



**HAL**  
open science

**AURORES ET ECHAPPEMENTS DE PARTICULES  
AU-DESSUS DES CALOTTES POLAIRES  
TERRESTRES Observations à haute altitude par la  
mission Cluster**

Alexandra Teste

► **To cite this version:**

Alexandra Teste. AURORES ET ECHAPPEMENTS DE PARTICULES AU-DESSUS DES CALOTTES POLAIRES TERRESTRES Observations à haute altitude par la mission Cluster. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT : 2007PA066517 . tel-00803178

**HAL Id: tel-00803178**

**<https://theses.hal.science/tel-00803178>**

Submitted on 21 Mar 2013

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

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

UNIVERSITE PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE  
ECOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE  
D'ILE-DE-FRANCE  
Astrophysique et Méthodes associées - Physique des plasmas

Thèse de Doctorat

# Aurores et échappements de particules au-dessus des calottes polaires terrestres

Observations à haute altitude par la mission Cluster

en vue de l'obtention du titre de  
Docteur en Astrophysique et Astronomie d'Ile-de-France

soutenue par

Alexandra TESTE

le 19/12/2007

devant le jury composé de :

M. P. ENCRENAZ ..... Président du jury  
Mme D. FONTAINE ..... Directrice de thèse  
M. G. PARKS ..... Rapporteur  
M. P. ESCOUBET ..... Rapporteur  
M. J.-A. SAUVAUD ..... Examineur  
M. P. ZARKA ..... Examineur  
M. C. OWEN ..... Examineur



## Résumé

Lorsque le champ magnétique interplanétaire est dirigé vers le Nord, les régions polaires de la magnétosphère terrestre, situées à haute altitude, sont peuplées d'électrons accélérés. L'ionosphère polaire voit quant à elle l'apparition d'aurores.

Grâce aux observations magnétosphériques de la mission multi-satellites Cluster et à notre modélisation du transport de particules le long des lignes de force du champ magnétique terrestre  $\vec{B}$ , nous avons montré, au cours de cette thèse, que les électrons à l'origine de ces aurores proviennent de la couche frontière de la magnétosphère. Localisée à très haute altitude, cette couche sépare les milieux terrestre et interplanétaire. Accélérés par des champs électriques parallèles à  $\vec{B}$ , situés à des altitudes aussi bien inférieures que supérieures à celles des satellites, ces électrons précipitent dans l'ionosphère avec des énergies de l'ordre du keV.

Ils sont accompagnés par des échappements d'ions ionosphériques et l'ensemble des particules transporte des courants alignés le long de  $\vec{B}$  et dirigés vers la magnétosphère, équivalents à quelques  $\mu\text{A}/\text{m}^2$  aux altitudes ionosphériques.

Le système de courant se referme par des courants alignés dirigés vers la Terre, d'intensité comparable, portés par des faisceaux d'électrons étroits et variables. Très alignés le long de  $\vec{B}$ , ces électrons s'échappent de l'ionosphère avec des énergies de  $\sim 50$  eV et déclenchent des instabilités faisceau-plasma à l'origine d'ondes électrostatiques large bande observées par Cluster et reproduites par les modèles.

**Mots clés** Phénomènes de la calotte polaire, accélération de particules, courants alignés et systèmes de courants, ondes de plasma et instabilités, interactions magnétosphère/ionosphère, magnétopause et couches frontières

Thèse de Doctorat préparée au sein du  
Centre d'étude des Environnements Terrestre et Planétaires  
10-12 Avenue de l'Europe  
78140 VELIZY



# Aurorae and particles outflows above the terrestrial polar caps

High altitude observations by the Cluster mission

## Summary

When the interplanetary magnetic field points northward, the polar regions of the terrestrial magnetosphere, situated at high altitude, are populated by accelerated electrons. Meanwhile, the polar ionosphere sees the appearance of aurorae.

In this thesis, thanks to the magnetospheric observations of the multi-spacecraft Cluster mission and to our model of particles transport along the terrestrial magnetic field  $\mathbf{B}$  lines, we showed that the electrons responsible for these aurorae come from the magnetosphere boundary layer. Located at very high altitude, this layer separates the terrestrial and interplanetary media. Accelerated by electric fields parallel to  $\mathbf{B}$ , situated at altitudes inferior and superior to the satellites ones, these electrons precipitate into the ionosphere with energies of about 1 keV.

They are accompanied by ionospheric ion outflows. All these particles carry field-aligned currents directed toward the magnetosphere which intensity is equivalent to a few  $\mu\text{A}/\text{m}^2$  at ionospheric altitudes.

The current system closes with earthward field-aligned currents characterized by comparable intensities and transported by narrow and variable electron beams. Very collimated along  $\mathbf{B}$ , these electrons escape the ionosphere with energies of  $\sim 50$  eV and trigger beam-plasma instabilities at the origin of wide band electrostatic waves observed by Cluster and reproduced by models.

**Keywords** Polar cap phenomena, particle acceleration, field-aligned currents and current systems, plasma waves and instabilities, magnetosphere/ionosphere interactions, magnetopause and boundary layers



*"Treat the Earth well:  
it was not given to you by your parents,  
it was loaned to you by your children.  
We do not inherit the Earth from our Ancestors,  
we borrow it from our Children."*

Proverbe Amérindien ancien





# Table des matières

<b>Préambule</b>	<b>11</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>13</b>
1.1 Les aurores de l'ovale . . . . .	13
1.2 Les régions de la magnétosphère . . . . .	16
1.3 Les réservoirs de particules . . . . .	18
1.3.1 L'ionosphère . . . . .	18
1.3.2 La plasmasphère . . . . .	18
1.3.3 Le feuillet de plasma . . . . .	18
1.3.4 Les couches frontières de la magnétosphère . . . . .	19
1.4 Les aurores de la calotte polaire . . . . .	20
1.4.1 De l'observation ... . . . .	20
1.4.2 ... au modèle . . . . .	28
1.4.3 Les courants associés . . . . .	29
1.5 Notre but . . . . .	30
<b>2 La mission Cluster</b>	<b>33</b>
2.1 Ses objectifs . . . . .	33
2.2 Ses instruments . . . . .	35
2.2.1 PEACE et les électrons . . . . .	35
2.2.2 CIS et les ions . . . . .	39
2.2.3 WHISPER et les fluctuations du champ électrique . . . . .	40
2.2.4 Mesure des champs électrique et magnétique . . . . .	42
2.2.4.1 EDI . . . . .	42
2.2.4.2 FGM . . . . .	43
<b>3 Observations</b>	<b>45</b>
3.1 La contribution de Cluster . . . . .	45
3.2 Les conditions géomagnétiques et interplanétaires . . . . .	48
3.3 Nature des structures d'électrons . . . . .	49
3.3.1 Les électrons descendants . . . . .	49
3.3.2 Les électrons montants . . . . .	57

3.3.2.1	Extraction d'un faisceau . . . . .	60
3.3.2.2	Statistique sur plusieurs faisceaux . . . . .	61
3.3.2.3	Forme maxwellienne de $f_{faisceau}$ . . . . .	62
3.3.2.4	Présence d'une queue suprathermique . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Processus d'accélération</b>	<b>67</b>
4.1	En zone aurorale . . . . .	67
4.1.1	Les électrons descendants . . . . .	67
4.1.2	Les ions . . . . .	70
4.2	Accélération des ions de la calotte polaire . . . . .	71
4.3	Accélération des électrons descendants . . . . .	73
4.3.1	Différences de potentiel alignées le long du champ magnétique . . . . .	73
4.3.2	Configuration des structures accélératrices . . . . .	75
4.4	Accélération des électrons montants . . . . .	77
4.4.1	Ce que l'on sait en zone aurorale . . . . .	77
4.4.2	Ce que Cluster observe au-dessus de la calotte polaire . . . . .	79
4.4.2.1	Pour une structure individuelle . . . . .	79
4.4.2.2	Pour une succession d'échappements . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Transport le long des lignes de force</b>	<b>87</b>
5.1	Mouvement de particules le long de lignes de force fermées . . . . .	87
5.2	Le modèle de Chiu et Schulz (1978) . . . . .	89
5.3	Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires . . . . .	90
5.3.1	Géométrie des lignes . . . . .	90
5.3.2	Principe . . . . .	91
5.3.3	Le cas des électrons montants . . . . .	92
5.3.4	Application aux électrons descendants . . . . .	93
5.3.4.1	Transport vers la source . . . . .	93
5.3.4.2	Comparaison aux observations directes . . . . .	98
5.3.4.3	Transport vers l'ionosphère . . . . .	103
5.3.4.4	Conjonctions . . . . .	106
<b>6</b>	<b>Interactions ondes-particules</b>	<b>113</b>
6.1	Des ondes dans la calotte polaire . . . . .	113
6.2	Le rôle des faisceaux d'électrons . . . . .	115
6.2.1	Comparaison aux données de champ électrique . . . . .	116
6.2.2	Analyse détaillée d'un cas standard . . . . .	117
6.2.3	Résolution analytique et conditions d'instabilité . . . . .	119
6.2.4	Résolution numérique . . . . .	124
6.2.4.1	Hypothèses et paramètres d'entrée . . . . .	124
6.2.4.2	Application au cas du 8 avril 2003 . . . . .	125

6.2.5	Cas particulier . . . . .	126
6.2.6	Discussion . . . . .	129
<b>7</b>	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>133</b>
7.1	Conclusions . . . . .	133
7.2	Circulation de courants polaires . . . . .	137
7.2.1	La participation des électrons descendants aux structures de courants montants . . . . .	140
7.2.2	Intensité des courants transportés . . . . .	142
7.3	Schéma récapitulatif des phénomènes observés . . . . .	143
7.4	Perspectives . . . . .	146
7.4.1	Répartition de la différence de potentiel . . . . .	146
7.4.2	Possibles mécanismes à l'origine des arcs polaires . . . . .	147
7.4.2.1	La reconnexion . . . . .	148
7.4.2.2	Les impulsions de pression dynamique du vent solaire . . . . .	148
7.4.2.3	L'instabilité de Kelvin-Helmoltz . . . . .	149
7.5	Au-delà de la Terre . . . . .	150
	<b>ANNEXES</b>	<b>153</b>
<b>A</b>	<b>Etalonnage</b>	<b>155</b>
A.1	Densité $N_{eFD}$ calculée à partir des données PEACE . . . . .	155
A.2	Densité $N_{ew}$ estimée grâce aux données WHISPER . . . . .	156
A.2.1	Les spectres actifs . . . . .	156
A.2.2	Les spectres naturels . . . . .	157
A.3	Facteur d'étalonnage . . . . .	161
A.4	Inter-étalonnage avec les ions . . . . .	162
<b>B</b>	<b>WHAMP</b>	<b>167</b>
<b>C</b>	<b>Publication</b>	<b>169</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>171</b>



# Préambule

LES pôles terrestres sont le siège d'une forte activité magnétique et particulière dont la manifestation la plus visible sont les aurores.

Observées depuis plusieurs siècles, ces dernières n'ont pourtant pas encore révélé tous leurs secrets. Certaines d'entre elles font, encore aujourd'hui, l'objet d'une attention particulière puisqu'elles se produisent dans des régions différentes de celles que l'on peut voir à l'oeil nu. La première figure de ce manuscrit montre celles détectées par le satellite Polar, au-dessus du pôle Nord. Traversant la zone polaire sombre située au centre du cercle lumineux, elles se manifestent ici sous la forme de trois bandes intenses légèrement incurvées.

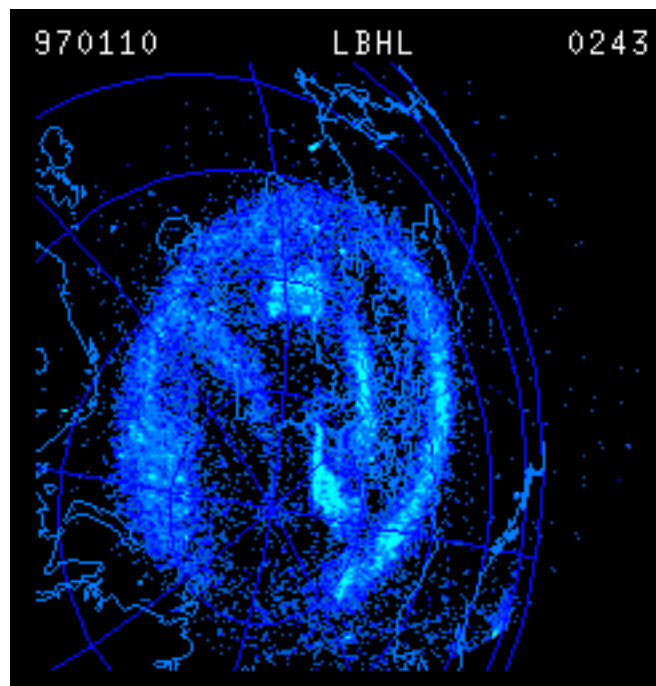


FIG. 1 – *Arcs polaires observés en ultra-violet, au-dessus de l'hémisphère Nord, par l'instrument UVI du satellite Polar.*

Ces signatures lumineuses sont localisées à très haute latitude et sont plus rares que les aurores communément observées dans le cercle précédemment évoqué. Illuminant les régions très proches des pôles magnétiques terrestres, ces structures parfois étendues et souvent étroites sont appelées arcs polaires.



Survolant les pôles à environ 5 à 10 rayons terrestres d'altitude, les quatre sondes de la mission Cluster fournissent des informations jusque là inconnues des observatoires au sol et des satellites de basse altitude. Ainsi, pouvons-nous apporter ici un nouvel éclairage quant à l'origine de ces arcs.

# Chapitre 1

## Introduction

**T**ELS les arcs en ciel, la foudre ou encore les tremblements de terre, les aurores boréales et australes font partie des phénomènes naturels qui ont longtemps provoqué peur et curiosité chez les Hommes.

### 1.1 Les aurores de l'ovale

Considérées comme une manifestation divine depuis des temps immémoriaux, ces longues draperies colorées (cf. figure 1.1) ne sont observées scientifiquement qu'à partir du XVII<sup>e</sup> siècle. Ce n'est, en fait, qu'à la fin du XIX<sup>e</sup> - début du XX<sup>e</sup> que les véritables découvertes ont lieu.



FIG. 1.1 – *Aurore boréale photographiée en Alaska, en février 2000 par Dick Hutchinson.*

## 1. INTRODUCTION

En 1860, Elias Loomis fait un premier schéma de la zone d'occurrence maximum des aurores dans l'hémisphère Nord. Comme l'illustre la figure 1.2, elle dessine un ovale autour des pôles. Nous l'appelons d'ailleurs aujourd'hui zone aurorale ou ovale auroral.

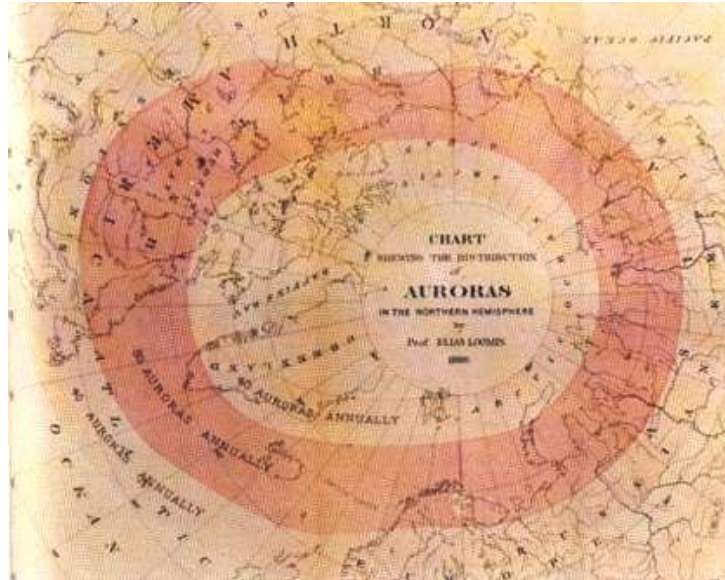


FIG. 1.2 – Carte établie par Elias Loomis en 1860 représentant la région d'apparition des aurores boréales. On reconnaît notamment la Scandinavie en bas au centre.

Au début des années 1900, le grand physicien norvégien Kristian Birkeland montre, grâce à son expérience de terrella, que des électrons incidents sur un corps sphérique possédant un champ magnétique dipolaire et entouré d'une atmosphère produisent des émissions lumineuses. Ces phénomènes sont donc liés à des circulations d'électrons le long des lignes de champ magnétique et à leur précipitation dans l'atmosphère.

Après la découverte du phénomène de fluorescence et avec le développement de la spectroscopie et de la photographie, Lars Vegard puis John McLennan identifient, au début des années 1920, l'azote et l'oxygène comme les molécules atmosphériques à l'origine des diverses couleurs des aurores. En effet, des particules énergétiques venant de l'espace arrivent dans la haute atmosphère (essentiellement entre 100 et 250 km d'altitude) et entrent en collision avec les molécules qui composent cette dernière. Excitées, celles-ci passent alors à un niveau d'énergie supérieur. Afin de revenir à leur état fondamental, elles perdent de l'énergie sous forme de photons. Ce sont ces derniers qui constituent les nappes colorées observables dans le ciel et dont la couleur dépend de la nature des molécules atmosphériques excitées. Le premier quart du XX<sup>e</sup> siècle marque donc la véritable fin des croyances ancestrales.

Durant les décennies qui suivent, les connaissances sur l'environnement spatial de la Terre progressent rapidement. Notamment suite à l'Année Géophysique Internationale (1957 - 1958) qui voit le déploiement de nombreux observatoires du champ magnétique terrestre. A partir de là, des études statistiques sont réalisées et révèlent la présence des

aurores dans une région spécifique, ressemblant à une ceinture ovale, localisée à  $\sim 75^\circ$  de latitude géomagnétique du côté jour et  $\sim 65^\circ$  de latitude géomagnétique du côté nuit (Feldstein, 1967; Stringer et Belon, 1967), en accord avec les résultats de Loomis. Mais, avec l'ère spatiale, qui débute dès la fin des années 1950, l'étude des aurores fait un grand pas en avant.

Le survol des pôles terrestres par les premiers satellites équipés d'imageurs ultra-violet confirme l'existence d'une région lumineuse en forme d'anneau, localisée à haute latitude, comme le montre, de façon remarquable, la figure 1.3 prise en 1981 par le satellite Dynamic Explorer 1 dans l'hémisphère Nord. Il révèle également son caractère permanent et met en avant la dépendance de sa largeur et de son intensité par rapport aux conditions interplanétaires. Sa forme circulaire conforte l'appellation d'ovale auroral donnée quelques années plus tôt.

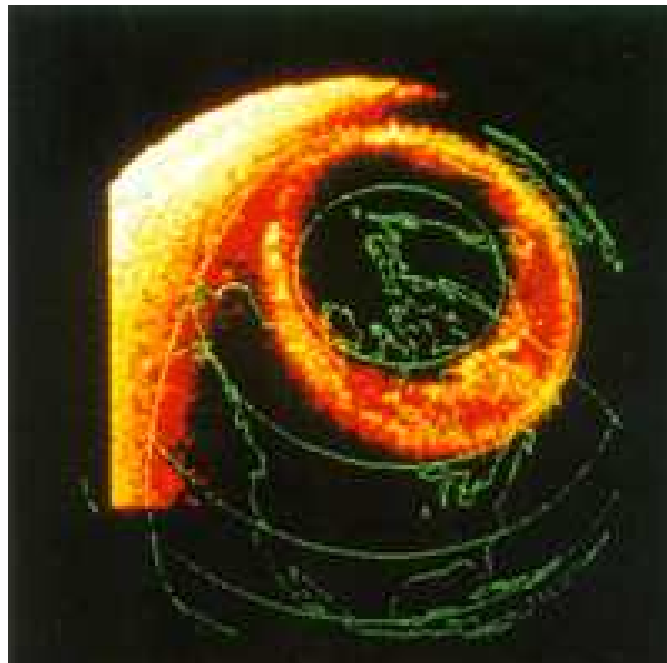


FIG. 1.3 – *Ovale auroral de l'hémisphère Nord, très élargi du côté nuit, observé le 8 novembre 1981 à 02h29 TU par le satellite Dynamic Explorer 1 en ultra-violet. La grande partie brillante en haut à gauche correspond au côté jour de la Terre.*

Les très nombreuses observations visuelles, aéroportées et satellitaires ont mis en évidence deux classes d'aurores : les diffuses et les discrètes. Les premières présentent une luminosité relativement homogène et résultent de la précipitation d'un flux d'électrons uniforme à travers toute l'aurore (Lui et al., 1973). Les secondes, que l'on nomme aussi arcs auroraux, constituent d'étroites structures de luminosité et sont issues de la précipitation de flux d'électrons dont l'énergie moyenne varie grandement à travers l'aurore (Akasofu, 1974).

## 1. INTRODUCTION

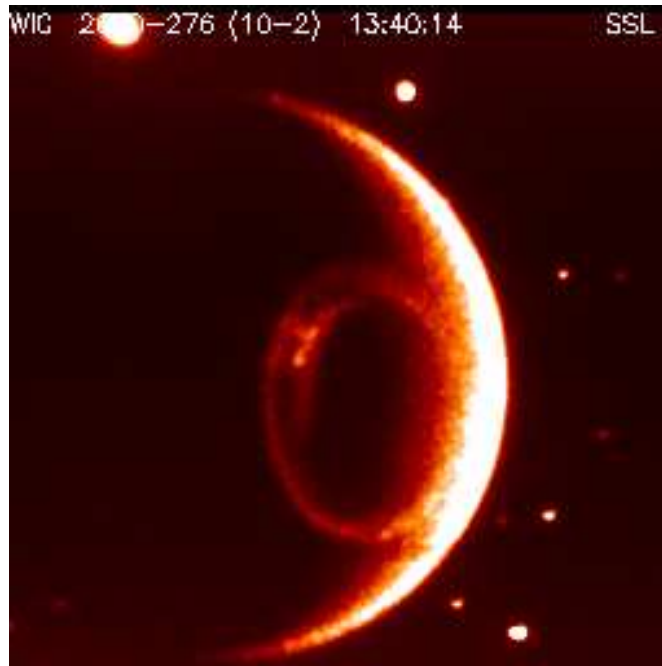


FIG. 1.4 – *Ovale auroral de l'hémisphère Nord observé le 2 octobre 2000 par la caméra Wideband Imaging Camera embarquée à bord du satellite IMAGE. La signature intense visible du côté polaire gauche de l'ovale est un arc auroral. La forte luminosité présente sur toute la partie droite de l'image correspond au côté jour de la Terre.*

La figure 1.4 montre l'arc auroral observé dans l'ultra-violet, par la caméra WIC à bord du satellite IMAGE, au-dessus de l'hémisphère Nord. Il se distingue, par sa grande intensité, du reste de la zone aurorale.

Observés uniquement lorsque la composante  $B_z$  du champ magnétique interplanétaire (CMI) est dirigée vers le Sud, ces arcs résultent d'un phénomène appelé sous-orage magnétique qui voit la projection d'importantes quantités de particules en direction de la Terre. Grandement accélérées, ces dernières viennent précipiter dans l'ionosphère sous la forme d'arcs très intenses, essentiellement localisés du côté nuit de la zone aurorale. Plus le phénomène d'accélération se sera produit loin de la Terre, plus les particules atteindront de grandes latitudes au niveau de l'atmosphère. Ainsi, la largeur de l'ovale varie-t-elle en fonction des conditions géomagnétiques et interplanétaires.

Qu'elles soient à l'origine d'aurores diffuses ou discrètes, les particules précipitantes proviennent du même endroit ; la magnétosphère.

## 1.2 Les régions de la magnétosphère

La Terre possède un champ magnétique dipolaire dont la région d'influence, appelée magnétosphère, s'étend bien au-delà de la surface terrestre (partie rouge à droite de la figure 1.5).

## 1.2 Les régions de la magnétosphère

Notre planète est, par ailleurs, immergée dans un flot de particules issu du Soleil et nommé vent solaire (partie jaune à gauche de la figure 1.5). Ce plasma, essentiellement formé d'ions  $H^+$  et d'électrons, est émis en permanence par notre étoile.

En amont de la magnétosphère, à  $\sim 12$  rayons terrestres de la Terre, se trouve l'onde de choc (courbe orange centrale). Sa présence entraîne une décélération du vent solaire qui passe alors d'une vitesse supersonique-superalfvénique à subsonique-subalfvénique lui permettant d'éviter l'obstacle que constitue la zone d'influence du champ magnétique terrestre.

Contournant la magnétosphère, le vent solaire exerce une pression sur la partie qui se présente devant lui. La magnétosphère a ainsi la forme d'une cavité comprimée en amont, du côté jour, et étirée en aval, du côté nuit, comme le montre la figure 1.5 ci-dessous. S'étendant sur des distances de plusieurs centaines de rayons terrestres ( $R_T$ ), la partie nuit est aussi nommée queue magnétosphérique.

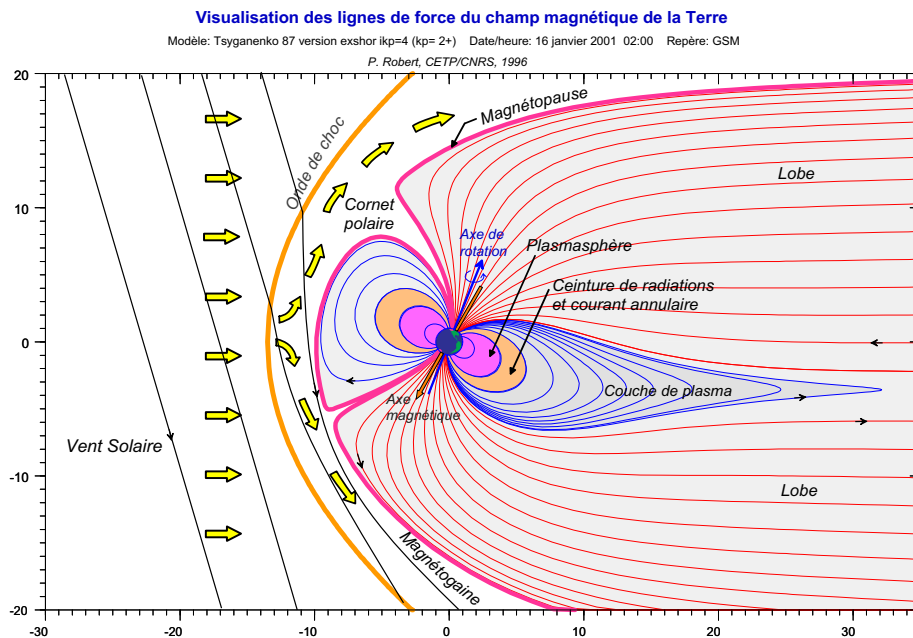


FIG. 1.5 – Coupe schématique de la magnétosphère terrestre présentant les différentes régions et principaux réservoirs de particules qui la constituent. La direction solaire est vers la gauche.

La magnétogaine, qui sépare le choc du reste de la magnétosphère, est une zone de turbulence. C'est là que le vent solaire, à la fois ralenti, plus dense et plus chaud, s'écoule. En effet, quand il traverse le choc, ce vent voit une partie de son énergie cinétique transformée en chaleur. Mais, à mesure qu'il avance vers l'aval, il reprend graduellement ses propriétés initiales.

La véritable limite entre le domaine du vent solaire et celui du champ magnétique terrestre  $\vec{B}$  est en réalité la magnétopause. Cette frontière se trouve en moyenne à en-

## 1. INTRODUCTION

viron  $10 R_T$  de la Terre dans la direction solaire, soit à  $\sim 2 R_T$  du choc. Elle sépare la magnétogaine, constituée de plasma solaire et dominée par la pression cinétique, de la magnétosphère dominée par la pression magnétique.

### 1.3 Les réservoirs de particules

Précédemment considérée dans son ensemble, la magnétosphère se compose, en fait, de diverses régions et notamment de quatre réservoirs de particules.

#### 1.3.1 L'ionosphère

Le plus connu car le plus proche de nous est l'ionosphère. Résultant de la photoionisation de la haute atmosphère, elle est essentiellement constituée d'ions lourds et d'électrons dans sa partie inférieure (60 à 90 km d'altitude) et d'ions de plus légers ( $O^+$ ,  $N^+$ ,  $H^+$ ) et d'électrons dans sa partie supérieure (120 à 800 km). Sa densité moyenne est d'environ  $10^{12} /m^3$  et sa température de  $\sim 0,1$  eV.

Au contraire de l'ionosphère, les autres groupes de particules n'englobent pas ou pas entièrement la sphère terrestre. Ils se répartissent essentiellement dans le plan équatorial et à très haute altitude.

#### 1.3.2 La plasmasphère

En s'éloignant de plus en plus de la Terre, on rencontre la plasmasphère, représentée en rose sur la figure 1.5. Constituée de plasma ionosphérique ayant diffusé le long de lignes de force fermées, elle est en co-rotation avec la Terre. C'est en quelque sorte une extension de l'ionosphère sans parties polaires. Le plasma y présente une densité de  $10^{10} /m^3$  (à  $\sim 1000$  km d'altitude) à  $10^8$  (à 6 à 8  $R_T$ ) et une température variant de 0,35 à 1,5 eV.

#### 1.3.3 Le feuillet de plasma

A  $\sim 7$  à 8  $R_T$  d'altitude se trouve le feuillet de plasma, aussi qualifié aussi de réservoir principal de plasma. Représenté en bleu sur la figure 1.5, il se situe dans le plan équatorial de la magnétosphère, s'étendant aussi bien du côté jour que du côté nuit. Ce plan est légèrement différent du plan équatorial de notre planète puisque l'axe magnétique fait un angle de  $17^\circ$  environ avec l'axe de rotation terrestre.

Constitué d'ions  $H^+$ ,  $He^+$  et d'électrons en période géomagnétique calme, ce réservoir contient également des ions  $O^+$  en période active. La densité du plasma y est de 3 à 5  $\cdot 10^5$  ions/ $m^3$ , en moyenne, avec une température typique des ions de 2 à 5 keV, environ 7 fois supérieure à celle des électrons. Cependant, cette densité devient 10 à 100 fois plus importante à mesure que l'on s'approche de la Terre.

Cette région n'est autre que la source des particules venant précipiter dans l'ionosphère et initier les phénomènes d'aurores de l'ovale. Les lignes de force, qui traversent le feuillet de plasma, ont effectivement leurs deux extrémités ancrées dans la Terre, au niveau des zones aurorales. Certaines particules de ce feuillet, en mouvement le long des lignes de champ magnétique fermées, entrent en collision avec les molécules de l'atmosphère et sont responsables, suite à la désexcitation de ces dernières, des émissions lumineuses aurorales.

### 1.3.4 Les couches frontières de la magnétosphère

La magnétosphère est également constituée de réservoirs de particules éloignés de la Terre.

A très haute altitude, à proximité de la magnétopause, un ensemble de couches frontières assure la transition entre le plasma solaire de la magnétogaine et le plasma terrestre de la magnétosphère (cf. figure 1.6).

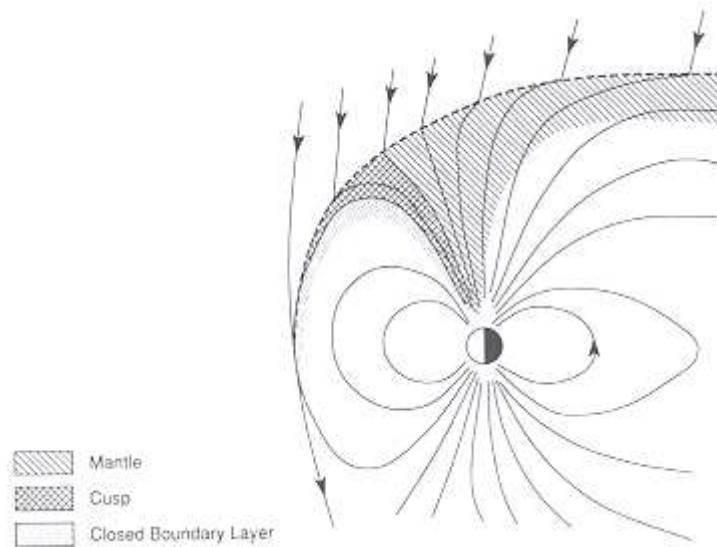


FIG. 1.6 – Schéma des couches frontières de la magnétopause. Hachures : manteau, quadrillage : cornet polaire et points : couche frontière de basse latitude (Kivelson et Russell, 1995).

En effet, la magnétopause est bordée, au niveau de son côté interne, par une couche de plasma de plusieurs milliers de kilomètres d'épaisseur, dont les caractéristiques et le nom changent en fonction de la latitude. On distingue trois régions différentes :

- la couche frontière de basse latitude (*Low Latitude Boundary Layer* en anglais, représentée par les points sur la figure 1.6). Localisée à basse latitude au niveau des flancs et du côté jour, elle est constituée d'un mélange de plasma de la magnétogaine et de la magnétosphère dont le flot est globalement dirigé vers la queue magnétosphérique ( $\sim 100$  à  $500$  km/s). Cette couche frontière présente des caractéristiques intermédiaires, avec une densité de  $5$  à  $10 \cdot 10^6 / \text{m}^3$  et une température variant de moins de  $100$  eV à  $1$  à  $2$  keV.



## 1. INTRODUCTION

- le cornet polaire (quadrillage sur la figure 1.6). Région d'entrée du plasma de la magnétogaine dans la magnétosphère, il est composé de deux parties :

le cornet externe dont le plasma est dense ( $\sim 10^7 /\text{m}^3$ ), chaud ( $\sim 100$  à  $300$  eV) et quasi-stagnant et où l'intensité du champ magnétique est proche de zéro,

et le cornet de basse altitude, plus turbulent, qui voit l'injection et le rebond de particules de la magnétogaine ainsi que l'échappement de particules ionosphériques, associés à des perturbations électromagnétiques.

- le manteau ou couche frontière de haute latitude (*High Latitude Boundary Layer* en anglais, signalée par les hachures sur la figure 1.6). Il sépare la magnétogaine des lobes - régions de haute altitude (cf. figure 1.5), très étendues dans la queue magnétosphérique et quasiment vides de plasma ( $\sim 10^3 /\text{m}^3$ ) - en assurant une transition graduelle entre ces deux régions. Le manteau tapisse tout le côté nuit de haute altitude. Il est constitué de plasma de la magnétogaine, entré par le cornet polaire le long de lignes de champ magnétique ouvertes, et de plasma ionosphérique échappé du cornet et de la calotte et nommé vent polaire (Banks et Holzer, 1968, 1969; Axford, 1968). Sa densité et sa température sont faibles; respectivement de  $10^4$  à  $10^6 /\text{m}^3$  et  $100$  eV. Son flot est toujours dirigé vers la queue magnétosphérique avec une vitesse moyenne d'environ  $100$  à  $200$  km/s. Tout comme les lobes, il est traversé par des lignes de force ouvertes qui s'étirent loin et à très haute altitude dans la queue magnétosphérique. Par leur intermédiaire, il est aussi directement connecté à la calotte polaire.

Région ionosphérique proche des pôles terrestres, cette dernière est, en effet, le lieu d'ancrage de ces lignes. Elle correspond, sur la figure 1.3, à la partie sombre située au centre de l'ovale.

La calotte polaire n'est cependant pas toujours aussi calme. Comme nous l'avons vu dans le préambule, elle peut présenter des signatures lumineuses intenses et de grande échelle.

## 1.4 Les aurores de la calotte polaire

### 1.4.1 De l'observation ...

L'étude des aurores de l'ovale débute dès le XVII<sup>e</sup> siècle, mais ce n'est qu'au début du XX<sup>e</sup> que celle des arcs de la calotte polaire s'amorce avec les travaux de Mawson (1916, 1925). Les premières analyses, s'appuyant sur des observations visuelles, portent sur la morphologie de ces phénomènes. L'Année Géophysique Internationale (1957-1958) ayant été l'élément déclencheur de la construction de nombreuses stations d'observation de la Terre, en particulier à haute latitude, des caméras plein ciel sont installées et fournissent aux spécialistes des arcs polaires des données quantifiées de ce qu'ils observaient jusqu'alors à l'oeil nu. Là encore, les résultats publiés sont axés sur la forme des arcs détectés (Weill, 1958; Davis, 1960, 1962; Denholm, 1961; Denholm et al., 1961; Akasofu, 1963; Gustafsson,

1967). A partir de la fin des années 1960, des caméras similaires sont embarquées sur des avions. Elles permettent à Romick et Brown (1971), entre autres, de décrire trois éléments caractéristiques :

- alignement des arcs dans la direction Soleil-Terre
- mouvement transverse des arcs, à travers la calotte polaire depuis le côté aube<sup>1</sup> jusqu'au côté crépuscule, avec des vitesses supérieures à 300 m/s
- apparition de ces arcs uniquement aux latitudes polaires.

En 1967, Gustafsson avait d'ailleurs déjà indiqué un alignement imparfait, les arcs faisant un angle d'environ  $20^\circ$  avec la direction solaire. Davis (1963) avait remarqué leur anti-corrélation avec l'activité géomagnétique.

Avec les débuts de l'ère spatiale, l'étude des arcs polaires fait un grand bond en avant. Tournant autour de la Terre à de faibles altitudes (entre 500 et 1400 km), les satellites polaires ISIS 1 et 2 et Defense Meteorological Satellites Program (DMSP) accomplissent un tour complet en  $\sim 2$  heures et couvrent des régions spatiales bien plus larges que celles observées par avion (Ismail et al., 1977). Equipés chacun de photomètres, et en combinaison avec des observations au sol, ils fournissent un grand nombre d'informations concernant la géométrie des arcs et permettent d'élaborer une classification précise (Ismail et Meng, 1982; Gussenhoven, 1982; Hardy et al., 1982).

### Classification de Winningham et Heikkila (1974)

Les travaux de Winningham et Heikkila (1974), fondés sur les données spectrométriques du satellite ISIS 1, mettent au jour trois types de précipitation aurorale. Appelés respectivement "pluie polaire", "douche polaire" et "bourrasque polaire", ils se distinguent par l'énergie et le flux des électrons mis en jeu. Le premier type de précipitation est uniforme et couvre en permanence l'ensemble de la calotte polaire. Il est constitué d'un flux en énergie faible d'électrons ( $10^{-3}$  erg/( $cm^2.s$ )) dont l'énergie est d'environ 100 eV. Son spectre en énergie est semblable à celui de la magnétogaine ce qui suggère une origine solaire de ces particules. Les "douches polaires", plus localisées, consistent en un flux structuré d'électrons de près de 1 keV. Selon les auteurs, ces phénomènes seraient la cause des arcs polaires alignés dans la direction solaire observés par conditions géomagnétiques modérées. Les "bourrasques polaires", quant à elles, correspondent à d'intenses précipitations qui se produiraient en période de fortes perturbations géomagnétiques et qui seraient dues à l'accélération d'électrons par un champ électrique aligné le long des lignes de force magnétiques. Cet article fondateur a initié une tendance visant à répertorier les différentes

---

1. Une vue polaire de la Terre fait apparaître un côté jour (celui orienté vers le Soleil) et un côté nuit. A partir de là, il est également possible de définir un côté aube (matin) et un côté crépuscule (soir). Dans la majorité des représentations polaires qui suivent, le côté jour est situé dans la partie haute du graphe, le côté matin se trouve alors à droite et le soir à gauche.

## 1. INTRODUCTION

espèces de signatures polaires détectées.

Alors que les aurores de l'ovale apparaissent principalement par champ magnétique interplanétaire Sud, les arcs polaires sont essentiellement observés par CMI Nord avec des conditions géomagnétiques calmes (Berkey et al., 1976 ; Ismail et al., 1977 ; Lassen et Danielsen, 1978). A partir de nombreuses observations satellitaires, Gussenhoven (1982) et Hardy et al. (1982) élaborent deux autres types de classification.

### Classification de Gussenhoven (1982)

Parmi les 300 arcs observés par les satellites DMSP durant les hivers 1972-1973 et 1974-1975, Gussenhoven distingue diverses catégories dont les exemples sont visibles sur la figure 1.7. Le mode de représentation utilisé ici est une vue polaire où l'hémisphère supérieur correspond au côté jour (1200 Temps Magnétique Local), inférieur au côté nuit (0000 TML), gauche au crépuscule (1800 TML) et droit au côté matin (0600 TML).

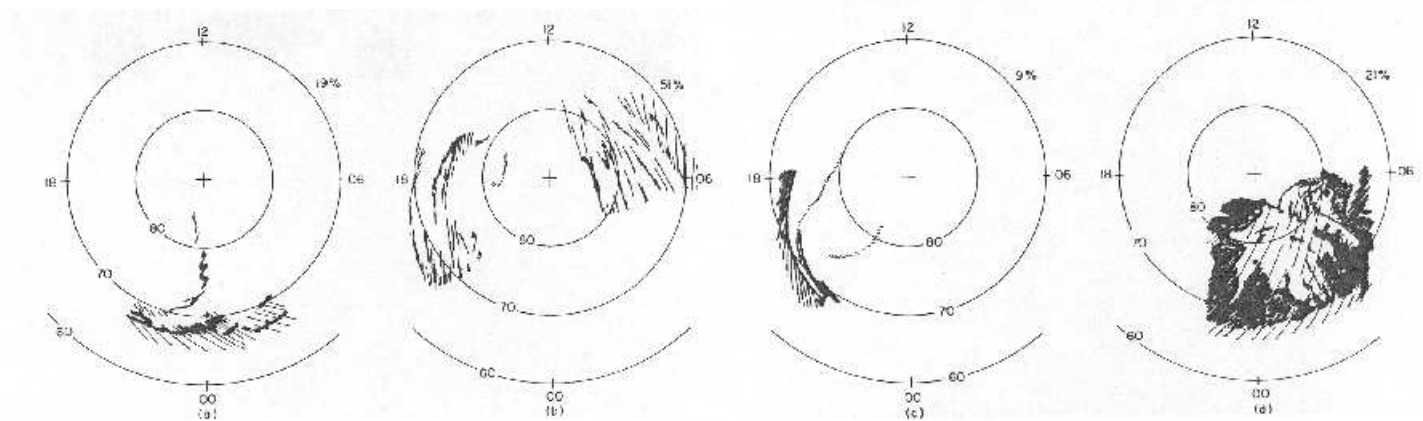


FIG. 1.7 – Dessins représentant les 4 catégories d'arcs observés par DMSP, en latitude géomagnétique corrigée et temps magnétique local ((a) pour P(1), (b) pour P(2), (c) pour P(3) et (d) pour P(4)). Les cercles représentent les latitudes 60°, 70° et 80°. La densité des hachures traduit la brillance des arcs (Gussenhoven, 1982).

Gussenhoven classe ces arcs de la façon suivante :

- P(1) : un seul ou deux longs arcs individuels semblant prendre naissance (ou peut-être se terminant) dans le secteur minuit de l'ovale auroral. Ces arcs peuvent apparaître sous toute une gamme de formes ; de très ténus et peu structurés à brillants et complexes.

- P(2) : aurores situées du côté matin et à extrêmement haute latitude. Ces arcs, apparaissant dans le secteur 0400-0900 TML, sont étroits et multiples. Ils semblent alignés dans la direction solaire mais le sont aussi avec le côté matin de l'ovale auroral. Ce n'est, en fait, que lorsque cet ensemble d'arcs se déplace vers des latitudes magnétiques supérieures à 80° qu'ils sont identifiés comme appartenant à la catégorie P(2).

- P(3) : arcs essentiellement dans le secteur soir. Cette classe inclut les taches et les fragments d'arcs qui peuvent s'étendre à travers la calotte polaire jusqu'au côté matin, mais

se distinguent des arcs de la catégorie précédente. Les arcs bien définis de haute latitude et attachés au secteur soir (1600-2000 TML) font aussi partie de ce groupe.

- P(4) : aurores de l'ovale du côté nuit, étendu à très haute latitude. Ces aurores sont visibles lorsque l'ovale s'étend à très haute latitude vers le pôle.

Une étude statistique de ces 300 événements a montré une prédominance des arcs de la catégorie P(2) (P(1): 19%, P(2): 51 %, P(3): 9 % et P(4): 21 %). Exceptées les signatures de la catégorie P(4) qui sont caractéristiques des sous-orages magnétiques, l'ensemble des arcs étudiés se sont produits dans des conditions interplanétaires et géomagnétiques similaires : un CMI dont la composante Bz est dirigée vers le Nord, un vent solaire rapide (entre  $\sim 600$  et  $\sim 800$  km/s), une activité géomagnétique de moyenne latitude modérée ( $K_p \leq 3-4$ ) et une activité magnétique de zone aurorale faible (AE essentiellement  $\leq 300$  nT).

### Classification de Hardy et al. (1982)

A partir de données optiques et de flux d'électrons obtenues grâce aux satellites DMSP, le 12 décembre 1977 sur une période d'accalmie faisant suite à un important sous-orage magnétique, Hardy et al. (1982) caractérisent divers types de précipitations d'électrons. Cette classification complète celle de Gussenhoven car elle quantifie les moments de la fonction de distribution des électrons précipitants et, en particulier, celle des électrons des arcs. Hardy et al. isolent plusieurs types de flux importants et variables d'électrons de basse énergie :

- catégorie 1 : des électrons présentant une distribution proche d'une maxwellienne, avec des températures de 50 eV à 200 eV et des densités variant de  $0,03$  à  $4 \cdot 10^6 / m^3$ . Les densités les plus grandes étant associées à la frontière polaire des aurores diffuses et aux régions proches des arcs visibles de la calotte polaire et les densités les plus faibles à la pluie polaire.

- catégorie 2 : une distribution d'électrons présentant un pic à 50 eV et 200 eV. Cette population résulte de l'accélération d'une distribution maxwellienne froide par des potentiels de 50 à 200 Volts sans chauffage des électrons.

- catégorie 3 : une distribution d'électrons comportant en fait deux populations : une composante intense et de faible énergie avec des températures d'environ 20 eV et une composante plus faible mais de forte énergie dont la température atteint 180 eV. Selon les auteurs, l'existence de tels électrons à l'altitude des satellites DMSP est la preuve d'une entrée de plasma de la magnétogaine dans la magnétosphère et, plus précisément, dans la calotte polaire.

- catégorie 4 : des électrons dont la distribution a un pic à 1 keV. Ces électrons sont responsables des arcs visibles. Ils sont issus de l'accélération d'une population d'électrons à deux composantes, de températures respectives 100 et 350 eV, à travers un saut de potentiel d'environ 750 Volts.

Pour l'ensemble des cas qu'ils ont étudiés, les composantes Bx et Bz du CMI étaient,

## 1. INTRODUCTION

respectivement, négative et positive, l'activité géomagnétique était faible ( $K_p \sim 2-3$ ) et la vitesse du vent solaire modérée ( $\sim 485$  km/s).

### Quelques formes remarquables

Parallèlement, les satellites S3-2 et Triad, sur lesquels sont embarqués des capteurs électriques et magnétiques ainsi que des détecteurs de particules, s'avèrent essentiels à la compréhension des signatures électrodynamiques associées aux arcs polaires (Saflekos et Potemra, 1978; Burke et al., 1982). A partir des données recueillies par l'ensemble de ces satellites, Lassen (1972), Berkey et al. (1976), Ismail et al. (1977) et Lassen et Danielsen (1978) établissent une corrélation entre les arcs polaires et la composante  $B_z$  du CMI pointant vers le Nord ainsi qu'avec des conditions géomagnétiques calmes (indice  $K_p \leq 3$ ), confirmant donc les résultats de Davis (1963).

Cependant, les imageurs embarqués sur les satellites ISIS 2 et DMSP ne couvrant que des longueurs d'ondes du visible, les observations sont restreintes au côté nuit et ne donnent donc pas de vue d'ensemble de la calotte polaire.

Il faut attendre pour cela les années 1980 et le lancement des satellites Dynamic Explorer (DE). C'est grâce à DE 1 que les phénomènes rares appelés arcs transpolaires ou aurores en thêta sont découverts. Ces arcs traversent, en effet, la calotte polaire de part en part et ont leurs deux extrémités liées à l'ovale auroral (respectivement dans les régions du midi et du minuit magnétiques). Ils forment alors un motif ressemblant à la lettre grecque thêta (cf. panneau gauche de la figure 1.8). Les caméras sensibles aux rayons ultraviolets, embarquées sur les satellites DE, ainsi que le survol des pôles par ces derniers à haute altitude fournissent, pour la première fois, une vision globale de l'ovale auroral et de la calotte polaire (Frank et al., 1982 et 1986).

Les satellites avec imageurs embarqués permettent également de confirmer ou de découvrir de nouvelles formes d'arcs. Ainsi, en 1981, à partir d'images issues du satellite ISIS 2, Murphree et Cogger observent des arcs polaires similaires à ceux découverts par Meng et Akasofu en 1976 avec les données DMSP; arcs parallèles aux arcs auroraux mais qui s'incurvent pour s'aligner dans la direction solaire. Ces arcs, qui seront appelés par la suite arcs polaires en forme de crochet, se produisent aussi bien du côté jour que du côté nuit de l'ovale.

En 1989, à partir des observations du satellite DE 1, Hones et al. font état d'un autre genre d'arcs polaires; l'aurore en forme de harnais à cheval. Elle tire son nom de sa géométrie particulière constituée d'un arc du côté matin (aube) et d'un autre du côté soir (crépuscule), connectés par une arche au niveau du midi magnétique (cf. panneau droit de la figure 1.8). Ce motif n'apparaît cependant qu'en conditions géomagnétiques très calmes.

Toutefois, ces configurations compliquées ne sont pas les plus fréquentes. Les formes les plus communément observées sont les arcs confinés soit du côté matin, soit du côté soir de la calotte polaire. Ils s'étendent typiquement sur plusieurs milliers de kilomètres dans la direction solaire et sont larges de quelques dizaines à quelques centaines de kilomètres.

## 1.4 Les aurores de la calotte polaire

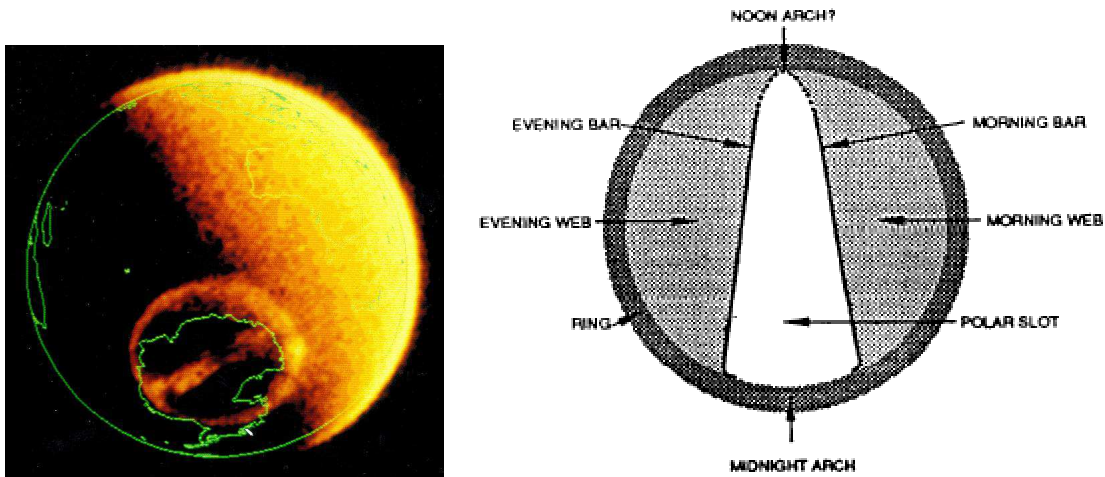


FIG. 1.8 – *Panneau de gauche : aurore en thêta au-dessus de l'Antarctique observée par le satellite Dynamic Explorer 1 en ultra-violet. La grande partie brillante à droite correspond au côté jour de la Terre. Panneau de droite : schéma de la signature aurorale en forme de harnais à cheval au-dessus du pôle Nord (d'après Hones et al., 1989).*

80% d'entre eux sont en fait constitués de structures multiples avec des espaces inter-arcs pouvant atteindre quelques centaines de km.

A leur déplacement dans la direction aube-crêpuscule s'ajoute une variation d'intensité et une importante dynamique. Leur brillance change constamment et de nouveaux arcs se développent fréquemment près de ceux existant déjà. Avec une telle dynamique, ces arcs se maintiennent sur des périodes de une à quelques dizaines de minutes (Eather et Akasofu, 1969 et Zhu et al., 1996b). Certains - moins nombreux - perdurent toutefois pendant plusieurs heures. Les arcs de la calotte polaire peuvent donc prendre diverses formes et se comporter différemment.

### Configurations magnétosphériques

De nombreuses observations sont donc menées et théories développées afin de déterminer les configurations possibles de la magnétosphère ainsi que les régions sources des particules à l'origine des arcs de la calotte polaire. L'idée est d'aboutir à une vision générale du phénomène. C'est aussi durant les années 1980 que de nouvelles questions apparaissent :

- les arcs polaires se produisent-ils le long de lignes de champ magnétique fermées ou ouvertes?
- quels sont les mécanismes moteurs de ces précipitations?
- quelles sont les configurations possibles de la magnétosphère compte tenu des motifs de convection observés dans l'ionosphère?

A la première interrogation, des réponses contradictoires sont apportées en fonction des données utilisées. A partir des observations des satellites DE, Peterson et Shelley (1984), Menietti et Burch (1987) et Frank (1988) montrent que le plasma précipitant dans la calotte polaire, à l'origine des arcs, a les mêmes caractéristiques que celui du feuillet

## 1. INTRODUCTION

de plasma ou de ses couches frontières et qu'il pourrait donc en provenir, après avoir suivi des lignes de champ fermées. Cependant, les données DMSP mettent en avant la présence d'électrons constituant la pluie polaire et d'électrons relativistes à proximité des arcs polaires, suggérant ainsi l'apparition de ces derniers sur des lignes de force ouvertes (Hardy et al., 1982 ; Hardy, 1984 ; Gussenhoven et Mullen, 1989). La question n'est en fait pas encore résolue.

Les deux autres interrogations, quant à elles, font l'objet de nombreux développements théoriques et suggestions sujets à controverse, notamment à propos du schéma de convection à haute latitude dans la magnétosphère par CMI Nord.

Ainsi, trois configurations de la magnétosphère sont proposées :

- la bifurcation des lobes dans la queue magnétosphérique
- l'expansion de l'ovale
- la configuration en lignes ouvertes.

La première, avancée par Frank et al. (1982), résulte de leurs observations d'aurores en tête. Ils prouvent, en effet, qu'elles sont constituées d'électrons dont les caractéristiques sont semblables à celles du feuillet de plasma ou de sa couche frontière. Ils suggèrent alors que ce feuillet peut se déformer et s'infiltrer dans les lobes entraînant une modification de la configuration de ces derniers. Ceci est confirmé, dans les années qui suivent, par de nombreuses observations. Obara et al. (1988) montrent même, à partir d'images simultanées prises au-dessus des deux calottes polaires, l'existence de signatures très similaires dans les deux hémisphères, ce qui traduit le caractère symétrique - par rapport au plan équatorial magnétique - de la filamentation du feuillet de plasma dans les lobes (cf. figure 1.9).

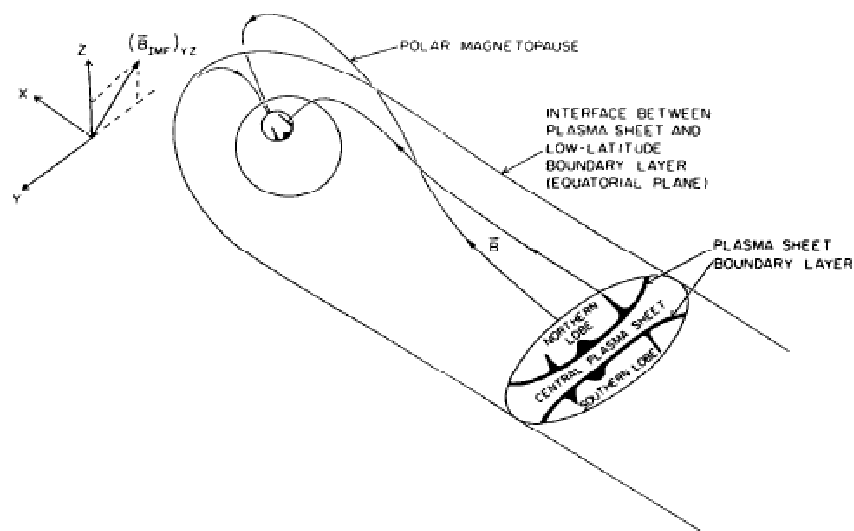


FIG. 1.9 – Schéma d'interprétation, établi par Huang et al. (1987), pour relier les observations du satellite ISEE d'infiltration de la couche de plasma dans les lobes à l'aurore en tête dans l'ionosphère.

En 1981, Meng propose une deuxième configuration qui met en avant le lien existant

## 1.4 Les aurores de la calotte polaire

entre ses observations d'arcs polaires alignés dans la direction solaire et les conditions géomagnétiques. Les arcs qu'il a étudiés s'étant produits entre des sous-orages magnétiques, il suggère que la majorité des arcs alignés ne se produit pas au-dessus de la calotte polaire. Ils apparaissent plutôt dans la partie polaire de l'ovale en expansion vers les hautes latitudes, par CMI Nord. Cette extension polaire correspond à un épaissement de la partie centrale du feuillet de plasma. Cependant, la même année, Meng (1981b) propose une autre explication. Cette expansion pourrait résulter de deux phénomènes différents :

- les particules précipitant dans la partie équatoriale de l'ovale proviendraient de la région du feuillet de plasma située loin dans la queue magnétosphérique
- et celles précipitant sur le bord polaire de l'ovale seraient issues du cornet polaire, du manteau ou du vent solaire.

En 1990, Lundin et al. indiquent toutefois que l'expansion de l'ovale pourrait être liée à la couche frontière de basse latitude.

En 1994, Murphree et al. nuancent les propos de Meng en montrant que les arcs de la calotte polaire ne sont pas toujours contrôlés par les sous-orages magnétiques.

Pour ces deux premières configurations, les arcs de la calotte polaire se produisent sur des lignes de champ fermées et le plasma provient du feuillet de plasma, ou de sa couche frontière, déformé(e). Ces modèles font également intervenir des lignes de force ouvertes (cf. figure 1.10) ; sur chaque grand côté des arcs pour la bifurcation des lobes (A) et seulement du côté polaire des arcs (c'est-à-dire du côté polaire de la zone aurorale) pour l'expansion de l'ovale (B).

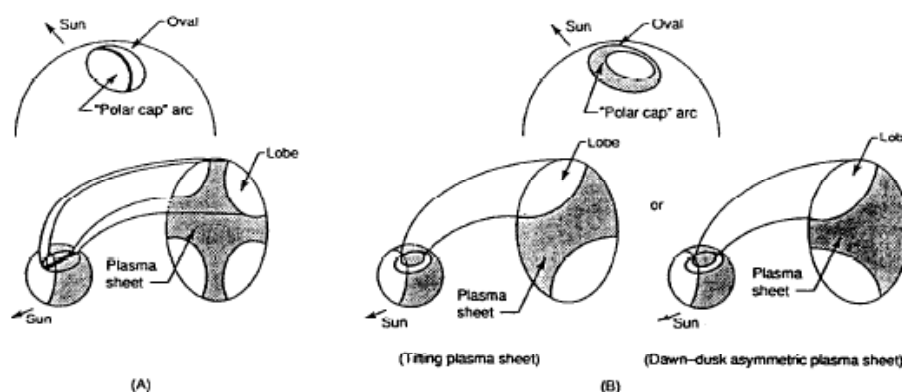


FIG. 1.10 – Illustration des deux types d'arcs de la calotte polaire et de leur relation possible avec les différentes configurations du feuillet de plasma de la queue magnétosphérique (Makita et al., 1991).

A partir de données optiques et de flux d'électrons des satellites DMSP, Hardy et al. (1982) exposent un troisième scénario. Les arcs qu'ils observent étant immergés dans une pluie polaire de forte densité, ils suggèrent que les arcs se trouvent sur des lignes ouvertes.



## 1. INTRODUCTION

Il existerait donc un mécanisme favorisant l'entrée quasi directe du plasma de la magnétogaine entraînant la formation des arcs de la calotte polaire. Toujours à partir d'observations des satellites DMSP, Hardy (1984) démontre que les lignes de champ magnétique ancrées dans les régions d'arcs de la calotte polaire sont directement connectées à la magnétogaine et au vent solaire. Ce qui sera confirmé en 1989 par Gussenhoven et Mullen.

### 1.4.2 ... au modèle

Dès le début des années 1980, afin de confirmer les théories élaborées à partir des diverses observations faites depuis plus de 10 ans, des modèles numériques voient le jour. En 1982, Burke et al. développent un modèle statique permettant d'expliquer l'apparition des arcs de la calotte polaire sur des lignes de force ouvertes. Ils considèrent pour cela un système de courants et de champs électriques couplant les arcs à un générateur magnétosphérique lointain.

A partir de simulations numériques, Akasofu et al. (1984) confirment la théorie avancée un an plus tôt par Akasofu et Roederer selon laquelle les arcs se produisent dans une région étroite de lignes fermées entourées de lignes ouvertes au-dessus de la calotte polaire.

En 1985, Lyons propose un modèle favorisant l'asymétrie des arcs dans les hémisphères opposés. Ce dernier prévoit que les aurores de l'hémisphère Nord (Sud) deviennent intenses quand  $B_y$  est positif (négatif) et  $B_z$  positif, que les aurores ne devraient pas apparaître simultanément dans les deux hémisphères et que le flot anti-solaire peut transporter du plasma provenant du feuillet de plasma jusque dans la région de lignes ouvertes de la calotte polaire.

Considérant que ces arcs se forment sur des lignes ouvertes, Chiu (1989) montre qu'ils sont créés par un courant en réponse à des structures de cisaillement de vitesse à moyenne échelle dans l'ionosphère. Son modèle indique également que le plasma de faible énergie à l'origine des arcs est de la pluie polaire accélérée (comme le suggéraient déjà Winningham et Heikkila en 1974).

Deux types de modèles coexistent donc ; ceux faisant intervenir des lignes ouvertes et ceux avec des lignes fermées.

Alors que ces modèles considèrent les arcs de la calotte polaire comme statiques, ceux développés par la suite tiennent compte du caractère dynamique de ces structures.

A l'aube des années 1990, l'utilisation de caméras CCD améliore fortement la résolution temporelle des images obtenues. Celles issues des caméras embarquées sur Viking (10 s), Akebono (1 s) et Freja (0,4 s) permettent l'étude précise de la grande dynamique des arcs polaires à plusieurs échelles (Murphree et al, 1989 ; Elphinstone et al., 1990 ; Valladares et Carlson, 1991 ; Obara et al., 1993). Elles motivent l'élaboration de nombreux modèles numériques destinés à comprendre et à reproduire les structures temporellement et dynamiquement variables observées (Zhu et al., 1993 et 1996 ; Crain, 1993 et 1994). Certains d'entre eux, plus améliorés, dépendent du temps et considèrent l'ionosphère comme

un élément essentiel dans l'apparition des arcs polaires (Zhu et al., 1996; Obara, 1996 et Sojka et al., 1994). Ces modèles, suffisamment sophistiqués, sont les premiers à pouvoir être comparés aux observations; observations aussi bien au sol que satellitaires (Berg et al., 1994; Zhu et al., 1996).

En 1993, Zhu et al. proposent un scénario complet pour l'apparition des arcs. Selon eux, le processus commence par une interaction entre le vent solaire et la magnétosphère. Ceci provoque le déplacement, le long de lignes de champ ouvertes ou fermées et en direction de la Terre, d'un flot de cisaillement de plasma magnétosphérique. A ce cisaillement s'ajoute des ondes d'Alfvén qui se propagent également vers la Terre et transportent des courants alignés. Quand ces ondes arrivent dans l'ionosphère, elles peuvent être partiellement réfléchies selon la conductivité de cette région. Pendant ce temps, les électrons précipitants renforcent la conductivité ionosphérique. Ce qui entraîne l'apparition d'ondes d'Alfvén secondaires dirigées vers la magnétosphère. Ainsi, les ondes d'Alfvén réfléchies et secondaires remontent vers la magnétosphère et peuvent modifier le schéma de convection et de courants de la région source. Par ailleurs, des sauts de potentiel peuvent exister le long des lignes suivies par les ondes. Ces dernières peuvent alors interagir avec eux et les modifier. Ce modèle décrit donc la dynamique des arcs de la calotte polaire et souligne la dépendance par rapport au temps du couplage magnétosphère-ionosphère (M-I). Il permet, selon la nature de l'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère (régulière ou variable), de rendre compte aussi bien des arcs stables que des arcs dynamiques.

Par ailleurs, en 1994, Sojka et al. montrent que l'intensité du champ électrique de convection est responsable du caractère multiple des arcs mettant ainsi en avant la réponse de l'ionosphère aux sollicitations de la magnétosphère. En 1996, Obara et al. prouvent, à partir d'observations du satellite Akebono, que les précipitations d'électrons de plus haute énergie conduisent à un espacement plus grand entre les arcs multiples. Ceci est accord avec les prédictions théoriques du modèle de couplage M-I de Zhu et al. (1993 et 1997).

### 1.4.3 Les courants associés

En parallèle à l'étude statistique et morphologique de ces arcs, un grand intérêt est porté aux fluctuations des champs électrique et magnétique observées par les satellites de basse altitude.

Dès 1978, à partir des variations transverses du champ géomagnétique  $\vec{B}$  détectées par le satellite Triad, Saflekos et Potemra montrent l'existence de courants descendant dans l'ionosphère polaire et s'en échappant, sur des échelles spatiales inférieures à  $0,5^\circ$ , alignés le long des lignes de force.

A partir des données de champ électrique et magnétique et de flux d'électrons issues de trois traversées polaires de la sonde S3-2 ( $\sim 240$  km d'altitude), Burke et al. (1982) prouvent ensuite que les arcs discrets, alignés dans la direction solaire, observés par CMI Nord au-dessus de la calotte polaire, sont associés à des courants montants, alignés le long des lignes

## 1. INTRODUCTION

de force et dont l'intensité typique est de  $\sim 2 \mu A/m^2$ . Leurs résultats indiquent que ces courants sont portés par des flux d'électrons précipitants, quasi-isotropes ou faiblement alignés le long de  $\vec{B}$ , accélérés par un saut de potentiel  $\leq 1$  keV - comme le confirmeront Weber et al. (1989) - et dont la température est de quelques centaines d'eV.

En 1991, Valladares et Carlson calculent la densité de ces courants avec la conductivité ionosphérique et le champ électrique mesurés par le radar à diffusion incohérente de Sondrestrom (Grönland). Ils obtiennent des valeurs de l'ordre de  $4 \mu A/m^2$ , mettant ainsi en avant la fiabilité des résultats précédents.

Dans leur modèle de champ électrique et de courants à 2D, comme cela sera justifié par les observations ultérieures, Burke et al. (1982) font apparaître des nappes de courant montant et descendant, alignées le long des lignes de champ magnétique et se refermant dans la magnétopause.

Associées à des arcs polaires, ces nappes sont, en fait, très souvent structurées en de multiples paires. En 1996, Obara et al. montrent non seulement que les nappes multiples de courant aligné correspondent fréquemment à de tels arcs, mais aussi que leur espacement dépend de celui des arcs et est donc fortement lié à l'énergie moyenne de précipitation des électrons. Ils trouvent, par ailleurs, eux aussi, des densités de l'ordre de  $1 \mu A/m^2$ .

La calotte polaire est donc le siège d'échappements et de précipitations de particules ainsi que de la circulation de courants alignés le long des lignes de champ magnétique.

### 1.5 Notre but

Malgré des décennies de recherche, aucun consensus n'a été trouvé quant à la géométrie des lignes de champ magnétique impliquées dans les phénomènes d'arcs polaires. Bien que la calotte polaire soit définie comme le lieu d'ancrage des lignes de force ouvertes, de nombreux auteurs ont associé aux arcs y apparaissant une configuration particulière des lignes fermées.

En dépit de nombreuses avancées faites concernant la nature et la dynamique de ces aurores, de multiples questions ont encore des réponses controversées :

- quelle est la véritable source des arcs polaires? Du feuillet de plasma équatorial au manteau de haute altitude, en passant par un feuillet de plasma déformé, toutes les configurations magnétosphériques ont été suggérées.

- quel est le mécanisme initial à l'origine de leur apparition?

- par quoi l'orientation des arcs est-elle régie?

- quel est le rôle du milieu interplanétaire dans les phénomènes de la calotte polaire?

etc ...

Fondées sur des observations faites à moins d'un rayon terrestre d'altitude, les conclusions établies jusqu'à présent ne prennent en compte que le résultat à basse altitude d'une dynamique à grande échelle. Les satellites Cluster, survolant la calotte polaire à environ

5 à  $10 R_T$ , apportent un nouvel éclairage à ces événements. Ils permettent de valider ou d'éliminer les différents scénarii et hypothèses proposés.

Aussi, au cours de cette thèse, nous sommes-nous intéressées aux flux électroniques observés, au-dessus des calottes polaires, par l'expérience PEACE à bord de Cluster (chapitre 2).

Afin de déterminer dans quelle mesure ils pourraient être liés aux arcs de la calotte polaire, nous les caractériserons tout d'abord, en répertoriant leurs dimensions, énergies, températures et parfois même orientation (chapitre 3).

Nous estimerons également l'efficacité de l'un des processus d'accélération déjà approuvé pour les arcs de la zone aurorale (chapitre 4).

A partir d'un modèle de transport d'électrons le long de lignes de force magnétosphériques, que nous avons développé, nous déterminerons ensuite les probables source et signature ionosphérique de ces flux électroniques (chapitre 5).

Nous étudierons, d'autre part, des structures d'échappement d'électrons ionosphériques apparaissant exclusivement par champ magnétique interplanétaire Nord. Nous tenterons d'évaluer leur influence sur le plasma environnant (chapitre 6) afin de mieux comprendre la physique à moyenne échelle de la calotte polaire et de préciser les manifestations du couplage ionosphère-magnétosphère existant dans cette région.

Immergée dans le vent solaire, la magnétosphère est en constante interaction avec le milieu interplanétaire. Après avoir conclu, nous suggérerons enfin divers processus se produisant au niveau de la magnétopause, susceptibles de constituer la véritable origine des arcs de la calotte polaire (chapitre 7).

## 1. INTRODUCTION

# Chapitre 2

## La mission Cluster

L'ÉTUDE menée ici repose sur les données de la mission multi-satellites Cluster.

### 2.1 Ses objectifs

En association avec l'observatoire héliosphérique SOHO (Solar Heliospheric Observatory), elle constitue le programme de science solaire et terrestre (Solar Terrestrial Science Programme), pierre angulaire du projet Horizon 2000 de l'Agence Spatiale Européenne (ASE). Depuis leur conception jusqu'à leur sélection commune, ces deux missions ont été développées dans le but d'étudier les relations existant entre le Soleil et l'environnement de la Terre.

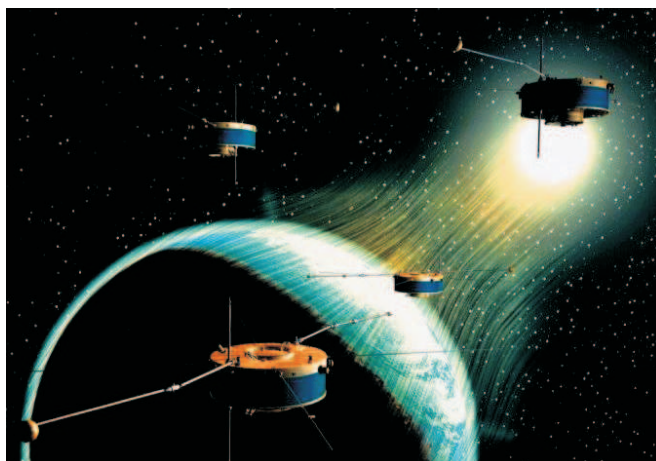


FIG. 2.1 – *La flotte CLUSTER autour de la Terre*

Cluster est une mission d'observation *in situ* de la magnétosphère terrestre, combinant les mesures simultanées de quatre satellites identiques. Afin de mieux comprendre les interactions entre le Soleil et la Terre ainsi que les phénomènes internes à la magnétosphère, ces derniers traversent notamment la queue magnétosphérique et, en particulier, le feuillet

## 2. LA MISSION CLUSTER

de plasma qui constitue un grand réservoir de particules d'origine à la fois solaire et ionosphérique et qui joue un rôle essentiel dans les sous-orages, les couches frontières telles la magnétopause ou le choc terrestre, ainsi que le vent solaire. L'objectif premier est d'y étudier les structures de plasma à 3 dimensions et leur dynamique.

En 1996, l'Agence Spatiale Européenne lance la première version de la flottille Cluster à l'occasion du premier test de qualification de la fusée Ariane V. Cette mise en orbite s'étant soldée par un échec, l'avenir de la mission est compromis. Cependant, grâce à la persévérance de l'ASE et du CNES, entre autres, les 4 satellites : Rumba, Samba, Salsa et Tango sont reconstruits à l'identique. C'est donc la mission CLUSTER II qui est satellisée par une fusée russe Soyouz en juillet et août 2000.

Initialement prévue pour durer 5 ans, la mission des 4 satellites a été prolongée jusqu'en fin 2009 permettant ainsi d'exploiter au maximum les capacités des instruments, de modifier les distances inter-satellites (et donc les échelles spatiales d'observation des processus) et d'obtenir des données sur presque un cycle solaire.

En configuration tétraédrique (cf. figure 2.1), ces satellites décrivent 4 orbites elliptiques polaires non coplanaires. Avec un périégée à  $\sim 3$  rayons terrestres ( $R_T$ ) et un apogée à  $\sim 19 R_T$ , ils effectuent une révolution autour de la Terre en 57 heures. Les dimensions de ce tétraèdre, plus ou moins déformé selon la position des satellites le long de l'orbite, peuvent être modifiées (de 200 km à 18000 km).

Tous identiques, les 4 satellites fournissent la valeur des grandeurs étudiées en 4 points différents, à chaque instant de mesure. Repris dans la mission THEMIS (lancée en 2007) et dans la future MMS (prévue pour 2013), ce concept, tout à fait innovant, a fait de Cluster la première mission multi-satellites permettant donc de voir l'évolution de ces grandeurs à trois dimensions et de faire la distinction entre des variations spatiales et temporelles.

Cylindrique, chaque satellite fait 2,9 mètres de diamètre pour 1,3 mètres de haut, pèse 1200 kg et accomplit une rotation complète en 4 secondes. Il est équipé de 11 expériences qui enregistrent des informations sur les particules chargées et les champs électrique et magnétique.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons principalement utilisé les mesures de flux d'électrons issues de l'instrument Plasma Electron And Current Experiment (PEACE) dont l'Investigateur principal est le Mullard Space Science Laboratory (Grande-Bretagne) et dont le CETP est CoInvestigateur. Mais nous avons également eu recours aux mesures d'ions obtenues par le consortium Cluster Ion Spectrometer (CIS), ainsi qu'à celles des champs électrique et magnétique fournies par les expériences Electron Drift Instrument (EDI), Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations experiment (STAFF), Flux Gate Magnetometer (FGM) et Waves of High frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation (WHISPER).

## 2.2 Ses instruments

### 2.2.1 PEACE et les électrons

L'expérience Plasma Electron and Current Experiment (PEACE) a été développée dans le but d'estimer la fonction de distribution des électrons des divers milieux traversés, avec la meilleure résolution possible (Johnstone et al., 1997 et Fazakerley et al., 2005).

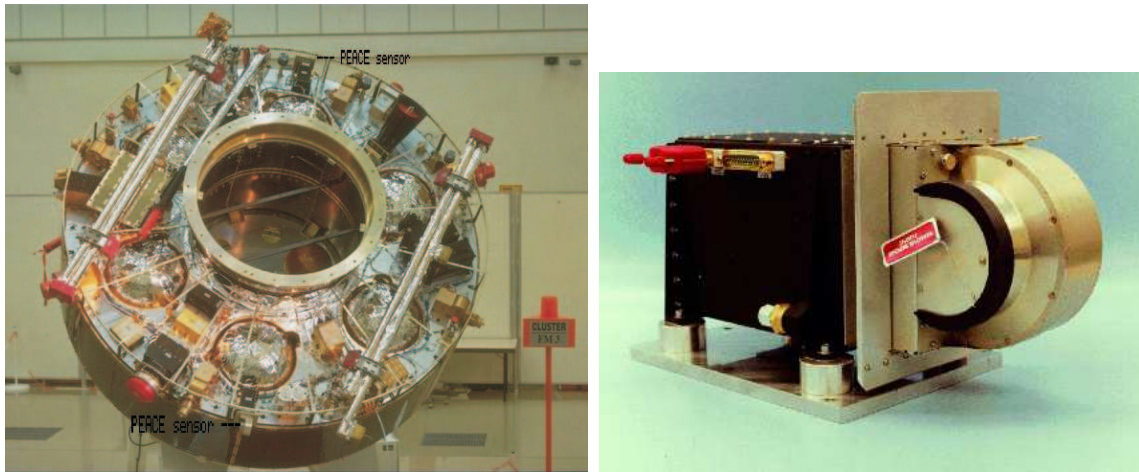


FIG. 2.2 – *Photo de gauche : un des 4 satellites ouvert avec l'instrument PEACE en haut à droite et en bas à gauche. Photo de droite : l'instrument PEACE lui-même (ASE).*

L'instrument PEACE est un spectromètre à électrons de grande dynamique capable de mesurer la distribution de vitesses de ces particules sur une gamme d'énergie allant de 0,59 eV à 26,4 keV. Il permet donc d'obtenir des mesures précises des différentes populations de particules connues dans les lobes, le feuillet de plasma et le vent solaire.

Une attention particulière a été portée à l'observation des électrons de basse énergie. Lors de la conception de cet instrument, les scientifiques ont insisté sur l'importance des électrons d'énergie comprise entre 1 et 10 eV. Ceux-ci constituent, en effet, la majorité des populations du vent solaire et du choc. Ils jouent également un rôle important dans les interactions ondes-particules. Enfin, ils contrôlent l'interaction satellite-plasma.

