

Convection dans une bande transporteuse d'air chaud : caractérisation et impacts sur la dynamique d'altitude

Nicolas Blanchard

▶ **To cite this version:**

Nicolas Blanchard. Convection dans une bande transporteuse d'air chaud : caractérisation et impacts sur la dynamique d'altitude. Météorologie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2020. Français. NNT : 2020TOU30229 . tel-03205697

HAL Id: tel-03205697

https://theses.hal.science/tel-03205697

Submitted on 22 Apr 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *03/12/2020* **par :**

Nicolas BLANCHARD

Convection dans une bande transporteuse d'air chaud : caractérisation et impacts sur la dynamique d'altitude

---

JURY

Sylvain COQUILLAT	Professeur des universités	Président du jury
Chantal CLAUD	Directrice de recherche	Rapporteuse
Christelle BARTHE	Chargée de recherche	Rapporteuse
Christian GRAMS	Professeur associé	Rapporteur
Didier RICARD	Ingénieur des ponts, des eaux et des forêts	Examinateur
Gwendal RIVIÈRE	Directeur de Recherche	Examinateur
J.-P. CHABOUREAU	Physicien des observatoires	Directeur de thèse
Florian PANTILLON	Chargé de recherche	Directeur de thèse

École doctorale et spécialité :
SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat

Unité de Recherche :
Laboratoire d'Aérologie (UMR 5560)

Directeur(s) de Thèse :
Jean-Pierre CHABOUREAU et *Florian PANTILLON*

Rapporteurs :
Christelle BARTHE, *Chantal CLAUD* et *Christian GRAMS*

Cette thèse est l'aboutissement d'un travail que je n'aurais pu mener à terme sans...

… la fascination pour le ciel et ses astres que m'a transmise Daniel Chevreau tout petit. J'ai pour lui une pensée émue tout comme pour Mathias, mémé, mamie, mes grands-parents paternels et Bernard. Je me répète sans cesse que je dois avoir plus d'une bonne étoile.

… le goût du travail bien fait que m'ont apporté mes professeurs au fil de mes études. Je pense particulièrement à Mme Guilbert-Amice, Mme Chauveau, M.Warner, M.Flores, M.Van Beek, Mme Jeandel, Mme Lac, M. Roux, M.Lambert, Mme Pont, M.Auclair, M.Coquillat et M.Chaboureau.

… mes deux maîtres de thèse Jean-Pierre Chaboureau et Florian Pantillon. Leur confiance à mon égard ainsi que leur soutien aussi bien scientifique que moral m'ont permis de rester déterminé malgré les difficultés rencontrées. Pour cela, je leur en serai à jamais reconnaissant. À mon tour donc de leur souhaiter « Bon vent ! » dans leur carrière respective.

… l'accueil chaleureux au laboratoire et les nombreux conseils que m'ont donné Céline Mari, Marisa, Éric Defer, Sylvain Coquillat, Jean-Pierre Pinty, Évelyne Richard et Frank Roux entre autres.

… les moments passés avec mes collègues sur le terrain de volley ou devant une bonne bière. J'espère vous revoir très vite Léo, Peb, Flore, Fabien, Guillaume, Mélodie, Thibaut, Irene, Hervé, Alex, Laurent(s), Félix, Gaëtan, Lambert, Joëlle, Ronan, Lisa, Wahiba, Marie, Jean, Jeoffrey et Nicolas.

… mes amis disséminés ici et là. À Christophe, Alexandre, Nicolas, Pierre, Guillaume, Cyril, Gary, Florian(s), Maud, Vivien, Sébastien, Julien, Robin, Bastien et gars Simon : vivement un bon apéro tous ensemble !

… ma famille, ma petite chérie d'amour et ma belle-famille. Je ne saurais dire à quel point je les aime. J'adresse tout de même un message à mon petit frère : comme quoi, tout est possible !

À vous tou(te)s, un grand MERCI !

Merci également à Gwendal Rivière, Philippe Arbogast et Julien Delanoë d'avoir accepté de suivre mes travaux ainsi qu'à Christelle Barthe, Chantal Claud et Christian Grams d'avoir contribué à l'amélioration de cette thèse.

Résumé

Les bandes transporteuses d'air chaud (WCB) sont des courants d'air ascendants dans les tempêtes des moyennes latitudes. Elles transportent l'air chaud et humide des tropiques aux hautes latitudes et sont le lieu de la plupart des processus diabatiques nuageux. Ceux-ci modifient la dynamique d'altitude en injectant des anomalies négatives de tourbillon potentiel (PV) dans le flux de sortie des WCB qui renforcent le guide d'onde régissant la circulation générale. Leur représentation est une source d'erreurs de prévision en aval, en particulier en Europe. Alors que les WCB sont généralement considérées comme des ascendances obliques lentes et continues, des études récentes ont révélé l'existence d'ascendances convectives rapides dans les WCB dont l'impact sur la dynamique d'altitude est encore débattu.

La réduction des incertitudes de prévision a motivé la campagne de mesure NAWDEX en Atlantique nord en automne 2016. Au cours de la campagne, la région d'ascendance et le flux de sortie de la WCB de la tempête Stalactite ont été observées par un radar Doppler aéroporté et des dropsondes. Ces observations sont reproduites par une simulation à convection explicite réalisée avec le modèle Méso-NH grâce à laquelle une analyse inédite combinant approches eulériennes et lagrangiennes a permis de caractériser la complexité des ascendances dans la WCB.

La région d'ascendance de la WCB est d'abord étudiée. Trois types d'ascendances convectives sont trouvés et se produisent de manière cohérente et organisée plutôt que sous forme de cellules isolées. Deux sont causés par la convection peu profonde liée à la dynamique du front froid et à celle d'un jet de basse couche. Le troisième est due à la convection à mi-niveau située sur le bord ouest de la WCB entre le jet de basse couche et le courant-jet d'altitude. C'est cette dernière qui alimente la branche anticyclonique de la WCB.

Le flux de sortie de la WCB et son alimentation par la convection à mi-niveau sont ensuite étudiés. Une simulation supplémentaire est réalisée pour laquelle les échanges de chaleur issus des processus nuageux sont coupés afin de mettre en avant leur impact sur la dynamique d'altitude. La simulation de référence montre que la convection à mi-niveau crée diabatiquement des dipôles horizontaux de PV dont le pôle orienté en direction du courant-jet atteint des valeurs négatives. Ces dipôles de PV sont ensuite advectés par la dynamique de grande échelle et persistent dans le temps. Des bandes allongées de PV négatif se retrouvent ainsi dans le flux de sortie de la WCB dix heures après. La comparaison des deux simulations montre que ces bandes de PV négatif renforcent le gradient horizontal de PV à la tropopause, accélérant localement le courant-jet.

Les résultats de la thèse montrent la complexité de la convection que l'on peut trouver dans une WCB. Ils suggèrent que la convection à mi-niveau impacte la dynamique d'altitude et que sa mauvaise représentation dans les modèles de grande échelle pourrait expliquer en partie les erreurs de prévision en aval.

Résumé vulgarisé

Les bandes transporteuses d'air chaud (WCB) sont des larges courants d'air chauds et humides s'élevant lentement dans les tempêtes extra-tropicales, où elles concentrent la majeure partie des nuages et des pluies. Les WCB sont reconnues comme une des sources d'erreurs dans les modèles de prévision du temps. Des observations uniques d'une WCB située au-dessus de l'Atlantique nord, obtenues lors d'une campagne de mesure en automne 2016, sont ici combinées à des simulations d'une résolution inaccessible aux modèles de prévision. Les résultats révèlent l'existence de trois types d'ascendances rapides organisées, contrairement à la vision classique des WCB. Les deux premiers restent dans les basses couches de l'atmosphère tandis que le troisième s'élève plus haut, accélère le vent en altitude et impacte la circulation de grande échelle. Mieux représenter les ascendances rapides dans les modèles pourrait permettre d'améliorer la prévision du temps.

Abstract

Warm air conveyor belts (WCB) are ascending air streams in mid-latitude storms. They transport warm and moist air from the tropics to the high latitudes and are the site of most cloud diabatic processes. These processes modify the upper-level dynamics by injecting negative potential vortex (PV) anomalies into the WCB outflow, which reinforce the waveguide governing the general circulation. Their representation is a source of forecast errors downstream, especially over Europe. While WCBs are predominantly considered as slow continuous slantwise ascents, recent studies have revealed the existence of fast convective ascents in WCBs whose impact on upper-level dynamics is still debated.

The reduction of forecast uncertainties motivated the NAWDEX field campaign over the North Atlantic in autumn 2016. During the campaign, the ascent region and the outflow of the WCB of the Stalactite cyclone were observed by an airborne Doppler radar and dropsondes. These observations are reproduced by a convection-permitting simulation carried out with the Meso-NH model, thanks to which a novel analysis combining Eulerian and Lagrangian approaches made it possible to characterize the complexity of the ascents in the WCB.

The WCB ascent region is first studied. Three types of convective ascents are found and occur in a coherent and organized manner rather than as isolated cells. Two are caused by shallow convection related to the dynamics of the cold front and that of a low level jet. The third is due to mid-level convection, located on the western edge of the WCB between the low-level jet and the upper jet stream. It is the latter that feeds the anticyclonic branch of the WCB.

The outflow of the WCB and its mid-level convection feed are then studied. An additional simulation is carried out for which the heat exchanges resulting from the cloud processes are cut off in order to highlight their impact on the upper-level dynamics. The reference simulation shows that the mid-level convection diabatically creates horizontal PV dipoles whose pole oriented towards the jet stream reaches negative values. These PV dipoles are then advected by the large-scale dynamics and persist over time. Thus, elongated bands of negative PV are found in the WCB outflow ten hours later. Comparing the two simulations shows that these negative PV bands reinforce the horizontal PV gradient at the tropopause, locally accelerating the jet stream.

The results of the thesis show the complexity of convection that can be found in a WCB. They suggest that mid-level convection impacts the altitude dynamics and that its misrepresentation in large-scale models could explain in part the forecast errors downstream.

Plain Language Summary

Warm Air Conveyor Belts (WCBs) are wide, warm, moist air currents that rise slowly in extra-tropical storms, where they concentrate most of the clouds and rain. WCBs are recognized as one of the sources of error in weather prediction models. Unique observations of a WCB located over the North Atlantic, obtained during a measurement campaign in automn 2016, are combined here with simulations of a resolution inaccessible to forecast models. The results reveal the existence of three types of organized rapid ascents, contrary to the classical view of WCBs. The first two remain in the lower layers of the atmosphere while the third rises higher, accelerating the wind aloft and impacting the large-scale circulation. A better representation of rapid ascents in the models could improve weather forecasting.

Table des matières

Introduction **1**

1 Les dépressions des latitudes tempérées **3**
1.1 Cycle de vie . . . 3
1.1.1 Cyclogenèse . . . 3
1.1.2 Processus de creusement . . . 5
1.1.3 Caractéristiques des dépressions en phase mature . . . 7
1.2 La bande transporteuse d'air chaud . . . 10
1.2.1 Généralités . . . 10
1.2.2 Processus diabatiques . . . 10
1.2.3 Ascendances convectives . . . 12
1.2.4 Impacts sur la dynamique . . . 14
1.3 Objectifs de la thèse . . . 18

2 Cas d'étude et outils numériques **19**
2.1 La campagne de mesure NAWDEX . . . 19
2.1.1 Présentation et objectifs . . . 19
2.1.2 Moyens d'observations . . . 21
2.1.3 Cas du 2 octobre 2016 . . . 23
2.2 Simulation et outils d'analyse . . . 28
2.2.1 Le modèle Méso-NH . . . 28
2.2.2 Trajectoires lagrangiennes . . . 31
2.2.3 Outil d'identification d'objets 3D . . . 33
2.2.4 Bilan eulérien . . . 35

3 Caractérisation des ascendances convectives dans une WCB **37**
3.1 Présentation de l'article . . . 37
3.2 *Organization of convective ascents in a warm conveyor belt* . . . 40

4 Impacts des processus nuageux sur la dynamique d'altitude **59**
4.1 Rôle des processus diabatiques dans la WCB . . . 59
4.2 Présentation de l'article . . . 61

4.3 *Mid-level convection in a warm conveyor belt accelerates the jet stream* . . 64

Conclusion **83**

Bibliographie **88**

Introduction

Les dépressions sont un élément clé du temps aux moyennes latitudes. Lorsqu'elles génèrent des rafales de vent dépassant $100\,\mathrm{km\,h^{-1}}$ en surface (critère de Météo-France), elles sont qualifiées de tempêtes. Celles-ci sont parmi les principaux événements extrêmes en Europe. Mieux les prévoir par les modèles de prévision numérique du temps est un véritable enjeu socio-économique. Les tempêtes affectant l'Europe de l'Ouest se forment le plus souvent en automne et en hiver au nord-est des côtes américaines et se développent ensuite au-dessus de l'océan Atlantique nord. Elles sont guidées d'ouest en est par la circulation générale à la tropopause, où des tubes de vent fort, les courants-jets, sont formés par la rencontre entre les masses d'air polaires et celles des tropiques. Cette circulation qui suit les fluctuations synoptiques du gradient méridien de tourbillon potentiel (PV) est nommée guide d'onde. Les régions de faible PV s'étendant jusque dans les hautes latitudes correspondent à des dorsales tandis que les régions de fort PV anormalement situées dans les basses latitudes sont associées à des thalwegs.

Les erreurs de prévision à grande échelle des événements météorologiques dans les modèles sont souvent liées à une mauvaise représentation du gradient de PV et du courant-jet le long du guide d'onde. Par exemple, une goutte froide formée par un thalweg mal représenté en amont peut donner lieu à des précipitation extrêmes dans les Alpes (Massacand *et al.*, 2001). Une dorsale sous-gonflée au-dessus de l'Atlantique nord peut perturber la prévision d'un anticyclone de surface en Europe de l'Est (Davies et Didone, 2013). Ces études ont suggéré que les erreurs de représentation du gradient horizontal de PV à la tropopause dans les modèles de prévision proviennent d'une mauvaise reproduction des processus diabatiques dans les tempêtes nord-atlantiques.

La majorité des processus diabatiques dans les tempêtes sont concentrés au sein de leur bande transporteuse d'air chaud (WCB). Ce courant d'air ascendant, pouvant atteindre plus de 3000 km de long, transporte l'air chaud et humide des basses latitudes jusque dans les hautes latitudes. En s'élevant, l'air se condense et forme des nuages épais ainsi que de fortes précipitations. Le dégagement de chaleur latente produit lors des ascendances lentes de grande échelle modifie la structure du PV dans toute la troposphère Plus précisément, une destruction (production) diabatique de PV au-dessus (au-dessous) du niveau où le chauffage est maximal crée des anomalies négatives (positives) de PV dans les hautes (basses) couches troposphériques. Des dipôles verticaux de PV sont ainsi formés dans

les WCB et peuvent renforcer les gradients horizontaux de PV dans les hautes (basses) couches et donc la circulation anticyclonique (cyclonique) de grande échelle.

La plupart des études de WCB ont utilisé des simulations à partir de modèles de grande échelle dans lesquels la finesse des processus nuageux et de la convection est grossièrement représentée. Des travaux plus récents, basés sur des simulations avec une résolution plus fine, ont remis en question la vision classique des WCB. Ils ont révélé l'existence de mouvements convectifs, immergés dans le lent flux ascendant des WCB. L'un d'eux a montré que des dipôles de PV horizontaux locaux se créent systématiquement autour d'ascendances convectives, avec un pôle atteignant des valeurs négatives de PV. Ces valeurs négatives de PV peuvent persister une dizaine d'heures, être advectées par le flux de grande échelle et fusionner pour former des bandes allongées de PV négatif sur le flanc est du courant-jet. Ces bandes renforcent le gradient horizontal de PV et sont capables d'accélérer localement le courant-jet. De telles structures de PV négatif ont été restituées à proximité du courant-jet à partir d'observations à méso-échelle.

La présence de convection dans les WCB et son impact sur la dynamique de grande échelle sont l'une des questions au cœur de la campagne de mesure NAWDEX (*North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment*, Schäfler *et al.*, 2018). Celle-ci s'est déroulée en automne 2016 au-dessus de l'Atlantique nord et a fourni des observations uniques de la structure interne de la bande transporteuse d'air chaud associée à la tempête Stalactite du 2 octobre 2016. Un intérêt particulier de la tempête Stalactite est sa contribution au maintien d'un régime de blocage anticyclonique installé au-dessus de l'Europe. Cette thèse s'appuie sur les observations radar du Falcon 20 du SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement) pour caractériser toute la complexité des ascendances au sein de sa WCB et examiner leur impact sur la circulation de grande échelle.

Le manuscrit est structuré comme suit. Le chapitre 1 présente l'état de l'art sur les dépressions, les bandes transporteuses d'air chaud, les processus diabatiques en leur sein et leurs influences sur la dynamique de grande échelle. Le chapitre 2 décrit le contexte dans lequel le cas d'étude s'inscrit, les moyens d'observation ainsi que les outils numériques utilisés au cours de la thèse. Le chapitre 3 analyse les ascendances dans la WCB de la tempête Stalactite et discute de l'importance de la convection identifiée sur la circulation en altitude. Le chapitre 4 établit un lien entre la convection dans la WCB de la tempête Stalactite et l'accélération du courant-jet en aval. Le chapitre 5 conclut le manuscrit.

Chapitre 1

Les dépressions des latitudes tempérées

1.1 Cycle de vie

1.1.1 Cyclogenèse

Les dépressions des latitudes tempérées (entre 30°–70° N) ont été l'objet d'études scientifiques dès le début le milieu du 19ème siècle, donnant naissance aux premières théories quant à leur formation et leur développement (e.g., Espy, 1841; Helmholtz, 1888). La multiplication des observations au sol et l'avènement des ballons-sondes à la fin du 19ème siècle ont conduit à la notion de « front » pour décrire les dépressions à grande échelle. Pour autant, ce n'est qu'après la première guerre mondiale que le premier schéma conceptuel a été proposé par l'école de météorologie de Bergen (Norvège). Ce dernier, également appelé « modèle norvégien », décrit le cycle de vie d'une dépression des latitudes tempérées suivant quatre phases (Fig. 1.1a).

La première phase (I) correspond à l'apparition d'un cœur dépressionnaire (L) dans les basses couches de la troposphère le long d'une zone frontale, qui délimite la frontière entre deux masses d'air aux caractéristiques (température, humidité, vent) distinctes. La circulation engendrée par le cœur dépressionnaire pousse l'air froid vers l'équateur et l'air chaud vers le pôle Nord, créant ainsi un front froid et un front chaud respectivement au sud-ouest et au nord-est du cœur dépressionnaire. Le front froid s'étire vers le sud et est advecté vers l'est au fur et à mesure que la dépression se creuse tandis que le front chaud, moins étendu, stationne à l'est du cœur dépressionnaire (II). Le front froid se déplaçant plus rapidement que le front chaud, il rattrape ce dernier (III) tout en réduisant la région occupée par le secteur chaud. L'air chaud du secteur chaud, peu à peu chassé de la surface, s'élève alors au-dessus du front froid et forme ainsi une occlusion (IV).

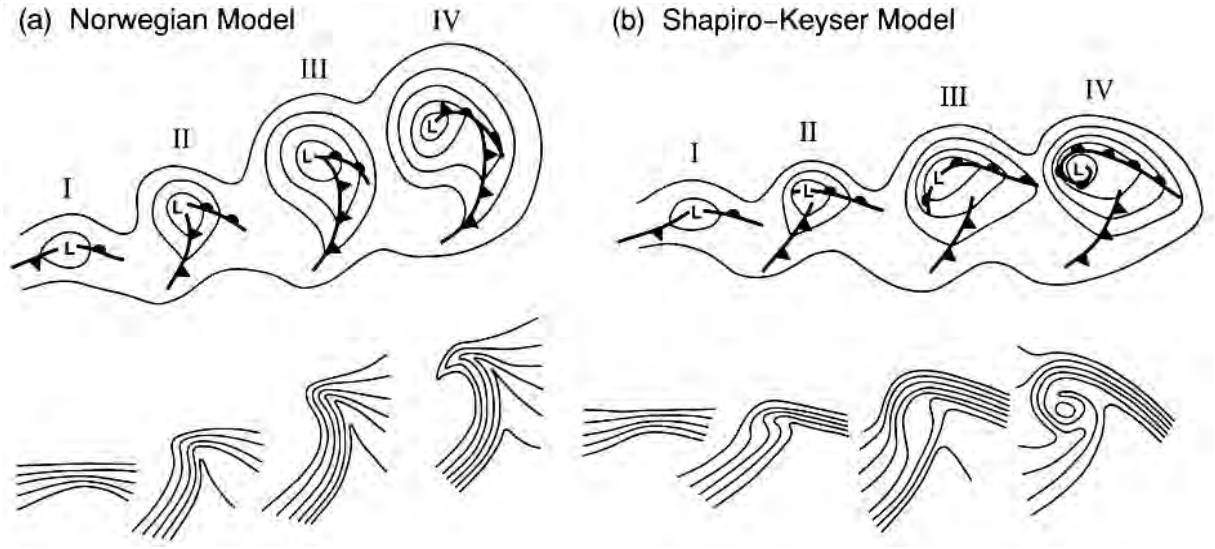


FIGURE 1.1 – Schémas conceptuels, tirés de Schultz *et al.* (1998), décrivant les différentes phases d'évolution (I, II, III et IV) d'une dépression des latitudes tempérées selon (a) le modèle norvégien et (b) le modèle de Shapiro-Keyser. Les contours noirs en haut et en bas représentent respectivement la hauteur du géopotentiel à 850 hPa et la température potentielle à 850 hPa. En haut, le minimum dépressionnaire est indiqué par la lettre L et les fronts par la nomenclature conventionnelle de l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM).

L'évolution des moyens d'observation au cours du 20ème siècle ont poussé Shapiro et Keyser (1990) à proposer un nouveau modèle de cycle de vie des dépressions, de quatre phases aussi, à partir d'observations et de simulations (Fig. 1.1b). La phase I est identique à celle décrite par le modèle norvégien. Ce n'est plus le cas à partir de la phase II, pour laquelle le front froid commence à se séparer du front chaud au niveau du cœur dépressionnaire. Le front froid se déplace alors vers l'est perpendiculairement au front chaud qui lui aussi s'étire. La phase III, couramment appelée « structure en T » en raison du positionnement des deux fronts l'un par rapport à l'autre, correspond au moment où le cœur dépressionnaire bascule derrière le front froid. L'air chaud en surface s'enroule alors autour du cœur dépressionnaire par le nord-ouest où il finit par être totalement isolé en altitude (IV). Cette configuration météorologique particulière est nommée « séclusion ».

Synthétisant les théories et les observations de l'époque, les modèles conceptuels de l'école norvégienne et de Shapiro-Keyser décrivent la naissance et l'évolution des dépressions des latitudes tempérées à travers une approche eulérienne des fronts en surface. Ces deux modèles sont complémentaires et restent toujours d'actualité pour suivre l'évolution de la structure des dépressions en surface. Wernli *et al.* (1998) ont montré à travers des simulations que les dépressions naissant dans des environnements dont le cisaillement horizontal est faible ont tendance à suivre le modèle de Shapiro-Keyser.

1.1.2 Processus de creusement

La cyclogenèse et le creusement des dépressions des latitudes tempérées sont en réalité plus complexes que la description des fronts dans les basses couches donnée par les modèles conceptuels. La nécessité de prendre en compte le rôle de la dynamique d'altitude est aujourd'hui bien établie. Aux latitudes tempérées, la dynamique est régie par le gradient méridien de température entre l'équateur et les pôles. Les régions avec un fort contraste de température sont appelées « régions baroclines ». Issu des variations de l'ensoleillement de la Terre, le gradient de température est maximal au-dessus des latitudes tempérées au niveau de la tropopause (typiquement entre 8 et 10 km d'altitude). Il s'y forme une circulation orientée d'ouest en est en raison de la rotation terrestre. Cette circulation atmosphérique, appelée courant-jet d'altitude (*jet stream* en anglais), suit donc les fluctuations de température à l'échelle synoptique et est large d'une centaine de kilomètres pour quelques kilomètre d'épaisseur. Dans l'hémisphère Nord, le courant-jet d'altitude est renforcé en période hivernale lorsque les masses d'air polaires très froides rencontrent l'air encore chaud des tropiques. Des vitesses de vent supérieures à $300\,\mathrm{km\,h^{-1}}$ sont couramment mesurées par les avions de ligne volant à ces altitudes.

La circulation d'altitude joue alors un rôle primordial dans la cyclogenèse et le creusement des dépressions des latitudes tempérées. Le cisaillement de vent horizontal lié à la présence du courant-jet d'altitude et à sa courbure correspond à des anomalies de tourbillon en altitude. Dans certains cas, ces anomalies de tourbillon d'altitude peuvent être des précurseurs à une cyclogenèse en basse couche (Petterssen et Smebye, 1971). Une anomalie positive de tourbillon d'altitude dans l'hémisphère nord possède une rotation cyclonique (cercle fléché bleu sur Fig. 1.2). Celle-ci induit sur son flanc est des vents de sud en surface (flèche rouge en bas à droite sur Fig. 1.2). Si ces derniers se situent dans une région barocline, ils créent alors un noyau dépressionnaire en surface (phase I d'après Fig. 1.1) et donc une anomalie de tourbillon positive en basses couches (cercle fléché rouge sur Fig. 1.2). Les vents de nord sur son flanc ouest advectent près du centre de l'anomalie de tourbillon d'altitude de fortes valeurs positives de tourbillon potentiel, issues des régions polaires (se référer à la sous section 1.2.2). L'anomalie positive de tourbillon d'altitude est ainsi renforcée, tout comme l'abaissement de la hauteur de la tropopause en son centre (surface bleu marine sur Fig. 1.2). Gray et Dacre (2006) ont montré à partir d'une étude climatologique sur près de 700 dépressions que la cyclogenèse de celles se développant à l'est des côtes des États-Unis était liée en grande majorité à une anomalie positive (cyclonique) de tourbillon en altitude.

Ce renforcement mutuel entre les deux anomalies de tourbillon est appelé « interaction barocline ». Celle-ci est favorisée en présence d'un courant-jet d'altitude intense et lorsque l'anomalie de tourbillon d'altitude se situe en amont de l'anomalie de tourbillon de basse couche, comme le décalage montré sur Fig. 1.2 (pente tiretée noire). Dans cette configuration, l'interaction barocline provoque un creusement rapide des dépressions. Le creusement

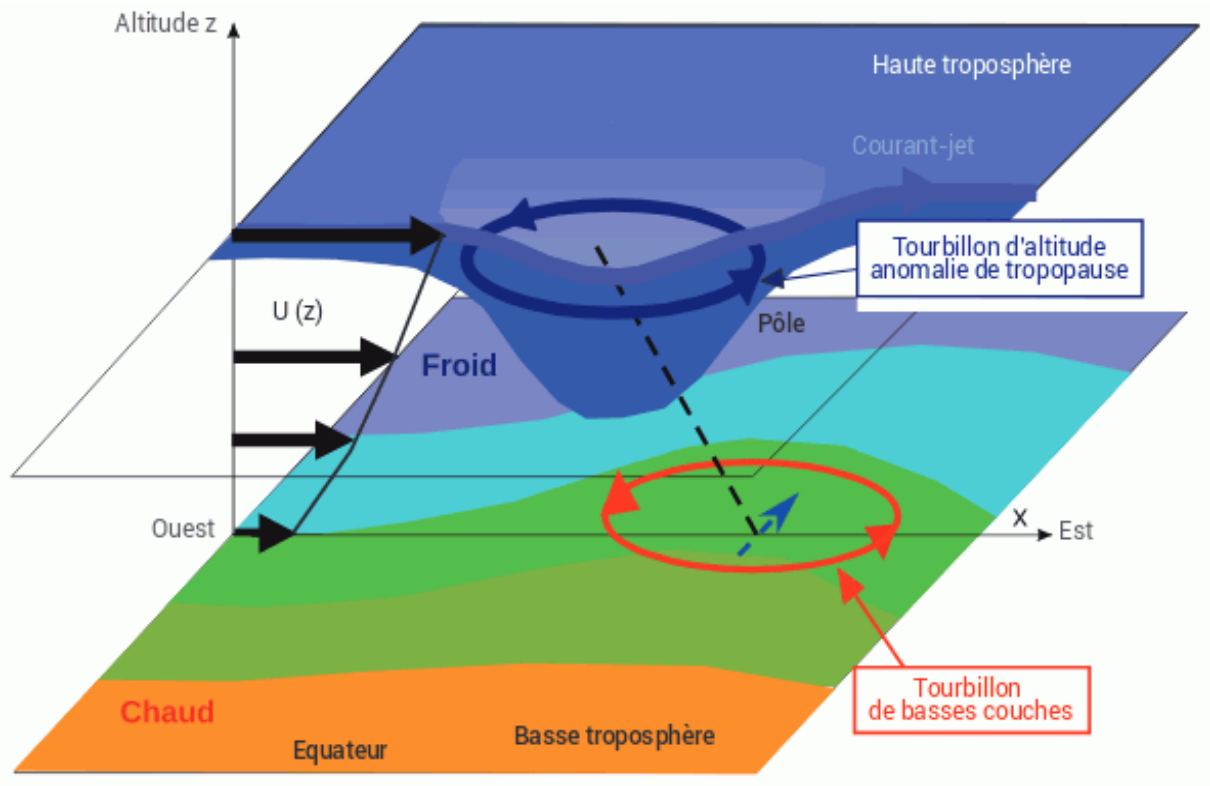


FIGURE 1.2 – Schéma, tiré de Rivière et Arbogast (2018), décrivant l'interaction barocline entre une anomalie positive de tourbillon en haute troposphère (cercle fléché bleu) et une anomalie positive de tourbillon en basse troposphère (cercle fléché rouge). Celles-ci se situent dans un environnement où le vent zonal $U(z)$ est cisaillé sur la verticale (flèches noires). Le décalage longitudinal entre les deux anomalies de tourbillon est symbolisé par le trait tireté noir. La petite flèche tiretée bleue en surface indique la direction du déplacement de l'anomalie de surface. La plage de couleurs en surface marque la présence du gradient méridien de température. La surface bleue marine en altitude représente la tropopause. L'orientation du courant-jet d'altitude est représentée par la flèche en bleu bleuet.

est dit « explosif » si la pression au cœur de la dépression chute d'au moins 24 hPa en 24 h, comme ce fut le cas lors du creusement de la tempête Lothar fin décembre 1999. De telles dépressions sont qualifiées de « bombes météorologiques » (Sanders et Gyakum, 1980). L'interaction barocline explique donc en partie la naissance et le creusement des dépressions des latitudes tempérées. L'intensification des dépressions peut aussi s'expliquer à travers le dégagement de chaleur en son sein (e.g., Pomroy et Thorpe, 2000), comme détaillé dans la sous-section 1.2.4. Deveson *et al.* (2002) ont montré toute la complexité du rôle du courant-jet d'altitude et des divers processus dynamiques et diabatiques (cf. 1.2.2) lors de la cyclogenèse et de l'intensification des dépressions. Si des rafales de vent en leur sein sont mesurées à plus de $100\,\mathrm{km\,h^{-1}}$, les dépressions sont qualifiées alors de « tempêtes » selon le critère employé par Météo-France.

1.1.3 Caractéristiques des dépressions en phase mature

Les dépressions des latitudes tempérées sont en phase mature lorsque leur creusement prend fin. Cet instant correspond typiquement aux phases IV des modèles conceptuels. Le développement des outils numériques a permis de suivre avec précision la trajectoire du centre des dépressions et de décrire leur structure d'un point de vue lagrangien (Carlson, 1980; Browning, 1994). Cette approche lagrangienne a mis en évidence trois courants d'air cohérents dominant la dynamique associée à la dépression : la bande transporteuse d'air chaud, la bande transporteuse d'air froid et l'intrusion sèche.

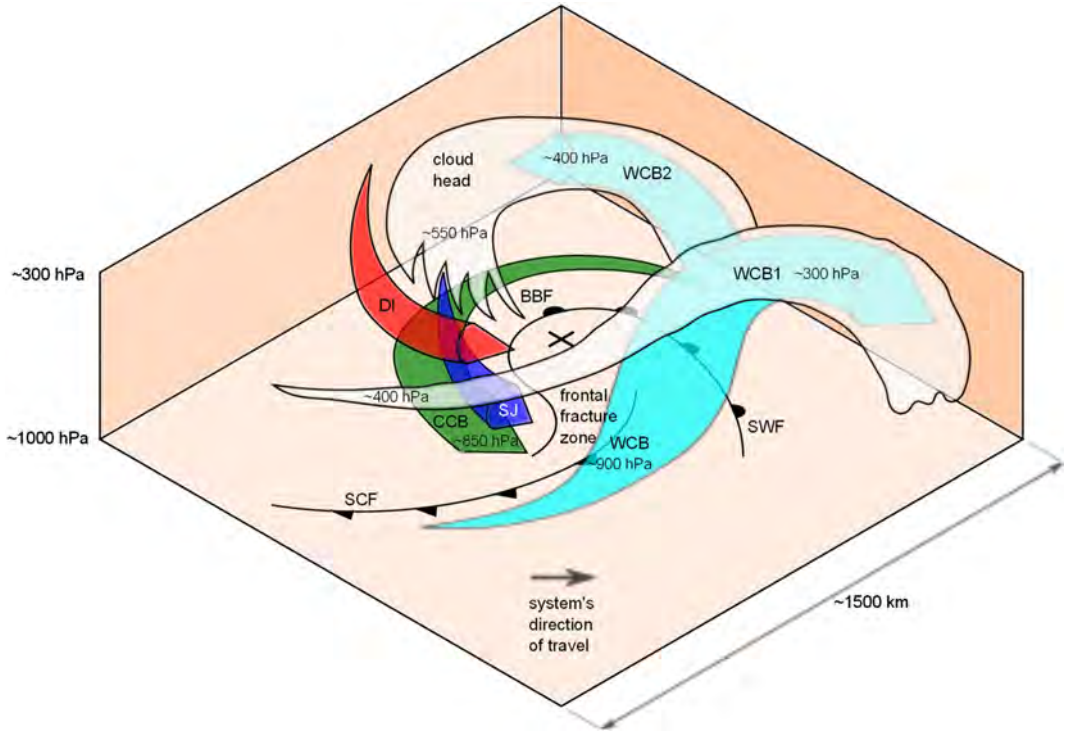


FIGURE 1.3 – Les courants d'air composant la dépression sont schématisés selon Martínez-Alvarado *et al.* (2014a) : en bleu clair la branche anticyclonique (WCB1) et cyclonique (WCB2) de la bande transporteuse d'air chaud (WCB), en vert la bande transporteuse d'air froid (CCB), en rouge l'intrusion sèche (DI) et en bleu foncé le courant jet d'occlusion (SJ). Les bandes blanches indiquent l'emplacement des sommets nuageux et les lignes noires celui du front froid (SCF), chaud (SWF) et occlus (BBF) autour du centre dépressionnaire (croix noire).

La bande transporteuse d'air chaud (WCB pour *Warm Conveyor Belt* en anglais) est située à l'est du centre dépressionnaire devant le front froid (en bleu clair sur Fig. 1.3). Elle transporte l'air chaud et humide des basses latitudes jusqu'aux plus hautes latitudes. Lors de ce transport, l'air subtropical s'élève en altitude depuis les basses couches de la troposphère (∼900 hPa) jusqu'au niveau de la tropopause (∼300 hPa ; e.g., Madonna *et al.*, 2014). En se condensant, l'air soulevé forme une bande nuageuse large (Browning, 1971; Harrold, 1973) sous laquelle peuvent apparaître des vents forts et cohérents, appelés « courants-jets de basse couche » (Browning et Pardoe, 1973), ainsi que d'intenses précipitations (e.g., Browning, 1999; Pfahl *et al.*, 2014). Deux branches se constituent dans le flux de sortie de la WCB suivant la dynamique en haute troposphère (en blanc sur Fig. 1.3). La première branche, située dans les plus hautes couches (Martínez-Alvarado *et al.*, 2014b), est contrainte de suivre le flux anticyclonique du courant-jet d'altitude. Elle peut s'étirer sur près de 3000 km et est facilement reconnaissable sur les images satellites dans les canaux associés au visible et à l'infrarouge (WCB1 sur Fig. 1.4). La deuxième branche de la WCB s'enroule cycloniquement autour du centre dépressionnaire (WCB2 sur Fig. 1.4).

La bande transporteuse d'air froid (CCB pour *Cold Conveyor Belt* en anglais) est un courant d'est situé le long du flanc nord du front chaud (en vert sur Fig. 1.3). Relativement stable en altitude par rapport à la WCB, la CCB transporte de l'air froid en basse troposphère (∼850 hPa). Dans le cas d'une dépression très creusée, cet air froid s'enroule autour du centre dépressionnaire en longeant le front occlus (Carlson, 1980). La CCB s'aligne alors avec les vents cycloniques et les renforce, notamment dans le cadran sud du centre dépressionnaire.

L'intrusion sèche (DI pour *Dry Intrusion* en anglais) est un courant d'air sec originaire de la haute troposphère située à l'avant de la tête nuageuse, au sud-ouest du centre de la dépression (en rouge sur Fig. 1.3). La DI plonge jusque dans les moyennes couches de la troposphère (∼700 hPa) en suivant le flux cyclonique de grande échelle (Browning, 1997; Raveh-Rubin, 2017). Elle crée ainsi une région libre de nuage au-dessus du secteur froid, aussi appelée « ciel de traîne », très distincte sur les images satellites (zone noircie située entre la tête nuageuse et la WCB sur Fig. 1.4). Des nuages bas de type cumulus ainsi que des rafales de vent peuvent se former en-dessous de l'intrusion sèche par instabilité convective (Raveh-Rubin, 2017).

Dans certaines tempêtes intenses de type Shapiro-Keyser, un courant jet d'occlusion (SJ pour *Sting Jet* en anglais ; en bleu foncé sur Fig. 1.3) peut se former depuis la moyenne troposphère et rejoindre les vents forts qui accompagnent le front occlus. Il s'y crée alors des rafales pouvant dépasser les $40\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ (e.g., Browning, 2004; Smart et Browning, 2014).

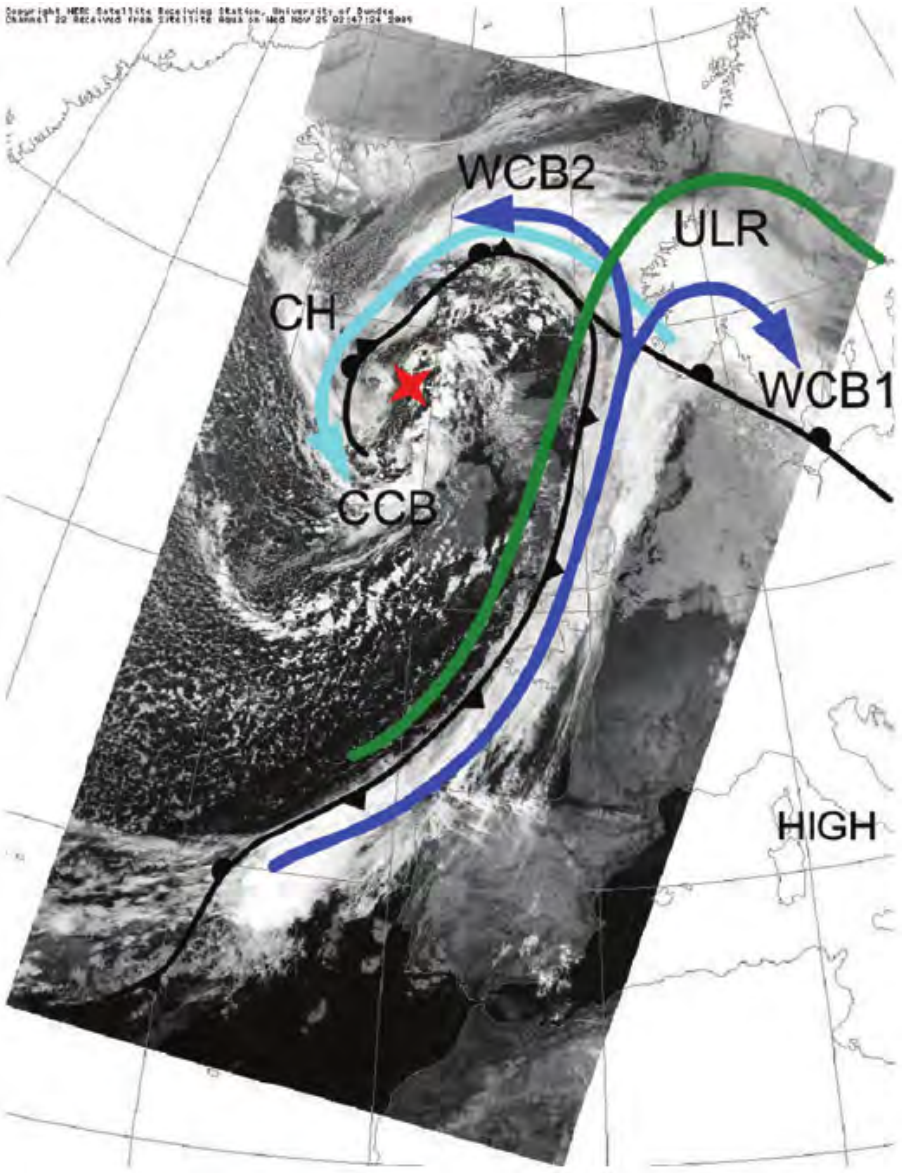


FIGURE 1.4 – Identification des courants d'air cohérents au sein d'une dépression des latitudes tempérées, tirée de Martínez-Alvarado *et al.* (2014b), à partir de l'image prise par l'instrument MODIS (*MODerate-resolution Imaging Spectroradiometer*) dans l'infrarouge le 25 novembre 2009 à 0247 UTC. L'image satellite provient du site internet `http://www.sat.dundee.ac.uk/`. Le positionnement des fronts (lignes noires), du centre dépressionnaire (croix rouge) et d'un centre de hautes pressions (HIGH) s'est effectué en fonction de l'analyse du centre national britannique de météorologie du 25 novembre 2009 à 00 UTC. Les flèches en turquoise et bleu foncé représentent respectivement la CCB ainsi que la branche anticyclonique (WCB1) et cyclonique (WCB2) de la WCB. La ligne verte indique approximativement l'emplacement de la dorsale en altitude (ULR). La tête nuageuse de la dépression est symbolisée par les lettres CH.

.

1.2 La bande transporteuse d'air chaud

1.2.1 Généralités

Comme décrit précédemment, les bandes transporteuses d'air chaud sont des régions nuageuses étendues à l'est du centre dépressionnaire des dépressions des latitudes tempérées. Elles constituent en des courants d'air cohérents de 1 à 2 km d'épaisseur s'élevant depuis les basses couches situées à l'avant du front froid de surface associé aux dépressions (Harrold, 1973). Ces courants d'air subissent typiquement une élévation d'environ 600 hPa en 48 h (Wernli et Davies, 1997) sans toutefois dépasser le seuil des 50 hPa h^{-1} (Browning, 1986). L'étude sur plus de trois décennies des WCB a montré que leur formation est plus fréquente en hiver qu'en été, notamment à l'ouest des bassins océaniques entre 25° et 50° de latitude (Madonna *et al.*, 2014). Ces régions correspondent aux principales sources d'humidité en basse couche, nécessaires à la formation des WCB (Pfahl *et al.*, 2014). Les bandes transporteuses d'air chaud font l'objet d'une attention particulière car elles concentrent en leur sein de nombreux processus diabatiques à l'origine de précipitations et de vents localement intenses, comme détaillé par la suite.

1.2.2 Processus diabatiques

Les processus diabatiques réunissent l'ensemble des processus physiques au cours desquels un échange de chaleur s'effectue entre le volume de fluide dans lequel ils se déroulent (ici l'air) et l'environnement extérieur. Dans le cas des cyclones extra-tropicaux, les processus diabatiques principalement étudiés sont les divers changements de phase de l'eau, les effets radiatifs des nuages et les flux entre l'océan et l'atmosphère.

