



HAL
open science

Etude de l'activité électrique des systèmes orageux à l'aide du modèle Méso-NH

Christelle Barthe

► **To cite this version:**

Christelle Barthe. Etude de l'activité électrique des systèmes orageux à l'aide du modèle Méso-NH. Physique [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. NNT : . tel-00011490

HAL Id: tel-00011490

<https://theses.hal.science/tel-00011490>

Submitted on 30 Jan 2006

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.

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER

Spécialité :

Physique de l'Atmosphère

Présentée et soutenue publiquement par

Christelle BARTHE

le 23 septembre 2005

Titre :

Etude de l'activité électrique des systèmes orageux à l'aide du modèle Més0-NH

Jury :

Serge CHAUZY	Professeur, Université Toulouse III	Président
Didier HAUGLUSTAINÉ	Chargé de Recherche CNRS, LSCE/IPSL	Rapporteur
Anthony ILLINGWORTH	Professeur, Université de Reading	Rapporteur
Pierre LAROCHE	Ingénieur ONERA	Examineur
Jean-Pierre PINTY	Ingénieur de Recherche CNRS, LA	Directeur de thèse
Frank ROUX	Professeur, Université Toulouse III	Directeur de thèse



Remerciements

J'aimerais commencer par remercier mes deux directeurs de thèse, Frank Roux et Jean-Pierre Pinty, qui ont accepté d'encadrer ma thèse. Je leur suis particulièrement reconnaissante pour leurs encouragements, leur disponibilité et leur soutien. Je tiens aussi à remercier Gilles Molinié qui a commencé ce travail de modélisation et qui m'a beaucoup aidé lors de mon stage de DEA. Merci à l'équipe de soutien Mésos-NH (Didier, Juan et Jacqueline) pour leur disponibilité et leur efficacité, ainsi qu'aux informaticiens du laboratoire (Laurent, Serge et Jérémie) qui m'ont dépanné plus d'une fois. Un grand merci à Céline pour sa gentillesse et son aide pour la simulation STERAO.

Je souhaite aussi remercier l'équipe Systèmes Précipitants, Michel et Jean-François, mais aussi l'équipe Electricité Atmosphérique (Sylvain et les 2 Serge) pour leur bonne humeur et leurs précieux conseils. Merci à Jean-François Georgis et Jean-Michel Brustet pour m'avoir facilité la tâche pour trouver des enseignements. Un remerciement tout particulier à Peter Bechtold qui a été mon premier encadrant en Maîtrise au sein du laboratoire.

Un petit détour par l'Oklahoma pour remercier Don MacGorman, Ted Mansell, Conrad Ziegler et Jerry Straka pour m'avoir si bien accueillie lors de mon séjour au NSSL. J'en profite aussi pour remercier Dave Rust qui m'a permis de participer aux lancements de ballons de la campagne TELEX.

Je tiens aussi à exprimer mes remerciements à Anthony Illingworth et Didier Hauglustaine, mes rapporteurs et à Pierre Laroche, pour leurs remarques pertinentes et constructives. Un grand merci à Serge Chauzy pour ses corrections et ses remarques sur le manuscrit, mais aussi parce qu'il m'a fait découvrir la météorologie et donné envie, dès la licence, de continuer dans cette voie.

Je remercie tout particulièrement les autres thésards de la promo (Aline, Caroline, Clotilde, Ivane, Franck, Marie-Pierre, et Vincent), mais aussi ceux que j'ai cotoyé pendant ces 3 ans. Un grand merci à Marie-Pierre, l'autre "électricienne", pour les sorties en roller et pour m'avoir si gentiment remplacé en TP lorsque je suis partie au Népal. Merci à Julien et Guillaume pour notre petit jogging hebdomadaire des deux premières années.

Enfin, merci à Pierre pour tout ce qu'il m'apporte.

Pour conclure et n'oublier personne, un grand merci à tout le personnel du laboratoire et à tous ceux qui ont contribué à ce que ces 3 années de thèse soient les plus agréables et les plus instructives possible (et qui n'ont pas été explicitement cités!).



Table des matières

Introduction	15
1 Etat des connaissances sur les orages électrisés	19
1.1 Le circuit électrique global de l'atmosphère	19
1.2 Différents types d'orages	20
1.2.1 Conditions de formation des orages	20
1.2.2 Les cellules convectives simples	21
1.2.3 Les multicellules	22
1.2.4 Les supercellules	23
1.2.5 Les systèmes convectifs de mésoéchelle	24
1.3 Théories de l'électrisation des nuages	25
1.3.1 Mécanisme convectif ou mécanisme de Grenet-Vonnegut	26
1.3.2 Théories gravitationnelles	26
1.4 Les éclairs	31
1.4.1 Les éclairs nuage-sol	31
1.4.2 Les éclairs intra-nuages (IC)	32
1.4.3 Les "Transient Luminous Events" (TLE)	33
1.5 Les systèmes d'observation de l'activité électrique et leurs applications . . .	34
1.5.1 Les systèmes embarqués à bord de satellites	34
1.5.2 Les systèmes sol	36
1.5.3 Les campagnes de mesures et les sondages de champ électrique . . .	37
1.5.4 Résonance de Schumann	37
1.5.5 Climatologie des éclairs	38
1.5.6 Structure électrique d'un nuage d'orage	39
1.5.7 Mise en relation de l'activité électrique avec divers paramètres phy- siques	40
1.6 Modélisation de l'activité électrique des nuages	41
1.6.1 Les modèles "bulk"	41
1.6.2 Les modèles explicites	42
1.6.3 Le modèle de rupture diélectrique	42

2	Présentation du schéma électrique	45
2.1	Généralités sur Méso-NH et son schéma microphysique	45
2.1.1	Présentation de Méso-NH	45
2.1.2	Représentation des hydrométéores	45
2.1.3	Processus microphysiques	47
2.1.4	Ajustement de la vapeur d'eau	48
2.1.5	Calcul du taux de collection des particules	48
2.2	Electrisation du nuage	49
2.2.1	Variabes électriques	49
2.2.2	Mécanisme de séparation de charge non-inductif	51
2.2.3	Mécanisme de transfert de charge inductif	58
2.2.4	Transfert et transport des charges	60
2.3	Calcul du champ électrique	61
2.4	Traitement des éclairs	62
2.4.1	Déclenchement d'un éclair	63
2.4.2	Leader bidirectionnel	63
2.4.3	Géométrie fractale des éclairs et branchements	65
2.5	Neutralisation des charges	68
2.6	Résumé	69
3	Premiers tests sur un cas de ligne de grains en 2D	73
3.1	Initialisation	73
3.2	Description générale	74
3.3	Bilans	78
3.3.1	Bilan sur les espèces microphysiques	78
3.3.2	Bilan sur les variables électriques	84
3.4	Discussion	93
4	Différents cas de convection idéalisée	99
4.1	Supercellule	99
4.1.1	Initialisation	99
4.1.2	Caractéristiques générales	99
4.1.3	Influence de l'eau surfondue dans la paramétrisation des processus NI	107
4.1.4	Importance des éclairs dans le schéma électrique	108
4.1.5	Tests de sensibilité : influence de la dimension fractale	111
4.1.6	Discussion	113
4.2	Orage multicellulaire	114
4.2.1	Initialisation	114
4.2.2	Caractéristiques générales	115
4.2.3	Tests de sensibilité : influence de la paramétrisation des processus de séparation de charge	121
4.2.4	Discussion	126

5	Première simulation explicite des NO_x produits par les éclairs	131
5.1	Introduction	131
5.2	Paramétrisation des NO _x produits par les éclairs	133
5.2.1	Les paramétrisations existantes	133
5.2.2	Paramétrisation des LiNO _x dans Méso-NH	134
5.3	Configuration du modèle	135
5.3.1	Une simulation pluridisciplinaire	135
5.3.2	Lessivage des gaz dans Méso-NH	135
5.3.3	Initialisation	137
5.4	Simulation de l'orage du 10 juillet 1996 lors de la campagne STERAO . . .	138
5.4.1	Dynamique, microphysique et électricité	138
5.4.2	Transport et lessivage des gaz	143
5.4.3	Production de NO _x par les éclairs	150
5.4.4	Etude des densités de flux dans l'enclume	153
5.5	Discussion	160
	Conclusion et Perspectives	163
	Références	167
A	A Description and first results of an explicit electrical scheme in a 3D cloud resolving model	179

Table des figures

1.1	Schéma des différents processus électriques du circuit électrique global . . .	20
1.2	Schéma illustrant la détermination de la CAPE et de la CIN sur un émagramme	21
1.3	Modèle de Byers-Braham des trois stades d'évolution d'une cellule convective	22
1.4	Schéma d'un orage multicellulaire observé près de Raymer, Colorado	23
1.5	Coupe verticale des réflectivités radar observées dans un nuage supercellulaire	24
1.6	Modèle conceptuel d'un système convectif de mésoéchelle	25
1.7	Mécanisme de chargement convectif de Grenet-Vonnegut	26
1.8	Schéma de principe de la capture sélective d'ions	27
1.9	Schéma de principe du mécanisme inductif	28
1.10	Schéma de principe du processus d'électrisation non-inductif	29
1.11	Transfert de masse et de charge entre un cristal de glace et la partie inférieure d'un graupel en train de se sublimer	30
1.12	Transfert de masse et de charge entre un cristal qui croît par déposition de vapeur et la surface du grésil	30
1.13	Schéma de principe de la propagation d'un éclair CG-	32
1.14	Les différents types d'éclairs CG	33
1.15	Observation d'un éclair intra-nuage par le système VHF LMS	34
1.16	Illustration des différents types de TLEs	35
1.17	Climatologie des éclairs issue des données de LIS de janvier 1998 à août 2004	38
1.18	Densité annuelle moyenne d'impacts de foudre au sol à partir des données recueillies par Météorage entre 1988 et 1996	39
1.19	Modèle conceptuel de la structure de charge dans et hors de l'ascendance .	40
1.20	Propagation d'une décharge sur des plaques de plastique	43
2.1	Diagramme des processus microphysiques en phase mixte dans Méso-NH .	48
2.2	Schéma de principe du mécanisme non-inductif	52
2.3	Diagramme de séparation de charge en fonction de la température et du contenu en eau liquide selon <i>Takahashi et Miyawaki</i> [2002]	53
2.4	Représentation graphique de la charge transférée en fonction de la tempé- rature T et du contenu en eau liquide effectif EW	55
2.5	Représentation graphique de la charge transférée à la plus grosse particule en fonction de la température et du taux d'accrétion par givrage	57
2.6	Schéma de principe du mécanisme inductif	59

2.7	Conventions pour le signe de la charge et le champ électrique	64
2.8	Grille 2D montrant une portion de décharge	66
2.9	Représentation schématique du leader et des branchements	67
2.10	Schéma de principe des branchements	71
2.11	Schéma de principe du module électrique dans Mésos-NH	72
3.1	Coupe verticale de la vitesse verticale	74
3.2	Coupes verticales des rapports de mélange (en g.kg^{-1}) et de la densité de charge de la glace primaire, la neige et le grésil	76
3.3	Coupe verticale de la densité de charge volumique totale	77
3.4	Coupes verticales de la densité des points d'initiation des éclairs et de la densité d'éclairs	79
3.5	Bilan des espèces microphysiques dans la partie convective	80
3.6	Bilan microphysique dans la partie convective de la vapeur d'eau, l'eau nuageuse et la pluie	82
3.7	Bilan microphysique dans la partie convective de la glace primaire, la neige et le grésil	83
3.8	Bilan des espèces microphysiques dans la partie stratiforme	84
3.9	Bilan microphysique dans la partie stratiforme de la glace primaire, la neige et le grésil	85
3.10	Bilan des espèces électriques et de la densité de charge totale dans la partie convective	86
3.11	Bilan des échanges de charges dans la partie convective pour la vapeur d'eau et les particules liquides	88
3.12	Bilan des échanges de charges dans la partie convective pour les particules glacées	89
3.13	Bilan sur le transport des charges électriques dans la partie convective	91
3.14	Bilan de la densité de charge neutralisée dans la partie convective	92
3.15	Bilan des espèces électriques et de la densité de charge totale dans la partie stratiforme	92
3.16	Bilan des échanges de charges dans la partie stratiforme pour la vapeur d'eau et les particules liquides	94
3.17	Bilan des échanges de charges dans la partie stratiforme pour les particules glacées	95
3.18	Bilan de la densité de charge neutralisée par les éclairs dans la région stratiforme	96
4.1	sondage initial de l'orage supercellulaire	100
4.2	Coupes horizontales de la vitesse verticale et du vent à 5 km, et des taux de précipitation au sol à 40 min, 50 min, 60 min et 70 min	101
4.3	Evolution temporelle de la vitesse verticale	101
4.4	Coupes horizontales à 40 min de la vitesse verticale	102

TABLE DES FIGURES

4.5	Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min du rapport de mélange et de la densité de charge de la vapeur d'eau, l'eau nuageuse, la pluie, la glace primaire, la neige et le grésil	104
4.6	Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min des taux d'échanges de charge par les processus non-inductifs et inductifs	105
4.7	Coupes verticales dans l'axe du vent de la densité de charge totale à 40 min, 60 min et 80 min	106
4.8	Evolution temporelle de la fréquence des éclairs et de l'altitude de déclenchement	107
4.9	Coupes verticales à 40 min dans l'axe du vent de la densité de charge et du rapport de mélange pour la glace primaire, la neige, et le grésil	109
4.10	Coupes verticales dans l'axe du vent de la densité totale de charge à 40 min, 60 min et 80 min	109
4.11	Evolution temporelle du champ électrique maximum	111
4.12	Coupes verticales dans l'axe du vent à 60 min du volume affecté par les éclairs sur 5 min quand les éclairs sont branchés et quand il y a seulement le leader bidirectionnel, et différence entre la densité de charge avec et sans éclair, et avec ou sans branchements	112
4.13	Sondage initial de l'orage multicellulaire	115
4.14	Coupes horizontales de la vitesse verticale et du vent à 5 km, et des taux de précipitation au sol à 20 min, 40 min, 60 min et 80 min	116
4.15	Evolution temporelle du maximum d'ascendance et de subsidence	116
4.16	Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min du rapport de mélange et de la densité de charge de la vapeur d'eau, l'eau nuageuse, la pluie, la glace primaire, la neige, et le grésil	119
4.17	Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min des taux d'échange de charge par les processus non-inductifs et inductifs	120
4.18	Coupes verticales dans l'axe du vent de la densité de charge totale à 40 min, 60 min et 80 min	121
4.19	Evolution temporelle de la fréquence des éclairs et de l'altitude de déclenchement	122
4.20	Evolution temporelle du champ électrique maximum	122
4.21	Diagrammes de séparation de charge selon <i>Takahashi [1978]</i> , <i>Saunders et al. [1991]</i> et <i>Saunders et Peck [1998]</i>	123
4.22	Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min de la densité volumique de charge totale pour TAKAH, TAKAH+ind, SAUN2, SAUN2+ind, SAP98, et SAP98+ind	127
5.1	Sondage initial adapté de <i>Skamarock et al. [2000]</i>	137
5.2	Images satellite dans le visible de l'orage du 10 juillet 1996 lors de la campagne STERAO à 2202 UTC et 0102 UTC	138
5.3	Coupes horizontales à 10 km d'altitude de la vitesse verticale et du vent dans la coupe à 1h et 2h30 de simulation	139

5.4	Coupe horizontale à 18.5 km d'altitude de la température potentielle, de l'énergie cinétique turbulente et des isentropes	140
5.5	Evolution temporelle du maximum d'ascendance, du maximum de subsidence, du maximum de champ électrique et de la longueur des éclairs . . .	140
5.6	Coupes verticales dans l'axe du vent du rapport de mélange du grésil, de la neige, de la glace et de la pluie	141
5.7	Evolution temporelle du taux de précipitation instantanée au sol	142
5.8	Cumuls de précipitation au sol	142
5.9	Densité d'éclairs simulée par Méso-NH et observée	144
5.10	Profils verticaux initiaux de CO et d'O ₃	145
5.11	Coupes verticales dans l'axe du vent des rapports de mélange de CO à 3600 s et 9000 s	146
5.12	Coupes verticales dans l'axe du vent des rapports de mélange de O ₃ à 3600 s et 9000 s	147
5.13	Coupes verticales dans l'axe du vent du rapport de mélange de HCHO, H ₂ O ₂ et HNO ₃ à 9000 s	149
5.14	Coupes verticales des rapports de mélange des oxydes d'azote à 3600 s . .	151
5.15	Coupes verticales des rapports de mélange des oxydes d'azote à 9000 s . .	152
5.16	Coupes horizontales des rapports de mélange des LiNO _x et de la vitesse verticale à 3600 s et 9000 s	152
5.17	Coupes horizontales des rapports de mélange des LiNO _x et de la vitesse verticale à différentes altitudes et différentes échéances temporelles	154
5.18	Evolution temporelle de la longueur des éclairs et de la masse de NO _x produits par les éclairs	155
5.19	Projection de la cellule [Δx , Δy	155
5.20	Evolution temporelle de la densité de flux dans l'enclume de l'air, du CO, de l'O ₃ , des NO _x de fond et de la totalité des NO _x	157
5.21	Evolution temporelle de la densité de flux dans l'enclume de HCHO, H ₂ O ₂ et HNO ₃	160

Liste des tableaux

2.1	Valeurs des paramètres α , ν , a, b, c, d, C, x en fonction du type d'hydrométéore	47
2.2	Coefficients de <i>Beard et Ochs</i> [1986]	50
2.3	Valeurs des constantes B, m et n utilisées dans les équations 2.24 et 2.28	54
2.4	Equations de transfert de charge pour la paramétrisation de <i>Saunders et al.</i> [1991]	56
4.1	Résumé des tests de sensibilité effectués sur les paramètres fractals	113
4.2	Résumé des caractéristiques des éclairs pour chaque simulation	123
4.3	Tableau récapitulatif des résultats de <i>Mansell et al.</i> [2005]	126
5.1	Résumé des estimations des sources et des incertitudes de production de NO _x les plus importantes	132
5.2	Coefficients de Henry effectifs K^* pour les espèces solubles traitées	136
5.3	Tableau comparatif des densités de flux obtenues par les observations et par les simulations	158

Introduction

Eclairs et tonnerre sont les manifestations naturelles et très spectaculaires de l'électricité atmosphérique qui accompagnent les événements orageux violents. La plupart du temps, la foudre frappe des cibles sans conséquence pour les hommes et les biens. Ainsi, chaque année en France, on recense environ 2 millions de coups de foudre alors qu'on estime que les éclairs sont déclenchés de 50 à 100 fois par seconde dans le monde. Sur le territoire français on déplore chaque année le décès de plusieurs dizaines de personnes et la perte de 20 000 têtes de bétail par foudroiement. Du point de vue financier et d'après un rapport de l'INERIS¹ sur la Protection de l'Environnement, le coût annuel des dommages domestiques indemnisés par les compagnies d'assurance se chiffre en centaines de kiloEuros avec 20 000 sinistres déclarés dont 15 000 incendies et des destructions de milliers de compteurs électriques suite aux surtensions et surintensités, de cheminées, pylônes et clochers. Enfin la foudre représente une cause significative d'accidents majeurs en milieu industriel. Elle touche principalement les activités de raffinage de pétrole, les réservoirs de stockage et canalisations et l'industrie chimique de base. Ce possible lien entre aérosols d'origine urbaine produits par la pollution des mégacités et le renforcement de l'activité kéraunique (nombre d'éclairs par unité de surface et de temps) fait l'objet de la campagne d'investigation HEAT 2005-2006 à Houston, TX, USA où se concentre une forte activité pétrolière [Orville *et al.*, 2000, 2004]. Pour dresser un panorama complet des dommages causés par la foudre, il faut aussi évoquer le déclenchement des feux de végétation qui constitue un sujet d'étude très actif [Fromm *et al.*, 2000]. Ainsi une analyse des feux occasionnés par le foudroiement de la forêt boréale au Canada-Alaska et en Sibérie a-t-elle permis de montrer qu'une telle source saisonnière, non-anthropogénique car résultant de l'électrisation naturelle des nuages d'orage, peut conduire à l'enrichissement significatif de la haute troposphère en oxydes d'azote et en oxydes de carbone.

Aux dégâts directement occasionnés par les éclairs s'ajoutent des dommages engendrés par les phénomènes associés aux orages violents. La grêle endommage la végétation naturelle, les cultures, les toitures et les structures fragiles. Les rafales de vent peuvent s'avérer très dangereuses pour les avions en phase de décollage ou d'atterrissage, et les pluies orageuses intenses peuvent provoquer des inondations et crues éclairs comme à Vaison-la-Romaine en 1992. Le stade ultime d'orage sévère accompagné de phénomènes électriques exceptionnels est la tornade [Carey *et al.*, 2003]. Les tornades sont assez fréquentes au printemps dans les Grandes Plaines des Etats-Unis, la "Tornado Alley" ou le long de la

¹Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques

"Dry Line" (TX, OK) mais elles peuvent aussi toucher des régions comme le sud-ouest de la France, un des endroits le plus exposé aux impacts de la foudre dans notre pays. Ainsi pour beaucoup de raisons il est important de comprendre la genèse des phénomènes électriques au sein du nuage, ainsi que le couplage avec la dynamique et la microphysique pour pouvoir mieux caractériser les décharges électriques dans les orages. Rappelons que la foudre n'est pas la seule manifestation de l'électricité atmosphérique pendant le passage d'un orage. La foudre ne correspond qu'à la fraction des éclairs qui touchent le sol, alors que selon la latitude, jusqu'à 90% des éclairs se produisent à l'intérieur du nuage sans connection avec le sol. De plus, depuis quelques années, un autre phénomène de décharge électrique se produisant naturellement dans l'atmosphère attire l'attention : il s'agit des sprites, des elves et des blue jets qui sont accompagnés de flashes lumineux entre le sommet du nuage et l'ionosphère située à 80 km d'altitude et dont on recherche actuellement un éventuel impact vis à vis de l'équilibre chimique de l'atmosphère moyenne.

Le déclenchement d'éclairs pendant un orage sous entend la séparation de charges électriques dans le nuage. La façon dont le nuage s'électrise reste une question encore non complètement élucidée. Plusieurs théories ont vu le jour, mais il semble maintenant établi que ce sont bien les collisions entre particules de glace qui sont à l'origine du chargement des hydrométéores. L'électrisation du nuage, tout comme la physique des décharges initiées par le rayonnement cosmique apparaissent souvent comme des phénomènes physiques encore trop mal compris. Ainsi la mise au point et l'utilisation de modèles numériques associés à des expériences de laboratoire et des campagnes de mesures sont des outils précieux pour lever le voile sur un des mystères de la nature parmi les plus redoutés dans l'imaginaire collectif.

Ce travail de thèse a porté sur la modélisation du cycle des charges électriques dans les systèmes nuageux, à savoir, la génération, l'échange et le transport de charges électriques, ainsi que la neutralisation de ces charges électriques par les éclairs. Les éclairs ont pour effet de limiter le champ électrique en redistribuant la charge à l'intérieur du nuage. Il est donc important de bien les représenter dans un modèle pour simuler une activité électrique réaliste dans les orages numériques. Le chemin suivi par les éclairs a une influence sur l'évolution électrique du nuage puisqu'il va déterminer l'efficacité de la neutralisation-redistribution des charges, et donc agir sur la fréquence et le type des éclairs. La cartographie de l'émission VHF que produit les éclairs [*Rison et al.*, 1999; *Thomas et al.*, 2001] est un moyen puissant pour visualiser la structure spatiale et temporelle des décharges. Ainsi les éclairs intra-nuages sont apparus dans leur grande majorité, comme étant composés d'un leader vertical avec des extensions horizontales ramifiées à deux altitudes différentes. Or la plupart des modèles actuels ne traitent que la partie verticale des éclairs [*Solomon et Baker*, 1996; *Mazur et Ruhnke*, 1998] ou simulent l'extension horizontale en créant une zone d'influence volumique autour du canal vertical [*Helsdon et al.*, 1992]. Le modèle de *Mansell* [2000] est la toute première tentative pour introduire de manière réaliste des branchements dans la structure de l'éclair. L'inconvénient de ce type d'approche est que, outre sa lourdeur technique, elle semble surtout réservée aux modèles conceptuels d'orages électrisés isolés à très haute résolution. Le schéma d'éclairs développé dans Mésos-NH est composé de deux parties soit une phase de propagation verticale suivie de branchements avec un

comportement pseudo-fractal pour reproduire la tortuosité des éclairs et leur extension horizontale.

Le schéma électrique complet a été implanté dans le modèle de mésoéchelle communautaire Méso-NH qui contient de nombreux modules physiques (dynamique, microphysique en phase mixte, chimie, aérosols, schéma de surface, rayonnement, turbulence, convection humide paramétrée, ...). L'outil Méso-NH rend possible la réalisation de simulations imbriquées et la prise en compte d'une orographie et d'un état de surface complexes. Toutes ces caractéristiques de Méso-NH ouvrent la possibilité de réaliser des études de cas réels à résolution kilométrique avec des conditions aux limites spatio-temporelles fournies par des analyses météorologiques. Ce sont donc les schémas d'électrification et d'éclairs qui couplés au modèle Méso-NH, mettent en perspective l'originalité du thème électricité atmosphérique et écoulements de mésoéchelle. Les éclairs sont un phénomène indissociable des orages, ils sont la manifestation détectable de l'état électrique du nuage qui est lui-même fortement lié à la dynamique et à l'évolution microphysique de la phase mixte (présence simultanée d'eau et de glace). Etant donné le fort couplage qui existe entre la dynamique, la microphysique et l'électricité, on peut penser que l'analyse des données électriques constitue aussi un moyen assez original de validation des modules dynamiques et microphysiques existants.

Cet aspect des choses est renforcé par le fait que les éclairs sont facilement observables puisqu'ils émettent un rayonnement électromagnétique dans une large gamme de fréquence. Les observations combinées de LIS (Lightning Imaging Sensor) et de PR (Precipitation Radar), deux instruments embarqués à bord de TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission), ont notamment permis de mettre en évidence la relation entre la masse de glace précipitante et la densité d'éclairs [*Petersen et al.*, 2005]. De nombreuses études ont aussi porté sur la relation entre le taux de précipitation et la densité d'éclairs [*Baker et al.*, 1995; *Seity et al.*, 2000; *Soula et Chauzy*, 2001]. Les éclairs peuvent alors être considérés comme des proxys ou les traceurs de certaines propriétés physiques et chimiques. A l'échelle globale, les éclairs sont surtout vus comme des marqueurs de la convection profonde, qui pourraient rendre compte des changements climatiques [*Reeve et Toumi*, 1999]. Ainsi *Price* [2000] suggère d'utiliser la résonance de Schumann pour étudier les variations de la vapeur d'eau dans la haute troposphère qui, étant un gaz à effet de serre, est un élément clé du climat de la Terre. Il existe aussi un lien entre l'électricité atmosphérique et la chimie puisque les éclairs sont la source majeure d'oxydes d'azote que l'on retrouve dans la haute troposphère. Cependant, si les scientifiques sont unanimes sur le rôle des éclairs dans la génération de NO_x , les avis divergent encore sur le taux de production de NO_x par les éclairs [*Lee et al.*, 1997; *Huntrieser et al.*, 1998]. Dans la dernière décennie, de nombreuses campagnes de mesures ont été menées pour tenter de réduire l'incertitude de cette source et pour déterminer quelle est la part des NO_x qui sont transportés par la convection depuis la couche limite, et quelle est la part des NO_x qui doit être attribuée aux éclairs (EULINOX, STERAO, TROCCINOX).

Ce manuscrit aborde la modélisation explicite de l'électrification des nuages et d'une de ses applications comme la production des NO_x par les éclairs. Le premier chapitre fournit les éléments d'une étude bibliographique succincte rappelant l'état des connaissances utiles pour aborder le sujet d'électricité atmosphérique traité. Le second chapitre porte sur la

description proprement dite du schéma électrique tel qu'il a été intégré dans Méso-NH. Une ligne de grain en 2D a tout d'abord été simulée. Un examen approfondi des résultats de simulation doublé d'une étude de bilan différenciée selon qu'il s'agit de la partie convective ou de la partie stratiforme du système convectif ont été réalisés. Ceci fait l'objet du chapitre 3. Deux cas idéalisés de convection sévère (une supercellule et une multicellule) 3D font l'objet de tests de sensibilité pour le traitement des charges et pour l'approfondissement du schéma d'éclair dans le chapitre 4. Dans le dernier chapitre, la production explicite de NO_x par les éclairs est illustrée à travers la simulation, étendue aux espèces chimiques, de l'orage du 10 juillet 1996 observé lors de la campagne STERAO. Après un bref rappel des résultats obtenus au cours de ce tout premier travail de modélisation de l'activité électrique nous donnons quelques perspectives de développement et d'applications du module d'électricité nuageuse de Méso-NH.

Chapitre 1

Etat des connaissances sur les orages électrisés

Lorsque la foudre impacte le sol, des processus physiques complexes se sont déroulés dans le nuage quelques minutes plus tôt pour conduire à l'électrification des hydrométéores et au déclenchement de l'éclair. Dans ce chapitre, nous examinerons tout d'abord les différents processus qui conduisent à la formation des orages, à l'électrification du nuage et à la production d'éclairs. La seconde partie du chapitre sera dédiée aux systèmes d'observation des éclairs et à la modélisation de l'activité électrique des nuages.

1.1 Le circuit électrique global de l'atmosphère

Par beau temps, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'orage ou pas de nuage électrisé, il existe un champ électrique dit de "beau temps" dirigé vers le sol et dont l'amplitude décroît exponentiellement avec l'altitude. Selon *Gish* [1944], ce champ électrique de beau temps a pour expression :

$$E(z) = - [81.8 \exp(-4.52z) + 38.6 \exp(-0.375z) + 10.27 \exp(-0.121z)] \quad (1.1)$$

où $E(z)$ est le champ électrique (V.m^{-1}), et z l'altitude (km). La valeur au sol de ce champ de beau temps est de l'ordre de -100 V.m^{-1} sur un terrain non montagneux. En effet, par beau temps, la Terre est chargée négativement (-1 nC.m^{-2} soit au total -500 kC), et l'atmosphère peut être divisée en deux régions selon leurs propriétés électriques. Les cinquante premiers kilomètres forment une couche isolante chargée positivement, et dont la charge globale est d'environ 500 kC . Entre 50 et 500 km, on distingue l'électrosphère, conductrice, mais globalement neutre. La présence d'ions confère à l'atmosphère une conductivité de $3.10^{-14} \text{ mho.m}^{-1}$ près de la surface et qui augmente avec l'altitude. Un courant de conduction positif de 1500 A est donc dirigé de l'ionosphère vers le sol (figure 1.1). Le rayonnement cosmique et la radioactivité naturelle de la Terre, qui sont des sources d'ions positifs et négatifs pour l'atmosphère, ne peuvent pas contrebalancer ce courant de beau temps. Avec de telles conditions, la Terre se déchargerait en quelques minutes s'il n'y avait

pas en permanence entre 50 et 100 éclairs par minute à travers le monde. Soulignons enfin que le champ électrique de beau temps est modulé par la convection tropicale continentale.

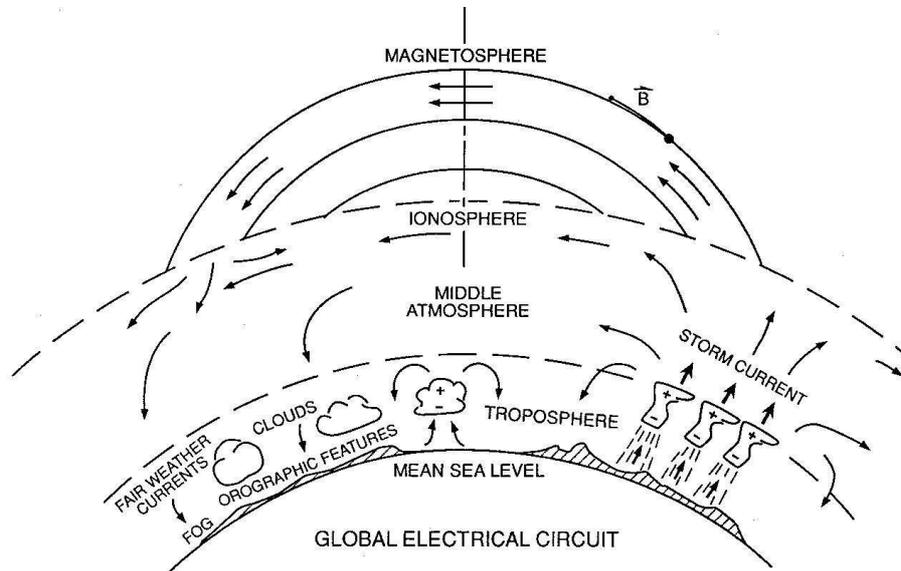


FIG. 1.1 – Schéma des différents processus électriques du circuit électrique global [tiré de Roble et Tzur, 1986].

1.2 Différents types d'orages

Le seul type de nuage capable de donner naissance à des phénomènes électriques est le cumulonimbus. En effet, il est nécessaire d'avoir de l'instabilité atmosphérique, c'est-à-dire des mouvements verticaux ascendants des masses d'air, la condensation de vapeur d'eau et une extension verticale importante pour voir apparaître la phase glace, et donc conduire à l'électrification du nuage.

1.2.1 Conditions de formation des orages

Deux ingrédients sont nécessaires pour la formation des orages : l'instabilité potentielle de la masse d'air et l'humidité dans les basses couches. L'instabilité potentielle peut être diagnostiquée par la CAPE (Convective Available Potential Energy). C'est une mesure de l'énergie gagnée par une particule d'air grâce à la convection libre. La CIN (Convective INhibition) représente l'énergie nécessaire pour soulever une particule d'air potentiellement instable jusqu'à son niveau de convection libre. La détermination des indices CAPE et CIN est illustrée sur l'émagramme de la figure 1.2. Cette énergie peut être fournie par un forçage extérieur d'échelle fine comme l'orographie, un soulèvement frontal ou une convergence de

vent dans les basses couches, ou bien par un forçage d'échelle synoptique lié à des anomalies d'altitude.

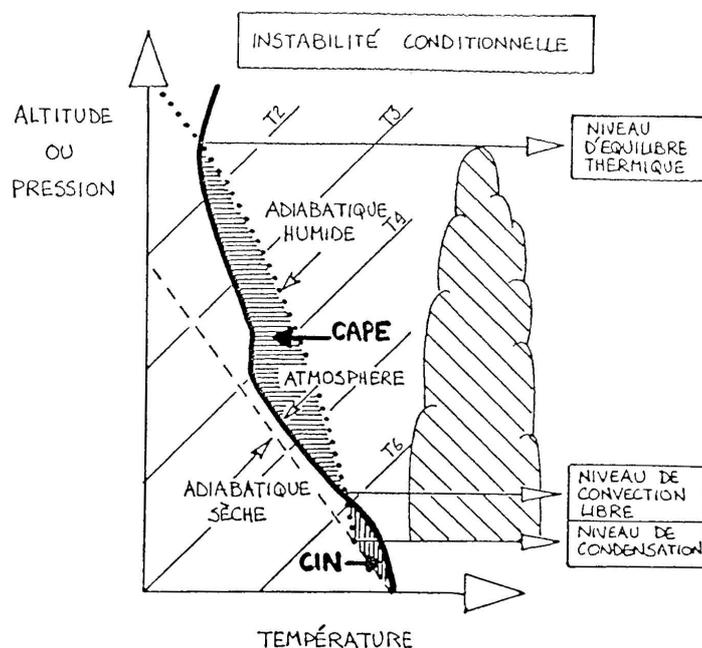


FIG. 1.2 – Schéma illustrant la détermination de la CAPE et de la CIN sur un émagramme [tiré de Roux, 1991].

1.2.2 Les cellules convectives simples

Une cellule convective simple est formée d'une ascendance et d'une subsidence, et constitue l'élément de base des orages. Son diamètre varie de 5 à 15 km, son extension verticale de 5 à 15 km et sa durée de vie est comprise entre 10 min et 45 min. Le cycle de vie d'une cellule convective individuelle se déroule en trois phases (figure 1.3) :

- stade cumulus : un courant ascendant se forme et transporte l'air de la couche limite en altitude. Le soulèvement de particules par le courant ascendant va entraîner la condensation de la vapeur d'eau et donc la formation de particules liquides, puis solides lorsque ces particules seront portées par l'ascendance au delà de l'isotherme 0°C. De la chaleur latente est ainsi libérée, rendant l'air de l'ascendance moins dense que l'air environnant, ce qui a pour effet de renforcer la convection.
- stade mature : il y a coexistence d'une ascendance et d'une subsidence. Le courant subsident localisé dans la moitié inférieure du nuage résulte du poids des précipitations, de l'entraînement de l'air sec ambiant et de l'évaporation des précipitations. On a alors au sol un étalement du courant descendant dont l'air est plus lourd que

l'air environnant : il y a création d'un courant de densité. Des pluies convectives apparaissent sous la subsidence. Simultanément, l'étalement du nuage au niveau d'équilibre thermique ou à la tropopause conduit à la formation d'une enclume stratiforme en altitude.

- stade de dissipation : la destruction des ascendances par les précipitations marque le début de cette phase. L'air froid en surface bloque l'alimentation du courant ascendant en air instable, et le flux ascendant ne subsiste qu'en altitude. Les pluies convectives sont remplacées par des pluies stratiformes.

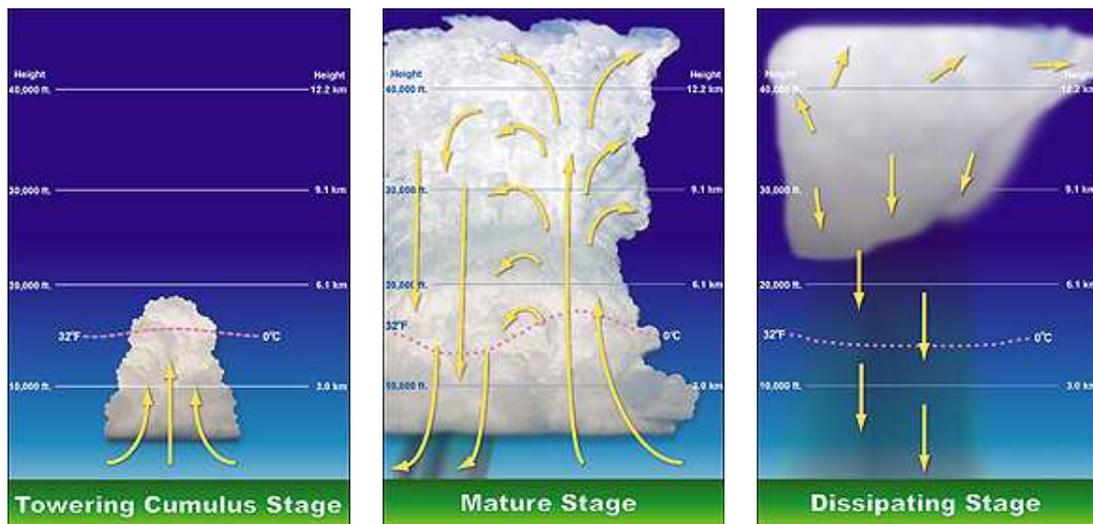


FIG. 1.3 – Le modèle de Byers-Braham des trois stades d'évolution d'une cellule convective : (a) stade d'initiation, (b) stade mature, et (c) stade de dissipation. Les flèches indiquent le sens des mouvements verticaux au sein de la cellule.

1.2.3 Les multicellules

Les orages multicellulaires sont constitués de plusieurs cellules convectives à différents stades de développement. La durée de vie des cellules individuelles ne dépasse pas quelques dizaines de minutes alors que la multicellule peut perdurer au-delà d'une heure.

Le cycle de vie des cellules individuelles au sein de la multicellule est le même que celui d'une cellule convective simple. Le courant de densité associé à l'ensemble des subsidences va forcer le soulèvement de l'air ambiant potentiellement instable. De nouvelles cellules vont alors être créées en amont de l'amas de cellules. Ainsi, l'effondrement de certaines cellules va permettre la génération de nouvelles cellules convectives.

Ce type d'orage se forme par cisaillement de vent faible ou modéré et dans des conditions relativement instables. Selon le cisaillement de vent, les multicellules seront plus ou moins organisées. Les orages de masse d'air se développent dans un environnement à faible cisaillement vertical de vent. Les cellules convectives se regroupent de façon aléatoire en

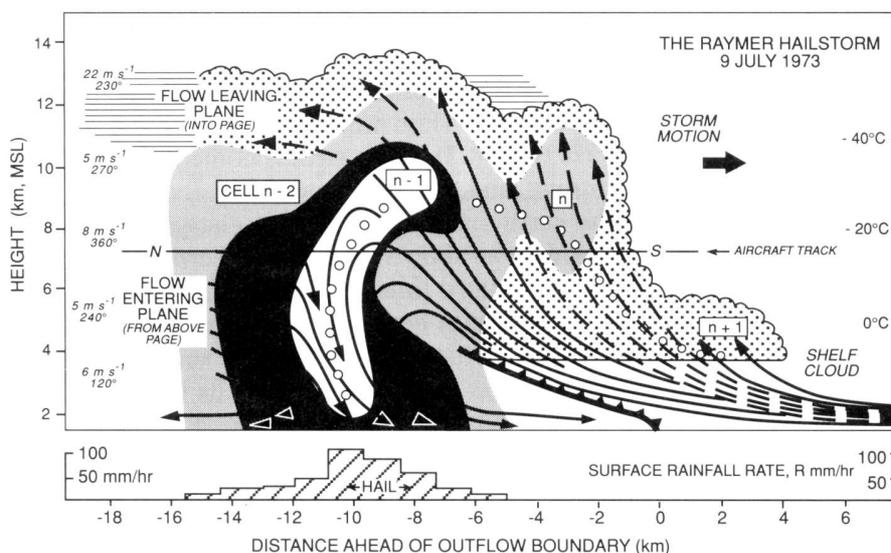


FIG. 1.4 – Schéma d'un orage multicellulaire observé près de Raymer, Colorado. Coupe verticale le long de la direction de propagation de l'orage. On observe quatre cellules ($n+1$, n , $n-1$, $n-2$) à différents stades de développement. Les traits pleins représentent les lignes de courant dans le référentiel du système. Les traits pointillés représentent le flux entrant et sortant du plan de coupe. Les trajectoires des grêlons sont matérialisées par des cercles. Les zones grises, noires et blanches indiquent respectivement les zones de réflectivité supérieure à 35, 45 et 50 dBZ. Les vents environnants dans le référentiel de la multicellule sont indiqués sur la gauche de la figure [tiré de Houze, 1993].

grappes. Les courants d'étalement issus des cellules en phase mature se rencontrent et sont à l'origine du soulèvement qui va donner naissance à une nouvelle cellule au centre de l'amas. Dans un environnement à cisaillement modéré, la régénération des cellules se fait dans des directions privilégiées par rapport aux anciennes cellules. La figure 1.4 montre une multicellule organisée. On remarque que la régénération des cellules se fait à l'avant du système et est opposée à l'alimentation en air chaud et humide des basses couches. On parle de propagation rétrograde par rapport aux vents environnants.

1.2.4 Les supercellules

Bien que ce type d'orage ait une extension spatiale de l'ordre de celle d'un orage multicellulaire, un orage supercellulaire est constitué d'une seule paire ascendance-subsidence. Les supercellules sont donc composées d'une cellule convective unique de très grande taille (20 à 50 km), de très longue durée de vie et de très forte intensité. La vitesse verticale au sein de tels orages peut atteindre 30 à 50 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les mouvements ascendants très intenses ainsi que l'organisation tridimensionnelle du flux sont responsables de la durée de vie importante de cette cellule. Les supercellules sont générées par des conditions de forte instabilité convective et de fort cisaillement de vent. Le cisaillement vertical de vent va in-

cliner l'orage. L'ascendance va alors surplomber le courant descendant, empêchant l'orage de supprimer sa source d'énergie. L'air froid de la subsidence lorsqu'il arrive au sol va forcer l'air chaud et humide de la surface à s'élever, ce qui va renforcer la convection. La convergence du courant de densité avec l'air entrant instable fournit une alimentation continue à l'orage.

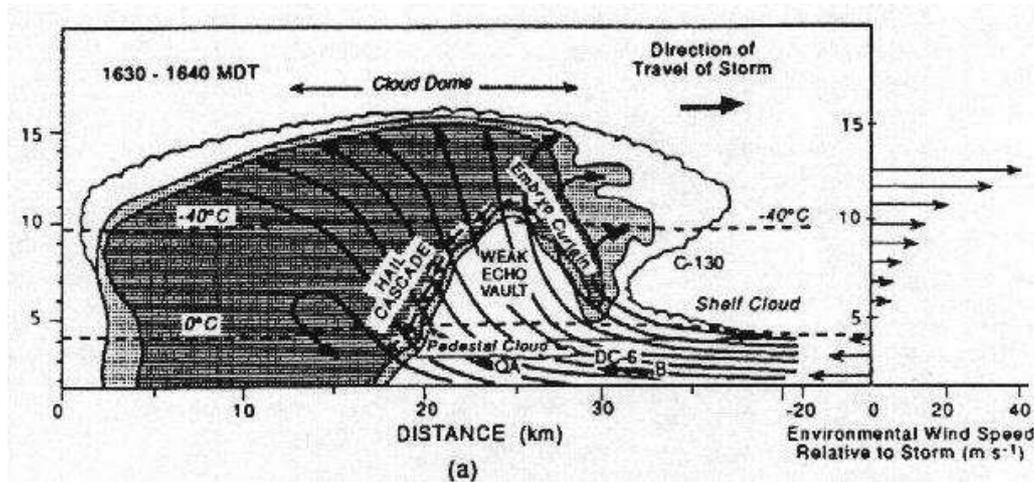


FIG. 1.5 – Coupe verticale des réflectivités radar observées dans un nuage supercellulaire au nord du Colorado [tiré de Browning et Foote, 1976]. Cette coupe est orientée dans la direction du déplacement de la cellule et passe par le centre de l'ascendance.

Le cisaillement de vent joue un rôle déterminant dans le développement du nuage. Lorsque le cisaillement de vent est constant, les cellules convectives se déplacent à la vitesse du vent en moyenne troposphère. Dans cette situation, les cellules sont instables car l'air froid issu du courant descendant se mélange dans les basses couches avec l'air instable qui alimente l'ascendance. Par contre, lorsque le cisaillement de vent varie avec l'altitude, le déplacement s'effectue à la vitesse du vent moyen. Les précipitations tombent hors du courant ascendant permettant le développement de mouvements subsidents sans interférences avec l'alimentation du courant ascendant.

Les supercellules produisent des phénomènes météorologiques dangereux comme la grêle, de fortes rafales de vent, des pluies intenses ou des tornades.

1.2.5 Les systèmes convectifs de mésoéchelle

Il s'agit d'un regroupement d'orages qui interagissent entre eux et qui s'organisent pour former un système plus vaste. Le système convectif résultant a une extension spatiale qui peut s'étendre de l'échelle méso- α à l'échelle méso- β . La durée de vie d'un tel système est de plusieurs heures et la zone nuageuse stratiforme peut persister plusieurs jours. Au stade initial d'un système convectif de mésoéchelle (MCS pour Mesoscale Convective System), des cellules distinctes grossissent et s'épaississent jusqu'à former une zone continue avec des

noyaux d'ascendance intenses. Le stade mature est constitué de cellules à différents stades de développement. Les circulations internes provoquent des refroidissements dans les basses couches par les courants descendants. Lorsque plusieurs poches d'air froid se regroupent en surface pour ne former qu'une seule masse, il y a naissance d'un courant de densité qui peut s'étendre sur une centaine de kilomètres. Comme on l'a vu pour les orages multicellulaires, les nouvelles cellules se développent à la convergence entre ce courant de densité froid et l'alimentation en air chaud et humide des basses couches. A l'arrière des cellules en phase de développement, des cellules en phase mature produisent des précipitations convectives. Les cellules en phase de dissipation forment la vaste partie stratiforme du MCS. On distingue donc deux zones principales : la partie convective et la partie stratiforme. La zone de précipitation stratiforme est très étendue spatialement, mais sur toute la durée du système elle produit moins de la moitié du total des précipitations (<25 à 50 %).

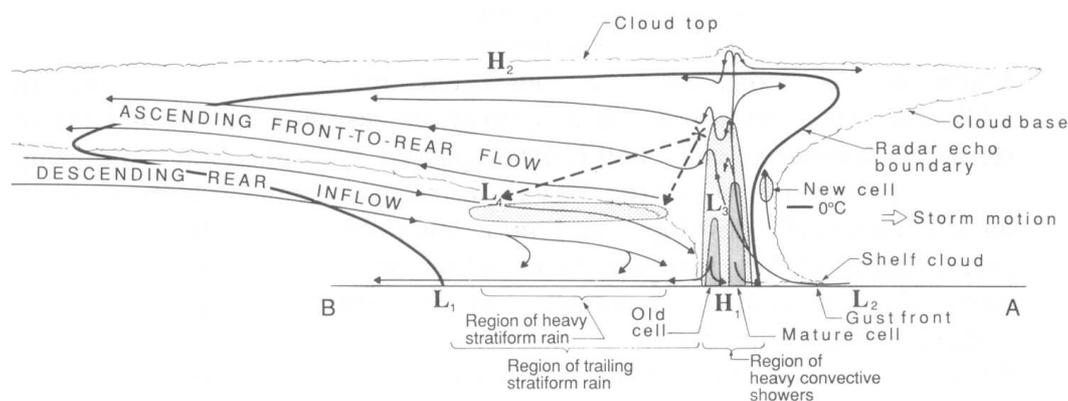


FIG. 1.6 – *Modèle conceptuel de la structure dynamique, microphysique et des réflectivités radar d'une ligne convective suivie d'une zone de précipitations stratiformes le long de la direction de propagation du système. Les réflectivités radars moyennes et fortes sont représentées par les zones grisées et noires [tiré de Houze et al., 1989].*

On distingue plusieurs types de MCS. Les lignes de grain ont une structure linéaire et se déplacent rapidement. Les complexes convectifs de mésoéchelle ont une forme quasi circulaire, les cellules les plus jeunes issues de la convergence des courants d'étalement des cellules au stade mature se trouvant au centre. Les systèmes en forme de V sont quasi-stationnaires et peuvent durer plusieurs heures.

1.3 Théories de l'électrification des nuages

L'électrification du nuage est un phénomène assez rapide, de l'ordre de quelques minutes. Le champ électrique subit alors une forte croissance passant de -100 V.m^{-1} à plusieurs dizaines de kV.m^{-1} voire une centaine de kV.m^{-1} . Les mécanismes de séparation de charge peuvent être classés dans deux catégories : les mécanismes convectifs ou les mécanismes basés sur les précipitations.

1.3.1 Mécanisme convectif ou mécanisme de Grenet-Vonnegut

Grenet [1947] et *Vonnegut* [1953] ont proposé individuellement le concept d'électrification par mécanisme convectif. Au sol, l'effet corona crée des ions positifs au niveau des aspérités. Lorsque la convection est déclenchée, ces ions positifs sont entraînés par l'ascendance dans le nuage en développement où ils sont capturés par les hydrométéores (figure 1.7a). Cette charge positive au sein du nuage conduit à la formation d'une couche écran négative à la frontière du nuage. Ces charges négatives s'attachent aux particules nuageuses et sont advectées vers le sol par le refroidissement et la circulation convective aux bords du nuage (figure 1.7b). Les charges négatives issues de la couche écran vont renforcer la montée d'ions positifs dans le nuage, pouvant expliquer la formation d'une structure électrique globale tripolaire (figure 1.7b). Cependant, *Latham* [1981] a montré que ce type de mécanisme ne peut pas expliquer l'amplitude des densités de charge mesurées dans les nuages. *Helsdon et al.* [2002] ont réalisé des simulations numériques pour vérifier l'hypothèse de théorie convective d'électrification, et ils ont définitivement conclu que ce mécanisme n'est pas capable à lui seul d'électrifier un nuage.

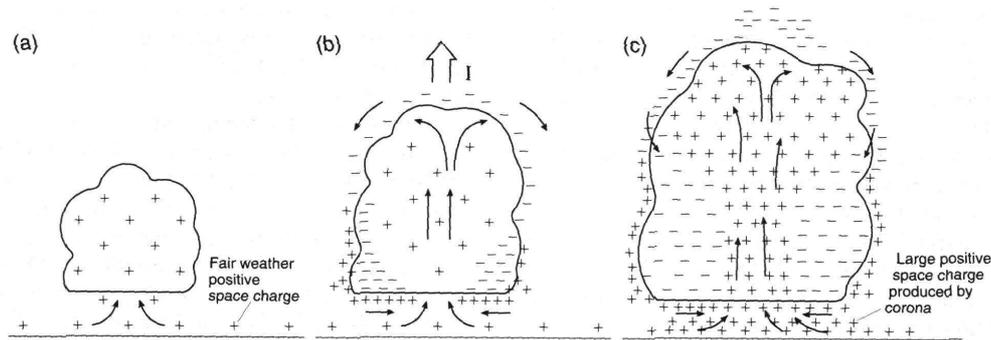


FIG. 1.7 – Mécanisme de chargement convectif de Grenet-Vonnegut [tiré de *MacGorman et Rust, 1998*].

1.3.2 Théories gravitationnelles

L'électrification du nuage par les mécanismes gravitationnels se déroule en deux phases. Tout d'abord, les charges doivent être séparées à l'échelle microscopique, puis elles sont transportées à l'échelle du nuage par la sédimentation et la convection, conduisant à la séparation macroscopique des charges. Cette catégorie de mécanisme de séparation locale de la charge peut se subdiviser en deux autres catégories selon que le champ électrique intervient ou non dans la séparation des charges.

Mécanisme inductif

Lorsqu'une particule est plongée dans un champ électrique, elle se polarise en surface. Ceci est à la base des mécanismes inductifs. Considérons alors une particule dans un champ électrique dirigé vers le bas. La partie inférieure de la particule se charge positivement tandis que sa partie supérieure se charge négativement.

Capture sélective des ions par les hydrométéores

Cette théorie a été proposée par *Wilson* [1929]. Lorsqu'une goutte tombe dans un champ électrique négatif (c'est-à-dire dirigé vers le bas) et si sa vitesse est supérieure à celle des ions, alors elle va se charger négativement en captant des ions négatifs (figure 1.8). Cette charge acquise renforce le champ électrique et donc l'effet de capture. Par contre, si la vitesse de la goutte est suffisamment faible, celle-ci peut capter indifféremment des ions positifs ou négatifs. Des études ont montré que ce mécanisme ne pouvait à lui seul rendre compte de l'électrification du nuage. Cependant, *Takahashi* [1979] a suggéré que ce processus pouvait être prédominant pour des nuages faiblement électrisés.

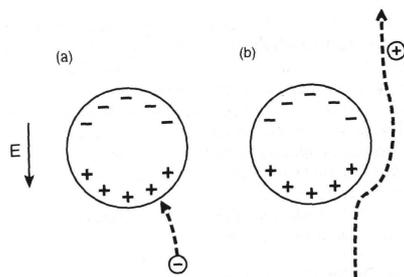


FIG. 1.8 – Schéma de principe de la capture sélective d'ions. (a) Collisions entre un ion négatif et une goutte d'eau non chargée mais polarisée dans le champ électrique. (b) Déviation d'un ion positif sur une goutte polarisée mais globalement neutre. [Tiré de *MacGorman et Rust, 1998*].

Collision entre deux hydrométéores

Lorsqu'une particule précipitante entre en collision avec une particule nuageuse, de la charge est transférée entre les deux particules. Une partie de la charge inférieure positive de la particule précipitante est transférée vers la particule nuageuse. S'il y a rebond, la particule nuageuse repart avec la charge positive, laissant la particule précipitante avec un déficit de charge positive, et donc globalement négative. Ce processus nécessitant l'existence d'un champ électrique assez élevé, supérieur au champ de beau temps, il ne peut être tenu pour responsable de l'électrification du nuage. Cependant, il peut renforcer l'action d'un autre mécanisme [*Mansell et al., 2005*].

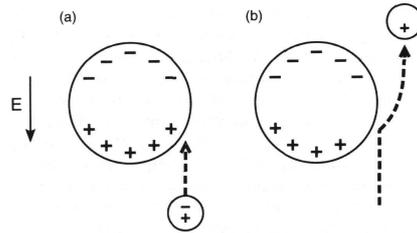


FIG. 1.9 – Schéma de principe du mécanisme inductif lors de la collision de deux particules. Les deux particules initialement neutres deviennent polarisées sous l'effet du champ électrique. [Tiré de MacGorman et Rust, 1998].

Mécanisme non-inductif

De nombreuses expériences de laboratoire [Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Saunders et al., 1991; Avila et al., 1995] et études numériques ont montré que le mécanisme de séparation de charge non-inductif est de loin le plus apte à expliquer la structure électrique observée, ainsi que son temps d'établissement. Ce mécanisme met en jeu des collisions élastiques entre particules glacées présentant différents degrés de givrage. La charge échangée dépend de la température ambiante, du contenu en eau surfondue, de la taille des particules et de leur vitesse de chute. Selon les études de laboratoire qui ont été menées, les régimes de chargement peuvent différer selon la température et la quantité d'eau surfondue disponible. Les deux paramétrisations de ce processus les plus souvent utilisées sont celles de Takahashi [1978] et Saunders et al. [1991].

Théorie physique du chargement de la glace

Plusieurs explications physiques ont été avancées pour les processus de chargement électrique des cristaux de glace. Elles font toutes appel aux propriétés très particulières de la molécule d'eau qui sont consécutives à l'existence de liaisons "hydrogène". Illingworth [1985] puis Nelson et Baker [2003] mettent en avant plusieurs phénomènes à l'échelle moléculaire comme des différences de potentiel de surface et de conductivité, des effets thermo-électriques, triboélectriques, ferroélectriques ou des modes de croissance cristalline. Reprenant les travaux de Dash et al. [2001], Baker et Nelson [2002] puis Nelson et Baker [2003] proposent le modèle microscopique le plus achevé actuellement dans lequel les porteurs de charges, les ions OH^- très mobiles et les ions H_3O^+ , migrent respectivement vers la surface et à l'intérieur des cristaux. Ils suivent en cela l'orientation d'un champ électrique interne produit par des défauts de structure et identifiés comme défauts de Bjerrum de type D, double pont hydrogène et de type L, absence de pont hydrogène entre les molécules d'eau dans la structure cristalline hexagonale de la glace. Il résulte de ce réarrangement des charges que la surface des cristaux est polarisée négativement de manière préférentielle et que cette charge s'accroît ou décroît selon qu'il y a déposition ou sublimation de la vapeur d'eau à la surface du cristal de glace, qui reste électriquement neutre. Un transfert de

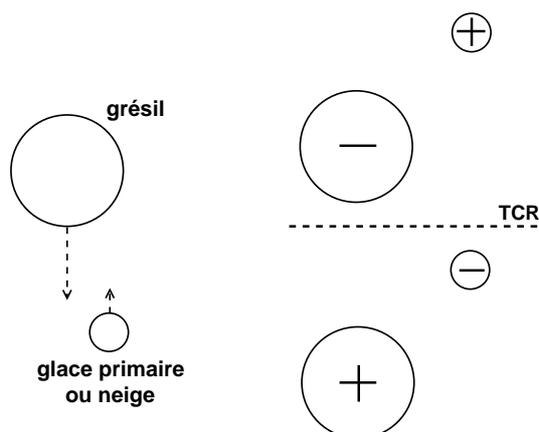


FIG. 1.10 – Schéma de principe du processus d'électrification non-inductif. Lorsque deux particules glacées entrent en collision, la charge qui est transférée de l'une à l'autre dépend des conditions locales et notamment de la température. Si la température est plus chaude que la température d'inversion de polarité (TCR pour *Temperature Charge Reversal*), la particule la plus grosse se charge négativement. Lorsque la température est plus froide que TCR, c'est l'inverse qui se produit : la plus grosse particules se charge positivement.

charge s'opère lorsqu'il y a collision entre cristaux de glace de nature différente [Illingworth, 1985]. La séparation des charges accompagne en fait un micro-transfert de masse du petit cristal anguleux vers le gros cristal plus lisse. Cela nécessite la fusion très locale de la glace suite à l'absorption d'énergie cinétique dégagée par le micro-choc. La grosse particule qui bénéficie du transfert de masse acquiert ainsi une charge négative quand les cristaux sont en phase de croissance et positive sinon (figure 1.11). Nelson et Baker [2003] aboutissent ainsi à un modèle conceptuel séduisant et proposent en outre une formulation analytique de la quantité de charge séparée par collision. Ils indiquent que leur modèle est quantitativement réaliste et est en accord avec les mesures de laboratoire de [Takahashi, 1978] et de [Saunders et al., 1991] qui définissent des régimes de chargement selon la température et la quantité d'eau surfondue. Ainsi lorsqu'il y a très peu d'eau surfondue, la surface du grésil se recouvre de givre qui présente une structure fragile plus fine que celle des petits cristaux déjà formés. Il s'ensuit qu'à l'issue d'un choc le transfert de masse est en défaveur du grésil qui acquiert ainsi une charge positive (figure 1.12). Pour des conditions moyennes de teneur en eau, le transfert de masse est en faveur du grésil qui va se charger négativement. Enfin, lorsque la teneur en eau est élevée, le grésil peut de nouveau se charger positivement car le transfert de masse lié au choc est au bénéfice du petit cristal car la surface mouillée du grésil peut céder plus facilement de la matière. On retrouve ainsi qualitativement les trois grands régimes de chargement non-inductifs identifiés expérimentalement par [Takahashi, 1978] et [Saunders et al., 1991].

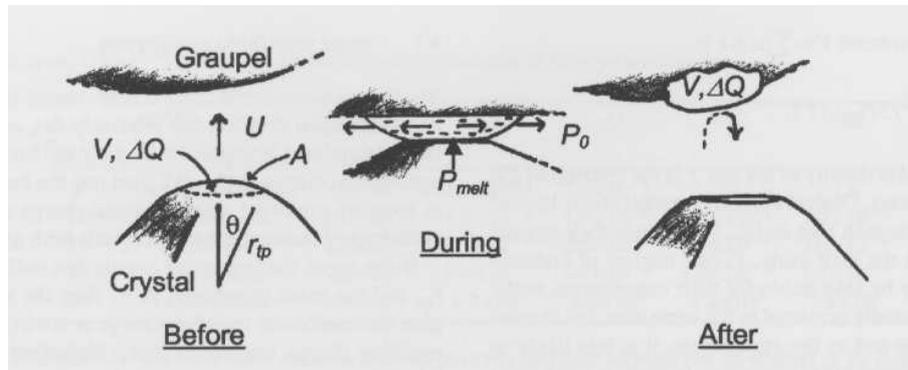


FIG. 1.11 – *Transfert de masse et de charge entre un cristal de glace et la partie inférieure d'un graupel en train de se sublimer [tiré de Nelson et Baker, 2003]. Avant la collision, le cristal de glace possède à sa surface des ions OH^- . Lors de la collision, une partie de la masse du cristal fond à l'interface entre les deux particules, puis congèle sur la particule de grésil. Une charge négative est donc transférée du cristal au grésil.*

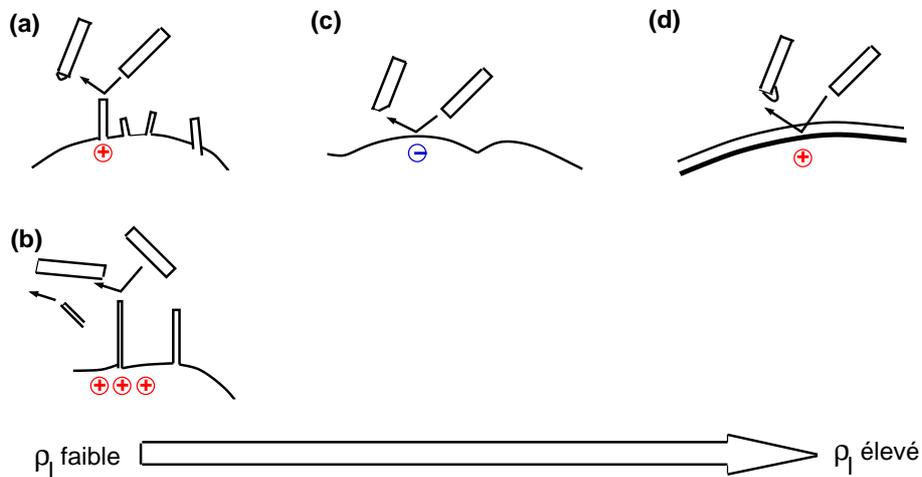


FIG. 1.12 – *Transfert de masse et de charge entre un cristal qui croît par déposition de vapeur (schématisé par des rectangles en mouvement) et la surface du grésil [tiré de Nelson et Baker, 2003]. Le processus est détaillé pour des contenus en eau liquide allant de faible à élevé. Voir explications dans le texte.*

1.4 Les éclairs

Un éclair est déclenché lorsque le champ électrique au sein du nuage devient supérieur à un certain seuil (de l'ordre de 200 kV.m^{-1}). Son rôle est de diminuer le champ électrique en redistribuant les charges à l'intérieur du nuage. On distingue deux types d'éclairs : les éclairs intra-nuages (IC) et les éclairs nuage-sol (CG). Les éclairs nuage-sol, bien que moins fréquents que les éclairs intra-nuages sont dangereux pour les personnes et les structures au sol.

Les éclairs sont difficiles à prévoir. Ils peuvent s'avérer très dangereux aussi bien pour les biens que pour les personnes. Aux Etats-Unis, tous les ans, les éclairs sont responsables de la mort d'une centaine de personnes et plusieurs centaines d'autres sont blessées. Les éclairs posent problème pour les télécommunications et les structures électriques ainsi que pour l'aviation. Ils peuvent aussi provoquer des incendies.

Mais les éclairs jouent aussi un rôle dans la chimie atmosphérique notamment avec la production de NOx qui est un précurseur de l'ozone. De plus, comme cela a été mentionné au début de ce chapitre, ils ont un rôle prépondérant dans le circuit électrique global.

1.4.1 Les éclairs nuage-sol

Les éclairs nuage-sol peuvent être positifs ou négatifs, leur polarité étant déterminée par le signe de la charge du nuage qui est neutralisée.

Considérons un nuage d'orage avec une structure électrique tripolaire, c'est à dire une zone supérieure chargée positivement, la zone intermédiaire chargée négativement, et une petite région positive à la base du nuage. Une décharge préliminaire bidirectionnelle est déclenchée dans la partie inférieure du nuage, entre la zone inférieure positive et la zone intermédiaire négative (figure 1.13). Après quelques millisecondes, une décharge ramifiée et discontinue se propage vers le bas : c'est le traceur par pas (ou leader). Le précurseur se propage par bond, et chaque segment mesure en moyenne 50 m. Le leader négatif s'échappe du nuage et se rapproche du sol, transportant avec lui le potentiel du nuage. Quand l'extrémité du leader est proche du sol, le champ électrique près de la surface devient très important, et un traceur ascendant positif de connexion apparaît (processus d'attachement). Lorsque les deux traceurs se connectent à quelques dizaines de mètres du sol, un chemin conducteur entre le nuage et le sol fait son apparition, et le premier arc en retour commence. L'arc en retour est un front d'ionisation positif intense qui débute au niveau du sol et se propage vers le haut le long du leader. Il amène des charges positives du sol vers le nuage et va donc permettre de neutraliser une partie de la charge négative du nuage. Si l'arc en retour n'a pas neutralisé suffisamment de charge, un traceur continu ("dart leader") suit le canal conducteur existant et s'approche du sol : on a un nouvel arc en retour. Le traceur continu associé à l'arc en retour forme un arc subséquent. On peut avoir plusieurs arc en retour, ce qui donne la sensation visuelle d'un éclair qui "clignote". Le tonnerre correspond à l'onde de choc produite par l'élévation de température (30000 K) dans le canal de l'éclair.

Les différents types d'éclairs CG sont résumés sur la figure 1.14. Les éclairs nuage-sol positifs sont beaucoup moins fréquents que les CG-, mais ils sont beaucoup plus dévas-

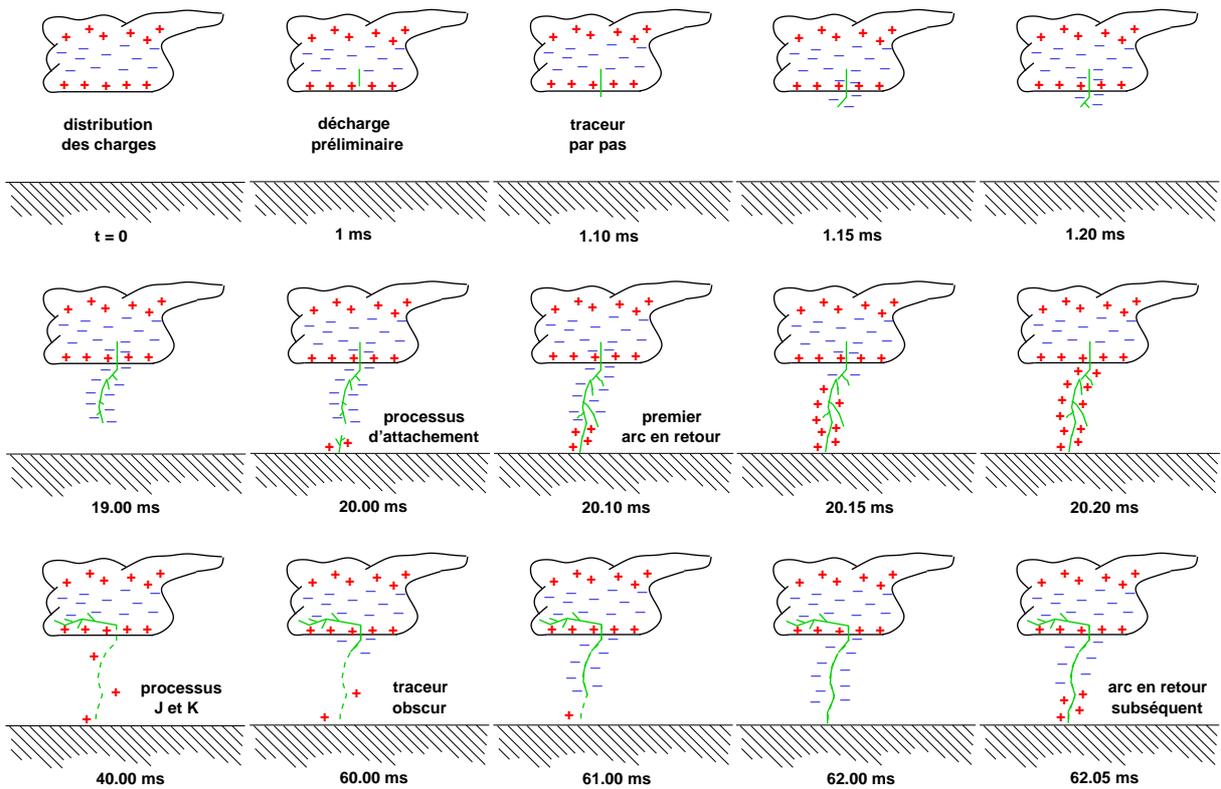


FIG. 1.13 – Schéma de principe de la propagation d'un éclair CG-.

tateurs. Les CG+ sont susceptibles d'être déclenchés en fin de vie des cellules orageuses, dans la partie stratiforme des MCS [MacGorman et Morgenstern, 1998; Carey et al., 2005; Parker et Johnson, 2001], dans les orages d'hiver peu développés verticalement ou dans les orages violents [Carey et al., 2003]. Une corrélation semble pouvoir être établie entre le taux de CG+ et la présence de grêle. Seity [2003] a montré que les orages grêligènes ne produisent pas beaucoup d'éclairs au voisinage de la grêle, mais occasionnent de fortes proportions de CG+.

1.4.2 Les éclairs intra-nuages (IC)

Ils constituent environ 70 % de la totalité des éclairs. Ils connectent deux zones de charge opposée au sein d'un nuage. La cartographie du rayonnement VHF des éclairs [Shao et Krehbiel, 1996; Krehbiel et al., 2000; Rison et al., 1999; Thomas et al., 2001] a permis de montrer qu'un éclair intra-nuage est typiquement déclenché aux alentours de 8 km d'altitude et est composé d'une structure à deux niveaux à 6-7 km et 9-11 km reliés par un canal vertical (voir figure 1.15).

L'éclair est initié lorsque le champ électrique devient supérieur à un seuil, le champ électrique étant maximum à l'interface entre deux régions de charge opposée. Selon la

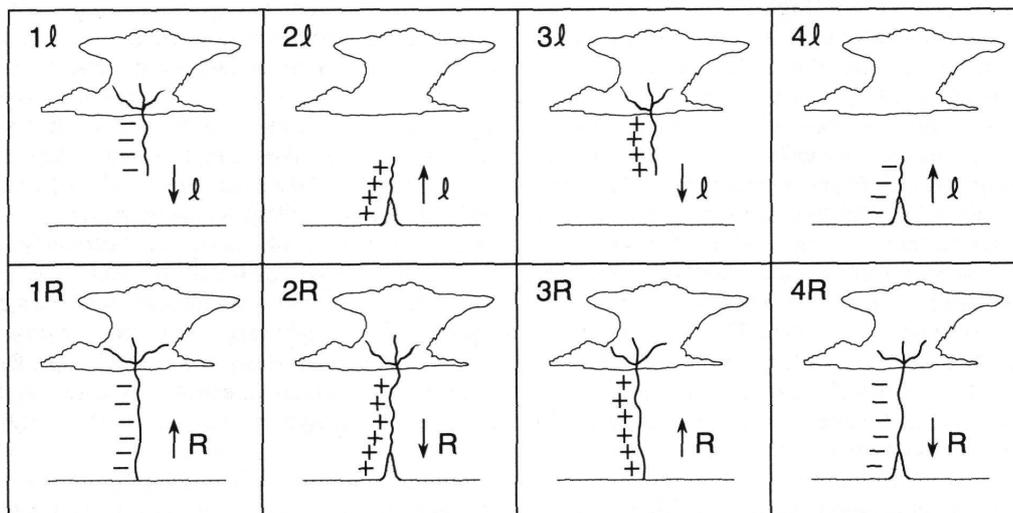


FIG. 1.14 – Les différents types d'éclairs CG. 1l est un leader négatif qui se propage vers le sol et il est suivi par un arc en retour positif ascendant (1R). 2l est un leader positif ascendant qui précède un arc négatif descendant (2R). 3l est un leader positif descendant suivi d'un arc en retour positif (3R). Quant à 4l, il s'agit d'un leader ascendant négatif suivi par un arc descendant positif [tiré de MacGorman et Rust, 1998].

théorie du leader bidirectionnel [Kasemir, 1960, 1983], l'éclair se propage à l'intérieur de ces deux zones à une vitesse de 10^5 m.s^{-1} selon deux canaux ayant des directions opposées. Pendant la phase d'initiation, le leader bidirectionnel se propage et se ramifie dans les zones de charge positive ou négative, selon sa polarité. Lors de la phase de jonction, il y a apparition sporadique de courants de rebond négatifs (recoil streamers) dont la direction de propagation s'oppose à celle des leaders positifs.