Au cours des différentes missions envoyées dans la magnétosphère, des éléments de plus en plus fins de la distribution des électrons ont été révélés. La conception de PEACE s'est donc appuyée sur des techniques déjà éprouvées mais avec la volonté d'améliorer les capacités de l'instrument par rapport à celles des satellites précédents. Les efforts se sont concentrés sur 3 points importants :

- une meilleure précision de l'instrument pour mesurer très correctement les gradients
- la diminution du niveau minimum d'énergie couvert par les analyseurs différentiels, à moins de 1 eV
- l'obtention de distributions 3D de bonne qualité.



## 2. LA MISSION CLUSTER

Cette expérience, qui fait 7 cm de haut et 6,4 cm de diamètre, se compose de deux capteurs de type Top Hat diamétralement opposés par rapport au corps de chaque satellite (cf. figures 2.2 et 2.3) :

- le Low Energy Electron Analyzer (LEEA) dédié en particulier aux électrons de basse énergie
- et le High Energy Electron Analyzer (HEEA) à ceux de haute énergie,

Chacun, couvrant  $180^\circ$  d'élévation et séparé en 12 secteurs de  $15^\circ$  d'ouverture, observe le flux des électrons dans un plan contenant l'axe de rotation du satellite (cf. figure 2.3). L'ensemble des directions de l'espace est sondé grâce à la rotation complète du satellite.

Chacun de ces capteurs est constitué d'un analyseur électrostatique hémisphérique d'énergie et d'une plaque annulaire à microcanaux avec un détecteur de position.

La figure 2.4 présente une coupe du capteur LEEA dans le plan perpendiculaire au plan de détection. Quand un électron entre dans le détecteur, comme représenté par la flèche rouge, il voit sa trajectoire incurvée et canalisée par un champ électrostatique  $\vec{E}$  existant entre les deux plaques hémisphériques (interne et externe) de déflexion. L'intervalle en énergie des électrons susceptibles d'être soumis à cet effet dépend du potentiel appliqué à la plaque interne. Les électrons dont l'énergie n'appartient pas à cet intervalle sont capturés (ils tombent dans la grille en bas à gauche). Les autres vont percuter la plaque à microcanaux (en bas à droite). Ils poursuivent ensuite leur chemin en subissant une tension de 150 Volts et viennent finalement percuter une des 12 anodes réceptrices, chacune définissant un secteur polaire de  $15^\circ$  (qui correspond aussi à la résolution angulaire) avec un angle azimutal de  $5,27^\circ$  ( $2,79^\circ$ ) pour HEEA (LEEA).

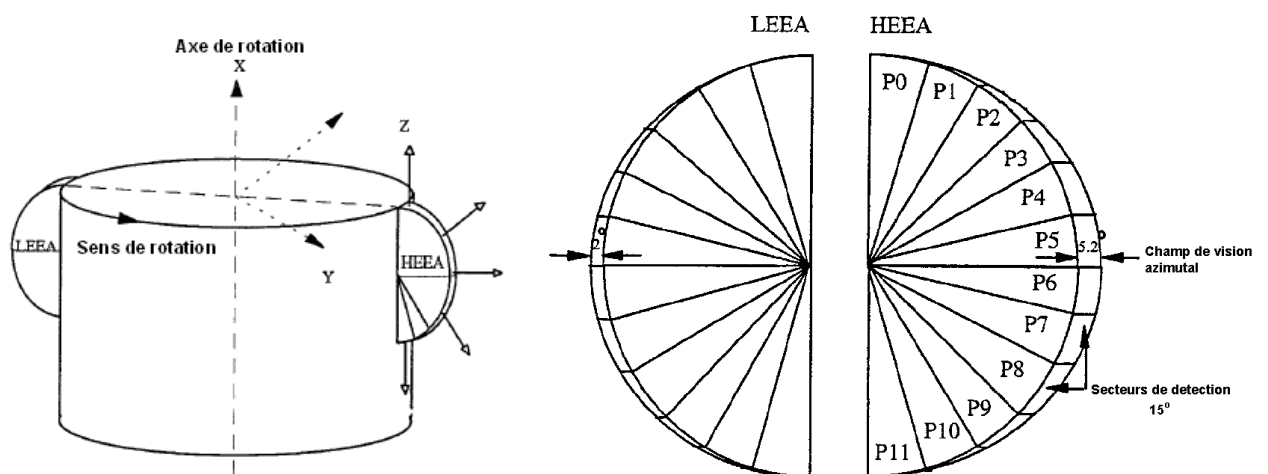


FIG. 2.3 – Panneau gauche : schéma d'un satellite et position des capteurs LEEA et HEEA. Panneau droit : schéma des 12 secteurs de détection (Johnstone et al., 1997).

En 3,9 ms, le potentiel de la plaque interne peut être changé jusqu'à 88 fois, définissant ainsi 88 niveaux en énergie, de sorte à pouvoir détecter les électrons naturels sur l'ensemble

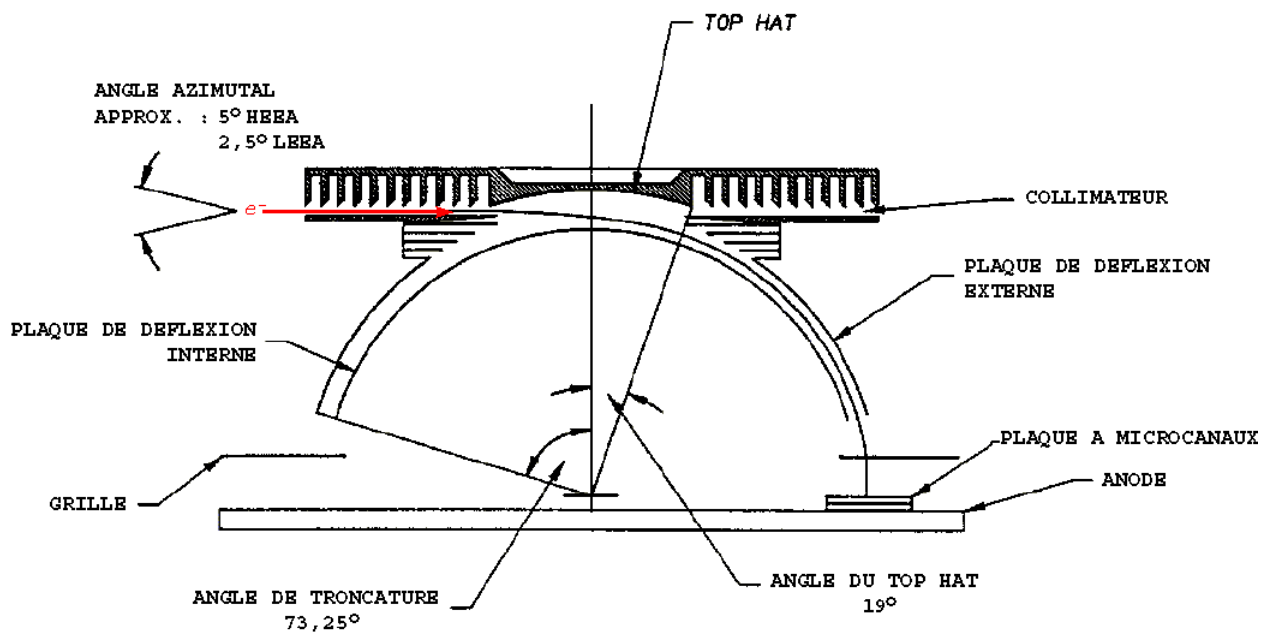


FIG. 2.4 – Diagramme de la partie externe du détecteur (Johnstone et al., 1997).

de la gamme [0,59eV ; 26,4 keV]. Mais pour chacun des deux capteurs, ce potentiel n'est réellement modifié que 60 fois. Ce balayage en énergie étant effectué 32 fois de suite (dans le mode Medium Angular Resolution), la période de mesure est en fait de 125 ms.

Le processus d'acquisition des données décrit ici ne permet cependant pas, en particulier pour le capteur LEEA, de discerner les électrons naturels des électrons secondaires dont l'origine est double : électrons de haute énergie et radiations ultraviolettes solaires. Les premiers, très énergétiques - avec une énergie supérieure à celle que l'instrument peut mesurer - viennent frapper l'intérieur du capteur sans avoir été grandement déviés par le champ électrostatique  $\vec{E}$ . Cet impact crée des électrons secondaires dont l'énergie, comprise entre 1 et 10 eV, peut correspondre à l'intervalle d'énergie choisi à ce moment-là de la mesure. Ces électrons peuvent alors être déviés par  $\vec{E}$ , traverser l'analyseur et être enregistrés par le détecteur faussant ainsi les mesures. Les radiations solaires, quant à elles, créent des photoélectrons par impact sur l'analyseur. Mais cet effet-là peut être éliminé des observations puisqu'il n'a lieu que lorsque le Soleil se trouve dans le champ de vision du capteur. Toutefois, pour réduire de manière sûre l'amplitude de ces effets indésirables, un déflecteur en forme d'anneaux a été ajouté à l'entrée du capteur. Il s'agit, en fait, d'une série de fines plaques semi-circulaires parallèles. La quantité de lumière ultraviolette susceptible d'atteindre la plaque de détection - et d'y créer des électrons secondaires - est ainsi réduite après de multiples réflexions à l'intérieur de cette structure. Toutes les surfaces internes ont également été recouvertes d'un revêtement hautement absorbant et réfléchissant dans toutes les directions de façon à minimiser l'importance des photons Lyman alpha solaires qui auraient pu être détectés après de nombreuses réflexions. Ces déflecteurs diffusent donc

## 2. LA MISSION CLUSTER

les photons incidents dans des directions autres que celles du détecteur (Johnstone et al., 1997).

Les deux types d'électrons secondaires décrits plus haut sont aussi créés à la surface du satellite. Dans certains cas, ils forment une gaine de plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur autour du satellite et perturbent grandement les mesures. Pour s'affranchir de ce bruit, l'instrument Active Spacecraft POTential Control (ASPOC, Torkar et al., 2001) peut être mis en marche. Quand tel est le cas, des ions sont émis ce qui réduit le potentiel satellite à des valeurs faibles. Ainsi, les photoélectrons et les électrons secondaires peuvent s'échapper de la gaine de Debye qui s'était formée autour de la sonde.

Par ailleurs, le débit de télémesure n'est pas toujours suffisamment élevé pour transmettre les flux à 3D mesurés par chacun des capteurs. D'autres produits de données tels que les moments, des coupes à deux dimensions, ... sont alors transmis. Dans le travail présenté ici, nous avons utilisé le produit PAD (Pitch-Angle Distribution) qui donne une coupe 2D des flux dans le plan contenant la direction du champ magnétique  $\vec{B}$  et l'axe de rotation du satellite.

Comme le montre le schéma 2.5, ce produit utilise les flux mesurés par un capteur lorsque le plan de détection est parallèle à  $\vec{B}$ , c'est-à-dire deux fois par rotation. Ce mode de fonctionnement nécessite donc la mesure continue du champ magnétique et l'existence d'une communication entre les instruments PEACE et FGM.

Après réorganisation des données, le produit PAD donne la mesure des flux d'électrons dans la direction du champ magnétique, dans la direction opposée et suivant 11 autres secteurs intermédiaires dont la direction perpendiculaire (cf. figure 2.5).

Aussi, la représentation logarithmique/en angle d'attaque du flux des électrons présente-t-elle 13 composantes/secteurs.

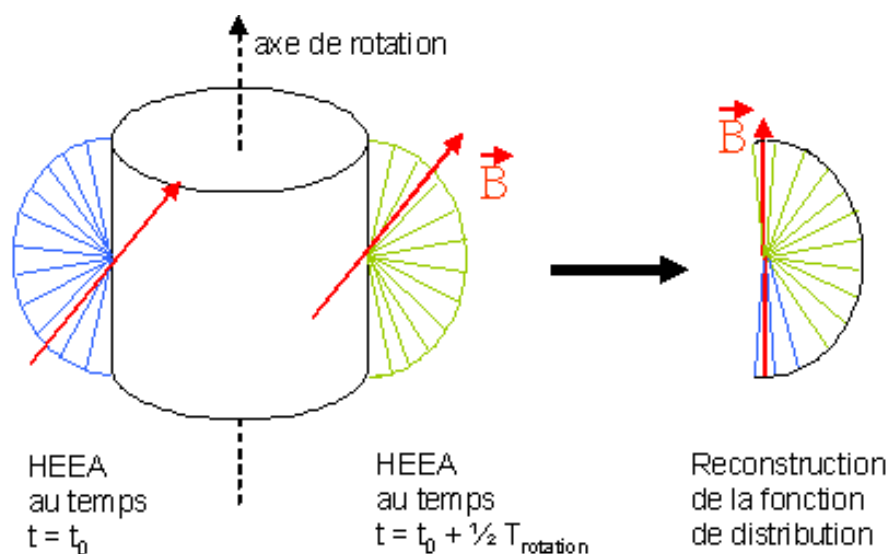


FIG. 2.5 – Réorganisation des données par rapport à la direction magnétique.

### 2.2.2 CIS et les ions

L'expérience CIS (Cluster Ion Spectrometer, cf. figures 2.6 et 2.7) mesure la distribution en trois dimensions des ions depuis quelques eV/e jusqu'à environ 40 keV/e (Rème et al., 2001). Elle consiste en deux spectromètres : l'analyseur, à temps de vol, de la fonction de distribution et de la composition des ions (COMposition and DIstribution Function analyser, CODIF) qui permet de déterminer la contribution des différentes populations ioniques et l'analyseur d'ions énergétiques (Hot Ion Analyser, HIA) qui ne fait pas cette discrimination mais qui possède une meilleure résolution angulaire, appropriée à l'étude des faisceaux d'ions en particulier.

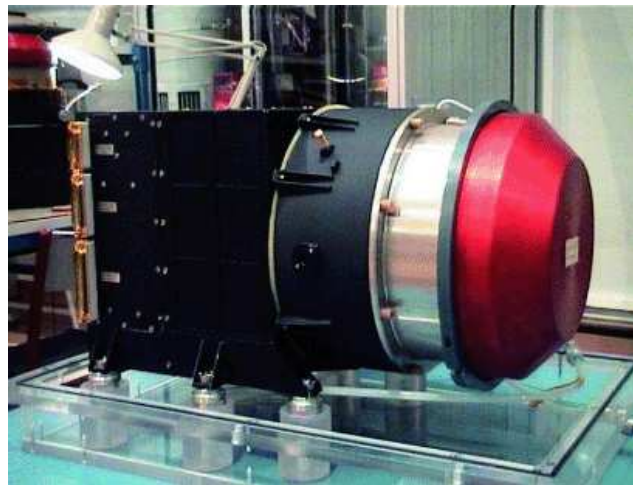


FIG. 2.6 – Photo de l'instrument CIS (ASE).

HIA est un analyseur électrostatique quadrisphérique symétrique. Il se compose de deux capteurs plans, parallèles à l'axe de rotation (mais placés côte à côte), dont les champs de vue de  $180^\circ$  sont opposés et se complètent pour former  $360^\circ$ . Fonctionnant sur le même principe que PEACE, ils sont constitués de 16 anodes de  $11,25^\circ$  d'ouverture. Là encore, la rotation complète du satellite permet de couvrir les  $4\pi$  stéradians.

Ainsi, à partir du nombre d'ions, de leur énergie et de leur angle, la fonction de distribution à trois dimensions de ces particules est calculée sur la gamme d'énergie 5 eV/e - 32 keV/e.

CODIF, quant à lui, est un analyseur à temps de vol. Il se compose de deux capteurs dont le champ de vue est de  $180^\circ$  par rapport à l'axe de rotation et de  $8^\circ$  dans le plan perpendiculaire. Chacun détecte et distingue essentiellement les ions  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $He^{2+}$  et  $O^+$  entre 0,02 et 38 keV/e. Les deux capteurs, fixés face à face, fonctionnent en même temps de sorte que les  $360^\circ$  sont observés simultanément. Chacun d'entre eux est constitué de 3 éléments :

- un analyseur électrostatique toroïdal (pour la détermination des énergies)

## 2. LA MISSION CLUSTER

- une chambre à temps de vol (pour la séparation des masses)
- une plaque de détection à microcanaux composée de 8 anodes de  $22,5^\circ$  chacune.



FIG. 2.7 – Représentation d'un des satellites avec position des instruments dédiés à la détection des particules : 1 - PEACE, 2 - CIS, 3 - RAPID (ASE).

### 2.2.3 WHISPER et les fluctuations du champ électrique

L'instrument WHISPER (Wave in High frequency and Sounder for Probing of Electron Relaxation, cf. figures 2.8 et 2.9) fait partie du consortium sur les expériences ondes de la mission Cluster. Conçu pour mesurer en continu la composante électrique des émissions électrostatiques et électromagnétiques naturelles dans la gamme 2 - 80 kHz, il a en fait été développé dans le but de fournir une mesure absolue de la densité totale du plasma dans l'intervalle  $0,25 - 80 / cm^3$  (Décréau et al., 2001). Cette valeur peut servir de référence aux autres instruments et notamment aux détecteurs de particules.

Afin de remplir ces objectifs, WHISPER peut fonctionner selon deux modes différents ; l'actif (émission/réception) et le passif ou naturel (réception seule). Il utilise pour cela son sondeur à relaxation constitué :

- des antennes à double sphère faisant partie de l'expérience de mesure du champ électrique EFW (Electric Field and Waves)

- d'un émetteur et d'un récepteur comprenant un analyseur de spectre (WHISPER lui-même)

- d'un système d'acquisition et de traitement de données appartenant à l'expérience DWP (Digital Wave Processing)

ou son analyseur d'ondes naturelles. Cet instrument est donc en communication permanente avec les modules EFW et DWP.

En mode actif, l'émetteur de WHISPER, connecté à une des deux antennes électriques de EFW, envoie un train d'ondes radio dans le plasma environnant à une fréquence  $f$



FIG. 2.8 – *Electronique du récepteur (en haut) et de l'émetteur (en bas) d'ondes radio constituant le coeur de l'instrument WHISPER (ASE).*

donnée. Ceci excite les résonances naturelles du plasma. Le récepteur radio, connecté à l'autre antenne électrique (qui fait un angle droit avec la première) enregistre alors les signaux dont la fréquence est proche de  $f$ . La fréquence d'émission est ensuite modifiée et le processus répété de façon à couvrir l'ensemble de la gamme de fréquences 2 - 80 kHz. Cet intervalle étant adapté aux divers types de plasmas traversés par la flottille Cluster, WHISPER peut détecter, en particulier, les résonances à la fréquence plasma, à la fréquence cyclotronique et à la fréquence hybride haute. Ceci permet d'explorer les propriétés du milieu environnant. La mesure de la fréquence plasma donne notamment accès à la densité totale des électrons, parfois difficile à mesurer avec les détecteurs de particules.

En mode passif, seul le récepteur radio opère, le but étant d'observer les émissions naturelles du milieu.

Dans les deux cas, le signal recueilli est analysé par transformée de Fourier pour obtenir un spectre en fréquence dont la résolution dépend du mode choisi ; 160 Hz en mode actif ou 320 Hz en mode naturel. WHISPER produit un spectre toutes les 13,3 ms. Cependant, quand le débit de la télémessure est réduit, 16 spectres successifs sont moyennés fournissant ainsi un spectre moyen toutes les 200 ms. Seul un spectre sur 10 est effectivement transmis. Il en résulte une résolution temporelle de 2,2 secondes en mode normal. Le sondeur opère toutes les 28 secondes pendant 3 secondes. Le reste du temps, WHISPER est en mode passif.

## 2. LA MISSION CLUSTER

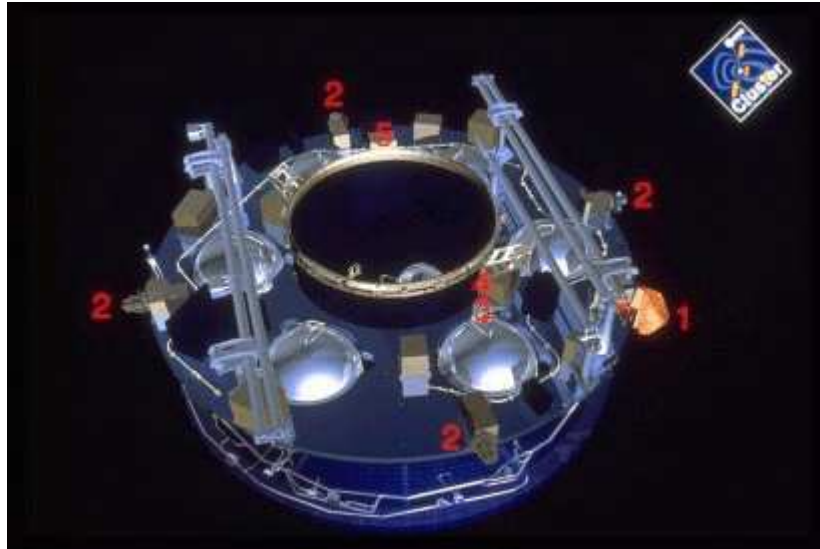


FIG. 2.9 – Représentation d'un des satellites avec position des instruments dédiés à l'observation des ondes : 1 - STAFF, 2 - EFW, 3 - DWP, 4 - WHISPER et 5 - WBD (ASE).

### 2.2.4 Mesure des champs électrique et magnétique

#### 2.2.4.1 EDI

L'expérience Electron Drift Instrument (EDI, Paschmann et al., 1997 et Paschmann et al., 2001) mesure la vitesse de dérive de faisceaux d'électrons artificiellement injectés dans le plasma ambiant et en déduit les composantes du champ électrique et du gradient du champ magnétique perpendiculaires à  $\vec{B}$ .

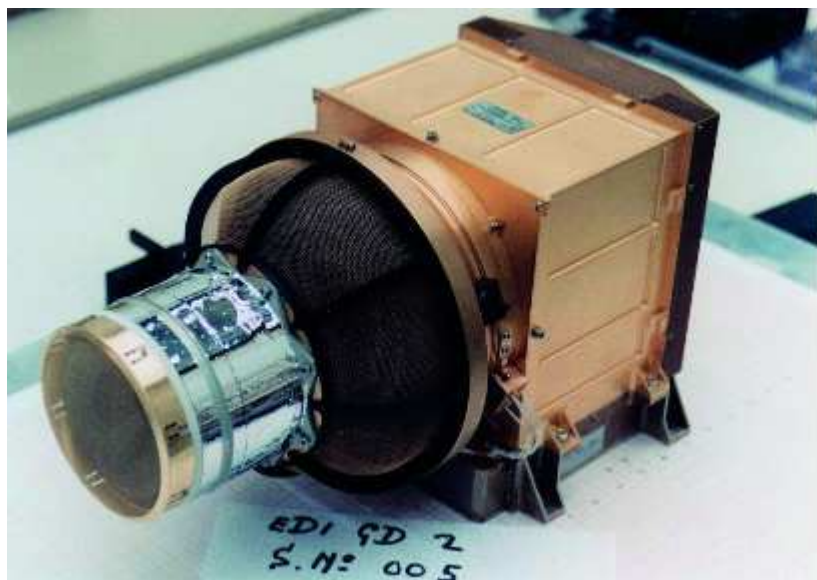


FIG. 2.10 – Photo d'un canon à électrons de l'instrument EDI (ASE).

Elle est constituée de deux petits canons à électrons (cf. figure 2.10) et de deux détecteurs montés sur le satellite.



Les faisceaux d'électrons monoénergétiques (0,5 à 1 keV) émis subissent un mouvement rapide de giration autour des lignes de champ magnétique  $\vec{B}$  ainsi qu'un mouvement plus lent de dérive. Cette dérive, à la vitesse  $V_d$ , est due à un champ électrique  $\vec{E}$  ou/et à un gradient du champ magnétique  $\vec{grad}B$  perpendiculaire(s) à  $\vec{B}$ , présent(s) dans le milieu. Après une ou plusieurs girations autour de  $\vec{B}$ , ces électrons sont finalement détectés. Du fait de ces perturbations, leur trajectoire circulaire est déformée en cycloïde. La forme de cette dernière dépend de la direction d'injection des particules; parallèle ou anti-parallèle à la vitesse de dérive totale. Pour pouvoir faire la distinction entre les deux types d'orbites générées, EDI utilise les deux canons à électrons diamétralement opposés et les deux détecteurs. Dans le plan perpendiculaire à  $\vec{B}$ , il n'existe qu'une seule trajectoire reliant un canon à son détecteur associé, situé de l'autre côté du satellite. La connaissance de la position des canons et des directions d'éjection des électrons ainsi que la mesure du temps séparant l'émission de la détection permettent de déterminer la vitesse de dérive  $V_d$ . Successivement calculées pour des faisceaux d'électrons présentant deux énergies différentes, les deux valeurs de  $V_d$  obtenues rendent possible la détermination de l'intensité du champ magnétique  $\vec{B}$  ainsi que celle du champ électrique  $\vec{E}$ , et ceci toutes les 128 ms (16 ms) en mode normal (rapide ou "burst").

#### 2.2.4.2 FGM

L'instrument Flux Gate Magnetometer (FGM, Balogh et al., 1997) a été conçu dans le but de mesurer les trois composantes du champ magnétique  $\vec{B}$  avec une haute résolution temporelle.



FIG. 2.11 – Photo de l'expérience FGM (ASE).

Il est constitué de deux magnétomètres fluxgate triaxiaux et d'une unité de traitement du signal (cf. figures 2.11 et 2.12). Pour éviter toute interférence avec le corps du satellite,



## 2. LA MISSION CLUSTER

les magnétomètres sont fixés, respectivement, à 3,2 m et 4,7 m de sa surface sur l'une des deux perches de 5 mètres de long.

La flotille Cluster traversant diverses régions magnétiques, FGM possède une grande dynamique. Il peut aussi bien détecter des champs très faibles, comme celui du vent solaire (de 3 à 30 nT) que des champs intenses tels celui de la magnétosphère (jusqu'à plus de 1000 nT). Pouvant fonctionner sur 5 gammes d'intensités différentes, sa résolution varie entre  $7,81 \cdot 10^{-3}$  et 8 nT. Sa résolution temporelle, quant à elle, est fixe et de 4,96 ms à bord.

Par ailleurs, FGM communique avec certains des autres instruments via le lien inter-expériences (Inter-Experiment Link, IEL), leur fournissant, 16 fois par seconde, la direction et l'amplitude du champ magnétique de sorte à pouvoir coordonner les séquences de mesure et à permettre une réduction des données en temps réel. Ainsi, les composantes du vecteur  $\vec{B}$ , échantillonnées à 64,35 ms, sont envoyées aux détecteurs d'ions et d'électrons (CIS et PEACE), de particules énergétiques (RAPID), aux instruments du consortium ondes et à celui du champ électrique (EDI).



FIG. 2.12 – Représentation d'un des satellites avec position des instruments dédiés à la mesure des champs magnétique et électrique et à celle du potentiel satellite : 1 - FGM, 2 - EDI, 3 - ASPOC.

Bien que la télémétrie permette l'obtention des composantes des vecteurs  $\vec{B}$  (FGM) et  $\vec{E}$  (EDI) sur des intervalles respectivement aussi courts que 44,61 ms et 1 s, nous n'avons utilisé ici que les données échantillonnées à 4 s, temporellement compatibles avec celles des électrons.

# Chapitre 3

## Observations

LES quatre satellites Cluster décrivent, autour de la Terre, des orbites polaires. Ils survolent les pôles et, en particulier, chacune des calottes polaires tous les 2,5 jours, à des altitudes comprises 5 et 10 rayons terrestres ( $R_T$ ) environ.

Ces régions sont le lieu d'ancrage des lignes de champ magnétique ouvertes qui s'étirent dans les lobes magnétosphériques, représentés en jaune sur le 2<sup>e</sup> panneau de la figure 3.1. Le 1<sup>er</sup> panneau présente un spectrogramme typique du flux en énergie de particules (ici des ions), codé en couleurs, en fonction de leur énergie, reportée en ordonnées et variant de 6 eV à 40 keV, et du temps en abscisses. Obtenu à partir des mesures du 6 mars 2002, il montre les différentes zones traversées par le satellite CL1 également repérées sur la coupe de la magnétosphère ; entre 12h00 et 13h00, le feuillet de plasma (1) contenant des ions énergétiques de plus de 10 keV, entre 17h00 et 18h00, le cornet polaire (3) constitué d'ions de  $\sim 1$  keV et, entre les deux, la calotte polaire (2) vide de structures de particules.

### 3.1 La contribution de Cluster

Cependant, dans certaines circonstances, les satellites observent du plasma structuré. C'est le cas du 19-20 mars 2003 (cf. figure 3.2). Ce jour-là, les instruments particules ont détecté des signatures ioniques et électroniques.

Les trois spectrogrammes de la figure 3.2 présentent le flux en énergie :

- des ions mesurés par l'instrument CIS dans toutes les directions de l'espace (panneau 1) ;

- des électrons détectés dans la direction parallèle au champ magnétique  $\vec{B}$  (panneau 2). Les satellites se trouvant à ce moment-là dans l'hémisphère Nord, ces électrons se dirigeaient vers la Terre.

- des électrons anti-parallèles à  $\vec{B}$  (panneau 3) donc se déplaçant en direction de la magnétosphère,

en fonction de l'énergie (ordonnées), comprise entre 6 eV et  $\sim 30$  keV pour les ions et entre 36 eV et 2,5 keV pour les électrons, et du temps (abscisses).

### 3. OBSERVATIONS

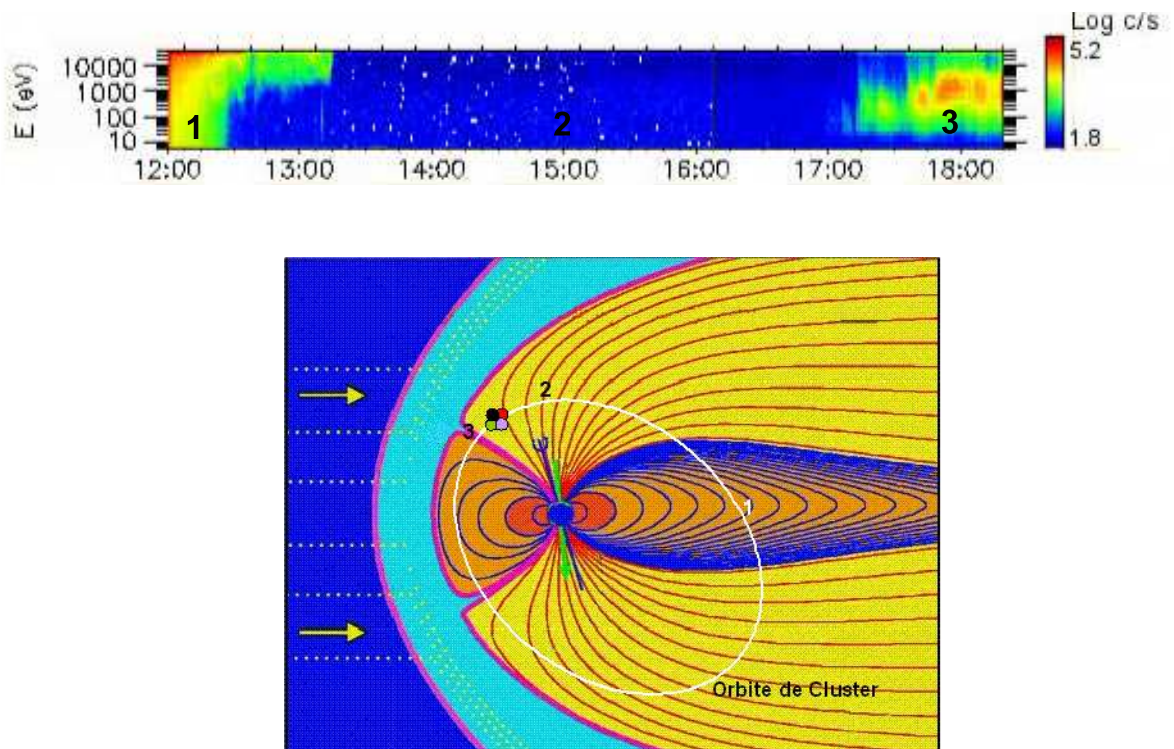


FIG. 3.1 – *Panneau du haut : spectrogramme énergie-temps du flux en énergie des ions du 06 mars 2002 entre 12h00 et 18h00 TU. Panneau du bas : coupe de la magnétosphère dans le plan midi-minuit montrant le feuillet de plasma (1), la calotte polaire (2) et le cornet polaire (3) traversés par les satellites Cluster et dont la signature ionique est visible sur le spectrogramme ci-dessus.*

### 3.1 La contribution de Cluster

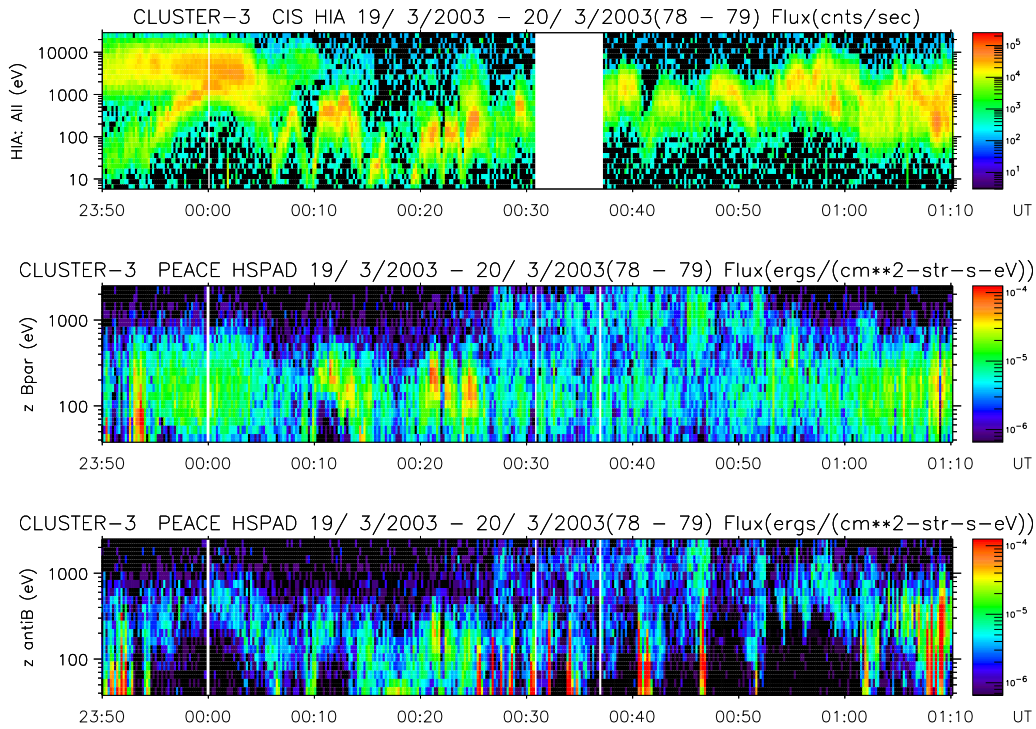


FIG. 3.2 – *Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des ions (premier panneau) et des électrons dans les directions parallèle (2<sup>nd</sup> panneau) et anti-parallèle (3<sup>e</sup> panneau) au champ magnétique, détectés par le satellite CL3 le 19-20 mars 2003 entre 23h50 et 01h10 TU.*

Les second et troisième panneaux montrent donc l'existence de deux types de flux d'électrons alignés le long des lignes de force ; ceux dirigés vers la Terre, que nous appellerons électrons descendants, et ceux s'échappant de l'ionosphère que nous désignerons par électrons montants.

Les électrons descendant vers la Terre (2<sup>nd</sup> panneau) présentent des structures en forme de plateau, notamment après 00h10 et 00h20 TU, dont l'énergie typique est de 100 à 200 eV. Ces événements d'électrons descendants durant quelques minutes ont une largeur variant de 250 à plus de 1000 km.

Les électrons s'échappant de l'ionosphère (3<sup>e</sup> panneau), que nous appellerons par la suite électrons montants, sont beaucoup plus étroits. Repérables sous la forme de très brèves et fortes intensifications du flux en énergie (flux codé en rouge), en particulier entre 00h25 et 00h50 TU, ils s'étendent sur des distances très souvent inférieures à 300 km. Ils sont, par ailleurs, caractérisés par des énergies plus faibles, souvent inférieures à 100 eV.

En outre, le premier panneau montre tout d'abord une bande d'ions énergétiques entre 1 et 10 keV, s'arrêtant après minuit et représentant les ions du feuillet de plasma. Il fait ensuite apparaître, au-dessus de la calotte polaire, la succession d'un grand nombre de signatures similaires entre elles appelées V-inversés du fait de leur forme en chapeau chinois. Durant elles aussi quelques minutes, donc s'étendant sur des distances semblables à celles des électrons descendants, elles présentent des énergies variant essentiellement entre

### 3. OBSERVATIONS

100 eV et 3 keV.

La comparaison des deux premiers panneaux met alors en évidence une simultanéité entre électrons descendants et ions. Ceci est particulièrement visible pour la grande structure détectée entre 23h53 et 00h08 TU ; électrons et ions (essentiellement montants) sont accélérés en même temps. De même entre 00h10 et 00h15 ainsi que pour les 3 structures présentes entre 00h20 et 00h25 TU.

Au contraire, les premier et troisième panneaux font apparaître une alternance entre ions et électrons montants. Ces derniers sont, en effet, entourés de larges structures ioniques auxquelles correspondent une absence totale d'électrons montants (trous) dont les intervalles 00h42-00h46, 00h47-00h51 et 00h51min20-01h01 TU sont des exemples.

Le cas du 19-20 mars 2003 montre donc les deux catégories d'événements électroniques (montants et descendants) se produisant au-dessus de la calotte polaire.

## 3.2 Les conditions géomagnétiques et interplanétaires

Avant de décrire plus précisément chacun de ces deux phénomènes, il est important de s'attarder sur les conditions dans lesquelles ces observations ont été faites.

Au cours de la préparation de cette thèse, nous avons étudié 19 événements (9 montants et 10 descendants). Pour chacun d'entre eux, les conditions géomagnétiques et interplanétaires étaient comparables à celles de la figure 3.3 correspondant à la traversée de la calotte polaire du 19-20 mars 2003 décrite dans la section précédente :

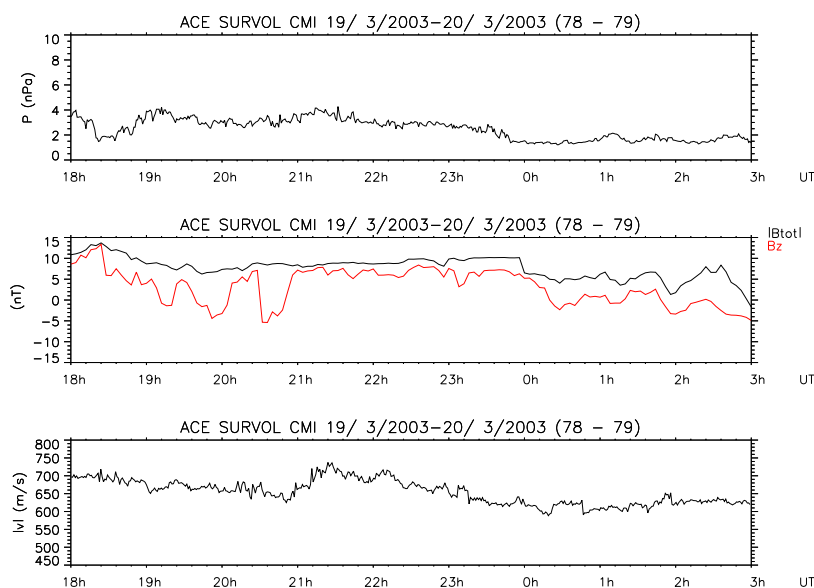


FIG. 3.3 – Paramètres du vent solaire mesurés par le satellite ACE au point de Lagrange L1 entre 18h00 et 06h00 TU (19-20/03/03). Les conditions interplanétaires au niveau de la magnétosphère correspondent à celles observées entre 45 min et 1h20 (selon la vitesse du vent solaire) avant l'heure de détection des structures par Cluster. Ici, il faut considérer l'intervalle 23h10-00h30 TU.

- un champ magnétique interplanétaire (CMI) faible ou dirigé vers le Nord, c'est-à-dire avec une composante  $B_z > 0$  (en rouge sur le second panneau de la figure 3.3). Bien que ce soit vrai pour quelques structures d'électrons descendants, cela est plus spécifique aux électrons montants.

- une faible pression magnétique:  $\leq 5$  nPa (1<sup>er</sup> panneau);
- un vent solaire assez rapide: souvent supérieur à 600 km/s (de l'ordre de 600 à 800 km/s sur le 3<sup>e</sup> panneau);
- et une activité géomagnétique faible ( $K_p \leq 3$ ).

## 3.3 Nature des structures d'électrons

Dans ce qui suit, nous nous focaliserons sur les signatures électroniques observées par l'instrument Cluster/PEACE.

### 3.3.1 Les électrons descendants

Afin de mieux percevoir les différences existant entre les structures d'électrons montants et descendants, nous allons en déterminer les principales caractéristiques, séparément.

Le cas du 18 mai 2003, présenté sur la figure 3.4, est un exemple typique d'événement électronique descendant. Le premier panneau, associé au satellite CL1, montre une large bande de flux intense jusqu'à 11h05 TU correspondant au feuillet de plasma, puis, la présence de deux structures électroniques majeures détectées entre  $\sim 11$ h10 et 11h15 TU et entre  $\sim 11$ h30 et 11h35 TU au-dessus de la calotte polaire. La seconde, observée pendant plus de 5 minutes, s'étend sur environ 1200 km le long de la trajectoire des satellites et présente une énergie d'environ 100 à 250 eV. La juxtaposition des spectrogrammes des autres satellites permet son identification en des lieux et temps différents. Ainsi, cette structure est-elle détectée à  $\sim 11$ h21 par CL2, à  $\sim 11$ h24 sur CL4 et à  $\sim 11$ h58 TU sur CL3. Cette comparaison met donc en évidence la grande stabilité temporelle de cette structure puisqu'elle a persisté pendant au moins 37 minutes.

Cette juxtaposition donne également des informations concernant l'extension spatiale et la stabilité de telles structures. Essentiellement caractérisée par des électrons descendant vers la Terre en suivant les lignes de champ magnétique, la seconde structure, comme l'ensemble des événements étudiés, est alignée le long de ces lignes. On considère ici que sa dimension dans cette direction est infinie.

### 3. OBSERVATIONS

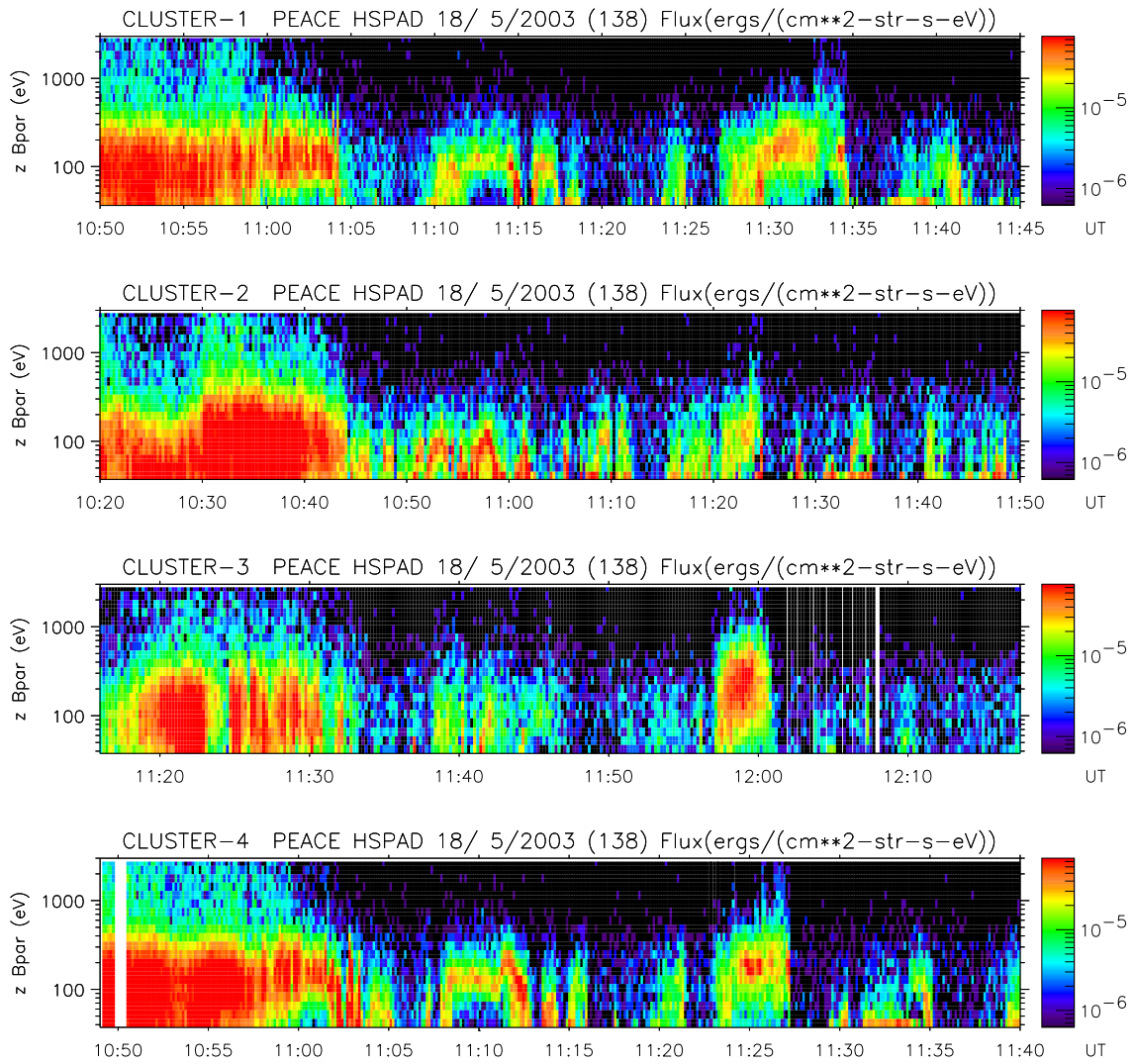
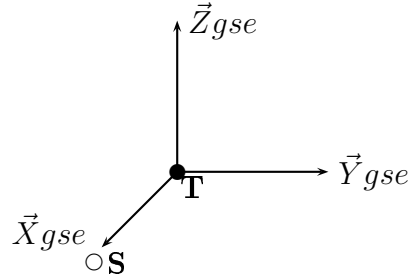


FIG. 3.4 – Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des électrons descendants obtenus pour les quatre satellites entre 10h30 et 12h12 TU le 18 mai 2003.

### 3.3 Nature des structures d'électrons

Pour l'ensemble des calculs que nous effectuerons, nous nous placerons dans le repère GSE défini comme suit :  $\vec{X}_{gse}$  dirigé vers le Soleil,  $\vec{Z}_{gse}$  perpendiculaire au plan de l'écliptique et dirigé vers le haut et  $\vec{Y}_{gse}$  le troisième axe du repère orthogonal.



Le cercle plein représente la Terre (T) et le cercle vide correspond au Soleil (S).

Aux altitudes de survol de la calotte polaire, les satellites traversent des lignes de champ quasi parallèles à l'axe  $\vec{Z}_{gse}$  (normal au plan de l'écliptique). La projection de la structure étudiée ici sur un plan  $Z_{gse} = \text{constante}$  (cf. figure 3.5) permet donc d'en déterminer l'étendue spatiale dans le plan perpendiculaire aux lignes de force. Comme le montre la figure 3.5, les morceaux de trajectoire effectués par les 4 satellites lors de la traversée de la structure 2 et projetés à  $Z_{gse} = 5,26 R_T$  sont représentés par des segments parallèles. Ils définissent une région large d'environ  $0,17 R_T$  selon la direction  $\vec{Y}_{gse}$  (encore appelée direction aube-crêpuscule) et d'au moins  $0,5 R_T$  dans la direction  $\vec{X}_{gse}$  (minuit-midi). Ainsi, peut-on imaginer cette structure comme un rideau, aligné le long des lignes de champ magnétique et dont la section, dans le plan perpendiculaire à  $\vec{B}$ , est une bande étroite selon  $\vec{Y}_{gse}$  et très étendue dans la direction minuit-midi. Ce rideau fait ici un angle de l'ordre de  $20^\circ$  à  $30^\circ$  avec la direction solaire.

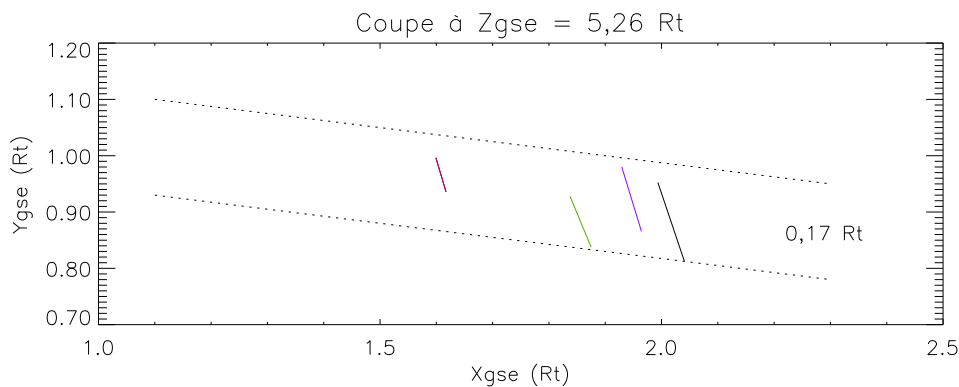


FIG. 3.5 – Traces des trajectoires des 4 satellites sur le plan  $xOy$  à  $Z_{gse} = 5,26 R_T$ , lors de la traversée de la seconde structure majeure du 18 mai 2003. Noir : CL1, rouge : CL2, vert : CL3 et violet : CL4.

Il s'agit donc d'un événement de très grande dimension. De plus, à partir des coordon-



### 3. OBSERVATIONS

nées des satellites et des divers instants de détection, l'étude de stabilité montre que sa vitesse est faible et que sa normale est proche de la perpendiculaire à la direction solaire (Fontaine et al., 2006), confirmant donc l'alignement précédemment évoqué. De par ses dimensions, sa stabilité ( $> 30$  min) et son orientation, cette structure présente donc des caractéristiques similaires à celles des arcs polaires alignés dans la direction solaire.

Il peut s'avérer cependant parfois difficile de reconnaître un même événement sur les différents satellites. L'étude de stabilité est alors compromise. Il n'en demeure pas moins que les structures du 18 mai 2003 - et ce ne sont probablement pas les seules - persistent pendant plusieurs dizaines de minutes au moins et s'étendent sur des distances de l'ordre du millier de km.

Afin de connaître la reproductibilité de tels phénomènes, nous analysons également les multiples événements d'électrons descendants des 4 jours de la figure 3.6.

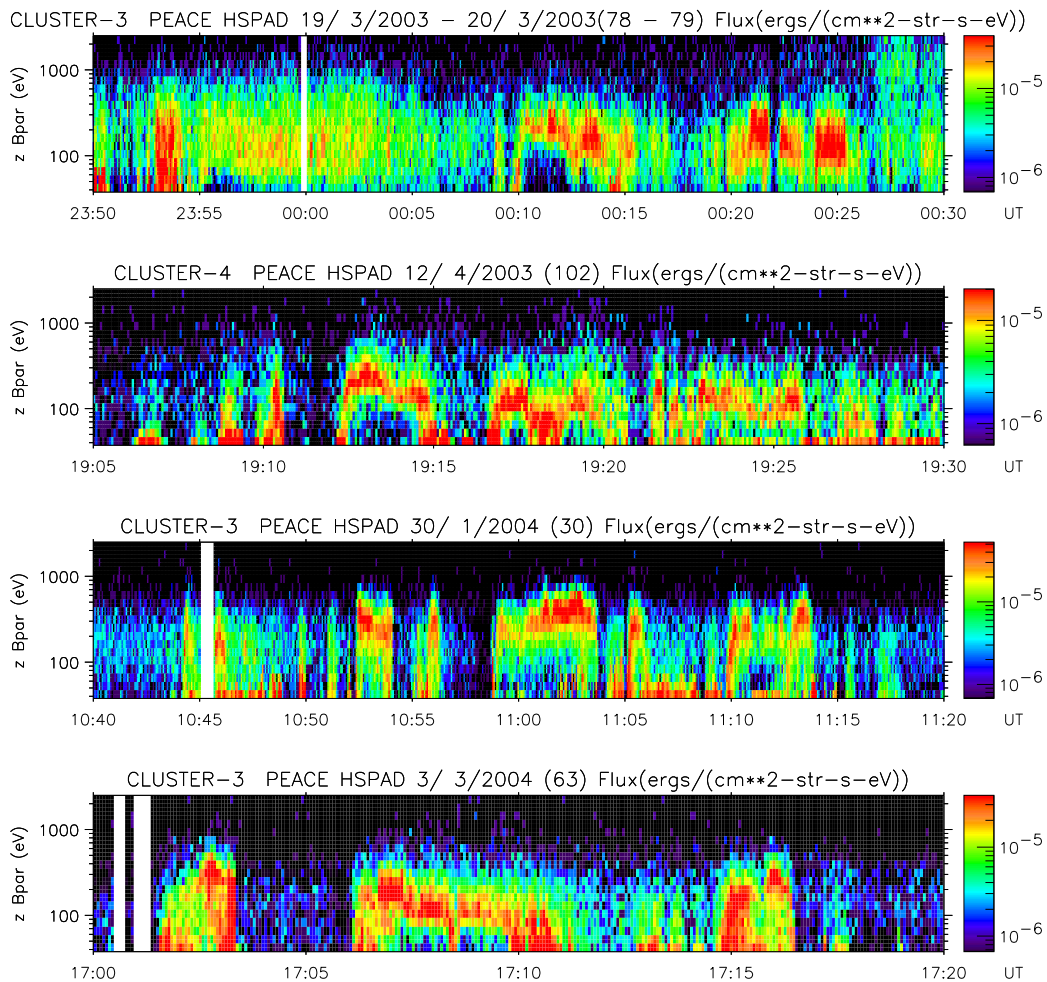


FIG. 3.6 – Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des électrons descendants obtenus les 19-20 mars 2003, 12 avril 2003, 30 janvier 2004 et 3 mars 2004.

L'énergie maximale de leur fonction de distribution est, comme le récapitule le tableau 3.1, comprise entre 100 et 200 eV (parfois plus) et leur dimension le long de la trajectoire des satellites est d'environ 1000 km. Outre leur forme en plateau, ils présentent donc les

### 3.3 Nature des structures d'électrons

mêmes caractéristiques, tant en termes d'étendue spatiale qu'en termes d'énergie, que ceux du 18 mai 2003 et ceux décrits par Gustafsson (1967).

Evénements	$d_{traj}$ (km)	$E_{max.e^-}$ <sup>a</sup> (eV)
18/05/2003 CL1 11:10:50 - 11:14:50	960	~ 100
18/05/2003 CL1 11:29:35 - 11:35	1161,50	140 à 180
18/05/2003 CL4 11:07:56 - 11:12:45	1223,23	80 à 140
20/03/2003 CL3 00:09:40 - 00:15:30	1510,47	120 à 180
12/04/2003 CL4 19:11:35 - 19:15:08	684,19	110 à 220
30/01/2004 CL3 10:59 - 11:03:41	1080,73	180 à 500
03/03/2004 CL1 17:06:07 - 17:11:16	1295,34	80 à 200

TAB. 3.1 – Dimensions et énergies associées à quelques unes des 11 structures d'électrons descendants étudiées.

<sup>a</sup>Energie du maximum de la fonction de distribution des électrons, corrigée du potentiel satellite.

Principalement observées dans la direction parallèle au champ magnétique  $\vec{B}$ , ces structures d'électrons ont en fait des composantes dans toutes les directions. Les 13 spectrogrammes de la figure 3.7 montrent le flux en énergie de celle détectée le 18 mai 2003 vers 11h30 TU par CL1, depuis la direction anti-parallèle (1<sup>er</sup> panneau) - vers l'espace - jusqu'à la direction parallèle à  $\vec{B}$  (dernier panneau) - vers la Terre, chaque panneau couvrant un secteur de 15°.

Les flux en énergie les plus importants ont été détectés dans la direction parallèle à  $\vec{B}$  alors que les flux anti-parallèles sont très faibles. Les autres composantes semblent même montrer une décroissance depuis le secteur parallèle (ou anti-parallèle) jusqu'au secteur perpendiculaire (7<sup>e</sup> panneau). Cette tendance générale visible à l'échelle de la structure entière se retrouve sur la fonction de distribution  $f_{mesure}$  extraite à 11h32min27 TU comme le précisent les représentations, respectivement, en angle d'attaque et logarithmique au bas de la figure 3.7.

Le panneau de gauche rend compte de la distribution des électrons en fonction des composantes de leur énergie parallèle et perpendiculaire au champ magnétique (flèche rouge). Seul l'hémisphère droit correspond à de vraies valeurs. Pour une meilleure visualisation des données, ce dernier est dupliqué sur l'hémisphère gauche, comme s'il s'agissait d'une fonction gyrotrope.

Ce mode de représentation met en évidence l'angle d'attaque des électrons ; de 0° à 90° dans l'hémisphère supérieur et de 90° à 180° dans l'inférieur. Ainsi, ceux se trouvant dans le premier hémisphère se déplacent dans le même sens que le champ magnétique. Ici, les données ayant été acquises dans l'hémisphère Nord, ces particules descendent en direction de la Terre. Au contraire, les électrons représentés dans le second hémisphère se meuvent en direction de la magnétosphère.

### 3. OBSERVATIONS

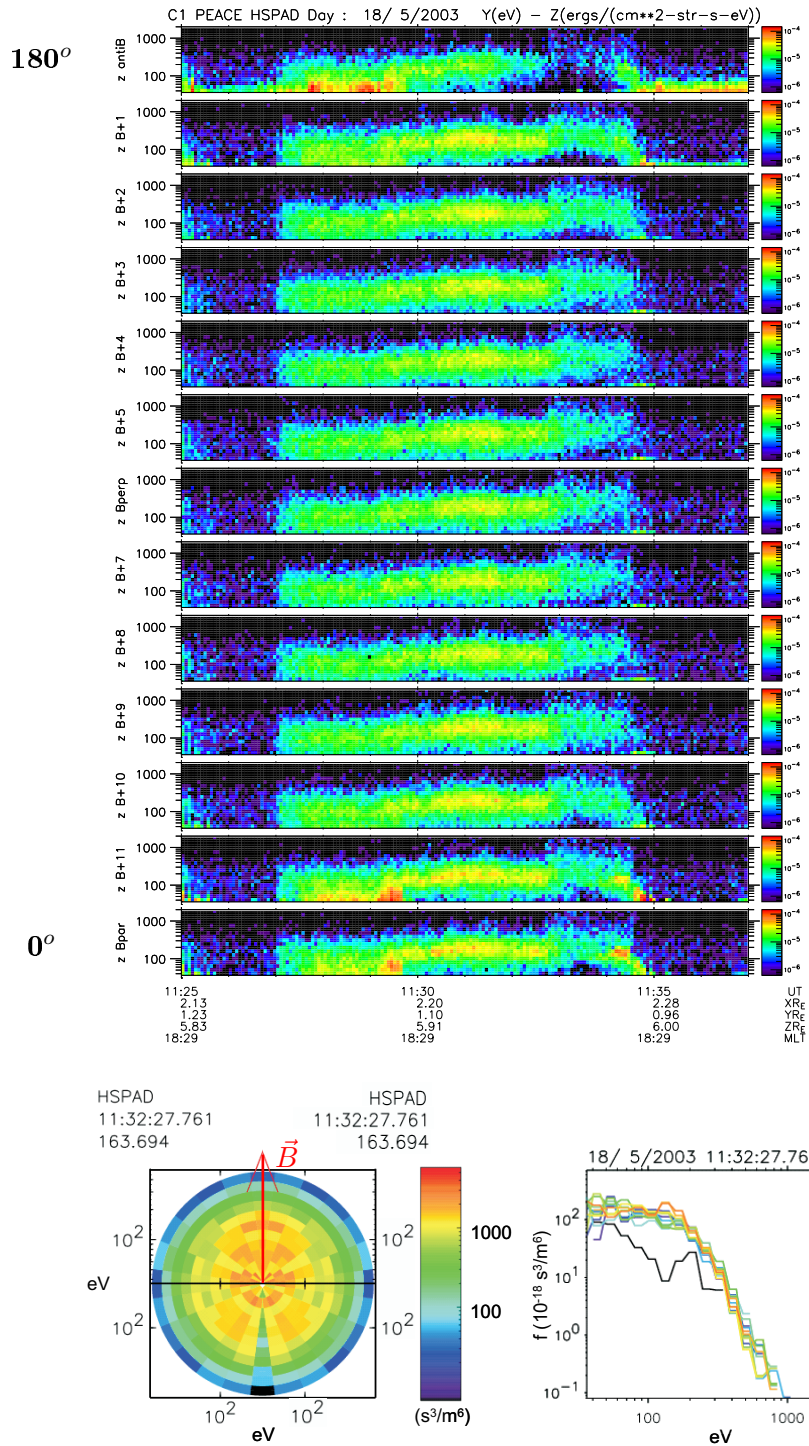


FIG. 3.7 – Événement du 18 mai 2003 détecté par CL1 entre 11h29min35 et 11h35 TU. Les spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des électrons correspondent aux différents secteurs de détection de l'instrument PEACE. Du haut vers le bas, ils sont associés à des angles d'attaque décroissants; de  $180^\circ$  (anti-parallèle -  $z$  antiB) à  $0^\circ$  (parallèle -  $z$  Bpar). Représentation en angle d'attaque de la fonction de distribution  $f_{\text{mesure}}$  du 18 mai 2003 à 11h32min27 TU en fonction de l'énergie parallèle et perpendiculaire à  $\vec{B}$  (flèche rouge). Représentation logarithmique des 13 composantes de cette fonction. Les valeurs de  $f_{\text{mesure}}$  (ordonnées) sont en  $\text{s}^3/\text{m}^6$  et fonction de l'énergie mesurée (abscisses) exprimée en eV.

### 3.3 Nature des structures d'électrons

Ce graphe met en avant une différence entre les électrons parallèles et anti-parallèles à  $\vec{B}$ . Alors que la fonction de distribution présente une augmentation d'intensité à plus de 100 eV pour les premiers, elle connaît un affaiblissement pour les seconds. Ceci explique les faibles flux observés sur le spectrogramme anti-parallèle à  $\vec{B}$  (1<sup>er</sup> panneau) ainsi que la forme des courbes représentées sur le panneau en bas à droite de la figure 3.7.

Ce dernier montre, en effet, les 13 composantes de  $f_{mesure}$ , c'est-à-dire les 13 coupes (de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ ) de la représentation en angle d'attaque précédemment citée. Là encore, deux d'entre elles se distinguent : la parallèle (orange) et l'anti-parallèle (noire) à  $\vec{B}$ , les composantes intermédiaires se superposant les unes aux autres. Alors que la première présente un pic à plus de 100 eV, correspondant à un gain en énergie en direction de la Terre, la seconde est très faible, traduisant la présence d'une population très peu dense.

Comme le laissaient présager les spectrogrammes et comme en témoigne l'augmentation d'intensité à  $\sim 130$  eV dans l'hémisphère supérieur du diagramme en angle d'attaque et sur la composante parallèle de  $f_{mesure}$ , les électrons alignés dans la direction et le sens du champ magnétique sont les plus énergétiques et les plus nombreux.

Les électrons observés sont donc essentiellement accélérés parallèlement à la direction et au sens du champ magnétique justifiant ainsi l'appellation d'électrons descendants.

Afin de caractériser de façon complète cette structure du 18 mai 2003 ainsi que celles décrites plus haut, nous estimons la vitesse moyenne et les températures parallèle  $T_{//}$  et perpendiculaire  $T_{\perp}$  par rapport à  $\vec{B}$  de leurs électrons, par intégration de leurs fonctions de distribution supposées gyrotropes.

La présence d'électrons se déplaçant dans toutes les directions contrebalance l'accélération existant dans la direction parallèle à  $\vec{B}$ . Ainsi, la vitesse moyenne de ces particules est souvent proche de zéro (toujours inférieure à 1 eV).

Les températures, quant à elles, non nulles, sont représentées sur la figure 3.8 qui montre  $T_{//}$  en fonction de  $T_{\perp}$ , obtenues à différents instants pour les structures étudiées. Les températures parallèles et perpendiculaires, essentiellement comprises entre 50 et 130 eV, sont comparables. Elles s'approchent, en effet, de l'axe en pointillés représentant l'isotropie thermique. Seules les températures les plus élevées, supérieures à 130 eV, présentent une anisotropie avec  $T_{\perp}$  inférieure à  $T_{//}$ . Par ailleurs, d'après la figure 3.9 qui montre  $T_{//}$  en fonction de l'énergie du maximum de la fonction de distribution dans la direction parallèle - indiquée dans le tableau 3.1 - la température parallèle tend à augmenter avec l'énergie des électrons descendants.

### 3. OBSERVATIONS

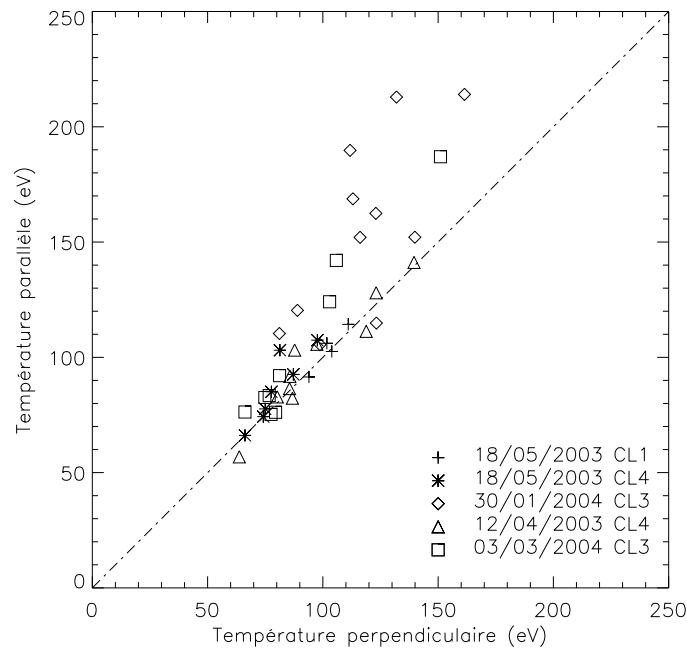


FIG. 3.8 – *Températures parallèle (ordonnées) et perpendiculaire (abscisses) des 11 structures d'électrons descendants à 41 instants différents. L'axe en pointillés indique l'isotropie thermique:  $T_{\parallel} = T_{\perp}$ . Chaque symbole correspond à un ou plusieurs événements pour un jour donné.*

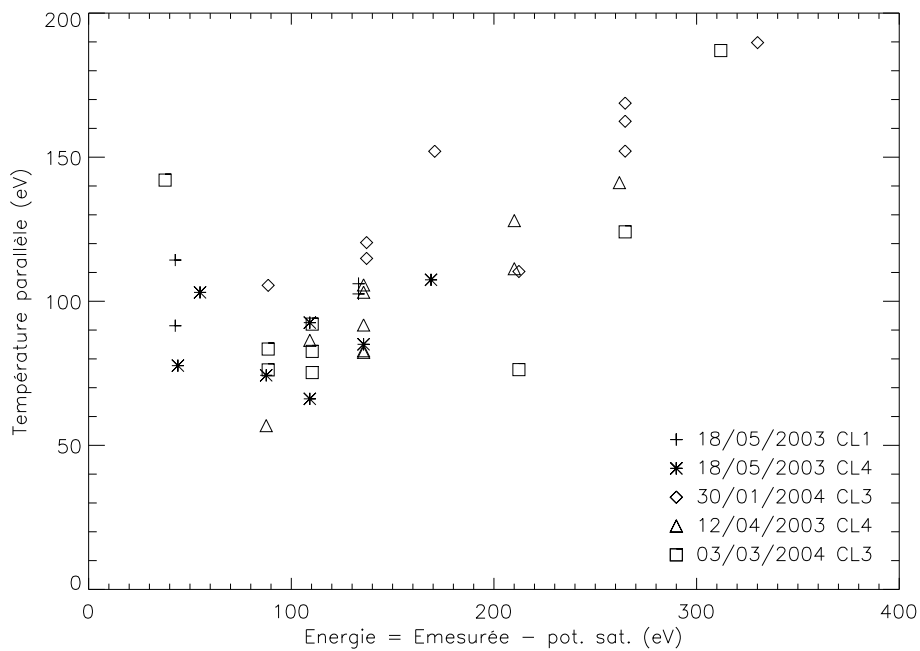


FIG. 3.9 – *Température parallèle des mêmes structures aux mêmes instants en fonction de l'énergie au maximum de la fonction de distribution.*

### 3.3.2 Les électrons montants

A la différence des structures d'électrons descendants qui sont très larges, celles constituées d'électrons montants sont extrêmement étroites. La figure 3.10 présente un agrandissement de l'intervalle 00h39-00h48 TU du 20 mars 2003 déjà vu sur la figure 3.2. Ici, les événements électroniques sont observés pendant quelques dizaines de secondes, c'est-à-dire sur environ 150 km le long de la trajectoire des satellites.

Ces structures présentent des flux en énergie très intenses - environ 10 fois supérieurs à ceux des électrons descendants - avec des énergies typiques d'environ 100 à 200 eV. Elles sont aussi très variables. D'un temps de détection au suivant (séparés par 4 secondes), leurs flux peuvent être très différents. Ceci leur donne un aspect dentelé comme le montre le second événement, observé autour de 00h46min40 TU, par exemple.

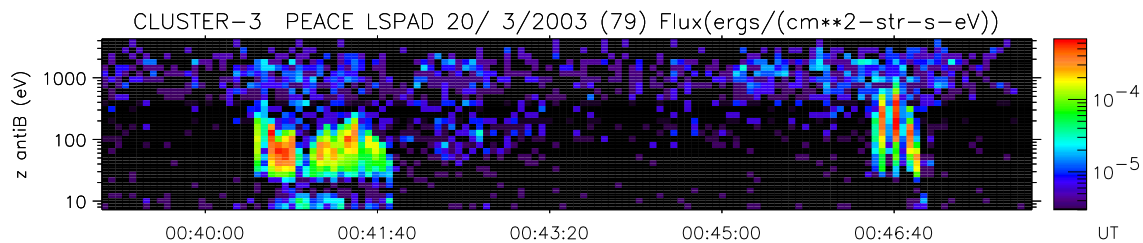


FIG. 3.10 – Spectrogramme énergie-temps du flux en énergie des électrons montants obtenu le 20 mars 2003 entre 00h39 et 00h48 TU.

Ces caractéristiques sont typiques des structures d'électrons montants, comme en témoignent les spectrogrammes de la figure 3.11 représentant le flux électronique en énergie d'autres événements détectés le long d'autres orbites.

Egalement traversés en quelques dizaines de secondes, ils s'étendent sur des distances de l'ordre de 200 km. Certains cas atteignent les 300 km, guère plus.

Par ailleurs, comme le montre le dernier panneau de la figure 3.11, certaines structures ont une énergie si faible qu'elles dépassent à peine le niveau de photoélectrons. Il devient alors très difficile voire impossible de mener une étude fiable. C'est pourquoi nous ne considérons que des événements bien séparés des photoélectrons, c'est-à-dire des cas pour lesquels les électrons montants ont une énergie très supérieure à celle des photoélectrons ou pour lesquels l'expérience de contrôle du potentiel satellite (ASPOC) réduit l'apparition de ces derniers.

La figure 3.12 montre la distribution en angle d'attaque des particules mesurées par l'instrument PEACE le 2 janvier 2003. A l'instar des structures d'électrons montants étudiés dans le paragraphe précédent, les flux indiquent l'absence totale d'électrons énergétiques dans les directions autres que celle anti-alignée (s'échappant de la Terre) le long du champ magnétique. On parle alors, et il en sera ainsi dans le reste de ce manuscrit, de faisceaux d'électrons montants.

### 3. OBSERVATIONS

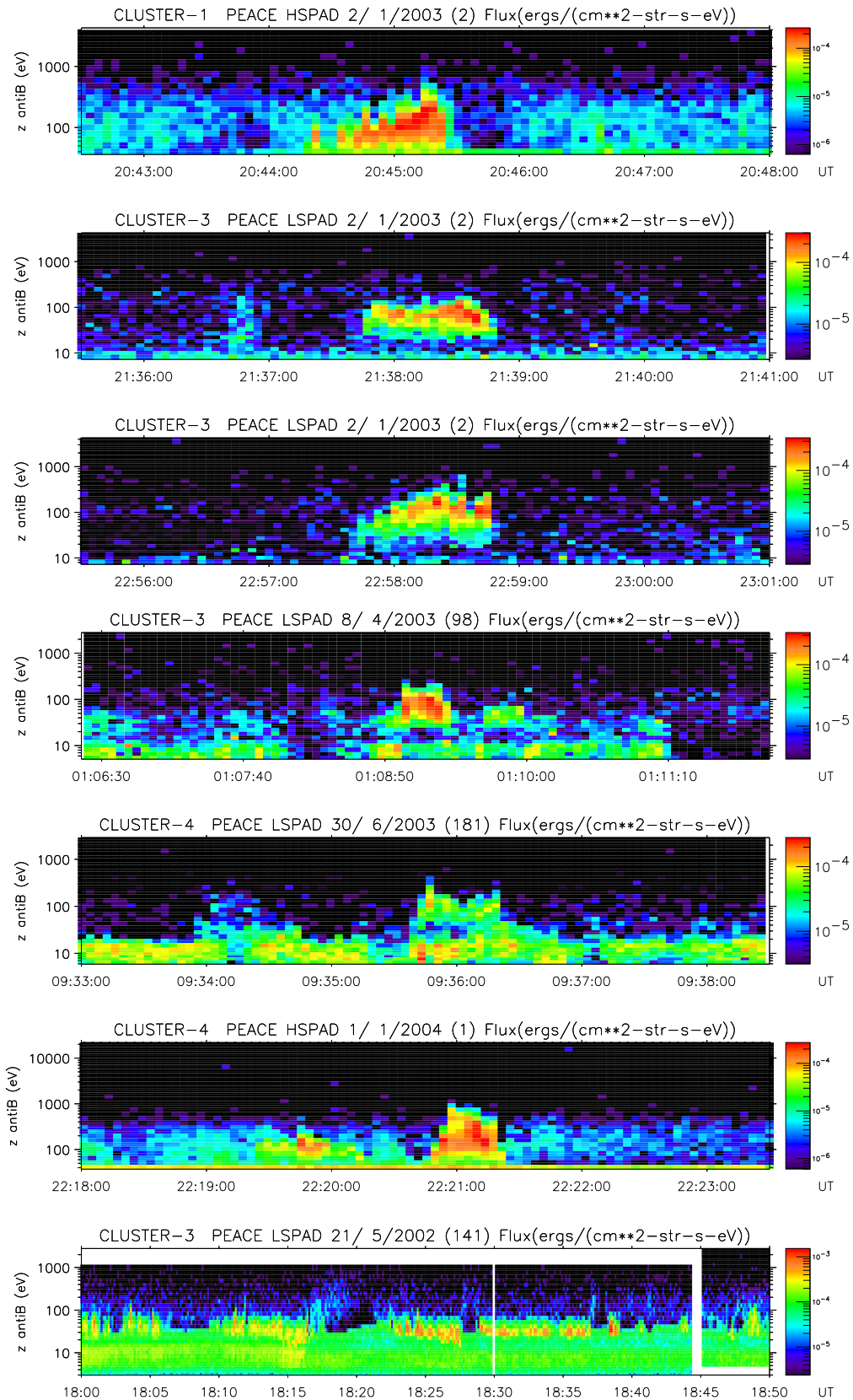


FIG. 3.11 – Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des électrons montants obtenus les 2 janvier 2003 (CL1 et CL3), 8 avril 2003, 30 juin 2003, 1 janvier 2004 et 21 mai 2002 . La bande verte visible à basse énergie sur les 4<sup>e</sup> et 5<sup>e</sup> spectrogrammes et entre 3 et 30 eV sur le dernier correspond au niveau de photoélectrons.