Dans les WCB, les processus diabatiques dominants sont le dégagement de chaleur issu de la condensation et de la déposition de vapeur d'eau se produisant lors des ascendances lentes de grande échelle (e.g., Joos et Wernli, 2012; Chagnon *et al.*, 2013; Martínez-Alvarado *et al.*, 2014b). C'est ce que montrent Joos et Wernli (2012) par exemple, grâce à des bilans lagrangiens effectués le long d'un ensemble de trajectoires identifiées comme appartenant à la WCB de leur cas d'étude. Les processus de condensation et d'évaporation prédominent dans les basses couches jusqu'à environ 650 hPa, produisant un pic de chauffage de 2 K h^{-1} vers 800 hPa (courbe violette dans Fig. 1.5a). Un second pic de chauffage résultant de la production de neige par déposition a lieu dans les plus hautes couches, vers 550 hPa (courbe rouge dans Fig. 1.5a). Le premier et le second pics de chauffage coïncident respectivement avec les contenus maximaux en eau liquide et en glace identifiés dans l'approche climatologique de Madonna *et al.* (2014). Cette étude montre que les trajectoires des WCB subissent généralement un chauffage dépassant les 20 K durant leur ascendance.

Le dégagement de chaleur dû aux processus diabatiques peut modifier localement la dynamique associée à la WCB. Ces modifications sont couramment étudiées par l'intermédiaire d'une grandeur appelée « tourbillon potentiel » (*Potential Vorticity* en anglais,

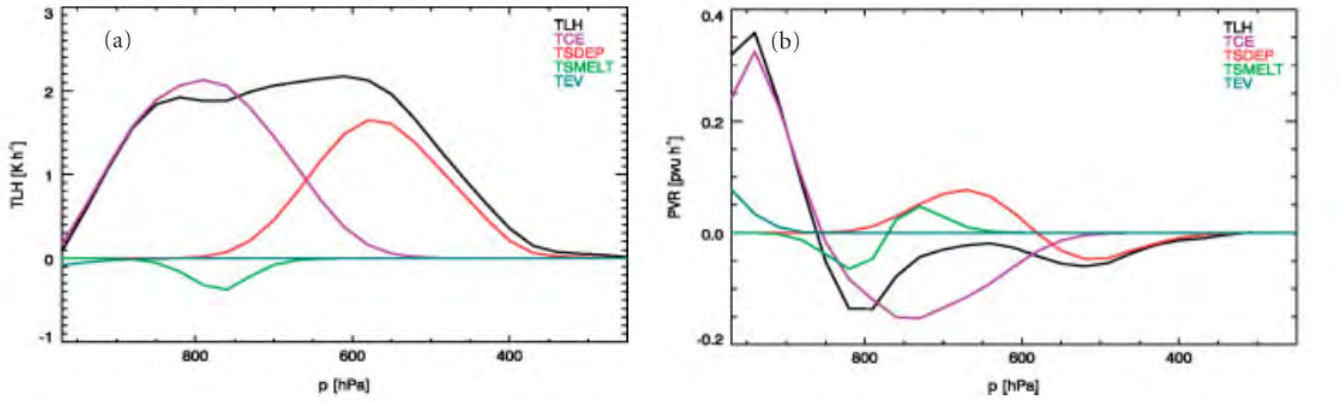


FIGURE 1.5 – Évolution de la moyenne des taux (a) de chauffage et (b) de tourbillon potentiel créés diabatiquement le long de toutes les trajectoires de la WCB étudiée par Joos et Wernli (2012). Les lignes violettes, rouges, vertes, bleues et noires représentent respectivement les diverses contributions des processus de condensation et d'évaporation (TCE), de formation de neige par déposition (TSDEP), de fonte de la neige (TSMELT), d'évaporation de la pluie (TEV) et de l'ensemble des processus (TLH).

ci-après nommée PV). Le PV est une grandeur propre à la dynamique des fluides, qui se conserve en l'absence de processus diabatiques et de mouvements de friction. Lorsqu'une colonne de fluide comprise entre deux surfaces isentropes se déplace en latitude, celle-ci subit un étirement ou une réduction de sa hauteur ainsi qu'une rotation sur elle-même. C'est la valeur de cette rotation que traduit le tourbillon potentiel. Le PV permet donc de décrire à la fois les propriétés thermiques et dynamiques d'un fluide et s'écrit :

$$PV = \frac{1}{\rho}\vec{\zeta_a} \cdot \nabla\theta \tag{1.1}$$

avec ρ la densité du fluide, θ la température potentielle et $\vec{\zeta_a}$ le tourbillon absolu tel que :

$$\vec{\zeta_a} = \vec{\zeta} + 2\vec{\Omega} = \nabla \times \vec{u} + 2\vec{\Omega} \tag{1.2}$$

où $\vec{\zeta}$ représente le tourbillon relatif, $\vec{u} = (u, v, w)$ les trois composantes du vent et $\vec{\Omega}$ la vitesse angulaire de rotation de la Terre. Le PV s'exprime en $\mathrm{m^2\,K\,s^{-1}kg^{-1}}$ tel que $10^{-6}\,\mathrm{m^2\,K\,s^{-1}kg^{-1}}$=1 PVU, l'unité traditionnelle du PV.

Hoskins *et al.* (1985) ont montré que le dégagement de chaleur et le refroidissement induits par les processus diabatiques dans l'atmosphère, $\dot{\theta} = \partial\theta/\partial t$, font varier le PV en suivant la relation :

$$\frac{D\,PV}{D\,t} \approx \frac{1}{\rho}\,\zeta_k \cdot \frac{\partial\,\dot{\theta}}{\partial\,z} \tag{1.3}$$

où $\zeta_k = f + \zeta$ est la composante verticale du tourbillon absolu avec $f = 2\Omega\,\sin(\phi)$ le

paramètre de Coriolis à la latitude ϕ.

L'équation 1.3 indique qu'il y a d'une part, production diabatique de PV dans les régions situées en-dessous du niveau maximum de chauffage, et d'autre part, destruction de PV dans celles situées au-dessus. Les termes de production et de destruction de PV sont inversés dans le cas d'un refroidissement. Joos et Wernli (2012) retrouvent ces tendances dans une WCB (Fig. 1.5b). Une augmentation du PV a lieu le long des trajectoires situées en-dessous des deux maxima de chauffage dans la troposphère, suivie d'une diminution du PV une fois les trajectoires passées au-dessus (courbes en violet et en rouge dans Fig. 1.5b). Des anomalies positives de PV sont ainsi produites sous les zones de chauffage maximal et des anomalies négatives de PV au-dessus de celles-ci, avec des valeurs de PV toujours positives. Les processus nuageux au sein des WCB sont donc connus pour générer diabatiquement des dipôles verticaux de PV de part et d'autre des régions de chauffage maximal, majoritairement localisées en moyenne troposphère (e.g., Wernli et Davies, 1997; Joos et Wernli, 2012; Madonna *et al.*, 2014). Ces dipôles sont ensuite advectés verticalement par les ascendances. Il a été démontré que le bilan net de PV le long des trajectoires de la WCB est nul (Methven, 2015). Cependant, les faibles valeurs de PV transportées depuis les basses couches dans la haute troposphère créent une anomalie négative par rapport à leur environnement à fortes valeurs de PV (e.g., Grams *et al.*, 2013).

1.2.3 Ascendances convectives

Les WCB ont longtemps été considérées comme de lents courants d'air cohérents d'échelle synoptique s'élevant obliquement au-dessus du secteur chaud associé aux dépressions des latitudes tempérées. Cette vision classique est cependant remise en question au début des années 1990 par Neiman *et al.* (1993). Ces auteurs soupçonnent la présence d'ascendances convectives au sein des WCB à partir d'observations in-situ. Des études récentes, exploitant des simulations pour lesquelles la convection est représentée explicitement, ont suggéré l'existence d'ascendances de méso-échelle s'élevant à plus de $50\,\mathrm{hPa\,h^{-1}}$ au sein des WCB et le long des fronts froids de surface associés (e.g., Martínez-Alvarado *et al.*, 2014b; Rasp *et al.*, 2016; Oertel *et al.*, 2019).

Oertel *et al.* (2019) ont montré que ces ascendances rapides peuvent être le produit d'une intense activité convective dans les WCB. Le dégagement de chaleur qui en résulte, plus important au cœur des ascendances convectives qu'au sein des ascendances lentes de grande échelle, crée des anomalies de PV sous la forme de dipôles horizontaux de méso-échelle centrés autour de l'ascendance convective (Oertel *et al.*, 2020). En effet, la modification du PV à l'échelle synoptique est dominée par le gradient vertical du chauffage diabatique au cours des ascendances obliques de la WCB (e.g., Wernli et Davies, 1997). Ce n'est plus le cas lors d'ascendances isolées de méso-échelle où la contribution du gradient horizontal du chauffage diabatique sur le profil du PV dans l'atmosphère n'est plus négligeable, comme pour des situations orageuses en Allemagne (Weijenborg *et al.*,

2015, 2017). L'équation 1.3 devient alors :

$$\frac{D\,PV}{D\,t} = \frac{1}{\rho}\left[(f+\zeta)\,\frac{\partial \dot{\theta}}{\partial\, z} + \vec{\zeta_h}\cdot\nabla_h\dot{\theta}\right] \tag{1.4}$$

avec $\vec{\zeta_h}$ le vecteur de tourbillon horizontal et $\nabla_h\dot{\theta}$ le gradient horizontal du chauffage diabatique.

Harvey *et al.* (2020) ont montré que les dipôles de PV formés peuvent atteindre de fortes valeurs positives de PV ainsi que des valeurs négatives de PV uniquement si un chauffage diabatique intense s'effectue dans un environnement cisaillé verticalement. L'équation 1.4 indique que les dipôles de PV sont alignés avec le vecteur du tourbillon horizontal $\vec{\zeta_h}$. Oertel *et al.* (2020) ont illustré ce mécanisme à l'aide d'un schéma conceptuel (Fig. 1.6). Le pôle positif est situé à droite de la direction du vent thermique puisque $\vec{\zeta_h}$ (ω_h dans Fig. 1.6) et $\nabla_h\dot{\theta}$ sont parallèles et pointent dans la même direction. Le pôle négatif se situe donc à gauche de la direction du vent thermique.

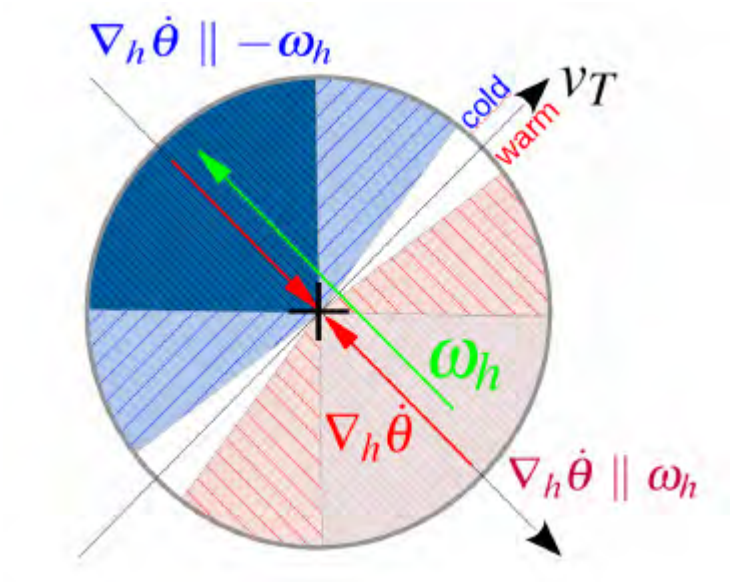


FIGURE 1.6 – Schéma conceptuel, tiré de Oertel *et al.* (2020), décrivant la modification du PV par une ascendance convective (signe +) dans un environnement cisaillé sur la verticale. Le vecteur du vent thermique et du tourbillon horizontal sont représentés respectivement par les sigles v_T (en noir) et ω_h (en vert). Le gradient horizontal du chauffage diabatique correspond aux flèches rouges pointant vers le centre de l'ascendance. Les régions où il y a destruction (production) de PV sont indiquées en hachures bleues (rouges). La densité des hachures schématisent le taux de production ou de destruction diabatique de PV (plus élevé dans les régions avec une densité de hachures plus importante).

1.2.4 Impacts sur la dynamique

Il est désormais connu que le dégagement de chaleur dû à la condensation et à la déposition de vapeur d'eau lors des lentes ascendances obliques de grande échelle modifie la structure du PV dans toute la troposphère au sein de la WCB (cf. sous-section 1.2.2). L'étude climatologique menée par Madonna *et al.* (2014) sur le profil moyen de PV au sein des WCB dans l'Atlantique nord en période hivernale confirme que les anomalies négatives de PV créées au-dessus de la région de chauffage maximal renforcent la circulation anticyclonique en haute couche. Les anomalies positives de PV créées sous la région de chauffage maximal renforcent quant à elles la circulation cyclonique en basse couche.

Schemm et Wernli (2014), entre autres, sont allés plus loin dans l'interprétation des interactions entre les dipôles verticaux de PV créés diabatiquement au sein des WCB et la dynamique des dépressions des latitudes tempérées. Leur étude d'une simulation idéalisée d'une dépression montre que des anomalies positives de PV (signe + rouge sous la région de chauffage maximal en rouge dans Fig. 1.7) sont capturées par la CCB (flèche bleue dans Fig. 1.7) lors du croisement avec la WCB (flèche verte dans Fig. 1.7) puis advectées jusqu'au centre de la dépression, participant ainsi au creusement de cette dernière. Les anomalies négatives de PV (signe − bleu au-dessus de la région de chauffage maximal en rouge dans Fig. 1.7) renforcent la circulation anticyclonique en altitude, en sortie de WCB. Cela a pour effet d'accentuer les vents du courant-jet d'altitude (flèches jaunes dans Fig. 1.7) et de gonfler ainsi la dorsale en aval. Ce mécanisme a été trouvé pour d'autres dépressions (e.g., Pomroy et Thorpe, 2000; Grams *et al.*, 2011; Chagnon *et al.*, 2013).

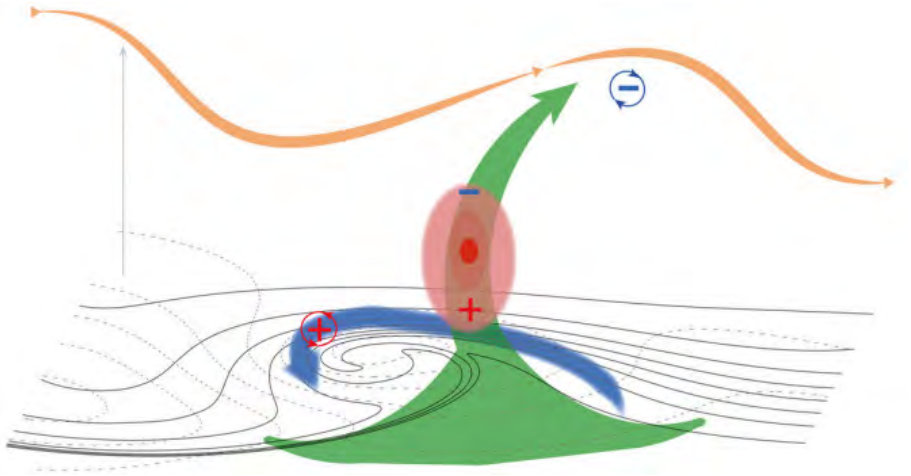


FIGURE 1.7 – Modèle conceptuel tiré de Schemm et Wernli (2014) représentant les interactions entre la WCB (en vert), la CCB (en bleu) et le courant jet d'altitude (flèches jaunes). Les tendances diabatiques de PV induites par la zone de chauffage maximal (zone rouge) sont représentées par les signes + (production de PV) et − (destruction de PV). Les anomalies de circulation issues de ce chauffage sont représentées par les signes + (anomalie cyclonique) et − (anomalie anticyclonique) entourés. Les lignes grises en trait plein représentent les surfaces isentropes et celles en pointillé les surface isobares au niveau de la mer.

Oertel *et al.* (2020) ont récemment montré que les dipôles horizontaux de PV de méso-échelle, issus d'ascendances convectives au sein de la WCB, peuvent aussi avoir un impact sur la circulation de grande échelle en sortie de WCB. Selon les auteurs, ces dipôles horizontaux de PV persistent pendant une dizaine d'heures après leur formation (contours bleus et oranges sur Fig. 1.8a) et s'agrègent pour former des dipôles plus étendus en aval (Fig. 1.8d). Ceux localisés au niveau de la tropopause y altèrent le gradient horizontal de PV, allant même jusqu'à accélérer localement le courant jet d'altitude (région en jaune et vert dans Fig. 1.8) en sortie de WCB. Harvey *et al.* (2020) sont quant à eux parvenus à reconstituer des régions de PV négatif sur le flanc est du courant-jet d'altitude à partir d'observations directes d'une dorsale. Ils ont également suggéré à travers un développement théorique que les dipôles de PV horizontaux se produisent dans des régions de chauffage soumises à un fort cisaillement vertical du vent à grande échelle. La pertinence de ces structures locales de PV pour la dynamique de grande échelle reste débattue.

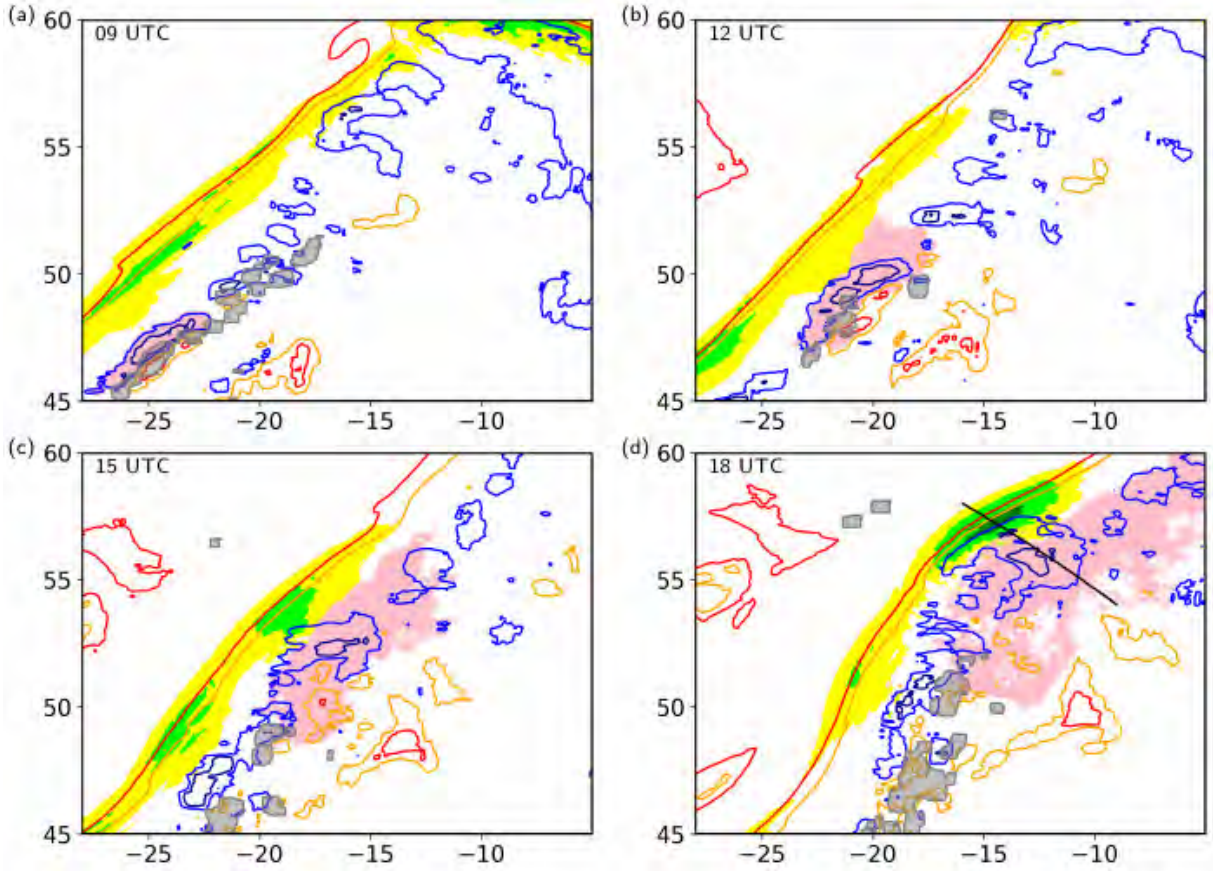


FIGURE 1.8 – Figure, tirée de Oertel *et al.* (2020), montrant les contours de PV moyenné spatialement à θ=320 K (valeurs de −1, 0, 1 et 2 PVU en bleu foncé, bleu, orange et rouge respectivement) à (a) 9 UTC, (b) 12 UTC, (c) 15 UTC et (d) 18 UTC le 23 septembre 2016 dans la région de la WCB étudiée. Le courant jet d'altitude à θ=320 K est représenté en plage colorée (jaune, vert et vert foncé pour des valeurs du vent horizontal de 55, 60 et 65 m s^{-1} respectivement). Les régions grises localisent les ascendances convectives de la WCB et celles en rose la position des trajectoires en avant initialisées à 9 UTC dans une région convective où du PV négatif a été créé entre les isentropes 315 et 325 K.

1.3 Objectifs de la thèse

Les études antérieures ont démontré l'importance des WCB sur la dynamique d'altitude aux latitudes tempérées et le rôle clé du dégagement de chaleur comme processus diabatique principal dans ces ascendances lentes de grande échelle. Pour la plupart, ces études se sont appuyées sur une analyse lagrangrienne des champs de vent issus de modèles de grande échelle pour lesquels la convection est paramétrée. Très récemment, des études sur quelques cas de WCB ont remis en question ces résultats. Elles ont révélé la présence d'ascendances convectives grâce à des simulations résolvant la convection et, pour une des études, grâce à des observations. Ces études ont également discuté de leur impact sur la dynamique d'altitude. La fréquence des ascendances convectives dans les WCB et leur impact restent cependant des questions ouvertes.

Le but principal de cette thèse est de répondre à ces deux questions en exploitant des observations à fine échelle d'un nouveau cas de WCB, celle de la tempête Stalactite observée pendant NAWDEX. L'analyse des observations s'appuie sur des simulations résolvant la convection combinées à des outils de trajectoires lagrangiennes et d'identification d'objets.

1. Le premier objectif est de caractériser les ascendances convectives dans la WCB associée à la tempête Stalactite. Il s'agit d'abord de vérifier si des ascendances rapides sont présentes en son sein. Il s'agit ensuite de caractériser la nature et l'organisation de ces ascendances. Il s'agit enfin de discuter de la concomitance de la convection organisée et de bandes de PV positif et négatif. Ces questions sont traitées dans le chapitre 3.
2. Le second objectif est d'examiner l'impact de la convection sur la dynamique d'altitude. Si le cas d'étude reste le même, c'est la circulation de sortie de la WCB de la tempête Stalactite qui est examinée. Il s'agit d'abord d'analyser les observations de fine échelle de la structure dynamique de la circulation de sortie de la WCB en altitude. Il s'agit ensuite d'identifier l'origine des masses d'air traversant cette circulation de sortie. Il s'agit enfin d'expliquer son intensification par la chaleur dégagée par la convection. Ces questions sont abordées dans le chapitre 4.

Chapitre 2

Cas d'étude et outils numériques

2.1 La campagne de mesure NAWDEX

2.1.1 Présentation et objectifs

Les rôles joués par les processus diabatiques et convectifs dans le développement des cyclones extra-tropicaux ainsi que leurs interactions avec la dynamique de grande échelle restent encore aujourd'hui très discutés (chapitre 1). C'est pour mieux comprendre ces processus et donc, *in fine*, améliorer les modèles de prévision que la campagne de mesure NAWDEX (*North Atlantic Waveguide and Downstream Impact EXperiment*) a été organisée. Celle-ci s'est déroulée entre le 17 septembre et le 22 octobre 2016 au-dessus de l'Atlantique nord (Schäfler *et al.*, 2018). Durant cette période, une dizaine de cyclones extra-tropicaux s'y sont produits. En se rapprochant de l'Europe de l'Ouest, la majorité d'entre eux ont été déviés vers les hautes latitudes par un anticyclone positionné au-dessus de la Scandinavie. Ce régime de blocage scandinave a dominé la situation synoptique depuis le début du mois de septembre avant de s'affaiblir vers le 25 septembre (courbe bleue dans Fig. 2.1a) lors de l'apparition d'une oscillation nord atlantique en phase positive (courbe rouge dans Fig. 2.1a). Le blocage scandinave s'est renforcé le 5 octobre, puis s'est maintenu jusqu'à la fin de la campagne de mesure. Une succession de trois cyclones extra-tropicaux (baptisés « *Walpurga* », « *Stalactite cyclone* » et « *Second cyclone* » selon Schäfler *et al.* (2018)) est suspectée d'être à l'origine de la constitution du blocage scandinave et de son maintien. Cette période de transition du régime de temps, entre le 25 septembre et le 5 octobre, est corrélée avec une perte de prévisibilité de la hauteur du géopotentiel de la moyenne troposphère en Atlantique nord dans le système de prévision intégré (IFS en anglais) du centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (CEPMMT ; courbes noires et rouges dans Fig. 2.1b).

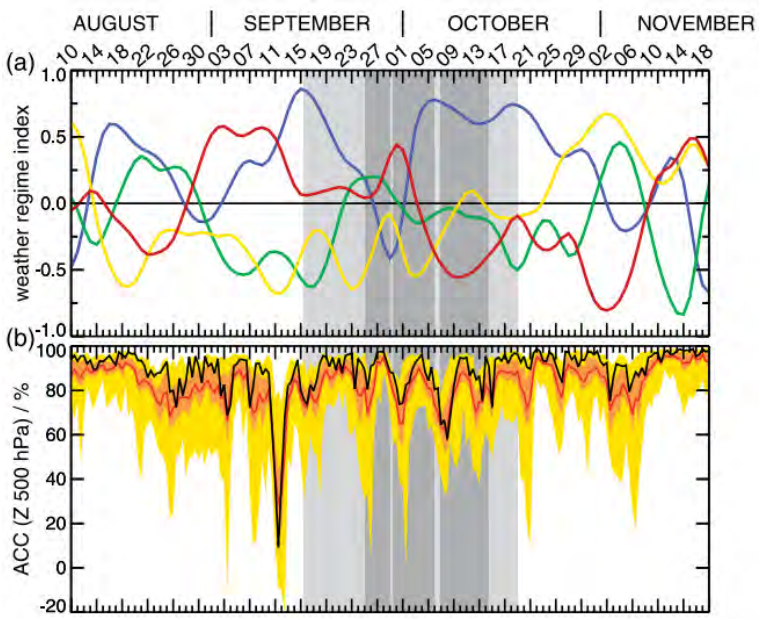


FIGURE 2.1 – (a) Indices des régimes de temps en Atlantique nord pendant NAWDEX, tirés de Schäfler *et al.* (2018). Les indices y sont définis selon l'étude de Michel et Rivière (2011). Les courbes de couleur font référence au blocage scandinave (en bleu), à la phase positive de l'oscillation nord atlantique (en rouge), à la phase négative de l'oscillation nord atlantique (en vert) et à la dorsale atlantique (en jaune). Les régimes de temps sont identifiés selon l'approche par clustering de Michelangeli *et al.* (1995). (b) Série temporelle du coefficient de corrélation de l'anomalie de la hauteur du géopotentiel à 500 hPa sur une région allant de 35° à 75° N et de 60° à 0° W pour un délai de prévision de 120 h avant la date considérée. Les lignes en noir et en rouge correspondent respectivement aux prévisions déterministes de l'IFS et à la moyenne de l'ensemble des membres. Les zones en orange et en jaune représentent respectivement la moitié et l'ensemble des membres. Les boîtes en gris clair indique la période de la campagne NAWDEX et celles en gris foncé la durée des séquences météorologiques définies dans Schäfler *et al.* (2018).

NAWDEX fait suite à la campagne de mesure FASTEX (*Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment*) organisée en 1997 au-dessus de l'Atlantique nord (Joly *et al.*, 1999). Elle s'inscrit également dans la continuité d'une série de campagnes de mesure menée dans les années 2000 dans le cadre du programme THORPEX (*The Observing System Research and Predictability Experiment*) de l'Organisation météorologique mondiale (OMM). Toutes ces campagnes de mesure ont récolté des observations dans les régions où la prévisibilité des cyclones tropicaux et extra-tropicaux déclinait dans les modèles de prévision numérique du temps. À titre d'exemple, l'assimilation d'environ 1600 profils de vent dans le modèle du CEPMMT a réduit de 3% l'erreur de prévision de la hauteur du géopotentiel à 500 hPa à échéance de 48-96 h en Europe (Weissmann et Cardinali, 2007). NAWDEX offre une nouvelle approche en s'intéressant aux régions dans lesquelles la représentation des processus diabatiques dans les modèles de prévision est soumise à de nombreuses incertitudes. C'est le cas notamment dans les WCB. L'un des objectifs principaux de NAWDEX était donc d'observer par télédétection la structure nuageuse et la dynamique interne des WCB et d'y effectuer des mesures in-situ. Quatre régions étaient principalement visées : le flux d'entrée de la WCB, ses régions d'ascendances, son flux en sortie et les régions impactées en aval de la tempête (respectivement numérotées 1, 2, 3 et 4 dans Fig. 2.2).

Le déploiement d'un large éventail de moyens d'observation à l'échelle internationale ainsi que la forte coopération qui s'est opérée entre les différents pays participants (États-Unis, Canada, Royaume-Uni, France, Suisse, Islande et Allemagne) ont permis de fournir des observations rares au sein des tempêtes nord-atlantiques, plus particulièrement dans les WCB associées.

2.1.2 Moyens d'observations

Quatre avions de recherche instrumentés ont été déployés lors de la campagne de mesure. Les deux avions allemands, le HALO (*High Altitude and Long range research Aircraft*) et le Falcon 20 du DLR (*Deutsches zentrum für Luft- und Raumfahrt*), ont survolé les régions nord-atlantiques situées au-dessus de 45° N depuis l'aéroport de Keflavík (Islande). La grande capacité de vol du HALO et l'instrumentation de télédétection sophistiquée embarquée à son bord ont permis d'observer les processus diabatiques au sein des tempêtes se développant au milieu de l'océan Atlantique nord. Le Falcon du DLR a effectué des vols coordonnés avec le Falcon-20 de SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement) dans les tempêtes se rapprochant des côtes islandaises. Les comparaisons entre les profils verticaux du vent et de la microphysique nuageuse internes aux WCB, obtenus à partir des divers instruments de télédétection installés sur les deux avions, ont été utiles pour la préparation de futures missions spatiales (Illingworth *et al.*, 2015). Le Falcon du DLR et le Falcon-20 ont également observé les variations du courant jet d'altitude au-dessus de l'Islande, tout comme l'avion anglais du

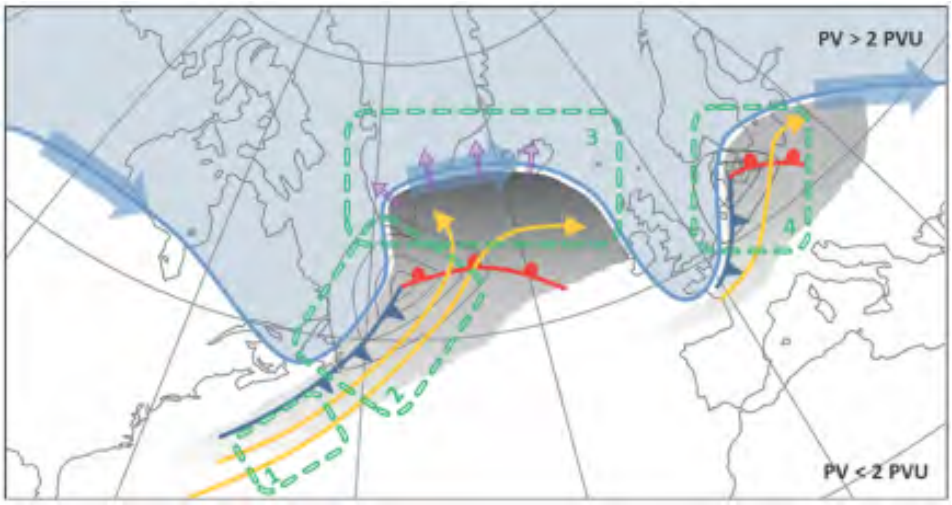


FIGURE 2.2 – Schéma d'une situation météorologique propice aux objectifs de NAWDEX, tiré de Schäfler *et al.* (2018). La ligne bleue indique l'emplacement du guide d'onde avec l'air stratosphérique d'un côté (fond bleu avec des valeurs de PV>2 PVU) et de l'autre l'air troposphérique (fond blanc). Le courant-jet d'altitude se déplace en suivant le guide d'ondes (flèches bleu foncé). Les lignes grises, rouges et bleu foncé montrent respectivement l'emplacement du centre cyclonique de la dépression ainsi que des fronts chauds et froids en surface. Les flèches jaunes et violettes schématisent respectivement les masses d'air ascendantes des WCB et le flux divergent associés au niveau de la tropopause. Les quatre cadres verts délimitent les principales régions d'intérêt de NAWDEX.

FAAM (*Facility for Airborne Atmospheric Measurements*) sur une période plus réduite.

Les quatre avions ont effectué 47 vols et totalisé plus de 200 h de vol pendant NAWDEX. Près de 300 lâchés de dropsondes ont aussi fourni de précieuses informations sur la structure verticale du vent, de la température et de l'humidité au sein des tempêtes nord-atlantiques. Un demi-millier de radiosondages, procédés depuis 40 stations météorologiques réparties sur 14 pays, ont complété les observations aériennes.

Dans la suite, les données du radar de nuages à 95 GHz RASTA (*RAdar Airborne System*) embarqué à bord du Falcon-20 (Delanoë *et al.*, 2013) sont exploitées. Le radar a une portée maximale de 15 km pour une résolution de 60 m. Grâce à 3 antennes pointant dans trois directions non-colinéaires, RASTA mesure la réflectivité et reconstitue les trois composantes du vent en utilisant l'effet Doppler. La résolution temporelle entre deux mesures est de 750 ms, ce qui correspond à une résolution horizontale de 300 m si l'on considère une vitesse typique de 800 km h^{-1} pour le Falcon-20. La réflectivité minimale détectable est d'environ −35 dBZ à 1 km avec une précision de 2 dBZ.

Pour compléter les observations de la campagne NAWDEX, les structures nuageuses des tempêtes ont été observées à grande échelle grâce au radiomètre SEVIRI (*Spinning*

Enhanced Visible and Infrared Imager) installé à bord du satellite géostationnaire MSG (*Meteosat Second Generation*). Ce dernier mesure l'intensité du flux de rayonnement électromagnétique dans douze bandes spectrales allant du visible (∼450 nm) à l'infrarouge thermique (∼13,4 μm). Le satellite donne alors accès à de multiples informations comme la quantité de vapeur d'eau atmosphérique, la température de surface de l'océan ou encore celle du sommet des nuages avec une résolution de plusieurs kilomètres (3 km au nadir). Seule la température de brillance du canal à 10,8 μm, le plus sensible à la température des sommets nuageux, sera étudiée par la suite.

2.1.3 Cas du 2 octobre 2016

Cette thèse se focalise sur la tempête baptisée « Stalactite » dont le cycle de vie se déroule du 30 septembre au 3 octobre 2016. La tempête s'est formée au large des côtes sud de Terre-Neuve suite à l'interaction barocline de deux maxima de tourbillon potentiel en surface (non montrés) avec une anomalie locale de PV située dans les couches supérieures de l'atmosphère. Cette dernière (AN sur Fig. 2.3b,c,d,e,f), probablement issue d'un vortex polaire localisé au-dessus du Groenland (VP sur Fig. 2.3a), s'en est détachée (Fig. 2.3b,c) et a persisté lors de l'interaction barocline tout en interagissant avec un creux en amont (Fig. 2.3d,e). La tropopause au centre du système tourbillonnaire ainsi formé était alors très basse, d'où le nom « Stalactite » (Fig. 2.3f). La tempête se développe ensuite en s'éloignant du continent (Fig. 2.4a). Son creusement s'accentue par interaction barocline avec l'anomalie cyclonique d'altitude lors de sa traversée de l'Atlantique nord (Fig. 2.4b). La pression en son centre chute alors de plus de 24 hPa entre le 1^{er} et le 2 octobre, faisant d'elle une « bombe météorologique » (Sanders et Gyakum, 1980). La tempête est en phase mature lorsqu'elle se rapproche des côtes islandaises le 2 octobre (Fig. 2.4c). L'image prise par MSG dans le visible à 12 UTC montre bien l'enroulement de la longue traînée nuageuse, caractéristique de la WCB, autour du centre cyclonique (Fig. 2.5). Le creusement atteint un pic d'intensité de 960 hPa à 21 UTC. La progression de la tempête vers l'ouest est bloquée par l'anticyclone positionné au-dessus de la Scandinavie. Elle est finalement poussée vers le Groenland où elle termine sa course dans la journée du 3 octobre (Fig. 2.4d).

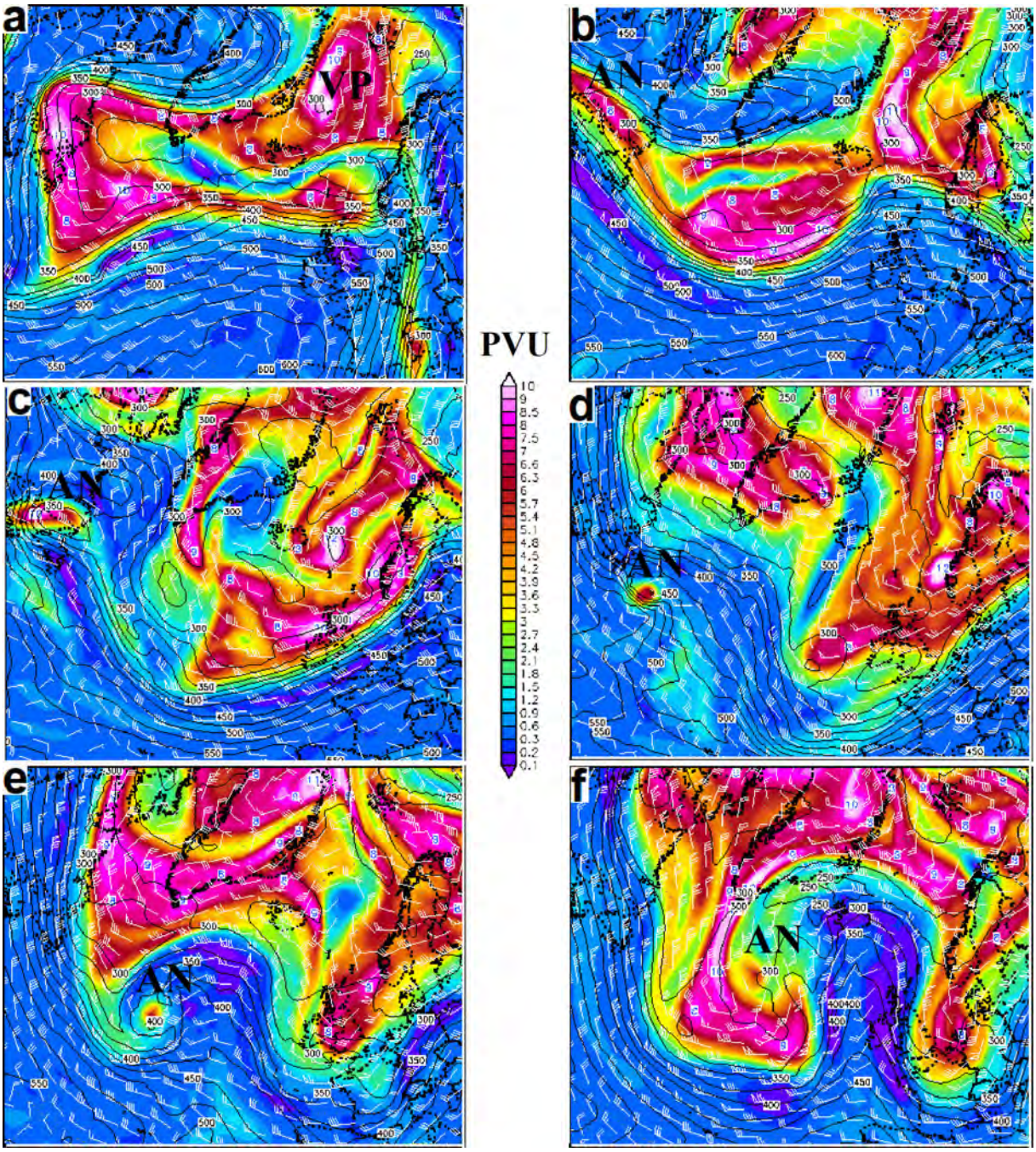


FIGURE 2.3 – Champs de PV à θ=320 K issus des archives du site `http://www2.wetter3.de/` le (a) 27 septembre 2016 à 12 UTC, (b) 28 septembre 2016 à 12 UTC, (c) 29 septembre 2016 à 12 UTC, (d) 30 septembre 2016 à 12 UTC, (e) 1^{er} octobre 2016 à 12 UTC, (f) 2 octobre 2016 à 12 UTC. Les valeurs du champ de PV sont représentées par la plage colorée (en PVU). Les contours noirs indiquent le niveau de l'isentrope θ=320 K (en hPa) et les flèches blanches la vitesse du vent à θ=320 K (en nœuds). Les lettres VP et AN localisent respectivement le vortex polaire et l'anomalie de PV à l'origine de la formation de la tempête Stalactite.

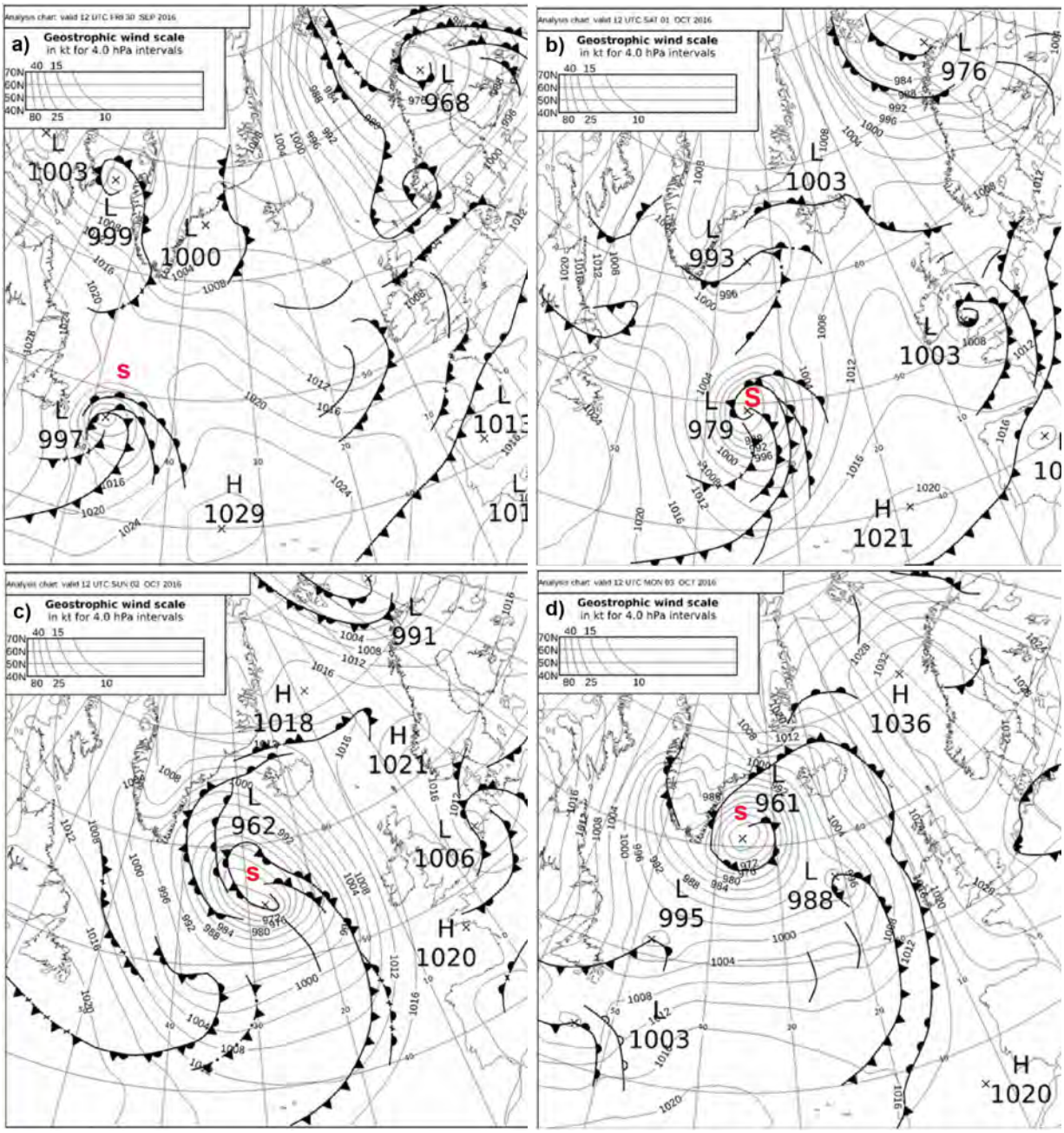


FIGURE 2.4 – ANASYG (ANAlyses SYnoptiques Graphiques) issues du Met Office décrivant la situation synoptique en Atlantique nord le (a) 30 septembre 2016 à 12 UTC, (b) 1^{er} octobre 2016 à 12 UTC, (c) 2 octobre 2016 à 12 UTC, (d) 3 octobre 2016 à 12 UTC. L'emplacement de la tempête Stalactite est symbolisé par la lettre S en rouge.

