



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par :

Rémi BENACQUISTA

le jeudi 23 novembre 2017

Titre :

Impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation
Terrestres

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED SDU2E : Astrophysique, sciences de l'espace, planétologie

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA PSI

Directeur(s) de Thèse :

M. Daniel BOSCHER (directeur de thèse)
M. Benoit LAVRAUD (co-directeur de thèse)

Jury :

M. François LEBLANC Directeur de Recherche LATMOS - Président
M. Daniel BOSCHER Ingénieur de recherche ONERA - Directeur de thèse
Mme Carine BRIAND Astronome LESIA Observatoire de Paris - Rapporteur
Mme Dominique FONTAINE Directrice de Recherche Laboratoire de Physique des Plasmas -
Rapporteur
M. Benoit LAVRAUD Chargé de Recherche IRAP - Co-directeur de thèse

Remerciements

Avec ce manuscrit, s'achèvent plus de trois années passées au sein de l'Onera. Cette expérience a été extrêmement enrichissante aussi bien professionnellement que personnellement et je tiens à remercier les personnes qui ont participé à cette réussite.

Tout d'abord, merci à Daniel et Sandrine d'avoir accepté de diriger et encadrer ma thèse. Merci à Daniel pour les très nombreuses discussions, toujours passionnantes et enrichissantes. À l'ensemble de l'unité MEM : Angélica, Didier, Sébastien et Vincent, merci pour votre aide et pour votre disponibilité, notamment lors de la préparation de la soutenance mais également au quotidien. Je garde également de très bons souvenirs des séminaires où j'ai eu l'occasion de partir avec chacun d'entre vous (à Hendaye et/ou à Vienne). Je tiens particulièrement à remercier Vincent, pour son aide sur les six derniers mois. Merci pour ton aide, d'avoir pris le temps de relire intégralement mon manuscrit et pour tous tes commentaires qui ont permis de considérablement améliorer la qualité de mes travaux.

Merci également à Carine Briand, Dominique Fontaine, François Leblanc et Benoit Lavraud d'avoir accepté de composer mon jury de thèse. Merci pour l'intérêt que vous avez porté à mes travaux, vos remarques et vos commentaires.

Je remercie également l'ensemble du département DESP (puis DPhIEE). Merci à Jean-François pour l'accueil au sein du département et à Christine pour son aide tout au long de la thèse. Merci, bien sûr, à Mr Claude et Stéphane pour vos multiples passages dans le bureau, votre humour raffiné et votre élégance en toutes circonstances. Et plus généralement, merci à tous pour cette très belle ambiance qui nous permet à nous (les doctorants) de passer trois années plus qu'agréables. Merci donc pour les barbecues le long du canal, les repas de Noël, les triathlons du département et la bonne humeur de tous les jours.

Merci enfin aux doctorants pour tous ces très bons moments à l'Onera, et en dehors. En particulier, merci à mes deux co-bureau, Marie-Cécile et Damien. Marie-Cécile, "*Jade*", "*le scanner*", "*la chose*", pour ta bonne humeur, les combats de boxe dans le bureau et toutes les fois où tu n'as pas débranché les câbles de mon PC. Damien, dit "*Elvis*", illustre binôme, merci pour les paris, les parties de coïncidences, les sessions de ski, les tours de magie. Personne ne saura jamais qui a décoré ton bureau en ce mois de Juillet mais sache que j'ai tout fait pour les en empêcher. Merci aussi à tous les autres doctorants. Nico, pour les séances (leçons) de footing. Quentin, pour ton sens légendaire de la diplomatie. Pacaud, "*Rémi 2*", pour les courses de natation improbables. Enfin, un énorme merci à Marina. Merci d'être toujours de bonne humeur, pour ton aide scientifique et pour ton soutien moral dans les moments difficiles.

Résumé

Les ceintures de radiation correspondent à la région toroïdale de la magnétosphère interne dans laquelle se trouvent les particules de hautes énergies, potentiellement néfastes pour les satellites. Le couplage entre le vent solaire et la magnétosphère donne lieu à de très fortes variations des flux de particules qui peuvent augmenter ou diminuer sur plusieurs ordres de grandeurs. Les flux peuvent alors atteindre des niveaux très élevés sur des périodes de temps variables. L'objectif de cette thèse est d'observer et caractériser ces variations de flux d'électrons au passage de différents types d'événements d'origine solaire tels que les régions d'interaction en co-rotation (CIRs) et les éjections de masse coronale interplanétaires (ICMEs). Pour cela, nous avons traité et analysé les données de plusieurs types : paramètres du vent solaire, indices géomagnétiques et flux d'électrons dans les ceintures de radiation. Dans les trois premiers chapitres, nous rendons compte de la complexité de l'environnement spatial Terrestre en présentant le système Soleil-Terre ainsi que les différentes données utilisées. Les travaux de thèse sont ensuite organisés en quatre chapitres. Dans un premier temps, nous avons utilisé les mesures des satellites NOAA-POES afin de caractériser les flux d'électrons dans les ceintures de radiation. Nous avons ensuite étudié les différences de variations de flux causées par les CIRs et les ICMEs en fonction de l'énergie des électrons et du paramètre L^* . Après avoir montré le fort lien entre les intensités d'orages magnétiques et les variations de flux, nous nous sommes focalisés sur les ICMEs et la variabilité des orages magnétiques qu'elles causent. Enfin, nous avons souhaité insister sur l'importance des enchaînements d'événements. Après avoir quantifié la forte tendance qu'ont les ICMEs à former des séquences, nous avons réalisé une étude statistique sur les orages magnétiques qu'elles causent. Enfin, trois études de cas sur des enchaînements rapides d'événements permettent d'illustrer différents effets possibles sur les ceintures de radiation.

Abstract

The radiation belts are the toroidal region within the inner magnetosphere where high energetic particles are located and potentially harmful for the spacecrafts. The coupling between the solar wind and the magnetosphere leads to strong variations of particle fluxes that can therefore increase or decrease over several orders of magnitude. The fluxes can reach very high levels within various time spans. The aim of this thesis is to observe and characterize the variations of fluxes during the crossing of several types of events originating from the sun such as Corotating Interaction Regions (CIRs) and Interplanetary Coronal Mass Ejections (ICMEs). To do so, we processed and analyzed the data of various types : solar wind parameters, geomagnetic indices, and electron fluxes within the radiation belts. In the three first chapters, we report on the complexity of the Terrestrial space environment and we present the Solar-Terrestrial system and the data used. Then, our work is organized around four chapters. First, we characterized the electron fluxes within the radiation belts as measured by the NOAA-POES spacecrafts. Then, we studied the difference between the variations of fluxes caused by the CIRs and the ICMEs depending on the energy and the L^* parameter. After establishing strong links between the intensity of magnetic storms and the variations of fluxes, we focused on the ICMEs and the variability of the related magnetic storms. Eventually, we emphasized the importance of the sequences of events. After quantifying the trend of the ICMEs to form sequences, we performed a statistical study on the magnetic storms caused by such sequences. Finally three study cases were performed in order to illustrate the various possible effects on the radiation belts.

Table des matières

Introduction	9
1 Du Soleil à la Terre	11
1.1 Le soleil	12
1.1.1 Caractéristiques générales	12
1.1.2 Champ magnétique et cycle d'activité	13
1.1.3 Phénomènes éruptifs et trous coronaux	15
1.2 Le vent solaire	17
1.2.1 Vent lent, vent rapide	17
1.2.2 Régions d'interaction en co-rotation	19
1.2.3 Les éjections de masse coronale interplanétaires	23
1.3 La magnétosphère Terrestre	28
1.3.1 Origine de la magnétosphère : champ magnétique Terrestre	28
1.3.2 Les différentes régions de la magnétosphère	29
1.3.3 Les ceintures de radiation	33
2 Données et outils	41
2.1 Flux de particules : les satellites NOAA	42
2.1.1 Couverture des cycles solaires	42
2.1.2 Balayage en L^*	42
2.1.3 Temps local magnétique (MLT)	44
2.1.4 Instrumentation et gammes d'énergies	44
2.2 Les paramètres du vent solaire	46
2.3 Les listes d'événements	49
2.3.1 Liste d'ICMEs de Jian et al. (2006a)	49
2.3.2 Liste d'ICMEs de Mitsakou and Moussas (2014)	50
2.3.3 Liste d'ICMEs de Richardson and Cane (2010)	50
2.3.4 Liste de SIRs de Jian et al. (2006b)	50
2.3.5 Listes de CIRs et ICMEs de Kilpua et al. (2015)	50
2.4 Les indices magnétiques	51
2.4.1 Présentation générale	51
2.4.2 Les indices auroraux	53

2.4.3	Les indices à faible latitude	54
2.4.4	Les indices globaux	55
2.5	L'analyse par époques superposées	57
2.5.1	Méthode	57
2.5.2	Exemple de SEA : pression du vent solaire au passage d'ICMEs	58
2.6	Bilan	59
3	Couplage vent solaire - magnétosphère	61
3.1	Couplage vent solaire - magnétosphère : les orages magnétiques	62
3.1.1	Orage magnétique et géoeffectivité	62
3.1.2	Géoeffectivité des ICMEs	63
3.1.3	Géoeffectivité des CIRs	65
3.2	Couplage vent solaire - magnétosphère : les ceintures de radiation	66
3.3	Relations orages magnétiques - ceintures de radiation	71
3.4	Bilan	72
4	Dynamique des ceintures de radiation en fonction du paramètre L^*, et de leur énergie	73
4.1	Traitement des données des satellites NOAA-POES pour les rendre exploitables	74
4.2	Caractérisation de la dynamique des ceintures	76
4.2.1	Diagrammes L^* -temps	76
4.2.2	Variations saisonnières des flux	80
4.2.3	Histogrammes des flux	82
4.3	Résumé et conclusions du chapitre	86
5	Impact des CIRs et des ICMEs sur les ceintures de radiation	89
5.1	Les listes d'événements	89
5.1.1	Comparaison indirecte des listes	90
5.1.2	Comparaison directe	92
5.2	Variations de flux au passage des structures du vent solaire	96
5.2.1	Capacité des CIRs et des ICMEs à faire augmenter ou diminuer les flux	96
5.2.2	Géoeffectivité des CIRs et des ICMEs	103
5.2.3	Évolution temporelle des flux	105
5.3	Niveaux extrêmes de flux dans les ceintures	112
5.3.1	Méthode	112
5.3.2	Liste des événements géoeffectifs du point de vue des ceintures de radiation	114
5.3.3	Corrélation avec une fonction de couplage : le paramètre d'Akasofu	117
5.4	Résumé et conclusions du chapitre	118
6	Étude de l'impact des ICMEs sur les ceintures de radiation via l'intensité des orages magnétiques qu'ils causent	121
6.1	Importance de l'intensité des orages magnétiques associés aux événements	122
6.1.1	Moyenne des flux en fonction du Dst	123
6.1.2	Profondeur de remplissage des flux	125

6.1.3	Géoeffectivité des événements en fonction de leur intensité	128
6.2	Variabilité des orages magnétiques causés par les ICMEs	131
6.2.1	Structure du vent solaire et orage magnétique au passage d'ICMEs	132
6.2.2	Présence d'un choc et nuage magnétique	134
6.2.3	Effet de la polarité des nuages magnétiques	137
6.3	Résumé du chapitre et conclusion	140
7	Les séquences d'ICMEs et leur impact sur la magnétosphère	143
7.1	Statistiques sur les séquences d'événements	143
7.2	Séquences d'ICMEs du point de vue des orages magnétiques	145
7.3	Séquences d'événements du point de vue des flux	147
7.3.1	Introduction	147
7.3.2	Juillet 2004	148
7.3.3	Halloween 2003	155
7.3.4	Novembre 2004	157
7.4	Résumé du chapitre et conclusion	162
	Conclusion	163
A	Annexe : Variations saisonnières des flux	167
B	Annexe : Temps de réponse des ceintures de radiation	169
C	Annexe : Geoeffectivité des CIRs et des ICMEs	173
D	Annexe : Geoeffectivité des événements en fonction de l'intensité des orages associés.	179
E	Annexe : Understanding the variability of magnetic storms caused by ICMEs	183

Introduction

Depuis Spoutnik en 1957, environ 8000 satellites ont été lancés depuis la Terre autour de notre planète. Ceux-ci sont rapidement devenus indispensables dans de nombreux domaines (communications, observations) et leur nombre a très vite augmenté. L'environnement Terrestre présente pourtant un espace particulièrement hostile pour ces satellites et un grand nombre d'entre eux ont connu des dysfonctionnements ou des pannes pouvant parfois conduire à leur perte totale. L'ensemble des risques et des enjeux, tant humains qu'économiques, a convaincu l'industrie aérospatiale de l'importance de l'étude de l'environnement radiatif terrestre ce qui a entraîné l'émergence d'une météorologie de l'espace (space weather). Si l'enjeu majeur de cette branche scientifique est de pouvoir prédire les événements potentiellement dangereux pour les satellites (ou du moins, leur durée et intensité une fois qu'ils ont impacté la magnétosphère), cette volonté de prédiction passe avant tout par une phase de compréhension de l'environnement spatial Terrestre.

L'ensemble Soleil/Terre constitue un système interagissant en permanence. La magnétosphère agit, a priori, comme un bouclier, empêchant les particules du vent solaire d'y pénétrer. Toutefois, cette bulle magnétique n'est ni rigide, ni complètement imperméable, et va en fait subir la pression du vent solaire. Cela se traduit, à la fois par une compression de la magnétosphère du côté jour qui lui donne sa forme caractéristique, et par l'entrée d'un certain nombre de particules. Ces particules, dont les trajectoires sont alors dominées par l'effet du champ magnétique terrestre, alimentent un système de courants complexe. Au cœur de cette magnétosphère, au plus près de la terre, se situent les ceintures de radiation caractérisées par des particules de fortes énergies. Les flux de particules dans ces ceintures présentent une grande variabilité, tant spatiale que temporelle, dont la principale cause est le couplage avec le vent solaire. C'est pourquoi l'étude du couplage entre le vent solaire et la magnétosphère est primordiale afin de comprendre les variations de flux de particules dans les ceintures.

L'objectif de cette thèse est d'étudier l'impact des différentes structures du vent solaire (CIRs, ICMEs) sur les ceintures de radiation d'électrons par l'observation des variations de flux qu'elles causent. Pour cela, nos travaux consistent en l'analyse et l'interprétation de différents types de données. La réaction de la magnétosphère peut ainsi être exprimée non seulement avec les mesures de flux de particules dans les ceintures de radiation mais également avec les indices géomagnétiques qui sont des mesures des perturbations du champ magnétique depuis le sol. Les paramètres du vent solaire caractérisent, eux, le plasma et le champ magnétique en dehors de la magnétosphère. Pour cela, l'utilisation des satellites ACE et WIND est précieuse puisque, orbitant autour du point de Lagrange L1, ils permettent l'identification des structures du vent solaire quelques heures avant qu'elles n'impactent la magnétosphère. Ces mesures se font quasiment sans interruptions depuis une vingtaine d'années et ont notamment permis d'établir des

listes d'événements du vent solaire ayant atteint la magnétosphère sur une base de temps suffisamment longue pour que des études statistiques soient possibles.

Bien que les ceintures de radiation soient au centre de notre attention, la compréhension des différents phénomènes requière des connaissances transverses aussi bien sur la magnétosphère que sur le vent solaire ou le soleil. Nous avons donc souhaité, dans un premier chapitre, donner une présentation générale du système Soleil-Terre (chapitre 1). Il s'agit ici de connaissances générales et nous souhaitons notamment y établir un certain nombre de définitions. Ces travaux de thèse consistant essentiellement en l'analyse de données, le second chapitre est destiné à leur présentation (chapitre 2). Enfin, le troisième chapitre a pour but de faire le point sur les travaux actuels portant sur la même thématique que la notre (chapitre 3), à savoir la capacité des différentes structures du vent solaire à faire varier les flux dans les ceintures de radiation.

Les quatre chapitres suivants constituent le cœur de ces travaux de thèse. Dans un premier temps, nous caractérisons l'état des ceintures de radiation telles qu'elles apparaissent via les flux mesurés par les satellites NOAA-POES (chapitre 4). Nous étudions ensuite la capacité des différentes structures du vent solaire (CIRs et ICMEs) à induire des variations de flux (chapitre 5) en observant notamment les similitudes et différences en fonction de l'énergie des électrons considérés et du paramètre L^* . Dans le chapitre suivant, après avoir montré dans quelle mesure l'intensité des orages magnétiques associés aux événements peut être liée aux variations de flux, nous portons notre attention sur les ICMEs et sur les orages magnétiques qu'elles génèrent (chapitre 6). Enfin, le dernier chapitre est consacré aux enchaînements rapides d'événements (chapitre 7). La conséquence de telles séquences sur les orages magnétiques est étudiée statistiquement tandis que nous choisissons de faire trois études de cas pour illustrer les différents effets sur les ceintures de radiation.

Chapitre 1

Du Soleil à la Terre

Dans ce premier chapitre, nous présentons les différentes régions impliquées dans l'interaction Soleil/Terre. L'objectif ici est d'établir les bases nécessaires à la compréhension de la suite. En particulier, ce chapitre permet de mettre en place un certain nombre de définitions dans un but de clarté puisque nous avons pu constater que certains termes pouvaient varier en fonction des domaines d'études.

1.1	Le soleil	12
1.1.1	Caractéristiques générales	12
1.1.2	Champ magnétique et cycle d'activité	13
1.1.3	Phénomènes éruptifs et trous coronaux	15
1.2	Le vent solaire	17
1.2.1	Vent lent, vent rapide	17
1.2.2	Régions d'interaction en co-rotation	19
1.2.2.1	Structure du vent solaire au passage d'une SIR	20
1.2.2.2	Dépendance au cycle solaire	21
1.2.2.3	Propagation des SIRs dans le milieu interplanétaire	22
1.2.3	Les éjections de masse coronale interplanétaires	23
1.2.3.1	Structure du vent solaire au passage d'une ICME	23
1.2.3.2	Nuages magnétiques et polarités	27
1.2.3.3	Dépendance au cycle solaire	28
1.2.3.4	Propagation des ICMEs dans le milieu interplanétaire	28
1.3	La magnétosphère Terrestre	28
1.3.1	Origine de la magnétosphère : champ magnétique Terrestre	28
1.3.2	Les différentes régions de la magnétosphère	29
1.3.2.1	Le choc d'étrave, la magnétogaine	30
1.3.2.2	La magnétopause	31
1.3.2.3	Les cornets polaires	31
1.3.2.4	Les lobes	32
1.3.2.5	Feuillet de plasma	32

1.3.2.6	Électrojets auroraux	32
1.3.2.7	La magnétosphère interne	32
1.3.3	Les ceintures de radiation	33
1.3.3.1	Mouvements des particules dans les ceintures de radiation	34
1.3.3.2	Cône de perte et paramètre L^*	35
1.3.3.3	Structure des ceintures de radiation d'électrons	36
1.3.3.4	Processus de pertes et d'accélération des électrons	37

1.1 Le soleil

1.1.1 Caractéristiques générales

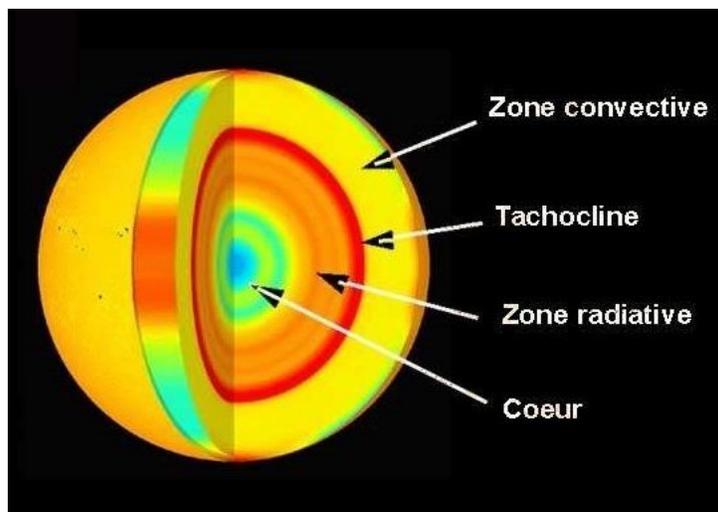


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la structure interne du soleil ainsi que de sa rotation différentielle. Le rouge indique une rotation plus rapide et le bleu une rotation plus lente. Source : Futura-Sciences

Le Soleil est une étoile de type naine jaune âgée d'environ 4.6 milliard d'années. Il se compose principalement d'hydrogène (93.96%), brûlé en son cœur pour former de l'hélium (5.92%). Du fait de sa masse ($1.99 * 10^{30}kg$) et de la puissance qu'il émet ($3.96 * 10^{26}W$), on estime qu'il est actuellement au milieu de son temps de vie sur la séquence principale. Dans environ 5.0 milliard d'années, n'ayant plus d'hydrogène en réserve, il s'effondrera sur lui-même et deviendra successivement une géante rouge puis une naine blanche. Sa structure interne (voir Figure 1.1) est constituée d'un noyau ($0.25R_{\odot}$), d'une zone radiative en rotation uniforme ($0.45R_{\odot}$) et d'une zone convective en rotation différentielle ($0.3R_{\odot}$). En surface, le soleil subit donc une rotation différentielle de période moyenne de 27.3 jours allant de 24 jours à l'équateur, jusqu'à 30 jours aux pôles.

L'atmosphère solaire est définie comme la région à partir de laquelle le rayonnement peut s'échapper. Elle peut être sous-divisée en trois sous-couches en fonction des profils de température et de densité.

Dans la première, la température diminue avec la densité pendant quelques centaines de kilomètres, au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de l'étoile, c'est la photosphère. Puis, dans la chromosphère, la température ré-augmente progressivement tandis que la densité continue de diminuer sur environ mille kilomètres. Dans ces deux sous-couches, l'ordre de grandeur de la température est la dizaine de milliers de Kelvin. Enfin, alors que la densité chute, la température ré-augmente brusquement au delà du million de degrés (augmentation de deux ordres de grandeur) pour former l'atmosphère la plus externe, qui s'étend sur des millions de kilomètres et se dilue dans l'espace. Cette dernière couche est appelée couronne solaire.

L'observation de la photosphère est relativement simple. Celle-ci possède en effet une température effective d'environ $5700K$ (température du corps noir associé) et émet donc en particulier dans le visible, contrairement à la couronne. Son observation continue a donc été possible dès le XVII^e siècle et l'invention du télescope. On y a alors découvert la présence de taches sombres nommées taches solaires qui sont les principaux témoins de l'activité magnétique.

1.1.2 Champ magnétique et cycle d'activité

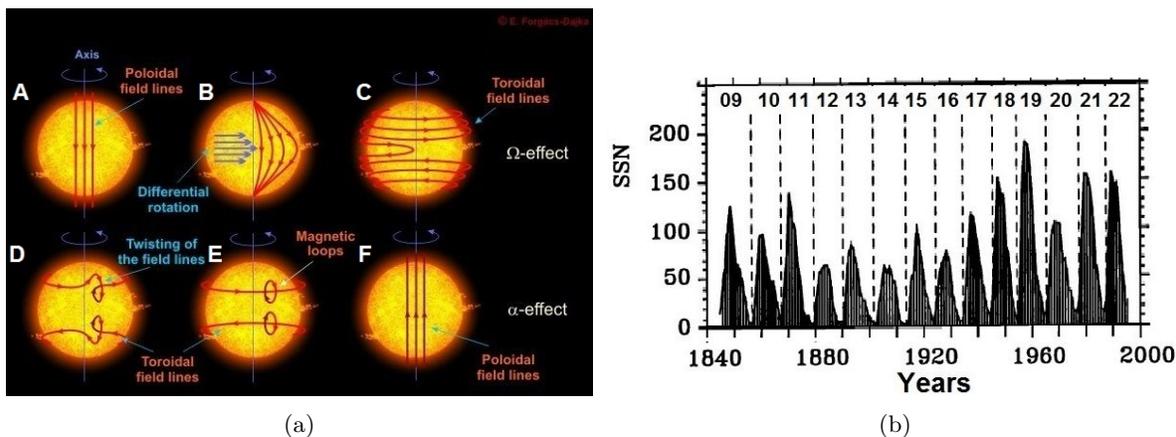


FIGURE 1.2 – (a) Processus α et Ω responsables du cycle solaire (Source : E. F. Dajka). (b) Nombre de taches solaires entre 1840 et 1996. Les nombres au dessus de chaque maximum correspondent au numéro du cycle solaire.

Le champ magnétique solaire est principalement produit dans la tachocline, zone de transition entre la couche radiative et la couche convective. Il est alors soumis à deux processus Ω et α représentés sur les six schémas de la figure 1.2a. Dans un premier temps, le champ magnétique est dipolaire, donc les lignes de champ sont exclusivement poloïdales (croquis "A"). Le champ magnétique va petit à petit passer d'une configuration poloïdale à toroïdale du fait de la rotation différentielle : c'est le processus Ω (croquis "B" puis "C"). Dans un second temps, la convection de surface va tordre ces lignes de champ magnétique (effet α) jusqu'à inverser le sens de la composante toroïdale (croquis "D" et "E"). Enfin, la rotation différentielle, via le processus Ω , va réduire cette composante et le champ global va redevenir poloïdale (croquis "F"). Bien que revenue à une configuration poloïdale du champ, celle-ci sera de sens inverse par rapport à l'état de départ. Il faudra donc recommencer le même cycle (processus $\Omega - \alpha - \Omega$) pour retrouver une configuration identique à celle de départ.

C'est cette complexification du champ magnétique qui est à la base de l'activité magnétique. Lors du processus α (croquis "D"), les lignes de champ magnétique, tordues, vont pouvoir émerger de la surface du soleil. Aux pieds de ces lignes de champ magnétique, on observera deux régions, les taches solaires, caractérisées par de plus faibles températures (apparaissant donc plus sombres) et par un champ magnétique plus intense. De ce fait, les taches solaires constituent un marqueur de l'activité magnétique. On trace sur la figure 1.2b le nombre de ces taches sur la période 1840-2000. Il apparaît très clairement un cycle de période d'environ 11 ans. Ce cycle correspond à l'inversion du dipôle solaire et est appelé cycle solaire. Deux cycles solaires forment le cycle de Hall, où le dipôle solaire retrouve son sens d'origine. Le nombre maximal de taches pour chaque cycle n'est pas identique ce qui signifie que tous les cycles n'ont pas la même intensité. En 2017, nous nous situons dans la phase décroissante du cycle 24. L'activité devrait encore diminuer durant les années 2017 et 2018 avant de reprendre un nouveau cycle.

La photosphère est montrée sur figure 1.3a, observée à 170 nm. On y distingue les taches solaires composées d'une zone très sombre (l'ombre) et d'une autre un peu moins (la pénombre). On remarque qu'elles sont entourées de zones plus brillantes (donc plus chaudes) appelées facules dans lesquelles le champ magnétique est également intense. Enfin, la surface de la photosphère a ici un aspect granuleux dû au sommet des cellules de convection.

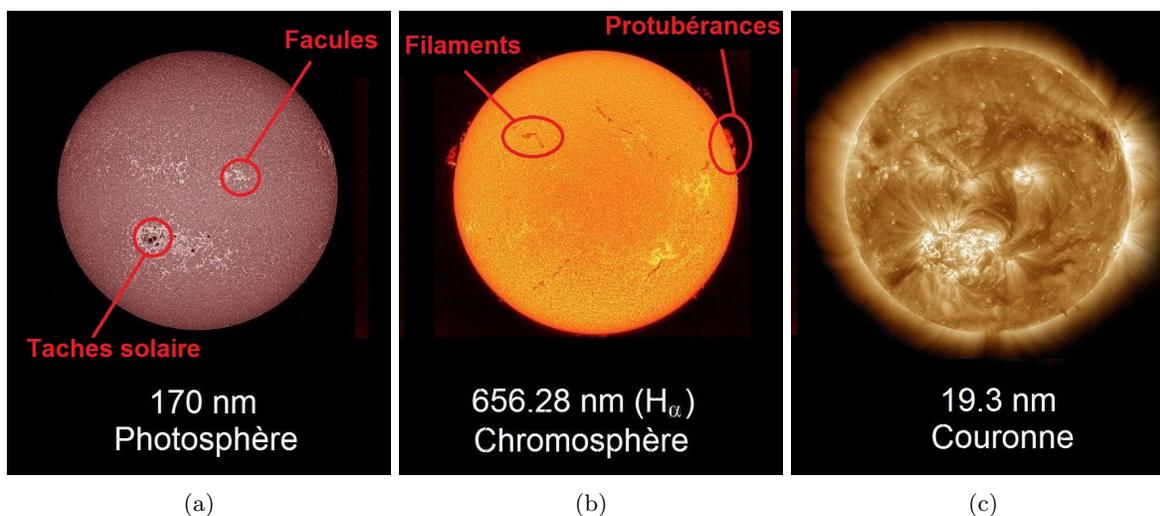


FIGURE 1.3 – Observation du soleil à trois longueurs d'onde : (a) 170 nm, (b) 656.28 nm et (c) 19.3 nm. Source : adapté de NASA

Au delà de la photosphère s'étendent la chromosphère et la couronne solaire. Les températures qui caractérisent la couronne étant bien plus importantes, elle émet majoritairement dans l'UV et très peu dans le visible. L'observation continue du disque de la couronne ne peut donc pas se faire sur Terre, l'atmosphère étant opaque pour les UV. C'est donc à partir des années 1960, grâce aux satellites que les études de la couronne solaire ont vraiment pu débuter dévoilant un soleil beaucoup moins calme qu'il n'y paraît en lumière visible.

1.1.3 Phénomènes éruptifs et trous coronaux

La chromosphère est observée sur la Figure 1.3b (en H_α). On discerne des structures longilignes appelées filaments et protubérances. Ce sont en fait les mêmes structures observées sous des angles différents. Les filaments sont observés sur le disque solaire et apparaissent donc sombres tandis que les protubérances, aux limbes, sont plus brillantes par contraste. Ce sont de grandes arches de plasma chromosphérique ($\approx 10000K$) qui baignent dans une couronne cent fois plus chaude et cent fois moins dense. Elles y sont alors piégées par le champ magnétique et peuvent y rester plusieurs semaines en suspension avant d'éclater en libérant une grande quantité d'énergie. Certains filaments sont sujets au phénomène de "rush to the poles". Ils apparaissent à des latitudes entre 40° et 50° juste avant le minimum solaire puis persistent jusqu'au maximum solaire suivant où ils migrent vers les pôles (Ananthakrishnan, 1954).

La couronne solaire ($10^6 K$) est observée en UV (ici à $19.3nm$ sur la Figure 1.3c). On y retrouve deux autres types de phénomènes éruptifs (après les filaments) : les flares et les CMEs. Les flares (éruptions solaires en français) sont des flashes lumineux extrêmement intenses qui peuvent être observés à toutes les longueurs d'onde (y compris dans le visible) et sont généralement associés à des éjections de particules très énergétiques. C'est donc relativement tôt, en 1859 que le premier flare a été identifié par Richard Carrington qui décrit alors "two patches of intensely bright and white light" (Carrington, 1859). Ce sont donc des flash lumineux caractéristiques de la libération soudaine d'une énorme quantité d'énergie. On estime qu'une flare peut ainsi libérer jusqu'à $6 * 10^{23} J$ en une minute (cent mille fois la consommation mondiale et annuelle d'énergie). Bien qu'elles peuvent apparaître seules, les flares sont souvent associées à un autre phénomène éruptif : les éjections de masse coronale (en anglais : *Coronal Mass Ejections*, CMEs).

Les mécanismes de formation des CMEs et des flares, non décrits ici, sont liés et une analogie peut être faite avec un tir de canon. Le flare correspond au flash lumineux, visible dans toutes les directions, y compris sur Terre au bout de huit minutes. Le boulet de canon, analogie de la CME, est une éjection de matière (plasma) expulsée dans une direction donnée et atteignant la Terre en quelques jours. Leur existence a d'abord été proposée théoriquement par Chapman and Ferraro (1931). Selon eux, l'activité solaire et l'activité aurorale de la Terre ne pouvaient être corrélées que s'il existe des éjections sporadiques de matière du Soleil. Cette théorie a été validée au début des années 1970 lorsque des CMEs ont été observées par le coronographe à bord de la station Skylab (figure 1.4a). Leur structure se divise typiquement en trois parties : un cœur brillant, une cavité sombre et une frontière brillante à l'avant (accumulation de plasma coronal). Outre cette structure commune, les CMEs affichent des caractéristiques très différentes. Si les plus lentes sont éjectées à quelques dizaines de $km.s^{-1}$, les plus rapides peuvent atteindre plusieurs milliers de $km.s^{-1}$. Leur masse et leur énergie varient aussi sur plusieurs ordres de grandeur, la première étant comprise entre 10^{10} et 10^{14} kg tandis que la seconde varie de 10^{20} à 10^{25} Joules. Il est souvent admis que le nombre de CMEs est très bien corrélé avec le nombre de taches solaires, l'ordre de grandeur allant d'une par semaine en minimum solaire, jusqu'à plusieurs par jour en maximum solaire. Cependant, il est montré qu'un décalage existe entre ces deux grandeurs pour le cycle solaire 23 (par exemple, Gopalswamy et al. (2003)). Ainsi, le maximum du nombre de CMEs intervient deux ans après le maximum du nombre de taches solaires. Sans entrer dans les détails des mécanismes de formation des CMEs, il en existe de deux types : un lié aux régions actives, l'autre aux filaments.

Les régions actives étant elles-mêmes associées aux taches solaires, il est logique que ce premier type de CMEs soit corrélé avec le nombre de taches solaires. Il n’y a en revanche pas de raison que cela soit le cas pour le second type. Il est également observé que les CMEs les plus rapides et énergétiques viennent des régions actives et non des filaments (Gopalswamy et al., 2009a).

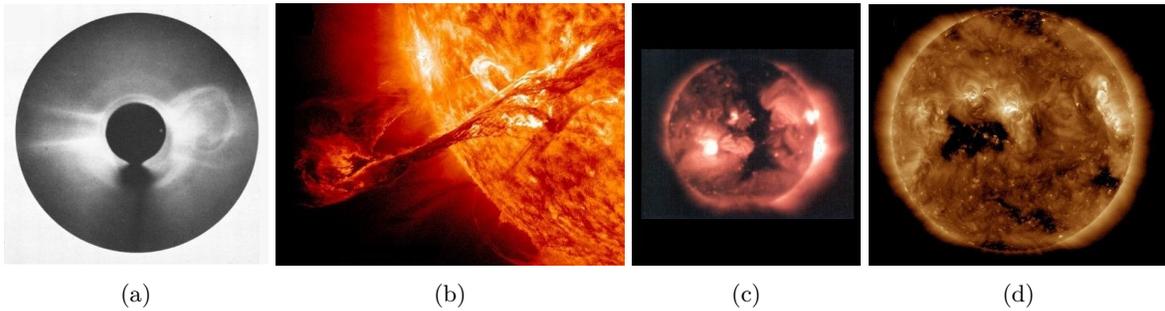


FIGURE 1.4 – (a) Photographie d’une éjection de masse coronale prise 10 août 1973 par le satellite Skylab. Source : issue de Gosling (1974) (b) Photographie d’une éjection de masse coronale prise le 31 août 2012 par le satellite SDO (Solar Dynamics Observatory). (c) Photographie d’un trou coronal polaire s’étendant à plus faibles latitude prise en 1973 par Skylab. (d) Photographie d’un trou coronal équatorial prise le 23 Janvier 2017 par SDO. Source : NASA

Si les flares et les CMEs sont les principaux phénomènes éruptifs, ils ne sont pas les seules structures observables dans la couronne solaire. Au début des années 1970, les clichés aux rayons X du télescope ATM de Skylab ont permis d’apercevoir des taches sombres sur la couronne solaire (alors nommée trous coronaux, voir Figures 1.4c et 1.4d). Ces régions ont très vite été identifiées comme des sources de vent solaire rapide (Nolte et al., 1976) et ont donc attiré l’attention des scientifiques. Les caractéristiques principales d’un trou coronal sont une densité et température plus faibles et des lignes de champ magnétique ouvertes vers l’extérieur. C’est cette seconde propriété qui permet aux particules du vent solaire d’y échapper avec des vitesses bien supérieures à la normale ($V > 600km.s^{-1}$). Il existe plusieurs types de trous coronaux dont le nombre et la localisation sont liés au cycle solaire. D’une part, il existe deux trous coronaux polaires, de polarités inverses qui couvrent chaque pôle. Ils sont présents et persistants en période de minimum solaire. Ils rétrécissent ensuite lentement durant la phase ascendante et sont absents en période de maximum solaire. Durant la phase de décroissance, ils réapparaissent et peuvent s’étendre à partir des pôles à des latitudes plus faibles. C’est le cas, par exemple, du trou coronal montré sur la figure 1.4c en 1973 pendant la phase décroissante du cycle solaire 20. Il existe également des trous coronaux non polaires (par exemple sur la figure 1.4d). Ils sont généralement plus petits que les polaires et leur distribution et nombre dépendent également de la phase du cycle solaire. En maximum solaire, ils dominent à des latitudes moyennes et migrent vers l’équateur pendant la phase décroissante. Au cours du minimum solaire, ils sont confinés dans une bande étroite autour de l’équateur. Leur répartition en latitude rappelle le diagramme papillon des taches solaires. (Voir Fujiki et al. (2016), Fig 3)

1.2 Le vent solaire

1.2.1 Vent lent, vent rapide

Le Soleil, comme toute autre étoile, subit en permanence une perte de masse se traduisant par un flux de particules s'échappant des couches externes de l'atmosphère vers le milieu interplanétaire. Chaque seconde, $10^9 kg$ de matière (électrons, protons et particules α) sont expulsés formant ainsi le vent solaire. Son existence a été suggérée pour la première fois par Carrington en 1859. Après avoir observé des flares à la surface du Soleil (pour la première fois), puis un orage magnétique quelques jours plus tard, il en a conclu que ces deux phénomènes devaient être liés. Il a donc supposé que du plasma en provenance du soleil avait dû se propager jusqu'à la Terre. Le vent solaire a ensuite été modélisé pour la première fois par Parker en 1958 puis son existence a été vérifiée expérimentalement en 1962.

On distingue principalement deux régimes de vent solaire : le vent lent et le vent rapide. Le tableau 1.1 synthétise les propriétés de ces deux types de vents. Ces valeurs correspondent au vent solaire mesuré à 1 UA, pendant la phase de minimum du cycle solaire.

	Vent lent	Vent rapide
Vitesse	250 – 400 $km.s^{-1}$	400 – 800 $km.s^{-1}$
Densité de proton	10.7 cm^{-3}	3.0 cm^{-3}
Densité de flux de protons	$3.7 * 10^8 cm^{-2}s^{-1}$	$2.0 * 10^8 cm^{-2}s^{-1}$
Température de proton	$3.4 * 10^4 K$	$2.3 * 10^5 K$
Température d'électron	$1.3 * 10^5 K$	$1.0 * 10^5 K$
Densité de quantité de mouvement	$2.12 * 10^8 dyn.cm^{-2}$	$2.26 * 10^8 dyn.cm^{-2}$
Densité de flux en énergie totale	$1.55 erg.cm^{-2}.s^{-1}$	$1.43 erg.cm^{-2}.s^{-1}$
Abondance d'hélium	2.5% variable	3.6% constant
Source	Streamer belt	Trou coronal

TABLE 1.1 – Synthèse des caractéristiques du plasma des deux types de vents solaires (tableau issu de Schwenn (2001)).

Les différences de caractéristiques de ces deux types de vents ainsi que leurs différences de composition (non montrées ici) indiquent clairement qu'ils ne sont pas issus des mêmes sources. Le vent lent est issu des streamer belts, qui séparent les régions de la couronne solaire ayant des champs magnétiques de polarités opposées, tandis que le vent rapide est libéré des trous coronaux. Par exemple, la différence d'abondance d'hélium témoigne d'une source de vent rapide à altitude plus faible que le vent lent.

La sonde Ulysses développée par l'ESA et la NASA et placée sur une orbite héliosphérique polaire, a mesuré la vitesse et la polarité du vent solaire au cours de trois orbites sur plus d'un cycle solaire (1992-2009). Sur la figure 1.5, la courbe du bas correspond au nombre de taches solaires, témoins des différentes phases du cycle solaire. Sur chacune des trois figures du haut, les coordonnées polaires sont utilisées, la vitesse étant donnée par la coordonnée radiale et la latitude du satellite par la coordonnée angulaire. Les couleurs (bleu et rouge) indiquent la polarité (respectivement vers et en dehors de l'étoile) du vent solaire.

La première orbite a lieu durant la phase décroissante et le minimum du cycle solaire 22. Ces phases sont caractérisées par des trous coronaux localisés sur chaque pôle du soleil (aux fortes latitudes). Cela se traduit par deux régimes de vitesses du vent solaire répartis distinctement en latitude. Un vent lent

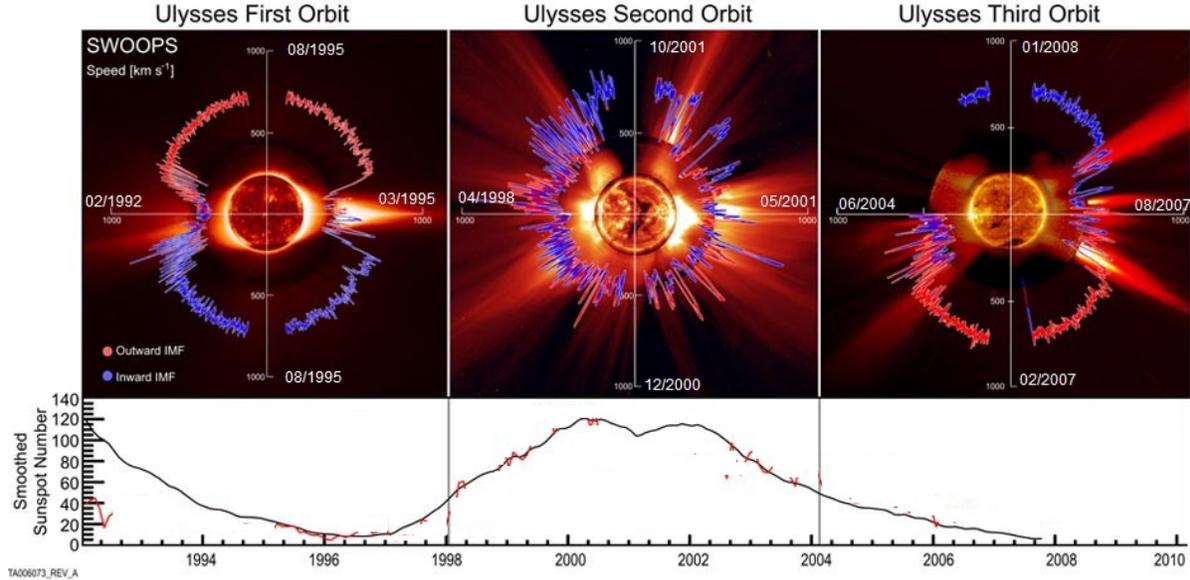


FIGURE 1.5 – Mesure de la vitesse et de la polarité du vent solaire par la sonde Ulysses dans la période 1995-2009. Les trois images correspondent aux mesures de trois orbites de la sonde. La première eu lieu entre Février 1992 et Avril 1998, donc en minimum solaire, la seconde entre Avril 1998 et Juin 2004 (maximum solaire) et la dernière entre Juin 2004 et 2011 (minimum solaire). Pour chaque graphique, la distance radiale correspond à la vitesse du vent solaire et la couleur à sa polarité. La courbe du dessous donne le nombre de taches solaires, témoin de l'activité magnétique et donc du cycle solaire. Source : ESA

aux faibles latitudes ($\approx 300\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$) issu des streamers belts et un vent rapide aux plus fortes latitudes ($> 600\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$) provenant des trous coronaux. On remarque également une séparation nette de la polarité indiquant un champ magnétique globalement dipolaire.

La sonde effectue ensuite sa seconde orbite qui correspond à la fin de la phase ascendante, le maximum et le début de la phase descendante du cycle 23. Le champ magnétique ne peut alors plus du tout être assimilé à un dipôle et la polarité perd sa dépendance en latitude. Le profil de vitesse change également. Celle-ci est en moyenne plus faible mais présente des variations beaucoup plus importantes qui ne dépendent pas de la latitude. Durant le maximum solaire, les trous coronaux disparaissent et donc la vitesse est considérablement réduite aux fortes latitudes (en décembre 2000). Durant la dernière partie de l'orbite, correspondant au début de la phase décroissante, le développement des trous coronaux polaires provoque une ré-augmentation de la vitesse.

Le vent solaire, qu'il soit lent ou rapide, se propage ensuite dans le milieu interplanétaire. Le plasma éjecté d'une source à la surface du Soleil l'est toujours de façon radiale. Du fait de la rotation du Soleil, le vent issu d'une même source décrira alors une spirale dite spirale de Parker. Cette spirale est schématisée sur la Figure 1.6, où on montre la position de huit particules du vent solaire issues d'une même source à huit instants différents.

Le mouvement d'un fluide conducteur (ici le plasma) dans un champ électromagnétique est décrit

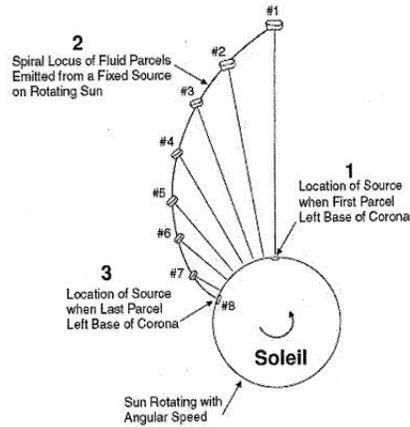


FIGURE 1.6 – Représentation de la spirale de Parker. La figure montre la position de huit particules du vent solaire issues d’une même source à huit moments différents. L’ensemble des positions du plasma décrit alors une spirale que décrit également le champ magnétique qui est alors gelé dans ce plasma.

par les équations de la magnétohydrodynamique (MHD). Dans notre cas, que ça soit dans la basse atmosphère solaire, dans la couronne ou dans le milieu interplanétaire, le plasma solaire est caractérisé par un fort nombre de Reynolds magnétique. Ce nombre, noté Rm exprime le rapport entre les termes de convection et de diffusion. Le plasma est donc convecté avec les lignes de champ magnétique et celles-ci sont dites gelées dans le plasma. Sur la figure 1.6, la courbe reliant les différents points représente donc une ligne de champ magnétique. Pour une planète en orbite autour du Soleil, il existe donc un angle moyen entre le vecteur vitesse de la planète et les lignes de champ magnétique. Cet angle dépend de la distance de la planète et est de plus en plus faible lorsque l’on s’éloigne. Pour la Terre, il est d’environ 45° .

1.2.2 Régions d’interaction en co-rotation

Les trous coronaux sont les principales sources de vent rapide. Lorsqu’un trou coronal isolé se situe autour du plan de l’écliptique ou qu’un trou coronal polaire s’étend à de faibles latitudes, le vent rapide se dirige en direction de la Terre. Comme ce sont des structures localisées, le vent rapide suivra et sera suivi d’un vent plus lent. Le vent rapide va donc rattraper le vent plus lent en amont et former une région d’interaction : la SIR (*Stream Interaction Region*). Les lignes de champ magnétique, gelées dans le plasma, ne pouvant se croiser, cette interaction se traduira principalement par une région de compression, à la fois du plasma et du champ magnétique. Une SIR est schématisée sur la figure 1.7a. Le vent solaire, qu’il soit lent ou rapide, sera toujours expulsé radialement mais du fait de la rotation du soleil, la SIR donnera l’impression de se déplacer d’Est en Ouest en formant une spirale. Si le trou coronal est suffisamment stable pour perdurer pendant plusieurs rotations solaires, on observera plusieurs SIRs issues d’un même trou coronal donnant l’impression que la SIR est en co-rotation avec le soleil. On parlera alors de CIRs (*Corotating Interaction Region*, Smith and Wolfe (1976)).

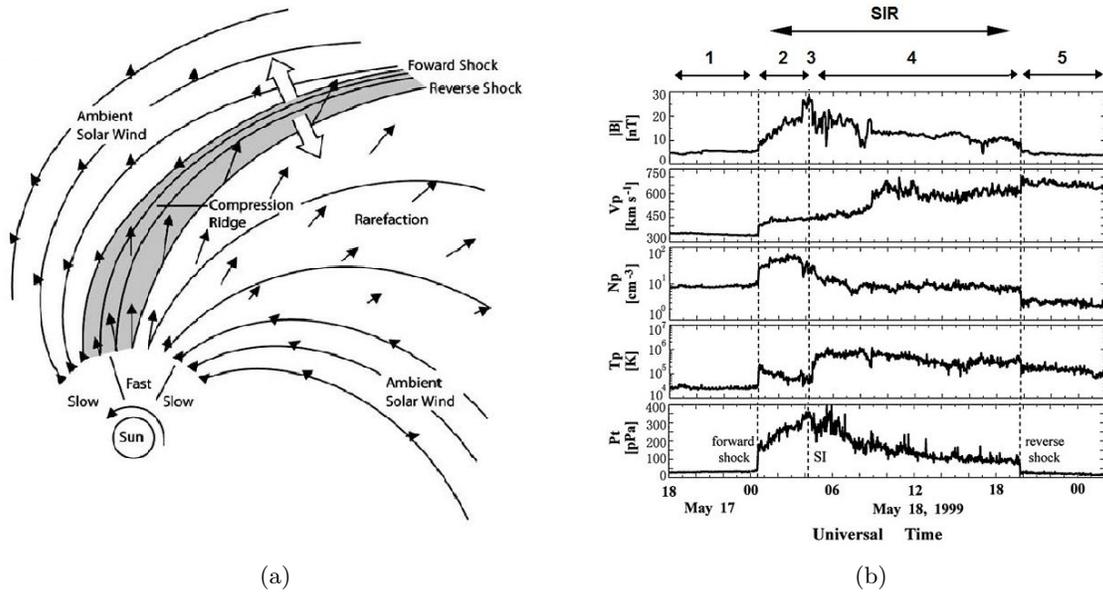


FIGURE 1.7 – (a) Schéma de l’interaction entre un vent lent et un vent rapide. La région grisée représente la SIR à proprement parlé. Source : issue de Pizzo (1978). (b) Exemple de variations des paramètres du vent solaire au passage d’une SIR le 18 Mai 1999. Les trois lignes verticales indiquent le début de la SIR, la SI, et la fin de la SIR. Les numéros au dessus de la figure désignent les différentes sous-structures listées dans la section 1.2.2.1. Source : images issue de Jian et al. (2006b).

1.2.2.1 Structure du vent solaire au passage d’une SIR

Au passage d’une SIR, on observera donc la séquence suivante :

- Un vent lent non perturbé (1)
 - Un vent lent perturbé (2)
 - Une SI (Stream Interface) (3)
 - Un vent rapide perturbé (4)
 - Une HSS (5)
 - Une zone de raréfaction
 - Un vent lent
- } *SIR/CIR* (zone grisée sur la figure 1.7a)

La figure 1.7b montre certains paramètres du vent solaire au moment du passage d’une SIR (voir section 2.2 pour une description des paramètres du vent solaire). Elle est issue de l’étude de Jian et al. (2006b), et correspond au passage d’une SIR en Mai 1999. Les numéros en haut de la figure correspondent à ceux des sous-structures de la liste ci-dessus.

Le vent lent non perturbé (1). C'est le vent solaire ambiant dans lequel la SIR se propage. Il n'est pas perturbé par la SIR en aval.

Le vent lent perturbé (2). Le vent lent perturbé est la première structure composant la SIR. Il est caractérisé par une augmentation plus ou moins progressive de ses caractéristiques (vitesse, pression, densité). Une autre caractéristique importante, notamment pour l'identification des SIRs est que le vent lent va être défléchi vers l'Ouest (flèche blanche sur la figure 1.7a). Sous certaines conditions, la limite en amont du vent lent perturbé peut être délimitée par un choc. Un choc se produit lorsque la différence entre le vent rapide et le vent lent est supérieure à la vitesse d'Alfvén dans le milieu. Le choc est alors dit "Forward" et on observe une brusque augmentation de la vitesse simultanément avec une augmentation de la densité et de la température. C'est le cas dans l'exemple montré ici.

La SI (3). La SI, (Stream Interface) correspond au passage entre le vent lent, dense, et le vent rapide, ténu. Elle correspond donc au maximum de compression du vent solaire ce qui se traduit par un pic de pression et de champ magnétique. On observe également une inversion du sens de la composante Est-Ouest de la vitesse. En effet, alors que le vent lent perturbé est défléchi vers l'Ouest, le vent rapide l'est vers l'Est. Au passage de cette limite, la vitesse augmente encore tandis que la densité diminue et on entre dans le vent rapide perturbé.

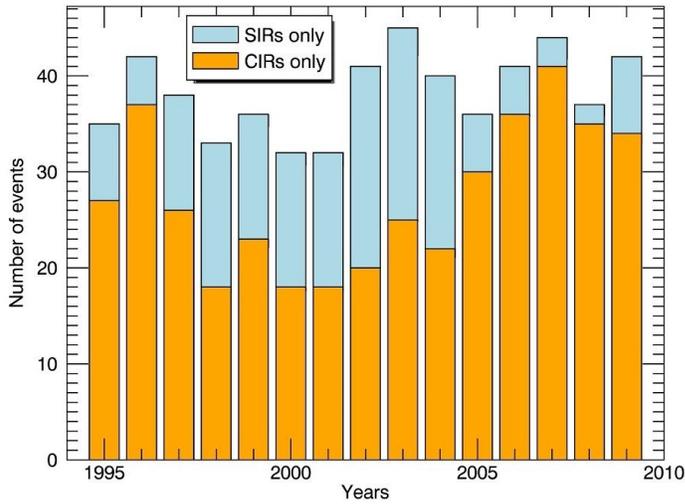
Le vent rapide perturbé (4). Le vent rapide perturbé est la dernière sous-structure de la SIR. Il désigne la portion de vent rapide en interaction avec le vent lent d'où un champ magnétique et une densité plus élevés que le vent rapide non perturbé. Il est moins dense que le vent lent perturbé mais possède une température de proton plus élevée. De la même façon que le vent lent perturbé est défléchi vers l'Ouest, il est lui ralenti et donc défléchi vers l'Est.

La HSS (5). La HSS (High Speed Stream) désigne la partie du vent rapide, toujours issue du trou coronal, qui n'est pas perturbée par le vent lent en amont. Elle ne fait donc pas partie de la SIR mais y est quasi-systématiquement associée. Par analogie avec le choc "Forward" dans le vent lent, la transition entre les vents rapides perturbés et non perturbés peut également être caractérisée par un choc dit "Reverse". Ces chocs sont caractérisés par une augmentation brusque de vitesse associée à une diminution de la densité de protons et de leur température. On note également que les HSS sont propices au développement d'ondes d'Alfvén. Ce sont des ondes transversales qui vont créer des oscillations du champ magnétique.

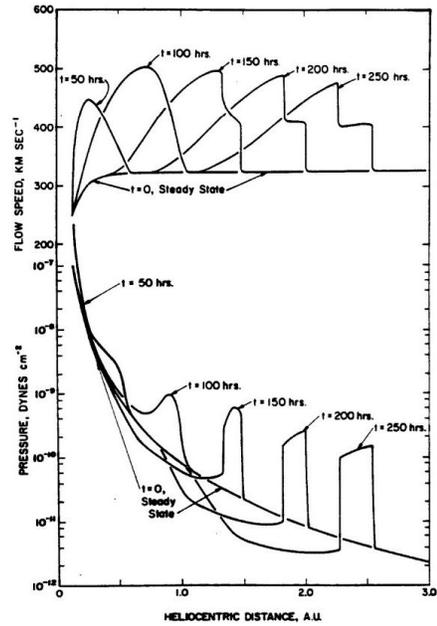
En dehors de la SIR, les mesures du vent lent non perturbé (1) et du vent rapide non perturbé (5) vérifient les tendances du tableau 1.1. Le vent rapide est moins dense que le vent lent mais possède une température de proton plus élevée.

1.2.2.2 Dépendance au cycle solaire

La figure 1.8a indique le nombre de SIRs (en bleu) et de CIRs (en orange) en fonction de l'année. Comme montré par Jian et al. (2006b), il n'y pas de dépendance du nombre de SIRs au cycle solaire.



(a)



(b)

FIGURE 1.8 – (a) Évolution du nombre de SIRs (en bleu) et de CIRs (en orange) en fonction du cycle solaire. Ces statistiques sont faites à partir d’une liste de SIRs issue des travaux de Jian et al. (2006b). (b) Évolution de la vitesse (courbes du haut) et de la pression (courbes du bas) caractéristique d’une SIR en fonction de sa distance au soleil. Image issue de Gosling and Pizzo (1999) elle même adaptée de Hundhausen (1973).

En revanche, le nombre de CIRs semble anti-corrélé avec le cycle solaire, le nombre de CIRs étant plus important en période de minimum solaires. La différence vient sûrement de la nature des trous coronaux. En maximum solaire, les trous coronaux isolés ne persistent probablement que rarement au delà d’une rotation solaire et ne forment donc pas de CIRs. En minimum solaire et pendant la phase décroissante, ce sont les trous coronaux polaires qui, plus stables, créent davantage de CIRs.

1.2.2.3 Propagation des SIRs dans le milieu interplanétaire

Les SIRs se forment donc et se propagent dans le milieu interplanétaire. Au cours des quelques jours que dure leur voyage à travers le système solaire, leur structure va être modifiée. La figure 1.8b montre l’évolution de la vitesse et de la pression du vent solaire au passage d’une CIR à différentes distances du Soleil. La SIR accélère dans un premier temps pour atteindre un seuil avant d’avoir atteint la Terre. Elle garde ensuite la même vitesse maximale au cours de sa propagation. Le profil de vitesse évolue lui tout au long de la propagation avec l’apparition de structures plus abruptes caractéristiques des chocs. On voit également qu’à la fois les chocs Forward et Reverse sont concernés. La pression maximale diminue elle en $1/R^2$ (due à la densité) et son profil confirme l’accentuation des chocs. Plus on s’éloigne du Soleil et plus les SIRs auront tendance à présenter un choc. Au niveau de la Terre, on estime qu’environ 25% d’entre elles en présentent un.

1.2.3 Les éjections de masse coronale interplanétaires

Les éjections de masse coronale interplanétaires (ICMEs, *Interplanetary Coronal Mass Ejections*) sont la manifestation des CMEs dans le milieu interplanétaire. La première a été observée en 1980 par Helios 1 qui a mesuré des perturbations dans le vent solaire deux jours après qu'une CME ait été observée par le coronographe du satellite Solwind. Depuis, l'observation continue du vent solaire à proximité de la Terre permet de recenser et caractériser toutes les ICMEs croisant la trajectoire de la Terre. On estime aujourd'hui que la Terre subit le vent solaire lié aux ICMEs entre 10% du temps durant la phase de minimum du cycle solaire et 35% du temps pendant le maximum. Depuis leur découverte, beaucoup de noms ont été utilisés pour désigner les ICMEs (Driver gas, ejecta, plasma cloud magnetic cloud, flux rope, post shock flows, piston, flare ejecta..., voir Burlaga (2001)). Certains ne sont plus utilisés mais on trouve encore plusieurs termes pour désigner le même phénomène. Nous utiliserons donc ici le terme d'ICME pour désigner l'éjection de plasma en provenance du soleil.

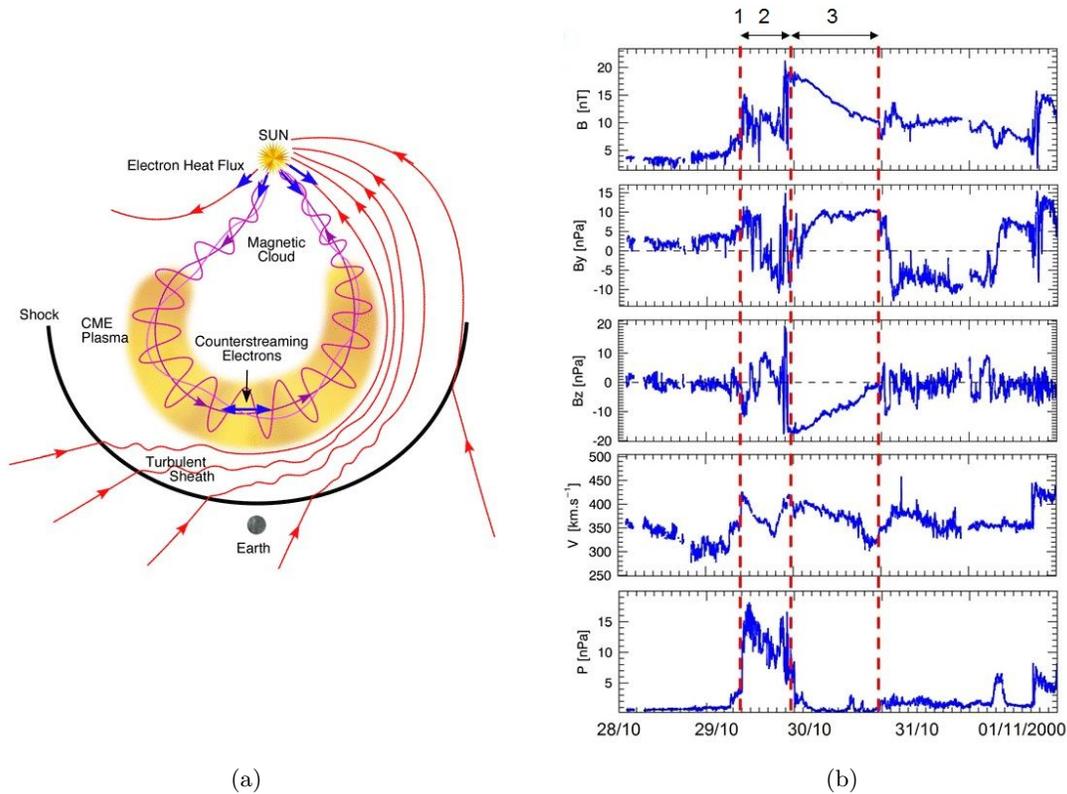


FIGURE 1.9 – (a) Structure d'une ICME. (b) Variations des paramètres du vent solaire au passage d'une ICME. Les données sont tracées à l'aide de l'outil AMDA.

1.2.3.1 Structure du vent solaire au passage d'une ICME

La structure d'un événement lié à une ICME est représentée sur la figure 1.9a. L'ICME (en orange sur la figure) se propage la plupart du temps à des vitesses supérieures à celle du vent solaire ambiant.

Il se crée donc, en amont de l'ICME, une zone de vent solaire plus ou moins perturbée. Si la vitesse de l'ICME est suffisante, cette zone perturbée sera délimitée par un choc et sera nommée gaine (anglais : *sheath*). Les ICMEs sont communément considérées comme les principales causes de choc bien que les CIRs peuvent également en provoquer.

Concernant les ICMEs à proprement parlé, Burlaga et al. (1981) ont montré qu'elles peuvent être subdivisées en deux sous-groupes en fonction de leur structure magnétique : les nuages magnétiques et les ejecta complexes. En plus des autres signatures typiques des ICMEs, les nuages magnétiques sont caractérisés par une rotation spatiale lente de leur champ magnétique ce qui n'est pas le cas des ejecta complexes. Cela se traduit par des composantes du champ magnétique avec de fortes amplitudes mais des variations lentes.

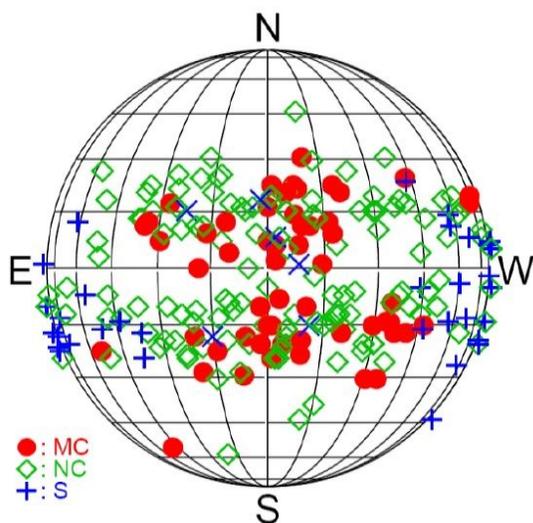


FIGURE 1.10 – Localisation des sources de nuages magnétiques (en rouge), ejecta complexes (en vert) et chocs isolés (en bleu). Figure issue de l'étude de Gopalswamy (2010)

Une hypothèse pour expliquer pourquoi certaines ICMEs se présentent sous forme de nuages magnétiques et d'autres pas, est que les structures seraient en fait similaires mais ne seraient pas traversées de la même façon par les satellites. Les nuages magnétiques seraient les ICMEs traversées non loin de leur centre. En revanche, les ICMEs qui auraient une trajectoire trop en dehors du plan de l'écliptique ne nous permettraient pas d'observer de telles structures. Pour appuyer cette hypothèse, la figure 1.10, issue de Gopalswamy (2010) indique la source solaire de différentes structures mesurées à proximité de la Terre. Les sources de nuages magnétiques (MCs) sont tracées en rouge, celles des ejecta complexes en vert (NC) et celles des chocs (S) sans aucune structure détectée derrière sont en bleu. On remarque une forte tendance, d'une part, à ce que les chocs sans autre structure associée aient leur source proche des limbes du Soleil et, d'autre part, que les nuages magnétiques aient une source localisée à de faibles longitudes. Les ejecta complexes ont une position intermédiaire. Comme les CMEs sont, a priori, éjectées radialement, il est logique que celles éjectées à de faibles longitudes soient traversées en leur centre par les

satellites et la Terre tandis que celles provenant des limbes ne fassent que les frôler. Une telle répartition des sources de nuages magnétiques et ejecta complexes conforte donc l'hypothèse avancée qu'ils aient une structure commune mais qu'ils soient traversés de façons différentes. Gopalswamy (2010) expliquent les quelques exceptions observées (les nuages magnétiques ayant une source proche des limbes et les chocs seuls ayant une source à faible longitude) de plusieurs façons. D'une part, les CMEs peuvent être déviées dès leur expulsion par la présence de trous coronaux à proximité (Gopalswamy et al., 2009b). Les ICMEs provenant des limbes peuvent être déviées dans la direction de la Terre et vice-versa. D'autre part, lors d'une succession de plusieurs CMEs dans un laps de temps court, celles-ci peuvent interagir pendant leur propagation et gommer la structure en "tube" caractéristique des nuages magnétiques.

On trace sur la Figure 1.9b, les variations des paramètres du vent solaire au passage d'une ICME. On y voit la signature de plusieurs sous-structures composant l'événement :

Le choc (1) Il se produit en amont d'une ICME lorsque la différence de vitesse entre celle-ci et le vent solaire ambiant est supérieure à la vitesse d'Alfvén. Il se traduit par une discontinuité des paramètres du vent solaire et délimite une région de vent solaire perturbé appelée "gaine". Différentes études statistiques sur les ICMEs montrent qu'une grande proportion d'ICMEs en sont précédées. D'après Richardson and Cane (2010) et Chi et al. (2016), environ la moitié des ICMEs sont précédées d'un choc tandis que cette proportion atteint 2/3 dans la liste d'événements de Jian et al. (2006a). Mitsakou and Moussas (2014) ont montré que cette proportion dépend de la phase du cycle solaire. Pendant les phases ascendantes et descendantes, elle est d'environ 60% et augmente jusqu'à plus de 70% en période de maximum solaire.

La gaine (2) La gaine (annotée 2 sur la figure 1.9b, désigne le vent solaire perturbé en amont de l'ICME. L'entrée dans la gaine se traduit donc par une augmentation de tous les paramètres du vent solaire. On observe notamment une augmentation du champ magnétique dont les différentes composantes sont oscillantes. Les caractéristiques moyennes des gaines à $1UA$ sont indiquées dans la première colonne du tableau 1.2.

l'ICME (3) Il existe de nombreuses signatures du passage d'une ICME dans le vent solaire. Pour une liste complète, nous pourrions nous reporter aux travaux de Zurbuchen and Richardson (2006). Dans le tableau 1 de leur étude, les auteurs identifient 23 signatures possibles des ICMEs. Six sont liées au champ magnétique, six à la dynamique du plasma, six à sa composition, une aux ondes et quatre aux particules super-thermiques.

Parmi elles, on peut notamment noter :

- Une augmentation de l'amplitude du champ magnétique et une diminution de sa variabilité qui indiquent que la structure est dominée par le champ magnétique.
- La présence d'électrons et ions superthermiques bi-directionnels (particules du strahl). Cela semble indiquer que la structure reste attachée au Soleil durant sa propagation (comme le montre la Figure 1.9a).
- Une relation simple entre la vitesse du vent solaire et la température des protons a été établie par Lopez and Freeman (1986). Richardson and Cane (1995) ont remarqué que la température était bien plus faible durant le passage d'une ICME qu'elle ne devrait.

	Gaines	ICMEs	Éjecta complexes	Nuages magnétiques
B [nT]	12.9	9.83	3.31	11.8
V [$km.s^{-1}$]	520	441	447	430
T $*10^5$ [K]	2.45	0.48	0.54	0.38
ρ [cm^{-3}]	14.6	6.58	7.5	6.0

TABLE 1.2 – Caractéristiques moyennes du plasma dans les différentes sous-structures d'un événement causé par les ICMEs.

- La première partie des ICMEs est généralement plus rapide que la seconde. Cette vitesse décroissante, ainsi que la faible température de proton, indique que les ICMEs sont en expansion durant leur propagation.
- Le terme β exprime le rapport entre la pression de plasma et la pression magnétique $\beta = \frac{nk_B T}{B^2/2\mu_0}$. Dans les cas des ICMEs, le β est faible (inférieur à 1) ce qui montre encore la domination du champ magnétique dans ces structures.
- Une diminution de l'intensité des rayons cosmiques à cause du champ magnétique de l'ICME (appelée "Forbush decrease" en anglais).
- La présence d'un choc souvent présent en amont des ICMEs.
- Pour les nuages magnétiques seulement, on observe une rotation lente, à forte amplitude, du champ magnétique.

Si les signatures des ICMEs ne manquent pas, la difficulté pour les détecter vient du fait que chaque ICME ne présente qu'un certain nombre de ces critères. Les critères retenus dans les études ont donc un impact sur l'identification des événements et sur la précision des dates de début et de fin des structures.

Sur la Figure 1.9b, le passage de l'ICME est indiqué par l'intervalle 3. On voit clairement que certains des critères listés ci-dessus permettent d'identifier cette structure comme étant une ICME. Le plus notable est le champ magnétique qui, par son amplitude et sa rotation indique clairement un nuage magnétique. Le passage de l'ICME est aussi marqué par une température plus faible que dans le vent solaire ambiant. Enfin, on observe que la vitesse est bien décroissante pendant l'ICME bien qu'elle soit à peine plus élevée que celle du vent ambiant.

Les caractéristiques moyennes à 1 UA des ejecta complexes, des nuages magnétiques et des ICMEs en général sont données dans les trois dernières colonnes du tableau 1.2 et sont issues des travaux de Chi et al. (2016). La principale différence entre les ejecta complexes et les nuages magnétiques vient de l'amplitude du champ magnétique, plus importante pour le second groupe. En ce qui concerne les sous-structures, l'amplitude du champ magnétique est plus intense dans le nuage magnétique que dans la gaine dans l'exemple choisi, ce qui n'est pas le cas en moyenne.

On insiste cependant sur le fait que ces valeurs sont des moyennes et que les écarts-types sont très importants. Il ne serait donc pas impossible d'observer des nuages magnétiques avec de faibles amplitudes de champ magnétique ou, inversement, des ejecta complexes avec de faibles amplitudes de champ magnétique.

1.2.3.2 Nuages magnétiques et polarités

Les nuages magnétiques sont une sous-catégorie des ICMEs. Ils sont caractérisés par une rotation lente de leur champ magnétique. On définit communément la polarité du nuage magnétique en fonction de la composante Z du champ magnétique, en repère GSM.

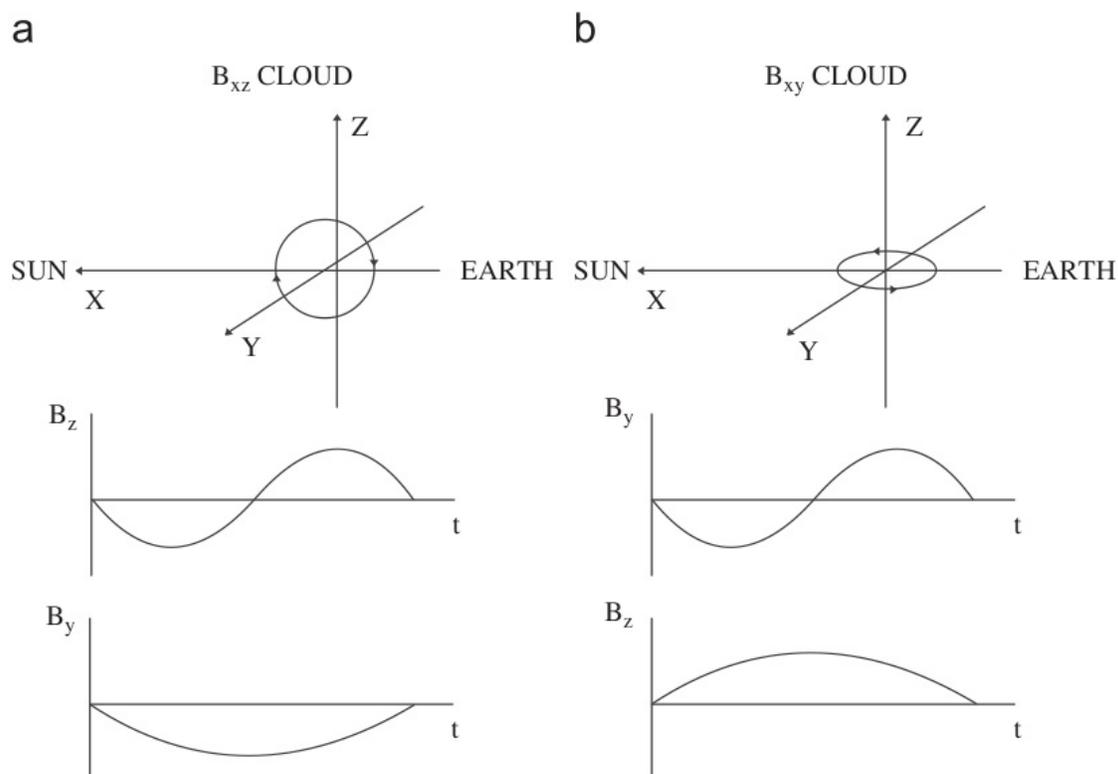


FIGURE 1.11 – Polarité d'un nuage magnétique en fonction de l'inclinaison de celui-ci par rapport au plan de l'écliptique : (a) faible inclinaison ou (b) forte inclinaison. Figure issue de Gonzalez et al. (2011)

La polarité d'un nuage magnétique dépendra du sens de rotation du nuage mais également de son inclinaison par rapport au plan de l'écliptique (Mulligan et al., 1998). On trace sur la figure 1.11 deux exemples de nuages magnétiques. Dans le premier cas, son inclinaison est faible et la rotation se fait donc dans le plan XZ . Dans ce cas, la composante B_z sera d'abord négative puis positive durant le passage du nuage et la polarité sera dite "South-North" (SN). Dans le second cas, l'inclinaison est forte et la rotation a lieu dans le plan XY . C'est alors la composante B_y qui oscillera autour de 0 et B_z restera positive sur toute la période du nuage. On parlera alors de polarité "Full-North" (FN).

En considérant des nuages magnétiques avec des sens de rotation opposés, on obtient les polarités "North-South" (NS) et "Full-South" (FS).

1.2.3.3 Dépendance au cycle solaire

Le nombre et la nature des ICMEs dépendent fortement du cycle solaire. Les ICMEs sont en général plus nombreuses durant les périodes de maximum solaire (Cane and Richardson, 2003). En revanche, la fraction d'ICMEs étant des nuages magnétiques est plus forte en période de minimum solaire. Les caractéristiques des ICMEs elles-mêmes sont corrélées à l'activité solaire. Chi et al. (2016) ont montré que l'intensité du champ magnétique, ainsi que la vitesse et la température du plasma sont, en moyenne, plus importantes en période de maximum solaire. Seule la densité semble échapper à cette tendance.

La polarité des nuages magnétiques possède également une dépendance au cycle solaire (Li and Luhmann (2004), Mulligan et al. (1998)). Durant chaque maximum, une des polarités dipolaire est prédominante par rapport à l'autre. Il s'agit de la polarité SN pour les cycles impairs et NS pour les cycles pairs. L'inversion de la tendance se fait au cours de la phase de décroissance du cycle solaire, phase durant laquelle les polarités uni-polaires (FS et FN) sont prédominantes.

1.2.3.4 Propagation des ICMEs dans le milieu interplanétaire

La propagation des ICMEs dans le milieu interplanétaire a été étudiée par Richardson et al. (2005) et Liu et al. (2005). Une de leurs caractéristiques fondamentales est qu'elles sont en expansion.

Les mesures des caractéristiques des ICMEs entre 0.3 et 4.4 UA ont permis de déterminer leur profil de variations. Le champ magnétique et la densité des ICMEs décroissent plus vite que le vent solaire ambiant. C'est une conséquence, et une preuve supplémentaire, de leur expansion.

Si la logique voudrait que la même tendance soit observée pour la température des protons, ça n'est pas le cas. La température dans les ICMEs décroît bien mais moins vite que celle dans le vent solaire ambiant. Il doit donc y avoir un chauffage des protons dans les ICMEs pour limiter ce refroidissement.

Enfin, la vitesse des ICMEs est extrêmement variable et peut varier de quelques centaines de $km.s^{-1}$ à plus d'un millier de $km.s^{-1}$. Toutefois il est remarqué que l'écart type décroît avec la distance. Quelle que soit la vitesse avec laquelle les ICMEs sont éjectées, il semble donc qu'elles subissent la présence du vent solaire ambiant. Les plus lentes sont accélérées progressivement tandis que les plus rapides sont freinées.

Une partie du vent solaire va se diriger en direction de la Terre. Quelque temps après avoir quitté le Soleil (presque une semaine pour le vent lent, et moins de deux jours pour le vent rapide), les différentes structures vont impacter l'environnement spatial Terrestre.

1.3 La magnétosphère Terrestre

1.3.1 Origine de la magnétosphère : champ magnétique Terrestre

Le champ magnétique Terrestre résulte de deux composantes, le champ magnétique interne et le champ externe. Le champ interne est lui-même composé d'un champ principal (ou nucléaire) et d'un champ crustal. Le premier est généré par les mouvements de courants électriques dans le noyau terrestre. Son intensité varie entre $65000nT$ et $30000nT$ entre les pôles et l'équateur. Le champ crustal est généré dans la croûte terrestre et a une amplitude de quelques centaines de nT . Le champ interne est donc globalement dipolaire, avec un axe incliné de 11.5° par rapport à l'axe de rotation et est légèrement

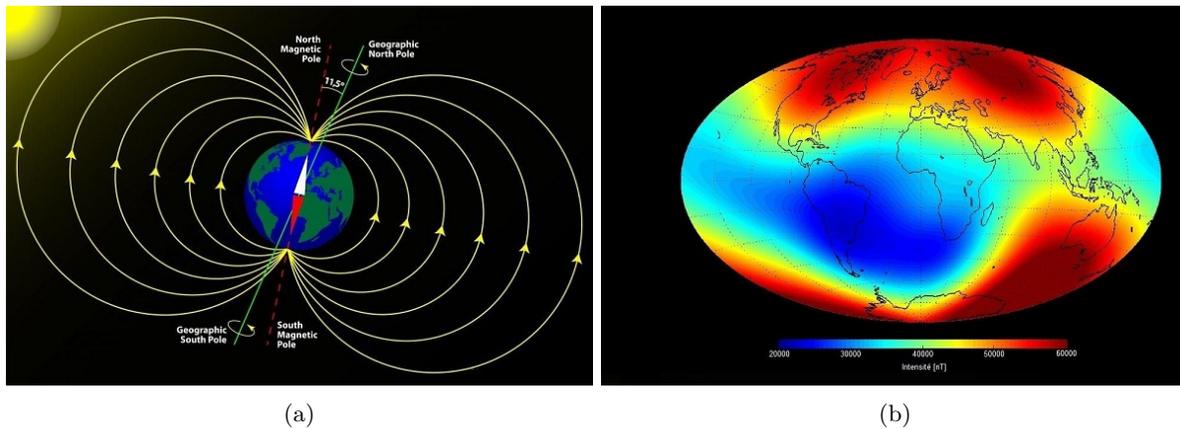


FIGURE 1.12 – (a) Représentation du dipôle décentré et incliné de la Terre. (b) Mesure du champ magnétique Terrestre par le satellite SWARM en Juin 2014. L'échelle de couleurs varie de 0.2 Gauss (bleu foncé) à 0.6 Gauss (rouge foncé).

décentré (Figure 1.12a). Les lignes de champ magnétique sont orientées du sud au nord géographique. La figure 1.12b montre les mesures du champ magnétique terrestre par le satellite SWARM. La diminution de l'intensité de champ magnétique autour du Brésil est appelée Anomalie de l'Atlantique Sud (AAS) et est une conséquence directe de l'inclinaison et du décentrage de l'axe du dipôle. Le champ magnétique forme autour de la Terre une cavité magnétique appelée magnétosphère. Son existence a été mise en évidence en 1958 par le satellite Explorer 1 et le nom de magnétosphère a été proposé un an plus tard par Thomas Gold.

La seconde composante du champ magnétique, dite externe, est générée par les courants électriques dans l'ionosphère et la magnétosphère. L'intensité de ces courants varie de quelques nT dans les périodes dites calmes, jusqu'au millier de nT lors d'orages magnétiques (voir chapitre 3). Ce second terme peut donc être exprimé comme une perturbation du dipôle. L'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère permet notamment des entrées de particules. Une fois à l'intérieur de la magnétosphère, leur mouvement sera contraint par le champ magnétique. Elles vont alors nourrir différentes régions et intensifier différents courants induisant le champ magnétique externe.

Avant de passer en revue les différentes régions de la magnétosphère, nous souhaitons clarifier une ambiguïté sur les conventions concernant l'orientation du champ magnétique. Comme le montre la figure 1.12a, les lignes de champ magnétique de la Terre sont orientées du Sud géographique au Nord géographique. Le pôle magnétique Nord est donc situé à proximité du pôle géographique Sud (contrairement à ce qui est indiqué sur la figure). Cependant, les conventions sont telles que nous appelons "pôle Nord magnétiques", le pôle magnétique situé à proximité du pôle géographique Nord. Ainsi, lorsque nous parlons d'un nuage magnétique de polarité Sud, cela veut dire que la ligne de champ magnétique est orientée du Nord vers le Sud géographique.

1.3.2 Les différentes régions de la magnétosphère

Les différentes régions de la magnétosphère sont représentées sur la figure 1.13.

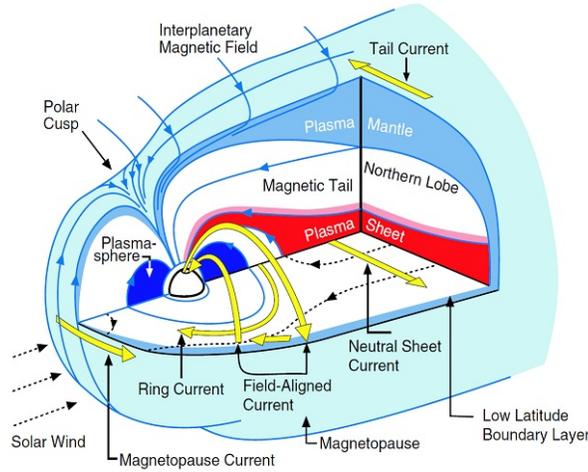


FIGURE 1.13 – Les différentes régions de la magnétosphère (Figure issue de Kivelson and Russell (1995)).

1.3.2.1 Le choc d'étrave, la magnétogaine

La première structure que le vent solaire impacte lorsqu'il se propage en direction de la Terre est le choc d'étrave (en anglais : *bow shock*). Au passage de ce choc, le vent solaire subit notamment une très forte décélération. Il se situe à environ $14R_T$ de la Terre et a été observé pour la première fois par les satellites Mariner 2 et IMP 8 en 1964.

La région entre le choc et la Terre est appelée magnétogaine (*magnetosheath*). Le ralentissement brutal du vent solaire cause des augmentations simultanées de la densité, de la pression et du champ magnétique. Si la direction du vent solaire était jusque-là radiale ($V = |V_X|$), le passage dans la gaine est aussi synonyme de déviation du vent solaire et donc d'augmentation des autres composantes. On note dans la table 1.3 les caractéristiques moyennes du vent solaire en dehors et dans la gaine, issues des travaux de Turc (2014).

