



HAL
open science

Étude du vent solaire à grande échelle

Gaétan Le Chat

► **To cite this version:**

Gaétan Le Chat. Étude du vent solaire à grande échelle. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2010. Français. NNT: . tel-00547571

HAL Id: tel-00547571

<https://theses.hal.science/tel-00547571>

Submitted on 16 Dec 2010

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.

UNIVERSITÉ PARIS. DIDEROT (Paris 7)

**ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE
D'ILE DE FRANCE**

THÈSE

Présentée pour obtenir
le diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS 7
Spécialité : ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

par

Gaétan LE CHAT

Étude du vent solaire à grande échelle.

Thèse dirigée par

Nicole MEYER-VERNET et Karine ISSAUTIER

préparée au LESIA, observatoire de Paris-Meudon

soutenue le 13 septembre 2010

Jury :

Président : Marcello FULCHIGNONI

Rapporteurs : Viviane PIERRARD

Marco VELLI

Examineurs : Stuart BALE

Robert MACDOWALL

Directrices : Nicole MEYER-VERNET

Karine ISSAUTIER

*À Laëtitia
À mes parents*

Remerciements

Cette thèse n'est pas le fruit d'un travail isolé, mais le résultat de nombreuses collaborations, et pas uniquement scientifiques. Il est par conséquent naturel de tenter de remercier tous les gens qui ont permis à ces trois années d'être si enrichissantes. Malheureusement, il s'agit également de la partie la plus difficile à écrire tant les risques sont grands d'oublier quelqu'un, ou de ne pas réussir à transcrire l'importance d'une rencontre. Par conséquent, je vais commencer par un :

Merci à tous !

Maintenant que je suis sûr de ne plus pouvoir oublier qui que ce soit, je peux me lancer sereinement dans l'exercice délicat des remerciements personnalisés.

En premier, je voudrais remercier l'ensemble de mon jury pour avoir accepté la tâche de juger mon travail, et particulièrement mes deux rapporteurs, Viviane Pierrard et Marco Velli. Je remercie également Jean-Claude Vial pour avoir accepté d'être le huitième membre de ce jury et qui, pour de légitimes questions d'emploi du temps, n'a pu en faire parti finalement.

Il y a deux personnes que je ne peux oublier dans ce jury, mes directrices de thèses Karine et Nicole, et il me faudrait bien plus que quelques mots pour les remercier à leur juste valeur. Merci de m'avoir guidé pendant ces trois années, et d'avoir permis que ma thèse se passe si bien. Merci Karine pour ta gentillesse et ta disponibilité. J'ai apprécié chacune de nos conversations, scientifiques ou non. Ton expérience et ton ouverture d'esprit m'ont été d'une aide précieuse. J'espère que cela durera encore de nombreuses années. Merci Nicole de m'avoir transmis un peu de tes connaissances et de ta passion pour la recherche. J'ai non seulement eu le privilège de pouvoir faire une thèse, mais également celui d'être l'étudiant d'une scientifique de ta qualité.

Je voudrais également remercier les laboratoires dont j'ai eu le plaisir de faire partie pendant ma thèse ou pendant mes études. L'institut d'astrophysique Spatial de l'université d'Orsay où, grâce à Hervé Dole, j'ai eu le plaisir de connaître ma première expérience de la recherche en astrophysique. L'*astronomy and astrophysic group* de l'université de Glasgow où John Brown et Ross Galloway m'ont accueilli chaleureusement en me proposant un sujet de recherche passionnant, et avec qui j'aurais toujours le plus grand plaisir de pouvoir collaborer. Je remercie le LESIA et l'Observatoire de Paris-Meudon pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans de si bonnes conditions et dans un cadre agréable.

Bien sûr, la qualité de ces laboratoires, scientifiquement et humainement, est la conséquence logique de la qualité des personnes qui y travaillent : ingénieurs, techniciens, administratifs, étudiants et chercheurs, et je leur adresse à tous mes plus sincères remerciements. En particulier, Cris, Denis, Patricia, Jacqueline, les étudiants du LESIA et les membres du conseil de laboratoire qui m'ont permis d'apprécier et de participer activement à la vie de mon laboratoire. Parmi les étudiants du LESIA, passés et présents, j'ai une pensée particulière pour Magda, Sandrine, Sophie, Rhita-Maria, Sonja, Erwan, Xavier, Laurent, Arnaud, Sébastien, Yannick, Stepan, Vratislav, Julien et Pierre.

Je pense également aux membres permanents ou non, actuels ou non, du pôle plasma du LESIA et du bâtiment 16 : Olga, Pierre-Luc, Jean-Louis, Arnaud, Xavier, Carine, Baptiste, Moustapha, Jean-Mathias, Julien, Magda, Pierre, Sébastien, Sang, Karine, Vratislav, Catherine, Laurent, Alain, Nicole, Milan, André, Lorenzo, Nicole, Jean-Pierre, Michel, Quynh Nhu, Filippo, Renée, Jean-François, Aurélie, Stepan, Souda, Sonja, Philippe, Arnaud, Yannis, sans oublier Benoit qui nous a malheureusement quitté trop tôt. Merci à tous pour ces agréables moments passé en votre compagnie, pour toutes ses discussions pendant le déjeuner ou devant un café. J'espère que mon esprit de contradiction et mon amour du débat ne vous ont pas trop fatigué.

Au delà des laboratoires, c'est l'ensemble de la communauté des plasmas spatiaux, et tous particulièrement la communauté française réunis dans le programme nationale Soleil-Terre avec Nicole, Mathieu, Éric, Nicolas, Guillaume, Ludwig, Pascal et les autres, que je remercie pour leur accueil.

Enfin, je remercie énormément mes amis, Laëtitia et nos deux familles pour avoir été l'indispensable ancre social qui m'a permis de vivre pleinement ces trois dernières années. Je ne serais certainement pas en train d'écrire ces lignes sans le soutien que j'ai reçu de votre part à tous pendant de si nombreuses années.

Résumé :

Depuis les premières mesures *in situ* du vent solaire en 1960, les propriétés macroscopiques et microscopiques de ce plasma éjecté par le Soleil ont été intensivement étudiées, tant du point de vue théorique qu'observationnel. Aujourd'hui encore, certaines des propriétés du vent solaire sont incomprises, comme par exemple le transport de l'énergie dans un plasma peu collisionnel. Mesurer précisément la température des électrons et leurs propriétés non thermique est nécessaire pour comprendre les propriétés du transport. Pour ce faire, la spectroscopie du bruit quasi-thermique est un outil fiable, en étant moins sensible aux perturbations produites par le satellite que les détecteurs de particules classiques. Le bruit quasi-thermique est produit par les fluctuations du champ électrique causées par le mouvement des charges du plasma directement mesurées par une paire d'antennes reliée à un récepteur radio suffisamment sensible. L'étude de ce bruit permet de déterminer les moments des distributions de vitesses des particules. De nombreux résultats ont ainsi été obtenus à partir du récepteur radio de la sonde Ulysse, en décrivant les distributions des électrons par une somme de Maxwelliennes. Cependant une limitation de l'instrument ne permet pas de mesurer avec une précision suffisante la température totale des électrons avec un tel modèle de fonctions de distribution. Pour pallier à ce problème, une nouvelle méthode d'analyse des spectres de bruit quasi-thermique, utilisant une distribution des électrons de type kappa est proposée. Son application aux données de la sonde Ulysse permet de mesurer les variations avec la distance de la température totale des électrons et de leurs propriétés super thermiques dans le vent solaire. Le profil de température montre un comportement intermédiaire entre adiabatique et isotherme, et le paramètre κ est constant avec la distance au Soleil. Ces résultats sont en accord avec les modèles exosphériques.

Le vent solaire est également en interaction avec l'ensemble des objets du Système Solaire. Deux exemples d'interactions plasma-poussières sont présentés dans la deuxième partie de cette thèse : l'accélération des nanoparticules et leurs découvertes dans le vent solaire à une unité astronomique ; et la modification du champ magnétique interplanétaire par les poussières cométaires.

Enfin, un point de vue plus global est adopté. Une comparaison du flux d'énergie, qui dans le cas du vent solaire est observé comme étant très stable temporellement et spatialement, est effectuée pour de nombreux vents stellaires. Cette comparaison met en évidence une similitude entre les étoiles de types solaire et les géantes froides, ainsi qu'une éventuelle conséquence de l'accrétion de matière sur les vents stellaires des T-Tauri.

Study of solar wind large-scale properties

Abstract :

Since the first measurements of the solar wind in 1960, the properties of this plasma outflow from the Sun has been intensively studied, theoretically and by *in situ* measurements. However, some features still remain not understood, as the transport of the energy in collisionless plasmas like the solar wind. Measuring the temperature of the electrons and their nonthermal properties can give important clues to understand the transport properties. Quasi-thermal noise spectroscopy is a reliable tool for measuring accurately the electron density and temperature since it is less sensitive to the spacecraft perturbations than particle detectors. This noise is produced by the quasi-thermal fluctuations of the particles and allow to measure the moments of their velocity distributions. This method, using a sum of Maxwellian as the electron velocity distribution, has produced a large amount of results with the Ulysses mission. Nevertheless, some limitations on the radio receiver on board Ulysses prevent an accurate measurement of the total temperature of the electrons with a sum of Maxwellian. A new method using kappa distribution is proposed to improved the accuracy of the electron temperature measurements. Its application on the Ulysses data allows to yield the radial evolution of the electron temperature and their nonthermal properties. A preliminary comparison with exospheric models shows the following agreements : a variation of the temperature between an adiabatic and isothermal behaviour, and a constant κ parameter.

The solar wind interacts also with all the objects of the Solar System. Two examples of plasma-dust interactions are studied in the second part of this thesis : the acceleration of nano dust by the solar wind and their detection in the solar wind at one astronomic unit; and the interplanetary magnetic field enhancements possibly due to an interaction between the solar wind and cometary dust.

Finally, a more global point of view is taken. The energy flux of the solar wind is almost constant, nearly independent on wind speed and solar activity. A comparison of the energy flux of a spread of stellar winds is made. A shared process at the origin and acceleration of the main-sequence stars and cool giants' winds is suggested. T-Tauri stars' winds show a possible result of an accretion powered wind.

Table des matières

1	Introduction générale	1
I	Mesures et propriétés des électrons du vent solaire	7
2	Spectroscopie du bruit (quasi-) thermique : éléments de base	9
2.1	Principes et intérêts du bruit quasi-thermique	9
2.1.1	Densité spectrale de puissance et récepteur radio	10
2.1.2	Spectre de bruit quasi-thermique	11
2.2	Distribution de vitesse des électrons	14
2.2.1	Observations des distributions des électrons dans le vent solaire	14
2.2.2	Les distributions utilisées dans le cadre du bruit quasi-thermique	16
2.3	Le bruit quasi-thermique des électrons	18
2.4	Le bruit d'impact ou bruit de grenaille, et l'impédance d'antenne	19
2.5	Le bruit des ions	20
2.6	Conclusion	20
3	L'héliosphère selon Ulysse	21
3.1	Somme de deux Maxwelliennes pour les électrons	21
3.2	Les deux premiers passages de pôle à pôle	21
3.3	Le troisième et dernier passage	26
3.4	Résumé	32
4	Distribution de type "kappa"	33
4.1	Permittivité diélectrique	33
4.2	Bruit quasi-thermique des électrons kappa	35
4.2.1	Méthode	35
4.2.2	Résultats et discussions	37
4.3	Effets des électrons kappa sur les autres bruits	38
4.3.1	Bruit de grenaille	38
4.3.2	Bruit des protons décalé Doppler	39
4.4	Résumé	40

5	Évolution à grande échelle des propriétés thermiques des électrons	43
5.1	Comparaison entre somme de Maxwelliennes et fonction kappa	43
5.2	Variations radiales de la température et des propriétés non-thermiques des électrons	47
5.2.1	Résultats	47
5.2.2	Comparaisons avec les modèles exosphériques	53
5.3	Conclusions et perspectives	55
II	Interaction du vent solaire avec les poussières et ouverture aux vents stellaires	59
6	Les nano poussières	61
6.1	Les nano poussières dans le milieu interplanétaire.	61
6.2	La dynamique des nano poussières	63
6.3	Détection des nano poussières avec un instrument radio	63
6.3.1	Le cas des antennes s'étendant loin du satellite	65
6.3.2	Le cas des antennes près du satellite	66
6.4	Les nano poussières et STEREO	67
6.4.1	L'analyse des spectres de puissance	67
6.4.2	Variation temporelle du nombre d'impacts	71
6.5	Conclusion	74
7	Les "Interplanetary magnetic Field Enhancements" (IFE)	75
7.1	Interaction entre le vent solaire et les traînées de poussières	75
7.2	Les IFE vues par Ulysse	76
7.2.1	Évolution du plasma	77
7.2.2	L'évènement du 27 septembre 1993	77
7.3	Conclusions	79
8	Les vents stellaires : le flux d'énergie	81
8.1	Le Soleil en tant qu'étoile	81
8.2	Le flux d'énergie du vent solaire	82
8.3	Les vents stellaires	82
8.4	Conclusions	85
9	Conclusions et perspectives	87
A	Missions et instruments	91
A.1	La mission Ulysse	91
A.1.1	L'odyssée d'Ulysse	91

A.1.2	La science et Ulysse	95
A.1.3	L'instrument radio URAP	97
A.1.4	L'analyseur de particules SWOOPS	98
A.1.5	L'analyseur de particules SWICS	100
A.1.6	Les magnétomètres VHM/FGM	102
A.2	La mission WIND	103
A.2.1	Description générale	103
A.2.2	L'instrument SWE/FC	105
A.3	La mission STEREO	105
A.3.1	Description générale	105
A.3.2	L'instrument S/WAVES	106
B	Publications	109
B.1	Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy : Not so dense, not so hot	110
B.2	Ulysses mission : the end of an odyssey	116
B.3	Study of stellar wind energy flux : from the Sun to Betelgeuse	121
B.4	Quasi-thermal noise in space plasma : "kappa" distributions	126
B.5	Quasi-thermal noise spectroscopy : preliminary comparison between kappa and sum of two Maxwellian distributions	133
B.6	Detection of fast nanoparticles in the solar wind	138
	Bibliographie	143

Introduction générale

Le vent solaire est un écoulement continu de particules ionisées, principalement des électrons, des protons et des noyaux d'hélium, s'échappant de l'attraction du Soleil en raison de la très haute température de la couche externe de son atmosphère, appelée couronne. La compréhension des mécanismes aboutissant à cette éjection de plasma est un problème ouvert et universel, le vent solaire étant l'exemple le plus accessible d'éjection de matière par un objet astrophysique.

L'hypothèse de l'existence d'un vent solaire fut faite à partir de 1943 afin d'expliquer l'orientation anti-solaire des queues cométaires (Hoffmeister, 1943, Biermann, 1946). En 1958, E. N. Parker proposa un modèle fluide de vent en montrant qu'une couronne solaire à un million de degrés ne peut pas être à l'équilibre hydrostatique compte tenu de la faible pression exercée par le milieu interstellaire sur le Soleil (Parker, 1958), et dont la solution transsonique permettait d'expliquer les mesures des queues de comètes qui laissaient supposer que le milieu interplanétaire était en expansion radiale et supersonique (Biermann, 1951). Cette solution était en compétition avec la brise subsonique de Chamberlain (1960). Contrairement à Parker, Chamberlain utilise un modèle cinétique et non collisionnel.¹ Les premières observations *in situ* par les sondes spatiales soviétiques Lunik 2 et 3 en 1960 (Gringauz *et al.*, 1960), suivies en 1962 par les mesures de la sonde Mariner 2 (Neugebauer et Snyder, 1962), confirmèrent l'existence d'un vent supersonique. Par conséquent, le modèle fluide de Parker sorti vainqueur de son opposition avec le modèle cinétique de Chamberlain, ce dernier ne pouvant accélérer le plasma jusqu'à des vitesses supersoniques.

De nombreux modèles fluides du vent solaire furent développés et utilisés par la suite, mais, malgré la tentative initiale de Chamberlain, les descriptions cinétiques ne furent pas abandonnées. En effet, pour déterminer l'état stationnaire de l'atmosphère solaire, il est indispensable de connaître le champ électrostatique qui y règne, or celui-ci n'est pas le même pour un écoulement subsonique ou supersonique. Chamberlain utilisa le champ de Pannekoek-

1. Un plasma non collisionnel est un plasma dont les particules évoluent sous l'action des forces extérieures (gravitationnelle, électromagnétique...) sans jamais interagir directement avec une autre particule par collision.

Rosseland² qui ne s'applique que dans le cas subsonique, d'où son échec face au modèle fluide de Parker. Quelques années plus tard, Lemaire et Scherer (1969) montrèrent que pour assurer la neutralité d'un plasma en expansion supersonique, le champ électrique doit être beaucoup plus fort que celui de Pannekoek-Rosseland. En résumé, l'approche fluide explique l'existence du vent solaire par la différence de pression entre l'atmosphère très chaude du Soleil et le milieu interstellaire, alors que dans les modèles cinétiques sans collisions (nommé exosphériques) le vent solaire est emmené par les électrons rapides s'échappant de l'attraction solaire et créant par conséquent un champ électrique qui accélère les ions. Ainsi, quelque soit le modèle, l'accélération du vent solaire est reliée au chauffage de la couronne. En revanche, ces deux approches se basent sur une description du plasma différente : dans un modèle fluide, le milieu est dominé par les collisions et est dans un état proche de l'équilibre thermodynamique local ; alors que dans les modèles exosphériques le plasma est supposé non collisionnel. Le fait est que l'atmosphère du Soleil est un plasma trop peu collisionnel pour soutenir une description fluide mais également trop collisionnel pour les modèles exosphériques. Néanmoins, ces deux approches permettent des calculs analytiques simplifiés et sont complémentaires afin de rendre compte globalement des observations du vent solaire : vent solaire hors de l'équilibre thermodynamique local expliquant les fonctions de distribution non Maxwelliennes observées, peu de collisions ne permettant pas d'expliquer classiquement le transport et les propriétés de l'énergie dans ce milieu.

Du point de vue des observations, le vent solaire est spatialement et temporellement variable. Dès les premières observations *in situ* à des distances du Soleil de l'ordre de l'unité astronomique (UA), deux types de vent furent observés : le vent lent dont la vitesse est de l'ordre de 400 km/s, et le vent rapide atteignant 750 km/s (Neugebauer et Snyder, 1962). La figure 1.1 permet d'illustrer cette séparation en deux types de vent au minimum d'activité solaire. Dans cette configuration, le champ magnétique du Soleil peut être considéré comme dipolaire. Le champ magnétique étant gelé dans le plasma, les particules ne peuvent le traverser (à la manière des perles sur un collier). Au niveau des pôles, les lignes de champ sont ouvertes et le plasma peut facilement s'écouler vers l'extérieur en les suivant. Comme on peut le voir sur la figure 1.1, le vent solaire rapide est observé dans ce cas. Au niveau de l'équateur, la vitesse du vent et les lignes de champ magnétique sont orthogonales, mais la tension magnétique n'est pas suffisante pour empêcher le plasma de s'échapper. Par conséquent, le vent solaire entraîne le champ magnétique qui

2. Le champ électrostatique de Pannekoek-Rosseland est le champ électrique de polarisation induit dans un plasma par la séparation des charges résultant de la différence de masse des électrons et des ions soumis au champ gravitationnel du Soleil.

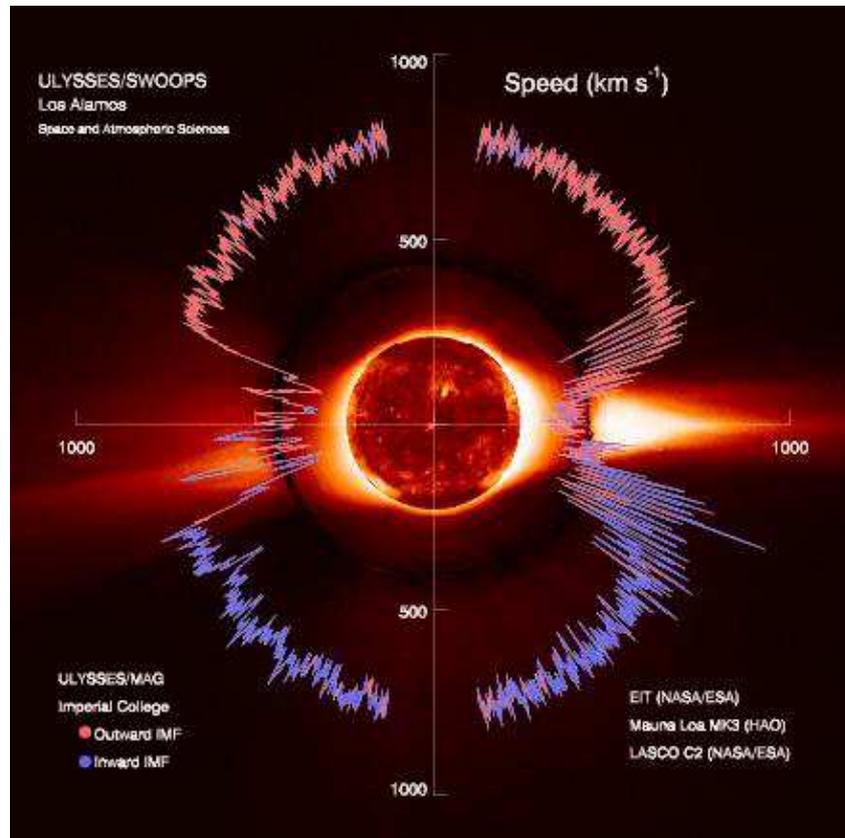


FIGURE 1.1 – Images composites représentant les observations du vent solaire en période de minimum du cycle solaire, pendant la première orbite d’Ulysse (de février 1992 à janvier 1997). La vitesse du vent solaire (données SWOOPS) et la polarité du champ magnétique (données MAG) ont été représentées en fonction de la latitude héliosphérique. Différentes images du Soleil prises par les instruments SOHO/EIT, HAO, SOHO/LASCO C2 ont été superposées. L’hémisphère Nord (couleur rouge) correspond à un champ magnétique interplanétaire dirigé vers l’extérieur, et l’hémisphère Sud (couleur bleue) vers l’intérieur. Ceci traduit la nature principalement dipolaire du champ magnétique solaire. Tiré de McComas *et al.* (1998)

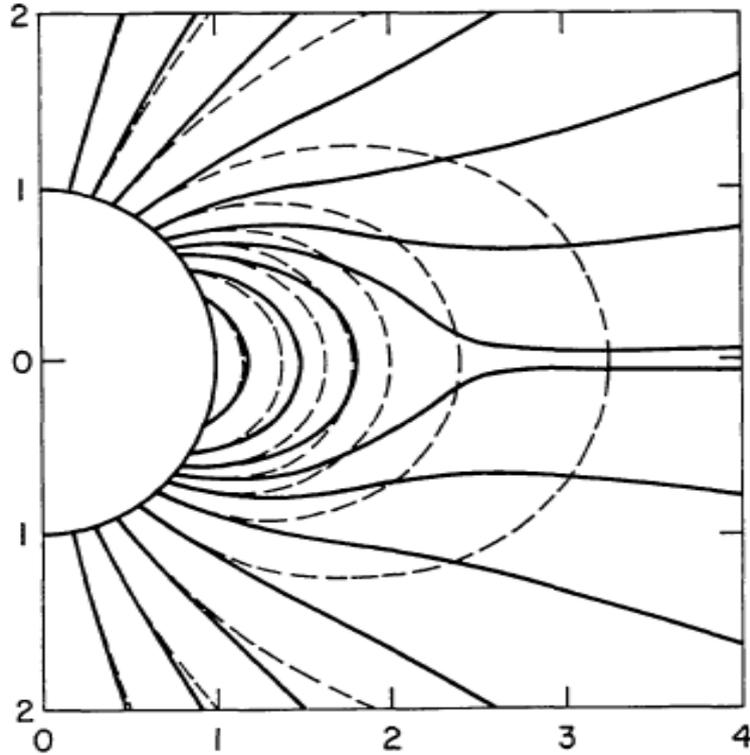


FIGURE 1.2 – Vue schématique de la perturbation du champ magnétique solaire par le vent solaire. Les lignes pointillées représentent le champ dipolaire, les lignes continues le champ magnétique avec l'interaction du vent solaire. Tirée de Pneuman et Kopp (1971).

se déforme de façon à s'ouvrir au niveau de l'équateur, comme on peut le voir sur la figure 1.2. C'est au voisinage de cette "lame neutre" que le vent lent est observé. En tenant compte de la rotation du Soleil, dont l'axe n'est pas aligné avec l'axe du champ magnétique, la topologie du champ magnétique est présentée sur la figure 1.3. En période de maximum d'activité solaire, le champ magnétique n'est plus dans une configuration dipolaire d'axe proche de l'axe de rotation ; vent lent et vent rapide sont alors observables à toutes les latitudes. On peut comprendre cela comme la conséquence de la rotation de l'axe du dipôle et du passage d'une configuration dipolaire à une configuration multipolaire, augmentant du coup le nombre de lames neutres.

Tout comme pour les descriptions théoriques du vent solaire, l'absence d'équilibre thermodynamique local complique l'interprétation des données mesurées par les différents instruments en vol ou ayant volés. En effet, les distributions de vitesses des particules du vent solaire ne sont pas descriptibles par des Maxwelliennes (descriptions d'équilibre dans la théorie thermody-

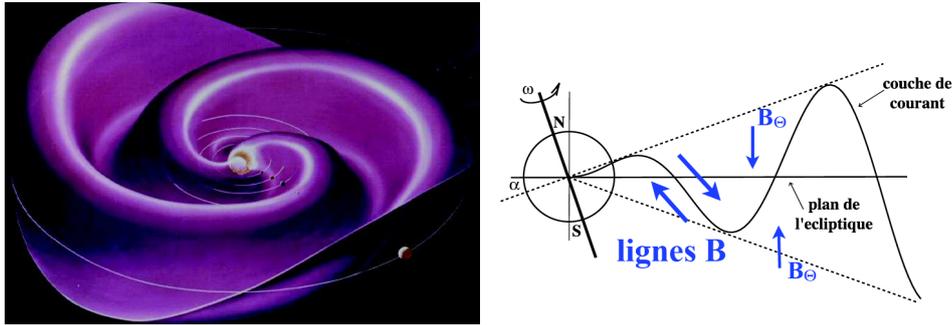


FIGURE 1.3 – *Gauche* : vue d'artiste du modèle de la ballerine pour le champ magnétique interplanétaire. *Droite* : vue schématique en 2 dimensions de la couche de courant (lame neutre) dans le cadre du modèle de la Ballerine.

namique classique), et par conséquent la définition et la mesure des moments de ses distributions, tels que la densité et la température, ne sont pas simples. Cela se complique encore lorsque l'on considère qu'il s'agit de mesurer les propriétés de particules dont les densités ne sont que de quelques particules par centimètre cube (environ 2.5 cm^{-3} pour le vent rapide et 6 cm^{-3} pour le vent lent à une distance du Soleil d'une unité astronomique), et qui, de plus, sont perturbées par la présence du satellite ! Il est donc nécessaire de concevoir des instruments et des méthodes de mesures adaptés afin d'observer avec précisions les propriétés microscopiques et macroscopiques du vent solaire. Dans la première partie de cette thèse, composée des chapitres 2, 3, 4 et 5, nous présentons une méthode de mesure, appelée spectroscopie du bruit quasi-thermique, qui permet de déterminer précisément les propriétés des électrons du vent solaire, ainsi que les résultats obtenus en l'appliquant à l'instrument radio (URAP) de la sonde Ulysse (voir annexe A.1). De nouveaux développements de cette méthode d'analyse des données des récepteurs radio sont présentés au chapitre 4, afin de pouvoir mesurer le plus précisément possible la température totale des électrons, ceci afin de contraindre l'évolution des électrons en l'appliquant, au chapitre 5, aux données de l'instrument URAP sur Ulysse. De telles mesures permettent de contraindre les théories sur le transport de l'énergie dans le vent solaire, et par extension dans les autres plasmas peu collisionnels.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous présentons deux exemples d'interaction du vent solaire avec des objets du système solaire. L'influence du vent solaire s'étend du Soleil jusqu'à l'endroit où la pression du vent s'équilibre avec la pression du milieu interstellaire local. Cette zone d'influence s'appelle l'héliosphère et englobe l'ensemble du système solaire. Par conséquent, le vent solaire et le champ magnétique interplanétaire interagissent avec l'ensemble

des objets orbitant autour de notre étoile ce qui va modifier l'objet et/ou le vent. Le premier exemple que nous avons étudié au chapitre 6, est la détection de poussières, dont la taille est de l'ordre du nanomètre, par l'instrument radio à bord des deux sondes STEREO (voir annexe A.3), rendue possible grâce à l'accélération de ces particules par le vent solaire. Ensuite, au chapitre 7, nous nous intéressons à des augmentations du champ magnétique interplanétaire dont l'origine est supposée liée à l'interaction du vent solaire avec des poussières cométaires. Enfin, le Soleil n'est pas la seule étoile dont l'atmosphère s'évapore sous forme de vent. Nous consacrons donc le chapitre 8 à l'application d'une propriété du vent solaire que nous avons observée, à savoir la relative constance temporelle et spatiale du flux d'énergie emporté par le vent, à une large sélection de vents stellaires.

Première partie

Mesures et propriétés des électrons du vent solaire

Spectroscopie du bruit (quasi-) thermique : éléments de base

Sommaire

2.1	Principes et intérêts du bruit quasi-thermique	9
2.1.1	Densité spectrale de puissance et récepteur radio	10
2.1.2	Spectre de bruit quasi-thermique	11
2.2	Distribution de vitesse des électrons	14
2.2.1	Observations des distributions des électrons dans le vent solaire	14
2.2.2	Les distributions utilisées dans le cadre du bruit quasi-thermique	16
2.3	Le bruit quasi-thermique des électrons	18
2.4	Le bruit d'impact ou bruit de grenaille, et l'impédance d'antenne	19
2.5	Le bruit des ions	20
2.6	Conclusion	20

2.1 Principes et intérêts du bruit quasi-thermique

Le bruit thermique est un phénomène bien connu des radioastronomes utilisant des instruments spatiaux, pour qui il est un parasite. En effet, une antenne électrique plongée dans un plasma et connectée à un récepteur radio voit deux types de phénomènes : les ondes électromagnétiques et les ondes électrostatiques. Les premières se propagent à grande distance, et sont utilisées par les radioastronomes pour sonder les sources lointaines. Les secondes, elles, sont produites par le plasma ambiant. C'est sur l'étude de ces dernières qu'est basée la spectroscopie du bruit thermique.

Les ondes électrostatiques sont des fluctuations du potentiel électrique local, produites par les mouvements des électrons et des ions environnants. À

condition que le plasma soit stable, les fluctuations électrostatiques sont complètement déterminées par la fonction de distribution de vitesse des particules (Rostoker, 1961). En conséquence, la spectroscopie du bruit thermique permet un diagnostic *in situ* des propriétés du plasma. Nous parlons de bruit thermique lorsque le plasma est à l'équilibre thermodynamique, et de bruit quasi-thermique quand ce n'est pas le cas : ce qui est commun pour les plasmas spatiaux.

La spectroscopie du bruit quasi-thermique autour de la fréquence de plasma est un outil fiable pour mesurer précisément la densité et la température des électrons. En effet, l'instrument étant passif, il ne perturbe pas ou peu le plasma que l'on souhaite étudier. De plus, en sondant une grande quantité de plasma, la spectroscopie du bruit quasi-thermique est peu sensible aux perturbations causées par le satellite, contrairement aux analyseurs de particules (Meyer-Vernet *et al.*, 1998, Issautier *et al.*, 1999).

Mesurer précisément les propriétés des électrons d'un plasma est indispensable à la compréhension du transport de l'énergie dans ce milieu. En effet, la grande différence de masse entre les ions et les électrons, alors que leurs températures sont similaires, implique que les électrons transportent l'énergie, alors que les ions transportent la quantité de mouvement. Or, le transport de l'énergie dans les plasmas sans ou avec peu de collisions, comme le vent solaire, est loin d'être compris.

2.1.1 Densité spectrale de puissance et récepteur radio

Avant d'aller plus loin dans l'étude du bruit quasi-thermique, revenons un instant sur ce que mesurent les récepteurs radio utilisés dans cette méthode : la densité spectrale de puissance.

Considérons un signal temporel, comme les fluctuations électrostatiques, $x(t)$, sa fonction d'autocorrélation $\gamma(\tau)$ peut être définie ainsi :

$$\gamma(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T}^T x^*(t)x(t + \tau)dt$$

où * est la conjuguée complexe.

Prise au point τ , cette fonction mesure, en quelque sorte, la manière dont les structures que l'on peut voir dans un signal se répètent sur des échelles de temps de l'ordre de τ .

Le théorème de Wiener-Khintchine (Ricker, 2003) nous dit que la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation est égale à $|X|^2$, où X est la transformée de Fourier du signal x . Autrement dit, la densité spectrale de puissance est la transformée de Fourier de l'autocorrélation.

Le récepteur doit traiter des signaux aléatoires, or on ne peut calculer la transformée de Fourier d'un signal non entièrement connu. En revanche, on peut calculer son autocorrélation, ce qui permet de mesurer la densité spectrale de puissance du signal. Ce sont la forme et l'expression du spectre de puissance des fluctuations du champ électrostatique que nous allons étudier dans le cadre de la spectroscopie du bruit quasi-thermique.

En plus du signal physique que l'on désire mesurer, les réponses de l'antenne et du récepteur à ce signal doivent être considérées. En effet, le spectre que l'on mesure avec le récepteur radio n'est pas directement celui des fluctuations électrostatiques, mais celui de la réponse des charges de l'antenne à ces fluctuations modulée par le gain du récepteur. Une mesure précise par spectroscopie du bruit (quasi-)thermique nécessite donc une modélisation correcte de l'instrument.

2.1.2 Spectre de bruit quasi-thermique

Le problème est plus simple en l'absence de champ magnétique ou à des fréquences beaucoup plus grandes que la fréquence gyromagnétique, comme dans le vent solaire. Dans ce cas, le plasma peut être considéré comme un regroupement de particules "écrantées" par leur sphère de Debye¹ se déplaçant en ligne droite (Meyer-Vernet, 1985, Meyer-Vernet et Perche, 1989).

Intéressons-nous tout d'abord à un dipôle de longueur² L grande devant la longueur de Debye, L_D , soit $L \gg L_D$.

L'évaluation du bruit quasi-thermique nécessite de s'intéresser au comportement collectif du plasma. Sur de grandes échelles de temps (c'est-à-dire des fréquences f plus petite que la fréquence plasma³ f_p), les particules chargées ont le temps de s'entourer de leur sphère de Debye de rayon L_D . L'antenne ne mesure que les particules lorsqu'elles passent à une distance inférieure à la longueur de Debye (ou autrement dit, l'antenne ne voit une particule que sur une distance de l'ordre de L_D). Ainsi, un électron avec une vitesse $v \approx L_D f_p$ produit sur l'antenne une impulsion de durée $1/f_p$. La transformée de Fourier d'une impulsion étant une constante, le spectre mesuré est donc un bruit "blanc" à basse fréquence.

À plus petites échelles (ou $f \gg f_p$), les particules n'ont pas assez de temps pour s'entourer de leur sphère de Debye. Dans ce cas, les électrons sont vus

1. Dans un plasma à l'équilibre thermodynamique, la longueur de Debye est définie par : $L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}$ où n_e et T_e sont la densité et la température des électrons.

2. Pour un dipôle fil, la longueur L est la longueur d'un brin de l'antenne. Pour des sphères, L vaut la moitié de la distance séparant les deux sphères.

3. La fréquence plasma est définie par : $f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$

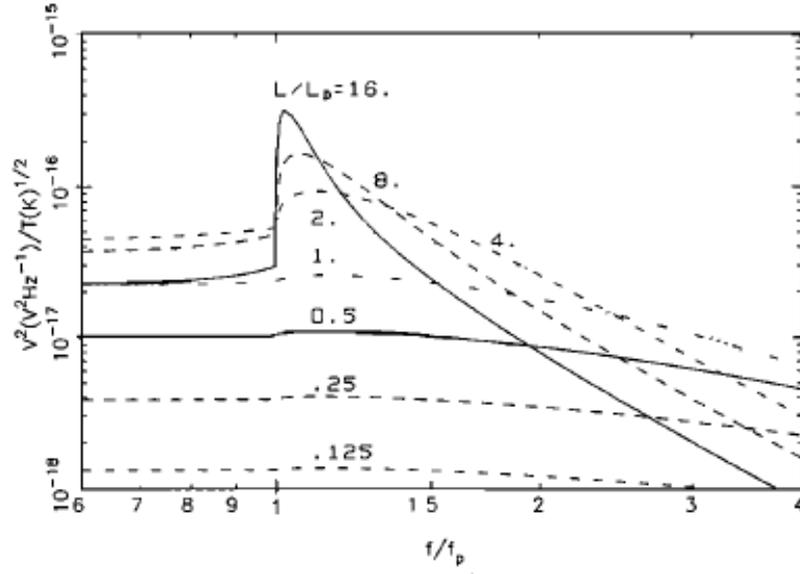


FIGURE 2.1 – Spectre de bruit thermique normalisé $V^2/T_e^{1/2}$ ($V^2\text{Hz}^{-1}\text{K}^{-1/2}$) en fonction de f/f_p , pour des dipôles filaires de différentes longueurs. Tirée de Meyer-Vernet et Perche (1989).

par l'antenne jusqu'à une distance de l'ordre de v/f , avec v leur vitesse et f la fréquence considérée. Le spectre présente une décroissance avec la fréquence allant de f^{-2} à f^{-4} en fonction de la géométrie de l'antenne (Meyer-Vernet et Perche, 1989).

Enfin, lorsque $f \approx f_p$, il y a des ondes de plasma longitudinales. La vitesse de phase de ces ondes de Langmuir devient très grande, puisque leur nombre d'onde est nul pour $f = f_p$. En conséquence, les particules les plus rapides vont résonner avec ces ondes, produisant un pic de bruit maximal à $f \approx f_p$. La taille et la forme de ce pic dépendront de la quantité de particules supra-thermiques (Le Chat *et al.*, 2009a) ainsi que de la longueur de l'antenne. En effet, une antenne est principalement sensible aux ondes de nombre d'onde $k \approx 1/L$ (Meyer-Vernet, 1985, Meyer-Vernet et Perche, 1989).

Dans le cas où le dipôle est petit devant la longueur de Debye, l'antenne est toujours sensible aux ondes telles que $k \approx 1/L > 1/L_D$. Dans ce cas, on obtient $kL_D \geq 1$ et la dispersion temporelle du plasma est petite. Par conséquent, le spectre mesuré est pratiquement plat. Cela sera plus ou moins marqué en fonction de la quantité de particules supra-thermiques, comme on peut le voir sur les figures 2.1 et 2.2.

Finalement, le niveau du spectre de puissance du bruit quasi-thermique V_ω^2 aux bornes d'une antenne dans un plasma se déplaçant à la vitesse \vec{V} est

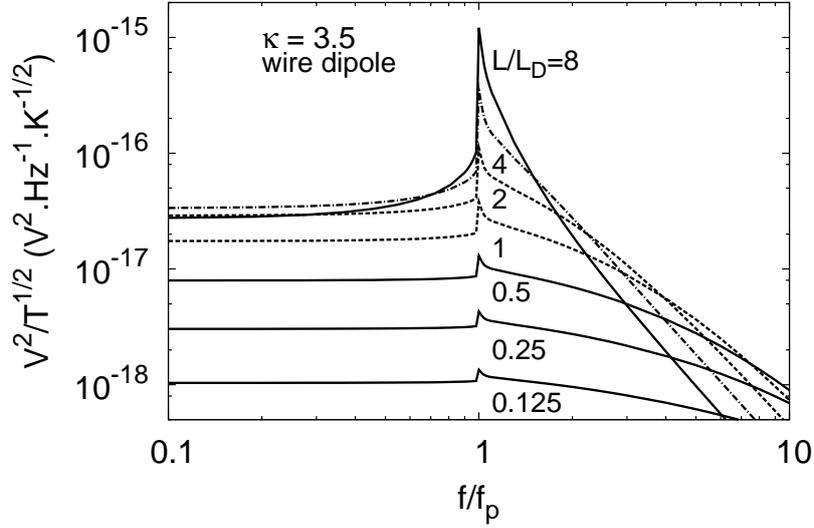


FIGURE 2.2 – Spectre de bruit quasi-thermique normalisé $V^2/T_e^{1/2}$ ($V^2\text{Hz}^{-1}\text{K}^{-1/2}$) en fonction de f/f_p , pour des dipôles filaires de différentes longueurs. La distribution de vitesse utilisée est de type Lorentzienne généralisée. Tirée de Le Chat *et al.* (2009a).

donné par :

$$V_\omega^2 = \frac{2}{(2\pi)^3} \int \left| \frac{\vec{k} \cdot \vec{J}}{k} \right|^2 E^2(\vec{k}, \omega - \vec{k} \cdot \vec{V}) d^3k \quad (2.1)$$

Le premier terme de l'intégrale représente la réponse de l'antenne aux ondes électrostatiques, qui dépend de la transformée de Fourier $\vec{J}(\vec{k})$ de la distribution de courant le long de l'antenne. Le second est la fonction d'autocorrélation des fluctuations électrostatiques dans le repère de l'antenne. À des fréquences beaucoup plus grandes que la gyrofréquence, nous avons :

$$E^2(\vec{k}, \omega) = 2\pi \frac{\sum_j q_j^2 \int f_j(\vec{v}) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) d^3v}{k^2 \varepsilon_0^2 \left| \varepsilon_L(\vec{k}, \omega) \right|^2} \quad (2.2)$$

$f_j(\vec{v})$ représentant la distribution de vitesse de la j -ième espèce de charge q_j , et $\varepsilon_L(\vec{k}, \omega)$ la permittivité diélectrique longitudinale du plasma (Sitenko, 1967). Le niveau de bruit dépend ainsi de la fonction de distribution de vitesse des particules, et son étude spectroscopique permet de déterminer les moments de ces distributions.

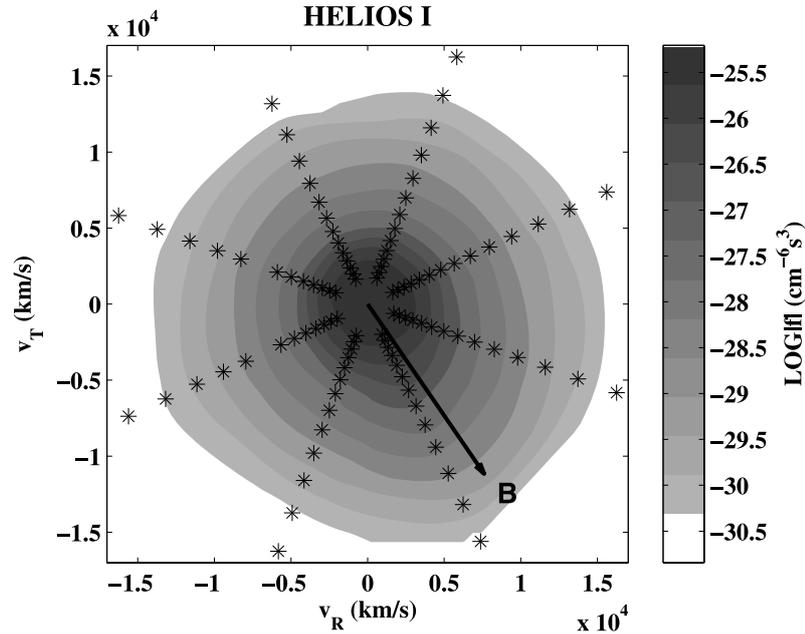


FIGURE 2.3 – Exemple de distribution de vitesse des électrons mesurée par l’analyseur d’électrons à bord d’HELIOS I. Les astérisques représentent les points de mesure et la flèche la direction du champ magnétique interplanétaire. Pour une question de représentation, les valeurs mesurées sont interpolées afin de former une carte en échelle de gris. Tirée de Štverák *et al.* (2008).

2.2 Distribution de vitesse des électrons

Nous venons de voir que le bruit quasi-thermique permet de déterminer les moments de la distribution de vitesse des particules, il est donc nécessaire de choisir un type de distribution, et particulièrement celle des électrons.

2.2.1 Observations des distributions des électrons dans le vent solaire

La figure 2.3 montre un exemple de distribution de vitesse des électrons mesurée dans le vent solaire. Cette distribution présente un cœur thermique, un halo supra-thermique et une surpopulation supra-thermique alignée sur le champ magnétique interplanétaire et dans la direction anti-solaire, appelée strahl. La figure 2.4 présente des exemples d’ajustement de distributions de vitesse des électrons mesurés par HELIOS avec le modèle proposé par Štverák *et al.* (2009). On observe sur cette figure, que le halo est présent dans toutes les directions et se comporte comme une loi de puissance.

Les distributions de vitesse des électrons mesurées dans le vent solaire ne

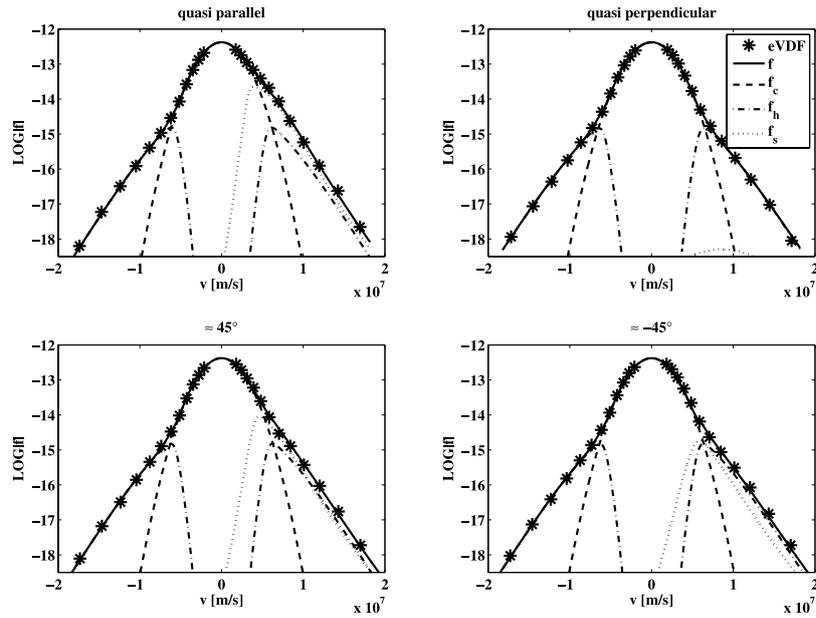


FIGURE 2.4 – Exemples d’ajustement de distributions de vitesse des électrons mesurées par HELIOS avec le modèle empirique proposé par Štverák *et al.* (2009). Les trois composantes sont incluses et le halo ainsi que le strahl sont tronqués dans la partie thermique de la distribution. Les astérisques, tirets, tirets et points et les pointillés représentent, respectivement, les points de mesures, le cœur, le halo et le strahl. Le strahl est plus présent dans la direction parallèle et anti-solaire, et presque inexistant dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Le halo est visible dans toutes les directions. Tirée de Štverák *et al.* (2009)

sont pas parfaitement isotropes. Cependant, leur anisotropie tend à diminuer avec la distance héliocentrique, se rapprochant de plus en plus de l'isotropie (Štverák *et al.*, 2008).

2.2.2 Les distributions utilisées dans le cadre du bruit quasi-thermique

Pour la spectroscopie du bruit quasi-thermique dans le vent solaire, deux types de distributions électroniques sont utilisées : une somme de deux Maxwelliennes et une Lorentzienne généralisée. Dans un cas comme dans l'autre, la population du strahl n'est pas considérée, et l'isotropie des distributions est supposée (ce qui est, comme nous venons de le dire, marginalement vrai). L'influence des électrons du strahl est concentrée sur le pic de résonance à la fréquence plasma, où les électrons supra-thermique ont le plus d'influence. Cependant, les limitations de la résolution en fréquence du récepteur induisent une imprécision incompressible.

2.2.2.1 Somme de Maxwelliennes

Historiquement, une superposition de deux Maxwelliennes a été la principale description de la fonction de distribution de vitesse des électrons dans le cadre de la spectroscopie du bruit quasi-thermique dans le vent solaire, de la même façon que les mesures initiales des fonctions de distribution des électrons par les analyseurs de particules. La première décrit le cœur de la distribution (densité n_c , température T_c) et la seconde le halo supra-thermique (densité n_h , température T_h). Une telle description ne décrit pas le comportement en loi de puissance du halo supra-thermique, visible sur la figure 2.4, et, par conséquent, les électrons les plus rapides ne sont pas considérés. Néanmoins, comme pour les électrons du strahl, ces électrons ont principalement une influence au voisinage immédiat de la fréquence plasma, potentiellement au-delà de la précision instrumentale. Les résultats obtenus, et présentés au chapitre 3, par la spectroscopie du bruit quasi-thermique avec cette description restent donc valables.

2.2.2.2 Lorentzienne généralisée

La deuxième description permettant de rendre compte des distributions de vitesse des électrons dans le vent solaire est la Lorentzienne généralisée, nommée fonction kappa. Cette description, utilisée dans les calculs de spectroscopie du bruit quasi-thermique, décrit bien le comportement en loi de puissance du halo supra-thermique.

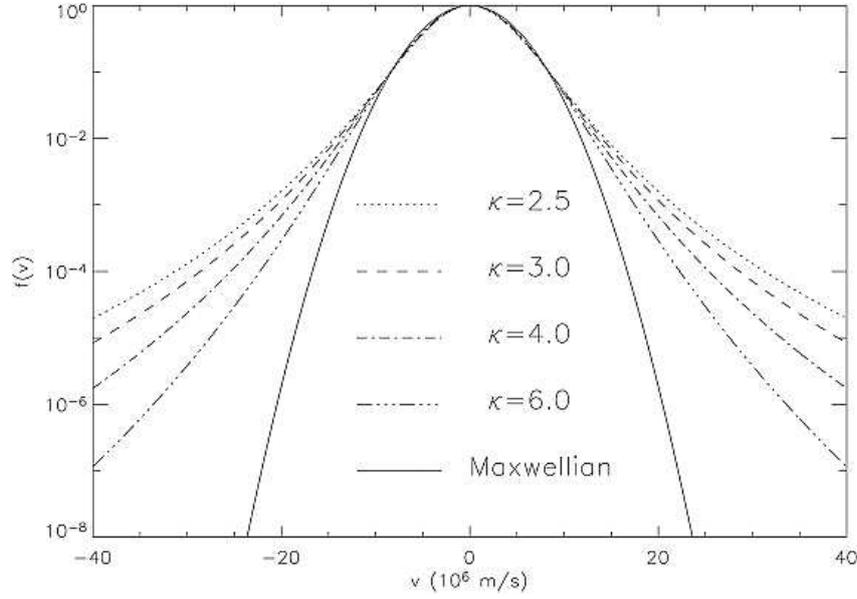


FIGURE 2.5 – Comparaison de distribution de type kappa avec $\kappa = 2.5, 3, 4, 6$ et d'une Maxwellienne, normalisées à 1 pour $v = 0$.

Nous utilisons la définition des fonctions kappa suivante :

$$f_{\kappa}(v) = \frac{A}{(1 + v^2/\kappa v_0^2)^{\kappa+1}} \quad (2.3)$$

avec la normalisation

$$A = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{(\pi\kappa)^{3/2} v_0^3 \Gamma(\kappa - 1/2)} \quad (2.4)$$

où $\Gamma(x)$ représente la fonction gamma, et v_0 est la vitesse thermique reliée à la température cinétique T_e par :

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\kappa - 3}{\kappa} \frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (2.5)$$

avec k_B la constante de Boltzmann et m_e la masse de l'électron.

Dans de telles fonctions f_{κ} , κ est un nombre réel qui, selon l'équation 2.5, doit être plus grand que $3/2$. Lorsque $\kappa \rightarrow \infty$, ces fonctions tendent vers les Maxwelliennes.

La figure 2.5 présente ce type de fonctions pour 4 valeurs de κ et une Maxwellienne. L'intérêt des fonctions kappa pour décrire les données expérimentales s'est accru puisque ces distributions peuvent être interprétées par une généralisation de l'entropie (Silva *et al.*, 1998, Leubner, 2002, Lima *et al.*,

2001, Ramos *et al.*, 2004, Plastino *et al.*, 2004) dans le cadre de la thermodynamique non-extensive proposée par Tsallis (1988). De plus, des distributions similaires sont reproduites à partir de l'équation de Fokker-Planck, et sont alors une conséquence des interactions ondes-particules en présence de collisions, compatibles avec l'entropie relative de Kullback (Shizgal, 2007).