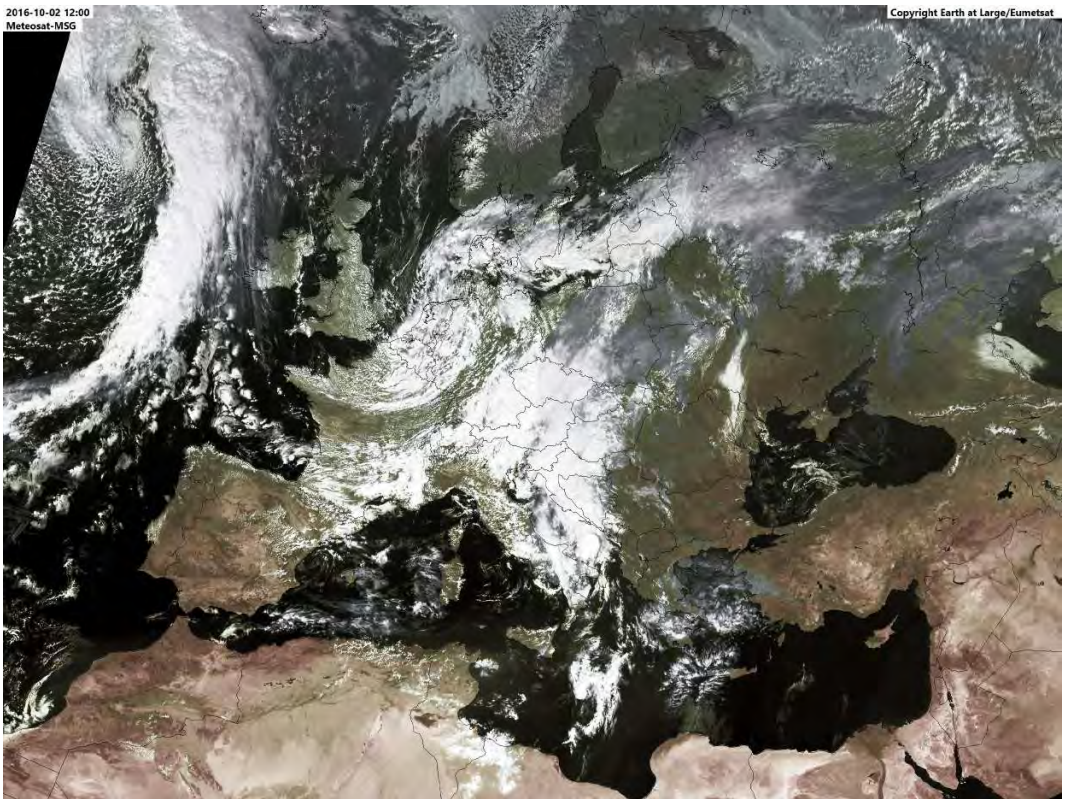


FIGURE 2.5 – Image dans le visible du satellite MSG le 2 octobre 2016 à 12 UTC. La structure nuageuse associée à la tempête Stalactite se situe au nord-ouest de l'image.

Les vols de recherche (RF ci-après) au-dessus de la tempête Stalactite font partie de l'une des périodes d'observations intensives (IOP en anglais) les plus importantes de NAWDEX. La tempête fait en effet partie des cyclones extra-tropicaux suspectés d'avoir renforcé le blocage scandinave entre le 1^{er} et le 5 octobre. Tout comme pour chaque IOP, de nombreuses heures de préparation ont été nécessaires en amont afin d'identifier les régions d'intérêt et de définir les plans de vol les plus adéquats à la situation météorologique. Un vol du Falcon du DLR et deux vols du Falcon-20 de SAFIRE ont été réalisés le 2 octobre depuis l'aéroport de Keflavík situé au sud-ouest de l'Islande lors de l'IOP6. Un vol du HALO était également prévu mais un problème technique l'a empêché de décoller. Les deux avions instrumentés ont d'abord effectué un vol coordonné dans la matinée (RF06). Ce dernier s'est effectué au-dessus du flux de sortie de la WCB associée à la tempête Stalactite. La structure nuageuse et la dynamique internes de la WCB ont alors pu être observées à fine échelle grâce au radar Doppler RASTA embarqué à bord du Falcon-20. Une partie de l'intrusion sèche a également été captée au cours du vol. C'est à ce vol du matin du Falcon-20 qu'est consacré le chapitre 4. Les profils de vent et de réflectivité relevés par les deux avions ont fourni des résultats similaires, en accord avec les profils de température, d'humidité et de vent obtenus à partir des dropsondes Vaisala lâchées à l'occasion (non montré). Le Falcon-20 a effectué un deuxième vol dans l'après-midi (RF07). Il a cette fois-ci survolé les régions d'ascendances de la WCB entre 13 et 16 UTC. C'est sur ce dernier vol que se concentre le chapitre 3.

2.2 Simulation et outils d'analyse

2.2.1 Le modèle Méso-NH

Méso-NH est le modèle de recherche atmosphérique développé par le Laboratoire d'Aérologie et le Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM) depuis près de 30 ans (Lac *et al.*, 2018). Sa large gamme de résolution spatiale permet d'étudier des phénomènes atmosphériques allant de l'échelle turbulente (tourbillons dans la couche limite, entraînement dans les nuages) à l'échelle synoptique (cyclones, tempêtes, anticyclones). Afin de représenter au mieux les interactions entre les divers processus, Méso-NH est couplé avec différents modules décrivant la dynamique, la chimie, le rayonnement et les espèces microphysiques au sein de l'atmosphère, des océans et des surfaces continentales (Fig. 2.6). Le modèle, non-hydrostatique et anélastique, élimine tout problème lié à la propagation des ondes acoustiques rapides (Lafore *et al.*, 1998). Les simulations présentées dans cette thèse ont été réalisées avec la version 5.3 de Méso-NH.

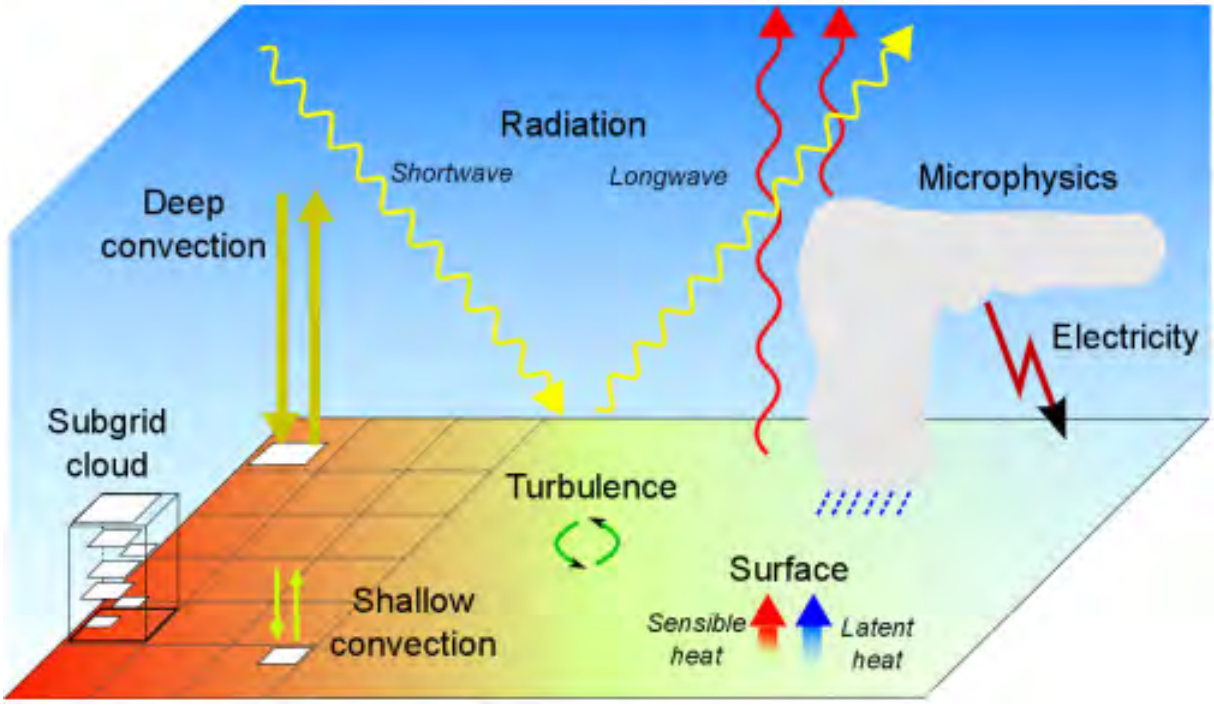


FIGURE 2.6 – Aperçu des schémas de paramétrisation activables dans Méso-NH, tiré de Lac *et al.* (2018). Les schémas de convection profonde, de nébulosité fractionnaire d'échelle sous-maille et d'électricité ne sont pas activés dans cette étude de cas.

Le modèle numérique utilise le schéma de surface SURFEX (SURFace Externalisée) pour représenter les échanges de flux entre les surfaces et l'atmosphère (Masson *et al.*, 2013). La dynamique atmosphérique est régie par le schéma d'advection eulérien d'ordre 5 WENO (*Weighted Essentially Non-Oscillatory*, Shu et Osher, 1988) décrivant l'évolution des trois composantes du vent (u, v, w). Les autres variables pronostiques du modèle, l'énergie cinétique turbulente, la température potentielle et les rapports de mélange des diverses phases de l'eau, sont transportées par le schéma d'advection PPM (*Piecewise Parabolic Method*, Colella et Woodward, 1984). Les variables sont localisées sur une grille étirée de type C selon la classification de Arakawa (1966). La turbulence est représentée à l'aide d'un schéma de fermeture d'ordre 1,5 (Cuxart *et al.*, 2000). Les processus microphysiques au sein des nuages sont paramétrés par le schéma microphysique à un moment ICE3 (Pinty et Jabouille, 1998). L'eau y est décrite sous 6 espèces : gazeuse (vapeur d'eau), liquide (gouttelette, pluie) et glacée (cristaux de glace, neige et graupel). Les processus radiatifs sont simulés avec le code de rayonnement développé par le CEPMMT. La convection peu profonde est paramétrée par le schéma de Pergaud *et al.* (2009) de type EDMF (*Eddy Diffusivity Mass Flux*).

L'obtention d'une représentation réaliste de la tempête Stalactite avec le modèle a nécessité la puissance de calcul de 256 processeurs, soit une dizaine de milliers d'heures de calcul. Cela s'explique par le besoin de représenter explicitement la convection profonde sur un grand domaine. Ce dernier a été choisi de sorte à intégrer l'ensemble des masses d'air de la tempête dans la journée du 2 octobre. Il couvre ainsi l'Islande, la partie sud-est du Groenland, les Îles Féroé et les zones survolées par le Falcon-20, soit une région de 2000 km x 2000 km (Fig. 2.7).

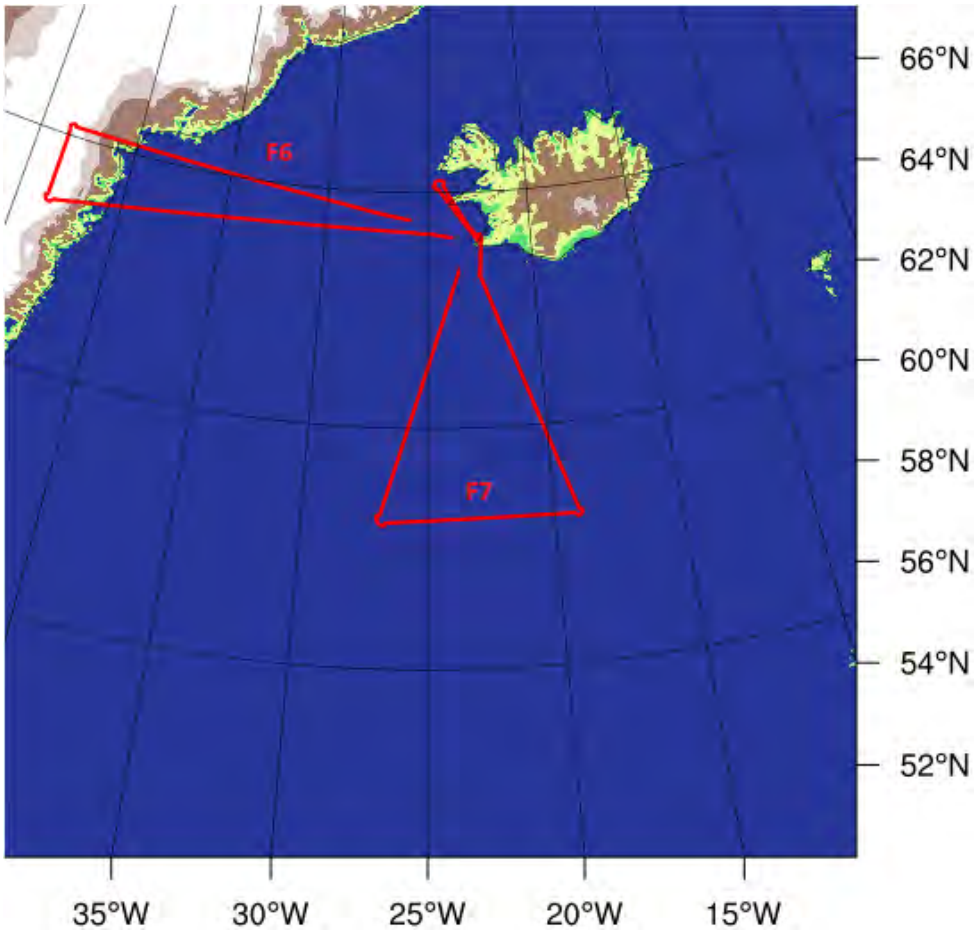


FIGURE 2.7 – Domaine dans lequel les simulations ont été effectuées. Les segments rouges représentent le trajet des deux vols du Falcon-20 le 2 octobre (F6 pour celui du matin et F7 pour celui de l'après-midi). Les couleurs représentent la topographie du domaine (en bleu l'océan, en marron le relief montagneux de l'Islande et en blanc le plateau élevé du Groenland.

Deux simulations Méso-NH de la tempête ont été réalisées avec une maille horizontale de 2,5 km, permettant ainsi une représentation explicite de la convection profonde. La grille verticale du modèle utilisée ici comprend 51 niveaux répartis depuis la surface jusqu'à plus de 18 km d'altitude avec un espacement de 60 m dans les premiers niveaux et de 600 m environ en stratosphère. Les simulations ont été initialisées le 2 octobre à 00 UTC à partir des analyses du CEPMMT dont la résolution horizontale avoisine les 9 km au-dessus de l'océan Atlantique nord. La tempête commençait alors à entrer dans le domaine de simulation par le sud-ouest. Elle a été simulée jusqu'au 3 octobre à 12 UTC, moment correspondant à la sortie de son centre cyclonique au nord-ouest du domaine. Seules les 24 premières heures ont été étudiées, période pendant laquelle la tempête Stalactite continuait de se creuser. Les conditions au bord du domaine ont été actualisées toutes les 6 heures avec les analyses du CEPMMT. Pour une meilleure compréhension de la structure nuageuse et de la dynamique internes de la tempête, plus de 200 variables ont été analysées à chaque sortie du modèle. Cela a créé des fichiers de sortie atteignant près de 50 Go et a ainsi limité leur fréquence de sortie à 1 heure. Plus de 1,8 To de données ont donc été produites au cours de cette thèse. Une fréquence de sortie horaire a suffi pour suivre en détail l'évolution des masses d'air au sein de la WCB. Le code de transfert radiatif RTTOV (*Radiative Transfer model for the TIROS Operational Vertical sounder* Saunders *et al.*, 2018) a été appliqué aux sorties Méso-NH pour simuler les températures de brillance au sommet des nuages (Chaboureau *et al.*, 2008), rendant possible la comparaison de la hauteur de la couverture nuageuse simulée avec les observations du satellite MSG dans l'infrarouge thermique. Les réflectivités synthétiques ont été calculées à partir d'un simulateur de radar développé par Richard *et al.* (2003) puis confrontées aux relevés de réflectivité effectués par le radar Doppler RASTA au sein de la WCB associée à la tempête Stalactite.

Une simulation de sensibilité aux processus nuageux se déroulant dans la WCB a également été réalisée. Les taux de dégagement de chaleur latente et de refroidissement issus des processus nuageux ont été coupés dans le schéma microphysique ICE3, supprimant ainsi l'effet diabatique des processus nuageux sur l'ensemble du domaine de simulation pendant toute la période considérée. L'objectif de cette simulation de sensibilité est de déterminer les impacts du dégagement de chaleur latente provoqué par les processus nuageux sur la dynamique associée à la tempête Stalactite.

2.2.2 Trajectoires lagrangiennes

Les trajectoires de la WCB associée à la tempête Stalactite ont été identifiées à partir de l'outil lagrangien développé dans Méso-NH par Gheusi et Stein (2002). Trois étapes ont été nécessaires. Tout d'abord, chaque particule d'air initialement localisée à $\vec{x}_0$ à un instant t_0 sur chaque point de grille du modèle s'est vue attribuée un traceur passif 3D. Ces traceurs passifs enregistrent alors à chaque pas de temps t du modèle (ici toutes les 20 s ;

calcul « en ligne ») la position des particules d'air advectées par les différents processus de transport du modèle (ici les trois composantes du vent ainsi que les mouvements turbulents et convectifs). Cette technique permet ainsi d'obtenir la trajectoire complète d'une particule d'air depuis sa position initiale à n'importe quel instant t_j souhaité comme le montre la figure 2.8.

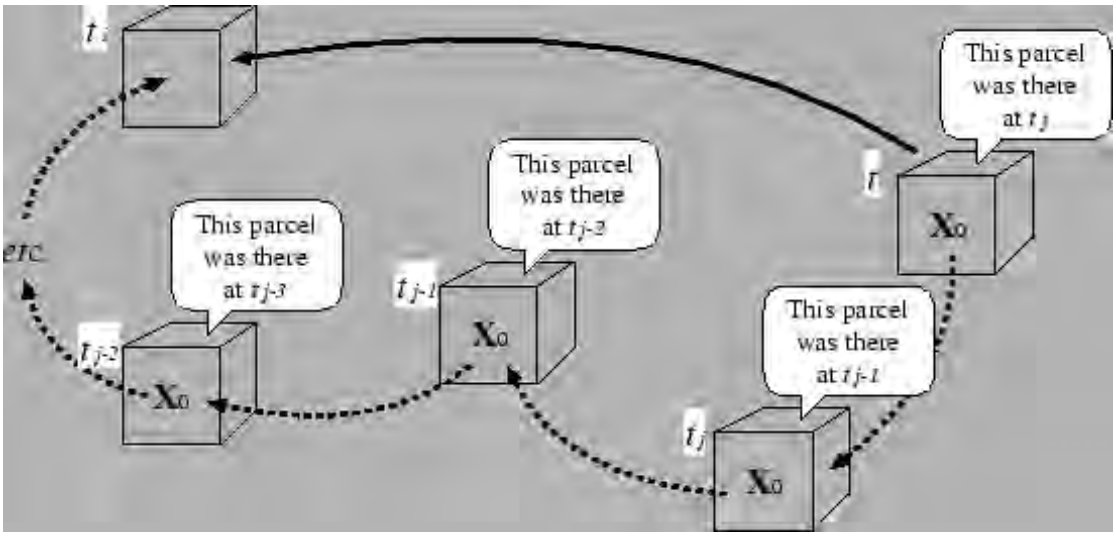


FIGURE 2.8 – Schéma de l'algorithme permettant de suivre l'évolution des caractéristiques d'une particule d'air Xo à chaque instant t_j, tiré de Gheusi et Stein (2005, *Lagrangian trajectory and air-mass tracking analyses with MesoNH by means of Eulerian passive tracers*) disponible sur `http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/dir_doc/lag_m46_22avril2005/lagrangian46/`.

Cet outil est donc particulièrement adapté pour suivre les mouvements convectifs au sein des WCB puisque le calcul des différentes trajectoires des particules d'air bénéficie de la haute résolution temporelle du modèle. De plus, la valeur de toute variable α le long d'une trajectoire peut être obtenue a posteriori à partir du champ eulérien de α tel que :

$$\alpha_{traj}(t_j) = \alpha_{Eul}\left(\vec{X}(t_j), t_j\right) \tag{2.1}$$

L'outil est alors aussi très utile pour étudier les changements des propriétés de chaque particule d'air. Un fichier de sortie, contenant les variables suivies le long des trajectoires (altitude, rapports de mélange des hydrométéores et composantes du vent entre autres), est écrit à la même fréquence que les sorties des simulations (soit toutes les heures). Pour les besoins de cette thèse, la température potentielle et le PV ont été rajoutés aux variables suivies le long des trajectoires lagrangiennes.

Les trajectoires de la WCB associée à la tempête Stalactite sont identifiées dans les simulations. Le critère standard de sélection en pression est de 600 hPa en 48 h (e.g., Madonna *et al.*, 2014; Martínez-Alvarado *et al.*, 2014b; Oertel *et al.*, 2020). Ce critère est ici ramené à une ascendance d'au moins 150 hPa dans une fenêtre temporelle de 12 h centrée autour des observations du Falcon-20 relatives aux vols RF06 (entre 00 et 12 UTC le 2 octobre) et RF07 (entre 10 et 22 UTC le 2 octobre). Cette fenêtre temporelle a été choisie afin que l'ensemble des trajectoires se situant près des zones observées restent à l'intérieur du domaine de simulation, notamment celles soumises à des vitesses de vent plus élevées en haute troposphère. Le critère ne permettant pas formellement d'identifier les trajectoires complètes de la WCB depuis la couche limite jusqu'à la haute troposphère, les trajectoires sélectionnées sont simplement appelées « ascendances ». Inspirée de Rasp *et al.* (2016) et Oertel *et al.* (2019), une distinction est faite entre les ascendances « lentes » et les ascendances « rapides ». Sont considérées comme « rapides » les ascendances qui ont connu au moins une période avec un taux d'élévation supérieur à 100 hPa 2h^{-1}. De telles périodes de 2 h sont définies comme « segments rapides ». Les ascendances ne respectant pas ce critère sont définies comme « lentes ».

2.2.3 Outil d'identification d'objets 3D

L'identification des mouvements convectifs locaux au sein de la WCB associée à la tempête Stalactite s'est effectuée à partir de l'outil d'identification d'objets 3D développé par Dauhut *et al.* (2016) dans le modèle. Cet outil, initialement conçu pour étudier l'orage Hector en Australie, considère les courants ascendants comme des objets 3D constitués de points de grille connectés pour lesquels la vitesse verticale dépasse un seuil arbitraire modifiable par l'utilisateur. Deux points de grilles sont considérés comme connectés s'ils ont en commun une face horizontale ou verticale, comme l'illustre la figure 2.9.

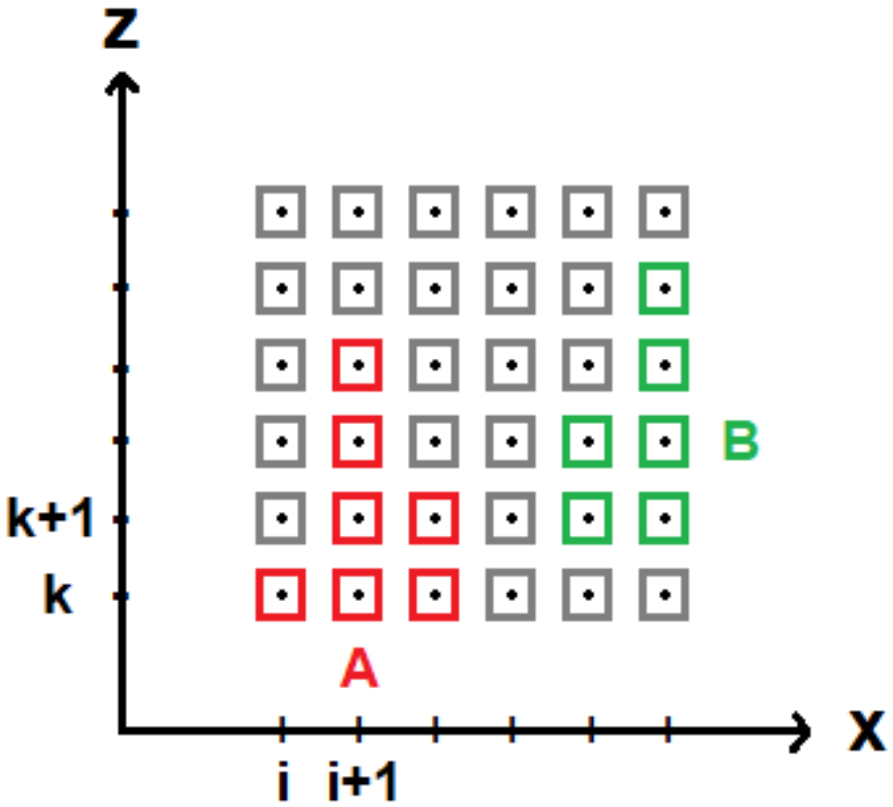


FIGURE 2.9 – Schéma 2D illustrant le fonctionnement de l'outil d'identification d'objets 3D. Sur l'exemple, les mailles (carrés) colorées indiquent celles où la valeur seuil d'une variable α est dépassée en leur point de grille (points noirs). Elles forment ici deux objets 3D cohérents, A en rouge et B en vert.

Trois champs 3D sont alors générés à chaque sortie du modèle : un numéro d'identité pour l'objet 3D, le niveau d'altitude où celui-ci a été identifié pour la première fois ainsi que la section horizontale de l'objet au niveau actuel. L'identification des objets se poursuit verticalement à chaque niveau k du modèle. Ces champs, homogènes à l'intérieur de chaque niveau pour chaque objet identifié, permettent donc de caractériser la hauteur et la taille des courants ascendants présents dans le domaine de simulation à un instant t.

Dans cette thèse, les mouvements ascendants sont identifiés dès lors qu'ils dépassent le seuil de vitesse verticale fixé à w=0,3 m s^{-1}. Moyennant quelques modifications du code source, l'outil de clustering autorise aussi l'étude d'autres champs pour la détection d'objets 3D. Les structures de PV négatif sont alors détectées en-dessous d'un seuil de valeur de PV et leurs caractéristiques spatio-temporelles étudiées. Ce seuil est fixé à -1 PVU.

2.2.4 Bilan eulérien

Méso-NH offre aussi la possibilité de réaliser des bilans eulériens sur chaque variable prognostique α du modèle via l'équation 2.2 :

$$\frac{\partial(\tilde{\rho}\alpha)}{\partial t} = -\frac{\partial(\tilde{\rho}U\alpha)}{\partial x} - \frac{\partial(\tilde{\rho}V\alpha)}{\partial y} - \frac{\partial(\tilde{\rho}W\alpha)}{\partial z} + \sum_{p_i} S\alpha_p \tag{2.2}$$

Les trois premiers termes de l'équation à droite sont les termes d'advection de α dans les trois directions x, y et z. $S\alpha_p$ représente la somme des différentes sources et puits de α dus aux processus physiques p_i.

À noter que le bilan s'effectue sur $\tilde{\rho}\alpha$, soit le produit de la variable α par la masse d'air sec contenue dans un volume de grille. Ce dernier correspond à un domaine cartésien délimité par des coordonnées horizontales ou est défini par un masque, suivant le choix de l'utilisateur. L'intégration du domaine sur la verticale peut se faire entre deux niveaux du modèle. L'utilisateur choisit également la durée de l'intégration.

Par la suite, un bilan eulérien de la température potentielle θ et du rapport de mélange de vapeur d'eau r_v est réalisé à chaque niveau du modèle pendant 1 h à partir de la simulation de référence et celle de sensibilité dans une boîte couvrant en partie les régions ascendantes de la WCB. Les processus diabatiques influençant θ et r_v (turbulence, microphysique et rayonnement pour θ) ainsi que les termes d'advection sont alors étudiés.

Chapitre 3

Caractérisation des ascendances convectives dans une WCB

3.1 Présentation de l'article

La tempête Stalactite est ici étudiée au cours de la journée du 2 octobre 2016. Sa structure nuageuse a été observée à grande échelle par le radiomètre SEVIRI depuis le satellite MSG. Un vol du Falcon-20, embarquant à son bord le radar Doppler RASTA, a permis d'obtenir des observations à fine échelle de la structure nuageuse et de la dynamique internes de la WCB associée à la tempête. Une simulation de cette dernière est réalisée avec le modèle Méso-NH. La durée et la résolution horizontale de la simulation sont choisies de sorte à reproduire l'ensemble des masses d'air de la tempête dans un domaine centré autour des observations du Falcon-20 avec une convection résolue explicitement. La WCB, la tête nuageuse, l'intrusion sèche ainsi que le courant jet d'altitude et le jet de basse couche simulés s'avèrent être très ressemblants à ceux observés aussi bien à méso-échelle qu'à l'échelle kilométrique. Un bon accord est également trouvé entre la trajectoire de la tempête simulée et celle obtenue à partir des analyses du CEPMMT. Les résultats présentés ci-dessous sont donc considérés comme représentatifs des structures nuageuses et dynamiques de la tempête Stalactite.

Les ascendances dans la région de la WCB sont d'abord identifiées à l'aide de trajectoires lagrangiennes entre 10 et 22 UTC. Pour cela, les trajectoires doivent avoir subi une ascendance d'au moins 150 hPa en 12 h, soit le critère d'identification traditionnel des WCB rapporté sur la fenêtre temporelle étudiée ici. Plus de 500 000 trajectoires sont ainsi identifiées puis classées selon leur taux d'élévation, supérieur à 100 hPa en 2 h (ascendance rapide) ou inférieur (ascendance lente) dans la fenêtre temporelle. Il en résulte que plus d'un tiers des trajectoires sélectionnées correspondent à des ascendances rapides. Une distinction supplémentaire est faite entre les ascendances en fonction de leur courbure en fin de trajectoire (cyclonique ou anticyclonique). Alors que les deux tiers des trajectoires suivent le flux cyclonique de grande échelle entre 10 et 22 UTC, un tiers prennent une

courbure anticyclonique lorsqu'elles rejoignent le courant-jet en fin de trajectoire. Les ascendances anticycloniques sont situées plus haut et plus au nord dans la WCB que les ascendances cycloniques, localisées majoritairement dans la partie sud de la WCB. Les ascendances anticycloniques correspondent ainsi à la description classique de la branche anticyclonique de la WCB. De plus, les ascendances rapides se situent majoritairement sur le bord ouest de la WCB, le long du front froid de surface associé à la tempête Stalactite, tandis que les ascendances lentes se répartissent entre le coeur de la WCB et son bord est.

Lors de leur ascendance, l'ensemble des trajectoires subissent un mouvement vertical de l'ordre de $0{,}1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ associé à la production de faibles contenus en graupel en moyenne. Des valeurs plus élevées sont atteintes lors des segments rapides, définis comme les parties de trajectoire au cours desquelles les ascendances rapides dépassent le seuil de 100 hPa $(2\,\mathrm{h})^{-1}$. Ces derniers sont également distingués suivant leur courbure et se situent majoritairement dans les basses et moyennes couches de la troposphère durant les 12 h de simulation. Les observations du radar RASTA révèlent la présence de structures de forte réflectivité de 1 à 3 km de hauteur pour 20 à 40 km de largeur dans la troposphère. Ces structures, correctement reproduites par la simulation, sont associées à des segments rapides et à une vitesse verticale supérieure à $0{,}3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. Ces caractéristiques suggèrent donc que les structures de forte réflectivité identifiées sont en réalité des cellules convectives immergées dans la WCB.

Une méthode de clustering, basée sur l'identification d'objets 3D cohérents ayant une vitesse verticale supérieure à $0{,}3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ met en évidence trois principaux types de convection organisée au moment des observations. Le premier est situé à l'extrémité sud-ouest de la WCB et coïncide avec l'extrémité ouest du jet de basse couche. Il est appelé « convection frontale » en raison de sa proximité avec le front froid de surface. Le second type, localisé au-dessus et à l'est du noyau du jet de basse couche, est appelé « convection en bande » car il forme une longue bande qui s'étend sur plusieurs centaines de kilomètres. Le troisième type est situé le long du bord ouest de la WCB, au nord-ouest de la convection frontale, et au-dessus du bord ouest du noyau du jet de basse couche. Il est appelé « convection à mi-niveau » en raison de son altitude plus élevée.

Les trajectoires participant à la convection en bande et à la convection frontale proviennent de la couche limite et restent en-dessous de 3 km d'altitude. Le suivi géographique de leur trajectoire indique qu'elles sont advectées par le flux cyclonique lors de la période de 12 h étudiée. Ces dernières ressemblent donc à de la convection peu profonde et ne font pas clairement partie de la WCB. En revanche, les trajectoires participant à la convection à mi-niveau commencent au-dessus de 2 km d'altitude et s'élèvent jusqu'à 8,5 km d'altitude. Celles-ci prennent majoritairement une courbure anticyclonique et font partie du flux ascendant de la WCB.

L'évolution temporelle du PV le long des différentes trajectoires montre que la convection en bande et la convection frontale subissent un gain de PV, court mais important,

lors de leur ascendance, en accord avec la vision classique du dipôle vertical de PV au sein des WCB. Au contraire, la convection à mi-niveau enregistre une diminution du PV au moment où des segments rapides se produisent. Si ce résultat diffère de la vision classique, il s'accorde aux travaux les plus récents réalisés à partir de simulations et d'observations à méso-échelle. Les trois types de convection identifiés au moment des observations se retrouvent au début et en fin de simulation. Elles sont donc représentatives des mouvements convectifs intégrés au sein de la WCB sur la fenêtre temporelle étudiée.

Une seconde analyse par clustering, basée sur l'identification d'objets 3D cohérents possédant une valeur de PV fortement négative (inférieure à -1 PVU), révèle la présence de structures de PV négatif au-dessus des régions organisées de convection à mi-niveau. Ces structures de PV négatif s'étendent horizontalement sur plusieurs centaines de kilomètres et forment des bandes allongées avec une courbure anticyclonique. Celles-ci s'étendent également verticalement sur près de 5 km dans la WCB, notamment sur son bord ouest, et sous l'extrémité orientale de la tête du courant-jet. Ces structures verticales de PV négatif sont appelées « tours de PV négatif » dans l'étude. Les bandes de PV négatif allongées persistent pendant une dizaine d'heures avant de se disperser, tout comme les régions organisées de convection à mi-niveau et la tête du courant-jet. De plus, la forme, l'emplacement et la synchronisation des bandes de PV négatifs identifiées sont communs à ceux des segments rapides. Cela suggère que l'organisation des bandes négatives de PV peut être liée à l'organisation de la convection. La nature organisée de la convection dans les WCB peut donc expliquer la fusion de dipôles horizontaux de PV isolés en structures cohérentes, simulée dans les études récentes. Néanmoins, les ascendances convectives à mi-niveau coïncident alternativement avec des structures de PV positives et négatives, selon le moment considéré. La formation de dipôles de PV horizontaux autour de cellules convectives dans les WCB ne semble donc pas systématique et nécessite une étude plus approfondie.

Dans l'ensemble, cette étude suggère que la convection au sein des WCB ne consiste pas seulement en des cellules convectives isolées et immergées dans le lent flux ascendant de grande échelle, mais aussi en des structures convectives cohérentes et organisées qui persistent dans le temps. Par ailleurs, la convection à mi-niveau est plus pertinente pour parler des ascendances de la WCB que la convection en bande et la convection frontale, lesquelles sont limitées aux ascendances peu profondes dans les niveaux inférieurs. Les résultats sont obtenus grâce à une combinaison inédite d'analyses eulériennes par clustering et de trajectoires lagrangiennes, appliquée à une simulation représentant explicitement la convection. Cette combinaison permet d'identifier des structures cohérentes qui, autrement, ne seraient pas prises en compte par l'utilisation seule de trajectoire lagrangienne. Bien qu'une causalité stricte ne puisse être démontrée ici, une coïncidence est trouvée entre les structures de PV négatif et de convection.

3.2 *Organization of convective ascents in a warm conveyor belt*

Article publié le 20 octobre 2020 dans *Weather Clim. Dynam.* (Blanchard *et al.*, 2020).

Weather Clim. Dynam., 1, 617–634, 2020
https://doi.org/10.5194/wcd-1-617-2020
© Author(s) 2020. This work is distributed under
the Creative Commons Attribution 4.0 License.



Weather and Climate Dynamics
Open Access
EGU

Organization of convective ascents in a warm conveyor belt

Nicolas Blanchard[1], **Florian Pantillon**[1], **Jean-Pierre Chaboureau**[1], **and Julien Delanoë**[2]

[1]Laboratoire d'Aérologie, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France
[2]LATMOS/IPSL, UVSQ Université Paris-Saclay, Sorbonne Université, CNRS, Guyancourt, France

Correspondence: Jean-Pierre Chaboureau (jean-pierre.chaboureau@aero.obs-mip.fr)

Received: 4 June 2020 – Discussion started: 24 June 2020
Revised: 13 October 2020 – Accepted: 14 October 2020 – Published: 20 October 2020

Abstract. Warm conveyor belts (WCBs) are warm, moist airstreams of extratropical cyclones leading to widespread clouds and heavy precipitation, where associated diabatic processes can influence midlatitude dynamics. Although WCBs are traditionally seen as continuous slantwise ascents, recent studies have emphasized the presence of embedded convection, the impact of which on large-scale dynamics is still debated. Here, detailed cloud and wind measurements obtained with airborne Doppler radar provide unique information on the WCB of the Stalactite cyclone on 2 October 2016 during the North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment. The measurements are complemented by a convection-permitting simulation, enabling online Lagrangian trajectories and 3-D objects clustering. Trajectories rising by 150 hPa during a relatively short 12 h window are identified as ascents and examined in the WCB region. One-third take an anticyclonic turn at upper levels, while two-thirds follow the cyclonic flow at lower levels. Identified trajectories that reach a 100 hPa $(2\,\mathrm{h})^{-1}$ threshold are further categorized as fast ascents. They represent one-third of the ascents and are located at lower levels mainly. Both radar observations and simulation reveal the presence of convective updrafts in the WCB region, which are characterized by moderate reflectivity values up to 20 dBZ. Fast ascents and updraft objects with vertical velocities above $0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ consistently show three main types of convection in the WCB region: (i) frontal convection along the surface cold front and the western edge of the low-level jet, (ii) banded convection at about 2 km altitude along the eastern edge of the low-level jet, and (iii) mid-level convection below the upper-level jet. Frontal and banded convection result in shallow ascents, while mid-level convection contributes to the anticyclonic WCB outflow. The results emphasize that convection embedded in WCBs occurs in a coherent and organized manner rather than as isolated cells.

1 Introduction

Warm conveyor belts (WCBs) are large-scale, continuously poleward rising airstreams with significant cloud formation associated with extratropical cyclones (Harrold, 1973). They typically ascend by at least 600 hPa in 48 h (Wernli and Davies, 1997; Madonna et al., 2014) from the lower troposphere in front of the cyclone surface cold front and concentrate a wide range of cloud diabatic processes, leading to strong surface precipitation (Browning, 1999; Eckhardt et al., 2004; Flaounas et al., 2018).

During WCB ascent, latent heating from cloud diabatic processes modifies the structure of potential vorticity (PV) across the troposphere. Specifically, diabatic PV production (destruction) below (above) the heating maximum creates vertical PV dipoles within WCBs (Wernli and Davies, 1997; Joos and Wernli, 2012; Madonna et al., 2014). These diabatically generated PV dipoles can have an impact on flow evolution by strengthening the large-scale cyclonic (anticyclonic) circulation in the lower (upper) troposphere (Pomroy and Thorpe, 2000; Grams et al., 2011; Chagnon et al., 2013). The modification of PV within WCBs is mainly driven by latent heating resulting from condensation and water vapor deposition processes (Joos and Wernli, 2012; Chagnon et al., 2013; Martínez-Alvarado et al., 2014; Joos and Forbes, 2016).

According to the classical WCB concept, cloud diabatic processes occur along large-scale slantwise airstreams with ascent rates that do not exceed $50\,\mathrm{hPa\,h^{-1}}$ (e.g., Browning, 1986). However, recent studies highlighted the occurrence of convective motions with faster ascent rates embedded in

WCBs (Martínez-Alvarado et al., 2014; Rasp et al., 2016; Oertel et al., 2019). These convective motions are mainly localized along the surface cold front (Martínez-Alvarado et al., 2014; Rasp et al., 2016; Oertel et al., 2019). The associated diabatic heating is more intense than within slantwise WCBs ascents and induces the creation of mesoscale, horizontal PV dipoles with strong positive and negative values (Harvey et al., 2020; Oertel et al., 2020). In a North Atlantic case study, Harvey et al. (2020) suggested that PV dipoles occurring in multiple bands would be the natural result of parallel bands in heating in a larger-scale vertical wind shear environment. In a composite analysis, Oertel et al. (2020) showed that horizontal PV dipoles of a few tens of kilometers in diameter formed at the tropopause level above the center of convective updrafts embedded in a WCB. They suggested that convectively produced PV dipoles can merge to form elongated PV structures further downstream and locally accelerate the jet stream at the WCB outflow, thus impacting the upper-level dynamics.

Because of their impact on the large-scale flow, diabatic processes are considered a major source of model uncertainty at midlatitudes. Their representation influences the forecast skill of extratropical cyclones and high-impact weather downstream (Grams et al., 2011; Davies and Didone, 2013; Pantillon et al., 2013; Joos and Forbes, 2016). This motivated the North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment (NAWDEX; Schäfler et al., 2018), which took place from 19 September to 16 October 2016 with the use of many international facilities, including the deployment of four instrumented aircraft. The field campaign was specifically designed to investigate diabatic processes within WCBs and the evolution of large-scale flows in order to improve model forecasts over the North Atlantic and downstream over Europe.

This study is focused on the WCB of a cyclone known as the Stalactite cyclone (Schäfler et al., 2018) that occurred from 30 September to 3 October 2016 and was well observed during NAWDEX. Maddison et al. (2019) previously showed that the representation of the WCB of the Stalactite cyclone impacts the evolution of the downstream large-scale flow at upper levels. Here, detailed radar observations of this WCB are combined with a convection-permitting simulation over a large domain to investigate convective ascents and their organization and discuss their relationship with the mesoscale PV dipoles found in their vicinity.

The paper is organized as follows: Sect. 2 presents the radar observations made during the NAWDEX case study and describes the model simulation and analysis tools. Section 3 then details the identification of the large-scale cloud structure corresponding to the WCB and the Lagrangian trajectories that compose it, with a distinction between slow and fast ascents. Section 4 subsequently focuses on the characterization of the fast ascents that occur in the regions of observation, before generalizing the results to the entire WCB region. Section 5 discusses the impact of coherent convective ascents on the cyclone dynamics. Section 6 concludes the paper.