1.4.3 Les "Transient Luminous Events" (TLE)

Depuis environ un siècle, des témoins ont rapporté l'apparition de brefs phénomènes électriques au-dessus des nuages d'orage. Mais c'est dans la dernière décennie que le couplage entre les orages troposphériques et les régions supérieures de l'atmosphère a été mis en évidence. Les orages émettent des impulsions électromagnétiques intenses produisant des champs quasi-statiques élevés. Ceci se manifeste par l'apparition de phénomènes lumineux comme les sylphes rouges (ou "sprites") ou les "elves", appelés plus généralement "Transient Luminous Events" [Lyons et al., 2003]. Les sprites sont de grandes décharges lumineuses entre 40 et 90 km d'altitude, déclenchées suite à un éclair intense. Quant aux elves, de durée plus courte que les sprites, ils sont observés entre 80 et 95 km d'altitude, et leur extension horizontale peut atteindre 600 km (figure 1.16). Les gigantic jets, forts courants électriques entre le sommet de l'orage et l'ionosphère, sont supposés avoir un ef-

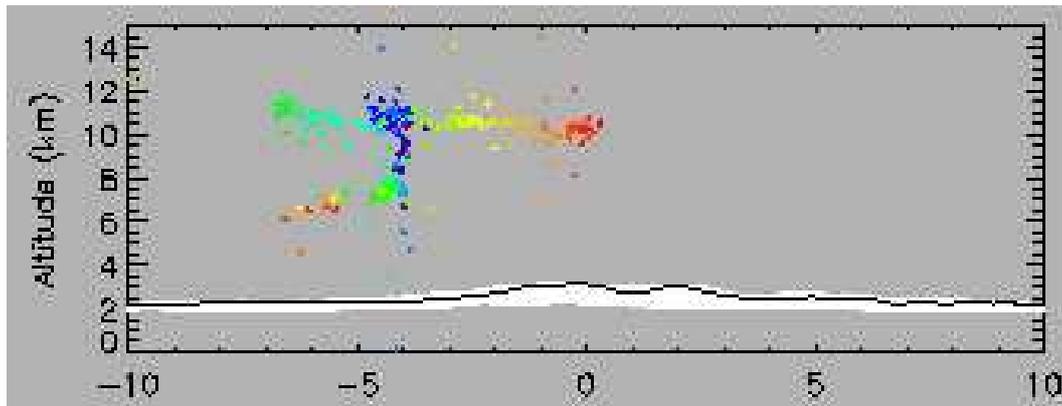


FIG. 1.15 – Observation d'un éclair intra-nuage par le système VHF LMS (*Lightning Mapping System*) [tiré de Rison et al., 1999].

fet sur la chimie de la haute atmosphère [Pasko, 2003] ainsi que sur le circuit électrique global de l'atmosphère [Su et al., 2003] comme les autres TLEs. Quant aux jets bleus (ou "blue jets"), ce sont des phénomènes électriques qui émergent du sommet des orages et se propagent jusqu'à 40-50 km d'altitude.

Des TLEs ont été observés en janvier 2003 depuis l'espace par les astronautes à bord de la navette Columbia lors de la campagne MEIDEX [Price et al., 2004]. Des stations au sol détectaient et localisaient le rayonnement ELF (Extremely Low Frequency) des sprites et des elves afin de déterminer s'ils étaient déclenchés à partir d'un éclair nuage-sol positif [Boccippio et al., 1995] ou d'un éclair intra-nuage. Des campagnes comme EuroSprite2003 [Neubert et al., 2005] ont pour but de mieux comprendre les TLEs, leurs conditions de déclenchement, leurs effets sur la mésosphère...

1.5 Les systèmes d'observation de l'activité électrique et leurs applications

Les éclairs émettent un rayonnement électromagnétique dans une large gamme de fréquence, ce qui les rend assez facile à détecter. Différents systèmes de détection des éclairs ont été développés ces dernières décennies à des fins de prévision, de protection et d'étude.

1.5.1 Les systèmes embarqués à bord de satellites

Actuellement, deux types de systèmes embarqués à bord de satellites existent : les détecteurs optiques (LIS, OTD) et les détecteurs VHF (FORTE). Le satellite FORTE (Fast on Orbit Recording of Transient Events) lancé en 1995 embarque un système de réception VHF qui enregistre les signatures électromagnétiques des éclairs.

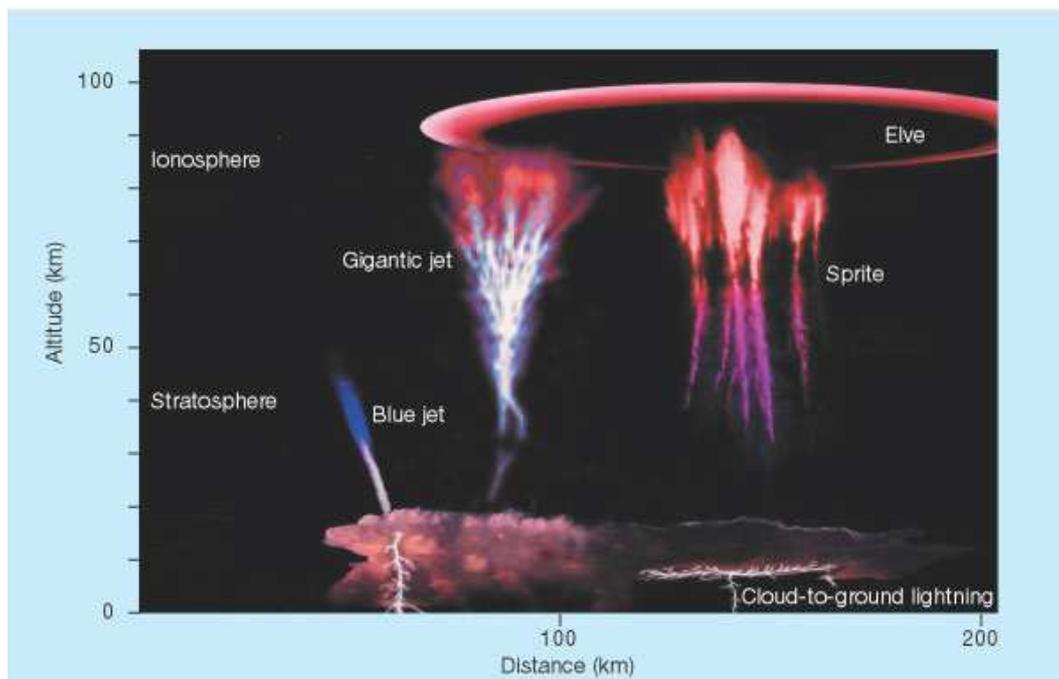


FIG. 1.16 – Illustration des différents types de TLEs [tiré de Lyons et al., 2003].

Le système OTD (Optical Transient Detector) développé par la NASA et embarqué sur le satellite MicroLab-I en 1995 fut l'un des premiers systèmes de détection spatiale. Comme son nom l'indique, il était capable de détecter les modifications passagères dans une scène optique, ce qui indique l'occurrence d'un éclair. Son orbite terrestre était à 710 km d'altitude avec une inclinaison de 70° , ce qui lui permettait de couvrir une région de $1300 \times 1300 \text{ km}^2$ et de surveiller toutes les régions du globe où des éclairs se produisent habituellement. OTD détectait l'activité électrique jour et nuit avec une efficacité de 40 % dépendant des conditions extérieures.

LIS (Lightning Imaging Sensor) est un instrument de la NASA qui a été embarqué à bord du satellite TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission) en 1997. Cet instrument optique est dédié à l'étude de la distribution et de la variabilité de l'activité électrique totale (nuage-sol et intra-nuage). Il couvre les régions dont la latitude est comprise entre 35°S et 35°N . L'imageur est optimisé pour détecter et localiser les éclairs avec une résolution de 5 à 10 km sur une région couvrant $600 \times 600 \text{ km}^2$. Sont enregistrés le temps d'occurrence d'un événement, l'énergie radiative et l'estimation de la localisation. Son efficacité de détection estimée est de 90 %. A bord de TRMM, sont embarqués d'autres instruments : PR (Precipitation Radar) qui permet la localisation des précipitations, TMI (TRMM Microwave Imager) pour la détection de la glace, VIRS (Visible InfraRed Scanner) donne des informations sur la couverture nuageuse et sur la température au sommet des nuages, et CERES (Clouds and Earth's Radiant Energy System) un capteur visible et infra-rouge permet la mesure de l'énergie radiative. LIS permet donc d'obtenir une climatologie globale des éclairs

sur les régions tropicales, mais aussi de mettre en relation l'activité électrique et différents paramètres physiques (précipitations, contenus en glace du nuage) caractéristiques de la convection profonde tropicale.

1.5.2 Les systèmes sol

Il existe en France différents systèmes de détection des éclairs au sol. On peut citer notamment Météorage qui est basé sur la détection du champ magnétique généré par l'arc-en-retour de la décharge nuage-sol. Le réseau opérationnel de surveillance de la foudre Météorage est constitué de dix-sept balises radio-goniométriques distantes de 200 km chacune, ce qui permet de couvrir l'ensemble du territoire français et les zones limitrophes. Il est ainsi possible d'obtenir des statistiques du foudroiement. Toutefois, Météorage ne permet que la détection de la polarité et la localisation des impacts de foudre, c'est-à-dire les éclairs nuage-sol.

Le système SAFIR (Système d'Alerte Foudre par Interférométrie Radioélectrique) développé à l'ONERA, est quant à lui basé sur la détection du champ électrique. Il est composé de trois stations de détection réparties au sommet d'un triangle de 50 à 150 km de côté, et synchronisées. Il détecte l'activité électrique totale au sein d'un nuage d'orage, et donc les éclairs nuage-sol et intra-nuage.

Aux Etats-Unis, le NLDN (National Lightning Detection Network) est un réseau de 105 antennes. Son fonctionnement est basé sur la technologie IMPACT qui combine les méthodes de temps d'arrivée (datation par le GPS) et de radio-gonométrie. Il ne permet que la détection des éclairs nuage-sol.

L'observation de l'émission VHF des éclairs est réalisée notamment grâce au LMA (Lightning Mapping Array) ou au système interférométrique de l'ONERA. Le LMA est un système portable basé sur le GPS (Global Positioning System) qui localise les sources de rayonnement VHF dans les trois dimensions spatiales et dans le temps [Rison *et al.*, 1999; Thomas *et al.*, 2001]. Il utilise le temps d'arrivée au niveau de six stations ou plus pour localiser les sources du rayonnement. Les leaders négatifs émettent un rayonnement de forte amplitude dans les VHF, alors que le rayonnement émis par les leaders positifs est plus faible. Par conséquent, ce type de système permet de cartographier essentiellement la partie négative des éclairs.

L'ONERA développe actuellement un dispositif permettant de suivre la propagation spatiale et temporelle des éclairs dans les nuages. Ce système basé sur la détection goniométrique devrait être installé fin 2005 en Ile-de-France. Ce programme Profeo¹ associé aux mesures radar permettrait de mieux comprendre les interactions entre particules de glace, et le lien avec l'électrification du nuage.

¹PROgramme Francilien d'Etude des Orages

1.5.3 Les campagnes de mesures et les sondages de champ électrique

La structure interne d'un nuage d'orage peut être révélée grâce à des sondages de champ électrique. Un ballon sonde équipé d'un moulin à champ ou d'un "electric field meter" permet d'avoir une information sur la structure verticale du champ électrique à l'intérieur du nuage. Le profil vertical de champ électrique ainsi obtenu permet d'avoir accès à la structure de densité de charge électrique en utilisant la loi de Gauss. En général, on fait l'hypothèse d'homogénéité horizontale donc le champ électrique vertical est prédominant et la loi de Gauss est raisonnablement applicable en 1D.

Les sondages de champ électrique peuvent être associés à des radiosondages, des réseaux radar, et/ou d'autres types de systèmes d'observation de l'activité électrique pour améliorer la compréhension de la physique des éclairs nuage-sol positifs et des orages à faibles taux de précipitation comme ceux observés lors de la campagne STEPS (Severe Thunderstorm Electrification and Precipitation Study) [Lang et al., 2004]. La campagne HEAT (Houston Environmental Aerosol Thunderstorm) qui aura lieu au Texas pendant l'été 2005 va s'attacher à caractériser l'augmentation des éclairs nuage-sol sur Houston, TX. Elle aura pour objectif de déterminer l'influence relative de la brise de mer, de l'îlot urbain et de l'augmentation de la pollution anthropique sur l'accroissement des CG.

1.5.4 Résonance de Schumann

Nous avons vu précédemment que le circuit électrique global est composé des nuages convectifs électrisés de la troposphère, et qu'il est délimité par la surface terrestre et l'ionosphère, toutes deux conductrices. Ce condensateur sphérique se comporte comme une cavité résonnante pour la gamme des ondes électromagnétiques de très basse fréquence (VLF/LF) excitées par les éclairs. Ce phénomène est appelé la résonance de *Schumann* [1952].

La détection du rayonnement VLF/LF des éclairs est de plus en plus utilisée compte tenu de son faible coût, de l'efficacité de détection ainsi que de la possibilité d'enregistrer les éclairs à de longues distances. Le WWLLN (World Wide Lightning Location Network) est composé de 20 stations implantées sur tous les continents. Chaque station consiste en une antenne, un récepteur GPS, un récepteur VLF ainsi que d'un ordinateur connecté à internet [Lay et al., 2004]. Ce réseau expérimental fournit en temps réel la couverture globale des éclairs avec une précision de localisation de 10 km et une efficacité de détection supérieure à 50%. Le réseau PacNet (Pacific Lightning Detection Network) est composé de 5 détecteurs VLF implantés dans la zone du Pacifique [Pessi et al., 2005]. Une application possible de ce système est d'estimer des taux de précipitations convectives à partir des observations d'éclairs. Pessi et al. [2005] ont établi des corrélations entre ces deux quantités, et ils estiment que les données d'éclairs sur une région pauvre en observations météorologiques conventionnelles comme l'océan Pacifique peuvent être assimilées dans des modèles numériques comme approximation du flux d'humidité et du relâchement de chaleur latente dans les orages.

1.5.5 Climatologie des éclairs

Les observations d'OTD et de LIS ont permis d'affiner les connaissances sur la distribution globale des éclairs. L'estimation du taux d'éclair global a du être revue à la baisse. Une étude statistique a permis d'évaluer à 44 ± 5 le nombre d'éclairs à travers le monde à chaque seconde [Christian et al., 2003]. En examinant la figure 1.17, on se rend compte que la distribution géographique de la densité d'éclairs n'est pas homogène sur tout le globe. On trouve les densités d'éclairs les plus importantes notamment sur les côtes, les régions montagneuses ou les zones de convergence. Environ 78% des éclairs se produisent entre 30°N et 30°S [Christian et al., 2003]. Concernant la contribution des continents à la densité totale d'éclairs, l'Afrique devance les Amériques et l'Asie. On distingue aussi des disparités entre océans et continents. Le rapport moyen entre la densité d'éclairs sur terre et sur océan est de l'ordre de 10 pour 1. Des hypothèses mettant en jeu les aérosols ou la stabilité thermodynamique de l'atmosphère [Williams et Stanfill, 2002] ont vu le jour, mais aucune pour le moment n'a permis de trancher cette question.

La densité d'éclairs peut varier avec la saison, mais aussi avec l'occurrence du phénomène El Niño [Goodman et al., 2000]. En s'appuyant sur les données d'OTD, *Reeve et Toumi* [1999] prédisent qu'une augmentation de la température du globe de 1°C peut entraîner une augmentation de 40% de l'activité électrique.

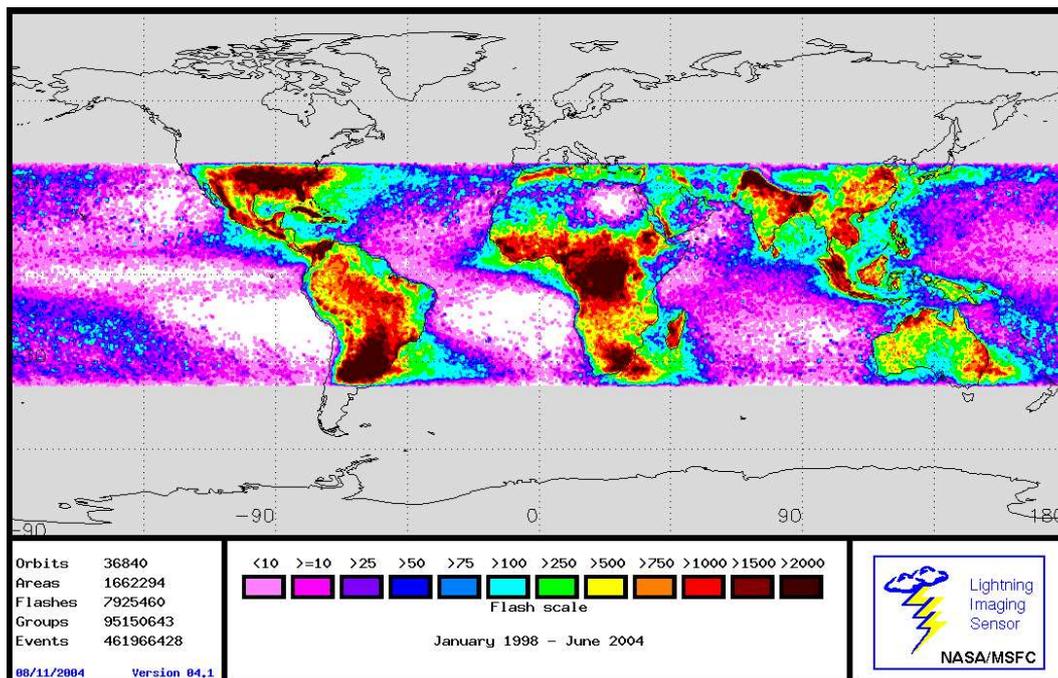


FIG. 1.17 – Climatologie des éclairs issue des données de LIS de janvier 1998 à août 2004.

En France, avant 1987 et l'installation du réseau Météorage, il n'était pas possible d'obtenir une climatologie des éclairs. On se basait donc sur le niveau céraunique pour établir

des climatologies du nombre de jour d'orages. Le réseau Météorage a permis d'obtenir une cartographie de la densité annuelle des impacts de foudre sur l'hexagone (figure 1.18). On remarque que la densité d'impacts de foudre est très importante sur un axe SO-NE. Les maxima sont localisés dans le sud-est sur la Drôme, l'Ardèche et les Alpes de Hautes-Provence. La Corse, à l'époque où ont été recueillies ces données, était en marge de la zone couverte par le système de détection.

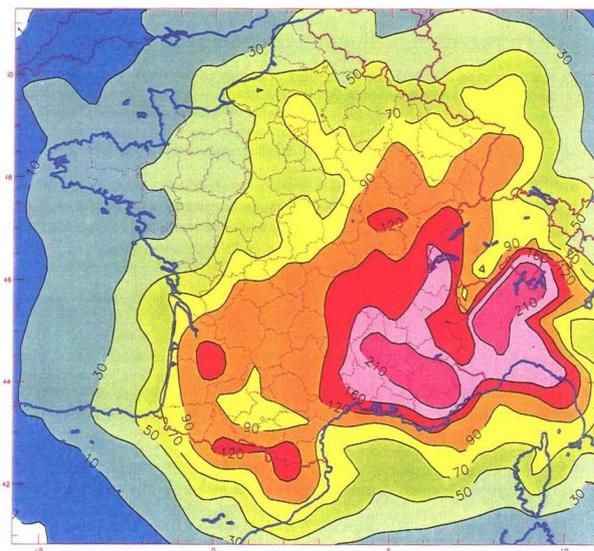


FIG. 1.18 – Densité annuelle moyenne d'impacts de foudre au sol (en centièmes d'impact par km^2 et par an) à partir des données recueillies par Météorage entre 1988 et 1996 [Lassègues et al., 1997].

1.5.6 Structure électrique d'un nuage d'orage

Le seul moyen de connaître la structure électrique d'un nuage d'orage fut d'analyser des profils de champ électrique obtenus par sondage. En s'appuyant sur des expériences de laboratoire et des mesures de terrain, Williams [1989] a déduit que la structure tripolaire convenait mieux comme structure électrique type d'un nuage d'orage que le dipôle habituellement considéré. En analysant des sondages de champ électrique, Marshall et al. [1995a] ont conclu que les structures électriques les plus simples sont associées aux ascendances les plus intenses. Stolzenburg et al. [1998a,b,c] ont compilé les résultats de nombreux sondages à travers les Etats-Unis et ont suggéré un modèle conceptuel pour la structure électrique des nuages plus complexe que le tripole classique. Dans l'ascendance, quatre régions de charge peuvent être distinguées contre six en dehors de l'ascendance, la zone de charge la plus basse étant toujours positive (figure 1.19). Au sein de l'ascendance, le mécanisme non-inductif peut expliquer la formation des trois régions inférieures. Le mécanisme inductif pourrait agir en renforcement dans les niveaux les plus bas. Quant à la zone négative

supérieure, elle pourrait s'expliquer par les ions négatifs de l'air clair qui sont attirés par la zone positive et qui s'attachent sur les hydrométéores pour former une couche écran négative. Ainsi, le mécanisme non-inductif peut expliquer la structure tripolaire, mais si plus de zones de charge distinctes sont présentes dans le nuage, d'autres mécanismes entrent en jeu comme le transport, les couches écran ou la redistribution des charges par les éclairs. Ces deux types de structure de charge distinctes sur la verticale ont été confirmés par *Stolzenburg et al.* [2002]. L'analyse de données issues d'avions instrumentés ont conduit *Mo et al.* [2002] à considérer que la région positive localisée en bas du nuage pouvait avoir été créée par la déposition de charge par les éclairs. Des profils verticaux de champ électrique obtenus pendant la campagne STEPS montrent la possible existence de dipôles inversés dans les régions convectives des orages [*Rust et MacGorman, 2002; Rust et al., 2005*].

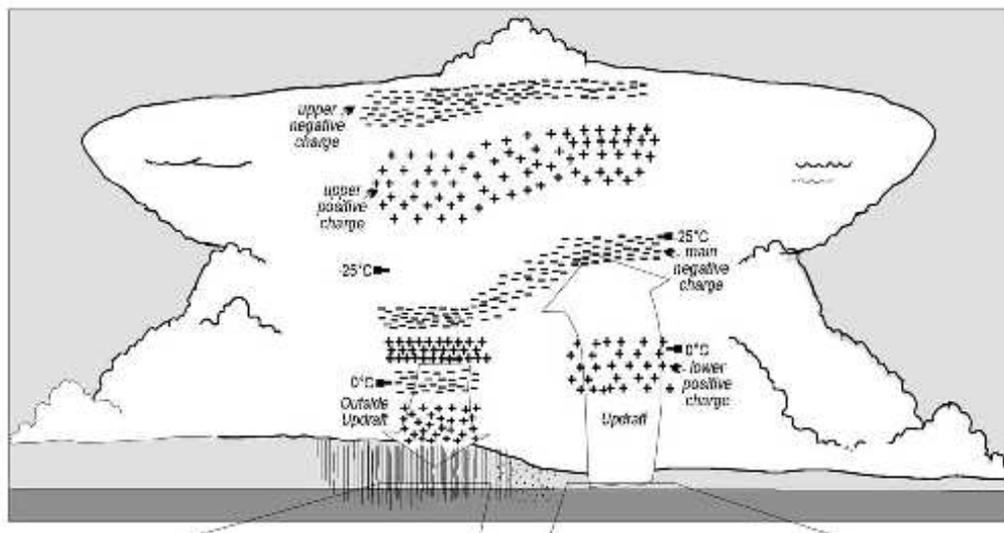


FIG. 1.19 – *Modèle conceptuel de la structure de charge dans et hors de l'ascendance [tiré de Stolzenburg et al., 1998c].*

1.5.7 Mise en relation de l'activité électrique avec divers paramètres physiques

Williams et Stanfill [2002] ont proposé d'utiliser la résonance de Schumann comme moyen de détection du réchauffement climatique. Lorsque la température de l'air à la surface augmente de 1°C, la convection profonde tend à s'accroître, entraînant une modification de l'état microphysique des nuages et de la fréquence des éclairs. *Price* [2000] a mis en évidence un lien entre l'activité électrique globale et la vapeur d'eau de la haute troposphère qui a des effets directs et indirects sur le changement climatique. Il suggère d'utiliser les données de l'activité électrique globale issues de la résonance de Schumann pour étudier les variations de la vapeur d'eau dans la haute troposphère. La notion d'activité électrique

comme indicateur du changement climatique a aussi été suggérée par *Reeve et Toumi* [1999] qui ont utilisé les données d'OTD. *Goodman et al.* [2000] ont souligné l'augmentation de l'activité électrique sur le territoire des Etats-Unis associée au phénomène ENSO (El Nino Southern Oscillation) de 1997-1998.

A l'échelle d'un système convectif, des relations entre l'activité électrique et différentes caractéristiques du nuage peuvent être mise en évidence. Entre autres, les données issues du système couplé LIS-TRMM permettent d'examiner de telles relations. *Blyth et al.* [2001] ont étudié les relations entre la fréquence des éclairs et le produit du flux descendant des précipitations glacées et du flux ascendant de glace. *Latham et al.* [2004] ont déterminé des relations entre le taux de précipitations et la fréquence des éclairs selon le mécanisme dominant de nucléation primaire. Quant à *Petersen et al.* [2005], ils ont établi une relation entre la fréquence d'éclairs et le contenu en glace à partir des observations de TRMM. *Prigent et al.* [2005] ont mis en évidence la relation entre la signature de la différence de polarisation négative et l'activité électrique en croisant les données de LIS et TMI.

De nombreuses autres études ont examiné le lien entre la fréquence des éclairs et le taux de précipitations à partir des réseaux de détection sol [*Seity et al.*, 2000; *Soula et Chauzy*, 2001] ou en utilisant des données satellite couplées à la modélisation [*Baker et al.*, 1995, 1999].

1.6 Modélisation de l'activité électrique des nuages

Depuis quelques années, compte tenu de l'augmentation de la puissance des calculateurs, des paramétrisations des éclairs dans des modèles de nuages de plus en plus complexes et complètes ont vu le jour. On distingue deux types de paramétrisation des éclairs : les modèles "bulk" et les modèles explicites.

1.6.1 Les modèles "bulk"

Les premières paramétrisations étaient assez simples. *Rawlins* [1982] réduisait la densité de charge de 70 % sur toutes les hydrométéores et dans tout le domaine lorsque le champ électrique devenait supérieur à 500 kV.m^{-1} . *Takahashi* [1987] a développé une paramétrisation des éclairs plus complexe dans son modèle 2D axisymétrique puisqu'il tient compte de la polarité des charges. Lorsque le champ électrique devient supérieur à un seuil, il délimite deux zones de charge opposée de 20 C autour des maxima de charge, et neutralise la charge à l'intérieur de ces deux régions. La paramétrisation des éclairs utilisée par *Ziegler et MacGorman* [1994] est aussi relativement simple. Dans leur modèle de nuage 3D, ils ont traité uniquement l'effet global des éclairs sur les charges du nuage. Un éclair est initié lorsque le champ électrique atteint un certain seuil, et la charge neutralisée est une fraction de la charge nette à tous les points de grille où la densité de charge nette excède 0.5 nC.m^{-3} . Ces trois paramétrisations ne traitent que l'effet global des éclairs sur un pas de temps, et non l'effet d'un éclair individuel. Ces schémas "bulk" sont simples à mettre en oeuvre, mais ils manquent de réalisme.

1.6.2 Les modèles explicites

Parmi les schémas explicites, on distingue deux types de modèles : ceux qui reproduisent seulement la partie verticale de l'éclair, et ceux qui tentent de reproduire les branchements. Dans un modèle numérique d'orage en 2D, *Helsdon et al.* [1992] ont paramétré le développement du leader bidirectionnel. La neutralisation de la charge le long du canal se fait selon un modèle analytique. La charge est relaxée vers les petits ions qui vont s'attacher sur les hydrométéores. La paramétrisation des éclairs en 1D de *Solomon et Baker* [1996] s'appuie sur des seuils de champ électrique pour l'initiation et la propagation de l'éclair. Contrairement à *Helsdon et al.* [1992], cette paramétrisation prend en compte le champ induit pour la propagation de l'éclair. Ce schéma est capable de produire à la fois des éclairs intra-nuage et des éclairs nuage-sol. Cependant, l'éclair ne se propage que selon l'axe du modèle. *Mazur et Ruhnke* [1998] prennent aussi en compte la charge induite sur le canal, mais ils utilisent leur paramétrisation des éclairs non pas dans un modèle numérique de nuage, mais avec une distribution idéalisée.

En examinant des données issues de la reconstruction acoustique des éclairs, *MacGorman et al.* [1981] ont déduit que l'extension horizontale de l'éclair est plus importante que son extension verticale. Des expériences de rupture diélectrique [*Williams et al.*, 1985] ont montré que l'éclair tend à se propager dans des régions de charge importante même si le champ électrique est faible. La cartographie des sources VHF des éclairs [*Shao et Krehbiel*, 1996] a confirmé les observations de *MacGorman et al.* [1981]. Les éclairs intra-nuages se propagent verticalement puis s'étendent horizontalement dans deux zones de charge distinctes (voir figure 1.15). *MacGorman et al.* [2001] ont donc permis à l'éclair de se développer dans des zones où le champ électrique est faible mais où la charge électrique est élevée (technique "Wild Fire").

1.6.3 Le modèle de rupture diélectrique

Williams et al. [1985] ont réalisé des expériences de rupture diélectrique sur des plaques de plastique. Ils ont observé que la décharge se dirige préférentiellement vers les régions de plus forte densité de charge électrique (figure 1.20). Quant à *Niemeyer et al.* [1984], ils ont montré qu'un modèle simple de rupture diélectrique conduit naturellement à une structure fractale de la décharge. Leur modèle est composé de trois parties :

- le motif croît par étape ;
- la probabilité de branchement dépend de la différence de potentiel électrique entre un point du motif et un point adjacent ;
- étant donnée la probabilité de branchement, le point avec la probabilité la plus grande est ajouté au motif. Si plusieurs points ont la même probabilité de branchement, l'un d'entre eux est choisi au hasard.

Ce type de modèle a été utilisé par plusieurs auteurs pour tenter de reproduire les éclairs. *Tsonis et Elsner* [1987] ont analysé des photos d'éclairs et ont déduit qu'ils possédaient une géométrie fractale avec une dimension fractale reproductible. En adaptant le modèle de *Niemeyer et al.* [1984], ils ont généré des structures qualitativement similaires

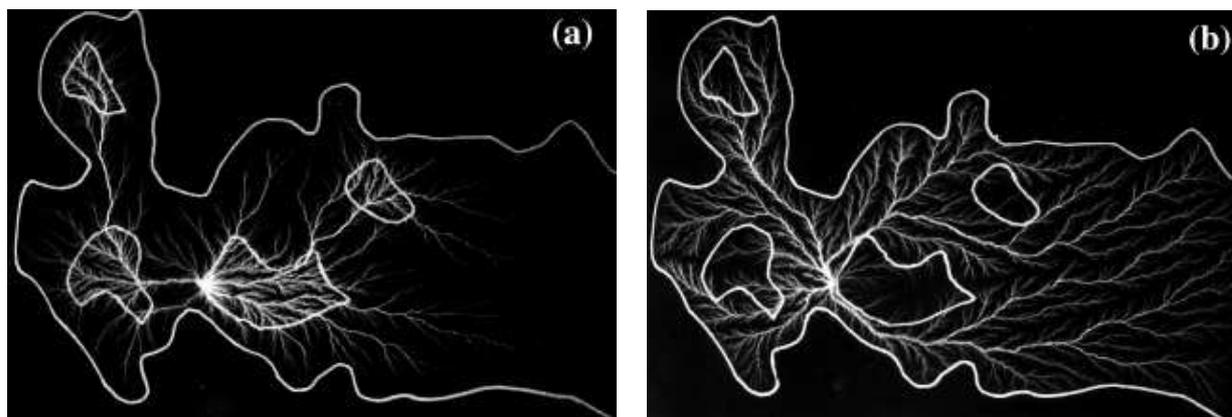


FIG. 1.20 – Propagation d'une décharge sur des plaques de plastique. Dans les deux cas de figure, la densité de charge en dehors du contour extérieur est nulle. (a) La densité de charge est de 1.2 nC.m^{-3} dans les régions isolées et 0.6 nC.m^{-3} dans les régions alentours. (b) La densité de charge est de 0.6 nC.m^{-3} dans les régions isolées et 1.2 nC.m^{-3} à l'intérieur du contour extérieur.

aux éclairs observés. *Wiesmann et Zeller* [1986] et *Wiesmann* [1988] ont amélioré le modèle de rupture diélectrique en introduisant la notion de champ électrique interne pour prendre en compte la résistance du canal, ainsi qu'un champ électrique seuil pour la propagation. *Petrov et Petrova* [1993] ont utilisé le modèle de *Wiesmann et Zeller* [1986] pour reproduire différents types de décharges. Des simulations numériques d'un leader par pas se déplaçant près du sol ont été réalisées par *Kawasaki et Matsuura* [2000]. Ils ont utilisé un modèle de progression du leader ainsi que le concept mathématique de fractale pour simuler les branches d'un éclair. Tous ces exemples se rapportent à la paramétrisation de l'éclair en lui-même, mais ne replacent pas le phénomène dans le contexte global de l'orage. *Mansell* [2000] a développé dans un modèle de nuage une paramétrisation des éclairs en 3D qui dérive du modèle de rupture diélectrique de *Wiesmann et Zeller* [1986]. Il reproduit l'évolution complète d'un orage de l'initiation jusqu'à sa dissipation.

On a vu dans ce chapitre les différentes étapes qui conduisent au déclenchement d'un éclair qui est la trace visible de l'électrification des orages. Sous des conditions requises d'instabilité des masses d'air et d'humidité des basses couches, un cumulonimbus peut se développer. Les vitesses verticales intenses à l'intérieur du nuage vont conduire à la formation de glace givrée indispensable pour l'apparition de charges électriques. Lorsque, localement, les conditions de champ électrique sont réunies, un éclair est déclenché, puis se propage dans le nuage ou vers le sol. Les moyens d'observation qu'ils soient spatiaux ou terrestres ont permis de comprendre une partie de ces phénomènes, et ont vocation à lever le voile sur certains aspects encore mal compris comme l'électrification du nuage ou la décharge électrique. En complément des observations, la modélisation numérique permet

de valider ou non les théories ou les paramétrisations élaborées à partir d'expériences de laboratoire ou d'observations.

En résumé, la modélisation de l'activité électrique des orages s'appuie sur deux disciplines différentes que sont la microphysique des charges et la physique des décharges. La première s'attache à décrire les transferts de masse et de charge entre particules nuageuses. Etant donné que la charge électrique est portée par les hydrométéores, la microphysique va jouer un rôle prépondérant dans les échanges de charge. La physique des décharges intervient plus tard dans l'évolution du système orageux, lorsque le stress électrique de l'orage est intense. La physique de la décharge s'applique à décrire chaque étape du développement de l'éclair : le déclenchement, la propagation, l'arrêt de la décharge ainsi que la détermination du type d'éclair.

Le schéma électrique étudié dans la suite va donc allier ces deux aspects de l'électrification des orages. Si la gestion des charges électriques s'appuie fortement sur le schéma microphysique de Mésos-NH, on verra que le traitement des éclairs a nécessité une approche totalement originale.

Chapitre 2

Présentation du schéma électrique

2.1 Généralités sur Méso-NH et son schéma microphysique

2.1.1 Présentation de Méso-NH

Méso-NH est un modèle mésoéchelle non-hydrostatique qui a été développé conjointement par le CNRM¹ et le Laboratoire d'Aérodynamique [Lafore *et al.*, 1998]. Ce modèle multidimensionnel (1D, 2D ou 3D) intègre un système d'équations anélastiques qui permet de réaliser des simulations du flux atmosphérique de l'échelle méso- α jusqu'à l'échelle microscopique. Il contient un "package" physique complet : turbulence, schéma de rayonnement, processus de surface, microphysique en phase mixte, schéma de convection profonde, chimie, aérosols... L'orographie réelle ainsi que le type de surface peuvent être initialisés. Des simulations à différentes échelles peuvent être réalisées avec la technique "two-way grid-nesting" [Stein *et al.*, 2000]. Le code est entièrement parallélisé et vectorisé, et des simulations 3D de nuages électrisés sur de grands domaines ainsi que des simulations de cas réels peuvent être faites. Plus de détails sur Méso-NH sont disponibles sur le site web (<http://www.aero.obs-mip.fr/mesonh/>).

Le fort couplage qui existe entre la dynamique, la microphysique en phase glace et l'électricité atmosphérique font de Méso-NH un outil puissant pour étudier l'activité électrique des orages et ses relations avec les paramètres environnementaux [Barthe *et al.*, 2005].

2.1.2 Représentation des hydrométéores

Le schéma microphysique est un schéma à phase mixte [Pinty *et Jabouille*, 1998], c'est-à-dire prenant en compte à la fois l'eau liquide, la glace et l'eau surfondue. Il suit l'approche de Lin *et al.* [1983] puisque trois espèces de particules glacées sont représentées, et il est couplé à un schéma de Kessler [1969] pour les processus chauds. Deux types de particules liquides (l'eau nuageuse et la pluie) et trois classes d'hydrométéores glacées (la glace primaire, la

¹Centre National de la Recherche Météorologique

neige et le grésil) sont considérées, ainsi que la vapeur d'eau. Le schéma comporte une équation pronostique pour le rapport de mélange de chaque espèce r_x . La concentration totale en nombre N des hydrométéores précipitants (pluie, neige et grésil) peut s'écrire sous la forme donnée par *Caniaux et al.* [1994] :

$$N = C\lambda^x \quad (2.1)$$

où λ est le paramètre de pente de la distribution en taille des particules. C et x sont des constantes empiriques déduites des observations (voir tableau 2.1). Pour les gouttelettes nuageuses et les cristaux de glace primaire, on fait l'hypothèse de monodispersion par rapport à la taille des particules. La masse m peut être reliée au diamètre D par la relation en puissance :

$$m(D) = aD^b \quad (2.2)$$

et la vitesse finale de chute v au diamètre :

$$v(D) = cD^d \left(\frac{\rho_{00}}{\rho_{dref}} \right)^{0.4} \quad (2.3)$$

où ρ_{00} est la densité de référence de l'air à la surface et ρ_{dref} est la densité de référence de la fraction d'air sec. Les constantes a , b , c et d sont données dans le tableau 2.1. On admet que la distribution en taille suit la loi :

$$n(D)dD = Ng(D)dD = N \frac{\alpha}{\Gamma(\nu)} \lambda^{\alpha\nu} D^{\alpha\nu-1} \exp(-(\lambda D)^\alpha) dD \quad (2.4)$$

$g(D)$ est une loi de distribution normalisée (loi gamma généralisée) dépendant des paramètres α , ν et λ donnés dans le tableau 2.1. Le p^{eme} moment de la loi se met sous la forme :

$$M(p) = \int_0^{+\infty} D^p g(D) dD = \frac{\Gamma(\nu + p/\alpha)}{\Gamma(\nu)} \frac{1}{\lambda^p} = \frac{G(p)}{\lambda^p} \quad (2.5)$$

Il est alors possible d'écrire :

$$\rho r_x = \int_0^{+\infty} m(D) n(D) dD = a_x N_x M_x(b) \quad (2.6)$$

On en déduit l'expression de λ pour les particules précipitantes (pluie, neige et grésil) :

$$\lambda = \left(\frac{\rho r}{a N G(b)} \right)^{\frac{1}{x-b}} \quad (2.7)$$

Dans le cas de la glace primaire, cette expression devient :

$$\lambda = \left(\frac{\rho r}{a N G(b)} \right)^{\frac{-1}{b}} \quad (2.8)$$

Paramètres	r_i	r_s	r_g	r_c	r_r
α	3	1	1	3	1
ν	3	1	1	1	1
a	0.82	0.02	19.6	524	524
b	2.5	1.9	2.8	3	3
c	800	5.1	124	$3.2 \cdot 10^7$	842
d	1.0	0.27	0.66	0.5	0.8
C		5	$5 \cdot 10^5$		10^7
x		1	-0.5		-1

TAB. 2.1 – Valeurs des paramètres α , ν , a , b , c , d , C , x en fonction du type d'hydrométéore (c pour les gouttelettes nuageuses, r pour la pluie, i pour la glace primaire, s pour la neige, et g pour le grésil).

2.1.3 Processus microphysiques

Pour chaque type d'hydrométéore, il existe un ou plusieurs processus d'initiation et de croissance (figure 2.1).

Les cristaux de glace peuvent être initiés par nucléation homogène (HON) en l'absence de noyaux glaçogènes : lorsque la température devient inférieure à -35°C , les gouttelettes nuageuses congèlent spontanément. Mais le mode principal d'initiation est la nucléation hétérogène (HEN). Ces cristaux de glace peuvent alors grossir par déposition de vapeur (DEP) ou par effet Bergeron (BER). Ce processus est basé sur le fait que la pression partielle de saturation de la vapeur est plus faible par rapport à la glace que par rapport à l'eau liquide. Ainsi, il y a évaporation des gouttelettes d'eau et déposition de la vapeur d'eau sur les cristaux de glace.

La neige est formée par autoconversion des cristaux de glace (AUT), et elle croît par déposition de vapeur d'eau (DEP), par givrage de gouttelettes nuageuses (RIM), par aggrégation de particules de glace (AGG) ou par accréation des gouttes de pluie (ACC).

Le grésil joue un rôle important dans l'électrification du nuage via les processus inductif et non-inductif. C'est pourquoi leur traitement doit être effectué avec un grand soin. La génération du grésil est la conséquence du givrage de la neige (RIM) ou de la congélation des gouttes de pluie lorsqu'elles entrent en contact avec des cristaux de glace (CFR). Le grésil croît par accréation. Cette collection de particules liquides est très efficace. Lors de ce processus, la température de surface des graupels est supérieure à la température de l'environnement (relâchement de chaleur latente lors de l'accréation). A l'équilibre, cet excès de température et le réchauffement convectif de l'air ambiant sont du même ordre de grandeur. Si la température du grésil est inférieure à une température seuil T_t , les gouttes et gouttelettes collectées peuvent congeler : on est dans le mode de croissance sec (DRY). Le mode de croissance humide (WET) intervient si la température devient supérieure à T_t : une fine couche de liquide persiste à la surface du grésil. Ce mode de croissance conduit à la génération de la grêle. Ces deux taux de croissance sont comparés et le plus faible est

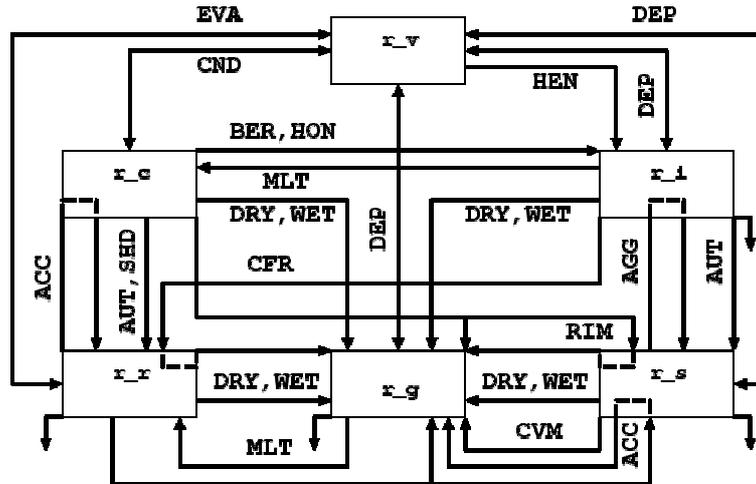


FIG. 2.1 – Diagramme des processus microphysiques en phase mixte dans Méso-NH.

pris en compte.

2.1.4 Ajustement de la vapeur d'eau

Etant donné que le schéma est un schéma à phase mixte, il y a possibilité de coexistence entre des gouttelettes d'eau et des petits cristaux de glace. Il faut donc traiter avec précaution les échanges rapides de vapeur d'eau (condensation et déposition). Le rapport de mélange de vapeur saturante $r_{v_c,i}^{sat}$ est défini par une formule barycentrique qui utilise les courbes de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide et par rapport à la glace, ainsi que les quantités de masse r_c et r_i . Les termes DEP et CND résultent d'un ajustement implicite par rapport à $r_{v_c,i}^{sat}$. Les déficits ou les excès de vapeur d'eau sont compensés ou absorbés par les gouttelettes d'eau et par la glace primaire proportionnellement à leur quantité. Cet algorithme est non-itératif et du second ordre.

2.1.5 Calcul du taux de collection des particules

Le taux de masse transférée lors du processus de collection mettant en jeu les espèces X (source) et Y (puits) est de la forme :

$$RYCOLX = \frac{1}{\rho} \int_0^{+\infty} \left\{ \int_0^{+\infty} K(D_x, D_y) m_y(D_y) n_y(D_y) dD_y \right\} n_x(D_x) dD_x \quad (2.9)$$

avec $K(D_x, D_y)$ le noyau de collection :

$$K(D_x, D_y) = \frac{\pi}{4} (D_x + D_y)^2 |v_x - v_y| E_{xy} \quad (2.10)$$

E_{xy} est l'efficacité de collection. Quand l'une des particules impliquées dans le processus de collection est une particule non-précipitante (gouttelettes nuageuses) ou lentement précipitante (glace primaire), les taux de collection RYCOLX sont calculés analytiquement. Lorsque les deux particules sont précipitantes (pluie, neige ou grésil), il n'est plus possible d'intégrer analytiquement sur le spectre de taille, et on utilise des noyaux pré-calculés.

2.2 Electrification du nuage

2.2.1 Variables électriques

Les charges électriques sont portées par les hydrométéores, et réparties à leur surface. Elles sont donc soumises aux mêmes processus dynamiques et microphysiques que les hydrométéores. Il apparaît alors nécessaire d'avoir une équation pronostique régissant les variations spatiales et temporelles de la densité massique de charge portée par chaque type d'hydrométéore. On choisit comme variable physique la densité de charge massique Q_x (C.kg^{-1} d'air sec), et le système d'équations pronostiques pour Q_x est de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{dref}Q_x) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_{dref}Q_x \vec{U}) = \rho_{dref}S_x \quad (2.11)$$

\vec{U} est la vitesse de l'air et S_x tient compte des effets de diffusion, de chargement, de transfert de charge et de neutralisation par les éclairs. Le choix de Q_x comme variable pronostique est dicté par la conservation de la charge. Q_x est défini comme la quantité de charge de substance x par unité de masse d'air sec. La charge totale (en C) et la masse sont conservées durant le transport alors que le volume ne l'est pas. Par conséquent, la densité de charge volumique habituellement utilisée (ρ_x en C.m^{-3}) n'est pas la variable adéquate pour décrire les charges électriques dans notre modèle. Cependant, la densité de charge massique totale n'est pas conservée lors de certains processus irréversibles : précipitations chargées atteignant le sol, neutralisation par les éclairs CG et flux de charges à travers les frontières du domaine. La densité de charge massique est liée à la densité de charge volumique par une relation simple : $\rho_x = Q_x/\rho_{dref}$.

On fait l'hypothèse que la charge individuelle d'une particule $q_x(D)$ (en C) suit une loi en puissance dépendant du diamètre D de la particule :

$$q_x(D_x) = e_x D^{f_x} \quad (2.12)$$

Les valeurs des coefficients f_x sont recommandées par *Beard et Ochs* [1986] (tableau 2.2). Les charges tendent à être réparties à la surface des hydrométéores. Le grésil étant une particule quasi sphérique, on considère $f = 2$. Les gouttes étant déformables, la charge qu'elles portent doit être inférieure à la charge limite de Rayleigh q_{Ra} . Pour qu'il y ait disruption, il faut que f soit égal à 1.5 [*MacGorman et Rust*, 1998]. Etant donné que $q(D) < q_{Ra}$, on choisit $f = 1.3$ pour la pluie. On considère la même valeur de f pour la neige à cause de sa fragilité. Quant aux particules non-précipitantes comme les gouttelettes

Paramètres	r_i	r_s	r_g	r_c	r_r
f	0.5	1.3	2.0	0.5	1.3

TAB. 2.2 – Coefficients de Beard et Ochs [1986].

nuageuses et la glace primaire, la charge qu'elles portent ne dépend quasiment pas du diamètre, donc $f = 0.5$.

Le coefficient e_x peut être calculé en utilisant la relation :

$$e_x = \frac{q_x}{N_x M(f_x)} \quad (2.13)$$

La densité volumique de charge ρ_x de chaque espèce microphysique x est obtenue en intégrant la charge individuelle sur la concentration en nombre des hydrométéores x :

$$\rho_x = \int_0^{+\infty} q_x(D_x) n_x(D_x) dD_x = e_x N_x M_x(f_x) \quad (2.14)$$

Donc, en terme de densité massique de charge de l'espèce x :

$$\rho_{dref} Q_x = \int_0^{+\infty} q_x(D_x) n_x(D_x) dD_x = e_x N_x M_x(f_x) \quad (2.15)$$

La densité de charge massique totale est la somme des densités de charge massiques individuelles :

$$Q_{tot} = Q_v + Q_c + Q_r + Q_i + Q_s + Q_g \quad (2.16)$$

On s'aperçoit dans cette équation qu'il y a une charge associée à la vapeur d'eau. Il s'agit en fait de la charge des ions qui sont traités de façon grossière dans le modèle. Lors de l'évaporation des hydrométéores liquides ou lors de la sublimation des particules glacées, l'échange de masse se fait des particules vers la vapeur. L'échange de charge associé devrait se faire des particules vers les ions. Par commodité, et en attendant de prendre explicitement en compte les ions, la charge des ions est associée à la variable Q_v . Par abus de langage, la charge des ions est donc appelé dans la suite "charge de la vapeur". Les processus associés sont l'évaporation, la sublimation et la neutralisation par les éclairs.

Il est reconnu que les ions participent peu à l'électrisation du nuage. Cependant, les ions conduisent à la formation de zones de charge d'espace qui constituent un écran électrostatique au sommet du nuage et aux frontières latérales du nuage. De plus, ces ions peuvent avoir de l'importance pour la paramétrisation des éclairs. Une représentation explicite des éclairs sera prochainement prise en compte dans Méso-NH avec l'utilisation de deux variables distinctes "ions positifs" et "ions négatifs". Ceci permettra de tenir compte des processus d'attachement et de recombinaison, et du courant de conduction.

2.2.2 Mécanisme de séparation de charge non-inductif

De nombreuses expériences en laboratoire [Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Saunders et al., 1991; Avila et al., 1995, 1998] ont montré que le mécanisme de séparation de charge non-inductif est le plus efficace pour expliquer les valeurs des charges et du champ électrique habituellement rencontrées dans les nuages d'orages. Il s'agit de collisions élastiques entre particules de glace. La charge échangée lors de ces collisions avec rebond dépend de différents paramètres : le type d'hydrométéore, la température ambiante, le contenu en eau surfondue, la taille et la vitesse de chute des particules . . .

Takahashi [1978] a mesuré la charge échangée lorsque des cristaux de glace entrent en collision avec une cible givrée qui représente un graupel. Il en a déduit la dépendance de la charge échangée avec la température et le contenu en eau liquide (LWC). Il a trouvé que le grésil se charge positivement pour des températures supérieures à -10°C et quel que soit LWC. Pour des températures inférieures à -10°C et pour des LWC intermédiaires, le grésil acquiert une charge négative, alors que pour des LWC faibles ou élevés, la charge acquise par le grésil est positive. Les expériences de Jayaratne et al. [1983] révèlent que le grésil gagne une charge positive pour des températures supérieures à une température d'inversion, et une charge négative pour des températures inférieures à cette température d'inversion. Cette température d'inversion dépend du LWC et elle se déplace vers les températures élevées pour des LWC faibles. Jayaratne et al. [1983] ont aussi montré la dépendance de la charge échangée avec la taille et la vitesse des particules. Bien que les résultats de laboratoire de Takahashi [1978] et de Jayaratne et al. [1983] présentent des différences sur la polarité de la charge échangée, ils permettent tous les deux d'expliquer la structure tripolaire généralement observée. La détermination de la dépendance en vitesse et en diamètre a été donnée par Keith et Saunders [1990]. Saunders et al. [1991] ont introduit la notion de contenu en eau liquide efficace (EW) qui correspond à LWC multiplié par l'efficacité de collision. Il s'agit en fait de la portion de LWC qui est susceptible de givrer sur les gros cristaux de glace. Lors de cette étude, Saunders et al. [1991] ont quantifié la température d'inversion et établi des équations pour les différentes régions de charge. Ils ont aussi fait apparaître une région dans laquelle le grésil acquiert une charge positive pour des températures inférieures à -20°C et des LWC faibles. Les expériences de laboratoire réalisées à l'UMIST² et celles réalisées par Takahashi [1978] et Takahashi et Miyawaki [2002] montrent des différences significatives qui peuvent être attribuées aux techniques expérimentales utilisées. Pereyra et al. [2000] ont réalisé des expériences en utilisant les deux techniques. Si les cristaux de glace ne sont mélangés avec les gouttelettes qu'avant d'entrer en collision avec la cible (mixed cloud method), les données sont identiques à celles de Takahashi [1978]. Si, au contraire, les cristaux de glace grossissent dans le nuage de gouttelettes (single cloud method), les résultats se rapprochent de ceux obtenus à l'UMIST.

Cependant, les mécanismes physiques qui gouvernent ce type d'échange de charge ne sont toujours pas connus avec certitude. De nombreuses hypothèses ont été avancées : potentiel de contact, effets thermoélectriques, dislocations, gradients de température à la

²University of Manchester Institute of Science and Technology

surface du grésil . . . [Saunders, 1994; MacGorman et Rust, 1998]. Le dernier modèle physique de Nelson et Baker [2003] demanderait à être davantage étudié. Dans l'attente d'une paramétrisation physique reconnue, plusieurs représentations paramétriques des processus non-inductifs sont codées dans Méso-NH.

Paramétrisation de Helsdon et Farley (1987)

La paramétrisation la plus simple est celle de Helsdon et Farley [1987], car elle prend uniquement en compte la dépendance de la charge échangée avec la température et avec le type d'hydrométéore. L'amplitude de la charge échangée dépend de la catégorie des particules de glace qui entrent en collision, alors que le signe est déterminé par la température. La température d'inversion de polarité (TCR) est constante et elle est fixée à -10°C . Lors

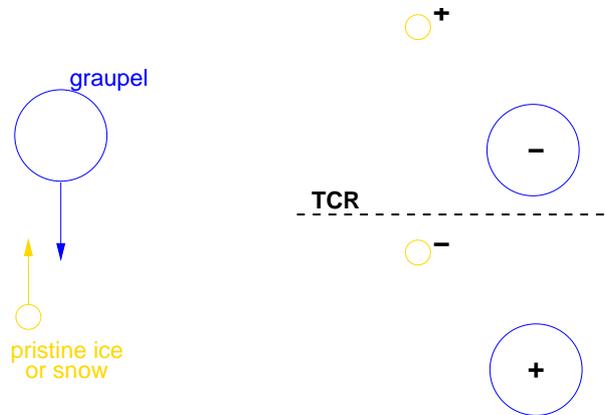


FIG. 2.2 – Schéma de principe du mécanisme non-inductif. TCR représente la température d'inversion de polarité. Lors d'une collision avec rebond entre un graupel et de la neige ou de la glace primaire, le graupel va acquérir une charge positive si la température ambiante est plus chaude que TCR , et négative si la température ambiante est plus faible que TCR . C'est l'inverse pour la particule la plus petite.

d'une collision entre une particule de glace primaire et du grésil, la charge échangée est égale à :

$$\delta q_{NI}^H = \begin{cases} 2 \times 10^{-15} C & \text{si } T > TCR \\ -2 \times 10^{-15} C & \text{si } T \leq TCR \end{cases} \quad (2.17)$$

δq est la charge reçue par la plus grosse particule, dans le cas présent le grésil. Pour des collisions grésil-neige, la charge échangée s'exprime sous la forme :

$$\delta q_{NI}^H = \begin{cases} 2 \times 10^{-13} C & \text{si } T > TCR \\ -2 \times 10^{-13} C & \text{si } T \leq TCR \end{cases} \quad (2.18)$$

De la même façon, lors des collisions neige-glace primaire :

$$\delta q_{NI}^H = \begin{cases} 2 \times 10^{-14} C & \text{si } T > TCR \\ -2 \times 10^{-14} C & \text{si } T \leq TCR \end{cases} \quad (2.19)$$

Paramétrisation de Takahashi (1978)

Dans cette paramétrisation, les résultats de laboratoire de *Takahashi* [1978] (figure 2.3) sont multipliés par un facteur qui dépend de la température, du contenu en eau liquide, de la taille des particules et de leur vitesse de chute [Takahashi, 1984]. Le signe et l'amplitude de la charge échangée sont donnés par :

$$\delta q_{NI}^T = f_T(T, LWC) \text{Min} \left[10, 5 \left(\frac{D_{i,s}}{D_0} \right)^2 \frac{|v_g - v_{i,s}|}{v_0} \right] \quad (2.20)$$

où $f_T(T, LWC)$ résulte d'une interpolation de la table de Takahashi [Wojcik, 1994; Mansell, 2000]. Cette table donne la charge échangée en fonction de la température et du contenu en eau liquide. $D_{i,s}$ est le diamètre de la plus petite particule qui intervient dans la collision (glace ou neige), v_g est la vitesse de chute du grésil et $v_{i,s}$ celle de la plus petite particule. Les valeurs de D_0 et v_0 sont respectivement 10^{-4} m et 8 m.s^{-1} . La limitation à 10 est due à la valeur apparente de saturation pour les gros cristaux de neige [Marshall *et al.*, 1978].

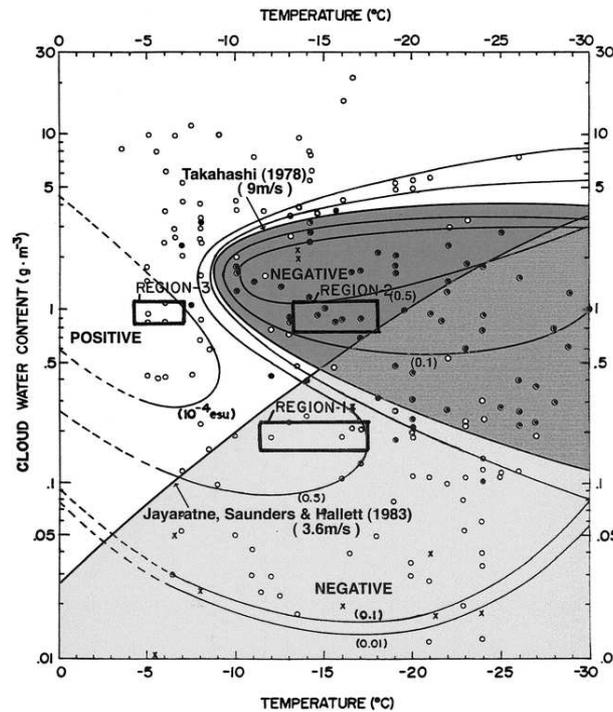


FIG. 2.3 – Diagramme de séparation de charge en fonction de la température et du contenu en eau liquide selon Takahashi et Miyawaki [2002].

La table de Takahashi ne donne la valeur de la charge échangée que pour des températures allant de 0°C à -30°C. Pour la gamme de température comprise entre -30°C et -40°C, la valeur de $f_T(T, LWC)$ correspondante est celle issue de la table pour une température de -30°C. Si la température est inférieure à -40°C, la charge échangée est nulle.

Paramétrisation de Gardiner et al. (1985)

Cette paramétrisation est basée sur les travaux de *Jayaratne et al.* [1983]. La charge transférée au grésil lorsqu'il entre en collision avec une particule de glace ou de la neige est donnée par :

$$\delta q_{NI}^G = k_q D_i^m (\Delta v_{gi})^n (LWC - LWC_{crit}) f(\Delta T) \quad (2.21)$$

k_q est un coefficient de proportionnalité égal à 73, et les exposants m et n sont de l'ordre de 4 et 3 respectivement. δq_{NI}^G est exprimé en fC. LWC_{crit} est le contenu en eau liquide critique et est fixé à 0.1 g.m^{-3} . D_i est le diamètre de la particule de glace nuageuse (en m) et Δv_{gi} est la vitesse d'impact relative (en m.s^{-1}) entre le grésil et la particule de glace. La fonction $f(\Delta T)$ est un polynôme issu des travaux de *Jayaratne et al.* [1983] :

$$f(\Delta T) = a\Delta T^3 + b\Delta T^2 + c\Delta T + d \quad (2.22)$$

$a = -1.7 \times 10^{-5}$, $b = -0.003$, $c = -0.05$ et $d = 0.13$ si δq est exprimé en fC. $\Delta T = T - 273.15$ pour $T < 273.15$ K. Cette fonction s'annule pour une température de -21°C , et la charge échangée est donc nulle pour cette température. Cependant, afin de permettre la variation de la température d'inversion de polarité, *Ziegler et al.* [1991] ont remplacé ΔT par τ avec $\tau = (-21/T_r)(T - 273.15)$. L'équation de transfert de charge devient donc :

$$\delta q_{NI}^G = k_q D_i^m (\Delta v_{gi})^n (LWC - LWC_{crit}) f(\tau) \text{ avec } \tau = \frac{(-21)}{T_r}(T - 273.15) \quad (2.23)$$

Paramétrisation de Saunders et al. (1991)

Elle est basée sur des expériences de laboratoire qui mettent en jeu une large gamme de températures, de contenus en eau liquide, de tailles de particule et de vitesses de chute. L'expression de la charge échangée Δq (en fC) a une forme similaire à celle de *Gardiner et al.* [1985] :

$$\Delta q = B D_i^m (\Delta v_{gi})^n \delta q \quad (2.24)$$

Les valeurs des constantes m , n et B sont données dans le tableau 2.3.

Taille de la particule de glace ($\mu \text{ m}$)	Situation	B	m	n
$d < 155$	+	4.92×10^{13}	3.76	2.5
$155 < d \leq 452$	+	4.04×10^6	1.90	2.5
$d > 452$	+	52.80	0.44	2.5
$d \leq 253$	-	5.24×10^8	2.54	2.8
$d > 253$	-	24.00	0.50	2.8

TAB. 2.3 – Valeurs des constantes B , m et n utilisées dans les équations 2.24 et 2.28.

A chaque région du graphe est associée une équation décrivant la charge échangée en fonction de la température et du contenu en eau liquide $\delta q(T, EW)$ (en fC).

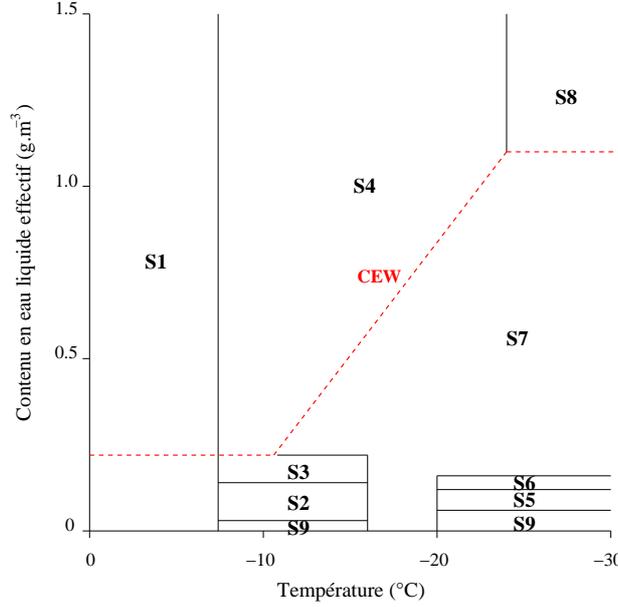


FIG. 2.4 – Représentation graphique de la charge transférée en fonction de la température T et du contenu en eau liquide effectif EW [adapté de Helsdon et al., 2001]. La courbe rouge représente le contenu en eau liquide effectif critique.

EW est le contenu en eau liquide effectif (g.m^{-3}), c'est-à-dire la portion d'eau liquide surfondue qui participe au givrage du grésil. Il est égal à $LWC \times E_{cg}$ où LWC est le contenu en eau liquide et E_{cg} est l'efficacité de collection des gouttelettes d'eau surfondue par le grésil (égale à 1 dans le modèle). Ce paramètre est utilisé à la place du contenu en eau liquide car le mécanisme de transfert de charge dépend du taux de capture des gouttes plutôt que du contenu en eau liquide du nuage. Le contenu en eau liquide effectif critique CEW (en g.m^{-3}) est donné par l'équation :

$$CEW = -0.49 - 6.64 \times 10^{-2}T \quad (2.25)$$

Cette équation décrivant CEW est valable pour des contenus en eau liquide effectif compris entre 0.22 et 1.1 g.m^{-3} . Si $EW < 0.22 \text{ g.m}^{-3}$, $CEW = 0.22$, et si $EW > 1.1 \text{ g.m}^{-3}$, $CEW = 1.1$.

Les équations décrivant chaque région du graphe sont récapitulées dans le tableau 2.4.

En S1, étant donné qu'il n'existe pas de résultat de laboratoire pour des températures supérieures à -7.35°C , les valeurs des charges transférées sont interpolées linéairement à partir des valeurs de δq à -7.35°C et de telle sorte que $\delta q = 0$ pour $T = 0^\circ\text{C}$. On obtient donc dans le cas de l'interpolation de S1, S3, S2 et S9, respectivement :

$$\begin{aligned} \delta q_{S1} &= (-2.75 \times EW - 0.007) \times T \\ \delta q_{S3} &= (-57.06 \times EW + 12.60) \times T \\ \delta q_{S2} &= (42.78 \times EW - 1.08) \times T \\ \delta q_{S9} &= 0 \end{aligned} \quad (2.26)$$

Numéro de l'équation	Equation du transfert de charge
S1	Valeurs interpolées linéairement
S2	$\delta q = -314.40 \times EW + 7.92$
S3	$\delta q = 419.40 \times EW - 92.64$
S4	$\delta q = 20.22 \times EW + 1.36 \times T + 10.05$
S5	$\delta q = 2041.76 \times EW - 128.70$
S6	$\delta q = -2900.22 \times EW + 462.91$
S7	$\delta q = 3.02 - 31.76 \times EW + 26.53 \times EW^2$
S8	$\delta q = 20.22 \times EW - 22.26$
S9	$\delta q = 0.0$

TAB. 2.4 – Equations de transfert de charge pour la paramétrisation de Saunders et al. [1991].

Pour les températures comprises entre -30°C et -40°C , on utilise les équations valables à -30°C .

Selon *Helsdon et al.* [2001], il est nécessaire de réduire de 10% l'équation portant sur Δq si l'on considère une efficacité de collection des gouttelettes de 1. Il semble que les équations des régions correspondant à de faibles contenus en eau liquide (S2, S3, S5 et S6) surestiment la charge échangée. Saunders a suggéré de réduire aussi ces équations. La région négative est ainsi réduite à 20% des valeurs prédites par S2 et S3, et la région positive est réduite à 10% des valeurs prédites par S5 et S6.

Paramétrisation de Saunders et Peck (1998)

Brooks et al. [1997] ont repris les résultats des expériences de laboratoire de *Saunders et al.* [1991], en transformant le contenu en eau liquide effectif (EW) en taux d'accrétion par givrage (RAR). Le taux d'accrétion par givrage est défini comme le produit de la vitesse relative d'impact et du contenu en eau liquide effectif : $RAR = EW \times V$. RAR est exprimé en $\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Dans Méso-NH, le taux d'accrétion par givrage est défini par :

$$RAR = \rho_{air} \times r_c \times E_{cg} \times V_{gmean} \text{ avec } V_{gmean} = \frac{\int_0^{+\infty} V(D_g)n(D_g)dD_g}{\int_0^{+\infty} n(D_g)dD_g} \quad (2.27)$$

E_{cg} représente l'efficacité de collection des gouttelettes d'eau nuageuse par le grésil et V_{gmean} est la vitesse moyenne du grésil.

La charge échangée (fC) lors d'une collision avec rebond entre deux particules de glace est la même que pour la paramétrisation de *Saunders et al.* [1991] :

$$\Delta q = BD^m(\Delta v)^n q \quad (2.28)$$

D est le diamètre de la plus petite particule (m), Δv est la vitesse relative d'impact (m.s^{-1}). Les coefficients m , n et B sont les mêmes que pour *Saunders et al.* [1991] et sont récapitulés

dans le tableau 2.3. q (en fC) est la charge transférée par collision. C'est une fonction de la température et du taux d'accrétion par givrage. Il existe un taux d'accrétion par givrage critique (RAR_{crit}) au dessus duquel la plus grosse particule va se charger positivement et en dessous duquel, elle va se charger négativement. L'équation décrivant le taux d'accrétion par givrage critique est la suivante :

$$RAR_{crit} = a + bT + cT^2 + dT^3 + eT^4 + fT^5 + gT^6 \quad (2.29)$$

$a = 1.0$, $b = 7.9262 \times 10^{-2}$, $c = 4.4847 \times 10^{-2}$, $d = 7.4754 \times 10^{-3}$, $e = 5.4686 \times 10^{-4}$, $f = 1.6737 \times 10^{-5}$ et $g = 1.7613 \times 10^{-7}$. RAR_{crit} s'exprime en $\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

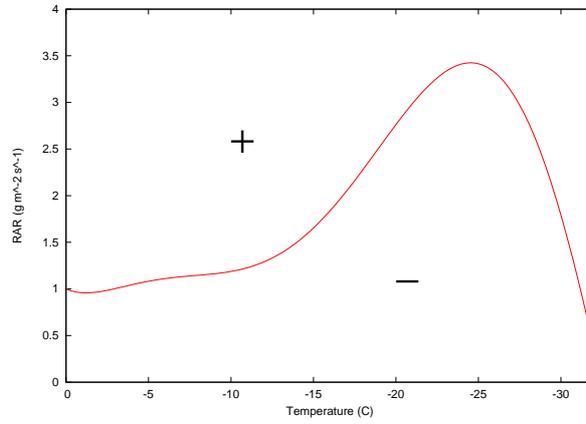


FIG. 2.5 – Représentation graphique de la charge transférée à la plus grosse particule en fonction de la température et du taux d'accrétion par givrage. [Adapté de Saunders et Peck, 1998]. La courbe rouge représente le taux d'accrétion par givrage critique.

Les équations sur q ne sont valables que pour des températures comprises entre -8°C et -23°C . Pour $-23^\circ\text{C} < T < -8^\circ\text{C}$ et $RAR > RAR_{crit}$, la plus grosse particule va acquérir une charge positive :

$$q = 6.74RAR - 1.36(-T) + 10.05 \quad (2.30)$$

Pour $0.3 < RAR < 3.3$ et $RAR < RAR_{crit}$, la plus grosse particule va se charger négativement :

$$q = 3.02 - 10.59RAR + 2.95(RAR^2) \quad (2.31)$$

Choix de la paramétrisation utilisée

Pour les trois cas idéalisés présentés dans la suite (chapitres 3 et 4), toutes les paramétrisations des processus non-inductifs ont été testées pendant la thèse. Cependant, par la suite, seuls les résultats des simulations utilisant la paramétrisation de *Takahashi* [1978] seront présentés, sauf pour les études de sensibilité. Le choix de la paramétrisation de Takahashi n'est en aucun cas un jugement de valeur. Il s'agit tout simplement d'un problème de commodité de codage. En effet, pour la paramétrisation de Takahashi, il existe

une table [Wojcik, 1994] qui donne la charge échangée en fonction de la température et du contenu en eau liquide. Il suffit donc d'interpoler la charge échangée pour les valeurs de T et LWC rencontrés dans le nuage. Dans le cas de la paramétrisation de *Saunders et al.* [1991], on a vu précédemment qu'il existe une équation différente pour les 9 régions du graphe, et une extrapolation est nécessaire à la fois pour les basses températures et les températures supérieures à -7°C . La complexité est donc plus importante et il faut faire très attention à la validité des équations aux limites entre différentes régions. Une étude de sensibilité sur les différentes paramétrisations des processus non-inductifs est réalisée dans le chapitre 4. Elle permet de mettre en évidence les différences entre les paramétrisations codées dans Méso-NH, et leur influence sur l'évolution électrique du nuage. Par ailleurs, il était important pour les différents cas de convection idéalisée de présenter les résultats avec la même paramétrisation des processus non-inductifs pour étudier les différences de comportement selon le type de convection.

Processus microphysiques associés

Nous avons vu dans la section 2.1.2 que, principalement, la croissance du grésil se fait selon deux modes : le mode de croissance sèche et le mode de croissance humide. Dans le mode de croissance humide, une fine couche liquide persiste à la surface du grésil. Quand le grésil entre en collision avec une particule de glace (glace primaire ou neige), il y a interaction entre une surface liquide et une surface gelée. Cependant, les processus non-inductifs lorsqu'ils sont définis par la plupart des auteurs [Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Saunders et al., 1991; Avila et al., 1995; Brooks et al., 1997] concernent les collisions entre surfaces glacées. Saunders [1992] a montré que lorsque le contenu en eau liquide est suffisant pour provoquer la croissance du grésil selon le mode humide, la charge échangée est d'un ordre de grandeur inférieur à la charge échangée lorsque le grésil croît selon le mode sec. Il a fait l'hypothèse que, en général, les cristaux de glace se collent au grésil lorsqu'il est dans le mode de croissance humide, et rebondissent rarement. Par conséquent, le mode de croissance humide du grésil n'est pas efficace pour la séparation de charge par le mécanisme non-inductif, et ainsi, en première approximation, seul le grésil dans le mode de croissance DRY est considéré pour les processus de séparation de charge non-inductif.