Dans un tel plasma, nous définissons la longueur de Debye par :

$$L_D = \frac{v_0}{\omega_p} \left(\frac{\kappa}{2\kappa - 1} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

ce qui correspond à la distance où les perturbations électriques basses fréquences sont écartées par le milieu (Chateau et Meyer-Vernet, 1991).

Le chapitre 4 présente les outils théoriques permettant de calculer le bruit quasi-thermique avec de telles distributions des électrons, et le chapitre 5 en présente les premiers résultats.

2.3 Le bruit quasi-thermique des électrons

Dans le cas des électrons, la vitesse thermique est généralement beaucoup plus grande que la vitesse du plasma \vec{V} . Ainsi, en utilisant quelques manipulations se basant sur l'isotropie de $f(\vec{v})$ (Chateau et Meyer-Vernet, 1989, Meyer-Vernet et Perche, 1989) nous obtenons :

$$V_\omega^2 = \frac{16m\omega_p^2}{\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{F(kL)B(k)}{k^2|\varepsilon_L|^2} dk \quad (2.7)$$

avec :

$$B(k) = \frac{2\pi}{k} \int_{\omega/k}^\infty v f(v) dv \quad (2.8)$$

$$\varepsilon_L = 1 + \frac{2\pi\omega_p^2}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{\parallel} f(v_{\parallel})}{kv_{\parallel} - \omega - io} dv_{\parallel} \quad (2.9)$$

où v_{\parallel} est la composante de \vec{v} parallèle à \vec{k} . Le terme io représente une partie imaginaire positive et infinitésimale, et la fonction F spécifie la géométrie de l'antenne telle que

$$F(x) = \frac{1}{x} \left[Si(x) - \frac{1}{2} Si(2x) - \frac{2}{x} \sin^4\left(\frac{x}{2}\right) \right] \quad (\text{filaire}) \quad (2.10)$$

$$F(x) = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\sin x}{x} \right) \quad (\text{sphères}) \quad (2.11)$$

où Si est la fonction sinus intégral.

2.4 Le bruit d'impact ou bruit de grenaille, et l'impédance d'antenne

Puisque l'antenne est un objet physique qui perturbe les trajectoires des particules (elles ne peuvent pas traverser sa surface) et que la surface de l'antenne peut éjecter des photo-électrons, il y a un bruit additionnel au bruit quasi-thermique. On l'appelle généralement bruit d'impact ou bruit de grenaille.

Si le rayon de l'antenne a n'est pas trop grand, soit $a < L_D$, alors une bonne approximation de ce bruit d'impact est donnée par :

$$V_S^2 \approx 2e^2 N_e |Z|^2 \quad (2.12)$$

avec $N_e \approx \beta n_e S < v > /4$, le taux d'impact des électrons sur un brin d'antenne de surface S , et β la correction tenant compte de son potentiel. Z est l'impédance d'antenne du dipôle. $\langle \rangle$ représente la moyenne sur la fonction de distribution des vitesses, et le terme $1/4$ vient de la moyenne sur les directions des particules incidentes.

L'impédance d'antenne, Z , est donnée par :

$$Z = \frac{4i}{\pi^2 \varepsilon_0 \omega} \int_0^\infty \frac{F(kL) F_a(ka)}{\varepsilon_L} dk \quad (2.13)$$

avec la fonction F des équations (2.10) ou (2.11), et F_a , dépendant du rayon de l'antenne a , définie par

$$F_a(x) = J_0^2(x) \quad (\text{filaire}) \quad (2.14)$$

$$F_a(x) = \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 \quad (\text{sphères}) \quad (2.15)$$

où $J_0(x)$ désigne la fonction de Bessel de première espèce à l'ordre 0.

Comme l'impédance est liée à la résistance et à la capacité suivant $Z = R + i/C\omega$ avec $RC\omega \ll 1$ (Meyer-Vernet et Perche, 1989, Chateau et Meyer-Vernet, 1991), on en déduit que le spectre du bruit d'impact présentera une décroissance en f^{-2} .

De plus, l'impédance, Z , permet de déterminer le gain du récepteur Γ^2 , nécessaire à toute mesure quantitative fondée sur le niveau absolu du signal. Ainsi, V_ω^2 , qui est la puissance recherchée, est liée au signal mesuré par le récepteur, V_R^2 , par la relation :

$$\Gamma^2 = \frac{V_\omega^2}{V_R^2} = \left| \frac{Z_R + Z}{Z_R} \right|^2 = \left(\frac{C + C_B}{C} \right)^2 + (RC_B\omega)^2 \quad (2.16)$$

où $Z_R \approx 1/iC_B\omega$ est l'impédance du récepteur dont la capacité de base est C_B (Chateau et Meyer-Vernet, 1991).

2.5 Le bruit des ions

Dans le cas d'un plasma, comme le vent solaire, se déplaçant à une vitesse (\vec{V}) très supérieure à la vitesse thermique des ions (\vec{v}_{thi}), le bruit thermique des ions est considérablement décalé par l'effet Doppler, et va ainsi contribuer à la partie basse fréquence du spectre (Issautier *et al.*, 1999). Cette contribution des ions est donnée par :

$$V_i^2 = \frac{8}{\pi^{5/2}} \frac{ne^2}{\varepsilon_0^2} \frac{1}{v_{thi}} \int_0^\infty \frac{dk}{k^3} \int_{-1}^{+1} \frac{\exp[(\omega - kVu)^2/v_{thi}^2 k^2]}{|\varepsilon_L(\vec{k}, \omega - kVu)|^2} du \int_0^{2\pi} \frac{\sin^4\left(\frac{kL}{2}\cos\gamma\right)}{(kL\cos\gamma)^2} d\psi \quad (2.17)$$

où $u = \cos\theta$ avec θ l'angle entre \vec{k} et \vec{V} , et γ est l'angle entre l'antenne et \vec{k} obtenue par

$$\cos\gamma = u\cos\beta + \sqrt{1-u^2}\sin\beta\cos\psi$$

avec β est l'angle formé par \vec{V} et l'antenne, et ψ l'asimut de \vec{k} dans un plan perpendiculaire à \vec{V} .

Une formule plus simple peut être utilisée pour effectuer un diagnostic en considérant deux cas extrêmes : le premier lorsque l'antenne est perpendiculaire à \vec{V} , le second lorsqu'elle lui est parallèle (Issautier *et al.*, 1999). En pratique, le premier est le plus intéressant. En effet, l'effet de la vitesse est maximal lorsque celle-ci est parallèle au vecteur d'onde, et la réponse d'une antenne longue est optimale perpendiculairement à son axe (Meyer-Vernet, 1994). Ainsi, la contribution des ions au bruit thermique est maximale quand l'antenne est perpendiculaire à la vitesse du plasma.

2.6 Conclusion

Nous venons de voir le principe et les différentes contributions du bruit quasi-thermique au voisinage de la fréquence plasma. Le spectre mesuré dépend de la distribution de vitesse des particules, et permet d'en mesurer les moments. La spectroscopie du bruit quasi-thermique a été utilisée sur des instruments radio dans le vent solaire et dans des environnements planétaires et cométaires avec les sondes spatiales ISEE-3/ICE, Ulysse, Wind, Cassini, et STEREO. Dans l'optique d'étudier le transport de l'énergie dans le vent solaire, la sonde Ulysse, à travers l'instrument URAP, est la plus intéressante de part son orbite unique (voir annexe A.1). Dans les chapitres suivants, nous présenterons : 1) les résultats obtenus par la spectroscopie du bruit quasi-thermique utilisant une somme de Maxwelliennes sur Ulysse, 2) les calculs théoriques de la méthode avec une distribution kappa, et enfin 3) leur application à une sélection de données d'Ulysse afin de déterminer l'évolution à grande échelle de la température totale des électrons.

L'héliosphère selon Ulysse

Sommaire

3.1	Somme de deux Maxwelliennes pour les électrons . . .	21
3.2	Les deux premiers passages de pôle à pôle	21
3.3	Le troisième et dernier passage	26
3.4	Résumé	32

Dans ce chapitre, nous allons présenter certains résultats obtenus grâce à la spectroscopie du bruit quasi-thermique sur Ulysse.

3.1 Somme de deux Maxwelliennes pour les électrons

Pour une description de la distribution des électrons décrite par une somme de deux Maxwelliennes, Meyer-Vernet et Perche (1989) et Issautier *et al.* (1999) ont donné les outils théoriques nécessaires aux calculs des contributions aux spectres, près de la fréquence plasma, présentées au chapitre 2.

Dans un tel cas, les paramètres obtenus sont, comme le montre la figure 3.1, la densité électronique n_e , la température du cœur T_c , les rapports $\alpha = n_h/n_c$ et $\tau = T_h/T_c$, ainsi qu'une estimation de la vitesse du vent solaire V et de la température des protons T_p .

3.2 Les deux premiers passages de pôle à pôle

Lors des deux premières orbites d'Ulysse, et plus particulièrement lors des deux passages rapides de pôle à pôle (voir annexe A.1), les instruments à bord d'Ulysse ont permis de déduire les propriétés du vent solaire en fonction de la latitude et de l'activité solaire (le premier passage ayant eu lieu en minimum et le second en maximum d'activité solaire).

La figure 3.2 montre le spectre dynamique obtenu par l'instrument radio URAP en 1994 et 1995 près du minimum d'activité solaire (1996), et

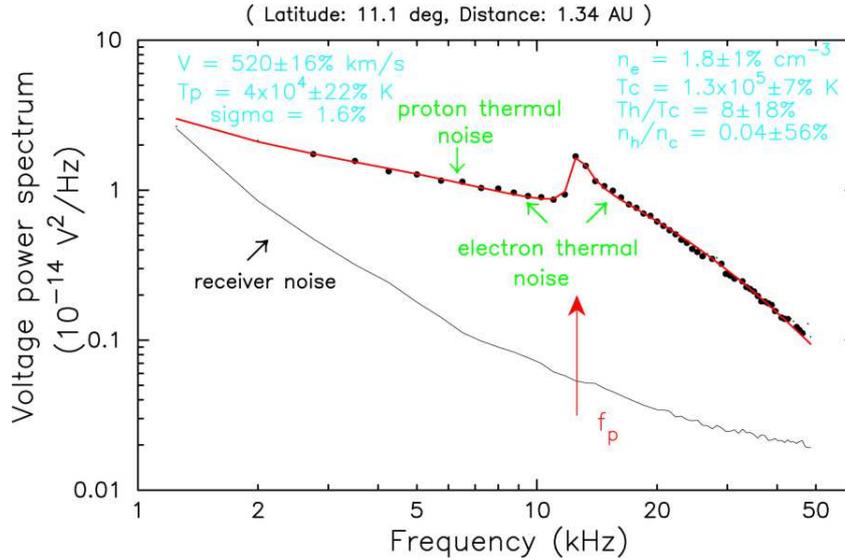


FIGURE 3.1 – Spectre mesuré par le récepteur radio (URAP) sur la sonde Ulysse dans le vent solaire. La courbe rouge est le spectre théorique (sans aucun paramètre ad-hoc) dans un plasma dont les paramètres sont indiqués en bleu. Les points noirs sont les points de mesure, avec la calibration des instruments.

le compare à celui obtenu lors du deuxième passage en maximum d'activité (Issautier *et al.*, 2004). Deux régions se distinguent : l'une régulière, où les propriétés du vent solaire sont stables, correspondant aux zones de vent rapide provenant des trous coronaux ; l'autre très irrégulière, correspondant au passage d'Ulysse dans les zones d'interaction du vent lent avec le vent rapide (CIR) et aux traversées de la lame neutre (Issautier *et al.*, 1998, McComas *et al.*, 2000, 2003, Issautier *et al.*, 2003, 2004). Dans le cas du passage en maximum d'activité, cette deuxième zone est présente à presque toutes les latitudes (de 80°S à 72°N), là où elle ne s'étendait que de 22°S à 21°N lors du premier passage en minimum d'activité. De plus, de nombreux paramètres macroscopiques (tels que la densité, la vitesse et le champ magnétique) du vent solaire dans les zones stables de vent rapide se sont trouvés être similaires aussi bien en minimum qu'en maximum d'activité solaire. Cela laissa penser que les propriétés du vent solaire rapide provenant des trous coronaux polaires pussent être indépendantes du cycle d'activité solaire (von Steiger *et al.*, 2001, McComas *et al.*, 2003, Issautier *et al.*, 2003, 2004).

L'étude de ces deux régions avec la spectroscopie du bruit quasi-thermique donne, lors du minimum d'activité solaire, les résultats suivant :

- les régions de vent rapide provenant des trous coronaux présentent une température et une densité variant respectivement entre 4×10^4 et $6 \times$

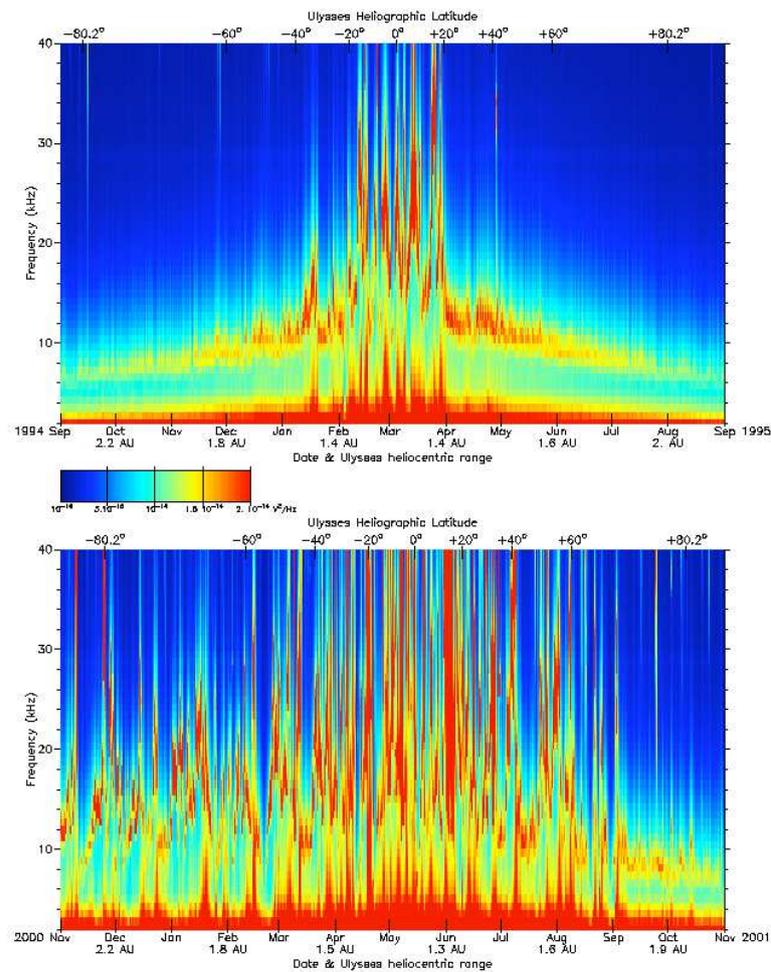


FIGURE 3.2 – Spectres dynamiques obtenus de pôle à pôle en 1994 et 1995 près du minimum d'activité solaire (haut) et pour le maximum en 2000/2001 (bas). L'échelle de couleur au centre représente l'intensité relative en $V^2 \text{ Hz}^{-1}$. Tirée de Issautier *et al.* (2004).

10^4 K et entre 0.8 et 2.5 cm^{-3} , pour des distances au Soleil comprises entre 1.5 et 2.3 UA.

- les régions avec de grandes fluctuations, entre 1.5 et 1.3 UA, ont une température comprise entre 4×10^4 et 3×10^5 K et une densité variant entre 0.5 et 20 cm^{-3} , avec des pics de très forte densité.

Les zones stables, et particulièrement celles plus étendues du minimum d'activité solaire, ne présentent qu'un seul type de vent, le vent rapide avec une vitesse comprise entre 700 et 800 km.s^{-1} (Phillips *et al.*, 1995, Ebert *et al.*, 2009). Par conséquent, si nous supposons que l'expansion du vent est à symétrie sphérique et qu'il n'y a pas de variation temporelle ou de dépendance en latitude, la densité devrait décroître avec R , la distance par rapport au Soleil en UA, suivant la loi suivante : $n_e \propto R^{-2}$. Sur la figure 3.3, ont été représentées les mesures de la densité et de la température en fonction de la distance héliocentrique pour les hautes latitudes de l'hémisphère sud (figure 3.3 (a)) et nord (figure 3.3 (b)). On observe ainsi que dans le cas de l'hémisphère sud la densité varie avec la distance suivant $n_e \propto R^{-2.003 \pm 0.015}$, ce qui est compatible avec l'hypothèse précédente. Dans le cas de l'hémisphère nord la puissance est égale à 2.36 ± 0.02 , suggérant une dépendance en latitude et/ou en temps.

Concernant les températures du cœur de la distribution obtenues par la spectroscopie du bruit quasi-thermique (Issautier *et al.*, 1998), la figure 3.3 montre l'asymétrie Nord/Sud est à nouveau visible, avec les valeurs de régressions linéaires suivantes : $T_c \propto R^{-0.64 \pm 0.03}$ et $T_c \propto R^{-0.83 \pm 0.04}$ pour le Sud et le Nord respectivement. Au vu du résultat sur la densité montrant que l'hémisphère Sud représente un exemple probant de vent solaire rapide en expansion sphérique et stationnaire, Issautier *et al.* (1998) concluent que la variation de la température du cœur T_c d'un tel vent est décrite, entre 1.52 et 2.31 UA, par la loi de puissance suivante :

$$T_c(\text{K}) = 7.5 \cdot 10^4 \times R^{-0.64 \pm 0.03}(\text{UA}) \quad (3.1)$$

Le résultat est à mi-chemin entre un comportement adiabatique et isotherme du vent solaire.

Les modèles exosphériques du vent solaire (voir chapitre 5) prévoient un comportement intermédiaire entre adiabatique et isotherme pour la température totale des électrons (Meyer-Vernet et Issautier, 1998). Cependant, une comparaison quantitative nécessite une mesure précise du profil de la température totale qui est difficile avec la spectroscopie du bruit quasi-thermique utilisant une somme de deux Maxwelliennes. En effet, la résolution en fréquence et la méthode d'obtention d'un point de mesure de l'instrument URAP (Stone *et al.*, 1992) ne permettent pas d'effectuer une étude précise de la forme du

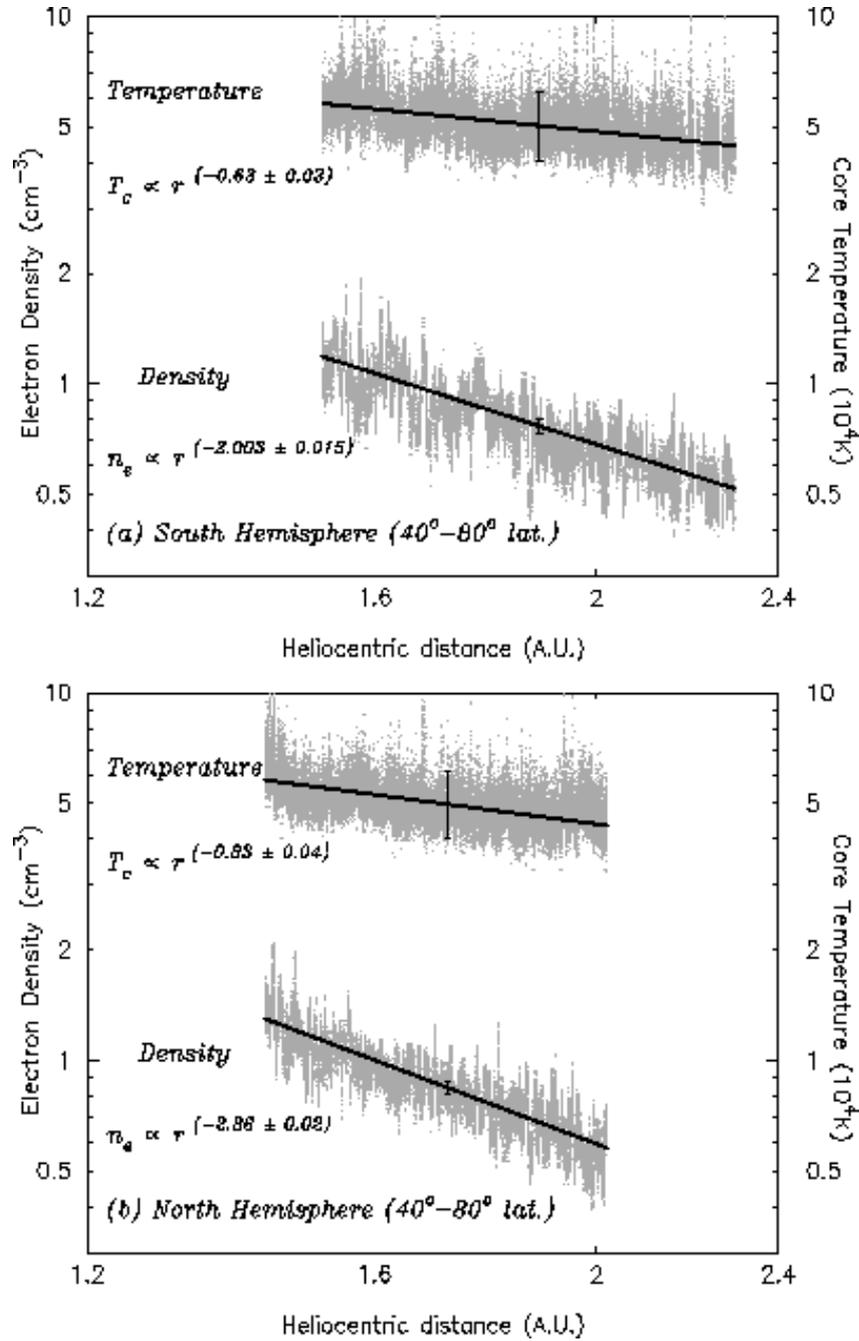


FIGURE 3.3 – Variation avec la distance héliocentrique de la densité totale et de la température du cœur de la distribution des électrons pour les hémisphères sud (a) et nord (b). Tirée de Issautier *et al.* (1998).

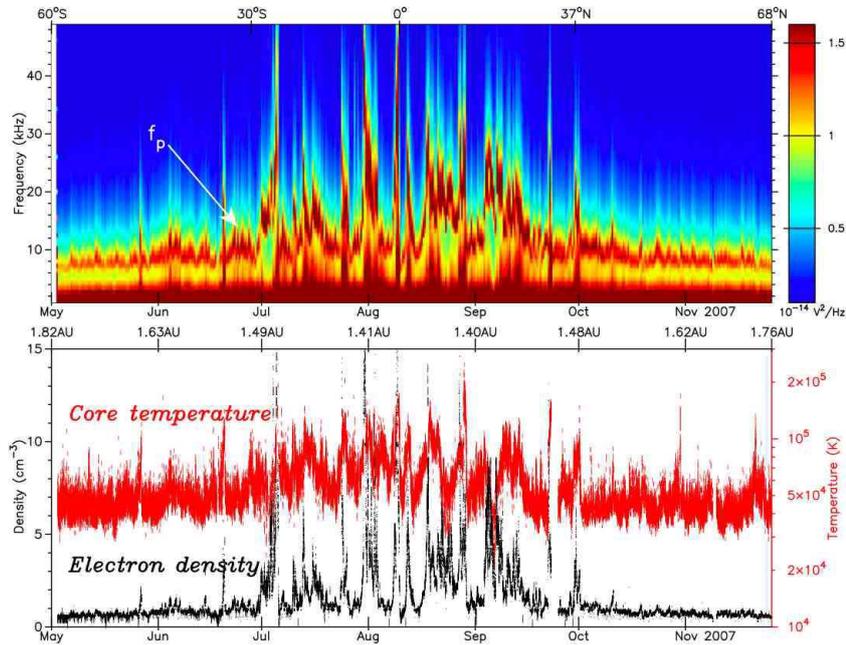


FIGURE 3.4 – Spectre dynamique obtenu par Ulysse/URAP en 2007 en minimum d'activité solaire entre 60°S et 68°N. Les densité et température des électrons sont déduites par la méthode de spectroscopie du bruit quasi-thermique utilisant une somme de deux Maxwelliennes. L'échelle de couleur représente l'intensité relative en $V^2 \text{ Hz}^{-1}$. Tirée de Issautier *et al.* (2008).

pic de résonance dans le vent rapide, dont dépendent les propriétés supra-thermique des électrons et par conséquent la température totale des électrons. Nous verrons au chapitre 4 une méthode résolvant ce problème.

3.3 Le troisième et dernier passage

En 2007, la sonde Ulysse a de nouveau effectué un survol rapide du Soleil de pôle à pôle en période de minimum d'activité.

La figure 3.4 présente le spectre dynamique obtenu par URAP lors de ce passage ainsi que la température du cœur de la distribution T_c et la densité n_e obtenues par spectroscopie du bruit quasi-thermique. En raison de la nécessité de préserver l'énergie de la sonde, l'instrument URAP ne fut allumé que du 1^{er} mai au 26 novembre 2007, avec pour conséquence de rendre inaccessible l'étude des données URAP pour les latitudes supérieures à 60°S et à 68°N.

La figure 3.4 montre à nouveau les deux régions différentes, comme lors du premier passage de pôle à pôle en minimum d'activité solaire. Cependant, la

zone équatoriale où Ulysse traverse la lame de courant est ici beaucoup plus étendue et asymétrique qu'en 1994/1995, s'étendant de 30°S à 37°N.

La figure 3.5 donne les histogrammes de la densité électronique normalisée à 1 UA (en vert sur la figure) pour les hémisphères nord (environ 64 400 mesures) et sud (environ 63 000 mesures) pendant ce dernier passage de pôle à pôle. Ces histogrammes sont proches d'être gaussiens, indiquant un seul type de vent. Sur la figure 3.5, sont également superposés les histogrammes de la densité électronique obtenus lors du premier passage de pôle à pôle dans les deux hémisphères (en gris). Pour l'hémisphère nord (entre 37° et 68°N), la moyenne de la densité électronique normalisée à 1 UA obtenue en 2007 est de 2.06 cm^{-3} avec un écart-type de 0.62 cm^{-3} , soit 16% moins dense que pour le vent solaire rapide du trou coronal polaire nord à plus de 40°N en 1994 (Issautier *et al.*, 1998, 2008). Dans le cas de l'hémisphère sud (entre 30° et 60°S), la moyenne de la densité normalisée est de 2.09 cm^{-3} avec un écart-type de 0.58 cm^{-3} en 2007, soit 21% de moins que dans l'hémisphère sud en 1994/1995 (Issautier *et al.*, 2008).

Considérons maintenant la température du cœur de la distribution de vitesse des électrons T_c . La normalisation à 1 UA est faite en utilisant le résultat du premier passage d'Ulysse, soit en $R^{-0.64}$ avec R la distance héliocentrique en UA. La figure 3.6 présente les histogrammes de T_c normalisé à 1 UA pour 2007 (orange) dans l'hémisphère nord (gauche) et dans l'hémisphère sud (droite). Les histogrammes gris correspondent aux données obtenues en 1994 et 1995 lors du premier passage d'Ulysse. Ici encore, les histogrammes sont proches d'être gaussiens, indiquant un seul type de vent. En 2007, le vent rapide de l'hémisphère nord a pour température normalisée du cœur des électrons une moyenne de $6.2 \times 10^4 \text{ K}$ avec un écart-type de $1.3 \times 10^4 \text{ K}$, proche des valeurs normalisées obtenue pour l'hémisphère sud : $6.43 \times 10^4 \text{ K}$ avec un écart-type de $1.1 \times 10^4 \text{ K}$. Cela dénote l'absence d'asymétrie nord/sud en 2007 contrairement à la situation de 1994 et 1995, qui était peut-être liée à une évolution temporelle de l'activité solaire avant d'atteindre le minimum en 1996. La moyenne de T_c normalisée à 1 UA en 2007 est plus petite que lors du premier passage en 1994 et 1995, avec, respectivement, une différence de 11% et de 14% pour les hémisphères nord et sud (Issautier *et al.*, 2008).

Parallèlement à la diminution de la densité et de la température des électrons entre 1994/1995 et 2007, la composante radiale du champ magnétique interplanétaire a diminué de plus de 35%, passant de 3.2 à 2.04 nT dans les deux hémisphères (Smith et Balogh, 2008), alors que la vitesse du vent solaire est similaire pour les deux passages, avec une valeur moyenne d'environ 750 km.s^{-1} (McComas *et al.*, 2008).

La figure 3.7 montre le flux d'électrons, normalisé à 1 UA, $n_e V R_{AU}^2$ (points) comme une fonction de la latitude, pour le vent rapide en provenance des trous

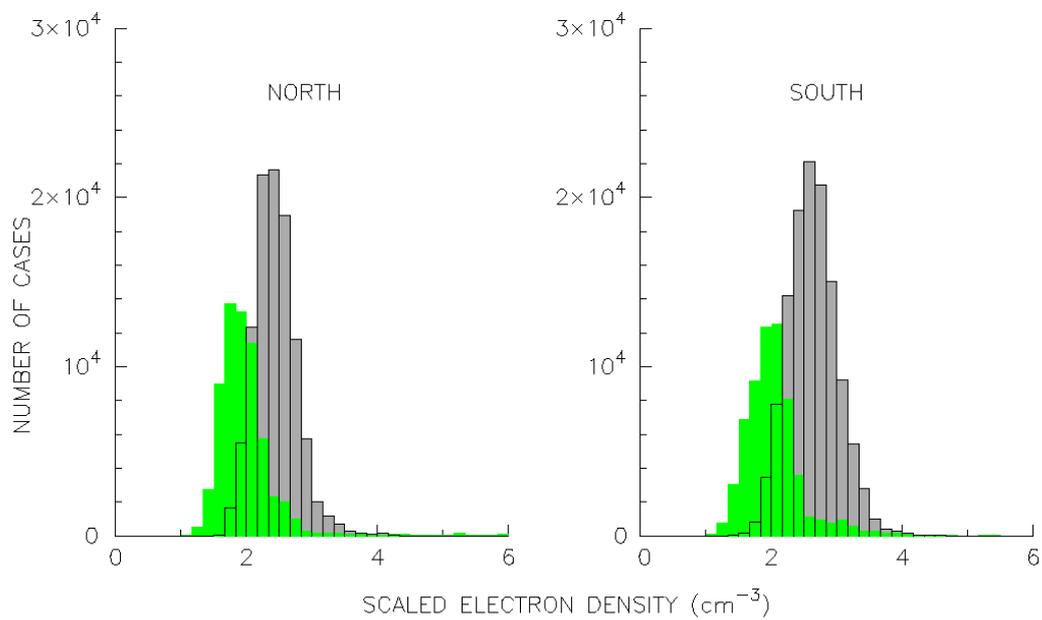


FIGURE 3.5 – Histogrammes de la densité électronique normalisée à 1 UA, avec un pas de 0.17 cm^{-3} , en période de minimum d'activité solaire pendant le passage de pôle à pôle d'Ulysse de 2007 (vert), à plus de 37° de latitude nord (gauche) et à plus de 30° de latitude sud (droite). Les histogrammes gris correspondent à la densité électronique normalisée à 1 UA obtenus lors du premier passage d'Ulysse en 1994 et 1995 aux latitudes supérieures à 40° . Tirée de Issautier *et al.* (2008).

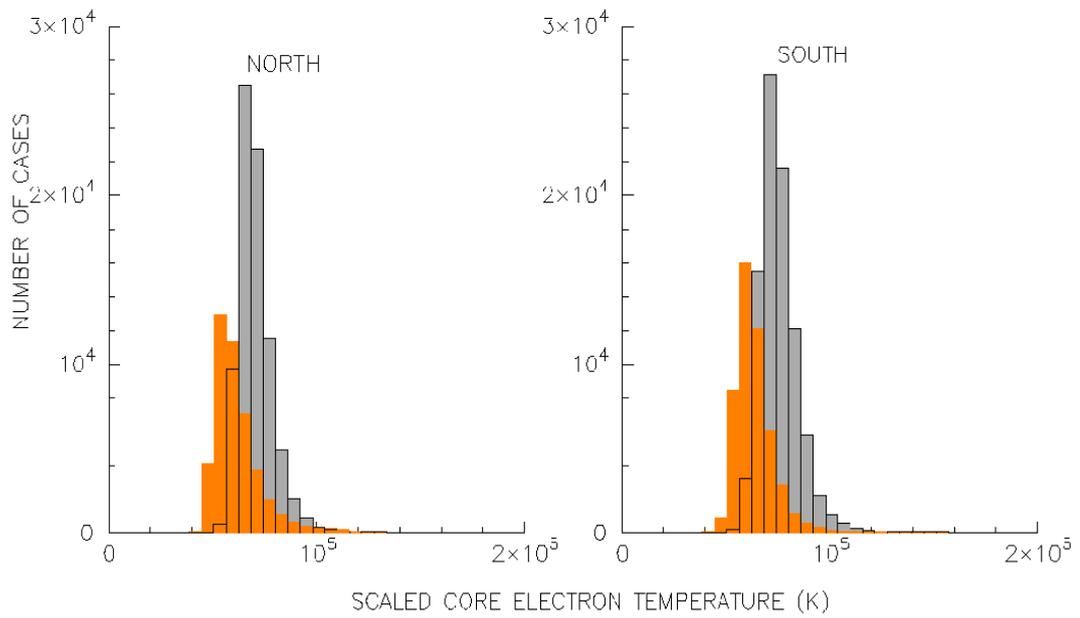


FIGURE 3.6 – Histogrammes de la température électronique du cœur normalisée à 1 UA, avec un pas de 5×10^3 K, en période de minimum d'activité solaire pendant le passage de pôle à pôle d'Ulysse de 2007 (orange), à plus de 37° de latitude nord (gauche) et à plus de 30° de latitude sud (droite). Les histogrammes gris correspondent à la température électronique du cœur normalisée à 1 UA mesurée lors du premier passage d'Ulysse en 1994 et 1995 aux latitudes supérieures à 40° . Tirée de Issautier *et al.* (2008).

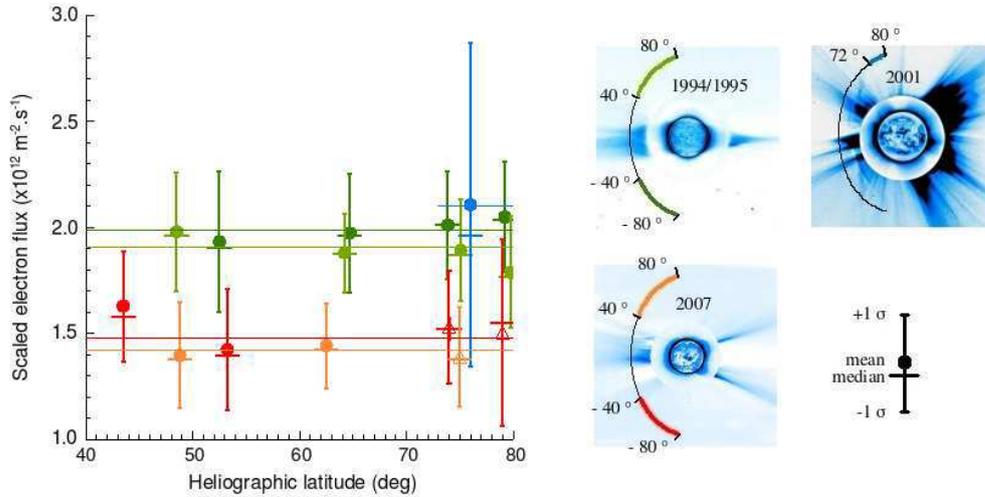


FIGURE 3.7 – (Gauche) Flux d'électrons normalisé avec la distance en fonction du module de la latitude héliocentrique dans le vent solaire provenant des trous coronaux polaires, pendant les passages rapides de pôle à pôle d'Ulysse au minimum de 1994-1995 (vert clair pour l'hémisphère nord et vert foncé pour l'hémisphère sud), au maximum de 2001 (bleu pour le trou coronal du pôle nord) et au minimum de 2007 (orange pour l'hémisphère nord et rouge pour l'hémisphère sud). Les mesures sont moyennées sur une rotation solaire et représentées avec les valeurs moyennes et médianes. Les moyennes sur les latitudes du flux des électrons normalisé pour les deux minima sont représentées avec le même code couleur que les mesures. (Droite) Les figures composites des données EIT (centre), du coronographe HAO Mauna Loa (anneau interne) et de LASCO C2 (extérieure) présentent l'état de la couronne pendant les trois passages rapides de pôle à pôle d'Ulysse, en rappelant le code couleur utilisé. Tirée de Issautier *et al.* (2008).

coronaux polaires observé pendant les trois passages de pôle à pôle d'Ulysse. La densité utilisée est celle obtenue par spectroscopie du bruit quasi-thermique avec l'instrument URAP et la vitesse du vent V provient de l'analyseur de particules SWOOPS. Dans le cas de 2007, les données représentées par des triangles sont déduites des mesures de densité des protons et des particules alpha de SWOOPS, afin de compléter les données manquantes en raison de l'arrêt de l'instrument URAP. Des images composites de SOHO/EIT, du coronographe HAO Mauna Loa et de SOHO/LASCO C2 montrent l'état de la couronne lors de ces trois passages. Pour le passage de 1994/1995, le flux d'électrons normalisé (en vert) dans les trous coronaux polaires est similaire dans les deux hémisphères avec une moyenne de $1.9 \times 10^{12} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ au nord et de $2 \times 10^{12} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ au sud. Dans le trou coronal du pôle nord lors du maximum d'activité solaire de 2001 (en bleu sur la figure 3.7), le flux moyen est de $2.1 \times 10^{12} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, quasiment égal à celui de 1994/1995, montrant un flux d'électrons similaire provenant des trous coronaux polaires en maximum et en minimum d'activité solaire. En revanche, le passage rapide de pôle à pôle en 2007 révèle une grande chute dans le flux moyen des électrons, à la fois dans l'hémisphère nord (orange) avec $1.4 \times 10^{12} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et dans l'hémisphère sud (rouge) avec $1.5 \times 10^{12} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Cela correspond à une diminution d'environ 25% du flux de particules entre les minima de 1994/1995 et 2007. On remarque également, dans le cas des deux minima, que le flux normalisé en R^2 est pratiquement indépendant de la latitude.

L'origine de cette différence dans la densité et la température entre les minima des cycles 22 et 23 est toujours débattue. Tout d'abord, le passage de pôle à pôle d'Ulysse pendant le cycle 22 eut lieu légèrement avant le minimum, de sorte que le nombre moyen de tache solaire en 2007 fut plus faible qu'en 1994/1995. Nous aurions pu nous attendre à voir alors en 2007 une lame neutre (HCS) moins étendue et moins inclinée. Au contraire, comme vu sur la figure 3.4, les mesures électroniques montrent que la HCS couvre une zone plus grande. Cela peut être la conséquence d'un sous-développement des trous coronaux polaires en 2007, ainsi que de la présence d'un trou coronal à basses latitudes observé au moment du passage d'Ulysse. En plus de cette configuration de la couronne atypique pour un minimum, comme cela est montré sur les images de SoHo de la figure 3.7, le minimum du cycle 23 dure beaucoup plus longtemps qu'habituellement, comme on peut le voir sur la figure 3.8.

Néanmoins, les variations d'un cycle à l'autre des propriétés de la couronne et du vent solaire ne sont pas inhabituelles. Finalement, les différences observées pourraient être liées au cycle de 22 ans ou encore à une plus longue période, conséquence des variations de la dynamo solaire (Weiss, 1994). Plus intéressant encore, la vitesse terminale du vent solaire, constante entre les cycles 22 et 23 alors que le champ magnétique, la densité et la température

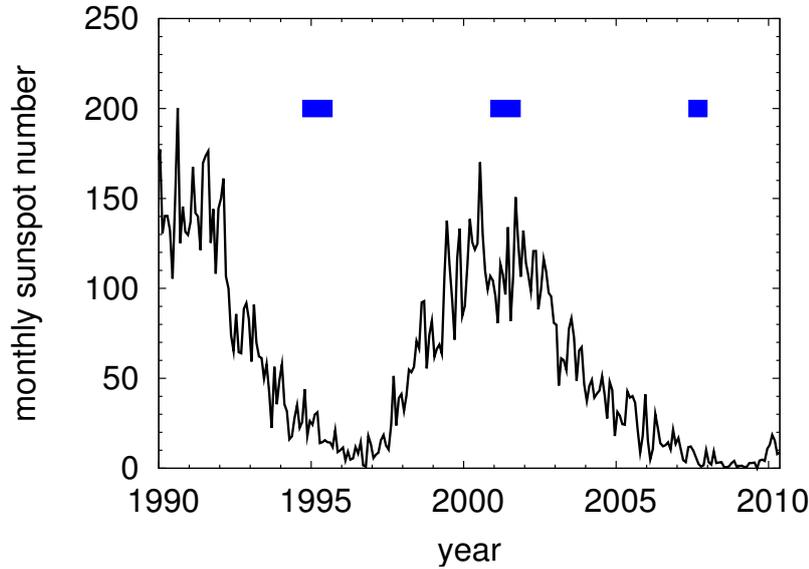


FIGURE 3.8 – Nombre mensuel de taches solaires entre janvier 1990 et mai 2010, avec indiquées par les traits bleus les périodes des trois passages rapides de pôle à pôle de la sonde Ulysse.

des particules du milieu ont diminué, suggère une relative indépendance du processus d'accélération du vent solaire par rapport à la quantité d'énergie magnétique et thermique du milieu.

3.4 Résumé

La spectroscopie du bruit quasi-thermique utilisant une somme de Maxwelliennes a permis de mesurer les variations temporelles, radiales et en latitudes de la densité et de la température du cœur de la distribution des électrons. Grâce à l'exceptionnelle longévité d'Ulysse, nous avons pu observer les variations des propriétés du vent solaire entre deux minima d'activité solaire, et l'orbite d'Ulysse nous a permis de mesurer l'évolution de la température du cœur des électrons avec la distance au Soleil mettant en évidence un comportement intermédiaire entre l'évolution adiabatique et isotherme, en accord avec les modèles exosphériques du vent solaire.

Cependant, les limitations de l'instrument URAP ne permettent pas de mesurer précisément la température totale des électrons avec le bruit quasi-thermique en considérant une somme de deux Maxwelliennes en tant que distribution de vitesse des électrons.

Distribution de type "kappa"

Sommaire

4.1	Permittivité diélectrique	33
4.2	Bruit quasi-thermique des électrons kappa	35
4.2.1	Méthode	35
4.2.2	Résultats et discussions	37
4.3	Effets des électrons kappa sur les autres bruits	38
4.3.1	Bruit de grenaille	38
4.3.2	Bruit des protons décalé Doppler	39
4.4	Résumé	40

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le bruit quasi-thermique dépend de la distribution de vitesse des particules. Dans ce chapitre, nous allons donc donner les outils théoriques nécessaires au calcul du bruit quasi-thermique avec une fonction kappa, que nous avons présenté précédemment. Les calculs analytiques de Chateau et Meyer-Vernet (1991) ne sont valables que pour les valeurs entières de κ . Dans ce chapitre, nous généralisons la méthode pour les valeurs réelles de κ , ce qui est indispensable à l'implémentation de la méthode pour un diagnostic à grande échelle des électrons.

4.1 Permittivité diélectrique

La permittivité diélectrique longitudinale est donnée par l'équation 2.9. Dans le cas d'une distribution kappa (définie par l'équation 2.3), nous obtenons :

$$\varepsilon_L = 1 + \frac{2\pi\omega_p^2}{k} A \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{\parallel}}{(kv_{\parallel} - \omega - io)(1 + v_{\parallel}^2/\kappa v_0^2)^{\kappa+1}} dv_{\parallel} \quad (4.1)$$

En posant $x = v_{\parallel}/\kappa^{1/2}v_0$ et $z = \omega/\kappa^{1/2}kv_0$, nous avons :

$$\varepsilon_L = 1 + \frac{2\pi\omega_p^2}{k^2} \left(\frac{1}{\pi v_0^2} \frac{\kappa - 1/2}{\kappa} + zI \right) \quad (4.2)$$

avec

$$I = Av_0\kappa^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x-z-io)(x^2+1)^{\kappa+1}} \quad (4.3)$$

L'intégrale I présente un pôle pour $x = z + io$. Posons :

$$\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} = \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] + \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \quad (4.4)$$

nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} I &= Av_0\kappa^{1/2} \\ &\times \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(x-z-io)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx \right. \\ &\left. + \left[\frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x-z-io)} \right] \right\} \quad (4.5) \end{aligned}$$

La première intégrale présente un facteur multiplicatif qui s'annule dans la limite $x \rightarrow z$. Elle est analytique près de l'axe des réels et le terme io n'est plus requis. La seconde intégrale est calculée par le théorème des résidus, en indentant le contour autour de $x = z$ avec un petit demi-cercle et en fermant le contour avec un grand demi-cercle dans le demi-plan supérieur, ce qui donne :

$$\frac{i\pi}{(z^2+1)^{\kappa+1}}$$

La partie imaginaire de la permittivité diélectrique est donc :

$$Im[\varepsilon_L] = \frac{2\Gamma(\kappa+1)z^3}{\Gamma(\kappa-1/2)r^2} \frac{\sqrt{\pi}}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \quad (4.6)$$

où $r = f/f_p = \omega/\omega_p$.

La partie réelle de la permittivité diélectrique est donnée par la première partie de l'équation 4.5 sera intégrée numériquement en faisant attention aux limites infinies. en raison de la présence du terme $1/(x-z)$, l'intégration nécessite d'être séparée en trois,

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx = \\ &\int_{-\infty}^{-\beta} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx \\ &+ \int_{-\beta}^{+\beta} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx \\ &+ \int_{+\beta}^{+\infty} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx \quad (4.7) \end{aligned}$$

où $\beta > z$, donc :

$$\frac{-1}{(z^2 + 1)^{\kappa+1}} \left(\int_{-\infty}^{-\beta} \frac{1}{(x-z)} dx + \int_{+\beta}^{+\infty} \frac{1}{(x-z)} dx \right) = \frac{-1}{(z^2 + 1)^{\kappa+1}} \left[\ln \left(\frac{\beta+z}{\beta-z} \right) \right]$$

Les parties restantes sont des intégrales propres qui peuvent être calculées numériquement en utilisant la règle de l'Hôpital autour de $x = z$. La permittivité diélectrique longitudinale calculée par cette méthode est valide pour toutes valeurs de kappa plus grandes que 3/2.

4.2 Bruit quasi-thermique des électrons kappa

4.2.1 Méthode

Les fluctuations électrostatiques ont été données dans l'équation 2.7. La permittivité diélectrique a été calculée dans la sous-section 4.1. Le terme $F(kL)$, avec L la longueur d'un brin de l'antenne, dépend de la géométrie de l'antenne selon les équations 2.10 pour des fils et 2.11 pour des sphères. Calculons maintenant le terme $B(k)$.

En introduisant l'équation 2.3 dans l'équation 2.8, on obtient

$$B(k) = \frac{2\pi A}{k} \int_{\omega/k}^{+\infty} \frac{v}{(1 + v^2/\kappa v_0^2)^{\kappa+1}} dv$$

ce qui donne, en posant $x = v^2/\kappa v_0^2$ et $z = \omega/\kappa^{1/2} k v_0$,

$$B(k) = \frac{\pi A v_0^2}{k} \frac{1}{(1 + z^2)^\kappa} \quad (4.8)$$

Substituons cette expression de $B(k)$ dans l'équation 2.7 avec $r = \omega/\omega_p$, $u = L/L_D$ avec L_D donnée par l'équation 2.6, v_0 par l'équation 2.5, et A par l'équation 2.4. On obtient l'expression suivante du spectre de bruit quasi-thermique,

$$\begin{aligned} \frac{V^2}{T_e^{1/2}} &= \frac{16}{\pi^{3/2} \varepsilon_0 \kappa r^2} m_e^{1/2} k_B^{1/2} (2\kappa - 3)^{1/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \\ &\times \int_0^{+\infty} F \left(\frac{ru}{z(2\kappa - 1)^{1/2}} \right) \frac{z dz}{|\varepsilon_L|^2 (1 + z^2)^\kappa} \end{aligned} \quad (4.9)$$

où ε_L est calculé comme indiqué dans la section 4.1.

La figure 4.1 montre que les calculs présentés dans cette section sont en accord avec les résultats de Chateau et Meyer-Vernet (1991) pour les valeurs entières de κ . Elle montre aussi qu'une interpolation linéaire entre deux valeurs entières de κ peut ne pas être suffisamment précise pour calculer le bruit quasi-thermique avec des valeurs réelles de κ , en particulier pour $\kappa < 3$.

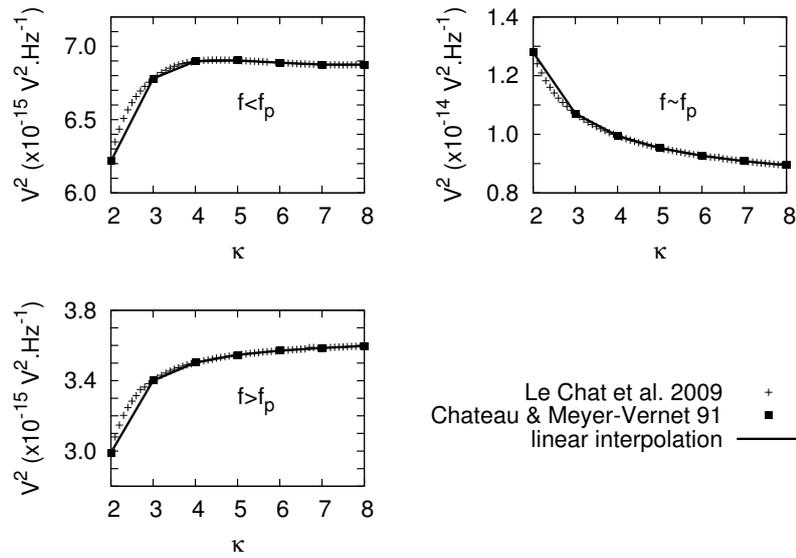


FIGURE 4.1 – Niveau du bruit quasi-thermique des électrons en $V^2 \text{ Hz}^{-1}$ en fonction de κ calculé pour une antenne filaire de longueur $L = 35 \text{ m}$, $n_e = 4 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$, $T_e = 1.5 \times 10^5 \text{ K}$ dans les domaines de fréquence $f < f_p$, $f \approx f_p$ et $f > f_p$. Les croix représentent l'extension de la méthode pour des valeurs réelles de κ , les carrés noirs sont obtenus en utilisant la formule analytique donnée par Chateau et Meyer-Vernet (1991) pour les valeurs entières de κ . Les lignes sont les interpolations linéaires entre les valeurs entières de κ . Adaptée de Le Chat *et al.* (2009a).

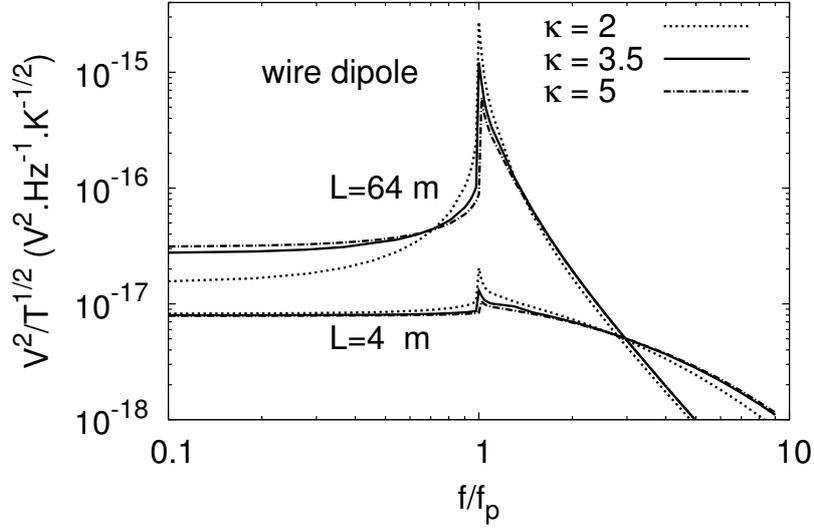


FIGURE 4.2 – Spectre de bruit quasi-thermique normalisé $V^2/T_e^{1/2}$ ($\text{V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{K}^{-1/2}$) en fonction de f/f_p , pour une distribution kappa avec $\kappa = 2, 3.5, 5$ et un dipôle filaire de deux longueurs différentes. Les longueurs $L = 4$ et $L = 64$ mètres correspondent, respectivement, à 0.5 et 8 fois la longueur de Debye pour $\kappa = 3.5$, $n = 5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ et $T_e = 1.12 \times 10^5 \text{ K}$. Tirée de Le Chat *et al.* (2009a).