2 Data and methods

2.1 RASTA observations

RASTA (Radar Airborne System) is an airborne 95 GHz cloud radar (Delanoë et al., 2013). During the NAWDEX campaign, it was carried aboard the French Falcon 20 aircraft operated by SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement). RASTA measures both reflectivity and Doppler velocity along three antennas (nadir, backward and transverse) that allow for measuring three noncollinear Doppler velocities, from which the three wind components are reconstructed. The range resolution is 60 m with a maximum range of 15 km. The integration time is set to 250 ms for each antenna and leads to a temporal resolution of 750 ms between two consecutive nadir measurements. It corresponds to a 300 m horizontal resolution given a typical Falcon 20 speed of 200 m s^{-1}. The minimum detectable reflectivity is approximately −35 dBZ at 1 km, depending on the antenna, with an accuracy of 1 to 2 dBZ (calibration is done using sea surface echo, Li et al., 2005; Ewald et al., 2019). On the afternoon of 2 October 2016, the aircraft flew over the WCB structure of the Stalactite cyclone (flight 7 of the Falcon 20 aircraft, Schäfler et al., 2018). Here we use the two legs that crossed the WCB between 14:48 and 15:18 UTC and between 15:21 and 16:02 UTC, hereinafter referred to as the 15:00 and 16:00 UTC legs, respectively (see the aircraft track in Fig. 1a).

2.2 Meso-NH convection-permitting simulation

The nonhydrostatic mesoscale atmospheric Meso-NH model (Lac et al., 2018) version 5.3 is run over a domain of 2000 km × 2000 km covering the southeastern part of Greenland, Iceland, the Faroe Islands and the track of the Falcon 20 (Fig. 1). A horizontal grid mesh of 2.5 km is chosen allowing deep convection to be explicitly represented. The vertical grid has 51 levels up to 18 km with a grid spacing of 60 m in the first levels and about 600 m at high altitudes. The simulation uses the fifth-order weighted essentially non-oscillatory (WENO) advection scheme (Shu and Osher, 1988) for momentum variables and the piecewise parabolic method (PPM) advection scheme (Colella and Woodward, 1984) for the other variables. Turbulence is parameterized using a 1.5-order closure scheme (Cuxart et al., 2000), shallow convection with an eddy diffusivity mass flux scheme (Pergaud et al., 2009), microphysical processes in cloud with a single-moment bulk scheme (Pinty and Jabouille, 1998) and radiation with the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) code (Gregory et al., 2000). Fluxes exchanged between the surface

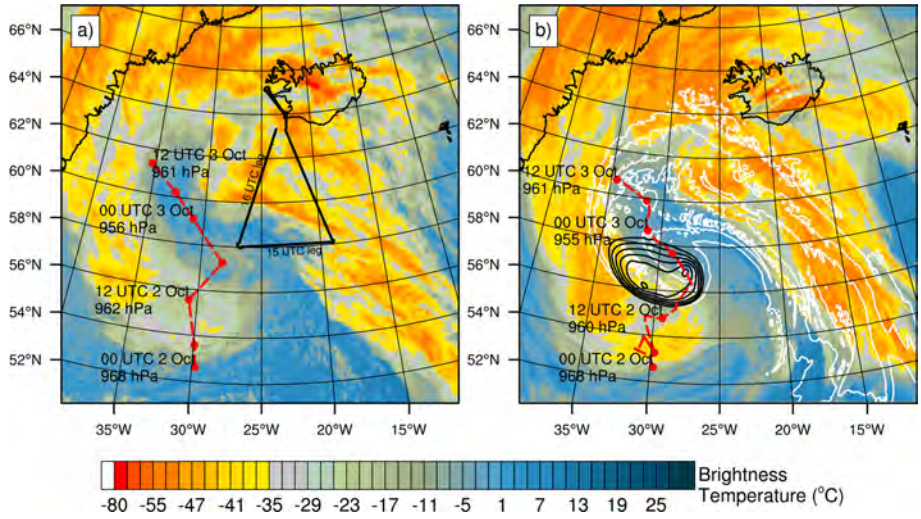


Figure 1. The 10.8 µm brightness temperature (in °C) at 16:00 UTC **(a)** observed from MSG (raw data courtesy of EUMETSAT) and **(b)** simulated by Meso-NH. In panels **(a)** and **(b)**, the cyclone track is shown (red dotted line, red mark every 6 h and MSLP minimum value every 12 h) for the ECMWF analysis and the Meso-NH simulation, respectively. In panel **(a)**, the black line shows the track of the Falcon 20 aircraft and the 15:00 and 16:00 UTC legs. In panel **(b)**, MSLP is shown with black contours every 1 hPa between 959 and 964 hPa and θ_e at 1 km altitude with white contours every 4 K between 300 and 316 K.

and the atmosphere are represented by the Surface Externalisée (SURFEX) model (Masson et al., 2013).

The simulation starts at 00:00 UTC on 2 October 2016 when the Stalactite cyclone enters in the southwestern part of the domain and ends at 12:00 UTC on 3 October. Initial and boundary conditions are provided by 6-hourly ECMWF operational analyses with a horizontal resolution close to 9 km over the North Atlantic Ocean. To assess the simulated cloud fields, reflectivities and brightness temperatures (BTs) are calculated from the model hourly outputs and directly compared to the RASTA and Meteosat Second Generation satellite (MSG) observations, respectively. Synthetic reflectivities are computed using a version of the radar simulator developed by Richard et al. (2003) that has been modified to take into account gas absorption occurring at 95 GHz. Synthetic BTs are computed using the radiative transfer model for the TIROS Operational Vertical Sounder (RTTOV) code (Saunders et al., 2018), as done by Chaboureau et al. (2008) among many others. In the following, the results are shown for BT at 10.8 µm, which is mainly sensitive to the cloud top temperature.

2.3 Online trajectory calculation and clustering tools

Lagrangian trajectories are computed from three online passive tracers defined at each grid cell of the simulation domain (Gheusi and Stein, 2002). The tracers are initialized with their initial 3-D coordinates and are transported by PPM, a scheme with excellent mass-conservation properties and low numerical diffusion. Trajectories are analyzed during a 12 h window centered around the time of radar observations at 16:00 UTC. This time window is chosen to ensure that trajectories with high wind speed that cross the observation region at 16:00 UTC remain in the simulation domain. Increasing the time window quickly increases the number of incomplete trajectories, which strongly biases their general characteristics. Among the trajectories, ascents are defined as those for which the pressure decreases by at least 150 hPa in 12 h. This threshold is adapted for the 12 h duration of the trajectories from the usual WCB criterion of 600 hPa in 48 h (e.g., Madonna et al., 2014; Martínez-Alvarado et al., 2014; Oertel et al., 2020). In contrast with previous studies, no condition is applied on the initial altitude of trajectories, which thus do not necessarily start in the boundary layer. Furthermore, the 150 hPa threshold does not ensure that selected trajectories perform a full ascent from the lower to the upper troposphere. The selected ascents are thus not all actual WCB trajectories but allow investigating upward motion that would otherwise be excluded with the usual criterion.

The clustering tool developed by Dauhut et al. (2016) is used to identify coherent structures. Here, updraft structures are defined as three-dimensional objects made of connected grid point for which the vertical velocity exceeds an arbitrary threshold. Two grid points sharing a common face, either horizontally or vertically, are considered connected, while diagonal connections are considered only vertically. No size criteria are applied. A threshold set to $0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ is found to identify the base of updraft structures well. This threshold is about 5 times higher than the typical ascent velocities of a WCB (around 10 km in 48 h, i.e., $\approx 0.06\,\mathrm{m\,s^{-1}}$). Similarly, negative PV structures are defined as regions of connected grid points with PV values less than −1 PVU (potential vor-

ticity unit, $1\,\mathrm{PVU} = 10^{-6}\,\mathrm{K\,kg^{-1}\,m^2\,s^{-1}}$) and without any size criteria.

3 General characteristics

3.1 Cloud structures and track of the cyclone center

The observed BT in the simulation domain is shown at 16:00 UTC when the Stalactite cyclone was turning northeastward (Fig. 1a). A wide and elongated band of mainly high clouds (BT values less than −35 °C) indicates the WCB region in the southeastern quadrant of the domain. Mid-level clouds with BT values between −35 and 0 °C are also observed in the region. High clouds can also be distinguished close to Iceland further northwestward and suggest the outflow of the anticyclonic WCB branch (Martínez-Alvarado et al., 2014). To the west, high and mid-level clouds wrap cyclonically around the cyclone center and illustrate the cloud head, which possibly merges with the cyclonic WCB branch. Between the WCB region and the cloud head, positive BT values locate the dry intrusion, whereas patches of negative BT values show the presence of isolated low-level clouds. The simulation correctly reproduces the main cloud structures (Fig. 1b), although with larger extent compared against MSG observations. As expected, the WCB region is characterized by high values of equivalent potential temperature (θ_e) at 1 km and is well covered by high and mid-level clouds. The cloudy region further northward, the cloud head and the dry intrusion are also well simulated.

The position of the mean sea level pressure (MSLP) minimum is shown along the 36 h duration of the simulation (dashed red line in Fig. 1). The MSLP minimum is tracked every 6 h within a radius of 250 km from its previous position in the ECMWF analysis and every 1 h within a radius of 160 km in the Meso-NH simulation. In the analysis, the Stalactite cyclone heads northward on the morning of 2 October, then jumps northeastward at 18:00 UTC and finally moves northwestward towards Greenland on 3 October. Thanks to hourly resolution, the simulated track reveals that the jump to the northeast is explained by the formation of a secondary MSLP minimum, as illustrated at 16:00 UTC in Fig. 1b. Overall, the simulation predicts the complete track from beginning to end well, including the jump and the deepening of the cyclone from 968 to about 955 hPa.

3.2 Identification of ascents

The location of air parcels fulfilling the ascent criterion of 150 hPa in 12 h is shown at 16:00 UTC as their spatial frequency (Fig. 2). It is integrated on all vertical levels and calculated on coarse meshes of 20 km × 20 km for better visibility. Surface fronts are identified with θ_e at 1 km altitude (colored contours). This reveals three high-frequency zones of ascending air parcels.

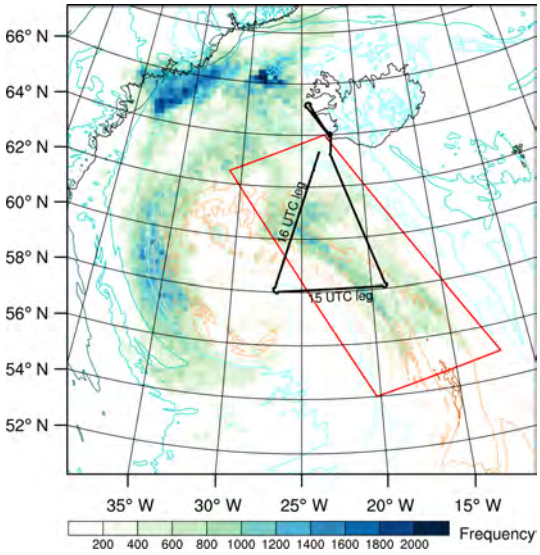


Figure 2. Spatial frequency of air parcels belonging to identified ascents (shading) and θ_e at 1 km altitude (colored contours every 4 K between 288 and 312 K), all at 16:00 UTC. The black lines show the track of the Falcon 20 aircraft and the 15:00 and 16:00 UTC legs. The red box illustrates the mask used to focus on the WCB region.

The first zone is located between 56–64° N and 28–15° W above a region of homogeneous and relatively high θ_e. It corresponds to the WCB region overflown by the Falcon 20. Relatively high frequency of ascents is found in the core of this region, with local maxima identified in the middle of the 16:00 UTC leg and along the surface cold front. As expected, few or no ascents are detected in the dry intrusion, which is located upstream of the cold front and wraps around the pressure minimum. The red box in Fig. 2 is used as a mask to select the ascents in the WCB region at 16:00 UTC, which number more than 500 000 (out of nearly 3 million tropospheric trajectories contained in the red box, which means that about one-sixth are ascending). Thereafter, only these ascents are discussed.

The second zone is located in the western part of the simulation domain between approximately 54–64° N and 38–28° W. It corresponds to the cloud head, which wraps around the pressure minimum and is located above the bent-back front, marked by tight contours of θ_e. The third zone is located further north with two local maxima between 64–68° N and 40–25° W. The western maximum follows the Greenland coast, above the surface warm front of the Stalactite cyclone. Some of the ascents pass over the Greenlandic plateau (around 66° N between 40–35° W) and are likely due to a combination of warm frontal dynamics and the orographic forcing of Greenland. The eastern maximum is located between Greenland and Iceland around 66° N between 30 and 25° W, about 100 km behind the surface warm front. The origin of ascents in the second and the third zones is not ad-

dressed here, because the Falcon 20 did not fly over these zones at that time.

3.3 Distinction between slow and fast ascents

The properties of the more than 500 000 selected ascents are now examined. Following Rasp et al. (2016) and Oertel et al. (2019), trajectories are searched for short periods of enhanced upward motion. Figure 3a shows the frequency distribution of the maximum 2 h pressure variation $\Delta P(2\,\mathrm{h}) = P(t+1) - P(t-1)$ along the trajectories from 11:00 to 21:00 UTC, a negative value of $\Delta P(2\,\mathrm{h})$ corresponding to an upward motion. By construction, all trajectories underwent a maximum pressure variation stronger than 25 hPa in 2 h. This value corresponds to the typical slantwise ascent rate used for the identification of WCBs (i.e., 600 hPa in 48 h; Madonna et al., 2014). Two-thirds of trajectories underwent ascents between 25 and 100 hPa $2\,\mathrm{h}^{-1}$, i.e., 1 to 4 times the typical slantwise ascent rate. About 5 % of the trajectories reached ascent rates above 200 hPa $2\,\mathrm{h}^{-1}$ and some even 325 hPa $2\,\mathrm{h}^{-1}$ (< 1 %). Such ascent rates have also been identified in recent studies combining convection-permitting simulation and online Lagrangian trajectories. Oertel et al. (2019) showed that 14 % and 3 % of the WCB trajectories identified in the NAWDEX cyclone Vladiana exceeded the ascent rates of 100 and 320 hPa in 2 h, respectively. Using a high ascent rate of 400 hPa in 2.5 h considered as convective, Rasp et al. (2016) found 55.5 % of trajectories meeting the threshold for an autumn storm over the Mediterranean Sea but none for a winter case over the North Atlantic. This shows that the proportion of fast ascents and their intensity varies a lot from case to case.

Hereafter, we define fast ascents as those reaching at least once a pressure variation greater than 100 hPa in 2 h between 10:00 and 22:00 UTC. The ascents that do not meet this criterion are defined as slow. This choice is motivated by the objective of determining the nature and characteristics of fast ascents. The specific value of the threshold has been set at a value equal to that used by Oertel et al. (2019) for comparison purposes. The use of another threshold would lead to a change in the proportion between slow and fast ascents. Thus, among the more than 500 000 trajectories, about one-third are categorized as fast ascents. Figure 3b shows that these fast ascents (in orange) had the strongest rise during the 12 h window, with about one hundred approaching 600 hPa in 12 h. However, most of them reached less than 300 hPa in 12 h. This suggests that strong upward motion occurs during a short period of time mainly, a typical feature of convection. In particular, fast ascents with a limited total rise likely encounter shallow convection, which will be discussed in the following section. In contrast, slow ascents (in blue) did not exceed a 250 hPa rise in 12 h and thus rather correspond to continuous slantwise motion.

3.4 Location of slow and fast ascents

An overview of the slow and fast ascents is given in Fig. 4. For the sake of visibility, only a sample of randomly selected trajectories is shown. At 10:00 UTC most slow ascents are located in the center of the region between 50–57° N and 20–15° W (red stars in Fig. 4a). A few isolated slow ascents are located further west, between 53–56° N and 23–20° W. Another group of slow ascents is located further north, between 57 and 60° N and between 25 and 20° W. At 16:00 UTC the slow ascents have moved with the large-scale flow and spread over the troposphere in the area overflown by the Falcon 20. Those located at an altitude $z < 8000$ m (in blue, green and yellow) rise continuously and maintain a cyclonic turn until 22:00 UTC. They appear to wrap around the cyclone center and may belong to the cyclonic branch of the WCB, although WCB branches are typically considered at the outflow level (Martínez-Alvarado et al., 2014). The slow ascents located higher in the troposphere ($z > 8000$ m, in orange) take an anticyclonic turn and are located at higher latitudes (above 65° N) at 22:00 UTC and thus are likely part of the anticyclonic branch of the WCB.

At first sight, Fig. 4b suggests that the fast ascents are colocated with the slow ascents. However, most fast ascents remain in the lower troposphere ($z < 4000$ m, in navy blue) and keep a cyclonic turn during the 12 h window. Fast ascents in the middle troposphere ($4000 < z < 8000$ m, in green and yellow) are advected further westward than those remaining in the lower troposphere. Only a few fast ascents, located in the upper troposphere ($z > 8000$ m in orange), show an anticyclonic turn at 22:00 UTC. This suggests that the most elevated ascents, both slow and fast, are advected toward higher latitudes by the upper-level jet stream.

To distinguish the location of air parcels between slow and fast ascents, their spatial frequency is shown at 16:00 UTC for anticyclonic trajectories (Fig. 5a and b, respectively) and cyclonic trajectories (Fig. 5c and d, respectively). The distinction between cyclonic and anticyclonic trajectories is defined by their curvature during the last 2 h segment, i.e., between 20:00 and 22:00 UTC. With this definition, about one-third (two-thirds) of ascents are anticyclonic (cyclonic). While the slow and fast ascents partly overlap, along the cold front for instance, their location clearly differs depending on whether they take a cyclonic or anticyclonic turn.

Slow ascents occur over much of the WCB region at 16:00 UTC (Fig. 5a and c). Most of slow ascents with anticyclonic trajectories are found between 60 and 62° N and between 28 and 20° W at that time (Fig. 5a). They account for two-fifths of the slow ascents. Slow ascents with cyclonic trajectories are located further northwest and southeast (Fig. 5c). They are mostly located in a region with relatively high and homogeneous values of θ_e at 1 km altitude, to the east of the dry intrusion. Hereafter, this region is defined as the core of the WCB. In contrast, few slow ascents are located along the western side of the WCB, near the sur-

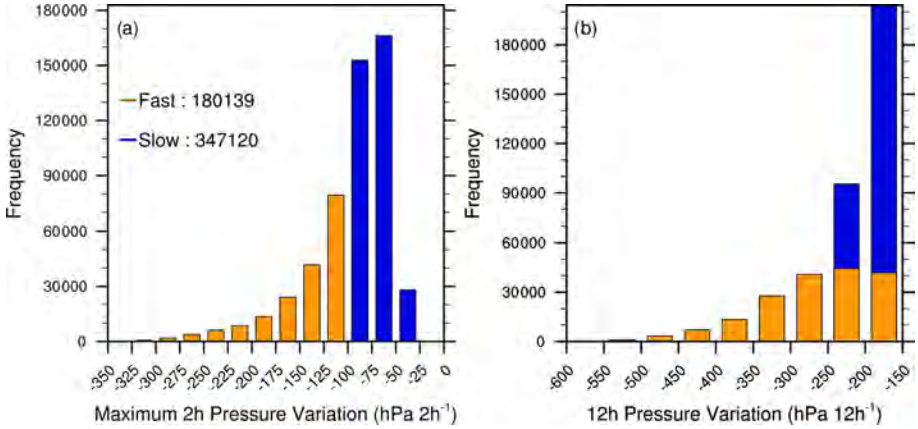


Figure 3. Histograms of **(a)** maximum 2 h pressure variation (hPa $2\,h^{-1}$) and of **(b)** 12 h pressure variation (hPa $12\,h^{-1}$) along the selected ascents. Slow ascents are shown in blue and fast ascents in orange.

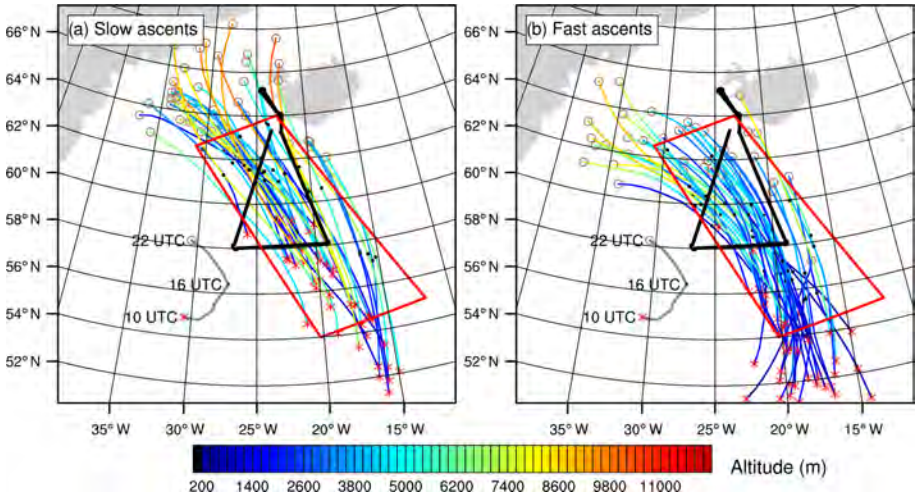


Figure 4. Selected trajectories colored by altitude between 10:00 and 22:00 UTC for **(a)** slow ascents and **(b)** fast ascents. Only 40 trajectories are plotted for each category. Red crosses, black dots and brown circles show the location of the trajectories at 10:00, 16:00 and 22:00 UTC, respectively. The black lines show the track of the Falcon 20 aircraft, the grey curve the position of the MSLP minimum and the red box the region where the trajectories are selected at 16:00 UTC.

face cold front, and all show cyclonic trajectories. This contrasts with the case study of Martínez-Alvarado et al. (2014), who found that the anticyclonic branch of the WCB originates from the cold front.

Fast ascent are mainly located along the surface cold front and more particularly in its southern part (Fig. 5b and d). This is consistent with the results obtained with a convection-permitting simulation by Oertel et al. (2019), who also found that the fastest ascents take place along the cold front and in its southernmost part especially. Here, most of the fast ascents take a cyclonic turn (Fig. 5d), whereas anticyclonic trajectories account for one-fifth of the fast ascents only (Fig. 5b).

3.5 Temporal evolution of the ascents

The temporal evolution of altitude and vertical velocity along the slow and fast ascents is shown in Fig. 6 between 10:00 and 22:00 UTC. These two categories are further subdivided between cyclonic and anticyclonic trajectories as explained in the previous subsection. To investigate the occurrence of convective motion, rapid segments are defined hereafter as the 2 h parts of ascents that rise by more than 100 hPa. They are further distinguished and shown separately depending on whether they belong to cyclonic or anticyclonic ascents. Note that, by definition, rapid segments can belong to fast ascents only.

All four categories of ascents exhibit a continuous rise during the 12 h window, as expected for WCB trajectories (Fig. 6a). On average, anticyclonic trajectories are located at

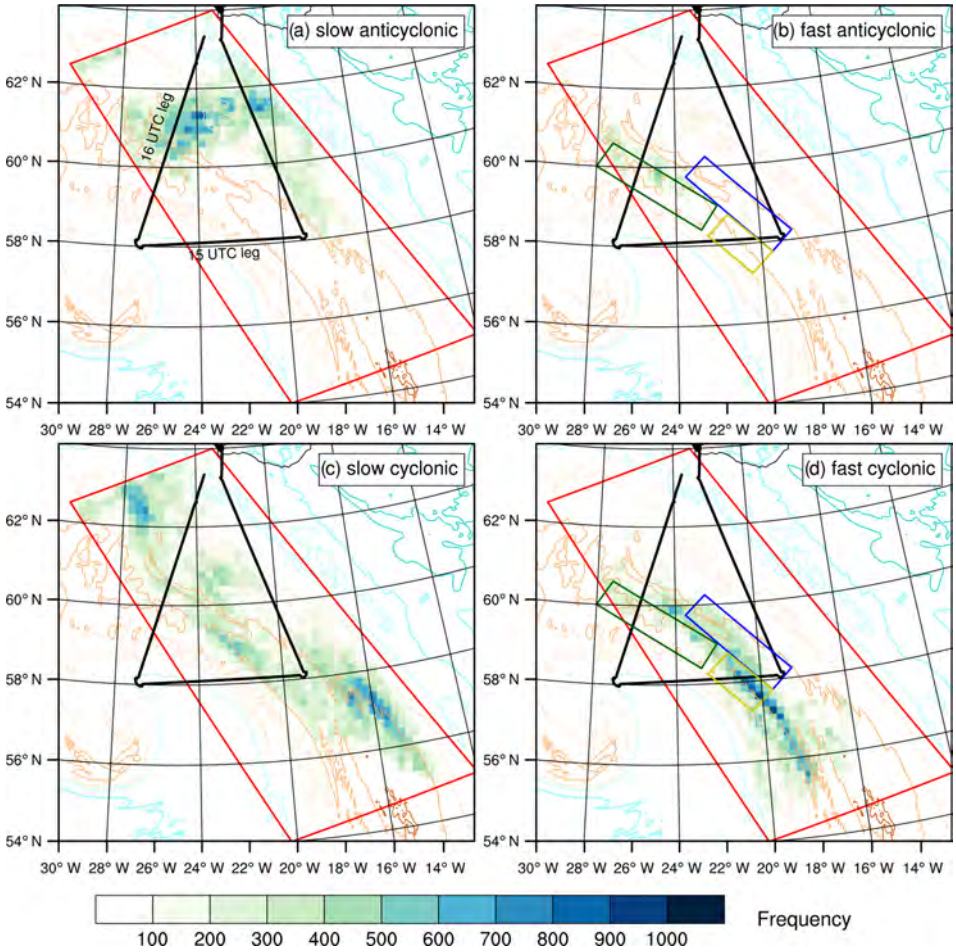


Figure 5. As in Fig. 2 but for slow ascents with **(a)** anticyclonic and **(b)** cyclonic curvature and fast ascents with **(c)** anticyclonic and **(d)** cyclonic curvature zoomed on the region of selection (red box). In panels **(b)** and **(d)**, the dark green, yellow and blue boxes are displayed for comparison with Fig. 10.

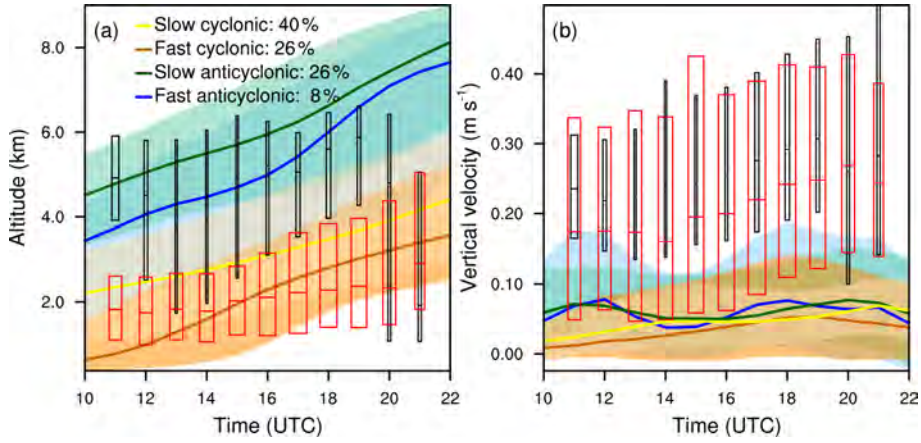


Figure 6. Temporal evolution of **(a)** altitude (in km) and **(b)** vertical velocity (in $m\,s^{-1}$) between 10:00 and 22:00 UTC. The median (colored bold curves) and the 25th–75th percentiles (shaded colors) are shown for slow cyclonic (yellow), fast cyclonic (red), slow anticyclonic (green) and fast anticyclonic (blue) ascents. The median and the 25th–75th percentiles for the 2 h rapid segments are shown with red and black boxplots for cyclonic and anticyclonic trajectories, respectively, with width proportional to their number.

higher altitudes than cyclonic trajectories. Anticyclonic ascents rise in the midtroposphere from $z \sim 4$ km at 10:00 UTC to $z \sim 8$ km at 22:00 UTC. Among them, fast ascents start ~ 1 km lower on average, although the interquartile range shows a lot of overlap. Cyclonic ascents are concentrated in the lower troposphere between the surface and 2 km altitude at 10:00 UTC and rise to $z \sim 4$ km at 22:00 UTC. Fast cyclonic ascents also start ~ 1 km lower than slow ascents on average but again with large overlap in the interquartile range. The fact that anticyclonic ascents are located higher than cyclonic ascents is consistent with the results of Martínez-Alvarado et al. (2014) for WCB branches, although only anticyclonic trajectories reach typical altitudes of the WCB outflow here. The large overlap in altitude between fast and slow ascents suggests that convection is partly embedded in the slantwise flow, at least where their locations also overlap (e.g., near 58° N and 20° W in Fig. 5). While the altitude of trajectories clearly increases with time – by construction of the selection criterion – the altitude of rapid segments remains fairly stable with time, centered around 5 and 2 km along anticyclonic and cyclonic trajectories, respectively (black and red boxplots in Fig. 6a). Furthermore, their occurrence evolves but persists during the whole 12 h window (see width of the boxplots).

The vertical velocity signal is not as clear as the altitude signal (Fig. 6b). All four categories of ascents rise with vertical velocities below $0.1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ on average. Fast and slow ascents do not clearly contrast, which indicates that differences are diluted in the averaging process. In contrast, rapid segments reach vertical velocities of $0.2\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ on average, which are greater along anticyclonic than cyclonic trajectories. As for their altitude, the vertical velocity of rapid segments remains fairly stable with time. This suggests that processes responsible for convective motion do not substantially change during the 12 h window.

Finally, and in contrast with results from Oertel et al. (2020), who found high graupel contents along convective trajectories, values largely remain below $0.1\,\mathrm{g\,kg^{-1}}$ here even in rapid segments (not shown). This is consistent with the relatively low values of vertical velocity.

4 Fast ascents in the region of observations

This section focuses on the WCB region probed by the Falcon 20 aircraft along the 15:00 and 16:00 UTC legs. Observations, combined with simulation results, allow a more detailed characterization of the embedded fast ascents.

4.1 Mesoscale structures at 15:00 UTC

Infrared BT values obtained at 15:00 UTC from the MSG satellite show that the Falcon 20 flew westward from a band of high clouds into the dry intrusion and a few isolated low-level clouds below (Fig. 7a). These values are consistent with the vertical structure of reflectivity measured by RASTA (Fig. 7c). In the western part of the cross section, the dry intrusion is evidenced by reflectivities below -20 dBZ. Some isolated shallow clouds are actually located below 2 km altitude, below the dry intrusion. The most intense cell, with reflectivities greater than 15 dBZ suggesting a convective origin, extends over a 20 km width. Cirrus clouds indicated by reflectivities observed up to the aircraft altitude of 8.5 km are at the same location as BT values below $-35\,^{\circ}\mathrm{C}$. Reflectivity values then increase below $z \sim 7$ km, except at the edges of the cloud. Local peaks up to 20 dBZ are measured at 2 km altitude. They indicate the melting level of frozen hydrometeors into liquid water. Peaks in reflectivity are of the same order of magnitude as observed previously in a WCB and associated with convection (e.g., Oertel et al., 2019). The horizontal wind speed measured by RASTA (black contours in Fig. 7c) allows us to approximately locate the jet stream above $z \sim 5$ km and the low-level jet around $z \sim 1$ km in the cloud structure.

The dry intrusion and the high cloud band are well reproduced by the simulation despite a more meridional inclination of the cloud band (Fig. 7b). The location, vertical extent and shape of the simulated cloud structure approximately correspond to the observations (Fig. 7d). Below the dry intrusion, an intense cell, with reflectivity values over 15 dBZ, extends over a 10 km width around 23° W. Another vertically developed, intense cell is simulated near 20° W. It extends above the melting level, which lies at about 2 km altitude. The jet stream core is located above the top of the clouds around $z \sim 9$ km between 24 and 20° W. The low-level jet extends from the surface up to $z \sim 2$ km over more than 2° of longitude. These horizontal wind structures correspond to those observed. The black dots show the location at 15:00 UTC of the selected ascents (fast and slow). Most of them are located in the cloud region, which thus corresponds well to the WCB. Some trajectories are located in isolated shallow clouds below the dry intrusion.

4.2 Fast ascents at 15:00 UTC

In addition to Lagrangian trajectories, fast ascents are identified as updraft objects using the clustering tool with a threshold set to $w = 0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. The base of the updraft objects, the horizontal wind speed and θ_e at 1 km altitude are shown in Fig. 8a. The wind speed emphasizes the low-level jet, which extends approximately between 57 and 61° N following the cyclonic flow in the lower troposphere. Four types of updrafts objects are identified. The first type is banded convection extending approximately between 58–60° N and 24–20° W along the eastern edge of the low-level jet core, with a base between 1 and 2 km altitude (in orange). The second type is mid-level convection that occurs above the western edge of the low-level jet (in blue and green). The third type is frontal convection that occurs along the western edge of the low-level jet, in its southern part mainly (in light orange).

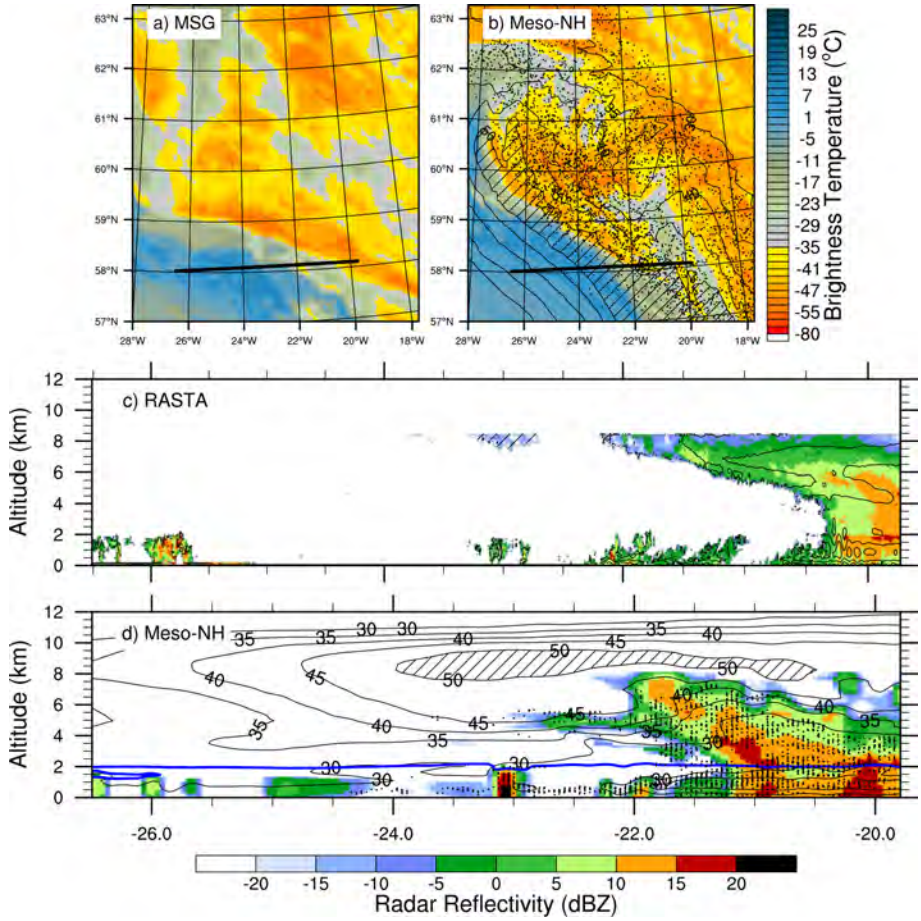


Figure 7. Results at 15:00 UTC. **(a, b)** The 10.8 µm brightness temperature (in °C) **(a)** observed by MSG (raw data courtesy of EUMETSAT) and **(b)** simulated by Meso-NH. In panel **(b)**, the black contours show the horizontal wind speed at 320 K with hatching for values greater than 50 m s^{-1}. Central and bottom panels: reflectivity (in dBZ) **(c)** measured by RASTA and **(d)** simulated by Meso-NH along the black line shown in panels **(a)** and **(b)**, respectively. The black contours show the horizontal wind speed (in m s^{-1}) with hatching for values greater than 50 m s^{-1}. In panels **(b)** and **(d)**, the black dots indicate the position of the ascents (one trajectory every 60 in panel **b**). In panel **(d)**, the blue contour shows the melting level.

The fourth type consists of a few isolated shallow convective cells located to the west of the surface cold front (also in light orange). The location of rapid segments (black dots) is in agreement with these updraft objects. This shows that the (Eulerian) clustering and (Lagrangian) trajectory analyses used here consistently identify the fast ascents.

Three of the four types of updrafts are found along the simulated 15:00 UTC leg, where convective motions are highlighted by relatively high vertical velocity values ($w >$ 0.3 m s^{-1}, Fig. 8b). The westernmost cell around 23° W indicates isolated shallow convection, below $z \sim 2$ km and with cloud tops in the dry intrusion. Frontal convection is located at the western edge of the low-level jet around 22° W, also below $z \sim 2$ km. Banded convection is located between 2 and 3 km altitude in the core of the WCB, near 20° W. All three types are associated with regions of simulated reflectivity values greater than 15 dBZ (Fig. 7d). Banded convection also corresponds to a region with a relatively high graupel content larger than 0.02 g kg^{-1} (in light green in Fig. 8b). Other regions in the core of the WCB also have a relatively high graupel content, which is associated with a high reflectivity value and a high rain content below (not shown). However, these regions are not located in convective updrafts ($w > 0.3$ m s^{-1}). This suggests that the corresponding convective motions occurred upstream of the cross section before 15:00 UTC.

As in Fig. 8a, isolated shallow, frontal and banded convective structures correspond to the location of rapid segments in Fig. 8b (black dots). In contrast, this is not the case for high-level convective regions located between 5.5 and 8.5 km around 21.5° W. This discrepancy shows that the identification of fast ascents based on a pressure criterion focuses on lower levels, so that high vertical velocities at higher levels may not be identified as fast ascents (a value of 100 hPa 2 h^{-1} is equal to 0.12 m s^{-1} at the surface and 0.3 m s^{-1} at 300 hPa). Even higher, a 2 PVU contour (in ma-

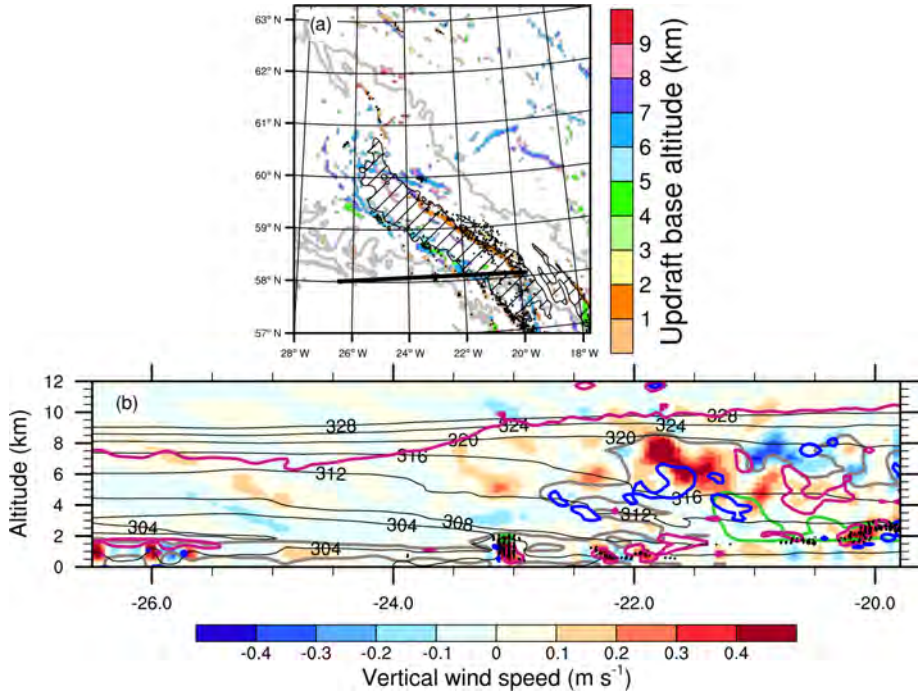


Figure 8. Simulation results at 15:00 UTC. **(a)** Base altitude of the connected grid points with a vertical wind speed greater than 0.3 m s^{-1} (shading, km). Grey contours and hatching show equivalent potential temperature (from 305 to 320 K every 5 K) and horizontal wind speed (values greater than 35 m s^{-1}) at 1 km altitude, respectively. **(b)** Vertical wind speed (shading, m s^{-1}) and equivalent potential temperature θ_e (black contours, every 4 K) along the black line shown in panel **(a)**. Grey and light green contours show the cloud and the graupel contents larger than 0.02 g kg^{-1}, respectively. Magenta and navy blue contours show PV values equal to 2 and −1 PVU, respectively. In panels **(a)** and **(b)**, the black dots indicate the position of the rapid segments (one trajectory every 10 in panel **a**).

genta) locates the dynamical tropopause at $z \sim 10$ km east of 23° W in the vertical section. The PV contours also highlight the occurrence of positive and negative PV structures in the lower and midtroposphere.

4.3 Mesoscale structures at 16:00 UTC

During the 16:00 UTC leg, the Falcon 20 aircraft left the dry intrusion and flew over the WCB region further north (Fig. 9a). In particular, it overflew part of the band of high cloud between 60 and 63° N. A vertical section of reflectivity measured by RASTA along this leg provides more details on the internal structure of the WCB clouds (Fig. 9c). Reflectivity values around $z \sim 8$ km correspond to the presence of the high clouds observed by MSG. Under these high clouds, the higher positive reflectivity values show the presence of low and middle layer clouds. Peaks up to 20 dBZ suggest the presence of convection in the middle troposphere. Below, the bright band again emphasizes that the melting level is localized around $z \sim 2$ km. Some low and middle layer clouds are located further west, at the edge of the WCB and into the dry intrusion. There, convection forms narrow, vertically extended structures of reflectivity values above 10 dBZ. Their width is between 10 and 20 km and their height is about 2 km. Horizontal wind speed values above 40 m s^{-1} indicate that the jet stream extends between $z \sim 5$ km from the dry intrusion to $z \sim 8$ km within the WCB. The jet stream core is not visible in radar imagery because it does not contain clouds. In contrast, the low-level jet is clearly seen and characterized by horizontal wind speed values greater than 30 m s^{-1}. It extends horizontally for more than 500 km and vertically between the surface and $z \sim 2$ km inside the cloud structure.

As at 15:00 UTC, the dry intrusion and cloud structures observed by MSG at 16:00 UTC are well reproduced by the model (Fig. 9b). Once again, the large majority of ascents issued from the trajectory analysis corresponds to the cloud areas. The vertical section of radar reflectivity is also fairly well reproduced by the model, although the horizontal extent of the clouds is more limited in the simulation (Fig. 9d). Around 60° N, two narrow, vertically extended cells of reflectivity values above 10 dBZ mimic the observation with similar width and height. The bright band is less defined than in the observation, suggesting too little simulated melting of snow into rain. Compared to 15:00 UTC, both clouds and ascents reach higher altitudes (up to $z \sim 10$ km). As for the simulated jet stream, it is less extended above the cloud structure than at 15:00 UTC. Its core is smaller and located at the western edge of the WCB, which is consistent with the higher cloud tops (compare Figs. 7d and 9d). Finally, the in-

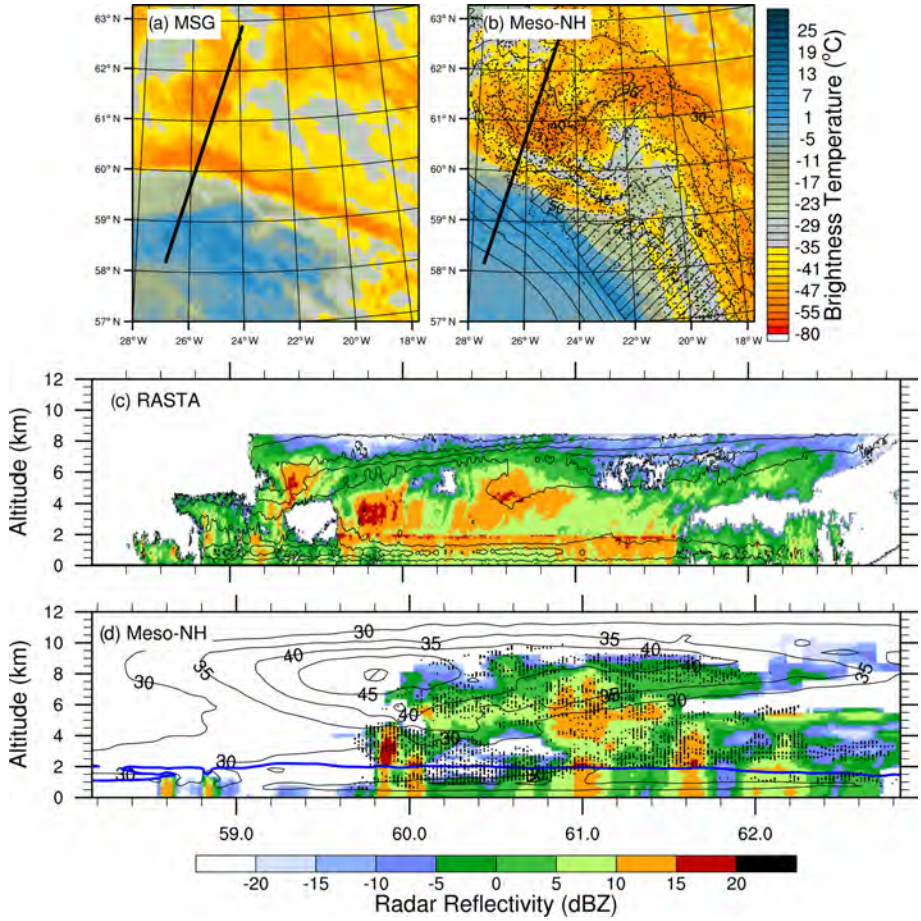


Figure 9. As in Fig. 7 but at 16:00 UTC.

tensity and horizontal extent of the simulated low-level jet at 16:00 UTC correspond to those measured by the Falcon 20.