2.2.3 Mécanisme de transfert de charge inductif

Lorsqu'un graupel, considéré comme une sphère conductrice, chute dans un champ électrique vertical dirigé vers le bas, la partie supérieure de la particule se charge négativement, et la partie inférieure positivement. En effet, lorsqu'une particule se polarise du fait d'un champ électrique extérieur, les charges à l'intérieur de la particule tendent à se réarranger spatialement : le champ électrique interne ainsi créé s'oppose au champ électrique extérieur. Lorsque des gouttelettes, elles-mêmes polarisées, entrent en contact avec la partie inférieure du grésil, elles peuvent rebondir et emporter une charge nette positive, laissant le graupel avec une charge nette négative.

En fait, il ne s'agirait pas réellement d'un rebond. Les expériences en laboratoire

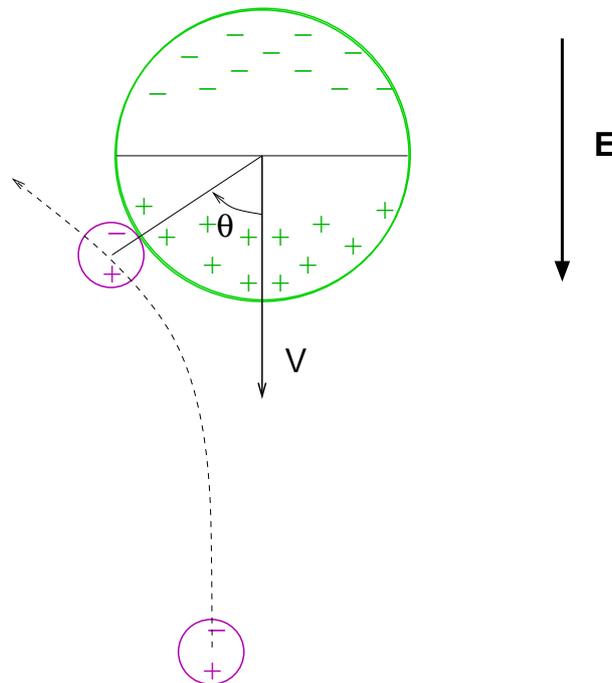


FIG. 2.6 – Schéma de principe du mécanisme inductif. Le champ électrique est vertical et dirigé vers le bas. La distribution des charges sur les particules est donc positive sur la partie inférieure et négative sur la partie supérieure. La gouttelette entre en collision rasante avec le grésil ayant une vitesse de chute V . θ représente l'angle de collision.

d'Aufdermaur et Johnson [1972] ont montré que dans un premier temps, la gouttelette se colle au grésil, puis elle se détache, laissant une partie de sa masse et donc de sa charge sur le grésil. On ne considère que les processus inductifs impliquant le grésil et les gouttelettes d'eau. Latham et Mason [1962] ont montré que le processus inductif n'est pas efficace pour les collisions entre particules de glace. La plus faible conductivité de la glace par rapport à l'eau liquide et les temps de contact courts, ne permettent pas l'échange d'une charge appréciable. Cependant, la charge séparée lors de ce mécanisme est assez faible puisque les collisions efficaces sont des collisions sous incidence rasante [Gaskell, 1981]. Or, près du grand cercle équatorial du grésil, la charge disponible est beaucoup plus faible que sur les pôles. Ce processus ne permet donc pas à lui seul d'expliquer l'électrification des nuages. Mais, ce mécanisme peut devenir significatif plus tard lorsque le nuage est déjà électrisé. Mansell et al. [2005] ont montré que le fait d'ajouter ou pas les processus inductifs à leurs simulations numériques permet d'obtenir des comportements électriques différents. Ils ont remarqué le renforcement de la région positive inférieure de l'orage dû à la prise en compte des processus inductifs, ce qui implique un abaissement de l'altitude de déclenchement des éclairs et une augmentation du nombre de CG produits.

La formulation du taux de transfert de charge par mécanisme inductif que nous utilisons

est issue de *Ziegler et al.* [1991].

$$\frac{\partial Q(D)}{\partial t} = \frac{\pi}{4} E_{cg} E_r D^2 V(D) N_c \alpha \delta q \quad (2.32)$$

avec :

$$\delta q = \frac{\pi^3}{2} d^2 \epsilon E_z \overline{\cos\theta} - \frac{\pi^2}{6} Q(D) \frac{d^2}{D^2} \quad (2.33)$$

$Q(D)$ est la charge induite sur un graupel de taille D , $V(D)$ est la vitesse de chute du grésil, d est le diamètre de la petite particule. E_z est la composante verticale du champ électrique, E_{cg} est l'efficacité de collision entre le grésil et les gouttelettes, E_r est la probabilité de rebond. θ correspond à l'angle de collision par-rapport à la verticale descendante et α représente l'efficacité de rebond. *Ziegler et al.* [1991] ont attribué la valeur 0.84 à $\overline{\cos\theta}$ et 0.022 à α . Après intégration sur $n(D)$, on obtient :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{dref}} \frac{\pi^3}{8} E_{cg} E_r N_c N_g \alpha c_g d^2 \left(\frac{\rho_{00}}{\rho_{dref}} \right)^{0.4} [\pi \epsilon E_z \overline{\cos\theta} M(2 + d_g) - \frac{1}{3} e_g M(f_g + d_g)] \quad (2.34)$$

Pour d on prend comme valeur $15 \mu\text{m}$, et pour N_c , 400 cm^{-3} .

2.2.4 Transfert et transport des charges

Une fois que les charges ont été séparées par les processus non-inductifs, elles sont transférées d'une particule à l'autre lors des processus microphysiques. Pendant ces processus (figure 2.1), de la masse est échangée entre les particules qui interagissent, et donc, la charge électrique étant répartie à la surface de la particule, une certaine quantité de charge est aussi transférée. Ce taux de transfert de charge est calculé en intégrant de façon explicite le taux de transfert de masse multiplié par la relation charge-diamètre.

$$QYCOLX = \frac{1}{\rho} \int_0^{+\infty} \left\{ \int_0^{+\infty} K(D_x, D_y) q_y(D_y) n_y(D_y) dD_y \right\} n_x(D_x) dD_x \quad (2.35)$$

On a les équations suivantes :

$$\rho r = \int_0^{+\infty} m(D) n(D) dD = aN \frac{G(b)}{\lambda^b} \quad (2.36)$$

$$\rho Q = \int_0^{+\infty} q(D) n(D) dD = eN \frac{G(f)}{\lambda^f} \quad (2.37)$$

Si on différencie ces deux équations, on a :

$$\rho dr = aNG(b) d \left(\frac{1}{\lambda^b} \right) = aNG(b) (-b) \frac{d\lambda}{\lambda^{b+1}} \quad (2.38)$$

$$\rho dQ = eNG(f) d \left(\frac{1}{\lambda^f} \right) = eNG(f) (-f) \frac{d\lambda}{\lambda^{f+1}} \quad (2.39)$$

On divise la première équation par r et la deuxième par Q :

$$\rho \frac{\Delta r}{r} = aNG(b)(-b) \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (2.40)$$

$$\rho \frac{\Delta Q}{Q} = eNG(f)(-f) \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (2.41)$$

Si on combine les deux équations :

$$\Delta Q = \frac{f}{b} Q \frac{\Delta r}{r} \quad (2.42)$$

Ainsi, il est possible d'exprimer simplement le taux de charge transférée en fonction du taux de masse transférée. Cependant, lorsque les deux particules qui interagissent sont précipitantes, les taux de collection ne peuvent plus être intégrés analytiquement sur le spectre de taille. Dans ce cas-là, on utilise des noyaux pré-calculés.

Les hydrométéores transportent ces charges dans d'autres parties du nuage sous l'influence de la sédimentation, de la turbulence et de l'advection. L'advection est réalisée par le schéma MPDATA (Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm) qui permet la conservation des densités de charge positives d'une part et négatives d'autre part. Les particules les plus grosses chutent alors que les particules les plus légères sont transportées dans la partie supérieure du nuage et dans l'enclume. Des régions de polarité opposée sont alors formées, et un champ électrique intense est généré à l'interface de ces régions.

2.3 Calcul du champ électrique

Le champ électrique \vec{E} est solution d'une équation de Gauss dont la source est la densité volumique de charge totale ρ_{total} :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{total}}{\epsilon_0} \quad (2.43)$$

ϵ_0 est la constante diélectrique de l'air. Le potentiel électrique V est défini à partir du champ électrique par :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V \quad (2.44)$$

En fait, il est commode dans la suite d'introduire un pseudo-potentiel électrique V' donné par :

$$\vec{\nabla} V' = -\frac{\vec{E}}{\tilde{\rho}} \quad (2.45)$$

avec $\tilde{\rho} = \rho_{dref} J$. J est le jacobien de la transformation (volume de la maille), et $\tilde{\rho}$ représente donc la masse d'air sec contenu dans une maille. Ainsi, l'équation de Gauss devient :

$$GDIV(\tilde{\rho} \vec{\nabla} V') = \frac{\rho_{total}}{\epsilon_0} \quad (2.46)$$

GDIV est l'opérateur divergence dans le système de coordonnées curvilignes non-orthogonal. Présentée ainsi, cette équation est comparable à celle utilisée pour le calcul de la pression. Par conséquent, le solveur de pression elliptique standard de Méso-NH peut être utilisé pour renvoyer le pseudo-potentiel V' . On retrouve le champ électrique en utilisant l'équation 2.45³.

Les conditions aux limites sont adaptées au traitement du champ électrique. On fait l'hypothèse que la limite supérieure du domaine correspond à l'ionosphère et la limite inférieure à la surface terrestre. Les limites supérieure et inférieure du domaine sont donc considérées comme étant deux conducteurs parfaits. Par conséquent, le potentiel électrique est constant aux frontières supérieures et inférieures, et le champ électrique est orthogonal à ces surfaces. On applique donc des conditions de Neuman :

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} V' = \vec{n} \cdot \vec{E}_{fw} \quad (2.47)$$

\vec{n} est un vecteur unitaire normal à la surface, et \vec{E}_{fw} est le champ électrique de beau temps. Pour les limites latérales, on fait l'hypothèse que le champ électrique est relaxé vers sa valeur de beau temps. Le champ de beau temps a pour expression :

$$\vec{E}_{fw} = \vec{E}_0 \exp \left[-K_E H \left(\frac{z - z_s}{H - z_s} \right) \right] \quad (2.48)$$

\vec{E}_0 est vertical et dirigé vers le bas ; son module est 100 V.m^{-1} . K_E est égal à $292.10^{-6} \text{ m}^{-1}$. H est la hauteur maximale du domaine, et z_s la hauteur du relief. Aux limites latérales, le potentiel électrique doit donc obéir à :

$$\frac{\partial V'}{\partial n} = 0 \quad (2.49)$$

2.4 Traitement des éclairs

L'ajout des éclairs dans la paramétrisation des orages est indispensable. En effet, ils ont deux effets majeurs : ils limitent l'amplitude du champ électrique produit dans le nuage, et ils redistribuent les charges à l'intérieur du nuage. Si on n'introduit pas les éclairs dans ce type de paramétrisation, le champ électrique atteint des valeurs surréalistes, très largement supérieures au seuil de rupture de l'air clair. On distingue deux catégories d'éclairs :

- les éclairs intra-nuages (notés IC) qui n'atteignent pas le sol. Ils constituent environ 80 à 95 % de la totalité des éclairs suivant la latitude.
- les éclairs nuage-sol (notés CG). Les éclairs CG sont positifs ou négatifs suivant la charge neutralisées dans le nuage. Les CG+ sont beaucoup moins nombreux que les CG- : il se produit environ un CG+ pour 10 CG-.

³Le véritable potentiel électrique V' s'obtient alors en résolvant l'équation $GDIV(\vec{\rho} \vec{\nabla} V) = GDIV(\vec{\rho}^2 \vec{\nabla} V') = GDIV(\vec{\rho} \vec{E})$.

2.4.1 Déclenchement d'un éclair

Le champ de rupture diélectrique est de l'ordre de 3000 kV.m^{-1} au niveau de la mer. Cependant, les profils de champ électrique mesurés dans les nuages d'orage, même s'ils sont ponctuels, ont une amplitude maximale de l'ordre de la centaine de kV.m^{-1} . Il semblerait donc que le champ de rupture diélectrique mettant en jeu des électrons de faible énergie ($\sim 30 \text{ eV}$) ne permette pas d'expliquer le déclenchement des éclairs. *MacCarthy et Parks* [1985] ont étudié l'émission de rayons X juste avant le déclenchement des éclairs. Ils ont montré que des électrons relativistes ($\sim 1 \text{ MeV}$) accélérés par le champ électrique à l'intérieur du nuage pouvaient être à l'origine de cette émission de rayons X. Un éclair serait donc initié lorsque des électrons énergétiques accélérés par le champ électrique de l'orage atteignent des énergies suffisantes pour produire de nouveaux électrons en cascade par collision avec des molécules d'air. L'ionisation des atomes d'azote et d'oxygène lors de ces collisions produit des rayons X [*Gurevitch et al.*, 1992; *MacCarthy et Parks*, 1992]. Pour qu'une telle avalanche électronique ait lieu, il faut que le champ électrique soit supérieur à un champ de rupture E_{be} ("breakeven field"). Il correspond au champ électrique nécessaire pour compenser la perte d'énergie lors des collisions avec ionisation avec les molécules de l'air. Le champ électrique de déclenchement est issu des travaux de *Marshall et al.* [1995b] :

$$E_{be} = \pm 167 \rho_A(z) \quad \text{avec} \quad \rho_A(z) = 1.208 \exp\left(\frac{-z}{8.4}\right) \quad (2.50)$$

le champ électrique de rupture E_{be} s'exprime en kV.m^{-1} et l'altitude z en km. Quelle que soit l'altitude, E_{be} est inférieur au champ électrique habituellement nécessaire pour la rupture diélectrique. *Marshall et al.* [1995b] ont utilisé 23 sondages de champ électrique à l'intérieur d'orages pour montrer que E_{be} limite bien les valeurs du champ électrique dans le nuage.

Après avoir défini le domaine pour lequel le déclenchement d'un éclair est possible, on calcule le champ électrique en tous points. On comptabilise les points où le champ électrique est supérieur au champ électrique de rupture multiplié par un facteur 0.9 pour tenir compte de la variabilité sous-maille du champ électrique. En effet, on ne peut pas déterminer avec précision quel point a son module le plus proche du maximum parmi ceux ayant un module du champ électrique comparable. Le point de déclenchement de l'éclair est choisi au hasard parmi les points qui répondent à la condition précédente.

2.4.2 Leader bidirectionnel

Une première partie de la paramétrisation des éclairs s'appuie sur la théorie du leader bidirectionnel [*Kasemir*, 1960, 1983]. Le canal de l'éclair étant conducteur, une charge va être induite à la surface du canal placé dans le champ électrique du nuage, qui va générer un potentiel secondaire. On a donc un potentiel constant à la surface de l'éclair qui est la résultante du potentiel ambiant lié au champ électrique du nuage et du champ électrique secondaire. La mobilité des particules nuageuses étant trop faible, ce sont les électrons libres, produits par ionisation lors de collisions dans le canal, qui sont à l'origine des mouvements de charge au sein du canal. Sous l'action du champ électrique ambiant,

ces électrons se déplacent d'une extrémité de l'éclair à l'autre, ce qui crée un surplus de charge positive d'un côté et négative de l'autre. Cependant, la charge globale du canal est nulle tant que l'éclair ne touche pas le sol. C'est ce mouvement des électrons libres qui est à l'origine du potentiel secondaire. Dans le cas d'un éclair qui atteint le sol, la charge nette est différente de zéro, puisque, après contact avec le sol, le potentiel du canal sera au potentiel du sol.

Dans notre modèle, le champ électrique utilisé pour décrire la propagation du leader bidirectionnel est le champ électrique ambiant et non le champ électrique total. Nous ne tenons donc pas compte du champ électrique local (créé par les charges induites dans le canal), et du renforcement du gradient de potentiel et donc du champ électrique aux extrémités du leader. Si on veut tenir compte du champ électrique local pour la propagation du leader, il faut calculer ce champ à chaque extrémité de segment. Cela signifie donc résoudre l'équation de Poisson, et par conséquent utiliser le solveur de pression de Méso-NH à chaque segment rajouté. Le coût en temps de calcul est alors vraiment exorbitant, et nous avons préféré agir sur le seuil de propagation.

Lorsque en un point du nuage, le champ électrique devient supérieur à une valeur seuil E_{trig} , deux segments de polarité opposée se propagent dans les directions parallèles et antiparallèles au champ électrique maximum. Le leader positif va se déplacer à l'intérieur de la zone de charge négative, tandis que le leader négatif va se déplacer dans la zone de charge positive. Le champ électrique étant dirigé de la région de charge positive vers la région de charge négative, le leader positif est parallèle au champ électrique, tandis que le leader négatif est antiparallèle au champ électrique (figure 2.7).

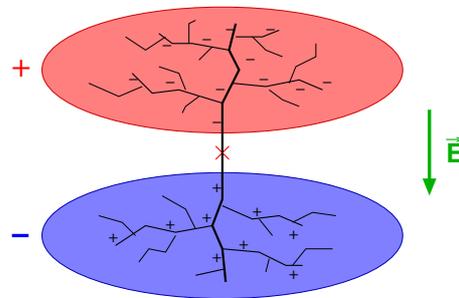


FIG. 2.7 – La région rouge représente une zone chargée positivement, et la région bleue située au dessous, une zone chargée négativement. Le vecteur champ électrique est donc dirigé vers le bas. La croix rouge représente le point de déclenchement de l'éclair, et la trajectoire de l'éclair est matérialisée par les lignes noires. Les branches positives se propagent donc dans la zone de charge négative, et c'est l'inverse pour les branches négatives.

Le leader bidirectionnel se propage par segments tant que le champ électrique à l'extrémité du dernier segment est supérieur au seuil de propagation E_{prop} . Pour rajouter un segment au canal de l'éclair, on calcule l'angle que fait le vecteur champ électrique avec les vecteurs du système de coordonnées. A partir de considérations sur les angles, on peut dé-

finir si le segment va se propager selon la verticale, selon l'horizontale ou selon la diagonale, et donc on peut déterminer les coordonnées de la fin du segment.

Le traitement des éclairs nuage-sol a été simplifié. Etant donné que les ions et l'effet corona ne sont pas traités dans le modèle, le champ électrique sous le nuage est trop faible pour permettre la propagation du canal de l'éclair jusqu'au sol. Le leader est donc connecté artificiellement au sol lorsqu'il atteint l'altitude de 2 km par rapport au sol, et sa polarité détermine celle du CG. Par conséquent, si un leader négatif atteint le sol, l'éclair résultant est un CG-, et si un leader positif atteint le sol, on a un CG+.

La propagation du leader bidirectionnel est stoppée lorsque le champ électrique à l'extrémité du dernier segment devient inférieur au seuil de propagation E_{prop} .

2.4.3 Géométrie fractale des éclairs et branchements

Cependant, lorsqu'on observe un éclair, on se rend compte qu'il n'est pas uniquement constitué d'un canal vertical. On remarque plutôt une structure verticale branchée et des extensions horizontales importantes. *Tsonis et Elsnér* [1987] ont analysé des photographies d'éclairs (2D) et ont montré que les éclairs ont une géométrie fractale associée à une dimension fractale de 1.34.

L'observation des émissions VHF par les éclairs [*Shao et Krehbiel*, 1996; *Krehbiel et al.*, 2000; *Rison et al.*, 1999; *Thomas et al.*, 2001] a révélé la nature bidirectionnelle des décharges intra-nuage ainsi que la structure à deux niveaux de ce type d'éclair. Cette structure apparaît clairement sur la figure 1.15. Le leader bidirectionnel n'est donc pas suffisant pour reproduire la structure globale et l'extension horizontale des éclairs. Il est important de reproduire au mieux les éclairs puisque le chemin qu'ils suivent va déterminer la quantité de charge neutralisée, la fréquence, la localisation et l'extension des éclairs. Du point de vue de la chimie atmosphérique, la paramétrisation des éclairs a un impact sur la production de NO_x. Selon *Wang et al.* [1998b], le taux de NO produit peut être estimé par unité de longueur de l'éclair. Par conséquent, force est de constater que la longueur totale de l'éclair est un élément clé pour estimer au mieux la production de NO_x par les éclairs.

Niemeyer et al. [1984] ont montré qu'un modèle stochastique de rupture diélectrique conduit naturellement à des structures fractales. *Kawasaki et Matsuura* [2000] ont appliqué ce modèle de rupture diélectrique à l'atmosphère et ont donc introduit la notion de fractale dans leur modèle de progression du leader pour simuler la tortuosité et les branchements du leader. Ces deux modèles s'appuient sur la même procédure :

- la figure croît séquentiellement (figure 2.8) ;
- une probabilité dépendant du potentiel local est associée à chaque liaison possible ;
- à chaque étape et étant donnée la distribution de probabilité, une liaison est choisie au hasard et rajoutée au motif, joignant un point de la figure à un nouveau point.

L'adaptation de cette procédure va nous permettre de représenter la tortuosité des éclairs et d'atteindre des régions du nuage dans lesquelles la densité de charge est élevée mais où le champ électrique est faible. On va donc combiner une approche fractale des éclairs à la technique "Wild Fire" de *MacGorman et al.* [2001]. Une fois que le leader bidi-

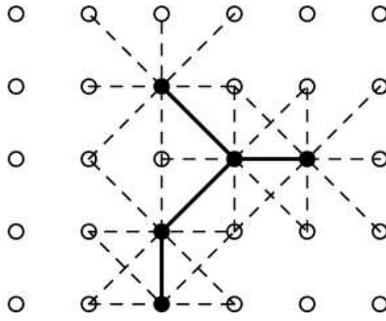


FIG. 2.8 – Grille 2D montrant une portion de décharge. Les cercles blancs représentent les points de grille non connectés à la décharge. Les cercles pleins et les lignes pleines indiquent le chemin de la décharge. Les segments en pointillés représentent les nouvelles liaisons possibles. [Tiré de Mansell et al., 2002].

rectionnel a fini de se propager, l'éclair va pouvoir se brancher et s'étendre horizontalement. Les points qui vont être rattachés au canal doivent obéir à des critères sur la densité de charge et sur le potentiel électrique. L'éclair cesse de se propager lorsqu'il atteint des régions de faible densité de charge ou des régions dans lesquelles le champ électrique s'oppose à sa propagation.

Notre schéma de branchement comporte plusieurs étapes (figure 2.9). En premier lieu, on construit une matrice décrivant la trajectoire de l'éclair et une matrice environnement qui recense les points remplissant des conditions sur la densité de charge et sur le potentiel électrique. Ces conditions sont les suivantes :

$$\begin{cases} |Q(i, j, k)| & \geq & Q_{excess} \\ |V(i, j, k)| & \geq & |V_0| \end{cases} \quad (2.51)$$

Q_{excess} correspond au seuil de charge pour les branchements, et V_0 est le potentiel moyen du canal leader. Or le nombre de branches de l'éclair doit obéir à une loi de type fractale [Niemeyer et al., 1984] :

$$N(d) \sim d^{\chi-1} \quad (2.52)$$

où N est le nombre maximum de branches à une distance d du point d'initiation de l'éclair, et χ est la dimension fractale de l'éclair ou dimension de Hausdorff, telle que $1 < \chi < 2$ dans une géométrie à 2 dimensions et $2 < \chi < 3$ dans le cas à 3 dimensions [Petrov et Petrova, 1993]. Il faut donc diviser le domaine de simulation en sphères (ou cercles en 2D) centrées au point d'initiation de l'éclair (figure 2.9). Le rayon de ces sphères est égal à la plus petite résolution spatiale multipliée par un entier.

Dans un premier temps, on va effectuer les branchements de rang 1, c'est-à-dire les branchements entre le leader bidirectionnel et les points adjacents à celui-ci. On recherche alors toutes les nouvelles branches possibles : on effectue un décalage de la matrice contenant la trajectoire de l'éclair dans toutes les directions (18 en 3D). Le résultat est une

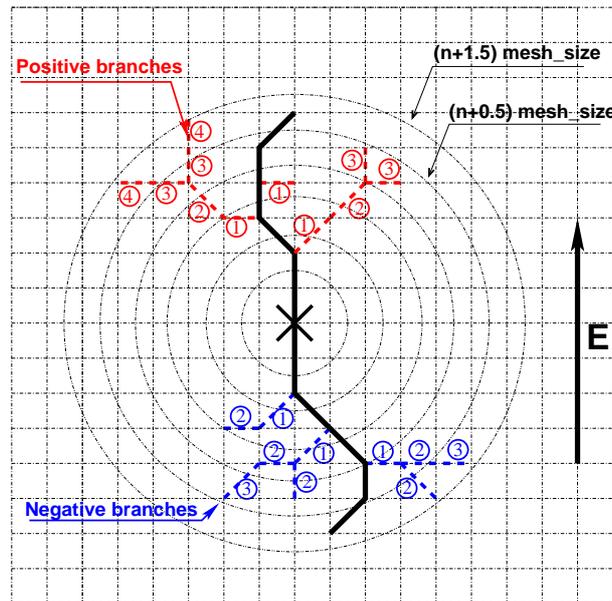


FIG. 2.9 – Le leader bidirectionnel est représenté en noir. Il se propage à partir du point de déclenchement (croix noire). En rouge, on distingue les branches positives qui se propagent dans une zone de charge négative, et en bleu, les branches négatives dont la propagation se fait dans une région chargée positivement. Les chiffres entourés d'un cercle indiquent le niveau de branchement.

matrice contenant la trajectoire de l'éclair et les points adjacents auxquels sont attribué un nombre correspondant au nombre de liaisons possibles sur ces point à partir de l'éclair. Si l'on retranche à cette matrice la trajectoire de l'éclair et qu'on la convolue avec la matrice environnement, on obtient une matrice contenant les points qui peuvent être branchés. On calcule alors la probabilité de branchement de ces points, qui est définie comme l'inverse du nombre de liaisons possibles sur ces points de grille. On va ainsi balayer le domaine de simulation à partir du point d'initiation en utilisant les sphères définies plus haut. Pour chaque sphère, on calcule le nombre de branches comprises entre la sphère considérée et la sphère immédiatement plus petite $N_{existentes}$. Il y a alors deux possibilités :

- soit le nombre de branches à cette distance est déjà supérieur ou égal au nombre maximum de branches décrit par la loi fractale ;
- soit le nombre de branches à la distance d est inférieur à $N(d)$.

Dans le premier cas, aucun branchement n'est rajouté, et on passe à la sphère suivante. Dans le second cas, les points de grille qui seront reliés à l'éclair sont ceux qui ont la plus grande probabilité de branchement. On borne les probabilités à l'aide d'un seuil supérieur p_{new} et d'un seuil inférieur p_{old} et on calcule le nombre de points N_{seuil} dont la probabilité de branchement est supérieure à p_{new} . Plusieurs cas de figure peuvent se présenter :

1. N_{seuil} est égal au nombre de points nécessaires pour arriver au nombre maximum de branches ;
2. N_{seuil} est supérieur à $N(d) - N_{existentes}$;

3. N_{seuil} est inférieur à $N(d) - N_{existantes}$.

Le cas 1 est le plus simple : on branche les points dont la probabilité est supérieure à p_{new} et on passe à la sphère suivante. Dans le cas 2, comme on a plus de points possibles que de branchements autorisés, on augmente le seuil de probabilité p_{new} de $|p_{new} - p_{old}|/2$, et on réévalue le nombre de points ayant une probabilité supérieure à ce nouveau seuil. Pour le troisième cas, c'est l'inverse : on abaisse le seuil de probabilité p_{new} de $|p_{new} - p_{old}|/2$. On procède ainsi par dichotomie pour optimiser le nombre de branches à une distance donnée. Si plusieurs points de grille ont la même probabilité de branchement et que la différence entre les deux derniers seuils de probabilité est inférieure à une probabilité minimum, les points connectés sont choisis de façon aléatoire. Une fois les branchements effectués à cette distance, on passe à la sphère suivante. On passe aux branchements de rang supérieur lorsque les limites du nuage sont atteintes ou que plus aucun branchement n'est possible.

Ce schéma de branchement permet donc d'obtenir une extension horizontale de l'éclair qui ne peut être obtenue avec le bi-leader seul. De plus, l'introduction de la dimension fractale permet de reproduire la tortuosité et les branches des éclairs.

2.5 Neutralisation des charges

La charge neutralisée est calculée en s'inspirant de *Ziegler et MacGorman* [1994] et de *MacGorman et al.* [2001]. Les charges sont neutralisées aux points où la densité de charge est supérieure à un seuil q_{excess} . Donc :

$$\begin{cases} \delta q(i, j, k) = \frac{q(i, j, k)}{|q(i, j, k)|} \times (|q(i, j, k)| - q_{excess}) & \text{si } |q(i, j, k)| > q_{excess} \\ \delta q(i, j, k) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.53)$$

$q(i, j, k)$ est la charge électrique ambiante le long des segments de l'éclair.

Dans le cas des éclairs intra-nuage, il faut que la condition de neutralité globale de l'éclair soit respectée. On calcule donc la charge totale de l'éclair, et si elle n'est pas nulle, on redistribue la charge résiduelle δq_{neut} sur tous les points de l'éclair.

$$\delta q_{neut} = \sum_{i, j, k} \delta q(i, j, k) \times \frac{1}{N} \quad (2.54)$$

N est le nombre de segments de l'éclair. La charge redistribuée devient, en tenant compte de la condition de neutralité globale de l'éclair (IC uniquement) :

$$\frac{dq(i, j, k)}{dt} = \delta q(i, j, k) - \delta q_{neut} \quad (2.55)$$

La température à l'intérieur du canal de l'éclair étant très élevée (de l'ordre de 30000 K), les molécules de l'air sont ionisées. Les ions étant plus mobiles que les hydrométéores, les ions induits dans le canal de l'éclair vont d'abord neutraliser les ions locaux. On redistribue donc une fraction de la charge sur les ions locaux, et la partie restante sur les hydrométéores.

La charge ambiante est opposée à la charge de l'éclair, mais il est possible que localement la charge des ions soit de même polarité que la charge de l'éclair. On distingue donc deux situations pour la neutralisation des ions :

- si la charge des ions locaux et la charge à redistribuer sont de polarité opposée, les ions locaux peuvent participer à la neutralisation. La charge redistribuée est limitée à la plus petite grandeur en valeur absolue entre la charge de la vapeur et la charge à redistribuer. La charge restante servira à neutraliser les charges des hydrométéores.
- si les ions locaux et les ions induits sont de même polarité, les ions locaux ne participent pas à la neutralisation, et la totalité de la charge à redistribuer sert à neutraliser la charge des hydrométéores.

La capture des ions par les hydrométéores dépend essentiellement de la section efficace des particules. La section efficace est donc calculée pour chaque type d'hydrométéores :

$$\sigma(i, j, k) = \int_0^{+\infty} \pi D(i, j, k)^2 N(i, j, k) dD \quad (2.56)$$

La charge neutralisée est donc proportionnelle pour une espèce l à la section efficace :

$$\frac{dq(i, j, k)}{dt} = [\delta q(l, i, j, k) - \delta q_{neut}] (1 - \alpha) \frac{\sigma(l, i, j, k)}{\sum_{l=1}^{N_{species}} \sigma(l, i, j, k)} \quad (2.57)$$

2.6 Résumé

Le schéma électrique de Méso-NH permet de simuler le cycle de vie complet des charges électriques dans un système orageux (figure 2.11). Les charges sont tout d'abord séparées par le processus non-inductif, mais l'électrisation du nuage peut être renforcée par le processus inductif qui prend de l'importance dès lors qu'un champ électrique intense est généré dans le nuage. Une fois séparées, les charges sont échangées entre hydrométéores lors des conversions microphysiques, et sont transportées par la convection et la gravité. Lorsque le champ électrique à l'intérieur du nuage devient supérieur à une valeur seuil, un éclair est déclenché. Il est composé d'un leader bidirectionnel dont le critère de propagation est basé sur un champ seuil. Afin de représenter au mieux la tortuosité naturelle des éclairs, des branches sont générées selon un schéma stochastique qui obéit à une loi fractale déduite des modèles de rupture diélectrique. Les charges sont ensuite neutralisées le long du canal de l'éclair. Dans le but de simuler le cycle de vie des charges, une variable pronostique est associée à chaque type d'hydrométéore.

L'étape qui suit le codage du module électrique est la validation du modèle et plus particulièrement de chaque paramétrisation employée. Le cas de la ligne de grains 2D de COPT81 se prête bien à une étude de bilan différenciée partie convective - partie stratiforme du fait du régime permanent de ce système. Ces bilans permettent de mettre en avant les processus les plus importants du point de vue électrique, de vérifier la relation très étroite entre la dynamique, la microphysique et l'électricité, mais aussi d'étudier la variabilité des processus selon la région de l'orage. La simulation de systèmes convectifs idéalisés en 3D, comme une multicellule ou une supercellule, permet d'étudier l'évolution

temporelle et spatiale de l'orage d'un point de vue électrique, tout en regardant le couplage avec la microphysique et l'électricité. Deux points délicats du schéma électrique méritent des études de sensibilité : l'électrification du nuage et le schéma d'éclairs. Comme on a pu le voir dans ce chapitre, même si le processus non-inductif est unanimement considéré comme le plus apte à électriser le nuage dans une durée de quelques minutes, de grandes incertitudes subsistent à propos de la physique du processus et donc sur sa paramétrisation. Des tests doivent donc être effectués en s'appuyant sur les différentes paramétrisations disponibles de ce processus. Par ailleurs, des études récentes montrent que le processus inductif peut jouer un rôle dans le déclenchement d'éclairs CG. L'impact du mécanisme inductif sera donc aussi étudié. La deuxième partie du schéma qui mérite une étude de sensibilité est le schéma d'éclairs, où, comme on peut l'imaginer, il est intéressant d'évaluer l'impact des branchements, et de vérifier la robustesse du schéma vis-à-vis de la paramétrisation pseudo-fractale des branchements. Il est important de multiplier les tests de sensibilité pour mesurer la robustesse du schéma mais aussi pour vérifier les limitations des paramétrisations employées. On a choisi de simuler trois cas différents de convection idéalisée pour étudier le comportement dynamique, microphysique et électrique du modèle, et surtout pour comparer les caractéristiques électriques des différents systèmes. Une première tentative de validation du modèle avec des observations est entreprise grâce à la simulation de l'orage du 10 juillet 1996 observé lors de STERAO. Ce cas est l'occasion de se pencher sur une application du schéma électrique que constitue la simulation de la production d'oxydes d'azote dans les orages.

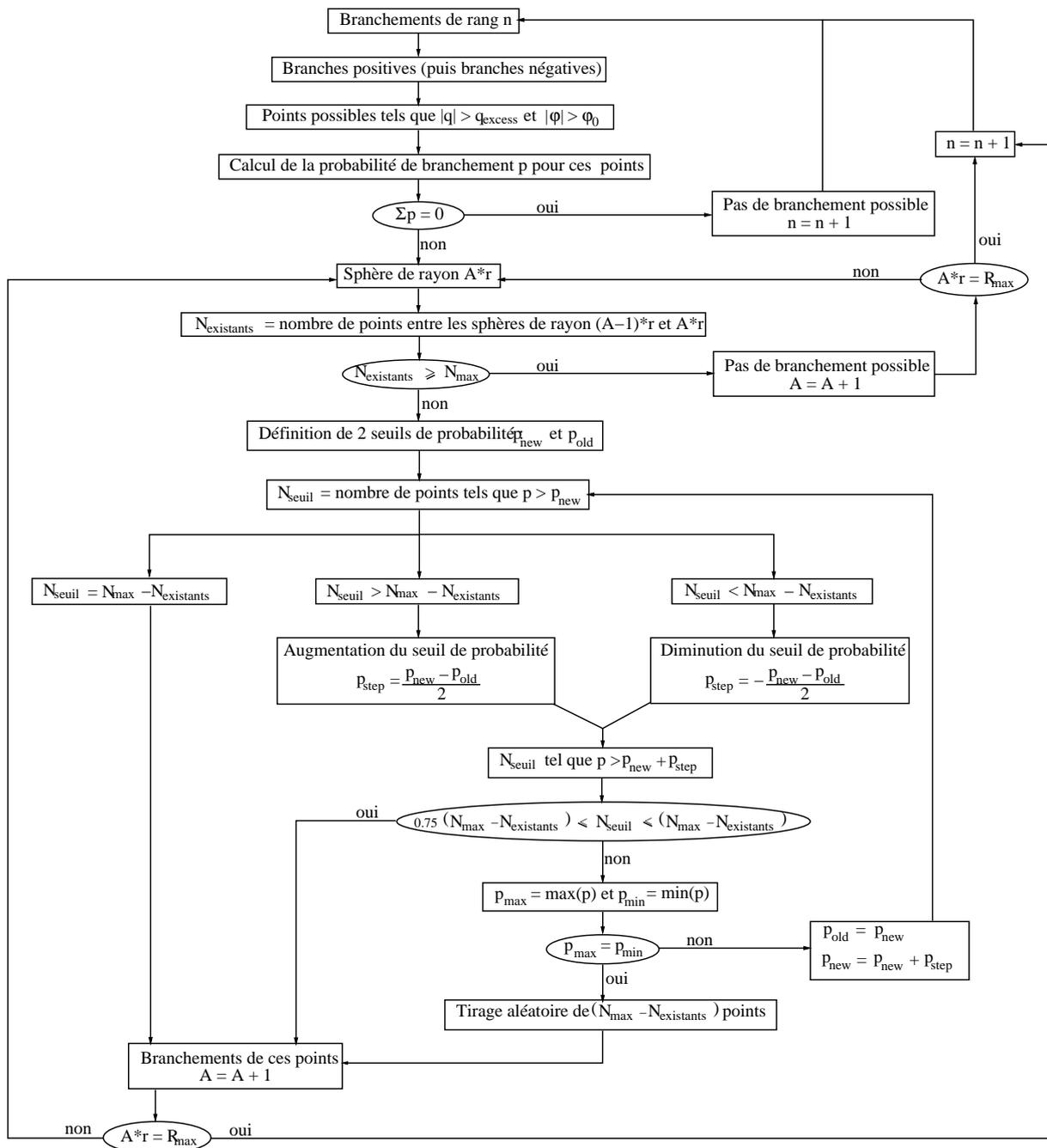


FIG. 2.10 – Schéma de principe des branchements. A est un entier positif, r est la plus petite résolution spatiale, R_{max} est le rayon maximum des sphères, et N_{max} est le nombre maximum de branches autorisées à la distance $A \times r$. Les autres abréviations sont décrites dans le texte.

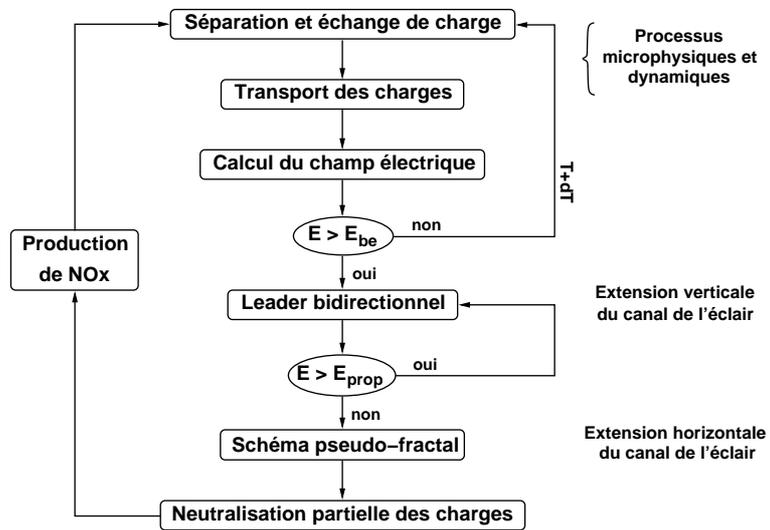


FIG. 2.11 – Schéma de principe du module électrique dans Meso-NH.

Chapitre 3

Premiers tests sur un cas de ligne de grains en 2D

3.1 Initialisation

La ligne de grains tropicale du 23 juin 1981 observée lors de la campagne de mesure COPT81 (Convection Profonde Tropicale) a été simulée. La simulation a été réalisée en 2 dimensions et l'initialisation est identique à celle de *Caniaux et al.* [1994]. L'axe horizontal est composé de 320 points avec une résolution de 1.25 km. La grille verticale contient 46 niveaux avec une résolution variant de 70 m au sol à 700 m au sommet du domaine, à 22 km d'altitude. La convection est initiée par un "cold pool" qui perturbe l'atmosphère initialement homogène. Un taux de refroidissement de 0.01 K.s^{-1} est appliqué pendant 10 min sur une région de 12 km de long et 4 km de hauteur. Selon l'axe des x, des conditions aux limites ouvertes sont utilisées alors que selon la direction y, on prend des conditions aux limites cycliques. Une transformation galiléenne de -13 m.s^{-1} est appliquée pour que le système reste dans le domaine tout au long de la simulation. La simulation dure 8 heures et on ajoute le schéma électrique seulement dans la dernière heure.

L'électrification du nuage est réalisée par le processus non-inductif paramétré selon *Takahashi* [1978] et par le processus inductif. Etant donné que cette simulation est réalisée en 2D, il faut que la dimension fractale des éclairs soit comprise entre 1 et 2 [*Petrov et Petrova*, 1993]. La dimension fractale choisie est de 1.8 et la longueur caractéristique est égale à 1000 m.

Seule la dernière heure de la simulation sera analysée dans ce chapitre. L'intervalle de temps choisi est représentatif du stade mature de la ligne de grains et durant ce stade, la ligne de grains est quasi-stationnaire. Tous les champs qui sont traités dans la suite de ce chapitre sont des moyennes sur 1 h afin de capturer la tendance globale de la ligne de grains et non l'influence de chaque cellule individuelle.

3.2 Description générale

La figure 3.1 représente la moyenne sur 1 h de la vitesse verticale. La ligne de grains se déplace vers la gauche ; les cellules les plus jeunes se trouvent donc sur la gauche de la figure. La partie convective, large d'environ 40 km, est centrée autour du maximum de vitesse verticale, à l'avant de la ligne de grains. Le maximum d'intensité de l'ascendance se situe vers 4.5 km et atteint une valeur de 16 m.s^{-1} , tandis que le minimum est d'environ 10 m.s^{-1} à 4 km. La partie stratiforme se situe à l'arrière de la ligne de grains et s'étend sur plus de 200 km. Elle est constituée de cellules au stade de dissipation. L'ascendance de mésoéchelle est comprise entre 4 km et 10 km d'altitude près de la partie convective et elle s'élève entre 6 km et 10 km à l'arrière du système. Sous cette ascendance se trouve une subsidence de mésoéchelle qui est le résultat du refroidissement de l'air environnant par la fonte et l'évaporation des particules précipitantes. Entre ces deux flux de mésoéchelle se trouve le niveau de mouvement vertical nul, incliné vers la partie convective.

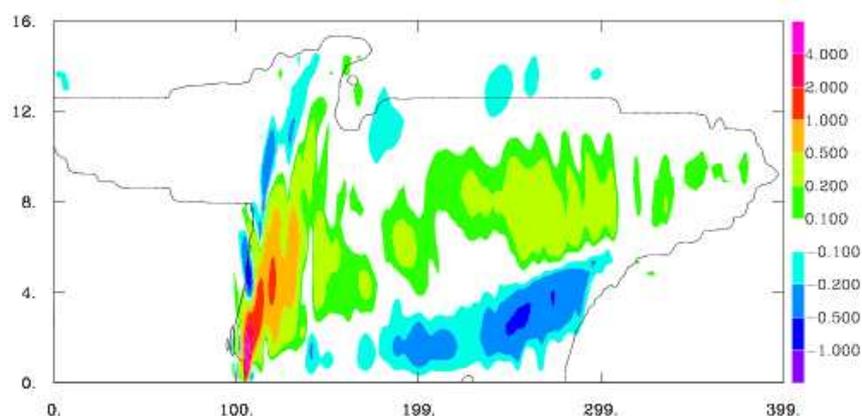


FIG. 3.1 – Coupe verticale de la vitesse verticale (en m.s^{-1}). Les surfaces colorées rouges et vertes représentent les vitesses verticales positives et les surfaces bleues délimitent les subsidences. La ligne noire suit le contour du nuage.

Les rapports de mélange (isocontours) et les densités volumiques de charge (surfaces colorées) sont représentées sur les figures 3.2a-c. Deux maxima de rapport de mélange apparaissent : l'un dans la partie convective, l'autre 150 km plus loin, à l'arrière du système. Ces deux maxima de rapport de mélange correspondent aux deux maxima de réflectivité habituellement rencontrés dans les lignes de grains. Le maximum de réflectivité situé dans la partie stratiforme s'identifie au deuxième maximum de réflectivité décrit par *Braun et Houze* [1994]. La glace non précipitante (figure 3.2a) a été transportée en altitude et se trouve principalement au dessus de 7 km. En dessous de 7 km, la glace primaire sert à la formation et à la croissance du grésil et de la neige qui sont plutôt localisés entre 4 km et 8 km (figures 3.2b et 3.2c). On constate la présence de grésil dans la partie stratiforme de la ligne de grains. Etant donnée leur faible densité, la glace primaire et la neige ont pu être

transportées depuis la partie convective, mais le grésil a une densité trop forte pour pouvoir être advecté depuis l'ascendance principale. Le grésil n'a donc pu qu'être créé localement. Or pour qu'il y ait formation de grésil, il faut qu'il y ait de l'eau surfondue pour que les agrégats de neige puissent croître par givrage et ainsi créer du grésil. Il semble donc que l'ascendance de mésoéchelle soit suffisante pour maintenir un certain taux d'eau surfondue dans la partie stratiforme [Leary et Houze, 1979; Zrnić et al., 1993; Braun et Houze, 1994].

On note que la densité de charge volumique est bien colocalisée avec le rapport de mélange pour chaque espèce de particule. Ce résultat est bien en accord avec le fait que les charges électriques sont portées par les hydrométéores. La charge portée par chaque type d'hydrométéore n'est pas uniforme du point de vue de la polarité. La polarité de la charge dépend des conditions locales de température, de contenu en eau liquide et de la co-existence avec d'autres types de particules, ainsi que des interactions microphysiques entre les différentes catégories de particules. L'électrification du nuage est initiée par les processus non-inductif, c'est-à-dire par des collisions élastiques entre particules de glace plus ou moins givrées en présence d'eau surfondue. De telles conditions sont principalement réunies dans l'ascendance de la région convective. Cependant, on constate que les particules glacées sont aussi chargées dans la partie stratiforme. De même que pour la formation de grésil dans la partie stratiforme, l'eau surfondue générée par l'ascendance de mésoéchelle semble suffisante pour participer à la séparation de charge par processus non-inductif à l'arrière du système. Dans la paramétrisation de Takahashi [1978], un contenu en eau liquide de 0.02 g.kg^{-1} est suffisant pour générer de la charge positive sur la plus grosse particule à -10°C .

La structure électrique globale du nuage est montrée sur la figure 3.3. On remarque qu'il s'agit d'un dipôle inversé, c'est-à-dire une région de charge positive située en dessous d'une région de charge négative. Les observations de la ligne de grains du 22 juin 1981 durant la campagne COPT81 [Chauzy et al., 1985] révèlent une structure dipolaire avec une région négative en dessous d'une région positive. La localisation en altitude de ces régions est quasiment identique à celle qu'on obtient mais avec les polarités inverses. Les précipitations étaient alternativement négatives et positives alors que dans la simulation de la ligne de grains tropicale du 23 juin, les précipitations sont uniquement positives. Comme aucune activité électrique n'a été détectée dans la région convective, Chauzy et al. [1985] ont fait l'hypothèse que seule la microphysique chaude était active dans la partie convective. Dans la simulation de la ligne de grains du 23 juin, la microphysique en phase mixte est prise en compte, et les processus froids jouent un rôle important dans la partie convective [Caniaux et al., 1994; Pinty et Jabouille, 1998]. Cependant, la plupart des MCS observés possèdent une charge positive à la base du nuage. Stolzenburg et al. [1998b] ont déduit en s'appuyant sur de nombreux sondages à travers des MCS que la structure électrique d'un tel système est composée d'au moins quatre régions de charge superposées. La région négative supérieure peut s'expliquer par un phénomène de couche écran et le tripôle inférieur par le mécanisme non-inductif [Stolzenburg et al., 1998c]. Étant donné que les ions ne sont pas considérés dans notre modèle, la couche écran supérieure négative ne peut pas apparaître sur notre figure. Cependant, on devrait obtenir un tripôle : une région négative

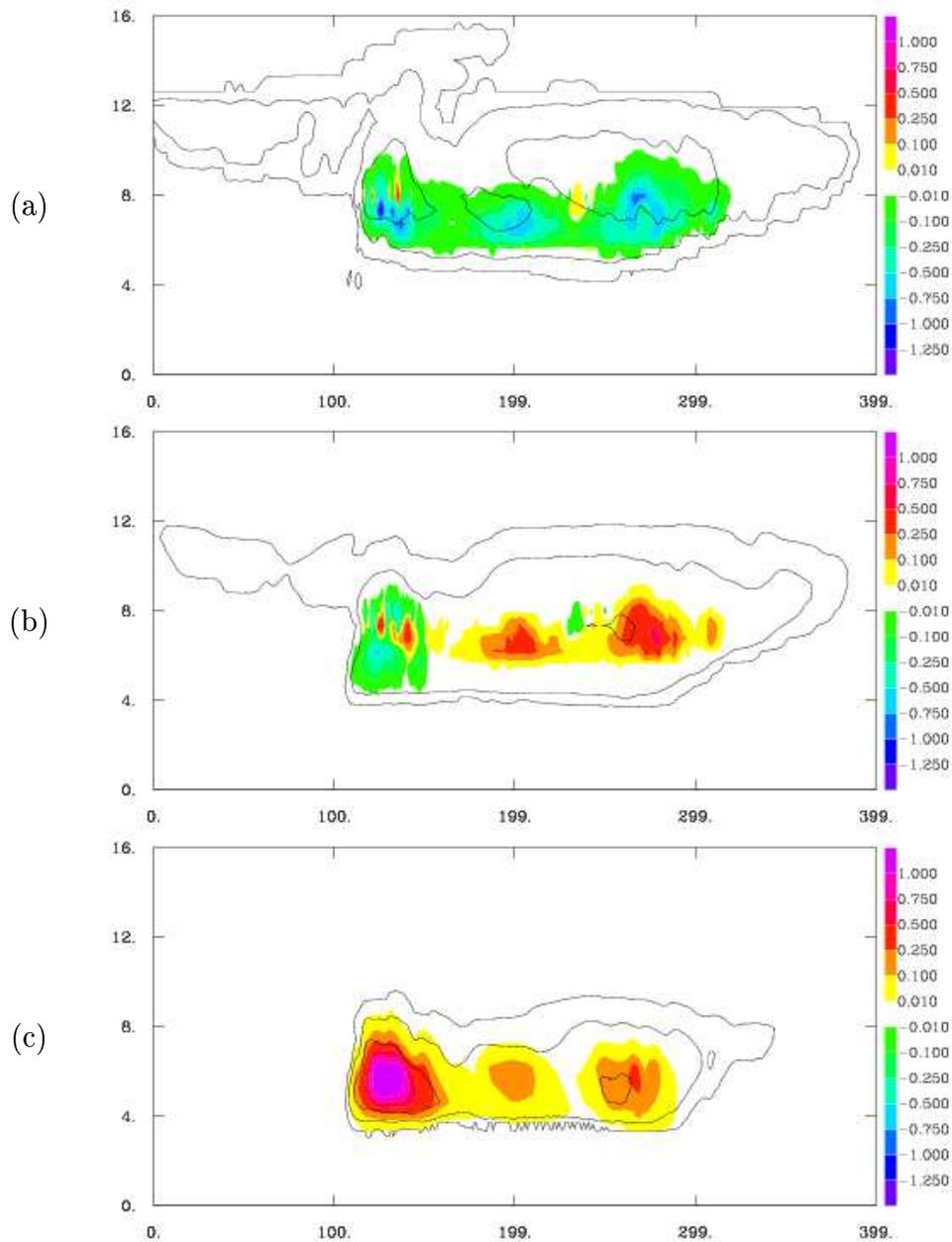


FIG. 3.2 – Coupes verticales des rapports de mélange (en g.kg^{-1}) et de la densité de charge (en nC.m^{-3}) de (a) la glace primaire, (b) la neige et (c) le grésil. Les rapports de mélange sont délimités par les contours noirs ($0.000.1$, 0.01 , 0.1 et 0.5 g.kg^{-1} pour la glace primaire ; 0.01 , 0.1 et 0.5 g.kg^{-1} pour la neige ; 0.01 , 0.1 et 0.5 g.kg^{-1} pour le grésil). Les densités de charge volumique sont matérialisées par les surfaces colorées.

principale entourée de deux régions chargées positivement. Il semblerait que la teneur en eau surfondue soit suffisante pour produire du grésil et pour électriser le nuage, mais pas pour charger positivement la glace primaire en altitude. Si l'on se reporte au diagramme de *Takahashi* [1978], on voit bien que pour des températures supérieures à -10°C , le grésil se charge positivement quel que soit le contenu en eau liquide. Donc pour des températures supérieures à -10°C ou des altitudes inférieures à 6 km environ, le grésil se charge positivement et la glace et la neige négativement. Dans le cas où la température est inférieure à -10°C , la charge échangée dépend aussi du contenu en eau liquide. Le contenu en eau liquide critique varie entre $1\text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$ pour des températures de l'ordre de -10°C à $0.1\text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$ pour environ -30°C . Dans la partie stratiforme et aux endroits où il y a coexistence entre la glace, le grésil et l'eau surfondue, ces conditions sur la température et le contenu en eau liquide ne sont pas satisfaites. Les détails concernant la séparation et l'échange de charge seront examinés dans la section suivante sur les bilans.

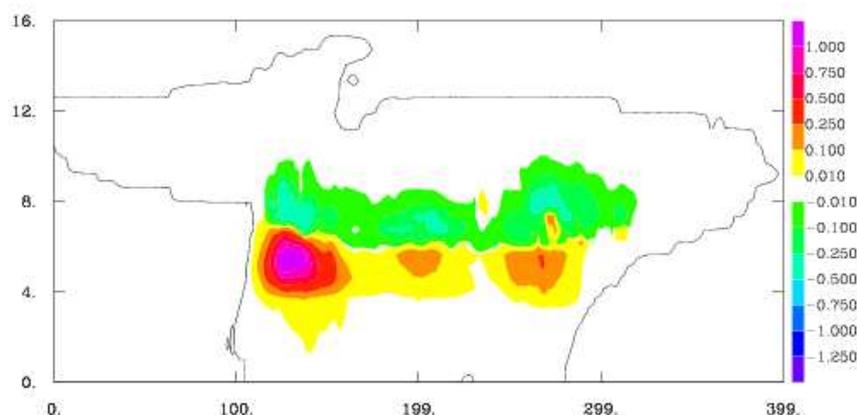


FIG. 3.3 – Coupe verticale de la densité de charge volumique totale (en $\text{nC}\cdot\text{m}^{-3}$). La ligne noire délimite le contour du nuage.

Sur les figures 3.4a et 3.4b sont représentées respectivement la densité des points où sont déclenchés les éclairs et la densité des points atteints par les éclairs sur toute la durée de la simulation. On note que les éclairs sont préférentiellement déclenchés dans la zone convective, mais une fraction non négligeable des éclairs sont initiés dans la zone stratiforme (figure 3.4a). La majorité des éclairs sont déclenchés aux alentours de 5-6 km d'altitude (isotherme -10°C), ce qui correspond à la frontière entre les deux régions de charge opposée. On remarque sur la figure 3.4b que les éclairs qui sont déclenchés dans la zone stratiforme ont tendance à être plus développés horizontalement que les éclairs de la partie convective. Ils peuvent s'étendre sur plus de 100 km horizontalement dans la partie de l'éclair située en altitude. Des éclairs CG- sont déclenchés à la fois dans la région convective et dans la région stratiforme. Sur une durée de 1 h, 75 CG- atteignent le sol sur un total de 718 éclairs, d'où un rapport IC/CG égal à 8.5. Aucun CG+ n'a été

déte t  sur toute la durée de la simulation. En s'appuyant sur des observations, *Parker et Johnson* [2001] ont remarqué que les CG- étaient préférentiellement d te t s dans la partie convective alors que les CG+ étaient plutôt observés dans la partie stratiforme. Les résultats de *Schuur et Rutledge* [2000] suggèrent qu'une combinaison de l'advection de charge depuis la partie convective et du chargement in-situ des particules peut conduire à une structure complexe de la partie stratiforme, et au déclenchement de CG+. Dans la partie convective, les charges seraient uniquement cr ees par processus non-inductif, ce qui expliquerait la structure tripolaire assez simple observée. Par contre, dans la partie stratiforme, des charges seraient cr ees localement par le mécanisme non-inductif et à cela s'ajouterait l'advection de charge provenant des deux couches chargées supérieures de la partie convective. La combinaison de ces deux processus conduirait à la formation d'une structure électrique plus complexe dans la zone stratiforme que dans la zone convective. Etant donné que notre modèle ne produit qu'un dipole inversé dans tout le système, nous ne pouvons pas obtenir de CG+, mais seulement des CG-.

Une simulation a été réalisée en incluant le schéma électrique depuis le début. On remarque que lors dans la première phase de la ligne de grains, lorsque le régime stationnaire n'est pas encore établi, la vitesse verticale est beaucoup plus forte. Par conséquent, la quantité d'eau surfondue en altitude est suffisante pour charger la glace positivement. Dans les premières heures de la ligne de grains, la structure électrique du nuage est tripolaire. Lorsque la vitesse verticale commence à faiblir, la production de charge positive en altitude ne peut plus compenser la neutralisation de ces charges. Ainsi, au bout de 7 h de simulations, on a déjà une structure dipolaire inversée. Par conséquent, le fait de n'appliquer le schéma électrique qu'au bout de 7 h n'est pas limitant pour reproduire la structure électrique habituellement observée [*Stolzenburg et al.*, 1998a], et la polarité des CG.

3.3 Bilans

Des bilans ont été réalisés sur la partie convective et la partie stratiforme. La région convective est définie comme la zone du nuage où le taux de précipitation est supérieur à 5 mm.h⁻¹, tandis que la partie stratiforme correspond à la zone du nuage où le taux de précipitation est inférieur à 5 mm.h⁻¹. Les bilans ainsi obtenus ont été moyennés horizontalement dans chaque région définie ci-dessus pour avoir des bilans sous forme de profils verticaux.

3.3.1 Bilan sur les espèces microphysiques

Partie convective

La partie convective est caractérisée par de fortes précipitations. La figure 3.5 montre que le rapport de mélange de la pluie au niveau du sol est de 0.7 g.kg⁻¹ en moyenne. L'eau nuageuse est surtout présente entre 1000 m et 5000 m, mais on la trouve en faible quantité sous forme d'eau surfondue jusqu'à 10000 m. Mis à part la vapeur d'eau, le grésil est

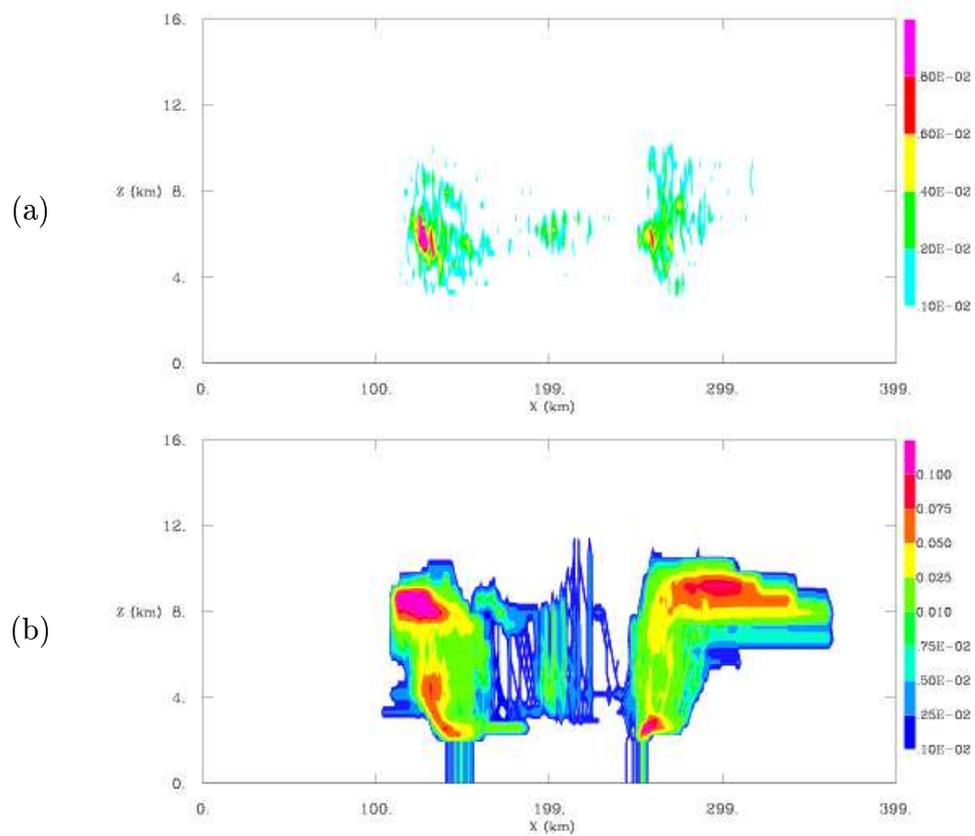


FIG. 3.4 – Coupes verticales de la densité des points d'initiation des éclairs (a), et de la densité d'éclairs (b).

la particule dominante dans la partie convective. Son rapport de mélange est maximum aux alentours de 5000 m d'altitude et il vaut environ 1.2 g.kg^{-1} . La neige est en moindre quantité dans la partie convective, et le maximum de son rapport de mélange est situé à 7500 m. Quant à la glace primaire, on la trouve entre 5000 m et 14000 m et son maximum se situe à 8000 m. Logiquement, moins la particule est dense, plus elle est transportée en altitude. On constate que les particules liquides occupent une place importante dans la partie convective. Le rapport de mélange maximum de la pluie est presque deux fois plus important que celui de la neige, et celui de l'eau nuageuse est quasiment le même que pour la glace primaire.

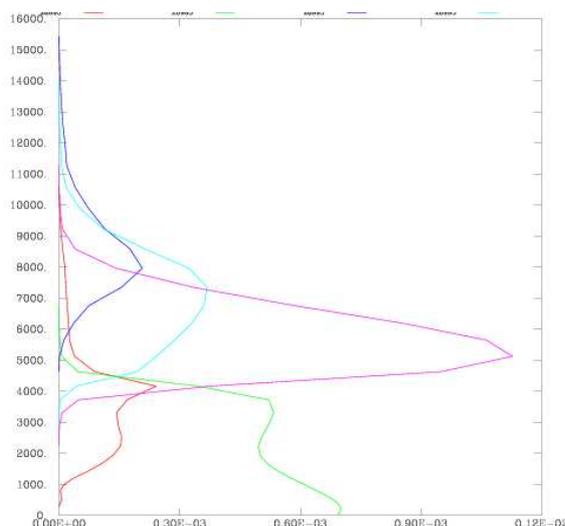


FIG. 3.5 – *Bilan des espèces microphysiques dans la partie convective. La courbe rouge représente l'eau nuageuse, la verte la pluie, la bleue foncé la glace primaire, la bleue clair la neige, et la rose le grésil. L'axe horizontal est gradué en kg.kg^{-1} et l'axe vertical en m.*

La vapeur d'eau se forme par sublimation de neige et de grésil entre 3000 m et 7000 m (figure 3.6a). A basse altitude, c'est l'évaporation de la pluie qui domine. L'ajustement de vapeur d'eau est quasiment toujours négatif : le rapport de mélange ajusté est redistribué sur l'eau nuageuse et la glace primaire. A ce stade d'évolution de la ligne de grains, le bilan microphysique de l'eau nuageuse est négatif (figure 3.6b). L'eau nuageuse sert à la formation de la pluie par accréation, au givrage de la neige et du grésil, à la croissance sèche du grésil ainsi qu'à la formation de glace primaire par effet Bergeron. La seule source d'eau nuageuse est l'ajustement de la vapeur d'eau. En plus de l'accréation des gouttelettes nuageuses, la pluie provient de la fonte du grésil lorsque celui-ci chute en dessous de l'isotherme 0°C (figure 3.6c). La pluie est consommée par accréation conduisant à la formation de neige, et par évaporation entre le sol et 4000 m. Le bilan microphysique de la glace primaire est quasiment nul (figure 3.7a). La glace est formée par effet Bergeron et par ajustement de vapeur d'eau, mais elle sert à créer de la neige par autoconversion et aggrégation. La neige se forme aussi par accréation de pluie et par givrage léger (figure 3.7b). Les principaux

puits pour la neige sont des sources pour le grésil (croissance sèche du grésil, givrage et processus de “conversion-melting”) et pour la vapeur (sublimation). Comme nous l’avons vu en détaillant les bilans des autres espèces, le grésil se forme par givrage, par croissance sèche, et dans une moindre mesure par “conversion-melting” de la neige et par croissance humide à basse altitude (figure 3.7c). Lorsque le grésil tombe en dessous de l’isotherme 0°C, il fond et se transforme en pluie.

Partie stratiforme

Dans la partie stratiforme (figures 3.8), le grésil n’est plus la particule avec le rapport de mélange le plus élevé. Il est localisé aux mêmes altitudes que précédemment, mais son rapport de mélange maximum est de 0.19 g.kg⁻¹. La neige est l’espèce prédominante avec un rapport de mélange maximum de 0.22 g.kg⁻¹. Le maximum du rapport de mélange de la glace primaire se situe un peu plus haut que dans la partie convective et il est d’environ 0.08 g.kg⁻¹. Les précipitations sont beaucoup moins importantes dans la zone stratiforme que dans la zone convective. Au sol, le rapport de mélange de la pluie n’est plus que de 0.02 g.kg⁻¹. On trouve de l’eau nuageuse surtout en dessous de 4000 m, mais de l’eau surfondue persiste jusqu’à 10000 m d’altitude. Contrairement à la partie convective, c’est la phase glace qui domine dans la partie stratiforme. Les deux catégories de particules dominantes sont la neige et le grésil, et le rapport de mélange de la glace primaire est de l’ordre de grandeur de celui de la pluie et de l’eau nuageuse.

La présence d’eau surfondue dans la partie stratiforme explique la présence de grésil dans cette même zone. Ce résultat est consistant avec des observations qui ont révélé la coexistence de neige, de grésil et d’eau surfondue dans la zone stratiforme [Zrnić *et al.*, 1993]. Zrnić *et al.* [1993] ont montré que l’ascendance de mésoéchelle est assez intense pour que de l’eau surfondue soit présente en quantité suffisante pour produire du grésil. Le grésil est donc principalement formé par givrage et par croissance sèche entre 4000 m et 8000 m (voir figure 3.9c). Lorsqu’il chute sous l’isotherme 0°C, il fond et se transforme en pluie. Il s’agit du mécanisme principal de génération de la pluie. La glace primaire se forme par effet Bergeron-Findeisen entre 5000 m et 15000 m. L’ajustement de la vapeur d’eau participe aussi fortement à la formation de glace primaire entre 5000 m et 12000 m. La glace primaire sert à former de la neige par autoconversion entre 5000 m et 12000 m et par aggrégation entre 5000 m et 10500 m. A basse altitude, la neige est aussi créée par accréation de gouttes de pluie et par givrage. Sur la figure 3.9b, on remarque que la courbe du givrage est positive entre 4000 m et 5500 m, négative jusqu’à 8500 m, et à nouveau positive au delà. La neige croît par givrage de l’eau surfondue et de la glace primaire. Lorsque le givrage est très important et que la particule de neige atteint une taille seuil, le givrage est suivi par une conversion en grésil. Dans ce cas-là, le givrage n’est plus un gain pour la neige mais une perte, et devient un gain pour le grésil. Ceci explique donc comment la courbe du givrage peut être à la fois positive et négative pour une même particule. Les processus qui tendent à diminuer la teneur en neige dans le nuage sont la fonte qui apparaît autour de l’isotherme 0°C, la sublimation et la croissance sèche qui conduit à la formation de grésil.

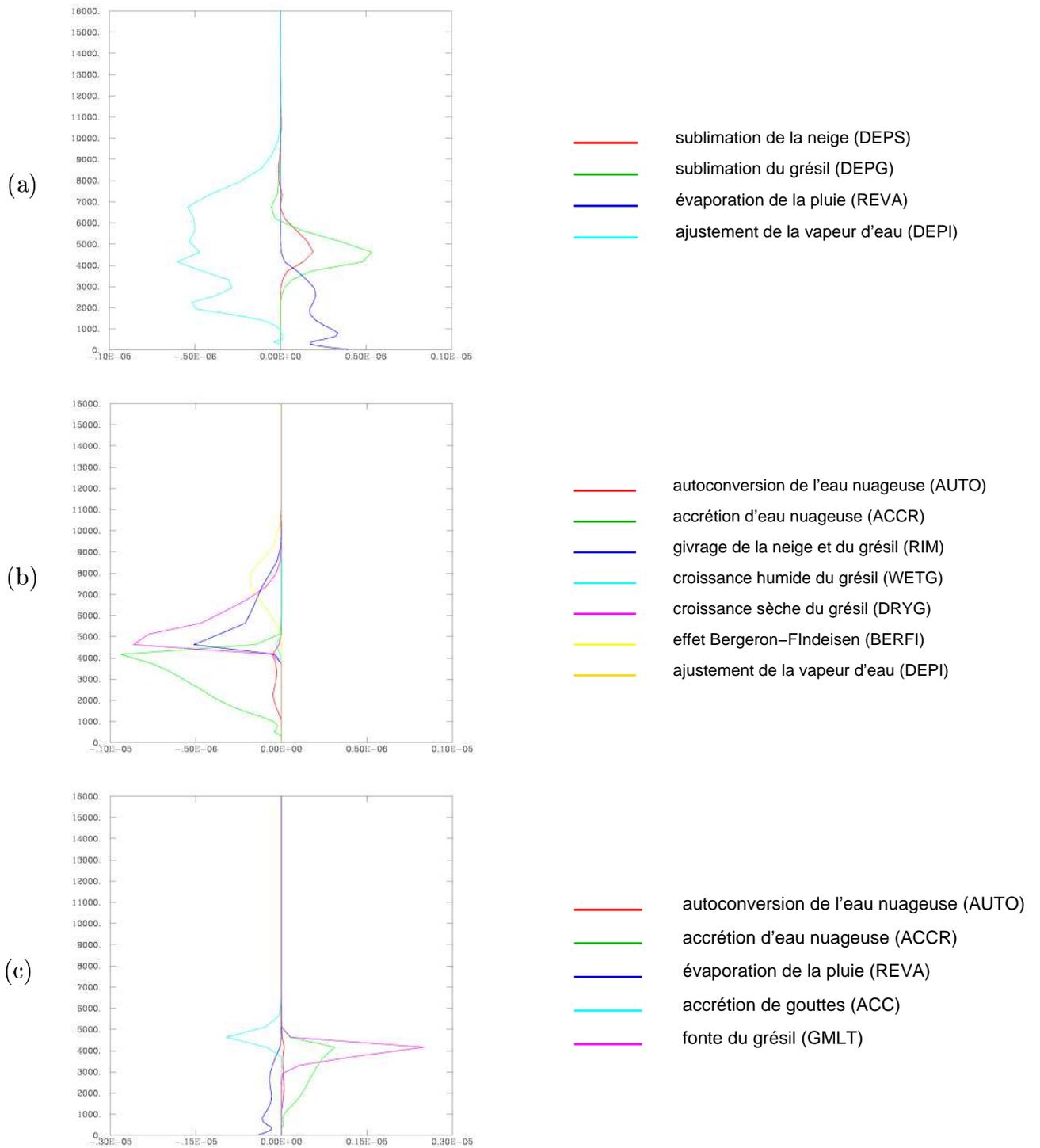


FIG. 3.6 – Bilan microphysique dans la partie convective de (a) la vapeur d'eau, (b) l'eau nuageuse et (c) la pluie. La légende des processus est située en face de chaque figure. L'axe horizontal est gradué en $\text{kg.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

3.3 Bilans

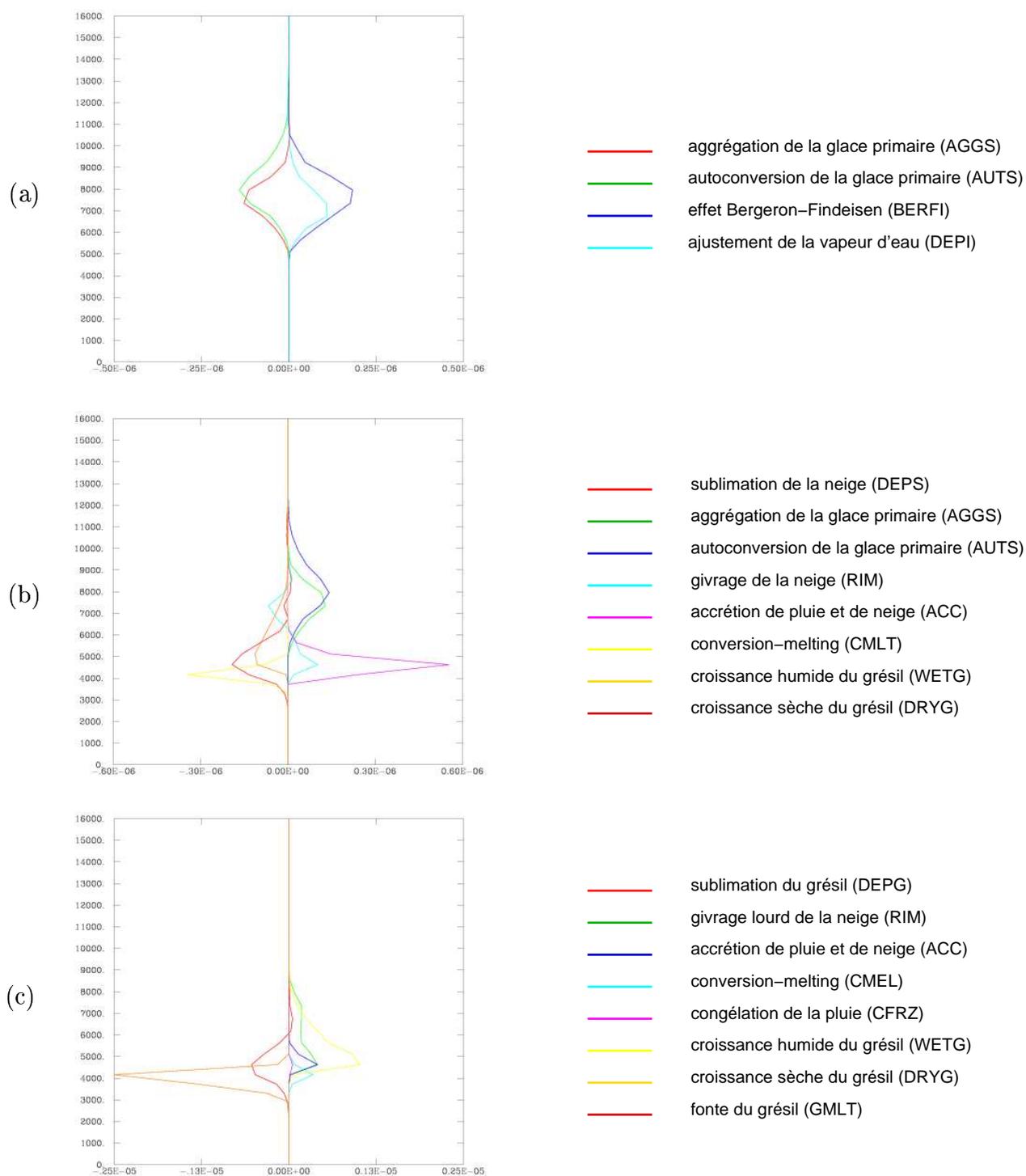


FIG. 3.7 – *Bilan microphysique dans la partie convective de (a) la glace primaire, (b) la neige et (c) le grésil. La légende des processus est située en face de chaque figure. L'axe horizontal est gradué en $kg.kg^{-1}.s^{-1}$.*

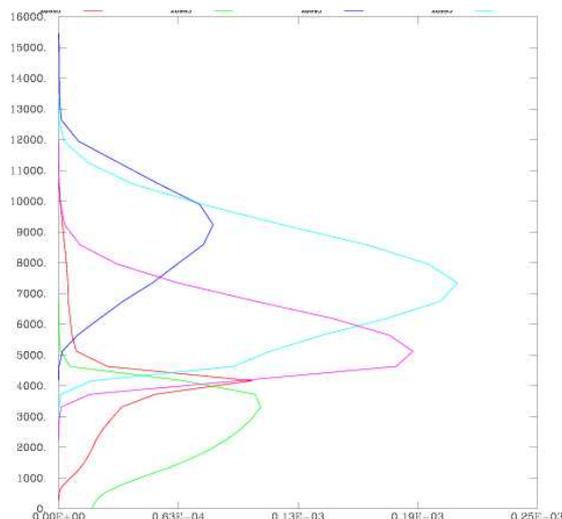


FIG. 3.8 – Bilan des espèces microphysiques dans la partie stratiforme. La courbe rouge représente l'eau nuageuse, la verte la pluie, la bleue foncé la glace primaire, la bleue clair la neige, et la rose le grésil. L'axe horizontal est gradué en kg.kg^{-1} et l'axe vertical en m.