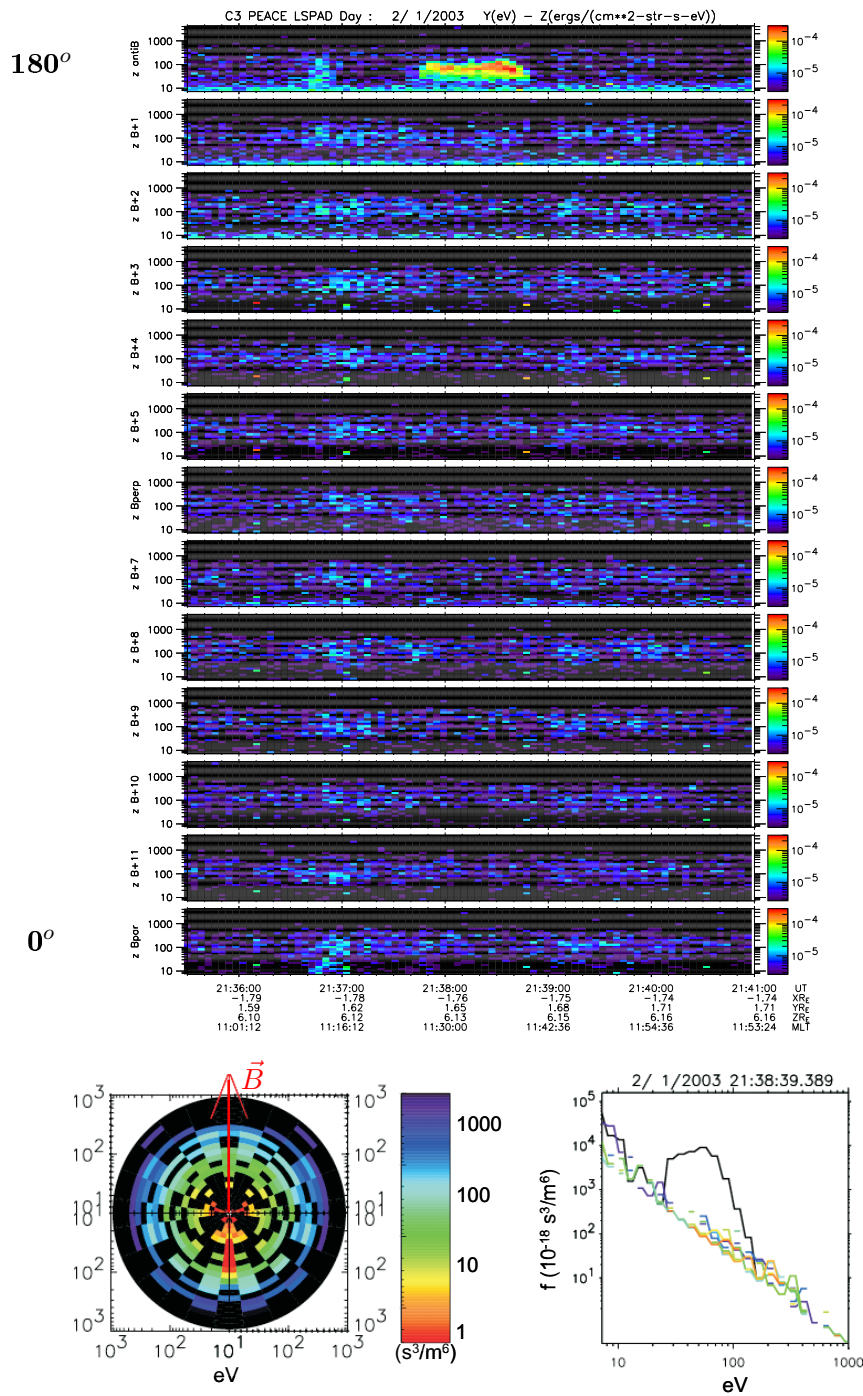


FIG. 3.12 – Événement du 2 janvier 2003 détecté par CL3 autour de 21h38 TU. Les spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des électrons décrivent tous les secteurs angulaires depuis la direction anti-parallèle (180° ou z antiB) jusqu'à la direction parallèle à  $\vec{B}$  (0° ou z Bpar). Représentation en angle d'attaque de la fonction de distribution  $f_{mesure}$  du 2 janvier 2003 à 21h38min39 TU en fonction de l'énergie parallèle et perpendiculaire à  $\vec{B}$ . Représentation logarithmique des 13 composantes de cette fonction. Les valeurs de  $f_{mesure}$  (ordonnées) en  $s^3/m^6$  sont fonction de l'énergie mesurée (abscisses) exprimée en eV.



### 3. OBSERVATIONS

Ceci est particulièrement visible sur la fonction de distribution en angle d'attaque obtenue à 21h38min39 TU (en bas à gauche de la figure 3.12). Représentée en fonction des énergies parallèle (ordonnées) et perpendiculaire (abscisses) à  $\vec{B}$  (flèche rouge), cette distribution traduit la présence d'un faisceau dirigé vers la magnétosphère et très aligné dans la direction opposée à  $\vec{B}$ , dans un plasma ambiant isotrope et très peu dense.

La représentation logarithmique (en bas à droite), montrant les 13 composantes de la fonction de distribution en fonction de l'énergie, présente même une bosse très nette dans la direction anti-parallèle à  $\vec{B}$  (noir). Cette composante contient la fonction de distribution  $f_{faisceau}$  du faisceau lui-même et suggère la possibilité de l'extraire.

#### 3.3.2.1 Extraction d'un faisceau

Afin d'explicitier cette opération, examinons la fonction de distribution globale d'électrons mesurée le 20 mars 2003 à 00h40min46 TU, prise dans la première structure de la figure 3.10. Elle est représentée ici sur le panneau gauche de la figure 3.13. Comme dans le cas précédent, les douze composantes du plasma ambiant sont quasi identiques, ce qui suggère un plasma isotrope. Seule la composante  $f_{antiB}$  (verte), anti-parallèle à  $\vec{B}$ , est différente. Supposant qu'elle résulte de la somme des contributions indépendantes  $f_{plasma}$  du plasma et  $f_{faisceau}$  du faisceau d'électrons montants, nous l'écrivons sous la forme :

$$f_{antiB}(v_{//}) = f_{plasma}(v_{//}) + f_{faisceau}(v_{//}) \quad (3.3.1)$$

où  $v_{//}$  est la vitesse le long des lignes de champ magnétique. Nous obtenons, par ailleurs, une estimation de  $f_{plasma}$  en moyennant les douze autres composantes.

La soustraction de ce terme à  $f_{antiB}$  fournit alors la fonction de distribution du faisceau  $f_{faisceau}$ . Le résultat obtenu ici est représenté sur le panneau droit de la figure 3.13.

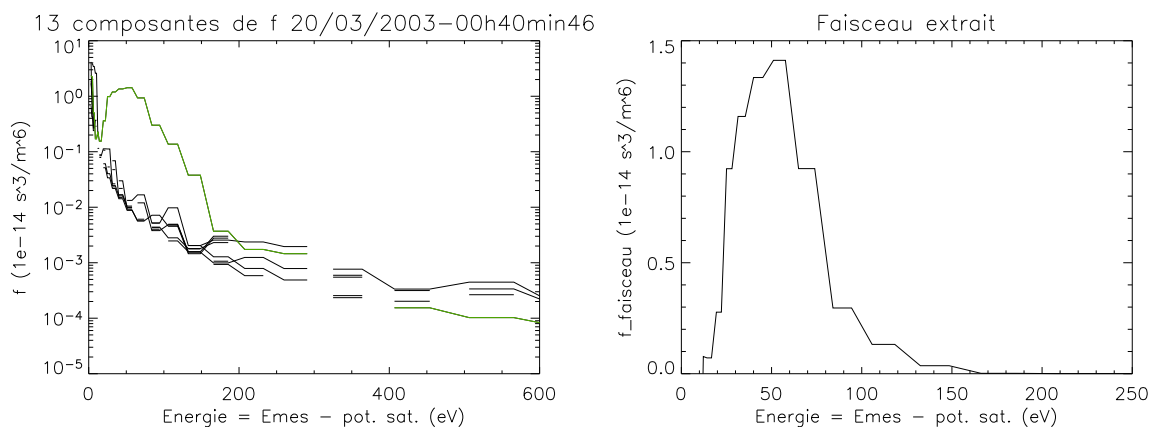


FIG. 3.13 – *Panneau gauche* : représentation logarithmique des composantes de la fonction de distribution mesurée le 20 mars 2003 à 00h40min46 TU par CL3, en fonction de l'énergie corrigée du potentiel satellite. *Panneau droit* : fonction de distribution du faisceau.

Par intégration de  $f_{faisceau}$ , nous pouvons caractériser cette population et, en particulier, déterminer sa vitesse moyenne parallèle  $v_{//int}$  ainsi que sa température parallèle

### 3.3 Nature des structures d'électrons

$T_{//int}$ . Nous considérons, pour cela, les composantes parallèle et perpendiculaire du faisceau comme indépendantes;  $f_{faisceau} = f_{faisceau}(v_{//})f_{faisceau}(v_{\perp})$ :

$$v_{//int} = \frac{2\pi}{n_{int}} \int_{v_{//min}}^{v_{//max}} v_{//} f_{faisceau}(v_{//}) dv_{//} \int_{v_{\perp 1 min}}^{v_{\perp 1 max}} \int_{v_{\perp 2 min}}^{v_{\perp 2 max}} f_{faisceau}(v_{\perp}) dv_{\perp 1} dv_{\perp 2} \quad (3.3.2)$$

$$\frac{1}{2}k_B T_{//int} = 2\pi \frac{1}{2} \frac{m}{n_{int}} \int_{v_{//min}}^{v_{//max}} (v_{//} - v_{//int})^2 f_{faisceau}(v_{//}) dv_{//} \int_{v_{\perp 1 min}}^{v_{\perp 1 max}} \int_{v_{\perp 2 min}}^{v_{\perp 2 max}} f_{faisceau}(v_{\perp}) dv_{\perp 1} dv_{\perp 2} \quad (3.3.3)$$

où  $n_{int}$  est la densité déterminée par intégration :

$$n_{int} = 2\pi \int_{v_{//min}}^{v_{//max}} f_{faisceau}(v_{//}) dv_{//} \int_{v_{\perp 1 min}}^{v_{\perp 1 max}} \int_{v_{\perp 2 min}}^{v_{\perp 2 max}} f_{faisceau}(v_{\perp}) dv_{\perp 1} dv_{\perp 2} \quad (3.3.4)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $v_{min}$  et  $v_{max}$  les bornes inférieure et supérieure de la vitesse, associées aux énergies des électrons corrigées du potentiel satellite.

En effet, le satellite étant chargé positivement, il attire les électrons. Ces derniers subissent donc une accélération supplémentaire et non naturelle à l'approche de la sonde. Afin de retrouver la véritable énergie de ces particules, il est nécessaire de soustraire, à leur énergie mesurée, la valeur du potentiel satellite.

Le faisceau étant détecté dans un seul secteur angulaire, nous n'avons pas accès à la composante perpendiculaire de  $f_{faisceau}$ . Cependant, la division par  $n_{int}$  permet de s'en affranchir pour le calcul de  $v_{//int}$  et de  $T_{//int}$ . Ici, les énergies  $\frac{1}{2}mv_{//int}^2$  et  $k_B T_{//int}$  associées à  $v_{//int}$  et  $T_{//int}$  valent respectivement  $\sim 47,05$  eV et  $\sim 4,31$  eV.

#### 3.3.2.2 Statistique sur plusieurs faisceaux

A partir de cet exemple et de l'étude individuelle de 32 autres fonctions de distribution sélectionnées dans 9 faisceaux, nous pouvons établir une statistique.

La figure 3.14 représente la répartition de ces fonctions selon l'énergie associée aux températures et vitesses intégrées des électrons qui les constituent. A chaque orbite (qui peut correspondre à plusieurs événements différents) correspond un symbole.

Aucune donnée n'est présente à des vitesses inférieures à 20 eV. Pour ces valeurs-là, les faisceaux sont souvent très proches du niveau d'énergie des photoélectrons. Il est alors difficile de les extraire et de les caractériser correctement. C'est pourquoi nous ne considérons que des événements d'énergie supérieure.

Les résultats obtenus indiquent un gain en énergie pouvant atteindre 125 eV mais, pour la plupart des faisceaux étudiés, l'accélération est comprise entre 40 et 70 eV. Leur température varie essentiellement entre 2 et 20 eV. Par ailleurs et en dépit de la dispersion des points, une tendance ressort de ces données. La température semble, en effet, augmenter avec la vitesse.

### 3. OBSERVATIONS

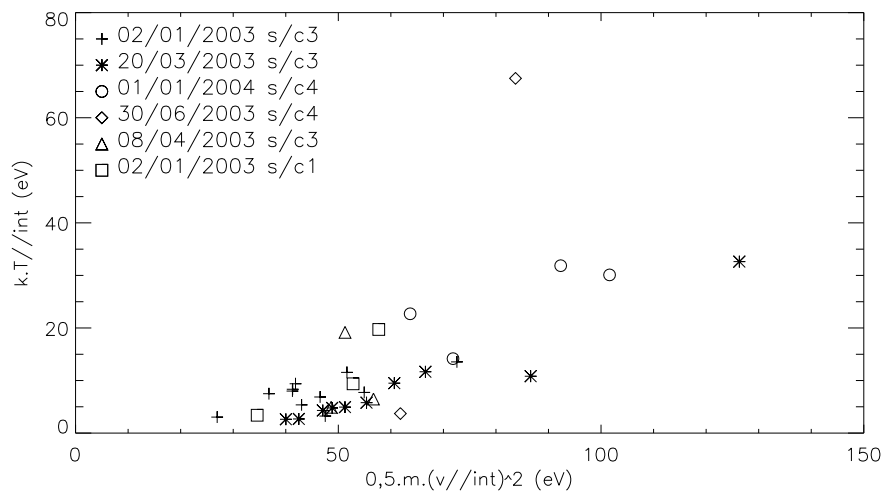


FIG. 3.14 – Température parallèle intégrée  $T_{//int}$  des faisceaux en fonction de l'énergie correspondant à leur vitesse de dérive parallèle moyenne ( $\frac{1}{2}mv_{//int}^2$ ). Chaque symbole est associé à un jour particulier.

#### 3.3.2.3 Forme maxwellienne de $f_{faisceau}$

Les faisceaux du genre de celui de la figure 3.13 semblent présenter une distribution maxwellienne. Afin d'étudier leur vraie nature, nous procédons à des ajustements à l'aide de fonctions du type :

$$f_{maxw} \propto \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m(v_{//M} - v_{//M0})^2}{k_B T_{//M}}\right) \quad (3.3.5)$$

où  $v_{//M}$ ,  $v_{//M0}$  et  $T_{//M}$  sont, respectivement, les vitesse, vitesse de dérive et température parallèles de la maxwellienne.

La figure 3.15 montre le résultat obtenu pour le faisceau du 20 mars 2003 à 00h40min46 TU (déjà vu sur la figure 3.13) dont la vitesse et la température issues de l'intégration sont respectivement équivalentes à 47,05 eV et 4,31 eV.

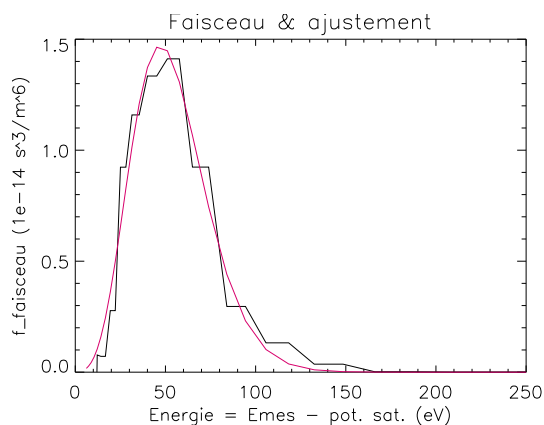


FIG. 3.15 – Fonction de distribution du faisceau (noir) et ajustement maxwellien (rouge) du 20 mars 2003 à 00h40min46 TU.

L'ajustement maxwellien, ici en rouge, est caractérisé par une vitesse moyenne  $v_{//M0}$  correspondant à 47,31 eV et une température  $T_{//M}$  de 4,34 eV. Compte tenu du bon accord avec les valeurs intégrées, ce faisceau suit une distribution maxwellienne.

#### 3.3.2.4 Présence d'une queue suprathermique

Afin de connaître l'importance de cette nature maxwellienne sur l'ensemble des événements étudiés ici, nous représentons la température  $T_{//int}$ , obtenue par intégration, en fonction de celle issue de l'ajustement  $T_{//M}$ . Les symboles de la figure 3.16 sont les mêmes que ceux de la figure 3.14. La ligne en pointillés correspond au caractère maxwellien à proprement parler, c'est-à-dire à  $T_{//int} = T_{//M}$ . Comme vu précédemment, la température acquise par les électrons est de l'ordre de 2 à 20 eV. Elle peut parfois dépasser les 50 eV, mais cela est très rare, en particulier dans notre échantillon.

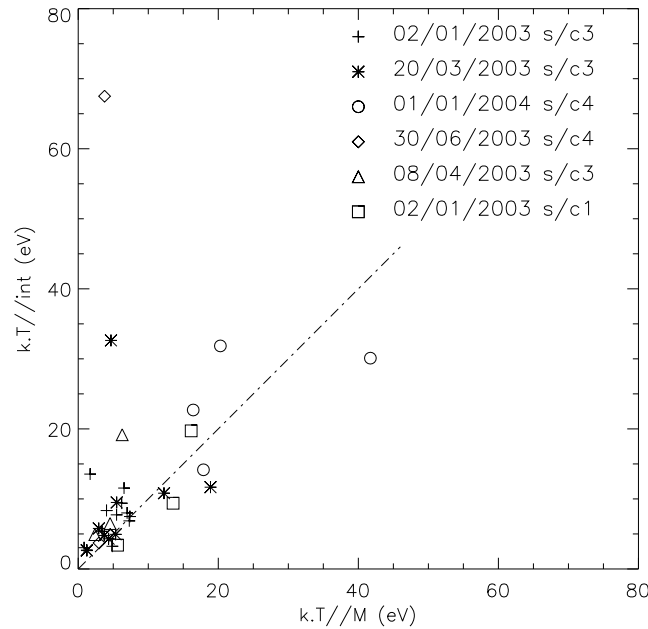


FIG. 3.16 – *Température parallèle intégrée  $T_{//int}$  des faisceaux en fonction de la température  $T_{//M}$  du meilleur ajustement maxwellien. Les symboles sont identiques à ceux de la figure 3.14.*

La majorité des faisceaux s'approche fortement d'une distribution maxwellienne. Certains, pourtant, ont leur température  $T_{//int}$  très supérieure à la température gaussienne  $T_{//M}$  (au-dessus et loin de l'axe central). Le cas du 30 juin 2003 à 09h35min51 TU, représenté sur la figure 3.16 par le losange isolé à  $T_{//int} \sim 67$  eV, en est un exemple. Sa fonction de distribution s'écarte d'une simple maxwellienne. Elle est, en effet, non seulement constituée d'un coeur maxwellien intense mais aussi d'une queue suprathermique. Comme le montre la figure 3.17, elle est mieux reproduite par la somme (pointillés violets) de deux gaussiennes (rouge et verte) que par une seule. Ici, les vitesse et température obtenues par

### 3. OBSERVATIONS

intégration ( $v_{//int} \sim 83,72$  eV et  $T_{//int} \sim 67,50$  eV) sont bien différentes des paramètres maxwelliens ( $v_1 \sim 61,96$  eV,  $T_1 \sim 3,76$  eV,  $v_2 \sim 137,69$  eV et  $T_2 \sim 1,57$  eV). Ceci est dû à la queue suprathermique - dont l'amplitude n'est plus négligeable par rapport au coeur gaussien - qui élargit l'intervalle d'intégration. Il en résulte une surestimation de la densité, de la vitesse de dérive et de la température  $T_{//int}$  par rapport aux valeurs issues des ajustements gaussiens. Il en va de même pour l'ensemble des points éloignés de l'axe en pointillés.

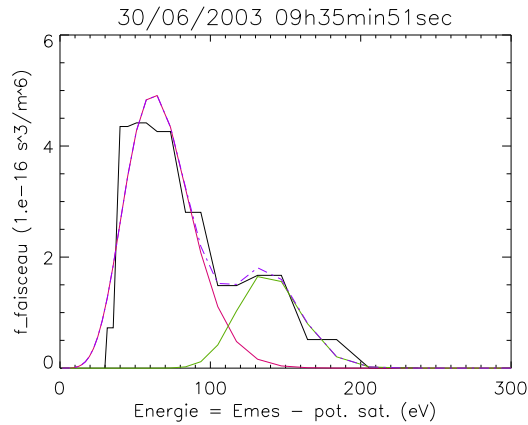


FIG. 3.17 – *Fonction de distribution du faisceau du 30 juin 2003 à 09h35min51 TU et ses ajustements maxwelliens en fonction de l'énergie corrigée du potentiel satellite.*

De façon générale, les événements analysés ici présentent une fonction de distribution maxwellienne très légèrement déformée par une petite queue suprathermique. Dans certains cas, cette dernière peut cependant devenir importante et faire perdre aux faisceaux leur caractère maxwellien.

**En résumé ...**

Au-dessus de la calotte polaire, par champ magnétique interplanétaire Nord, par conditions géomagnétiques calmes et à des altitudes comprises entre 5 et 10 rayons terrestres, les satellites Cluster détectent des structures d'électrons accélérés montants et/ou descendants alignées le long des lignes de force.

Les événements d'électrons descendants ont des dimensions supérieures à 1000 km le long de la trajectoire des satellites. Ils semblent se présenter sous la forme de rideaux alignés le long de  $\vec{B}$  et dirigés dans la direction solaire (avec un angle de l'ordre de  $20^\circ$  à  $30^\circ$ , conforme à Gustafsson et al. (1967)). Ils sont également extrêmement stables, au moins temporellement. Leur période de stabilité peut, en effet, dépasser les 30 minutes. Ces événements présentent un maximum du flux en énergie (et de la fonction de distribution) à quelques centaines d'eV. Leur fonction de distribution est globalement isotrope avec une température de l'ordre de 50 à 130 eV qui tend à augmenter avec l'énergie du maximum de la fonction. Cette dernière présente également un secteur très dépeuplé qui indique l'absence d'électrons alignés remontant de l'ionosphère vers le satellite.

Enfin, ces structures d'électrons descendants sont accompagnées d'ions ionosphériques accélérés vers l'espace. De dimensions comparables, ces échappements ioniques présentent des structures en énergie, en fonction du temps, en forme de V-inversé.

Au contraire, les électrons montants sont structurés en faisceaux alignés et très resserrés le long des lignes de champ magnétique. Etroits, ils s'étendent sur des distances de 150 à 200 km le long de l'orbite des satellites. Ils apparaissent souvent entre les structures d'ions en V-inversés. Leurs flux en énergie sont très variables ce qui rend leur identification sur plusieurs satellites assez difficile. Cependant, une analyse précise de leurs fonctions de distribution montre que ces faisceaux sont constitués d'une population de type maxwellien, avec une vitesse de dérive équivalente à 40 à 70 eV et une température de l'ordre de 2 à 20 eV qui tend à augmenter avec la vitesse. La plupart de ces fonctions présentent, en outre, une queue suprathermique généralement faible. Certains événements, pourtant, possèdent une composante suprathermique suffisamment importante pour briser le caractère maxwellien.

### 3. *OBSERVATIONS*

# Chapitre 4

## Processus d'accélération

COMME nous avons déjà pu le voir dans le chapitre précédent, des structures d'électrons accélérés peuvent être observées, sous certaines conditions, à haute altitude au-dessus des calottes polaires.

Dans ce chapitre-ci, nous nous intéressons aux processus physiques capables d'accélérer ces particules et de créer les formes caractéristiques en plateau des électrons descendants et en faisceau des électrons montants.

### 4.1 En zone aurorale

#### 4.1.1 Les électrons descendants

Dès la fin des années 1960 - début des années 1970, les observations satellitaires mettent en évidence l'existence de champs électriques alignés le long des lignes de champ magnétique  $\vec{B}$ , capables d'accélérer les particules précipitant au-dessus des zones aurorales.

Ayant développé un modèle considérant une telle géométrie, Evans montre, en 1974, la création d'intenses flux de précipitation d'électrons de faible énergie ( $< 500$  eV). Présentant le bon accord entre ses résultats et des observations de faisceaux d'électrons auroraux, il met en avant l'efficacité de tels champs électriques dans l'accélération des particules.

En 1977, Mozer et al. observent, grâce au satellite S3-3, une forte corrélation temporelle entre une augmentation du flux d'électrons descendants et d'importantes fluctuations du champ électrique observées par paires, comme l'illustre leur figure reportée ici sur le panneau gauche de la figure 4.1.

Les 4 premiers panneaux montrent le flux des électrons pour des énergies comprises entre 8 et 275 eV. Le 5<sup>e</sup> panneau indique leur densité. Les 2 suivants présentent la densité de puissance des fluctuations du champ électrique, respectivement à 8 kHz et 32 Hz, et les 3 derniers panneaux représentent les 3 composantes du champ électrique  $\vec{E}$ . En comparant les flux des électrons, notamment pour les particules de 80 eV à 275 eV (4<sup>e</sup> panneau), aux changements de signe de  $\vec{E}$ , ces auteurs démontrent l'existence de champs électriques



#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

perpendiculaires à chaque extrémité des structures électroniques.

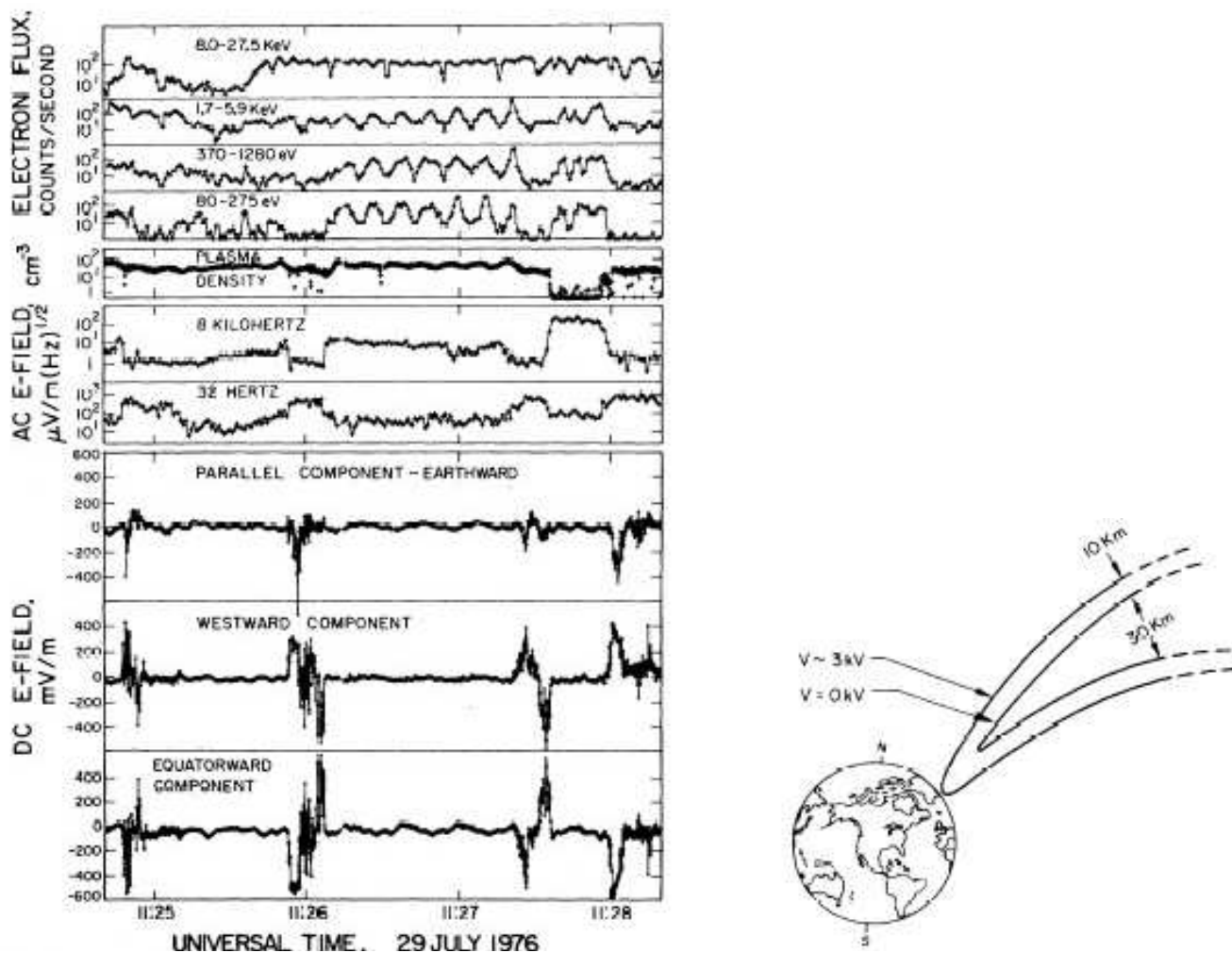


FIG. 4.1 – *Panneaux de gauche : mesures obtenues par le satellite S3-3, le 29 juillet 1976, durant la traversée du bord polaire de la zone aurorale Nord. Panneau de droite : modèle de contours équipotentiels associés aux changements de signe du champ électrique (Mozier et al., 1977).*

Premiers à envisager une structure de potentiel en U (cf. panneau de droite de la figure 4.1), ils déduisent la présence d'un champ électrique parallèle à basse altitude, aligné le long de  $\vec{B}$ , en accord avec le saut de potentiel invoqué par Evans.

Comme le montre la figure 4.2, ce mécanisme explique très bien l'aspect en forme de plateau des signatures électroniques. Une telle structure se compose de deux parties ; la région supérieure dans laquelle les équipotentiels sont parallèles à la ligne de force, et la région inférieure où les équipotentiels lui sont perpendiculaires. Il existe donc une différence de potentiel  $\Phi_{haut}$  et, par conséquent, un champ électrique alignés long de  $\vec{B}$ . Dans le schéma présenté ici, l'équipotentielle au potentiel le plus élevé étant la plus externe, le champ électrique parallèle est dirigé vers la magnétosphère. Ainsi, les électrons magnétosphériques sont-ils accélérés vers le bas.

Lorsqu'un satellite passe au-dessous d'une telle structure, il n'observe donc que des électrons descendants. Au cours du survol, il détecte tout d'abord les électrons (1). Ceux-ci, ayant traversé le bord de la structure en U, n'ont rencontré qu'une partie de la différence de potentiel. Ils n'ont donc subi qu'une faible accélération. Ils apparaissent alors sur le spectrogramme au niveau de la pente ascendante de la structure en plateau (cf. schéma de droite de la figure 4.2). Puis, le satellite détecte les électrons (2) qui ont entièrement traversé le saut de potentiel. Ils ont donc gagné la totalité de l'énergie qu'il était possible d'acquérir. Ce sont les électrons responsables du plateau lui-même. Viennent enfin les électrons (3) aussi peu accélérés que les électrons (1) et constituant la pente descendante de la signature électronique.

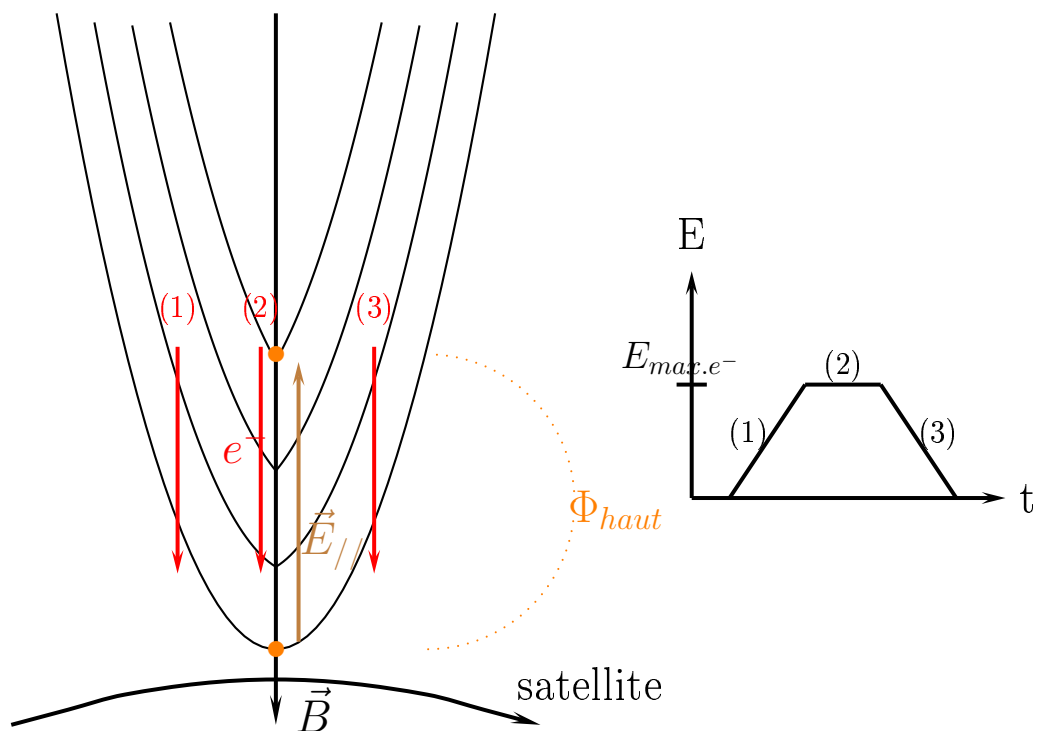


FIG. 4.2 – A gauche : schéma d'une structure de potentiel en forme de U localisée au-dessus de la trajectoire du satellite et alignée le long d'une ligne de champ magnétique ( $\vec{B}$ ) pointant vers la Terre. Les équipotentielles définissent un saut de potentiel  $\Phi_{haut}$ , au-dessus du satellite, permettant l'accélération des électrons descendants.  $\vec{E}_{//}$  est la composante du champ électrique parallèle à  $\vec{B}$ . A droite : évolution de l'énergie maximale des électrons descendants accélérés en fonction du temps, c'est-à-dire le long de la trajectoire du satellite.

La largeur de la signature visible sur le spectrogramme des électrons dépend de celle de la structure accélératrice. Quand cette dernière est très étroite, la partie horizontale du plateau est tellement réduite que la structure d'électrons prend la forme de la lettre V inversée.

## 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

### 4.1.2 Les ions

Ce mécanisme explique également l'accélération des échappements d'ions ionosphériques.

En effet, lorsqu'un satellite passe au-dessus d'une structure de potentiel dont le champ électrique pointe vers la magnétosphère, il détecte des ions montants, comme le montre la figure 4.3. Accélérés par une partie ou la totalité du saut de potentiel  $\Phi_{bas}$ , localisé sous le satellite, ces ions présentent, eux aussi, des flux en forme de plateau ou de V-inversé.

La géométrie de cette structure accélératrice fait également apparaître un champ électrique  $\vec{E}_\perp$  perpendiculaire à la direction du champ magnétique  $\vec{B}$  et convergent. Associé aux mêmes équipotentiels que le champ électrique parallèle  $\vec{E}_\parallel$  situé sous le satellite,  $\vec{E}_\perp$ , intégré le long de la trajectoire de ce dernier, fournit un potentiel  $\Phi$  dont l'énergie  $E_\Phi = q\Phi$  est égale à l'énergie maximale  $E_{max.ions}$  acquise par les ions les plus accélérés.

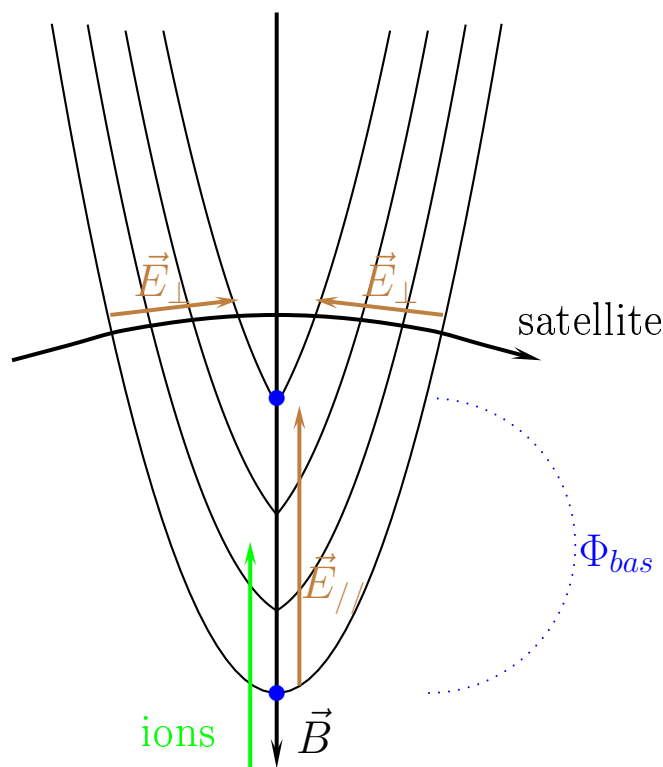


FIG. 4.3 – Schéma d'une structure de potentiel en forme de U localisée sous la trajectoire du satellite et alignée le long d'une ligne de champ magnétique ( $\vec{B}$ ) pointant vers la Terre. Les équipotentiels définissent un saut de potentiel  $\Phi_{bas}$ , sous le satellite, permettant l'accélération des ions.  $\vec{E}_\perp$  et  $\vec{E}_\parallel$  sont les composantes du champ électrique perpendiculaire et parallèle à  $\vec{B}$ .

Dans leur article de 1998, Ergun et al. calculent l'énergie  $E_\Phi$  correspondant à la composante perpendiculaire du champ électrique et superposent leur résultat au spectrogramme du flux en énergie des ions montants observés par le satellite FAST. Leur figure, reportée ici

## 4.2 Accélération des ions de la calotte polaire

en 4.4, montre l'accord parfait entre  $E_{\Phi}$  (trait noir) et  $E_{max.ions}$ , confirmant l'accélération de ces ions par une structure de potentiel en U.

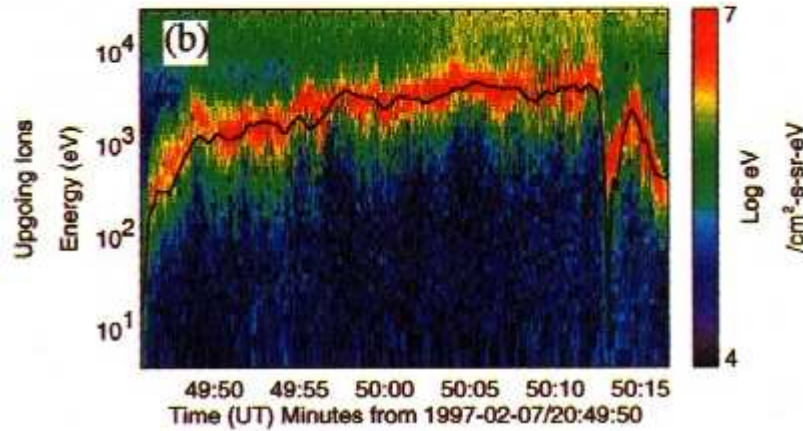


FIG. 4.4 – Spectrogramme du flux en énergie des ions montants en fonction de l'énergie. La courbe noire superposée représente le potentiel parallèle obtenu à partir des données de champ électrique (Ergun et al., 1998).

Les schémas 4.2 et 4.3 sont, bien entendu, des représentations simplifiées des structures accélératrices. Celles rencontrées par les satellites peuvent avoir une géométrie plus complexe, responsable de l'existence de légères ondulations dans la partie plane du plateau (cf. figure 4.4) ou même de la présence de plusieurs pics dans les flux de particules.

## 4.2 Accélération des ions de la calotte polaire

Plus récemment, Maggiolo et al. (2006) ont montré qu'un tel phénomène était également capable d'accélérer, vers la magnétosphère, des ions ionosphériques au-dessus de la calotte polaire.

Les observations d'ions faites par Cluster au-dessus de cette région montrent des signatures similaires à celles connues en zone aurorale, c'est-à-dire en V-inversés comme illustré sur le premier panneau de la figure 4.5. Juxtaposant les données de champ électrique  $\vec{E}$  à celles des ions, les auteurs ont mis en avant la simultanéité des structures ioniques et d'importantes variations de  $\vec{E}$ . Ces variations, de l'ordre de 2 à 6 mV/m, sont principalement caractérisées par un changement de signe de la composante  $E_y$  au centre même des V-inversés (2<sup>nd</sup> panneau). Forts de cette simultanéité, ils ont mené le même calcul qu'Ergun et al. (1998). Le troisième panneau de la figure 4.5 présente leurs résultats. L'énergie  $E_{\Phi}$  correspondant à la différence de potentiel calculée par intégration du champ électrique  $\vec{E}_{\perp}$  perpendiculaire à  $\vec{B}$  (rouge) est en très bon accord avec l'énergie du maximum du flux des ions (noir) et est de l'ordre de 100 à 700 eV.

En référence au travail de Mozer et al. (1977), Maggiolo et ses co-auteurs en ont conclu que ces champs électriques convergents signalent la présence de chocs électrostatiques as-

#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

sociés à des champs électriques parallèles à  $\vec{B}$  localisés à plus basse altitude. Ils ont donc pu montrer que les ions montants au-dessus de la calotte polaire sont accélérés par des structures de potentiel en U et proviennent de l'ionosphère.

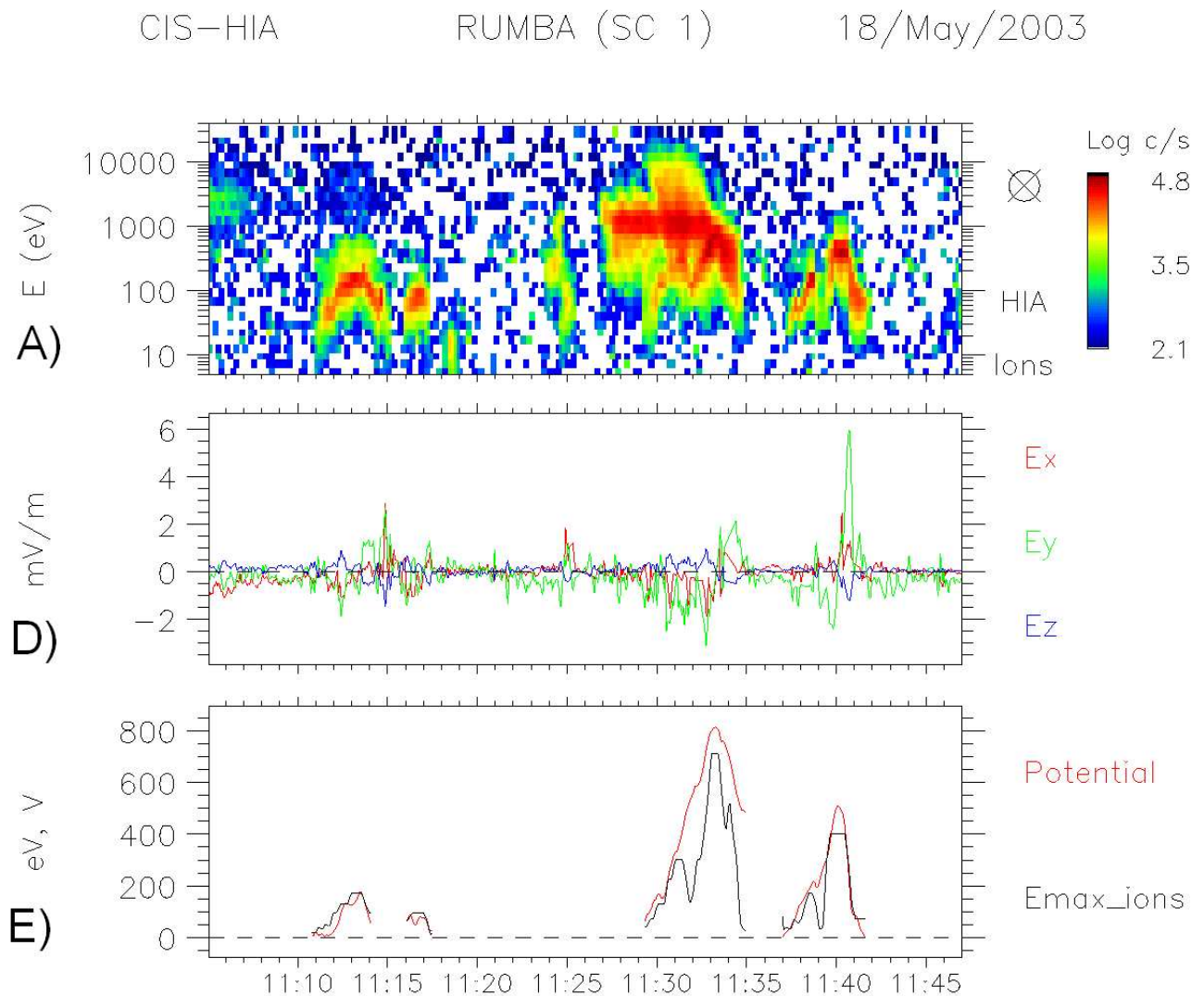


FIG. 4.5 – Mesures obtenues par le satellite CL1 de Cluster le 18 mai 2003. Premier panneau : spectrogramme du flux en énergie des ions moyenné sur toutes les directions et en fonction du temps. Second panneau : composantes GSE du champ électrique perpendiculaire à  $\vec{B}$ . Troisième panneau : potentiel calculé par intégration du champ électrique le long de la trajectoire du satellite (rouge) et énergie du flux maximum des ions (noir) (Maggiolo et al., 2006).

## 4.3 Accélération des électrons descendants

### 4.3.1 Différences de potentiel alignées le long du champ magnétique

Comme le montrent les spectrogrammes de la figure 4.6, le cas du 18 mai 2003 (Maggiolo et al., 2006) a vu la détection simultanée de V-inversés ioniques (1<sup>er</sup> panneau) et de plateaux électroniques (2<sup>nd</sup> panneau). Ceux-ci présentent une intensification du flux en énergie (et un pic sur la fonction de distribution) des électrons à  $\sim 100$  à 200 eV. Ceci suggère la présence d'un mécanisme d'accélération à des altitudes supérieures à celle du satellite. Ne traversant pas la structure accélératrice, ce dernier ne détecte pas de fluctuation particulière du champ électrique.

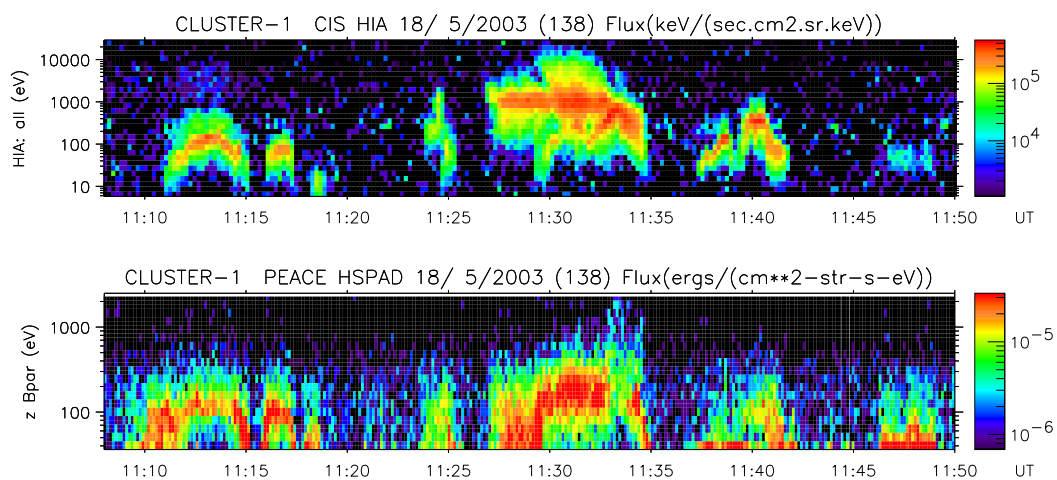


FIG. 4.6 – Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des ions (1<sup>er</sup> panneau) et des électrons descendants (2<sup>nd</sup> panneau) obtenus le 18 mai 2003.

Compte tenu de la simultanéité des événements ioniques et électroniques, nous supposons, toutefois, qu'ils résultent du même phénomène, à savoir d'une accélération par une différence de potentiel alignée le long de  $\vec{B}$  (cf. figure 4.7). De même que l'énergie du maximum de flux des ions fournit le saut de potentiel  $\Phi_{bas}$  localisé au-dessous du satellite, celle des électrons donne une indication de la valeur de  $\Phi_{haut}$  situé au-dessus.

Comme vu dans la section précédente,  $\Phi_{bas}$  est de l'ordre de 100 à 700 Volts. La différence de potentiel totale présente le long des lignes de champ magnétique croisées est donc ici de 200 à 700 Volts.

L'analyse de la structure détectée entre 11h30 et 11h35 TU montre, par ailleurs, que le rapport des différences de potentiel au-dessus et au-dessous du satellite n'est pas constant. Alors que les énergies maximales des ions et des électrons sont du même ordre de grandeur ( $\sim 300$  et 150 eV) entre 11h30 et 11h33 TU, elles diffèrent grandement entre 11h33 et 11h34 TU. La signature ionique présente, en effet, un pic à  $\sim 700$  eV tandis que le plateau

#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

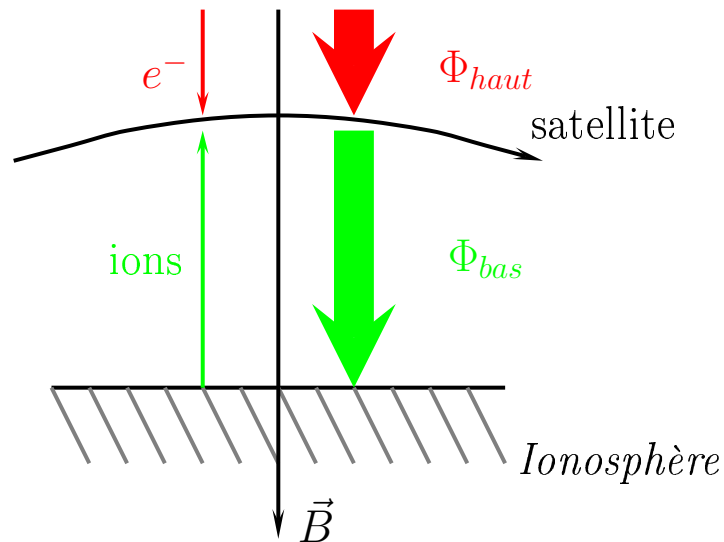


FIG. 4.7 – Configuration du potentiel et des particules lors de la détection simultanée d'ions montants et d'électrons descendants.

des électrons montre un trou. Tout se passe donc comme si la totalité du saut de potentiel se trouvait sous le satellite. La structure accélératrice semble donc plus compliquée que pour les autres événements, et ceci d'autant plus que le V-inversé ionique est double.

Le cas du 18 mai 2003 est représentatif de tous les événements d'électrons descendants étudiés ici. La figure 4.8 montre l'exemple du 20 mars 2003. Les ions (1<sup>er</sup> panneau) et les électrons (2<sup>nd</sup> panneau) ont des énergies comparables à celles indiquées précédemment.

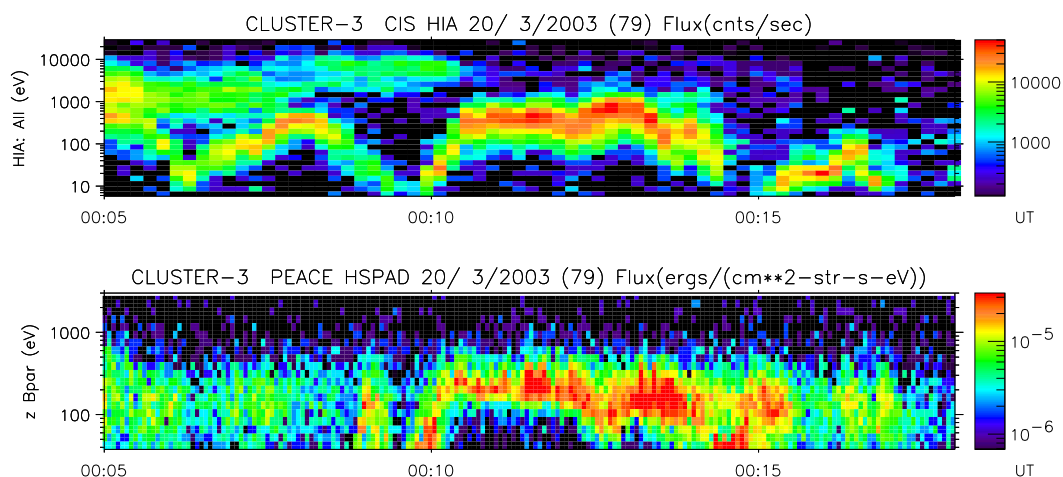


FIG. 4.8 – Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des ions (1<sup>er</sup> panneau) et des électrons descendants (2<sup>nd</sup> panneau) obtenus le 20 mars 2003.

La structure observée entre 00h10 et 00h15 TU présente également une configuration double (00h10-00h12min30 et 00h12min30-00h15 TU), aussi bien pour les électrons que pour les ions. Ceci suggère des changements dans la répartition du potentiel par rapport



### 4.3 Accélération des électrons descendants

à l'altitude du satellite. Alors que sur l'intervalle 00h10-00h12min30 TU  $\Phi_{haut}$  (électrons) vaut  $\sim 200$  eV et  $\Phi_{bas}$  (ions)  $\sim 350$  eV, entre 00h12min30 et 00h15 TU ils prennent des valeurs de l'ordre de 150 à 700 eV. La structure précédente, entre 00h06 et 00h09 TU, montre même l'absence de différence de potentiel au-dessus du satellite puisque quasiment aucun électron n'est accéléré. Dans ce cas-là, le satellite a survolé la totalité du saut de potentiel.

Le tableau 4.1 reprend les ordres de grandeur obtenus pour 7 des événements que nous avons analysés. Mis à part ceux du 30 janvier 2004 qui présentent une énergie atteignant les 500 eV, les électrons descendants sont essentiellement accélérés entre 100 et 200 eV alors que les ions le sont entre 150 et 700 eV. Ainsi, la différence de potentiel totale alignée le long des lignes de force est-elle souvent de 200 à 850 Volts.

Événements	$E_{max.e^-}$ <sup>a</sup> (eV)	$E_{max.ions}$ (eV)	ddp totale (V)
18/05/2003 CL1 11:10:50 - 11:14:50	$\sim 100$	$\sim 150$	$\sim 250$
18/05/2003 CL1 11:29:35 - 11:35	140 à 180	$\sim 200$ à 700	$\sim 350$ à 700
18/05/2003 CL4 11:07:56 - 11:12:45	80 à 140	$\sim 220$	$\sim 300$ à 350
20/03/2003 CL3 00:09:40 - 00:15:30	120 à 180	$\sim 300$ à 700	$\sim 480$ à 820
12/04/2003 CL4 19:11:35 - 19:15:08	110 à 220	140 à 250	250 à 400
30/01/2004 CL3 10:59 - 11:03:41	180 à 500	200 à 250	400 à 750
03/03/2004 CL1 17:06:07 - 17:11:16	80 à 200	80 à 250	160 à 400

TAB. 4.1 – *Energies maximales des particules et estimation de la différence de potentiel totale associées à quelques unes des structures (électrons descendants; ions montants) étudiées.*

<sup>a</sup>Energie du maximum de la fonction de distribution des électrons, corrigée du potentiel satellite.

#### 4.3.2 Configuration des structures accélératrices

Ne disposant pas de mesures simultanées et à plus haute altitude que celles obtenues par les quatre satellites Cluster, nous proposons ici diverses configurations susceptibles d'expliquer les observations précédemment décrites.

Illustrées par la figure 4.9, elles présentent respectivement :

- une fermeture des équipotentielles non loin des satellites ;
- une structure unique et étendue (panneau central) ;
- deux structures alignées le long de la même ligne de champ magnétique, définissant deux sauts de potentiel bien séparés.

Toutefois, les observations ioniques indiquent que les équipotentielles rencontrées par les ions ne peuvent se refermer sous le satellite. Cela empêcherait, en effet, toute détection d'ions ionosphériques énergétiques en mouvement vers la magnétosphère, la plupart d'entre eux ayant été réfléchis vers la Terre avant d'atteindre l'altitude des satellites.



#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

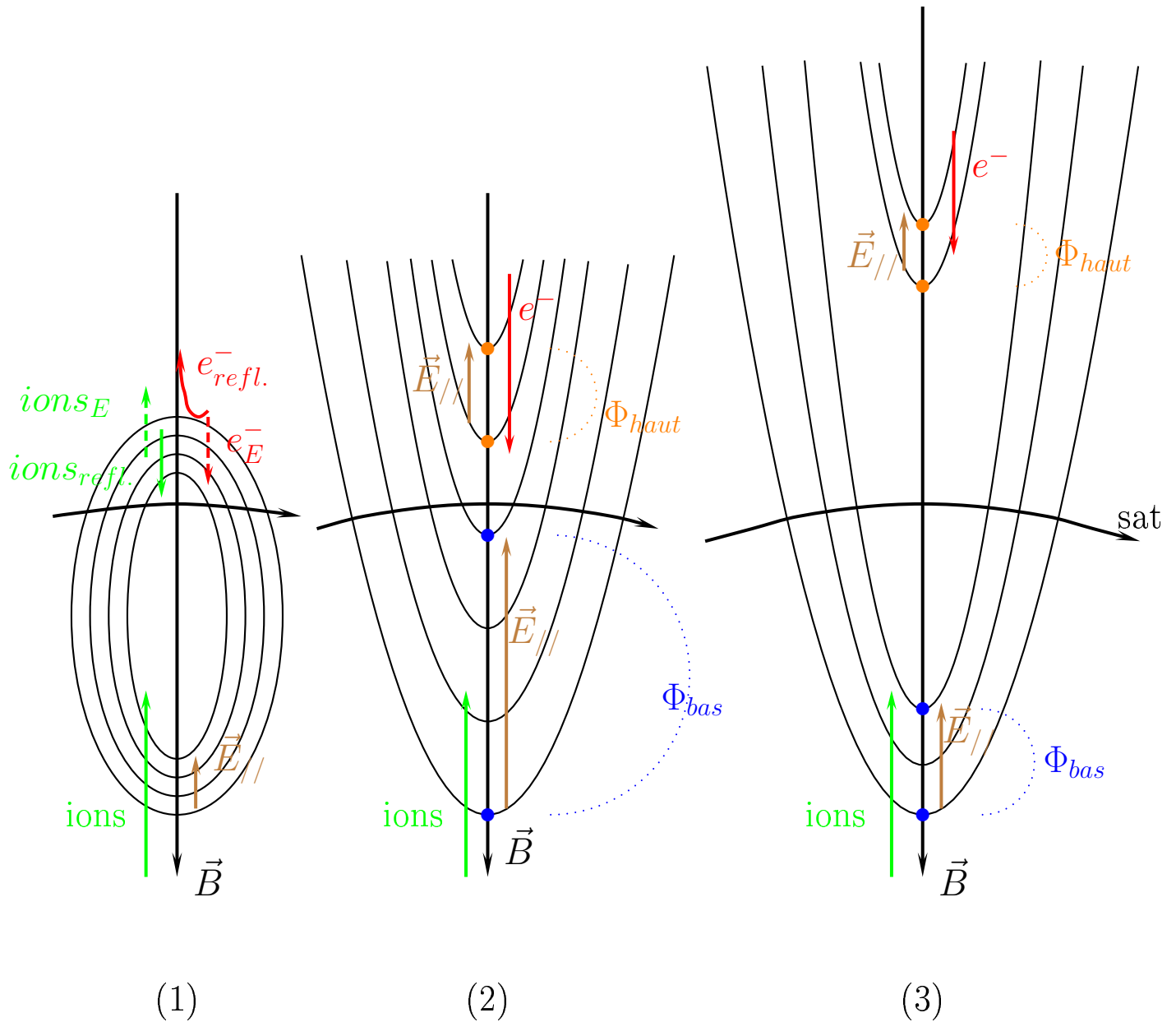


FIG. 4.9 – Possibles géométries de la structure de potentiel accélératrice alignée le long de  $\vec{B}$ . Fermée (1) : un îlot de potentiel se refermant à plus ou moins basse altitude. Dans ce cas, des électrons ( $e_{refl.}^-$ ) et des ions ( $ions_{refl.}$ ) sont réfléchis par la barrière de potentiel. D'autres ( $e_E^-$  et  $ions_E$ ), au contraire, sont suffisamment énergétiques pour franchir cette dernière. Ou ouverte : une structure en  $U$  étendue (2) ou bilocalisée (3).

Les équipotentielles ne peuvent pas non plus se refermer au-dessus des satellites. Si tel était le cas, des ions dirigés vers le bas seraient également observés et seuls les électrons magnétosphériques très énergétiques, avec des énergies supérieures à la différence de potentiel traversée par les ions, pourraient être détectés.

Ceci exclut donc l'existence d'îlots de potentiel. La première configuration présentée sur la figure 4.9 est donc inenvisageable.

Dans le cas de la structure de type 2, la différence de potentiel s'étend sur de grandes distances le long de la ligne de champ magnétique; depuis des altitudes inférieures à celle du satellite jusqu'à des altitudes supérieures à 5 - 10  $R_T$ . Cette configuration explique tout à fait la simultanéité des ions montants et des électrons descendants, mais diffère de celle déduite en zone aurorale à partir des observations de satellites de basse altitude (S3-2 ( $\sim 240$  km), ISEE ( $\sim 430$  km), ISIS 1 et 2 ( $\sim 1400$  km), FAST ( $\sim 4000$  km), ...). En effet, dans cette région-là, de nombreux auteurs (Evans, 1974; Chiu et Schulz, 1978; Chiu et al., 1983; Hultqvist, 1991; Ergun et al., 1998; Carlson et al., 1998; Miyake et al., 1998; McFadden et al., 1999; Hull et al., 2003) ont montré que le saut de potentiel est localisé au-dessus de l'ionosphère, à 2,5  $R_T$  d'altitude tout au plus.

La région d'accélération située au-dessus de la calotte polaire serait alors de nature différente de celle connue en zone aurorale.

La troisième configuration présente deux structures séparées mais alignées le long de la même ligne de force. L'hypothèse d'une différence de potentiel à basse altitude est raisonnable. En effet, Andersson et al. (2002) et Ergun et al. (2003, 2004) ont montré qu'un système de doubles couches de quelques dizaines de kilomètres d'épaisseur chacune, renfermant d'intenses champs électriques alignés, existe juste au-dessus de l'ionosphère aurorale à des altitudes de 2  $R_T$  environ. Si de telles structures existent également au-dessus de la calotte polaire, il faut aussi considérer la présence simultanée d'un saut de potentiel, aligné le long de la même ligne de force, capable d'expliquer les observations d'électrons descendants accélérés à plus de 5 rayons terrestres d'altitude. Dans ce cas-là, on peut se demander quel mécanisme maintient de multiples structures dans le même tube de flux. Ou encore quelle est la source des champs électriques accélérateurs.

## 4.4 Accélération des électrons montants

### 4.4.1 Ce que l'on sait en zone aurorale

Des études ont montré que les faisceaux d'électrons montants de la zone aurorale sont alignés le long des lignes de champ magnétique (Klumpar et Heikkila, 1982; Boehm et al., 1995) et sont associés à des champs électriques divergents (Burch et al., 1979; Marklund et al., 1994).

Dans leur article de 1998, à partir des données du satellite FAST à  $\sim 1400$  km d'altitude, Carlson et al. soulignent la forte corrélation existant entre ces 2 types d'observation. Les

#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

premier et second panneaux de leur figure, reportée ici sur le panneau gauche de la figure 4.10, montrent la structure d'électrons montants et la composante perpendiculaire  $\vec{E}_\perp$  du champ électrique. Ce dernier, présentant un changement de signe (de négatif à positif), est bien divergent. Par ailleurs, l'énergie  $E_\Phi$ , obtenue par intégration de  $\vec{E}_\perp$  le long de la trajectoire des satellites et représentée en noir sur le 3<sup>e</sup> panneau, est en parfait accord avec l'énergie caractéristique  $E_{max.e^-}$  ( $= \frac{flux\_en\_energie}{flux\_numerique}$ ) des électrons (rouge).

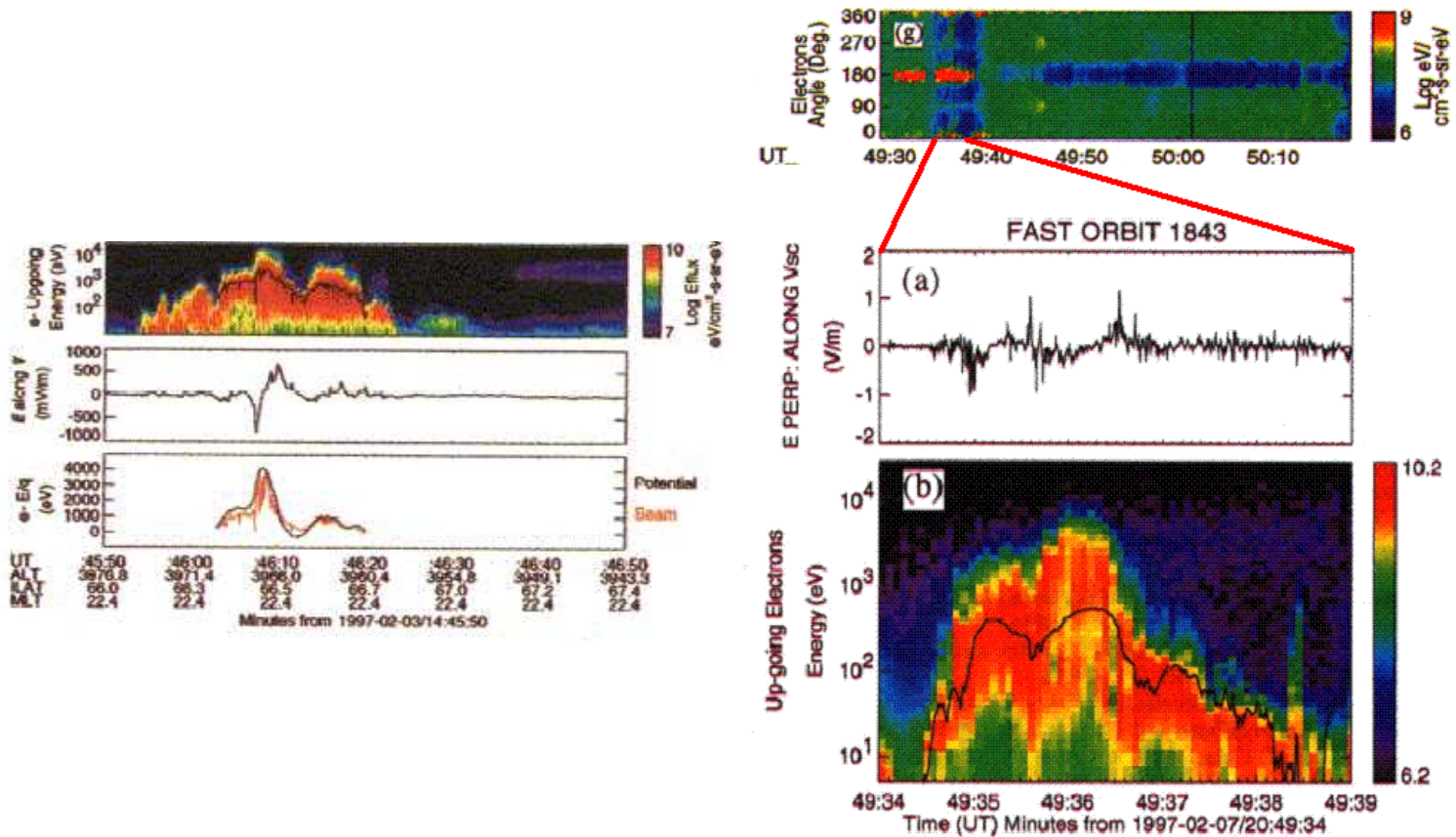


FIG. 4.10 – *A gauche : Panneau 1 : superposition du spectrogramme du flux en énergie des électrons en fonction de l'énergie et du temps et de l'énergie caractéristique (courbe noire). Panneau 2 : composante du champ électrique perpendiculaire à  $\vec{B}$ . Panneau 3 : différence de potentiel (noir) issue de l'intégration et énergie du faisceau d'électrons (rouge) (Carlson et al., 1998a). A droite : Panneaux 1 et 3 : spectrogrammes du flux en énergie des électrons en fonction de l'angle d'attaque / de l'énergie et du temps. Courbe noire : saut de potentiel parallèle issu de l'intégration. Panneau 2 : champ électrique perpendiculaire à  $\vec{B}$  (Ergun et al., 1998).*

La même année et avec les données du même satellite, Ergun et al. (1998) publient un autre exemple de faisceau d'électrons montants (panneau droit de la figure 4.10). Là encore, la concordance entre  $E_\Phi$  et  $E_{max.e^-}$  (3<sup>e</sup> panneau) et le changement de signe de  $\vec{E}_\perp$  (2<sup>nd</sup> panneau) indiquent que ces particules ont été accélérées par un champ électrique parallèle à  $\vec{B}$ . Associés aux angles d'attaque de  $180^\circ$  (1<sup>er</sup> panneau), ces résultats prouvent que les électrons montants observés en zone aurorale proviennent de l'ionosphère (où leur

énergie initiale est quasi nulle).

Ainsi, électrons montants et descendants de l'ovale auroral sont-ils accélérés par des sauts de potentiel alignés le long de  $\vec{B}$  avec un champ électrique pointant, respectivement, vers la Terre et vers la magnétosphère.

## 4.4.2 Ce que Cluster observe au-dessus de la calotte polaire

### 4.4.2.1 Pour une structure individuelle

Faisant l'hypothèse d'un tel processus d'accélération pour les électrons montants observés à plus haute altitude (5 à 10  $R_T$ ) par Cluster au-dessus de la calotte polaire, nous procédons de la même manière que Carlson et al. (1998). Nous comparons l'énergie  $E_{max.e-}$  du pic de la fonction de distribution des électrons à l'énergie  $E_\Phi$  obtenue par intégration, le long de la trajectoire du satellite, de la composante des fluctuations du champ électrique  $\Delta\vec{E}_\perp$  perpendiculaire à  $\vec{B}$ . Pour cela, nous soustrayons, au préalable, la composante de convection à grande échelle  $\vec{E}_{\perp 0}$  au champ électrique global  $\vec{E}_\perp$ . Ainsi, l'intégration consiste-t-elle en deux étapes :

- extraction des fluctuations de  $\vec{E}_\perp$  dues uniquement au faisceau :

$$\Delta\vec{E}_\perp = \vec{E}_\perp - \vec{E}_{\perp 0} \quad (4.4.1)$$

- et calcul de la différence de potentiel :

$$\Phi_{bas} = \int_{orbite} \Delta\vec{E}_\perp \cdot d\vec{s} \quad (4.4.2)$$

où  $d\vec{s}$  est un élément d'orbite.

Sur l'ensemble des schémas de ce chapitre,  $\vec{E}_\perp$  est mis pour  $\Delta\vec{E}_\perp$  et  $\vec{E}_{//}$  pour  $\Delta\vec{E}_{//}$  ( $\sim \vec{E}_{//}$  puisque le champ électrique de convection n'a qu'une faible composante parallèle à  $\vec{B}$ ).

La figure 4.11 présente l'événement du 15 février 2004 entre 19h50 et 19h52 TU. Les trois composantes  $\Delta E_{\perp Y}$ ,  $\Delta E_{\perp Z}$  et plus particulièrement  $\Delta E_{\perp X}$  du vecteur  $\Delta\vec{E}_\perp$  (cf. 3<sup>e</sup> panneau), estimées dans le repère GSE, indiquent la présence d'un choc électrostatique divergent en coïncidence avec le faisceau d'électrons (1<sup>er</sup> panneau). La comparaison (2<sup>nd</sup> panneau) de l'énergie  $E_{max.e-}$  du maximum de la fonction de distribution de ce dernier (rouge) avec l'énergie  $E_\Phi$  (noir) précédemment estimée renforce cette conclusion.  $E_\Phi$  présente deux pics à environ 70 et 80 eV et approche l'énergie  $E_{max.e-}$  gagnée par les électrons. L'accord entre ces deux grandeurs argue donc en faveur de l'accélération de ce faisceau d'électrons par un saut de potentiel localisé entre l'ionosphère et le satellite.

Des événements tels que celui-ci, suffisamment longs pour que le faisceau et le champ électrique soient bien échantillonnés et pour lesquels le faisceau est bien séparé du niveau de photoélectrons et la mesure du champ électrique est disponible, sont cependant assez rares au-dessus de la calotte polaire. Nous ne pouvons donc pas généraliser cette conclusion à l'ensemble des faisceaux d'électrons montants observés. Ce processus constitue néanmoins

#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

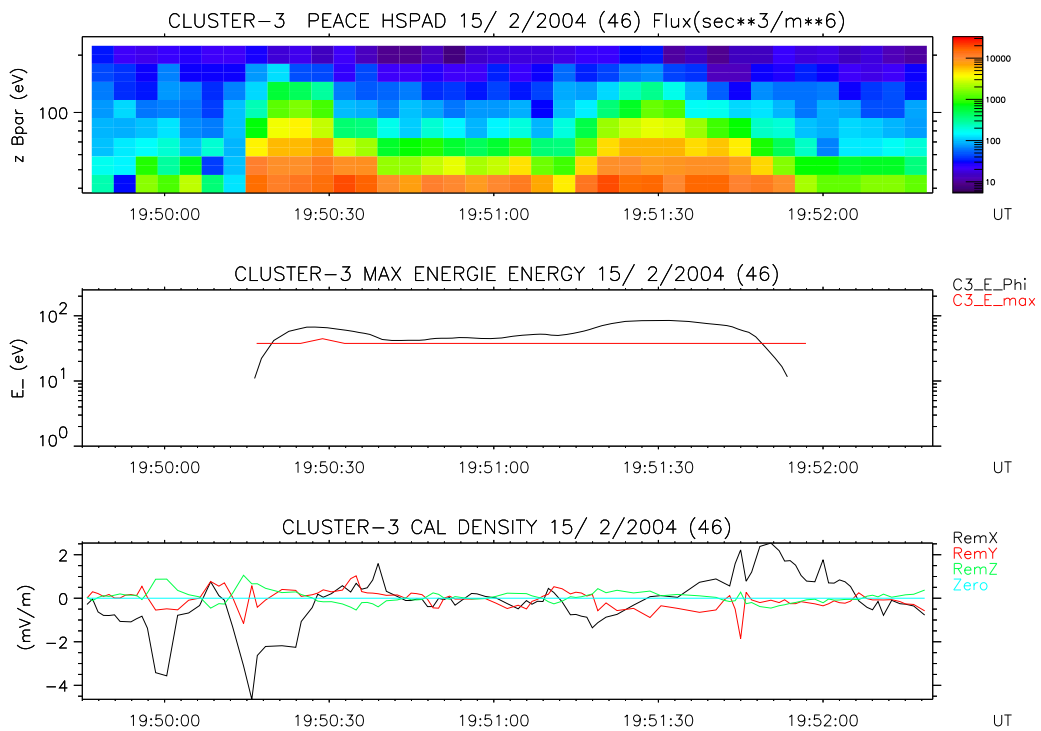


FIG. 4.11 – *Panneau 1* : spectrogramme énergie-temps de la composante parallèle de la fonction de distribution, mesurée le 15 février 2004 entre 19h49min45 et 19h52min20 TU, dans l'hémisphère Sud. *Panneau 2* : différence de potentiel localisée sous le satellite, estimée par intégration de  $\Delta\vec{E}_\perp$  (noir) et à partir de l'énergie du maximum de la fonction de distribution du faisceau (rouge). *Panneau 3* : composantes  $\Delta E_{\perp X}$ ,  $\Delta E_{\perp Y}$  et  $\Delta E_{\perp Z}$  des fluctuations du champ électrique  $\Delta\vec{E}_\perp$ .

un mécanisme d'accélération possible pour ce genre de structures, comme c'est le cas en zone aurorale.

#### 4.4.2.2 Pour une succession d'échappements

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, les très étroits faisceaux d'électrons montants sont souvent observés en alternance avec de larges échappements d'ions. Lorsque ces derniers sont accélérés, comme le 20 mars 2003 entre 00h15 et 01h10 TU (cf. 1<sup>er</sup> panneau de la figure 4.12), on remarque même l'existence d'un trou sur le spectrogramme des électrons (2<sup>nd</sup> panneau), entre  $\sim$  00h51 et 01h01 TU par exemple. Ceci est en très bon accord avec une structure accélératrice dont le champ électrique pointe vers la magnétosphère.

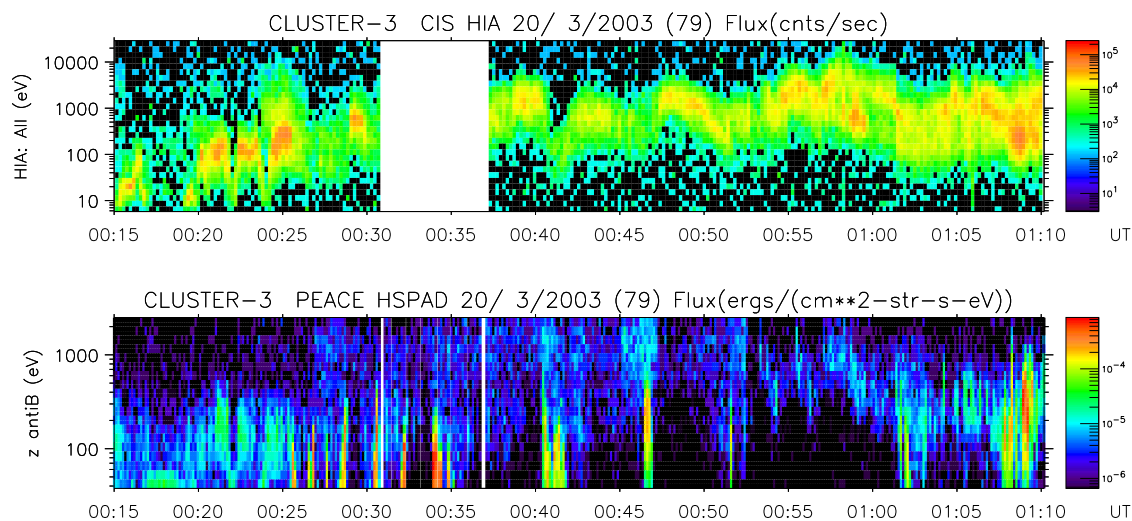


FIG. 4.12 – Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des ions (1<sup>er</sup> panneau) et des électrons montants (2<sup>nd</sup> panneau) obtenus le 20 mars 2003 entre 00h15 et 01h10 TU.

Les électrons montants ne pouvant pas être accélérés par un tel champ électrique, les observations du 20 mars 2003 électroniques et ioniques suggèrent la présence d'une succession de sauts de potentiel dont le champ électrique est tantôt dirigé vers la Terre - pour accélérer les électrons montants, tantôt dirigé vers la magnétosphère - pour accélérer les ions.

Les données de champ électrique du 2 janvier 2003 entre 21h35 et 21h43min30 TU confortent cette hypothèse. La figure 4.13 montre le faisceau d'électrons montants (2<sup>nd</sup> panneau) entouré de deux larges structures ioniques (1<sup>er</sup> panneau) et les variations du champ électrique perpendiculaire (panneaux 3 à 5).

La principale composante des fluctuations,  $\Delta E_{\perp y}$  (4<sup>e</sup> panneau), montre un enchaînement de trois chocs électrostatiques correspondant à ces trois structures.

La première (ions), détectée entre  $\sim$  21h36min45 et 21h38 TU, est en bon accord temporel avec le changement de signe (de  $\sim$  +6 à  $\sim$  -3 mV/m) de  $\Delta E_{\perp y}$ .