4.2.2 Résultats et discussions

En pratique, les antennes sphères ne sont pas utilisées dans les instruments radio utilisant la technique de mesure du bruit thermique, car le bruit d'impact (qui est affecté par l'environnement de la sonde spatial) est alors dominant, et de plus l'impédance de l'antenne est affectée par la présence des supports, ce qui diminue considérablement la précision des mesures (Meyer-Vernet et Perche, 1989). Nous allons donc nous concentrer sur le bruit quasi-thermique des électrons avec un dipôle filaire. L'étude des sphères pour les valeurs entières de κ a été faite par Chateau et Meyer-Vernet (1991) et Zouganelis (2008).

La figure 2.2 présente une sélection de spectres normalisés et calculés pour une distribution kappa, telle que $\kappa = 3.5$, pour différentes valeurs de la longueur normalisée de l'antenne L/L_D . Cette figure illustre bien la forme générale du spectre du bruit quasi-thermique présenté au chapitre 2, ainsi que le comportement du pic de résonance avec la longueur de l'antenne. Pour les antennes les plus longues, le pic est situé à f_p et très marqué, permettant une mesure très précise de la densité électronique.

La figure 4.2 montre les effets de la valeur du paramètre κ pour un dipôle

filare de deux différentes longueurs, 4 et 64 mètres, correspondant, respectivement, à 0.5 et 8 fois la longueur de Debye pour $\kappa = 3.5$, $n = 5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ et $T_e = 1.12 \times 10^5 \text{ K}$. Ainsi, les spectres avec $u = 0.5$ et $u = 8$ des figures 2.2 et 4.2 sont équivalents.

Le niveau de bruit à basse fréquence dépend peu de κ pour $\kappa \gg 1$, et plus particulièrement pour de courtes antennes. En effet, cette partie du spectre dépend principalement du cœur de la distribution de vitesse (Meyer-Vernet et Perche, 1989). La variation du bruit quasi-thermique dans ce domaine avec κ est due au fait que le cœur de la distribution dépend de κ à température cinétique égale. Le spectre est plus sensible au paramètre κ à la fréquence plasma. Comme nous l'avons expliqué au chapitre 2, dans ce domaine de fréquence les ondes de Langmuir ont une vitesse de phase très grande et vont résonner avec les électrons suprathérmiqes qui sont déterminés par κ . À plus haute fréquence, le niveau de bruit ne dépend pas de κ pour de longues antennes, mais uniquement de n_e et T_e . Ainsi, l'expression analytique

$$V^2(\text{V}^2 \text{ Hz}^{-1}) \approx 4 \times 10^{-11} T_e(\text{K}) n(\text{m}^{-3}) / f^3(\text{Hz}) L(\text{m})$$

donnée par Chateau et Meyer-Vernet (1991) peut être utilisée afin d'obtenir une approximation du bruit thermique dans un tel cas (grandes antennes et hautes fréquences). La mesure de ce niveau de bruit donne également une détermination directe de la pression électronique pour toutes fonctions de distribution stables (Chateau et Meyer-Vernet, 1991, Le Chat *et al.*, 2009a).

4.3 Effets des électrons kappa sur les autres bruits

4.3.1 Bruit de grenaille

Le bruit d'impact ou bruit de grenaille a été présenté à la section 2.4, et sa dépendance avec la fonction de distribution des vitesses a été montrée.

Dans le cas d'une distribution de type kappa, l'intégration de $vf(v)$, qui vaut la moyenne $\langle v \rangle$ du module de la vitesse, donne (Chateau et Meyer-Vernet, 1991, Le Chat *et al.*, 2010) :

$$\langle v \rangle = 2 \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \frac{\Gamma(\kappa - 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} v_0$$

avec v_0 défini par l'équation 2.5.

On en déduit le taux d'impact des électrons :

$$N_e \approx (4\pi)^{-1/2} n_e \beta_\kappa S \frac{\Gamma(\kappa - 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \sqrt{(2\kappa - 3) \frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (4.10)$$

Le terme β_κ prend en compte l'effet du potentiel de la sonde. Dans le milieu interplanétaire, ce potentiel est généralement positif et attire les électrons. Dans ce cas, le calcul du courant de collection donne :

$$\beta_\kappa = 1 + \frac{2\kappa - 2}{2\kappa - 3} \frac{e\phi}{k_B T_e}$$

Finalement, le bruit d'impact est obtenu en substituant l'équation 4.10 dans l'équation 2.12, soit :

$$V_S^2 \approx \frac{e^2 n_e S}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\kappa - 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \sqrt{(2\kappa - 3) \frac{k_B T_e}{m_e}} \left(1 + \frac{2\kappa - 2}{2\kappa - 3} \frac{e\phi}{k_B T_e} \right) |Z|^2 \quad (4.11)$$

Pour une distribution de type kappa, la résistance R et la capacité C de l'instrument sont données par :

$$R = \frac{4}{\pi^2 \varepsilon_0 \omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F\left(\frac{rL}{zL_D \sqrt{2\kappa-1}}\right) \cdot F_a\left(\frac{ra}{zL_D \sqrt{2\kappa-1}}\right) r \text{Im}[\varepsilon_L]}{z^2 |\varepsilon_L|^2 L_D \sqrt{2\kappa-1}} dz \quad (4.12)$$

$$\frac{1}{C} = \frac{4}{\pi^2 \varepsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F\left(\frac{rL}{zL_D \sqrt{2\kappa-1}}\right) \cdot F_a\left(\frac{ra}{zL_D \sqrt{2\kappa-1}}\right) r \text{Re}[\varepsilon_L]}{z^2 |\varepsilon_L|^2 L_D \sqrt{2\kappa-1}} dz \quad (4.13)$$

où $\text{Im}[\varepsilon_L]$ et $\text{Re}[\varepsilon_L]$ désignent respectivement les parties imaginaire et réelle de la permittivité diélectrique calculée dans la section 4.1, $r = f/f_p = \omega/\omega_p$ la fréquence normalisée, et $z = \omega/\kappa^{1/2} k v_0$ la variable d'intégration. Les fonctions F et F_a ont été définies dans les équations 2.10 et 2.14 pour un dipôle filaire, et dans les équations 2.11 et 2.15 pour des sphères. L et a représentent, respectivement, la longueur et le rayon d'un brin d'antenne. L'impédance d'antenne Z et le gain du récepteur Γ^2 s'obtiennent en substituant les expressions de R et de C dans les équations suivantes :

$$Z = R + \frac{i}{C\omega} \quad (4.14)$$

$$\Gamma^2 = \left(\frac{C + C_B}{C} \right)^2 + (RC_B \omega)^2 \quad (4.15)$$

avec C_B la capacité de base.

4.3.2 Bruit des protons décalé Doppler

La distribution de vitesse des électrons a également un effet sur le niveau de bruit des protons décalé Doppler via la permittivité diélectrique. Nous avons dit dans la sous-section 2.5 que le cas le plus intéressant en pratique est celui

où l'antenne est perpendiculaire à la vitesse (\vec{V}) du vent solaire. Dans ce cas, le bruit thermique des protons, V_p^2 , peut s'exprimer ainsi (Issautier *et al.*, 1996, 1999) :

$$V_p^2(\omega) = \frac{(2m_e k_B)^{1/2} \sqrt{t_e}}{4\pi\epsilon_0 M} \int_0^\infty \frac{y F_\perp(yL/L_D)}{(y^2 + 1 + \Omega^2)(y^2 + 1 + \Omega^2 + t)} dy \quad (4.16)$$

$$\Omega = \omega L_D/V, \quad t = t_e/T_p, \quad M = V/v_{the}$$

F_\perp est la réponse de l'antenne à un champ d'onde, en considérant une symétrie cylindrique (Meyer-Vernet *et al.*, 1993) :

$$\begin{aligned} F_\perp(x) &= \frac{64}{\pi} \int_0^x \frac{\sin^4(s/2)}{s^2(x^2 - s^2)^{1/2}} ds \\ &= \frac{8}{x} \int_0^x J_0(t) dt - \int_0^{2x} J_0(t) dt + J_1(2x) - 2J_1(x) \end{aligned} \quad (4.17)$$

où J_0 et J_1 sont, respectivement, les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1.

Dans l'équation 4.16, t_e est une température électronique généralisée correspondant au cœur de la distribution et définie par $k_B t_e/m_e = 1/\langle v^{-2} \rangle$, où $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur la fonction de distribution des électrons. Dans le cas d'une fonction kappa, nous pouvons relier cette température à la température cinétique définie précédemment par :

$$t_e = T_e \frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 1}$$

Finalement, le bruit thermique des protons décalé Doppler lorsque la distribution de vitesse des électrons est une fonction kappa devient, si la vitesse du plasma est perpendiculaire à l'antenne :

$$V_p^2(\omega) = \frac{k_B T_e}{2\pi\epsilon_0 V} \frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 1} \int_0^\infty \frac{y F_\perp(yL/L_D)}{(y^2 + 1 + \Omega^2) \left(y^2 + 1 + \Omega^2 + \frac{T_e}{T_p} \frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 1} \right)} dy \quad (4.18)$$

avec $\Omega = \omega L_D/V$.

4.4 Résumé

Les différents outils théoriques donnés précédemment permettent de modéliser le spectre mesuré par un instrument dans le vent solaire, en considérant une distribution de vitesse kappa pour les électrons. Ainsi un récepteur radio aux bornes d'un dipôle mesurera le niveau de bruit V_R^2 défini par :

$$V_R^2 = \frac{V^2 + V_S^2 + V_p^2}{\Gamma^2} \quad (4.19)$$

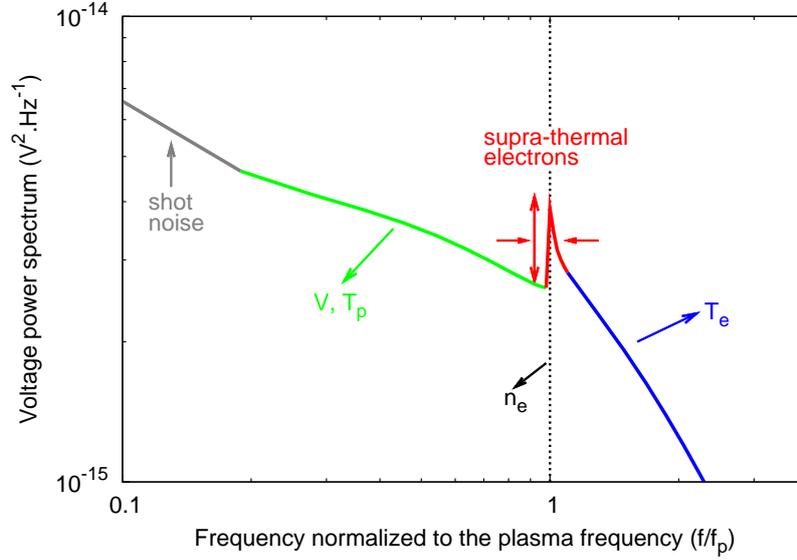


FIGURE 4.3 – Spectre générique de bruit quasi-thermique en fonction de f/f_p , avec les différentes contributions indiquées. Spectre obtenu avec les paramètres suivant $n = 5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ et $T_e = 1.12 \times 10^5 \text{ K}$, $\kappa = 3.5$, $T_p = 2.7 \times 10^5 \text{ K}$, $V = 800 \text{ km.s}^{-1}$, et une antenne filaire telle que $L = 10 \text{ m}$ et $a = 1 \times 10^{-3} \text{ m}$. Tirée de Le Chat *et al.* (2009a).

avec le bruit quasi-thermique des électrons V^2 donné par l'équation 4.9, le bruit de grenaille V_S^2 par l'équation 4.11, le bruit thermique des protons V_p^2 par l'équation 4.18 et le gain de l'instrument Γ^2 donné par l'équation 4.15.

La figure 4.3 résume les paramètres que l'on peut déterminer grâce à la spectroscopie du bruit thermique dans un plasma comme le vent solaire. D'un point de vue pratique, le calcul de bruit quasi-thermique pour toutes les valeurs du paramètre κ permet d'analyser les données des missions spatiales afin d'obtenir des mesures précises de la densité, et surtout de la température électronique et des propriétés non thermiques du vent solaire, ce qui est essentiel pour comprendre le transport de l'énergie dans un plasma peu collisionnel comme le vent solaire.

Évolution à grande échelle des propriétés thermiques des électrons

Sommaire

5.1	Comparaison entre somme de Maxwelliennes et fonction kappa	43
5.2	Variations radiales de la température et des propriétés non-thermiques des électrons	47
5.2.1	Résultats	47
5.2.2	Comparaisons avec les modèles exosphériques	53
5.3	Conclusions et perspectives	55

5.1 Comparaison entre somme de Maxwelliennes et fonction kappa

Nous avons vu au chapitre 3 que la précision de la mesure des propriétés supra-thermiques avec une superposition de deux Maxwelliennes n'est pas suffisante sur Ulysse pour déterminer la variation avec la distance de la température totale des électrons. La solution proposée est d'utiliser le bruit quasi-thermique avec des distributions de type "kappa", donnant directement la température totale des électrons.

La figure 5.1 représente deux spectres de bruit quasi-thermique traduits pour une meilleure visibilité : l'un avec une somme de deux Maxwelliennes, et l'autre avec une fonction kappa pour fonction de distribution de vitesses des électrons. Les principales contributions des paramètres mesurés sont indiquées sur la figure. Les petites variations des paramètres des protons, T_p et V , n'affectent pas la mesure des paramètres des électrons (Le Chat *et al.*, 2010). Par conséquent, dans le cas des distributions kappa et afin d'économiser du temps de calcul pour la mise en pratique de la méthode pour un traitement de masse

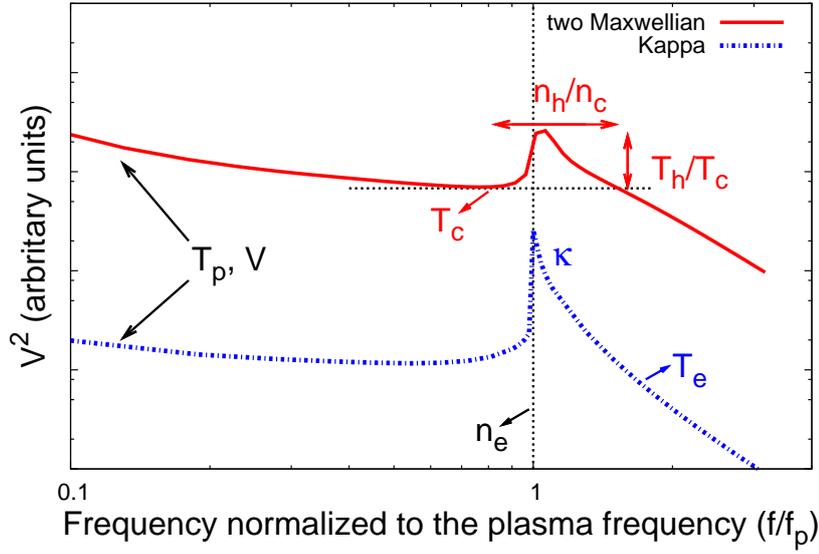


FIGURE 5.1 – Spectres typiques de bruit quasi-thermique avec une distribution de vitesse kappa (ligne en pointillé bleue) et une somme de deux Maxwelliennes (ligne continue rouge). Les principales contributions des paramètres mesurés sont indiquées sur la figure. Tirée de Le Chat *et al.* (2010).

des données, nous utilisons les paramètres T_p et V mesurés par l'instrument SWOOPS, qui est beaucoup mieux adapté à la mesure des paramètres des protons qu'à celle des électrons (car les protons ne sont pas affectés par le potentiel de la sonde ou les photoélectrons). Ainsi, dans la suite de cette section, les mesures aux 64 fréquences du récepteur URAP sont ajustées par minimisation du χ^2 , avec seulement trois paramètres libres dans le cas des fonctions kappa : n_e , T_e et κ .

La figure 5.1 montre que l'une des différences entre ces deux cas est que la détermination de la température totale des électrons n'est pas affectée par la forme du pic de bruit (Chateau et Meyer-Vernet, 1991, Le Chat *et al.*, 2009a) lorsque que l'on utilise une fonction kappa, contrairement au cas des deux Maxwelliennes, où la température totale est déterminée par :

$$T_{e_{max}} = T_c \left(\frac{1 + \alpha\tau}{1 + \alpha} \right) \quad (5.1)$$

où $\alpha = n_h/n_c$ et $\tau = T_h/T_c$. De plus, puisque pour toutes distributions stables, la partie haute fréquence du spectre de bruit quasi-thermique ne dépend que de la pression des électrons (Chateau et Meyer-Vernet, 1991, Le Chat *et al.*, 2009a), les températures totales des électrons mesurées devraient être faiblement dépendantes de la distribution des vitesses, soit $T_{e_{max}} \approx T_e$.

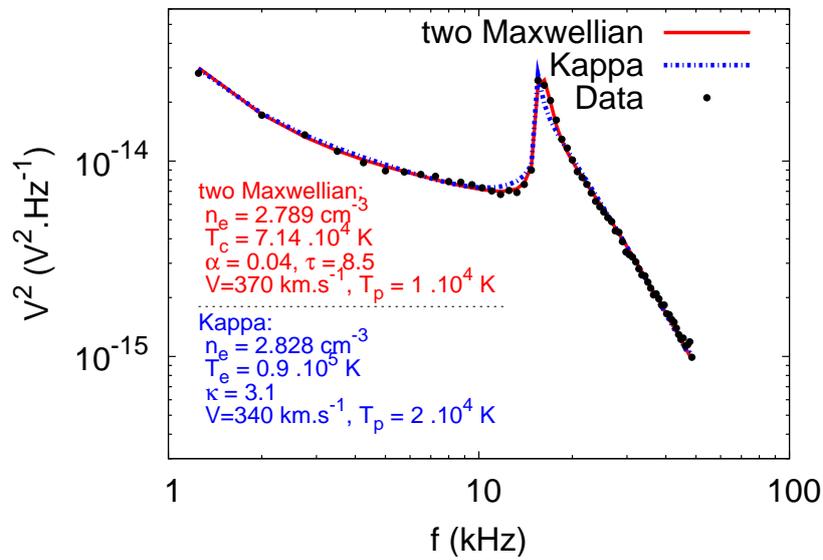


FIGURE 5.2 – Exemple de spectre de puissance (en $V^2\text{HZ}^{-1}$) mesuré dans le vent solaire lent avec l'instrument URAP à environ 1.3 UA du Soleil et 6°N de latitude héliocentrique. Les points représentent les données. La ligne continue rouge montre le spectre théorique de bruit quasi-thermique pour une somme de Maxwelliennes. La ligne en pointillé bleue représente le spectre théorique dans le cas d'une distribution kappa. Les paramètres du meilleur ajustement sont représentés dans les deux cas. Tirée de Le Chat *et al.* (2010).

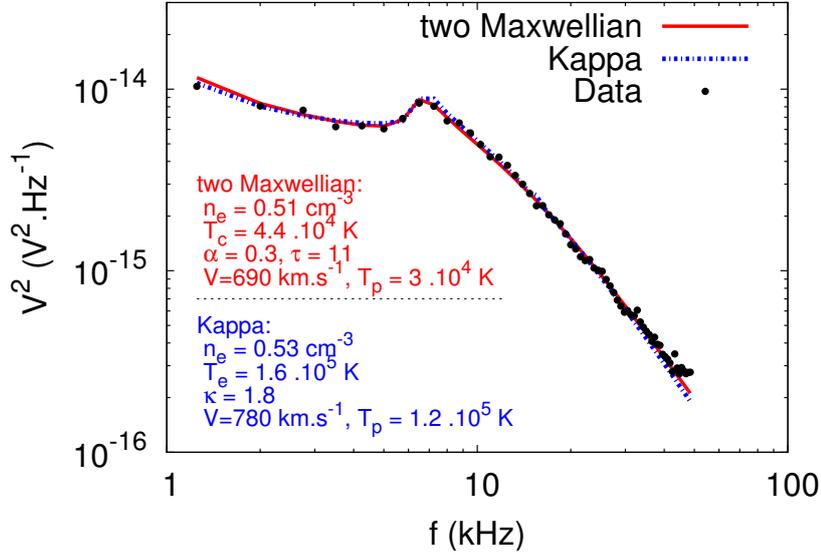


FIGURE 5.3 – Exemple de spectre de puissance (en $V^2\text{Hz}^{-1}$) mesuré dans le vent solaire avec l’instrument URAP à environ 2.3 UA du Soleil et 80.2°S de latitude héliocentrique. Les points représentent les données. La ligne continue rouge montre le spectre théorique de bruit quasi-thermique pour une somme de Maxwelliennes. La ligne en pointillé bleue représente le spectre théorique dans le cas d’une distribution kappa. Les paramètres du meilleur ajustement sont représentés dans les deux cas.

La figure 5.2 donne un exemple de spectre de puissance mesuré dans le vent solaire lent par URAP, ajusté par deux spectres théoriques de bruit quasi-thermique différents : l’un utilisant une somme de Maxwelliennes et l’autre une fonction kappa comme distribution de vitesse. Les paramètres des électrons obtenus pour le meilleur ajustement avec les deux Maxwelliennes sont : $n_e = 2.79 \pm 0.04 \text{ cm}^{-3}$, $T_c = (7.1 \pm 0.4) \times 10^4 \text{ K}$, $\alpha = 0.04 \pm 0.01$ et $\tau = 8.5 \pm 0.9$. Dans le cas de la distribution kappa, les paramètres des électrons deviennent : $n_e = 2.83 \pm 0.01 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = (9.0 \pm 0.2) \times 10^4 \text{ K}$, et $\kappa = 3.1 \pm 0.1$.

La température totale des électrons dans le cas de la somme de deux Maxwelliennes, obtenue grâce à l’équation 5.1, est : $T_{e_{max}} = (9.2 \pm 1.2) \times 10^4 \text{ K}$, ce qui est compatible avec la température obtenue en utilisant une fonction kappa.

La figure 5.3 donne un exemple de spectre de puissance mesuré dans le vent solaire rapide par URAP, ajusté par un spectre théorique de bruit quasi-thermique utilisant une somme de Maxwelliennes et une fonction kappa comme distribution de vitesse. Les paramètres des électrons obtenus pour

le meilleur ajustement avec les deux Maxwelliennes sont : $n_e = 0.51 \pm 0.03 \text{ cm}^{-3}$, $T_c = (4.4 \pm 1.1) \times 10^4 \text{ K}$, $\alpha = 0.3 \pm 0.2$ et $\tau = 11 \pm 4$. Dans le cas de la distribution kappa, les paramètres des électrons deviennent : $n_e = 0.53 \pm 0.01 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = (1.6 \pm 0.1) \times 10^5 \text{ K}$, et $\kappa = 1.8 \pm 0.1$.

La température totale des électrons dans le cas de la somme de deux Maxwelliennes, obtenue grâce à l'équation 5.1, est : $T_{e_{max}} = (1.4 \pm 1.1) \times 10^5 \text{ K}$, ce qui est compatible avec la température obtenue en utilisant une fonction kappa.

Que ce soit pour le vent lent ou le vent rapide, la précision de la température totale des électrons est bien meilleure en utilisant une fonction kappa que dans le cas de la somme de deux Maxwelliennes. Autrement dit, l'utilisation d'une fonction kappa permet non seulement de mieux décrire les distributions de vitesse des électrons du vent solaire, mais aussi d'améliorer la précision des mesures de densité et température électroniques par spectroscopie du bruit quasi-thermique.

5.2 Variations radiales de la température et des propriétés non-thermiques des électrons

Nous avons vu au chapitre 3 que lors du passage rapide de la sonde Ulysse dans l'hémisphère sud du Soleil, l'évolution de la densité des électrons obéissait à l'hypothèse d'expansion sphérique à vitesse constante. Nous allons donc appliquer la méthode du bruit quasi-thermique avec une distribution kappa à cette sélection de données, afin de déterminer le profil d'évolution avec la distance de la température totale et du paramètre κ dans le vent solaire rapide en provenance des régions polaires du Soleil.

5.2.1 Résultats

La figure 5.4 présente quatre exemples d'ajustements des données de l'instrument URAP avec des spectres théoriques du bruit quasi-thermique avec une fonction kappa, en 1994, pour quatre distances au Soleil différentes. La méthode d'ajustement est la même qu'à la section précédente : minimisation du χ^2 , avec un algorithme de type Levenberg-Marquardt. Les valeurs de la température des protons et de la vitesse du vent solaire proviennent de l'analyse des données de l'instrument ionique SWOOPS (Ebert *et al.*, 2009).

La figure 5.5 montre la variation avec la distance au Soleil de la densité des électrons du vent solaire rapide mesurée en 1994 dans l'hémisphère sud par spectroscopie du bruit quasi-thermique avec une distribution de vitesse kappa. Toutes les données mesurées en 1994 ne sont pas considérées ici : nous

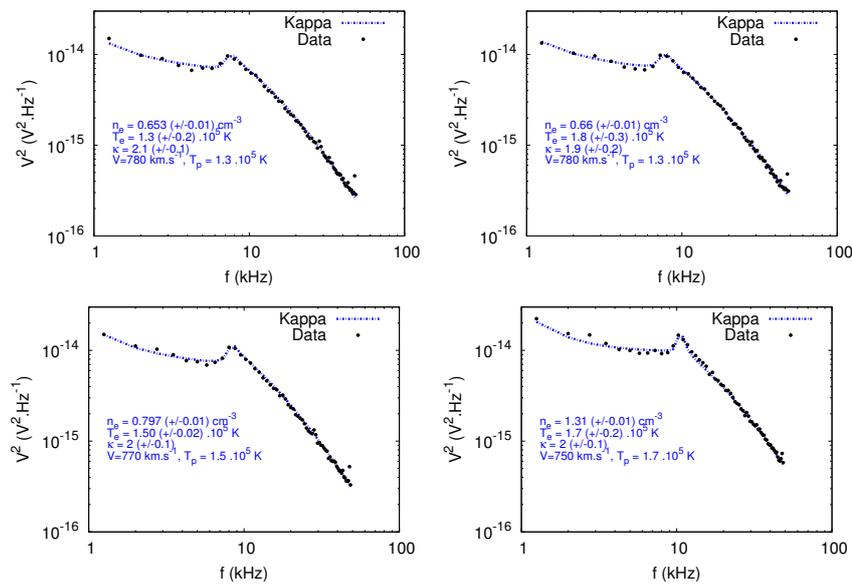


FIGURE 5.4 – Exemples d’ajustement des données de l’instrument URAP (points noirs) avec des spectres théoriques du bruit quasi-thermique avec une fonction kappa (pointillés bleus) en 1994 pour 4 distances au Soleil différentes : 2.2 UA (en haut à gauche), 2 UA (en haut à droite), 1.8 UA (en bas à gauche) et 1.55 UA (en bas à droite). Les paramètres du meilleur ajustement sont indiqués sur les figures.

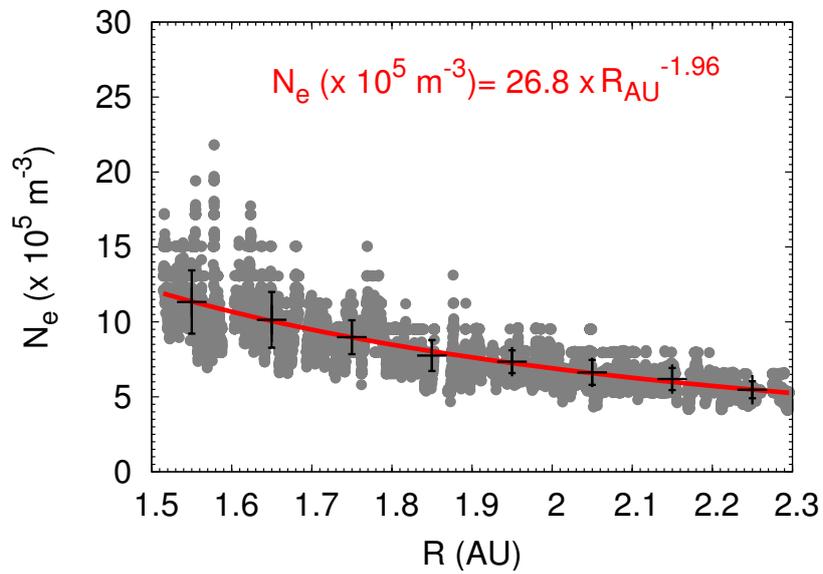


FIGURE 5.5 – Variation avec la distance héliocentrique de la densité des électrons obtenue par le bruit quasi-thermique avec une distribution de type kappa lors du premier passage rapide de la sonde Ulysse dans l’hémisphère sud, entre 40 et 80 degré de latitude. Les points gris correspondent aux mesures individuelles, dont les moyennes et les écart-types tous les 0.1 UA sont représentés en noir.

avons retiré les périodes où des émissions radio solaires ont été observées par l'instrument et nous avons également rejeté les spectres dont la qualité de l'ajustement n'était pas satisfaisante en raison de données potentiellement corrompues à hautes fréquences influant sur la détermination de la température. L'échantillon correspondant contient donc 30000 points environ (soit un peu plus de la moitié du total) réparti entre 1.5 et 2.3 UA. L'influence du choix du critère de sélection des spectres est prise en compte dans l'évaluation des incertitudes. L'évolution de la densité est compatible avec une expansion sphérique à vitesse constante du vent solaire, avec la loi de variation suivante :

$$n_e (\times 10^5 \text{ m}^{-3}) = (26.8 \pm 0.3) \times R_{UA}^{(-1.96 \pm 0.08)} \quad (5.2)$$

où R_{UA} est la distance héliocentrique en UA. La valeur de la densité à 1 UA, $2.68 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, est compatible avec celle obtenue avec la somme de deux Maxwelliennes pendant la même période (Issautier *et al.*, 1998). Cet accord valide la méthode d'analyse des données radio par le bruit quasi-thermique avec une fonction kappa, ainsi que la sélection des spectres étudiés. Au vu de ce résultat, nous pouvons nous intéresser à l'évolution radiale de la température et du paramètre κ sur cet échantillon pour en déduire leur loi de variation dans un vent solaire rapide en expansion sphérique à vitesse constante. Ces paramètres sont difficiles à mesurer par les analyseurs de particules, car ils sont affectés par le potentiel du satellites et les photoélectrons.

La figure 5.6 montre l'évolution avec la distance au Soleil de la température totale des électrons pour la même sélection de données que pour la densité. La loi de variation ainsi obtenue est :

$$T_e (\times 10^5 \text{ K}) = (2.3 \pm 0.3) \times R_{UA}^{(-0.5 \pm 0.15)} \quad (5.3)$$

L'évolution de la température totale des électrons avec la distance au Soleil est comprise entre les comportements adiabatique et isotherme. Le coefficient de variation obtenu, -0.5 , est comparable à celui obtenu pour les données des analyseurs de particules des sondes HELIOS, WIND et Ulysse entre 0.3 et 1.5 UA dans le vent rapide (Pilipp *et al.*, 1990, Maksimovic *et al.*, 2005). Comparé à l'évolution de la température du cœur de la distribution des électrons, en $R^{-0.64}$, obtenue sur les mêmes données (Issautier *et al.*, 1998), la température totale des électrons varie moins fortement avec la distance.

La valeur de la température totale à 1 UA ainsi obtenue est légèrement plus élevée que celle mesurée à $(1.5 \pm 0.5) \times 10^5 \text{ K}$ dans le vent solaire rapide dans le plan de l'écliptique (Pilipp *et al.*, 1990, Maksimovic *et al.*, 2005). Cette différence peut être la conséquence des difficultés à déterminer correctement le potentiel de sonde et la contribution des photoélectrons, qui va influencer sur les mesures électroniques des densités et des températures du cœur et du halo par

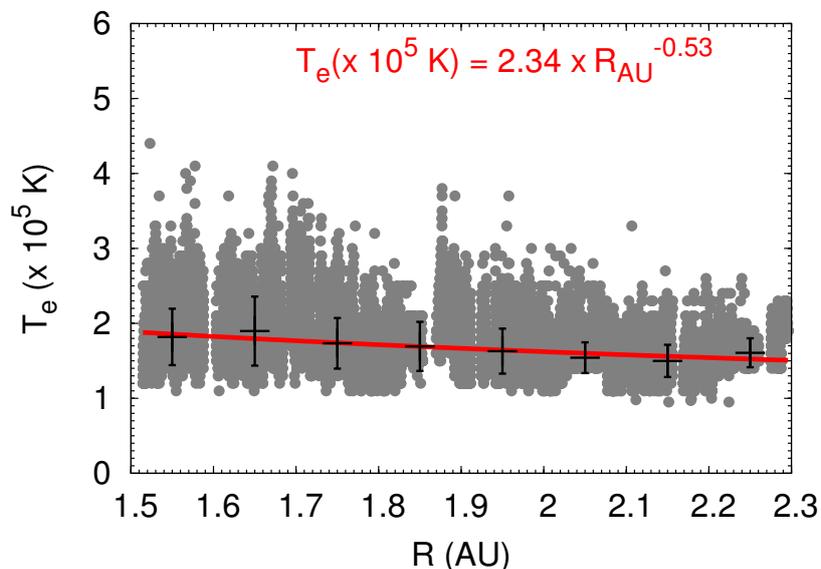


FIGURE 5.6 – Variation avec la distance héliocentrique de la température totale des électrons obtenue par le bruit quasi-thermique avec une distribution de type kappa lors du premier passage rapide de la sonde Ulysse dans l’hémisphère sud. Les points gris correspondent aux mesures individuelles, dont les moyennes et les écart-types tous les 0.1 UA sont représentés en noir.

les analyseur de particules. De même, les distributions utilisées pour analyser les données des analyseurs de particules à 1 UA considèrent séparément le cœur et le halo supra-thermique de la distribution.

Enfin, une anisotropie telle que $T_{e\parallel} \approx 2 \times T_{e\perp}$ est mesurée par HELIOS à 1 UA (Pilipp *et al.*, 1990), or comme nous l’avons dit au chapitre 2, nous considérons dans le cadre de la spectroscopie du bruit thermique que la distribution des électrons est isotrope, ce qui peut influencer la valeur de la température totale des électrons mesurée. Néanmoins, dans le cas d’Ulysse à haute latitude, les antennes sont généralement perpendiculaire au champ magnétique interplanétaire et, dans le cadre du bruit thermique (où les distributions sont des Maxwelliennes) la température mesurée est $(T_{e\parallel} + T_{e\perp})/2$ (Meyer-Vernet, 1994). Ainsi, si $T_{e\parallel} \approx 2 \times T_{e\perp}$, la température du bruit thermique est surestimée de 10%, et on peut supposer qu’il en va de même dans le cas du bruit quasi-thermique avec une distribution kappa. Notons également que la température totale des électrons que nous obtenons à 1 UA dans le vent solaire rapide à haute latitude est du même ordre de grandeur que celle des protons mesurée pas SWOOPS sur la même période et dans le même vent (Ebert *et al.*, 2009).

Les histogrammes normalisés de la densité et de la température des

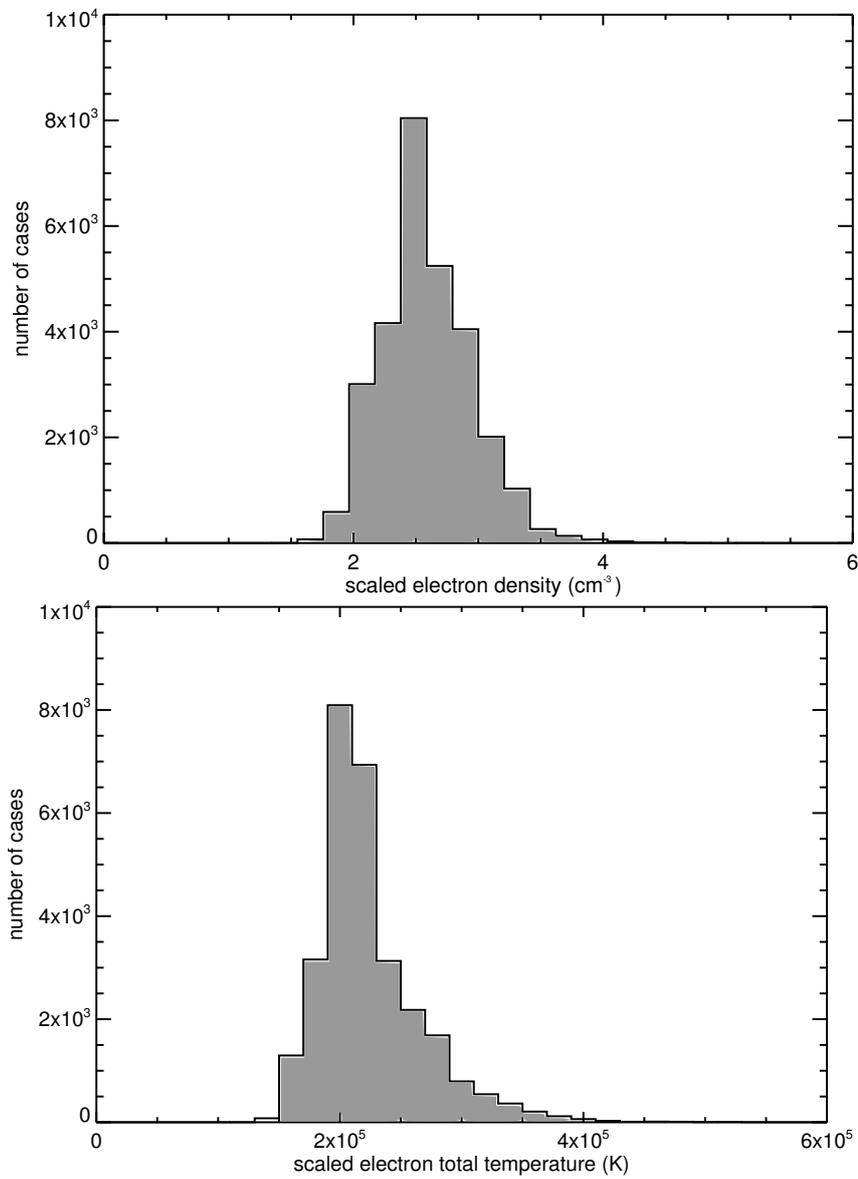


FIGURE 5.7 – Histogrammes de la densité électronique normalisé à 1 UA en $R^{1.96}$ (haut) et de la température totale des électrons normalisé à 1 UA en $R^{0.5}$ (bas) obtenues par spectroscopie du bruit quasi-thermique avec des fonctions kappa.

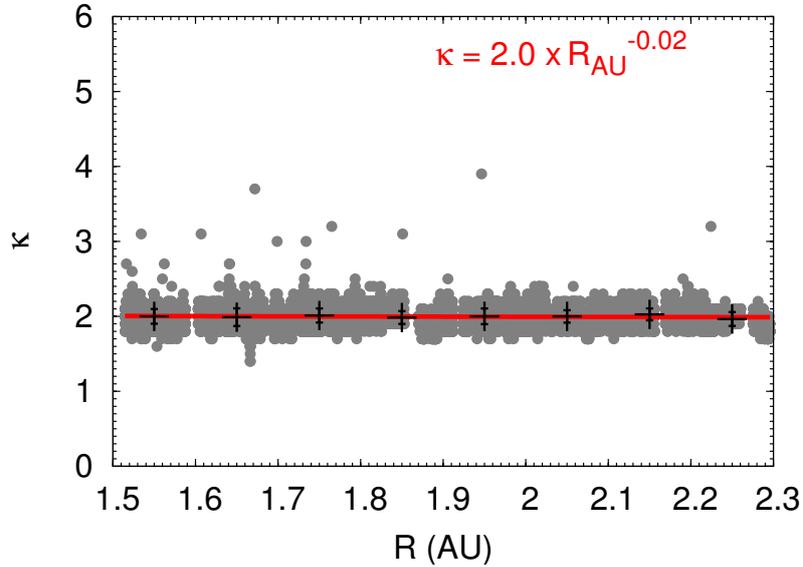


FIGURE 5.8 – Variation avec la distance héliocentrique du paramètre κ obtenue par le bruit quasi-thermique avec une distribution de type kappa lors du premier passage rapide de la sonde Ulysse dans l’hémisphère sud. Les points gris correspondent aux mesures individuelles, dont les moyennes et les écart-types tous les 0.1 UA sont représentés en noir.

électrons mesurées par notre méthode sur cet échantillon des données d’U-RAP, représentés sur la figure 5.7, montrent que nous retrouvons les mêmes paramètres du vent solaire que lors de l’analyse avec une somme de deux Maxwelliennes (voir chapitre 3). La température totale que nous mesurons est en accord avec l’évaluation que nous pouvons en faire avec les valeurs des paramètres obtenues avec la somme de deux Maxwelliennes en utilisant la formule 5.1.

Le paramètre κ , dont l’évolution avec le distance au Soleil est présentée sur la figure 5.8, reste globalement constant entre 1.5 et 2.3 UA, avec une valeur moyenne autour de 2, comparable à la valeur déterminée par analyse des distributions mesuré par Ulysse dans le vent solaire rapide avec une fonction kappa (Maksimovic *et al.*, 1997).

5.2.2 Comparaisons avec les modèles exosphériques

La mesure de la température totale des électrons permet de comparer nos résultats aux modèles exosphériques.

Tout d’abord, la valeur du paramètre κ déduite des mesures est compatible avec l’accélération du vent solaire à plus de 750 km.s^{-1} (Lamy *et al.*, 2003).

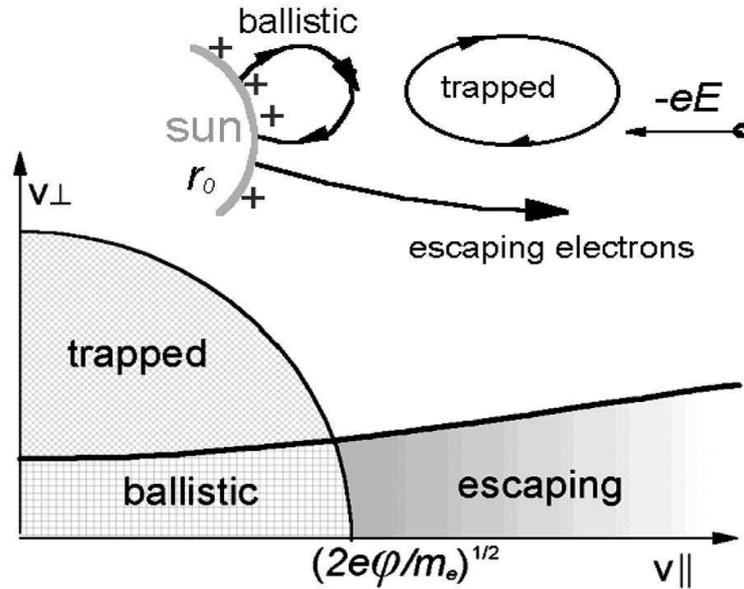


FIGURE 5.9 – Schéma des différentes orbites des électrons prédites par les modèles exosphériques et leurs contributions dans le domaine des vitesses (les signes \parallel et \perp sont définis par rapport au champ magnétique). Tirée de Meyer-Vernet *et al.* (2003).

De même, sa constance avec la distance héliocentrique est compatible avec de tels modèles. Néanmoins, la température totale obtenue entre 1.5 et 2.3 UA est inférieure à celle obtenue par ce modèle en raison du phénomène de filtrage du vitesse qui pour une température réaliste à l'exobase chauffe les électrons jusqu'à une température maximale de près de 10^7 K (Lamy *et al.*, 2003, Zouganelis *et al.*, 2004).

Nous pouvons tout de même comparer nos résultats pour la température totale des électrons avec les modèles exosphériques, qui prédisent que la température des électrons évolue comme la somme d'un terme adiabatique en $R^{-4/3}$ et d'un terme constant, les deux ayant une contribution du même ordre de grandeur à 1 UA (Meyer-Vernet *et al.*, 2003). Le terme adiabatique correspond à l'évolution des électrons piégés et balistiques présentés dans la figure 5.9, et le terme constant est celui des électrons s'échappant du Soleil avec un champ magnétique variant en R^{-2} (ce qui est approximativement le cas à 1 UA et à hautes latitudes). On peut également voir sur la figure 5.9 que les distributions des modèles exosphériques n'ont rien à voir avec les distributions mesurées dans le vent solaire (présentées au chapitre 2), et il est alors normal que l'évolution de la température du cœur mesurée par Issautier *et al.* (1998) ne varie pas non plus en $R^{-4/3}$. De même, le fait que la température

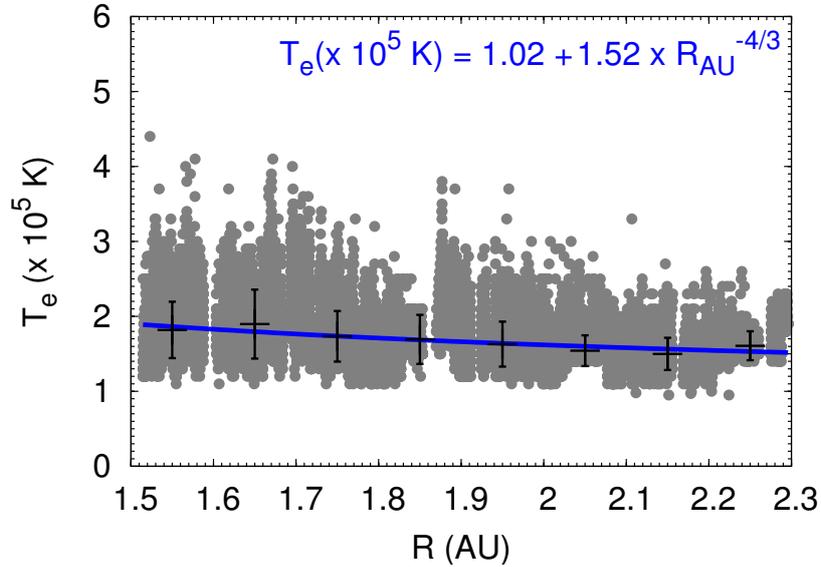


FIGURE 5.10 – Température totale des électrons obtenue par spectroscopie du bruit quasi-thermique avec une fonction kappa pour les données du passage rapide entre 40 et 80°S d’Ulysse en 1994. Les points gris correspondent aux mesures individuelles, dont les moyennes et les écart-types tous les 0.1 UA sont représentés en noir. La droite bleue correspond à l’ajustement d’un modèle exosphérique.

totale obtenue dans ce chapitre diminue plus lentement avec la distance que la température du cœur thermique s’explique en considérant que, dans le cas de la température totale, l’ensemble des électrons s’échappant sont inclus.

La figure 5.10 présente l’ajustement des données de la figure 5.6 avec la prédiction des modèles exosphériques, on obtient alors :

$$T_e (\times 10^5 \text{ K}) = (1.0 \pm 0.2) + (1.5 \pm 0.3) \times R_{UA}^{-4/3} \quad (5.4)$$

avec un aussi bon accord que pour le modèle utilisé dans la sous-section précédente. Comme prévu par les modèles exosphériques, le terme adiabatique et le terme isotherme sont du même ordre de grandeur.

5.3 Conclusions et perspectives

La spectroscopie du bruit quasi-thermique avec une fonction kappa pour distribution de vitesse des électrons permet de mesurer précisément la température totale des électrons. En l’appliquant à une sélection de données de l’instrument URAP à bord de la sonde Ulysse, nous avons pu : 1) valider la

nouvelle méthode d'analyse des spectres en les comparant avec les résultats obtenus précédemment avec une somme de deux Maxwelliennes ; 2) déterminer la loi de variation avec la distance de la température totale et du paramètre κ pour le vent polaire rapide en expansion sphérique à vitesse constante. Les profils d'évolution ainsi obtenus entre 1.5 et 2.3 UA sont compatibles avec les prédictions des modèles exosphériques : un paramètre κ constant et une évolution de la température comprise entre une variation adiabatique et isotherme, avec une pente plus faible que pour la température du cœur de la distribution des électrons.

Au vu de ces résultats, la spectroscopie du bruit quasi-thermique avec des fonctions kappa est un outil fiable pour déterminer la densité et la température totale des électrons des plasmas peu collisionnels. Le traitement systématique des données des récepteurs radio des sondes WIND et Ulysse permettra : 1) dans le cas de WIND, d'obtenir une statistique des paramètres des électrons du vent solaire à 1 UA dans le plan de l'écliptique, en fonction du type de vent rencontré (vent lent, zone de compression et vent rapide), et ce avec une meilleure précision que pour Ulysse en raison d'une meilleure résolution en fréquence et en temps ; 2) dans le cas d'Ulysse, de déterminer les variations temporelles, radiales et en latitude des propriétés des électrons du vent solaire en fonction de l'activité solaire. En particulier, l'analyse de la période pendant laquelle Ulysse a rejoint Jupiter dans le plan de l'écliptique pourrait permettre de déterminer les effets d'un champ spiral sur les électrons.

En plus de l'analyse des données des instruments radio de WIND et Ulysse, les calculs théoriques du bruit quasi-thermique avec des fonctions kappa permettent également de simuler les spectres mesurables pour les futurs instruments radio dans le vent solaire, tel que RPW sur Solar Orbiter, dont un exemple de simulation à 45 rayons solaires est présenté sur la figure 5.11, ou encore pour l'instrument de Solar Probe Plus.

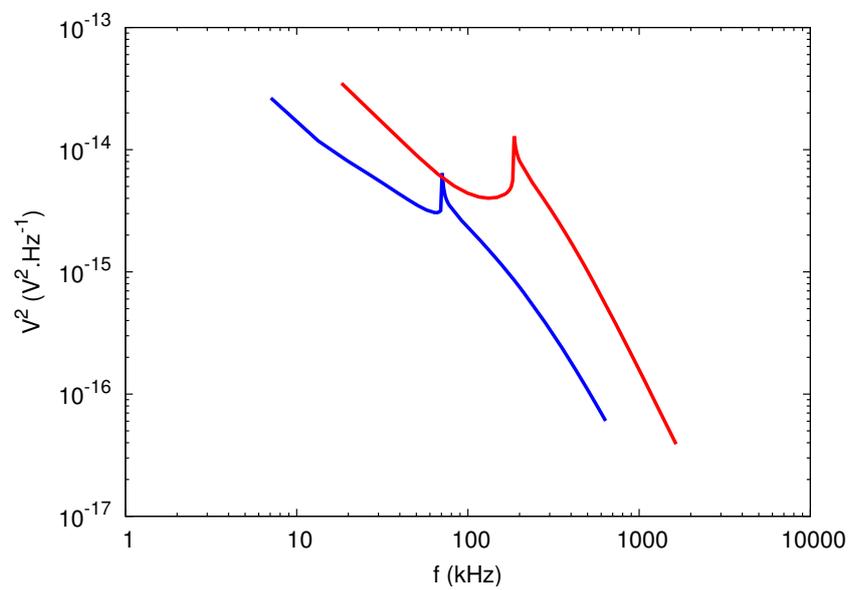


FIGURE 5.11 – Simulation du spectre de bruit quasi-thermique mesurable par Solar Orbiter à 45 rayons solaires pour 2 types de paramètres de vent solaire correspondant à un vent lent (en rouge) et à un vent rapide (en bleu).

Deuxième partie

Interaction du vent solaire avec les
poussières et ouverture aux vents
stellaires

Les nano poussières

Sommaire

6.1	Les nano poussières dans le milieu interplanétaire.	61
6.2	La dynamique des nano poussières	63
6.3	Détection des nano poussières avec un instrument radio	63
6.3.1	Le cas des antennes s'étendant loin du satellite	65
6.3.2	Le cas des antennes près du satellite	66
6.4	Les nano poussières et STEREO	67
6.4.1	L'analyse des spectres de puissance	67
6.4.2	Variation temporelle du nombre d'impacts	71
6.5	Conclusion	74

6.1 Les nano poussières dans le milieu interplanétaire.

Les poussières dans le milieu interplanétaire sont à l'origine, entre autre chose, de la lumière Zodiacale. Néanmoins, les observations astronomiques de cette lumière indiquent qu'elle est principalement due aux poussières de taille supérieure au micromètre. Ces particules proviennent en premier lieu des collisions entre les objets du système solaire plus grands qu'elles. Un tel processus n'implique pas de taille minimale pour les poussières, et jusqu'à présent, aucune indication d'une telle coupure n'a été observée. L'absence d'observations directes de nanoparticules peut être expliquée par leur faible section efficace comparée aux autres particules présentes dans le nuage de poussière interplanétaire (Mann *et al.*, 2005). Il est donc très probable que les seules détections de nano poussières dans le milieu interplanétaire ne soient possibles qu'avec des instruments de mesure *in situ*.