3.3.2 Bilan sur les variables électriques

Partie convective

La charge portée par la vapeur d'eau change de polarité aux alentours de 4500 m : elle est positive au-dessous et négative au-dessus (figure 3.10a). Le profil vertical du bilan de l'eau nuageuse n'apparaît pas sur la figure 3.10a car sa densité de charge est très faible comparée à celle des autres particules. En traçant ce bilan séparément, on voit que l'eau nuageuse est positive de 3000 à 4000 m et négative de 4000 à 8000 m. La pluie est positive entre 2500 m et 4500 m. La glace primaire porte une charge en moyenne négative entre 5500 m et 10000 m, tandis que la charge du grésil est négative entre 4000 m et 8000 m. La structure électrique de la neige est plus complexe : sa charge est positive entre 4500 m et 6500 m, puis elle devient négative jusqu'à 7500 m, et redevient positive au delà. Les maxima moyens des densités de charge dans cette région sont de l'ordre de 0.1 à 1 nC.m^{-3} . La vapeur et le grésil sont les espèces dominantes du point de vue densité de charge électrique à basse et moyenne altitude, alors que ce sont plutôt la glace primaire et la neige qui prédominent au sommet du nuage. La structure électrique résultante est un dipole inversé, c'est-à-dire une région chargée positivement surmontée d'une région négative (figure 3.10b). Le pôle positif du dipole est centré autour de 4.5 km d'altitude, et le pôle négatif autour de 7 km d'altitude. Ces résultats sont en accord avec les observations de *Carey et al.* [2005]. Dans la région convective, ils ont déduit une structure tripolaire avec les régions de charge positive localisées autour de 4.5 km et 9.5 km, et la région négative centrée autour de 7 km. La structure électrique globale que nous obtenons est donc bien répartie selon la verticale, même si nous ne pouvons pas reproduire la zone positive supérieure.

3.3 Bilans

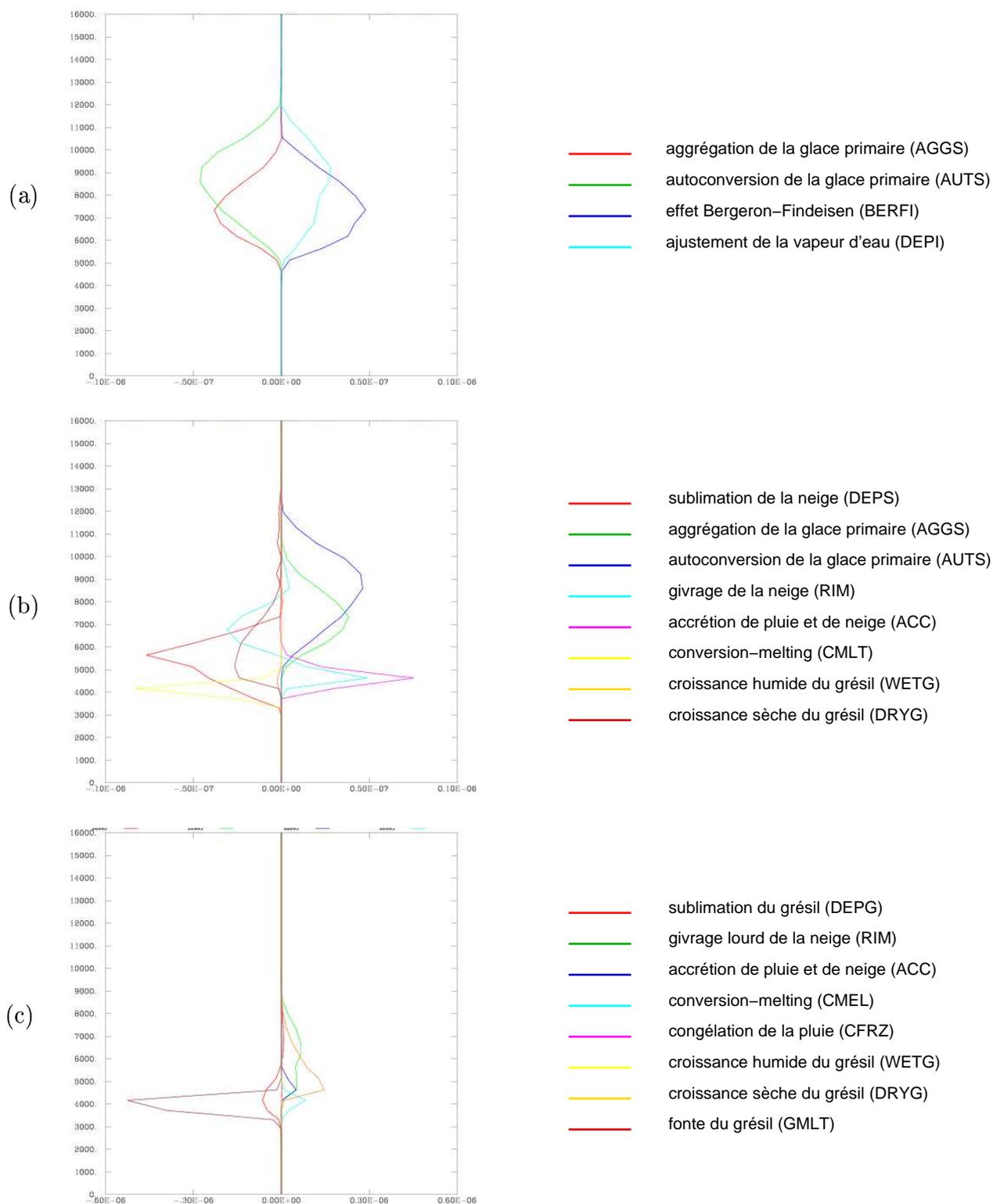


FIG. 3.9 – Bilan microphysique dans la partie stratiforme de (a) la glace primaire, (b) la neige et (c) le grésil. La légende des processus est située en face de chaque figure. L'axe horizontal a pour unité des $\text{kg.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

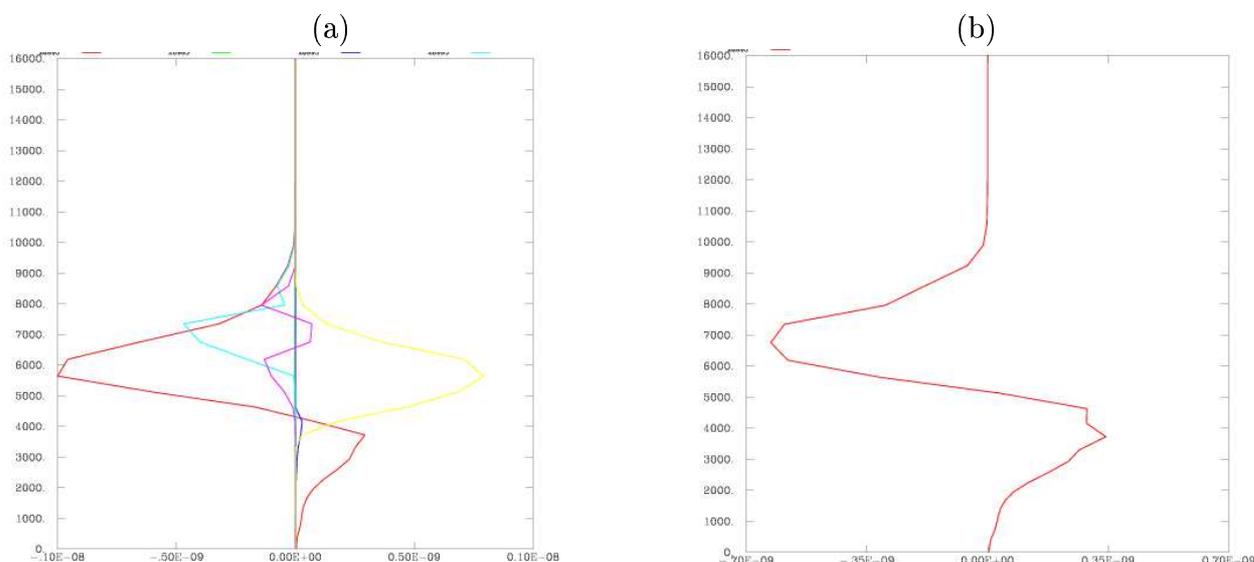


FIG. 3.10 – Bilan des espèces électriques (a) et de la densité de charge totale (b) dans la partie convective. Sur la figure (a), la courbe rouge représente la densité de charge de la vapeur d'eau, la verte l'eau nuageuse, la bleu foncé la pluie, la bleu clair la glace primaire, la rose la neige, et la jaune le grésil. L'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}$ et l'axe vertical en m. Sur la figure (b), l'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}$.

La charge est tout d'abord séparée par les processus non-inductifs. Nous avons vu précédemment que ces mécanismes mettent en jeu des collisions élastiques entre des particules glacées plus ou moins givrées. Les premières espèces chargées sont donc la glace primaire, la neige et le grésil. Le processus non-inductif impliquant la neige et la glace primaire est le processus dominant pour la glace primaire (figure 3.12b). Il charge la glace primaire négativement entre 5500 m et 7500 m, et positivement entre 7500 m et 9000 m. L'altitude 7500 m correspond à peu près à l'isotherme $-20^{\circ}C$. Par conséquent, il suffit d'un contenu en eau liquide de $0.3 g.m^{-3}$ pour que la neige se charge négativement et la glace primaire positivement. Les échanges de charge lors des processus microphysiques sont faibles en comparaison du mécanisme non-inductif. Or, dans la figure 3.12a, il apparaît que la glace primaire est chargée négativement quelle que soit l'altitude. La sédimentation de la charge portée par les cristaux de glace est négligeable, alors que les autres mécanismes de transport sont de l'ordre de grandeur des processus non-inductifs. Cependant, le transport n'est pas responsable de la polarité uniforme de la glace primaire. C'est l'ajustement des variables électriques qui compense le chargement non-inductif positif en altitude de la glace primaire. Cet ajustement permet d'éviter d'avoir des charges électriques importantes aux endroits où le rapport de mélange est faible.

Sur la figure 3.12b représentant le bilan sur la neige, on retrouve le mécanisme non-inductif neige-cristaux de glace qui s'oppose exactement à ce même processus dans le bilan de la glace primaire. Les collisions élastiques entre la neige et le grésil provoquent un

chargement négatif de la neige à basse altitude. A nouveau, ce sont les mécanismes non-inductifs qui sont les plus importants. L'autoconversion de la glace primaire en neige est le seul mécanisme microphysique qui intervient dans le chargement de la neige, mais il est 10 fois moins important que les processus de chargement non-inductif.

Comme pour la glace primaire et la neige, le mécanisme non-inductif est le processus dominant dans le bilan électrique du grésil. Les collisions élastiques entre les cristaux de glace et le grésil et entre la neige et le grésil permettent au grésil de se charger positivement entre 4000 m et 8000 m (figure 3.12c). Les maxima des processus non-inductifs moyennés sur 1 h et sur la zone convective sont de l'ordre de $\pm 2.10^{-12} \text{ C.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour les trois espèces glacées. Le grésil ne se charge pas négativement en altitude, car il faudrait qu'il y ait coexistence entre le grésil, la glace primaire ou la neige, et de l'eau surfondue au dessus de l'isotherme -20°C . Un autre processus important dans le bilan du grésil est la fonte du grésil. Il s'agit d'une perte de charge positive pour le grésil et donc d'un gain de charge positive pour la pluie.

On retrouve bien sur le bilan des charges de la pluie un gain de charge positive dû à la fonte du grésil positif (figure 3.11c). Il s'agit du seul processus électrique important pour la pluie.

Dans le cas de l'eau nuageuse, c'est le processus de condensation-évaporation qui domine (figure 3.11b). Il s'agit en fait de l'ajustement de la charge de la vapeur d'eau. On note que le processus inductif est actif entre 4000 m et 6000 m et que son maximum est de $-5.10^{-14} \text{ C.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 5000 m. L'eau nuageuse se charge donc négativement lors de ce processus, ce qui renforce la charge positive du grésil à basse altitude [*Mansell et al.*, 2005].

Lors de l'ajustement de la charge électrique de la vapeur d'eau, de la charge est échangée entre la vapeur et l'eau nuageuse lors de l'évaporation de l'eau nuageuse ou lors de la condensation de la vapeur d'eau. Entre 3000 m et 4000 m, il y a condensation de la vapeur d'eau, et donc transfert de charge positive de la vapeur vers l'eau nuageuse. Ce transfert de charge est très faible. De la charge positive est transférée de la vapeur d'eau vers les gouttelettes nuageuses lors de la condensation de la vapeur d'eau au dessus de l'altitude 4 km qui correspond à l'isotherme 0°C .

Il est indispensable de noter que pour les bilans étudiés dans la partie microphysique ou dans la partie traitant des variables électriques, le transport des hydrométéores et des charges électriques n'a pas été analysé. Le bilan du transport sur les charges électriques dans la partie convective est illustré sur les figures 3.13a-f. Dans le cas des espèces précipitantes (pluie, neige et grésil), le processus de transport dominant est la sédimentation. Pour le grésil, le terme de sédimentation est du même ordre de grandeur que le terme de séparation de charge par processus non-inductif, c'est-à-dire de l'ordre de $\pm 0.2 \times 10^{-11} \text{ C.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Le terme de transport prenant en compte à la fois la turbulence et l'advection est presque deux fois moins important que la sédimentation. Dans le cas de la neige, les termes de transport et de sédimentation sont du même ordre de grandeur ($\sim \pm 0.6 \times 10^{-12} \text{ C.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$), mais ils sont inférieurs aux termes de séparation et d'échange de charge. La glace primaire est principalement transportée par l'advection verticale, avec un rôle assez important de la turbulence. Le transport des gouttelettes nuageuses et de la vapeur d'eau

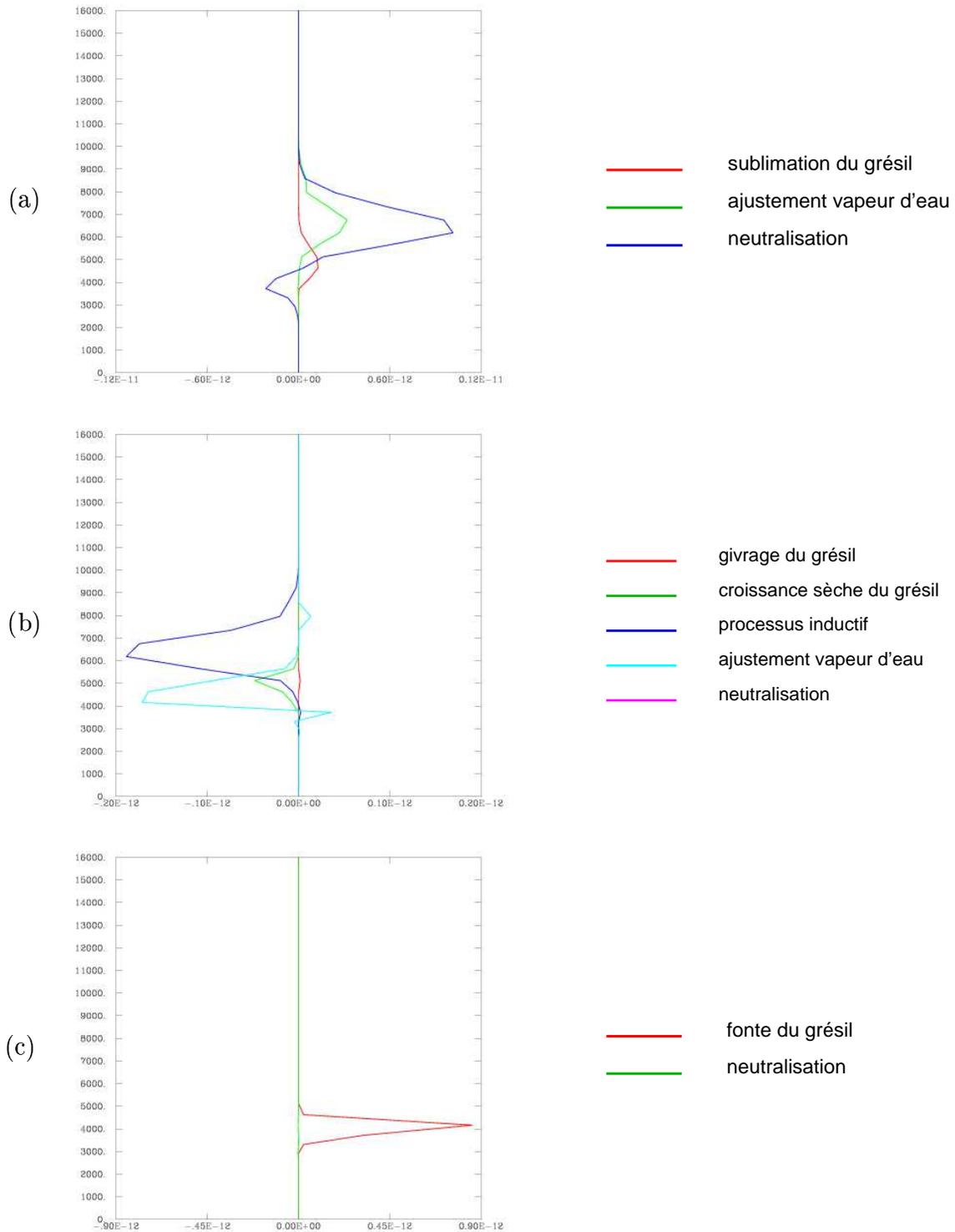


FIG. 3.11 – Bilan des échanges de charges (en $C.m^{-3}.s^{-1}$) dans la partie convective pour (a) la vapeur d'eau et les particules liquides : (b) l'eau nuageuse et (c) la pluie. Les légendes sont situées en face de chaque figure. Seuls les processus non nuls sont représentés sur ces graphes.

3.3 Bilans

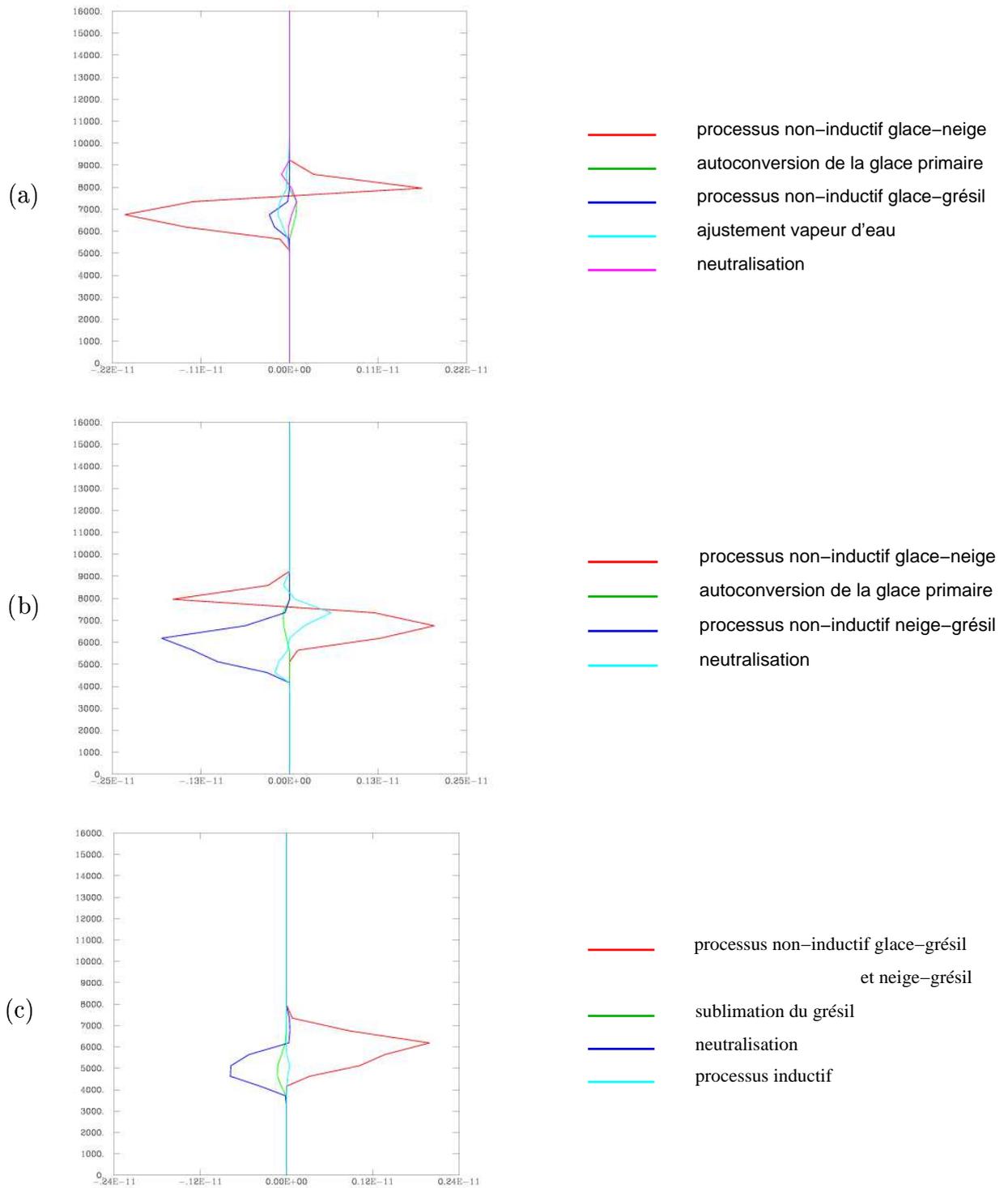


FIG. 3.12 – Bilan des échanges de charges (en $C.m^{-3}.s^{-1}$) dans la partie convective pour les particules glacées : (a) la glace primaire, (b) la neige et (c) le grésil. Les légendes sont situées en face de chaque figure. Seuls les processus non nuls sont représentés sur ces graphes.

s'effectue par advection verticale et horizontale. Pour les particules liquides et la vapeur d'eau, les termes de transport sont inférieurs aux termes d'échanges de charges par transfert microphysique. Si on considère une vitesse verticale négative pour la sédimentation et positive pour l'advection verticale, les signes des bilans sur les termes de transport sont bien en accord avec la polarité de la charge électrique.

On note en comparant les figures 3.14 et 3.10 que la neutralisation des charges par les éclairs s'oppose à la charge totale. Jusqu'à 6000 m d'altitude, la neutralisation redistribue de la charge négative et au delà, de la charge positive. Si on considère la charge totale du nuage, la neutralisation a pour effet de diminuer la charge existante et donc le champ électrique. Pour la plupart des hydrométéores comme la vapeur d'eau, la pluie, la glace primaire ou le grésil, la neutralisation tend à diminuer la charge existante. Mais pour la neige qui est positive jusqu'à 6500 m et au dessus de 7500 m et négative entre ces deux altitudes, la neutralisation tend à augmenter la charge existante. La quantité de charge neutralisée sur chaque type d'hydrométéore dépend de la section efficace des particules, et donc de leur taille. La neutralisation est la plus efficace sur les particules précipitantes comme la neige et le grésil. Dans le cas de la pluie, la charge neutralisée est faible car on trouve de la pluie essentiellement sous l'isotherme 0°C, à un endroit peu atteint par les éclairs (voir figure 3.4).

Partie stratiforme

Dans la partie stratiforme, la tendance pour les bilans des variables électriques (figure 3.15) est quasiment la même que dans la partie convective. La vapeur est positive à basse altitude et elle devient négative au dessus de 4500 m. La charge sur l'eau nuageuse est très faible. La pluie est chargée positivement au dessous de 4500 m. La charge de la glace primaire est uniformément négative entre 5500 m et 10000 m et atteint un maximum de 0.15 nC.m^{-3} en moyenne sur 1 h et sur la zone stratiforme. Il s'agit de l'espèce prédominante en terme de charge électrique dans la zone stratiforme. Un changement intervient pour la neige qui ne change de polarité qu'une fois contre deux fois dans la partie convective. Sa charge est donc négative entre 4500 m et 5500 m, et positive entre 5500 m et 9000 m avec un maximum de 0.08 nC.m^{-3} à 7000 m. Quant au grésil, il est positif entre 4000 m et 7500 m, et son maximum est de l'ordre de grandeur de celui de la neige, mais décalé vers les basses altitudes de 1000 m. La charge résultante est un dipole inversé. La région chargée positivement est centrée autour de 3500 m et atteint un maximum moyen de 0.1 nC.m^{-3} , alors que la région chargée négativement est localisée autour de 7000 m avec un maximum de -0.15 nC.m^{-3} .

Pour la glace primaire (figure 3.17a), le processus non-inductif glace primaire - neige est toujours le mécanisme dominant. Son maximum moyen est d'environ $5.10^{-13} \text{ nC.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 6000 m. L'autre contribution au processus non-inductif, les collisions élastiques glace primaire-grésil, est beaucoup moins importante. Dans le cadre de la paramétrisation de *Takahashi* [1978], le taux de charge échangée par collision dépend de la vitesse relative des particules ainsi que du diamètre de la plus petite particule. Etant donné que la plus

3.3 Bilans

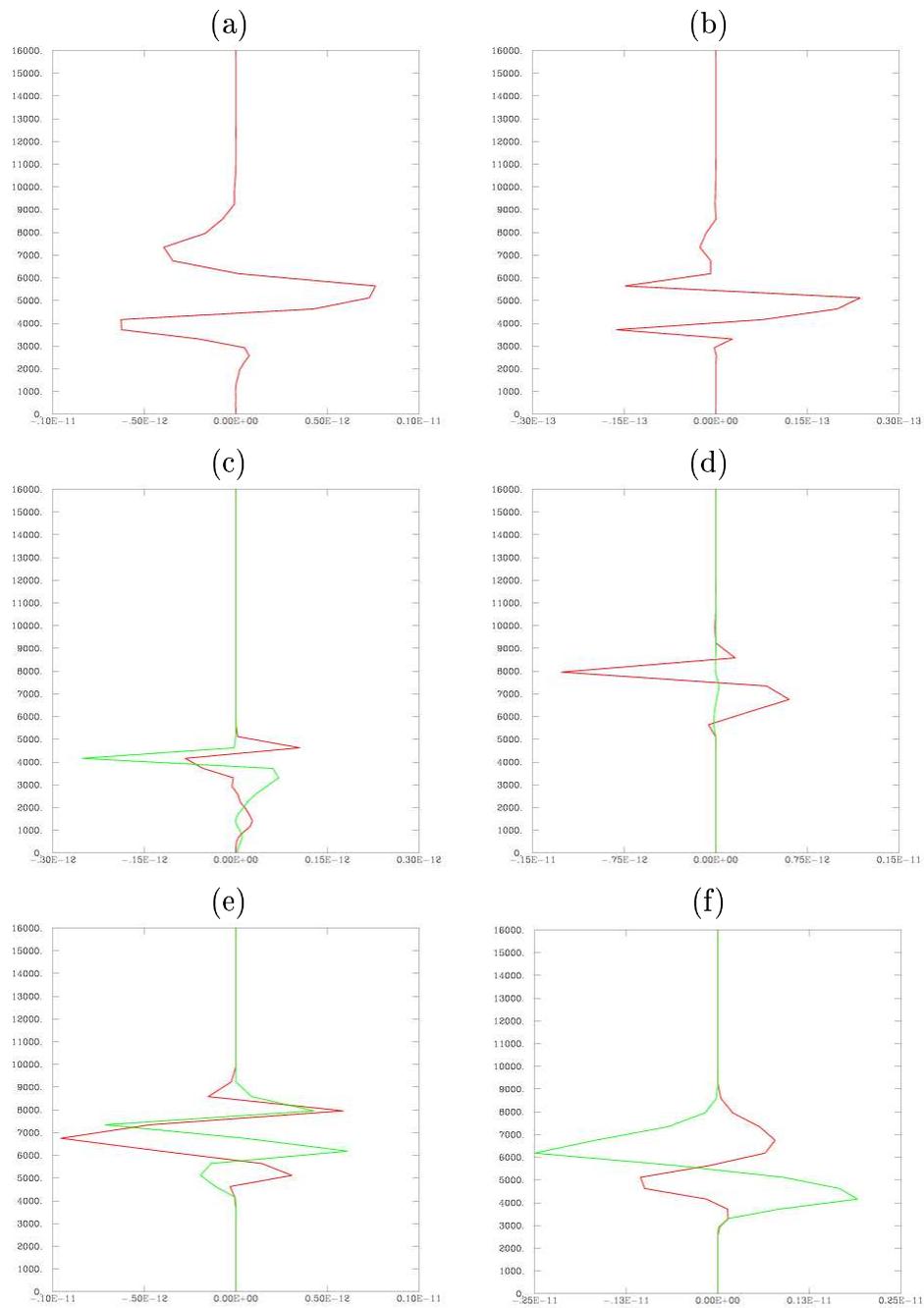


FIG. 3.13 – Bilan sur le transport des charges électriques (en $C.m^{-3}.s^{-1}$) dans la partie convective : (a) la vapeur d'eau, (b) l'eau nuageuse, (c) la pluie, (d) la glace primaire, (e) la neige et (f) le grésil. Les processus sont regroupés en deux parties : en rouge, le transport (advection, turbulence), et en vert, la sédimentation.

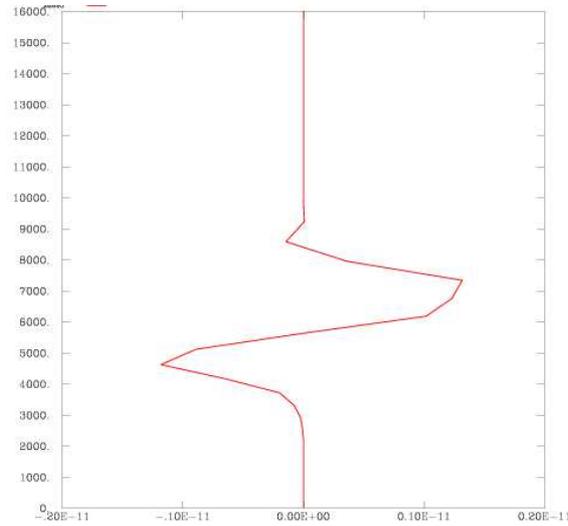


FIG. 3.14 – Bilan de la densité de charge neutralisée dans la partie convective. L'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}.s^{-1}$.

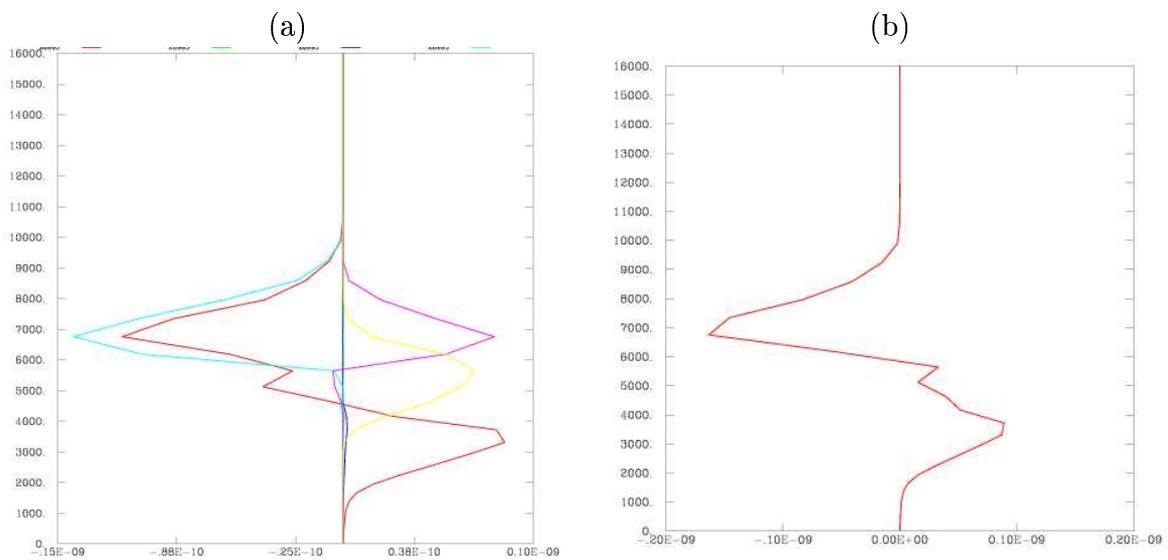


FIG. 3.15 – Bilan des espèces électriques (a) et de la densité de charge totale (b) dans la partie stratiforme. Sur la figure (a), la courbe rouge représente la densité de charge de la vapeur d'eau, la verte l'eau nuageuse, la bleue foncé la pluie, la bleue clair la glace primaire, la rose la neige, et la jaune le grésil. L'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}$ et l'axe vertical en m. Sur la figure (b), l'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}$.

petite particule est la glace primaire dans ces deux cas de collision, seule la vitesse des particules intervient. La vitesse de chute du grésil est plus grande que celle de la neige, et par conséquent, la charge échangée lors d'une collision d'un cristal de glace avec une particule de grésil est plus élevée que lors d'une collision avec de la neige. Cependant, la coexistence entre la glace primaire et le grésil est plus difficilement réalisée que celle entre la neige et le grésil. Par conséquent, dans le cas de cette ligne de grains, le processus non-inductif glace primaire - neige est plus efficace que le processus non-inductif glace - primaire - grésil. On remarque que dans la partie stratiforme, l'eau surfondue n'est plus en quantité suffisante en altitude pour permettre le chargement positif de la glace primaire.

En altitude, la neige se charge positivement par processus non-inductif glace primaire-neige alors qu'entre 4500 m et 7000 m, les collisions neige-grésil laisse la neige chargée négativement.

Dans le cas du grésil (figure 3.17c), c'est toujours le mécanisme non-inductif qui domine et qui laisse le grésil chargé positivement entre 4000 m et 7000 m. Lorsque le grésil chute et atteint l'isotherme 0°C, il fond et transfère de la charge positive à la pluie (figure 3.16c).

Comme dans la partie convective, la pluie se charge positivement par fonte du grésil entre 3500 m et 5000 m. C'est le seul processus qui entre en jeu dans le chargement de la pluie. On note sur la figure 3.16 que l'ajustement de la vapeur d'eau joue un rôle important dans le bilan de l'eau nuageuse. Le processus inductif est une composante non négligeable pour le chargement de l'eau nuageuse dans la partie stratiforme. Le taux moyen de production de charge par ce processus atteint un maximum de $-7.5 \text{ fC.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 4500 m. Cette valeur est de l'ordre de grandeur de la neutralisation ou de l'ajustement de la charge sur la vapeur d'eau. Le givrage et la croissance sèche du grésil ont très peu d'influence sur la charge de l'eau nuageuse. Que ce soit la sublimation du grésil ou l'ajustement, ces deux mécanismes tendent à charger la vapeur d'eau positivement à toute altitude. Si on examine la figure 3.16a, on peut penser que la vapeur d'eau est chargée négativement vers 4000 m puis positivement au delà. Cependant, sur la figure 3.15, on voit bien que la vapeur d'eau est négative à basse altitude puis devient positive entre 4000 m et 9000 m. Comme pour la glace primaire qui devrait être positive en altitude dans la partie convective, c'est l'ajustement réalisé sur les charges électriques qui est responsable de ce changement de polarité.

On note en comparant les figures 3.15b et 3.18 que la neutralisation par les éclairs s'oppose bien à la charge totale du nuage et non pas à la charge individuelle d'une catégorie de particules. De la même façon que dans la partie convective, la neutralisation a tendance à augmenter la charge portée par la neige.

3.4 Discussion

On retrouve bien sur cette ligne de grains en 2D les caractéristiques habituelles. La partie convective est caractérisée par de forts mouvements verticaux et des précipitations importantes, et se situe à l'avant de la ligne de grains. Elle est large d'environ 50 km, et est suivie d'une zone de transition. A l'arrière, on retrouve la zone stratiforme étendue

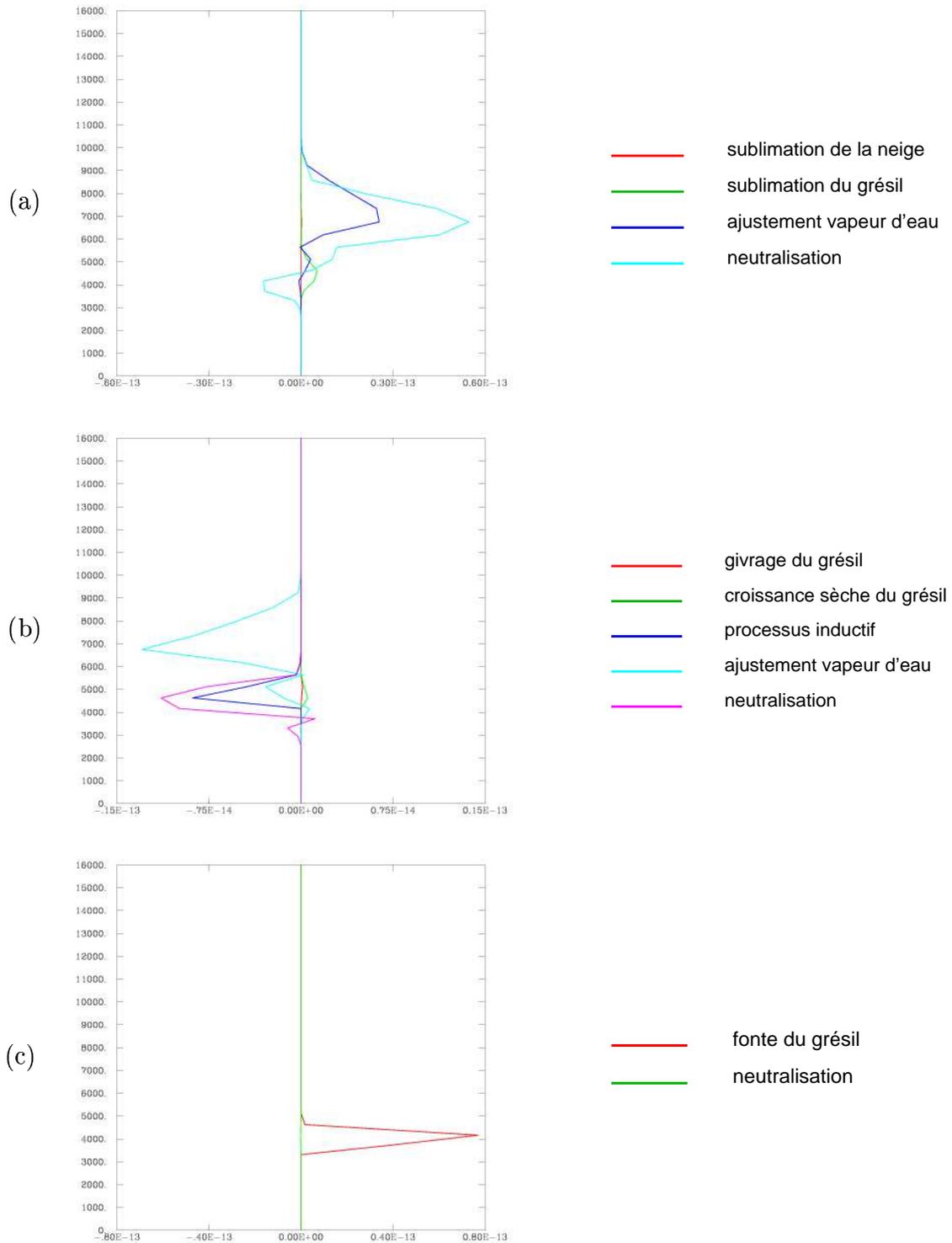


FIG. 3.16 – Bilan des échanges de charges dans la partie stratiforme pour (a) la vapeur d'eau et les particules liquides : (b) l'eau nuageuse et (c) la pluie. Les légendes sont situées en face de chaque figure. Seuls les processus non nuls sont représentés sur ces graphes. L'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}.s^{-1}$.

3.4 Discussion

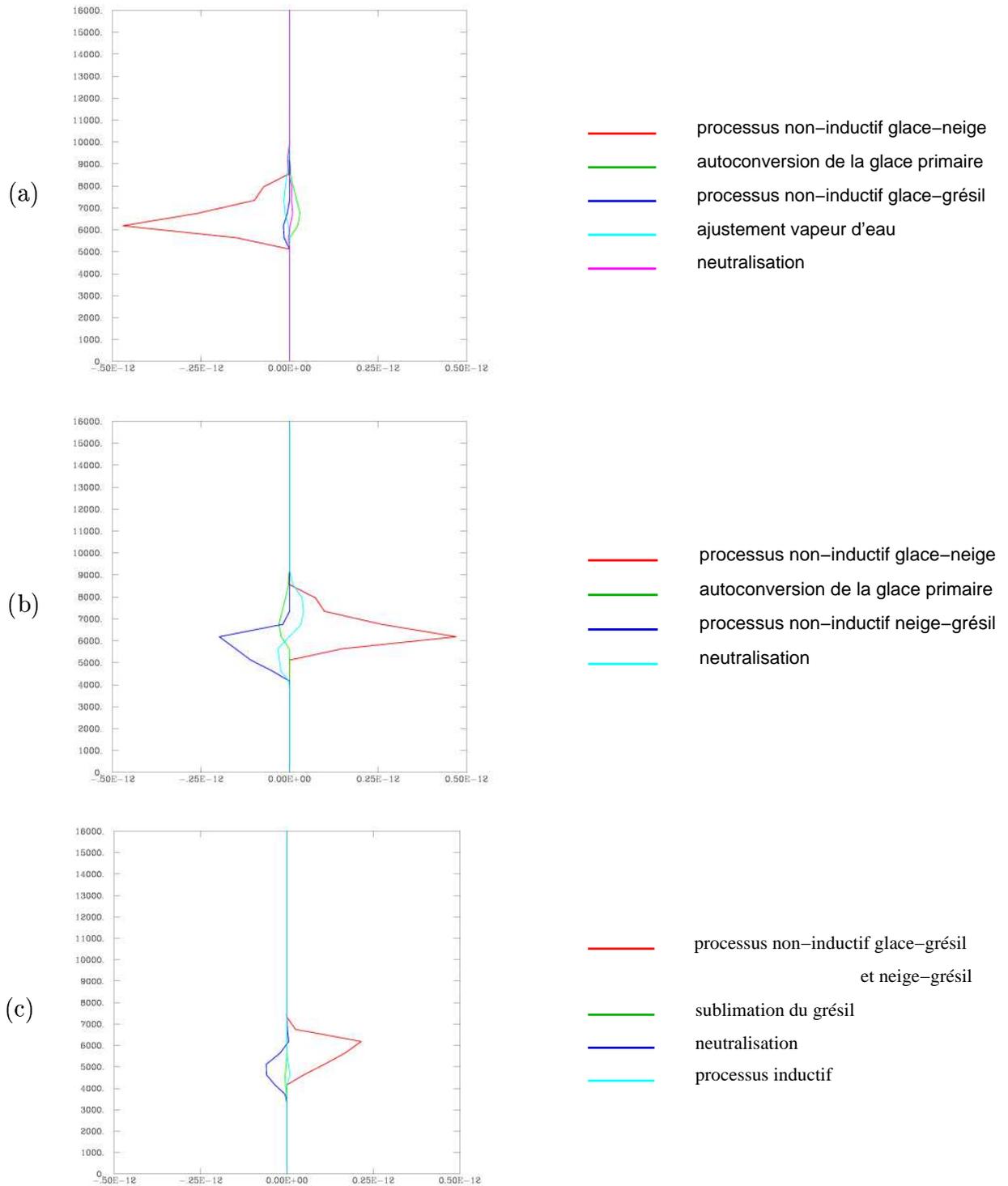


FIG. 3.17 – Bilan des échanges de charges dans la partie stratiforme pour les particules glacées : (a) la glace primaire, (b) la neige et (c) le grésil. Les légendes sont situées en face de chaque figure. Seuls les processus non nuls sont représentés sur ces graphes. L'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}.s^{-1}$.

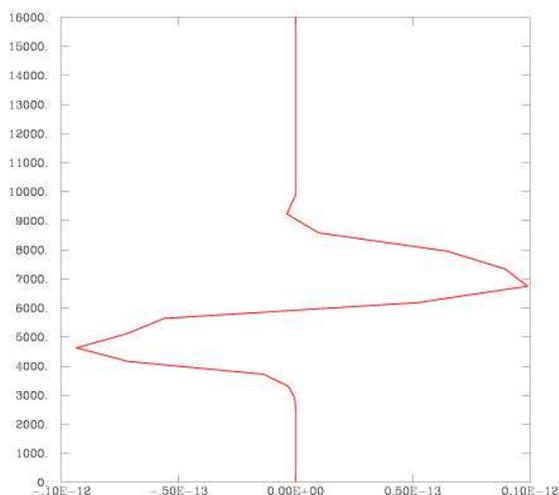


FIG. 3.18 – Bilan de la densité de charge neutralisée par les éclairs dans la région stratiforme. L'axe horizontal est gradué en $C.m^{-3}.s^{-1}$.

spatialement, et avec des précipitations plus faibles. La partie stratiforme est caractérisée par une ascendance et une subsidence de mésoéchelle.

Alors que les particules liquides tendent à être les particules prédominantes dans la partie convective, ce sont plutôt les particules de glace qui ont un rôle prépondérant dans la partie stratiforme. Ces particules de glace peuvent avoir été advectées par le flux "front-to-rear" depuis la partie convective pour les plus légères comme les cristaux de glace et la neige, ou formées localement comme le grésil. La création in-situ de grésil suppose la présence d'eau surfondue dans la partie stratiforme, afin que le grésil soit formé par givrage des agrégats de neige. Les bilans réalisés ont révélé la présence d'eau surfondue jusqu'à l'altitude 9000 m environ, ainsi que la formation de particules glacées, et notamment de grésil, dans la partie stratiforme. L'ascendance de mésoéchelle est d'une intensité suffisante pour maintenir de l'eau surfondue en altitude. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus par d'autres auteurs [Zrnić *et al.*, 1993].

Si l'on compare qualitativement les bilans électriques des particules dans les parties convective et stratiforme, on voit qu'il y a peu de différences. Dans la partie convective, deux régions différentes de chargement non-inductif existent, permettant à la glace primaire d'acquérir une charge positive. Cependant, cette charge positive d'altitude est équilibrée par l'ajustement électrique sur la vapeur d'eau, et elle n'apparaît donc pas sur le bilan électrique global de la glace primaire. Dans la partie stratiforme, ce chargement positif de la glace primaire ne peut pas avoir lieu car il n'y a pas suffisamment d'eau surfondue en altitude. Par contre, l'ascendance de mésoéchelle permet de maintenir assez d'eau surfondue en altitude pour créer du grésil et le charger in-situ. Schuur *et al.* [1991] avaient conclu de leurs observations que la charge électrique de la région stratiforme avait été advectée depuis la partie convective de la ligne de grains, mais qu'un chargement in-situ pouvait avoir lieu.

Une étude numérique d'un MCS a montré qu'il y avait peu d'eau surfondue dans la région stratiforme, mais que ce taux était suffisant pour expliquer la densité de charge observée dans cette zone [Schuur et Rutledge, 2000]. Selon eux, 70% de la charge rencontrée dans la partie stratiforme peut avoir été générée localement et 30% serait donc advectée depuis la région convective. Les résultats que nous obtenons confirment l'hypothèse de chargement local. Il est probable qu'une partie de la charge de la région stratiforme a été advectée depuis la partie convective, mais nos résultats ne permettent pas de le mettre en évidence.

Les deux zones ont une structure électrique dipolaire inversée avec une région de charge négative au dessus d'une région de charge positive. L'étude des observations de la ligne de grains du 22 juin [Chauzy et al., 1985] ont révélé la présence d'un dipole direct. Schuur et al. [1991] suggèrent que Chauzy et al. [1985] n'ont pas tenu compte de deux zones de charge situées en altitude et que la structure électrique de leur ligne de grains devrait être plus complexe. En analysant une quinzaine de sondages dans les ascendances et en dehors des ascendances, Stolzenburg et al. [1998a] ont montré que la structure électrique globale est beaucoup plus complexe que le dipole normal ou inversé, ou que le tripole [Williams, 1989]. Les résultats de Stolzenburg et al. [1998a] révèlent que quatre couches de charge sont empilées dans l'ascendance, et six en dehors de l'ascendance. Stolzenburg et al. [1998c] ont déduit que, dans la partie convective, la charge négative supérieure est une couche écran, alors que le mécanisme non-inductif peut expliquer la formation du tripole inférieur. Dans la partie stratiforme, le processus non-inductif ne peut pas expliquer à lui seul la structure électrique du nuage, même sans les couches écran. D'autres processus ont dû entrer en jeu comme le transport ou d'autres mécanismes de chargement. Etant donné qu'on ne considère que les mécanismes non-inductifs et inductifs et que les ions positifs et négatifs ne sont pas pris en compte explicitement et séparément dans notre modèle, on ne peut pas obtenir une stratification des charges aussi complexe que dans le modèle conceptuel de Stolzenburg et al. [1998c]. Cependant, les résultats que nous obtenons s'expliquent bien dans le cadre de Takahashi [1978].

Dans notre simulation, les précipitations sont positives puisqu'elles résultent de la fonte du grésil positif. Dans le cas de la ligne de grains tropicale du 22 juin, Chauzy et al. [1985] ont montré que les précipitations sont alternativement positives et négatives le long du système. La structure électrique globale que nous obtenons est assez simple : un dipole inversé avec la charge positive qui s'étend du sol jusqu'à l'altitude 5 km. Schuur et al. [1991] ont analysé les sondages de champ électrique réalisés dans une ligne de grains de l'Oklahoma. Ils ont montré que la charge sous le nuage est assez complexe, elle est constituée de plusieurs couches superposées. Ils considèrent que trois processus différents peuvent entrer en jeu pour charger la zone sous le nuage :

- les précipitations chargées ;
- la production d'ions par effet Corona ;
- l'accumulation de charges d'espace par le champ électrique.

Etant donné que nous ne prenons pas en compte de façon explicite les ions dans notre modèle, nous ne pouvons tenir compte des deux derniers processus. Dans notre cas, seules les précipitations rendent compte de la charge sous le nuage, et donc de la charge positive sous le nuage.

Les éclairs sont majoritairement initiés dans la partie convective, mais nous avons vu que la région stratiforme était chargée et que des éclairs peuvent y être déclenchés. Les éclairs se propageant dans la partie stratiforme ont une extension horizontale importante en altitude qui peut aller jusqu'à 100 km. Les bilans électriques ont bien montré l'efficacité des éclairs et de la neutralisation. Celle-ci s'oppose bien à la charge totale et tend à diminuer le stress électrique au sein du nuage.

Chapitre 4

Différents cas de convection idéalisée

4.1 Supercellule

4.1.1 Initialisation

Le sondage initial tiré de *Klemp et Wilhelmson* [1978] (figure 4.1) est caractérisé par une forte instabilité, une rotation et un cisaillement de vent et par une atmosphère très sèche au-dessus. La convection est initiée par une bulle chaude ($+1.5^{\circ}\text{C}$) de rayons 10.8, 10.8 et 2 km placée au sud-ouest du domaine dans la couche limite planétaire. Le domaine de simulation s'étend sur $40 \times 40 \times 30$ points avec une résolution horizontale de 1 km et une résolution verticale constante de 500 m. Le pas de temps est de 2 s. L'orage se déplace vers le nord-est et sa durée de vie est d'environ 90 min. Des conditions aux limites latérales ouvertes sont appliquées.

La paramétrisation des processus non-inductifs employée est celle de *Takahashi* [1978]. Les processus inductifs sont aussi pris en compte. La dimension fractale des éclairs et la longueur caractéristique des segments sont prises respectivement égales à 2.5 et 500 m.

4.1.2 Caractéristiques générales

Sur les figures 4.2a-d sont représentées les coupes horizontales de la vitesse verticale à 5000 m d'altitude à différents stades d'évolution. Au bout de 40 min (figure 4.2a), l'ascendance est bien développée avec des valeurs supérieures à $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 5000 m d'altitude. Des subsidences commencent à apparaître autour de l'ascendance et les taux de précipitation au sol atteignent $50 \text{ mm}\cdot\text{h}^{-1}$. Dix minutes plus tard, on remarque sur la figure 4.2b que l'ascendance tend à se scinder en deux parties. Après 1 h de simulation, on distingue deux noyaux d'ascendance sur la figure 4.2c qui sont totalement séparés 10 min plus tard. La subsidence qui se crée à l'avant du système tend à diviser l'ascendance en deux noyaux dans les basses couches (figures 4.4). Cette subsidence est notamment due au poids des précipitations et à leur évaporation. Vingt minutes plus tard, les deux noyaux d'ascendance sont totalement désolidarisés : c'est le "cell-splitting" (figure 4.2d). La figure 4.3 montre l'évolution temporelle du maximum et du minimum de vitesse verticale. On vérifie que la

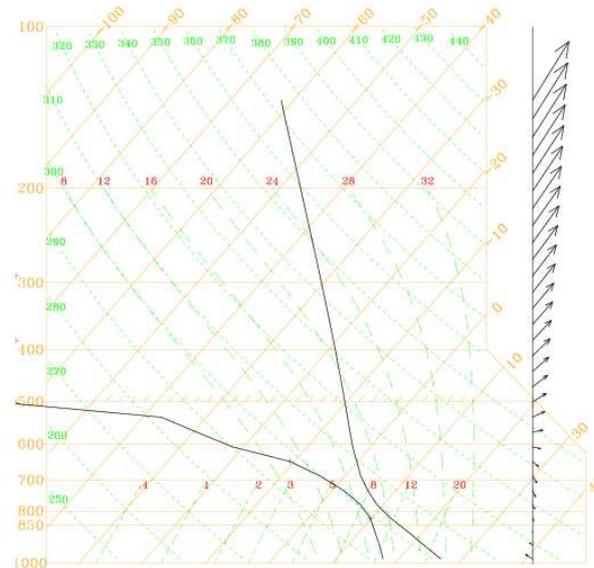


FIG. 4.1 – *Sondage initial adapté de Klemp et Wilhelmson [1978]. La courbe de gauche correspond à la courbe des points de rosée et celle de droite à la courbe d'état. Sur la droite de l'égramme est représenté le sondage de vent.*

convection démarre au bout de 15 min, et la vitesse verticale maximale atteint la valeur de 15 m.s^{-1} 10 min plus tard. Entre 25 et 65 min, la vitesse verticale maximale reste à peu près constante entre 15 et 20 m.s^{-1} , puis elle décroît à partir de 1 h. Le minimum de vitesse verticale qui correspond au maximum des valeurs de la subsidence est décalé dans le temps par rapport au maximum d'ascendance. Le minimum de vitesse verticale devient significatif au bout de 30 min environ avec une valeur de -5 m.s^{-1} . Il atteint alors un palier centré autour de -5 à -7.5 m.s^{-1} entre 30 min et 75 min. Ensuite, la valeur du maximum de subsidence commence à diminuer en valeur absolue. Le maximum de vitesse verticale est de $18,9 \text{ m.s}^{-1}$ et il est atteint à l'altitude de 5 km au bout de 46 min de simulation. Cette valeur est assez faible pour une supercellule, puisque nous avons vu dans le chapitre 1 que la vitesse verticale dans ce type d'orages pouvait atteindre 30 à 50 m.s^{-1} . La supercellule simulée n'est donc pas très vigoureuse, et le sommet du nuage ne dépasse pas 9000 m d'altitude.

Les figures 4.5a-f représentent en superposition les rapports de mélange et les densités de charge pour chaque catégorie d'hydrométéore pendant le stade d'initiation. On constate la présence d'une quantité significative d'eau nuageuse jusqu'à l'isotherme -20°C . Le maximum de rapport de mélange de l'eau nuageuse se trouve sous l'isotherme 0°C , mais on trouve jusqu'à 0.1 g.kg^{-1} d'eau surfondue à 8000 m d'altitude au sein de l'ascendance. Or la présence d'eau surfondue en altitude est un paramètre clé de l'électrification du nuage dans la paramétrisation utilisée [Takahashi, 1978]. A 40 min, la pluie atteint le sol et son rapport de mélange dépasse 5 g.kg^{-1} à ce moment de la simulation. La glace primaire est

4.1 Supercellule

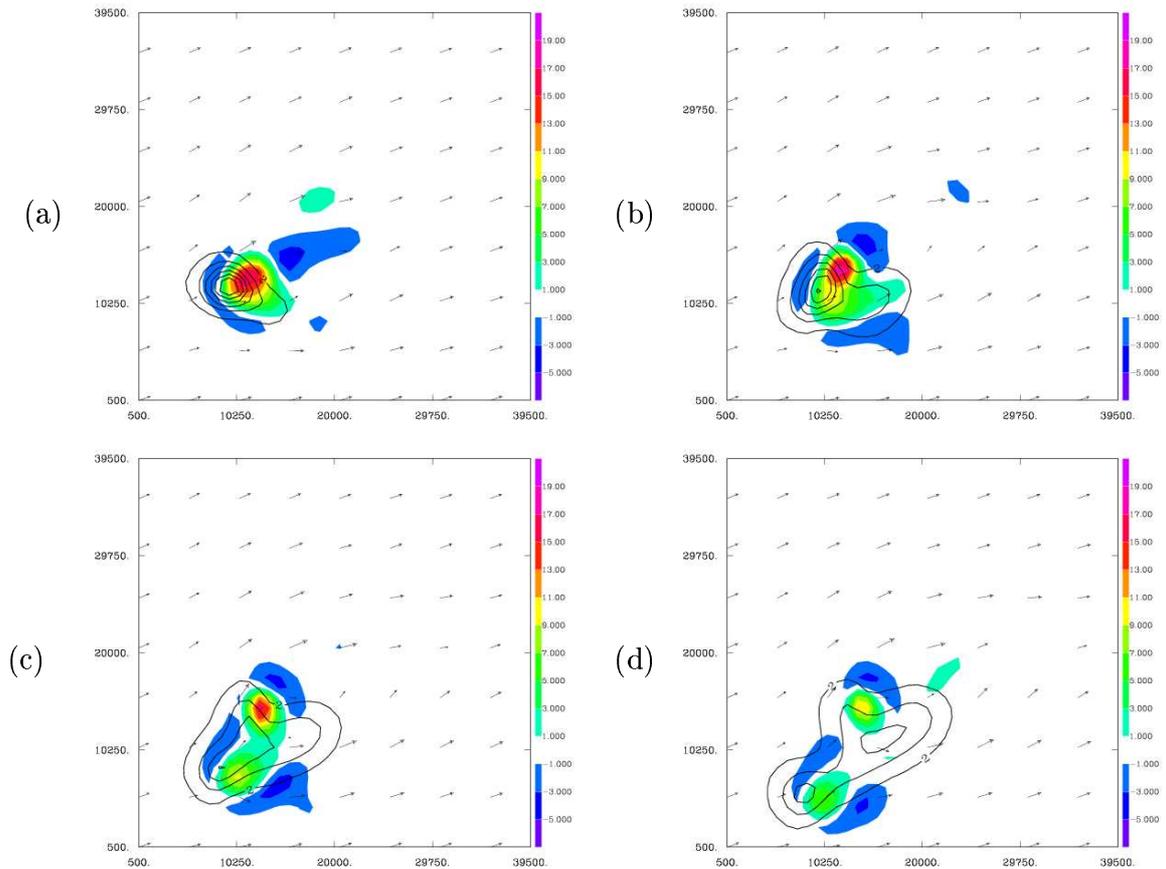


FIG. 4.2 – Coupes horizontales de la vitesse verticale et du vent à 5 km, et des taux de précipitation au sol à (a) 40 min, (b) 50 min, (c) 60 min et (d) 70 min. Les flèches représentent le vent horizontal à 5 km, les surfaces colorées la vitesse verticale à 5 km d'altitude (en $m s^{-1}$), et les isocontours les taux de précipitations (2, 10, 20, 30, 40 et $50 mm.h^{-1}$).

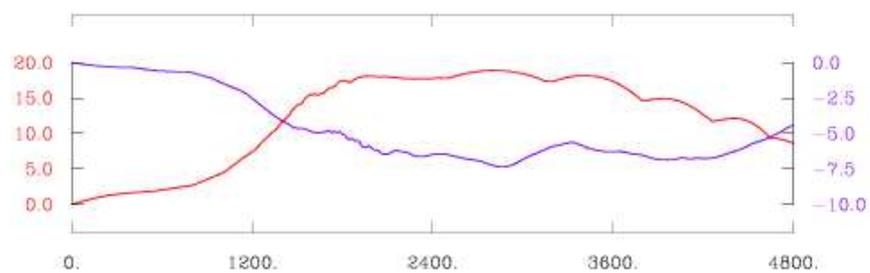


FIG. 4.3 – Evolution temporelle de la vitesse verticale. La courbe rouge représente l'évolution de la vitesse verticale maximale, et la courbe bleue, l'évolution de la vitesse verticale minimale. L'axe horizontal est gradué en secondes, et les axes verticaux en $m.s^{-1}$.

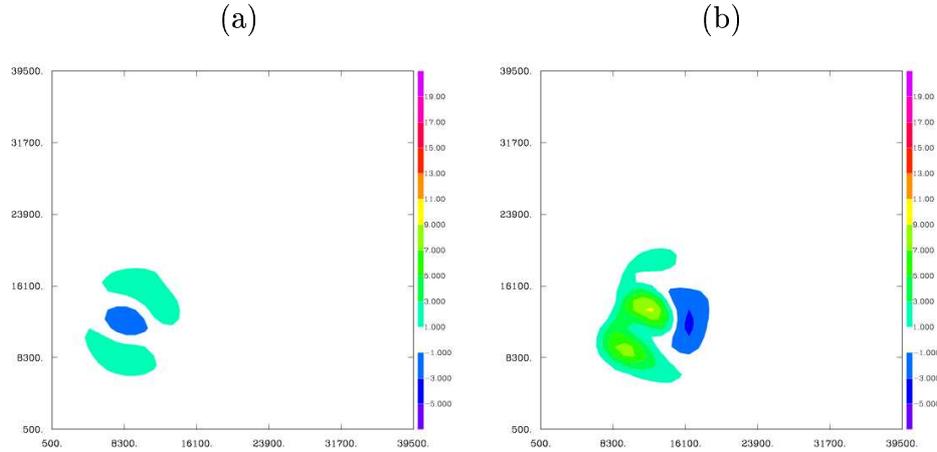


FIG. 4.4 – Coupes horizontales à 40 min de la vitesse verticale à (a) 500 m et (b) 2500 m.

transportée par l'ascendance et se trouve principalement en altitude, entre les isothermes -10 et -20°C . Le rapport de mélange de la glace primaire est assez faible : il atteint un maximum de 0.63 g.kg^{-1} à l'altitude de 7500 m à 47 min. La neige et le grésil sont quasiment colocalisés entre 4000 m et 8000 m. Le rapport de mélange du grésil est supérieur à 5 g.kg^{-1} aux alentours de l'isotherme -10°C , tandis que le maximum de rapport de mélange de la neige est décalé en altitude. Il se trouve entre l'isotherme -10°C et l'isotherme -20°C , et il est de l'ordre de 1 g.kg^{-1} .

Les figures 4.6a-d représentent les taux de charge échangée lors des processus non-inductifs et inductifs. On remarque tout d'abord (figures 4.5c et 4.5d) que la neige et le grésil portent une charge de polarité uniforme quelle que soit l'altitude : la neige est négative et le grésil positif. Quant à la glace primaire, elle est chargée négativement sous l'isotherme -20°C , et positivement au-dessus, et c'est le contraire qui se produit pour la neige. Lors des collisions élastiques glace-neige, on voit que la glace primaire gagne une charge négative en-dessous de -20°C , et positive au-dessus, et c'est le contraire qui se produit pour la neige. Lors des collisions élastiques glace-grésil (figure 4.6b), on observe la même tendance pour la glace primaire. Etant donné que la glace primaire se trouve essentiellement en altitude au-dessus de l'isotherme -10°C et en faible quantité, les processus non-inductifs mettant en jeu la glace primaire ne sont pas les plus efficaces pour électriser le nuage. Par contre, la zone d'interaction entre la neige et le grésil s'étend entre l'isotherme 0°C et le sommet du nuage, permettant une meilleure efficacité du processus non-inductif. On voit bien sur la figure 4.6c que la génération de charge lors des collisions élastiques entre le grésil et la neige génère une charge principalement positive sur le grésil et négative sur la neige. Le taux de charge échangée dépasse les $20 \text{ pC.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ autour de l'isotherme -10°C et sur une large région, alors que lors des processus non-inductifs impliquant la glace primaire, le taux de charge échangée est maximum vers -20°C et atteint seulement très localement $-20 \text{ pC.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Aux alentours de l'isotherme -20°C , on observe une zone où le grésil se charge négativement, mais cette région a une faible

extension spatiale et le taux de génération de charge est de l'ordre de 5 à 10 $\text{pC.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$, soit 2 à 4 fois moins que pour le chargement positif du grésil. Sur la figure 4.6d, on remarque que le processus inductif tend à augmenter la charge positive du grésil à basse altitude. Autour de -10°C , le taux de génération de charge par ce mécanisme dépasse $25 \text{pC.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$. La génération de charge par le processus inductif est du même ordre de grandeur que par le mécanisme non-inductif. Cependant, ce mécanisme est limité par la présence d'un champ électrique assez intense dans le nuage, et par la coexistence du grésil et d'une quantité significative d'eau nuageuse. *Mansell et al.* [2005] ont montré à l'aide de leur modèle d'électrisation et d'éclairs en 3D que le processus inductif augmente la charge du nuage à basse altitude. Les résultats obtenus avec Méso-NH tendent à confirmer la conclusion de Mansell. Si on fait la synthèse de ces quatre processus d'électrisation, le grésil devrait être positif jusqu'à l'isotherme -20°C , puis il devrait être négatif sur une petite région de la partie supérieure du nuage. Cependant, on observe sur la figure 4.5f que le grésil est toujours positif. La disparition de cette zone négative au sommet du nuage peut être due aux transferts de charge lors des processus microphysiques, au transport ou à la neutralisation par les éclairs. Les processus non-inductifs permettent d'expliquer la structure électrique globale, mais d'autres mécanismes entrent en jeu dès que le nuage devient électrisé et peuvent modifier la structure électrique du nuage, et ce, d'autant plus que la cellule est à un stade d'évolution avancé. La pluie est chargée positivement puisqu'elle est issue en partie de la fonte du grésil lorsque celui-ci chute sous l'isotherme 0°C (figure 4.5c). La charge négative portée par l'eau nuageuse (figure 4.5b) vient principalement de la génération de charge par le processus inductif qui met en jeu des collisions élastiques entre le grésil et l'eau nuageuse en présence d'un champ électrique. Quant à la vapeur (figure 4.5a), on remarque que sa densité de charge est assez importante. Etant donné la disposition des charges dans le nuage, on peut penser que la charge de la vapeur est le produit de la sublimation de la neige pour la partie principale négative, et de la sublimation du grésil pour la charge positive dans la partie inférieure.

Un historique de la densité de charge totale est illustré sur la figure 4.7. On peut voir les coupes verticales de la densité volumique totale de charge à 40, 60 et 80 min. La structure électrique de la supercellule est un dipole inversé, c'est-à-dire une région positive surmontée d'une région négative. Cette structure est conservée tout au long de la simulation. A 40 min, on est à la fin de la phase d'initiation, la région de charge positive se trouve entre 2000 m et environ 6000 m, alors que la région négative atteint le sommet du nuage. On observe que la limite entre les deux régions n'est pas horizontale. Il y a un décalage vers les altitudes plus élevées à 10 km du bord du domaine. Cette élévation de température est due à la présence de l'ascendance à cet endroit-là, alors que la subsidence se trouve 5 à 10 km plus loin, à l'endroit où on observe une diminution de la température à altitude constante. Vingt minutes plus tard, les précipitations positives touchent le sol. L'enclume de la supercellule formée principalement par la glace primaire est chargée négativement. Il semble que la frontière entre les deux régions de charge se soit abaissée vers 5 km d'altitude. Durant le stade de dissipation (figure 4.7c), l'affaissement de la structure électrique est bien visible : la limite inférieure de la région négative est aux alentours de 4 km alors qu'elle était entre 5 et 7 km pendant le stade d'initiation. L'enclume de la supercellule sort du domaine.