#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

Commençant dès 21h37min47 TU, le faisceau d'électrons perdure jusqu'à 21h38min47 TU ; intervalle de temps durant lequel  $\Delta E_{\perp y}$  passe de valeurs négatives à positives (de  $\sim -3$  mV/m à  $\sim +3$  mV/m).

La deuxième structure ionique (21h39 - 21h42min30 TU), enfin, se distingue sur les données électriques par une variation de  $\sim +5$  à  $\sim -3$  mV/m. La partie positive de  $\Delta E_{\perp y}$ , entre 21h38min30 et 21h39min30 TU, ainsi que la partie négative, entre environ 21h42 et 21h43min30 TU, correspondent bien à un champ électrique perpendiculaire convergent.

On remarquera, par ailleurs, le passage de  $\Delta E_{\perp y}$  à zéro entre le faisceau d'électrons et le second événement ionique (à  $\sim 21h38min30$  TU), conforme à ce à quoi l'on s'attend en présence de structures de potentiel en U.

La configuration de ces structures pourrait alors ressembler à celle présentée sur la figure 4.14 ; une fine structure accélératrice, caractérisée par un champ électrique parallèle  $\vec{E}_{//}$  dirigé vers la Terre, intercalée entre de plus larges dont  $\vec{E}_{//}$  pointe vers la magnétosphère. Ainsi, alors que la première accélérerait les électrons vers l'espace, les secondes contribueraient à accélérer les ions s'échappant de l'ionosphère.

Les fluctuations  $\Delta \vec{E}_{\perp}$  du champ perpendiculaire à  $\vec{B}$ , décrites plus haut, évoluent de façon semblable aux variations idéales du champ électrique représentées sur la figure 4.15, associées à la configuration de la figure 4.14 et montrant une alternance de champs convergents et de champs divergents. Le morceau de  $\Delta E_{\perp y}$  proche de zéro, entre 21h40min30 et 21h42 TU (cf. figure 4.13), s'explique même très bien par la forme de potentiel en U. En effet, l'intérieur d'une telle structure est bordé par une même équipotentielle (cf. figure 4.14). D'un côté interne à l'autre, le potentiel traversé par le satellite est donc le même. Ainsi, le gradient de potentiel et, par conséquent, la composante  $\Delta E_{\perp}$  du champ électrique sont-ils nuls au centre de la troisième structure.

L'alternance de structures d'échappement d'ions et de faisceaux d'électrons, observée au-dessus de la calotte polaire, pourrait donc résulter d'un renversement du champ électrique parallèle dirigé tantôt vers l'espace, tantôt vers la Terre.

#### 4.4 Accélération des électrons montants

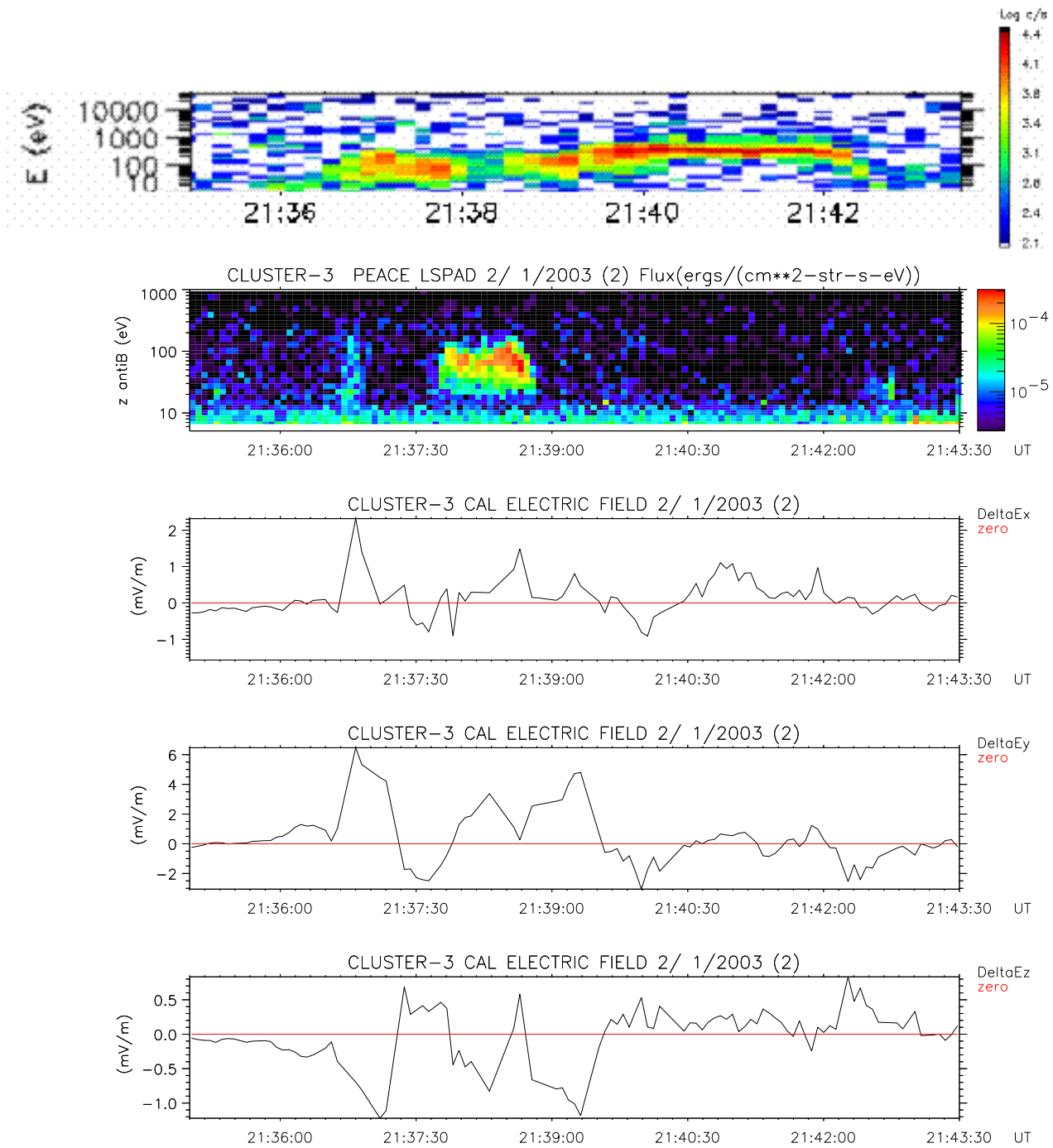


FIG. 4.13 – *Panneaux 1 et 2: spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie, respectivement, des ions et des électrons montants détectés le 2 janvier 2003 entre 21h35 et 21h43min30 TU. Panneaux 3 à 5: composantes  $\Delta E_{\perp X}$ ,  $\Delta E_{\perp Y}$  et  $\Delta E_{\perp Z}$  des fluctuations du champ électrique  $\Delta \vec{E}_{\perp}$  perpendiculaire à  $\vec{B}$ .*



#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

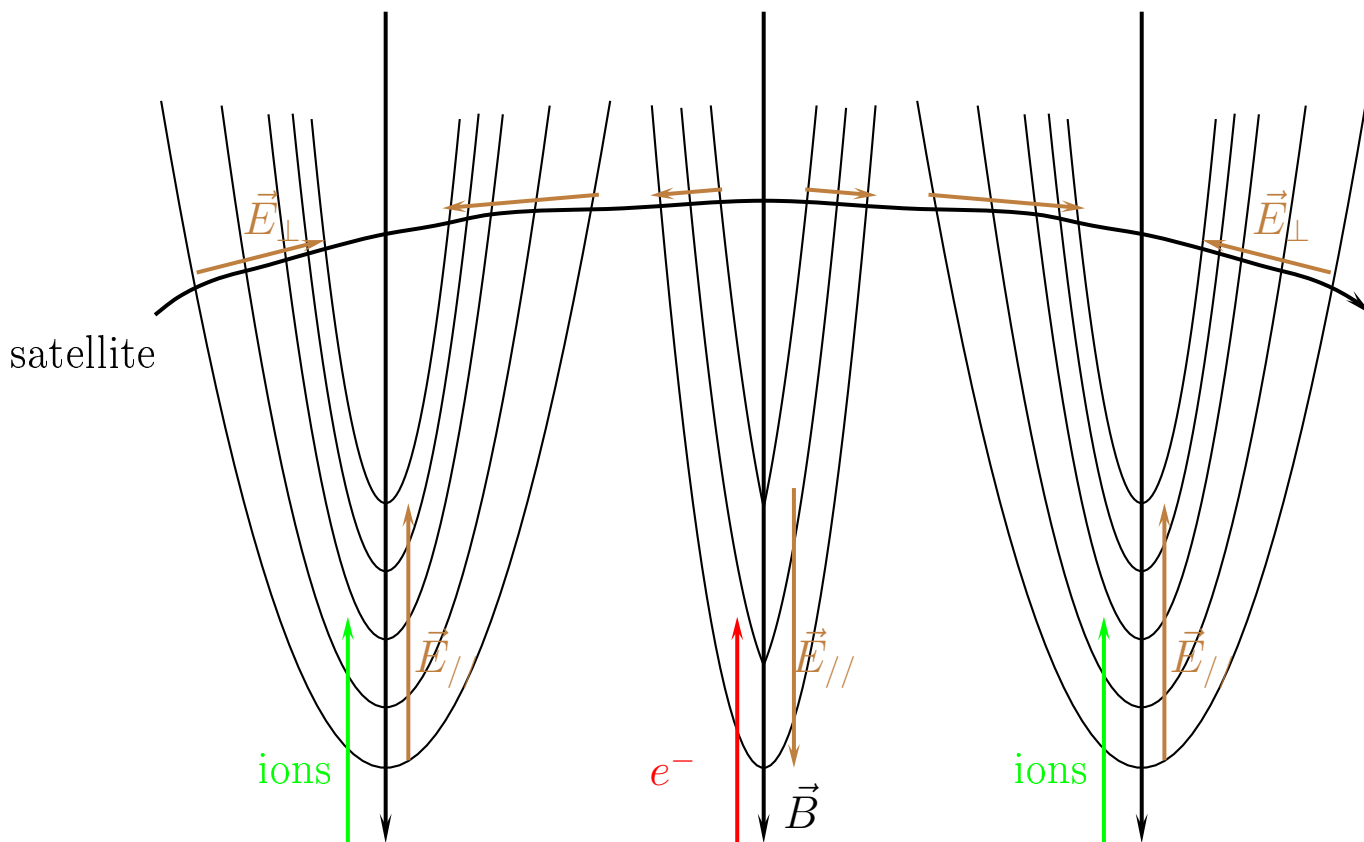


FIG. 4.14 – Succession de structures de potentiel en  $U$  accélérant, alternativement, ions et électrons ionosphériques.

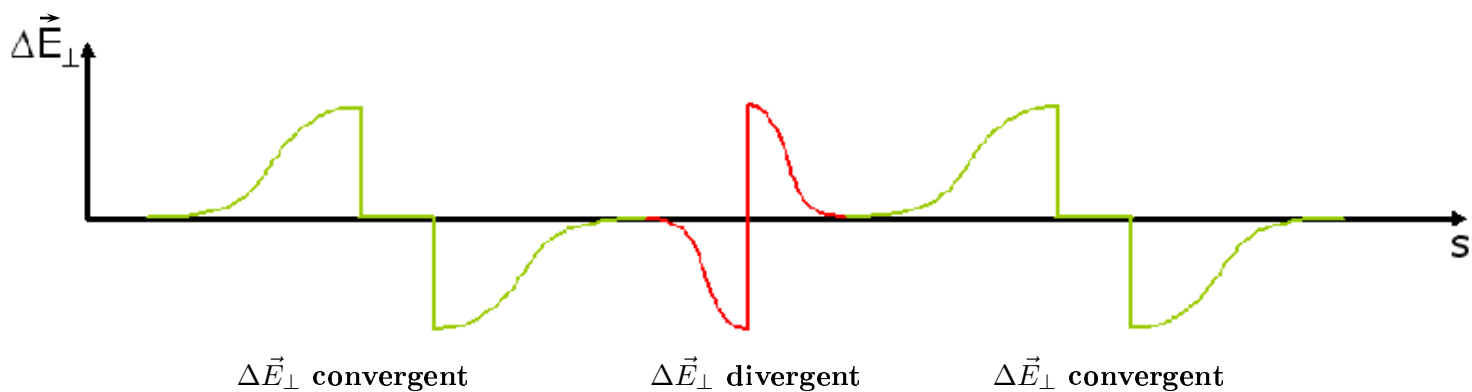


FIG. 4.15 – Variations "idéales" de la composante du champ électrique  $\Delta \vec{E}_{\perp}$  perpendiculaire à  $\vec{B}$  lors de la traversée des trois structures d'accélération de la figure 4.14.  $s$  correspond à l'abscisse curviligne le long de la trajectoire du satellite.

**En résumé ...**

A l'instar de ce qui se passe en zone aurorale, les électrons montants et descendants observés au-dessus de la calotte polaire sont accélérés par des sauts de potentiel alignés le long des lignes de champ magnétique.

L'observation simultanée d'ions ionosphériques montants et d'électrons magnétosphériques descendants suggère même une accélération de ces particules le long des mêmes lignes de force. Le phénomène accélérateur est donc unique et étendu sur de très longues distances (plus de  $10 R_T$ ) ou multiple et localisé en divers endroits dans un même tube de flux. Quelle que soit sa géométrie, il induit, en tout état de cause, une accélération au-dessus et au-dessous de l'altitude des satellites. Il présente donc une configuration différente de celle observée et modélisée en zone aurorale qui semble localisée à basse altitude (1 à  $2 R_T$ ) au-dessus de l'ionosphère.

Le bon accord entre le potentiel résultant de l'intégration du champ électrique perpendiculaire à  $\vec{B}$  et celui issu de l'énergie maximale des ions indique, par ailleurs, une configuration du type structure en U. Il montre également que cette énergie fournit la valeur de la différence de potentiel localisée sous le satellite. Par analogie, l'énergie des électrons descendants donne accès au saut de potentiel situé au-dessus du satellite. Respectivement de l'ordre de 150 à 700 eV et de 100 à 200 eV (parfois jusqu'à 500 eV), ces énergies permettent la détermination de la différence de potentiel totale existant le long des lignes de force polaires ; entre 200 et 850 V.

Les électrons montants, également accélérés par des structures de potentiel en U mais entre  $\sim 40$  et 70 eV, sont, quant à eux, observés entre de larges échappements ioniques, ce qui suggère l'existence d'un renversement du champ électrique parallèle à  $\vec{B}$ .

#### 4. PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION

# Chapitre 5

## Transport le long des lignes de force

LES structures électroniques observées par les satellites Cluster présentent des énergies plus importantes que le plasma ambiant isotrope et peu énergétique. Alignées dans la direction du champ magnétique, elles résultent du transport et de l'accélération de particules le long des lignes de force polaires.

Dans ce chapitre-ci, nous rappelons tout d'abord le type de mouvement effectué par une particule suivant une ligne de champ magnétique fermée. Nous exposons ensuite comment calculer le transport et remonter à la distribution du plasma le long des lignes de force polaires.

### 5.1 Mouvement de particules le long de lignes de force fermées

Considérons une particule chargée placée dans un champ magnétique uniforme. Elle décrit un cercle autour de ses lignes de force. L'intensité de champ terrestre  $\vec{B}$  variant avec la distance à notre planète, un gradient aligné existe le long de ces lignes. Si la vitesse de notre particule possède une composante parallèle à  $\vec{B}$ , l'existence du gradient la fait dériver dans cette direction. Son mouvement circulaire se transforme alors en spirale autour des lignes magnétiques.

Dans un plasma non collisionnel, ce mouvement de giration est associé à un invariant appelé premier invariant adiabatique  $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$ . Lorsque l'intensité du champ magnétique  $B$  augmente - ce qui se produit quand on se rapproche de la Terre - la vitesse perpendiculaire  $v_{\perp}$  des particules augmente. Par conservation de l'énergie totale  $E_{tot} = \frac{1}{2}mv^2$ , ceci s'accompagne d'une diminution de la vitesse parallèle  $v_{//}$  et d'une augmentation de l'angle d'attaque  $\theta$ , défini entre les vecteurs vitesse  $\vec{v}$  et champ magnétique  $\vec{B}$  (cf. panneau gauche de la figure 5.1). Comme l'illustre le panneau droit, le mouvement continue jusqu'à ce que  $v_{//}$  s'annule. La particule atteint là son point miroir. Ne pouvant poursuivre son mouvement vers la Terre, elle repart en sens contraire. On dit aussi qu'elle rebondit.

Lorsque la ligne de champ terrestre est fermée, il existe deux points miroirs : un proche

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

de chaque extrémité de la ligne. La particule fait alors des allers-retours entre ces deux points.

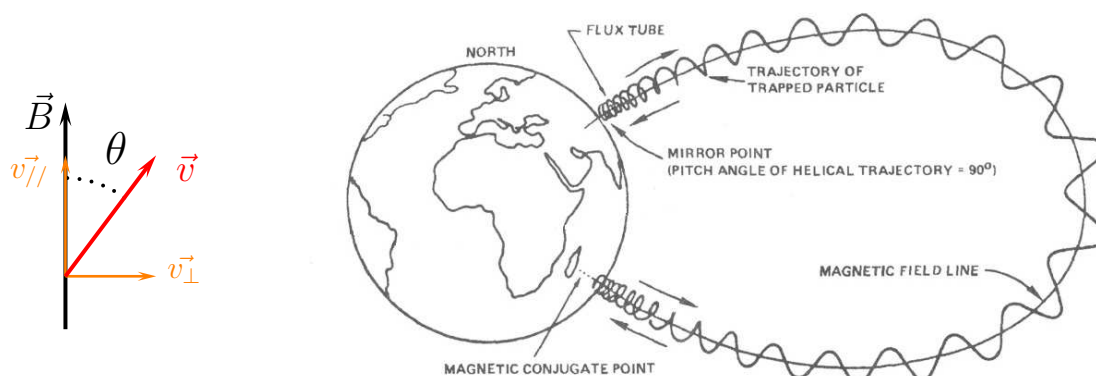


FIG. 5.1 – *Panneau de gauche : configuration du vecteur vitesse  $\vec{v}$  des électrons par rapport à la direction du champ magnétique  $\vec{B}$ . Panneau de droite : schéma du mouvement de rebond effectué par une particule le long d'une ligne de champ magnétique terrestre fermée.*

Certaines particules, ayant leur point miroir situé à une altitude inférieure à celle du sommet de l'ionosphère, entrent en collision avec elle (elles précipitent) et sont perdues pour la magnétosphère. En n'importe quel point  $s$  de la ligne de force, ces particules ont leur vecteur vitesse compris dans un petit cône de perte autour de la direction du champ magnétique. Cône de perte dont le demi-angle d'ouverture  $\theta_s$  est tel que  $\sin^2 \theta_s = \frac{B_s}{B_{ionos}}$  où  $B_{ionos}$  et  $B_s$  sont respectivement les valeurs ionosphérique et au point  $s$  de  $B$ . A  $5 R_T$ ,  $\theta_s$  vaut  $\sim 5^\circ$ .

En l'absence de source externe de plasma, la précipitation de ces particules dans l'ionosphère Nord et Sud a pour conséquence la présence d'un cône de perte vide dans les directions parallèle et anti-parallèle à  $\vec{B}$ , sur la fonction de distribution en angle d'attaque des particules (cf. figure 5.2).

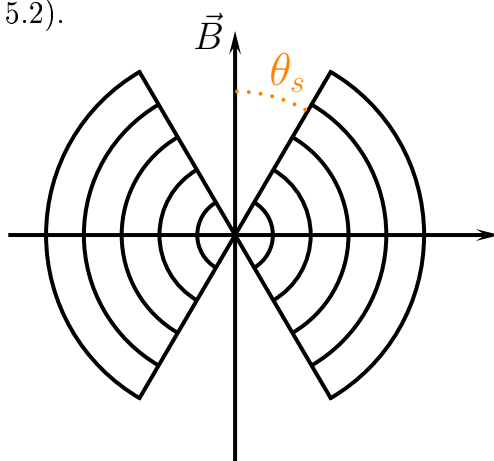


FIG. 5.2 – *Schéma de la fonction de distribution en angle d'attaque d'une population électronique se déplaçant sur une ligne de force fermée.  $\theta_s$  est le demi-angle d'ouverture du cône de perte.*

## 5.2 Le modèle de Chiu et Schulz (1978)

En 1978, afin de caractériser les populations électroniques observées en zone aurorale, dans une structure en V-inversé, Chiu et Schulz développent un modèle cinétique reproduisant le mouvement de ces particules le long d'une ligne de force aurorale fermée, en présence d'une différence de potentiel alignée.

A partir du principe de quasi-neutralité, ils calculent le potentiel électrostatique rencontré par un plasma magnétosphérique anisotrope et non collisionnel et un plasma ionosphérique ou rétrodiffusé, entre les points équatorial et ionosphérique de cette ligne. Ils y déterminent également la fonction de distribution de ces populations.

Leur modèle s'appuie sur trois équations : les constantes du mouvement, soit la conservation de l'énergie totale  $E_{tot}$  et celle du premier invariant adiabatique  $\mu$  (5.2.1 et 5.2.2), et le théorème de Liouville (5.2.3) selon lequel la fonction de distribution  $f$  des particules reste constante le long de leur trajectoire :

$$E_{tot} = E_{cin} + E_{pot} = \frac{1}{2}mv^2 + qV = Cte \quad (5.2.1)$$

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = Cte \quad (5.2.2)$$

$$f = constante \quad (5.2.3)$$

où  $m$  est la masse des électrons,  $q$  leur charge électrique,  $v$  leur vitesse,  $V$  le potentiel local le long de la ligne de force et  $B$  l'amplitude du champ magnétique.

Ceci leur permet d'estimer les composantes perpendiculaire  $v_{\perp s'}$  (5.2.4) et parallèle  $v_{//s'}$  (5.2.5) du vecteur vitesse de ces particules ainsi que leur angle d'attaque par rapport à  $\vec{B}$ , en n'importe quel point  $s'$  de leur trajectoire dynamique dans l'espace des phases - ici une ligne de force fermée - connaissant ceux au point  $s$  de la même trajectoire :

$$v_{\perp s'}^2 = v_{\perp s}^2 \frac{B_{s'}}{B_s} \quad (5.2.4)$$

$$v_{//s'}^2 = v_{//s}^2 + v_{\perp s}^2 \left(1 - \frac{B_{s'}}{B_s}\right) + \frac{2q}{m}(V_s - V_{s'}) \quad (5.2.5)$$

Le point  $s$  est accessible depuis le point source  $s^*$ , c'est-à-dire que les particules issues de  $s^*$  peuvent atteindre le point  $s$ , à condition que  $v_{//s'}$  soit positif pour tout point  $s'$  entre  $s$  et  $s^*$ . La condition  $v_{//s^*}^2 \geq 0$  est alors suffisante à condition que le potentiel  $V_{s'}$  au point  $s'$ , augmente de façon monotone avec l'amplitude  $B_{s'}$  de  $\vec{B}$ .

Dans le cas particulier où  $s$  se trouve dans l'ionosphère, les particules magnétosphériques présentant une vitesse parallèle  $v_{//s}^2 \geq 0$  sont considérées comme précipitantes. Celles caractérisées par  $v_{//s}^2 < 0$  rebondissent et repartent vers la magnétosphère.

Calculant la fonction de distribution et ses moments à chaque point  $s$  de leur trajectoire, Chiu et Schulz démontrent que les particules magnétosphériques et ionosphériques rencontrent et permettent le maintien d'une différence de potentiel de l'ordre du kilovolt

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

entre l'équateur et l'ionosphère, le long d'une ligne de champ magnétique aurorale. Ils prouvent également que le champ électrique parallèle associé reproduit bien les caractéristiques connues des précipitations électroniques dans l'ionosphère.

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

Comme nous avons pu le montrer dans le chapitre précédent, les électrons étudiés ici sont vraisemblablement accélérés par des structures de potentiel similaires à celles modélisées par Chiu et Schulz.

Ainsi, connaissant la valeur du saut de potentiel existant le long des lignes de force et en adaptant leur modèle à nos observations, nous est possible de caractériser les populations électroniques dont sont issus les électrons.

Afin d'élaborer un modèle de transport proche de la réalité, nous déterminons en premier lieu la géométrie des lignes de force suivies par ces particules.

#### 5.3.1 Géométrie des lignes

Ceci est possible grâce au modèle empirique de champ magnétique de Tsyganenko (1987) qui, à partir des coordonnées du satellite et des conditions géomagnétiques et interplanétaires, fournit la géométrie de la ligne de champ traversée par la sonde à un instant donné. La forte intensité du champ magnétique ainsi que son caractère quasi-stationnaire dans les régions traversées par Cluster justifie l'utilisation de ce modèle pour une bonne représentation de la réalité. Le panneau gauche de la figure 5.3 représente les lignes dans le plan  $(X_{gse}, R_{gse})$ , où  $R_{gse} = \sqrt{Y_{gse}^2 + Z_{gse}^2}$ , traversées par le satellite CL1 entre 11h10 et 12h05 TU. Il apparaît clairement ici que ces lignes de force sont non seulement ouvertes mais qu'elles s'étirent à haute altitude et loin dans la queue magnétosphérique. Par ailleurs, la coupe de la magnétosphère à  $X_{gse} = -30 R_T$ , présentée sur le panneau droit de la figure 5.3, montre l'intersection (étoiles) de ces lignes avec le plan  $(Y_{gse}, Z_{gse})$ . Elles décrivent un arc compris entre 18,5 et 21 rayons terrestres et très proche de la position la plus probable de la magnétopause. Représentée par la ligne noire, cette dernière est obtenue avec le modèle de Tsyganenko à partir des dernières lignes de champ connectées à la Terre.

Bien que correspondant au cas du 18 mai 2003, la figure 5.3 est représentative de l'ensemble des événements, aussi bien d'électrons montants que descendants, étudiés ici.

Ces lignes de champ ne rejoignent donc pas le plan équatorial ni, par conséquent, le feuillet de plasma (dans sa configuration habituelle).

La géométrie des lignes ainsi déterminée, nous pouvons construire notre modèle et identifier de façon plus concrète la source des électrons.

## 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

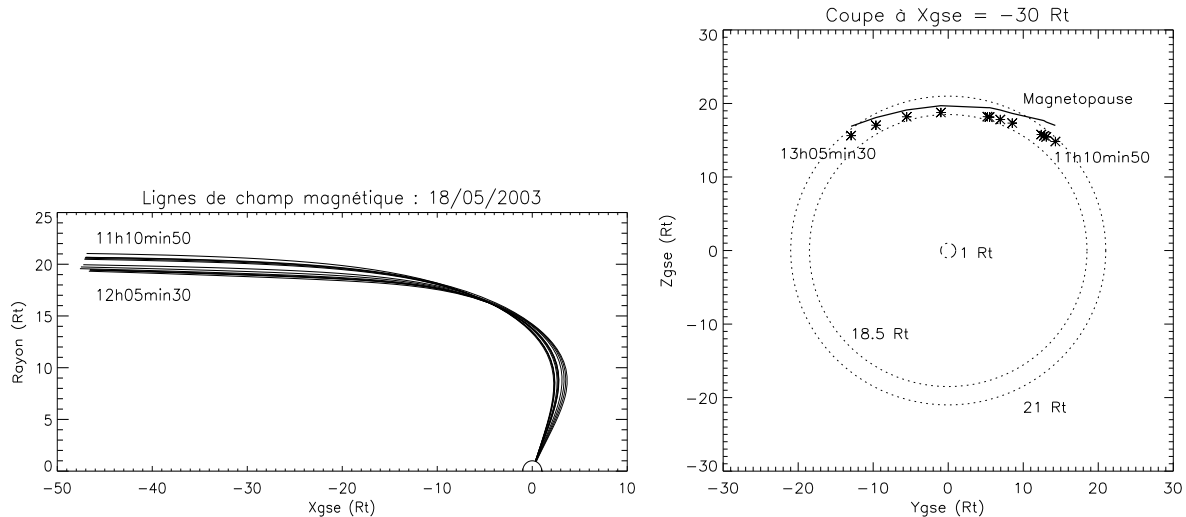


FIG. 5.3 – *Panneau gauche*: projection, dans le plan  $(X_{gse}, R_{gse})$ , des lignes de champ magnétique croisées par le satellite CL1 en début et fin des structures traversées le 18 mai 2003 entre 11h10 et 13h06 TU, au-dessus la calotte polaire. *Panneau droit*: coupe de la magnétosphère à  $X = -30 R_T$  avec trace des lignes de force (étoiles) et d'une partie de la magnétopause (arc). La taille de la Terre est rappelée par le cercle central, pour comparaison.

### 5.3.2 Principe

Ce modèle de transport le long des lignes de force polaires permet de calculer la fonction de distribution des électrons aussi bien avant qu'après la traversée du saut de potentiel aligné. Il nécessite donc la connaissance de la géométrie des lignes de champ suivies, comme nous venons de le voir, ainsi que celle de la différence de potentiel totale rencontrée.

Pour chaque cas étudié, la ligne de champ magnétique ouverte croisée par le satellite au milieu de la structure électronique est considérée comme le chemin suivi par les électrons. C'est le long de cette ligne qu'est défini le saut de potentiel à l'origine de leur accélération et de celle des ions ionosphériques s'il y en a. La figure 5.4 représente une ligne typique projetée dans le plan  $(X_{gse}, Z_{gse})$ .

Elle indique la position :

- de l'ionosphère, considérée ici à  $\sim 1000$  km d'altitude ;
- du satellite (site de mesure), qui varie selon les cas analysés ;
- et de la région magnétosphérique de haute altitude, prise ici à  $X_{gse} = -30 R_T$ , c'est-à-dire loin dans la queue, là où les lignes de force sont asymptotiques à la magnétopause. Fixer ce point à -40 ou -50  $R_T$  n'aurait pas changé nos résultats car l'intensité du champ magnétique varie très peu à de telles distances.

Le saut de potentiel total correspond à la somme des différences de potentiel  $\Phi_{bas}$  (violette) et  $\Phi_{haut}$  (rouge) respectivement situées au-dessous et au-dessus de la trajectoire du satellite. Il est défini de sorte à créer un champ électrique aligné dirigé vers la ma-



## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

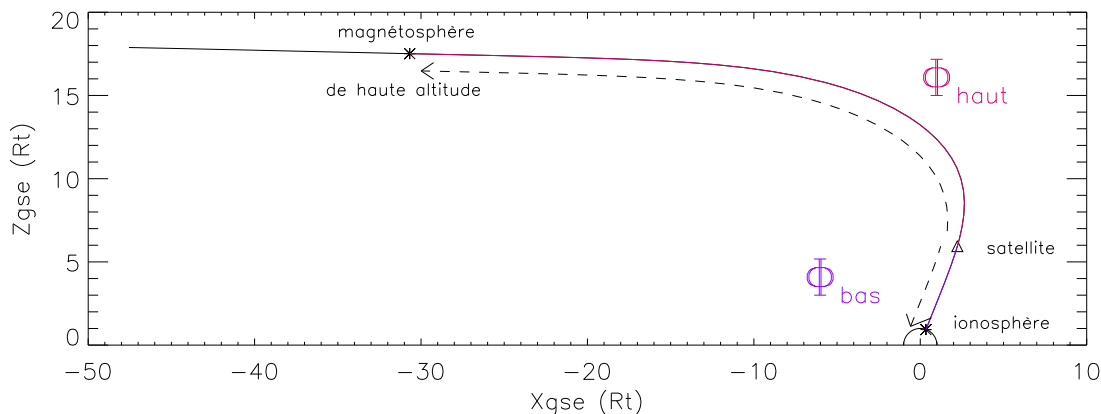


FIG. 5.4 – *Projection dans le plan  $xOz$  d'une ligne de champ magnétique typique.  $\Phi_{haut}$  et  $\Phi_{bas}$  représentent, respectivement, la différence de potentiel située au-dessus et au-dessous du satellite. Les flèches noires montrent le chemin suivi par les électrons lors de leur transport.*

gnétosphère lorsqu'il s'agit d'électrons descendants ou vers la Terre quand il est question d'électrons montants. Les énergies maximales des particules ne permettent pas de savoir si  $\Phi_{bas}$  et  $\Phi_{haut}$  sont localisées ou étendues le long des lignes de force. Ceci n'a cependant aucune incidence sur les résultats puisqu'ils sont indépendants de la répartition de la différence de potentiel. En effet, seule la valeur du saut de potentiel entre le point de mesure et l'ionosphère/la région magnétosphérique compte.

Afin de calculer les vitesses, angles d'attaque et fonctions de distribution avant et après accélération, notre modèle s'appuie sur les mêmes équations (5.2.1 à 5.2.3) que celles utilisées par Chiu et Schulz (1978).

Par ailleurs, il considère comme entrée une fonction de distribution  $f_{mesure}$  mesurée et étalonnée (cf. Annexes A. *Etalonnage*) telle que celle décrite dans la section 3.3.1.

### 5.3.3 Le cas des électrons montants

Comme nous l'avons vu précédemment, les électrons montants sont accélérés à quelques dizaines d'électron-Volts par des sauts de potentiel de même intensité situés sous les satellites. Ils présentent une température comprise entre 2 et 20 eV et sont très alignés et resserrés le long de la direction magnétique, avec un angle d'attaque d'environ  $180^\circ$  dans l'hémisphère Nord. Ces électrons proviennent donc de l'ionosphère et, suivant des lignes de force ouvertes, contribuent à alimenter la magnétosphère. Ainsi, l'origine des électrons montants peut-elle être déterminée sans trop de difficultés. Ne connaissant pas la valeur de la différence de potentiel localisée au-dessus du satellite, nous ne pouvons toutefois pas estimer leur fonction de distribution à grande distance dans la queue magnétosphérique.

### 5.3.4 Application aux électrons descendants

#### 5.3.4.1 Transport vers la source

##### Paramètres initiaux et hypothèse

Les électrons descendants, au contraire, sont issus d'une région magnétosphérique encore mal identifiée. Nous utilisons donc le modèle décrit précédemment pour identifier leur source.

Comme nous l'avons vu dans la section 5.3.1, les électrons descendants se déplacent le long de lignes de force ouvertes asymptotiques à la magnétopause. Ils proviennent donc probablement d'une source magnétosphérique de très haute altitude proche de cette frontière. Grâce au modèle de transport, nous faisons remonter ces électrons jusque dans leur réservoir initial afin de mieux le caractériser. Nous le supposons atteint à  $X_{gse} = -30 R_T$ , c'est-à-dire loin dans la queue magnétosphérique.

Nous considérons la fonction de distribution mesurée  $f_{mesure}$ . Le panneau gauche de la figure 5.5 montre celle obtenue le 18 mai 2003 à 11h32min27 TU, déjà vue dans la section 3.3.1. Elle présente une intensification correspondant à une accélération dans la direction du champ magnétique (flèche rouge), vers la Terre. Elle comporte également un cône de perte dépeuplé dans la direction anti-parallèle à  $\vec{B}$ . La partie inférieure de cette représentation correspond, en fait, à des électrons ayant rebondi au niveau de leur point miroir, entre l'ionosphère et l'altitude du satellite et se déplaçant donc en direction de la magnétosphère.

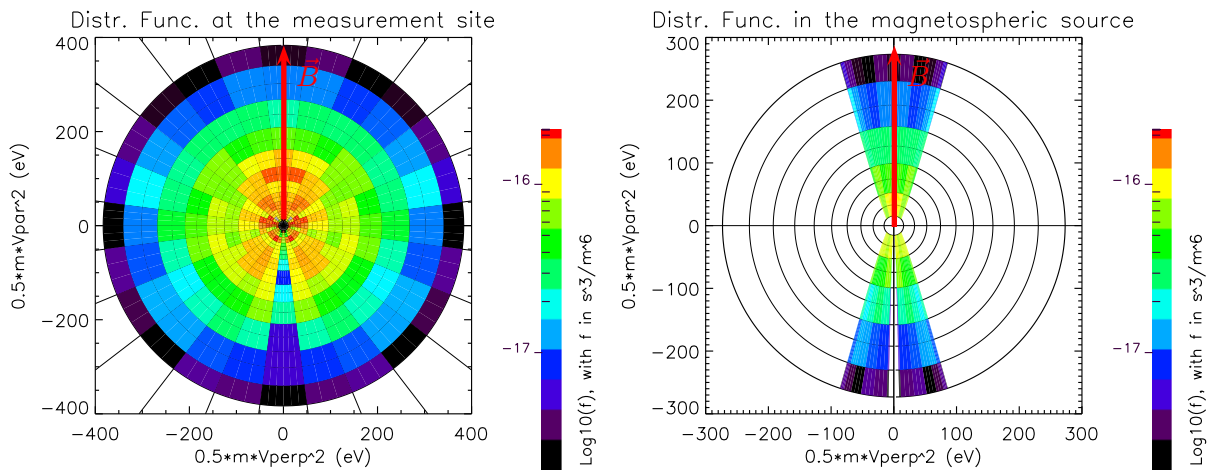


FIG. 5.5 – Représentation en angle d'attaque des fonctions de distribution du 18 mai 2003 à 11h32min27 TU au point de mesure (panneau gauche) et dans la source (panneau droit), en fonction des énergies corrigées du potentiel satellite.

Les plus alignés d'entre eux ayant leur point miroir situé dans l'ionosphère, sont entrés en collision avec cette dernière et y sont restés piégés. Ils n'ont donc pas rebondi ni été détectés par le satellite. De ce manque d'électrons a résulté l'apparition d'un cône de perte vide dans la fonction de distribution. La largeur des secteurs de détection de PEACE

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

étant plus grande que l'angle réel du cône de perte (de  $\sim 4,40^\circ$  à  $\sim 7,61^\circ$ , cf. infra), la fonction mesurée y présente des intensités certes moins importantes que pour les autres angles d'attaque mais non nulles.

La présence d'un seul cône de perte confirme, par ailleurs, le mouvement de ces électrons le long de lignes de force ouvertes.

*Si elles avaient été fermées, les électrons auraient subi deux rebonds (un dans chaque hémisphère, cf. figure 5.2) et certains d'entre eux auraient pu être piégés dans l'ionosphère de l'hémisphère Sud faisant alors apparaître non pas un mais deux cônes de perte (en supposant qu'aucun phénomène de remplissage de ces cônes n'intervienne).*

### Résultats

A partir de cette fonction de distribution mesurée, en négligeant l'effet de la convection sur les électrons et en ne considérant que le mouvement du centre-guide<sup>1</sup>, le modèle calcule celle ayant probablement existé dans la source magnétosphérique, avant toute accélération.

Ayant rencontré la différence de potentiel en sens contraire, les électrons ont perdu l'énergie qu'ils avaient acquise, d'où une vitesse à la source inférieure à celle mesurée. Remplaçant les points  $s'$  et  $s$  de Chiu et Schulz (1978) respectivement par la source et le point de mesure, la vitesse initiale des électrons descendants s'écrit :

$$v_{\perp source}^2 = v_{\perp mesure}^2 \frac{B_{source}}{B_{mesure}} \quad (5.3.1)$$

$$v_{//source}^2 = v_{//mesure}^2 + v_{\perp mesure}^2 \left(1 - \frac{B_{source}}{B_{mesure}}\right) + \frac{2q}{m}(V_{mesure} - V_{source}) \quad (5.3.2)$$

où  $\frac{B_{source}}{B_{mesure}}$ , indiquant le rapport des amplitudes du champ magnétique entre le point source et celui de mesure, est très inférieur à 1.

Comme vu dans le chapitre précédent, le champ électrique accélérateur considéré est dirigé vers la magnétosphère. Le gradient de potentiel pointe donc vers la Terre. Ainsi, le terme  $V_{mesure} - V_{source}$  est-il positif. La charge électrique  $q$  des électrons étant négative, le troisième terme de 5.3.2 peut être supérieur, en valeur absolue, à la somme des deux premiers. Il peut donc exister des valeurs de  $v_{mesure}$  pour lesquelles  $v_{//source}^2$  est strictement négative.

Les électrons détectés, caractérisés par de telles vitesses, ne proviennent alors pas de la source à haute altitude ; ce sont vraisemblablement des électrons ambiants. Ceci est particulièrement vrai pour les électrons observés d'énergie inférieure à la différence de potentiel existant au-dessus du satellite.

Le panneau droit de la figure 5.5 reproduit les vitesses (5.3.1 et 5.3.2), angles d'attaque et valeurs de la fonction de distribution  $f_{source}$  (5.2.3) obtenus grâce aux équations précédentes.

Représentée en fonction des composantes de l'énergie des électrons parallèle et perpendiculaire à  $\vec{B}$ , la fonction  $f_{source}$  est partielle.

1. Mouvement parallèle à la ligne de force, c'est-à-dire en négligeant le mouvement de giration.

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

Ce modèle ne donne donc accès qu'à une petite partie de la magnétosource. Les électrons caractérisés par un angle d'attaque de  $90^\circ$  au point de mesure présentent un angle

$$\theta_{source} = \arccos \left( \frac{v_{//source}^2}{v_{mesure}^2 + \frac{2q}{m}(V_{mesure} - V_{source})} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3.3)$$

variant de  $15,47^\circ$  pour les électrons les plus énergétiques à  $49,02^\circ$  pour les plus lents, pour le 18 mai 2003 à 11h32min27 TU. La partie de  $f_{source}$  non reproduite correspond à des électrons de la magnétosource dont le point miroir est situé au-dessus de l'altitude des satellites. Ces électrons, ayant rebondi avant d'atteindre la sonde, n'ont pas été détectés et sont donc inaccessibles pour notre modèle. Seules les populations les plus alignées sont décrites.

La partie inférieure de cette représentation donne, par ailleurs, des informations quant aux électrons de la source en mouvement vers la queue magnétosphérique. La fonction  $f_{source}$  que nous avons déterminée possède un cône de perte vide dans la direction antiparallèle à  $\vec{B}$ , conformément à ce que la mesure laissait présager. Le demi-angle d'ouverture de ce dernier, estimé à partir du saut de potentiel total et des valeurs du champ magnétique à la source et dans l'ionosphère, est compris entre  $1,17^\circ$  (grandes énergies) et  $5,74^\circ$  (faibles énergies). Etant rempli dans la réalité, il indique simplement que les électrons (peu) énergétiques, présentant un angle d'attaque inférieur ou égal à  $5,74^\circ$  ( $1,17^\circ$ ) dans la source, seront piégés dans l'ionosphère après avoir traversé la totalité du saut de potentiel aligné. Ils ne pourront donc pas remonter jusqu'à la source.

Par ailleurs, les électrons les plus énergétiques représentés ici n'ont plus qu'une énergie d'environ 270 eV au lieu des 380 mesurés, traduisant ainsi la présence d'un saut de potentiel d'une centaine de Volts au-dessus de l'altitude du satellite.

Disposant d'une fonction de distribution  $f_{source}$  pour le réservoir d'origine, il est alors possible d'en déterminer la densité  $n_{source}$  et la température parallèle  $T_{//source}$ . Afin d'obtenir un ordre de grandeur susceptible d'être comparé aux résultats existant dans la littérature, nous calculons la densité totale dans la région source. Nous faisons, pour cela, l'hypothèse d'une fonction  $f_{source}$  isotrope.

La figure 5.6 montre les résultats obtenus pour la structure du 18 mai 2003 entre 11h30 et 11h35 TU, dont le spectrogramme du flux en énergie est rappelé sur le premier panneau.

La densité, illustrée sur le second panneau en fonction du temps, est de l'ordre de  $0,5$  à  $3 \cdot 10^5 / m^3$  ( $0,05$  à  $0,3 / cm^3$ ). La température parallèle (3<sup>e</sup> panneau) variant, quant à elle, entre 80 et 150 eV. Ceci est conforme aux valeurs obtenues pour les autres cas étudiés (cf. tableau 5.1), comme en témoigne l'exemple du 12 avril 2003 exposé en figure 5.7. Les densité et température varient ici aussi, respectivement, entre  $0,5$  et  $1,1 \cdot 10^5 / m^3$  et entre 50 et 100 eV.

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

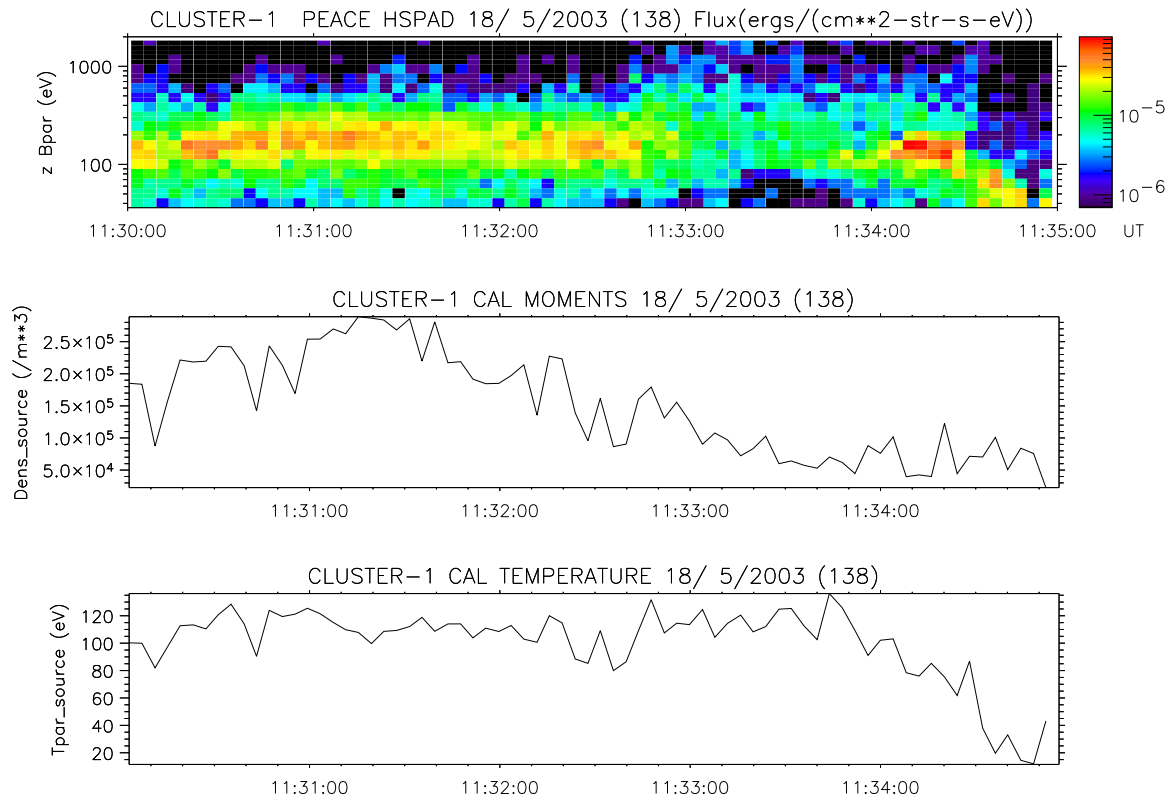


FIG. 5.6 – Événement du 18 mai 2003 entre 11h30 et 11h35 TU. Panneau 1 : spectrogramme énergie-temps du flux en énergie des électrons descendants. Panneaux 2 et 3 : densité et température déduites dans la source magnétosphérique.

Evénements	$N_{mes}$ (/m <sup>3</sup> )	$T_{mes}$ (eV)	$F_{mes}$ (/(m <sup>2</sup> .s))
18/05/2003 CL1	1 à 4 .10 <sup>5</sup>	80 à 150 <sup>a</sup>	2 à 7 .10 <sup>11</sup>
30/01/2004 CL3	1 à 2 .10 <sup>5</sup>	150 à 180	3,5 à 7 .10 <sup>11</sup>
03/03/2004 CL3	2 à 4 .10 <sup>5</sup>	80 à 120	3 à 8 .10 <sup>11</sup>
12/04/2003 CL4	1 à 3 .10 <sup>5</sup>	80 à 130	2 à 8 .10 <sup>11</sup>

Evénements	$N_{source}$ (/m <sup>3</sup> )	$T_{//source}$ (eV)	$F_{ionos}$ (/(m <sup>2</sup> .s))
18/05/2003 CL1	0,5 à 3 .10 <sup>5</sup>	80 à 120	1,5 à 3,8 .10 <sup>12</sup>
30/01/2004 CL3	0,3 à 1 .10 <sup>5</sup>	100 à 170	0,5 à 1,5 .10 <sup>12</sup>
03/03/2004 CL3	0,5 à 2,5 .10 <sup>5</sup>	60 à 130	1 à 2 .10 <sup>12</sup>
12/04/2003 CL4	0,5 à 1,1 .10 <sup>5</sup>	50 à 100	1 à 2 .10 <sup>12</sup>

TAB. 5.1 – Densité ( $N$ ), température ( $T$ ) et flux de précipitation ( $F$ ) des électrons descendants, calculés par intégration, au point de mesure ( $mes$ ), dans la source magnétosphérique ( $source$ ) et dans l'ionosphère ( $ionos$ ).

<sup>a</sup> Hors du trou entre 11h33 et 11h34 TU.

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

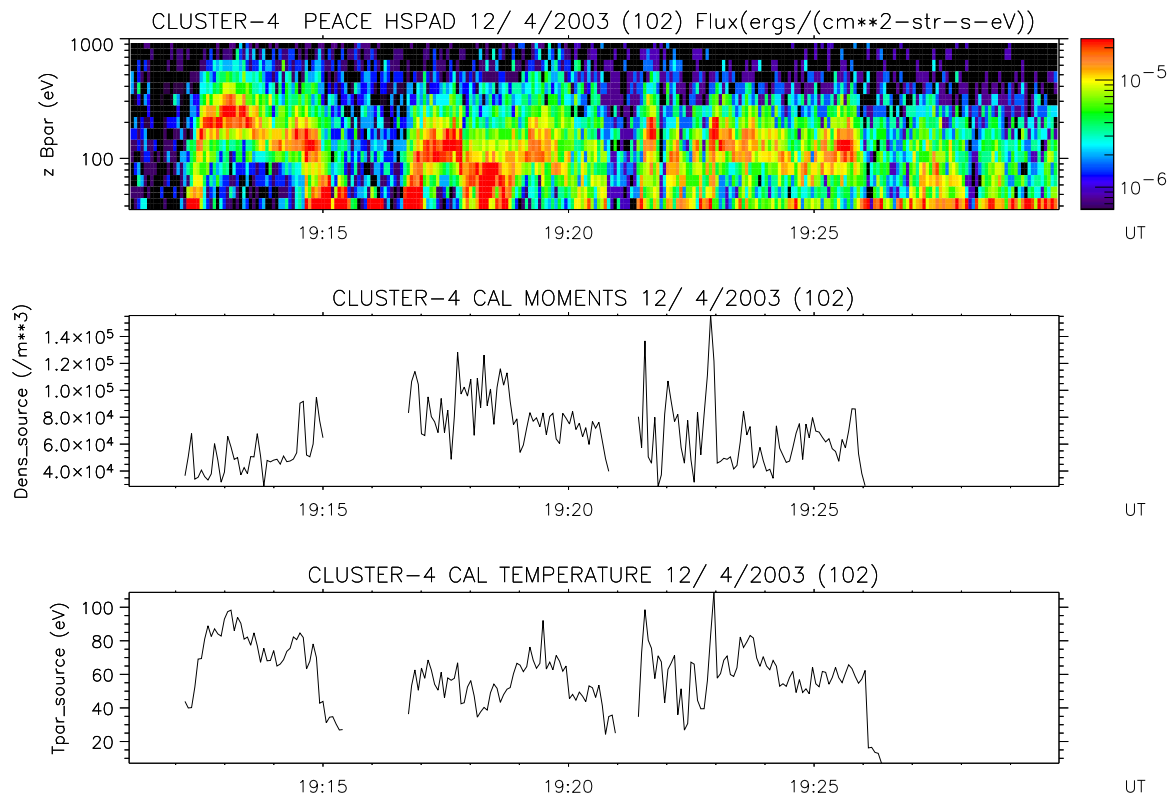


FIG. 5.7 – *Evénements du 12 avril 2003 entre 19h11 et 19h30 TU. Panneau 1 : spectrogramme énergie-temps du flux en énergie des électrons descendants. Panneaux 2 et 3 : densité et température déduites dans la source magnétosphérique.*

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

La détermination de la fonction de distribution au niveau de l'extrémité ouverte de la ligne de force permet enfin de reconstituer le spectrogramme du flux en énergie des électrons dans leur source. La figure 5.8 montre ceux obtenus pour la structure observée le 18 mai 2003 par CL1 (1<sup>er</sup> panneau) et pour l'ensemble de celles détectées par CL4 le 12 avril 2003 (2<sup>nd</sup> panneau).

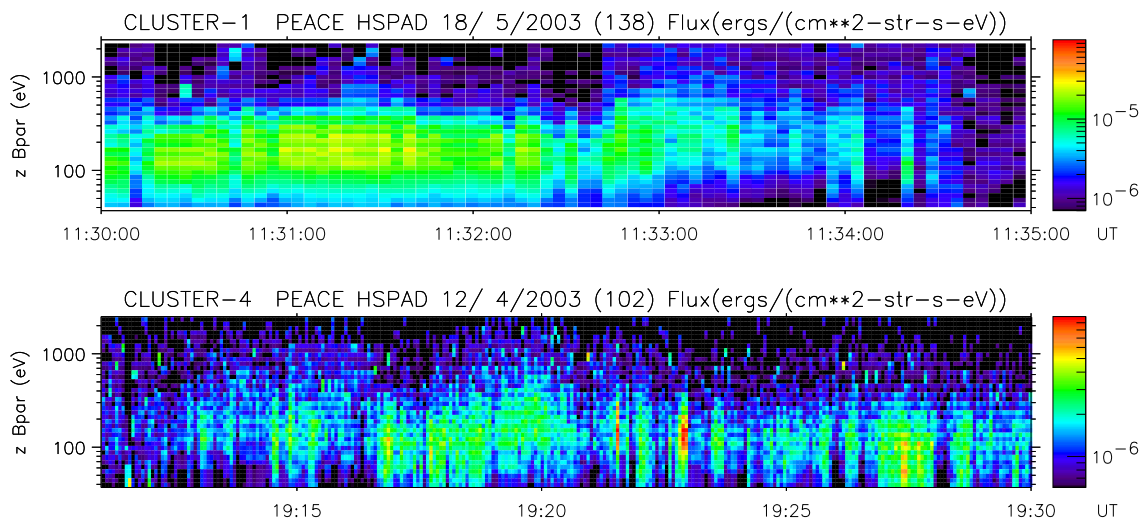


FIG. 5.8 – Spectrogrammes à la source, déduits du modèle, du flux en énergie des électrons pour la structure du 18 mai 2003 (11h30-11h35 TU) et les événements du 12 avril 2003 (19h11-19h30 TU).

A une telle distance ( $\sim -30 R_T$ ), du fait de la divergence des lignes de champ magnétique, les structures électroniques sont, en fait, beaucoup plus étendues qu'à l'altitude des satellites ; jusqu'à  $1,67 R_T$  au lieu de  $\sim 1000$  km, soit un facteur  $\sim 11$ . D'autre part, une sonde voyageant si loin aurait une vitesse inférieure à celle des satellites Cluster. La traversée de la région source correspondant à l'événement du 18 mai 2003 durerait donc bien plus de 5 minutes.

Cependant, l'énergie des électrons et l'intensité de leur flux sont correctes. Il s'agit là de ce qui pourrait être observé loin dans la queue. La distance de  $-30 R_T$ , choisie pour la source, n'a que très peu d'influence. La figure 5.8 aurait été la même si on l'avait considérée égale à  $-40$  ou  $-50 R_T$ . En effet, à ces distances-là, l'amplitude du champ magnétique ne varie quasiment pas.

### 5.3.4.2 Comparaison aux observations directes

Ces résultats sont en bon accord avec les densité et température du manteau, estimées par Paterson et Frank (1994) à partir des observations du satellite Geotail (dans des conditions interplanétaires non précisées). Leur étude statistique montre qu'entre  $X_{gsm} = -30$  et  $-60 R_T$ , la densité est de l'ordre de  $2,6 \cdot 10^5 / m^3$  ( $0,26 / cm^3$ ) et la température de  $1,3 \cdot 10^6$  K ( $\sim 110$  eV). Nos valeurs correspondent également à celles rapportées par Shodhan et al.

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

(1996) à partir des données du même satellite (en conditions interplanétaires inconnues). Analysant une série de traversées multiples du manteau, à des distances  $X_{gse} \sim -170 R_T$ , ils démontrent que la densité de celui-ci est comprise entre celle de la magnétogaine ( $\sim 1,5 \cdot 10^6 / m^3$ , soit  $1,5 / cm^3$ ) et celle des lobes ( $3 \cdot 10^5 / m^3$ , soit  $0,3 / cm^3$ ). Grâce à l'ajustement de leur modèle avec les données Geotail (à  $X_{gse} \sim -170 R_T$ ), ils estiment, en outre, la largeur du manteau à environ 10 à 12  $R_T$ .

Afin de vérifier la validité de nos résultats ainsi que la pertinence de notre hypothèse d'isotropie, nous comparons nos valeurs de densité et de température déduites à celles obtenues pour des traversées de couche frontière à la magnétopause par les satellites Cluster sur d'autres orbites.

Le 1<sup>er</sup> panneau de la figure 5.9 présente le spectrogramme énergie-temps du flux en énergie des électrons, mesuré dans la direction parallèle à  $\vec{B}$ , pour la traversée du 5 juin 2003.

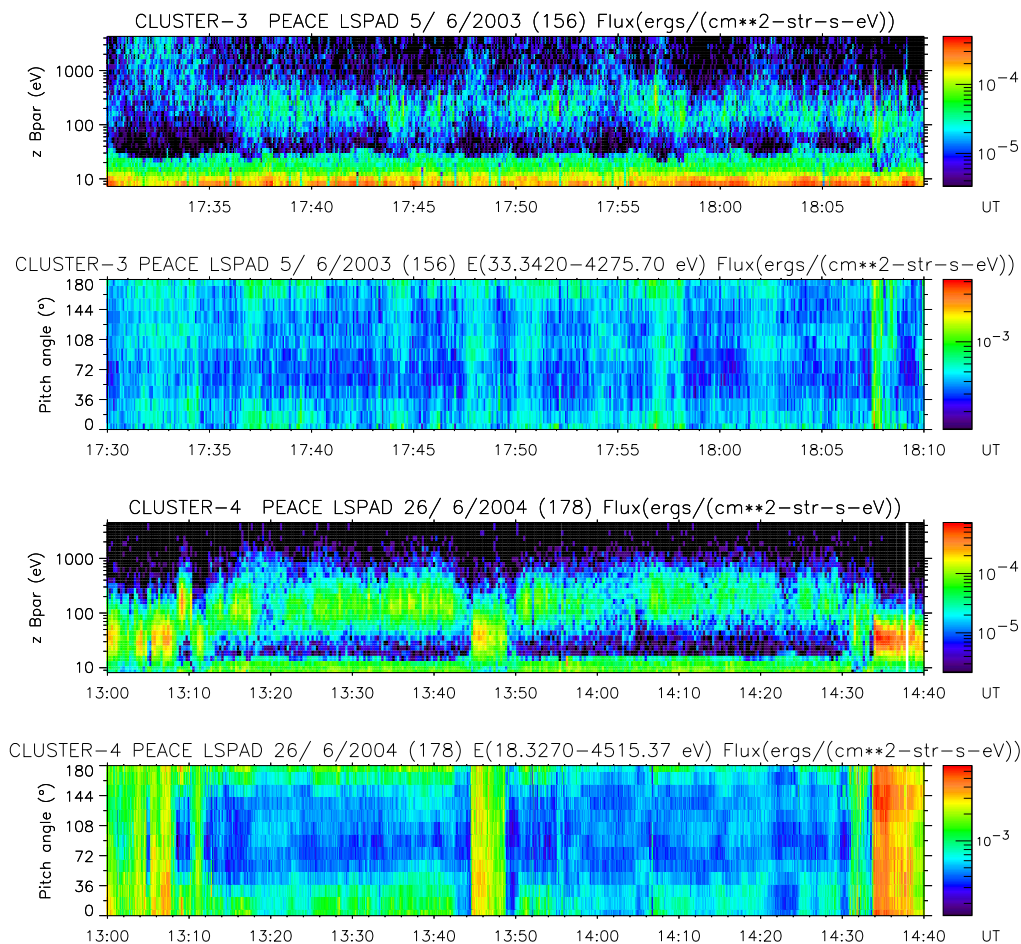


FIG. 5.9 – Spectrogrammes du flux en énergie, en fonction de l'énergie (panneaux 1 et 3) et de l'angle d'attaque (panneaux 2 et 4), des électrons de la couche frontière à la magnétopause traversée le 05 juin 2003 entre 17h30 et 18h10 TU et le 26 juin 2004 entre 13h00 et 14h40 TU.



## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

Le satellite se trouvait alors à des altitudes équivalentes à celle de la source considérée ici, mais dans l'hémisphère Sud et plus dans les flancs de la magnétopause :  $(-3,93 R_T ; -12,46 R_T ; -9,33 R_T)$ . Le 2<sup>nd</sup> panneau montre la distribution en angle d'attaque par rapport à  $\vec{B}$  du flux total intégré sur les énergies comprises entre  $\sim 33,34$  eV et 4,23 keV, sur la même période temporelle. Les panneaux 3 et 4 représentent les mêmes grandeurs mais pour la traversée du 26 juin 2004, dans une région similaire  $(-8,40 R_T ; -15,59 R_T ; -6,35 R_T)$ . Le flux en énergie est ici intégré entre  $\sim 18,33$  eV et 4,52 keV (dernier panneau).

Très étroite, la magnétopause n'est croisée que durant un très court laps de temps ; à  $\sim 18\text{h}07\text{min}30$  le 5 juin 2003 et de multiples fois le 26 juin 2004 à  $\sim 13\text{h}10$ ,  $13\text{h}11\text{min}30$ ,  $13\text{h}42$ ,  $13\text{h}50$  et  $\sim 14\text{h}32$  TU. Le reste du temps, les sondes se déplacent dans la couche frontière magnétosphérique de la magnétopause ; sur toute la durée du 5 juin 2003 et sur les intervalles  $13\text{h}12$ - $13\text{h}41$  et  $13\text{h}50$ - $14\text{h}30$  du 26 juin 2004 ou dans la magnétogaine.

Les spectrogrammes en angle d'attaque (panneaux 2 et 4) indiquent la présence d'un plasma quasi-isotrope, en particulier le second entre  $13\text{h}50$  et  $14\text{h}30$ . Aussi, notre hypothèse d'isotropie sur  $f_{source}$  n'est-elle pas incongrue.

L'intégration de leurs fonctions de distribution  $f$  associées fournit également les densités et températures recherchées. Ici, aucune hypothèse n'est faite quant à la nature de  $f$  puisqu'elle est définie pour tous les angles d'attaque. Toutefois, seuls les électrons ayant une énergie supérieure à 35 eV, pour le 05 juin 2003, et à 18 eV, pour le 26 juin 2004, sont considérés.

Ceci est justifié par la figure 5.10 qui montre la superposition de la partie basse énergie des spectrogrammes énergie-temps précédents (panneaux 1 et 3 de la figure 5.9) et des valeurs du potentiel satellite (courbe noire). Les électrons de la bande verte, visible respectivement jusqu'à  $\sim 35$  eV et  $\sim 18$  eV, ayant leur énergie maximale en accord avec le potentiel satellite, sont en effet des photoélectrons.

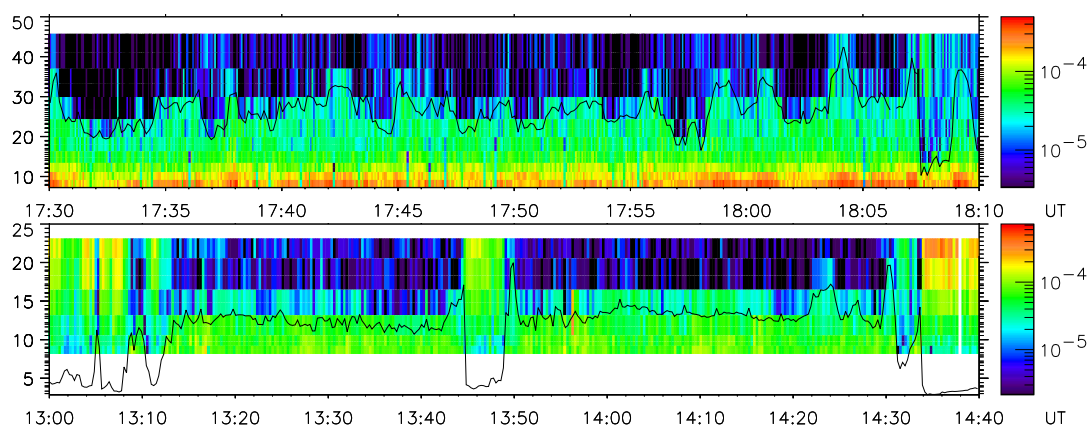


FIG. 5.10 – Valeurs du potentiel satellite (en V) superposées à la partie basse énergie des spectrogrammes du flux en énergie des électrons (en  $\text{erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{eV})$ ) des 5 juin 2003 (panneau 1) et 26 juin 2004 (panneau 2).

Comme l'illustrent le second panneau et la courbe rouge du troisième panneau des

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

figures 5.11 et 5.12, les densités  $n_{frontiere}$  et températures parallèles  $T_{//frontiere}$  sont de l'ordre de  $3 \cdot 10^5 /m^3$  ( $0,3 /cm^3$ ) et de 200 à 400 eV pour le 05 juin 2003 et de  $5 \cdot 10^5 /m^3$  ( $0,5 /cm^3$ ) et 120 à 180 eV pour le 26 juin 2004 (cf. tableau 5.2). Les valeurs autres sont associées à des régions différentes mais traversées de multiples fois par les satellites du fait du mouvement constant de la magnétopause.  $n_{frontiere}$  et  $T_{//frontiere}$  sont donc du même ordre de grandeur que  $n_{source}$  et  $T_{//source}$ . La température totale  $T_{tot.frontiere}$  (noir) est, par ailleurs, quasiment identique à  $T_{//frontiere}$  (rouge). Le calcul de  $T_{tot.frontiere}$  dans ces deux régions confirme donc le caractère homogène du plasma traversé. La température parallèle obtenue dans la source des électrons descendants constitue alors une bonne approximation de la température totale. De plus, les spectrogrammes à la source (cf. figure 5.8), déduits du modèle, présentent des signatures électroniques ainsi que des énergies semblables à celles observées dans la couche frontière à la magnétopause.

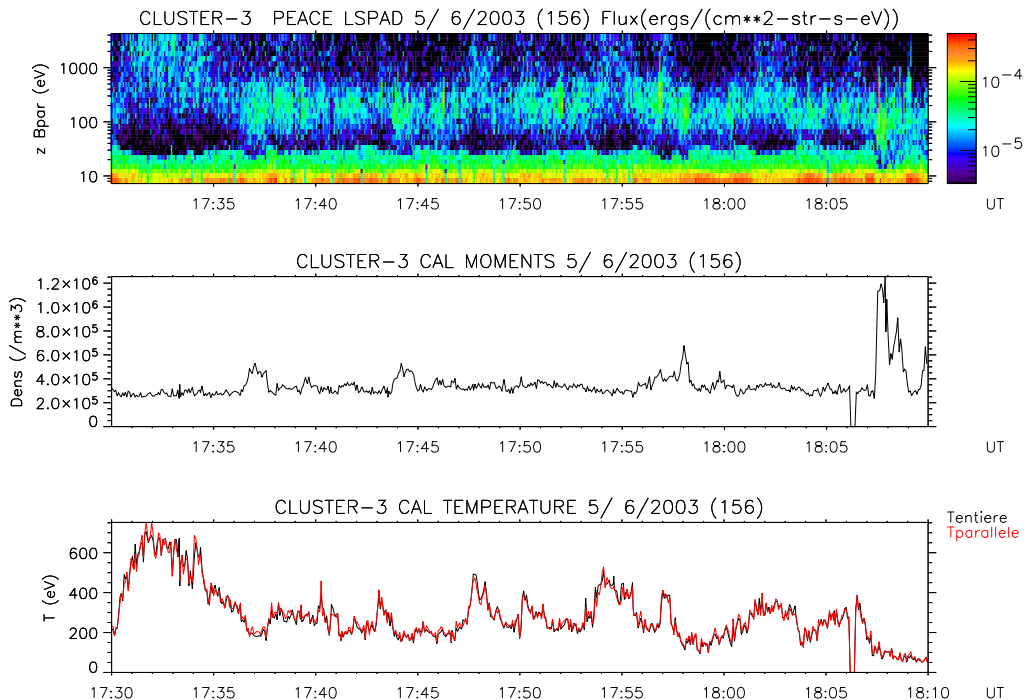


FIG. 5.11 – Spectrogramme énergie-temps du flux en énergie ( $1^{er}$  panneau), densité ( $2^{nd}$  panneau) et températures ( $3^{e}$  panneau) totale (noir) et parallèle (rouge) des électrons de la couche frontière à la magnétopause traversée par Cluster le 05 juin 2003 entre 17h30 et 18h10 TU.

Evénements	N ( $/m^3$ )	T (eV)
05/06/2003	$3 \cdot 10^5$	200 à 400
26/06/2004	$5 \cdot 10^5$	120 à 180

TAB. 5.2 – Densité et température des électrons du manteau.

La comparaison avec les mêmes moments obtenus, cette fois-ci, dans la magnétogaine met en avant un grand désaccord avec nos résultats. En effet, la densité y est bien plus

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

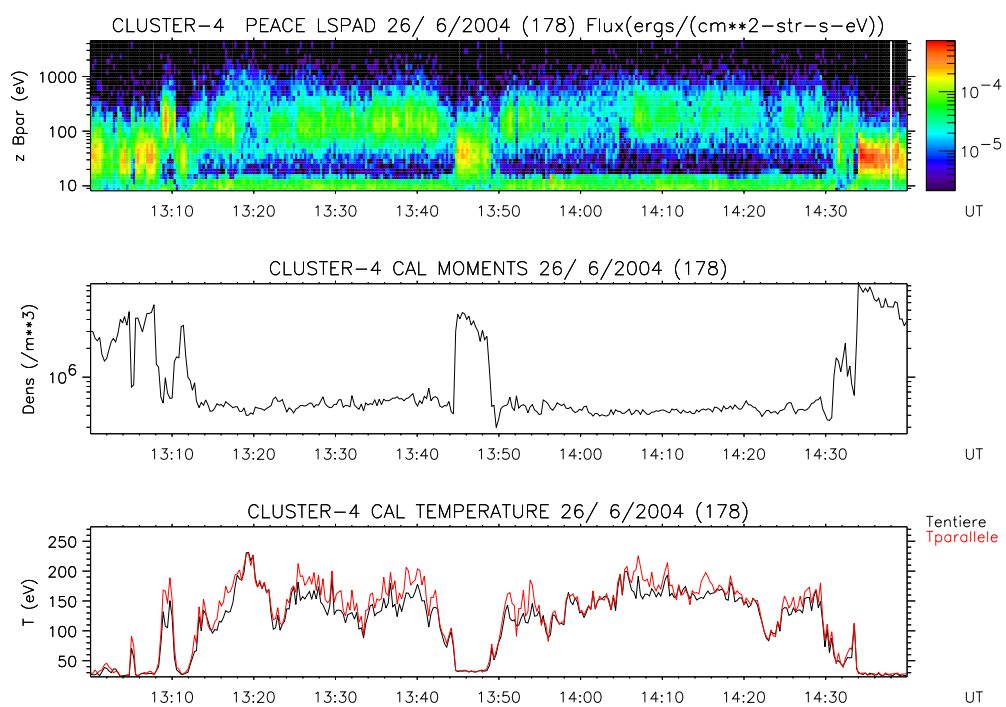


FIG. 5.12 – Spectrogramme énergie-temps du flux en énergie (1<sup>er</sup> panneau), densité (2<sup>nd</sup> panneau) et températures (3<sup>e</sup> panneau) totale (noir) et parallèle (rouge) des électrons de la couche frontière à la magnétopause traversée par Cluster le 26 juin 2004 entre 13h00 et 14h40 TU.

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

importante ;  $10^7/m^3$  ( $10/cm^3$ ). De même, les particules de la couche de plasma sont trop énergétiques (de l'ordre du keV) pour pouvoir correspondre à ce que l'on observe et déduit.

Les électrons descendants observés par Cluster semblent donc provenir d'une source située à haute altitude et dont les caractéristiques sont similaires à celles du manteau, couche frontière de la magnétopause. Il ne s'agit donc pas d'une région des lobes alimentée par une couche de plasma déformée, comme proposé par Frank et al. (1982) et Newell et al. (1995).

Par ailleurs, la composante  $B_z$  du CMI, au niveau de la magnétophère, était clairement positive pendant au moins plusieurs dizaines de minutes avant 5 des structures étudiées ici. Ainsi, la conclusion de Newell et al. (1995) selon laquelle la calotte polaire est ouverte donc selon laquelle les précipitations d'électrons magnétosphériques ou solaires, ayant suivi des lignes de force ouvertes, ne peuvent se produire qu'à la suite d'une incursion de  $B_z$  dans les valeurs négatives, n'est pas toujours vraie.

#### 5.3.4.3 Transport vers l'ionosphère

Nous nous intéressons, à présent, au transport de ces particules vers la Terre.

Grâce à notre modèle et à partir de la fonction de distribution mesurée, nous pouvons déterminer celle des électrons descendants au sommet de l'ionosphère.

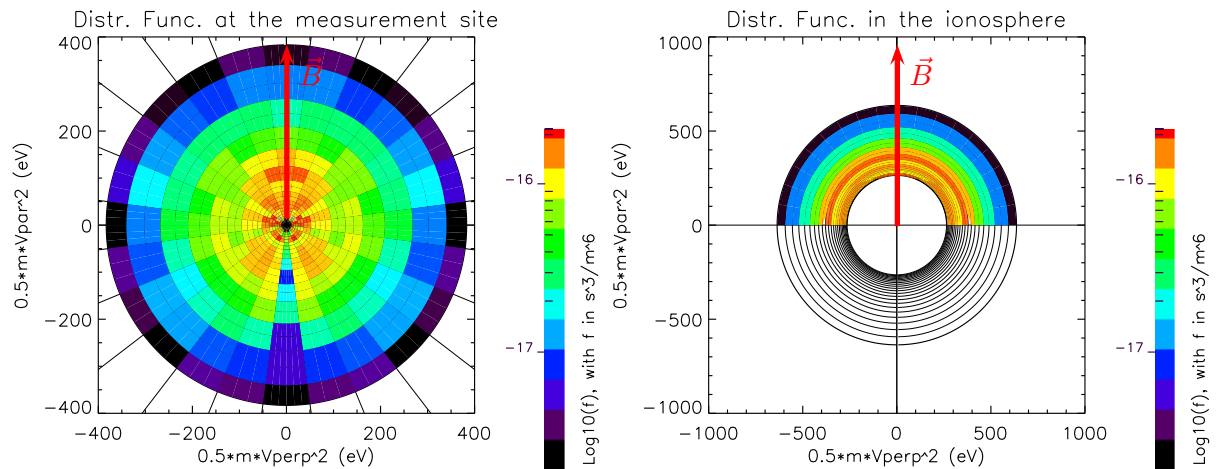


FIG. 5.13 – Représentation en angle d'attaque de la fonction de distribution de l'ensemble des électrons au point de mesure (panneau gauche) et des électrons précipitants dans l'ionosphère (panneau droit), en fonction des énergies corrigées du potentiel satellite, pour le 18 mai 2003 à 11h32min27 TU.

Seuls les plus alignés d'entre eux, dont le point miroir est situé à une altitude inférieure à celle du sommet de l'ionosphère - fixée ici à 1000 km d'altitude - sont piégés. Les autres rebondissent à plus haute altitude. La figure 5.13 rappelle leur fonction de distribution en angle d'attaque mesurée (panneau gauche) et montre celle calculée dans l'ionosphère  $f_{ionos}$  d'après le modèle (panneau droit). La distribution finale, toujours fonction des composantes parallèle et perpendiculaire de l'énergie des électrons, résulte de l'accélération

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

due au saut de potentiel  $\Phi_{bas}$  situé sous le satellite. Sont donc considérés comme précipitants les électrons présentant un angle d'attaque inférieur ou égal à  $90^\circ$  au sommet de l'ionosphère. Ainsi, ni les électrons ayant rebondi, ni les rétrodiffusés, les secondaires ou les ionosphériques ne sont pris en compte. Cette condition permet de déterminer l'angle du cône de perte  $\alpha_x$  au niveau du point de mesure ou de la source :

$$\alpha_x = \arcsin \left( \left( \left( 1 + \frac{2q}{mv_x^2} (V_x - V_{ionos}) \right) \frac{B_x}{B_{ionos}} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (5.3.4)$$

où  $x$  est mis pour "mesure" ou "source",  $m$  et  $q$  sont les masse et charge des électrons,  $v_x$  et  $V_x$  les vitesse et potentiel au point  $x$ ,  $V_{ionos}$  et  $B_{ionos}$  les potentiel et amplitude du champ magnétique dans l'ionosphère. Au point de mesure, cet angle varie entre  $\sim 4,40^\circ$  et  $\sim 7,61^\circ$  pour le 18 mai 2003 à 11h32min27 TU. Ainsi, les électrons les plus (moins) énergétiques susceptibles de précipiter dans l'ionosphère avaient un angle d'attaque inférieur ou égal à  $4,40^\circ$  ( $7,61^\circ$ ) à l'altitude des satellites. Par ailleurs, la réorganisation des données de PEACE, par rapport à la direction du champ magnétique, est telle que le secteur de détection le plus aligné a un demi-angle d'ouverture de  $7,5^\circ$ . Les électrons précipitants de plus forte énergie, présents au sommet de l'ionosphère, ont donc été observés par ce seul secteur. Les moins énergétiques, eux, l'ont été par les deux premiers secteurs. Pour ces derniers, la valeur de  $f_{ionos}$  ne variant que très peu d'un secteur à l'autre, nous la considérons comme indépendante de l'angle d'attaque.