Des nanoparticules ont ainsi été détectées au voisinage de Jupiter (Zook *et al.*, 1996) éjectées par le satellite jovien Io (Graps *et al.*, 2000), au voisinage de Saturne (Kempf *et al.*, 2005), en orbite basse de la Terre (Carpenter *et al.*, 2007), ainsi que dans le vent solaire à 1 UA par les sondes STEREO

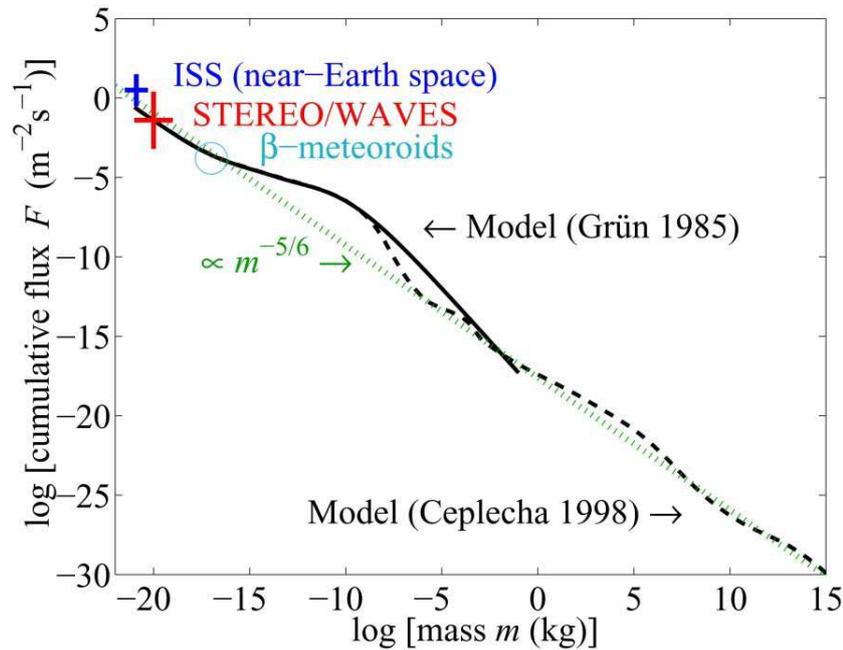


FIGURE 6.1 – Flux de particules de masse plus grande que m . La mesure de STEREO/WAVES (croix rouge, Meyer-Vernet *et al.* (2009b)), la détection de l’ISS (croix bleue, Carpenter *et al.* (2007)), et les β -météorites détectées par Ulysse (rond bleu clair, Wehry et Mann (1999)) sont superposées aux modèles de flux de poussières interplanétaires (ligne continue, Grün *et al.* (1985)) et de petit corps (ligne pointillée, Ceplecha *et al.* (1998)). La ligne continue verte correspond à un flux proportionnel à $m^{-5/6}$, attendu pour un équilibre de fragmentation collisionnelle. Tirée de Meyer-Vernet *et al.* (2009b)

(Meyer-Vernet *et al.*, 2009b). La présence de nanoparticules dans le système solaire interne nécessite que celles-ci y soient produites en permanence, car les nano poussières interstellaires ne peuvent pas pénétrer dans l’héliosphère dont la taille est supérieure à leur rayon de gyration. Ces nano poussières interplanétaires peuvent être formées par fragmentation ou par sublimation de plus gros grains de poussières ou de petits corps (Mann *et al.*, 2005).

La figure 6.1 compare les mesures de flux des plus petites poussières détectées avec différents modèles. On peut ainsi y voir le bon accord entre ces mesures et la prolongation des modèles pour de plus en plus petites masses. La figure 6.1 permet également de confirmer qu’il s’agit de nano poussières rapides et non de poussières micrométriques, les flux mesurés étant de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à ceux mesurés pour de plus grosses poussières (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b).

6.2 La dynamique des nano poussières

La dynamique des poussières interplanétaires n'est pas forcément contrainte par la seule force de gravitation. En fonction de leur taille et de leur masse, la pression de radiation, l'effet Poynting-Robertson¹, ainsi que la force de Lorentz jouent un rôle plus ou moins important. Dans le cas des nanoparticules, la force de Lorentz est largement dominante.

Les grains de poussière dans le milieu interplanétaire acquièrent une charge sous l'influence de l'effet photo-électrique, des impacts du plasma ambiant et des émissions secondaires. L'effet photo-électrique est largement dominant. Par conséquent, le grain acquiert un potentiel électrique positif ϕ de plusieurs fois l'énergie des photo-électrons. Le rapport de la charge sur la masse de la particule est ainsi $q/m \approx 3\varepsilon_0\phi/a^2\rho$ avec a le rayon de la particule et ρ sa densité massique. Ce rapport s'accroît donc d'autant plus vite que la taille des particules diminue. Pour une particule de 10 nm, soit d'une masse de l'ordre de 10^{-20} kg pour $\rho \approx 2.5 \times 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$, on obtient $q/m \approx 10^{-5} e/m_p$, où e est la charge d'un électron et m_p la masse d'un proton (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b). Dans un tel cas, la force de Lorentz est dominante et va permettre d'accélérer la nanoparticule jusqu'à une vitesse proche de celle du vent solaire (Czechowski et Mann, 2010, Meyer-Vernet *et al.*, 2009b).

6.3 Détection des nano poussières avec un instrument radio

Lorsqu'une poussière rencontre la surface d'un satellite à une vitesse supérieure à la vitesse du son dans le matériau, typiquement quelques kilomètres par seconde, l'énergie dissipée dans le choc vaporise et partiellement ionise le grain, ainsi qu'une partie de la surface du satellite. Cela produit un nuage de plasma en expansion, se refroidissant et se recombinant partiellement (Drapatz et Michel, 1974). Les charges résiduelles de ce nuage sont séparées et partiellement re-collectées puis détectées par les antennes. La figure 6.2 schématise ce phénomène. Dans le cas des antennes, la surface de détection est potentiellement l'ensemble du satellite, là où les détecteurs classiques n'ont accès qu'à leur surface collectrice.

Les processus physiques à l'origine de l'ionisation lors d'un impact de poussière ne sont, à l'heure actuelle, pas tous inclus dans les simulations en laboratoire et dans les théories. Par conséquent, la charge Q créée par un impact

1. L'effet Poynting-Robertson décrit le processus par lequel le rayonnement solaire agit sur les poussières du Système Solaire en provoquant une lente descente en spirale des particules sur le Soleil.

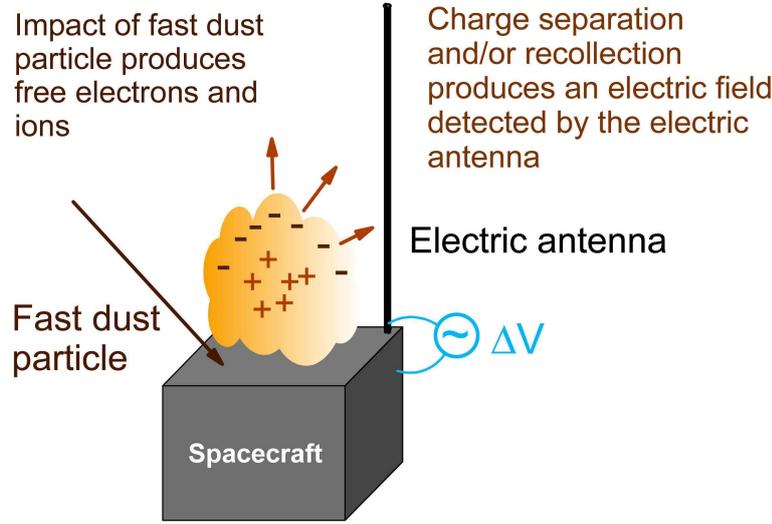


FIGURE 6.2 – Un grain de poussière impactant le satellite à grande vitesse est vaporisé et ionisé. Cela produit un nuage de plasma dont les charges créent un potentiel électrique détecté par l’antenne. Tirée de Meyer-Vernet *et al.* (2010)

est déterminée semi-empiriquement avec une grande imprécision. Cette charge est proportionnelle à la masse et à la vitesse, typiquement selon la relation $Q \approx 0.7 m^{1.02} v^{3.48}$ avec Q en Cb, m en kg et v en km.s^{-1} (McBride et McDonnell, 1999). Les coefficients de la relation précédente dépendent de la masse, de la vitesse ainsi que de la composition du grain et de la cible, et peuvent, donc, différer d’un ordre de grandeur. En l’absence de mesures en laboratoire avec des nanoparticules rapides, nous devons supposer que la relation précédente est valide pour de telles particules, dans la limite de la conservation de l’énergie (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b). Pour des nano poussières interplanétaires à 1 UA qui se déplacent à 300 km.s^{-1} pour une masse $m \leq 10^{-20} \text{ kg}$, nous obtenons $Q \approx 10^8 \times m$ pour de telles masses. Sachant que les poussières de masse supérieure à 10^{-20} kg ne peuvent atteindre de grandes vitesses, la charge maximale est de $Q \approx 10^{-12} \text{ Cb}$.

L’impulsion électrique induite par un impact atteint son maximum en un temps τ_r , puis décroît en un temps beaucoup plus long τ_d dépendant principalement de l’instrument. La valeur de τ_r correspond typiquement au temps nécessaire pour qu’un nuage de charge Q en expansion à la vitesse V_{exp} réduise sa densité au niveau ambiant n_a . On obtient ainsi :

$$\tau_r \approx \frac{R_{max}}{V_{exp}} \quad (6.1)$$

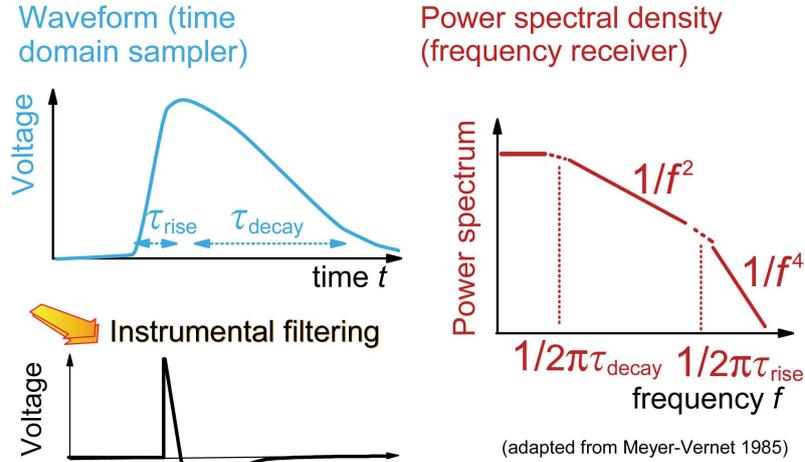


FIGURE 6.3 – Impulsion typique produite par l’impact d’une poussière (haut gauche), résultat après filtration instrumentale (bas gauche), et spectre de puissance (droite). Tirée de Meyer-Vernet *et al.* (2010)

où $R_{max} \approx (3Q/4\pi en_a)^{1/3}$ correspond au rayon maximum du nuage (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b).

Pour un taux d’impulsion N , d’amplitude maximum δV , et un temps de montée τ_r , le spectre de puissance est (Meyer-Vernet, 1985) :

$$V_f^2 \approx 2 \left\langle \frac{N\delta V^2}{\omega^2(1 + \omega^2\tau_r^2)} \right\rangle \quad (6.2)$$

pour des fréquences $f = \omega/2\pi$ plus grandes que l’inverse du temps de décroissance τ_d , avec $\langle \rangle$ représentant une moyenne sur le nombre d’impulsions détectées pendant le temps d’acquisition. Ainsi, à haute fréquence, le spectre de puissance varie en $1/\omega^4$, et pour des fréquences comprises entre l’inverse de τ_d et l’inverse de τ_r en $1/\omega^2$, comme le résume la figure 6.3. L’amplitude des impulsions individuelles et du spectre de puissance correspondant dépendent de la configuration des antennes.

6.3.1 Le cas des antennes s’étendant loin du satellite

Avec des antennes longues s’étendant loin du satellite, ce qui est la configuration la plus courante, le potentiel est généralement la conséquence de la

re-collection de la charge Q par le satellite de capacité C . L'amplitude maximale du signal est alors (Meyer-Vernet *et al.*, 1996, Meyer-Vernet, 2001) :

$$\delta V_1 \approx Q/C \quad (6.3)$$

Dans ce cas, les antennes en mode monopole (où l'on mesure la différence de potentiel entre l'antenne et le corps satellite) détectent en même temps une impulsion $-\delta V_1$, l'ensemble du satellite pouvant servir de cible. En revanche, en mode dipôle (où l'on mesure la différence de potentiel entre deux antennes) le voltage détecté est de plusieurs ordres de grandeurs inférieurs puisque l'impulsion du potentiel du satellite n'est alors détectée que par les asymétries du système antennes/récepteur.

De telles observations de poussières ont été faites dans différents environnements, tels que les anneaux des planètes géantes, les environnements cométaires et le milieu interplanétaire (voir la revue de Meyer-Vernet (2001)), et surtout pour des poussières relativement grosses (micromètre et au delà). Récemment, l'instrument radio de la sonde Cassini RPWS (Radio and Plasma Wave Science), dont les antennes s'écartent loin du satellite, a détecté la présence de nano poussières au voisinage de Jupiter (Meyer-Vernet *et al.*, 2009a). La comparaison des mesures de RPWS avec les mesures conjointes des instruments dédiés aux poussières de Cassini et de Galileo ont permis d'étudier les propriétés des nano poussières rencontrées par Cassini, et ainsi de confirmer la capacité de mesurer des nanoparticules avec un instruments radio (Meyer-Vernet *et al.*, 2009a).

6.3.2 Le cas des antennes près du satellite

La deuxième configuration d'antennes possible est celle présente sur les sondes STEREO (voir annexe A.3.2) : les antennes (ou au moins l'une d'entre elles) restent près de la surface du satellite, et leur longueur L n'est pas beaucoup plus grande que la taille maximale du nuage R_{max} . Dans ce cas, une portion significative de l'antenne peut être immergée dans le nuage résultant d'un impact, produisant une impulsion d'amplitude maximale (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b) :

$$\delta V_2 = \frac{k_B T R_{max}}{e L} \quad (6.4)$$

A condition que $\delta V_2 > \delta V_1$, l'impact de la poussière est détectable à la fois en mode dipôle, puisqu'une seule antenne est plongée dans le nuage, et en mode monopole.

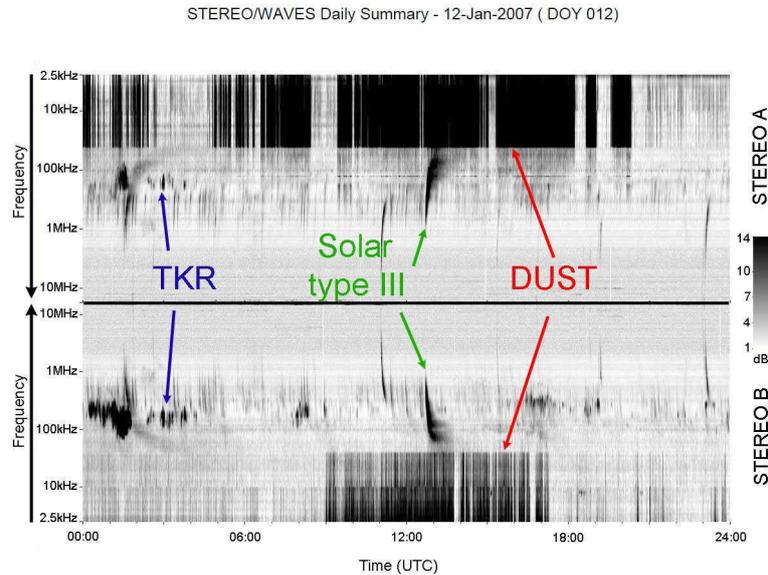


FIGURE 6.4 – Spectre dynamique typique des instruments LFR et HFR de S/WAVES avec le dipôle $E_X - E_Y$ sur STEREO A et B (cf annexe A.3.2). Le niveau d'intensité du signal est représenté selon une échelle de gris en fonction de la fréquence et du temps, avec les différentes contributions : émission radio solaire de type III, radiation kilométrique terrestre (TKR) et poussières. Tirée de Meyer-Vernet *et al.* (2009b).

6.4 Les nano poussières et STEREO

6.4.1 L'analyse des spectres de puissance

La figure 6.4 montre un spectre dynamique typique obtenu avec les récepteurs basse et haute fréquence de STEREO/WAVES (voir annexe A.3.2). Les émissions très intenses à basse fréquence ne peuvent pas être expliquées par une émission solaire ou des ondes de plasma du vent solaire. La forme du spectre dans ces zones présente la variation en f^{-4} typique de la détection de poussière présentée à la section 6.3.

La figure 6.5 représente un spectre de puissance mesuré par LFR sur S/WAVES dans les trois bandes de fréquences (voir annexe A.3.2). Le spectre dans les deux premières bandes est produit par des impacts de poussières, alors que la troisième bande mesure le bruit thermique du plasma (cf partie I). La différence de niveau entre les trois bandes est la conséquence de la différence de leur temps d'intégration (voir annexe A.3.2). La bande A (de 2.5 à 10 kHz) ayant le plus grand temps d'intégration, le nombre d'impacts

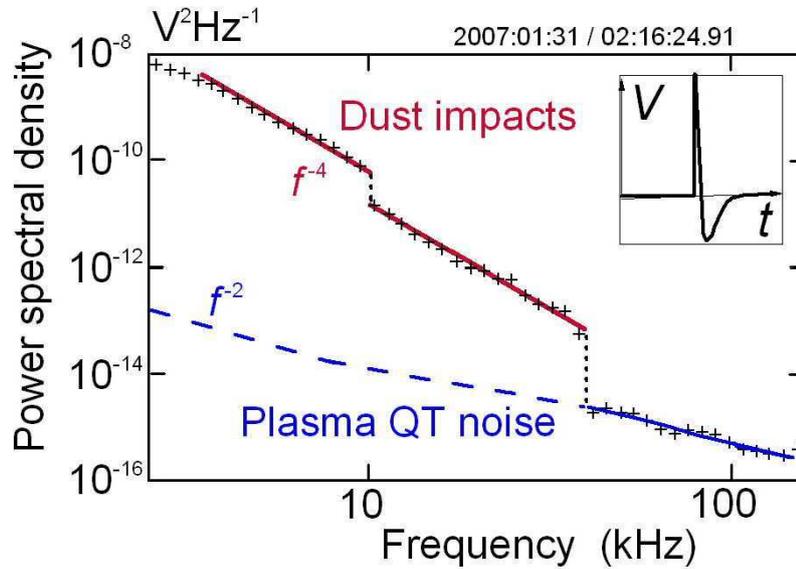


FIGURE 6.5 – Exemple de spectre de puissance avec une forme d’onde typique insérée. Les lignes verticales en pointillés soulignent les trois différentes bandes de LFR. Le spectre dans les deux premières bandes est produit par des impacts de poussières, alors que la troisième bande mesure le bruit d’impact (cf partie I). Tirée de Meyer-Vernet *et al.* (2009b).

ayant lieu pendant ce temps est suffisamment important pour que le signal soit stationnaire.

La figure 6.5 montre également que la spectre ne varie pas en f^{-4} sur l’ensemble de la bande A, ce qui indique que nous ne sommes pas dans toute la bande dans le cas où la fréquence est plus grande que l’inverse de τ_r , permettant ainsi de déterminer le temps de montée par analyse spectroscopique.

Nous utilisons l’algorithme de Levenberg-Marquardt pour ajuster les mesures de LFR entre 2.5 et 10 kHz sur STEREO A et B avec le spectre de puissance théorique donné par l’équation 6.2. Dans cette bande de fréquence, l’équation 6.2 implique que si $\tau_r \leq 1.5 \times 10^{-5} s$ alors le spectre mesuré dans la bande A varie en f^{-2} , et si $\tau_r \geq 6.5 \times 10^{-5} s$ alors la variation sur cette même bande de fréquence est en f^{-4} . Or, nous avons vu à la partie I que le bruit de grenaille a une dépendance en fréquence en f^{-2} , d’où un risque de confusion. Par contre, l’amplitude du signal, beaucoup plus faible pour le bruit de grenaille, permet de discriminer les poussières ayant le plus petit τ_r (soit les plus petites poussières) avec le plasma du vent solaire ambiant.

La figure 6.6 montre des exemples d’ajustement avec l’équation 6.2 de spectres de puissance mesuré par S/WAVES dans la bande A le 21 octobre 2009.

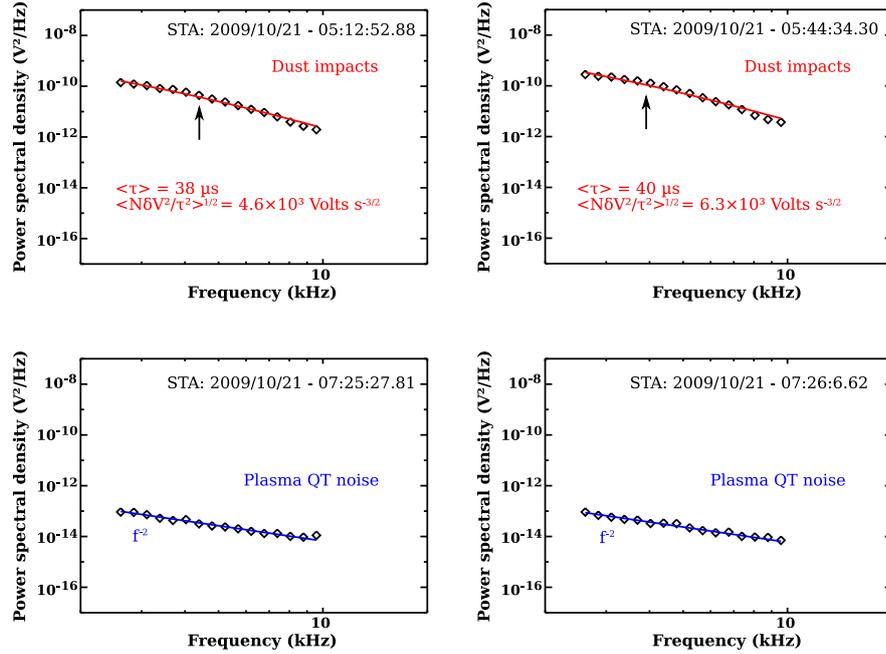


FIGURE 6.6 – Exemples de spectres de puissance mesurés par S/WAVES dans la bande A le 21 octobre 2009 (diamants noirs) et ajustés avec un spectre théorique (ligne continue). Les deux spectres supérieurs correspondent à des impacts de nanoparticules. Les valeurs de τ_r et de $\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle^{1/2}$ sont indiquées sur les figures, ainsi que la position de la fréquence correspondant à l'inverse du temps de montée. Les deux spectres inférieurs sont des spectres typiques du bruit de grenaille dû à l'émission de photoélectrons aux électrons du plasma ambiant.

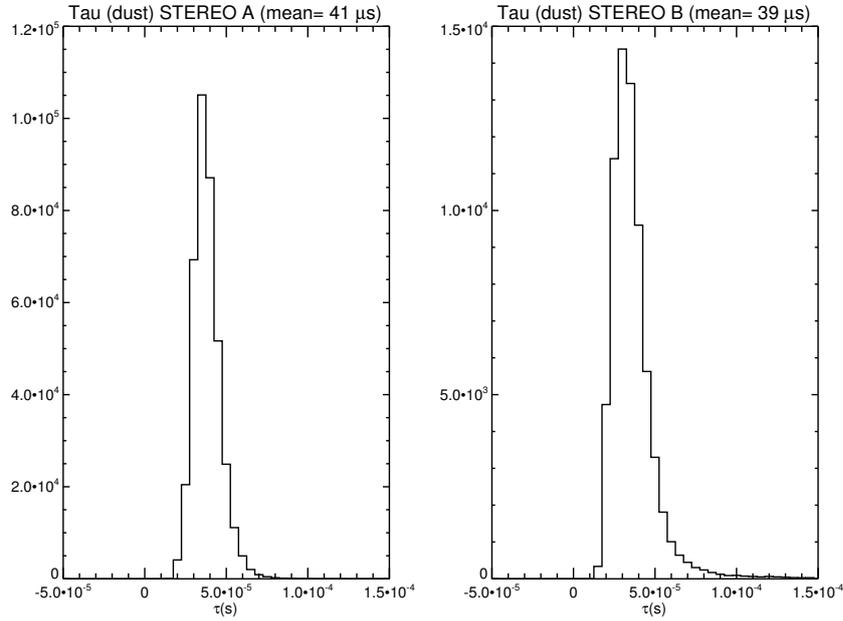


FIGURE 6.7 – Histogrammes du temps de montée τ_r pour les impacts de poussières sur STEREO A (droite) et B (gauche) mesurés par le récepteur LFR de 2007 à 2009.

Les deux spectres supérieurs correspondent à des impacts de nanoparticules. Les valeurs de τ_r et de $\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle^{1/2}$ sont indiquées sur les figures, ainsi que la position de la fréquence correspondant à l'inverse du temps de montée. Les deux spectres inférieurs sont dus au bruit de grenaille des électrons du plasma ambiant. La différence de niveau de bruit mesuré apparaît clairement entre les exemples supérieurs et inférieurs de la figure 6.6.

La figure 6.7 représente les histogrammes du temps de montée τ_r pour les impacts de poussières sur STEREO A (droite) et B (gauche) mesurés par le récepteur LFR de 2007 à 2009. On peut voir sur cette figure que les distributions de τ_r mesurées par les deux satellites sont similaires, avec une moyenne de $41 \pm 9 \mu\text{s}$ pour STEREO A et de $39 \pm 15 \mu\text{s}$ pour STEREO B, correspondant à des poussières de masse $m \approx 10^{-20} \text{ kg}$ à 1 UA. Cependant, dix fois moins de spectres présentant des impacts de poussières sont détectés sur STEREO B comparé à STEREO A. Cette différence est probablement due à l'asymétrie spatiale des deux satellites, l'antenne E_X se trouvant dans une position favorisée dans le cas de STEREO A, comme introduite dans la

section 6.3.2, ce qui n'est pas le cas pour STEREO B (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b).

L'équation 6.2 implique que le temps de montée mesuré est moyenné sur chaque impact individuel détecté pendant le temps d'intégration du récepteur. Autrement dit, la valeur est intégrée sur la masse des particules incidentes, avec un poids qui dépend de la distribution de masse.

En plus du temps de montée, l'analyse des spectres de puissance permet d'estimer le flux cumulatif de particules de poussières, dont nous supposons que la variation avec la masse est donnée par :

$$F = F_0 m^{-\delta} \quad (6.5)$$

avec $\delta = 5/6$ pour un équilibre collisionnel local. La valeur de F_0 peut être évaluée par l'équation suivante (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b) :

$$\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle^{1/2} \approx 0.6 \times 10^{11} T_{\text{eV}} V_{\text{exp}(\text{km.s}^{-1})} F_0^{1/2} m_{\text{min}(10^{-20}\text{kg})}^{-1/12} \quad (6.6)$$

avec T exprimé en eV, V_{exp} la vitesse d'expansion du nuage en km.s^{-1} et m_{min} la masse minimale des poussières considérées exprimée en unité de 10^{-20} kg. La figure 6.8 donne l'histogramme de $\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle^{1/2}$ mesuré lors d'impact de poussières sur STEREO A entre 2007 et 2009. La valeur moyenne de $\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle^{1/2}$ sur cette période est d'environ 1.5×10^4 volts.s $^{-3/2}$, avec un écart-type de 7×10^3 volts.s $^{-3/2}$. Avec T comprise entre 1 et 5 eV et V_{exp} entre 20 et 50 km.s^{-1} (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b), nous obtenons un flux de nanoparticules de masse supérieure ou égale à 10^{-20} kg compris approximativement entre 2.2×10^{-2} et $3.4 \text{ m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, ce qui est compatible avec la valeur reportée sur la figure 6.1.

6.4.2 Variation temporelle du nombre d'impacts

La figure 6.9 (en haut) présente la densité de puissance normalisée en f^4 mesurée par le récepteur basse fréquence (LFR) sur la bande A qui varie qualitativement comme le flux de nano poussières détectées entre 2007 et 2009. Lorsque le niveau de puissance est élevé, l'instrument a détecté des impacts de poussières, et lorsque celui-ci est faible, il s'agit du bruit de grenaille du plasma. Sur la même échelle, le flux de poussières donné par l'instrument détectant les formes d'ondes (TDS) est représenté par les points rouges, la courbe du bas représentant les données de TDS sans facteur d'échelles. La différence entre ces deux instruments est que LFR mesure une moyenne sur les poussières avec une excellente résolution temporelle, alors que TDS mesure directement le flux mais avec une mauvaise résolution en temps et des problèmes de sélection des données (voir annexe A.3.2). On observe ainsi que le

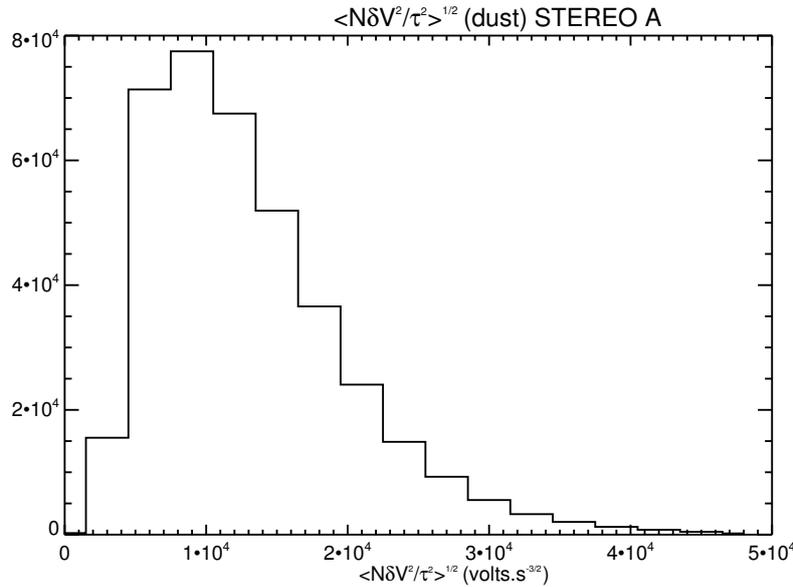


FIGURE 6.8 – Histogramme de $\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle^{1/2}$ mesuré lors d’impact de poussières sur STEREO A entre 2007 et 2009. La valeur moyenne de $\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle^{1/2}$ sur cette période est d’environ 1.5×10^4 volts.s $^{-3/2}$, avec un écart-type de 7×10^3 volts.s $^{-3/2}$.

flux de particules détecté sur STEREO A n’est pas constant dans le temps, mais sporadique. La correspondance des périodes de détection des nanoparticules par les deux instruments implique que les variations dans le nombre de détection au cours du temps n’est pas un effet instrumental mais une variation dans le nombre de nano poussières au voisinage de STEREO A, et STEREO B, où le même phénomène est observé.

Si les nano poussières détectées par STEREO ont pour principale origine la fragmentation des grains de tailles supérieures, de telles variations du flux de particules sont inattendues (Czechowski et Mann, 2010). Néanmoins, les modèles dynamiques d’accélération des nano poussières montrent que si les nanoparticules sont créées sur des orbites Képlériennes, alors une majorité de celles-ci pourrait être piégée au voisinage du Soleil, en dessous de 0.2 UA. Dans un tel cas, une variation des paramètres du plasma à cette distance, comme par exemple une zone d’interaction entre le vent lent et le vent rapide, permettrait de libérer une grande quantité de nano poussières, produisant les pics de flux observés par STEREO (Czechowski et Mann, 2010).

Une confirmation de cette hypothèse serait l’existence de corrélations entre les paramètres du vent solaire et le flux de nanoparticules. Cependant, une telle recherche n’est pas évidente, car si les nano poussières proviennent d’une région en dessous de 0.2 UA par rapport au Soleil, le plasma observé lors des

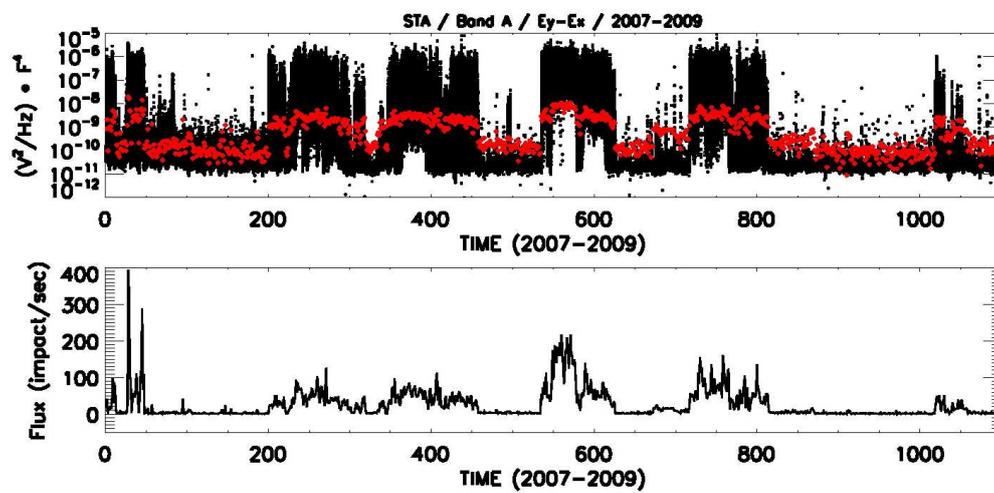


FIGURE 6.9 – *Haut* : densité de puissance normalisé en f^4 mesurée par le récepteur basse fréquence (LFR) sur la bande A (points en noir) et flux de poussières donné par TDS (points en rouge) mis sur la même échelle (facteur 5×10^{-11}) entre 2007 et 2009 sur STEREO A. *Bas* : flux (impact/sec) mesuré par TDS en fonction du temps sans facteur d'échelle. Tirée de Zavlasky *et al.* (2010, en préparation).

impacts de ces poussières n'est pas celui à l'origine de leur libération. A l'heure actuelle, aucune corrélation évidente n'a été observée au niveau des zones de transition entre les ondes plasmas ou les paramètres locaux du vent solaire et la détection de poussières sur les spectres de LFR.

6.5 Conclusion

La détection de nano poussières rapides accélérées par le vent solaire à 1 UA par l'instrument S/WAVES sur les sondes STEREO confirme l'existence d'une telle population dans le système solaire interne, qui avait été proposé théoriquement sans être détectée par les méthodes classiques. Néanmoins, l'instrument n'étant pas prévu pour l'étude des nanoparticules, les résultats présentés dans ce chapitre sont fortement dépendant de l'extrapolation de modèle existant pour de plus grosses poussières, mais l'accord des mesures entre les instruments TDS et LFR, qui fonctionnent indépendamment, rend la possibilité d'un effet purement instrumental très peu probable.

En déterminant le flux de nanoparticules à 1 UA, il semble que les nano poussières soient produites par la fragmentation de plus grosses particules lors de collisions. Un tel processus n'implique pas nécessairement les variations temporelles du flux observées sur STEREO. Celles-ci pourraient être la conséquence de variation des paramètres du milieu interplanétaire (du champ magnétique ou du vent solaire) permettant la libération sporadique des nanoparticules piégées près du Soleil. La découverte de corrélations entre les paramètres du vent solaire et le flux de nano poussières permettrait de valider cette hypothèse. D'autres sources sporadiques, cométaires ou planétaires, pourraient également être à l'œuvre.

Les "Interplanetary magnetic Field Enhancements" (IFE)

Sommaire

7.1	Interaction entre le vent solaire et les traînées de poussières	75
7.2	Les IFE vues par Ulysse	76
7.2.1	Évolution du plasma	77
7.2.2	L'évènement du 27 septembre 1993	77
7.3	Conclusions	79

7.1 Interaction entre le vent solaire et les traînées de poussières

Les "interplanetary magnetic field enhancements", que nous nommerons en utilisant l'acronyme IFE à partir de maintenant, sont des augmentations locales et symétriques du champ magnétique interplanétaire. Elles sont souvent accompagnées d'une discontinuité dans l'orientation du champ magnétique. La première observation d'un tel phénomène dans le vent solaire fut faite dans le voisinage de Vénus (Russell *et al.*, 1983). Les IFE furent ensuite observées dans toute l'héliosphère : au voisinage de Vénus (Russell *et al.*, 1983, Russell, 1987) et de la Terre (Arghavani *et al.*, 1985), ainsi qu'à toutes les latitudes (Jones *et al.*, 2002, 2003). Il fut suggéré que, dans le cas des IFE détectées à toutes les latitudes, celles-ci soient le résultat de l'interaction entre le vent solaire et les traînées de poussières cométaires (Jones *et al.*, 2003).

Les traînées de poussières sont composées de particules de taille comprise entre quelques millimètres et quelques centimètres éjectées par une comète, qui suivent son orbite pendant plusieurs révolutions (car elles sont peu sensibles à la pression de rayonnement), et observables dans l'infrarouge, et dans certains cas dans le visible. L'analyse de ces émissions (thermique pour l'infrarouge, et diffusion Rayleigh dans le visible) permet d'en déterminer la distribution

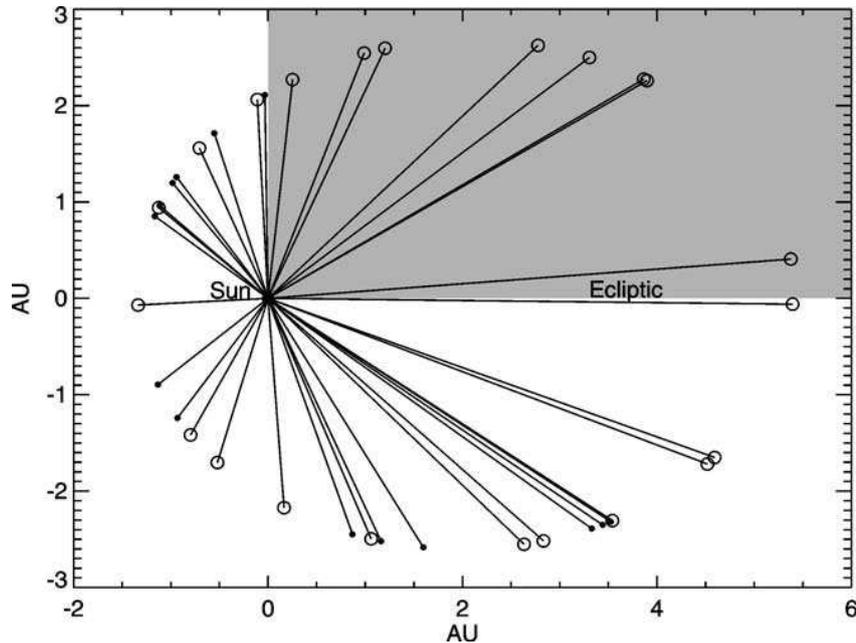


FIGURE 7.1 – Localisations des IFE le long de l'orbite d'Ulysse pendant la première (cercles) et la deuxième (disques) orbites polaires. La zone grise correspond à la région couverte une seule fois par la sonde durant la période étudiée. Tirée de Jones *et al.* (2003)

en taille et la densité. Ces paramètres permettent d'estimer l'influence des traînées sur le vent solaire par la création de charges libres qui pourraient être assimilées par le vent solaire et modifier localement sa vitesse et son champ magnétique. Cependant, il apparaît que l'influence ainsi obtenue est trop faible pour expliquer les IFE observées (Mann *et al.*, 2010). Par conséquent, soit les paramètres des poussières dans les traînées sont sous-estimés, soit le processus d'interaction est plus complexe que la conséquence de la création de charges libres, ou encore les IFE observées par Jones *et al.* (2003) ne sont pas toutes créées par la rencontre du vent solaire avec une traînée de poussières.

Dans la suite de ce chapitre, nous essaierons de distinguer les sources possibles des IFE observées par la sonde Ulysse à toutes les latitudes (Jones *et al.*, 2003).

7.2 Les IFE vues par Ulysse

La figure 7.1 présente la localisation des 39 événements observés avec les magnétomètres d'Ulysse (voir annexe A.1) (Jones *et al.*, 2003). On observe sur cette figure que des IFE sont visibles à toutes les latitudes, et que certaines

réapparaissent dans la même zone de l'espace entre la première et la deuxième orbite de la sonde. La présence d'évènements à toutes les latitudes implique que toutes les IFE ne peuvent pas être la conséquence de l'interaction du vent solaire avec un astéroïde, comme c'est le cas pour les IFE observées au voisinage de Vénus (Russell, 1987). De même, la réapparition d'IFE aux mêmes endroits pour les deux orbites d'Ulysse nécessite une certaine stabilité de l'origine des évènements. Cette observation est compatible avec l'hypothèse d'une interaction entre le vent solaire et des traînées de poussières cométaires avancées par Jones *et al.* (2003). Néanmoins, il est également possible que plusieurs objets interplanétaires soient responsables des IFE rencontrées par Ulysse, ou que certaines soient des rencontres lointaines de queues de plasma cométaires.

Nous nous proposons ici d'étudier la composition du plasma rencontré par Ulysse pendant les IFE afin de détecter d'éventuelles traces de surpopulations d'ions. Les ions ainsi détectés, s'il existent, peuvent nous renseigner sur la nature de l'objets à l'origine de l'évènement. Pour ce faire, nous utilisons les données de l'instrument SWICS à bord d'Ulysse (voir annexe A.1).

7.2.1 Évolution du plasma

La figure 7.2 présente la densité en He^{2+} mesurée par SWOOPS et par SWICS lors de l'IFE du 17 novembre 1995. La résolution temporelle de SWICS (13 minutes) atténue fortement les variations temporelles des compositions (visible sur les données de SWOOPS, où la résolution temporelle est d'une minute), et ce même pour les plus long d'entre eux. Par conséquent, nous ne pouvons rechercher que des différences de composition entre l'intérieur d'une IFE et le plasma avant et après.

Sur les 25 évènements étudiés (dont la durée dépasse une heure), un seul présente une différence significative de la composition du plasma en ions lourds : l'IFE du 27 septembre 1993.

7.2.2 L'évènement du 27 septembre 1993

L'IFE du 27 septembre 1993 est un évènement particulier dans l'étude de Jones *et al.* (2003). Premièrement, il est l'un des plus longs observés par Ulysse, avec une durée de 10.5 heures (une seule IFE est plus longue). Deuxièmement, une autre IFE est observée à la même position en 1999 lors de la seconde orbite d'Ulysse (Jones *et al.*, 2003). Cette dernière caractéristique plaide en faveur d'une traînée de poussières en tant qu'objet à l'origine de cette augmentation du champ magnétique, et ce afin d'avoir une source fixe dans le temps.

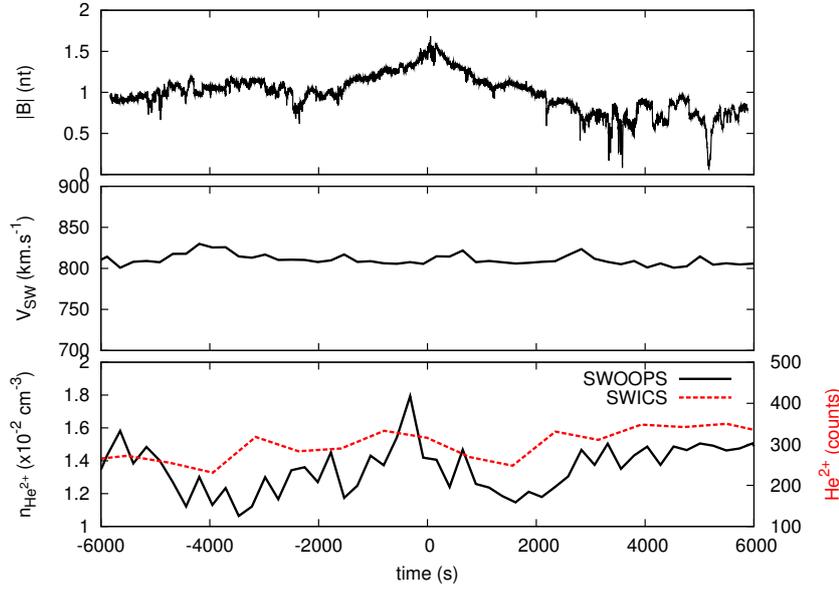


FIGURE 7.2 – *De Haut en bas* : module du champ magnétique (en nT), vitesse du vent solaire (en km.s^{-1}) et densité des particules alpha (He^{2+}) mesurés par SWOOPS (ligne continue noire, en cm^{-3}) et par SWICS (ligne pointillée rouge, en nombre de détection). L'axe des abscisses donne la durée en secondes de l'IFE du 17 novembre 1995, avec pour origine le pic d'intensité du champ magnétique.

ions	pendant l'IFE	long terme	5 jours avant	5 jours après
$\text{Fe}^{10+} - \text{Fe}^{16+}$	$4.109\dot{1}0^{-6}$	$1.467\dot{1}0^{-5}$	$5.834\dot{1}0^{-6}$	$7.407\dot{1}0^{-6}$
$\text{Fe}^{6+} - \text{Fe}^{9+}$	$1.441\dot{1}0^{-5}$	$1.962\dot{1}0^{-6}$	$9.825\dot{1}0^{-7}$	$1.168\dot{1}0^{-6}$
$\text{Si}^{9+} - \text{Si}^{12+}$	$6.824\dot{1}0^{-6}$	$1.908\dot{1}0^{-5}$	$7.438\dot{1}0^{-6}$	$9.646\dot{1}0^{-6}$
$\text{Si}^{7+} - \text{Si}^{8+}$	$3.814\dot{1}0^{-6}$	$4.637\dot{1}0^{-6}$	$2.377\dot{1}0^{-6}$	$3.388\dot{1}0^{-6}$
$\text{Mg}^{9+} - \text{Mg}^{10+}$	$2.987\dot{1}0^{-6}$	$7.749\dot{1}0^{-6}$	$4.724\dot{1}0^{-6}$	$6.127\dot{1}0^{-6}$
$\text{Mg}^{6+} - \text{Mg}^{8+}$	$8.666\dot{1}0^{-6}$	$7.354\dot{1}0^{-6}$	$4.724\dot{1}0^{-6}$	$5.485\dot{1}0^{-6}$
$\text{O}^{7+} - \text{O}^{8+}$	$1.219\dot{1}0^{-5}$	$4.191\dot{1}0^{-6}$	$3.653\dot{1}0^{-6}$	$4.673\dot{1}0^{-6}$
O^{6+}	$6.936\dot{1}0^{-5}$	$1.617\dot{1}0^{-4}$	$7.640\dot{1}0^{-5}$	$1.115\dot{1}0^{-4}$
C^{6+}	$5.621\dot{1}0^{-6}$	$1.164\dot{1}0^{-5}$	$7.861\dot{1}0^{-6}$	$8.930\dot{1}0^{-6}$
$\text{C}^{4+} - \text{C}^{5+}$	$3.217\dot{1}0^{-5}$	$8.542\dot{1}0^{-5}$	$5.366\dot{1}0^{-5}$	$7.128\dot{1}0^{-5}$

TABLE 7.1 – Table de la densité (en cm^{-3}) des ions lourds mesurés par SWICS pendant l'IFE du 27 septembre, en moyenne sur une longue période, 5 jours avant et 5 jours après l'évènement. La longue période correspond à 410 jours, contenant l'évènement, au cours desquels la sonde a rencontré un seul type de vent.

ions	long terme	5 jours avant	5 jours après
$Fe^{10+} - Fe^{16+}$	-0.72	-0.30	-0.45
$Fe^{6+} - Fe^{9+}$	6.34	13.7	11.34
$Si^{9+} - Si^{12+}$	-0.64	-0.08	-0.29
$Si^{7+} - Si^{8+}$	-0.18	0.60	0.13
$Mg^{9+} - Mg^{10+}$	-0.61	-0.37	-0.51
$Mg^{6+} - Mg^{8+}$	0.17	1.15	0.58
$O^{7+} - O^{8+}$	1.90	2.34	1.61
O^{6+}	-0.57	-0.09	-0.38
C^{6+}	-0.52	-0.28	-0.37
$C^{4+} - C^{5+}$	-0.62	-0.40	-0.55

TABLE 7.2 – Table des différences relatives des densités des ions lourds entre l’intérieur de l’IFE du 27 septembre 1993 et le plasma ambiant pendant différentes périodes.

La table 7.1 donne les densités des ions lourds mesurées par SWICS pendant l’IFE du 27 septembre, en moyenne sur une longue période, 5 jours avant et 5 jours après l’évènement. La longue période correspond à 410 jours, entre le 3 août 1993 et le 12 septembre 1994, au cours de laquelle la sonde n’a rencontré que du vent rapide en provenance de l’hémisphère sud du Soleil (McComas *et al.*, 2000). À partir des données de la table 7.1, nous pouvons calculer la table 7.2, qui donne les différences relatives¹ des densités des ions lourds entre l’intérieur de l’IFE et le plasma ambiant pendant différentes périodes.

La table 7.2 montre une augmentation significative de la densité des ions $Fe^{6+} - Fe^{9+}$. Ce résultat est compatible avec la description des traînées de poussières de Sykes et Walker (1992), qui prédit que les traînées de poussières sont plus riches en métaux que les queues de comètes. Les autres variations sont du même ordre de grandeur que les variations statistiques de la composition du vent solaire.

7.3 Conclusions

L’étude de la composition du vent solaire a permis de mettre en évidence une surpopulation d’ion ferreux dans le cas de l’IFE du 27 septembre 1993. Ceci, ajouté à la position et à la présence d’une autre IFE au même endroit plus de 6 ans après, renforce l’hypothèse de Jones *et al.* (2003) que les IFE sont la conséquence de l’interaction du vent solaire avec une traînée de poussières cométaires. Cependant, aucun autre évènement détecté par Ulysse ne présente

1. $\Delta_{ions} = \frac{in\ IFE - out\ IFE}{out\ IFE}$

une quelconque variation de la composition du vent. De plus, on note sur la figure 7.2 que la vitesse ne varie pas pendant l'évènement, et cela se vérifie pour l'ensemble des IFE étudiées. Noter que lors du passage d'Ulysse dans la queue de plasma de la comète Hyakutake en 2000 une baisse de la vitesse du vent est observable, ainsi qu'une signature dans le champ magnétique (Jones *et al.*, 2000) et un changement de la composition du plasma (Gloeckler *et al.*, 2000). L'absence de variation de la vitesse du vent solaire pendant une IFE peut être la conséquence d'une homogénéisation du plasma pendant le trajet, rendant la recherche de modification de la composition hasardeuse, ou encore d'objets à l'origine trop petits.

Néanmoins, l'évènement du 27 septembre 1993 implique soit une modification du processus de formation des IFE ou des modèles de production de plasma par les traînées de poussières, la création de charges libres ne permettant pas d'expliquer les IFE observées (Mann *et al.*, 2010), soit de rechercher une traînée de poussière beaucoup plus dense qu'observée à ce jour. L'absence de comète connue à ce jour ayant des paramètres orbitaux compatibles avec l'IFE du 27 septembre 1993 fait plutôt pencher la balance du côté de la première hypothèse.

Enfin, l'absence de signature dans la composition du plasma pour les autres IFE n'a pas permis de discriminer entre les différents objets susceptibles de produire une telle modification du champ magnétique interplanétaire.

Les vents stellaires : le flux d'énergie

Sommaire

8.1	Le Soleil en tant qu'étoile	81
8.2	Le flux d'énergie du vent solaire	82
8.3	Les vents stellaires	82
8.4	Conclusions	85

8.1 Le Soleil en tant qu'étoile

Le Soleil n'est pas la seule étoile possédant un vent de particules chargées. En effet, de nombreuses étoiles possèdent un vent stellaire. Néanmoins, tous ces vents n'ont pas pour origine la température de la couche externe de leur étoile. Certains sont, par exemple, la conséquence de la forte pression de radiation sur les poussières entourant l'étoile qui emportent avec elles le plasma. Dans ce chapitre, nous ne considérerons pas de telles étoiles. Nous utiliserons certaines propriétés du vent solaire pour essayer d'en tirer des informations sur les vents stellaires de type "couronne chaude".

Pendant les 18 années d'exploitation de la sonde Ulysse, le vent solaire a pu être observé pendant plus d'un cycle d'activité, et pour des latitudes comprises entre 80°S et 80°N. Cela nous permet de nous placer dans un contexte plus général, avec le point de vue d'un observateur à l'extérieur de l'héliosphère, de la même façon que pour les autres étoiles. En règle générale, les physiciens stellaires cherchent à connaître la perte de masse (liée au flux de masse) de l'étoile. Nous présenterons ici les limitations d'une mesure de flux de masse et proposerons une alternative avec le flux d'énergie pour caractériser les vents stellaires, en commençant par présenter le cas du Soleil.

Dans cette étude, le flux d'énergie d'un vent stellaire est normalisé à la surface de l'étoile considérée, et défini par l'équation :

$$W = \frac{\dot{M}}{4\pi R^2} \left(\frac{V^2}{2} + \frac{MG}{R} \right) \quad (8.1)$$

où \dot{M} est le taux de perte de masse, V la vitesse du vent, M et R la masse et le rayon de l'étoile, et G la constante gravitationnelle. En d'autres termes, le flux d'énergie est la somme (par unité de surface sur l'étoile) de l'énergie cinétique du vent et de l'énergie nécessaire pour que le vent échappe au potentiel gravitationnel de l'étoile.