	Vent solaire	Magnétogaine
B [nT]	5	50
ρ [cm^{-3}]	6	25
T [K]	10^5	10^6
V [$km.s^{-1}$]	400	150-200
$ V_X $ [$km.s^{-1}$]	400	100
$ V_Y $ [$km.s^{-1}$]	0	50-100
$ V_Z $ [$km.s^{-1}$]	0	50-100

TABLE 1.3 – Comparaison des caractéristiques des paramètres du vent solaire en dehors et dans la magnétogaine. Issue de la table 1.1 de Turc (2014)

1.3.2.2 La magnétopause

Une fois dans la magnétogaine, les particules chargées vont poursuivre leur propagation en direction de la Terre et les effets de son champ magnétique se feront de plus en plus ressentir. On appelle magnétopause, la limite à laquelle la pression du vent solaire égale celle de la magnétosphère :

$$P_{SW} = P_{MG}$$

Puisque le plasma dans le vent solaire et la magnétosphère est très peu dense, la pression thermique peut-être négligée. D'autre part, le courant de magnétopause induit un champ magnétique qui double la valeur du champ magnétique à l'intérieur de la magnétopause.

$$\rho V^2 = \frac{(2B)^2}{2\mu_0}$$

où ρ et V sont respectivement la masse volumique et la vitesse du vent solaire. Avec $B = B_0(\frac{R_T}{r})^3$ on obtient la position de la magnétopause :

$$r = \left(\frac{2B_0^2}{\mu_0\rho V^2}\right)^{1/6} R_T$$

où r est la position de la magnétopause (en km), $R_T = 6371km$ est le rayon terrestre, et B_0 est l'amplitude du dipôle magnétique terrestre à l'équateur magnétique. À l'extérieur de cette limite, la dynamique du vent solaire domine tandis qu'à l'intérieur, dans la magnétosphère, c'est le champ magnétique Terrestre qui établit le mouvement des particules chargées. Du côté jour, cette frontière se situe autour de $10R_T$ même si cette distance est hautement variable puisqu'elle dépend à la fois de la vitesse des particules et de leur densité. Coté nuit, la limite s'étend sur une centaine de rayons Terrestres. Au contact de la magnétopause, les particules vont donc être déviées par le champ géomagnétique. La déviation dépendra de leur charge : vers l'Est pour les ions et l'Ouest pour les électrons. Il se crée alors un premier courant : le courant de magnétopause (*magnetopause current* sur la figure 1.13) dirigé d'Ouest en Est. Il est présent tout au long de la magnétopause et ferme, coté nuit, à travers le courant de queue magnétosphérique (*tail current*).

La magnétopause définit la limite externe de la magnétosphère. Lorsque le champ magnétique du vent solaire possède une composante Z (en repère GSM) négative, des particules peuvent rentrer à l'intérieur de la magnétosphère via le phénomène de reconnexion. Ces particules chargées peuplent alors différentes régions. Ces régions sont définies par des propriétés différentes du champ magnétique et du plasma qui les occupent.

1.3.2.3 Les cornets polaires

Les cornets polaires (*polar cusp* sur la figure) sont des régions situées aux très hautes latitudes. Ils sont caractérisés par des lignes de champ magnétique ouvertes et Chapman and Ferraro (1931) avaient envisagé leur existence dès 1931. La première preuve de leur existence via des mesures a, elle, eu lieu en 1971.

Concrètement, les cornets polaires marquent la séparation entre les lignes de champ coté jour et nuit

et constituent une zone d'entrée directe du plasma dans l'atmosphère Terrestre.

1.3.2.4 Les lobes

Les lobes sont des régions situées coté nuit aux fortes latitudes entre la magnétopause et le feuillet de plasma (*plasma sheet*). Ils sont caractérisés par un plasma ténu et froid ($n < 0.1\text{cm}^{-3}$, $T = 10 - 300\text{eV}$). Une autre propriété importante est que les lignes de champ magnétique sont ouvertes. Ainsi, le champ magnétique est dirigé vers la Terre dans le lobe Nord et en dehors dans le lobe Sud. Les lobes représentent la première partie de la queue magnétosphérique, la deuxième étant le feuillet de plasma.

1.3.2.5 Feuillet de plasma

Le feuillet de plasma est la région située entre les lobes et est souvent considérée comme le principal réservoir d'énergie. Il se situe sur le plan de l'équateur magnétique et a une épaisseur de quelques R_T (de 3 à 7). Radialement, le feuillet s'étend coté nuit d'environ $7R_T$ jusqu'à plus de $200R_T$. Dans cette région, toutes les particules se dirigent vers la Terre, peu importe le signe de la charge.

La population de plasma y est plus dense et chaude que dans les lobes ($n \approx 0.3 - 0.5\text{cm}^{-3}$, $E_{proton} \approx 2 - 5\text{keV}$, $E_{electron} \approx 0.5 - 1.0\text{keV}$). Il existe donc entre les deux, une région de transition appelé PSBL (*plasma sheet boundary layer*) légèrement plus chaud et dense $n = 0.4 - 2.0\text{cm}^{-3}$. La région est également caractérisée par des lignes de champ magnétiques fermées, contrairement aux lobes. Du fait du déplacement des particules vers la Terre, le feuillet de plasma est parcouru par un courant d'Est en Ouest appelé courant de feuillet neutre (*neutral sheet layer*). À proximité de la Terre, il s'élève en latitude et se connecte aux régions aurorales.

1.3.2.6 Électrojets auroraux

L'ionosphère est la couche de l'atmosphère située directement sous la magnétosphère. Elle est parcourue par un certain nombre de courants : électrojet équatorial, les courants dits "Sq" et les électrojets auroraux. Les électrojets auroraux (non représentés sur la figure) sont particulièrement importants puisque ce sont les seuls directement reliés à la magnétosphère via les courants alignés (*field-aligned current*, aussi appelé courants de Birkeland). Ce sont des courants de type Hall situés dans les couches D et E de l'ionosphère aux hautes latitudes. Durant les périodes de calme, ces courants sont localisés dans l'ovale auroral, d'où leur nom d'électrojets auroraux. Lorsque ces courants s'intensifient (par exemple, lors d'orages magnétiques), ils vont s'étendre en latitude et descendre en dehors des ovales auroraux. Il en existe deux autour de chaque pôle; le premier dirigé vers l'Ouest et le second vers l'Est. L'électrojet orienté vers l'Est se situe dans le secteur après-midi tandis que celui orienté vers l'Ouest est situé dans les secteurs matin et nuit.

Les particules arrivant dans les électrojets peuvent soit venir de la queue magnétosphérique soit directement de la magnétopause (via les courants alignés).

1.3.2.7 La magnétosphère interne

La dernière région présentée ici est la magnétosphère interne. C'est une région délimitée d'un coté par l'ionosphère et de l'autre par le feuillet de plasma (coté nuit). Dans cette région, trois populations

de plasmas cohabitent : la plasmasphère, le courant annulaire et les ceintures de radiation.

La plasmasphère. La première population, appelée plasmasphère est une région toroïdale qui s'étend à partir des limites supérieures de l'ionosphère. La limite supérieure de la plasmasphère est appelée plasmopause. Elle a été découverte pour la première fois en 1963 et se traduit par une chute de densité de plusieurs ordres de grandeur. Sa position (entre 2 et $8R_T$) est très fortement variable et dépend de l'activité magnétique due au couplage entre la magnétosphère et le vent solaire. La plasmasphère est constituée de particules de faible énergie ($E < 100eV$). Sa densité est très élevée comparée aux autres régions de la magnétosphère et est comprise entre $n = 10^4 cm^{-3}$ à la limite interne et $n = 10^2 cm^{-3}$ à la plasmopause.

Elle est composée d'électrons et d'ions, principalement des protons (à 90%) mais également des ions He^+ , O^+ et des traces d'ions plus lourds. Ces particules sont essentiellement d'origine ionosphérique. Lors de périodes de calme, le plasma de l'ionosphère remonte les lignes de champ magnétique et remplit la plasmasphère. Du fait de leur proximité avec la Terre, les particules de la plasmasphère sont entraînées dans sa rotation : elles sont en co-rotation.

On peut enfin noter que la forme toroïdale de la plasmasphère n'est pas parfaite puisque celle-ci est également dépendante du champ électrique de convection. Lorsque celui-ci augmente, durant les périodes d'orage magnétique, il se crée alors une plume plasmasphérique conduisant à l'écoulement du plasma de la plasmasphère en dehors de la magnétosphère (Walsh et al., 2013).

Le courant annulaire. Le courant annulaire est un courant toroïdal dirigé d'Est en Ouest s'étalant de $2R_T$ à $6R_T$. Il est majoritairement composé d'électrons et de protons mais on observe également des ions O^+ d'origine ionosphérique lors des orages magnétiques.

Les processus de pertes des particules du courant annulaire sont de plusieurs types. Le premier est causé par le processus d'échange de charge (électrons) avec de l'hydrogène neutre dans l'exosphère. Dans ce cas, l'ion du courant annulaire va capter l'électron de l'hydrogène. Le second processus est dû à des collisions de Coulomb avec le plasma de la plasmasphère. Le troisième processus correspond lui aux précipitations des particules du courant annulaire dans l'atmosphère causées par les interactions ondes-particules.

1.3.3 Les ceintures de radiation

Les ceintures de radiation sont la région de la magnétosphère interne dans laquelle résident des particules de hautes énergies (électrons et protons). Leur existence a été mise en évidence dès 1958 par J. Van Allen à partir des mesures obtenues par la mission Explorer I (premier satellite artificiel Américain). Elles sont constituées essentiellement de protons et d'électrons même si nous nous intéresserons exclusivement à la ceinture d'électrons.

Nous souhaitons ici présenter ce que sont les ceintures de radiation. Le but n'est pas d'expliquer en détail tous les processus physiques qui ont un impact sur leur dynamique mais, plus simplement, de fournir les bases nécessaires à la compréhension de nos études.

1.3.3.1 Mouvements des particules dans les ceintures de radiation

La trajectoire des particules piégées dans les ceintures de radiation est, en première approximation, la somme de 3 mouvements distincts : la giration, le rebond et la dérive. La figure 1.14 schématise une telle trajectoire.

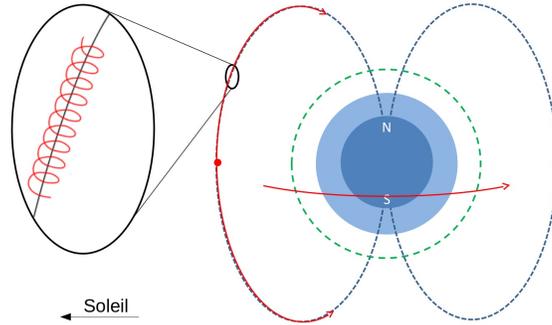


FIGURE 1.14 – Trajectoire des particules piégées dans les ceintures de radiation.

Premièrement, les particules tournent autour des lignes de champ magnétique de façon quasi-circulaire formant le mouvement de giration. Ce mouvement s'effectue avec une périodicité de l'ordre de $10ms$. Dans un même temps, elles se déplacent le long de ces mêmes lignes de champ (direction Nord-Sud et Sud-Nord). Une force de rappel tend alors à réduire la composante parallèle de la vitesse créant un mouvement de rebond lorsque celle-ci s'annule et le mouvement des particules s'apparente alors à des allers/retours le long des lignes de champ. Les points auxquels les rebonds s'effectuent sont appelés les points miroirs. Le rebond est caractérisé par une période allant d'une seconde pour les protons à un dixième de seconde pour les électrons. Enfin, à ces deux premiers mouvements s'ajoute une lente dérive (d'une période de l'ordre de $1000s$) autour de la Terre. Ce mouvement, dépendant de la charge, s'effectue d'Ouest en Est pour les électrons et d'Est en Ouest pour les protons. On appelle "coquille de dérive" la région toroïdale dans laquelle la particule se déplace.

Chacun de ces trois mouvements est associé à un invariant adiabatique :

- Le moment magnétique : $\mu = \frac{mV_{\perp}^2}{2B} = \frac{mV^2 \sin^2(\alpha)}{2B}$
- L'invariant intégral : $J = \oint P_{\parallel} dS$
- Le flux magnétique : $\Phi = \int \vec{B} d\vec{S}$

où m est la masse des particules, V_{\perp} est la vitesse perpendiculaire (par rapport à la ligne de champ magnétique), \vec{B} désigne le champ magnétique, α est l'angle d'attaque (angle formé entre le vecteur vitesse et la ligne de champ magnétique). Pour une description détaillée du mouvement des particules piégées et des invariants adiabatiques, on pourra se reporter aux travaux de Roederer (1970).

La conservation d'un invariant s'applique tant qu'il n'y a pas de variation du champ magnétique plus rapide que les périodes des mouvements associés.

1.3.3.2 Cône de perte et paramètre L^*

Lorsqu'une particule se déplace le long d'une ligne de champ magnétique, elle observe des variations de l'intensité de celui-ci. En effet, l'intensité du champ magnétique est plus élevée aux pieds des lignes de champ qu'autour de l'équateur magnétique.

Cette propagation s'effectue en conservant le premier invariant adiabatique μ , notamment entre l'équateur magnétique et le point miroir (où par définition, l'angle d'attaque $\alpha_M = 90^\circ$).

$$\begin{aligned}\mu_M &= \mu_{eq} \\ \frac{mV^2 \sin^2(\alpha_M)}{2B_M} &= \frac{mV^2 \sin^2(\alpha_{eq})}{2B_{eq}} \\ B_M &= \frac{B_{eq}}{\sin^2(\alpha_{eq})}\end{aligned}$$

Ainsi, l'intensité du champ magnétique au point miroir est fonction de l'angle d'attaque équatorial. Plus l'angle d'attaque à l'équateur est faible et plus le point miroir sera bas sur les lignes de champ magnétique. Dans le cas où ce point miroir est situé à une plus haute altitude que la limite de l'atmosphère, le rebond peut se faire et la particule est dite piégée. Dans le cas contraire, la particule précipite dans l'atmosphère. L'ensemble des angles d'attaque trop faibles pour que le point miroir soit situé au dessus de l'atmosphère est appelé le cône de perte. Toute particule dans ce cône de perte précipitera donc quelques instants plus tard dans l'atmosphère. Par conséquent, on note qu'à faibles altitudes, les particules piégées auront systématiquement un angle d'attaque élevé.

Le paramètre de McIlwain L (McIlwain, 1961) est souvent utilisé pour indiquer la position d'une particule dans les ceintures de radiation. Ce paramètre, sans dimension, donne une information sur la ligne de champ magnétique sur laquelle la particule se déplace. Dans le cas d'un champ magnétique dipolaire, la valeur du L correspond à la distance entre la ligne de champ à l'équateur magnétique et la Terre (en rayon Terrestre). À un instant donné, une particule se déplace donc par ses mouvements de giration et de rebond autour d'une ligne de champ magnétique à un L donné. Toutefois, du fait de la dissymétrie du champ magnétique, cette même particule parcourra d'autres valeurs de L durant son mouvement de dérive. Une coquille de dérive correspond donc à plusieurs valeurs de L en fonction du temps magnétique local.

Le paramètre de Roederer (Roederer, 1970), noté L^* , est lui défini afin d'être constant sur toute une coquille de dérive. Il est défini à partir du troisième invariant adiabatique Φ et en est inversement proportionnel. Chaque coquille de dérive est donc caractérisée par une valeur unique de L^* . Plus ce L^* est faible et plus la coquille est située à l'intérieur des ceintures. Dans le cas où le champ magnétique peut-être apparenté à un dipôle, les paramètres L^* et L sont identiques. C'est le cas notamment pour les faibles valeurs de L . À plus fortes distances de la Terre en revanche, la composante externe du champ magnétique est plus importante et L et L^* diffèrent. La figure 1.15 représente deux coquilles de dérive calculées à partir d'un modèle de champ magnétique interne (IGRF) et externe (Olson & Pfitzer quiet) pour $L^* = 4$ (en bleu) et $L^* = 8$ (en rouge). La dissymétrie de la coquille à $L^* = 8$ est très forte contrairement à celle à $L^* = 4$.

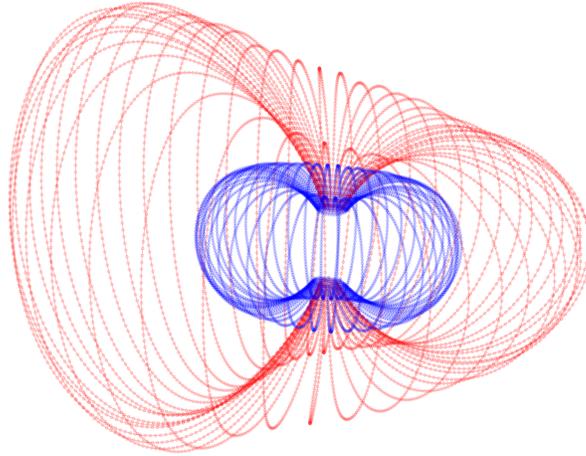


FIGURE 1.15 – Représentation de deux coquilles de dérive ($L^* = 4$ en bleu et $L^* = 8$ en rouge). Les coquilles ont été calculées avec la routine "drift shell" d'IRBEM qui permet de calculer ces coquilles de dérive à partir d'un modèle de champ magnétique interne (IGRF) et externe (Olson & Pfitzer quiet).

1.3.3.3 Structure des ceintures de radiation d'électrons

La structure des ceintures de radiation d'électrons est traditionnellement décrite comme une ceinture interne dans laquelle les flux sont stables et une ceinture externe dans laquelle ils sont beaucoup plus variables. Ces deux ceintures sont séparées par une région appelée "slot" dans laquelle les niveaux de flux sont la plupart du temps très faibles. Cette zone est propice au développement des interactions ondes/particules conduisant à précipiter les particules dans l'atmosphère.

Reeves et al. (2016) ont récemment exploité les données des satellites Van Allen Probes afin de déterminer la structure moyenne des ceintures en fonction de l'énergie. La figure 1.16a, issue de leur étude, montre les flux d'électrons en fonction du paramètre L^* et de l'énergie durant une période typiquement calme. La figure 1.16b schématise la structure des ceintures à différentes énergies.

Leurs résultats montrent une très grande dépendance des niveaux de flux, à la fois en énergie et en L^* . Comme il peut être vu sur la figure 1.16a, l'épaisseur et la position du slot sont très dépendantes de l'énergie des électrons. Ainsi, lorsque l'énergie augmente, on observe un épaississement du slot qui va notamment s'étendre à des L^* de plus en plus faibles. À l'inverse, la ceinture interne est réduite et disparaît totalement pour les électrons relativistes ($> 1MeV$, schéma 2 de la figure 1.16b)

Pour les énergies de quelques dizaines de keV , au contraire, la ceinture interne est très étendue et le slot est limité à une faible gamme de L^* (schéma 3). Celui-ci peut même disparaître pour les énergies encore plus faibles.

L'image traditionnelle des deux ceintures de radiation (schéma 1) correspond donc à celle des électrons d'une centaine de keV (schéma 1).

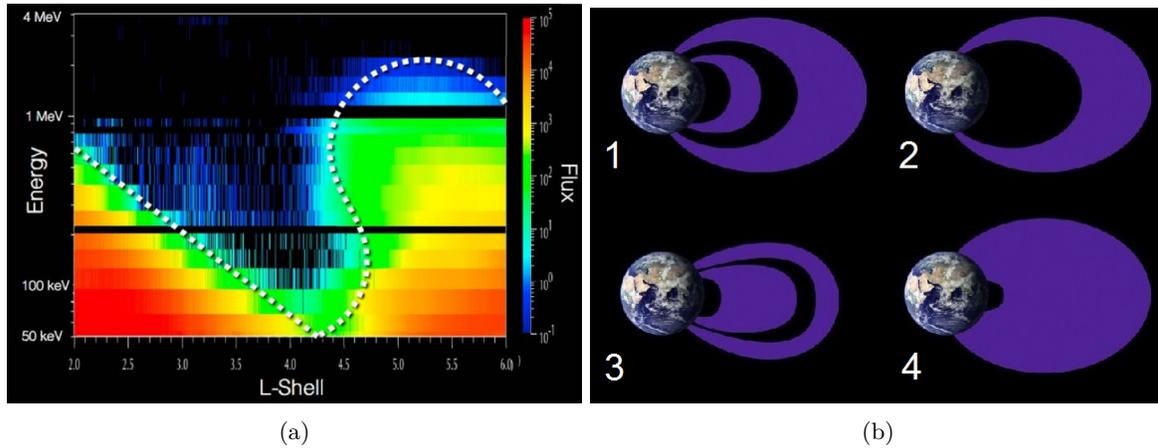


FIGURE 1.16 – (a) Flux en fonction du paramètre L^* et de l'énergie mesuré par le satellite RBSP durant une période de calme. Figure issue de l'étude de Reeves et al. (2016). (b) Représentations schématiques des ceintures de radiation pour 1- les électrons d'une centaine de keV , 2- les électrons $> 1MeV$, 3- Les électrons de $10keV$, 4- les électrons d'une centaine de keV en période d'orage magnétique. Source : NASA Goddard/Duberstein.

1.3.3.4 Processus de pertes et d'accélération des électrons

Le principal mécanisme d'accélération des électrons (aussi bien que des protons) dans les ceintures de radiation est la diffusion radiale (Roederer and Schulz, 1969; West et al., 1981; Huang et al., 2010). Elle est causée par des variations de champ magnétique ou électrique avec des périodes similaires à celle de la période de dérive provoquant une non-conservation du 3ème invariant adiabatique. Ce processus permet de pousser les particules vers les régions les plus internes. Puisque cette poussée se fait à moment magnétique $\mu = \frac{mV_{\perp}^2}{2B}$ constant, les particules poussées vers l'intérieur (qui verront donc un champ magnétique plus intense) se trouvent accélérées. Il y a donc un gain d'énergie des particules poussées vers les régions internes, et par le même mécanisme, une perte d'énergie des particules poussées vers l'extérieur. L'efficacité de la diffusion radiale dépend à la fois du paramètre L^* et de l'activité magnétique. Plus ces paramètres sont élevés et plus elle est efficace. En ordre de grandeur, la poussée des électrons des régions les plus externes des ceintures ($L^* \approx 8$) aux plus internes ($L^* \approx 1$) permet une augmentation de l'énergie d'un facteur 10 à 100.

Au delà de la diffusion radiale, les interactions ondes-particules sont le processus pouvant conduire à des pertes ou accélérations des particules. Ces ondes sont créées dans les ceintures et peuvent entrer en résonance avec les mouvements de giration ou de rebond, cassant les invariants adiabatiques associés. Il en existe plusieurs types : VLF, HISS, Whistler, EMIC. Ces ondes ont toutes des caractéristiques différentes : fréquence, régions des ceintures dans lesquelles elles se trouvent, intensité. Nous n'entrons pas dans le détail ici mais une description détaillée peut être trouvée notamment dans les travaux de Thorne (2010). Elles provoquent une diffusion en angle d'attaque et en énergie des électrons des ceintures. La diffusion en angle d'attaque est un important processus de perte puisqu'elle permet à des particules jusqu'à là piégées dans les ceintures de se retrouver dans le cône de perte et donc d'être perdues dans l'atmosphère (Turner et al., 2014). Son efficacité dépend à la fois de l'énergie des électrons, de leur angle

d'attaque équatorial et de leur latitude magnétique. Les ondes permettant de causer des pertes réagissent beaucoup plus avec les électrons de hautes énergies ce qui explique l'augmentation progressive de la taille du slot sur la figure 1.16a

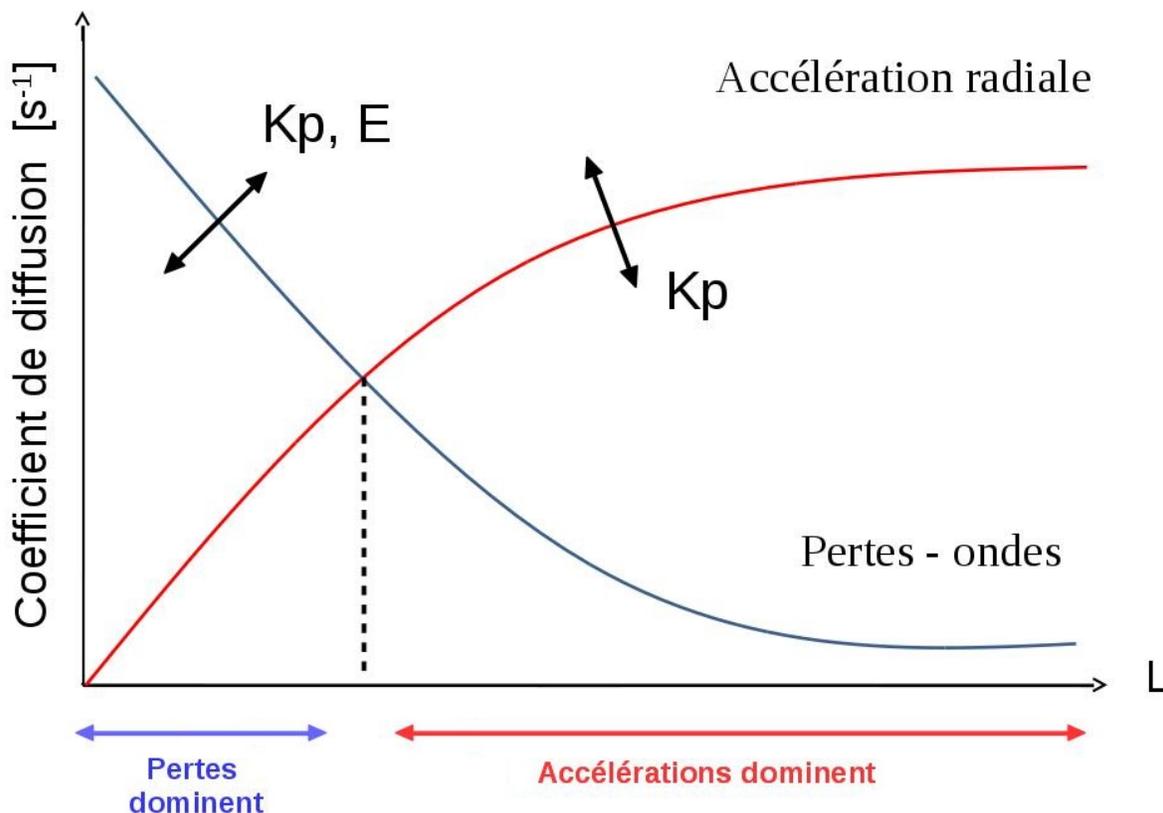


FIGURE 1.17 – Bilan simplifié des processus physique dans les ceintures de radiation.

On donne sur la figure le bilan des processus physiques permettant les variations de flux, soit par pertes, soit par accélérations. Dans ce schéma très simplifié, les processus de pertes par diffusion en angles d'attaque dominant dans les coquilles de dérive les plus internes tandis que les processus d'accélération par diffusion radiale dominant dans la partie externe. Nous n'avons pas représenté le processus d'accélération par diffusion en énergie puisque celui-ci est quasi-systématiquement plus faible et négligeable devant la diffusion radiale.

La position du point d'équilibre pour lesquels les accélérations et les pertes s'annulent dépend de plusieurs paramètres. L'efficacité de la diffusion radiale pendant un événement dépend des perturbations magnétiques associées (exprimées avec Kp^* , voir section 2.4). Plus Kp est élevé, et plus la diffusion radiale sera efficace sur des coquilles plus internes. Ces perturbations magnétiques vont également réduire la zone dans laquelle les pertes seront efficaces et accentuer la prédominance de la diffusion radiale.

L'autre grand processus de perte des particules se produit lors de la traversée des coquilles de dérive

par la magnétopause (ci-après, nous utiliserons le terme anglais de *magnetopause shadowing*). Il apparaît lors de compressions importantes de la magnétosphère qui, soumise à de fortes pressions, voit sa limite côté jour (la magnétopause) poussée vers la Terre. Celle-ci peut alors couper la trajectoire des particules qui étaient jusqu'alors piégées. Le magnetopause shadowing est le principal processus de pertes rapides de particules dans la ceinture externe au-delà de 100keV (Herrera et al., 2016). Il est beaucoup plus efficace que les autres processus et cause des pertes "par l'extérieur". Il impacte donc davantage les coquilles de dérive externes.

Chapitre 2

Données et outils

La caractérisation des différentes régions décrites dans le chapitre précédent et des phénomènes y ayant lieu ce fait via un certain nombre de mesures et d'observations. L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents types de données qui nous seront utiles par la suite.

2.1 Flux de particules : les satellites NOAA	42
2.1.1 Couverture des cycles solaires	42
2.1.2 Balayage en L^*	42
2.1.3 Temps local magnétique (MLT)	44
2.1.4 Instrumentation et gammes d'énergies	44
2.2 Les paramètres du vent solaire	46
2.3 Les listes d'événements	49
2.3.1 Liste d'ICMEs de Jian et al. (2006a)	49
2.3.2 Liste d'ICMEs de Mitsakou and Moussas (2014)	50
2.3.3 Liste d'ICMEs de Richardson and Cane (2010)	50
2.3.4 Liste de SIRs de Jian et al. (2006b)	50
2.3.5 Listes de CIRs et ICMEs de Kilpua et al. (2015)	50
2.4 Les indices magnétiques	51
2.4.1 Présentation générale	51
2.4.2 Les indices auroraux	53
2.4.3 Les indices à faible latitude	54
2.4.4 Les indices globaux	55
2.5 L'analyse par époques superposées	57
2.5.1 Méthode	57
2.5.2 Exemple de SEA : pression du vent solaire au passage d'ICMEs	58
2.6 Bilan	59

2.1 Flux de particules : les satellites NOAA

Les flux de particules dans les ceintures de radiation sont mesurés par des satellites en orbite terrestre. Plusieurs types d'orbites sont possibles : d'une part, les satellites sur le plan de l'équateur Terrestre (faible inclinaison) et, d'autre part, les satellites à forte inclinaisons. Parmi les satellites à faible inclinaison, on trouve ceux sur une orbite circulaire, par exemple les GOES en orbite géostationnaire, qui ne parcourent qu'une gamme restreinte de L^* . D'autres satellites comme les RBSP lancés en 2012 ont également une faible inclinaison mais une forte ellipticité qui leur permet de balayer tous les L^* , toujours sur le plan de l'équateur. Parmi les satellites à forte inclinaison, on cite notamment les satellites POES de la NOAA en orbite basse qui permettent de couvrir une large gamme de L^* .

Pour le choix des satellites à utiliser dans notre étude, trois paramètres sont pris en compte : la durée de disponibilité des données, la gamme des L^* balayées, les gammes d'énergies mesurées.

Durant nos études, nous avons choisi d'utiliser les satellites POES (Polar Operational Environmental Satellites). Les satellites POES sont un ensemble de 12 satellites météorologique Américains lancés à partir de 1960 (le premier satellite est appelé TIROS 1). Tous ces satellites sont placés sur des orbites héliosynchrones et ont des paramètres orbitaux similaires : une altitude comprise entre 805km et 870km, une inclinaison entre 98.7° et 99.1° et une période de rotation variant de 101.1 minutes à 102.12 minutes. Étant sur des orbites héliosynchrones, l'angle entre leur plan et la direction Terre-Soleil est constant et ils survolent donc les régions toujours à la même heure locale (qui n'est pas la même pour tous les satellites). Ces satellites sont précieux pour la recherche, notamment pour les études statistiques pour trois raisons : Ils fournissent des données quasi-continues depuis 1978, leur forte inclinaison permet de balayer une grande gamme de L^* , les mesures sont faites sur une large gamme d'énergies.

2.1.1 Couverture des cycles solaires

On donne sur la figure 2.1 la période de vie des satellites NOAA. Ils permettent une observation continue depuis 1978 soit presque quatre cycles solaires. De plus, on dispose des données d'au moins deux satellites depuis Décembre 1994 et de trois satellites depuis Mai 1998. Au maximum, cinq ont été en activité simultanément entre Juin 2009 et Mai 2013. Aujourd'hui, trois satellites POES sont encore actifs : POES-15, POES-18 et POES-19.

2.1.2 Balayage en L^*

Le paramètre L^* est calculé à l'ONERA à partir du flux de champ magnétique et d'un modèle de champ magnétique interne et externe. Il est tracé sur la figure 2.2a, pour les trois satellites en activité le 1er Janvier 2015 sur une période de 6h. Le paramètre L^* est ici tracé uniquement lorsque le satellite mesure des particules piégées sur toute la coquille de dérive. Conséquence de la forte inclinaison, le satellite balaye une gamme de L^* allant de $L^* = 1.0$ à $L^* = 8.0$. Pendant cette période de 6h, toutes les coquilles de dérives (tous les L^*) sont coupées au moins une fois. En revanche, en prenant des périodes d'une heure, ça n'est plus le cas. Pour les L^* moyens, ils ne sont coupés qu'une fois sur deux et la fréquence de passage se dégrade pour les L^* extrêmes.

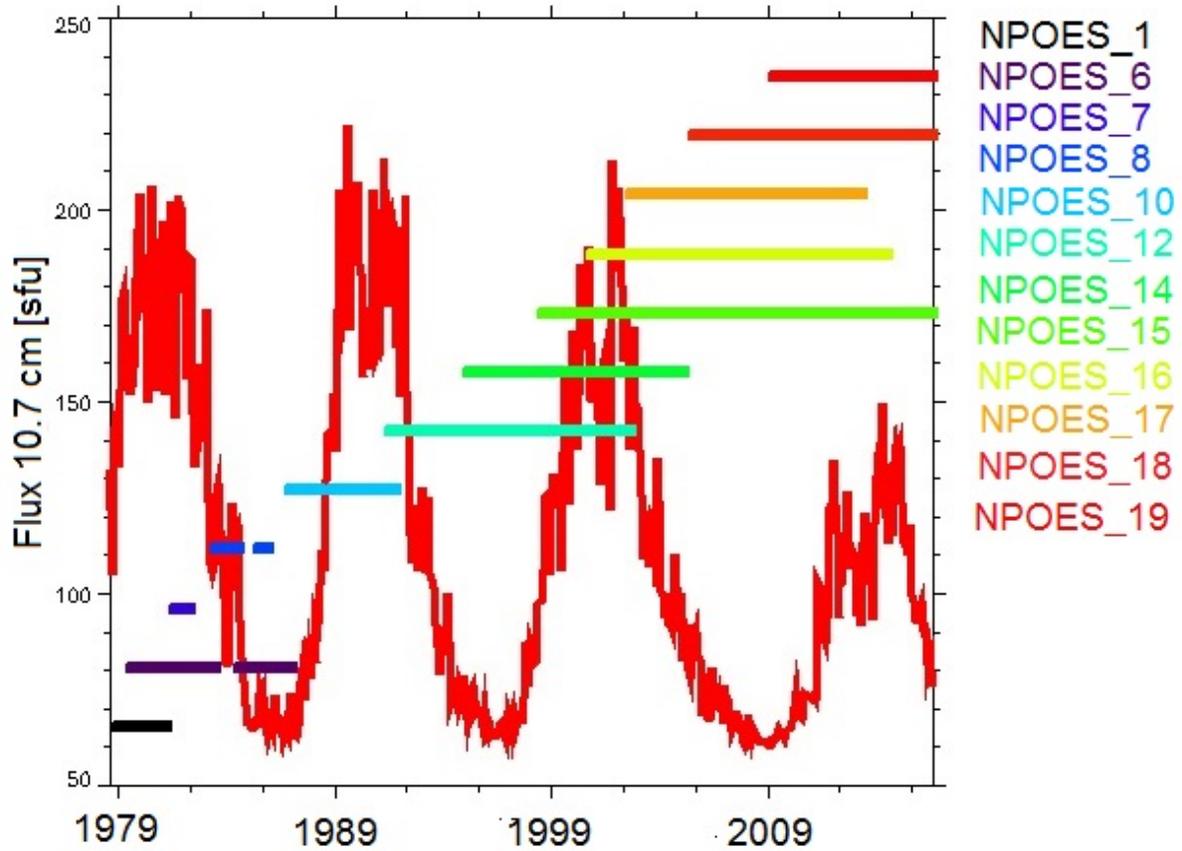


FIGURE 2.1 – Couverture des satellites POES. Chaque barre horizontale représente la période pendant laquelle un satellite a été opérationnel. La courbe rouge correspond au flux à 10.7cm qui témoigne de l'activité du cycle solaire.

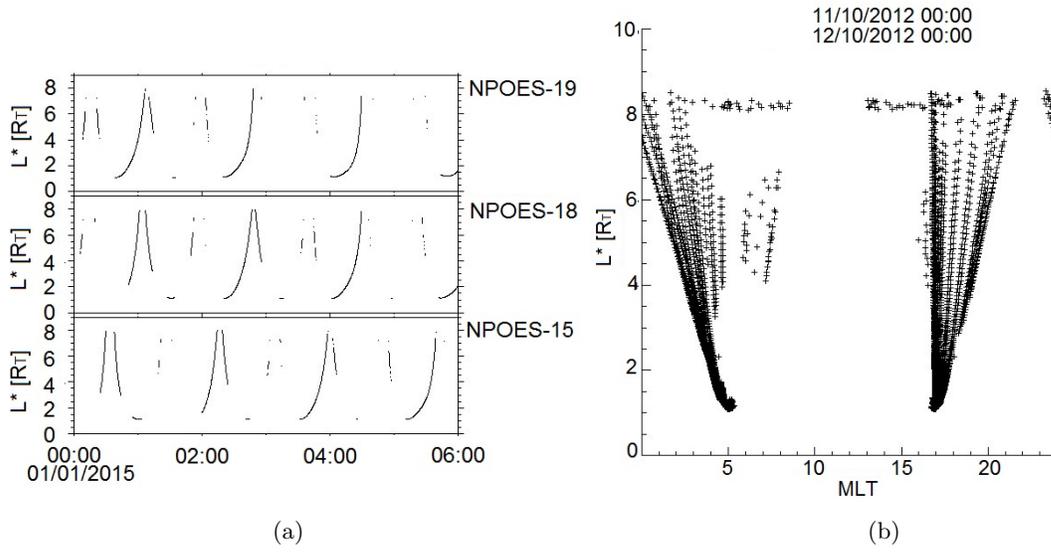


FIGURE 2.2 – (a) Variations des paramètres L^* durant l’orbite de trois satellites (NOAA-19, NOAA-18 et NOAA-15) sur une période de 6 heures le 01/01/2015. (b) Variations du paramètre L^* en fonction du MLT sur une période de 24h pour le satellite POES-15. Crédits : IPSAT.

2.1.3 Temps local magnétique (MLT)

Puisque les satellites sont héliosynchrones, ils parcourent la majorité de leur orbite autour de seulement deux MLT qui dépendent eux-même des satellites en questions. Le paramètre MLT est tracé sur la figure 2.2b en fonction du paramètre L^* sur une période de 24 heures pour le satellite POES-15. On observe que tous les MLT ne sont pas traversés pour chaque valeur de L^* et que certains ne le sont même jamais (par exemple autour de $MLT=10$).

Durant une orbite, alors que le satellite parcourt l’ensemble des valeurs de L^* , il ne croise qu’une gamme limitée de MLT. La dépendance des flux en MLT serait donc délicate à étudier, d’autant plus que nous souhaiterions conserver celle en L^* . De plus, pour les fortes gammes d’énergies ($> 300keV$ et $> 1MeV$), une telle dépendance est inexistante. Celle-ci peut exister pour les autres gammes d’énergies mais les traitements que nous effectuerons sur les données de flux (voir section 4.1) tendent également à la gommer.

2.1.4 Instrumentation et gammes d’énergies

Les satellites POES embarquent avec eux l’instrumentation MEPED (Medium Energy Protons and Electron Detection) du Space Environment Monitor (SEM). Chaque instrument MEPED est composé de huit détecteurs : quatre orientés et quatre omnidirectionnels. Les omnidirectionnels étant destinés aux études de particules aux très hautes énergies, on considérera ici uniquement les détecteurs unidirectionnels. Les quatre détecteurs directionnels sont faits pour détecter un type de particules (électrons ou protons) sur une direction par rapport au zénith (-9° et 81° mais on parlera des détecteurs à 0° et 90°).

Les différentes gammes d’énergies pour chaque type de particules sont listées dans le tableau 2.1.

	SEM [MeV]	SEM2 [MeV]	Gamme
FEIO	1.2		
		3.0	
		5.3	
FPIO	20.0		
	40.0		
	82.0		
		16.0	
		36.0	
		72.0	
		142.0	
FEIU	0.03		E1
	0.10		E2
	0.30		E3
FPDU	0.03 - 0.08		P1
	0.08 - 0.25		P2
	0.28 - 0.80		P3
	0.80 - 2.5		P4
		2.5 - 6.9	P5
FPIU	2.50		
		6.90	P6

TABLE 2.1 – Gammes d'énergies (en MeV) des détecteurs embarqués sur les satellites POES. SEM et SEM2 correspondent à deux générations différentes de détecteurs (la transition ayant lieu entre NOAA-14 et NOAA-15). Les énergies sont données en MeV

Les canaux sont désignés par quatre lettres. La première (F) veut dire *Flux*, la seconde correspond à *Electrons* ou *Protons*, la troisième signifie que le flux est *Intégré* ou *Différentiel* et la quatrième, que le détecteur est *Unidirectionnel* ou *Omnidirectionnel*.

Les détecteurs ayant changé entre les satellites NOAA-14 (SEM1) et NOAA-15 (SEM2), les gammes d'énergies sont légèrement différentes pour les protons avec l'ajout d'une gamme de flux différentiel entre 2.5MeV et 6.9MeV (et donc un décalage de la gamme d'énergies intégrées). Les gammes d'énergies des électrons peuvent être complétées par la gamme P6 ($FPIU > 6.9\text{MeV}$) à cause (ou grâce) à la contamination des électrons. Les détecteurs à protons des instruments MEPED imposent un champ magnétique en entrée afin de dévier les électrons incidents. Les électrons de faibles énergies sont effectivement déviés mais ceux supérieurs au MeV sont détectés. La contamination des premières gammes de protons est négligeable puisque les flux d'électrons relativistes sont négligeables devant les flux de protons de faible énergie. Toutefois, ce n'est plus le cas en augmentant l'énergie des protons et pour la gamme P6, les flux d'électrons sont largement plus forts que ceux de protons. La gamme P6 des instruments MEPED est donc couramment utilisée comme une gamme d'électrons relativistes $> 1\text{MeV}$. Les contaminations des différentes gammes des instruments SEM2-MEPED sont analysées dans l'étude de Yando et al. (2011)

Dans cette étude, nous utiliserons les détecteurs orientés à 90° . Afin de comprendre pourquoi, on représente sur la figure 2.3 la région entre la trajectoire du satellite (en vert) et le point miroir d'un électron. Ici, le satellite est représenté par le rectangle vert et les flèches vertes indiquent l'orientation des détecteurs à 90° et 0° par rapport au zénith. Le point et la flèche rouge représentent respectivement un électron et son vecteur vitesse au moment du point miroir où l'angle d'attaque de la particule est, par définition, de 90° . Le satellite étant en orbite basse, c'est à dire proche de l'atmosphère, toutes les particules piégées dans cette région auront nécessairement un angle d'attaque élevé. Dans le cas contraire, le point miroir sera en deçà de la limite de l'atmosphère où la particule précipitera. La figure illustre donc bien que les électrons piégés, ayant donc des angles d'attaque élevés, seront captés par le détecteur à 90° . Le détecteur à 0° mesurera lui des particules à faibles angles d'attaque avant qu'elles ne précipitent dans l'atmosphère.

2.2 Les paramètres du vent solaire

Les paramètres du vent solaire sont des mesures qui permettent de caractériser le vent solaire avant qu'il n'impacte la magnétosphère Terrestre. Elles sont faites par des satellites situés en dehors de la magnétosphère. Deux types d'orbites sont possibles. Une première possibilité est d'utiliser une orbite très elliptique de telle façon que l'apogée soit dans la direction Terre-Soleil, au-delà de la magnétopause. Dans ce cas, les mesures du vent solaire peuvent être faites uniquement dans la période durant laquelle le satellite est en dehors de la magnétosphère. C'était le cas, notamment du satellite IMP 8 entre 1974 et 2001. L'autre possibilité est d'utiliser des satellites en orbite autour du point de Lagrange L1 (immobile dans le référentiel Soleil-Terre). C'est le cas, par exemple, du satellite ACE lancé en 1997 et toujours actif. Le satellite WIND a, lui, effectué les deux types d'orbite durant sa mission. Lancé en 1994, il a d'abord décrit une orbite très elliptique avant de se placer autour du point L1 en 1996. Il est encore actif aujourd'hui. Le point de Lagrange L1 est très stratégique aussi bien pour la compréhension de l'interaction Soleil-Terre que pour la météorologie de l'espace. En effet, ce point étant situé entre le

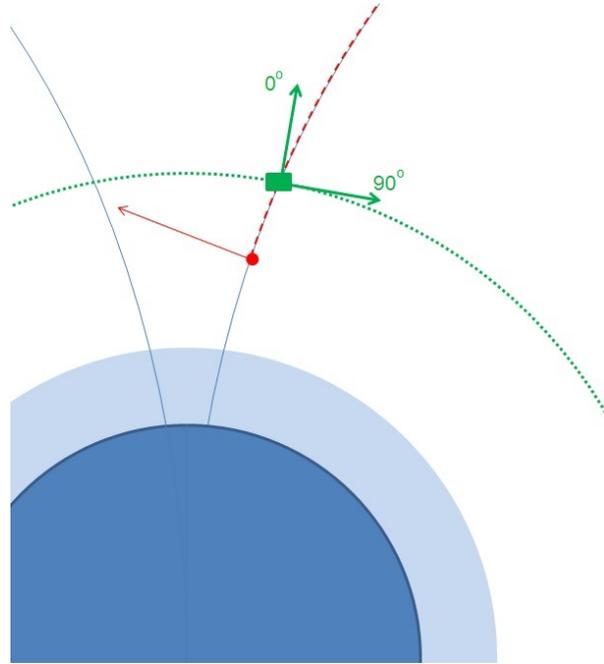


FIGURE 2.3 – Représentation de l’orientation des détecteurs des satellites NOAA-POES. Les lignes bleues, rouges et vertes représentent respectivement les lignes de champ magnétique, la trajectoire de l’électron, et la trajectoire du satellite. Les flèches vertes indiquent l’orientation des détecteurs à 90° et 0° par rapport au zénith et la flèche rouge indique le vecteur vitesse de l’électron au point miroir.

Soleil et la Terre et étant relativement proche de cette dernière, les satellites placés autour de ce point mesureront le vent solaire peu de temps avant qu’il n’impacte la magnétosphère. Même si les structures du vent solaire peuvent évoluer entre L1 et la Terre (Turc, 2014; Turc et al., 2014), les satellites placés en ce point restent la meilleure façon d’anticiper leur impact sur la magnétosphère.

Parmi les paramètres mesurés, on trouve la vitesse (amplitude et composantes), le champ magnétique (amplitude et composantes), la densité et la température. Certains de ces paramètres sont tracés sur la figure 2.4 sur la période du 26/10/2000 au 03/11/2000.

L’exemple choisi correspond à une période pendant laquelle le satellite ACE traverse une ICME et on peut y repérer les différentes sous-structures. Au premier repère (première ligne en pointillé vert), on observe une augmentation de l’ensemble des paramètres. Cette augmentation est brutale et correspond à un choc marquant l’entrée dans la gaine. Les deuxième et troisième lignes correspondent à la période durant laquelle le satellite traverse l’ICME elle-même. Plus précisément, on observe que les composantes du champ magnétique ont des grandes amplitudes et varient lentement indiquant que cette ICME est un nuage magnétique. On note que la pression et la température sont très faibles au passage du nuage magnétique. Il est également intéressant de remarquer que cette ICME n’est pas caractérisée par une vitesse très forte.

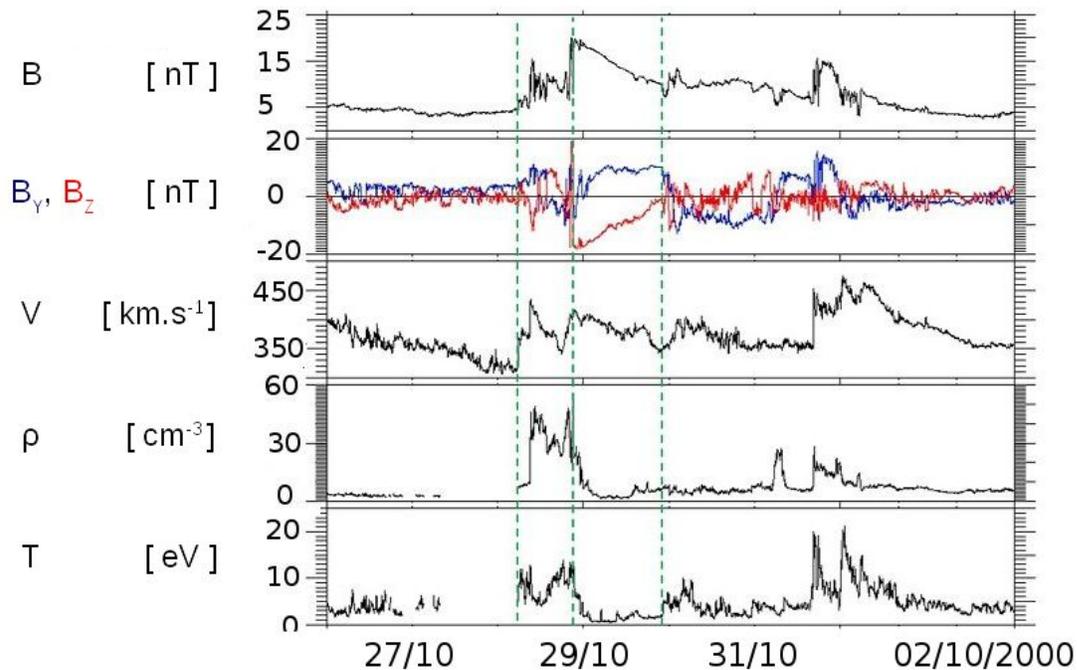


FIGURE 2.4 – Paramètres du vent solaire mesurés par ACE entre le 26/10 et le 03/11/2000. De haut en bas : l’amplitude du champ magnétique, les composantes B_Y et B_Z du champ magnétique, la vitesse, la densité et la température. Les trois lignes verticales délimitent la structure d’un événement : le début de la gaine, l’entrée dans le nuage magnétique et la sortie du nuage magnétique. On note également l’absence de mesure de densité et température juste avant le début de la gaine. Crédit : AMDA. <http://amda.irap.omp.eu/>

La base de données OMNI. Nous avons utilisé les paramètres du vent solaire fournis par la base de données OMNI¹. Son principal avantage est que les mesures de plusieurs satellites y sont regroupées. Cela permet de réduire autant que possible les trous de données. La figure 2.5 indique le pourcentage de temps pendant lequel les données sont disponibles en fonction de l’année pour les résolutions de une heure (figure 2.5a) et de une minute (figure 2.5b). "IMP" désigne l’ensemble des satellites IMP et AIMP.

Ces figures mettent en évidence l’apport considérable des satellites WIND et ACE qui permettent une mesure continue du vent solaire avec très peu de trous de données (même avec une résolution d’une minute). Concernant la base de données OMNI, les dates des mesures des paramètres sont décalées afin de correspondre à la date à laquelle le vent solaire impacterait le choc d’étrave. Pour information, le point L1 est situé à 1.5 millions de km de la Terre ($235R_T$) tandis que le nez du choc d’étrave est à une distance de l’ordre de $14.1R_T$. La méthode utilisée pour décaler les mesures est donnée sur le site d’OMNI².

1. https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow_min.html

2. <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/html/HR0docum.html>

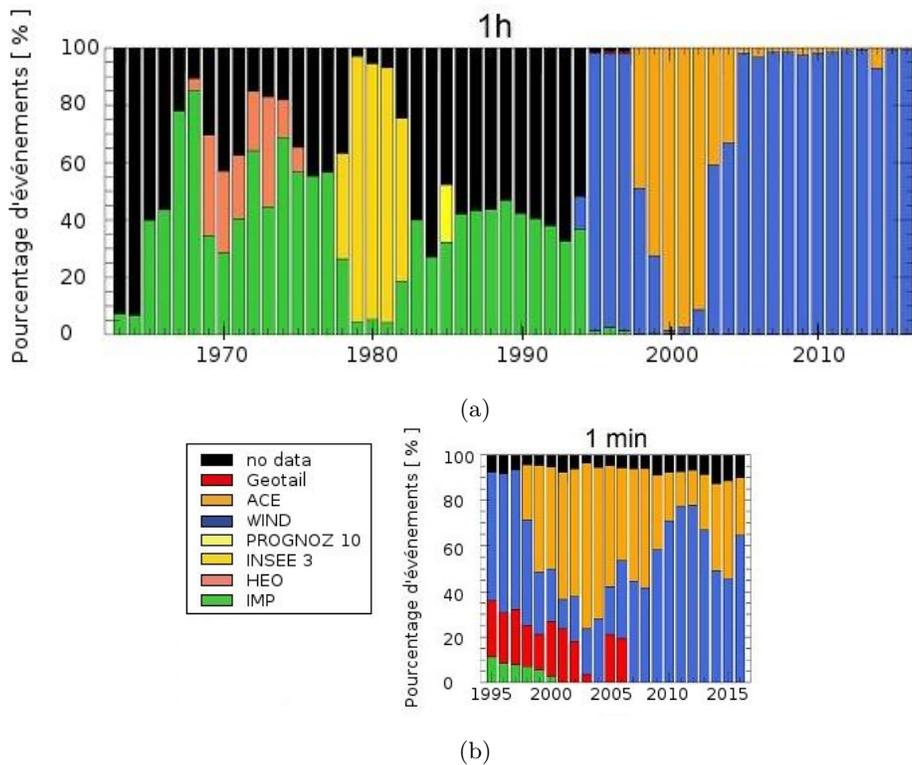


FIGURE 2.5 – Contribution des différents satellites à la base de données OMNI pour les résolutions d'une heure (figure (a)) et de une minute (figure (b)). La part en noir désigne les trous de données.

2.3 Les listes d'événements

Les paramètres du vent solaire mesurés en $L1$ permettent de caractériser les structures du vent solaire avant qu'elles n'impactent la magnétosphère. Leur observation rend possible l'établissement de listes d'événements et nous en présentons ici brièvement quelques-unes : deux de CIRs et quatre d'ICMEs.

2.3.1 Liste d'ICMEs de Jian et al. (2006a)

Dans leur étude, les auteurs identifient 292 ICMEs entre 1995-2009. Ils se basent pour cela sur des observations des paramètres du vent solaire acquises par les satellites ACE et WIND. Pour cela, ils recherchent notamment une augmentation de la pression perpendiculaire Pt , une faible température de protons, un fort champ magnétique si possible en rotation lente, et une augmentation de l'abondance d'hélium. Cependant, ils précisent qu'aucune de ces signatures n'est une condition nécessaire dans l'identification des ICMEs.

Pour chaque événement, ils déterminent deux dates correspondant au début et à la fin des perturbations du plasma. Ils ne donnent donc pas les dates de début des ICMEs puisque la perturbation du plasma débute en amont de celles-ci (dans ce qui forme la gaine en cas de présence d'un choc).

2.3.2 Liste d'ICMEs de Mitsakou and Moussas (2014)

Cette étude recense 325 ICMEs sur la période 1996-2008. En utilisant la base de données OMNI, les auteurs identifient les événements en se basant sur 8 critères basés sur l'observation de variations de paramètres du vent solaire : 1- fort champ magnétique, 2- faible variation du champ magnétique, 3 - faible température de proton, 4 - faible densité de proton, 5 - faible β , 6 - rotation forte et lisse du champ magnétique, 7 - vitesse décroissante, 8 - présence d'un choc en amont. Pour qu'une structure du vent solaire soit considérée comme une ICME, il est alors nécessaire qu'elle réponde à au moins un critère parmi (1-2-6) et au moins 2 parmi les autres.

Pour chaque événement les auteurs identifient 3 dates correspondant au début des perturbations du plasma (début de la gaine), et à l'entrée et la sortie de l'ICME.

2.3.3 Liste d'ICMEs de Richardson and Cane (2010)

La liste donne 480 ICMEs entre 1996 et 2016. Les critères de sélection sont : une faible température de proton, de faibles fluctuations du champ magnétique, la présence d'un choc en amont, la diminution de l'intensité des SEP (Solar Energetic Particles), la diminution de l'intensité des rayons cosmiques galactiques. Les auteurs n'indiquent pas vraiment de priorité dans la liste d'événements.

Chaque événement est caractérisé par 3 dates : discontinuité ou début de la perturbation en amont de l'ICME, puis début et fin de l'ICME elle même. Ces dates peuvent donc être directement comparées à celles de Mitsakou and Moussas (2014).

2.3.4 Liste de SIRs de Jian et al. (2006b)

Jian et al. (2006a) ont identifié 574 SIRs entre 1995 et 2009 indiquant pour chacun des événements les dates de début de SIR, de SI et de fin de SIR. Comme pour les ICMEs, ils se basent principalement sur l'observation de la pression perpendiculaire totale, somme des pressions magnétique et thermique où ils recherchent un pic. Ils recherchent également les augmentations de vitesse, de densité, de température et de champ magnétique. La déflexion Ouest-Est est également un moyen de s'assurer de la présence d'une SIR. La liste différencie également les CIRs des autres SIRs. Cependant pour nos études, nous n'avons pas gardé cette distinction. Nous considérons tous les événements, qu'ils soient SIRs ou CIRs et les regroupons sous le même nom de CIR (par abus de langage).

2.3.5 Listes de CIRs et ICMEs de Kilpua et al. (2015)

Les listes de Kilpua et al. (2015) sont différentes des autres de par leurs méthodes de détections des événements. Dans tous les autres cas, les événements sont repérés uniquement par l'observation des paramètres du vent solaire. Les éventuels impacts sur la magnétosphère n'entrent donc pas en considération.

La méthode de Kilpua et al. (2015) est la suivante. Ils définissent un événement comme un orage magnétique provoquant une chute du Dst sous les $-50nT$. Ils enlèvent ensuite les orages trop proches (± 2 jours), ceux où il y a des trous de données (sur les paramètres du vent solaire ou les flux), ceux où les données de flux du satellite GOES sont contaminées par les SPE (*Solar Proton Events*), ceux où la structure n'est pas claire, et les événements qui interagissent entre eux. Ils identifient ensuite les

structures du vent solaire responsables de ces orages magnétiques en se basant notamment sur les listes de Jian et al. (2006a) et Jian et al. (2006b). La liste est donc beaucoup plus restrictive que les autres notamment à cause du critère sur le *Dst*. Ainsi, leur liste comporte 84 ICMEs et 85 CIRs entre 1995 et 2013. Parmi les 84 ICMEs, 56 sont précédées d'une gaine (et donc, 28 ne le sont pas). Pour les ICMEs, ils identifient à la fois la date d'entrée et de sortie. Dans les cas où elles sont précédées d'un choc, la date de début de gaine est également déterminée. Par contre, ils ne déterminent pas de dates de début de perturbations de plasma en amont des ICMEs sans gaine comme ont pu le faire Richardson and Cane (2010) et Mitsakou and Moussas (2014). Pour les CIRs, ils identifient les dates de début de CIR, de SI, et de fin de CIR.

2.4 Les indices magnétiques

Le couplage entre le vent solaire et la magnétosphère consiste principalement en l'intensification de deux processus : la compression des lignes de champ magnétique et l'entrée de particules. Dans les deux cas, cela se traduit par des variations du champ magnétique. Lorsqu'elles entrent dans la magnétosphère, les particules chargées vont intensifier les différents courants électriques conduisant à une variation du champ géomagnétique externe. Le champ externe étant bien plus faible (en amplitude) que le champ interne, ces variations peuvent être vues comme des perturbations du champ magnétique global. L'objectif des indices magnétiques est de proposer une mesure de ces perturbations magnétiques.

2.4.1 Présentation générale

Un indice magnétique se définit comme une mesure des variations du champ magnétique terrestre sur de faibles échelles de temps. Les perturbations magnétiques dues aux variations intrinsèques du champ magnétique terrestre sont donc retirées et les indices magnétiques expriment directement le couplage entre le vent solaire et la magnétosphère. La mesure se fait à partir d'un magnétomètre placé au sol.

Les premières mesures en continue du champ magnétique terrestre et de ses perturbations datent de la seconde moitié du XIX^{ème} siècle. Le premier indice magnétique à avoir été introduit est l'indice *C*. La différence entre la valeur maximale et minimale du champ magnétique était mesurée quotidiennement. L'indice *C* pouvait alors prendre 3 valeurs différentes : 0 (calme), 1 (modérément perturbé), 2 (perturbé). Le grand intérêt scientifique pour ces mesures a rapidement conduit à la création d'autres indices.

En particulier, la latitude des stations apparaît comme un paramètre essentiel. Localisées aux pieds de différentes lignes de champ magnétique, les stations placées aux différentes latitudes permettent de remonter à différentes régions de la magnétosphère. Sur la figure 2.6, on trace le paramètre L^* en fonction de la position du pied de la ligne de champ magnétique associée. Plus les stations seront placées à de hautes latitudes et plus elles donneront accès à des régions externes de la magnétosphère (forts L^*). Les plus fortes latitudes correspondent à des lignes de champ ouvertes et donc le paramètre L^* ne sera pas défini dans cette zone. De plus, il existe deux régions dans lesquelles le paramètre L^* n'est pas défini et qui sont dues à l'inclinaison et au décentrage de l'axe du dipôle magnétique.

Dans les sections suivantes, nous présentons brièvement les principaux indices magnétiques. Il s'agit ici d'une description sommaire destinée à synthétiser les caractéristiques principales de ces indices. Pour une description plus complète, nous pourrions nous référer aux articles de Menvielle et al. (2011) et

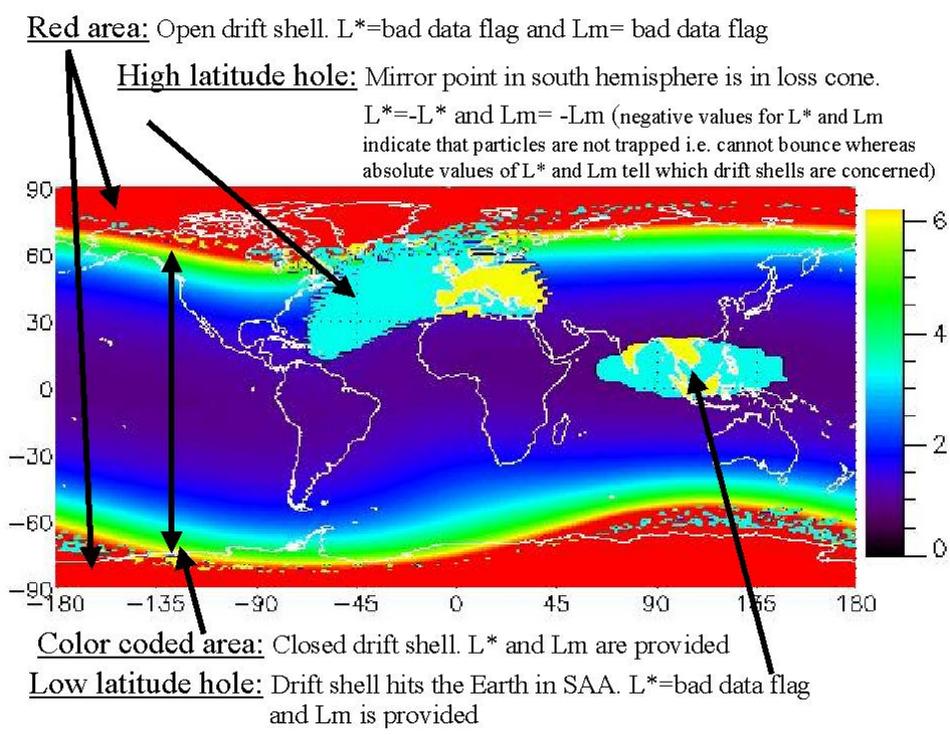


FIGURE 2.6 – Cartographie de la valeur de L^* associée à la position sur la surface de la Terre. Crédit : IPSAT

Chambodut et al. (2015). Nous pourrions notamment y trouver une description détaillée des méthodes de calcul de chacun des indices dont nous ne rappelons ci-dessous que la trame générale.

- Une mesure du champ magnétique pour chaque station du réseau est faite à un instant t sur chaque composante horizontale du champ magnétique.
- On soustrait alors à cette mesure les variations non transitoires appelées niveau de référence zéro (généralement noté S_R). La méthode de calcul de cette composante est très variable en fonction de l'indice en question. Globalement, cela permet de corriger les mesures des variations dues aux saisons, au cycle solaire, à la lune ou encore aux variations séculaires du champ interne. Après soustraction, il ne doit rester que les perturbations magnétiques induites par l'injection d'énergie dans la magnétosphère.
- On applique ensuite une correction en latitude à chacune des stations.
- Enfin, on moyenne les mesures de l'ensemble des stations pour donner l'indice final.

La principale contrainte pour obtenir les indices les plus fiables possibles est le réseau de stations au sol. Idéalement l'écart de latitude des stations devrait être réduit au maximum tandis qu'au contraire, la répartition en longitude devrait être aussi homogène que possible. Cette condition est évidemment la plus délicate à réaliser à cause de contraintes tant géographiques que politiques.

2.4.2 Les indices auroraux

AE

- Création : 1957 (1h) - 1975 (1min)
- Stations : 12 réparties sur l'hémisphère Nord
- Résolution : 1min (depuis 1975)
- Latitude des stations : entre 61.7° et 70°
- Courant(s) mesuré(s) : Electrojets auroraux
- Atouts : Bonne résolution
- Défauts : Descente de l'ovale auroral, pas de station dans l'hémisphère Sud

Distribution of AE observatories

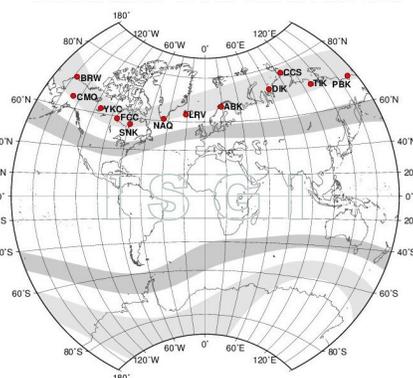


FIGURE 2.7 – Crédit : ISGI

L'indice AE (*Auroral-Electrojets*) mesure l'activité dans les électrojets auroraux. Il a d'abord été calculé sur une base horaire dès 1957 puis toutes les 2.5 min à partir de 1964 et toutes les minutes depuis 1975.

Pour mesurer l'intensité d'un tel courant, les magnétomètres doivent être placés et repartis dans l'ovale auroral (en gris clair sur la figure 2.7). Pour cela, le réseau consiste en 12 stations situées à

des latitudes entre 61.7° et 70° dans l'hémisphère Nord. Chaque station mesure des valeurs de champ magnétique auxquelles on soustrait une base correspondant aux valeurs des 5 jours les plus calmes du mois. On obtient alors, pour chaque station, les variations du champ magnétique qui peuvent être aussi bien positives que négatives.

À partir de ces mesures, on définit trois indices : AU , AL , AE . Pour chaque pas de temps, on garde la variation minimum (généralement négative) et la variation maximum (généralement positive). L'indice AL correspond alors à l'ensemble des perturbations minimums tandis que AU correspond aux perturbations maximums. Entre deux pas de temps, ces deux indices peuvent donc correspondre à des mesures de différentes stations. Les stations situées entre les MLT 1400 et 2100 seront en dessous de l'électrojet orienté vers l'Est et mesureront des perturbations positives correspondant à l'indice AU . Dans le même temps, les stations situées coté nuit-matin (2300-0500 MLT) seront situées en dessous de l'électrojet orienté vers l'Ouest et mesureront des perturbations négatives (correspondant à AL). L'indice AE est lui défini par la différence $AE = AU - AL$ et correspond donc à l'intensité totale des électrojets auroraux.

Pour que les indices soient pertinents, il faut donc que plusieurs stations soient en permanence dans l'ovale auroral, une sous chaque électrojet (Est et Ouest). Ça n'est potentiellement pas le cas lors des périodes de très forte activité magnétique où les électrojets peuvent descendre très bas en latitude en deçà du réseau de stations (descente de l'ovale auroral).

2.4.3 Les indices à faible latitude

Dst

- Création : 1957
- Stations : 3 au Nord, 1 au Sud
- Résolution : 1h
- Latitude des stations : entre 21.6° et 34.0°
- Courant(s) mesuré(s) : Courants de faibles latitudes
- Atouts :
- Défauts : Peu de stations

Distribution of Dst observatories

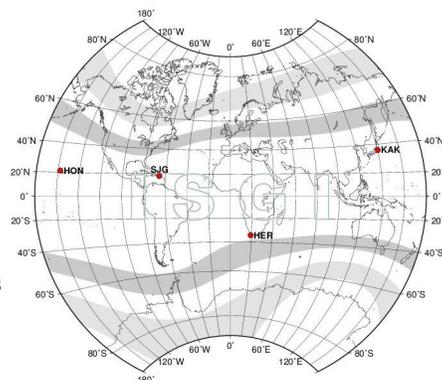


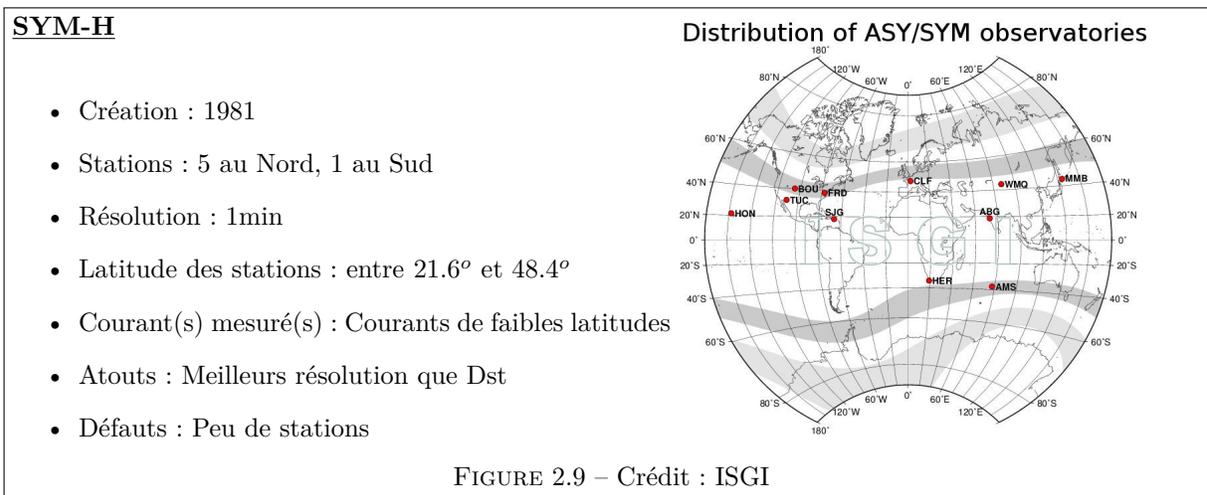
FIGURE 2.8 – Crédit : ISGI

À faible latitude, les perturbations du champ géomagnétique peuvent se décomposer selon deux termes : l'un symétrique (par rapport à l'axe du dipôle) et l'autre asymétrique. L'indice Dst (*Disturbance Storm Time*) a été créé en 1957 afin de mesurer, avec une résolution horaire, les perturbations symétriques du champ magnétique à faibles latitudes. Pour cela un réseau de quatre observatoires est utilisé : trois dans l'hémisphère Nord, un dans l'hémisphère Sud. Le choix des latitudes des stations doit permettre d'éviter les effets des zones aurorales et de l'électrojet équatorial.

Selon Menvielle et al. (2011) la définition du Dst est :

$$Dst(t) = \frac{\sum_{i=1}^4 D_i(t)}{\sum_{i=1}^4 \cos(\lambda_i)}$$

Dans cette expression, i correspond à chacun des quatre observatoires, λ_i indique leur latitude magnétique et $D_i(t)$ désigne les perturbations horizontales corrigées des variations du champ magnétique interne (séculaires) et du niveau calme (calculé à partir des cinq jours les plus calmes pour chaque mois).



L'indice Dst est très largement utilisé par la communauté scientifique. Plus particulièrement, son amplitude permet de définir l'intensité des orages magnétiques. Il est également utilisé dans les expressions empiriques permettant d'estimer l'énergie dissipée par effet Joule ou encore l'énergie stockée dans le courant annulaire. Il peut également servir dans certains modèles exprimant, par exemple, la position de la plasmopause (O'Brien and Moldwin, 2003).

L'indice SYMH exprime également les perturbations à faibles latitudes et est équivalent à Dst (Wanliss and Showalter, 2006). La principale différence avec l'indice Dst est qu'il a une résolution d'une minute ce qui peut potentiellement être utile pour l'observation de la réaction à des phénomènes très brusques comme les chocs. Plus de stations sont utilisées pour son calcul, avec donc une meilleure distribution en longitude.

2.4.4 Les indices globaux

Les indices globaux ont pour but de rendre compte des perturbations globales de la magnétosphère. Ainsi, les stations correspondantes sont situées à des latitudes intermédiaires entre celles des indices auroraux et de faibles latitudes. Parmi les indices globaux, l'indice KP est, de loin, le plus utilisé. C'est un des indices avec le meilleur historique puisque les premières mesures remontent à 1932. Son principal défaut, outre sa résolution de trois heures, est la répartition en longitude de ses stations. Celles-ci sont quasi-exclusivement concentrées en Europe et Amérique du Nord. Il n'y a que deux stations dans l'hémisphère sud et surtout une très grande plage de longitude n'est pas couverte (en Asie).

KP

- Création : 1949 (remonté jusqu'en 1932)
- Stations : 11 au Nord, 2 au Sud
- Résolution : 3h
- Latitude des stations : entre 42.7° et 62.0°
- Courant(s) mesuré(s) : réaction globale
- Atouts : Historique
- Défauts : Répartition en latitude, peu de station dans l'hémisphère Sud

Distribution of Kp observatories

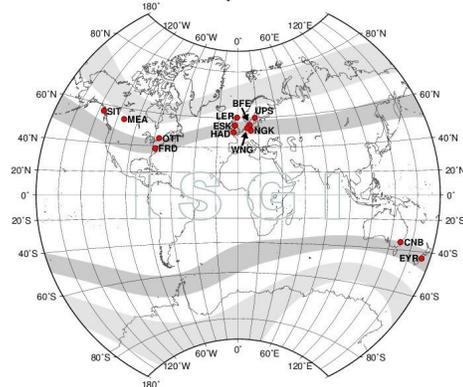


FIGURE 2.10 – Crédit : ISGI

L'indice *am* possède une meilleure répartition de ses stations. Il est malgré cela largement moins connu et utilisé que l'indice *Kp* qui est notamment utilisé comme paramètre d'entrée dans le modèle de ceintures de radiation Salammbô à l'ONERA.

am

- Création : 1968 (1959)
- Stations : 13 au Nord, 9 au Sud
- Résolution : 3h
- Latitude des stations : entre 33.1° et 56.9°
- Courant(s) mesuré(s) : réaction globale
- Atouts : Meilleure répartition des stations que *Kp*
- Défauts : Résolution faible

Distribution of am observatories

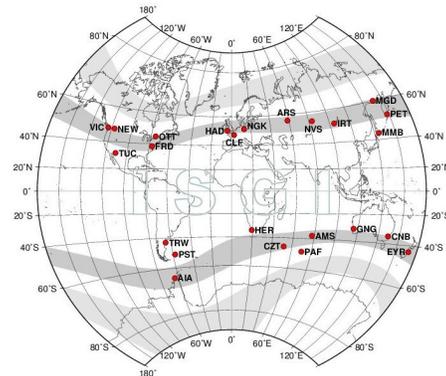


FIGURE 2.11 – Crédit : ISGI

2.5 L'analyse par époques superposées

2.5.1 Méthode

Nous présentons ici la méthode d'analyse par époques superposées (en anglais, Superposed Epoch Analysis, SEA) qui permet de calculer les variations moyennes d'un paramètre (paramètre du vent solaire, indice magnétique, flux de particules ...) autour d'une ou plusieurs dates appelées dates références. Dans le cas où une seule date référence est considérée, nous utilisons les SEA dites simples. Dans le cas contraire, elles sont dites multi-époques.

La méthode SEA simple est divisée en 2 étapes illustrées sur la partie gauche de la figure 2.12. La ligne en haut représente les données où chaque case correspond à un pas de temps. On utilise des listes d'événements pour identifier une date caractéristique, ici en rouge. Cette date peut être déterminée à partir des paramètres du vent solaire (par exemple, le moment de l'entrée dans l'ICME), des indices magnétiques (par exemple, le minimum de *Dst* durant un orage) ou de n'importe quel autre paramètre. Sur l'exemple, 4 événements sont ainsi identifiés. Ils sont découpés puis superposés en se calant sur la date référence. Enfin, la moyenne est faite sur chaque pas de temps. On obtient les variations caractéristiques du paramètre autour de la date référence.

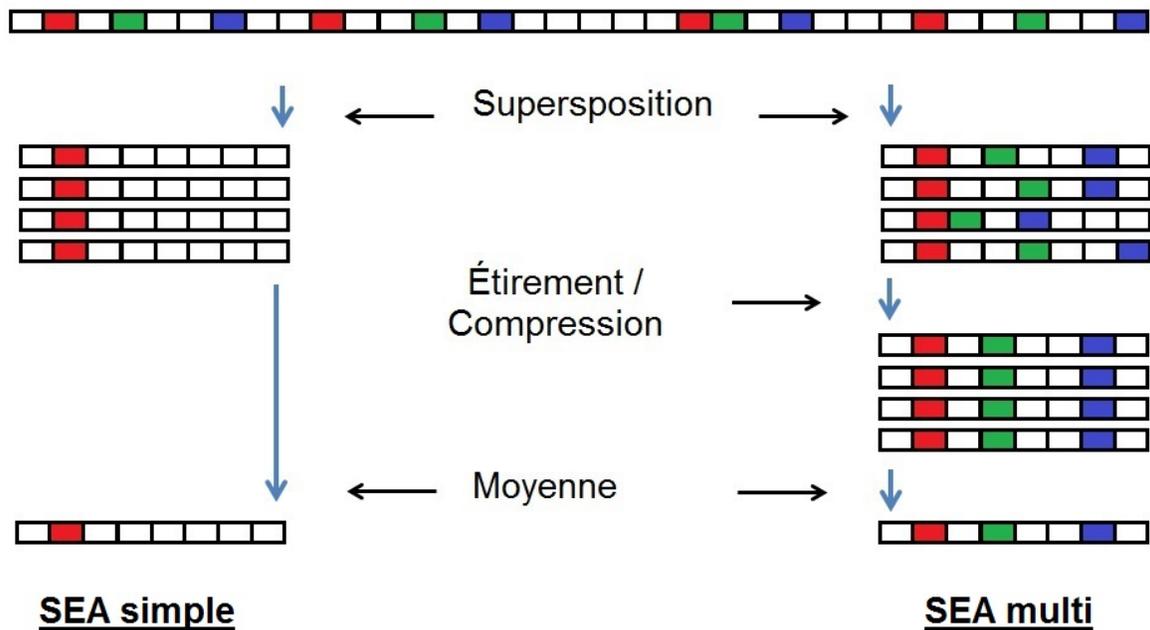


FIGURE 2.12 – Schéma expliquant les méthodes de SEA simple (à gauche) et multi (à droite). Les lignes correspondent à des données, chaque case représente un pas de temps. Les cases en couleur représentent des dates références obtenues par des listes d'événements.

La méthode de SEA muti-époque est représentée de façon similaire sur la partie droite de la figure 2.12. Ici, il existe plusieurs dates références pour chaque évènement de la liste (représentées avec trois couleurs). Ce changement implique une étape supplémentaire dans le calcul de la SEA. Puisque la durée

entre deux dates références n'est pas la même pour tous les évènements, il faut alors procéder à une étape d'étirement / compression afin que toutes les dates soient superposées avant d'effectuer la moyenne. Dans le cas d'un étirement, une interpolation linéaire est utilisée. Cette méthode permet alors d'obtenir sur un même graphique les variations caractéristiques autour de chaque date référence.

2.5.2 Exemple de SEA : pression du vent solaire au passage d'ICMEs

La figure 2.13 montre un exemple concret de SEA. Celle-ci a été calculée pour la pression du vent solaire sur la liste des 325 ICMEs de Mitsakou and Moussas (2014). Pour chacun des évènements, la liste indique les dates de début de gaine, début d'ICME et fin d'ICME. Les figures 2.13a, 2.13b, 2.13c montrent les résultats des SEA simples pour chaque date référence.

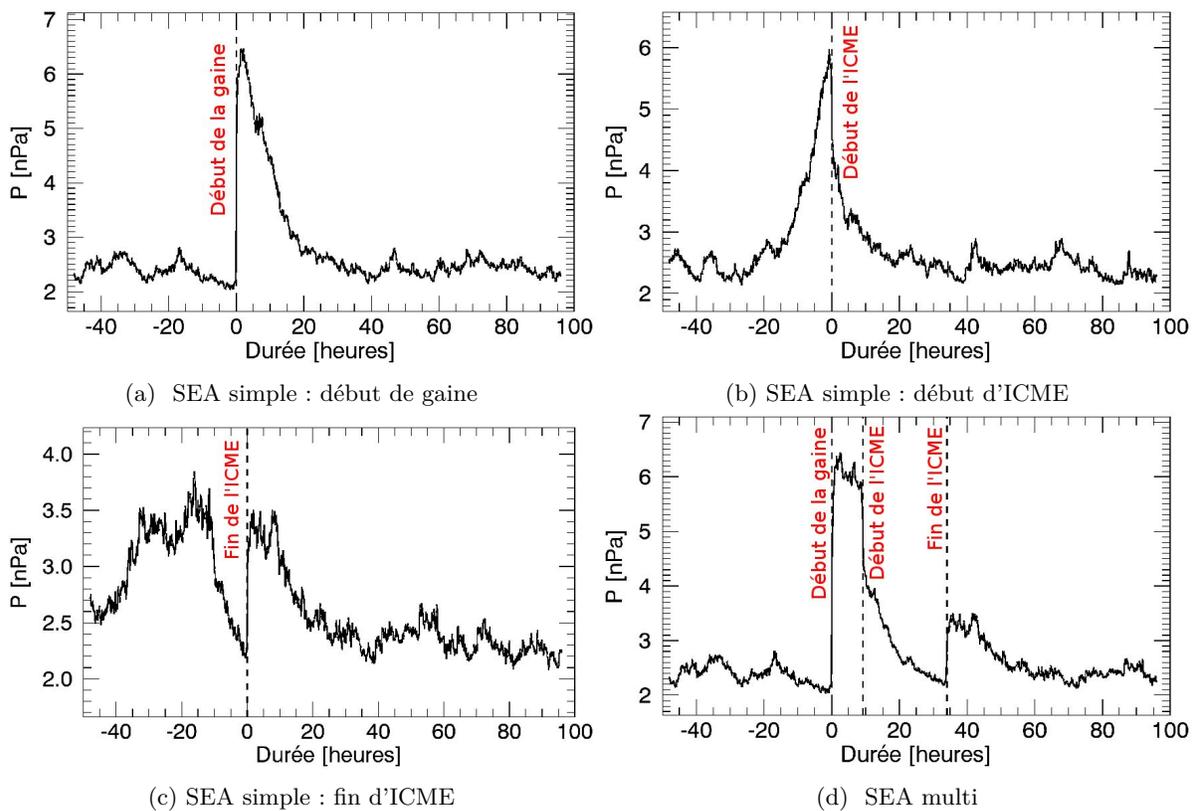


FIGURE 2.13 – Exemple de SEA simple (a, b et c) et multi (d). La SEA est tracée ici pour la pression du vent solaire. Les dates références correspondent à des dates caractéristiques des ICMEs : (a) le début de la gaine, (b) le début de l'ICME, (c) la fin de l'ICME, (d) les trois dates en même temps

Ainsi, il ressort de ces figures que la pression augmente brusquement à l'entrée de la gaine, qu'elle diminue à l'entrée de l'ICME et qu'elle augmente en sortie d'ICME. On note toutefois que les variations de la SEA ne sont caractéristiques qu'autour de la date référence. Ainsi, par exemple, la brusque augmentation de pression à l'entrée de la gaine n'est pas visible sur la SEA centrée sur le début de l'ICME (figure 2.13b). Certes, la pression augmente plusieurs heures avant le début de l'ICME mais la

caractéristique "brusque" de la figure 2.13a n'est pas retrouvée. L'explication vient du fait que, comme dit précédemment, tous les événements n'ont pas la même durée. Ainsi les durées des gaines s'étendent de moins d'une heure pour la plus courte à 44h pour la plus longue (et 90% des gaines ont une durée entre 2h et 23h). Concernant les ICMEs, les durées vont de 2.6h à 71h avec 90% des ICMEs entre 8h et 52h. Ainsi, sur la figure 2.13a, à $t = 15h$ par exemple, soit 15h après le début des gaines, certains événements sont toujours dans la gaine tandis que d'autres sont déjà dans l'ICME, voir l'ont finis. Nous additionnons donc ici les pressions correspondant à des moments complètement différents du passage de l'événement qui ne devraient pas pouvoir être additionnées. C'est pourquoi les variations observées sur les SEA simples ne sont vraiment valables qu'aux moments des dates références.