4.4 Fast ascents at 16:00 UTC

The convective objects described at 15:00 UTC are advected northwestward at 16:00 UTC by the large-scale cyclonic flow (Fig. 10a). Banded convection is still located along the eastern edge of the low-level jet. Between 15:00 and 16:00 UTC, more mid-level convective cells formed above the northwestern edge of the low-level jet. Frontal convection is still located along the southwestern edge of the low-level jet and the cold front, while isolated shallow convective cells are found further southwestward. A vertical cross section along the 16:00 UTC leg largely misses convective structures in the simulation (not shown). Its position is therefore shifted 0.5° westward to better capture convective structures close to the WCB areas overflown by the Falcon 20.

As for 15:00 UTC, simulated convective structures are highlighted by vertical velocity values greater than 0.3 m s^{-1} at 16:00 UTC (Fig. 10b). A mid-level convective cell is identified near the western edge of the WCB, around 60° N. It extends between $3 < z < 6.5$ km and resembles the convective cloud at the western edge of the WCB, where reflectivity values greater than 15 dBZ were measured by RASTA (Fig. 9c). Positive and negative PV structures are present around the cell, which reminds of the horizontal PV dipoles centered around composites of convection embedded in WCB found by Oertel et al. (2020). Three other convective cells are identified above 6 km and up to 9 km altitude in the core of the WCB, around 60.5° N in the vertical section. Once again, because of the identification of fast ascents based on a pressure criterion, these high-level isolated convective structures are not colocated with rapid segments (black dots) and thus not further discussed here.

4.5 Generalization to all identified updraft objects

Results obtained from the study of updraft objects identified in Figs. 8b and 10b are generalized to all updraft objects located in the vicinity of observations at 16:00 UTC. Three main regions of organized convection are selected (Fig. 10a). The first region (in blue) covers much of the eastern edge of the low-level jet, where banded convection occurs. The second region (in dark green) covers the northwestern part of the low-level jet core, where mid-level convection takes

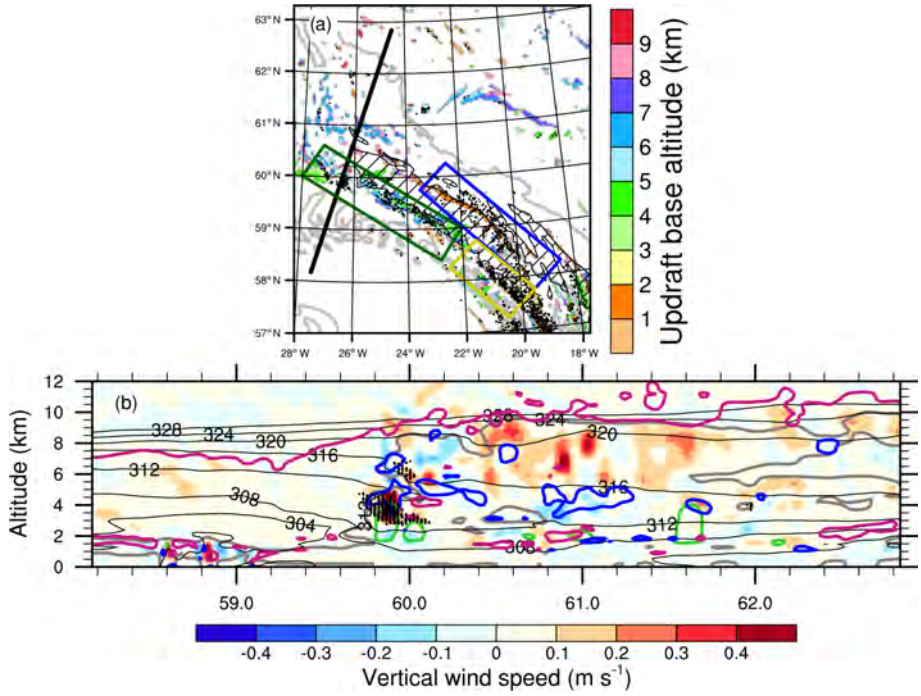


Figure 10. As in Fig. 8 but at 16:00 UTC. In panel **(a)**, the dark green, yellow and blue boxes show where the three categories of fast ascents have been selected (see text).

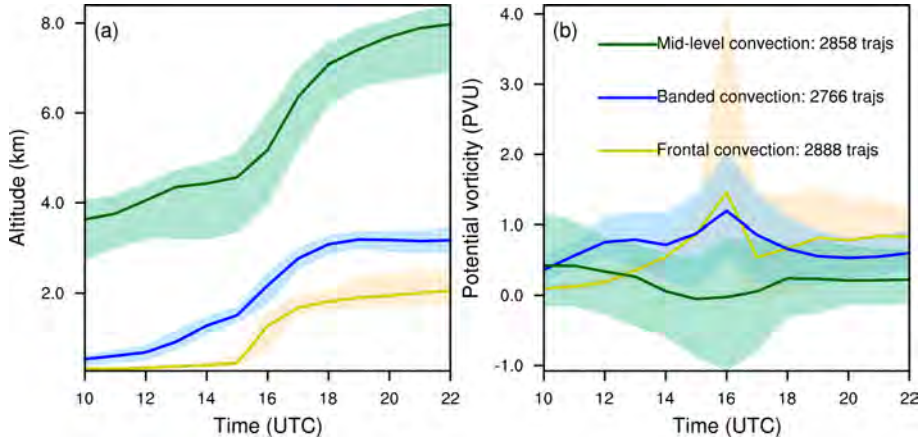


Figure 11. As in Fig. 6 but for **(a)** the altitude and **(b)** the PV of the frontal (in yellow), banded (in blue) and mid-level (in green) categories of convection.

place. The third region (in yellow) covers the southwestern part of the low-level jet, where frontal convection is found. Note that the three regions largely encompass the rapid segments occurring at 16:00 UTC. The isolated shallow convective cells identified before are partly included in the frontal convection region but do not significantly contribute and are too rare to constitute an extra category.

The three selected regions contain about the same number of rapid segments (~ 2800). Time evolutions of altitude and PV are shown in Fig. 11 along the corresponding trajectories associated with each region. The altitude (Fig. 11a) confirms the location of the three convection categories at 16:00 UTC. All categories show consistent evolution with small interquartile range and are thus relevant. Banded convection (in blue) and frontal convection (in yellow) originate in the lower troposphere at 10:00 UTC. The banded convective trajectories slowly ascend the lower layers of the troposphere and are located at $z \sim 1.5$ km on average at 15:00 UTC, while the frontal convective trajectories have not started their ascent yet. Both categories finally undergo a rapid rise between 15:00 and 17:00 UTC and reach higher altitudes ($z \sim 3$ km and $z \sim 2$ km on average for the banded

convective cells and the frontal convective cells, respectively) before stabilizing in the lower troposphere until 22:00 UTC. The mid-level convective trajectories are already located at $3 < z < 4$ km on average at 10:00 UTC and rise to 7–8 km of altitude on average at 22:00 UTC. These results suggest that trajectories associated with banded and frontal convection at lower levels encounter shallow convection rather than actual WCB ascent. In contrast, trajectories associated with mid-level convection reach typical heights of WCB outflow and thus likely belong to full tropospheric ascents.

Time evolutions of PV for the banded and frontal convection show positive peaks between 1 and 1.5 PVU on average at 16:00 UTC during the quick rise (in blue and yellow in Fig. 11b). The third quartile indicates PV values greater than 4 PVU in the frontal convective regions. This demonstrates that PV is created in these two convective regions. In contrast, the time evolution of PV for the mid-level convection shows a decrease until 16:00 UTC, when its average reaches zero and the first quartile even shows a negative peak below −1 PVU (in green). This differs from the evolution at low levels, which matches the typical increase below the heating maximum and decrease above (Wernli and Davies, 1997). Instead, the evolution at mid-levels is similar to that shown by Oertel et al. (2020) (see their Fig. 12), who found trajectories that acquire a negative PV value when they pass to the left of a convective updraft region.

Finally, the path followed by trajectories associated with the three selected regions is shown between 10:00 and 22:00 UTC (Fig. 12). For the sake of visibility, only a small sample of trajectories is plotted. Banded convection shows trajectories that remain coherent over time and is followed by frontal convection trajectories that turn northward around 14:00 UTC. Mid-level convection trajectories remain localized further westward with increasing separation from the other categories during the 12 h window. Banded and frontal convection trajectories follow a cyclonic path and are therefore part of the 26 % of cyclonic fast ascents. In contrast, the mid-level convection category is split between a majority of anticyclonic trajectories, which thus belong to the 8 % of anticyclonic fast ascents, and a minority of cyclonic trajectories. The bifurcation between these trajectories depends on altitude; the lower ones keeping a cyclonic curvature until the end of the time window. The fact that both anticyclonic and cyclonic mid-level convection trajectories are located along the western edge of the WCB at 16:00 UTC is consistent with the overlap of the fast anticyclonic and cyclonic ascents at that time (see green box in Fig. 5b and d). Similarly, the location of banded and frontal convection in the WCB core at 16:00 UTC is consistent with the location of fast cyclonic ascents at that time (blue and yellow boxes).

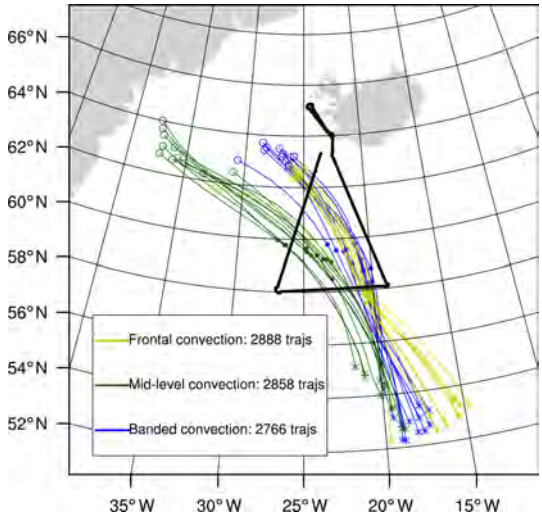


Figure 12. Trajectories of banded (in blue), frontal (in yellow) and mid-level (in green) convection between 10:00 and 22:00 UTC. Crosses, dots and circles show the location of the trajectories at 10:00, 16:00 and 22:00 UTC. Only 10 samples are shown in each category.

5 Presence of negative PV structures

This section discusses the possible impact of convective ascents on mesoscale dynamics, inspired by recent studies that have highlighted the presence of mesoscale upper-level negative PV structures close to the jet stream core (Oertel et al., 2020; Harvey et al., 2020). The clustering approach previously used to identify updraft objects is applied here to follow the evolution of mid-level and upper-level negative PV structures, which potentially influence the jet stream and large-scale dynamics. Hereafter, negative PV structures are defined as regions with PV values less than −1 PVU in order to obtain coherent PV regions that are straightforward to interpret. The top altitude of such structures is shown in close-ups following their advection to the northwest at 11:00, 16:00 and 21:00 UTC (Fig. 13a, c and e, respectively). The upper-level wind is overlaid and thus allows a comparison between the location of the negative PV structures and the jet stream. To complete the analysis, the rapid segments occurring at the indicated times are represented by black dots. This makes it possible to discuss the occurrence of the fast ascents embedded in the WCB between 11:00 and 21:00 UTC, thus assessing whether the convective structures characterized at 15:00 and 16:00 UTC are representative of the period studied. Modifications of the PV field in the convective regions are further investigated in vertical sections (Fig. 13b, d and f) selected to cross both rapid segment regions (black dots) and negative PV structures (blue shading) at 11:00, 16:00 and 21:00 UTC (see their locations in Fig. 13a, c and e).

At 11:00 UTC, the location of rapid segments is consistent with that of coherent upper-level negative PV structures

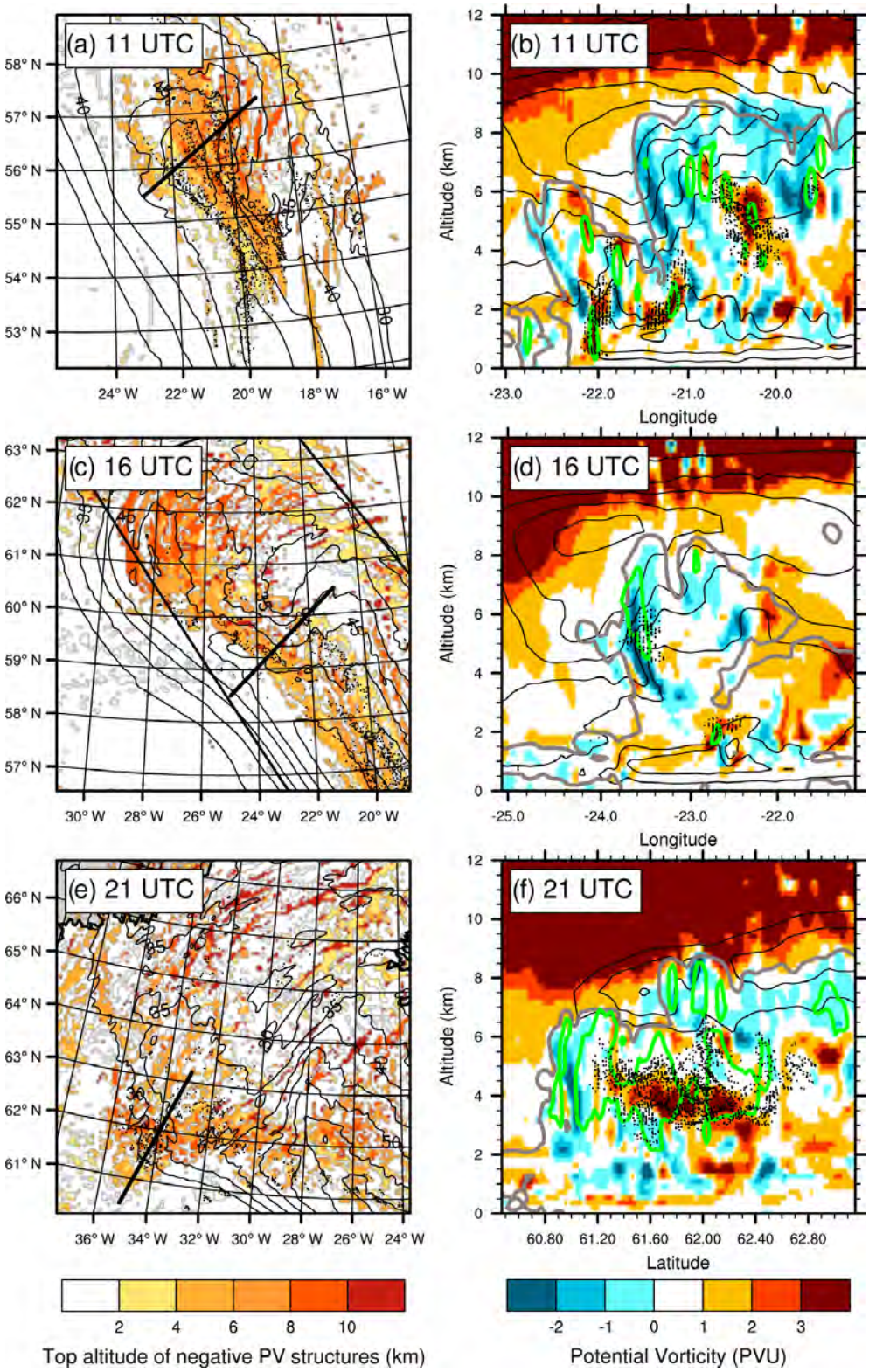


Figure 13. PV at **(a, b)** 11:00 UTC, **(c, d)** 16:00 UTC and **(e, f)** 21:00 UTC in **(a, c, e)** maps of the top altitude of identified clusters below −1 PVU (shading, km) and **(b, d, f)** vertical cross sections along the black thick line shown in panels **(a)**, **(c)** and **(e)**, respectively. Dots indicate the position of rapid segments. Black contours show horizontal wind speed **(a, c, e)** at ∼ 9 km and **(b, d, f)** in the cross sections (values larger than 30 m s^{-1} every 5 m s^{-1}). In panels **(b)**, **(d)** and **(f)** green contours show the vertical velocity equal to 0.3 m s^{-1}.

(above $z = 5$ km), which extend meridionally and follow the eastern side of the jet stream core (Fig. 13a). Frontal and banded convection, previously identified at 16:00 UTC (see Sect. 4.5), are already present at that time (Fig. 13b). As in Fig. 8, frontal convection is located to the west of the low-level jet core (at 22° W, below 2 km altitude in Fig. 13b), while banded convection is located above the low-level jet core (at $z \sim 2$ km around 21.2° W). Mid-level convection is also identified in the WCB between $4 < z < 6$ km around 20.2° W. These convective regions are associated with regions of vertical velocity $w > 0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ (green contours) and PV values larger than 3 PVU. This suggests that PV is produced by convection in these regions. In addition, negative PV structures are widespread in the WCB. They remain generally shallow (vertical extent < 1 km), especially in lower layers at $z \sim 2$ km, while they extend further vertically in the upper troposphere. In particular, a negative PV tower is located at the western cloudy edge of the WCB and just below the core of the jet stream (around 21.5° W between $4 < z < 8$ km in Fig. 13b).

At 16:00 UTC, the upper-level negative PV structures extend and rise in altitude following the head of the jet stream, where the maximum horizontal wind speeds are located (Fig. 13c). Negative PV structures take the form of elongated bands and are curved anticyclonically. They continue to extend away from each other in the head of the jet stream. They are partly overflown by the Falcon 20 at 16:00 UTC (compare with Fig. 10a). A negative PV tower is still located at the western edge of the WCB, between $3 < z < 8$ km around 23.5° W (Fig. 13d). At that time, it clearly corresponds to a mid-level convective region that is characterized by both updrafts ($w > 0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$) and rapid segments (black dots). Banded convection is captured further east above the low-level jet and is less extended vertically than at 11:00 UTC. Frontal convection does not appear in the vertical section because it is located further south (see Fig. 13c).

At 21:00 UTC, the elongated negative PV bands eventually thin out and disperse while the head of the jet stream disappears (Fig. 13e). Only mid-level convection still occurs on the western edge of the head of the jet stream at 21:00 UTC. Mid-level convective cells detach from the low-level jet and the core of the jet stream between 16:00 and 21:00 UTC and extend further vertically (Fig. 13f). Those located in the core of the WCB are associated with regions of rapid segments with high positive PV values, between $3 < z < 6$ km and 62.8–61.2° N, while a negative PV tower is again present at the western edge of the WCB, between $2 < z < 6.5$ km and 60.8–61.2° N (Fig. 13f). Altogether, the clustering approach shows that elongated negative PV bands persist for several hours and are mainly found near the head of the jet stream, which is the region where mid-level convection also takes place.

6 Conclusions

This study focuses on the occurrence of convective ascents within the WCB of the Stalactite cyclone that approached Iceland on 2 October 2016. For this purpose, detailed RASTA radar observations of the WCB cloud structure carried out during the NAWDEX field campaign are combined with a Meso-NH convection-permitting simulation covering the mature phase of the cyclone. The simulated cloud structures are in good spatial and temporal agreement with satellite observations on the large scale and radar observations on the kilometer scale, while the trajectory of the simulated cyclone is also consistent with the ECMWF analysis.

Online Lagrangian trajectories are followed during a 12 h window centered around the time of the radar observations. Trajectories rising by 150 hPa in 12 h are defined as ascents, based on the usual WCB pressure criterion of $600\,\mathrm{hPa\,(48\,h)^{-1}}$ (e.g., Madonna et al., 2014) and adapted to the shorter time window and without constraint on the initial or final height. Ascents satisfying the selection criterion are identified in three regions with high clouds: the WCB region, characterized by high values of θ_e; the cloud head, which wraps around the cyclone center and follows the bent-back front; and a third zone above the surface warm front and with orographic forcing from the Greenland plateau. The focus here is on the WCB region, where aircraft observations took place.

Following Rasp et al. (2016) and Oertel et al. (2019), fast ascents are further distinguished from slow ascents by applying an additional pressure threshold set to 100 hPa in 2 h here. This results in one-third of fast ascents, with ascent rates between 100 and 325 hPa in 2 h, among the $\sim 500\,000$ selected trajectories. Fast ascents are concentrated on the western edge of the WCB, close to the surface cold front, while slow ascents are rather distributed on the eastern edge. This is consistent with the results of Oertel et al. (2019) for the NAWDEX case study of cyclone Vladiana. While two-thirds of ascents – both fast and slow – follow the large-scale cyclonic flow between 10:00 and 22:00 UTC, one-third take an anticyclonic curvature when their outflow joins the jet stream at the end of the time window. Anticyclonic ascents are located higher than cyclonic ascents and reach typical altitudes of the WCB outflow, thus resembling the anticyclonic WCB branch (Martínez-Alvarado et al., 2014). However, contrary to the findings of Martínez-Alvarado et al. (2014), anticyclonic trajectories originate from the WCB head rather than from the cold front. Finally, during their rise, the ascents undergo a vertical motion of the order of $0.1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ associated with the production of low graupel contents on average during the 12 h window. Higher values are reached by rapid segments, which are most often located in the lower troposphere. However, these values remain lower than those of convective WCB ascents in Oertel et al. (2019), suggesting case-to-case variability.

Radar observations reveal structures of high reflectivity in the lower, middle and upper troposphere, thus providing evidence for the existence of fast ascents. These structures are correctly reproduced by the Meso-NH simulation – as is the bright band near $z = 2$ km – where they are associated with rapid segments and vertical velocity larger than $0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. These characteristics suggest that the identified fast ascents are actually convective cells embedded in the WCB. The observed mesoscale dynamics are also correctly reproduced in the simulation. A clustering analysis based on the identification of coherent 3-D updraft objects highlights three main types of organized convection at the time of observations. The first type is located at the southwestern edge of the WCB and coincides with the western edge of the low-level jet. It is named "frontal convection" because of its proximity with the surface cold front, and matches early observations by Browning and Pardoe (1973). The second type is located above and to the east of the core of the low-level jet and is named "banded convection" because it forms a long band that extends over several hundreds of kilometers. The third type is located along the western edge of the WCB below the upper-level jet. It is named "mid-level convection" due to its higher altitude.

The trajectories participating in frontal and banded convection come from the boundary layer and remain below 3 km altitude. Their geographical path indicates that they are advected by the cyclonic flow during the whole 12 h study period. In contrast, the trajectories participating in mid-level convection start above 3 km and rise up to 8 km altitude. They take an anticyclonic curvature mostly. Frontal and banded convection trajectories thus resemble shallow convective ascents that do not clearly belong to the WCB, while mid-level convection trajectories appear to be part of the WCB outflow. The time evolution of PV shows that frontal and banded convection undergo a short but strong PV gain during ascent, while mid-level convection encounters a decrease in PV at the time of rapid ascent. Negative values are found along half of the mid-level convection trajectories, suggesting that they are associated with negative PV creation. The former corresponds to the classical view of the vertical PV dipole within WCBs described by Wernli and Davies (1997), while the latter contradicts the classical view but agrees with recent results obtained from mesoscale simulations and observations (Oertel et al., 2020; Harvey et al., 2020).

Identifying the main convective regions near the beginning and end of the 12 h window reveals that the three types of convection found at the time of the observations are representative of the convective motion embedded within the WCB during the whole study period. Furthermore, the clustering analysis highlights the presence of upper-level structures of negative PV in the regions of organized convection. These structures extend horizontally to form elongated bands with anticyclonic curvature, especially at the eastern edge of the jet stream head. They also extend vertically to form negative PV towers in the WCB, under the jet stream in particular. The elongated negative PV bands persist for several hours before dispersing, as do the convective regions and the jet stream head. The common shape, location and timing between the identified structures and rapid segments suggest that the organization of negative PV bands may be related to the organization of convection. The organized nature of convection in WCBs may thus explain the merging of isolated PV dipoles into coherent structures, whose role in mesoscale dynamics is currently being debated (Oertel et al., 2020; Harvey et al., 2020). However, mid-level convective ascents alternatively coincide with positive and negative PV structures, depending on the considered time. Unlike the composite study of Oertel et al. (2020), the formation of horizontal PV dipoles around convective cells thus does not appear systematic, which calls for a more thorough investigation of negative PV formation within WCBs.

Overall, this study suggests that convection in WCBs mainly consists in coherent and organized convective structures that persist with time rather than isolated convective cells embedded in the large-scale slantwise ascent. Furthermore, mid-level convection is more relevant to full tropospheric WCB ascents than frontal and banded convection, which appear to be restricted to lower-level shallow ascents. The results are obtained through a novel combination of Eulerian clustering and online Lagrangian trajectory analyses applied to a convection-permitting simulation. This combination makes it possible to identify coherent structures, although elevated convection remains partly absent from the analysis and would require specific thresholds in the identification method. Further questions remain as to how exactly coherent structures form and dissipate, perhaps due to dynamical instabilities in the jet stream region, and may be addressed with the combined Lagrangian–Eulerian approach presented here.

Data availability. All data are available from the authors upon request.

Author contributions. NB performed the simulation and the analyses, JD provided the observations, and all authors prepared the manuscript.

Competing interests. The authors declare that they have no conflict of interest.

Acknowledgements. Computer resources were allocated by GENCI through project 90569. We thank the anonymous reviewers for their comments, which helped to improve the overall quality of the paper.

Financial support. The research leading to these results has received funding from the ANR-17-CE01-0010 DIP-NAWDEX

project. The SAFIRE Falcon contribution to NAWDEX received direct funding from L'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), Météo-France, Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), via the LEFE program, EUFAR Norwegian Mesoscale Ensemble and Atmospheric River Experiment (NEAREX), and ESA (EPATAN, contract 4000119015/16/NL/CT/gp).

Review statement. This paper was edited by Juerg Schmidli and reviewed by two anonymous referees.

References

Browning, K. A.: Conceptual Models of Precipitation Systems, Weather Forecast., 1, 23–41, https://doi.org/10.1175/1520-0434(1986)001<0023:CMOPS>2.0.CO;2, 1986.

Browning, K. A.: Mesoscale Aspects of Extratropical Cyclones: An Observational Perspective, in: The Life Cycles of Extratropical Cyclones, edited by, Shapiro, M. A. and Grønås, S., American Meteorological Society, Boston, MA, 265–283, https://doi.org/10.1007/978-1-935704-09-6_18, 1999.

Browning, K. A. and Pardoe, C. W.: Structure of low-level jet streams ahead of mid-latitude cold fronts, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 99, 619–638, https://doi.org/10.1002/qj.49709942204, 1973.

Chaboureau, J.-P., Söhne, N., Pinty, J.-P., Meirold-Mautner, I., Defer, E., Prigent, C., Pardo, J.-R., Mech, M., and Crewell, S.: A midlatitude cloud database validated with satellite observations, J. Appl. Meteor. Clim., 47, 1337–1353, https://doi.org/10.1175/2007JAMC1731.1, 2008.

Chagnon, J. M., Gray, S. L., and Methven, J.: Diabatic processes modifying potential vorticity in a North Atlantic cyclone, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 139, 1270–1282, https://doi.org/10.1002/qj.2037, 2013.

Colella, P. and Woodward, P. R.: The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations, J. Comput. Phys., 54, 174–201, https://doi.org/10.1016/0021-9991(84)90143-8, 1984.

Cuxart, J., Bougeault, P., and Redelsperger, J.-L.: A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 126, 1–30, https://doi.org/10.1002/qj.49712656202, 2000.

Dauhut, T., Chaboureau, J.-P., Escobar, J., and Mascart, P.: Giga-LES of Hector the Convector and its two tallest updrafts up to the stratosphere, J. Atmos. Sci., 73, 5041–5060, https://doi.org/10.1175/JAS-D-16-0083.1, 2016.

Davies, H. C. and Didone, M.: Diagnosis and Dynamics of Forecast Error Growth, Mon. Weather Rev., 141, 2483–2501, https://doi.org/10.1175/MWR-D-12-00242.1, 2013.

Delanoë, J., Protat, A., Jourdan, O., Pelon, J., Papazzoni, M., Dupuy, R., Gayet, J.-F., and Jouan, C.: Comparison of airborne in situ, airborne radar-lidar, and spaceborne radar-lidar retrievals of polar ice cloud properties sampled during the POLARCAT campaign, J. Atmos. Ocean Tech., 30, 57–73, https://doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00200.1, 2013.

Eckhardt, S., Stohl, A., Wernli, H., James, P., Forster, C., and Spichtinger, N.: A 15-Year Climatology of Warm Conveyor Belts, J. Climate, 17, 218–237, https://doi.org/10.1175/1520-0442(2004)017<0218:AYCOWC>2.0.CO;2, 2004.

Ewald, F., Groß, S., Hagen, M., Hirsch, L., Delanoë, J., and Bauer-Pfundstein, M.: Calibration of a 35 GHz airborne cloud radar: lessons learned and intercomparisons with 94 GHz cloud radars, Atmos. Meas. Tech., 12, 1815–1839, https://doi.org/10.5194/amt-12-1815-2019, 2019.

Flaounas, E., Kotroni, V., Lagouvardos, K., Gray, S., Rysman, J., and Claud, C.: Heavy rainfall in Mediterranean cyclones. Part I: contribution of deep convection and warm conveyor belt, Clim. Dynam., 50, 2935–2949, https://doi.org/10.1007/s00382-017-3783-x, 2018.

Gheusi, F. and Stein, J.: Lagrangian description of airflows using Eulerian passive tracers, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 128, 337–360, https://doi.org/10.1256/00359000260498914, 2002.

Grams, C. M., Wernli, H., Böttcher, M., Čampa, J., Corsmeier, U., Jones, S. C., Keller, J. H., Lenz, C.-J., and Wiegand, L.: The key role of diabatic processes in modifying the upper-tropospheric wave guide: a North Atlantic case-study, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 137, 2174–2193, https://doi.org/10.1002/qj.891, 2011.

Gregory, D., Morcrette, J.-J., Jakob, C., Beljaars, A. M., and Stockdale, T.: Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF model, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 126, 1685–1710, https://doi.org/10.1002/qj.49712656607, 2000.

Harrold, T. W.: Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 99, 232–251, https://doi.org/10.1002/qj.49709942003, 1973.

Harvey, B., Methven, J., Sanchez, C., and Schäfler, A.: Diabatic generation of negative potential vorticity and its impact on the North Atlantic jet stream, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 146, 1477–1497, https://doi.org/10.1002/qj.3747, 2020.

Joos, H. and Forbes, R. M.: Impact of different IFS microphysics on a warm conveyor belt and the downstream flow evolution, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 142, 2727–2739, https://doi.org/10.1002/qj.2863, 2016.

Joos, H. and Wernli, H.: Influence of microphysical processes on the potential vorticity development in a warm conveyor belt: a case-study with the limited-area model COSMO, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 138, 407–418, https://doi.org/10.1002/qj.934, 2012.

Lac, C., Chaboureau, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Auguste, F., Bechtold, P., Berthet, S., Bieilli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., Couvreux, F., Cuxart, J., Delautier, G., Dauhut, T., Ducrocq, V., Filippi, J.-B., Gazen, D., Geoffroy, O., Gheusi, F., Honnert, R., Lafore, J.-P., Lebeaupin Brossier, C., Libois, Q., Lunet, T., Mari, C., Maric, T., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Nuissier, O., Pantillon, F., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Pianezze, J., Redelsperger, J.-L., Ricard, D., Richard, E., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Seyfried, L., Stein, J., Suhre, K., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V., and Wautelet, P.: Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, Geosci. Model Dev., 11, 1929–1969, https://doi.org/10.5194/gmd-11-1929-2018, 2018.

Li, L., Heymsfield, G. M., Tian, L., and Racette, P. E.: Measurements of Ocean Surface Backscattering Using an Airborne 94-GHz Cloud Radar – Implication for Calibration of Airborne and Spaceborne W-Band Radars, J. Atmos. Ocean. Tech., 27, 1033–1045, https://doi.org/10.1175/JTECH1722.1, 2005.

Maddison, J. W., Gray, S. L., Martínez-Alvarado, O., and Williams, K. D.: Upstream Cyclone Influence on the Predictability of Block Onsets over the Euro-Atlantic Region, Mon. Weather Rev., 147, 1277–1296, https://doi.org/10.1175/MWR-D-18-0226.1, 2019.

Madonna, E., Wernli, H., Joos, H., and Martius, O.: Warm conveyor belts in the ERA-Interim dataset (1979–2010). Part I: climatology and potential vorticity evolution, J. Climate, 27, 3–26, https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00720.1, 2014.

Martínez-Alvarado, O., Joos, H., Chagnon, J., Boettcher, M., Gray, S. L., Plant, R. S., Methven, J., and Wernli, H.: The dichotomous structure of the warm conveyor belt, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 140, 1809–1824, https://doi.org/10.1002/qj.2276, 2014.

Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., Brousseau, P., Brun, E., Calvet, J.-C., Carrer, D., Decharme, B., Delire, C., Donier, S., Essaouini, K., Gibelin, A.-L., Giordani, H., Habets, F., Jidane, M., Kerdraon, G., Kourzeneva, E., Lafaysse, M., Lafont, S., Lebeaupin Brossier, C., Lemonsu, A., Mahfouf, J.-F., Marguinaud, P., Mokhtari, M., Morin, S., Pigeon, G., Salgado, R., Seity, Y., Taillefer, F., Tanguy, G., Tulet, P., Vincendon, B., Vionnet, V., and Voldoire, A.: The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes, Geosci. Model Dev., 6, 929–960, https://doi.org/10.5194/gmd-6-929-2013, 2013.

Oertel, A., Boettcher, M., Joos, H., Sprenger, M., Konow, H., Hagen, M., and Wernli, H.: Convective activity in an extratropical cyclone and its warm conveyor belt – a case-study combining observations and a convection-permitting model simulation, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 145, 1406–1426, https://doi.org/10.1002/qj.3500, 2019.

Oertel, A., Boettcher, M., Joos, H., Sprenger, M., and Wernli, H.: Potential vorticity structure of embedded convection in a warm conveyor belt and its relevance for large-scale dynamics, Weather Clim. Dynam., 1, 127–153, https://doi.org/10.5194/wcd-1-127-2020, 2020.

Pantillon, F., Chaboureau, J.-P., Lac, C., and Mascart, P.: On the role of a Rossby wave train during the extratropical transition of hurricane Helene (2006), Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 139, 370–386, https://doi.org/10.1002/qj.1974, 2013.

Pergaud, J., Masson, V., Malardel, S., and Couvreux, F.: A Parameterization of Dry Thermals and Shallow Cumuli for Mesoscale Numerical Weather Prediction, Bound.-Lay. Meteorol., 132, 83–106, https://doi.org/10.1007/s10546-009-9388-0, 2009.

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

Pomroy, H. R. and Thorpe, A. J.: The evolution and dynamical role of reduced upper-tropospheric potential vorticity in intensive observing period one of FASTEX, Mon. Weather Rev., 128, 1817–1834, https://doi.org/10.1175/1520-0493(2000)128<1817:TEADRO>2.0.CO;2, 2000.

Rasp, S., Selz, T., and Craig, G. C.: Convective and Slantwise Trajectory Ascent in Convection-Permitting Simulations of Midlatitude Cyclones, Mon. Weather Rev., 144, 3961–3976, https://doi.org/10.1175/MWR-D-16-0112.1, 2016.

Richard, E., Cosma, S., Tabary, P., Pinty, J.-P., and Hagen, M.: High-resolution numerical simulations of the convective system observed in the Lago Maggiore area on 17 September 1999 (MAP IOP 2a), Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 129, 543–563, https://doi.org/10.1256/qj.02.50, 2003.

Saunders, R., Hocking, J., Turner, E., Rayer, P., Rundle, D., Brunel, P., Vidot, J., Roquet, P., Matricardi, M., Geer, A., Bormann, N., and Lupu, C.: An update on the RTTOV fast radiative transfer model (currently at version 12), Geosci. Model Dev., 11, 2717–2737, https://doi.org/10.5194/gmd-11-2717-2018, 2018.

Schäfler, A., Craig, G., Wernli, H., Arbogast, P., Doyle, J. D., McTaggart-Cowan, R., Methven, J., Rivière, G., Ament, F., Boettcher, M., Bramberger, M., Cazenave, Q., Cotton, R., Crewell, S., Delanoë, J., Dörnbrack, A., Ehrlich, A., Ewald, F., Fix, A., Grams, C. M., Gray, S. L., Grob, H., Groß, S., Hagen, M., Harvey, B., Hirsch, L., Jacob, M., Kölling, T., Konow, H., Lemmerz, C., Lux, O., Magnusson, L., Mayer, B., Mech, M., Moore, R., Pelon, J., Quinting, J., Rahm, S., Rapp, M., Rautenhaus, M., Reitebuch, O., Reynolds, C. A., Sodemann, H., Spengler, T., Vaughan, G., Wendisch, M., Wirth, M., Witschas, B., Wolf, K., and Zinner, T.: The North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment, B. Am. Meteorol. Soc., 99, 1607–1637, https://doi.org/10.1175/BAMS-D-17-0003.1, 2018.

Shu, C.-W. and Osher, S.: Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, J. Comput. Phys., 77, 439–471, https://doi.org/10.1016/0021-9991(88)90177-5, 1988.

Wernli, H. and Davies, H. C.: A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I: The method and some applications, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 123, 467–489, https://doi.org/10.1002/qj.49712353811, 1997.

Chapitre 4

Impacts des processus nuageux sur la dynamique d'altitude

4.1 Rôle des processus diabatiques dans la WCB

L'importance relative de chacun des processus diabatiques se produisant au sein de la WCB est quantifiée grâce à des bilans sur la température potentielle (θ) et le rapport de mélange de la vapeur d'eau (q_v). Ces bilans sont réalisés dans la simulation de référence REF, utilisée dans le chapitre précédent (Fig. 4.1 à gauche). Les bilans sont effectués dans un domaine 3-D réduit (rectangle blanc) situé à travers le segment opéré entre 15 et 16 UTC (nommé « *16 00 UTC leg* » dans le chapitre 3.2), lors du passage du Falcon 20 au-dessus de la WCB. La boîte sélectionnée est une colonne d'air de la surface jusque dans la basse stratosphère (z=12 km). Elle correspond à une épaisse couche nuageuse. Ces bilans sont aussi faits dans la simulation de sensibilité NODIA pour laquelle les échanges de chaleur issus des processus nuageux ont été coupés, ce qui impacte très fortement le développement des nuages hauts (Fig. 4.1 à droite).

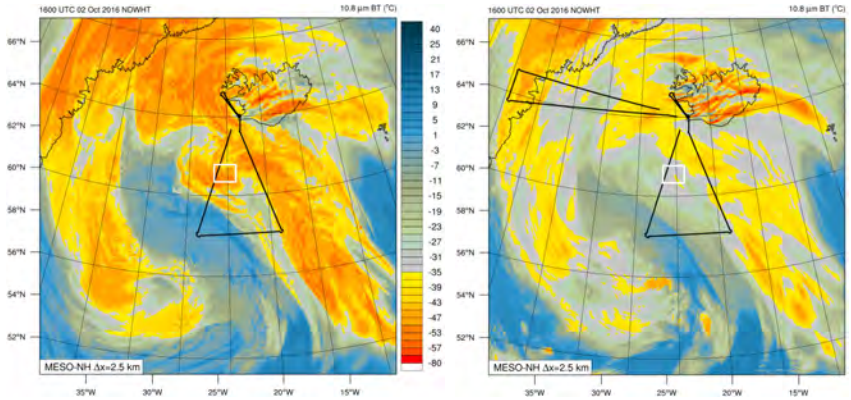


FIGURE 4.1 – Température de brillance simulée à 10,8 μm (en °C) à 16 UTC par REF (à gauche) et NODIA (à droite). Les lignes noires montrent les trajets du Falcon 20 le 2 octobre. Le rectangle blanc indique la région dans laquelle les bilans ont été effectués.

Dans REF, le bilan sur θ pendant l'heure étudiée est montré (Fig. 4.2a). Au-dessus de 8 km, la tendance en θ (courbe verte) montre une succession de pics négatifs et positifs due au terme d'advection (courbe bleue). Ces variations brusques de la tendance de θ marquent la présence de la tropopause et du courant-jet. Dans la troposphère, la tendance en θ montre des refroidissements de $\approx$0,2 K h^{-1} à z$\approx$1 et z$\approx$3 km et un réchauffement entre z$\approx$3 km et z$\approx$8 km (courbe verte). Ce réchauffement atteint un pic de $\approx$0,8 K h^{-1} à z$\approx$7 km. Parmi les processus diabatiques, les processus nuageux sont ceux qui ont le plus grand impact (courbe rouge). Ils réchauffent l'atmosphère entre z$\approx$2 km et z$\approx$8 km. La turbulence (courbe jaune) et les effets radiatifs (courbe verte pâle) ont une contribution négligeable. Le terme d'advection (courbe bleue) contrebalance le réchauffement par processus nuageux jusqu'à environ 6 km d'altitude. Cela montre qu'une masse d'air plus froide a été advectée en milieu de troposphère. Comme attendu, les processus nuageux n'ont aucune influence sur θ dans NODIA (courbe rouge sur Fig. 4.2c). Les autres termes diabatiques n'ont pas plus d'impact sur θ dont la tendance est essentiellement guidée par l'advection.

