics de la tendance du tourbillon potentiel sont les mêmes que celles utilisées dans le logiciel DIONYSOS (*voir* sect. B.1) à l'exception près qu'aucune surrelaxation n'est effectuée.

L'avantage d'effectuer un diagnostic avec l'aide de DIONYSOS est qu'il n'est pas nécessaire d'intervenir dans le modèle afin de sortir certains champs qui ne sont pas des sorties normales des modèles. Tous les champs requis pour les diagnostics n'ont qu'à être extraits des fichiers de sortie normale des modèles numériques (EFR, ARPEGE, etc.). Le diagnostic de la tendance du tourbillon potentiel s'inscrit dans la même visée et se veut un module supplémentaire à DIONYSOS.

Les champs suivants sont utilisés pour le diagnostic du tourbillon potentiel :

Champs du modèle EFR :

- Température
- Vents horizontaux

Champs du logiciel DIONYSOS :

- Mouvement vertical diagnostiqué
- Tendance de tourbillon géostrophique diagnostiquée
- Profil du dégagement de chaleur sensible paramétrisé
- Profil du dégagement de chaleur latente paramétrisé
- Stabilité
- Advection de température

APPENDICE C

DESCRIPTION DU MODÈLE ET DES GRILLES

Le modèle numérique utilisé est le modèle aux Éléments Finis Régional (EFR). Pour une description plus détaillée, voir Tanguay *et al.* (1989) ainsi que Benoit *et al.* (1989). Cependant, la version du modèle EFR utilisé ici est la version 50 km et non pas la version 100 km discutée dans les références susmentionnées. Les caractéristiques de ce modèle sont les suivantes :

Analyse et initialisation

- Analyse opérationnelle objective du CMC : cycle d'assimilation régional des données (maille 50 km).
- Données des satellites (profils d'humidité HUMSAT).
- Champs géophysiques en haute-résolution (orographie, masque terre-mer).
- Initialisation par modes normaux implicites.
- 11 niveaux standards de pression (50 à 1000 hPa).
- Grille hémisphérique Gaussienne (128 x 32).

Dynamique

- Modèle semi-lagrangien 3D (temporellement) aux éléments finis (spatialement).
- Schème semi-lagrangien optimal .
- Grille hémisphérique à résolution variable sur une projection polaire stéréographique (maille de 50 km dans le domaine central).
- 25 niveaux σ dans la verticale avec $\sigma_t = 0.05$.
- Pas de temps de 12 minutes (720 sec.).
- Diffusion horizontale linéaire (∇^2).

Physique

- Couche limite basée sur l'énergie cinétique turbulente.
- Couche de surface stratifiée basée sur la théorie de la similitude.
- Prévion de la température et de l'humidité à la surface du continent.
- Cycle diurne avec les flux solaire et terrestre au sol modulés par les nuages.
- Radiation infrarouge calculée à tous les niveaux.
- Paramétrisation de la convection profonde par Kuo.
- Paramétrisation de la convection peu profonde pour les nuages qui ne précipitent pas.
- Traînée des ondes de relief.

Sorties du modèle

- Grille hémisphérique.
- 17 niveaux de pression (0 à 1000 hPa) interpolés cubiquement des 25 niveaux sigma originaux.

La grille de calcul utilisée couvre tout l'est de l'Amérique du Nord, de l'Alberta jusqu'à l'est de Terre-Neuve, et de la Terre de Baffin jusqu'en Floride (*voir* fig. C.1). Celle-ci est centrée approximativement sur le lac Supérieur. La maille utilisée est de 100 km (la grille du modèle EFR (maille de 50 km) est interpolée sur une grille ayant une maille de 100 km) et sa dimension est de 51x51 points. Tous les calculs sont effectués sur cette grille.

La grille d'analyse (*voir* fig. C.2), quant à elle, est une sous-grille de la grille de calcul. Elle est centrée au même point que la grille de calcul, mais sa dimension n'est que de 41x41 points. Cette grille d'analyse est la grille de calcul où cinq points sur le pourtour de la grille ont été enlevés afin d'éliminer les régions frontières contaminées par les erreurs causées par les conditions frontières requises lors de la surrelaxation séquentielle ainsi que par le filtrage qui étale les valeurs contaminées vers le centre de la grille de calcul.