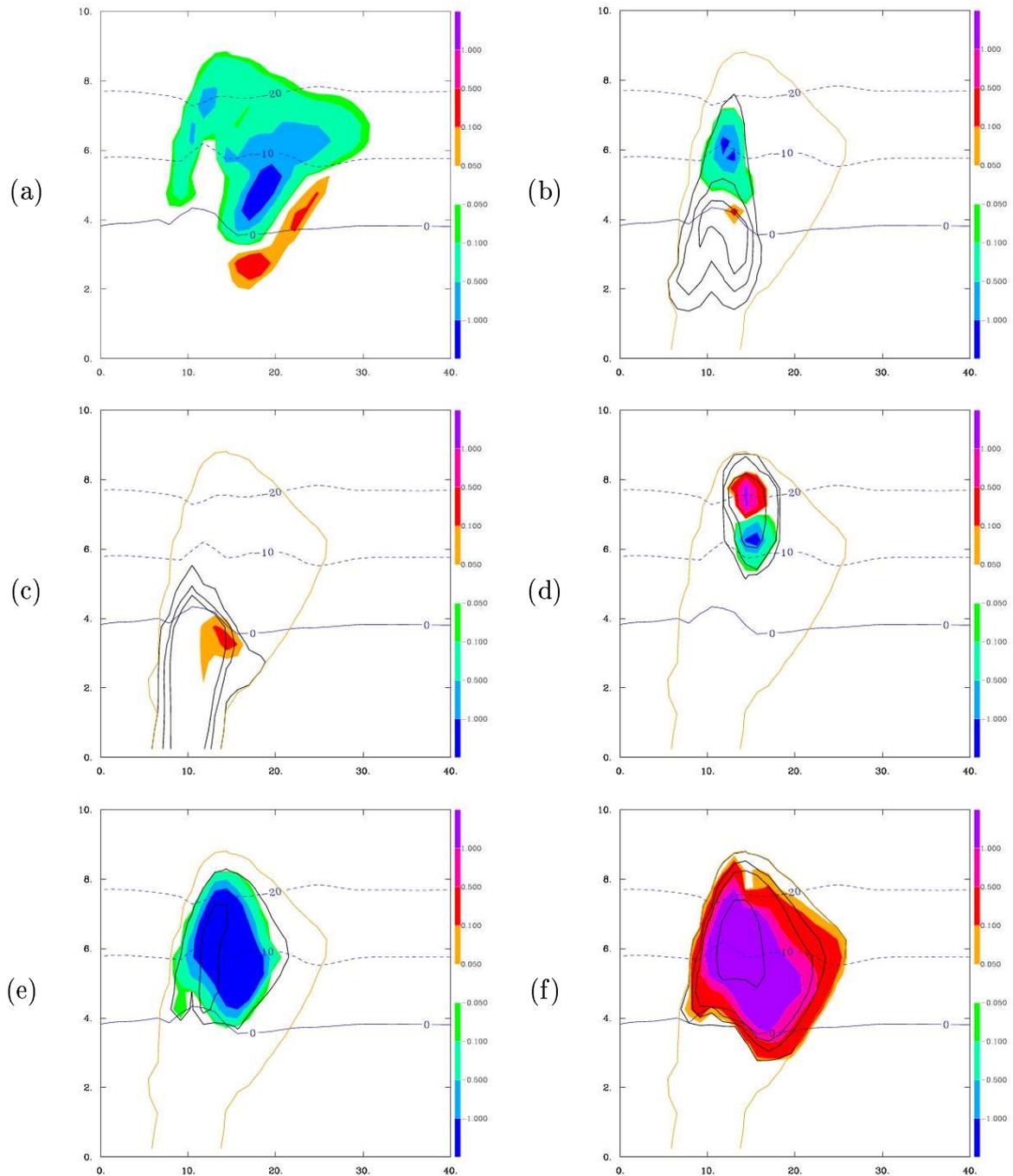


FIG. 4.5 – Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min du rapport de mélange et de la densité de charge de (a) la vapeur d'eau, (b) l'eau nuageuse, (c) la pluie, (d) la glace primaire, (e) la neige et (f) le grésil. Les densités de charge (en $nC.m^{-3}$) sont représentées par les surfaces colorées. Les isolignes noires matérialisent les rapports de mélange ($0.1, 0.5$ et $1 g.kg^{-1}$ pour l'eau nuageuse et la neige, $0.1, 0.5, 1$ et $5 g.kg^{-1}$ pour la pluie et le grésil, et $0.001, 0.01, 0.1$ et $1 g.kg^{-1}$ pour la glace primaire). La courbe orange représente le contour du nuage et les lignes horizontales, les isothermes.

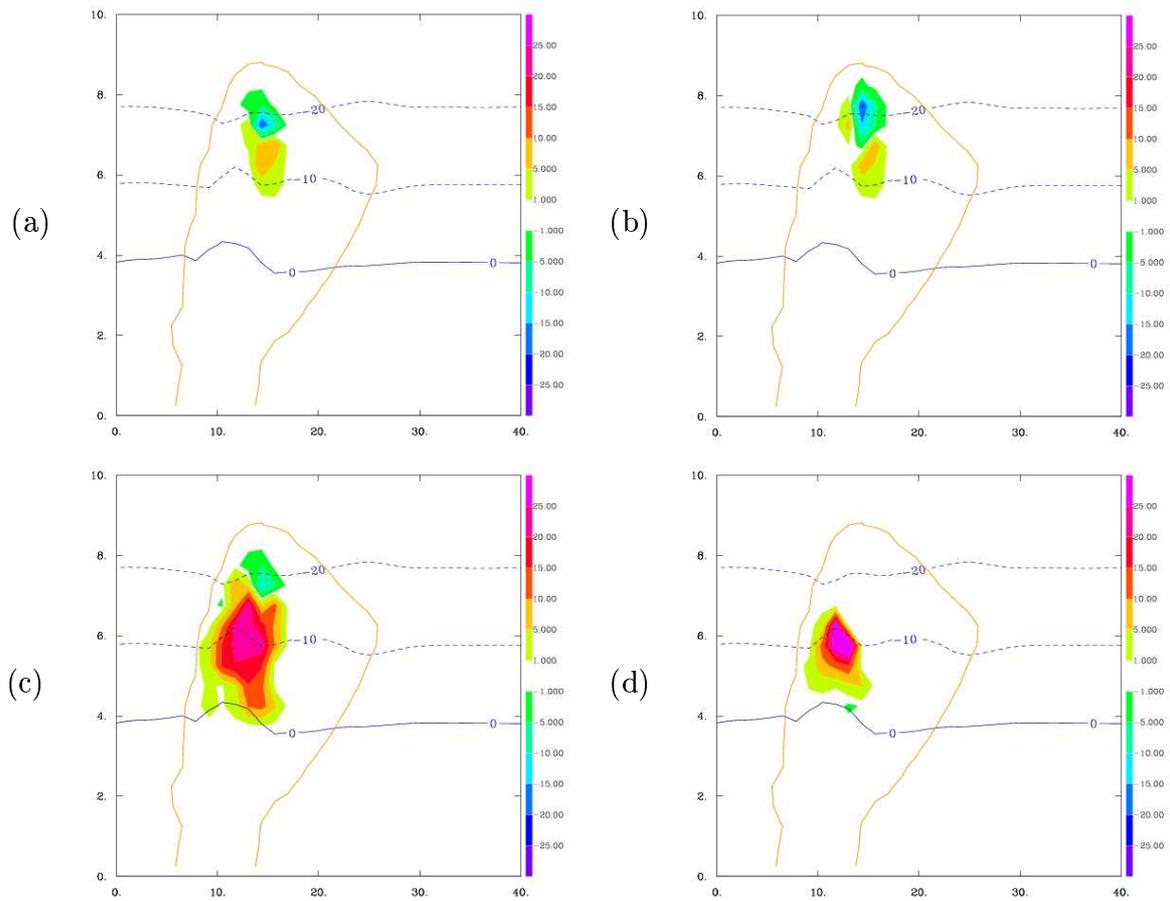


FIG. 4.6 – Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min des taux d'échanges de charge (en $\text{pC}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$) par les processus non-inductifs (a) glace-neige, (b) glace-grésil et (c) neige-grésil, et (d) par les processus inductifs. La courbe orange représente le contour du nuage et les lignes horizontales les isothermes.

La charge positive portée par la vapeur d'eau s'étale au sol sous l'effet de l'évaporation des précipitations positives.

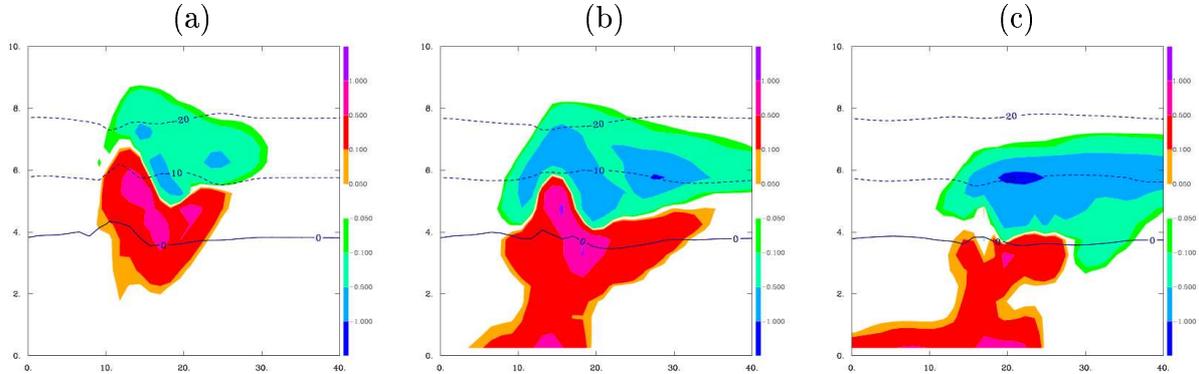


FIG. 4.7 – Coupes verticales dans l'axe du vent de la densité de charge totale (en $nC.m^{-3}$) à (a) 40 min, (b) 60 min et (c) 80 min. Les lignes horizontales représentent les isothermes $0^{\circ}C$, $-10^{\circ}C$ et $-20^{\circ}C$.

Au cours de la simulation, 604 éclairs ont été déclenchés dont 2 CG-. Le premier éclair est déclenché après 34 min de simulation, et la fréquence des éclairs augmente jusqu'à atteindre 30 éclairs par minute au bout de 70 min (figure 4.8a). La moyenne se situe autour de 15 éclairs par minute. Si on observe la figure 4.8b, on constate que l'altitude de déclenchement diminue avec le temps. L'abaissement de l'altitude de déclenchement des éclairs semble corrélée avec l'affaissement de la structure électrique du nuage. En effet, on a vu que la frontière entre les deux régions de charge du nuage tend à s'abaisser en altitude dans le stade de dissipation. Etant donné que le champ électrique est maximum à l'interface entre les deux régions de charge opposée, les éclairs sont majoritairement déclenchés à la frontière entre ces deux zones. On remarque que la fréquence des éclairs est assez élevée à la fin de la simulation, tout comme le champ électrique. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette tendance. Tout d'abord, il se peut que la durée de vie de la supercellule excède 80 min. Ceci expliquerait que la fréquence des éclairs soit de l'ordre de 20 éclairs par minute à 80 min et que le champ électrique continue à augmenter. Cependant, la simulation n'a pas pu être poursuivie au delà de 80 min puisque la partie supérieure du nuage sort du domaine. Une autre explication serait que la charge de la vapeur d'eau n'est pas suffisamment évacuée du nuage. On constate sur la figure 4.5 que la vapeur d'eau possède une charge électrique significative. Or la charge "portée" par la vapeur d'eau correspond grossièrement aux ions. Les ions ne sont pas traités de façon explicite dans l'état actuel du modèle, et le modèle n'est donc pas capable de reproduire l'attachement des ions aux hydrométéores, la recombinaison des ions ou le courant de conduction. Seules la production d'ions par évaporation et sublimation et la neutralisation par les éclairs sont prises en compte. Il manque donc des puits pour la charge portée par la vapeur, ce qui expliquerait la charge assez importante retrouvée sur la vapeur d'eau dans cette simulation. Enfin, il se peut que le schéma électrique ne soit pas efficace, et ne neutralise pas suffisamment de charge. Si le

modèle n'était pas capable de réduire efficacement le champ électrique au sein du nuage, le nombre maximum d'éclairs serait systématiquement déclenché, soit 5 éclairs par seconde. Or ici, la fréquence maximale est de 30 éclairs par minute. Par conséquent, on n'a pas une saturation au niveau du déclenchement des éclairs.

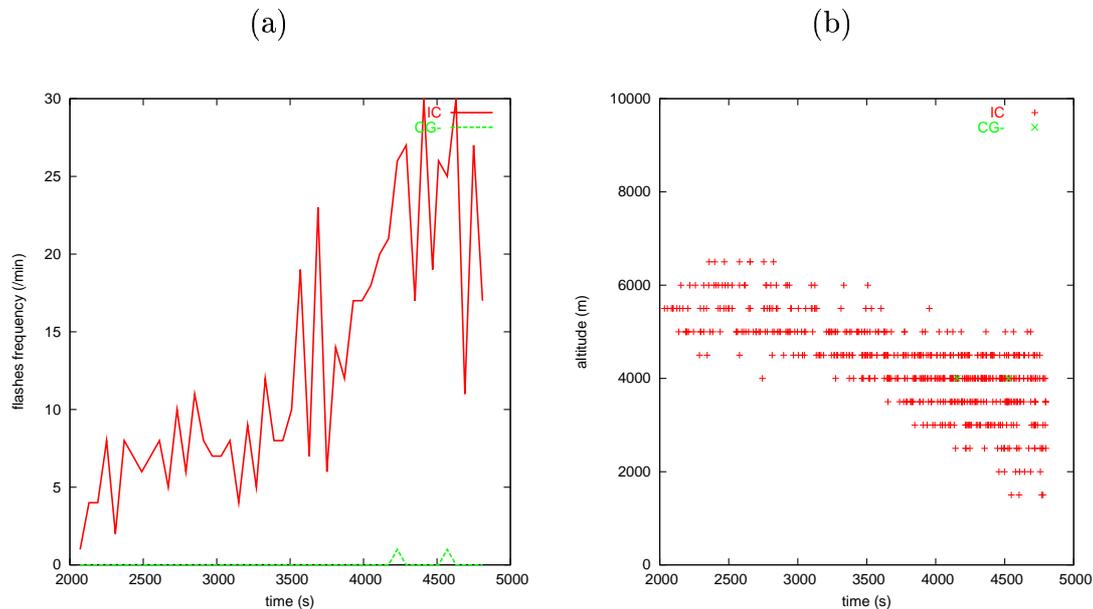


FIG. 4.8 – Evolution temporelle de (a) la fréquence des éclairs (en nombre d'éclairs par minute) et (b) l'altitude de déclenchement (en m). Les axes horizontaux sont gradués en secondes.

4.1.3 Influence de l'eau surfondue dans la paramétrisation des processus NI

Etant donné que sur les deux cas présentés (ligne de grains et supercellule), une structure électrique tripolaire ne peut être reproduite, on peut se demander quelle en est l'origine. Si l'on se réfère au diagramme de *Takahashi* [1978], on remarque que pour avoir une région supérieure positive, il faut un contenu en eau liquide significatif, supérieur à 0.5 g.kg^{-1} à -15°C . Etant donnée que la vitesse verticale ne dépasse pas 20 m.s^{-1} et que le nuage est peu développé verticalement, on peut penser que le problème vient de la vitesse verticale qui serait insuffisante, comme pour le cas de la ligne de grains. Afin de vérifier si le contenu en eau surfondue est vraiment en cause, une simulation a été réalisée en utilisant la paramétrisation de *Helsdon et Farley* [1987]. Rappelons que cette paramétrisation des processus non-inductifs ne dépend que de la température et du type d'hydrométéore, et ne tient pas compte du contenu en eau surfondue. On choisit la température d'inversion de polarité (*TCR*) égale à -10°C . Les résultats sont illustrés sur la figure 4.9. La microphysique et la dynamique sont rigoureusement identiques à la simulation précédente, seule la structure électrique a été modifiée. La glace primaire est positive entre -10°C et le sommet

du nuage avec une densité de charge dépassant 1 nC.m^{-3} . La neige est négative quelle que soit l'altitude avec deux maxima de densité de charge, l'un à 5 km et l'autre à 7-8 km. Quant au grésil, il est chargé positivement dans la partie inférieure du nuage et négativement dans la partie supérieure. Pour des températures plus chaudes que TCR , le grésil se charge positivement, et pour des températures plus froides que TCR , il acquiert une charge négative. On vérifie bien que de la charge positive se trouve au-dessus de l'isotherme -10°C et que de la charge négative tombe jusqu'à l'isotherme 0°C . A 10 km du bord gauche du domaine, on se trouve dans l'ascendance, et cette ascendance va porter le grésil positif en altitude. Le grésil positif qui se trouve au dessus de l'isotherme -10°C n'a donc pas été produit localement, mais transporté par l'ascendance. Pour le grésil négatif qu'on retrouve à 4000 m d'altitude, c'est l'effet inverse qui s'est produit : ces particules ont été prises par la subsidence et transportées dans la partie inférieure du nuage. C'est donc le transport qui produit cette inclinaison de la charge du grésil. Comme la glace et le grésil ne sont co-localisés qu'au-dessus de TCR , le grésil acquiert une charge négative et la glace une charge positive. Les mêmes échanges se produisent lors des collisions glace-neige, expliquant le maximum supérieur de la densité de charge de la neige. Le deuxième maximum est dû à la génération de charge lors des collisions élastiques entre le grésil et la neige. Lorsque ces collisions ont lieu en-dessous de TCR , la particule la plus grosse, le grésil, gagne une charge positive et la particule la plus petite, la neige, acquiert une charge négative. Les coupes verticales des densités de charge totale sont dessinées sur les figures 4.10a-c, et sont à comparer avec celles des figures 4.7a-c. On remarque que la structure électrique globale à 40 min est un tripole, avec une zone supérieure chargée positivement, une région négative intermédiaire, et une zone chargée positivement à la base du nuage. Dans la phase mature (figure 4.10b), les précipitations positives atteignent le sol, et l'enclume positive commence à se développer. Durant la phase de dissipation, on constate sur la figure 4.10c que la charge positive supérieure a disparu : elle est sortie du domaine. La charge négative du nuage s'évacue sous forme de précipitations. Par conséquent, la structure électrique tripolaire du nuage a pu être reproduite avec la paramétrisation des processus non-inductifs de *Helsdon et Farley* [1987]. On peut donc penser que le contenu en eau surfondue associé à une vitesse verticale insuffisante est responsable de cette structure dipolaire inversée. Afin de vérifier cette hypothèse, il faut simuler un cas dans lequel la vitesse verticale est nettement plus intense afin d'avoir un contenu en eau surfondue plus important en altitude.

4.1.4 Importance des éclairs dans le schéma électrique

Afin de montrer l'importance du schéma d'éclair et plus particulièrement du schéma de branchements, différentes simulations ont été réalisées. Pour les trois simulations, on prend en compte les processus non-inductifs selon *Helsdon et Farley* [1987], ainsi que les processus inductifs. La première simulation est la simulation de référence (notée REF) : le schéma d'éclair est utilisé avec $\chi = 2.5$ et $L_\chi = 500 \text{ m}$. Dans la deuxième simulation, on enlève le schéma d'éclair : quel que soit le champ électrique dans le nuage, aucun éclair n'est déclenché (notée SE). Pour la troisième simulation, on ajoute le schéma d'éclair, mais on autorise seulement la propagation du leader bidirectionnel : aucun branchement n'est

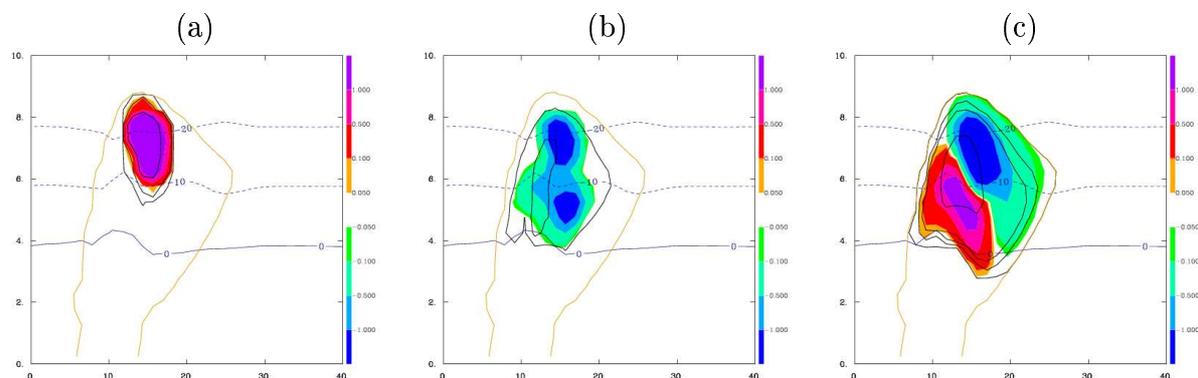


FIG. 4.9 – Coupes verticales à 40 min dans l'axe du vent de la densité de charge et du rapport de mélange pour (a) la glace primaire, (b) la neige, et (c) le grésil. Les densités de charge exprimées en $nC.m^{-3}$ sont matérialisées par les surfaces colorées. Les isocontours noirs représentent les rapports de mélange (0.01 , 0.05 , 0.1 , 0.5 et $1 g.kg^{-1}$ pour la glace primaire, 0.1 , 0.5 et $1 g.kg^{-1}$ pour la neige, et 0.1 , 0.5 , 1 et $5 g.kg^{-1}$ pour le grésil). La courbe orange matérialise le contour du nuage, et les lignes horizontales les isothermes $0^{\circ}C$, $-10^{\circ}C$ et $-20^{\circ}C$. Cette simulation a été réalisée avec la paramétrisation de Helsdon et Farley [1987] pour les processus non-inductifs.

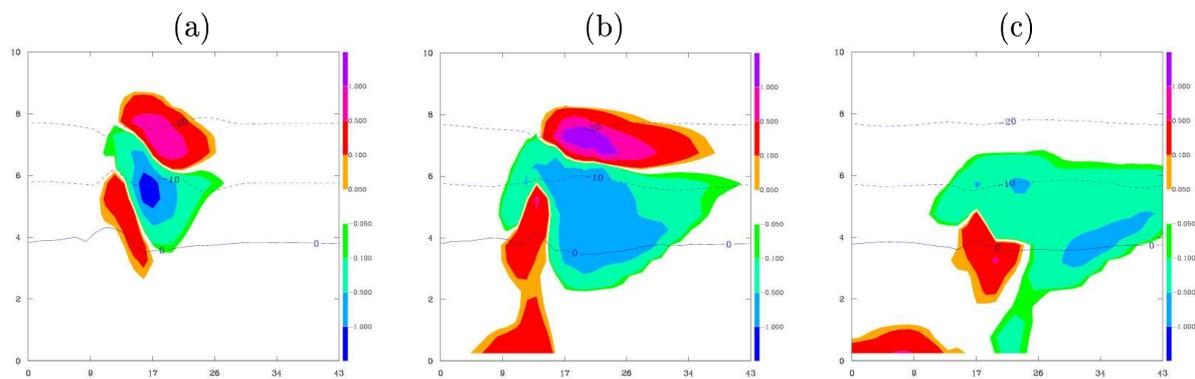


FIG. 4.10 – Coupes verticales dans l'axe du vent de la densité totale de charge (en $nC.m^{-3}$) à (a) 40 min, (b) 60 min et (c) 80 min. Les lignes horizontales représentent les isothermes $0^{\circ}C$, $-10^{\circ}C$ et $-20^{\circ}C$. Ces résultats sont issus d'une simulation utilisant la paramétrisation de Helsdon et Farley [1987] pour les processus non-inductifs.

effectué (notée SB).

La figure 4.11 représente l'évolution du champ électrique maximum dans les trois simulations réalisées. On remarque tout d'abord que le champ électrique maximum dans le cas SE est le plus important. Il atteint 475 kV.m^{-1} au bout de 56 min de simulation. Aucun éclair n'est déclenché, et donc le champ électrique continue à croître tant qu'une partie des charges n'est pas évacuée par les précipitations ou ne sort pas du domaine. Lorsqu'on ajoute le schéma d'éclair mais en n'autorisant pas les branchements (cas SB), le champ électrique maximum est élevé, mais il est inférieur au cas précédent. Le leader bidirectionnel permet tout de même de neutraliser les charges mais dans un volume assez réduit (voir figure 4.12b). Le nombre moyen de segments par éclair est de 8.6 alors qu'il atteint 205 dans le cas où le schéma complet est pris en compte. L'ajout du schéma complet d'éclairs se traduit par une diminution importante du champ électrique maximum qui reste inférieur à 200 kV.m^{-1} sur toute la durée de la simulation. En comparant les figures 4.12a et 4.12b, on constate que le volume affecté par les éclairs est beaucoup plus important lorsque les branchements sont pris en compte. Ce résultat confirme l'extension horizontale des éclairs autorisée par les branchements. Il montre aussi que le caractère "filamentaire" des éclairs dans Méso-NH permet tout de même d'avoir une influence volumique de la réorganisation des charges tout en gardant une représentation réaliste de la tortuosité des éclairs et de leurs branchements. Les surfaces colorées représentent une photographie à un instant donné de la différence de densité de charge entre le cas REF et le cas SE puis entre le cas REF et le cas SB. Il existe un excès de charge sur quasiment tout le nuage bien que les éclairs sur les 5 dernières minutes n'aient eu d'influence que sur un volume limité (voir région hachurée). On note que cette différence est importante, supérieure à $\pm 1 \text{ nC.m}^{-3}$. Ce résultat peut être imputé aux différents processus qui sont liés aux charges électriques : processus d'électrisation, transfert et transport de charge, neutralisation. Un processus tel que l'électrisation par le mécanisme non-inductif ne dépend pas de la charge préexistante. Par contre, tous les autres processus sont liés ou limités par la charge électrique locale, ce qui explique pourquoi de telles différences sont visibles entre les densités de charge des différents cas. On notera sur la figure 4.11 que sur les courbes des simulations REF et SB comportent des pics qui débutent un peu avant 40 min et qui sont présents ensuite jusqu'à la fin de la simulation. Le début des pics correspondrait au déclenchement du premier éclair. De plus, ces pics n'apparaissent pas dans le cas SE, où par définition, aucun éclair n'est déclenché. Ces pics correspondent à la neutralisation des charges. Un éclair étant déclenché au point où le champ électrique est maximum, la réorganisation des charges va conduire à une diminution locale du champ électrique, ce qui provoque l'apparition de pics sur la courbe.

On peut en conclure que pour simuler un orage électrisé sur toute sa durée de vie, la prise en compte des éclairs est indispensable pour éviter des valeurs trop irréalistes du champ électrique. Cependant, nous avons vu que la représentation des éclairs selon le classique leader bidirectionnel ne suffisait pas à limiter le champ électrique aux valeurs du champ électrique de rupture ("breakeven electric field"). Le nombre d'éclairs déclenchés est plus important que dans la simulation REF, mais le champ électrique maximum reste plus élevé. Ainsi, les éclairs, aussi nombreux soient-ils, ne sont pas capables de limiter

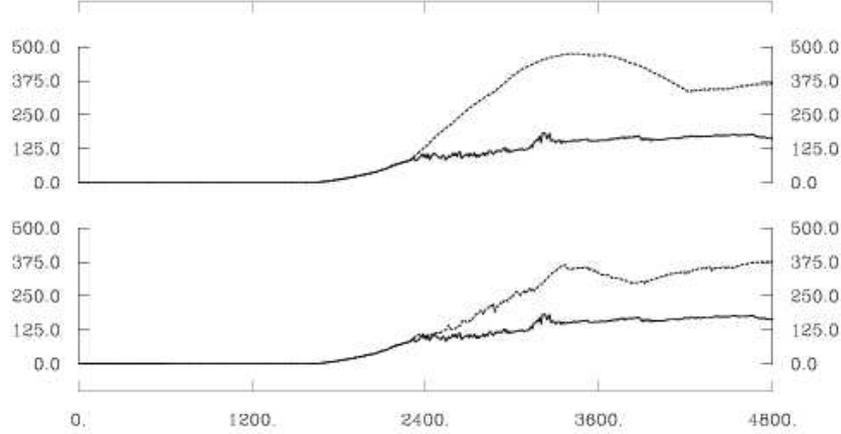


FIG. 4.11 – *Evolution temporelle du champ électrique maximum.* Dans les deux graphes, la courbe en trait plein représente l'évolution temporelle du champ électrique dans le cas où le schéma d'éclair est pris en compte. Dans le graphe du dessus, la courbe en pointillés illustre le cas où le schéma d'éclair n'est pas ajouté, et dans le graphe du dessous, il illustre le cas où le schéma d'éclair est pris en compte mais sans les branchements. L'axe horizontal est gradué en secondes et l'axe vertical en $kV.m^{-1}$.

efficacement le champ électrique dans le nuage sans l'algorithme de branchement.

4.1.5 Tests de sensibilité : influence de la dimension fractale

Des simulations ont été réalisées pour différentes valeurs de la dimension fractale de l'éclair. L'équation donnant le nombre maximum de branches N à une distance d donnée du point d'initiation de l'éclair est rappelée :

$$N(d) \sim \frac{L_\chi}{L_{moy}} d^{\chi-1} \quad (4.1)$$

χ est la dimension fractale de l'éclair, L_{moy} la longueur moyenne d'une maille, et L_χ la longueur caractéristique d'un segment de l'éclair. Les tests de sensibilité ont été réalisés en faisant varier χ et L_χ (voir tableau 4.1).

Examinons dans un premier temps l'influence de la dimension fractale χ sur différents paramètres. Etant donné la géométrie 3D du problème, χ doit être compris entre 2 et 3 [Petrov et Petrova, 1993]. Trois simulations ont donc été réalisées en posant χ égal à 2.2, 2.5 et 2.8. L_χ est gardé constant et égal à 500 m. Pour un éclair pris individuellement, une augmentation de χ devrait entraîner une structure d'éclair plus riche, avec davantage de branchements. Ainsi, on s'attend à avoir un taux de charge neutralisée et une réduction du champ électrique importants. Le nombre d'éclairs devrait diminuer sur toute la durée de la simulation. De façon générale, si on examine le tableau 4.1, on remarque qu'une augmentation de χ provoque une augmentation du nombre moyen de segments par éclair et une

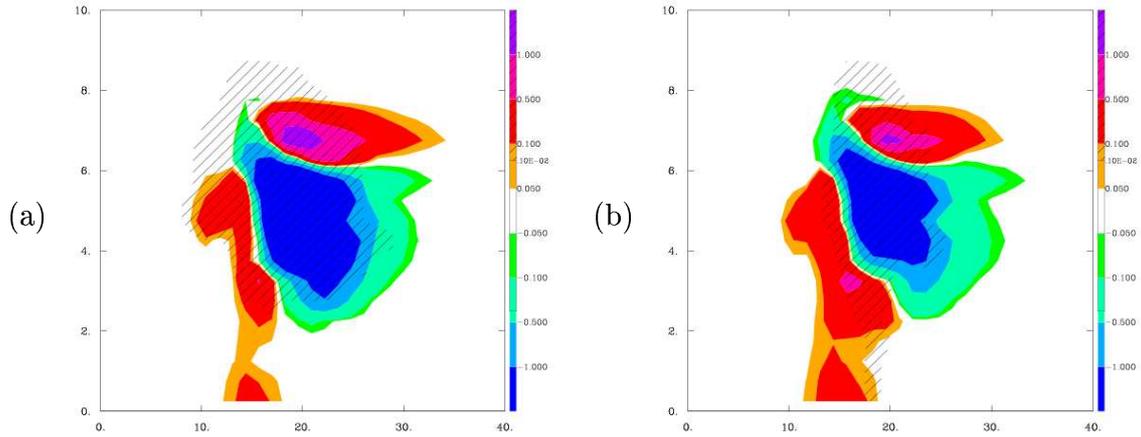


FIG. 4.12 – Coupes verticales dans l'axe du vent à 60 min du volume affecté par les éclairs sur 5 min (zone hachurée) quand les éclairs sont branchés (a) et quand il y a seulement le leader bidirectionnel (b), et différence entre la densité de charge (surfaces colorées) avec et sans éclair (a), et avec ou sans branchements (b).

diminution du nombre d'éclairs. Pour $\chi = 2.8$, on note que le nombre moyen de segments par éclair est plus faible que pour $\chi = 2.2$ et $\chi = 2.5$. En examinant plus précisément les caractéristiques des éclairs individuels, on constate qu'une fraction non négligeable de ces éclairs est constituée seulement d'une dizaine de segments. En effet, plus la dimension fractale est importante, plus le nombre de segments d'un éclair est élevé, et plus cet éclair va être efficace en terme de neutralisation des charges. Si l'éclair suivant est déclenché dans le voisinage proche de celui-ci, il ne pourra pas trop s'étendre puisque la charge dans cette région sera tombée sous le seuil q_{excess} . L'efficacité de certains éclairs peut donc expliquer la faible extension des éclairs suivants. On peut en conclure que le schéma fractal est moins efficace si χ est trop proche de la limite supérieure.

Dans un deuxième temps, on a étudié l'influence de L_χ en gardant χ constant ($\chi = 2.5$). Pour un éclair, une augmentation de L_χ devrait avoir une influence similaire à une augmentation de χ . Si on regarde le tableau 4.1, il apparaît qu'une élévation de L_χ produit des résultats comparables qualitativement à ceux obtenus lors d'une augmentation de la dimension fractale. Cependant, une différence apparaît pour $L_\chi = 200$ m. Le nombre moyen de segments par éclair est de 18 alors qu'il atteint des valeurs supérieures à 40 pour des longueurs caractéristiques supérieures. De plus, le nombre moyen de niveaux de branchements est de 2.25 alors qu'il tourne autour de 8 pour les autres valeurs de χ et L_χ . Imposer $L_\chi = 200$ m implique un rapport L_χ / L_{moy} faible. Ainsi, le nombre maximum de branches à une faible distance du point d'initiation de l'éclair est nul. Lorsqu'on s'éloigne du point de déclenchement, le nombre maximum de branches augmente légèrement, mais pas assez pour permettre l'extension de l'éclair. Par conséquent, une faible quantité de charge est neutralisée par éclair, et le nombre d'éclairs augmente pour limiter le champ électrique dans le nuage.

Les valeurs de la dimension fractale χ et de la longueur caractéristique des segments

χ	L_χ (m)	E_{max} (kV.m ⁻¹)	Nb d'éclairs	Nb moyen de segments / éclair	Niveau moyen de branchement
2.2	500	163	324	64	8.07
2.5	200	197	631	18	2.25
2.5	500	169	220	86	7.80
2.5	1000	159	168	48	7.54
2.8	500	155	142	44	8.52

TAB. 4.1 – Résumé des tests de sensibilité effectués sur la dimension fractale χ et sur la longueur caractéristique des segments L_χ .

doivent être choisies avec soin. L_χ ne doit pas être inférieur à L_{moy} , et χ ne doit pas être trop élevé. Cependant, pour tous les tests effectués, le champ électrique maximum n'excède pas 200 kV.m⁻¹, et le nombre d'éclairs sur toute la durée de la simulation est au maximum de 631 pour le cas le plus défavorable. Ces tests de sensibilité démontrent l'efficacité du schéma de branchements ainsi que sa robustesse.

4.1.6 Discussion

Les caractéristiques dynamiques de la supercellule ont bien été reproduites lors de la simulation. On retrouve la supercellule initiale qui se dédouble sous l'effet du courant de subsidence, et qui donne naissance à une deuxième cellule se déplaçant sur la droite de la cellule initiale [Klemp et Wilhelmson, 1978]. Le cycle de vie des charges est simulé : chargement des hydrométéores, transfert et transport des charges électriques, éclairs et neutralisation des charges. L'électrisation du nuage conduit à la formation d'un dipole électrique inversé : une région de charge négative sur une région de charge positive. Comme pour la ligne de grains étudiée dans le chapitre précédent, le modèle échoue à reproduire la structure électrique tripolaire classique. On a vu que le taux de génération de charge par les processus non-inductifs paramétrés selon Takahashi [1978] mettant en jeu le grésil et la neige conduisait principalement à un chargement positif du grésil et négatif de la neige. Etant donné sa grande densité, le grésil va sédimenter et va former la charge positive inférieure. La neige étant plus légère, elle va être transportée en altitude et former la charge négative d'altitude. La vitesse verticale n'est pas très intense, elle ne dépasse pas 20 m.s⁻¹ alors que pour une supercellule classique la vitesse verticale peut atteindre 30 à 50 m.s⁻¹. Comme pour la ligne de grains, on peut donc penser que la vitesse verticale n'est pas suffisante pour maintenir une quantité suffisante d'eau surfondue en altitude pour permettre à la glace primaire de se charger positivement et de former l'enclume positive. On constate la création de charge positive au sommet du nuage, mais elle est faible et elle est transportée et échangée entre particules, et n'apparaît donc pas sur la densité volumique de charge de la glace primaire. L'analyse des résultats de la simulation utilisant la paramétrisation de Helsdon et Farley [1987] pour les processus non-inductifs qui ne prend pas en compte l'eau surfondue dans la génération de charge, montre qu'un tripole

peut être créé. Dans cette paramétrisation, seule la température ambiante détermine le signe de la charge échangée. Pour des températures plus chaudes que TCR fixée à -10°C , le grésil se charge positivement, alors que la neige acquiert une charge négative. Pour des températures plus froides que TCR , la neige et la glace primaire se chargent positivement, et le grésil négativement. Suite au transport des charges par l'advection, la turbulence et la sédimentation, les charges sont séparées à l'échelle du nuage, conduisant à la formation d'un tripole. L'effondrement du nuage lors de la phase de dissipation est reproduit, et conduit à un abaissement de l'altitude de déclenchement des éclairs.

L'importance du schéma des éclairs a été illustré à plusieurs reprises. Tout d'abord, des tests de sensibilité sur les deux paramètres libres du schéma de branchements ont montré que ce schéma était très robuste. Quelles que soient les valeurs choisies pour la dimension fractale et pour la longueur caractéristique des segments, les éclairs sont très efficaces pour limiter le champ électrique à des valeurs réalistes, inférieures au champ électrique de rupture (E_{be}). Même dans les cas les plus défavorables, les valeurs du champ électrique et du nombre d'éclairs restent raisonnables. On a aussi vu que le schéma de branchements permettait de multiplier le nombre de points atteints par l'éclair par un facteur 20, ce qui met en évidence l'importance et l'efficacité du schéma pseudo-fractal. De plus, la représentation de l'éclair filamentaire permet de reproduire un effet volumique au niveau de la neutralisation des charges puisque les divers graphes de la densité de charges ne présentent pas un bruit excessif.

4.2 Orage multicellulaire

4.2.1 Initialisation

Le domaine utilisé pour la simulation est de $40 \times 40 \times 36$ points avec $\Delta x = \Delta y = 1$ km et $\Delta z = 500$ m. Le pas de temps est de 2 s. La convection est initiée par une bulle chaude ($+2^\circ\text{C}$) de rayons 10, 10 et 1.5 km, centrée à 10 km du bord ouest et à 22.5 km du bord nord du domaine. Les profils verticaux de température et d'humidité sont ceux utilisés par *Weisman et Klemp* [1984] (figure 4.13). Le profil initial de vent est aussi issu de *Weisman et Klemp* [1984]. L'hodographe est un demi-cercle et on choisit $U_s = 20$ m.s $^{-1}$. Au dessus de 5 km d'altitude, le vent est constant en direction et amplitude. Un tel cisaillement de vent 2D est favorable à la formation d'une multicellule [*Weisman et Klemp*, 1984]. Les conditions aux limites latérales employées sont les mêmes que pour l'orage supercellulaire, c'est à dire des conditions aux limites ouvertes. Cette multicellule possède les caractéristiques des orages du Colorado [*Dye et al.*, 1974] qui sont caractérisés notamment par des gouttelettes nuageuses trop petites pour que la croissance par collision-coalescence soit efficace. Par conséquent, l'autoconversion des gouttelettes nuageuses en pluie n'est pas efficace, et les processus glacés dominent la formation des précipitations.

La multicellule s'électrise par le processus non-inductif de *Takahashi* [1978] et par le processus inductif. La dimension fractale des éclairs est choisie égale à 2.5 et la longueur caractéristique des segments vaut 500 m.

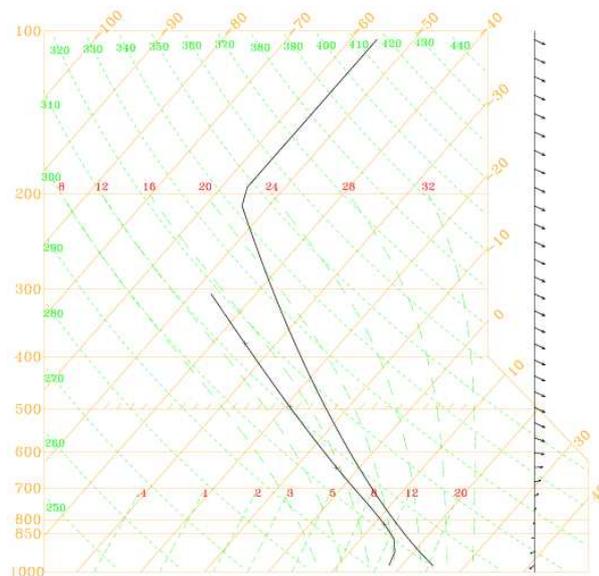


FIG. 4.13 – *Sondage initial adapté de Weisman et Klemp [1984]. La courbe de gauche correspond à la courbe des points de rosée et celle de droite à la courbe d'état. Sur la droite de l'émagramme est représenté le sondage de vent.*

4.2.2 Caractéristiques générales

L'évolution dynamique de la multicellule est illustrée sur la figure 4.14. A 20 min, un seul noyau d'ascendance est présent. La vitesse verticale w est intense, atteignant 57 m.s^{-1} au bout de 27 min de simulation. Ce maximum d'ascendance peut paraître élevé, mais il est dû à l'initiation de la convection : quelques minutes plus tard, la vitesse verticale décroît pour atteindre un palier entre 25 et 35 m.s^{-1} (voir figure 4.15). On constate qu'un deuxième noyau d'ascendance apparaît au bout de 40 min de simulation, au nord de la cellule principale. L'ascendance principale a diminué en intensité : à 5 km, la vitesse verticale est de l'ordre de 20 à 25 m.s^{-1} . La nouvelle ascendance est de moindre intensité à 5 km d'altitude. La vitesse verticale w atteint 10 à 15 m.s^{-1} . Les précipitations font leur apparition au sol, entre les deux cellules et légèrement à l'arrière du système. Vingt minutes plus tard, les deux cellules sont totalement séparées et les précipitations au sol sont localement supérieures à 10 mm.h^{-1} . A 80 min de simulation, la cellule initiale est en phase de dissipation, alors que la deuxième cellule s'intensifie. Au sud-est de la deuxième cellule, un maximum de vitesse verticale secondaire peut être le prémice à une nouvelle cellule. La simulation a été stoppée au bout de 100 minutes de simulation parce que la multicellule sort du domaine.

Des coupes verticales du rapport de mélange et de la densité de charge ont été réalisées pour les différentes catégories d'hydrométéores (figures 4.16a-f). Toutes les coupes verticales sont dirigées parallèlement au vent en altitude et passent par le maximum de vitesse verticale de la cellule initiale. On constate que dans l'ascendance, le rapport de mélange

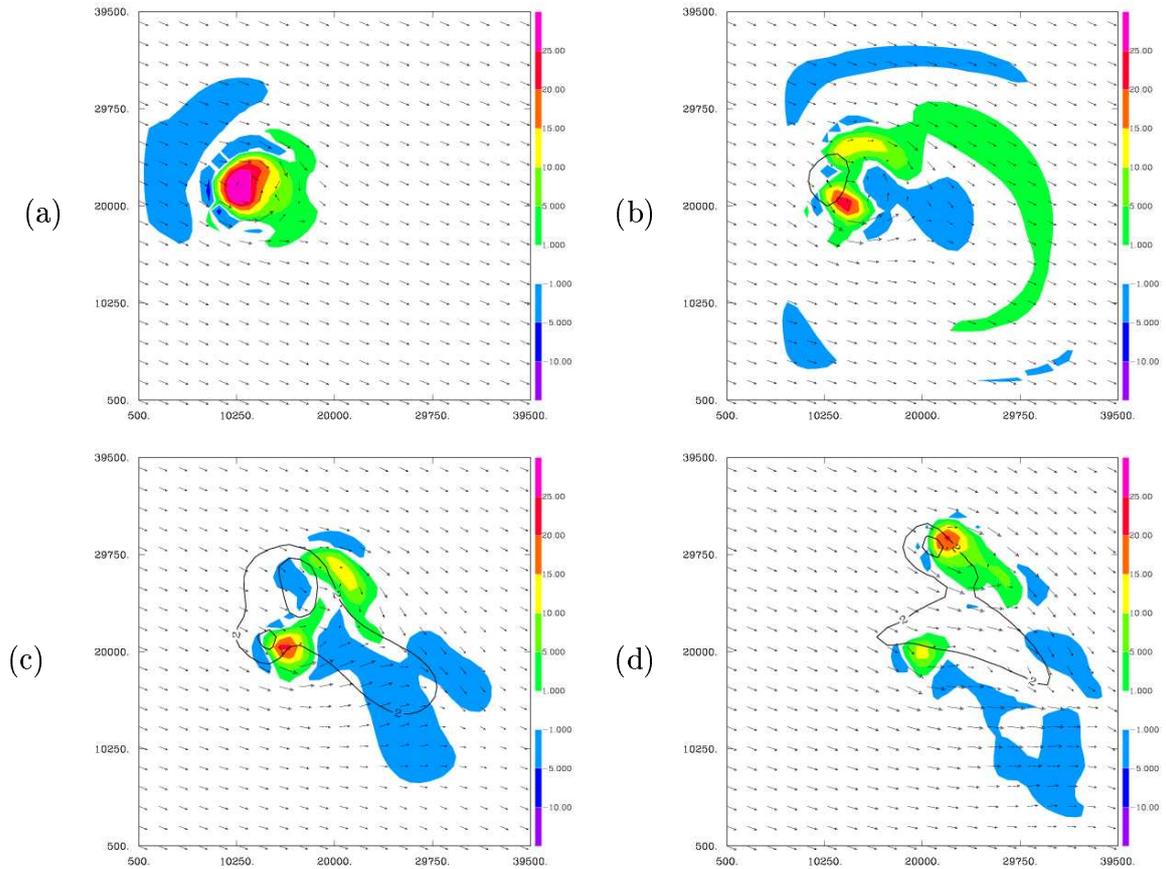


FIG. 4.14 – Coupes horizontales de la vitesse verticale et du vent à 5 km, et des taux de précipitation au sol à (a) 20 min, (b) 40 min, (c) 60 min et (d) 80 min. Les flèches représentent le vent horizontal à 5 km, les surfaces colorées la vitesse verticale à 5 km d'altitude, et les isocontours les taux de précipitations (2, 10 et 20 $\text{mm}\cdot\text{h}^{-1}$).

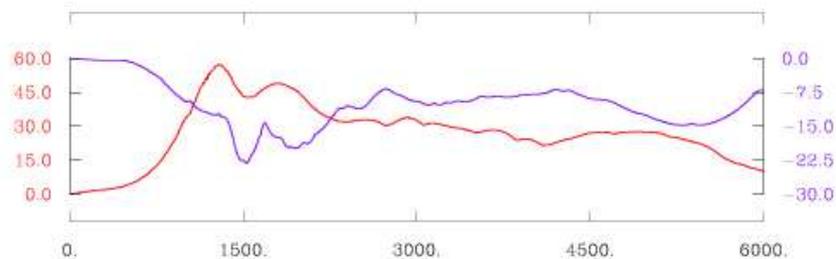


FIG. 4.15 – Evolution temporelle du maximum d'ascendance (courbe rouge) et de subsidence (courbe bleue). L'unité des axes verticaux est le $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et celui de l'axe horizontal la seconde.

en eau surfondue est supérieur à 0.1 g.kg^{-1} au niveau de l'isotherme -30°C . Entre les isothermes -10°C et -30°C , l'eau surfondue est présente en quantité significative, entre 0.1 et 0.5 g.kg^{-1} . A 40 min, le rapport de mélange de la pluie est assez faible, étant donné que dans cette multicellule typique du Colorado, la pluie est issue de processus froids et non de la collision-coalescence des gouttelettes nuageuses [Dye et al., 1974]. On retrouve la glace primaire principalement en altitude : l'isocontour 0.1 g.kg^{-1} est compris entre l'isotherme -20°C et le sommet du nuage à 13 km d'altitude. La neige occupe la quasi-totalité du nuage au dessus de l'isotherme 0°C . Quant au grésil, on le retrouve dans tout le nuage, mais avec un maximum dans l'ascendance où son rapport de mélange dépasse 5 g.kg^{-1} .

Les figures 4.17a-d représentent les coupes verticales des taux de charge échangée lors des processus non-inductifs et inductifs. Lors des collisions élastiques glace-neige (figure 4.17a), la particule la plus grosse (la neige) gagne une charge négative entre -20°C et -40°C . On se trouve donc dans le régime de chargement négatif de la plus grosse particule, et si on se réfère à la table de Takahashi [Wojcik, 1994], le contenu en eau liquide du nuage est supérieur à 0.1 g.kg^{-1} . La glace primaire se charge donc positivement dans cette gamme de température et de contenu en eau liquide. On remarque toutefois que des zones positives apparaissent sur la figure 4.17a. Elles sont situées au niveau de l'isotherme -20°C et sur l'isotherme -30°C . Dans les deux cas, on se trouve à la limite entre les deux régimes de fonctionnement. Si on se place sur l'isotherme -20°C , le contenu en eau liquide critique est 0.2 g.kg^{-1} . Le contenu en eau liquide est maximum au centre de l'ascendance, c'est-à-dire à l'endroit où la vitesse verticale est la plus intense. Lorsqu'on s'éloigne du maximum de vitesse verticale, le contenu en eau liquide diminue. Si on se trouve près de la limite entre deux zones de chargement différentes, une faible variation du LWC peut conduire à un changement de la polarité de la charge échangée. Donc à température égale, si on s'éloigne du centre de l'ascendance, le contenu en eau liquide diminue et la neige se charge positivement. En dessous de l'isotherme -20°C , la charge échangée est aussi positive car il y a une augmentation du contenu en eau liquide critique, et donc la neige gagne une charge positive. La même tendance apparaît pour les interactions entre la glace primaire et le grésil (figure 4.17), mais le taux de charge échangée est plus important que pour les collisions glace-neige. Dans la paramétrisation de Takahashi [1978], la charge échangée dépend du diamètre de la plus petite particule et de la vitesse relative de chute des deux particules qui interagissent. Dans le cas de collisions glace-grésil et de collisions glace-neige, la particule la plus petite est toujours la glace primaire, mais la vitesse verticale relative est plus importante dans le cas des collisions de la glace avec le grésil. L'interaction entre la neige et le grésil a lieu entre 4 et 9 km d'altitude (figure 4.17c). Deux régions se distinguent : une région à basse altitude où le grésil se charge positivement, et une région au dessus de l'isotherme -20°C où le grésil acquiert une charge négative. La zone dans laquelle les particules s'électrifient est plus importante que pour les collisions avec la glace primaire puisque cette dernière n'est présente qu'au dessus de 6 km d'altitude. La dernière figure représente le taux de charge échangée lors des processus inductifs. Ce mécanisme prend place entre les isothermes -10 et -30°C , et permet au grésil de se charger positivement. Pour résumer, la glace primaire se charge positivement en altitude et quelques poches de charge négative apparaissent autour de -20°C . Le grésil se charge positivement à basse

altitude et négativement au dessus de l'isotherme -20°C . Quant à la neige, elle se charge principalement de façon négative en dessous de 7 km, et au dessus, elle acquiert une charge positive lors des collisions avec la glace et négative lors des collisions avec le grésil. Ce chargement opposé de la neige à haute altitude résulte cependant en une charge négative puisque les collisions neige-grésil sont plus efficaces que les collisions glace-neige.

La coupe verticale de la densité de charge de la glace primaire (figure 4.16d) révèle une charge de polarité positive quasiment uniforme avec des valeurs supérieures à 1 nC.m^{-3} . Quelques poches de charge négative dues au chargement négatif de la glace à 7 km d'altitude et à son transport apparaissent à la périphérie de la région positive. La neige est chargée négativement quelle que soit l'altitude. On aperçoit tout de même une région chargée positivement sous le vent. Cette charge positive est probablement issue de la transformation microphysique de la glace primaire en neige par autoconversion et aggrégation. Sur la figure 4.16f, on remarque que le grésil est positif dans l'ascendance et négatif en dehors. La charge positive créée à basse altitude est transportée par le courant ascendant, tandis que la charge négative issue des plus hauts niveaux est entraînée par la subsidence. L'eau nuageuse possède une charge négative de l'ordre de 0.5 nC.m^{-3} qu'elle a acquise lors des processus inductifs. A 40 min, la pluie n'est pas ou très peu chargée. Quant à l'eau nuageuse, la charge qu'elle porte est le résultat de la sublimation des hydrométéores glacés.

Un historique de la densité de charge totale est illustré sur les figures 4.18a-c. Au bout de 40 min de simulation, à la fin du stade d'initiation, la structure électrique de la cellule initiale est tripolaire. Les cristaux de glace positifs contribuent à la région positive supérieure. La zone de charge négative intermédiaire est formée par la neige et le grésil négatifs. Quant à la zone positive inférieure, elle est issue du grésil chargé positivement. Pendant le stade mature, la région positive supérieure s'étale pour former l'enclume. La charge positive au sol est due aux précipitations et à la vapeur d'eau issue de l'évaporation des précipitations. La charge négative commence à précipiter à 60 min. Au moment de la dissipation de la cellule initiale (figure 4.18c), la structure électrique est plus complexe. Quatre couches sont empilées entre les côtes 20 et 35 km : une couche positive supérieure, une zone négative entre 4 et 7 km, puis une couche positive entre 2 et 4 km, et enfin une couche négative qui s'étend jusqu'au sol. A ce moment de la simulation, différents phénomènes entrent en jeu : l'électrisation est moindre mais toujours présente, les échanges entre particules lors des processus microphysiques, le transport des charges, et la neutralisation par les éclairs. La combinaison de tous ces processus rend la structure électrique plus complexe.

905 éclairs ont été déclenchés pendant les 90 minutes de la simulation, dont 119 CG-. Le premier éclair est un IC, et il est déclenché 26 minutes après le début de la simulation. La fréquence des éclairs atteint rapidement un maximum de 30 éclairs par minute, puis décroît jusqu'à un palier compris entre 5 et 10 éclairs par minute (figure 4.19a). Au bout de 90 minutes, la fréquence des éclairs augmente à nouveau jusqu'à 20 éclairs par minute. Les éclairs CG ne sont déclenchés que 30 minutes après le premier IC. Leur déclenchement est assez sporadique jusqu'à 80 min, puis leur fréquence augmente avec un maximum à 15 éclairs par minute. En moyenne, on a une fréquence de 12 éclairs par minute. Sur la figure 4.19b, on remarque que l'altitude de déclenchement se décale vers les basses altitudes en fonction du temps. A 30 min, l'altitude de déclenchement des éclairs est comprise entre 7500

4.2 Orage multicellulaire

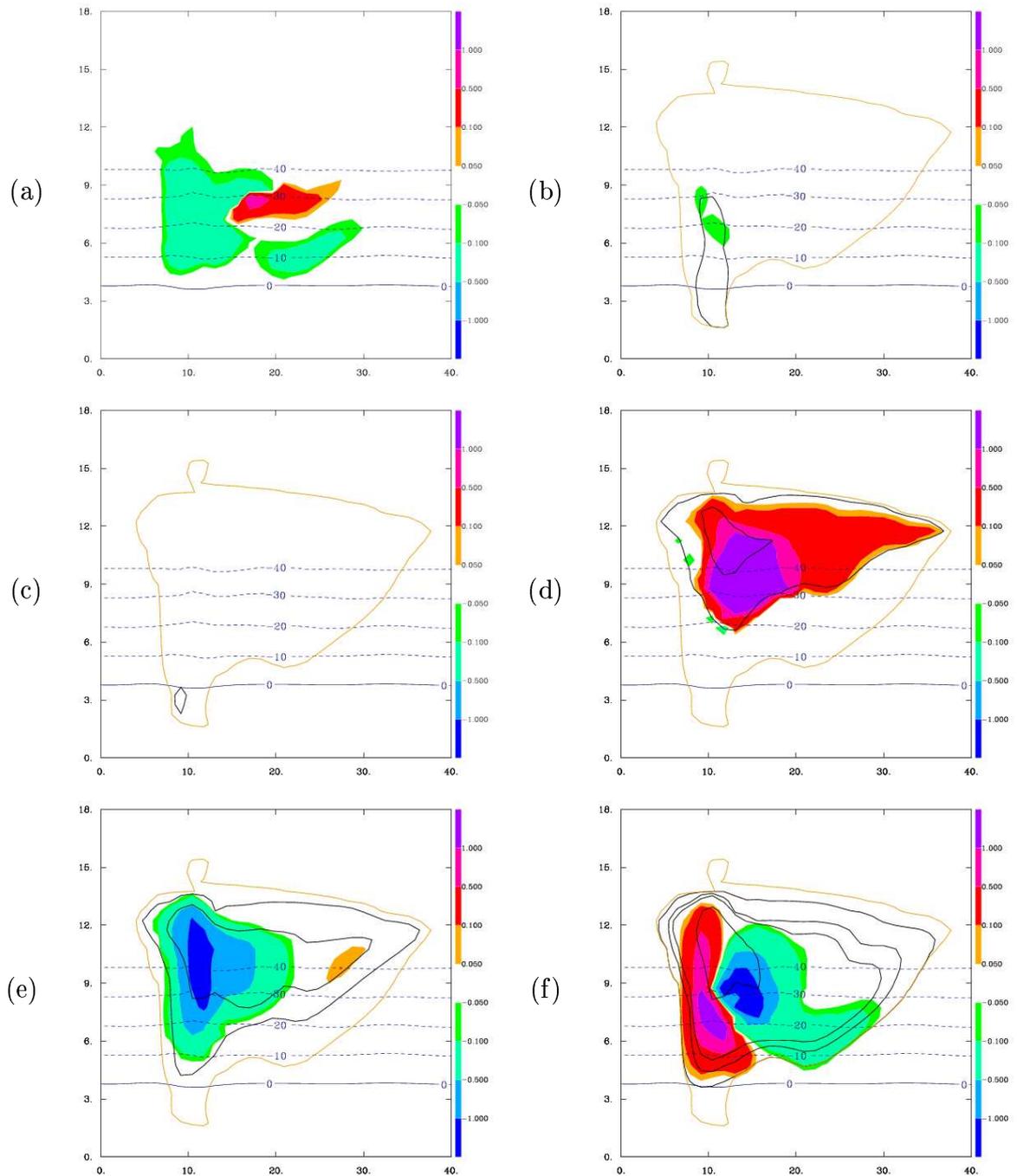


FIG. 4.16 – Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min du rapport de mélange et de la densité de charge de (a) la vapeur d'eau, (b) l'eau nuageuse, (c) la pluie, (d) la glace primaire, (e) la neige, et (f) le grésil. Les densités de charge (en $nC.m^{-3}$) sont représentées par les surfaces colorées. Les isolignes noires matérialisent les rapports de mélange ($0.1, 0.5$ et $1 g.kg^{-1}$ pour l'eau nuageuse, la glace primaire et la neige, $0.1, 0.5, 1$ et $5 g.kg^{-1}$ pour la pluie et le grésil). La courbe orange délimite le nuage, et les lignes horizontales représentent les isothermes (en $^{\circ}C$).

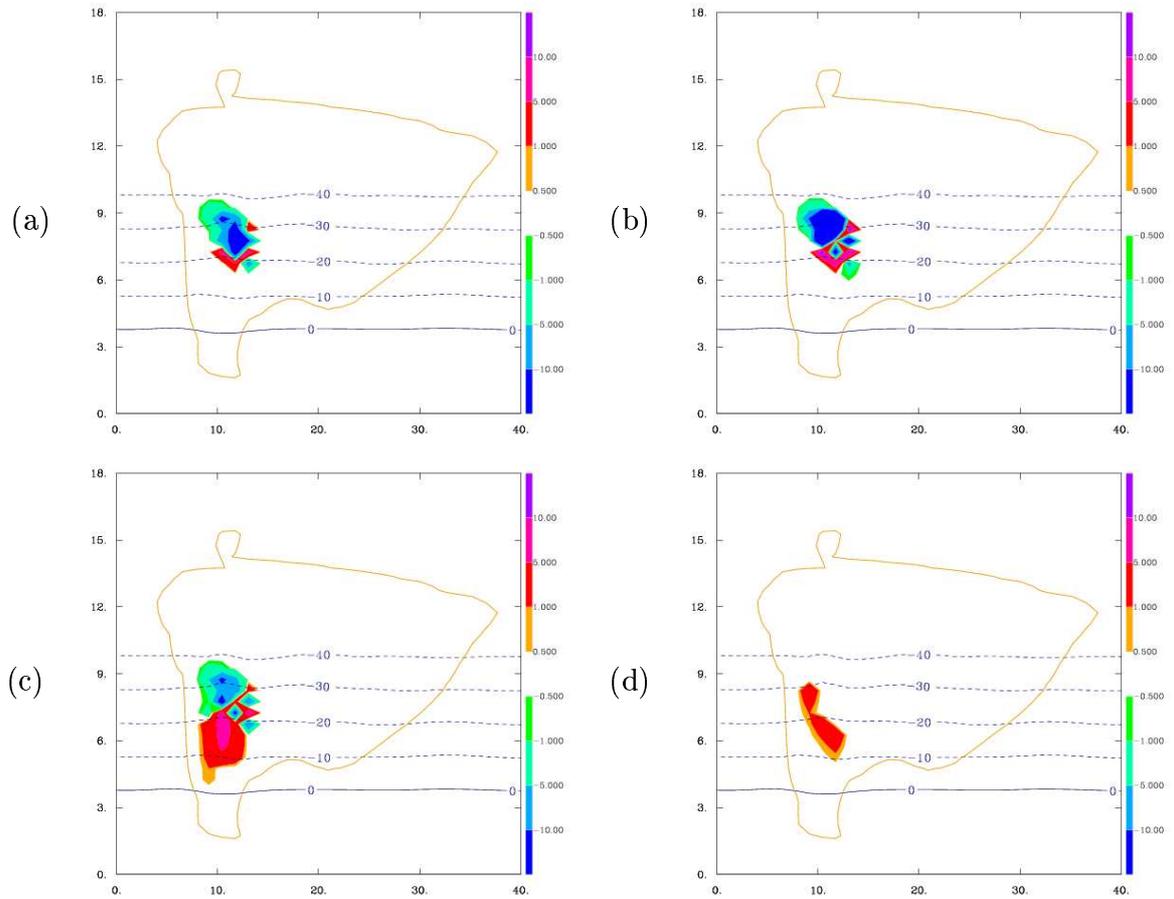


FIG. 4.17 – Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min des taux d'échange de charge (en $\text{pC.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$) par les processus non-inductifs (a) glace-neige, (b) glace-grésil, (c) neige-grésil, et (d) par les processus inductifs. La courbe orange représente le contour du nuage et les lignes horizontales matérialisent les isothermes.

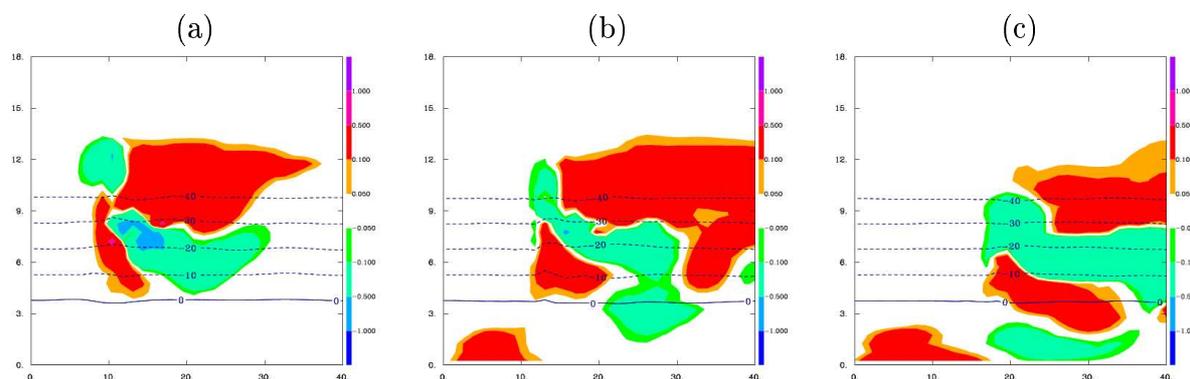


FIG. 4.18 – Coupes verticales dans l'axe du vent de la densité de charge totale (en $nC.m^{-3}$) à (a) 40 min, (b) 60 min et (c) 80 min. Les lignes horizontales représentent les isothermes $0^{\circ}C$, $-10^{\circ}C$, $-20^{\circ}C$, $-30^{\circ}C$ et $-40^{\circ}C$.

et 9500 m, et à la fin de la simulation, elle est plutôt entre 4000 et 8000 m. Ceci est provoqué par l'affaissement de la structure électrique du nuage. Cependant, étant donné qu'on ne peut pas distinguer l'influence des diverses cellules, il se peut que cet abaissement de l'altitude de déclenchement soit dû à une nouvelle cellule moins développée verticalement. On constate toutefois que les CG- sont plutôt déclenchés dans la deuxième partie de la simulation, lorsque l'altitude moyenne de déclenchement est plus basse.

L'efficacité du schéma d'éclair a été testée dans le cadre de la supercellule, mais on peut se demander si la tendance est la même pour la multicellule. La figure 4.20 confirme les conclusions obtenues dans le cas de l'orage supercellulaire. Le champ électrique maximum ne dépasse pas la valeur de 200 kV.m^{-1} qui est la valeur maximale du champ de rupture E_{be} . Le champ électrique atteint un maximum de 189 kV.m^{-1} à 53 min et à l'altitude de 6 km, ce qui correspond à la période pendant laquelle la densité d'éclair dépasse les 20 éclairs par minute. Lorsque les densités de charges électriques dans le nuage deviennent élevées, le champ électrique s'intensifie, et de plus en plus d'éclairs sont déclenchés pour neutraliser cette charge importante.

4.2.3 Tests de sensibilité : influence de la paramétrisation des processus de séparation de charge

Nous avons vu dans le chapitre 2 que différents processus de séparation de charge ont été paramétrés dans Mésos-NH. Pour les processus non-inductifs, les paramétrisations utilisées sont celles de *Takahashi* [1978] (notée TAKAH), *Saunders et al.* [1991] (notée dorénavant SAUN2) et *Saunders et Peck* [1998] (notée SAP98).

Afin d'étudier la sensibilité du modèle à la paramétrisation utilisée pour l'électrification, différentes simulations ont été réalisées. Tout d'abord, on a testé les trois paramétrisations des processus non-inductifs citées ci-dessus (figure 4.21). Dans un deuxième temps, on a étudié l'influence du processus inductif. Trois simulations supplémentaires ont donc été

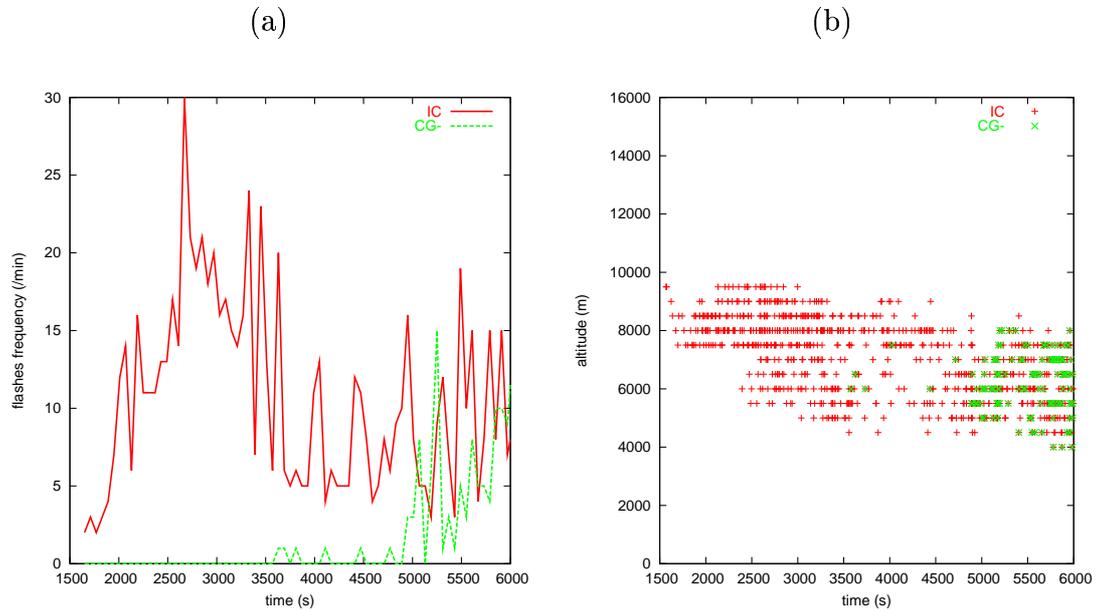


FIG. 4.19 – Evolution temporelle de (a) la fréquence des éclairs et de (b) l'altitude de déclenchement. Les éclairs intra-nuage sont représentés en rouge, et les éclairs nuage-sol négatifs en vert.

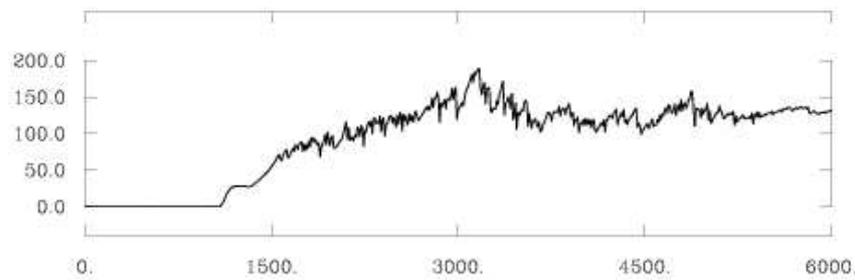


FIG. 4.20 – Evolution temporelle du champ électrique maximum (en kV.m^{-1}). L'échelle horizontale est graduée en secondes.

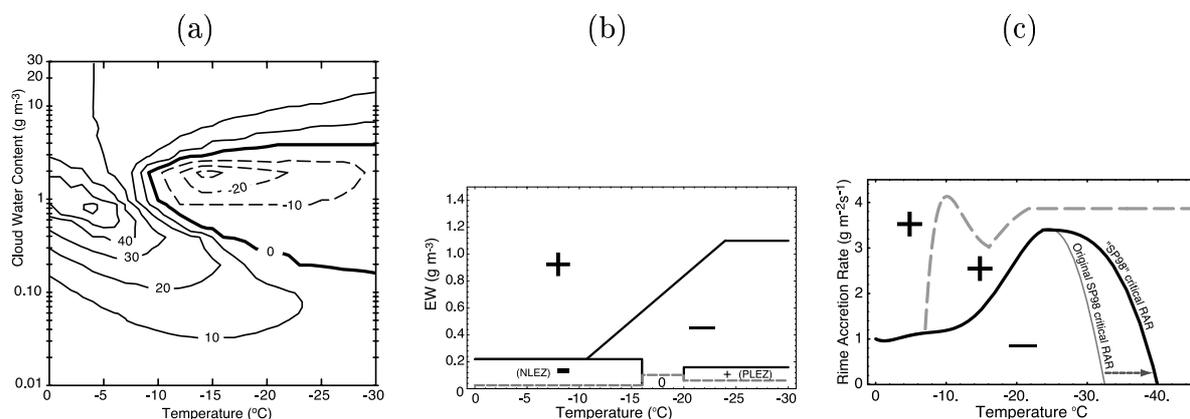


FIG. 4.21 – Diagrammes de séparation de charge selon (a) Takahashi [1978], (b) Saunders et al. [1991] et (c) Saunders et Peck [1998]. [Tiré de Mansell et al., 2005].

réalisées en ajoutant les processus inductifs associés à chaque paramétrisation des processus non-inductifs. Les résultats obtenus concernant le nombre et le type d'éclairs sont résumés dans le tableau 4.2.

Schéma de chargement	Nombre total	Nombre d'IC	Nombre de CG-	Nombre de CG+	IC/CG
TAKAH	819	747	72	0	10.4
TAKAH + ind	905	786	119	0	6.6
SAUN2	494	489	5	0	97.8
SAUN2 + ind	334	329	5	0	65.8
SAP98	12	12	0	0	-
SAP98 + ind	69	45	0	5	9

TAB. 4.2 – Résumé des caractéristiques des éclairs obtenus pour chaque simulation. Les processus non-inductifs sont désignés par TAKAH pour la paramétrisation de Takahashi [1978], SAUN2 pour celle de Saunders et al. [1991] et SAP98 pour celle de Saunders et Peck [1998]. Lorsque les processus inductifs sont pris en compte, l'abréviation "ind" est rajoutée.

Considérons tout d'abord les simulations utilisant les processus non-inductifs seuls. La simulation utilisant TAKAH a déjà été étudiée dans la section précédente à la différence qu'ici, les processus inductifs ne sont pas pris en compte. La structure électrique à 40 min est un tripole (figure 4.22a). Dans le cas où SAUN2 est utilisé, la structure électrique globale est un dipole inversé : une région négative surmontant une région positive (figure 4.22c). Le pôle négatif est dû à la neige et à la glace primaire qui sont chargées négativement de façon quasi-uniforme, tandis que le grésil contribue à la formation de la zone positive inférieure. La glace primaire se charge négativement en altitude contrairement à ce qu'on a pu voir avec TAKAH. En effet, dans la paramétrisation de Saunders et al. [1991], les

plus grosses particules se chargent positivement pour des températures froides ($< -20^{\circ}\text{C}$) et des contenus en eau liquide faibles. Or ces conditions sont généralement réunies en altitude où le contenu en eau liquide effectif devient inférieur à 0.16 g.m^{-3} qui est le contenu en eau liquide effectif critique pour cette région. *Helsdon et al.* [2001] ont utilisé la paramétrisation de *Saunders et al.* [1991] avec leur modèle d'électrisation 2D, et ils ont aussi observé la formation d'un dipole inversé. Si la paramétrisation utilisée est SAP98, on obtient un dipole direct. L'électrisation a lieu principalement en dessous de l'isotherme -20°C , ce qui implique que les collisions avec la glace primaire sont peu efficaces. En effet, on ne trouve quasiment la glace primaire qu'au-dessus de l'isotherme -20°C , et l'isocontour $0.3 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ du taux d'accrétion par givrage est en dessous de l'isotherme -20°C . Or cette valeur du taux d'accrétion par givrage est la valeur limite en-dessous de laquelle la charge échangée est nulle. La neige et le grésil coexistent avec des taux d'accrétion par givrage supérieur à $0.3 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et cela permet au grésil de se charger négativement et la neige positivement. La neige étant plus légère, elle est entraînée en altitude, tandis que le grésil sédimente, conduisant à la formation du dipole direct. Concernant les éclairs, on constate que c'est la simulation utilisant TAKAH qui donne le plus d'éclairs (819). Le nombre d'éclairs déclenchés tombe à 494 avec SAUN2, puis à 12 avec SAP98. On peut donc penser que la paramétrisation de *Takahashi* [1978] est plus efficace que les deux autres pour électriser le nuage puisque l'échange de charge avec TAKAH est moins limité par le contenu en eau liquide. Pour TAKAH, la charge échangée devient nulle pour 0.02 g.m^{-3} . Dans le cas de SAUN2, le contenu en eau liquide efficace pour l'électrisation est limité à 0.026, 0.06 ou 0.16 g.m^{-3} selon les zones du diagramme. Pour SAP98, le taux d'accrétion par givrage doit être supérieur à $0.3 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, ce qui serait équivalent à un contenu en eau liquide de 0.01 g.m^{-3} pour une vitesse de chute moyenne du grésil de 30 m.s^{-1} . Cependant, la vitesse de chute du grésil est plutôt de quelques m.s^{-1} . Plus l'électrisation est efficace, plus nombreux seront les éclairs déclenchés pour maintenir le champ électrique à des valeurs raisonnables. Dans le cas de TAKAH, 72 CG- sont produits, ce qui fait un rapport IC/CG de l'ordre de 10. Ce même rapport monte à 98 pour SAUN2, et il ne peut être calculé pour SAP98 puisqu'aucun CG n'a été déclenché pendant la simulation.