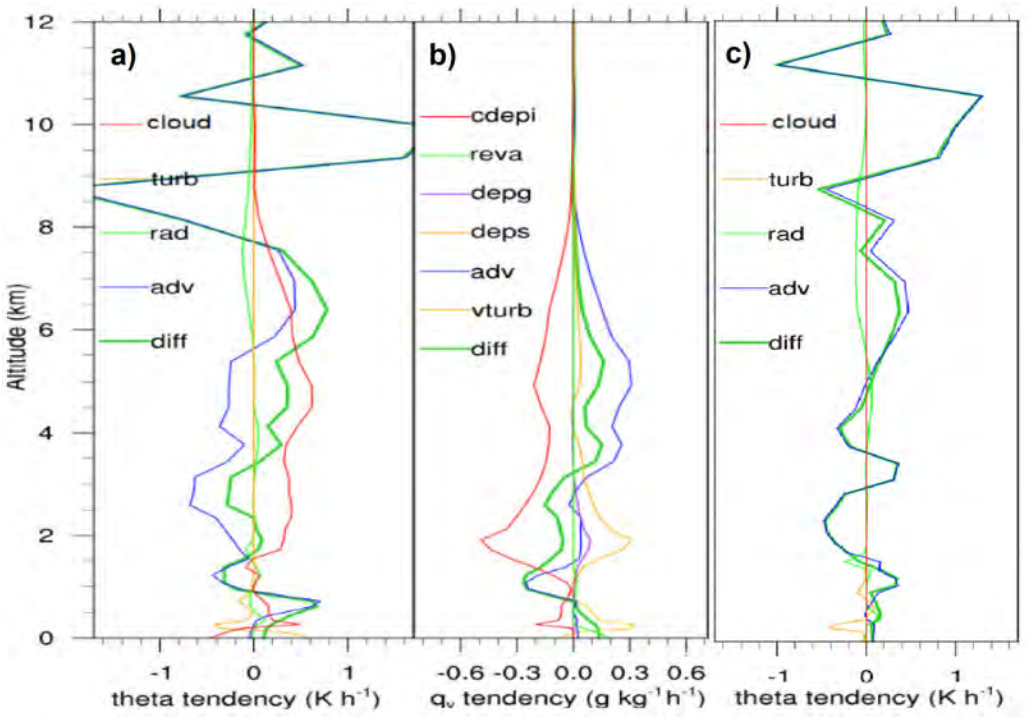


FIGURE 4.2 – Bilans eulériens effectués entre 15 et 16 UTC dans la région montrée sur Fig. 4.1 sur (a, c) θ (en K h^{-1}) dans (a) REF et (c) NODIA et sur (b) q_v (en g kg^{-1} h^{-1}) dans REF. Dans (a) et (c), les termes *cloud*, *turb*, *rad*, *adv* et *diff* désignent respectivement les processus nuageux, la turbulence, les effets radiatifs, l'advection et la somme de l'ensemble des processus. Dans (b), les processus sont la condensation et la déposition de la vapeur d'eau sur les cristaux de glace (regroupés sous le terme *cdepi*), l'évaporation (*reva*), la déposition de la vapeur d'eau sur le graupel (*depg*) et la neige (*deps*), l'advection (*adv*), la turbulence (*vturb*) et la somme de l'ensemble des processus (*diff*).

Le bilan sur q_v révèle que le réchauffement induit par les processus nuageux dans REF provient principalement des processus de condensation et de déposition de la vapeur d'eau sur les cristaux de glace (courbe rouge sur Fig. 4.2b). Ainsi, l'air chaud et humide se condense (vers z=2 km) lors des ascendances lentes de grande échelle. Il se refroidit ensuite avec l'altitude et s'évapore pour former des cristaux de glace en moyenne et haute couche. Ces résultats, ici trouvés pour la WCB de la tempête Stalactite, se retrouvent dans d'autres cas d'études de WCB où le chauffage issu de la condensation et de la déposition sont les processus diabatiques dominants (e.g., Joos et Wernli, 2012; Chagnon *et al.*, 2013; Martínez-Alvarado *et al.*, 2014b). Par la suite, les simulations REF et NODIA sont comparées pour le vol du matin afin d'étudier l'impact des processus nuageux sur la dynamique d'altitude en sortie de WCB.

4.2 Présentation de l'article

La flux de sortie de la WCB associée à la tempête Stalactite est étudié ici. Localisé à proximité de la dorsale d'altitude située en aval, le flux de sortie a été survolé par le Falcon 20 dans la matinée du 2 octobre 2016. Le radar Doppler RASTA a ainsi recueilli des observations détaillées de la dynamique et de la structure nuageuse internes en sortie de WCB. Les quatre dropsondes lâchés depuis le Falcon 20 ont apporté des mesures in-situ uniques sur la structure de la tropopause et du courant-jet d'altitude. Deux simulations de la tempête sont comparées pendant la période où les trois principales masses d'air qui la composent (la bande transporteuse d'air chaud, la tête nuageuse et l'intrusion sèche) sont restées dans le domaine de simulation. La première simulation appelée REF (la même que celle utilisée au chapitre précédent) a reproduit les principales structures nuageuses de méso-échelle jusqu'à l'échelle kilométrique. La deuxième simulation appelée NODIA a été effectuée en coupant les échanges de chaleur issus des processus nuageux durant toute la durée de la simulation et sur l'ensemble du domaine. En comparant les résultats des deux simulations, il est alors possible de montrer l'impact des processus nuageux sur la dynamique d'altitude et le gonflement de la dorsale.

Les observations RASTA de la structure nuageuse de la WCB mettent en évidence une activité convective en son sein et des nuages élevés de type cirrus dans son flux de sortie. Elles révèlent la présence d'une masse d'air sec localisée à l'ouest de la WCB, entre la pente du front chaud et des structures convectives isolées en basse couche. Le radar mesure également une augmentation de la vitesse horizontale du vent avec l'altitude. Des valeurs dépassant localement $40\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ sont mesurées dans les niveaux supérieurs, suggérant la présence du courant-jet d'altitude. Un jet de basse couche est détecté le long des côtes du Groenland avec des vitesses de vent atteignant $25\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. La simulation REF reproduit fidèlement l'ensemble des structures nuageuses et dynamiques observées. Elle montre aussi l'existence de deux cœurs de courant-jet d'altitude sur le bord nord-ouest de la dorsale. Ces derniers sont situés à proximité d'une foliation de tropopause et d'une

langue de fort PV séparant le bord nord-ouest de la dorsale en deux. Les dropsondes confirment l'existence des cirrus, de la masse d'air sec, du jet de basse couche, du cœur du courant-jet d'altitude le plus à l'ouest, de la foliation de tropopause et de la langue de fort PV. NODIA simule aussi deux cœurs de courant-jet d'altitude, mais moins intenses et décalés vers l'est, tout comme les autres structures d'altitude. Le jet de basse couche est bien reproduit, mais pas la masse d'air sec. Le sommet des structures nuageuses est plus bas dans l'ensemble. Par ailleurs, des structures de PV négatif sont localement simulées par REF au niveau du cœur du courant-jet d'altitude le plus à l'est. Ces structures sont absentes dans NODIA.

Les particules d'air ayant subi une ascendance d'au moins 150 hPa sur la période de 12 h étudiée sont identifiées dans REF et NODIA au moment de l'observation par l'outil de trajectoires lagrangiennes en ligne implémenté dans le modèle. L'analyse fait ressortir dans REF trois régions avec une fréquence d'ascendances élevée. Ces régions sont associées au flux de sortie de la WCB, au plateau du Groenland et à la tête nuageuse, située au-dessus du front occlus. Les ascendances localisées dans les deux premières régions ont été captées lors du vol avion. Celles situées dans le flux de sortie de la WCB alimentent le cœur du courant-jet d'altitude le plus à l'est. Dans NODIA, seules les ascendances situées au-dessus du Groenland et près du front occlus sont simulées. Cela montre que ces ascendances ont une origine dynamique, combinant effets orographiques du Groenland et dynamique frontale. Une grande partie du flux de sortie de la WCB manque dans NODIA, ce qui confirme que les ascendances dans cette région proviennent des processus diabatiques nuageux. Leur origine dans les premières heures de REF est étudiée par la suite.

Les ascendances sélectionnées dans REF sont séparées suivant leur courbure dans les dernières 6 h de simulation, anticyclonique ou cyclonique. Leur évolution est examinée entre 00 et 12 UTC, soit une période de 12 h. Environ 450 000 rétro-trajectoires sont ainsi identifiées avec approximativement autant d'ascendances ayant une courbure anticyclonique qu'une courbure cyclonique. Une grande majorité commencent dans la même région, associée à l'emplacement du front occlus à 00 UTC. Les ascendances anticycloniques sont cependant situées à des altitudes plus élevées que les ascendances cycloniques et terminent leur trajectoire dans la partie orientale de la dorsale. Les ascendances cycloniques restent dans les basses couches pendant la fenêtre temporelle et finissent leur course plus au sud. Les ascendances anticycloniques rappellent ainsi la branche anticyclonique de la WCB (Martínez-Alvarado *et al.*, 2014b). Le tourbillon potentiel diminue avec l'altitude lors des ascendances anticycloniques mais augmente le long des ascendances cycloniques. Ces évolutions de PV sont cohérentes avec la présence de dipôles verticaux autour d'un niveau de chauffage diabatique maximum au sein de la WCB, comme montré dans Wernli et Davies (1997). Les ascendances s'élevant d'au moins 100 hPa en 2 h sont appelées « segments rapides » (Blanchard *et al.*, 2020). Les segments rapides anticycloniques ont lieu principalement en milieu de troposphère en début de simulation tandis que les segments rapides

cycloniques sont plus nombreux dans les basses couches et en milieu de simulation. Des valeurs négatives de PV sont atteintes le long de certains segments rapides, en particulier ceux anticycloniques. Cela suggère que des structures de PV négatif sont créées lors d'ascendances rapides dans la WCB. Les processus conduisant à la création de ces structures sont alors examinés en détail.

Des instantanés du champs de PV situé au niveau θ=320 K montre que le bord nord-ouest de la dorsale est plus étendu vers l'ouest dans REF que dans NODIA, tout comme la foliation de tropopause et la langue de fort PV. Parallèlement, des champs de vent horizontal montrés au même niveau indiquent que les deux cœurs du courant-jet d'altitude sont plus faibles dans NODIA. Cela confirme que les processus diabatiques nuageux peuvent modifier l'intensité du courant-jet d'altitude et l'emplacement de la dorsale, comme l'ont montré des études antérieures (e.g., Chagnon *et al.*, 2013; Joos et Forbes, 2016; Berman et Torn, 2019). Par ailleurs, REF simule des bandes allongées de PV négatif dans le bord nord-ouest de la dorsale. De telles structures ont également été trouvées sur le bord est d'un cœur de courant-jet d'altitude dans le chapitre 3. Ces bandes de PV négatif ne sont pas reproduites dans NODIA et ont donc une origine diabatique, en accord avec des études récentes utilisant des simulations et des observations à méso-échelle (Oertel *et al.*, 2020; Harvey *et al.*, 2020). Ces bandes persistent dans le temps et se retrouvent à 02 UTC à proximité de la région d'origine des ascendances sélectionnées. Cela conduit à vérifier si un lien existe entre les bandes allongées de PV négatif à 11 UTC et les segments rapides se produisant à 02 UTC.

Une analyse avec l'outil d'identification d'objets 3-D révèle des structures cohérentes d'ascendances dont la vitesse verticale dépasse 0,3 m s^{-1}. Leur emplacement à 02 UTC correspondant à celui des segments anticycloniques dans REF, une coupe verticale est effectuée à travers la région où les structures identifiées sont les plus nombreuses à cet instant. Celle-ci montre que les structures 3-D d'ascendances situées en milieu de troposphère sont en fait des cellules convectives dont la vitesse verticale dépasse 0,9 m s^{-1}. Ces cellules convectives sont localisées à l'extrémité ouest de la zone nuageuse, entre le cœur du courant-jet d'altitude et le jet de basse couche, dans une région d'instabilité conditionnelle. Cette description correspond à la convection organisée à mi-niveau trouvée dans le chapitre 3. De plus, les segments rapides anticycloniques sont situées à l'intérieur des cellules convectives identifiées. Les structures 3-D d'ascendances et les segments rapides anticycloniques situés dans les couches inférieures sont eux associés à des vitesses verticales plus faibles (environ 0,3 m s^{-1}) en lien avec la dynamique du front occlus. De la même manière, des structures 3-D cohérentes de PV négatif sont identifiées dans la même région que les structures 3-D d'ascendances et les segments rapides anticycloniques mais à des niveaux supérieurs (dans les moyennes et hautes couches). Une coupe verticale à travers la région a mis en évidence l'existence de dipôles de PV horizontaux autour des cellules convectives situées dans les moyennes couches, le pôle négatif faisant face au courant-jet d'altitude. Ce résultat confirme ceux de Oertel *et al.* (2020) et corrobore la théorie dé-

veloppée par Harvey *et al.* (2020). Dans NODIA, les structures cohérentes d'ascendances et de PV négatif ne sont pas simulées, tout comme les cellules convectives à mi-niveau et les dipôles de PV horizontaux. Cela prouve que les structures de PV négatif sont créées diabatiquement par la convection à mi-niveau. Dans REF, ces structures de PV négatif sont ensuite advectées par le flux anticyclonique de grande échelle. Elles persistent pendant une dizaine d'heures et se retrouvent sur le bord nord-ouest de la dorsale avant de se disperser. La bonne correspondance spatiale et temporelle trouvée entre les bandes allongées de PV négatif, l'accélération du courant-jet et l'extension de la dorsale suggère donc que la convection à mi-niveau impacte la dynamique de grande échelle en altitude.

4.3 *Mid-level convection in a warm conveyor belt accelerates the jet stream*

Article publié le 18 janvier 2021 dans *Weather Clim. Dynam.* (Blanchard *et al.*, 2021).

Weather Clim. Dynam., 2, 37–53, 2021
https://doi.org/10.5194/wcd-2-37-2021
© Author(s) 2021. This work is distributed under
the Creative Commons Attribution 4.0 License.



Weather and Climate Dynamics
Open Access
EGU

Mid-level convection in a warm conveyor belt accelerates the jet stream

Nicolas Blanchard[1], **Florian Pantillon**[1], **Jean-Pierre Chaboureau**[1], **and Julien Delanoë**[2]

[1]Laboratoire d'Aérologie, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France
[2]LATMOS/IPSL, Université Paris-Saclay, UVSQ, Sorbonne Université, CNRS, Guyancourt, France

Correspondence: Florian Pantillon (florian.pantillon@aero.obs-mip.fr)

Received: 14 October 2020 – Discussion started: 16 October 2020
Revised: 12 January 2021 – Accepted: 14 January 2021 – Published: 18 January 2021

Abstract. Jet streams and potential vorticity (PV) gradients along upper-level ridges, troughs and zonal flows form a waveguide that governs midlatitude dynamics. Warm conveyor belt (WCB) outflows often inject low-PV air into ridges, and the representation of WCBs is seen as a source of uncertainty for downstream forecasts. Recent studies have highlighted the presence of mesoscale structures with negative PV in WCBs, the impact of which, on large-scale dynamics, is still debated. Here, fine-scale observations of cloud and wind structures acquired with airborne Doppler radar and dropsondes provide rare information on the WCB outflow of the Stalactite cyclone and the associated upper-level ridge on 2 October 2016 during the North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment (NAWDEX). The observations show a complex tropopause structure associated with two jet stream cores along the northwestern edge of the ridge. A reference convection-permitting simulation with full physics reproduces the observed structures and reveals the presence of elongated negative PV bands along the eastern jet stream core. In contrast, a sensitivity experiment with heat exchanges due to cloud processes being cut off shows lower cloud tops, weaker jet stream cores, a ridge less extended westward and the absence of negative PV bands. A Lagrangian analysis based on online trajectories shows that the anticyclonic branch of the WCB outflow enters the eastern jet stream core in the reference simulation, while it is absent in the sensitivity experiment. The anticyclonic ascents and negative PV bands originate from the same region near the cyclone's bent-back front. The most rapid ascents coincide with mid-level convective cells identified by clustering analysis, which are located in a region of conditional instability below the jet stream core and above a low-level jet. Horizontal PV dipoles are found around these cells, with the negative poles reaching absolute negative values, and the convective cells thus appear as the source of the negative PV bands. The results show that mid-level convection within WCBs accelerates the jet stream and may influence the downstream large-scale circulation.

1 Introduction

Jet streams and potential vorticity (PV) gradients along upper-level ridges, troughs and zonal flows form a waveguide that governs the propagation of Rossby waves (Hoskins and Ambrizzi, 1993). Rossby waves are the main drivers of midlatitude dynamics, constrain the formation of surface cyclones and anticyclones and act as precursors to high-impact weather events. An accurate representation of jet streams and PV gradients is therefore crucial in numerical weather prediction systems. However, it has been found that the PV gradient across the tropopause, adjacent to ridges, and the amplitude of Rossby waves decrease with lead time in global model forecasts to about 5 d (Gray et al., 2014; Martínez-Alvarado et al., 2018). More recently, it has been shown that analyses and short-term forecasts tend to underestimate the peak jet stream wind, the vertical wind shear and the abruptness of the change in wind shear across the tropopause (Schäfler et al., 2020). This calls for a better understanding of processes controlling PV gradients.

Warm conveyor belt (WCB) outflows are one of the main perturbations to the midlatitude waveguide. WCBs usually flow poleward and upward as coherent airstreams associated with extratropical cyclones (Harrold, 1973; Wernli and

Davies, 1997). Rising with rates not exceeding 50 hPa h^{-1}, the warm and moist air in WCBs cools and condenses to form wide, elongated bands of cloud in which heavy precipitation and strong surface winds occur (Browning, 1999). During WCB ascents, a large amount of latent heating is released by cloud processes, the representation of which is considered a major source of uncertainty (Chagnon et al., 2013; Martínez-Alvarado et al., 2014; Joos and Forbes, 2016). This source can be explained from the PV perspective, where PV is produced below the level of maximum heating and reduced above (Hoskins et al., 1985). In WCBs, vertical PV dipoles are created with positive PV anomalies in the lower layers and negative PV anomalies in the upper layers (Wernli and Davies, 1997). The low-PV air resulting from the negative anomalies is then transported into the upper-level ridge by the WCB outflow, where it is advected toward high-PV air by the associated divergent wind, and this impacts both the jet stream and the PV gradient at the tropopause (Grams et al., 2011). Accordingly, errors in the PV change by cloud processes lead to errors at upper levels (e.g., Maddison et al., 2019).

Recent studies have shown the presence of mesoscale negative PV structures in WCBs (Harvey et al., 2020; Oertel et al., 2020; Blanchard et al., 2020). Harvey et al. (2020) developed a theory explaining that diabatic heating in the presence of vertical wind shear results in negative PV values on the equatorward side of the jet stream. Oertel et al. (2020) showed, with a composite analysis, that convective ascents produce horizontal PV dipoles, which persist for about 10 h and merge to form elongated negative PV bands that can locally accelerate the jet stream. Blanchard et al. (2020) showed that, among three types of organized convection they found in a WCB region, only mid-level convection is associated with coherent negative PV bands. These studies further suggest that the mesoscale negative PV structures may accelerate the jet stream locally and potentially influence the downstream circulation.

This paper is focused on the WCB outflow of the Stalactite cyclone observed during the North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment (NAWDEX; Schäfler et al., 2018). The cyclone was named after the low tropopause – whose shape was reminiscent of stalactite – during its intensification phase. On 2 October 2016, the WCB outflow was sampled with airborne instruments with the objective being to characterize its role in the building of the downstream ridge. A total of 2 d later, this ridge became a block over Scandinavia and persisted for several weeks (Schäfler et al., 2018). Previous studies showed the major role of diabatic heating in the Stalactite cyclone's WCB on the subsequent onset of blocking (Maddison et al., 2019, 2020; Steinfeld et al., 2020). Maddison et al. (2019) conducted an ensemble sensitivity analysis in which the Stalactite cyclone is clearly identified as the main feature influencing the block onset 3–4 d ahead. Maddison et al. (2020) showed, through several sensitivity experiments with a convective parameterization in a global model, that stronger latent heating in the WCB leads to a more amplified ridge after a 6 d lead time. Steinfeld et al. (2020) found a strong influence of latent heating in the Stalactite cyclone on the ridge building after 2 d of simulations.

The objective of this study is to examine the WCB outflow at the fine scale and to investigate the cloud diabatic effects in the WCB during a relatively short 12 h window. To achieve this objective, we use the convection-permitting simulation described in Blanchard et al. (2020) and run a second simulation set up in the same manner, except with the diabatic impact of clouds turned off. We compare both simulations with airborne Doppler radar and dropsonde measurements taken in the WCB outflow. After showing the cloud diabatic effects in the northwestern edge of the ridge, we trace them back to mid-level convection that occurs in the western flank of the WCB a few hours earlier.

The paper is structured as follows: Sect. 2 briefly introduces the observations and the model simulations and numerical tools used for the analysis. Section 3 describes, in detail, the airborne observations of the ridge and WCB outflow. Section 4 characterizes the ascents ending in the WCB outflow by studying their Lagrangian back-trajectories, while distinguishing between those with an anticyclonic and a cyclonic curvature. Section 5 focuses on the origin of PV structures in the observed regions before discussing the link with mid-level convective ascents within the WCB. Section 6 concludes the paper.

2 Data and methods

2.1 Airborne observations

Cloud radar RASTA (RAdar Airborne System; Delanoë et al., 2013) and dropsonde observations were acquired from the SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement) Falcon 20 based in Keflavik, Iceland. On the morning of 2 October 2016, the Falcon 20 flew toward Greenland with the objective of studying the tropopause structure and the WCB outflow from the Stalactite cyclone (flight 6 in Schäfler et al., 2018, see the track in Fig. 1a). During its cruise, the aircraft flew at around 10 km altitude. On its way back to Iceland, four Vaisala RD94 dropsondes were launched at 10:26, 10:32, 10:36 and 10:41 universal coordinated time (UTC). In the following, we will discuss the profiles of wind speed, potential temperature and relative humidity (with respect to liquid water below the melting level and to ice above) obtained from the dropsondes as well as the reflectivity and wind speed obtained from RASTA between 10:25 and 11:27 UTC (hereinafter referred to as the 11:00 UTC leg). The reader is referred to Blanchard et al. (2020) and the references therein for more details on RASTA operated on 2 October 2016.

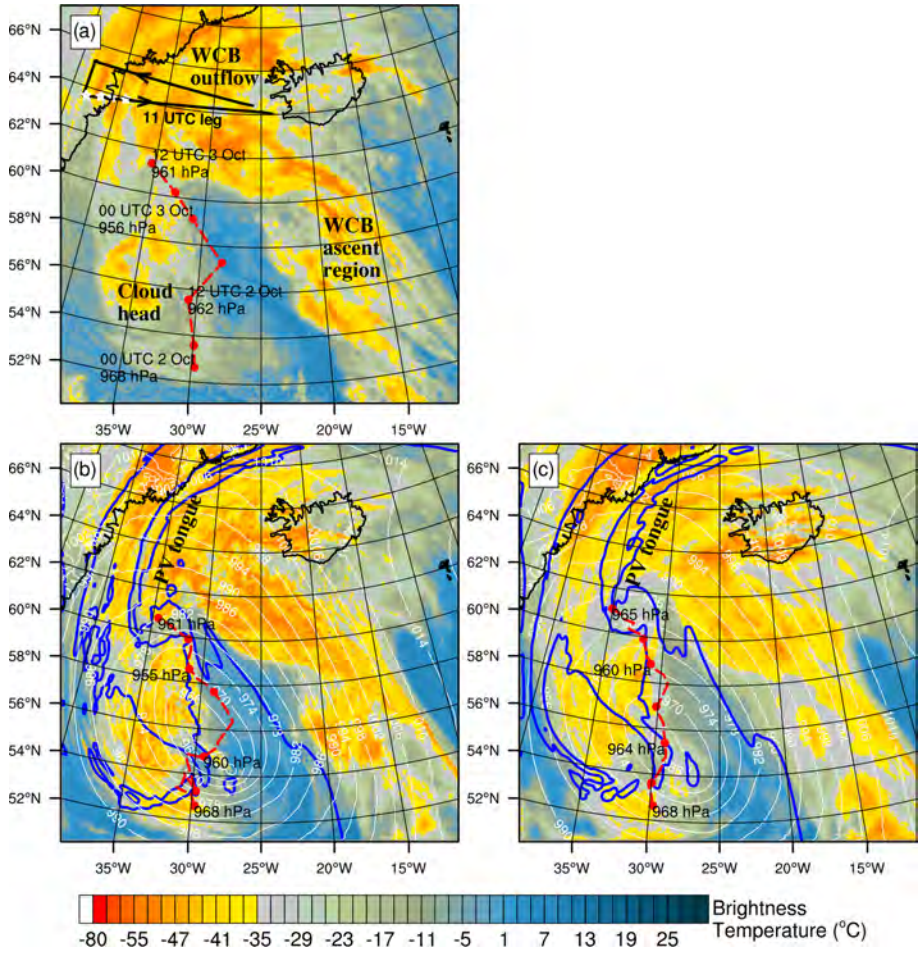


Figure 1. The 10.8 µm brightness temperature (in °C) at 11:00 UTC, 2 October 2016, as **(a)** observed by the Meteosat Second Generation (MSG) satellite and simulated by **(b)** REF (reference simulation) and **(c)** NODIA (sensitivity simulation). In **(b)** and **(c)**, mean sea level pressure (MSLP) is shown with white contours every 4 hPa between 964 and 1016 hPa, and the smoothed 2 PVU at 320 K is shown with blue contours. In **(a)**–**(c)**, the cyclone track and value of the MSLP minimum are shown (red dotted line; red mark every 6 h) for the ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) analysis and the REF and NODIA simulations. The MSLP minimum is tracked every 6 h within a radius of 250 km from its prior position in the ECMWF analysis and every 1 h within a radius of 160 km in the simulations. In **(a)**, the black line shows the track of the Falcon 20 aircraft and the 11:00 UTC leg, whereas the white stars show the location of the dropsondes shown in Fig. 4.

2.2 Meso-NH convection-permitting simulations

Two simulations, REF (the reference simulation) and NODIA (the sensitivity simulation), were performed with version 5.3 of the non-hydrostatic mesoscale atmospheric Meso-NH model (Lac et al., 2018) over the domain shown in Fig. 1. Both simulations are convection permitting, with a grid spacing of 2.5 km horizontally and vertically from 60 m near the surface to 600 m in the upper levels. They are run from 00:00 UTC, 2 October 2016 to 12:00 UTC, 3 October with hourly outputs and initial and boundary conditions provided by the ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) operational analyses. Both simulations share the same parameterizations, differing only in that the heat exchanges in the cloud microphysical scheme are set to zero in NODIA. Note that the other parameterizations (radiation, turbulence and shallow convection) also exchange heat in the atmosphere, but in a negligible way compared to cloud processes. The REF simulation is described in Blanchard et al. (2020), where more details are given on the parameterizations and on the radiative tools used to emulate the RASTA and Meteosat Second Generation (MSG) satellite observations. Following Söhne et al. (2008), we compare synthetic and satellite observations to compute the categorical Heidke skill score (HSS), which measures the fraction of correct forecasts after eliminating those that would be correct by chance.

2.3 Lagrangian trajectory and clustering tools

Lagrangian trajectories are calculated online by initializing passive tracers at each grid point in the simulation domain (Gheusi and Stein, 2002). Three scalar tracers per grid point allow us to follow the 3D position of each air parcel. These tracers are advected by the piecewise parabolic method scheme (Colella and Woodward, 1984), which is known to conserve the mass properties of the tracers with a weak numerical diffusion well. Back-trajectories are reconstructed from the tracers and are studied for the period from 00:00 until 12:00 UTC on 2 October. This relatively short time window is chosen to ensure that all relevant trajectories remain in the simulation domain during the 12 h period. As in Blanchard et al. (2020), trajectories rising by at least 150 hPa in 12 h are defined as ascents. This threshold is based on the usual criterion of 600 hPa in 48 h used to identify WCB trajectories (e.g., Wernli and Davies, 1997; Martínez-Alvarado et al., 2014; Oertel et al., 2020) but without any constraint on the initial altitude of the trajectories, which is in contrast with previous studies. Selected ascents, thus, do not perform a full ascent from the boundary layer to the upper troposphere and may not all belong to actual WCB trajectories (see Blanchard et al., 2020, for a discussion).

Coherent structures within the WCB are detected with the clustering tool created and implemented in Meso-NH by Dauhut et al. (2016). Coherent updraft structures consist of 3D objects made of connected grid points for which the vertical velocity is higher than a threshold of $0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, as in Blanchard et al. (2020). In the same way, coherent negative PV structures are defined as areas of connected grid points, with PV values lower than -1 PVU ($1\,\mathrm{PVU} = 10^{-6}\,\mathrm{K\,kg^{-1}\,m^2\,s^{-1}}$).

3 Observations of the upper-level ridge at 11:00 UTC

3.1 Overview

An overview of the cloud structures of the Stalactite cyclone and of the associated upper-level ridge is first given. At 11:00 UTC on 2 October, the Stalactite cyclone approached Iceland, as shown by the infrared MSG brightness temperature (BT; Fig. 1a). The elongated band of primarily high clouds observed in the southeastern part of the simulation domain (BT values less than $-35\,^{\circ}\mathrm{C}$) locates the WCB ascent region. High clouds are also present in the northern and partly southwestern parts of the domain and indicate the WCB outflow and cloud head regions, respectively. Mid-level clouds are also detected in these regions (BT values between -35 and $0\,^{\circ}\mathrm{C}$). Positive BT values locate the dry intrusion between the cloud head and WCB ascent regions. Some isolated low-level clouds are observed below the dry intrusion. The aircraft crossed the WCB outflow region when flying back to Keflavik during the 11:00 UTC leg.

In REF, the position of the main cloud structures is correctly reproduced, although high clouds are more spatially extended in the cloud head and WCB regions (Fig. 1b). The smoothed 2 PVU contour at the 320 K level (blue line) shows that the upper-level ridge, defined as the low PV region, covers the northeast for three quarters of the domain. It also highlights a complex PV structure over the cloud head and above the Greenland coast. North of 60° N, a tongue of high PV value with relatively low cloud tops cuts the northwestern edge of the ridge in two parts.

In NODIA, the main cloud structures are also reproduced but with higher BT values than in the MSG observation and REF in the cloud head and WCB regions (Fig. 1c). Cloud tops are therefore expected to be lower in these regions. However, the Heidke skill score for BT values below $-35\,^{\circ}\mathrm{C}$ is similar for both simulations when compared to MSG (~ 0.7), which shows that the general pattern of high clouds is not strongly impacted in NODIA. Note that the dry intrusion extends less to the northwest. The 2 PVU contour shows a pattern similar to REF but with the PV tongue shifted eastward and fewer small-scale structures present.

The location of the mean sea level pressure (MSLP) minimum of the Stalactite cyclone, represented by the red dotted lines during the simulated 36 h period, shows that the cyclone moves northward on the morning of 2 October. In the ECMWF analysis (Fig. 1a), an abrupt eastward shift then occurs between 12:00 UTC on 2 October and 00:00 UTC on 3 October as the cyclone deepens and finally moves northwestward towards the Greenland Plateau. The track of the Stalactite cyclone is well reproduced in REF, including the abrupt eastward shift and its deepening from 968 to around 955 hPa (Fig. 1b). In NODIA, the MSLP minimum values are higher by ~ 5 hPa compared to ECMWF and REF (Fig. 1c). In addition, the abrupt eastward shift is not reproduced, resulting in a more meridional cyclone track. The abrupt shift is due to the creation of a second MSLP center to the east (see MSLP at 16:00 UTC in Fig. 1b in Blanchard et al., 2020), which therefore has a diabatic origin.

3.2 Vertical structure of the upper-level ridge across the flight leg

In the following, we focus on the WCB outflow region overflown by the Falcon 20 aircraft along the 11:00 UTC leg. Its track is indicated by the black lines in Fig. 1a, while the location of the dropsondes launched during the flight are marked by white stars. The observations of the RASTA radar and the dropsondes, combined with the REF results, provide a fine-scale description of the upper-level dynamics in the region.

The vertical structure of reflectivity, as seen by RASTA, shows a large cloud system between 43.5 and 27° W (Fig. 2a). Weak reflectivity values (about -20 dBZ) are measured above ≈ 7 km altitude. These values are characteristic of cirrus-type clouds. Their location is consistent with the strong negative BT values shown in Fig. 1a. Reflectivity

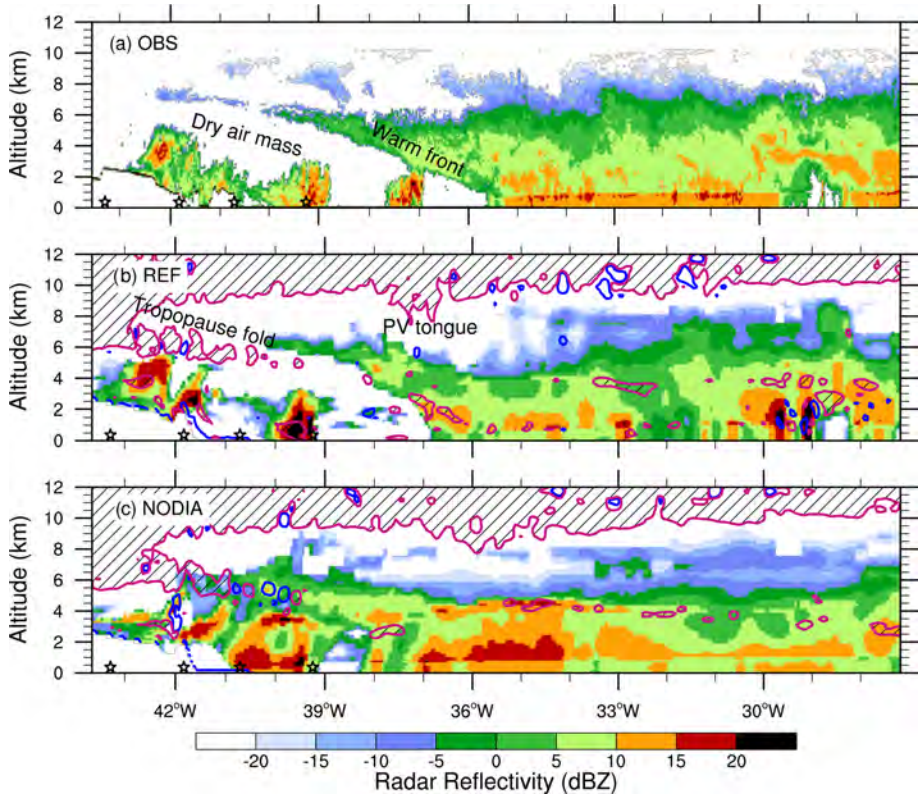


Figure 2. Reflectivity, in dBZ **(a)**, measured by RASTA and simulated by **(b)** REF and **(c)** NODIA along the 11:00 UTC leg (black line in Fig. 1). The black stars show the position of the dropsondes shown in Fig. 4. In **(b)** and **(c)**, magenta and navy blue contours show PV values equal to 2 and −1 PVU, respectively, with hatching for PV values greater than 2 PVU.

values then increase below z≈ 7 km. Reflectivity values of 10 dBZ are measured in the first kilometer of altitude, with local peaks greater than 15 dBZ at $z \approx 1$ km highlighting the melting level. They are lower between 1 and ≈ 7 km altitude, with local peaks of 10 dBZ. The slope in the vertical structure of reflectivity between 40 and 35.5° W reveals the warm front associated with the cyclone and indicates the location of the cold conveyor belt. Isolated convective structures, highlighted by the reflectivity values greater than 15 dBZ, are present below around 39 and 37° W and above the Greenland Plateau around 42° W. The lack of radar signal (lower than −20 dBZ) between the warm front slope and the isolated convective structures suggests the presence of a dry air mass. This dry air mass in the mid levels is hardly detectable on the BT field in Fig. 1a.

The WCB outflow region, the slope of the warm front, the isolated convective structures and the dry air mass are well reproduced by REF, with reflectivity values similar to those observed (Fig. 2b). The 2 PVU contour shows the PV tongue between 37–38° W, which penetrates the troposphere down to $z \approx 8$ km. It also reveals a tropopause fold west of 40° W, reaching $z \approx 6$ km, which covers the upper part of the dry air mass. Note the spots of negative PV at the tropopause in the eastern part of the domain. In NODIA, the vertical structure of reflectivity shows higher values around the melting level and mid levels compared to the RASTA observation and REF (Fig. 2c). This can be explained by higher contents of frozen hydrometeors (graupel and snow at the melting level and mid levels, respectively) due to the cut-off of diabatic heating from cloud processes. The upper levels are also impacted. The level of the cloud top in the eastern part does not exceed ≈ 7 km altitude, while it is higher than $z = 8$ km in the observation and REF. Moreover, the tropopause fold and the PV tongue are shifted eastward compared to those simulated in REF. Finally, the dry air mass is not reproduced in NODIA. This can be explained by a lower evaporation of frozen hydrometeors under the warm slope due to the cut-off of diabatic cooling from cloud processes.

The vertical structure of the horizontal wind speed measured by RASTA shows, in part, the jet stream with values greater than 25 m s^{-1} above $z \approx 7$ km (in yellow in Fig. 3a). Local peaks of 40 m s^{-1} are measured in the upper levels (in red). The horizontal wind speed decreases below. It is quite homogeneous in the middle and low levels (around 10 m s^{-1}), except in the eastern part of the domain where it reaches 20 m s^{-1} between 2 and 6 km altitude. Horizontal wind speeds greater than 25 m s^{-1} below $z = 2$ km around 42 and 39° W show the presence of a low-level jet along the

Greenland coast. The low-level jet likely corresponds to the cold conveyor belt, with possible orographic influence.

The vertical structure of the horizontal wind speed in the WCB outflow region is well reproduced by REF, with horizontal wind speed values close to those measured, with a bias of $0.5\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ and a root mean square error of $3.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ (Fig. 3b). The simulation provides a complete description of the jet stream and reveals two intensity maxima, hereafter called jet stream cores. The first is located at $z \approx 8\,\mathrm{km}$ between 43 and 40° W and the second at $z \approx 9\,\mathrm{km}$ between 37 and 31° W. The value of the horizontal wind speed in these two cores locally exceeds $40\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ (in red). The low-level jet is also well reproduced in REF. The black dots show the position of the selected ascents (that fulfill the ascent criterion of 150 hPa in 12 h) in the cross section at 11:00 UTC. A large number of ascents are located above the Greenland Plateau and the low-level jet. Many ascents are also located in the cloudy area, mainly in the eastern part. They are separated in two distinct layers. Most are located in the upper layers, between ≈ 4 and 10 km altitude, within regions of large wind speed corresponding to the eastern jet stream core. The other ascents are located in the lower layers, below $z = 4\,\mathrm{km}$ altitude, near regions of high reflectivity. In NODIA, the jet stream and the low-level jet are both less intense (Fig. 3c). The maximum value is equal to $38\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, a value lower than the maximum of $42\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ obtained for REF. The western jet stream core is less spatially extended, while the eastern jet stream core is shifted eastward. Thus, cloud diabatic processes strengthen the jet stream and modify its location in this case. In NODIA, only the ascents above the Greenland Plateau and the low-level jet are present. They are not studied afterwards in order to focus on the ascents of diabatic origin in REF.

3.3 Analysis of the western jet stream core

The western jet stream core, and its representation in simulations, is further investigated with help of the four dropsondes launched along the 11:00 UTC leg (see Fig. 1a). The vertical profiles of horizontal wind speed, potential temperature (θ) and relative humidity (RH) are shown in Fig. 4 from west to east. The two westernmost dropsondes (at 43.3 and 41.8° W) were launched over the Greenland Plateau, so their profiles stop at an altitude close to 2 km. The other two dropsondes (at 40.7 and 39.2° W) were launched along the Greenland coast over the western edge of the cloudy area.

The horizontal wind speed profile measured at 43.3° W shows a peak of $\approx 35\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ at $z = 8\,\mathrm{km}$ (black line in Fig. 4a). At 41.8 and 40.7° W, the horizontal wind speed reaches $42\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ and extends vertically from 8 to 10 km in altitude (black lines in Fig. 4b and c). At 39.2° W, it peaks again at $35\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ at these heights (black line in Fig. 4d). This zonal variation validates the existence of the simulated western jet stream core seen in Fig. 3b. Its height and intensity are well reproduced by REF, though with slightly underestimated peaks (red lines in Fig. 4a–d), while it is slower by up to $\approx 10\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ in NODIA (orange lines in Fig. 4a–d). Below the jet stream, the horizontal wind speed decreases down to $z \approx 7\,\mathrm{km}$ at the western dropsonde location and $z \approx 5\,\mathrm{km}$ at the eastern dropsonde location in both observation and simulations. The horizontal wind speed then varies from 5 to $20\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ until $z \approx 2\,\mathrm{km}$. A second peak of horizontal wind speed of $25\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ is measured in the lower troposphere by the two easternmost dropsondes (around $z = 2\,\mathrm{km}$ in Fig. 4c and $z = 1\,\mathrm{km}$ in Fig. 4d). This corresponds to the presence of the low-level jet described in Fig. 3a. The low-level jet is also well reproduced in the two simulations (red and orange lines in Fig. 4c and d) albeit 1 km lower. Overall, the bias ± the root mean square error is $-0.4 \pm 5.1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ for REF and $-0.7 \pm 5.6\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ for NODIA.

The measured θ profiles show a slight increase with altitude from $\approx 280\,\mathrm{K}$ in the lower levels to $\approx 300\,\mathrm{K}$ at $z = 6\,\mathrm{km}$ (black lines in Fig. 4e–h). At 43.3° W, θ increases sharply above to reach 325 K at $z = 9\,\mathrm{km}$ (Fig. 4e). This layer of high increase in θ corresponds to the location of the tropopause fold. This is well reproduced by the simulations (red and orange lines in Fig. 4e). At 41.8 and 40.7° W, θ slightly increases from $z \approx 7\,\mathrm{km}$ before increasing abruptly again at $z \approx 9.5\,\mathrm{km}$ in both the observations and simulations (Fig. 4f and g). This indicates the presence of a second tropopause level, which is in addition to the one located at $z \approx 6\,\mathrm{km}$. This is consistent with the locations of the simulated stratospheric PV values and the dynamical tropopause height at the location of the dropsondes. At 39.2° W, θ increases slightly up to 330 K at $z \approx 9.5\,\mathrm{km}$ before increasing suddenly above (Fig. 4h). This altitude corresponds to the dynamical tropopause height at the location of the dropsonde and is also reproduced by the simulations. The bias ± the root mean square error is $1.7 \pm 2.2\,\mathrm{K}$ for REF and $-0.6 \pm 2.4\,\mathrm{K}$ for NODIA.

The RH profile at 43.3° W shows values of less than 20 % above a 7 km altitude in both the observation and simulations (Fig. 4i). This confirms the absence of high clouds on the western edge of the cross section. Below, RH reaches larger values, up to 100 % and more, at $z = 4\,\mathrm{km}$. This highlights the location of mid-level clouds over the Greenland Plateau. The measured supersaturation is not reproduced by the simulations because of a saturation adjustment in the microphysical scheme. The RH profiles of the other three dropsondes show high values (close to 100 %) above $z = 7\,\mathrm{km}$ (Fig. 4j–l). They correspond to the cirrus-type clouds observed in Fig. 2a. A sharp decrease in RH (from 100 % to 20 %) is measured between $\approx 5 < z < 7$, $\approx 4 < z < 7$ and $\approx 3 < z < 6\,\mathrm{km}$ at 41.8, 40.7 and 39.2° W, respectively. This is consistent with the location of the dry air mass observed by RASTA and simulated in REF. This decrease in RH is not reproduced in NODIA, which matches the absence of the dry air mass in Fig. 2c. The fact that the observations are well simulated in REF and not in NODIA allows for the attribution of features to diabatic processes. Below the

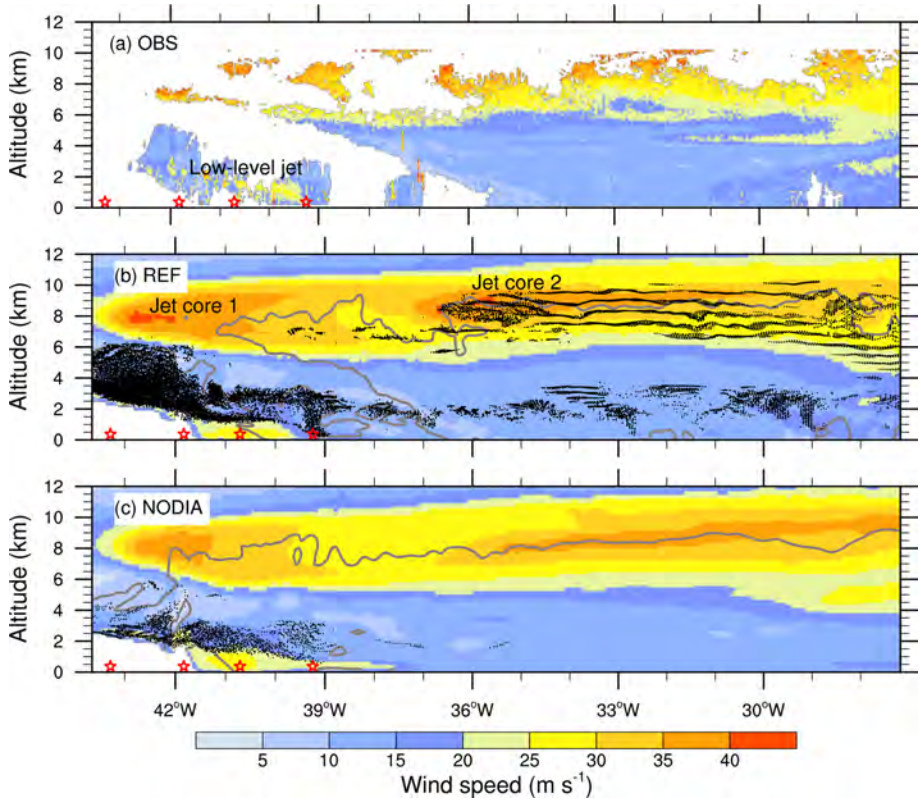


Figure 3. Horizontal wind speed (in $m\,s^{-1}$) **(a)** measured by RASTA and simulated by **(b)** REF and **(c)** NODIA along the 11:00 UTC leg (black line in Fig. 1). The red stars indicate the position of the dropsondes shown in Fig. 4. In **(b)** and **(c)**, the black dots indicate the position of the selected ascents (see text for details), and the gray lines show the condensed water content equal to $0.02\,g\,kg^{-1}$.

dry air mass, the RH shows values close to 100 %, referring to isolated convective structures along the Greenland coast in Fig. 2a and b. The bias ± the root mean square error is 3.5 ± 18.6 % for REF and 13.2 ± 26.7 % for NODIA. Overall, the measured vertical profiles complement the RASTA observations and are consistent with the vertical structures simulated in REF.