Il est alors possible d'estimer le flux parallèle  $F_{//}$  ainsi que le flux parallèle en énergie  $F_{//E}$  de précipitation :

$$F_{//} = \int_{v_{imin}}^{v_{imax}} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi=0}^{2\pi} f_{ionos} v_{//} v^2 dv \sin\theta d\theta d\phi = \frac{2\pi}{2} \int_{v_{imin}}^{v_{imax}} f_{ionos} v^3 dv \quad (5.3.5)$$

et

$$F_{//E} = \int_{v_{imin}}^{v_{imax}} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi=0}^{2\pi} f_{ionos} v_{//} \frac{1}{2} m v^2 v^2 dv \sin\theta d\theta d\phi = \frac{2\pi}{4} \int_{v_{imin}}^{v_{imax}} f_{ionos} v^5 dv \quad (5.3.6)$$

où  $v_{imin}$  et  $v_{imax}$  sont les bornes d'intégration de la vitesse  $v$  dans l'ionosphère,  $v_{//} = v \cos\theta$  sa composante parallèle,  $\theta$  l'angle d'attaque,  $\phi$  l'azimut et  $f_{ionos}$  la valeur moyenne de la fonction de distribution dans l'ionosphère pour un niveau d'énergie donné.

Cette opération, reproduite pour chaque instant d'un intervalle de temps donné, fournit l'évolution temporelle. La figure 5.14 montre l'exemple du 18 mai 2003 entre 11h30 et 11h35 ainsi que du 12 avril 2003 entre 19h00 et 19h30. Ces flux variant, respectivement entre  $1,5$  et  $3,8 \cdot 10^{12} e^-/(m^2.s)$  (1<sup>er</sup> panneau) et entre  $1$  et  $2 \cdot 10^{12} e^-/(m^2.s)$  (3<sup>e</sup> panneau), sont représentatifs des valeurs obtenues pour les 4 jours étudiés (cf. tableau 5.1). Ils correspondent à des flux parallèles en énergie compris entre  $0,06$  et  $0,2 \text{ erg}/(cm^2.s)$  (18/05/03, 2<sup>nd</sup> panneau) et entre  $0,04$  et  $0,16 \text{ erg}/(cm^2.s)$  (12/04/03, 4<sup>e</sup> panneau). Ceci est en bon accord avec les  $0,15 \text{ erg}/(cm^2.s)$  de Whalen et al. (1971) et les  $0,06 \text{ erg}/(cm^2.s)$  de Carlson et al. (1988), dans la calotte polaire ionosphérique.

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

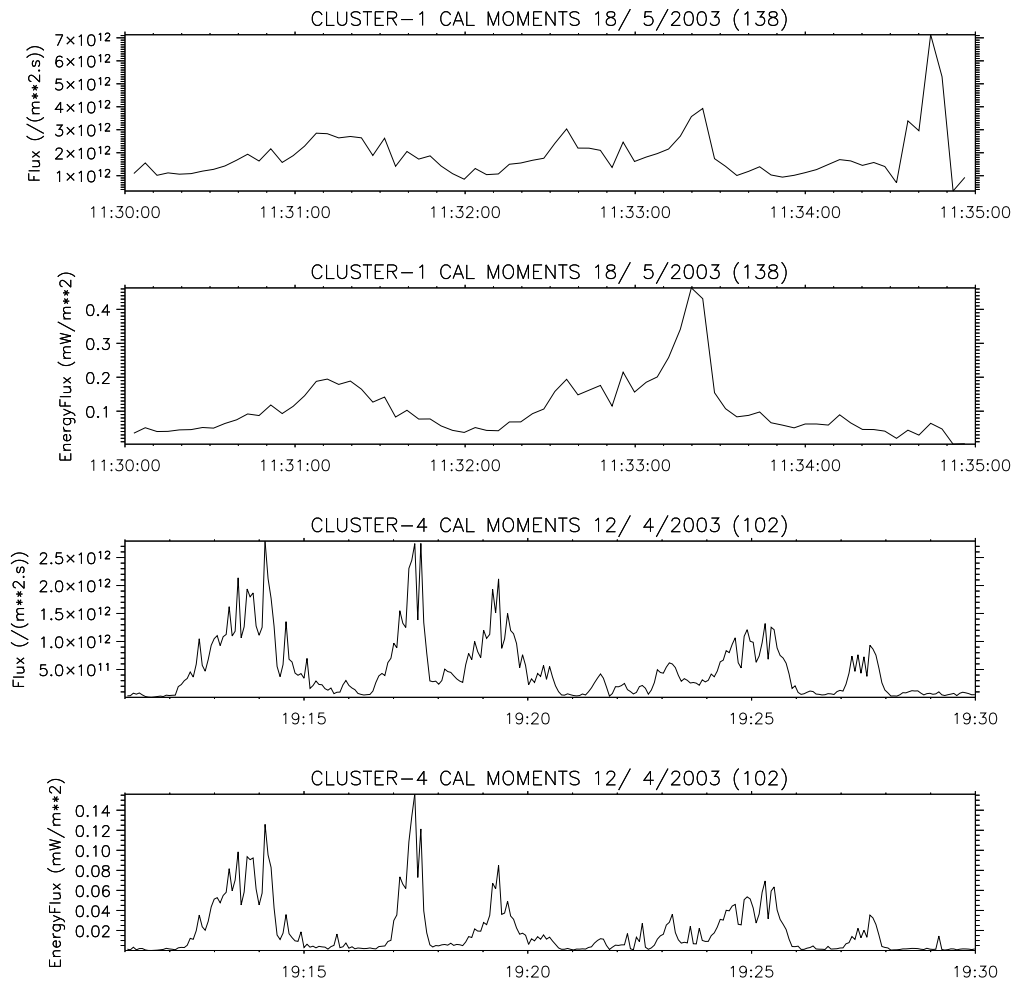


FIG. 5.14 – Flux de précipitation et flux en énergie de précipitation pour la structure du 18 mai 2003 (panneaux 1 et 2) et les événements du 12 avril 2003 (panneaux 3 et 4). Le  $mW/m^2$ , utilisé pour le flux en énergie, est égal à  $l'erg/(cm^2.s)$ .

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

### 5.3.4.4 Conjonctions

La Terre étant surveillée, en permanence, par un grand nombre d'instruments embarqués et au sol, nous avons tenté de trouver la trace à basse altitude de ces électrons précipitants. Pour l'ensemble des événements étudiés ici, la plupart des satellites se trouvaient dans l'hémisphère opposé et les observatoires au sol n'étaient pas en fonctionnement. Seuls les satellites Defense Meteorological Satellites Program (DMSP), volant à  $\sim 840$  km d'altitude, ont pu observer des signatures de précipitation électronique dans la région polaire, mais seulement sur 3 des 5 jours sélectionnés.

La figure 5.15 présente les spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie de deux exemples. Le 1<sup>er</sup> panneau montre, en échelle logarithmique, celui obtenu par le satellite F13 le 18 mai 2003 entre 11h16 et 11h30 TU, pour des énergies comprises entre  $\sim 16$  eV et 25 keV. Le 2<sup>nd</sup> correspond à celui issu du satellite F15, le 19-20 mars 2003 entre 23h55 et 00h14 TU. Un agrandissement entre 00h00 et 00h06 TU est reporté sur le dernier panneau.

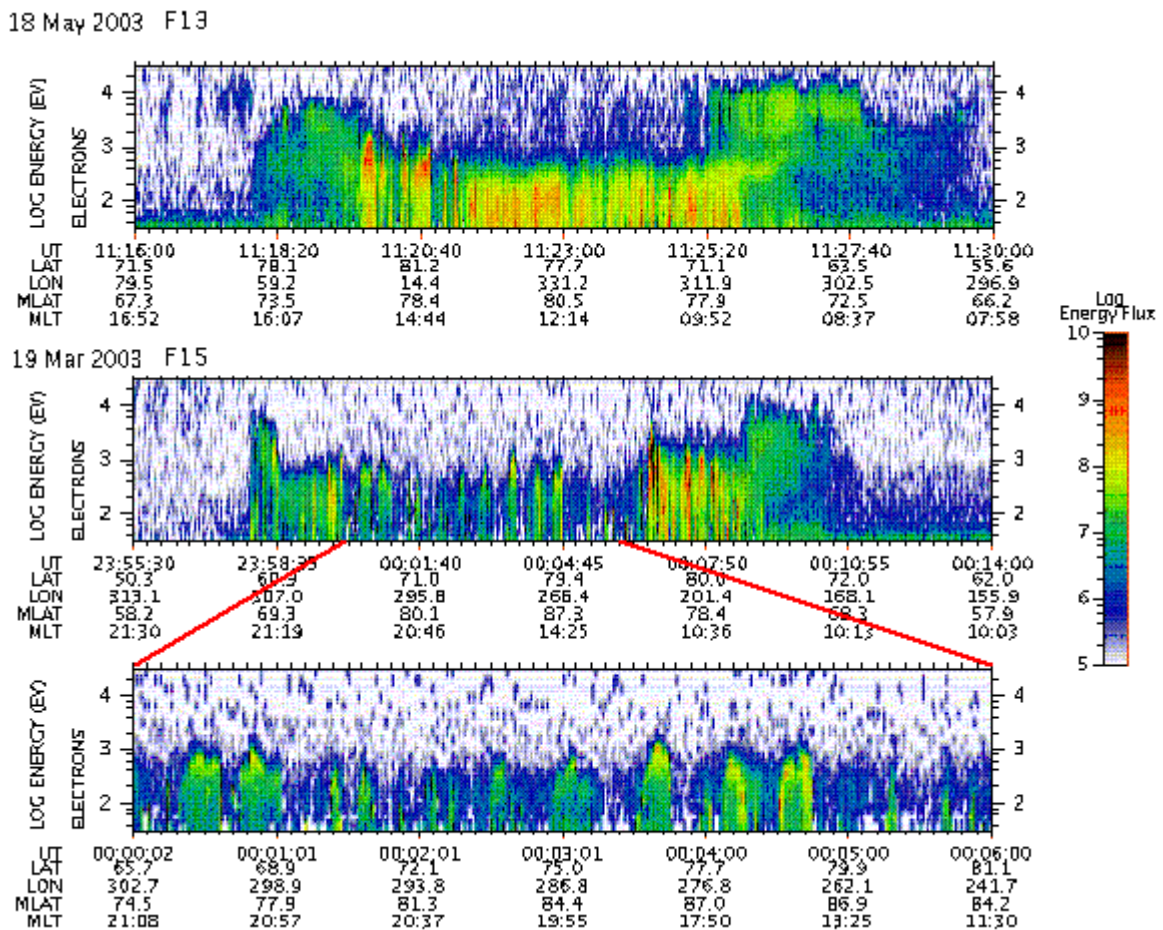


FIG. 5.15 – Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des électrons précipitants détectés par les satellites DMSP les 18 mai 2003 (11h16-11h30 TU, 1<sup>er</sup> panneau) et 19-20 mars 2003 (23h55-00h14 TU, 2<sup>nd</sup> et 3<sup>e</sup> panneaux).

Sur chacun des spectrogrammes, deux régions différentes sont visibles. Les bords éner-



### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

gétiques ( $\sim 10$  keV) correspondent à la partie centrale de l'ovale auroral. Le centre ( $\sim 1$  keV) résulte du survol du bord polaire de l'ovale et de la calotte polaire. Pour notre propos, seule cette dernière zone importe. Les cas reportés ici présentent deux types de signatures ; une calotte remplie d'électrons précipitants pour le 18 mai 2003 et clairsemée pour le 19-20 mars 2003.

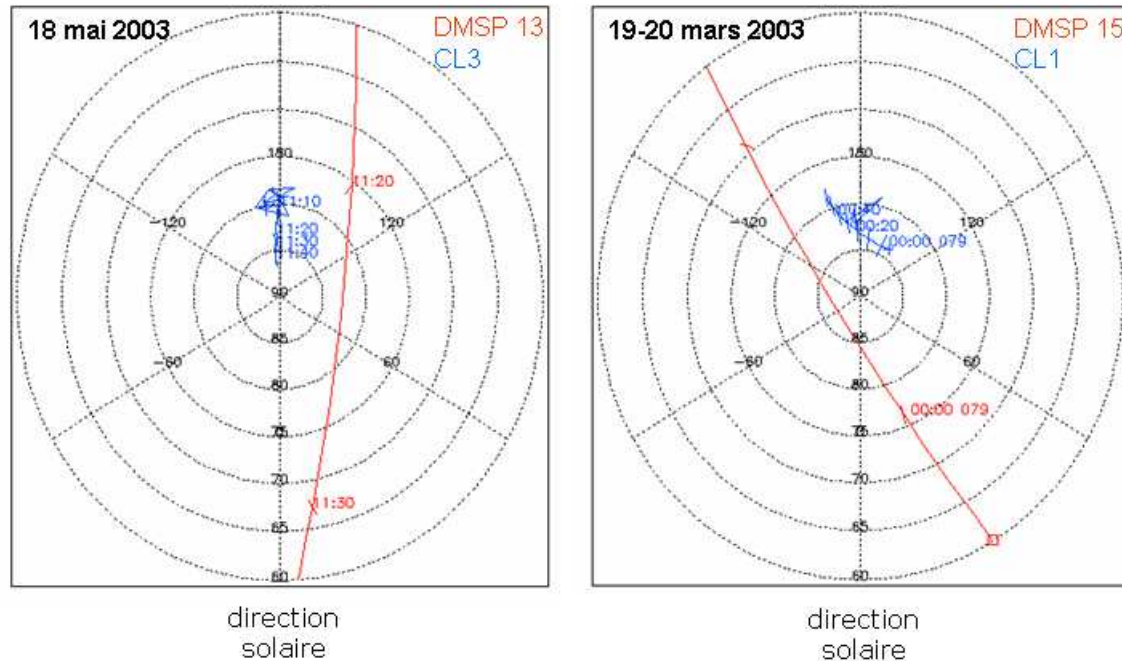


FIG. 5.16 – Vue polaire de l'hémisphère Nord en coordonnées géomagnétiques. Pieds des lignes de force croisées par les satellites DMSP (rouge) et Cluster (bleu) les 18 mai 2003 (11h00-11h45 TU, panneau gauche) et 19-20 mars 2003 (23h55-01h00 TU, panneau droit). L'axe Terre-Soleil est dirigé vers le bas.

La figure 5.16 montre la trajectoire des satellites DMSP correspondants (rouge) et celle de Cluster (bleu), en coordonnées géomagnétiques. Il s'agit, en fait, de l'ensemble des points d'ancrage, dans l'hémisphère Nord, des lignes de champ magnétique rencontrées par ces sondes. Bien que n'étant pas en bonne conjonction, les deux satellites ont traversé la calotte polaire Nord sur des intervalles de temps proches.

La trajectoire du satellite DMSP F13 entre 11h00 et 11h30 TU, le 18 mai 2003, est alignée dans la direction Terre-Soleil (panneau gauche) et les flux observés (cf. 1<sup>er</sup> panneau de la figure 5.15), en particulier, entre 11h23min05 et 11h23min55 TU correspondent au manteau. Ceci signifie qu'à  $\sim 80^\circ$  de latitude magnétique (MLAT), des électrons magnétosphériques suivant des lignes de force ouvertes peuvent entrer dans l'ionosphère. Bien entendu, il n'existe pas de relation directe entre les structures observées par Cluster et celles détectées par DMSP. Cependant, lorsque des électrons descendants sont vus à haute altitude, des précipitations électroniques sont aussi présentes dans l'ionosphère.



## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

C'est ce que confirme le spectrogramme du satellite DMSP F15, enregistré le 20 mars 2003 entre 00h00 et 00h06 TU (panneaux 2 et 3 de la figure 5.15). Durant cet intervalle de temps, le satellite traverse 7 structures remarquables, avec une trajectoire oblique par rapport à la direction solaire (cf. panneau droit de la figure 5.16). Leur traversée durant le plus souvent entre  $\sim 6$  à  $\sim 20$  secondes et la vitesse des satellites étant environ de  $7,5$   $km/s$ , ces structures s'étendent sur des distances de 50 à 150 km (en bon accord avec les valeurs typiques de 70 km obtenues par Ismaïl et al. (1977), à 1400 km d'altitude). Or, la projection dans l'ionosphère, à 1000 km d'altitude, des structures d'électrons descendants (Cluster) indique que ces particules précipitent sur des distances de l'ordre de 80 à 200 km (cf. 1<sup>re</sup> colonne du tableau 5.3).

La comparaison de l'énergie maximale des électrons de basse altitude (DMSP) avec l'énergie gagnée, jusqu'à l'ionosphère, par les électrons observés par Cluster est aussi révélatrice. Les spectrogrammes de la figure 5.15 montrent que les premiers sont accélérés à des énergies de 250 à 1000 eV. Les seconds, subissant une première accélération le plus souvent entre  $\sim 100$  et 200 eV (parfois plus, cf. 30/01/2004) au-dessus du satellite, suivie d'une deuxième accélération d'environ 150 à 700 eV au-dessous, ont une énergie totale de 200 à 850 eV (cf. tableau 5.3).

Evénements	$d_{ionos}$ (km)	$E_{max.e^-}$ <sup>a</sup> (eV) $\leftrightarrow \Phi_{haut}$	$E_{max.ions}$ (eV) $\leftrightarrow \Phi_{bas}$	ddp totale (V)
18/05/2003 CL1 11:10:50 - 11:14:50	103,09	$\sim 100$	$\sim 150$	$\sim 250$
18/05/2003 CL1 11:29:35 - 11:35	174,54	140 à 180	$\sim 200$ à 700	$\sim 350$ à 700
18/05/2003 CL4 11:07:56 - 11:12:45	153,29	80 à 140	$\sim 220$	$\sim 300$ à 350
20/03/2003 CL3 00:09:40 - 00:15:30	163,77	120 à 180	$\sim 300$ à 700	$\sim 480$ à 820
12/04/2003 CL4 19:11:35 - 19:15:08	116,35	110 à 220	140 à 250	250 à 400
30/01/2004 CL3 10:59 - 11:03:41	84,92	180 à 500	200 à 250	400 à 750
03/03/2004 CL1 17:06:07 - 17:11:16	187,40	80 à 200	100 à 200	180 à 400

TAB. 5.3 – Dimensions ionosphériques et différences de potentiel associées à quelques unes des 10 structures d'électrons descendants étudiées.

<sup>a</sup>Energie du maximum de la fonction de distribution des électrons, corrigée du potentiel satellite.

Afin de compléter cette comparaison, nous présentons, sur la figure 5.17, les spec-

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

rogrammes du flux en énergie qu'auraient les électrons observés par Cluster s'ils étaient détectés au sommet de l'ionosphère (à  $\sim 1000$  km d'altitude). Ces flux sont issus du modèle de transport le long des lignes de force décrit précédemment.

La forme des structures - en V-inversé - et l'énergie des électrons - 250 à 700 eV - sont similaires à celles observées par DMSP. De plus, ne s'étendant que sur 80 à 200 km, les structures présentées ici ne seraient traversées par DMSP qu'en 11 à 27 secondes, renforçant ainsi le caractère en V-inversé. La première structure du 12 avril 2003, par exemple (cf. 2<sup>nd</sup> panneau de la figure 5.17), ayant une extension ionosphérique d'environ 116,35 km, pourrait ainsi être traversée par DMSP en seulement 15,51 secondes. De même, celle du 18 mai 2003 (1<sup>er</sup> panneau de la figure 5.17) le serait en 13,75 s. Ces valeurs sont tout à fait comparables à celles obtenues pour le 20 mars 2003 (dernier panneau de la figure 5.15).

Il semble donc exister une certaine correspondance entre les phénomènes détectés à haute et basse altitudes.

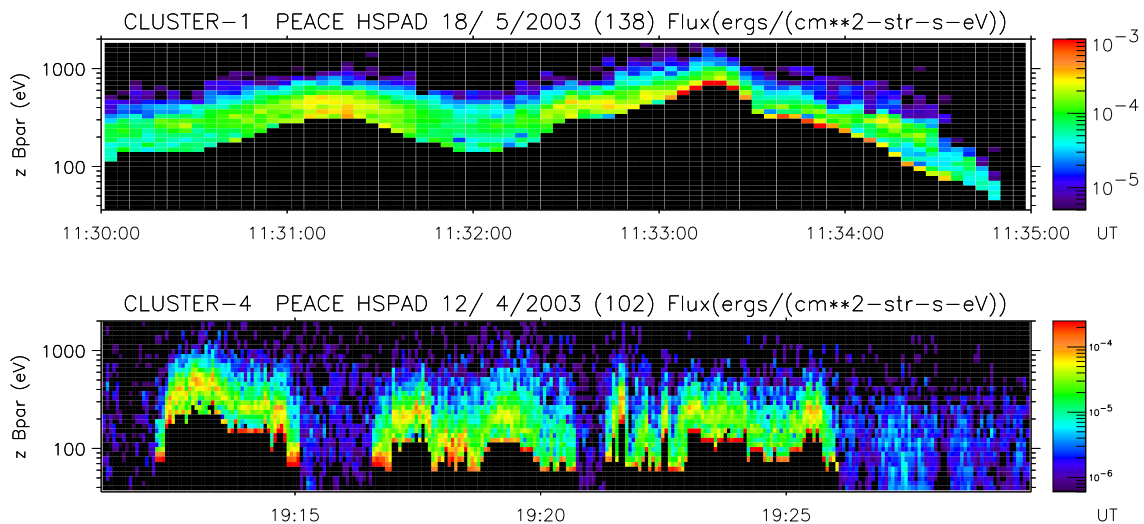


FIG. 5.17 – Spectrogrammes énergie-temps, déduits du modèle, du flux en énergie des électrons précipitants dans l'ionosphère pour les événements du 18 mai 2003 (11h30 - 11h35 TU) et du 12 avril 2003 (19h11 - 19h30 TU).

En outre, l'examen des conditions environnementales - champ magnétique interplanétaire, vitesse du vent solaire, latitude géomagnétique corrigée, temps magnétique local - montre que nos structures sont cohérentes avec la catégorie P(3) d'arcs de la calotte polaire décrits par Gussenhoven en 1982 (cf. section 1.4.1), à partir de données des satellites DMSP. Les conditions (cf. tableaux 5.4 et 5.5) qui existaient lors de la détection des événements étudiés ici sont, en effet, similaires à celles qu'elle a listées :

- composante  $B_z$  du CMI parfois  $> 0$  (18/05/2003 et 12/04/2003) ;
- composante  $B_y$  du CMI souvent  $> 0$  (tous sauf 03/03/2004) ;
- vitesse du vent solaire importante (sauf pour le 18/05/2003) ;
- latitude géomagnétique corrigée (GMC) supérieure à  $80^\circ$  ;
- projection ionosphérique des structures dans l'ionosphère localisée dans le secteur

## 5. TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE

après-midi/soir (cf. figure 5.18).

Ainsi, les électrons descendants, accélérés à plus de 5 à 10  $R_T$  d'altitude et observés par Cluster, pourraient être responsables des arcs de la calotte polaire parfois visibles dans l'ionosphère.

Événements	$\langle B_z \rangle$ (nT)	$\langle B_y \rangle$ (nT)	$\langle V_{vs} \rangle$ (km/s)	$P_{vs}$ (nPa)
18/05/2003 CL1	$\sim 3$	$\sim 2$	$\sim 425$	$\sim 2,5$ à $3,5$
30/01/2004 CL3	$\sim -2$ à $0$	$\sim 0$ à $5$	$\sim 640$	$\sim 4,5$
03/03/2004 CL3	$\sim -1,5$	$\sim -1$	$\sim 610$	$\sim 1,5$
12/04/2003 CL4	$\sim 4$	$\sim 2$	$\sim 590$	$\sim 2$

TAB. 5.4 – Conditions interplanétaires.

Événements	latitude GMC	temps mag. local	secteur
18/05/2003 CL1	$\sim 87,30^\circ$	18:00	après-midi/soir
30/01/2004 CL3	$\sim 82,30^\circ$	19:03	soir
03/03/2004 CL3	$\sim 81,00^\circ$	17:03	après-midi
12/04/2003 CL4	$\sim 85,20^\circ$	15:25	après-midi

TAB. 5.5 – Coordonnées des structures projetées dans l'ionosphère.

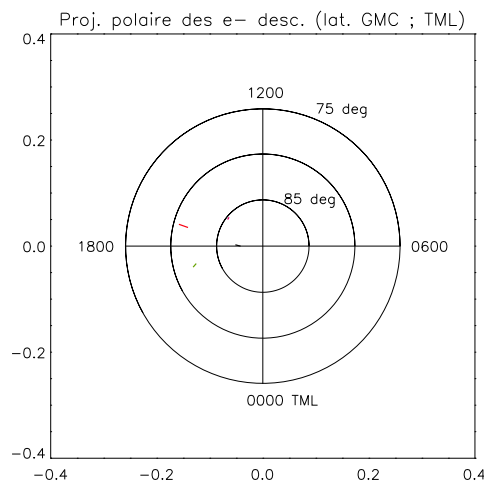


FIG. 5.18 – Projection dans l'hémisphère Nord de 4 des structures d'électrons descendants en latitude géomagnétique corrigée et Temps Magnétique Local. Rouge : 03/03/2004 17h06min07 - 17h11min16 TU, vert : 30/01/2004 10h58min49 - 11h03min41 TU, violet : 12/04/2003 19h07min06 - 19h09min39 TU et noir : 18/05/2003 11h29min35 - 11h35 TU.

Ceci rejoint la conclusion de Carlson et Cowley (2005) qui ont pu montrer que la pluie polaire accélérée est responsable des arcs de faible intensité observés au-dessus de la calotte polaire. Utilisant les observations, certes à très basse altitude ( $\sim 750$  km) du satellite DE 2, ils ont estimé à  $\sim 0,7$  à  $0,9 R_T$  la valeur minimale de la limite supérieure  $L_{sup.min}$  de la

### 5.3 Transport des électrons observés par Cluster le long des lignes polaires

région d'accélération alignée le long de  $\vec{B}$ . Les électrons descendants détectés par Cluster étant déjà accélérés à 5 à 10  $R_T$ , cette distance constitue pour nous la hauteur maximale de la limite inférieure de la région d'accélération.

Par ailleurs, Carlson et Cowley ont fait état d'un saut de potentiel de 200 à 600 Volts entre l'ionosphère et  $L_{sup.min}$ . L'essentiel de l'accélération des ions montants observés ici ne s'étant pas forcément produite dans cette petite région-là, leur énergie maximale (150 à 700 eV) est tout de même en bon accord avec ces valeurs.

#### En résumé ...

Les lignes de champ magnétique suivies par les électrons montants et descendants, détectés à 5 à 10  $R_T$  d'altitude par Cluster, par CMI Nord ou faible, sont ouvertes et ancrées dans la calotte polaire. S'étirant loin et à haute altitude dans la queue magnétosphérique, elles sont asymptotiques à la magnétopause.

Les faisceaux d'électrons montants, issus de l'ionosphère polaire, vont donc alimenter les couches frontières de la magnétosphère.

Notre modèle de transport le long des lignes de force polaires, fondé sur les équations du mouvement et le théorème de Liouville, montre que les électrons descendants semblent provenir de ces zones lointaines. Ils sont plus précisément issus d'une région dont la densité et la température sont de l'ordre de 0,3 à 3  $\cdot 10^5 /m^3$  (0,03 à 0,3  $/cm^3$ ) et 100 à 150 eV ; valeurs tout à fait comparables à celles attendues dans le manteau. Le flux de précipitation de ces électrons ( $\sim 0,04$  à 0,2  $erg/(cm^2.s)$ ), leur énergie totale ( $\sim 200$  à 850 eV) et les dimensions de leurs structures dans l'ionosphère ( $\sim 80$  à 200 km) sont également semblables à ceux obtenus à partir des satellites DMSP à basse altitude. Les électrons descendants provenant du manteau pourraient donc être responsables de certains arcs de la calotte polaire. L'origine de ces derniers se trouverait alors bien à proximité de la magnétopause, comme suggéré par Hardy et al. (1982).

5. *TRANSPORT LE LONG DES LIGNES DE FORCE*

# Chapitre 6

## Interactions ondes-particules

### 6.1 Des ondes dans la calotte polaire

LE plasma présent au-dessus de la calotte polaire constitue un milieu dans lequel même de petites fluctuations peuvent facilement déclencher des émissions locales. Ceci permet alors à des ondes de se développer et, si elles durent suffisamment longtemps, de pouvoir être observées et clairement identifiées. La plupart d'entre elles sont détectées près des fréquences caractéristiques.

Ainsi en 1998, Menietti et al. montrent, à partir des données du satellite DE 1, l'existence d'ondes électrostatiques et électromagnétiques, respectivement à la fréquence plasma  $f_{pe}$  (ondes FP) et à  $2f_{pe}$  (ondes H), entre 2,5 et 4,5  $R_T$ , au-dessus de la calotte polaire, essentiellement concentrées du côté nuit (minuit local). Les grandes brièveté et variabilité des ondes proches de la fréquence plasma (ondes FP) indiquent une génération locale et/ou une propagation des ondes à travers un milieu spatialement inhomogène. D'après leurs fréquence (proche de  $f_{pe}$  avec  $f_{pe} < f_{ce}$  la fréquence cyclotronique électronique), polarisation et caractéristiques électromagnétiques, elles sont produites dans le mode Z, branche basse fréquence du mode extraordinaire, c'est-à-dire avec des vecteurs d'onde  $\vec{k}$  et champ électrique  $\vec{E}$  dans le plan perpendiculaire au champ magnétique  $\vec{B}$  local. Elles peuvent aussi apparaître en conjonction avec des ondes de sifflement qui se propagent depuis les régions aurorales. La relative rareté de ces émissions montre que leur croissance ne peut se faire que dans des conditions de plasma inhabituelles. Quand les mesures d'ondes et de flux électroniques sont toutes deux disponibles, des faisceaux localisés d'électrons sont observés en concomitance avec les ondes FP. Pour Menietti et al., les émissions dont la fréquence est proche de  $f_{pe}$  ou de  $2f_{pe}$  sont donc produites dans le mode Z, par des instabilités linéaires locales, faisant intervenir des faisceaux d'électrons non thermiques, en mouvement et ayant des anisotropies de température significatives. Bien que non corrélées avec l'activité des sous-orages, ces ondes, surtout détectées du côté nuit de la calotte polaire, pourraient avoir un rapport avec la pluie polaire qui se produit, du moins pour sa composante la plus énergétique, au même endroit.

## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

Le mécanisme de déclenchement d'instabilité par des faisceaux d'électrons est repris et amélioré par Cairns et Menietti (2001). En s'appuyant sur la théorie de croissance stochastique (CS), ils expliquent la présence d'ondes électromagnétiques brèves, à champs électriques très variables, entre 2 et 7  $R_T$  au-dessus de la calotte polaire. Le spectre de puissance du champ électrique associé à ces ondes s'étendant sur un intervalle de fréquences proche de la fréquence plasma locale  $f_{pe}$  (avec  $f_{pe} < f_{ce}$ ), ces dernières semblent générées localement par des faisceaux d'électrons. Selon la théorie CS, des inhomogénéités dans le plasma de fond provoquent, en fait, une croissance d'ondes - destabilisées par un faisceau d'électrons - plus efficace dans certaines régions que dans d'autres. Cette croissance d'ondes induit des fluctuations spatio-temporelles dans la distribution des particules initiatrices. Il s'en suit des interactions entre la distribution fluctuante de particules et les ondes dans le plasma inhomogène de fond, ce qui mène ondes et particules à évoluer vers un état de croissance stochastique. Ainsi, les ondes observées résultent d'interactions entre des particules en mouvement et un plasma ambiant inhomogène et de rétroactions de ces ondes sur les particules.

Dans leur article de 2002, Menietti et al. font état d'ondes électrostatiques cyclotroniques électroniques (ECE) observées à des altitudes comprises entre 7 et 9  $R_T$ , au-dessus de la calotte polaire, par le satellite Polar, des côtés jour et nuit de la zone aurorale. Dans leurs exemples, la fréquence plasma  $f_{pe}$  est supérieure ou égale à la fréquence cyclotronique électronique  $f_{ce}$ . Une comparaison avec les mesures de particules (HYDRA) montre que des faisceaux d'électrons sont associés à de telles ondes. L'analyse précise de ces données indique la présence d'un plasma d'électrons chauds (170,5 eV) et d'un faisceau d'électrons froids (relativement au plasma) dont la température est de l'ordre de 30 eV et la densité telle que  $n_{faisceau}/n_{total} \sim 0,10$ . Les auteurs montrent que de tels faisceaux sont la source probable d'énergie libre pour les ondes électrostatiques cyclotroniques électroniques qu'ils observent. Cependant, le plasma chaud et le faisceau d'électrons "froids" seuls ne suffisent pas à faire apparaître la totalité des ondes observées. L'ajout d'une population d'électrons froids dans le plasma de fond aboutit, par contre, à des ondes semblables à celles détectées. L'introduction de cette nouvelle composante semble faire considérablement augmenter le taux de croissance des ondes. Ainsi, la population froide est-elle nécessaire à la croissance des ondes déclenchées par le faisceau d'électrons.

Menietti et al. remarquent également que plus le rapport  $f_{pe}/f_{ce}$  augmente, plus le taux de croissance des ondes ECE est grand. En 1985, Grabbe avait montré qu'augmenter la densité de la population froide, augmente le taux de croissance et la fréquence des ondes instables.

Menietti et ses co-auteurs concluent que pour des faisceaux d'électrons de basse énergie, avec une anisotropie de température  $(T_{//}/T_{\perp})_{faisceau} \sim 0,1$ , en présence d'une distribution d'électrons ambiants chauds et d'un coeur froid, le plasma est instable et voit des ondes

électrostatiques croître dans l'intervalle de fréquences  $f_{ce} < f < f_{hh}$  (où  $f_{hh}$  est la fréquence hybride haute). Ainsi, les ondes électrostatiques cyclotroniques électroniques sont des indicateurs de la présence de faisceaux d'électrons froids et de basse énergie et d'une composante électronique très froide ( $E \lesssim 0,2$  eV) dans les régions où  $f_{pe}/f_{ce} \gtrsim 1$ .

En 2003, à partir des données d'ondes du satellite INTERBALL-2 (sonde Auroral), Burinskaya et al. montrent l'existence de sursauts de petite échelle d'ondes de Langmuir, entre 2 et 3,5  $R_T$  au-dessus de la calotte polaire et à la frontière avec la zone aurorale, en période d'activité géomagnétique importante ( $K_p \geq 3$ ).

Ces émissions se manifestent sous la forme de sursauts très brefs et groupés, observés pendant 0,04 à 20 secondes. Chaque impulsion ne dure que 0,02 à 2-3 secondes. Ces sursauts sont souvent détectés en association avec des flux d'électrons chauds dont l'énergie varie entre 100 et 400 eV. Leur spectre de puissance s'étend sur une gamme de fréquences allant de 8 à 12 kHz environ, et est toujours proche de la fréquence plasma locale (ici,  $n_{plasma} \sim 10^6 / m^3$  et  $f_{ce} > f_{pe}$ ). A partir des mesures de particules et d'ondes, les auteurs montrent que la présence de fluctuations basse fréquence de la densité du milieu peut jouer un rôle significatif dans le développement d'interactions faisceau d'électrons / plasma et la génération de sursauts de Langmuir.

## 6.2 Le rôle des faisceaux d'électrons

Comme vu dans le chapitre précédent, les structures d'électrons montants apparaissent dans un milieu calme et homogène. Relativement énergétiques et intenses, ces faisceaux de particules ont de fortes chances d'interagir avec ce dernier. Afin de déterminer l'importance de leur influence, nous recherchons des manifestations de leur présence sur les mesures d'ondes des instruments dédiés à bord de Cluster. Nous nous intéressons ainsi aux fluctuations des champs électrique et magnétique enregistrées par WHISPER (Décréau et al., 2001) et STAFF-SC (Cornilleau-Wehrin et al., 2003).

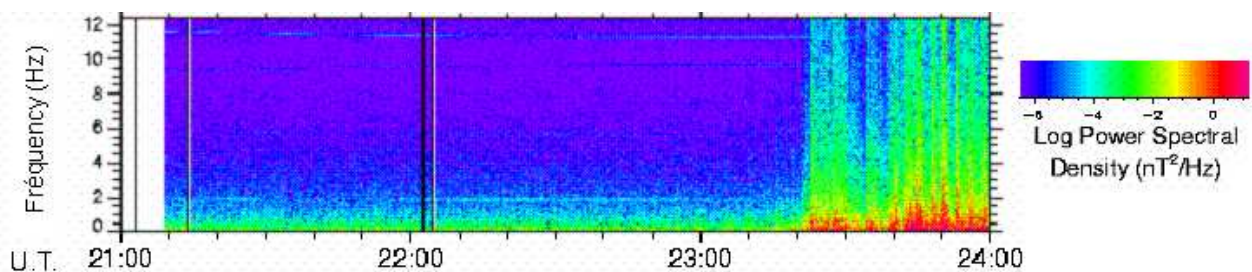


FIG. 6.1 – Spectrogramme fréquence-temps des fluctuations du champ magnétique mesurées par STAFF-SC le 02 janvier 2003 entre 21h00 et 24h00 TU.

Pour l'ensemble des faisceaux d'électrons montants analysés, les spectrogrammes fré-



## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

quence - temps de STAFF-SC indiquent l'absence de fluctuations du champ magnétique sur l'intervalle [0,1 ; 12] Hz. La figure 6.1 montre l'exemple du 2 janvier 2003 dont une des structures électroniques avait été détectée autour de 21h38 TU. Mises à part les signatures observées à partir de 23h20 TU correspondant à l'entrée dans le cornet polaire, aucune variation du champ magnétique n'a été détectée sur cet intervalle de fréquences.

### 6.2.1 Comparaison aux données de champ électrique

Les deux spectrogrammes de la figure 6.2 montrent, respectivement, le flux en énergie des électrons montants, détecté par PEACE le 8 avril 2003, en fonction de l'énergie et les fluctuations du champ électrique entre 2 et 20 kHz, observées par WHISPER, tous deux en fonction du temps.

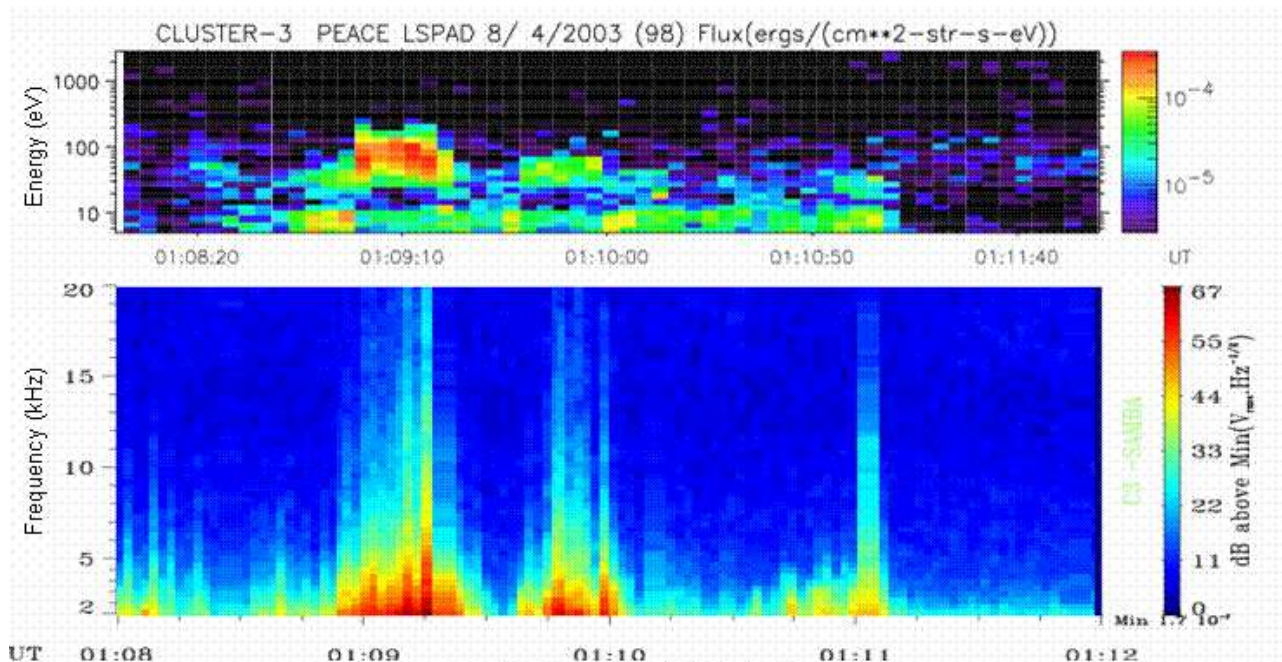


FIG. 6.2 – *Comparaison des données de PEACE et de WHISPER, pour le faisceau détecté le 8 avril 2003 autour de 01h09 TU. Spectrogrammes : énergie-temps du flux en énergie des électrons montants (panneau 1) et fréquence-temps des fluctuations du champ électrique mesurées à haute fréquence (panneau 2). Les intensités du second panneau sont en dB au-dessus de  $1,7 \cdot 10^{-7} V/Hz^{\frac{1}{2}}$ .*

Bien que ces deux instruments soient de résolutions différentes - 4 secondes pour l'un et 2 secondes pour l'autre - et non synchronisés, la comparaison de leurs spectrogrammes met en évidence une forte corrélation temporelle entre le faisceau détecté autour de 01h09min10 TU et une émission électrostatique large bande, très intense entre 2 et 6 kHz. Cet intervalle entoure la fréquence plasma qui est ici de l'ordre de 3 kHz, c'est-à-dire inférieure à la fréquence cyclotronique électronique ( $\sim 10$  kHz).

Tout cela est aussi vrai pour le faisceau électronique présent autour de 01h10 TU ainsi

que pour celui, bien plus faible, observé vers 01h11 TU. Cette corrélation un pour un est en fait typique de l'ensemble des structures d'électrons montants étudiées.

Afin d'établir le lien existant entre les deux signatures présentées sur la figure 6.2, nous étudions plus précisément la fonction de distribution des électrons.

Plutôt que d'analyser le faisceau dans son ensemble, nous choisissons de traiter plus particulièrement l'instant 01h09min12 TU.

La figure 6.3 présente les composantes de la distribution enregistrée à 01h09min12 TU en fonction de la vitesse corrigée du potentiel satellite. Comme vu précédemment, seule l'anti-parallèle à  $\vec{B}$  (rouge) se distingue des autres puisqu'elle contient la distribution du faisceau. Cette dernière, se manifestant sous la forme d'une bosse, induit l'existence d'une pente positive dans la fonction de distribution globale des électrons, entre  $2,5$  et  $4 \cdot 10^6$  m/s (soit entre  $\sim 18$  et  $45,5$  eV), favorable au déclenchement d'une instabilité.

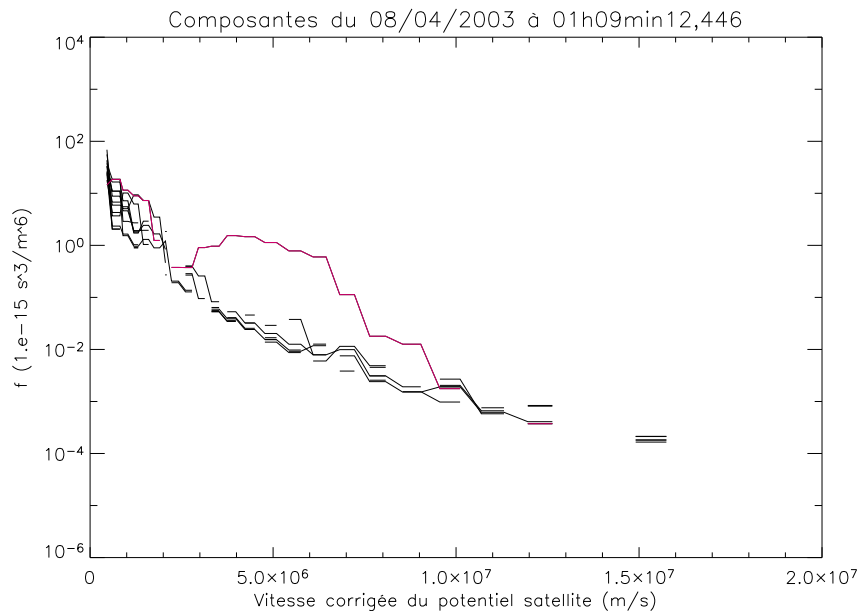


FIG. 6.3 – Composantes de la fonction de distribution du faisceau détecté le 8 avril 2003 à 01h09min12 TU en fonction de la vitesse corrigée du potentiel satellite. La courbe rouge souligne l'anti-parallèle à  $\vec{B}$ .

### 6.2.2 Analyse détaillée d'un cas standard

Le faisceau du 8 avril 2003 n'étant pas bruité par la présence de photoélectrons, est détecté en totalité. Il bénéficie également de l'existence de mesures des fluctuations du champ électrique (WHISPER) exploitables permettant la détermination d'une densité de référence pour les électrons du plasma (cf. Annexes A *Etalonnage*).

Les fonctions de distribution du faisceau ( $f_{faisceau}$ ) et du plasma ( $f_{plasma}$ ), de la configuration mesurée à 01h09min12 TU, permettent une estimation facile et correcte de leurs

## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

paramètres caractéristiques.

Suivant la méthode décrite dans la section 3.3.2.1, nous déterminons  $f_{plasma}$  en faisant la moyenne des composantes autres qu'anti-parallèle à  $\vec{B}$  ( $f_{antiB}$ ). Ceci est justifié puisque le plasma ambiant est quasiment isotrope. Nous extrayons ensuite  $f_{faisceau}$  en soustrayant  $f_{plasma}$  à  $f_{antiB}$ .

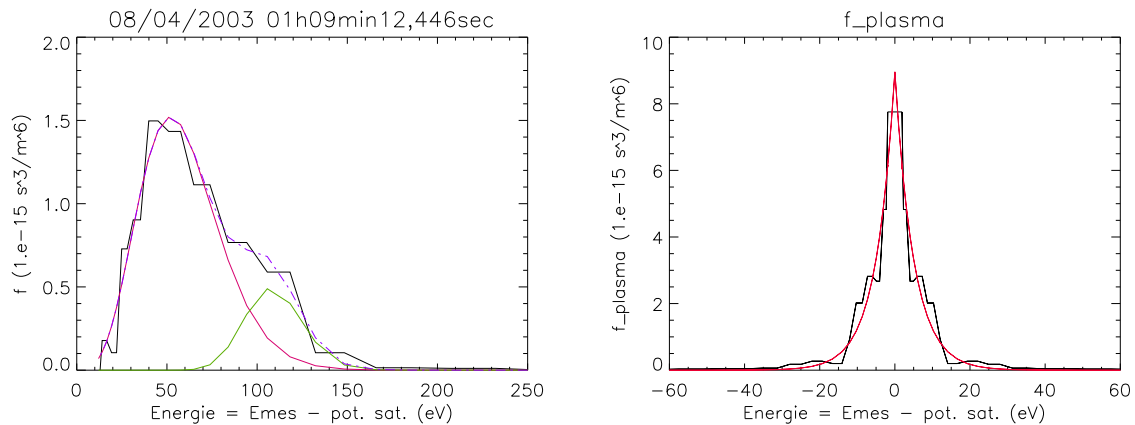


FIG. 6.4 – *Faisceau du 8 avril 2003 à 01h09min12 TU. Panneau gauche : fonction de distribution du faisceau (noir) et ajustements global (pointillés violets), du coeur maxwellien (rouge) et de la queue suprathermique (vert). Panneau droit : coupe de la fonction de distribution du plasma ambiant (noir) et son ajustement gaussien (orange), pour 2 directions opposées (valeurs positives et négatives de l'énergie).*

A 01h09min12 TU,  $f_{faisceau}$  présente un coeur et une queue suprathermique (cf. panneau gauche de la figure 6.4). Leurs ajustements maxwelliens respectifs,  $M_{coeur}$  (rouge) et  $M_{suprath.}$  (vert), sont tels que leur somme (pointillés violets) reproduit de façon très satisfaisante la fonction de distribution entière. Les éléments géométriques de  $M_{coeur}$  et  $M_{suprath.}$  fournissent donc des valeurs fiables de vitesse moyenne et de température parallèles pour chacune des deux populations d'électrons constituant le faisceau à cet instant-là. Ainsi, la première se déplaçait à une vitesse équivalente à environ 52,07 eV et avait une température de 4,55 eV. La seconde était moins chaude mais plus rapide puisqu'elle avait une vitesse moyenne de dérive équivalente à 107,77 eV et une température de  $\sim 1,17$  eV. *Comme dans la section 3.3.2.1, la température du faisceau est sa température parallèle. La température perpendiculaire ne peut être estimée du fait de l'étroitesse de la structure électronique.*

L'intégration des ajustements maxwelliens fournit, en outre, des densités de  $2,78 \cdot 10^3 /m^3$  pour le coeur de la distribution et de  $0,88 \cdot 10^3 /m^3$  pour la queue suprathermique.

Pour caractériser le plasma ambiant, nous procédons de la même manière ; ajustement gaussien puis intégration de cette gaussienne. Pour l'instant choisi ici,  $f_{plasma}$  (noir) est proche d'une gaussienne (orange) comme le montre le panneau droit de la figure 6.4. Mais, ce n'est pas toujours le cas et les valeurs obtenues ne sont alors pas fiables. Dans le cas présent, l'ajustement gaussien indique un plasma ambiant au repos de température égale à 5,05 eV. Le plasma ambiant a donc une température tout à fait comparable à celle du

coeur maxwellien du faisceau mais est 50 fois plus dense que lui, puisque  $n_{plasma} \sim 1,37 \cdot 10^5 /m^3$  (valeur étalonnée grâce à celle obtenue à partir de la fréquence plasma issue des données de WHISPER, cf. Annexes A).

Le faisceau détecté le 8 avril 2003 autour de 01h09min10 TU s'apparente à celui observé le 2 janvier 2003 vers 21h38min30 TU comme l'indique le tableau 6.1. Ces cas sont, en fait, représentatifs de la plupart des faisceaux étudiés ici.

Date	Plasma		Faisceau		
	$n_p (/m^3)$	$T_p$ (eV)	$n_f (/m^3)$	$\langle v_f \rangle$ (eV)	$T_f$ (eV)
08/04/2003 01:09:12	$1,37 \cdot 10^5$	5,05	$2,78 \cdot 10^3$ $0,88 \cdot 10^3$	52,07 107,77	4,55 1,17
02/01/2003 21:38:31	$1,36 \cdot 10^5$	2,88	$3,61 \cdot 10^3$ $1,23 \cdot 10^3$	46,82 113,27	5,48 2,46

TAB. 6.1 – Paramètres du plasma et des différentes composantes des faisceaux simples.

### 6.2.3 Résolution analytique et conditions d'instabilité

Afin de savoir si ce genre de faisceau peut être à l'origine d'émissions électrostatiques semblables à celles observées par WHISPER, nous recherchons les conditions théoriques favorables au développement de telles instabilités.

Nous résolvons donc l'équation de dispersion en milieu magnétisé, homogène et en régime linéaire.

La fonction de distribution  $f_s$  des particules de l'espèce  $s$  obéit à l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} f_s + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \text{grad}_{\vec{v}} f_s = 0 \quad (6.2.1)$$

où  $m$  est la masse des particules,  $\vec{v}$  leur vitesse et  $\vec{F}$  la somme des forces extérieures ici égale à la force de Lorentz  $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$ , avec  $q$  la charge électrique.

On se place ici dans le cas électrostatique puisqu'aucune fluctuation magnétique n'a été détectée entre 0,1 et 12 Hz. On considère donc  $\vec{B} = \vec{B}_0$ . On suppose également un champ électrique initial nul  $\vec{E}_0 = \vec{0}$  ainsi qu'une vitesse  $\vec{v}$  parallèle au champ magnétique.

D'après la théorie des petites perturbations, ces grandeurs s'écrivent alors  $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_{s0}(\vec{v}) + f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t)$  et  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t)$  où  $f_{s1}$  et  $\vec{E}_1$  sont les perturbations respectives de la fonction de distribution et du champ électrique. De plus, si l'on considère un champ électrique de la forme  $\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \underline{\vec{E}}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$  où  $\vec{k} = k_{//} \vec{e}_{//}$  traduit la propagation des ondes parallèlement au champ magnétique, l'équation de Vlasov devient alors, pour l'espèce  $s$

## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

(Cerisier, 2006) :

$$\frac{\partial f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{q_s}{m_s} \vec{E}_1(\vec{r}, t) \cdot \text{grad}_{\vec{v}} f_{s0}(\vec{v}) = 0 \quad (6.2.2)$$

$\Leftrightarrow$

$$f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t) = \int_{-\infty}^t -\frac{q_s}{m_s} \vec{E}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r}' - \omega t')} \cdot \text{grad}_{\vec{v}'} f_{s0}(\vec{v}') dt' \quad (6.2.3)$$

La perturbation totale  $f_1$  de la fonction de distribution correspond, en fait, à la somme des perturbations  $f_{s1}$  de chaque population.  $f_1$  s'écrit donc :

$$f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_s f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (6.2.4)$$

De cela, on déduit la densité totale de courant  $\vec{j}_1$  :

$$\vec{j}_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_s q_s \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t) \vec{v} dv_{//} v_{\perp} dv_{\perp} d\phi \quad (6.2.5)$$

qui s'écrit :

$$\vec{j}_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_s \frac{q_s^2}{m_s} \vec{E}_1(\vec{r}, t) \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi}{i} \frac{v_{//} v_{\perp}}{\omega - k_{//} v_{//}} \frac{\partial f_{s0}(\vec{v})}{\partial v_{//}} dv_{//} dv_{\perp}. \quad (6.2.6)$$

Or  $\vec{j}_1 = \sigma \vec{E}_1$  où  $\sigma$  est la conductivité électrique, donc

$$\sigma = \sum_s \frac{q_s^2}{m_s} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi}{i} \frac{v_{//} v_{\perp}}{\omega - k_{//} v_{//}} \frac{\partial f_{s0}(\vec{v})}{\partial v_{//}} dv_{//} dv_{\perp}. \quad (6.2.7)$$

De plus, la fonction diélectrique  $\epsilon(\vec{k}, \omega)$  est telle que  $\epsilon = 1 - \frac{\sigma}{i\omega\epsilon_0}$ , où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide, donc

$$\epsilon = 1 + \sum_s \frac{2\pi\omega_{ps}^2}{n_{s0}\omega} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{//} v_{\perp}}{\omega - k_{//} v_{//}} \frac{\partial f_{s0}(\vec{v})}{\partial v_{//}} dv_{//} dv_{\perp} \quad (6.2.8)$$

avec  $n_{s0}$  la densité initiale de l'espèce  $s$  et  $\omega_{ps} = \sqrt{\frac{n_{s0} q_s^2}{\epsilon_0 m_s}}$  sa fréquence plasma.

Par ailleurs, les ondes de plasma électrostatiques, en propagation parallèle, sont solutions de :

$$\epsilon(\vec{k}, \omega) = 0. \quad (6.2.9)$$

En supposant une fonction de distribution non perturbée  $f_{s0}$  bi-maxwellienne définie par :

$$f_{s0} = n_{s0} \left( \frac{m_s}{2\pi k_B T_{s//}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{m_s}{2\pi k_B T_{s\perp}} \exp\left(-\frac{m(v_{//} - V_{s//0})^2}{2k_B T_{s//}}\right) \exp\left(-\frac{m v_{\perp}^2}{2k_B T_{s\perp}}\right) \quad (6.2.10)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $V_{s//0}$  la vitesse parallèle moyenne et  $T_{s//}$  et  $T_{s\perp}$  les températures parallèle et perpendiculaire, l'équation 6.2.9 devient :

$$\epsilon = 1 + \sum_s \frac{2\pi\omega_{ps}^2}{n_{s0}\omega} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{//} v_{\perp}}{\omega - k_{//} v_{//}} \frac{-2}{v_{//}^2} (v_{//} - V_{s//0}) f_{s0} dv_{//} dv_{\perp} = 0 \quad (6.2.11)$$

où

$$v_{ths} = \sqrt{\frac{2k_B T_s}{m}}$$

est la vitesse thermique de l'espèce  $s$ .

Ceci permet d'aboutir, après intégration indépendante des composantes parallèle et perpendiculaire, à :

$$\epsilon = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{v_{ths//}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{m(v_{//} - V_{s//0})^2}{2k_B T_{s//}}\right) \frac{1}{(\omega - k_{//} v_{//})^2} dv_{//} = 0. \quad (6.2.12)$$

En utilisant la fonction de Fried et Conte définie par (Fried et Conte, 1961) :

$$Z(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - u} dt, \quad (6.2.13)$$

on obtient :

$$\epsilon = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{k_{//}^2 v_{ths//}^2} Z' \left( \frac{\omega - k_{//} V_{s//0}}{k_{//} v_{ths//}} \right) = 0. \quad (6.2.14)$$

où  $Z'$  est la dérivée de la fonction  $Z$ .

En considérant les électrons du plasma et du faisceau, l'équation précédente devient :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pp}^2}{k_{//}^2 v_{thp//}^2} Z' \left( \frac{\omega}{k_{//} v_{thp//}} \right) - \frac{\omega_{pf}^2}{k_{//}^2 v_{thf//}^2} Z' \left( \frac{\omega - k_{//} V_{f//0}}{k_{//} v_{thf//}} \right) = 0 \quad (6.2.15)$$

puisque le plasma est au repos. Les indices  $p$  et  $f$  sont respectivement mis pour "plasma" et "faisceau".

Dans les deux cas présentés précédemment (8 avril et 2 janvier 2003), la vitesse de dérive  $V_{f//0}$  du faisceau est très supérieure à la vitesse thermique du plasma  $v_{thp//}$  et du faisceau  $v_{thf//}$ . Par ailleurs, Treumann et Baumjohann (1997) ont montré que lorsqu'une interaction entre un plasma chaud et un faisceau chaud se produit dans des conditions similaires,  $|\frac{\omega}{k_{//}}| \gg v_{th//p}$  et  $|\frac{\omega}{k_{//}} - V_{f//0}| \gg v_{th//f}$ .

Or, dans le cas où  $|u| \gg 1$ , la fonction de Fried et Conte se décompose de la façon suivante :

$$Z(u) = -\frac{1}{u} \left( 1 + \frac{1}{2u^2} + \frac{3}{4u^4} + \dots \right) + i\sqrt{\pi} e^{-u^2}$$

Il en découle alors que :

$$\begin{aligned} \epsilon = 1 & - \frac{\omega_{pp}^2}{\omega^2} \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{k_{//}^2 v_{thp//}^2}{\omega^2} \right) + i2\sqrt{\pi} \frac{\omega_{pp}^2}{k_{//}^2 v_{thp//}^3} \frac{\omega}{k_{//}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k_{//}^2 v_{thp//}^2}\right) \\ & - \frac{\omega_{pf}^2}{(\omega - k_{//} V_{f//0})^2} \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{k_{//}^2 v_{thf//}^2}{(\omega - k_{//} V_{f//0})^2} \right) \\ & + i2\sqrt{\pi} \frac{\omega_{pf}^2}{k_{//}^3 v_{thf//}^3} (\omega - k_{//} V_{f//0}) \exp\left(\frac{(\omega - k_{//} V_{f//0})^2}{k_{//}^2 v_{thf//}^2}\right) \approx 0. \end{aligned} \quad (6.2.16)$$

$\omega$  est une pulsation complexe que l'on peut écrire sous la forme  $\omega = \omega_r + i\omega_i$ .

## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

$\epsilon$  en dépendant, il peut se développer en :

$$\epsilon(\omega, k_{//}) = \epsilon(\omega_r + i\omega_i, k_{//}) = \epsilon_r(\omega_r, k_{//}) + i\omega_i \left( \frac{d\epsilon_r}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_r} + i \left[ \epsilon_i(\omega_r, k_{//}) + i\omega_i \left( \frac{d\epsilon_i}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_r} \right] = 0 \quad (6.2.17)$$

Ne considérant que la phase linéaire de croissance des ondes, nous ne nous intéressons qu'au cas où  $\omega_i \ll \omega_r$ . La séparation des parties réelle et imaginaire donne ainsi :

$$\epsilon_r(\omega_r, k_{//}) - \omega_i \left( \frac{d\epsilon_i}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_r} = 0 \quad (6.2.18)$$

$\Leftrightarrow$

$$\epsilon_r(\omega, k_{//}) = 1 - \frac{\omega_{pp}^2}{\omega^2} \left( 1 + \frac{3k_{//}^2 v_{thp}^2}{\omega^2} \right) - \frac{\omega_{pf}^2}{(\omega - k_{//}V_{//f0})^2} \left( 1 + \frac{3k_{//}^2 v_{thf}^2}{(\omega - k_{//}V_{//f0})^2} \right) = 0 \quad (6.2.19)$$

et

$$\omega_i \left( \frac{d\epsilon_r}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_r} + \epsilon_i(\omega_r, k_{//}) = 0, \quad (6.2.20)$$

soit

$$\omega_i = - \frac{\epsilon_i(\omega_r)}{\frac{d\epsilon_r}{d\omega}}. \quad (6.2.21)$$

Sachant que le faisceau est beaucoup moins dense que le plasma environnant,  $\omega_{pf} \ll \omega_{pp}$ , donc l'équation 6.2.19 devient :

$$1 - \frac{\omega_{pp}^2}{\omega^2} \left( 1 + \frac{3k_{//}^2 v_{thp}^2}{\omega^2} \right) \approx 0. \quad (6.2.22)$$

où l'indice // rappelle que tout le calcul est mené dans la direction parallèle au champ magnétique.

Ainsi, les ondes cherchées ont une fréquence :

$$\omega_r \approx \omega_{pp} \left( 1 + \frac{3}{2} k_{//}^2 \lambda_{Dp}^2 \right) \quad (6.2.23)$$

où  $\lambda_{Dp}^2 = \frac{v_{thp}^2}{2\omega_{pp}^2}$  est la longueur de Debye des électrons du plasma, et un taux de croissance linéaire  $\omega_i$  qui correspond à la somme des contributions du plasma et du faisceau :

$$\omega_i = A \left( \left( V_{f//0} - \frac{\omega}{k_{//}} \right) \exp \left( - \frac{(V_{f//0} - \frac{\omega}{k_{//}})^2}{v_{thf}^2} \right) - \frac{n_{0p}}{n_{0f}} \left( \frac{T_{f//}}{T_p} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\omega}{k} \exp \left( - \frac{\omega^2}{k_{//}^2 v_{thp}^2} \right) \right) \quad (6.2.24)$$

où  $A = \frac{\sqrt{\pi} \omega^3 \omega_{pf}^2}{(1 + 3k_{//}^2 \lambda_{Dp}^2) \omega_{pp}^2 k^2 v_{thf}^3}$  (Treumann and Baumjohann, 1997). Le premier terme de la parenthèse de 6.2.24 traduit l'effet déstabilisateur du faisceau alors que le second représente l'effet amortisseur du plasma ambiant.

Pour qu'une instabilité puisse se développer,  $\omega_i$  doit être positif, ce qui ne se produit que quand  $\frac{\omega}{k_{//}} < V_{f//0}$ . Ce rapport doit également être proche de la vitesse du faisceau  $V_{f//0}$ , sinon l'argument de la première exponentielle devient trop important et la contribution positive due au faisceau est contrebalancée par l'amortissement de Landau causé par le plasma.

Pour le cas suffisamment grand  $\frac{\omega}{k_{//}} \approx V_{f//0}$ , le terme de Landau est négligeable, ce qui aboutit au taux de croissance :

$$\omega_{i.instab.} = A(V_{f//0} - \frac{\omega}{k_{//}}) \exp\left(-\frac{(V_{f//0} - \frac{\omega}{k_{//}})^2}{v_{thf//}^2}\right). \quad (6.2.25)$$

Quand  $\frac{\omega}{k_{//max}} = V_{f//0}$  et quand la fonction  $xe^{-x^2}$  est maximum ; pour  $x^2 = \frac{1}{2}$ , le taux de croissance est maximal et positif et s'écrit :

$$\begin{aligned} \omega_{i.max} &= \sqrt{\pi}\omega \frac{\omega_{pf}^2 V_{f//0}^2}{\omega_{pp}^2 v_{thf}^2} \sqrt{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}} \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \frac{n_{of}}{n_{op}} \left(\frac{V_{f//0}}{v_{thf//}}\right)^2 \omega. \end{aligned} \quad (6.2.26)$$

Bien que négligeable, le taux d'amortissement de Landau existe toujours et s'exprime comme :

$$\omega_{i.Landau} = A \frac{n_{op}}{n_{of}} \left(\frac{T_{f//}}{T_p}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\omega}{k_{//}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k_{//}^2 v_{thp}^2}\right). \quad (6.2.27)$$

D'où, dans le cas extrême présenté ici :

$$\omega_{i.Landau} = \sqrt{\pi}\omega \left(\frac{V_{f//0}}{v_{thp}}\right)^3 e^{-\frac{v_{f//0}^2}{v_{thp}^2}}. \quad (6.2.28)$$

Ainsi, pour qu'un faisceau d'électrons puisse être à l'origine d'une émission électrostatique, il doit être très peu dense par rapport au plasma environnant ( $n_{of} \ll n_{op}$ ) et tel que le taux de croissance maximum de l'instabilité cinétique ( $\omega_{i.max}$ ) soit supérieur au taux d'amortissement de Landau ( $\omega_{i.Landau}$ ). Il en découle donc le seuil d'instabilité suivant (Treumann and Baumjohann, 1997) :

$$\frac{1}{\sqrt{2e}} \frac{n_{of}}{n_{op}} \left(\frac{V_{f//0}}{v_{thf//}}\right)^2 > \left(\frac{V_{f//0}}{v_{thp}}\right)^3 e^{-\frac{v_{f//0}^2}{v_{thp}^2}}. \quad (6.2.29)$$

où l'on rappelle que  $V_{f//0}$  est la vitesse de dérive parallèle du faisceau,  $n_{of}$  et  $n_{op}$  les densités du faisceau et du plasma, et  $v_{thf}$  et  $v_{thp}$  leurs vitesses thermiques.

Dans le cas du 8 avril 2003, la densité du coeur maxwellien du faisceau et celle du plasma valant, respectivement,  $\sim 2,78 \cdot 10^3 / m^3$  et  $1,37 \cdot 10^5 / m^3$ , la condition  $n_{of} \ll n_{op}$  est bien respectée. De plus,  $V_{f//0}$ ,  $v_{thf//}$  et  $v_{thp}$  étant équivalentes à 52,07 eV, 4,55 eV et



## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

5,05 eV, le premier terme de l'équation 6.2.29 vaut  $\sim 9,96 \cdot 10^{-2}$  et le second  $\sim 1,10 \cdot 10^{-3}$ . De même, le faisceau du 2 janvier 2003 est tel que  $n_{of} \sim 3,61 \cdot 10^3 /m^3 \ll n_{op} \sim 1,36 \cdot 10^5 /m^3$  et le terme de gauche de 6.2.29, égal à  $\sim 9,73 \cdot 10^{-2}$ , est bien supérieur à celui de droite  $\sim 5,70 \cdot 10^{-6}$ .

Ainsi, au regard de l'inégalité 6.2.29, la seule présence du coeur maxwellien du faisceau aurait suffi à vérifier les conditions de déclenchement d'une instabilité faisceau chaud - plasma chaud. De tels faisceaux sont donc théoriquement capables, par leur interaction avec le plasma ambiant, de générer des émissions électrostatiques de Langmuir.

### 6.2.4 Résolution numérique

Pour pouvoir déterminer l'influence du faisceau entier sur le plasma ambiant, c'est-à-dire aussi bien la contribution du coeur maxwellien que celle de la queue suprathermique, nous procédons à une résolution numérique.

Nous utilisons, pour cela, le programme Waves in Homogeneous Anisotropic Magnetized Plasma (WHAMP, Rönmark, 1982) qui résoud l'équation de dispersion linéaire électromagnétique dans un plasma homogène, anisotrope et magnétisé (cf. Annexes B. *WHAMP*). A partir des valeurs de densité et de température du plasma ambiant et des diverses composantes du faisceau ainsi que des vitesses de dérive de ces dernières, WHAMP cherche les solutions du type  $e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$  de pulsation complexe  $\omega = \omega_r + i\omega_i$  telles que  $\omega_i \ll \omega_r$ . Il fournit les fréquences, taux de croissance et vecteurs d'onde des ondes susceptibles d'être émises.

#### 6.2.4.1 Hypothèses et paramètres d'entrée

Pour chaque événement de l'étude menée ici, nous considérons trois groupes de particules :

- les électrons constituant le plasma polaire ambiant
- les électrons du faisceau
- et les ions du plasma ambiant.

Comme décrit dans la section 3.3.2.1., la fonction de distribution  $f_{plasma}$  du plasma est isotrope. Nous ne faisons donc aucune distinction entre ses parties parallèle et perpendiculaire et n'introduisons aucune anisotropie de température ( $\alpha_{1plasma} = 1$ ).

Au contraire, ne disposant d'aucune information sur la composante perpendiculaire du faisceau, nous faisons l'hypothèse d'une température  $T_{\perp faisceau}$  de 1 eV (de l'ordre de celle observée en zone aurorale (Carlson et al., 1998)). Ceci correspond à une anisotropie de température  $\alpha_{1.faisceau}$  de  $\sim 0,2$ . Nous référant aux observations de l'instrument CIS, nous fixons à 130 eV la température des ions. Ces derniers assurent la neutralité électrique mais n'interviennent pas dans les processus observés. Ce qui importe le plus est donc le rapport entre les grandeurs du plasma et les grandeurs parallèles du faisceau.

## 6.2 Le rôle des faisceaux d'électrons

L'ensemble des valeurs utilisées comme données d'entrée, pour les cas analysés précisément, et déterminées par ajustements gaussiens et calculs de moments, est répertorié dans le tableau 6.1.

Nous supposons, par ailleurs, le vecteur d'onde  $\vec{k}$  anti-parallèle (dans l'hémisphère Nord) au champ magnétique  $\vec{B}$ , c'est-à-dire tel que  $k_{\perp} \ll k_{\parallel}$ .

La détermination de  $\omega_{pe}$  (pulsation plasma des électrons du plasma), pour un instant précis, à partir des données de WHISPER, n'a pas toujours été très évidente. Aussi, l'avons-nous déduite de la densité du plasma  $n_p$  :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_p q^2}{\epsilon_0 m}} \quad (6.2.30)$$

où  $m$  et  $q$  sont les masse et charge électroniques et  $\epsilon_0$  la constante diélectrique. Pour les 4 cas étudiés en détail, sa valeur est comprise entre 2,5 et 4,5 kHz. La longueur de Debye  $\lambda_{De}$  ( $= \frac{v_{thp}}{\sqrt{2}\omega_{pe}}$ ) qui en découle est de l'ordre de 40 m. Cependant, la calotte polaire est une région de faible densité. Les valeurs mesurées sont empreintes d'erreur. La barre d'erreur sur  $\omega_{pe}$  varie, selon les cas, entre  $\sim 20\%$  et  $\sim 40\%$ .

### 6.2.4.2 Application au cas du 8 avril 2003

La figure 6.5 montre les fréquences (abscisses) et taux de croissance (ordonnées), normalisés à la fréquence plasma  $f_{pe}$ , des ondes que le faisceau observé le 8 avril 2003 à 01h09min12 TU était susceptible de déstabiliser.

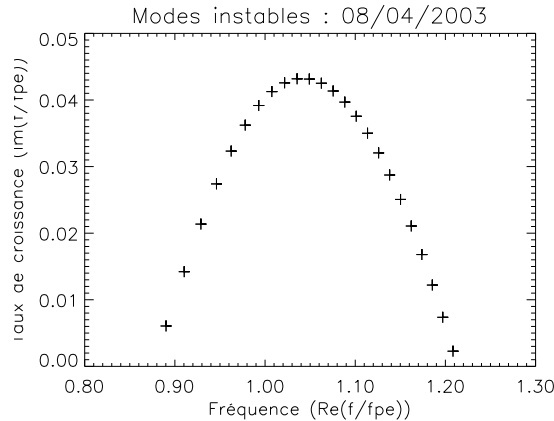


FIG. 6.5 – Résultat de la simulation avec le code WHAMP : taux de croissance et fréquences des modes instables déclenchés par le faisceau du 8 avril 2003 à 01h09min12 TU.

Ces ondes présentent des pulsations réelles comprises entre 0,88 et 1,21  $\omega_{pe}$ . Ici,  $\omega_{pe}$ , calculée à partir de la densité du plasma (6.2.30), équivalant environ à 3,32 kHz, l'intervalle de fréquences trouvé est alors  $\Delta f \sim [2,89; 4,02]$  kHz. Toutefois, la barre d'erreur d'environ 29,56%, estimée lors de l'étalonnage de la fonction de distribution des électrons, étend cet intervalle à  $[2,46; 4,41]$  kHz. Ce résultat est cohérent avec l'intervalle de fréquences

## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

associées aux émissions détectées par WHISPER, essentiellement entre 2 et 4 kHz, parfois jusqu'à 6 kHz (cf. 2<sup>nd</sup> panneau de la figure 6.2).

Un test sur la valeur de l'anisotropie de température du faisceau ( $\alpha_{1.faisceau}$ ), tous paramètres égaux par ailleurs, indique en outre que la température perpendiculaire de cette population n'a aucune influence sur l'intervalle de pulsations trouvées par WHAMP. De même, la température des ions ne joue aucun rôle. En effet, les ondes observées par WHISPER ont des fréquences de l'ordre du kilo Hertz, donc bien supérieures aux fréquences caractéristiques des ions.

Des raisons techniques empêchent cependant d'aller plus avant dans la comparaison. Les instruments PEACE et WHISPER n'acquièrent pas leurs données respectives en même temps ni avec la même résolution (cf. sections 2.2.1 et 2.2.3). Les phénomènes observés, nous l'avons déjà vu, étant très variables, un instrument aura pu détecter une variation qui sera passée inaperçue pour l'autre. Ainsi, les densités du faisceau et du plasma ambiant, déterminées à partir des données de flux d'électrons et d'importance majeure dans les résultats de WHAMP, peuvent-elles être à l'origine d'ondes quelque peu différentes de celles observées par WHISPER. Mais, bien qu'imparfaite, une nette correspondance entre ces deux types de mesure est souvent visible.

Le tableau 6.2 récapitule les intervalles de fréquences obtenus pour le 8 avril 2003 ainsi que pour le 2 janvier 2003. Ce sont là les résultats typiques des faisceaux simples ; purement maxwelliens ou composés d'un coeur maxwellien et d'une faible queue suprathermique.

date	$\frac{\omega_{pe}}{2\pi}$ (kHz)	$\lambda_{De}$ (m)	$\frac{\Delta\omega_r}{\omega_{pe}}$	$\frac{\Delta\omega_{pe}}{\omega_{pe}}$ (%)
08/04/2003 01:09:12.446	3,32	45,15	[0,88 ; 1,21]	29,56
02/01/2003 21:38:31.335	3,30	34,27	[0,82 ; 1,19]	41,10

TAB. 6.2 – *Caractéristiques des ondes trouvées par WHAMP pour les faisceaux simples :  $\omega_{pe}$  la pulsation plasma des électrons du plasma (uniquement),  $\lambda_{De}$  la longueur de Debye associée,  $\frac{\Delta\omega_r}{\omega_{pe}}$  l'intervalle de pulsations des ondes, et  $\frac{\Delta\omega_{pe}}{\omega_{pe}}$  la barre d'erreur sur la détermination de  $\omega_{pe}$ .*

Les faisceaux d'électrons montants détectés par Cluster au-dessus de la calotte polaire semblent donc avoir été à l'origine des fluctuations large bande du champ électrique observées près de la fréquence plasma par WHISPER.

### 6.2.5 Cas particulier

La grande majorité des faisceaux étudiés ici est à deux composantes (coeur maxwellien et faible queue suprathermique), le coeur maxwellien à basse énergie étant la plus impor-

tante tant en terme d'amplitude que vis-à-vis de l'intervalle d'énergies couvert. Cependant, certains faisceaux sont très éloignés du caractère gaussien puisqu'ils peuvent présenter deux pics à basse énergie. C'est le cas du 20 mars 2003 à 00h46min41 TU.

Comme l'illustre le panneau gauche de la figure 6.6, la fonction de distribution de ce faisceau est constituée de 3 composantes. Les deux premières sont d'intensités équivalentes et caractérisées par des énergies respectivement comprises entre 25 et 95 eV et entre 95 et 300 eV. Cette distribution est remarquable car elle présente deux pentes positives, une à basse énergie et une autre à l'intérieur même du faisceau ; entre 95 et 105 eV. Cette seconde pente est toutefois tronquée par la première composante du faisceau. La troisième composante, enfin, bien que très énergétique ( $\sim 400$  eV), est faible et ne possède pas de pente positive. Elle ressemble à une queue suprathermique.

L'ajustement par trois maxwelliennes reproduit bien la forme générale de la distribution. Il fournit la vitesse de dérive  $V_{\parallel}$  et la température  $T_{\parallel}$  parallèles de chaque composante :

- 1<sup>re</sup> composante (rouge) :  $V_{\parallel} \Leftrightarrow \sim 49,17$  eV et  $T_{\parallel} \sim 4,68$  eV
- 2<sup>de</sup> composante (verte) :  $V_{\parallel} \Leftrightarrow \sim 153,35$  eV et  $T_{\parallel} \sim 10,08$  eV
- 3<sup>e</sup> composante ou queue suprathermique (violette) :  $V_{\parallel} \Leftrightarrow \sim 369,69$  eV et  $T_{\parallel} \sim 12,09$  eV.

L'intégration de chacune de ces maxwelliennes donne des densités respectives égales à  $2,26 \cdot 10^3 / m^3$ ,  $1,82 \cdot 10^4 / m^3$  et  $5,41 \cdot 10^3 / m^3$ . L'analyse de la fonction de distribution du plasma (panneau droit) indique, par ailleurs, que ce dernier a une densité de  $2,55 \cdot 10^5 / m^3$  et une température d'environ 5,07 eV.