8.2 Le flux d'énergie du vent solaire

Dans le cadre de l'étude du vent solaire, nous utilisons les données de l'instrument SWOOPS sur Ulysse, à savoir la densité des protons et des particules alpha, ainsi que la vitesse du vent. De façon à avoir un point de référence près de l'orbite de la Terre, nous utilisons aussi les mesures de la densité des ions et la vitesse du vent solaire de l'instrument SWE sur WIND. Les données de SWOOPS couvrent la période de 1992 à 2008 et les données SWE de 1995 à 2008, à l'exception des périodes où WIND est dans la magnétosphère de la Terre. La figure 8.1 présente les flux de masse et d'énergie obtenus avec ces deux jeux de données.

La figure 8.1 montre que les flux d'énergie obtenus avec les instruments SWOOPS et SWE sont identiques à chaque fois que les deux instruments sont disponibles, contrairement aux flux de masse qui ne sont identiques que lorsque la latitude d'Ulysse est inférieure à 30° (près de l'écliptique où se trouve WIND). De plus, le flux d'énergie reste constant lorsque la latitude varie de -80° à $+80^\circ$, alors même que la vitesse et le flux de masse du vent solaire varient d'un facteur deux. Ainsi, le flux d'énergie est observé comme étant indépendant de la latitude et de la vitesse du vent solaire.

La figure 8.1 montre également que le flux d'énergie est pratiquement indépendant de l'activité solaire. La valeur moyenne, pour la période couverte par Ulysse, est de 79 W.m^{-2} à la surface du Soleil, soit environ un millionième (10^{-6}) du flux lumineux du Soleil. Néanmoins, dans le cadre du dernier minimum d'activité qui montre une importante baisse de certaines propriétés du vent solaire (voir partie I chapitre 3) on observe une diminution de 20% du flux d'énergie du vent solaire (Le Chat *et al.*, 2009b).

8.3 Les vents stellaires

Au vu de ces résultats, il apparaît que le flux d'énergie défini par l'équation 8.1 est, dans le cas du vent solaire, l'observable la plus indépendante de la latitude, de la période d'observation ainsi que du type de vent observé. On peut ainsi supposer que pour les vents stellaires, cette observable est la plus

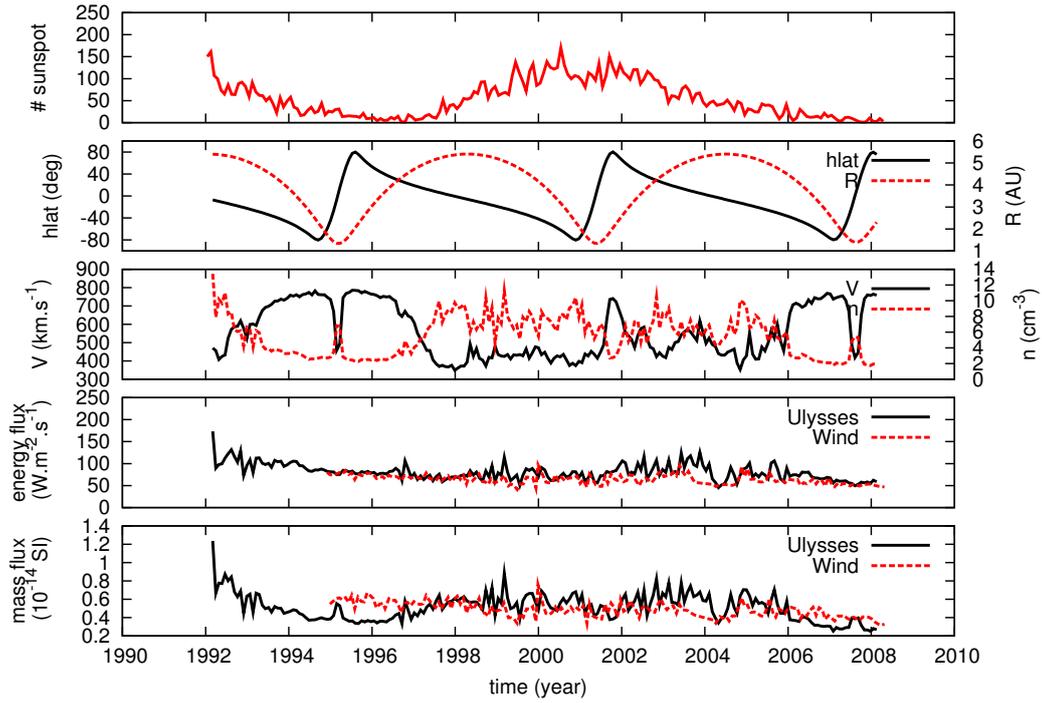


FIGURE 8.1 – *De haut en bas* : nombre de taches solaires ; la distance (R) et la latitude ($hlat$) de la sonde Ulysse par rapport au Soleil ; la vitesse et la densité (protons et particules alpha) du vent solaire mesurées par l'instrument SWOOPS sur Ulysse ; le flux d'énergie du vent solaire à la surface du Soleil, obtenu avec les données d'Ulysse (trait continu noir) ainsi qu'à partir des données de WIND (en pointillé rouge) ; et le flux de masse normalisé à 1 UA, obtenu avec les données d'Ulysse (trait continu noir) ainsi qu'à partir des données de WIND (pointillés rouges). Adaptée de Le Chat *et al.* (2009b).

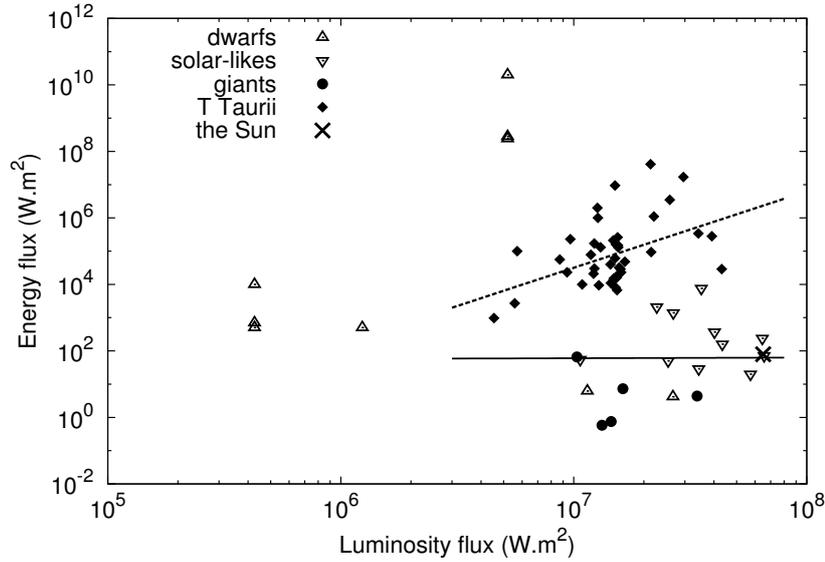


FIGURE 8.2 – Rapport du flux d'énergie des vents stellaires et du flux lumineux de l'étoile, pour différents types d'étoiles comme cela est indiqué sur la figure. Les droites représentent l'ajustement de lois de puissance pour deux groupes d'étoiles présents dans la figure. Tirée de Le Chat *et al.* (2009b).

indépendante des contraintes inhérentes aux observations lointaines : temps d'observation limité, angle de vue fixe...

Dans le cadre de notre étude sur les vents stellaires, nous utilisons des données pour une large variété d'étoiles : des naines rouges dans des systèmes binaires (Debes, 2006) ; des étoiles de type solaire (Wood *et al.*, 2005) ; des géantes froides (Lobel et Dupree, 2000, Robinson *et al.*, 1998, Carpenter *et al.*, 1999, Harper *et al.*, 1995) ; et des étoiles de type T-Tauri (Hartigan *et al.*, 1995). Cet ensemble contient ainsi des étoiles dont la masse est comprise entre $0.1 M_{\odot}$ et $630 M_{\odot}$, la température effective entre 3 000 K et 27 000 K et le taux de perte de masse entre $10^{-16} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ et $8.10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.

La figure 8.2 compare le flux d'énergie des vents stellaires (équation 8.1) avec le flux lumineux des étoiles correspondantes¹. Quatre familles peuvent être vues dans la figure 8.2 : l'une regroupant les étoiles jeunes de type T-Tauri (diamants) ; une autre contenant le Soleil (croix), les étoiles de type solaire (triangles pointe en bas) et les géantes froides (ronds) ; et les deux dernières familles par les naines rouges (triangles pointe en haut).

L'ajustement d'une loi de puissance est représenté par les lignes sur la figure 8.2, et montre que le flux d'énergie des T-Tauri varie avec le flux lu-

1. Obtenus par l'intermédiaire de la base de données SIMBAD, du CDS, Strasbourg, France

mineux à la puissance 2.3 ± 0.7 . Pour le groupe des étoiles de type solaire et des géantes froides, le flux d'énergie apparaît comme indépendant du flux lumineux ($W \propto L^{0.02 \pm 0.5}$), valant 10^2 W.m^{-2} à un facteur 100 près. Ce dernier résultat est à prendre avec précaution en raison des limites d'observation des mesures de pertes de masse pour les étoiles dans leur séquence principale, comme les étoiles de type solaire (Cranmer, 2008). Les naines rouges ont un flux d'énergie similaire, si ce n'est pour les trois plus forts flux qui correspondent aux systèmes binaires avec le plus fort taux d'accrétion ou dans un cas (RD464) à un éventuel système triple (Debes, 2006).

8.4 Conclusions

Le flux d'énergie du vent solaire est identique dans l'ensemble de l'héliosphère, et ne change pas entre le vent lent et le vent rapide. Ainsi, le flux d'énergie pourrait être une bonne observable pour les vents stellaires.

L'étude d'un éventail de vents stellaires montre que le flux d'énergie est pratiquement constant pour les étoiles de type solaire et les géantes froides. Cela suggère un processus commun à l'origine de ces vents stellaires. Le flux d'énergie plus important des T-Tauris et des naines rouges en systèmes binaires peut être le résultat d'un vent stellaire propulsé par l'accrétion de matières sur l'étoile (Matt et Pudritz, 2005).

Conclusions et perspectives

Au cours de ma thèse, la sonde Ulysse a effectué son troisième passage rapide de pôle à pôle du Soleil, terminant ainsi son périple unique de 18 ans en dehors du plan de l'écliptique. Il m'a ainsi été permis de participer à cette étape historique de l'exploration de l'héliosphère.

La spectroscopie du bruit quasi-thermique, en utilisant une somme de Maxwelliennes pour décrire les électrons, avec les dernières données du récepteur radio URAP à bord d'Ulysse, avant son arrêt définitif, a permis de mesurer des propriétés du vent solaire très différentes entre les deux minima d'activité solaire observés par cette sonde. Le vent solaire du minimum du cycle 23 (en 2007 et 2008) se révéla bien moins dense et chaud que lors du premier passage rapide de pôle à pôle d'Ulysse en 1994 et 1995, près du minimum du cycle 22. Bien qu'inattendues en raison des résultats obtenus lors des deux premiers passages d'Ulysse, de telles variations d'un cycle à l'autre des propriétés de la couronne et du vent solaire ne sont pas inhabituelles. Finalement, les différences observées pourraient être liées au cycle de 22 ans ou encore à une plus longue période, conséquence des variations de la dynamo solaire. Plus intéressant encore, la vitesse terminale du vent solaire constante entre les cycles 22 et 23, alors que le champ magnétique, la densité et la température des particules du milieu ont diminué, suppose une relative indépendance du processus d'accélération du vent solaire par rapport à la quantité d'énergie magnétique et thermique du milieu.

L'observation de cette différence n'est pas le seul apport de la spectroscopie du bruit quasi-thermique à la compréhension des propriétés du vent solaire. En permettant une mesure précise des moments de la distribution de vitesse des électrons, cette méthode d'analyse a permis d'étudier l'évolution de la température du cœur des électrons avec la distance au Soleil, mettant en évidence un comportement intermédiaire entre une évolution adiabatique et isotherme.

Cependant, une limitation intrinsèque à l'instrument URAP ne permet pas, dans le cas de l'utilisation d'une somme de Maxwelliennes comme modèle de fonction de distribution, d'obtenir une précision suffisante pour déterminer l'évolution radiale de la température totale des électrons. Pour pallier à ce problème, j'ai été amené à développer la spectroscopie du bruit quasi-thermique avec une distribution de vitesses des électrons de type kappa, qui,

de plus, est une meilleure approximation des fonctions de distributions observées. La principale difficulté théorique pour calculer le niveau de bruit quasi-thermique dans un tel plasma provient de la détermination de la permittivité diélectrique pour toutes les valeurs possibles du paramètre κ . L'application de cette méthode à une sélection de données de l'instrument radio URAP a permis de : 1) valider la méthode d'analyse des spectres en les comparant avec les résultats obtenus précédemment avec une somme de deux Maxwelliennes ; 2) déterminer la loi de variation avec la distance de la température totale et du paramètre κ pour le vent polaire rapide en expansion sphérique à vitesse constante. Les profils d'évolution ainsi obtenus entre 1.5 et 2.3 UA sont compatibles avec les prédictions des modèles exosphériques : un paramètre κ constant et une évolution de la température comprise entre une variation adiabatique et isotherme, avec une pente plus faible que pour la température du cœur de la distribution des électrons.

L'étude des spectres mesurés par un instrument radio ne permet pas uniquement de mesurer les propriétés du plasma ambiant et des ondes électromagnétiques, mais également de mesurer certains paramètres des grains de poussière impactant le satellite. Avec les mesures de l'instrument S/WAVES à bords des sondes STEREO, une population de poussières ne mesurant que quelques nanomètres, et accélérées par le vent solaire et le champ magnétique interplanétaire à plusieurs centaines de kilomètres par seconde, a été découverte. J'ai alors effectué l'analyse spectroscopique de trois années de données afin de déterminer les propriétés de ces poussières, ainsi que leur flux à 1 UA. Au vu de ces résultats, il semble que les nano poussières soient produites par la fragmentation de plus grosses particules lors de collisions. Un tel processus n'implique pas les variations temporelles du flux observées sur STEREO. Celles-ci pourraient être la conséquence de variations des paramètres du milieu interplanétaire (du champ magnétique ou du vent solaire) permettant la libération sporadique des nanoparticules piégées près du Soleil. La recherche de corrélations entre les paramètres du vent solaire et le flux de nano poussières permettrait de valider cette hypothèse.

Dans le cas des nano poussières, le vent solaire permet de les accélérer jusqu'à des vitesses permettant leur observation, mais il existe également d'autres formes d'interactions plasma-poussières qui modifient les propriétés du vent solaire et du champ magnétique interplanétaire. C'est par exemple le cas des augmentations du champ magnétique appelées "Interplanetary magnetic Field Enhancements" (IFE). Ces événements observables dans toute l'héliosphère sont supposés être la conséquence de la rencontre entre le vent solaire et une traînée de poussières cométaires. L'analyse de la composition en ions du vent solaire pendant les IFE observées par Ulysse a permis de détecter, dans un seul cas, une modification de la densité en fer ionisé compatible avec

l'hypothèse d'une traînée de poussières à l'origine du phénomène. Cependant, le processus physique proposé pour expliquer les IFE ne permet pas, quantitativement, de produire le nombre et l'amplitude des IFE observées. Il apparaît donc nécessaire, soit de modifier les modèles de production de gaz par les traînées, soit de trouver un nouveau processus physique pour expliquer les IFE, ou encore de rechercher une traînée de poussière beaucoup plus dense qu'observée à ce jour. Pour l'ensemble des autres IFE dont la composition a été étudiée, aucune modification de la composition n'a été observée, ce qui pourrait être la conséquence de l'homogénéisation du plasma avant la détection d'une IFE.

L'ensemble des observations *in situ* et des théories du vent solaire permettent d'augmenter notre compréhension des autres phénomènes d'éjection de matière par un objet astrophysique, tels que les vents stellaires. L'orbite et la longévité de la sonde Ulysse et de ses instruments m'a permis de montrer que la mesure du flux d'énergie du vent pourrait être une observable plus adaptée à la caractérisation des vents stellaires que le flux de masse. En effet, le flux d'énergie dans le cas du vent solaire s'avère beaucoup plus stable temporellement et spatialement que le flux de masse. L'étude d'un éventail de vents stellaires montre que le flux d'énergie est pratiquement constant pour les étoiles de type solaire et les géantes froides. Cela suggère un processus commun à l'origine des vents stellaires.

L'avenir de la physique du vent solaire s'annonce particulièrement intéressant. D'un point de vue personnel, et à plus ou moins court terme, je vais pouvoir appliquer la méthode de spectroscopie du bruit quasi-thermique avec une fonction kappa que j'ai mise au point à l'ensemble des données radio obtenues par les instrument spatiaux tels que URAP sur la sonde Ulysse et WAVES sur le satellite WIND. L'étude de cet ensemble de données, qui couvre 18 années pour Ulysse et 15 pour WIND, permettra d'étudier les propriétés à grande échelle du vent solaire à toutes les latitudes héliocentriques, ainsi que sur un cycle d'activité complet. Il sera alors possible de déterminer l'évolution du vent solaire avec l'activité du Soleil. Parallèlement avec ce traitement systématique des données, le développement d'un modèle exosphérique tenant compte d'un champ magnétique spiral plus réaliste à basses latitudes, qui pourrait permettre, à terme, d'élaborer un modèle exosphérique tri-dimensionnel global de l'héliosphère.

D'un point de vue plus global, les futures missions spatiales adaptées à la mesure des paramètres du vent solaire ont pour point commun de s'approcher de plus en plus du Soleil, et par conséquent de la zone d'accélération du vent solaire. L'exploration de cette *terra incognita*, couplée à la maturité toujours grandissante des instruments et méthodes de mesure des plasmas spatiaux

augure d'un avenir passionnant pour les physiciens solaires.

Les missions et les instruments utilisés dans cette thèse

Sommaire

A.1 La mission Ulysse	91
A.1.1 L'odyssée d'Ulysse	91
A.1.2 La science et Ulysse	95
A.1.3 L'instrument radio URAP	97
A.1.4 L'analyseur de particules SWOOPS	98
A.1.5 L'analyseur de particules SWICS	100
A.1.6 Les magnétomètres VHM/FGM	102
A.2 La mission WIND	103
A.2.1 Description générale	103
A.2.2 L'instrument SWE/FC	105
A.3 La mission STEREO	105
A.3.1 Description générale	105
A.3.2 L'instrument S/WAVES	106

A.1 La mission Ulysse

A.1.1 L'odyssée d'Ulysse

Ulysse est une sonde née de la collaboration entre l'E.S.A. ¹ et la N.A.S.A. ², pesant 370 kg et qui fut lancée le 06 octobre 1990 par la navette Discovery.

Au même titre que son homonyme grec, la sonde Ulysse a fait un voyage atypique. Elle est la première et, à ce jour, la seule sonde à avoir eu une orbite elliptique hors du plan de l'écliptique. Cette trajectoire particulière est centrée sur le Soleil et d'inclinaison 80.2° (soit pratiquement Nord/Sud). La première partie de ce périple a consisté en un voyage de 18 mois dans le plan

1. European Space Agency.

2. National Aeronautics and Space Administration.

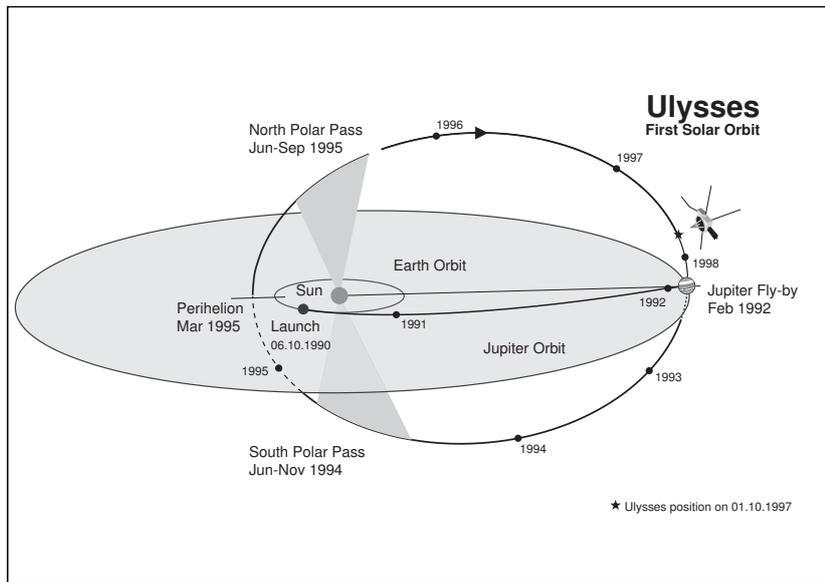


FIGURE A.1 – Première orbite d’Ulysse autour du Soleil. La trajectoire du satellite est représentée par le trait épais noir. Les points indiquent la position d’Ulysse au début de chaque année. Les orbites de la Terre et de Jupiter sont indiquées en gris, ainsi que le plan de l’écliptique. L’orbite d’Ulysse est représentée avec un point de vue de 15 degrés au-dessus du plan de l’écliptique.

de l’écliptique, menant la sonde de la Terre à Jupiter. Cette première phase se termina en février 1992, avec la sortie d’Ulysse du plan de l’écliptique par effet de fronde, en utilisant la force de gravitation de Jupiter. La deuxième phase de la mission commença alors, consistant en une orbite de 6.2 ans, hors écliptique, avec un aphélie à 5.4 UA et un périhélie à 1.6 UA, décrite par la figure A.1. L’orbite de la sonde peut être séparée en deux parties, l’une correspondant au passage rapide du pôle Sud au pôle Nord lorsque Ulysse est le plus près du Soleil, l’autre étant le long périple amenant le satellite du pôle Sud au pôle Nord en passant par l’aphélie à 5.4 UA. Le premier passage rapide de pôle à pôle eut lieu entre septembre 1994 et septembre 1995, dans une période proche du minimum d’activité solaire.

La sonde continua son voyage en effectuant deux autres orbites autour du Soleil. La deuxième, décrite par la figure A.2, avec un passage rapide de pôle à pôle entre 2000 et 2001, alors que l’activité du Soleil était maximum, et la troisième, représentée sur la figure A.3, avec un passage rapide en 2007 de nouveau en période proche du minimum d’activité solaire. Cette troisième orbite fut marquée, entre autres, par l’épuisement des ressources d’énergie d’Ulysse, jusqu’à ce que la mission Ulysse soit officiellement suspendue en juin 2009.

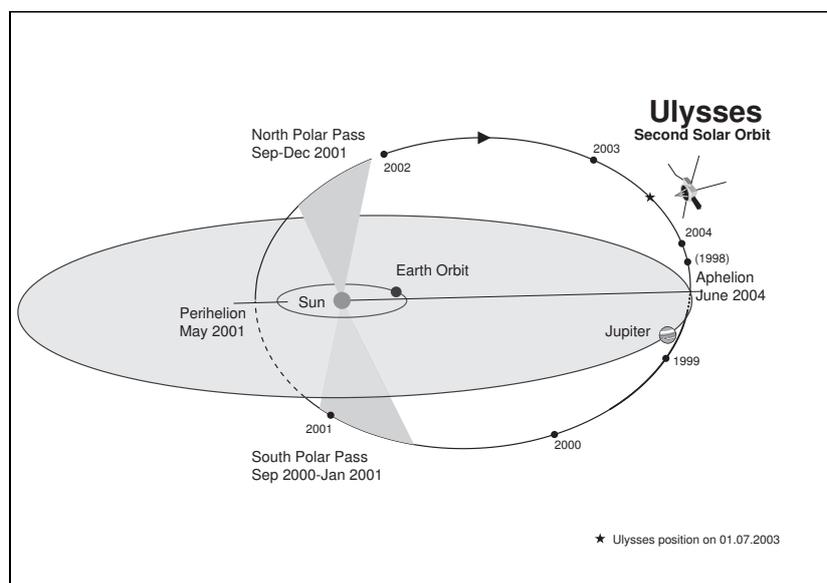


FIGURE A.2 – Seconde orbite d’Ulysse autour du Soleil. La trajectoire du satellite est représentée par le trait épais noir. Les points indiquent la position d’Ulysse au début de chaque année. Les orbites de la Terre et de Jupiter sont indiquées en gris, ainsi que le plan de l’écliptique. L’orbite d’Ulysse est représentée avec un point de vue de 15 degrés au-dessus du plan de l’écliptique.

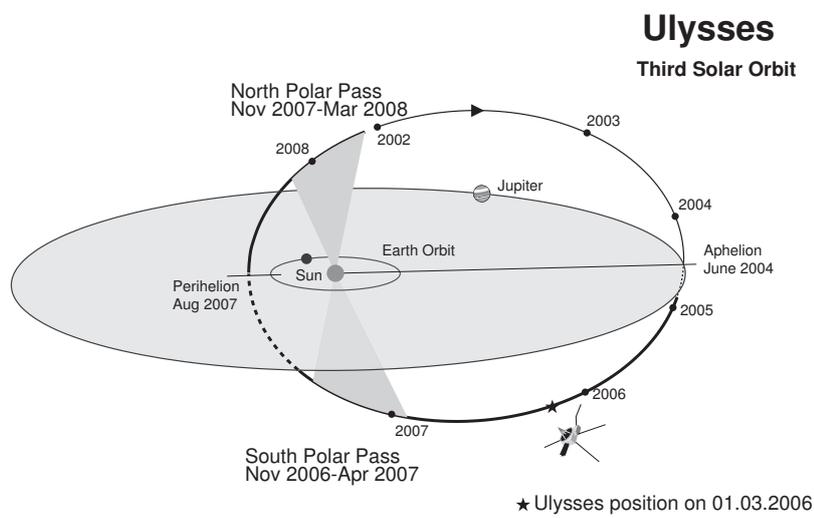


FIGURE A.3 – Troisième et dernière orbite d’Ulysse autour du Soleil. La trajectoire du satellite est représentée par le trait épais noir. Les points indiquent la position d’Ulysse au début de chaque année. Les orbites de la Terre et de Jupiter sont indiquées en gris, ainsi que le plan de l’écliptique. L’orbite d’Ulysse est représentée avec un point de vue de 15 degrés au-dessus du plan de l’écliptique.

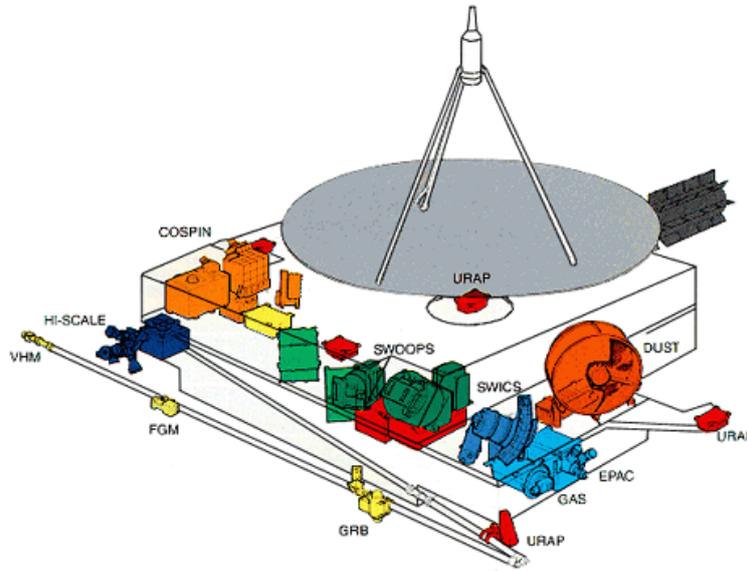


FIGURE A.4 – Schéma descriptif d’Ulysse et de ses instruments scientifiques.

A.1.2 La science et Ulysse

Au cours de sa vie, Ulysse étudia les propriétés tri-dimensionnelles des rayons cosmiques galactiques, des particules énergétiques solaires, du vent solaire et des particules interstellaires pénétrant l’héliosphère. Et, de part sa longévité, la sonde permet également la plus longue observation continue du Soleil à ce jour. La table A.1 et la figure A.4 présentent une vue d’ensemble des investigations d’Ulysse et des instruments scientifiques associés.

Investigation	Acronyme	Principal Investigator	Mesures
champ magnétique	VHM/FGM	A. Balogh, Imperial College, London (UK)	variations spatiales et temporelles du champ magnétique interplanétaire : de 0.01 à 44000 nT
plasma du vent solaire	SWOOPS	D.J. McComas, South West Research Institute (USA)	protons et He^{2+} : de 260 eV/q à 35 keV/q électrons : de 0.8 à 860 eV

composition en ions du vent solaire	SWICS	J. Geiss, Univ. of Bern (CH) G. Gloeckelr, Univ. of Maryland (USA)	composition, température et vitesse moyenne des ions : de 145 km/s (H^+) à 1350 km/s (Fe^{8+})
ondes radios et plasmas	URAP	R.J. MacDowall, NASA/GSFC (USA)	ondes plasmas, em. radio, densité des électrons, champ électrique ; plasma : 0 - 60 kHz ; radio : 1 - 940 kHz ; magnetique : 10 - 500 Hz
particules énergétiques et gaz neutre interstellaire	EPAC/GAS	N. Krupp, MPAe, Lindau (D)	composition des ions énergétiques : de 80keV/n à 15 MeV/n
particules de basse énergie	HI-SCALE	L.J. Lanzerotti, AT& T Bell Labs, New Jersey (USA)	ions : de 50 keV à 5 MeV ; électrons : de 30 à 300 keV
rayons cosmiques et solaires	COSPIN	R.B. McKibben, Univ. of New Hampshire (USA)	rayons cosmiques et particules énergétiques ions : 0.3 - 600 MeV/n électrons : 4 - 2000 MeV
rayons X solaires et rayons gamma cosmiques	GRB	K. Hurley, UC Berkeley (USA)	éruptions solaires et rayons gamma cosmiques : 15 - 150 keV
poussières cosmiques	DUST	H. Krüger, MPK, Heidelberg (D)	poussières : de 10^{-16} à 10^{-7} g

Radio Science

couronne solaire	SCE	M.K. Bird, Univ. of Bonn (D)	densité, vitesse et turbulence dans la couronne et le vent solaire
ondes gravitationnelles	GWE	B. Bertotti, Univ. of Pavia (I)	effet Doppler dans le signal radio du S/C causé par les ondes gravitationnelles

**études
interdisciplinaires**

discontinuités		M. Roth, IASB (B)	
perte de masse et composition ionique		G. Noci, Univ. of Florence (I)	

TABLE A.1 – Les instruments scientifiques de la sonde Ulysse.

A.1.3 L'instrument radio URAP**A.1.3.1 Description générale**

L'expérience URAP (*Unified Radio and Plasma*) est une collaboration de la NASA/GSFC, du LESIA/Observatoire de Paris, de l'université du Minnesota et du CETP (Stone *et al.*, 1992). Les objectifs scientifiques initiaux de cette expérience peuvent être résumés par :

- Étude complète (localisation, intensité, polarisation) des émissions radio interplanétaire, d'origine solaire (sursauts de type III, II, continu) ou planétaire (en particulier les émissions joviennes lors du survol de Jupiter par Ulysse)
- Observations des structures à grandes échelles et de l'activité héliosphérique en utilisant les sursauts solaires (types II, III) et le bruit thermique comme traceurs.

- Mesures in situ de divers paramètres (densité, température) du vent solaire à différentes latitudes héliographiques.
- Étude des ondes de plasma, aussi bien dans le milieu interplanétaire calme qu'associées aux différentes discontinuités et ondes de choc qui s'y produisent.

A.1.3.2 Instrumentation

Une description détaillée des instruments de l'expérience URAP peut être trouvée dans Stone *et al.* (1992). La table A.2 réunit les principales caractéristiques de l'expérience URAP.

Instruments and Bands	Measurements	Frequency Range	Maximum Channels	Channel Bandwidth	Data or Spectrum Time Resolution	Dynamic Range	Sensitivity (rms)
Radio Astronomy Receiver (RAR)	Hi E _z and E _x +E _z ($\delta=0$) plus E _x +E _z ($\delta=90$) at 1024 bps	52-940 kHz	12	3 kHz	8 samples/spin for 3 frequencies at 1024 bps	70 dB (power) +	10 nV/Hz ^{1/2} @ 100 kHz
	Lo - OR - E _x and E _z only	1.25-48.5 kHz	64	750 Hz	12 samples/spin for 1 frequency at 1024 bps	20 dB Jupiter attenuator	30 nV/Hz ^{1/2} @ 10 kHz
Plasma Frequency Receiver (PFR)	Peak E _x , Ave. E _x & Ave. E _z	0.57-35 kHz	32 log-spaced by 14%	14% of center frequency	16 frames* used to transmit 1 set of spectra	2 μ V to 3 Volts per channel	100 nV/Hz ^{1/2} @ 10 kHz
Waveform Analyzer (WFA) (FFT-DPU)	Hi Ave., Peak & relative phase of E _x , B _y & (E _z or B _z)	8-448 Hz	12 log- spaced by 25%	25% of center frequency	1 set of spectra/ 2 formats* for 4 directions or sectors	90 dB (power)	E: 2 μ V/Hz ^{1/2} @ 100 Hz B: 0.03 pT/ Hz ^{1/2}
	Lo Ave. & relative phase of E _x & (B _y or B _z)	0.08-5.3 Hz	12 log- spaced by 25%	25% of center frequency	1 set of spectra/ 16 frames*	90 dB (power)	@ 100 Hz
Fast Envelope Sampler (FES)	Hi E _x or E _z	0.6-60 kHz	1 of 3	E: Extends from f _{min} to 10 times f _{min}	1 sample/1.2 ms (fastest rate) 1024 samples/ event	64 dB plus 32 dB attenuator	E _x : 250 μ V E _z : 60 μ V B: 2 pT
	Lo E _x , E _z or (B _y or B _z)	E: 0.1-20 kHz B: 10-600 Hz	1 of 4 1 of 1				
"DC"	Outputs of X and Z PFR preamps for monitoring DC potential & low freq. fluctuations. Fixed angle & scan measurements.						
Sounder	30 Volt pulse applied to X antenna for 1.33 ms. Low frequency RAR steps through 64 frequencies in 128 sec. Twelve point spectrum for each frequency step yields 768 linearly spaced frequencies between 1.25 & 48.5 kHz.						
Antennas	E _x : two 35 m monopoles, 72.5 m tip-to-tip, 5x0.04 mm cross section; E _z : 7.5 m monopole, 25 mm cross-section; B: 2-axis search coils.						
Notes	*At 1024 bps, 1 frame of data=1 sec.; 32 frames = 1 format. RAR: Can measure full polarization (4 Stokes parameters) plus source direction & angular size. Commandable frequency lists, including linear sweep (Lo band) & freeze modes. Spin period ~12 sec. WFA: Average spectra for each octant in Hi band are grouped with opposing octant. FES: Largest 1024 point event telemetered each 49 formats. Sounder: Uses FFT-DPU when active; displaces WFA and some PFR telemetry.						

TABLE A.2 – Principales caractéristiques de l'expérience URAP. Tiré de Stone *et al.* (1992).

A.1.4 L'analyseur de particules SWOOPS

A.1.4.1 Description générale

Les principaux buts scientifiques du *Solar Wind Observations Over the Poles of the Sun* (SWOOPS) sont (Bame *et al.*, 1992) :

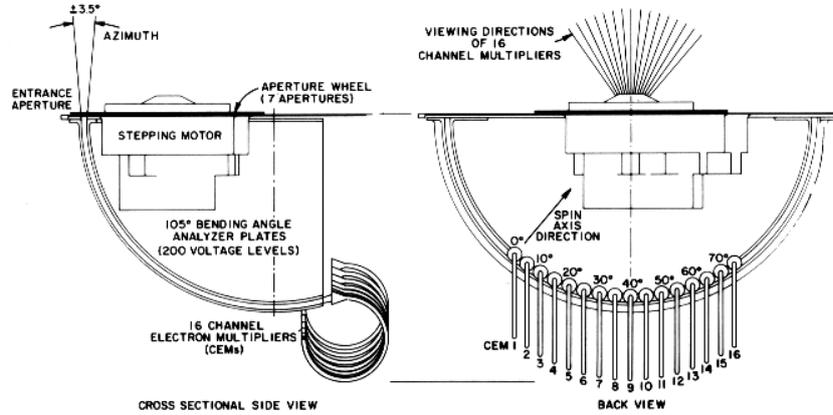


FIGURE A.5 – Schéma du *ion experiment package* avec une vue de côté à gauche et de derrière à droite (ESA SP-1050, p. 57)

- mesurer les densités des protons et des particules alphas,
- déterminer les températures des protons et des particules alphas,
- mesurer la vitesse du plasma héliosphérique,
- mesurer la densité des électrons, pour les populations totales, du cœur et du halo,
- déterminer la température des électrons, pour les populations totales, du cœur et du halo,

Pour ce faire, SWOOPS est composé de deux expériences : l'une pour les électrons, l'autre pour les ions. La seconde expérience étant celle utilisée lors de cette thèse, nous allons la décrire plus précisément.

A.1.4.2 L'expérience ionique de SWOOPS

L'expérience ionique de SWOOPS est un analyseur électrostatique à section sphérique dont le schéma de principe est visible sur la figure A.5.

On a ainsi une configuration en quart de sphère permettant une mesure de E/q et des angles polaire et azimutal de la particule incidente. La sélection en énergie est obtenue selon le principe de l'analyseur électrostatique à section courbe, schématiquement représenté sur la figure A.6, i.e. en créant un champ électrique entre les deux plaques courbant la trajectoire de la particule entrante. Autrement dit, une particule chargée entrant dans l'analyseur va le traverser, suivant une orbite circulaire de rayon r , si son énergie cinétique E , sa charge q , la différence de potentiel entre les deux plaques ΔV , et les rayons r_1 et r_2 des plaques extérieure et intérieure, sont liés par la relation suivante : $2E = q\Delta V/r \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$ pour un analyseur sphérique tel que $r_1 < r < r_2$. Dans notre cas, les tensions des plaques vont de -13.5 V à -2070 V de façon

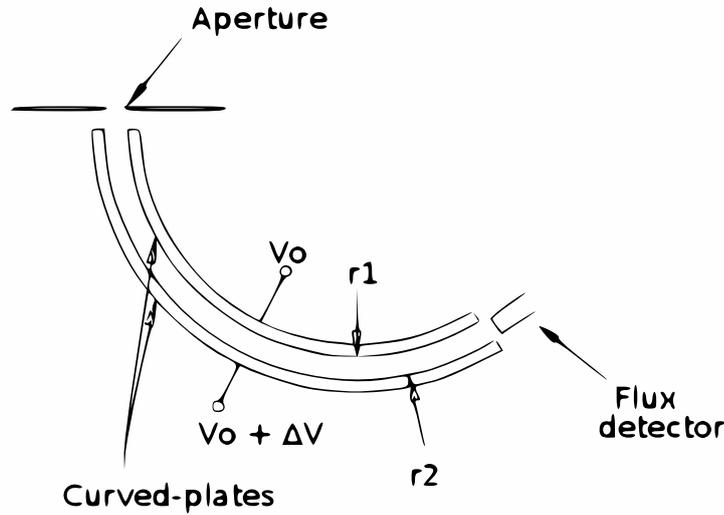


FIGURE A.6 – Principe d'un analyseur de particule à section courbe

à couvrir des énergies s'étendant de 255 eV/q à 34.4 keV/q. Les plaques ont un rayon moyen de 100 mm et sont séparées de 2.84 mm. La mesure des angles incidents de la particule est déterminée, pour l'angle polaire, en fonction du CEM³ excité par la particule et, pour l'angle azimutal, en fonction de la rotation de la sonde, dont l'axe est représenté sur la figure A.5. Les 16 CEMs, séparés de 5° permettent une mesure d'angle allant de 0° à 75°.

A.1.5 L'analyseur de particules SWICS

A.1.5.1 Description générale

L'instrument SWICS (*Solar Wind Ion Composition Spectrometer*) à bord d'Ulysse est conçu pour déterminer la composition élémentaire, et les différents états de charge, du vent solaire. Il permet également de mesurer les températures et les vitesses moyennes de tous les principaux ions (Gloeckler *et al.*, 1992). L'instrument couvre les vitesses des ions de 175 km/s à 1280 km/s pour des énergies allant de 0.16 à 59.6 keV/e en environ 13 minutes. Pour ce faire, SWICS se compose d'un analyseur électrostatique suivi par une mesure de l'énergie et du temps de vol, comme cela est représenté schématiquement sur la figure A.7. Ses mesures donnent principalement des informations sur :

- les densités relatives à celle de l'ion O^{6+} des particules alphas et des ions suivants : C^{6+} , Ne^{8+} , Mg^{10+} , Si^{9+} , S^{10+} , et Fe^{11+} ,

3. Channel Electron Multiplier

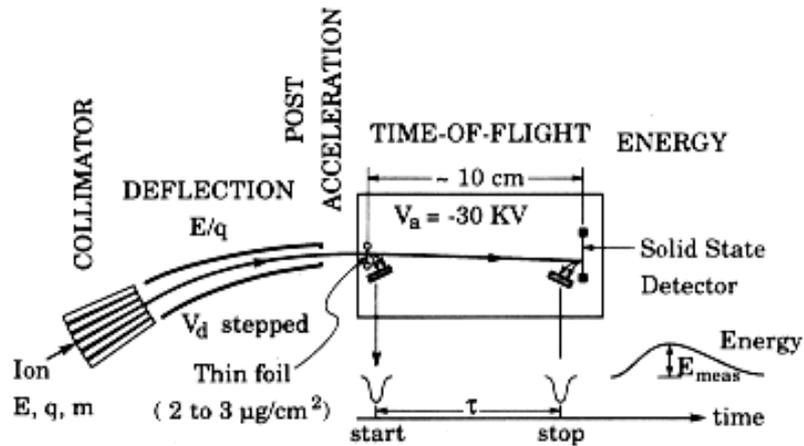


FIGURE A.7 – Schéma des techniques de mesures employées par SWICS.

- les températures des ions précédemment cités,
- les vitesses en des ions précédemment cités.

A.1.5.2 Instrumentation

L'instrument SWICS est basé sur la combinaison d'une déviation électrostatique, d'une post-accélération, et d'une mesure de temps-de-vol (TOF) et d'énergie. Le schéma A.7 montre le principe de fonctionnement de l'instrument et les fonctions de ses 5 éléments de base :

- les ions d'énergie cinétique E , de masse m et de charge q entrent dans l'instrument à travers le collimateur à plusieurs fentes qui sélectionne les particules ayant les trajectoires d'entrées adéquates ;
- le *electrostatic deflection analyser* tient lieu de filtre en énergie par charge, ne permettant qu'aux ions ayant l'énergie désirée d'entrer dans les systèmes de mesure du TOF et de l'énergie ;
- les ions sont alors accélérés par un potentiel d'environ 30 kV juste avant de passer dans les systèmes de mesure du TOF et de l'énergie. L'énergie qu'ils gagnent est suffisante pour leur permettre d'être mesurés par le *solid-state detector* qui a un seuil en énergie d'environ 30 keV ;
- dans le système du TOF, la vitesse de chaque ions est déterminée en mesurant le temps de trajet τ entre deux détecteurs séparés de 10 cm ;
- l'identification de la particule est alors complétée par la mesure de l'énergie résiduelle de l'ion dans un *solid-state detector*.

Instrument	Gammes	Résolution
Vector Helium Magnetometer	± 8.182 nT	4.0 pT
	± 65.52 nT	32.0 pT
Fluxgate Magnetometer	± 8.00 nT	3.9 pT
	± 64.0 nT	31.2 pT
	± 2.048 μ T	1.0 nT
	± 44 μ T	21.5 nT

TABLE A.3 – Performances des magnétomètres embarqués sur Ulysse. Adaptée de Balogh *et al.* (1992).

Ces mesures permettent également de revenir à la masse m , à la charge q et à l'énergie incidente E de la particule (Gloeckler *et al.*, 1992).

A.1.6 Les magnétomètres VHM/FGM

La principale fonction scientifique du magnétomètre est de mesurer le champ magnétique, en tant que vecteur, le long de la trajectoire d'Ulysse (Balogh *et al.*, 1992). Ces mesures permettent d'étudier l'évolution avec la latitude des structures et phénomènes magnétiques dans l'héliosphère. Cet instrument consiste en deux magnétomètres : le *Vector Helium Magnetometer* (VHM) situé au bout du bras de 5 mètres visible sur la figure A.4, et le *Fluxgate Magnetometer* (FGM) placé à 1.2 mètres du VHM. La table A.3 résume les caractéristiques de ces deux magnétomètres.

A.1.6.1 Le Vector Helium Magnetometer.

Le principe de fonctionnement du VHM, schématisé dans la figure A.8 est basé sur l'effet d'un champ magnétique ambiant sur l'efficacité du pompage optique sur un gaz d'hélium. Dans le VHM, une lumière polarisée circulairement à $1.08 \mu\text{m}$ traverse une cellule contenant de l'hélium, créant un pompage optique, qui dépend de l'amplitude et de la direction du champ magnétique ambiant. Un détecteur infrarouge mesure les changements induits dans l'absorption par les atomes d'hélium, donnant, pour une source de lumière constante, les variations dues au pompage optique. Trois bobines de Helmholtz orientées suivant trois axes orthogonaux permettent de générer un champ magnétique localement. Ces champs magnétiques sont utilisés pour annuler le champ magnétique ambiant, et donc son effet sur le pompage optique. Les courants traversant les bobines permettent ainsi de mesurer les éléments du vecteur champ magnétique dans le référentiel du détecteur.

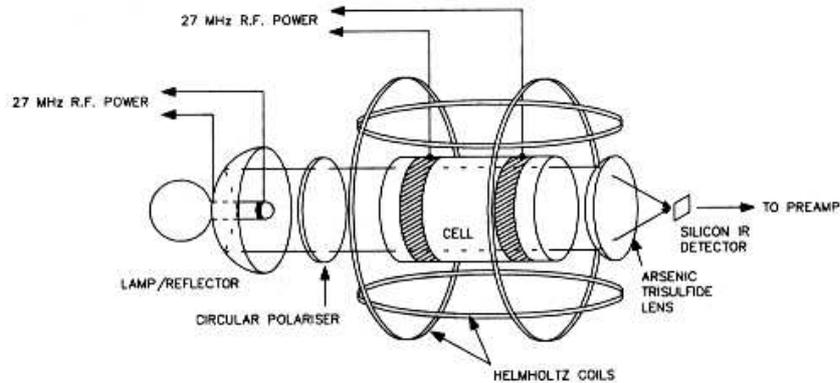


FIGURE A.8 – Schéma du détecteur du *Vector Helium Magnetometer*. L'axe optique du détecteur est aligné avec le mat du satellite. Pour des raisons de clarté, la troisième bobine de Helmholtz n'a pas été représentée. Tirée de Balogh *et al.* (1992).

A.1.6.2 Le Fluxgate Magnetometer.

Le FGM à bord d'Ulysse est composé de trois détecteurs axiaux, arrangés suivant trois axes orthogonaux, comme indiqué sur la figure A.9. Chaque détecteur est constitué d'un anneau ayant une très grande perméabilité magnétique, entouré d'un solénoïde, d'une deuxième bobine rectangulaire dans le plan de l'anneau, ainsi que d'une dernière bobine permettant la calibration. La figure A.10 schématise un détecteur de FGM, sans la bobine de calibration. Le solénoïde est parcouru par un courant bidirectionnel de forme exponentielle à 3675 Hz, optimisé pour minimiser le bruit dans la bobine de mesure. En présence d'un champ magnétique extérieur, un courant harmonique (de fréquence 7350 Hz) est produit dans la bobine de mesure, dont l'amplitude est proportionnelle à la composante du champ extérieur le long de l'axe de la seconde bobine. La phase du signal harmonique, comparé au signal parcourant le solénoïde, donne la direction de la composante du champ magnétique.

A.2 La mission WIND

A.2.1 Description générale

Wind est un satellite de la N.A.S.A. lancé le 1^{er} novembre 1994 et placé en orbite autour du premier point de Lagrange, à plus de 200 rayons terrestres de la Terre dans la direction du Soleil. Le but de Wind est de mesurer sur le

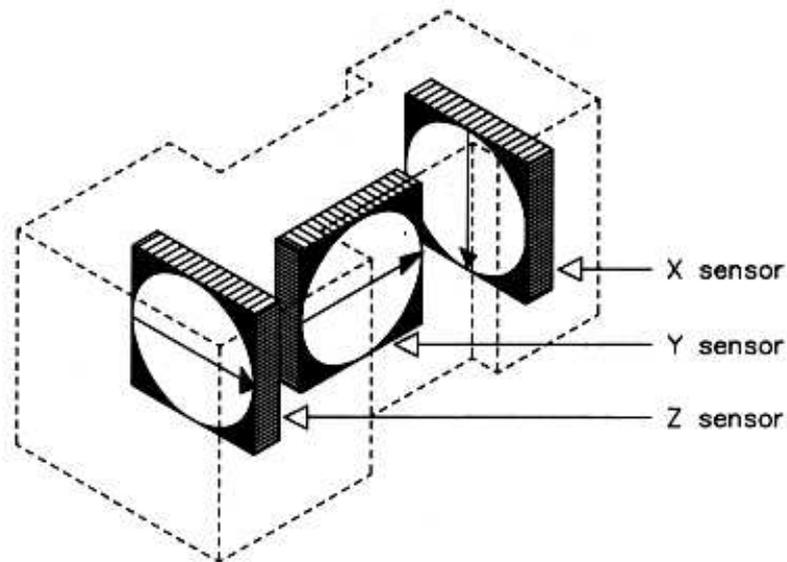


FIGURE A.9 – Schéma des trois détecteurs du *Fluxgate Magnetometer*. L'alignement des détecteurs a été déterminé avant le lancement d'Ulysse avec une précision meilleure que 0.1° . Tirée de Balogh *et al.* (1992).

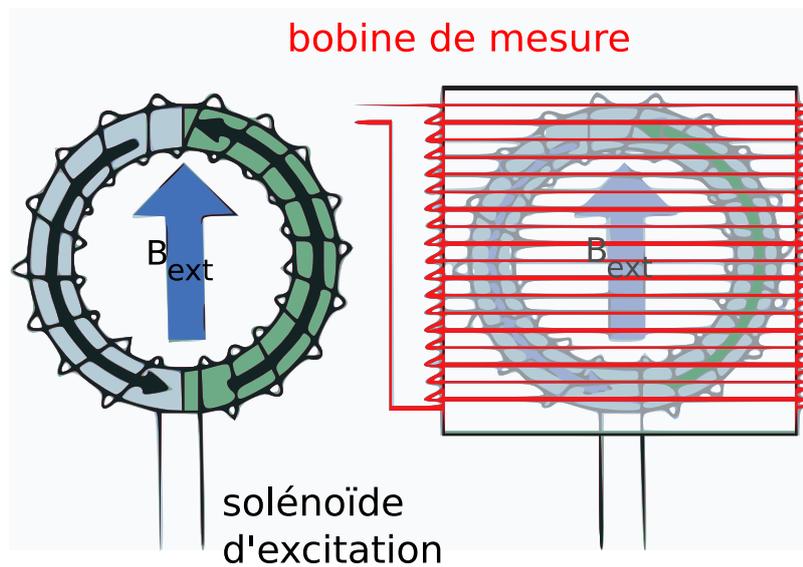


FIGURE A.10 – Schéma du principe d'un détecteur de FGM. La bobine de calibration n'est pas indiquée sur ce schéma.

long-terme le vent solaire qui est sur le point de rencontrer la magnétosphère de la Terre.

Les instruments scientifiques à bord de Wind sont :

- l'instrument *Magnetic Field Investigation* (MFI) est composé de deux magnétomètres de type *fluxgate* situés à 6 et 12 mètres du corps du satellite (Lepping *et al.*, 1995);
- l'instrument *Solar wind Experiment* (SWE) mesure les protons, les particules alpha et les électrons du vent solaire (Ogilvie *et al.*, 1995);
- l'instrument *3D Plasma Analyser* (3DP) consiste en six différents détecteurs conçus pour mesurer les électrons énergétiques et les ions du vent solaire avec différents champs de vue (Lin *et al.*, 1995);
- l'instrument *Solar Wind and Suprathermal Ion Composition* (SMS) mesure la composition et le niveau de charge des ions du vent solaire (Gloeckler *et al.*, 1995);
- l'instrument *Energetic Particles : Acceleration, Composition and Transport* (EPACT) mesure, grâce à différents télescopes, les particules énergétiques (von Roseninge *et al.*, 1995);
- l'instrument *Radio and Plasma Wave* (WAVES) mesure les émissions radio du Soleil, ainsi que le bruit quasi-thermique (Bougeret *et al.*, 1995);
- les deux télescopes gamma (KONUS et TGRS).