4 Evolution of ascents in the WCB outflow

4.1 Selection of ascents

To investigate the dynamics of simulated trajectories belonging to the WCB outflow, air parcels are first selected, if they respect the ascent criterion of 150 hPa, between 00:00 and 12:00 UTC on 2 October. Their location is compared at 11:00 UTC between REF and NODIA (Fig. 5).

In REF, three regions are highlighted with high number of ascents (in blue and green in Fig. 5a). The first region is located to the north of the cyclone center and corresponds to the WCB outflow region overflown by the aircraft (as shown in Sect. 3.2). The red box is used as a mask to select the ascents located there at 11:00 UTC. The second region is located in the southwestern part of the domain and is associated with the cloud head region. The tightening of iso-θ_e contours in this region shows the winding of the bent-back front around the cyclonic center, where some local peaks of the ascent number are located. Some ascents are identified further westward. The third region is located in the northwestern part of the domain, above Greenland.

In NODIA, only two regions are highlighted with high number of ascents, namely Greenland and the bent-back front region (Fig. 5b). Thus, ascents in these two regions have a dynamic origin. Those above Greenland are as numerous as in REF and are likely produced by the combined effect of the warm front dynamics and orographic forcing caused by the Greenland Plateau. A higher number of ascents is even identified compared to REF along the bent-back front, between 54–56° N and 35–30° W. In contrast, ascents are almost lacking in the WCB outflow region (red box), which indicates their diabatic origin. This absence of trajectories rising by at least 150 hPa in 12 h is consistent with lower cloud tops in NODIA than in REF. In the following, only ascents from this region are further discussed.

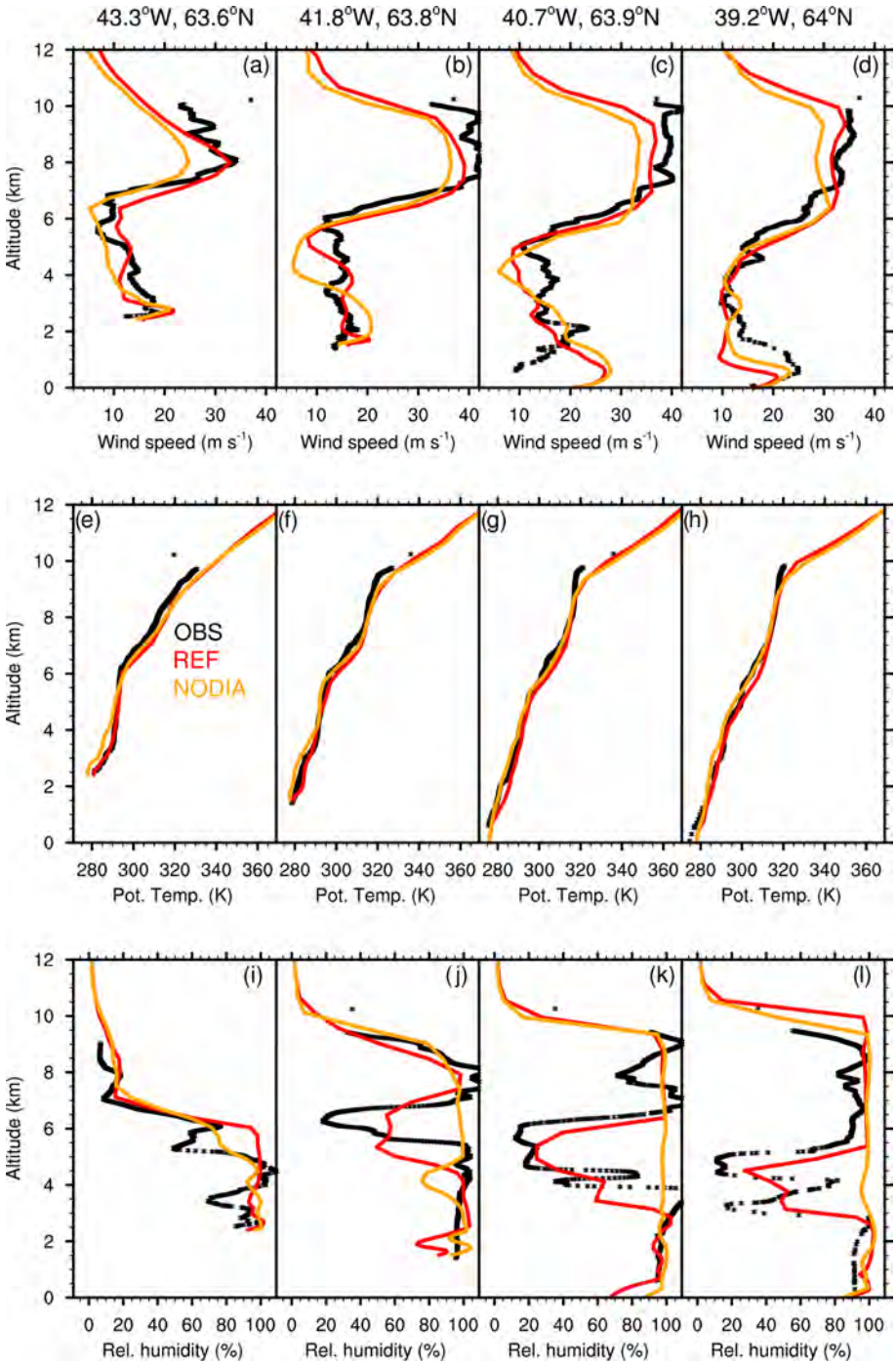


Figure 4. Profiles of **(a–d)** wind speed, **(e–h)** potential temperature and **(i–l)** relative humidity at the following coordinates: **(a, e, f)** 43.3° W, 63.6° N; **(b, f, j)** 41.8° W, 63.8° N; **(c, g, k)** 40.7° W, 63.9° N; and **(d, h, l)** 39.2° W, 64° N. The dropsondes were launched at 10:26, 10:32, 10:36 and 10:41 UTC, respectively. Their location is shown as white stars in Fig. 1a. The measurements by dropsondes are shown with black lines, and the REF and NODIA simulations are shown with red and orange lines, respectively.

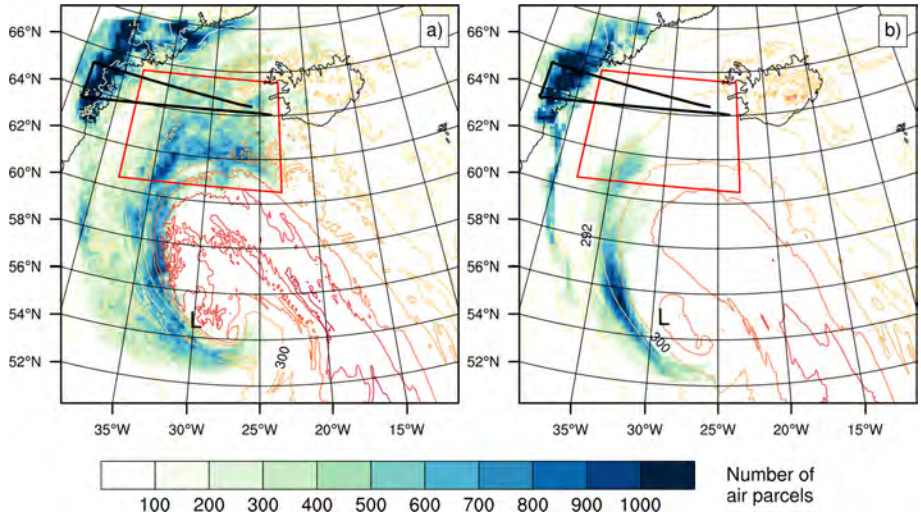


Figure 5. Number of air parcels belonging to the ascents fulfilling the ascent criterion (shading) and θ_e at 1 km altitude (colored lines every 4 K between 288 and 312 K) at 11:00 UTC, simulated by **(a)** REF and **(b)** NODIA. The black line shows the track of the Falcon 20 aircraft, L the low-pressure center and the red box shows the region where the ascents are selected at 11:00 UTC.

4.2 Location of the selected ascents

The ascents simulated by REF in the WCB outflow region at 11:00 UTC are now examined. Anticyclonic trajectories are distinguished from cyclonic trajectories based on their curvature between 06:00 and 12:00 UTC. An overview is presented in Fig. 6 by showing samples, colored by altitude, between 00:00 and 12:00 UTC.

At 00:00 UTC, most anticyclonic ascents are located along a band extending from $\approx 56°$ N and $\approx 30°$ W to $\approx 53°$ N and $\approx 22°$ W (red stars in Fig. 6a). Their position corresponds to the location of the bent-back front at this time (not shown). The majority of cyclonic ascents also start along this band, while some start further north (red stars in Fig. 6b). At 06:00 UTC, all the ascents have been advected northward by the large-scale flow (black dots in Fig. 6a and b). Most of the anticyclonic ascents end in the eastern part of the 11:00 UTC leg (brown circles in Fig. 6a). A few of them end further north. Some cyclonic ascents also end in the eastern part of the 11:00 UTC leg but the majority end further south (brown circles in Fig. 6b).

The anticyclonic ascents are higher in altitude than the cyclonic ascents. They are located between $\approx 4000 < z < 7000$ m at 00:00 UTC (in light blue and green in Fig. 6a) and $\approx 7000 < z < 10000$ m at 12:00 UTC (in orange). In contrast, the cyclonic ascents remain below $z \approx 5000$ m, between 00:00 and 12:00 UTC (in blue in Fig. 6c). Thus, the anticyclonic ascents correspond to the ascents found at 11:00 UTC in the eastern jet stream core (Fig. 3b) and the cyclonic ascents to those found in the lower layers. The ascents with an anticyclonic curvature are similar to the anticyclonic branch of the WCB (Martínez-Alvarado et al., 2014). They are therefore expected to impact the upper-level ridge via the injection of low-PV air in the WCB outflow region.

4.3 Properties of the selected ascents

The anticyclonic and cyclonic trajectories are further investigated with the help of time evolutions along the selected ascents in REF. The 2 h part of the trajectories which undergo an ascent greater than 100 hPa are also discussed and are referred to as rapid segments thereafter. Overall, there are about as many anticyclonic ascents (53 %) as there are cyclonic ascents (47 %).

As already illustrated, anticyclonic ascents are located at higher altitudes than cyclonic ascents (Fig. 7a). The interquartile ranges (shading) do not overlap. The anticyclonic ascents (in blue) are located at $z \approx 4$ km at 00:00 UTC and rise continuously until $z \approx 7$ km at 12:00 UTC, on average. Some exceed $z = 8$ km at the end of the trajectory. Anticyclonic rapid segments are more numerous at the beginning of the trajectories and take place at around $z = 4$ km (black box plots in Fig. 7a). Their numbers then decrease with time. This suggests strong mid-level convective activity in the first hours of simulation, close to the region identified as red stars at 00:00 UTC in Fig. 6a. The cyclonic ascents (in orange) are located at $z \approx 1$ km at 00:00 UTC, on average. Contrary to the anticyclonic ascents, they stay at a similar altitude, until 04:00 UTC, before rising to $z \approx 3$ km (on average) at 12:00 UTC. The cyclonic rapid segments occur later than the anticyclonic rapid segments (red box plots in Fig. 7a). They are also located at lower altitudes, at around $z = 2$ km. This suggests the presence of shallow convective activity at that time.

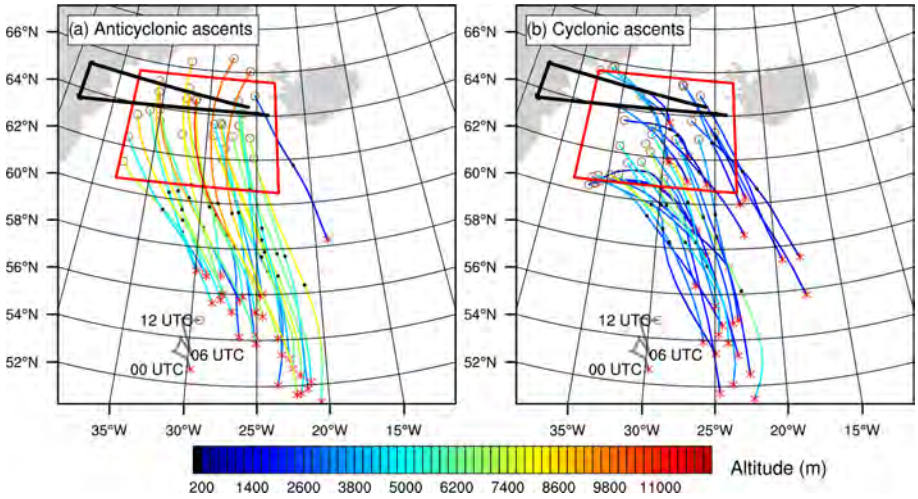


Figure 6. Selected trajectories colored by altitude, between 00:00 and 12:00 UTC, for **(a)** anticyclonic ascents and **(b)** cyclonic ascents simulated by REF. Only 30 trajectories (out of 220 000 anticyclonic ascents and out of 250 000 cyclonic ascents) are plotted for each category of ascents. A red cross, a black dot and a brown circle show the location of each trajectory at 00:00, 06:00 and 12:00 UTC, respectively. The black line shows the track of the Falcon 20 aircraft, the gray line the position of the MSLP minimum and the red box the region where the ascents are selected at 11:00 UTC.

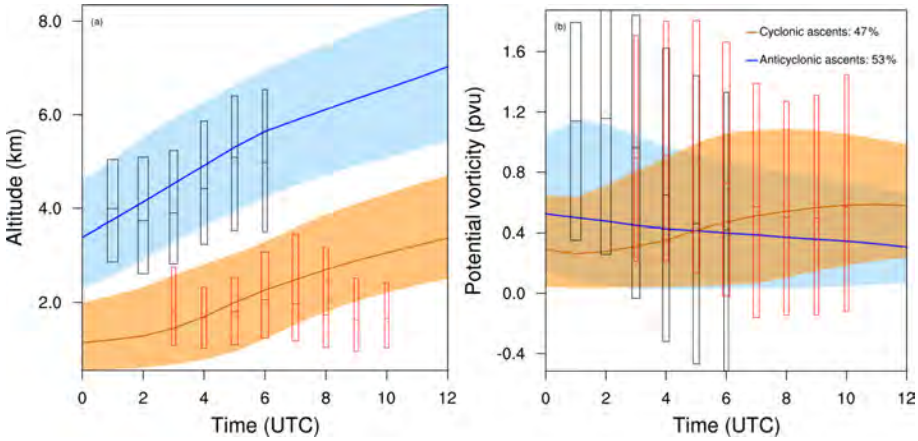


Figure 7. Time evolution of **(a)** altitude (in kilometers) and **(b)** PV (in PVU) between 00:00 and 12:00 UTC along the selected trajectories in REF. The median (colored bold line) and the 25th–75th percentiles (shading) are shown for cyclonic (orange) and anticyclonic (blue) ascents. The median and the 25th–75th percentiles are shown with box plots for the 2 h rapid cyclonic (red) and anticyclonic (black) segments. Box plots are displayed only where the number of rapid segments lies above their time average, and their width is scaled with this number.

Potential vorticity decreases slowly along the anticyclonic ascents, with PV values ranging from 0.6 PVU at 00:00 UTC to 0.4 PVU at 12:00 UTC on average (Fig. 7b). The interquartile range shows PV values reaching 1.2 PVU at 02:00 UTC and 0.0 PVU during the 12 h period (blue shading). In contrast, the averaged PV value along the cyclonic ascents first remains at around 0.3 PVU and then increases between 04:00 and 08:00 UTC when the rapid cyclonic segments occur. As for the anticyclonic ascents, the interquartile range shows PV values between 0.0 and 1.2 PVU (orange shading). This contrasting PV evolution between the lower and upper levels of the troposphere corresponds to the classical view of Wernli and Davies (1997) for slantwise ascents, where PV increases below the diabatic heating maximum and decreases above. However, an increasing fraction of rapid segments – in particular anticyclonic ones – indicate negative PV values from 03:00 UTC onward. This suggests that convection – especially occurring at mid levels – is associated with negative PV creation. The origin of this process is detailed in the following section, which thus focuses on convective anticyclonic ascents.

5 Origin of updrafts and negative PV

5.1 Negative PV bands at upper levels

The region of the ridge that was observed at 11:00 UTC is followed back in time on the $\theta = 320$ K isentropic level and compared between REF and NODIA to investigate the evolution of differences between the simulations. PV values larger and smaller than 2 PVU indicate stratospheric and tropospheric air, respectively (white and colored shading in Fig. 8), while the jet stream follows the tropopause where the PV gradient is strongest (red arrows).

At 11:00 UTC, the ridge in REF largely covers the northeastern part of the domain (Fig. 8a). Above the Greenland Plateau, stratospheric air corresponds to the upper part of the tropopause fold, as shown in Fig. 2b. Further east, the PV tongue with stratospheric air cuts the northwestern edge of the ridge in two parts where the horizontal wind speeds exceed 45 m s^{-1}, corresponding to the two jet stream cores described in Fig. 3b. Elongated negative PV bands (in blue) are simulated in the eastern part in a region that coincides with the location of upper-level anticyclonic ascents (see brown circles in Fig. 6a). A second region with elongated negative PV bands is simulated further south, along another jet stream core (between 54–58° N and 22–15° W). This second region was overflown at 16:00 UTC by the Falcon 20 aircraft and is further described in Blanchard et al. (2020).

In NODIA, the northwestern edge of the ridge and the PV tongue are shifted eastward compared to REF (Fig. 8b). The negative PV bands are not reproduced by NODIA, neither in this region nor in the second region further south. This reveals that the elongated negative PV bands are created by cloud diabatic processes. The wind speed is less intense in the two jet stream cores, as already shown in Fig. 3c. Following the ridge, the jet stream is also less curved to the west.

At 06:00 UTC, the ridge is located further south in the domain (Fig. 8c and d). Its western part extends until 40° W in both REF and NODIA, but the part to the east of the PV tongue extends further west in REF compared to NODIA. The elongated negative PV bands in REF are more concentrated here than at 11:00 UTC and push the ridge to the west. Once again, they are not reproduced in NODIA and the jet stream is less intense than in REF. At 02:00 UTC, the ridge does not differ much between the two simulations (Fig. 8e and f). This is understandable as this time is close to the initialization of the simulations, and it means that the cloud diabatic processes have not yet strongly influenced the upper-level dynamics. In particular, negative PV structures are found in both simulations at that time and are already present in the initial conditions (not shown).

Overall, the comparison between REF and NODIA shows the impact of cloud diabatic processes that occurred in the WCB on the upper-level dynamics. These processes create negative PV bands that persist over time and are found at the northwestern edge of the ridge at the time of observations. The negative PV bands reinforce the PV gradient at the tropopause level and, thus, the jet stream.

5.2 Origin of the negative PV bands

The origin of the negative PV bands is now investigated in the region where both the anticyclonic ascents start (red stars in Fig. 6a) and the elongated negative PV bands found in the WCB outflow region appear to form (box in Fig. 8e). Furthermore, time evolutions have shown that anticyclonic rapid segments are most numerous during the early simulation hours (see black box plots in Fig. 7a). Firstly, at 02:00 UTC in REF, rapid segments are examined along anticyclonic ascents, while the creation of negative PV is assessed at upper levels (Fig. 9). Secondly, the results are compared with those of NODIA to highlight the impact of cloud diabatic processes on upper-level dynamics (Fig. 10). For easier interpretation, only coherent negative PV structures are discussed here and are defined as objects with PV values less than -1 PVU. Using the same clustering approach, coherent updrafts are identified as objects with vertical wind speed values greater than 0.3 m s^{-1}.

Most anticyclonic rapid segments in REF are located along the bent-back front, above a region of high θ_e values and with high θ_e gradients, at 02:00 UTC (black dots in Fig. 9a). Similarly, coherent updrafts are located along the bent-back front at lower and mid levels (shading). Some anticyclonic rapid segments are also located further southwestward (around 56° N and 30–31° W) but are less numerous and not discussed here. A meridionally oriented vertical cross section illustrates that anticyclonic rapid segments are mainly located between ≈ 1 and ≈ 4 km altitude along the bent-back front (black dots in Fig. 9b), where vertical wind speeds from 0.1 to 0.5 m s^{-1} are simulated (shading in Fig. 9b). These ascents correspond to the lower-level updrafts in Fig. 9a and originate from the frontal uprising, highlighted by the tightening of iso-θ_e contours in the lower layers (black lines in Fig. 9b). Anticyclonic rapid ascents are also identified at higher altitudes within two convective cells of vertical velocity close to 1 m s^{-1}. The first cell is located between 4 and ≈ 7 km altitude around 56.5° N and the second between 4 and ≈ 6 km altitude around 57° N. They both lie in a region of vertically homogeneous θ_e values, which promotes conditional instability. These mid-level convective cells correspond to the mid-level updrafts in Fig. 9a. A third cell of relatively high vertical wind speed is located between 6 and ≈ 9.5 km altitude, around 57° N (Fig. 9b), but it does not meet the criteria of 100 hPa in 2 h for rapid segments (see Blanchard et al., 2020, for a discussion).

The top altitude of negative PV structures is shown at 02:00 UTC in Fig. 9c (shading) along with the jet stream (black lines). The location of negative PV structures is consistent with updrafts and anticyclonic rapid segments at 02:00 UTC, which follow the eastern edge of the jet stream at upper levels and the bent-back front at lower levels. The

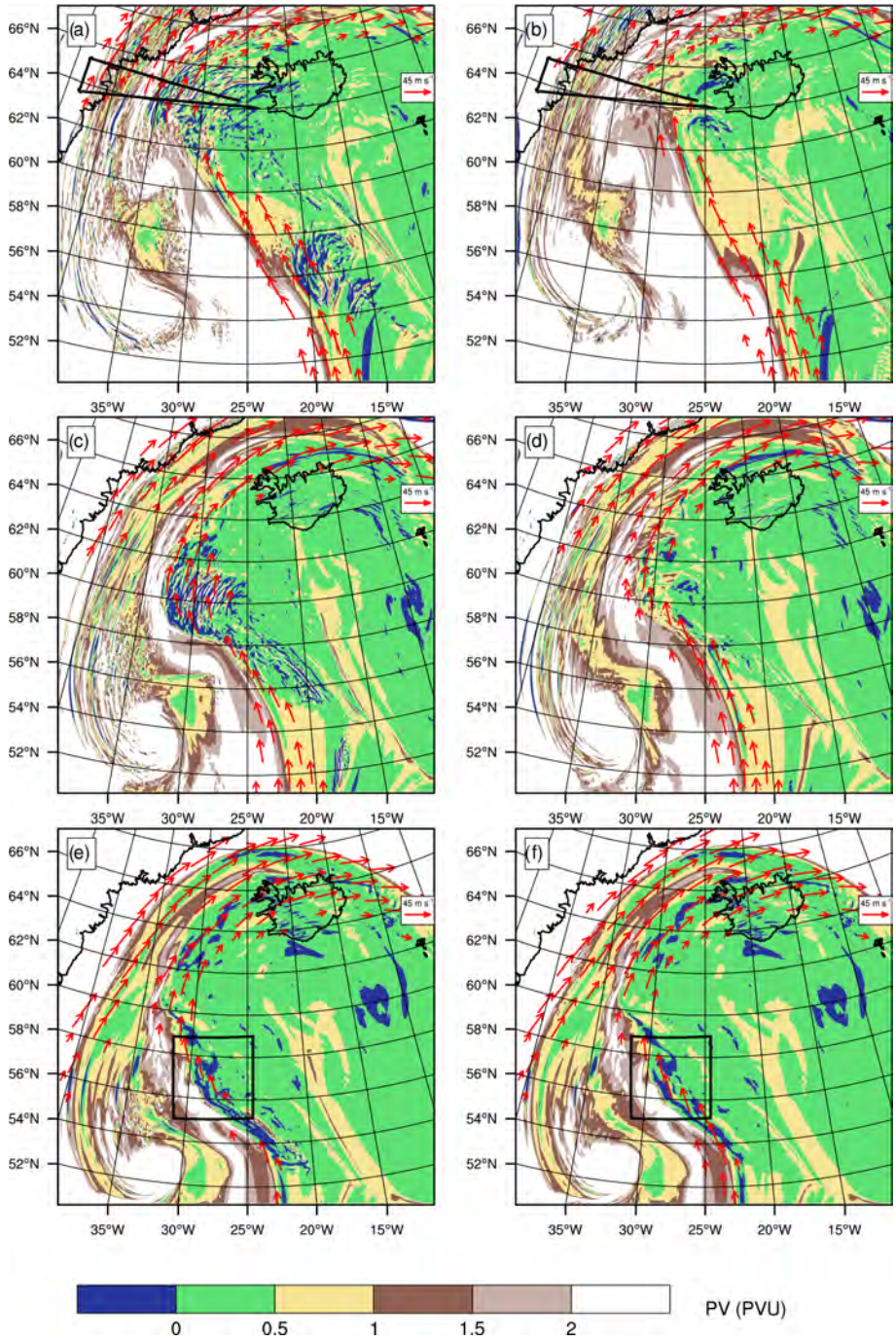


Figure 8. PV (shading) and wind above 45 m s^{-1} (red arrows) on the 320 K level at **(a, b)** 11:00, **(c, d)** 06:00 and **(e, f)** 02:00 UTC simulated by **(a, c, e)** REF and **(b, d, f)** NODIA. The black line **(a, b)** shows the track of the Falcon 20 aircraft, and the box **(e, f)** indicates the area that has been magnified for Figs. 9 and 10.

vertical cross section reveals the presence of mesoscale horizontal PV dipoles around the first and second mid-level convective cells (Fig. 9d). They are located above a low-level jet and below the upper-level jet stream. The negative PV poles are facing the jet stream core and reach values lower than −2 PVU, while the positive PV poles reach values larger than 2 PVU. This description is coherent with the findings of Oertel et al. (2020) and Blanchard et al. (2020). Note the absence of a PV dipole for the strong updraft above 6 km altitude that does not meet the criteria for rapid segments. Strong positive PV values are also visible in the low-level jet, below the anticyclonic rapid segments. This corresponds to the classical

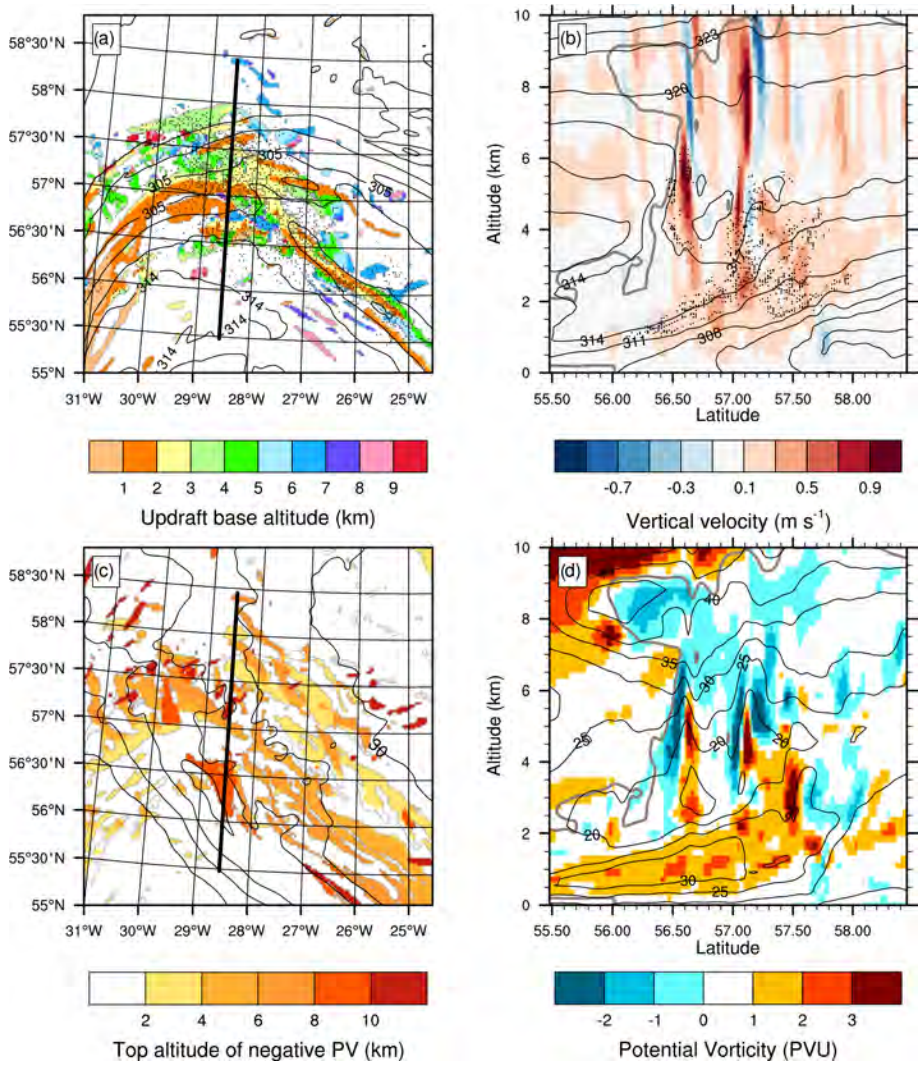


Figure 9. Results at 02:00 UTC for the REF simulation. **(a)** Base altitude of updrafts (shading; in kilometers) and θ_e at 1 km height (black contours every 3 K). **(b)** Vertical velocity (shading; in m s^{-1}), θ_e (black contours every 3 K) and cloud variables (thick gray contour above 0.1 g kg^{-1}) along the vertical cross section illustrated in panel **(a)**. **(c)** Top altitude of negative PV structures (shading; in kilometers) and horizontal wind speed on the 320 K level (contours every 5 K above 30 m s^{-1}). **(d)** PV (shading; in PVU), horizontal wind speed (black contours every 5 K) and cloud variables (thick gray contour above 0.1 g kg^{-1}) along the vertical cross section illustrated in panel **(b)**. Dots **(a, b)** indicate the location of rapid anticyclonic segments, reduced to one for every 10, in panel **(a)**.

view of Wernli and Davies (1997), i.e., a vertical PV dipole with positive anomaly below the maximum level of diabatic heating.

The same fields are shown for NODIA, also at 02:00 UTC and in the same area (Fig. 10). The bent-back front is less pronounced and the corresponding updrafts are absent in NODIA (Fig. 10a). Only about 10 coherent updrafts are located at upper levels. Moreover, no anticyclonic rapid segments are present. This is consistent with the absence of convective cells in the vertical cross-section and is explained by the greater stability of the middle layers compared to REF, in particular at the southern edge of the cloudy area (Fig. 10b). Negative PV structures are also rare in NODIA (Fig. 10c). A few are present at upper levels, along the eastern edge of the jet stream, and are inherited from the initial conditions. The vertical cross-section illustrates the absence of horizontal PV dipoles in the mid-level troposphere (Fig. 10d). Negative PV values close to the jet stream core (around $z = 9$ km at $\approx 56.50°$ N) and positive PV values in the low-level jet are both weaker compared to REF. The impact on the dynamics is contrasted at this time, as the jet stream core is not yet impacted, while the low-level jet has less intense horizontal winds.

To summarize, the comparison between REF and NODIA shows the influence of cloud diabatic processes, which are at the origin of mid-level convective cells within the cloud

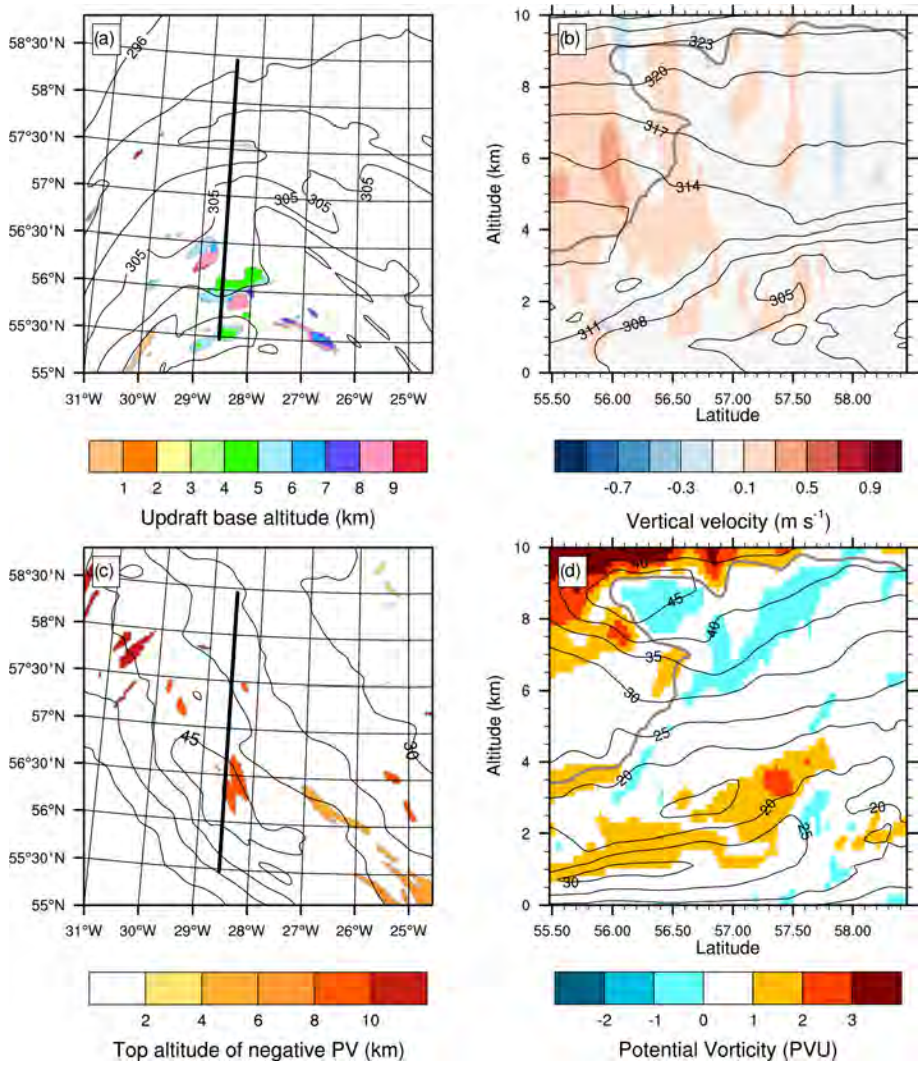


Figure 10. As in Fig. 9 but for the NODIA simulation.

region. These cells diabatically create horizontal PV dipoles at mid levels, with a pole reaching strongly negative values lower than −2 PVU. Negative PV structures then persist with time and participate in the westward extension of the ridge and the associated tightening of tropopause PV gradients, which result in the strengthening of the upper-level jet.

6 Conclusions

This paper focuses on the WCB outflow associated with the Stalactite cyclone located close to the Icelandic coast on 2 October 2016. To this end, fine-scale observations of upper-level dynamics in the WCB outflow region were performed using the RASTA radar during a flight of the Falcon 20 aircraft operated during the NAWDEX field campaign. In addition, in situ measurements of cloud structure and dynamics were provided by four dropsondes launched from the Falcon 20. The observations are combined with results from two Meso-NH convection-permitting simulations of the cyclone during its mature phase. The first is defined as the reference simulation (REF), while in the second simulation (NODIA), heat exchanges from cloud processes are set to zero in the microphysical scheme. The main cloud structures observed by the MSG satellite are well simulated on a kilometer scale in REF, whereas the cloud tops are generally 1 km too low in NODIA. Moreover, an abrupt eastward shift in the cyclone's trajectory, according to the ECMWF analysis, is well captured by REF but is not reproduced by NODIA.

RASTA observations show structures with low and high reflectivity values in the upper and lower troposphere, respectively. They thus highlight the presence of cirrus-type clouds in the WCB outflow region and convective activity within the WCB and above the Greenland Plateau. These observations, combined with dropsonde measurements, also reveal the existence of a dry air mass between the warm front

and the Greenland Plateau. The reflectivity structures simulated in REF are in agreement with the observations, while the cloud tops are lower and the dry air mass is absent in NODIA (cutting off the diabatic cooling reduces evaporation of frozen hydrometeors under the warm front). Two regions of low dynamical tropopause are found in the simulations, namely a PV tongue that cuts the northwestern edge of the ridge in two parts and a tropopause fold at the edge of the outer part, while local structures of negative PV are found in the inner part. In NODIA, the dynamical tropopause is lower than in REF, the tropopause fold and the PV tongue are shifted eastward and negative PV structures are rarer.

RASTA also measures an increase in horizontal wind speed with altitude, with values locally exceeding $40\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ associated with the jet stream at around $z = 8\,\mathrm{km}$. A low-level jet is observed along the Greenland coast, with horizontal wind speed at about $25\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ below $z = 2\,\mathrm{km}$. REF completes the measurements by highlighting the presence of two jet stream cores located near the tropopause fold and near the PV tongue. NODIA also simulates two jet stream cores but with lower intensity and shifted towards the east. Similarly, the low-level jet is well reproduced in REF but is weaker in NODIA. Dropsonde observations confirm the existence of the western jet stream core and the tropopause fold found in the simulations. They also agree with the low-level jet and dry air mass measured by RASTA.

Air parcels undergoing an ascent of at least 150 hPa in 12 h are identified in REF and NODIA with online Lagrangian trajectories. In REF, three main regions of ascents appear at the time of the observations. They are associated with the WCB outflow region, the cloud head and the Greenland Plateau. In contrast, only ascents located in the cloud head and above the Greenland Plateau are simulated in NODIA. They thus have a dynamical origin, due to a combination of orographic forcing and frontal dynamics, while ascents in the WCB outflow do not occur in the absence of cloud diabatic processes.

The ascents that end in the WCB outflow region are further separated between anticyclonic and cyclonic curvatures, which are approximately equally represented. Most of them start in the same region near the cyclone's bent-back front, with the anticyclonic ascents being higher than the cyclonic ascents. The anticyclonic ascents end in the northwestern edge of the ridge at high altitudes and are reminiscent of the anticyclonic branch of the WCB (Martínez-Alvarado et al., 2014). The cyclonic ascents stay in the lower levels during the 12 h window and end further south. The rapid segments – defined as the portion of the ascents that rise by at least 100 hPa in 2 h – occur mainly in the middle troposphere along the anticyclonic ascents in the first hours of simulation and in the lower troposphere along cyclonic ascents later on. The time evolution of PV shows an increase along cyclonic ascents and a slow decrease along anticyclonic ascents. It is consistent with the vertical dipole of PV anomalies centered around the level of maximum diabatic heating described in Wernli and Davies (1997) for slantwise ascents. However, not only low but also negative PV values are reached by rapid, especially anticyclonic segments, suggesting a convective origin as in Oertel et al. (2020).

In a comparative evolution between REF and NODIA, the northwestern edge of the ridge consistently extends further west by about 100 km, and the corresponding jet stream core is more intense and meandering. This confirms that cloud diabatic processes may reinforce the ridge and the jet stream in the WCB outflow region, as found in previous studies (e.g., Chagnon et al., 2013; Schemm et al., 2013; Joos and Forbes, 2016; Maddison et al., 2020). Furthermore, elongated negative PV bands are simulated in this region in REF but not in NODIA. Such negative PV bands were also found by Blanchard et al. (2020) along the flank of a jet stream core for the same case study. Here, the comparison between REF and NODIA highlights that they are diabatically produced, which is in agreement with recent studies using mesoscale simulations and observations (Oertel et al., 2020; Harvey et al., 2020). The negative PV bands originate from the same region as anticyclonic ascents ending in the WCB outflow region, which leads us to further examine their potential link.

During the first hours of the REF simulation, a clustering analysis identifies the updraft objects above the bent-back front whose location matches the anticyclonic rapid segments at that time. Negative PV structures are located in the same region at mid and upper levels. While the identified updrafts in the lower layers are due to frontal dynamics and are characterized by a relatively low vertical velocity of about $0.3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, in the middle levels they take the form of convective cells and reach about $1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. These cells are located at the western edge of the cloudy area, below the jet stream core and above the low-level jet, in a region of conditional instability. This description matches the organized mid-level convection in the WCB region found by Blanchard et al. (2020). In addition, horizontal PV dipoles are found around the mid-level convective cells with the negative pole facing the jet stream, which confirms the theory developed in Harvey et al. (2020) and the findings of Oertel et al. (2020). In contrast, updraft objects and negative PV structures are absent from NODIA, mid-level convective cells and horizontal PV dipoles.

Overall, the results highlight that negative PV structures in WCB ascent regions are diabatically created by mid-level convection. These structures are then transported by the anticyclonic flow into the northwestern edge of the ridge, where they persist for about 10 h before dispersing. During this time, they participate in extending the ridge westward, strengthening PV gradients at the tropopause level and intensifying the jet stream. The results thus suggest that mid-level convection contributes to ridge building and questions its role in large-scale dynamics. As parameterization schemes often struggle to represent updrafts that do not start in the boundary layer (e.g., McTaggart-Cowan et al., 2020), the representation of mid-level convection may be a source of uncertainty

for the prediction of the downstream atmospheric circulation in global models.

Code and data availability. The Meso-NH code is available at http://mesonh.aero.obs-mip.fr/ (last access: 1 December 2020) (MESO-NH, 2020). RASTA data are available from Julien Delanoë upon request.

Author contributions. NB performed the simulations and the analyses under the supervision of FP and JPC. JD provided the observations, and all authors prepared the paper.

Competing interests. The authors declare that they have no conflict of interest.

Acknowledgements. Computer resources were allocated by GENCI (project 90569). We thank the two anonymous reviewers for their comments, which helped to improve the overall quality of the paper.

Financial support. The research leading to these results has received funding from the ANR-17-CE01-0010 DIP-NAWDEX project. The SAFIRE Falcon contribution to NAWDEX received direct funding from L'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), Météo-France, Institut National des Sciences de l'Univers (INSU, via the LEFE program), EUFAR Norwegian Mesoscale Ensemble and Atmospheric River Experiment (NEAREX) and ESA (EPATAN; contract no. 4000119015/16/NL/CT/gp).

Review statement. This paper was edited by Lukas Papritz and reviewed by two anonymous referees.

References

Blanchard, N., Pantillon, F., Chaboureau, J.-P., and Delanoë, J.: Organization of convective ascents in a warm conveyor belt, Weather Clim. Dynam., 1, 617–634, https://doi.org/10.5194/wcd-1-617-2020, 2020.

Browning, K. A.: Mesoscale Aspects of Extratropical Cyclones: An Observational Perspective, in: The Life Cycles of Extratropical Cyclones, edited by, Shapiro, M. A. and Grønås S., American Meteorological Society, Boston, MA, 265–283, https://doi.org/10.1007/978-1-935704-09-6_18, 1999.

Chagnon, J. M., Gray, S. L., and Methven, J.: Diabatic processes modifying potential vorticity in a North Atlantic cyclone, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 139, 1270–1282, https://doi.org/10.1002/qj.2037, 2013.

Colella, P. and Woodward, P. R.: The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations, J. Comput. Phys., 54, 174–201, https://doi.org/10.1016/0021-9991(84)90143-8, 1984.