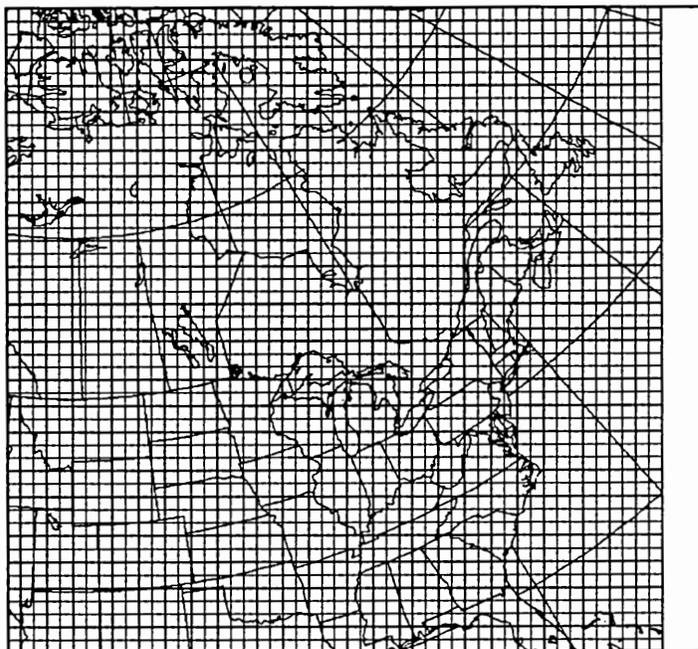


Figure C.1 Grille utilisée pour le calcul des diagnostics. Cette grille possède une maille de 100 km et sa dimension est de 51x51 points.

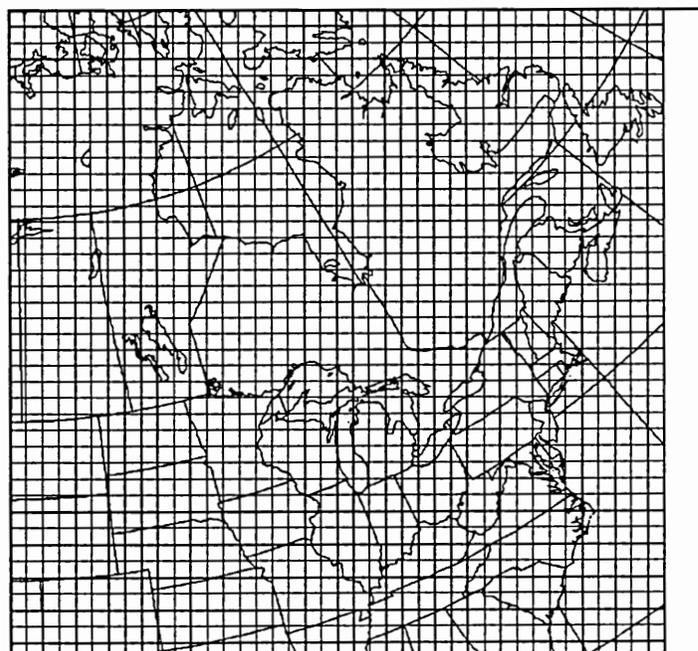


Figure C.2 Grille d'analyse, où cinq points de grille sont enlevés aux frontières de la grille de calcul (voir fig. C.1). Cette grille possède une maille de 100 km et sa dimension est de 41x41 points.