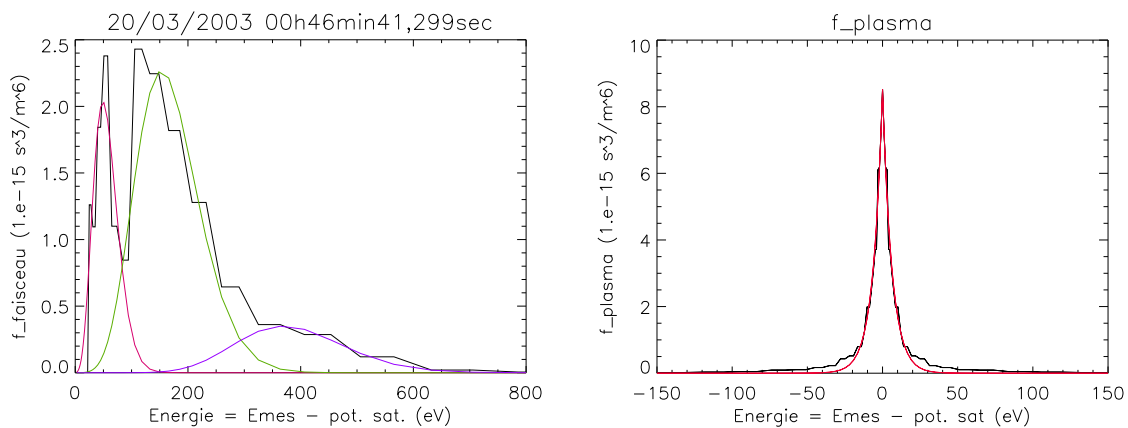


FIG. 6.6 – Faisceau du 20 mars 2003 à 00h46min40 TU. Panneau gauche : fonction de distribution (noir) et ajustements maxwelliens des première (rouge), seconde (vert) et troisième (violette) composantes. Panneau droit : coupe de la fonction de distribution du plasma ambiant (noir) et son ajustement gaussien (orange), dans 2 directions opposées (valeurs positives et négatives de l'énergie).

La recherche d'ondes instables à l'aide du programme WHAMP, à partir de l'ensemble de ces informations, aboutit aux fréquences (abscisses) et taux de croissance (ordonnées),

## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

normalisés par rapport à la fréquence plasma, présentés sur le panneau gauche de la figure 6.7.

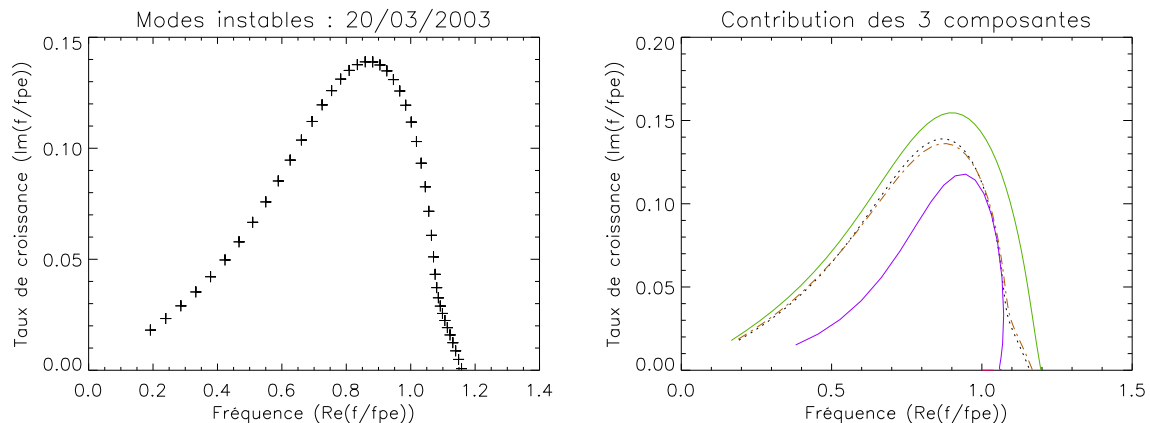


FIG. 6.7 – Résultat de la simulation avec le code WHAMP pour le faisceau du 20 mars 2003 à 00h46min40 TU : taux de croissance et fréquences des modes instables déclenchés par le faisceau entier (panneau de gauche) et par chaque composante (panneau de droite). Les pointillés sur le panneau de droite rappellent la contribution du faisceau entier.

Ici, le domaine d’instabilité est très large. Il couvre l’ensemble des fréquences comprises entre 0,19 et 1,16  $f_{pe}$ , où  $f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi}$  est la fréquence plasma des électrons du plasma. Le taux de croissance peut atteindre 0,14, soit  $\sim 3$  fois celui des ondes déstabilisées par un faisceau simple et beaucoup moins dense (cf. figure 6.5). Les faisceaux multiples tels que celui du 20 mars 2003 peuvent donc être à l’origine de l’extension vers les basses fréquences ( $\ll 2$  kHz) du domaine d’instabilité.

La fréquence plasma étant ici d’environ 4,53 kHz, ce dernier correspond à l’intervalle [860 Hz ; 5,17 kHz]. L’instrument WHISPER n’ayant pas fonctionné sur la période 00h37 - 00h50min30 TU et possédant un seuil de détection fixé à 2 kHz, nous ne disposons toutefois pas de données de fluctuation du champ électrique susceptibles d’être comparées à nos résultats.

La configuration de cette structure électronique étant complexe, nous cherchons à connaître l’influence de chaque composante.

Le panneau droit de la figure 6.7 indique leurs contributions individuelles respectives, avec le même code couleur que les ajustements maxwelliens (cf. figure 6.6). La courbe en pointillés noirs rappelle celle du faisceau entier.

Représenté en vert, l’ensemble des solutions obtenues avec la seule seconde composante du faisceau reproduit assez bien les valeurs issues du faisceau entier (pointillés noirs) ; respectivement  $[0,16 ; 1,20]f_{pe}$  et  $[0,19 ; 1,16]f_{pe}$ . Présentant une pente positive entre 95 et 105 eV (cf. figure 6.6) et ayant la plus grande densité ( $1,82 \cdot 10^4 / m^3$ ), cette partie de la distribution est donc à l’origine de la majorité des ondes qui auraient pu être observées.

L’amplitude du taux de croissance ainsi que la partie très haute fréquence,  $[0,9 ; 1,15]f_{pe}$ , des ondes déstabilisées par le faisceau entier (pointillés noirs) sont toutefois modifiées par

l'influence de la première composante (rouge, superposée à l'axe des abscisses entre 1,0 et 1,05). Bien que très peu dense ( $2,26 \cdot 10^3 / m^3$ ), elle tronque la pente positive de la seconde (cf. figure 6.6) et amoindrit son effet sur le plasma ambiant (cf. figure 6.7).

Le dernier morceau de la distribution, quant à lui, montre une contribution individuelle (violet) assez importante, aussi bien en ce qui concerne l'intervalle de fréquences que les taux de croissance. Il est, en effet, capable de déstabiliser des ondes entre 0,4 et 1,05  $f_{pe}$  avec des taux de croissance proches de ceux résultant du faisceau entier. Cependant, la présence des deux premières composantes dissimule sa pente positive (cf. figure 6.6) et empêche donc "son expression" dans la génération des ondes. Un test, effectué par ailleurs, indique effectivement que seules les deux premières populations (tirets marrons) suffisent à reproduire les ondes destabilisées par le faisceau entier.

L'étude d'autres faisceaux non maxwelliens donne des résultats semblables (cf. tableau 6.3) avec un domaine d'instabilité étendu vers les basses fréquences.

date	$\frac{\omega_{pe}}{2\pi}$ (kHz)	$\lambda_{De}$ (m)	$\frac{\Delta\omega_r}{\omega_{pe}}$	$\frac{\Delta\omega_{pe}}{\omega_{pe}}$ (%)
20/03/2003 00:46:41.299	4,53 (n.é.) <sup>a</sup>	36,80	[0,19; 1,16]	indéterminée
02/01/2003 22:58:32.633	3,36	44,68	[0,23; 1,15]	indéterminée <sup>b</sup>

TAB. 6.3 – *Caractéristiques des ondes trouvées par WHAMP pour les faisceaux complexes :  $\omega_{pe}$  la pulsation plasma des électrons du plasma (uniquement),  $\lambda_{De}$  la longueur de Debye associée,  $\frac{\Delta\omega_r}{\omega_{pe}}$  l'intervalle de pulsations des ondes, et  $\frac{\Delta\omega_{pe}}{\omega_{pe}}$  la barre d'erreur sur la détermination de  $\omega_{pe}$ .*

<sup>a</sup>(n.é.): non étalonnée. Ceci à cause de l'absence de données pour l'instrument WHISPER durant la période pendant laquelle l'événement a eu lieu.

<sup>b</sup>indéterminée car le seuil de détection de WHISPER ne permet pas d'avoir une limite inférieure non arbitraire pour la valeur de  $f_{pe}$ . Les résultats présentés pour le 02/01/2003 à 22h58min32 TU ont donc été calculés à partir de sa limite supérieure et non de sa valeur moyenne comme pour dans les autres cas.

## 6.2.6 Discussion

Les faisceaux d'électrons maxwelliens ou présentant une faible queue suprathermique semblent susceptibles de déstabiliser des ondes de fréquences proches de la fréquence plasma, semblables à celles détectées par WHISPER. Cependant, comme le montre la figure 6.2, les fluctuations du champ électrique présentent une intensification au voisinage de 2 kHz (seuil de détection de cet instrument) et laissent supposer l'existence d'une composante à plus basse fréquence. Le spectre réel serait donc plus large que celui prédit par WHAMP.

S'appuyant sur une théorie linéarisée, ce modèle ne prend pas en compte les non linéarités qui pourraient exister dans le milieu et contribuer à élargir le domaine d'instabilité.

## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

La différence constatée entre réalité et modèle pourrait également provenir de la description que l'on peut faire des faisceaux. Ceux présentant plusieurs pics d'intensités comparables, donc s'écartant grandement du caractère maxwellien, semblent pouvoir reproduire cet élargissement à basse fréquence (cf. figures 6.6 et 6.7).

Ils sont, par ailleurs, très variables comme l'illustre la figure 6.8. Les 3 courbes représentent la fonction de distribution du faisceau du 20 mars 2003 pour 3 instants de mesure successifs : 00h46min33 (rouge), 00h46min41 (noire) et 00h46min49 (verte). La variabilité temporelle est incontestable. Les deux pics, détectés à 00h46min41, ont totalement disparu à 00h46min49 et le faisceau est très bien ajusté par une simple maxwellienne ( $V_{//} \Leftrightarrow \sim 88,63$  eV et  $T_{//} \sim 12,25$  eV -  $v_{//int} \Leftrightarrow \sim 86,60$  eV et  $T_{//int} \sim 10,82$  eV).

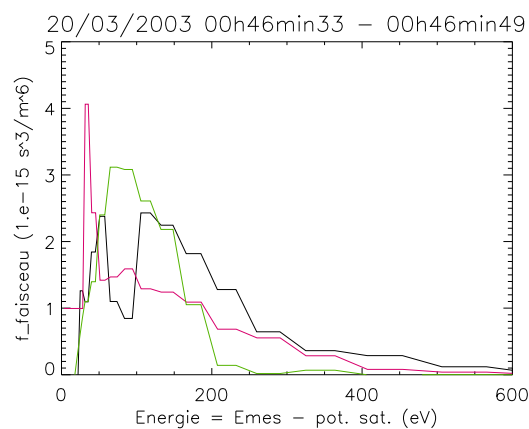


FIG. 6.8 – Fonction de distribution du faisceau du 20 mars 2003, à 3 instants différents entre 00h46min33 et 00h46min49 TU, en fonction de l'énergie corrigée du potentiel satellite.

Aussi faut-il envisager la possibilité selon laquelle le mécanisme à l'origine de ces faisceaux est très variable et peut-être même plus rapide que la durée du balayage en énergie de l'instrument PEACE (125ms).

Dans le cas où plusieurs faisceaux se succéderaient en 125 ms, seuls ceux dont l'énergie correspondrait au canal sélectionné au cours du balayage seraient détectés.

Si faisceaux et balayage étaient synchronisés, c'est-à-dire si les faisceaux successifs étaient de moins en moins énergétiques et en phase avec les changements de canaux en énergie de détection, plusieurs faisceaux pourraient être observés. C'est ce qui semble s'être produit lors de l'observation du 20 mars 2003 à 00h46min41 TU. Ainsi, les trois composantes de la fonction de distribution correspondraient-elles à trois populations différentes.

Au contraire, si faisceaux et balayage étaient moins bien synchronisés, un seul voire aucun faisceau ne serait détecté.

L'expérience WHISPER intègre toutes les fluctuations du champ électrique qu'elle observe pendant 200 ms. Elle voit donc l'ensemble des interactions faisceau-plasma s'étant produites sur cet intervalle de temps-là pour des fréquences comprises entre 2 et 80 kHz.

Au contraire, l'instrument PEACE opère une sélection lors des observations. Les faisceaux non détectés expliqueraient donc l'élargissement à basse fréquence et le fait que les mesures électroniques ne permettent pas toujours de reconstituer la totalité des ondes observées.

### En résumé ...

Les faisceaux d'électrons montants, étroits, intenses et très alignés le long du champ magnétique, sont susceptibles de déclencher des instabilités faisceau-plasma autour de la fréquence plasma  $f_{pe}$  ( $\sim 3$  kHz). La résolution linéaire de l'équation de dispersion par le code WHAMP (Rönmark, 1982) montre un bon accord entre le domaine d'instabilité prédit et les émissions électrostatiques locales large bande, observées typiquement entre 2 et 6 kHz par WHISPER.

Caractérisées par des fréquences proches du seuil de détection de cet instrument, ces ondes semblent cependant avoir un spectre beaucoup plus large.

Cet élargissement peut s'expliquer de deux façons différentes. La première réside dans la présence de non linéarités dans le milieu qui n'avaient pas été prises en compte dans les prédictions théoriques. La seconde est liée à la nature variable des faisceaux. Dans l'hypothèse où leur mécanisme de génération serait extrêmement rapide ( $< 125$  ms), l'instrument PEACE ne pourrait pas détecter correctement ces faisceaux. C'est que laisse supposer leur grande variabilité ainsi que la présence de plusieurs pics de même importance dans leur fonction de distribution que l'on pourrait alors attribuer à l'existence de plusieurs faisceaux simultanés.



## 6. INTERACTIONS ONDES-PARTICULES

# Chapitre 7

## Conclusions et Perspectives

### 7.1 Conclusions

OBSERVÉS à plus de  $80^\circ$  de latitude géomagnétique dans l'ionosphère, les arcs de la calotte polaire se produisent uniquement lorsque le champ magnétique interplanétaire (CMI) est dirigé vers le Nord. Un renversement de la composante  $B_z$  de ce champ vers le Sud les fait, en effet, disparaître.

Présentant des formes aussi diverses que le crochet ou le harnais à cheval, ces structures s'étendent typiquement sur plusieurs milliers de kilomètres dans une direction proche de la direction solaire et sont larges de quelques centaines de kilomètres. Certaines traversent même la totalité de la calotte polaire et forment un motif semblable à la lettre grecque  $\theta$ . La majorité de ces arcs est en fait composée de multiples signatures parfois séparées de plusieurs centaines de km. Ces arcs sont également très stables puisqu'ils peuvent perdurer pendant plusieurs dizaines de minutes, voire pendant des heures.

Leur région d'apparition et leur forme entraînent une comparaison inévitable avec les arcs auroraux. Détectés dans l'ovale auroral, situé entre  $65^\circ$  et  $75^\circ$  de latitude géomagnétique, ces derniers résultent de la précipitation dans l'ionosphère de particules issues du feuillet de plasma ; plus grand réservoir de plasma de la magnétosphère. Transportées le long des lignes de force fermées, ces particules atteignent l'atmosphère de haute latitude dans les deux régions d'ancrage de ces lignes. Elles entrent alors en collision avec les molécules de l'atmosphère qui, excitées, reviennent à leur état fondamental en émettant des photons. Ainsi apparaissent les émissions lumineuses nommées aurores boréales et australes. Elles sont corrélées à l'activité solaire et notamment à l'orientation vers le Sud de la composante  $B_z$  du CMI.

Les mécanismes responsables des aurores de la calotte polaire sont, quant à eux, moins bien compris. Cette région fait d'ailleurs l'objet de nombreuses controverses, tant sur la géométrie de ses lignes que sur l'origine des particules qui y sont détectées. Certains prônent, en effet, pour des lignes fermées qui traverseraient un feuillet de plasma déformé s'infiltrant dans les lobes. D'autres défendent l'idée d'une expansion de l'ovale auroral due à

## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

la précipitation de particules issues de la couche frontière au feuillet de plasma. D'autres, encore, soutiennent le fait que les lignes ouvertes s'étirent loin dans les lobes de la queue magnétosphérique et sont alimentées par le cornet polaire, le manteau ou le vent solaire.

A moins que les multiples signatures observées au-dessus de la calotte polaire résultent de phénomènes très différents, l'origine des particules causant l'apparition des arcs polaires et le mécanisme permettant leur accélération ne sont pas encore identifiés de manière certaine.

Survolant les calottes polaires à très haute altitude ( $\sim 5$  à  $10 R_T$ ), la flottille Cluster traverse des régions de plasma liées à la calotte polaire par l'intermédiaire des lignes du champ magnétique terrestre. Par CMI Nord ou faible, elle observe des structures d'électrons accélérés se dirigeant vers la Terre, laissant envisager un possible lien avec les arcs polaires détectés dans l'ionosphère.

En association avec les observations faites à basse altitude, les 4 satellites permettent donc de considérer ces événements de façon plus globale et de contraindre les hypothèses avancées jusqu'à présent.

Par CMI Nord, la structure du champ magnétique planétaire au-dessus de la calotte polaire est très stable. Grâce au modèle empirique de Tsyganenko (1987), nous avons pu montrer que les lignes de force croisées par Cluster lors de la détection de particules accélérées sont ouvertes. Elles s'élèvent de façon quasi-verticale au-dessus des pôles, s'incurvent puis s'étirent loin dans la magnétosphère de haute altitude où elles longent la magnétopause. Elles ne sont donc pas en contact avec le feuillet de plasma ni avec sa couche frontière éventuellement déformée.

La traversée de la calotte polaire à 5 à  $10 R_T$  d'altitude par Cluster a permis de mettre en évidence l'existence de deux types d'électrons accélérés.

La première est constituée d'électrons en mouvement en direction de la Terre. Structurés en plateaux s'étirant sur des distances de plus de 1000 km le long de la trajectoire des satellites, ces électrons descendants présentent des énergies essentiellement comprises entre 80 et 200 eV environ. Ils ont également une température isotrope caractéristique de l'ordre de 50 à 150 eV. Lorsque la configuration des sondes le permet, il est aussi possible de mettre en exergue la persistance de telles structures. Certaines d'entre elles peuvent perdurer pendant plus de 30 minutes et même demeurer stables dans l'espace, dans une orientation proche de la direction solaire.

Ces signatures électroniques sont, par ailleurs, accompagnées d'échappements d'ions ionosphériques de même dimension ( $> 1000$  km) le long de la trajectoire des sondes. L'excellent accord existant entre leur gain en énergie et l'énergie potentielle  $E_\Phi$ , obtenue par intégration de la composante  $\vec{E}_\perp$  du champ électrique perpendiculaire à  $\vec{B}$ , indique que ces ions sont accélérés par des structures de potentiel en U, dont le saut de potentiel, de l'ordre de 150 à 700 Volts, est situé à des altitudes inférieures à celle des satellites.

Aucun indice d'accélération, tel que le champ électrique  $\vec{E}_\perp$  pour les ions, n'existant pour les électrons descendants, nous avons considéré qu'ils étaient accélérés par des struc-

tures similaires, mais avec un saut de potentiel situé, cette fois-ci, au-dessus des satellites. A l'instar des ions, l'énergie maximale de la fonction de distribution des électrons permet d'estimer à 80 à 200 Volts cette différence de potentiel.

Ces deux espèces étant observées simultanément, il existe donc, le long des lignes de force polaires, des sauts de potentiel, répartis au-dessus et au-dessous de la trajectoire de Cluster et dont l'intensité totale est de l'ordre de 200 à 850 Volts. Cette dernière ainsi que la répartition du saut de potentiel peuvent toutefois varier à l'intérieur d'une même structure d'accélération. Alors qu'en zone aurorale les observations montrent l'existence d'une région d'accélération localisée à basse altitude ( $< 2 R_T$ ), les mesures effectuées au-dessus de la calotte polaire suggèrent celle d'une structure accélératrice à des altitudes supérieures à celles des satellites, c'est-à-dire à plus de  $10 R_T$ .

Par ailleurs, l'analyse précise de la fonction de distribution des électrons descendants a mis en avant la présence d'un cône de perte. Les électrons les plus alignés le long des lignes de force ont, en effet, leur point miroir situé dans l'ionosphère. Précipitant dans cette région, au niveau des calottes polaires, ils pourraient être responsables des arcs polaires. Piégés dans l'ionosphère, ces électrons ne peuvent repartir dans la magnétosphère, d'où l'absence d'électrons remontant dans la direction anti-parallèle à  $\vec{B}$ . L'existence d'un seul cône de perte et non de deux confirme, de plus, que seule une extrémité des lignes de force suivies par ces électrons dans leur mouvement en direction de l'ionosphère est ancrée dans la Terre. Si les lignes avaient été fermées, le phénomène de piégeage aurait eu lieu dans les deux hémisphères entraînant la présence de 2 cônes de perte dans la fonction de distribution des électrons.

Afin de déterminer l'origine de ces électrons, nous avons développé un modèle de transport de particules le long des lignes de force polaires, permettant de calculer leur distribution en n'importe quel point de ces lignes. Ce modèle est fondé sur la conservation des invariants du mouvement le long des lignes de force. Il nécessite la connaissance de la géométrie des lignes et de la différence de potentiel qui y existe. La première est obtenue, nous l'avons vu, grâce au modèle de champ magnétique de Tsyganenko (1987). La seconde, à partir de l'énergie maximale des ions montants et des électrons descendants. Les particules accélérées fournissent, en effet, la différence de potentiel alignée existant aussi bien au-dessus qu'au-dessous des satellites. Elles ne donnent cependant aucune indication quant à la répartition exacte (étendue, localisée ou multiple) du potentiel dans ces deux régions.

Nous n'avons donc été en mesure de calculer la fonction de distribution des électrons descendants qu'en deux points :

- au sommet de l'ionosphère, après avoir traversé la totalité du saut de potentiel situé sous le satellite
- et loin (plusieurs dizaines de rayons terrestres) et à haute altitude dans la queue magnétosphérique, après avoir rencontré celui situé au-dessus.

Les signatures résultant de la projection dans l'ionosphère des structures électroniques détectées par Cluster, ont des énergies de l'ordre de 200 à 850 eV, des dimensions transver-

## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

sales d'environ 50 à 200 km et des flux de 0,04 à 0,2 erg/(cm<sup>2</sup>.s) ; tout à fait comparables à ceux observés par des satellites de basse altitude et associés aux arcs de la calotte polaire. Nous suggérons donc que les électrons descendants détectés entre 5 et 10 rayons terrestres par Cluster sont responsables de ces arcs.

A partir des observations de Cluster, nous avons fait remonter les lignes de force aux électrons qui ont alors traversé, dans l'autre sens, le saut de potentiel qu'ils avaient rencontré avant d'atteindre le satellite et d'y être détectés. Nous avons effectué ce transport arrière jusqu'à l'extrémité ouverte de ces lignes que nous avons considérée atteinte à 30  $R_T$  de distance dans la queue magnétosphérique. Nous avons donc pu estimer à  $\sim 0,3$  à  $3 \cdot 10^5 / m^3$  la densité de cette source et à 100 à 150 eV sa température. En outre, la comparaison avec les valeurs publiées dans la littérature ainsi qu'avec celles obtenues pour deux traversées des flancs de la couche frontière à la magnétopause nous a confortées dans l'hypothèse selon laquelle ces électrons descendants proviennent du manteau. Ainsi, l'origine de certains arcs se trouverait-elle non pas dans le feuillet de plasma déformé, mais dans le manteau.

La seconde catégorie d'électrons accélérés, détectés aux mêmes altitudes au-dessus de la calotte polaire par CMI Nord ou faible, se présente sous la forme de faisceaux très étroits, intenses et alignés le long des lignes de champ magnétique terrestre. Traversés en quelques dizaines de secondes, ces faisceaux électroniques s'étendent typiquement sur 150 à 200 km le long de la trajectoire des satellites.

La fonction de distribution de ces électrons est, de façon générale, relativement bien décrite par une maxwellienne. Dérivant avec une vitesse moyenne parallèle à  $\vec{B}$  équivalente à 40 et 70 eV, mais pouvant parfois atteindre 125 eV, ces électrons ont une température typique de 2 à 20 eV, qui semble augmenter avec la vitesse. D'après l'étude détaillée que nous avons menée, il apparaît que certains faisceaux sont caractérisés par des configurations plus complexes, avec un coeur maxwellien et une queue suprathermique importante. Ils peuvent parfois même être constitués de trois composantes différentes. Un même faisceau peut, en outre, présenter une distribution purement maxwellienne à un instant donné et avoir une forte queue suprathermique lors de l'observation suivante, 4 secondes plus tard. Les flux de ces faisceaux d'électrons sont donc extrêmement variables.

Leur présence, à des vitesses supérieures à la vitesse thermique du plasma ambiant, fournit, d'autre part, des conditions favorables au déclenchement d'une instabilité faisceau - plasma. Des ondes électrostatiques à large bande autour de la fréquence plasma ( $\sim 3$  kHz), prédites par la théorie, sont en effet observées. Loin d'être diffusés au cours de leur trajet le long des lignes de force par les ondes précédemment déclenchées, ces faisceaux semblent avoir une source d'énergie suffisamment importante pour leur permettre d'atteindre de hautes altitudes - au moins celles des satellites, laissant supposer leur existence sur de très grandes distances.

Les émissions semblent cependant se prolonger à des fréquences inférieures à la fré-

quence plasma. Cette extension à basse fréquence pourrait résulter de l'interaction du plasma ambiant avec des faisceaux non observés. La grande variabilité des faisceaux étudiés ici suggère, en effet, l'existence d'un mécanisme de génération extrêmement rapide. De résolution insuffisante pour ce genre de phénomènes, l'instrument PEACE ne pourrait alors détecter la totalité des populations électroniques constituant ces faisceaux, comme le laissent penser les multiples pics de même intensité parfois présents dans leur fonction de distribution.

Faisant l'hypothèse d'une énergie électronique initiale nulle, la comparaison de l'énergie  $E_{max}$  du maximum de la fonction de distribution de ces électrons montants avec l'énergie potentielle  $E_\Phi$ , obtenue par intégration de  $\vec{E}_\perp$ , montre que ces particules proviennent de l'ionosphère et qu'elles sont accélérées à quelques dizaines d'électron-Volts vers la magnétosphère par des structures de potentiel en U situées sous la trajectoire des satellites.

Enfin, ces échappements d'électrons intenses et très alignés entourent souvent de larges ( $> 1000$  km) structures constituées de précipitations d'électrons magnétosphériques et d'échappements d'ions ionosphériques accélérés. Les deux catégories de structures d'accélération responsables sont respectivement caractérisées par un champ électrique parallèle à  $\vec{B}$  dirigé vers la Terre et vers la magnétosphère.

Deux conclusions s'imposent donc ici quant aux phénomènes se produisant à haute altitude au-dessus de la calotte polaire par CMI Nord ou faible. D'une part, le sens du champ électrique  $\vec{E}_{//}$  aligné le long de  $\vec{B}$  se renverse sur des distances de l'ordre de la centaine au millier de km, à  $\sim 5 - 10 R_T$  d'altitude. Il s'agit en fait d'un phénomène de très petite échelle puisqu'il est concentré sur  $\sim 10$  à  $35$  km dans l'ionosphère (à  $1000$  km d'altitude). D'autre part, l'ionosphère polaire constitue une source de particules pour la magnétosphère puisqu'elle voit s'échapper alternativement des ions et des électrons.

## 7.2 Circulation de courants polaires

Par ailleurs, ces structures d'échappement et de précipitation contribuent au transport de courants le long des lignes de force, au-dessus de la calotte polaire. Nous calculons ici leurs intensités respectives.

La méthode du "curlomètre" permet de calculer la densité de courant  $j$  à partir des variations du champ magnétique. Dans nos cas, les fluctuations de  $\vec{B}$  sont très faibles. Par ailleurs, au-dessus de la calotte polaire, la flottille Cluster ne forme plus un tétraèdre régulier. Sa géométrie est très aplatie. La détermination de  $j$  avec une telle configuration conduirait donc à des valeurs entachées de trop grandes erreurs.

Nous l'estimons alors à partir des données des instruments PEACE et CIS (cf. sections 2.2.1 et 2.2.2) et plus particulièrement sa composante parallèle à  $\vec{B}$  :

$$j_{//} = \sum_s q_s n_s v_{//s} \quad (7.2.1)$$

## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

avec  $q_s$ ,  $n_s$  et  $v_{//s}$  représentant la charge, la densité et la vitesse parallèle de chacune des espèces. Bien que résultant de la somme des contributions de l'ensemble des espèces présentes, les courants traversés ici ne sont portés que par des électrons ou des protons. Les autres populations ioniques ( $O^+$  par exemple) sont négligeables. Dans la suite, nous désignerons par  $j_{//ions}$  la densité de courant portée par les ions et par  $j_{//e^-}$  celle portée par les électrons.

Comme l'ensemble des moments associés aux électrons,  $j_{//e^-}$  est calculée à bord des satellites. Elle résulte de l'intégration, sur des niveaux en énergie imposés par les détecteurs de PEACE, de fonctions de distribution à 3 dimensions et réduites. Or, au-dessus des calottes polaires, régions de plasma très tenu, le potentiel des satellites peut prendre des valeurs atteignant environ 40 Volts. Ces derniers se retrouvent alors entourés d'une gaine de photoélectrons dont l'énergie correspond à la valeur du potentiel satellite. Les moments calculés à bord sont alors mal estimés. Ils ne peuvent non plus être déterminés au sol puisque les fonctions de distribution 3D ne sont pas retransmises systématiquement.

Pour estimer ces moments, nous utilisons donc un autre produit de données retransmis à chaque rotation du satellite ; la fonction de distribution à 2 dimensions  $f_e$  connue dans le plan contenant l'axe de rotation du satellite et la direction du champ magnétique  $\vec{B}$ . Aux altitudes considérées ici (5 à 10  $R_T$ ) et pour des conditions géomagnétiques calmes, ce dernier est intense et quasi-stationnaire. Les différentes composantes de  $f_e$ , fonctions de l'angle d'attaque par rapport à la direction de  $\vec{B}$ , sont donc correctement déterminées. Considérant  $f_e$  comme gyrotrope, nous obtenons la densité du courant porté par les électrons montants :

$$j_{//e^-} = 2\pi q_e \int_{v_{min}}^{v_{max}} \int_{\theta=0}^{\pi} f_e v_{//e^-} v^2 dv \sin\theta d\theta \quad (7.2.2)$$

où  $q_e$  est la charge électrique,  $v_{//e^-} = v_e \cos\theta$  la vitesse parallèle des électrons et  $\theta$  l'angle d'attaque par rapport à  $\vec{B}$ . Les vitesses minimale  $v_{min}$  et maximale  $v_{max}$ , corrigées du potentiel satellite, sont respectivement prise supérieure à la vitesse maximale des photoélectrons et imposée par l'instrument PEACE.

Afin de comparer les valeurs de  $j_{//e^-}$  et de  $j_{//ions}$ , un inter-étalonnage est nécessaire. Pour chaque faisceau d'électrons, nous comparons la densité résultant de l'intégration de  $f_e$  à celle déduite de la fréquence plasma électronique mesurée par l'instrument WHISPER (cf. Annexes A. *Etalonnage*). Nous procédons de la même façon avec la densité des ions. Disposant des facteurs correctifs  $F_{w-e}$  et  $F_{w-i}$ , nous pouvons alors estimer et comparer les densités de courant  $j_{//e^-}$  et  $j_{//ions}$  portées par les électrons et les ions.

Les deux premiers panneaux de la figure 7.1 reprennent, respectivement, les 3 structures en V-inversés d'échappements ioniques entourant les 2 faisceaux d'électrons montants, observés le 20 mars 2003 entre 00h38 et 00h51 TU. Les deux panneaux suivants montrent la contribution de ces deux espèces au transport de courants. Les valeurs positives représentent des courants montants et les négatives, des courants descendants. Alors que dans les structures d'ions, la densité de courant  $j_{//e^-}$  fluctue autour de zéro (4<sup>e</sup> panneau), elle

## 7.2 Circulation de courants polaires

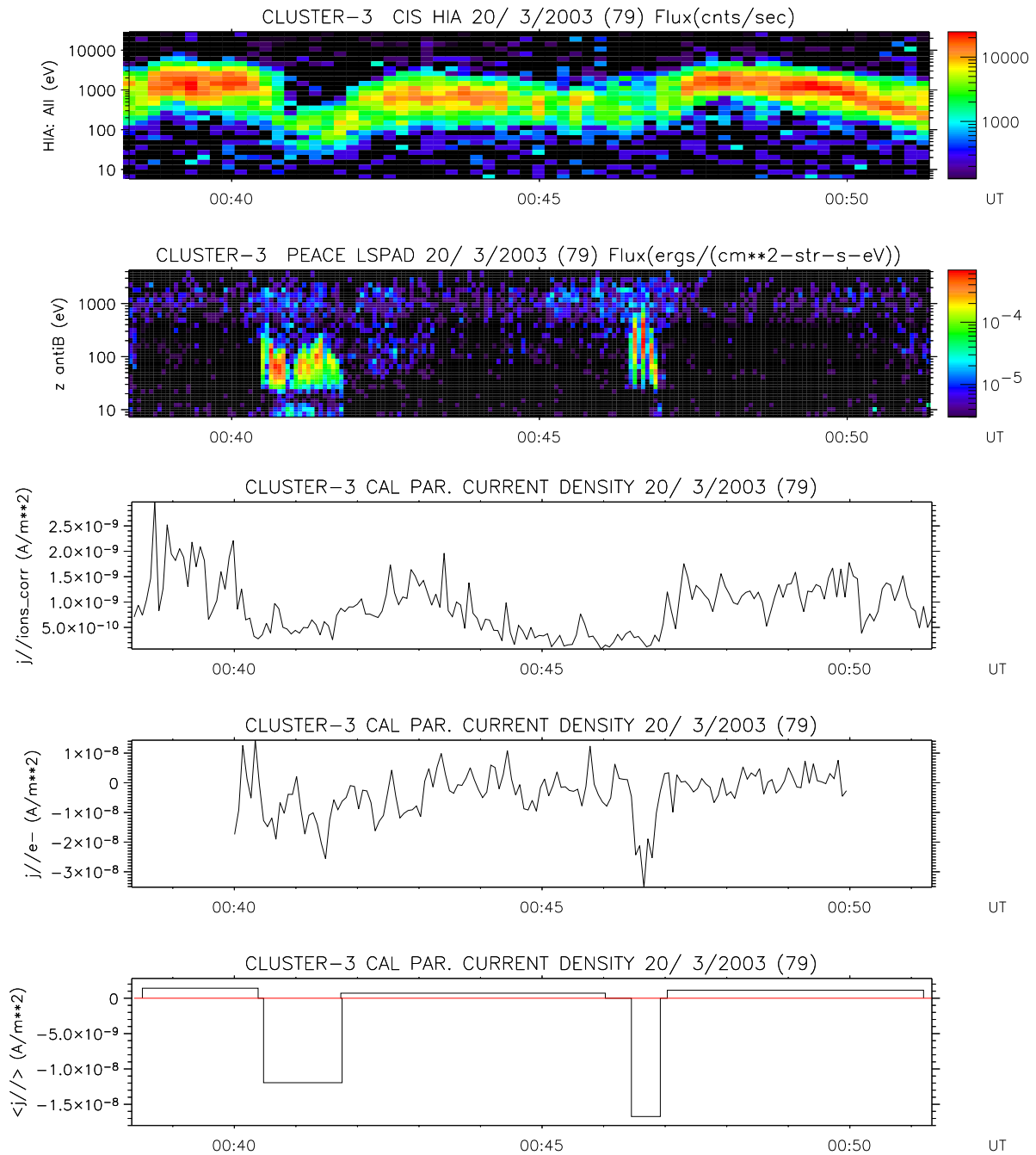


FIG. 7.1 – Événements du 20 mars 2003 entre 00h38min20 et 00h51min20 TU. Spectrogrammes du flux en énergie des ions (1<sup>er</sup> panneau) et des électrons montants (2<sup>nd</sup> panneau) en fonction de l'énergie et du temps. Composante parallèle de la densité de courant  $j_{//}$  le long de la direction du champ magnétique portée par les ions (3<sup>e</sup> panneau) et par les électrons (4<sup>e</sup> panneau). Densité de courant parallèle moyennée sur chaque structure (5<sup>e</sup> panneau). Les valeurs positives (négatives) correspondent à des courants montants (descendants).



## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

peut atteindre 25 à 35  $nA/m^2$  dans les faisceaux d'échappements électroniques. Elle est donc beaucoup plus importante que celle portée par les ions.  $j_{//ions}$  est, en effet, de l'ordre de 1,5  $nA/m^2$  dans les structures ioniques et ne dépasse que rarement les 2  $nA/m^2$  (3<sup>e</sup> panneau). Elle est encore plus faible en dehors. Les courbes obtenues présentant de grandes fluctuations, nous estimons la valeur moyenne de la densité du courant total sur chacune des structures. Elle est reportée dans le 3<sup>me</sup> panneau qui permet d'établir une tendance générale. La densité des courants montants, essentiellement portés par les ions, est de l'ordre de 0,7 à 1,4  $nA/m^2$ . Elle ne représente qu'environ 10% de la densité des courants descendants portés par les faisceaux d'électrons ; cette dernière étant comprise entre 12,0 et 16,7  $nA/m^2$ . Les divers événements étudiés ici donnent des résultats comparables (cf. Teste et al. (2007) en Annexes C *Publication*).

### 7.2.1 La participation des électrons descendants aux structures de courants montants

Lorsque des électrons descendants sont détectés en même temps que les échappements d'ions, ils prennent part au transport des courants montants. Afin d'estimer leur contribution, nous calculons les densités et intensités de courant portées par les deux espèces.

La figure 7.2 présente le flux en énergie des ions montants (1<sup>er</sup> panneau) et des électrons descendants (2<sup>nd</sup> panneau) mesuré le 12 avril 2003 entre 19h11 et 19h30 TU. Le troisième panneau montre la densité de courant portée par chaque espèce ; rouge pour les ions et noire pour les électrons, les valeurs positives représentant des courants dirigés vers la magnétosphère.

Cet exemple indique que ions et électrons peuvent participer, quantitativement, de façon comparable au transport de courant montant. Variant de  $\sim 1$  à  $\sim 6$   $nA/m^2$ , la densité de courant portée par les électrons descendants est du même ordre de grandeur que celle associée aux ions montants. Moyennées sur les structures, ces valeurs ne varient plus qu'entre 1 et 2  $nA/m^2$  pour les électrons et 2,6 et 5,2  $nA/m^2$  pour les ions.

Dans la majorité des cas étudiés ici, la densité moyenne totale ( $\langle j_{//e^-} \rangle + \langle j_{//ions} \rangle$ ) est en fait essentiellement comprise entre  $\sim 2$  et  $\sim 10$   $nA/m^2$ . Les électrons descendants participent de façon plus ou moins importante au transport du courant montant. Selon les cas, leur contribution représente  $\frac{1}{3}$  à 3 fois celle des ions ionosphériques.

La barre d'erreur associée, estimée grâce à l'étalonnage, est de l'ordre de  $\pm 25\%$  à  $\pm 40\%$  pour les électrons montants et de  $\pm 10\%$  à  $\pm 20\%$  pour les électrons descendants.

Ainsi, par champ magnétique interplanétaire Nord, des nappes de courant avec polarités opposées sont détectées au-dessus de la calotte polaire. Les courants montants sont portés par des échappements d'ions et des structures d'électrons descendants alors que les courants descendants sont essentiellement transportés par les faisceaux d'électrons montants. Leurs densités respectives sont de l'ordre de 1 à quelques  $nA/m^2$  (courants montants) et 10

## 7.2 Circulation de courants polaires

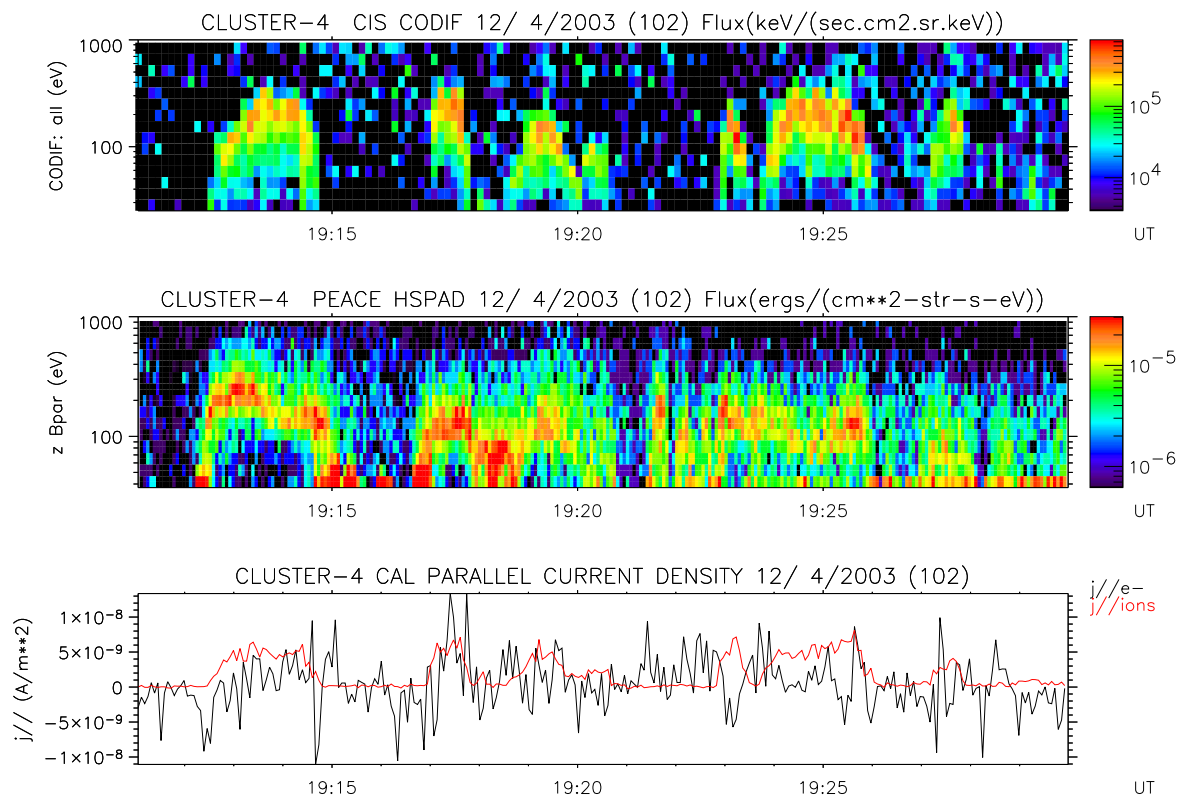


FIG. 7.2 – Événements du 12 avril 2003 détectés entre 19h11 TU et 19h30 TU. Spectrogrammes énergie-temps du flux en énergie des ions (panneau 1) et des électrons descendants (panneau 2) et densités de courant  $j_{||}$  portées par chacun d'entre eux (panneau 3), respectivement en rouge et noir. Les valeurs positives correspondent à des courants dirigés vers la magnétosphère.

## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

$nA/m^2$  (courants descendants). A partir du modèle de champ magnétique de Tsyganenko (1987), il est possible de déduire les valeurs correspondantes dans l'ionosphère (ici, à 1000 km d'altitude). Il faut, pour cela, considérer un tube de flux magnétique le long de lignes de force ouvertes. La conservation du flux magnétique fournit le rapport existant entre la section du tube à l'altitude des satellites ( $dS_{sat}$ ) et dans l'ionosphère ( $dS_{ionos}$ ):  $\frac{B_{ionos}}{B_{sat}} = \frac{dS_{sat}}{dS_{ionos}}$ . Dans le cas du 20 mars 2003, ce rapport est de  $\sim 192$ . Les densités de courant montants et descendants valent donc, respectivement,  $\sim 0,2 \mu A/m^2$  et  $\sim 2 \mu A/m^2$  aux altitudes ionosphériques. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles trouvées par Boehm et al. (1995) en zone aurorale, à 1700 km d'altitude, à partir des données Freja. Elles correspondent également aux densités de courant estimées par Araki et al. (1984) dans la calotte polaire, entre 250 et 550 km d'altitude, par champ magnétique interplanétaire Nord, à partir des données MAGSAT.

### 7.2.2 Intensité des courants transportés

Nous estimons également l'intensité  $I$  de ces courants. Les nappes de courant étant alignées le long des lignes de force magnétique, si  $l_{\perp 1}$  et  $l_{\perp 2}$  sont leurs dimensions dans le plan perpendiculaire à  $\vec{B}$ , alors  $I$  s'écrit :

$$I = \int \int j_{//} dl_{\perp 1} dl_{\perp 2}. \quad (7.2.3)$$

Cependant, ces nappes ne sont traversées que dans une seule direction ; celle de la trajectoire  $s$  des satellites. Cette dernière définit un angle  $\chi$  avec la normale à la nappe tel que  $dl_{\perp 1} = \cos\chi ds$ . Ne disposant d'aucune information dans la direction perpendiculaire à  $s$  pour obtenir un ordre de grandeur de l'intensité de ces courants, nous les considérons comme homogènes selon  $l_{\perp 2}$ . D'où :

$$I = l_{\perp 2} \cos\chi \int j_{//} ds \quad (7.2.4)$$

où  $l_{\perp 2}$  et  $\chi$  sont inconnus. Nous supposons, de plus, que les nappes de courant successives ont la même extension  $l_{\perp 2}$  et la même orientation  $\chi$ . Ainsi, l'intensité de courant est-elle proportionnelle à  $I_{orbite}$ , la densité de courant par unité de distance le long de la direction perpendiculaire  $\perp_2$ , définie par :

$$I_{orbite} = \int j_{//} ds \quad (7.2.5)$$

Dans l'exemple du 20 mars 2003, l'intensité des courants montants portés par les ions est de l'ordre de  $2,5 mA/m$  alors que celle des courants descendants transportés par les électrons montants est de  $5,6 mA/m$ . Comme l'indique le tableau de Teste et al. (2007), le rapport d'intensité de ces deux types de courants est essentiellement compris entre 0,5 et 2. Rappelons que les moments des ions sont déterminés à partir de fonctions de distribution 3D, souvent moyennées sur 3 périodes de rotation de satellite, alors que ceux des électrons

sont issus de l'intégration de fonctions à deux dimensions, non moyennées, et supposées gyrotropes.

Compte tenu de ces contraintes et des incertitudes liées à l'inter-étalonnage (ions-électrons), nous considérons que les intensités de courant, dans les nappes de courants montants et descendants sont du même ordre de grandeur ; le  $mA/m$ . La grande largeur des structures ioniques contrebalance la faiblesse de leurs densités de courant associées.

Aussi, peut-on conclure, en première approximation, à un équilibre entre l'intensité des courants descendants, essentiellement portés par les faisceaux d'électrons montants, et celle des courants montants emmenés par les échappements d'ions et les structures d'électrons descendants. Par conséquent, si les nappes de courant successives rencontrées par les satellites ont une extension perpendiculaire et une orientation comparables, ces courants pourraient se refermer dans l'ionosphère.

## 7.3 Schéma récapitulatif des phénomènes observés

La figure 7.3 récapitule l'ensemble des conclusions auxquelles nous avons pu aboutir au terme de ce travail. Bien que reprennant les valeurs spécifiques obtenues pour les ions (vert) et les électrons (rouge) des événements observés le 20 mars 2003 entre 00h38 et 00h51 TU, elle synthétise de manière plus générale la circulation des courants au-dessus de la calotte polaire par CMI Nord ou faible et par conditions géomagnétiques calmes.

Ce schéma présente, en particulier, la géométrie des lignes de champ magnétique ouvertes croisées par les satellites Cluster à 5 à 10  $R_T$  d'altitude. Ancrées dans l'ionosphère polaire (en bas à droite), ces lignes s'étirent sur de grandes distances, à haute altitude ( $\sim 20 R_T$ ) jusque dans le manteau (en haut à gauche), couche frontière de la magnétopause.

Véritable frontière entre le vent solaire et la magnétosphère, la magnétopause est à l'interface entre un plasma supersonique et un plasma lent. Elle est donc le siège de cisaillements de vitesse susceptibles de créer des ondes de surface (Dungey, 1954).

En contact direct avec le vent solaire, elle en subit les fluctuations et notamment les variations de pression pouvant induire une compression ou une dilatation de la magnétosphère et faire se propager des perturbations le long de lignes de force terrestres situées à proximité de la magnétopause (Chen et Kivelson, 1993).

Lorsque le champ magnétique interplanétaire est dirigé vers le Nord, les lignes de force solaires et planétaires se trouvent dans la même direction mais en sens contraires. Ceci favorise la reconnexion de haute altitude (Gosling et al., 1991). Aussi nommée reconnexion dans les lobes, elle voit ces deux types de lignes magnétiques se connecter les unes aux autres et permettre l'entrée directe du plasma de la magnétogaine dans la magnétosphère et, en particulier, dans le manteau.

Se produisant à très haute altitude ( $> 20 R_T$ ), ces phénomènes ne sont pas observés par Cluster. Chacun d'entre eux pourrait cependant être à l'origine de l'apparition de champs électriques alignés entre la magnétopause et  $\sim 5$  à  $10 R_T$  (altitude des satellites).

## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ceci induirait l'accélération d'électrons du manteau qui seraient alors injectés dans la magnétosphère interne en suivant les lignes de force ouvertes reliant leur source aux calottes polaires terrestres. De tels mécanismes fourniraient une explication aux observations faites par les satellites Cluster.

Ces derniers détectent, en effet, des structures d'électrons descendant vers la Terre (petites flèches en pointillés rouges), accélérés par une différence de potentiel de  $\sim 80$  à 200 Volts (parfois jusqu'à 500 V) étendue, localisée ou multiple située à des altitudes supérieures à celles des sondes. Grandes d'environ 1000 km et en forme de plateaux, elles peuvent persister pendant plusieurs dizaines de minutes, voire pendant des heures. Ainsi, le mécanisme déclencheur, dans la région magnétosphérique, serait-il stable dans le temps.

Cluster détecte également, et en même temps, des échappements d'ions ionosphériques (petites flèches vertes), en forme de V-inversés, accélérés par une différence de potentiel étendue, localisée ou multiple située entre l'ionosphère et l'altitude des satellites, d'environ 150 à 700 Volts.

Contrairement à ce qui a été observé au-dessus de la zone aurorale, les sauts de potentiel alignés le long des lignes de force polaires ne seraient donc pas localisées juste au-dessus de l'ionosphère. Ils seraient répartis, d'une manière encore indéterminée, à des altitudes supérieures et inférieures à celles des satellites ( $\sim 5$  à  $10 R_T$ ).

Compte tenu de la simultanéité des signatures électroniques et ioniques, on peut envisager l'existence d'un phénomène se déplaçant plus rapidement que les électrons, issu de la région d'accélération des électrons et en mouvement vers l'ionosphère, capable d'informer cette dernière de l'arrivée d'électrons descendants. Ainsi "prévenue", l'ionosphère répondrait à ces perturbations magnétosphériques par des échappements ioniques.

Un autre scénario serait de considérer un champ électrique aligné s'étendant depuis la magnétosphère jusqu'à l'ionosphère permettant l'accélération simultanée des électrons descendants et des ions montants. Cependant, les structures électroniques et ioniques étant bien établies lorsque les satellites les traversent, il est difficile de confirmer ou d'infirmer l'une ou l'autre de ces hypothèses.

La comparaison que nous avons pu faire de la vitesse d'Alfvén  $v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$ , où  $\rho$  est la masse volumique des ions, et du rapport des fluctuations perpendiculaires des champs électrique et magnétique  $\frac{\Delta E_{\perp}}{\Delta B_{\perp}}$  ne permet pas non plus de conclure quant à la possible présence d'ondes d'Alfvén. Mais, quel qu'il soit, ce mécanisme "annonciateur" est assez rapide ou suffisamment étendu pour permettre la détection, dans le même tube de flux, d'électrons descendants et d'échappements d'ions à l'altitude des satellites.

Ces électrons, descendant vers la Terre, rencontrent le saut de potentiel situé sous les satellites qui accélère les ions. Ils parviennent ainsi au sommet de l'ionosphère polaire, structurés en V-inversés s'étendant sur 50 à 200 km et orientés dans une direction proche de la direction solaire, avec des énergies de 200 à 850 eV. Précipitant dans cette dernière, ils initient très probablement les arcs polaires se produisant par CMI Nord dans la direction midi-minuit.



## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Avec les échappement d'ions, les électrons descendants transportent des courants montants (larges flèches vertes) de quelques nA/m<sup>2</sup> à  $\sim 5$  à  $10 R_T$  d'altitude, dont l'intensité est de l'ordre du mA/m.

Ces courants semblent se refermer dans l'ionosphère par des courants descendants (larges flèches rouges) d'une densité d'environ 10 à 20 nA/m<sup>2</sup> à l'altitude de Cluster (soit de l'ordre du  $\mu\text{A}/\text{m}^2$  au sommet de l'ionosphère) mais d'intensité comparable. Ils sont portés par des faisceaux intenses d'électrons montants (petites flèches rouges) très étroits ( $\sim 150$  à  $200$  km, parfois jusqu'à  $300$  km de large), très alignés le long de la direction magnétique et souvent observés entre les grandes structures d'échappement ionique. Ces électrons sont accélérés, sous l'altitude des satellites, à des vitesses équivalentes à  $40$  à  $70$  eV, c'est-à-dire bien supérieures à leur vitesse thermique ( $2$  à  $20$  eV) et à celle du plasma ambiant (quelques eV). Ils déclenchent des instabilités faisceau-plasma à l'origine d'émissions (flèches noires en zigzag) électrostatiques large bande autour de la fréquence plasma ( $\sim 3$  kHz).

Ces faisceaux d'électrons montants semblent donc constituer, avec les échappements ioniques, la réponse de l'ionosphère polaire aux perturbations magnétosphériques. Avec les électrons descendants, ils participent à l'échange de particules entre l'ionosphère et la magnétosphère au niveau de la calotte polaire.

### 7.4 Perspectives

Le travail réalisé au cours de cette thèse a contribué à caractériser les processus à l'origine des arcs polaires. Des questions sont cependant encore en suspens.

L'élément déclencheur se trouve-t-il au niveau de la magnétopause?

Comment les structures accélératrices apparaissent-elles?

Et quel est le mécanisme capable de les maintenir pendant plusieurs dizaines de minutes au moins?

Comment le saut de potentiel est-il distribué le long des lignes de force? Est-il étendu, localisé ou séparé en plusieurs morceaux? Dans ce dernier cas, comment expliquer la simultanéité des événements ioniques et électroniques?

Le chauffage des électrons est-il dû aux ondes qu'ils créent ou à un autre phénomène?

Telles sont les interrogations auxquelles les futures observations et/ou missions pourraient tenter de répondre.

#### 7.4.1 Répartition de la différence de potentiel

A  $5$  à  $10 R_T$  d'altitude, les observations de Cluster montrent la présence de deux sauts de potentiel situés respectivement au-dessus et au-dessous des satellites. Il n'est cependant pas possible de déterminer si ces derniers résultent d'une structure étendue ou

multiple (bi- ou multi-localisée), avec au moins une différence de potentiel sous le satellite et une autre au-dessus, quand des électrons descendants et des ions montants sont observés simultanément.

L'hypothèse d'une structure étendue est plaisante car elle permet l'accélération synchrone de ces deux types de particules. Elle suppose une extension du saut de potentiel sur des distances très importantes, depuis l'ionosphère jusqu'à des altitudes supérieures à celle des satellites et probablement même jusqu'à la magnétopause. Cette configuration est toutefois en contradiction avec ce qui a pu être observé en zone aurorale.

Dans cette région-là, en effet, Andersson et al. (2002) et Ergun et al. (2003) ont mis en évidence, à partir des observations du satellite FAST, la présence de doubles couches situées au-dessus de l'ionosphère. Ergun et al. (2004) ont même invoqué l'existence de trois doubles couches différentes localisées. Correspondant respectivement aux frontières ionosphérique et magnétosphérique ainsi qu'à la partie centrale de la cavité d'accélération aurorale, elles auraient vraisemblablement une épaisseur de quelque dizaines de km et renfermeraient d'intenses champs électriques parallèles aux lignes de champ magnétique. Celle définissant la frontière à basse altitude de la cavité aurorale semblerait se trouver à moins de  $2 R_T$  au-dessus de l'ionosphère.

A partir d'électrons descendants et de densités de courant détectés par le satellite DE ( $\sim 750$  km d'altitude), Carlson et Cowley (2005) ont montré que les électrons responsables des arcs polaires rencontrent un saut de potentiel de 200 à 600 Volts dans une région qu'ils supposent "compacte", entre l'ionosphère et au moins  $0,7$  à  $0,9 R_T$ . Ne donnant qu'une valeur minimum de la limite supérieure de la région d'accélération au-dessus de la calotte polaire, ces auteurs ne concluent pas quant à l'étendue du saut de potentiel. Si, à l'instar de la zone aurorale, celui-ci était localisé à basse altitude, les électrons descendants devraient alors connaître une phase de première accélération à haute altitude, dans une région éventuellement proche de la magnétopause. Il faudrait alors pouvoir expliquer la présence simultanée de deux structures d'accélération extrêmement éloignées mais contenues dans le même tube de flux.

Ainsi, la répartition de la différence de potentiel traversée entre le manteau et l'ionosphère reste-t-elle encore à déterminer.

### 7.4.2 Possibles mécanismes à l'origine des arcs polaires

Disparaissant dès que le CMI est dirigé vers le Sud, les arcs de la calotte polaire semblent réagir aux changements se produisant dans le milieu interplanétaire. Très vraisemblablement à l'origine de ces arcs, les électrons descendants observés par Cluster seraient donc les vecteurs, jusqu'à l'ionosphère, de ces modifications extérieures à la magnétopause.

Nous présentons ici quelques uns des divers processus d'interaction entre la magnétopause et l'environnement interplanétaire susceptibles de se produire.



## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

### 7.4.2.1 La reconnexion

Par CMI Nord, le phénomène de reconnexion à très haute altitude constitue un mécanisme potentiellement responsable de l'accélération des particules et de l'apparition de courants alignés le long des lignes de force ouvertes. Il peut donc être à l'origine d'une phase de pré-accélération des électrons descendants.

Grâce à leur simulation, Rogers et al. (2003) ont mis en évidence la présence de courants dirigés vers l'ionosphère, alignés le long de lignes de champ nouvellement reconnectées dans une région proche du cornet polaire. Ceci serait donc cohérent avec nos observations.

Frey et al. (2003) ont même montré qu'une reconnexion à l'arrière du cornet polaire peut perdurer pendant plusieurs heures quand la composante  $B_z$  du CMI reste longtemps positive. Grâce à une conjonction Cluster-IMAGE, ils ont pu suivre, pendant 4 heures, l'évolution d'une signature ionosphérique d'ions précipitants.

Si un tel phénomène se produisait loin derrière le cornet polaire, cela pourrait accélérer les électrons descendants que l'on observe et expliquerait que l'on puisse les détecter pendant au moins 30 minutes.

Selon Cowley et Owen (1989), le caractère continu de la reconnexion à haute altitude, donc par CMI Nord, derrière le cornet pourrait être dû à la présence d'une couche de déplétion de plasma dans la magnétogaine, adjacente à la magnétopause, qui rend le flot de la gaine subalfvénique et autorise la formation d'une ligne X (de reconnexion) stable.

### 7.4.2.2 Les impulsions de pression dynamique du vent solaire

Un autre type de perturbation de la magnétopause peut également être envisagé. L'impulsion du vent solaire - ou variations de la pression dynamique du vent solaire - provoque une compression locale de la magnétosphère. De telles variations sont transmises à travers la magnétogaine jusqu'à la magnétopause. La position de cette dernière dépendant de l'équilibre entre la pression du vent solaire  $P_{VS}$  et la pression magnétique  $P_M$  de la magnétosphère, une augmentation de la première induit un mouvement de la magnétopause vers l'intérieur. Au contraire, une réduction de  $P_{VS}$  entraîne un mouvement vers l'extérieur.

Quand le premier cas se produit, les fluctuations générées entraînent l'apparition d'une onde compressive qui se propage dans la magnétosphère jusqu'à rencontrer une région de fort gradient de vitesse d'Alfvén où elle se transforme en onde d'Alfvén torsionnelle (de cisaillement). C'est également là que les courants issus de la compression initiale, qui se propageaient dans la même direction que l'onde compressive - c'est-à-dire perpendiculairement aux lignes de force - se transforment en courants alignés le long de  $\vec{B}$ .

Ces derniers résultent, en fait, de la conversion et du transport, à travers la magnétosphère et par le front d'onde compressionnelle, d'une augmentation d'intensité du courant de la magnétopause due à l'impulsion initiale du vent solaire.

Ce phénomène décrit notamment par Glassmeier et Heppner (1992) puis par Araki et al. (1994) et reproduit par simulation par Fujita et al. (2003) a lieu, plus particulièrement,

du côté jour de la magnétopause avec une impulsion proche du plan équatorial.

Il pourrait cependant être intéressant d'étudier l'évolution d'un tel événement plus loin dans la queue magnétosphérique, puisque la compression ressentie près du nez de la magnétopause va ensuite se propager en aval. Le développement d'ondes d'Alfvén, se propageant le long des lignes de champ magnétique et transportant des courants alignés, pourrait en effet constituer un élément déclencheur quant à l'accélération des particules observées par les satellites Cluster au-dessus de la calotte polaire.

Selon Zhu et al. (1993), la formation d'arcs de la calotte polaire serait même la manifestation ionosphérique d'un cisaillement du flot de plasma magnétosphérique se propageant vers la Terre le long de lignes de force ouvertes ou fermées. Les courants alignés seraient portés par des ondes d'Alfvén associées au flot de plasma et susceptibles d'être réfléchies par l'ionosphère et leur région source.

### 7.4.2.3 L'instabilité de Kelvin-Helmoltz

Résultant d'un cisaillement de vitesse entre deux fluides magnétisés, l'instabilité de Kelvin-Helmoltz se manifeste sous la forme de vortex mélangeant ces deux types de plasma. C'est l'évolution turbulente des ondes de Kelvin-Helmoltz semblables à celles provoquées par le vent à la surface d'un plan d'eau. L'instabilité de Kelvin-Helmoltz peut donc se développer au niveau de la magnétopause qui sépare le plasma rapide de la magnétogaine du plasma lent de la magnétosphère ou de sa couche frontière.

Des études ont montré que la région sensible à ces instabilités était plutôt la couche frontière interne de la magnétopause. L'effet stabilisateur dû à l'orientation différente du champ magnétique du côté solaire de la frontière y étant effectivement absent.

Cependant, Hasegawa et al. (2004) ont prouvé que l'instabilité de Kelvin-Helmoltz ne se produit qu'à l'interface entre la magnétogaine et la couche de plasma ; là où l'énergie du plasma domine l'énergie magnétique. A la surface des lobes, cette dernière étant dominante et la tension magnétique empêchant toute déformation de la magnétopause, cette instabilité n'existe pas. Il en va de même au niveau du manteau. Avec une densité moyenne d'environ  $3 \cdot 10^5 /m^3$ , une vitesse des ions de 150 km/s et un champ magnétique de  $\sim 20$  nT, les pressions dynamique et magnétique de cette région valent, respectivement,  $10^{-11}$  Pa et  $6 \cdot 10^{-11}$  Pa. La pression dynamique ne représente donc pas l'essentiel de la pression totale et les vortex de Kelvin-Helmoltz ne peuvent se développer.

En outre, Kivelson et Chen (1995) et Hasegawa et al. (2004), entre autres, ont indiqué que l'instabilité de Kelvin-Helmoltz se développe préférentiellement là où les champs magnétiques solaire et terrestre sont parallèles entre eux et surtout perpendiculaires au flot de plasma. C'est le cas de la magnétosphère équatoriale mais jamais celui du manteau où ces deux champs sont parallèles au flot.

Bien que ces vortex ne puissent exister à haute altitude, des ondes de Kelvin-Helmoltz peuvent toutefois s'y développer et s'y propager. Le cisaillement de vitesse existant entre

## 7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

la magnétogaine et le manteau peut, en effet, entraîner l'apparition de fluctuations à la surface de la magnétopause.

Ces ondes de surface peuvent alors exciter des ondes d'Alfvén susceptibles ensuite de porter des courants et d'induire l'apparition de champs électriques alignés.

L'examen de l'ensemble de ces phénomènes confirmerait ou infirmerait donc le scénario que nous proposons pour expliquer l'observation d'électrons accélérés montants et descendants au-dessus de la calotte polaire par CMI Nord.

Bien que fournissant une origine aux champs électriques  $\vec{E}$  et aux courants alignés détectés, ces mécanismes ne permettent pas d'élucider la question de l'alternance des structures électroniques et ioniques par CMI Nord, donc du renversement de  $\vec{E}$ . Des simulations de chacun de ces trois processus et peut-être de leurs diverses combinaisons aideraient à déterminer ce qui se passe réellement au niveau de la magnétopause lorsque Cluster observe des électrons montants et/ou descendants et des échappements d'ions.

Il serait, par ailleurs, intéressant de connaître la cause de la grande variabilité des faisceaux d'électrons ionosphériques. Ceci nécessiterait cependant une meilleure résolution. La géométrie et la localisation du ou des potentiel(s) accélérateur(s) mériteraient également une attention particulière. Mais il faudrait disposer, pour cela, de plusieurs satellites traversant simultanément un même tube de flux. Ceci permettrait d'avoir une vision dynamique, plus globale et en trois dimensions de phénomènes très variables.

### 7.5 Au-delà de la Terre

Les événements étudiés au cours de cette thèse ne sont, en fait, pas propres à la Terre. Des échappements et des précipitations d'électrons ont été observés autour de planètes géantes telles Jupiter ou Saturne.

Tout comme la Terre, Jupiter possède une zone aurorale dans chacun de ses hémisphères. Également de forme circulaire, chacune délimite une calotte polaire. Les émissions polaires joviennes s'y répartissent selon trois zones :

- la région sombre dans laquelle les émissions sont très faibles ;
- la région "tourbillon", dans laquelle se produisent des aurores faibles mais détectables, proche du pôle magnétique et vraisemblablement liée à des lignes de force ouvertes s'étirant dans la magnétosphère jovienne ;
- et la région active, qui contient des émissions intenses, connectée au site de reconnexion du côté jour de la magnétopause.

De par la géométrie des lignes de force qui y sont ancrées, la région "tourbillon" res-

semble à la calotte polaire terrestre. Bien que traversant les lobes magnétosphériques supposés vides de plasma, ces lignes voient la circulation et l'accélération d'électrons en direction de l'ionosphère jovienne (Grodent et al., 2003). Comme pour le cas terrestre, ceci suscite de nombreuses questions quant aux origines de ces électrons.

Saturne présente des zones aurorales et des calottes polaires moins complexes que celles de Jupiter mais très similaires à celles de la Terre. Des électrons descendants accélérés y produisent des émissions lumineuses détectées notamment par le télescope spatial Hubble et le satellite Cassini, dans le domaine ultra-violet (UV). La comparaison des données obtenues avec un modèle de reconnexion à haute altitude dans les lobes (Bunce et al., 2005) indique que les courants montants alignés le long des lignes de force, observés au-dessus de la calotte polaire Nord de Saturne, sont transportés par des électrons descendants provenant du manteau et de la magnétogaine de haute latitude. Ces électrons sont accélérés, suite à la reconnexion, par une tension alignée le long du champ magnétique et sont à l'origine d'un rayonnement UV suffisamment important pour être détecté. Il semble même que l'émission UV soit plus intense lorsqu'elle est initiée par des électrons du manteau que par ceux de la magnétogaine.

La mission Cluster, effectuant une révolution complète en 57 heures et constituée de quatre satellites, peut donc permettre de découvrir de nouveaux phénomènes et d'affiner certaines théories non seulement pour la Terre mais aussi pour d'autres planètes. L'étude de ces dernières peut, en retour, imposer de nouvelles contraintes quant à leurs conditions aux limites.



---

# ANNEXES

---



# Annexe A

## Etalonnage

AFIN d'estimer le plus correctement possible les différents moments associés aux structures d'électrons montants et descendants observés, il est primordial de disposer de données étalonnées. Un moyen de vérifier que les fonctions de distribution l'étaient a été, pour nous, de comparer les valeurs de densité obtenues par intégration de ces dernières à celles issues de la fréquence plasma repérée grâce aux mesures d'ondes de l'instrument WHISPER. Nous avons également procédé à une inter-étalonnage entre les ions et les électrons.

### A.1 Densité $N_{e_{FD}}$ calculée à partir des données PEACE

Tous les moments relatifs aux structures d'électrons déterminés au cours de cette thèse l'ont été par intégration des fonctions de distribution  $f$  considérées comme gyrotropes. Nous avons, en effet, préféré les calculer par nous-mêmes plutôt que de nous contenter de ceux estimés à bord. Ceci afin de pouvoir corriger les vitesses quant au potentiel satellite et supprimer efficacement l'influence des photoélectrons. Nous avons donc procédé de la manière suivante :

$$N_{e_{FD}} = \int_{v_{min}}^{v_{max}} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} f v^2 dv \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi \int_{v_{min}}^{v_{max}} \int_{\theta=0}^{\pi} f v^2 dv \sin\theta d\theta \quad (\text{A.1.1})$$

où  $\theta$  représente l'angle d'attaque,  $\phi$  l'azimut et  $v$  la vitesse corrigée que nous avons définie comme suit :

$$\frac{1}{2} m v^2 = E_{mes} - q \cdot pot_{sat} \quad (\text{A.1.2})$$

avec  $m$  et  $q$  les masse et charge électroniques,  $E_{mes}$  l'énergie mesurée par PEACE (Fazakerley et al., 2005) et  $pot_{sat}$  la valeur du potentiel satellite, le tout exprimé en électron-Volts.  $v_{min}$  et  $v_{max}$  correspondant aux énergies  $E_{mes.min} - q \cdot pot_{sat} - borne_{photoe-}$  et  $E_{mes.max} - q \cdot pot_{sat}$ ,  $pot_{sat}$  prenant une nouvelle valeur à chaque instant et  $borne_{photoe-}$  étant l'énergie maximale des photoélectrons.



## A. ETALONNAGE

Lorsque ces derniers occupent une large gamme en énergie, une grande partie de la fonction de distribution n'est pas considérée. La densité déduite en est alors sous-estimée et le facteur d'étalonnage surestimé (cf. section A.3). Quand de tels cas se sont présentés, nous n'avons appliqué aucun facteur correctif et n'avons considéré comme valables que les ordres de grandeur obtenus et non pas les valeurs exactes.

### A.2 Densité $Ne_w$ estimée grâce aux données WHISPER

Conçu pour détecter des ondes, l'instrument Wave of High frequency and Sounder for Probing of Electron Relaxation (WHISPER, Décréau et al., 2001) permet de déterminer, de manière indirecte, la densité du plasma. Lorsqu'il est en mode actif, WHISPER émet de brèves impulsions radio dans le plasma environnant qui "répond" en oscillant. Ce sont ces oscillations, et plus particulièrement les fluctuations du champ électrique  $\vec{E}$ , que l'instrument détecte. WHISPER mesure également l'activité naturelle des ondes du milieu, quand il est en mode passif (naturel).

Afin de disposer d'une valeur de référence pour la densité, nous avons cherché à déterminer la fréquence plasma électronique  $f_{pe}$ . Les spectres issus du mode actif fournissant, quand la densité est suffisante, les fréquences cyclotronique électronique  $f_{ce}$  et hybride haute  $f_{hh}$ , il est aisé de déduire  $f_{pe}$  :

$$f_{pe} = \sqrt{f_{hh}^2 - f_{ce}^2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ne_w q^2}{\epsilon_0 m}} \quad (\text{A.2.1})$$

où  $\epsilon_0$  est la constante diélectrique et  $Ne_w$  la densité déduite de  $f_{pe}$ . En mode naturel, la détermination de cette fréquence se fait par repérage de la coupure du 'hiss' (cf. section A.2). Elle est cependant moins précise que la méthode précédente.

Toutefois, la région étudiée ici (calotte polaire) étant très peu dense, il est parfois difficile voire impossible de distinguer  $f_{ce}$  de  $f_{hh}$ . Ainsi, pour chaque cas et selon la période de temps considérée, nous avons choisi les données issues de l'un ou l'autre des deux modes.

#### A.2.1 Les spectres actifs

Lors de l'étalonnage de chaque événement analysé, nous avons, en premier lieu, considéré les spectres actifs. Les deux panneaux de la figure A.1 montrent, respectivement, le spectrogramme actif des fluctuations du champ électrique, entre 2 et 15 kHz, du 18 mai 2003 entre 11h00 et 12h00 TU et le spectre actif extrait en fréquence de 11h30min47 TU mesurés par CL1.

Le premier présente trois traces relativement continues. Celle variant entre 8 et 5 kHz correspond à la fréquence cyclotronique électronique  $f_{ce}$ . On en voit le premier harmonique entre 16 et 10 kHz. La troisième trace, quant à elle, située juste au-dessus de la première, est associée à la fréquence hybride haute  $f_{hh}$ . Sur le second panneau, des fluctuations de

## A.2 Densité $Ne_w$ estimée grâce aux données WHISPER

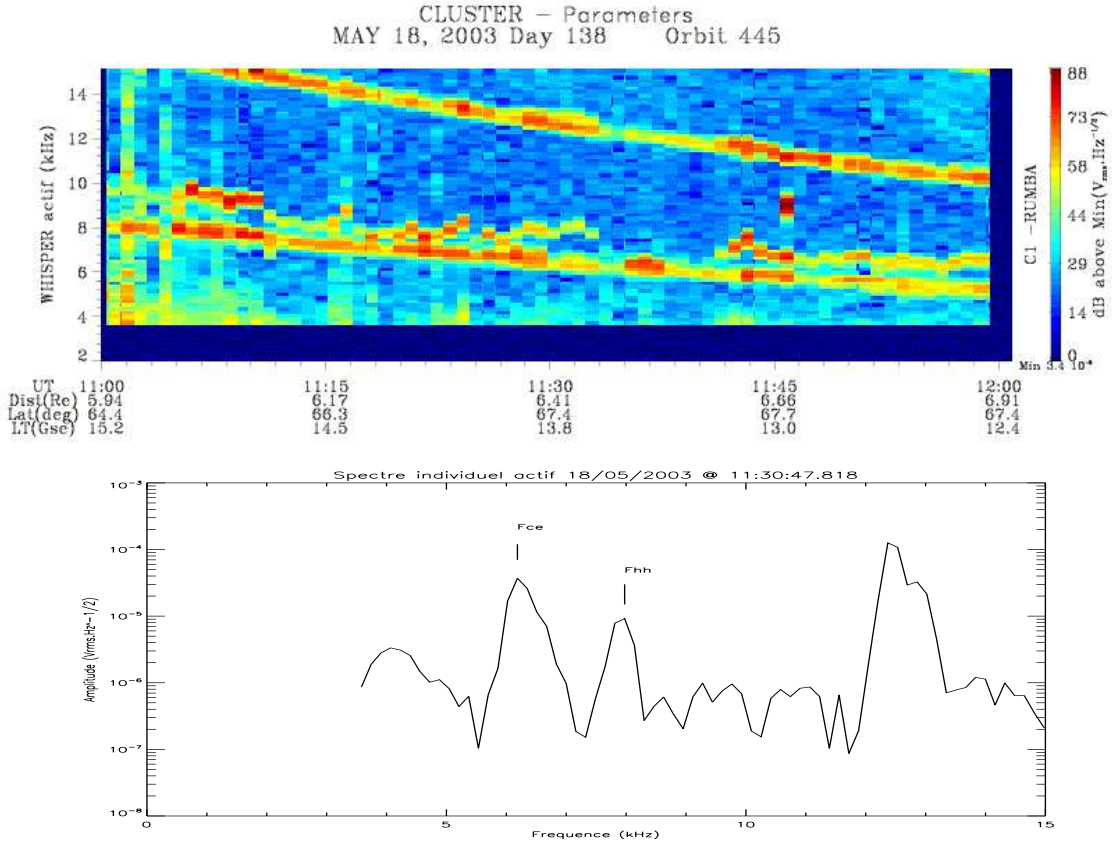


FIG. A.1 – *Panneau du haut*: spectrogramme fréquence-temps des fluctuations du champ électrique mesurées le 18 mai 2003 entre 11h00 et 12h00 TU. *Panneau du bas*: Spectre actif extrait à 11h30min47 TU.

forte intensité, à  $\sim 6$  et  $8$  kHz, sortent du niveau moyen. L'observation conjointe de ces deux représentations permet la reconnaissance immédiate des fréquences  $f_{ce}$  et  $f_{hh}$  sur le spectre actif. Valant, respectivement,  $6,19$  kHz et  $7,98$  kHz,  $f_{pe}$  est égale à  $5,04$  kHz et  $Ne_w$  à  $3,15 \cdot 10^5 / m^3$ . Par ailleurs, les valeurs de fréquences étant déterminées à  $162,73$  Hz près, l'erreur commise  $\frac{\Delta f_{pe}}{f_{pe}}$  sur l'estimation de  $f_{pe}$  est de  $9,09\%$  et  $\frac{\Delta Ne_w}{Ne_w}$  sur  $Ne_w$  de  $18,18\%$  ( $\frac{\Delta f_{pe}}{f_{pe}} = \frac{\Delta f_{hh} \cdot (f_{hh} + f_{ce})}{f_{pe}^2}$  et  $\frac{\Delta Ne_w}{Ne_w} = \frac{2 \cdot \Delta f_{hh} \cdot (f_{hh} + f_{ce})}{f_{pe}^2}$ ). Ce qui est tout à fait correct.