Dauhut, T., Chaboureau, J.-P., Escobar, J., and Mascart, P.: Giga-LES of Hector the Convector and its two tallest updrafts up to the stratosphere, J. Atmos. Sci., 73, 5041–5060, https://doi.org/10.1175/JAS-D-16-0083.1, 2016.

Delanoë, J., Protat, A., Jourdan, O., Pelon, J., Papazzoni, M., Dupuy, R., Gayet, J.-F., and Jouan, C.: Comparison of airborne in situ, airborne radar-lidar, and spaceborne radar-lidar retrievals of polar ice cloud properties sampled during the POLARCAT campaign, J. Atmos. Ocean Tech., 30, 57–73, https://doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00200.1, 2013.

Gheusi, F. and Stein, J.: Lagrangian description of airflows using Eulerian passive tracers, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 128, 337–360, https://doi.org/10.1256/00359000260498914, 2002.

Grams, C. M., Wernli, H., Böttcher, M., Čampa, J., Corsmeier, U., Jones, S. C., Keller, J. H., Lenz, C.-J., and Wiegand, L.: The key role of diabatic processes in modifying the upper-tropospheric wave guide: a North Atlantic case-study, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 137, 2174–2193, https://doi.org/10.1002/qj.891, 2011.

Gray, S. L., Dunning, C. M., Methven, J., Masato, G., and Chagnon, J. M.: Systematic model forecast error in Rossby wave structure, Geophys. Res. Lett., 41, 2979–2987, https://doi.org/10.1002/2014GL059282, 2014.

Harrold, T. W.: Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 99, 232–251, https://doi.org/10.1002/qj.49709942003, 1973.

Harvey, B., Methven, J., Sanchez, C., and Schäfler, A.: Diabatic generation of negative potential vorticity and its impact on the North Atlantic jet stream, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 146, 1477–1497, https://doi.org/10.1002/qj.3747, 2020.

Hoskins, B. J. and Ambrizzi, T.: Rossby Wave Propagation on a Realistic Longitudinally Varying Flow, J. Atmos. Sci., 50, 1661–1671, https://doi.org/10.1175/1520-0469(1993)050<1661:RWPOAR>2.0.CO;2, 1993.

Hoskins, B. J., McIntyre, M. E., and Robertson, A. W.: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 111, 877–946, https://doi.org/10.1002/qj.49711147002, 1985.

Joos, H. and Forbes, R. M.: Impact of different IFS microphysics on a warm conveyor belt and the downstream flow evolution, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 142, 2727–2739, https://doi.org/10.1002/qj.2863, 2016.

Lac, C., Chaboureau, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Auguste, F., Bechtold, P., Berthet, S., Bieilli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., Couvreux, F., Cuxart, J., Delautier, G., Dauhut, T., Ducrocq, V., Filippi, J.-B., Gazen, D., Geoffroy, O., Gheusi, F., Honnert, R., Lafore, J.-P., Lebeaupin Brossier, C., Libois, Q., Lunet, T., Mari, C., Maric, T., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Nuissier, O., Pantillon, F., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Pianezze, J., Redelsperger, J.-L., Ricard, D., Richard, E., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Seyfried, L., Stein, J., Suhre, K., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V., and Wautelet, P.: Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, Geosci. Model Dev., 11, 1929–1969, https://doi.org/10.5194/gmd-11-1929-2018, 2018.

Maddison, J. W., Gray, S. L., Martínez-Alvarado, O., and Williams, K. D.: Upstream Cyclone Influence on the Predictability of Block

Onsets over the Euro-Atlantic Region, Mon. Weather Rev., 147, 1277–1296, https://doi.org/10.1175/MWR-D-18-0226.1, 2019.

Maddison, J. W., Gray, S. L., Martínez-Alvarado, O., and Williams, K. D.: Impact of model upgrades on diabatic processes in extratropical cyclones and downstream forecast evolution, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 146, 1322–1350, https://doi.org/10.1002/qj.3739, 2020.

Martínez-Alvarado, O., Joos, H., Chagnon, J., Boettcher, M., Gray, S. L., Plant, R. S., Methven, J., and Wernli, H.: The dichotomous structure of the warm conveyor belt, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 140, 1809–1824, https://doi.org/10.1002/qj.2276, 2014.

Martínez-Alvarado, O., Maddison, J. W., Gray, S. L., and Williams, K. D.: Atmospheric blocking and upper-level Rossby-wave forecast skill dependence on model configuration, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 144, 2165–2181, https://doi.org/10.1002/qj.3326, 2018.

McTaggart-Cowan, R., Vaillancourt, P. A., Separovic, L., Corvec, S., and Zadra, A.: A Convection Parameterization for Low-CAPE Environments, Mon. Weather Rev., 148, 4917–4941, https://doi.org/10.1175/MWR-D-20-0020.1, 2020.

MESO-NH: Welcome, available at: http://mesonh.aero.obs-mip.fr/, last access: 1 December 2020.

Oertel, A., Boettcher, M., Joos, H., Sprenger, M., and Wernli, H.: Potential vorticity structure of embedded convection in a warm conveyor belt and its relevance for large-scale dynamics, Weather Clim. Dynam., 1, 127–153, https://doi.org/10.5194/wcd-1-127-2020, 2020.

Schäfler, A., Craig, G., Wernli, H., Arbogast, P., Doyle, J. D., McTaggart-Cowan, R., Methven, J., Rivire, G., Ament, F., Boettcher, M., Bramberger, M., Cazenave, Q., Cotton, R., Crewell, S., Delanoë, J., Dörnbrack, A., Ehrlich, A., Ewald, F., Fix, A., Grams, C. M., Gray, S. L., Grob, H., Groß, S., Hagen, M., Harvey, B., Hirsch, L., Jacob, M., Kölling, T., Konow, H., Lemmerz, C., Lux, O., Magnusson, L., Mayer, B., Mech, M., Moore, R., Pelon, J., Quinting, J., Rahm, S., Rapp, M., Rautenhaus, M., Reitebuch, O., Reynolds, C. A., Sodemann, H., Spengler, T., Vaughan, G., Wendisch, M., Wirth, M., Witschas, B., Wolf, K., and Zinner, T.: The North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment, B. Am. Meteorol. Soc., 99, 1607–1637, https://doi.org/10.1175/BAMS-D-17-0003.1, 2018.

Schäfler, A., Harvey, B., Methven, J., Doyle, J. D., Rahm, S., Reitebuch, O., Weiler, F., and Witschas, B.: Observation of Jet Stream Winds during NAWDEX and Characterization of Systematic Meteorological Analysis Errors, Mon. Weather Rev., 148, 2889–2907, https://doi.org/10.1175/MWR-D-19-0229.1, 2020.

Schemm, S., Wernli, H., and Papritz, L.: Warm Conveyor Belts in Idealized Moist Baroclinic Wave Simulations, J. Atmos. Sci., 70, 627–652, https://doi.org/10.1175/JAS-D-12-0147.1, 2013.

Söhne, N., Chaboureau, J.-P., and Guichard, F.: Verification of cloud cover forecast with satellite observation over West Africa, Mon. Weather Rev., 136, 4421–4434, https://doi.org/10.1175/2008MWR2432.1, 2008.

Steinfeld, D., Boettcher, M., Forbes, R., and Pfahl, S.: The sensitivity of atmospheric blocking to upstream latent heating – numerical experiments, Weather Clim. Dynam., 1, 405–426, https://doi.org/10.5194/wcd-1-405-2020, 2020.

Wernli, H. and Davies, H. C.: A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I: The method and some applications, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 123, 467–489, https://doi.org/10.1002/qj.49712353811, 1997.

Conclusion

Les bandes transporteuses d'air chaud (WCB) sont des courants d'air cohérents propres aux dépressions des latitudes tempérées. Elles redistribuent chaleur et humidité depuis les basses couches des tropiques jusque dans les couches supérieures des hautes latitudes. Les WCB regroupent la plupart des processus diabatiques dans les dépressions. Des études antérieures ont montré que les processus nuageux se produisant lors des lentes ascendances obliques composant la WCB influencent le guide d'onde en aval. Des études récentes utilisant des simulations où la convection est explicitement représentée ont trouvé des mouvements ascendants rapides dans les WCB. L'une d'elles a montré que ces mouvements ascendants sont capables d'accélérer localement le courant-jet d'altitude. Or la représentation du courant-jet dans les modèles de prévision numérique du temps est l'une des sources d'erreur dans la prévision des événements extrêmes. C'est le cas au-dessus de l'Atlantique nord en automne, avec des conséquences socio-économiques potentiellement catastrophiques en Europe. C'est dans l'objectif d'améliorer les prévisions qu'a été organisée la campagne de mesure NAWDEX. Cette thèse est focalisée sur la tempête Stalactite dont la représentation des processus diabatiques en son sein est associée à une perte de prévisibilité d'un régime de blocage anticyclonique au-dessus de la Scandinavie.

La tempête Stalactite est étudiée le 2 octobre 2016 lors de sa phase mature au large de l'Islande. Des observations uniques de sa WCB ont été réalisées à fine résolution par le radar Doppler RASTA embarqué à bord du Falcon 20 du SAFIRE. L'avion a survolé les régions d'ascendances de la WCB ainsi que son flux de sortie et une partie de la dorsale située en aval. Deux simulations à convection explicite de la tempête Stalactite sont réalisées avec le modèle Méso-NH. La première sert de référence (REF) pour les chapitres 3 et 4. Elle reproduit en effet l'ensemble des courants d'air cohérents de la tempête et sa trajectoire, en accord avec les observations du satellite MSG et les analyses du CEPMMT. Les structures de méso-échelle observées par RASTA et les dropsondes sont également bien simulées. Il s'agit notamment du courant-jet d'altitude (au-dessus du bord ouest de la WCB), du courant-jet de basse couche (sous la WCB) ainsi que des structures locales de forte réflectivité situées en milieu et basse troposphère dans la WCB. La seconde simulation (NODIA) est conçue afin d'étudier l'impact des processus nuageux sur la dynamique d'altitude et le gonflement de la dorsale. Pour ce faire, les échanges de chaleur issus des processus nuageux sont coupés partout.

Une approche innovante, combinant trajectoires lagrangiennes et outil d'identification d'objets 3-D, est utilisée dans les simulations pour identifier et suivre l'évolution des ascendances dans la WCB. Les ascendances sont définies comme les trajectoires ayant subi une élévation de 150 hPa pendant une période de 12 h. Celles ayant connu une élévation d'au moins 100 hPa sur une période de 2 h, c'est-à-dire composée d'au moins un « segment rapide », sont nommées ascendances rapides. Les ascendances n'ayant pas atteint ce seuil sont considérées comme lentes. Le lent flux ascendant de grande échelle de la WCB est ainsi distingué des ascendances locales plus rapides.

Le chapitre 3 porte sur la caractérisation des structures de forte réflectivité observées dans les régions d'ascendances de la WCB. Les ascendances rapides représentent un tiers des trajectoires sélectionnées et apparaissent principalement le long du front froid de surface situé sous le bord ouest de la WCB au moment des observations. Les ascendances lentes sont majoritairement présentes au cœur de la WCB et sur son bord est au même instant. Bien que toutes localisées dans la WCB, les ascendances sélectionnées prennent des courbures différentes en fin de trajectoire. Cette distinction provient de l'altitude à laquelle les ascendances sont situées en début de trajectoire. Celles se trouvant en milieu de troposphère finissent en haute troposphère et sont prises dans le flux anticyclonique du courant-jet d'altitude. Elles comptent pour un tiers des ascendances et correspondent à la description classique de la branche anticyclonique de la WCB. Les ascendances situées dans les basses couches en début de trajectoire suivent le flux cyclonique de grande échelle et restent à des niveaux plus bas que les ascendances anticycloniques.

La majeure partie des segments rapides ont lieu dans les basses et moyennes couches de la troposphère. L'emplacement des segments rapides coïncide avec les structures de forte réflectivité observées par RASTA. Ces dernières, hautes de 1 à 3 km pour 20 à 40 km de largeur, sont bien reproduites dans REF et sont également associées à des vitesses verticales de l'ordre de 0,3 $\mathrm{m\,s^{-1}}$. De telles caractéristiques indiquent que les structures de forte réflectivité correspondent en fait à des cellules convectives immergées dans la WCB.

La convection se trouve sous forme organisée et est répartie en trois types. Le premier type est localisé à l'extrémité sud-ouest de la WCB, au niveau du bord ouest du jet de basse couche. Sa proximité avec le front froid de surface lui vaut le nom de « convection frontale ». Le second type, situé au-dessus du bord est du jet de basse couche, prend la forme d'une bande étirée sur des centaines de kilomètres et est ainsi appelé « convection en bande ». Le troisième type longe le bord ouest de la WCB au nord de la convection frontale. Situé au-dessus du bord ouest du jet de basse couche, il est nommé « convection à mi-niveau ». La convection frontale et la convection en bande partent de la surface et restent bloquées dans la basse troposphère ($z<3$ km) par le flux cyclonique de grande échelle. Ces deux types de convection sont assimilés à de la convection peu profonde sous la WCB. L'analyse indique que les trois types de convection organisée identifiés ont lieu en début et en fin de simulation. Cela prouve qu'ils sont représentatifs des mouvements convectifs se déroulant dans la WCB pendant la période étudiée.

Des structures cohérentes de PV négatif sont également trouvées au-dessus des régions organisées de convection à mi-niveau. Ces structures de PV négatif forment des bandes allongées horizontalement sur plusieurs centaines de kilomètres. Celles-ci s'étendent aussi verticalement sur près de 5 km depuis les basses et moyennes couches situées sur le bord ouest de la WCB, leur valant le nom de « tours de PV négatif ». Leur emplacement correspond au bord est du cœur du courant-jet d'altitude et les segments rapides. Les bandes allongées de PV négatif persistent environ 10 h puis se dispersent en même temps que la tête du courant-jet d'altitude et les régions organisées de convection à mi-niveau. Cela suggère l'existence d'un lien entre l'organisation des bandes de PV négatif et celle de la convection à mi-niveau. Cette organisation pourrait expliquer la fusion de dipôles horizontaux de PV isolés en structures cohérentes allongées trouvés dans des études récentes. Bien que le rôle de ces dipôles sur la dynamique de grande échelle soit encore débattu, il apparaît nécessaire d'étudier plus en détail la formation de dipôles de PV horizontaux autour des cellules convectives.

Le chapitre 4 examine le flux de sortie de la WCB de la tempête Stalactite et la dorsale en aval. En plus de reproduire correctement les structures nuageuses et dynamiques observées, la simulation de référence met en évidence l'existence de deux cœurs dans le courant-jet qui ne sont que partiellement observés par RASTA et les dropsondes. L'un est localisé sur le bord ouest de la WCB et est associé à un abaissement local de la hauteur de la tropopause. L'autre cœur est situé plus à l'ouest sur le bord extérieur de la dorsale et est accompagné d'une foliation de tropopause. La dorsale est ainsi coupée en deux parties.

Les ascendances associées au flux de sortie de la WCB alimentent la partie orientale de la dorsale, dont l'un des cœurs du courant-jet d'altitude. Ces ascendances sont absentes dans NODIA et proviennent donc des processus diabatiques nuageux. NODIA simule aussi deux cœurs du courant-jet mais moins intenses et décalés vers l'est. Ce décalage se retrouve dans la localisation de l'abaissement et de la foliation de la tropopause ainsi que dans la position de la partie orientale de la dorsale.

Comme dans le chapitre 3, les ascendances prennent une courbure qui dépend de leur altitude. Les ascendances anticycloniques sont localisées à des altitudes plus élevées, terminent dans la partie orientale de la dorsale et appartiennent à la branche anticyclonique de la WCB. Le PV augmente le long des ascendances cycloniques dans les basses couches et diminue le long des ascendances anticycloniques en haute troposphère, en accord avec la vision classique d'ascendance de grande échelle dans une WCB. Des valeurs négatives de PV sont atteintes, notamment lors des segments rapides anticycloniques en milieu de troposphère dans les premières heures de simulation. Cela suggère que des structures de PV négatif sont produites au cours de mouvements ascendants rapides dans la WCB.

Les valeurs de PV négatif proviennent de dipôles de PV horizontaux situés autour des cellules convectives en début de simulation, dont l'emplacement correspond à celui des segments rapides anticycloniques. Les cellules convectives sont situées dans les niveaux moyens sur le bord ouest de la WCB, entre le courant-jet d'altitude et le jet de basse

couche. Ces caractéristiques sont identiques à celles de la convection à mi-niveau trouvée dans le chapitre 3. Cependant, les cellules convectives se trouvent ici dans des régions de forte instabilité conditionnelle et atteignent des vitesses verticales trois fois plus élevées en moyenne. Les dipôles de PV horizontaux identifiés ont leur pôle négatif tourné en direction du courant-jet d'altitude, en adéquation avec la théorie développée dans des travaux récents issus de la campagne NAWDEX (Oertel *et al.*, 2020; Harvey *et al.*, 2020).

Les cellules convectives à mi-niveau et les dipôles de PV horizontaux ne sont pas reproduits dans NODIA et sont donc créés diabatiquement par les processus nuageux. Les structures de PV négatif sont advectées par le flux anticyclonique de grande échelle et forment des bandes horizontales allongées de PV négatif qui se retrouvent dans le flux de sortie de la WCB. L'accélération du courant-jet en sortie de WCB, associée à l'extension de la partie orientale de la dorsale vers l'ouest, est conditionnée par les processus nuageux. Une bonne correspondance spatiale et temporelle entre l'accélération du courant-jet, l'extension de la dorsale vers l'ouest et les bandes allongées de PV négatif suggère une contribution de la convection à mi-niveau dans la WCB à la dynamique de grande échelle. Il semble ainsi nécessaire de représenter correctement ce type de convection dans les modèles de prévision du temps.

Plusieurs aspects de la tempête Stalactite restent à étudier. Le premier est d'examiner le devenir des bandes allongées de PV négatif identifiées à la tropopause. Il s'agit de déterminer si ces bandes persistent après leur dispersion dans le flux de sortie de la WCB de la tempête Stalactite. La création et la dissipation des structures de PV négatif en altitude sont toujours des sujets discutés à l'heure actuelle. Une étude dans un domaine de simulation étendu vers l'est sur une période plus longue (2 ou 3 jours) permettrait de suivre l'évolution des bandes de PV négatif et de voir si ces dernières alimentent le blocage scandinave en aval. Il serait intéressant de réaliser une simulation avec une représentation paramétrée de la convection afin de quantifier l'influence des structures convectives à mi-niveau sur la circulation de grande échelle et in-fine sur le blocage. Les résultats pourraient aussi être comparés à ceux de travaux récents reprenant le même cas d'étude mais basés sur des modèles de grande échelle.

Un autre aspect est d'étudier à fine échelle l'impact de la convection et des processus nuageux dans les basses couches. Il s'agit notamment d'examiner plus en détail la création du second centre cyclonique observé vers 16 UTC dans REF et absent de NODIA. Des anomalies positives de PV, créées diabatiquement depuis les basses couches de la WCB puis advectées jusqu'au centre de la tempête Stalactite, pourraient expliquer l'origine du second centre. Binder *et al.* (2016) ont montré que ce mécanisme est au cœur de la ré-intensification de certaines tempêtes dont la WCB est située à proximité du centre cyclonique. Une étude détaillée permettrait de définir si ce mécanisme est à l'origine du second centre cyclonique ici.

Cette thèse ouvre également des perspectives plus larges. L'étude des structures convectives, trouvées dans la WCB de la tempête Stalactite, pourrait s'appliquer à l'en-

semble des tempêtes. Binder *et al.* (2020) ont très récemment montré toute la diversité et la complexité des ascendances dans une climatologie de WCB basée sur 9 années de données des satellites CloudSat et CALIPSO et des ré-analyses ERA-5 du CEPMMT. Il serait alors pertinent de vérifier si les trois types de convection identifiés ici se retrouvent dans les observations satellites. Les observations pourraient être complétées par des simulations Méso-NH à convection explicite, inaccessible à ERA-5. L'impact de la convection sur la dynamique de grande échelle pourrait aussi être examiné au cas par cas.

Les processus influençant la structure du guide d'onde dans les moyennes latitudes seront étudiés lors d'une nouvelle campagne de mesure, la campagne NAWDIC (*North Atlantic Waveguide, Dry Intrusion, and Downstream Impact Campaign*) actuellement en cours de préparation pour l'hiver 2025–26. Le premier objectif est d'effectuer des observations à fine échelle du gradient de PV à la tropopause le long du guide d'onde. Des structures de PV négatif pourraient alors être identifiées puis suivies sur de longues périodes afin de quantifier leur impact sur des événements extrêmes en aval. Le second objectif de la campagne est l'étude des intrusions sèches dans les tempêtes nord-atlantiques et à leurs impacts sur les côtes de l'Europe de l'Ouest. Les intrusions sèches peuvent en effet provoquer des instabilités locales dans le ciel de traîne des tempêtes, menant à la formation de mouvements convectifs en basse et moyenne couche ainsi qu'à des rafales en surface Raveh-Rubin (2017). L'utilisation couplée des trajectoires lagrangiennes et de l'outil d'identification d'objets 3-D devrait permettre de caractériser les mouvements subsidents et les cellules convectives, à l'instar de ce qui a été fait dans cette thèse pour caractériser les ascendances convectives dans une bande transporteuse d'air chaud.

Bibliographie

Arakawa, A. : Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion : Two-dimensional incompressible flow. Part I, Journal of Computational Physics, 1, 119 – 143, https ://doi.org/https://doi.org/10.1016/0021-9991(66)90015-5, URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999166900155, 1966.

Berman, J. D. et Torn, R. D. : The Impact of Initial Condition and Warm Conveyor Belt Forecast Uncertainty on Variability in the Downstream Waveguide in an ECWMF Case Study, Mon. Weather Rev., 147, 4071–4089, https ://doi.org/10.1175/MWR-D-18-0333.1, URL https://doi.org/10.1175/MWR-D-18-0333.1, 2019.

Binder, H., Boettcher, M., Joos, H., et Wernli, H. : The Role of Warm Conveyor Belts for the Intensification of Extratropical Cyclones in Northern Hemisphere Winter, J. Atmos. Sci., 73, 3997–4020, https ://doi.org/10.1175/JAS-D-15-0302.1, URL https://doi.org/10.1175/JAS-D-15-0302.1, 2016.

Binder, H., Boettcher, M., Joos, H., Sprenger, M., et Wernli, H. : Vertical cloud structure of warm conveyor belts – a comparison and evaluation of ERA5 reanalyses, CloudSat and CALIPSO data, Weather Clim. Dynam. Discuss., in review, https ://doi.org/10.5194/wcd-2020-26, URL https://wcd.copernicus.org/preprints/wcd-2020-26/, 2020.

Blanchard, N., Pantillon, F., Chaboureau, J.-P., et Delanoë, J. : Organization of convective ascents in a warm conveyor belt, Weather Clim. Dynam., 1, 617–634, https ://doi.org/10.5194/wcd-1-617-2020, URL https://wcd.copernicus.org/articles/1/617/2020/, 2020.

Blanchard, N., Pantillon, F., Chaboureau, J.-P., et Delanoë, J. : Mid-level convection in a warm conveyor belt accelerates the jet stream, Weather Clim. Dynam., 2, 37–53, https ://doi.org/10.5194/wcd-2-37-2021, URL https://wcd.copernicus.org/articles/2/37/2021/, 2021.

Browning, K. A. : Radar Measurements of air motion near fronts, Weather, 26, 320–340, https ://doi.org/10.1002/j.1477-8696.1971.tb04211.x, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/j.1477-8696.1971.tb04211.x, 1971.

Browning, K. A. : Conceptual Models of Precipitation Systems, Wea. Forecasting, 1, 23–41, https ://doi.org/10.1175/1520-0434(1986)001<0023:CMOPS>2.0.CO;2, URL https://doi.org/10.1175/1520-0434(1986)001<0023:CMOPS>2.0.CO;2, 1986.

Browning, K. A. : Life cycle of a frontal cyclone, Meteorol Appl., 1, 233–235, https ://doi.org/10.1002/met.5060010305, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/met.5060010305, 1994.

Browning, K. A. : The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development, Meteorol Appl., 4, 317–324, https ://doi.org/10.1017/S1350482797000613, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1017/S1350482797000613, 1997.

Browning, K. A. : Mesoscale Aspects of Extratropical Cyclones : An Observational Perspective, in : The Life Cycles of Extratropical Cyclones, edited by Shapiro M.A., Grønås S., American Meteorological Society, pp. 265–283, https ://doi.org/https://doi.org/10.1007/978-1-935704-09-6_18, 1999.

Browning, K. A. : The sting at the end of the tail : Damaging winds associated with extratropical cyclones, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 130, 375–399, https ://doi.org/10.1256/qj.02.143, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1256/qj.02.143, 2004.

Browning, K. A. et Pardoe, C. W. : Structure of low-level jet streams ahead of mid-latitude cold fronts, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 99, 619–638, https ://doi.org/10.1002/qj.49709942204, URL http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49709942204, 1973.

Carlson, T. N. : Airflow Through Midlatitude Cyclones and the Comma Cloud Pattern, Mon. Weather Rev., 108, 1498–1509, https ://doi.org/10.1175/1520-0493(1980)108<1498:ATMCAT>2.0.CO;2, URL https://doi.org/10.1175/1520-0493(1980)108<1498:ATMCAT>2.0.CO;2, 1980.

Chaboureau, J.-P., Söhne, N., Pinty, J.-P., Meirold-Mautner, I., Defer, E., Prigent, C., Pardo, J.-R., Mech, M., et Crewell, S. : A midlatitude cloud database validated with satellite observations, J. Appl. Meteor. Climatol., 47, 1337–1353, https ://doi.org/10.1175/2007JAMC1731.1, URL https://doi.org/10.1175/2007JAMC1731.1, 2008.

Chagnon, J. M., Gray, S. L., et Methven, J. : Diabatic processes modifying potential vorticity in a North Atlantic cyclone, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 139, 1270–1282, https ://doi.org/10.1002/qj.2037, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.2037, 2013.

Colella, P. et Woodward, P. R. : The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations, J. Comput. Phys., 54, 174–201, https ://doi.org/doi.

org/10.1016/0021-9991(84)90143-8, URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999184901438, 1984.

Cuxart, J., Bougeault, P., et Redelsperger, J.-L. : A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 126, 1–30, https ://doi.org/10.1002/qj.49712656202, URL https://doi.org/10.1002/qj.49712656202, 2000.

Dauhut, T., Chaboureau, J.-P., Escobar, J., et Mascart, P. : Giga-LES of Hector the Convector and its two tallest updrafts up to the stratosphere, J. Atmos. Sci., 73, 5041–5060, https ://doi.org/10.1175/JAS-D-16-0083.1, URL https://doi.org/10.1175/JAS-D-16-0083.1, 2016.

Davies, H. C. et Didone, M. : Diagnosis and Dynamics of Forecast Error Growth, Mon. Weather Rev., 141, 2483–2501, https ://doi.org/10.1175/MWR-D-12-00242.1, URL https://doi.org/10.1175/MWR-D-12-00242.1, 2013.

Delanoë, J., Protat, A., Jourdan, O., Pelon, J., Papazzoni, M., Dupuy, R., Gayet, J.-F., et Jouan, C. : Comparison of airborne in situ, airborne radar-lidar, and spaceborne radar-lidar retrievals of polar ice cloud properties sampled during the POLARCAT campaign, J. Atmos. Ocean Technol., 30, 57–73, https ://doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00200.1, URL https://doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00200.1, 2013.

Deveson, A. C. L., Browning, K. A., et Hewson, T. D. : A classification of FASTEX cyclones using a height-attributable quasi-geostrophic vertical-motion diagnostic, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 128, 93–117, https ://doi.org/10.1256/00359000260498806, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1256/00359000260498806, 2002.

Espy, J. P. : The philosophy of storms, Boston, C. C. Little and J. Brown, 1841.

Gheusi, F. et Stein, J. : Lagrangian description of airflows using Eulerian passive tracers, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 128, 337–360, https ://doi.org/10.1256/00359000260498914, URL http://doi.org/10.1256/00359000260498914, 2002.

Grams, C. M., Wernli, H., Böttcher, M., Čampa, J., Corsmeier, U., Jones, S. C., Keller, J. H., Lenz, C.-J., et Wiegand, L. : The key role of diabatic processes in modifying the upper-tropospheric wave guide : a North Atlantic case-study, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 137, 2174–2193, https ://doi.org/10.1002/qj.891, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.891, 2011.

Grams, C. M., Jones, S. C., Davis, C. A., Harr, P. A., et Weissmann, M. : The impact of Typhoon Jangmi (2008) on the midlatitude flow. Part I : Upper-level ridgebuilding and

modification of the jet, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 139, 2148–2164, https ://doi.org/ https://doi.org/10.1002/qj.2091, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.2091, 2013.

Gray, S. L. et Dacre, H. F. : Classifying dynamical forcing mechanisms using a climatology of extratropical cyclones, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 132, 1119–1137, https ://doi.org/10.1256/qj.05.69, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1256/qj.05.69, 2006.

Harrold, T. W. : Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 99, 232–251, https ://doi.org/10.1002/qj.49709942003, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49709942003, 1973.

Harvey, B., Methven, J., Sanchez, C., et Schäfler, A. : Diabatic generation of negative potential vorticity and its impact on the North Atlantic jet stream, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 146, 1477–1497, https ://doi.org/10.1002/qj.3747, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.3747, 2020.

Helmholtz, H. V. : Über atmosphärische Bewegungen I, Sitzüngsberichte Akad. Wissenschaften Berlin, 3, 647–663, 1888.

Hoskins, B. J., McIntyre, M. E., et Robertson, A. W. : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 111, 877–946, https ://doi.org/10.1002/qj.49711147002, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49711147002, 1985.

Illingworth, A. J., Barker, H. W., Beljaars, A., Ceccaldi, M., Chepfer, H., Clerbaux, N., Cole, J., Delanoë, J., Domenech, C., Donovan, D. P., Fukuda, S., Hirakata, M., Hogan, R. J., Huenerbein, A., Kollias, P., Kubota, T., Nakajima, T., Nakajima, T. Y., Nishizawa, T., Ohno, Y., Okamoto, H., Oki, R., Sato, K., Satoh, M., Shephard, M. W., Velázquez-Blázquez, A., Wandinger, U., Wehr, T., et van Zadelhoff, G.-J. : The EarthCARE Satellite : The Next Step Forward in Global Measurements of Clouds, Aerosols, Precipitation, and Radiation, Bull. Amer. Meteo. Soc., 96, 1311–1332, https ://doi.org/10.1175/BAMS-D-12-00227.1, URL https://doi.org/10.1175/BAMS-D-12-00227.1, 2015.

Joly, A., Browning, K. A., Bessemoulin, P., Cammas, J.-P., Caniaux, G., Chalon, J.-P., Clough, S. A., Dirks, R., Emanuel, K. A., Eymard, L., Gall, R., Hewson, T. D., Hildebrand, P. H., Jorgensen, D., Lalaurette, F., Langland, R. H., Lemaître, Y., Mascart, P., Moore, J. A., Persson, P. O., Roux, F., Shapiro, M. A., Snyder, C., Toth, Z., et Wakimoto, R. M. : Overview of the field phase of the fronts and Atlantic

Storm-Track EXperiment (FASTEX) project, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 125, 3131–3163, https ://doi.org/10.1002/qj.49712556103, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49712556103, 1999.

Joos, H. et Forbes, R. M. : Impact of different IFS microphysics on a warm conveyor belt and the downstream flow evolution, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 142, 2727–2739, https ://doi.org/10.1002/qj.2863, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.2863, 2016.

Joos, H. et Wernli, H. : Influence of microphysical processes on the potential vorticity development in a warm conveyor belt : a case-study with the limited-area model COSMO, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 138, 407–418, https ://doi.org/10.1002/qj.934, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.934, 2012.

Lac, C., Chaboureau, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Auguste, F., Bechtold, P., Berthet, S., Bieilli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., Couvreux, F., Cuxart, J., Delautier, G., Dauhut, T., Ducrocq, V., Filippi, J.-B., Gazen, D., Geoffroy, O., Gheusi, F., Honnert, R., Lafore, J.-P., Lebeaupin Brossier, C., Libois, Q., Lunet, T., Mari, C., Maric, T., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Nuissier, O., Pantillon, F., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Pianezze, J., Redelsperger, J.-L., Ricard, D., Richard, E., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Seyfried, L., Stein, J., Suhre, K., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V., et Wautelet, P. : Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, Geosci. Model Dev., 11, 1929–1969, https ://doi.org/10.5194/gmd-11-1929-2018, URL https://doi.org/10.5194/gmd-11-1929-2018, 2018.

Lafore, J. P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Héreil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J. P., Redelsperger, J. L., Richard, E., et Vilà-Guerau de Arellano, J. : The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations, Ann. Geophys., 16, 90–109, https ://doi.org/10.1007/s00585-997-0090-6, URL https://www.ann-geophys.net/16/90/1998/, 1998.

Madonna, E., Wernli, H., Joos, H., et Martius, O. : Warm conveyor belts in the ERA-Interim dataset (1979–2010). Part I : climatology and potential vorticity evolution, J. Climate, 27, 3–26, https ://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00720.1, URL https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00720.1, 2014.

Martínez-Alvarado, O., Baker, L. H., Gray, S. L., Methven, J., et Plant, R. S. : Distinguishing the Cold Conveyor Belt and Sting Jet Airstreams in an Intense Extratropical Cyclone, Mon. Weather Rev., 142, 2571–2595, https ://doi.org/10.1175/MWR-D-13-00348.1, URL https://doi.org/10.1175/MWR-D-13-00348.1, 2014a.

Martínez-Alvarado, O., Joos, H., Chagnon, J., Boettcher, M., Gray, S. L., Plant, R. S., Methven, J., et Wernli, H. : The dichotomous structure of the warm conveyor belt, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 140, 1809–1824, https ://doi.org/10.1002/qj.2276, URL https://doi.org/10.1002/qj.2276, 2014b.

Massacand, A. C., Wernli, H., et Davies, H. C. : Influence of Upstream Diabatic Heating upon an Alpine Event of Heavy Precipitation, Mon. Weather Rev., 129, 2822–2828, https ://doi.org/10.1175/1520-0493(2001)129<2822:IOUDHU>2.0.CO;2, URL https://doi.org/10.1175/1520-0493(2001)129<2822:IOUDHU>2.0.CO;2, 2001.

Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., Brousseau, P., Brun, E., Calvet, J.-C., Carrer, D., Decharme, B., Delire, C., Donier, S., Essaouini, K., Gibelin, A.-L., Giordani, H., Habets, F., Jidane, M., Kerdraon, G., Kourzeneva, E., Lafaysse, M., Lafont, S., Lebeaupin Brossier, C., Lemonsu, A., Mahfouf, J.-F., Marguinaud, P., Mokhtari, M., Morin, S., Pigeon, G., Salgado, R., Seity, Y., Taillefer, F., Tanguy, G., Tulet, P., Vincendon, B., Vionnet, V., et Voldoire, A. : The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes, Geosci. Model Dev., 6, 929–960, https ://doi.org/10.5194/gmd-6-929-2013, URL https://doi.org/10.5194/gmd-6-929-2013, 2013.

Methven, J. : Potential vorticity in warm conveyor belt outflow, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 141, 1065–1071, https ://doi.org/10.1002/qj.2393, URL http://doi.wiley.com/10.1002/qj.2393, 2015.

Michel, C. et Rivière, G. : The Link between Rossby Wave Breakings and Weather Regime Transitions, J. Atmos. Sci., 68, 1730–1748, https ://doi.org/10.1175/2011JAS3635.1, URL https://doi.org/10.1175/2011JAS3635.1, 2011.

Michelangeli, P.-A., Vautard, R., et Legras, B. : Weather Regimes : Recurrence and Quasi Stationarity, J. Atmos. Sci., 52, 1237–1256, https ://doi.org/10.1175/1520-0469(1995)052<1237:WRRAQS>2.0.CO;2, URL https://doi.org/10.1175/1520-0469(1995)052<1237:WRRAQS>2.0.CO;2, 1995.

Neiman, P., Shapiro, M., et Fedor, L. : The Life Cycle of an Extratropical Marine Cyclone. Part II : Mesoscale Structure and Diagnostics, Mon. Weather Rev., 121, https ://doi.org/10.1175/1520-0493(1993)121<2177:TLCOAE>2.0.CO;2, 1993.

Oertel, A., Boettcher, M., Joos, H., Sprenger, M., Konow, H., Hagen, M., et Wernli, H. : Convective activity in an extratropical cyclone and its warm conveyor belt – a case-study combining observations and a convection-permitting model simulation, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 145, 1406–1426, https ://doi.org/10.1002/qj.3500, URL https://doi.org/10.1002/qj.3500, 2019.

Oertel, A., Boettcher, M., Joos, H., Sprenger, M., et Wernli, H. : Potential vorticity structure of embedded convection in a warm conveyor belt and its relevance for large-scale dynamics, Weather Clim. Dynam., 1, 127–153, https ://doi.org/10.5194/wcd-1-127-2020, URL https://doi.org/10.5194/wcd-1-127-2020, 2020.

Pergaud, J., Masson, V., Malardel, S., et Couvreux, F. : A Parameterization of Dry Thermals and Shallow Cumuli for Mesoscale Numerical Weather Prediction, Bound. Layer. Meteor., 132, 83–106, https ://doi.org/10.1007/s10546-009-9388-0, URL https://doi.org/10.1007/s10546-009-9388-0, 2009.

Petterssen, S. et Smebye, S. J. : On the development of extratropical cyclones, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 97, 457–482, https ://doi.org/10.1002/qj.49709741407, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49709741407, 1971.

Pfahl, S., Madonna, E., Boettcher, M., Joos, H., et Wernli, H. : Warm Conveyor Belts in the ERA-Interim Dataset (1979–2010). Part II : Moisture Origin and Relevance for Precipitation, J. Climate, 27, 27–40, https ://doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00223.1, URL https://doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00223.1, 2014.

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

Pomroy, H. R. et Thorpe, A. J. : The evolution and dynamical role of reduced upper-tropospheric potential vorticity in intensive observing period one of FASTEX, Mon. Weather Rev., 128, 1817–1834, https ://doi.org/10.1175/1520-0493(2000)128<1817:TEADRO>2.0.CO;2, URL https://doi.org/10.1175/1520-0493(2000)128<1817:TEADRO>2.0.CO;2, 2000.

Rasp, S., Selz, T., et Craig, G. C. : Convective and Slantwise Trajectory Ascent in Convection-Permitting Simulations of Midlatitude Cyclones, Mon. Weather Rev., 144, 3961–3976, https ://doi.org/10.1175/MWR-D-16-0112.1, URL https://doi.org/10.1175/MWR-D-16-0112.1, 2016.

Raveh-Rubin, S. : Dry Intrusions : Lagrangian Climatology and Dynamical Impact on the Planetary Boundary Layer, J. Climate, 30, 6661–6682, https ://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0782.1, URL https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0782.1, 2017.

Richard, E., Cosma, S., Tabary, P., Pinty, J.-P., et Hagen, M. : High-resolution numerical simulations of the convective system observed in the Lago Maggiore area on 17 September 1999 (MAP IOP 2a), Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 129, 543–563, https ://doi.org/10.1256/qj.02.50, URL https://doi.org/10.1256/qj.02.50, 2003.

Rivière, G. et Arbogast, P. : Tempêtes hivernales des latitudes tempérées : théories et prévisions, Reflets phys., pp. 4–9, https ://doi.org/10.1051/refdp/201857004, URL https://doi.org/10.1051/refdp/201857004, 2018.

Sanders, F. et Gyakum, J. R. : Synoptic-Dynamic Climatology of the "Bomb", Mon. Weather Rev., 108, 1589–1606, https ://doi.org/10.1175/1520-0493(1980)108<1589:SDCOT>2.0.CO;2, URL https://doi.org/10.1175/1520-0493(1980)108<1589:SDCOT>2.0.CO;2, 1980.

Saunders, R., Hocking, J., Turner, E., Rayer, P., Rundle, D., Brunel, P., Vidot, J., Roquet, P., Matricardi, M., Geer, A., Bormann, N., et Lupu, C. : An update on the RTTOV fast radiative transfer model (currently at version 12), Geosci. Model Dev., 11, 2717–2737, https ://doi.org/10.5194/gmd-11-2717-2018, URL https://doi.org/10.5194/gmd-11-2717-2018, 2018.

Schemm, S. et Wernli, H. : The Linkage between the Warm and the Cold Conveyor Belts in an Idealized Extratropical Cyclone, J. Atmos. Sci., 71, 1443–1459, https ://doi.org/10.1175/JAS-D-13-0177.1, URL https://doi.org/10.1175/JAS-D-13-0177.1, 2014.

Schultz, D. M., Keyser, D., et Bosart, L. F. : The Effect of Large-Scale Flow on Low-Level Frontal Structure and Evolution in Midlatitude Cyclones, Mon. Weather Rev., 126, 1767–1791, https ://doi.org/10.1175/1520-0493(1998)126<1767:TEOLSF>2.0.CO;2, URL https://doi.org/10.1175/1520-0493(1998)126<1767:TEOLSF>2.0.CO;2, 1998.

Schäfler, A., Craig, G., Wernli, H., Arbogast, P., Doyle, J. D., McTaggart-Cowan, R., Methven, J., Rivière, G., Ament, F., Boettcher, M., Bramberger, M., Cazenave, Q., Cotton, R., Crewell, S., Delanoë, J., Dörnbrack, A., Ehrlich, A., Ewald, F., Fix, A., Grams, C. M., Gray, S. L., Grob, H., Groß, S., Hagen, M., Harvey, B., Hirsch, L., Jacob, M., Kölling, T., Konow, H., Lemmerz, C., Lux, O., Magnusson, L., Mayer, B., Mech, M., Moore, R., Pelon, J., Quinting, J., Rahm, S., Rapp, M., Rautenhaus, M., Reitebuch, O., Reynolds, C. A., Sodemann, H., Spengler, T., Vaughan, G., Wendisch, M., Wirth, M., Witschas, B., Wolf, K., et Zinner, T. : The North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment, Bull. Amer. Meteo. Soc., 99, 1607–1637, https ://doi.org/10.1175/BAMS-D-17-0003.1, URL https://doi.org/10.1175/BAMS-D-17-0003.1, 2018.

Shapiro, M.-A. et Keyser, D. : Fronts, Jet Streams and the Tropopause, American Meteorological Society, https ://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8_10, URL https://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8_10, 1990.

Shu, C.-W. et Osher, S. : Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, J. Comput. Phys., 77, 439–471, https ://doi.org/10.1016/

0021-9991(88)90177-5, URL https://doi.org/10.1016/0021-9991(88)90177-5, 1988.

Smart, D. J. et Browning, K. A. : Attribution of strong winds to a cold conveyor belt and sting jet, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 140, 595–610, https ://doi.org/10.1002/qj.2162, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.2162, 2014.

Weijenborg, C., Friederichs, P., et Hense, A. : Organisation of potential vorticity on the mesoscale during deep moist convection, Tellus, 67, 25 705, https ://doi.org/10.3402/tellusa.v67.25705, URL https://doi.org/10.3402/tellusa.v67.25705, 2015.

Weijenborg, C., Chagnon, J. M., Friederichs, P., Gray, S. L., et Hense, A. : Coherent evolution of potential vorticity anomalies associated with deep moist convection, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 143, 1254–1267, https ://doi.org/10.1002/qj.3000, URL https://doi.org/10.1002/qj.3000, 2017.

Weissmann, M. et Cardinali, C. : Impact of airborne Doppler lidar observations on ECMWF forecasts, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 133, 107–116, https ://doi.org/10.1002/qj.16, URL https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.16, 2007.

Wernli, H. et Davies, H. C. : A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I : The method and some applications, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 123, 467–489, https ://doi.org/10.1002/qj.49712353811, URL https://doi.org/10.1002/qj.49712353811, 1997.

Wernli, H., Fehlmann, R., et Lüthi, D. : The Effect of Barotropic Shear on Upper-Level Induced Cyclogenesis : Semigeostrophic and Primitive Equation Numerical Simulations, J. Atmos. Sci., 55, 2080 – 2094, https ://doi.org/10.1175/1520-0469(1998)055<2080:TEOBSO>2.0.CO;2, URL https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/55/11/1520-0469_1998_055_2080_teobso_2.0.co_2.xml, 1998.