A.2.2 L'instrument SWE/FC

Les instruments mesurant les densités et propriétés cinétiques des protons et des particules alpha de SWE sont des *Faraday cups* (FC). Le principe de base des FC est de mesurer le courant produit par le flux des particules qui impactent une ou plus des coupes collectrices. Le courant ainsi produit permet de revenir aux distributions de vitesse des particules incidentes (Kasper, 2002), avec une précision de l'ordre de $\Delta v/v \approx 0.065$ dans le cas de SWE (Ogilvie *et al.*, 1995).

A.3 La mission STEREO

A.3.1 Description générale

La mission STEREO (Solar TERrestrial RELation Observatory) de la N.A.S.A., lancée le 25 octobre 2006, est composée de deux satellites identiques, l'un à l'avant de la Terre sur son orbite, le second trainant derrière. Une telle configuration permet d'obtenir pour la première fois des mesures stéréoscopiques pour étudier le Soleil, les éjections de masse coronales (CME) et le milieu interplanétaire entre le Soleil et la Terre. Pour cela, chaque sonde

est équipée de quatre instruments identiques, comme indiqué sur la figure [A.11](#) :

- In situ Measurements of Particles and CME Transients (IMPACT) composé de 7 détecteurs : Solar Wind Plasma Electron Analyzer (SWEA) mesurant les fonctions de distributions des électrons d'énergie comprise entre 1 eV et quelques keV, avec une résolution de 18% ; Suprathermal Electron Telescope (STE) mesurant les électrons du halo entre 2 et 20 keV avec un champ de vue totale de 80×80 degrés ; Magnetometer (MAG) constitué de trois magnétomètres fluxgate positionné suivant trois axes orthogonaux et conçus pour pouvoir mesurer à la fois le champ magnétique interplanétaire et le champ magnétique terrestre lors de la mise en orbite héliocentrique des sondes ; Solar Electron Proton Telescopes (SEPT) mesurant les électrons d'énergie comprise entre 20 et 400 keV et les protons entre 20 et 7000 keV avec différents champs-de-vues ; Suprathermal Ion Telescope (SIT) qui est un spectromètre de masse par mesure de temps-de-vol donnant la composition en ions de l'hélium jusqu'au fer entre 30 keV/nucléon et 2 MeV/nucléon ; Low Energy Telescope (LET) mesurant les protons et les ions d'hélium entre 1.5 et 13 MeV/nucléon ; et enfin, High Energy Telescope (HET) mesurant les protons et les ions d'hélium jusqu'à 100 MeV/nucléon et les électrons énergétiques jusqu'à 5 MeV.
- PLASMA and SupraThermal Ion Composition (PLASTIC) qui mesure les caractéristiques des protons, des particules alpha et des ions lourds.
- Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI) composé de 4 détecteurs : un télescope dans l'extrême ultraviolet (EUVI), deux coronographes en lumière blanche (COR 1 et 2) et un télescope héliosphérique (HI).
- STEREO/WAVES (S/WAVES) dédié à la télédétection des émissions électromagnétiques du Soleil dans le domaine radio ainsi qu'à la mesure in situ des champs électrostatiques.

A.3.2 L'instrument S/WAVES

A.3.2.1 Description générale

Les satellites STEREO A et B sont équipés de 3 antennes mutuellement orthogonales de 6 mètres de long. Les antennes sont montées sur la surface opposée au Soleil des satellites (Bougeret *et al.*, 2008). L'expérience S/WAVES comprend 4 instruments différents :

- un récepteur radio basse fréquence (Low Frequency Receiver - LFR) dédié aux fréquences comprises entre 2.5 kHz et 160 kHz.



FIGURE A.11 – L'une des sondes STEREO avec les différents instruments indiqués. Les deux sondes sont identiques.

- un récepteur radio haute fréquence (High Frequency Receiver - HFR) travaillant dans le domaine 125 kHz - 16.025 MHz.
- un récepteur à fréquence fixe (Fixed Frequency Receiver - FFR) de fréquence 30.025 ou 32.025 MHz.
- un échantillonneur dans le domaine temporel (Time Domain Sampler - TDS) mesurant l'amplitude du champ électrique en fonction du temps.

A.3.2.2 le récepteur radio basse fréquence (LFR)

LFR mesure le spectre du champ électrique entre 2.5 kHz et 160 kHz. Ce domaine fréquentiel est divisé en 3 bandes (bande A, B et C) de 16 fréquences chacune. Les fréquences sont espacées selon une échelle logarithmique, donnant une résolution spectrale de 8.66%. La bande A couvre les fréquences comprises entre 2.5 kHz et 10 kHz, avec le plus grand temps d'intégration. Contrairement à la bande A, les bandes B et C fonctionnent sur 2 canaux différents simultanément, permettant la cross calibration nécessaire à la mesure des directions d'arrivée des ondes radio. Les domaines fréquentiels des bandes A et B sont, respectivement, de 10 à 40 kHz et de 40 à 160 kHz, avec des temps d'intégration de 0.747 ms et 0.188 ms (Bougeret *et al.*, 2008).

Différentes configurations d'antennes sont disponibles à la demande. LFR peut ainsi utiliser deux pseudo-dipôles (E_y/E_x , E_y/E_z) ou monopôles (E_x , E_y ou E_z). Le mode le plus couramment utilisé jusqu'à ce jour est le dipôle E_y/E_x .

A.3.2.3 l'échantillonneur dans le domaine temporel

TDS mesure des échantillons rapides des formes d'onde, i.e. mesure l'amplitude du champ électrique en fonction du temps. De telles mesures sont particulièrement nécessaires à l'étude des ondes de Langmuir, mais toutes les variations du champ électrique sont mesurées par TDS. En raison de la limitation de la télémétrie, une sélection des échantillons envoyés sur Terre est effectuée en vol. Le principe de fonctionnement de TDS est similaire à celui d'un oscilloscope digital moderne. Il mesure le voltage sur chacune des 3 antennes continuellement, et lorsque l'amplitude excède le critère de sélection, modifiable à la demande, l'instrument prend un instantané de 50 ms environ encadrant le signal mesuré (Bougeret *et al.*, 2008).

Publications

Sommaire

B.1	Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy : Not so dense, not so hot	110
B.2	Ulysses mission : the end of an odyssey	116
B.3	Study of stellar wind energy flux : from the Sun to Betelgeuse	121
B.4	Quasi-thermal noise in space plasma : "kappa" distributions	126
B.5	Quasi-thermal noise spectroscopy : preliminary comparison between kappa and sum of two Maxwellian distributions	133
B.6	Detection of fast nanoparticles in the solar wind . . .	138

B.1 Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy : Not so dense, not so hot

K. Issautier, G. Le Chat, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, R. J. MacDowall, and D. J. McComas
(publié en 2008 dans *Geophysical Research Letters*, Volume 35, numéro 19.)



Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy: Not so dense, not so hot

K. Issautier,¹ G. Le Chat,¹ N. Meyer-Vernet,¹ M. Moncuquet,¹ S. Hoang,¹
R. J. MacDowall,² and D. J. McComas³

Received 4 June 2008; revised 1 August 2008; accepted 7 August 2008; published 1 October 2008.

[1] We present radio observations of Ulysses' third fast latitude scan near the 2007 solar activity minimum of cycle 23. We deduce in situ measurements of the electron density and temperature using the method of quasi-thermal noise spectroscopy. We study the large-scale properties of the fast solar wind coming from polar coronal holes and compare our results to those obtained during Ulysses' first fast scan in 1994–1995 near the minimum of cycle 22. The fast solar wind in both hemispheres is less dense and cooler by about 19% and 13% respectively, as compared to the last solar minimum. **Citation:** Issautier, K., G. Le Chat, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, R. J. MacDowall, and D. J. McComas (2008), Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy: Not so dense, not so hot, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L19101, doi:10.1029/2008GL034912.

1. Introduction

[2] After more than 17 years in the heliosphere, Ulysses has given another picture of the solar wind during its third orbit around the Sun. Launched in 1990, Ulysses is the only spacecraft exploring the three dimensional structure of the heliosphere through the solar cycle. The first pole-to-pole fast transit occurred in 1994–1995 near the minimum of solar cycle 22, when Ulysses explored the heliographic latitudes from 80°S to 80°N. This offered the opportunity to study the radial and latitudinal structure of the solar wind with minimal variation in the phase of the solar activity cycle since the passage lasts only about 10 months. Ulysses confirmed the rather simple structure of the corona during solar minimum and showed that two kinds of wind dominate the heliosphere. A steady-state fast wind was continuously observed at high latitudes, coming from large polar coronal holes, whereas within 20°S and N a rather complex mixture of winds predominated in the solar equator [Phillips *et al.*, 1995; McComas *et al.*, 2000; Issautier *et al.*, 1998; Neugebauer, 2001]. In contrast, during the rising phase of solar activity 22 to the 2001 maximum, Ulysses showed a dramatically different corona, and a complex solar wind structure with different regimes, slow and intermediate wind from streamers, flow interactions, in addition to sporadic

fast flows from small coronal holes at all heliolatitudes [Luhmann *et al.*, 2002; McComas *et al.*, 2003; Smith *et al.*, 2003; Issautier *et al.*, 2004]. During the 2001 maximum, a long interval of fast wind coming from a polar coronal hole was however observed at high northern latitudes above 72°N [McComas *et al.*, 2002]. During that period, among other parameters, the electron density and temperature were found to be similar to those observed in polar coronal holes in 1994–1995, near solar minimum, suggesting that the properties of the fast wind from polar coronal holes could be independent of the phase of the solar cycle [von Steiger *et al.*, 2001; McComas *et al.*, 2003; Issautier *et al.*, 2003, 2004]. Since February 2007, Ulysses undertook a third pole-to-pole fast transit, near the minimum of cycle 23 when the solar magnetic dipole reversed with respect to the previous minimum [Smith *et al.*, 2003]. In this paper, we study the large-scale electron properties obtained during the 2007 fast latitude scan using data from the Unified Radio and Plasma wave (URAP) instrument [Stone *et al.*, 1992]. We concentrate on the fast solar wind associated with polar coronal holes and compare it with the results obtained during the two previous fast transits, thereby spanning a complete solar cycle. The data were obtained from the URAP radio receiver from 1 May to 26 November 2007, over a latitudinal range of 60°S to 68°N, and at radial distance ranging from 1.8 AU at 60°S and 1.76 AU at 68°N, to 1.4 AU at perihelion. Due to spacecraft power limitations and energy sharing, the URAP experiment was turned off during the highest latitude passages in both the southern (poleward 60°) and northern (poleward 68°) hemispheres.

2. Basics of in Situ Diagnostics With Quasi-Thermal Noise Spectroscopy

[3] In situ electron measurements are performed by the low-band radio receiver of the URAP experiment. This receiver is connected to the 2 × 35-m thin strip dipole antenna and covers the frequency range from 1.25 to 48.5 kHz in 128 s. We derive electron macroscopic parameters using quasi-thermal noise (QTN) spectroscopy. This technique consists in measuring the electrostatic fluctuations produced at the antenna ports by the quasi-thermal motion of the ambient electrons and protons [Meyer-Vernet *et al.*, 1998, and references therein]. The theoretical spectrum is a function of the velocity distribution of the particles for which we assume a sum of two Maxwellians for electrons, with a core (density N_c , temperature T_c) and a halo (density N_h , temperature T_h), and one drifting Maxwellian for protons (temperature T_p , speed V) [Issautier *et al.*,

¹Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, Université Paris Diderot, CNRS, UPMC, Meudon, France.

²NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.

³Southwest Research Institute, San Antonio, Texas, USA.

L19101

ISSAUTIER ET AL.: FAST SOLAR WIND ELECTRON PROPERTIES

L19101

1999a, 2001]. The analysis of the observed voltage power spectrum enables us to derive in situ several plasma parameters. In particular, it yields an accurate determination of the electron density N_e (accuracy of a few percent) since it is based on the location of the spectral peak just above the plasma frequency f_p , which is essentially independent of the receiver gain calibration. Moreover, the shape and level of the voltage spectrum provide accurate measurements of the core electron temperature in addition to other parameters.

3. Overview of the Third Fast Latitude Scan

[4] Figure 1 shows an overview of the radio observations during the Ulysses' third pole-to-pole passage. Figure 1 (top) displays the radio spectrogram (intensity coded by a color scale as a function of time and frequency) acquired by the Ulysses/URAP experiment during the fast latitude scan near the 2007 solar minimum. The intense fluctuating line is the plasma frequency f_p of the solar wind. One can see two distinct latitude regions as during the minimum of solar cycle 22 in 1994–1995 [Issautier et al., 1998]: (1) a near-equatorial region, spanning around 30°S to 37°N in heliolatitude, where Ulysses crossed several times the heliospheric current sheet (HCS); (2) at higher latitudes, poleward of 30°S and 37°N, where Ulysses encountered for several months the stationary fast solar wind emanating from well developed polar coronal holes in both hemispheres. Compared to the first fast scan, the HCS extension is larger, more warped and slightly asymmetric, covering 30°S to 37°N in latitude. In this region, Ulysses alternately encountered slow and fast streams, shown by large variations of the plasma line. Figure 1 (bottom) shows the electron density and core temperature deduced from the QTN method (about 180,000 data points). Poleward of 30°S and 37°N, Ulysses measured the steady-state fast solar wind with a speed ranging from 700 to 800 km/s [McComas et al., 2008]. In these high-latitude regions the plasma parameters are very steady (see Figures 2 and 3).

[5] Unfortunately, in contrast to the observations made during the first polar pass, the radial variations of these parameters obtained in polar coronal holes are severely limited due to spacecraft power shortage and sharing between instruments. Indeed, the URAP instrument was turned off until 1 May 2007, and definitively after 26 November 2007, to save and share energy onboard. So the highest heliolatitudes were inaccessible for the URAP data.

[6] Figure 2 shows the (1 AU scaled) electron density histograms (green) for both northern (about 64,400 measurements) and southern (about 63,000 measurements) hemispheres during the 2007 fast latitude scan. They are nearly gaussian, showing a single type of wind. We superimposed on them histograms obtained respectively in the northern and southern hemispheres during the first Ulysses polar pass (grey). In 2007, the mean scaled density of the fast wind from the northern polar coronal hole (37 to 68°N) is 2.06 cm^{-3} with a standard deviation of 0.62 cm^{-3} , being 16% less dense than during the last minimum in the northern polar coronal hole, from 40 to 80°N [Issautier et al., 1998]. In the southern hemisphere (from 30 to 60°S), the mean scaled density of the fast wind is 2.09 cm^{-3} with a standard deviation of 0.58 cm^{-3} , being 21% less dense than during the last minimum in the southern polar coronal hole

(40 to 80°S). Note that the standard deviation of the recent data is larger than during the first polar pass. In that latter case, the mean of the scaled density was 2.45 cm^{-3} with a standard deviation of 0.32 cm^{-3} in the northern hemisphere, and 2.65 cm^{-3} with a standard deviation of 0.4 cm^{-3} in the southern hemisphere [Issautier et al., 1998]. Moreover, no significant asymmetry is observed between the northern and southern hemispheres during this third fast polar scan, in contrast to the first one, where the southern hemisphere was about 10% denser than the northern one. Note however that the 1994 south pass occurred slightly before activity minimum. It is noteworthy that the electron density is deduced from the plasma frequency cut-off to better than 5%.

[7] We now consider the electron core temperature T_c . We scale it non-adiabatically as $R^{-0.64}$ (R is the helio-distance of Ulysses in AU), which roughly matches most empirical determinations [Issautier et al., 1999b] and theoretical expectations [Meyer-Vernet and Issautier, 1998]. Figure 3 shows the T_c histograms (orange) obtained from the northern (Figure 3, left) and southern (Figure 3, right) polar coronal holes during the 2007 fast latitude scan. We superimposed on each of these histograms the T_c distributions obtained during the previous solar minimum in the polar coronal hole wind of each hemisphere (grey). The distributions are nearly gaussian. In 2007, the northern fast wind has a mean scaled core temperature of $6.2 \times 10^4 \text{ K}$ with a standard deviation of $1.3 \times 10^4 \text{ K}$, close to the (scaled) southern value of $6.43 \times 10^4 \text{ K}$ with a standard deviation of $1.1 \times 10^4 \text{ K}$, implying no significant asymmetry between hemispheres. Note that the T_c histograms from the first fast latitude scan revealed a 10% asymmetry between northern and southern hemispheres, the latter being hotter. Note also that the 1994 south pass occurred slightly before activity minimum. The average of the scaled T_c is smaller than during the last solar minimum, showing a 11% (northern hemisphere) and 14% (southern hemisphere) difference respectively. During the first fast scan, the mean of the scaled core temperature was $7 \times 10^4 \text{ K}$, with a standard deviation of $8.6 \times 10^3 \text{ K}$ in the northern hemisphere, and $7.5 \times 10^4 \text{ K}$, with a standard deviation of $1.1 \times 10^4 \text{ K}$, in the southern hemisphere [Issautier et al., 1998]. Note that in 2007 the radial magnetic field scaled to 1 AU has dropped by more than 35% from 3.2 to 2.04 nT during the solar cycle in both hemispheres [Smith and Balogh, 2008], whereas the bulk solar wind speed was nearly similar to that obtained in 1994–1995, with a mean value of about 750 km/s [McComas et al., 2008].

4. Comparison Over Solar Cycle and Discussion

[8] Figure 4 shows the electron flux normalised to 1 AU, $n_e V R_{1\text{AU}}^2$ (dots) as a function of the heliolatitude, for the polar coronal hole wind observed during the three fast latitude scans, near the 1994–1995 and 2007 solar minima, and the 2001 solar maximum. We use the electron density n_e from the URAP experiment, and the solar wind speed V from the SWOOPS particle analyser [Bame et al., 1992]. Note that for the 2007 minimum the electron flux plotted in triangles was deduced from the proton and alpha density measurements on the SWOOPS experiment, when the URAP instrument was turned off due to spacecraft power sharing at highest latitudes. Composite images from SOHO/EIT,

B.1. Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy : Not so dense, not so hot

L19101

ISSAUTIER ET AL.: FAST SOLAR WIND ELECTRON PROPERTIES

L19101

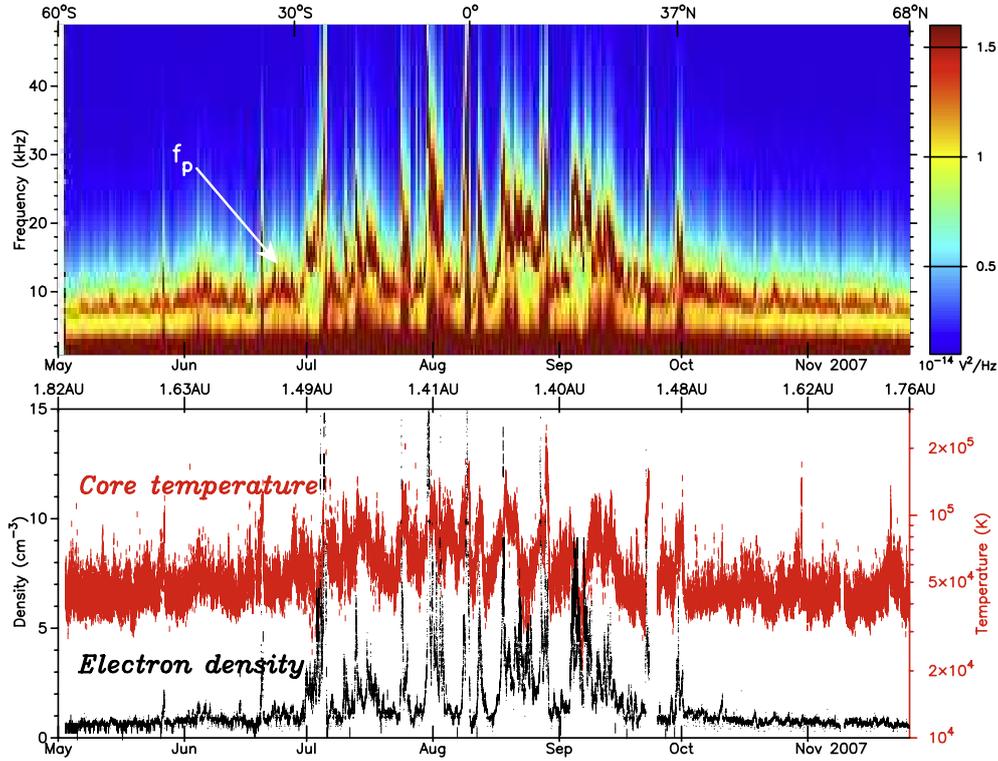


Figure 1. Radio spectrogram obtained from the URAP experiment during Ulysses’ third fast latitude scan in 2007 at latitudes between 60°S and 68°N, with the corresponding electron density (black dots) and core temperature derived from QTN spectroscopy.

HAO Mauna Loa coronagraph and SOHO/LASCO C2 show the corresponding state of the corona for these periods. In 1994–1995, the scaled electron flux in polar coronal holes is similar in both hemispheres at $1.9 \times 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ northward of 40°N, and $2 \times 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

southward of 40°S. The blue dot is the scaled electron flux in the northern polar coronal hole during the fast latitude scan at the 2001 solar maximum. The flux is $2.1 \times 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, roughly equal to those of 1994–1995, showing similar flux from polar coronal holes at the solar minimum and maxi-

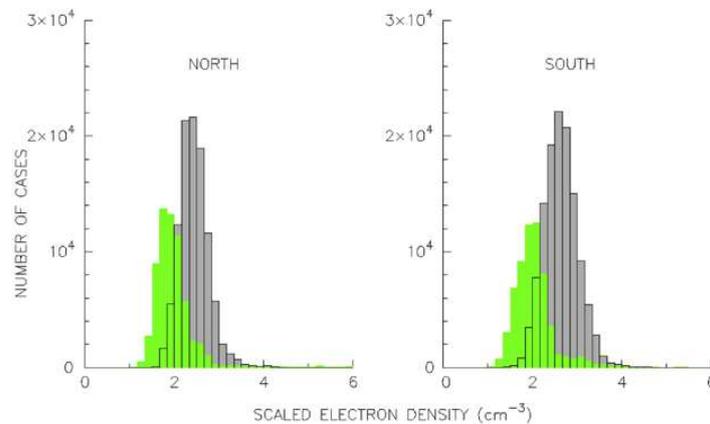


Figure 2. Histograms of electron density scaled to 1 AU, with a bin size of 0.17, near the 2007 solar minimum during Ulysses’ third fast latitude scan (green), (left) northward of 37° and (right) southward of 30°. Grey histograms correspond to the scaled electron density obtained during Ulysses’ first latitude scan poleward of 40° for both hemispheres.

L19101

ISSAUTIER ET AL.: FAST SOLAR WIND ELECTRON PROPERTIES

L19101

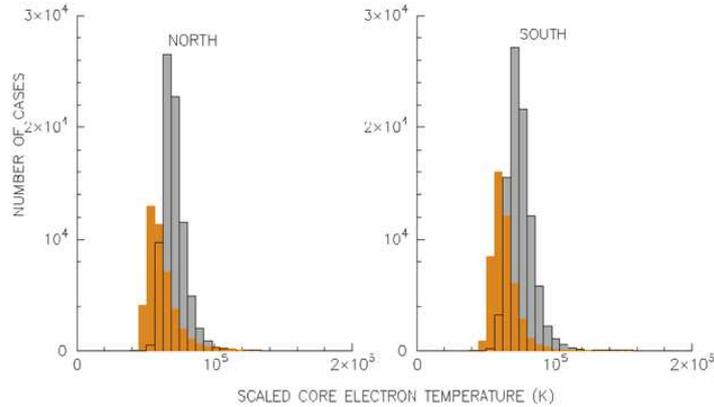


Figure 3. Histograms of electron core temperature scaled to 1 AU assuming a $R^{-0.64}$ variation, with a bin size of 5×10^3 , near the 2007 solar minimum during Ulysses’ third fast latitude scan (orange), (left) northward of 37° and (right) southward of 30° . Grey histograms are the scaled core temperature obtained during Ulysses’ first latitude scan poleward of 40° for both hemispheres.

mum. In contrast, the fast polar pass in 2007 exhibits a large drop in the average scaled electron flux, both in the northern (orange) at $1.4 \times 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and southern hemispheres (red) at $1.5 \times 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. This corresponds to a drop of about 25% in particle flux between the 1994–1995 and 2007 solar minima. In both minima, the mean is almost constant with heliographic latitude in each hemisphere, namely the

product of the flux by the distance squared is nearly independent of latitude.

[9] What is the origin of the drop in density and temperature between the minima of solar cycles 22 and 23? In fact, the fast latitude scan during cycle 22 took place slightly before the minimum, so that the average sunspot number was somewhat smaller during the 2007 fast latitude scan than in 1994–1995. One should then expect a smaller HCS

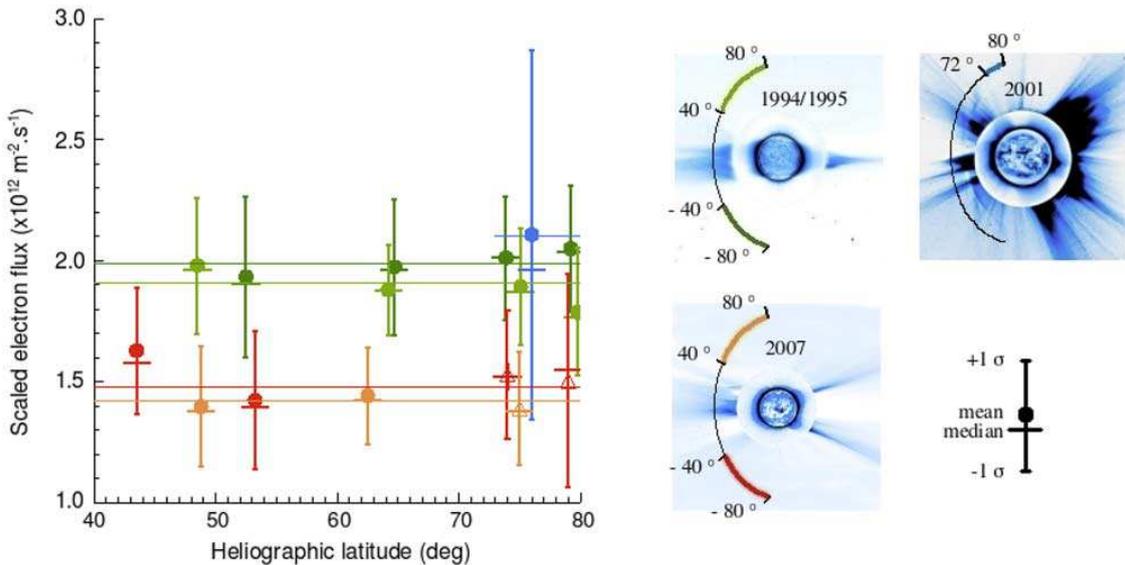


Figure 4. (left) Scaled electron flux versus the modulus of the heliographic latitude in polar coronal hole wind during the Ulysses fast latitude scans shown (right) near minimum in 1994–1995 (green for north pole and dark green for south pole), near maximum in 2001 (blue dot for northern coronal hole), and near minimum in 2007 (orange for north pole and red for south pole). Measurements are binned over a solar rotation and displayed with the corresponding mean and median. The average over latitude of the scaled electron flux in the fast wind for both minima is shown by horizontal lines, each color corresponding to each hemisphere. Also shown is composite of EIT (center), HAO Mauna Loa coronagraph (inner ring) and LASCO C2 (outer ring) coronal images during the three periods of Ulysses’ fast latitude scan labeled in the figure.

B.1. Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy : Not so dense, not so hot

115

L19101

ISSAUTIER ET AL.: FAST SOLAR WIND ELECTRON PROPERTIES

L19101

tilt and extension in 2007. Instead, as seen in Figure 1 from the electron measurements, the HCS has a larger extension. This may be due to the fact that in 2007 polar coronal holes are not as well developed as in 1994–1995; furthermore, the STEREO mission observed a mid-latitude coronal hole, which is unexpected at solar minimum, suggesting a complex solar magnetic field. Indeed, the composite coronal image of SoHo shown in Figure 4 during the 2007 fast latitude scan, has an unusual coronal structure for a solar minimum configuration.

[10] Be that as it may, variations from cycle to cycle in polar corona and solar wind properties are not unusual. For example, the interplanetary magnetic field was lower than average in cycle 20 [Richardson *et al.*, 2002]. A secular increase in the area of polar zones at activity minimum with a corresponding decrease in coronal temperature at high latitudes has been suggested [Makarov *et al.*, 2004]. Finally, the variations observed in the solar wind properties might be related to the 22 year cycle or longer period ones, due to fluctuations of the solar dynamo [see, e.g., Weiss, 1994].

[11] **Acknowledgments.** The Ulysses URAP investigation is a collaboration of NASA/GSFC, Observatoire de Paris, University of Minnesota, and CETP, Velizy, France. The French contribution is supported by CNES and CNRS. We thank the SOHO/EIT instrument team, the SOHO/LASCO instrument team and the High Altitude Mauna Loa coronagraph team for providing composite solar images of Figure 4.

References

- Bame, S. J., et al. (1992), Ulysses solar wind plasma experiment, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 92(2), 237.
- Issautier, K., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, and S. Hoang (1998), Solar wind radial and latitudinal structure: Electron density and core temperature from Ulysses thermal noise spectroscopy, *J. Geophys. Res.*, 103, 1969–1979.
- Issautier, K., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, and D. McComas (1999a), Quasi-thermal noise in a drifting plasma: Theory and application to solar wind diagnostic on Ulysses, *J. Geophys. Res.*, 104, 6691–6704.
- Issautier, K., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, and S. Hoang (1999b), High-speed solar wind from Ulysses measurements and comparison with exospheric models, in *Proceedings of the Ninth International Solar Wind Conference*, edited by S. R. Habbal et al., *AIP Conf. Proc.*, 471, 581–585.
- Issautier, K., R. M. Skoug, J. T. Gosling, S. P. Gary, and D. J. McComas (2001), Solar wind plasma parameters on Ulysses: Detailed comparison between the URAP and SWOOPS experiments, *J. Geophys. Res.*, 106, 15,665–15,675.
- Issautier, K., et al. (2003), Large-scale structure of the polar solar wind at solar maximum: Ulysses/URAP observations, in *10th International Conference on Solar Wind*, edited by M. Velli, *AIP Conf. Proc.*, 679, 263–266.
- Issautier, K., M. Moncuquet, and S. Hoang (2004), Solar wind electron parameters from Ulysses/URAP quasi-thermal noise measurements at solar maximum, *Sol. Phys.*, 221, 351–360.
- Luhmann, J. G., et al. (2002), Solar cycle changes in coronal holes and space weather cycles, *J. Geophys. Res.*, 107(A8), 1154, doi:10.1029/2001JA007550.
- Makarov, V. I., A. G. Tlatov, and D. K. Callebaut (2004), Long-term changes of polar activity of the Sun, *Sol. Phys.*, 224, 49–59.
- McComas, D. J., et al. (2000), Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit, *J. Geophys. Res.*, 105, 10,419–10,433.
- McComas, D. J., et al. (2002), Ulysses' second fast-latitude scan: Complexity near solar maximum and the reformation of polar coronal holes, *Geophys. Res. Lett.*, 29(9), 1290, doi:10.1029/2001GL014164.
- McComas, D. J., et al. (2003), The three-dimensional solar wind around solar maximum, *Geophys. Res. Lett.*, 30(10), 1517, doi:10.1029/2003GL017136.
- McComas, D. J., et al. (2008), Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun, *Geophys. Res. Lett.*, doi:10.1029/2008GL034896, in press.
- Meyer-Vernet, N., and K. Issautier (1998), Electron temperature in the solar wind: Generic radial variation from kinetic collisionless models, *J. Geophys. Res.*, 103, 29,705–29,717.
- Meyer-Vernet, N., et al. (1998), Measuring plasma parameters with thermal noise spectroscopy, in *Measurement Techniques in Space Plasmas: Fields*, *Geophys. Monograph Ser.*, vol. 103, edited by R. Pfaff et al., pp. 205–210, AGU, Washington, D. C.
- Neugebauer, M. (2001), The solar wind and heliospheric magnetic field in three dimensions, in *The Heliosphere Near Solar Minimum: The Ulysses Perspective*, edited by A. Balogh, R. Marsden, and E. J. Smith, pp. 43–99, Springer, New York.
- Phillips, J., et al. (1995), Ulysses solar wind plasma observations from pole to pole, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 3301–3304.
- Richardson, I. G., E. W. Cliver, and H. V. Cane (2002), Long-term trends in interplanetary magnetic field strength and solar wind structure during the twentieth century, *J. Geophys. Res.*, 107(A10), 1304, doi:10.1029/2001JA000507.
- Smith, E. J., and A. Balogh (2008), Decrease in heliospheric magnetic flux in this solar minimum: Recent Ulysses magnetic field observations, *Geophys. Res. Lett.*, doi:10.1029/2008GL035345, in press.
- Smith, E. J., et al. (2003), The Sun and the heliosphere at solar maximum, *Science*, 302, 1165–1169.
- Stone, R. G., et al. (1992), The unified radio and plasma wave investigation on Ulysses, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 92, 291.
- von Steiger, R., et al. (2001), The 3-D heliosphere from the Ulysses and ACE Solar Wind Ion Composition experiments, *Space Sci. Rev.*, 97, 123–127.
- Weiss, N. O. (1994), Solar and stellar dynamos, in *Lectures on Solar and Planetary Dynamos*, edited by M. R. E. Proctor and A. D. Gilbert, pp. 59–95, Cambridge Univ. Press, New York.
- S. Hoang, K. Issautier, G. Le Chat, N. Meyer-Vernet, and M. Moncuquet, Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, Université Paris Diderot, CNRS, UPMC, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon CEDEX, France. (karine.issautier@obspm.fr)
- R. J. MacDowall, NASA Goddard Space Flight Center, Code 695, Greenbelt, MD 20771, USA.
- D. J. McComas, Southwest Research Institute, P.O. Drawer 28510, San Antonio, TX 78228-0510, USA.

B.2 Ulysses mission : the end of an odyssey

*K. Issautier, S. Hoang, G. Le Chat, N. Meyer-Vernet and M. Moncuquet
(publié en 2008 dans SF2A 2008, édité par C. Charbonnel, F. Combes et R.
Samadi)*

SF2A 2008

C. Charbonnel, F. Combes and R. Samadi (eds)

ULYSSES MISSION: THE END OF AN ODYSSEY

Issautier, K.¹, Hoang, S.¹, Le Chat, G.¹, Meyer-Vernet, N.¹ and Moncuquet, M.¹

Abstract. After almost 18 years in space, the Ulysses mission explored the entire heliosphere out-of-the ecliptic plane over the solar activity cycle. The end of this unique mission is planned before the end of December 2008 due to the decline in power produced by its on-board generators. We enlighten some major impacts of the scientific results of the mission to the heliospheric community.

1 Introduction

The Ulysses mission is a cooperative programme between ESA and NASA, launched on 6 October 1990. The goal of the mission was to study in four dimensions (space and time) the heliosphere, the magnetic bubble created by the solar wind, which carries the solar magnetic field well beyond the outer reaches of the solar system. Ulysses was also designed to study the solar wind, a constant stream of charged particles expelled by the Sun at a speed up to 800 km/s. Ulysses provided the first-ever map of the heliosphere from equator to the poles thanks to its special out-of-ecliptic orbit over the Sun. Ulysses is in a six-year orbit around the Sun. Its long path through space carries it out of Jupiter's orbit and back again. Ulysses explored the uncharted high latitude regions of the heliosphere from 80° south to 80° north, within 5 AU of the Sun over a wide range of solar activities. About the orbit of Ulysses over the Sun, the most interesting periods are the fast latitudinal scans from 80° S to 80° N, lasting ten months, and occurring near solar minimum of activity in 1994-1995 and near solar maximum in 2001. Since February 2007 Ulysses undertook a third pole-to-pole fast transit near the minimum of cycle 23 when the solar magnetic dipole reversed with respect to the previous minimum (Smith et al., 2003). The spacecraft carried 10 instruments to diagnosing the heliosphere through the solar activity. French space laboratories, mainly supported by CNES, were fully associated to some of the main discoveries so far. Ulysses, which is studied the Sun and its effect on the surrounding space for almost four times its expected lifespan, will ceased to function because of the decline in power. We highlight below some major impacts on the heliospheric physics.

2 Legacy of Ulysses

Ulysses was the first mission to survey the environment in space above and below the poles of the Sun in the four dimensions of space and time. It showed that the sun's magnetic field is carried into the solar system in a more complicated manner than previously believed. Particles expelled by the sun from low latitudes can climb up to high latitudes and vice versa, even unexpectedly finding the way down to planets. Before Ulysses, the magnetic field was thought to follow generally an archimedean spiral at all latitudes. Ulysses revealed it is more complex. It spreads in latitude much more than was thought (Fisk et al. 1996). Ulysses fast latitude scans reveals that the radial field does not vary with latitude. The magnetic field is also more simple since it simply rotates to 180° to achieve the polarity reversal. Indeed, the Sun does not emit solar wind steadily, but the emission varies through a cycle of magnetic activity lasting approximately 11 years. The cycle culminates in the reversal of the direction of the Sun's magnetic field. Ulysses saw that on a large scale, the complexity of the magnetic field near the solar surface simplifies into a field created by a bar magnet inside the Sun. When the solar activity is at minimum, this bar magnet is aligned with the rotation poles. Six years later, at maximum, the bar magnet has moved to lie at 90° to the rotation poles. It then continues moving so that by the time of

¹ Observatoire de Paris, LESIA, CNRS UMR 8109, Université Paris Diderot, UPMC, 92195 Meudon, France

552

SF2A 2008

the next minimum, it is aligned with the rotational pole again, but in the opposite orientation (Smith et al., 2003).

The fast solar wind is coming from polar coronal holes of the Sun, and is blowing at 800 km/s. This kind of wind was sporadically observed in the ecliptic plane before the Ulysses mission in contrast to the slow wind, of 400 km/s, predominantly present. Thanks to Ulysses unique trajectory, it was shown on the opposite that the fast wind is the common wind, present all over the solar cycle, "disappearing" at solar maximum when coronal holes are not anymore present on the solar surface. Ulysses thus demonstrated the bimodal nature of the wind: it discovered that a steady fast wind is present throughout most of the solar cycle. The average speed at high latitudes is 750 km/s at all phases. The slow wind emerges on another hand from the sun's equatorial zone. The transition from slow to fast wind is showed to be relatively abrupt (see review of Neugebauer, 2001)

Energetic particles were studied in great detail near equator in the past. Could particles accelerated at low latitudes near the sun or in interplanetary space reach high latitudes? At solar minimum, although acceleration sites are restricted to low latitudes, energetic electrons and ions can reach into the polar caps. At solar maximum, particles are present at all latitudes and are confined to the inner heliosphere in reservoirs from which they slowly escape. Energetic particles are present at all phases of the solar cycle, also at quiet times. Their fast transport to high latitude has revealed large scale restructuring of the coronal magnetic field, during solar events (Pick et al., 1995). Acceleration mechanism that operates is still under question.

Ulysses detected and studied dust flowing into our solar system from deep space and showed that it was 30 times more abundant than astronomers suspected. Ulysses also detected heavy atomic nuclei racing into the solar system. Known as cosmic rays, these are thought to have been accelerated by the explosion of high-mass stars. Ulysses estimated that the average of a cosmic ray entering the solar system is 10-20 million years and they have spent their lives streaming through the galaxy's outer regions before finding their way into the solar system. Galactic cosmic rays observed near the equator before Ulysses were known to be affected by changes in solar activity. At both minimum and maximum, the distribution of cosmic rays is essentially spherically symmetric: the flux is the same at the equator and in the polar regions. Do they have easy access to polar regions of the heliosphere where the magnetic field is radial and weak? They don't because their access is opposed by large-amplitude waves on the magnetic field in the fast wind from the poles (Heber & Potgieter, 2008).

During Ulysses pole-to-pole exploration around the Sun, the Unified Radio And Plasma (URAP) instrument acquired in routine the electron density and temperature versus the heliolatitude using the QTN method. It is based on in situ measurement of the electric field using wire antennas connected to a sensitive receiver. The QTN method has been successfully applied to various environments encountered by Ulysses. For specific plasma conditions, the radio technique is the only way to measure the density. The QTN method on Ulysses gave in routine the electron density and temperature of the solar wind, and produced unique measurements of the Io plasma torus aboard Ulysses, which led to a new understanding of the Io torus structure and stability. Because of its reliability and accuracy, this technique is also used to calibrate and crosscheck other plasmas sensors (Issautier et al., 2001; Maksimovic et al., 1995; Zouganelis, 2008). The accurate electron diagnostics give the unique opportunity to understand the 3D structure of the solar wind over a full solar cycle. Especially, for the first time the radial profiles of the electron density and temperature in the steady state fast solar wind were obtained with accuracy during both solar minimum (in 1994-95 and in 2007) and maximum (2001) (Issautier et al., 1998; Maksimovic et al., 2000; Issautier et al., 2004; Issautier et al., 2008). A north/south asymmetry was found and studied over the full solar cycle (Issautier et al., 2003), thus extending our understanding of the origin of the fast solar wind and its properties (Meyer-Vernet & Issautier, 1998; Zouganelis et al., 2004; Maksimovic et al., 2005)

As a beautiful by-product from the URAP experiment, a result regarding the plasma populating the inner magnetosphere of Jupiter, known as the Io plasma torus (IPT), was obtained by the Ulysses radio spectra acquired in 1992. In contrast to the Voyager 1 or Galileo spacecraft, Ulysses passed through the IPT on a north-to-south trajectory (of course because of Ulysses' primal aim of going out of the Ecliptic) and nearly tangentially to a magnetic shell ($L \cong 8 R_J$), which allowed us, for the first time, the determination of the electron density and temperature along the magnetic field (Meyer-Vernet et al., 1993; Moncuquet et al., 1995). The principal and most unexpected result was that the electron temperature increased substantially with magnetic latitude (doubling over 7° of latitude) and was anticorrelated with the electron density, obeying a polytropic law $T \propto n^{\gamma-1}$, with an index γ of 0.48 (Meyer-Vernet et al., 1995). The need for a new plasma torus model, especially its latitudinal structure, was driven by this result (Moncuquet et al., 2002; and references therein).

In radioastronomy, combined observations derived from the HISCALE, URAP instruments, VIIM and FCM magnetometers and Nançay radio heliograph, discovered the existence of magnetic channels, anchored in active regions of the sun corona, which can survive over very large distances in the interplanetary medium, beyond 4 AU. Triggered by these beams, Langmuir waves were observed in these channels, being sources of solar Type III bursts (Buttighoffer et al., 1995). In addition, radio observations combined with the Artemis radio spectrograph provided for the first time measurements of their directivity. Ulysses also allowed tracking type II bursts over long distances, a day before the shock hits the spacecraft, and unambiguously identifies the source region of electrons, upstream of the shock. Finally, the URAP receivers monitored the Saturn kilometric radiations, which are used to derive the rotation period of the planet. Observations have shown a striking difference in this rotation, up to 1% from Voyager (Galopeau & Lecacheux, 2000). This problem is now extensively studied from Cassini observations around Saturn.

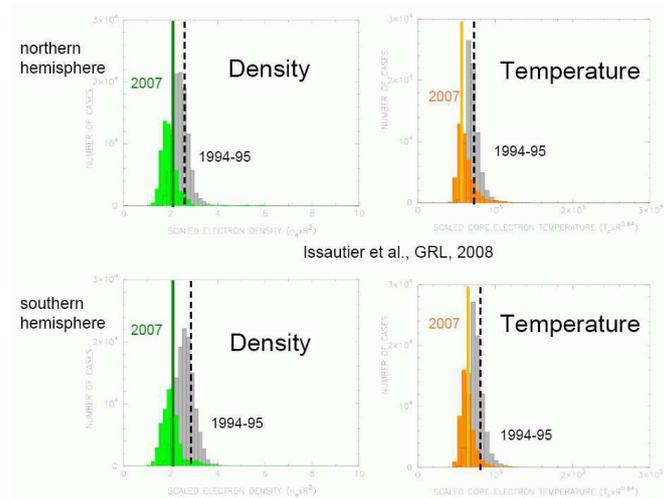


Fig. 1. Histograms of the electron density and temperature measured in 2007 and 1994-95 during Ulysses fast polar pass at high latitudes for northern and southern hemispheres. Adapted from Issautier et al., 2008.

3 Latest solar wind results from Ulysses' third orbit

In 2007, Ulysses undertook its third polar pass over the Sun. The fast solar wind coming from polar coronal regions on the Sun surface is now not so dense, not so hot compared to measurements previously obtained near solar minimum in 1994-95 during Ulysses first orbit, a solar cycle ago.

Electron properties of this fast wind have been investigated using the onboard URAP radio experiment. We observe a significant drop of 20 % of the electron density as well as a drop of 13% of the electron temperature of the solar wind (Issautier et al., 2008). During that period, the solar wind is still blowing fast at 750 km/s. Fig. 1 illustrates these results. It shows histograms of the electron density and temperature respectively of the fast solar wind. We compared these numbers for both solar hemispheres (north and south) during Ulysses fast polar scans near minimum of activity in 1994-95 and 2007. Vertical lines represent averaged values showing the drop on each hemisphere.

These results are based on wave measurements using electric antennas and a sensitive receiver. It gives an accurate plasmas diagnostics of a few percent. It is important to point out that the weaker solar wind observed in 2007 is also confirmed by other plasmas properties as discussed by McComas et al. (2008) and Smith et al. (2008) from other instruments on Ulysses, thus avoiding any instrumental effects due to the aging of Ulysses and its 18 years in space.

The fast solar wind is significantly less dense and cooler suggesting the present solar cycle minimum is unusual. Indeed, sunspots number is dramatically low during this minimum. However, the structure of the

magnetic configuration of the Sun's corona does not show a classical minimum structure: During the third Ulysses polar pass at high latitudes, polar coronal holes are not as well developed as in 1994-95. One more thing to note is that as seen for example on STEREO coronal images, a mid-latitude coronal hole is present at the surface of the Sun, which is unusual during this stage of the cycle. These results call in question our knowledge on the solar cycle and enlighten that the variations observed in the solar wind properties might be related to the 22-year solar cycle or longer periods, due to fluctuations of the solar dynamo.

4 The end of Ulysses

Ulysses uses a small Radioisotope Thermoelectric Generator (RTG). The amount of power available gradually decreases with time. Since 2002, due to lack of power, not all of the instruments and systems could remain switched on. Thus, they were alternately switched off. But one has to be careful not to switch anything off for too long to avoid creating cold spots within the spacecraft body, otherwise its thruster fuel will freeze when it reaches the critical level of temperature of 2° C . Once this happens, as it inevitably will, there is no way to control the spacecraft.

Last year, the power drop became too serious. Ulysses no longer has enough power to run all of its communications, heating and scientific equipment simultaneously. It was thus decided to test a new power-saving strategy: the main transmitter was switching off for a while. Unfortunately, it was impossible to switch it on again and it has left in addition a cold spot critically near a fuel line. This has a consequence of reducing the data transmission rate, and using a less powerful transmitter on board and large ground antennas (70 m) on Earth. Now Ulysses is slowly cooling as it is going away from the Sun. Once the temperature falls below 2° C, its hydrazine fuel will freeze, and it will be impossible to manoeuvre because it will be impossible to point the high gain antenna towards Earth. Ulysses will however continue unrelentingly its journey around the Sun.

Be that as it may, the rich treasure of unprecedented observations will keep the mission alive long after the actual spacecraft has died.

References

- Buttighoffer, A. et al., 1995, *J. Geophys. Res.*, 100, 3369
 Fisk, J., 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 15547
 Heber, B. & M.S.Potgieter, 2008, Galactic and anomalous cosmic rays through the solar cycle: new insights from Ulysses, *The heliosphere through the solar activity cycle*, Springer-Praxis books in Astrophysics and astronomy, ed. A. Balogh, L. Lanzerotti, S. Suess, pp. 195-250
 Galopeau P. and A. Lecacheux., 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 13089
 Issautier, K. et al., 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 1969
 Issautier, K. et al., 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 15, 665
 Issautier, K. et al., 2003, *AIP*, 679,59
 Issautier, K. et al., 2004, *Sol. Phys.*, 221, 351
 Issautier, K., et al., 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L19101, doi:10.1029/2008GL034912
 Maksimovic, M. et al., 1995, *J. Geophys. Res.*, 100, 19, 881
 Maksimovic, M. et al., 2000, *J. Geophys. Res.* 105, 18337
 Maksimovic, M. et al., 2005, *J. Geophys. Res.*, 110, A09104, doi:1029/2005JA011119
 Meyer-Vernet, N. & K. Issautier, 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 29,705-29,718
 McComas, D.J., et al., 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L18103, doi:10.1029/2008GL034896
 Meyer-Vernet, N. et al., 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, 21163
 Moncuquet, M. N. Meyer-Vernet, S. Hoang, 1995, *J. Geophys. Res.*, 100, 21697
 Moncuquet, M., F. Bagenal, and N. Meyer-Vernet, 2002, *J. Geophys. Res.*, 107(A9),1260, doi:10.1029/2001JA900124
 Neugebauer, M., 2001, The solar wind and heliospheric magnetic field in three dimensions, *The heliosphere near solar minimum: the Ulysses perspective*, Springer-Praxis books in Astrophysics and astronomy, ed. A. Balogh, R. Marsden & E.J. Smith, pp. 43-99
 Pick, M. et al., 1995, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 3377
 Smith, E.J. & A. Balogh, 2008, *Geophys. Res. Lett.*, in press.
 Zouganelis, I. et al., 2004, *Astrophys. J.*, 606, 542-554
 Zouganelis, I. 2008, *J. Geophys. Res.*, 113, doi:10.1029/2007JA012979

B.3 Study of stellar wind energy flux : from the Sun to Betelgeuse

G. Le Chat, N. Meyer-Vernet, K. Issautier

(publié en 2009 dans Cool Stars, Stellar Systems and the Sun : 15th Cambridge Workshop, édité par E. Stempels.)

Study of stellar wind energy flux: from the Sun to Beltegeuse

G. Le Chat, N. Meyer-Vernet and K. Issautier

LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot ; 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

Abstract. This study examines the solar wind energy flux, from 17 years of Ulysses measurements at different heliolatitudes, completed by multi-instrument observations. The solar wind energy flux is almost constant, nearly independant on wind speed and solar activity. We then compare the energy flux of the Sun to the stellar wind fluxes, in addition to the luminosity fluxes, from young stars to supergiants. A share processus of origin and acceleration of the main-sequence stars and cool giants' winds is suggested. T-Tauri stars' winds show a possible result of an accretion powered wind.

Keywords: solar wind, stellar wind, energy flux, mass-loss rate

PACS: 96.60.Vg, 97.10.Me

INTRODUCTION

During the last two decades our knowledge of the solar wind had been increased by the Ulysses mission. Ulysses was the first and only spacecraft exploring the heliosphere outside the ecliptic plan, from 80° south to 80° north heliolatitudes. This allowed us to have a global view of the solar wind.

In this paper, we study the stellar wind energy flux, defined in the equation 1,

$$W = \frac{\dot{M}}{4\pi R^2} \left(\frac{V^2}{2} + \frac{MG}{R} \right) \quad (1)$$

where \dot{M} is the mass-loss rates, R and M the star radius and mass, V the stellar wind bulk speed, and G the Gravitational constant. In other words, the wind energy flux is the sum (per unit surface on the star) of the kinetic energy of the wind and the energy needed to lift it out the star's gravitational potential.

We focuse on the solar case, before extending this study to other stars.

SOLAR WIND

In this work, we use the ULYSSES/SWOOPS observations (Bame 1992 [1]), namely the solar wind proton and alpha particle densities and the solar wind speed. We also use the solar wind ions density and speed of the WIND/SWE instrument (Gloeckler 1995 [6]) to have a reference point near the Earth's orbit. The SWOOPS data cover the period from 1992 to 2008 and the SWE's one from 1995 to 2008, without times period when WIND was inside the Earth magnetosphere.

B.3. Study of stellar wind energy flux : from the Sun to Betelgeuse

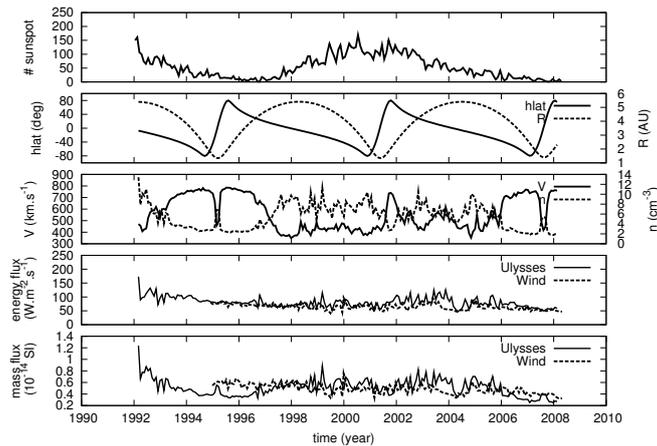


FIGURE 1. From top to bottom : the solar sunspot number; the Ulysses spacecraft heliocentric latitude (hlat) and distance (R); the solar wind speed and density (protons + alpha particles) measured by Ulysses; the solar wind energy flux at the solar surface computes from Ulysses (continuous) and Wind (dashed) data; and the solar wind mass flux scaled at 1 AU computes from Ulysses (continuous) and Wind (dashed) data. The energy flux and mass flux data are averages over a solar rotation (taken as 27.2 days).