La figure 2.13d montre le résultat du calcul d'une SEA multi-époque où à la fois l'entrée dans la gaine, l'entrée dans l'ICME et la sortie de l'ICME sont prises en compte. Les temps entre les dates références sont fixés à 9.2h et 24.7h et correspondent aux durées moyennes des gaines et ICMEs sur la liste. Par cette méthode, nous sommes sûrs que nous n'additionnerons pas des paramètres dans des sous-structures différentes. Ainsi, sur les résultats, la pression moyenne entre la première et la deuxième date référence a été obtenue en ne sommant que les pressions mesurées durant le passage des gaines des différents événements. Le résultat montre dans un seul graphique toutes les informations données par les 3 SEA simples : la pression augmente en début de gaine et en fin d'ICME et diminue en début d'ICME. On voit également ici qu'elle ne diminue pas significativement durant tout le passage des gaines ce que les SEA simples ne permettraient pas d'observer.

2.6 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents types de données qui nous seront utiles par la suite. Globalement, les paramètres du vent solaire permettent d'établir des listes d'événements qui impacteront la magnétosphère et de les caractériser. Ils ne sont toutefois mesurés que sur une trajectoire et ne représentent en aucun cas une vue d'ensemble de la structure rencontrée. De plus, ils sont mesurés au point de Lagrange L1 soit à environ 1.5 millions de kilomètre de la Terre. Bien que cela ne représente qu'un centième de la distance Soleil-Terre, les structures peuvent encore évoluer, notamment au passage du choc d'étrave (Turc, 2014). Les indices magnétiques et les flux d'électrons expriment, eux, deux expressions de la réaction de la magnétosphère. Concernant les indices magnétiques, ils expriment les perturbations magnétiques induites par les courants électriques dans la magnétosphère et/ou l'ionosphère. Il est toutefois difficile de savoir exactement quels courants, et en quelles proportions, perturbent chaque indices. Par exemple, le *Dst* traduit l'intensité du courant annulaire bien que le courant de queue magnétosphérique et le courant de magnétopause y participent aussi dans des proportions toujours sujettes à discussion. De leur côté, les flux sont mesurés par des satellites en orbite basse (NOAA-POES), c'est à dire non loin des pieds des lignes de champ magnétique. Ainsi, ils sont loin de mesurer toutes les particules, mais seulement celles dont l'angle d'attaque équatorial est assez faible pour que le rebond ne se fasse pas à des altitudes plus hautes. Évidemment, les flux sont différents de ceux qui pourraient être mesurés sur des orbites à plus faibles inclinaisons. La question d'une relation entre les flux mesurés par différents satellites, notamment en orbite basse et à l'équateur n'est pas simple puisqu'elle devrait dépendre à la fois de l'énergie des particules, du paramètre L^* et du niveau d'activité magnétique (Kanekal

et al., 2001).

Chapitre 3

Couplage vent solaire - magnétosphère

Dans le chapitre 1, nous avons présenté les grandes régions de l'interaction Soleil / Terre. Dans cette section, nous décrivons le couplage entre le vent solaire et la magnétosphère. Ceci est rendu possible par l'utilisation des données décrites dans le chapitre 2. La réaction de la magnétosphère au vent solaire se traduit principalement par deux phénomènes : les orages magnétiques et les variations de flux dans les ceintures de radiation.

Dans les sections suivantes, nous passons en revue les connaissances actuelles sur le couplage vent solaire / magnétosphère. Cette bibliographie est uniquement axée sur l'impact que peuvent avoir les différents types d'événements tels que les CIRs et ICMEs sur la magnétosphère. Nous tâcherons donc ici de répondre aux deux questions suivantes :

- Quelles sont les caractéristiques des orages magnétiques créés par les CIRs et les ICMEs ? (section 3.1)
- Comment ces deux types d'événements impactent-ils les ceintures de radiation ? (section 3.2)

3.1	Couplage vent solaire - magnétosphère : les orages magnétiques	62
3.1.1	Orage magnétique et géoeffectivité	62
3.1.2	Géoeffectivité des ICMEs	63
3.1.3	Géoeffectivité des CIRs	65
3.2	Couplage vent solaire - magnétosphère : les ceintures de radiation	66
3.3	Relations orages magnétiques - ceintures de radiation	71
3.4	Bilan	72

3.1 Couplage vent solaire - magnétosphère : les orages magnétiques

3.1.1 Orage magnétique et géoeffectivité

On désigne par l'expression "orage magnétique" une forte perturbation du champ magnétique terrestre. Ces perturbations magnétiques peuvent être provoquées par deux phénomènes. D'une part une compression des lignes de champ magnétique qui va causer une augmentation de leur intensité. D'autre part, l'entrée de particules (via le phénomène de reconnexion magnétique) dans la magnétosphère qui va provoquer l'intensification des courants qui s'y trouvent. Ces courants vont alors induire un champ magnétique qui va s'ajouter (ou se soustraire) au champ magnétique terrestre.

On parle en général d'orage magnétique lorsque les perturbations ont lieu dans la magnétosphère interne. Au sol, ces perturbations seront mesurées par les magnétomètres placés à de faibles latitudes, et causeront des variations des indices équatoriaux (Dst , SYM_H , voir section 2.4). Lorsque les perturbations sont limitées à la magnétosphère externe (mesurées uniquement aux hautes latitudes, notamment via l'indice AE), on parle de sous-orages magnétiques.

La capacité d'un événement du vent solaire à perturber la magnétosphère en provoquant un orage magnétique est appelée géoeffectivité. Elle est le plus couramment associée à l'intensité maximale de l'orage, elle-même définie comme la valeur minimale de Dst (son amplitude maximale). Cette géoeffectivité dépend à la fois des caractéristiques intrinsèques des événements mais également de la configuration de la magnétosphère par rapport au vent solaire. En particulier, il est établi que l'orientation de l'IMF par rapport au dipôle terrestre crée une modulation de l'intensité des orages magnétiques qui affiche alors une variation saisonnière (par exemple, Russell and McPherron, 1973; Clúa de Gonzalez et al., 2002; Cliver et al., 2002).

Les gammes de Dst permettent de classifier la géoeffectivité des événements.

- $Dst > -30 \text{ nT}$: pas d'orage, calme.
- $-30 > Dst > -50 \text{ nT}$: orage faible.
- $-50 > Dst > -100 \text{ nT}$: orage modéré.
- $Dst < -100 \text{ nT}$: orage intense.

La notion de géoeffectivité ne doit également pas être confondue avec celle de géoefficacité. La première désigne l'intensité de la réaction de la magnétosphère, par exemple via l'amplitude de l'indice Dst . La géoefficacité exprime, elle, un rapport entre la réaction de la magnétosphère et ce qui l'a impacté. Pour cela, des fonctions de couplages sont généralement définies dans le but d'estimer la quantité d'énergie entrée dans la magnétosphère à partir de la mesure des paramètres du vent solaire. Un certain nombre de ces fonctions sont listées dans le tableau 1 de Newell et al. (2007). Parmi elles, le paramètre d'Akasofu (Perreault and Akasofu, 1978) reste probablement le plus utilisé :

$$\epsilon(t) = \frac{4\pi}{\mu_0} V B^2 \sin^4(\theta/2) l_0^2 \quad [W]$$

où V est la vitesse du vent solaire, B l'amplitude du champ magnétique, θ l'angle polaire de \vec{B} dans le plan $y - z$, et l_0 une grandeur caractéristique de la taille de la magnétosphère ($l_0 = 7R_T$). L'angle θ est défini par : $\theta = \tan^{-1}(|B_Y/B_Z|)$ si $B_Z > 0$ ou $\theta = \pi - \tan^{-1}(|B_Y/B_Z|)$ si $B_Z < 0$ avec B_Y et B_Z les composantes du champ magnétique dans le repère GSM. Le paramètre d'Akasofu est donc une estimation de la puissance entrant dans la magnétosphère où $\sin^4(\theta/2)l_0^2$ désigne une surface caractéristique. Cette surface est modulée par un facteur dépendant de l'angle θ . Plus la composante B_z est grande et plus la surface (et donc la puissance entrante) est grande.

Dans cette première section, nous n'ambitionnons pas de faire un état de l'art complet de toutes les connaissances actuelles sur les orages magnétiques. Nous souhaitons uniquement synthétiser les principaux résultats des études sur l'intensité des orages magnétiques causés par les ICMEs et les CIRs. Pour cette section, lorsque nous parlons de géoeffectivité, nous faisons donc référence à la capacité d'une structure à causer un orage magnétique dont l'intensité est elle-même définie par l'amplitude de l'indice Dst .

3.1.2 Géoeffectivité des ICMEs

Nous nous intéressons ici à différentes études ayant traitées de la géoeffectivité des ICMEs. Les résultats statistiques sont synthétisés dans le tableau 3.1.

Richardson and Cane (2011) ont étudié l'intensité des orages magnétiques liés à 300 ICMEs entre 1996 et 2009. Ils ont pour cela cherché les valeurs minimums du Dst pendant les orages magnétiques correspondant à chaque événement et les ont classés dans les différentes sous-catégories d'intensités définies précédemment. La figure 3.1 est issue de leurs travaux et montre la répartition de l'intensité des orages.

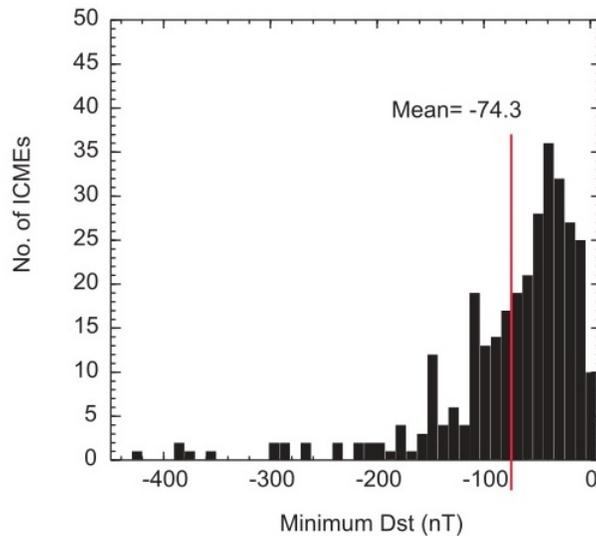


FIGURE 3.1 – Histogrammes des intensités d'orages causés par les ICMEs. Figure issue des travaux de Richardson and Cane (2011)

D'après cette étude, 25% des ICMEs de leur liste causent des orages intenses ($Dst < -100nT$) avec

des intensités pouvant aller jusqu'à un $Dst_{min} < -400nT$. À l'inverse, une ICME sur cinq ne cause quasiment pas d'orage magnétique.

Pour affiner la compréhension de l'impact des ICMEs dans leur ensemble, les études s'orientent généralement autour de deux axes :

- D'une part, sous-diviser les ICMEs en deux catégories en fonction qu'elles soient des nuages magnétiques ou des ejecta complexes.
- D'autre part, différencier l'effet de l'ICME elle-même et de la gaine qui se trouve en amont.

Les nuages magnétiques sont les structures les plus géoeffectives du vent solaire. Sur une étude de 149 nuages magnétiques entre 1996 et 2001, Echer et al. (2005) ont montré que 77% d'entre eux ont une intensité modérée ou plus et qu'au contraire, seulement 3% ne provoquent pas d'orage magnétique. Naturellement, la polarité des nuages magnétiques est un paramètre clef dans leur géoeffectivité. D'après, Huttunen et al. (2005), tous les nuages magnétiques de polarité Full-South provoquent des orages modérés ou intense tandis qu'à l'inverse les nuages de polarité Full-North ne causent que des orages de faibles intensités (ou pas d'orage du tout). Comme Wu and Lepping (2002), Huttunen et al. (2005) ont montré que les nuages de polarités South-North et North-South avaient des géoeffectivités similaires. Fenrich and Luhmann (1998) et Kilpua et al. (2012) soulignent cependant que des vents rapides peuvent suivre les nuages magnétiques, compresser leur seconde partie, et ainsi augmenter la géoeffectivité des nuages de polarité North-South.

L'autre grand axe d'étude pour mieux comprendre la géoeffectivité des ICMEs est de distinguer l'impact des ICMEs elle-même de celui des gaines qui les précèdent. Il est maintenant établi qu'à la fois l'ICME et la gaine peuvent perturber la magnétosphère et causer des orages magnétiques (Tsurutani et al., 1988; Crooker, 2000; Huttunen et al., 2002; Wu and Lepping, 2002; Huttunen and Koskinen, 2004; Huttunen et al., 2005; Pulkkinen et al., 2007; Richardson and Cane, 2012; Hietala et al., 2014; Yermolaev et al., 2015). Huttunen and Koskinen (2004) ont montré que les gaines en amont des ICMEs avaient un plus fort impact sur les régions aurorales tandis que les ICMEs perturbaient les régions internes plus fortement. Toutefois, les gaines peuvent également causer des orages magnétiques et faire chuter l'indice Dst .

La prise en compte de la géoeffectivité des gaines est probablement une des explications à la différence de résultats entre les études de Huttunen et al. (2005) et Echer et al. (2005). Ainsi, d'après Huttunen et al. (2005), seulement un peu plus de 48% des nuages magnétiques causeraient des orages magnétiques modérés ou plus (contre 77% pour l'étude de Echer et al. (2005)). Il est important de préciser que Huttunen et al. (2005) ont également distingué les orages magnétiques provoqués par les gaines en amont des MCs et non les MCs eux même. La différence vient en partie du fait que Huttunen et al. (2005) distinguent les orages causés par les nuages magnétiques eux-mêmes de ceux provoqués par la gaine en amont (ce que Echer et al. (2005) ne font pas). Ainsi, il est probable que parmi les 77% d'orages modérés ou intenses attribués à des nuages magnétiques dans l'étude de Echer et al. (2005), un certain nombre soit en fait dus aux gaines les précédents.

Étude	Période	Événements		Calmes	Faibles	Modérés	Intenses
Richardson 2011	1996-2009	ICME	300	20.0%	23.0%	32.0%	25.0%
Echer 2005	1966-2001	MC	149	3.0%	20.0%	77.0%	
Huttunen 2005	1995-2003	MC	73	29.3%		20.6%	27.8%
		MC-SN	37	39.0%		19.0%	25.0%
		MC-NS	9	33.0%		22.0%	22.0%
		MC-FS	15	00.0%		40.0%	60.0%
		MC-FN	12	33.0%		00.0%	00.0%
Alves 2006	1964-2003	CIR	727	32.0%	35.0%	31.0%	02.5%
Choi 2009	1996-2003	CIR	107	54.0%		46.0%	
Yermolaev 2012	1976-2000	CIR	717	80.0%		20.0%	

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif de d’études portant sur la géoeffectivité des ICMEs (lignes rouges) et des CIRs (lignes bleues). Pour l’étude de Huttunen et al. (2005), la somme des pourcentages ne fait pas 100% ; la différence correspond au pourcentage d’événements où l’orage est dû à la gaine et non au nuage lui-même.

3.1.3 Géoeffectivité des CIRs

Il est établi que les CIRs causent des orages magnétiques moins intenses que les ICMEs (par exemple, Choi et al., 2009; Tsurutani et al., 2006; Alves et al., 2006).

Alves et al. (2006) ont étudié l’intensité des orages magnétiques liés aux CIRs. Ils ont pour cela considéré 727 CIRs entre 1964 et 2003 puis, suivant une démarche similaire à celle de Richardson and Cane (2011), les ont classées dans les différentes sous-catégories d’intensités définies précédemment. Les figures 3.2a et 3.2b sont issues de leurs travaux (respectivement Figure 6 et 7 de Alves et al. (2006)) La figure 3.2a donne le pourcentage de CIRs correspondant à la valeur minimale de Dst pendant l’orage associé et peut être directement comparée à la figure 3.1 correspondant aux ICMEs. La Figure 3.2b indique la répartition des différentes intensités d’orages.

Comme les figures l’illustrent, les auteurs ont montré que les CIRs ne causent que très rarement des orages intenses ($Dst < -100nT$, seulement dans 2.5% des cas pour leur liste). D’après eux, les orages se répartissent quasi-équitablement dans les trois autres gammes d’orages : 32% ne produisent pas d’orages, 35% causent des orages de faible intensité et 31% sont modérés. La valeur la plus probable du Dst est $\approx -30nT$ ce qui correspond à la limite entre l’absence d’orage et les orages faibles.

D’autres études (Choi et al., 2009; Tsurutani et al., 2006) se basent sur la même méthode et les résultats sont résumés dans le tableau 3.1. Choi et al. (2009) étudient la relation entre les caractéristiques des trous coronaux et des CIRs pour 107 événements entre 1996 et 2003. Ils ont montré que 46% des CIRs créés des orages magnétiques modérés ou intenses ($Dst < -50nT$). C’est sensiblement plus que lors de l’étude de Alves et al. (2006) (33.5%) mais sur une période d’étude et un nombre d’événements plus réduit. Yermolaev et al. (2012) se basent sur 717 CIRs entre 1976 et 2000. D’après leur étude, seulement 20% des CIRs causeraient des orages avec $Dst < -50nT$. Les différences obtenues lors de ces différentes études sont conséquentes mais leurs origines restent difficiles à déterminer. Lors de leur étude, Yermolaev et al. (2012) identifient dans un premier temps presque 2000 orages magnétiques avec $Dst < -50nT$. Ils identifient ensuite les structures du vent solaire correspondantes. Cependant pour 334 orages, ils ne parviennent pas à identifier formellement les structures et les événements sont mis de côté, ce qui peut

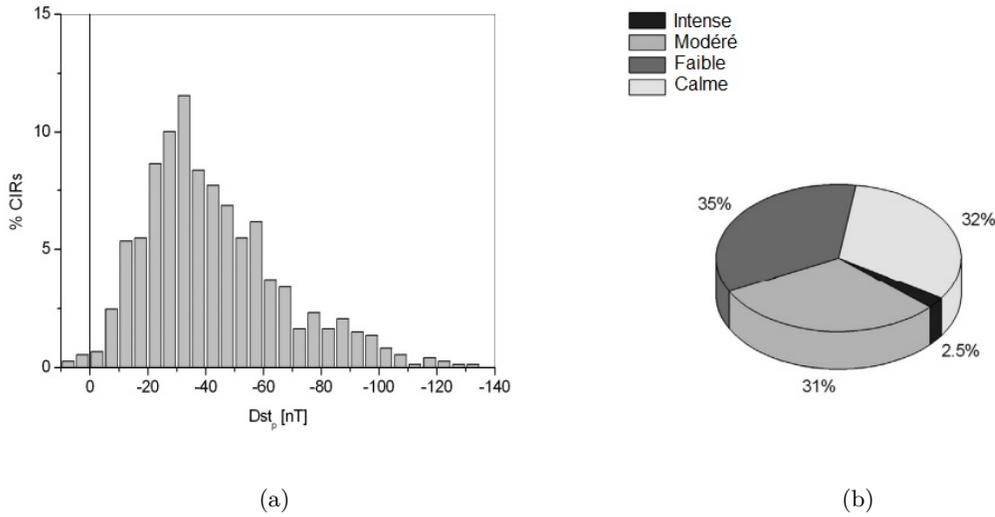


FIGURE 3.2 – (a) Intensité des orages magnétiques causés par 727 CIRs entre 1964 et 2003. (b) Répartition des orages dans les différents groupes d'intensités.

fausser les résultats.

Les analyses par époques superposées (*Superposed Epoch Analysis*, SEA, voir section 2.5) sont également utilisées pour étudier les CIRs et leur impact sur les indices.

D'après Tsurutani et al. (2006), les CIRs provoquent essentiellement des orages faibles ou modérés et les orages intenses dus aux CIRs sont rares. Cela serait dû au caractère fluctuant du champ magnétique qui, même avec des amplitudes élevées, ne permettrait que des injections de particules sporadiques et faibles dans la magnétosphère interne. Les CIRs sont donc très limitées pour atteindre les régions internes de la magnétosphère, notamment le courant annulaire, majoritairement responsable des variations de Dst. Cependant, les régions plus externes de la magnétosphère peuvent continuer à être nourries durant la CIR et la période de vent rapide qui la suit généralement.

Les CIRs et ICMEs causent donc des orages magnétiques aux profils et intensités très variés. Chacune de ces structures peut être associée à un orage magnétique aussi bien faible que très intense même si les études statistiques montrent sans ambiguïté que les ICMEs sont capables de causer des orages magnétiques bien plus intenses que les CIRs. Nous souhaitons maintenant faire le point sur les études qui traitent de la capacité de ces structures à faire varier les flux d'électrons dans les ceintures de radiation.

3.2 Couplage vent solaire - magnétosphère : les ceintures de radiation

Le tableau 3.2 liste un certain nombre d'études portant sur les variations de flux dues au couplage avec le vent solaire. Ces études sont très diverses, tant sur la méthode utilisée, le point de vue abordé

Étude		Énergies [MeV]	Événements		Période	Satellite	L*	
Auteurs	Année		Nombre	Critère				
Reeves	2003	1.8-3.5	276	orages	$Dst < -50nT$	1989-2000	LANL	Geo
Kilpua	2015	> 2	85	CIRs	$Dst < -50nT$	1995-2013	GEOS	Geo
			24	gaines				
			28	ejecta				
			59	gaine+ejecta				
Turner	2015	0.01 - 2	52	orages	$SYMH < -50nT$	09/2012- 02/2015	VAP	2-6
Kataoka	2006	> 2	49	ICMEs	$Dst < -100nT$	1996-2004	GOES	Geo
			6	CIRs				
Hietala	2014	>2	31	gaines		1998-2006	GOES	Geo
Miyoshi	2005	> 2	11	CIR	$-100 > Dst > -130nT$	1996-2004	GOES	Geo
			21	ICMEs	$-100 > Dst > -130nT$			
			24	ICMEs	$Dst < -130nT$			
Anderson	2015	1.8-3.5	342	orages	$Dst > -50nT$	1989-2000	LANL	Geo
Borovsky	2016	1.0	94	HSS		1976-1995	LANL	Geo
Miyoshi	2008	> 2	179	SIR	Structure	1994-2005	GOES	Geo

TABLE 3.2 – Bilan des études portant sur la capacité des structures du vent solaire à faire varier les flux d'électrons dans les ceintures de radiation.

(orage magnétique ou structure du vent solaire), les critères de sélection des événements, les énergies des particules observées etc...

Le premier point de vue consiste à considérer les événements du point de vue de l'orage magnétique c'est à dire sans différencier les événements en fonction de leur structure (CIR, ICME). Reeves et al. (2003) et Anderson et al. (2015) ont par exemple étudié les variations de flux des électrons relativistes en orbite géostationnaire. Leurs études portent respectivement sur les orages modérés et intenses pour Reeves et al. (2003) et les orages de faibles intensités pour Anderson et al. (2015). Leurs résultats montrent que les orages magnétiques peuvent aussi bien causer une augmentation des flux, une diminution ou ne pas les faire significativement varier. Les proportions sont respectivement 53%, 19%, 28%, pour les orages modérés et intenses et 42%, 32%, 26% pour les orages peu intense. Les deux études montrent également que les flux avant et après événements ne sont pas corrélés. Ainsi, l'évolution des flux en orbite géostationnaire semble impossible à prédire uniquement à partir de l'intensité des orages magnétiques associés.

Pour tenter de comprendre la diversité des réponses des ceintures, d'autres auteurs ont choisi de différencier les deux principales structures responsables des orages magnétiques : les CIRs et les ICMEs.

Miyoshi and Kataoka (2005) ont étudié les différentes réponses des ceintures de radiation au passage de CIRs et ICMEs. Ils ont montré par la méthode de SEA que les CIRs causaient de bien plus fortes augmentations de flux d'électrons $> 2MeV$ que les ICMEs en orbite géostationnaire. Pour être plus précis, les flux diminuent au passage des deux types d'événements puis ré-augmentent progressivement. Les CIRs ont donc plus de capacité à faire ré-augmenter les flux à des niveaux supérieurs à celui pré-événement. De plus, ils ont séparé les ICMEs en deux groupes en fonction de leur intensité et ne trouvent pas de différences significatives. Cela appuie leur conclusion selon laquelle, en orbite géostationnaire, l'intensité de l'orage n'a que peu d'effet sur la réaction des ceintures contrairement à la structure des

événements.

Une étude similaire de Kataoka and Miyoshi (2006) confirme ces résultats malgré une faible statistique (seulement 6 CIRs). Les auteurs s'intéressent en plus au temps nécessaire pour que les ceintures retrouvent (et dépassent) leur valeur initiale. Ils ont montré qu'il fallait environ un jour pour les CIRs après le passage de la SI et deux jours pour les ICMEs après le passage du choc en amont de celles-ci.

Pour aller plus loin, d'autres études utilisent les méthodes de SEA multi-epoch. En choisissant des temps de références par rapport à la structure des événements, il est possible de comprendre la contribution de chaque sous-structure dans les variations de flux.

Kilpua et al. (2015) ont appliqué cette méthode aux ICMEs et aux CIRs sur les flux en orbite géostationnaire. Pour les ICMEs cela leur permet de différencier les impacts de la gaine et de l'ICME elle-même. Pour les CIRs, la méthode permet de comprendre les contributions des différentes parties : vent lent perturbé, vent rapide perturbé, et HSS. Ils ont ainsi confirmé que les CIRs sont les structures les plus efficaces pour augmenter les flux en orbite géostationnaire. Ils ont également montré que les flux diminuent durant le passage de la première partie de la CIR (le vent lent perturbé), puis ré-augmentent dès le passage de la SI. L'augmentation se prolonge durant la HSS, potentiellement plusieurs jours après la fin de la CIR. Concernant les gaines, elles ont majoritairement pour effet de faire diminuer les flux. Pour les ICMEs, les tendances sont encore incertaines. Toutefois, en distinguant les ICMEs suivies d'un vent rapide de celles qui ne le sont pas, les auteurs ont remarqué que les premières avaient significativement plus tendance à faire augmenter les flux. La première conclusion de cette étude est donc que la présence d'un vent rapide (suivant une CIR ou une ICME) a un effet considérable pour favoriser l'augmentation des flux en orbite géostationnaire. Les auteurs ont également mis en avant l'importance du niveau de flux pré-événement. Il est en effet montré que les événements (quelle que soit leur structure) qui font augmenter les flux ont un niveau de flux pré-événement plus faible que ceux les faisant diminuer. La raison avancée pour expliquer cela est que si le niveau de flux est déjà faible avant le passage de l'événement, ceux-ci ne peuvent pas diminuer davantage et la seconde partie de l'événement peut facilement les faire augmenter à des niveaux supérieurs.

D'autres études viennent confirmer les résultats obtenus par Kilpua et al. (2015). La capacité des gaines à diminuer les flux en orbite géostationnaire vient de l'effet combiné de l'augmentation de pression permettant un échappement d'électrons par magnetopause shadowing et de l'augmentation des ondes ULF poussant les particules à plus faibles L^* par diffusion radiale (Hietala et al., 2014). Alors que le vent rapide semble être une condition nécessaire à l'augmentation des flux, elle n'est pas suffisante. Miyoshi et al. (2013) et Miyoshi and Kataoka (2008) ont montré qu'un B_Z négatif pendant le vent rapide était nécessaire.

L'ensemble de ces études permet donc d'avoir une image plutôt claire de l'effet des CIRs et ICMEs sur les flux d'électrons relativistes en orbite géostationnaire. Cependant, elles ne concernent qu'une gamme d'énergies et une orbite restreinte et ne donnent qu'une vue incomplète de la dynamique des ceintures de radiation.

Parmi les études récentes, deux portent particulièrement sur l'étude de la dynamique des ceintures de radiations pour des larges gammes de L^* et d'énergies : Turner et al. (2015) et Reeves et al. (2016). Dans les deux cas, ce sont les satellites Van Allen Probes qui ont été utilisés. Ceux-ci permettent des mesures d'électrons avec des énergies allant de la dizaine de keV à plusieurs MeV et balayent les ceintures sur

une large gamme de L^* .

Reeves et al. (2016) se sont intéressés à l'état des ceintures durant 7 événements sans pour autant chercher à obtenir des résultats statistiques. Ils ont relevé des caractéristiques communes à tous les événements et ont montré que la dynamique des ceintures était très fortement dépendante de l'énergie des électrons et du L^* .

On donne sur les figures 3.3a et 3.3b l'état des ceintures caractéristiques d'une période calme (figure 3.3a) et agitée (figure 3.3b, correspondant à un orage d'intensité modéré). La première a déjà été décrite dans la section 1.3.3 mais on la remet ici pour faciliter la comparaison. La seconde figure montre clairement que la réaction des ceintures à cet orage est très dépendante, à la fois au paramètre L^* et à l'énergie. Pour les régions les plus internes ($L^* < 2.3$), ou les énergies les plus élevées ($E > 400keV$), l'événement n'a eu que très peu d'impact. Son impact le plus notable est de permettre de remplir le slot à toutes les énergies $< 200keV$ indiquant également que plus l'énergie est forte et plus il est difficile de remplir de slot (puisque l'efficacité de la diffusion en angle d'attaque augmente avec l'énergie des électrons). D'un point de vue plus global, Reeves et al. (2016) ont montré que plus les énergies sont faibles et plus les augmentations sont nombreuses.

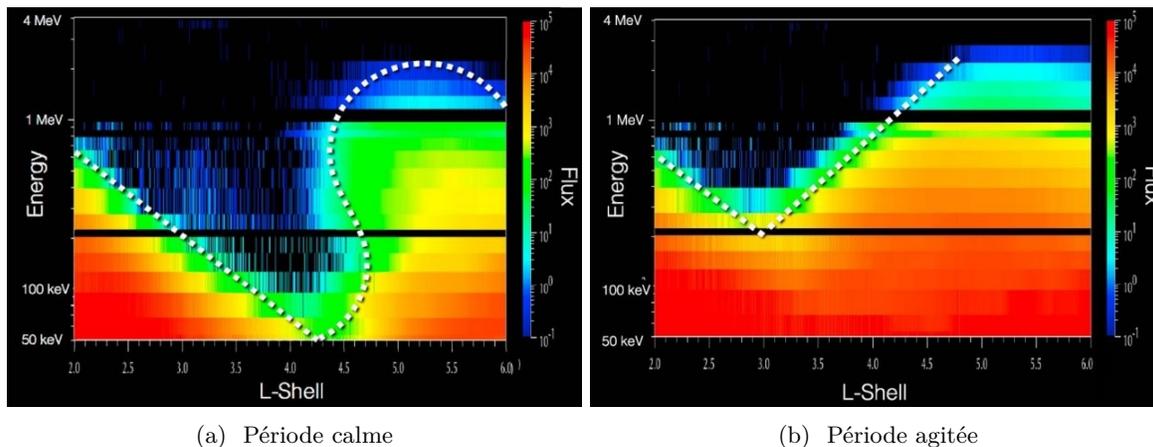
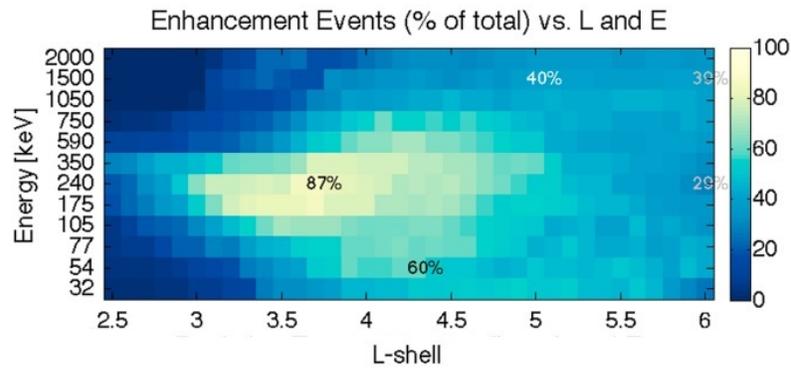


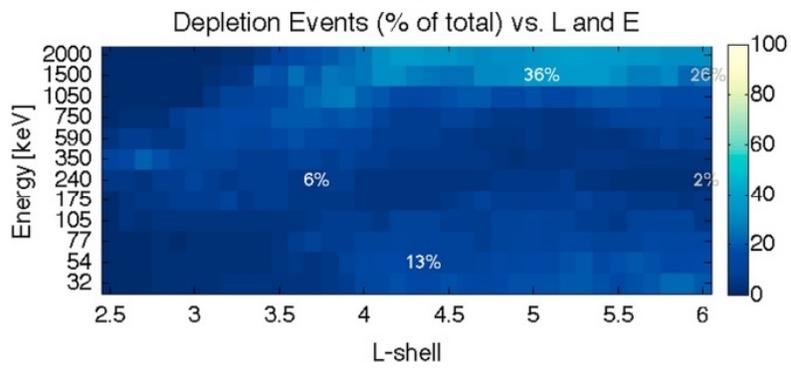
FIGURE 3.3 – Niveaux de flux en fonction du paramètre L^* et de l'énergie mesurés par le satellite RBSP sur deux périodes : (a) une période calme et (b) une période agitée. Ces figures sont issues de Reeves et al. (2016)

Toujours en utilisant les satellites Van Allen Probes, Turner et al. (2015) ont réalisé une étude statistique sur les variations de flux au passage de 52 événements durant la période Septembre 2012 - Février 2015. Les événements sélectionnés provoquent une chute de $Dst < -50nT$ mais ne sont pas triés en fonction de la structure du vent solaire les ayant causés. On donne sur les figures 3.4a, 3.4b et 3.4c les pourcentages d'événements faisant, respectivement, augmenter, diminuer, stagner les flux en fonction du paramètre L^* et de l'énergie des électrons.

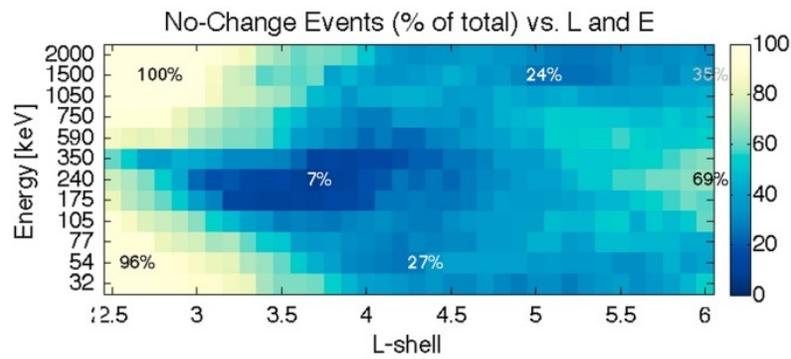
Dans un premier temps, les auteurs ont comparé leurs résultats à ceux de Reeves et al. (2003) en considérant les électrons $> 1.5MeV$ pour $L^* = 6$. Un pourcentage significativement plus faible d'événement provoque des augmentations de flux (39% pour l'étude de Turner et al. (2015) contre 53% pour celle de Reeves et al. (2003)). Les auteurs expliquent ces différences par la période couverte par leur étude (2012-2015), le cycle 24 étant plus faible que le 23. De plus, la période ne couvre pas la phase



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.4 – Pourcentages d'événements faisant (a) augmenter, (b) diminuer, (c) ne pas varier les flux en fonction du paramètre L^* et de l'énergie. Un événement est défini comme un laps de temps pendant lequel l'indice Dst est inférieur à $Dst = -50nT$. Ces figures sont issues de l'étude de Turner et al. (2015)

décroissante du cycle, propice au développement des CIRs, efficaces pour augmenter les flux en orbite géostationnaire.

Il est également montré que les réponses des ceintures sont fortement dépendantes de l'énergie et du L^* . Concernant la dépendance en L^* , la région comprise entre $L^* = 3$ et $L^* = 4.5$ est la plus enclin à faire augmenter les flux d'électrons, quelles que soient leurs énergies. Tandis que les régions les plus internes ne sont que très rarement soumises à des variations de flux, le pourcentage d'événements faisant augmenter les flux est très fort entre $L^* = 3$ et $L^* = 4$

Une distinction CIR / ICME a été faite par Kataoka and Miyoshi (2006) qui ont réalisé une SEA sur les flux d'électrons $> 300keV$. Ils ont conclu que les ICMEs permettaient de faire augmenter les flux à des L^* légèrement plus faibles que pour les CIRs même si la différence n'est pas évidente sur leurs résultats.

3.3 Relations orages magnétiques - ceintures de radiation

Les relations entre les variations de flux dans les ceintures et les orages magnétiques, notamment leur amplitude, sont régulièrement recherchées. En ce qui concerne l'orbite géostationnaire, il semble que l'intensité de l'orage n'ait pas d'importance sur la capacité des événements associés à faire augmenter ou diminuer les flux (Reeves et al., 2003; Miyoshi and Kataoka, 2008; Anderson et al., 2015). Kilpua et al. (2015) ont cependant nuancé ces résultats, puisque, d'après eux, les gaines qui provoquent des augmentations de flux causent des orages plus intenses (en terme de Dst) que les autres. Dans les cas des ICMEs sans gaine ou des CIRs, leurs résultats indiquent que l'intensité des orages ne joue pas un rôle significatif.

Dans les régions plus internes des ceintures, l'intensité des orages est en revanche un critère clef. À la fin de leur étude, Miyoshi and Kataoka (2005) ont tracé des SEA sur les flux d'électrons $> 300keV$ mesurés par le satellite NOAA-12. Comme pour le reste de l'étude, les ICMEs ont été divisées en deux groupes en fonction de l'intensité de l'orage qu'elles causent : entre $Dst = -100nT$ et $-Dst = 130nT$ pour le premier et $Dst < -130nT$ pour le second. Leurs résultats montrent que l'augmentation de flux atteint des régions des ceintures plus profondes (plus faibles L^*) pour le groupe des événements les plus intenses.

Cette relation entre intensité d'orage et flux de particules a été quantifiée, notamment par Tverskaya et al. (2003). Ils ont établi que le L^* caractérisant le flux maximum d'électrons relativistes après un orage magnétique est relié à l'intensité de l'orage par la formule :

$$|Dst|_{max} = \frac{2.75 * 10^4}{L_{max}^4}$$

Dans leurs travaux, Turner et al. (2015) sont revenus sur cette relation et ont précisé qu'elle ne serait valable que pour les énergies comprises entre $300keV$ et $800keV$. Ils ont également tenté d'établir, sans succès, une corrélation entre le Dst et le L^* minimum impacté par l'événement (concrètement, le plus faible L^* pour lequel on observe, soit une augmentation, soit une diminution).

3.4 Bilan

Il est clair que la notion de géoeffectivité dépend du point de vue considéré : orage magnétique ou flux d'électrons dans les ceintures. Concernant les orages magnétiques, la géoeffectivité d'une structure est généralement exprimée via l'intensité de l'orage qu'elle cause, celle-ci étant définie par l'amplitude de l'indice Dst . Du point de vue des flux d'électrons dans les ceintures de radiation, une structure géoeffective peut être définie comme étant capable de faire fortement varier les flux d'électrons (augmentation ou diminution). L'objectif de cette thèse est d'étudier la géoeffectivité des structures du vent solaire du point de vue des ceintures de radiation. Il est évident que cette notion de géoeffectivité devrait s'accompagner d'une dépendance en L^* et en énergie et nous choisissons donc d'utiliser les données des satellites NOAA-POES.

Comme de nombreuses études l'ont montré, l'intensité des orages magnétiques n'est pas corrélée à la réaction des ceintures de radiation, du moins pour les flux d'électrons relativistes en orbite géostationnaire. Dans ce cas, il n'y a donc pas d'équivalence entre les géoeffectivités des deux points de vue. Cependant, la quasi-totalité de ces études ne considèrent pas les événements causant des orages magnétiques de faible intensité. Elles excluent donc de leurs études statistiques un grand nombre d'événements (aussi bien ICMEs que CIRs) potentiellement géoeffectifs pour les flux. C'est pourquoi nous avons choisi de baser nos études sur des listes d'événements faites à partir de l'observation des paramètres du vent solaire uniquement, sans aucun critère de sélection sur l'intensité des orages magnétiques associés. Ces listes d'événements sont donc particulièrement importantes pour nos études et il sera crucial de déterminer leur fiabilité.

Avant d'étudier l'impact des structures du vent solaire sur les ceintures, et leur capacité à faire varier les flux d'électrons, nous souhaitons dans une première étude caractériser les ceintures de radiation telles que mesurées par les satellites NOAA-POES.

Chapitre 4

Dynamique des ceintures de radiation en fonction du paramètre L^* , et de leur énergie

Nous avons choisi d'utiliser les données des satellites NOAA-POES afin de décrire les flux d'électrons dans les ceintures de radiation. Ce choix est motivé par plusieurs raisons : la grande couverture en temps (comparé aux Van Allen Probes, par exemple), leur orbite basse fortement inclinée qui permet de parcourir tous les L^* en moins d'une heure et leurs instrumentations qui fournissent les flux pour quatre gammes d'énergies correspondant aux énergies des électrons des ceintures de radiation. L'objectif de ce chapitre est de caractériser les ceintures de radiation, c'est à dire de fournir une image de ce qu'elles sont telles qu'observées par les satellites NOAA-POES. En d'autres termes, nous répondrons ici à la question "que sont les ceintures de radiation ?" avant de voir dans les chapitres suivants comment les différentes structures du vent solaire peuvent les impacter.

4.1	Traitement des données des satellites NOAA-POES pour les rendre exploitables	74
4.2	Caractérisation de la dynamique des ceintures	76
4.2.1	Diagrammes L^* -temps	76
4.2.2	Variations saisonnières des flux	80
4.2.3	Histogrammes des flux	82
4.3	Résumé et conclusions du chapitre	86

4.1 Traitement des données des satellites NOAA-POES pour les rendre exploitables

Les mesures de flux des satellites NOAA-POES ont une résolution d'environ huit secondes et sont associées, pour chaque pas de temps, à un L^* . Une des façons les plus courantes de visualiser les flux est sous la forme d'un diagramme dit L^* -temps. Il consiste à tracer les flux à la fois en fonction du temps (en abscisse) et du paramètre L^* (en ordonnée). Pour cela, les résolutions $\Delta t = 1h$ et $\Delta L^* = 0.1$ ont été choisies. Pour chaque intervalle de $1h$, les flux sont triés en fonction du L^* . Si plusieurs valeurs correspondent à un même Δt et ΔL^* , la moyenne est faite. Si aucune valeur ne correspond, on marque une absence de donnée.

La figure 4.1a montre un tel diagramme pour les flux d'électrons supérieurs à $300keV$ mesurés par le satellite POES-15. Les flux sont ici tracés sur la période de Janvier 2005 et sur une gamme de L^* allant de 1 à 8. L'échelle de couleurs correspond au logarithme du flux d'électrons et les trous de données sont représentés en blanc.

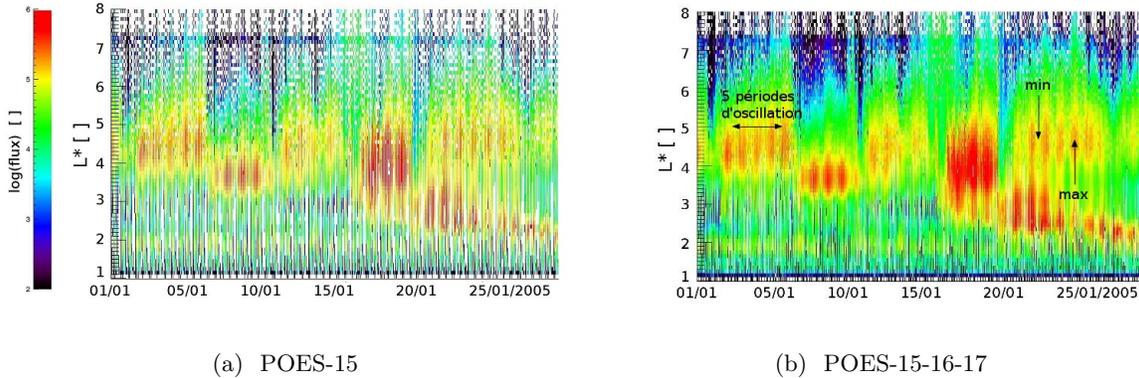


FIGURE 4.1 – Diagramme L^* -temps des flux d'électrons $> 300keV$ sur la période de Janvier 2005. Le temps est donné en abscisse et le paramètre L^* en ordonnée. Les flux (a) correspondent aux données du satellite POES-15 uniquement et (b) sont la moyenne des données des satellites POES-15, POES-16 et POES-17.

Comme on peut le voir, le satellite ne croise pas toutes les valeurs de L^* pour chaque pas de temps. En particulier, il manque de nombreuses valeurs de flux pour les L^* faibles et forts, assimilable à des trous de données. Ainsi, sur la période donnée en exemple, il y a 49.3% de trous de données sur la gamme $L^* = [1 - 8]$ (42.9% sur la gamme $L^* = [2 - 6]$). Ces absences de données se révèlent être un problème lors du traitement numérique des flux. En effet, elles constituent des interruptions dans les séries de données qui sont particulièrement difficiles à traiter notamment lors des études sur les variations de flux. La première solution a été d'associer les données de plusieurs satellites POES puisque plusieurs d'entre eux sont en permanence disponibles (voir la Figure 2.1 de la Section 2.1). Nous avons choisi d'utiliser tous les satellites à partir de POES-15, en excluant donc les précédents. Lors du changement de génération des détecteurs entre les satellites POES-14 et POES-15, les orientations de ceux-ci ont été légèrement modifiées. De plus, les données du satellite POES-14 sont dégradées durant la seconde

partie de sa mission, et c'est pourquoi nous avons choisi d'associer les données des satellites uniquement à partir de POES-15. La période d'étude considérée sera donc 1998-2016.

Sur la période de Janvier 2005, deux autres satellites POES-POES sont disponibles : POES-16 et POES-17. Leurs données viennent donc compléter celles de POES-15. Dans le cas où plusieurs satellites fournissent une mesure pour une date et un L^* donnés, on effectue une simple moyenne. Le diagramme $L^* - temps$ correspondant à la période de Janvier 2005 avec association de ces trois satellites est donné sur la figure 4.1b. Comme attendu, l'association de plusieurs satellites permet de considérablement réduire les trous de données. On passe ainsi de 49% d'absence de donnée avec un satellite à 15% avec trois pour $L^* = 1 - 8$. En considérant uniquement l'intervalle $L^* = 2.0 - 6.0$, on réduit encore ce pourcentage à un peu plus de 8% seulement.

Les flux restent cependant difficilement exploitables en l'état. On voit en effet l'apparition d'oscillations, quel que soit le L^* (voir annotations sur la figure 4.1b). Elles sont de fortes amplitudes (au moins un facteur 10 sur la période montrée en exemple), une période d'environ 24h et ne sont a priori pas de nature physique mais dues à un effet géométrique, c'est à dire dues à l'orbite du satellite ou à l'orientation du détecteur. Encore une fois, ce phénomène pose problème pour la détection des événements par un code numérique. Par exemple, les cinq pics de flux observés entre le 02/01 et le 06/01 ne forment en fait qu'un unique événement. Puisque cette oscillation est à la fois présente sur la figure 4.1a et sur la figure 4.1b, on en conclut qu'elle n'est pas réduite par l'association de plusieurs satellites. Sur la figure 4.2a, on trace les trajectoires des trois satellites sur une période d'un jour dans un repère SM (solar magnetic). Dans ce système de coordonnées, l'axe Z (ici pointé vers nous) est parallèle à l'axe du dipôle Terrestre. L'inclinaison du plan dans lequel les satellites orbitent par rapport à l'axe du dipôle oscille avec cette même période de 1 jour. Nous avons ensuite tracé les trajectoires des satellites sur deux périodes d'une heure correspondant à un minimum d'oscillation (Figure 4.2b) et à un maximum d'oscillation (Figure 4.2c). Les minimums (respectivement maximums) d'oscillations correspondent clairement au moment où l'inclinaison des plans des satellites est la plus forte (respectivement, la plus faible). Il est important de noter que ces minimums et maximums d'inclinaisons apparaissent simultanément pour les trois satellites. Si les variations de flux sont une conséquence de ces inclinaisons, il est donc logique que le problème ne se résolve pas par association de plusieurs satellites.

Cette différence de trajectoire implique une différence de l'orientation des détecteurs qui mesurent alors des particules avec des angles d'attaque équatoriaux (α_{eq}) légèrement différents. Ces variations de α_{eq} sont illustrés sur la figure 4.3. On y observe que les angles d'attaques équatoriaux des particules mesurées par POES-15 varient entre $\alpha_{eq} = 2.5^\circ$ et $\alpha_{eq} = 3.2^\circ$ avec une période d'environ 24h. Puisque les flux varient très fortement aux moindres variations d'angles d'attaques lorsque ceux-ci sont faibles, cette variation d'orientation des détecteurs explique donc bien les variations de flux de même période observées précédemment.

Afin de gommer cette oscillation, nous choisissons de moyenner les flux avec une fenêtre glissante sur 24h. Pour chaque L^* , la valeur du flux à un instant t est donc la moyenne des flux dans l'intervalle $t \pm 12h$. Le résultat est donné sur la figure 4.4 et peut être comparé avec les figures 4.1a et 4.1b.

La dynamique globale des ceintures est bien respectée. Les principales augmentations de flux sont retrouvées et correspondent aussi bien en termes de dates que d'intensités. Le seul bémol à cette méthode est que la moyenne sur 24h gomme les structures rapides. C'est le but recherché afin de gommer les

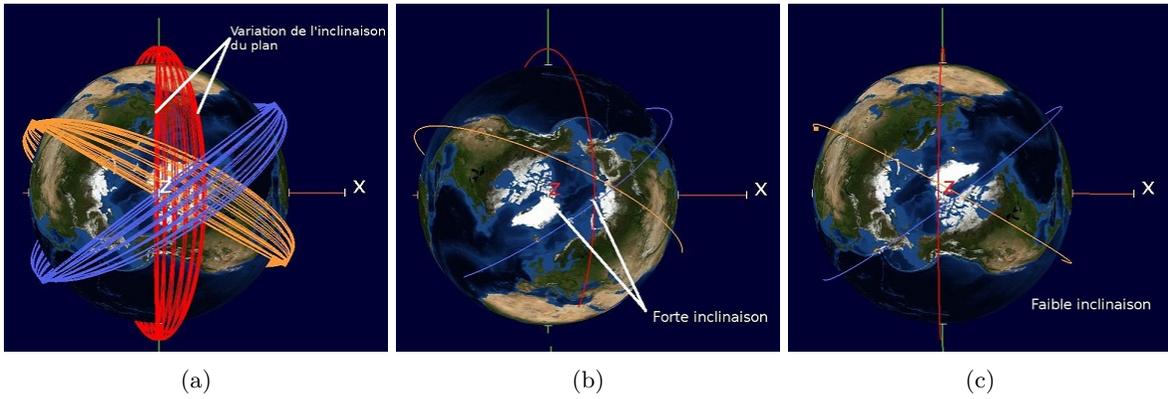


FIGURE 4.2 – Trajectoires des satellites POES-15 (en rouge), POES-16 (en orange) et POES-17 (en bleu) autour de la Terre. Le repère utilisé est le repère SM (Solar Magnetic). L'axe Z est parallèle à l'axe du dipôle magnétique de la Terre et la direction Soleil-Terre est comprise dans le plan XZ. La figure (a) montre la trajectoire du satellite sur une période de 24h. Les figures (b) et (c) correspondent à des périodes de 1h au moment d'un minimum (figure b) et d'un maximum (figure c) d'amplitude d'oscillation.

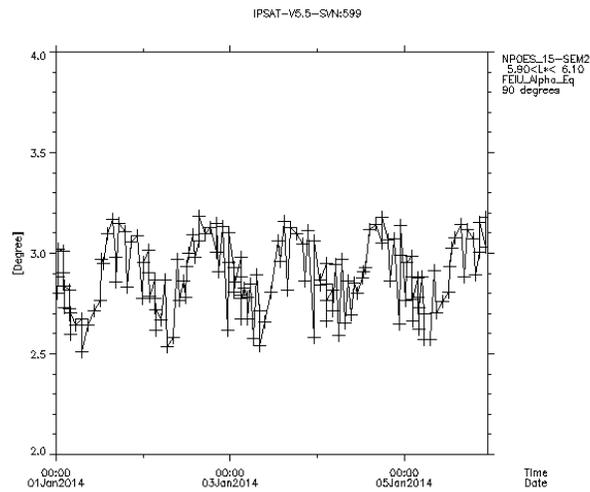


FIGURE 4.3 – Variation de l'angle d'attaque de particules mesurée par le détecteur à 90° du satellite NOAA-15 sur une période de 5 jours entre le 01/01/2014 et le 06/01/2014.

oscillations, mais on remarque que cela atténue les diminutions brutales de flux (par exemple, le 11/01).

4.2 Caractérisation de la dynamique des ceintures

4.2.1 Diagrammes L^* -temps

Comme dit dans la section précédente, une possibilité pour représenter les flux est de les tracer sur un diagramme dit L^* -temps. Ces diagrammes sont faits pour observer les évolutions de flux au cours du temps tout en tenant compte de leur dépendance spatiale (en L^*). Les figures 4.5a, 4.5b, 4.5c, 4.5d

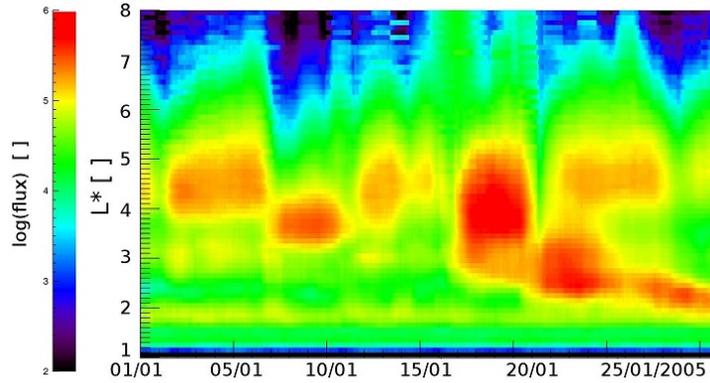
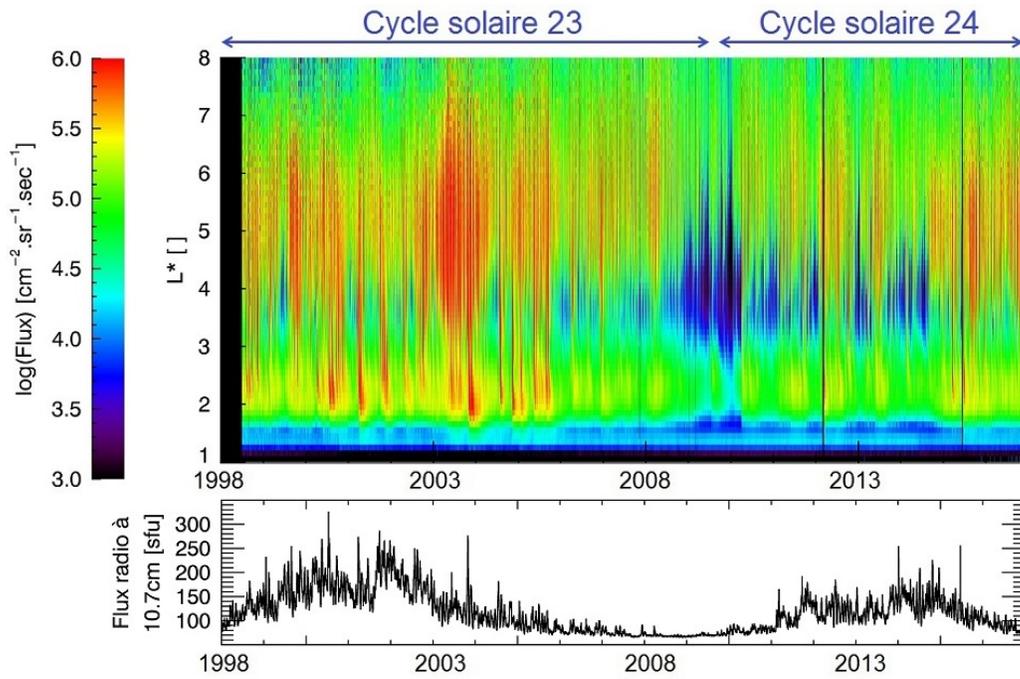


FIGURE 4.4 – Diagramme L^* -temps des flux d'électrons $> 300keV$ sur la même période que pour la figure 4.1.

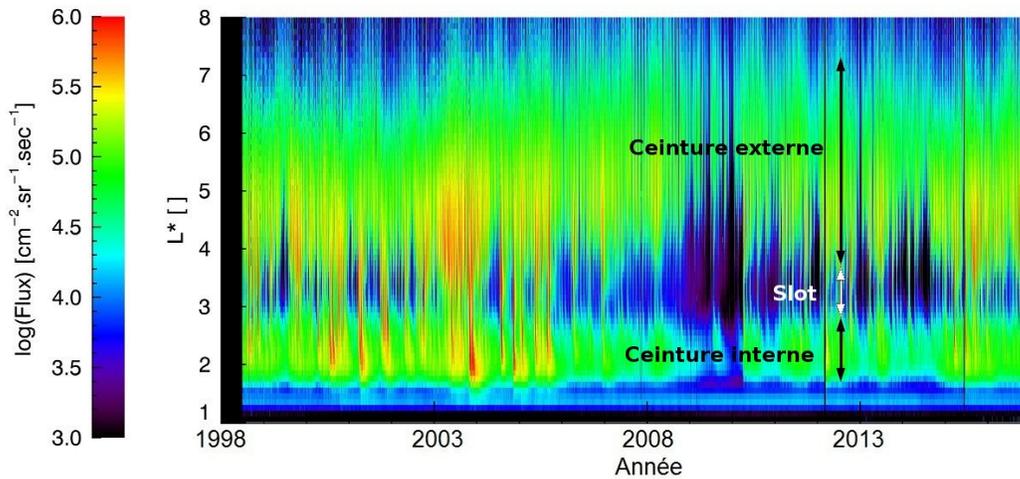
montrent les flux sur toute la période considérée (1998-2016) pour les différentes énergies.

Le principal atout de ces diagrammes L^* -temps est qu'on observe facilement l'évolution de la structure des ceintures, aussi bien sur des courtes périodes (figures 4.4) que sur de longues périodes (figures 4.5). Pour les énergies $30keV$, $100keV$ et $300keV$ (respectivement, figures 4.5a, 4.5b et 4.5c), on retrouve bien la structure "classique" de deux ceintures, interne et externe. Elles sont séparées par un slot, région dans laquelle les flux sont particulièrement faibles (voir annotation sur la figure 4.5b). On remarque également une diminution de la taille de la ceinture interne lorsque l'on augmente l'énergie jusqu'à disparaître pour les électrons relativistes. Pour les gammes d'énergies $> 300keV$ et $> 1MeV$, le flux quasi-constant pour les $L^* < 2.0$ est en fait une contamination des protons et non pas un réel flux d'électrons.

La période sur laquelle les flux sont tracés est d'un peu plus de 18 ans, et on y voit clairement des variations sur des périodes très longues (plusieurs années). Évidemment, ces variations sont dépendantes du L^* et de l'énergie des électrons. Dans la région externe des ceintures (autour de $L^* = 6$), les flux atteignent leurs plus forts niveaux en période de décroissance du cycle solaire (2003-2008). À l'inverse, le slot semble s'étendre (en L^*) durant cette même période indiquant que de moins en moins d'événements sont capables d'injecter des particules aux faibles L^* . Cette observation est valable à toutes les énergies bien que les injections de particules de faibles énergies soient systématiquement plus nombreuses qu'aux hautes énergies. Les figures montrent aussi que le cycle 24 (2009 - aujourd'hui) est bien moins intense que le précédent (1998-2009) puisque beaucoup moins d'événements semblent capables de remplir le "slot", notamment pour les hautes énergies. Au delà des variations sur des échelles de temps du cycle solaire, ce type de représentation met également en évidence certaines années, remarquables pour leurs niveaux de flux ou le nombre d'événements qui y ont lieu (voir annotation sur la figure 4.5c). L'année 2003 est caractérisée par un très grand nombre d'augmentations de flux autour de $L^* = 4$ tandis qu'en 2004, deux événements causent des flux extrêmement élevés à faibles L^* . À l'inverse, il y a très peu d'événements en 2009 qui correspond au minimum du cycle solaire, ce qui a pour conséquence un vidage exceptionnel des ceintures (surtout aux fortes énergies) pendant plus d'un an. Il est également intéressant de noter que le niveau de flux des ceintures durant l'année 2014 est également faible, notamment pour les électrons relativistes. Cela est d'autant plus surprenant que le cycle solaire est, à ce moment là, proche de son



(a) 30keV

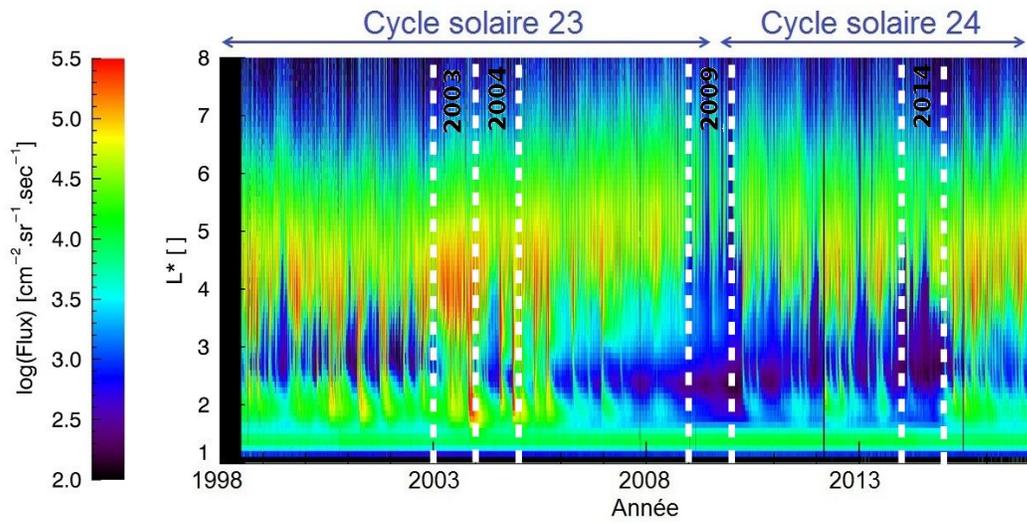


(b) 100keV

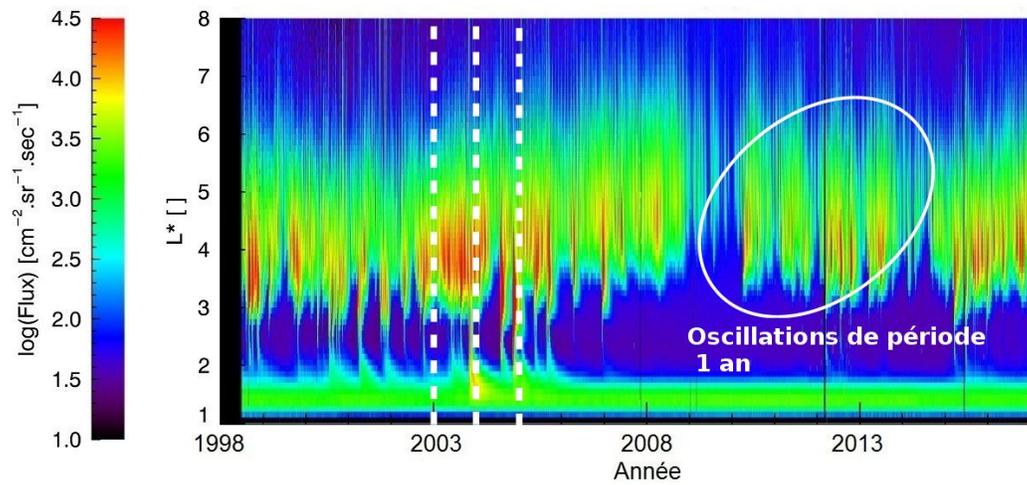
FIGURE 4.5 – Diagrammes L^* -temps des flux d'électrons sur la période 1998-2016 pour différentes énergies : (a) $> 30keV$, (b) $> 100keV$, (c) $> 300keV$, (d) $> 1MeV$. Le cycle solaire est exprimé par le biais du flux radio à 10.7cm.

maximum.

Cette dépendance de flux au cycle solaire a également été observée dans plusieurs études. Miyoshi



(c) 300keV



(d) 1MeV

FIGURE 4.5 – Suite.

et al. (2004) ont étudié la dépendance des flux d'électrons $> 30keV$ et $> 300keV$ au cycle solaire entre 1979 et 2003 pour une large gamme de L^* . Ils ont montré que les flux d'électrons $> 30keV$ sur l'ensemble des L^* et les flux d'électrons $> 300keV$ pour $L^* < 4.0$ sont corrélés avec le cycle solaire. La tendance inverse est observée pour les électrons $> 300keV$ pour $L^* > 5.0$. La figure 1-26 de Maget (2007) montre les variations d'électrons en orbite géostationnaire pour neuf gammes d'énergies allant de $50keV$ à $1.5MeV$ entre 1977 et 2001. D'après cette figure, les électrons les plus énergétiques avaient, en moyenne, des niveaux plus faibles durant les maximums solaires et plus forts en minimums solaires. Toutefois cette anti-corrélation s'estompe lorsque l'énergie diminue et n'existe quasiment plus pour les

électrons de $50keV$ (ce qui explique les résultats de Miyoshi et al. (2004)).

Les figures 4.5a à 4.5d laissent également apparaître une modulation de l’amplitude des flux avec une période qui semble être de l’ordre de l’année (mise en évidence sur la figure 4.5d). Cette oscillation est visible pour toutes les énergies (bien qu’elle soit moins évidente pour les électrons $> 30keV$) et semble concerner tous les L^* . Nous nous interrogerons donc, dans la section suivante, sur ces oscillations et nous chercherons notamment à quantifier leur amplitude, et une éventuelle dépendance en L^* .

4.2.2 Variations saisonnières des flux

Il a depuis longtemps été observé une variation semi-annuelle de l’activité magnétique, celle-ci étant plus importante durant les équinoxes que les solstices (Cortie, 1912). Selon Echer et al. (2011), de telles variations sont dues aux effets combinés de trois mécanismes : axial (la Terre est à de plus fortes héliolatitudes autour des périodes d’équinoxes), équinoxial (variation de l’angle entre le vent solaire et l’axe de rotation de la Terre) et Russell-McPherron (projection de l’IMF dans le repère GSM)(Priester and Cattani, 1962; Russell and McPherron, 1973; Gonzalez et al., 1994; Yoshida, 2009). Ces mécanismes ne modulent pas seulement l’activité magnétique mais également les flux d’électrons dans les ceintures de radiation. En utilisant le satellite SAMPEX, Kanekal et al. (2010) ont notamment étudié les variations de flux d’électrons relativistes ($2-6MeV$) sur une période de 11 ans, et une large gamme de L^* . D’après leur étude, il existe bien une modulation de l’amplitude des flux pour les L^* intermédiaires, avec un maximum obtenu autour des équinoxes, toutefois avec un certain retard (de l’ordre du mois).

Nous souhaitons vérifier l’existence de ces variations et les quantifier. Pour cela, nous calculons, pour différents L^* , la moyenne mensuelle des flux que l’on trace sur les figures 4.6a, 4.6b, 4.6c et 4.6d correspondant aux différentes énergies. Nous ajoutons également en annexe A les figures A.1a, A.1b, A.1c et A.1d montrant les SEA sur les diagrammes L^* -temps pour les quatre gammes d’énergies. Ceux-ci sont calculés en prenant le 1^{er} Janvier comme date référence et une période de 365 jours. Globalement les deux types de figures (4.6 et A.1) contiennent les mêmes informations, les figures 4.6 sont plus quantitatives tandis que les figures A.1 permettent d’avoir une vue d’ensemble.

Les résultats montrent clairement deux types de variations. La première, semi annuelle, indique des flux plus forts autour des mois d’avril et octobre et semble être une conséquence des mécanismes cités précédemment. La seconde, montre une variation annuelle avec une amplitude minimale en hiver, puis qui augmente progressivement pour être maximum durant les mois d’été. Concernant les électrons $> 30keV$ (figure 4.6a), la variation semi-annuelle est largement dominante entre $L^* = 3.5$ et $L^* = 6.0$. L’amplitude de cette variation diminue globalement lorsque L^* augmente et le rapport des flux passe de 3.2 pour $L^* = 4.0$ à 1.5 pour $L^* = 6.0$. Pour les $L^* \leq 2.5$ et $L^* \geq 6.5$, c’est la variation annuelle qui est observée (voir figure A.1a). Pour $L^* = 2.5$ et $L^* = 6.5$, on observe notamment un rapport d’environ 1.7 entre les flux du mois d’août et ceux du mois de Janvier. Les variations de flux à $L^* = 3.0$ sont, elles, intermédiaires et on peut y voir les signatures des deux types de variations. Cela indique que les deux processus causant ces variations existent quel que soit le L^* mais que la domination de l’un sur l’autre dépend du L^* . Cette idée est confortée par le fait que pour tous les L^* où la variation semi-annuelle domine, les niveaux de flux au mois de Juin sont plus hauts qu’au mois de Décembre ou Janvier.

Pour les électrons relativistes (figure 4.6d), la prédominance de la variation semi-annuelle est réduite aux L^* centraux (3.5-4.5) ce qui est en accord avec les résultats de Kanekal et al. (2010). Pour les

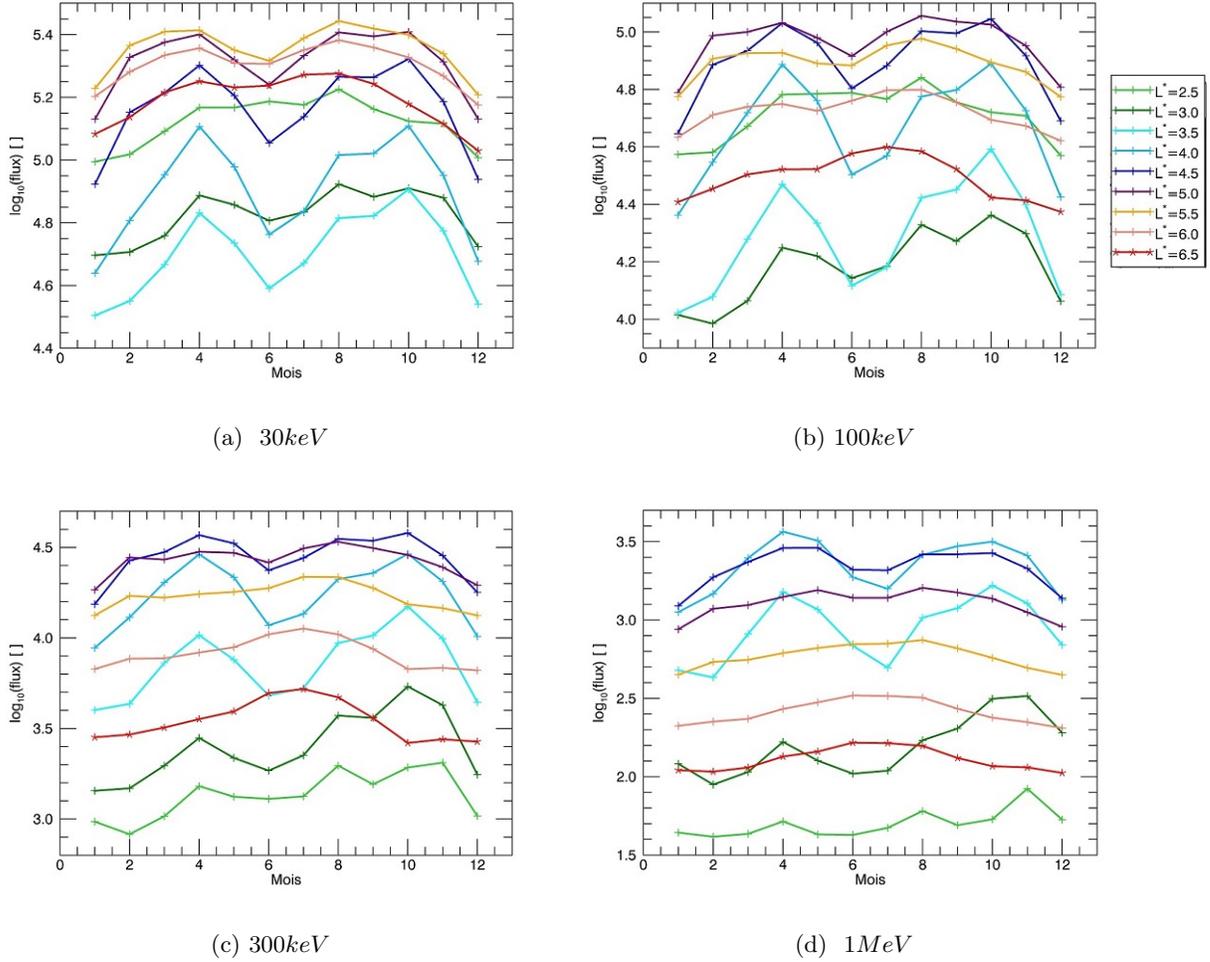


FIGURE 4.6 – Moyennes mensuelles des flux pour les quatre gammes d'énergies et différentes valeurs de L^* .

coquilles les plus externes ($L^* > 5.0$), la variation semi-annuelle disparaît et c'est la variation annuelle qui domine, toujours avec des amplitudes similaires. Par ailleurs, les variations sur les coquilles les plus internes ($L^* = 2.5$ et 3.0) ne correspondent à aucun des deux types. Cela s'explique par le fait que pour observer l'effet des saisons sur les flux, il faut que les ceintures soient alimentées assez souvent pour que l'on puisse considérer que les saisons soient les seuls paramètres changeant. Ça n'est clairement pas le cas pour les électrons relativistes dans les coquilles les plus internes. De plus, le temps de vie des électrons aux très faibles L^* est très élevé, et les électrons peuvent rester piégés plusieurs mois, ce qui contribue aussi à gommer les variations saisonnières.

La réaction des flux aux événements est donc modulée par les effets saisonniers. Il est montré que deux processus sont en compétition, le premier augmentant les flux en période d'équinoxe et les diminuant en période de solstice et le second en augmentant les flux progressivement autour du mois de Juillet.

Pour comparaison, nous calculons les valeurs moyennes de deux indices géomagnétiques (Dst et AE) en fonction du mois de l'année. La méthode utilisée est la même que pour les flux et les résultats sont donnés sur la figure 4.7.

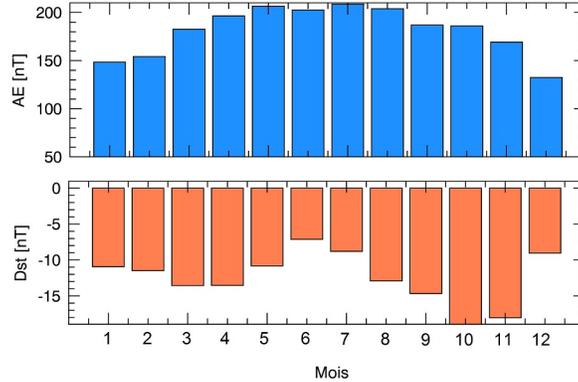


FIGURE 4.7 – Moyennes mensuelles de deux indices magnétiques : AE (en haut) et Dst (en bas).

Comme attendu, l'amplitude moyenne du Dst suit cette variation et est maximum au printemps et en automne. De façon plus surprenante, l'indice AE est lui maximum en été. On retrouve donc sur ces deux indices les deux types de variations déjà observées sur les flux : une semi annuelle et une annuelle. Les variations annuelles dominent les flux les plus externes ainsi que l'indice AE . Cet indice décrit les perturbations dans les électrojets auroraux qui sont eux même connectés (via les courants alignés) aux régions externes de la magnétosphère. Les variations semi-annuelles semblent dominer dans les régions plus internes de la magnétosphère. Il n'y a cependant aucune preuve directe que ces variations soient liées. En particulier, il n'y a aucune explication pour que les variations de l'indice AE soient les mêmes que celles observées aux L^* très faibles pour les électrons $> 30keV$.

4.2.3 Histogrammes des flux

Nous avons vu dans la section 4.2.1 que les diagrammes L^* -temps présentent un certain nombre d'avantages pour rendre compte de l'état des ceintures. Ils mettent notamment en avant la très forte dépendance en L^* qu'il faudra donc conserver dans la suite de notre étude. Cependant, cette représentation présente certaines limites. Comme nous nous intéresserons par la suite à la capacité des structures du vent solaire à faire varier ces flux, nous serons amenés à nous poser un certain nombre de questions au préalable : jusqu'à quelles valeurs les flux peuvent-ils augmenter ? Quelle sont les régions des ceintures dans lesquelles les flux peuvent avoir les plus fortes valeurs ? Les flux peuvent-ils varier plus facilement dans certaines régions des ceintures que dans d'autres ?

La représentation des flux par des diagrammes L^* -temps n'est pas idéale pour répondre précisément à toutes ces questions. Pour cela, on propose de tracer les histogrammes des flux sur l'ensemble de la période d'étude (1998-2016). On perd ainsi la dimension temporelle qu'on avait avec les diagrammes L^* -temps. D'un autre côté, les histogrammes peuvent nous apporter d'autres informations utiles : valeurs de flux minimums, maximums, valeurs les plus probables. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la

structure des ceintures dépend énormément du paramètre L^* et nous choisissons donc de conserver cette dépendance. On donne sur les figures 4.8a, 4.8b, 4.8c et 4.8d les quatre histogrammes correspondant aux quatre énergies. Les flux dans les ceintures de radiation sont rarement représentés sous cette forme. Pourtant, elle présente un certain nombre d'avantages puisqu'elle permet notamment de répondre plus précisément aux questions précédemment posées. On précise que le nombre de points (donné par l'échelle de couleurs) n'a pas d'importance en soi puisqu'il est dépendant du nombre d'années considérées et de la résolution (en temps et en L^*) des flux. Ce qui nous intéresse ici, ce sont les variations visibles sur les histogrammes ainsi que les valeurs de flux mises en évidence.

Comme dit plus tôt dans le chapitre, les mesures aux plus faibles L^* ne sont pas dues aux électrons mais sont des contaminations de protons. Cette contamination est observée à $L^* < 2.0$ pour les gammes $> 300keV$ et $> 1MeV$ et à $L^* < 1.5$ pour les gammes d'énergies inférieures. Pour la gamme $> 1MeV$, on note également que les fortes valeurs de flux aux très forts L^* (en violet et bleu) sont également dues aux protons des éruptions.

La figure 4.8a correspond aux électrons $> 30keV$. Pour deux gammes de L^* ($L^* < 3.5$ et $L^* > 4.0$), la distribution des flux d'électrons est assez piquée autour d'une certaine valeur, dépendante de L^* (qui apparaît en rouge sur les histogrammes). Dans ces deux régions, qui correspondent aux traditionnelles deux ceintures de radiation, les flux sont la grande majorité du temps resserrés autour d'une valeur. Cet état n'est perturbé que de temps en temps et les flux peuvent alors augmenter ou diminuer sur plus d'un ordre de grandeur. Par exemple, pour $L^* = 2.5$, les flux sont la plupart du temps compris entre $5.0 * 10^4 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ et $2.5 * 10^5 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ (en log, respectivement 4.7 et 5.4). Ils peuvent cependant diminuer ou augmenter ponctuellement et atteindre des valeurs allant de $1.3 * 10^4 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ à $3.2 * 10^6 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ (en log, 4.1 et 6.5) soit des variations sur plus de deux ordres de grandeur. Les deux ceintures sont séparées par une zone appelée le "slot" située ici entre $L^* = 3.5$ à $L^* = 4.0$. Comme attendu les flux les plus bas sont mesurés dans cette région, jusqu'à $6.3 * 10^2 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ (log : 2.8). Il est également intéressant de noter que pour cette région les flux peuvent atteindre des niveaux aussi hauts qu'aux autres L^* et que la distribution est beaucoup plus plate que pour les autres L^* . Cette région est donc caractérisée par une très grande variabilité des flux qui peuvent osciller sur presque quatre ordres de grandeur. Le slot est normalement décrit comme une région particulièrement vide du fait de l'efficacité des ondes. Ça n'est manifestement pas le cas à cette énergie ($> 30keV$). Les ondes peuvent permettre de diminuer les flux à des niveaux très faibles, mais un grand nombre d'événements permettent de remplir cette région avec des électrons (voir Figure 3.3b et Reeves et al. (2016)). Cette facilité à remplir cette région des ceintures avec des électrons de $30keV$ est également visible sur la figure 4.5a.

Un constat identique peut être fait sur la seconde figure correspondant aux électrons $> 100keV$ (figure 4.8b). Le profil des électrons $> 100keV$ est similaire malgré une différence notable. La ceinture interne est légèrement moins étalée en L^* ou, autrement dit, la zone correspondant au slot est plus large que pour la gamme $> 30keV$. Cela s'explique par le fait que les ondes, responsables notamment de la diffusion en angle d'attaque des électrons, sont moins efficaces pour les faibles énergies. Cette observation est en accord avec celle de Reeves et al. (2016) qui ont montré que le slot s'étend au fur et à mesure que l'on augmente l'énergie des particules. Une seconde différence est observée sur les niveaux de flux maximums atteints. En particulier entre $L^* = 4$ et $L^* = 8$, plus le L^* est élevé et moins les flux peuvent atteindre de

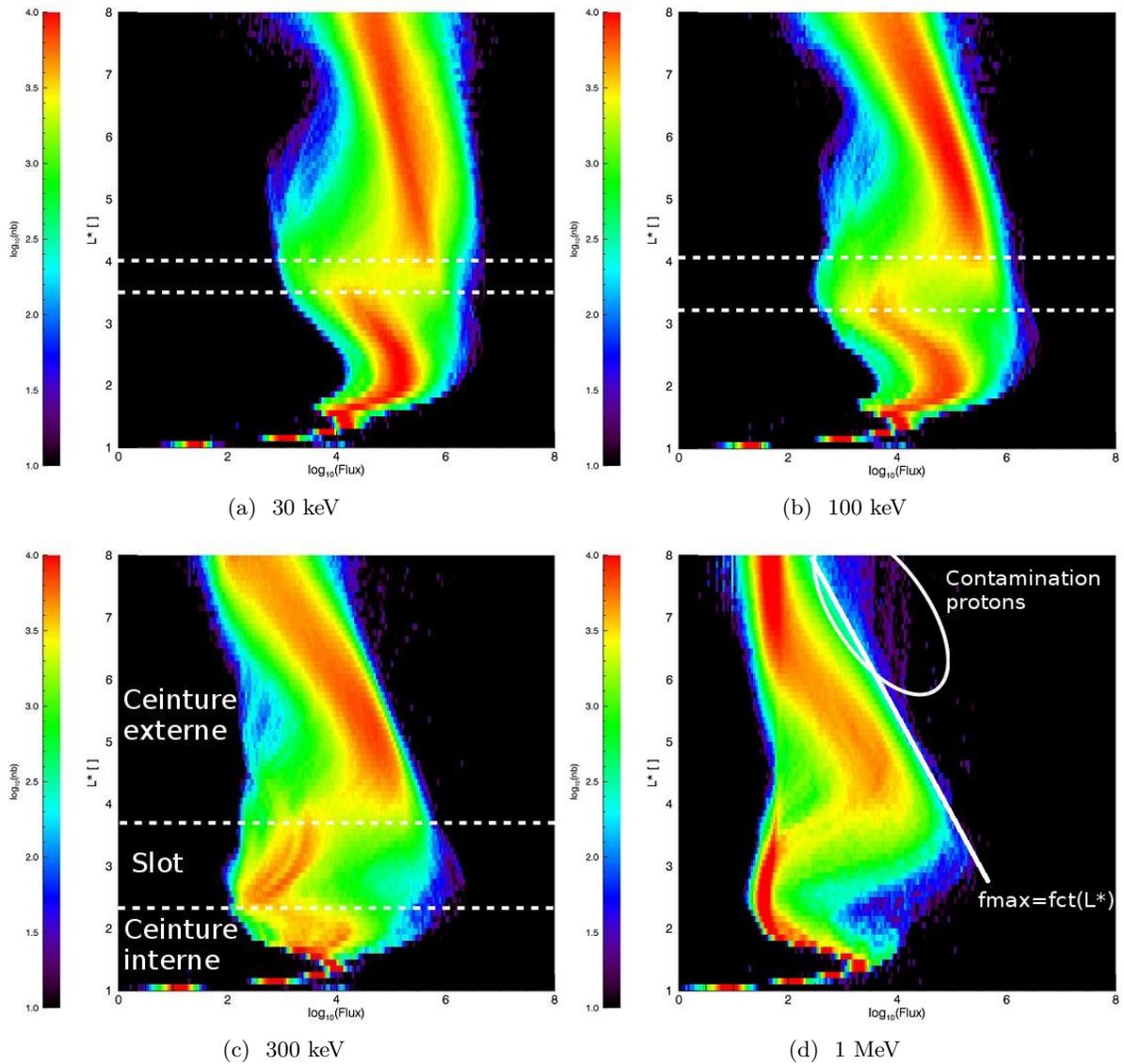


FIGURE 4.8 – Histogrammes des flux d'électrons en fonction du paramètre L^* pour quatre gammes d'énergies : (a) $> 30keV$, (b) $> 100keV$, (c) $> 300keV$, (d) $> 1MeV$. Pour chaque graphe, la valeur du logarithme du flux est donnée en abscisse, le paramètre L^* en ordonné et le logarithme du nombre de points est représenté par l'échelle de couleur. Les échelles de tous les axes sont identiques pour les quatre figures.

fortes valeurs de flux. Cette tendance, inexistante (ou du moins très faible) pour les électrons $> 30keV$, s'accroît davantage pour les énergies supérieures (voir Figures 4.8c et 4.8d).