Le cas du 18 mai 2003 est un bel exemple de l'obtention de la densité à partir d'un spectre actif des fluctuations de  $\vec{E}$ . Il ne fait pourtant pas partie de la majorité des événements étudiés ici. En effet, la densité est souvent faible.  $f_{pe}$  l'est donc aussi et les fréquences  $f_{ce}$  et  $f_{hh}$  que l'on pouvait facilement distinguer sur les spectrogrammes sont alors confondues. L'étalonnage ne peut donc plus se faire qu'à partir des spectres naturels.

### A.2.2 Les spectres naturels

Tel est le cas du 2 janvier 2003. La figure A.2 en présente le spectrogramme entre 21h32 et 21h48 TU et le spectre actif extrait de 21h37min52 TU.

## A. ETALONNAGE

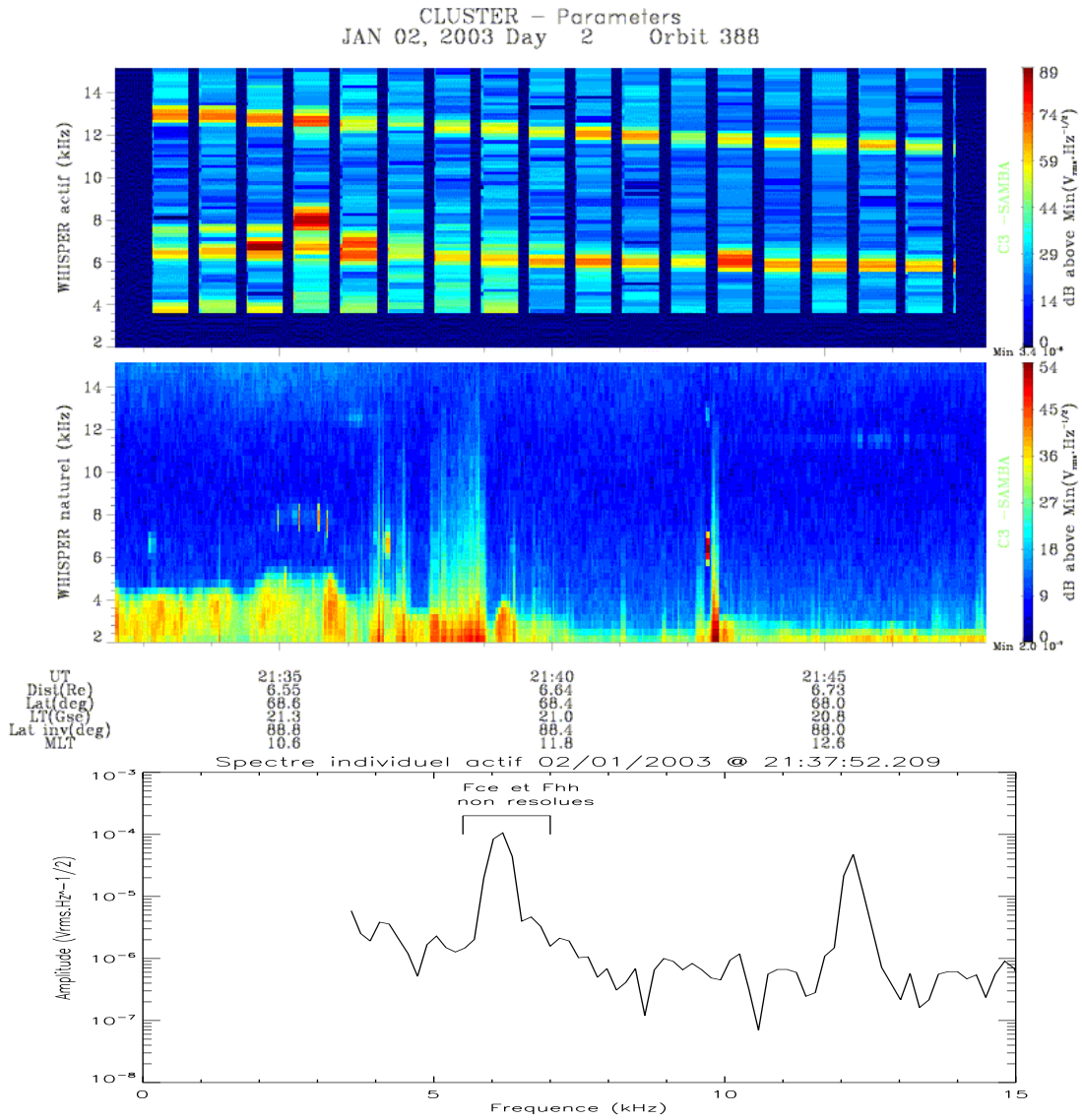


FIG. A.2 – Spectrogrammes fréquence-temps actif (panneau du haut) et naturel (panneau du milieu) des fluctuations du champ électrique, entre 2 et 15 kHz, pour le 2 janvier 2003 entre 21h32 et 21h48 TU. Panneau du bas : spectre actif à 21h37min52 TU.

## A.2 Densité $Ne_w$ estimée grâce aux données WHISPER

Bien que très séparées, les fréquences  $f_{ce}$  et  $f_{hh}$  comprises entre  $\sim 21\text{h}33\text{min}45$  et  $21\text{h}36\text{min}20$  TU ne sont pas utilisables. En effet, elles correspondent à un phénomène uniquement perçu par WHISPER. La densité déduite des données de cet instrument sera donc très supérieure à celle issue de PEACE, conduisant alors à une mauvaise estimation du facteur correctif. L'étalonnage ne peut donc se faire que dans l'intervalle de temps durant lequel la structure d'électrons a été détectée, soit entre  $21\text{h}37\text{min}47$  et  $21\text{h}38\text{min}47$  TU. Là,  $f_{ce}$  et  $f_{hh}$  sont quasiment confondues, comme le prouve le premier pic du troisième panneau. Elles sont plus proches que la résolution de l'instrument (162,73 Hz). Les spectres actifs n'étant donc d'aucun secours, l'utilisation des spectres naturels s'impose.

Même en l'absence de toute structure d'électrons, WHISPER détecte une émission électrostatique permanente au-dessus de la calotte polaire; le 'hiss'. Cette dernière est particulière puisqu'elle présente, en théorie, une fréquence de coupure à la fréquence plasma électronique. Par conséquent, la densité du plasma peut être déduite, là aussi, aisément. Cependant, cette coupure est rarement franche et le spectre en fréquence présente souvent une pente "molle". D'où la difficulté de repérer  $f_{pe}$  et donc de déterminer  $Ne_w$ .

La figure A.3 (panneau gauche) en est un exemple. Elle montre le spectre naturel extrait, en fréquence, de  $21\text{h}37\text{min}03$  TU.

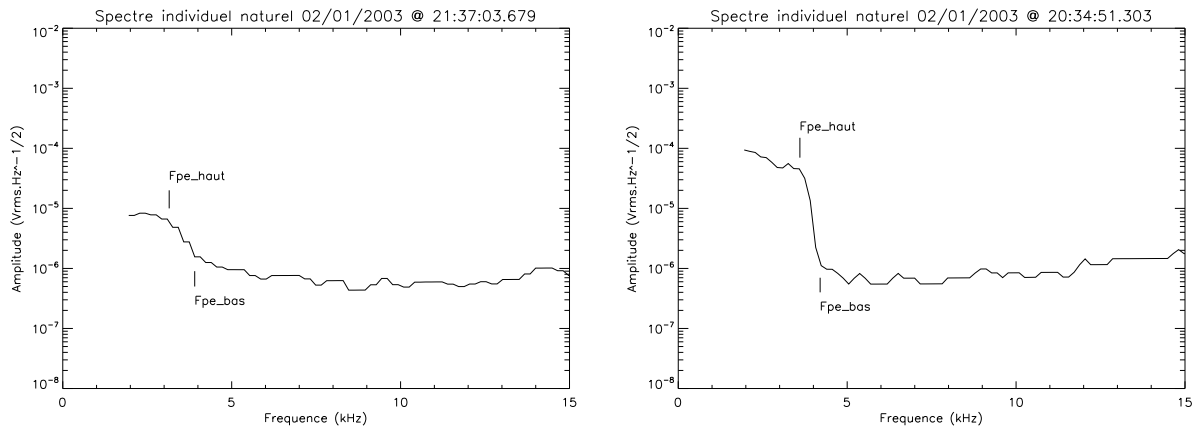


FIG. A.3 – Spectres naturels des fluctuations du champ électrique du 2 janvier 2003 à  $21\text{h}37\text{min}03$  TU (panneau gauche) et à  $20\text{h}34\text{min}51$  TU (panneau droit).

Le lecteur aura peut-être remarqué que cet instant précède l'intervalle de détection de la structure d'électrons. Bien que n'étalonnant pas sur de grands intervalles de temps, nous nous autorisons à considérer la période entourant l'événement électronique. Les spectres naturels internes à la structure ne permettent pas toujours, en effet, une lecture fiable de  $f_{pe}$ .

Sur un tel spectre, la détermination exacte de  $f_{pe}$  est impossible. On ne peut considérer qu'une gamme de fréquences. Il faut alors pointer une coupure haute et une coupure basse du 'hiss', comme l'indiquent les repères sur le panneau gauche de la figure A.3. Ayant alors deux valeurs différentes de  $f_{pe}$ , deux densités électroniques sont déduites. Elles correspondent respectivement aux valeurs inférieure et supérieure de  $Ne_w$ . De même,  $Ne_w.milieu$

## A. ETALONNAGE

est associée à la fréquence  $f_{pe.milieu}$  définie par  $f_{pe.milieu} = \frac{f_{pe.haut} + f_{pe.bas}}{2}$ . Nous disposons, dès lors, des bornes minimale et maximale de la barre d'erreur ainsi que d'une valeur pour la densité issue de WHISPER. Dans le cas présenté ici,  $f_{pe.haut} \approx 3,26$  kHz et  $f_{pe.bas} \approx 3,91$  kHz. D'où  $N_{ew.haut} \approx 1,32 \times 10^5 /m^3$ ,  $N_{ew.bas} \approx 1,89 \times 10^5 /m^3$  et  $N_{ew.milieu} \approx 1,59 \times 10^5 /m^3$ . L'erreur  $\frac{\Delta f_{pe}}{f_{pe}}$  commise sur  $f_{pe}$  est alors de 18,18 % et  $\frac{\Delta N_{ew}}{N_{ew}}$  sur la densité de 36,36 %. Cette erreur est déjà grande, en supposant que le pointé soit correct, mais certains spectres naturels sont tels qu'elle peut atteindre 80 % (cf. tableaux A.1 et A.2 à la fin de ce chapitre).

Ce genre de signature est typique de l'ensemble des cas étudiés. Il existe cependant aussi des spectres pour lesquels le repérage de  $f_{pe.haut}$  et  $f_{pe.bas}$  est moins compliqué. Sur celui de la figure A.3 (panneau droit), la pente est plus franche même si, in fine, l'erreur commise sur  $N_{ew}$  est de 33 %.

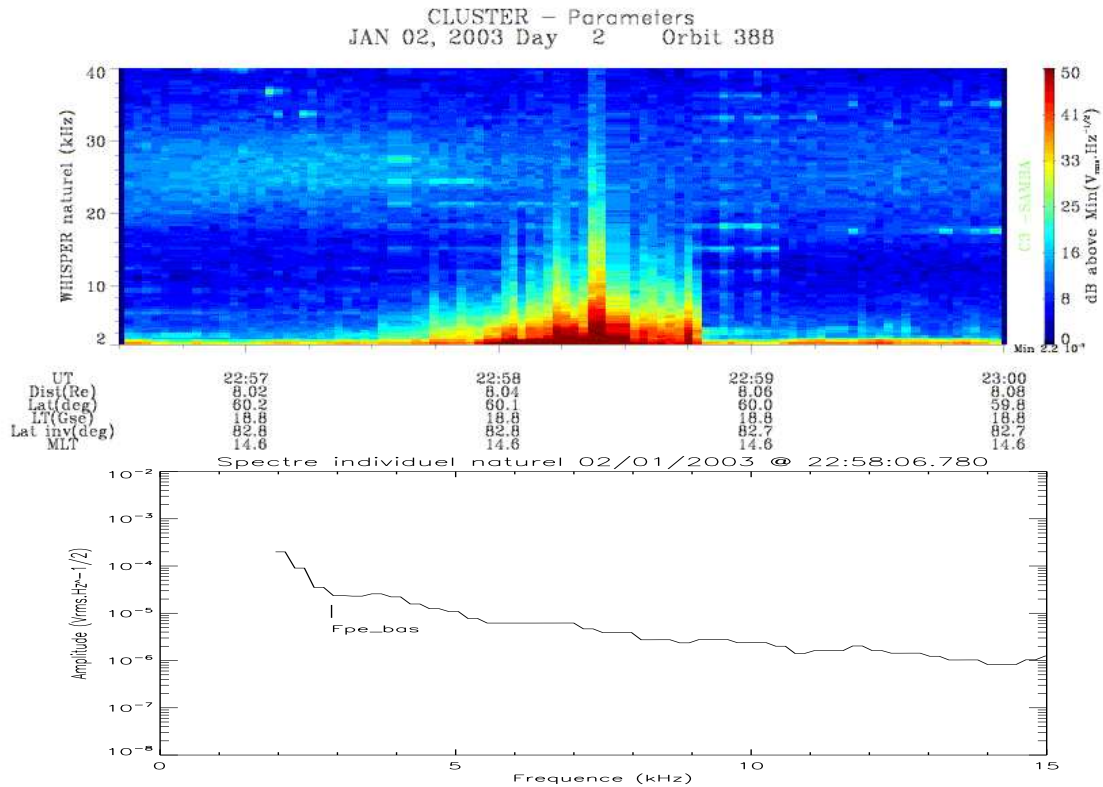


FIG. A.4 – Premier panneau : spectrogramme fréquence-temps naturel des fluctuations du champ électrique du 2 janvier 2003 entre 22h56min30 et 23h00 TU. Second panneau : spectre naturel extrait à 22h58min06 TU.

Certains spectres, enfin, ne permettent que la détermination de la valeur maximale de  $f_{pe}$ . En effet, la signature du 'hiss' peut être tronquée. C'est le cas lorsque sa coupure haute est caractérisée par une fréquence inférieure au seuil de détection de l'instrument. Seule  $f_{pe.bas}$  et donc  $N_{ew.bas}$  peuvent alors être estimées. Repérer une fréquence  $f_{pe.haut}$  pour ce genre de spectre reviendrait à considérer une valeur arbitraire, imposée par le premier

canal de détection. Tel est le cas du spectre mesuré le 2 janvier 2003 à 22h58min06 TU (2<sup>nd</sup> panneau de la figure A.4). La comparaison avec le spectrogramme des fluctuations du champ électrique (1<sup>er</sup> panneau de la figure A.4) suggère de pointer  $f_{pe.bas}$  à environ 2,93 kHz. Ce qui donne une densité  $Ne_{w.bas}$  de  $\sim 1,07 \times 10^5 /m^3$ . Ici, aucune barre d'erreur, quant à la fréquence plasma et à la densité électronique, ne peut être déterminée mais seulement une borne supérieure.

### A.3 Facteur d'étalonnage

Certains phénomènes n'étant détectés que par WHISPER et non par PEACE, nous ne nous sommes intéressées, dans la plupart des cas, qu'aux intervalles de temps correspondant aux structures d'électrons et aux quelques minutes les entourant. La densité de ces événements non électroniques peut effectivement être très supérieure à celle issue de PEACE puisque celui-ci n'a rien observé d'autre que le plasma ambiant. Le facteur correctif résultant  $F_w$  à appliquer à la fonction de distribution des électrons s'en voit surévalué. L'étalonnage n'a alors plus aucun sens.

Pour pouvoir déterminer  $F_w$  le plus correctement possible, nous avons comparé les densités  $Ne_{FD}$  et  $Ne_w$  respectivement obtenues par intégration (cf. section A.1) et grâce à la fréquence plasma du plasma électronique (cf. section A.2). Pour chaque couple ( $Ne_{wk}$ ;  $Ne_{FDk}$ ), nous avons défini un facteur individuel  $F_{wk}$  comme le rapport de ces deux grandeurs :

$$F_{wk} = \frac{Ne_{wk}}{Ne_{FDk}}. \quad (\text{A.3.1})$$

Pour un intervalle de temps donné, le nombre de valeurs de  $Ne_w$  est toujours inférieur à celui de  $Ne_{FD}$ . Ceci provient du fait que pointer une fréquence  $f_{pe}$  correcte sur les spectres actifs et/ou naturels est souvent difficile, voire impossible.  $F_{wk}$  étant un rapport, il faut autant de valeurs  $Ne_{FDk}$  que de  $Ne_{wk}$ . Ainsi, chaque fois que  $Ne_w$  est défini, il faut chercher la densité  $Ne_{FD}$  temporellement la plus proche. Les données électrons étant échantillonnées à 4 secondes, l'écart en temps entre les  $Ne_{wk}$  et les  $Ne_{FDk}$  n'excède pas 2 secondes. Il résulte donc de ce processus autant de valeurs de  $F_{wk}$  que de  $Ne_{wk}$ . Ceci permet, in fine, de calculer le facteur d'étalonnage global  $F_w$ , qui n'est autre que la moyenne des  $F_{wk}$ .

La figure A.5 montre l'exemple du 2 janvier 2003 entre 20h30 et 20h35 TU. Sur chacun des panneaux, la courbe noire correspond à la densité  $Ne_{FD}$  issue de l'intégration, les étoiles ( $Ne_w$ ) sont associées aux valeurs de  $f_{pe}$  pointées sur les spectres de fluctuation du champ électrique et la courbe verte représente la densité intégrée corrigée avec  $F_w$ . Comme indiqué précédemment, nous avons procédé à un double étalonnage conduisant à 2 facteurs :  $F_{w.haut} \sim 0,23$  (1<sup>er</sup> panneau) et  $F_{w.bas} \sim 0,40$  (2<sup>nd</sup> panneau). De là, nous avons estimé un facteur milieu ;  $F_{w.milieu} \sim 0,31$  (valeur légèrement modifiée par rapport à celle de l'article). La multiplication de  $Ne_{FD}$  par ce facteur aboutit à la courbe rouge de la

## A. ETALONNAGE

figure A.7 qui correspond donc à la densité étalonnée des électrons. Le facteur correctif s'applique, en réalité, à la fonction de distribution.

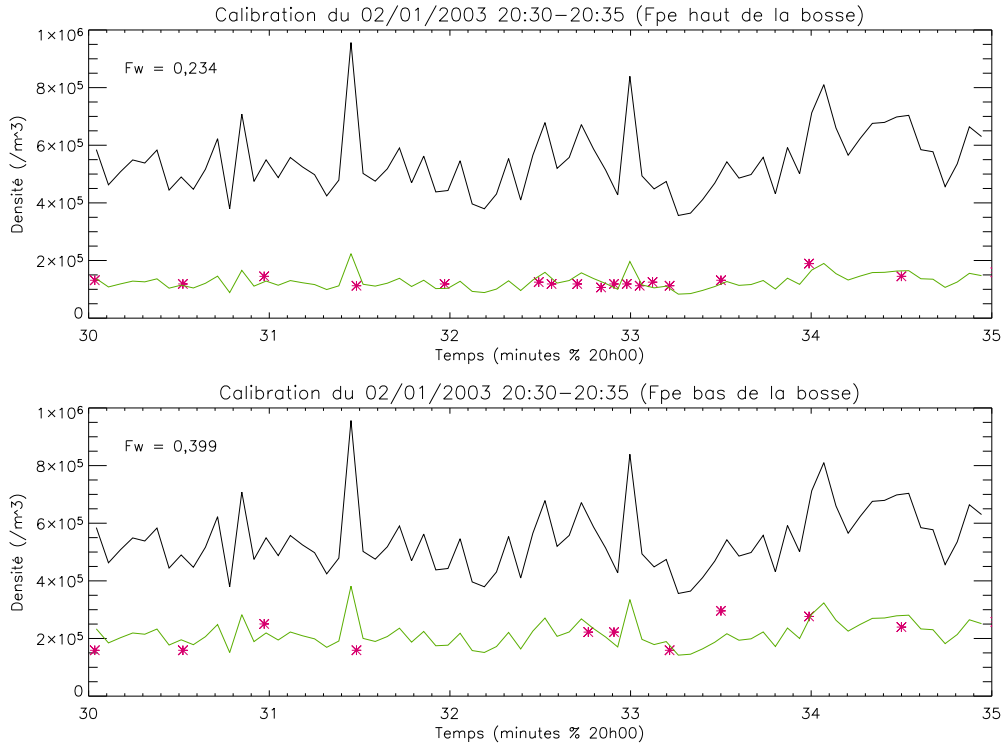


FIG. A.5 – Correction de la densité des électrons à partir des données de WHISPER pour l'événement du 2 janvier 2003 entre 20h30 et 20h35 TU. Courbe noire : densité  $Ne_{FD}$  non corrigée, étoiles rouges : densité  $Ne_w$  déduite de la fréquence plasma, courbe verte : densité corrigée avec  $F_w$ .

Les valeurs de  $Ne_w$  visibles sur ce graphe (figure A.7) ne résultent pas de valeurs de  $f_{pe}$  mesurées. Ce sont, en fait, des  $Ne_{w.milieu}$ . Il existe donc une barre d'erreur autour de chaque étoile mais, pour des raisons de lisibilité, nous ne les avons pas représentées. Toutefois, nous avons déterminé l'erreur commise sur la fréquence plasma et la densité, en moyenne sur cet intervalle de temps. Elles atteignent respectivement  $\sim 26,52\%$  et  $\sim 53\%$ .

Sur l'ensemble des cas étudiés, l'erreur faite sur la densité est de l'ordre de 30 % lorsque le pointage de  $f_{pe}$  a été réalisé sur des spectres actifs, et supérieur à 50 % (pouvant parfois atteindre les 80 %) quand il a été fait avec des spectres naturels.

### A.4 Inter-étalonnage avec les ions

Une part de l'étude des électrons montants a consisté à estimer la densité de courant qu'ils étaient susceptibles de transporter. Il s'est également agi de comparer l'intensité de leur courant à celle portée par les échappements d'ions observés par l'expérience CIS (Rème et al., 2001) autour des structures d'électrons. Pour effectuer une comparaison valable et

## A.4 Inter-étalonnage avec les ions

afin de respecter le critère de quasi-neutralité, nous avons inter-étalonné les données des ions et des électrons. En toute rigueur, l'étalonnage des ions doit être fait avec les valeurs issues de WHISPER, mais la densité corrigée des électrons contient beaucoup plus de points et le facteur correctif  $F_i$  à appliquer aux ions est plus représentatif de l'ensemble des données sur l'intervalle concerné. Dans l'exemple montré sur la figure A.6 (même période que sur la figure A.5),  $F_i \sim 1,44$  (valeur légèrement modifiée depuis l'article). Ce qui donne la densité non corrigée des ions représentée en noir et les densités corrigées des ions et des électrons, respectivement en vert et rouge. La figure A.7 montre un bon accord entre ces densités corrigées (en rouge et noir) et celle issue de WHISPER (étoiles).

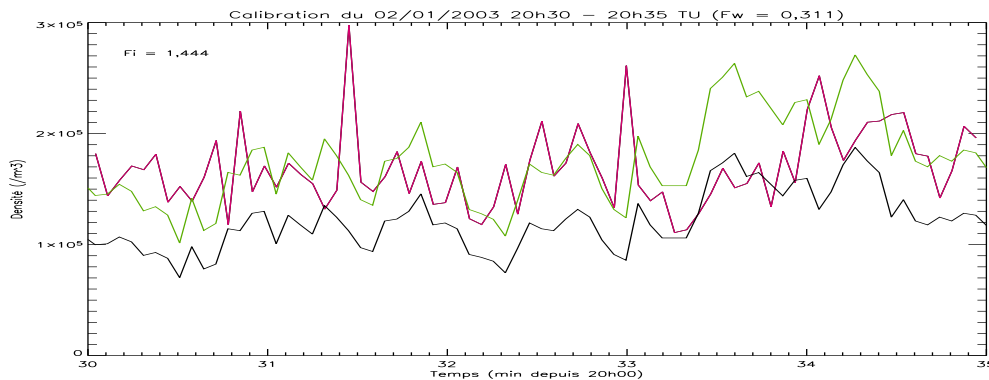


FIG. A.6 – Correction de la densité des ions à partir celle corrigée des électrons. Courbe noire : densité des ions non corrigée, courbe rouge : densité corrigée des électrons, courbe verte : densité des ions corrigée avec  $F_i$

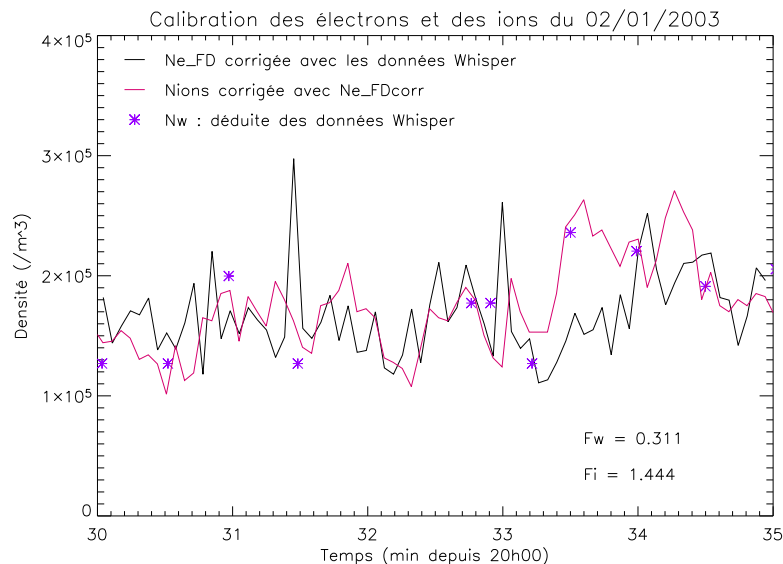


FIG. A.7 – Densités électronique (noir) et ionique (rouge) corrigées à partir des données WHISPER (étoiles).

Nous n'avons pas utilisé le potentiel satellite car il ne donne qu'une tendance générale et non des valeurs précises de la densité.



## A. ETALONNAGE

Date	Facteur $F_w$	erreur moy. sur $f_{pe}$	erreur moy. sur $Ne_w$
02/01/2003 CL3 20h30 - 20h35	0,31	26,52 %	53 %
02/01/2003 CL3 21h35 - 21h40	0,39	41 %	82 %
02/01/2003 CL3 22h55 - 23h00	0,35	pas de $f_{pe.bas}$	pas de $f_{pe.bas}$
02/01/2003 CL1 20h40 - 20h50	0,82 <sup>a</sup>	20,39 %	40,78 %
08/04/2003 CL3 01h08 - 01h12	0,24	27,31 %	54,62 %
30/06/2003 CL4 09h00 - 09h30	0,68	-	-
01/01/2004 CL4	1.	pas d'étalonnage	pas d'étalonnage
20/03/2003 CL3	1.	pas d'étalonnage	pas d'étalonnage

TAB. A.1 – Facteur d'étalonnage  $F_w$  et erreurs moyennes sur  $f_{pe}$  et  $Ne_w$  pour les électrons montants.

<sup>a</sup>Intégration à partir de 46 eV, c'est-à-dire sans considérer la contribution des électrons de faible énergie.

Date	Facteur $F_w$	erreur moy. sur $f_{pe}$	erreur moy. sur $Ne_w$
18/05/2003 CL1 11h30 - 11h35 (actif)	1,01 <sup>a</sup>	13,08 %	26,16 %
18/05/2003 CL4 11h08 - 11h12 (actif)	0,81	17,78 %	35,56 %
30/01/2004 CL3 10h40 - 11h20	1. (ht <sup>b</sup> : 0,71 - b. <sup>c</sup> : 1,75)	+37,63 % ; - 14,33 %	+75,26 % ; - 28,66 %
03/03/2004 CL1 17h00 - 17h30	1.(ht : 0,95 ; b. : 1,40)	+20,00 % ; - 2,18 %	+40,00 % ; - 5,36 %
03/03/2004 CL3 17h00 - 17h30	1. (ht : 0,92 ; b. : 1,15)	11,80 %	23,59 %
12/04/2003 CL2 19h00 - 19h30	1. (pas de ht ; b. : 1,30)	-	-
12/04/2003 CL4 19h00 - 19h30	1. (ht : 0,58 ; b. : 0,98)	20,00 %	40,00 %

TAB. A.2 – Facteur d'étalonnage  $F_w$  et erreurs moyennes sur  $f_{pe}$  et  $Ne_w$  pour les électrons descendants.

<sup>a</sup> nul besoin de correction.

<sup>b</sup> ht : coupure haute du 'hiss'

<sup>c</sup> b. : coupure basse du 'hiss'

*A. ETALONNAGE*

# Annexe B

## WHAMP

COMME son nom l'indique, le programme informatique WHAMP (pour Waves in Homogeneous Anisotropic Magnetized Plasma, Rönmark, 1982) résoud l'équation de dispersion linéaire électromagnétique dans un plasma homogène, anisotrope et magnétisé. A partir de paramètres caractérisant le plasma, donnés en entrée, il fournit les modes de propagation des ondes susceptibles d'apparaître dans un tel milieu.

Afin de pouvoir modéliser la plus grande diversité possible de configurations, le milieu peut être décrit par la somme de six populations différentes. Ainsi, sa fonction de distribution  $f(\vec{v})$  peut-elle s'écrire sous la forme  $f(\vec{v}) = \sum_{j=1}^6 f_j(\vec{v})$ , où  $\vec{v}$  est la vitesse des particules. Suivant la composition du plasma considéré, ces populations peuvent représenter différents types de particules (électrons, ions1, ions2, ...) ou les multiples composantes d'une même espèce, comme pour les faisceaux d'électrons montants étudiés ici. Chacune d'entre elles est définie comme étant le produit d'une fonction de distribution parallèle par une fonction de distribution perpendiculaire (par rapport à la direction du champ magnétique) :

$$f_j(\vec{v}) = \frac{n_j}{(\sqrt{\pi}v_{th//j})^3} f_{//j}(\vec{v}_{//}) f_{\perp j}(\vec{v}_{\perp j}) \quad (\text{B.0.1})$$

où  $n_j$  est la densité de la composante  $j$ ,

$$f_{//j}(\vec{v}_{//}) = M_{//j}(\vec{v}_{//} - \vec{V}_j)$$

$$\text{et } f_{\perp j}(\vec{v}_{\perp}) = \Delta_j M_{\perp j}(\vec{v}_{\perp}) + (1 - \Delta_j) L_{\perp j}(\vec{v}_{\perp j}).$$

La composante parallèle  $f_{//j}$  est une maxwellienne du type :

$$M_{//j}(\vec{v}_{//} - \vec{V}_j) = e^{-\left(\frac{\vec{v}_{//} - \vec{V}_j}{v_{th//j}}\right)^2} \quad (\text{B.0.2})$$

de vitesse thermique parallèle  $v_{th//j} = \sqrt{\frac{2k_B T_{//j}}{m_j}}$ , où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T_{//j}$  la température parallèle de la population  $j$  et  $m_j$  sa masse. Elle peut également être

## B. WHAMP

décalée à condition que sa vitesse de dérive  $V_j$  ne soit pas nulle. Ceci permet de considérer la présence de faisceaux dans la distribution des particules.

La composante perpendiculaire, quant à elle, est constituée de deux termes; une maxwellienne simple  $M_{\perp j}$ , en proportion  $\Delta_j$  et un cône de perte  $L_{\perp j}$ , en proportion  $1 - \Delta_j$ .

La gaussienne  $M_{\perp j}$  est définie de telle manière qu'il est possible d'introduire une anisotropie de température via le paramètre  $\alpha_{1j}$ . En effet,

$$M_{\perp j}(\vec{v}_{\perp}) = \frac{1}{\alpha_{1j}} e^{-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{1j} v_{th//j}^2}} \quad (\text{B.0.3})$$

où  $\alpha_{1j} = \frac{T_{\perp j}}{T_{//j}}$ .

Le cône de perte  $L_{\perp j}$  résulte de la différence de deux maxwelliennes :

$$L_{\perp j} = \frac{1}{\alpha_{1j} - \alpha_{2j}} \left[ e^{-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{1j} v_{th//j}^2}} - e^{-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{2j} v_{th//j}^2}} \right] \quad (\text{B.0.4})$$

où  $\alpha_{2j}$  représente le rapport des températures perpendiculaire et parallèle du cône et définit donc la taille de ce dernier (Rezeau,2002).

La somme des une à six populations ainsi caractérisées décrit le plasma considéré.

La résolution de l'équation de dispersion vise à trouver les solutions du type  $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$  de pulsations complexes  $\omega = \omega_r + i\omega_i$ , où les  $\omega_r$  sont les pulsations réelles des ondes et les  $\omega_i$  leurs taux de croissance. Elle consiste à identifier les fréquences complexes  $f (= \frac{\omega}{2\pi})$ , proches de la fréquence d'initialisation que l'on se fixe, telles qu'il y ait convergence et que les solutions ne soient pas trop amorties, c'est-à-dire telles que  $\omega_i \ll \omega_r$ . Ce calcul, itératif, se fait sur un intervalle de valeurs du vecteur d'onde  $\vec{k}$ , défini par ses composantes parallèle  $k_{//}$  et perpendiculaire  $k_{\perp}$  ou polaires  $||\vec{k}||$  et  $\theta$ , imposé au départ et en accord avec les ondes cherchées.

Ainsi, les paramètres d'un plasma, estimés à partir d'observations et donnés en entrée au code WHAMP, lui permettent-ils de déterminer les modes existant dans le milieu. Comparer ces ondes aux émissions détectées par l'instrument WHISPER permet alors de préciser l'influence des faisceaux d'électrons montants observés par PEACE dans la génération de ces dernières.

**Annexe C**

**Publication**

*C. PUBLICATION*

# CLUSTER observations of electron outflowing beams carrying downward currents above the polar cap by northward IMF

A. Teste<sup>1</sup>, D. Fontaine<sup>1</sup>, J.-A. Sauvaud<sup>2</sup>, R. Maggiolo<sup>2</sup>, P. Canu<sup>1</sup>, and A. Fazakerley<sup>3</sup>

<sup>1</sup>CETP, 10–12 avenue de l'Europe, Vélizy 78140, France

<sup>2</sup>CESR, 9 avenue du Colonel Roche, Toulouse 31028, France

<sup>3</sup>MSSL, Holmbury St Mary, Dorking RH5 6NT, UK

Received: 22 December 2006 – Revised: 23 March 2007 – Accepted: 30 March 2007 – Published: 8 May 2007

**Abstract.** Above the polar cap, at about 5–9 Earth radii ( $R_E$ ) altitude, the PEACE experiment onboard CLUSTER detected, for the first time, electron beams outflowing from the ionosphere with large and variable energy fluxes, well collimated along the magnetic field lines. All these events occurred during periods of northward or weak interplanetary magnetic field (IMF).

These outflowing beams were generally detected below 100 eV and typically between 40 and 70 eV, just above the photoelectron level. Their energy gain can be explained by the presence of a field-aligned potential drop below the spacecraft, as in the auroral zone. The careful analysis of the beams distribution function indicates that they were not only accelerated but also heated. The parallel heating is estimated to about 2 to 20 eV and it globally tends to increase with the acceleration energy. Moreover, WHISPER observed broadband electrostatic emissions around a few kHz correlated with the outflowing electron beams, which suggests beam-plasma interactions capable of triggering plasma instabilities.

In presence of simultaneous very weak ion fluxes, the outflowing electron beams are the main carriers of downward field-aligned currents estimated to about  $10 \text{ nA/m}^2$ . These electron beams are actually not isolated but surrounded by wider structures of ion outflows. All along its polar cap crossings, Cluster observed successive electron and ion outflows. This implies that the polar ionosphere represents a significant source of cold plasma for the magnetosphere during northward or weak IMF conditions. The successive ion and electron outflows finally result in a filamented current system of opposite polarities which connects the polar ionosphere to distant regions of the magnetosphere.

**Keywords.** Magnetospheric physics (Current systems; Magnetosphere-ionosphere interactions; Polar cap phenomena)

Correspondence to: A. Teste  
(ate@cetp.ipsl.fr)

## 1 Introduction

To our knowledge, there is no report on upflowing electron beams observed above the polar cap. The main phenomenon concerning the electrons at polar latitudes is the precipitation into the ionosphere of accelerated electrons, known as the polar rain or the polar cap arcs: see for example the review by Zhu et al. (1997) or the statistical study by Shinohara et al. (1996).

The polar cap is better known as a region of ion outflows: polar wind, cleft ion fountain, outflowing ion beams, ... One important source is the ion upwelling from the cleft ion fountain: these ions are then detected above the polar cap while they undergo the anti-sunward convection (see the review by André and Yau, 1997; Yau and André, 1997). Locally accelerated ions also escape along polar magnetic field lines in the region corresponding to the polar arcs (Shelley et al., 1982). Recently, Maggiolo et al. (2006) identified both types of ion outflows from CLUSTER observations at high-altitudes, 5–9  $R_E$  above the polar cap.

The situation is quite different for the auroral zone where the presence of anti-earthward, field-aligned electron beams has been reported from various observations, mainly at low altitude (Johnstone and Winningham, 1982; Klumpar and Heikkila, 1982; Burch et al., 1983; Marklund et al., 1994; Boehm et al., 1995; Carlson et al., 1998b). They appear highly collimated along magnetic field lines and generally have typical energies between a few tens and a few hundreds of eV with the more energetic events reaching the keV range (Cattell et al., 2004). The perpendicular temperature of these upgoing electron beams has been estimated as low as 0.2–1 eV, comparable to ionospheric temperatures (Boehm et al., 1995; Carlson et al., 1998b). The auroral electron outflows can be observed in various situations: isolated, as part of bidirectional beams, or accompanied by ion conics events or ion precipitation (Elphic et al., 1998; Miyake et al., 1998; Carlson et al., 1998b). Their occurrence does not seem to be correlated with the IMF direction.



Evans (1974) showed that the presence of parallel potential drops along magnetic field lines can be identified on the auroral electron energy spectra. Then, various studies revealed that the upflowing electron beams in the auroral region are associated with diverging electric fields, with an integrated potential that matches the beam energy (Burch et al., 1979; Marklund et al., 1994; Carlson et al., 1998a, b; Ergun et al., 1998; Mozer and Kletzing, 1998). It is admitted that the acceleration region is located above the ionosphere and below 1 or 2 Earth radii, or much lower depending on the observations, and that its thickness can extend over thousands of km. The question is not closed since a more complex description recently emerged; it involves the presence of very large electric fields confined into very thin layers of the order of several Debye lengths (Andersson et al., 2002; Ergun et al., 2003).

Finally, these auroral upflowing electron beams have been identified as the main carriers of downward Birkeland currents in the dayside and nightside auroral region (McFadden et al., 1999). They contribute to auroral current densities of the order of a few  $\mu\text{A}/\text{m}^2$  at altitudes inferior to 1 Earth's radius (Iijima and Potemra, 1976; Burch et al., 1983; Elphic et al., 1998).

In this paper, we present Cluster observations of outflowing electron beams detected above the polar cap at 5–9  $R_E$  altitude – higher than most auroral observations – during periods of northward IMF (Sect. 2). We estimate their main characteristics in Sect. 3 and we study their interaction with the ambient plasma and the resulting plasma instabilities in Sect. 4. With the background of auroral observations, we discuss the acceleration processes at their origin, in Sect. 5. In Sect. 6, we give an estimate of the global current system above the polar cap.

## 2 Observations

The four spacecraft of the Cluster mission were launched in 2000 on a quasi-polar orbit with an apogee at about 19 Earth radii ( $R_E$ ). They cross the polar cap at about 5 to 9  $R_E$  altitude.

We mainly use data from Plasma Electron And Current Experiment (PEACE), which detects the electron fluxes between 0 and 26 keV with 2 sensors located on opposite sides onboard each spacecraft: the High Energy Electron Analyser (HEEA) and the Low Energy Electron Analyser (LEEA), respectively dedicated to the higher and lower energy ranges. The field-of-view of each analyser covers  $180^\circ$ , divided into 12 polar zones,  $15^\circ$  wide, relative to the spin axis. The azimuthal coverage of the 3-D distributions is achieved by spin rotation (Johnstone et al., 1997; Fazakerley et al., 2005). At altitudes of 5–9  $R_E$  over the polar cap, the plasma is generally tenuous and the spacecraft potential  $\varphi_{\text{sat}}$  can reach as high values as  $\sim 40$  Volts which accelerates the electrons. Consequently, the energy of the detected electrons is arti-

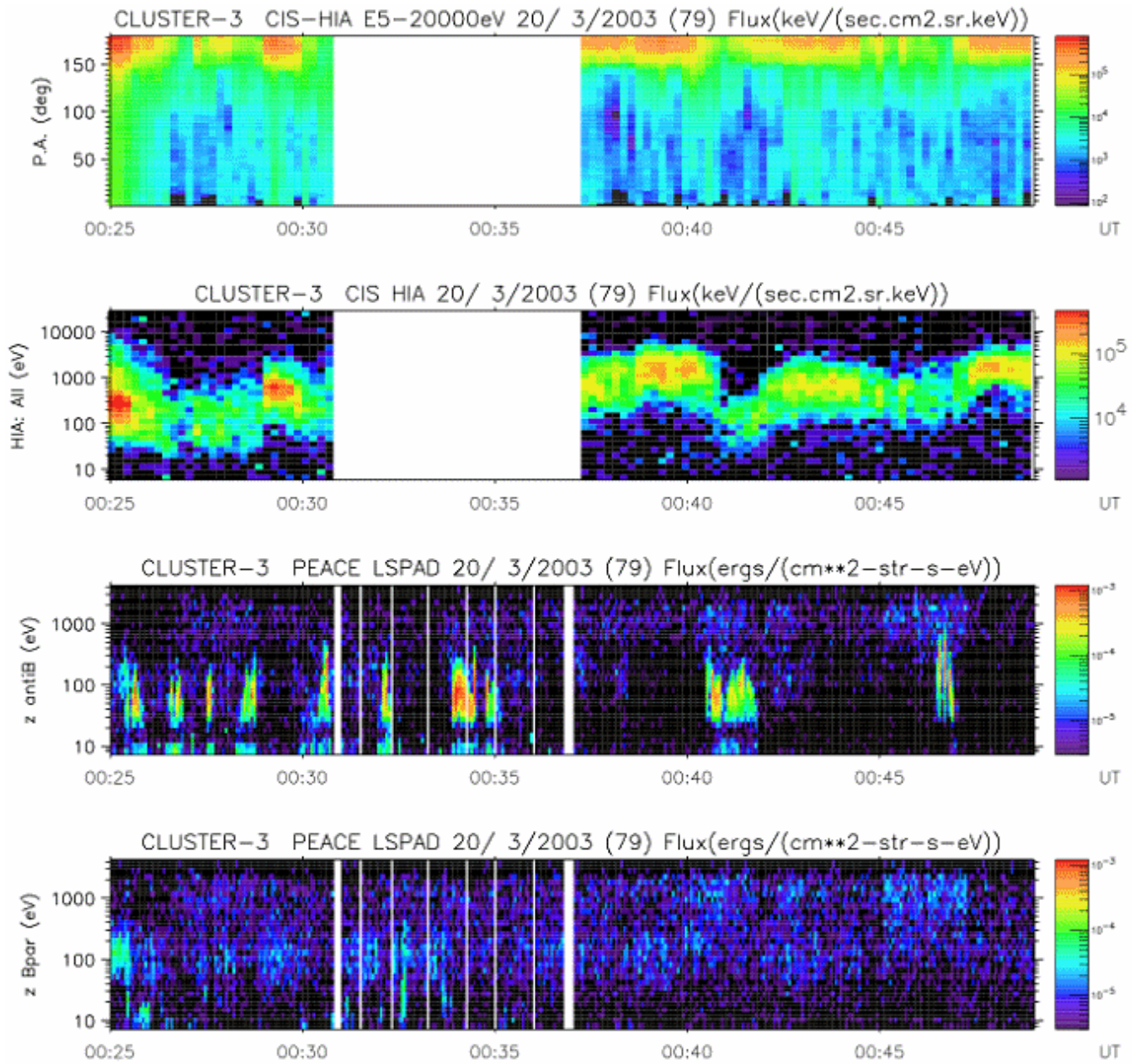
ficially enhanced and it is necessary to subtract the energy corresponding to the spacecraft potential to recover the initial value (Szita et al., 2001).

We also use observations from other instruments onboard CLUSTER. The Cluster Ion Spectrometers (CIS) consist of two instruments: a Hot Ion Analyser (HIA) and a time-of-flight ion COMposition and DIstribution Function analyser (CODIF). They measure the ion distributions between  $\sim 0$  and 40 keV/q (Rème et al., 2001). The Electron Drift Instrument (EDI) permits to infer the electric field perpendicular to the spin axis (Paschmann et al., 2001). The Waves of High frequency and Sounder for Probing the Electron density by Relaxation (WHISPER) experiment yields, in particular, the spectrum of natural plasma emissions in the frequency range 2–80 kHz (Décréau et al., 2001).

Typical observations during a northward IMF period above the polar cap are displayed in Fig. 1 which represents the ion and electron energy fluxes on 20 March 2003 for about half an hour, above the northern polar cap. The two bottom panels show that the electron fluxes are very weak in all directions – as illustrated by the bottom panel corresponding to the downgoing electrons along the magnetic field line – except in one: the upward direction anti-parallel to the magnetic field (third panel). In this direction, PEACE detects the presence of successive outflowing electron beams, with quite large fluxes. They appear exactly between wider structures of ion outflow observed by CIS. As shown by the second panel, these ion outflows have typical inverted-V shaped energy-time signatures. Their pitch angles of  $180^\circ$  (top panel) confirm their motion in the upward direction along the magnetic field. Maggiolo et al. (2006) recently studied similar ion outflows above the polar cap and showed that their signature was consistent with the acceleration of ionospheric ions by a field-aligned potential drop. Thus, the polar cap ionosphere appears as a wide region of successive ion and electron outflows.

Generally, these upgoing electron beams are not isolated events. Many discrete structures are detected along the orbit over the whole polar cap during tens of minutes or even during hours, as illustrated by the 3 examples in Fig. 2. These events have similar characteristics: they are individually very narrow; usually detected during only a few spins ( $\sim 30$  s to 1 min). This gives a spatial width along the orbit of the order of 100–300 km at  $\sim 5$  to 9  $R_E$  altitude, corresponding to about 10 km at ionospheric altitudes, contrary to the wide surrounding ion outflow structures with spatial extents of the order of  $\sim 1000$  km.

Most of the time, the maximum energy of the outflowing electron beams is well below 200–300 eV, as illustrated by the examples in Fig. 2. On 21 May 2002 (third panel), the average energy observed by the analyser LEEA is about 50 eV, just above the photoelectron strip below 40 eV (in green). The spacecraft potential provided by the Electric Field and Wave experiment (EFW, Gustafsson et al., 2001) and displayed in the bottom panel of Fig. 2, reaches relatively high

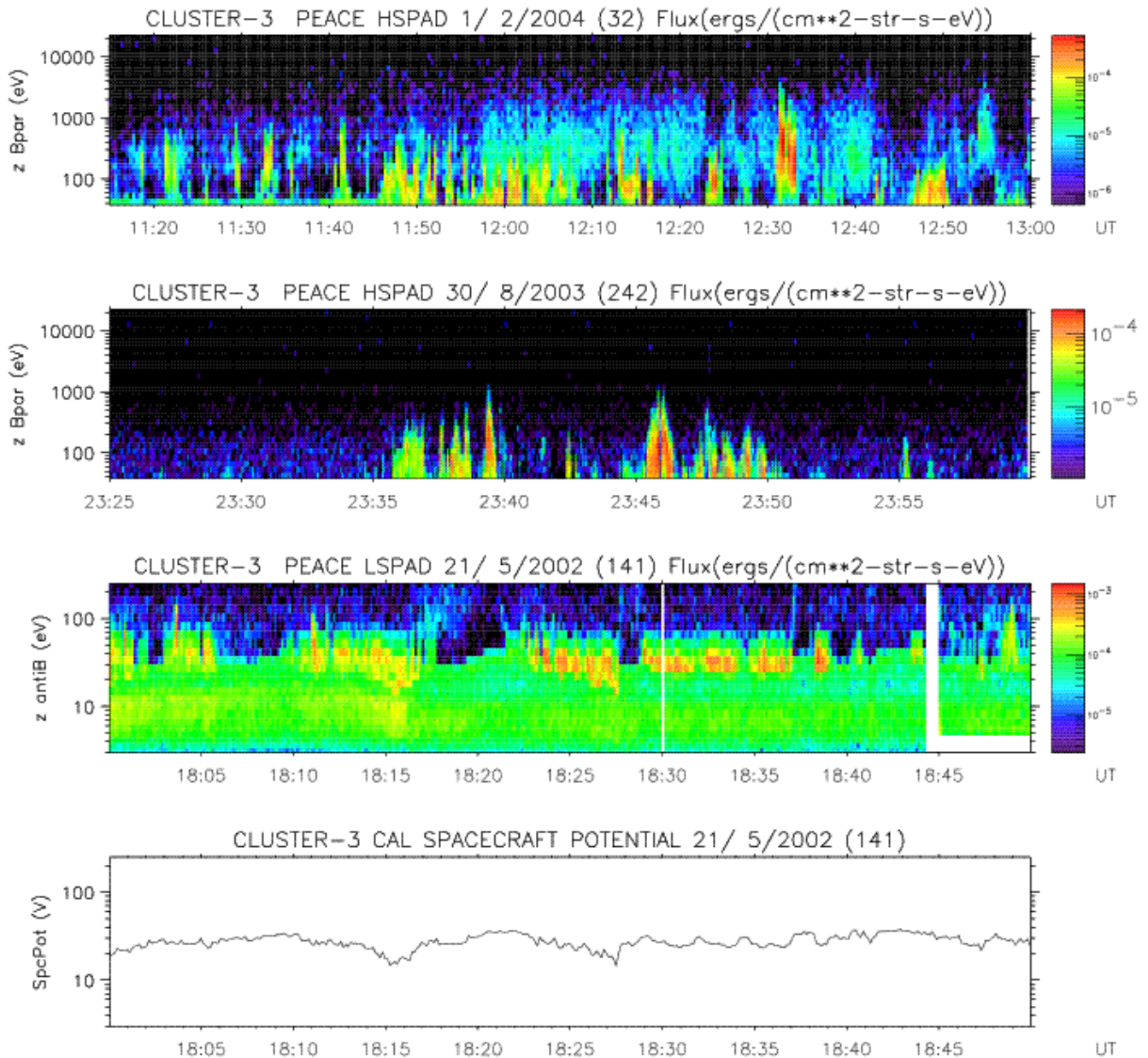


**Fig. 1.** First two panels: pitch angle and energy distributions of the ion energy fluxes observed by CLUSTER/CIS for 20 March 2003, 00:25–00:50 UT. Last two panels: energy distribution of the electron energy fluxes observed by CLUSTER/PEACE for the same time period in the upward (antiB) and downward (Bpar) directions along the magnetic field lines.

amplitudes,  $\sim 40$  V, quite typical above the polar cap. It decreases down to 15 V at 18:15 UT and before 18:30 UT in correlation with the presence of upward electron beams at lower energies. The amplitude of the spacecraft potential varies similarly to the lower energy limit of the beams. So, the detected electron beams are natural and not part of the photoelectrons. Over the polar cap, the energy range of the electron beams is generally embedded in the photoelectron range or rather just at the top of it. In these conditions, it is

difficult to extract quantitative characteristics. In the following, we will concentrate on events with a beam energy range well separated from the photoelectron strip, i.e. either when the beams are more energetic or when the spacecraft potential is reduced due to the Active Spacecraft POtential Control (ASPOC) (Torkar et al., 2001).

The spatio-temporal aspects of the outflowing electron beams are illustrated in Fig. 3 which displays the outflowing electron fluxes detected on 15 October 2003 onboard

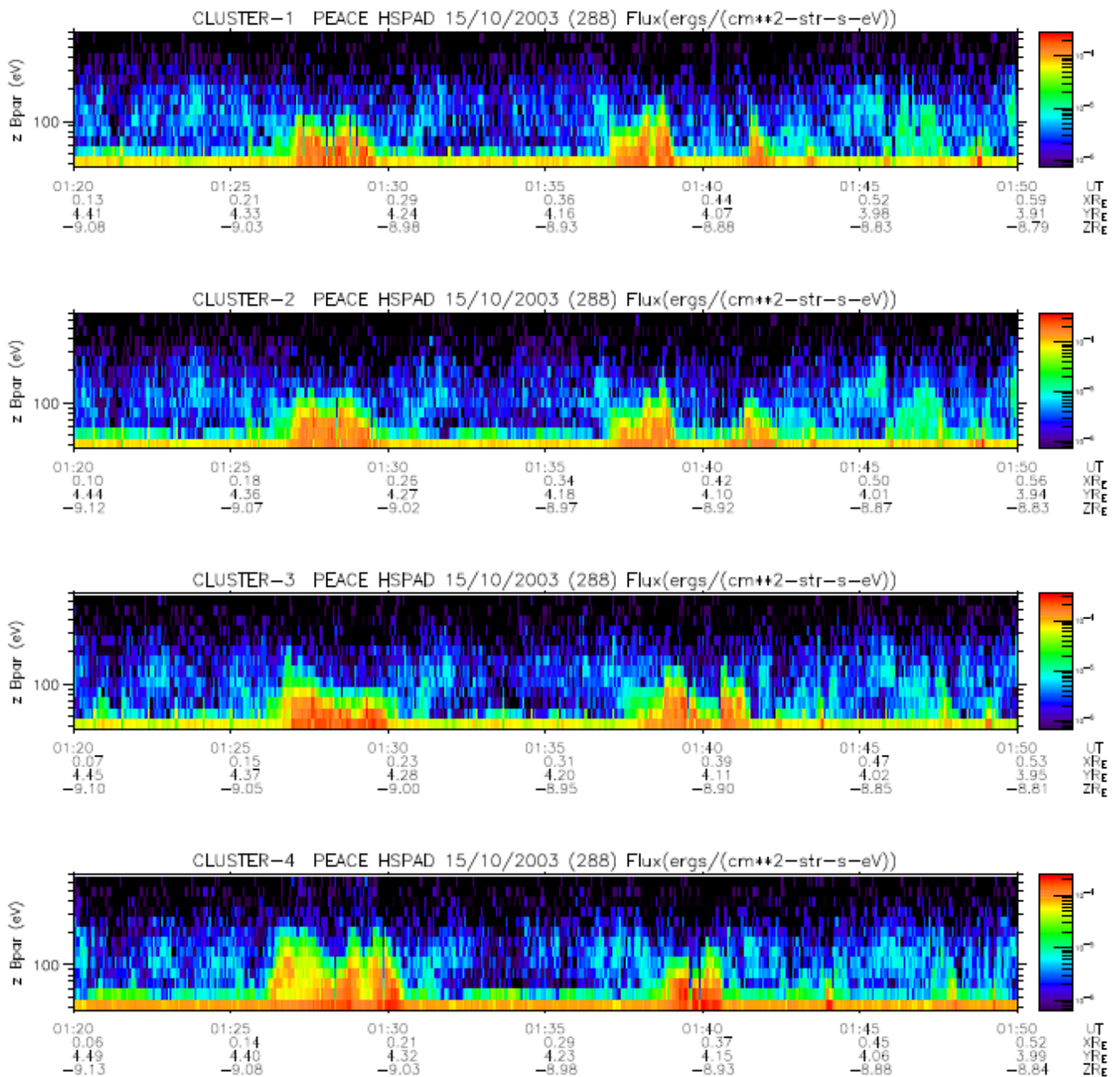


**Fig. 2.** Three top panels: electron energy fluxes in the upward direction along the magnetic field lines for three polar cap crossings: 1 February 2004 (top panel), 30 August 2003 (second panel) and 21 May 2002 (third panel). Bottom panel: spacecraft potential for 21 May 2002 in the same format as panel 3.

the 4 spacecraft, separated by  $\sim 330$  to  $720$  km. Between 01:26:10 UT and 01:30:40 UT, the whole fleet detects the same structure below  $200$  eV, but the fluxes differ from one spacecraft to the other one. This is particularly true for Cluster-1 and -2, which are close to each other ( $\sim 340$  km) and cross the structure approximately at the same time (less than one spin). This is also true for Cluster-3 and -4 which also follow approximately the same orbit and cross the same structure with a very short time delay. Both comparisons show that the electron fluxes inside the outflowing beams

vary very quickly. This is quite obvious in the case of the double beam detected by Cluster-3 between 01:38:00 and 01:41:30 UT. Cluster-1 and -2 detect it as two distinct structures while Cluster-4 observes only one disturbed beam just in the time interval separating the two beams seen by Cluster-1 and -2. In summary, the fluxes of the outflowing electron beams vary at spatio-temporal scales shorter than the best resolution provided by the Cluster fleet; i.e., respectively, shorter than  $350$  km and one second.

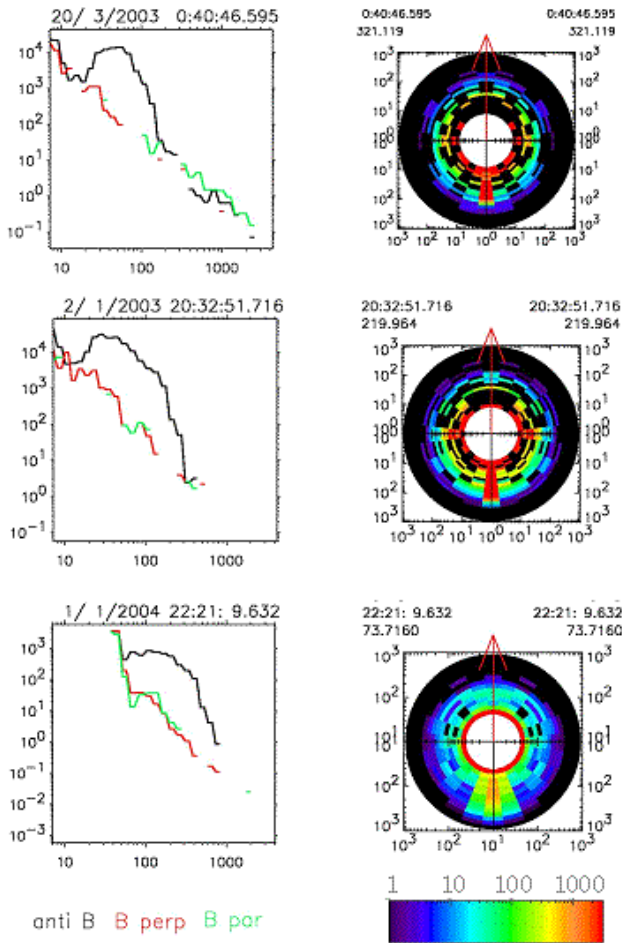




**Fig. 3.** Electron energy flux spectrograms in the upward direction along the magnetic field lines on 15 October 2003 between 01:20 and 01:50 UT, for the 4 spacecraft.

A more precise analysis of the PEACE data enables to more accurately describe the electron beams. Figure 4 displays examples of typical distribution functions observed during outflowing electron beams. On the right-hand side, the wheel representations give the pitch angle distribution function  $f$  as a function of the energy (radial direction) between 10 and 1000 eV. The sensor field-of-view covers 180°. It is divided into twelve 15°-wide polar zones relative to the spin axis. The data have been re-organized relative to the

magnetic field  $\mathbf{B}$  (indicated by the red arrow). Only half of the wheel is actually measured and it has been duplicated on the second half which allows a better visualization of the field-aligned directions, but implicitly assumes a gyrotropic distribution. If we ignore the red circle at low energies due to photoelectrons, the distributions are almost depleted in all sectors except in the direction opposite to the magnetic field (sector 180°) where the highest values of  $f$  are detected. In the Northern Hemisphere, they correspond to



**Fig. 4.** Left-hand side: electron distribution functions  $f \times 10^{18}$  ( $\text{s}^3/\text{m}^6$ ) for 3 beams as functions of the energy, in 3 directions: upgoing along the magnetic field  $\mathbf{B}$  (black curve labelled antiB), downgoing (green curve labelled Bpar) and perpendicular to  $\mathbf{B}$  (red curve labelled Bperp). Right-hand side: the corresponding pitch-angle distribution functions  $f \times 10^{18}$  ( $\text{s}^3/\text{m}^6$ ) in all directions. The red arrow represents  $\mathbf{B}$ .

upgoing electrons. These beams are almost always observed within one angular sector, which means that they are actually well collimated along the magnetic field. This is comparable to what was observed in the auroral zone by Klumpar and Heikkila (1982), who reported on field-aligned upgoing ionospheric electron beams confined within  $10^\circ$  of the magnetic field, at 1400 km. The left-hand side of Fig. 4 shows a cut of the distribution function in 3 directions: parallel (green curve), perpendicular (red curve) and anti-parallel to  $\mathbf{B}$  (black curve). After the largest values due to photoelectrons at low energies, the distribution function in the anti-parallel direction (black curve) presents a very well-defined bump for the energies ranging from 20–40 to 300–500 eV. This bump is the signature of an outward acceleration from the ionosphere up to the spacecraft altitude.

In summary, field-aligned electron beams escaping from the ionosphere are observed along the polar cap magnetic field lines at altitudes between 5 and  $9 R_E$ . They occur mostly during periods of low geomagnetic activity with an IMF  $B_z$  component either weak or strongly northward ( $\sim 7$  nT). Cluster observations reveal that these outflowing electron beams are not isolated events and that they are surrounded by wider structures of ion outflows: they follow one another along the spacecraft orbit, so that, during northward IMF conditions, the polar cap ionosphere appears as a wide region of outflowing particles, successively ions and electrons.

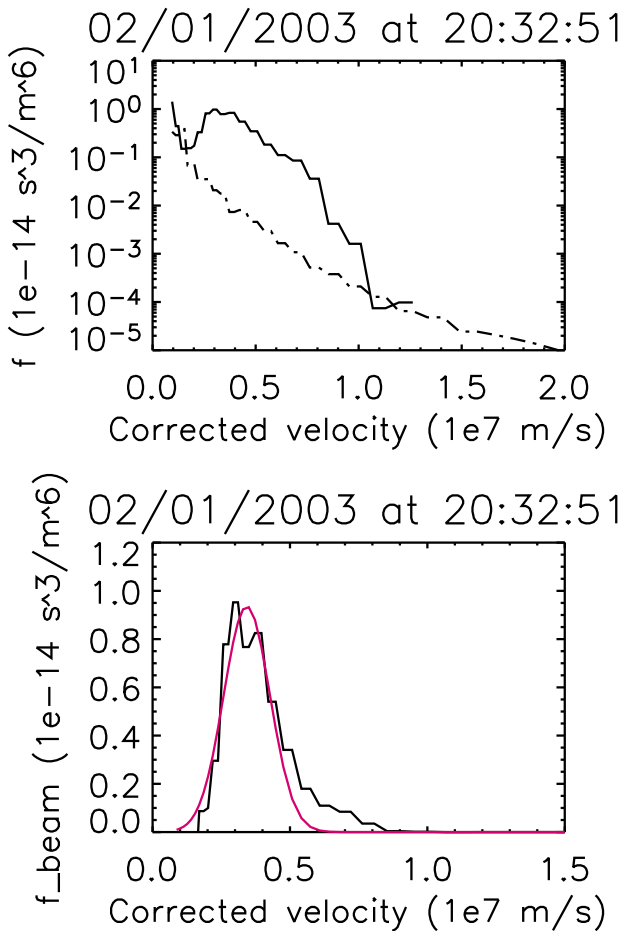
The structure of the outflowing electron beams differs significantly from the ion outflows in several aspects:

- they are much more narrow with typical spatial extents of the order of one hundred kilometres, i.e. one tenth of the surrounding ion outflow structures,
- the upward energy fluxes are very large and reach  $10^{-4}$ – $10^{-3}$   $\text{erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{eV})$  at  $\sim 5 R_E$ ; several orders of magnitude larger than the ion outflows in their vicinity. They correspond to about  $10^{-2}$ – $10^{-1}$   $\text{erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{eV})$  mapped at ionospheric altitudes and are comparable to auroral fluxes (Carlson et al., 1998b).
- inside the same structure, the fluxes are very variable at the scale of the best Cluster fleet resolution, around 350 km and one second.
- the maximum energy of their energy flux typically ranges between 30 and 200 eV. Some beams can even reach 1 keV, while others appear just at the top of the photoelectron strip at very low energy.
- they are collimated along the magnetic field direction, and their distribution function presents a well defined bump.

### 3 Characteristics of the outflowing electron beams

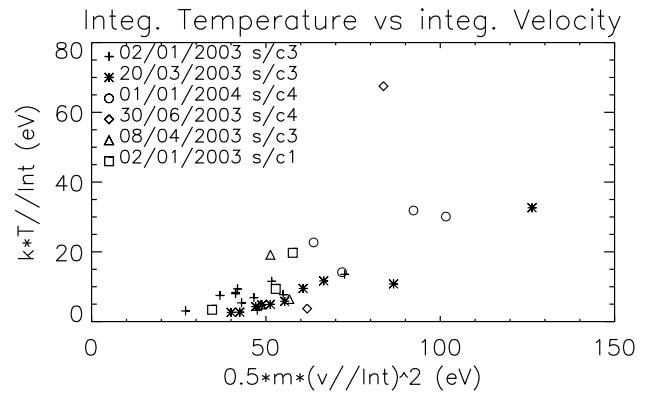
We now focus on the well-defined bump that the outflowing electron beams form in the distribution function to infer some of their characteristics. In order to do it, we first try to separate the beam contribution from the ambient plasma one. Of course, this requires that the electron beam energies are well separated from the photoelectron energies.

We cannot get any information on the distribution function in the direction perpendicular to the magnetic field because the beam only occurs in the angular sector containing the upward direction. Thus, in all other directions, the distribution function corresponds to the sole contribution of the ambient plasma  $f_p$ . In the upward direction, the total distribution function can be written as the sum of the contributions of the beam  $f_b$  and of the ambient plasma  $f_p$ :

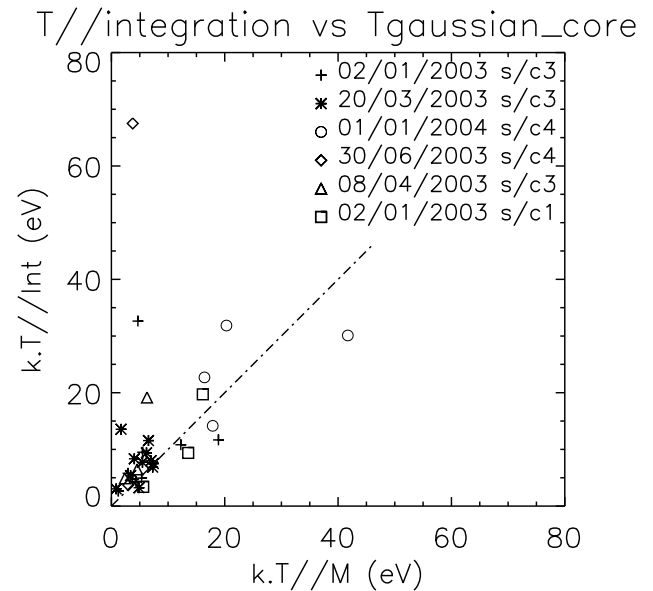


**Fig. 5.** Distribution function  $f$  of 2 January 2003 at 20:32:51 UT as a function of the measured velocity corrected from the spacecraft potential. Top panel: upward component:  $f_{//tot}$  (full curve), and the average of the 11 others:  $f_p$  (dash-dotted curve). Bottom panel: distribution function  $f_{//b}$  of the beam itself (black curve) and best Maxwellian fit (red curve).

$f_{//tot} = f_{//p} + f_{//b}$ . The wheel representations of the pitch angle distribution functions in Fig. 4 show that the distribution functions are weak and almost isotropic everywhere out of the beam. An average over all the directions except the upward one provides a first estimate of the distribution function of the background plasma. The results are illustrated in Fig. 5 in the case of the electron outflow event observed at 20:32:51 UT on 2 January 2003. Top panel represents the total distribution function  $f_{//tot}$  (full line) in the upward direction as a function of the velocity and an estimate of the ambient plasma contribution  $f_p$  resulting from the average over the other directions (dash-dotted line). The difference between both provides an estimate of the beam contribution  $f_{//b}$ , which is illustrated in bottom panel (black curve) with a linear scale on both axes. It presents a peak around 3064 km/s (i.e.  $\sim 27$  eV). The red curve represents the best fit by a Maxwellian distribution function with a mean par-



**Fig. 6.** Beam integrated temperature  $T_{//int}$  as a function of the energy corresponding to their average velocities ( $1/2 m \cdot v_{//int}^2$ ). The different symbols correspond to different days.



**Fig. 7.** Beam integrated temperature  $T_{//int}$  as a function of the temperature  $T_{//M}$  of the best Maxwellian fit. Same symbols as in Fig. 6.

allel drift velocity  $v_{//M0}$  ( $\sim 3429$  km/s) corresponding to an energy of 33 eV and a temperature of 4 eV. It reproduces satisfactorily the core of the observed distribution function and reveals the presence of a suprathermal tail at higher energies. It sometimes happens that a secondary peak exists near the maximum, as illustrated here at about 3832 km/s ( $\sim 42$  eV). An incorrect estimate of the beam contribution due to the calculation by subtraction cannot be excluded, but this secondary peak can also have a physical origin as the rapid variation of the acceleration processes during the measurements, thus leading to a variation of the beam velocities themselves.

We then derive the beam drift velocity  $v_{//\text{Int}}$  and the temperature  $T_{//\text{Int}}$  by integration of the distribution function  $f_{//b}$ , as follows:

$$n_{//\text{Int}} = C^t \int_{-\infty}^{+\infty} f_{//b} dv_{//} \quad (1)$$

$$v_{//\text{Int}} = \frac{C^t}{n_{//\text{Int}}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{//b} v_{//} dv_{//} \quad (2)$$

$$\frac{1}{2} k T_{//\text{Int}} = \frac{C^t}{n_{//\text{Int}}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{//b} \frac{1}{2} m (v_{//} - v_{//\text{Int}})^2 dv_{//} \quad (3)$$

where  $C^t$  is a constant and corresponds to the contribution of the perpendicular velocities.

The results are shown in Fig. 6 with the energy corresponding to the beam velocity  $v_{//\text{Int}}$  on the x-axis and the beam temperature  $T_{//\text{Int}}$  on the y-axis from the analysis of 33 distribution functions associated with 33 moments within 9 different events, marked with a specific symbol. Within a same day, several points correspond to different times of the same or different structures. There are no data below about 20 eV, because the beams are often close to the photoelectron energy range and it is difficult to extract reliable characteristics. The energy gained by the outflowing electron beams can reach 125 eV, but for most of them, it does not exceed 70 eV with typical values around 40–70 eV. The beams are also heated to temperatures between  $\sim 2$  and  $\sim 20$  eV, occasionally more. The results appear relatively dispersed, even inside a same event. Globally, a general trend emerges; the beam heating seems to increase with the energy gain.

The observed beam distribution functions often present a suprathermal tail. In order to determine the importance of this tail, we have fitted them by a Maxwellian distribution function  $f_{//M}$  as follows:

$$f_{//M} \propto \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m (v_{//M} - v_{//M0})^2}{k T_{//M}}\right) \quad (4)$$

$v_{//M}$ ,  $v_{//M0}$  and  $T_{//M}$  being, respectively, the parallel electron velocity, the mean parallel drift velocity and the parallel temperature of the Maxwellian.

The resulting Maxwellian temperature  $T_{//M}$  is compared to the temperature estimated by integration  $T_{//\text{Int}}$  in Fig. 7. The symbols have the same meaning as in Fig. 6. The dash-dotted line represents purely Maxwellian beam distribution functions ( $T_{//\text{Int}}=T_{//M}$ ). Most of the 33 events analysed here are close to this line and thus well described by a Maxwellian. For some of them, located above the dash-dotted line, the temperature  $T_{//\text{Int}}$  estimated by integration is larger than the Maxwellian temperature; this reveals the importance of the suprathermal tail which contributes to enhance the total temperature above the Maxwellian core temperature. This is particularly true for temperatures above

20 eV. Occasionally, some beams present an integrated temperature smaller than the Maxwellian fitted temperature. They correspond to double peak distributions which cannot be solved properly by a Maxwellian fit and would require further analysis to determine the eventual presence of a core or of multiple populations.

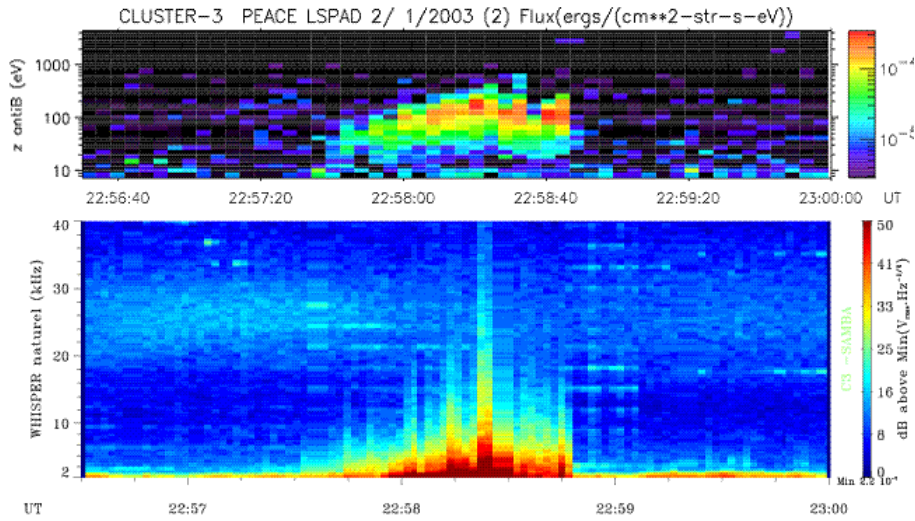
The analysis of the beam distribution function at successive times during the same event shows its variability (see the scattering of the points with the same symbol). Within one spin, a beam can evolve from a Maxwellian description to a very distorted distribution function with an important suprathermal tail.

In conclusion, we have analysed the characteristics of outflowing electron beams over the polar cap when they are detected at energies above the spacecraft potential, typically 20 eV. The core of their distribution function can be satisfactorily approached with a Maxwellian and they often present a more or less important suprathermal tail. From the ionosphere up to 5–9  $R_E$  altitudes, they have gained an energy of the order of 40–70 eV, occasionally more. They have also been heated to temperatures typically between 2 and 20 eV, with the global trend that the heating increases with the energy gain. This heating suggests that these outflowing electrons have not only been accelerated but could also have experienced wave-particle interactions.

#### 4 Wave-particle interactions

The wave experiments onboard Cluster do not show any signature of magnetic fluctuations during the events of electron outflows, at least for frequencies above 2 Hz. Electric fluctuations are detected by the experiment Waves of High frequency and Sounder for Probing the Electron density by Relaxation (WHISPER) in the passive mode (Décréau et al., 2001). Figure 8 shows broadband electrostatic emissions below about 6 kHz around 22:58:30 UT on 2 January 2003 (bottom panel) strongly correlated with the electron beam observed at the same time which energy fluxes are maximum at  $\sim 200$  eV (top panel). Such correlations are systematically observed for the other events.

Figure 9 shows the distribution function in the upward direction along the magnetic field observed at 22:58:32.633 UT during this event. The ASPOC experiment that controls the spacecraft potential and reduces the photoelectron fluxes was operating and gives access to the low energies. The contributions of the ambient plasma (red curve) and of the beam (black curve) are clearly separated. We assume that the ambient plasma can be described by a Maxwellian distribution function at rest (green curve). The best fit gives a plasma temperature of about 5 eV. Similarly, the beam can be fitted by a Maxwellian accelerated to an energy of  $\sim 88$  eV and heated to a temperature of  $\sim 4.4$  eV comparable to the plasma temperature. With a density of about  $1.4 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$ , the ambient plasma appears much denser than the beam:



**Fig. 8.** Energy-time spectrogram of the outgoing electrons detected by PEACE (top panel) and electric field fluctuations observed by WHISPER (bottom panel) on 2 January 2003.

$\frac{n_b}{n_p} \sim 1.53\%$ , where  $n_b$  and  $n_p$  represent the beam and plasma densities. Similar conclusions can be drawn for the other cases: (i) the ambient plasma is much denser than the beam, with beam densities of the order of a few percents of the plasma density, (ii) the plasma temperature is comparable to the beam temperature which ranges essentially between 2 and 15 eV.

These values fulfil the conditions to trigger a resonant instability between a hot beam and a hot plasma: a beam density much smaller than the plasma one (Eq. 5) and a maximum growth rate of the kinetic instability superior to the Landau damping rate (Eq. 6) (Delcroix and Bers, 1994).

$$n_b \ll n_p \quad (5)$$

$$\frac{n_b}{n_p} \cdot \left( \frac{v_0}{v_{th-b}} \right)^2 > \left( \frac{v_0}{v_{th-p}} \right)^3 \cdot \exp \left( -\frac{v_0^2}{2v_{th-p}^2} \right) \quad (6)$$

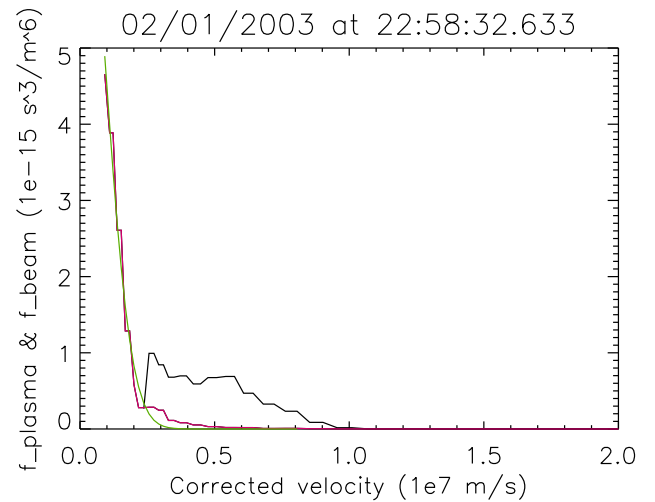
where  $v_{th-b} = \sqrt{\frac{2kT_b}{m}}$  and  $v_{th-p} = \sqrt{\frac{2kT_p}{m}}$  stand for the beam and plasma thermal velocities. In our case, their respective values are  $\sim 1.24 \times 10^3$  km/s and  $\sim 1.34 \times 10^3$  km/s, with the beam parallel drift velocity  $v_0$  equal to  $\sim 5.58 \times 10^3$  km/s.