Si on compare les simulations qui combinent les effets des processus non-inductifs et inductifs, on remarque que la tendance est la même que pour les processus non-inductifs utilisés seuls. C'est la simulation avec TAKAH+ind qui donne le plus d'éclairs, suivie de SAUN2+ind et SAP98+ind. Cependant, dans le cas des simulations avec TAKAH+ind et SAP98+ind, le nombre total d'éclairs a augmenté par rapport à la simulation avec TAKAH et SAP98 respectivement, alors qu'il a diminué dans le cas de SAUN2+ind. Dans le cas de TAKAH+ind, le processus inductif rajoute de la charge positive sur le grésil à basse altitude, ce qui tend à renforcer la zone de charge positive inférieure et donc à augmenter le champ électrique dans la partie basse du nuage. Cette augmentation du champ électrique entre la région négative intermédiaire et la région positive inférieure est cohérente avec une augmentation du nombre d'éclairs et plus particulièrement du nombre de CG-. En effet, dans la simulation sans les processus inductifs le rapport IC/CG était de l'ordre de 10 et il tombe à 6.6 lorsqu'on prend en compte le mécanisme inductif. En utilisant SAP98, le mécanisme inductif entraîne une augmentation de la charge négative du grésil à basse

altitude. La structure électrique du nuage dans le cas de SAP98 est un dipole direct, donc une zone positive est au dessus d'une zone négative. Par conséquent, le champ électrique est dirigé vers le bas à l'interface des deux régions, alors qu'il est dirigé vers le haut pour TAKAH (dipole inversé à basse altitude). Dans cette situation, lors de la collision entre du grésil et une gouttelette nuageuse, la gouttelette emporte avec elle une charge positive laissant le grésil chargée négativement. Cette augmentation de la charge négative à la base du nuage augmente le champ électrique, et entraîne une élévation du nombre d'éclairs déclenchés. Comme le dipole électrique est direct, la polarité des segments du leader qui sont dirigés vers le sol est positive. Par conséquent, les éclairs qui atteignent le sol sont des CG+. Si on utilise SAUN2+ind, on observe une diminution du nombre total d'éclairs, ce qui est contradictoire avec les résultats obtenus pour TAKAH+ind et SAP98+ind. On constate que les limites des couches chargées dans le cas de SAUN2 sont situées plus haut en altitude que dans les deux autres cas. La limite de la zone inférieure se situe autour de 4.5 km alors qu'elle est à environ 3.5-4 km pour TAKAH et SAP98. Quant à la frontière entre la couche inférieure et la couche intermédiaire ou supérieure, elle est localisée entre 8.5 km et 12 km pour SAUN2, à 7.5 km pour SAP98 et entre 4.5 et 10 km pour TAKAH. Dans le cas de cette multicellule, le mécanisme inductif a lieu entre 5 et 8 km. Donc pour TAKAH+ind et SAP98+ind, le champ électrique utilisé est celui entre la couche inférieure et la couche intermédiaire ou supérieure. Par contre, pour SAUN2+ind, étant donné que la couche inférieure se situe entre 4.5 et 9 km d'altitude au niveau de l'ascendance, le champ utilisé pour le calcul des taux de charge échangée lors du mécanisme inductif est celui entre la couche positive inférieure et le sol. Ce champ électrique est dirigé vers le bas, et le grésil acquiert donc une charge négative qui va diminuer la charge positive due aux processus non-inductifs. Par conséquent, dans le cas de SAUN2+ind, le mécanisme inductif tend à diminuer la charge inférieure du nuage, et donc tend à abaisser le champ électrique. Ceci explique pourquoi le nombre d'éclairs diminue quand on ajoute le processus inductif. Cependant, il existe une caractéristique commune à ces simulations. Lorsqu'on ajoute le processus inductif, le rapport IC/CG diminue, c'est à dire qu'on a plus d'éclairs CG qui sont comptabilisés. Ce résultat est en accord avec les conclusions de *Mansell et al.* [2005] (voir tableau 4.3). Ils ont montré que la prise en compte des processus inductifs est importante pour le développement de la zone positive inférieure, et permet aussi de renforcer la zone négative principale. Si on regarde les tableaux 4.2 et 4.3, on remarque que la tendance à l'augmentation du nombre de CG est bien reproduite quand on ajoute les processus inductifs. Cependant, on notera que le nombre d'éclairs entre les deux simulations diffère. Il peut s'agir d'une différence de paramétrisation des processus non-inductifs. En effet, bien que les mêmes paramétrisations soient utilisées, des libertés sont prises quant au domaine d'application des équations paramétriques. C'est le cas notamment pour la paramétrisation de *Saunders et Peck* [1998] : les équations de chargement sont valables pour des taux d'accrétion par givrage supérieurs à $0.3 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Dans Méso-NH, cette limitation est respectée, alors que dans le modèle de *Mansell et al.* [2005], cette limite est abaissée à $0.1 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Ceci pourrait expliquer pourquoi l'électrification est plus importante dans le modèle du NSSL, et conduit donc à une plus grande activité électrique. Bien que les deux simulations reproduisent le même cas idéalisé de multicellule [*Weisman et Klemp,*

1984], la résolution du domaine n'est pas la même, et on a vu que les paramétrisations des processus non-inductifs peuvent différer entre les deux modèles. On peut tout de même observer que la tendance au niveau de l'influence des processus inductifs est la même. Ils tendent à augmenter la charge positive inférieure du nuage, conduisant à un nombre d'éclairs et surtout de CG plus important.

Schéma de chargement	Nombre d'IC	Nombre de CG-	Nombre de CG+
TAK/off/10	181	0	0
TAK/str/10	358	27	0
S91/off/10	139	0	2
S91/str/10	256	5	2
SP98/off/10	174	0	2
SP98/str/10	325	1	1

TAB. 4.3 – Tableau récapitulatif des résultats de Mansell et al. [2005]. TAK, S91 et SP98 sont les abréviations pour les paramétrisations des processus non-inductifs selon Takahashi [1978], Saunders et al. [1991] et Saunders et Peck [1998] respectivement. "off" signifie que le mécanisme inductif n'est pas pris en compte, alors que les simulations réalisées avec le mécanisme inductif sont repérées par "str". Dans le cas "str", $\overline{\cos\theta} = 0.45$ et $E_r = 0.015$. La concentration minimale de cristaux de glace est de $10 L^{-1}$.

4.2.4 Discussion

Il faut tout d'abord noter qu'en utilisant la paramétrisation de Takahashi [1978], la structure électrique globale est un tripole. Pour les deux orages simulés précédemment, la ligne de grains et la supercellule, le modèle avait échoué à reproduire une structure tripolaire classique [Williams et al., 1985]. On avait fait l'hypothèse que la vitesse verticale dans ces deux orages n'était pas assez intense pour maintenir en altitude un contenu en eau liquide suffisant. Dans le cas de la ligne de grains, sur l'heure de simulation, la vitesse verticale n'excède pas 16 m.s^{-1} , et dans la supercellule, la vitesse verticale maximale est de 18 m.s^{-1} . La vitesse verticale dans la multicellule atteint des valeurs supérieures à 50 m.s^{-1} au début de la simulation, lors du déclenchement de la convection, puis se stabilise autour de $25\text{-}35 \text{ m.s}^{-1}$. L'électrification de la multicellule se produit entre -5°C et -30°C , et la glace primaire se charge positivement au dessus de l'isotherme -20°C . Dans le cas de la supercellule, le sommet du nuage dépassait à peine l'isotherme -20°C , et de plus, le contenu en glace primaire était assez faible, ne permettant pas un chargement efficace au dessus de cet isotherme critique.

Les tests effectués sur les différentes paramétrisations des mécanismes non-inductifs ont permis de mettre en évidence plusieurs points. On a observé que, selon le type de paramétrisation utilisée, le comportement électrique du nuage est très différent. Si on utilise la paramétrisation de Takahashi [1978], la structure électrique de l'orage est tripolaire. De plus, le processus d'électrification est très efficace puisque peu limité par le contenu en eau

4.2 Orage multicellulaire

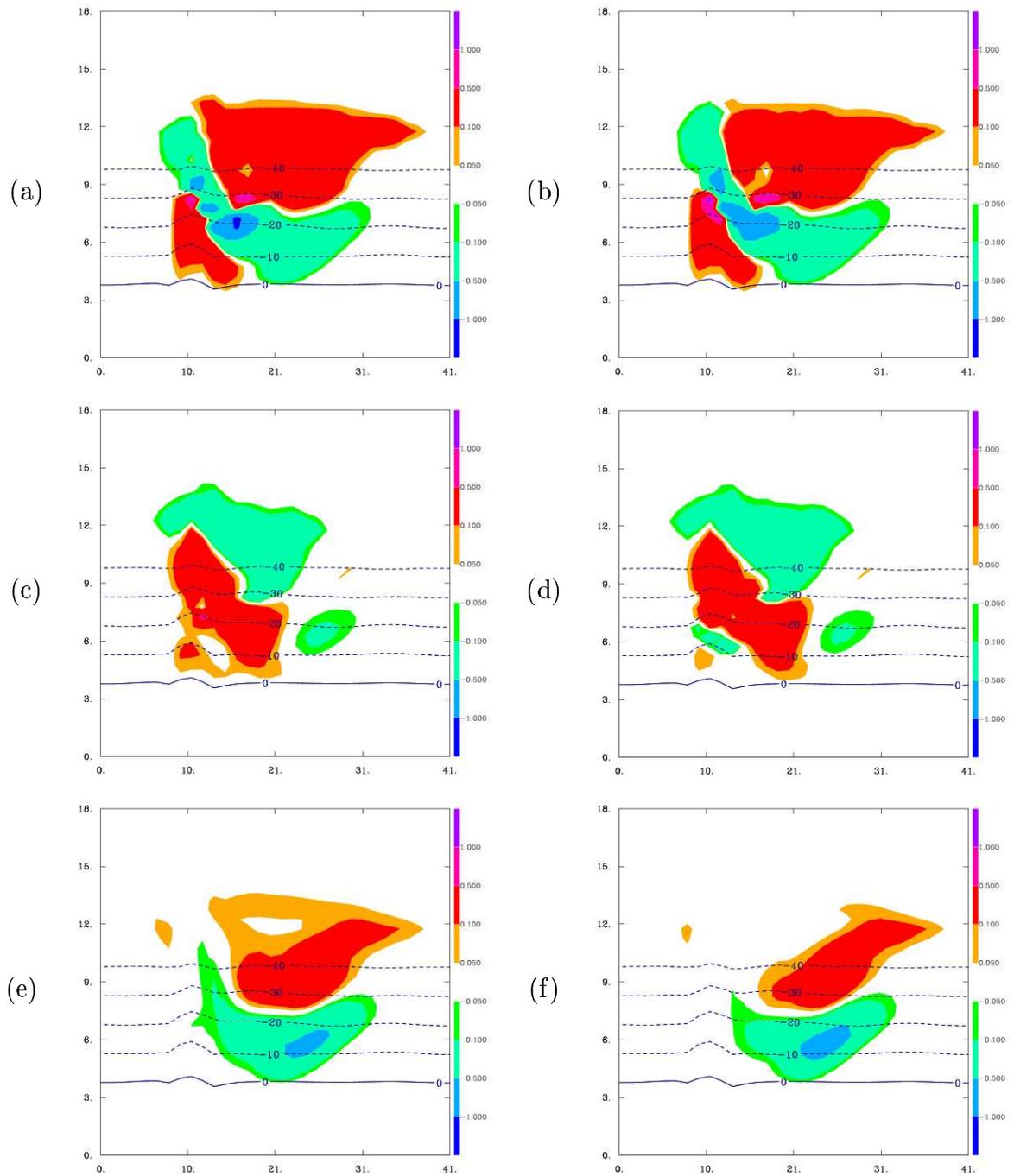


FIG. 4.22 – Coupes verticales dans l'axe du vent à 40 min de la densité volumique de charge totale (en $nC.m^{-3}$) pour (a) TAKAH, (b) TAKAH+ind, (c) SAUN2, (d) SAUN2+ind, (e) SAP98, et (f) SAP98+ind. Les lignes horizontales représentent les isothermes (en $^{\circ}C$).

liquide, ce qui conduit à une production d'éclairs assez importante dans le but de limiter le champ électrique. Dans le cas où les processus non-inductifs sont codés avec les équations de *Saunders et al.* [1991], on obtient un dipole inversé. L'électrification du nuage est moins efficace que pour *Takahashi* [1978] car il existe des limitations plus sévères au niveau du contenu en eau liquide effectif. *Helsdon et al.* [2001] ont réalisé une étude d'intercomparaison en 2D entre la paramétrisation de *Takahashi* [1978] et *Saunders et al.* [1991]. Ils ont observé la formation d'un dipole inversé en utilisant les équations de Saunders, alors que l'utilisation de la table de *Takahashi* conduit à un dipole direct. En fait, on peut s'interroger sur la pertinence de la zone marginale positive pour des basses températures et des faibles contenus en eau liquide, ainsi que sur l'utilisation d'un si grand nombre d'équations pour décrire les échanges de charge. C'est cette zone positive qui conduit à la formation d'un dipole inversé puisqu'en altitude, au dessus de l'isotherme -20°C , le contenu en eau liquide est faible, et donc la glace primaire se charge négativement. De plus, l'influence de cette zone a été réduite comme l'a préconisé *Helsdon et al.* [2001]. Cette zone existe-t-elle réellement ou est-ce un artefact des mesures en laboratoire? On notera que cette zone a été éliminée lors des travaux de *Brooks et al.* [1997] et de *Saunders et Peck* [1998]. Quant à la paramétrisation de *Saunders et Peck* [1998], elle produit un dipole direct, ce qui permet le déclenchement de CG+. Il s'agit du seul cas dans lequel des CG+ ont pu être comptabilisés car c'est le seul cas pour lequel nous avons des leaders positifs qui se dirigent vers le sol. Une électrification peu efficace est à l'origine d'une faible densité d'éclairs. Dans la paramétrisation de *Saunders et Peck* [1998], de la charge n'est échangée entre les particules glacées que pour des taux d'accrétion par givrage supérieur à $0.3 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Cette valeur correspond à un contenu en eau liquide de 0.02 g.m^{-3} pour une vitesse de chute du grésil de 15 m.s^{-1} . Or les vitesses de chute des particules de grésil sont plutôt de l'ordre de quelques m.s^{-1} . Ceci rend la paramétrisation de Saunders et Peck inefficace pour les collisions élastiques des particules glacées avec la glace primaire qui est localisée en altitude.

On a vu que généralement, le rôle du mécanisme inductif était d'augmenter la charge positive ou négative de la couche électrique inférieure. Ainsi, on observe une augmentation du nombre d'éclairs et une diminution du rapport IC/CG. En effet, une augmentation de la charge inférieure implique une intensification du champ électrique dans les basses couches du nuage, et par conséquent, plus d'éclairs sont déclenchés dans cette zone. Si les éclairs sont déclenchés plus bas, ils ont plus de chance d'atteindre le sol, et donc le nombre de CG augmente. Le seul cas dans lequel ceci n'est pas vérifié concerne l'utilisation de la paramétrisation de *Saunders et al.* [1991]. Dans ce cas-là, l'ajout du processus inductif tend à diminuer le nombre d'éclairs et le rapport IC/CG. Une étude de sensibilité à la paramétrisation des processus d'électrification du nuage a été menée en 3D par *Mansell et al.* [2005]. Ils ont montré que l'ajout du processus inductif avec des paramètres à valeur renforcée ($E_r = 0.015$ et $\cos \theta = 0.5$) a pour effet d'augmenter la production de CG et d'éclairs totaux. Ils ont observé que les CG+ sont initiés entre une région chargée positivement et une région chargée négativement et située en dessous, confirmant les résultats de *Mansell et al.* [2002]. Les mêmes caractéristiques sont observées dans notre modèle. Cependant,

dans le modèle du NSSL¹, la paramétrisation de *Takahashi* [1978] ne produit pas assez de charge positive sur le grésil à basse altitude pour permettre le développement d'une région positive inférieure fortement chargée. Dans Mésos-NH, sans ajouter les processus inductifs, une région positive apparaît à la base du nuage et 72 CG- sont générés soit un rapport IC/CG égal à 10.4.

On a vu que l'utilisation de diverses paramétrisations des processus non-inductifs conduisait à différents comportements électriques du nuage. Selon la paramétrisation employée, la structure électrique du nuage peut être un tripole, un dipole direct ou inversé. Cette structure conduit elle-même à une grande diversité des caractéristiques des éclairs : production de CG+ ou de CG-, augmentation du nombre d'éclairs... La paramétrisation des processus d'électrification du nuage peut être la source d'erreurs. On peut répertorier différentes sources d'erreur, comme par exemple :

- lors de l'expérience de laboratoire, des erreurs peuvent apparaître notamment lors de la mesure de l'eau surfondue. Concernant la mesure du contenu en eau surfondue, il existe un désaccord entre *Takahashi* [*Takahashi*, 1978; *Takahashi et Miyawaki*, 2002] et les expérimentateurs de l'UMIST [*Saunders et al.*, 1991; *Saunders et Peck*, 1998]. *Pereyra et al.* [2000] ont réalisé des expériences en utilisant les deux techniques de mesure et ont constaté que les résultats différaient selon la technique utilisée et qu'ils pouvaient correspondre aussi bien aux résultats de *Takahashi* et qu'à ceux de *Saunders*.
- la paramétrisation peut aussi être une source d'erreur puisqu'il s'agit d'une interpolation entre les données de l'expérience. De plus, les expériences ne sont réalisées que pour quelques valeurs de la température, du contenu en eau liquide, de la vitesse de chute...
- lors du codage de la paramétrisation, il se peut que les équations ne soient pas utilisées de façon optimale. A cela s'ajoutent les libertés prises par les modélisateurs quant à l'extension du domaine d'application des équations.

Les questions que l'on peut se poser sont : est-ce qu'une paramétrisation est plus adéquate qu'une autre ? Est-ce qu'une paramétrisation doit être utilisée dans un cas et une autre dans un autre cas ? Ou bien, aucune de ces paramétrisations n'est adéquate ? Il faudrait donc avoir un formalisme physique du processus de séparation des charges qui éviterait les mesures de laboratoire. En ce sens, les travaux de *Nelson et Baker* [2003] sont intéressants et encourageants.

¹NSSL = National Severe Storm Laboratory, Norman, OK, USA

Chapitre 5

Première simulation explicite des NO_x produits par les éclairs

5.1 Introduction

Les oxydes d'azote ($\text{NO}_x = \text{NO} + \text{NO}_2$) sont des gaz trace importants dans l'atmosphère avec un impact sur la santé humaine, le climat et la chimie atmosphérique. Ils sont notamment des précurseurs de l'ozone troposphérique qui est un important gaz à effet de serre, et contrôlent les régimes photochimiques de la troposphère. L'impact climatique des NO_x est beaucoup plus important dans la haute troposphère que dans les basses couches puisque leur durée de vie augmente avec l'altitude dans la troposphère. Un des principaux puits de NO_x est l'oxydation en HNO_3 qui, en raison de sa grande solubilité, est lessivé par les précipitations, conduisant à la formation de pluies acides. La formation de PAN¹ par oxydation photochimique de composés carbonés en présence de NO_x constitue un autre puits pour les oxydes d'azote. La grande durée de vie des PAN dans la haute troposphère leur permet d'être transportés sur de grandes distances, et sous l'action de la chaleur, ils peuvent se décomposer pour former des NO_x loin de leur lieu d'émission. De plus, les NO_x contrôlent la concentration en radical hydroxyle (OH), le principal oxydant pour de nombreuses espèces chimiques dans l'atmosphère [Labrador *et al.*, 2004]. Les NO_x ont aussi une grande influence dans la stratosphère où ils détruisent l'ozone et portent donc atteinte à la couche d'ozone stratosphérique. Les oxydes d'azote ont donc un rôle clé dans la chimie de la troposphère et de la stratosphère.

Lorsqu'un éclair se propage, les fortes températures (~ 30000 K) générées le long du canal provoquent la dissociation des constituants majeurs de l'atmosphère N_2 et O_2 . Leur recombinaison conduit à la formation de NO grâce à un refroidissement rapide. Les éclairs sont donc reconnus comme étant une source naturelle majeure pour les oxydes d'azote. Les sources naturelles et anthropique de NO_x sont rappelées dans le tableau 5.1. Dans la haute troposphère, la production de NO_x par les éclairs est supérieure au transport par la convection profonde des émissions de surface (combustion fossile, feux de biomasse, émis-

¹PAN = PeroxyAcetylNitrate ($\text{CH}_3\text{C}(\text{O})\text{OONO}_2$)

sions microbiologiques des sols, oxydation de l'ammonium) et aux épisodes de subsidence depuis la stratosphère (aviation, décomposition stratosphérique de NO₂). Cependant, la production de NO_x par les éclairs est entachée d'une grande incertitude dans le budget global, les estimations variant entre 2 et 20 Tg(N)/an [Lee et al., 1997]. Cette incertitude est due notamment à un manque de prévisibilité de la convection mais surtout à un manque de compréhension des processus physiques relatifs à la production de NO_x par les éclairs. A cela s'ajoutent des incertitudes associées à la quantification de l'énergie et de la longueur d'un éclair. De nombreuses études expérimentales ont été menées que ce soit en laboratoire [Wang et al., 1998b; Cooray et Rahman, 2005] ou lors de campagnes de mesures comme STERAO, EULINOX ou TROCCINOX pour tenter de quantifier plus précisément cette source. Les NO_x produits par les éclairs le sont majoritairement par des intra-nuages [DeCaria et al., 2000] et donc en altitude. Les NO_x produits par les éclairs ont d'autant plus d'impact dans la haute troposphère puisque leur durée de vie passe de quelques heures dans la basse troposphère à plusieurs jours dans la haute troposphère.

Source	Emission Tg(N)/an	Incertitude Tg(N)/an
Combustion fossile	22	13-31
Feux de biomasse	7.9	3-15
Emissions microbiologiques des sols	7.0	4-12
Eclairs	5.0	2-20
Décomposition stratosphérique de NO ₂	0.64	0.4-1
Oxydation de l'ammonium	0.9	0.6
Avions	0.85	-
Total	44	23-81

TAB. 5.1 – Résumé des estimations des sources et des incertitudes de production de NO_x les plus importantes [Lee et al., 1997].

La modélisation à l'échelle du nuage de la production de LiNO_x (Lightning NO_x) est un complément aux observations qui permet de mieux isoler et étudier cette source. La possibilité de simuler explicitement les LiNO_x à partir du suivi des propriétés électriques des orages est un élément clé pour développer de meilleures paramétrisations des LiNO_x pour les modèles régionaux et globaux de transport chimique. Méso-NH électrifié est un outil approprié pour développer une paramétrisation de LiNO_x puisqu'il possède un schéma d'éclair reproduisant la tortuosité des éclairs et leurs branchements. Zhang et al. [2003a,b] ont utilisé le modèle d'éclair développé par Helsdon et al. [1992] pour étudier la production de NO_x par les éclairs et estimer le taux de production par unité de longueur d'éclair. Cependant, leur modèle ne reproduit que le leader bidirectionnel, l'extension verticale de l'éclair. Les NO_x produits sont distribués sur la verticale en fonction de la charge en chaque point du canal. Ceci ne semble pas totalement réaliste puisque les éclairs n'ont pas uniquement une propagation verticale, mais ils possèdent une extension horizontale comme

cela a été maintes fois souligné ici.

La campagne STERAO (Stratospheric-Tropospheric Experiment : Radiation, Aerosols, and Ozone) a eu lieu en juin et juillet 1996 au nord-est du Colorado. Les objectifs principaux étaient d'étudier la production de NO_x par les éclairs, le transport et la redistribution d'espèces chimiques dans la troposphère par les orages, et l'évolution temporelle des éclairs IC et CG dans les orages des grandes plaines du Colorado. De nombreux moyens expérimentaux ont été mis en oeuvre [Dye et al., 2000]. Un radar Doppler multiparamètre permettait d'observer l'évolution de la structure du nuage. Les vols du WP3D de la NOAA² fournissaient des caractéristiques de l'environnement chimique des orages pour déterminer les concentrations de constituants entrant et sortant de l'orage dans la couche limite et à mi-nuage. L'avion Citation de l'Université du Dakota du Nord faisait des mesures chimiques et microphysiques dans et autour des enclumes. L'ONERA³ a fourni son système interférométrique 3D de détection des éclairs [Defer et al., 2001] pour déterminer la densité totale d'éclairs et pour cartographier les canaux des éclairs. Quant au NLDN (National Lightning Detection Network), il permettait de déterminer la date et la localisation des CG. Des sondages étaient opérés à partir d'un camion mobile du NCAR⁴. Cette campagne de mesure a permis de récolter un jeu de données important pour étudier notamment l'impact des NO_x produits par les éclairs et leur transport depuis la couche limite.

5.2 Paramétrisation des NO_x produits par les éclairs

5.2.1 Les paramétrisations existantes

Dans les modèles globaux, l'estimation de la production de NO_x par les éclairs nécessite la paramétrisation de l'activité électrique, la paramétrisation de la production de NO_x par les éclairs ainsi que la distribution des LiNO_x produits dans le nuage. La paramétrisation de Price et Rind [1992] est la plus utilisée pour évaluer la distribution des éclairs dans les modèles globaux. Etant donné que l'électrification d'un orage est fortement liée à l'intensité de l'ascendance qui est elle-même liée au développement vertical du nuage convectif, des équations paramétriques reliant la fréquence des éclairs à la hauteur du nuage ont été calibrées avec des observations satellitaires [Price et Rind, 1992]. En faisant des hypothèses sur le rapport IC/CG et en appliquant un taux de NO_x produit par éclair, Price et al. [1997] ont pu évaluer la production globale de NO_x par les éclairs à 12.2 Tg(N).an⁻¹. Wang et al. [1998a] ont ajouté une paramétrisation de LiNO_x dans un modèle global. En s'appuyant sur les résultats de Price et Rind [1992], ils ont déduit la fréquence des éclairs. Ils font l'hypothèse que le taux de production de NO_x par les CG est 3 fois plus important que par les IC puisqu'ils sont plus énergétiques. De plus, le taux de NO_x créé par éclair est supposé proportionnel à la longueur de l'éclair. La longueur des éclairs est déterminée selon des considérations sur la hauteur de la charge négative du nuage, la surface et le sommet

²National Oceanic and Atmospheric Administration

³Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales

⁴National Center for Atmospheric Research

du nuage, et la distribution verticale de LiNO_x est spécifiée [Pickering et al., 1998]. Wang et al. [1998a] estiment alors la production d'oxydes d'azote par les éclairs à 3 Tg(N).an⁻¹. Jourdain et Hauglustaine [2001] ont utilisé une version modifiée de Price et Rind [1992] associée au profil vertical de LiNO_x de Pickering et al. [1998] dans un modèle de circulation générale couplé à un module de chimie. La sous estimation de la hauteur des nuages par leur modèle les a conduit à contraindre les émissions globales de LiNO_x à 5 Tg(N)/an. La plupart des modèles globaux adoptent la paramétrisation de Price et Rind [1992] pour estimer la production de NO_x par les éclairs et évaluer l'impact de cette source sur le bilan global des oxydes d'azote [Levy et al., 1996; Stockwell et al., 1999; Meijer et al., 2001]. Cependant, d'autres paramétrisations de l'activité électrique existent. Par exemple, l'une d'entre elles se base sur les flux de masse verticaux [Allen et Pickering, 2002], et une autre sur les précipitations convectives [Meijer et al., 2000]. Choi et al. [2005] ont comparé différentes paramétrisations de la production de NO_x par les éclairs. Le taux de production de LiNO_x est fonction de variables météorologiques comme la hauteur du sommet des nuages [Price et Rind, 1992], du flux de masse convectif [Allen et Pickering, 2002] ou de la CAPE. Les résultats montrent notamment que la méthode utilisant la CAPE produit une meilleure distribution des éclairs que la méthode de Price comparée aux observations par le NLDN. Quant à la paramétrisation utilisant les flux de masse verticaux, elle produit des résultats moins bons que la CAPE sur le sud des Etats-Unis et sur l'Atlantique ouest.

Dans les modèles de convection résolue, peu de travaux ont été effectués sur la production de NO_x par les éclairs. Pickering et al. [1998] ont utilisé la paramétrisation de Price et Rind [1992], pourtant mal adaptée à leur échelle, dans le but de spatialiser des profils verticaux de LiNO_x pour étudier leur redistribution verticale. Cette étude a été menée pour différents cas de régimes de convection : continental de moyenne latitude et tropical, et maritime tropical. L'allure générale du profil est quasiment la même dans tous les régimes, avec deux maxima de production de NO_x par les éclairs : l'un dans la haute troposphère et l'autre dans les basses couches.

Zhang et al. [2003a,b] ont été les premiers à utiliser un modèle de nuage possédant un schéma explicite d'éclairs pour évaluer la production de LiNO_x. Ils ont utilisé un modèle d'électrification et d'éclairs implanté dans un modèle d'orage [Helsdon et al., 1992]. Dans ce schéma électrique, les éclairs sont considérés comme se propageant selon un leader bidirectionnel, et lors de la neutralisation, une zone d'influence est calculée. Il est supposé que la production de NO par les éclairs dépend de l'énergie dissipée par éclair, calculée par le modèle. Zhang et al. [2003b] ont donc estimé la production de NO en moyenne à 2.03×10^{22} molécules.m⁻¹.

5.2.2 Paramétrisation des LiNO_x dans Méso-NH

Nous avons vu l'intérêt des paramétrisations des LiNO_x : celles-ci sont employées dans les modèles globaux pour évaluer le bilan des NO_x produits par les éclairs, et pour diminuer l'incertitude qui existe sur cette source majeure. Seulement, la plupart des paramétrisations s'appuient sur des règles empiriques [Price et Rind, 1992], ou font des hypothèses sur la différence d'énergie dissipée par les IC et les CG. Les seuls à s'appuyer sur un schéma

d'éclairs explicite pour estimer la production de NO_x par les éclairs sont *Zhang et al.* [2003a,b]. Mais leur modèle d'éclair ne prend en compte que la partie verticale de l'éclair sans les branchements.

Dans Méso-NH, on fait l'hypothèse que la production de LiNO_x est proportionnelle à la longueur de l'éclair et dépend de l'altitude [*Wang et al.*, 1998b] :

$$n_{NO}(p) = a + bp \quad (5.1)$$

avec $a = 0.34 \times 10^{21}$, $b = 1.30 \times 10^{16}$ et p la pression en Pa. n_{NO} est la masse de NO produite par unité de longueur (en 10^{21} molécules.m⁻¹). La longueur moyenne d'un segment est calculée, et on attribue une masse de NO dépendant de l'altitude et multipliée par la longueur moyenne d'un segment à chaque point de l'éclair. Les NO_x produits sont donc répartis sur la totalité de l'éclair. A basse altitude, la masse de NO produit sera plus importante qu'à haute altitude puisque la pression y est plus élevée. En effet, plus la pression est faible, moins il y aura de molécules de N_2 et d' O_2 qui pourront se dissocier à proximité du canal. Contrairement à *Zhang et al.* [2003a,b], notre schéma explicite d'éclairs est branché, et peut donc s'étendre horizontalement sur de grandes distances. On peut donc distribuer des oxydes d'azote sur une plus grande échelle spatiale.

5.3 Configuration du modèle

5.3.1 Une simulation pluridisciplinaire

Dans cette simulation de l'orage du 10 juillet 1996 qui a eu lieu près de la frontière sud des états du Wyoming et du Nebraska, de nombreux modules de Méso-NH ont été utilisés. Méso-NH génère automatiquement des variables scalaires 3D pour des paramétrisations spécifiques (chimie gazeuse et aqueuse, aerosols, charges électriques...). Ces variables pronostiques sont transportées par le schéma MPDATA. Les flux turbulents sont issus d'un schéma 3D fermé par TKE (Turbulence Kinetic Energy) [*Cuxart et al.*, 2000]. Le schéma microphysique employé est celui développé par *Pinty et Jabouille* [1998]. La paramétrisation des LiNO_x décrite ci-dessus a été ajoutée au schéma électrique. Le lessivage des gaz est aussi pris en compte car des données sont disponibles.

5.3.2 Lessivage des gaz dans Méso-NH

Dans le cadre de la simulation de l'orage de STERAO, à la fois des espèces peu solubles (O_3 , CO et NO_x) et des espèces solubles (HCHO, H_2O_2 et HNO_3) sont considérées. Pour les espèces solubles, un terme de puits supplémentaire est ajouté pour représenter la capture des espèces chimiques par les précipitations liquides. L'équation de conservation pour un scalaire soluble s'écrit sous la forme :

$$\frac{d(\rho C_g)}{dt} = \frac{\partial(\rho C_g)}{\partial t}|_T + \frac{\partial(\rho C_g)}{\partial t}|_{MT} \quad (5.2)$$

$$\frac{d(\rho C_l)}{dt} = \frac{\partial(\rho C_g)}{\partial t}|_T + \frac{\partial(\rho C_l)}{\partial t}|_{MT} + \frac{\partial(\rho C_l)}{\partial t}|_{MP} + \frac{\partial(\rho V_l C_l)}{\partial z}|_{SED} \quad (5.3)$$

C_g et C_l sont les rapports de mélange du scalaire soluble dans la phase gaz et dans la phase liquide respectivement. La catégorie des particules liquides est constituée des gouttelettes nuageuses et des gouttes de pluie. Le rapport de mélange du gaz dissout dans la phase aqueuse est composé du rapport de mélange de l'espèce chimique dans les gouttelettes nuageuses C_c et du rapport de mélange de l'espèce chimique dans les gouttes de pluie C_r . $\partial(\rho C_g)/\partial t|_T$ et $\partial(\rho C_l)/\partial t|_T$ sont les termes de transport des scalaires chimiques dans la phase gazeuse et dans la phase aqueuse respectivement. $\partial(\rho C_l)/\partial t|_{MT}$ représente les transferts d'une espèce chimique de la phase gazeuse vers la phase aqueuse. Les transferts d'espèces chimiques entre les gouttelettes nuageuses et les gouttes de pluie lors des mécanismes microphysiques correspondent au terme $\partial(\rho C_l)/\partial t|_{MT}$ avec $\partial(\rho C_r)/\partial t|_{MT} = -\partial(\rho C_c)/\partial t|_{MT}$. V_l est la vitesse de chute des particules liquides. Le second terme de l'égalité correspond aux transferts de masse des espèces solubles, et le troisième terme à la sédimentation. Le transfert de masse entre les phases gaz et liquide s'exprime sous la forme :

$$\frac{\partial(\rho C_l)}{\partial t}|_{MT} = R_{in}(k_t, r_l, C_g) - R_{out}(k_t, K_H, C_l) = -\frac{\partial(\rho C_g)}{\partial t}|_{MT} \quad (5.4)$$

k_t est le coefficient de transfert de masse ($\text{cm}^3 \text{ air} \cdot (\text{cm}^3 \text{ H}_2\text{O})^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), qui dépend de la taille des particules [Barth et al., 2001]. K_H est le coefficient de la loi de Henry (en $\text{M} \cdot \text{atm}^{-1}$).

Espèces chimiques	Constantes de Henry effectives K^* (en $\text{mol} \cdot \text{dm}^{-3} \cdot \text{atm}^{-1}$)
HCHO	3.26×10^{-4}
H ₂ O ₂	1.8×10^5
HNO ₃	$5.8 \times 10^6 / \text{H}^+$

TAB. 5.2 – Coefficients de Henry effectifs K^* (en $\text{mol} \cdot \text{dm}^{-3} \cdot \text{atm}^{-1}$) pour les espèces solubles traitées.

La capture des espèces chimiques solubles par les précipitations liquides est traitée dans Méso-NH avec une approche d'équilibre de Henry instantané. Cette approche permet de considérer les différences de solubilité des espèces chimiques en limitant le nombre d'espèces chimiques pronostiques et le temps de calcul. L'équilibre est calculé à chaque pas de temps du modèle en tenant compte de l'évolution du contenu en eau liquide. Pour les espèces qui subissent une hydratation rapide en phase aqueuse, les constantes d'équilibre de Henry effectives K^* sont utilisées : c'est le cas notamment pour HCHO. Les limitations de cette approche sont bien identifiées. L'équilibre est représentatif pour des espèces peu solubles ($K^* < 10^3 \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3} \cdot \text{atm}^{-1}$). Pour des espèces moyennement solubles ($10^3 < K^* < 10^5 \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3} \cdot \text{atm}^{-1}$), l'équilibre peut être atteint sur les gouttelettes nuageuses, mais rarement avec les gouttes de pluie. Pour les espèces très solubles ($K^* > 10^5 \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3} \cdot \text{atm}^{-1}$), l'équilibre n'est jamais atteint. Ce biais induit une surestimation du lessivage des espèces les plus solubles par les précipitations et donc une sous estimation des concentrations en phase gazeuse.

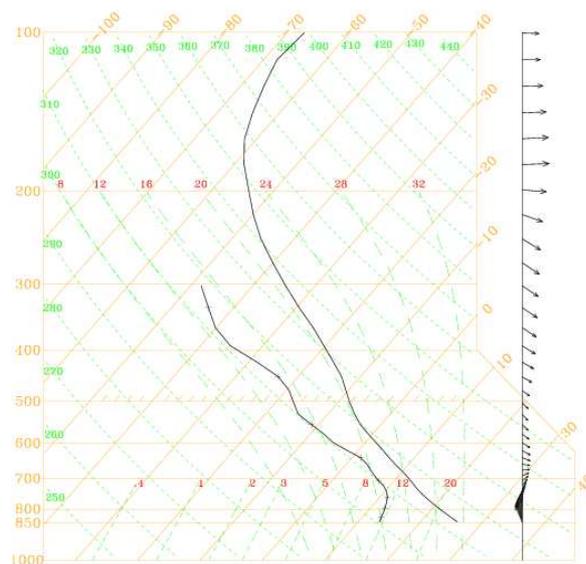


FIG. 5.1 – *Sondage initial adapté de Skamarock et al. [2000]. La courbe de gauche correspond à la courbe des points de rosée et celle de droite à la courbe d'état. Sur la droite de l'égramme est représenté le sondage de vent.*

5.3.3 Initialisation

La convection est initiée par trois bulles chaudes ($+1^{\circ}\text{C}$) placées dans l'axe du vent selon le protocole défini par *Skamarock et al. [2000]*. Afin d'éviter que le système orageux sorte du domaine trop rapidement, le domaine horizontal utilisé diffère de celui utilisé par *Skamarock et al. [2000, 2003]*. Le domaine de simulation s'étend sur $160 \times 160 \times 50$ points avec une résolution horizontale de 1 km. Les niveaux verticaux sont irrégulièrement espacés, de 75 m dans la couche limite à 700 m dans la stratosphère. Le pas de temps utilisé est de 2 s. Le sol est à une hauteur de 1500 m msl⁵ et le sommet du modèle est à 23000 m msl. Le sondage initial (figure 5.1) est issu de *Skamarock et al. [2000]* et les profils des espèces chimiques solubles (HCHO , H_2O_2 et HNO_3) et peu solubles (CO , NO_x et O_3) sont donnés par *Barth et al. [2001]*. L'électrification est réalisée par les processus non-inductifs paramétrés selon *Takahashi [1978]*. Le schéma d'éclair complet est utilisé avec $\chi = 2.5$ et $L_\chi = 1000$ m. Les conditions aux limites latérales sont ouvertes. Une couche éponge est rajoutée au sommet du domaine pour limiter la réflexion des ondes de gravité. La durée de la simulation est de 5 h. La simulation de cet orage a été réalisée sur le cluster de PC du Laboratoire d'Aérodynamique.

⁵m_{sl} = mean sea level

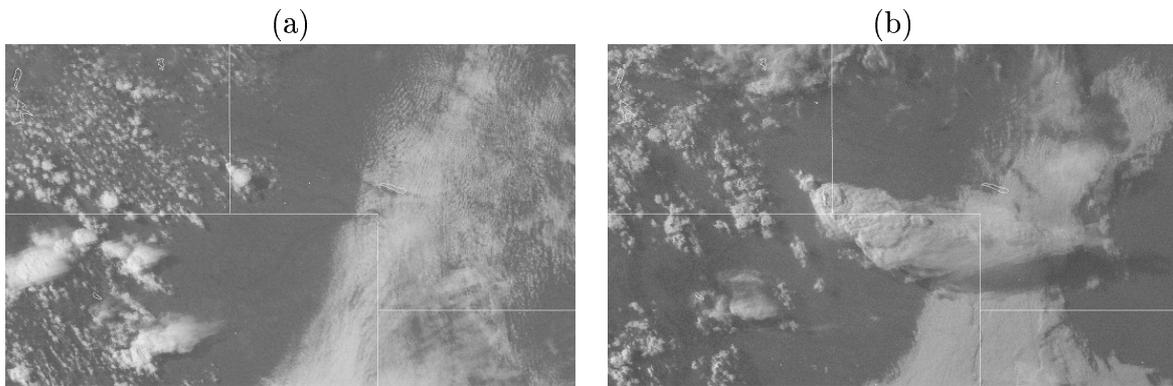


FIG. 5.2 – Images satellite dans le visible de l’orage du 10 juillet 1996 lors de la campagne STERAO à (a) 2202 UTC et (b) 0102 UTC. Les lignes blanches en fond d’image représentent les frontières des états du Colorado, du Nebraska et du Wyoming.

5.4 Simulation de l’orage du 10 juillet 1996 lors de la campagne STERAO

5.4.1 Dynamique, microphysique et électricité

La convection a été initiée par trois bulles chaudes, et on constate que ces cellules n’évoluent pas identiquement. La cellule située sous le vent des deux autres est plus vigoureuse, avec une vitesse verticale atteignant 25 m.s^{-1} à 10 km d’altitude (figure 5.3). L’évolution temporelle du maximum de la vitesse verticale est illustrée sur la figure 5.5. Dans une première partie de la simulation, la valeur maximale de l’ascendance se stabilise autour de $25\text{-}30 \text{ m.s}^{-1}$. Cette tendance s’étend du début de la simulation jusqu’à environ 2h15 de simulation. Ensuite, la vitesse verticale augmente jusqu’à atteindre 45 m.s^{-1} à 10 km d’altitude. Au même moment, les mouvements subsidents compensatoires sont de l’ordre de -20 m.s^{-1} . La transition entre la multicellule et la supercellule se produit dans le modèle aux alentours de 2h15 alors que les observations situent cette transition autour de 0100 UTC, ce qui correspondrait à 3h de simulation (figure 5.2). Les résultats de *Skamarock et al.* [2000] montrent la même tendance, c’est-à-dire une avance de la phase de transition dans la simulation par-rapport aux observations.

La coupe horizontale de la figure 5.4 illustre la présence d’ondes de gravité dans la stratosphère à 18.5 km d’altitude, qui sont consécutives au fort développement de la convection. Ces ondes sont mises en évidence sur le champ de perturbation de la température potentielle. Deux axes de propagation AA’ et BB’ sont visibles sur la figure 5.4a. Une coupe verticale a été réalisée sur chacun de ces deux axes. La première coupe AA’ correspond à une cellule convective en voie de dissipation (vérifié mais non montré ici). Le maximum d’énergie cinétique turbulente relevée ne dépasse pas $10 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Dans la stratosphère, ici définie au-dessus de l’isentrope 350 K, le train d’ondes de gravité est déphasé vers l’amont de l’écoulement à la manière d’un écoulement sur relief en atmosphère stratifiée. Il est

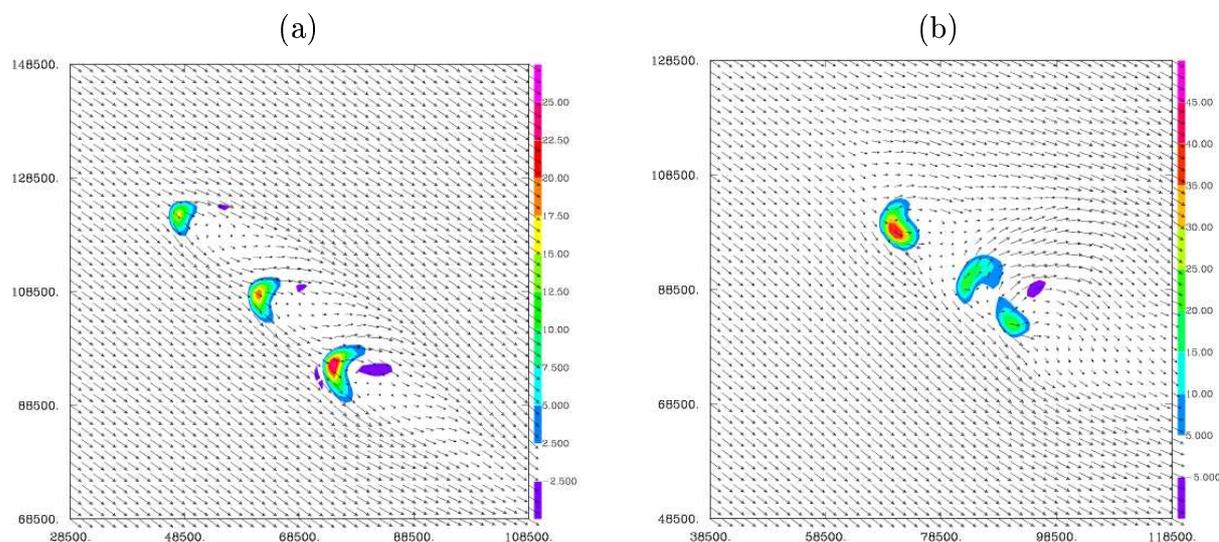


FIG. 5.3 – Coupes horizontales à 10 km d'altitude de la vitesse verticale et du vent dans la coupe à (a) 1h de simulation et (b) 2h30 de simulation.

fortement atténué au-delà de 19 km d'altitude ce qui témoigne de l'efficacité de la couche absorbante qui masque le toit rigide ($w = 0$ m/s) au sommet du modèle. La seconde coupe BB' traverse la supercellule en phase de croissance extrême comme le témoigne le fort creusement de l'isentrope 350 K par exemple et le noyau de TKE (> 50 m²/s²) qui maintient l'onde en deçà du seuil de déferlement. En résumé, ce cas de convection très intense de STERAO qui pénètre largement dans la stratosphère, donne lieu à l'émission d'ondes de gravité; il va conduire au brassage turbulent de l'air injecté d'origine troposphérique avec l'air ambiant comme on le verra plus tard.

L'état microphysique des cellules à 1h et à 2h30 est illustré sur la figure 5.6. Au bout d'1h de simulation, on est dans le stade multicellule, et on distingue bien les trois cellules alignées dans l'axe du vent. L'enclume qui commence à se développer dans un axe NO-SE est constituée majoritairement de glace primaire et de neige, avec des valeurs supérieures à 2 g.kg⁻¹. Le grésil est la particule dominante avec des valeurs dépassant 5 g.kg⁻¹ dans l'ascendance. Les particules de grésil sont formées dans l'ascendance en présence d'eau surfondue, puis sont entraînées par la subsidence dans la partie basse du nuage. La pluie, qui est le résultat de la fonte du grésil apparaît entre 5 km et le sol, et le rapport de mélange est de l'ordre de 0.5 g.kg⁻¹. Au début du stade supercellule (figure 5.6b), le rapport de mélange du grésil est maximum dans l'ascendance de la supercellule, avec des valeurs supérieures à 5.5 g.kg⁻¹. Les rapports de mélange de la neige et de la glace primaire sont maximums au sommet de l'ascendance principale, mais aussi des ascendants secondaires situées à l'avant du système. Les précipitations sont les plus importantes au niveau de la cellule située à l'avant du système, avec des valeurs supérieures à 1.5 g.kg⁻¹. Dans Mésó-NH, les rapports de mélange des hydrométéores sont utilisés pour calculer des réflectivités

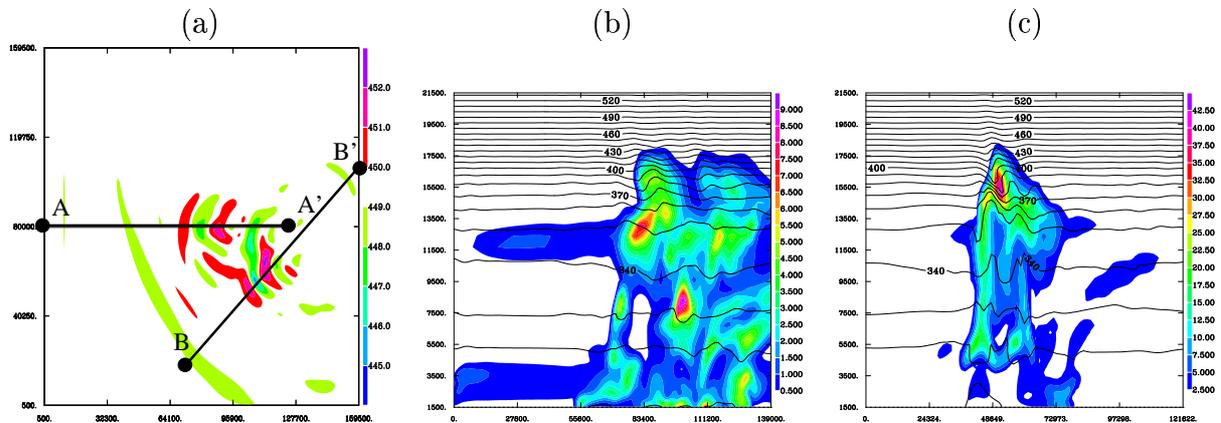


FIG. 5.4 – Coupe horizontale à 18.5 km d'altitude de la température potentielle après 3h de simulation montrant deux trains d'onde de gravité produits par les cellules convectives et notés AA' et BB' (a). Coupes verticales de l'énergie cinétique turbulente (surfaces colorées en $m^2.s^{-2}$) et des isentropes (lignes continues, en K) correspondant à (b) la coupe AA' et (c) la coupe BB'. Les échelles de la turbulence vont (b) de 2.5 à 42.5 $m^2.s^{-2}$ par pas de 2.5 et (c) de 0.5 à 9.0 $m^2.s^{-2}$ par pas de 0.5.

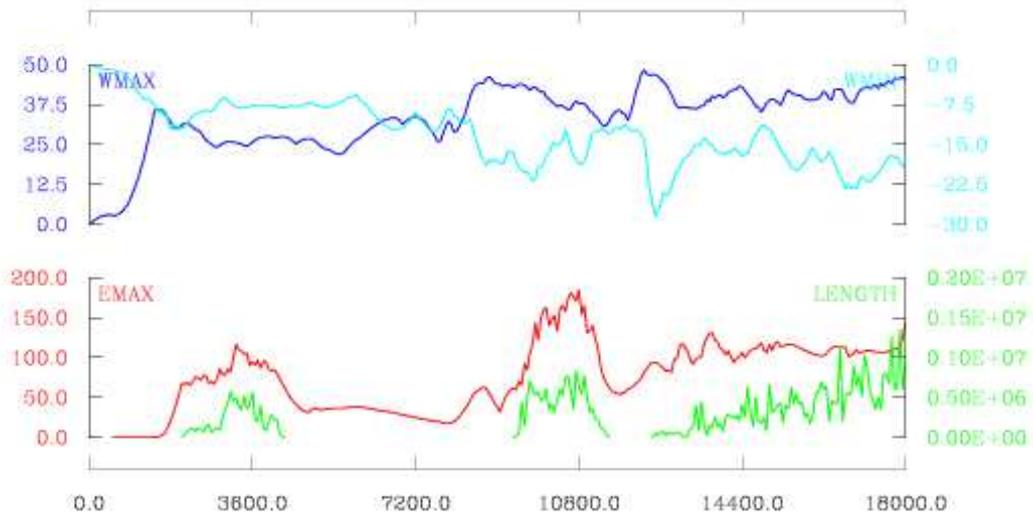


FIG. 5.5 – Evolution temporelle du maximum d'ascendance (bleu foncé), du maximum de subsidence (bleu clair), du maximum de champ électrique (rouge) et de la longueur des éclairs (vert). Les axes verticaux sont gradués en $m.s^{-1}$ pour les courbes bleues, en $kV.m^{-1}$ pour la courbe rouge et en m pour la courbe verte. L'axe horizontal est gradué en secondes.

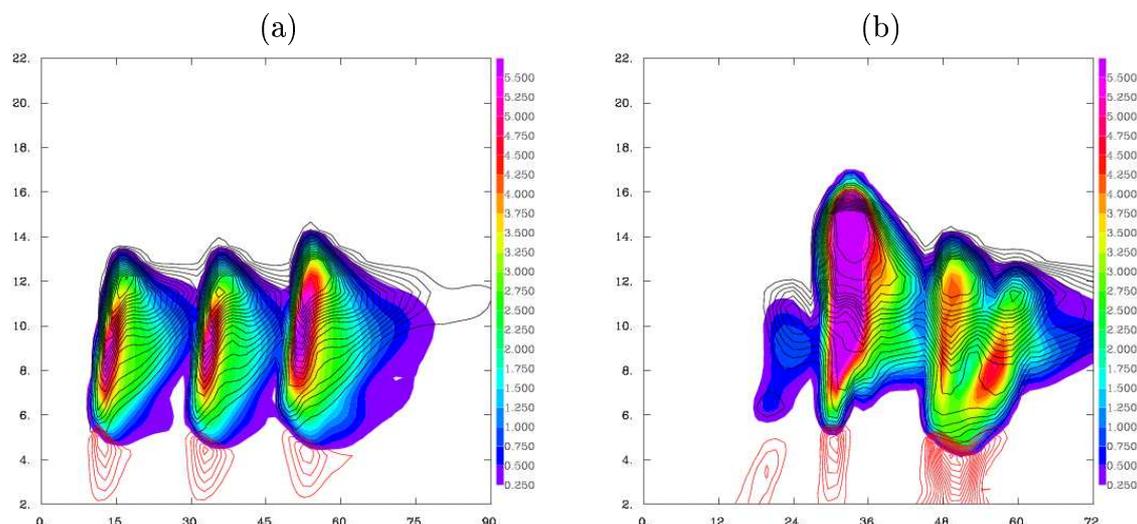


FIG. 5.6 – Coupes verticales dans l'axe du vent du rapport de mélange du grésil (surfaces colorées), de la neige et de la glace (contours noirs), et de la pluie (contours rouges). Les coupes sont réalisées à (a) 1h et (b) 2h30. Pour la glace primaire et la neige, et pour la pluie, les valeurs des isocontours vont de 0.1 à 2 g.kg^{-1} par pas de 0.1 g.kg^{-1} .

radar. On constate que la réflectivité radar ne dépasse pas 45 dBz alors que des valeurs plus importantes révélatrices de la présence de grêle ont été détectées pendant cet événement. Dans la version de Méso-NH utilisée, la grêle n'est pas explicitement prise en compte, ce qui peut expliquer le biais entre le résultat de la simulation et les observations.

La figure 5.7 représente l'évolution temporelle du taux maximum de précipitation instantanée. Les précipitations commencent à 3600 s , mais ne deviennent significatives qu'à 5400 s , avec des valeurs atteignant 10 mm.h^{-1} . On observe une augmentation des précipitations lorsque le système convectif entre dans le stade supercellulaire, mais les valeurs ne dépassent pas 25 mm.h^{-1} . Au bout de 12000 s de simulation, le taux de précipitation instantané augmente jusqu'à atteindre 45 mm.h^{-1} . On remarque le caractère pulsé du taux de précipitation, qui est lié à l'apparition de nouvelles cellules qui vont donner des précipitations convectives au stade mature, puis stratiformes quand elles se dissipent. Ceci est confirmé sur la séquence des cumuls de précipitation montrés sur la figure 5.8. Après 2 h , l'empreinte des cumuls est celle des trois cellules initiales. L'émergence de la phase supercellulaire est visible à 3 h au centre du domaine de simulation. Le système se déplace vers le coin sud-est en s'élargissant. Les précipitations très faibles du début atteignent des valeurs dépassant 10 mm à 5 h lorsque la supercellule acquiert sa pleine maturité.

Sur la figure 5.5, la signature électrique retranscrit la transition entre la multicellule et la supercellule. Le champ électrique commence à croître quelques minutes après que la convection ait été initiée. Lorsque la convection démarre, l'ascendance transporte l'air des basses couches en altitude, ce qui provoque la condensation de la vapeur d'eau et donc la création de particules liquides. Ces particules liquides vont être transportées en altitude

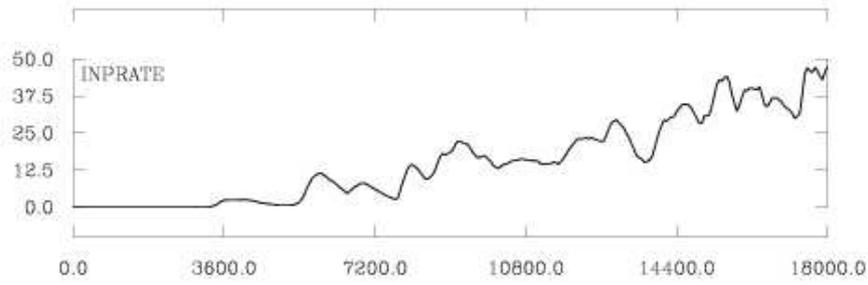


FIG. 5.7 – Evolution temporelle du taux de précipitation instantanée au sol (en mm.h^{-1})

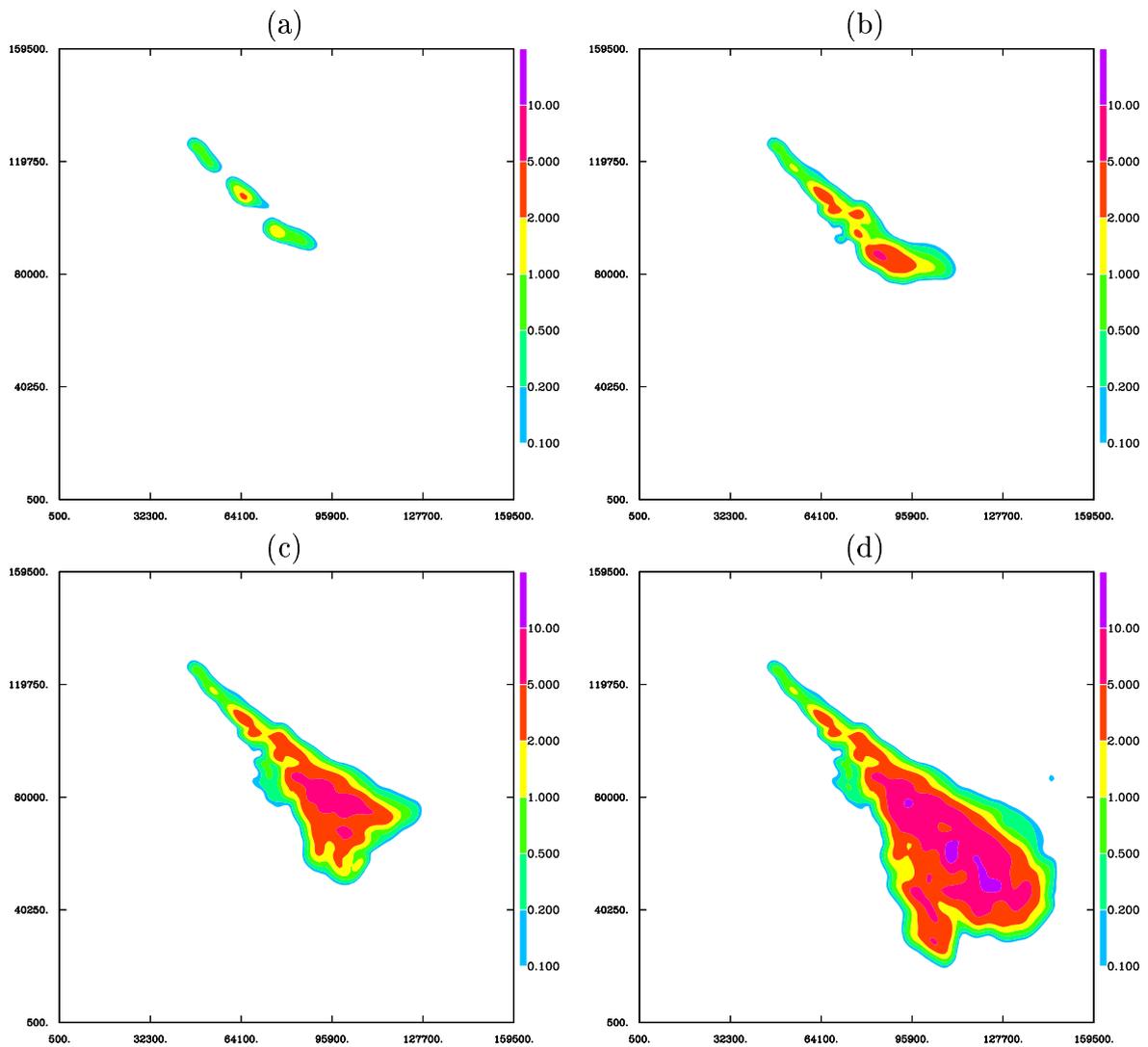


FIG. 5.8 – Cumuls de précipitation au sol (en échelle logarithmique de 0.1 mm à 10 mm) à (a) 2 h, (b) 3 h, (c) 4 h et (d) 5 h.

par le courant ascendant, et lorsqu'elles vont passer au dessus de l'isotherme 0°C , elles vont congeler et donner naissance aux particules de glace primaire et à la neige qui se forme par autoconversion ou aggrégation de glace primaire. En présence d'eau surfondue, la neige givre ce qui conduit à la formation de grésil. Lorsque la phase glace fait son apparition dans le nuage, les collisions élastiques entre particules glacées vont provoquer l'électrisation du nuage. Les charges électriques ainsi créées sont transportées et échangées entre particules, ce qui conduit à la création d'un champ électrique intense. Entre le moment où une ascendance fait son apparition et la croissance du champ électrique, s'écoule une dizaine de minutes, ce qui correspond au temps nécessaire pour électriser le nuage. Cette durée est de l'ordre de grandeur de la durée observée sur la figure 5.5, ce qui confirme l'efficacité des processus non-inductifs en terme d'électrisation. Le premier éclair est déclenché quelques minutes plus tard, lorsque le champ électrique maximum atteint la valeur de 60 kV.m^{-1} . Cette valeur correspond à un déclenchement au niveau de l'altitude 10 km. La longueur des éclairs est bien corrélée avec la valeur du champ électrique maximum, qui elle-même suit les variations de la vitesse maximale.

Si on examine la figure 5.9 qui représente la densité d'éclairs simulée et observée, on remarque que le schéma électrique de Mésos-NH reproduit bien la transition multicellule-supercellule d'un point de vue électrique. On constate cependant que le nombre d'éclairs est sous-estimé par le modèle, et notamment pendant la transition entre les deux stades. Dans la première phase de l'orage, le maximum de la densité d'éclairs atteint 30 éclairs par minute dans le modèle. Ce taux est inférieur à la densité d'éclairs observée qui est de 50 éclairs par minute. On a ensuite une décroissance rapide de la densité d'éclairs que ce soit dans le modèle ou les observations. Pendant la transition, environ 15-20 éclairs par minute ont été détectés, alors que le modèle ne produit pas d'éclairs pendant 1h30. L'activité électrique dans la supercellule est plus intense que dans la multicellule, avec des densités d'éclairs de 20-25 éclairs par minute en moyenne pendant 45 min dans le modèle. Au niveau des observations, le maximum de densité d'éclairs atteint presque 60 éclairs par minutes à 0130 UT. Après le stade supercellule, des éclairs sont produits par le modèle : ils sont déclenchés dans les cellules convectives que l'on retrouve en fin de simulation. Etant donné les erreurs liées à la précision de l'interféromètre et les incertitudes naturelles de la paramétrisation de l'électrisation dans le modèle, l'ordre de grandeur et la fréquence des éclairs données par le modèle sont correctes.

5.4.2 Transport et lessivage des gaz

Les traceurs : CO et O₃

Les profils initiaux de CO et O₃ sont illustrés sur la figure 5.10. Dans la couche limite, les valeurs de CO dépassent 135 ppb, puis elles décroissent régulièrement depuis 3 km msl jusqu'à 11 km msl. Au dessus de 11 km, le rapport de mélange du CO est de l'ordre de 70 ppb. Le profil initial de l'ozone évolue à l'opposé de celui du monoxyde de carbone, avec de faibles concentrations (~ 50 ppb) dans la basse troposphère, et une faible variation sur la verticale. Au dessus de 11 km msl, le rapport de mélange augmente avec de forts gradients

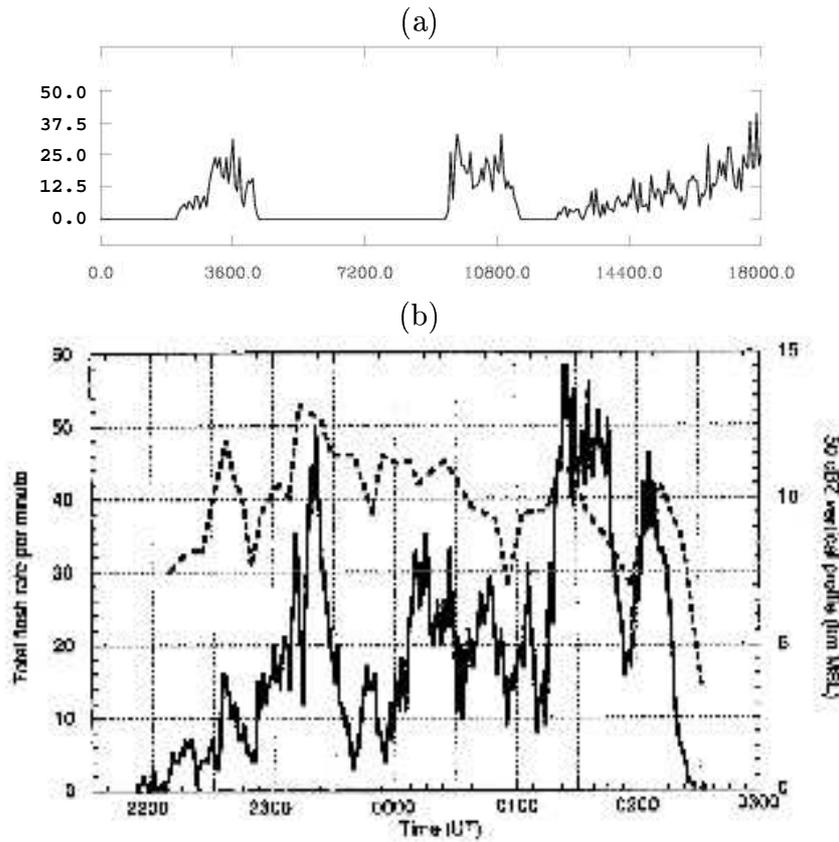


FIG. 5.9 – Densité d'éclairs (a) simulée par MésO-NH, et (b) observée [Defer et al., 2001]. Dans le cas de la densité d'éclairs simulée, l'échelle horizontale représente le temps et est exprimée en secondes. L'instant 0 s correspond à 2200 UT.

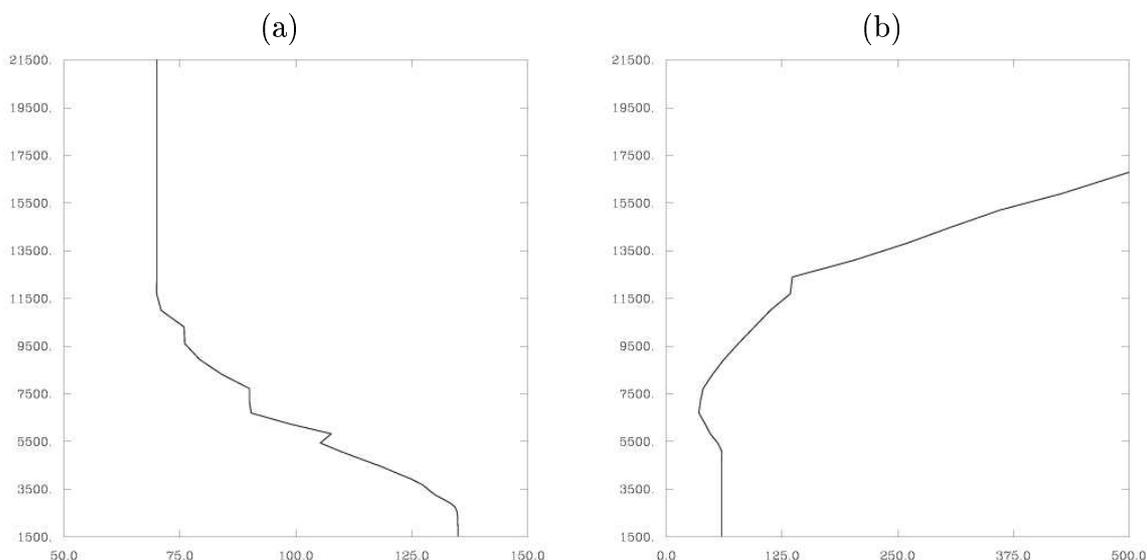


FIG. 5.10 – Profils verticaux initiaux de CO (a) et d'O₃ (b) (tiré de Skamarock et al. [2000]). L'axe vertical représente l'altitude en m, et l'axe horizontal le rapport de mélange des espèces chimiques en ppb.

verticaux dans la haute troposphère et la basse stratosphère.

La figure 5.11 représente une coupe verticale du rapport de mélange du monoxyde de carbone à 3600 s et à 9000 s. A 3600 s, on observe sur la figure 5.11a des valeurs de CO à 11.5 km supérieures à 115 ppb, et pouvant atteindre localement 120 ppb au niveau des ascendances des trois cellules. Ces valeurs sont identiques à celles trouvées à 4 km msl, c'est-à-dire à 2.5 km au-dessus du sol. L'air entre 1.5 et 3.5 km msl dont le rapport de mélange est supérieur à 130 ppb n'est pas transporté par l'ascendance. Ceci nous amène à penser que c'est plutôt l'air des couches supérieures, entre 4 et 4.5 km qui est transporté en altitude. Les fortes valeurs du rapport de mélange de CO retrouvées en altitude laissent penser que l'air transporté depuis la couche limite a subi peu de mélange et d'entraînement. Sous le vent, à 10-20 km de l'ascendance, on retrouve des rapports de mélange de monoxyde de carbone de l'ordre de 90 ppb. Au niveau des subsidences, on constate un appauvrissement en CO dû au transport d'air pauvre en CO des couches d'altitudes vers les basses couches. La figure 5.11b est une coupe verticale du rapport de mélange de CO à 9000 s, c'est-à-dire au début du stage supercellulaire. Nous avons vu dans la section précédente que pendant cette phase, la vitesse verticale augmente jusqu'à atteindre 45 m.s⁻¹. Cette forte ascendance conduit à un net dépassement de la limite de la tropopause (~ 13.5 km msl), puisqu'on retrouve des valeurs importantes de CO au dessus de 13.5 km. A 15 km msl, localement, le rapport de mélange de CO atteint 130 ppb, alors que la valeur environnementale est de l'ordre de 70 ppb. Dans l'ascendance, les valeurs du rapport de mélange sont quasiment uniformes et sont supérieures à 125 ppb. A ce stade de l'orage, l'air qui est transporté en altitude est celui qui se trouve dans la couche limite, entre 1.5 km msl et 3.5 km msl. Le

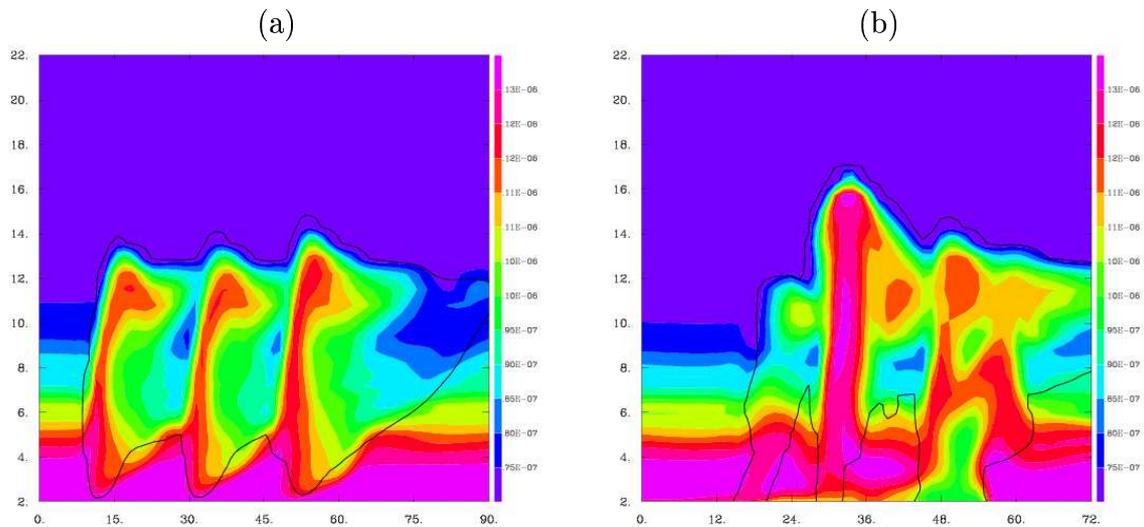


FIG. 5.11 – Coupes verticales dans l'axe du vent des rapports de mélange du CO à 3600 s (a) et 9000 s (b). L'enveloppe nuageuse est définie par le trait noir.

transport de CO par cette ascendance est très efficace, puisqu'on retrouve des rapports de mélange de CO dans la stratosphère caractéristiques de ceux de la couche limite. La structure verticale du CO sous le vent est beaucoup plus complexe que pendant le stade multicellule. La cellule située sous le vent est une cellule au stade de dissipation. Le CO qui a été transporté par l'ascendance se trouve dans l'enclume avec des valeurs entre 90 et 110 ppb jusqu'à 20-30 km de l'ancienne ascendance. Au niveau du sol, entre 24 et 55 km, on remarque des valeurs de CO de l'ordre de 100-110 ppb caractéristiques de l'air entre 5.5 et 6 km msl. Cet air a été transporté par les courants de subsidence.