Figure 1 shows that the solar wind energy fluxes from SWOOPS and SWE instruments match everytime both instruments are available. This is not the case for the mass flux, where the SWOOPS and SWE data only match when the Ulysses spacecraft was close enough to the ecliptic plane (between 30°S and 30°N latitude). Furthermore, the energy flux measured on Ulysses remains constant as the spacecraft heliolatitude varies from -80° to $+80^\circ$, whereas the wind speed and the mass flux varie by a factor of two. Therefore, the solar wind energy flux is independant on heliocentric latitude and wind speed.

Figure 1 also shows that the solar wind energy flux is almost independent on solar activity. The mean value of the energy flux, over the 17 years of Ulysses data, is $79 W.m^{-2}$ at the solar surface, which is about 10^{-6} of the luminosity flux. Nevertheless, the last minimum of solar activity shows a significant decrease in nearly all the solar wind properties: magnetic field (Smith et al, 2008 [14]), electron temperature and density (Issautier et al, 2008 [9]) and proton and alpha particles density (McComas et al, 2008 [12]), producing a decrease in the solar wind energy flux of about 20% between the solar minima of activity near 1996 and 2008.

STELLAR WIND

We use stellar wind data for a spread of stars: red dwarfs in binary systems (Debes 2006 [5]); solar-like stars (Wood et al., 2005 [15]); cool giants (Lobel & Dupree, 2000 [10], Robinson et al., 1998 [13], Carpenter et al., 1999 [2], Harper et al., 1995 [7]); and T Tauri Stars (Hartigan et al., 1995 [8]).

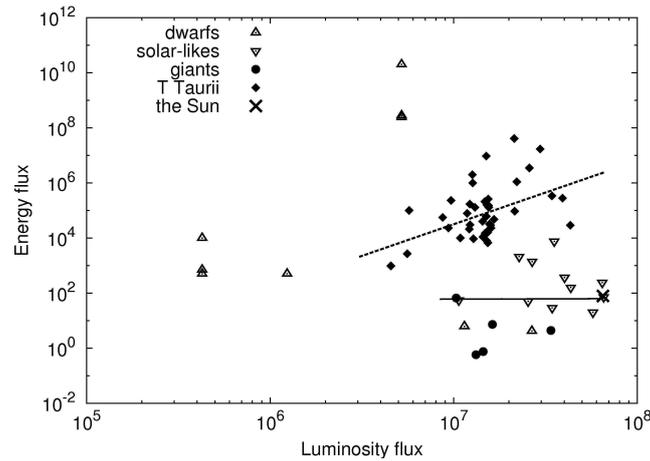


FIGURE 2. Stellar wind energy flux versus luminosity flux, for different kinds of stars mentioned in the figure. Lines are linear fits (see text).

This data set contains stars with mass ranging from $0.1 M_{\odot}$ to $630 M_{\odot}$, with effective temperature from $3000^{\circ}K$ to $27000^{\circ}K$ and mass-loss rate from $10^{-16} M_{\odot}.yr^{-1}$ to $8.10^{-8} M_{\odot}.yr^{-1}$.

Figure 2 compares the stellar wind energy flux (equation 1) with the star luminosity flux (from SIMBAD and references therein). Four groups of data can be seen in fig. 2: one with the T Tauri stars (diamonds); another with the Sun (cross), the solar-like stars (head down triangles) and the cool giants (circles); and the last two ones by the red dwarfs (head up triangles).

Fits, using nonlinear least-squares Marquardt-Levenberg algorithm, show that the energy flux of the T tauri stars varies as luminosity flux at the power 2.3 ± 0.7 . For the Sun, solar-like and cool giants group, the energy fluxes are roughly independent of the luminosity flux ($W \propto L^{0.02 \pm 0.5}$), being equal to $10^2 W.m^{-2}$ to a factor of 10^2 . The latter result should be taken with caution considering the observational limits to measure mass-loss rate for main sequence stars (Cranmer 2008 [4]). The red dwarfs have an energy flux in the same range except the three higher ones which correspond to the stars with the bigger accretion mass or for one case (RD464) to a possibly triple system (Debes 2006 [5]).

DISCUSSION

The energy flux of the solar wind is similar in the whole heliosphere, and doesn't change between fast and slow wind. Therefore the energy flux should be a good observable for stellar winds.

The study of a spread of stellar winds shows that the energy flux is almost constant for Solar-like and cool giant stars. This suggests a shared process at the origin and

B.3. Study of stellar wind energy flux : from the Sun to Betelgeuse

the acceleration of stellar winds. The higher energy flux of the T-Tauri stars and binary dwarfs can be a result of accretion powered stellar winds (Matt & Pudritz 2005 [11] and Cranmer 2008 [3]).

ACKNOWLEDGMENTS

We thank ESA and the SWOOPS instrument team (D. McComas, PI) for making Ulysses plasma data available on the ESA web site, and .W. Ogilvie, A.J. Lazarus and M.R. Aellig for the SWE data. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

REFERENCES

1. Bame, S. J., et al. 1992, *A&AS*, **92**, 237-265.
2. Carpenter, K. G., et al. 1999, *ApJ*, **521**, 382-406
3. Cranmer, S. R. 2008, *ApJ*, **689**, in press
4. Cranmer, S. R. 2008, in *14th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. G. van Belle, ASP Conf. Series **384**, 317.
5. Debes, J. H. 2006, *ApJ*, **652**, 636-642
6. Gloeckler, G., et al. 1995, *Space Science Reviews*, **71**, 79-124.
7. Harper, G. M., et al. 1995, *ApJ*, **452**, 407
8. Hartigan, P., Edwards, S. & Ghandour, L. 1995, *ApJ*, **452**, 736
9. Issautier, K., G., et al. 2008, *Geophys. Res. Lett.*, doi:10.1029/2008GL034912, in press. (accepted 7 August 2008)
10. Lobel, A. & Dupree, A. K. 2000, *ApJ*, **545**, 454-474
11. Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, **632**, L135-L138
12. McComas, D. J., et al. 2008, *Geophys. Res. Lett.*, doi:10.1029/2008GL034896, in press. (accepted 14 August 2008)
13. Robinson, R. D.; Carpenter, K. G. & Brown, A. 1998, *ApJ*, **502**, 396
14. Smith, E. J., & A. Balogh 2008, *Geophys. Res. Lett.*, doi:10.1029/2008GL035345, in press. (accepted 13 August 2008)
15. Wood, B. E., et al. 2005, *ApJ*, **628**, L143-L146

B.4 Quasi-thermal noise in space plasma : "kappa-pa" distributions

G. Le Chat, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, I. Zouganelis, M. Maksimovic, and M. Moncuquet

(publié en 2009 dans Physics of Plasmas, Volume 16, numéro 10.)

Quasi-thermal noise in space plasma: "kappa" distributions

G. Le Chat,¹ K. Issautier,¹ N. Meyer-Vernet,¹ I. Zouganelis,² M. Maksimovic,¹ and M. Moncuquet¹

¹LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

²Laboratoire de Physique des Plasmas, UPMC, Ecole Polytechnique, CNRS, Univ. Paris 11, 4 avenue de Neptune, 94107 Saint-Maur-des-Fossés, France

(Received 15 July 2009; accepted 14 September 2009; published online 9 October 2009)

The transport of energy in collisionless plasmas, especially in space plasmas, is far from being understood. Measuring the temperature of the electrons and their nonthermal properties can give important clues to understand the transport properties. Quasi-thermal noise (QTN) spectroscopy is a reliable tool for measuring accurately the electron density and temperature since it is less sensitive to the spacecraft perturbations than particle detectors. This work models the plasma QTN using a generalized Lorentzian ("kappa") distribution function for the electrons. This noise is produced by the quasi-thermal fluctuations of the electrons and by the Doppler-shifted thermal fluctuations of the ions. A sum of two Maxwellian functions has mainly been used for modeling the QTN of the electrons, but the observations have shown that the electrons are better fitted by a kappa distribution function. Pioneer work on QTN calculation only considered integer values of κ . This paper extends these calculations to real values of κ and gives the analytic expressions and numerical calculations of the QTN with a kappa distribution function. This paper shows some generic properties and gives some practical consequences for plasma wave measurements in space. © 2009 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3243495]

I. INTRODUCTION

In collisionless plasma, like the solar wind, the mechanism of energy transport is still an open question. Due to the high difference of mass between the ions and the electrons, the electrons transport the energy whereas the ions transport the impulsion. Consequently, measuring accurately the temperature of the electrons and their nonthermal properties with quasi-thermal spectroscopy can give important clues to understand the energy transport properties.

By the same way as a passive electric antenna is sensitive to electromagnetic waves, it is also sensitive to local fluctuations of the electric potential. These fluctuations are produced by the motions of the ambient electrons and ions. As soon as the plasma is stable, this quasi-thermal noise (QTN) is completely determined by the particle velocity distributions in the frame of the antenna.¹

The problem is simpler in the absence of a static magnetic field or at frequencies much higher than the electron gyrofrequency, since in this case the plasma can be considered to be an assembly of "dressed test" particles moving in straight lines. The QTN spectrum around the plasma frequency f_p consists of a noise peak just above f_p produced by electron quasi-thermal fluctuations. Since the plasma density n_e is proportional to f_p^2 , this allows an accurate measurement of the electron density. In addition, since the shape of the spectrum is determined by the electron velocity distribution, the analysis of the spectrum reveals its properties. One of the main advantages of the QTN spectroscopy is its relative immunity to the spacecraft potential and photoelectrons perturbations which, in general, affect particle analyzers.^{2,3}

A sum of two Maxwellian functions has mainly been

used for modeling the electron velocity distributions. The observations have shown that the suprathermal electrons are better fitted by a generalized Lorentzian ("kappa") distribution function,⁴ first introduced to model space data by Vasyliunas⁵ and Olbert.⁶ In this paper, we compute the QTN obtained for such electron distribution functions with real kappa parameter. Chateau and Meyer-Vernet⁷ only considered integer values of κ in order to simplify the calculation of the longitudinal dielectric permittivity. Section II shows how to generalize this calculation to real values of kappa and gives the corresponding QTN. In Sec. III, we present other contributions to the thermal noise in usual space plasmas. General properties of the QTN are shown in Sec. IV.

II. KAPPA ELECTRON THERMAL NOISE

A. Basics

The voltage power spectrum of the plasma QTN at the terminals of an antenna in a plasma drifting with velocity \vec{V} is

$$V_{\omega}^2 = \frac{2}{(2\pi)^3} \int \left| \frac{\vec{k} \cdot \vec{J}}{k} \right|^2 E^2(\vec{k}, \omega - \vec{k} \cdot \vec{V}) d^3k. \quad (1)$$

The first term in the integral involves the antenna response to electrostatic waves, which depends on the Fourier transform $\vec{J}(\vec{k})$ of the current distribution along the antenna. The second term is the autocorrelation function of the electrostatic field fluctuations in the antenna frame. At frequencies much higher than the gyrofrequency, we have

$$E^2(\vec{k}, \omega) = 2\pi \frac{\sum_j q_j^2 \int f_j(\vec{v}) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) d^3v}{k^2 \varepsilon_0^2 |\varepsilon_L(\vec{k}, \omega)|^2}, \quad (2)$$

$f_j(\vec{v})$ being the velocity distribution of the j th species of charge q_j and $\varepsilon_L(\vec{k}, \omega)$ the plasma longitudinal function.⁸

In the case of electrons, the thermal velocity is usually higher than the plasma velocity \vec{V} , so using a few manipulations using the isotropy of $f(\vec{v})$,^{9,10} we obtain

$$V^2 = \frac{16m\omega_p^2}{\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{F(kL)B(k)}{k^2 |\varepsilon_L|^2} dk \quad (3)$$

with

$$B(k) = \frac{2\pi}{k} \int_{\omega/k}^\infty v f(v) dv, \quad (4)$$

$$\varepsilon_L = 1 + \frac{2\pi\omega_p^2}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{\parallel} f(v_{\parallel})}{kv_{\parallel} - \omega - io} dv_{\parallel}, \quad (5)$$

where v_{\parallel} is the component of \vec{v} parallel to \vec{k} . The term io denotes an infinitesimal positive imaginary part, and the function F specifies the antenna geometry as

$$F(x) = \frac{1}{x} \left[\text{Si}(x) - \frac{1}{2} \text{Si}(2x) - \frac{2}{x} \sin^4\left(\frac{x}{2}\right) \right] \quad (\text{wires}), \quad (6)$$

$$F(x) = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\sin x}{x} \right) \quad (\text{spheres}), \quad (7)$$

where Si is the sine integral function.

B. Choice of the distribution function

We choose the following generalized Lorentzian function as electron velocity distribution:

$$f_{\kappa}(v) = \frac{A}{(1 + v^2/\kappa v_0^2)^{\kappa+1}}, \quad (8)$$

with

$$A = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{(\pi\kappa)^{3/2} v_0^3 \Gamma(\kappa - 1/2)}, \quad (9)$$

where $\Gamma(x)$ denotes the gamma function and v_0 is the thermal speed related to the kinetic temperature T_e as

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\kappa - 3}{\kappa} \frac{k_B T_e}{m_e}}, \quad (10)$$

where k_B is the Boltzmann constant and m_e is the electron mass.

Such f_{κ} functions will be named in this paper as “kappa functions;” κ is a real number, which, from Eq. (10), must be greater than 3/2. In the upper limit $\kappa \rightarrow \infty$, these functions are equivalent to Maxwellian functions.

These functions were largely discussed in Refs. 7 and 11 and citations therein. As pointed out by Valentini and D’Agosta,¹² the interest of kappa distributions to describe experimental data is increased since these distributions turn out to be a consequence of the entropy generalization

through the generalized Boltzmann H theorem^{13–17} in the debated nonextensive thermodynamics proposed by Tsallis in 1988.¹⁸ Furthermore, related distribution functions are reproduced from the Fokker–Planck equation as a consequence of wave-particle interactions in the presence of collisions and are compatible with the Kullback relative entropy.¹⁹

We define the Debye length in this plasma as

$$L_D = \frac{v_0}{\omega_p} \left(\frac{\kappa}{2\kappa - 1} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

which is the shielding distance of low-frequency electric perturbations with a kappa distribution.⁷

C. Longitudinal dielectric permittivity

The longitudinal dielectric permittivity is given by Eq. (5). Considering a kappa function, we obtain

$$\varepsilon_L = 1 + \frac{2\pi\omega_p^2}{k} A \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{\parallel}}{(kv_{\parallel} - \omega - io)(1 + v_{\parallel}^2/\kappa v_0^2)^{\kappa+1}} dv_{\parallel}. \quad (12)$$

Setting $x = v_{\parallel}/\kappa^{1/2}v_0$ and $z = \omega/\kappa^{1/2}kv_0$, and using partial fraction decomposition of the integrand, we obtain

$$\varepsilon_L = 1 + \frac{2\pi\omega_p^2}{k^2} \left(\frac{1}{\pi v_0^2} \frac{\kappa - 1/2}{\kappa} + zI \right) \quad (13)$$

with

$$I = Av_0\kappa^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x - z - io)(x^2 + 1)^{\kappa+1}}. \quad (14)$$

The integrand I shows a pole for $x = z + io$. Setting

$$\frac{1}{(x^2 + 1)^{\kappa+1}} = \left[\frac{1}{(x^2 + 1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2 + 1)^{\kappa+1}} \right] + \frac{1}{(z^2 + 1)^{\kappa+1}}, \quad (15)$$

we obtain

$$I = Av_0\kappa^{1/2} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(x - z - io)} \left[\frac{1}{(x^2 + 1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2 + 1)^{\kappa+1}} \right] dx + \left[\frac{1}{(z^2 + 1)^{\kappa+1}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x - z - io)} \right] \right\}. \quad (16)$$

The first integrand shows a multiplying factor that vanishes when $x = z$. It is analytic near the real axis and the term io is no longer required. The second term is calculated by the residue theorem, indenting the contour about $z + io$ with a small semicircle and closing it by a large semicircle in the upper half-plane, and gives

$$\frac{i\pi}{(z^2 + 1)^{\kappa+1}}.$$

Thus the imaginary part of the dielectric permittivity is

$$\text{Im}[\varepsilon_L] = \frac{2\Gamma(\kappa+1)z^3}{\Gamma(\kappa-1/2)r^2} \frac{\sqrt{\pi}}{(z^2+1)^{\kappa+1}}, \quad (17)$$

where $r=f/f_p=w/w_p$.

The first part of Eq. (16) will be numerically integrated taking care of the infinite upper and lower limits. Due to the term $1/(x-z)$, the integration needs to be separated in three parts,

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx \\ &= \int_{-\infty}^{-\beta} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx \\ &+ \int_{-\beta}^{+\beta} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx \\ &+ \int_{+\beta}^{+\infty} \frac{1}{(x-z)} \left[\frac{1}{(x^2+1)^{\kappa+1}} - \frac{1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \right] dx, \quad (18) \end{aligned}$$

where $\beta > z$, so that

$$\begin{aligned} & \frac{-1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \left(\int_{-\infty}^{-\beta} \frac{1}{(x-z)} dx + \int_{+\beta}^{+\infty} \frac{1}{(x-z)} dx \right) \\ &= \frac{-1}{(z^2+1)^{\kappa+1}} \left[\ln \left(\frac{\beta+z}{\beta-z} \right) \right]. \end{aligned}$$

The remaining parts are proper integrals which can be calculated numerically after using Taylor's expansion in l'Hôpital's rule around $x=z$. The longitudinal dielectric permittivity calculated by this method is valid for any values of kappa greater than 3/2. In the particular case when κ is integer, it is equivalent to the formula given by Ref. 7 and used in Refs. 11 and 20.

D. Kappa electron thermal noise

The fluctuations of the electrostatic field are given in Eq. (3). The dielectric function ε_L has just been calculated. $F(kL)$ depends on the geometry of the antenna with expression (6) or expression (7) for, respectively, wire or sphere antennas, where L is the length of the antenna. Let us now calculate $B(k)$.

Inserting Eq. (8) into Eq. (4), we get

$$B(k) = \frac{2\pi A}{k} \int_{\omega/k}^{+\infty} \frac{v}{(1+v^2/\kappa v_0^2)^{\kappa+1}} dv,$$

which gives, after we set $x=v^2/\kappa v_0^2$ and $z=\omega/\kappa^{1/2}k v_0$,

$$B(k) = \frac{\pi A v_0^2}{k} \frac{1}{(1+z^2)^\kappa}. \quad (19)$$

Substituting this expression of $B(k)$ into Eq. (3) and setting $r=\omega/\omega_p$, $u=L/L_D$ with L_D given by Eq. (11), v_0 given by Eq. (10), and A given by Eq. (9), we find the expression of the normalized QTN spectrum,

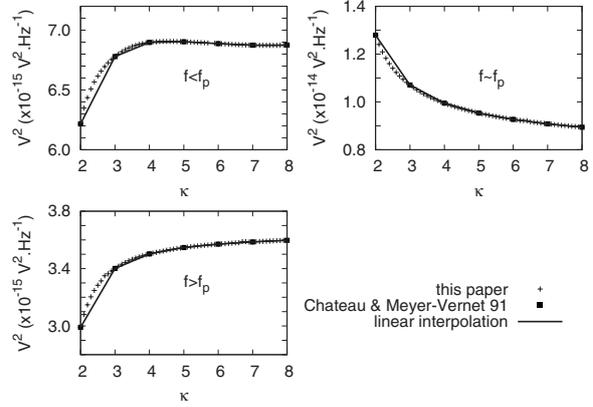


FIG. 1. Electron noise power level in $V^2 \text{ Hz}^{-1}$ as a function of κ between 2 and 8 calculated for a wire antenna with $l=35 \text{ m}$, $n_e=4 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$, and $T_e=1.5 \times 10^5 \text{ K}$ for three frequencies such as $f < f_p$, $f \approx f_p$, and $f > f_p$. The cross symbols show our calculation for real values of κ and the black square symbols are calculated by the formula given by Chateau and Meyer-Vernet (Ref. 7) for integer values of κ . The lines are the linear interpolations between two close integer values of κ .

$$\begin{aligned} \frac{V^2}{T_e^{1/2}} &= \frac{16}{\pi^{3/2} \varepsilon_0 \kappa r^2} m_e^{1/2} k_B^{1/2} (2\kappa-3)^{1/2} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \\ &\times \int_0^{+\infty} F \left(\frac{ru}{z(2\kappa-1)^{1/2}} \right) \frac{z dz}{|\varepsilon_L|^2 (1+z^2)^\kappa}. \quad (20) \end{aligned}$$

Figure 1 shows that the calculations presented in this section agree with the results of Chateau and Meyer-Vernet⁷ for integer values of κ . A linear interpolation between two integer values of κ may not be accurate enough to calculate V^2 with real values of κ , especially for $\kappa < 3$.

III. OTHER CONTRIBUTIONS OF THE QUASI-THERMAL NOISE

A. Shot noise and antenna impedance

Since the antenna is a physical object which disturbs the trajectories of the particles (they cannot pass through its surface) and furthermore the antenna surface can eject photoelectrons, there is an additional noise, which will be called shot noise in this paper. In dilute space plasmas, the antenna radius a and dc potential ϕ often satisfy $a < L_D$ and $|\phi/k_B T_e| < 1$. Then, a good approximation for this shot noise¹⁰ is given by

$$V_S^2 = 2e^2 N_e |Z|^2, \quad (21)$$

where $N_e = (4\pi)^{-1/2} n v_{th} S$ is the electron impact rate on one antenna arm¹⁰ with $S=2\pi aL$ and $S=4\pi a^2$ for a wire and a sphere antenna, respectively.

The antenna impedance Z is given by

$$Z = \frac{4i}{\pi^2 \varepsilon_0 \omega} \int_0^\infty \frac{F(kL) F_a(ka)}{\varepsilon_L} dk, \quad (22)$$

with the function F given in Eq. (6) or Eq. (7), and F_a taking into account the finite radius a of the antenna as

102903-4 Le Chat *et al.*Phys. Plasmas **16**, 102903 (2009)

$$F_a(x) = J_0^2(x) \quad (\text{wires}),$$

$$F_a(x) = \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 \quad (\text{spheres}),$$

where $J_0(x)$ is the Bessel's function.

The relative contribution of this noise V_S^2/V^2 for $f/f_p < 1$ is generally negligible for the wire dipole (since $a < L_D$), but it is dominant for sphere antennas.¹⁰ This is the reason why QTN measurements on space missions used wire dipoles. For wire antennas, this noise decreases with frequency as $1/f^2$.

The antenna impedance (22) is the main contribution of the radio receiver impedance Z_R .²¹ Hence the voltage power spectrum V_ω^2 , which is the interesting quantity, is related to that measured by the receiver V_R^2 by the relation

$$V_R^2 = V_\omega^2 \left| \frac{Z_R}{Z_R + Z} \right|^2. \quad (23)$$

Thus, a good determination of the antenna impedance is required for any accurate plasma measurement.

B. Ion thermal noise in drifting plasma

In the case of a drifting plasma where the thermal velocity v_{thi} of the ion is smaller than the velocity of the plasma V , like the solar wind, the lower-frequency part of the QTN spectrum is due to the above-mentioned shot noise and to the ion thermal noise, which is Doppler shifted by the plasma velocity. This noise has been extensively studied in Ref. 3. The ion contribution to the voltage power spectrum in cylindrical coordinates of axis parallel to \vec{V} is

$$V_i^2 = \frac{8}{\pi^{5/2}} \frac{ne^2}{\epsilon_0^2 v_{\text{thi}}} \int_0^{+\infty} \frac{dk}{k^3} \times \int_{-1}^{+1} \frac{\exp[(\omega - kVu)^2/v_{\text{thi}}^2 k^2]}{|\epsilon_L(\vec{k}, \omega - kVu)|^2} du \times \int_0^{2\pi} \frac{\sin^4\left(\frac{kL}{2} \cos \gamma\right)}{(kL \cos \gamma)^2} d\psi, \quad (24)$$

where $u = \cos \theta$ with θ as the angle between \vec{k} and \vec{V} , and γ is the angle between the antenna and \vec{k} given by

$$\cos \gamma = u \cos \beta + \sqrt{1 - u^2} \sin \beta \cos \psi,$$

where β is the angle between \vec{V} and the antenna, and ψ is the azimuthal angle of \vec{k} in a plane perpendicular to \vec{V} .

To deduce a simpler formula to be used for a plasma diagnostic, one could consider the two simple cases where the antenna is perpendicular or parallel to the velocity \vec{V} .³ The first case is the most interesting in practice. Since the effect of the velocity is maximum for \vec{k} parallel to \vec{V} and since for a long antenna the maximum response is ultimately at 90° from the antenna direction,²² the ion contribution to the thermal noise (which increases with the Doppler shift) is expected to be maximum when the antenna is perpendicular to \vec{V} .

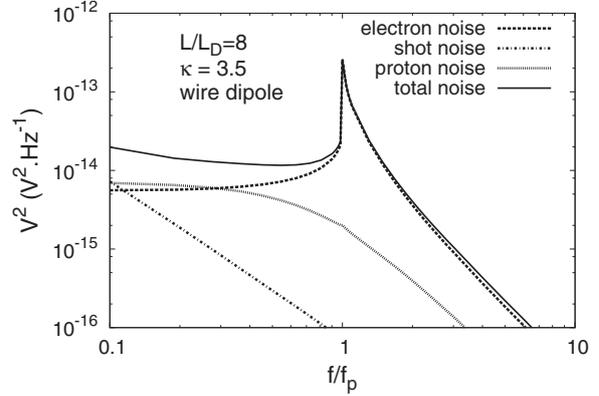


FIG. 2. A typical theoretical QTN spectrum with a kappa velocity distribution for the electrons (solid line) and the different contributions: the electron thermal noise (dashed line), the Doppler-shifted proton noise (dotted line) and the shot noise (dashed-dotted line) for a wire dipole antenna such as $L/L_D=8$ and $a=1.1$ cm with $\kappa=3.5$, $n=5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, $T_e=1.12 \times 10^5 \text{ K}$, $T_p=2.7 \times 10^5 \text{ K}$, and $V=800 \text{ km s}^{-1}$.

Figure 2 represents a typical example of QTN spectrum in the solar wind (solid line) and its different contributions: the electron QTN considering kappa distribution with $\kappa=3.5$ (dashed line), the Doppler-shifted proton noise (dotted line), and the shot noise (dashed-dotted line) for a wire dipole antenna such as $L/L_D=8$ with $\kappa=3.5$, $n=5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, $T_e=1.12 \times 10^5 \text{ K}$, $T_p=2.7 \times 10^5 \text{ K}$, and $V=800 \text{ km s}^{-1}$.

IV. RESULTS AND DISCUSSIONS

In this part, since the sphere antennas are not used in practice for QTN analysis, we will focus on the electron contribution of the QTN with a wire dipole antenna. The double sphere antenna case can be found in Ref. 7 for integer value of κ .

Figure 3 shows a set of normalized spectra calculated with a kappa distribution with $\kappa=3.5$ for different values of the normalized antenna length L/L_D . This illustrates the ge-

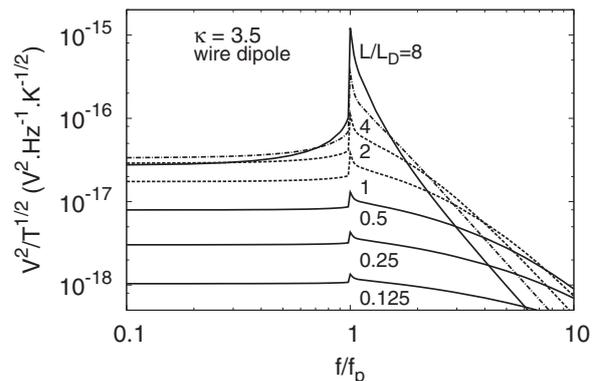


FIG. 3. Noise power spectrum in $V^2 \text{ Hz}^{-1}$ normalized to $T_e(\text{K})^{1/2}$ calculated with a kappa electron distribution ($\kappa=3.5$) and a wire dipole antenna for different values of the normalized antenna length L/L_D .

B.4. Quasi-thermal noise in space plasma : "kappa" distributions 131

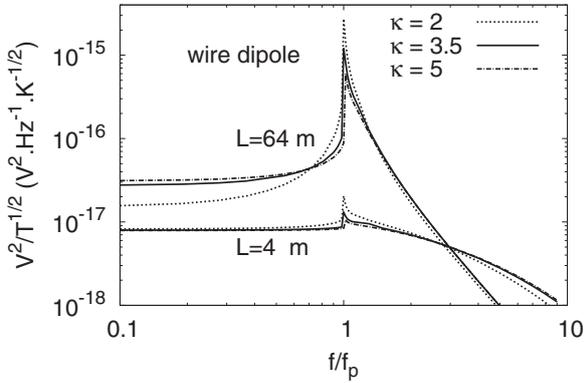


FIG. 4. Noise power spectrum in $V^2 \text{ Hz}^{-1}$ normalized to $T_e(K)^{1/2}$ calculated with a kappa electron distribution $\kappa=2, 3.5, 5$ and a wire dipole antenna with two different values of the antenna length. The antenna lengths $L=4$ and $L=64$ meters correspond to, respectively, 0.5 and 8 times the Debye length for $\kappa=3.5$, $n=5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, and $T_e=1.12 \times 10^5 \text{ K}$.

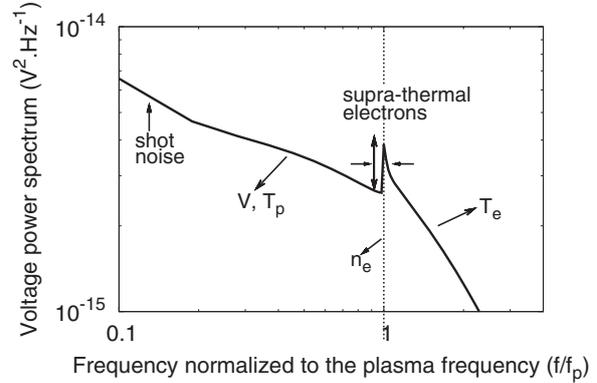


FIG. 5. A generic QTN spectrum with the different contributions obtained with $n_e=5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, $T_e=1.12 \times 10^5 \text{ K}$, $\kappa=3.5$, $T_p=2.7 \times 10^5 \text{ K}$, $V=800 \text{ km s}^{-1}$, and a wire antenna such as $L=10 \text{ m}$ and $a=1.1 \times 10^{-3} \text{ m}$.

generic behavior of QTN spectra: a plateau below f_p , a cutoff at f_p with a peak, which is sharper for longer antennas, and a high-frequency spectrum proportional to f^{-3} . The spectrum is nearly flat for short antennas. For longer antennas, the peak is sharp and occurs at f_p , which allows a very precise measurement of n_e since the electron density is proportional to f_p^2 .

Figure 4 shows the effect of changing the parameter κ for a wire dipole antenna with two different values of the antenna length, 4 and 64 m corresponding to, respectively, 0.5 and 8 times the Debye length for $\kappa=3.5$, $n=5.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, and $T_e=1.12 \times 10^5 \text{ K}$. Thus, the spectrum with $u=0.5$ and $u=8$ is equivalent in Figs. 3 and 4. The low-frequency level does not depend very much on κ for $\kappa \gg 1$, especially for shorter antennas. This is because it depends mainly on the bulk of the velocity distribution.^{9,10} The effect of varying κ is stronger close to the plasma frequency. We also see that for a long wire antenna the high-frequency level depends not on κ , but only on n and T_e . At frequency close to the plasma frequency, the phase velocity of Langmuir waves becomes very large, since the wave number is zero at f_p . Consequently, the fastest particles will resonate with these waves, producing the noise peak at $f \approx f_p$. Since the κ index is related to the proportion of suprathermal electrons, its high influence on the QTN spectrum at the plasma frequency is easily explained.

V. CONCLUSIONS

We developed the numerical solution for the determination of the longitudinal dielectric permittivity in the case of a kappa distribution function for all values of κ and applied it to the QTN spectroscopy. We derived the following properties of the electron QTN in this case. The κ parameter's main influence takes place close to the plasma frequency and above. The high-frequency ($f \gg f_p$) noise level on a wire antenna of length $L \gg L_D$ only depends on the electron density (n) and temperature (T_e), and the analytic expression

$$V^2(V^2 \text{ Hz}^{-1}) \approx 4 \times 10^{-11} T_e(K) n(\text{m}^{-3}) / f^3(\text{Hz}) L(\text{m})$$

given by Chateau and Meyer-Vernet⁷ can be used to obtain an approximation of the noise level. Therefore the measurement of this level gives a direct determination of the pressure for any stable distribution function.

Figure 5 summarizes the parameters one could expect to determine with the QTN spectroscopy in a drifting and collisionless plasma, like the solar wind. In a more practical view, the calculation of the QTN with any value of the parameter κ allows us to analyze the data provided by space missions in order to obtain precise measurements of the electron density, temperature, and nonthermal parameters in the solar wind, which is essential to understand the energy transport in collisionless plasma.

¹N. Rostoker, Nucl. Fusion **1**, 101 (1961).

²N. Meyer-Vernet, S. Hoang, K. Issautier, M. Maksimovic, R. Manning, M. Moncuquet, and R. G. Stone, *Measurement Techniques in Space Plasmas: Fields*, Geophysical Monograph No. 103 (AGU, Washington, D.C., 1998), p. 205.

³K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, and D. J. McComas, *J. Geophys. Res.* **104**, 6691, doi:10.1029/1998JA900165 (1999).

⁴M. Maksimovic, I. Zouganelis, J. Chaufray, K. Issautier, E. E. Scime, J. E. Littleton, E. Marsch, D. J. McComas, C. Salem, R. P. Lin, and H. Elliott, *J. Geophys. Res.* **110**, A09104, doi:10.1029/2005JA011119 (2005).

⁵V. M. Vasyliunas, *J. Geophys. Res.* **73**, 2839, doi:10.1029/JA073i009p02839 (1968).

⁶S. Olbert, *Physics of the Magnetosphere*, Astrophysics and Space Science Library Vol. 10, edited by R. D. Carovillano, J. F. McClay, and H. R. Radoski (Springer, Berlin, 1968), p. 641.

⁷Y. F. Chateau and N. Meyer-Vernet, *J. Geophys. Res.* **96**, 5825, doi:10.1029/90JA02565 (1991).

⁸A. G. Sitenko, *Electromagnetic Fluctuations in Plasma* (Academic, New York, 1967).

⁹Y. F. Chateau and N. Meyer-Vernet, *J. Geophys. Res.* **94**, 15407, doi:10.1029/JA094iA11p15407 (1989).

¹⁰N. Meyer-Vernet and C. Perche, *J. Geophys. Res.* **94**, 2405, doi:10.1029/JA094iA03p02405 (1989).

¹¹I. Zouganelis, *J. Geophys. Res.* **113**, A08111, doi:10.1029/2007JA012979 (2008).

¹²F. Valentini and R. D'Agosta, *Phys. Plasmas* **14**, 092111 (2007).

¹³R. Silva, A. R. Plastino, and J. A. S. Lima, *Phys. Lett. A* **249**, 401 (1998).

¹⁴M. P. Leubner, *Astrophys. Space Sci.* **282**, 573 (2002).

¹⁵J. A. S. Lima, R. Silva, and A. R. Plastino, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2938 (2001).

102903-6 Le Chat *et al.*

Phys. Plasmas **16**, 102903 (2009)

¹⁶F. M. Ramos, R. R. Rosa, and L. A. W. Bambace, *Physica A* **344**, 626 (2004).

¹⁷A. R. Plastino, C. Giordano, A. Plastino, and M. Casas, *Physica A* **336**, 376 (2004).

¹⁸C. Tsallis, *J. Stat. Phys.* **52**, 479 (1988).

¹⁹B. D. Shizgal, *Astrophys. Space Sci.* **312**, 227 (2007).

²⁰I. Zouganelis, M. Maksimovic, N. Meyer-Vernet, S. D. Bale, J. P. Eastwood, A. Zaslavsky, M. Dekkali, K. Goetz, and M. L. Kaiser, "Measure-

ments of stray antenna capacitance in the STEREO/WAVES instrument: Comparison of the measured voltage spectrum with an antenna electron shot noise model." *Radio Sci.* (in press).

²¹N. Meyer-Vernet, S. Hoang, K. Issautier, M. Moncuquet, and G. Marcos, *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, Geophysical Monograph No. 119 (AGU, Washington, D.C., 2000), p. 67.

²²N. Meyer-Vernet, *Geophys. Res. Lett.* **21**, 397, doi:10.1029/94GL00197 (1994).

B.5 Quasi-thermal noise spectroscopy : preliminary comparison between kappa and sum of two Maxwellian distributions

G. Le Chat, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, I. Zouganelis, M. Moncuquet and S. Hoang

(publié en 2010 dans TWELFTH INTERNATIONAL SOLAR WIND CONFERENCE. AIP Conference Proceedings, Volume 1216, édité par M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, & F. Pantellini)

Quasi-thermal noise spectroscopy: preliminary comparison between kappa and sum of two Maxwellian distributions

G. Le Chat*, K. Issautier*, N. Meyer-Vernet*, I. Zouganelis†, M. Moncuquet* and S. Hoang*

*LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot; 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

†Laboratoire de Physique des Plasmas, UPMC, Ecole Polytechnique, CNRS, Univ. Paris 11, 4 avenue de Neptune, 94107 Saint-Maur-des-Fossés, France

Abstract. Quasi-thermal noise spectroscopy has been intensively used to measure in situ the solar wind electron density and core temperature in space with various spacecraft. This method allowed study of the large-scale properties of the solar wind. This paper reminds theoretical tools to compute the quasi-thermal noise spectroscopy using a superposition of two Maxwellian distributions to describe the electrons, and the ones using a kappa distribution, which has been recently extended to non integer values of kappa. This paper presents an example of Ulysses data fitted with quasi-thermal noise using a kappa and the sum of two Maxwellians. We make a preliminary comparison of the two results.

Keywords: Solar Wind, Radio Science

PACS: 95.55.Jz, 96.50.Ci

INTRODUCTION

By the same way as a passive electric antenna is sensitive to electromagnetic waves, it is also sensitive to local fluctuations of the electric field. These fluctuations are produced by the motions of the ambient electrons and ions. When the plasma is stable, this quasi-thermal noise (QTN) is completely determined by the particle velocity distributions in the frame of the antenna [11]. Since the shape of the spectrum is mainly determined by the electron velocity distribution, the analysis of the spectrum reveals its properties. One of the main advantages of the QTN spectroscopy is its relative immunity to the spacecraft potential and photo-electrons perturbations, which, in general, affect particle analyzers [4, 10].

In the solar wind, the mechanism of energy transport is still an open question. Measuring accurately the temperature of the electrons and their non thermal properties with quasi-thermal spectroscopy can give important clues to understand the energy transport properties. The implementation of this tool on Ulysses, assuming an electron velocity distribution made of a superposition of two Maxwellians, has given radial profiles for the electron density and core temperature with a good accuracy [3, 5, 6]. However, the radial profile of the total temperature of the electrons was less accurately determined. Analysis of the same data set, but assuming a kappa distribution, is expected to improve the accuracy of this measurement. The observations have also shown that the supra-thermal electrons are better fitted by a kappa distribution [8, 14].

In this work, we compare the QTN computed for a superposition of two Maxwellians and a kappa distribution function. We show preliminary results on data reduction with kappa distribution using in situ electron measurements performed by the low-band radio receiver of the URAP experiment on Ulysses. This receiver is connected to a 2×35 m thin strip dipole antenna and covers the frequency range from 1.25 to 48.5 kHz in 128 s [13].

QUASI-THERMAL NOISE SPECTROSCOPY

The voltage power spectrum of the plasma quasi-thermal noise at the terminals of an antenna in a plasma drifting with velocity \vec{V} is

$$V_{\omega}^2 = \frac{2}{(2\pi)^3} \int \left| \frac{\vec{k} \cdot \vec{J}}{k} \right|^2 E^2(\vec{k}, \omega - \vec{k} \cdot \vec{V}) d^3k \quad (1)$$

The first term in the integral involves the antenna response to electrostatic waves, which depends on the Fourier transform $\vec{J}(\vec{k})$ of the current distribution along the antenna. The second term is the auto-correlation function of the electrostatic field fluctuations in the antenna frame. At frequencies much higher than the gyro-frequency, we have

$$E^2(\vec{k}, \omega) = 2\pi \frac{\sum_j q_j^2 \int f_j(\vec{v}) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) d^3v}{k^2 \epsilon_0^2 |\epsilon_L(\vec{k}, \omega)|^2} \quad (2)$$

$f_j(\vec{v})$ being the velocity distribution of the j^{th} species of charge q_j and $\epsilon_L(\vec{k}, \omega)$ the plasma longitudinal function [12].

In the case of electrons, the thermal velocity is usually higher than the plasma velocity \bar{V} so, after a few manipulation using the isotropy of $f(\vec{v})$ [1, 9], we obtain

$$V_\omega^2 = \frac{16m\omega_p^2}{\pi\epsilon_0} \int_0^\infty \frac{F(kL)B(k)}{k^2|\epsilon_L|^2} dk \quad (3)$$

with:

$$B(k) = \frac{2\pi}{k} \int_{\omega/k}^\infty v f(v) dv \quad (4)$$

$$\epsilon_L = 1 + \frac{2\pi\omega_p^2}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{\parallel} f(v_{\parallel})}{kv_{\parallel} - \omega - i0} dv_{\parallel} \quad (5)$$

where v_{\parallel} is the component of \vec{v} parallel to \vec{k} . The term $i0$ denotes an infinitesimal positive imaginary part, and the function F specifies the antenna geometry as

$$F(x) = \frac{1}{x} \left[Si(x) - \frac{1}{2} Si(2x) - \frac{2}{x} \sin^4\left(\frac{x}{2}\right) \right] \quad (6)$$

for wire antenna, with Si the sine integral function.

Equations 3, 4 and 5 enable us to calculate the theoretical spectrum as a function of the velocity distribution of the particles.

Superposition of two Maxwellians

A sum of two Maxwellian functions has mainly been used for modeling the electron velocity distributions in quasi-thermal noise analysis. The first one describes the core (density n_c , temperature T_c), and the second one describes the supra-thermal halo (density n_h , temperature T_h).

In this case, the parameters obtained are: the electron density n_e , the temperature of the core distribution T_c , the ratios $\alpha = n_h/n_c$ and $\tau = T_h/T_c$.

Kappa function

We use the following generalized Lorentzian function as electron velocity distribution:

$$f_\kappa(v) = \frac{A}{(1 + v^2/\kappa v_0^2)^{\kappa+1}} \quad (7)$$

with:

$$A = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{(\pi\kappa)^{3/2} v_0^3 \Gamma(\kappa-1/2)} \quad (8)$$

where $\Gamma(x)$ denotes the gamma function and v_0 is the thermal speed related to the kinetic temperature T_e as:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\kappa-3}{\kappa} \frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (9)$$

where k_B is the Boltzmann constant and m_e the electron mass.

Such f_κ functions will be named in this paper "kappa functions"; κ is a real number, which, from eq. 9 must be greater than 3/2. In the upper limit $\kappa \rightarrow \infty$, these functions are equivalent to Maxwellians functions.

We define the Debye length in this plasma as

$$L_D = \frac{v_0}{\omega_p} \left(\frac{\kappa}{2\kappa-1} \right)^{1/2} \quad (10)$$

which is the shielding distance of low-frequency electric perturbations with a "Kappa" distribution [2].

In the case of a kappa function as electron velocity distribution, the electron thermal noise becomes [7]:

$$\frac{V_\omega^2}{T_e^{1/2}} = \frac{16}{\pi^{3/2} \epsilon_0 \kappa} \frac{1}{r^2} m_e^{1/2} k_B^{1/2} (2\kappa-3)^{1/2} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \times \int_0^{+\infty} F\left(\frac{ru}{z(2\kappa-1)^{1/2}}\right) \frac{z dz}{|\epsilon_L|^2 (1+z^2)^\kappa} \quad (11)$$

with $z = \omega/\kappa^{1/2} k v_0$, $r = f/f_p = \omega/\omega_p$ and $u = L/L_D$, where L is the length of one antenna arm.

The parameters obtained are: the electron density n_e , the electron temperature T_e and the kappa index κ .

Shot noise and proton thermal noise

Since the antenna is a physical object, which disturbs the trajectories of the particles (they cannot pass through its surface) and furthermore the antenna surface can eject photo-electrons, there is an additional noise, which will be called shot noise in this paper.

If the antenna of radius a satisfies $a < L_D$, then a good approximation for this shot noise for a Maxwellian distribution of thermal speed $v_{the} = (2k_B T_e/m_e)^{1/2}$ [9] is given by

$$V_s^2 \approx 2e^2 N_e |Z|^2 \quad (12)$$

where $N_e \approx \beta n_e S \langle v \rangle / 4$, is the electron impact rate on one antenna arm of surface S , and $\beta = 1 + e\phi/k_B T_e$ with $\phi \approx 3.6V$ for Ulysses spacecraft. Z is the dipole antenna impedance. $\langle \rangle$ denotes an average over the velocity distribution, and the term 1/4 stems from averaging over the velocity directions of incoming particles. For a Maxwellian, we have $\langle v \rangle = \sqrt{8k_B T/\pi m} =$

$2v_{the}/\sqrt{\pi}$. The electron impact rate finally becomes $N_e \approx (4\pi)^{-1/2} n_e S v_{the} \beta$.

In the case of a two Maxwellians plasma, this gives [9]:

$$N_e \approx (4\pi)^{-1/2} n_e v_{te} (\beta_c + \alpha \tau^{1/2}) S \quad (13)$$

with $v_{te} = (2k_B T_c / m_e)^{1/2}$ and $\beta_c = 1 + e\phi / k_B T_c$.

For a "kappa" plasma, $\langle v \rangle$ becomes [2]:

$$\langle v \rangle = 2 \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \frac{\Gamma(\kappa - 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} v_0$$

with v_0 defined in the eq. 9.

This finally gives:

$$N_e \approx (4\pi)^{-1/2} n_e \beta_\kappa S \frac{\Gamma(\kappa - 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \sqrt{(2\kappa - 3) \frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (14)$$

with

$$\beta_\kappa = 1 + \frac{2\kappa - 2}{2\kappa - 3} \frac{e\phi}{k_B T_e}$$

Thus, we obtain the shot noise level by putting the eq. 13, or 14, in eq. 12, for a superposition of two Maxwellians and a kappa distribution, respectively.

In the case of the solar wind where the thermal velocity of the protons v_{thp} is smaller than the velocity of the plasma V , the lower-frequency part of the QTN spectrum is due to the above-mentioned shot noise and to the proton thermal noise, which is Doppler-shifted by the plasma velocity. This noise has been extensively studied by Issautier *et al.* [4] and applied to kappa distributions recently [7, 15].

The total noise is finally the sum of the quasi-thermal noise of the electrons, the Doppler-shifted thermal noise of the proton and the shot noise, multiplied by the receiver gain [1, 7, 9, 15]. The shot noise and the proton thermal noise only contribute at low frequency, when $f < f_p$ [4, 7, 9, 15].

Figure 1 represents two quasi-thermal noise spectra artificially separated: one for a superposition of two Maxwellians, and the other for a kappa function as electron velocity distributions. The main influences of the measured parameters are shown in the figure. Slight differences in the proton parameters do not affect the electrons parameters measured. So, in the kappa case, we use for the proton parameters T_p and V those measured by the SWOOPS experiment on Ulysses in order to save calculation time. Thus, in the next section, we fit the 64 frequencies of the URAP receiver with only three free parameters, namely n_e , T_e , and κ .

Figure 1 shows that one of the differences between this two cases is that the total electron temperature T_e is not related to the shape of the noise peak [2, 7] when using

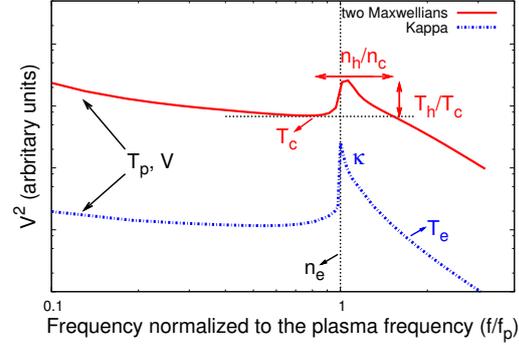


FIGURE 1. Typical QTN spectra with a kappa velocity distribution for the electrons (dash-dotted line) and a two-Maxwellians distribution (solid line). The main influences of the measured parameters are shown.

a kappa function, but is strongly related to it for the two-Maxwellians case, since:

$$T_{e_{max}} = T_c \left(\frac{1 + \alpha \tau}{1 + \alpha} \right) \quad (15)$$

where $\alpha = n_h/n_c$ and $\tau = T_h/T_c$. Since, for any stable distribution function, the high frequency part of the quasi-thermal noise depends only on the electron pressure [2, 7], it appears that the measured total temperature should be weakly dependant of the velocity distribution, namely $T_{e_{max}} \approx T_e$.

RESULTS

Figure 2 represents an example of power spectrum, measured in the solar wind with the URAP experiment, fitted by a theoretical quasi-thermal noise power spectrum with a sum of two Maxwellians and a kappa electron velocity distributions. The best fitted electron parameters for the two Maxwellians are: $n_e = 2.79 \pm 0.04 \text{ cm}^{-3}$, $T_c = 7.1 \pm 0.4 \cdot 10^4 \text{ K}$, $\alpha = 0.04 \pm 0.01$ and $\tau = 8.5 \pm 0.9$. With the kappa distribution, the fitted parameters are: $n_e = 2.83 \pm 0.01 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 9.0 \pm 0.2 \cdot 10^4 \text{ K}$, and $\kappa = 3.1 \pm 0.1$.

The total temperature for the superposition of two Maxwellians, obtained using eq. 15, is: $T_{e_{max}} = 9.2 \pm 1.2 \cdot 10^4 \text{ K}$, which is in good agreement with the temperature obtained with the kappa distribution. The accuracy of the total electron temperature is better using a kappa distribution than using a sum of two Maxwellians. Note that the URAP receiver gives each spectrum every 128 s, in which time the plasma properties may change. Moreover, the accuracy of the electron density depends on the

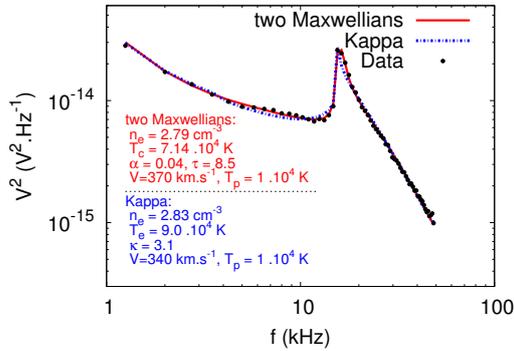


FIGURE 2. Example of power spectrum (in $V^2 Hz^{-1}$) measured in the solar wind with the URAP receiver connected to the $2 \times 35 m$ dipole antenna, at about 1.3 AU from the Sun and $6^\circ N$ of heliocentric latitude. The data are plotted as heavy dots. The solid line shows the theoretical QTN for two Maxwellians electron distribution, which corresponds to the best fit of the data. The dash-dotted line is the theoretical QTN for kappa electron distribution, which corresponds to the best fit of the data. The best fit parameters are shown.

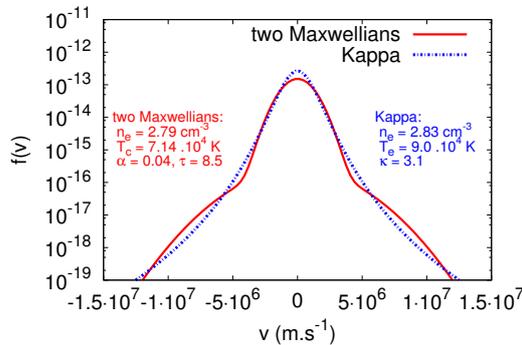


FIGURE 3. Comparison of the sum of two Maxwellians and the kappa electron velocity distribution compute with the best fit electron parameters of the figure 2. The corresponding parameters are shown.

frequency resolution, which is $750 Hz$ for this data. Both effects tend to round up the measured peak at the plasma frequency.