Aux énergies supérieures ($> 300keV$, voir figure 4.8c), on retrouve un slot "traditionnel" dans lequel la distribution pique sur des valeurs de flux faibles. Il s'étend encore plus qu'aux énergies inférieures notamment sur la limite interne. La dépendance des niveaux maximums de flux au paramètre L^* s'accroît

encore pour toute la ceinture externe et c'est entre $L^* = 2$ et $L^* = 3$ que les flux les plus forts peuvent être obtenus. La ceinture interne est, elle, confinée à des L^* de plus en plus faibles.

Cette ceinture interne est d'ailleurs amenée à disparaître lorsque l'on considère les électrons relativistes (figure 4.8d). Les flux y sont réduits au niveau de bruit ou de la contamination des protons et ils n'augmentent que lors de rares événements. Les valeurs maximales atteintes diminuent très rapidement lorsque L^* augmente et les électrons relativistes sont très peu présents dans les régions les plus externes ($L^* > 6$). Il est intéressant de noter la différence entre les valeurs de flux les plus probables et les flux maximums notamment pour les deux gammes les plus énergétiques. Les distributions piquent sur des valeurs plus élevées dans la ceinture externe ce qui veut dire que la plupart du temps, les flux sont plus élevés pour $L^* = 4$. Cependant, c'est bien pour les L^* inférieurs que les valeurs maximales de flux peuvent être atteintes.

La dépendance de la valeur de flux maximum mesurée au paramètre L^* est sans doute une conséquence de la diffusion radiale. Celle-ci est en effet le processus le plus efficace pour accélérer les électrons. Ceux-ci sont poussés sur des coquilles de dérive plus internes ou externes à moment magnétique constant (en conservant donc le produit $E.L^*$ où E désigne l'énergie et L la distance à la terre de la coquille à l'équateur magnétique, exprimée en rayon terrestre). Les électrons poussés aux L plus faibles sont donc accélérés. Sur les histogrammes, à énergie constante, il est donc logique que les flux d'électrons très énergétiques soient plus élevés aux faibles L^* . Si les flux maximums n'augmentent pas jusqu'à $L^* = 2$, c'est sans doute par manque d'événements capables de pousser autant de particules à des L^* aussi faibles.

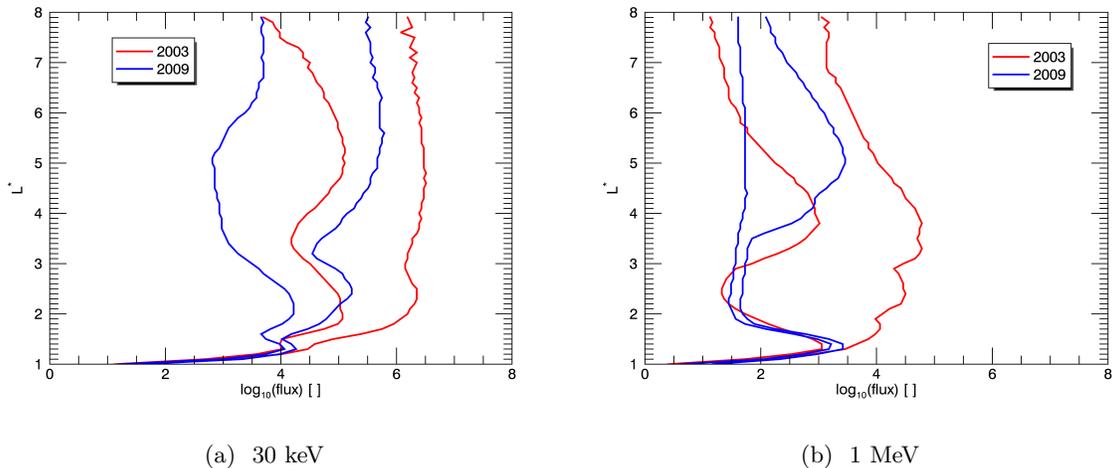


FIGURE 4.9 – Comparaison des histogrammes des flux pour deux énergies : (a) $> 30\text{keV}$ et (b) $> 1\text{MeV}$ et pour deux années : 2003 (en rouge) et 2009 (en bleu). Pour chaque cas on trace "l'enveloppe" des figures 4.8, c'est à dire le 1er et le 99ème centile de la distribution pour chaque valeur de L^* .

Ces diagrammes donnent donc une image de l'ensemble des flux dans les ceintures durant une certaine période et il est évident que celle-ci ne sera pas la même en fonction de la période considérée. Pour illustrer cela, nous comparons sur les figures 4.9a et 4.9b les enveloppes d'histogrammes de deux années (2003 et 2009) pour deux énergies ($> 30\text{keV}$ et $> 1\text{MeV}$). Nous comparons donc les valeurs extrêmes de

flux ayant été atteintes durant ces deux années. L'année 2009 est bien sûr connue pour avoir été une année extrêmement calme avec très peu d'orages magnétiques tandis que l'année 2003 a été, au contraire, extrêmement active avec énormément d'orages magnétiques (de toutes intensités) dont quelques extrêmes (en Octobre et Novembre). Ces résultats montrent que, pour les faibles énergies, la spécificité de l'année 2003 vient du fait que les niveaux de flux dans les ceintures sont maintenus à de fortes valeurs tout au long de l'année. Ainsi, le flux minimum est un ordre de grandeur (voir deux pour certains L^*) supérieur à celui de l'année 2009. Comme nous pouvions nous y attendre, les flux maximums sont également beaucoup plus élevés en 2003 qu'en 2009 et, encore une fois, quel que soit le L^* .

Les histogrammes des électrons relativistes montrent d'autres différences. Les valeurs de flux minimales ne sont différentes que pour les L^* entre 3 et 5 montrant que c'est la gamme de L^* pour laquelle les flux augmentent le plus facilement. Pour cette gamme de L^* , l'enchaînement de très nombreux événements en 2003 permet donc aux flux de rester, sans interruption, plus d'une décade au dessus de leur valeur minimale. Pour les flux maximums, si la différence entre les deux années est limitée aux fortes valeurs de L^* , elle s'accroît dans les couches plus profondes. Le point le plus remarquable est sans doute l'absence totalement d'augmentation de flux pour les $L^* < 3.5$ durant l'année 2009 conduisant à des ceintures de radiation complètement vides tandis que c'est dans cette même région que les flux atteignent leur valeur maximale durant l'année 2003.

4.3 Résumé et conclusions du chapitre

Ce chapitre porte sur la caractérisation des ceintures de radiation telles que mesurées par les satellites NOAA-POES. Nous avons pour cela utilisé les mesures de flux des satellites NOAA-POES sur une période de presque 20 ans (1998-2016) incluant 2 cycles solaires (cycles 23 et 24). Après un traitement préalable des données de flux, celles-ci ont été utilisées afin de mettre en évidence certaines caractéristiques des ceintures de radiation.

Nous avons donc, dans un premier temps réalisé deux opérations distinctes sur les flux.

- D'une part, les détecteurs des différents satellites ayant déjà été calibrés entre eux (Evans and Greer, 2004), les données des différents satellites ont été associées et ont permis de réduire considérablement les trous de données.
- D'autre part, l'oscillation de l'amplitude des flux a été gommée en les moyennant avec une fenêtre glissante de 24h. Bien que cette seconde étape réduise l'intensité des variations rapides, elle est indispensable pour pouvoir ensuite traiter les flux numériquement.

Nous avons ensuite utilisé ces données afin de caractériser les ceintures de radiation. Dans un premier temps, les données ont été tracées sous la forme de diagrammes L^* -temps. Cette représentation des ceintures est classique et souvent trouvée dans la littérature. Elle a permis de suivre l'évolution de la structure des ceintures sur des durées plus ou moins courtes. Afin de compléter ces observations, nous avons ensuite proposé une nouvelle représentation des flux sous la forme d'histogrammes tout en gardant la dépendance en L^* . À notre connaissance, c'est la première fois que les flux sont représentés de cette façon qui apporte pourtant des informations précieuses concernant les valeurs maximales de flux pouvant être atteintes ou encore la capacité plus ou moins grande des flux à varier dans différentes régions des ceintures.

Les principaux résultats obtenus sont listés ci-dessous :

- La taille de la ceinture interne réduit lorsque l'énergie augmente jusqu'à disparaître entre $300keV$ et $1MeV$ d'après nos figures (autour de $600keV$ d'après Reeves et al. (2016)).
- Aux faibles énergies ($30keV$), les injections de particules dans le slot et dans la ceinture interne sont très courantes. Ainsi, du point de vue statistique, les flux dans cette région sont extrêmement variables mais celle-ci n'est pas spécialement vide.
- Aux plus hautes énergies au contraire, les injections de particules dans le slot sont très rares, voir inexistantes durant le cycle 24.
- Pour les électrons $> 300keV$ et $> 1MeV$, les flux dans la ceinture externe sont la plupart du temps plus élevés que dans la ceinture interne. Cependant, c'est aux $L^* < 4$ que les flux peuvent atteindre leurs plus forts niveaux.
- Les niveaux de flux dans la ceinture externe ont une valeur maximale qui dépend du L^* . Cette dépendance, relativement faible pour les électrons $> 30keV$ s'accroît avec l'énergie. Ainsi, nos résultats montrent que les flux d'électrons relativistes les plus élevés pouvant être atteints à $L^* = 3$ sont 30 fois plus forts qu'à $L^* = 6$ et 500 fois plus forts qu'à $L^* = 8$.

D'un point de vue plus général, on remarque le très fort dynamisme des ceintures de radiation dans lesquelles les niveaux de flux peuvent s'étendre sur plus de quatre ordres de grandeur. Bien sûr, c'est le couplage entre le vent solaire et la magnétosphère qui va permettre les augmentations et diminutions de flux et les événements types CIRs et ICMEs en sont les principaux moteurs. C'est à ces deux types d'événements que nous allons nous intéresser ainsi qu'à leur capacité à faire varier les flux dans les ceintures de radiation.

Chapitre 5

Impact des CIRs et des ICMEs sur les ceintures de radiation

Nous avons montré dans le chapitre précédent que la structure des ceintures de radiation était très dépendante de l'énergie des électrons et du paramètre L^* . En particulier, il a été mis en évidence que les flux maximums d'électrons sont atteints pour les $L^* < 5$, et cela, quelle que soit leur énergie. Dans ce chapitre, nous nous intéressons donc plus particulièrement à cette région des ceintures de radiation ($2 < L^* < 5$), et étudierons comment les structures du vent solaire (CIRs et ICMEs) l'impactent en causant des variations de flux. L'utilisation des données des satellites NOAA-POES nous permet la comparaison de cet impact à différents L^* et pour plusieurs gammes d'énergies.

5.1	Les listes d'événements	89
5.1.1	Comparaison indirecte des listes	90
5.1.2	Comparaison directe	92
5.2	Variations de flux au passage des structures du vent solaire	96
5.2.1	Capacité des CIRs et des ICMEs à faire augmenter ou diminuer les flux	96
5.2.2	Géoeffectivité des CIRs et des ICMEs	103
5.2.3	Évolution temporelle des flux	105
5.3	Niveaux extrêmes de flux dans les ceintures	112
5.3.1	Méthode	112
5.3.2	Liste des événements géoeffectifs du point de vue des ceintures de radiation	114
5.3.3	Corrélation avec une fonction de couplage : le paramètre d'Akasofu	117
5.4	Résumé et conclusions du chapitre	118

5.1 Les listes d'événements

L'objectif étant d'observer l'effet des CIRs et ICMEs sur les ceintures, nous aurons besoin d'utiliser des listes d'événements. Il en existe de nombreuses disponibles et nous en avons présentées quelques-unes

dans la section 2.3 : deux listes de CIRs (Jian et al., 2006b; Kilpua et al., 2015) et quatre listes d'ICMEs (Jian et al., 2006a; Mitsakou and Moussas, 2014; Kilpua et al., 2015; Richardson and Cane, 2010). Ces listes sont faites par des auteurs différents, qui utilisent des méthodes et des critères de détection qui ne sont pas nécessairement les mêmes. C'est pourquoi on se propose ici de les comparer afin de déterminer si elles sont cohérentes, c'est à dire si les événements d'une liste sont également identifiés dans une autre.

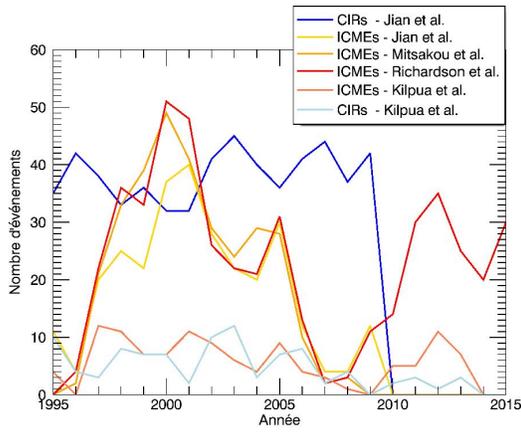
On peut s'attendre à ce que la liste de Kilpua et al. (2015) soit plus restrictive que les autres. En effet, celle-ci identifie les événements comme les orages avec $Dst < -50nT$ avant de rechercher leur cause dans le vent solaire. Dans les autres études, les événements sont recherchés directement avec les paramètres du vent solaire. La première liste exclura donc, entre autres, tous les événements qui ne causent pas d'orages d'intensité supérieure à $|Dst| = 50nT$.

5.1.1 Comparaison indirecte des listes

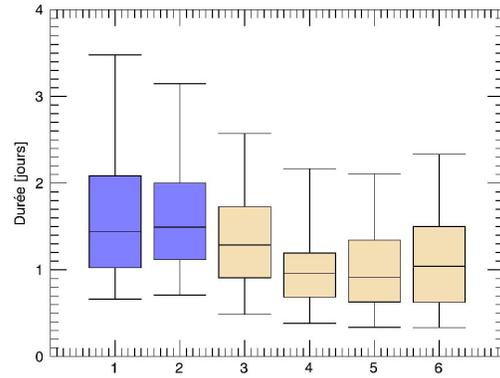
Dans un premier temps, nous allons déterminer quelques statistiques pour chaque liste d'événements que nous comparerons ensuite. L'intérêt ici est double puisque cela nous permettra non seulement de comparer les listes mais également d'avoir une première idée des caractéristiques des événements qui les composent. La figure 5.1a indique le nombre d'événements en fonction de l'année et de la liste. Les figures suivantes (5.1b, 5.1c, 5.1d, 5.1e, et 5.1f) donnent certaines caractéristiques des événements sur respectivement : la durée, la pression, l'intensité du champ magnétique, l'amplitude des indices Dst et Kp . Hormis pour la durée des événements, on considère à chaque fois la valeur maximale des paramètres durant le passage de l'événement. Chaque liste est alors caractérisée par plusieurs centiles : les 5^{ème}, 25^{ème}, 50^{ème}, 75^{ème}, et 95^{ème}. De cette façon, les statistiques de 90% des événements sont représentés et les boîtes colorées contiennent 50% des événements. Par exemple, concernant la durée des CIRs de la liste de Jian et al. (2006b) (figure 5.1b, liste n^o1), 90% des CIRs ont une durée comprise entre 0.7 jours et 3.5 jours. De plus, la moitié des événements durent entre 1.0 jour et 2.1 jours. On précise que pour les CIRs, les statistiques sont faites sur l'ensemble de l'événement (entre le début et la fin de la CIR). Pour les ICMEs, les statistiques sont établies sur l'ICME seulement, en excluant donc la gaine en amont. Il y a toutefois une exception pour la liste n^o3 de Jian et al. (2006a) qui ne fournit que les dates de début de gaine et de fin d'ICME. Cette liste inclut donc la gaine et il faut en tenir compte pour interpréter les résultats.

Premièrement, ces figures confirment que les listes n^o2 et n^o4 de Kilpua et al. (2015) sont plus restrictives que les autres. La figure 5.1a montre que le nombre d'événements y est bien plus faible avec moins de 10 événements par an tandis que les autres listes peuvent en compter jusqu'à une cinquantaine. Si les durées des événements des listes de Kilpua et al. (2015) sont similaires à celles des autres listes, les autres paramètres du vent solaire (pression et champ magnétique) sont légèrement plus forts durant les événements des listes de Kilpua et al. (2015). La différence est beaucoup plus conséquente au niveau des indices magnétiques puisque les intensités des orages magnétiques associés sont plus fortes. C'est une conséquence logique du fait que les listes de Kilpua et al. (2015) ne contiennent que des événements ayant provoqués des orages avec $Dst < -50nT$.

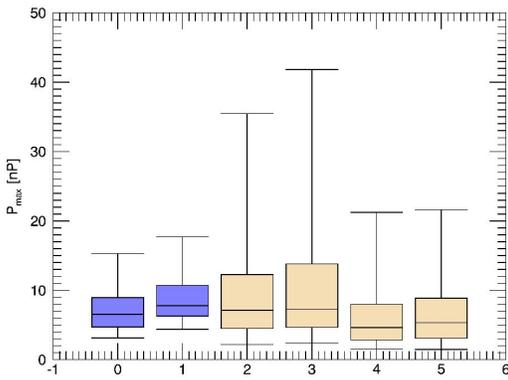
La comparaison entre les CIRs et les ICMEs indique que les premières ont, en moyenne, une durée plus longue que les secondes. En revanche, il n'y a pas de différence significative en ce qui concerne la pression et le champ magnétique. La différence est plus nette sur les amplitudes maximums des indices



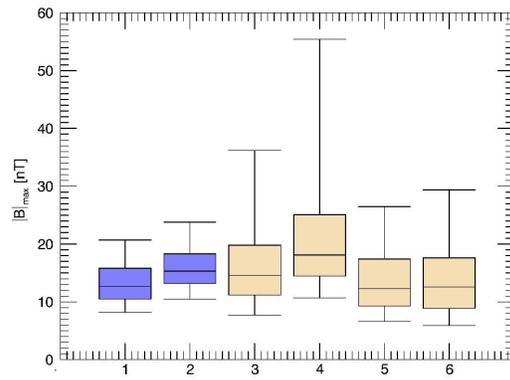
(a) Nombre d'événements



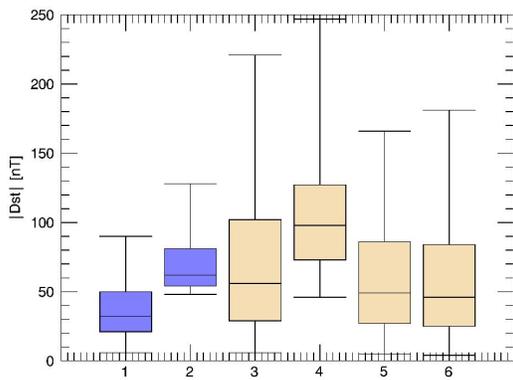
(b) Durées



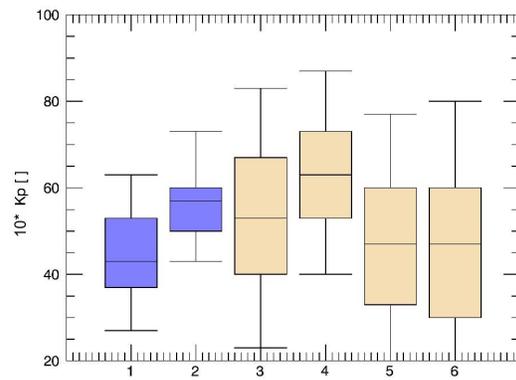
(c) Pression cinétique



(d) Champ magnétique



(e) *Dst*



(f) *Kp*

FIGURE 5.1 – Comparaison des caractéristiques des événements de différentes listes qui sont indiquées par des numéros comme suivant : 1 : CIRs - Jian et al. 2 : CIRs - Kilpua et al. 3 : ICMEs - Jian et al. 4 : ICMEs - Kilpua et al. 5 : ICMEs - Mitsakou et al. 6 : ICMEs - Richardson et al.

puisque celles-ci peuvent être plus élevées durant les ICMEs que les CIRs. On note cependant que si les ICMEs peuvent causer des orages magnétiques bien plus intenses que les CIRs, ils peuvent également en causer des tout aussi faibles.

Hormis les listes de Kilpua et al. (2015), les autres semblent avoir des caractéristiques assez proches. Les durées des événements de la liste n°3 de Jian et al. (2006a) sont plus élevées mais c'est sûrement une conséquence du fait qu'ils incluent la gaine. Cela peut également causer une différence sur les valeurs maximales de pressions, de champs magnétiques et d'indices. Il est intéressant de constater que les listes de Mitsakou and Moussas (2014) et Richardson and Cane (2010) ont des caractéristiques très proches, quel que soit l'élément de comparaison. Cela laisse penser que ces deux listes sont cohérentes, c'est à dire qu'elles contiennent les mêmes événements.

C'est ce que nous souhaitons maintenant vérifier par une comparaison directe des listes. Cela consiste à chercher pour chaque événement d'une liste s'il est présent dans l'autre. Cela permettra non seulement de vérifier si les événements de Mitsakou and Moussas (2014) et Richardson and Cane (2010) sont bien les mêmes, mais également de voir si les événements des listes de Kilpua et al. (2015) forment un sous-groupe des autres listes. En effet, puisque celles-ci sont plus restrictives, il est logique qu'il y manque un grand nombre d'événements. Par contre, tous les événements des ces listes devraient être retrouvés dans les listes plus larges.

5.1.2 Comparaison directe

Nous proposons donc une comparaison directe de deux listes, c'est à dire événement par événement. Si le problème est assez simple en principe, il n'est en fait pas si évident à résoudre, notamment à cause du nombre important d'événements qui s'enchainent rapidement. La comparaison de deux listes prenant énormément de temps si elle devait être faite "à la main", nous avons écrit une routine afin que cela soit fait automatiquement. Pour déterminer le nombre d'événements qui "correspondent", le code repose sur deux principes simples : (1) deux événements correspondent si au moins une des dates d'un événement est compris dans l'intervalle de temps de l'autre, et (2) un événement d'une liste ne peut être associé qu'à un seul événement de l'autre liste et inversement.

La figure 5.2 schématise différentes possibilités lors de la comparaison de deux listes.

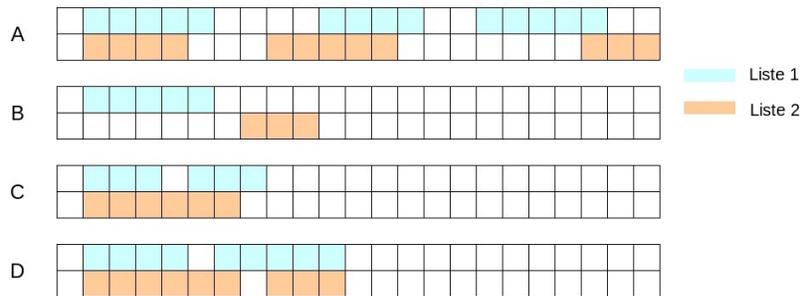


FIGURE 5.2 – Schématisation de différents cas de figure lors de la comparaison de deux listes d'événements. Chaque case représente une donnée.

La ligne A montre trois exemples d'événements en accord, ils seront dit "correspondants". La ligne

	Étude		Nombre	Correspondants		Complexe		Seul		Période
ICMEs	Mitsakou	Richardson	325	251	77%	15	5%	59	18%	1996-2008
	Richardson	Mitsakou	312	251	80%	12	4%	49	16%	
ICMEs	Mitsakou	Jian	325	203	62%	55	17%	67	21%	1996-2008
	Jian	Mitsakou	268	203	76%	41	15%	24	9%	
ICMEs	Richardson	Jian	323	178	55%	63	20%	82	25%	1996-2009
	Jian	Richardson	280	178	64%	46	16%	56	20%	
ICMEs	Mitsakou	Kilpua	325	52	16%	0	0%	273	84%	1996-2008
	Kilpua	Mitsakou	58	52	90%	0	0%	6	10%	
ICMEs	Richardson	Kilpua	427	68	16%	6	1%	353	83%	1996-2013
	Kilpua	Richardson	80	68	85%	3	4%	9	11%	
CIRs	Jian	Kilpua	574	72	13%	2	0%	500	87%	1995-2009
	Kilpua	Jian	77	72	94%	1	1%	4	5%	

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des comparaisons entre les listes d'événements

B montre un cas où les événements ne sont pas en accord et on parlera alors d'événements "seuls". Les lignes *C* et *D* schématisent des situations dans lesquelles, il y a bien correspondance des événements mais avec plusieurs d'entre eux ce qui est en contradiction avec le second principe. On fera donc la différence entre les événements seuls de la ligne *B* et les événements "complexes" des lignes *C* et *D*. Pour résumé l'ensemble des exemples de la figure 5.2, notre méthode de comparaison donnerait comme résultat : 3 correspondants, 1 isolé et 4 complexes pour la première liste (en bleu) et 3 correspondants, 1 isolé et 3 complexes pour la seconde liste (en rouge).

Cette méthode est appliquée aux listes d'événements. Concernant les ICMEs, pour les comparaisons entre les listes issues de Mitsakou and Moussas (2014), Richardson and Cane (2010) et Kilpua et al. (2015), on compare systématiquement les dates de début et de fin des ICMEs. Les dates de début des ICMEs n'étant pas disponibles pour la liste de Jian et al. (2006a), on utilise les dates de début de gaines pour les comparaisons qui incluent cette liste. Ces dates n'étant pas systématiquement fournies dans la liste de Kilpua et al. (2015), on ne fait pas de comparaison avec la liste de Jian et al. (2006a). Pour les CIRs, on considère les dates de début et fin de CIRs. Les résultats sont donnés dans le tableau 5.1.

Pour chaque liste, les statistiques correspondent à la liste dont l'auteur est indiqué en gras à gauche comparée à celle indiquée à droite. Par exemple, sur les 325 ICMEs de la liste de Mitsakou, 251 (soit 77%) sont clairement présents dans la liste de Richardson et 59 (18%) en sont absents. À noter également que nous ne comparons les listes que sur les années communes aux études.

Dans un premier temps, nous nous intéressons uniquement à la première partie du tableau, c'est à dire les comparaisons n'incluant pas la liste de Kilpua qui, comme vu dans la section précédente est plus restrictive. Ce sont les listes de Mitsakou et Richardson qui semblent les plus cohérentes entre elles. Non seulement elles ont le meilleur pourcentage d'événements correspondants ($> 77\%$) mais elles ont également très peu d'événements "multi" qui correspondent souvent aux cas où la comparaison des listes n'est pas claire, notamment à cause des enchainements rapides d'événements. Ce pourcentage de cas complexes est d'ailleurs bien plus important lorsque la comparaison implique la liste de Jian. On souligne toutefois que ces cas ne veulent pas automatiquement dire qu'il n'y a pas de correspondance entre les événements mais peuvent-être due à des imprécisions sur les dates de début et fin des événements.

C'est ce qu'on a par exemple illustré sur la ligne D de la figure 5.2 où une imprécision sur les dates fait passer deux événements de "correspondants" à "complexes". Quoi qu'il en soit, ce sont les listes de Mitsakou et Richardson qui semblent le plus cohérentes en ayant les meilleurs pourcentages d'événements correspondants et les plus faibles pourcentages d'événements "seuls" (la liste de Jian a un plus faible pourcentage d'événements seul lorsqu'on la compare à la liste de Mitsakou (9%) mais c'est visiblement dû au fait qu'elle possède 57 événements de moins sur une période de 13 ans).

Nos résultats montrent également que les événements des listes de Kilpua sont, en très grande majorité ($> 90\%$), présents dans les autres listes. Cela vient confirmer le caractère plus restrictif de cette liste : les événements de la liste de Kilpua forment un sous-groupe des listes de Mitsakou et de Richardson. On remarque également la quasi-inexistence des cas "multi" lors des comparaisons avec la liste de Kilpua. Cela s'explique par le fait que Kilpua et al. (2015) avaient exclu de leurs listes les événements pouvant créer ce cas de figure : les enchainements d'événements ou les structures "peu claires".

Afin de compléter la comparaison des listes d'événements, on porte notre attention sur les imprécisions des dates des événements. Pour cela, nous ne gardons que les événements "correspondants" entre les listes de Mitsakou et Richardson et calculons pour chaque couple d'événements les différences entre les dates de débuts et de fins. La figure 5.3 montre le pourcentage d'événements tel que les différences entre les dates de début (en bleu), de fin (en vert) d'ICME, ou les deux (en rouge) soient inférieures à un certain retard δt .

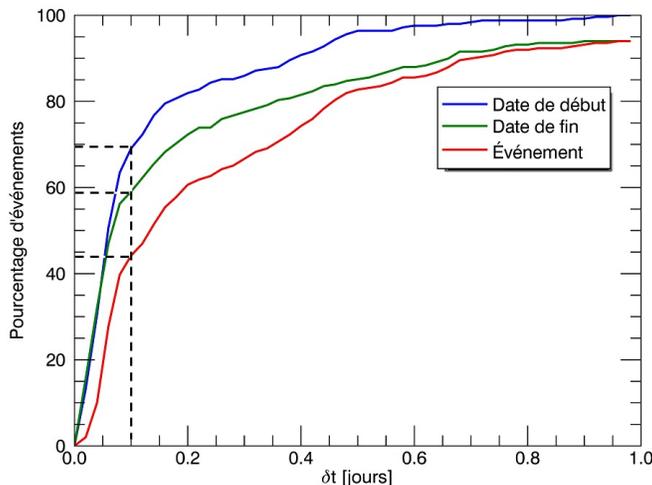


FIGURE 5.3 – Comparaison des dates des événements "correspondants" des listes de Mitsakou et Richardson. Le graphique indique le pourcentage d'événements tels que la différence entre les dates soit inférieure à δt . Les lignes bleues et vertes correspondent aux comparaisons des dates de début et de fin de l'ICME. La ligne rouge correspond aux événements entiers, et donc aux comparaisons simultanées des deux dates.

Pour 30% des événements, les dates de début d'ICMEs diffèrent de plus de 0.1 jours (2.4 heures). Ce pourcentage augmente à 40% si on considère les dates de fin d'ICMEs qui, d'une manière générale,

semblent encore plus difficiles à déterminer que celles de début. En prenant en compte ces deux dates, environ 45% des ICMEs ont leur deux dates avec $\delta t < 0.1$ jour. Il est donc extrêmement difficile de déterminer des dates précises d'ICMEs (de début comme de fin).

Pour résumer, il semble que l'établissement d'une liste d'événements fiable soit une tâche difficile. Même pour les listes de Mitsakou et Richardson qui sont le plus en accord, environ 20% des événements ne concordent pas. Pour illustrer encore un peu plus la difficulté d'un tel travail, nous nous sommes intéressés aux 6 événements de la liste d'ICMEs de Kilpua qui ne sont pas identifiés par Mitsakou (voir table 5.1). Parmi ces 6 événements, un seul a été identifié par les listes de Jian et Richardson comme étant une ICMEs. En revanche, ces 6 événements ont été répertoriés par Jian comme étant des CIRs. Cela traduit, une fois de plus les difficultés à établir une liste d'événements. Cette difficulté avait déjà été mise en évidence par Russell and Shinde (2005). Cependant leur étude portait surtout sur des listes de nuages magnétiques tandis que la notre inclut tous les ICMEs et les CIRs.

Comme dit dans la section 1.2.3.1, Zurbuchen and Richardson (2006) ont recensé pas moins de 23 signatures des ICMEs, certaines liées au champ magnétique, d'autres à la dynamique du plasma ou autre. Cependant aucune ICME ne répond à tous les critères et les auteurs, lorsqu'ils établissent une liste, doivent choisir ceux qu'ils jugent être pertinents. Si certains critères sont systématiquement retenus, d'autres peuvent changer et ainsi affecter les listes.

Pour toutes ces raisons, nous avons choisi de ne pas créer nos propres listes d'événements. Ce travail aurait demandé beaucoup de temps et nous n'avons pas de raison de penser que nous aurions pu choisir des critères de sélection plus pertinents que les listes qui ont déjà été établies. Nous utiliserons donc les listes d'événements déjà existantes, en gardant à l'esprit qu'elles peuvent contenir des erreurs et/ou des imprécisions sur les dates.

Pour la suite de nos études, nous garderons les deux listes de CIRs (Jian et Kilpua) et deux listes d'ICMEs (Mitsakou et Kilpua). Nous avons exclu la liste d'ICMEs de Jian car elle n'indique pas les dates de début d'ICMEs. Bien que la liste de Richardson couvre une plus grande période de temps, nous avons préféré celle de Mitsakou. Les critères de sélection de Mitsakou nous ont paru plus clairs et précis au moment où nous commençons cette étude. De plus, nous disposons des données OMNI à partir desquelles Mitsakou and Moussas (2014) ont eux même établi leur liste d'événements.

Enfin, nous avons encore réduit légèrement les listes de CIRs et ICMEs issues des études de Kilpua. La liste d'ICMEs contenait initialement 84 événements (avec une gaine en amont ou non). Nous avons supprimé de cette liste les événements qui ne figuraient pas à la fois dans les listes de Mitsakou et dans celle de Richardson. De plus, nous avons supprimé les événements qui sont identifiés comme étant des CIRs par Jian. Au final, la liste d'ICMEs comporte 62 événements. De la même façon, la liste de CIRs est passée de 85 à 77 événements. Ainsi, alors que les listes de Mitsakou (pour les ICMEs) et Jian (pour les CIRs) comportent un grand nombre d'événements et doivent probablement comporter quelques erreurs, des listes de Kilpua sont très réduites mais devraient en avoir le moins possible. Par la suite les deux premières listes seront dites "globales", tandis que les deux autres seront dites "restreintes".

Les données de flux que nous utilisons ne commencent qu'en Juillet 1998. Les listes seront donc encore réduites puisqu'elles ne comporteront pas les événements ayant eu lieu avant cette date. Au final, lors de l'utilisation des données flux, les listes restreintes de CIRs et ICMEs comporteront respectivement 57 et 42 événements tandis que les listes globales en compteront 441 et 279.

5.2 Variations de flux au passage des structures du vent solaire

5.2.1 Capacité des CIRs et des ICMEs à faire augmenter ou diminuer les flux

L'objectif ici est de caractériser la capacité des principales structures du vent solaire (CIRs, ICMEs) à perturber les ceintures de radiation en causant des variations de flux d'électrons. Dans un premier temps, nous suivons la même démarche que dans d'autres études (par exemple, Turner et al., 2015), notamment pour l'étude des variations de flux d'électrons relativistes en orbite géostationnaire (Reeves et al., 2003; Kilpua et al., 2015; Anderson et al., 2015). Le principe consiste à déterminer les pourcentages d'événements faisant augmenter ou diminuer *significativement* les flux en comparant les niveaux de flux après et avant chaque événement. Ces études ne s'intéressent donc pas à l'amplitude des variations de flux. La notion de "significatif" implique de fixer une limite arbitraire à partir de laquelle on considère qu'une variation est significative ou non. Celle-ci est la même dans toutes les études que nous avons relevées et donc nous choisissons de la garder : un événement fait augmenter significativement les flux lorsque ceux-ci sont au minimum doublés au passage de l'événement. À l'inverse, une diminution significative a lieu lorsque les flux sont au moins divisés par deux.

Si la méthode de comparaison des flux est assez simple en théorie (rapport des flux après / avant), elle l'est beaucoup moins en pratique. Il faut tout d'abord définir ce que sont les flux avant et après les événements. Reeves et al. (2003) et Anderson et al. (2015) choisissent de les définir comme les valeurs maximales entre $84h$ et $36h$ avant le pic de Dst (pour le flux pré-événement) et entre $36h$ et $132h$ après le pic de Dst (pour le flux post-événement). Turner et al. (2015) gardent eux aussi les valeurs maximales de flux mais dans d'autres fenêtres : entre $84h$ et $12h$ avant le pic de Dst pour le flux pré-événement et entre $12h$ et $84h$ après pour le flux post-événement. Dans leur étude, Kilpua et al. (2015) définissent les flux d'une manière légèrement différente puisqu'ils ne conservent pas les valeurs maximales mais calculent les moyennes dans les intervalles de temps $36h - 12h$ avant le début de l'événement et $12h - 36h$ ou $36h - 60h$ après la fin de l'événement.

Notre étude impose donc de fixer à la fois la fenêtre dans laquelle nous cherchons les flux et la façon dont nous les déterminons. Nous préférons ici calculer la moyenne des flux dans un certain intervalle plutôt que de conserver les flux maximums. Nous pensons en effet que prendre le maximum des flux a tendance à sous-estimer l'impact des événements faisant diminuer les flux. Imaginons un événement faisant diminuer les flux : les flux quelques heures après la fin de l'événement seront donc plus faibles qu'avant le début et ré-augmenteront progressivement. Les fenêtres choisies étant généralement assez larges, les flux auront le temps de ré-augmenter significativement, et en prenant la valeur maximale nous risquons de ne garder en fait que la dernière valeur. C'est pourquoi cette méthode aura tendance à minimiser l'impact des événements faisant diminuer les flux.

On détermine donc les flux pré et post-événements à partir de la moyenne dans une certaine fenêtre qu'il faut maintenant déterminer. Les auteurs des études que nous avons citées restent assez évasifs sur le sujet et ne justifient pas leur choix. Pourtant la question se pose, notamment dans notre cas où nous allons mener l'étude pour plusieurs énergies et plusieurs L^* . Les flux pré-événements n'étant pas encore perturbé, leurs niveaux ne devraient pas dépendre de la taille de la fenêtre et de sa position. Comme Kilpua et al. (2015), nous faisons le choix de calculer la moyenne de flux entre $36h$ et $12h$ avant le début

de l'événement quels que soient l'énergie et le L^* . Pour le flux post-événement, on calcule la moyenne des flux dans une fenêtre de $24h$ centrée autour d'une certaine valeur t_0 qu'il nous reste à déterminer. Pour cela, on la fait varier de $12h$ à $100h$ et on calcule chaque fois le pourcentage d'événements faisant augmenter les flux en fonction du paramètre L^* .

Dans un premier temps, nous utilisons les listes restreintes d'événements. Comme elles sont en grande partie issues de l'étude de Kilpua et al. (2015), nous aurons la possibilité de comparer nos résultats pour ce qui concerne les électrons relativistes autour de $L^* = 6$.

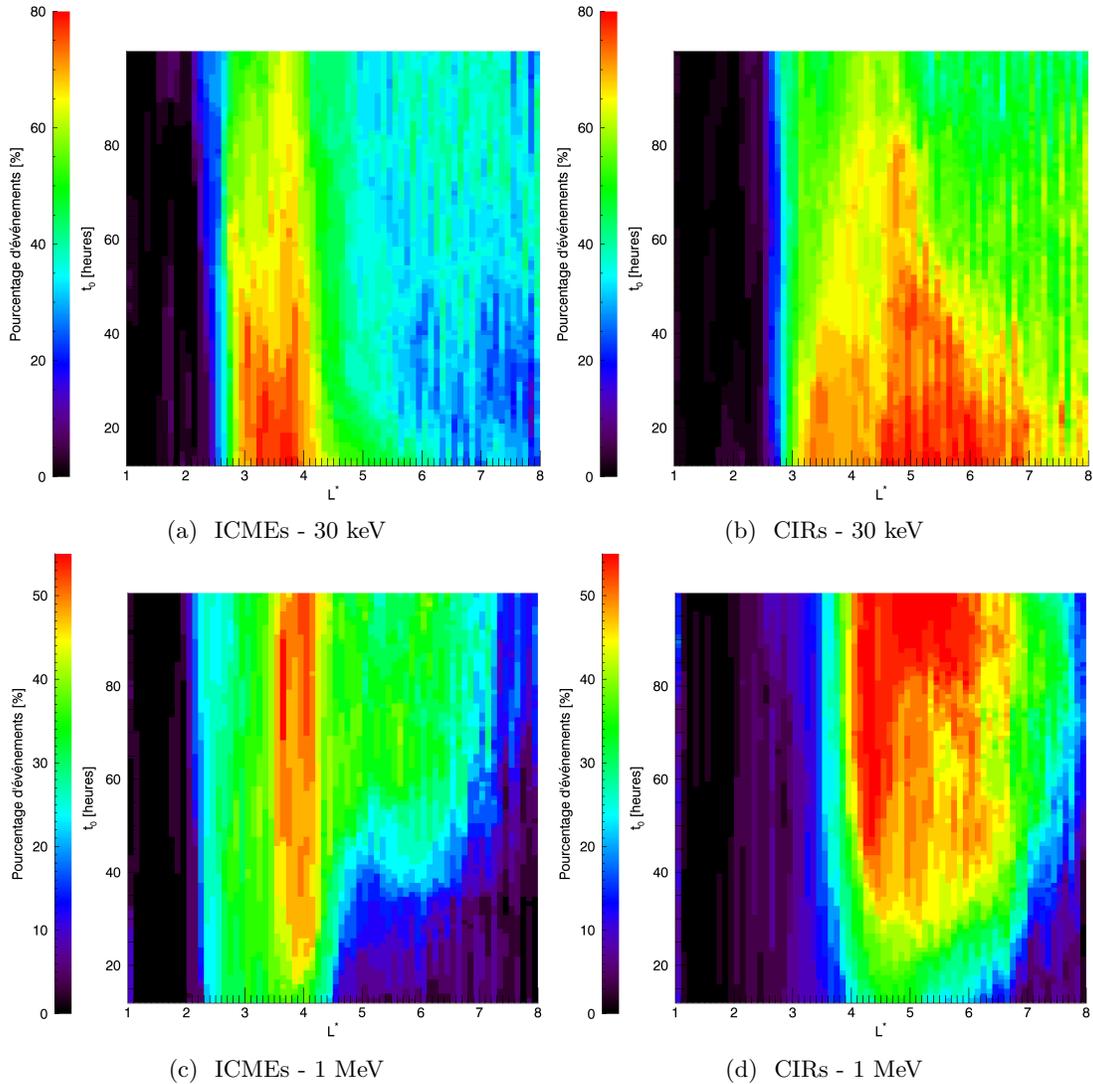


FIGURE 5.4 – Pourcentages d'événements faisant augmenter les flux en fonction du paramètre L^* , de t_0 , de l'énergie, et du type d'événements (CIRs ou ICMEs). Les flux sont calculés sur les listes d'événements restreintes.

Les pourcentages d'événements faisant augmenter les flux en fonction de l'énergie, du L^* , du type

d'événements (CIRs, ICMEs) et du t_0 sont donnés sur les figures 5.4a, 5.4b, 5.4c, et 5.4d.

On ne montre ici que les résultats pour deux énergies ($30keV$ et $1MeV$) mais les graphiques correspondant aux quatre énergies ($30keV$, $100keV$, $300keV$, $1MeV$) sont disponibles en annexe B. Sur les figures 5.4, le paramètre t_0 correspond au centre de la fenêtre. Pour la valeur minimum ($t_0 = 12h$), on calcule donc le flux moyen entre $0h$ et $24h$ après la fin de chaque événement. On fait ensuite le rapport des flux post/ pré-événements ($R_{ap/av}$) puis on détermine le pourcentage d'événements tel que $R_{ap/av} > 2$.

Seules les variations en fonction de t_0 nous intéressent ici. Les différences de pourcentages d'augmentations entre les CIRs et les ICMEs, par exemple, seront discutées plus tard. Les figures montrent des comportements très différents en fonction de l'énergie et du type d'événement. Globalement, pour les électrons de la gamme d'énergies $> 30keV$ (figures 5.4a et 5.4b), la proportion d'événements faisant augmenter les flux est maximum pour les faibles valeurs de t_0 . Cela veut dire que les flux d'électrons à cette énergie sont au plus fort juste après l'événement et diminuent ensuite rapidement. Pour les électrons relativistes (figures 5.4c et 5.4d), c'est le contraire. Peu d'événements font augmenter les flux juste après la fin, tandis que la proportion augmente ensuite progressivement. Ainsi, en prenant $t_0 = 24h$, le pourcentage d'ICMEs faisant augmenter les flux d'électrons relativistes à $L^* = 5$ serait très largement sous-estimé puisqu'il ne serait que de 10% environ tandis qu'il serait de 30% en considérant les flux un jour plus tard ($t_0 = 48h$). Cela indique, soit que l'accélération des électrons prend du temps, soit que les électrons ne sont pas accélérés durant les événements eux-mêmes mais après. Dans tous les cas il est nécessaire de choisir un t_0 différent selon l'énergie considérée. Pour la suite, on choisit les valeurs suivantes : $t_0 = 12h$ pour les $30keV$ et $100keV$, $t_0 = 48h$ pour les $300keV$ et $1MeV$. Bien qu'on risque de sous-évaluer la proportion à fort L^* , pour les $1MeV$ en particulier, on fixe cependant $t_0 = 48h$ comme limite maximum pour une autre raison. La détermination du flux après un événement n'est pertinente que si d'autres événements n'ont pas fait varier les flux entre temps. Dans leur étude, Kilpua et al. (2015) trient les événements pour ne garder que ceux isolés à deux jours. Ainsi, en prenant $t_0 = 48h$, nous limitons le risque de mesurer des flux perturbés par un second événement.

La détermination des flux pré et post-événements étant faite, nous pouvons maintenant déterminer l'impact de chaque CIR et ICME en calculant le rapport entre les flux post et pré-événements. Pour rappel, un événement fait diminuer (respectivement, augmenter) les flux si le rapport est inférieur à 0.5 (supérieur à 2.0). Si le rapport est compris entre 0.5 et 2.0, les variations de flux sont considérées comme négligeables. Puisque nous avons suivi sensiblement la même méthode que Kilpua et al. (2015), nous pouvons, dans un premier temps, comparer une partie de nos résultats avec les leurs, c'est à dire pour les électrons relativistes, en orbite géostationnaire (autour de $L^* = 6$).

	Nous		Kilpua et al.	
	ICME	CIR	ICME	CIR
Diminution	45	26	45	13
Conservation	27	25	25	15
Augmentation	28	49	30	72

TABLE 5.2 – Comparaison des résultats de l'étude de Kilpua et al. (2015) et de la notre pour les électrons relativistes autour de l'orbite géostationnaire ($L^* = 6$).

La table 5.2 montre une comparaison de nos résultats et de ceux de Kilpua et al. (2015). Si les résultats s'accordent extrêmement bien pour les ICMEs, ils sont très différents pour les CIRs. Globalement, on trouve qu'il y a bien moins d'événements qui font augmenter les flux que dans l'étude de Kilpua et al. (2015). Il est difficile d'identifier la cause de telles différences puisqu'il en existe plusieurs possibles. La principale est que nous n'utilisons pas les mêmes satellites, ce qui implique une orbite différente et des instruments différents. Les satellites GOES, utilisés par Kilpua et al. (2015) sont placés en orbite géostationnaire et sont donc en permanence proche de l'équateur magnétique. Ils sont ainsi sur le passage de toutes les particules piégées dans les ceintures. À l'inverse les satellites POES que nous utilisons sont aux pieds des lignes de champ magnétique et ne mesurent donc qu'une partie des particules piégées (celles ayant un angle d'attaque équatorial suffisamment faible). La gamme d'énergies est également différente, les GOES mesurent les électrons d'énergies supérieures à $2MeV$ alors que les POES mesurent ceux à une énergie plus faible ($> 1MeV$) et il faut donc moins de temps pour que les électrons soient accélérés à cette énergie. Dans une moindre mesure, notre liste d'événements est réduite par rapport à celle de Kilpua et al. (2015) puisque nous en avons supprimés quelques-uns et que notre période d'étude ne couvre pas la période 1995-1998. Enfin, Kilpua et al. (2015) déterminent le flux post-événement sur une fenêtre de 24h centrée soit 24h après la fin de l'événement soit 48h (en fonction de la vitesse du vent solaire) tandis que la notre l'est en permanence autour de 48h. Cependant, malgré toutes ces différences, aucune ne permet d'expliquer pourquoi les résultats sont en accord pour les ICMEs et pas pour les CIRs. Au delà de cette différence quantitative, on retrouve le principal résultat : les CIRs sont bien plus efficaces que les ICMEs pour faire augmenter les flux d'électrons relativistes en orbite géostationnaire.

L'intérêt d'utiliser les satellites NOAA-POES est que nous pouvons maintenant étendre cette étude à différentes énergies et L^* . Nous appliquons donc la méthode décrite précédemment aux quatre gammes d'énergies et pour toutes les valeurs du paramètre L^* . Les résultats statistiques sont donnés sur les figures 5.5a et 5.5b, toujours basés sur les événements des listes restreintes.

Pour chaque figure, les différentes couleurs représentent les quatre énergies. Les lignes en pointillé correspondent aux événements faisant diminuer les flux, et les lignes continues à la somme diminution + conservation. L'espace entre les deux lignes correspond donc aux événements ne faisant pas varier les flux tandis que l'espace au dessus des lignes continues correspond aux événements les faisant augmenter.

Concernant les ICMEs d'abord, il existe une gamme de L^* (approximativement de $L^*=2.5$ à $L^*=4.5$) dans laquelle les ICMEs sont particulièrement efficaces pour faire augmenter les flux. Cette gamme de L^* privilégiée, qui est mise en évidence sur les figures par deux repères verticaux, est la même quelle que soit l'énergie bien que le pourcentage d'événements faisant augmenter les flux soit fortement réduit dans le cas des électrons relativistes (lignes rouges). Ainsi, pour les 3 premières gammes d'énergies, environ 80% des ICMEs de la liste restreinte permettent de doubler (au minimum) les flux entre $L^* = 3$ et $L^* = 4$. Le pourcentage descend autour de 50% lorsque nous considérons les électrons relativistes. Aux L^* plus hauts, la diminution du nombre d'événements faisant augmenter les flux est compensée par l'augmentation des événements les faisant diminuer. Le pourcentage d'ICMEs faisant diminuer les flux est alors d'autant plus important que L^* et l'énergie sont grands. Ainsi, les ceintures peuvent-être divisées en 3 régions en fonction de l'impact des ICMEs. Dans la région très interne ($L^* < 2.5$), les ICMEs ne font quasiment jamais varier les flux. Entre $L^* \approx 2.5$ et $L^* \approx 4.5$, les ICMEs sont extrêmement efficaces pour faire augmenter les flux. La tendance inverse est observée dans la partie la plus externe des ceintures

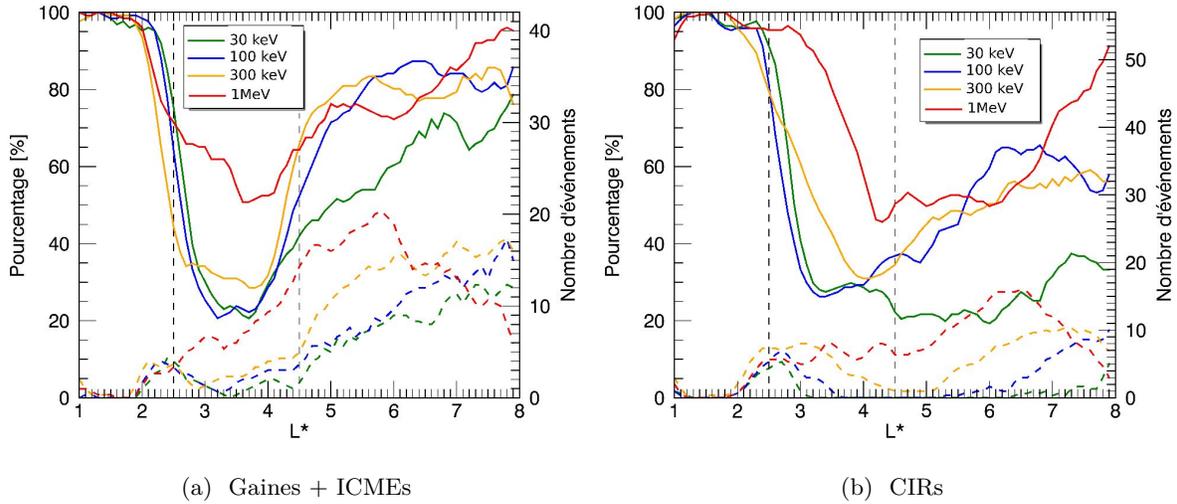


FIGURE 5.5 – Pourcentages et nombres d'événements (ICMEs à gauche, CIRs à droite) faisant augmenter et diminuer les flux à différentes énergies et L^* . Les statistiques sont calculées à partir des listes d'événements restreintes comportant 57 CIRs et 42 ICMEs. Les deux repères verticaux correspondent aux $L^* = 2.5$ et $L^* = 4.5$.

($L^* > 4.5$) où les ICMEs sont davantage efficaces pour faire diminuer les flux. Encore une fois, on précise que cette gamme de L^* ne dépend pas de l'énergie.

L'impact des CIRs comporte à la fois des similarités et des différences avec celui des ICMEs. Tout d'abord, les CIRs ne permettent pas d'impacter les ceintures aussi profondément que les ICMEs. Cette différence, bien que significative, est assez faible pour les deux premières gammes d'énergies ($> 30keV$ et $> 100keV$). Elle s'accroît ensuite pour la gamme $> 300keV$ et surtout pour les électrons relativistes. Contrairement aux ICMEs, la profondeur maximale que les CIRs arrivent à impacter dépend de l'énergie. Par exemple, à $L^* = 3$, il sera très probable que les CIRs fassent augmenter les flux d'électrons $> 30keV$ et $> 100keV$. En revanche, très peu de CIRs feront augmenter les flux d'électrons relativistes. Concernant les diminutions de flux, on remarque l'incapacité des CIRs à les faire diminuer. Ceci est d'autant plus vrai que l'énergie est faible mais même pour les électrons relativistes, les CIRs causent deux fois moins de diminutions de flux que les ICMEs (en pourcentage). Cela est poussé à l'extrême pour les électrons $> 30keV$ où seul un nombre dérisoire d'événements font diminuer les flux. À l'inverse, les CIRs ont beaucoup plus tendance que les ICMEs à faire augmenter les flux à forts L^* , notamment en orbite géostationnaire (autour de $L^* = 6$), ce qui vérifie les études présentées précédemment.

Ces premières observations montrent donc un impact différent des ICMEs et des CIRs sur les ceintures de radiation. Dans les deux cas, cet impact dépend à la fois du L^* et de l'énergie des électrons. En revanche, cette première partie de l'étude est faite à partir d'une liste d'événements que l'on sait restreinte (voir section 5.1). Il existe donc un grand nombre d'événements (CIRs comme ICMEs) qui ne font pas partie de ces listes notamment parce qu'ils ne créent pas d'orages avec $Dst < -50nT$, que leur structure n'est pas assez claire ou qu'ils s'enchaînent trop rapidement. On souhaite donc maintenant savoir si ces événements mis de côté dans l'étude de Kilpua et al. (2015) peuvent également avoir un impact sur les ceintures de radiation.

En suivant la même méthode que celle précédemment décrite, la même étude a été réalisée sur les listes globales de CIRs et ICMEs (issues des études de Jian et al. (2006b) et Mitsakou and Moussas (2014)). Les résultats sont montrés sur les figures 5.6a et 5.6b qui peuvent être comparées aux figures 5.5a et 5.5b.

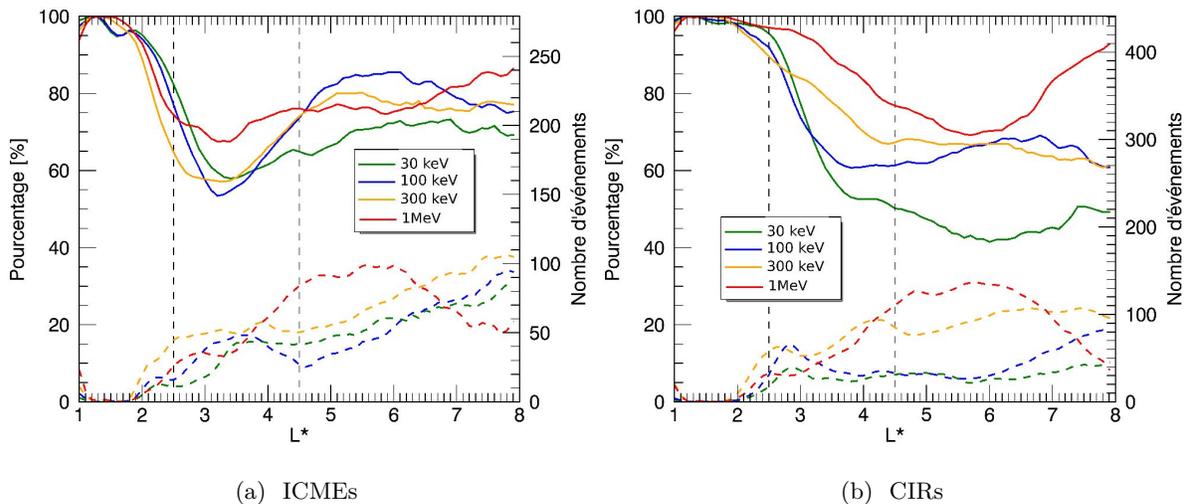


FIGURE 5.6 – Idem que pour la figure 5.5 mais pour les listes globales d'événements. Les statistiques sont donc réalisées sur 279 ICMEs et 441 CIRs.

La principale différence est que la proportion d'événements faisant varier les flux est largement plus faible que pour les listes restreintes. Les listes globales sont donc composées de très nombreux événements qui n'affectent pas les ceintures, contrairement aux listes restreintes. Il est cependant également intéressant de regarder les nombres d'événements et pas seulement les pourcentages. Les listes globales font certes réduire les pourcentages d'événements faisant varier les flux mais elles le font augmenter en nombre et cela quels que soient le L^* et l'énergie. Les listes globales contiennent donc énormément d'événements inefficaces mais l'inverse est aussi vrai pour les listes restreintes. Par exemple, pour les électrons relativistes à $L^* = 4$, une vingtaine d'ICMEs de la liste restreinte font augmenter les flux tandis que la liste globale en contient environ 70. De plus, on peut noter l'augmentation (en nombre et pourcentage) des CIRs faisant diminuer les flux à des L^* intermédiaires (autour de $L^* = 4.5$). Enfin, il est intéressant de noter que la prédominance des CIRs à faire augmenter les flux en orbite géostationnaire par rapport aux ICMEs n'est plus aussi franche ici (du moins en pourcentage).

Au delà de ces différences qui concernent principalement l'amplitude des statistiques, on remarque qu'un certain nombre d'observations faites sur les listes restreintes restent valables sur les listes globales. Ces similarités concernent principalement les dépendances en L^* . Ainsi, l'intervalle de L^* dans lequel les ICMEs ont la plus forte probabilité de faire augmenter les flux est toujours observé et ne dépend toujours pas de l'énergie des électrons. Pour les CIRs, il est toujours plus difficile d'atteindre les régions profondes des ceintures, d'autant plus quand l'énergie des électrons augmente.

On cherche maintenant à comprendre les différences de réactions pour $L^* = 3$. Pour cela, il faut tenir compte de l'équilibre entre les processus de pertes de d'accélération comme nous l'avions schématisé sur

la figure 1.17. L'efficacité de la diffusion radiale dépend de l'intensité des orages associés aux événements. Comme nous avons pu le voir sur la figure 5.1f, les ICMEs sont capables de causer des orages avec des Kp supérieurs aux CIRs. La diffusion radiale sera donc plus efficace pour ces événements.

De plus, l'efficacité des pertes par les ondes dépend, elle, de l'énergie des électrons. Les électrons de $1MeV$ sont beaucoup plus sensibles à la diffusion en angle d'attaque que les électrons de $100keV$ par exemple.

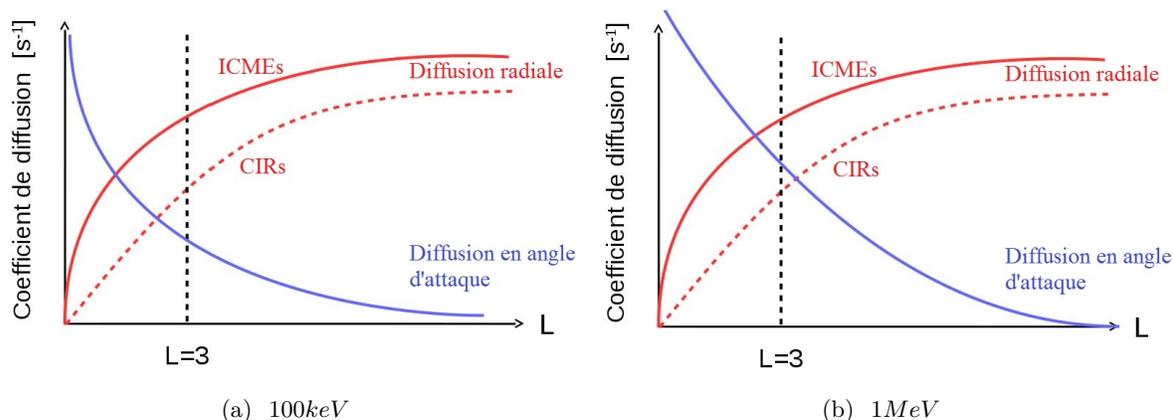


FIGURE 5.7 – Bilan des processus d'accélération et de perte en fonction de L . Les figures schématisent la diffusion radiale (lignes rouges) correspondant aux ICMEs (ligne pleine) et aux CIRs (ligne en pointillé). Les deux figures correspondent aux cas des électrons (a) $> 100keV$ et (b) $> 1MeV$.

On schématise sur les figures 5.7a et 5.7b l'équilibre entre les processus de pertes et d'accélération. La figure 5.7a illustre le cas des électrons $> 100keV$ et la figure 5.7b, ceux de $1MeV$. Sur chaque schéma, la ligne rouge en trait plein indique la diffusion radiale associée aux ICMEs et celle en pointillé correspond aux CIRs. La ligne verticale en pointillé indique $L = 3$.

Les résultats des figures 5.6 et 5.5 indiquent que pour les électrons $> 100keV$ à $L^* = 3$, aussi bien les CIRs que les ICMEs sont capables de faire augmenter les flux. Cela indique que les processus d'accélération sont dominants dans cette région. En effet, l'efficacité des ondes pour créer de la diffusion en angle d'attaque est très limitée pour ces énergies et même si la diffusion radiale associée aux CIRs est moins intense que celle associée aux ICMEs, elle est quand même le processus dominant (figure 5.7a).

Dans le cas des électrons $> 1MeV$ (figure 5.7b), les pertes causées par les ondes sont beaucoup plus intenses. Dans ce cas là, pour le point $L^* = 3$, la diffusion radiale associée aux ICMEs est suffisamment forte pour dominer les pertes. Ça n'est par contre pas le cas pour les CIRs, d'où le fait que ces structures ne permettent pas de faire augmenter les flux d'électrons $> 1MeV$.

En ce qui concerne les fortes valeurs de L^* , l'accélération radiale est largement dominante sur les pertes par diffusion en angle d'attaque dans tous les cas. Dans ces régions, les pertes par traversée de la magnétopause sont par contre très efficaces. Sachant ça, il est logique que le nombre d'événements faisant diminuer les flux est globalement plus fort pour les ICMEs que pour les CIRs et augmente à la fois avec le paramètre L^* et l'énergie.

Cette première partie de l'étude montre donc les différences d'impact des structures sur les ceintures de radiation. En particulier, la région des ceintures entre $L^* = 2.5$ et $L^* = 4.5$ est extrêmement dynamique

comme le montrent les figures 4.8 de la section 4.2.3. Dans leur étude, Turner et al. (2015) ont montré que la grande majorité des événements causant des orages avec $Dst < -50nT$ provoquent des augmentations de flux dans cette région. Notre étude le confirme et apporte une précision quant au rôle des ICMEs et CIRs. Pour les deux premières gammes d'énergies ($> 30keV$ et $> 100keV$) les CIRs aussi bien que les ICMEs permettent ces augmentations. En revanche, lorsque l'énergie augmente, les CIRs sont nettement moins efficaces et quasiment aucune d'entre elles ne permet l'augmentation de flux d'électrons relativistes pour $L^* < 3$.

Les auteurs précédemment cités se contentaient donc d'étudier la capacité des événements à faire varier les flux sans pour autant prendre en compte l'amplitude de leur impact. C'est ce que nous proposons de faire par la suite puisqu'il nous paraît naturel de penser qu'un événement faisant doubler les flux n'a pas le même impact sur les ceintures qu'un autre les multipliant par dix.

5.2.2 Géoeffectivité des CIRs et des ICMEs

Nous souhaitons maintenant prendre en compte l'amplitude des variations de flux en étudiant la géoeffectivité des événements. Elle apporte donc une précision quantitative sur l'intensité de l'impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation. Nous avons pour cela réalisé une étude similaire à celle précédente en calculant les pourcentages et nombre d'événements mais en les triant cette fois-ci en fonction de l'amplitude des changements de flux. On définit pour cela plusieurs gammes correspondant aux rapports $R_{ap/av}$ entre les flux après et avant les événements : < 0.01 , $0.01 - 0.1$, $0.1 - 0.2$, $0.2 - 1.0$, $1 - 5$, $5 - 10$, $10 - 100$, > 100 . Pour la comparaison, l'étude précédente était similaire mais avec uniquement 3 gammes : < 0.5 , $0.5 - 2.0$, > 2.0 . Les géoeffectivités des CIRs et ICMEs des listes restreintes pour deux gammes d'énergies ($> 30keV$ et $> 1MeV$) sont données sur les figures 5.8a, 5.8b, 5.8c, et 5.8d. Les figures correspondant aux autres énergies sont données en annexes C. Sur chaque figure, la partie au dessus de la ligne rouge représente les nombres et pourcentages d'événements faisant augmenter les flux tandis que la partie sous la ligne rouge correspond aux événements les faisant diminuer.

Pour les faibles énergies ($> 30keV$, figures 5.8a et 5.8c), le constat le plus frappant est l'asymétrie entre les amplitudes d'augmentation de flux et de diminution. Les événements, qu'ils soient CIRs ou ICMEs, peuvent causer des augmentations de flux bien plus fortes que les diminutions. Ainsi, il n'est pas rare que les flux augmentent avec un facteur supérieur à 10 tandis que les diminutions ne dépassent que très exceptionnellement le facteur 5. Il est également intéressant de noter qu'il n'y a pas de différence d'amplitude entre les CIRs et les ICMEs dans le sens où les deux peuvent faire augmenter les flux jusqu'à un facteur 100 et diminuer les flux jusqu'à un facteur 5.

La géoeffectivité des événements sur les flux d'électrons relativistes est très différente. Les amplitudes de variations sont plus faibles pour la majorité des événements puisque quel que soit le L^* , les rapports entre les flux ne dépassent pas un facteur 5 dans au moins 70% des cas. D'autre part, les diminutions semblent pouvoir se faire avec de plus fortes amplitudes (comparées aux faibles énergies) même si le nombre de cas concernés reste limité. Pour les augmentations de flux conséquentes ($R_{ap/av} > 5$), les CIRs et ICMEs impactent les ceintures dans deux zones bien distinctes. Les ICMEs agissent essentiellement pour les $L^* < 4.5$ tandis que les CIRs ne font augmenter les flux que pour $L^* > 3.5$

Nous allons maintenant élargir les statistiques aux listes globales. Nous avons vu dans la section précédente que les listes globales comportent un nombre important d'événements qui ne sont pas dans

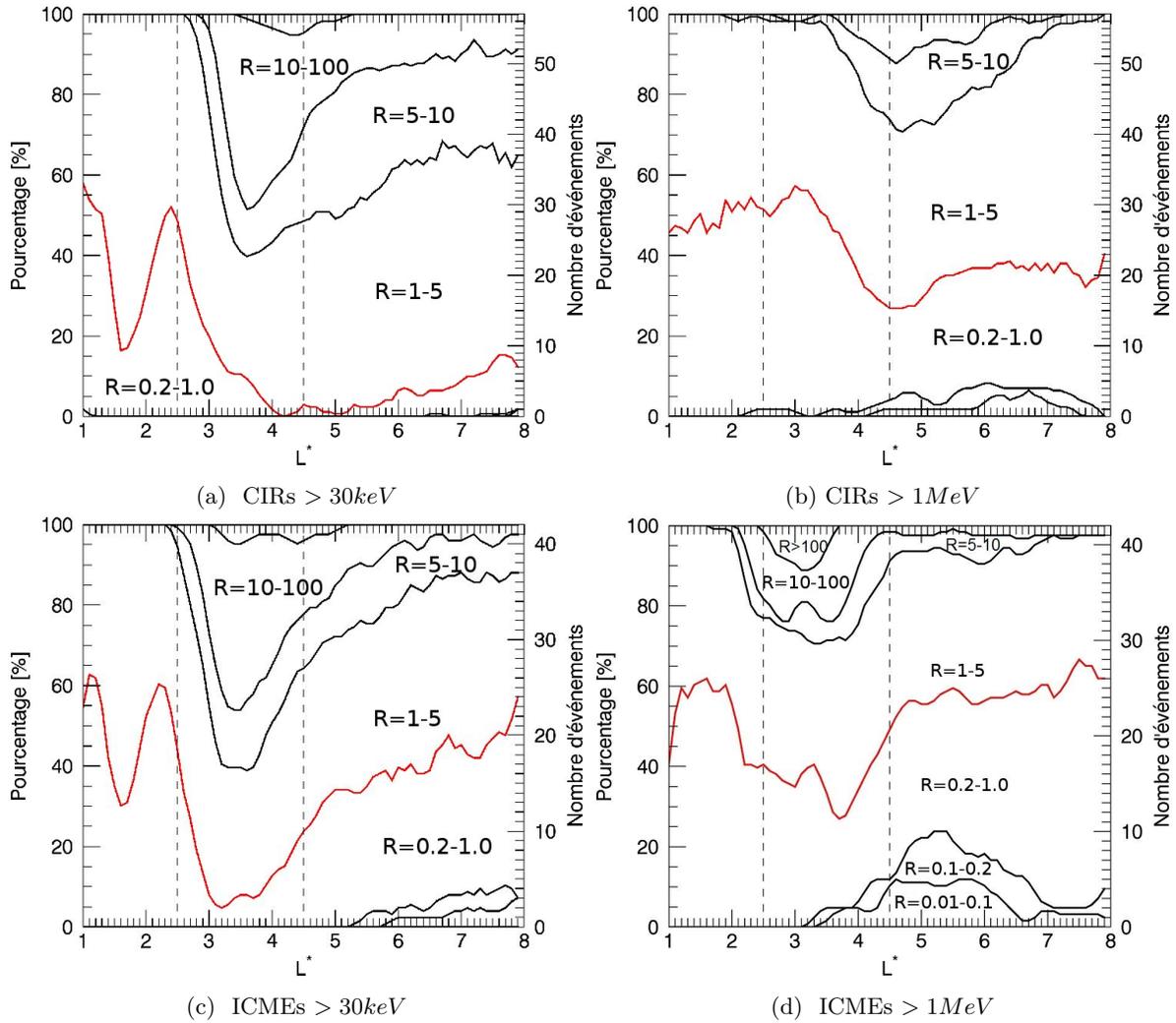


FIGURE 5.8 – Amplitudes des variations de flux causées par les CIRs et les ICMEs des listes restreintes.

la liste restreinte mais qui provoquent pourtant des variations de flux. Nous allons donc maintenant voir si ces événements peuvent causer des variations de flux avec de fortes amplitudes. Les résultats sont montrés sur les figures 5.9a, 5.9b, 5.9c, et 5.9d.

Sans surprise, les événements rajoutés par les listes globales sont, en majorité, très peu géoeffectifs et augmentent donc les proportions des gammes $R_{ap/av} = 0.2 - 1.0$ et $R_{ap/av} = 1 - 5$. En termes de nombres par contre, les listes globales ajoutent des événements dans n'importe quelle gamme de géoeffectivités. Ainsi, une quinzaine d'ICMEs, non présentes dans la liste restreinte permettent une augmentation de flux d'électrons relativistes avec un facteur > 100 . On confirme aussi que les événements permettent des diminutions de plus fortes amplitudes pour les hautes énergies que pour les basses.

La comparaison des listes a montré que les listes globales contiennent un nombre non négligeable d'événements géoeffectifs qu'il est important de prendre en compte. Pour cela, nous utiliserons par la

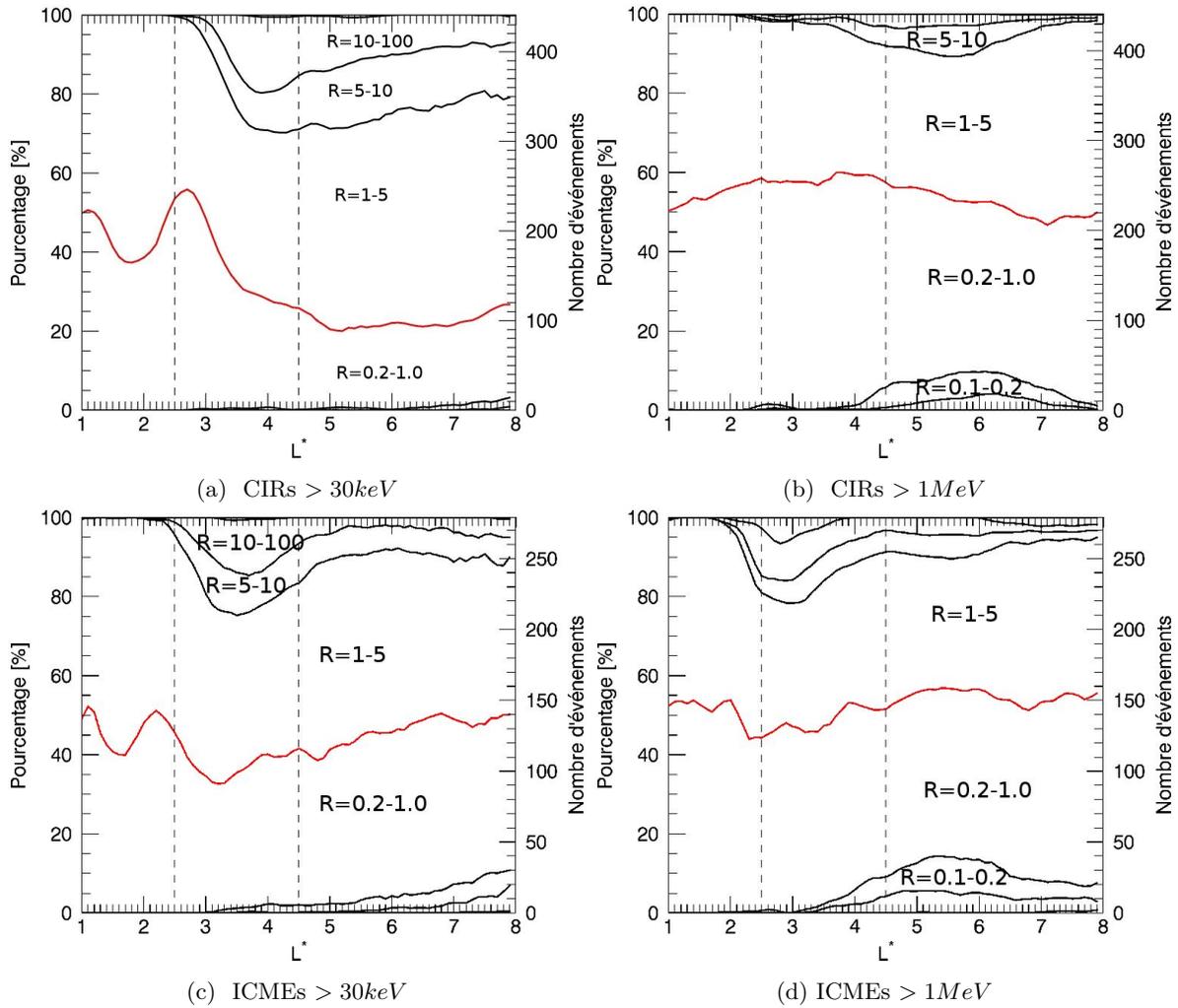


FIGURE 5.9 – Idem que pour la figure 5.8 mais en utilisant les listes larges.

suite ces listes globales plutôt que les listes restreintes, en gardant toutefois à l'esprit qu'elles contiennent probablement des erreurs. Les deux premières parties de cette étude ont porté sur les amplitudes des changements de flux et nous souhaitons maintenant les compléter par l'aspect dynamique des évolutions de flux.

Afin d'alléger la lecture, et de limiter le nombre de figures, nous ne détaillerons le raisonnement et les résultats que pour la gamme d'énergies > 1MeV dans la section suivante. Toutefois, les principaux résultats aux autres énergies seront synthétisés ensuite.

5.2.3 Évolution temporelle des flux

L'étude statistique de l'évolution des flux dans le temps se fait généralement par la méthode d'analyse par époques superposées (*Superposed Epoch Analysis*, SEA, voir section 2.5). Elle a notamment été

employée par Kilpua et al. (2015) qui ont utilisé les SEA multi-époques. Ils ont donc considéré plusieurs dates références déterminées à partir de la structure des événements (début des CIRs, SI, et fin des CIRs pour les CIRs et début de gaine, début et fin d'ICMEs pour les ICMEs). En faisant cela, ils ont souhaité mettre en évidence le rôle de chaque sous-structure dans les variations de flux. Ainsi, ils ont considéré que les variations de flux ayant lieu durant le passage des gaines sont dues aux gaines, que celles durant les ICMEs elles-mêmes sont dues aux ICMEs etc ... Pour que cette hypothèse soit valable, il faut que les temps caractéristiques des processus d'accélération des électrons soient bien inférieurs aux durées des sous-structures. On ne peut pas être sûr que cela soit bien le cas pour toutes les énergies et surtout pour tous les L^* . On ne considère donc pas les sous-structures des événements. Ainsi, on réalise les SEA multi-époques avec seulement deux dates références à chaque fois : le début de gaine et la fin de l'ICME (pour les ICMEs) et le début et la fin de la CIR (pour les CIRs). Cela permet d'identifier facilement les flux pré et post-événements.

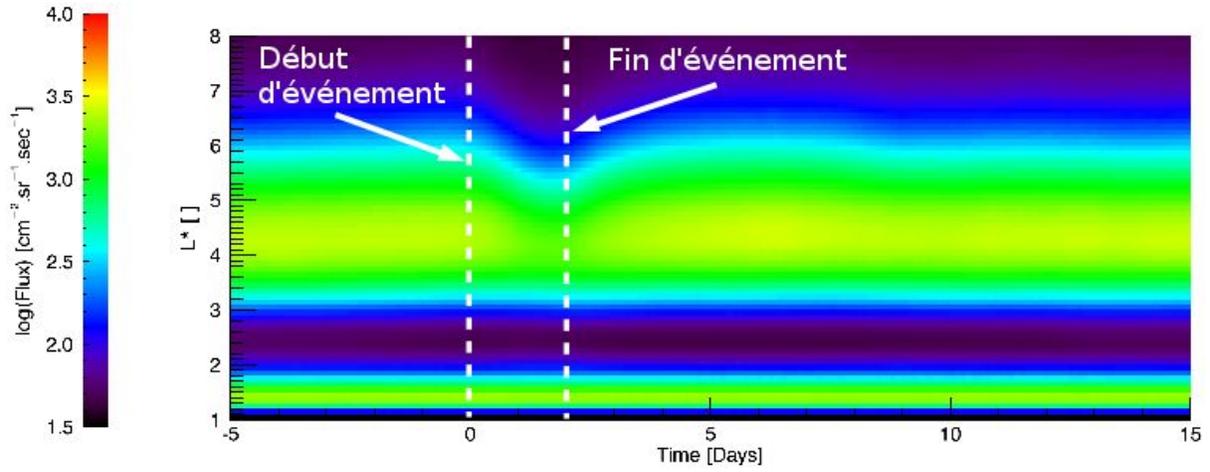
Nous n'utilisons ici que les listes globales issues des études de Jian et al. (2006b) (pour les CIRs) et Mitsakou and Moussas (2014) (pour les ICMEs). On précise également que les SEA sont calculées, non pas sur les flux eux-mêmes mais sur le logarithme des flux (elles correspondent donc à la moyenne géométrique des flux). Le laps de temps entre le début et la fin des événements est fixé à 2 jours. La SEA est réalisée pour chaque L^* et le résultat est montré sous la forme de deux diagrammes L^* -temps, chacun correspondant à un type d'événement : figures 5.10a pour les CIRs et 5.10b pour les ICMEs.

Sur chaque figure, le temps $t = 0$ indique la date de début des événements (début de la gaine ou de la CIR) et le temps $t = 2$ indique la fin des événements (fin de l'ICME ou de la CIR). Les diagrammes L^* -temps montrent bien des variations de flux au moment du passage des événements. Cela se traduit principalement par une diminution des flux facilement visible entre $L^* = 3.5$ et $L^* = 6.5$. Cette diminution de flux est suivie d'une ré-augmentation progressive des flux et, que ça soit pour les CIRs ou les ICMEs, les niveaux de flux quelques jours après la fin des événements semblent plus élevés que les niveaux pré-événements. Toutefois les différences sont légères et difficiles à quantifier avec un code couleur.

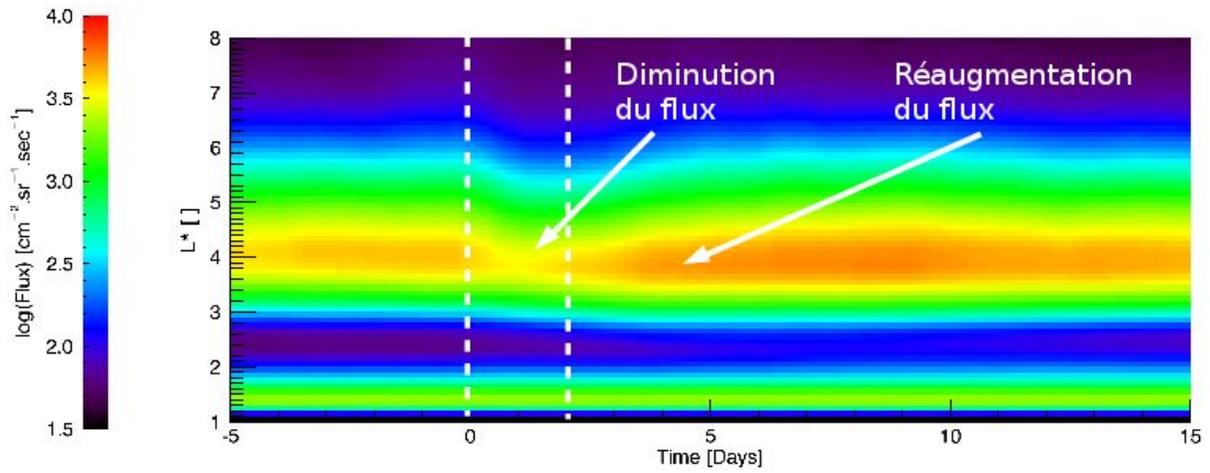
D'une manière générale, et quel que soit le type d'événements, les variations temporelles sont très faibles. Ainsi, les valeurs moyennes de flux n'atteignent même pas le maximum de l'échelle de couleur fixé à $10^4 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ tandis que la figure 4.8d indique que les flux peuvent atteindre des valeurs beaucoup plus hautes (jusqu'à $3.2 * 10^5 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$). Au final, les flux à un L^* donné, ne varient pas sur plus de quelques dixièmes de décade.

Nous savons que les SEA aplatissent les amplitudes de manière générale (cela sera discuté dans la section 6.2.1). Toutefois, il y a une raison supplémentaire ici. Comme vu dans la section précédente, les flux au passage d'un événement peuvent soit augmenter, soit ne pas varier, soit diminuer. La moyenne faite ici sur les flux consiste donc en la somme de flux dont les variations sont potentiellement opposées. Supposons une moyenne entre deux événements, tous deux effectifs mais de comportement opposés : l'un ferait significativement augmenter les flux tandis que le second en causerait la diminution. Bien que les deux événements puissent être considérés comme efficaces, la moyenne des deux donnerait un profil très plat, avec de très faibles variations.