In this case, the oscillation real part  $\omega_r$  at the maximum of the linear growth rate is estimated to (Delcroix and Bers, 1994):

$$\omega_r^2 \sim \omega_{pe}^2 (1 + 3k_r^2 \lambda_{De}^2)$$

where  $k_r$  is the wave vector real part and  $\lambda_{De}$  the Debye length.

The terms on the right hand side can be estimated from the beam and plasma characteristics. We obtain a real oscillation  $\omega_r$  close to the plasma oscillation:  $\omega_r \sim 1.24 \omega_{pe}$ . With  $f_{pe} \sim 3.3$  kHz and  $f_r \sim 4.1$  kHz, the instability frequency is in

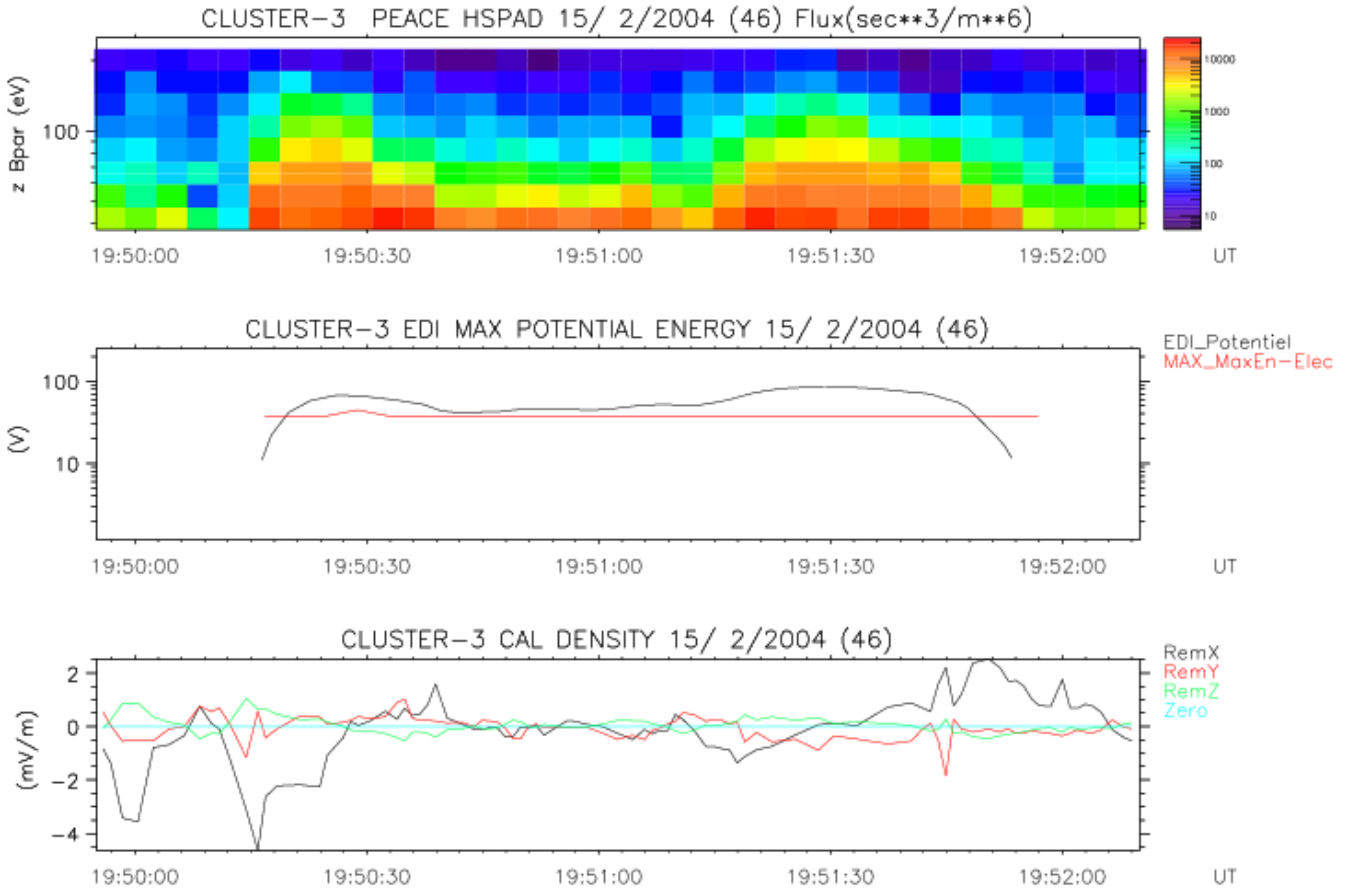


**Fig. 9.** Distribution functions of the beam  $f_{//b}$  (black) and the ambient plasma  $f_p$  (red) observed by PEACE on the 2 January 2003 at 22:58:32.633 UT with a Maxwellian fit of the plasma contribution (green).

good agreement with the frequency range [ $\leq 2$  kHz;  $\sim 6$  kHz] of the electrostatic emissions detected by WHISPER.

The other events behave similarly and this suggests that the outgoing electron beams observed by PEACE can likely trigger a hot beam – hot plasma instability and be responsible for the broadband electrostatic emissions detected by WHISPER.





**Fig. 10.** Top panel: Distribution function spectrogram in the upward direction. Panel 2: Potential drops  $\Phi_{E_{\max}}$ , computed from the energy of the distribution function maximum (red curve), and  $\Phi_{\text{below } s/c}$  from the electric field component perpendicular to the magnetic field (black curve). Last panel: components  $\Delta E_x$  (black),  $\Delta E_y$  (red) and  $\Delta E_z$  (green) of the electric field variations  $\Delta \mathbf{E}_{\perp}$ , in GSE coordinates.

## 5 Electron acceleration source

Observations of intense ionospheric upgoing electron beams have been reported at low altitude above the auroral zone (Klumpar and Heikkila, 1982; Marklund et al., 1994; Carlson et al., 1998a, b; Ergun et al., 2003). Their studies lead to the conclusion that they are accelerated by diverging electric fields in quasi-static potential structures. We test the same assumption in other conditions, above the polar cap and at higher altitudes.

The top panel of Fig. 10 displays the time variations of the distribution functions in the upward direction for an electron beam observed during almost 2 min on 15 February 2004, between 19:50 and 19:52 UT. The beam presents two bumps at both ends reaching 90 eV. The component of the electric field  $\mathbf{E}_{\perp}$ , perpendicular to the magnetic field  $\mathbf{B}$ , is estimated from the frozen field assumption:  $\mathbf{E}_{\perp} = -\mathbf{V}_d \times \mathbf{B}$ , with the magnetic field  $\mathbf{B}$  measured by the Flux Gate Magnetometer (FGM) and the drift velocity  $\mathbf{V}_d$  measured by the Electron Drift Instrument (EDI) along the spacecraft orbit (Balogh et al., 2001; Paschmann et al., 2001). This electric field component in-

cludes the contribution of the large-scale convection electric field  $\mathbf{E}_{\perp 0}$  which must be subtracted to calculate the fluctuations  $\Delta \mathbf{E}_{\perp}$  associated with the electron beam.

$$\Delta \mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{E}_{\perp} - \mathbf{E}_{\perp 0} \quad (7)$$

The convection electric field is estimated by a polynomial fit to be of the order of 1 mV/m. The 3 components of the resulting fluctuations  $\Delta \mathbf{E}_{\perp}$  in the GSE coordinates system are displayed in the bottom panel of Fig. 10. They present a reversal, mainly in the X direction (black), essentially between  $\pm 2.3$  mV/m during the beam crossing. This suggests the presence of a diverging electrostatic shock below the spacecraft. In this case, the related parallel potential drop  $\Phi_{\text{below } s/c}$  can be estimated from the integration of  $\Delta \mathbf{E}_{\perp}$  along the spacecraft orbit  $d\mathbf{l}$  (Mozer and Kletzing, 1998):

$$\Phi_{\text{below } s/c} = \int_{\text{orbit}} \Delta \mathbf{E}_{\perp} \cdot d\mathbf{l} \quad (8)$$

It is represented by the black curve in the middle panel with 2 bumps reaching  $\sim 70$  and  $\sim 80$  Volts. Its shape approaches

closely the beam energy variation  $\Phi_{E_{\max}}$  (red curve) determined from the maximum of the distribution function. The agreement between the electron energy gain and the estimated potential drop below the spacecraft supports the conclusion that an electron beam of ionospheric origin could have been accelerated by a potential drop below the spacecraft up to Cluster at  $6.8 R_E$  altitude above the polar cap.

It must be outlined here that such a comparison between the electron energy gain and the potential drop computed from the electric field is generally quite difficult to handle from Cluster observations above the polar cap for several reasons due to:

- the spacecraft location. At several Earth radii above the polar cap, the plasma is very depleted and the photoelectrons reach quite high energy levels (several tens of eV). When the outflowing electron beams come too close to this range, it becomes difficult to properly separate both contributions. Only energetic events with an energy range separated from the photoelectrons can be selected for further computations.
- the time resolution of PEACE data. Cluster spacecraft rotate at a 4-s spin rate. Except for the view direction aligned along the spin axis, any other direction is scanned once per spin, during 0.125 s. This is generally the case for the magnetic field direction. In these conditions, the field-aligned beams are properly sampled if their time scale is much larger than 4 s, while the electron outflow events, generally brief, typically last no more than a few spins. Their energy fluxes, often variable from one spin to the other one, indicate a shorter or at least comparable internal time-scale. The best candidates are events lasting at least several tens of seconds with relatively smooth flux variations.
- the simultaneous availability of electric field measurements.

Outflowing electron beams satisfying all these requirements, as the 15 February 2004 event studied above, are relatively exceptional. If they cannot give, on their own, a formal evidence that the polar cap electron outflows are accelerated by field-aligned potential drops, at least, they bring strong arguments in favour of it with the support of comparable studies at low altitudes above the auroral zone.

## 6 Current density

The following issue addresses the contribution of these intense outflowing electron fluxes to the polar cap current density.

The total field-aligned current density results from the contribution of all species:

$$j_{\parallel} = \sum_s j_{\parallel s} \tag{9}$$

with

$$j_{\parallel s} = n_s q_s v_{\parallel s} \tag{10}$$

where  $q_s$ ,  $n_s$  and  $v_{\parallel s}$  represent the electrical charge, density and field-aligned velocity of each species.

In all the analyzed events, the ion composition is largely dominated by the ions  $H^+$  and the presence of the other ion species, including  $O^+$ , is found quite negligible. In the following, the current contribution due to the ions  $H^+$  will be simply noted  $j_{\parallel i}$ . The  $H^+$  densities  $n_i$  and velocities  $v_{\parallel i}$ , are derived from CIS measurements.

For the electrons, the moments are generally computed onboard from the integration of averaged 3-D distribution functions provided by PEACE over given energy windows (Fazakerley et al., 2005). For observations above the polar cap where the plasma is often very tenuous, the spacecraft potential increases and the photoelectron energy range may reach several tens of eV. In such cases, the moments that take into account the lowest energy ranges may be polluted by the photoelectrons and the moments with higher energy thresholds may miss part of the low energy distributions involved in this study. An alternative method consists in using the 2-D distribution functions  $f_e$  available in the plane containing the magnetic field direction and the spin axis. At altitudes of a few Earth radii above the polar cap, the magnetic field is dominated by the steady and strong planetary contribution, which ensures a correct determination of the magnetic field direction onboard. Then, we assume the gyrotropy to derive the moments and, in particular, the electron current density  $j_{\parallel e-}$ :

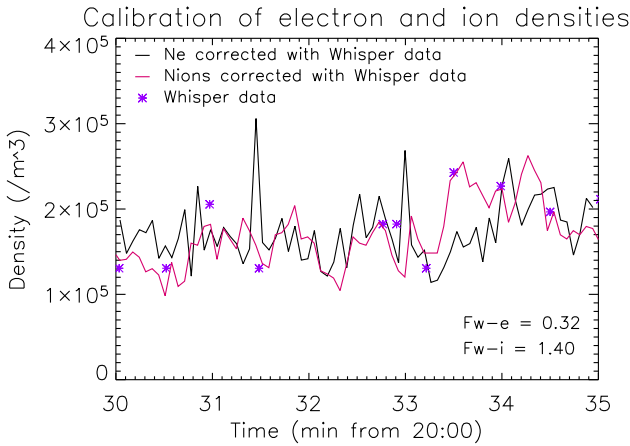
$$j_{\parallel e-} = 2 \cdot \pi \cdot q_{e-} \cdot \int_v \int_{\theta=0^\circ}^{180^\circ} f_e \cdot v_{\parallel e-} \cdot v^2 \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot dv \tag{11}$$

The summation is actually computed over the 12 polar sectors describing the pitch angles  $\theta$ , between  $0^\circ$  and  $180^\circ$ . As explained in Sect. 2, the magnetospheric electrons are accelerated by the spacecraft potential and the integration energy range should be shifted by the energy gain due to this potential to retrieve the energy range of the natural plasma.

The estimation and the comparison of the ion and electron contributions  $j_{\parallel i}$  and  $j_{\parallel e-}$  to the current density require intercalibrated quantities. In order to do it, we refer to the WHISPER experiment. The density  $n_{e-w}$  can be computed from the electron plasma frequency  $\omega_{pe}$ :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_{e-w} \cdot q_e^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}} \tag{12}$$

where  $q_e$  and  $m_e$  are the electron charge and mass and  $\epsilon_0$  the dielectric constant. The electron plasma frequency can be determined in the passive mode when a clear cut-off exists in the natural wave spectrum. Alternatively, the active mode excites plasma waves and the electron plasma frequency can



**Fig. 11.** Electron density from PEACE (black curve) and ion density from CIS (red curve) corrected with WHISPER data (stars).

be deduced from the upper hybrid and electron cyclotron frequencies if they significantly differ (Décréau et al., 2001). Depending on plasma conditions and available data products, we apply one method or the other one. The resulting density  $n_{e,w}$  inferred from WHISPER is then used to calibrate both the electron density, computed as the first moment of the distribution function  $f_e$ , and the ion density, assuming the quasi-neutrality.

An example of calibration is illustrated in Fig. 11 for the electron beam observed on 2 January 2003 after 20:30 UT. The stars represent the density  $n_{e,w}$  inferred from WHISPER in the passive mode. They appear as relatively dispersed points because the identification of the electron plasma frequency is often difficult in regions of low density. To fit these values, we applied a multiplicative factor of about 0.32 to the electron density derived from PEACE (black curve) and  $\sim 1.40$  to the ion density from CIS (red curve).

Finally, the computed field-aligned current densities are displayed in Fig. 12 for the events on 20 March 2003, already presented in Fig. 1. The plots in Fig. 12 concern the last part of the time period between 00:38 and 00:51 UT, after the ion data gap, with two intense outflowing electron beams surrounded by three wide structures of outflowing ions. The ion contribution (top panel) to the current density presents three wide bumps corresponding to the three ion structures. They carry upgoing (positive) currents with densities of the order of  $1.5 \text{ nA/m}^2$ , occasionally reaching  $2.3 \text{ nA/m}^2$ . Between the ion structures, the very small ion contribution is dominated by the electron contribution (middle panel) which carries much larger downgoing currents (negative). They reach  $25 \text{ nA/m}^2$  and  $35 \text{ nA/m}^2$ , for the two outflowing beams, which correspond to  $5$  to  $7 \mu\text{A/m}^2$  at ionospheric altitudes. Elsewhere, during the ion structures, the electron contribution fluctuates around zero. We obtained the ionospheric values from the magnetospheric ones by multiplying them by a factor 192 deduced from the Tsyganenko 87 magnetic field model (Tsyganenko, 1987).

The total current density resulting from both electron and ion contributions presents large fluctuations. To bring out the main trends, we averaged it over each structure. The results are displayed in the bottom panel of Fig. 12. The upgoing current densities (positive values), of the order of  $0.7$  to  $1.4 \text{ nA/m}^2$ , are mainly carried by the outflowing ions. The downward current densities (negative values) reach much larger values, about  $12.0$  to  $16.7 \text{ nA/m}^2$ , and are mainly transported by the outflowing electron beams. These results are quite typical of the studied events as shown by the average values  $\langle j_{//} \rangle$  reported in Table 1. The calibration allowed us to estimate the error bar for  $\langle j_{//} \rangle$  of the order of  $\pm 25\%$  to  $\pm 40\%$ . By northward IMF, successive current sheets of opposite polarities are detected along the spacecraft orbit over the polar cap. The upward currents of the order of  $1 \text{ nA/m}^2$  are mainly carried by outflowing ions while the upgoing electrons are the principal carriers of downward current densities of the order of  $10 \text{ nA/m}^2$ , i.e., respectively,  $0.2$  and  $2 \mu\text{A/m}^2$  at ionospheric altitudes. These values correspond to the order of magnitude of the current density found by Boehm et al. (1995), at  $1700 \text{ km}$  altitude in the auroral zone, from Freja data. They also correspond to the current density of  $7 \mu\text{A/m}^2$  estimated by Araki et al. (1984) for the upflowing NBZ Birkeland currents (Iijima et al., 1984), in the polar cap, at  $250$  to  $550 \text{ km}$  altitude, from MAGSAT data.

From these observations, we derive and compare the total current carried by the successive current sheets. The current densities are aligned along the magnetic field lines. If  $l_{\perp 1}$  and  $l_{\perp 2}$  are the sheet dimensions in the plane perpendicular to  $\mathbf{B}$ , the current intensity  $I$  is equal to:

$$I = \iint j_{//} . dl_{\perp 1} . dl_{\perp 2} \quad (13)$$

The current variation is observed along the spacecraft orbit  $s$ , i.e. along only one dimension:  $dl_{\perp 1} = \cos \chi . ds$ , where  $\chi$  is the angle between the spacecraft orbit and the normal to the sheet. Without detailed information in the other direction, we aim at getting orders of magnitude by assuming that the current densities are homogeneous along  $l_{\perp 2}$ . The current intensity can then be expressed as:

$$I = l_{\perp 2} \cos \chi \int j_{//} . ds \quad (14)$$

where  $l_{\perp 2}$  and  $\cos \chi$  are unknown. If we assume, in a first approximation, that successive sheets have the same perpendicular extension  $l_{\perp 2}$  and the same orientation  $\chi$ , the current that they carry is proportional to the integral  $I_{\text{orbit}}$ :

$$I_{\text{orbit}} = \int j_{//} . ds \quad (15)$$

where  $I_{\text{orbit}}$  represents the current density per unit of the distance along the perpendicular direction  $\perp_2$ . The values of  $I_{\text{orbit}}$  for successive sheets of opposite polarities are given in Table 1. They are quite close for some cases, but depart by

**Table 1.** Characteristic magnitudes of the upgoing particle acceleration structures for different events including the spatial extent of the structure along the satellite trajectory, the measured energy  $E_{\text{meas}}$  of the beam distribution function maximum, the spacecraft potential, the current density  $\langle j_{\parallel} \rangle$  averaged over the structure and the current intensity  $I_{\text{orbit}}$ .

20 March 2003 LEEA	Ions 00:38:32.38– 00:40:21.17	Electrons 00:40:28.469– 00:41:45.02	Ions 00:41:45.78– 00:45:59.62	Electrons 00:46:27.06 00:46:55.26	Ions 00:47:00.06– 00:51:13.89
extent (km)	448.87	303.67	1017.25	110.50	974.85
$E_{\text{meas}}$ (eV)	~330	47.84	~140	60.43	~300
$s/cpot.$ (V)	-4.74	-4.46	-4.53	-4.55	-4.37
$\langle j_{\parallel} \rangle$ (nA/m <sup>2</sup> )	1.42	-11.95	0.72	-16.73	1.14
$I_{\text{orbit}}$ (mA/m)	0.65	-3.39	0.73	-2.20	1.11

2 Jan 2003 LEEA	Ions 20:27:29.37– 20:28:17.71	Electrons 20:32:31.58– 20:33:07.83	Ions 20:33:07.70– 20:34:32.29
extent (km)	205.00	152.23	354.51
$E_{\text{meas}}$ (eV)	~100	28.59	~650
$s/cpot.$ (V)	-4.76	-5.09	-5.32
$\langle j_{\parallel} \rangle$ (nA/m <sup>2</sup> )	1.60	-10.13	2.11
$I_{\text{orbit}}$ (mA/m)	0.34	-1.94	0.75

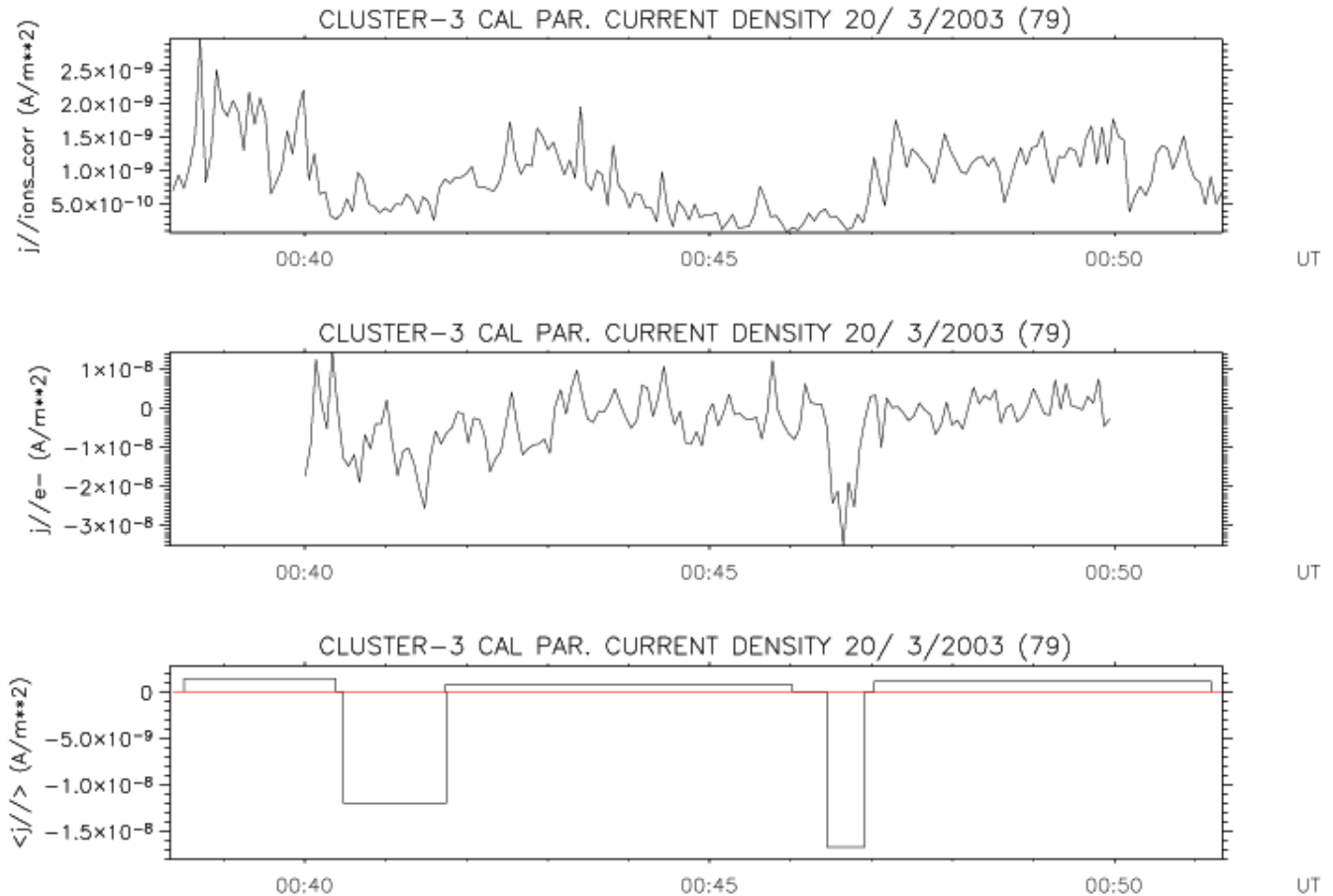
2 Jan 2003 LEEA	Ions 21:36:58.07– 21:37:46.41	Electrons 21:37:47.04– 21:38:03.15	Electrons 21:38:11.20– 21:38:47.45	Ions 21:38:46.82– 21:42:24.33
extent (km)	179.20	59.59	133.86	800.67
$E_{\text{meas}}$ (eV)	~100	39.78	35.84	~400
$s/cpot.$ (V)	-5.00	-5.04	-4.96	-5.06
$\langle j_{\parallel} \rangle$ (nA/m <sup>2</sup> )	3.56	-5.26	-6.27	4.19
$I_{\text{orbit}}$ (mA/m)	0.64	-0.20	-2.07	3.39

2 Jan 2003 LEEA	Ions 22:55:26.48– 22:57:35.38	Electrons 22:57:44.29– 22:58:48.74
extent (km)	414.43	206.67
$E_{\text{meas}}$ (eV)	~30	26.22
$s/cpot.$ (V)	-5.03	-4.98
$\langle j_{\parallel} \rangle$ (nA/m <sup>2</sup> )	0.83	-5.56
$I_{\text{orbit}}$ (mA/m)	0.34	-1.27

1 Jan 2004 HEEA	Ions 22:13:13.80– 22:16:54.29	Electrons 22:20:49.59– 22:21:21.66	Ions 22:21:30.93– 22:23:59.28
extent (km)	837.43	120.44	555.05
$E_{\text{mes}}$ (eV)	~400	92.62	~200
$s/cpot.$ (V)	-36.49	-39.37	-35.10
$\langle j_{\parallel} \rangle$ (nA/m <sup>2</sup> )	2.44	-20.66	1.44
$I_{\text{orbit}}$ (mA/m)	2.07	-2.75	0.82



**Fig. 12.** Component of the current density  $j_{//}$  along the magnetic field carried by the ions (top panel) and electrons (second panel), for 20 March 2003 between 00:38:20 and 00:51:20 UT and total parallel current density averaged over each structure (bottom panel).

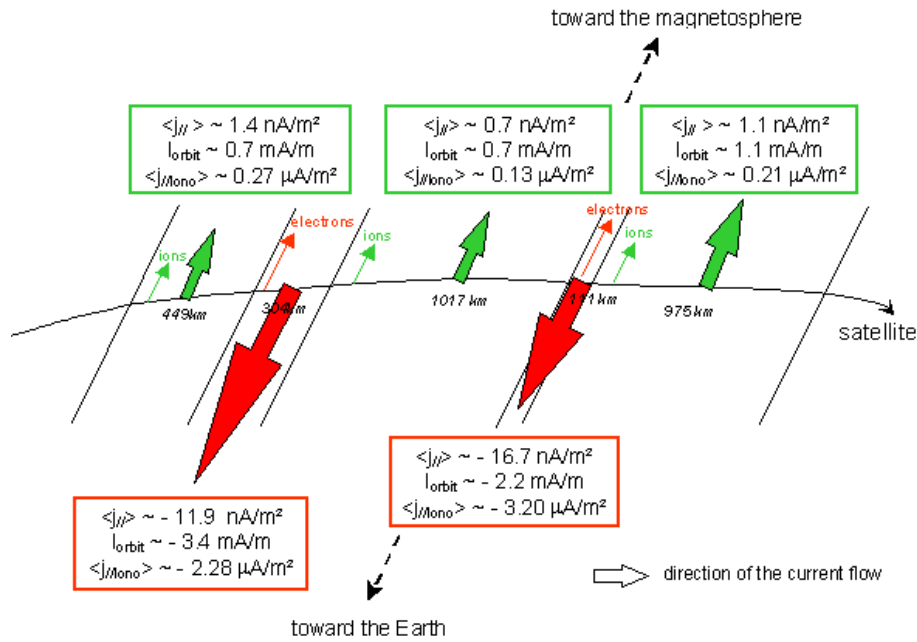
a factor of about 2 or more for others. Indeed, it is difficult to discuss further the comparison because the moments derived from ion and electron measurements do not have neither the same time and space resolutions nor the same computation assumptions: 3-spin averages of the full distributions for the ions, gyrotropy assumption of 2-D distributions for the electrons. These differences come in addition of specific measurement geometries and uncertainties. Therefore, it is not expected to reach error bars better than a significant fraction of order of magnitude. Within these limits, the quantities  $I_{\text{orbit}}$  derived for successive current sheets can be considered as comparable in a first approach and of the order of the  $\text{mA/m}$ . Finally, if successive current sheets have the same size  $l_{\perp 2}$  and the same orientation  $\chi$ , they would carry comparable current intensities  $I$ , which satisfies the current closure condition.

In summary, for northward IMF conditions, Cluster observed, above the polar cap, successive current sheets of opposite polarities carrying comparable current intensities. The downward current densities, of  $\sim 10 \text{ nA/m}^2$ , are mainly carried by the upgoing electrons and the upward current den-

sities, of a few  $\text{nA/m}^2$ , by the ion outflows. The current densities discrepancies are compensated by the sizes of the sheets which vary in opposite sense. This can be visualized in the bottom panel of Fig. 12 where the area of each rectangle is proportional to the current intensity carried by the current sheet. The total area of the wide and low rectangles representing the upward current intensity is comparable to the area of the narrow and high rectangles for the downward current intensity.

## 7 Conclusion

Above the polar cap, at altitudes of  $5\text{--}9 R_E$ , for northward or weak IMF, Cluster spacecraft detected structures of intense electron beams outflowing from the ionosphere, very collimated along magnetic field lines. These structures have a small spatial extent, of the order of 100 km at the satellite altitude, corresponding to a few km in the ionosphere. Their energy fluxes are quite large, they can reach  $10^{-4} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{s.eV})$ , i.e.  $\sim 10^{-2} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{s.eV})$  at



**Fig. 13.** Summary sketch of the suggested current geometry for a polar cap crossing by northward IMF. The red (green) arrows point toward the Earth (magnetosphere) and represent the downgoing (upgoing) currents mostly carried by the electron beams (ion structures). Encapsulated values correspond to the results obtained on 20 March 2003 between 00:38 and 00:51 UT.

ionospheric altitudes, as in the auroral zone (Carlson et al., 1998b). They are also very variable on time scales shorter than one second.

These beams, detected just at the top of the photoelectron energy range, have energies of the order of 40–70 eV, occasionally reaching 100 eV. Their distribution functions are most of the time composed of a core, which can be satisfactorily approached with a Maxwellian, and of a suprathermal tail. The temperature estimated from the Maxwellian fit ranges typically between 2 and 20 eV, with a global trend of a heating increase with the energy gain. The heating suggests that these outflowing electrons have not only been accelerated but could also have experienced wave-particle interactions.

These beams interact with the much denser ambient plasma and meet the conditions to trigger a hot beam – hot plasma instability. This is confirmed by correlated observations from WHISPER of broadband electrostatic local emissions around the plasma frequency (a few kHz).

At low altitude above the auroral zone, the acceleration of ionospheric electron beams is explained by the presence of a field-aligned potential drop (Carlson et al., 1998a, b). The test of a similar assumption for outflowing electron beams at high altitude above the polar cap requires favourable observation conditions: (i) energetic beams well separated from the photoelectron level and (ii) appropriate samplings of both particle and electric field measurements which imply observation time periods much longer than the spin period. Only a few events fulfil these conditions and therefore they cannot

bring a formal evidence. However, their analysis argues in favour of the acceleration of ionospheric electrons by a field-aligned potential drop, similarly to the auroral zone (Burch et al., 1983).

Generally, these upgoing electron beams are not isolated but surrounded by larger structures of field-aligned ion outflows. Indeed, both types of outflows follow one another along the spacecraft orbit. During northward or weak IMF conditions, the polar cap ionosphere actually appears as a wide region of upgoing particles, successively ions and electrons. This is illustrated by the sketch in Fig. 13 which, apart the amplitudes indicated for one specific polar cap crossing (on 20 March 2003), displays the features common to the studied events. The thin arrows show the successive outflows of the electrons (in red) inside narrow sheets and of the ions (in green) inside much wider sheets (Maggiolo et al., 2006). The thick arrows represent the current densities successively upward and downward. The upward current densities (green), of the order of 1 nA/m<sup>2</sup>, are mainly transported by the outflowing ions inside wide sheets while the outflowing electrons are the main carriers of downward current densities (red), of the order of 10 nA/m<sup>2</sup>, i.e., here, 10 times larger than the upward current densities. At ionospheric altitudes, it would produce current densities up to a few  $\mu\text{A/m}^2$ , comparable to auroral values (Burch et al., 1983). A rough estimate of the total current intensity inside each sheet leads to the conclusion that the current for a given polarity is balanced by the opposite polarity, within the uncertainties of the assumptions and measurements.

Finally, Cluster observations at 5–9  $R_E$  altitudes reveal the polar ionosphere as a region of general electron and ion outflows during northward IMF conditions. The observation of these outflows, all along the orbit above the polar cap, points out the role of the polar ionosphere as a significant plasma source for the magnetosphere. These outflows participate to the closure of the current system distributed into successive sheets of opposite polarities which connect the polar ionosphere to distant regions of the magnetotail.

*Acknowledgements.* We are grateful to the EDI team and ESA Cluster Active Archive for providing electric field data.

Topical Editor I. A. Daglis thanks two referees for their help in evaluating this paper.

## References

- Andersson, L., Ergun, R. E., Newman, D. L., McFadden, J. P., Carlson, C. W., and Su, Y.-J.: Characteristics of parallel electric fields in the downward current region of the aurora, *Phys. Plasma*, 9, 3600–3609, 2002.
- André, M. and Yau, A.: Theories and Observations of Ion Energization and Outflow in the High Latitude Magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, 80, 27–48, 1997.
- Araki, T., Kamei, T., and Iyemori, T.: Polar cap vertical currents associated with northward interplanetary magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 11, 23–26, 1984.
- Balogh, A., Carr, C. M., Acuna, M. H., Dunlop, M. W., Beek, T. J., Brown, P., Fornaçon, K.-H., Georgescu, E., Glassmeier, K.-H., Harris, J., Musmann, G., Oddy, T., and Schwingenschuh, K.: The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophys.*, 19, 1207–1217, 2001, <http://www.ann-geophys.net/19/1207/2001/>.
- Boehm, M. H., Clemmons, J., Wahlund, J.-E., Eriksson, A., Eliasson, L., Blomberg, L., Kintner, P., and Höfner, H.: Observations of an upward-directed electron beam with the perpendicular temperature of the cold ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2103–2106, 1995.
- Burch, J. L., Fields, S. A., and Heelis, R. A.: Polar cap electron acceleration regions, *J. Geophys. Res.*, 84, 5863–5874, 1979.
- Burch, J. L., Reiff, P. H., and Sugiura, M.: Upward electron beams measured by DE-1: a primary source of dayside region-1 Birkeland currents, *Geophys. Res. Lett.*, 10, 753–756, 1983.
- Carlson, C. W., Pfaff, R. F., and Watzin, J. G.: The Fast Auroral SnapshoT (FAST) mission, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2013–2016, 1998a.
- Carlson, C. W., McFadden, J. P., Ergun, R. E., Temerin, M., Peria, W., Mozer, F. S., Klumpar, D. M., Shelley, E. G., Peterson, W. K., Moebius, E., Elphic, R., Strangeway, R., Cattell, C., and Pfaff, R.: FAST observations in the downward auroral current region: Energetic upgoing electron beams, parallel potential drops, and ion heating, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2017–2020, 1998b.
- Cattell, C., Dombeck, J., Yusof, W., Carlson, C., and McFadden, J.: FAST observations of the solar illumination dependence of upflowing electron beams in the auroral zone, *J. Geophys. Res.*, 109, A02209, doi:10.1029/2003JA010075, 2004.
- Décrou, P. M. E., Ferreau, P., Krasnoselskikh, V., Le Guirrec, E., Lévêque, M., Martin, P., Randriamboarison, O., Rauch, J. L., Sené, F. X., Séran, H. C., Trotignon, J. G., Canu, P., Cornilleau, N., de Féraudy, H., Alleyne, H., Yearby, K., Mögensen, P. B., Gustafsson, G., André, M., Gurnett, D. C., Darrouzet, F., Lemaire, J., Harvey, C. C., Travnicek, P., and Whisper experimenters: Early results from the Whisper instrument on Cluster: an overview, *Ann. Geophys.*, 19, 1241–1258, 2001, <http://www.ann-geophys.net/19/1241/2001/>.
- Delcroix, J.-L. and Bers, A.: *Physique des plasmas*, edited by: CNRS Editions, 1994.
- Elphic, R. C., Bonnell, J. W., Strangeway, R. J., Kepko, L., Ergun, R. E., McFadden, J. P., Carlson, C. W., Peria, W., Cattell, C. A., Klumpar, D., Shelley, E., Peterson, W., Moebius, E., Kistler, L., and Pfaff, R.: The auroral current circuit and field-aligned currents observed by FAST, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2033–2036, 1998.
- Ergun, R. E., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Mozer, F. S., Delory, G. T., Peria, W., Chaston, C. C., Temerin, M., Elphic, R., Strangeway, R., Pfaff, R., Cattell, C. A., Klumpar, D., Shelley, E., Peterson, W., Moebius, E., and Kistler, L.: FAST satellite observations of electric field structures in the auroral zone, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2025–2028, 1998.
- Ergun, R. E., Andersson, L., Carlson, C. W., Newman, D. L., and Goldman, M. V.: Double layers in the downward current region of the aurora, *Nonlin. Processes Geophys.*, 10, 45–52, 2003, <http://www.nonlin-processes-geophys.net/10/45/2003/>.
- Evans, D. S.: Precipitating electron fluxes formed by a magnetic field aligned potential difference, *J. Geophys. Res.*, 79, 2853–2858, 1974.
- Fazakerley, A. N., Carter, P. J., Watson, G., Spencer, A., Sun, Y. Q., Coker, P., Kataria, D. O., Fontaine, D., Liu, Z. X., Gilbert, L., Lahiff, A. D., Mihaljcic, B., Szita, S., Taylor, M. G. G. T., Wilson, R. J., Dedieu, M., and Schwartz, S. J.: The Double Star Plasma Electron and Current Experiment, *Ann. Geophys.*, 23, 2733–2756, 2005, <http://www.ann-geophys.net/23/2733/2005/>.
- Gustafsson, G., André, M., Carozzi, T., Eriksson, A. I., Fälthammar, C.-G., Grard, R., Holmgren, G., Holtet, J. A., Ivchenko, N., Karlsson, T., Khotyaintsev, Y., Klimov, S., Laakso, H., Lindqvist, P.-A., Lybekk, B., Marklund, G., Mozer, F., Mursula, K., Pedersen, A., Popielawska, B., Savin, S., Stasiewicz, K., Tanskanen, P., Vaivads, A., and Wahlund, J.-E.: First results of electric field and density observations by Cluster EFW based on initial months of operation, *Ann. Geophys.*, 19, 1219–1240, 2001, <http://www.ann-geophys.net/19/1219/2001/>.
- Iijima, T. and Potemra, T. A.: The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, 81, 2165–2174, 1976.
- Iijima, T., Potemra, T. A., Zanetti, L. J., and Bythrow, P. F.: Large-scale Birkeland currents in the dayside polar region during strongly northward IMF: a new Birkeland current system, *J. Geophys. Res.*, 89, 7441–7452, 1984.
- Johnstone, A. D. and Winningham, J. D.: Satellite observations of suprathermal electron bursts, *J. Geophys. Res.*, 87, 2321–2329, 1982.
- Johnstone, A. D., Alsop, C., Burge, S., Carter, P. J., Coates, A. J., Coker, A. J., Fazakerley, A. N., Grande, M., Gowen, R. A.,



- Gurgiolo, C., Hancock, B. K., Narheim, B., Preece, A., Sheather, P. H., Winningham, J. D., and Woodliffe, R. D.: The CLUSTER and Phoenix Missions, PEACE: A Plasma Electron And Current Experiment, *Space Sci. Rev.*, 79, 351–398, 1997.
- Klumpar, D. M. and Heikkilä, W. J.: Electrons in the ionospheric source cone: evidence for runaway electrons as carriers of downward Birkeland, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 873–876, 1982.
- Maggiolo, R., Sauvaud, J.-A., Fontaine, D., Teste, A., Grigorenko, E., Balogh, A., Fazakerley, A., Paschmann, G., Delcourt, D., and Rème, H.: A multi-satellite study of accelerated ionospheric ion beams above the polar cap, *Ann. Geophys.*, 24, 1665–1684, 2006, <http://www.ann-geophys.net/24/1665/2006/>.
- Marklund, G., Blomberg, L., Fälthammar, C.-G., and Lindqvist, P.-A.: On intense diverging electric fields associated with black aurora, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1859–1862, 1994.
- McFadden, J. P., Carlson, C. W., and Ergun, R. E.: Microstructure of the auroral acceleration region as observed by FAST, *J. Geophys. Res.*, 104, 14 453–14 480, 1999.
- Miyake, W., Mukai, T., and Kaya, N.: A statistical study of field-aligned electron beams associated with ion conics events, *Ann. Geophys.*, 16, 940–947, 1998, <http://www.ann-geophys.net/16/940/1998/>.
- Mozer, F. S. and Kletzing, C. A.: Direct observation of large, quasi-static, parallel electric fields in the auroral acceleration region, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1629–1632, 1998.
- Paschmann, G., Quinn, J. M., Torbert, R. B., Vaith, H., McIlwain, C. E., Haerendel, G., Bauer, O. H., Bauer, T., Baumjohann, W., Fillius, W., Förster, M., Frey, S., Georgescu, E., Kerr, S. S., Kletzing, C. A., Matsui, H., Puhl-Quinn, P., and Whipple, E. C.: The Electron Drift Instrument on Cluster: overview of first results, *Ann. Geophys.*, 19, 1273–1288, 2001, <http://www.ann-geophys.net/19/1273/2001/>.
- Rème, H., Aoustin, C., Bosqued, J.-M., Dandouras, I., Lavraud, B., Sauvaud, J.-A., Barthe, A., Bouyssou, J., Camus, T., Coeur-Joly, O., Cros, A., Cuvilo, J., Ducay, F., Garbarowitz, Y., Medale, J.-L., Penou, E., Perrier, H., Romefort, D., Rouzaud, J., Vallat, C., Alcaydé, D., Jacquey, C., Mazelle, C., D’Uston, C., Möbius, E., Kistler, L. M., Crocker, K., Granoff, M., Mouikis, C., Popecki, M., Vosbury, M., Klecker, B., Hovestadt, D., Kucharek, H., Kuenneth, E., Paschmann, G., Scholer, M., Scokopke, N., Seidenschwang, E., Carlson, C. W., Curtis, D. W., Ingraham, C., Lin, R. P., McFadden, J. P., Parks, G. K., Phan, T., Formisano, V., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M. B., Baldetti, P., Bruno, R., Chionchio, G., di Lellis, A., Marcucci, M. F., Pallocchia, G., Korth, A., Daly, P. W., Graeve, B., Rosenbauer, H., Vasyliunas, V., McCarthy, M., Wilber, M., Eliasson, L., Lundin, R., Olsen, S., Shelley, E. G., Fuselier, S., Ghielmetti, A. G., Lennartsson, W., Escoubet, C. P., Balsiger, H., Friedel, R., Cao, J.-B., Kovrazhkin, R. A., Papamastorakis, I., Pellat, R., Scudder, J., and Sonnerup, B.: First multispacecraft ion measurements in and near the Earth’s magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment, *Ann. Geophys.*, 19, 1303–1354, 2001, <http://www.ann-geophys.net/19/1303/2001/>.
- Shelley, E. G.: Erratum: Correction “The polar ionosphere as a source of energetic magnetospheric plasma”, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 941–944, 1982, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 1298–1298, 1982.
- Shinohara, I. and Kokubun, S.: Statistical properties of particle precipitation in the polar cap during intervals of northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 101, 69–82, 1996.
- Szita, S., Fazakerley, A. N., Carter, P. J., James, A. M., Travnicek, P., Watson, G., André, M., Eriksson, A., and Torkar, K.: Cluster PEACE observations of electrons of spacecraft origin, *Ann. Geophys.*, 19, 1721–1730, 2001, <http://www.ann-geophys.net/19/1721/2001/>.
- Temerin, M. and Carlson, C. W.: Current-Voltage relationship in the downward auroral current region, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2365–2368, 1998.
- Torkar, K., Riedler, W., Escoubet, C. P., Fehringer, M., Schmidt, R., Grard, R. J. L., Arends, H., Rüdener, F., Steiger, W., Narheim, B. T., Svenes, K., Torbert, R., André, M., Fazakerley, A., Goldstein, R., Olsen, R. C., Pedersen, A., Whipple, E., and Zhao, H.: Active spacecraft potential control for Cluster - implementation and first results, *Ann. Geophys.*, 19, 1289–1302, 2001, <http://www.ann-geophys.net/19/1289/2001/>.
- Tsyganenko, N. A.: Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, 35, 1347–1358, 1987.
- Yau, A. W. and André, M.: Sources of Ion Outflow in the High Latitude Ionosphere, *Space Sci. Rev.*, 80, 1–25, 1997.
- Zhu, L., Schunk, R. W., and Sojka, J. J.: Polar cap arcs: a review, *J. atmos. terr. Phys.* 59, 1087–1126, 1997.



# Bibliography

- Akasofu, S.-I. (1963). The dynamical morphology of the auroral polaris. *J. Geophys. Res.*, 68:1667–1673.
- Akasofu, S.-I. (1974). The aurora and the magnetosphere: The Chapman memorial lecture. *Planet. Space Sci.*, 22:885–923.
- Akasofu, S.-I. and Roederer, M. (1983). Polar cap arcs and the open regions. *Planet. Space Sci.*, 31:193–196.
- Akasofu, S.-I., Williams, R., and Roederer, M. (1984). Effects of the passage of an IMF discontinuity on the polar cap geometry and the formation of the polar cap-auroral oval boundary. *Planet. Space Sci.*, 32:119–125.
- Andersson, L., Ergun, R. E., Newman, D. L., McFadden, J. P., Carlson, C. W., and Su, Y.-J. (2002). Characteristics of parallel electric fields in the downward current region of the aurora. *Phys. Plasma*, 9:3600–3609.
- Araki, T. (1994). A physical model of the geomagnetic sudden commencement, in *solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp.183-200.
- Araki, T., Kamei, T., and Iyemori, T. (1984). Polar cap vertical currents associated with northward interplanetary magnetic field. *Geophys. Res. Lett.*, 11:23–26.
- Axford, W. I. (1968). The polar wind and the terrestrial helium budget. *J. Geophys. Res.*, 73:6855–6859.
- Balogh, A., Dunlop, M. W., Cowley, W. H., Southwood, D. J., Thomlinson, J. G., Glassmeier, K. H., Musmann, G., Lühr, H., Buchert, S., Acuña, M. H., Fairfield, D. H., Slavin, J. A., Riedler, W., and Schwingenschuh, K. (1997). The Cluster magnetic field investigation. *Space Sci. Rev.*, 79:65–91.
- Banks, P. M. and Holzer, T. E. (1968). The polar wind. *J. Geophys. Res.*, 73:6846.
- Banks, P. M. and Holzer, T. E. (1969). High-latitude plasma transport: the polar wind. *J. Geophys. Res.*, 74:6317–6332.
- Bellán, P. M. (2006). *Fundamentals of plasma physics*. Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, UK.

- Berg, G. A., Kelley, M. C., Mendillo, M., Doe, R., Vickrey, J., Kletzing, C., Primdahl, F., and Baker, K. D. (1994). Formation and eruption of sun-aligned arcs at the polar cap-auroral oval boundary. *J. Geophys. Res.*, 99:17577–17589.
- Berkey, F. T., Cogger, L. L., and Ismail, S. (1976). Evidence for correlation between sun-aligned arcs and the interplanetary magnetic field direction. *Geophys. Res. Lett.*, 3:145–147.
- Boehm, M. H., Clemmons, J., Wahlund, J.-E., Eriksson, A., Eliasson, L., Blomberg, L., Kintner, P., and Höfner, H. (1995). Observations of an upward-directed electron beam with the perpendicular temperature of the cold ionosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 22:2103–2106.
- Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., and Milan, S. E. (2005). Interplanetary magnetic field control of Saturn’s polar cusp aurora. *Ann. Geophys.*, 23:1405–1431.
- Burch, J. L., Fields, S. A., and Heelis, R. A. (1979). Polar cap electron acceleration regions. *J. Geophys. Res.*, 84:5863–5874.
- Burinskaya, T. M., Rusanov, A. A., Rauch, J. L., Miles, A., Mogilevsky, M. M., Trotignon, J. G., Lefeuvre, F., and Sauvaud, J.-A. (2003). Small-scale bursts of Langmuir waves in the polar cap. *Adv. Space Res.*, 31:1247–1252.
- Burke, W. J., Gussenhoven, M. S., Kelley, M. C., Hardy, D. A., and Rich, F. J. (1982). Electric and magnetic characteristics of discrete arcs in the polar cap. *J. Geophys. Res.*, 87:2431–2443.
- Burke, W. J., Kelley, M. C., Sagalyn, R. C., Smiddy, M., and Lai, S. T. (1979). Polar cap electric field structure with a northward interplanetary magnetic field. *Geophys. Res. Lett.*, 6:21–24.
- Cairns, I. H. and Menietti, J. D. (2001). Stochastic growth of waves over Earth’s polar cap. *J. Geophys. Res.*, 106:29515–29530.
- Carlson, C. W., McFadden, J. P., Ergun, R. E., Temerin, M., Peria, W., Mozer, F. S., Klumpar, D., Shelley, E., Peterson, W. K., Moebius, E., Elphic, R., Strangeway, R., Cattell, C. A., and Pfaff, R. (1998a). FAST observations in the downward auroral current region: Energetic upgoing electron beams, parallel potential drops, and ion heating. *Geophys. Res. Lett.*, 25:2017–2020.
- Carlson, C. W., Pfaff, R., and Watzin, J. G. (1998b). The Fast Auroral SnapshoT (FAST) mission. *Geophys. Res. Lett.*, 25:2013–2016.
- Carlson, H. C. and Cowley, S. W. H. (2005). Accelerated polar rain electrons as the source of Sun-aligned arcs in the polar cap during northward interplanetary magnetic field conditions. *J. Geophys. Res.*, 110:05302.
- Carlson, H. C., Weber, E. J., Heelis, R. A., and Sharber, J. R. (1988). Coherent mesoscale convection patterns during northward interplanetary magnetic field. *Geophys. Res. Lett.*, 94:14501–14514.
- Cerisier, J.-C. (2006). *Ondes dans les plasmas (cours de Master 2)*.

- Chen, S.-H. and Kivelson, M. G. (1993). On nonsinusoidal waves at the earth's magnetopause. *Geophys. Res. Lett.*, 20:2699–2702.
- Chiu, Y. T. (1989). Formation of polar cap arcs. *Geophys. Res. Lett.*, 16:743–746.
- Chiu, Y. T. and Schulz, M. (1978). Self-consistent particle and parallel electrostatic field distributions in the magnetospheric-ionospheric auroral region. *J. Geophys. Res.*, 83:629–642.
- Chiu, Y. T., Schulz, M., Fennell, J. F., and Kishi, A. M. (1983). Mirror instability and the origin of morningside auroral structure. *J. Geophys. Res.*, 8:4041–4054.
- Cornilleau-Wehrin, N., Chanteur, G., Perraut, S., Rezeau, L., Robert, P., Roux, A., de Villardary, C., Canu, P., Maksimovic, M., de Conchy, Y., Lacombe, D. H. C., Lefeuvre, F., Parrot, M., Pinçon, J.-L., Décréau, P. M. E., Harvey, C. C., Louarn, P., Santolik, O., Alleyne, H. S. C., Roth, M., Chust, T., Le Contel, O., and Team, S. (2003). First results obtained by the Cluster STAFF experiment. *Ann. Geophys.*, 21:437–456.
- Cowley, S. W. H. and Owen, C. J. (1989). A simple illustrative model of open flux tube motion over the dayside magnetopause. *Planet. Space Sci.*, 37:1461–1475.
- Cowley, S. W. H. and Southwood, D. J. (1980). Some properties of a steady-state geomagnetic tail. *Geophys. Res. Lett.*, 7:833–836.
- Crain, D. J., Sojka, J. J., Schunk, R. W., and Zhu, L. (1993). Parameterized study of the ionospheric modification associated with sun-aligned polar cap arcs. *J. Geophys. Res.*, 98:6151–6162.
- Crain, D. J., Sojka, J. J., Schunk, R. W., and Zhu, L. (1994). Modeling sun-aligned polar cap arcs. *Radio. Sci.*, 29:269–282.
- Crooker, N. U. (1979). Dayside merging and cusp geometry. *J. Geophys. Res.*, 84:951–959.
- Davis, T. N. (1960). The morphology of the polar cap. *J. Geophys. Res.*, 65:3297.
- Davis, T. N. (1962). The morphology of the auroral displays of 1957-1958. 2. Detail analysis of alaska and analysis of high-latitude data. *J. Geophys. Res.*, 67:75–110.
- Davis, T. N. (1963). Negative correlation between polar-cap visual aurora and magnetic activity. *J. Geophys. Res.*, 68:4447.
- Décréau, P. M. E., Fergeau, P., Krannosels'kikh, V., Le Guirriec, E., Lévêque, M., Martin, P., Randriamboarison, O., Rauch, J.-L., Sené, F. X., C., S. H., Trotignon, J. G., Canu, P., Cornilleau, N., de Féraudy, H., Alleyne, H., Yearby, K., B., M. P., Gustafsson, G., André, M., Gurnett, D. C., Darrouzet, F., Lemaire, J., Harvey, C. C., Travnicek, P., and group, W. E. (2001). Early results from the Whisper instrument on Cluster: an overview. *Ann. Geophys.*, 19:1241–1258.
- Décréau, P. M. E., Fergeau, P., Krannosels'kikh, V., Lévêque, M., Martin, P., Randriamboarison, O., Sené, F. X., Trotignon, J. G., Canu, P., and B., M. P. (1997). Whisper, a resonance sounder and wave analyser: performances and perspectives for the Cluster mission. *Space Sci. Rev.*, 79:157–193.
- Delcroix, J.-L. and Bers, A. *Physique des plasmas 2*. 20-22.

- Denholm, J. V. (1961). Some auroral observations inside the southern auroral zone. *J. Geophys. Res.*, 66:2105.
- Denholm, J. V. and Bond, F. R. (1961). Orientation of polar auroras. *Aust. J. Phys.*, 14:193.
- Dungey, J. W. (1954). *Electrodynamics of the outer atmospheres, Rep. 69*. University Park, Ionos. Res. Lab Pa. State Univ.
- Eather, R. H. and Akasofu, S.-I. (1969). Characteristics of polar cap arcs. *J. Geophys. Res.*, 74:4794–4798.
- Elphinstone, R. D., Jankowska, K., Murphree, J. S., and Cogger, L. L. (1990). The configuration of the auroral distribution for interplanetary magnetic field  $b_z$  northward, 1. IMF  $b_x$  and  $b_y$  dependence as observed by the Viking satellite. *J. Geophys. Res.*, 95:5791–5804.
- Ergun, R. E., Andersson, L., Carlson, C. W., Newman, D. L., and Goldman, M. V. (2003). Double layers in the downward current region of the aurora. *Nonlin. Processes Geophys.*, 10:45–56.
- Ergun, R. E., Andersson, L., Main, D., Su, Y.-J., Newman, D. L., Goldman, M. V., Carlson, C. W., Hull, A. J., McFadden, J. P., and Mozer, F. S. (2004). Auroral particle acceleration by strong double layers: the upward current region. *J. Geophys. Res.*, 109:010545.
- Ergun, R. E., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Mozer, F. S., Delory, G. T., Peria, W., Chaston, C. C., Temerin, M., Elphic, R., Strangeway, R., Pfaff, R., Cattell, C. A., Klumpar, D., Shelley, E., Peterson, W., Moebius, E., and Kistler, L. (1998). FAST satellite observations of electric field structures in the auroral zone. *Geophys. Res. Lett.*, 25:2025–2028.
- Evans, D. S. (1974). Precipitating electron fluxes formed by a magnetic field aligned potential difference. *J. Geophys. Res.*, 79:2853–2858.
- Fazakerley, A. N., Carter, P. J., Watson, G., Spencer, A., Sun, Y. Q., Coker, P., Kataria, D. O., Fontaine, D., Liu, Z. X., Gilbert, L., Lahiff, A. D., Mihaljic, B., Szita, S., Taylor, M. G. G. T., Wilson, R. J., Dedieu, M., and Schwartz, S. J. (2005). The Double Star Plasma Electron and Current Experiment. *Ann. Geophys.*, 23:2733–2756.
- Feldstein, Y. I. and Starkov, G. V. (1967). Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic tail. *Planet Space Sci.*, 15:209.
- Fontaine, D., Teste, A., Maggiolo, R., Sauvaud, J.-A., and Fazakerley, A. Polar cap particle acceleration: electron dynamics associated with ion outflows. *Proceedings Cluster and Double Star Symposium - 5<sup>th</sup> Anniversary of Cluster in Space, Noordwijk, The Netherlands, 19 - 23 September 2005 (ESA SP-598, January 2006)*.
- Frank, L. A. (1988). Dynamics of the near-Earth magnetotail: Recent observations. Modeling magnetospheric plasma, Geophysical Monograph. *American Geophysical Union, Washington, D.C. (T. E. Moore and J. H. Waite, Jr, eds)*, page 261.

- Frank, L. A., Craven, J. D., Burch, J. L., and Winningham, J. (1982). Polar views of the Earth's aurora with Dynamic Explorer. *Geophys. Res. Lett.*, 9:1001–1004.
- Frank, L. A., Craven, J. D., Gurnett, D. A., Shawhan, S. D., Weimer, D. R., Burch, J. L., Winningham, J., Chappell, C. R., Waite, J. H., Heelis, R. A., Maynard, N. C., Sugiura, M., Peterson, W. K., and Shelley, E. G. (1986). The theta aurora. *J. Geophys. Res.*, 91:3177–3224.
- Frey, H. U., Phan, T. D., Fuselier, S. A., and Mende, S. B. (2003). Continuous magnetic reconnection at Earth's magnetopause. *Nature*, 426:533–537.
- Fried, B. D. and Conte, S. D. (1961). *The plasma dispersion function*. Academic Press, New York.
- Fujita, S., Tanaka, T., Kikuchi, T., Fujimoto, K., Hosokawa, K., and Itonaga, M. (2003). A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of field-aligned current associated with the preliminary impulse. *J. Geophys. Res.*, 108:009407.
- Glassmeier, K.-H. and Heppner, C. (1992). Traveling magnetospheric convection twin-vortices: another case study, global characteristics, and a model. *J. Geophys. Res.*, 97:3977–3992.
- Gosling, J. T., Thomsen, M. F., Bame, S. J., Elphic, R. C., and Russell, C. T. (1991). Observations of reconnection of interplanetary and lobe magnetic field lines at the high-latitude magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 96:14097–14106.
- Grabbe, C. L. (1985). New results on the generation of broadband electrostatic waves in the magnetotail. *Geophys. Res. Lett.*, 12:483–486.
- Grodent, D., Clarke, J. T., Waite Jr., J. H., Cowley, S. W. H., Gérard, J.-C., and Kim, J. (2003). Jupiter's polar aurora emissions. *J. Geophys. Res.*, 108:010017.
- Gussenhoven, M. S. (1982). Extremely high-latitude auroras. *J. Geophys. Res.*, 87:2401–2412.
- Gussenhoven, M. S. and Mullen, E. G. (1989). Simultaneous relativistic electron and auroral particle access to the polar caps during interplanetary magnetic field  $b_z$  northward: A scenario for an open field line source of auroral particles. *J. Geophys. Res.*, 94:17121–17132.
- Gustafsson, G. (1967). On the orientation of auroral arcs. *Planet. Space Sci.*, 15:227.
- Hardy, D. A. (1984). Intense fluxes of low-energy electrons at geomagnetic latitudes above  $85^\circ$ . *J. Geophys. Res.*, 89:3883–3892.
- Hardy, D. A., Burke, W. J., and Gussenhoven, M. S. (1982). Dmsp optical and electron measurements in the vicinity of the polar cap arcs. *J. Geophys. Res.*, 87:2413–2430.
- Hasegawa, H., Fujimoto, M., Phan, T.-D., Rème, H., Balogh, A., Dunlop, M. W., Hashimoto, C., and TanDokoro, R. (2004). Transport of solar wind into Earth's magnetosphere through rolled-up Kelvin-Helmoltz vortices. *Nature*, 430:755–758.

- Hones, E. W. J., Craven, J. D., Frank, L. A., Evans, D. S., and Newell, P. T. (1989). The horse-collar aurora: a frequent pattern of the aurora in quiet times. *Geophys. Res. Lett.*, 16:37–40.
- Huang, C. Y., Frank, L. A., Peterson, W. K., Williams, D. J., Lennartsson, W., Michell, D. G., Elphic, R. C., and Russell, C. T. (1987). Filamentary structure in the magnetotail lobes. *J. Geophys. Res.*, 92:2349–2363.
- Hull, A. J., Bonnell, J. W., Mozer, F. S., and Scudder, J. D. (2003). A statistical study of large-amplitude parallel electric fields in the upward current region of the auroral acceleration region. *J. Geophys. Res.*, 108:007540.
- Hultqvist, B. (1991). On the motion of electrons in the slow electric field fluctuations observed by Viking. *J. Geophys. Res.*, 96:19513–19519.
- Iijima, T. and Potemra, T. A. (1976). The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad. *J. Geophys. Res.*, 81:2165–2174.
- Iijima, T., Potemra, T. A., Zanetti, L. J., and Bythrow, P. F. (1984). Large-scale Birkeland currents in the dayside polar region during strongly northward IMF: A new Birkeland current system. *J. Geophys. Res.*, 89:7441–7452.
- Ismail, S. and Meng, C.-I. (1982). A classification of polar cap auroral arcs. *Planet. Space Sci.*, 30:319–330.
- Ismail, S., Wallis, D. D., and Cogger, L. L. (1977). Characteristics of polar cap sun-aligned arcs. *J. Geophys. Res.*, 82:4741–4749.
- Jasperse, J. R., Basu, B., Lund, E. J., and Bouhram, M. (2006). Gyrotropic guiding-center fluid theory for the turbulent heating of magnetospheric ions in downward Birkeland current regions. II. *Phys. Plasmas*, 13:112902.
- Johnstone, A. D., Alsop, C., Burge, S., Carter, P. J., Coates, A. J., Coker, A. J., Fazakerley, A. N., Grande, M., Gowen, R. A., Gurgiolo, C., Hancock, B. K., Narheim, B., Preece, A., Sheather, P. H., Winningham, J. D., and Woodliffe, R. D. (1997). The CLUSTER and Phoenix Missions, peace: A Plasma Electron And Current Experiment. *Space Sci. Rev.*, 79:351–398.
- Kivelson, M. G. and Chen, S.-H. (1995). The magnetopause: surface waves and instabilities and their possible dynamical consequences. *Physics of the magnetopause - Geophysical Monograph 90*, pages 257–268.
- Kivelson, M. G. and Russell, C. T. (1995). *Introduction to Space Physics*. Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, United Kingdom.
- Klumpar, D. M. and Heikkila, W. J. (1982). Electrons in the ionospheric source cone: evidence for runaway electrons as carriers of downward Birkeland currents. *Geophys. Res. Lett.*, 9:873–876.
- Knight, S. (1973). Parallel electric fields. *Planet. Space Sci.*, 21:741–750.
- Lassen, K. (1972). On the classification of high-latitude auroras. *Geophys. Publ.*, 29:87.

- Lassen, K. and Danielsen, C. (1978). Quiet time pattern of auroral arcs for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane. *J. Geophys. Res.*, 83:5277–5284.
- Lui, A. T. Y., Perreault, P., Akasofu, S.-I., and Anger, C. D. (1973). The diffuse aurora. *Planet. Space Sci.*, 21:857–862.
- Lundin, R., Eliasson, L., and Murphree, J. S. (1990). *Auroral physics. The quiet-time aurora and the magnetospheric configuration (p.159)*. Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, UK.
- Lyons, L. R. (1980). Generations of large-scale regions of auroral currents, electric potentials and precipitation by the divergence of the convection electric field. *J. Geophys. Res.*, 85:17–24.
- Lyons, L. R. (1985). A simple model for polar cap convection patterns and generation of  $\theta$  aurora. *J. Geophys. Res.*, 90:1561–1567.
- Lysak, R. L., Y., S., and Grieger, J. C. (1995). Coupling of the magnetopause to the ionosphere by means of Alfvén waves and field-aligned currents. *Physics of the magnetopause - Geophysical Monograph 90*, pages 385–393.
- Maezawa, K. (1976). Magnetic convection induced by the positive and negative z components of the interplanetary magnetic field: Quantitative analysis using polar cap magnetic records. *J. Geophys. Res.*, 81:2289.
- Maggiolo, R., Sauvaud, J.-A., Fontaine, D., Teste, A., Grigorenko, E., Balogh, A., Fazakerley, A., Paschmann, G., Delcourt, D., and Rème, H. (2006). A multi-satellite study of accelerated ionospheric ion beams above the polar cap. *Ann. Geophys.*, 24:1665.
- Makita, K., Meng, C.-I., and Akasofu, S.-I. (1991). Transpolar auroras, their particle precipitation, and IMF By component. *J. Geophys. Res.*, 96:14085.
- Marklund, G., Blomberg, L., Fälthammar, C.-G., and Lindqvist, P.-A. (1994). On intense diverging electric field associated with black aurora. *Geophys. Res. Lett.*, 21:1859–1862.
- Mawson, D. Auroral observations at the Cape Royds Station, Antarctica. *Proc. Roy. Soc. S. Aus.*, XL, pages=.
- Mawson, D. Records of the aurora polaris, australasian antarctic expedition 1911-1914. *Sci. Rept.*, B, pages=.
- McFadden, J. P., Carlson, C. W., and Ergun, R. E. (1999). Microstructure of the auroral acceleration region as observed by FAST. *J. Geophys. Res.*, 104:14453–14480.
- Meng, C.-I. (1981a). The auroral electron precipitation during extremely quiet geomagnetic conditions. *J. Geophys. Res.*, 86:4607.
- Meng, C.-I. (1981b). Polar cap arcs and the plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.*, 8:273.
- Meng, C.-I. and Akasofu, S.-I. (1976). The relation between the polar cap auroral arc and the auroral oval arc. *J. Geophys. Res.*, 81:4004.

- Menietti, J. D. and Burch, J. L. (1987). De 1 observations of theta aurora plasma source regions and Birkeland current charge carriers. *J. Geophys. Res.*, 92:7503.
- Menietti, J. D., Cairns, I. H., Piker, C. W., and Averkamp, T. F. (1998). Statistical study of emissions near  $f_p$  and  $2f_p$  in the dayside and nightside auroral region and polar cap. *J. Geophys. Res.*, 103:14925.
- Menietti, J. D., Santolik, O., Scudder, J. D., Pickett, J. S., and Gurnett, D. A. (2002). Electrostatic electron cyclotron waves generated by low-energy electron beams. *J. Geophys. Res.*, 107:1285.
- Miyake, W., Mukai, T., and Kaya, N. (1998). A statistical study of field-aligned electron beams associated with ion conics events. *Ann. Geophys.*, 16:940–947.
- Mozer, F. S., Carlson, C. W., Hudson, M. K., Torbert, R. B., Parady, B., and Yatteau, J. (1977). Observations of paired electrostatic shocks in the polar magnetosphere. *Phys. Rev. Lett.*, 38:292.
- Mozer, F. S. and Kletzing, C. A. (1998). Direct observation of large, quasistatic, parallel electric fields in the auroral acceleration region. *Geophys. Res. Lett.*, 25:1629.
- Murphree, J. S., Austin, J. B., Hearn, D. J., Cogger, L. L., Elphinstone, R. D., and Woch, J. (1994). Satellite observations of polar arcs. *J. atmos. terr. Phys.*, 56:265.
- Murphree, J. S. and Cogger, L. L. (1981). Observed connections between apparent polar cap features and the instantaneous diffuse auroral oval. *Planet Space Sci.*, 29:1143.
- Murphree, J. S., Elphinstone, R. D., and Cogger, L. L. (1989). Short-term dynamics of the high-latitude auroral distribution. *J. Geophys. Res.*, 94:6969.
- Newell, P. T. and Meng, C.-I. (1995). Creation of theta-auroras - the isolation of plasma sheet fragments in the polar cap. *Science*, 270:1338–1341.
- Obara, T., Kitayama, M., Mukai, T., Kaya, N., Murphree, J. S., and Cogger, L. L. (1988). Simultaneous observations of sun-aligned polar cap arcs in both hemispheres by EXOS-C and Viking. *Geophys. Res. Lett.*, 15:713.
- Obara, T., Mukai, T., Hayakawa, H., Nishida, A., Tsuruda, K., Machida, S., and Fukunishi, H. (1993). Akebono (EXOS D) observations of small-scale electromagnetic signatures relating to polar cap precipitation. *J. Geophys. Res.*, 98:11153.
- Obara, T., Mukai, T., Hayakawa, H., Tsuruda, K., Matsuoka, A., Nishida, A., Fukunishi, H., Zhu, L., Sojka, J. J., and Crain, D. J. (1996). Multiple polar cap arcs: Akebono (EXOS D) observations. *Radio. Sci.*, 31:645.
- Paschmann, G., Melzner, F., Frenzel, R., Vaith, H., Parigger, P., Pagel, U., Bauer, O. H., Haerendel, G., Baumjohann, W., Scopke, N., Torbert, R. B., Briggs, B., Chan, J., Lynch, K., Morey, K., Quinn, J. M., Simpson, D., Young, C., McIlwain, C. E., Fillius, W., Kerr, S. S., Mahieu, R., and Whipple, E. C. (1997). The Electron Drift Instrument for Cluster. *Space Sci. Rev.*, 79:233.
- Paschmann, G., Quinn, J. M., Torbert, R. B., Vaith, H., McIlwain, C. E., Haerendel, G., Bauer, O. H., Bauer, T., Baumjohann, W., Fillius, W., Förster, M., Frey, S.,



- Georgescu, E., Kerr, S. S., Kletzing, C. A., Matsui, H., Puhl-Quinn, P., and Whipple, E. (2001). The Electron Drift Instrument on Cluster: overview of first results. *Ann. Geophys.*, 19:1273.
- Paschmann, G., Schwartz, S. J., Escoubet, C. P., and Haaland, S. (2005). *Outer magnetospheric boundaries: Cluster results*. Springer, P.O. Box 990, 3300 AZ Dordrecht, The Netherlands.
- Paterson, W. R. and Frank, L. A. (1994). Survey of plasma parameters in Earth's distant magnetotail with the Geotail spacecraft. *Geophys. Res. Lett.*, 21:2971–2974.
- Peterson, W. K. and Shelley, E. G. (1984). Origin of the plasma in a cross-polar cap auroral feature (theta aurora). *J. Geophys. Res.*, 89:6729.
- Potemra, T. A., Zanetti, L. J., Bythrow, P. F., Lui, A. T. Y., and Iijima, T. (1984).  $b_y$ -dependent convection patterns during northward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, 89:9753.
- Raadu, M. A. and Rasmussen, J. J. (1988). Dynamical aspects of electrostatic double layers. *Astrophys. Space Sci.*, 144:43.
- Rezeau, L. (2002). WHAMP: Notice d'utilisation.
- Rème, H., Aoustin, C., Bosqued, J. M., Dandouras, I., Lavraud, B., Sauvaud, J.-A., Barthe, A., Bouyssou, J., Camus, T., Coeur-Joly, O., Cros, A., Cuvilo, J., Ducay, F., Garbarowitz, Y., Medale, J.-L., Penou, E., Perrier, H., Romefort, D., Rouzaud, J., Vallat, C., Alcaydé, D., Jacquy, C., Mazelle, C., D'Uston, C., Möbius, E., Kistler, L. M., Crocker, K., Granoff, M., Mouikis, C., Popecki, M., Vosbury, M., Klecker, B., Hovestadt, D., Kucharek, H., Kuenneth, E., Paschmann, G., Scholer, M., Sckopke, N., Seidenschwang, E., Carlson, C. W., Curtis, D. W., Ingraham, C., Lin, R. P., McFadden, J. P., Parks, G. K., Phan, T., Formisano, V., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M. B., Baldetti, P., Bruno, R., Chionchio, G., di Lellis, A., Marcucci, M. F., Pallocchia, G., Korth, A., Daly, P. W., Graeve, B., Rosenbauer, H., Vasyliunas, V., McCarthy, M., Wilber, M., Eliasson, L., Lundin, R., Olsen, S., Shelley, E. G., Fuselier, S., Ghielmetti, A. G., Lennartsson, W., Escoubet, C. P., Balsiger, H., Friedel, R., Cao, J.-B., Kovrazhkin, R. A., Papamastorakis, I., Pellat, R., Scudder, J., and Sonnerup, B. (2001). First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment. *Ann. Geophys.*, 19:1303.
- Rönmark, K. *Waves in homogeneous, anisotropic, multi component plasmas*. Kiruna Geophys. Inst., Kiruna, Sweden.
- Rogers, B. N., Denton, R. E., and Drake, J. F. (2003). Signatures of collisionless magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.*, 108:009699.
- Romick, G. J. and Brown, N. B. (1971). Midday auroral observations in the oval, cusp region, and polar cap. *J. Geophys. Res.*, 76:8420.
- Saflekos, N. A. and Potemra, T. A. (1978). Small-scale transverse magnetic disturbances in the polar regions observed by Triad. *J. Geophys. Res.*, 83:1493.

- Shelley, E. G., Johnson, R. G., and Sharp, R. D. (1972). Satellite observations of energetic heavy ions during a geomagnetic storm. *J. Geophys. Res.*, 77:6104.
- Shelley, E. G., Johnson, R. G., and Sharp, R. D. (1976). Satellite observations of energetic heavy ions during a geomagnetic storm. *J. Geophys. Res.*, 77:6104.
- Shodhan, S., Siscoe, G. L., Frank, L. A., Ackerson, K. L., Paterson, W. R., Fairfield, D., Kokubun, S., and Yamamoto, T. (1996). Mantle crossings at Geotail: comparison with MHD model. *J. Geophys. Res.*, 101:153–160.
- Sojka, J. J., Zhu, L., Crain, D. J., and Schunk, R. W. (1994). Effect of high latitude ionospheric convection on sun-aligned polar cap arcs. *J. Geophys. Res.*, 99:8851.
- Stringer, W. J. and Belon, A. E. (1967). The morphology of the iqsy auroral oval, 2, auroral alignments in and near the auroral oval. *J. Geophys. Res.*, 72:4423.
- Teste, A., Fontaine, D., Sauvaud, J.-A., Maggiolo, R., and Fazakerley, A. (2007). Cluster observations of electron outflowing beams carrying downward currents above the polar cap by northward imf. *Ann. Geophys.*, 25:953–969.
- Torkar, K., Riedler, W., Escoubet, C. P., Fehringer, M., Schmidt, R., Grard, R. J. L., Arends, H., Rüdener, F., Steiger, W., Narheim, B. T., Svenes, K., Torbert, R., André, M., Fazakerley, A., Goldstein, R., Olsen, R. C., Pedersen, A., Whipple, E., and Zhao, H. Active spacecraft potential control for Cluster - implementation and first results. *Ann. Geophys.*, 19.
- Treumann, R. A. and Baumjohann, W. (1997). *Advanced space plasma physics*. Imperial College Press, 57 Shelton Street, Covent Garden, London WC2H 9HE.
- Tsyganenko, N. A. (1987). Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels. *Planet. Space Sci.*, 35:1.
- Valladares, C. E. and Carlson, H. C. (1991a). The electrodynamic, thermal and energetic character of intense sun-aligned arcs in the polar cap. *J. Geophys. Res.*, 96:1379–1400.
- Valladares, C. E. and Carlson, H. C. (1991b). The electrodynamic, thermal and energetic character of intense sun-aligned arcs in the polar cap. *J. Geophys. Res.*, 96:1379.
- Weber, E. J., Kelley, M. C., Ballenthin, J. O., Basu, S., Carlson, H. C., Fleischman, J. R., Hardy, D. A., Maynard, N. C., Pfaff, R. F., Rodriguez, P., Sheehan, R. E., and Smiddy, M. (1989). Rocket measurements within a polar cap arc: plasma particle, and electric circuit parameters. *J. Geophys. Res.*, 94:6692.
- Weill, G. (1958). Aspects de l'aurore observée à la base de Dumont-d'Urville en Terre Adélie. *C. R. Acad. Sci.*, 246:2925.
- Whalen, B. A., Miller, J. R., and McDiarmid, I. B. (1971). Sounding rocket observations of particle precipitation in a polar-cap electron aurora. *J. Geophys. Res.*, 76:6847.
- Winningham, J. D. and Heikkila, W. J. (1974). Polar cap auroral electron fluxes observed with ISIS 1. *J. Geophys. Res.*, 79:949.
- Zanetti, L. J., Potemra, T. A., Iijima, T., Baumjohann, W., and Bythrow, P. F. (1984).

Ionospheric and Birkeland current distributions for northward interplanetary magnetic field: Inferred polar convection. *J. Geophys. Res.*, 89:7453.

Zhu, L., Schunk, R. W., and Sojka, J. J. (1996a). Polar cap arcs: a review. *J. atmos. terr. Phys.*, 59:1087.

Zhu, L., Sojka, J. J., Schunk, R. W., and Crain, D. J. (1993). A time-dependent model of polar cap arcs. *J. Geophys. Res.*, 98:6139–6150.

Zhu, L., Valladares, C. E., Sojka, J. J., Schunk, R. W., and Crain, D. J. (1996b). A model-observation comparison study of multiple polar cap arcs. *J. Geophys. Res.*, 101:323.

()