Figure 3 compares the electron velocity distributions corresponding to the best fits of the figure 2.

DISCUSSION

Preliminary results of quasi-thermal noise analysis using kappa electron velocity distribution are promising.

In particular, the density and temperature measurements agree with the ones obtained with a superposition of two Maxwellians. Furthermore, the accuracy of the total electron temperature in the kappa case is improved, compared to the one estimated by a sum of two Maxwellians, although the fitting using a kappa distribution uses less free parameters. Detailed analysis of the comparison between a kappa function and a sum of two Maxwellians needs further studies. We will apply the QTN method using a kappa function to the Ulysses data in routine, in particular during its three fast polar passes to determine accurately the radial variation of the total electron temperature.

REFERENCES

1. Y. F. Chateau, and N. Meyer-Vernet, *J. Geophys. Res.* **94**, 15407 (1989).
2. Y. F. Chateau, and N. Meyer-Vernet, *J. Geophys. Res.* **96**, 5825-5836 (1991).
3. K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, and S. Hoang, *J. Geophys. Res.*, **103**, 1969-1979 (1998).
4. K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, and D.J. McComas, *J. Geophys. Res.* **104**, 6691-6704 (1999).
5. K. Issautier, M. Moncuquet, and S. Hoang, *Sol. Phys.*, **221**, 351-360 (2004).
6. K. Issautier, G. Le Chat, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, R. J. MacDowall, and D. J. McComas, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L19101 (2008).
7. G. Le Chat, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, I. Zouganelis, M. Maksimovic, M. Moncuquet, *Physics of Plasma*, **16**, 102903 (2009).
8. M. Maksimovic, I. Zouganelis, J. Chaufray, K. Issautier, E. E. Scime, J. E. Littleton, E. Marsch, D. J. McComas, C. Salem, R. P. Lin, and H. Elliott, *J. Geophys. Res.* **110**, 9104 (2005).
9. N. Meyer-Vernet, and C. Perche, *J. Geophys. Res.* **94**, 2405-2415 (1989).
10. N. Meyer-Vernet, S. Hoang, K. Issautier, M. Maksimovic, R. Manning, M. Moncuquet, and R. G. Stone, in *Measurement Techniques in space Plasmas: Fields*, Geophysical Monograph **103** (AGU, Washington, D.C., 1998), p. 205.
11. N. Rostoker, *Nucle. Fusion* **1**, 101 (1961).
12. A. G. Sitenko, *Electromagnetic Fluctuations in Plasma* (Academic, San Diego, Calif., 1967).
13. R. G. Stone, J. L. Bougeret, J. Caldwell, P. Canu, Y. de Conchy, N. Cornilleau-Wehrlin, M. D. Desch, J. Fainberg, K. Goetz, and M. L. Goldstein, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **92**, 291-316, (1992).
14. Š. Štverák, M. Maksimovic, P. M. Trávníček, E. Marsch, A. N. Fazakerley, and E. E. Scime, *J. Geophys. Res.*, **114**, A05104 (2009).
15. I. Zouganelis, *J. Geophys. Res.* **113**, 8111 (2008).

B.6 Detection of fast nanoparticles in the solar wind

N. Meyer-Vernet, A. Czechowski, I. Mann, M. Maksimovic, A. Lecacheux, K. Goetz, M. L. Kaiser, O. C. S. Cyr, S. D. Bale, and G. Le Chat
(publié en 2010 dans *TWELFTH INTERNATIONAL SOLAR WIND CONFERENCE. AIP Conference Proceedings, Volume 1216*, édité par M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, & F. Pantellini)

Detection of fast nanoparticles in the solar wind

N. Meyer-Vernet^{*}, A. Czechowski[†], I. Mann^{**}, M. Maksimovic^{*}, A. Lecacheux^{*}, K. Goetz[‡], M. L. Kaiser[§], O. C. St. Cyr[§], S. D. Bale[¶] and G. Le Chat^{*}

^{*}LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, U. Paris Diderot, UPMC; 5 Place Janssen, 92190 Meudon, France

[†]Space Research Centre, Polish Academy of Sciences, Bartycka 18 A PL-00-716, Warsaw, Poland

^{**}School of Science and Engineering, Kindai University Kowakae 3-4-1, Osaka, 577-8502, Japan

[‡]School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, USA

[§]NASA-GSFC, Greenbelt, MD 20771, USA

[¶]Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, USA

Abstract. Dust grains in the nanometer range bridge the gap between atoms and larger grains made of bulk material. Their small size embodies them with special properties. Due to their high relative surface area, they have a high charge-to-mass ratio, so that the Lorentz force in the solar wind magnetic field exceeds the gravitational force and other forces by a large amount, and they are accelerated to a speed of the order of magnitude of the solar wind speed. When such fast nanoparticles impact a spacecraft, they produce craters whose matter vaporises and ionises, yielding transient voltages as high as do much larger grains of smaller speed. These properties are at the origin of their recent detection at 1 AU in the solar wind. We discuss the detection of fast nanoparticles by wave instruments of different configurations, with applications to the recent detections on STEREO/WAVES and CASSINI/RPWS. Finally we discuss the opportunities for nanoparticle detection by wave instruments on future missions and/or projects in the inner heliosphere such as Bepi-Colombo and Solar Orbiter.

Keywords: Plasma Physics; Solar Wind; Waves, Plasma; Dust

PACS: 96.50.Pw,52.20.Dq,52.70.-m,52.27.Lw,96.60.Vg,94.05.-a,96.50.Tf,52.70.Gw,07.50.Hp,52.40.Db,41.20.Jb,84.40.-x,62.25.Mn,96.50.Ci,96.50.Ya,34.50.Gb,34.35.+a, 79.20.Rf,96.50.Bh,62.25.-g,68.35.Gy,62.25.Mn,52.50.-b,07.57.Kp,

NANO-DUST IN THE SOLAR WIND

Nanoparticles lie at the frontier between two well-studied solar wind populations: ions and dust grains. Such particles have been inferred a long time ago in the interstellar medium ([5] and refs. therein). More recently, nanoparticles produced in the heliosphere have been suggested to be accelerated to speeds of the order of magnitude of the solar wind speed by the solar wind motional electric field [7]. Nevertheless, there is still no instrument dedicated to their measurement onboard interplanetary space probes.

Indeed, cosmic dust analyzers in space have not been calibrated to measure dust grains moving faster than 100 km/s, so that the serendipitous discovery on Ulysses of nanoparticles expelled by Jupiter required a theoretical modelling of dust dynamics [18]. Such nanoparticles were subsequently confirmed from dust detector data on other spacecraft, outside their calibration ranges, and recently with the wave (RPWS) instrument on Cassini [15].

The recent first detection by STEREO/WAVES in the interplanetary medium at 1 AU, of fast nanoparticles presumably produced in the inner heliosphere, opens new perspectives. This detection was serendipitous, too, due to favourable configuration of the electric antennas [14].

CHARGE AND SPEED OF INTERPLANETARY DUST

The charging of bodies in interplanetary space is mainly governed by photoelectron emission and by collection of ambient electrons. For most materials, photoemission is largely dominant, so that the surfaces are charged to a potential which binds sufficiently the photoelectrons to make their escaping flux balance that of incoming electrons, i.e. to several Volts positive since the photoelectron "temperature" $\sim 1-3$ eV [10]. For nanoparticles of size smaller than the photon attenuation length and comparable to the photoelectron escape length, the yield is enhanced [2], still increasing the positive potential.

For a given potential, the grain charge is roughly proportional to its size, so that a three-dimensional grain has a charge-to-mass ratio q/m inversely proportional to its surface area. For a grain of radius 10 nm (mass $m \sim 10^{-20}$ kg), $q/m \simeq 10^{-5} e/m_p$. With such a high charge-to-mass ratio, the Lorentz force in the solar wind magnetic field is much greater than the solar gravitational attraction and other forces, and the Larmor frequency is much greater than the orbital Keplerian frequency, so that grains produced farther than about 0.15 AU can reach at 1 AU a speed of the order of magnitude of the solar wind speed [7]. Figure 1 shows the speed as a function of heliocentric distance for a sample of nu-

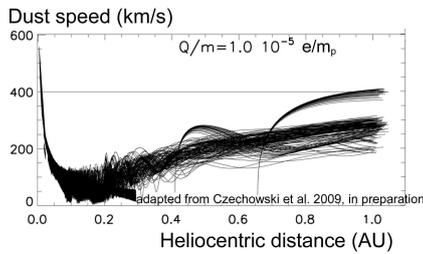


FIGURE 1. Speed of nanoparticles of charge-to-mass ratio $q/m = 10^{-5} e/m_p$ as a function of heliocentric distance with a simple model of the interplanetary dust cloud and of the solar wind [1].

merically calculated trajectories of nanograins [1], assuming a simple solar wind model, with the particles produced by collisions in the interplanetary dust cloud within 1 AU at initial positions distributed over this region [6]. Smaller grains, which have a greater q/m ratio, reach similar speeds, whereas larger grains (smaller q/m), reach smaller speeds.

MEASURING FAST DUST GRAINS WITH A WAVE INSTRUMENT

When a grain impacts a spacecraft at a high speed, the energy dissipated vaporises the grain as well as a part of the target's material [3]. This produces an expanding plasma cloud whose residual charge induces an electric pulse which can be detected by the antennas (Fig.2) as soon as the Debye length in the cloud exceeds the cloud size. This process is akin to that used by grain mass spectrometers in space [4].

Dust impact ionisation involves complex processes not fully included in laboratory simulations and theory at present, so that the impact generated charge Q is determined semiempirically with a large uncertainty. It varies with the grain's mass and speed approximately as $Q \simeq 0.7 m v^{3.5}$ with Q in Cb, m in kg, v in km s^{-1} [8]. Since the above coefficients depend on mass, speed, angle of incidence, as well as grain and target composition, Q may differ from this relationship by one order of magnitude. In the absence of laboratory measurement with fast nanoparticles, we make the bold assumption that this relationship also holds for them, within limits set by energy conservation [14]. For interplanetary nanoparticles at 1 AU that are moving at about 300 km/s for $m \leq 10^{-20}$ kg, we find $Q \sim 10^8 \times m$ in this mass range. Since larger grains cannot reach high speeds, Q no longer increases with m for $m > 10^{-20}$ kg, so that the maximum charge is $Q \sim 10^{-12}$ Cb.

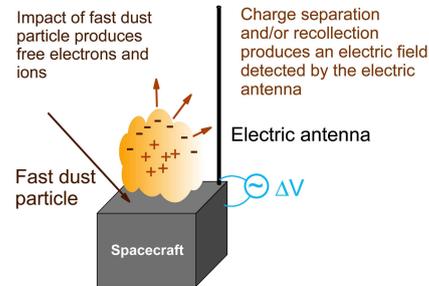


FIGURE 2. Basics of the electric detection of a fast grain impacting on a spacecraft

The time scale of the electric pulses is set by the time τ at which the cloud expansion at speed V_{exp} has reduced its plasma density to the ambient density n_a , i.e., $\tau \sim R_{max}/V_{exp}$ where the maximum cloud size is $R_{max} \sim (Q/en_a)^{1/3}$. This sets the order of magnitude of the pulse rise time, $\tau_{rise} \sim \tau$, whereas the decay time, generally determined by filtering, is much longer. For pulses of rate N , maximum amplitude δV , and rise time τ , the power spectrum is [11]

$$V_f^2 \simeq 2 < N \delta V^2 \omega^{-2} (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} > \quad (1)$$

at frequencies $f = \omega/2\pi$ much greater than the pulses' inverse decay time, where the angular brackets stand for averaging over the pulses detected during the receiver acquisition time. This produces a power spectrum varying as f^{-4} at frequencies greater than $1/2\pi\tau$ (Fig.3).

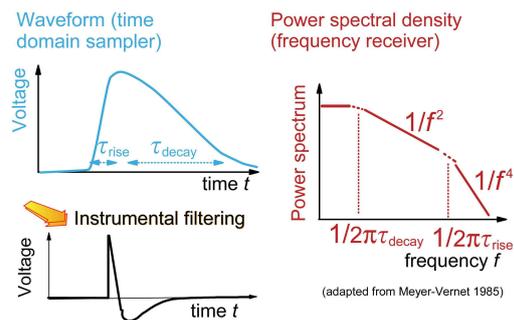


FIGURE 3. Typical pulse produced grain impact ionisation (top left), result after instrumental filtering (bottom left), and power spectral density in different frequency ranges (right).

The amplitude of the individual pulses produced by impact ionisation of nanodust, and of the corresponding voltage power spectrum, depends on the antenna configuration.

With long antennas extending far from the spacecraft - the usual configuration - the voltage is generally due

to the variation Q in spacecraft charge upon a grain impact, making the spacecraft potential (with capacitance C) vary by $\delta V_1 \sim Q/C$. In that case, each antenna boom in monopole mode (where one measures the difference in voltage between the boom and the spacecraft) detects simultaneously a pulse $-\delta V_1$, and the whole spacecraft area can serve as a target. However, the detected voltage is much smaller in dipole mode (where one measures the difference in voltage between two booms), since the spacecraft voltage pulses are then detected only via imbalances in the antenna/receiver system.

Such observations have been made recently on Cassini/RPWS (Figure 4, left) near Jupiter, when the data from the on-board dust detector, together with Galileo observations and calculations of particle dynamics, indicated impacts of nanoparticles on the spacecraft. The RPWS voltage produced by nanodust impacts was detected only in monopole mode, with the three booms detecting simultaneously the same signal. Even though the individual pulses are of very small amplitude, the power spectrum is not, because the target area for impacts can be the whole spacecraft. Comparing the observations with the spectrum (1), with $\delta V \sim -\delta V_1$ and the above expressions of Q and $\tau \propto Q^{1/3}$, yields results consistent with those of the dust detector [15]. Note that with a grain mass distribution $dn_G/dm \propto m^{-11/6}$, the spectrum (1) is $V_f^2 \propto f^{-4} \int dm m^{4/3} dn_G/dm$ at high frequencies, which is proportional to the integrated squared surface area of the particles, and therefore depends (weakly) on the largest particles detected.

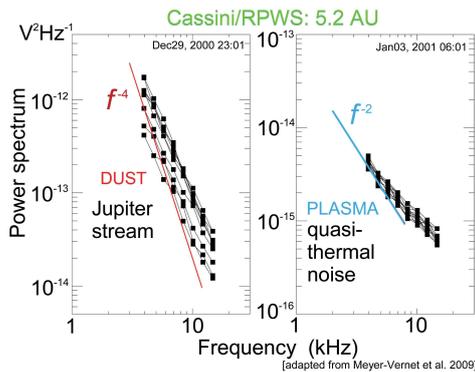


FIGURE 4. Examples of power spectrum measured with the lowest filter of the h.f. receiver on Cassini/RPWS near Jupiter. The left and right spectra are produced respectively by dust impacts and by the ubiquitous plasma quasi-thermal noise.

On STEREO/WAVES, an additional process takes place because the antenna booms extend close to the spacecraft surface, and their length L is not much greater than the maximum cloud size R_{max} . In that case, a significant part of a boom can be immersed in the impact plasma clouds, so that each impact closer to the boom

than $\sim R_{max}$, produces on this boom a voltage pulse $\delta V_2 \sim T_{eV} R_{max}/L$ where T_{eV} is the temperature in the cloud in eV [17]. With $Q \sim 10^{-12}$ Cb and the interplanetary electron density $n_a \sim 5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ at 1 AU, the maximum cloud size is $R_{max} \sim 1$ m, so that, with a STEREO boom of length $L \sim 6$ m and $T \sim 2$ eV, the pulse amplitude is $\delta V_2 \sim 0.3$ V. Since this holds for impacts on the spacecraft closer to the boom than $\sim R_{max}$, the corresponding target area $\sim R_{max}^2$.

In contrast, with the capacitance $C \sim 200$ pF, the variation in spacecraft potential has the much smaller amplitude $|\delta V_1| \sim 5 \times 10^{-3}$ V. This is consistent with the observed STEREO/WAVES detection of the pulses mainly on one boom, in either monopole or dipole mode (voltage pulse $\sim \delta V_2$), whereas the other booms measure simultaneously pulses of much smaller amplitude ($\sim -\delta V_1$).

With the above expressions of Q and $\tau \propto R_{max} \propto Q^{1/3}$, we estimate the voltage power spectrum (1) by integrating the individual pulses $\delta V \sim \delta V_2$ over the grain mass distribution dn_G/dm . Since the impact rate is proportional to the flux times the target surface R_{max}^2 , we have $V_f^2 \propto f^{-4} \int dm m^{2/3} dn_G/dm$ at high frequencies, which is proportional to the integrated surface area of the nanoparticles. With a mass distribution $\propto m^{-11/6}$ (equivalent to a size distribution $\propto r^{-7/2}$), the high frequency power spectrum level depends (very weakly) on the minimum particle size.

Figure 5 shows an example of power spectrum on STEREO/WAVES in the three l.f. bands, acquired sequentially with an acquisition time decreasing with frequency, so that the upper band has so short an acquisition time that it only sees the ubiquitous plasma quasi-thermal noise [12]. The observations averaged over the year 2007 are compatible with the flux of nanoparticles obtained by extrapolating the interplanetary dust distribution with $dn_G/dm \propto m^{-11/6}$ [14].

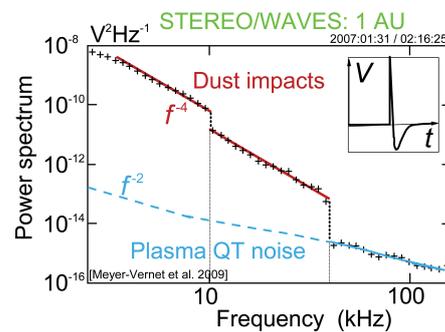


FIGURE 5. Example of power spectrum measured with STEREO/WAVES in the three l.f. bands, with a typical individual waveform inserted. The spectra in the two lower bands are produced by dust impacts; the higher band (of very small acquisition time) detects only the plasma quasi-thermal noise.

IMPLEMENTATION ON FUTURE MISSIONS IN THE INNER HELIOSPHERE

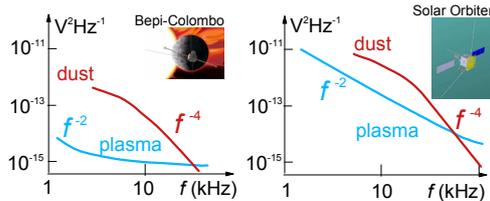


FIGURE 6. Modelled power spectrum from fast nanoparticle impacts on Bepi-Colombo with a 15-m monopole antenna in Mercury magnetospheric cavity (left) and on Solar Orbiter/RPW with a 1-m boom close to the spacecraft (right).

Wave instruments are used in routine on space missions to measure in situ the electron density and temperature, using quasi-thermal noise spectroscopy [13]. This requires dipole electric antennas longer than the ambient Debye length [12]. That wave instruments can also measure dust was realized when both the radio and the plasma wave instruments on Voyager 2 detected serendipitously micro-dust grains near Saturn - opening the way to a novel technique for measuring dust, subsequently applied in various environments [9].

The recent observations in the solar wind by STEREO/WAVES at 1 AU, and by Cassini/RPWS near Jupiter, the latter being simultaneous with observations by the on-board dust detector, showed that wave instruments can also measure fast nanoparticles. Even though wave detection of dust has still to be systematically calibrated, it is complementary to conventional methods because the wave technique has a very large collecting area (which can be the whole spacecraft), and is much less reliant on spacecraft attitude. Furthermore, it requires few additional resources since it is a by-product of the plasma wave instrument - only requiring that the returned data include also the monopole voltage.

Nanoparticles have never been observed in the inner heliosphere closer than 1 AU. Investigating their origin and dynamics, their interaction with the solar wind particles, and their possible contribution to the observed minor ions, is a major goal. We therefore propose to use the wave instruments on Bepi-Colombo, and on the project Solar Orbiter, to measure fast nanoparticles.

Figure 6 shows a simulation of voltage power spectra produced in monopole mode by fast nanoparticles impacting on Bepi-Colombo (left) and Solar Orbiter (right) near 0.3 AU. In both cases, we have estimated the particle flux by extrapolating inward the value detected at 1 AU on STEREO, and estimated the impact charge Q from the dust speed shown in Fig. 1. For Bepi-Colombo,

with an antenna of 15-m length extending perpendicular to the spacecraft surface, the voltage pulses are expected to be due to the pulses in spacecraft potential δV_1 . Figure 6 (left) shows that below a few tens kHz the power spectrum produced by fast interplanetary nanoparticles is expected to be much greater than the plasma quasi-thermal noise in the Hermean magnetospheric cavity [16].

For Solar Orbiter/RPW, we have assumed a 1-m boom close to the spacecraft, so that the voltage pulses produced by nanodust impacts are due to the pulses in boom potential δV_2 , and are therefore of much greater amplitude. The corresponding voltage power spectrum in the solar wind is expected to exceed the plasma quasi-thermal noise at frequencies below a few tens kHz (Fig. 6, right).

REFERENCES

1. A. Czechowski et al., in preparation.
2. B. T. Draine, *Astrophys. J. Sup. Ser.* **36**, 595-619 (1978).
3. S. Drapatz, and K. W. Michel, *Z. Naturforsch.* **29a**, 870-879 (1974).
4. J. R. Göller, and E. Grün, *Planet. Space Sci.* **37** 1197-1206 (1989).
5. A. Li, "Interaction of nanoparticles with radiation" in *Astrophysics of dust*, edited by A. N. Witt et al., AIP Conference Proceedings 309, American Institute of Physics, New York, 2004, pp. 417-452.
6. I. Mann and A. Czechowski, *Astrophys. J.* **621**, L73-L76 (2005).
7. I. Mann, E. Murad, and A. Czechowski, *Planet. Space Sci.* **55**, 1000-1009 (2007).
8. N. McBride, and J.A.M. McDonnell, *Planet. Space Sci.* **47**, 1005-1013 (1999).
9. N. Meyer-Vernet, "Detecting dust with electric sensors in planetary rings, comets and interplanetary space" in *Proc. 7th Spacecraft Charging Technology Conf.*, edited by R. A. Harris, ESA SP-476, Noordwijk, 2001, pp. 635-640.
10. N. Meyer-Vernet, *Basics of the Solar Wind*, Cambridge University Press, Cambridge, 2007, pp. 352-356.
11. N. Meyer-Vernet, *Adv. Space Res.* **5**, 37-46 (1985).
12. N. Meyer-Vernet, and C. Perche, *J. Geophys. Res.* **94**, 2405-2415 (1989).
13. Meyer-Vernet, N., S. Hoang, K. Issautier, M. Maksimovic et al., "Measuring plasma parameters with thermal noise spectroscopy", in *Measurement techniques in space plasmas: fields*, Geophys. Monograph Ser. vol. 103, edited by R. Pfaff et al., AGU, Washington DC., 1998, pp. 205-210.
14. N. Meyer-Vernet, M. Maksimovic, A. Czechowski, I. Mann et al., *Solar Phys.* **256**, 463-474 (2009).
15. N. Meyer-Vernet, A. Lecacheux, M. L. Kaiser, and D. A. Gurnett, *Geophys. Res. Lett.* **36**, L03103 (2009).
16. M. Moncuquet et al., *Adv. Space Res.* **38**, 680-685 (2006).
17. P. Oberc, *Adv. Space Res.* **17**, (12)105 (1996).
18. H. A. Zook, E. Grün, M. Baguhl, D. P. Hamilton, et al., *Science* **274**, 1501-1503 (1996).

Bibliographie

- M. R. ARGHAVANI, C. T. RUSSELL, J. G. LUHMANN et R. C. ELPIC : Interplanetary magnetic field enhancements in the solar wind Statistical properties at 1 AU. *Icarus*, 62:230–243, 1985.
- A. BALOGH, T. J. BEEK, R. J. FORSYTH, P. C. HEDGECOCK, R. J. MARQUEDANT, E. J. SMITH, D. J. SOUTHWOOD et B. T. TSURUTANI : The magnetic field investigation on the ULYSSES mission - Instrumentation and preliminary scientific results. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 92:221–236, 1992.
- S. J. BAME, D. J. MCCOMAS, B. L. BARRACLOUGH, J. L. PHILLIPS, K. J. SOFALY, J. C. CHAVEZ, B. E. GOLDSTEIN et R. K. SAKURAI : The ULYSSES solar wind plasma experiment. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 92:237–265, 1992.
- L. BIERMANN : Kurze original mitteilungen. *Naturwissenschaften*, 34:87, 1946.
- L. BIERMANN : Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeitschrift fur Astrophysik*, 29:274, 1951.
- J.-L. BOUGERET, M. L. KAISER, P. J. KELLOGG, R. MANNING, K. GOETZ, S. J. MONSON, N. MONGE, L. FRIEL, C. A. MEETRE, C. PERCHE, L. SITRUK et S. HOANG : Waves : The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews*, 71:231–263, 1995.
- J. L. BOUGERET, K. GOETZ, M. L. KAISER, S. D. BALE, P. J. KELLOGG, M. MAKSIMOVIC, N. MONGE, S. J. MONSON, P. L. ASTIER, S. DAVY, M. DEKKALI, J. J. HINZE, R. E. MANNING, E. AGUILAR-RODRIGUEZ, X. BONNIN, C. BRIAND, I. H. CAIRNS, C. A. CATTELL, B. CECCONI, J. EASTWOOD, R. E. ERGUN, J. FAINBERG, S. HOANG, K. E. J. HUTTUNEN, S. KRUCKER, A. LECACHEUX, R. J. MACDOWALL, W. MACHER, A. MANGENEY, C. A. MEETRE, X. MOUSSAS, Q. N. NGUYEN, T. H. OSWALD, M. PULUPA, M. J. REINER, P. A. ROBINSON, H. RUCKER, C. SALEM, O. SANTOLIK, J. M. SILVIS, R. ULLRICH, P. ZARKA et I. ZOUGANELIS : S/WAVES : The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission. *Space Science Reviews*, 136:487–528, 2008.
- J. D. CARPENTER, T. J. STEVENSON, G. W. FRASER, J. C. BRIDGES, A. T. KEARSLEY, R. J. CHATER et S. V. HAINSWORTH : Nanometer hypervelocity dust impacts in low Earth orbit. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112(E11):8008, 2007.

- K. G. CARPENTER, R. D. ROBINSON, G. M. HARPER, P. D. BENNETT, A. BROWN et D. J. MULLAN : GHRs Observations of Cool, Low-Gravity Stars. V. The Outer Atmosphere and Wind of the Nearby K Supergiant lambda Velorum. *The Astrophysical Journal*, 521:382–406, 1999.
- Z. CEPLECHA, J. BOROVIČKA, W. G. ELFORD, D. O. REVELLE, R. L. HAWKES, V. PORUBČAN et M. ŠIMEK : Meteor Phenomena and Bodies. *Space Science Reviews*, 84:327–471, 1998.
- J. W. CHAMBERLAIN : Interplanetary Gas.II. Expansion of a Model Solar Corona. *Astrophysical Journal*, 131:47–56, 1960.
- Y.F. CHATEAU et N. MEYER-VERNET : Electrostatic noise in non-maxwellian plasmas : "flat-top" distribution function. *Journal of Geophysical Research*, 94:15407–15414, 1989.
- Y.F. CHATEAU et N. MEYER-VERNET : Electrostatic noise in non-maxwellian plasmas : generic properties and "kappa" distributions. *Journal of Geophysical Research*, 96:5825–5836, 1991.
- S. R. CRANMER : Winds of Main-Sequence Stars : Observational Limits and a Path to Theoretical Prediction. In G. VAN BELLE, éditeur : *14th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, volume 384 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 317, 2008.
- A. CZECHOWSKI et I. MANN : Formation and Acceleration of Nano Dust in the Inner Heliosphere. *The Astrophysical Journal*, 714:89–99, 2010.
- J. H. DEBES : Measuring M Dwarf Winds with DAZ White Dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 652:636–642, 2006.
- S. DRAPATZ et K. W. MICHEL : Theory of shock-wave ionization upon high-velocity impact of micrometeorites. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 29: 870–879, 1974.
- R. W. EBERT, D. J. MCCOMAS, H. A. ELLIOTT, R. J. FORSYTH et J. T. GOSLING : Bulk properties of the slow and fast solar wind and interplanetary coronal mass ejections measured by Ulysses : Three polar orbits of observations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114 (A13):1109, 2009.
- G. GLOECKLER, J. GEISS, H. BALSIGER, P. BEDINI, J. C. CAIN, J. FISHER, L. A. FISK, A. B. GALVIN, F. GLIEM et D. C. HAMILTON : The Solar Wind

- Ion Composition Spectrometer. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 92:267–289, 1992.
- G. GLOECKLER, H. BALSIGER, A. BÜRGI, P. BOCHSLER, L. A. FISK, A. B. GALVIN, J. GEISS, F. GLIEM, D. C. HAMILTON, T. E. HOLZER, D. HOVESTADT, F. M. IPAVICH, E. KIRSCH, R. A. LUNDGREN, K. W. OGILVIE, R. B. SHELDON et B. WILKEN : The Solar Wind and Suprathermal Ion Composition Investigation on the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews*, 71:79–124, 1995.
- G. GLOECKLER, J. GEISS, N. A. SCHWADRON, L. A. FISK, T. H. ZURBUCHEN, F. M. IPAVICH, R. VON STEIGER, H. BALSIGER et B. WILKEN : Interception of comet Hyakutake's ion tail at a distance of 500 million kilometres. *Nature*, 404:576–578, 2000.
- A. L. GRAPS, E. GRÜN, H. SVEDHEM, H. KRÜGER, M. HORÁNYI, A. HECH et S. LAMMERS : Io as a source of the Jovian dust streams. *Nature*, 405:48–50, 2000.
- K. I. GRINGAUZ, V. V. BEZROKIKH, V. D. OZEROV et R. E. RYBCHINSKII : A Study of the Interplanetary Ionized Gas, High-Energy Electrons and Corpuscular Radiation from the Sun by Means of the Three-Electrode Trap for Charged Particles on the Second Soviet Cosmic Rocket. *Soviet Physics Doklady*, 5:361, 1960.
- E. GRUN, H. A. ZOOK, H. FECHTIG et R. H. GIESE : Collisional balance of the meteoritic complex. *Icarus*, 62:244–272, 1985.
- G. M. HARPER, B. E. WOOD, J. L. LINSKY, P. D. BENNETT, T. R. AYRES et A. BROWN : A Semiempirical Determination of the Wind Velocity Structure for the Hybrid-Chromosphere Star alpha Trianguli Australis. *The Astrophysical Journal*, 452:407–422, 1995.
- P. HARTIGAN, S. EDWARDS et L. GHANDOUR : Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars. *The Astrophysical Journal*, 452:736–768, 1995.
- C. HOFFMEISTER : Physikalische Untersuchungen an Kometen. I. Die Beziehungen des primären Schweifstrahls zum Radiusvektor. Mit 2 Abbildungen. *Zeitschrift für Astrophysik*, 22:265–287, 1943.
- K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET et S. HOANG : A novel method to measure the solar wind speed. *Geophysical Research Letters*, 23:1649–1652, 1996.

- K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET et S. HOANG : Solar wind radial and latitudinal structure - Electron density and core temperature from ULYSSES thermal noise spectroscopy. *Journal of Geophysical Research*, 103(A2):1969–1979, 1998.
- K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET, S. HOANG et D. J. MCCOMAS : Quasi-thermal noise in a drifting plasma : Theory and application to solar wind diagnostic on Ulysses. *Journal of Geophysical Research*, 104:6691–6704, 1999.
- K. ISSAUTIER, M. MONCUQUET et S. HOANG : Large-scale structure of the polar solar wind at solar maximum : ULYSSES/URAP observations. In M. VELLI, R. BRUNO, F. MALARA et B. BUCCI, éditeurs : *Solar Wind Ten*, volume 679 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 59–62, 2003.
- K. ISSAUTIER, M. MONCUQUET et S. HOANG : Solar Wind Electron Parameters from ULYSSES/URAP Quasi-Thermal Noise Measurements at Solar Maximum. *Solar Physics*, 221:351–359, 2004.
- K. ISSAUTIER, G. LE CHAT, N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET, S. HOANG, R. J. MACDOWALL et D. J. MCCOMAS : Electron properties of high-speed solar wind from polar coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy : Not so dense, not so hot. *Geophysical Research Letters*, 35:L19101, 2008.
- G. H. JONES, A. BALOGH et T. S. HORBURY : Identification of comet Hyakutake's extremely long ion tail from magnetic field signatures. *Nature*, 404:574–576, 2000.
- G. H. JONES, E. A. LUCEK, A. BALOGH, R. J. MACDOWALL, D. J. MCCOMAS et E. J. SMITH : A high-latitude interplanetary magnetic field enhancement at Ulysses. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107:1054, 2002.
- G. H. JONES, A. BALOGH, D. J. MCCOMAS et R. J. MACDOWALL : Strong interplanetary field enhancements at Ulysses-evidence of dust trails' interaction with the solar wind? *Icarus*, 166:297–310, 2003.
- J. KASPER : *Solar Wind Plasma, Kinetic Properties and Micro-Instabilities*. Thèse de doctorat, MIT, 2002.
- S. KEMPF, R. SRAMA, M. HORÁNYI, M. BURTON, S. HELFERT, G. MORAGAS-KLOSTERMEYER, M. ROY et E. GRÜN : High-velocity streams of dust originating from Saturn. *Nature*, 433:289–291, 2005.

- H. LAMY, V. PIERRARD, M. MAKSIMOVIC et J. F. LEMAIRE : A kinetic exospheric model of the solar wind with a nonmonotonic potential energy for the protons. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108:1047, 2003.
- G. LE CHAT, K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, I. ZOUGANELIS, M. MAKSIMOVIC et Moncuquet M. : Quasi-thermal noise in space plasma : "kappa" distributions. *Physics of Plasma*, 16(10):102903, 2009a.
- G. LE CHAT, N. MEYER-VERNET et K. ISSAUTIER : Study of stellar wind energy flux : from the Sun to Beltegeuse. In E STEMPELS, éditeur : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1094 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 365–368, 2009b.
- G. LE CHAT, K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, I. ZOUGANELIS, M. MONCUQUET et S. HOANG : Quasi-thermal noise spectroscopy : preliminary comparison between kappa and sum of two Maxwellian distributions. In M. MAKSIMOVIC, K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET et F. PANTELLINI, éditeurs : *TWELFTH INTERNATIONAL SOLAR WIND CONFERENCE*, volume 1216 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 316–319, 2010.
- J LEMAIRE et M. SCHERER : Le champ électrique de polarisation dans l'exosphère ionique polaire. *Compte rendu de l'Académie des Sciences de Paris*, 269:666, 1969.
- R. P. LEPPING, M. H. ACŪNA, L. F. BURLAGA, W. M. FARRELL, J. A. SLAVIN, K. H. SCHATTEN, F. MARIANI, N. F. NESS, F. M. NEUBAUER, Y. C. WHANG, J. B. BYRNES, R. S. KENNON, P. V. PANETTA, J. SCHEIFELE et E. M. WORLEY : The Wind Magnetic Field Investigation. *Space Science Reviews*, 71:207–229, 1995.
- M. P. LEUBNER : A nonextensive entropy approach to kappa-distributions. *Astrophysics and Space Science*, 282(573), 2002.
- J. A. LIMA, R. SILVA et A. R. PLASTINO : Nonextensive thermostatics and the h theorem. *Physical Review Letters*, 86:2938–2941, 2001.
- R. P. LIN, K. A. ANDERSON, S. ASHFORD, C. CARLSON, D. CURTIS, R. ERGUN, D. LARSON, J. MCFADDEN, M. MCCARTHY, G. K. PARKS, H. RÈME, J. M. BOSQUED, J. COUTELIER, F. COTIN, C. D'USTON, K.-P. WENZEL, T. R. SANDERSON, J. HENRION, J. C. RONNET et G. PASCHMANN : A Three-Dimensional Plasma and Energetic Particle Investigation for the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews*, 71:125–153, 1995.

- A. LOBEL et A. K. DUPREE : Modeling the Variable Chromosphere of α Orionis. *The Astrophysical Journal*, 545:454–474, 2000.
- M. MAKSIMOVIC, V. PIERRARD et P. RILEY : Ulysses electron distributions fitted with Kappa functions. *Geophysical Research Letters*, 24:1151–1154, 1997.
- M. MAKSIMOVIC, I. ZOUGANELIS, J.-Y. CHAUFRAY, K. ISSAUTIER, E. E. SCIME, J. E. LITTLETON, E. MARSCH, D. J. MCCOMAS, C. SALEM, R. P. LIN et H. ELLIOT : Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110:9104, 2005.
- I. MANN, E. MURAD et A. CZECHOWSKI : Nanoparticles in the inner solar system. *Planetary and Space science*, 55:1000–1009, 2005.
- I. MANN, A. CZECHOWSKI et N. MEYER-VERNET : Dust In The Interplanetary Medium-Interactions With The Solar Wind. In M. MAKSIMOVIC, K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET et F. PANTELLINI, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1216 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 491–496, 2010.
- S. MATT et R. E. PUDRITZ : Accretion-powered Stellar Winds as a Solution to the Stellar Angular Momentum Problem. *The Astrophysical Journal*, 632:L135–L138, 2005.
- N. MCBRIDE et J. a. m. MCDONNELL : Meteoroid impacts on spacecraft :sporadics, streams, and the 1999 Leonids. *Planetary and Space Science*, 47:1005–1013, 1999.
- D. J. MCCOMAS, S. J. BAME, B. L. BARRACLOUGH, W. C. FELDMAN, H. O. FUNSTEN, J. T. GOSLING, P. RILEY, R. SKOUG, A. BALOGH, R. FORSYTH, B. E. GOLDSTEIN et M. NEUGEBAUER : Ulysses' return to the slow solar wind. *Geophysical Research Letters*, 25:1–4, 1998.
- D. J. MCCOMAS, B. L. BARRACLOUGH, H. O. FUNSTEN, J. T. GOSLING, E. SANTIAGO-MUÑOZ, R. M. SKOUG, B. E. GOLDSTEIN, M. NEUGEBAUER, P. RILEY et A. BALOGH : Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit. *Journal of Geophysical Research*, 105:10419–10434, 2000.
- D. J. MCCOMAS, H. A. ELLIOTT, N. A. SCHWADRON, J. T. GOSLING, R. M. SKOUG et B. E. GOLDSTEIN : The three-dimensional solar wind around solar maximum. *Geophysical Research Letters*, 30(10):1517, 2003.

- D. J. MCCOMAS, R. W. EBERT, H. A. ELLIOTT, B. E. GOLDSTEIN, J. T. GOSLING, N. A. SCHWADRON et R. M. SKOUG : Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophysical Research Letters*, 35:L18103, 2008.
- N. MEYER-VERNET : Comet giacobini-zinner diagnosis from radio measurements. *Advances in Space Research*, 5:37–46, 1985.
- N. MEYER-VERNET et C. PERCHE : Tool kit for antennae and thermal noise near the plasma frequency. *Journal of Geophysical Research*, 94:2405–2415, 1989.
- N. MEYER-VERNET, S. HOANG et M. MONCUQUET : Bernstein waves in the Io torus plasma : a novel kind of electron temperature sensor. *Journal of Geophysical Research*, 98:21163–21176, 1993.
- N. MEYER-VERNET : On the thermal noise 'temperature' in an anisotropic plasma. *Geophysical Research Letters*, 21:397–400, 1994.
- N. MEYER-VERNET, A. LECACHEUX et B. M. PEDERSEN : Constraints on Saturn's E Ring from the Voyager 1 Radio Astronomy Instrument. *Icarus*, 123:113–128, 1996.
- N. MEYER-VERNET, S. HOANG, K. ISSAUTIER, M. MAKSIMOVIC, R. MANNING, M. MONCUQUET et R. G. STONE : Measuring Plasma Parameters With Thermal Noise Spectroscopy. In R. F. PFAFF, J. E. BOROVSKY, & D. T. YOUNG, éditeur : *Measurement Techniques in Space Plasmas – Fields*, page 205, 1998.
- N. MEYER-VERNET et K. ISSAUTIER : Electron temperature in the solar wind : Generic radial variation from kinetic collisionless models. *Journal of Geophysical Research*, 103:29705–29718, 1998.
- N. MEYER-VERNET : Detecting Dust with Electric Sensors in Planetary Rings, Comets and Interplanetary Space. In R. A. HARRIS, éditeur : *Spacecraft Charging Technology*, volume 476 de *ESA Special Publication*, page 635, 2001.
- N. MEYER-VERNET, A. MANGENEY, M. MAKSIMOVIC, F. PANTELLINI et K. ISSAUTIER : Some Basic Aspects of Solar Wind Acceleration. In M. VELLI, R. BRUNO, F. MALARA et B. BUCCI, éditeurs : *Solar Wind Ten*, volume 679 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 263–266, 2003.

- N. MEYER-VERNET, A. LECACHEUX, M. L. KAISER et D. A. GURNETT : Detecting nanoparticles at radio frequencies : Jovian dust stream impact on cassini/RPWS. *Geophysical Research Letters*, 36:L03103, 2009a.
- N. MEYER-VERNET, M. MAKSIMOVIC, A. CZECHOWSKI, I. MANN, I. ZOUGANELIS, K. GOETZ, M. L. KAISER, O. C. ST. CYR, J.-L. BOUGERET et S. D. BALE : Dust Detection by the Wave Instrument on STEREO : Nanoparticles Picked up by the Solar Wind? *Solar Physics*, 256:463–474, 2009b.
- N. MEYER-VERNET, A. CZECHOWSKI, I. MANN, M. MAKSIMOVIC, A. LECACHEUX, K. GOETZ, M. L. KAISER, O. C. S. CYR, S. D. BALE et G. LE CHAT : Detection of fast nanoparticles in the solar wind. In M. MAKSIMOVIC, K. ISSAUTIER, N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET et F. PANTELLINI, éditeurs : *TWELFTH INTERNATIONAL SOLAR WIND CONFERENCE*, volume 1216 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 502–505, 2010.
- M. NEUGEBAUER et C. W. SNYDER : Solar Plasma Experiment. *Science*, 138:1095–1097, 1962.
- K. W. OGILVIE, D. J. CHORNAY, R. J. FRITZENREITER, F. HUNSAKER, J. KELLER, J. LOBELL, G. MILLER, J. D. SCUDDER, E. C. SITTLER, Jr., R. B. TORBERT, D. BODET, G. NEEDELL, A. J. LAZARUS, J. T. STEINBERG, J. H. TAPPAN, A. MAVRETIC et E. GERGIN : SWE, A Comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews*, 71:55–77, 1995.
- E. N. PARKER : Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 128:664–676, 1958.
- J. L. PHILLIPS, W. C. FELDMAN, J. T. GOSLING et E. E. SCIME : Solar wind plasma electron parameters bases on aligned observations by ICE and Ulysses. *Advence Space Research*, 16(9):95, 1995.
- W. G. PILIPP, K.-H. MUEHLHAEUSER, H. MIGGENRIEDER, H. ROSENBAUER et R. SCHWENN : Large-scale variations of thermal electron parameters in the solar wind between 0.3 and 1 AU. *Journal of Geophysical Research*, 95:6305–6329, 1990.
- A. R. PLASTINO, C. GIORDANO, A. PLASTINO et M. CASAS : Liouville equation and the q-statistical formalism. *Physica A*, 336:376–390, 2004.
- G. W. PNEUMAN et R. A. KOPP : Gas-magnetic field interactions in the solar corona. *Solar Physics*, 18:258–270, 1971.

- F. M. RAMOS, R. R. ROSA et L. A. W. BAMBACE : Nonextensive thermostatics and the H-theorem revisited. *Physica A*, 344:626–630, 2004.
- D. W. RICKER : *Echo Signal Processing*, page 23. Kluwer Academic Publishers, Norwell, MA, USA, 2003. ISBN 140207395X.
- R. D. ROBINSON, K. G. CARPENTER et A. BROWN : Goddard High-Resolution Spectrograph Observations of Cool Low-Gravity Stars. IV. A Comparison of the K5 III Stars alpha Tauri and gamma Draconis. *The Astrophysical Journal*, 503:396–414, 1998.
- N. ROSTOKER : Fluctuations of a plasma. *Nuclear Fusion*, 1, 1961.
- C. T. RUSSELL, J. G. LUHMANN, A. BARNES, J. D. MIHALOV et R. C. ELPHIC : An unusual interplanetary event : encounter with a comet? *Nature*, 305(5935):612–615, 1983.
- C. T. RUSSELL : Interplanetary magnetic field enhancements : further evidence for an association with astéroïd 2201 OLJATO. *Geophysical Research Letters*, 14(15):491–494, 1987.
- B. D. SHIZGAL : Suprathermal particle distributions in space physics : Kappa distributions and entropy. *Astrophysics and Space Science*, 312:227–237, 2007.
- R. SILVA, Jr., A. R. PLASTINO et J. A. S. LIMA : A Maxwellian path to the q-nonextensive velocity distribution function. *Physics Letters A*, 249:401–408, 1998.
- A. G. SITENKO : *Electromagnetic Fluctuations in Plasma*. Academic, San Diego, CA, USA, 1967.
- E. J. SMITH et A. BALOGH : Decrease in heliospheric magnetic flux in this solar minimum : Recent Ulysses magnetic field observations. *Geophysical Research Letters*, 35:L22103, 2008.
- R. G. STONE, J. L. BOUGERET, J. CALDWELL, P. CANU, Y. DE CONCHY, N. CORNILLEAU-WEHLIN, M. D. DESCH, J. FAINBERG, K. GOETZ et M. L. GOLDSTEIN : The Unified Radio and Plasma wave investigation. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 92:291–316, 1992.
- M. V. SYKES et R. G. WALKER : Cometary dust trails. I - Survey. *Icarus*, 95:180–210, 1992.
- C. TSALLIS : Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. *Journal of Statistical Physics*, 52:479–487, 1988.

- Š. ŠTVERÁK, P. TRÁVNÍČEK, M. MAKSIMOVIC, E. MARSCH, A. N. FAZAKERLEY et E. E. SCIME : Electron temperature anisotropy constraints in the solar wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12):3103, 2008.
- Š. ŠTVERÁK, M. MAKSIMOVIC, P. M. TRÁVNÍČEK, E. MARSCH, A. N. FAZAKERLEY et E. E. SCIME : Radial evolution of nonthermal electron populations in the low-latitude solar wind : Helios, Cluster, and Ulysses Observations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114(A13):5104, 2009.
- T. T. VON ROSENVINGE, L. M. BARBIER, J. KARSCH, R. LIBERMAN, M. P. MADDEN, T. NOLAN, D. V. REAMES, L. RYAN, S. SINGH, H. TREXEL, G. WINKERT, G. M. MASON, D. C. HAMILTON et P. WALPOLE : The Energetic Particles : Acceleration, Composition, and Transport (EPACT) investigation on the WIND spacecraft. *Space Science Reviews*, 71:155–206, 1995.
- R. VON STEIGER, T. H. ZURBUCHEN, J. GEISS, G. GLOECKLER, L. A. FISK et N. A. SCHWADRON : The 3-D Heliosphere from the Ulysses and ACE Solar Wind Ion Composition Experiments. *Space Science Reviews*, 97:123–127, 2001.
- A. WEHRY et I. MANN : Identification of beta -meteoroids from measurements of the dust detector onboard the ULYSSES spacecraft. *Astronomy and Astrophysics*, 341:296–303, 1999.
- N. O. WEISS : Solar and Stellar Dynamos. In M. R. E. PROCTOR et A. D. GILBERT, éditeurs : *Lectures on Solar and Planetary Dynamos*, page 59, 1994.
- B. E. WOOD, H.-R. MÜLLER, G. P. ZANK, J. L. LINSKY et S. REDFIELD : New Mass-Loss Measurements from Astrospheric Ly α Absorption. *The Astrophysical Journal*, 628:L143–L146, 2005.
- H. A. ZOOK, E. GRUN, M. BAGUHL, D. P. HAMILTON, G. LINKERT, J.-C. LIOU, R. FORSYTH et J. L. PHILLIPS : Solar Wind Magnetic Field Bending of Jovian Dust Trajectories. *Science*, 274:1501–1503, 1996.
- I. ZOUGANELIS, M. MAKSIMOVIC, N. MEYER-VERNET, H. LAMY et K. ISAUTIER : A Transonic Collisionless Model of the Solar Wind. *The Astrophysical Journal*, 606:542–554, 2004.

-
- I. ZOUGANELIS : Measuring suprathermal electron parameters in space plasmas : Implementation of the quasi-thermal noise spectroscopy with kappa distributions using in situ Ulysses/URAP radio measurements in the solar wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12):8111, 2008.

Résumé :

Depuis les premières mesures *in situ* du vent solaire en 1960, les propriétés macroscopiques et microscopiques de ce plasma éjecté par le Soleil ont été intensivement étudiées, tant du point de vue théorique qu'observationnel. Aujourd'hui encore, certaines des propriétés du vent solaire sont incomprises, comme par exemple le transport de l'énergie dans un plasma peu collisionnel. Mesurer précisément la température des électrons et leurs propriétés non thermique est nécessaire pour comprendre les propriétés du transport. Pour ce faire, la spectroscopie du bruit quasi-thermique est un outil fiable, en étant moins sensible aux perturbations produites par le satellite que les détecteurs de particules classiques. Le bruit quasi-thermique est produit par les fluctuations du champ électrique causées par le mouvement des charges du plasma directement mesurées par une paire d'antennes reliée à un récepteur radio suffisamment sensible. L'étude de ce bruit permet de déterminer les moments des distributions de vitesses des particules. De nombreux résultats ont ainsi été obtenus à partir du récepteur radio de la sonde Ulysse, en décrivant les distributions des électrons par une somme de Maxwelliennes. Cependant une limitation de l'instrument ne permet pas de mesurer avec une précision suffisante la température totale des électrons avec un tel modèle de fonctions de distribution. Pour pallier à ce problème, une nouvelle méthode d'analyse des spectres de bruit quasi-thermique, utilisant une distribution des électrons de type kappa est proposée. Son application aux données de la sonde Ulysse permet de mesurer les variations avec la distance de la température totale des électrons et de leurs propriétés super thermiques dans le vent solaire. Le profil de température montre un comportement intermédiaire entre adiabatique et isotherme, et le paramètre κ est constant avec la distance au Soleil. Ces résultats sont en accord avec les modèles exosphériques.

Le vent solaire est également en interaction avec l'ensemble des objets du Système Solaire. Deux exemples d'interactions plasma-poussières sont présentés dans la deuxième partie de cette thèse : l'accélération des nanoparticules et leurs découvertes dans le vent solaire à une unité astronomique ; et la modification du champ magnétique interplanétaire par les poussières cométaires.

Enfin, un point de vue plus global est adopté. Une comparaison du flux d'énergie, qui dans le cas du vent solaire est observé comme étant très stable temporellement et spatialement, est effectuée pour de nombreux vents stellaires. Cette comparaison met en évidence une similitude entre les étoiles de types solaire et les géantes froides, ainsi qu'une éventuelle conséquence de l'accrétion de matière sur les vents stellaires des T-Tauri.

Study of solar wind large-scale properties

Abstract :

Since the first measurements of the solar wind in 1960, the properties of this plasma outflow from the Sun has been intensively studied, theoretically and by *in situ* measurements. However, some features still remain not understood, as the transport of the energy in collisionless plasmas like the solar wind. Measuring the temperature of the electrons and their nonthermal properties can give important clues to understand the transport properties. Quasi-thermal noise spectroscopy is a reliable tool for measuring accurately the electron density and temperature since it is less sensitive to the spacecraft perturbations than particle detectors. This noise is produced by the quasi-thermal fluctuations of the particles and allow to measure the moments of their velocity distributions. This method, using a sum of Maxwellian as the electron velocity distribution, has produced a large amount of results with the Ulysses mission. Nevertheless, some limitations on the radio receiver on board Ulysses prevent an accurate measurement of the total temperature of the electrons with a sum of Maxwellian. A new method using kappa distribution is proposed to improved the accuracy of the electron temperature measurements. Its application on the Ulysses data allows to yield the radial evolution of the electron temperature and their nonthermal properties. A preliminary comparison with exospheric models shows the following agreements : a variation of the temperature between an adiabatic and isothermal behaviour, and a constant κ parameter.

The solar wind interacts also with all the objects of the Solar System. Two examples of plasma-dust interactions are studied in the second part of this thesis : the acceleration of nano dust by the solar wind and their detection in the solar wind at one astronomic unit; and the interplanetary magnetic field enhancements possibly due to an interaction between the solar wind and cometary dust.

Finally, a more global point of view is taken. The energy flux of the solar wind is almost constant, nearly independent on wind speed and solar activity. A comparison of the energy flux of a spread of stellar winds is made. A shared process at the origin and acceleration of the main-sequence stars and cool giants' winds is suggested. T-Tauri stars' winds show a possible result of an accretion powered wind.