Concernant les flux d'électrons relativistes, il a été montré (figures 5.5a et 5.5b) que les événements étaient assez bien répartis entre ceux faisant diminuer, ne pas varier et augmenter les flux. Par exemple,



(a)



(b)

FIGURE 5.10 – SEA multi-époques sur les flux d'électrons supérieurs à $1MeV$ pour deux listes d'événements (CIRs en haut, ICMEs en bas). Les deux dates références correspondent au début de l'événement (début de la CIR ou de la gaine) et à la fin de l'événement (fin de la CIR ou de l'ICME).

à $L^* = 4.0$ pour les ICMEs, les proportions sont 21%, 53% et 26%. Ainsi, la SEA additionne des flux dont les comportements sont opposés, d'où le profil final assez plat.

Cette façon de représenter les flux (via les diagrammes $L^* - temps$, sans trier les événements), également utilisée dans d'autres études, notamment par Miyoshi and Kataoka (2005) et par Kataoka and Miyoshi (2006) rend difficile toute interprétation en l'état puisqu'elle ne nous permet de quantifier ni les augmentations, ni les diminutions mais un mélange des deux. Il semble donc primordial de trier les événements en fonction des variations de flux qu'ils causent comme l'ont d'ailleurs fait Kilpua et al. (2015). Afin de mieux quantifier les variations, nous choisissons également de ne plus représenter les SEA sur des diagrammes L^* -temps mais de tracer plusieurs graphiques, chacun correspondant à un L^* . Les événements sont triés selon qu'ils fassent diminuer ou augmenter les flux (en utilisant les rapports de flux post- / pré-événements inférieurs à 0.5 ou supérieurs à 2.0). Le tri est fait indépendamment pour chaque L^* puisque les événements faisant augmenter les flux à $L^* = 3.0$ ne sont pas forcément les mêmes qu'à $L^* = 4.0$ etc ... Les SEA sur les flux d'électrons relativistes pour 4 différentes valeurs de L^* et en triant les événements en fonction des variations qu'ils causent sont données sur les figures 5.11a, 5.11b, 5.11c, et 5.11d.

Les variations de flux se font bien sur les amplitudes plus larges que sur les figures 5.10a et 5.10b. Le constat le plus évident à faire sur ces figures vient des niveaux de flux pré-événements qui sont significativement différents pour les différents sous-groupes. Nous reviendrons sur ce point dans un second temps mais nous nous attachons tout d'abord à noter les observations rendues possible par les SEA, c'est à dire sur la dynamique des variations de flux.

Pour les CIRs, on voit clairement qu'il existe un délai entre le début de la CIR (ligne en pointillé) et le début de l'augmentation de flux. Ce délai est d'autant plus grand que L^* augmente. Cela indique que la partie de la CIR responsable de l'augmentation de flux n'est pas la même à faibles et forts L^* . Il est établi que pour les fortes valeurs de L^* , c'est la période de vent rapide (HSS) suivant les CIRs qui est la principale cause d'augmentation des flux (Miyoshi et al., 2013; Miyoshi and Kataoka, 2008). Comme la figure 5.11d le montre pour $L^* = 6$, l'augmentation significative de flux se fait après la fin de l'événement, ce qui est cohérent. À l'inverse, à faibles L^* , l'augmentation commence pendant le passage de l'événement indiquant que la CIR elle-même en est responsable. Concernant les ICMEs, le même comportement est observé bien que moins évident.

En comparant les CIRs et ICMEs, on remarque que les délais entre les dates de début des événements et des augmentations de flux sont systématiquement plus faibles pour les ICMEs. Ce résultat peut être comparé avec celui de Kataoka and Miyoshi (2006). En utilisant également la méthode de SEA, ils ont observé que le laps de temps entre la date référence et un certain niveau de flux (en orbite géostationnaire) était plus court pour les CIRs que les ICMEs. Ils en ont conclu que les CIRs sont plus efficaces que les ICMEs pour faire augmenter les flux. Cependant dans leur étude, ils prennent comme dates références le début de la gaine pour les ICMEs et la SI pour les CIRs. Comme l'ont montré Kilpua et al. (2015), les flux en orbite géostationnaire commencent à ré-augmenter après la SI tandis que les gaines en amont des ICMEs ont tendance à les faire diminuer. Cela explique en partie pourquoi Kataoka and Miyoshi (2006) observent que les seuils de flux sont atteints plus vite dans le cas des CIRs. Dans notre étude, où nous prenons les débuts de gaines et de CIRs comme dates références, les ICMEs semblent faire augmenter les flux plus tôt que les CIRs. Dans un sens ou dans l'autre, il s'agit donc d'un retard plus ou moins

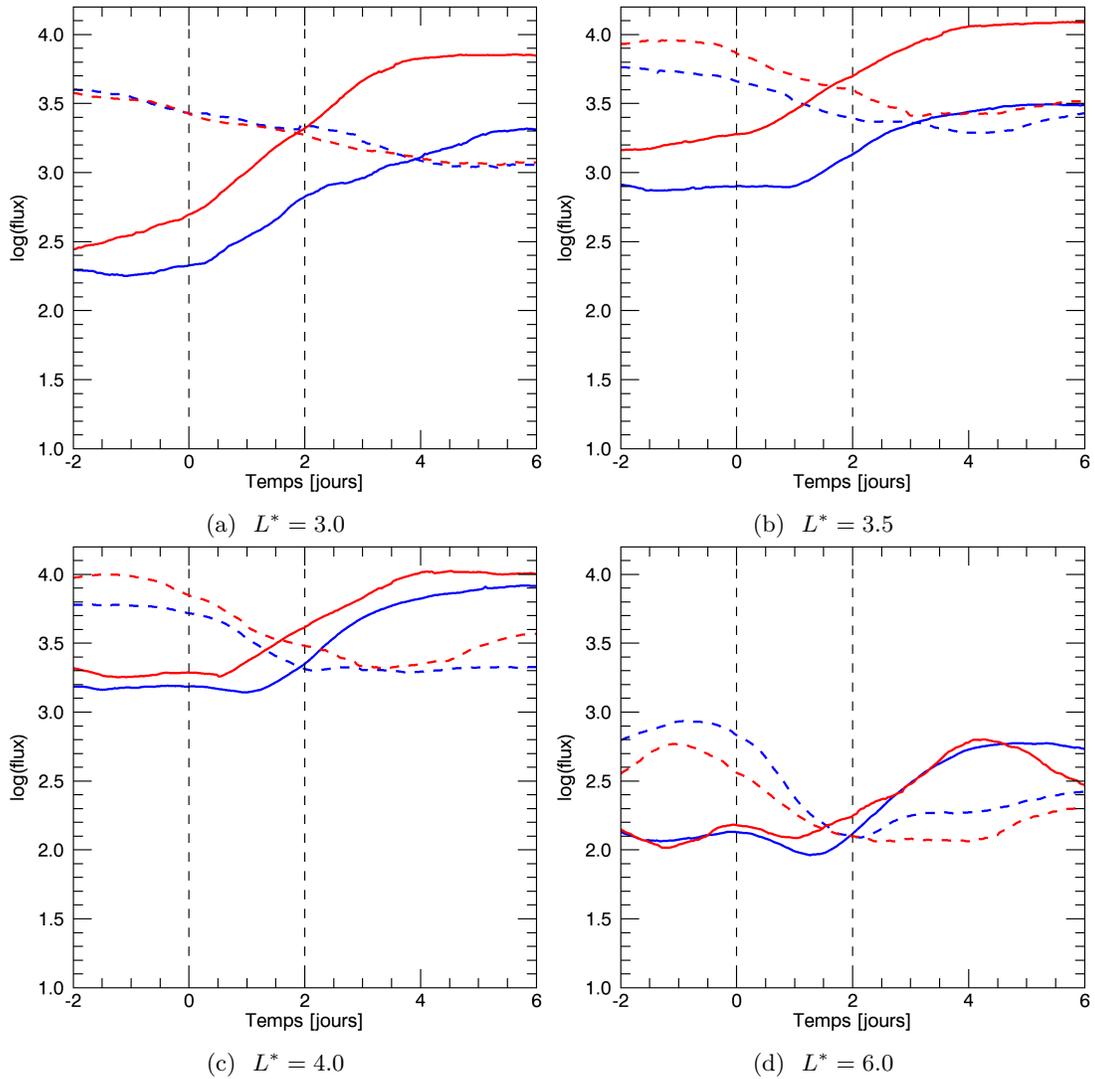


FIGURE 5.11 – SEA multi-époques sur les flux pour différentes valeurs de L^* . Les événements sont triés en fonction de la structure du vent solaire, CIRs en bleu et ICMEs en rouge, et des variations qu'ils causent. Les événements faisant augmenter les flux sont en traits pleins et ceux les faisant diminuer en pointillé.

grand mais on ne peut pas parler d'une différence d'efficacité. L'observation des pentes d'augmentation et diminution ne montre pas de différences significatives entre les CIRs et les ICMEs (figures 5.11). Sachant en plus que les flux ont été moyennés sur une fenêtre glissante de 24h (section 4.1), ce qui a pour effet de lisser et atténuer toute variation, on ne peut donc pas conclure que les CIRs soient plus efficaces que les ICMEs pour augmenter les flux.

Ce qui ressort de ces graphes, et très nettement, c'est la différence de flux avant les événements que ça soit entre les sous-groupes (événements faisant augmenter ou diminuer les flux) ou les types d'événements (CIRs, ICMEs). On note également que la même observation est faite pour les autres gammes d'énergies. Quel que soit le L^* , les flux sont en moyenne plus faibles en amont des événements qui vont les faire augmenter. Cette observation avait déjà été faite par Kilpua et al. (2015) pour l'orbite géostationnaire et nous la confirmons ici sur la figure 5.11d. De plus, nos résultats indiquent que cette tendance s'applique pour le reste de la gamme de L^* . Le niveau de flux pré-événement semble donc être un critère déterminant dans la réaction de la magnétosphère. Ainsi, comme le montre la figure 5.11b (pour $L^* = 3.5$) pour les CIRs (lignes bleues), le flux moyen après les CIRs ayant fait augmenter les flux est sensiblement le même que celui après les événements les ayant fait diminuer. Ce constat est important puisqu'il montre la nécessité de ne pas confondre les événements augmentant fortement les flux, et ceux amenant à un fort niveau de flux. Cette différence de niveau pré-événement peut s'expliquer si : les flux ne peuvent pas augmenter si le niveau pré-événement est trop élevé et/ou ils ne peuvent pas diminuer si le niveau pré-événement est trop faible.

Afin de vérifier cela, nous traçons sur les figures 5.12a à 5.12d les flux post-événements en fonction des flux pré-événements pour les mêmes valeurs de L^* que précédemment.

Les valeurs de flux sont déterminées selon la même méthode que dans les sections 5.2.1 et 5.2.2. Ces figures permettent de retrouver qualitativement certaines observations que nous avons quantifiées au préalable : (1) Les ICMEs sont bien plus efficaces que les CIRs pour faire augmenter les flux à faible L^* . (2) Les amplitudes d'augmentation sont plus importantes que celles de diminution (du moins jusqu'à $L^* \leq 3.5$).

Sur chaque figure, les repères verts indiquent le flux pré-événement le plus faible précédant une diminution de flux ainsi que le flux pré-événement le plus fort précédant une augmentation. On voit clairement que lorsque les niveaux de flux pré-événements sont faibles (à gauche de la première ligne verticale), il n'y a pas de diminution de flux possible, tandis qu'il y a de nombreuses augmentations. Cette différence peut expliquer en partie que le flux moyen pré-événements soit plus élevé pour les événements faisant diminuer les flux. L'autre possibilité est également vraie bien que moins évidente : lorsque le niveau de flux pré-événements est fort, peu d'événements peuvent faire augmenter les flux tandis qu'ils peuvent les faire diminuer (bien visible pour $L^* = 4$ et $L^* = 6$).

Une autre observation importante peut-être faite à partir de ces figures. Pour les faibles valeurs de L^* ($L^* < 4.0$) les flux pré-événements s'étendent sur plus de 3 ordres de grandeur. Les niveaux de flux post-événements semblent, eux, caractérisés par une limite supérieure (indiquée "flux seuil" sur la figure 5.12b). Cette limite pourrait correspondre à l'augmentation de flux maximum apporté par un seul événement. Sachant cela, il est évident que la géoeffectivité, telle que nous l'avons défini à partir du rapport des flux post-/pré-événements implique un biais puisque les événements les plus géoeffectifs sont ceux qui possèdent les niveaux de flux pré-événements les plus faibles.

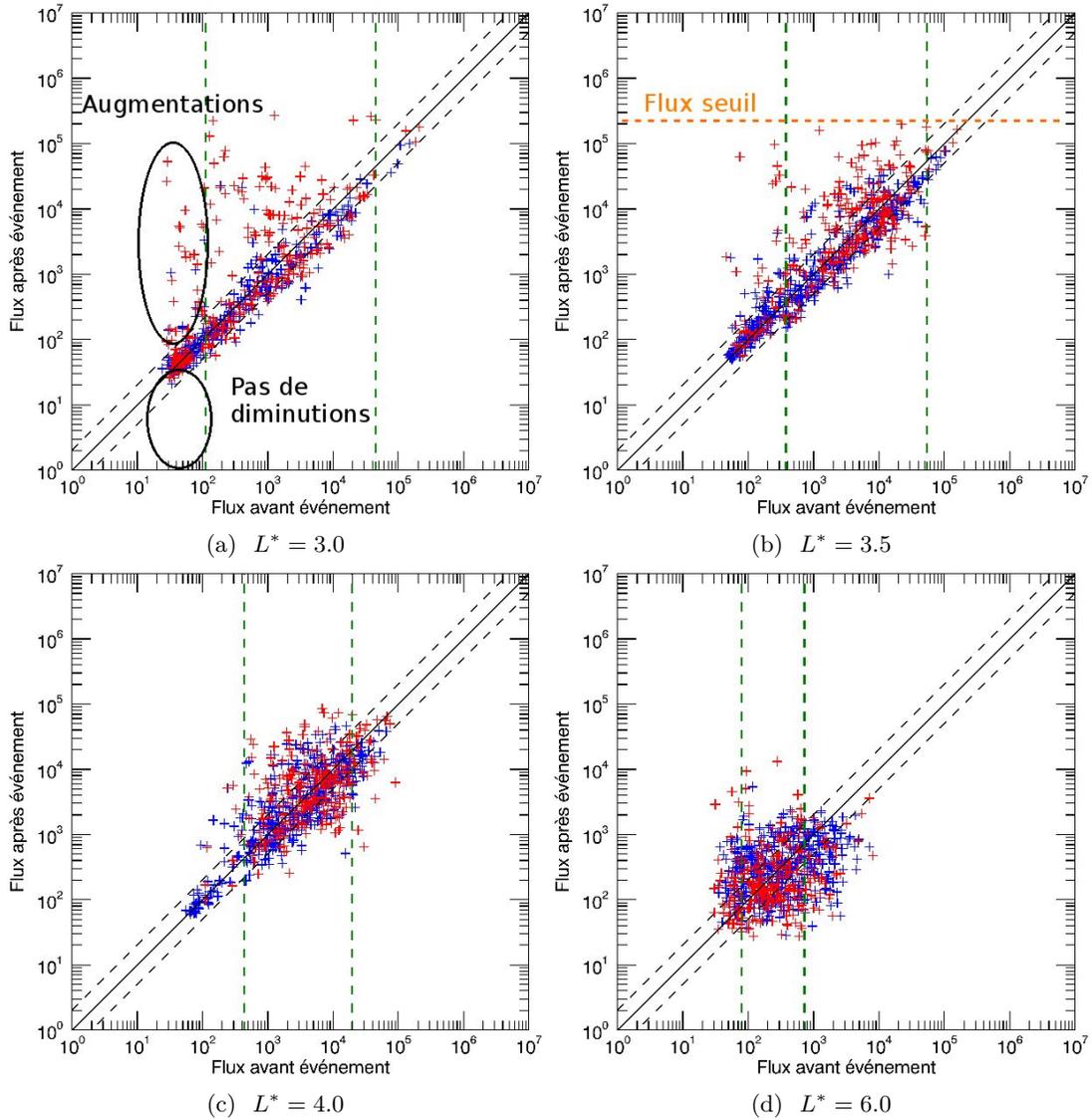


FIGURE 5.12 – Comparaison des flux pré- (abscisse) et post-événements (ordonnée) lors du passage de CIRs (en bleu) et d'ICMEs (en rouge). Les lignes noires indiquent l'égalité entre les flux pré et post-événements (ligne continue) et un facteur deux (lignes en pointillé). Les lignes verticales vertes indiquent respectivement le flux pré-événement le plus faible précédant une diminution de flux et le plus fort précédant une augmentation de flux.

Concernant les autres gammes d'énergies, les mêmes observations ont été faites. Les flux sur les SEA montrent également des différences de flux pré-événement entre CIRs et ICMEs d'une part et événements faisant augmenter ou diminuer les flux d'autre part. Les événements faisant augmenter les flux étant beaucoup plus nombreux pour les plus faibles énergies (voir figures 5.6a et 5.6b), la représentation des flux post-événements en fonction des flux pré-événements permet d'observer d'autant mieux le seuil des flux comme le montrent les figures 5.13a et 5.13b pour les gammes d'énergies $> 30keV$ et $> 100keV$ à $L^* = 3$.

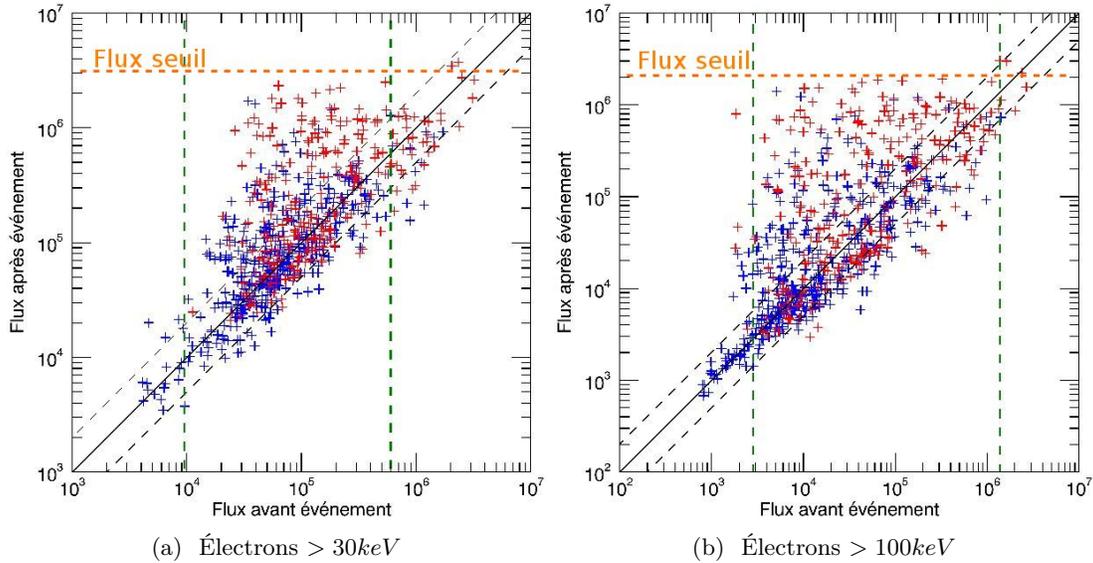


FIGURE 5.13 – Idem que sur les figures 5.12 mais pour deux énergies ($> 30keV$ et $> 100keV$) et en fixant $L^* = 3$.

Nous allons maintenant nous intéresser, non pas aux événements possédant les plus forts rapports post-/pre-événements, mais à ceux capables de faire atteindre aux flux des niveaux proches de leur valeur seuil. Quelles sont leurs caractéristiques? Les événements faisant atteindre les flux maximums à $L^* = 3$ sont-ils les mêmes qu'à $L^* = 4$? Combien de temps les ceintures peuvent elles rester dans cet état?

5.3 Niveaux extrêmes de flux dans les ceintures

5.3.1 Méthode

L'approche que nous choisissons ici est différente de celle utilisée précédemment. Dans la section 5.2, nous sommes partis des listes d'événements et avons ensuite tracé les caractéristiques des réponses des ceintures. Nous abordons ici la méthode inverse : nous définissons les événements du point de vue des ceintures de radiation puis nous identifions ensuite les structures du vent solaire responsables à l'aide des listes. À noter que dans cette section, nous ne considérons que la gamme d'électrons $> 1MeV$.

La figure 5.14 reprend l'histogramme des flux d'électrons relativistes comme nous l'avons vu dans la section 4.2.3. Cette figure montre bien que les niveaux de flux maximums pouvant être atteints dépendent

du L^* . Ainsi, quelle que soit l'efficacité des événements, les flux ne pourront jamais atteindre des niveaux aussi haut à $L^* = 5$ qu'à $L^* = 3$.

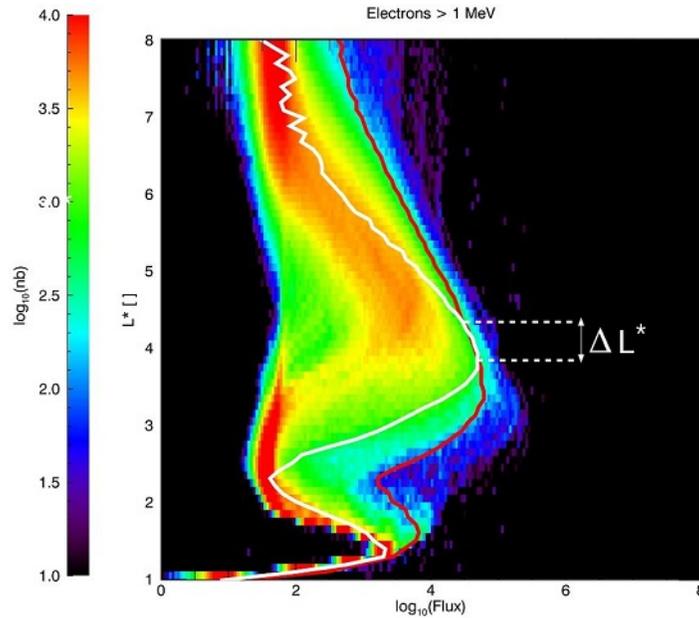


FIGURE 5.14 – Histogrammes des flux d'électrons relativistes en fonction du paramètre L^* . Cette figure est la même que la figure 4.6d à laquelle on ajoute un flux seuil défini comme le 99ème centile de la définition (en rouge) et l'état du flux à la date du 19/09/2003 à 16h (en blanc).

Prenant cela en considération, nous souhaitons définir un état dans lequel on dira que les ceintures "saturent", c'est à dire atteignent leur niveau de flux maximum. Un flux seuil est donc défini, dépendant de L^* , comme égale au 99ème centile de la distribution de flux. Pour chaque L^* , les flux dans les ceintures passeront donc au dessus de ce seuil un pour cent du temps total, soit moins de 4 jours par an (en moyenne). Nous souhaitons apporter une précision sur le terme de "saturation" qui peut ici sembler excessif. Nous n'avons aucune indication qui nous permette d'affirmer qu'il s'agit d'une saturation physique, c'est à dire une incapacité des ceintures à contenir plus d'électrons. Ce terme devrait donc plutôt être pris dans le sens où il n'a quasiment jamais été observé de plus forts flux dans les ceintures, du moins sur notre période d'étude.

Sur la figure 5.14, le flux seuil est représenté par la ligne rouge. Il est important de préciser que ce flux seuil n'est, par définition, pas le flux maximum atteint et que le rapport entre ce seuil et le flux maximum dépend fortement du paramètre L^* . Ainsi, autour de $L^* = 5$, par exemple, le flux maximum est relativement proche du flux seuil tandis que pour les L^* plus faibles, cette différence devient très importante et peut même atteindre un facteur dix autour de $L^* = 2.5$. Nous définissons ensuite un "événement" (du point de vue des ceintures) comme un laps de temps pendant lequel les flux saturent, c'est à dire dépassent le seuil pour une certaine gamme de L^* . La ligne blanche de la figure donne l'état

des flux à un instant donné (le 19/09/2003). On y voit qu'à cette date, le niveau de flux est juste au dessus du seuil pour une gamme de L^* restreinte. Cet exemple montre bien que les ceintures peuvent saturer sur une gamme restreinte de L^* tandis qu'elles sont beaucoup moins remplies sur les autres L^* . L'événement en question semble donc avoir agit préférentiellement autour d'un certain L^* . Il n'est pas étonnant de constater que c'est autour de $L^* = 4$ puisque, comme nous l'avons vu dans la section 5.2, ce L^* correspond à la profondeur où l'histogramme des flux est le plus plat.

Nous recherchons donc tous les événements permettant une saturation des flux entre $L^* = 2$ et $L^* = 5$. Chacun d'entre eux est associé à deux paramètres : ΔL^* et Δt , respectivement l'étalement en L^* et le laps de temps pendant lequel les ceintures saturent.

5.3.2 Liste des événements géoeffectifs du point de vue des ceintures de radiation

La figure 5.15 indique le nombre d'événements en fonction des deux paramètres ΔL^* et Δt .

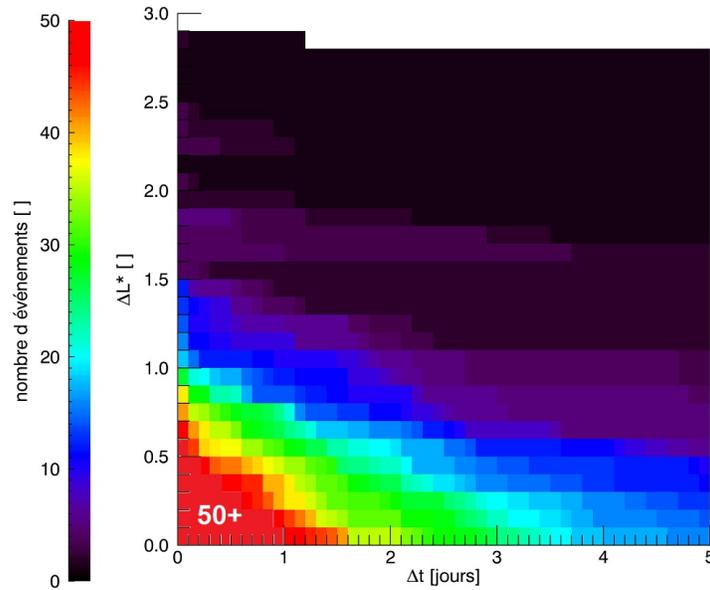


FIGURE 5.15 – Nombre d'événements faisant saturer les flux en fonction des paramètres Δt et ΔL^* . La zone rouge indique 50 événements ou plus et la blanche 0.

Logiquement, le nombre d'événements décroît lorsque l'un ou l'autre des paramètres augmente. On note cependant la très forte diminution du nombre d'événements lorsque ΔL^* augmente. Cela indique que les événements agissent sur des gammes de L^* très restreintes. Ainsi, sur la totalité de la période étudiée, soit 19 ans (1998-2016), la caractéristique $\Delta L^* > 1.5$ ne se produit que de façon exceptionnelle avec moins de 10 événements. Un seul événement a pu faire saturer les ceintures sur l'ensemble de la

gamme de L^* : Juillet 2004.

L'exemple montré sur la figure 5.14 n'est donc pas un cas isolé et il semble très peu probable qu'un événement agisse sur une large gamme de L^* .

On se concentre maintenant sur les événements permettant de faire dépasser les seuils de flux pendant au moins 2 jours et avec $\Delta L^* \geq 0.2$ (donc une contrainte très faible à ce niveau), ce qui nous donne une trentaine de cas. Ces critères ont été choisis afin qu'il n'y ait pas trop d'événements pour pouvoir ensuite identifier leur cause manuellement.

Afin de pouvoir caractériser les événements, nous avons sous-divisé les ceintures en 3 en fonction du L^* . Nous avons donc cherché les événements permettant de faire dépasser le seuil de flux entre $L^* = 2$ et $L^* = 3$, puis entre $L^* = 3$ et $L^* = 4$ et enfin entre $L^* = 4$ et $L^* = 5$. Le tableau 5.3 indique la liste de ces événements.

Elle confirme qu'il est très rare de faire augmenter les flux sur une large gamme de L^* . Ainsi, un seul événement (durant le mois de Juillet 2004) permet de faire saturer les flux sur les trois gammes de L^* . Si chacun des événements semble agir sur une gamme de L^* assez limitée, la profondeur maximale (L_{min}^* , 5^{ème} colonne du tableau) est très variable d'un événement à l'autre. Ainsi le paramètre L_{min}^* balaie toute la gamme de L^* considérée (2-5).

Dans la quatrième colonne du tableau, nous avons identifié les causes probables des événements. Pour cela, nous avons utilisé les listes d'événements disponibles. Pour les CIRs, nous avons utilisé la liste de Jian et al. Pour les ICMEs, c'est la liste de Mitsakou et al qui est utilisée jusqu'en 2009 puis celle de Richardson et al, jusqu'en 2016. Chaque fois, on considère qu'une augmentation de flux est due à un événement si celle-ci intervient durant le passage de l'événement (ou quelques jours après). Lorsque deux événements des deux types (CIRs et ICMEs) sont rapprochés d'une augmentation, on ne peut pas être certain et donc on ne marque rien. De plus, à partir de l'année 2009, nous utilisons la liste de Richardson pour les ICMEs ce qui permet d'identifier la cause de deux événements supplémentaires (le 06/04/2010 et le 17/17/2012). La liste de Jian ne couvre pas les événements depuis 2010 donc nous ne pouvons pas affirmer que les autres événements sont bien causés par les CIRs. Cependant, puisque la liste de Richardson et al ne les identifie par comme étant des ICMEs, nous indiquons (CIR) pour tous les derniers événements même si nous n'avons pas d'identification directe.

Assez logiquement, le nombre d'événements permettant de remplir les couches les plus internes est plus faible que pour les couches externes. Les 7 événements faisant saturer les flux entre $L^* = 2$ et $L^* = 3$ ont lieu durant la période autour du maximum et la première partie de la phase décroissante du cycle solaire. Aucun de ces événements n'a lieu durant le cycle solaire 24. À l'inverse, les événements remplissant la couche la plus externe ($L^* = 4 - 5$) ont davantage lieu durant la phase décroissante du cycle 23 et pendant le cycle 24.

La distinction entre les événements causés par les CIRs et les ICMEs apporte également des informations intéressantes. Les ICMEs permettent en effet de faire saturer des couches bien plus profondes que les CIRs. Ainsi, pour les ICMEs, les L_{min}^* peuvent aller sous la limite de $L_{min}^* = 2.0$ et jusqu'à $L_{min}^* = 4.0$. Ces événements peuvent donc agir à toutes les profondeurs des ceintures. À l'inverse, les événements liés aux CIRs ont un L_{min}^* compris entre $L_{min}^* = 4.0$ et $L_{min}^* = 4.6$. L'action des CIRs semble donc être restreinte à des couches plus externes. Pour la période 2015-2016, le L_{min}^* compris entre $L_{min}^* = 4.0$ et $L_{min}^* = 4.2$ semble appuyer l'hypothèse que ces événements sont dus à des CIRs, ou en

$L^* = 2 - 3$	$L^* = 3 - 4$	$L^* = 4 - 5$	Cause probable	L^*_{\min}
-	1998-08-29T14 :30 :00	-	ICME	3
-	1998-09-05T14 :30 :00	-	Seq	3.2
-	1998-09-26T12 :30 :00	-	ICME	3
2000-08-13T14 :30 :00	2000-08-14T20 :30 :00	-	ICME	2.5
2001-04-01T19 :30 :00	-	-	ICME	2.4
-	-	2003-08-03T04 :30 :00	CIR	4
-	2003-08-19T04 :30 :00	-	ICME	3.2
-	2003-08-22T12 :30 :00	2003-08-24T06 :30 :00	ICME+CIR	3.1
-	-	2003-09-19T13 :30 :00	CIR	4
2003-10-29T23 :30 :00	-	-	ICME	2
2003-11-21T14 :30 :00	-	-	ICME	2
-	-	2004-02-15T19 :30 :00	CIR	4.2
2004-07-27T03 :30 :00	2004-07-25T19 :30 :00	2004-07-28T11 :30 :00	ICME	2.1
2004-11-08T08 :30 :00	2004-11-10T10 :30 :00	-	ICME	2
2004-12-06T03 :30 :00	-	-	CIR en seq	2
-	-	2005-01-19T11 :30 :00	ICME	4
-	-	2005-03-10T19 :30 :00	CIR	4.2
-	-	2005-05-17T09 :30 :00	ICME	4
-	-	2005-09-04T18 :30 :00	CIR+ICME	4
-	2005-09-12T10 :30 :00	2005-09-13T11 :30 :00	ICME	3.3
-	2006-04-14T21 :30 :00	2006-04-15T02 :30 :00	ICME	3.6
-	2006-12-15T19 :30 :00	2006-12-15T22 :30 :00	ICME	3.3
-	-	2007-04-06T15 :30 :00	CIR	4.6
-	-	2007-05-04T11 :30 :00	CIR	4.6
-	-	2007-05-28T03 :30 :00	?	4.4
-	-	2008-03-28T19 :30 :00	CIR	4.4
-	-	2010-04-06T15 :30 :00	ICME	4
-	2012-07-17T06 :30 :00	2012-07-17T09 :30 :00	ICME	3.6
-	-	2015-10-09T20 :30 :00	(CIR)	4
-	-	2016-05-10T16 :30 :00	(CIR)	4
-	-	2016-09-04T20 :30 :00	(CIR)	4.2
-	-	2016-09-30T09 :30 :00	(CIR)	4.1

TABLE 5.3 – Liste des événements permettant de faire saturer les flux d'électrons relativistes dans trois différentes gammes de L^* (3 premières colonnes). La quatrième colonne indique la cause probable de l'augmentation de flux. La 5^{ème} colonne indique le L^* minimum pour lequel la saturation est observée. Le code couleur indique également la cause probable de l'augmentation de flux : ICMEs (en rouge), CIRs (en bleu), ou incertaine (en blanc).

tout cas ne l'exclut pas. Il existe une exception (Décembre 2004) où une CIR cause une augmentation de flux amenant à une saturation sur des couches très internes des ceintures ($L_{min}^* = 2$). Toutefois, l'observation des flux durant cet événement indique que cette saturation est principalement due à l'événement précédent (du 08 Novembre). Au moment où la CIR du 6 Décembre impacte la magnétosphère, les flux ont encore des niveaux très élevés et la faible augmentation causée par la CIR suffit à faire saturer les ceintures.

5.3.3 Corrélation avec une fonction de couplage : le paramètre d'Akasofu

On souhaite voir si ces saturations de flux peuvent être liées à la quantité d'énergie apportée par chaque événement. On utilise pour cela le paramètre dit d'Akasofu (Perreault and Akasofu, 1978) qui permet d'estimer la puissance déposée par une structure du vent solaire dans la magnétosphère. :

$$\epsilon(t) = \frac{4\pi}{\mu_0} V B^2 \sin^4(\theta/2) l_0^2 \quad [W]$$

où V est la vitesse du vent solaire, B l'amplitude du champ magnétique, B_Y et B_Z ses composantes dans le repère GSM, θ l'angle polaire de \vec{B} dans le plan $y - z$, et l_0 une grandeur caractéristique de la taille de la magnétosphère ($l_0 = 7R_T$).

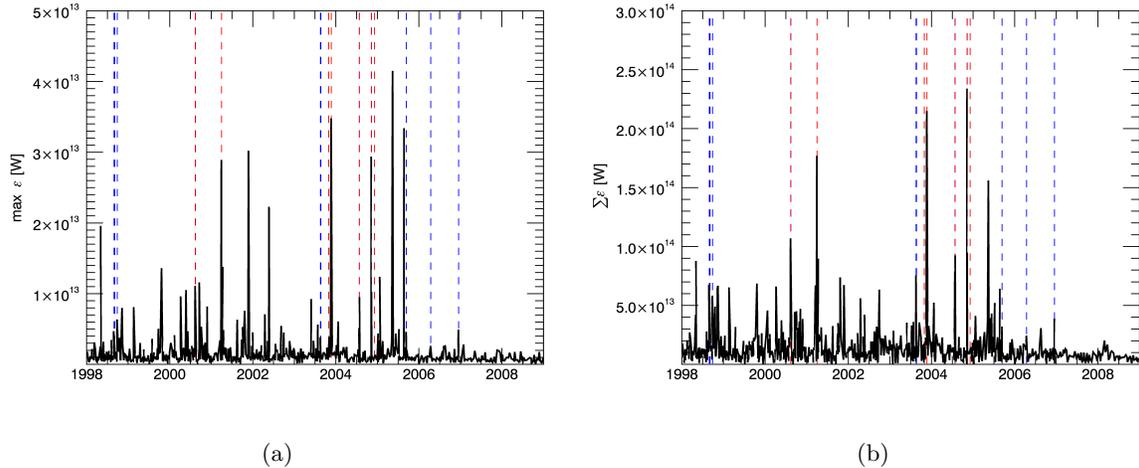


FIGURE 5.16 – (a) Maximum du paramètre d'Akasofu pour chaque événement en fonction de la date de l'événement en question. (b) Somme du paramètre ϵ sur l'ensemble de chaque événement. Sur chaque graphique, les lignes verticales indiquent les dates de saturations des flux. Les saturations à $L^* = 2 - 3$ sont représentées en rouge tandis que celles à $L^* = 3 - 4$ sont en bleu.

En utilisant les listes issues des études de Mitsakou and Moussas (2014) pour les ICMEs, et Jian et al. (2006b) pour les CIRs, nous avons calculé le paramètre d'Akasofu durant chacun des événements. Sur la figure 5.16a, on trace le maximum du paramètre d'Akasofu (ϵ_{MAX}) durant chaque événement, en fonction de sa date. Le maximum du paramètre d'Akasofu pourrait exprimer la poussée maximale instantanée des particules et pourrait donc être lié aux augmentations de flux d'électrons de hautes

énergies ($> 1MeV$). Sur la figure, on ajoute avec des lignes verticales les dates auxquelles ont lieu les événements du tableau 5.3 en faisant la distinction entre les événements faisant saturer les flux pour $L^* = 2 - 3$ (en rouge) et pour $L^* = 3 - 4$ (en bleu). En classant les événements en fonction du ϵ_{MAX} , les événements faisant saturer les flux à $L^* < 3$ sont tous parmi les 20 premiers, ce qui montre qu'il y a une tendance à ce que les événements faisant augmenter les flux si profondément injectent énormément d'énergie. Cependant, de très nombreux pics de ϵ_{MAX} ne sont pas associés avec une saturation des flux et inversement. Par exemple, la plus forte valeur de ϵ_{MAX} a lieu en Mai 2005, période durant laquelle nous n'avons noté qu'une saturation à $L^* \geq 4$ (non représenté sur la figure). On observe également deux très forts pics de ϵ_{MAX} en Novembre 2001 et Mai 2002 qui ne sont pas associés à des saturations des flux. Nos résultats indiquent donc qu'il est difficile de faire un lien entre les fortes valeurs de ϵ_{MAX} et les saturations de flux d'électrons $> 1MeV$.

Nous avons ensuite lié ces saturations de flux, non plus avec le maximum du paramètre ϵ durant chaque événement mais avec la somme de ϵ sur l'ensemble de chaque événement ($\sum \epsilon$, figure 5.16b) qui s'apparente donc à l'énergie déposée dans la magnétosphère sur toute la durée de l'événement. Dans ce cas, l'association entre ce paramètre et les saturations de flux est beaucoup plus évidente. Parmi les 7 événements causant les plus fortes valeurs de $\sum \epsilon$, 6 sont associés à des saturations de flux à $L^* = 2 - 3$. Seul l'événement de Mai 2005, 4ème plus forte valeur de $\sum \epsilon$ fait figure d'exception. Inversement, hormis les événements d'Octobre 2003 et Décembre 2004, toutes les saturations à $L^* = 2 - 3$ sont liées à de forts pics de $\sum \epsilon$. L'observation des flux montre que la saturation des flux en Décembre 2004 est clairement due à la saturation précédente, en Novembre et l'événement de Décembre ne fait alors que ré-augmenter légèrement le niveau des flux qui étaient déjà très hauts. Pour l'événement de Octobre 2003, ce sont les trous de données qui empêchent le calcul de ϵ et donc de $\sum \epsilon$. En effet, les mesures de vitesses ne sont pas disponibles pendant plus de deux jours. Toutefois, les premières mesures après ces trous de données indiquent que la vitesse était d'au moins $1200km.s^{-1}$ (voir figure 7.3.3) ce qui permet d'imaginer que le ϵ aurait pu atteindre des niveaux très élevés durant l'événement. En ce qui concerne les saturations à $L^* = 3 - 4$, le lien de cause à effet est beaucoup moins évident. D'un coté, les saturations de flux semblent toutes liées à des pics de $\sum \epsilon$ conséquents. La saturation associée au $\sum \epsilon$ le plus faible a lieu en Avril 2006 avec un $\sum \epsilon$ correspondant au rang 91/899. Toutes les saturations sont donc associées aux 10% des valeurs de $\sum \epsilon$ les plus fortes. Cela indique qu'une valeur relativement élevée de $\sum \epsilon$ est une condition nécessaire mais pas suffisante puisque de très nombreux événements ne créés pas de saturations malgré des $\sum \epsilon$ élevés (notamment entre 1998 et 2003).

Enfin, les saturations aux L^* plus grands (non montrées sur les figures) sont encore moins corrélées aux $\sum \epsilon$ élevés.

5.4 Résumé et conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, l'impact des principales structures du vent solaire sur les ceintures de radiation a été caractérisé. Dans un premier temps, nous avons effectué la comparaison de plusieurs listes d'événements (2 listes de CIRs et 4 d'ICMEs). Cela a permis de mettre en évidence la difficulté de construire des listes fiables. Les deux listes les plus en accord sont les listes issues des études de Richardson and Cane (2010) et Mitsakou and Moussas (2014) et ont un taux de correspondance d'environ 80%. Cela veut dire

que 20% des événements d'une liste ne sont pas retrouvés dans l'autre. De plus, même dans le cas des événements en accord, la comparaison montre que les dates de début et fin peuvent différer de plusieurs heures ce qui montre encore plus la difficulté à repérer et identifier ces structures. Nous avons donc choisi de garder quatre listes, deux de CIRs et deux d'ICMEs. Chaque fois, une des listes est considérée comme "globale" dans le sens où elle est sensée contenir tous les événements, et par conséquent, également des erreurs. L'autre est dite "restreinte" et ne devrait contenir que des événements dont nous sommes sûrs de la structure. Par conséquent, ces listes contiennent beaucoup moins d'événements puisqu'elles sont plus restrictives que les autres (notamment, elles ne contiennent que des événements ayant causés des orages magnétiques avec $Dst < -50nT$).

Nous avons ensuite étudié successivement le nombre et pourcentage de ces structures permettant de faire varier les flux, leur géoeffectivité, et l'évolution temporelle des flux durant leur passage (par la méthode SEA). L'étude sur le pourcentage d'événements faisant varier les flux correspond à ce qui est généralement fait dans la littérature pour les électrons relativistes en orbite géostationnaire. L'apport de notre étude vient donc ici du fait que l'utilisation des données des satellites NOAA-POES permet d'élargir ces études à différentes gammes d'énergies et à l'ensemble des L^* . C'est également le cas de l'étude de Turner et al. (2015), mais nous avons en plus dissocié les orages dus aux CIRs et aux ICMEs. Cela a permis de montrer à la fois des similarités et des différences entre les impacts de ces deux types de structures sur les ceintures. Les principales conclusions sont les suivantes :

- La capacité des ICMEs à faire augmenter les flux est maximale dans une certaine gamme de L^* centrée autour de $L^* = 3.5$. Pour les L^* plus faibles, les ICMEs agissent très peu tandis qu'elles ont plutôt tendance à faire diminuer les flux aux L^* plus élevés.
- Les CIRs permettent de faire augmenter les flux à partir d'un certain L^* et pour tous les L^* supérieurs. Elles permettent d'augmenter les flux à des L^* d'autant plus faibles que l'énergie est faible même si elles ne permettent pas d'atteindre des régions aussi profondes que les ICMEs. Toutefois, pour les énergies $> 30keV$ et $> 100keV$, un grand nombre de CIRs permettent d'augmenter les flux dans des régions aussi profondes que $L^* = 3$.
- D'un point de vue théorique, la diffusion radiale ne permet pas d'accélérer les électrons du feuillet neutre à des énergies relativistes autour de $L^* = 3$. Pour cela, une accélération supplémentaire par interaction avec les ondes Chorus semble nécessaire. Contrairement aux ICMEs, les CIRs ne semblent pas pouvoir pousser la plasmopause suffisamment profondément pour permettre le développement des ondes Chorus à ces L^* . Cela explique ainsi les différences de capacité de ces structures à augmenter les flux d'électrons relativistes.
- L'étude des géoeffectivités montre que globalement les événements causent des augmentations de plus fortes amplitudes que les diminutions. Certains événements peuvent augmenter les flux jusqu'à un facteur supérieur à 100.
- L'observation de l'évolution temporelle des flux ne permet pas de conclure sur une différence d'efficacité d'accélération des électrons (dans le sens rapidité d'augmentation des flux d'électrons relativistes). Toutefois, elle permet de montrer la forte différence des niveaux de flux pré-événements en fonction de l'effectivité des événements. Les événements faisant augmenter les flux ont un niveau de

flux moyen avant événement plus faible que ceux les faisant diminuer. Cela semble s'expliquer par le fait, d'une part, que les événements ayant un niveau de flux pré-événement faible ne font pas diminuer les flux davantage et d'autre part, que les événements ayant un niveau de flux pré-événement fort ne font pas augmenter les flux davantage.

- À l'inverse, les flux ne dépassent jamais une certaine limite (également observé au chapitre 4) qui semble indiquer l'augmentation absolue maximum de flux apportée par un événement. Les événements ne peuvent donc pas être très géoeffectifs (en terme de ratio de flux post-/pre-événements) si les niveaux de flux pré-événements en sont proches.
- L'étude sur les événements extrêmes (du point de vue des ceintures) met également en avant des différences ICMEs/ CIRs. L'efficacité des événements est maximale sur une gamme de L^* restreinte et un événement seul ne permet pas de faire saturer les flux sur l'ensemble des ceintures. Pour les couches les plus profondes ($L^* < 4$), seules les ICMEs permettent de faire saturer les flux pendant plus de deux jours. En revanche, pour les $L^* > 4$, à la fois les ICMEs et les CIRs semblent le permettre.
- Il existe une corrélation entre les saturations de flux et le paramètre d'Akasofu ϵ ou, plus exactement, le $\sum \epsilon$. En effet, nous avons trouvé que les événements faisant saturer les flux à $L^* < 3$ sont tous associés aux plus fortes valeurs de $\sum \epsilon$, et inversement, l'événement de Mai 2005 faisant figure d'exception. Pour les saturations à $L^* = 3 - 4$, la relation est moins franche, même elles sont tout de même toutes associées aux 10% des $\sum \epsilon$ les plus intenses. Ces relations entre les paramètres du vent solaire et les flux dans les ceintures sont importantes dans une optique de météorologie de l'espace.

Le chapitre 4 a montré que les flux les plus élevés étaient atteints pour les $L^* < 5$. Ce chapitre montre qu'à ces profondeurs, ce sont les ICMEs qui sont les plus efficaces pour faire augmenter les flux et leur faire atteindre de forts niveaux. Dans le chapitre suivant, nous souhaitons comprendre les relations existantes entre les orages magnétiques et les variations de flux dans les ceintures. Par le biais de ces relations, nous pourrons en effet mieux comprendre l'impact des structures du vent solaire (notamment les ICMEs) sur les ceintures en étudiant les orages magnétiques qu'ils causent.

Chapitre 6

Étude de l'impact des ICMEs sur les ceintures de radiation via l'intensité des orages magnétiques qu'ils causent

Nous avons vu au chapitre précédent que les ICMEs et les CIRs ont un impact très différent sur les ceintures. Les variations de flux dans les ceintures ne sont cependant pas les seuls témoins du couplage vent solaire / magnétosphère puisque ces événements provoquent aussi des orages magnétiques. L'objectif de ce chapitre est d'établir quelques relations entre les variations de flux dans les ceintures et les orages magnétiques, notamment leur intensité. La question ici est donc de savoir ce que l'on peut déduire à partir de l'observation de l'indice *Dst* sur l'état des ceintures de radiation. Nous pourrons ensuite mieux comprendre l'impact des structures du vent solaire, notamment des ICMEs, sur les ceintures à travers ces orages magnétiques.

6.1	Importance de l'intensité des orages magnétiques associés aux événements	122
6.1.1	Moyenne des flux en fonction du <i>Dst</i>	123
6.1.2	Profondeur de remplissage des flux	125
6.1.3	Géoeffectivité des événements en fonction de leur intensité	128
6.2	Variabilité des orages magnétiques causés par les ICMEs	131
6.2.1	Structure du vent solaire et orage magnétique au passage d'ICMEs	132
6.2.2	Présence d'un choc et nuage magnétique	134
6.2.2.1	Adaptation de la liste de Mitsakou and Moussas (2014)	134
6.2.2.2	Résultats	135
6.2.3	Effet de la polarité des nuages magnétiques	137
6.3	Résumé du chapitre et conclusion	140

6.1 Importance de l'intensité des orages magnétiques associés aux événements

Dans cette première section, nous nous intéressons aux relations entre les orages magnétiques et les variations de flux dans les ceintures de radiation.

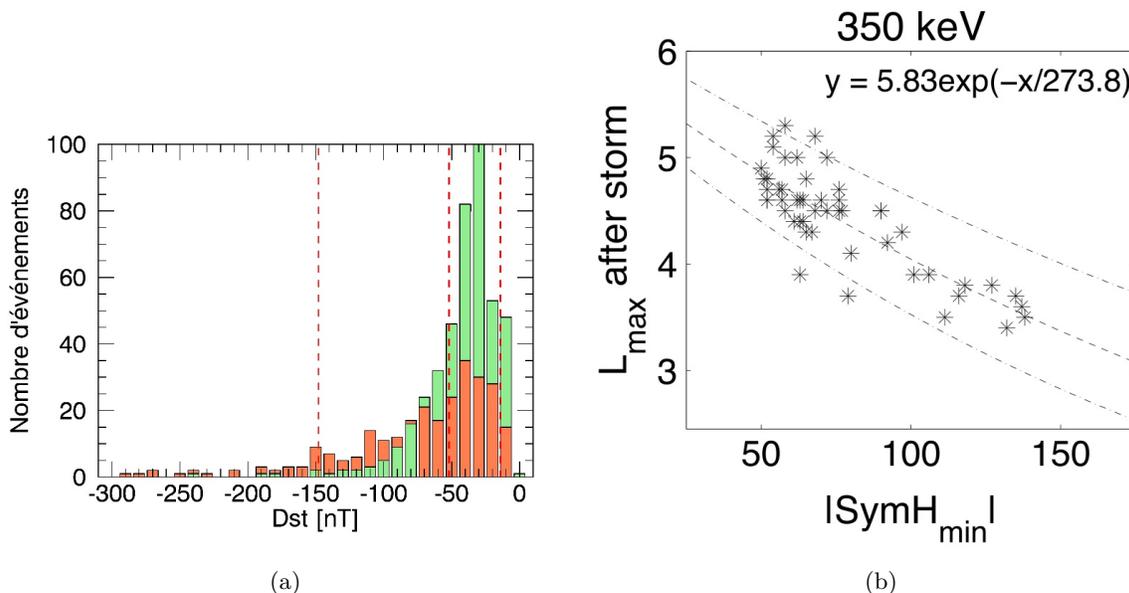


FIGURE 6.1 – (a) Distributions des intensités d’orages causés par les ICMEs (en rouge) et les CIRs (en vert). Les lignes verticales indiquent les 10^{ème}, 50^{ème} et 90^{ème} centiles de la distribution des ICMEs. 3 événements, tous des ICMEs, causent des chutes de $Dst < -300nT$ (dont un $< -400nT$). (b) Relation entre $L_{flux,max}^*$, le L^* pour lequel le flux est maximum après un orage magnétique et l’intensité de l’orage associé. Figure issue de l’étude de Turner et al. (2015).

La figure 6.1a, montre la distribution des intensités d’orages causés par les CIRs et ICMEs à partir des listes de Jian et al. (2006b) et Mitsakou and Moussas (2014). Très peu de CIRs créent des orages magnétiques avec $Dst < -100nT$ et il est exceptionnel qu’elles en causent avec $Dst < -150nT$. Les ICMEs sont donc capables de causer des orages magnétiques bien plus intenses que les CIRs (tout en causant des aussi faibles).

Comme rappelé aux chapitre précédent, de nombreuses études portant sur les flux d’électrons en orbite géostationnaire ont montré que la réaction des flux est indépendante de l’intensité de l’orage (par exemple : Reeves et al., 2003; Miyoshi and Kataoka, 2008; Anderson et al., 2015). À l’inverse, Miyoshi and Kataoka (2005) ont observé que cette même intensité d’orage avait une importance à plus faibles L^* mais sans la quantifier (pour les électrons $> 300keV$). Dans leur étude, Turner et al. (2015) ont montré qu’il existe une corrélation entre l’intensité des orages et $L_{flux,max}^*$, le L^* pour lequel le flux est maximum (la figure issue de leur étude est donnée figure 6.1b). Ils précisent que cette relation n’est vraiment pertinente que pour les énergies entre 300 et 800keV.

6.1.1 Moyenne des flux en fonction du Dst

Puisque l'intensité des orages ne semble pas avoir d'importance en orbite géostationnaire mais qu'elle en a une dans les régions plus internes, nous nous sommes demandé à quel L^* se situe la limite. Il serait également intéressant d'en observer la dépendance en énergie.

Pour cela, nous avons calculé le flux moyen (dépendant du L^* et de l'énergie) pour différents niveaux d'activité magnétique. Cette activité est exprimée à partir de l'indice Dst en définissant un autre indice (dst^{96h}) tel que $dst^{96h}(t) = \min(dst(t-96h : t))$. L'indice Dst^{96h} à un instant donné est donc le minimum de l'indice Dst mesuré durant les quatre derniers jours. Autrement dit, si $Dst^{96h}(t) = -120nT$, cela veut dire qu'il y a eu un orage magnétique d'intensité minimum de $|Dst| = 120nT$ moins de 4 jours avant. Nous avons choisi 96h car cette durée correspond au temps caractéristique de recouvrement des flux d'électrons dans les ceintures (Rochel et al., 2016). On donne sur la figure 6.2 un exemple de dst et Dst^{96h} sur une période de 60 jours.

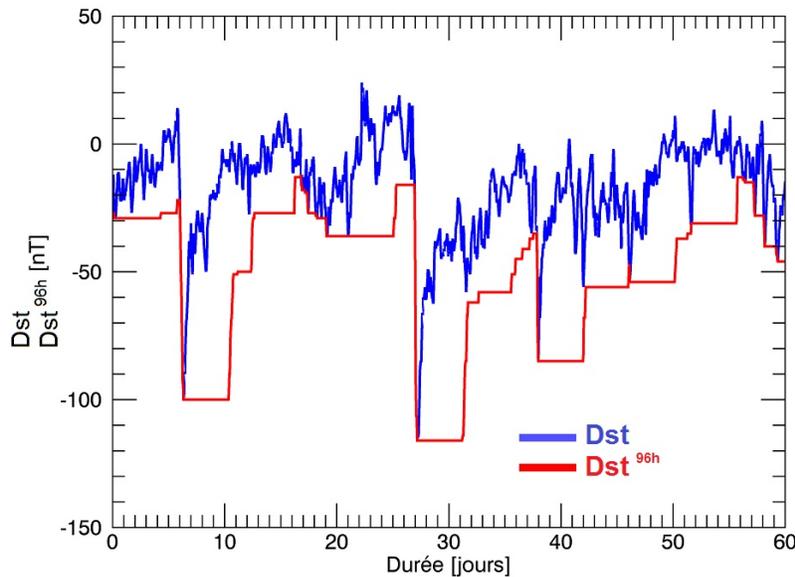


FIGURE 6.2 – Exemple des variations de l'indice Dst (en bleu) et Dst^{96h} (en rouge) sur une période de 60 jours. Le Dst^{96h} à un temps donné correspond au minimum du Dst sur les quatre derniers jours.

On établit alors 5 gammes d'activités magnétiques en fonction de l'indice Dst^{96h} .

- $Dst^{96h} > -30nT$: pas de perturbations
- $-30 > Dst^{96h} > -50nT$: perturbations faibles
- $-50 > Dst^{96h} > -100nT$: perturbations modérées
- $-100 > Dst^{96h} > -150nT$: perturbations fortes
- $Dst^{96h} < -150nT$: perturbations intenses

Comme la figure 6.1a le suggère, la gamme de Dst correspondant aux orages intenses ($Dst < -150nT$) est quasi-exclusivement due aux ICMEs. Le flux moyen est ensuite calculé dans les périodes correspondant à chaque gamme de Dst^{96h} , en fonction de L^* et de l'énergie. Les résultats sont montrés sur les figures 6.3a, 6.3b, 6.3c, et 6.3d. La zone grisée correspond à l'enveloppe des flux (voir figures 4.6a à 4.6d) définie entre le 1^{er} et le 99^{ème} centile de la distribution.

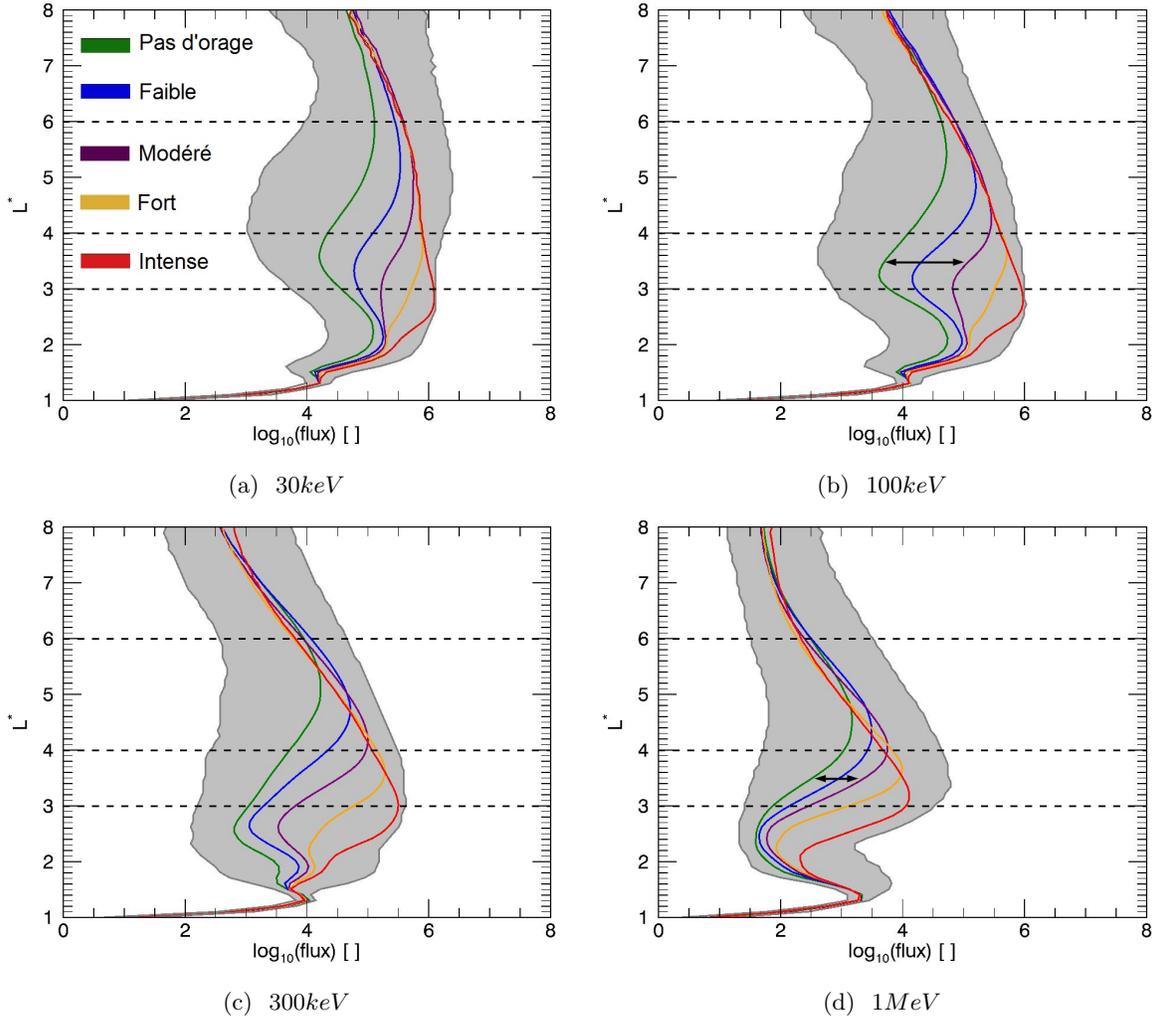


FIGURE 6.3 – Flux moyen en fonction de L^* (ordonnée), du niveau de Dst^{96h} (couleur) et de l'énergie : (a) $30keV$, (b) $100keV$, (c) $300keV$, (d) $1MeV$. La zone grisée délimite les 1^{er} et 99^{ème} centiles de la distribution des flux. Les 3 lignes en pointillé horizontales indiquent respectivement $L^* = 3$, $L^* = 4$ et $L^* = 6$ pour faciliter la comparaison entre les figures.

Le premier constat, qualitatif, que l'on retrouve est que la dépendance en Dst sépare les ceintures en deux. Dans la partie externe, le niveau moyen des flux ne dépend pas du niveau de Dst . Par exemple, à $L^* = 6$ pour les électrons relativistes, le niveau moyen des flux dans les 4 jours suivant un orage intense (en rouge) est le même que celui suivant un orage fort (orange), modéré (violet) ou faible (bleu). Dans

la partie interne des ceintures, au contraire, on observe une dépendance plus ou moins forte des niveaux de flux au Dst . D'une façon générale, plus l'orage magnétique est intense, et plus les niveaux de flux moyens sont élevés.

Les différentes figures montrent que la limite indépendance/dépendance au Dst dépend de l'énergie. Elle se fait à des L^* d'autant plus faibles que l'énergie est grande. Par exemple, pour la gamme $> 30keV$ elle apparaît dès $L^* \approx 6$ (en occultant les $Dst > -30nT$, en vert, qui correspondent à l'absence de perturbations), tandis qu'elle descend jusqu'à $L^* \approx 4.5$ pour les électrons relativistes. Il est donc confirmé que l'intensité de l'orage n'a pas d'importance dans la réaction des ceintures en orbite géostationnaire (qui oscille autour de $L^* = 6$).

Les résultats de la section 5.2.1 ont montré que si les CIRs permettent de faire augmenter les flux à des L^* relativement faibles (par exemple, autour de $L^* = 3.5$) pour les plus basses gammes d'énergies, ça n'est cependant plus le cas pour les fortes énergies (voir figure 5.6b). L'observation des flux moyens à $L^* = 3.5$ pour les orages modérés (lignes violettes, typiques des CIRs) permet d'apporter des éléments d'explication. Pour les électrons relativistes, la différence entre l'état calme (en vert) et les flux après un orage modéré (indiquée par une flèche sur la figure 6.3d) est très faible. Cela veut dire que les orages modérés ont un impact très limité sur les ceintures à ce L^* et il faut plutôt des orages forts (lignes oranges) voir même intenses (en rouge) pour augmenter fortement les flux. Or, ces orages sont quasi-exclusivement causés par les ICMEs. À faibles énergies, c'est différent : la différence de niveau de flux entre l'état calme et celui suivant un orage modéré (indiquée par une flèche sur la figure 6.3b) est beaucoup plus grande. Les CIRs, malgré l'intensité modérée des orages qu'elles causent, peuvent donc faire augmenter significativement les flux à ce L^* .

Autre constat, le L^* pour lequel le flux est maximum (L_{fmax}^*) dépend du Dst . Cela est observable sur toutes les gammes d'énergies mais particulièrement sur les deux les plus élevées. Par exemple, pour les électrons $> 300keV$ (figure 6.3c), les orages modérés (en violet) permettent une augmentation maximale des flux à $L^* = 4$. Les orages intenses (en rouge), agissent le plus efficacement à $L^* = 3$. Comme on a pu le voir dans les chapitres précédents, le niveau de flux maximum pouvant être atteint dépend du paramètre L^* et est maximal autour de $L^* = 3$. Les figures 6.3a à 6.3d montrent que sont ce sont les orages les plus intenses qui permettent de faire augmenter le plus les flux à de tels L^* . Cela semble également expliquer pourquoi ce sont les ICMEs qui causent les plus hauts niveaux de flux. Cette relation entre la profondeur d'impact des événements et le Dst est intéressante et nous souhaitons maintenant la quantifier. Nous allons pour cela réutiliser l'étude faite dans la section 5.3 sur la saturation des ceintures.

6.1.2 Profondeur de remplissage des flux

Nous avons montré dans la section 5.3 que certains événements permettent de faire "saturer" les ceintures, c'est à dire augmenter les flux à de très forts niveaux. Cette saturation se produit sur une certaine gamme de L^* qui est généralement assez restreinte et est caractérisée par un L_{min}^* (L^* minimum pour lequel les ceintures saturent, voir tableau 5.3). Nous souhaitons déterminer si ce paramètre L_{min}^* est corrélé, ou non, avec l'intensité des orages (Dst_{min}). Afin d'augmenter la statistique et puisque nous n'avons pas besoin d'identifier les événements à la main, nous considérons tous les événements faisant saturer les ceintures pendant au moins 24h (au lieu de 48h dans la section 5.3). L'intensité de l'orage associé est déterminée en recherchant la valeur minimum de Dst dans les 4 jours précédant le début de

la saturation. Pour les quatre gammes d'énergies ($> 30keV$, $> 100keV$, $> 300keV$, $> 1MeV$), on trouve respectivement 86, 94, 97, et 48 événements.

On trace sur les figures 6.4d, 6.4c, 6.4b, et 6.4a le L_{min}^* en fonction du Dst_{min} pour chaque événement et les différentes énergies. Les saturations n'ont été recherchées qu'entre $L^* = 2$ et $L^* = 5$. Dans les cas où on obtient $L_{min}^* = 2$, il est donc en fait possible que les L_{min}^* soient inférieur à 2 (indiqué par des flèches sur les figures).

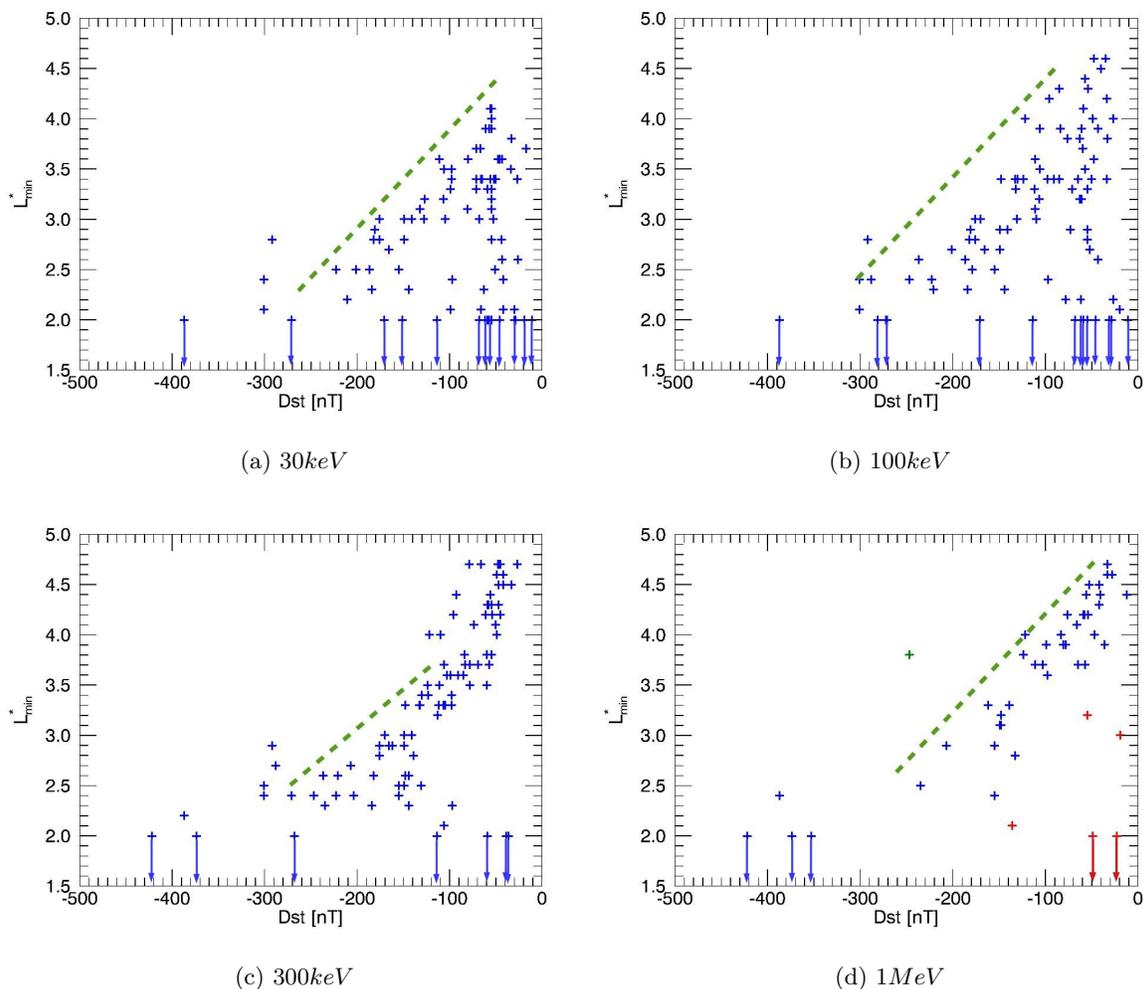


FIGURE 6.4 – Relation entre la profondeur des ceintures impactées (L_{min}^*) par un événement et l'intensité de l'orage associé (mesurée par le minimum de Dst). Les figures correspondent aux quatre gammes d'énergies. Pour la gamme $> 1MeV$, les événements en rouge représentent des cas d'enchainements d'événements et le point en vert au cas particulier du 17/05/2005.

Concernant la gamme $> 1MeV$ (figure 6.4d), on observe clairement une limite supérieure (tracée en pointillé) : les orages magnétiques intenses permettent de faire saturer les flux aux faibles valeurs de L^* . Cette tendance est à nuancer du fait d'un événement, représenté en vert, pour lequel la saturation

n'atteint pas de couche profondes compte tenu de son intensité (et sans que l'on puisse expliquer pourquoi). On remarque que la réciproque est fautive, puisque certains orages peu intenses permettent de faire saturer les flux très profondément. Ces événements particuliers sont représentés en rouge sur la figure. Leur observation au cas par cas montre qu'il s'agit de cas d'enchaînements d'événements. Les flux avant ces événements sont déjà très hauts, assez proches du niveau seuil pour que ces événements, même en ne causant qu'une légère augmentation, permettent de les franchir. C'est notamment le cas de la CIR ayant impacté la magnétosphère le 06 Décembre 2004. Pour tous les autres points, en bleu sur la figure, on observe une corrélation relativement bonne : plus l'orage magnétique est intense et plus les couches profondes sont atteintes.

Une étude équivalente a été faite pour les autres gammes d'énergies et les résultats sont montrés sur les figures 6.4c, 6.4b, et 6.4a respectivement pour les $> 300keV$, $> 100keV$ et $> 30keV$. Pour toutes les énergies, la limite supérieure est retrouvée (et représentée en pointillé). En revanche, bien que la corrélation entre Dst et L_{min}^* soit très bien respectée pour les électrons $> 300keV$, elle se dégrade ensuite pour les deux gammes d'énergies plus faibles. Cette dégradation de la corrélation vient de la multiplication des cas d'orages de faible intensité faisant saturer les flux à faibles L^* . Il n'a pas été vérifié au cas par cas si chacun de ces événements correspondaient à des cas d'enchaînement. Toutefois cela serait cohérent avec les observations de Reeves et al. (2016) selon lesquelles plus l'énergie est faible et plus il y a d'augmentations de flux (quel que soit le L^*). Lorsque le niveau de flux est élevé, il y aura plus de chance à faible énergie qu'un autre événement provoque une augmentation supplémentaire faisant franchir le seuil.

Nos résultats peuvent être comparés à ceux de Turner et al. (2015). Dans leur étude, ils ont comparé l'intensité des orages (exprimé par le minimum de l'indice SYMH) avec d'une part L_{min}^* , le plus petit L^* affecté par un événement et $L_{flux,max}^*$ le L^* pour lequel le flux est maximum. Il faut également noter qu'ils ont enlevé de leur études les enchaînements d'événements (à ± 2 jours). De plus, puisqu'ils ont utilisé les satellites Van Allen Probes, leur étude est réduite à la période Septembre 2012 - Février 2015. Comme il peut être vu sur la figure 2.1, le cycle 24 est bien moins actif que le précédent il y aura donc moins de possibilités d'enchaînements d'événements même au delà de 2 jours. Leurs résultats montrent une bonne corrélation entre l'intensité de l'orage et $L_{flux,max}^*$ mais pas avec le L_{min}^* . Dans notre étude, nous avons montré une corrélation (au moins pour les plus fortes énergies) entre l'intensité de l'orage et le L^* minimum faisant saturer les flux. Même s'il s'agit d'un L^* minimum, il représente une des couches où l'efficacité de l'événement est maximale. Il est donc davantage comparable au $L_{flux,max}^*$ de l'étude de Turner et al. (2015) que de leur L_{min}^* , et nos études sont donc en accord.

Il est également important de préciser que si, dans le cas d'un événement isolé, une forte intensité est une condition nécessaire afin de faire saturer les flux à de faible L^* , elle n'est cependant pas suffisante. Nous avons en effet observé un certain nombre d'événements dont le Dst est inférieur à $-200nT$ sans pour autant qu'ils fassent saturer les flux.

La figure 6.5 illustre un tel exemple. Le 22/10/1999, la magnétosphère a subi un orage magnétique d'amplitude $Dst_{min} = -237nT$ (donc dans la gamme "intense" de notre classification). Sur la figure, en superposition de l'histogramme des flux, la ligne rouge indique le flux limite au delà duquel on considère qu'il y a saturation et la ligne bleue représente l'état des ceintures à la date du 23/10/1999. L'état des ceintures est bien caractéristique de celui suivant un orage très intense : le maximum de flux est obtenu

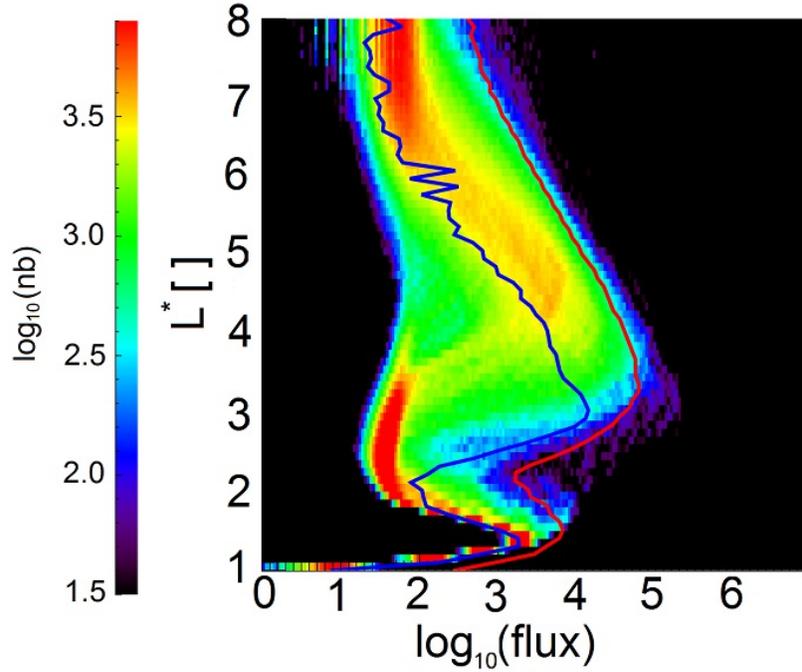


FIGURE 6.5 – Histogramme des flux d’électrons $> 1MeV$. La ligne rouge représente le niveau seuil des flux (99ème centile de la distribution pour chaque L^*) et la ligne bleue correspond à l’état des flux le 22/10/1999 à 16h.

profondément (pour $L^* \approx 3$). Cependant, l’amplitude de l’augmentation n’est pas suffisante pour faire dépasser le seuil et les ceintures ne saturent pas. Il semble donc que l’intensité de l’orage donne une bonne indication sur le L^* pour lequel l’augmentation de flux va être la plus efficace. Cependant, elle n’est a priori pas directement liée à l’amplitude de l’augmentation. C’est à ce dernier point que nous allons maintenant nous intéresser.

6.1.3 Géoeffectivité des événements en fonction de leur intensité

Après avoir observé une corrélation entre le L^* auquel l’événement est le plus efficace et le Dst , c’est maintenant la relation entre ce même Dst et l’amplitude des augmentations qui nous intéresse. Pour cela, comme pour la section 5.2.2, nous allons calculer les rapports entre les flux après et avant événements. Cette fois, les événements sont dans un premier temps répartis dans 5 sous-groupes en fonction de l’intensité des orages associés (voir section 6.1.1 pour la définition des sous-groupes). Pour chaque sous-groupe, nous déterminons ensuite les flux pré- et post-événements puis nous calculons les rapports de flux ($R_{ap/av}$) pour chaque L^* . On utilise ici tous les événements (CIRs et ICMEs) issus des listes de Jian et al. (2006b) et Mitsakou and Moussas (2014). Par rapport à la section 5.2.2, nous rajoutons deux gammes de $R_{ap/av}$ (0.5 – 1.0 et 1 – 2). Les résultats sont tracés sur les figures 6.6a à 6.6e pour les électrons relativistes. Les figures correspondant aux autres gammes d’énergies sont données en annexes D. Les cinq figures correspondent respectivement à l’absence d’orage, puis aux orages faibles, modérés,

forts et intenses. Les zones colorées en bleu sont associées aux événements causant des augmentations avec des rapports au moins égal à 2. Elles correspondent donc aux événements faisant significativement augmenter les flux selon la définition donnée dans la section 5.2.1. Les zones en vert sont équivalentes pour les diminutions de flux.

Premièrement, les figures permettent de retrouver un certain nombre d'observations sur les dépendances en L^* qui confirment ainsi les résultats de la section précédente. Comme nous pouvions nous y attendre, les événements provoquant des orages plus intenses (figures 6.6d et 6.6e) permettent également des variations de flux aux L^* plus faibles. Ainsi, les régions caractérisées par $L^* = 3$ sont quasiment inaccessibles pour les orages dont l'intensité ne dépasse pas $Dst = -100nT$ tandis que plus de 70% des orages forts et quasiment tous les orages intenses sont associés à des augmentations à ces L^* (cette remarque ne s'applique qu'à la gamme d'électrons $> 1MeV$). On note également que les pourcentages d'événements faisant augmenter / diminuer les flux pour $L^* > 5$ ne semblent pas être sensibles à l'intensité des orages, comme montré dans la section 6.1.1.

Ces figures apportent également des indications sur les différences d'amplitudes des variations de flux en fonction des intensités d'orage. Ainsi, non seulement l'intensité de l'orage a un impact sur la profondeur des ceintures impactée mais également et surtout sur l'amplitude des variations. Plus l'intensité des orages augmente et plus nous trouvons des événements faisant varier les flux sur des très fortes amplitudes. Pour les orages faibles ou modérés, il est très rare que les augmentations de flux dépassent le facteur 5 (moins de 15%) et les cas où elles dépassent 10 sont négligeables ($\approx 8\%$). Pour les orages forts et intenses par contre, les rapports de flux peuvent aller jusqu'à 100. En ce qui concerne les orages forts (figure 6.6d) et pour certains L^* , environ 65% des événements font augmenter les flux dont 40% avec un facteur supérieur à 10. Cette tendance s'accroît encore pour les orages intenses (figure 6.6e) pour lesquels quasiment tous les événements font augmenter les flux autour de $L^* = 2.5$ dont 70% avec un facteur supérieur à 10 et 40% avec un facteur supérieur > 100 (cependant la statistique est relativement faible pour ce sous-groupe, 27 événements). On note que ces remarques ne concernent que les augmentations de flux. Pour les diminutions (en vert), il ne semble pas se dégager de tendance avec l'intensité des orages, du moins pas significative.

Les figures équivalentes pour les autres gammes d'énergies sont données en annexes D. La comparaison des différentes gammes d'énergies montre que, pour les plus faibles énergies, les événements d'intensités limitées permettent tout de même de faire augmenter significativement les flux. Pour illustrer cela, nous rajoutons (figures 6.7a et 6.7b) les figures correspondant aux orages d'intensités $-50 > Dst > -100nT$ pour les énergies $> 30keV$ et $> 100keV$. Elles peuvent donc être comparées avec la figure 6.6c correspondant à la gamme $> 1MeV$.

En prenant l'exemple de $L^* = 3$, la figure 6.6c indique qu'environ 45% des événements font augmenter les flux d'électrons relativistes dont 15% avec un facteur > 2 , ce qui est relativement peu. Pour les électrons $> 30keV$ (respectivement $100keV$) par contre, plus de 75% des événements font augmenter les flux dont 50% (resp, 60%) d'un facteur > 2 . Pour ce qui concerne l'amplitude des augmentations, nous observons également que celles-ci sont plus fortes à faibles énergies que pour les électrons relativistes. En effet, pour les énergies $> 1MeV$, seul un nombre négligeable d'événements permettent des augmentations de flux avec un facteur > 10 tandis que c'est le cas de plus de 30% des événements pour les plus faibles énergies. Les flux de particules dans les ceintures semblent donc pouvoir augmenter plus facilement aux

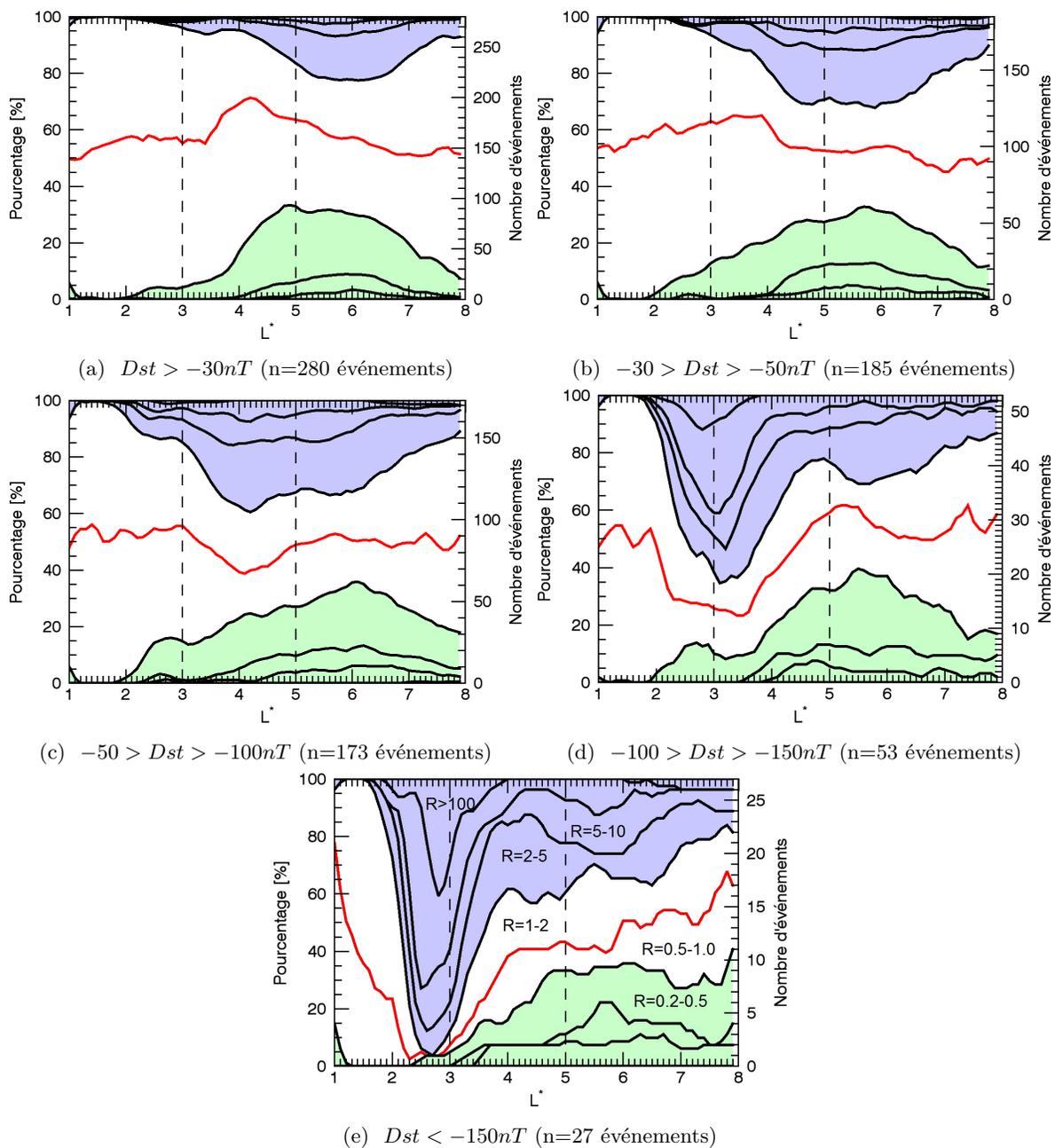


FIGURE 6.6 – Géoeffectivité des événements en fonction de l'intensité des orages associés. La région bleue correspond aux pourcentages et nombres d'événements faisant augmenter les flux (selon la définition de la section 5.2.1) et celle en verte correspond aux événements les faisant diminuer.