Sur les figures 5.12a et 5.12b sont représentées les coupes verticales à travers les cellules et dans l'axe du vent des rapports de mélange de l'ozone. Contrairement au CO, les concentrations en O₃ sont faibles dans les basses couches, et donc, le transport de l'air par les courants ascendants conduit à un appauvrissement de l'air en ozone dans les cellules convectives. A 11.5 km msl, on retrouve des rapports de mélange de 50 ppb au lieu de 110 ppb à l'état initial, sans perturbation. A 9000 s, l'ascendance est intense, et on observe un dépassement de la tropopause. On a donc un appauvrissement de l'air de la basse stratosphère en ozone. En dehors des cellules convectives, le profil de O₃ (et de CO) n'est pas affecté par la convection et donc par le transport de l'air des basses couches en altitude. Par conséquent, le profil des traceurs en dehors du nuage est identique au profil initial. La convection profonde est un des mécanismes principaux de transport des gaz de la couche limite jusqu'à la haute troposphère, et a donc une influence importante sur la concentration d'ozone en altitude. Ainsi, la concentration d'O₃ dans la haute troposphère est supérieure dans le cas où il n'y a pas de convection, puisque les ascendances des cellules transportent de l'air pauvre en O₃ de la couche limite jusqu'en altitude.

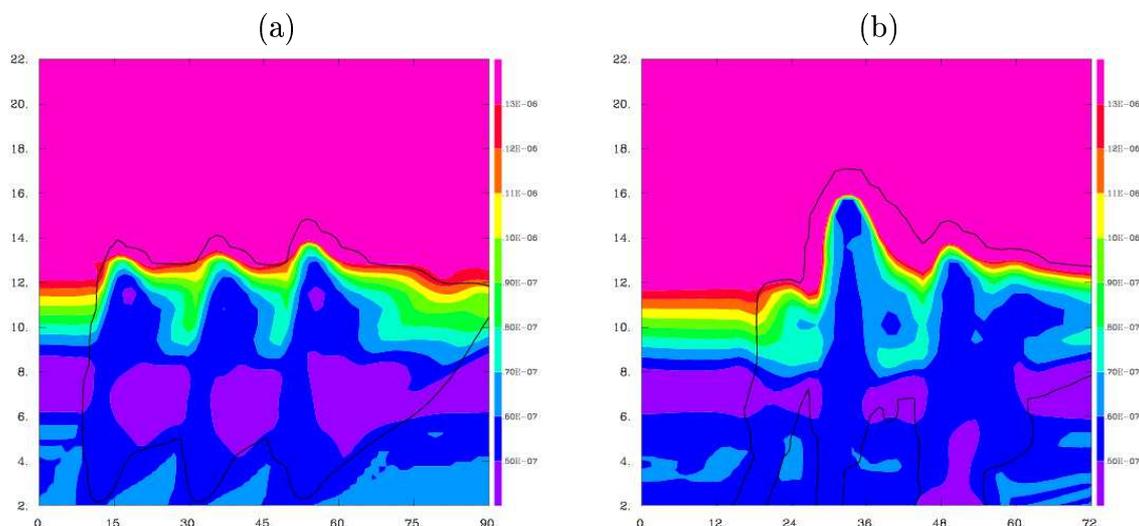


FIG. 5.12 – Coupes verticales dans l'axe du vent des rapports de mélange de O_3 à 3600 s (a) et 9000 s (b).

Les espèces chimiques solubles

Trois espèces solubles avec des solubilités croissantes sont considérées dans cette simulation : le formaldéhyde ($HCHO$), le peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) et l'acide nitrique (HNO_3). Des coupes verticales de ces trois espèces sont présentées sur les figures 5.13 à 9000 s. On constate tout d'abord que les gaz solubles ne se comportent pas comme les traceurs CO et O_3 étudiés ci-dessus. Considérons dans un premier temps le formaldéhyde (figure 5.13a). En dehors des cellules convectives, le profil du formaldéhyde est caractérisé par de fortes valeurs dans la couche limite (~ 1.75 -2 ppb), une décroissance régulière du rapport de mélange jusqu'à 8 km msl, et au delà, une valeur de fond inférieure à 0.25 ppb. Au début du stade supercellule, l'ascendance est vigoureuse, et transporte efficacement l'air des basses couches en altitude. On constate qu'on retrouve des rapports de mélange élevés de $HCHO$ (> 1.5 ppb) dans l'ascendance, mais aussi au sommet du nuage, dans la basse stratosphère. On ne retrouve quasiment pas de $HCHO$ sous forme aqueuse dans le nuage. Ce résultat s'explique par le caractère peu soluble du formaldéhyde (voir tableau 5.2). Examinons ce qui se passe dans le cas d'une espèce plus soluble comme le peroxyde d'hydrogène (5.13b). Dans l'environnement non perturbé par la convection, on observe des valeurs importantes de rapport de mélange (1.5-2.5 ppb) entre le sol et 7 km msl. Le rapport de mélange de H_2O_2 diminue ensuite jusqu'à la tropopause, et les valeurs dans la stratosphère sont inférieures à 0.25 ppb. Au niveau des ascendances, on remarque un appauvrissement en H_2O_2 en phase gazeuse ($H_2O_2(g)$) et un enrichissement en H_2O_2 en phase aqueuse ($H_2O_2(a)$). Entre 3.5 km et 12.5 km msl, l'air de l'ascendance principale s'appauvrit en $H_2O_2(g)$, avec des valeurs inférieures à 0.25 ppb. Simultanément, l'air dans les ascendances, et surtout dans l'ascendance principale riche en eau liquide, se charge de

$\text{H}_2\text{O}_2(\text{a})$ avec des valeurs localement supérieures à 2 ppb. Le lessivage du peroxyde d'hydrogène est donc très efficace, et amène du H_2O_2 en phase aqueuse dans la basse stratosphère. L'acide nitrique est l'espèce chimique la plus soluble parmi les trois espèces paramétrées. Son profil initial est caractérisé par des valeurs assez faibles, de l'ordre de 0.25 à 1 ppb, entre le sol et le haut de la troposphère. Au-dessus de 12.5 km msl, le rapport de mélange augmente pour atteindre 2 ppb au-dessus de 16 km. On remarque sur la figure 5.13c l'absence du $\text{HNO}_3(\text{g})$ dans le nuage qui a été transférée dans la phase aqueuse. Cependant, la phase glace n'est pas considérée dans l'évolution de $\text{HNO}_3(\text{a})$, et le lessivage de HNO_3 peut être excessif dans les niveaux supérieurs. En altitude, les gouttelettes nuageuses sont converties en glace primaire. Lors de ces processus, le gaz peut être soit transféré dans la phase glace, soit dégazé.

Barth et al. [2001] ont étudié numériquement l'évolution de traceurs chimiques ayant des degrés de solubilité divers et les interactions entre les traceurs solubles et les hydrométéores. Cette étude a été faite sur le même cas de l'orage du 10 juillet 1996 de STERAO. Le traitement de la glace a été pris en compte, et deux cas sont considérés. Dans un premier temps, ils font l'hypothèse que les traceurs dissous dans l'eau nuageuse sont dégazés lorsque l'hydrométéore est converti en glace. Les résultats montrent alors que les traceurs ayant une faible solubilité et ceux ayant une forte solubilité sont transportés dans la haute troposphère. Dans un deuxième temps, ils ont considéré que les traceurs dissous dans l'eau nuageuse sont retenus dans la glace. Dans ce cas-là, les traceurs les plus solubles ne sont pas transportés dans la haute troposphère mais précipitent sous forme de neige et de grêle. Par contre, les espèces ayant une faible solubilité sont transportées en altitude comme les traceurs passifs. Les résultats obtenus avec Meso-NH sont qualitativement proches de ceux obtenus par *Barth et al.* [2001] dans le cas où le gaz est retenu dans la glace. Pour des espèces peu solubles, on retrouve dans la haute troposphère des concentrations de l'ordre de celles de la couche limite, alors que pour des espèces solubles, le gaz transporté en altitude par la convection est immédiatement capté par les particules liquides. Dans l'étude de *Barth et al.* [2001], le coefficient de rétention qui définit la fraction de gaz dissout qui est retenu dans la particule de glace lors du processus de congélation, est égal à 0 ou 1. Dans Meso-NH, l'approche de l'équilibre de Henry instantané est considérée alors que *Barth et al.* [2001] se basent sur une approche cinétique plus complète. *Yin et al.* [2001] concluent de leur étude numérique qu'un calcul cinétique complet de la dissolution des gaz dans la phase aqueuse est nécessaire pour simuler correctement la redistribution des gaz solubles. Les gaz ayant une solubilité moyenne ou élevée ne sont pas dans l'équilibre de Henry, et la surestimation de la concentration des gaz en phase aqueuse peut atteindre un facteur 5. On sous estime donc la proportion de gaz tels que H_2O_2 et surtout HNO_3 dans la haute troposphère. *Yin et al.* [2003] ont étudié le transport des gaz dans les nuages convectifs à l'aide d'un modèle dynamique de nuage axisymétrique comprenant un schéma microphysique détaillé. Ils ont conduit des tests de sensibilité en utilisant différentes valeurs de solubilité et de coefficients de rétention. Les résultats montrent que l'amplitude de la totalité du gaz transporté dans la haute troposphère est contrôlée par la solubilité du gaz et par son coefficient de rétention. Le transport des traceurs est plus sensible aux valeurs du coefficient de rétention quand la solubilité de l'espèce est importante, et vice-versa. *Stuart*

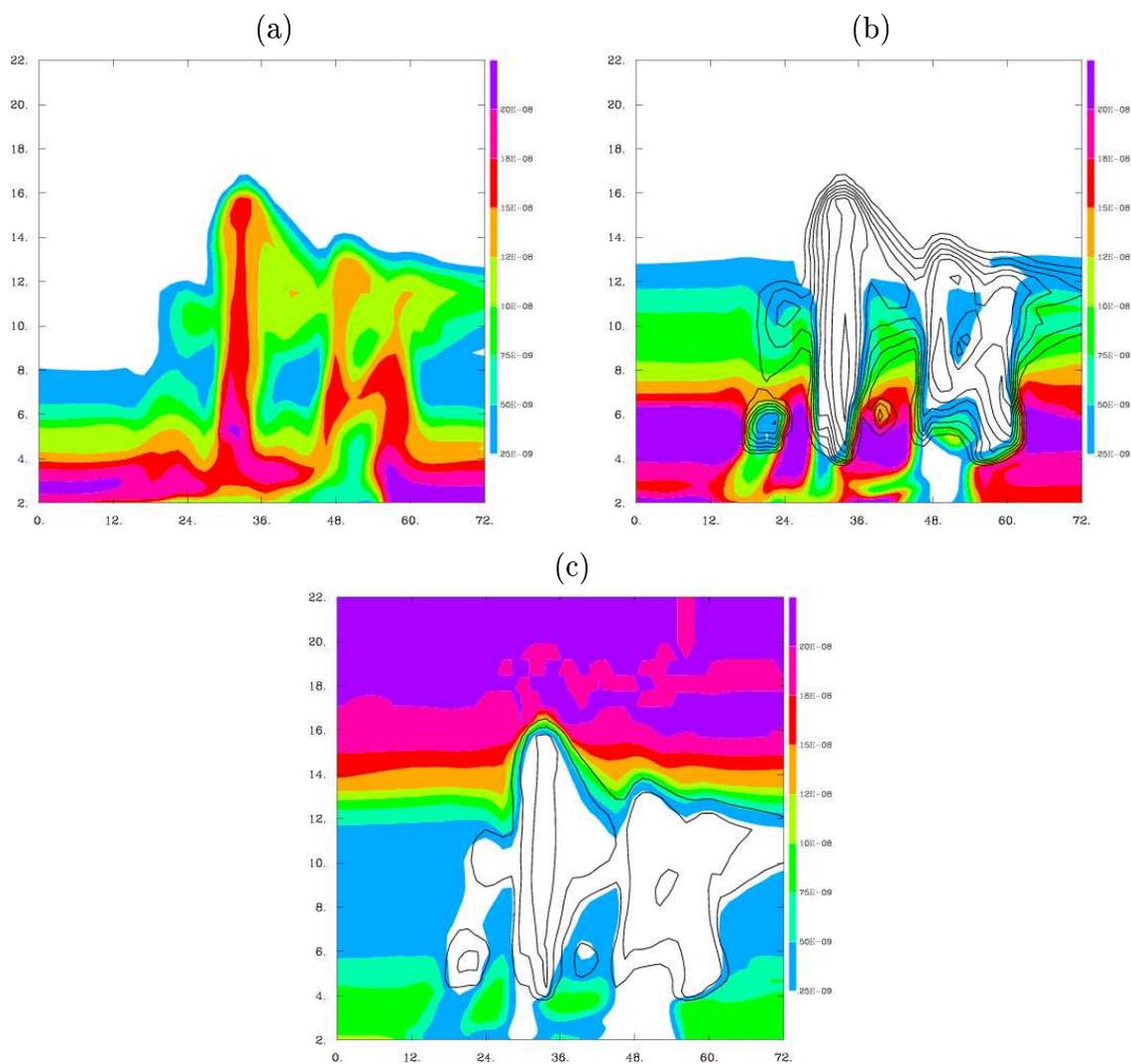


FIG. 5.13 – Coupes verticales dans l'axe du vent du rapport de mélange de (a) HCHO, (b) H₂O₂ et (c) HNO₃ à 9000 s. Les surfaces colorées représentent le rapport de mélange de l'espèce chimique en phase gazeuse (en ppb), et les isocontours noirs délimitent les concentrations en phase aqueuse des espèces chimiques.

et Jacobson [2004] ont produit une paramétrisation semi-théorique pour la rétention chimique lors de la congélation des hydrométéores. Selon leur modèle, les espèces chimiques avec une constante de Henry effective très élevée, comme HNO₃ sont susceptibles d'être retenues dans la particule glacée quelles que soient les conditions. Ils suggèrent donc que la meilleure paramétrisation pour ce type de traceurs serait de faire l'hypothèse de rétention complète. Par contre, selon eux, pour les espèces ayant une constante de Henry effective plus faible, les paramétrisations qui ne tiennent pas compte des conditions de congélation (pH, température, vitesse de l'air, taille de la goutte) ne peuvent pas être appliquées.

5.4.3 Production de NO_x par les éclairs

Le profil initial de NO_x est caractérisé par des valeurs importantes près du sol (~ 0.6 ppb) et un fort gradient jusqu'à 4500 m msl où le rapport de mélange est de l'ordre de 0.1 ppb. De 4500 m à 12500 m, le rapport de mélange reste à peu près constant avec des valeurs entre 0.05 et 0.1 ppb, puis au delà de 12500 m, il augmente.

Deux variables sont employées pour analyser l'évolution des oxydes d'azote. Elles diffèrent l'une de l'autre par la prise en compte ou non des NO_x produits par les éclairs, permettant de déduire l'impact des LiNO_x par simple différence. Les figures 5.14a-c montrent des coupes verticales à 3600 s du rapport de mélange de NO_x dans différents cas de figure. Si on considère la coupe verticale prenant en compte uniquement la valeur de fond de NO_x (figure 5.14a), on constate qu'en dehors du nuage, on retrouve le profil initial avec de fortes valeurs dans la couche limite, une diminution jusque dans la haute troposphère et des valeurs en hausse au-dessus. On constate qu'au niveau des ascendances, on retrouve des rapports de mélange de NO_x entre 100 et 300 ppt. Ces valeurs sont caractéristiques de la couche limite, et plus particulièrement de la couche 3500-4500 m msl. Les oxydes d'azote ont donc tendance à se comporter comme le CO qui est transporté efficacement dans la haute troposphère par la convection profonde. Ceci est la conséquence de la faible solubilité de ces espèces chimiques. En examinant la figure 5.14b qui montre une coupe verticale de la totalité des NO_x, LiNO_x compris, on remarque de très fortes valeurs de NO_x dans les ascendances des cellules extérieures. Ces rapports de mélange très élevés sont dus à la production de NO_x par les éclairs (figure 5.14c). Les éclairs sont donc responsables à 1 h de simulation d'une forte augmentation du rapport de mélange des NO_x en altitude, près des ascendances des cellules extérieures. On notera que la cellule centrale ne produit pas d'éclairs bien qu'elle soit chargée. Ce point sera discuté ultérieurement et en dehors de cette thèse. La production de NO_x par les éclairs s'étend de 7500 à 13500 m msl et atteint des valeurs supérieures à 5 ppb autour de 11000 m dans la dernière cellule sous le vent. Lors de cette simulation, aucun éclair nuage-sol n'a été détecté sur 2048 éclairs, et par conséquent, les LiNO_x sont produits par les IC. Defer et al. [2001] ont examiné les observations relatives aux éclairs, et ils ont déduit que 5428 éclairs s'étaient produits dont seulement 83 CG. Donc que ce soit dans la simulation ou dans les observations, le nombre de CG est très faible comparé au nombre d'IC. Ce résultat est en accord avec les analyses de Dye et al. [2000] qui ont conclu que, dans cet orage, les LiNO_x étaient essentiellement produits par les IC. Par contre il s'oppose au résultat de Price et al. [1997] pour qui la

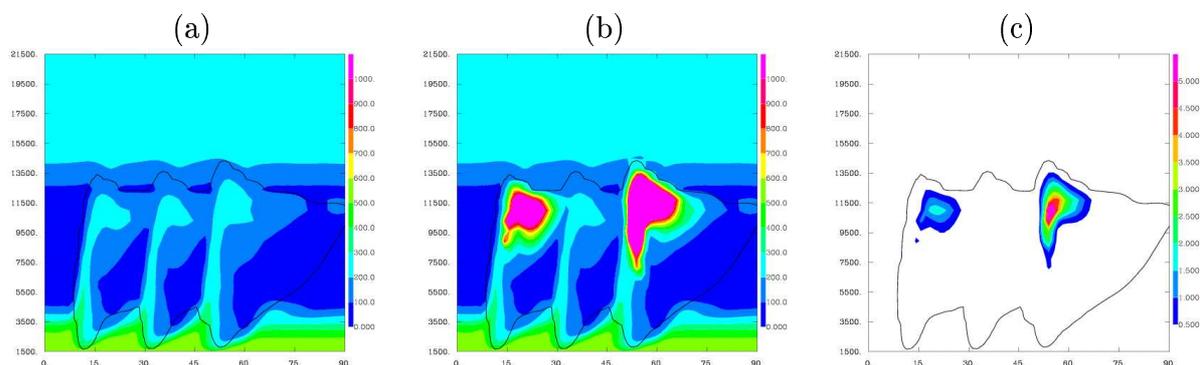


FIG. 5.14 – Coupes verticales des rapports de mélange des oxydes d'azote à 3600 s. La figure (a) représente la valeur de fond des NO_x , la figure (b) prend en compte la totalité des NO_x , tandis que la figure (c) ne représente que les NO_x produits par les éclairs. Les échelles des rapports de mélange sont $[0 - 1000]$ ppt avec des intervalles de 100 ppt pour les figures (a) et (b), et $[0.5 - 5]$ ppb par tranches de 0.5 ppb pour la figure (c).

contribution majeure dans la production de NO_x vient des CG. La figure 5.16a montre une coupe horizontale à 10 km d'altitude et à 3600 s du rapport de mélange des NO_x produits par les éclairs et de la vitesse verticale. On constate que les LiNO_x sont produits près de l'ascendance et sous le vent, ce qui est en accord avec les résultats de *Stith et al.* [1999].

1h30 plus tard, on entre dans la phase supercellule, et aucun éclair n'a été déclenché depuis plus d'1h (voir figure 5.18). Les résultats à cette échéance sont illustrés sur la figure 5.15. Les valeurs de fond du rapport de mélange de NO_x montrent un fort transport convectif depuis la couche limite avec des valeurs supérieures à 300 ppt à 13 km msl. On remarque sur la figure 5.15b que des valeurs supérieures à 600 ppt apparaissent dans l'enclume. Une différence majeure entre les échéances 3600 s et 9000 s concerne la localisation des maxima de NO_x . A 3600 s, les maxima se trouvent au sommet des ascendances, alors qu'à 9000 s, ils sont localisés dans l'enclume. La figure 5.15c isole la contribution des NO_x produits par les éclairs. Il apparaît que le maximum de LiNO_x se trouve à environ 100 km de l'ascendance principale. De plus, ce maximum est de l'ordre de 200 ppt, c'est-à-dire environ 10 fois moins que celui observé 1h30 plus tôt. Etant donné que l'activité électrique a cessé depuis plus d'1h, les NO_x qui se trouvaient près de l'ascendance ont été transportés par le flux horizontal et dilué. Ceci se vérifie sur la figure 5.16b où on voit que les oxydes d'azote produits par les éclairs ne sont plus confinés autour des fortes valeurs de vitesse verticale, mais sont dilués sur de grandes distances.

La figure 5.17 montre des coupes horizontales à différents niveaux (7500 m, 10000 m, 12500 m et 15000 m) et à différentes échéances du rapport de mélange des NO_x produits par les éclairs. Sur les coupes à 12500 m d'altitude, on observe des "bouffées" de production de LiNO_x à 1h, 3h et 5h, c'est-à-dire pendant la phase mature de la multicellule, de la supercellule et des cellules qui apparaissent en fin de simulation. Ces trois phases correspondent aussi aux maxima de densité d'éclairs (figure 5.9). A la suite de ces pics

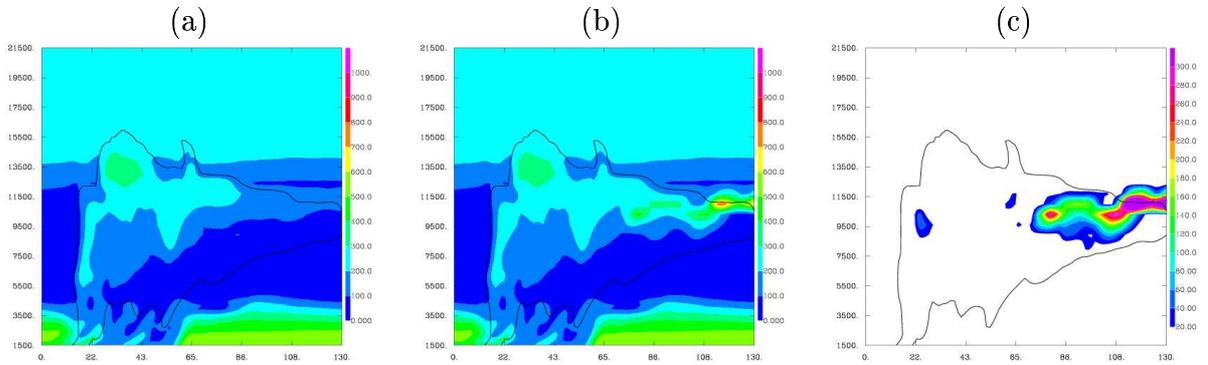


FIG. 5.15 – Coupes verticales des rapports de mélange des oxydes d'azote à 9000 s. La figure (a) représente la valeur fond des NO_x, la figure (b) prend en compte la totalité des NO_x, tandis que la figure (c) ne représente que les NO_x produits par les éclairs. Les échelles des rapports de mélange sont [0 - 1000] ppt avec des intervalles de 100 ppt pour les figures (a) et (b), et [20 - 300] ppt par tranches de 20 ppt pour la figure (c).

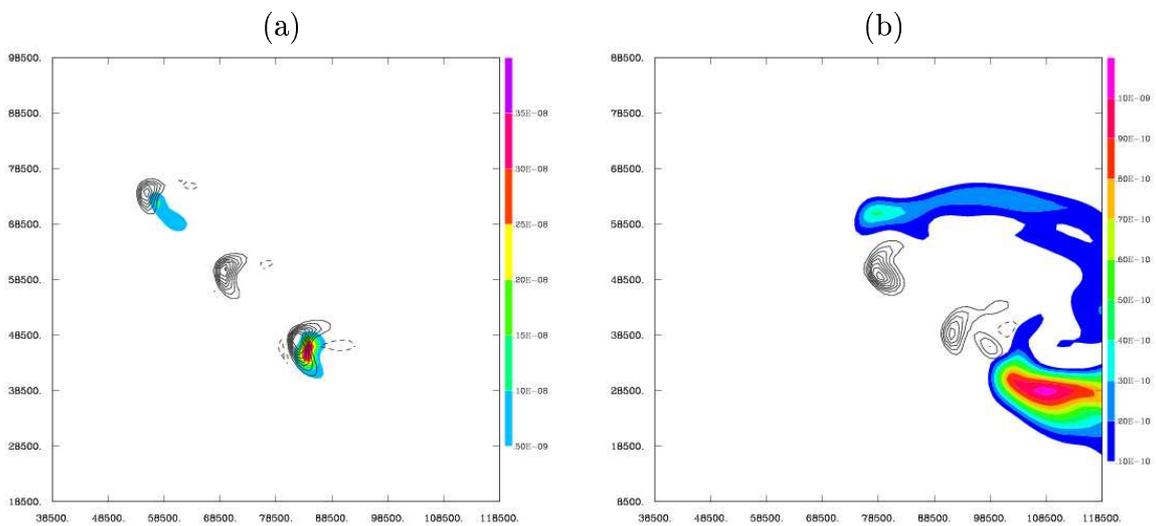


FIG. 5.16 – Coupes horizontales des rapports de mélange des LiNO_x (surfaces colorées) et de la vitesse verticale (isocontours noirs) à (a) 3600 s et (b) 9000 s.

de production, on observe une dilution et un transport des NO_x par le flux horizontal. A 3h, on remarque la présence de LiNO_x à 15000 m d'altitude, c'est-à-dire dans la basse stratosphère. On a vu précédemment que la vitesse verticale maximale pendant le stade supercellule est supérieure à 40 m.s^{-1} , alors qu'elle est de l'ordre de 25 m.s^{-1} pendant le stade multicellule. La convection est donc beaucoup plus intense dans la deuxième partie de l'orage, ce qui peut expliquer qu'une fraction des NO_x produits par les éclairs puisse être transportée dans la stratosphère. Le taux de production de LiNO_x à une altitude donnée dépend de l'intensité de la convection. A 1h et 1h30, on est dans le stade multicellule, et la production de NO_x par les éclairs est plus importante à 10000 m qu'à 15000m, alors que c'est l'inverse qui se produit à 3h lors du stade supercellule. En général, sur toute la durée de la simulation, les NO_x sont produits entre 7.5 km et 13.5 km. L'intensité de la convection semble donc moduler la distribution verticale des NO_x produits par les éclairs. Les valeurs des rapports de mélange des LiNO_x transportés dans la stratosphère sont compris entre 0.1 et 0.5 ppb. Ces valeurs sont faibles comparées au rapport de mélange de 5 ppb retrouvé à 3h à l'altitude de 12500 m, mais si on les compare aux valeurs rencontrées dans la basse stratosphère ($\sim 0.1\text{-}0.3$ ppb, voir figure 5.15a), elles deviennent significatives. On peut alors s'interroger sur l'influence de cet apport de NO_x sur la chimie de la stratosphère. Tous ces résultats n'ont pas pu être analysés plus en détail dans cette thèse, et feront donc l'objet d'une analyse approfondie ultérieure qui se concrétisera par l'écriture d'un article.

L'évolution temporelle de la longueur des éclairs et de la masse de LiNO_x dans le domaine est illustrée sur la figure 5.20. Le premier éclair est déclenché au bout de 34 min de simulation, entraînant la création de NO_x qui apparaît sur la courbe de la masse de LiNO_x dans le domaine. Autour d'1h de simulation, la longueur des éclairs augmente et provoque l'augmentation de la masse de NO_x dans le domaine. Lorsque les éclairs cessent à la fin du stade multicellule, la masse de NO_x reste à peu près constante pendant 45 min, puis commence à décroître. Pendant cette période, il n'y a plus création de LiNO_x , et seul le transport est effectif. Les NO_x produits pendant le stade multicellule sont donc transportés par le flux horizontal. La diminution de la masse du NO_x compris dans le domaine est due au fait qu'une partie des NO_x franchit la frontière latérale est du domaine. Lorsque le système convectif entre dans le stade supercellule, des éclairs sont à nouveau déclenchés, et on observe aussitôt une augmentation de la masse en oxydes d'azote dans le domaine. La masse de NO_x ne cesse de croître jusqu'à la fin de la simulation. En effet, des éclairs sont régulièrement déclenchés pendant la simulation impliquant une création d'oxydes d'azote qui s'accumulent dans le domaine. Il semble que la création de NO_x par les éclairs soit plus importante que le transport en dehors du domaine par le flux horizontal.

5.4.4 Etude des densités de flux dans l'enclume

Les calculs de densité de flux sont réalisés à travers des surfaces élémentaires $[\Delta l, \Delta z]$ de l'enclume perpendiculaires au flux moyen horizontal U de la cellule (figure 5.19).

$$S(x, y) = \int_{z_{base}}^{z_{top}} [\Delta l] \Delta dz = \int_{z_{base}}^{z_{top}} [\Delta x \cos(\alpha) + \Delta y \sin(\alpha)] dz = \int_{z_{base}}^{z_{top}} \frac{(|u| \Delta x + |v| \Delta y)}{\sqrt{u^2 + v^2}} dz$$

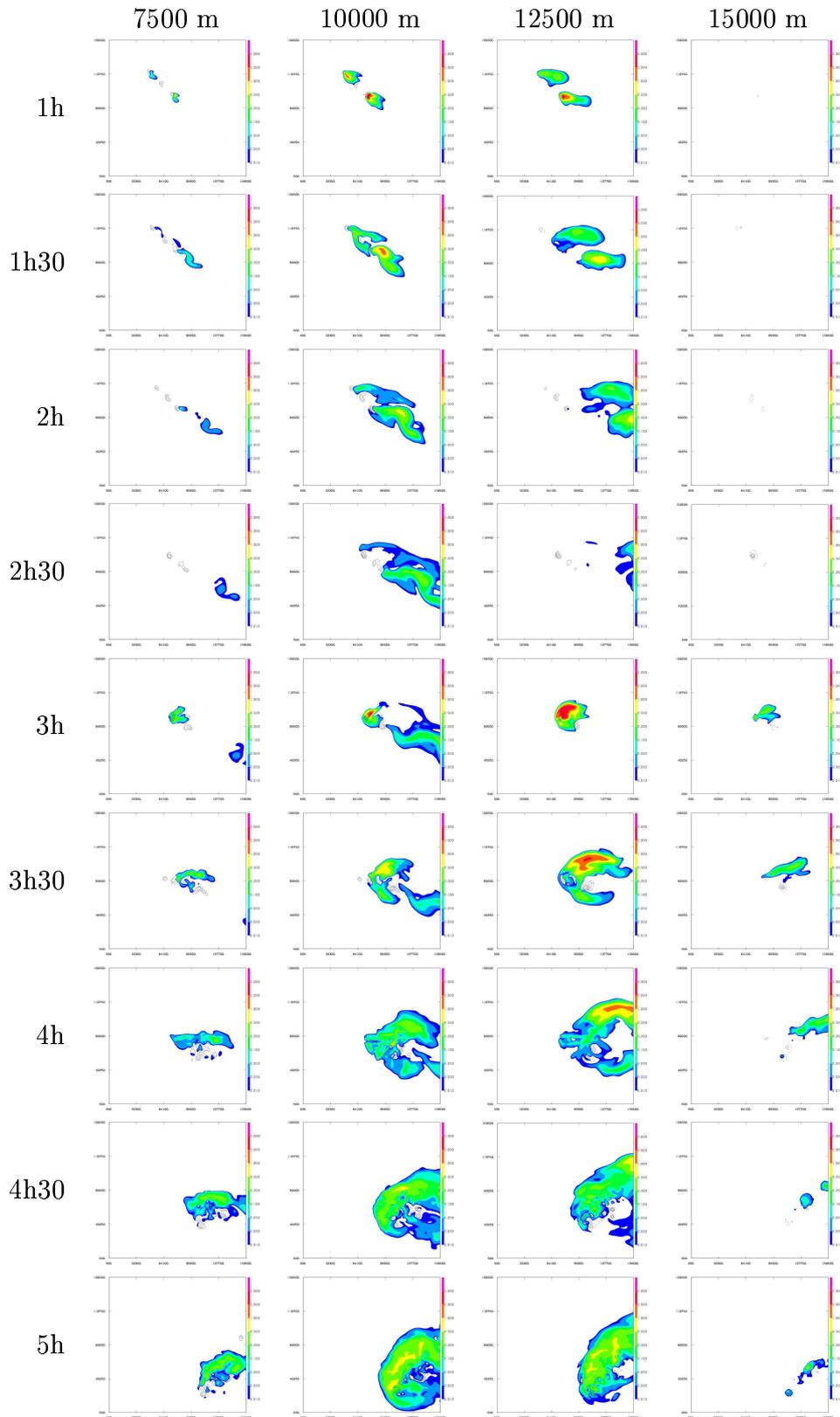


FIG. 5.17 – Coupes horizontales des rapports de mélange des LiNO_x (surfaces colorées) et de la vitesse verticale (isocontours noirs) à différentes altitudes et différentes échéances temporelles.

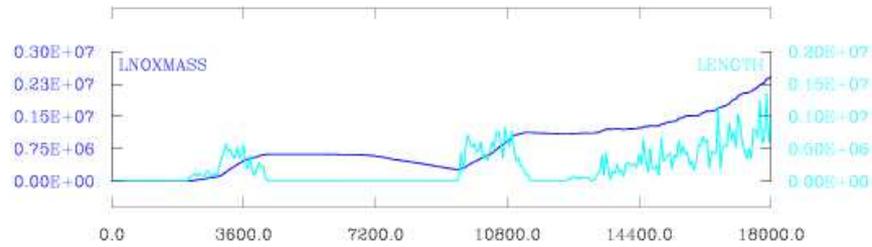


FIG. 5.18 – Evolution temporelle de la longueur des éclairs (courbe bleu clair) et de la masse de NO_x produits par les éclairs (courbe bleu foncé).

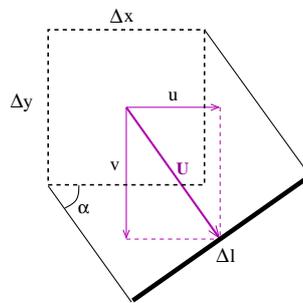


FIG. 5.19 – d

ans un plan perpendiculaire au flux horizontal moyen U] Projection de la cellule $[\Delta x, \Delta y]$ dans un plan perpendiculaire au flux horizontal moyen U . u et v sont les composantes horizontales du flux horizontal moyen.

$$\begin{aligned}
 F_h(x, y) &= \int_{z_{base}}^{z_{top}} [\rho C] (\vec{U} \cdot \vec{n}) \Delta l \Delta dz = \int_{z_{base}}^{z_{top}} \frac{\rho C (|u| \Delta x + |v| \Delta y)^2}{\sqrt{u^2 + v^2}} dz \\
 F &= \frac{F_h(x, y)}{S(x, y)}^{x, y}
 \end{aligned}
 \tag{5.5}$$

C est le rapport de mélange de l'espèce chimique. F_h est le flux horizontal (en kg.s^{-1}), S est la surface sur laquelle le flux est calculé, et F est la densité de flux horizontal (en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$). L'enclume est délimitée par le rapport de mélange de la glace égal à 0.01 g.kg^{-1} et définit les altitudes z_{top} et z_{base} .

L'évolution temporelle de la densité de flux de masse d'air et des espèces peu solubles est illustrée sur la figure 5.20. On ne s'intéresse qu'à l'intervalle de temps [1800 s - 18000 s] puisque les oscillations durant les 30 premières minutes correspondent à un régime transitoire non significatif suite à l'initiation de la convection. Le flux d'air horizontal à travers l'enclume est quasiment constant tout au long de la simulation, avec tout de même une légère décroissance qui s'amorce au bout de 2h30 de simulation. Il atteint $6.8 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à 7200 s puis décroît jusqu'à $6.3 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à 18000 s. On remarque que les variations de flux de CO et d'O₃ sont opposées. Le flux de CO augmente régulièrement tout au long de la simulation. On a vu précédemment que les valeurs de CO en altitude sont plus élevées à 9000 s qu'à 3600 s. Les valeurs de CO en altitude à 3600 s sont caractéristiques de la couche 4000-4500 m alors qu'à 9000 s on retrouve en altitude des rapports de mélange de CO qui ont pour origine la couche la plus près du sol. Etant donné que le profil initial de CO montre une décroissance du rapport de mélange avec l'altitude, lorsque l'origine de l'air transporté en altitude s'abaisse, on retrouvera des valeurs plus élevées de CO dans l'enclume. Par contre, dans le cas de l'ozone, on a vu que la convection provoquait un appauvrissement en altitude en O₃. Ainsi, le flux d'ozone dans l'enclume diminue avec le temps. Les deux courbes bleues de la figure 5.20 représentent l'évolution temporelle des NO_x avec ou sans les LiNO_x. La fraction de NO_x produits par les éclairs correspond à l'aire entre les deux courbes. Le flux de la valeur de fond des NO_x subit une légère croissance passant de $3.6 \text{ mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à 3600 s à $4.2 \text{ mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à la fin de la simulation. Quant au flux de NO_x total, il est marqué par l'évolution temporelle des éclairs. Le premier éclair est déclenché à 34 min, et quelques minutes plus tard, on observe que les deux courbes de flux de NO_x se dédoublent traduisant l'apparition de LiNO_x dans l'enclume. Le léger retard observé entre la création des LiNO_x et leur passage à travers l'enclume est attribué au transport entre l'ascendance où ils sont formés et l'enclume. On observe alors une augmentation du flux de NO_x total puis une décroissance lorsque les éclairs cessent pendant la phase de transition multicellule-supercellule. Quand des éclairs sont à nouveau déclenchés autour de 2.5 h de simulation, le flux de NO_x à travers l'enclume augmente jusqu'à atteindre un seuil autour de $6.5 \text{ mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. On observe donc une augmentation du flux de LiNO_x quelques minutes après que des éclairs aient été déclenchés près de l'ascendance.

Une comparaison entre les flux observés et simulés est résumée dans le tableau 5.3. Les observations sont issues des données recueillies par l'avion Citation du Dakota du Nord. Il a volé entre 2313 et 0040 UTC à des altitudes comprises entre 6.8 et 11.8 km msl, et a obtenu des mesures de NO, CO et O₃ [Stith et al., 1999]. Etant donné que le Citation n'a fait que

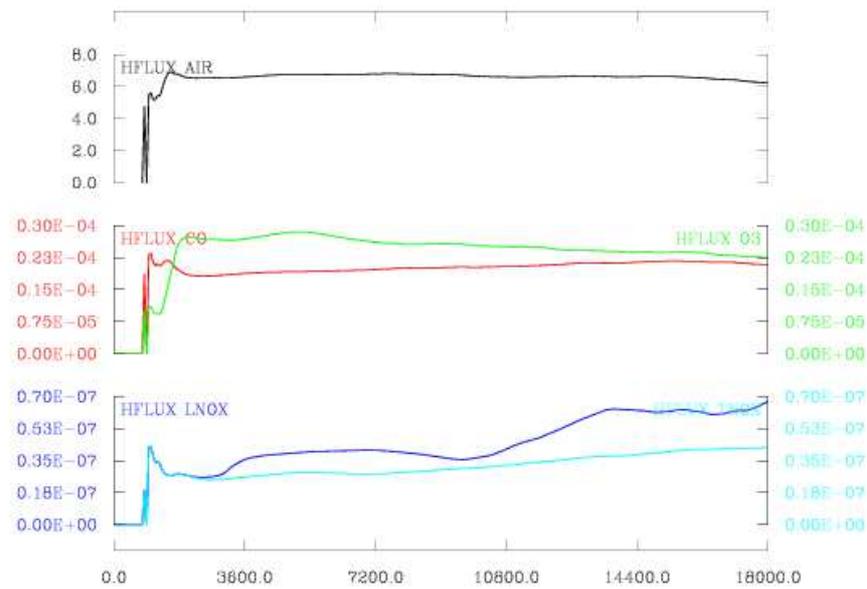


FIG. 5.20 – Evolution temporelle de la densité de flux dans l'enclume de l'air (noir), du CO (rouge), de l'O₃ (vert), des NO_x de fond (bleu clair) et de la totalité des NO_x (bleu foncé). L'impact des NO_x produits par les éclairs peut être déduit des deux dernières courbes. Il s'agit de la différence entre la totalité des NO_x et les NO_x de fond. Ces densités de flux sont exprimées en mol.m⁻².s⁻¹, exceptée la densité de flux de l'air qui est en kg.m⁻².s⁻¹.

des mesures de NO, *Skamarock et al.* [2003] ont estimé le flux du rapport de mélange de NO₂ en faisant l'hypothèse d'équilibre photochimique et en considérant uniquement la chimie de NO, NO₂ et O₃. On remarque tout d'abord que les deux modèles surestiment la densité de flux de masse d'air par rapport aux observations. Les deux modèles donnent des flux d'air autour de 6.6 kg.m⁻².s⁻¹, alors que les observations révèlent une densité d'air dans l'enclume de 5.9 kg.m⁻².s⁻¹. Par contre, le flux de CO est en très bon accord pour les deux modèles et les observations avec une valeur commune du flux de CO à travers l'enclume de 1.9×10⁻⁵ mol.m⁻².s⁻¹.

		Densité de flux de masse d'air (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	Densité de flux de CO (10 ⁻⁵ mol.m ⁻² .s ⁻¹)	Densité de flux de NO _x (10 ⁻⁸ mol.m ⁻² .s ⁻¹)
Observations		5.9	1.9	4.5(NO) 5.8(NO _x)
COMMAS	3600 s	6.7	1.9	2.4
	7200 s	6.5	2.0	2.0
Méso-NH	3600 s	6.6	1.9	3.6 (2.6)
	7200 s	6.8	2.0	4.1 (2.8)

TAB. 5.3 – Tableau comparatif des densités de flux obtenues par les observations et par les simulations. Les résultats des simulations COMMAS (*Collaborative Model for Multiscale Atmospheric Simulation*) sont tirés de *Skamarock et al.* [2003]. Dans COMMAS, les LiNO_x ne sont pas pris en compte. Dans Méso-NH, la première valeur donne la valeur totale de NO_x, et entre parenthèses est indiqué le flux de NO_x de fond.

Dans le cas de la densité de flux des NO_x, on remarque de fortes disparités entre les deux modèles, mais aussi entre les modèles et les observations. Tout d'abord, il faut noter que les résultats de COMMAS ne prennent pas en compte les NO_x produits par les éclairs. Les valeurs données dans le tableau sont donc les valeurs du flux des NO_x de fond. Cependant, ces valeurs sont tout de même inférieures aux valeurs du flux des NO_x de fond dans Méso-NH qui sont indiquées dans le tableau entre parenthèses. Dans les deux simulations, les mêmes conditions initiales ont été utilisées, que ce soit pour le sondage météorologique ou pour les profils des espèces chimiques. L'initiation de la convection a été réalisée de la même manière par trois bulles chaudes. La seule différence concernait le domaine utilisé, mais *Skamarock et al.* [2003] ont réalisé les études de flux sur un plus grand domaine qui a les mêmes dimensions que celui utilisé dans Méso-NH. Les différences peuvent donc venir des modèles en eux mêmes, à savoir les paramétrisations de la dynamique, de la chimie, de la microphysique ... Une seconde source de différences peut venir de la définition de la surface sur laquelle est calculé le flux. Dans Méso-NH, l'enclume est délimitée par le rapport de mélange de la glace supérieur à 0.01 g.kg⁻¹, alors que dans COMMAS elle est délimitée par le contour 0.1 particule par litre déduit des simulations. Si le contour délimite une région trop grande par rapport à la taille réelle de l'enclume, en faisant la

moyenne sur la surface, on risque de sous estimer la valeur du flux en prenant en compte des valeurs hors enclume. Le flux de NO_x sans les éclairs est tout de même plus important dans Méso-NH que dans COMMAS, et il augmente entre les échéances 3600 s et 7200 s alors qu'il diminue dans COMMAS. Cette tendance peut être reliée aux variations du flux de masse d'air qui augmente avec le temps dans Méso-NH, et qui diminue avec COMMAS. Les valeurs obtenues avec Méso-NH sont plus proches des observations que celles obtenues avec COMMAS. Ceci s'explique par le fait que dans COMMAS la production de NO_x par les éclairs n'est pas prise en compte, ce qui conduit à une sous-estimation du flux de NO_x dans l'enclume. La différence entre la valeur de fond des NO_x obtenue par la simulation et la valeur observée ont conduit *Skamarock et al.* [2003] à conclure que 60% des NO_x observés étaient produits par les éclairs. Si on regarde uniquement les résultats de Méso-NH, on peut conclure que 30% des NO_x qui passent à travers l'enclume entre 1h et 2h de simulation ont été créés par les éclairs. Cette proportion passe à 40% à 4h de simulation. Ces valeurs sont plus faibles que les 60% déduit par *Skamarock et al.* [2003]. Cependant, on remarque que les valeurs de flux de NO_x simulées sont inférieures aux valeurs observées d'un facteur 1.5. On a vu précédemment que 2048 éclairs avaient été simulés avec Méso-NH alors que 5428 éclairs avaient été détectés. Méso-NH parvient donc à reproduire environ 40% de l'activité électrique observée. Cette différence entre les résultats des simulations et les observations au niveau de l'activité électrique peut avoir plusieurs causes. Tout d'abord, nous avons vu dans le chapitre 4 que le réglage des constantes relatives à la géométrie jouait un rôle sur le nombre d'éclairs déclenchés et sur leur longueur. Il y a aussi une incertitude liée au calcul des NO_x produits par les éclairs (calcul de la longueur, paramétrisation utilisée). A cela peuvent s'ajouter toutes les incertitudes sur la paramétrisation de l'électrification du nuage. Ces différentes sources d'erreurs ont une influence sur le nombre d'éclairs, leur localisation, leur longueur et leur type. En dépit de ces incertitudes, ces premiers résultats obtenus pour les NO_x avec cette paramétrisation explicite des LiNOx sont encourageants. Considérons comme valeur du flux de NO_x de fond la valeur moyenne obtenue avec Méso-NH sur toute la durée de la simulation, soit $2.8 \text{ mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le flux de LiNOx observé serait donc de $3 \times 10^{-8} \text{ mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, alors que le flux moyen de LiNOx produit par le modèle est de $1.1 \times 10^{-8} \text{ mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le modèle produit donc environ 36% de la production de NO_x estimée par les observations. Ce résultat laisse penser que la sous estimation de la densité de flux des NO_x peut être due à une sous estimation par le modèle du nombre d'éclairs.

L'évolution temporelle des flux des espèces chimiques solubles en phase gazeuse est illustrée sur la figure 5.21. Dans le cas de HCHO, on observe un comportement proche de celui de CO. En effet, le profil initial de ces deux espèces est très proche, et elles sont toutes deux peu solubles. Le transport de HCHO par la convection profonde depuis la couche limite provoque donc une augmentation du flux de HCHO(g) à travers l'enclume. Les valeurs des flux sont plus faibles dans le cas de HCHO puisque les valeurs typiques de son rapport de mélange dans la couche limite sont de l'ordre de 2 ppb alors qu'elles atteignent 120 ppb pour CO. Pour H_2O_2 , la courbe est quasiment plate autour de $5 \times 10^{-8} \text{ mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Etant donné que le profil initial du peroxyde d'hydrogène est identique à celui du formaldéhyde, le transport convectif devrait amener de fortes valeurs du rapport de mélange en altitude.

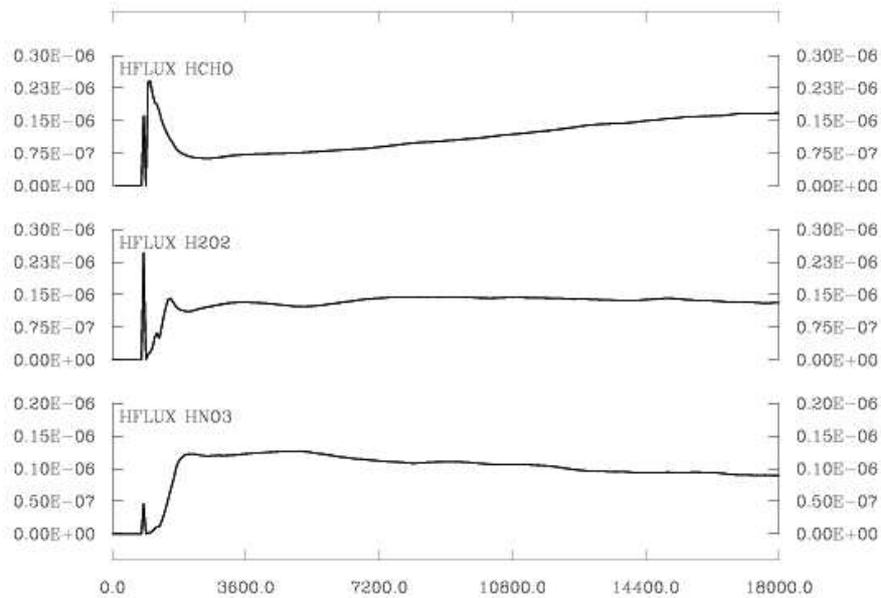


FIG. 5.21 – Evolution temporelle de la densité de flux dans l'enclume de $HCHO$, H_2O_2 et HNO_3 . Ces densités de flux sont exprimées en $mol.m^{-2}.s^{-1}$.

Cependant, H_2O_2 est beaucoup plus soluble que $HCHO$, et donc, en altitude, une partie de H_2O_2 est sous forme aqueuse. Le transport convectif équilibre donc la solubilité dans le cas de H_2O_2 et provoque un flux horizontal de $H_2O_2(g)$ quasiment constant au niveau de l'enclume. Dans le cas de HNO_3 qui est l'espèce la plus soluble parmi les trois, on observe une décroissance du flux de $HNO_3(g)$ durant toute la simulation. On a vu précédemment que le profil initial de HNO_3 est proche de celui de l'ozone et montre une croissance du rapport de mélange avec l'altitude. De faibles valeurs du rapport de mélange de HNO_3 sont transportés depuis la couche limite jusqu'en altitude par la convection profonde, et HNO_3 se dissout dans l'eau très rapidement.

5.5 Discussion

La simulation de l'orage du 10 juillet 1996 de STERAO a permis de mettre en évidence et d'illustrer le fort lien qui existe entre différents thèmes comme la dynamique, la microphysique, l'électricité et la chimie. La transition entre la phase multicellule et la phase supercellule a bien été simulée par Meso-NH, et elle est visible sur différents champs comme la vitesse verticale, la densité d'éclairs, mais aussi le flux de LiNOx à travers l'enclume. Un décalage temporel existe entre la transition simulée et la transition observée, et il apparaît que la simulation est en avance sur les observations. Dans cette simulation, différentes espèces chimiques peu solubles (CO , O_3 , NO_x) et solubles ($HCHO$, H_2O_2 , HNO_3) ont été utilisées. L'étude des espèces peu solubles a montré que la convection profonde était très

efficace pour transporter de l'air de la couche limite jusque dans la haute troposphère. On a vu que des rapports de mélange de CO de l'ordre de 115 ppb, caractéristiques des basses couches, étaient transportés au delà de 11 km d'altitude. Par contre, dans le cas de l'ozone, on observe un appauvrissement de l'air nuageux en O_3 dû au transport convectif depuis la couche limite où les rapports de mélange de l'ozone sont faibles. Dans le cas des espèces solubles, on observe des comportements différents selon leur solubilité. Le formaldéhyde qui a une constante de Henry effective faible se comporte comme le CO, alors que le peroxyde d'hydrogène et l'acide nitrique sont presque totalement lessivés dans le nuage. Cependant, la paramétrisation du lessivage des espèces solubles employée dans Méso-NH est assez simple. Le lessivage est traité avec une approche d'équilibre de Henry instantanée qui possède certaines limites. Une limitation importante concerne les espèces très solubles comme HNO_3 pour lesquelles l'équilibre n'est jamais atteint avec le pas de temps considéré dans le modèle. Ceci induit donc une surestimation du lessivage de HNO_3 par les hydrométéores liquides, et une sous estimation des concentrations en phase gazeuse. Une autre limitation de la paramétrisation utilisée concerne le devenir des espèces chimiques lors de la congélation des gouttes et gouttelettes nuageuses. Une question qui se pose concerne l'absorption d'acide nitrique par les cristaux de glace des cirrus qui constitue un puits significatif pour cette espèce chimique. *Mari et al.* [2000] ont utilisé un modèle 1D pour étudier le transport et le lessivage des gaz solubles dans la convection profonde tropicale. Ils ont montré que à la fois H_2O_2 et HNO_3 sont efficacement lessivés dans la partie inférieure du nuage et H_2O_2 est dégagé lors du givrage des particules liquides en raison de son faible coefficient de rétention. Par contre, HNO_3 est lessivé à la fois dans le nuage en phase mixte et en phase glace.

La comparaison des flux d'espèces chimiques observés et simulés par COMMAS [*Skamarock et al.*, 2003] et Méso-NH montre un bon accord pour le CO. Par contre, les deux modèles tendent à surestimer la densité de flux d'air à travers l'enclume. Au niveau du flux de NO_x , il y a un désaccord entre les observations et les résultats des simulations, mais aussi entre les deux simulations. Une partie du désaccord entre les deux modèles peut s'expliquer par le fait que les LiNOx ne sont pas paramétrés dans COMMAS. Ceci explique aussi pourquoi COMMAS sous estime le flux de NO_x à travers l'enclume. Ce résultat a conduit *Skamarock et al.* [2003] à évaluer le pourcentage de NO_x produits par les éclairs par rapport à la totalité des NO_x présents dans le nuage à 60%. Quant à Méso-NH, il prend en compte la production de NO_x par les éclairs de façon explicite, mais le flux de NO_x à travers l'enclume est inférieur à la valeur observée. Cependant, des incertitudes sur les valeurs observées et sur les valeurs données par le modèle existent :

- calcul des flux dans le modèle. La définition de l'enclume est différente entre les deux modèles et peut conduire à une sous estimation ou une surestimation des valeurs de flux selon que la surface considérée est supérieure ou inférieure à la surface réelle.
- calcul des flux pour les observations. Le Citation n'a effectué des mesures que sur le NO, conduisant *Skamarock et al.* [2003] à faire l'hypothèse d'équilibre photochimique pour déterminer le flux de NO_x .
- paramétrisation des LiNOx dans Méso-NH. La production des NO_x par les éclairs est proportionnelle à la longueur des éclairs [*Wang et al.*, 1998b]. Or le nombre d'éclairs

dans Méso-NH a été sous estimé par rapport aux observations, ce qui peut entraîner une sous évaluation de la production de LiNOx par le modèle.

Que ce soit en s'appuyant sur les résultats de Méso-NH ou les observations, on peut conclure que les LiNOx sont produits principalement par les éclairs IC contrairement aux conclusions de *Price et al.* [1997]. Ceci devrait donc conduire à une révision probable de la paramétrisation de *Price et al.* [1997] qui est pourtant largement utilisée dans les GCM⁶ chimiques.

⁶GCM = Global Climate Model

Conclusion et Perspectives

L'inclusion d'un schéma électrique dans Méso-NH permet de simuler le cycle de vie des charges au sein du nuage. L'électrisation du nuage est réalisée par les mécanismes non-inductifs et par les mécanismes inductifs qui entrent en jeu dès qu'un champ électrique intense existe dans le nuage. Lors des transferts microphysiques, de la charge est échangée entre les hydrométéores, puis elle est transportée à l'échelle du nuage par la convection et la gravité. Les éclairs étant facilement détectables, on peut les considérer comme les marqueurs de l'activité électrique du système orageux. Leur rôle dans la limitation du champ électrique et la redistribution des charges dans le nuage les rendent indispensables pour simuler de façon réaliste des orages. L'éclair est composé de deux parties : le classique leader bidirectionnel qui permet de reproduire la partie verticale de l'éclair, et les branchements simulés à l'aide d'un algorithme pseudo-fractal. L'ajout d'un schéma de branchements permet de prendre en compte l'extension horizontale de l'éclair, ainsi que sa tortuosité.

Le schéma électrique a été testé dans différentes conditions de convection idéalisée : ligne de grains, supercellule et multicellule. Les bilans réalisés dans le cadre de la ligne de grains en 2D montrent qu'un chargement significatif se produit dans la partie stratiforme, et que le transport des charges depuis la partie convective n'est pas seul responsable des charges électriques retrouvées dans la partie stratiforme. En comparant les trois cas de convection, on remarque que la vitesse verticale, par l'intermédiaire du contenu en eau surfondue, semble jouer un rôle prépondérant dans l'électrisation du nuage et dans la formation de la structure électrique globale. On a remarqué que plus la vitesse verticale augmente, plus on est susceptible d'obtenir la structure électrique tripolaire classique, alors qu'une vitesse verticale peu intense conduit à la formation d'un dipole inversé. Cependant, les résultats peuvent différer selon la paramétrisation des processus non-inductifs utilisée. Si on inclut le mécanisme inductif dans le processus d'électrisation du nuage, on observe généralement un renforcement de la charge positive inférieure qui conduit à une diminution du rapport IC/CG. D'autres tests de sensibilité ont été effectués sur le schéma d'éclairs. Les résultats montrent tout d'abord l'importance des branchements qui permettent de maintenir le champ électrique à des valeurs raisonnables inférieures à 200 kV.m^{-1} . De plus, quelles que soient les valeurs des paramètres fractals utilisés, le schéma électrique se montre robuste et limite toujours bien le champ électrique tout en déclenchant un nombre d'éclairs raisonnable.

Un point faible du modèle concerne la paramétrisation des processus non-inductifs. On a pu voir sur les tests de sensibilité la grande variabilité des résultats obtenus selon la

paramétrisation utilisée. Cependant, les travaux réalisés en laboratoire [*Takahashi*, 1978; *Jayaratne et al.*, 1983; *Saunders et al.*, 1991] ont permis de repérer les paramètres importants intervenant dans le processus non-inductif comme la température, le contenu en eau liquide, la vitesse de chute ou le diamètre des particules. Ils ont aussi mis en évidence l'existence de différents régimes de séparation de charge, bien que ces régimes ne soient pas identifiés de la même façon dans les différentes études. Cette limitation est due à un manque de compréhension des processus physiques liés à ce mécanisme de séparation de charge. En ce sens, les travaux de *Nelson et Baker* [2003] sont innovants puisqu'ils tentent d'expliquer l'origine physique du processus non-inductif et proposent une paramétrisation physique de ce mécanisme. En l'état actuel des travaux sur ce sujet, cette limitation est commune à tous les modèles d'électrification des nuages.

Le schéma d'éclair est l'un des points forts du modèle d'électrification. L'algorithme pseudo-fractal de branchements génère un éclair qui s'étend horizontalement et qui présente une allure proche des éclairs observés. Alors que le modèle d'éclairs de *Mansell* [2000] semble réservé à la simulation d'orages conceptuels à très haute résolution, le cadre de Méso-NH permet d'envisager des simulations de cas réels. Le module d'électrification des nuages de Méso-NH est une première tentative pour une meilleure reconnaissance et une intégration complète de la thématique "électricité" en modélisation numérique de l'atmosphère à mésoéchelle. Prenant l'exemple de l'orage de STERAO, on mesure bien la richesse que recèle une approche pluridisciplinaire de la simulation explicite de la convection profonde, c'est à dire avec transport et lessivage des aérosols et espèces chimiques et suivi simultané de l'état électrique. Tout cela s'effectue en relation avec la dynamique propre de l'orage et du cycle de l'eau qui sont des aspects beaucoup plus classiques. Ainsi la sensibilité de l'activité électrique, dont par exemple la fréquence des éclairs, à l'état microphysique des orages, constitue-t-elle une information jusqu'alors peu exploitée mais qui est riche d'enseignement sur le stade d'évolution d'un orage, sur la signature micro-onde de sa masse nuageuse ou sur l'estimation d'un taux de production potentiel d'oxydes d'azote.

Parmi les travaux envisagés pour généraliser le présent module électrique, il y a tout d'abord l'inclusion de variables "ions positifs" et "ions négatifs", soit deux variables pronostiques en remplacement de la variable "charge de la vapeur" actuelle. L'étude de ce développement est déjà réalisée et des éléments de codage sont disponibles. L'intérêt de traiter la physique des ions est de pouvoir gérer une densité de charges d'espace, hors nuage, de traiter la couche de charges écran et peut-être ainsi reproduire de meilleures conditions de propagation des éclairs nuage-sol dans un milieu non-nuageux plus richement chargé. Un autre aspect plus difficile à aborder car quasiment pas documenté concerne la prise en compte des propriétés effectives de surface (végétation, ville, relief sous maille) pour créer une émission d'ions corona, toujours dans le but de mieux appréhender les éclairs nuage-sol. Le deuxième grand axe d'étude qui s'offre à nous est la réalisation de simulations en cas réel. L'idée consiste ici à exploiter la technique des modèles imbriqués pour atteindre la résolution kilométrique qui constitue l'échelle idéale et raisonnable de la simulation explicite des nuages. En effet notre schéma d'éclair muni de son algorithme de branchement semble difficilement convenir pour des résolutions dépassant quelques kilomètres. Soulignons que

ce type d'étude est entièrement nouveau puisqu'à notre connaissance aucun modèle électrique complet ne fonctionne dans un modèle de mésoéchelle équivalent à Mésos-NH. En complément, la poursuite d'expérience sur des cas académiques est nécessaire en particulier pour aborder l'étude de cas de STEPS où des nuages à polarité inversée et où une exceptionnelle abondance d'éclairs nuage-sol positifs ont été enregistrés. L'extension de ce type d'étude aux orages à grêle doit aussi être encouragée pour évaluer si ce type d'orage présente a priori une activité électrique beaucoup moins soutenue mais davantage de CG+. Le dernier point où notre outil de modélisation doit apporter une contribution originale concerne la paramétrisation des éclairs et du taux de formation des LiNO_x dans les schémas de convection profonde en flux de masse. Comme on l'a montré, le lien étroit entre séparation des charges et déclenchement des éclairs résulte de la rencontre d'un flux de glace précipitante, surtout le grésil, et d'un flux ascendant de glace primaire. On voit que l'on a ici tous les éléments de calibration d'une paramétrisation de la production d'éclairs et de NO_x basée sur un critère beaucoup plus physique que ne le sont les paramétrisations de NO_x actuellement utilisées.

En guise de conclusion générale et en se projetant sur des perspectives plus lointaines, l'observation de l'état électrique global de l'atmosphère pourrait constituer un axe de recherche prometteur pour mesurer une éventuelle amplification du cycle de l'eau et un accroissement de la charge en aérosols sur les continents comme le suggèrent les données de LIS et d'OTD. Enfin les études sur les conditions d'électrification des nuages sont à encourager afin d'aboutir à une meilleure caractérisation de l'état électrique des nuages et ainsi renforcer notre degré d'interprétation de la donnée "éclair" pour la rendre plus facilement assimilable dans les modèles de prévision du temps.

Bibliographie

- Allen, D. J., et K. E. Pickering, Evaluation of lightning flash rate parameterizations for use in a global chemical transport model, *J. Geophys. Res.*, *107*(D23), doi :10.1029/2002JD002,066, 2002.
- Aufdermaur, A. N., et D. A. Johnson, Charge separation due to riming in an electric field, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *98*, 369–382, 1972.
- Avila, E. E., G. G. A. Varela, et G. M. Caranti, Temperature dependance of static charging in ice growing by riming, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 4515–4520, 1995.
- Avila, E. E., G. M. Caranti, N. Castellano, et C. P. R. Saunders, Laboratory studies of the influence of cloud droplet size on charge transfer during crystal-graupel collisions, *J. Geophys. Res.*, *103*, 8985–8996, 1998.
- Baker, M. B., et J. Nelson, A new model of charge transfer during ice-ice collisions, *C. R. Physique*, *3*, 1293–1303, 2002.
- Baker, M. B., H. J. Christian, et J. Latham, A computational study of the relationships linking lightning frequency and other thundercloud parameters, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *121*, 1525–1548, 1995.
- Baker, M. B., A. M. Blyth, H. J. Christian, J. Latham, K. L. Miller, et A. M. Gadian, Relationships between lightning activity and various thundercloud parameters : satellite and modelling studies, *Atmospheric Research*, *51*, 221–236, 1999.
- Barth, M. C., A. L. Stuart, et W. C. Skamarock, Numerical simulations of the July 10, 1996, Stratospheric-Tropospheric Experiment : Radiation, Aerosols, and Ozone STERAO-Deep convection experiment storm : Redistribution of soluble tracers, *J. Geophys. Res.*, *106*(D12), 12,381–12,400, 2001.
- Barthe, C., G. Molinié, et J.-P. Pinty, Description and first results of an explicit electrical scheme in a 3D cloud resolving model, *Atmospheric Research*, *in press*, 2005.
- Beard, K. K., et H. T. Ochs, *The Earth's Electrical Environment*, 114-130 pp., Studies in Geophysics, Nat. Academic Press, Washington, D.C., 1986.

- Blyth, A. M., H. J. C. Jr., K. Driscoll, A. M. Gadian, et J. Latham, Determination of ice precipitation rates and thunderstorm anvil ice contents from satellite observations of lightning, *Atmospheric Research*, 59-60, 217–229, 2001.
- Boccippio, D. J., E. R. Williams, S. J. Heckman, W. A. Lyons, I. T. Baker, et R. Boldi, Sprites, ELF transients and positive ground strokes, *Science*, 269, 1088–1091, 1995.
- Braun, S. A., et R. A. Houze, The transition zone and secondary maximum of radar reflectivity behind a midlatitude squall line : results retrieved from Doppler radar data, *J. Atmos. Sci.*, 51(19), 2733–2755, 1994.
- Brooks, I. M., C. P. R. Saunders, R. P. Mitzeva, et S. L. Peck, The effect on thunderstorm charging of the rate of rime accretion by graupel, *Atmospheric Research*, 43, 277–295, 1997.
- Browning, K. A., et G. B. Foote, Air flow and hail growth in supercells storms and some implications for hail suppression, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 102, 499–534, 1976.
- Caniaux, G., J.-L. Redelsperger, et J.-P. Lafore, A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. Part I : General description and water and heat budgets, *J. Atmos. Sci.*, 51, 2046–2074, 1994.
- Carey, L. D., W. A. Petersen, et S. A. Rutledge, Evolution of cloud-to-ground lightning and storm structure in the Spencer, South Dakota, tornadic supercell of 30 May 1998, *Mon. Wea. Rev.*, 131, 1811–1831, 2003.
- Carey, L. D., M. J. Murphy, T. L. McCormick, et N. W. S. Demetriades, Lightning location relative to storm structure in a leading-line, trailing-stratiform mesoscale convective system, *J. Geophys. Res.*, 110, doi :10.1029/2003JD004371, 2005.
- Chauzy, S., M. Chong, A. Delannoy, et S. Despiau, The June 22 tropical squall line observed during COPT81 experiment : Electrical signature associated with dynamical structure and precipitation, *J. Geophys. Res.*, 90(D4), 6091–6098, 1985.
- Choi, Y., Y. Wang, T. Zeng, R. V. Martin, T. P. Kurosu, et K. Chance, Evidence for lightning NO_x and convective transport of pollutants in satellite observations over North America, *Geophys. Res. Lett.*, 32, doi :10.1029/2004GL021436, 2005.
- Christian, H. J., et al., Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector, *J. Geophys. Res.*, 108(D1), doi :10.1029/2002JD002347, 2003.
- Cooray, V., et M. Rahman, Efficiencies for production of NO_x and O₃ by streamer discharges in air at atmospheric pressure, *J. Electrostat.*, 63, 977–983, 2005.
- Cuxart, J., P. Bougeault, et J.-L. Redelsperger, A turbulence scheme for mesoscale and large-eddy simulations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, 1–30, 2000.

BIBLIOGRAPHIE

- Dash, J., B. L. Mason, et J. S. Wettlaufer, Theory of charge and mass transfer in ice-ice collisions, *J. Geophys. Res.*, *106*, 20,395–20,402, 2001.
- DeCaria, A. J., K. E. Pickering, G. L. Stenchikov, J. R. Scala, J. L. Stith, J. E. Dye, B. A. Ridley, et P. Laroche, A cloud-scale model study of lightning-generated NO_x in an individual thunderstorm during STERAO-A, *J. Geophys. Res.*, *105*(D9), 11,601–11,616, 2000.
- Defer, E., P. Blanchet, C. Théry, P. Laroche, J. E. Dye, M. Venticinque, et K. L. Cummins, Lightning activity for the July 10, 1996, storm during the Stratosphere-Troposphere Experiment : Radiation, Aerosol, and Ozone-A (STERAO-A) experiment, *J. Geophys. Res.*, *106*(D10), doi :10.1029/2000JD900,849, 2001.
- Dye, J. E., C. A. Knight, V. Tutenhoofd, et T. W. Cannon, The mechanism of precipitation formation in northeastern Colorado cumulus III. Coordinated microphysical and radar observations and summary, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 2152–2159, 1974.
- Dye, J. E., et al., An overview of the Stratospheric-Tropospheric Experiment : Radiation, Aerosols, and Ozone (STERAO)-Deep Convection experiment with results for the July 10, 1996 storm, *J. Geophys. Res.*, *105*(D8), 10,023–10,045, 2000.
- Fromm, M., J. Alfred, K. Hoppel, J. Hornstein, R. Bevilacqua, E. Shettle, R. Servranckx, Z. Li, et B. Stocks, Observations of boreal forest fire smoke in the stratosphere by POAM III, SAGE II, and lidar in 1998, *Geophys. Res. Lett.*, *27*(9), 1407–1410, 2000.
- Gardiner, B. A., D. Lamb, R. Pitter, J. Hallett, et C. Saunders, Measurements of initial potential gradient and particle charge in a Montana summer thunderstorm, *J. Geophys. Res.*, *90*, 6079–6086, 1985.
- Gaskell, W., A laboratory study of the inductive theory of thunderstorm electrification, *J. Geophys. Res.*, *107*, 955–966, 1981.
- Gish, O. H., Evaluation and interpretation of the columnar resistance of the atmosphere, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, *49*, 159–168, 1944.
- Goodman, S. J., D. E. Buechler, K. Knupp, K. Driscoll, et E. W. McCaul, The 1997-98 el Nino event and related wintertime lightning variations in the southeastern United States, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 541–544, 2000.
- Grenet, G., Essai d'explication de la charge électrique des nuages d'orages, *Ann. Geophys.*, *3*, 306–307, 1947.
- Gurevitch, A. V., G. M. Milikh, et R. Roussel-Dupré, Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm, *Phys. Lett. A*, *165*, 463–468, 1992.

- Helsdon, J. H., et R. D. Farley, A numerical modeling study of a Montana thunderstorm : Part 2 : Model results versus observations involving electrical aspects, *J. Geophys. Res.*, *92*, 5661–5675, 1987.
- Helsdon, J. H., G. Wu, et R. D. Farley, An intracloud lighting parameterization scheme for a storm electrification model, *J. Geophys. Res.*, *97*, 5865–5884, 1992.
- Helsdon, J. H., W. A. Wojcik, et R. D. Farley, An examination of thunderstorm-charging mechanism using a two-dimensional storm electrification model, *J. Geophys. Res.*, *106*, 1165–1192, 2001.
- Helsdon, J. H., S. Gattaleeradapan, R. D. Farley, et C. C. Waits, An examination of the convective charging hypothesis : Charge structure, electric fields, and Maxwell currents, *J. Geophys. Res.*, *107(D22)*, doi :10.1029/2001JD001495, 2002.
- Houze, R. A., *Cloud Dynamics*, 573 pp., International Geophysics Series, Academic Press Inc., 1993.
- Houze, R. A., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff, et B. F. Smull, Interpretation of Doppler weather-radar displays in midlatitude mesoscale convective systems, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *70*, 613–654, 1989.
- Huntrieser, H., H. Schlager, C. Feigl, et H. Höller, Transport and production of NO_x in electrified thunderstorms : surveys of previous studies and new observations at midlatitudes, *J. Geophys. Res.*, *103*, 28,247–28,264, 1998.
- Illingworth, A. J., Charge separation in thunderstorms : small scale processes, *J. Geophys. Res.*, *90*, 6026–6032, 1985.
- Jayaratne, R., C. P. R. Saunders, et J. Hallet, Laboratory studies of the charging of soft hail during ice crystal interactions, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *103*, 609–630, 1983.
- Jourdain, L., et D. A. Hauglustaine, The global distribution of lightning NO_x simulated on-line in a general circulation model, *Phys. Chem. Earth (C)*, *26*(8), 585–591, 2001.
- Kasemir, H. W., A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge, *J. Geophys. Res.*, *65*, 1873–1878, 1960.
- Kasemir, H. W., Static discharge and triggered lightning, in *8th Int. Aerosp. and Ground Conf. on Lightning and Static Electricity*, pp. 24.1–24.11, Fort Worth, 1983.
- Kawasaki, Z., et K. Matsuura, Does a lightning channel show a fractal ?, *Applied Energy*, *67*, 147–158, 2000.
- Keith, W. D., et C. P. R. Saunders, Further laboratory studies of the charging of graupel during ice crystal interactions, *Atmospheric Research*, *25*, 4345–4464, 1990.