RÉFÉRENCES

- Benoit, R., J. Côté et J. Mailhot. 1989. «Inclusion of the TKE Boundary Layer Parametrization in the Canadian Regional Finite-Element Model». *Mon. Wea. Rev.*, **117**, p. 1726-1750.
- Bourgouin, P. 1994. «Étude diagnostique du développement d'un cyclone extratropical et de ses circulations agéostrophiques à l'aide de l'équation de développement de Zwack-Okossi version étendue en utilisant des sorties du modèle régional aux éléments finis». Mémoire de maîtrise, Montréal, Université du Québec à Montréal.
- Desjardins, S. 1993. «Étude diagnostique d'un front froid à l'aide de l'équation de développement de Zwack-Okossi version étendue utilisant les sorties du modèle régional aux éléments finis». Mémoire de maîtrise, Montréal, Université du Québec à Montréal.
- Desgagnés, M. 1990. «Étude du développement explosif des cyclones extratropicaux». Mémoire de maîtrise, Montréal, Université du Québec à Montréal.
- Ertel, H. 1942. «Ein Neuer hydrodynamischer Wirbelsatz». *Met. Z.*, **59**, p. 271-281.
- Holton, J. R. 1992. *An introduction to Dynamic Meteorology*. 3^e édition, International Geophysics Series, Academic Press, New York, 511 p.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre et A. W. Robertson. 1985. «On the use and significance of isentropic potential vorticity maps». *Quart. J. R. Met. Soc.*, **111**, p. 877-946.
- Krishnamurti, T. N. 1968. «A Study of a Developing Wave Cyclone». *Mon. Wea. Rev.*, **96**, p. 197-207.
- Lupo, A. R., P.J. Smith et P. Zwack. 1992. «A Diagnosis of the Explosive Development of two Extratropical Cyclones». *Mon. Wea. Rev.*, **120**, p. 1490-1523.
- Namias, J. 1940. *An introduction to the study of air-mass and isentropic analysis*. 5^e édition, Boston, Amer. Met. Soc., p. 136-161.
- Platzman, G. 1949. «The motion of barotropic disturbances in the upper troposphere». *Tellus*, **1**(3), p. 53-64.
- Petterssen, S. 1956. *Weather Analysis and Forecasting*. Vol. I, 2^e édition, McGraw-Hill, New York, 428 p.

- Rossby, C. G. 1937a. «Aerological evidence of large-scale mixing in the atmosphere». *Trans. Am. Geophys. Union*, **18**, p. 130-136.
- . 1937b. «Isentropic analysis». *Bull. Am. Met. Soc.*, **18**, p. 201-209.
- . 1939. «Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action». *J. Marine Res.*, **2**(1), p. 38-55.
- . 1940. «Planetary flow patterns in the atmosphere». *Quart. J. R. Met. Soc.*, **66**, Suppl., p. 68-87.
- St-James, J. 1993. «L'impact du réchauffement diabatique dans un modèle analytique et dans un modèle aux équations primitives». Mémoire de maîtrise, Montréal, Université du Québec à Montréal.
- Shaw, Sir Napier. 1930. *Manual of Meteorology. Vol. III: The Physical Processes of Weather*. Cambridge University Press.
- Tanguay, M., A. Simard et A. Staniforth. 1989. «A three-dimensional semi-Lagrangian scheme for the Canadian Regional Finite-Element forecast model». *Mon. Wea. Rev.*, **117**, p. 1861-1871.
- Tsou, C. H., P. J. Smith et P. M. Pauley. 1987. «A Comparison of Adiabatic and Diabatic Forcing in an Intense Extratropical Cyclone System». *Mon. Wea. Rev.*, **115**, p. 763-786.
- Uhl, M. A., P. J. Smith et A. R. Lupo. 1992. «The diagnosis of a pre-blocking explosively-developing extratropical cyclone system». *Tellus*, **44A**, p. 236-251.
- Zwack, P. 1992. «The Physical Basis for Quasi-Geostrophic Theory». *4^e atelier SEA/SCMO de météorologie opérationnelle*, Société Canadienne de Météorologie et d'Océanographie / Service de l'Environnement Atmosphérique, Whistler, Canada, Septembre 1992, p. 59-70.
- Zwack, P., et B. Okossi. 1986. «A new method for solving the quasigeostrophic omega equation by incorporating surface pressure tendency data». *Mon. Wea. Rev.*, **114**, p. 655-666.
- Zwack, P., et J. St-James. 1994. «The Direct Effects of Diabatic Heating on Development and Vertical Motion: The Impact of Vertical Distribution, Static Stability and Horizontal Scale». Soumis à *Mon. Wea. Rev.*