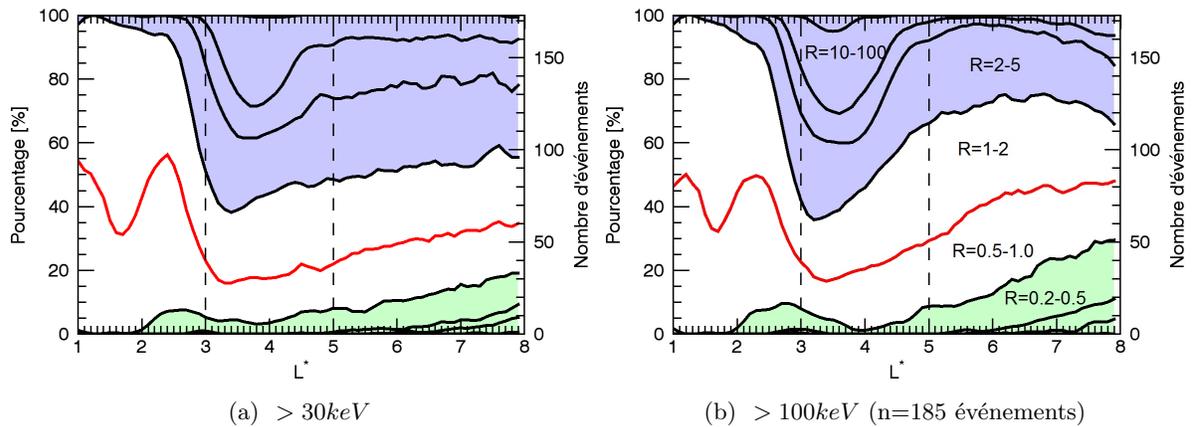


FIGURE 6.7 – Géoeffectivité des événements associés à des orages modérés pour deux gammes d'énergies : $> 30\text{keV}$ et $> 100\text{keV}$. La région bleue correspond aux pourcentages et nombres d'événements faisant augmenter les flux et celle en verte correspond aux événements les faisant diminuer.

faibles énergies qu'aux hautes que ce soit du point de vue du L^* minimum impacté ou de l'amplitude des variations. Ces résultats confirment ceux de la section 6.1.1

Toutes ces différences s'expliquent qualitativement par le fait que la diffusion radiale augmente avec l'intensité des orages associés. Ainsi, pour les événements correspondants aux orages magnétiques les plus intenses, le point d'équilibre entre les processus de pertes et d'accélération (voir figure 1.17) est décalé à de plus faibles valeurs de L^* . Par conséquent, les flux augmentent sur des coquilles de dérive plus internes.

Les résultats de cette section ont montré que l'intensité de l'orage est non seulement directement liée au L^* pour lequel l'effectivité des événements est maximale mais qu'elle donne également une indication sur l'amplitude des augmentations de flux. L'intensité de l'orage, exprimé via le minimum de l'indice Dst est donc un paramètre clef pour comprendre la réaction des ceintures du moins à faibles L^* . De ce fait, il serait donc utile de comprendre la capacité des événements de type CIRs et ICMEs à causer des orages magnétiques d'intensité variées et c'est ce que nous souhaitons faire par la suite. Ce chapitre et le précédent ont également mis en avant la prédominance des ICMEs par rapport aux CIRs pour perturber les ceintures de radiation. Nous nous focaliserons donc pour la suite sur ce type de structure uniquement. Comme la figure 6.1a le montre, les intensités des orages causés par les ICMEs sont très variées et s'étendent de $-10nT$ à $-422nT$ sur la période étudiée. Nous allons donc maintenant chercher à comprendre cette variabilité des orages magnétiques causés par les ICMEs.

6.2 Variabilité des orages magnétiques causés par les ICMEs

La réaction des ceintures de radiation dépend fortement de l'intensité de l'orage magnétique associé et les plus forts d'entre eux sont causés par les ICMEs. Cependant, comme le montre la figure 6.1a, une ICME peut aussi bien causer un orage très intense que très faible.

Le but de cette section est d'essayer de comprendre un peu mieux la capacité des ICMEs à provoquer des orages magnétiques. Les résultats présentés ici (ainsi que ceux de la section 7.2) ont fait l'objet d'une

publication (voir annexe E) en Janvier 2017 dans la revue *Annales Geophysicae* (Benacquista et al., 2017).

On parlera dans cette section de géoeffectivité comme de la capacité d'un événement à causer un orage magnétique. La structure et la géoeffectivité des ICMEs ont été très fortement étudiées comme résumé dans la section 3.1.2. Parmi d'autres méthodes statistiques, l'analyse par époques superposées est largement utilisée.

La majorité des études utilisant les SEA prennent le maximum d'intensité de l'orage comme date référence (par exemple, Miyoshi and Kataoka, 2005; Zhang et al., 2008; Yermolaev et al., 2010). Nous choisissons nous d'utiliser la méthode de SEA multi-époque et prenons comme dates références les dates déterminées à partir de la structure de l'événement : début de gaine, début d'ICME, fin d'ICME (comme dans l'exemple ci-dessus). Seules quelques études récentes ont fait le même choix, notamment Kilpua et al. (2015) qui ont étudié les variations de flux d'électrons en orbite géostationnaire au passage de différents types de structures. Pourtant, en considérant de telles dates, l'intérêt est double. D'une part, nous pourrions étudier la structure de l'événement en calculant les caractéristiques moyennes en discernant bien les différentes sous-structures (gaine, ICME). D'autre part, à travers les indices magnétiques, nous pourrions observer le développement de l'orage durant le passage de l'événement. Cette information n'est, par exemple, pas disponible en prenant les dates de maximum d'intensité de l'orage comme dates références.

6.2.1 Structure du vent solaire et orage magnétique au passage d'ICMEs

Les figures 6.8a à 6.8d montrent les SEA sur 3 paramètres du vent solaire (l'amplitude du champ magnétique, la pression et la vitesse) et un indice magnétique (SYM_H). Les trois lignes verticales correspondent à l'entrée dans la gaine, dans l'ICME et à la sortie de l'ICME. L'indice SYM_H est très proche de *Dst* et est considéré comme un équivalent avec une résolution d'une minute (Wanliss and Showalter, 2006). Ces trois paramètres du vent solaire sont ceux les plus souvent utilisés pour décrire la structure des événements. Il est généralement utile d'inclure la composante *Z* du champ magnétique B_Z parmi les autres paramètres du vent solaire. C'est en effet un paramètre clef puisque lorsqu'il est négatif, le vent solaire et la magnétosphère subissent le phénomène de reconnexion magnétique et les particules peuvent pénétrer dans la magnétosphère. Cependant, sauf exception (dans les nuages magnétiques), B_Z oscille autour de 0. En appliquant une SEA sur ce paramètre, nous obtiendrions simplement une moyenne quasi-nulle. C'est pourquoi nous avons choisi de ne pas le montrer dans un premier temps. L'indice SYM_H montre le développement de l'orage magnétique associé au passage de l'événement.

L'observation des paramètres du vent solaire permet de caractériser la structure générale des événements liés au passage des ICMEs. Au moment de l'entrée dans la gaine (à $t=0$), tous les paramètres augmentent brusquement. Une augmentation aussi brutale est caractéristique de la présence d'un choc, du moins pour la plupart des événements. Dans la gaine, compressée par l'ICME en aval, les paramètres du vent solaire restent élevés. Les différences apparaissent au passage dans l'ICME : la pression chute brutalement, alors que le champ magnétique ré-augmente et que la vitesse commence à diminuer progressivement. Ceci est cohérent avec l'image classique des ICMEs : une structure magnétique et peu dense. La vitesse décroissante témoigne, elle, de l'expansion de l'ICME lors de sa propagation. Enfin, nous remarquons que les caractéristiques du vent solaire après le passage de l'événement sont différentes

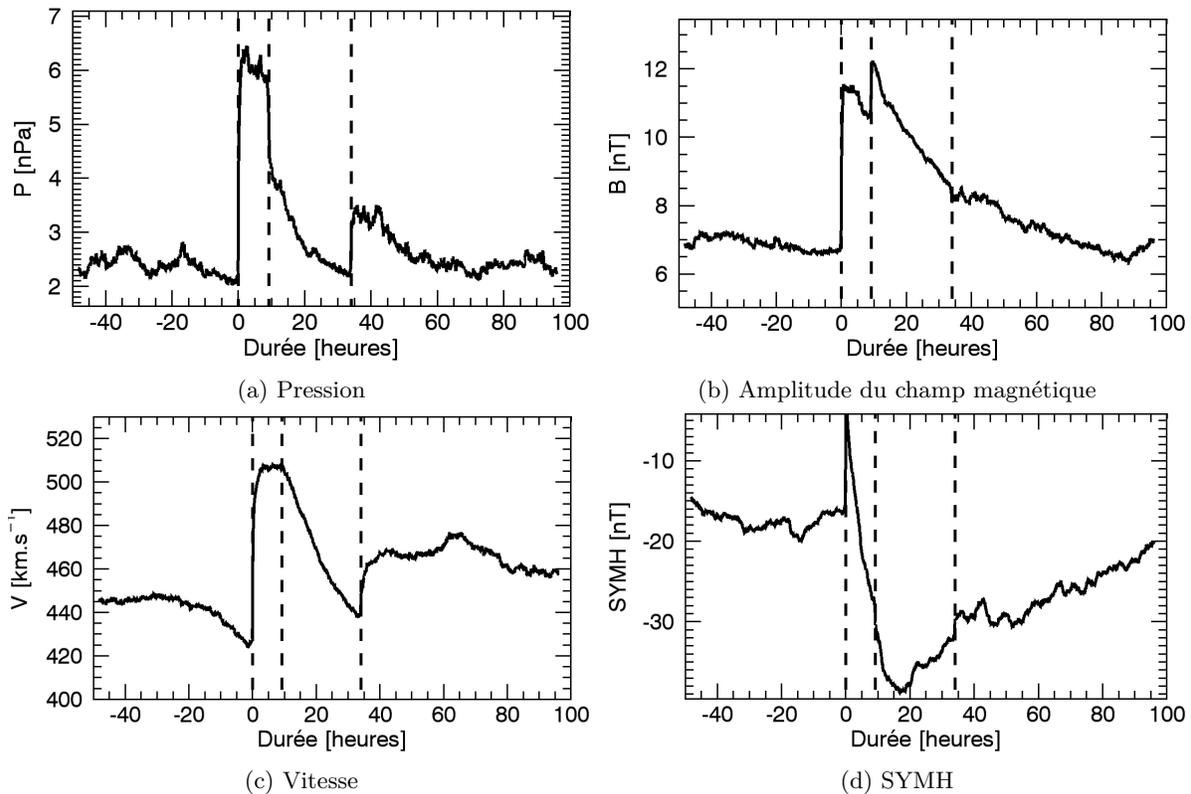


FIGURE 6.8 – SEA multi sur 3 paramètres du vent solaire : l’amplitude du champ magnétique (B), la pression (P), la vitesse (V) et sur un indice magnétique (SYMH). Les trois lignes verticales indiquent les 3 dates références : le début de la gaine, le début de l’ICME et la fin de l’ICME.

de celle avant. La pression ré-augmente brusquement à la fin de l’ICME et reste élevée pendant au moins quelques heures. Le champ magnétique et la vitesse ont eux aussi des valeurs plus fortes qu’avant l’événement.

La réaction de la magnétosphère au passage de ces événements est exprimée ici avec l’indice SYMH. Cet indice, tous comme Dst , est sensible à l’intensification de plusieurs courants, notamment du courant annulaire et du courant de magnétopause (voir section 2.4). Puisque ces courants ne sont pas dirigés dans le même sens (le courant annulaire est orienté vers l’Ouest et le courant de magnétopause vers l’Est), ils ne vont pas induire les mêmes perturbations. Ainsi, une intensification du courant de magnétopause causera une augmentation des indices Dst et SYMH tandis qu’une augmentation de l’intensité du courant annulaire se traduira par leur diminution. L’intensité du courant de magnétopause étant directement liée à la pression du vent solaire (Burton et al., 1975), il est très probable que l’augmentation brutale de SYMH au moment du début de la gaine (au même moment que l’augmentation de pression) soit liée à l’augmentation soudaine du courant de magnétopause. La chute de l’indice traduit ensuite le développement de l’orage magnétique. Le point important à noter est que la gaine, aussi bien que l’ICME, perturbe l’indice SYMH et que lorsque l’ICME impacte la magnétosphère, celle-ci subit encore les perturbations dues à la gaine. Ainsi, les deux sous-structures, gaine et ICME, participent au développement du même

orage magnétique.

Certains auteurs (par exemple, Yermolaev et al., 2010, 2012) séparent systématiquement les gaines et les ICMEs. Ils considèrent ainsi que les perturbations causées par la gaine sont uniquement attribuables à la gaine et de mêmes pour les ICMEs. Nos résultats suggèrent au contraire que les deux sous-structures ne peuvent pas être considérées indépendamment. Un orage magnétique ayant son pic d'intensité durant l'ICME peut très bien avoir été causé en (grande) partie par la gaine en amont.

La dernière remarque concernant les SEA sur l'ensemble de la liste d'événements concerne les amplitudes, notamment celles de SYMH. L'amplitude de la valeur minimale de la SEA sur SYMH est en effet extrêmement faible ($\approx -40nT$). Ce résultat peut paraître étonnant puisque les ICMEs sont normalement connues pour causer des orages bien plus intenses. Echer et al. (2005) ont notamment observé que les ICMEs conduisaient à des orages magnétiques avec $SYMH < -60nT$ dans plus de 70% des cas. La première explication serait que la liste utilisée soit biaisée et composée d'un grand nombre d'événements ineffectifs. Cependant, comme nous l'avons vu sur la figure 5.1e, la médiane des intensités d'orages causés par les événements de cette liste est autour de $Dst = -50nT$. De plus, après vérification, l'intensité moyenne des orages de cette liste est de $SYMH = -72.4nT$. L'autre possibilité pour expliquer cette différence est que les minimums de SYMH n'interviennent pas au même moment. Autrement dit, les maximums d'orages magnétiques n'ont pas nécessairement lieu durant la même phase du passage de l'événement. Lors de la SEA, cela a pour effet de considérablement aplatir la moyenne, comme nous l'avons observé.

Cet aplatissement traduit donc en fait la diversité des orages magnétiques causés par les ICMEs. Nous souhaitons donc comprendre ces différences de profil des orages magnétiques tant au niveau de leur amplitude (intensité de l'orage) que de leur développement. Comme rappelé dans la section 1.2.3.1, les ICMEs peuvent se diviser en sous-groupes en fonction de leur structure magnétique (nuage magnétique ou ejecta complexe). De plus, en fonction de la vitesse de propagation de l'ICME dans le vent solaire, la zone de perturbation en amont pourra, ou non, être délimitée par un choc. Nous allons donc trier les ICMEs en fonction de ces deux caractéristiques : structure magnétique et présence (ou non) d'un choc en amont.

6.2.2 Présence d'un choc et nuage magnétique

6.2.2.1 Adaptation de la liste de Mitsakou and Moussas (2014)

La liste de Mitsakou and Moussas (2014) spécifie si chaque événement est précédé d'un choc mais ne précise pas leur structure magnétique. Pour cela, nous avons utilisé une liste de nuages magnétiques faite à partir d'une méthode de détection automatique (Lepping et al., 2005, 2006). Ainsi, dans la période correspondant à celle de Mitsakou and Moussas (2014) (1996-2008), 101 nuages magnétiques ont été identifiés (sur 325 ICMEs) soit environ 30%. Nous avons donc déterminé pour chacune des ICMEs s'il s'agit ou non d'un nuage magnétique en comparant les deux listes. Des 325 ICMEs de la liste originale, nous en gardons 306 qui correspondent au cas où l'association, ou non, avec un nuage magnétique est claire. Parmi ces 306 ICMEs, 69 sont des nuages magnétiques et 237 sont des ejecta complexes (que nous nommerons par la suite "ejecta", pour alléger l'écriture). Les 19 événements exclus sont principalement des cas où une association avec un nuage magnétique est possible mais pas claire.

La figure 6.9 résume la répartition des 306 événements dans les différents sous groupes : ejecta sans choc, ejecta avec choc, nuages magnétiques sans choc et nuages magnétiques avec choc. On note que le groupe "nuages magnétiques sans choc" ne comporte que 17 événements et donc que la statistique risque d'être assez faible pour ce sous-groupe. La méthode de SEA multi-époque peut alors être appliquée à chacun de ces sous-groupes.

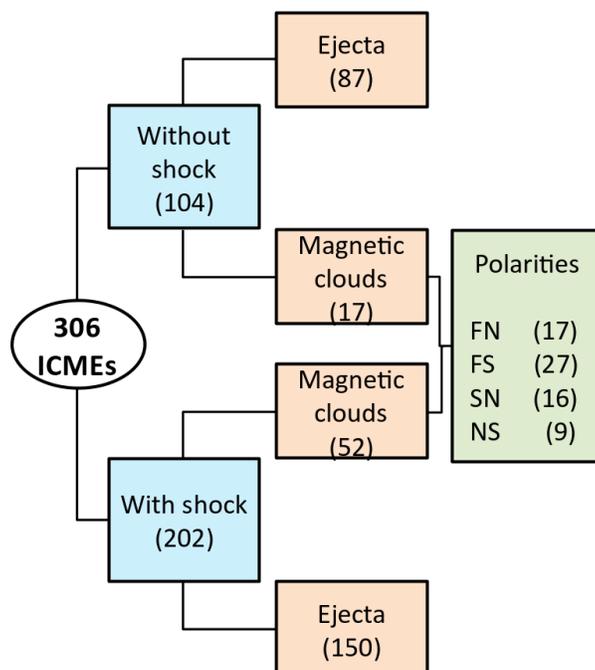


FIGURE 6.9 – Schéma résumant la répartition des 306 ICMEs dans les différents sous-groupes établis en fonction de deux caractéristiques : la structure magnétique et la présence d'un choc en amont de l'ICME. Le nombre d'événements dans chaque sous-groupe est indiqué entre parenthèse. Les 69 nuages magnétiques sont également sous-divisés en fonction de leur polarité.

6.2.2.2 Résultats

La figure 6.10 montre les SEA sur les mêmes paramètres que précédemment mais en distinguant cette fois les 4 sous-groupes. La structure des événements, à travers les paramètres du vent solaire, dépend très fortement des deux critères.

La structure de la gaine dépend logiquement fortement de la présence d'un choc en amont. La présence d'un choc (en bleu et rouge à $t=0$) se traduit par une forte et brusque augmentation des trois paramètres du vent solaire. Dans le cas contraire, nous notons certes une augmentation mais celle-ci est bien plus faible et se fait même progressivement dans le cas de l'amplitude du champ magnétique (B). On note également une différence entre les nuages magnétiques et les ejecta puisque les augmentations de B et P (toujours durant la gaine) sont sensiblement plus fortes pour les nuages magnétiques avec choc (en rouge) que les ejecta avec choc (en bleu). Si les 3 paramètres du vent solaire réagissent de façons similaires durant la gaine (malgré des amplitudes différentes), ça n'est pas le cas durant les ICMEs. Les profils de

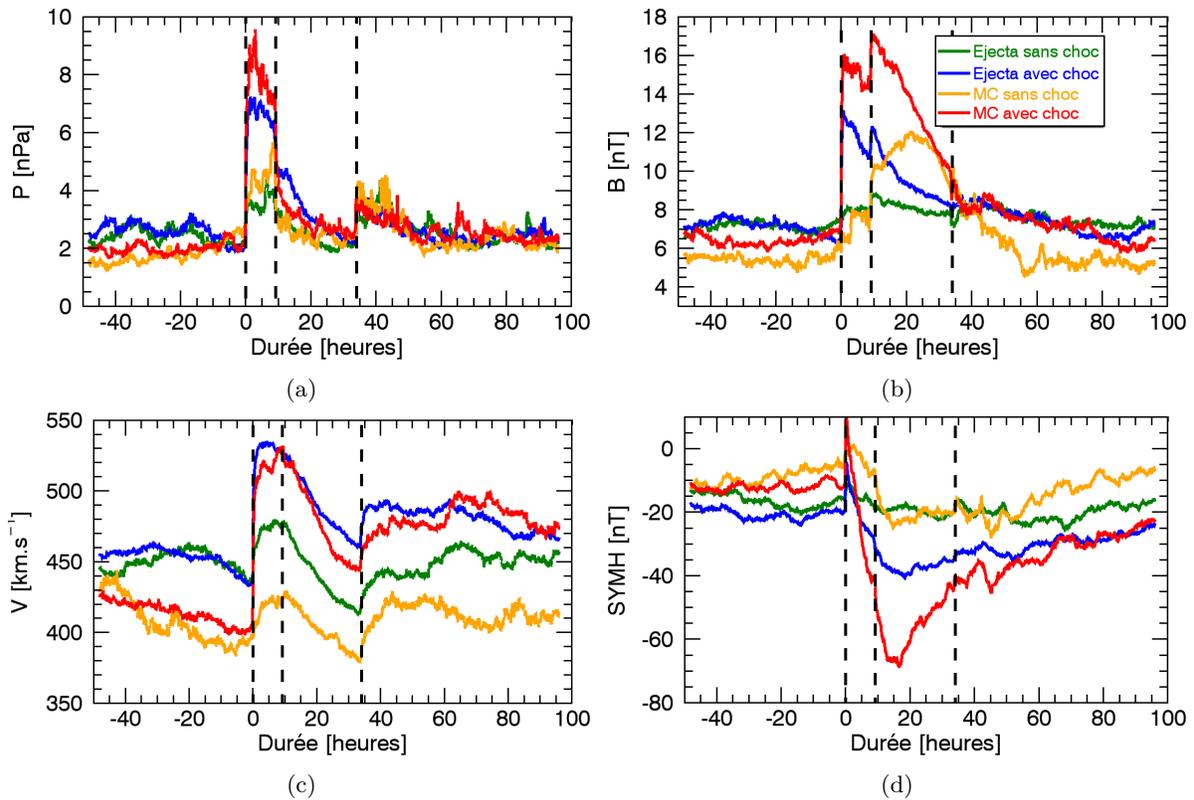


FIGURE 6.10 – SEA sur trois paramètres du vent solaire et un indice magnétique. La SEA porte sur 306 événements répartis en 4 groupes en fonction de deux critères : structure magnétique (ejecta ou nuage magnétique) et présence d'un choc en amont de l'ICME.

pressions chutent au moment du passage dans l'ICME (deuxième date référence) et il n'est pas observé de différences significatives entre les sous-groupes. Le champ magnétique, au contraire, montre quatre signatures bien distinctes. Premièrement, il est assez clair qu'il est de plus forte amplitude durant les nuages magnétiques que les ejecta. Dans le cas des ejecta sans choc (en vert), l'augmentation de champ magnétique durant l'ensemble de l'événement est très faible. Par comparaison avec les ejecta avec choc (en bleu), il semble que le choc et la gaine en amont aient pour effet de comprimer la première partie de l'ICME et donc d'y augmenter l'amplitude du champ magnétique et la pression. La même observation peut être faite pour les nuages magnétiques. Dans le cas des nuages magnétiques sans choc (en orange), l'amplitude de B est maximale autour du centre du nuage et suit alors la solution dite de Lundquist (Lundquist, 1950; Burlaga, 1988). En revanche, s'ils sont précédés d'un choc (en rouge), l'amplitude de B augmente fortement dans la première partie puis diminue lentement pour retrouver des valeurs proches des cas sans choc dans la seconde moitié du nuage. La présence d'un choc a donc clairement un effet sur la structure de l'ICME en causant l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique et donc potentiellement de sa capacité à perturber la magnétosphère. Enfin, les vitesses des ICMEs sont logiquement plus fortes pour les événements avec choc que sans choc. Elles sont caractérisées pour les 3 sous-groupes par une diminution traduisant leur expansion. Les nuages magnétiques sans choc (en

orange) ont par contre une vitesse moyenne particulièrement faible par rapport aux autres sous-groupes, sans que nous ayons d'explication. La dernière observation concernant les paramètres du vent solaire porte sur l'état du vent solaire en amont des événements. Celui-ci est en effet légèrement plus calme en amont des nuages magnétiques (en orange et rouge) que des ejecta (en vert et bleu). Cela se traduit notamment par la vitesse qui est significativement plus calme et qui peut avoir des conséquences sur la structure des événements eux mêmes. En effet, même si les vitesses atteintes durant la gaine sont similaires pour les ejecta avec choc (en bleu) et les nuages magnétiques avec choc (en rouge), la vitesse avant événement n'est, elle, pas la même et donc le saut de vitesse est plus important dans le second cas. Il en résulte une plus forte compression de la gaine en amont des nuages magnétiques ce qui explique la plus forte amplitude de pression et champ magnétique.

Les profils de SYMH sont également très différents selon les sous-groupes. En particulier, l'intensité des orages (qui nous intéresse particulièrement) varie énormément puisque le minimum de la moyenne passe de $Dst \approx -20nT$ pour les ejecta sans choc (en vert) à $Dst \approx -65nT$ pour les nuages magnétiques avec choc (en rouge). Si les nuages magnétiques avec choc créent les orages magnétiques les plus intenses, c'est parce qu'à la fois la gaine et l'ICME participent à la chute de SYMH. La chute de SYMH est causée, d'abord par la gaine, puis par le nuage magnétique. Les autres sous-groupes d'événements ne permettent pas de causer des orages magnétiques aussi intenses (du moins en moyenne). La contribution de la gaine pour les événements sans choc (en vert et orange) est quasi-nulle puisque l'indice SYMH est au même niveau au début de la gaine et de l'ICME. Ainsi, pour les nuages magnétiques sans choc (en orange), SYMH diminue quasi-exclusivement durant le nuage magnétique et pour les ejecta sans choc (en vert), il n'y a quasiment pas de diminution de SYMH. Pour les ejecta avec choc (en bleu), SYMH diminue durant la gaine comme attendu. On observe que cette diminution se poursuit durant la première partie de l'ejecta. Cela est probablement lié à l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique durant la même période, elle-même due à la présence de la gaine en amont.

Ces résultats montrent encore une fois l'impact que peuvent avoir les sous-structures entre elles et donc l'importance de ne pas les considérer indépendamment. Il est en effet montré que la présence d'un choc en amont de l'ICME aura un impact sur la structure de celle-ci et augmentera ainsi sa capacité à perturber la magnétosphère. Puisque les nuages magnétiques provoquent, comme attendu, les plus fortes perturbations, nous souhaitons maintenant nous focaliser sur ces structures et étudier les différences dues aux polarités sur l'intensité des orages causés comme sur leur profil.

6.2.3 Effet de la polarité des nuages magnétiques

Nous avons trié les 69 nuages magnétiques en fonction de leur polarité. Celle-ci est définie en fonction du signe de la composante Z du champ magnétique (B_Z) au passage du nuage (voir section 1.2.3.2). Ainsi, les quatre polarités que nous avons défini sont : Sud (*Full-South*, "*FS*"), Nord (*Full-North*, "*FN*"), Sud-Nord (*South-North*, "*SN*") et Nord-Sud (*North-South*, "*NS*"). Les 69 nuages magnétiques sont alors répartis comme suit : 17 *FN*, 27 *FS*, 16 *SN*, 9 *NS* (voir figure 6.9). La prédominance des nuages de polarité *SN* vis à vis des *NS* est en accord avec les travaux de Mulligan et al. (1998) qui ont suggéré que les *SN* devraient être plus nombreux que les *NS* durant les cycles impairs (ce qui est le cas ici, cycle 23). Cependant, le nombre d'événements dans chaque groupe (de 9 à 27) est assez faible et donc les interprétations des résultats statistiques devront être faites avec précaution. En particulier, nous

choisissons de ne pas sous-diviser davantage les groupes (avec la présence d'un choc ou non).

Les figures 6.11b à 6.11e montrent les SEA sur 4 paramètres du vent solaire et sur l'indice SYMH. Aux 3 paramètres du vent solaire précédents, nous avons ajouté la composante Z du champ magnétique B_Z .

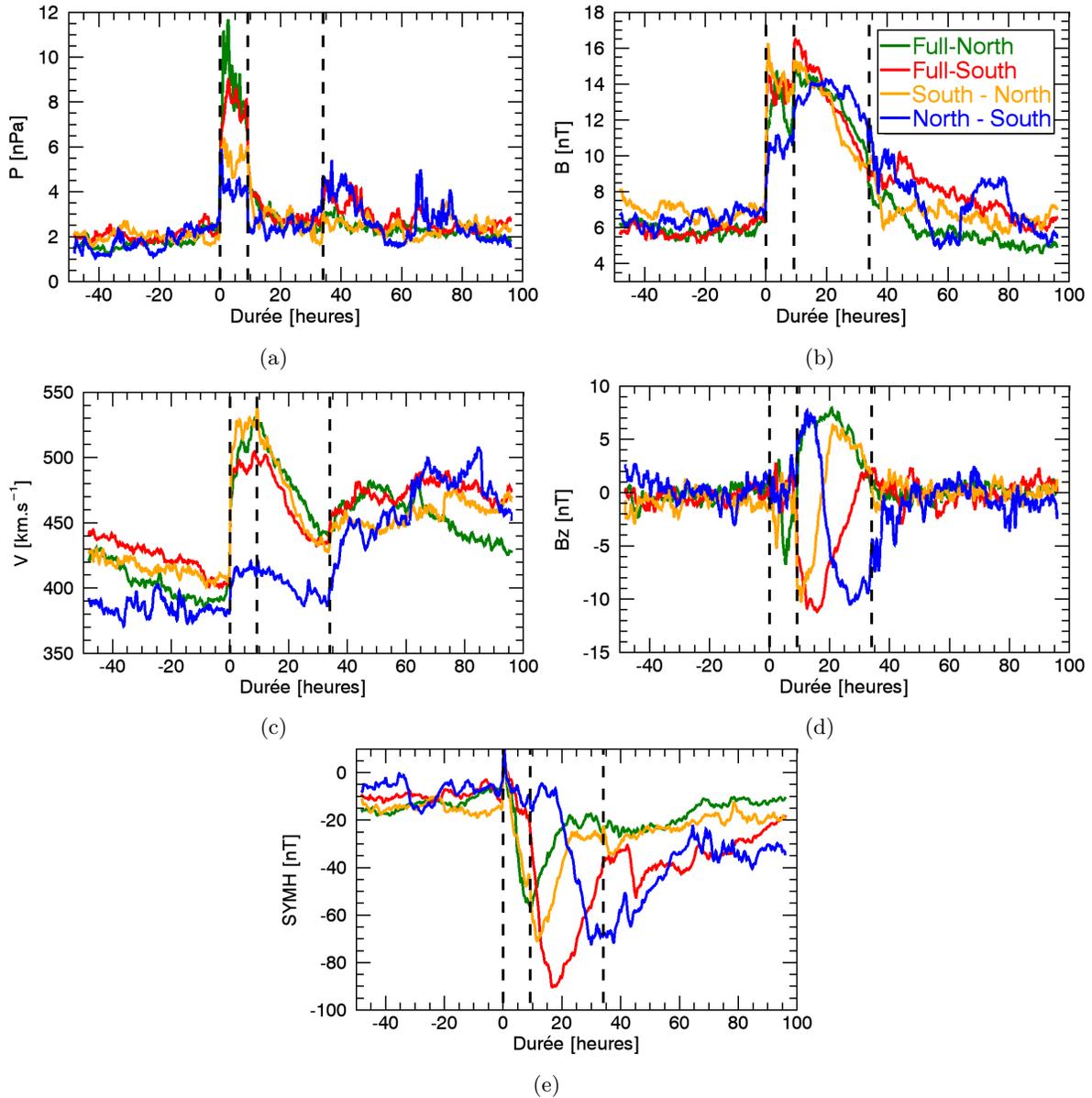


FIGURE 6.11 – SEA sur 4 paramètres du vent solaire (le champ magnétique B , la pression P , la vitesse V et la composante z du champ magnétique B_Z). Les statistiques sont faites à partir d'une liste de 69 nuages magnétique répartis en 4 groupes en fonction de leur polarité.

Les profils de pression, amplitude de champ magnétique et vitesse ne montrent que peu de différences

entre ces différents sous-groupes. On note toutefois que les nuages magnétiques unipolaires (FN et FS) ont une pression plus élevée dans la gaine que les bipolaires (SN et NS). Les nuages magnétiques de polarité NS affichent également une vitesse bien plus faible que les autres. Les SEA sur B_Z montrent eux 4 profils bien distincts avec différents types de rotation. On note que pour les sous-groupes FS , SN et NS , les amplitudes des B_Z négatifs sont similaires ($\approx -10nT$). Les seules différences viennent donc du sens de la rotation et du temps pendant lequel le B_Z sera négatif.

La figure 6.11e montre le développement des 4 orages magnétiques moyens dus aux 4 polarités de nuages. Les orages magnétiques sont très différents aussi bien en termes d'intensité que de profil. Concernant les intensités, les plus fortes amplitudes d'orages sont obtenues pour les événements de polarité FS , pour lesquels le B_Z est négatif pendant la majeure partie du nuage. À l'inverse, l'amplitude la plus faible est obtenue pour les nuages de polarité FN (en vert), puisque le nuage, avec un B_Z positif ne permet pas de perturber la magnétosphère. Ainsi, les seules perturbations mesurées viennent en fait de la gaine en amont. C'est pourquoi dans ce cas, le maximum de l'orage a lieu à la fin de la gaine. Pour les nuages bipolaires (SN et NS) nous ne mesurons pas de différences significatives d'amplitudes ce qui est en accord avec les conclusions des études de Li and Luhmann (2004) et Kilpua et al. (2012).

Les profils des orages montrent également des différences intéressantes, puisque les maximums d'orages sont chaque fois atteints durant des phases différentes des événements. Pour les nuages SN , c'est la première moitié du nuage magnétique qui est géoeffective, juste après la fin de la gaine. SYMH continue donc sa diminution entre la gaine et le nuage formant un orage magnétique avec un unique pic de Dst dans la première partie du nuage pour lequel, à la fois la gaine et le nuage ont contribué. Ainsi, la gaine participe dans ce cas à l'orage et permet d'augmenter davantage l'intensité comme l'ont également montré Echer and Gonzalez (2004). Pour les nuages Nord-Sud c'est très différent. SYMH diminue une première fois durant la gaine si celle-ci est géoeffective. La première partie du nuage (où $B_Z > 0$) n'étant pas géoeffective, elle ne permet pas d'entretenir ou d'amplifier l'orage et SYMH commence à recouvrir. L'indice SYMH a donc un premier minimum à la fin de la gaine. Durant la seconde partie du nuage, B_Z repasse négatif et SYMH recommence à chuter. Immédiatement, SYMH diminue à nouveau créant un second minimum de SYMH à la fin du nuage. Au final, nous observons deux orages magnétiques au passage d'un seul et même événement (ou un orage magnétique avec deux pics d'intensité).

Puisque la gaine participe davantage au pic de SYMH pour les nuages SN que pour les nuages NS , nous pouvons nous demander pourquoi ces deux types de nuages ont, en moyenne, des intensités similaires. Fenrich and Luhmann (1998) ont montré que 40% des nuages magnétiques sont suivi par un vent rapide. Cela a pour effet d'augmenter l'amplitude du champ magnétique dans la seconde moitié du nuage. Si le nuage en question a une composante B_Z négative durant la seconde moitié (FS et NS) alors la géoeffectivité du nuage est augmentée. Cela peut expliquer pourquoi il n'est généralement pas observé de différences d'intensités d'orages causés par les nuages SN et NS . Le fait que les nuages NS soient aussi effectifs que les SN peut également sembler étonnant compte tenu de leur vitesse bien plus faible que pour les autres sous-groupes. Cependant, Tsurutani et al. (2004) ont étudié les propriétés et effectivités des nuages magnétiques lents et leurs résultats montrent que ces événements peuvent être étonnamment géoeffectifs malgré leur faible vitesse.

Nos résultats montrent la diversité des profils des orages magnétiques causés par les ICMEs, et plus particulièrement les nuages magnétiques. L'intervalle de temps entre le début de la gaine et le maximum

d'intensité de l'orage peut varier de plus de $24h$ selon la structure magnétique de l'ICME. Cela devrait être pris en compte, notamment dans les études comparant les vitesses d'augmentations des flux (Kataoka and Miyoshi, 2006).

6.3 Résumé du chapitre et conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'intensité des orages magnétiques dus au passage des structures du vent solaire (ICMEs et CIRs). Celle-ci est définie comme le minimum de l'indice Dst durant l'orage en question. Dans un premier temps, nous avons établi un certain nombre de relations entre l'intensité des orages et la réaction des ceintures de radiation.

- À fort L^* , la réaction des ceintures n'est pas liée à l'intensité de l'orage associé à l'événement. Cela veut dire que l'intensité des orages n'est pas un critère pertinent pour comprendre les variations de flux dans ces régions, notamment autour de l'orbite géostationnaire. Dans la partie interne, au contraire, les niveaux de flux dépendent du Dst : plus l'orage magnétique est intense, et plus les flux post-événements seront élevés. La transition entre ces deux parties des ceintures est dépendante de l'énergie. Elle se fait à des L^* d'autant plus faibles que l'énergie est élevée.
- L'impact de l'intensité des orages n'est pas le même pour les différentes énergies. Aux L^* intermédiaires ($L^* = 3-4$), les orages d'intensités modérés sont beaucoup plus géoeffectifs pour les gammes d'énergies faibles qu'élevées. C'est pourquoi, pour les électrons relativistes, les ICMEs uniquement (qui créent des orages plus intenses) permettent de faire augmenter les flux significativement à ces profondeurs tandis que pour les énergies plus faibles, les CIRs peuvent également avoir un impact.
- Un événement agit sur une large gamme de L^* mais son efficacité est maximale autour d'une gamme de L^* restreinte. La profondeur en question dépend du minimum de Dst comme Turner et al. (2015) l'ont également montré.
- Le minimum de Dst est également lié à l'amplitude des variations de flux. Plus l'orage est intense et plus l'augmentation est susceptible d'être importante. Pour les fortes gammes d'énergies, les orages faibles et modérés n'augmentent ainsi quasiment jamais les flux avec un facteur > 10 . Les orages forts et intenses peuvent eux engendrer des facteurs > 100 .

L'intensité des orages est donc un paramètre clef pour comprendre l'impact des événements sur les ceintures, du moins pour les $L^* < 5$. Nous nous sommes donc par la suite focalisé sur les ICMEs et avons étudié la variabilité des orages magnétiques qu'ils causent. Nous avons pour cela utilisé la méthode de SEA multi-époques avec des dates références déterminées à partir de la structure des événements (début de la gaine, début de l'ICME, fin de l'ICME). Cette méthode permet en outre d'observer la structure et le développement de l'orage durant le passage des différentes sous-structures. Enfin, pour comprendre la variabilité des orages magnétiques, nous avons sous-divisé les événements en fonction de deux critères : la présence ou non d'un choc et la structure magnétique.

- Notre étude montre la nécessité de considérer les événements comme un tout. Ainsi, les ICMEs ne devraient pas être considérées sans prendre en compte la présence d'un choc en amont. En effet,

la présence d'un choc a un impact sur la structure de l'ICME puisqu'elle augmente l'intensité du champ magnétique dans la première partie. Par conséquent, si le B_Z est négatif, la géoeffectivité de l'ICME sera également augmentée.

- À la fois la gaine et l'ICME elle-même participe au développement de l'orage magnétique. Les événements les plus effectifs sont donc ceux pour lesquels les deux sous-structures apportent une contribution.
- Le vent ambiant dans lequel se propagent les nuages magnétiques est en moyenne légèrement plus calme que pour les ejecta (notamment une vitesse plus faible). Le saut de vitesse est donc plus important dans le premier cas, d'où une pression et une amplitude de champ magnétique dans la gaine plus élevée.
- À notre connaissance, c'est la première fois que la polarité des nuages magnétiques était étudiée par SEA. Nous observons ici une très grande différence dans les profils d'orages magnétiques. Ainsi, selon la polarité du nuage, le maximum d'intensité d'un orage peut être décalé de plusieurs dizaines d'heures par rapport au début de l'événement.

Dans les chapitres 5 et 6, l'impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation, notamment des ICMEs, a été étudié. Les enchainements d'événements sont souvent apparus comme des cas particuliers permettant, par exemple, aux événements de faibles intensités de faire saturer les flux à de très faibles L^* . Dans la grande majorité des études que nous avons citées précédemment, ces événements sont occultés, les auteurs choisissant de ne garder que ceux "isolés". Dans notre dernier chapitre, nous souhaitons apporter des éléments de compréhension sur l'effet de ces enchainements d'événements.

Chapitre 7

Les séquences d'ICMEs et leur impact sur la magnétosphère

D'après les listes d'événements dont nous disposons sur l'ensemble de la période considérée, la magnétosphère est traversée par une structure du vent solaire environ 28% du temps (ICME ou CIR, sans considérer les périodes de HSS après les CIRs). Sachant que la magnétosphère peut mettre plusieurs jours (voir semaines) à retrouver son état d'équilibre après un événement, elle est donc dans un état perturbé une grande partie du temps. Nous pouvons ainsi nous attendre à de nombreux cas où un événement impactera la magnétosphère avant que celle-ci soit remise du précédent. En ce qui concerne les ceintures de radiation, comme nous avons pu le voir sur les figures 5.12a à 5.13b du chapitre 5, les niveaux de flux pré-événements sont très variables ce qui témoigne d'une activité antérieure récente. Dans ce chapitre, nous souhaitons étudier les effets que peuvent avoir les enchainements d'événements sur la magnétosphère.

7.1	Statistiques sur les séquences d'événements	143
7.2	Séquences d'ICMEs du point de vue des orages magnétiques	145
7.3	Séquences d'événements du point de vue des flux	147
7.3.1	Introduction	147
7.3.2	Juillet 2004	148
7.3.3	Halloween 2003	155
7.3.4	Novembre 2004	157
7.4	Résumé du chapitre et conclusion	162

7.1 Statistiques sur les séquences d'événements

Durant les dernières années, de nombreuses études de cas ont montré que les enchainements d'événements peuvent être à l'origine d'événements extrêmes (par exemple, Wang et al., 2003; Liu et al., 2014). Notamment, l'événement dit d'halloween 2003, qui a été massivement étudié, est composé d'au moins

trois orages magnétiques intenses, dont deux avec $Dst < -300nT$ (Skoug et al., 2004; Veselovsky et al., 2004). L'importance de ces enchainements est également confirmée par quelques études statistiques. Eselevich and Fainshtein (1993) ont considéré 100 orages magnétiques entre 1973 et 1983. Ils ont montré qu'en cas d'enchainements d'événements, l'orage comportait deux pics de Dst , le second étant quasi-systématiquement plus intense que le premier. Ces résultats sont confirmés par Dumbović et al. (2015) qui ont montré que deux ICMEs en interaction avaient plus de chance de causer un orage magnétique intense. Echer and Gonzalez (2004) ont eux suivi un grand nombre de structures du vent solaire (chocs, nuages magnétiques, ...). Ils ont conclu de leur étude que si les nuages magnétiques sont les structures les plus géoeffectives du vent solaire, leur effectivité est accrue quand ils suivent une autre structure. Utilisant un autre point de vue, Farrugia et al. (2006) ont étudié les 16 événements ayant déposés le plus d'énergie dans la magnétosphère (avec le paramètre d'Akasofu ϵ). Ils ont montré que six sont liés à des ICMEs interagissant entre elles.

Pourtant, ces enchainements d'événements sont souvent mis à l'écart des études statistiques notamment lors des études sur les variations de flux. Par exemple, dans toutes les études citées dans le tableau 3.2, seuls les événements isolés sont considérés. Lorsqu'ils établissent leurs listes d'événements, les auteurs imposent ainsi qu'il n'y ait pas d'autres événements "autour" (entre 16 heures pour Anderson et al. (2015) et 96 heures pour Miyoshi and Kataoka (2005) et Kataoka and Miyoshi (2006)).

Avant d'étudier l'effet de ces séquences d'événements, nous souhaitons déterminer leur nombre. La question ici est de savoir avec quelle fréquence de tels enchainements peuvent impacter la magnétosphère. Pour la suite, nous définissons une séquence d'événements comme l'enchainement de deux (ou plus) structures séparées par un laps de temps inférieur à Δt (où celui-ci reste à déterminer). On utilise deux listes d'événements (celle de CIRs de Jian et al. (2006b) et celle d'ICMEs de Mitsakou and Moussas (2014)). On trace sur la figure 7.1a le pourcentage d'événements appartenant à une séquence en fonction du paramètre Δt .

Logiquement, le pourcentage d'événements appartenant à une séquence augmente avec le paramètre Δt . D'après ces deux listes d'événements, 100% des événements appartiennent à des séquences si on considère un $\Delta t \geq 10$ jours (ligne bleue). Cela veut dire que n'importe quelle structure de ces listes est suivie ou précédée d'une autre à moins de 10 jours d'intervalle.

La différence entre les ICMEs et les CIRs à très faibles valeurs de Δt est également intéressante. Le pourcentage d'ICME appartenant à une séquence y est en effet très élevé contrairement aux CIRs. Ainsi, 40% des ICMEs sont suivies ou précédées d'une autre ICME à 12h (ligne rouge continue). Cela veut dire que les ICMEs ont une très forte tendance à se présenter en groupes, s'enchainant très rapidement. Cela a déjà été observé et l'explication d'un tel phénomène se trouve dans leur origine à la surface du Soleil. Il est en effet observé qu'une même région active peut produire plusieurs CMEs dans un laps de temps assez court. Ces CMEs, dites homologues (*homologous*) s'échappent alors de l'héliosphère dans la même direction, et les ICMEs associées peuvent éventuellement impacter la magnétosphère consécutivement. Il existe aussi des CMEs dites "sympathique" ou "compatissante" (*sympathetic*). Elles sont issues de deux régions actives différentes mais liées et la seconde éruption est déclenchée par la première, donc, peu de temps après.

Au final, en nous focalisant sur les ICMEs, seulement 60% d'entre elles sont isolées à 12h. Il faut cependant garder à l'esprit qu'un grand nombre d'événements de ces listes ne causent ni orages magné-

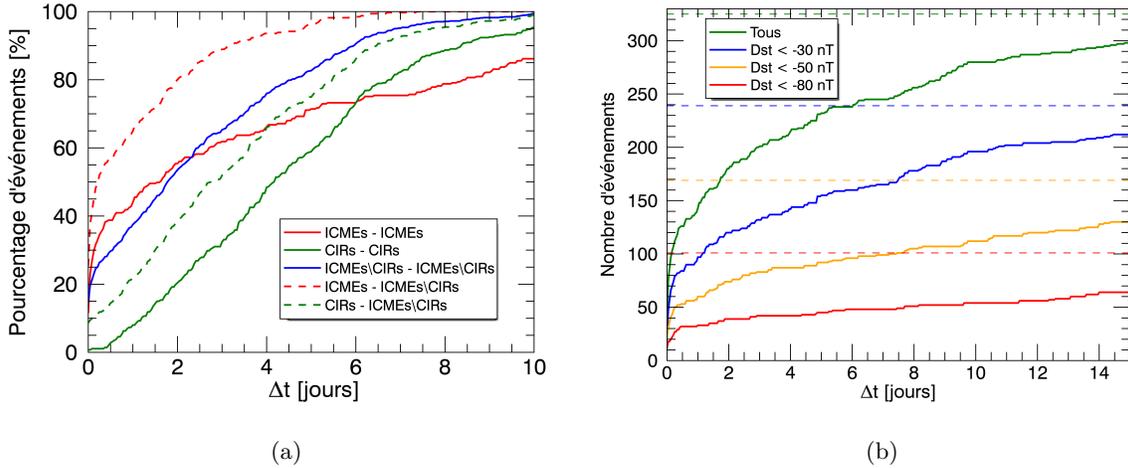


FIGURE 7.1 – (a) Pourcentage d'événements formant des séquences en fonction du paramètre Δt et du type de structure. Pour la ligne rouge continue, on cherche le pourcentage d'ICMEs en séquence avec une autre ICME tandis que la ligne rouge en pointillé correspond au pourcentage d'ICMEs en séquence avec un autre événement, ICME ou CIR. Les lignes vertes sont équivalentes mais pour les CIRs. La ligne bleue correspond au pourcentage d'événements (ICMEs ou CIRs) en séquence avec un autre événement, quel qu'il soit. (b) Nombre d'événements formant des séquences en fonction de l'intensité des orages associés (à partir des événements de la liste de Mitsakou and Moussas (2014)). Dans chaque cas, la ligne horizontale correspond au nombre total d'événements.

tiques, ni variations de flux significatives. Comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents, un très grand nombre sont en effet très peu géoeffectifs.

Il est difficile d'établir avec exactitude le profil d'événements faisant significativement augmenter les flux mais nous avons montré précédemment (figures 6.6a à 6.7b du chapitre 6) que les événements liés aux orages les plus intenses avaient tendance à également causer les plus fortes augmentations de flux.

La figure 7.1b indique les pourcentages d'événements en séquences, uniquement pour les ICMEs, et en fonction de l'intensité des orages magnétiques associés. On remarque que la tendance à ce que les ICMEs se présentent sous forme de séquences pour les très faibles valeurs de Δt est conservée. En prenant $\Delta t = 12h$, et même en ne gardant que les événements liés à des orages magnétiques modérés ou intenses ($Dst < -50nT$, ligne orange), il reste environ 50 ICMEs appartenant à des séquences. Ces séquences d'événements sont donc courantes et il est important de comprendre leur impact sur la magnétosphère.

7.2 Séquences d'ICMEs du point de vue des orages magnétiques

Pour étudier les orages magnétiques dus aux séquences d'ICMEs, nous utilisons la méthode de SEA multi-époques telle que décrite dans la section 2.5 ainsi que la liste de 306 ICMEs. Les événements sont triés en fonction de leur appartenance à une séquence avec une ou plusieurs autres ICMEs et les CIRs ne sont donc pas prises en compte. On considère ici que deux événements forment une séquence si ils sont séparés par un laps de temps inférieur à $\Delta t = 12h$.

Ainsi, sur la liste de 306 ICMEs, 187 ICMEs sont isolées et 119 (soit 39%) appartiennent à des séquences. Parmi ces dernières, nous notons 34 séquences de 2 événements, 10 séquences de 3, 4 séquences de 4 et une séquence de 5 événements. Pour étudier les effets des enchainements, nous avons choisi de ne garder que les séquences de deux événements. Ainsi, nous évitons que les structures des événements ou les profils des orages magnétiques ne soient perturbés par un troisième événement. Nous formons ainsi 3 groupes d'ICMEs : 187 ICMEs "isolées", 34 ICMEs "premières" (d'une séquence) et 34 ICMEs "secondes".

Les SEA de 3 paramètres du vent solaire (la pression, l'amplitude du champ magnétique, et la vitesse) et de l'indice magnétique SYMH sont ensuite calculées sur les 3 sous-groupes et tracées sur les figures 7.2a à 7.2d.

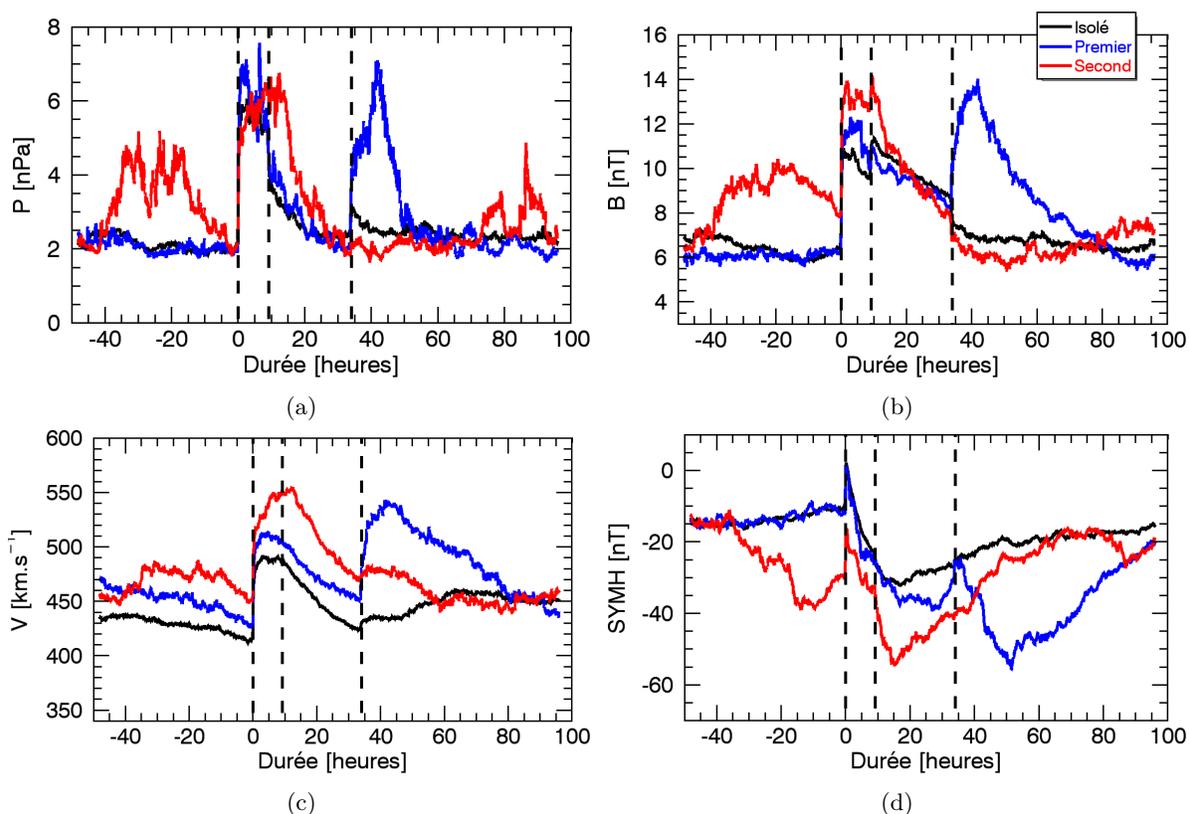


FIGURE 7.2 – SEA sur trois paramètres du vent solaire et un indices magnétique : (a) la pression, (b) l'amplitude du champ magnétique, (c) la vitesse et (d) SYMH. Les droites verticales en pointillé correspondent aux 3 dates références (début de gaine, début d'ICME et fin d'ICME). Les ICMEs sont divisées en 3 sous-groupes : isolées (187 événements, courbes noires), premières de séquences (34, en bleu) et secondes (34, en rouge)

Dans un premier temps, la comparaison de la structure des événements isolés (en noir) avec les SEA sur l'ensemble de la liste (Figure 6.8) indique bien que les forts niveaux de pression, champ magnétique, et vitesse après la fin de l'ICME (non présents après les événements isolés) sont bien dus à la présence d'un autre événement tout de suite après dans un grand nombre de cas.

Si les événements isolés (en noir) et les premiers événements de séquences (en bleu) montrent des

structures très similaires (excepté la vitesse légèrement plus grande pour le second sous-groupe), les seconds événements (en rouge) montrent quelques différences. L'amplitude du champ magnétique dans la gaine ainsi que la vitesse durant tout l'événement sont notamment plus grandes. Gopalswamy et al. (2000) ont montré que l'accélération des ICMEs dépend de leur vitesse de départ : les plus lents ($V < 400 km.s^{-1}$) sont accélérés tandis que les plus rapides sont ralentis. La différence de vitesse entre les seconds événements et les autres peut s'expliquer par le fait que les premiers événements de séquences pourraient en quelque sorte "nettoyer" le milieu interplanétaire, avant le passage du second qui serait alors moins freiné.

Concernant les orages magnétiques associés, il est clair que les intensités sont significativement plus fortes au passage des seconds événements que des premiers. Ce résultat est en accord avec celui de Eselevich and Fainshtein (1993) qui ont montré que lors de séquences d'événements, le second orage est presque systématiquement plus intense que le premier (en terme d'amplitude de l'indice Dst). Plusieurs éléments peuvent être apportés pour expliquer une telle différence. D'une part, puisque l'amplitude du champ magnétique dans la gaine et la vitesse durant tout l'événement sont plus élevés durant les seconds événements, ceux-ci pourraient, de par leur structure, causer des orages magnétiques plus intenses. L'autre hypothèse serait que le second événement perturbe la magnétosphère alors que celle-ci est toujours perturbée par le premier événement et les perturbations viennent alors "s'ajouter". Cette seconde hypothèse est appuyée par la figure 7.2d puisqu'au moment de l'arrivée de la gaine de la seconde ICME, l'indice SYMH est déjà à un niveau bien plus élevé (en amplitude, $Dst \approx -30nT$) qu'avant le premier événement ($Dst \approx -10nT$). Au final, il est probable que les deux éléments participent : les seconds événements ont les caractéristiques pour être légèrement plus géoeffectifs que les premiers et ils impactent une magnétosphère déjà perturbée créant un orage de plus forte amplitude.

7.3 Séquences d'événements du point de vue des flux

7.3.1 Introduction

Nous souhaitons maintenant étudier l'effet des enchaînements d'événements sur les ceintures de radiation. La question sera ici de savoir comment ces séquences peuvent amener à de très forts niveaux de flux. Traditionnellement, la géoeffectivité d'un événement est associée à l'intensité de l'orage magnétique associé, exprimée par l'amplitude de l'indice Dst . Parmi les plus géoeffectifs se trouvent les événements de Halloween 2003, de Novembre 2003 ou encore de Mars 1989 (respectivement, $Dst \approx -380nT$, $Dst \approx -422nT$, et $Dst \approx -590nT$). Cependant, comme nous avons pu le voir dans la section 6.1, et même si c'est une tendance, les plus fortes augmentations de flux n'apparaissent pas systématiquement après les orages magnétiques les plus intenses. Du point de vue des ceintures, nous considérons qu'un événement très géoeffectif doit permettre, non seulement de faire augmenter les flux à de très forts niveaux, mais également de les faire augmenter sur une grande gamme de L^* . Nous allons donc voir comment les séquences d'événements peuvent conduire à l'un ou l'autre de ces critères.

La figure 7.3 montre le nombre d'événements faisant saturer les flux comme nous l'avions défini et calculé dans la section 5.3. Pour rappel, le nombre d'événements est calculé en fonction de ΔL^* et Δt correspondant respectivement à la largeur de la gamme de L^* sur laquelle les flux saturent et à la durée de la saturation. Les saturations sont recherchées entre $L^* = 2$ et $L^* = 5$ et donc $\Delta L^* = 3$ est le maximum

possible.

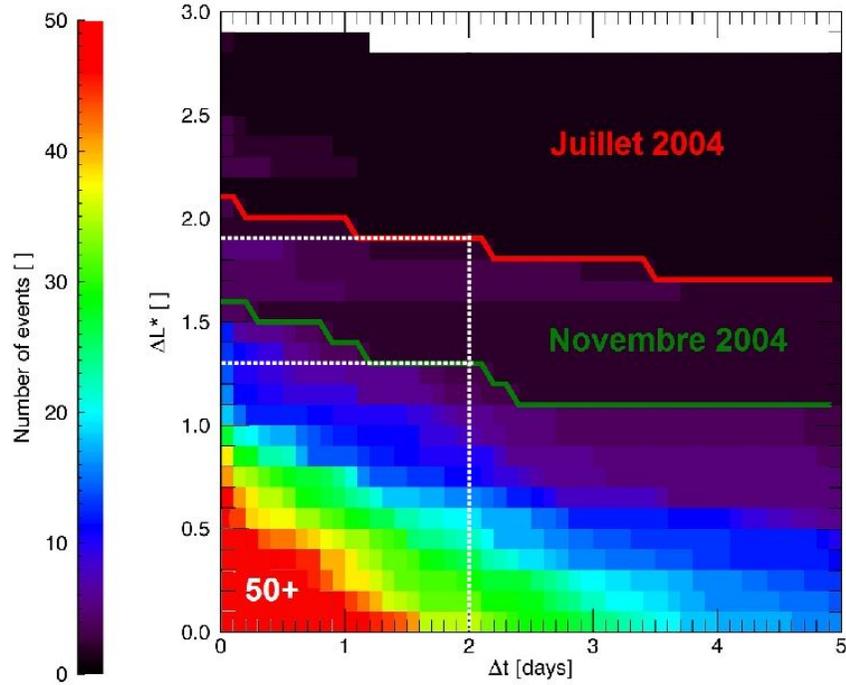


FIGURE 7.3 – Nombre d'événements faisant saturer les ceintures d'électrons $> 1MeV$ en fonction des paramètres Δt et ΔL^* . Les statistiques au dessus de la ligne verte ne sont dues qu'à deux périodes : Novembre 2004 et Juillet 2004. Les statistiques au dessus de la ligne rouge sont, elles, dues uniquement à la période de Juillet 2004.

Nous avons déterminé que la saturation sur la plus large gamme de L^* (ΔL^*) est due à la période de Juillet 2004 et sa contribution a alors été isolée. Il apparaît que la partie des statistiques située au dessus de la ligne rouge de la figure 7.3 est uniquement due à cet événement. Juillet 2004 est donc la période durant laquelle les flux ont saturé sur la plus grande gamme de L^* , quel que soit le Δt . Ce qui est intéressant ici, c'est la différence entre Juillet 2004 et les autres événements. En fixant $\Delta t = 2$ jours (lignes en pointillé blanches sur la figure), $\Delta L^* = 2.8$ pour l'événement de Juillet 2004. Ce chiffre chute à $\Delta L^* = 1.9$ pour la période de Novembre 2004 et à $\Delta L^* = 1.3$ pour les autres événements. Juillet 2004 est donc très particulier de notre point de vue et c'est pourquoi nous souhaitons l'étudier plus en détails.

7.3.2 Juillet 2004

La figure 7.4 montre quatre paramètres du vent solaire (l'amplitude du champ magnétique, la vitesse, la pression et la composante Z du champ magnétique) et deux indices géomagnétiques (KP et Dst) sur une période de 20 jours du 20/07/2004 au 10/08/2004.

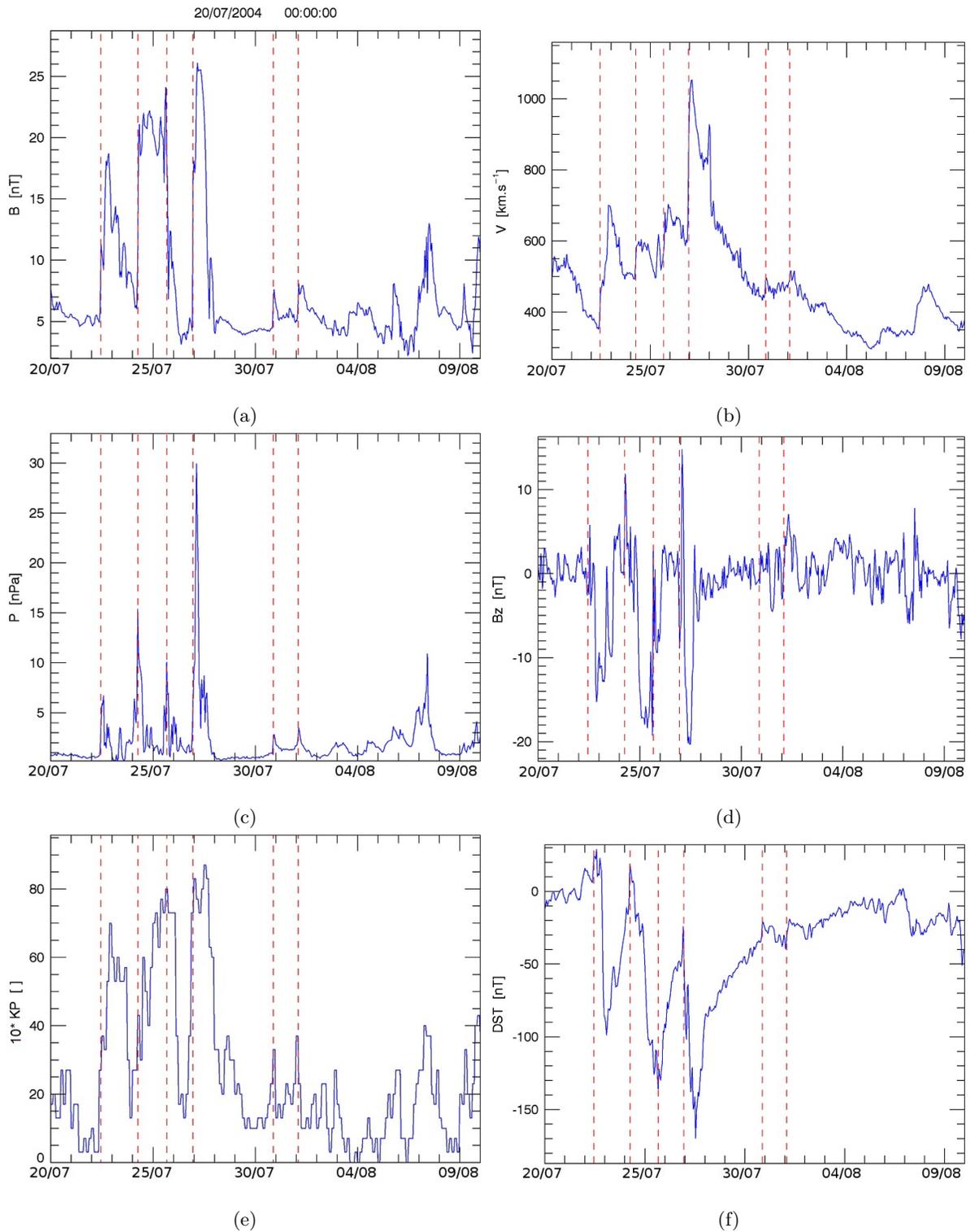


FIGURE 7.4 – Paramètres du vent solaire et indices magnétiques durant la période du 20/07/2004 au 10/08/2004. Les lignes en pointillé rouges correspondent aux dates de début des événements durant cette période selon la liste de Mitsakou and Moussas (2014).

Cette période est marquée par le passage consécutif de plusieurs événements dans les huit premiers jours. Il s'agit de quatre ICMEs, identifiées aussi bien par la liste de Mitsakou and Moussas (2014) que par celle de Richardson and Cane (2010). Sur les figures, les dates de début des événements sont indiquées par les lignes verticales en pointillé. Autant la présence des 4 événements est claire lors de l'observation des variations de pression et de vitesse, autant elle l'est moins en tenant compte du champ magnétique pour lequel nous distinguons seulement trois fortes augmentations. Cela illustre, encore une fois, la difficulté à établir les listes d'événements.

En ce qui concerne les indices magnétiques, nous discernons trois orages magnétiques successifs d'amplitudes respectives $Dst \approx -95nT$, $Dst \approx -130nT$, $Dst \approx -170nT$. Ce sont donc des orages magnétiques intenses, sans pour autant être extrêmes de ce point de vue (voir figure 6.1a). Ces événements ne sont pas non plus extrêmes en ce qui concerne les valeurs maximales des paramètres du vent solaire (à comparer avec les figures 5.1a à 5.1d de la section 5.1). Le dernier événement affiche certes une très forte pression maximale, mais celle-ci reste à un tel niveau pendant un temps très court. La spécificité de cette période vient donc plus de l'enchaînement des événements que des événements eux-mêmes.

Cette période a permis de faire augmenter les flux jusqu'à des niveaux très élevés. On cherche donc dans un premier temps à savoir si cette augmentation résulte, ou non, de l'enchaînement des événements. La figure 7.5 montre une comparaison entre les indices Kp et Dst et les flux d'électrons à $L^* = 4$ aux différentes énergies.

Le 23/07, un premier événement impacte la magnétosphère et crée un orage magnétique d'intensité $Dst \approx -95nT$ (première ligne verticale). Les flux augmentent au même moment et de façon importante pour toutes les énergies. Lorsque les deux événements suivants impactent la magnétosphère (le 25/07 et le 27/07, deuxième et troisième lignes verticales), les niveaux de flux restent globalement les mêmes. Comme nous l'avions vu sur les figures 4.8a à 4.8d, les ceintures sont caractérisées par une valeur limite. Dans le cas des événements de Juillet 2004, le premier événement fait augmenter les flux à des niveaux proches de ces seuils pour chaque énergie. Par exemple, la figure 4.8d montre que pour les électrons relativistes à $L^* = 4$, le niveau de flux maximum étant atteint est d'environ $8 * 10^4 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ (4.9 en log) ce qui correspond également au niveau atteint après le passage du premier événement. Ainsi, pour chacun des événements suivants, le flux diminue légèrement pour ré-augmenter ensuite à un niveau similaire. Chacun des événements provoque une légère diminution des flux puis une ré-augmentation jusqu'à la limite.

On rappelle que ces observations ne concernent que les flux d'électrons à $L^* = 4$, et le comportement des flux aux autres L^* ne sera certainement pas le même (c'est ce que nous verrons après). Toutefois, en ce qui concerne les flux à $L^* = 4$, si la période de Juillet 2004 est bien extrême en terme de niveau de flux dans le sens où ils atteignent de très forts niveaux, cela est principalement dû à un seul des événements et non pas à la séquence elle-même. Cependant, au delà du fort niveau de flux, la particularité de cet événement est que cette saturation est observée sur une très large gamme de L^* , du moins pour la gamme d'électrons $> 1MeV$. De ce point de vue, cet événement est unique et nous allons maintenant voir si cela est justement dû à l'enchaînement des événements.

Nous traçons, sur la figure 7.6, le diagramme L^* -temps des flux d'électrons relativistes sur la période du 20 Juillet au 10 Aout 2004. À cela, nous ajoutons sur les figures 7.7a à 7.7e les histogrammes des flux sur lesquels nous superposons l'état des flux à différents moments. Les cinq lignes blanches sur la figure

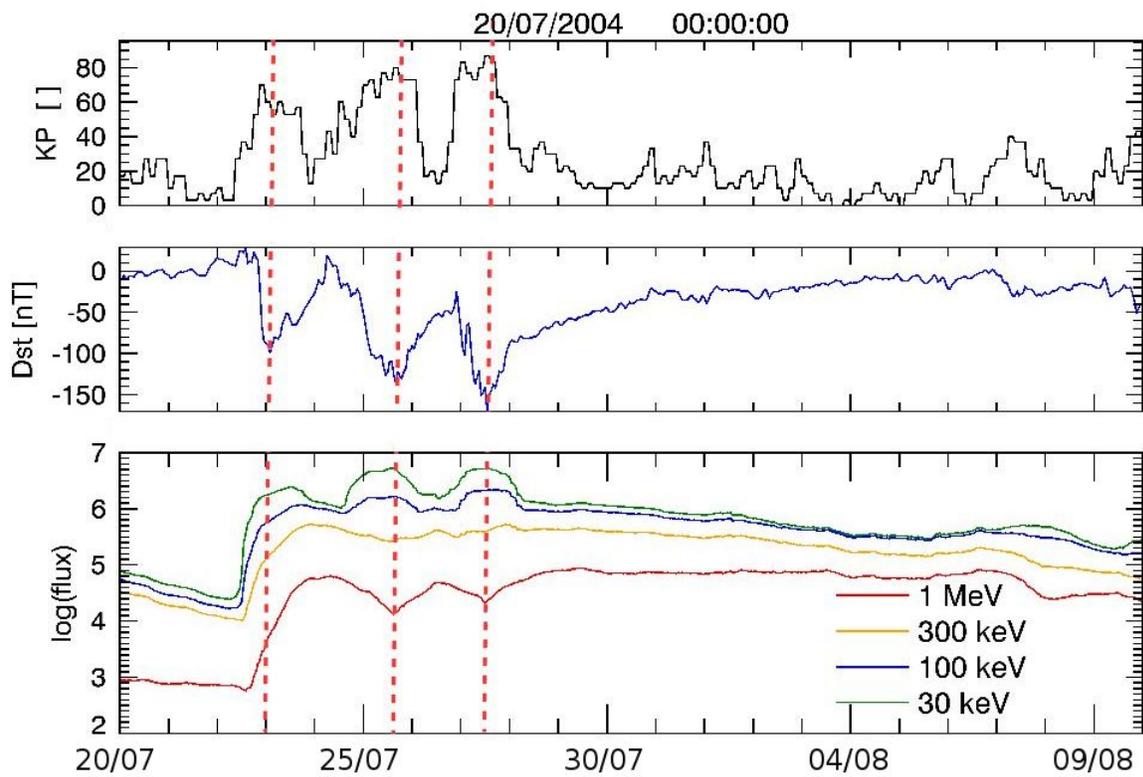


FIGURE 7.5 – Comparaison entre deux indices magnétiques (Dst et Kp) et les flux d'électrons à différentes énergies et à $L^* = 4$ entre le 20/07/2004 et le 10/08/2004. Les trois lignes en pointillé rouges indiquent le moment du maximum d'intensité (minimum de Dst) de chaque orage.

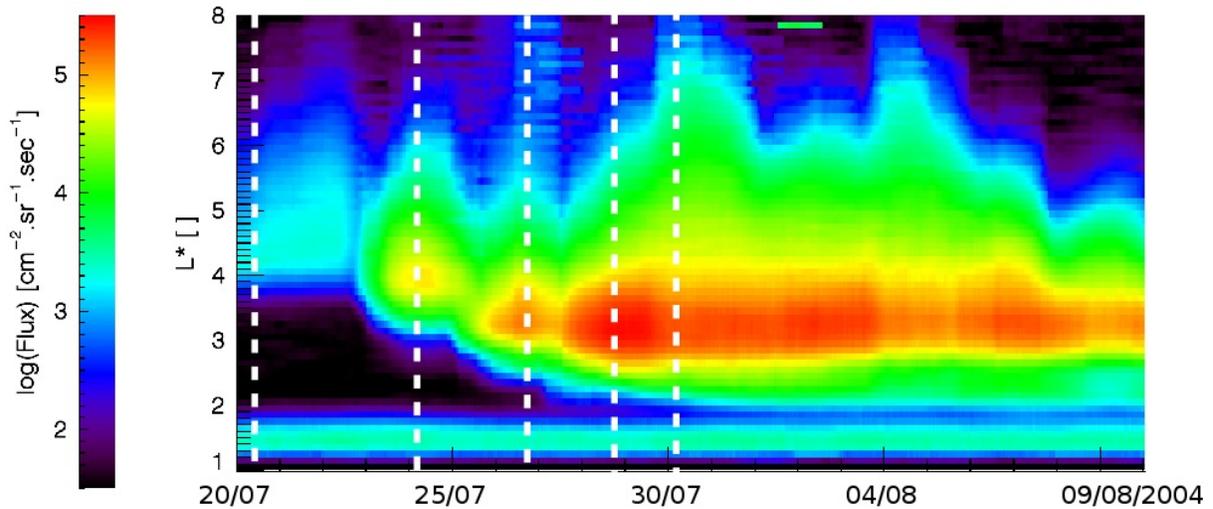


FIGURE 7.6 – Diagramme L^* -temps des flux d'électrons relativistes pour la période du 20/07/2004 au 10/08/2004. Les cinq lignes blanches correspondent à cinq moments clefs pour lesquels nous traçons l'état des flux superposé aux histogrammes sur la figure 7.7

7.6 correspondent aux cinq dates des figures 7.7a à 7.7e.

Avant l'impact du premier événement (figure 7.7a), le niveau de flux est relativement faible, c'est à dire égal ou inférieur au pic de distribution pour chaque L^* . Après le premier événement (figure 7.7b), les flux augmentent globalement dans toutes les ceintures mais ne dépassent le seuil que pour une petite gamme de L^* : $\Delta L^* = 0.8$ centrée autour de $L^* = 4.2$. C'est le cas, comme attendu, pour $L^* = 4$ que nous avons choisi sur la figure 7.5.

Le second événement (figure 7.7c) n'a pas pour effet d'augmenter le ΔL^* (il passe de $\Delta L^* = 0.8$ à $\Delta L^* = 1.0$). En revanche le L_{min}^* est fortement réduit ($L_{min}^* = 2.9$).

L'impact du troisième événement est différent (figure 7.7d). Celui-ci va en effet considérablement augmenter le ΔL^* , le faisant passer de $\Delta L^* = 1.0$ à $\Delta L^* = 2.1$. Par conséquent, il permet également l'accès progressif aux couches les plus internes des ceintures ($L_{min}^* = 2.2$).

L'équilibre entre la diffusion radiale et la diffusion en angle d'attaque pendant cette séquence d'événement est schématisé sur la figure 7.8. Lors du premier événement, les flux d'électrons $> 1MeV$ n'augmentent pas en deçà de $L^* = 3$ (voir figure 7.6) où se situe donc le point d'équilibre entre la diffusion radiale et celle en angle d'attaque. En poussant les particules à de faibles L , le premier événement, puis le deuxième, vont progressivement éroder la plasmasphère. Sur le schéma de la figure 7.8, cela se traduirait par une diminution de l'efficacité de la diffusion en angle d'attaque. Le point d'équilibre sera donc décalé à de plus faibles valeurs de L .

À ce premier phénomène, s'ajoute un second permettant l'augmentation de la diffusion radiale. L'impact de la séquence d'événement sur la diffusion radiale ne sera pas tant l'augmentation du coefficient de diffusion associé que des gradient de flux (en L^*). La diffusion radiale est en effet le processus permettant de lisser les gradients en L^* , et elle dépend donc à la fois du coefficient de diffusion et du gradient flux. Comme il peut être vu sur les figures 7.6 ou 7.7, ces gradient sont beaucoup plus élevés après le passage

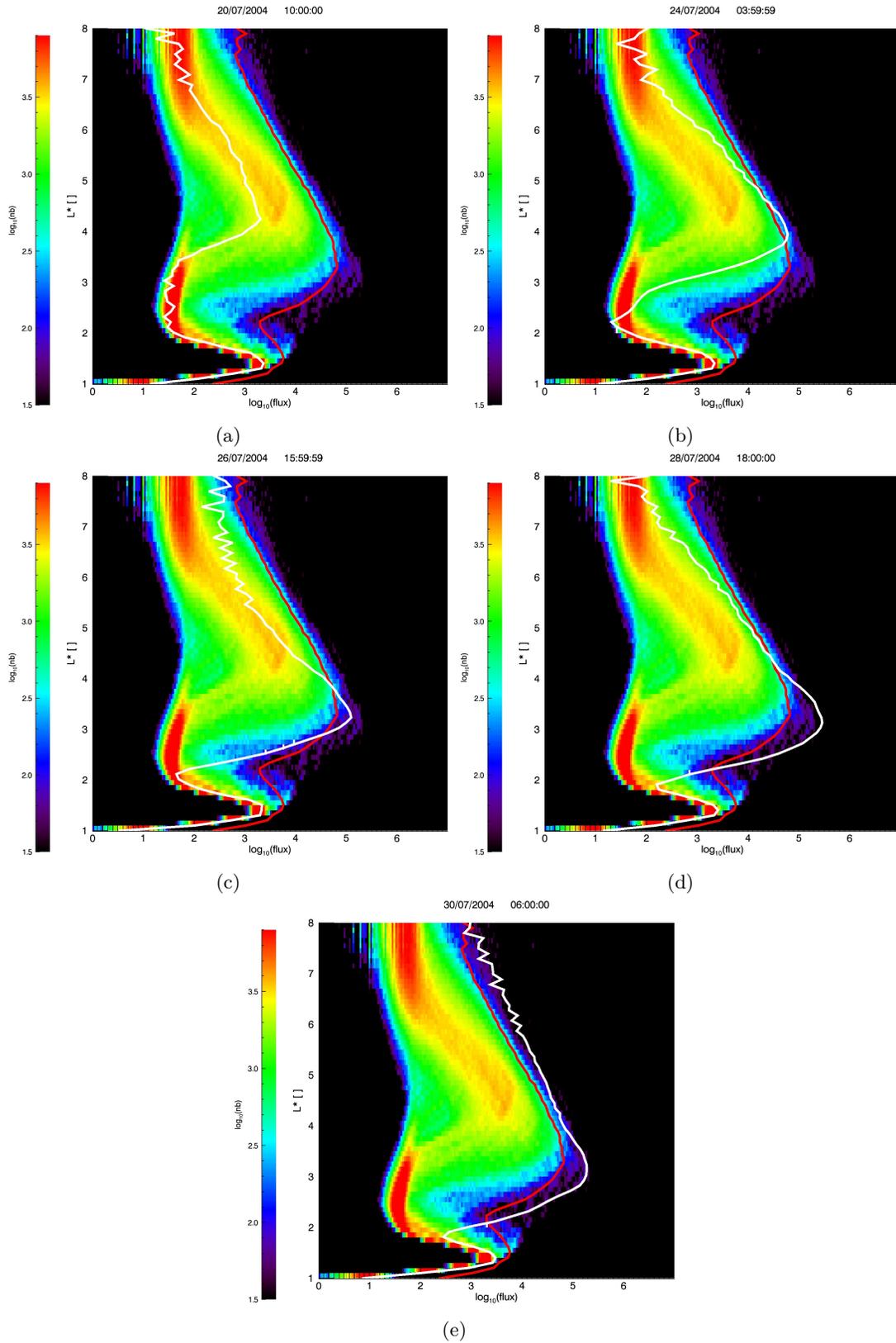


FIGURE 7.7 – Histogrammes des flux d'électrons relativistes calculés à partir des données sur l'ensemble de la période d'étude. Sur chaque diagramme, la ligne rouge correspond à la valeur seuil définie par le 99ème centile de la distribution et la ligne bleue correspond à l'état du flux à un instant donné.

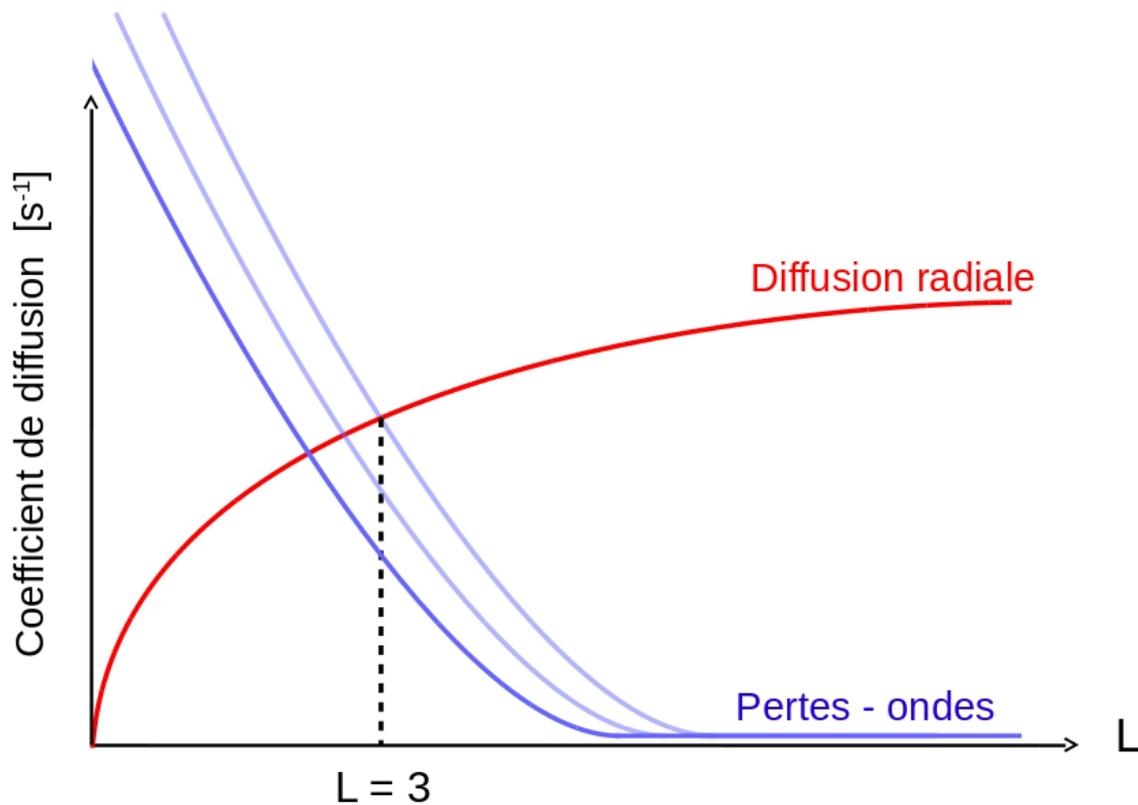


FIGURE 7.8 – Schéma simplifié de la balance entre l'accélération par diffusion radiale et les pertes par diffusion en angle d'attaque. Les trois lignes bleues indiquent la diffusion en angle d'attaque lors des trois événements successifs.

du premier événement qu'avant. La diffusion radiale au passage du deuxième sera donc plus forte et permettra une augmentation de flux à des L^* plus faibles. L'effet considérable d'une séquence d'événements (comparé à un événement isolé) et donc de pousser successivement de plus en plus de particules présents à cause de l'événement précédent.