BIBLIOGRAPHIE

- Kessler, E., On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations, *Meteor. Monogr.*, *32*, 84 pp., 1969.
- Klemp, J. B., et R. B. Wilhelmson, The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 1070–1096, 1978.
- Krehbiel, P., R. J. Thomas, W. Rison, T. Hamlin, J. Harlin, et M. Davis, Lightning mapping observations in Central Oklahoma, *Eos*, pp. 21–25, 2000.
- Labrador, L. J., R. vonKuhlmann, et M. G. Lawrence, Strong sensitivity of the global mean OH concentration and the tropospheric oxidizing efficiency to the source of NO_x from lightning, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, doi :10.1029/2003GL019,229, 2004.
- Lafare, J., et al., The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : adiabatic formulation and control simulations, *Ann. Geophys.*, *16*, 90–109, 1998.
- Lang, T. J., et al., The Severe Thunderstorm Electrification and Precipitation Study, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, pp. 1107–1125, 2004.
- Lassègues, P., F. Helloco, M. Kerdoncuff, et C. Guégen, Eléments d'une climatologie des caractéristiques des impacts de foudre, *note du SCEM n°26, Météo-France*, 28 pp., 1997.
- Latham, J., The electrification of thunderstorms, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *107*, 277–298, 1981.
- Latham, J., et B. J. Mason, Electrical charging of hail pellets in a polarizing electric field, in *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, pp. 387–401, 1962.
- Latham, J., A. M. Blyth, H. J. Christian, W. Deierling, et A. M. Gadian, Determination of precipitation rates and yields from lightning measurements, *J. Hydrology*, *288*, 13–19, 2004.
- Lay, E. H., R. H. Holzworth, C. J. Rodger, J. N. Thomas, O. P. Jr., et R. L. Dowden, WWLL global lightning detection system : regional validation study in Brazil, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, doi :10.1029/2003GL018,882, 2004.
- Leary, C. A., et R. A. Houze, Melting and evaporating of hydrometeors in precipitation from the anvil clouds of deep tropical convection, *J. Atmos. Sci.*, *36*, 669–679, 1979.
- Lee, D. S., I. Köhler, E. Grobler, F. Rohrer, R. Sausen, L. Gallardo-Klenner, J. G. J. Olivier, F. J. Dentener, et A. F. Bouwman, Estimations of global no_x emissions and their uncertainties, *Atmos. Environ.*, *31* (12), 1735–1749, 1997.
- Levy, H., W. J. Moxim, et P. S. Kasibhatla, A global three-dimensional time-dependant lightning source of tropospheric NO_x, *J. Geophys. Res.*, *101* (D17), 22,911–22,922, 1996.
- Lin, Y.-L., R. D. Farley, et H. D. Orville, Bulk parameterization of the snow field in a cloud model, *J. Clim. Appl. Meteor.*, *22*, 1065–1092, 1983.

- Lyons, W. A., T. E. Nelson, R. A. Armstrong, V. P. Pasko, et M. A. Stanley, Upward electrical discharges from thunderstorm tops, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, pp. 445–454, 2003.
- MacCarthy, M. P., et G. K. Parks, Further observations of X rays inside thunderstorms, *Geophys. Res. Lett.*, *12*, 393–396, 1985.
- MacCarthy, M. P., et G. K. Parks, On the modulation of X rays fluxes in thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, *97*, 5857–5864, 1992.
- MacGorman, D. R., et C. D. Morgenstern, Some characteristics of cloud-to-ground lightning in mesoscale convective systems, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,011–14,023, 1998.
- MacGorman, D. R., et W. D. Rust, *The electrical nature of storms*, 422 pp. pp., Oxford Univ. Press, 1998.
- MacGorman, D. R., A. A. Few, et T. L. Teer, Layered lightning activity, *J. Geophys. Res.*, *86*(C10), 9900–9910, 1981.
- MacGorman, D. R., J. M. Straka, et C. L. Ziegler, A lightning parameterization for numerical cloud model, *J. Appl. Meteor.*, *40*, 459–478, 2001.
- Mansell, E., D. R. MacGorman, C. L. Ziegler, et J. M. Straka, Charge structure and lightning sensitivity in a simulated multicell thunderstorm, *J. Geophys. Res.*, *110*, doi :10.1029/2004JD005,287, 2005.
- Mansell, E. R., Electrification and lightning in simulated supercell and non-supercell thunderstorms, Ph.D. thesis, Univ. Oklahoma, 2000.
- Mansell, E. R., D. MacGorman, C. L. Ziegler, et J. M. Straka, Simulated three-dimensional branched lightning in a numerical thunderstorm model, *J. Geophys. Res.*, *107*, doi :10.1029/2000JD000,244, 2002.
- Mari, C., D. Jacob, et P. Bechtold, Transport and scavenging of soluble gases in a deep convective cloud, *J. Geophys. Res.*, *105*, 22,255–22,263, 2000.
- Marshall, B. J. P., J. Latham, et C. P. R. Saunders, A laboratory study of charge transfer accompanying collision of ice crystals with a simulated hailstone, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *104*, 163–178, 1978.
- Marshall, T. C., W. D. Rust, et M. Stolzenburg, Electrical structure and updraft speeds in thunderstorms over the southern Great Plains, *J. Geophys. Res.*, *100*(D1), 1001–1015, 1995a.
- Marshall, T. C., M. P. MacCarthy, et W. D. Rust, Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, *100*, 7097–7103, 1995b.
- Mazur, V., et L. H. Ruhnke, Model of electric charges in thunderstorms and associated lightning, *J. Geophys. Res.*, *103*, 23,299–23,308, 1998.

- Meijer, E. W., P. F. J. vanVelthoven, A. M. Thompson, L. Pfister, H. Schlager, P. Schulte, et H. Kelder, Model calculations of the impact of NO_x from air traffic, lightning, and surface emissions, compared with measurements, *J. Geophys. Res.*, *105*, 3833–3850, 2000.
- Meijer, E. W., P. F. J. vanVelthoven, D. W. Brunner, H. Huntrieser, et H. Kelder, Improvement and evaluation of the parameterization of nitrogen oxide production by lightning, *Phys. Chem. Earth (C)*, *26*(8), 577–583, 2001.
- Mo, Q., J. H. Helsdon, et W. P. Winn, Aircraft observations of the creation of lower positive charges in thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, *107*(D22), doi :10.1029/2002JD002,099, 2002.
- Nelson, J., et M. B. Baker, Charging of ice-vapor interfaces : applications to thunderstorms, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1237–1252, 2003.
- Neubert, T., et al., Co-ordinated observations of transient luminous events during the EuroSprite2003 campaign, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2005.
- Niemeyer, L., L. Pietronero, et H. J. Wiesmann, Fractal dimension of dielectric breakdown, *Phys. Rev. Lett.*, *52*(12), 1033–1036, 1984.
- Orville, R. E., G. Huffines, J. Nielsen-Gammon, R. Zhang, B. Ely, S. Steiger, S. Phillips, S. Allen, et W. Read, Enhancement of cloud-to-ground lightning over Houston, Texas, *Geophys. Res. Lett.*, *28*(13), 2597–2600, 2000.
- Orville, R. E., R. Zhang, J. Nielsen-Gammon, D. Collins, B. Ely, et S. Steiger, Scientific overview and operational plan for HEAT-Summer 2005, *NSF proposal of the HEAT project*, 2004.
- Parker, M. D., et R. H. Johnson, Organized modes of midlatitude mesoscale convective systems, *Mon. Wea. Rev.*, *128*, 3414–3436, 2001.
- Pasko, V. P., Electric jets, *Nature*, *423*, 927–929, 2003.
- Pereyra, R. G., E. E. Avila, N. E. Castellano, et C. P. R. Saunders, A laboratory study of graupel charging, *J. Geophys. Res.*, *105*, 20,803–20,812, 2000.
- Pessi, A., S. Businger, T. Cherubini, K. L. Cummins, et T. Turner, The use of lightning data to improve storm simulations over the Pacific Ocean, in *European Geosciences Union*, 2005.
- Petersen, W. A., D. J. Boccippio, et H. J. Christian, TRMM observations of the basic relationship between ice water content and lightning, in *Conference on Meteorological Applications of Lightning Data*, San Diego, CA, 2005.
- Petrov, N. I., et G. N. Petrova, Physical mechanisms for intracloud lightning discharges, *Technical Physics*, *44*, 472–475, 1993.

- Pickering, K. E., Y. Wang, W. K. Tao, C. Price, et J.-F. Müller, Vertical distributions of lightning NO_x for use in regional and global chemical transport models, *J. Geophys. Res.*, *103*(D23), 31,203–31,216, 1998.
- Pinty, J.-P., et P. Jabouille, A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations, in *Conference of Cloud Physics*, pp. 217–220, Everett, WA, USA, 1998.
- Price, C., Evidence for a link between global lightning activity and upper tropospheric water vapor, *Nature*, *406*, 290–293, 2000.
- Price, C., et D. Rind, A simple lightning parameterization for calculating global lightning distributions, *J. Geophys. Res.*, *97*(D9), 9919–9933, 1992.
- Price, C., J. Penner, et M. Prather, NO_x from lightning. 1. Global distribution based on lightning physics, *J. Geophys. Res.*, *102*(D5), 5929–5941, 1997.
- Price, C., et al., Ground-based detection of TLE-producing intense lightning during the MEIDEX mission on board the space shuttle Columbia, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, doi :10.1029/2004GL020,711, 2004.
- Prigent, C., E. Defer, J. R. Pardo, C. Pearl, W. B. Rossow, et J. P. Pinty, Relations of polarized scattering signatures observed by the TRMM Microwave Instrument with electrical processes in cloud systems, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(L04810), doi :10.1029/2004GL022,225, 2005.
- Rawlins, F., A numerical study of thunderstorm electrification using a three-dimensional model incorporating the ice phase, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *108*, 779–800, 1982.
- Reeve, N., et R. Toumi, Lightning activity as an indicator of climate change, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *125*, 893–903, 1999.
- Rison, W., R. J. Thomas, P. R. Krehbiel, T. Hamlin, et J. Harlin, A GPS-based three-dimensional lightning mapping system : initial observations in Central New-Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 3573–3576, 1999.
- Roble, R. G., et I. Tzur, *The Earth's Electrical Environment*, 206-231 pp., Studies in Geophysics, Nat. Academic Press, Washington, D.C., 1986.
- Roux, F., *Les orages - Météorologie des grains, de la grêle et des éclairs*, Documents Payot, 1991.
- Rust, W. D., et D. R. MacGorman, Possibly inverted-polarity electrical structures in thunderstorms during STEPS, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, doi :10.129/2001GL014,303, 2002.

- Rust, W. D., D. R. MacGorman, E. C. Bruning, S. A. Weiss, P. R. Krehbiel, R. J. Thomas, W. Rison, T. Hamlin, et J. Harlin, Inverted-polarity electrical structures in thunderstorms in the Severe Thunderstorm Electrification and Precipitation Study (STEPS), *Atmospheric Research*, *in press*, 2005.
- Saunders, C. P. R., A review of thunderstorm electrification processes, *J. Appl. Meteor.*, *32*, 642–655, 1992.
- Saunders, C. P. R., Thunderstorm electrification experiments and charging mechanisms, *J. Geophys. Res.*, *99*, 10,773–10,779, 1994.
- Saunders, C. P. R., et S. L. Peck, Laboratory studies of the influence of the rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions, *J. Geophys. Res.*, *103*, 13,949–13,956, 1998.
- Saunders, C. P. R., W. D. Keith, et R. P. Mitzeva, The effect of liquid water on thunderstorm charging, *J. Geophys. Res.*, *96*, 11,007–11,017, 1991.
- Schumann, W. O., Über die Dämpfung der elektromagnetischen Eigenschwingungen des Systems Erde-Lufte-Ionosphäre, *Z. Naturforsch.*, *7a*, 250–252, 1952.
- Schuur, T. J., et S. A. Rutledge, Electrification of stratiform regions in mesoscale convective systems. Part II : Two-dimensional numerical model simulations of a symmetric MCS, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 1983–2006, 2000.
- Schuur, T. J., B. F. Smull, W. D. Rust, et T. C. Marshall, Electrical and kinematic structure of the stratiform precipitation region trailing an Oklahoma squall line, *J. Atmos. Sci.*, *48*(6), 825–842, 1991.
- Seity, Y., Relations entre activités d'éclairs, microphysique et dynamique au sein d'orages européens, Ph.D. thesis, Univ. Paul Sabatier - Toulouse, 2003.
- Seity, Y., S. Soula, et S. Sauvageot, Radar observation and lightning detection in coastal thunderstorms, *Phys. Chem. Earth (B)*, *25*(10-12), 1107–1110, 2000.
- Shao, X. M., et P. R. Krehbiel, The spatial and temporal development of intracloud lightning, *J. Geophys. Res.*, *101*, 26,641–26,668, 1996.
- Skamarock, W. C., J. E. Dye, E. Defer, M. C. Barth, J. L. Stith, et B. A. Ridley, Observational- and modeling-based budget of lightning-produced NO_x in a continental thunderstorm, *J. Geophys. Res.*, *108*(10), doi :10.1029/2002JD002,163, 2003.
- Skamarock, W. C., et al., Numerical simulations of the July 10 Stratospheric-Tropospheric Experiment : Radiation, Aerosol, and Ozone/Deep Convection Experiment convective system : Kinematics and transport, *J. Geophys. Res.*, *105*, 19,973–19,990, 2000.

- Solomon, R., et M. Baker, A one-dimensional lightning parametrization, *J. Geophys. Res.*, *101(D10)*, 10.1029/96JD00,941, 1996.
- Soula, S., et S. Chauzy, Some aspects of the correlation between lightning and rain activities in thunderstorms, *Atmospheric Research*, *56*, 355–373, 2001.
- Stein, J., E. Richard, J.-P. Lafore, J.-P. Pinty, N. Asencio, et S. Cosma, High resolution non-hydrostatic simulations of flash-floods episodes with grid-nesting and ice-phase parameterization, *Meteorol. Atmos. Phys.*, *72*, 101–110, 2000.
- Stith, J., J. Dye, B. Ridley, P. Laroche, E. Defer, K. Baumann, G. Hübler, R. Zerr, et M. Venticinque, NO signatures from lightning flashes, *J. Geophys. Res.*, *104(D13)*, 16,081–16,089, 1999.
- Stockwell, D. Z., C. Giannakopoulos, P.-H. Plantevin, G. D. Carver, M. P. Chipperfield, K. S. Law, J. A. Pyle, D. E. Shallcross, et K.-Y. Wang, Modelling NO_x from lightning and its impact on global chemical fields, *Atmospheric Environment*, *33*, 4477–4493, 1999.
- Stolzenburg, M., W. D. Rust, et T. C. Marshall, Electrical structure in thunderstorm convective regions - 1. Mesoscale convective systems, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,059–14,078, 1998a.
- Stolzenburg, M., W. D. Rust, et T. C. Marshall, Electrical structure in thunderstorm convective regions - 2. Isolated storms, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,079–14,096, 1998b.
- Stolzenburg, M., W. D. Rust, et T. C. Marshall, Electrical structure in thunderstorm convective regions - 3. Synthesis, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,097–14,108, 1998c.
- Stolzenburg, M., T. C. Marshall, W. D. Rust, et D. L. Bartels, Two simultaneous charge structures in thunderstorm convection, *J. Geophys. Res.*, *107*, doi :10.1029/2001JD000,904, 2002.
- Stuart, A. L., et M. Z. Jacobson, Chemical retention during dry growth riming, *J. Geophys. Res.*, *109*, doi :10.1029/2003JD004,197, 2004.
- Su, H. T., R. R. Hsu, A. B. Chen, Y. C. Wang, W. S. Hsiao, W. C. Lai, L. C. Lee, M. Sato, et H. Fukunishi, Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere, *Nature*, *423*, 974–976, 2003.
- Takahashi, T., Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 1536–1548, 1978.
- Takahashi, T., Warm cloud electricity in a shallow axisymmetric cloud model, *J. Atmos. Sci.*, *36*, 2236–2258, 1979.
- Takahashi, T., Thunderstorm electrification - A numerical study, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 2541–2558, 1984.

BIBLIOGRAPHIE

- Takahashi, T., Determination of lightning origins in a thunderstorm model, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, *65*, 777–794, 1987.
- Takahashi, T., et K. Miyawaki, Reexamination of riming electrification in a wind tunnel, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1018–1025, 2002.
- Thomas, R. J., P. R. Krehbiel, W. Rison, T. Hamlin, J. Harlin, et D. Shown, Observations of VHF source powers radiated by lightning, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 143–146, 2001.
- Tsonis, A. A., et J. B. Elsner, Fractal characterization and simulation of lightning, *Beitr. Phys. Atmos.*, *60*, 187–192, 1987.
- Vonnegut, B., Possible mechanism for the mechanism for the formation of thunderstorm activity, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *34*, 378, 1953.
- Wang, Y., D. J. Jacob, et J. A. Logan, Global simulation of tropospheric O₃-NO_x-hydrocarbon chemistry. 1. Model formulation, *J. Geophys. Res.*, *103* (D9), 10,713–10,725, 1998a.
- Wang, Y. A., W. DeSilva, G. C. Goldenbaum, et R. R. Dickerson, Nitric oxide production by simulated lightning : Dependance on current, energy and pressure, *J. Geophys. Res.*, *103*, 19,149–19,159, 1998b.
- Weisman, M. L., et J. B. Klemp, The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shear, *Mon. Wea. Rev.*, *112*, 2479–2498, 1984.
- Wiesmann, H. J., *Realistic models of dielectric breakdown, Fractals physical origin and properties*, pp. 243–257, Plenum, New York, 1988.
- Wiesmann, H. J., et H. R. Zeller, A fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics, *J. Appl. Phys.*, *60*, 1770–1773, 1986.
- Williams, E. R., The tripole structure of thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, *94* (D11), 13,151–13,167, 1989.
- Williams, E. R., et S. Stanfill, The physical origin of the land-ocean contrast in lightning activity, *C. R. Physique*, *3*, 1277–1292, 2002.
- Williams, E. R., C. M. Cooke, et K. A. Wright, Electrical discharge propagation in and around space charge clouds, *J. Geophys. Res.*, *90*, 6054–6070, 1985.
- Wilson, C. T. R., Some thundercloud problems, *J. Franklin Inst.*, *108*, 1–12, 1929.
- Wojcik, W. A., An examination of thunderstorm charging mechanisms using the IAS 2D storm electrification model, Master's thesis, So. Dakota Schl. Mines Technol., Rapid City, SD, 1994.

-
- Yin, Y., D. J. Parker, et K. S. Carslaw, Simulation of trace gas redistribution by convective clouds - Liquid phase processes, *Atmos. Chem. Phys.*, *1*, 19–36, 2001.
- Yin, Y., K. S. Carslaw, et D. J. Parker, Redistribution of trace gas redistribution by convective clouds - mixed-phase processes, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, *2*, 875–903, 2003.
- Zhang, X., J. H. Helsdon, et R. D. Farley, Numerical modeling of lightning-produced NO_x using an explicit lightning scheme : 1. Two-dimensional simulation as a proof of concept, *J. Geophys. Res.*, *108*(D18), doi :10.1029/2002JD003,224, 2003a.
- Zhang, X., J. H. Helsdon, et R. D. Farley, Numerical modeling of lightning-produced NO_x using an explicit lightning scheme : 2. Three-dimensional simulation and expanded chemistry, *J. Geophys. Res.*, *108*(D18), doi :10.1029/2002JD003,225, 2003b.
- Ziegler, C. L., et D. R. MacGorman, Observed lightning morphology relative to modeled space charge and electric field distributions in a tornadic storm, *J. Atmos. Sci.*, *51*, 833–851, 1994.
- Ziegler, C. L., D. R. MacGorman, J. E. Dye, et P. S. Ray, A model evaluation of noninductive graupel-ice charging in the early electrification of a mountain thunderstorm, *J. Geophys. Res.*, *96*, 12,833–12,855, 1991.
- Zrnić, D. S., N. Balakrishnan, C. L. Ziegler, V. N. Bringi, K. Aydin, et T. Matejka, Polarimetric signatures in the stratiform region of a mesoscale convective system, *J. Appl. Meteor.*, *32*, 678–693, 1993.

Annexe A

Publication : Description and first results of an explicit electrical scheme in a 3D cloud resolving model



Description and first results of an explicit electrical scheme in a 3D cloud resolving model

Christelle Barthe, Gilles Molinié, Jean-Pierre Pinty*

Laboratoire d'Aérodynamique, Observatoire Midi-Pyrénées, 14, Avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

Received 31 October 2003; accepted 23 July 2004

Abstract

The three-dimensional non-hydrostatic mesoscale model MésoNH of the French community offers the numerical environment to develop a cloud electrification scheme in a consistent way with the original mixed phase microphysical scheme. The charge separation mechanisms are entirely due to non-inductive processes and result from elastic ice–snow, ice–graupel and snow–graupel collisions. The electric charges carried by each of the five hydrometeor categories are transported along the airflow and are exchanged according to the various microphysical mass transfer rates but assuming a power law distribution of the individual charges as a function of the particle size. The electric field is diagnosed at each time step after integrating the electric potential induced by a net charge density in the Poisson equation. Finally, a lightning ash is triggered when the electric field locally steps over a given threshold. It propagates in two opposite directions until the magnitude of the electric field falls below a prescribed value. A fractal branching algorithm is then activated to extend lightning streamers away from the main channel and toward cloudy regions where substantial charge densities are present. Charges are neutralized along the tortuous lightning path with a simple procedure that preserves total charge conservation.

The complete electrification scheme tested for an ideal case of vigorous supercellular storm shows an intense electrical activity all along its lifecycle. We show that the model is able to produce a direct tripolar structure of the charges as the result of a temperature charge reversal of $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ and of the different sedimentation rates of the hydrometeors.

© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Mesoscale model; Lightning scheme; Charge separation

* Corresponding author.

E-mail address: pinjp@aero.obs-mip.fr (J.-P. Pinty).

1. Introduction

Cloud resolving models are powerful tools to explicitly study the electrical activity inside thunderstorms and the resulting characteristics of lightning ashes (e.g. Ziegler et al., 1986; Helsdon and Farley, 1987; Ziegler and MacGorman, 1994; Randell et al., 1994; Mansell et al., 2002; among others). The reason is that many intriguing aspects of electrical phenomena are now thought to be closely related to the dynamics and to the microphysical composition of the glaciated part of the storms. Furthermore, the electrification of simulated storms is getting attention from cloud modellers because modern observing lightning devices, either spaceborne detectors (LIS: Lightning Imaging Sensor) or ground-based VHF receivers (LMA: Lightning Mapping Array), can now give a thorough picture of the lightning characteristics at several scales.

This work describes an explicit electrification scheme that is integrated with a bulk microphysical mixed phase scheme routinely used in the French non-hydrostatic mesoscale model MésóNH (Lafore et al., 1998). An electric charge density is associated with each hydrometeor type and with the small ions as governed by a prognostic conservation equation. The lightning scheme and the additional process of charge neutralization borrow many ideas recently expressed by Mansell et al. (2002) and MacGorman et al. (2001). Because the present development is made in the framework of a mesoscale model, which is supplied with the grid-nesting technique and with a meteorological initialization scheme (see Stein et al., 2000 on this topic), one issue of this work is to prepare the ground for simulating the electrical aspects of actual cloud situations at fine (kilometer) scale. In short, the project of parameterizing cloud electrification and lightning ash occurrence in MésóNH does not contain very innovative features, but more fundamentally moves toward the full coupling of the dynamical, microphysical and electrical aspects of convective clouds.

Although there are several shortcomings in the representation of the electric charge cycle with steady separation phases (electrification) and sporadic neutralization phases (lightning), this work attempts to test, perhaps naïvely, whether a current “state-of-the-art” treatment of cloud electrification and lightning is able to catch the salient features of the electrical activity in 3D thunderstorms. In the following, Section 2 summarizes the MésóNH model characteristics and its mixed phase microphysical scheme. Sections 3 and 4 are devoted to the electrification scheme and to the lightning scheme, respectively. Results of the numerical simulations are presented in Section 6, with first conclusions on the ability of the model to reproduce some electrical characteristics of 3D thunderstorms.

2. The MésóNH model

The MésóNH code is a non-hydrostatic mesoscale model, which results from a joint development of Laboratoire d’Aérodynamique and Météo-France (Lafore et al., 1998). The model integrates an anelastic system of equations that is able to simulate academic and real atmospheric flows ranging from the large eddy turbulent motion to the synoptic scale. A recent description of some model characteristics can be found in Stein et al. (2000). The

code is fully vectorized and parallelized so the 3D evolution of clouds with electric effects can be simulated on large grid domains.

3. The mixed phase microphysical scheme

3.1. Generalities

In its essence, the scheme follows the approach of Lin et al. (1983) in that it is a three-class ice parameterization coupled to a Kessler's scheme (Kessler, 1969) for the warm processes. The scheme predicts the evolution of the mixing ratios of six water species: r_v (vapor), r_c and r_r (cloud droplets and rain drops) and r_i , r_s and r_g (pristine ice, snow/aggregates and frozen drops/graupels defined by an increasing degree of riming). The concentration of the precipitating particles is parameterized according to Caniaux et al. (1994), with the total number concentration N given by $N = C\lambda^x$, λ is the slope parameter of the size distribution, and C and x are empirical adjustments drawn from observations that are species-dependent. The size distribution of the hydrometeors is assumed to follow a generalized Gamma distribution:

$$n(D)dD = Ng(D)dD = N \frac{\alpha}{\Gamma(\alpha)} \lambda^{\alpha} D^{\alpha-1} \exp(-(\lambda D)^{\alpha}) dD, \quad (1)$$

where $g(D)$ is the normalized form, and v and α are adjustable parameters ($v = \alpha = 1$ gives the Marshall-Palmer distribution law). Finally, suitable power laws are taken for the mass-size ($m = aD^b$) and for the velocity-size ($v = cD^d$) relationships to perform useful analytical integrations using the moment formula:

$$M(\rho) = \int_0^{\infty} D^{\rho} g(D) dD = \frac{\Gamma(v + \rho/\alpha)}{\Gamma(v)} \frac{1}{\lambda^{\rho}}, \quad (2)$$

where $M(\rho)$ is the ρ th moment of $g(D)$. A first application of (2) is to compute the mixing ratio $\rho r_x = aNMx(b)$, where ρ is the air density. Table 1 provides the complete characterization of each ice categories and of the cloud droplets/raindrops.

Table 1
Characteristics of the hydrometeor categories

Parameters	r_i	r_s	r_g	r_c	r_r
α	3	1	1	3	1
v	3	1	1	3	1
a	0.82	0.02	196	524	524
b	2.5	1.9	2.8	3	3
c	800	5.1	124	3.2×10^7	842
d	1.00	0.27	0.66	2	0.8
f	0.5	1.3	2.0	0.5	1.3
C		5	5×10^5		10^7
x		1	-0.5		-1

The parameters α and v are used in Eq. (1). The other coefficients are related to power law relationships for the mass ($m = aD^b$), the fall speed ($v = cD^d$), the charge ($q = eD^f$) and for the concentration ($N = C\lambda^x$) where D is the particle size.

3.2. A short overview of the scheme

The microphysical scheme is sketched in Plate 1 where each box represents a different category of water substance. The pristine ice category is initiated by homogeneous nucleation (HON) when $T \leq -35$ °C, or more frequently by heterogeneous nucleation (HEN, the small ice crystal concentration is a simple function of the local supersaturation over ice). These crystals grow by water vapor deposition (DEP, see below) and by the Bergeron-Findeisen effect (BER). The snow phase is initiated by autoconversion (AUT) of the primary ice crystals; it grows by deposition (DEP) of water vapor, by aggregation (AGG) through small crystal collection and by the light riming produced by impaction of cloud droplets (RIM) and of raindrops (ACC). The graupels are produced by the heavy riming of snow (RIM and ACC) or by rain freezing (CFR) when supercooled raindrops come in contact with pristine ice crystals. According to the heat balance equation and to the efficiency of their collecting capacity, graupels can grow either in the (DRY) mode or in the (WET) mode when riming is very intense (as for hailstone embryos). In the latter case, the excess of non-freezable liquid water at the surface of the graupels is shed (SHD) and evacuated to form raindrops. When $T \geq 0$ °C, pristine crystals immediately melt into cloud droplets (MLT), while snow flakes are progressively converted (CVM) into graupels that melt (MLT) as they fall. The other processes are those described by the Kessler scheme: autoconversion of cloud droplets (AUT), accretion (ACC) and rain evaporation (EVA). Cloud droplets excepted, each condensed water species has a substantial fall speed so giving an integrated sedimentation rate (SED).

3.3. Some details of the scheme

The possible coexistence of cloud droplets and small ice crystals in mixed phase clouds necessitates a careful treatment of the fast water vapor exchanges (DEP and CND). This

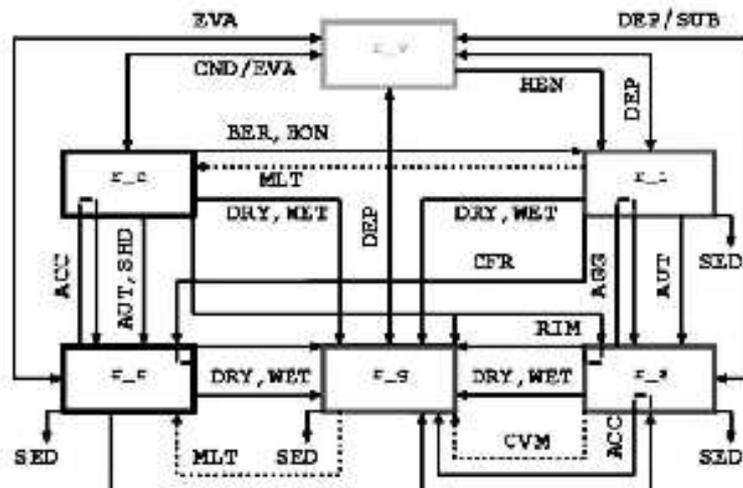


Plate 1. Microphysical processes included in the mixed phase scheme (see text for the acronyms and explanations).

opens the question of keeping supercooled water, which has some in the charge separation mechanisms (see next section). As is usually done, the “floating” water vapor saturation pressure $r_{v,w}^{\text{sat}}$ is defined by a barycentric formula using the vapor saturation curves over water and ice and the mass amounts r_w and r_i , respectively. In the parameterization, the DEP and CND terms result from an implicit adjustment relative to $r_{v,w}^{\text{sat}}$, but with an original closure where any deficit/excess of r_v due to the adjustment is compensated/absorbed by each condensed phase in proportion to its actual amount. The adjustment algorithm is non-iterative and 2nd order accurate.

The other processes that require a careful treatment are the collection processes. When non (r_c) or very slowly (r_s) precipitating categories are involved, the collection rates are computed analytically using the geometric sweep-out concept of the collection kernels defined for the large collecting particles (raindrops, snow flakes or graupels). When both interacting particles are precipitating, an analytical integration over the spectra is no longer possible and pre-tabulated kernels are used. For each ice–ice interaction, a major point of concern is the tuning of the sticking efficiencies, which are still poorly understood functions of the temperature in most cases. After a series of experiments, the last set of coefficients retained by Ferrier et al. (1995) has been adopted in the scheme. Note that these efficiencies are also used in the computation of the rebounding collision rates, which is the essence of the primary non-inductive charge separation mechanism. This illustrates how deeply intricate is the setting of some microphysical parameters, which may have a strong influence in the electrical state of the hydrometeors.

4. The electrification scheme

4.1. Electrical variables

The storm electrification scheme aims at describing complex electrical phenomena that originate from the microphysical state of the storm. Once separated by ice–ice elastic collisions, the electric charges are transported along with the hydrometeors. The charges are redistributed between the hydrometeors according to the multiple conversion rates. Only a net charge type (positive or negative) is considered at each grid point for a given type of microphysical particle. By extension, the charges attached to water vapor are deemed to simulate the formation of small ions when particles evaporate or sublimate.

As the charge densities q are located at the surface of the particles, they are assumed to obey a power law relationship with the size D of the individual particles $q(D) = eD^f$. The above coefficients f are given by Beard and Ochs (1986) with values recalled in Table 1. The graupels are solid quasi-spherical particles so $f=2$ for these particles. In contrast, raindrops and snow flakes are deformable and fragile hydrometeors; they are more subject to the electric surface stress, which bounds their charge to the Rayleigh charge limit. The limit of disruption of the raindrops is reached for $f=1.5$ (MacGoman and Rust, 1998), a close value, $f=1.3$, is prescribed in Table 1. This choice is extended to the snow category but with less justification. The charge carried by small ice crystals and cloud droplets is less size-dependent ($f=0.5$). The bulk charge density q_x of each microphysical species x is

a prognostic variable. It results from the integration of $q(D)$ over the number concentration of the hydrometeors n_c defined by Eq. (1) using the moment definition of Eq. (2):

$$q_c = \int_0^{\infty} q(D)n_c(D)dD = eNM_c(f). \quad (3)$$

The unknown parameter e is obtained by inverting Eq. (3).

4.2. Charge separation mechanisms

As a result of many laboratory studies (Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Keith and Saunders, 1990; Avila et al., 1995, 1998), the non-inductive (NI) charge transfer after rebounding collisions between small unrimed and big rimed ice particles (e.g. ice crystals and graupels) is likely to be the dominant mechanism, which must be considered at first. There are different parameterizations of NI processes that are available in the present scheme. In the following, the sign and the magnitude of the charge transfer δq_{NI}^P associated to parameterization P are given for the biggest (graupel in general) particle.

Historically, laboratory work by Takahashi (1978) leads to the first formula for graupel that may charge positively or negatively depending on the cloud water content (LWC) and temperature,

$$\delta q_{NI}^T = f_T(T, \text{LWC}) \min \left[10, 5 \left(\frac{D_{is}}{D_0} \right)^2 \frac{|v_g - v_{is}|}{v_0} \right], \quad (4)$$

where $f_T(T, \text{LWC})$ results from a linear (T) and logarithmic (LWC) interpolation of tabulated values from Fig. 8 of Takahashi (1978) as in Randell et al. (1994) and Helsdon et al. (2001). D_{is} is the ice crystal or snow flake diameter, and v_g and v_{is} are the terminal fall speeds of graupels and crystals. The scaling values of D_0 and v_0 in the original scheme are 10^{-4} m and 8 m s^{-1} , respectively.

In order to retain the essential features of the charge separation mechanism in a very simple formula, Helsdon and Farley (1987) used a polarity reversal at a fixed temperature, $T_{CR} = -10^\circ\text{C}$, for a fixed quantity of separated charge per collision leading to

$$\delta q_{NI}^{\text{HF}} = \begin{cases} (r_i/r_s)\text{case} & (r_s/r_i)\text{case} \\ 2 \times 10^{-15} \text{ C} & 2 \times 10^{-13} \text{ C} & \text{if } T_{CR} > -10^\circ\text{C}. \\ -2 \times 10^{-15} \text{ C} & -2 \times 10^{-13} \text{ C} & \text{if } T_{CR} \leq -10^\circ\text{C} \end{cases} \quad (5)$$

The value of $\delta q_{NI}^{\text{HF}}$ compares to the very low cloud water content regime of δq_{NI}^T but on average $\delta q_{NI}^{\text{HF}} \ll \delta q_{NI}^T$ everywhere.

Later and using laboratory results of Jayaratne et al. (1983) and in situ measurements, Gardiner et al. (1985) indicate that the amount of charge taken away by a graupel after a colliding event can be parameterized by

$$\delta q_{NI}^G = 73D_{is}^4 |v_g - v_{is}|^3 (\text{LWC} - \text{LWC}_{\text{crit}}) f_G(T_{CR}), \quad (6)$$

where $f_G(T_{CR}) = -1.7 \times 10^{-5} T_{CR}^3 - 0.003 T_{CR}^2 - 0.05 T_{CR} + 0.13$ for $T_{CR} < 0^\circ\text{C}$ and $\text{LWC}_{\text{crit}} = 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$.

Following the same approach, Saunders et al. (1991) propose a similar expression but with several sets of parameters (prefactor and exponents) dependent on the range of $D_{i,s}$

$$\delta q_{SD}^{SP1} = F D_{i,s}^n |v_g - v_{i,s}|^a f_{SI}(T_{CR}, ELWC). \quad (7)$$

Now ELWC is the effective liquid water content, the efficient fraction of LWC that is able to rime on graupels. However, the multiple discontinuous charging regimes and “anomalies” seen by Saunders et al. (1991) complicate the practical use of (7) (see Helsdon et al., 2001 for a useful synthesis about the constant values and the definitions of $f_{SI}(T_{CR}, ELWC)$ in (7), but also for some appropriate modifications brought to the original scheme). The many charge transfer measurements operated in the UMIST cloud chamber after revisited by Brooks et al. (1997) led Saunders and Peck (1998) to recast $f_{SI}(T_{CR}, ELWC)$ in a much compact form with a new polynomial function of T_{CR} .

The full integration of the different charge separation parameterizations over the particle distributions (1) is performed as for the microphysical scheme (Ziegler et al., 1986). Three types of ice–ice interactions are possible: cloud ice–snow (AGG), cloud ice–graupel and snow–graupel (both referred to DRY). The first two charging mechanisms involving cloud ice are integrated analytically, whereas the last one needs look-up tables (Favier, 1994) because the impact velocity $|v_g - v_i|$ term precludes an exact integration over the size of the particles.

Although several charge separation parameterizations are available in the electrical scheme, we will only present results using the simplest ones given by Eqs. (4) and (5), that is with and without effects of the LWC.

4.3. Charge transfers

Charge transfer rates are basically computed by integrating explicit mass transfer rates multiplied by the charge–dimension relationship. Some microphysical processes involving sizeable hydrometeors are hardly integrable due to the absolute value of the hydrometeor fall speed difference. These cases are treated by mean of look-up tables. For some highly parameterized processes (for instance, the autoconversion rates), the relative charge transfer rate can be derived as proportional to the relative mass transfer rate multiplied by f/b to account for the difference between the charge and the mass size distributions of the hydrometeors (see Table 1). The specific case of water vapor adjustment over cloud water and cloud ice (DEP and CND) assumes that, in case of evaporation or sublimation, the charge carried by the flux of water vapor is proportional to the two-third power of the exchanged mass of condensed material. No charge transfer due to the ions is allowed when the water vapor flux is pointing toward the particles. The growing cloud droplets and cloud ice crystals do not acquire charges from the ions by phoretic effects. So in contrast with the transfer of mass, the pending charge exchange between the water vapor and the pristine condensed phases is not a reversible process.

4.4. Integration of the electric field

The electric potential V is solution of a Poisson equation forced by the local net charge density, q_{total} . This charge density is the algebraic sum of electric charges carried by the

hydrometeors and the ions inside the cloud and the fair weather charges, derived from the standard electric field profile, outside the cloud. The electric field E is minus the gradient of V . In order to exploit the elliptic pressure solver of MésoNH, it is useful to derive a pseudo electric potential $\nabla V = -E/\hat{\rho}$ where $\hat{\rho}$ is the reference density of the anelastic system of equation (see Lafore et al., 1998). The MésoNH solver can then be used with proper boundary conditions to integrate the Poisson equation $\nabla \cdot (\hat{\rho} \nabla V) = -\nabla \cdot (E) = -q_{\text{total}}/\epsilon_0$ where ϵ_0 is the dielectric constant of the air.

4.5. Lightning parameterization

4.5.1. Introduction

The lightning ashes result from the propagation of electrical discharges in hot and narrow channels. The ashes are triggered by the breakdown of intense electric field of the order of 100 to 300 kV m^{-1} due to corona emission or to electron avalanche. The emerging theories for the discharge propagation in thundercloud are the bi-directional leader theory (Kasemir, 1960) and the dielectric breakdown model (Niemeier et al., 1984) with a recent application to the simulation of lightning ashes (Mansell et al., 2002).

At the origin of the bi-directional leader theory, two segments of opposite polarity propagate in two opposite directions from an initial point where $|E|$ gets its maximum value. The positive (negative) ash elements propagate toward negative (positive) values of E . The propagation of a discharge occurs when ionization processes at the tip of the lightning channel induce a sufficient charge current toward the channel to enhance the electric field at its tip. In a dielectric breakdown model, the channel steps are chosen at random according to a probability of bond generation, a function of the local value of the electric field. Once a new grid point is added to the discharge channel, the Poisson equation is solved to update the electric potential V , which eventually accounts for a potential drop due to a residual internal electrical field (equivalent of resistive channels as in Mansell et al., 2002). Despite its heavy computational cost due to a repetitive resolution of the Poisson equation after adding a new segment, the strength of this approach is that complex small scale branching structures are generated in a realistic way (Mansell et al., 2002).

4.5.2. The lightning channels

For the sake of efficiency, the present lightning proposal follows the parameterization of MacGorman et al. (2001), which mimics a first “bi-directional leader” phase completed by a “multiple streamer” phase. The procedure starts when a lightning ash is triggered at a grid point where the electric field magnitude reaches a threshold value given in Marshall et al. (1995) $E_{\text{init}}(z) = \pm 167 \rho(z)$, where E_{init} has units of kV m^{-1} and where $\rho(z)$ is the air density. Apart from this grid point, an ash traces E in both parallel and antiparallel directions until the magnitude of the ambient electric field at each end falls below $E_{\text{stop}} = 20 \text{ kV m}^{-1}$. The channel is drawn by segments linking grid points that are in the line of sight of the local E in a 3D geometry. When the lower end of the channel falls below 1000 m AGL, the lightning is directly connected to the ground.

The next expansion phase produces ramifications from selected forking points where the net charge density $|q_{\text{total}}(x,y,z)|$ is larger than 0.5 nC m^{-3} and where the local electric

potential $V(x,y,z)$ is larger than the mean potential of the leader channel (here, the potential of the triggering point for simplicity). In order to grossly introduce a true fractal dimension to the simulated lightning (Niemeyer et al., 1984), an iterative algorithm is set to generate a stochastic stepwise branching with a number of branches obeying the scaling law (Petrov and Petrova, 1993) $N(d) \sim d^{\chi-1}$, where $N(d)$ is the number of discharge lines that cross a sphere of radius d centered at the origin of the lightning ash (Fig. 1). The exponent χ is the fractal dimension with $1 < \chi < 2$ ($2 < \chi < 3$) in a 2D (3D) geometry. The algorithm first seeks for adjacent grid points of the lightning channel that fulfills the above charge and potential requirements. Then a connection probability, taken as inversely proportional to the number of possible bonds that can be formed toward these grid points, is computed. The new branches are randomly selected from the subset of grid points having the highest probability. This growth mode attempts to reproduce qualitatively the screening effect of dielectric breakdown models. The algorithm is iterative because the last branches generate new sites from which other branches can grow. The procedure is repeated until no more branching is possible or when the number of branches is approximated by $N(d)$.

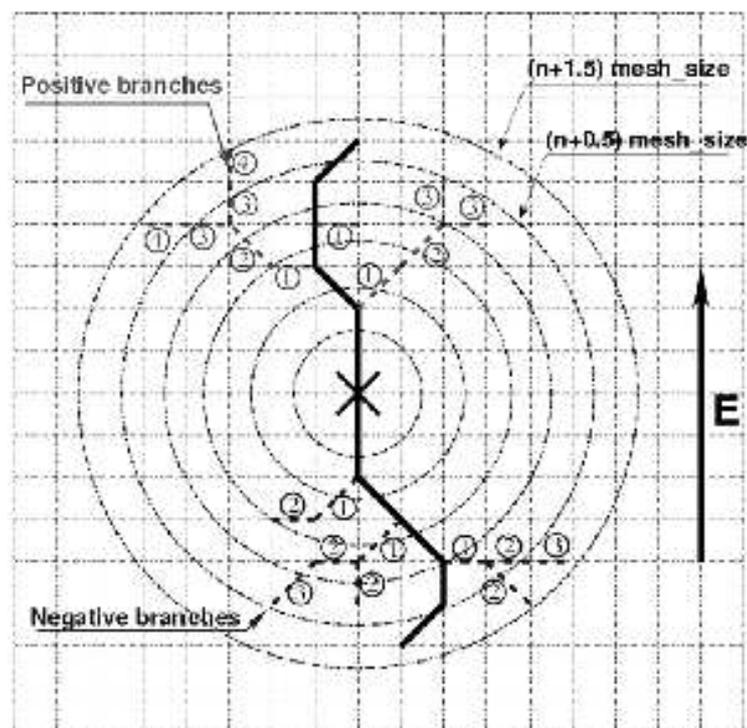


Fig. 1. Sketch of the lightning scheme: the “bi-directional” leader is the bold solid line (the cross is the triggering point), while the branches are the dashed grey and black lines depending on their polarity. The segments of the branches are numbered according to their level of branching. The concentric circles mark the distance d , which is used to calculate the number of branches $N(d)$.

4.5.3. The charge neutralization

Due to the very high temperature inside the lightning channels, air molecules are ionized like a plasma and the ions migrate to the surface to maintain the electrostatic equilibrium. These mobile ions further diffuse away from the channel and so partially neutralize the hydrometeors of opposite polarity. The net result is that an equal amount of positive and negative charges is eliminated and hence the electric field is reduced in the cloud. The charge neutralization essentially follows MacGoman et al. (2001). The net charge densities in excess of q_{max} are neutralized with a simple scheme that preserves an exact polarity balance. The charge density induced by the lightning is then redistributed over each hydrometeor category in proportion to its fraction of the total surface area.

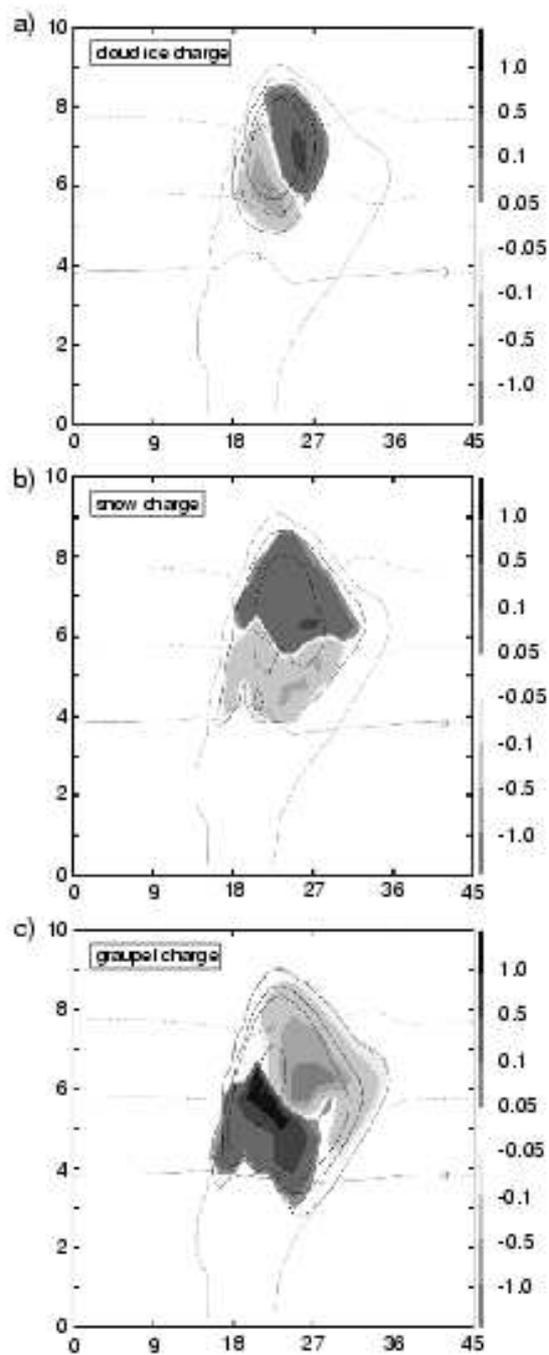
5. 3D case study of a severe storm

There is a wide variety of deep convective systems from 2D-like squall lines to 3D isolated storms which can be explicitly simulated at fine scale with a well sustained electrical activity. Here we choose to concentrate on the simulation of a 3D supercellular storm (Kemp and Wilhelmson, 1978) with potentially interesting features about the electrical evolution of such a storm. This case study is characterized by vigorous well organized dynamics with an intense updraft ($>20 \text{ m s}^{-1}$) surrounded by several evaporative downdrafts. The microphysical processes produce copious ice particles with different degrees of riming while maintaining a sufficient amount of supercooled cloud water to produce heavily rimed particles (graupel). These environmental conditions are very favourable for the formation and accumulation of electric charges and for the triggering of lightning ashes.

5.1. Initial model set-up

The initial sounding is characterized by a strong instability in a sheared environment with veering and by a very dry atmosphere aloft. Convection is initiated by placing a warm 1.5 K bubble of radius 10 km in the planetary boundary layer. The domain of simulation is deliberately reduced ($40 \times 40 \times 30$ points) with a coarse resolution of 1 km in the horizontal and 0.5 km in the vertical. The time step is 2 s. Open lateral boundary conditions are prescribed and a gravity wave absorber is placed in the upper levels. No surface turbulent fluxes are considered in this simulation but a 3D moist turbulent parameterization is used (Cuxart et al., 2000). The poor spatial resolution of the simulation is indeed sufficient to capture the development, rotation and splitting of the storm (Kemp and Wilhelmson, 1978). This also corresponds to current resolution of real case multi-nested simulations at mesoscale (Richard et al., 2003).

Fig. 2. Vertical cross sections of the charge density (shaded areas in $\mu\text{C m}^{-3}$) and of the mixing ratio with isocontours of 1×10^{-6} , 5×10^{-6} , 1×10^{-3} and $5 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ for (a) cloud ice, (b) snow and (c) graupel after 40 min of simulation. The -20 , -10 and 0°C isotherms and the contour of the total condensate ($1 \times 10^{-6} \text{ kg kg}^{-1}$) are shown.



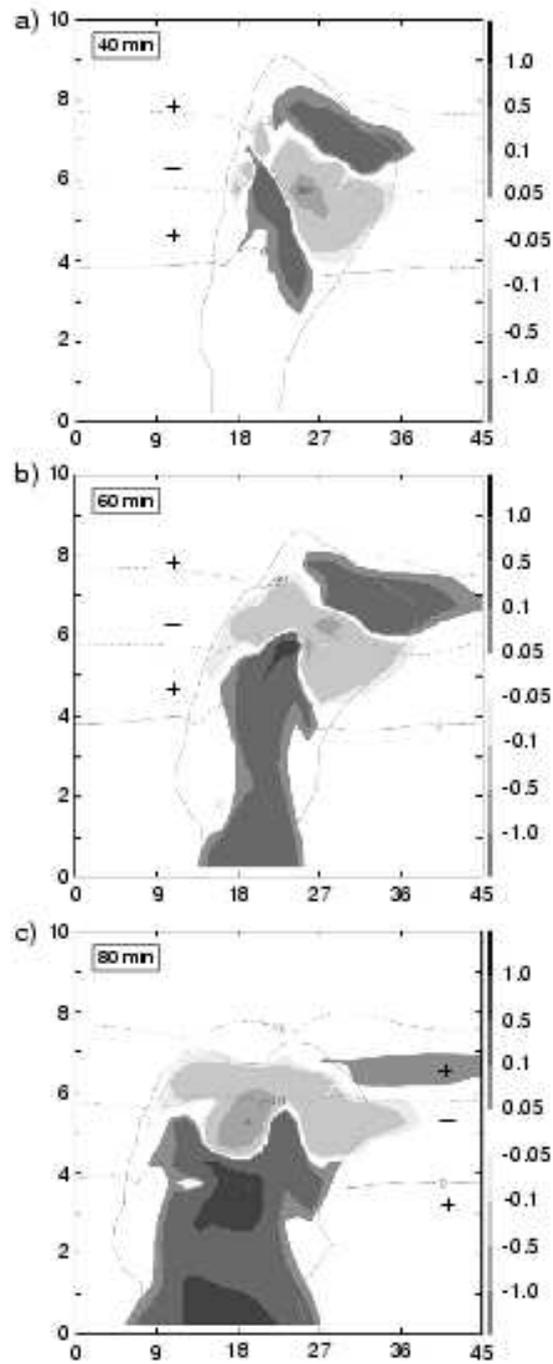
The simulations are made with a simplified physics of the ions. As the ions are released by the evaporation (sublimation) of the raindrops (ice crystals), only the net ion charge density is considered. Furthermore, the ion drift motion and the ion attachment to the hydrometeors are not considered yet. A parameterization of these processes is underway. As a result, the amount of ions produced is probably exaggerated because ion attachment is undoubtedly a very efficient process to limit the growth of the total charge density inside the clouds. The following simulations have been performed using the [Helsdon and Farley \(1987\)](#) formula to compute the charge separation rate and by taking $\chi=2.5$ in the lightning ash algorithm (see above). This is justified in a first step to fix the complete code and to facilitate the analysis of the results obtained with preliminary experiments.

5.2. General characteristics

The simulated storm presents similar characteristics with the seminal study of [Kemp and Wilhelmson \(1978\)](#), but performed without the ice phase. Two cells develop asymmetrically following the onset of the first precipitation and the associated cold current owing from an initial convective ascent in the 2D-sheared environment. The along wind vertical cross sections of q_w , q_s and q_g , through the maximum of vertical velocity of the most developed cell, after 40 min of simulation, are plotted in [Fig. 2](#). The corresponding mixing ratios are also drawn in background with a maximum value of 2.84×10^{-3} , 2.60×10^{-3} and $6.55 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ for r_s , r_i and r_g , respectively. The charges densities are in the acceptable range of $\pm 1 \text{ nC m}^{-3}$ with a sharp polarity reversal that results from temperature conditions expressed by the δq_{SI}^{III} formula (see Eq. (5)). The total charge density (q_{total}) obtained by the algebraic superposition of the six charge densities and which is used to compute E is now displayed after 40, 60 and 80 min of simulation on the same cross section in [Fig. 3](#). The remarkable result is that a persistent tripolar structure of the storm can be clearly depicted during the development, the mature and the decay stages of the storm ([Williams, 1989](#)). At 60 min, rain is produced by the melting of graupels originating from the $[0^\circ\text{C}, -10^\circ\text{C}]$ levels. The raindrops are positively charged because they carry the initial charge of the graupels (see [Fig. 2](#)). An anvil owing aloft through the downwind lateral boundary at 80 min is composed of small positively charged ice crystals, which have been transported upwards by the main updraft. These crystals are present only at high altitude where $T < T_{CR}$ and where the collecting particles, snow flakes and graupels are scarce.

The electrical history of the storm is summarized in [Fig. 4](#) with a sampling rate of one point per min. The time series of the maximum and minimum values of the total charge density reveals that the storm begins to charge after 25 min of simulation. The growth of the charge density is stabilized 20 min later. The values of q_{total} never exceed $\pm 2 \text{ nC m}^{-3}$ during the 80 min of simulation. The short noisy spikes on the q_{total} signals denote the occurrence of lightning ashes, which redistribute the charges in a complex way inside the storm. The magnitude of the maximum of the electric field follows the evolution of the

[Fig. 3](#). Vertical cross sections of the total charge density after (a) 40 min, (b) 60 min and (c) 80 min of simulation. The polarity of the different areas is recalled.



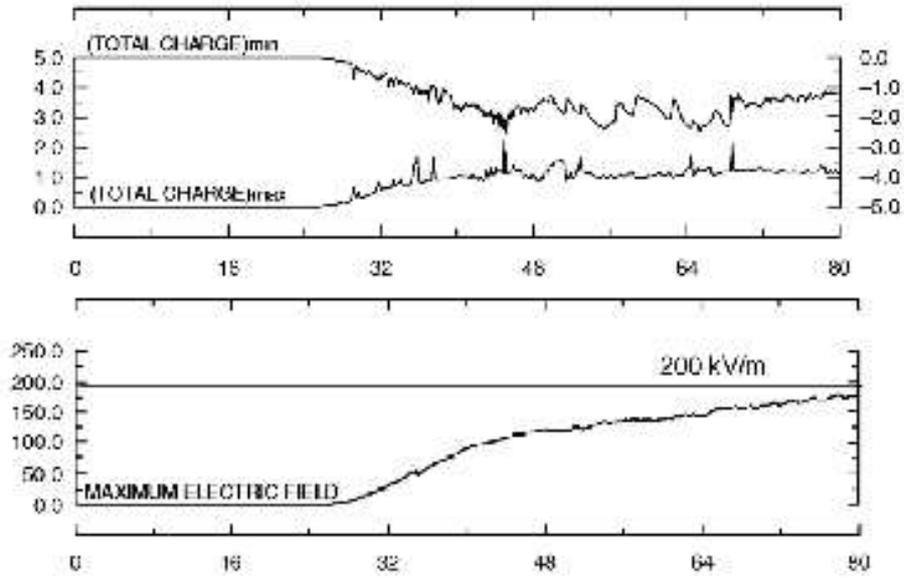


Fig. 4. Time series of the maximum (positive values) and the minimum (negative values) of the total charge density in nC m^{-3} (top) and maximum magnitude of the electric field (bottom) in kV m^{-1} .

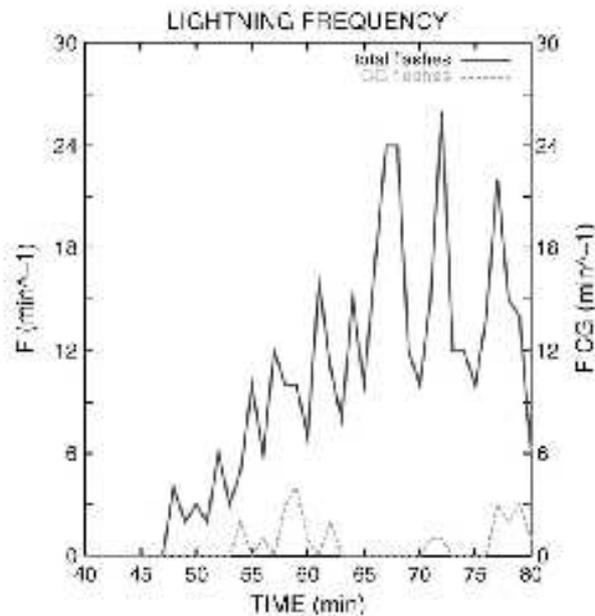


Fig. 5. Lightning frequency in min^{-1} as a function of time. The total flashes are represented with solid line and the CG strokes with dashed line.

total charge density. It is limited to 200 kV m^{-1} but still slightly increases after 80 min of simulation. The explanation is that the charge density brought by the small ions do not interact with the condensate (for reasons given above) so these charges are not easily eliminated even by the lightning neutralization process. Improvements are undertaken in the code to limit the growth of the electric field by paying more attention to the physics of the small ions. The steady growth of the electric field is even accentuated when the lightning scheme is reduced to the initial bi-directional leader phase without branching (results not shown here). The evolution of the total lightning frequency is reproduced in Fig. 5. The lightning activity begins after 47 min of simulation once the charging process is well established. The total ash frequency oscillates between 10 and 25 events per minute during the mature phase of the storm. The frequency decreases at the end of the simulation. There are a few cloud to ground (CG) ashes, which are produced (about one-tenth of the total ashes). These ashes appear during the decay stage of the convective cells. The triggering altitude of the total lightning ashes also shows a steady decrease from 5 to 3.5 km (Fig. 6). This effect is due to the downward drift of the main charge density centers moving with the hydrometeors.

5.3. Sensitivity tests

Many sensitivity experiments can be performed with the code, but here we will concentrate only on the charge separation parameterization. A first test simulation is made

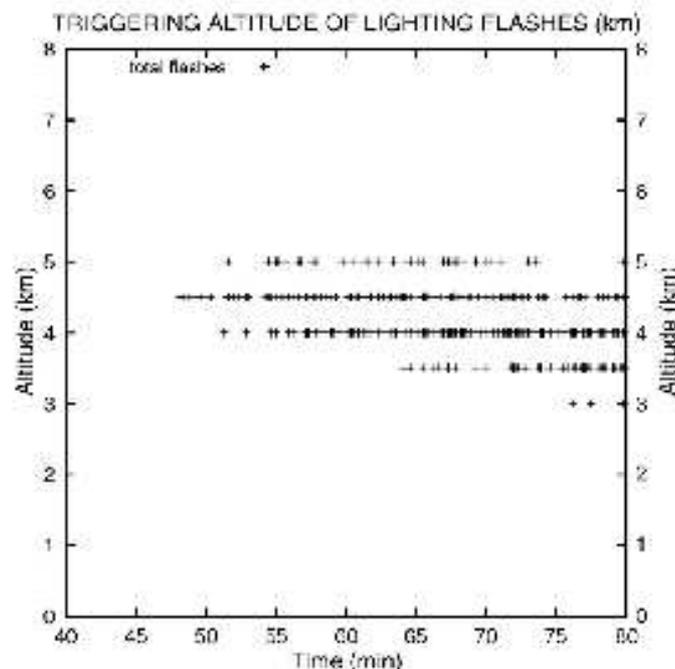


Fig. 6. Triggering altitude of the total lightning flashes in km as a function of time.

by taking $T_{CR} = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ while still employing the δq_{NI}^{HF} formula (see Eq. (5)). This test is justified at least by the uncertainty of the T_{CR} boundary. The result is displayed in Fig. 7a where q_{total} is plotted at 40 min. By comparison with Fig. 3 at the same time of the simulation, a more bipolar structure now shows up. This is due to the elevation of T_{CR} that favours the positive charging of the graupels in the lower part of the cloud below the $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ level. In a second experiment, the Takahashi's formula (δq_{NI}^T) is taken to examine the impact of supercooled water in the charging mechanism. The result is given in Fig. 7b where a tripolar structure is partially recovered. It can be noticed also that Takahashi's parameterization leads to more separated charges on average. The asymptotic behaviour of the $f_T(T, LWC)$ factor in the case of low LWC regime, the most probable regime, is still uncertain even for the sign of the separated charge taken by the graupel (Saunders et al.,

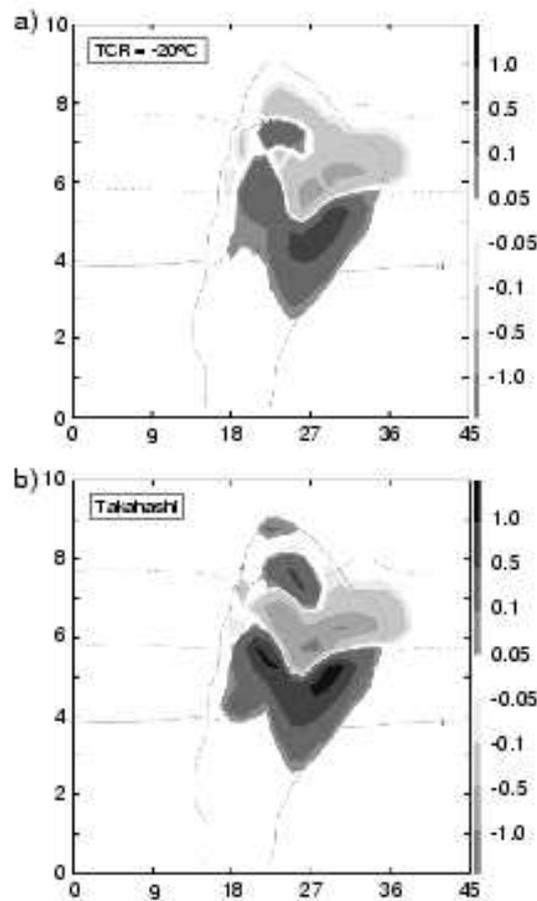


Fig. 7. Vertical cross sections of the total charge density (shaded area in nC m^{-3}) after 40 min of simulation for (a) $T_{CR} = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (to compare to Fig. 3a with $T_{CR} = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$) and (b) Takahashi's formula.

1991). Similar experiments have been made using δq_{NI}^G or δq_{NI}^{S91} and modifications and results will be reported later. From these experiments, we confirm that the T_{CR} value is crucial to retrieve the (often invoked) direct tripolar structure of the storms. The role of the supercooled LWC in modulating the amount of separated charge is difficult to reproduce with confidence. At this point, we suggest reanalysing cloud chamber data of the δq_{NI} rates in order to parameterize the charge separation process as a function of hydrometeor deposition, riming and even melting rates. These quantities are more relevant to characterize the bulk surface properties of ice particles. They are explicitly computed in the microphysical schemes.

5.4. Summary

This paper describes a nearly complete cloud electrification scheme, which is part of a 3D mesoscale model with non-hydrostatic dynamics and with explicit microphysics involving five liquid and solid water categories. The ions, cloud particles and hydrometeors carry their own charge density (prognostic variables). The electrification scheme contains several parameterizations of the non-inductive charge separation mechanism due to ice-ice collisions in presence of supercooled cloud water. Charge transfers resulting from numerous microphysical processes occurring in mixed phase clouds are carefully taken into account by integrating the transfer rates of individual charges as done in the microphysical scheme. The electric field is computed after solving the Poisson's equation for the potential with appropriate boundary conditions. Finally, an original lightning scheme is devised to relax the electrical stress when the electric field becomes disruptive locally. In particular, the scheme incorporates recent views on the stochastic behaviour of the lightning channels with a fractal geometry.

The simulation of the lifecycle of an electrified storm on a coarse grid seems promising. The results show that, besides the need to improve the treatment of the small ions, most of the electrical characteristics of the storm (total charge density, electric field and lightning frequency) can be fairly well captured. A tripolar structure is obtained when T_{CR} lies in an accepted range of value. The tests further show some discrepancies between the parameterizations of the charge separation mechanisms and the difficulty to properly incorporate the LWC effect.

Thunderclouds or real mesoscale flows have 3D dynamics by nature. This 3D electrification scheme (with a considerable effort to parallelize the code) suggests many possibilities for future work, e.g. testing of more elaborate charge separation parameterizations, deeper analysis of the lightning scheme and above all simulations at high spatial resolution to study of correlation between precipitation, ash rate, updraft and graupel echo volume.

Acknowledgments

We thank Pr. F. Roux (Laboratoire d'Aérodynamique) for initiating this study and the two reviewers who suggest many improvements of the original draft. D. Gazen and J. Escobar

gave precious advice when coding the parallelized version of the lightning module. J. Duron is gratefully acknowledged for the graphic support. One of us, Gilles Molinié, warmly acknowledges CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) for a 3 year financial support. Computer resources on massively parallel machines were provided by CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur, Montpellier, France, under project: c20020122004-CP1) and by CALMIP (CALcul Midi-Pyrénées, Toulouse, France, under project: P0121).

References

- Avila, E.E., Aguirre Vasila, G.G., Caranti, G.M., 1995. Temperature dependence of static charging in ice growing by riming. *J. Atmos. Sci.* 52, 4515–4520.
- Avila, E.E., Caranti, G.M., Castellano, N., Saunders, C.P.R., 1998. Laboratory studies of the influence of cloud droplet size on charge transfer during crystal–graupel collisions. *J. Geophys. Res.* 103, 8985–8996.
- Beard, K.K., Ochs, H.T., 1986. Charging mechanisms in clouds and thunderstorms. *The Earth's Electrical Environment Studies in Geophysics*. Nat. Academic Press, Washington, pp. 114–130.
- Brooks, L.M., Saunders, C.P.R., Mitzeva, R.P., Peck, S.L., 1997. The effect on thunderstorm charging of the rate of rime accretion by graupel. *Atmos. Res.* 43, 277–295.
- Caminax, G., Redelsperger, J.-L., Lafore, J.-P., 1994. A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line: Part I. General description and water and heat budgets. *J. Atmos. Sci.* 51, 2046–2074.
- Cuxart, J., Bougeault, P., Redelsperger, J.-L., 2000. A turbulent scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 103, 609–630.
- Ferrier, B.S., 1994. A double-moment multiple phase four-class bulk ice scheme: Part I. Description. *J. Atmos. Sci.* 51, 249–280.
- Ferrier, B.S., Tao, W.-K., Simpson, J., 1995. A double-moment multiple phase four-class bulk ice scheme: Part II. Simulations of convective storms in different large-scale environments and comparisons with other bulk parameterizations. *J. Atmos. Sci.* 52, 1001–1033.
- Gardiner, B., Lamb, D., Piner, R.L., Hallen, J., Saunders, C.P.R., 1985. Measurements of initial potential gradient and particle charges in a Montana summer thunderstorm. *J. Geophys. Res.* 90, 6079–6086.
- Helsdon Jr., J.H., Farley, R.D., 1987. A numerical modeling study of a Montana thunderstorm: Part 2. Model results versus observations involving electrical aspects. *J. Geophys. Res.* 92, 5661–5675.
- Helsdon Jr., J.H., Wojcik, W.A., Farley, R.D., 2001. An examination of thunderstorm-charging mechanisms using a two-dimensional storm electrification model. *J. Geophys. Res.* 106, 1165–1192.
- Jayaratne, R., Saunders, C.P.R., Hallen, J., 1983. Laboratory studies of the charging of soft hail during ice crystal interactions. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 103, 609–630.
- Kasemir, H.W., 1960. A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge. *J. Geophys. Res.* 65, 1873–1878.
- Keith, W.D., Saunders, C.P.R., 1990. Further laboratory studies on the charging of graupel during ice crystal interactions. *Atmos. Res.* 25, 445–464.
- Kessler, E., 1969. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monog. No. 32*, Amer. Meteor. Soc. 84 pp.
- Kämp, J.B., Wilhelmsen, R.B., 1978. The simulation of three-dimensional convective storms dynamics. *J. Atmos. Sci.* 35, 1070–1096.
- Lafore, J.P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducoudré, V., Duron, J., Fischer, C., Hericé, P., Mascart, P., Pinty, J.P., Redelsperger, J.L., Richard, E., Vila-Guerau de Arellano, J., 1998. The meso-NH atmospheric simulation system: Part I. Adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophys.* 16, 90–109.
- Lin, Y.-L., Farley, R.D., Orville, H.D., 1983. Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Clim. Appl. Meteorol.* 22, 1065–1092.
- MaoGorman, D.R., Rust, W.D., 1998. *The Electrical Nature of Storms*. Oxford Univ. Press, p. 422.
- MaoGorman, D.R., Simka, J.M., Ziegler, C.L., 2001. A lightning parameterization for numerical cloud models. *J. Appl. Meteorol.* 40, 459–478.

- Mussell, E.R., MacGorman, D.R., Ziegler, C.L., Straka, J.M., 2002. Simulated three-dimensional branched lightning in a numerical thunderstorm model. *J. Geophys. Res.*, 107.
- Marshall, T.C., Mc Carthy, M., Rust, W.D., 1995. Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms. *J. Geophys. Res.*, 100, 7097–7103.
- Niemeyer, L., Pietronero, L., Wiesmann, H.J., 1984. Fractal dimension of dielectric breakdown. *Phys. Rev. Lett.* 52, 1033–1036.
- Petrov, N.I., Petrova, G.N., 1993. Physical mechanisms for intracloud lightning discharges. *Tech. Phys.* 44, 472–475.
- Randell, S.C., Rutledge, S.A., Farley, R.D., Helsdon Jr., J.H., 1994. A modeling study on the early electrical development of tropical convection: continental and oceanic (monsoon) storms. *Mon. Weather Rev.* 122, 1852–1877.
- Richard, E., Cosma, S., Tabary, P., Piny, J.-P., Hagen, M., 2003. High-resolution numerical simulations of the convective system observed in the Lago Maggiore area on 17 September 1999 (MAP IOP 2a). *Q. J. Royal Meteorol. Soc.* 129, 543–563.
- Sanders, C.P.R., Peck, S.L., 1998. Laboratory studies of the influence of the rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions. *J. Geophys. Res.* 103, 13949–13956.
- Sanders, C.P.R., Keith, W.D., Mitzeva, R.P., 1991. The effect of liquid water on thunderstorm charging. *J. Geophys. Res.* 96, 11007–11017.
- Siein, J., Richard, E., Lafont, J.-P., Piny, J.-P., Asencio, N., Cosma, S., 2000. High-resolution non-hydrostatic simulations of flash-flood episodes with grid nesting and ice-phase parameterization. *Meteorol. Atmos. Phys.* 72, 203–221.
- Takahashi, T., 1978. Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms. *J. Atmos. Sci.* 35, 1536–1548.
- Williams, E.R., 1989. The tripole structure of thunderstorms. *J. Geophys. Res.* 94, 13151–13167.
- Ziegler, C.L., MacGorman, D.R., 1994. Observed lightning morphology relative to modeled space charge and electric field distributions in a tornadic storm. *J. Atmos. Sci.* 51, 833–851.
- Ziegler, C.L., Ray, P.S., MacGorman, D.R., 1986. Relations of kinematics, microphysics and electrification in an isolated mountain thunderstorm. *J. Atmos. Sci.* 43, 2098–2115.

Study of the thunderstorm electrical activity with the model Méso-NH

Abstract

The electrical scheme of Méso-NH is made up with three parts : the electric charges evolution, the electric field computation and the lightning flashes. The non-inductive process is the main mechanism to electrify the cloud. The inductive mechanism becomes efficient when there is an intense electric field in the cloud. When the electric field in the cloud is higher than a threshold value, a lightning flash is triggered and propagates following a bidirectional leader. Branches are generated with a stochastic algorithm and they obey a fractal law deduced from dielectric breakdown models.

Relationships between dynamics, microphysics and electricity are underlined with different cases. Budgets are realized with a tropical squall line in 2D. Simulations of the supercellular and of the multicellular storms are done in 3D with sensitivity tests on the electrification and on the lightning flash schemes. Then, NO_x production by lightning flashes is illustrated on the July 10 STERAO storm.

Keywords : thunderstorm, microphysics, electrification, lightning flash, modelling, nitrogen oxides.

Auteur : Christelle Barthe

Titre : Etude de l'activité électrique des systèmes orageux à l'aide du modèle Mésos-NH

Directeur de thèse : Frank Roux

Date et lieu de soutenance : le 23 septembre 2005 à Toulouse

Résumé

Le schéma électrique de Mésos-NH est composé de trois parties : l'évolution des charges électriques, le calcul du champ électrique et les éclairs. L'électrification du nuage se fait principalement par le mécanisme non-inductif. Le processus inductif entre en jeu lorsqu'un champ électrique intense existe dans le nuage. Lorsque le champ électrique dans le nuage atteint une valeur seuil, un éclair est déclenché, et il se propage selon un leader bidirectionnel. Les branchements sont générés selon un schéma stochastique qui obéit à une loi fractale déduite des modèles de rupture diélectriques.

Des relations entre la dynamique, la microphysique et l'électricité sont mises en évidence sur différents cas d'étude. Des bilans sont effectués sur la ligne de grains en 2D, alors que la supercellule et la multicellule sont l'occasion de réaliser des tests de sensibilité sur l'électrification et les éclairs. La production de NO_x par les éclairs est illustrée sur un orage de STERAO.

Mots-clés : orages, microphysique, électrification, éclairs, modélisation, oxydes d'azote.

Discipline administrative : Physique de l'atmosphère

Adresse du laboratoire : Laboratoire d'Aérodynamique, UMR 5560 CNRS/UPS, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.