Après le passage de ces trois événements, les flux à forts L^* continuent d'augmenter. Ces augmentations sont dues à la période relativement calme suivant les trois ICMEs. Durant quelques jours, le vent solaire garde une pression très faible, évitant ainsi toutes pertes par magnetopause shadowing. L'augmentation de flux peut ainsi venir de la diffusion radiale, qui pousse des électrons à partir des coquilles de dérive plus internes vers l'extérieur. Ainsi, quelques jours après le troisième événement (figure 7.7e), les niveaux de flux dans les ceintures sont très élevés pour l'ensemble des L^* .

La période de Juillet 2004 est donc constituée d'un enchaînement rapide d'au moins trois événements ayant conduit à trois orages magnétiques intenses sans pour autant être extrêmes. Lorsque le premier événement impacte la magnétosphère, il est suffisamment géoeffectif pour augmenter les flux à de très

forts niveaux entre $L=3.8$ et $L^* = 4.6$. Sur cette gamme de L^* , les deux autres événements ne font pas augmenter les flux davantage et donc l'effet de la séquence d'événements en elle-même est limité. Cependant, l'enchaînement d'événements joue clairement un rôle sur l'extension de la gamme de L^* à très forts niveaux de flux. Les électrons sont progressivement poussés dans les régions les plus internes par l'action successive des trois événements et, puisque aucun de ces événements n'est extrême du point de vue des indices magnétiques, les pertes de particules dans les régions les plus externes des ceintures sont limitées. Enfin, la période relativement calme avec de faibles pressions suivant ces trois événements permet l'augmentation des flux aux plus forts L^* .

Nous souhaitons maintenant comparer cette première séquence d'ICMEs avec une autre, très souvent étudiée : Halloween 2003.

7.3.3 Halloween 2003

L'événement de Halloween 2003 a causé énormément de dommages sur les satellites (voir par exemple, une liste des avaries sur les satellites : <http://www.sat-nd.com/failures/>). C'est pourquoi il intéresse du point de vue de la météorologie de l'espace et a été très fortement étudié au cours des dernières années. La figure 7.9 montre les mêmes quatre paramètres du vent solaire et deux indices magnétiques que sur la figure 7.4 durant la période entre le 25 Octobre 2003 et le 20 Novembre 2003.

Malheureusement, il y a des trous de données durant cette période rendant l'identification des événements et leur caractérisation difficiles. Ainsi, à cause de ces trous de données Mitsakou and Moussas (2014) n'ont pas répertorié d'événements entre le 28/10 et le 31/10 tandis que Richardson and Cane (2010) en ont listés trois. À partir des données disponibles, nous pouvons toutefois observer que ces événements sont bien présents et qu'au moins deux d'entre eux ont des caractéristiques bien plus intenses que les événements de Juillet 2004. L'amplitude du champ magnétique, par exemple, s'approche de $B = 50nT$ soit deux fois plus que dans l'exemple précédent. Les indices magnétiques montrent la présence de trois orages magnétiques dont deux extrêmement intenses ($Dst \approx -150nT$, $Dst \approx -350nT$, $Dst \approx -380nT$). Ces trois événements s'enchaînent en moins de trois jours, et donc encore plus rapidement que ceux de Juillet 2004.

La réaction des flux d'électrons $> 1MeV$ est représentée sur les figures suivantes avec un diagramme L^* -temps (figure 7.10), et les états des flux à différents instants superposés à l'histogramme des flux (figures 7.11a à 7.11c). L'enchaînement des événements se faisant de façon très rapide, il est difficile de distinguer séparément leurs contributions respectives. Il est intéressant d'observer les différences avec l'événement de Juillet 2004. Les événements étant très violents, ils causent une très forte augmentation des flux dans les régions les plus internes, ceux-ci devenant même supérieurs à ceux de Juillet 2004 pour $L^* \leq 2.6$. Cependant, pour les L^* supérieurs, la violence de l'impact des événements cause une perte rapide de particules (par magnetopause shadowing) pour les $L^* \geq 4$.

Ainsi, même après quelques jours, lorsque les flux ont ré-augmenté sur les couches externes des ceintures, ils sont largement inférieurs à ceux ayant suivi les événements de Juillet 2004. En plus de cela, quelques jours plus tard (le 04/11), un autre événement fait chuter les flux aux L^* intermédiaires.

Il est donc clair que la séquence d'événements de Halloween 2003 a été extrêmement violente. Cependant, en se plaçant purement du point de vue des flux d'électrons $> 1MeV$, cet événement est bien

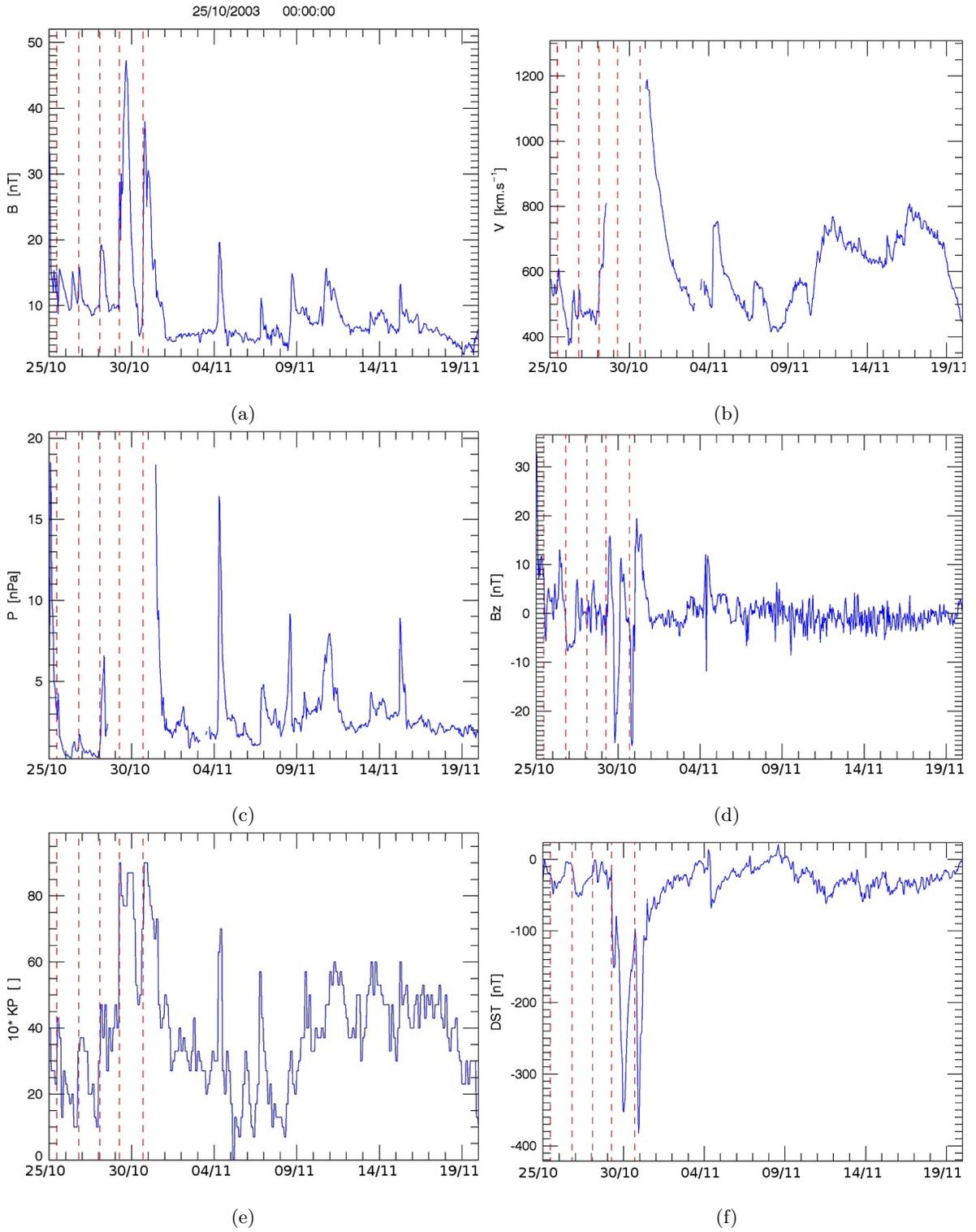


FIGURE 7.9 – Paramètres du vent solaire et indices magnétique durant la période du 25/10/2003 au 20/11/2003. Les lignes en pointillé rouges correspondent aux dates de début des événements durant cette période selon la liste de Richardson and Cane (2010)

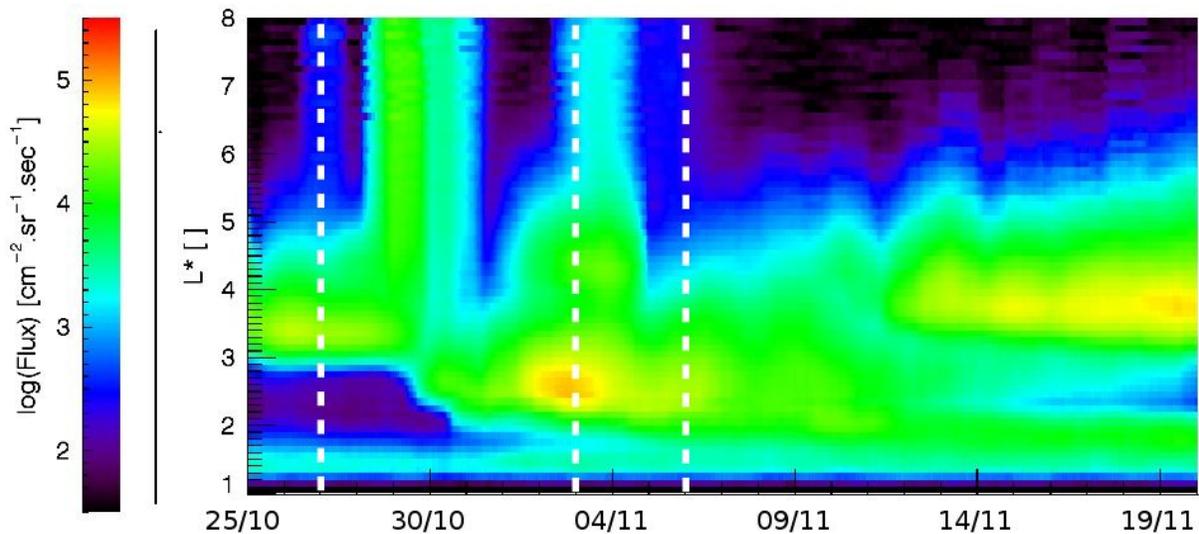


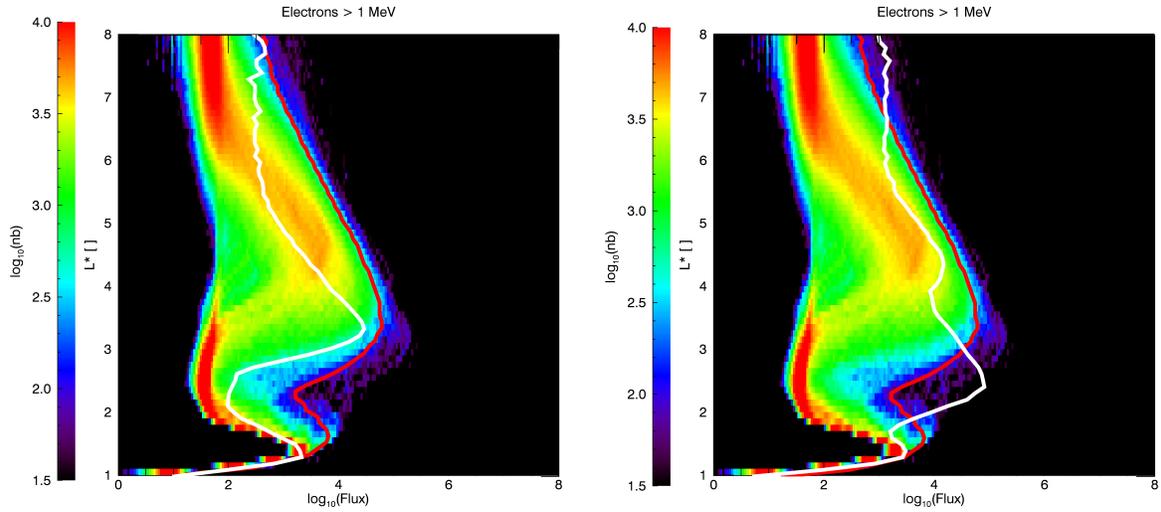
FIGURE 7.10 – Diagramme L^* -temps des flux d'électrons relativistes pour la période du 25/10/2003 au 20/11/2003. Les trois lignes blanches correspondent aux trois moments pour lesquels nous traçons les états des flux superposés aux histogrammes sur la figure 7.11

moins important que celui de Juillet 2004. En effet, s'il a causé une plus forte augmentation aux L^* les plus faibles, ça n'est pas le cas pour tout le reste de ceintures. De plus, le flux maximum atteint (tous L^* confondus) est plus important dans le cas de Juillet 2004. Il atteint $f_{max} = 7.9 * 10^4 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ le 03/11/2003 à $L^* = 2.4$ contre $f_{max} = 2.9 * 10^5 cm^{-2}.sr^{-1}.sec^{-1}$ le 28/07/2004-18h à $L^* = 3.1$ (respectivement en log : 4.90 et 5.46).

7.3.4 Novembre 2004

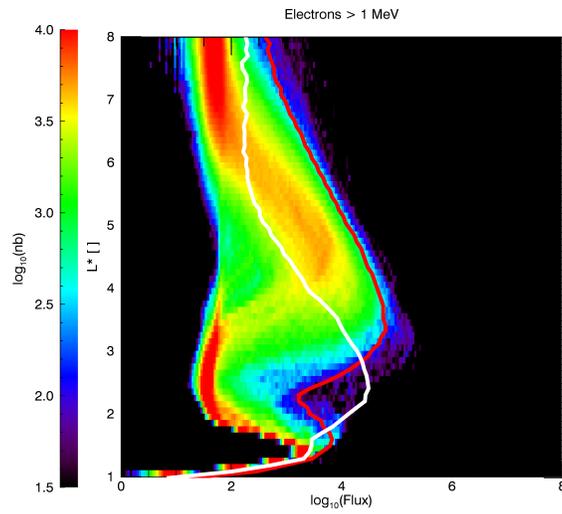
Comme montré sur la figure 7.3, les événements ayant eu lieu durant la période de Novembre 2004 ont permis de faire saturer les flux sur la deuxième plus grande gamme de L^* (après Juillet 2004). Il s'agit également d'une séquence d'événements.

La figure 7.12 montre le profil des paramètres du vent solaire et des indices magnétiques entre le 04/11/2004 et le 25/11/2004. Les listes de Richardson and Cane (2010) et de Mitsakou and Mousas (2014) diffèrent significativement sur l'identification des événements durant cette période. D'après Richardson and Cane (2010), il existerait trois ICMEs dont les dates de début de gaine seraient respectivement le 07/11/2004 à 18h30, le 09/11/2004 à 18h30 et le 11/11/2004 à 17h10 (ligne en pointillé rouges sur les figures). L'étude de Mitsakou and Moussas (2014) est en accord avec ces dates qui correspondent aux très fortes augmentations de tous les paramètres du vent solaire. Cependant, il existe également, d'après eux, deux événements supplémentaires, de courtes durées, juste avant les deux premiers. Cette fois, la présence de ces deux événements supplémentaires est loin d'être évidente. Concernant les trois événements communs aux deux listes, l'observation des paramètres du vent solaire montre que s'ils ne se propagent pas à des vitesses très élevées, ils sont par contre caractérisés par des amplitudes de champ ma-



(a) 27/10/2003

(b) 03/11/2003



(c) 06/11/2003

FIGURE 7.11 – Histogrammes des flux d'électrons relativistes calculés à partir des données sur l'ensemble de la période d'étude. Sur chaque diagramme, la ligne rouge correspond à la valeur limite définie par le 99ème centile de la distribution. Les lignes blanches correspondent à l'état du flux à différents instants.

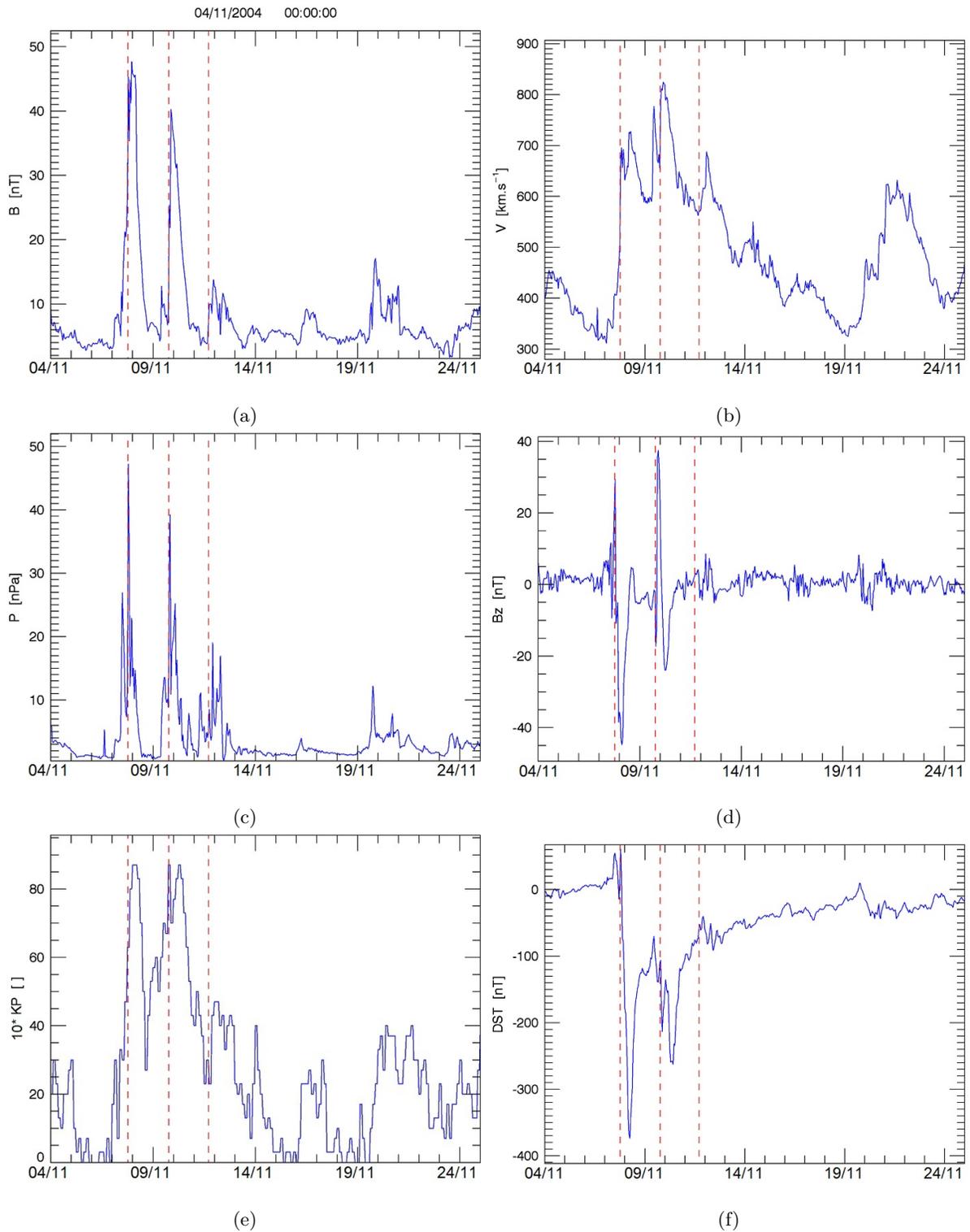


FIGURE 7.12 – Paramètres du vent solaire et indices magnétiques durant la période du 04/11/2004 au 25/11/2004. Les lignes en pointillé rouges correspondent aux dates de début des événements selon la liste de Richardson and Cane (2010)

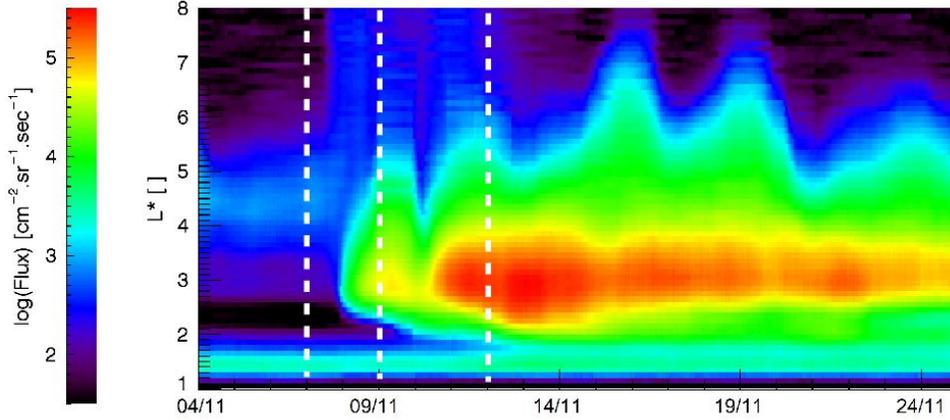


FIGURE 7.13 – Diagramme L^* -temps des flux d'électrons relativistes entre le 04/11/2004 et le 25/11/2004.

gnétique et des pressions extrêmes (du moins pour deux d'entre eux). L'amplitude du champ magnétique montre un profil similaire à celui des événements d'Halloween 2003 puisqu'elle augmente par deux fois jusqu'à $B = 40nT$ ou plus. La pression atteint également des niveaux autour de $P = 40nPa$, ce qui peut être considéré comme extrême au vu de la figure 5.1c. Enfin, la composante B_Z chute également jusqu'à $B_Z \approx -45nT$ pour le premier événement ce qui est largement plus important que pour les événements de Juillet 2004 et Halloween 2003.

Il résulte du passage de ces trois structures, deux orages magnétiques d'intensités respectives $Dst \approx -370nT$ et $Dst \approx -260nT$ les 07/11 et 09/11. Contrairement aux deux autres exemples et à la tendance établie dans la section 7.2, le second orage a une intensité plus faible que le premier. Le troisième événement du 11/11, plus faible du point de vue des paramètres du vent solaire, crée également des perturbations magnétiques bien plus faibles. L'indice Dst , notamment, est à peine perturbé alors qu'il recouvre de l'orage précédent du 09/11. Il est intéressant de noter que du point de vue de l'indice Kp , les événements de Halloween 2003 et Novembre 2003 sont similaires : un enchaînement de deux orages magnétiques avec $Kp = 9$ en approximativement deux jours. L'indice Dst montre lui que l'orage du 09/11 est significativement plus faible en intensité que les autres.

Les variations de flux en fonction du paramètre L^* sont représentées à la fois avec un diagramme L^* -temps sur la figure 7.13 et avec les états des flux à différents instants, superposés aux histogrammes sur les figures 7.14a à 7.14c.

Avant l'impact du premier événement, les niveaux de flux sont particulièrement faibles quelle que soit la valeur de L^* . On observe notamment qu'ils sont bien plus faibles qu'avant les événements de Halloween 2003 et Juillet 2004. Le premier événement perturbe fortement les ceintures. Comme pour le cas de Halloween 2003, cet événement est très intense et permet une augmentation des flux à tous les L^* . Il cause notamment une saturation des ceintures dans les régions les plus internes (entre $L^* = 2.2$ et $L^* = 3.2$, soit un $\Delta L^* = 1$).

Le second événement a également pour effet de faire augmenter les flux sur toute la gamme de L^* . En particulier, il permet d'élargir la gamme de L^* pour laquelle les flux franchissent le seuil (qui est alors

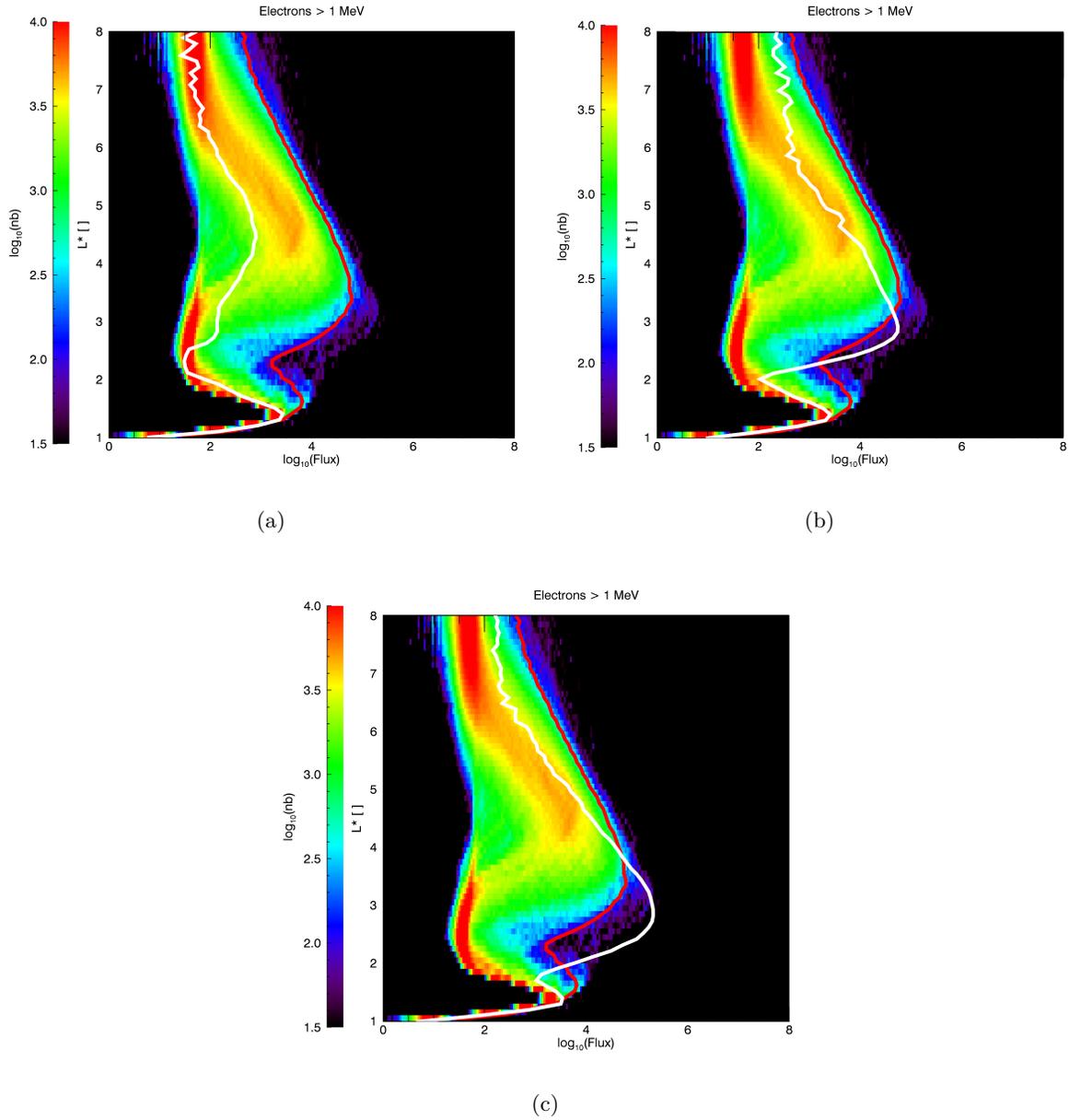


FIGURE 7.14 – Histogrammes des flux d'électrons relativistes calculés à partir des données sur l'ensemble de la période d'étude. Sur chaque diagramme, la ligne rouge correspond à la valeur seuil définie par le 99ème centile de la distribution. Les lignes blanches correspondent à l'état des flux à différents instants.

$L^* = 2.0 - 3.9$). Sur la gamme de $L^* = 2.2 - 3.2$ pour laquelle les niveaux de flux étaient déjà très élevés après le passage du premier événement, les flux maximums pouvant être atteints sont très supérieurs à la limite qui sert de seuil à notre étude (définie avec le 99ème centile de la distribution). Ainsi, même pour ces valeurs de L^* , le flux peuvent ré-augmenter au passage du second événement.

Novembre 2003 est donc un exemple pour lequel l'enchaînement d'événements permet une augmentation progressive des flux sur l'ensemble des L^* . Encore une fois, cette augmentation progressive permet de faire atteindre les flux maximums sur une large gamme de L^* .

7.4 Résumé du chapitre et conclusion

Ce chapitre porte sur les séquences d'événements et sur leur impact sur la magnétosphère. Dans un premier temps, nous avons montré qu'elles sont très courantes, plus de 55% des événements étant suivis ou précédés d'un autre événement (de tout type) à moins de deux jours. Ce fort pourcentage est notamment dû aux ICMEs qui présentent une forte tendance à se propager en séquences. D'après la liste de Mitsakou and Moussas (2014), près de 40% d'entre elles forment des séquences à moins de 12h.

Une étude statistique par SEA a ensuite été réalisée sur les structures des événements formant les séquences et sur les orages magnétiques qu'ils causent. Nous avons ainsi confirmé les résultats d'études antérieures selon lesquelles, en cas de séquences d'événements formant plusieurs orages magnétiques à la suite, le second orage est, en moyenne, plus intense que le premier. Cela s'explique à la fois par les caractéristiques des événements eux mêmes, le second événement étant caractérisé, en moyenne, par des paramètres du vent solaire plus élevés mais également par la séquence elle même. En effet, lorsque le second événement d'une séquence impacte la magnétosphère, celle-ci subit encore les perturbations dues au premier et n'a pas encore retrouvé son état calme.

L'impact des séquences d'événements a ensuite été abordé du point de vue des flux d'électrons dans les ceintures de radiation. Une étude statistique étant compliquée à mettre en place, nous avons choisi d'étudier trois cas de séquences d'événements : Juillet 2004, Halloween 2003, et Novembre 2004. Les exemples montrés indiquent que les séquences d'événements peuvent avoir une très forte importance pour faire augmenter les flux sur une large gamme de L^* . En effet, nous avons vu au chapitre précédent que l'efficacité des événements isolés à faire augmenter les flux est maximale dans une gamme de L^* restreinte. Nos résultats montrent que les deux événements qui permettent de faire atteindre aux flux des niveaux extrêmes sur les plus grandes gammes de L^* (Juillet 2004 et Novembre 2004) sont tous les deux des séquences d'événements. De plus, ces séquences permettent également une augmentation progressive des flux à certains L^* qui peuvent alors atteindre des niveaux de flux extrêmes, ce qui n'aurait pas été possible dans le cas d'événements isolés.

Ce chapitre montre donc l'effet considérable qu'ont les séquences d'événements, à la fois sur les orages magnétiques et sur les variations de flux dans les ceintures.

Conclusions

Nous avons étudié l'impact des structures du vent solaire (CIRs, ICMEs) sur les ceintures de radiation et, plus spécifiquement, leur capacité à faire varier les flux d'électrons. Notre démarche se base sur le traitement et l'analyse d'un grand nombre de données de trois types différents : les paramètres du vent solaire, les indices géomagnétiques, et les flux d'électrons dans les ceintures de radiation. Différentes méthodes statistiques, notamment les comparaisons de flux pré et post-événements et les SEA, ont ensuite été appliquées sur ces données. Pour ce faire, nous avons utilisé des listes d'événements déjà établies et basées sur la structure des événements dans le vent solaire (en opposition, par exemple, aux listes faites à partir de l'intensité des orages magnétiques). L'établissement de ces listes est rendu possible par l'utilisation des paramètres du vent solaire mesurés au point de Lagrange L1 et disponibles sans interruption (hormis quelques trous de données) depuis maintenant plus de 20 ans, c'est à dire sur une période de temps suffisamment longue pour que des études statistiques soient pertinentes.

Ces listes d'événements sont donc au cœur de notre méthode et ont une forte importance dans les résultats obtenus. La comparaison entre plusieurs d'entre elles permet notamment d'illustrer la difficulté à les établir. En effet, nous avons observé qu'un nombre important d'événements d'une liste ne figurent pas sur les autres listes (au moins 20%). De plus, dans les cas où les événements sont trouvés sur deux listes différentes, il semble difficile d'établir avec précision leurs dates exactes de début et de fin. L'identification des événements dans le vent solaire se révèle donc être une tâche délicate.

La première phase de notre étude a consisté à caractériser la structure des ceintures de radiation telle qu'observée par les satellites NOAA-POES. Cela nous a notamment permis de quantifier les dépendances à l'énergie des électrons et au paramètre L^* . Il a notamment été montré que c'est dans la partie interne des ceintures ($L^* \leq 4$) que les flux semblent varier le plus facilement. De plus, ces résultats indiquent que les niveaux maximums de flux atteints dépendent clairement du paramètre L^* . Ainsi, dans la partie externe des ceintures, et comme conséquence directe de la diffusion radiale, plus le paramètre L^* est faible et plus les flux peuvent atteindre une limite supérieure élevée. En l'occurrence, les niveaux de flux maximums seront atteints autour de $L^* = 3$. Cela indique qu'un satellite ne rencontrera jamais de flux aussi élevés en orbite géostationnaire qu'à $L^* = 3$, par exemple.

Nous avons ensuite réalisé une étude statistique afin de déterminer la capacité des structures du vent solaire à faire varier les flux. Nous avons pour cela repris et adapté une méthode utilisée dans diverses études précédentes, à savoir la comparaison pre/post événements. Des études similaires avaient en effet été réalisées (par exemple, Kataoka and Miyoshi, 2006; Kilpua et al., 2015), mais uniquement pour les électrons relativistes en orbite géostationnaire. Turner et al. (2015) avaient, eux, utilisé les satellites Van Allen Probes afin d'étendre cette étude à plusieurs gammes d'énergies et l'ensemble des L^* . Cependant,

compte tenu de la période considérée relativement courte (Septembre 2012- Février 2015), la statistique était assez faible (52 événements en tout). De plus, leur étude ne cherchait pas à différencier les impacts entre les CIRs et les ICMEs. Nous nous sommes donc basés sur ces études et avons utilisé les avantages qu’offrent les données des satellites NOAA-POES, à savoir une large couverture temporelle, plusieurs gammes d’énergies, et une couverture en L^* complète. Nos résultats montrent justement de très fortes différences entre les effets des deux types de structures. Globalement, les ICMEs sont plus geoeffectives que les CIRs, que cela soit pour faire augmenter les flux sur des couches plus profondes des ceintures mais également pour élever les flux à des niveaux supérieurs. Il a également été intéressant de noter que, quelle que soit la structure considérée, énormément d’événements ne font pas sensiblement varier les flux avec les listes utilisées. Ainsi, même pour les ICMEs, plus de 60% d’entre elles ne feraient pas varier sensiblement les flux. Du point de vue de la météorologie de l’espace, cela traduit un manque de pertinence de ces listes lorsque l’on s’intéresse aux ceintures de radiation. Celles-ci sont basées uniquement sur l’observation des variations des paramètres du vent solaire et ne sont pas adaptées aux ceintures de radiation.

Nous avons par la suite mis en évidence de fortes relations entre les orages magnétiques et les variations de flux. Nous focalisant sur les intensités de ces orages magnétiques (exprimées par les valeurs minimales de l’indice Dst), nous avons pu montrer qu’elles sont liées, d’une part à la profondeur à laquelle l’augmentation de flux est maximale, et d’autre part, à l’amplitude de ces variations de flux. Compte tenu de l’importance de ce paramètre et du fait que les ICMEs sont, en moyenne, plus à même de faire augmenter les flux dans les ceintures, nous nous sommes intéressés aux orages magnétiques créés par les ICMEs. L’objectif de cette étude, que nous avons publiée en Janvier 2017 dans le journal *Annales Geophysicae*, était de comprendre la diversité des profils d’orages magnétiques causés par ce type d’événements. Nous avons en particulier cherché à comprendre la contribution des différentes sous-structures et comment elles participent à créer des orages magnétiques aux profils très différents.

Une étape supplémentaire de nos travaux a été d’établir une liste des événements les plus geoeffectifs du point de vue des flux, c’est à dire capable de faire augmenter les flux à de très forts niveaux. La liste en question montre des événements bien connus tel que Halloween 2003 mais également d’autres bien moins connus car beaucoup moins intenses. À ce titre, l’exemple d’Avril 2010 est intéressant. Le 5 Avril 2010, le contrôle du satellite Galaxy-15 a été perdu pendant plusieurs mois, probablement suite à une décharge électrostatique (voir tableau 1 de Cannon (2013)). Cette panne intervient au même moment qu’un des événements répertorié dans le tableau 5.3 comme étant intense du point de vue des flux. Celui-ci est associé à un orage magnétique d’intensité modéré ($Dst = -81nT$) qui est donc loin d’être extrême de ce point de vue. Cela remet encore une fois en perspective les résultats précédents et montre l’absence de relation évidente entre ce que peut-être un événement intense du point de vue des indices et des flux.

Cette partie de l’étude a également permis de mettre en avant l’impact particulièrement efficace des enchainements d’événements. Nous avons quantifié la forte tendance qu’ont les ICMEs à impacter la magnétosphère en formant des séquences rapides d’événements. Non seulement ces séquences d’ICMEs créés, en moyenne, des orages magnétiques plus intenses que les ICMEs isolées mais elles causent également de très fortes variations de flux dans les ceintures. Notamment, alors que les événements isolés causent généralement de fortes variations de flux sur une gamme de L^* limitée, les séquences d’événements permettent au contraire d’impacter fortement les ceintures sur une plus grande gamme de L^* , jusqu’au cas extrême des séquences d’ICMEs de Juillet 2004 où les flux ont augmenté à des niveaux

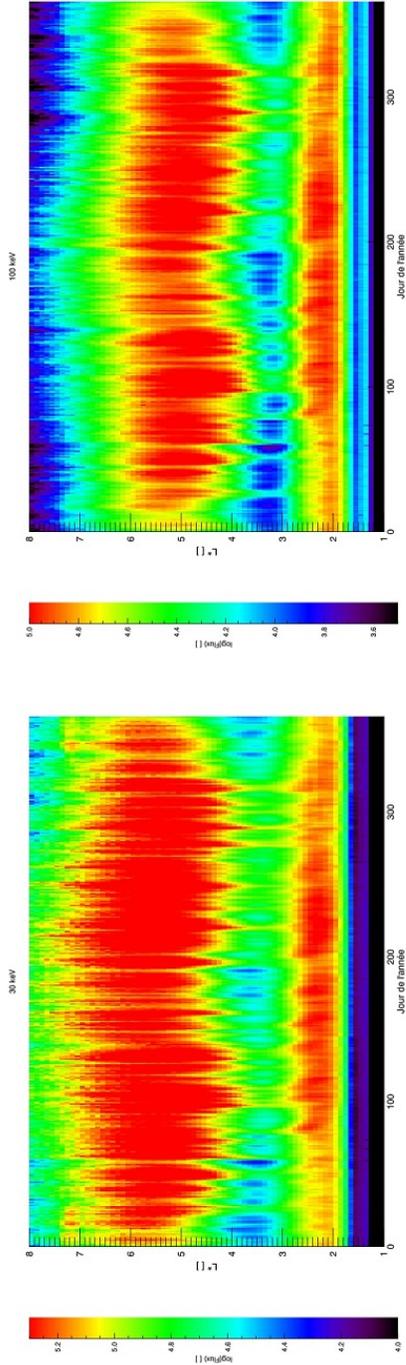
extrêmes pour l'intégralité des ceintures.

Ces travaux de thèse permettent également d'entrevoir diverses perspectives pour de futurs travaux. Premièrement, les relations entre les indices magnétiques et les variations de flux sont particulièrement intéressantes. Combiné à l'effort actuel de prédiction de ces indices, cela peut naturellement mener à une prédiction indirecte des variations de flux ce qui est particulièrement utile du point de vue de la météorologie de l'espace. À ce titre, il pourrait être intéressant de rechercher d'autres relations entre ces deux types de données. Une première piste serait par exemple de s'intéresser à la durée des orages magnétiques et voir comment elle affecte la dynamique des ceintures. Nous pouvons également penser à l'utilisation d'autres indices magnétiques que Dst . De ce point de vue, l'utilisation d'indices sectoriels tels que l'indice α (Chambodut et al., 2015) pourrait être intéressante.

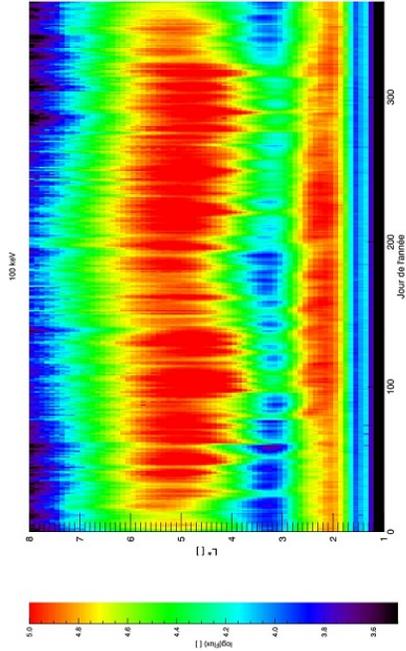
Une des volontés durant cette thèse était également de tirer avantage des données des satellites NOAA-POES. De par leur orbite basse et leur forte inclinaison, ces satellites permettent en effet de parcourir l'ensemble des L^* en peu de temps (contrairement aux satellites à faible inclinaison comme les Van Allen probes par exemple). Il serait donc intéressant d'étudier dans quelle mesure nos résultats sont applicables à d'autres orbites. Cependant, la relation entre les flux à différents points de la ligne de champ n'est pas simple puisqu'elle dépend à la fois du L^* , de l'énergie des particules, et du niveau d'activité magnétique.

Annexe A

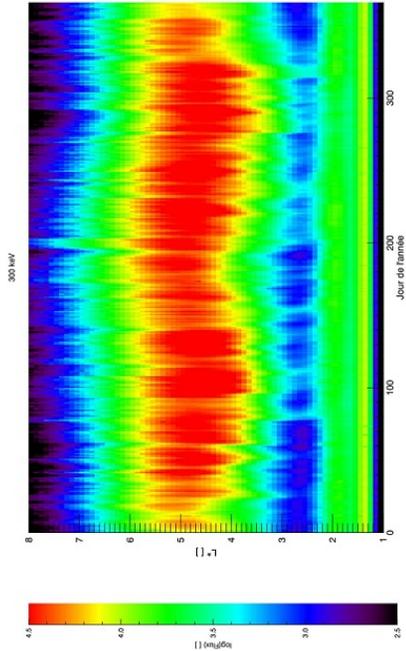
Annexe : Variations saisonnières des flux



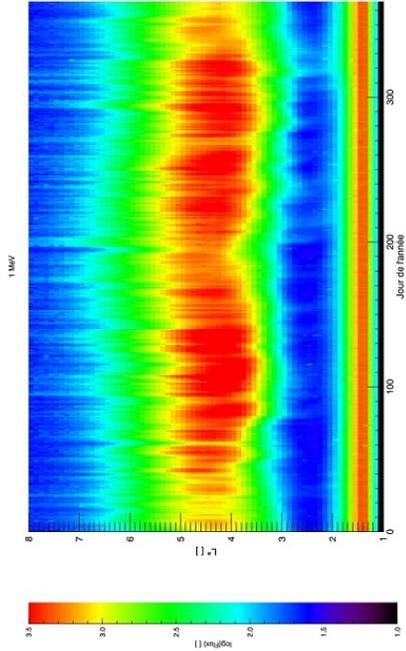
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE A.1 – SEA sur les flux d'électrons présenté sous forme de diagrammes L^* -temps. Chaque sous-figure correspond à une gamme d'énergies. Chaque fois, le 1er Janvier est choisi comme date référence et on calcule la SEA sur une période de 365 jours. On voit clairement que deux variations s'ajoutent. Selon la première, les flux sont plus élevés autour des équinoxes que des solstices. Selon la seconde, les flux tendent à être maximum en été et minimum en hiver. Ces deux variations s'ajoute et la prédominance de l'une sur l'autre dépend du L^* et de l'énergie.

Annexe B

Annexe : Temps de réponse des ceintures de radiation

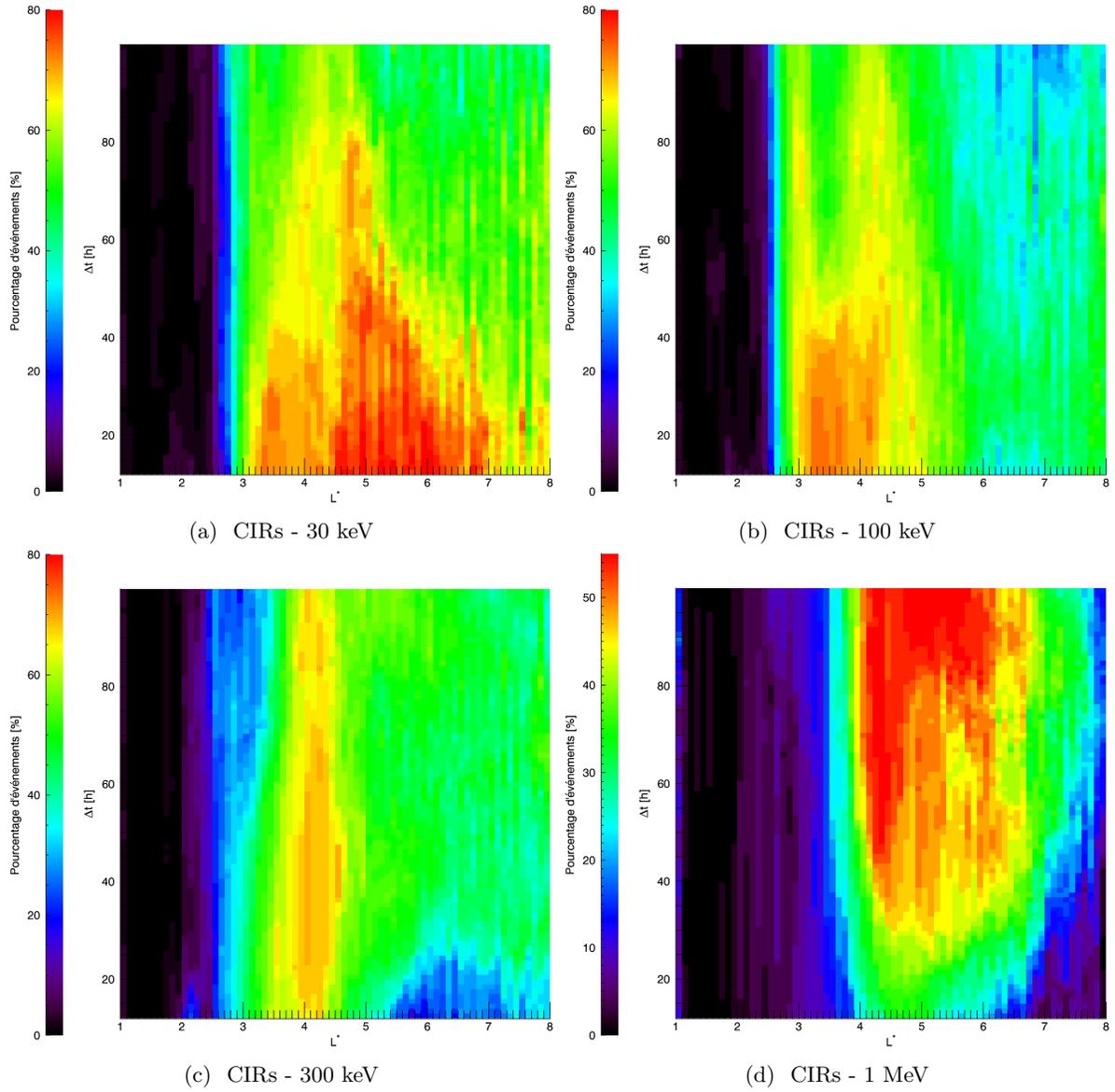


FIGURE B.1 – Pourcentages de **CIRs** faisant augmenter les flux en fonction du paramètre L^* et de t_0 pour les quatre gammes d'énergies à partir de la liste de CIRs **restreinte**.

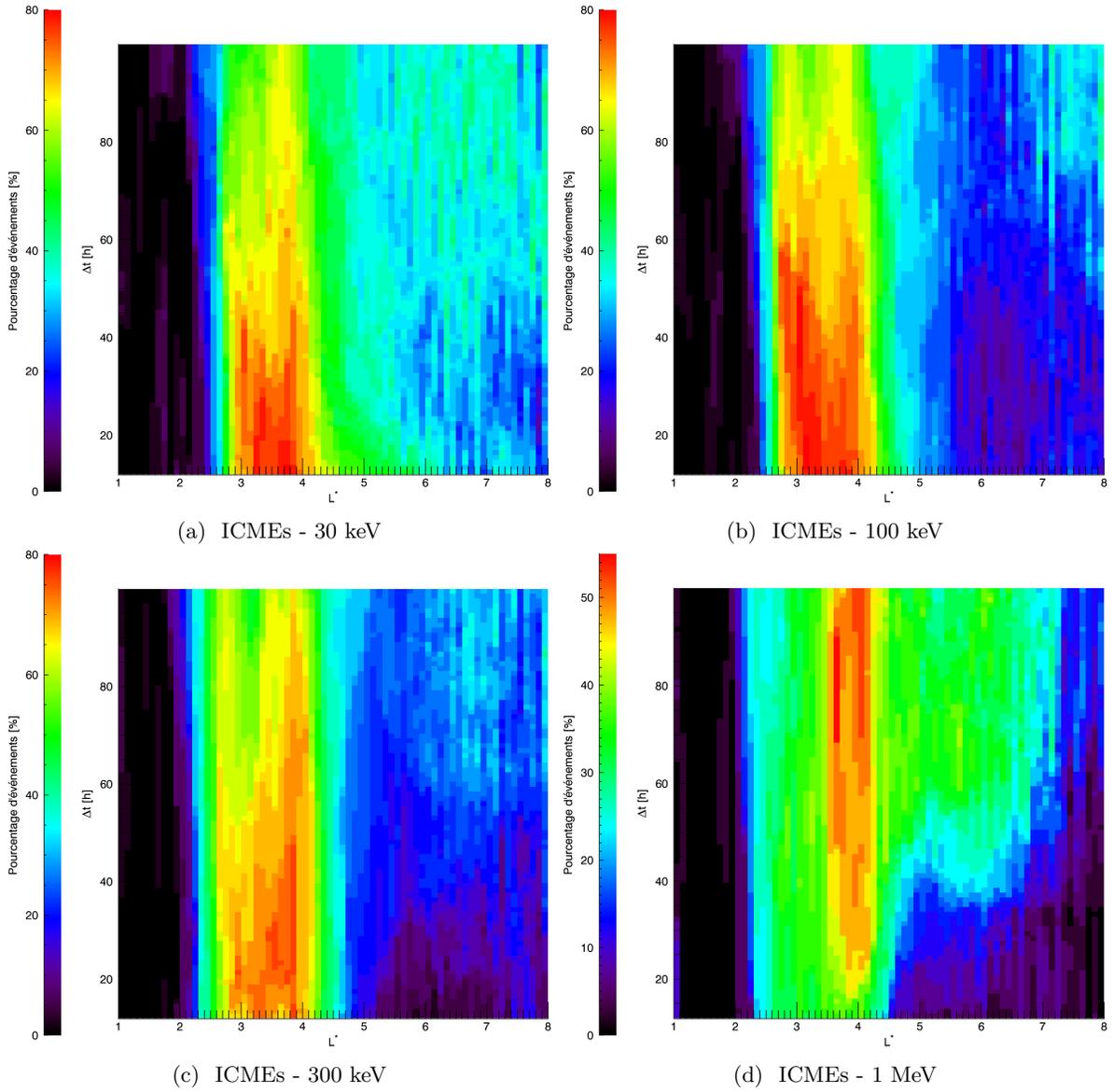


FIGURE B.2 – Pourcentages d'ICMEs faisant augmenter les flux en fonction du paramètre L^* et de t_0 pour les quatre gammes d'énergies à partir de la liste d'ICMEs restreinte.

Annexe C

Annexe : Geoeffectivité des CIRs et des ICMEs

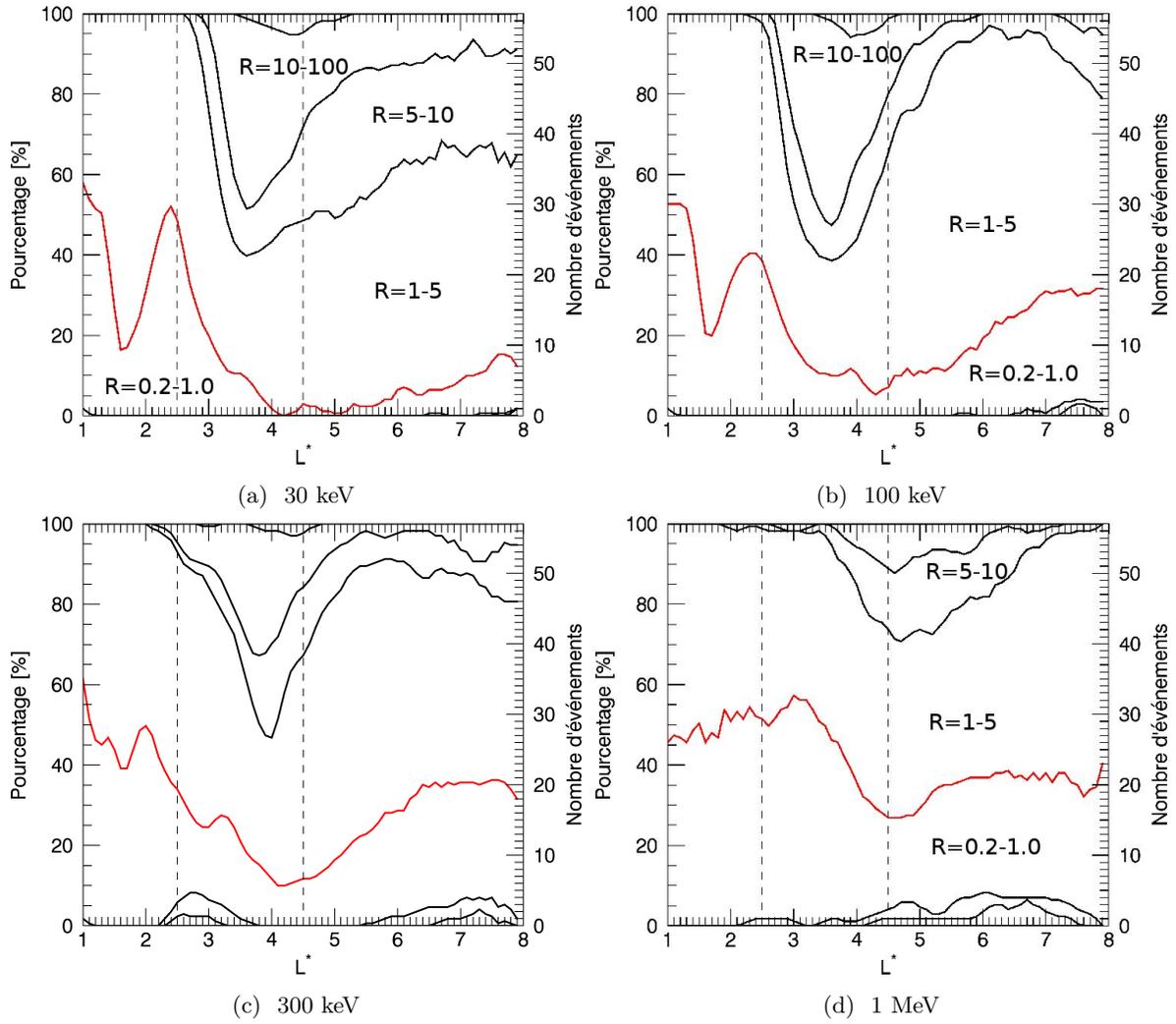


FIGURE C.1 – Amplitude des variations de flux causés par les **CIRs** de la liste **restreinte** pour les quatre gammes d'énergies

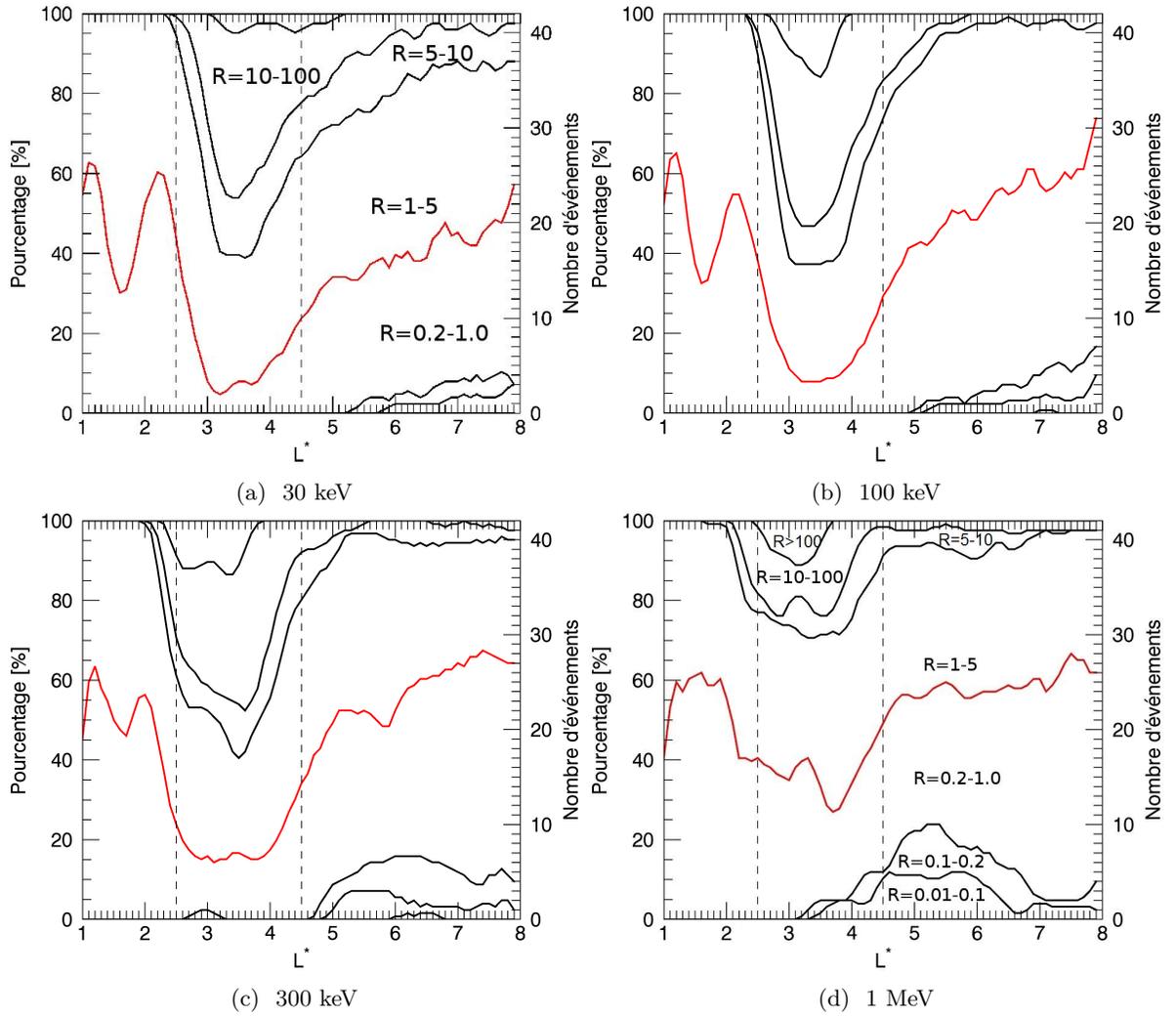


FIGURE C.2 – Amplitude des variations de flux causés par les ICMEs de la liste **restreinte** pour les quatre gammes d'énergies

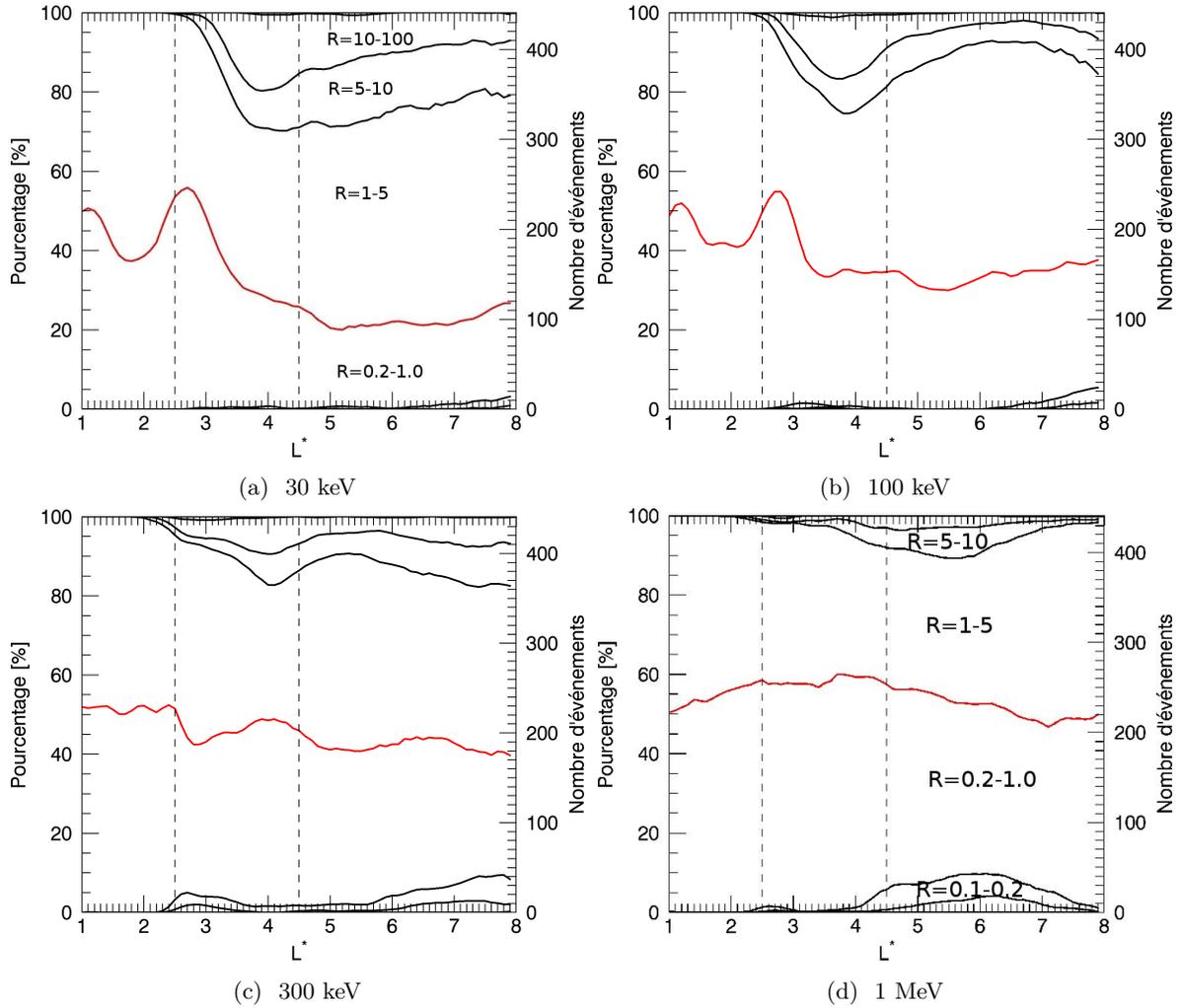


FIGURE C.3 – Amplitude des variations de flux causés par les **CIRs** de la liste **globale** pour les quatre gammes d'énergies

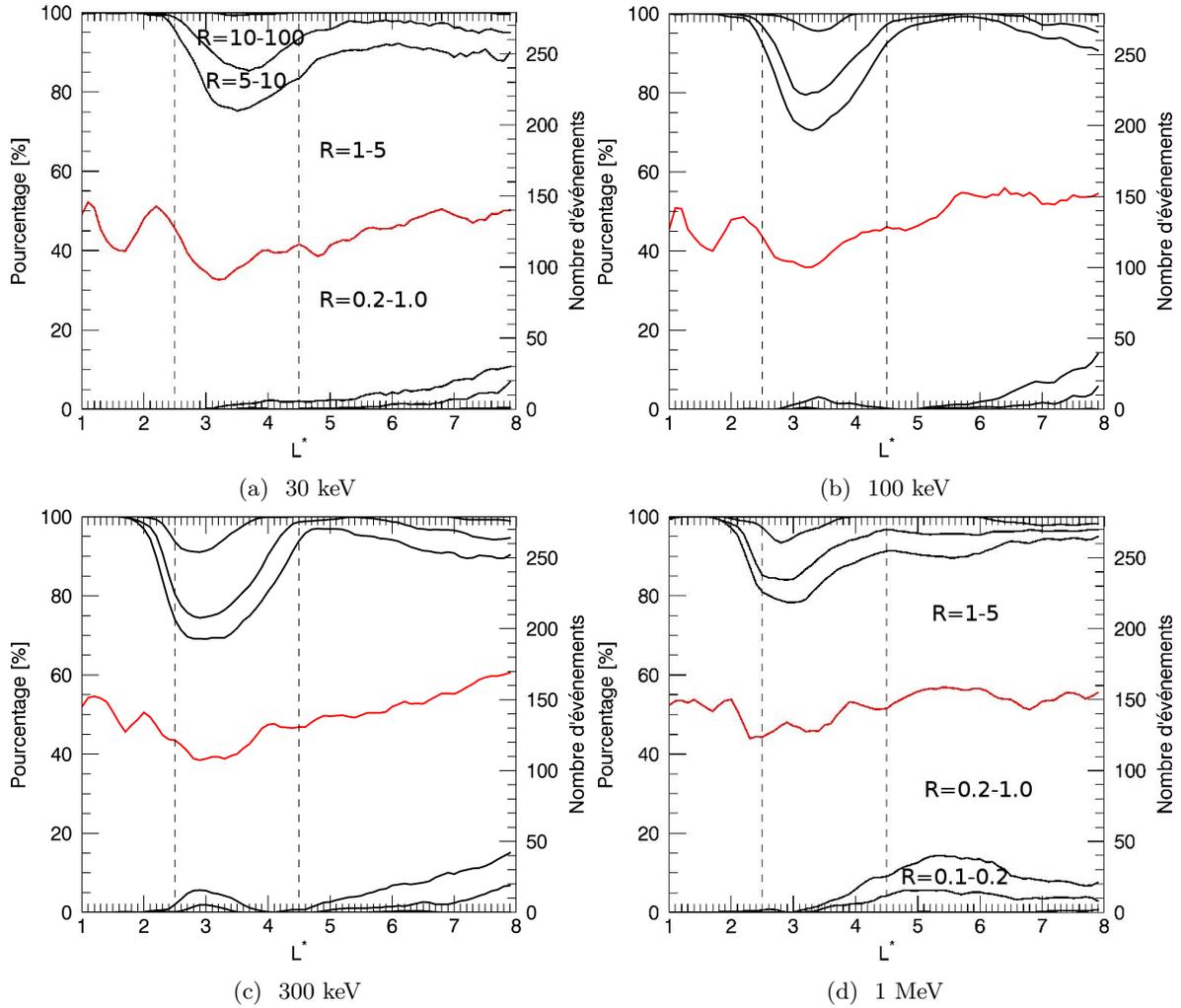


FIGURE C.4 – Amplitude des variations de flux causés par les ICMEs de la liste **globale** pour les quatre gammes d'énergies

Annexe D

Annexe : Geoeffectivité des événements en fonction de l'intensité des orages associés.

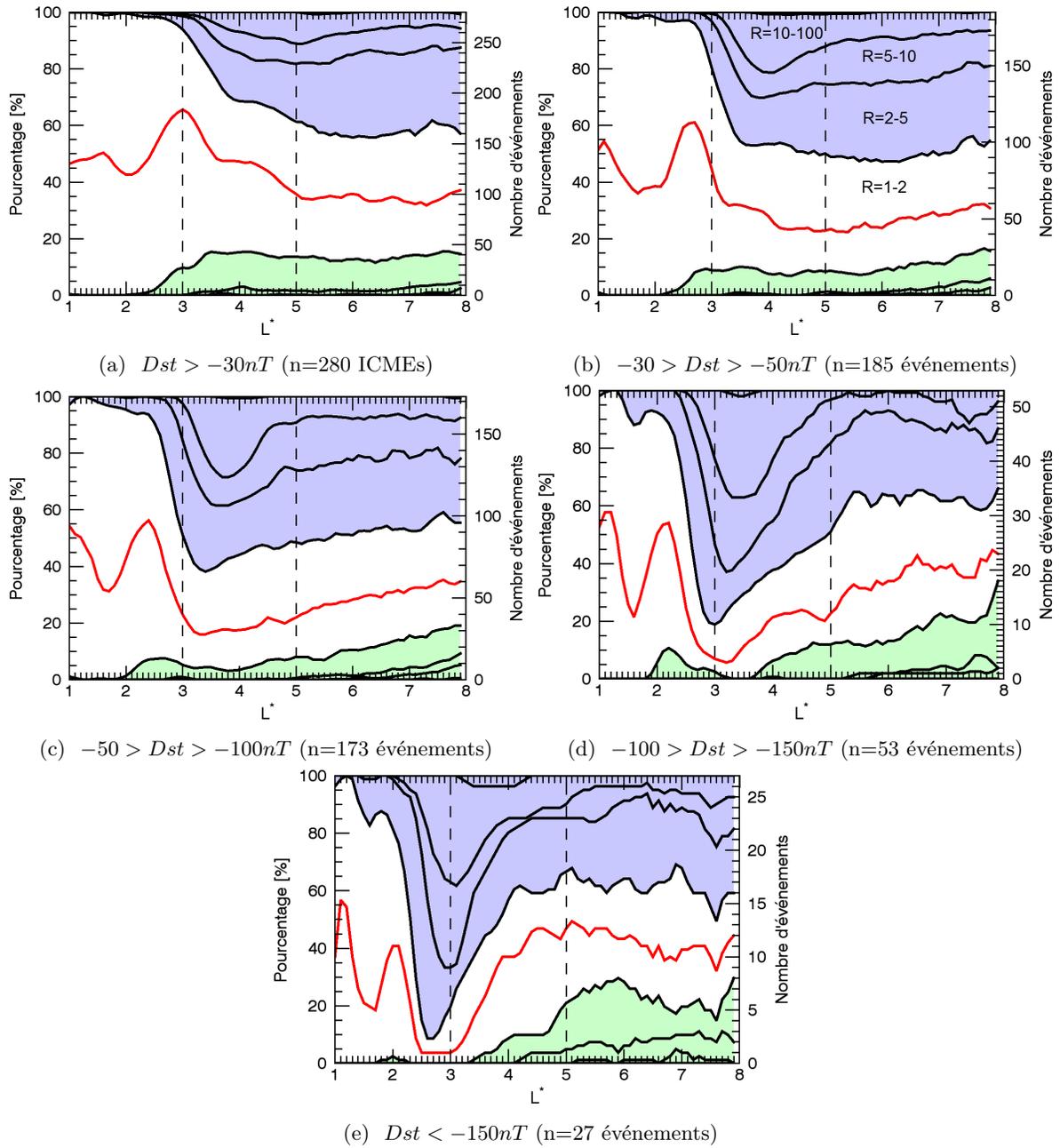


FIGURE D.1 – Géoeffectivité des événements en fonction de l'intensité des orages associés pour la gamme $> 30keV$

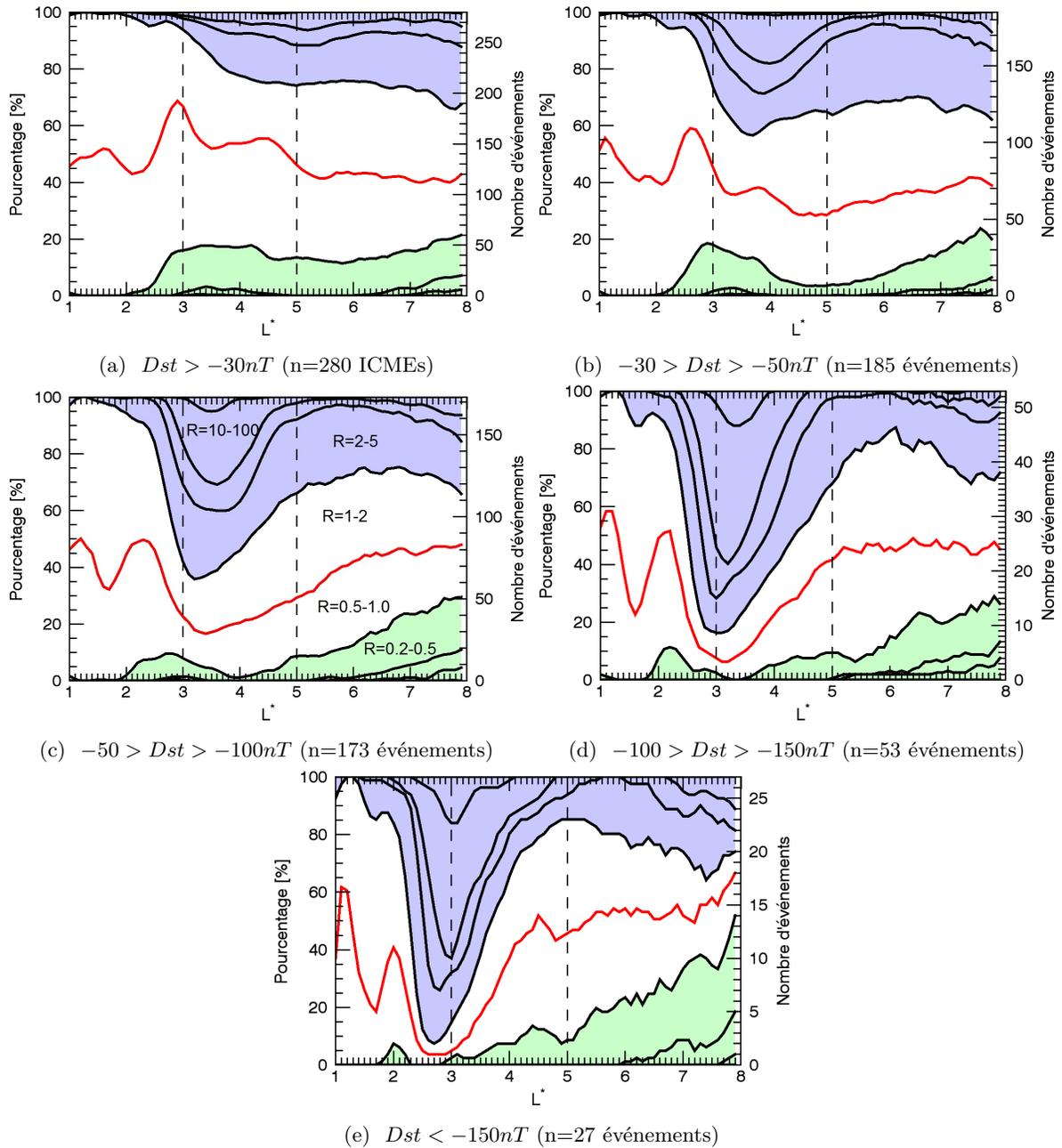


FIGURE D.2 – Géoeffectivité des événements en fonction de l'intensité des orages associés pour la gamme $> 100keV$

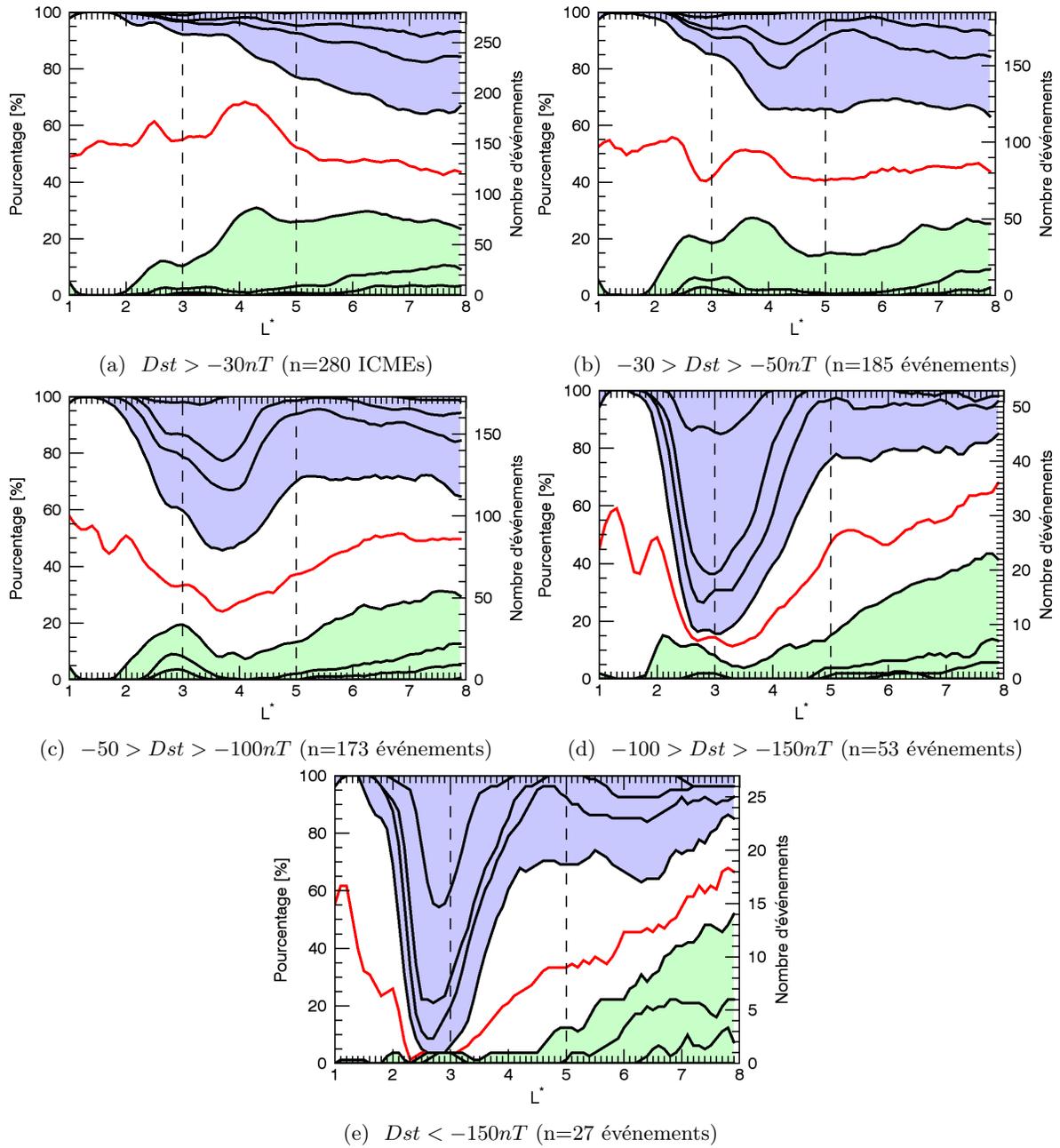


FIGURE D.3 – Géoeffektivité des événements en fonction de l'intensité des orages associés pour la gamme $> 300keV$

Annexe E

Annexe : Understanding the variability of magnetic storms caused by ICMEs

Benacquista, R., Rochel, S., and Rolland, G. (2017). *Understanding the variability of magnetic storms caused by ICMEs*. *Annales Geophysicae*, 35(1) :147–159. doi :10.5194/angeo-35-147-2017



Understanding the variability of magnetic storms caused by ICMEs

Remi Benacquista¹, Sandrine Rochel¹, and Guy Rolland²

¹Departement environnement spatial, ONERA, Toulouse, France

²CNES, The French Space Agency, Toulouse, France

Correspondence to: Remi Benacquista (remi.benacquista@onera.fr)

Received: 6 June 2016 – Revised: 3 January 2017 – Accepted: 11 January 2017 – Published: 30 January 2017

Abstract. In this paper, we study the dynamics of magnetic storms due to interplanetary coronal mass ejections (ICMEs). We used multi-epoch superposed epoch analyses (SEAs) with a choice of epoch times based on the structure of the events. By sorting the events with respect to simple large-scale features (presence of a shock, magnetic structure, polarity of magnetic clouds), this method provides an original insight into understanding the variability of magnetic storm dynamics. Our results show the necessity of seeing ICMEs and their preceding sheaths as a whole since each substructure impacts the other and has an effect on its geoeffectiveness. It is shown that the presence of a shock drives the geoeffectiveness of the sheaths, while both the shock and the magnetic structure impact the geoeffectiveness of the ICMEs. In addition, we showed that the ambient solar wind characteristics are not the same for ejecta and magnetic clouds (MCs). The ambient solar wind upstream magnetic clouds are quieter than upstream ejecta and particularly slower. We also focused on the polarity of magnetic clouds since it drives not only their geoeffectiveness but also their temporal dynamics. South–north magnetic clouds (SN-MCs) and north–south magnetic clouds (NS-MCs) show no difference in geoeffectiveness for our sample of events. Lastly, since it is well-known that sequences of events can possibly induce strong magnetic storms, such sequences have been studied using superposed epoch analysis (SEA) for the first time. We found that these sequences of ICMEs are very usual and concern about 40% of the ICMEs. Furthermore, they cause much more intense magnetic storms than isolated events do.

Keywords. Magnetospheric physics (solar wind–magnetosphere interactions)

1 Introduction

ICMEs (interplanetary coronal mass ejections) are the interplanetary manifestation of CMEs occurring at the sun’s surface. In the interplanetary medium, most ICMEs propagate faster than the ambient solar wind. This results in a disturbed region upstream from each ICME caused by an accumulation of plasma and magnetic field as an ICME propagates and expands in the interplanetary medium. If the speed of the ICME is high enough, a shock is formed at the forward limit of the disturbed region, which is then called a “sheath”.

ICMEs can be divided into two subsets according to their magnetic structure (Burlaga, 2001): magnetic clouds and complex ejecta. On the one hand, magnetic clouds (MCs) are basically ICMEs with a magnetic flux rope structure (Burlaga et al., 1981). This results in smooth variations in the magnetic field inside the MC, which can thus be expressed by a polarity indicating the orientation of the z component of the magnetic field. On the other hand, ICMEs can be complex ejecta, which do not show such a structure. For the last decades, much effort has been made to understand ICMEs, and more particularly, the MC subset. Cane and Richardson (2003) show that the number of ICMEs depend directly on the solar cycle, being higher near solar maximum. Conversely, the MC rate is higher near the solar minimum (Richardson and Cane, 2004). More precisely, Mulligan et al. (1998) and Li and Luhmann (2004) show that the distribution of the polarity of the MCs also depends on the Hale 22-year cycle. The structures of ICMEs have also been extensively studied (Tsurutani et al., 2004; Zurbuchen and Richardson, 2006; Kilpua et al., 2011, 2013) and many studies looked for correlations between several solar wind (SW) parameters in ICMEs (e.g., Gonzalez et al., 1998; Owens and Cargill, 2002; Echer et al., 2005; Gopalswamy, 2008).

Geomagnetic indices are commonly used as monitors of the Earth's magnetic field disturbances caused, among others, by ICMEs. There have been many attempts to link the geomagnetic indices and the characteristics of the ICMEs, such as the speed, the apparent width, the source position, and the magnetic field (e.g., Dumbović et al., 2015). It is well established that both ICMEs (or MCs) and the sheaths preceding them can deeply disturb the magnetosphere, causing magnetic storms (Tsurutani et al., 1988; Crooker, 2000; Huttunen et al., 2002; Wu and Lepping, 2002; Huttunen and Koskinen, 2004; Huttunen et al., 2005; Pulkkinen et al., 2007; Richardson and Cane, 2012; Hietala et al., 2014; Yermolaev et al., 2015). Huttunen and Koskinen (2004) show that sheaths have a higher impact on auroral regions (measured by the index AE), while ICMEs disturb the ring current more strongly (measured by Dst or SYM-H). Finally, since the polarity is critical for the observed southward magnetic field profile within an ICME, it is commonly considered as a key parameter for understanding the geoeffectiveness (ability to cause some geomagnetic disturbances) of magnetic clouds (Fenrich and Luhmann, 1998; Li and Luhmann, 2004; Huttunen et al., 2005; Kilpua et al., 2012).

During the last decade, many case studies have been made to show that some sequences of events could cause extreme magnetic storms (e.g., Wang et al., 2003; Skoug et al., 2004; Veselovsky et al., 2004; Liu et al., 2014). Other statistical studies confirm that these sequences of events are more likely to produce strong magnetic storms. Eselevich and Fainshtein (1993) considered 100 magnetic storms between 1973 and 1983. They showed that in the case of non-isolated events, the magnetic storm contains two peaks, the second one being almost systematically higher (in amplitude) than the first one. Echer and Gonzalez (2004) studied a large number of solar wind structures (574 shocks, 946 sector boundary crossings, 149 MCs). They defined the geoeffectiveness of the event relative to the minimum of Dst. They showed that MCs are the most geoeffective solar wind structures and that their geoeffectiveness is increased when the magnetic clouds follow other structures (e.g., shocks). Farrugia et al. (2006) studied the 16 events with the highest energy deposition (using the Akasofu parameter ϵ , Akasofu (1981)). They underlined that six of them are related to ICMEs interacting with each other and thus that sequences of such events are a source of geoeffectiveness.

Among others statistical methods, superposed epoch analysis (hereafter SEA) are commonly used in the study of sun–Earth interactions (e.g., Lyatsky and Tan, 2003; Lavraud et al., 2006; Denton et al., 2006; Borovsky and Denton, 2010). This method allows the determination of the average variations in a parameter (SW parameter, geomagnetic index, flux in the radiation belts) around a reference instant called epoch time. Ilie et al. (2008) pointed out the relevance of the choice of the epoch time (see also Yermolaev et al. (2010) and references therein), which is set most of the time as the maximum of the magnetic storm, defined as the minimum

of the Dst index (e.g., Miyoshi and Kataoka, 2005; Zhang et al., 2006; Turner et al., 2009; Guo et al., 2011). Yermolaev et al. (2007) and Yermolaev et al. (2010) separately considered the sheaths and the ICMEs and compared their efficiencies (which are the effectivities relative to the “inputs”). They concluded that the sheaths are the most geoefficient structures before the ejecta. They also showed that MCs are less geoefficient despite the fact that they still play a role in storm generation (Yermolaev et al., 2012). However, none of these studies employed the SEA method to distinguish MCs with respect to their polarity.

In this paper, we use superposed epoch analysis (SEA) to determine the average characteristics of ICMEs as well as their impact on the magnetosphere. While most of the studies based on the SEA method use an epoch time related to the reaction of the magnetosphere (minimum of Dst), we chose to consider epoch times related to the structure of the events (onset of the sheath, onset and end of the ICME) and to compute multi-epoch SEA (see also Kilpua et al. (2015), where a similar method was used to study how radiation belt electron fluxes respond to different solar wind driver structures, or Yermolaev et al. (2015)). Such a method allows us to observe both the intensity and the temporal profile of the magnetic storms during different parts of the event. More particularly, it is possible to study the respective contributions of shocks, compressed regions, and ICMEs while the magnetosphere is disturbed. Furthermore, by making subsets of events with respect to large-scale features (presences of a shock, structure of the ICME, sequences of events), it is possible to determine the respective contributions of such features.

Hereafter, for clarity, we call every disturbed region upstream of ICMEs a sheath (delimited by a shock or not). We also refer to the whole (shock)-sheath-ICME structure as an event. Finally, the two subsets of ICME are either magnetic clouds (MCs) or ejecta (rather than complex ejecta).

2 Data and method

2.1 List of events

Our list is based on the merger of two lists: an ICMEs list and a magnetic clouds list. The first one was provided by Mitsakou and Moussas (2014b) and corrected a few months later (Mitsakou and Moussas, 2014a). By studying the evolution of the magnetic field, the proton density, and the temperature, the authors identified 325 ICMEs in the 1 min OMNI database in the 1996–2008 time period. For each event, the onset and the end date of the ICME are provided as well as the onset time of the sheath associated with the ICMEs. This allows us to separately study the effects of both sheaths and ICMEs. The authors also indicate if the sheath is associated with a shock but do not specify if the ICME is a MC or not. The second list provides the onset and the end date of MCs using an automatic detection method (Lepping et al., 2005,

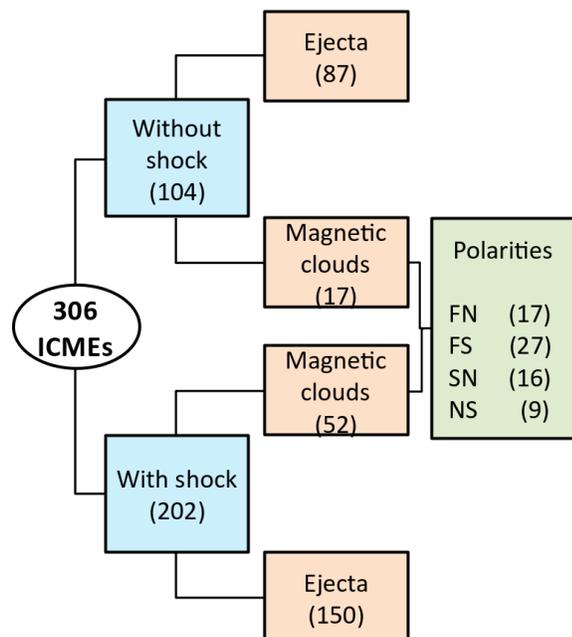


Figure 1. Organigram summarizing the distribution of ICMEs according to the presence of a shock upstream of the ICME (in blue), the magnetic structure of the event (in orange), and the polarity of magnetic clouds (in green). The numbers in parentheses indicate the number of events in each group. The different polarities are defined in Sect. 4.

2006). In this way, 101 MCs are identified in the 1996–2008 period and the lists are in good agreement with the known proportion of magnetic clouds among ICMEs (one-third, see Gosling et al. (1990)). Then, for each ICME we determine if it is a magnetic cloud or not. To do so, the two lists were compared and an ICME is considered as a MC if there is a MC for which the dates correspond. Thus, we exclude the following from our study: ICMEs and MCs for which the association is unclear, magnetic clouds with no ICME associated, and ICMEs with two magnetic clouds. Figure 1 shows a chart summarizing our classification. Our list involves a total of 306 events. Two out of three ICMEs are preceded by a shock and 23 % are magnetic clouds. Notice that the list involves only 17 magnetic clouds without shocks.

2.2 Data set

We used the OMNI database for both solar wind parameters and geomagnetic indices (King and Papitashvili, 2005). Here we study three solar wind parameters: the magnetic field, the dynamic pressure, and the speed. They are provided by 1 min OMNI database and averaged to a 5 min resolution. The geomagnetic indices are calculated using ground magnetometers, which are located at the feet of magnetic field lines crossing different regions of the magnetosphere. They are calculated by estimating the variations in the magnitude of the horizontal component of the local magnetic field, which

are directly linked to the variations in the geomagnetic current intensity (Menvielle et al., 2011). We used two geomagnetic indices : AE and SYM-H. The AE index is calculated from magnetometers located in the auroral zone and provides information on the intensity of the electrojets, which are connected to the tail and the magnetopause currents (Ganushkina et al., 2015). The SYM-H index was used to estimate the ring current variations by using magnetometers close to the magnetic equator. It can be viewed as a high-resolution Dst (Wanliss and Showalter, 2006). It has been shown that other currents such as the magnetopause current affect SYM-H. The eastward magnetopause current induces positive magnetic disturbance when its intensity increases (then Dst or SYM-H increase). Conversely, the ring current is westward and thus tends to make SYM-H and Dst decrease. Using these two 5 min indices allows us to have a global view of the current system and to observe sharp changes due to discontinuities such as shocks. It should also be pointed out that Mitsakou and Moussas (2014b) also used the OMNI database (with the 1 min resolution) to determine their times of events; therefore, there is no possible delay between the times of the list and the variations of the parameters.

2.3 Method

A superposed epoch analysis (SEA) method was used. It determines the average behavior of a given parameter for a given list of events around a so-called epoch time. While the overall tendency is to set the reference date as the minimum of Dst (or SYM-H), we chose to study the ICME impact on the magnetosphere from the ICME main boundaries: the onset of the sheath, the onset of the ICME, and the end of the ICME (see Mitsakou and Moussas (2014b)). We therefore performed a multi-epoch SEA, where these three times are considered as epoch times (Yermolaev et al., 2010, 2015; Kilpua et al., 2015). To do so, the time spans between the epoch times are normalized and set equal to the average duration of each substructure. Thus, the durations of all sheaths (time between the first and second epoch time) are set equal to 0.38 days and the durations of all ICMEs (between the second and the third epoch time) are set equal to 1.02 days, where 0.38 and 1.02 days are the average durations of the sheaths and ICMEs. This method avoids confusing the effect of the different substructures and allows us to observe the dynamics of the magnetic storm during the event crossing.

3 Solar wind and geomagnetic index characteristics for the entire list of events

3.1 Results

Figure 2 shows multi-epoch SEA of three solar wind parameters (the dynamic pressure P , the magnetic field magnitude B , and the speed V) and two geomagnetic indices (SYM-H and AE). The three vertical lines indicate the three epoch

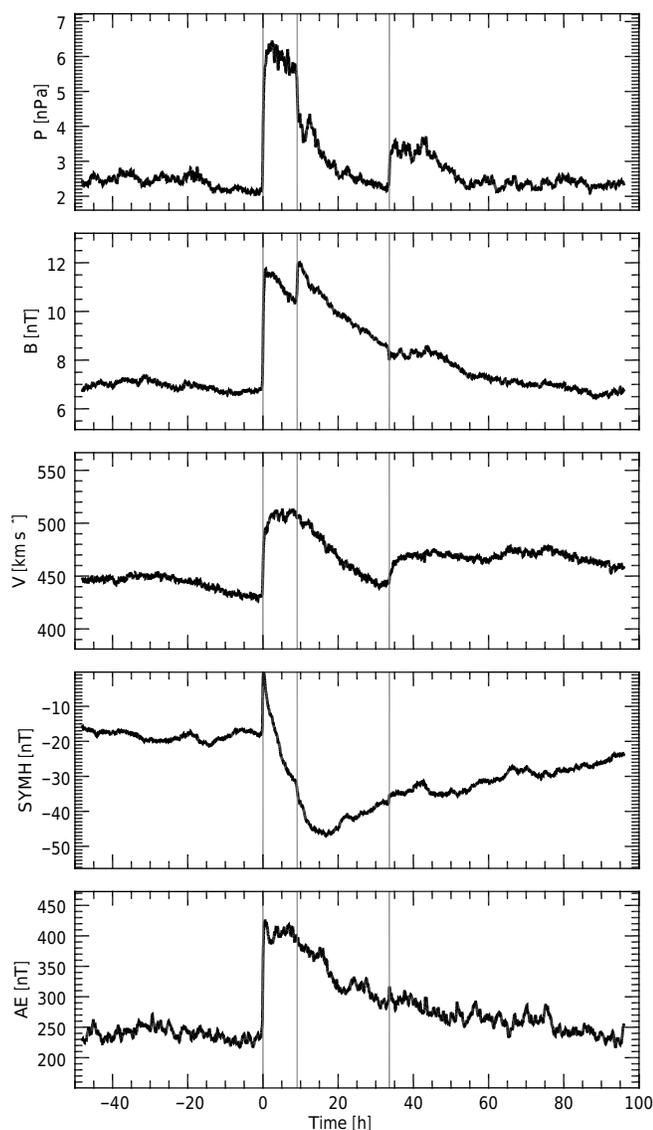


Figure 2. SEAs of three SW parameters (B , P , V) and two geomagnetic indices (SYM-H and AE) for 306 ICMEs between 1996 and 2008. The three vertical lines are the epoch times indicating (respectively from left to right) the onset of the sheath, the onset of the ICME, and the end of the ICME.

times (onset of the sheath, onset of the ICME, end of the ICME). All parameters are displayed from 2 days before, to 4 days after the onset of the sheath.

The solar wind parameters displayed in Fig. 2 show characteristic signatures for each ICME structure. First, strong increases in all shown parameters indicate the arrival of the shock or the beginning of the sheath. Then both substructures (sheath and ICME) display some different characteristics. During the sheath, all parameters remain high. During the ICME, P is low and B and V decrease progressively. The behavior of the solar wind parameters after the third epoch time should also be noticed. All three parameters dis-

play values higher than before the first epoch time either for a few hours (or P and B) or for a few days (V). This will be discussed in Sect. 6.

The impact of such events on the magnetosphere is measured by the two geomagnetic indices in Fig. 2. At the first epoch time, the sharp increase in all solar wind parameters induces a strong reaction, with both of the indices increasing strongly. During the sheath, disturbances measured by AE remain high, while SYM-H decreases gradually. Then, from the onset of the ICME until its ends, the averaged AE seems to decrease progressively. In the meantime, SYM-H keeps decreasing and reaches its maximal amplitude during the first half of the ICME.

3.2 Discussion

While the strong increase in AE at the first epoch time indicates a quick increase in the intensity of the auroral electrojets, the meaning of the variations of SYM-H is less straightforward to interpret. It is well-known that the magnetopause current is related to the root square of the pressure (Burton et al., 1975). Thus, we believe that the sharp increase (decrease) in SYM-H at the first (second) epoch time, occurring at the same time as the similar increase (decrease) in pressure, is due also to an increase (decrease) in the magnetopause current and not only to a potential decrease (increase) in the ring current. Then, during the event crossing our results show that both the sheaths and the ICMEs disturb the current systems. In particular, it should be underlined that the current systems are still undergoing the disturbances caused by the sheath when the ICME impacts it. SEAs also indicate that AE is more disturbed by the sheath than by the ICME. This is consistent with previous study (e.g., Huttunen and Koskinen, 2004). However, one should keep in mind that because of the movement of the auroral oval, the AE stations may underestimate magnetic perturbations in the case of strong magnetic storms.

The maximal average amplitude observed on the geomagnetic indices are quite small (SYM-H_{min} = -47 nT), which seems surprisingly low since ICMEs lead to magnetic storms showing a minimum of SYM-H below -60 nT in more than 70 % of the events (Echer et al., 2005). There are two possibilities for explaining such a low amplitude. The event list could involve some very ineffective events reducing the statistical average. However, the average of the minimums of SYM-H in our list is equal to -72.4 nT. The second, more likely possibility is that the maximal amplitude of the magnetic storm can occur at different times during the event crossing. This would lead to a flattening of the average and would explain such low amplitudes.

First results obtained here show the average characteristics of an event related to an ICME. It is composed of two substructures (sheath and ICME), both of them being possibly geoeffective and impacting all the current systems. The former abruptly impact the magnetosphere, displaying a strong

increase in all solar wind parameters and the magnetosphere is still disturbed when the latter one arrives. This means that the two substructures cannot be studied separately and the event (sheath + ICME) must be seen as a whole since the two substructures are deeply linked. Therefore, the global reaction of the magnetosphere is the sum of the contribution of each substructure. Secondly, the range of possible reactions of the magnetosphere is very large in terms of geoeffectiveness (maximal amplitudes of the indices) but also in terms of dynamics of the magnetic storm (when does this maximum occur). Thereafter, we sort the events according to large-scale features (the presence of a shock upstream of the ICME and the magnetic configuration of the ICME).

4 Presence of a shock and magnetic structure

4.1 Results

Figure 3 displays SEAs of the same three solar wind parameters and two geomagnetic indices as in Fig. 2. The 306 events are sorted into four groups according to the presence of a shock and the magnetic configuration (MC or ejecta). The four groups are ejecta without shock (green line), MCs without shock (orange), ejecta with shocks (blue), and MCs with shocks (red). They involve, respectively, 87, 17, 150, and 52 events.

First, the profiles of the parameters during the sheath are highly dependent on the presence of a shock. The abrupt increases observed in Fig. 2 are essentially due to the shock-associated events (in red and blue), which display a massive and abrupt increase of all parameters at the first epoch time. For events without shock, the pressure also increases abruptly but to lower values, and the magnetic field clearly increases gradually. In addition, the pressure and the magnetic field increase a bit more strongly for MCs than for ejecta (orange with respect to green line and red with respect to blue line). During the ICME itself, the pressure falls down quickly to low values and hence shows no significant differences between the groups. Conversely, we observe four distinct magnetic field profiles that depend on the two features. Ejecta without shock (in green) display a low amplitude of magnetic field during the overall event. If ejecta are associated with shock (in blue), the magnetic field amplitude is increased during the sheath and the first part of the ICME. During the second part of the ICME, it recovers low values similar to those of ejecta without shock. Although the magnetic field amplitude of MCs without shock (in orange) is quite low during the sheaths, it strongly increases within the ICMEs, being maximal near their centers. In the case of MC with shock (in red), the magnetic field has high values during the sheath and the ICME. In the second half of the ICME, the values are similar to those of MCs without shock.

SEAs of speed show that shock-associated events have higher speed during the overall event, which is expected

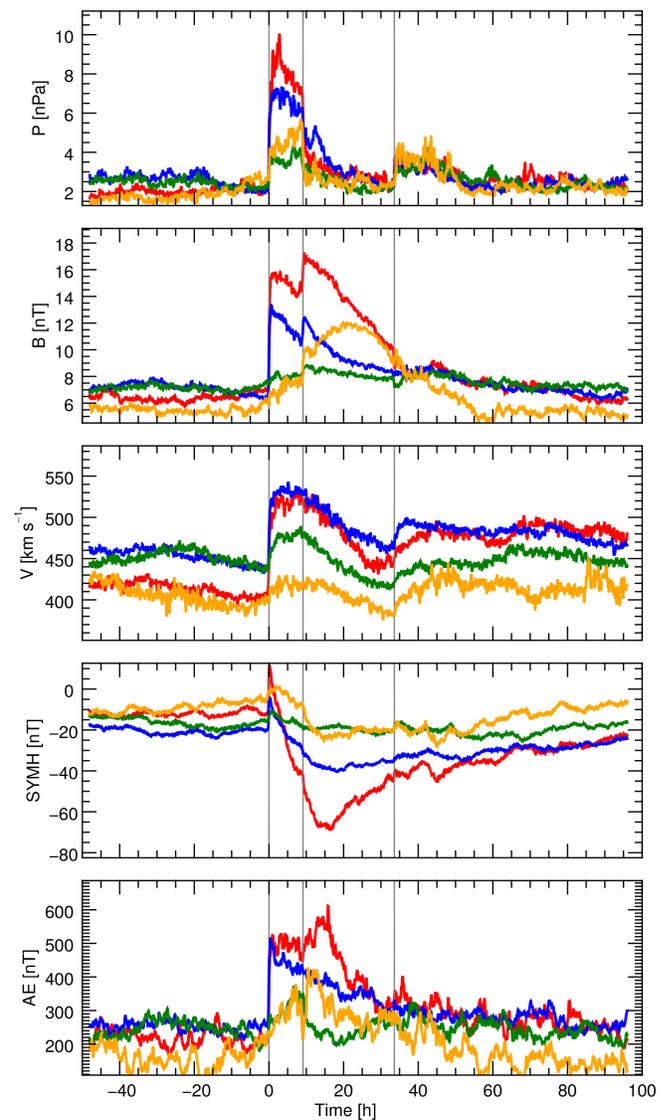


Figure 3. SEAs of three SW parameters (B , P , V) and two geomagnetic indices (SYM-H and AE) for 306 ICMEs between 1996 and 2008. The three vertical lines are the epoch times indicating (respectively from left to right) the onset of the sheath, the onset of the ICME, and the end of the ICME. The different colors correspond to different subsets of events: ejecta without shock (87 events) are displayed in green, MC without shock (17) in orange, ejecta with shock (150) in blue, and MC with shock (52).

since the presence of a shock depends, by definition, on the speed of the event. However, we notice the unexpectedly low speed of MCs without shock (in orange).

The groups also display some differences in solar wind parameters before the event onset. All displayed solar wind parameters are significantly lower for MCs (orange and red) than for ejecta (green and blue), in particular the speed.

The two bottom panels in Fig. 3 give SEAs of two geomagnetic indices (SYM-H and AE). The four groups cause distinct reactions in the magnetosphere.

During the sheath, if there is a shock, SYM-H reacts, first, by a positive peak at the first epoch time due to an increase in the magnetopause current and then by a decrease during the overall sheath. If there is no shock, then SYM-H barely reacts during the sheath and the values at the first and second epoch times are almost the same. During the ICME, two processes must be taken into account. The strong decrease in the pressure at the second epoch time causes a weakening of the magnetopause current, which leads to a decrease in SYM-H. In addition, the intensification of the ring current also induces a decrease in SYM-H. Since the two processes obviously occur during the first hours of the ICME, it is difficult to estimate their respective contributions. However, it is shown that MCs (with shock in red and without shock in orange) cause the strongest decreases in SYM-H. Variations in SYM-H during ejecta without shock (in green) are very weak and those of ejecta with shock are intermediate. Observations of SEAs of AE bring complementary information. Again, the wall structure is observed at the first epoch time for shock-associated events and intensification of auroral electrojets remains high during the sheath. For events without shock, despite the fact that SYM-H does not react, there is an increase in AE. Even though this increase is weak and progressive (reminding us of the variations in B), it does exist and is not negligible. During the ICMEs, AE increases in the first part of the MCs (red and orange) and then decreases in the second part, while it decreases during the overall ejecta (green and blue).

4.2 Discussion

The results reveal the effects of these features (presence of a shock, magnetic structure) on the profiles of solar wind parameters. During the sheath, it has been shown that the amplitude of all solar wind parameters strongly depends on the presence of a shock. However, it has been noticed that they also slightly depend on the magnetic structure (ejecta or MC). The pressure and the magnetic field increase, on average, more strongly for MC with shock (in red) than for ejecta with shock (in blue) and for MC without shock (in orange) than for ejecta without shock (in green). We believe that this difference is related to the pre-event solar wind conditions, which are not the same for MCs and ejecta. Indeed, we showed that all solar wind parameters (in particular the speed) of the upstream solar wind are lower for MCs than ejecta. As a consequence, even if the speeds during the events are similar, the rate of change of speed at the first epoch time is higher upstream of MCs than upstream of ejecta, which may account for the stronger magnetic field during the sheath. However, the explanation for this difference in initial conditions is not clear, but it is important to note that they are different for the two subsets of ICMEs (ejecta and MC) and

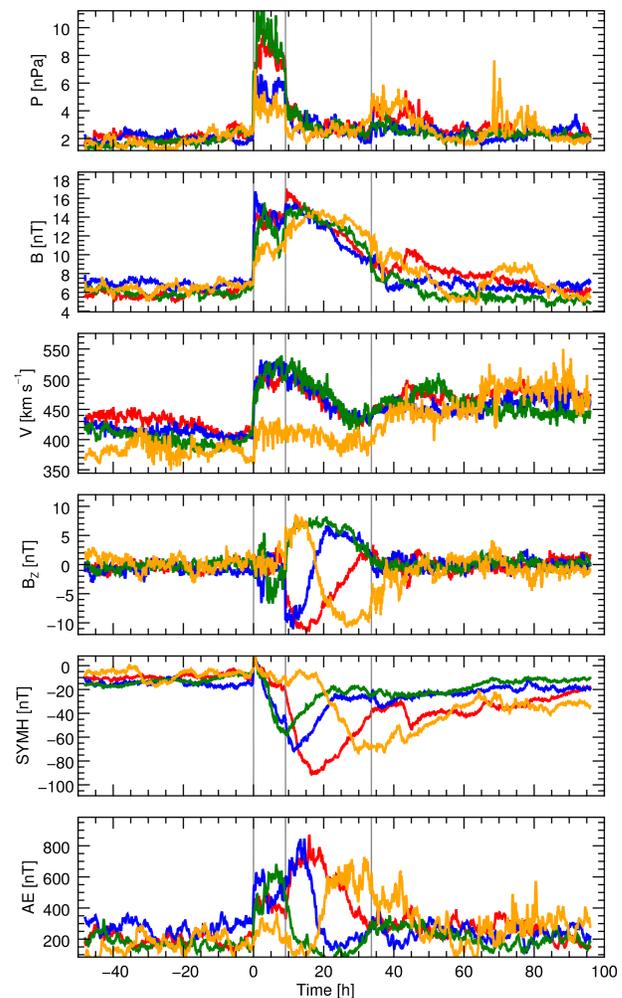


Figure 4. SEAs of four SW parameters (B , P , V , B_Z) and two geomagnetic indices (SYM-H and AE) for 69 magnetic clouds between 1996 and 2008. The three vertical lines are the epoch times indicating (respectively from left to right) the onset of the sheath, the onset of the ICME, and the end of the ICME. The different colors correspond to different polarities of magnetic clouds: full north (17 events) in green, north-south (9) in orange, south-north (16) in blue, and full south (27) in red.

this implies some differences in solar wind parameter amplitude during the sheath.

The shock causes a strong reaction of the overall current system. If there is no shock, SYM-H barely reacts and AE increases progressively and weakly. This provides crucial indication of the dissipation of energy into the different currents of the magnetosphere. During the sheath crossing, if there is no shock, then only a modest quantity of energy enters the magnetosphere. In this case, the energy seems to move preferably toward the electrojets, which are sufficient enough to dissipate that energy. Thus, the ring current is not involved. These results are in good agreement with the results of Huttunen and Koskinen (2004), who showed that sheaths, with

highly oscillating B_Z , are more likely to make AE react than SYM-H. Conversely, if there is a shock, a huge amount of energy abruptly enters the entire magnetosphere, including the ring current.

Recently, Yermolaev et al. (2015) investigated several large-scale types of solar wind. They proposed a description of a few solar wind parameters and magnetic indices during ICMEs using a method similar to ours. Our results and interpretations confirm and complete those of Yermolaev et al. (2015), notably about the magnetic field amplitude during ejecta and MC with or without shock. The magnetic field amplitude during the ICME depends on both features. MCs display a higher magnetic field than ejecta and their amplitude is the highest near the center of the MC. However, the presence of a shock tends to increase the magnetic field during the first part of the ICME. Thus, MCs without shocks (in orange) display a magnetic field amplitude that is consistent with the Lundquist solution for MCs (Lundquist, 1950; Burlaga, 1988). If the MC is preceded by a shock, then the sheath compresses the MC, increasing the magnetic field in its first half. First, this explains why it is higher for ejecta with shock (in blue) than for ejecta without shock (in green), and secondly, this explains why MCs with shock (in red) have higher magnetic field amplitude than MCs without shock (in orange) during the first part of the magnetic cloud. These distinctions in the solar wind parameters also seem to have a direct impact on the reaction of geomagnetic indices, especially for MCs with shock, which logically cause the strongest reaction. The second strongest reaction during the ICMEs is caused by MC without shock, confirming that MCs are more effective in disturbing the ring current than ejecta. However, one can note the decrease in SYMH in the first part of the ejecta associated with shock (in blue). This is related to the presence of a shock, causing an increase in the magnetic field amplitude at this time.

5 Polarity of magnetic clouds

5.1 Results

To further investigate the geoeffectiveness of the 69 magnetic clouds, we divide them into four groups according to their polarity. The polarity of a magnetic cloud is defined with respect to the sign of the z component of the magnetic field (B_Z). MCs are therefore sorted as follows: full-north (FN-MC, 17 events) in green, north–south (NS-MC, 9 events) in orange, south–north (SN-MC, 16 events) in blue, and full-south (FS-MC, 27 events) in red. The higher number of events in the SN group (16) over those in the NS group (9) is consistent with the study of Mulligan et al. (1998), suggesting that the number of SN polarity prevails the NS polarity during the odd solar cycle. However, we underline that the number of events for each group is considerably reduced, and thus statistical results should be considered care-

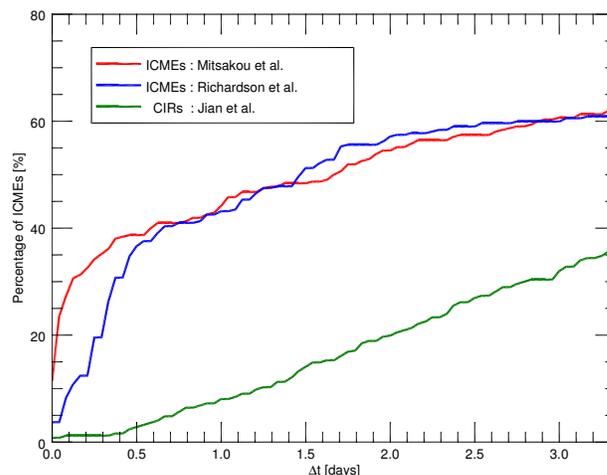


Figure 5. Percentage of events involved in a sequence according to Δt . Two events are involved in a sequence if they are separated by less than Δt days. For comparison purpose, the red and blue lines give the results for two lists: Mitsakou and Moussas (2014b) (in red) and Cane and Richardson (2003) (in blue). We also added the results for a list of CIRs from Jian et al. (2006) study (in green).

fully. Figure 4 gives SEAs of four solar wind parameters (P , B , V , and B_Z) and two geomagnetic indices (SYM-H and AE).

All groups display some relatively similar profiles of pressure, magnetic field amplitude, and speed despite two significant differences. First, the speed of NS-MCs are particularly low and do not display the typical and expected variations (strong increase at the first epoch time and slow decrease during the ICME). Secondly, the pressure during the sheath is lower for bipolar MCs (orange and blue) compared to unipolar (blue and red) ones. Apart from this, the only meaningful difference is observed for B_Z since the four groups display four strong and distinct rotations of their magnetic field.

SEAs of geomagnetic indices indicate that the different groups cause very specific profiles of magnetic storms. FS-MCs cause the strongest reaction and SYM-H reaches its maximal amplitude near the center of the cloud. Comparing the SEA of SYM-H for SN-MCs and NS-MCs, one can observe that the minimal values are similar despite two very distinct temporal profiles. For SN-MCs, SYM-H continues the decrease started during the sheath and reaches its minimal value in the first half of the cloud. Conversely, for NS-MCs, SYM-H recovers from the disturbances due to the sheath during the first half of the cloud and then decreases again during the second half, forming a two-peak magnetic storm. For FN-MCs, the maximal amplitude of SYM-H is reached at the second epoch time and SYM-H recovers all along the magnetic cloud.

5.2 Discussion

In addition to confirming some well-known results (e.g., FS-MCs are the most geoeffective; see e.g., Huttunen et al. (2005)), our approach leads to original results concerning the dynamics of the magnetic storms. SN-MCs and NS-MCs have similar geoefficiencies, which confirm the results obtained by Li and Luhmann (2004) or by Kilpua et al. (2012), who compare the geoeffectiveness of SN-MCs and NS-MCs using the Burton et al. (1975) Dst formula. However, they display very different temporal profiles since the disturbances due to the magnetic clouds could either come in addition to those of the sheaths (for SN-MCs) or form two-peak storms (for NS-MCs). A previous study by Fenrich and Luhmann (1998) pointed out that approximately 40% of the magnetic clouds are followed by a fast solar wind, which can cause an increase in the magnetic field amplitude toward the latter part of the magnetic cloud most of the time. Therefore, they argued that in the case of NS-MCs, the increase in magnetic field amplitude when the interplanetary magnetic field B_Z is negative could increase their geoeffectiveness. The apparent opposite results of Fenrich and Luhmann (1998) to those of Li and Luhmann (2004) and Kilpua et al. (2012) could therefore be explained by our results. On the first hand, the geoeffectiveness of NS-MCs is increased by the following high-speed solar wind. On the other hand, the geoeffectiveness of SN-MCs is increased by the contribution of the preceding sheath (also observed by Echer and Gonzalez (2004)). All in all, the average intensities of the magnetic storms are similar for the two subsets of MCs and our panel of events.

We recall that these results should be taken with caution because of the small number of events (16 and 9). It is interesting to note that NS-MCs are geoeffective in the second half of the MCs despite their unusually low speed. This suggests that speed does not play a crucial role in the geoeffectiveness of MCs. This is supported by Tsurutani et al. (2004), who studied the properties and geoeffectiveness of slow magnetic clouds. They found that slow magnetic clouds were surprisingly geoeffective due to large electric fields, despite their low speed. It is also clear that FN-MCs are not geoeffective and that the magnetic storms caused during their crossing are exclusively attributed to the sheaths preceding them. The polarity of magnetic clouds is a crucial feature since it determines not only their geoeffectiveness but also the time profile of the magnetic storms. Thus, depending on the polarity of the MC, the maximal amplitude of the storm can be reached either near the onset of the MC (for FN-MCs) or at its end (for NS-MCs), i.e., with more than 24 h between them.

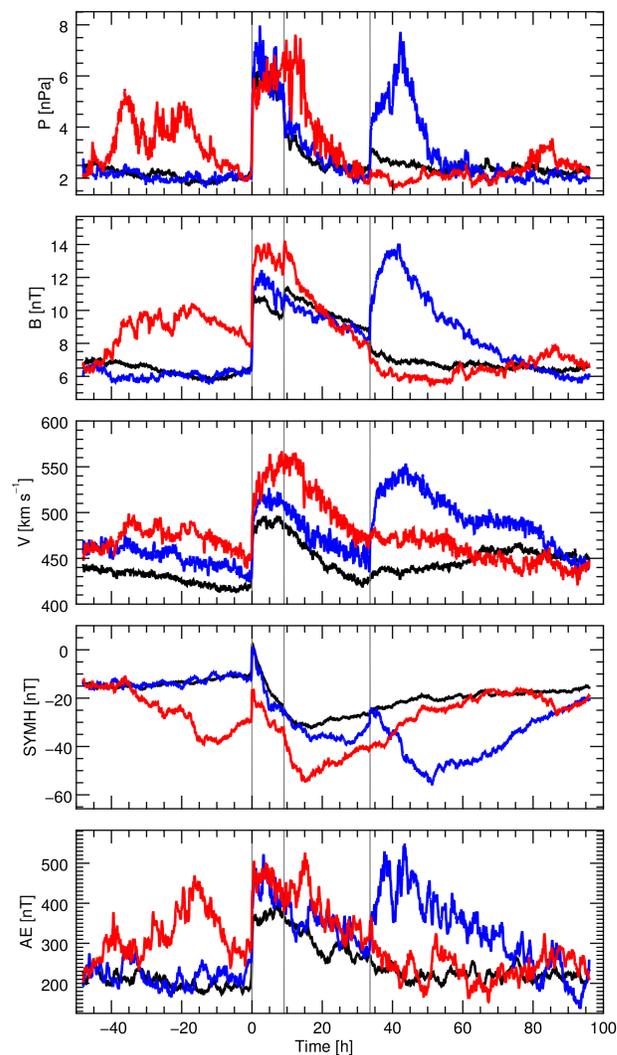


Figure 6. SEAs of three SW parameters (B , P , V) and two geomagnetic indices (SYM-H and AE) for 306 ICMEs between 1996 and 2008. The three vertical lines are the epoch times indicating (respectively from left to right) the onset of the sheath, the onset of the ICME, and the end of the ICME. The different colors correspond to different subset of events: isolated events (black line, 187 events), first events (in blue, 34 events), and second events (in red, 34 events).

6 Sequences of events

6.1 Results

Here, we aim to focus on the sequences of ICMEs using the same SEA method as in previous sections. We define the sequence of events as follows. Two ICMEs are considered as involved in a sequence if they follow one another quickly, i.e., if the time interval between them (between the end of the first ICME and the sheath onset of the second one) is less than a given time Δt . In Fig. 5, we plot the percentage of ICMEs involved in a sequence as a function of Δt . In or-

der to validate the observations, we use two lists of ICMEs from two different studies: Mitsakou and Moussas (2014b) (on which our list is based) and Cane and Richardson (2003). For comparison purposes, we add a similar plot for a list of co-rotating interaction regions (CIRs) (Jian et al. (2006), sequences of CIRs being defined similarly). The two lists of ICMEs indicate that ICMEs have a strong tendency to follow one another and to form sequences of events (which is not true for CIRs). Indeed, if we set $\Delta t = 0.5$ days, 40% of ICMEs are involved in a sequence. As can be seen in Figure 2, geomagnetic indices (especially SYM-H) are not completely recovered 12 h after the end of the ICMEs. This means that for a non-negligible number of events, they impact a magnetosphere that is already influenced by a previous event. In previous sections, events were considered as isolated structures and initial state of the magnetosphere was not been taken into account. In this section, we focus on the effect of such sequences of events.

We set $\Delta t = 0.5$ days. All in all, 187 events are found to be isolated and 119 are involved in a sequence. Among them, we found 34 sequences of two events, 10 sequences of three events, 4 sequences of four events, and 1 sequence of five events. In this section, we keep only isolated events and those involved in a sequence of two. Three subsets are considered: isolated (187 events), first of a sequence (34, hereafter referred to as “first events”), and second of a sequence (34, “second events”).

In Fig. 6, we plot SEAs for the same parameters as previous sections for the three considered groups. Isolated events are displayed in black, first events in blue, and second events in red. As expected, the three lines display strong differences before and after the event crossings. Isolated events display low solar wind parameters before and after the event crossing. Conversely, we can easily see the presence of other events, either following the first events of the sequences (in blue) or preceding the second events (in red). Solar wind parameters during the events are relatively similar for all groups. The pressures during the sheath are similar, while the peak of pressure in the first part of the ICME for second events (in red) might be due to the effect of one singular event. The magnetic field during the sheath is also slightly higher for the second events, probably due to the corresponding higher speed.

The two bottom panels of Fig. 6 show SEAs of geomagnetic indices AE and SYM-H for the same three groups. The black line is the SEA for isolated events and shows the typical profile of a magnetic storm that is not disturbed by other events. The blue line corresponds to the first events of the sequences and both indices are relatively close to those of isolated events. The main differences occur for second events (red line), especially for SYM-H. In these cases, SYM-H displays higher amplitude at the first epoch time. Then, during the event, SYM-H displays the expected decrease in SYM-H, which reaches amplitudes much higher than for isolated or first events.

6.2 Discussion

These results point out the importance of considering the initial state of the magnetosphere. First, it has been shown that sequences of ICMEs are very common. Out of our list, 40% of the ICMEs were involved in a sequence. This reveals some characteristics of solar wind parameters seen in Fig. 2. The relatively high values of pressure, magnetic field, and speed after the third epoch time is clearly credited to the presence of other events in a non-negligible number of cases. Belonging to a sequence does not seem to strongly affect the profile of the solar wind parameters during the event crossing itself (between the first and the third epoch time). They are similar, except for the higher speed of second events, which can be seen as a cause of the sequence. Indeed, if two ICMEs escape the sun and the second one is faster than the first one, then it can catch it up and form a sequence. In the opposite case, the first event will outrun the second one and there will be no sequence. Despite relatively similar solar wind parameters, the profile of geomagnetic indices is strongly different since SYM-H reaches much higher amplitude for the second events of sequences. These results directly confirm those of Eselevich and Fainshtein (1993) since we showed that in the case of a sequence of events, the amplitude of the second magnetic storm (in terms of SYM-H) is statistically higher than that of the first one. The observation of the temporal profile brings additional information. The relative decrease in SYM-H during the crossing of the second event (difference between SYM-H at the first epoch time and the minimal value of SYM-H) is close to that of the first event ($\Delta \text{SYM-H} \approx -25nT$). The difference found in the magnetic storm intensity is thus related to the initial state of the magnetosphere being much more disturbed when the second events impact it.

We underline that these are statistical results and that for some specific cases, the preconditioning could not play a role in the development of the magnetic storm (see e.g., Kozyra et al. (2002)).

7 Summary

We performed a statistical analysis of 306 ICMEs and their induced magnetic storms over the period 1996–2008. While most of studies using SEA consider the minimum value of Dst as the epoch time, we chose three epoch times related to the structure of the ICMEs (following a framework similar to those of Yermolaev et al. (2015) and Kilpua et al. (2015)). Then we sorted events according to large-scale features (presence of a shock, magnetic structure, polarity, belonging to a sequence). On the one hand, our study reproduces some well-known results and, on the other hand, it shows new elements that reveal the variability of the dynamics of magnetic storms caused by ICMEs.

First, our study shows the necessity of considering each event (sheath + ICME) as a whole. Indeed, the global magnetic storm is related to both contributions of the sheath and the ICME and most of the time the magnetosphere is still undergoing the disturbances from the sheath when the ICME impacts it.

By sorting the events according to large-scale features, we revealed the main characteristics of geoeffective events, supporting and completing previous studies (e.g., Yermolaev et al., 2015). The geoeffectiveness of the sheath is strongly related to the presence of a shock. The geoeffectiveness of the ICME is related to both features. The compression between the sheath and the ICME causes an increase in the magnetic field amplitude during the first part of the ICME, which might increase its geoeffectiveness. The faster the ICME propagates, the stronger this increase is. Thus, this effect is essentially observed for shock-associated events. Concerning the magnetic structures, MCs cause stronger magnetic disturbances than ejecta, which barely makes SYM-H react most of the time. Our results also confirm these of Huttunen and Koskinen (2004), who found that the sheaths disturb the electrojets more than the ring current.

It is also interesting to note that ambient solar wind conditions are not the same for MCs and ejecta. This is an important result since it suggests that the initial state of the magnetosphere is more relaxed before a MC-related event.

To our knowledge, it is the first time the effects of the polarity of magnetic clouds are studied using SEA. Our approach provides a better understanding of the variability of magnetic storms caused by MCs. The polarity impacts not only the intensity of the magnetic storms but also their temporal profile. In the case of SN-MCs, the contribution of the MC comes in addition to that of the sheath, in contrast to NS-MCs, where the sheath and the magnetic cloud tend to form a two-step storm. The geoeffectiveness of SN-MCs is increased by the contribution of the preceding sheath, while that of NS-MCs could be increased by the following high-speed solar wind (Fenrich and Luhmann, 1998). This could explain why there is no clear difference in geoeffectiveness for these two subsets of MCs (agreeing with the previous study of Li and Luhmann (2004)).

Full-south magnetic clouds following shocks are, on average, clearly the most geoeffective structures since each substructure (sheath following a shock and FS-MCs) strongly disturbs the magnetosphere. Conversely, ejecta or FN-MCs, if they are not fast enough to induce the development of a shock upstream from them, will cause only modest disturbances, more likely in the auroral electrojets.

ICMEs have a strong tendency to form sequences of events following one another. Between 1996 and 2008, we found that 40% of the ICMEs belong to such sequences. Our results support the results of other studies that show that these sequences are an important source of geoeffectiveness (e.g., Eselevich and Fainshtein, 1993; Echer and Gonzalez, 2004; Skoug et al., 2004; Farrugia et al., 2006). However, we

showed that although second events usually propagate faster than the first ones, these events do not seem to affect each other and their structures are roughly similar to those of isolated events. This result suggests that the stronger reaction of the magnetosphere is clearly due to the sequence itself. Thus, this underlines the relevance of the initial state of the magnetosphere when an event impacts it. It could also put into question the notion of “extreme events” since several modest events could produce as much magnetic disturbance as one strong event.

8 Data availability

The data are publicly accessible. They can be found at the websites <http://isgi.unistra.fr> and <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

The Supplement related to this article is available online at doi:10.5194/angeo-35-147-2017-supplement.

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

Acknowledgements. Remi Benacquista’s thesis is co-financed by ONERA and CNES. The results presented in this paper rely on geomagnetic indices calculated and made available by ISGI Collaborating Institutes from data collected at magnetic observatories. We thank the involved national institutes, the INTERMAGNET network, and ISGI (isgi.unistra.fr). The authors are grateful to the OMNI database for the use of the data, obtained at <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

The topical editor, G. Balasis, thanks the two anonymous referees for help in evaluating this paper.

References

- Akasofu, S.-I.: Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, 28, 121–190, 1981.
- Borovsky, J. E. and Denton, M. H.: Magnetic field at geosynchronous orbit during high-speed stream-driven storms: Connections to the solar wind, the plasma sheet, and the outer electron radiation belt, *J. Geophys. Res.*, 115, A08217, doi:10.1029/2009JA015116, 2010.
- Burlaga, L.: Magnetic Clouds and Force-Free Fields With Constant Alpha, *J. Geophys. Res.*, 93, 7217–7224, 1988.
- Burlaga, L. F.: Terminology for ejecta in the solar wind, *EOS*, 82, 433–433, doi:10.1029/01EO00265, 2001.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., and Schwenn, R.: Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 6673–6684, doi:10.1029/JA086iA08p06673, 1981.

- Burton, R. K., McPherron, R. L., and Russell, C. T.: An empirical relationship between interplanetary conditions and *Dst*, *J. Geophys. Res.*, 80, 4204–4214, doi:10.1029/JA080i031p04204, 1975.
- Cane, H. V. and Richardson, I. G.: Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996–2002, *J. Geophys. Res.*, 108, 1156, doi:10.1029/2002JA009817, 2003.
- Crooker, N.: Solar and heliospheric geoeffective disturbances, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 62, 1071–1085, doi:10.1016/S1364-6826(00)00098-5, 2000.
- Denton, M. H., Borovsky, J. E., Skoug, R. M., Thomsen, M. F., Lavraud, B., Henderson, M. G., McPherron, R. L., Zhang, J. C., and Liemohn, M. W.: Geomagnetic storms driven by ICME- and CIR-dominated solar wind, *J. Geophys. Res.*, 111, A07S07, doi:10.1029/2005JA011436, 2006.
- Dumbović, M., Devos, A., Vršnak, B., Sudar, D., Rodriguez, L., Ruždjak, D., Leer, K., Vennerstrøm, S., and Veronig, A.: Geoeffectiveness of Coronal Mass Ejections in the SOHO Era, *Sol. Phys.*, 290, 579–612, doi:10.1007/s11207-014-0613-8, 2015.
- Echer, E. and Gonzalez, W. D.: Geoeffectiveness of interplanetary shocks, magnetic clouds, sector boundary crossings and their combined occurrence: GEOEFFECTIVENESS OF IP STRUCTURES, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L09808, doi:10.1029/2003GL019199, 2004.
- Echer, E., Alves, M., and Gonzalez, W.: A statistical study of magnetic cloud parameters and geoeffectiveness, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 67, 839–852, doi:10.1016/j.jastp.2005.02.010, 2005.
- Eselevich, V. and Fainshtein, V. G.: An investigation of the relationship between the magnetic storm *Dst*-index and different types of solar wind streams, *Ann. Geophys.*, 11, 678–684, 1993.
- Farrugia, C., Matsui, H., Kucharek, H., Jordanova, V., Torbert, R., Ogilvie, K., Berdichevsky, D., Smith, C., and Skoug, R.: Survey of intense Sun–Earth connection events (1995–2003), *Adv. Space Res.*, 38, 498–502, doi:10.1016/j.asr.2005.05.051, 2006.
- Fenrich, F. R. and Luhmann, J. G.: Geomagnetic response to magnetic clouds of different polarity, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2999–3002, doi:10.1029/98GL51180, 1998.
- Ganushkina, N. Y., Liemohn, M. W., Dubyagin, S., Daglis, I. A., Dandouras, I., De Zeeuw, D. L., Ebihara, Y., Ilie, R., Katus, R., Kubyschkina, M., Milan, S. E., Ohtani, S., Ostgaard, N., Reistad, J. P., Tenfjord, P., Toffoletto, F., Zaharia, S., and Amariutei, O.: Defining and resolving current systems in geospace, *Ann. Geophys.*, 33, 1369–1402, doi:10.5194/angeo-33-1369-2015, 2015.
- Gonzalez, W. D., de Gonzalez, A. L. C., Dal Lago, A., Tsurutani, B. T., Arballo, J. K., Lakhina, G. K., Buti, B., Ho, C. M., and Wu, S.-T.: Magnetic cloud field intensities and solar wind velocities, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 963–966, doi:10.1029/98GL00703, 1998.
- Gopalswamy, N.: Solar connections of geoeffective magnetic structures, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 70, 2078–2100, doi:10.1016/j.jastp.2008.06.010, 2008.
- Gosling, J. T., Russell, C. T., Priest, E. R., and Lee, L. C.: Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, in: *Geophysical Monograph Series*, American Geophysical Union, Washington, DC, 58, 343–364, <http://doi.wiley.com/10.1029/GM058p0343>, 1990.
- Guo, J., Feng, X., Emery, B. A., Zhang, J., Xiang, C., Shen, F., and Song, W.: Energy transfer during intense geomagnetic storms driven by interplanetary coronal mass ejections and their sheath regions: ENERGY TRANSFER, *J. Geophys. Res.*, 116, A05106, doi:10.1029/2011JA016490, 2011.
- Hietala, H., Kilpua, E. K. J., Turner, D. L., and Angelopoulos, V.: Depleting effects of ICME-driven sheath regions on the outer electron radiation belt, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 2258–2265, doi:10.1002/2014GL059551, 2014.
- Huttunen, K. E. J. and Koskinen, H. E. J.: Importance of post-shock streams and sheath region as drivers of intense magnetospheric storms and high-latitude activity, *Ann. Geophys.*, 22, 1729–1738, doi:10.5194/angeo-22-1729-2004, 2004.
- Huttunen, K. E. J., Huttunen, J., Koskinen, H., and Schwenn, R.: Variability of magnetospheric storms driven by different solar wind perturbations, *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JA900171, 2002.
- Huttunen, K. E. J., Schwenn, R., Bothmer, V., and Koskinen, H. E. J.: Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23, *Ann. Geophys.*, 23, 625–641, doi:10.5194/angeo-23-625-2005, 2005.
- Ilie, R., Liemohn, M. W., Thomsen, M. F., Borovsky, J. E., and Zhang, J.: Influence of epoch time selection on the results of superposed epoch analysis using ACE and MPA data, *J. Geophys. Res.*, 113, A00A14, doi:10.1029/2008JA013241, 2008.
- Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G., and Skoug, R. M.: Properties of Stream Interactions at One AU During 1995–2004, *Sol. Phys.*, 239, 337–392, doi:10.1007/s11207-006-0132-3, 2006.
- Kilpua, E., Jian, L., Li, Y., Luhmann, J., and Russell, C.: Multipoint ICME encounters: Pre-STEREO and STEREO observations, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 73, 1228–1241, doi:10.1016/j.jastp.2010.10.012, 2011.
- Kilpua, E. K. J., Li, Y., Luhmann, J. G., Jian, L. K., and Russell, C. T.: On the relationship between magnetic cloud field polarity and geoeffectiveness, *Ann. Geophys.*, 30, 1037–1050, doi:10.5194/angeo-30-1037-2012, 2012.
- Kilpua, E. K. J., Isavnin, A., Vourlidas, A., Koskinen, H. E. J., and Rodriguez, L.: On the relationship between interplanetary coronal mass ejections and magnetic clouds, *Ann. Geophys.*, 31, 1251–1265, doi:10.5194/angeo-31-1251-2013, 2013.
- Kilpua, E. K. J., Hietala, H., Turner, D. L., Koskinen, H. E. J., Pulkkinen, T. I., Rodriguez, J. V., Reeves, G. D., Claudepierre, S. G., and Spence, H. E.: Unraveling the drivers of the storm time radiation belt response: RADIATION BELT AND STORM DRIVERS, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 3076–3084, doi:10.1002/2015GL063542, 2015.
- King, J. H. and Papitashvili, N.: Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data, *J. Geophys. Res.*, 110 A02104, doi:10.1029/2004JA010649, 2005.
- Kozyra, J. U., Liemohn, M. W., Clauer, C. R., Ridley, A. J., Thomsen, M. F., Borovsky, J. E., Roeder, J. L., Jordanova, V. K., and Gonzalez, W. D.: Multistep *Dst* development and ring current composition changes during the 4–6 June 1991 magnetic storm: multistep *DST* and ring current composition, *J. Geophys. Res.*, 107, 1–2, doi:10.1029/2001JA000023, 2002.
- Lavraud, B., Thomsen, M. F., Borovsky, J. E., Denton, M. H., and Pulkkinen, T. I.: Magnetosphere preconditioning under northward IMF: Evidence from the study of coronal mass ejection and corotating interaction region geoeffectiveness, *J. Geophys. Res.*, 111, A09208, doi:10.1029/2005JA011566, 2006.

- Lepping, R. P., Wu, C.-C., and Berdichevsky, D. B.: Automatic identification of magnetic clouds and cloud-like regions at 1 AU: occurrence rate and other properties, *Ann. Geophys.*, 23, 2687–2704, doi:10.5194/angeo-23-2687-2005, 2005.
- Lepping, R. P., Berdichevsky, D. B., Wu, C.-C., Szabo, A., Narock, T., Mariani, F., Lazarus, A. J., and Quivers, A. J.: A summary of WIND magnetic clouds for years 1995–2003: model-fitted parameters, associated errors and classifications, *Ann. Geophys.*, 24, 215–245, doi:10.5194/angeo-24-215-2006, 2006.
- Li, Y. and Luhmann, J.: Solar cycle control of the magnetic cloud polarity and the geoeffectiveness, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 66, 323–331, doi:10.1016/j.jastp.2003.12.001, 2004.
- Liu, Y. D., Luhmann, J. G., Kajdič, P., Kilpua, E. K., Lugaz, N., Nitta, N. V., Möstl, C., Lavraud, B., Bale, S. D., Farrugia, C. J., and Galvin, A. B.: Observations of an extreme storm in interplanetary space caused by successive coronal mass ejections, *Nat. Commun.*, 5, 3481, doi:10.1038/ncomms4481, 2014.
- Lundquist, S.: *Ark. Fys.*, 361–365, 1950.
- Lyatsky, W. and Tan, A.: Solar wind disturbances responsible for geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 108, 1134, doi:10.1029/2001JA005057, 2003.
- Menvielle, M., Iyemori, T., Marchaudon, A., and Nosé, M.: Geomagnetic Indices, in: *Geomagnetic Observations and Models*, edited by: Manda, M. and Korte, M., Springer Netherlands, Dordrecht, 183–228, 2011.
- Mitsakou, E. and Moussas, X.: Erratum to: Statistical Study of ICMEs and Their Sheaths During Solar Cycle 23 (1996–2008), *Sol. Phys.*, 289, 4413–4421, doi:10.1007/s11207-014-0575-x, 2014a.
- Mitsakou, E. and Moussas, X.: Statistical Study of ICMEs and Their Sheaths During Solar Cycle 23 (1996–2008), *Sol. Phys.*, 289, 3137–3157, doi:10.1007/s11207-014-0505-y, 2014b.
- Miyoshi, Y. and Kataoka, R.: Ring current ions and radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L21105, doi:10.1029/2005GL024590, 2005.
- Mulligan, T., Russell, C. T., and Luhmann, J. G.: Solar cycle evolution of the structure of magnetic clouds in the inner heliosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2959–2962, doi:10.1029/98GL01302, 1998.
- Owens, M. J. and Cargill, P.: Correlation of magnetic field intensities and solar wind speeds of events observed by ACE, *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JA000238, 2002.
- Pulkkinen, T., Palmroth, M., Tanskanen, E., Ganushkina, N., Shukhtina, M., and Dmitrieva, N.: Solar wind – magnetosphere coupling: A review of recent results, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 69, 256–264, doi:10.1016/j.jastp.2006.05.029, 2007.
- Richardson, I. G. and Cane, H.: The fraction of interplanetary coronal mass ejections that are magnetic clouds: Evidence for a solar cycle variation, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L18804, doi:10.1029/2004GL020958, 2004.
- Richardson, I. G. and Cane, H. V.: Solar wind drivers of geomagnetic storms during more than four solar cycles, *Journal of Space Weather and Space Climate*, 2, A01, A09102, doi:10.1051/swsc/2012001, 2012.
- Skoug, R. M., Gosling, J., Steinberg, J., and McComas, D.: Extremely high speed solar wind: 29–30 October 2003, *J. Geophys. Res.*, 109, 8519–8531, doi:10.1029/2004JA010494, 2004.
- Tsurutani, B. T., Gonzalez, W. D., Tang, F., Akasofu, S. I., and Smith, E. J.: Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978–1979), *J. Geophys. Res.*, 93, 8519–8531, doi:10.1029/JA093iA08p08519, 1988.
- Tsurutani, B., Gonzalez, W., Zhou, X.-Y., Lepping, R., and Bothmer, V.: Properties of slow magnetic clouds, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 66, 147–151, doi:10.1016/j.jastp.2003.09.007, 2004.
- Turner, N. E., Cramer, W. D., Earles, S. K., and Emery, B. A.: Geoefficiency and energy partitioning in CIR-driven and CME-driven storms, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 71, 1023–1031, doi:10.1016/j.jastp.2009.02.005, 2009.
- Veselovsky, I. S., Panasyuk, M. I., Avdyushin, S. I., Bazilevskaya, G. A., Belov, A. V., Bogachev, S. A., Bogod, V. M., Bogomolov, A. V., Bothmer, V., Boyarchuk, K. A., Vashenyuk, E. V., Vlasov, V. I., Gnezdilov, A. A., Gorgutsa, R. V., Grechnev, V. V., Denisov, Y. I., Dmitriev, A. V., Dryer, M., Yermolaev, Y. I., Eroshenko, E. A., Zherebtsov, G. A., Zhitnik, I. A., Zhukov, A. N., Zastenker, G. N., Zelenyi, L. M., Zeldovich, M. A., Ivanov-Kholodnyi, G. S., Ignat'ev, A. P., Ishkov, V. N., Kolomiyytsev, O. P., Krasheninnikov, I. A., Kudela, K., Kuzhevsky, B. M., Kuzin, S. V., Kuznetsov, V. D., Kuznetsov, S. N., Kurt, V. G., Lazutin, L. L., Leshchenko, L. N., Litvak, M. L., Logachev, Y. I., Lawrence, G., Markeev, A. K., Makhmutov, V. S., Mitrofanov, A. V., Mitrofanov, I. G., Morozov, O. V., Myagkova, I. N., Nusinov, A. A., Oparin, S. N., Panasenco, O. A., Pertsov, A. A., Petrukovich, A. A., Podorol'sky, A. N., Romashets, E. P., Svertilov, S. I., Svidsky, P. M., Svirzhevskaya, A. K., Svirzhevsky, N. S., Slemzin, V. A., Smith, Z., Sobel'man, I. I., Sobolev, D. E., Stozhkov, Y. I., Suvorova, A. V., Sukhodrev, N. K., Tindo, I. P., Tokhchukova, S. K., Fomichev, V. V., Chashey, I. V., Chertok, I. M., Shishov, V. I., Yushkov, B. Y., Yakovchouk, O. S., and Yanke, V. G.: Solar and Heliospheric Phenomena in October–November 2003: Causes and Effects, *Cosmic Res.*, 42, 435–488, doi:10.1023/B:COSM.0000046229.24716.02, 2004.
- Wang, Y. M., Ye, P., and Wang, S.: Multiple magnetic clouds: Several examples during March–April 2001, *J. Geophys. Res.*, 108, 1370, doi:10.1029/2003JA009850, 2003.
- Wanliss, J. A. and Showalter, K. M.: High-resolution global storm index: *Dst* versus SYM-H, *J. Geophys. Res.*, 111, A02202, doi:10.1029/2005JA011034, 2006.
- Wu, C.-C. and Lepping, R.: Effects of magnetic clouds on the occurrence of geomagnetic storms: The first 4 years of Wind, *J. Geophys. Res.*, 107, 107, 1314, doi:10.1029/2001JA000161, 2002.
- Yermolaev, Y. I., Yermolaev, M. Y., Lodkina, I. G., and Nikolaeva, N. S.: Statistical investigation of heliospheric conditions resulting in magnetic storms, *Cosmic Res.*, 45, 1–8, doi:10.1134/S0010952507010017, 2007.
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., and Yermolaev, M. Y.: Specific interplanetary conditions for CIR-, Sheath-, and ICME-induced geomagnetic storms obtained by double superposed epoch analysis, *Ann. Geophys.*, 28, 2177–2186, doi:10.5194/angeo-28-2177-2010, 2010.
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., and Yermolaev, M. Y.: Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 117, A00L07, doi:10.1029/2011JA017139, 2012.
- Yermolaev, Y. I., Lodkina, I. G., Nikolaeva, N. S., and Yermolaev, M. Y.: Dynamics of large-scale solar wind streams ob-

- tained by the double superposed epoch analysis: dynamics of large solar wind streams, *J. Geophys. Res.*, 120, 7094–7106, doi:10.1002/2015JA021274, 2015.
- Zhang, J., Liemohn, M. W., Kozyra, J. U., Thomsen, M. F., Elliott, H. A., and Weygand, J. M.: A statistical comparison of solar wind sources of moderate and intense geomagnetic storms at solar minimum and maximum, *J. Geophys. Res.*, 111, A01104, doi:10.1029/2005JA011065, 2006.
- Zurbuchen, T. H. and Richardson, I. G.: In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections, *Space Sci. Rev.*, 123, 31–43, doi:10.1007/s11214-006-9010-4, 2006.

Bibliographie

- Alves, M. V., Echer, E., and Gonzalez, W. D. (2006). Geoeffectiveness of corotating interaction regions as measured by *Dst* index. *Journal of Geophysical Research*, 111(A7).
- Ananthkrishnan, R. (1954). Prominence activity (1905–1952). *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, 40(2) :72–90.
- Anderson, B. R., Millan, R. M., Reeves, G. D., and Friedel, R. H. W. (2015). Acceleration and loss of relativistic electrons during small geomagnetic storms : ELECTRON FLUX RESPONSE TO SMALL STORMS. *Geophysical Research Letters*, 42(23) :10,113–10,119.
- Benacquista, R., Rochel, S., and Rolland, G. (2017). Understanding the variability of magnetic storms caused by ICMs. *Annales Geophysicae*, 35(1) :147–159.
- Burlaga, L. (1988). Magnetic Clouds and Force-Free Fields With Constant Alpha. *Journal of geophysical research*, pages 7217–7224.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., and Schwenn, R. (1981). Magnetic loop behind an interplanetary shock : Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *Journal of Geophysical Research*, 86(A8) :6673.
- Burlaga, L. F. (2001). Terminology for ejecta in the solar wind. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 82(39) :433–433.
- Burton, R. K., McPherron, R. L., and Russell, C. T. (1975). An empirical relationship between interplanetary conditions and *Dst*. *Journal of Geophysical Research*, 80(31) :4204–4214.
- Cane, H. V. and Richardson, I. G. (2003). Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996–2002. *Journal of Geophysical Research*, 108(A4).
- Cannon, P. (2013). *Extreme space weather : impacts on engineered systems and infrastructure*. Royal Academy of Engineering. OCLC : 830024325.
- Carrington, R. C. (1859). Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20(1) :13–15.
- Chambodut, A., Marchaudon, A., Lathuillière, C., Menvielle, M., and Foucault, E. (2015). New hemispheric geomagnetic indices α with 15 min time resolution : NEW α_{15} HEMISPHERIC GEOMAGNETIC INDICES. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(11) :9943–9958.

- Chapman, S. and Ferraro, V. (1931). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial magnetism and atmospheric electricity*, 36(2) :77–97.
- Chi, Y., Shen, C., Wang, Y., Xu, M., Ye, P., and Wang, S. (2016). Statistical Study of the Interplanetary Coronal Mass Ejections from 1995 to 2015. *Solar Physics*, 291(8) :2419–2439.
- Choi, Y., Moon, Y.-J., Choi, S., Baek, J.-H., Kim, S. S., Cho, K.-S., and Choe, G. S. (2009). Statistical Analysis of the Relationships among Coronal Holes, Corotating Interaction Regions, and Geomagnetic Storms. *Solar Physics*, 254(2) :311–323.
- Cliver, E., Kamide, Y., and Ling, A. (2002). The semiannual variation of geomagnetic activity : phases and profiles for 130 years of aa data. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(1) :47–53.
- Clúa de Gonzalez, A., Silbergleit, V., Gonzalez, W., and Tsurutani, B. (2002). Irregularities in the semiannual variation of the geomagnetic activity. *Advances in Space Research*, 30(10) :2215–2218.
- Cortie, A. L. (1912). Sun-spots and Terrestrial Magnetic Phenomena, 1898-1911 : the Cause of the Annual Variation in Magnetic Disturbances. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 73(1) :52–60.
- Crooker, N. (2000). Solar and heliospheric geoeffective disturbances. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62(12) :1071–1085.
- Dumbović, M., Devos, A., Vršnak, B., Sudar, D., Rodriguez, L., Ruždjak, D., Leer, K., Vennerstrøm, S., and Veronig, A. (2015). Geoeffectiveness of Coronal Mass Ejections in the SOHO Era. *Solar Physics*, 290(2) :579–612.
- Echer, E., Alves, M., and Gonzalez, W. (2005). A statistical study of magnetic cloud parameters and geoeffectiveness. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67(10) :839–852.
- Echer, E., Gonzalez, W., and Tsurutani, B. (2011). Statistical studies of geomagnetic storms with peak $Dst \leq -50$ nt from 1957 to 2008. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73(11-12) :1454–1459.
- Echer, E. and Gonzalez, W. D. (2004). Geoeffectiveness of interplanetary shocks, magnetic clouds, sector boundary crossings and their combined occurrence : GEOEFFECTIVENESS OF IP STRUCTURES. *Geophysical Research Letters*, 31(9) :n/a–n/a.
- Eselevich, V. and Fainshtein, V. G. (1993). An investigation of the relationship between the magnetic storm Dst-index and different types of solar wind streams. *Annales Geophysicae*, pages 678–684.
- Evans, D. and Greer, M. (2004). Polar Orbiting Environmental Satellite Space Environment Monitor-2 : Instrument descriptions and archive data documentation. *NOAA Tech.*, Mem. 93, version 1.4.
- Farrugia, C., Matsui, H., Kucharek, H., Jordanova, V., Torbert, R., Ogilvie, K., Berdichevsky, D., Smith, C., and Skoug, R. (2006). Survey of intense Sun–Earth connection events (1995–2003). *Advances in Space Research*, 38(3) :498–502.

- Fenrich, F. R. and Luhmann, J. G. (1998). Geomagnetic response to magnetic clouds of different polarity. *Geophysical Research Letters*, 25(15) :2999–3002.
- Fujiki, K., Tokumaru, M., Hayashi, K., Satonaka, D., and Hakamada, K. (2016). LONG-TERM TREND OF SOLAR CORONAL HOLE DISTRIBUTION FROM 1975 TO 2014. *The Astrophysical Journal*, 827(2) :L41.
- Gonzalez, W., Echer, E., de Gonzalez, A. C., Tsurutani, B., and Lakhina, G. (2011). Extreme geomagnetic storms, recent gleissberg cycles and space era-superintense storms. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73(11) :1447 – 1453. Influence of Solar Activity on Interplanetary and Geophysical Phenomena.
- Gonzalez, W. D., Joselyn, J. A., Kamide, Y., Kroehl, H. W., Rostoker, G., Tsurutani, B. T., and Vasyliunas, V. M. (1994). What is a geomagnetic storm? *Journal of Geophysical Research*, 99(A4) :5771.
- Gopalswamy, N. (2010). Coronal Mass Ejections : a Summary of Recent Results. In *20th National Solar Physics Meeting*, pages 108–130. Dorotovic.
- Gopalswamy, N., Akiyama, S., Yashiro, S., and Mäkelä, P. (2009a). Coronal Mass Ejections from Sunspot and non-Sunspot Regions. In *coupling Between the Interior and Atmosphere of the Sun*. Hasan, Siraj and Rutten, R.J.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Lepping, R. P., Kaiser, M. L., Berdichevsky, D., and St. Cyr, O. C. (2000). Interplanetary acceleration of coronal mass ejections. *Geophysical Research Letters*, 27(2) :145–148.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Nunes, S., and Howard, R. (2003). Coronal mass ejection activity during solar cycle 23. In *Solar Variability as an Input to the Earth's Environment*, volume 535, pages 403–414. Wilson, a edition.
- Gopalswamy, N., Mäkelä, P., Xie, H., Akiyama, S., and Yashiro, S. (2009b). CME interactions with coronal holes and their interplanetary consequences : CME INTERACTIONS WITH CORONAL HOLES. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 114(A3) :n/a–n/a.
- Gosling, J. T. (1974). Mass Ejections From the Sun' : A View From Skylab. *Journal of Geophysical Research*, 79(31).
- Gosling, J. T. and Pizzo, V. J. (1999). Formation and Evolution of Corotating Interaction Regions and Their Three Dimensional Structure. In Balogh, A., Gosling, J. T., Jokipii, J. R., Kallenbach, R., and Kunow, H., editors, *Corotating Interaction Regions*, volume 7, pages 21–52. Springer Netherlands, Dordrecht. DOI : 10.1007/978-94-017-1179-1_3.
- Herrera, D., Maget, V. F., and Sicard-Piet, A. (2016). Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms : CHARACTERIZING MAGNETOPAUSE SHADOWING. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 121(10) :9517–9530.
- Hietala, H., Kilpua, E. K. J., Turner, D. L., and Angelopoulos, V. (2014). Depleting effects of ICME-driven sheath regions on the outer electron radiation belt. *Geophysical Research Letters*, 41(7) :2258–2265.

- Huang, C.-L., Spence, H. E., Singer, H. J., and Hughes, W. J. (2010). Modeling radiation belt radial diffusion in ULF wave fields : 1. Quantifying ULF wave power at geosynchronous orbit in observations and in global MHD model : ULF WAVE POWER AT GEO. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 115(A6) :n/a–n/a.
- Hundhausen, A. J. (1973). Nonlinear model of high-speed solar wind streams. *Journal of Geophysical Research*, 78(10) :1528–1542.
- Huttunen, K. E. J., Huttunen, J., Koskinen, H., and Schwenn, R. (2002). Variability of magnetospheric storms driven by different solar wind perturbations. *Journal of Geophysical Research*, 107(A7).
- Huttunen, K. E. J. and Koskinen, H. E. J. (2004). Importance of post-shock streams and sheath region as drivers of intense magnetospheric storms and high-latitude activity. *Annales Geophysicae*, 22(5) :1729–1738.
- Huttunen, K. E. J., Schwenn, R., Bothmer, V., and Koskinen, H. E. J. (2005). Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23. *Annales Geophysicae*, 23(2) :625–641.
- Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G., and Skoug, R. M. (2006a). Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995 – 2004. *Solar Physics*, 239(1-2) :393–436.
- Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G., and Skoug, R. M. (2006b). Properties of Stream Interactions at One AU During 1995 – 2004. *Solar Physics*, 239(1-2) :337–392.
- Kanekal, S. G., Baker, D. N., and Blake, J. B. (2001). Multisatellite measurements of relativistic electrons : Global coherence. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 106(A12) :29721–29732.
- Kanekal, S. G., Baker, D. N., and McPherron, R. L. (2010). On the seasonal dependence of relativistic electron fluxes. *Annales Geophysicae*, 28(5) :1101–1106.
- Kataoka, R. and Miyoshi, Y. (2006). Flux enhancement of radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions : RADIATION BELT DURING CME/CIR STORMS. *Space Weather*, 4(9) :n/a–n/a.
- Kilpua, E. K. J., Hietala, H., Turner, D. L., Koskinen, H. E. J., Pulkkinen, T. I., Rodriguez, J. V., Reeves, G. D., Claudepierre, S. G., and Spence, H. E. (2015). Unraveling the drivers of the storm time radiation belt response : RADIATION BELT AND STORM DRIVERS. *Geophysical Research Letters*, 42(9) :3076–3084.
- Kilpua, E. K. J., Li, Y., Luhmann, J. G., Jian, L. K., and Russell, C. T. (2012). On the relationship between magnetic cloud field polarity and geoeffectiveness. *Annales Geophysicae*, 30(7) :1037–1050.
- Kivelson, M. G. and Russell, C. T., editors (1995). *Introduction to space physics*. Cambridge University Press, Cambridge ; New York.
- Lepping, R. P., Berdichevsky, D. B., Wu, C.-C., Szabo, A., Narock, T., Mariani, F., Lazarus, A. J., and Quivers, A. J. (2006). A summary of WIND magnetic clouds for years 1995-2003 : model-fitted parameters, associated errors and classifications. *Annales Geophysicae*, 24(1) :215–245.

- Lepping, R. P., Wu, C.-C., and Berdichevsky, D. B. (2005). Automatic identification of magnetic clouds and cloud-like regions at 1 AU : occurrence rate and other properties. *Annales Geophysicae*, 23(7) :2687–2704.
- Li, Y. and Luhmann, J. (2004). Solar cycle control of the magnetic cloud polarity and the geoeffectiveness. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(3-4) :323–331.
- Liu, Y., Richardson, J., and Belcher, J. (2005). A statistical study of the properties of interplanetary coronal mass ejections from 0.3 to 5.4au. *Planetary and Space Science*, 53(1-3) :3–17.
- Liu, Y. D., Luhmann, J. G., Kajdič, P., Kilpua, E. K., Lugaz, N., Nitta, N. V., Möstl, C., Lavraud, B., Bale, S. D., Farrugia, C. J., and Galvin, A. B. (2014). Observations of an extreme storm in interplanetary space caused by successive coronal mass ejections. *Nature Communications*, 5.
- Lopez, R. E. and Freeman, J. W. (1986). Solar wind proton temperature-velocity relationship. *Journal of Geophysical Research*, 91(A2) :1701.
- Lundquist, S. (1950). *Ark. Fys.*, (2) :361–365.
- Maget, V. (2007). *Developpement et comparaison de méthodes d’assimilation de données appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation terrestres*. PhD thesis.
- McIlwain, C. E. (1961). Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles. *Journal of Geophysical Research*, 66(11) :3681–3691.
- Menvielle, M., Iyemori, T., Marchaudon, A., and Nosé, M. (2011). Geomagnetic Indices. In Manda, M. and Korte, M., editors, *Geomagnetic Observations and Models*, pages 183–228. Springer Netherlands, Dordrecht.
- Mitsakou, E. and Moussas, X. (2014). Statistical Study of ICMEs and Their Sheaths During Solar Cycle 23 (1996 – 2008). *Solar Physics*, 289(8) :3137–3157.
- Miyoshi, Y. and Kataoka, R. (2005). Ring current ions and radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions. *Geophysical Research Letters*, 32(21).
- Miyoshi, Y. and Kataoka, R. (2008). Flux enhancement of the outer radiation belt electrons after the arrival of stream interaction regions : RADIATION BELT RESPONSE TO SIR. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113(A3) :n/a–n/a.
- Miyoshi, Y., Kataoka, R., Kasahara, Y., Kumamoto, A., Nagai, T., and Thomsen, M. F. (2013). High-speed solar wind with southward interplanetary magnetic field causes relativistic electron flux enhancement of the outer radiation belt via enhanced condition of whistler waves : SOLAR WIND-RADIATION BELT COUPLING. *Geophysical Research Letters*, 40(17) :4520–4525.
- Miyoshi, Y. S., Jordanova, V. K., Morioka, A., and Evans, D. S. (2004). Solar cycle variations of the electron radiation belts : Observations and radial diffusion simulation : LONG-TERM VARIATION OF RADIATION BELTS. *Space Weather*, 2(10) :n/a–n/a.

- Mulligan, T., Russell, C. T., and Luhmann, J. G. (1998). Solar cycle evolution of the structure of magnetic clouds in the inner heliosphere. *Geophysical Research Letters*, 25(15) :2959–2962.
- Newell, P. T., Sotirelis, T., Liou, K., Meng, C.-I., and Rich, F. J. (2007). A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables : UNIVERSAL COUPLING FUNCTION. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 112(A1) :n/a–n/a.
- Nolte, J. T., Krieger, A. S., Timothy, A. F., Gold, R. E., Roelof, E. C., Vaiana, G., Lazarus, A. J., Sullivan, J. D., and McIntosh, P. S. (1976). Coronal holes as sources of solar wind. *Solar Physics*, 46(2) :303–322.
- O’Brien, T. P. and Moldwin, M. B. (2003). Empirical plasmopause models from magnetic indices : EMPIRICAL PLASMAPAUSE MODELS. *Geophysical Research Letters*, 30(4).
- Perreault, P. and Akasofu, S.-I. (1978). A study of geomagnetic storms. *Geophysical Journal International*, 54(3) :547–573.
- Pizzo, V. (1978). A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind, 1. Theoretical foundations. *Journal of Geophysical Research*, 83(A12) :5563.
- Priester, W. and Cattani, D. (1962). On the semiannual variation of geomagnetic activity and its relation to the solar corpuscular radiation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 19(2) :121–126.
- Pulkkinen, T., Palmroth, M., Tanskanen, E., Ganushkina, N., Shukhtina, M., and Dmitrieva, N. (2007). Solar wind—magnetosphere coupling : A review of recent results. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69(3) :256–264.
- Reeves, G. D., Friedel, R. H. W., Larsen, B. A., Skoug, R. M., Funsten, H. O., Claudepierre, S. G., Fennell, J. F., Turner, D. L., Denton, M. H., Spence, H. E., Blake, J. B., and Baker, D. N. (2016). Energy-dependent dynamics of keV to MeV electrons in the inner zone, outer zone, and slot regions : ENERGY-DEPENDENT RADIATION BELT DYNAMICS. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 121(1) :397–412.
- Reeves, G. D., McAdams, K. L., Friedel, R. H. W., and O’Brien, T. P. (2003). Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms : ACCELERATION AND LOSS OF RELATIVISTIC ELECTRONS. *Geophysical Research Letters*, 30(10) :n/a–n/a.
- Richardson, I. G. and Cane, H. V. (1995). Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta. *Journal of Geophysical Research*, 100(A12) :23397.
- Richardson, I. G. and Cane, H. V. (2010). Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 – 2009) : Catalog and Summary of Properties. *Solar Physics*, 264(1) :189–237.
- Richardson, I. G. and Cane, H. V. (2011). Geoeffectiveness (*Dst* and *Kp*) of interplanetary coronal mass ejections during 1995-2009 and implications for storm forecasting : GEOEFFECTIVENESS OF ICMES. *Space Weather*, 9(7) :n/a–n/a.

- Richardson, I. G. and Cane, H. V. (2012). Solar wind drivers of geomagnetic storms during more than four solar cycles. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 2 :A01.
- Richardson, J. D., Liu, Y., and Belcher, J. W. (2005). Propagation and Evolution of ICMES in the Solar Wind. In Sauvaud, J.-A. and Němeček, Z., editors, *Multiscale Processes in the Earth's Magnetosphere : From Interball to Cluster*, volume 178, pages 1–14. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. DOI : 10.1007/1-4020-2768-0_1.
- Rochel, S., Boscher, D., Benacquista, R., and Roussel, J. (2016). A radiation belt disturbance study from the space weather point of view. *Acta Astronautica*, 128 :650–656.
- Roederer, J. G. (1970). *Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation*, volume 2 of *Physics and Chemistry in Space*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg. DOI : 10.1007/978-3-642-49300-3.
- Roederer, J. G. and Schulz, M. (1969). Effect of shell splitting on radial diffusion in the magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 74(16) :4117–4122.
- Russell, C. T. and McPherron, R. L. (1973). Semiannual variation of geomagnetic activity. *Journal of Geophysical Research*, 78(1) :92–108.
- Russell, C. T. and Shinde, A. A. (2005). ON DEFINING INTERPLANETARY CORONAL MASS EJECTIONs FROM FLUID PARAMETERS. *Solar Physics*, 229(2) :323–344.
- Schwenn, R. (2001). Solar Wind : Global Properties. In Murdin, P., editor, *The Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*. IOP Publishing Ltd. DOI : 10.1888/0333750888/2301.
- Skoug, R. M., Gosling, J., Steinberg, J., and McComas, D. (2004). Extremely high speed solar wind : 29–30 October 2003. *Journal of Geophysical Research*, 109(A9).
- Smith, E. J. and Wolfe, J. H. (1976). Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU : Pioneers 10 and 11. *Geophysical Research Letters*, 3(3) :137–140.
- Thorne, R. M. (2010). Radiation belt dynamics : The importance of wave-particle interactions : FRONTIER. *Geophysical Research Letters*, 37(22) :n/a–n/a.
- Tsurutani, B., Gonzalez, W., Zhou, X.-Y., Lepping, R., and Bothmer, V. (2004). Properties of slow magnetic clouds. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(2) :147–151.
- Tsurutani, B. T., Gonzalez, W. D., Gonzalez, A. L. C., Guarnieri, F. L., Gopalswamy, N., Grande, M., Kamide, Y., Kasahara, Y., Lu, G., Mann, I., McPherron, R., Soraas, F., and Vasyliunas, V. (2006). Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity : A review. *Journal of Geophysical Research*, 111(A7).
- Tsurutani, B. T., Gonzalez, W. D., Tang, F., Akasofu, S. I., and Smith, E. J. (1988). Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978–1979). *Journal of Geophysical Research*, 93(A8) :8519.
- Turc, L. (2014). *Interaction des nuages magnétiques éjectés par le Soleil avec l'environnement Terrestre*. Theses, Ecole Polytechnique.

- Turc, L., Fontaine, D., Savoini, P., and Kilpua, E. K. J. (2014). Magnetic clouds' structure in the magnetosheath as observed by Cluster and Geotail : four case studies. *Annales Geophysicae*, 32(10) :1247–1261.
- Turner, D. L., Angelopoulos, V., Li, W., Bortnik, J., Ni, B., Ma, Q., Thorne, R. M., Morley, S. K., Henderson, M. G., Reeves, G. D., Usanova, M., Mann, I. R., Claudepierre, S. G., Blake, J. B., Baker, D. N., Huang, C.-L., Spence, H., Kurth, W., Kletzing, C., and Rodriguez, J. V. (2014). Competing source and loss mechanisms due to wave-particle interactions in Earth's outer radiation belt during the 30 September to 3 October 2012 geomagnetic storm : COMPETING WAVE-PARTICLE INTERACTIONS. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 119(3) :1960–1979.
- Turner, D. L., O'Brien, T. P., Fennell, J. F., Claudepierre, S. G., Blake, J. B., Kilpua, E. K. J., and Hietala, H. (2015). The effects of geomagnetic storms on electrons in Earth's radiation belts : RADIATION BELT ELECTRON RESPONSES TO STORMS. *Geophysical Research Letters*, 42(21) :9176–9184.
- Tverskaya, L., Pavlov, N., Blake, J., Selesnick, R., and Fennell, J. (2003). Predicting the L-position of the storm-injected relativistic electron belt. *Advances in Space Research*, 31(4) :1039–1044.
- Veselovsky, I., Panasyuk, M., Avdyushin, S., Bazilevskaya, G., Belov, A., and Bogachev, S. (2004). Solar and Heliospheric Phenomena in October–November 2003 : Causes and Effects. *Cosmic Research*, 42(5) :435–488.
- Walsh, B. M., Sibeck, D. G., Nishimura, Y., and Angelopoulos, V. (2013). Statistical analysis of the plasmaspheric plume at the magnetopause : PLASMASPHERIC PLUME AT THE MAGNETOPAUSE. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 118(8) :4844–4851.
- Wang, Y. M., Ye, P., and Wang, S. (2003). Multiple magnetic clouds : Several examples during March–April 2001. *Journal of Geophysical Research*, 108(A10).
- Wanliss, J. A. and Showalter, K. M. (2006). High-resolution global storm index : *Dst* versus SYM-H. *Journal of Geophysical Research*, 111(A2).
- West, H. I., Buck, R. M., and Davidson, G. T. (1981). The dynamics of energetic electrons in the Earth's outer radiation belt during 1968 as observed by the Lawrence Livermore National Laboratory's Spectrometer on Ogo 5. *Journal of Geophysical Research*, 86(A4) :2111.
- Wu, C.-C. and Lepping, R. (2002). Effects of magnetic clouds on the occurrence of geomagnetic storms : The first 4 years of Wind. *Journal of Geophysical Research*, 107(A10).
- Yando, K., Millan, R. M., Green, J. C., and Evans, D. S. (2011). A Monte Carlo simulation of the NOAA POES Medium Energy Proton and Electron Detector instrument : TECHNIQUE. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A10) :n/a–n/a.
- Yermolaev, Y. I., Lodkina, I. G., Nikolaeva, N. S., and Yermolaev, M. Y. (2015). Dynamics of large-scale solar wind streams obtained by the double superposed epoch analysis : DYNAMICS OF LARGE SOLAR WIND STREAMS. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(9) :7094–7106.

- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., and Yermolaev, M. Y. (2010). Specific interplanetary conditions for CIR-, Sheath-, and ICME-induced geomagnetic storms obtained by double superposed epoch analysis. *Annales Geophysicae*, 28(12) :2177–2186.
- Yermolaev, Y. I., Nikolaeva, N. S., Lodkina, I. G., and Yermolaev, M. Y. (2012). Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, 117.
- Yoshida, A. (2009). Physical meaning of the equinoctial effect for semi-annual variation in geomagnetic activity. *Annales Geophysicae*, 27 :1909–1914.
- Zhang, Y., Sun, W., Feng, X. S., Deehr, C. S., Fry, C. D., and Dryer, M. (2008). Statistical analysis of corotating interaction regions and their geoeffectiveness during solar cycle 23. *Journal of Geophysical Research*, 113(A8).
- Zurbuchen, T. H. and Richardson, I. G. (2006). In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Space Science Reviews*, 123(1-3) :31–43.